

第 7 章 中性子の一生

内容

第7章 中性子の一生.....	125
7.1 中性子の歩み	128
7.1.1 中性子の飛行	128
7.1.2 中性子の減速	132
7.1.3 中性子の拡散	136
7.2 中性子の最期	138
7.2.1 原子核による中性子吸収.....	138
7.2.2 炉心外への漏洩.....	142
7.3 中性子の誕生	143
7.3.1 自発核分裂による中性子源.....	143
7.3.2 放射線による核反応を利用した中性子源.....	145
7.3.3 加速器中性子源.....	148
7.4 中性子の子孫	149
7.4.1 核分裂反応による子孫の誕生.....	149
7.4.2 中性子の家系	151
7.4.3 中性子のエネルギースペクトル.....	152

【この章のポイント】

- ・ 中性子は原子核と衝突するまで飛行し、散乱反応によってエネルギーを失いながら体系内を飛び回り、最終的には原子核に吸収されて一生を終える。
- ・ 自発核分裂などの中性子源を「種火」として、原子炉内で最初中性子が誕生する。
- ・ 原子核に吸収された際に、核分裂反応が起きると子孫の中性子が生まれる。この子孫により家系が続くことで、核分裂連鎖反応が起こる。

商業用の軽水炉では、核分裂連鎖反応を制御することで、約 1 年の期間にわたって数千 MW（メガワット）ものエネルギーを安定的に取り出している。このためには、核分裂連鎖反応を引き起こす何らかの「種火」を用いて、徐々に原子炉を臨界状態に近づけていき、単位時間当たりには生じる核分裂反応の数（核分裂反応率、核分裂率） [fissions/s] が定格出力で一定となるように制御する。

また、使用前/使用済みの核燃料を安全に取り扱う際には、「決して、臨界状態を超えることが無いよう」、核分裂連鎖反応が直ちに終息する「未臨界状態」が常に満足された状況となるよう、取り扱う核燃料物質の量・濃度、取り扱い時の形状・水分量などを適切に設計し管理・運用しなければならない。

原子炉物理学の目的の一つは、核燃料物質を含んだ体系（原子炉の炉心、核燃料取扱設備）内における中性子の集団的挙動、マクロな核特性（中性子の増倍率）を精度良く予測することである。そのためには、どのような形で中性子が誕生し、どのような過程を経て、中性子が無くなるのか、その「中性子の一生」について理解を深めることが肝となる。

中性子 1 個が、1 個の原子核とどのような核反応を起こすかについては、微視的（核反応）断面積と呼ばれる「ミクロな性質」によって記述し説明することができる。しかし、「中性子の一生」について考えると、中性子 1 個と、注目している体系全体との「よりマクロな相互作用」について考える必要がある。これは、1 人の人間の一生を考えるにあたって、ヒト単体の生物学的な観点のみで論じることができず、その人物を取り巻く様々な（地理的、家庭的、経済的、社会的、国際的）環境が複雑に絡む、のに似ているのかもしれない。

第 7 章では、第 4 章で述べたミクロな核的性質と体系全体で観たマクロな性質を橋渡しし、第 5 章および第 6 章で記述された内容の補足となるよう、中性子の一生について解説を行うことを目的とする。

7.1 中性子の歩み

【この節のポイント】

- ・ 炉心の中で生まれた中性子は、原子核と衝突するまで飛び続ける。
- ・ 散乱反応が起こると、衝突した中性子のスピードは遅くなる。
- ・ 飛行と散乱を繰り返しながら、中性子は遠くのほうまで広がっていく。

本章の7.3および7.4節で後述することになるが、原子炉内では何らかの過程により中性子が誕生する。生まれたばかりの中性子は、 $1\text{ MeV}=1.6\times 10^{-13}\text{ J}$ を超える高いエネルギーを持っている。人間に例えると、まるで「赤ん坊」のように、活力に満ち溢れた状態である。人間は年齢を重ねるにつれて成長し、やがては老いていく。同様に、生まれた中性子も原子炉内を飛び回り、物質中の原子核と衝突し散乱されるという「経験」を積んでいくことで、エネルギーを失っていき、ある種の「年齢」を重ねていくことになる。

本節では、原子炉の炉心内における中性子の歩みとして、①中性子の飛行、②散乱反応による中性子の減速、③物質中の中性子拡散について説明することにしよう。

7.1.1 中性子の飛行

エネルギーを持った中性子は、一度ある方向に飛び始めると、猪突猛進、何も障害物が無ければ、ずーっと真っ直ぐに飛び続けることになる。

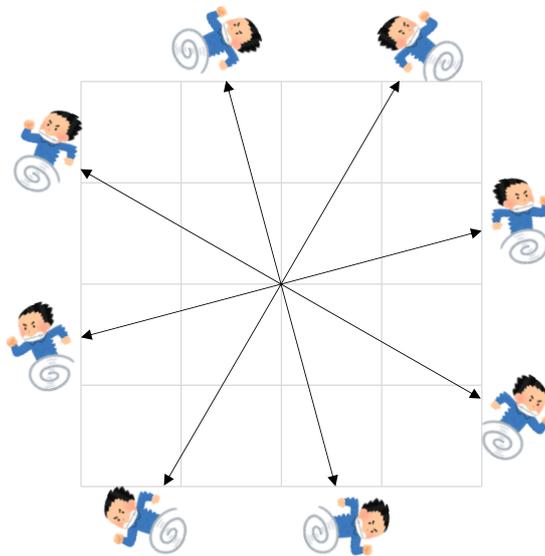
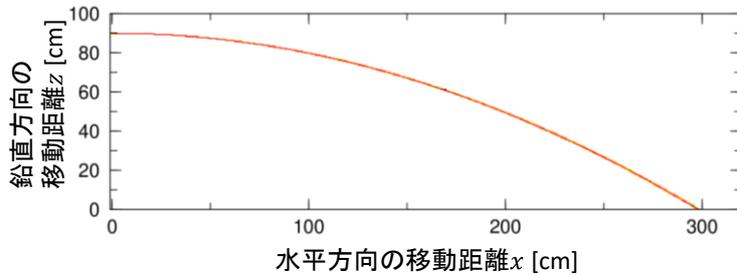


図 7-1 障害物の無い中（真空中）を飛び続ける中性子

【コラム】重力で中性子も曲がる？

本節では、比較的エネルギーの高い（速度の大きい）中性子を念頭に置いて説明しているが、「超冷中性子」と呼ばれるような、速度が極めて小さい（約 7 m/s 以下）特殊な中性子と考えた場合には、宙に放り投げたボールが曲がって地面に落ちるかのように、飛行中に重力

の影響が大きく現れるようになる。例えば、エネルギー約 260 neV（速度 7 m/s）の中性子が真空中を水平方向に飛行し始めた場合、重力の影響によって放物線状に飛跡が曲がることとなり、水平方向に 3 m 進むと鉛直方向に 0.9 m だけ落下する形となる。なお、連続エネルギーモンテカルロ法に基づく、粒子・重イオン輸送計算コード PHITS[1]を用いると、重力を考慮した冷中性子の輸送計算を実施することができる（下図は計算例）。



一方、物質中を中性子が飛行している場合には、物質を構成する原子核が中性子の飛行を妨げる「障害物」の役割を果たす。ここでは、物質中にある無数の原子核を、宙を漂う「風船」に見立ててみよう。この場合、まっすぐ進んでいた中性子も、いつか風船（原子核）にぶつかることになる。漂っている風船の数が少なければ、風船にぶつかる機会も少ないため、より遠くまで飛び続けることができる。逆に、漂っている風船の数が多ければ多いほど、中性子は短い距離で風船にぶつかることになるだろう。さらに、風船の数だけでなく、風船の大きさにも注目してみよう。小さなサイズの風船であれば、中性子もぶつかりにくく、より遠くまで飛行できるだろう。逆に、漂っている風船の数が同じだとしても、サイズが大きくなるほど、より短い距離で中性子がぶつかりやすくなる。

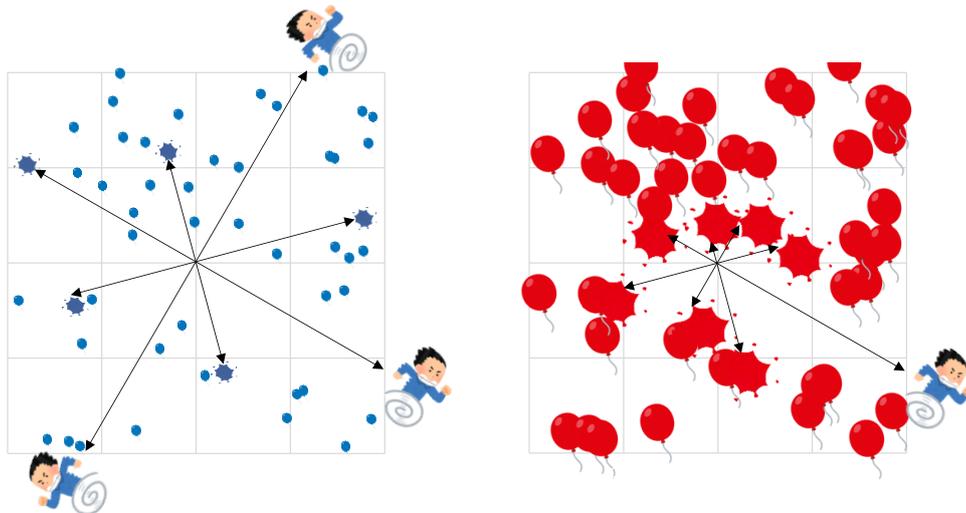


図 7-2 障害物のある中（物質中）を飛行し衝突する中性子：
風船の数、サイズが大きいかほど短い距離でぶつかりやすい

以上をまとめると、ある物質内で生まれた中性子が、原子核と衝突するまでに移動する飛行距離は、以下のような量と関係があることが分かる。

- ① 原子核の数密度 [atoms/m³] (ある空間を漂う風船の数) が大きいほど、原子核と衝突しやすく、飛行距離は短くなる。
- ② 1個の中性子が1個の原子核と衝突する確率 (原子核の「的」の大きさ) に相当する「**微視的全断面積 (microscopic total cross section)** : [barn] = [$\times 10^{-28} \text{m}^2$ 」] が大きいほど、原子核と衝突しやすく、飛行距離は短くなる。

従って、(ある空間を漂う風船の数) \times (風船の大きさ)、すなわち

$$(\text{原子核の数密度 [atoms/m}^3]) \times (\text{微視的全断面積 [m}^2])$$

によって、中性子が原子核とぶつかるまでの飛行距離が決まりそうである。ここで導入した「(原子核の数密度 [atoms/m³]) \times (微視的全断面積 [m²])」という量は「**巨視的全断面積 (macroscopic total cross section)** [1/m]」と呼ばれ、中性子が1 m 飛行している間に原子核と衝突する確率に相当する量となっている。例えば、室温における水密度は約 1,000 kg/m³ = 1 g/cm³ であるが、この水 1,000 kg/m³ 内にある軽水素 H-1 と酸素 O-16 原子核の的の総数 (巨視的全断面積) を求めてみると、14 MeV の高速中性子に対しては約 10 [1/m]、0.0253 eV の熱中性子に対しては約 360 [1/m] といった大きさとなっている。このままだと「確率」であることが分かりにくいので、例えば、中性子が 0.001 m = 1 mm だけ飛行したと考えると、以上で示した水の巨視的全断面積の値より、14 MeV の高速中性子が水中の原子核と衝突する確率は 10 [1/m] \times 0.001 [m] = 1%、0.0253 eV の熱中性子が水中の原子核と衝突する確率は 360 [1/m] \times 0.001 [m] = 36%、とそれぞれ求めることができる。

