

原子核工学 I

石川 顕一

Kenichi L. Ishikawa

東京大学 工学系研究科 原子力国際専攻 / 工学部 システム創成学科

〒 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

石川 顕一 : TEL: 03-5841-0710; FAX: 03-5841-0710

Email: ishiken@n.t.u-tokyo.ac.jp

第 1 章

執筆者 : 石川 顕一

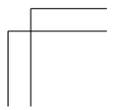
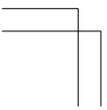
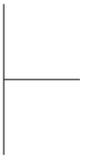
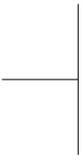
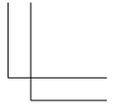
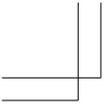
表題 : 原子核の基本的性質

原稿枚数 : 34 枚

図 : 8 点 (ファイルは 9 つ)

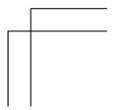
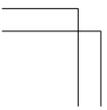
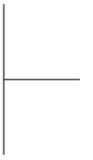
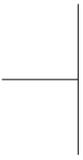
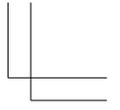
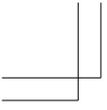
表 : 4 点

平成 28 年 7 月 11 日版原稿



目 次

1	原子核の基本的性質	1
1.1	原子核の構成粒子	1
1.2	原子核の質量と結合エネルギー	2
1.2.1	質量分析	3
1.2.2	核反応による測定	6
1.2.3	原子核の結合エネルギー	6
1.3	原子核の半径	9
1.4	原子核のスピン・パリティおよび統計	12
1.4.1	スピン	12
1.4.2	パリティ	14
1.4.3	量子統計	15
1.5	核力	15
1.6	重陽子	19
1.7	π 中間子と湯川ポテンシャル	22
1.8	放射能	25
文 献		29
索 引		31



1 原子核の基本的性質

原子の中心には原子核があり、陽子と中性子から構成されている。この章では、原子核を特徴づけるいくつかの基本的な性質、すなわち、質量、大きさ、スピン・パリティなどについて説明し、また、原子核の中で陽子と中性子を結びつけている核力の性質を解説する。

1.1 原子核の構成粒子

原子は、原子核と電子からなっている。さらに、原子核（あるいは単純に核）は、陽子と中性子とから構成されている。陽子は、水素原子の原子核であり、正の電荷を持つのにに対し、中性子は電荷を持たない。陽子の電荷は電気素量 e ($= 1.602176565 \times 10^{-19}$ クーロン) で、電子の電荷の絶対値に等しい。陽子の質量 ($m_p = 1.67262178 \times 10^{-27}$ kg) と中性子の質量 ($m_n = 1.674927351 \times 10^{-27}$ kg) は同程度である。これに対して、電子の質量 ($m_e = 9.10938291 \times 10^{-31}$ kg) ははるかに小さいため ($m_p \sim m_n \sim 2000m_e$)、原子の質量を議論する際、多くの場合には無視できる（ただし、 β^+ 壊変や軌道電子捕獲におけるエネルギー収支を考える際には無視できない。“原子核工学 II” 1.3.1 項を参照）。中性子の質量は、陽子よりわずかに大きく、陽子と電子の質量の和よりも大きい。陽子と中性子を総称して核子と呼ぶ。

原子核の種類は、その電荷と質量によって特徴づけることができる。原子核の正電荷を担っているのは陽子で、原子番号 Z の原子の原子核は、陽子を Z 個含み、その原子核の電荷は $+Ze$ である。通常、軌道電子が Z 個あるので、原子は全体としては電氣的に中性である。中性子の個数を N とすると、陽子と中性子の個数の和、すなわち核子の個数 $A \equiv Z + N$ を原子核の質量数と呼ぶ。原子核の種類は A と Z によって指定することができ、核種と呼ぶ。実際の質量ではなく質量数で特徴づけることができるのは、陽子と中性子の質量がほぼ等しいためである。1932 年以前には、原子核は A 個の陽子と N 個の電子から構成されていると信じられていたが、1932 年に Chadwick(チャドウィック) が中性子を発見し、この説

は否定された。

核種は，元素記号 X の左肩に質量数，左下に原子番号，右下に中性子数を添えて ${}^A_Z X_N$ のように表記するが，中性子数を省略して ${}^A_Z X$ ，さらに原子番号を省略して ${}^A X$ と書くことも多い．たとえば， ${}^{238}_{92}\text{U}_{146}$ ， ${}^{238}_{92}\text{U}$ ， ${}^{238}\text{U}$ ．また，これらの表記は，文脈によって，原子核を表す場合と，軌道電子を持った中性原子を表す場合があるので，注意が必要である．

核種には以下のような分類がある．

- 同位体または同位核 (isotope)：同じ陽子数（原子番号）を持ち，異なる中性子数を持つ．元素として同じであるため，化学的性質もほぼ同じである．たとえば， ${}^{35}_{17}\text{Cl}_{18}$ と ${}^{37}_{17}\text{Cl}_{20}$ ．水素の同位体である重水素 ${}^2_1\text{H}$ ，三重水素 ${}^3_1\text{H}$ は， ${}^2_1\text{D}$ ，三重水素 ${}^3_1\text{T}$ と書かれることもあり，さらに原子核であることを強調する場合には， ${}^1_1\text{H}$ ， ${}^2_1\text{H}$ ， ${}^3_1\text{H}$ をそれぞれ，p, d, t と書くこともある．
- 同中性子体または同中性子核 (isotone)：同じ中性子数を持ち，異なる陽子数を持つ．たとえば， ${}^{13}_6\text{C}_7$ と ${}^{14}_7\text{N}_7$ ．
- 同重体または同重核 (isobar)：陽子数と中性子数は異なるが，同じ質量数を持つ．ただし，質量は厳密には異なる．たとえば， ${}^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$ と ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$ ． β 壊変の前後の核種（親核と娘核）は同重体である（“原子核工学 II” 1.3 節参照）．
- 鏡像核 (mirror nuclei)：陽子数と中性子数を交換した一対．鏡像核は同重体である．たとえば， ${}^{13}_7\text{N}_6$ と ${}^{13}_6\text{C}_7$ ．

1.2 原子核の質量と結合エネルギー

核子や原子核の質量を SI 単位である kg で表すと，非常に小さい値となり煩雑である．そのかわりに，原子や原子核の質量を表すのには，統一原子質量単位またはダルトン，ドルトン（記号 Da）が用いられる．両者はいずれも，静止して基底状態にある自由な中性 ${}^{12}_6\text{C}$ 原子の質量の $1/12$ で，

$$1 \text{ u} = 1.6605 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (1.1)$$

である．定義からも分かるように，1 u は，ほぼ核子の質量に等しい．

特殊相対性理論におけるエネルギー E と質量 m の等価を示す Einstein(アインシュタイン) の関係式 $E = mc^2$ (c は真空中の光速) を利用して，原子核の質

量をそれに対応するエネルギーに換算して表すことも多い。1V (ボルト) の電位差によって電気素量の電荷を持つ粒子を加速した際に粒子が得る 1 電子ボルトまたはエレクトロンボルト (記号 eV) と呼び、

$$1 \text{ eV} = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1.2)$$

である。1 u をエネルギーに換算すると、 $1.4924 \times 10^{-10} \text{ J} = 931.5 \text{ MeV}$ である。逆に、1 eV に対応する質量は、 $1.7827 \times 10^{-36} \text{ kg} = 1.07354 \times 10^{-9} \text{ u}$ である。陽子、中性子、電子の質量を統一原子質量単位と電子ボルトで表すと、

- 陽子： $m_p = 1.007276 \text{ u}$, $m_p c^2 = 938.27203 \text{ MeV}$
- 中性子： $m_n = 1.008665 \text{ u}$, $m_n c^2 = 939.56536 \text{ MeV}$
- 電子： $m_e = 5.4858 \times 10^{-4} \text{ u}$, $m_e c^2 = 0.5109989 \text{ MeV}$

である。

原子核の質量を測定する方法は、大きく分けて 2 種類である。1 つは、飛行している原子核に電場や磁場による力をかけて運動方向を変えることで、慣性質量と電荷の比を求める方法である (1.2.1 項)。伝統的には質量分析器が用いられていたが、最近ではイオントラップや蓄積リングを用いることが多い。もう 1 つは、核反応や壊変の Q 値を測定し、エネルギーと質量の等価性を用いて質量に換算することで、異なる核種の質量間の関係を求める方法である (1.2.2 項)。原子核の質量はおおむね 10^{-8} の精度で測定できるようになっており、次節で述べる結合エネルギーは 10^{-6} 程度の精度で求めることができる。

