I.原子炉理論概説

はじめに

東工大大学院原子核工学専攻に入学する学生の殆どは学部時代に原子力に関する講義を受けていない。本講義はこのようなことを考慮して、初めて原子力を学ぶ学生を対象にして、原子炉とはいかなる 原理でエネルギーを発生するのかといったことを中心に解説したものである。

このため、歴史や核物理といったところにかなりページを割いている。とはいっても、学生の稠密な カリキュラムを考慮し、簡潔に書いている。このようなことから、このテキストを読破するのは短時間 で可能なはずである。このテキストだけでは原子炉理論の理解には不十分である。これ以外にいつくか のテキストを用意する予定であるが、特に「炉物理解析要説」は原子炉理論の道具として中心となるも のであるので、必ず勉強してほしい。本講義でもこのテキスト以外に「炉物理解析要説」についても解 説する。

また本講義では、クイズを毎週出すことになっているが、その問題はここには入れていない。このク イズが学生の理解をより深めると期待している。

できるだけ短時間に、興味を持って、原子炉理論をものにしてくれることを願っている。

(1) 序:中性子及び核分裂の発見と原子炉の発明

他の技術が多くのその基礎となる知識や技術の発展の積み重ねに支えられて徐々に発展してきたの に比べ、原子力は全く予期されなかった発見により突如急激に誕生し発展した.その発見とは、中性子 と核分裂の発見である.

中性子(neutron)は1932年にChadwickによって発見されたわけであるが、この粒子はそれ以前 にJ.Curie 夫妻によって発見されていた.ただ彼らはこれをエネルギーの高いy線と解釈してしまって いた.J.Curie 夫妻は後にノーベル賞を受賞したような優れた科学者であったということを考えると、 中性子が当時予想しがたい存在であったというのがよくわかる.中性子の発見は、原子核(nucleus: 簡単に核と呼ばれることも多い)が陽子(proton)と中性子から成り立っているという原子核構造の基 本を明らかにすると同時に、原子核反応(nuclear reaction)を起こさせるための極めて有効な技術を 提供した.原子核はとても小さいので、核反応を起こさせるには、反応しようとしている原子核どうし を非常に近付けなければならない.ところが原子核は正の電価を有しており、反応が起こるところまで 近付くには、非常に大きなエネルギーが必要であった.しかし中性子は電価を持っておらず、原子核に 容易に近付くことができる.Fermi は中性子を使って多くの核反応を起こさせたが、中性子を減速させ ると反応が非常に起き易くなる原子核を多数発見し、この方法が極めて有効であることを明らかにした.

核分裂(nuclear fission)は 1939年に Hahn, Strassman 及び Meitner によって発見された. この 反応は Fermi がノーベル賞を貰った一連の実験の中で生じていた筈のものであり, Fermi がこれに気付 かなかったということから、核分裂もまた予期されがたい現象であったことがよくわかる. このことを 知った Fermi が臨界集合体 (critical pile)を組み立て核分裂の連鎖反応を実現したのは 1942年のこと であった. これは出力こそ無きに等しいが,人類にとって最初の原子炉(nuclear reactor)と言ってよ いものであった.

これらの歴史を観ると、中性子と核分裂の発見がいかに予想外のものであったかということがわかる 一方、一旦これらのものが発見されるといかに早く原子炉が作られたかということもよくわかる.この ことは1895年にRoentgenによりX線が発見されると、翌年にはもう大量のX線発生装置が販売され、 実験室の中だけでなく、癌の治療や脱毛といった実用装置として使われ始めたという事実とよく似てい る.

しかし原子核に中性子を当てることによりこれを分裂させることが可能でありさえすれば原子炉が できるというほど簡単なものではない.少なくとも核分裂反応に関して次の条件が満たされなければな らない.(但し,核分裂の発見の翌年には、これらのことが満足されることがわかってしまった.)

① 発熱反応 (exoergic reaction) である

② 連鎖反応 (chain reaction) として持続できる

③ 制御可能 (controllable) である

これらのこと,及び原子炉の理論に関して,以下で詳しく説明することにする.但し第 I 部は概説ということであり,できるだけ数式等は用いずに初心者にわかりやすい説明となるようにした.

核反応はそのまでの化学反応と比べて大よそ 100 万倍のエネルギーを放出することは当時の研究者 には明らかであった.先に述べた Fermi による最初の原子炉も原爆に使用するプルトニウムの製造のた めの研究であった.また原子炉の中では放射性物質がどんどん生成されていく.このようなことから原 子炉には

- 安全性
- ② 廃棄物
- ③ 核拡散

という形で今まで考えられなかった異質で困難な問題を抱えている.これをどのように解決していくか が大きな問題であるが、これについても本講義で触れることにする.

最初の原子炉が作られたのは、第2次世界大戦の最中であり、マンハッタン計画という軍事研究開発の中であった.濃縮ウランとプルトニウムの原爆が広島と長崎に投下されたのはその帰結である.この戦争の原因の一つとされているのはエネルギーの確保ということであったと言われている.戦後もエネルギー問題は大きな問題であり、化石燃料の枯渇にそなえて、大規模な原子力開発が開始された.原子力潜水艦から実用化された軽水炉は多くの国で定着したが、これは当初心配されていたエネルギー問題の解決策とは言えない.新しい資源が発見され資源枯渇は遠のき、当時この問題を全面的に解決すると考えられていた高速炉開発は世界的にみて頓挫している.これに替わって今は地球環境問題が大きくクローズアップされ、炭酸ガスを放出しない原子力は見直されている.本講義ではこのような観点からの

議論は行わないが, 頭の片隅に入れておいてもらうのは重要であろう.

原子力は少ない燃料から多大なエネルギーを取り出すことができる優れた方法である.将来は発電以 外にも多くの利用がなされることであろう.エネルギーだけでなく中性子もまた核反応の媒体として多いに利用されることが期待される.

表1-1 原子核物理学の発展

- 1808 Dalton 原子論
- 1876 Goldstein 陰極線
- 1891 Stoney 電子の推論
- 1895 Roentgen X線
  - 1896 Becquerel 放射能

1897 Thomston 陰極線=電子

- 1898 Rutherford  $\alpha$ ,  $\beta$ 線
- 1905 Einstein 特殊相対性理論
  - 1911 Rutherford 原子模型
  - 1912 Thomston 同位体分析
  - 1919 Aston 質量分析器
  - 1921 Harkins 中性子予言
  - 1930 Bothe Be  $(\alpha, ?)$
  - 1932 J. Curie 夫妻 Be (α, γ) Chadwick 中性子発見
  - 1934 Fermi 遅い中性子 Szilard 連鎖反応
    - O20 Hahr Churren Ma
  - 1939 Hahn, Strassman, Meitner 核分裂発見
    - 1942 Fermi CP-1臨界
    - 1944 Pu 生產 1 号炉臨界(Hanford, 米国)
    - 1945 原爆実験(米国)
    - 1945 天然ウラン重水研究炉(ZEEP)臨界(カナダ)
    - 1946 高速炉 (Clementine) 臨界 (米国)
    - 1950 スイミングプール型原子炉 (BSR) 臨界 (米国)
    - 1951 高速增殖実験炉(ERB-1)臨界(米国)発電
    - 1953 水爆実験(ソ連)
      - アトムズ・フォア・ピース宣言(国連,米国)
    - 1954 原子力潜水艦ノーチラス号進水(米国)

(2) 核エネルギー

(2-1) 素粒子と基本的力

物質は原子(atom)で出来ていると考えられた時期があったが、やがて原子も素粒子(elementary particle)から出来ていることがわかってきた.更にいくつかの素粒子には更に構造があることがわかり、現在では物質を形作る最も基本的な粒子は以下にのべる基本粒子(fundamental particle)であると考えられている.これらの粒子は物質を構成する粒子であるか力の担い手として働く粒子であるかによって、図1-1に示すように大きく2つの種類にわけられる.物質を構成する粒子はそのスピンが1/2で、フェルミ・ディラック統計に従い(このような粒子をfermionと呼ぶ)、パウリの排他原理に従う.この粒子は更に大きくハドロン(陽子、中性子、π中間子等強い相互作用をする素粒子)を構成するクォークとレプトン(強い相互作用をしない)に分けられる.これらの具体的なメンバーは表1-2に示すとおりであり、6つずつの対称的な形になっている.



表1-2 クォークとレプトン

	電荷			
<i></i>	2/3	u(アップ)	C(チャーム)	t(トップ)
91-9	- 1/3	d(ダウン)	S(ストレンジ)	b(ボトム)
レプトン	0	$\nu_{e}$	$\overline{\nu}_{\mu}$	$\overline{\nu}_{\tau}$
0715	-1	e(電子)	μ(ミューオン)	<i>τ</i> ( <b>タウ</b> )

表1-3 4つの力とその担い手

相互作用の種類	担い手	力の到達距離
重力相互作用	重力子	$\infty$
弱い相互作用	ウィークボソン(₩+, ₩ <sup>−</sup> , Ζ <sup>0</sup> )	$\gtrsim 10^{-18} m$
電磁相互作用	光子	$\infty$
強い相互作用	グルーオン	$\gtrsim 10^{-15} m$

力は宇宙開闢時のような高温状態では1種類であったといわれているが、やがて温度が低くなるとと もに分化し、現在では重力相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用及び強い相互作用の4種類の相互作 用となっている. これらの相互作用には表1-3に示すようにそれぞれ4つの力の担い手の粒子(ゲージ粒子と呼ばれる)が対応している. これらの粒子はスピンが1でボース・アインシュタイン統計に従う(このような粒子をbosonと呼ぶ). ウィークボソン以外の質量は0と考えられている。電荷も $W^{\pm}$ 以外は0である. 重力と電磁相互作用は1/rの力の変化をする遠距離力であるが,弱い相互作用と強い相互作用は短距離力である.

(2-2) 原子と原子核の構成

原子の素粒子による構成のされかたは下図のように表せる.



図1-2 原子の構成, 1

u及びdは表1-1に示したクォークである. 陽子 (proton),中性子 (neutron)及び電子 (electron) が物質構成の基本粒子になっていることがわかる.素粒子の種類はたくさんあるが,地球上で我々が生 活しているような状態や,これから話をする原子炉といったところで問題となるのは,陽子と中性子と 電子といった物質構成粒子と光子だけであるといってよい.このうち陽子と中性子はほぼ等しい質量を 持っているが,電子の質量はこれらの 0.05%程しかない.陽子は正の電価を持っており,その絶対値は 電子1個の持つ電価 (電気素量) に等しい.陽子と中性子は核子 (nucleon) と呼ばれ原子核を構成し ている.更にそのまわりをクーロン引力で電子が取り巻くことにより原子を構成している.