さて、図 7-2 から分かるように、同じ物質中であつたとしても、四方八方、様々な方向に中性子が飛んでいれば、飛行できる距離が長くなったり短くなったり、確率的に変化しそうである。例えば、14 MeV 中性子が 0.01 m = 1 cm 飛行して、水中の原子核と初めて衝突する確率を簡単に求めてみよう。

14 MeV 中性子が 1 mm 進む間に水中の原子核と衝突する確率が 1% であれば、(衝突する確率) と (衝突しない確率) の和が 100% となることから

14 MeV 中性子が 1 mm 進む間に水中の原子核と衝突しない確率は 99% となる。従って、1 mm ずつ中性子が飛行して 10 回衝突することなく、最後の 1 mm 飛行時に水中の原子核と衝突すれば良いので、図 7-3 のような形で確率を計算することができる。

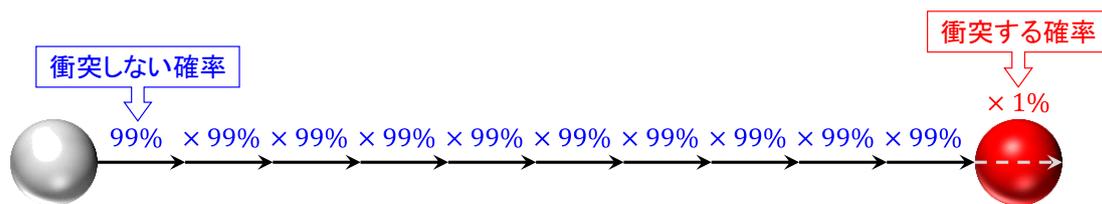


図 7-3 14 MeV の中性子が 1 cm だけ飛行した後、初めて水中の原子核と衝突する確率：
0.001 m = 1 mm ずつ飛行

図 7-3 で示したような手順で、14 MeV のエネルギーを持つ中性子が、ある距離だけ水中の原子核と衝突することなく飛行し、(その後 1 mm だけ進む間に) 初めて水中の原子核と衝突する確率(初衝突確率)を、短い距離から長い距離まで調べてみると図 7-4 で示したような結果となる。要は、距離が遠くなればなるほど、それだけ風船(原子核)と出会うチャンスに恵まれ、その距離まで無傷で到達できる確率はますます低くなる。その結果、初衝突確率は飛行距離が長くなるにつれて、ゆるやかにゼロに近づいて減少するような形になる。すなわち、図 7-4 で示した関数の形は「指数関数」と呼ばれる関数に近い形となっている¹。

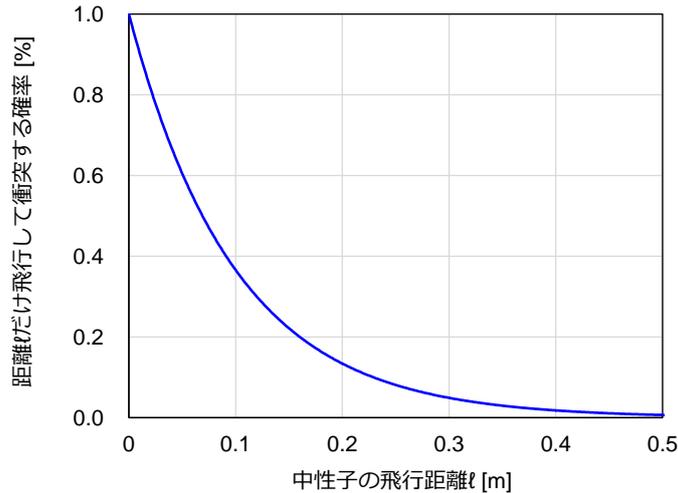


図 7-4 14 MeV 中性子がある距離だけ飛行後、初めて水中の原子核と衝突する確率：
0.001 m = 1 mm ずつ飛行

1 個の中性子の、物質中の原子核との衝突は、「進む距離が長くなればなるほど、指数関数的に確率が低くなる」という確率的な事象であるため、中性子が進むことができる距離は、短い場合もあれば長い場合もあり、確率的にばらつく点には注意しよう。

ただし、飛行できる平均的な距離(期待値)については、理論的に予測することができる。例えば、物質の巨視的全断面積(1 m 飛行する間に原子核と衝突する確率)が $10 [1/m]$ の場合、「巨視的全断面積の逆数に相当する長さ 0.1 m」だけ飛行したとすると、期待値として $10 \times 0.1 = 1$ 回は原子核と衝突するのでは? と推測できる。結論として、巨視的全断面積の逆数 $1/10 m = 0.1 m = 10 cm$ を考えると、平均的な中性子の飛行距離を求めることができ、この平均距離は**平均自由行程 (mean free path)**とも呼ばれている。平均自由行程は、巨視的断面積の大きさに反比例した長さとなるため、中性子エネルギーや物質に対して変化することになる。例えば、水中の原子核と衝突する平均自由行程は、14 MeV の高速中性子に対しては約 10 cm だが、0.0253 eV の熱中性子に対しては $1 \div 360 = 0.0028 m = 2.8 mm$ と概算することができる。再度繰り返しになるが、巨視的全断面積が「単位長さ当たりに衝突する(平

¹ 今回は簡単のため 1 mm ずつ中性子を飛行させたが、さらに微小な距離 $1 \mu m$ (マイクロメートル) $\rightarrow 1 nm$ (ナノメートル) $\rightarrow \dots$ ずつ中性子が衝突する/衝突しない確率を考えたとしても、初衝突確率は「指数関数」に一致するようになる。

均的な) 確率」に相当することを思いだせば、「平均自由行程だけ中性子が飛行すれば、原子核と衝突する回数の期待値『(平均的な確率) と (平均的な距離) の積』は 1 回である」と考えればよい。

7.1.2 中性子の減速

第4章で述べたように、飛行した中性子が原子核と衝突した後は、①衝突した原子核の種類、②中性子のエネルギーに応じて、様々な種類の核反応が起こることになる。様々な核反応のうち、仮に「散乱反応」が起こった場合には、衝突前にまっすぐ飛行していた中性子が持っている運動エネルギーの一部が、衝突した原子核に与えられることになる。衝突前/衝突後でエネルギーの総量は保存されるため、結局のところ、散乱反応が起こると中性子エネルギーはより低いエネルギーに減少(中性子が減速)することになる。散乱反応後の中性子は、次の原子核と衝突するまで散乱された方向に中性子は飛行し、また、何らかの核反応(散乱もしくは吸収)を起こすことになる。従って、原子核と吸収反応を起こして亡くなるまで、飛行→散乱を繰り返しながら、徐々に中性子は減速することになる。この減速過程は、人間が荒波にもまれながら人生経験を積んで年齢を重ね老衰に至る過程、すなわち、「老化」に似ているのかもしれない。

(1) 弾性散乱

中性子-原子核の弾性散乱反応を考えた場合には、中性子の質量になるべく近い軽い原子核ほど、効率よく中性子のエネルギーを奪うことができる。例えば、お手元に財布があれば、1円を中性子とみなして、標的として同じ質量の1円、それより重い5円、10円、500円に対して「おはじき」をしてみると、直観的に理解しやすいだろう。1円を同じ質量の1円に衝突させたほうが散乱された1円の速度は小さくなり、標的とした硬貨の質量が重いほど散乱後の1円の速度は大きくなる。

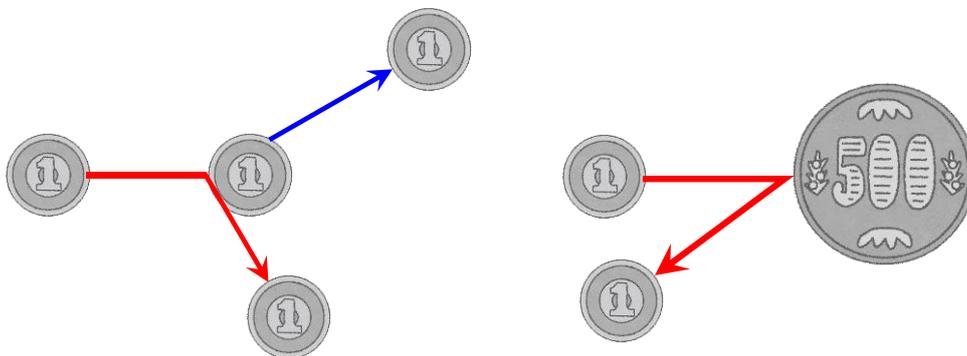


図 7-5 硬貨のおはじき：

ぶつかる 1 円玉を「中性子」とすると、標的の 1 円玉は「軽水素 (H-1)」、
500 円玉は「リチウム 7 (Li-7)」の質量比に相当

従って、中性子とほぼ同じ質量の陽子 1 個を原子核とした軽水素 (H-1) と弾性散乱反応を起こした場合が、もっとも効率よくエネルギーを奪うことができる。このように、中性子のエネルギーを効率よく奪うことができる物質を**減速材 (moderator)** と呼び、候補として H₂O 以外にも、重水 D₂O、黒鉛 (グラファイト。金属の「なまり」ではなく、炭素 C の結晶) などの軽元素が挙げられる。減速材として望ましい物質の核的性質は以下のとおりである。

- ① 散乱前後の中性子エネルギー比が大きい (散乱前に比べて、散乱後のエネルギーが大きく減少する)。
- ② 巨視的散乱断面積の値そのものが大きい。
- ③ 巨視的吸収断面積の値が小さく、中性子を吸収しにくい。

(2) 非弾性散乱

一方、原子核の質量数が大きくなればなるほど、原子核と弾性散乱を起こしても、中性子の飛行方向が変わるだけで、散乱前後の中性子エネルギー比はほぼ 1 で、エネルギーはほとんど変化しない。例えば、中性子を 1 円玉とみなした場合、ウランの質量はざっくり「小ぶりのリンゴ 1 玉」に相当するが、1 円玉をリンゴにぶつけたところで、リンゴはびくともせず、1 円玉の跳ね返る方向が変わるだけだろう。

このように重い原子核の場合には、弾性散乱ではなく、「非弾性散乱反応」という反応によって、散乱後の中性子エネルギーが主に奪われることになる。非弾性散乱では、衝突前の中性子の運動エネルギーが、衝突した原子核そのものの運動エネルギーを増加させるのではなく、むしろ、原子核・核子 (陽子・中性子) のそのものを「ハイテンション」にする (安定な原子核の状態から励起された状態) のに消費されることになる。「原子核の励起」を噛み砕くことは大変難しいが、例えば、「高層ビル」で例えるならば、一番下の 1 階のフロアが「安定な原子核」に対応し、有り余ったエネルギーを消費するまで階段を駆け上がって到達できたキリのいい 2 階以上のフロアが「励起された原子核」の状態に相当する。この例えに沿ってさらに補足すると、高層ビルのフロアが多数階に亘るように、「原子核の励起された状態 (励起順位)」も多段階存在する。また、個々の高層ビルによって高さが異なりフロア数が異なるように、「原子核の励起準位」も個々の原子核それぞれに固有のものとなっている。

非弾性散乱反応は、中性子が衝突した時に標的核がある大きさのエネルギー状態に到達するように、入射する中性子のエネルギーがある程度高くないと発生しない。このように、ある大きさのエネルギーを超えない限り決して起こらない反応を**しきい値反応 (threshold reaction)** と呼んでいる。

(3) 下方/上方散乱

中性子が高エネルギー (MeV や keV) の場合、散乱反応後の中性子のエネルギーは低く (速度は小さく) なる。このように散乱後にエネルギーが低くなるような散乱を**下方散乱 (down scattering)** という。

生まれたばかりの高エネルギーの中性子は、軽元素と多数回の散乱反応を経て、やがて中性子エネルギーが約 1 eV 以下となると、散乱反応を起こす物質の温度エネルギーと中性子の運動エネルギーが同じぐらいの大きさになる。このような状態に到達すると、中性子が原子核と散乱反応を起こした場合には、あたかもピンボールのバンパーで弾き飛ばされたかのように、原子核から逆に中性子が運動エネルギーをもらう形になり、散乱後のエネルギーが高くなる**上方散乱 (up scattering)** が起こる場合もある。仮に、中性子の減速過程を「老化」になぞらえるなら、上方散乱は一種のアンチ・エイジングといってもよいかもしれない。