1.2.1 質量分析

a. 質量分析計

電荷 q 、質量 m のイオンが電圧 V によって運動エネルギー qV に加速された後、磁束密度 B の磁場中を通ると、経路が Lorentz (ローレンツ) 力によって曲げられる。イオンの質量は大きいので運動は非相対論的であると見なすと、その曲率半径 r は

$$r = \frac{\sqrt{2qVm}}{qB} = \frac{\sqrt{2V}}{B} \sqrt{\frac{m}{q}} \quad (1.3)$$

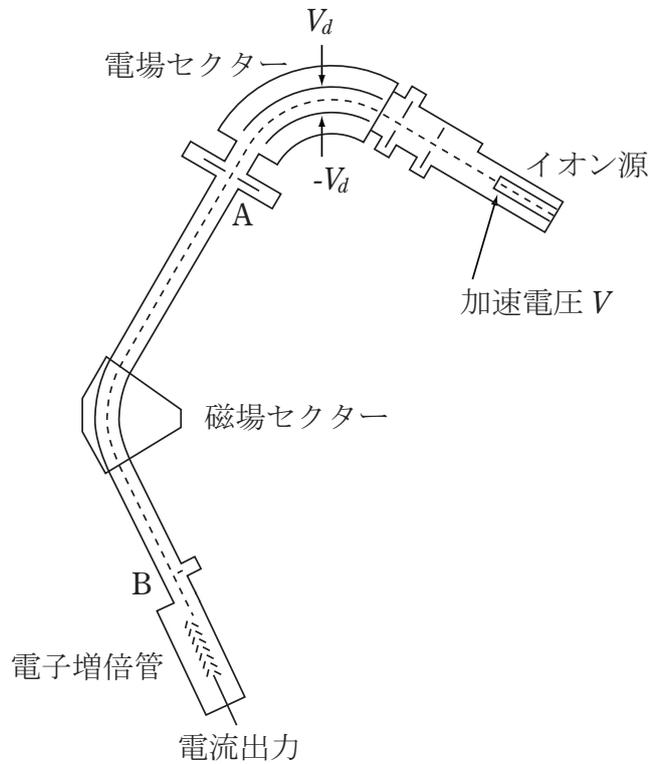


図 1.1 二重収束型質量分析計．参考文献^[3]の Fig. 1.3 を参考にしている．

である．2つのイオンが取る経路が同じになる電圧 V の比から， q/m の比が得られる．それぞれのイオンの価数が分かれば，質量の比を求めることができる．

高い精度で核の質量を求めるために使われる二重収束型質量分析計の例を図 1.1 に示す．イオン源 S から出て加速電圧 V で加速されたイオンは，電場と磁場の両方で偏向され B に収束される．磁場だけでなく電場を組み合わせることによって，質量電荷比 m/q の等しいイオン束は出射方向や速度が異なっても一点に収束されるようになっている．

b. イオントラップ

相対論的効果が無視できる場合，一様磁場中の荷電粒子は Lorentz 力によって式 (1.3) の半径で等速円運動する．その角周波数

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.4)$$

はサイクロトロン周波数と呼ばれ，粒子の速度に依存しない．イオンのサイクロトロン周波数が測定できれば，その速度に関係なく質量電荷比を求めることができる．サイクロトロン周波数の測定には，イオンを限られた空間内に閉じ込める装置であるイオントラップ（“量子情報” 4.5 節参照），特に，静電場と静磁場を使う Penning（ペニング）トラップを用いることができる．高周波電場を印加すると，その周波数とイオンのサイクロトロン周波数が等しいときには共鳴現象が起こる．この共鳴を検出することで，サイクロトロン周波数が求められる．安定な原子核や比較的寿命が長い原子核では， 10^{-8} 程度の高精度で質量測定が可能である．

c. 蓄積リング

蓄積リングとは，円形加速器の一種で，加速した粒子を長時間に渡って周回させ続けることのできる装置である．イオンが周回する軌道の周長を C ，イオンの速度を v とすると，周回運動の周波数 $f = v/C$ は，周長や速度の違いによって

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dC}{C} \quad (1.5)$$

のように変化する．右辺の第 2 項は，蓄積リングの形状で決まるパラメーター α を用いて

$$\frac{dC}{C} = \alpha \frac{d(p/q)}{(p/q)} \quad (1.6)$$

と表される．ここで， p は相対論的な運動量で，真空中の光速を c とし， $\beta = v/c$ ， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ とおけば， $p = m\beta\gamma$ である．式 (1.5) と式 (1.6) から，

$$\frac{\Delta f}{f} = -\alpha \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)} + (1 - \alpha\gamma^2) \frac{\Delta v}{v} \quad (1.7)$$

が得られる．第 2 項がゼロになれば質量電荷比 m/q を高精度で求めることができる．それには以下の 2 つの方法がある．

- 電子冷却と呼ばれる方法で周回するイオンの速度をそろえる ($\Delta v \rightarrow 0$)．これを Schottky (シヨットキー) 質量分析と呼ぶ．

• $\alpha = 1/\gamma^2$ となる条件で蓄積リングを運転する．これを等時性質量分析と呼ぶ．蓄積リングを用いると，短寿命核の質量測定が可能である．

1.2.2 核反応による測定

粒子 a を標的核 X に衝突させたところ粒子 b が放出され残留核 Y が残ったとしよう．このような反応を



あるいは



と記述する．式 (1.8) の右辺と左辺の運動エネルギーの差は，反応によって放出されるエネルギーであり，反応の Q 値 (Q value) と呼ばれる．式 (1.8) は



とも書かれ， $Q > 0$ の場合には発熱反応， $Q < 0$ の場合には吸熱反応である．

粒子の質量を $m(a)$ などと書くことにすれば， Q 値と反応に関与する核の質量との間には

$$Q = [m(a) + m(X) - m(b) - m(Y)]c^2 \quad (1.11)$$

の関係がある．通常，標的核 X は実験室系で静止している．したがって， a , b , Y の質量が既知であり，反応の Q 値が測定されれば， X の質量をこの式から求めることができる．一連の反応の組み合わせを利用すれば，様々な核種の質量を順番に決定することができる．ただし，核反応による質量測定は，反応に関与する核がすべて基底状態にあることを前提としており，基底状態なのが確定できない場合には適用できない．

1.2.3 原子核の結合エネルギー

原子核の質量 m_N ，原子の質量 m_A ，電子の質量 m_e ， i 番目の電子の結合エネルギー（第 i イオン化エネルギー） $B_i (> 0)$ の間には，

$$m_A c^2 = m_N c^2 + Z m_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (1.12)$$

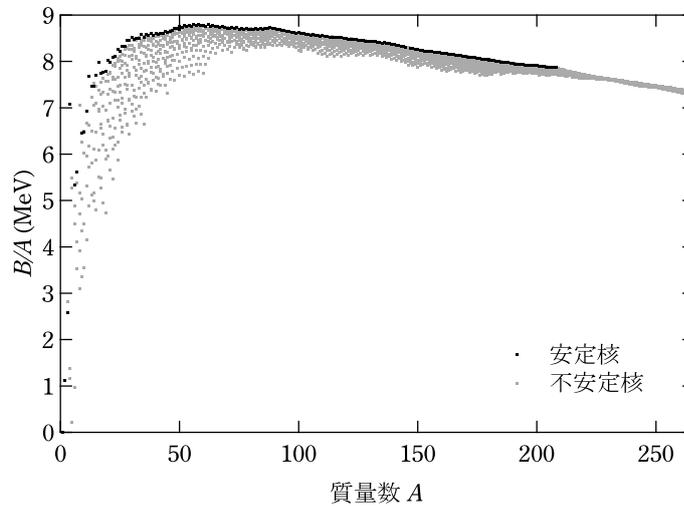


図 1.2 核子当たりの結合エネルギー B/A .

の関係がある^{*1} . 電子の結合エネルギーは数 eV から , 重い元素では最大 100 keV のオーダーである . 一方 , 原子の質量エネルギーは $A \times 1000$ MeV のオーダーであるから , 6 桁程度の差がある .