図1-3 原子の構成, 2

原子と原子核の種類はそれぞれ元素(element)及び核種(nuclide)と呼ばれる.元素は陽子数(陽 子の数)が決まれば決定される.陽子数は一般に原子番号(atomic number)と呼ばれ*Z*で表される. 一方,核種は陽子数と中性子数(中性子の数)の両方で決定される.陽子数と中性子数の和即ち核子数 は質量数(mass number)と呼ばれ*A*で表される.核種はまた明らかに原子番号と質量数によっても決 定することができる.核種を識別するのに一般に元素記号の左上と左下にそれぞれ*A*と*Z*を付けて表す 方法が採られている.例えばウランには2つの代表的な核種があり,それぞれ<sup>235</sup>U,<sup>235</sup>Uと表される. 元素記号が書いてあれば,原子番号は解るので,Zを省略することも多い.原子の化学的性質は,その 原子番号によって決まるので,質量数が異なっていても,原子番号が等しければ,化学的に同じ性質を 示す.このようなものを同位体元素または同位体(isotope)と呼ぶ.また質量数が同じで原子番号が異 なるものを同重体(isobar),中性子数の同じものを同中性子体(isotone)と呼んでいる.先のウラン の例は同位体の例となっている.これらのことをまとめて原子の構成を書き直すと図1-3のようにな る.

(2-3) 原子と原子核の大きさとエネルギー

原子や分子の直径が  $10^{-10} \sim 10^{-9}$ m程度であるのに対し, 原子核の直径は  $10^{-15} \sim 10^{-14}$ m程度と極め て小さくなっており, 分子の大きさが Å (angstrom, 1Å= $10^{-10}$ m) やnm (1nm= $10^{-9}$ m) で測ら れることが多いのに対して, 原子核の大きさはfm (femtometer, 1fm= $10^{-15}$ m) で測られることが多 い. 即ち原子や分子の直径は 0.1~1nm程度であり, 原子核の直径は 1~10fm程度といえる.

原子や分子よりはるかに小さい原子核では、不確定性原理により原子や分子に比べてはるかに大きな エネルギーが問題になる.化学反応がeVの単位(1eVのエネルギーとは1電気素量の電荷を持った粒 子が真空中で1Vの電位差で加速されたときに得るエネルギーである)で測られていたのに対し、核反 応ではMeV(1MeV=10<sup>6</sup>eV)の単位が通常用いられる.

近似的ではあるが、このことをもう少し具体的に説明しておく.大きさ L の井戸型ポテンシャルに 閉じ込められた質量 m の粒子に対する n 番目のエネルギー固有値は次のように与えられる.

$$E_{n} = N_{n} \frac{1}{2m} (\frac{\pi \hbar}{L})^{2}$$

ここで $N_n$ は量子数によって決まる定数であり、  $\pi\hbar$ はブランク定数を2  $\pi$ で割った数であり、  $\hbar = 6.582 \text{x} 10^{-16} \text{eVsec}$ である. n=1とすると、(2-4)で説明する表1-3に示してある核子及び電子の質量を用いると、電子ではL=1 cmの場合(1/2m)( $\pi\hbar/L$ )<sup>2</sup>=3.8x10<sup>-15</sup> eVで極めて小さいが、原子の大きさ0.1~1nmになると38~0.38 eVになる.また陽子の場合だと原子核の大きさ1~10fmに対して200~2 MeVになる.

(2-4) 原子核の質量

陽子と中性子の質量がほぼ等しく、電子の質量はこれに比べると非常に小さいことから、原子の質量 (これを原子量と呼ぶ)を測る単位(これを原子質量単位(atomic mass unit)と呼び、a m u また は u という単位記号を用いる)として原子の質量をその質量数で割った値をとると便利と考えられる. ところが陽子に電子を加えたものと中性子の質量が少し違っているだけでなく、核子は結合すると一般 にその質量の和が元に比べ減少してしまう(これについては後で説明する)ため、原子質量単位を決め るには核種を指定しなければならない.この核種の決め方が色々提案されたが、1962年から<sup>12</sup>6Cの原子 量を 12 で割った値を1 amuとして基準とすることで国際的に統一された.この原子質量単位を用いて 陽子、中性子、電子の質量を表すと表1-4のようになる.この表には後で説明するMeV/c<sup>2</sup>の単位でも 表しておく.

表1-4 陽子,中性子,電子の質量

粒子	amu 単位	MeV/c <sup>2</sup> 単位
陽子 中性子 電子	$1.007276 \\ 1.008665 \\ 0.000549$	$938.280 \\939.573 \\0.511$

原子核の中で核子はお互いに核力(nuclear force)によって引き付け合っている. 核子はこのような 力によってつくられた場の中で出来るだけ低いエネルギー状態をとろうとする. 即ち, ばらばらの核子 を結合させると, 最も低いエネルギー状態をとり, 余分のエネルギーは放出される. このエネルギーは 結合エネルギー(binding energy)と呼ばれている. ところがエネルギーE と質量 *M* との間には Einstein の相対性理論から導かれた有名な

$$E = Mc^2$$

(1-1)

なる関係が成り立つため、原子核の質量はそれを構成する核子の質量の和よりも小さくなる.この質量の差を質量欠損(mass defect)という.ある核種の陽子数 Z,中性子数 Nの質量欠損をD(Z, N)とし、

水素原子の質量を $m_H$ ,中性子の質量を $m_N$ とすると、この核種の質量は

$$M(Z,N) = Zm_H + Nm_N - D(Z,N)$$
(1-2)

と表される. 結合エネルギーは(1-1)式より

$$B(Z,N) = D(Z,N)c^{2}$$

と書けるが、質量欠損とは同じもので、エネルギーでいうと結合エネルギーになり質量でいうと質量欠 損となると考えてよい. 核反応のエネルギーには MeV の単位がよく用いられるが、これを使うと質量 とエネルギーの換算は次のようになる.

$$1 \text{ amu} = 931.5016 \text{ MwV/c}^2$$

(1-4)

(1-3)

質量欠損とよく似た量で質量偏差(mass deviation, mass excess)と呼ばれる量があるが,これは質量を原子質量単位で表したとき,整数である質量数 A との差 M-A によって定義されているので,はっきり区別する必要がある.

原子核が異なると質量欠損も違ってくるわけであり、その違いに応じて核反応の際にエネルギーを吸 収したり、放出したりする.また質量欠損の大きさを調べることにより、ある反応が生じうるかどうか 調べることができる.このようなことから核種の質量欠損を知っておくことは極めて重要である.この 節で問題にしているのは原子核の内部エネルギーが1番低い状態に対するものである.このような状態 は基底状態(ground state)と呼ばれている.なおこれより内部エネルギーの高い状態は励起状態(exited state)と呼ばれている.

原子核の中で働いている最も主要な力は核力である.核力はπ中間子(π·meson)等の中間子をやりとりすることによって生じる強い相互作用のひとつであるが,作用距離が~2 fm と短く,このため隣合っている核種同士としか殆ど影響を及ぼし合わない.このため,質量欠損に占める核力の寄与は質量数に比例し, $a_v$ を適当な比例定数として $a_vA$ と表せる.すべての核子がその周りのすべてを他の核子で囲まれていれば,この式は問題はないが,核の表面にある核子は外側に核子がなく,この分結合エネルギーが少なくなる.これはいわゆる表面張力であり, $-a_sA^{2/3}$ と表せる.次に重要な力はクーロン力である.核内には陽子の正の電価があるだけで,負の電価が無い.このためクーロン反発力が働いている.この力は陽子同士に働いているわけであるが,一般には電価の積を距離で割ったものがそのエネルギーとなる.この場合距離は原子核の大きさと考えてよいであろう.原子核の体積が質量数に比例するとすると,質量欠損に占めるクーロン力の寄与は $-a_cZ^2A^{-1/3}$ と表される.核子間に働いている力がこれだけだとすると、中性子ばかりの核がクーロン力が働かないため強く結合することになってしまい,実験と合わない.実際には,強く結合している原子核の陽子数と中性子数とはあまりひどくは異なっていない.このため陽子と中性子の間には対称性があり,陽子と中性子の数が近い程安定であるとして,質量欠損に $-a_t(N-Z)^2A^{-1}$ を加える.以上が大きな項であるが、更に陽子や中性子はそれぞれべアを組んで安定になる性質があり,陽子数も中性子数も偶数の方が安定である.この効果は,

$$\delta(Z, N) = \begin{cases} 1: Z, N \\ 0: A が奇数のとき \\ -1: Z, N \\ 2 \\ -1: Z, N \\$$

なる関数を導入すると、 $a_e \delta(Z, N) A^{-1/2}$ と表せる. これらの項を足し合わせ、Weiszacker と Bethe は次のような半実験的質量公式を提案した.

$$B(Z, N) = a_{v}A - a_{s}A^{2/3} - a_{c}Z^{2}A^{-1/3} - a_{I}(N - Z)^{2}A^{-1} + a_{e}\delta(Z, N)A^{-1/2}$$
(1-6)

右辺の項は順に,体積項,表面項,クーロン項,対象項,偶奇項になっている.係数は,実験的にわかっている質量にできるだけよく合うように定めるが,1例として Wapstra が 1958 年に定めたものは, MeV 単位で,

 $a_v = 15.835$   $a_s = 18.33$   $a_c = 0.714$   $a_I = 23.20$  $a_e = 11.2$ 

となっている.この公式は、簡単であるが、よく実験データを再現し、重い原子核に対しては、誤差が 1%以下になっている.但し核反応を詳しく解析するためには、もっと正確な値を必要とすることが多い.この場合は文献(1)等を参考にするとよいであろう.

質量公式を導出する段階で気がつくことであるが、1核子当りの結合エネルギーが最も大きい、即ち 最も安定な核種がAとNが適当な大きさの所に存在しそうである.実際56Feが1核子当りの結合エネル ギーが最大で 8.55MeVとなっている.これからAやZが離れるに従い、一般的に結合エネルギーは小さ くなり不安定になっていく.結合エネルギーが負になると核はばらばらになってしまう.一方結合エネ ルギーが正ならば、すべての核種が存在するかというと、そうではない.たとえ結合エネルギーが正で もより結合エネルギーの大きな核種に崩壊してしまうことが多い.但し崩壊の種類は限られており、こ のため最も安定な核種以外に多くの核種が自然界に存在している.このことについては更に節を改めて 説明する.

なお原子核にも,原子の場合の電子の閉殻に相当する性質があることが分かっている.即ち中性子数 Nまたは陽子数 Zが 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 であるような核は付近のものに比べて特別に安定で ある.これらの数は魔法数(magic number)と呼ばれている.