こうして上方散乱を起こした中性子は、また下方散乱され、上方散乱と下方散乱を何度も繰り返して熱的な平衡状態に達する。原子核がどれだけ熱振動しているかによって、遅くなった中性子に与えるエネルギーも増えるため、最終的に到達する熱平衡状態は、物質の温度の高さによって決まってくる。上述した過程を経ることで、図 7-6 に示すような形で、物質の温度の高さに比例した「あるエネルギー」で中性子束のピーク (極大値) を持った、「熱平衡状態の中性子の集団」が生じることになる。このような熱平衡状態にある中性子の集団を、総じて**熱中性子 (thermal neutron)** 呼ぶ。例えば、室温 20°C を考えた場合には、熱中性子束がピーク値となるエネルギーは 0.0253 eV であり、中性子の速度としては約 2,200 m/s に相当する。

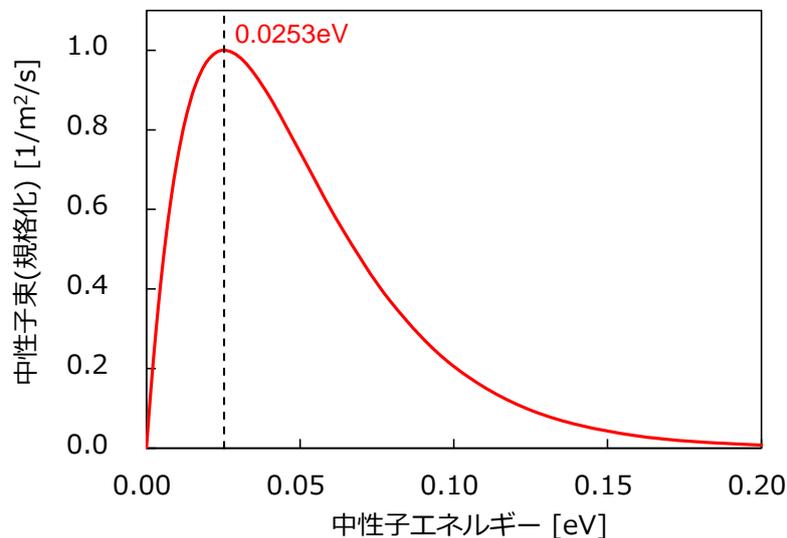


図 7-6 上方散乱による熱中性子束ピーク：
縦軸はピーク値が 1 となるよう規格化

【コラム】中性子と中性子同士の衝突・散乱

原子炉内を飛び交っている中性子と中性子同士の衝突・散乱については、中性子と原子核の衝突・散乱に比べると通常無視できる、と考えてよい。

例えば、商業用軽水炉の定格出力運転時を考えた場合、炉心平均の中性子束の値はおおよそ 0.6 eV 以下の熱中性子束が約 $10^{17} \sim 10^{18}$ [neutrons/m²/s] = $10^{13} \sim 10^{14}$ [neutrons/cm²/s] 程度の大きさである。「中性子束 [neutrons/m²/s] = (中性子数密度 [neutrons/m³]) × (中性子速度 [m/s])」の関係を思い出すと、熱中性子の速度が 2,200 m/s として、熱中性子の中性子数密度は 10^{14} [neutrons/m³] = 10^8 [neutrons/cm³] 程度の大きさとなる。従って、原子核の数密度の大きさ（固体・液体で 10^{29} [atoms/m³] = 10^{23} [atoms/cm³] ~ 気体の空気で 10^{25} [atoms/m³] = 10^{19} [atoms/cm³]) と比べて、中性子数密度は遥かに小さいと言える。

【コラム】中性子と仮想散乱

本節では、中性子を 1 円玉となぞらえた「硬貨のおはじき」の例を通じて、弾性散乱の説明を試みた。近年、「仮想通貨」が話題となっているが、標的の硬貨として実体のない「仮想通貨」を置いてみたらどうなるだろうか？



この場合、「仮想通貨」を置いてはみたものの、1 円玉は何の影響を受けることなく、エネルギーも方向も変わらず直進し続けるだろう。ここで頭の体操として、『仮想通貨を置いた位置で「仮想的な散乱反応」が起こるが、仮想散乱された後の中性子は同じエネルギー・方向で散乱される』という見方をしてみよう。

一見、何のご利益があるのか分からないかもしれないが、計算機を活用した数値計算によって中性子の集団的挙動をシミュレーションする場合には、上述した「仮想散乱」の技法が役に立つこともある。

例えば、スタニスワフ・ウラム氏が考案し、ジョン・フォン・ノイマン氏が命名した数値計算シミュレーション法として、乱数を用いた「モンテカルロ計算」が挙げられる。モンテカルロ計算では、物質が異なる領域ごとに計算体系を分割して、中性子の飛行や原子核との衝突・核反応をシミュレーションする。モンテカルロ計算における「仮想散乱」を活用する方法として、計算体系の全領域に対して「仮想散乱が起こる断面積」をあえて上乗せすることによって、計算上すべての領域の巨視的全断面積を同じ値にすることができる。こうすることで、モンテカルロ計算において、ある領域から中性子が飛行して、複数の領域を通過して、別の領域で衝突するまでのシミュレーションをする場合に、「巨視的全断面積が全領域で同じ」になっているため、1 回の乱数を使ってシミュレーションするだけで、最終的に到達する中性子の位置を簡単に求めることができる。この技法は「デルタ・トラッキング法

[2]とも呼ばれる。異なる領域間を通過する際に、通常の方法であれば中性子と領域境界面との（領域形状によっては複雑な）交点計算を複数回実施せねばならないが、デルタ・トラッキング法を利用することで、そういった複雑な処理を省くことができるご利益がある。

7.1.3 中性子の拡散

1個の中性子が最終的に消滅するまでの歩みを辿ってみると以下ようになる。

- ① 原子核と衝突するまで飛行する。
- ② 原子核に散乱されて、中性子の飛行方向が変化し、中性子のエネルギーが低くなる。
- ③ ①飛行、②散乱を繰り返しながら、物質中を移動する。

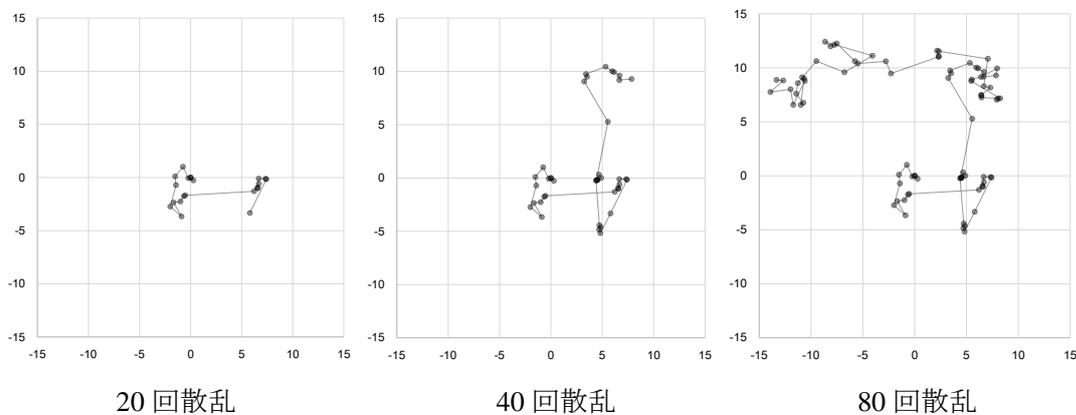


図 7-7 黒鉛中で散乱しながら拡散する中性子：

$$\text{巨視的全断面積} \approx \text{巨視的散乱断面積} \approx 50 \text{ [1/m]} = 0.5 \text{ [1/cm]}$$

理解を深めるための例として、図 7-7 に、黒鉛内で中性子が飛行・散乱を繰り返した際の、中性子飛跡の数値シミュレーションによる結果を示す。出発点から右方向に発生した中性子は、黒鉛と衝突した時にはほとんど吸収されることなく、炭素 C の原子核と散乱反応を繰り返すことで、黒鉛内をあたかも酔っ払って千鳥足でフラフラ・ジグザグ歩くかの如く移動する。

ここで、散乱される際の散乱角の方向が、どの方向にもほぼ等しい確率で散乱されるのであれば、出発点である原点から遠ざかるばかりでなく、時には出発点である原点方向に戻る方向にも散乱されながら、散乱を繰り返すにつれて徐々に原点から遠くの位置まで中性子が到達することになる。このように、物質中で衝突反応・散乱反応を繰り返しながら中性子が遠くまで広がっていくことを**拡散 (diffusion)**と呼ぶ。

以上では、中性子 1 個だけの移動を考えたが、多数の中性子集団が拡散する別の例えとして、通勤/通学中の電車を考えてみよう。例えば、1つの車両がガラガラで、別のもう 1つの車両は満員でぎゅうぎゅう詰めだったとする。この場合、車内のストレスを軽減するためにも、おそらく人で混雑している（中性子が多い）車両から、ガラガラの車両（中性子が少ない）のほうに向かって、人（中性子）が流れていくだろう。



図 7-8 拡散のイメージ

体系内における多数個の中性子が、四方八方に飛び交っている場合には、中性子の拡散現象によって、満員電車の例と同じように、見かけ上の結果として、「中性子束の大きい（中性子数密度の高い）領域から、中性子束の小さい（中性子数密度の低い）領域に向かって、中性子束（数密度）の勾配の大きさに比例して、中性子が流れている」といった現象が起ることになる。このように、数密度の勾配に比例して、濃い場所から薄い場所に向かって流れが生じるという拡散に関する物理法則は、**フィックの拡散法則（Fick's laws of diffusion）** [3]とも呼ばれている。この拡散法則は、原子炉物理学で対象とする中性子の拡散だけに限った話ではなく、空気中に煙が舞っていく現象、水の中に砂糖を溶かした時に濃度が均一に広がっていく現象、高温部から低温部に熱が広がっていく現象、など身の回りの様々な物理現象で観察できる物理法則である。

さて、中性子が拡散する理由が、原子核と衝突・散乱反応を多数回繰り返すためであることを思い出すと、単に中性子数密度の濃淡だけではなく、「物質中における中性子の拡散しやすさ/拡散し難さを表すパラメータ」も中性子の移動に影響を及ぼす、と考えられる。これは、満員電車の例でいうと、精神的ストレスを和らげる観点で考えるならば、「車両内から早く出たいか/留まりたいか」に相当する量と考えても良いかもしれない。ここで述べた「物質中における中性子の拡散しやすさ/拡散し難さ」を表すパラメータは、**拡散係数（diffusion coefficient）** [m]と呼ばれ、このパラメータは物質の巨視的断面積の大きさ等に依存する。物質内で中性子が拡散しやすい（拡散係数が大きい）条件は以下のとおりとなる。

- ① 巨視的全断面積が小さく、原子核と衝突しにくい場合。
- ② 巨視的全断面積が同じ場合には、散乱断面積が相対的に大きく、中性子吸収よりも散乱のほうが起こりやすい物質の場合。
- ③ 散乱反応を起こした際に、元の中性子飛行方向に対して、人間の目から見て（実験室系で）中性子が前方の方向に散乱されやすい（中性子が飛んできた方向に戻りにくい）場合。

【コラム】中性子の人生経験値

核分裂で生まれた若さあふれる中生子も、体系内で原子核と衝突・散乱反応を何度も繰り返し、物質中を拡散しながら徐々に老化していく。別々の場所で生まれた中生子 1 個 1 個について、ある高エネルギーから低エネルギーに至るまでの過程に思いを巡らせると、同じ

