

# 1 原子核の崩壊と放射線

現在、数千個の原子核が知られているが、天然に存在するのは約 320 個であり、その他は人工的に生成されたものである。天然に存在する原子核のうち約 265 個は安定である。人工的に生成された原子核のほとんどは不安定である。不安定な原子核がより安定になろうとして、原子核の外に粒子や電磁波を放出する。これらの放出される粒子や電磁波を放射線 (radioaction) と総称する。また、放射線の放出により元の原子核 (親核、parent nucleus) は別に原子核 (娘核、daughter nucleus) に変化する。これを原子核の崩壊 (または壊変、disintegration, decay) という。娘核は一般に不安定であり、崩壊は安定な原子核に到達するまで続く。

## 1.1 放射線とその種類

- 放射線とは、基本的には原子核から放出される高いエネルギーの粒子線 (粒子の線束) または電磁波である。粒子線としては  $\alpha$  線、 $\beta$  線、中性子線、陽子線や重イオンなどが含まれる。高エネルギーの電磁波は  $\gamma$  線と呼ばれる。
- $\alpha$  線は高速のヘリウム原子核の流れである。
- $\beta$  線は高速の電子の流れである。電子と電荷だけが逆符号である陽電子の流れも総称する場合がある。
- $\gamma$  線は原子核から出る高エネルギーの電磁波である。電磁波、すなわち光の一種である。光は波長によっていろんな種類に分けられる。波長の長い順に電波、赤外線、可視光線、紫外線、X 線、 $\gamma$  線と呼ばれる。X 線と  $\gamma$  線の境界は明かではないが、原子から放出される高エネルギーの電磁波が歴史的に X 線と呼ばれている。一般には  $\gamma$  線がよりエネルギーが高い。
- 次の項で説明するように、「放射能」というのは「放射線」を放出できる能力のことをいう。従って、放射線と放射能は本来は異なる。放射性物質とは放射線を放出する原子 (核) を含む物質のことである。しかし、現在では放射能という言葉が放射性物質という意味で使用されることもあり、注意すべきである。例えば、「放射線漏れ」とは放射線を出す源 (放射性同位元素を含む物質) を囲む遮蔽などが不十分で外に放射線が漏れていることを意味する。あまり正しい用語法ではないが、「放射能漏れ」とは源が外に漏れていることを意味する。

## 1.2 放射性崩壊の法則

放射線の種類にかかわらず、放射性崩壊にはつぎの法則が成立することが知られている。放射性のある原子核の任意の時刻  $t$  における個数を  $N(t)$ ,  $dt$  時間内の崩壊数を  $(-dN)$  とする。原子核 (親核) の個数は時間的に変化するが、単位時間に崩壊する確率は核種ごとに定まっているので、

$$\begin{aligned} -\frac{dN}{N} &\propto dt \\ &= \lambda dt. \end{aligned} \quad (1.1)$$

初期時刻における原子核数を  $N_0$  とすれば

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.2)$$

となる。このとき、新しく生成される原子核 (娘核) の個数  $N_d$  は

$$N_d = N_0 - N(t) = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (1.3)$$

ここで、 $\lambda$  は崩壊定数 (decay constant) と呼ばれ、特定の崩壊に固有の定数であり、温度、圧力などの巨視的条件や、化学結合のような原子核外の微視的環境には基本的には依存しない。(例外として、ベリリウム7のように、原子のK殻の軌道電子を捕獲する一種のベータ崩壊においては、この反応の速さは原子核の位置におけるK電子の密度に依存するから、化学結合の様子と無関係ではありえないことが1947年に指摘されていた。)

### 平均寿命 (mean life) $\tau$ と半減期 (half life) $T, T_{1/2}$

平均寿命  $\tau$  は以下のように定義され、崩壊定数  $\lambda$  と逆数関係にある。

$$\tau \equiv \int_0^\infty t \cdot (-1) \frac{dN}{dt} \frac{1}{N_0} dt, \quad (1.4)$$

$$= \frac{1}{\lambda}. \quad (1.5)$$

半減期 ( $T, T_{1/2}$ ) は以下のように定義され、平均寿命  $\tau$  と比例関係にある。

$$\begin{aligned} N(t+T) &= \frac{1}{2} N(t) \\ \rightarrow T &= \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693 \cdot \tau \end{aligned} \quad (1.6)$$