原子核を構成する核子の質量の総和から , 原子核の質量を引いたもの

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - m_N \quad (1.13)$$

を質量欠損と呼び , 原子核の結合エネルギー (B は , 質量欠損に対応するエネルギー

$$B = \Delta Mc^2 = (Zm_p + Nm_n - m_N)c^2 \quad (1.14)$$

として定義される .

核子当たりの結合エネルギー B/A を図 1.2 と図 1.3 に示す . B/A が大きいほど , その原子核は安定であると言える . この図から , 質量数が増えるにつれて軽い原子核では B/A は増加し , ^{56}Fe から ^{62}Ni の辺りで最大値に達する^{*2} . B/A

*1 特殊相対論における質量とエネルギーの等価性によれば , あらゆるエネルギーが等しく質量に寄与しており , 原子核の世界だけでなく , 電子系の結合エネルギーも質量の減少という形で現れる .

*2 核子当たりの質量は全ての核種の中で ^{56}Fe が最も小さいが , 核子当たりの結合エネルギーは ^{62}Ni で最大である (表 1.1) .

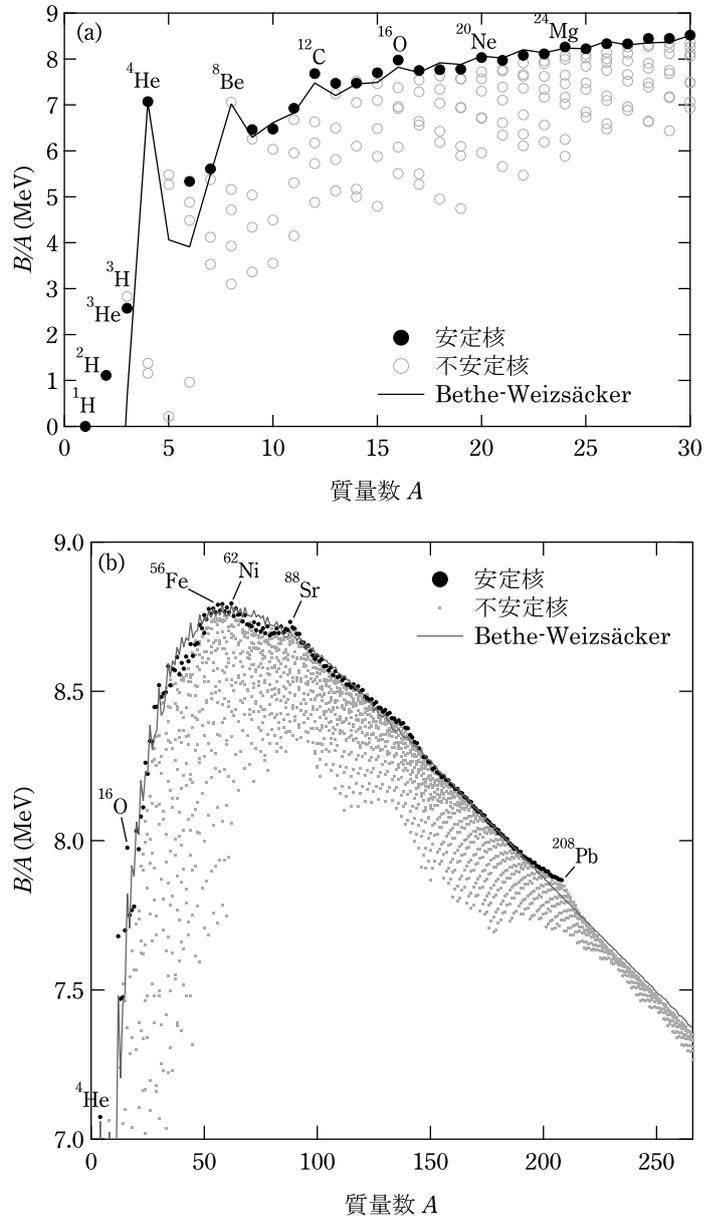


図 1.3 核子当たりの結合エネルギー B/A の (a) 低質量数部分と (b) 高質量数部分を拡大したもの．実線は Bethe-Weizsäcker の公式 (2.2 節参照) によるもので，各質量数について B/A が最も大きい核種について計算している．

表 1.1 核子当たりの結合エネルギー B/A が最も大きい 4 つの核種

核種	原子番号	中性子数	B/A (MeV)
^{62}Ni	28	34	8.7945
^{58}Fe	26	32	8.7922
^{56}Fe	26	30	8.7903
^{60}Ni	28	32	8.7807

が最も大きい 4 つの核種を表 1.1 に示す。これらはいずれも偶-偶核である。質量数がさらに大きくなると、 B/A はゆっくりとはあるが減少する。このことから、軽元素は核融合によって、重元素は核分裂によって、エネルギーを放出できることが分かる。図 1.3 から分かるように、結合エネルギーは、2.2 節で説明する Bethe-Weizsäcker(ベーテ・ヴァイツゼッカー) の公式でよく再現できる。質量数が 12 以上の安定核種では、核子当たりの結合エネルギーはおおよそ 8 MeV

$$B \approx A \times 8 \text{ MeV} \quad (1.15)$$

である。質量数が大きい領域で B/A が頭打ちとなる事実を、結合エネルギーの飽和性と呼ぶ。

原子核の質量または中性原子の質量から、統一原子質量単位に質量数 A をかけたものを引いた値を、質量偏差と呼ぶ。構成核子の質量や結合エネルギーとは無関係に定義された量であることに、注意が必要である。

1.3 原子核の半径

原子核の体積は、おおよそ核子数に比例しており、原子核の半径 R は、

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.16)$$

で与えられる。ここで、 r_0 は $1.2 \sim 1.4 \text{ fm}$ ($\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$) である。原子核の密度は質量数によらずほぼ一定で(核の密度の飽和性)、核子あたりの体積でいうと約 7.2 fm^3 に対応する。核子は剛体球ではなく、原子核の構造は量子力学に支配されていることを考えると、このような性質があることは、驚きである^{*3}。

*3 1.5 節で述べるように、核子を結びつけている核力の到達距離が短くて近くの核子にしかり力を及ぼさない点と、核力ポテンシャルにかたい芯があることは、古典的な剛体球の場合に似ていると

また、「原子核の大きさ」が何を表しているのかについてもよく考える必要がある。上記の核半径は、一般に高エネルギー電子散乱によって測定される。電子は核力の影響を受けず、散乱は Coulomb(クーロン)力によるものであるから(核の磁気モーメントとの相互作用からの寄与は、Coulomb 相互作用に比べて十分小さく、水素原子核の場合などの特に軽い核でかつ後方散乱の場合を除いて無視できる)、高エネルギーの電子が原子核の内部を通過する際の散乱角の分布は、以下に述べるように電荷分布に対応したものとなる。したがって、陽子の密度分布(存在確率密度分布)を求めることができ、原子核の大きさを見積もることが可能となる。

核の電荷密度分布を $Z\rho(r)$ で表すことにする。 $\rho(r)$ は $\int \rho(r)dr = 1$ のように規格化されている。 $\rho(r)$ の Fourier(フーリエ)変換

$$F(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) \quad (1.17)$$

を形状因子と呼ぶ。電荷分布が球対称であると仮定すれば、 $\rho(r)$ は r の絶対値 r におも依存し、形状因子は、

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int \sin qr \rho(r) r dr \quad (1.18)$$

と書ける。

原子核による電子の弾性散乱を、重心系で考えよう。重心系での運動エネルギーが E_e の電子の微分散乱断面積 $d\sigma(\theta)/d\Omega$ (散乱角 θ 近傍の微小立体角 $d\Omega$ に散乱される確率、詳細は“原子核工学 II” 3.2.2 項参照)は、Born(ボルン)近似を用いると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{Ze^2 \cos(\theta/2)}{2E_e \sin^2(\theta/2)} \right) |F(\mathbf{q})|^2 \quad (1.19)$$

で与えられる。ここで、 $\hbar q$ は散乱の際の運動量移行で、電子がほぼ光速の場合には、その絶対値は、

$$q = |\mathbf{q}| = \frac{2E_e}{\hbar c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.20)$$

