



放射線物理の基礎

村山 秀雄*



1. 放射線

放射線は正確には電離放射線と名付けられており、高速の粒子やエネルギーの高い電磁波などの総称である。物質中を走るときに原子、分子の電離現象を引き起こすことが放射線の特徴付ける性質である。

放射線は電荷をもつ直接電離放射線と、電荷をもたない間接電離放射線とに大別できる。表1に示すように直接電離放射線は高速の電子、電荷をもつ中間子、陽子、核分裂片などであり、間接電離放射線は高エネルギー光子や中性子等からなる。放射線の発生源は放射性同位元素(RI)以外にも加速器や原子炉などがあり、自然には存在しないRIでも人工的に生産できるRIが多数ある。

放射線は物質を突き抜けようとするが、ついにはエネルギーを失い、その影響が及ばなくなる。物質を透過する能力の尺度として、直接電離放射線の場合は飛程、間接電離放射線の場合は平均自由行程が使用される。飛程や平均自由行程の長いほど透過力

が強い。間接電離放射線は、それ自身が物質中を通過して電離現象を引き起こすのではなく、物質中で二次的に産生する高速荷電粒子が直接の電離作用を引き起こす。二次粒子を産生するごとに間接電離放射線の数が減少するため、その減弱係数を平均自由行程の逆数と定義する。物質が間接電離放射線を遮蔽する効果は減弱係数で表され、減弱係数の大きい物質ほど遮蔽効果が大きい。

放射線以外にも、物質を透過する現象はよく見られる。たとえば音は壁を透過して聞こえるし、熱は温度の高い所から低い所へと金属中を透過し、光はガラスを透過する。これらの透過の過程は、エネルギーの伝達という観点では放射線と共通している。しかし、そのエネルギー伝達の機構は大きく異なる。音や熱や光の透過はエネルギー伝達が多数の原子分子を介してリレーのごとくなされるのに対して、放射線の場合は自身が運び手となってエネルギーを伝達している。放射線の伝達するエネルギーは、個々の原子や分子が通常扱うエネルギーに比べてはるかに

表1 放射線の種類

放射線の分類と発生源

	β^+ 線(陽電子).....RI	
	内部転換電子	γ 放出RI
	オージェ電子	励起状態の原子
	電子線	電子加速器(ベータトロン, ライナック)
直接電離放射線 (荷電粒子)		プロトンライナック
		シンクロサイクロトロン
電離放射線	重粒子線(C, N, O, Neなど).....シンクロトロン	
	γ 線.....RI, 励起状態の原子核	
	光子	阻止X線.....X線装置, 電子加速器
(電磁放射線)	X線	特性X線.....励起状態の原子
間接電離放射線		消滅放射線.....陽電子と電子の消滅
	熱中性子.....原子炉	
	速中性子線.....サイクロトロン	

*Murayama, Hideo/放医研物理研究部

に大きい。放射線は、通過する物質中の軌跡に沿って直接または間接に原子分子の電離や励起を起こし、自身のもつエネルギーを少しずつ放出しながら減速もしくは減数していく。たとえば、音や熱や光の透過は密集した人の列が将棋倒しとなる現象であり、放射線の透過は歩行者天国の中をオートバイが直進するようなものである。

放射性同位元素(RI)を発生源とする α 線は高速のヘリウム原子核、 γ 線は高エネルギーの光子(電磁波)である。 β^- 線は高速の電子、 β^+ 線は高速の陽電子である。陽電子とは負電荷をもつ通常の電子の反粒子であり、正の電荷をもつ。自然に安定して存在することなく、ついには電子と結合して消滅してしまうのが特徴である。なお、単に β 線といえば β^- 線を意味することが多い。

放射線の振舞は皆一様という訳ではない。たとえば α 線、 γ 線、 β^- 線、 β^+ 線を放出するRIがあるとすると、RIの格納容器に放射線の放出口を設けると、これらの放射線は放出口から同じ向きに直進する。しかし、磁場を作用させると、図1のようにそれぞれ異なる軌跡を描く。磁場の作用だけでも放射線の種類により多様な振舞をすることがわかる。

X線は高エネルギーの光子であるから、基本的に γ 線と性質は同じものである。しかし、その発生機構が異なるために名称を変えており、そのエネルギー分布にもX線特有の特徴がある。一方、間接電離放射線に属する中性子は電氣的に中性の粒子である。高速の中性子は原子、分子と衝突して、高速陽イオンを産生するが、低速の中性子でも原子核と核反応をしてRIを産出したり、単独のままでも12分程度で β^- 線を放出して陽子になる。このため、特に高速でなくても中性子は放射線として扱う。

放射線の物理を習得するには、第1に放射線を発

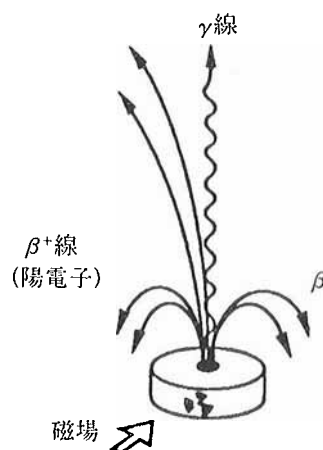


図1 磁場中の放射線

生する機構を理解して、放射線の種類とそれぞれの本性を知ることが必要である。第2に各種の放射線が物質とどのような相互作用をするのかという点について基礎的な理解をすることが重要となる。放射線が物質に与える作用は、放射線の種類やエネルギーのみでなく、その物質自身にも大きく依存している。

2. エネルギーと運動量

ここでは放射線の物理を理解するために役立つ基本法則に触れておく。知っておくと便利な量や単位についても幾つか説明する。

2.1 物質のエネルギー

アインシュタインの相対性原理により、力が働いていない場合に質量 m の粒子がもつエネルギー E は m に比例し、その比例係数は光速の2乗に等しい。すなわち、質量はエネルギーと等価である。

$$E=mc^2 \quad (2-1)$$

物質は静止状態から運動状態になるとそのエネルギー、すなわち質量が増加する。静止質量を m_0 、速度を v とすると、エネルギー E および質量 m は次式で表される。

$$E=m_0c^2/(1-v^2/c^2)^{1/2} \quad (2-2)$$

$$m=m_0/(1-v^2/c^2)^{1/2} \quad (2-3)$$

ただし、上の3式は $m_0 \neq 0$ 、 $0 \leq v < c$ の場合に成り立つ。特に、 $E_0=m_0c^2$ を粒子の静止エネルギーという。エネルギー E のうち静止エネルギー E_0 を差し引いた残りの分を運動エネルギーと呼ぶ。運動エネルギーを T とすれば、

$$E=(\text{静止エネルギー: } E_0)+(\text{運動エネルギー: } T) \quad (2-4)$$

$$T=mc^2-m_0c^2 \quad (2-5)$$

もし v/c が1よりはるかに小さければ、以下のように平方根を外した式で近似することができる。

$$E=m_0c^2+m_0v^2/2+\dots \quad (2-6)$$

上式において \dots の項は $(v/c)^2$ よりも小さい因子をもつ値となるため無視できる量である。 \dots の項を無視した次の式は非相対論的式もしくは古典論的式という。

$$E=m_0c^2+m_0v^2/2 \quad (2-7)$$

古典論的式においては、運動エネルギーが $m_0v^2/2$ で与えられ、速度の2乗に比例する。一方、(2-1)~(2-5)の式は相対論的式である。

物質の消滅や創成がなければ静止質量の総和は不変であるから、静止エネルギーを考慮する必要はな

く、運動エネルギーのみを考えればよい。しかし、物質が静止しているからといって、何も起こさないわけではない。静止エネルギーをもつすべての粒子はその反粒子と出会うと消滅し、幾つかの光子が発生する。発生した光子のエネルギーの総和は粒子と反粒子を合わせた静止エネルギー分に等しい。逆に、高エネルギーの光子が質量に変化することもある。電子の静止エネルギーは約 0.5 MeV であるが、光子のエネルギーが 1 MeV 以上であれば、光子が物質と作用した場合に陰電子とその反粒子である陽電子の創成を引き起こすことがある。このように静止エネルギーには膨大なエネルギーが潜んでいるため、その存在を無視できない場合があることに注意しなければならない。

2.2 エネルギーの単位

エネルギーの単位は MKSA 単位系に基づくジュール(joule, J)を用いるのが普通であるが、原子物理学では電子ボルト(electron volt, eV)をよく使用する。静止している電子を 1 V の電位差で加速したときの電子が得た運動エネルギーを 1 eV と定義する。電子は負の電気素量 $-e$ (1.6×10^{-19} クーロン, C) をもつ素粒子(elementary particle)である。従って、1 eV は

$$1 \text{ eV} = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C}) \times (1 \text{ V}) = 1.6 \times 10^{-19} \text{ (J)}$$

(2-1) 式で与えられるように質量がエネルギーに等しいことから、それぞれの粒子の静止エネルギーが算出できる。また、絶対温度が熱平衡にある粒子の平均運動エネルギーに比例することから、静止エネルギーを運動エネルギーに変換したとしてその換算温度も計算できる。平均運動エネルギー E (J) と絶対温度 T_A (K) の関係は、

$$E = 3 k T_A / 2 \quad (2-8)$$

ここに、 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ はボルツマン定数とよばれる。

(例)

電子の静止質量: $9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$

電子の静止エネルギー: 0.511 MeV \rightarrow 40 億 eV に相当

陽子の静止質量: $1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$

陽子の静止エネルギー: 938 MeV \rightarrow 7.3 兆 eV に相当

通常的环境下では静止エネルギーよりはるかに小さい運動エネルギーで粒子が動くため、古典論的扱いで十分であり、しかも粒子の消滅や創成を考慮する必要はないことがわかる。個々の粒子の運動エネ

ルギーは小さくても、粒子の数が膨大なために全体として大きなエネルギーが関与するようになるのが我々を取り囲む通常的环境である。個々の粒子がその静止エネルギーに近い運動エネルギーをもつような放射線物理学の世界では、相対論的に問題を扱う必要の生じる場合がよくある。ただし原子炉や核融合炉などの場合を除き、放射線物理学で取り扱う粒子の数はわずかなことが多く、全体としては小さなエネルギーしか関与しないことが多い。

2.3 物質の運動量

全系のエネルギーが保存されることはよく知られている。一方、質量と速度の積として定義される運動量も全系において保存される。いま簡単のため 1 次元の運動のみを考え、その運動量の大きさを p とする。このとき、運動量 p はエネルギー E と次の関係がある。

$$p = mv = Ev/c^2 \quad (2-9)$$

さらに (2-2)、(2-9) 式より m と v を消去して次式を得る。

$$p^2 = E^2/c^2 - m_0^2 c^2 \\ E = (m_0^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2} \quad (2-10)$$

上式において pc に比べて $m_0 c^2$ が大きいならば、

$$E = m_0 c^2 + p^2 / 2 m_0 + \dots \quad (2-11)$$

この式において \dots の項は $(p/m_0 c)^2$ よりも小さい因子をもつ値となるため無視できる量である。……の項を無視した (2-11) の式は (2-7) と同じ古典論的式である。このとき、

$$p = m_0 v$$

逆に $m_0 c^2$ が pc に比べて小さいなら、(2-10) 式において $E \sim pc$ と近似できる。すなわち、

$$p = E/c$$

で近似できる。

2.4 光子のエネルギーと運動量

光子は静止質量が 0 であるため、式 (2-2) および (2-3) は適用できない。しかし、式 (2-10) は適用できる。従って、(2-10) 式に $m_0 = 0$ を代入して、光子の場合のエネルギー E と運動量 p が比例する、すなわち E と p は等価であることがわかる。

$$E = pc \quad (2-12)$$

これはまた、式 (2-1) において

$$p = mc$$

を代入して得ることもできるため、上式の m が光子の換算質量を与える。

電磁波がエネルギーをもつ粒子の流れとして理解

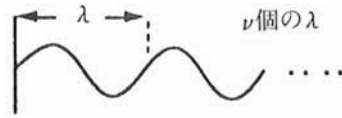


図2 波長と振動数

されるようになったのは、Planckの黒体輻射の理論による(1900)。Einsteinはこの理論を明確な形にしてその本質を明らかにした(1905)。

この粒子を光子(photon)または光量子という。光子は電磁波として波の性質をもつため、振動数 ν と波長 λ があり、そのエネルギー E は振動数に比例し、波長に反比例する。

$$E = h\nu = hc/\lambda \quad (2-13)$$

ここで、電磁波の速度 c と振動数 ν 、波長 λ が

$$c = \lambda\nu \quad (2-14)$$

の関係にある。比例定数 h はプランク(Planck)の定数と呼ばれる。(2-13)式から h の次元は、(エネルギー)・(時間)となり、その値は

$h = 6.63 \times 10^{-34} (\text{J} \cdot \text{s}) = 4.14 \times 10^{-15} (\text{eV} \cdot \text{s})$ である。

一方、光子は静止質量が0であるため、式(2-12)が成立して、エネルギー E は運動量 p に比例する。式(2-13)を考慮すれば、光子の運動量 p はエネルギー E と同様に振動数に比例し、波長に反比例することがわかる。

$$p = h\nu/c = h/\lambda \quad (2-15)$$

2.5 粒子の波動性

速度とエネルギーの関係を(2-2)式に基づいてグラフに表すと、図3の左図(A)のようになる。相対論的式と古典論的式の両者を示してある。このグラフでは横軸の領域が $[0, c]$ に制限されているため利用しにくい。しかも、光子は縦軸に平行な直線 $v=c$ で表され、粒子の静止質量を0とする極限にお

いては相対論的式の示すグラフが折れ線となる。一方、運動量とエネルギーの関係をグラフに表すと、図3の右図(B)のようになる。このグラフでは横軸の領域が $[0, \infty]$ であるため利用しやすい。光子は原点を通る直線 $E=cp$ で表され、粒子の静止質量を0とする極限においては相対論的式の示すグラフがこの直線に一致する。

このように、運動量-エネルギー表示のグラフの方が運動状態を扱い易いだけでなく、粒子と光子を区別無く扱える。特に、運動量が大きくなると粒子と光子の差はなくなる傾向にある。このことから、粒子にも光子と同様の波長を形式的に定義できそうであることがわかる。そこで、運動量 p の物質に対して波長 λ を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} \lambda &= h/p = h/mv = h(1 - v^2/c^2)^{1/2}/m_0v \\ &= hc/(E^2 - m_0^2c^4)^{1/2} \end{aligned} \quad (2-16)$$