(2-5) 核反応

ここで核反応(nuclear reaction)について簡単に説明しておく. 核反応は一般に次のように書き表せる.

$$a + X \rightarrow Y + b$$

(1-7)

ここで,*a*は入射粒子(incident particle),*X*は標的核(target nucleus),*Y*は残留核(residual nucleus), *b*は放出粒子(emitted particle)と呼ばれる.*a*が無い場合もあるが、このような反応は崩壊(decay) と呼ばれる.

核反応の始めと終わりの状態について、体系の全エネルギーと運動量は保存されねばならない.この 保存則から反応に関与する粒子のエネルギーや運動方向の間に制約が生じる.実験室系では標的核Xは 静止しているのと考えてよいので、エネルギー保存則より、次式がなりたつ.

$$(M_{a} + M_{x})c^{2} + E_{a} = (M_{b} + M_{y})c^{2} + E_{b} + E_{y}$$
(1-8)

但し相対論を無視して、*M<sub>a</sub>*、*M<sub>x</sub>*等はそれぞれの質量を、*E<sub>a</sub>、E<sub>b</sub>*等はそれぞれの実験室系での運動 エネルギーを表している.反応による運動エネルギーの増加

$$Q = E_b + E_y - E_a \tag{1-9}$$

を反応エネルギー(reaction energy)またはQ値(Q-value)と呼ぶ. これはまた明らかに反応による 質量の減少に対応している.

$$Q = \left[ (M_{a} + M_{X}) - (M_{b} + M_{Y}) \right] c^{2}$$
(1-10)

この式より Q 値は反応に関係した粒子の質量(もしくは前節で述べた質量欠損)だけから求めることができ,入射粒子のエネルギーには依存しないことがわかる.(1-7)式に Q 値を附記して,反応式を次のように書くこともある.

 $a + X \to Y + b + Q \tag{1-11}$ 

Q値は正および負の値を取りうるが、正のときその反応を発熱反応(exoergic reaction)といい、負のとき吸収反応(endoergic reaction)という.吸熱反応のときは、入射粒子aのエネルギーがある最小値を越えなければ反応が起こらない.この最小値はしきいエネルギー(threshold energy)といい、次のように求められる.

$$E_{ath} = -Q \frac{M_{a} + M_{x}}{M_{x}}$$
(1-12)

残留核Yが励起状態に残されている場合には、Yの質量は基底状態の質量 $M_Y$ より大きいわけであって、これを $M_Y$  'とすると、この反応に対するQ値は基底状態に対するものとは異なり、

$$Q' = \left[ (M_{a} + M_{x}) - (M_{b} + M_{y}') \right] c^{2}$$
(1-13)

となり、Q' < Qとなる.このような場合には放出粒子のエネルギー $E_b$ も当然小さくなる.励起状態の 残留核はやがて一般に何等かの方法で崩壊する.

原子炉においては中性子と原子核との反応が重要となるが、これについては後で詳しく説明すること にして、次節では原子核の崩壊について簡単に説明し、その後残留して置いた原子核の質量の説明の続 きを行う.

### (2-6) 原子核の崩壊

原子核の崩壊について簡単に説明する.代表的な崩壊としては  $\alpha$  崩壊,  $\beta$  崩壊,  $\gamma$  崩壊があり,これらはそれぞれ  $\alpha$ 線,  $\beta$ 線,  $\gamma$ 線を放出する.ここで  $\alpha$ 線は4Heの原子核,  $\beta$ 線は電子,  $\gamma$ 線は高エネルギーの光子であることが知られている.  $\beta$  崩壊では陽電子を放出する場合もあり,この場合は  $\beta$  +崩壊と呼ばれる.これと区別して,普通の電子を放出する崩壊を  $\beta$  -崩壊と呼ぶ時もある. $\beta$  +崩壊に対しては、軌道電子を原子核の中に取り込む軌道電子捕獲が競合過程として存在しており,  $\gamma$ 崩壊には出てくるはずの  $\gamma$ 線が軌道電子をかわりに弾き出す内部転換が競合過程として存在する. $\alpha$ 崩壊では Z と Nがそれぞれ 2 つずつ減少する. $\beta$  - 崩壊では Z は 1 つ増加し, N は 1 つ減少する. $\beta$  + 崩壊及び軌道電子捕獲では Z も N も変化しない.

崩壊にも起こりやすいものと、そうでないものとがある.これらの違いには、核運動量やパリティ等の保存則が大きな役割を演じているが、ここではこれらについての詳しい説明は省略し、他の重要な事柄について説明する.原子核から正の電荷を持った粒子が放出される場合、核も正の電荷をもっているので、クーロン反発力により、図1-4に示すようなポテンシャルを越えて出てくることになる.実際にはポテンシャルのピークの山を越えてくる必要はなく、トンネル効果により、ピークに対応するエネルギーより小さいエネルギーの粒子でも外に出てくることが出来る.但し出てくる確率は、放出粒子の質量が大きくなったり、ポテンシャルの壁の厚さや高さが増えると急激に減少する.このためあまり重い粒子の放出やQ値の低い反応は起こりにくい.このようなことから出てくる正の電荷を持った粒子としてはα粒子が殆ど唯一の粒子となっており、原子番号Zの大きい核から出てくることになる.但し希には、軽い核からα粒子が放出されることもあるし、陽子や炭素の原子核が放出されることもある.



図1-4 原子核崩壊のクーロン反発力ポテンシャル

γ崩壊では、放出粒子は光子なので、クーロン障壁は無い.またγ崩壊と競合している内部転換でも 放出粒子は電子で原子核とは引力が働くことになるので障壁は無い. β崩壊では放出粒子のうちニュー トリノは他の物質との相互作用を無視できるので障壁は無い. 他の放出粒子が電子の場合は原子核とは 引力が働くことになるので、これに関しても障壁は無い. 陽電子の場合はクーロン障壁が生じるが α粒 子に比べると質量が小さいので障壁を透過しやすい. 但し原子番号の大きい核種では、低い崩壊エネル ギーのβ+崩壊は、競合過程の軌道電子捕獲に負けて殆ど起こらなくなってしまう. β崩壊とγ崩壊を 比べると、β崩壊は弱い相互作用であり、γ崩壊は電磁相互作用であることから、γ崩壊のほうがβ崩 壊よりもはるかに生じやすい. 自発核分裂も重い原子核にとっては重要な崩壊になっている. この場合 α崩壊よりはるかに大きいクーロン斥力が働き、放出粒子の質量も大きくなるので、親の原子核は十分 に高いエネルギーを持っていなければならない. 中性子はクーロン障壁を持たないので、エネルギーが 許せば、通常はすぐさま原子核から飛び出してしまい、崩壊と呼ぶには不適切であるが、後で説明する 核分裂に伴う遅発中性子との関連で重要である.

崩壊の割合は、あたりまえであるが、考えている核種のその時の個数Nに比例する.即ち

$$\frac{dN}{dT} = -\lambda N \tag{1-14}$$

と書ける.ここで比例定数  $\lambda$ は崩壊定数(decay constant)と呼ばれる原子核に固有の定数である. t = 0 での核種の個数を  $N_0$ とすると, (1-14)式の解は次のように求められる.

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) \tag{1-15}$$

Nが $N_0$ の半分になるまでの時間を半減期(half life)と呼ぶが、半減期 $T_{1/2}$ は $\lambda$ を使って(1-15)式から次のように表すことができる.

$$T_{1/2} = \frac{\log 2}{\lambda} = \frac{0.69315}{\lambda}$$
(1-16)

また原子核の平均寿命(mean life) τは次のようになる.

$$\tau = \frac{1}{N_{0}} \int_{0}^{\infty} t \lambda N dt = \frac{1}{\lambda}$$
(1-17)

このように放射線を出す能力を放射能(radioactivity)と呼ぶが、この強さを表す単位としてSI単 位系ではベクレル(Bq)を用いている.1秒間の崩壊数が1回のとき1Bqである.しかし従来から使わ れているキュリー(Ci)という単位も依然としてよく使用されている.換算は

$$1Ci = 3.7 \times 10^{10} Bq$$

(1-18)

となっている.

(2-7) 原子核の存在分布と核分裂・核融合

前節で起こり易い崩壊は $\alpha$ 崩壊, $\beta$ 崩壊, $\gamma$ 崩壊の3種類であり,これらの生じ易さは $\gamma$ 崩壊, $\beta$ 崩壊, $\alpha$ 崩壊の順になることを説明した. $\gamma$ 崩壊では原子核は変化しない.次に生じ易い $\beta$ 崩壊では,質量数Aは変化せず,原子番号Zが変化する.横軸に中性子数N,縦軸に陽子数Zをとると,45°の線に沿って変化する.この線上で原子核の結合エネルギー(質量欠損)は図1-5に示すように変化する. Aが奇数のとき(2-6)式の最後の項は0になり,それぞれの原子核の結合エネルギーを表す点は放物線上にのる.一番高い点に対応する核種が安定な核種でこれよりZの大きい核種は $\beta$ -崩壊をし、これよりZの小さい核種は $\beta$ +崩壊をする.Aが偶数のとき(2-6)式の最後の項はZが偶数だと正、奇数だと負になるので、それぞれの原子核の結合エネルギーを表す点は2つの放物線上にひとつおきにのる.このため安定な核種は複数生じる可能性があり、しかもそれらはひとつおきに安定になっている.Aの方向の核種の変化でおこりやすいのは $\alpha$ 崩壊であるが、かなり大きなAでないと起こらない.このため現在自然に存在している核種は図1-5に示すようなものだけになっている.



図1-5 β崩壊における結合エネルギーと崩壊の方向

このように自然には安定な原子核と不安定な原子核が存在しているが、縦軸に原子番号、横軸に中性 子数をとって、現在知られている原子核の安定性を示すと、図1-6のようになる。黒印は安定な核や 超長寿命の核が示されており、赤印は極めて不安定な核を示しているが、安定な核の描く線は上に凸に なっていることがわかる。これは核子の数が増えると、陽子によるクーロン反発力が大きくなるが、こ の効果が少なくなるように安定な核では中性子数が陽子数より多くなるためである。即ちクーロン項と 対象項のバランスで安定な核種に沿う曲線が上に凸になっている。このため重い核種が核分裂を起こし、

同じくらいの2つの核種になったとすると、それらの核種は中性子の多い不安定核になっていることに なる.実際にはこのとき2~3個の中性子が放出され、同時に核分裂生成物の多くはβ崩壊をする。



図1-6 原子核の安定性分布 (黒印は安定な核や超長寿命の核が示されており、赤印は極めて不安定な核を示している。 線はマジックナンバーを示している。)



図1-7 核子あたりの結合エネルギー及び各項の寄与

この自然に存在している核種に関して横軸に質量数Aを,縦軸に結合エネルギーをとると,図1-7 のようになる. Aの小さいところは表面項,大きいところはクーロン項等がきいてそれぞれ大きな値に なっている. この図からAの小さな核種は融合することにより結合エネルギーの大きな核種になりエネ ルギーを放出しうること,同様にしてAの大きな核種は分裂することにより結合エネルギーの大きな核 種になりエネルギーを放出しうることがわかる.核分裂の場合,ほぼ質量の等しい2つの分裂片に分かれることがわかっている.