エネルギーに到達した中性子であったとしても、そこに至るまでの「人生内で旅してきた世界の広さ」は粒子それぞれであろう。ここで述べた「ある年（エネルギー）になるまで人生内で旅してきた世界の広さ」に相当する量が、**フェルミ年齢（Fermi age）** [4]と呼ばれる炉物理特有のパラメータである。ただし「フェルミ年齢」とは呼ばれるが、単位の次元は時間ではなく、面積 [m²]である。フェルミ年齢の理論的詳細については、本教科書のレベルを遥かに超えるため概念的な説明のみに留めるが、①物質の拡散係数 [m]の大きさに比例、②巨視的散乱断面積 [1/m] に反比例し、③中性子を減速する能力（1回の散乱反応で中性子から奪うことができるエネルギー量）に反比例するパラメータがフェルミ年齢となっている。要は、同じエネルギーの中性子でもフェルミ年齢の値が大きいほど、拡散現象を通じて遠方の世界まで見聞きしてきたことを意味し、「その年（エネルギー）に到達するまでに、どれだけ炉心外に漏れて消滅するリスクがあったか」とみなすこともできる。フェルミ年齢を活用することで、高速中性子が熱中性子まで減速されるまでの間に、高速中性子が炉心外に漏れずに熱中性子として生き残る確率を簡便に概算することができる。

7.2 中性子の最期

この節のポイント】

- ・原子炉内を飛び回った中性子は、原子核に吸収されて、その生涯を閉じる。
- ・炉心外に漏れた中性子のうち、散乱されて炉心内に戻れなかった中性子は、実質的に消滅したことになる。

7.1節で述べたように、生まれたばかりでエネルギーの高い中性子も、物質中の原子核と衝突し、時に散乱反応を繰り返す「経験」を積んでいく。この「経験」を積んでいく過程を経て、1個の中性子はやがてその生涯を終えることとなる。本節では、原子炉の炉心内で生まれた中性子の「最期」として、原子核による中性子の吸収、炉心外への中性子漏洩について説明を行う。

7.2.1 原子核による中性子吸収

(1) 吸収反応

原子核と衝突した際に起こる核反応は散乱反応だけでなく、衝突した原子核の種類や、中性子のエネルギー（標的核に対して中性子が衝突する際の相対的な速度）に応じて、散乱以外の別の核反応が起こることになる。それら核反応の中でも、衝突した中性子1個を原子核があたかも食べてしまう反応全般を、吸収反応と呼ぶ。吸収反応が起こると、飛行していた中性子の一生は、いったん終わることになる。ただし、原子核の側から視点を変えてみると、吸収された中性子は衝突した原子核の一部となり、あたかも、人間が食事を摂って他の生命を自分の体組織の一部に変換するのと似たような状況になっている。中性子を吸収した原子核は、体重が増えハイテンションになるため（質量数が1つ増えた、励起された複合核を形成するため）、その上がり調子になったテンションを下げるために、別の粒子や γ 線を放

出したり、核分裂性核種の場合には核分裂を起こしたりすることで、より安定な状態へと変わらうとする。

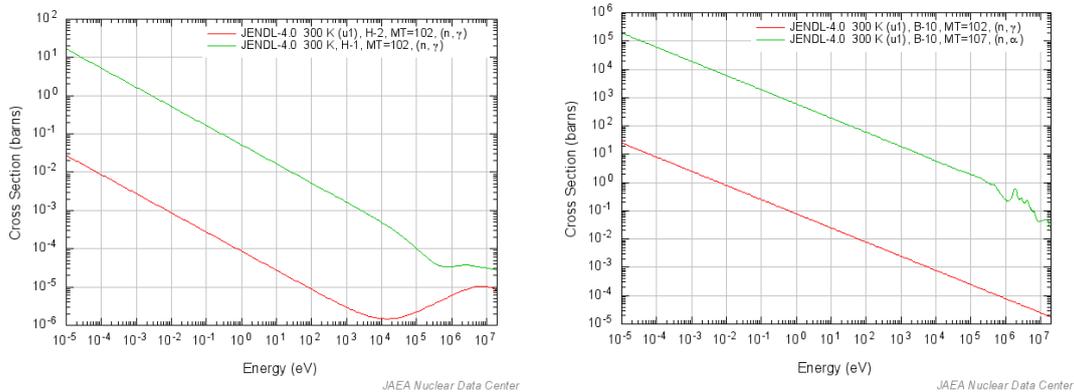


図 7-9 中性子吸収反応の微視的断面積例：

左図が H-1 と H-2 の(n, γ)反応、右図が B-10 の(n, γ)反応および(n, α)反応：

(出典：JAEA, Plotting Tool for ENDF (Evaluated Nuclear Data File))

例えば、図 7-9 左図で示すように、H-1 の場合、中性子エネルギーが減少するにつれて、中性子速度に対して反比例する形で、微視的(n,γ)反応断面積が増加することとなる。従って、H-1 を減速材として用いた場合には、H-1 と散乱反応を起こすことで、効率よく中性子のエネルギーを奪うことができるものの、低エネルギーの中性子が H-1 に捕食されやすい性質がある点に注意する必要がある。一方、陽子 1 個と中性子 1 個から成る重水素 H-2 の場合には、H-1 よりも 1/600 程度、(n, γ)反応が起こりにくい。これは、陽子 1 個だけの H-1 よりも、陽子 1 個と中性子 1 個であったか夫婦のように対を形成した H-2 のほうが、より安定な原子核となっているためである。

別の例として、原子炉・制御棒内の中性子吸収材として用いられる B-10 についても調べてみよう (図 7-9 右図)。B-10 の場合には、(n, γ)反応断面積よりも、(n, α)反応のほうが 7,700 倍起こりやすい反応となっており、この場合についても中性子エネルギーが低くなるにつれて中性子速度に反比例して核反応断面積の値が大きくなる (中性子が吸収されやすくなる)。

【コラム】中性子の検出

B-10 が(n, α)反応を起こすと、 $^{10}\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He}$ という反応により、荷電粒子として α 線 (He 原子核) が放出される。この性質を利用した中性子検出器として BF₃ 比例計数管があり、(n, α)反応で発生した荷電粒子が計数管内のガスを電離して生じた電気パルスを測定することで、間接的に中性子の検出を行うことができる。同様に、³He 比例計数管では、He-3 の(n, p)反応で生じた荷電粒子(p, H-3)を利用した電離作用により、BF₃ 比例計数管同様に間接的に中性子の検出を行う。核分裂計数管の場合には、電極に U-235 が塗布されており、U-235 の核分裂反応で生じた核分裂片の電離作用を利用して、中性子の検出を行う。

(2) 共鳴反応

上述したように、一般的には、散乱反応を経てエネルギーが低くなればなるほど、中性子吸収反応が起こる確率が高くなる。それに加えて、標的となる原子核の種類によっては、中性子を吸収するにあたって「好物な特定のエネルギー」が存在する。長期間熟成した酒を古ければ古いほど良いと好むだけではなく、ある特定の年代だけ熟成させた酒を好んで嗜むかのような、粹な性質を原子核は持っている。このような「中性子を吸収しやすい特定のエネルギー」のことを**共鳴エネルギー (resonance energy)**と呼ぶ。このように核反応を起こしやすい共鳴エネルギーがある理由は、中性子を1個食べて質量数が1個増えた原子核となった際にテンションが上がる（原子核エネルギーが励起するレベルに対応するエネルギーに達する）場合には、それだけ中性子と核反応を起こしやすくなるためである²。

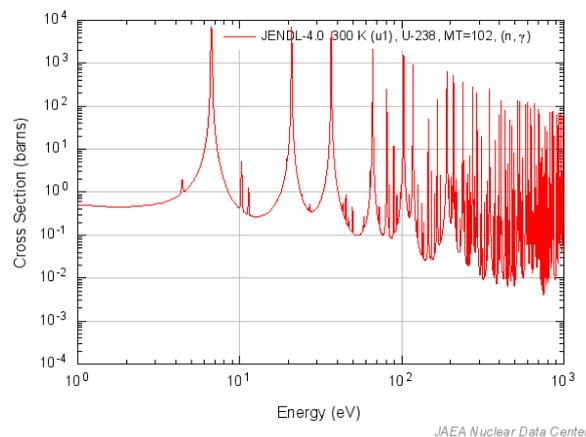


図 7-10 共鳴反応の微視的断面積例：

U-238 の(n, γ)反応

(出典：JAEA, Plotting Tool for ENDF (Evaluated Nuclear Data File))

なお、中性子と原子核反応の共鳴エネルギーについては、原子核と衝突する中性子の相対速度が重要である点を今一度強調しておく。原子炉内において出力が上昇することで、物質温度も上昇した場合、熱エネルギーによって原子が運動（振動）することで、原子核と衝突する中性子の相対速度の変動幅がより広がるようになる。すなわち、飛行している中性子の向きに対して、中性子の飛行方向と同じ向きに標的原子核が動いている（原子核が中性子から遠ざかろうとする）場合には相対速度はより遅くなるが、その逆に中性子の飛行方向とは正反対向きに動いている（原子核が中性子に近づこうとする）場合には相対速度はより速くなる。これは、道路で車を運転している際に、運転手から見ると、追い抜かず車の相対速度は遅く、対向車線の車の相対速度が速いのも同じ原理である。

この相対速度のプラス/マイナスの変動幅は物質の温度上昇に伴って増加することとなり、共鳴核反応を起こしやすいエネルギーの幅（好みのストライクゾーン）も広がり、結果とし

² 中性子がいったん原子核に取り込まれ複合核を形成した後に、エネルギーを失うことなく放出される場合もあり、このような核反応を共鳴弾性散乱と呼ぶ。

て中性子と共鳴核反応が起きる確率が増加する。この効果を**ドップラー効果 (Doppler effect)**と呼ぶ。なお、救急車が通り過ぎる前後でサイレン音の聴こえ方が変わる現象もドップラー効果と呼ばれているが、この現象が生じる理由は、救急車が人に近づく時と遠ざかる時とで相対速度が変化し、耳に入る音の周波数が変化するためである。共鳴核反応におけるドップラー効果も、中性子と原子核の間の相対速度の変化によって生じる効果となっている。

U-238 を含んだウラン燃料を装荷した原子炉において、何らかの過渡事象により急激な出力上昇があった場合には、まずはウラン燃料温度が急激に上昇し、その結果 U-238 の共鳴吸収反応による中性子吸収が多くなり、炉心内の核分裂連鎖反応を持続させにくくする（負の反応度効果を与える）こととなる。

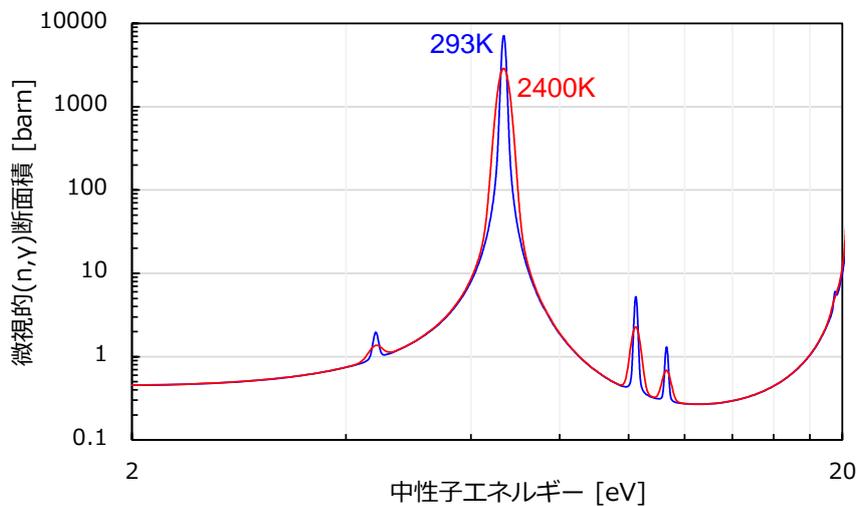
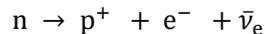