## 放射能の強さ (radio-activity) とその単位

「放射能」は、ある物質中のある放射性核種が単位時間内に何回崩壊を起こすかという能力または活性度を示すものであり、次式に示すように、注目している物質中に含まれているその放射性核種の量と半減期により決まる。いわば、発生源の強さに相当するものである。

$$A(t) \equiv -\frac{dN(t)}{dt} \quad (1.7)$$

$$= \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.8)$$

放射能の強さは一般には時々刻々変化するが、特に断らない場合には時刻  $t = 0$  の値で考える。

### 放射能の単位

放射エネルギーの単位として、従来は、Ci(キュリー)が使用されてきたが、国際度量衡総会の決議を受け、Bq(ベクレル)をわが国でも使用することになった(1978年5月)。従来のCi単位は、補助単位として使用できることになっている。

1. Bq(ベクレル) 注目される核種の放射能を、単位時間あたりに崩壊する原子数で表示するものである。国際単位では、放射能の発見で知られるベクレルの名に因むベクレル(Bq)でもって、毎秒1個の崩壊数(disintegration per second,dps)を1 Bqとした。

$$1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ dps}. \quad (1.9)$$

2. Ci(キュリー) ラジウムを発見した女性物理学者マリー・キュリーの名に因んで名付けられた。現在補助単位として用いられるCiは、歴史的に1 gのRa-226の放射エネルギーを基準にして定められた単位で、毎秒の崩壊数が  $3.7 \times 10^{10}$  に相当する放射能の強さとして定義される。1 Ciは、 $3.7 \times 10^{10}$  Bqに等しい。またCiは単位として大き過ぎるので他の単位もある。

$$1 \text{ Ci} \equiv 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}, \quad (1.10)$$

$$1 \text{ mCi} \equiv 10^{-3} \text{ Ci}, \quad 1 \mu\text{Ci} \equiv 10^{-6} \text{ Ci}, \quad 1 \text{ nCi} \equiv 10^{-9} \text{ Ci}, \quad 1 \text{ pCi} \equiv 10^{-12} \text{ Ci}. \quad (1.11)$$

### 連続した放射性崩壊

今、核種aが崩壊して核種bになり、さらにbが崩壊してcという安定な原子核になったとする。それぞれの原子核数を  $N_a, N_b, N_c$ , 崩壊定数を  $\lambda_a, \lambda_b$  として、初め、aだけが  $N_0$  個あったとする。崩壊法則の導出と同じ考え方で

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{dt} &= -\lambda_a N_a, \\ \frac{dN_b}{dt} &= -\lambda_b N_b + \lambda_a N_a, \\ \frac{dN_c}{dt} &= \lambda_b N_b \end{aligned} \quad (1.12)$$

となる。これらの連立微分方程式を解けば

$$N_a(t) = N_0 e^{-\lambda_a t}, \quad (1.13)$$

$$N_b(t) = \frac{\lambda_a N_0}{\lambda_b - \lambda_a} (e^{-\lambda_a t} - e^{-\lambda_b t}), \quad (1.14)$$

$$N_c(t) = N_0 \left( 1 - \frac{\lambda_b}{\lambda_b - \lambda_a} e^{-\lambda_a t} + \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} e^{-\lambda_b t} \right). \quad (1.15)$$

### 複数の放射性崩壊

崩壊様式 a, b の崩壊定数がそれぞれ  $\lambda_a, \lambda_b$  であるとして、これが崩壊定数  $\lambda_{\text{eff}}$  をもつ単一の崩壊様式であるとすれば、

$$\begin{aligned} dN &= -\lambda_a N dt - \lambda_b N dt \\ &\equiv -\lambda_{\text{eff}} N dt \end{aligned} \quad (1.16)$$

となる。これより次の関係が導かれる。

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_a + \lambda_b, \quad \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_b}, \quad \frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T_a} + \frac{1}{T_b}, \quad (1.17)$$

$$\rightarrow \tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_a \tau_b}{\tau_a + \tau_b}, \quad T_{\text{eff}} = \frac{T_a T_b}{T_a + T_b} \quad (1.18)$$

ここで  $\tau_a, \tau_b, \tau_{\text{eff}}(T_a, T_b, T_{\text{eff}})$  はそれぞれ崩壊 a, b の平均寿命（半減期）、有効平均寿命（有効半減期）である。三つ以上の崩壊様式がある場合にも同様な関係式が導かれる。

## 1.3 $\alpha$ 崩壊

アルファ崩壊（ $\alpha$  崩壊）は次式で示すように、陽子 2 個、中性子 2 個よりなるヘリウム原子核を放出する過程である。これは一般には重い（＝質量数の大きい）核で起こる。

(a) 娘核 Y が基底状態の場合

$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y_{N-2} + \alpha ({}^4_2 \text{He}_2) + Q. \quad (1.19)$$