(3) 中性子による核反応

### (3-1) 中性子反応の種類と特徴

核反応は化学反応に比べるとはるかに起こりにくい.その第1の理由は(2-1)節で述べた通り,原子 核は原子や分子に比べ極めて小さく,衝突しにくいためである.第2の理由は原子核は正の電荷を持っ ているため、クーロン力に妨げられて,原子核同士が近づきにくいためである.通常はクーロン力に打 ち勝つために大きなエネルギーが必要なわけだが、中性子は電荷を持たないのでクーロン障壁はなく, 大きなエネルギーを必要としない.それどころか粒子の波動性によりエネルギーの低いほうが波長が長 くなって反応が起こり易くなることが多い.即ち de Broglie によると運動量 pの中性子には

$$\lambda = h/p \tag{1-19}$$

の波長が伴う.ここで hは Planck 定数である.運動量のかわりにエネルギーで表すと

$$\lambda = 2.86 \times 10^{-11} E^{-1/2} \tag{m}$$

のようになる.ここでEの単位としては eV を用いた.これは(2-1)節で述べた原子核の大きさに比べて 非常に大きな値になっていることがわかる.また中性子の速さを vとすると中性子の大きさがあたかも 1/vに比例するかのように振舞うことがわかる.

中性子の反応は図1-8に示すように色々なものがあるが,以下の節で重要な反応について詳しく説 明する.なおこの図で核分裂も中性子を放出するが,吸収に分類してある.

なお中性子は安定な原子核の中では安定な素粒子として存在できるが、単独ではβ崩壊し陽子になってしまう. その半減期は 10.37 分と短いが、原子炉内での中性子の振舞い等を考える限りにおいては充 分長いといえる.



### 図1-8 中性子反応の種類

(3-2) 中性子の散乱

散乱とは,入射粒子と同じ種類の粒子が再び放出される反応であり,弾性散乱(elastic scattering)

と非弾性散乱(inelastic scattering)の2種類がある.弾性散乱以外の反応を不弾性散乱(nonelastic scattering)と呼ぶこともある.中性子分布の解析では中性子放出反応は重要で弾性散乱以外の中性子放出反応をひとまとめにして扱う場合が多い.

まず弾性散乱について説明する.この反応では,運動エネルギーと運動量が保存されるので,古典力 学における弾性体衝突と同様に取り扱うことができる.中性子の質量を単位とした原子核の質量をAと し(質量数に近い値なので同じ記号を用いたが,混乱しないように注意してほしい.),衝突前後の中性 子のエネルギーをそれぞれ E, E'とすると次のような関係が成り立つ.

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{2} \left[ (1 + \alpha) + (1 - \alpha) \mu_c \right]$$
(1-21)

ここで

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \tag{1-22}$$

$$\mu_C = \cos\theta_C \tag{1-23}$$

であり、 $\theta_c$ は重心座標系における散乱角である. (1-21)式より、エネルギーEの中性子が散乱によって変わりうるエネルギー範囲は次のようになる.

$$E \ge E' \ge \alpha E \tag{1-24}$$

つまりαは質量Aの原子核との衝突によってエネルギーを減じる最大の割合ということになり,原子核 が軽いほど中性子の失うエネルギーが大きくなる.

中性子のエネルギーが低くなると(通常 100keV 以下),散乱は S波による弾性散乱のみとなり重心系に関して等方的となる.即ち  $d_{\mu c}$ に散乱される確率を  $P(\mu_c)d\mu_c$  とすると

$$P(\mu_c) = \frac{1}{2} \tag{1-25}$$

となっている.よってエネルギーEの中性子が散乱後にエネルギーE'の微小区間dE'のエネルギー をとる確率を $P(E \rightarrow E') dE'$ とすると

$$P(E \to E') = P(\mu_c) \frac{d\mu_c}{dE'} = \frac{1}{(1-\alpha)E}$$
(1-26)

となる. エネルギーEの中性子のエネルギー変化の割合の対数値  $\ln$  (E/E') の平均値を $\xi$ で表し、対数的エネルギー損失 (logarithmic energy decrement) と呼ぶが、(1-26)式より

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha \tag{1-27}$$

のように求まる.また実験室系の散乱角の余弦の平均値を $\overline{\mu}_L$ で表すと、これは次のように求まる.

$$\overline{\mu}_L = \frac{2}{3A} \tag{1-28}$$

この式から、原子核が重くなるほど、散乱は実験室系で等方的になることが解る.表1-5にいくつか

の原子核に対する $\alpha$ ,  $\overline{\mu}_{L}$ ,  $\xi$ の値を示す.

材料	A	α	$\overline{\mu}_{L}$	Ę
水素 重水素 ヘリウム ベリリウム 炭素 ウラニウム	$egin{array}{c} 1 \\ 2 \\ 4 \\ 9 \\ 12 \\ 238 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ 0.111 \\ 0.225 \\ 0.640 \\ 0.716 \\ 0.983 \end{array}$	0.667 0.333 0.168 0.074 0.056 0	$\begin{array}{c} 1.000 \\ 0.725 \\ 0.425 \\ 0.206 \\ 0.158 \\ 0.0084 \end{array}$

表1-5 代表的な核種の弾性散乱による減速特性

非弾性散乱では衝突された原子核が励起してしまい、この励起エネルギーの分だけ散乱された中性子のエネルギーが小さくなってしまう.励起されるためにはそれに対応したエネルギー準位を持っている必要があるが、一般に重い核種ほどこの準位が密に分布しており、このため大きな非弾性散乱の断面積を有している.

この他の反応もその種類や大きさは、衝突する原子核の種類や中性子のエネルギーによっていろいろ 変化するが、おおよその様子を示すと図1-9のようになる.



図1-9 原子核と中性子エネルギーによる原子核反応の変化 (これは一般的な変化で例外が多い。特に例外が重要なことが多いので注意!)

(3-3) 核分裂

(2-2)節で述べたごとく原子核に働く力の主なものは体積項と表面項になっている.これは原子核が あたかも液滴のようになっていることを意味する.このため外からエネルギーが加わると、これが液滴 の場合と同じように振動モードを励起して2つに分裂してしまうことになる.これが核分裂(fission) である.

このような核分裂は重い原子核で見られる. 天然に存在する核種で熱中性子を当てることにより核分 裂を生じるのは<sup>235</sup>Uだけであるが,中性子のエネルギーが高くなると<sup>238</sup>Uや<sup>232</sup>Thでも核分裂を起こす. 熱中性子による核分裂を熱核分裂(thermal fission)と呼び,高速中性子によるものを高速核分裂(fast fission)と呼ぶ. 熱核分裂を起こすものを核分裂性物質(fissile material)と呼ぶ. 核分裂性物質には <sup>235</sup>Uの他に<sup>233</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu等がある. <sup>233</sup>Uは<sup>232</sup>Thから, <sup>239</sup>Puと<sup>241</sup>Puは<sup>238</sup>Uから作られる. この ように核分裂性物質を生み出す物質を親物質(fertile material)と呼ぶ. また<sup>252</sup>Cfなどは中性子を当て なくても核分裂を起こす. このような核分裂を自発核分裂(spontaneous fission)と呼ぶ.

核燃料として意味のある天然に存在する元素はウラン(U:uranium)とトリウム(Th:thorium) だけである.天然の組成のウランを天然ウラン(natural uranium)と呼ぶが,天然ウランには<sup>234</sup>Uが 0.0054%,<sup>235</sup>Uが 0.720%,<sup>238</sup>Uが 99.275%含まれている.また天然のトリウムには<sup>232</sup>Thが 100%含 まれている.

核分裂を起こすと原子核はほぼ等しい質量の2つの核分裂片(fission fragment)に別れるが、それらの質量数の分布を図1-10に示す.これらはいずれも熱核分裂であるが、この場合非対称になっているのがわかる.これは例えば<sup>235</sup>Uの場合中性子吸収の結果中性子数はN+1=144になるが、(2-2)節で述べた魔法数で分解すると82+50+12となるので、核分裂片の一方がN=82他方がN=62であるような分裂をする方が対称に分裂するよりエネルギー的に低くなるためと考えられている.高速核分裂になるとこの特徴は薄らいでくる.核分裂片はまた核分裂生成物(fission product)とも呼ばれる.



図1-10 一回の核分裂当りの核分裂片の質量数分布

図1-7を見るとわかるように、核分裂をすると1核子当り約1MeV 質量超過が減ることになる.

全核子では約200MeVとなり、このエネルギーが核分裂とともに発生することになる.

また核分裂ではほぼ同じ重さの分裂片に別れるとすると,図1-6でわかるように分裂片は安定核に 比べて中性子が多すぎることになる.このため一般には核分裂と同時に中性子が発生する.発生中性子 の個数は衝突中性子のエネルギーが大きくなったり原子核の質量数が大きくなったりすると大きくな るが,<sup>235</sup>Uに熱中性子が当たった場合でも約 2.5 個の中性子を発生する.これは次に述べる連鎖反応 (chain reaction)を可能にし,核分裂がエネルギー取り出し装置として有効に働き得ることを意味し ている.これらの中性子のエネルギーは中性子が原子核の中で熱運動をしているような分布をしており, その分布は<sup>235</sup>Uの場合次式で与えられる.

$$x(E) = 0.453 \exp(-1.036E) \sinh(2.29E)^{0.5}$$
(1-29)

ここで中性子エネルギー*E* はMeV の単位になっている. この分布を図に表すと図1-11のようにな る.



図1-11 核分裂中性子エネルギー分布

なお核分裂で中性子が発生しても核分裂片にはなお中性子の多すぎる核種が多数ある.むしろ核分裂 で直接生まれる核分裂生成物はすべて放射性物質であると考えた方がよい。これらは一般にβ崩壊を行 って安定な核になるが、中には中性子を放出することにより崩壊する核種もある.かなりの核分裂片は 速やかに安定な核種になるが、寿命の長い核種に落ち着くものもある。このような核種の中には数 10 年の半減期で廃棄物の熱的制限に大きな影響を与えるものや、数千年以上の半減期を持ち、地層処分の 扱いを難しくしているものもある。

核分裂生成物の中には中性子を放出するものもあると述べた。核分裂と同時に放出される中性子と区

別するために、核分裂と同時に放出される中性子を即発中性子(prompt neutron)と呼び、これらの遅 れて出てくる中性子を遅発中性子(delayed neutron)と呼んでいる. 遅発中性子の数は即発中性子の 数に比べて非常に少ないが、遅発中性子は原子炉の運転で重要な役割を果たしている.