この波長 λ をドブローイ波長(de Broglie wavelength)と呼ぶ。

図4のように格子間隔が d の結晶に入射角 θ で波長 λ の平面波を当てたときに、結晶格子による反射波は位相のずれにより角度 θ に依存した強弱のパターンを形成する。これを波の回折という。光子が干渉や回折の現象を起こすことから、波動性をもつことは昔からよく知られていた。

1927年にニッケルの単結晶に電子線を当てたときの散乱の様子が調べられ、電子も回折の現象を起こすことが確認された。電子も本来の粒子性のほかに波動性をもつことは、電子顕微鏡が利用されていることから現在では明白な事実である。一般に電子ばかりでなく、陽子、中性子、 α 粒子等の流れは、適当な条件の下でドブローイ波長で特徴づけられる波動的性質を示す。これを物質波(matter waves)と称する。粒子の一見矛盾する波動性は量子力学によって正しく認識されるが、古典力学の枠内でも運動エネルギーからドブローイ波長を算出することにより、

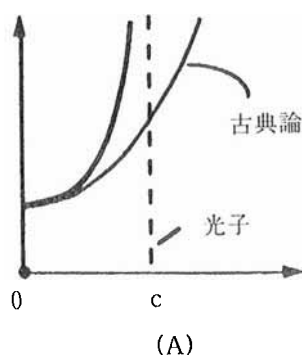


図3 (A)速度とエネルギーおよび(B)運動量とエネルギーの関係

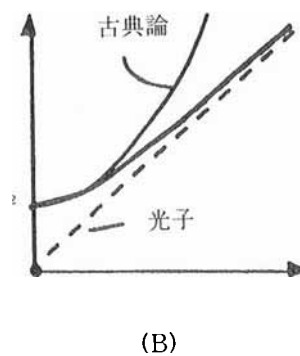


図4 結晶による波の回折

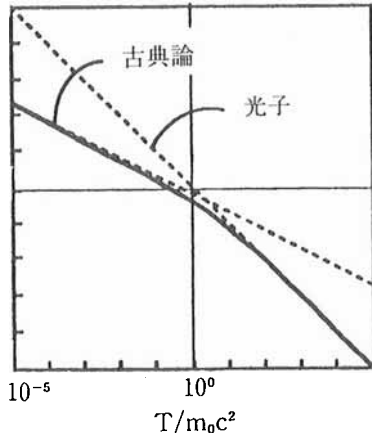


図5 運動エネルギーとドブローイ波長の関係
波としての振舞い方を判断できる。運動エネルギー
Tは全エネルギーEより静止エネルギー m_0c^2 を引い
た分であるから、

$$T = E - m_0c^2 \quad (2-17)$$

ドブローイ波長 λ と運動エネルギーTの関係は次の
式で与えられる。

$$\lambda = hc / (T^2 + 2m_0c^2T)^{1/2} \quad (2-18)$$

$\lambda_c = h/m_0c$ で定義される波長をコンプトン波長と
いう。すなわち、

$$m_0c^2 = hc / \lambda_c \rightarrow \lambda_c = h/m_0c \quad (2-19)$$

λ_c を用いて(2-18)式を書き換えると次式を得る。

$$\lambda / \lambda_c = [(T/m_0c^2)^2 + 2T/m_0c^2]^{-1/2} \quad (2-20)$$

図5は(2-20)式を表示したグラフである。静止
エネルギーを単位とした運動エネルギーと、コンプ
トン波長を単位とした粒子のドブローイ波長との関
係を、両対数座標上に表した。

$T \ll m_0c^2$ の場合は(2-20)式が次式のように近
似できる。

$$\lambda / \lambda_c = (m_0c^2 / 2T)^{1/2}$$

これは、粒子の速度をvとすると

$$\lambda v = \lambda_c c$$

の関係を表す古典論的な関係式である。

$T \gg m_0c^2$ の場合は(2-20)式は次式で近似され
る。

$$\lambda / \lambda_c = m_0c^2 / T \rightarrow \lambda = hc / T$$

上式はエネルギーT、波長 λ の光子に成り立つ式で
あるから、物質波がドブローイ波長をもつ光子と等
価的に扱えることがわかる。

コンプトン波長は電子の場合に $2.4 \times 10^{-12}m$ 、陽
子の場合に $1.3 \times 10^{-15}m$ である。

(例1)電子の場合、運動エネルギー $T \ll 0.511$
MeV $= m_0c^2$ とすると

$$\lambda = \lambda_c (m_0c^2 / 2T)^{1/2}$$

ここに $\lambda_c = h/m_0c = 0.024(\text{\AA})$ は電子のコ
ンプトン波長である。

$$\lambda (\text{\AA}, 10^{-10}m) = 12.1 / (T(\text{eV}))^{1/2} \quad (2-21)$$

電子線が $T = 54 \text{ eV}$ のとき、ドブローイ波長
は $\lambda = 1.65(\text{\AA})$ であるから、この電子線によ
る散乱の強度分布からNiの単結晶格子点間
距離 $4.30(\text{\AA})$ を測定できる。

(例2)電子の運動エネルギー $T \gg 0.511 \text{ MeV} =$
 m_0c^2 とすると

$$hc = 1.24 \times 10^{-6}(\text{eV} \cdot m) \text{であるから}$$

$$\lambda (\text{\AA}, 10^{-10}m) = 12.4 / T(\text{MeV}) \quad (2-22)$$

核の大きさ $\sim 10^{-14}m$ 程度を観察するための
電子のドブローイ波長は同程度でなければなら
ないから、その運動エネルギーは 124
MeV程度が必要となる。

2.6 光子の粒子性

(2-20)式においてコンプトン波長は、粒子の運
動を相対論的か古典論的かに分ける境界のドブロー
イ波長として位置付けられた。一方、式(2-19)で
示されたコンプトン波長の定義を見直すと、その粒
子の静止エネルギーに等しいエネルギーをもつ光子

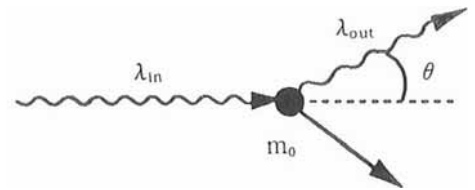


図6 光子と粒子の衝突

の波長は、その粒子のコンプトン波長 λ_c に一致する
ことがわかる。

また、コンプトン波長は光子が粒子と相互作用し
たときに起きる光子の波長の変化量を示す特徴的な
値でもある。コンプトン散乱と呼ばれるこの相互作
用による光子の波長の増加は、最大でも衝突した粒
子のコンプトン波長の2倍にしかない。

光子が物質と衝突(コンプトン散乱)して進行方
向と直角に曲げられると、光子の波長はコンプトン
波長分だけ大きくなる。完全に逆方向に向く場合は、
コンプトン波長分の2倍大きくなる。正確には散乱

角 θ のとき、入射光子と散乱光子の波長 λ_{in} と λ_{out} の間に次式が成り立つ。

$$\lambda_{out} = \lambda_{in} + \lambda_c (1 - \cos\theta) \quad (2-23)$$

上式の波長を(2-15)式に従って運動量に変換し、式の変形を幾らか行うと、相対論的な粒子同志の弾性的衝突の現象であることが証明される。このことから、波として振舞う光子も粒子性をもつことが明白となる。

2.7 角運動量の量子化

角運動量は回転運動に関する運動量ベクトルである。たとえば、粒子が運動量 p で半径 a の円軌道をする場合の角運動量は、回転面に垂直な向きで大きさが ap のベクトルである。粒子が軌道運動しているときに生じる角運動量を軌道角運動量といい、自転による角運動量をスピン運動量または単にスピンという。粒子の全角運動量 J は、軌道角運動量 L とスピン S をベクトル的に合成したものである。すなわち $J=L+S$ 。

古典力学では角運動量の値が連続した数値をもつことが可能であったが、量子力学によれば、角運動量の変化量は $h/2\pi = \hbar$ を単位とした整数値しかとり得ない。巨視的な世界ではこの不連続性を無視できるほど \hbar の値は小さいが、原子レベルではもはや無視できない大きさである。スピンの場合は粒子に固有のスピン状態数が存在する。状態数が m のとき、スピンは $(m-1)/2$ であるといい、そのベクトル成分は $+(m-1)\hbar/2$ から $-(m-1)\hbar/2$ までの値を \hbar ごとにとれる。たとえば電子の場合スピン状態数は2であるから、スピンは $1/2$ であり、スピンのベクトル成分は $+\hbar/2$ と $-\hbar/2$ のどちらかの値しかとれない。一方、軌道角運動量のベクトル成分の値には0値が必ず現われるため、状態数 m が奇数しかとりえず、 $l=(m-1)/2$ とすると $+l\hbar$ から $-l\hbar$ までの値を \hbar ごとにとる。このとき軌道角運動量は l であるという。なお電子のスピン状態数が2であることは1930年にDiracの方程式により理解できるようになった。(つづく)

NIRS
NEWS

放医研那珂湊支所創立 25 周年記念行事開催

放医研の那珂湊支所は昭和44年の設立以来、本年をもって創立25周年を迎えるにあたり、環境放射線研究の専門家を招いて下記のような講演会等を平成6年7月22日(金)、水戸市梅香のサンレイク水戸で開催した。

(1) 支所施設見学

午後1時45分～2時45分

(2) 講演会 午後3時45分～5時20分

①演題 「欧米における環境研究の現状と将来」

講師 前原子力環境整備センター理事

佐伯誠道

②演題 「放医研の環境研究に期待するもの」

講師 秋田大学医学部教授 滝澤行雄

③演題 「(財)環境科学技術研究所における研究内容について」

講師 (財)環境科学技術研究所理事・所長

大桃洋一郎

(3) 懇親会

放射線物理の基礎

村山 秀雄*

3. 原子

3.1 原子量

原子量は一定の基準によって定めた原子の質量で相対原子質量ともいう。その原子質量単位(u)は国際単位系(SI)との併用が認められている質量単位であり、 ^{12}C の原子1つの質量の1/12と定義されている。すなわち ^{12}C の原子量は12 uである。

物質1 mol(mol)に含まれる分子数 N_A をアボガドロ数と呼ぶ。 N_A の値は

$$N_A = 6.022 \times 10^{23} (\text{mol}^{-1})$$

ここにmolは物質を示す基本単位であり、1 molは0.012 kgの炭素12に含まれる原子の数で定義される。この定義により、0.001 kgをアボガドロ数(N_A)で割った値が1原子質量単位(u)の質量となる。

$$1 \text{ u} = 0.001 / 6.022 \times 10^{23} (\text{kg}) = 1.66 \times 10^{-27} (\text{kg})$$

3.2 電子

電気分解の反応1 mol当りに得られる電気量であるファラデー定数 $F = 9.65 \times 10^4 (\text{C/mol})$ をアボガドロ数 N_A で割った値 $e = 1.6 \times 10^{-19} (\text{C})$ は、電気の基本単位と考えられる。1891年Stoneyはこのように考えて、その電気素量の担い手を電子(electron)と名付けた。ただし電気素量が物理量として最初に確認されたのは、1910年に行われたMillikanの液滴の実験による。電極間に小さい液滴を浮かべることにより電気素量 e が測定され、すべての液滴の電気量が e の整数倍であることが示された。

一方、原子内における電子の様子は真空放電の研究の中で明らかにされていった。1896年Zeemanは光源を強い磁場中に置くと、スペクトル光の円偏光成分がその振動数を変える現象を観測した。これをゼーマン効果という。古典力学によればこの現象は電荷をもつ原子内粒子の運動に起因するものであり、

スペクトル光の変化量が正か負かにより、原子内運動粒子の電荷が正か負かを判定できる。その実験結果より運動粒子は負の電荷であることが判明した。また、振動数の変化量から比電荷(e/m)も約 $1.6 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ であることがわかった。翌年J. J. Thomsonも陰極線の電磁場中における実験から陰極線の比電荷を測定し、Zeemanの測定値とほぼ同じ値であることを発見した。そこでこの原子内運動粒子を電子と判断した。実際の電子の比電荷の値は $1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ である。なお量子力学の立場でゼーマン効果を見ると、磁場により電子の角運動量が影響されて、その量子化のためスペクトル線が分裂すると解釈される。

電子の質量 m_{0e} は電気素量 e と比電荷 e/m_{0e} の値から算出される。

$$m_{0e} = e / (e/m_{0e}) = 9.1 \times 10^{-31} (\text{kg})$$

電子の古典論的半径 r_e は、電子の電氣的クーロンエネルギーが静止エネルギーに等しくなる距離で与えられている。真空の誘電率を ϵ_0 とすると、

$$r_e = e^2 / (4 \pi \epsilon_0 m_{0e} c^2) = 2.8 \times 10^{-15} (\text{m})$$

3.3 原子構造の概要

α 線を薄い金属箔に当てると、大部分は素通りするが極くわずかながら大きく散乱される。1911年Rutherfordはこの現象を詳細に研究し、原子がその中心に正電荷をもつ非常に小さな原子核をもち、電子がその周りを回っているという結論に達した。原子の大部分の質量は原子核であり、質量の小さい電子の軌道のひろがり 10^{-10} m ほどであるのに対して、原子核の半径はおおよそ $10^{-15} \sim 10^{-14} \text{ m}$ 程度でしかない。原子核を単に核(nucleus)と呼ぶことが多い。

原子は通常の状態では電氣的に中性である。原子番号 Z の原子は核が $+Ze$ の正電荷をもち、これをとりまく電荷 $-e$ の電子の総数は原子番号 Z に等しい。核の構成素子は核子(nucleon)と呼ばれており、核子には電荷 $+e$ をもつ陽子(proton)と電氣的に中性の

*Murayama, Hideo/放医研物理研究部

中性子(neutron)とがある。従って原子核の陽子数はZであり、中性子の数をNとすると、総核子数は $A=Z+N$ である。この整数Aを質量数と呼ぶ。核内の陽子数と中性子数とで分類された核を核種(nuclide)とよぶ。核種を記号で表すのに、 $^{235}_{92}\text{U}$ のように元素記号の左下に原子番号、左上に質量数を添える。陽子と中性子とは質量がほぼ同じであり、それぞれ電子の1836倍ならびに1839倍の質量をもっている。

元素(element)は原子番号Zによって区別されるが、Zが同じでも質量数Aの異なる場合がある。このように核内の陽子数が同じでも質量数の異なる元素を同位元素(同位体, isotope)という。また、Nが等しい元素を同中性子体(isotone)、Aが等しい元素を同重体(isobar)とよぶ。