である。式(1.19)のように、微分散乱断面積が形状因子と関連づけられることから、電子散乱実験によって原子核の電荷密度分布を評価することができる。

このようにして得られた電荷密度分布は、中心に近いほど密度が高い分布でも図 1.4(a) のような一様分布でもなく、図 1.4(b) に示すように、ある半径まではほ

も言える。

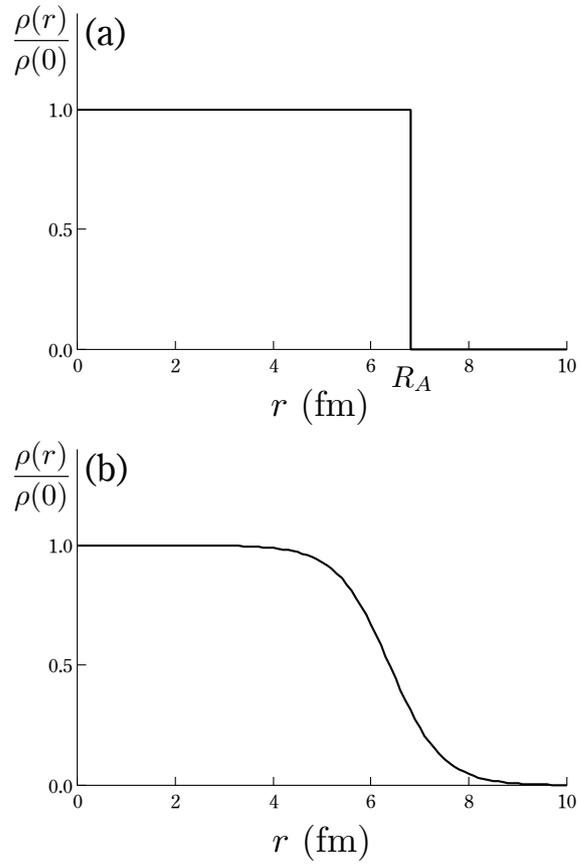


図 1.4 電荷密度分布 . (a) $R_A = 6.88$ fm の一様分布 (b) 式 (1.22) による分布 .
 パラメーターは , $c = 6.38$ fm, $z = 0.535$ fm . この場合に式 (1.26) で計算した半径
 の値を (a) の R_A として用いている .

ほぼ一定であるが核の表面でゆるやかに減少する分布になっていて , 核表面はぼやけているといえる . このような分布のモデルとしては , $\rho_0, \alpha, a, c, w, z$ をパラメーターとして ,

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \alpha \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (\text{調和振動子型}) \quad (1.21)$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-c)/z]} \quad (2 \text{ パラメーター Fermi(フェルミ)型}) \quad (1.22)$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0(1 + wr^2/c^2)}{1 + \exp[(r-c)/z]} \quad (3 \text{ パラメーター Fermi 型}) \quad (1.23)$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0(1 + wr^2/c^2)}{1 + \exp[(r^2 - c^2)/z^2]} \quad (3 \text{ パラメーター Gauss 型}) \quad (1.24)$$

などがあり、特に軽い核種では調和振動子型、重い核種では2パラメーター Fermi型が用いられることが多い。様々な核種に対する解析の結果から、原点での電荷密度 $Zep(0)$ およびばやけている核表面の厚さ(2パラメーター Fermi型で $z \approx 0.55 \text{ fm}$)は、核種によらずほぼ一定であることが知られている。

ここで

$$R_{\text{rms}} = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\int_0^\infty r^2 \rho(r) 4\pi r^2 dr} \quad (1.25)$$

で定義される二乗平均平方根半径 R_{rms} を考える。図 1.4(a) のような一様分布の場合、核の表面の半径 R_A と R_{rms} の間には $R_A = \sqrt{\frac{5}{3}} R_{\text{rms}}$ の関係がある。そこで、実際の分布についても、

$$R = \sqrt{\frac{5}{3}} R_{\text{rms}} \quad (1.26)$$

によって原子核の半径 R を見積もることにしよう。このようにして求めた $R/A^{1/3}$ と質量数の関係を図 1.5 に示す。ほとんどの核種で、 $R/A^{1/3}$ は $1.2 \sim 1.4 \text{ fm}$ の値をとり、式 (1.16) が成り立っていることがわかる。これは、原子核の著しい特徴である。一方、重陽子 ${}^2\text{H}$ の半径は例外的に大きく、これは結合エネルギーが小さいことと関係している(1.6 節参照)。

1.4 原子核のスピン・パリティおよび統計

1.4.1 スピン

陽子と中性子のスピン(固有角運動量, 内部角運動量)はいずれも、 $\frac{1}{2}\hbar$ である。角運動量やスピンの量子力学的取り扱い, 軌道角運動量とスピン角運動量の合成等の詳細については、“量子力学 I” 9, 10 章を参照されたい。原子核の全角運

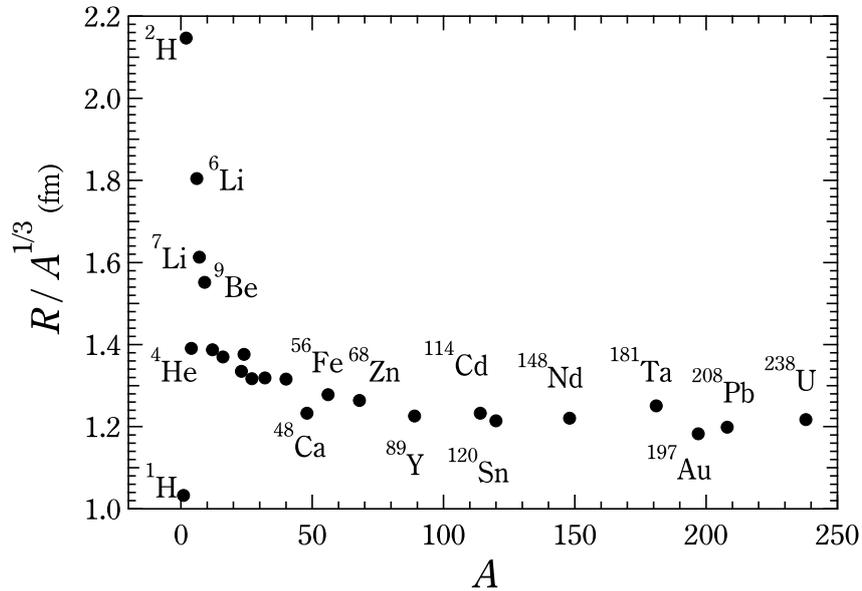


図 1.5 電子散乱実験から求められた $R/A^{1/3}$ (fm) の質量数依存性. ${}^9\text{Be}$ と ${}^{48}\text{Ca}$ の間の核種は、左から ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$.

動量 I は、全核子の軌道角運動量の和 (ベクトル和) L とスピン角運動量の和 S の総和

$$I = L + S \quad (1.27)$$

で与えられ、量子力学的な角運動量としての性質を持つ。 I の絶対値の量子数を I と書くと、多くの場合、原子核は内部角運動量 I を持つ 1 つの粒子のように振る舞うため、 I (および I) は核スピンと呼ばれる。例えば、磁場中に置かれた原子核の準位は、Zeeman (ゼーマン) 効果 (“量子力学 II 参照” 7.3 節) によって分裂し、これは核磁気共鳴 (nuclear magnetic resonance, NMR) に応用されている。

おのおのの核子の、スピンを含む角運動量 (量子数) とその z 成分が半整数であることから、質量数が奇数の場合には核スピンは半整数、質量数が偶数の場合には核スピンは整数である。さらに、質量数に加え、原子番号も偶数、すなわち陽子数と中性子数がとも偶数である基底状態の核 (偶偶核) では、核スピンはゼ

口であることが知られている。このことは、核子が、陽子-陽子あるいは中性子-中性子のペアを作りやすいことを反映している。

核スピンのゼロでない場合には、軌道電子の（スピンを含む）角運動量による磁気モーメントと、核スピンによる磁気モーメントとの相互作用により、原子や分子のエネルギー準位に小さな分裂が起きる（接近したいくつかのエネルギー準位に分かれる）。これを超微細構造と呼ぶ（微細構造については“量子力学 II” 6.2 節参照）。

1.4.2 パリティ

エネルギー（質量）、核スピンとともに、原子核の量子状態を特徴づける標識としてパリティがある。量子力学における対称性については“量子力学 II” 8 章参照するとして、ここでは、空間反転対称性について考えよう。