図 7-11 U-238 の(n, γ)反応断面積のドップラー効果：
青線が温度 293 K、赤線が温度 2,400 K

【コラム】中性子の崩壊

原子核内ではなく、原子核外で中性子が単独に存在する場合には、半減期 613.9 s で崩壊して陽子が生成されるという性質 (β^- 崩壊) を持っている。



1 個の中性子が単位時間あたりに β^- 崩壊する確率 (崩壊定数 λ) は、0.00113 [1/s] であり、例えば、1 個の中性子が 1 秒間の間に β^- 崩壊して中性子が陽子に変化して一生を終える確率は約 0.1% である。

ここで、光の速度より相当遅い速度で飛行している中性子を考えた場合には、1 秒間の間に中性子速度 v の距離 [m] だけ中性子が飛行するため、中性子が 1 m 飛行している間に β^- 崩壊する確率は λ/v となる。すなわち、中性子の β^- 崩壊による減少効果により、見かけ上「 λ/v 」だけ体系全体にわたって巨視的吸収断面積が増えるとみなすこともできる。この効果を真面目に取り扱う必要があるかどうかであるが、例えば 0.0253 eV の熱中性子を考えた場合、中性子速度は 2,200 m/s であり、 λ/v の値としては 5×10^{-7} [1/m] と極めて小さな値で

ある。 λ/v の値は中性子エネルギーが低くなるにつれて、中性子速度に反比例して増加する形となるが、例えば熱中性子に対する空気（窒素や酸素）の巨視的吸収断面積 8×10^{-3} [1/m] と比べると、中性子の崩壊による消滅効果「 λ/v 」は 1/10,000 未満の大きさであるため、無視可能なオーダーであると考えられる。

7.2.2 炉心外への漏洩

原子炉の炉心内の中性子は、無衝突で飛行し続けた場合には遠方まで移動したり、原子核との衝突・散乱によって炉心外に拡散したりするが、核燃料から遠ざかり過ぎるとどうなるだろうか？

商業用軽水炉の場合、中性子が原子炉の炉心外に漏洩すると、周りの冷却水が中性子を散乱させ炉心に戻す**反射体 (reflector)**の役割も果たすことになる。ただし、 H_2O 中のH-1には、以下のような性質があることには留意しよう。

- ① 中性子が原子核に散乱された場合、散乱後の飛行方向は確率的にばらつくが、人間の目から見て（実験室系において）、H-1に散乱された中性子は前方方向（元の位置から遠ざかる方向）に散乱されやすい。例えば、1円玉同士でおはじきをした場合、はじいた1円玉が衝突した後に飛行前と反対向きの方に跳ね返ることはなく、前方方向に跳ね返って飛んでいく。
- ② 十分な厚さの水が反射体としてある場合、中性子はH-1と多数回の散乱反応を起こすことになるが、エネルギーが低くなるにつれて、中性子がH-1と衝突した際に(n, γ)反応を起こしやすくなり、水反射体中で中性子が吸収されてしまう効果がある。そのため、水反射体が十分な厚さ（約20cm）に達すると中性子の反射効果は飽和することとなる（無限とみなせるほど厚い水の反射体が周りにあるとみなせる）。

このように、反射体のおかげで、炉心外に漏れた中性子のうち幾分かは再び炉心内に戻ることができる。しかし、反射体内の原子核と衝突しない中性子はさらに遠くまで移動することで、散乱されたとしても炉心に戻りにくくなる。また、反射体中で散乱反応が起こったとしても、原子核との衝突・散乱を繰り返し続ける過程で、反射体の原子核に中性子が吸収されて、その一生を終える場合もある。このように炉心外に漏れた中性子は、実質的には「中性子の消滅」とみなすことができる状況になる。炉心外への漏洩による中性子消滅量は、以下のパラメータに依存することとなる。

- ① 炉心の寸法：炉心が大きいほど中性子の漏洩量は少なく、逆に炉心が小さいほど中性子漏洩量は多くなる。
- ② 炉心の形状：同じ体積の炉心であったとしても、炉心表面積が小さくなるような形状、例えば、真ん丸な球形炉心のほうが中性子漏洩量は少ない。商業用原子炉では、中性子経済の観点からは、少ない核燃料で効率よく運転するために、円柱形状に近い炉心体系となっている。一方、薄い平板状の炉心形状にすると、炉心表面積が大きくなり、中性子漏洩量は多くなる。

- ③ 反射体の有無：炉心外が反射体無しの「裸」の条件よりも、十分な厚さの反射体があることで、炉心外への中性子漏洩量を少なくすることができる。
- ④ 炉心内での「拡散しやすさ」：拡散しやすいほど、炉心外への中性子漏洩量は多くなる。

7.3 中性子の誕生

【この節のポイント】

- ・核分裂連鎖反応を引き起こすためには、「種火」となる中性子源が必要になる。
- ・核燃料を中性子照射すると、自発核分裂反応を起こしやすい超ウラン元素が生成される。
- ・放射性核種から放出された放射線（ α 線や γ 線）が特定の物質に衝突することで、 (α, n) 反応や (γ, n) 反応を起こす中性子源になる。
- ・加速器により荷電粒子を加速させて標的核種に衝突させることで、中性子を発生させることもできる。

7.1 および 7.2 節の説明では、起源はさておき、原子炉内に中性子が既に生まれたことを前提として、その中性子の歩み、さらにその最期について説明してきた。原子炉の炉心内では、中性子が核分裂連鎖反応を起こし続けることで、一定の核分裂エネルギーを得ることができる。では、ドミノ倒しで最初に倒す1個のドミノのような、核分裂連鎖反応の起源となる「始祖の中性子」はどうやって生まれたのだろうか？

究極的な中性子の起源としては、宇宙の始まり（ビッグバン）から約1マイクロ秒だけ経過した後、3個の素粒子（2個のダウンクォークと1個のアップクォーク）が集まることで構成された、と考えられている。要は、ビッグバンで発生したエネルギーが、素粒子を介して、中性子という粒を形づくることになった。

原子炉の炉心内において起源となる中性子は、そこまで究極的な反応に起因するのではなく、中性子を放出するような何らかの核反応に起因して発生する。イメージとしては、火を起こすために必要となる「種火」に似ていると言ってよいだろう。本節では、原子炉の炉心内で核分裂連鎖反応の種火となる中性子の誕生について、その要因となる主要な核反応について説明する。

7.3.1 自発核分裂による中性子源

自発核分裂 (spontaneous fission) とは、 α 崩壊を起こすような重核種が、中性子などの粒子と衝突することなく（外部からエネルギーをもらうことなく）、極めて小さな確率で自然に（自発的に）発生する核分裂反応のことを指す。自発核分裂反応が発生すると、それによって体系内に複数個の中性子が新たに投入されることになるため、これが核分裂連鎖反応の「種火」となり得る。核分裂反応で誕生した中性子の平均エネルギーとしては約 $2 \text{ MeV} = 3.2 \times 10^{-13} \text{ J}$ であり、速度に換算すると約 $20,000,000 \text{ m/s}$ という、光速の約7%の速度を持った高速中性子となっている。なお、自発核分裂反応は、軽核種では決して起こらず、特定の

重核種でしか起こらない。原子番号 Z が大きくなる、すなわち、原子核中の陽子数が増えるにつれて自発核分裂反応の発生率 [fissions/s] も大きくなる傾向がある。また、中性子数が奇数の重核種ではほとんど起こらず、中性子数が偶数の重核種で発生しやすい性質を持っている。

原子炉に装荷する典型的な低濃縮ウラン燃料について考えると、同位体としてウラン 238 (U-238) が 95 wt% 超含まれている。U-238 は、半減期 44.68 億年で α 崩壊し α 線を放出する放射性核種でもある。その一方で、U-238 の崩壊が起きた際に、極めて低い確率 ($5.4 \times 10^{-5} \%$) で自発核分裂反応を起こす場合が有り得る。自発核分裂反応が起こった場合、通常の核分裂反応と同じように、U-238 は 2 つの原子核に分裂し、それと同時に複数個 (期待値として約 2 個) の中性子を放出することになる[5]。ただし、U-238 崩壊時に自発核分裂が起こる確率 (分岐比) は、年末ジャンボ宝くじで 1 等前後賞が当選する確率ほど小さい。従って、臨界近接を監視するための中性子源として U-238 の自発核分裂反応を考えた場合には、この中性子源強度は極めて小さく、何らかの別の中性子源が必要となる。

原子炉の運転により核燃料を中性子で照射し続けると、燃料中の重核種が中性子を捕獲し ((n, γ) 反応を起こし)、時に β^- 崩壊が起こる、といった核反応が起こることで、原子番号の大きな超ウラン元素が生成されることになる。一例として、図 7-12 に (n, γ) 反応および β^- 崩壊による、超ウラン元素生成の燃焼チェーンを示す。例えば、1 個の原子核で比較した場合、U-238 よりも Pu-240 のほうが自発核分裂率 [fission/s] は約 60,000 倍大きい。原子炉内では、さらに重核種の (n, γ) 反応が起こることで、プルトニウムよりも原子番号の大きなマイナーアクチノイドも生成される。原子炉内で照射した後の核燃料において、自発核分裂を起こす主要核種としてはキュリウム 242 (Cm-242)、Cm-244 が挙げられる。

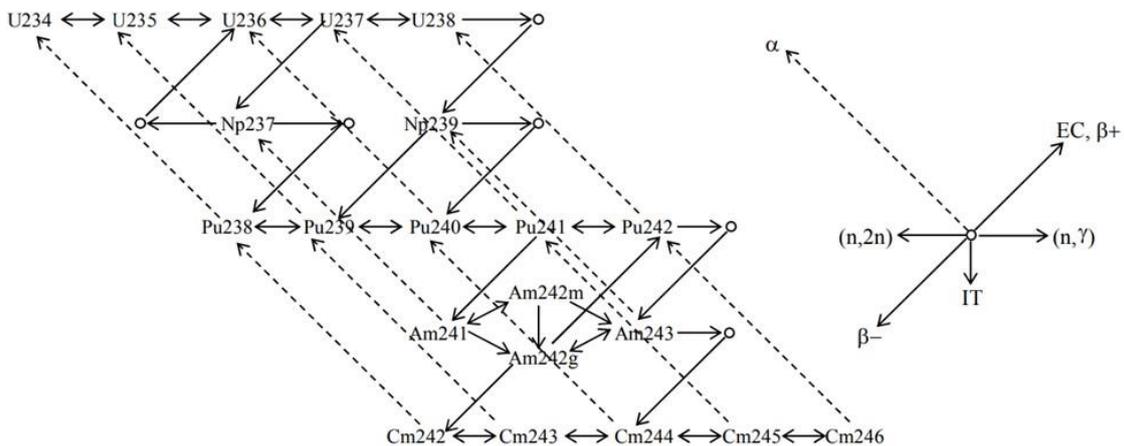


図 7-12 燃焼チェーン (出典[6])

新燃料のみで構成される初期装荷炉心の場合には、一次中性子源として、人工の自発核分裂中性子源核種であるカリフォルニウム 252 (Cf-252) を利用する。Cf-252 は比較的短い半減期 2.645 年で崩壊し、崩壊時に 3.09% の確率で自発核分裂反応を起こす放射性核種である。Cf-252 の製造は、例えば、米国オークリッジ国立研究所の High Flux Isotope Reactor (HFIR)

において、超ウラン元素（バークリウム 249 (Bk-249)) に対して中性子照射することで行われる。製造に手間暇がかかることもあり、1 グラム当たりの Cf-252 の値段は数十億円程度と、非常に高価な元素である。