原子が電子を失って正のイオンになることをイオン化または電離(ionization)という。電子を1個失えば1価のイオン、2個失えば2価のイオンである。アルカリ原子(Li, Na, K, Cs)などは正のイオンになりやすい。一方、電子を引きつける性質を電子親和力というが、ハロゲン原子(F, Cl, Br, I)などは電子親和力が強いので、余分に電子を取込み負のイオンになりやすい。原子ばかりでなく、分子もまたイオンになりやすいものがある。イオンになりにくい原子、分子でも、これを十分大きなエネルギーをもった電子で当てるとか、高温にして熱運動を盛んにし、原子分子間で激しい衝突を起こさせるとかしてイオン化させることができる。紫外線やX線などの波長の短い電磁波を当ててイオン化することもある。

3.4 原子スペクトル

気体原子が放電により発する光は気体特有の線スペクトルを示し、波長が不連続に観測される。一方、電球の発光のように連続スペクトルをもつ光を気体中に通すと、その気体特有の線スペクトルに対応する波長の光が吸収され、分光器では不連続な黒い線として観測される。このような原子固有の線スペク

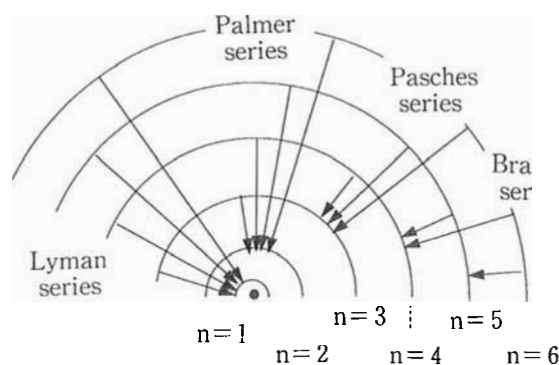


図8 水素原子の電子軌道とスペクトル系列

トルは原子スペクトルとよばれる。この現象は原子内電子が幾つかの決められた軌道しか回れないために、電子が軌道に移るごとにこのような発光もしくは吸光を引き起こすためであると考えられる。従って不連続なスペクトルは軌道間のエネルギー差に対応する。

1885年Palmerは水素の原子スペクトルを観測して、スペクトル線が規則正しく配列された系列からなることを発見した。その後Rydbergがスペクトル線の一般式を導いた。波数を $\nu = \nu/c = 1/\lambda$ とすると n_1, n_2 が $n_2 > n_1$ を満たす任意の正の整数として次式で線スペクトルが表せる。

$$\nu = R_H (1/n_1^2 - 1/n_2^2) \quad (3-1)$$

ここに R_H は水素のリュードベリ定数 $R_H = (m_0 e^4 Z^2 / 8 \epsilon_0^2 h^2) / hc \approx 1.1 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ である。特に $n_1 = 1$ は紫外線領域のライマン系列、 $n_1 = 2$ は可視光領域のバルマ系列、 $n_1 = 3$ は赤外線領域のパッシェン系列などと名付けられている。

ライマン系列 : $\nu = R_H (1/1^2 - 1/n^2)$

バルマ系列 : $\nu = R_H (1/2^2 - 1/n^2)$

パッシェン系列 : $\nu = R_H (1/3^2 - 1/n^2)$

図7にスペクトル系列の例を波長で表し、図8に水素原子の電子軌道間の遷移とスペクトル系列の関係を示す。

3.5 ボーアの原子構造論

原子スペクトルの規則性はBohrの理論(1913)に

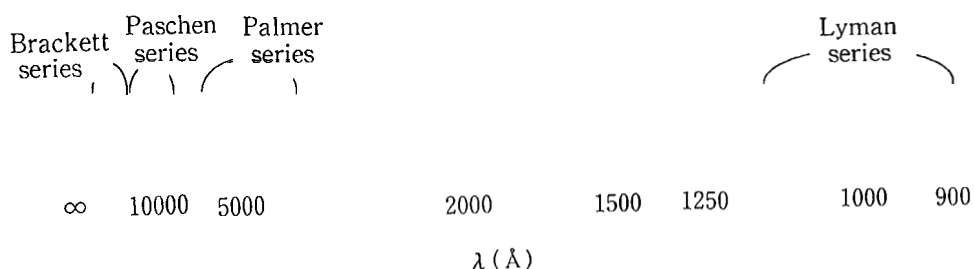


図7 水素原子のスペクトル系列

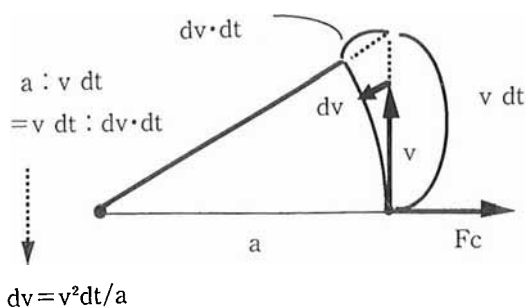


図9 遠心力

より明らかにされた。BohrはRutherfordの原子模型をもとに幾つかの仮説を設けて原子内電子の運動を説明した。まず原子内電子は定常状態においては古典力学的近似が成り立つこと、第2に角運動量の量子条件、第3に定常状態間の遷移に関して光子の放出や吸収が引き起こされる場合の振動数条件である。

3.5.1 古典力学的近似

原子内で電子が電荷 Ze の原子核のまわりを半径 a の円運動をしている場合を想定する。古典力学で考察すると、電子の質量を m 、速度を v として、円運動による遠心力 F_c は

$$F_c = dp/dt = m \cdot dv/dt = m \cdot v^2/a = p^2/am \propto p^2/a \quad (3-2)$$

で表される。原子核と電子間のクーロン力 F_E は

$$F_E = Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 a^2 \propto Z/a^2 \quad (3-3)$$

である。円運動による遠心力は原子核と電子間のクーロン力と釣り合うから、 $F_c = F_E$ であり、次式が成り立つ。

$$p^2 = (e^2 / 4\pi\epsilon_0) Zm/a \quad (3-4)$$

すなわち、 $p^2 \propto Z/a$ である。

3.5.2 量子条件

古典電磁気学によると、円軌道を回る電子は回転周期に等しい電磁波を出しながら、クーロン力によるエネルギーを放出し、その回転半径を減少させていくために、軌道運動は不安定なはずである。しかし、原子スペクトルの観測からは、原子内電子が安定な軌道状態をもつことが認識できる。この矛盾を解決するのが量子力学である。Bohrは、軌道運動に対して幾つかの安定状態があり、その状態ではエネルギーの放射も吸収もないと考えて、電子の角運動量 L が $h/2\pi$ の整数倍であるとした。これをBohrの量子条件というが、2.7節で述べたように後に量子力学で正しいことが示された。

軌道角運動量は $L = ap \propto (aZ)^{1/2}$ であり、Bohrの量子条件から

$$L = n \cdot h / 2\pi = n\hbar \quad (3-5)$$

と量子化されるから、半径 a が次式で与えられる。

$$a = (\epsilon_0 h^2 / \pi e^2) \cdot n^2 / mZ \propto n^2 / Z \quad (3-6)$$

これは軌道半径が n^2 に比例することを示している。その最小値は $n=1$ に対するものであり、 $Z=1$ の水素原子では

$$a = \epsilon_0 h^2 / \pi e^2 m = 0.53 \times 10^{-10} (\text{m}) = 0.53 (\text{\AA}) \quad (3-7)$$

である。これをBohr半径という。原子の大きさは、軽くても重くても $1 \sim 2 (\text{\AA})$ 程度である。

一方、電子のエネルギー E は運動エネルギー T と位置エネルギー U の和である。 E も n の関数であるため、 $E = E_n$ とすると

$$\begin{aligned} E_n &= T + U = p^2 / 2m - (Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 a) \\ &= (e^2 / 8\pi\epsilon_0) \cdot Z/a - (e^2 / 4\pi\epsilon_0) \cdot Z/a \\ &= -(e^2 / 8\pi\epsilon_0) \cdot Z/a \\ &= -(e^4 / 8\epsilon_0^2 h^2) \cdot mZ^2 / n^2 \end{aligned} \quad (3-8)$$

である。すなわち、 $E_n \propto -Z/a \propto -Z^2/n^2$ の関係にある。(3-8)式をeV単位であらわすと、

$$E_n = -13.6 Z^2 / n^2 (\text{eV}) \quad (3-9)$$

である。このようにBohrの量子条件からエネルギーは量子化(quantize)される。特に水素原子のエネルギー単位は

$$E_n = -13.6 / n^2 (\text{eV}) \quad (3-10)$$

3.5.3 振動数条件

Bohrは、原子内電子がエネルギー E_m の定常状態からより低いエネルギーである E_n の定常状態に遷移するときには、そのエネルギー差 $\Delta E = (E_m - E_n)$ が光子として放出され、その光子の振動数 ν は $\Delta E/h$ で与えられるという仮説を導入した。すなわち、

$$\nu = (E_m - E_n) / h = \Delta E / h \quad (3-11)$$

また、エネルギー E_n の定常状態からは振動数 ν の光子を吸収して、より高いエネルギー E_m の定常状態に遷移する。(3-9)、(3-11)式よりリュードベリ定数 R_H を算出すると、原子スペクトルの実験値とよく一致した。エネルギーの一番低い原子の状態を基底状態(ground state)という。図8に示した水素原子の場合は $n=1$ のときが基底状態であり、電子が最も核に近い軌道をとる状態に相当する。

十分大きなエネルギーを吸収して、 $n=\infty$ の準位まで励起された状態は、電子が原子核の引力圏外まで出た状態である。これは原子がイオン化された状態に相当し、エネルギー $(E_\infty - E_n)$ はエネルギー E_n の定常状態にある電子を原子から取り出すのに必要なイオン化エネルギーに相当する。基底状態の水素原子の場合(3-10)式より

$$(E_\infty - E_1) = 13.6 (\text{eV})$$

これは水素原子のイオン化エネルギーの実測値に一致する。 $n=\infty$ の準位よりさらにエネルギーの高い状態は、電子が原子から離れて運動している状態であり、この電子を自由電子という。自由電子のエネルギーは連続的な値をとることが可能であり、もやは量子化されていない。

原子の定常状態間の遷移により放出される光子のうち、特にエネルギーが高く電離現象を引き起こす光子は特性X線とよばれ、元素ごとに固有の不連続な波長のX線スペクトルが見られる。

3.5.4 モーズリーの法則

1913年Moseleyは特性X線の波長と原子番号との間の系統的な関係を明らかにした。図7のような原子スペクトルの図を原子番号Zの小さい順に下から上へ並べてみると、Zと λ による2次元表示ができる。原子スペクトルの2次元表示を眺めると、異なるZ間において線スペクトルパターンの類似性が認められる。Z- λ 座標上で異なるZ間の共通する線スペクトルを結び、幾つかのグループにまとめられる。図10にその例を示す。ただし、図7と異なり図10の横軸スケールは波長に比例して表示してある。

核に近い順に電子軌道にK, L, M, Nと名前をつけて、電子軌道間の電子の遷移に伴うX線の線スペクトルに名称がつけられた。たとえば、

L軌道→K軌道：K_α線, M軌道→L軌道：L_α線

M軌道→K軌道：K_β線, N軌道→L軌道：L_β線などである。図10のグループはそれぞれこのスペクトル線の名称と対応するものであり、どのグループでも次式が成立することが見いだされた。

$$\nu \propto (Z-S)^2 \quad (3-12)$$

たとえばK_α線は次式でよく近似できる。

$$\nu = 0.25 \times 10^{16} (Z-1)^2 (\text{s}^{-1}) \quad (3-13)$$

これをモーズリーの法則という。この法則はBohrの

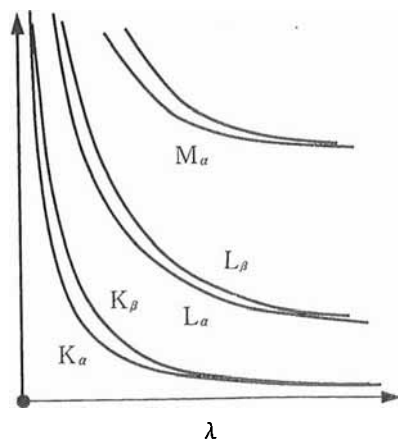


図10 モーズリーの法則

理論より導かれた(3-9)式と矛盾するものではない。原子の定常状態のエネルギーが電子の受ける実行的な核の電荷の2乗に比例することを(3-12)式は表している。ここにSは原子核に近い電子群による電場の遮蔽効果による因子である。たとえばn=1の軌道に2個の電子があるとすると、1個の電子だけ飛び出るときのクーロン場はZ/rではなく(Z-1)/rに比例する。従って、この場合の実効的な核の電荷は(Z-1)とみなすことができる。

モーズリーの法則からZが小さければνも小さいという関係がある。この関係を利用して、元素の原子番号Zが確認できる。Ar(Z=18)の原子量は39.95であり、K(Z=19)の原子量39.10より大きいから、前者の方が原子スペクトルの周波数νは小さいため原子番号は小さいことが判定できた。

3.6 原子内電子の状態

水素原子の電子軌道はBohrの理論により見事に解明された。多くの電子をもつ原子の電子軌道も大筋ではBohrの理論により理解できるところもあるが、電子同士のクーロン力やスピンの関係し、電子が同じ状態を共有できないなどの効果を考慮する必要がある。

3.6.1 電子の磁性

原子内電子のように電荷eが速度vで回転すると円電流iとなり、その回転面に垂直な向きに磁力を生じる。磁力の大きさは電流の大きさと軌道の描く円の面積の積である磁気モーメントμで示される。

$$\mu = \pi a^2 i = \pi a^2 (ev / 2\pi a) = eav / 2$$

ここに、aは軌道半径である。電荷の質量をmとすると、角運動量はL=ma²vであるから、上式に代入して次式を得る。

$$\mu = Le / 2m \quad (3-14)$$

一方、(3-5)式によりLは量子化されているからμも不連続な値をとる。

$$\mu = n \cdot e\hbar / 2m \quad (3-15)$$

最少単位はn=1のときでμ=e \hbar /2mである。電子の場合の磁気モーメントの最少値をボーア磁子μ_Bという。

$$\mu_B = e\hbar / 2m_{0e} = 9.3 \times 10^{-24} (\text{Jm}^2 \text{Wb}^{-1}) \quad (3-16)$$