量子力学系の波動関数を $\psi(\mathbf{r}, t)$ とする。原子核の場合には、質量数を A とし、 $\mathbf{r} \equiv (r_1, r_2, \dots, r_A)$ である。空間座標の符号をすべて同時に反転 ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) することを、パリティ変換、パリティ反転、空間反転と呼び、空間反転演算子 \hat{P} はユニタリ演算子であり、波動関数に作用させると、

$$\hat{P}\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(-\mathbf{r}, t) \quad (1.28)$$

である。空間反転を 2 回くり返せば元の状態に戻り $\hat{P}^2\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t)$ であるから、固有値は ± 1 であり、対応する固有状態をそれぞれ正（偶）および負（奇）のパリティ状態と呼ぶ。

系のハミルトニアン演算子 \hat{H} が空間反転に対し不変

$$[\hat{H}, \hat{P}] \equiv \hat{H}\hat{P} - \hat{P}\hat{H} = 0 \quad (1.29)$$

であれば、エネルギー固有状態をパリティの固有状態にとることができる。強い相互作用（核力はその一部である）と電磁相互作用においては空間反転に対して物理現象が保存されるが、弱い相互作用は空間反転に対して不変ではない（“原子核工学 II” 1.3.4 項参照）。原子核の構造においては核力と電磁気力が支配的であるから、パリティはよい量子数である（系の量子状態がパリティの固有状態である）と見なせ、原子核の状態をパリティで標識することができる^{*4}。原子核のパ

^{*4} 弱い相互作用の効果も完全にゼロではないので、原子核や原子の状態は厳密にはパリティ固有状態ではなく、わずかながら混合した状態である。

リティは核壊変や核反応を利用して測定することができる。スピン I 、パリティ $P(=\pm)$ の場合、 I^P のように表示する。例えば、 0^+ 、 2^- 、 $\frac{7}{2}^+$ 、 $\frac{11}{2}^-$ である。

基底状態の核のスピン・パリティはペアになっていない核子（不対核子）によって決まり、偶偶核では 0^+ 、質量数が奇数の核では不対核子の軌道角運動量を l とすると $I = l \pm \frac{1}{2}$ 、 $P = (-1)^l$ である。

1.4.3 量子統計

半整数スピンの粒子は Fermi 粒子、整数スピンの粒子は Bose(ボーズ) 粒子であるから（同種粒子の量子統計については“統計力学 II” 2.1 節参照）、核子は Fermi 粒子、質量数が奇数の核は Fermi 粒子、質量数が偶数の核は Bose 粒子である。このことは、質量数 A の同種の原子核の交換は、核子を A 回交換することに相当することからも分かる。

原子核の量子統計の効果は、等核 2 原子分子の回転スペクトル（“物理化学 III” 1 章参照）や、極低温における化学反応などに現れる。

1.5 核力

原子核の中で、核子同士を結合している力を核力と呼ぶ。陽子間の Coulomb 斥力に逆らって核子を結びつけていることから、核力は電磁気力よりも強い。重陽子の基底状態や核子-核子散乱実験から、核力は、電磁相互作用や重力とは異なる、以下のような性質を持つことが知られている。

(1) 短距離力である。

電磁気力や重力が無遠慮まで及ぶのに対して、核力が作用する範囲は $1.5 \sim 2.5$ fm と非常に小さい。核力は、核子間の（中心）距離が 1 fm 程度の場合には強い引力であり原子核の結合エネルギーは原子より 6 桁程度大きい。約 2.5 fm 以上になると無視できるほど弱くなる。このため、日常生活のような巨視的なレベルでは、核力は実感されない。

(2) かたい芯を持つ。

核力は短距離ではかたい芯を持った強い斥力となり、核子同士は約 0.5 fm 以内には近づけない。このことは核子-核子散乱実験から位相のずれ（散乱理論

については“量子力学 I” 11 章および“量子力学 II” 2 章を参照) を分析することで定量的に分かり、また、1.3 節で述べたように、原子核の密度が、まるで剛体球の集まりであるかのように質量数によらずほぼ一定であることから推測できる。核力ポテンシャルにかたい芯があることと、核力が短距離力であることから、核子は核内のすべての核子とではなく近くの数個の核子のみと核力を及ぼし合っており、これを核力の飽和性と呼ぶ。

(3) 荷電対称性と荷電独立性

陽子-陽子間の核力と中性子-中性子間の核力は非常によい近似で等しく、これを荷電対称性と呼ぶ。これは例えば、陽子同士の散乱における散乱長や有効距離が、Coulomb 力の補正をすると、中性子同士の場合とよく一致することから分かる。さらに、陽子-陽子間、中性子-中性子間に加えて陽子-中性子間の核力も同じスピンおよびパリティ状態においてはほとんど等しく、これを荷電独立性と呼ぶ。すなわち、核力は核子の電荷とは無関係ということである。従って、同重体の結合エネルギー差は、陽子間の Coulomb 相互作用によるものと理解できる。

(4) 核力の大部分は中心力である。

このため、核子-核子散乱実験で、位相のずれ等のパラメーターがエネルギーにどのように依存するかを測定し、核力ポテンシャル(の中心力の項)を評価することが可能である。また、シンプルな井戸型ポテンシャルで、核子散乱を比較的良好に説明できるのもこのためである。ただし、下で述べるように、非中心力の成分もあることに留意する必要がある。

(5) 核力はスピンの大きさに大きく依存する。

核力はスピン 3 重項状態と 1 重項状態では異なる(多重項については“量子力学 II” 6.1 節参照)。2 つの核子のスピンを s_1, s_2 と書くと、空間反転対称性および時間反転対称性を満たす最もシンプルな項は、 s_1 と s_2 の相対的な向きによるスカラー量 $s_1 \cdot s_2$ である。全スピンを $S = s_1 + s_2$ とし

$$2s_1 \cdot s_2 = S^2 - s_1^2 - s_2^2 \quad (1.30)$$

に注意すれば、スピン 3 重項状態 ($S = 1$) と 1 重項状態 ($S = 0$) で、 $s_1 \cdot s_2$ はそれぞれ $\frac{1}{4}\hbar^2, -\frac{3}{4}\hbar^2$ と異なる値を取るから、スピン依存性を表現できる。したがって、核力ポテンシャルのスピンに依存する項は、

$$s_1 \cdot s_2 V_s(r) \quad (1.31)$$

の形に書ける．あるいは，1重項と3重項の振る舞いに対応するポテンシャルをそれぞれ $V_1(r)$, $V_3(r)$ とし，中心力ポテンシャルも含んだ形で，

$$V(r) = - \left(\frac{\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2}{\hbar^2} - \frac{1}{4} \right) V_1(r) + \left(\frac{\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2}{\hbar^2} - \frac{3}{4} \right) V_3(r) \quad (1.32)$$

と書くこともできる．

- (6) 核力は非中心力を含む．

非中心力の部分はテンソル力あるいはテンソルポテンシャルと呼ばれ，重陽子の電気四重極モーメントの要因である．テンソルポテンシャルの形を具体的に考えてみよう．非中心力は r だけでなくベクトル r に依存する．核子にとって特別な方向を指定するのはスピンだけであるから， $(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r})$ あるいは $(\mathbf{s}_1 \times \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{s}_2 \times \mathbf{r})$ の形の項が考えられる．これらは空間反転対称性と時間反転対称性を満たす．後者はベクトルの公式を使うと $(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2)r^2 - (\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r})$ と書き換えられるので，2つの電気あるいは磁気双極子モーメント間の相互作用との類推から，テンソル演算子

$$S_{12} \equiv \frac{3(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2 \quad (1.33)$$

を用いて，テンソルポテンシャルは

$$V_T(r)S_{12} \quad (1.34)$$

の形に書くことができる．

- (7) 核力は交換力を含む．

10 MeV から数 100 MeV 領域での陽子-中性子散乱では（重心系で）前方散乱の微分断面積が大きくなることが期待される．ところが，実際に測定してみると，後方散乱の成分も同程度に高くなる．これは，衝突の際に陽子と中性子が入れかわることがあると考えれば説明できる．1.7 節で述べるように，核力は核子が（仮想的な） π 中間子を交換することによって生じる．陽子と中性子を入れかわりは，電荷を持つ π 中間子の交換として理解することができる．