(3-4) 連鎖反応

中性子は図1-8を基にすると原子炉の中で図1-12のように振舞うことがわかる.これらの中性 子の個数が

となっていれば、中性子の数はいつまでも変わらないことになり、この状態を臨界(critical)と呼んで いる. 但し現象は確率的であり、実際の数は絶えず揺らいでいる. (1-30)式の右辺が左辺より大きいと 中性子は増加していく. この場合は超臨界(supercritical)と呼ばれる. またこの逆に右辺が左辺より 小さい場合,中性子の量は減少していき,未臨界(subcritical)と呼ばれる.

連鎖反応の引き続く世代(generation)を考えたとき、ある世代の中性子の数がその前の世代の中性 子の数の何倍になっているかを増倍係数(multiplication factor)と呼び一般にkで表わす.即ち

 $k = \frac{botheref{botherwise}}{botheref{botherwise}}$ 

(1-31)

1世代前の中性子数



図1-12 原子炉中での中性子の動き

原子炉が無限に大きいとして中性子の漏れを0としたときの増倍数を無限増倍係数といい k...で表す. k...は媒質の材料としての特性を表現するのに都合がよい.また原子炉の大きさも考慮して中性子の漏 れまで正しく扱った増倍係数を実行増倍係数といい k effで表す. k effを使うと臨界状態が簡単に表され る.即ち $k_{eff}=1$ の時臨界, $k_{eff}>1$ の時未臨界, $k_{eff}>1$ の時超臨海である.

(3-5) 中性子束と断面積

中性子と原子核との反応を考えるとき,反応の生じる確率は原子核の大きさと中性子の単位時間に走

った距離とに比例すると考えられるので、中性子の量を表すのに、中性子の数密度 n よりも密度に速さ vを掛けたもの

$$\phi(r, E, t) = vn(r, E, t) \tag{1-32}$$

で表した方が都合がよい.この量を中性子束(neutron flux)という.中性子束をエネルギーに注目して考えるとき中性子スペクトル(neutron spectrum)と呼ぶことが多い.中性子束を使うと反応率*R*は

$$R(r, t) = \int_{0}^{\infty} N \sigma(E) \phi(r, E, t) dE$$
 (1-33)

と表すことができる.ここで*N*は標的核の密度であり、 $\sigma$ は比例乗数である.この $\sigma$ はちょうど標的核 を中性子が見たときの断面積になっているため断面積(cross section)と呼ぶ.反応の大きさは先にも 述べたようにエネルギーに依存するため、断面積もエネルギーに依存することに注意してほしい. $\sigma$ は 原子核1個当りの量であるため特にミクロ断面積(microscope cross section)と呼ばれることが多い. ミクロ断面積は小さい値であり、通常1barn=10<sup>-28</sup>m<sup>2</sup>を単位として測られる.一般に $\sigma$ は*N*との積の 形

$$\Sigma = \sigma N$$

で式に現れることが多い. この  $\Sigma$ はマクロ断面積 (macroscopic cross section) と呼ばれている. マクロ断面積の次元はNの次元がm<sup>-3</sup>であるためm<sup>-1</sup>となり,面積の次元ではない.

(1-34)

断面積は各反応毎に定義される. すべての反応に対する断面積の和を全断面積(total cross section) と呼んでいる. これは衝突する確率に対応するものである.

## (4-1) 熱中性子炉

図1-9に示したように中性子のエネルギーが違うと反応の種類や大きさが大きく違ってくる. (3-1)節でも述べたように中性子のエネルギーが低くなると,波動性が大きくなり断面積が大きくなるが, この程度は核種や反応によって異なる.即ち熱中性子の反応断面積の値は核種によって著しく異なって いる.<sup>235</sup>Uの核分裂断面積を図1-13に示すが,<sup>233</sup>U,<sup>239</sup>Pu,<sup>241</sup>Puなどの熱中性子による核分裂も 熱中性子に対して非常に大きな断面積を持っている.このため中性子のエネルギーを熱中性子にまで下 げてやると,中性子が燃料以外の物質に吸収されてしまう断面積に比べて核分裂の断面積が大きくなり 臨界の達成が容易になる.このような熱中性子による核分裂の全体の核分裂に占める割合が大きな原子 炉を熱中性子炉(thermal reactor)という。

核分裂で出て来る中性子は図1-11に示したように非常に高いエネルギーを持っているので,熱中 性子炉ではこれを低いエネルギーにしてやらねばならない.これには(3·2)節で説明した散乱を利用して 中性子を減速してやればよい.エネルギーの高い領域では非弾性散乱や(n,2n)反応が有効に働くが, エネルギーが少し低くなってくるとこれらの断面積は無くなってしまう.このため熱中性子にいたるか なりのエネルギー領域で弾性散乱による減速が唯一の方法となる.弾性散乱によるエネルギー損失の割 合は(1·27)式の *c* で表されるが,この値は表1-6で示すまでもなく軽い核種程大きくなる.即ち核分 裂で生まれた中性子を軽い原子核と衝突させて減速させ熱中性子にするわけである.このように中性子 を減速させるために用いる材料を減速材(moderator)と呼ぶ.減速材は軽い原子核であることも必要 であるが,同時に捕獲断面積が小さいことも必要である.減速材の性能を表すため

減速能(moderating power) = 
$$\xi \Sigma_{s}$$
 (1-35)

とか

減速比(moderating ratio) = 
$$\xi \Sigma_{s} / \Sigma_{a}$$
 (1-36)

とかいった量が用いられている.代表的な減速材に対するこれらの値を表1-6に示す.なお参考まで に<sup>238</sup>Uの値も示した.質量数の違いによる差がよく現われている.



図1-13 <sup>235</sup>Uの断面積

(3-3)節で説明したように天然ウランには核分裂性物質である<sup>235</sup>Uはごくわずかしか含まれていない. 残りの殆どは238Uである.ところでこの238Uは図1-15に示すように 6.67eVのエネルギーの中性子に 対して非常に大きな吸収を示す. このような吸収を共鳴吸収(resonance absorption)と呼ぶ. これ以 上のエネルギーに対しても多くの共鳴吸収があることがわかる.このため燃料として天然ウランを使用 すると、中性子の多くを<sup>238</sup>Uに吸収されてしまい原子炉を臨界に出来なくなってしまう.この問題を解 決する最も直接的な方法は235Uを濃縮(enrich)することである.但し濃縮は非常にお金がかかる.も うひとつのうまい方法は燃料と減速材を適当に分けることである.このような燃料と減速材の配置を非 均質(heterogeneous)であるという. 減速材中では拡散と減速の両方を行うが、燃料の原子核は重く て殆ど中性子を減速しないので、燃料内では中性子の運動としては拡散が支配的となる.非均質にする と、燃料中で散乱された中性子は次の衝突を燃料中でやりやすいし、減速材中で散乱された中性子は次 の衝突を減速材中でやりやすい. このようにすると核分裂で生まれる中性子は燃料中で生まれるわけだ が、そこでは減速されず、やがて減速材領域に入り込み、そこで次々と減速をうけてエネルギーを減少 させる.ある程度低いエネルギーになると燃料内の中性子の殆どは減速材中の中性子が拡散してきたも のとなる. 共鳴吸収の大きいエネルギー領域では減速材領域から燃料領域に拡散してきた中性子は燃料 領域の表面で殆ど吸収されてしまい燃料内部まで入ることができない.このような効果を自己遮蔽 (selfshielding) と呼ぶ. 殆どの中性子は減速材中で熱中性子にまで減速され、そこで拡散を更にくり かえすうちに燃料領域に入り、そこで236Uに吸収されるというのが、メインのプロセスである。燃料の 表面積の体積に対する比を減らすと(燃料棒を太くする)自己遮蔽により共鳴吸収を小さくできる.現 在最も多く運転されている原子炉である軽水炉では濃縮ウランを使っているが、同時に非均質配置も採 用している.

減速材	А	α	ξ	密度 [gcm <sup>-3</sup> ]	2MeVから leVまでの 衝突回数	$ \begin{array}{c} \xi \ \Sigma \ \mathrm{s} \\ [\mathrm{cm}^{-1}] \end{array} $	$\xi \Sigma s / \Sigma a$
Н	1	0	1	gas	14	_	—
D	2	.111	. 725	gas	20	—	—
$H_2O$	—	—	. 920	1.0	16	1.35	71
$D_2O$	—	—	. 509	1.1	29	0.176	5670
He	4	. 360	. 425	gas	43	$1.6 \times 10^{-5}$	83
Be	9	. 640	. 209	1.85	69	0.158	143
С	12	. 716	. 158	1.60	91	0.060	192
<sup>238</sup> U	238	. 983	. 008	19.1	1730	0.003	. 0092

表1-6 代表的な減速材に対する特性



図1-15 <sup>238</sup>Uの断面積

(4-2) 増殖炉

熱中性子炉にも以下に述べるような問題がある.中性子エネルギーが大きくなると核分裂断面積も大きくなるが捕獲断面積もほぼ同様の割合で大きくなる.注目している原子核に1個の中性子が吸収され

たとき放出される中性子の数をηと表す.即ち

$$\eta = v \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} \tag{1-37}$$

ここで  $\sigma_f$ ,  $\sigma_d$ はそれぞれ核分裂及び捕獲の断面積であり, vは核分裂1回当りに放出される中性子の 平均個数である.この  $\eta$ は衝突中性子のエネルギーによって図1-16に示すように変化する.これを 見ると熱中性子に対しては2程度の値しかないが,エネルギーが 0.1MeV以上になってくると急激に大 きくなることがわかる.このように多くの中性子が生まれるようになると,連鎖反応の維持だけでなく 余分の中性子をうまく利用することが考えられる.これらの中性子を<sup>238</sup>Uに吸収させると先にも述べた ように<sup>239</sup>Puを作ることができる.即ち核分裂性物質を消費しながら同時に生産することが出来るわけで ある.核分裂性物質を1個消費したとき生み出す新しい核分裂性物質の量を転換率 (conversion ratio) と呼んでいる. $\eta$ の値が2より充分に大きいと転換率を1より大きくできる.即ち消費した核分裂性物 質以上に多くの核分裂性物質を生み出すことが可能になる.このことを増殖(breeding)と呼び,この ような場合転換率を増殖率(breeding ratio)と呼ぶことが多い.このような原子炉を増殖炉(breeder reactor)と呼ぶ.即ち高速中性子を用いれば増殖炉が可能というわけである.この原子炉を高速増殖炉 (fast breeder reactor)と呼ぶ.