さらに電荷eがスピンをもっていれば、これに伴う磁気モーメントもある。これをスピン磁気モーメントμ_sといい、自由運動をする場合はμ_sのみが観測される。スピンS=s \hbar とすると

$$\mu_s = g_s (e\hbar / 2m) s \quad (3-17)$$

となる。 g_s はスピン磁気因子とよばれ、電子の場合、理論的にはDiracの方程式から $g_s=2$ である。電子のスピンは $s=1/2$ であるから $\mu_s=\mu_B$ となる。 μ_B は自由電子の磁気モーメントの実測値 μ_e と0.1%の差で等しい。

なお原子核もスピンに起因する磁気モーメントをもつが、(3-17)式からわかるように磁気モーメントは質量に反比例しており電子の方が核に比べて遙かに軽いので、電子の磁性は核磁性より遙かに強い。

3.6.2 原子の殻構造

1924年Pauliは原子構造の研究を進めていくうちに、2つの電子は同じ状態をとることができないという法則が存在することをつきとめた。これをパウリの排他律とよぶ。量子力学によると、水素原子の各エネルギー準位(主量子数 n で指定)は幾つかの異なる状態の混合である。これを縮退しているという。幾何学的にみると電子の軌道は円運動のみではなく、楕円運動もありえるためである。その運動の種類は n 個であり、長円軌道になるほど角運動量が小さい。そのため角運動量の量子数 I が指定できる。量子数 I は0から $(n-1)$ までの整数値をとる。また、それぞれの楕円運動の面が異なる方向をとる。これは角運動量成分量子数 m で指定され、量子数 I の場合、 m は $-I$ から $+I$ までの $2I+1$ 個の整数である。さらに、同じ軌道状態でもスピンの状態が2つとれる。従って主量子数 n の準位には、 $[1+3+\dots+\{2(n-1)+1\}]\times 2=2n^2$ の異なる状態が縮退している。なお、古典力学に基づくBohrの理論によると角運動量の量子数 I の最大値は n となるべきであるが、量子力学では I の最大値は $(n-1)$ となる。水素の基底状態を例にとると、 $n=1$ であるため $I=0$ のみが角運動量の量子数としてとれる値である。

量子数 I の値に対して次のような記号を用いる慣例がある。(s=sharp, p=principle, d=diffuse, f以降はアルファベット順……)

$$I = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad \dots$$

$$s \quad p \quad d \quad f \quad g \quad h \quad \dots$$

水素原子以外の原子内でも個別電子状態がうまく近似できる。このとき、縮退していたそれぞれの状態の電子が、他の電子によるクーロン力の遮蔽効果により異なるエネルギー準位をとるようになる。

個別電子の I が与えられると、角運動量の量子数 I は異なる主量子数 $n=I+1, I+2, \dots$ をとれるが、同じ n, I をもちえる電子の数： $2(2I+1)$ だけは縮退したままである。エネルギー準位の低い方

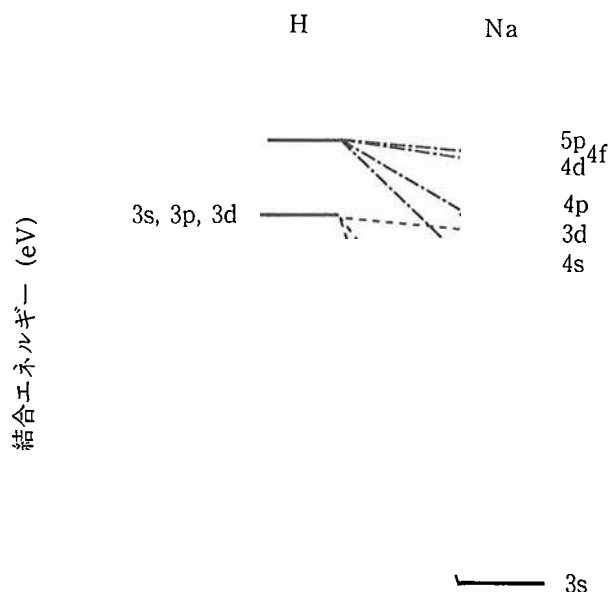


図11 水素とナトリウムのエネルギー準位

表2 エネルギー準位と閉殻

エネルギー	低←			
n	1,	2,	3, 3,	4, 3, 4,
I	0,	1,	0, 1,	0, 2, 1,
電子数	2,	6,	2, 6,	2, 10, 6,
閉殻電子数	2	8	8	18
記号	1s	2s, 2p	3s, 3p	4s, 3d, 4p
周期律表	第1周期	第2周期	第3周期	第4周期

から Z 個の電子を埋めていく。大きく準位が変化するのは (n, I) における $2(2I+1)$ 個の電子がすべて詰まったときであり、これを閉殻という。ただし、次の準位が近いエネルギーの場合はその準位が埋まるまで閉殻が閉じないようにみえる。周期律表に見られる性質は以上の閉殻モデルにより概ね説明できる。

エネルギー準位と閉殻の関係を表2に示す。

図11にエネルギー準位の縮退を表す例として水素とナトリウムのエネルギー準位を示した。主量子数 n が小さいからといってエネルギー準位が低いとは限らず、角運動量の量子数 I によってエネルギー準位が影響を受けることがわかる。表2の周期律表の各周期における元素配列はこのような効果を表している。希ガスは各周期で軌道電子が埋められた閉殻の状態であり、特にイオン化エネルギーが高いので化学反応を起こしにくい元素である。希ガスより電子の1つ多いのがアルカリ元素であり、電子を容易に手放して正イオンとなる。一方、希ガスより電子の1つ少ないのがハロゲン元素であり、電子を積極的に受け取り負イオンとなる。これらの性質は原

子が閉殻をつくってエネルギー的に安定化しようとするために生じる。

3.6.3 不確定性原理

Bohrの古典力学的近似が妥当であることは、軌道電子の運動エネルギーが静止エネルギーである 0.5 MeVに比べてはるかに小さいことから裏付けられる。実際に水素原子($Z=1$)のK($n=1$)軌道にある電子を例に、その速度 v をBohrの理論から求めると、角運動量が $L=h/2\pi$ であり、一方、ボーア半径を a_B とすると(3-7)式より、

$$L = a_B p = a_B m_{0e} v = (\epsilon_0 h^2 / \pi m_{0e} e^2) m_{0e} v$$

と算出されるから

$$v = e^2 / 2 \epsilon_0 h \quad (3-18)$$

となる。 v と光速 c との比 α は

$$\alpha = v/c = e^2 / 2 \epsilon_0 hc = 1/137 \ll 1 \quad (3-19)$$

である。このように v は c に比べてはるかに小さいため、古典力学的近似でもエネルギー準位が正しく説明できたわけである。 α は微細構造定数と呼ばれる。また、軌道電子のドブローイ波長はほぼ $2\pi a_B$ であり、電子のコンプトン波長 λ_c とボーア半径 a_B との比は次式で与えられる。

$$\lambda_c / a_B = (h / m_{0e} c) / (\epsilon_0 h^2 / \pi m_{0e} e^2) = \pi e^2 / \epsilon_0 hc = 2\pi\alpha \quad (3-20)$$

上式より軌道電子のドブローイ波長は電子のコンプトン波長 λ_c よりはるかに大きいことが認められ、古典力学的近似の妥当性が裏付けられたことになる。

水素原子内電子の位置の広がりを Δx 、運動量の広がりを Δp とすると、K軌道の電子に対して、

$$\Delta p \doteq m_{0e} e^2 / 2 \epsilon_0 h, \quad \Delta x \doteq a_B = \epsilon_0 h^2 / \pi m_{0e} e^2$$

であるから、次式が成り立っている。

$$\Delta x \cdot \Delta p \doteq h / 2\pi \quad (3-21)$$

この関係は量子力学で成り立つ不確定性関係を表すものである。ただし、量子力学によると原子内電子はBohr理論のような定まった軌道上にあるわけではない。粒子の位置 x とその運動量 p はともにその正確な値を決めることはできないというのが(3-21)式の量子力学的解釈である。また、不確定性関係は粒子のエネルギーとその保留時間の間にも成り立つ。エネルギー E と時間 t とはともにその正確な値を決めることはできず、エネルギー不確定性を ΔE 、時間の不確定性を Δt とすると次式の関係がある。

$$\Delta t \cdot \Delta E \doteq h / 2\pi \quad (3-22)$$

このことから単寿命のエネルギー準位ほどそのエネルギー値が揺らぐことがわかる。定常状態であれば、 Δt が ∞ であるため E が一定の値として確定するわ

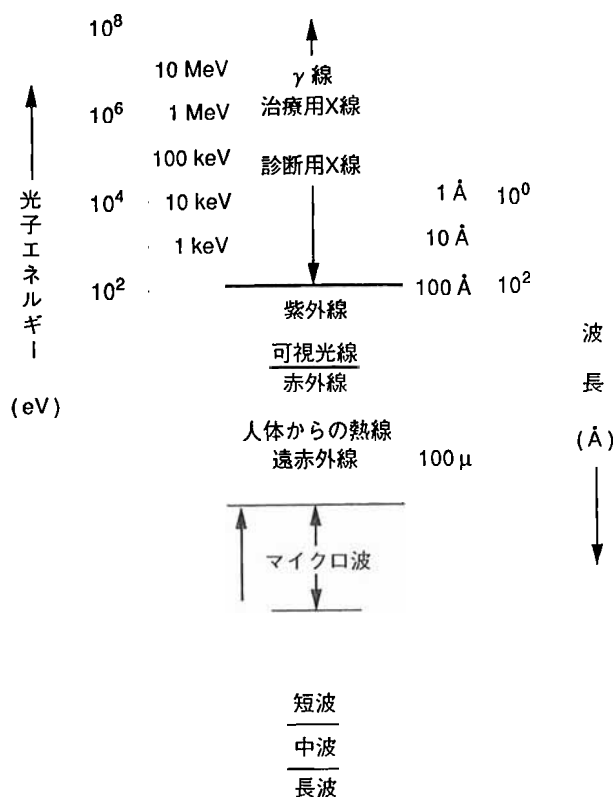


図12 電磁波の波長とエネルギー

けである。

4. X線

1895年Röntgenは陰極線の研究を進める中で、高速電子である陰極線とは異なる新しい放射線の存在を確認し、それをX線と名付けた。X線は、間接電離放射線に属するエネルギーの高い電磁波である。その波長は $10^{-8} \sim 10^{-14}$ mの範囲にあり、同じ電磁波である可視光の波長領域 10^{-6} mに比べて数十分の一以下である。

4.1 電磁波の種類

電磁波は、質量が0で速度が一定値 $c = 3 \times 10^8$ m/sの粒子である。その振動数 ν とエネルギー E 、運動量 p とは比例し、(2-13)、(2-15)式が成り立つ。エネルギーと波長の関係 $E = h\nu = hc/\lambda$ から、電磁波のエネルギーをeV単位で表すと、次のように波長との変換ができる。

$$E(\text{keV}) = 12.4 / \lambda(\text{Å}) = 1.24 / \lambda(\text{nm})$$

$$E(\text{eV}) = 12.4 / (\mu\text{m}) \quad (4-1)$$

図12に電磁波の種類とそのエネルギーおよび波長の関係を示す。電磁波は化学現象、光学、電波、物性等の種々の低エネルギー遷移現象にエネルギー

伝達の担い手として広く介在している。たとえば、原子が関与するエネルギー準位の多くは可視光領域(1.5~3 eV)であり、原子分子の振動のエネルギー準位は赤外線領域(0.001~1.5 eV)、回転系のエネルギー準位はマイクロ波領域(10^{-6} ~ 10^{-3} eV)である。セシウム 133 原子の超微細エネルギー準位(3.7×10^{-5} eV)は原子と原子核の相互作用に関するエネルギー準位の一例であり、これから正確な振動数 $9.2 \times 10^9 \text{s}^{-1}$ が得られるため原子時計に利用されている。また、分子間の共有結合のエネルギーに相当する赤外線領域のレーザーは、電磁波の周密集団であり、局所的熱膨張を引き起こし組織を切断するレーザーメスとして利用される。

X線も原子のエネルギー遷移現象に起因して発生する電磁波であるが、エネルギーが紫外光より高いことで特徴づけられる。おおよそ 100 eV 以上の高いエネルギーをもつ電磁波をX線というが、明確な境界を引くことはできない。 γ 線は発生の方が異なるだけでその物理的性質はX線と同じであり、波長による区別はない。核のエネルギー状態が遷移するときに放出される間接電離性光子を γ 線とよぶ。

4.2 X線の種類

X線は、不連続の波長分布をもつ特性X線と連続した波長分布をもつ連続X線とに分けられ、発生機構の違いによりその差が生じる。図 13(A)の模式図で示したように、特性X線は原子の定常エネルギー状態 E_K , E_L 間の遷移により発生する。一方、連続X線はエネルギー E_{IN} の高速電子が原子核の電場で曲げられたとき、運動エネルギーを損失して E_{OUT} となり、その損失エネルギー分 ($E_{IN} - E_{OUT}$) がX線として発生する。連続X線は制動放射線あるいは阻止X線ともよばれる。

X線管は高電圧により高速電子をつくり、これをタングステンなどのターゲット物質に当ててX線を発生させる装置である。しかし、高速電子のほとんどのエネルギーは熱に変換され、数%以下のエネルギーだけがX線のエネルギーに変換される。図 13(B)にX線管より発生するX線のエネルギー分布を模式的に示した。山型の分布をした制動放射線に数本の特性X線が乗っている。

4.2.1 特性X線

高速電子を物質中に透過させると、原子全体と電子との玉突現象を起こす。エネルギー損失のない場合は弾性散乱という。このとき原子は電子よりはるかに重いので電子の進路が曲げられる。一方、エネ

ルギー損失のある場合は非弾性散乱という。このとき、軌道電子が励起準位に移動するだけであれば励起といい、軌道電子が原子から離脱すれば電離とよぶ。励起もしくは電離により、励起準位となった原子がより低いエネルギー状態に遷移しようとして発生する電磁波が特性X線である。特性X線のエネルギー E は、リュードベリのスペクトル線に関する一般式(3-1)とモーズリーの法則(3-12)を合わせて、以下の式で表せる。

$$E = R(Z - S)^2 (1/n_1^2 - 1/n_2^2) \quad (4-2)$$

ここに、 n_1 , n_2 は $n_2 > n_1$ を満たす任意の正の整数、 S は電子による核の電場の遮蔽因子である。

モーズリーの法則で命名された電子軌道の記号に従い、遷移後のエネルギー準位の殻に応じてK殻特性X線、L殻特性X線、M殻特性X線、……などとよばれる。さらに、遷移前の励起エネルギー準位の殻によりそれぞれの殻の特性X線が分類される。たとえば励起エネルギー準位がL殻であったK殻特性X線は K_{α} 線とよばれる。この添え字は実験的に決められたもので、 α , β , ……の順にX線エネルギーが大きくなることに対応している。実際には原子の微細構造のため、 $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ などと添え字に番号をつけて特性X線を分類する。