ここで、Q は  $\alpha$  崩壊により放出されるエネルギーを意味し、

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) c^2, \quad (1.20)$$

ここで M はそれぞれの質量を表わす。また、 $\alpha$  粒子のエネルギー  $E_\alpha$  は次のようにして求められる。まず、娘核 Y の速さを  $V_y$ 、 $\alpha$  粒子の速さ  $V_\alpha$  とすると、エネルギー保存則より

$$Q = \frac{1}{2} M_y V_y^2 + \frac{1}{2} M_\alpha V_\alpha^2 \quad (1.21)$$

$$= \frac{1}{2} M_\alpha V_\alpha^2 \left( 1 + \frac{M_y V_y^2}{M_\alpha V_\alpha^2} \right). \quad (1.22)$$

また、運動量保存則より

$$M_y V_y = M_\alpha V_\alpha. \quad (1.23)$$

$\alpha$  粒子の運動エネルギー  $E_\alpha \equiv \frac{1}{2} M_\alpha V_\alpha^2$  より

$$\begin{aligned} Q &= E_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_y}\right) \\ \rightarrow E_\alpha &= Q \left(\frac{M_y}{M_\alpha + M_y}\right). \end{aligned} \quad (1.24)$$

(b) 娘核 Y が励起状態の場合

$\alpha$  崩壊後、娘核は一般には基底状態ではなく励起状態 ( $Y^*$ ) で起こる。よって、娘核が基底状態でも励起状態でも  $\alpha$  線のスペクトルは線スペクトルを示す。

$${}_Z^A X_N \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4} Y_{N-2}^* + \alpha({}_2^4 \text{He}_2) + Q^*. \quad (1.25)$$

ここで、放出されるエネルギー  $Q'$  は娘核のエネルギー準位 (励起エネルギー  $E_y^*$ ) によって変わり、 $Q^* = Q - E_y^*$  により与えられる。

(\*より深い理解のために)

$\alpha$  崩壊の理論は 1928 年頃に Gamov や, Condon, Gurney らによって与えられた。それによると、次のよう説明される。原子核がつくる力の中での  $\alpha$  粒子に対する核ポテンシャルは、おおむね次のようになるであろう。すなわち、 $\alpha$  粒子と残りの原子核との相対距離  $r$  が大きいところでは  $2(Z-2)/(4\pi\epsilon_0 r)$  というクーロン斥力によるポテンシャル・エネルギーの形になり、 $r$  の小さいところでは負のポテンシャルになり、初め  $\alpha$  粒子はこの引力のポテンシャル井戸の中に閉じ込められていると考えられる。すると、ポテンシャル・エネルギーの曲線は核半径程度の距離で極大を持ち、その山の高さは、核と  $\alpha$  粒子の半径の和を  $R$  とすると、 $2(Z-2)/(4\pi\epsilon_0 R)$  で与えられる。例えば、ウラン核の場合、このポテンシャルの山の高さは約 8.6 MeV より大きい。ところが、実際にウラン核から放出される  $\alpha$  粒子の運動エネルギーは約 4.2 MeV であるから、この  $\alpha$  粒子はポテンシャルエネルギーの山を貫通して出てくると考えねばならない。このような現象は古典力学では説明できず、量子力学でいうトンネル効果と考えられる。

## 1.4 $\beta$ 崩壊

$\beta$  崩壊は負の  $\beta$  崩壊 (狭義の  $\beta$  崩壊)、正の  $\beta$  崩壊、軌道電子捕獲を  $\beta$  崩壊と総称する。

### 1. 負の $\beta$ 崩壊 ( $\beta^-$ 崩壊) :

この崩壊では、原子核内の中性子が陽子に変換し、電子および反中性微子  $\bar{\nu}$  (反ニュートリーノ、anti-neutrino) が原子核の外に放出される。反中性微子は質量がゼロまたは電子の質量以下で中性の粒子である。この崩壊は次のように表わされる。

$${}_Z^A X_N \rightarrow {}_{Z+1}^A Y_{N-1} + e^- + \bar{\nu} + Q \quad (Q = (M_X - M_Y)c^2 > 0). \quad (1.26)$$

または

$${}_Z^A X_N \rightarrow {}_{Z+1}^A Y_{N-1}^* + e^- + \bar{\nu} + Q' \quad (1.27)$$

ここで、\*印は励起状態を表わし、 $Q'$ は $Q$ から励起エネルギーを引いたもので、 $Q' < Q$ である。

負の $\beta$ 崩壊は一般に、中性子の数が陽子に比べて多過ぎる場合に起こる。

## 2. 正の $\beta$ 崩壊 ( $\beta^+$ 崩壊) :

この崩壊では、原子核内の陽子が中性子に変換し、陽電子および中性微子 $\nu$  (ニュートリーノ, neutrino) が原子核の外に放出される。中性微子は質量がゼロまたは電子の質量以下で中性の粒子である。負の $\beta$ 崩壊における反ニュートリーノはニュートリーノの反粒子であり、陽電子は電子の反粒子であり、質量は電子のそれと同じで、電気量は逆符号で同じ大きさである。この崩壊は次のように表わされる。