沸騰水型原子炉の取替炉心を考えた場合、原子炉起動時の炉内の中性子計測装置によって原子炉内の状況を把握するため、中性子計数率として 1 秒間の間に 3 カウント以上確保する必要があるが、この中性子計数を得るための種火として、数サイクル照射後の燃料集合体を計測装置の周りに配置している。これは、照射後燃料内に含まれる Cm-242 および Cm-244 による自発核分裂反応を種火として利用している。この状況は、炭火のバーベキューにおける火起こしとして、他のバーベキューで既に使用していた炭火の余りを種火として使用するのに似ているかもしれない。

【コラム】福島第一原子力発電所において検出される放射性希ガスの原因

東京電力福島第一原子力発電所の事故後の 2011 年 11 月 2 日、福島第一原子力発電所 2 号機 (1F2 号機) 格納容器内のガスサンプリングにおける核種分析の結果、放射性の希ガスとして半減期 5.243 日のキセノン 133 (Xe-133)、半減期 9.14 時間の Xe-135 が検出された。これらの放射性核種は核分裂生成物の一種であり、このような短半減期核種が検出されたことは「2011 年 11 月 2 日時点においても核分裂反応が生じていた」ことを意味している。そのため、Xe-135 が検出された当時は、「溶融した燃料が再臨界になっているのではないか？」との疑念が生じた。しかし、これら短半減期の放射性 Xe が存在する原因としては、原子炉内に装荷されていた照射途中ウラン燃料内に存在する、Cm-242 および Cm-244 の自発核分裂反応が主要因であると考えられる。

なお、自発核分裂の効果に加えて、未臨界状態の炉心であるため、Cm-242 および Cm-244 自発核分裂などで発生した中性子を種火とした「終息性の核分裂連鎖反応³」(未臨界増倍)もわずかに生じている。近年、核分裂反応および自発核分裂によって発生する放射性 Kr-88 (クリプトン 88) も活用した、「未臨界体系における中性子増倍率」の逆推定も試みられている。例えば、福島第一原子力発電所 1 号機の場合には、未臨界体系における中性子増倍率が 0.47~0.74 と推定されている[7]。

7.3.2 放射線による核反応を利用した中性子源

(1) (α , n) 反応

1932 年、ケンブリッジ大学の物理学者ジェームズ・チャドウィックが中性子を発見した[8]。この発見では、 α 線をベリリウムに衝突させることで、ベリリウムから陽子とほとんど同じ質量で、電氣的に中性な粒子線が放出されていることを見つけた。

この実験で起こっている核反応は(α , n)反応と呼ばれるものであり、核分裂連鎖反応の種

³中性子増倍率が 1 未満であるため、1 個の中性子を起点とした核分裂連鎖反応が時間経過に伴い必ず終息する (連鎖が終わる) ような状況を、本資料では「終息性の核分裂連鎖反応」と呼ぶ。

火となる中性子源となっている。例えば、放射性の重核種（ラジウム 226 (Ra-226)、ポロニウム 210 (Po-210)、アメリシウム 241 (Am-241)) では α 崩壊を起こして α 線が放出されるが、それと Be を組み合わせることで逐次的に ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ 反応を起こし、中性子を生み出すことができる。研究用原子炉の起動用中性子源として、Am-Be や Pu-Be が活用されている。 (α, n) 反応で誕生する中性子の平均エネルギーは、この反応を起こす α 線のエネルギーに依存して変化するものの、おおよそ 4~5 MeV であり、核分裂で発生する中性子のエネルギーよりも高い。

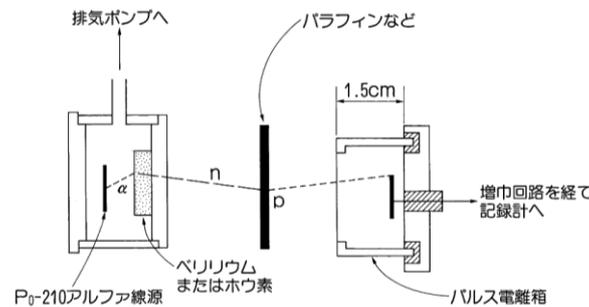


図 7-13 チャドウィックの実験装置

(出典：ATOMICA, チャドウィックによる中性子の発見)

【コラム】核燃料内に存在する中性子源

低濃縮ウラン燃料の場合、U-238 を含むため、U-238 の自発核分裂反応による微弱な中性子源が核燃料内には存在している。これ以外にも、 (α, n) 反応に由来した中性子源が核燃料内に内在している。

例えば、二酸化ウラン燃料を考えた場合には、ウランの α 崩壊により放出された α 線が、天然組成の酸素中に僅かに含まれる同位体 O-18 と (α, n) 反応を起こすことになるため、この反応も核燃料内の微弱な中性子源の一部となっている。プルトニウムを含んだ混合酸化物燃料の場合も同様である。京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) や近畿大学原子炉 (UTR-KINKI) のような研究用原子炉の場合には、ウラン-アルミニウム合金燃料が使用されることがあるが、ウランの α 崩壊により放出された α 線がアルミニウム 27 (Al-27) と (α, n) 反応を起こすことで、 UO_2 燃料の場合と同様に核燃料内に微弱な中性子源が内在している。

(2) 光核反応

(α, n) 反応以外にも、商業用の加圧水型原子炉では、アンチモン-ベリリウム (Sb-Be) 中性子源が起動用の中性子源として活用されている。この場合、一つの前のサイクルにおいて制御棒用案内管内にアンチモンとベリリウムから成るロッドを装荷して中性子照射を行う。定格出力の原子炉運転中に Sb-123 が (n, γ) 反応を起こすことで、放射性的 Sb-124 が生成され蓄積されることになる。ここで、Sb-124 は半減期 60.20 日で β^- 崩壊し、その壊変時に高エネルギーの γ 線 (1.691 MeV, 47.57%) を放出することがある。

一方、Be-9 は α 線と (α, n) 反応を起こすだけでなく、エネルギーがあるしきい値 (1.665

MeV) を超えるような高エネルギー γ 線に対してのみ、 (γ, n) 反応という**光核反応** (photonuclear reaction)⁴も起きる可能性がある。すなわち、Sb-124 から放出される高エネルギー γ 線を使うことで Be-9 との光核反応によって、中性子を発生させることができる。Sb-Be の (γ, n) 反応の場合、発生する中性子エネルギーは約 0.02 MeV=20 keV と、核分裂で発生する中性子のエネルギーよりも相当低い。Sb-Be 中性子源では、前サイクルの原子炉運転で生み出した中性子をいったんアンチモンに貯蔵し、放射性 Sb が放出する γ 線と Be の光反応を介して「種火」となる中性子を間接的に生成している。

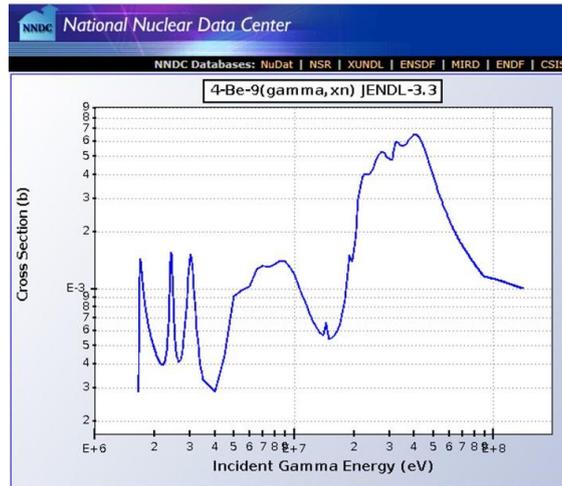


図 7-14 Be-9 の (γ, n) 反応断面積

(出典 : NNDC, Evaluated Nuclear Data File (ENDF) Retrieval & Plotting)

【コラム】宇宙線

宇宙空間には、太陽起源や銀河起源の様々な宇宙由来の放射線(宇宙線)が存在している。地球の磁場や大気により一次宇宙線は遮られるが、一部の高エネルギー宇宙線は、大気中の原子核と (x, n) 核反応を引き起こして中性子を生み出すことにより、地球表面上にも二次宇宙線として中性子線が絶えず降り注いでいる。

宇宙線スペクトルおよび被ばく線量計算プログラム「EXPACS」[9]を利用して地表面における宇宙線由来の中性子空間線量率 $H^*(10)$ を概算してみると、数 nSv/h のオーダーと推定される。典型的な原子炉建屋を考えた場合、原子炉が運転中であつたとしても、周辺環境に影響を与えることが無いように中性子線・ γ 線等の放射線に対する遮蔽壁が設けられている。炉心内から外への中性子遮蔽がなされているということは、逆に言うと、二次宇宙線として降り注いだ中性子は遮蔽壁によって遮られ、炉心には届かないだろう。

⁴ 光核反応は原子核と光子が起こす反応である。「原子」と光子が起こす反応(光電効果、コンプトン散乱、電子対生成)とは異なるので注意。

7.3.3 加速器中性子源

7.3.2 節で述べたように、放射性核種から放出される α 線や γ 線といった放射線を別の原子核に衝突させ、中性子を放出する核反応を利用することで、中性子を誕生させることができる。ただし、 α 線や γ 線を放出する放射性核種の崩壊そのものは確率的な事象であり、中性子を発生させるための引き金となる「放射性核種の崩壊」という物理現象そのものを人間が任意の形で on/off する術は現時点ではない。

加速器中性子源の場合には、陽子 (p) や重水素 (d) といった荷電粒子を電場で加速させ、何らかの標的原子核に衝突させて核反応を起こすことで、中性子を発生させることができる。見かけ上は、荷電粒子を介して電気から中性子を誕生させる方法となっている。加速器により荷電粒子ビーム強度を制御することで、標的原子核から放出される中性子源の強度 [neutrons/s] や時間的変動 (例：パルス中性子の幅、周波数) を人間が制御できるようになる。

例えば、京都大学臨界集合体 (KUCA) の固体減速架台 (A 架台) には、敷設加速器としてコッククロフト・ウォルトン型加速器が設置されている。この加速器により、重水素ビームを加速させて A 架台室にあるトリチウムターゲットに衝突させることで、「 ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ 」、すなわち「D-T 反応」を起こすことができる。この核反応により、ちょうど 14 MeV の中性子をターゲットから発生させ、未臨界状態の炉心に打ち込むことで、未臨界炉心で終息性の核分裂連鎖反応を起こす種火となる。

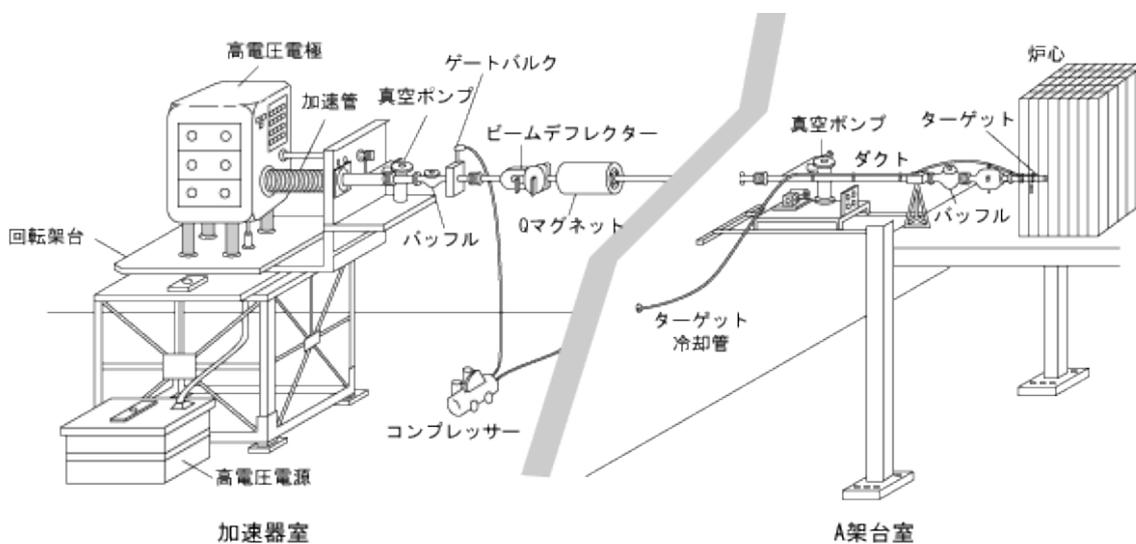


図 7-15 コッククロフト加速器の例

(出典：京都大学 複合原子力科学研究所 KUCA パルス中性子発生装置)