図1-16 重要核種のη値

図1-16をよく見ると<sup>233</sup>Uは熱中性子に対して $\eta$ の値がかなり2を超えており,熱中性子でも増殖が可能なように見える. <sup>233</sup>Uは<sup>232</sup>Thから作られるが、余裕が少ないためかなりの工夫が必要である. このような熱中性子による増殖炉を熱中性子増殖炉(thermal breeder reactor)と呼ぶ.

#### (4-3) 原子炉の構成要素

熱中性子炉は燃料要素 (fuel element), 減速材 (moderator), 反射体(reflector), 遮蔽体 (shielding), 中性子吸収材 (neutron absorber), 冷却材 (coolant), 構造材から成り立っている. 燃料要素は一般に 核燃料を被覆材でおおう形となっている. 燃料要素の位置している場所を炉心(core)という. 減速材 については(4-1)節で述べた.反射体は炉心から漏れ出た中性子を再び炉心にはねかえすため、炉心の周 りに置かれるものである。一般には減速材と同じ材料が用いられる。遮蔽体は原子炉から放射線が漏れ て危険にならないように反射体の外側に置かれるもので、中性子とヶ線を遮蔽する.中性子吸収材は原 子炉を始動したり、停止したり、出力を調整したりするのに用いられる。この目的で使用される吸収材 は制御材と呼ばれるが、一般に制御棒(control rod)の形で用いられることが多い.燃料中の核分裂性 物質は燃焼とともに減少していく、また燃焼とともに核分裂生成物が蓄積していく、これらのため実行 増倍係数は小さくなっていく.このためある期間運転を続けようとする場合,一般に k eff>1 なるよう に燃料を挿荷した後,中性子吸収材を入れて kett=1とする.その後燃焼が進み,核分裂性物質が減少 し核分裂生成物が蓄積してきたら、中性子吸収材を減少させてやればよい、このようにして長期にわた って原子炉を臨界に保つためにも中性子吸収材が用いられるわけである.これらについては後で改めて 説明する。冷却材は原子炉で発生したエネルギーを熱の形で外部に取り出す。これらの構成要素は別々 のこともあるが、あるものはいくつかの構成要素を兼ねることも多い. 例えば軽水炉の軽水(重水と区 別して普通の水を軽水と呼ぶ)は減速材、反射材、冷却材を兼ねている.原子炉冷却は安全面からも重 要であるが、現在の原子炉がいずれも冷却材で取り出したエネルギーを利用しているので、冷却は極め て重要な要素である。原子炉の熱解析は原子炉にとって極めて重要な分野であり、別の講義で詳しく説 明される。

高速炉は中性子を減速させずに使うわけだから、その構成要素は熱中性子炉の構成要素から減速材を 除いたものと考えればよい.但し炉心と反射体の間にブランケット(blanket)と呼ばれる領域を置く のが普通である.ブランケットには天然ウランとか濃縮で後に残った劣化ウランとかを挿荷する.炉心 から漏れ出た中性子をここの<sup>238</sup>Uに吸収させ核分裂性物質プルトニウムを作るためである.

現在発電用や推進用として実用化されているか、それに近い原子炉には水炉、高温ガス炉、高速炉といったものがあるが、それらの概要を表1-7に示す.

	減速材	冷却材	中性子	増殖	目的	状況
水炉	水	水	熱	無	発電	実用
高温ガス炉	黒鉛	He	熱	無	多目的	開発中
高速炉	無	Na	高速	有	発電	開発中

表1-7 代表的な原子炉

発電炉の場合、発電は一般的には蒸気タービン発電機を回すことにより行っている。このため原子炉 から取り出すのは蒸気になる。最近ではガスタービンの利用等、新しい方法が検討されるようになって きている。

水炉には軽水炉(図1-17)と重水炉とがある.軽水炉は発電炉の主流を占めているが,これにも 冷却材を炉心内で沸騰させる沸騰水型炉(BWR)と,圧力を高くして沸騰を抑える加圧水型炉(PWR) がある.沸騰水型炉では蒸気を直接にタービンに送って発電しているが,加圧水型炉では蒸気発生器で 2次冷却水を蒸発させこの蒸気をタービンに送っている.重水炉は炉心が大きくなることから,一般に 減速材と冷却材が分けられていて,減速材は大気圧の容器に,冷却材は加圧管に入れられている.冷却 材には軽水と重水のどちらも使われているが,軽水の場合は沸騰水型で重水の場合は加圧水型で設計さ れるのが普通である.



沸騰水型炉(BWR)

加圧水型炉(PWR)

図1-17 軽水炉の概念

黒鉛を減速材として利用する原子炉としては高温ガス炉が現在最も積極的に開発が進められている. 冷却材としてはヘリウムを用いており,他の原子炉では得られない高い温度を供給することができる. このような特長を利用して水素製造等も考えられている。黒鉛を減速材として利用する原子炉としては 他に炭酸ガスを冷却材として用いるコールダーホール型炉や水を用いるRBMK炉等があるが,これら の炉は過去の炉となりつつある.

高速炉(図1-22)はできるだけ中性子を減速させないようにするため冷却材として液体金属ナト リウムを使用する設計が主流となっている.これも最終的には蒸気を発生させるのだが、放射性のナト リウムを水と接触させるのは危険なので、1次ナトリウムと水の間に2次ナトリウムのループをつけて いる.また冷却材として、密度が低く中性子との反応が少ないということでヘリウムを使う設計や、重 金属を使う設計もある.



図1-22 ナトリウム冷却高速炉の概念

#### (5) 原子炉の時間的変化とその制御

(5-1) 原子炉動特性

実行増倍係数を $k_{eff}$ とすると、中性子の数は1世代たつと $k_{eff}$ 倍されている.この1世代の長さの平均を即発中性子の平均寿命 (prompt neutron lifetime) という、中性子を減速させてから核分裂させる熱中性子炉の方が、速いまま核分裂させる高速炉よりもかなり大きな値をとる.但し軽水炉で 2~6×10<sup>-5</sup>sec、高速炉で 0.8~2×10<sup>-7</sup>secと非常に小さい値である、平均寿命を *1* で表すと、遅発中性子を無視した場合、中性子の変化は

$$\phi(t) = \phi(0) \exp((k_{eff} - 1)/l)$$
(1-37)

のように表せる.変化の遅い軽水炉の場合( $1=2\times 10^{-5}$ sec)でさえ $k_{eff}=1.0001$ としても1秒たっただけで中性子の量は150倍にまでなってしまうことがわかる.なお原子炉の制御では増倍係数の1からの差が重要になることが多いので

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \tag{1-38}$$

で定義される反応度(reactivity)が用いられる場合が多い.

5

6

このように変化が急激ではとても連鎖反応を制御することは不可能である.しかし実際には遅発中性 子があるので変化はもっとゆるやかとなる.多くの種類の核分裂片が遅発中性子を放出するので,崩壊 定数も何種類もあるが,表1-8に示すように6群に分けて取り扱うのが普通である.

- • ///			
	群	崩壊定数	収率
	(g)	$(\lambda_{g}, \sec^{-1})$	(β <sub>g</sub> )
	1	0.0124	0.00053
	2	0.0305	0.00355
	3	0.111	0.00318
	4	0.301	0.0064

0.00187

0.00068

表1-8 <sup>235</sup>Uの熱中性子核分裂に対する遅発中性子の6群表示<sup>(2)</sup> (遅発中性子放出核の崩壊定数と核分裂収率×遅発中性子発生割合)

遅発中性子の助けをかりないと臨界が維持できない場合には,遅発中性子の寄与を待って始めて中性 子の数を維持できるわけで,中性子の増倍時間を遅発中性子の崩壊定数が支配することになる。先に述 べた即発中性子平均寿命 1 と比べると、崩壊定数の逆数は極めて大きく(1 群では 81 秒),中性子束の 変動は人間が余裕をもって制御できる速さとなる。このような状態を遅発臨界といい、即発中性子だけ で臨界になっている状態を即発臨界と呼んでいる。一般に収率は1 に比べてかなり小さいので,即発臨 界になる可能性を無くして遅発臨界を達成するのは簡単なことではないが、一般の原子炉はそのように 設計されている。

1.14

3.01

遅発中性子によって出力の変動は秒のオーダーになるが、これでもまだ制御は難しい.しかし原子炉 は一般に出力が上がると反応度が負になり出力を下げようとし、反対に出力が下がると反応度が正とな って出力を上げようとする性質を持っている.このような性質を原子炉出力は負のフィードバック (feedback)を有しているという.フィードバックの大きさは原子炉設計によりかなりの範囲にわたっ て買えることができる.適当な負の値をとると制御は非常に容易となり出力は一定に落ちつく.日本で は正のフィードバックは法律により禁じられている.以下にいくつかの重要なフィードバックについて 説明する. 原子炉燃料は核分裂性物質と親物質を含んでいる.親物質は(4-1)節で示した<sup>238</sup>Uのように大きな共 鳴吸収を有している.この吸収が大きいので中性子スペクトル(中性子束)はこのエネルギー位置でへ こむ.これを自己遮蔽(selfshielding)と呼んでいる.原子炉では(4-2)節で述べた自己遮蔽とここで述 べている自己遮蔽の2種類の重要な自己遮蔽がある.さて出力が上昇し温度が上がると,燃料の熱運動 が激しくなる.このため例え一定のエネルギーEで運動している中性子でも燃料核に衝突するときのエ ネルギーは核の熱運動の分を補正しなければならない.このことは断面積の共鳴部分が面積を一定にし たまま広がることを意味する.このため断面積のピークは低くなり,自己遮蔽効果が小さくなり,吸収 量が増加する.これは明らかに負のフィードバックになっているが,共鳴反応が核分裂であれば,逆に 正のフィードバックになってしまうことに注意してほしい.この効果をドップラー効果(Doppler effect)と呼んでいる.

熱中性子炉では核分裂はおもに熱中性子によるものであり、熱中性子は減速材とほぼ熱平衡にある. 出力が上がり減速材の温度が上がると熱中性子のエネルギーも高くなる.これを熱中性子スペクトルシ フト(thermal neutron spectral shift)と呼ぶ.この場合、熱中性子領域では色々な重要な断面積があ り、これらがエネルギーとともに複雑な変化をしていて、反応度がどのように変化をするかは難しい問 題となるが、核分裂断面積が減少することや、全断面積も減少して炉心からの中性子の漏れが大きくな ることから一般に負のフィードバックになっている.

ドップラー効果は燃料温度と関係しており,熱中性子スペクトルシフトは減速材と関係していること から,出力変動があった場合,まずドップラー効果が働き,その後熱中性子スペクトルシフト効果が働く.

この他,燃料・冷却材・減速材等の膨張・変形や,冷却材・減速材の圧力やボイド率の変化を通して 出力にフィードバックが働く.