$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1} + e^+ + \nu + Q \quad (Q = (M_X - M_Y - 2m_e)c^2 > 0). \quad (1.28)$$

または

$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1}^* + e^+ + \nu + Q' \quad (1.29)$$

ここで、\*印は励起状態を表わし、 $Q'$ は $Q$ から励起エネルギーを引いたもので、 $Q' < Q$ である。

正の $\beta$ 崩壊は一般に、陽子の数が中性子に比べて多過ぎる場合に起こる。

## 3. 軌道電子捕獲 (electron capture, EC) :

負や正の $\beta$ 崩壊では電子や陽電子が原子核から放出されるのに対し、軌道電子捕獲では原子核がその軌道電子を吸収し、原子核内の陽子が中性子に変換する。すなわち次のように示される。

$${}^A_Z X_N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1} + \nu + Q \quad (Q = (M_X - M_Y)c^2 > 0). \quad (1.30)$$

この際、原子核に捕獲された軌道電子の跡に、より外側の殻の電子が落ち込み、X線 (特性X線) が放出される。

## 4. $\beta$ 線のエネルギースペクトル :

$\alpha$ 線や $\gamma$ 線は一つまたはそれ以上の定まったエネルギーをもって放射されるが、 $\beta$ 線はそうではなく、いろいろなエネルギーをもって放出される。すなわち、 $\beta$ 線は連続スペクトルを示す。このように、 $\beta$ 線のエネルギーが一定していないのは、電子とともに (反) 中性微子が放出され、電子と中性微子のもつエネルギーの和は放射性同位元素により定まっているが、両者へのエネルギーの配分は一定していないからである。

# 1.5 $\gamma$ 崩壊

原子核は通常は安定した状態である基底状態になっているが、すでに説明したように、その構成粒子である核子は高速で運動している。しかし、外部からエネルギーを加えられるか、他の放射性崩壊の過程で、より高い内部エネルギーをもっている励起状態になる場合がある。このエネルギー差を励起エネルギーというが、この値は連続的ではなく、離散的である。ある励起状態にある原子核がより低いエネルギー状態に移移するとき、エネルギー差に相当する定まったエネルギー (高エネルギー) の電磁波、すなわち、ガンマ線 ( $\gamma$

線)を放出する。この過程を  $\gamma$  崩壊崩壊 (または崩壊、gamma decay) という。放出される  $\gamma$  線のスペクトルは線スペクトルである。

この  $\gamma$  崩壊は、核種を  $X$  で表わすと、一般に

$$X^* \rightarrow X + \gamma \quad (1.31)$$

のように書かれる。ここで  $\gamma$  崩壊前後の原子核のエネルギーを  $E_i, E_f$ ,  $\gamma$  線の波長を  $\lambda$ , 振動数を  $\nu$  とすれば、エネルギー保存則から (近似的に) 次の関係がある。

$$E_i - E_f \approx h\nu (= h \frac{hc}{\lambda}). \quad (1.32)$$

ここで、なぜ、前式が近似的な関係である理由をより厳密に考えてみよう。 $\gamma$  線は光子の流れであり、光子はエネルギーとともに運動量ももつ。 $\gamma$  崩壊が起こるためにはエネルギー保存だけではなく、運動量も保存されなければならない。すなわち、崩壊前に原子核 (の重心) が静止していて、 $\gamma$  線の放出とともに、逆向きに運動量  $P$  で運動 (反跳、recoil) したとすると

$$E_i = E_f + \frac{P^2}{2M} + h\nu, \quad (1.33)$$

$$P - \frac{h\nu}{c} = 0, \quad (1.34)$$

$$\rightarrow E_i - E_f = \frac{(\frac{h\nu}{c})^2}{2M} + h\nu \quad (1.35)$$

通常の  $\gamma$  崩壊ではエネルギー差が 1 MeV 程度であり、核子の静止エネルギーが約 940MeV であることを考慮すれば、右辺の第 1 項は第 2 項に比べて十分小さいことが分かる。しかし、この反跳エネルギーを結晶格子全体に吸収されるという機構が注目され、メスバウアー効果として知られている。R.Meyer「固体物理学概論」(アグネ技術社) 15 章など参照。なお、 $\gamma$  崩壊は一般には瞬間的

に ( $10^{-10}$ s 以下) 起こるが、励起状態の寿命が非常に長いもの (metastable state) があり、長時間にわたって変化する場合もある。これを異性体変化 (isomeric transition) という。例えば、 $^{103}\text{Rh}$  の場合の異性体には  $^{103}\text{Rh}^m$  の半減期は約 57 分である。