加速器を利用した中性子源の他の例として、核破砕中性子源も挙げることができる。例えば、陽子ビームを 100 MeV 超の高エネルギーとなるまで加速させ、重核種ターゲット (鉛、ビスマス (Pb-Bi)、タングステン) に衝突させると、**核破砕 (spallation)** という文字通り、

標的の原子核がバラバラに破壊される反応が起こり得る。核破砕反応が起こると、バラバラになった原子核から多数の中性子が放出される。超半減期の放射性核種を核変換処理する方法の一つとして考案されている加速器駆動システム (Accelerator-Driven System: ADS) では、核破砕反応で発生した高エネルギーの中性子を未臨界炉心の種火として利用することで、低エネルギー中性子では核分裂反応が起こりにくいマイナーアクチノイドを核分裂反応によって、また、長寿命の放射性核種を中性子捕獲反応や(n, 2n)反応等によって、より短半減期の放射性核種に変換することを狙っている。

7.4 中性子の子孫

【この節のポイント】

- ・ 原子核が中性子を吸収し、核分裂反応を起こすと、子孫として 2~3 個の中性子が生まれる。

これまでの 7.1~7.3 節で述べたように、原子炉の炉心内で生まれた中性子も、体系内で無数に存在する原子核と衝突し、散乱反応と飛行を繰り返して体系内を拡散していきながら、最終的には原子核に食べられることで、その中性子の人生は一旦終わりを迎える。

ただし、中性子を食べた後の原子核はテンションが上がった励起状態であるため、より安定な状態に落ち着こうと、引き続き何らかの「反応」を起こすことになる。こうして原子核が起こした反応の種類によっては、次世代の中性子が新たに生まれる場合も有り得る。本節では、核分裂連鎖反応の説明に向けて、核分裂反応によって生じる中性子の子孫について説明する。

7.4.1 核分裂反応による子孫の誕生

U-235 のような核分裂性核種が標的核種であるとき、中性子を 1 個吸収した際に核分裂反応を起こす場合がある。核分裂反応が起きると、中性子を 1 個食べて (体重が中性子 1 個ぶんだけ増えて) ハイテンションになった U-236 は、2 つの原子核に分裂する⁵。このように核分裂反応が 1 回起こると、2 つの原子核に分裂する (核分裂生成物が生まれる) だけでなく、すべて合わせて約 200 MeV の膨大なエネルギーが発生し、さらに核分裂反応と同時 (とみなせるほど瞬時に)、複数個の中性子が発生することがある。

⁵ ごく稀に、ヘリウムやトリチウムのような軽元素を含んだ 3 つの原子核に分裂することもある。

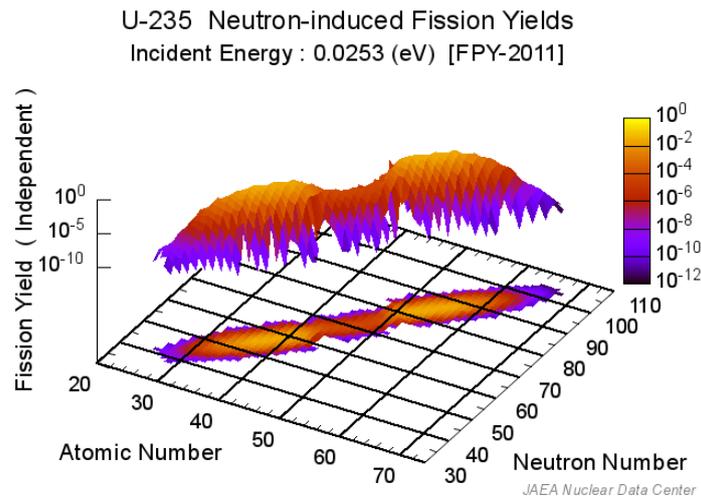


図 7-16 U-235 の核分裂収率
(出典 : JAEA, Graph of Fission Product Yields)

核分裂反応で発生した中性子（核分裂中性子）のうち、核分裂反応と同時に発生する中性子を**即発中性子 (prompt neutron)**と呼ぶ。ここで注意すべき点は、核分裂反応時に核分裂片（核分裂生成物）としてどのような核種に分裂するかがランダムであるのと同じように、核分裂反応時に放出される即発中性子は、常に同じ数だけ放出されるわけではないことである。ただし、核分裂生成物で生じる核種の割合が統計的に**核分裂収率 (fission yield)**、図 7-16) と呼ばれる分布に従うのと同じように、即発中性子の発生数も核分裂反応を起こした核種特有の分布となっている。例えば、U-235 が熱中性子と核分裂反応を起こした場合には、図 7-17 に示すような確率に従って 0～5 個の即発中性子が放出されることが知られている [10]。核分裂反応が起きたからといって、1 個以上の核分裂中性子が必ず発生するわけではなく、時には核分裂中性子を発生しない（子孫が生まれぬ）核分裂反応が起こる場合も約 3% だけあるが、U-235 の場合には 1 回の核分裂反応あたり平均で約 2.4 個の子孫中性子が発生すると期待できる。この確率分布を簡単に近似したければ、「U-235 で核分裂反応が起こった場合、5 回勝負のジャンケン大会が始まり、ジャンケンに勝った数だけ新たに子孫中性子が誕生する、ただしジャンケン 1 回当たりの勝率は $2.4 \div 5$ 」といったモデルで考えてもよい⁶。核分裂反応を起こす核種の種類が異なる場合には、このジャンケン大会の勝負回数や 1 回当たりの勝率が異なるため、核分裂反応 1 回当たりに発生する核分裂中性子数の確率分布も異なる形となる。

⁶ このような確率分布を「二項分布」と呼ぶ。

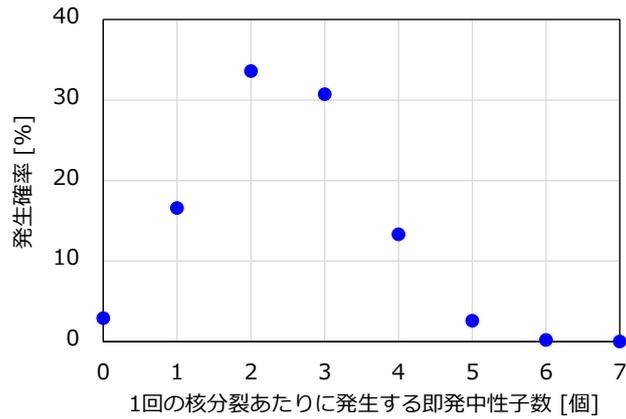


図 7-17 核分裂反応 1 回あたりに発生する即発中性子数の確率 (U-235) [10]

こうして誕生した 1 個 1 個の核分裂中性子が持つエネルギーについても、おおよそ 0～10 MeV の範囲で確率的に幅のある形で放出されることになるが (図 7-18)、平均的には約 2 MeV のエネルギーの子孫中性子が誕生する、と考えるとよい。

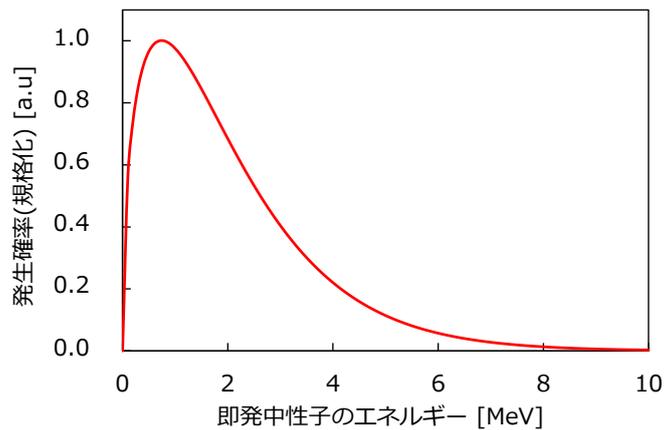


図 7-18 核分裂中性子のエネルギースペクトル (U-235) :
縦軸はピーク値が 1 となるよう規格化

7.4.2 中性子の家系

前節で述べたように、核分裂反応によって子孫の中性子が 2～3 個生まれることで、原子炉内には新たに中性子が生まれ、それが次の核分裂反応を引き起こす、といった連鎖反応が生じる。これを核分裂連鎖反応と呼ぶが、人間でいうところの「家系図」のように、あたかも「中性子の家系」が続いていく、と思えばよい。

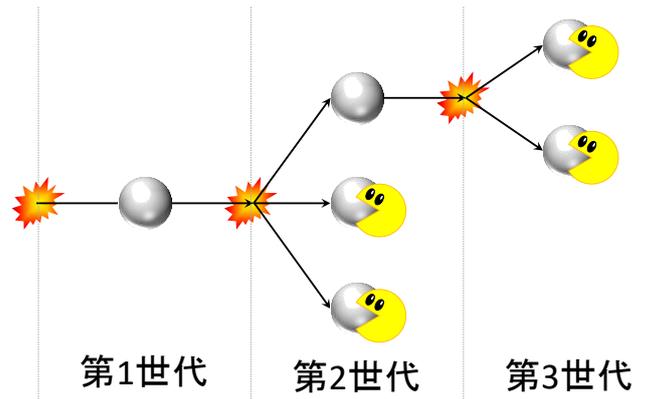


図 7-19 中性子の家系：

☺ は原子核による中性子吸収

最後に、炉心内で生まれた中性子が次の子孫を生むまでの過程をまとめてみよう。

体系内で生まれた 1 個の中性子は、最終的には、原子核で吸収されるか、体系外に漏れる、そのどちらかで消滅することになる。

原子核による吸収で中性子が消滅した場合、もっと限定して、核分裂を起こす U-235 のような核分裂性核種に中性子が吸収された場合には、核分裂反応が起こる場合もあることを思い出そう。吸収反応の一部が核分裂反応であることから、中性子が消滅した際に核分裂反応を起こす確率 p は必ず 1 未満となる。しかし、1 回の核分裂反応が起こった場合には期待値として $\bar{\nu} = 2 \sim 3$ 個の子孫中性子が発生することを今一度思い出すと、1 個の中性子（親）が消滅した際に、新たに誕生する核分裂中性子（子供）の期待値 k は $k = \bar{\nu} \times p$ 個となる。この期待値 k は、第 6 章でも説明があった

「世代間の（子供中性子数）÷（親中性子数）の比率」

に対応し、実効増倍率と呼ばれる。実効増倍率は、核燃料を含んだ体系の未臨界/臨界/超臨界を考える上で、非常に重要なパラメータになっている。

7.4.3 中性子のエネルギースペクトル

前節で述べたように、1 個の中性子は核分裂連鎖反応を起こすことによって「中性子の家系」を生むことになる。起源となる始祖中性子によって生じる中性子の家系は様々となるが、この家系を全て足し合わせた上で、ある時点、ある場所に存在している中性子の集団に注目し、どのようなエネルギーの中性子の数が多いのか、少なくないのか調べたとしても、これは、「中性子」を「人」、「中性子のエネルギー」を「年齢」とみなせば、図 7-20 で示すような「ある時点における日本の年齢別の人口分布（人口ピラミッド）」を調べることとよく似ている。