運転時に出力を変化させた場合や事故時にはここで述べた効果に注意しなければならない。出力を変 化させた場合や事故時に出力がどのように変化するかといった特性を原子炉の動特性と称している。こ れに対して、時間変化を考慮しない特性を静特性と称している。

 $\sigma_{q}\phi$ 核分裂 <sup>135m</sup> X e IT 15.3min <sup>135</sup> X e 135 <sup>135</sup>Sb β-<sup>135</sup> T e ββ-6. 58hr 9.17hr 1.7 19.2 (91%) sec sec σৢφ  $\sigma_{q}\phi$ 

(5-2) キセノンの影響

図1-23 <sup>135</sup>Xeを含む核分裂生成物の連鎖

前節では短時間の原子炉の動特性について述べた.長時間の原子炉の出力変動を考えるとき,キセノン( $^{135}Xe$ )の影響は重大である.核分裂生成物 $^{135}Xe$ は大きな熱中性子断面積を有しており、原子炉の反応度制御に大きな影響を与える. $^{135}Xe$ は図1-23に示すような形で核分裂から生成されるわけであるが、短寿命核種等の効果を近似すると、図1-24に示すような具合に表現できる.ここでyは

核分裂生成物収率(1回の核分裂により発生する核分裂生成物の数)であり、λは崩壊定数である.235 Uに対する<sup>135</sup> I 及び<sup>135</sup>X e の核分裂生成物収率と崩壊定数を表1-9に示す.



図1-24 <sup>135</sup>Xeを含む核分裂生成物の連鎖の近似

表1-9 <sup>235</sup>Uに対する<sup>135</sup> I 及び<sup>135</sup>X e の核分裂生成物収率と崩壊定数

	核分裂生成物収率(%)	崩壊定数(hr <sup>-1</sup> )
<sup>135</sup> I <sup>135</sup> X e	$6.3056 \\ 0.2427$	$0.10485 \\ 0.07634$

他の核分裂性物質に対する核分裂生成物収率も同程度の値を示している.これらの数字から<sup>135</sup>X e の生成の重要な経路は核分裂によりまず<sup>135</sup>I が生成され、それが 6.58 時間の半減期で<sup>135</sup>X e に  $\beta$  崩壊する経路であることがわかる.

この生成過程は原子炉出力に対して本質的に正のフィードバックとなって働いており,運転にとって は好ましくない.即ち出力が増加すると、<sup>135</sup>X e は核分裂による直接の生成量が僅かであるため、熱中 性子束が増加したことによる中性子吸収量の増加が大きくきいて減少してしまう.そして中性子吸収材 の減少は炉の反応度を高め中性子束をますます増加させてしまう.もちろんこのようなことはいつまで も続かず、やがては出力上昇に伴って増加した<sup>135</sup> I が<sup>135</sup>X e になり、<sup>135</sup>X e は増加に転じ、出力は減少 し始めることが期待できる.出力が下がった場合も同様である.出力が下がると<sup>135</sup>X e による中性子吸 収量は減少するが、<sup>135</sup> I の量は急激には変化しないので<sup>135</sup> I から<sup>135</sup>X e になる量はあまり変化せず、減 少割合が減った分だけ<sup>135</sup>X e は増加し、更に出力を下げてしまう.このようなメカニズムは一般に出力 に発散型の振動を引き起こす.

出力を急激かつ大幅に変化させた場合,例えば急に減少させた場合中性子束が減るので<sup>135</sup>X e がどん どん増えてくる.このため原子炉を臨界に維持するためには制御棒を抜いていかねばならない.炉心に 入っている制御棒全体の中性子吸収能力が蓄積した<sup>135</sup>X e の中性子吸収能力より小さいような場合,炉 心内の制御棒は全部引き抜かれて,それ以上引き抜ける制御棒が無くなり原子炉はやがて未臨界になっ てしまう.同様に制御棒全体の中性子吸収能力以上に出力を上げると,<sup>135</sup>X e の減少に見合うだけの吸 収材を炉心に挿入することができず,原子炉出力の暴走を引き起こしてしまう.このため一般には出力 変動幅に制限が設けられる.

<sup>135</sup>Xeは出力に対して正のフィードバックとして働き,出力を不安定にするが,<sup>135</sup>Xeの半減期は充分に長いので,小さい変動なら制御棒で容易に制御でき出力を一定に保つことができる.ところが炉心全体の出力を一定に保てたとしても,空間的に不安定になる場合が生じうる.即ち,もし炉心上部で出

カが高くなり下部で出力が低くなったとすると、上で述べたことより、炉心上部の出力はますます高く なり、炉心下部の出力はますます低くなって、全体の出力は一定であるにもかかわらず、出力分布はど んどんひずんでいくといったことが起こり得る.これがキセノン振動(xenon oscillation)と呼ばれて いる現象である.このような振動は炉心全体の振動に比べるとそれほど不安定ではない.というのは中 性子束レベルの高くなったところから低くなったところへ中性子が拡散により流れ込むからである.こ のため変化の様子はよりおとなしいものになる.種々の空間モードが考えられるが、この意味で山と谷 の結合状態の弱いモードがより不安定であるといえる.山と谷とが1つずつあるモードの方が多くの山 と谷を持つモードより不安定となる.また山と谷の位置が離れているモードの方が近接しているモード より不安定となる.原子炉が大型化するとこの山と谷との結合が弱くなり、キセノン振動はより起こり やすくなる.このような振動は制御棒の設計をうまくしないと制御することができず、原子炉事故を引 き起こす原因となりうる.キセノン振動は前節で述べた他の出力フィードバックに大きく影響されるこ とはもちろんであり、他のフィードバックが負であればキセノン振動も抑えられる.BWRではボイド による負のフィードバックが大きくキセノン振動は殆ど問題にならないが、一般のPWRでは負のフィ ードバックがそれほど大きくないので、キセノン振動制御用の特殊な制御棒を持っている.

#### (5-3) 燃焼

核燃料として使用しうる天然に存在する物質はウランとトリウムだけである。親物質<sup>238</sup>Uや<sup>232</sup>Thは 燃焼とともに減っていくわけだが、1次近似としては一定と考えてよい.これに続く核種は燃焼ととも に増加するが、重要な核種はいずれもやがて飽和する性質をもっている.これは中性子吸収と崩壊によ るためである.飽和値の性質は、その核種の減少が中性子吸収によるものか崩壊によるものかで違って くる.例えば<sup>239</sup>Puの崩壊による減少は0と考えられるので、その飽和値は中性子束レベルに依存しな い.<sup>232</sup>Thの中性子吸収によって生じる<sup>233</sup>Paは、現在運転されている原子炉の中性子レベルでは崩壊に よる減少の方が支配的であり、飽和値は中性子束レベルに比例している.このようなことは核分裂生成 物についてもいえる.<sup>149</sup>Smの飽和値は中性子束レベルに比例する.但し通常の出力レベルでは中性子 束レベルに比例する場合でも、出力がもっと高くなると中性子束レベルに依存しなくなる場合がある.



### 時間あるいは燃焼度

図1-26 余剰反応度の燃焼に伴う変化

炉心からすべての制御材を取り出した場合の反応度を余剰反応度(excess reactivity)と呼ぶ.一般 に余剰反応度は燃焼に伴い図1-26のように変化する.挿荷燃料の濃縮度を上げると初期余剰反応度 を大きく取ることができ,従って取り出し燃焼度を大きくすることができる.ここで燃焼度(burnup) とは単位燃料当り取り出せたエネルギーの量として定義する.しかし親物質による吸収が減ることにより転換率が悪化することや,燃焼に伴う核分裂生成物の蓄積のために,初期反応度を大きくした割には取り出し燃焼度は大きくならない.余剰反応度の変化は図に示したように最初は温度の上昇やキセノンの蓄積により急激に減少するがやがて上に凸なカーブとなる.上に凸となる最大の理由は<sup>235</sup>Uより核分裂断面積の大きい<sup>239</sup>Puの蓄積の飽和にある.

燃料交換を行わない1バッチの燃焼については、余剰反応度は図1-27に示したように変化する訳 であるが、例えばバッチを2つに分ける場合を考えると次のようになる. 図1-27で $T_1 = T_2 = T$ か つ ρ<sub>1</sub>= ρ<sub>2</sub>を満たすような Tだけ燃焼したところで,燃焼の進んでいる方のバッチを新燃料と交換する というようにすると、取り出し燃焼度をE2まで伸ばせる.これはE1より大きい.また原子炉の初期余 剰反応度もροから(ρο+ρ)/2にまで小さくなっている.これは中性子を制御材に吸収させる無駄を 小さくするだけでなく、原子炉の安全上からも非常に望ましいことである. バッチの数を多くすればす るほどこれらは改善され,バッチ数無限大では図の2つの斜線部が等しくなるような*E*にまで取り出し |燃焼度を増加さすことが出来る. このとき原子炉は常にちょうど臨界であり, 燃焼補償用の制御材は不 必要ということになる.ここではどのバッチも同じインポータンス (importance: その位置で生まれた 中性子の原子炉全体の増倍係数に及ぼす影響度)であると仮定したが、燃焼の少ない、従って反応度の 大きい燃料ほどインポータンスの高いところに配置すれば、取り出し燃料の燃焼度をさらに大きくする ことができる.しかしこの場合,出力ピーキング(最大出力密度/平均出力密度)が大きくなってしま うのであまり望ましくなく、むしろ出力平坦化のため逆のことが行われている、一般に軽水炉などで代 表される原子炉では、バッチ数を3あるいは4位に取って、定期検査と組み合わせて1年ごとに燃料を 交換している、ところで第1サイクルでは、すべて新しい燃料であるから余剰反応度が大きくなりすぎ る.このため濃縮ウランを使う原子炉では濃縮度に分布をもたせ、低い濃縮度のものから順番に交換し ていったりしている.このような方法で初期反応度を平衡サイクルのそれと同じにしても,第1サイク ルでは239Puなどが蓄積されてきて、余剰反応度が 0 になるまでの時間が平衡サイクルの場合よりも長 くなる.このため第1サイクルはその後のサイクルより長く取るような方法も行われている.第1サイ クルで生じた特異性は,後段のサイクルまで色々な型で伝播し,取扱い上煩わしい問題となる.