陽子と中性子の質量が近いことと荷電独立性から，陽子と中性子は別種の粒子ではなく，同種の粒子（核子）の2つの異なる内部状態であるという考え方が生まれた．スピン $\frac{1}{2}$ の粒子にスピン上向きと下向きの2つの内部状態があることと

の類推から，この内部状態を表現する量子数をアイソスピン T と呼び，1932 年に Heisenberg(ハイゼンベルク) によって導入された．抽象的な 3 次元のアイソスピン空間を導入すると，アイソスピン演算子は \hbar の因子を除いて角運動量演算子として交換関係を満たし，核子のアイソスピンは $T = \frac{1}{2}$ で，その第 3 成分 T_3 は陽子が $+\frac{1}{2}$ ，中性子が $-\frac{1}{2}$ である．核子の(素電荷の単位で表した)電荷 Q とアイソスピンの間には

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} \quad (1.35)$$

の関係がある．陽子，中性子，一般の核子 N の内部状態はそれぞれ 2 成分スピノル

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |N\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (1.36)$$

で表される．また，パウリ行列 τ (“量子力学 I” 10.2 節参照)

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

を用いて，アイソスピン演算子は $T = \tau/2$ と書ける．

荷電独立性は，核力の相互作用がアイソスピン空間での回転に対して不変であることに対応している．つまり，2 つの核子のアイソスピンに対応するパウリ行列を τ_1, τ_2 とすると，核力のポテンシャル V は， τ_1, τ_2 のスカラー量すなわち 1 と $\tau_1 \cdot \tau_2$ とからなり，このことから一般に

$$V = V_1(r, s_1, s_2) + V_2(r, s_1, s_2) \tau_1 \cdot \tau_2 \quad (1.38)$$

の形に書けるはずである．ところで

$$P_\tau \equiv \frac{1}{2} (1 + \tau_1 \cdot \tau_2) \quad (1.39)$$

で定義される演算子 P_τ は，アイソスピン交換演算子すなわち陽子と中性子を入れかえる演算子である．このことは，スピンの場合と同様に定義されるアイソスピン 3 重項と 1 重項に対してそれぞれ 1, -1 の値を取ることで確かめられる．式 (1.38) と (1.39) を見比べると，核力ポテンシャルが一般に陽子と中性子を入れかえる交換力を含んでいることが分かる．このように，核力の荷電独立性と交換力を含む性質の間には関係がある．

表 1.2 陽子, 中性子, 重陽子の性質. e は素電荷, $\mu_N (\equiv e\hbar/2m_p = 5.0508 \times 10^{-27} \text{ J/T})$ は核磁子を表す. 中性子の寿命は, 原子核中ではなく自由な中性子の β^- 壊変 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ の寿命である.

	陽子	中性子	重陽子
電荷 (e)	+1	0	-1
質量 (u)	1.0073	1.0087	2.0136
質量 (MeV/c)	938.27	939.57	1875.6
スピン	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
パリティ	+	+	+
統計	Fermi	Fermi	Bose
寿命 (秒)	∞	881.5(15)	∞
磁気モーメント (μ_N 単位)	2.7928	-1.9130	0.85744
電気四重極モーメント ($e \cdot \text{fm}^2$)	0	0	0.2859
結合エネルギー (MeV)	—	—	2.224566

電磁気力と比較して核力が複雑な特性を持つのは, 核子間の相互作用は, 核子を構成するクォークの間に作用する, より基本的な強い相互作用のいわば残留物であることと関係がある. この意味で, 核力は, 原子や分子の間に働く Van der Waals(ファンデアワールス) 力 (“物性物理学 I” 3.1 節参照) に似ている.

1.6 重陽子

2 重陽子 p - p や 2 重中性子 n - n は存在せず, 2 核子系で束縛状態を持つのは, 陽子 1 つと中性子 1 つからなる重陽子のみである. 重陽子は基底状態のみが束縛状態で, 励起状態は存在しない. 最も単純な核子の束縛状態であるから, 核子間の, 特に陽子と中性子の間の相互作用を調べるのに適している.

陽子, 中性子, 重陽子の性質を表 1.2 にまとめる. 重陽子の結合エネルギーは 2.224566 MeV で, 核子あたりでは約 1 MeV である. 典型的な核子あたりの結合エネルギーが 8 MeV 程度であることを考えると, この値はかなり小さい. 核スピンは $I = 1$ であり, また, 陽子, 中性子, 重陽子の磁気モーメントを μ_p, μ_n, μ_d とすると, よい近似で $\mu_d \approx \mu_p + \mu_n$ が成り立っている. これが示唆しているように, 陽子と中性子のスピンは同じ向きに並んで 3 重項状態 ($S = 1$) にあり, 一方,

軌道角運動量から磁気モーメントへの寄与は無視できて、重陽子はほぼ $L = 0$ の S 状態にある。3 重項状態だけが束縛状態で、1 重項状態は束縛状態でないことは、前節で述べた核力のスピン依存性に起因している。

陽子と中性子には電気四重極モーメントがないが、重陽子の電気四重極モーメントは非常に小さいものの有限である。これは、重陽子は完全な S 状態ではなく、わずかではあるが (4%程度) D 状態が混じっていることを示している。中心力の場合には基底状態は角運動量の固有状態でもあるはずで、D 状態の混合は前節で述べた非中心力 (テンソル力) に起因する。なお、 L にともなうパリティは $(-1)^L$ であり、核力は空間反転に対して不変であるから、S および D 状態は偶パリティではしたがって重陽子のパリティは偶であるから、奇パリティの P 状態は混合できない。また、式 (1.27) および角運動量の合成則に注意すれば、軌道角運動量がより高い状態は、 $I = 1, S = 1$ と両立できないため混合しない。

核力の荷電独立性を考えると、重陽子は存在するのに 2 重陽子や 2 重中性子が存在しないのは一見不思議である。しかし、同種の Fermi 粒子からなる 2 重陽子や 2 重中性子では、全波動関数が粒子の交換について反対称であることに注意しなければならない。一方、 $L = 0, S = 1$ では、空間部分、スピン部分ともに粒子の交換に対して対称であるため全波動関数も対称である。このため、2 重陽子や 2 重中性子は存在しないのである。陽子と中性子を同種の「核子」としてとらえアイソスピンを考える場合には、同様の考察から重陽子はアイソスピン 1 重項である。

核力の中心力部分を、短距離力であることに着目して図 1.6 のような 3 次元井戸型ポテンシャル

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & (r < R) \\ 0 & (r > R) \end{cases} \quad (1.40)$$

でモデル化し、束縛状態を求めてみよう。ここでは、かたい芯の存在は無視する。S 状態の場合、波動関数 $\psi(r)$ の動径部分を $u(r)/r$ とおくと、 $u(r)$ の満たす Schrödinger (シュレーディンガー) 方程式は

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r) \quad (1.41)$$

である。ここで、 m は換算質量 $m = (m_p^{-1} + m_n^{-1})^{-1} \sim m_p/2 \sim m_n/2$ である。

$$k = \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}}, \quad K = \sqrt{-\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (1.42)$$

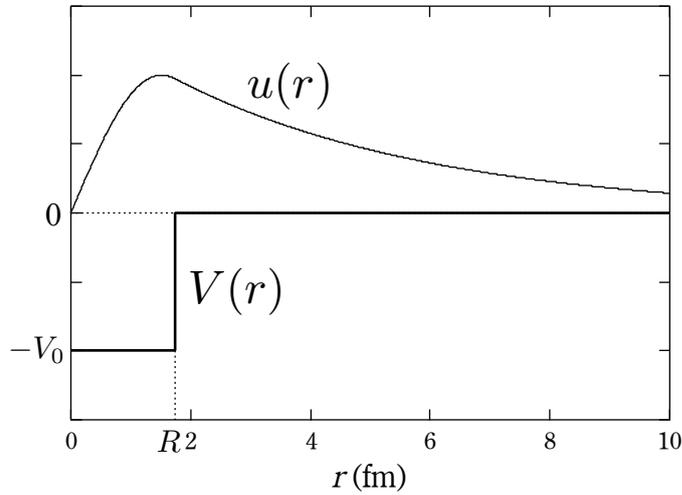


図 1.6 井戸型ポテンシャル (太線) と動径波動関数 $u(r)$ (細線)