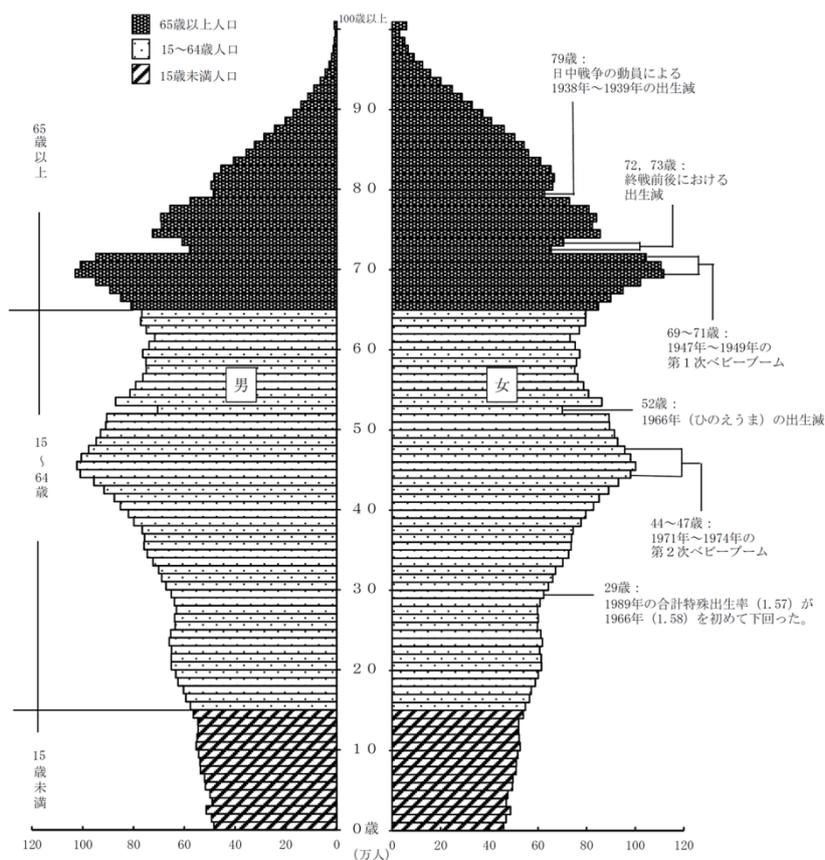


図 7-20 日本の人口ピラミッド (2018 年 10 月 1 日現在)
 (出典：総務省統計局, 人口推計 (2018 年 (平成 30 年) 10 月 1 日現在))

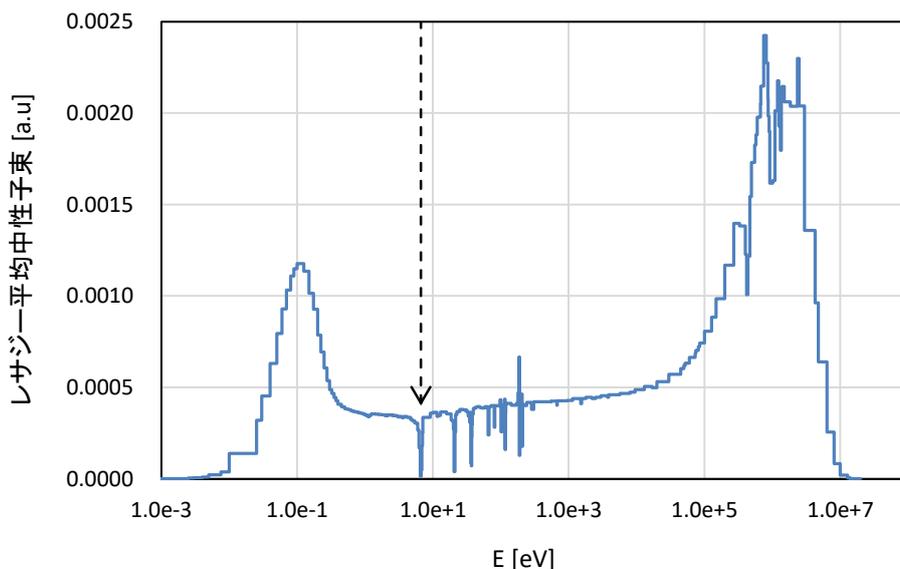


図 7-21 加圧水型軽水炉の燃料内における中性子束エネルギースペクトル

このような中性子集団分布を調べる場合、原子炉物理学では、単位体積当たりの中性子数密度 [neutrons/m³]ではなく、中性子束 [neutrons/m²/s]に基づいて調べる。この理由は、中性子集団と物質中に点在する無数の原子核が起こす核反応率 [reactions/m³/s]を考えた場合、単位時間当たりに原子核と核反応を起こす機会は、中性子の数だけでなく、1個1個の中性子の速度（単位時間当たりに飛行する距離）にも比例して増加するため、中性子数で見ると中性子束で見たほうが核反応を起こす中性子としてどのエネルギーの寄与が多いのか分かりやすいためである。

例えば、臨界状態に達した加圧水型軽水炉を対象として、ウラン酸化物燃料内の中性子束のエネルギー分布を調べてみると、図 7-21 のような形状となっている。図 7-21 のようにエネルギーごとに分解して、中性子束の大きさに関する分布を調べることから、このような分布を**エネルギースペクトル (energy spectrum)**と呼ぶ。なお、中性子束のエネルギースペクトルを図示する場合、中性子のエネルギー範囲は 10⁻⁵ eV から 20 MeV の極めて広い範囲に亘るため、通常は横軸のエネルギーを対数目盛として図示することが多い。この場合、横軸を対数目盛で示していることから、あるエネルギー範囲 $E_g \leq E < E_{g+1}$ の平均的な中性子束の値としては、中性子エネルギーの対数をとった目盛で割った量（レサジー）で平均化して図示する。図 7-21 を見ると分かるように、中性子束のエネルギースペクトルには、注目している中性子集団の辿ってきた歴史が、分布形状の山や谷として現れることとなる。

図 7-21 で示された中性子束エネルギースペクトルについて、まずは図右側のエネルギーが高いほうから歴史を辿ってみよう。約 1MeV=10⁶eV 付近をピークとして中性子束の山が存在しているが、これは核分裂反応で生まれて間もないエネルギーの高い核分裂中性子の集団（核分裂スペクトル（図 7-18））に対応する。

こうして生まれたばかりの中性子も、体系内に存在する原子核と衝突し散乱反応を起こすことで次第にエネルギーが奪われていく。このような減速過程によって、100 keV=10⁵ eV 以下ではエネルギースペクトルは比較的になだらかな形状で変化する。仮想的な状況として、軽水炉体系で中性子吸収反応が全く起こらない状況を考えてとすると、エネルギースペクトルは、中性子のエネルギーを E としたとき、 $1/E$ に比例した形状（ $1/E$ スペクトル）、レサジー平均の中性子束で考えた場合には平らな形状となるだろう。しかし、通常はエネルギーが低くなるにつれて中性子が原子核に吸収されやすくなるため、エネルギーが低くなるにつれて徐々に中性子束の大きさも小さくなる。さらに、原子核と衝突した際に、7.2.1 節 (2) で述べたような「共鳴反応」を起こすエネルギー領域では、あたかも「落とし穴」のように中性子が原子核に吸収されることで、中性子束分布の急激な谷（歪み）が生じることとなる。この共鳴反応を起こすエネルギーは原子核の種類に依った固有な値となっているため、中性子束が歪んでいるエネルギー位置から、体系内に存在する原子核の種類を推理することもできるだろう。一例として、図 7-21 において 6.67eV のエネルギー位置を矢印で示したが、この中性子束歪みは図 7-11 で示した U-238 の共鳴吸収のエネルギーに対応しており、これは核燃料内に U-238 が存在している事実を示唆している。

こうして共鳴吸収による落とし穴を乗り越えてきた中性子が、さらに散乱されてエネル

ギーが物質温度相当まで低くなると、7.1.2 節(3)で述べたような上方散乱を起こすことになる。従って、図 7-6 で示したように、物質温度に依存した形で約 10^{-1} eV 付近に熱中性子束の山が現れるようになる。この熱中性子束の山の有無によって、炉心が熱中性子炉（熱中性子による核分裂連鎖反応で臨界状態を維持する原子炉）であるか否か判断でき、熱中性子束のピーク高さによって、減速度合（中性子エネルギーの奪いやすさ）を知ることができる。

【コラム】高速炉の中性子束エネルギースペクトル

参考までに、臨界状態に達した高速炉の中性子束エネルギースペクトルの例を図 7-22 に示す。軽水炉の中性子束エネルギースペクトルとは異なり、高速炉の場合にはエネルギーの高い「高速中性子」によって核分裂連鎖反応を維持することになるため、核分裂スペクトルに起因した山が一つだけ存在する（熱中性子のピークが無い）形状となる。ただし、この高速炉エネルギースペクトルのピーク位置は、図 7-18 に示した核分裂スペクトルのピーク位置からエネルギーが低いほうに若干シフトした形状となる。

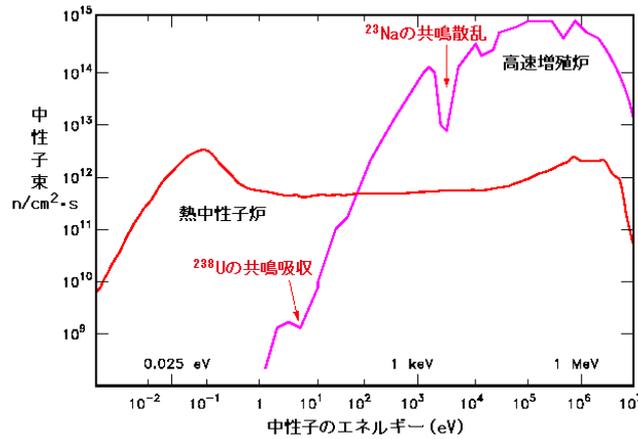


図2 典型的な原子炉内中性子スペクトル

[出所] DOE Technical Standards Full-Text Documents: DOE HDBK-1019/1-93
DOE Fundamentals: Nuclear Physics and Reactor Theory Volume 1,
<http://www.oh.doe.gov/techstds/standard/hdbk1019/h1019v1.pdf>, p.34

図 7-22 高速炉と軽水炉の中性子束エネルギースペクトル比較
(出典：ATOMICA、典型的な原子炉内中性子スペクトル)

参考文献

- [1] Sato T, et al., “Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **55**(6), pp.684–690 (2018).
- [2] Leppänen J, “Performance of Woodcock delta-tracking in lattice physics applications using the Serpent Monte Carlo reactor physics burnup calculation code,” *Ann. Nucl. Energy*, **37**(5), pp.715–722 (2010).
- [3] Fick A, “V. On liquid diffusion,” *Phil. Mag.*, **10** (63), pp.30–39 (1855).
- [4] Lamarsh JR (著)、武田 充司、仁科 浩二郎 (訳)、「原子炉の初等理論 (上)」、吉岡書店 (1974).
- [5] Santi P, Miller M, “Reevaluation of prompt neutron emission multiplicity distributions for spontaneous fission,” *Nucl. Sci. Eng.*, **160**(8), pp. 190–199 (2008).
- [6] Okumura K, “MOSRA-SRAC; Lattice calculation module of the modular code system for nuclear reactor analyses MOSRA,” JAEA-Data/Code 2015-015, JAEA (2015).
- [7] Morimoto Y, et al., “Proposal of a statistical evaluation method for the criticality of the Fukushima Daiichi nuclear power plants,” *Nucl. Technol.*, **205**(12), pp. 1652–1660 (2019).
- [8] Chadwick J, “Possible existence of a neutron,” *Nature*, **129**, p.312 (1932).
- [9] Sato T, “Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: Extension of PARMA/EXPACS,” *PLOS ONE*, **10**(12), e0144679 (2015).
- [10] Gwin R, et al., “Measurements of the energy dependence of prompt neutron emission from ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu for $E_n = 0.005$ to 10 eV relative to emission from spontaneous fission of ^{252}Cf ,” *Nucl. Sci. Eng.*, **87**(4), pp.381–404 (1984).