#### 時間はあるいは燃焼度E

## 図1-27 バッチ数を変えた場合の余剰反応度の変化

バッチ数を増やしただけでは原子炉の初期余剰反応度はまだかなり高い.これをすべて制御棒で抑え るのは、安全上からも出力分布のひずみ上からもよくない.一般には反応度の減少よりも速く減少する ような大きな吸収断面積を持った物質を、原子炉内に望ましい出力分布が得られるようにほぼ均一に分 布させて余剰反応度の多くを抑えている.このような物質を可燃性毒物(burnable poison)と呼んでい る.毒物としては<sup>10</sup>BやGdが用いられている.これらの断面積を図1-14に示す.反応度の減少が急 激な場合には断面積の大きなGdを用いるとよい.但しGdの吸収断面積は熱領域に共鳴を持っているの で、正の温度係数を与える可能性があり、よく注意して使用する必要がある.可燃性毒物は超過反応度 をできるだけ抑え、かつサイクル末期では無くなっていることが望ましい.図1-26で見たように余 剰反応度のカーブは直線か、あるいは上に凸のゆるやかなカーブになっている.ところが一般に中性子 吸収物質はexp(- $\sigma_a$ t)という型で減少する.このような曲線ではとても余剰反応度のカーブを補償 することはできない.このため(4-1)節でも出てきたことのある自己遮蔽を利用する.即ち毒物を非均質 になるように整形し、サイクル初期では自己遮蔽のため吸収が抑えられているが、サイクル末期では自 己遮蔽が無くなり、吸収を促進させるようにするのである.可燃性毒物はその同位体の数が増えると減 り方は下に凸になるため、一般には同位体の数が少ない方が扱い易い.サイクル毎に余剰反応度の曲線 が違ってくるので上手く調節する必要がある.また後で述べるように空間的な調節も重要である.ある 部分で毒物の最初の量が少なすぎると、その部分の出力が大きくなり毒物の減り方が激しくなり、燃焼 とともに出力ピーキング設計基準を超えてしまうということになりかねないので、注意する.

これでも補償しきれなかった部分を制御材で補償する訳である.制御材としては<sup>10</sup>B, Hf, Cd等が 用いられている. Cdは正の温度係数を持つことや材料学的な問題からAgやInとの合金として用いられ る. <sup>10</sup>Bも鉄やステンレス鋼に混ぜたり,炭化物等の化合物として用いられる. これらの制御材は普通 制御棒の形で用いられる.制御棒の運転方式に関しては,出力分布をサイクル中不変に保つように運転 するのが最適であるというヘイリングのやり方 (Haling Principle)がある.サイクル末にはすべての 制御材は無くなっているわけだから,このときの出力分布は変更できない.そのためヘイリングのやり 方を満たすように運転するには,サイクル初めにサイクル末の出力分布をつくり,これをサイクル中維 持するということになる.しかし有限固の制御棒では,このようなことは不可能である.そればかりか 抑えるべき余剰反応度が大きいため,サイクル初期が一番出力ピーキングが大きくなる(但し軸方向ま で考えると,制御棒が途中まで挿入されているときの方が一般に大きい).このときどうすれば出力ピ ーキングが設計基準以内に抑えられるかで制御棒の本数や設計が決まる.このように制御棒による運転 は出力ピーキングを大きくしてしまう.このためPWRや重水炉では減速材にほう酸を混ぜ,この濃度 を調節することにより運転を行っている.これだとほう酸は減速材中に一様に分布するため,先のよう に大きい出力ピーキングを出さずにすむ.

## (5-4) 燃料管理

出力ピーキングに対しては、制御材だけでなく、燃料そのものの原子炉内での配置が非常に重要である. 炉心内にどのような燃料をどのように配置するかは燃料管理(fuel management)の問題である. 原子炉外の濃縮・加工や再処理・廃棄まで含めた燃料の流れ全体の管理も燃料管理と呼ぶので、この場合特に炉心内燃料管理(incore fuel management)と呼ぶことが多い. 原子炉内燃料管理は原子炉の型によって非常に違ったものになる. ここでは水炉・高温ガス炉・高速炉等に特徴的ないくつかの事柄についてだけ説明する.

冷却材チャンネルに沿った方向では、燃料要素の設計基準のうち、どれがきいてくるかによって事情 が異なる.高温ガス炉のような炉だと、燃料粒子内の最高中心温度制限が一番きいてくるため、これを 満足するように冷却材入口近くになるほど、反応度の大きい燃料を配置して、出力分布を冷却材入口付 近で大きい値をとる指数関数型に近づける.一方、水炉のように液体で冷却する原子炉では、冷却材が 沸騰しやすいほどバーンアウトからくる熱流束制限がきくようになる.この場合、出力分布は先に比べ 平坦化した方がよくなる.また被覆管と燃料棒の相互作用や燃焼度の制限がきいてくる場合も、出力は 平坦化した方がよい.しかし平坦化した分布というのは外乱に対して出力分布が不安定になる.燃料の 分布が一様な場合だと出力分布は余弦分布に近づき、この場合の方が外乱に対して出力は安定している。 この場合、燃焼とともに出力分布は平坦化する.

冷却材チャンネルに垂直な方向での出力分布は、どの原子炉の場合でも平坦化しているほど、多くの 出力を取り出すことができるので望ましい.この場合も平坦化された分布は不安定になり易いが、通常 の制御棒の設計だと軸方向に比べこちらの方が制御し易い.この方向の出力分布は燃料の取り替え方式 と密接に関係している.燃料取替え方式は炉型毎に大きく違うが、軽水炉の場合炉心が小さく、サイク ル毎にすべての燃料を組み直すのは容易である.このため燃料の配置の仕方に大きな自由度が生じる. 原子炉の全寿命にわたってどのように燃料交換を行い、それらをどのように配置していったらよいかという問題が、炉心を簡単にモデル化して様々の手法を駆使して解かれたことがあるが、非常に複雑な解を得ている.これらの結果自身はモデル化の制約により実際の原子炉にはそのまま摘要できないが、新燃料はなるべく外側に入れ、内側には燃焼度の違うものをなるべく均一に混ざるように入れるのがよいという、いわゆるアウト・イン+分散方式という経験方式を支持していた.このようなことから実際の軽水炉に適用しうるように経験法則を取り入れた数学的方法が研究されてきている.

炉心の構造が似ているので、高速炉の燃料挿荷方法も軽水炉に対するものとそれほど変わらないが、 重水炉や高温ガス炉はこれらとはかなり違ったものとなる.重水炉と高温ガス炉は軽水炉に比べて単位 出力当りの炉心の大きさがかなり大きくなるが、出力運転中の燃料交換が積極的に取り入れられている. 出力運転中に連続的に燃焼交換が出来ると、燃焼のための余剰反応度を抑えるための吸収材が不要とな り、中性子経済にゆとりができ、転換率を高めたり取り出し燃焼度を大きくしたり出来る.また炉心に 吸収材が少ないということは、これらが炉心から飛び出すことによって反応度が大きくなるような事故 が起こりにくくなるということで安全面からも望ましいことである.

### (5-5) 核平衡状態

燃料を燃やし続けるとどうなるであろうか。ウランが中性子を吸収してプルトニウムが生成されたように、燃料は中性子を吸収し続けると核分裂を起こすか、中性子数が大きくなりすぎ $\beta$ 崩壊をして原子番号が増えていく。このようにして、核分裂をせずに中性子吸収を繰り返した核燃料はどんどん原子番号を増やしていくが、やがて $\alpha$ 崩壊の寿命が短い核種となり、原子番号も小さくなる。このようなメカニズムにより、原子炉の中に燃料を入れっぱなしにしておき、核分裂をした分だけ新燃料を入れるということをしていくと、原子炉の中の燃料の同位体組成は平衡状態になる。天然に大量に存在する<sup>232</sup>Thや<sup>238</sup>Uも入れておくと核分裂性物質を多く含むようになり、これらから生まれた核種の全体として(核分裂片は定常的に取り出されることに注意)吸収中性子当たりの核分裂中性子発生数が1より大きくなるようなこともありうる。このような状態に余裕をもってできるのは高速中性子だけである。この状態は $\eta > 2$ なるシステムを意味し、<sup>232</sup>Thや<sup>238</sup>Uをすべて利用できることを意味する。

# (5-6) 燃料サイクル

今迄、原子炉の中での燃料の動きについて述べてきた。しかしこの燃料は鉱山から取り出されたウランやトリウムを加工し、ときには濃縮して、それを原料として燃料を作り、それを原子炉に入れている。 充分な核分裂をしなくなった燃料や材料的に限界にきた燃料は原子炉から取り出す。取り出された燃料 は処理・処分することになる。このような一連の燃料の動きを燃料サイクルと呼んでいる。これらの内 容は講義の範囲外なので、ここでは詳しい説明は省略する。

原子炉から取り出された燃料はまだウランが残っていたり、あらたに生まれたプルトニウムが入って いたりする。これらは燃料として再利用できる。使用済み燃料から核分裂性物質を取り出し、燃料に加 エし、再び原子炉で利用することをリサイクルと呼んでいる。使用済み燃料をそのまま処分するのをワ ンススルーと呼んでいる。 (1) G. Audi and A. H. Wapstra, "The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation", Nucl. Phys. A595, 409-480(1995).

(2) G. R. Keepen, "Physics of Nuclear Kinetics", Addison-Wesley, Reading, Mass.(1964).

《参考書》

- (1) 原子炉一般
  - R. L. Murray, "Nuclear Energy, 5<sup>th</sup> ed.", Butterworh Heinemann, Boston(2001).
  - S. Glasstone and A. Sesonske, "Nuclear Reactor Engineering, 3rd. ed.", Van Nostrand Reinhold Co., New York(1981).
  - 住田健二監訳 (Marshall 編), "原子炉技術の発展", 筑摩書房(1986)
- (2) 原子炉物理一般
  - 成田正邦,藤田文行共訳(Duderstadt & Hamilton 著), "原子炉の理論と解析",現代工学社 (1980).
  - 武田充司, 仁科浩二郎共訳 (Lamarsh 著), "原子炉の初等理論", 吉岡書店(1974, 1976).
- (3) 原子炉物理解析
  - G. I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory", Van Nostrand Reinhold Co., New York(1970).
  - 井本立也他訳 (Ckark & Hansen 著), "反応器計算法", 化学同人社(1967).
- (4) 原子炉動特性·制御

○ 須田信英著, "原子炉の動特性と制御", 同文書院(1969).

(5) 燃焼・燃料管理

○ 三神尚, 関本博共訳 (Graves 著), "核燃料管理の方法と解析", 現代工学社(1983).

(6) 遮蔽

○ 兵藤知典著,"放射線遮蔽入門(第2版)",產業図書(1979).

(7) 歴史

色々面白い歴史書が出版されているが、中でも次のものが優れていると思う。

 R. Rhodes, "The Making of the Atomic Bomb", Simon & Schuster, New York(1986).
 この本はピューリッツァー賞を受賞している。「原子爆弾の誕生」として紀伊国屋書店から訳 本が発売されている(1995)。更に同じ著者による続編"Dark Sun: The Making of the Hydrogen Bomb"が出版されている(1995)。

文献