とおくと、束縛状態の解は

$$V(r) = \begin{cases} A \sin kr & (r < R) \\ Ce^{-Kr} & (r > R) \end{cases} \quad (1.43)$$

であり、エネルギー固有値は

$$kR \cot kR = -KR \quad (1.44)$$

を満たす E として求まる。基底状態の波動関数には節がないので、図 1.6 の細い実線のような形をしていて、したがって

$$\frac{\pi}{2} < kR < \pi \quad (1.45)$$

である。束縛状態があるのは、

$$\sqrt{\frac{2mV_0}{\hbar^2}} R > \frac{\pi}{2} \quad \text{すなわち} \quad V_0 R^2 > \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m} = 109 \text{ MeV fm}^2 \quad (1.46)$$

のときである。

重陽子に対応する 3 重項状態では，核子-核子散乱からの情報も踏まえると，

$$V_0 = 46.7 \text{ MeV}, \quad R = 1.73 \text{ fm}, \quad V_0 R^2 = 140 \text{ MeV fm}^2 \quad (1.47)$$

で，式 (1.46) を満たしている．図 1.6 の細い実線は，このときの波動関数 $u(r)$ である．波動関数の広がりの程度は $K^{-1} = 4.32 \text{ fm}$ と，ポテンシャルの半径 R に比べてかなり遠くまで広がっていることが分かるが，これは質量数の割に重陽子の半径が特別に大きいことに対応している (1.3 節参照)．他方，1 重項状態では

$$V_0 = 12.55 \text{ MeV}, \quad R = 2.73 \text{ fm}, \quad V_0 R^2 = 93.5 \text{ MeV fm}^2 \quad (1.48)$$

で，束縛状態を持たない．

1.7 π 中間子と湯川ポテンシャル

すべての相互作用には，それを媒介するゲージボソンと呼ばれる素粒子がある．たとえば，電磁気力は，図 1.7(a) に模式的に示すように，光子のやりとりによって媒介されている．1935 年に，湯川秀樹は，核力を媒介するゲージボソンとして π 中間子の存在を予言し (図 1.7(b))，核力理論の基礎を与えた．

電磁相互作用と核力相互作用の大きな違いは，前者は無遠方まで力を及ぼすのに対して，後者の到達距離は 1 fm 程度である点である．ゲージボソンの質量を m とすると，エネルギー保存則を破ることなく仮想的なゲージボソンが放出され存在できるのは，不確定性原理で許される時間

$$t = \frac{\hbar}{mc^2} \quad (1.49)$$

の間だけである．この間に粒子が進むことのできる距離は最大で

$$ct = \frac{\hbar c}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} \quad (1.50)$$

で，これが核力の到達距離 ($\sim 1 \text{ fm}$) に対応していると考えれば， π 中間子の質量は

$$mc^2 \sim 200 \text{ MeV} \quad (1.51)$$

程度と見積もられる．ちなみに，電磁気力の場合には，光子は質量を持たないため，式 (1.50) から到達距離が無限であることが分かる．

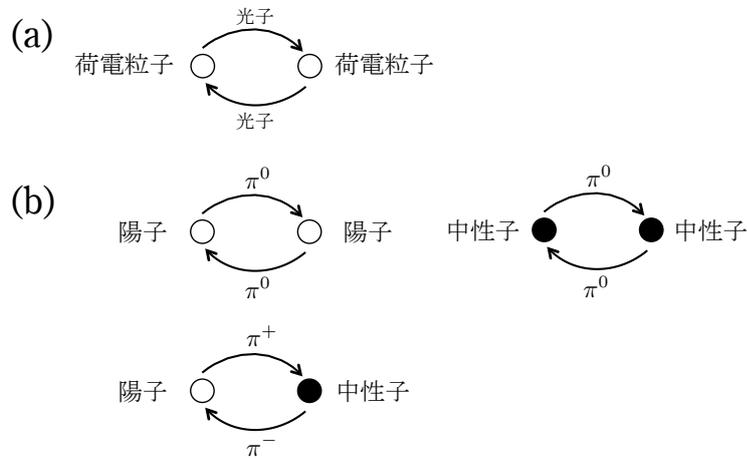


図 1.7 相互作用におけるゲージボソンの交換 (a) クーロン力 (b) 核力 . 参考文献^[1] の図 47 を参考にしている .

π 中間子の場 ϕ (電磁相互作用の場合の電磁場に相当するもの) を求めてみよう . 質量とエネルギーに関する相対論の関係式

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.52)$$

を, $E \rightarrow i\hbar\partial/\partial t$ および $p \rightarrow -i\hbar\nabla$ によって量子化することで, Klein-Gordon(クライン・ゴールドン) 方程式

$$\left(\nabla^2 - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2}\right)\phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (1.53)$$

が得られる . π 中間子が量子力学的に満たすのは, Schrödinger 方程式や Dirac(ディラック) 方程式 (“量子力学 II” 3.3 節参照) ではなく, この Klein-Gordon 方程式である .

$m = 0$ の場合には, 式 (1.53) は Maxwell(マクスウェル) 方程式から導かれる電磁波の方程式

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (1.54)$$

に帰着する . 一方, 原点に電子がある場合の時間に依存しない解は,

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e\delta(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \quad (1.55)$$

から

$$\phi = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.56)$$

と Coulomb ポテンシャルが得られる．これからの類推で， π 中間子の場合には $k = \frac{mc}{\hbar}$ とおいて

$$(\nabla^2 - k^2)\phi = -4\pi g\delta(\mathbf{r}) \quad (1.57)$$

を考える．ここで， g は核力の強さを表す定数で，電磁相互作用の場合の電荷に相当する．この微分方程式の解として，

$$\phi = -g\frac{e^{-kr}}{r} \quad (1.58)$$

が得られ，核力を表現するのに適した短距離の引力のポテンシャルになっている．式 (1.58) の形のポテンシャルを，湯川ポテンシャルと呼ぶ．湯川ポテンシャルの到達距離は $k^{-1} = \hbar/mc$ 程度で，式 (1.50) と合致する．

湯川が予言した粒子は，1947年に Cecil Powell(セシル・パウエル) が率いるチームによって原子核乾板を用いることで宇宙線(宇宙からの放射線)の中で発見された．このとき発見されたのは電荷を持つ π 中間子で，これらの業績により，1949年に湯川秀樹が，1950年に Cecil Powell が Nobel(ノーベル) 物理学賞を受賞した．電荷を持たない中性の π 中間子は，1950年に発見された．なお，1936年に Carl Anderson(カール・アンダーソン) と Seth Neddermeyer(セス・ネッダーマイヤー) が，湯川の予想に近い質量を持った荷電粒子を霧箱実験で発見したが，物質中での飛程が強い相互作用をするに足らず長すぎることから予言された粒子ではないことが分かった．この粒子は，強い相互作用をしない μ 粒子(ミュー粒子，ミューオン)である．

π 中間子には，電荷が $+e, -e, 0$ の3種類があり，それぞれの記号は π^+, π^-, π^0 である． π^+ と π^- はお互いに反粒子で， π^0 は自分自身が反粒子である． π^\pm の質量は $139.57 \text{ MeV}/c^2$ で寿命は 2.60×10^{-8} 秒， $\pi^+(\pi^-)$ は主として反ミュー粒子 μ^+ とミューニュートリノ ν_μ (ミュー粒子 μ と反ミューニュートリノ $\bar{\nu}_\mu$) に崩壊する．一方， π^0 の質量は $134.98 \text{ MeV}/c^2$ で寿命は 8.4×10^{-17} 秒，主として光子2つに崩壊する．核子と同様に， π 中間子についてもアイソスピンを考慮することができる．3つの状態があることから $T = 1$ で， π^+, π^0, π^- のアイソスピン第3成分はそれぞれ $T_3 = +1, T_3 = 0, T_3 = -1$ である． π 中間子の特性を表 1.3 にまとめる．

表 1.3 π 中間子の基本特性

粒子	電荷	質量 (MeV/c^2)	寿命 (秒)	T_3
π^\pm	$\pm e$	139.57	2.60×10^{-8}	± 1
π^0	0	134.98	8.4×10^{-17}	0