4.2.2 制動放射線

一方、高速電子が原子核の電場で曲げられたとき、運動エネルギーを損失する。これを放射損失という。このとき発生するX線が制動放射線とよばれ、波長が連続的に分布する。一定エネルギーの高速電子線を厚いターゲット物質に当てたとき得られる制動放射線のエネルギー分布は低エネルギー側に大きく、高エネルギー側に小さい三角形の分布をする。X線管の管電圧が V (kV) の場合、発生X線の最短波長は次式で与えられる。

$$\lambda (\text{\AA}) = 12.4 / V (\text{kV}) \quad (4-3)$$

これはデュエヌ・ハントの法則とよばれるが、(4-1)式によれば電子エネルギー V のすべてがX線に変換された結果を示している。図 13(C)のように薄いターゲットの積層を仮定すると、高速電子は一樣エネルギー分布をした制動放射線をそれぞれの層で発生するが、その層を通過した電子はエネルギーを損失して、次の薄いターゲット層では前の層における制動放射線の最高エネルギーがより低い一樣エネルギー分布の制動放射線を発生する。このようにして、厚いターゲットでは三角形の分布をすることになる(図 13(B)の破線)。ただし、実際のX線管の場合には低エネルギーX線が窓材等により吸収されて、図

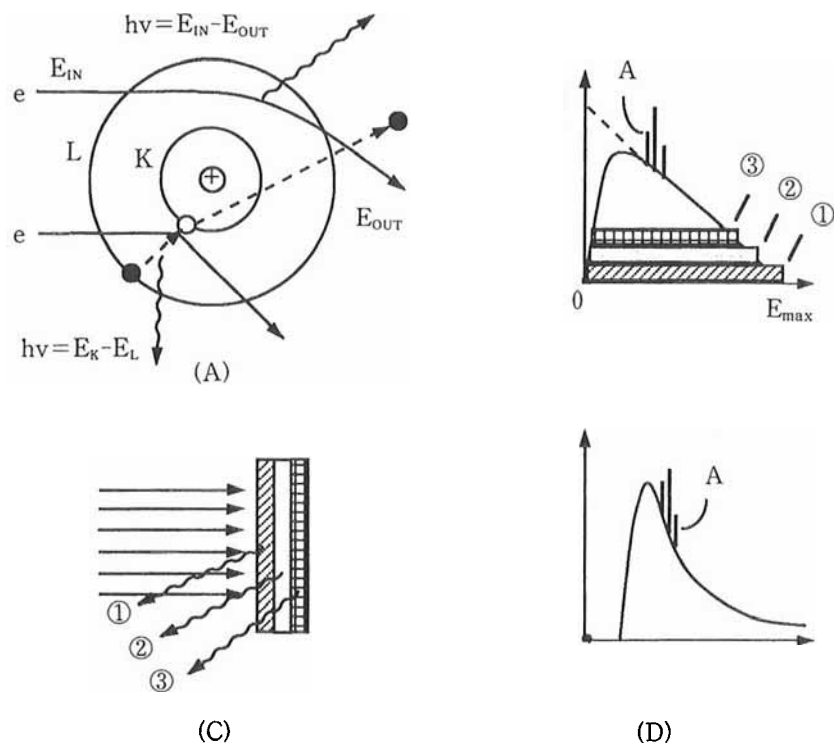


図 13 X線の種類と発生スペクトル

13(B)の実線で示したようなピークをもつ分布となる。図 13(D)のようにX線スペクトル分布の横軸を波長にすると、制動放射線の最高エネルギー E_{max} に対応した波長の最少値 λ_{min} が存在し、その最少波長の1.5倍の波長値でピークをもつ波長分布を形成する。

X線管のX線発生には以上述べた現象がすべて関与している。従ってX線管により発生したX線エネルギー分布は連続分布と特性X線との合成となるが、全体としては連続分布の方が大きな割合を占める。

4.3 オージェ効果

励起準位に遷移した原子から特性X線が発生する代わりに、軌道電子が運動エネルギーを得て原子から飛び出ることがある。この現象をオージェ効果といい、飛び出す電子をオージェ電子とよぶ。オージェ電子は単一エネルギーの高速電子である。特性X線の生成とオージェ電子(Auger electron)の放出とは競合する。Zが大きいほど特性X線の方が出やすくなる。図 14 はK殻特性X線(K線)の収率が原子番号に依存する様子を示している。

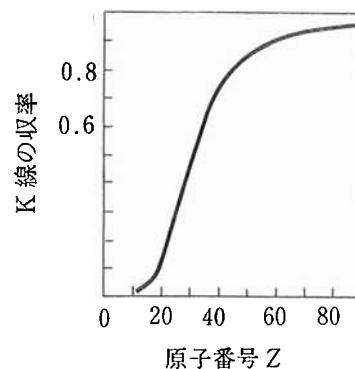


図 14 K線の収率

なお、核の場合にも励起準位に遷移した核から γ 線が発生する代わりに、軌道電子が運動エネルギーを得て原子から飛び出ることがある。この現象を内部転換といい、飛び出す電子を内部転換電子とよぶ。内部転換電子も β 線と異なり連続エネルギー分布ではなく、単一エネルギーである。オージェ電子と内部転換電子とは、ともに単一エネルギーの高速電子であるが、X線と γ 線の違いと同様に発生機構の違いで名称を変えている。

放射線物理の基礎

村山 秀雄*

III

5. 原子核

放射能は原子核の変化によるものであるから、これを理解するには原子核の構成要素を知る必要がある。Rutherfordによる原子模型以後、原子内に正電荷の核が存在することは認識されるようになったが、核が何からできているのかは明らかでなかった。核の大きさは 10^{-14}m 程度であり、原子の大きさの約 10 万分の 1 に相当するため、核の構成要素の解明は原子の解明以上に難しい問題であった。1919 年 Rutherford は α 線を窒素-14 の原子核に衝突させて、酸素-17 ができると同時に水素の原子核すなわち陽子がはじき出されることを発見した。当時この実験は核が陽子と電子から構成されていることを確信させたが、そうであるとすれば原子内でなぜ一部の電子が軌道電子となり、一部が核内に閉じ込められるのか説明できなかった。

1930 年 Bothe と Fränzl は α 線をベリリウム-9 の原子核に衝突させて、炭素-12 ができると同時に電氣的に中性の放射線がはじき出されることを発見した。1932 年に Chadwick はこの中性の放射線が陽子に近い質量をもつ素粒子であると考え、中性子と名付けた。さらに、Heisenberg は核が陽子と中性子とからできているものと考えれば、原子全体の構造をうまく説明できることを指摘した。翌年には Fermi が RI より放出される β 線の発生機構を解明する β 壊変の理論を提案し、中性子が核の構成粒子であることを裏付けた。

5.1 核の構成要素

原子核が陽子と中性子からできていることが現在では確認され、両者をともに核子とよぶ。電荷をもたない中性子は正の電荷をもつ陽子よりほんのわずか (0.16%) 重いだけであり大きさもほぼ同じである。核子どうしはクーロン力よりもはるかに強い核

表3 核種の例

核種	Z	核の結合エネルギー (MeV)	原子の結合エネルギー (MeV)	核スピン	磁気モーメント (nm)
^1H	1	—	0.000014	1/2	+2.79
^2H	1	2.2	0.000014	1	+0.86
^4He	2	28.3	0.000079	0	0
^{16}O	8	127.6	0.0020	0	0
^{23}Na	11	186.6	0.0045	3/2	+2.218
^{31}P	15	262.9	0.0095	1/2	+1.132
^{235}U	92	1783.1	0.69	7/2	-0.35

力により引き合っている。そのため、クーロン力に基づく原子の結合エネルギーに比べると核の結合エネルギーははるかに大きい。

原子構造の概要の節で既に述べたように、核の陽子数を Z、中性子数を N、全核子数を A とすると、全核子数 $(A) = \text{陽子数}(Z) + \text{中性子数}(N)$ である。核の原子番号は Z、質量数は A である。(Z, N, A) のうちの 2 つの組み合わせにより指定される核が核種である。核種のうち Z が同じであれば同位核、A が同じであれば同重核、N が同じであれば同中性子核とよぶ。

核種の例を表 3 に示す。電子と同様に核もスピンをもち、磁性をもつ。核の磁気モーメントの大きさは核磁子 (nm) を単位として示した。核磁子は電子の Bohr 磁子に対応しており、(3-16) 式において電子の質量を陽子の質量に代えて与えられる。従って、原子の示す磁性に比べると核の磁性は遙かに小さい。

5.2 核力

物理学では現在のところ 4 種類の力が確認されている。弱い順にあげると、質量間の引力である重力、 β 壊変に関する弱い相互作用、電磁気の引力と斥力に関する電磁相互作用、核子間の引力 (核力) である強い相互作用である。核子の質量は小さいので核子間の重力作用は無視できる。

原子核内では、陽子間に強いクーロン斥力が働い

*Murayama, Hideo / 放医研物理研究部

		ⓐ陽子	ⓑ中性子		
クーロン力		握力			
←ⓐ	ⓐ→	斥力	ⓐ→	←ⓐ	引力 (近接力)
ⓑ	ⓑ	働かない	ⓑ→	←ⓑ	
ⓐ	ⓑ	働かない	ⓐ→	←ⓑ	

図 15 核子に働く力

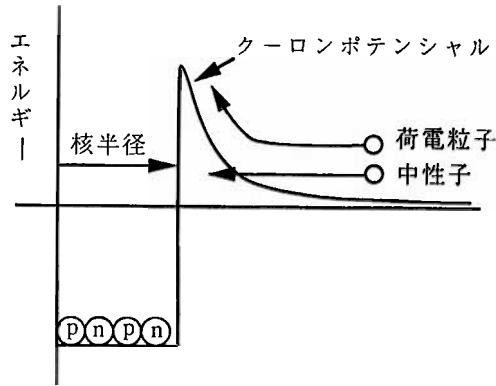


図 16 原子核の位置エネルギー

ている。この斥力に打ち勝つ引力が4つのうちで最も強い核力であり、核の結合エネルギーの源泉である(図15)。核力の大きさは陽子であるか中性子であるかには依存しない。核力は核子間隔が核子の大きさである 10^{-15}m 程度の範囲でのみ作用し、それより離れると急激に作用しなくなる。1934年電子と核子の中間の質量をもつ中間子の存在を仮定して、核子間で中間子を仮想的に交換し合う作用により核力を説明したのが湯川である。その中間子は、1947年 Powellらによって宇宙線の中から初めて発見され、存在が確認された。宇宙線は大気圏外からやってくる放射線および空気中で派生するその2次放射線である。

核内では核力により核子が安定な状態を保てる。この状態は、核中心からの距離を横軸として位置エネルギーをグラフで表した図16によって模式的に示すことができる。これを原子核の井戸型ポテンシャルという。しかし、核の半径を越えて中心から遠ざかるにつれて、陽子のクーロン力が支配的となり、核中心とは反対に山型のポテンシャルを形成する。これをクーロン障壁という。なお電子には核力が働かない。原子内の軌道電子が核内にいる確率は約 $1/(10^5)^3$ であるから、核近傍のポテンシャルには軌道電子が関与しないと考えるよい。

核種どおしが接近して核力が作用することを核反応という。核反応するには核力が作用するのに十分

な距離まで互いに核種を接近させる必要がある。熱運動や化学反応をしている元素どうしが核反応をせずに安定なままではいるのは、核のクーロン障壁があるためであり、通常エネルギーでは互いの核は容易に近付けない。クーロン障壁を越えるためには正電荷の核種を加速して高エネルギーにする必要があり、加速器等が使用される。ただし、中性子は電荷をもたないため低速でも核に近付くことができる。高速電子の場合は核に近付いても核力は働かないが、核のクーロン引力を受けて進路を曲げられたりする。制動放射線はこのようにときに発生する。

5.3 結合エネルギー

陽子数Z、中性子数N、軌道電子数Zから構成される中性原子の質量をMとした場合、これら核子と電子をばらばらにして測定した総質量 M_1 はMよりも大きくなる(図17)。この質量差 $\Delta M = (M_1 - M)$ は質量欠損であり、 $-\Delta M$ は質量超過ということになる。 ΔM をエネルギーに換算した値Bを結合エネルギーという。

$$B = (M_1 - M)c^2 = (Zm_{0p} + Nm_{0n} + Nm_{0e} - M)c^2 \quad (5-1)$$

ここに、 m_{0p} 、 m_{0n} および m_{0e} はそれぞれ陽子、中性子および電子の静止質量である。結合エネルギーが正であることは核子を結合した方が安定であること

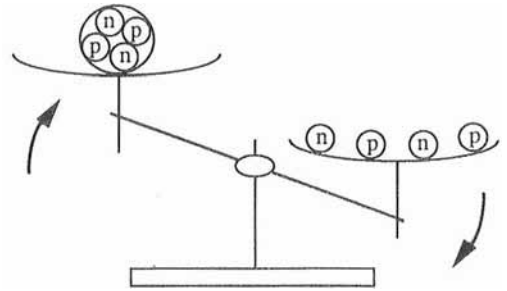


図 17 核の質量と構成核子に分離した質量総和の比較

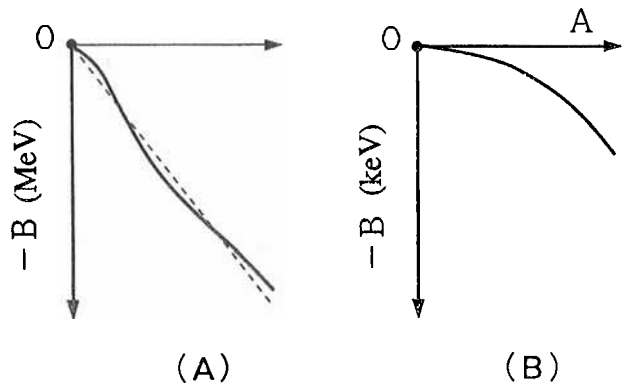


図 18 (A)核の質量超過, (B)原子の質量超過

を示す。勿論、実際には陽子どうしを核力の働くまで近付けるにはクーロン斥力に打ち勝つエネルギーが必要となるが、結合さえすればそのエネルギー分は回収できる。(5-1)式には核と原子の結合エネルギーが合算されているが、前者は後者に比べてはるかに大きい。

表3に核と原子のそれぞれの結合エネルギーの例が示されている。この例からも両者の結合エネルギー間には桁以上の大きさの違いがあることがわかる。表3を注意深く比較すると、さらに両者の結合エネルギー間で核子数Aの依存性が違うことを読み取れる。核力は近接力のため、核の結合エネルギーはほぼ核子数Aに比例している(図18(A))。一方、原子内電子の結合エネルギーは(3-19)式のように Z^2 に比例する。多数の軌道電子をもつ原子の結合エネルギーにおいても、最も核に近い軌道電子の寄与が主であり、 $A \sim 2Z$ である。このため、原子の結合エネルギーは A^2 におおよそ比例している(図18(B))。それは原子の結合エネルギーの源泉が遠距離まで及ぶクーロン力であることに由来する。

5.4 核模型

核の示す複雑な振舞や、壊変過程を大局的に理解するには、核の構造を知ることが大きな助けになる。多数の核子により成り立つ複雑な核構造は、それを見る視点によって様々な解釈が可能であるが、大別すれば以下の液滴模型、独立粒子模型、集団模型の3つの模型で外観を捉えることができる。

[液滴模型]：液滴の密度はその大きさによらず一定であり、液滴中の各粒子は近くにいる粒子とだけ引っ張りあう。核内でもその密度と核子に関して同

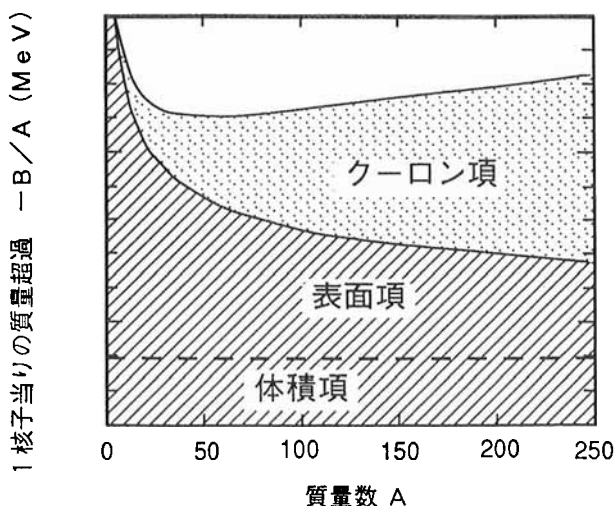


図19 核における核子当りの質量超過と質量数の関係

様の性質をもつため、核を液滴とみなせば核の大ざっぱな特徴をつかむことができる。図18(A)に示した質量超過 $-B$ を核子数すなわち質量数 A で割り、核子当りの質量超過 $-B/A$ と質量数 A の関係を示したのが図19である。図に示されるように、核子当りの質量超過 $-B/A$ の値は A の広い範囲でほぼ一定値(約 -8 MeV)になる。

核力は近接力であるから表面張力に類似しており、核子数の増加とともにその効果は増す。この効果は表面項とよばれ、さらに核子数を増すと次第に一定値(図19の破線)に近づく。この漸近線レベルを体積項とよぶ。液体の内部エネルギーはその体積に比例する。実験データによれば核の体積は核子数 A に比例するため、体積項は液体の内部エネルギーに相当するものと考えられる。体積項と表面項を合わせた部分が核力による質量超過である。しかし、質量数の増加とともに陽子数が増すとそれらのクーロン斥力も増加してくる。図19に示したクーロン項は陽子間のクーロン斥力による部分であり、質量超過を減らす効果がある。

このように核子当りの結合エネルギー B/A が A の広い範囲でほぼ一定となるのは、液滴の表面張力に陽子間のクーロン力の効果を加えることで理解できる。

$-B/A$ は $A \sim 60$ (${}_{26}\text{Fe}$, ${}_{27}\text{Co}$, ${}_{28}\text{Ni}$)付近で緩やかな鍋底を示し、核子当りの質量超過の最小値は約 -8.7 MeVとなる。このような質量超過すなわち結合エネルギーの特性から、大きい核種は2つの核種へ分かれた方が安定であり、小さい核種どうし結合した方が安定となる傾向がある。前者が核分裂による核エネルギーの開放であり、後者が核融合による核エネルギーの放出である。

また、質量数 A が大きくなると、クーロン斥力により陽子の状態は対応する中性子の状態よりも高いエネルギーをもつ。そのため Z よりも N の多い方がより安定となる傾向のあることがわかる。

[独立粒子模型]：原子における軌道電子の模型と似ており、各構成粒子が他の粒子によって作られる平均的なポテンシャルの中を運動するものとみなす。このモデルにより核全体の励起エネルギー準位や角運動量の値などをある程度説明できる。陽子数 Z または中性子数 N が2, 8, 20, 28, 50, 82, 126のときに核子軌道の殻が埋まるため、特に安定になる。このような核の性質を核の殻構造という。

[集団模型]：数個以上の核子が協力して起こす集団運動により核の状態を理解しようとする方法であ

る。球対称形からずれて回転楕円体に変形した核が回転したり、核表面で振動したりすることで励起状態の一面を理解できる。

5.5 核の分布図

陽子数 Z と中性数 N で核の種類は決定できる。すべての核種を Z と N の2次元座標で表した分布図を核種図という。しかし、座標上のどの点の核種も自然界に存在しているというわけではない。図20の核種図において黒丸が安定な核であり、白丸が存在の確認されている不安定核である。存在可能な核種の範囲は、図の実線で挟まれた領域であると考えられている。その領域は核種図上の三角形内におおよそ限定される。すなわち原点を頂点に $Z=100$ の線上に $N=130$ から210までの線分を底辺とする三角形で、約4000の核種が存在し得る。

安定同位体は約280あり、核種図上の筋状の場所に局在している。不安定核の壊変の様子は、核種図上で追跡するとわかりやすい。 β 壊変は同重核の仲間の間で行われ、 $y=-x+A$ の線上で推移する。また、 α 壊変では Z, N ともに2だけ原点に近付き、ちょうど β 壊変の推移と直交する。 γ 壊変は Z, N ともに変化しない。

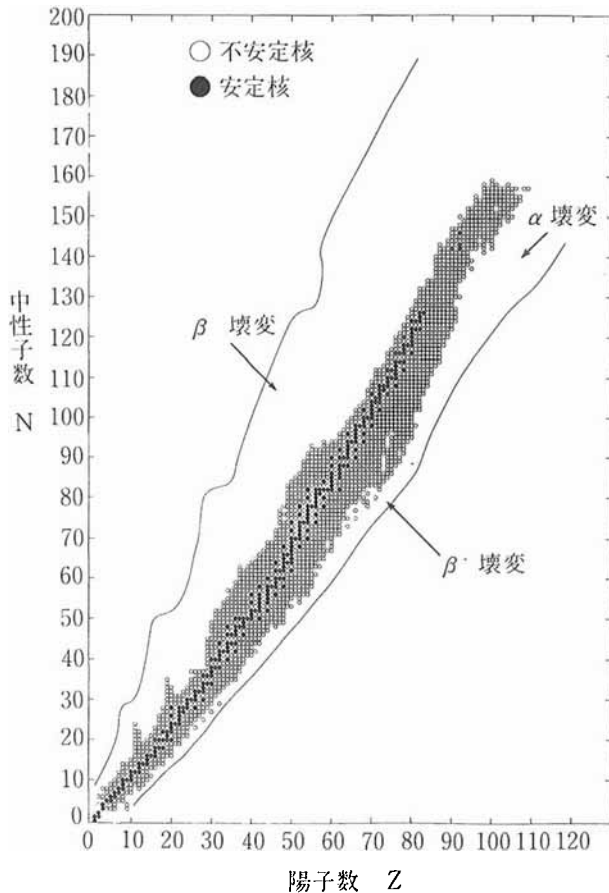


図20 核種の2次元分布

同重核の核種に対してそれらの核子当りの質量超過量を比較すると、陽子数により差のあることがわかる。たとえば $A=135$ の場合は図21のような放物線曲線を描く。 $Z=56$ で最小となるが、この核は安定核である。これより Z の小さい核は β^- 壊変をし、 Z の大きい方は β^+ 壊変もしくは軌道電子捕獲(EC)をして $Z=56$ に移行しようとする。

核種図を xy 座標平面として、その面に垂直な z 軸を核子当りの質量超過量とすると、図22のような曲面を3次元座標に描く。図20において実線で挟まれた領域外では結合エネルギーが0である。図21の放物線が同重核に相当する $y=-x+A$ の切片で得られる。一方、安定核の筋に沿った断面では図19のエネルギー曲線を見ることができ、 β 壊変と α 壊変は xy 平面上で互いに直交する核の推移である。

5.6 核の励起状態

静止した核のエネルギーは、エネルギー準位と呼ばれる離散的な値しかとれない。その中でも最低エネルギー準位にある核の状態を基底状態といい、そ

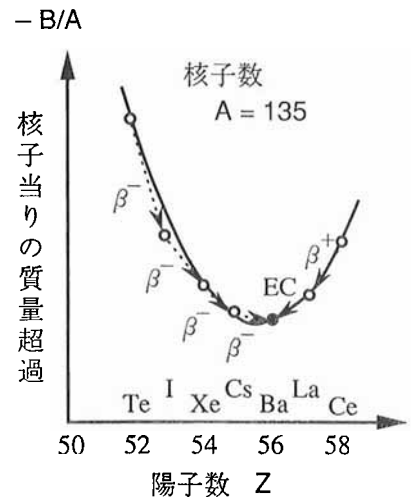


図21 同重核の核子当りの質量超過

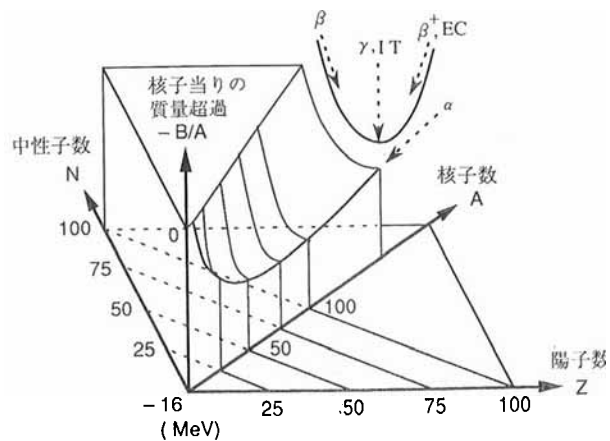


図22 3次元核種図

の他の準位にある核の状態を励起状態という。励起状態の半減期は一般に $10^{-8} \sim 10^{-15} \text{s}$ と短い³⁾、核構造的な要因から比較的長い半減期をもつものがある。このような励起状態を特に核異性体(isomer)と呼び、原子核記号の左肩に原子量とともにmを付けて表す。たとえば、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ のように書く。

図20の核種図上では、ZおよびNをxy座標とした2次元平面であるが、これに垂直なz座標をエネルギー準位として示すことにより、すべての核種の状態を表現できる。特に図22に示した結合エネルギー曲面は核の基底状態のみを表している。励起状態の核はz軸に沿って基底状態から上昇した位置にある。このとき、 γ 壊変はz軸を下降する遷移となる。このように、核種は3次元エネルギー空間においてそのすべての状態を座標で指定できることがわかる。 α 壊変、 β 壊変、 γ 壊変は図22の3次元空間では互いに直交するエネルギー遷移となる。これらはすべてエネルギーの低い方へと移ろうとする過程であり、互いに独立な過程として意味付けることができる。

5.7 核の性質

核はほぼ球形であるが、その大きさの測り方は2種類ある。1つは電荷分布の大きさReであり、もう1つは核力によるポテンシャル井戸の大きさRpである。核子の総数をAとするとそれぞれの核半径は次式で表せる。

$$\begin{aligned} \text{Re} &= 1.1 \times 10^{-15} A^{1/3} (\text{m}) \\ \text{Rp} &= 1.4 \times 10^{-15} A^{1/3} (\text{m}) \end{aligned} \quad (5-2)$$

どちらにせよ核の半径は $A^{1/3}$ に比例する。これは、核内密度がAによらず一定であることを示す。原子の大きさが核子の総数に余り依存せず、 $1 \sim 2 \times 10^{-10} (\text{m})$ であることと対照的な関係である。

核の角運動量は、構成素子である核子の角運動量の合成であり、核子の全角運動量は、軌道角運動量とスピンをベクトル的に合成したものである。陽子および中性子のスピンは、いずれも $\hbar/4\pi = \hbar/2$ の大きさである。これは電子と同じで、角運動量の変化量は \hbar の整数倍でなければならないから、スピンのベクトル成分の値としては $+\hbar/2$ と $-\hbar/2$ のどちらかの値しかとれない。核の中では2つの陽子または2つの中性子どうしが対となり、互いにスピンを打ち消す傾向がある。核子が2つ対になる傾

向は対効果という。

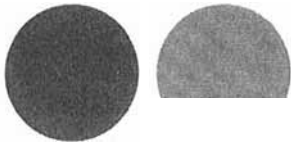
対効果は、核の安定性に重要な役割を果たす。安定な原子核278個のうち、陽子数Zと中性子数Nの組み合わせはZ、Nが偶数であるか奇数であるかという確率に偏りがある。Z、Nがともに奇数の核は4つしかなく、それもAが14以下の軽い核に限られている(^2H , ^6Li , ^{10}B , ^{14}N)。Z、Nがともに偶数の核は165個、偶数と奇数との組み合わせは109個である。これは、陽子または中性子のスピンのそれぞれ対を構成して、互いのスピンを打ち消す方が安定であることを示す。また、液滴模型によればヘリウムの原子核の結合エネルギーはせいぜい5 MeV程度となるはずだが、実際には7.05 MeVであり非常に安定な核を構成している。重い核が α 壊変をするのも、核内核子がヘリウムの原子核として結合しやすいためである。

表3の核種の例でみたようにスピン角運動量存在により核は磁性をもつ。核種のZ、Nがともに偶数の安定核の基底状態はスピンI=0となる。このとき核は磁性をもたない。陽子の磁気モーメント μ_N は核磁子とよばれ、次式で与えられる。

$$\mu_N = e\hbar/2m_{op} = 5.05 \times 10^{-27} (\text{Jm}^2\text{Wb}^{-1}) \quad (5-3)$$