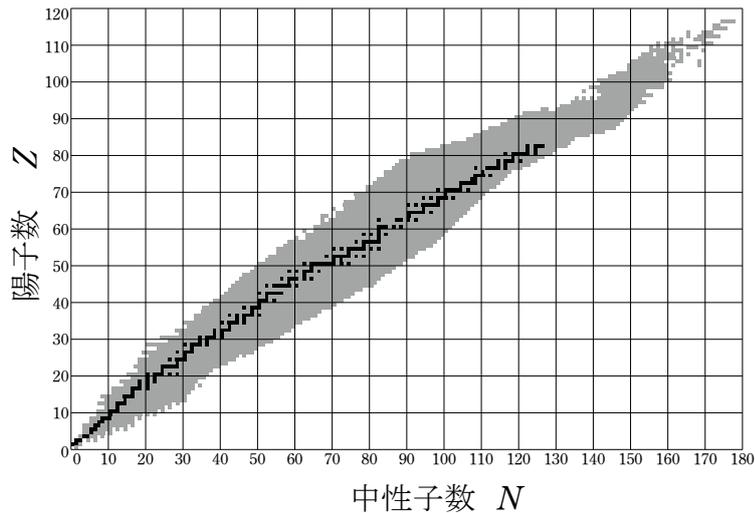


図 1.8 核図表．陽子数（原子番号）を縦軸，中性子数を横軸にとり，安定核を黒，不安定核を灰色で表している．なお，例えば 50 の線のすぐ上（右）の行（列）が陽子数（中性子数）50 の位置である．

1.8 放射能

基底状態の原子は安定であるが，原子核は基底状態であっても安定なものや不安定なものがあり，種類としては後者の方が多い．陽子数と中性子数を座標軸にとって，核種を配置した図を核図表と呼ぶ．安定核種と不安定核種を塗り分けた核図表を図 1.8 に示す．

不安定な核種は，自発的に α 線， β 線， γ 線などの放射線を放出して，別の核種に変化する．この性質を放射能と呼び，この過程を放射性壊変または放射性崩

壊，あるいは単に壊変または崩壊と呼ぶ^{*5}．単位時間あたりの壊変数のことも放射能と呼び，その単位としては，世界で初めて1896年にウランの放射能を発見した Henri Becquerel (アンリ・ベクレル) にちなみ，毎秒1壊変をさす Bq (ベクレル) が用いられる．また，核種のうち放射能を持つものを放射性核種，元素の同位体で放射能を持つものを放射性同位体，放射性同位体を含む物質を放射性物質と呼ぶ．放射能という言葉は，Curie (キュリー) 夫妻によるもので，Becquerel と Curie 夫妻は，1903年に Nobel 物理学賞を受賞している．

放射性壊変や放射性核種の詳細は“原子核工学 II” 2, 3章にゆずることにして，ここでは，主要な壊変モードを表 1.4 にまとめるとともに，特に重要な壊変モードである α 壊変， β 壊変， γ 線の放出について簡単に述べる．

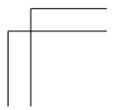
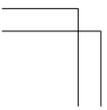
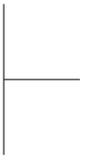
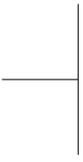
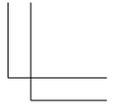
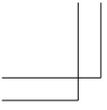
- α 壊変：質量数の大きな原子核が， ${}^4\text{He}$ の原子核を放出して壊変する過程を α 壊変 (α decay) と呼び，放出される ${}^4\text{He}$ の原子核を α 粒子または α 線と呼ぶ．
- β 壊変：核内の中性子1個が陽子に変化し，電子と反ニュートリノを放出する過程を β^- 壊変 (β^- decay) ，放出される電子を β^- 線または単に β 線と呼ぶ．逆に，核内の陽子1個が中性子に変化し，陽電子とニュートリノを放出する過程を β^+ 壊変 (β^+ decay) ，放出される電子を β^+ 線と呼ぶ．また， β^+ 壊変する核種では，陽子が軌道電子を捕獲して中性子に変化しニュートリノを放出する軌道電子捕獲 (electron capture) も起きる． β^- 壊変では原子番号が1つ増加し， β^+ 壊変では1つ減少するが，質量数は変化しない．すなわち， β 壊変は同重体を推移する過程であるといえる．
- γ 線の放出^{*6}： α 壊変， β 壊変の結果として生じた励起状態の原子核は，電磁波を放出してよりエネルギーの低い準位に遷移する．放出される電磁波を γ 線，この過程を γ 線の放出と呼ぶ．また， γ 線を放出せず励起エネルギーを軌道電子に与えて遷移する過程を，内部転換 (internal conversion) と呼ぶ．

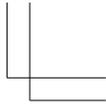
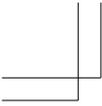
*5 以前は，壊変は個々の原子核について主に物理学の分野で，崩壊は複数の原子核について主に化学の分野で使われていたが，現代では同じ意味に用いられる．

*6 壊変は狭義には異なる元素になる過程をさすため， γ 壊変より γ 線の放出と呼ぶことが多い．

表 1.4 主な放射性壊変の種類

名称	反応
α 壊変	$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) + {}^4\text{He}$
β^- 壊変	$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$
β^+ 壊変	$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$
(軌道) 電子捕獲	$e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$
2重 β^- 壊変	$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$
2重 β^+ 壊変	$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e$
2重 (軌道) 電子捕獲	$2e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e$
γ 線の放出	$(A, Z)^* \rightarrow (A, Z) + \gamma$
内部転換	$e^- + (A, Z)^* \rightarrow (A, Z) + e^-$
自発核分裂	$(A, Z) \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2) (+\text{中性子})$



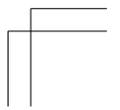
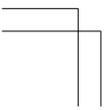
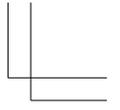
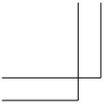


文 献

[全般]

[第 1 章]

- [1] 八木浩輔：『原子核物理学』（朝倉書店，1971）。
 - [2] K. S. Krane: *Introductory Nuclear Physics* (Wiley, 1987).
 - [3] J.-L. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro: *Fundamentals in Nuclear Physics* (Springer, 2005).
- 
- 



索引

- アイソスピン (isospin), 18
- α 壊変 (alpha decay), 26
- 壊変 (disintegration), 26
- 核子 (nucleon), 1
- 核種 (nuclide, nuclear species), 1
- 核スピン (nuclear spin), 13
- 核図表 (chart of nuclides), 25
- 核力 (nuclear force), 15
- 核力の飽和性 (saturation of nuclear forces), 16
- 荷電対称性 (charge symmetry), 16
- 荷電独立性 (charge independence), 16
- γ 線の放出 (gamma emission, gamma decay), 26
- 吸熱反応 (endothermic reaction), 6
- 空間反転演算子 (parity operator), 14
- クライン・ゴルドン方程式 (Klein-Gordon equation), 23
- 結合エネルギー (binding energy), 7
- 結合エネルギーの飽和性 (saturation of binding energy), 9
- 交換力 (exchange force), 17
- サイクロトロン周波数 (cyclotron frequency), 5
- 質量欠損 (mass defect), 7
- 質量数 (mass number), 1
- 質量偏差 (mass excess), 9
- 短距離力 (short-range forces), 15
- ダルトン (dalton, 記号 Da), 2
- 中性子 (neutron), 1
- 超微細構造 (hyperfine structure), 14
- テンソルポテンシャル (tensor potential), 17
- テンソル力 (tensor force), 17
- 電子ボルト (electron volt, 記号 eV), 3
- 統一原子質量単位 (unified atomic mass unit, 記号 u), 2
- ドルトン (dalton, 記号 Da), 2
- 発熱反応 (exothermic reaction), 6
- 反応の Q 値 (Q value), 6
- π 中間子 (pi-meson, pion), 22
- パリティ (parity), 14
- β 壊変 (beta decay), 26
- 崩壊 (decay), 26
- 放射性壊変 (radioactive disintegration), 25
- 放射性核種 (radionuclide, radioactive nuclide), 26
- 放射性同位体 (radioisotope, radioactive isotope), 26
- 放射性物質 (radioactive substances, radioactive materials), 26
- 放射性崩壊 (radioactive decay), 26
- 放射能 (radioactivity, activity), 25
- 密度の飽和性 (saturation of nuclear density), 9
- ミュー粒子, ミューオン (muon), 24
- 湯川ポテンシャル (Yukawa potential), 24
- 陽子 (proton), 1