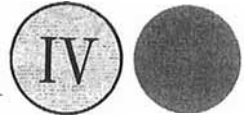
ここに m_{op} は陽子の質量である。ただし、陽子の磁気モーメントの実測値 μ_p は理論値 μ_N よりも2.8倍大きい。さらに中性子は電荷が無いので磁気モーメントの理論値は0だが、その実測値 μ_n は $\mu_n = -1.9 \mu_N$ である。電子の磁性により原子のエネルギー準位が分かれる現象は、原子スペクトルの微細構造として知られているが、核の磁性もごくわずかではあるが原子のエネルギー準位を分裂させる。この現象を超微細構造という。その研究によると実際の核はわずかながら球形からずれており、回転楕円体であるという。

核の磁性は電子に比べて約2000倍も小さいが、外部静磁場による核磁気モーメントの共鳴現象を利用すれば、高感度で核磁性に起因する信号を電磁波として検出できる。この現象を核磁気共鳴、またはNMR(nuclear magnetic resonance)という。磁気共鳴イメージング、またはMRI(magnetic resonance imaging)はこの原理を応用したイメージング装置であり、生体の陽子濃度分布などを計測して生体組織の画像を描出できる。(つづく)



放射線物理の基礎

村山 秀雄*



6. 核反応

6.1 核反応の種類

静止している標的核(target nucleus)に高速の入射粒子(projectile)を当てると、様々な現象が起きる。入射粒子が標的核に衝突して、その後標的核が基底状態のまま留まれば弾性散乱という。衝突後標的核が励起状態に移り、その分だけ入射粒子がエネルギーを失う場合を非弾性散乱という。一般に核反応もしくは原子核反応(nuclear reaction)とは、入射粒子を標的核に近付けることにより両者の間に核力が働いて起こる相互作用であり、標的核の構成やエネルギー状態に変化を引き起こす場合をいう。核反応を広義に解釈して弾性散乱と非弾性散乱も含め、核の相互作用すべてを指す場合もある。核反応の結果、変化を受けた標的核は生成核とよばれる。入射粒子もそれに伴って変化するため、これを放出粒子とよぶ。

入射粒子をa、標的核をA、放出粒子をb、生成核をBとすると、核反応を



というように表す。核反応は次の幾つかの種類に分けられる。

1) ストリッピング反応：入射粒子中の核子が衝突の際に標的核内に取り込まれる。



ここにdは重陽子(重水素) ${}^2\text{H}$ 、pは陽子 ${}^1\text{H}$ 、nは中性子である。

2) ピックアップ反応：入射粒子が衝突の際に標的核内から一部の核子をはぎ取り、一体となって出ていく。



3) 組替え反応：入射粒子と標的核の双方の構成

核子が互いに交換される。



${}^{16}\text{O}$ は4つの ${}^4\text{He}$ を合成した核種であるとも考えることもできる。そのうちの1つが入射粒子のdと入れ替わり放出される核反応である。

以上の核反応の形態以外にも放出粒子がない場合や、生成核が複数になる場合などがある。標的核による熱中性子の吸収反応や、中性子による標的核の核分裂などがその例である。

簡単のために核反応の対象を上あげた1)~3)の形態のみに限定し、核反応後は生成核と放出粒子の2つの核種が得られるものとする。このとき、入射粒子 A_1x 、標的核 A_2x 、放出粒子 A_3x 、生成核 A_4x に対して、核反応の前後で以下の量が保存される。

$$1) \text{ 電荷} \quad : Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4 \quad (6-6)$$

$$2) \text{ 質量数} \quad : A_1 + A_2 = A_3 + A_4 \quad (6-7)$$

$$3) \text{ 全エネルギー} \quad : E_1 + E_2 = E_3 + E_4 \quad (6-8)$$

$$4) \text{ 全運動量} \quad : p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \text{ (ベクトル)} \quad (6-9)$$

核反応により得られた生成核が安定であるとは限らない。放射性壊変をする生成核は人工放射性核種とよばれる。核反応直後の生成核は励起されていることが多く、核の励起状態が基底状態となる過程は γ 壊変として観測される。生成核の基底状態が安定であってもその励起状態の核は α 壊変や β 壊変、もしくは中性子放出をする可能性がある。

6.2 複合核

核反応において入射粒子と標的核は一体となり複合核(compound nucleus)を形成すると考えられる。核反応により形成された複合核は励起状態にあるため不安定であり、 $10^{-18} \sim 10^{-14}\text{s}$ の寿命で壊変する。たとえば、重陽子を炭素-12に衝突させてホウ素-10を生成しヘリウム-4を放出した核反応の場合、形成された複合核は窒素-14である。励起状態を元素記号の右肩に*をつけて表すと、次のような反応

*Murayama, Hideo/放医研物理研究部

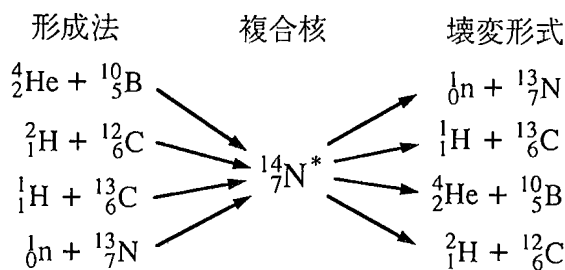


図 23 複合核

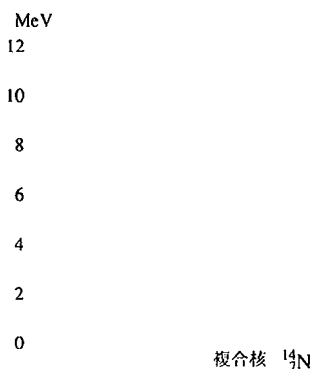
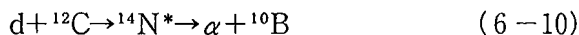


図 24 複合核のエネルギー準位

過程となる。



この反応過程は、2つの核の合体で形成された複合核 ${}^{14}\text{N}^*$ の α 壊変であるとみなせる。複合核の壊変形式は唯一ではない。幾つかの可能なチャンネルがある。上の例でもホウ素-10と α 線を得る代わりに、窒素-13と中性子線が得られたり、炭素-13と陽子線が得られたりする。また、複合核の形成に際しても壊変形式と同じだけ可能な形成法のチャンネルがある。

壊変形式は複合核を作った形成法には依存せず、一旦生成された複合核は幾つかの競合する壊変過程のうちの1つを選択して壊変する。図23に窒素-14に関する複合核の形成および壊変の例をまとめて示す。

複合核の形成と壊変の過程は、それぞれの過程の前後における核のエネルギー準位を比較するとわかりやすい。複合核が窒素-14の例を図24に示す。形成過程の初期状態は入射粒子と標的核の静止エネルギーの和であり、壊変過程の終状態は放出粒子と生成核の静止エネルギーの和である。複合核の励起状態がこれらの初期状態および終状態のエネルギー準位より高い分は、衝突に要する運動エネルギーに相当する。複合核形成のときの運動エネルギーがわずかでも、入射粒子と標的核との静止質量の和と複合

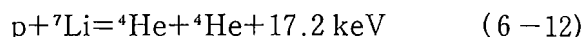
核の静止質量との差は数MeVであるから、その励起準位はかなり高いレベルである。

6.3 核反応のQ値

入射粒子aと標的核Aの静止エネルギーの和から、核反応後における放出粒子bおよび生成核Bの静止エネルギーの和を差し引いた分を核反応のQ値という。Q値を用いて核反応におけるエネルギー保存則を次のように表すことができる。

$$a + A = b + B + Q \quad (6-11)$$

たとえば、陽子をリチウム-7に当てて α 線を2つ生成する核反応の場合は、Q値が17.2 keVの発熱反応であるから以下のように表す。



この核反応は、1932年CockcroftとWaltonによって確認されたものであり、加速器による原子核の人工変換としては初めてのことであった。

核aの静止質量を m_{0a} 、結合エネルギーを $B(a)$ のように表せば、Q値は次の式で与えることができる。

$$Q = (m_{0a} + m_{0A} - m_{0b} - m_{0B})c^2 \\ = B(b) + B(B) - B(a) - B(A) \quad (6-13)$$

Q値が正の場合は発熱反応(exoergic reaction)であり、負の場合は吸熱反応(endoergic reaction)である。発熱反応のときはaとAを近付けるだけでbとBに変換し、それらが互いに離れる運動エネルギーとしてQ値のエネルギーが利用される。ただし、粒子a、Aがともに正の電荷をもてば、クーロン障壁を乗り越えるための運動エネルギーが必要となるため、 $T_a \sim 0$ では実際上は核反応が難しい。一方、吸熱反応の場合は入射粒子や標的核を加速してエネルギーを補う必要がある。

静止している標的核Aに入射粒子aを衝突させる系を実験室系という。一方、aとAの両者が互いに近付いて衝突し合う系で、全系の重心が静止している系は重心系という。重心系で考えれば、核反応で形成された複合核は静止しており、吸熱反応の際に必要な補充エネルギーは単に $|Q|$ 以上であればよい計算となる。しかし、通常は実験室系で核反応させることが多い。その場合は、入射粒子aの運動エネルギー T_a の一部が複合核の運動エネルギー T_c として使われるため、 $T_a = |Q|$ では核反応を起こせない。ここに T_c は次式で与えられる。

$$T_c = m_{0a} T_a / (m_{0a} + m_{0A}) \quad (6-14)$$

従って、 T_a から T_c を差し引いた残りのエネルギー $m_{0A} T_a / (m_{0a} + m_{0A})$ が相対運動のエネルギーとして使われる。

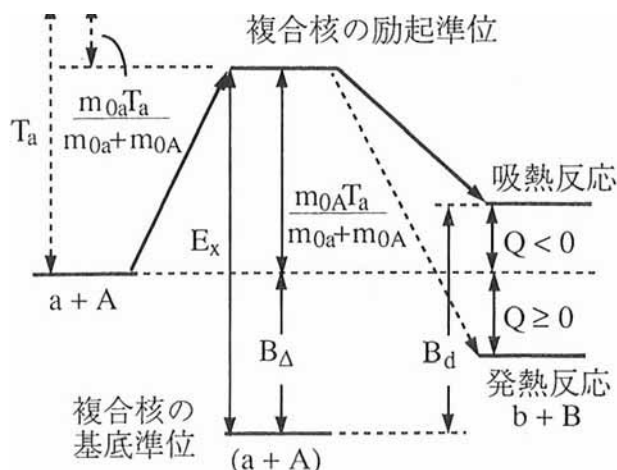


図 25 核反応のQ値としきい値

図 25 に核反応の過程におけるエネルギー準位と運動エネルギーの関係を示す。核反応で形成された複合核の励起エネルギー準位 E_x は以下ようになる。

$$E_x = B_\Delta + m_{0A} T_a / (m_{0a} + m_{0A}) \quad (6-15)$$

ここに、 B_Δ は複合核 $(a+A)$ の基底状態の結合エネルギーから粒子 a と A の基底状態の結合エネルギーを差し引いた値であり、次式で与えられる。

$$B_\Delta = B(a+A) - B(a) - B(A) \quad (6-16)$$

一方、複合核の基底状態の結合エネルギーから反応後の放出粒子 b と生成核 B の基底状態の結合エネルギーを差し引いた値 B_d は以下ようになる。

$$B_d = B_\Delta - Q \quad (6-17)$$

図からわかるように核反応の起こる条件は次式で与えられる。

$$E_x \geq B_d \quad (6-18)$$

(6-15) および (6-17) 式から、発熱反応 ($Q \geq 0$) では (6-18) 式が無条件に成り立つが、吸熱反応 ($Q < 0$) では次式の条件が必要となる。

$$m_{0A} T_a / (m_{0a} + m_{0A}) \geq |Q| \quad (6-19)$$

入射粒子の運動エネルギー T_a のうち、核反応の可能な最小エネルギー値 T_{th} を反応のしきい値という。(6-19) 式より T_{th} は次式で与えられる。

$$T_{th} = (m_{0a} + m_{0A}) |Q| / m_{0A} \quad (6-20)$$

6.4 核反応の運動学

入射粒子 a と標的核 A の衝突により放出粒子 b と生成核 B に変換されたとする。核反応の Q 値が知られているとき、入射粒子 a の運動エネルギー T_a に対する (6-20) 式のような必要条件のあることがわかった。しかるに、実際に核反応で放出粒子と生成核の測定を行う場合は、この必要条件のみでは不十分である。

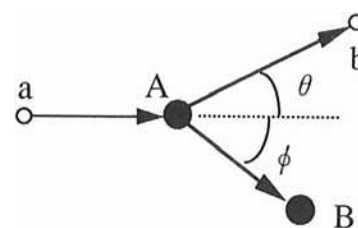


図 26 核反応の運動学

分である。核反応で形成された複合核からの壊変過程は複数あるので、それらの Q 値はどう測定するのか、特定の放出粒子がどのような角度範囲にどれだけ運動エネルギーで放出されるのか、放出粒子と生成核の放出角の関係や運動エネルギーの関係はどうであるか、などの運動学を知る必要がある。

実験室系におけるそれぞれの粒子の静止質量、速度および運動エネルギーを、入射粒子 (m_{0a} , v_a , T_a)、標的核 (m_{0A} , O , O)、放出粒子 (m_{0b} , v_b , T_b)、生成核 (m_{0B} , v_B , T_B) とする。放出粒子と生成核はそれぞれ入射粒子の進行方向 (x 軸) から角度 θ , ϕ の方向に進む。このとき吸熱反応 ($Q < 0$) で核反応を起こさせるには、 T_a が一定のエネルギー T_{th} 以上でなければならない。エネルギー保存則から

$$m_{0a} c^2 + T_a + m_{0A} c^2 = m_{0b} c^2 + T_b + m_{0B} c^2 + T_B \quad (6-21)$$

入射粒子の進行方向 (x 軸) の運動量保存則から

$$m_{0a} v_a = m_{0b} v_b \cos \theta + m_{0B} v_B \cos \phi \quad (6-22)$$

x 軸と垂直な y 軸方向の運動量保存則から

$$m_{0a} v_a \sin \theta = m_{0B} v_B \sin \phi \quad (6-23)$$

反応の Q 値は (6-13) 式を満たすから、(6-21) 式は次式に書き直せる。

$$T_a + Q = T_b + T_B \quad (6-24)$$

以上の式より T_a の条件を求めるが、ここでは非相対論で近似できる場合のみ考える。従って、運動エネルギーは $T = mv^2/2$ とおけるので、上式から

$$\begin{aligned} (2 m_{0a} T_a)^{1/2} &= (2 m_{0b} T_b)^{1/2} \cos \theta \\ &+ (2 m_{0B} T_B)^{1/2} \cos \phi \\ (2 m_{0a} T_a)^{1/2} \sin \theta &= (2 m_{0B} T_B)^{1/2} \sin \phi \end{aligned} \quad (6-25)$$

これらの式より次のような Q の式を得る。

$$Q = \left(1 + \frac{m_{0b}}{m_{0B}} \right) T_b - \left(1 - \frac{m_{0a}}{m_{0B}} \right) T_a - \frac{2 \sqrt{m_{0a} T_a m_{0b} T_b} \cos \theta}{m_{0B}} \quad (6-26)$$

実験からこの式に測定値を代入して、反応の Q 値を求める。一方、 Q の値がわかれば上式より T_a と T_b , θ の関係が求められる。特殊な場合の計算例を以下に示す。

(例 1) $\theta = 0$, $\phi = \pi$ の場合

$$T_a + Q = T_b + T_B$$

$$(m_{Oa} T_a)^{1/2} = (m_{Ob} T_b)^{1/2} - (m_{OB} T_B)^{1/2}$$

上の2式から T_b は次式で与えられる。

$$T_b = T_a \frac{2 m_{Oa} m_{Ob}}{(m_{Ob} + m_{OB})^2} \left\{ \frac{m_{OB}(m_{Ob} + m_{OB})}{2 m_{Oa} m_{Ob}} \left(\frac{Q}{T_a} + \frac{m_{OB} - m_{Oa}}{m_{OB}} \right) \right\}$$

(6-27)

T_b と T_B の解の組が2つあるのは、一方の解が $\theta = \pi$, $\phi = 0$ の場合に相当するためである。これらの解の組が、放出粒子bと生成核Bのそれぞれの最大エネルギーおよび最小エネルギーを与える。

(例2) $\theta = \pi/2$ の場合

$$T_a + Q = T_b + T_B$$

$$m_{Oa} T_a + m_{Ob} T_b = m_{OB} T_B$$

上の2式から T_B を消去して、 T_b を表す式を得る。

$$T_b = [(m_{OB} - m_{Oa} T_a) + m_{OB} Q] / (m_{Ob} + m_{OB})$$

(6-28)

これは入射方向と垂直の向きの放出粒子bに対する運動エネルギーである。

6.5 核反応の断面積

核反応の起きる確率Pは、単位面積当りの標的核の数に比例する。単位体積中の標的核の数をn、標的となる薄板の厚さをdxとすると、

$$P = \sigma n \cdot dx \quad (6-29)$$

上式の比例定数 σ は面積の次元であり、これを反応の断面積(cross section)という。断面積の単位はバーン(b: barn), $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 。核の大きさとして半径 $r = 10 \times 10^{-15} \text{ m}$ とすれば、その核の幾何学的な断面積は $\pi r^2 = 3.14 \text{ (b)}$ である。

反応の断面積は、入射粒子の方向と垂直な面への見かけ上の核の投射面積を表しているが、決して核そのものの大きさを示すものではない。電荷をもつ

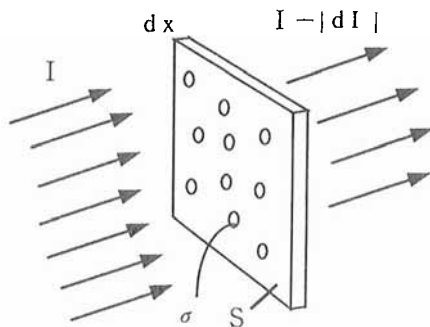


図27 核反応の断面積

入射粒子の場合にはクーロン力の作用があることや、核力は核子どうしが触れ合わなくても作用するなど、断面積は種々の影響を受ける。一般に反応の断面積は入射粒子の種類に依存し、そのエネルギーの関数である。

単位面積当り単位時間に通過する粒子数Iを粒子フルエンス率というが、物質を通過する間に粒子は核反応により数を減らしていくため、Iも減少していく。標的板を厚さdx進むとき核反応により減少する粒子フルエンス率dIは、Iとdxに比例する。この比例定数を線減弱係数 μ という。

$$dI = -\mu I dx \quad (6-30)$$

標的板入射前に $I = I_0$ とすると、上式より $I = I_0 \exp(-\mu x)$ である。実際に観測されるのは μ であるから、線減弱係数 μ と断面積 σ との関係を知れば μ から σ を求められることになる。

標的板が原子量Aの元素からなり、その密度を $\rho \text{ (g/cm}^3\text{)}$ とする。 N_A をアボガドロ数とすると、標的板の1g中の原子数は $n = N_A/A$ である。1 cm^3 の質量は $\rho \text{ (g)}$ であるから、単位体積中の原子数は $n\rho \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ であり、その総断面積は $(n\rho)\sigma$ である。粒子フルエンス率 $I \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$ の放射線が厚さdx、面積Sの薄い標的板を通過して、dIの強度減衰を起こすとする。dxが放射線の入射方向から見て原子核が重ならない位の薄板の厚みであれば、標的板の断面積の総和を $d\Sigma$ とし、次の関係がある。

$$-dI/I = d\Sigma/S \quad (6-31)$$

一方、標的板の体積は Sdx であるから、 $d\Sigma = (n\rho)\sigma \cdot Sdx$ である。従って、

$$-dI/I = (n\rho\sigma) dx \quad (6-32)$$

線減弱係数 μ の定義(6-30)式と(6-32)式より次式を得る。

$$\mu = n\rho\sigma = (\rho N_A/A)\sigma \quad (6-33)$$

上式により線減弱係数 μ と断面積 σ との関係が求められた。

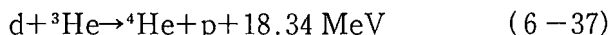
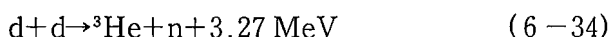
(例) 標的板が密度 $2 \text{ (g/cm}^3\text{)}$ の黒鉛であり、炭素に対する核反応断面積が入射粒子のエネルギーによらず一定で 1 b の場合、 $\mu = 0.1 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ である。ただし、実際には原子の軌道電子による衝突損失等により入射粒子の飛程があり、それより深部での核反応は起こり得ないことを考慮する必要がある。

放出粒子がどの方向にどのような割合で到着するのかを表す量は、微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ である。天頂角 θ 、方位角 ϕ の放出角度における単位立体角 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ 当りの断面積 $d\sigma$ として定義される。微分

断面積を全立体角で積分した値が σ であるため、正しくは σ を全断面積とよぶが、特に断らない限り断面積といえば全断面積のことを意味する。

6.6 核融合

軽い核では1核子当りの結合エネルギーが8 MeVより小さい。そのため軽い核どうしが反応して融合すると、エネルギーを放出してより大きな核となり、核子当りの結合エネルギーが8 MeVに近づく。この反応を核融合という。核融合反応の例としては、1932年にUreyらによって発見された重陽子(重水素) ${}^2_1\text{H}$ を用いた反応があり、次の4つの反応式を重水素系列核融合反応という。ただし、 $d={}^2_1\text{H}$ 、 $t={}^3_1\text{H}$ である。



上の4つの式をまとめると3つのdからヘリウム、陽子、中性子がそれぞれ1つずつ生成されることになる。重心系において開放されたエネルギーは運動量保存則に従い、1つの重水素当り約2.7 MeVが中性子に、約4.4 MeVが荷電粒子に運動エネルギーとして分配される。

たとえば、 $d+t$ の核反応を起こすには、クーロン障壁を越えて両者の核を近付ける必要がある。dとtの核半径はおよそ $1.5\times 10^{-15}\text{ m}$ であるが、核力の到達距離は約 $2\times 10^{-15}\text{ m}$ であることを考慮すると、d、tの距離がおよそ $5\times 10^{-15}\text{ m}$ で核反応が起きるものと考えられる。この距離におけるクーロンエネルギーは0.3 MeVである。従って、それぞれの粒子を約0.15 MeVで衝突させればよい。25°Cの温度では粒子の運動エネルギーが約0.04 eVでしかないから、かなりの高温状態にする必要がある。実際には量子力学的なトンネル効果等のため、0.01 MeV程度でも核融合反応は起きるが、その場合でも温度に換算すると約1億度となる。

太陽エネルギーは水素がヘリウムになる核融合反応により生じることが知られている。この現象は1920年に既に推測されていた(Perrin and Eddington)ことではあるが、反応の詳細はBetheやWeizsäckerらにより1930年代後半に明らかにされた。太陽などの恒星内部では、その重力により密度と温度が十分高いため常に核融合反応が起きており、宇宙では最もありふれた反応であると言える。ただし、陽子は電荷と質量の比が重陽子より大きいために、

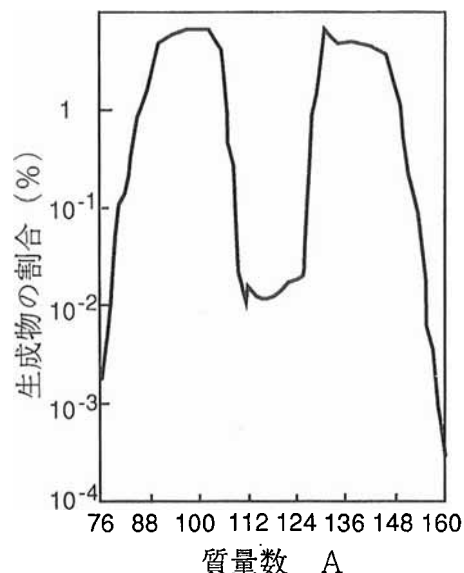


図28 分裂生成物の質量分布

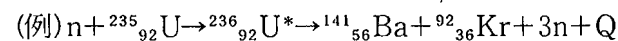
直接陽子どうしを衝突させてヘリウムにするにはさらに高温にする必要がある。そのため地球上で利用する核融合反応としては、太陽のような陽子による核融合反応よりも、重水素系列核融合反応が理想的かつ現実的であると考えられている。

6.7 核分裂

1934年Fermiはウランに低速の中性子を照射して、新しい放射性元素を得た。1938年にHahnとStrasemannは同じ実験を追試して、新元素とされていた放射性元素がじつはウランよりはるかに小さい既知の元素であることを確認した。MeitnerとFrishは直ちにこの現象がウランと中性子の作用で起きた核反応であると解釈し、核分裂と命名した。遅い中性子の作用により ${}^{235}\text{U}$ から二つに割れた核分裂生成物は、同じ質量どうしになることが余りなく、図28のような非対称の質量分布を示す。

図19で示されていたように、重い核では1核子当りの結合エネルギーが8 MeVより小さい。このため重い核が分裂すると、エネルギーを放出してより軽い核が幾つかできる。これらの軽い核は1核子当りの結合エネルギーが8 MeVに近付いている。

核分裂に際して、何個かの中性子が放出される。核分裂生成核種は、核子中における中性子の割合が大きく、不安定で中性子放出や β -壊変により、さらに安定な核になろうとする傾向がある。また、中性子の入射により一旦複合核を作り、核分裂を引き起こす場合もある。その例を以下に示す。



Qは放出されるエネルギーであり、次のように

概算できる。

Uの1核子当りの結合エネルギー：

7.5 MeV

A~100では、1核子当りの結合エネルギー：

8.5 MeV

放出エネルギー：

$$Q = (8.5 - 7.5) \times 235 = 235 \text{ MeV}$$

普通の化学反応では、1反応当り数eV程度である。従って、核分裂反応のエネルギー生産効率は化学反応の約1億倍であることがわかる。(完)

参考文献

- 1) Enge, H.: Introduction to nuclear physics, Addison-Wesley, 1966
- 2) Evans, R. D.: The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, 1972

3) Johns, H.E. and Cunningham, J. R.: The Physics of Radiology 4th ed., Charles C. Thomas Publisher, 1983

4) Sorenson, J. A. and Phelps, M. E.: The Physics of Nuclear Medicine, Grune & Stratton, 1987

5) Tsoufanidis, N.: Measurement and Detection of Radiation, McGraw-Hill, 1983

(訳)坂井英次 放射線計測の理論と演習, 現代工学社, 1986

6) 真田順平 原子核・放射線の基礎, 共立出版, 1966

7) 八木浩輔 原子核物理学, 朝倉書店, 1971

8) 有馬朗人 原子と原子核, 朝倉書店, 1982

9) 尾内能夫, 坂本澄彦 放射線基礎医学 I, 日本出版サービス, 1982

10) 西台武弘 放射線医学物理学, 文光堂, 1991



広範な知 と正確な情報に基づく解説書

「新・原子力政策と21世紀」

石川欽也著

A5判上製カバー付・306頁 2,200円

電力新報社刊 1994年

東京都中央区銀座5-10-13

電話 03-3572-6871

筆者は元毎日新聞社編集委員であり、現役時代には医療、科学技術行政および原子力問題などの分野で活躍していた。現在は、その経験を活かして電力新報社の編集委員として、自分の足で集めた情報に基づき、原子力行政に関する問題を中心に著作活動を行っている。長年にわたって培ってこられた原子力科学技術の知識と正確な情報、さらに豊富な経験と達者な筆致によって本書がまとめられている。

全部で5章からなる本文(306ページ)と巻末に年表・索引を備えており、大変読みやすくわかりやすい原子力政策に関する解説書である。まず、第1章は、例の「あかつき丸」によるプルトニウム輸送を中心に、これまでの原子力開発長期計画から21世紀を目指した新長期計画への移行における問題点を鋭く論評している。第2章では、旧ソ連の核兵器解体の問題をはじめとして、原子力を取り巻く最近の国際環境を詳しく解説する。第3章では、チェルノブイリ事故後7年を経過した時点で、世界や日本国内に入り乱れる情報を巧みに整理し、原子力の安全確

保を探究する。第4章では、これまでの「長期計画」の光と影と題して、これまで我が国で開発・改良された原子力科学・技術を取り上げている。まず、オール国産技術で研究開発を重ねてきた「遠心法ウラン濃縮技術」を手始めに、動燃が自主開発した「新型転換炉」、さらに最近では高速増殖炉「もんじゅ」などの研究開発の経過と今後の問題を論評している。最後の第5章では、歪み直しと国際新動向へ対応の新長期計画という見出しで、平成6年6月24日に原子力委員会が決定した新「長期計画」の審議を中心に述べている。

著者の長期計画の改定審議の取材は、昭和42年から始まり、今回で6回目だという。今回の長期計画は2030年(平成42年)を見据えて2010年ころまでの開発と利用の課題を示している。ここで永年にわたり原子力行政を中心に取材してきた著者の眼で見たものであり、原子力の過去と21世紀の展望を学ぶことは大変、楽しいことである。

(T.M)