

放射線の相互作用と測定

1 はじめに

今年の OHO セミナーのテーマは「量子ビーム計測～基礎から最先端の応用まで～」である。本講義はセミナーの最初の 2 コマなので、「基礎から」の部分扱い、「最先端の応用まで」の部分はその他の講義に任せることにする。また、時間数が限られていることから、相互作用と検出を関連させて述べることにする。この後の本格的な講義の導入として、役立てば幸いである。

なお、この講義資料の作成にあたり多くの書物を参照した。引用をした図表はそれぞれの箇所に引用元を示してあり、参照した書物は参考文献として資料末にまとめてある。本講義資料は時間と紙面の都合から、これらの書物の内容の要点をまとめており、詳細な記述は行っていない。より詳しい記述が必要とされる場合は、これらの書物を適宜参照願いたい。

2 基礎的事項

2.1 放射線の種類

本講義録で使用する放射線の定義として「直接または間接に、荷電粒子のクーロン力を介して、物質を電離する能力をもつ、電磁波または粒子線」を用いる。電離とは物質が正電荷をもつイオンと負電荷をもつ電子とに分かれる現象である。放射線はこの電離作用により物質に影響を与える¹。

電離性放射線 (Ionizing radiation) は電磁波と粒子線に大別される。

電磁波は電離性放射線に分類されるものとそうでないものがあるが、明確な区別はなく、物質の第 1 イオン化ポテンシャルより大きな運動エネルギーを持つ二次電子を生成し得るエネルギーを持つことが目安になる。電離性放射線に分類される電磁波の代表的なものは X 線と γ 線である。

一方の粒子線には物質の第 1 イオン化ポテンシャルより大きな運動エネルギーを持つ荷電粒子線、及び、非荷電粒子線である中性子線が含まれる。荷電粒子には、電子、陽子、重陽子、アルファ粒子やイオンなどが含まれる。中性子線の場合は熱中性子から速中性子

¹「荷電粒子のクーロン力を介して」の部分により金属表面から光電子を放出させることができる可視光線を除外している。

までを含む²。原子核・素粒子実験ではこれらに加え、 μ^\pm , π^\pm , K^\pm , K^0 , Λ , Σ^0 , π^0 , ν_e , ν_μ などとも取り扱われる。

2.2 放射線と物質の相互作用

放射線の検出には放射線と物質の相互作用を用いる。基本的な相互作用には強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用及び重力相互作用がある。測定器で電気や光信号を得るには、強い相互作用や弱い相互作用を経る場合もあるが、最終的には電磁相互作用が利用される。相互作用は放射線の種類により、(1) 荷電粒子と物質との相互作用、(2) 光子と物質との相互作用、(3) 中性子と物質との相互作用、(4) ニュートリノと物質との相互作用、大別される。

(1) では原子核、陽子、電子、陽電子、 μ^\pm , π^\pm , K^\pm などを、物質を構成する原子や分子の、電離や励起による電子や発光を検出する。高速な粒子ではチェレンコフ放射も検出に用いる。(2) では X 線、 γ 線を、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成などで、荷電粒子 (e^\pm) に変換して検出する。 π^0 も非常に早く 2γ に崩壊するので、同様に検出する。(3) では中性子と原子核との核反応で生じる、荷電粒子や γ 線を測定する。(4) では電気的に中性で弱い相互作用を起こすニュートリノを物質で荷電粒子 (ν_e では e^\pm , ν_μ では μ^\pm) に変換して検出する。これらのうち (1)~(3) について第 3 節で述べる³。

2.3 放射線の測定

放射線の測定のためには、目的とする測定値を得るために必要な相互作用を利用する検出器を用いる⁴。

測定値として必要とされるのは、物理測定の場合は、粒子種やエネルギー、単位時間あたりの粒子数、方向、などの放射線に係わるほとんどの量であるが、放射線の利用や特定の応用、放射線防護に係わる測定の場合は、必ずしも一つ一つの放射線を同定する必要はなく、単位時間あたりのエネルギー付与や、これに基づく換

²熱中性子とは周囲と熱平衡にある中性子であり、その運動エネルギーは 0.025 eV と物質の第 1 イオン化ポテンシャルより低いが、核反応を通じて生成した荷電粒子が数 MeV のエネルギーを有するために、間接に物質を電離する。

³(4) の弱い相互作用を用いた測定については本シリーズの「ニュートリノ検出器」の講義を参照されたい。

⁴詳細については本シリーズの「検出器概論」の講義を参照されたい。

算を行った放射線線量、あるいは単純にその数だけを問題にする場合がある⁵。

検出器はその読み出し方法により能動型 (Active detector) と受動型 (Passive detector) に大別される。能動型は測定値がリアルタイムで得られるものである。受動型は測定中または測定終了後に読み出しを行うことにより測定値を得ることができる。

放射線検出器はその媒体と利用される相互作用の種類により、(a) ガス検出器、(b) シンチレーション検出器、(c) 半導体検出器、(d) 中性子検出器、(e) その他の検出器、に大別される。それぞれについて、相互作用との関連から第4節で述べる⁶。これらの検出器はその用途に応じて選択され、組み合わされて使用される⁷。

2.4 放射線物理・計測で用いる基本的な定数

表 2.1 に放射線計測で用いる基本的な定数を示す。1 eV は電子を真空中で 1 V の電位差を用いて加速した時に電子が最終的に獲得する運動エネルギーに等しい大きさのエネルギーであり、 $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ である。原子の第一イオン化ポテンシャルは金属元素で数 eV、ヘリウムで 24 eV である。また、真空中の光速の 95 % 相当の速さの電子はおおよそ 1 MeV である。

表 2.1: 放射線計測で用いる基本的な定数

	記号	値	単位
真空中の光速	c	3.0×10^8	[msec ⁻¹]
プランク定数	h	6.6×10^{-34}	[J·sec]
素電荷量	e	1.6×10^{-19}	[C]
アボガドロ数	NA	6.0×10^{23}	[mol ⁻¹]
電子の静止エネルギー	$m_e c^2$	5.1×10^5	[eV]

2.5 断面積と平均自由行程

放射線と物質の相互作用の程度を記述する、衝突の断面積、単位長さあたりの衝突の確率、平均自由行程について述べる。

⁵放射線線量に関する内容は本シリーズの「放射性核種の生成と放射線防護」の講義を参照されたい。

⁶これらの検出器は、対象とする粒子ごとに本シリーズの「荷電粒子検出器」、「X線検出器」、「中性子検出器」で触れられる。

⁷例えば医学診断に供する検出器の例としては、本シリーズの「医学診断用検出器」の講義を参照されたい。

図 2.1 に示すような、厚さ t の板状の被照射物に面積 a で放射線が入射しているとする。この被照射物の原子個数密度を N [# / cm³] とする。ここに 1 個の入射粒子が入射した場合、衝突を起こす確率は原子個数密度 N と厚さ t に比例するので、比例定数を σ とする。 σ は面積の次元を持ち、これらの積 $N t \sigma$ は単位面積あたりの衝突確率を表す。 σ を標的原子あたりの断面積という。単位として m² は大きいので、barn (1 barn = 1 b = 10⁻²⁴ cm²) を用いることが多い。

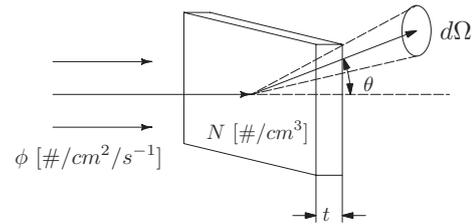


図 2.1: 断面積の定義

標的が十分に薄く、原子の重なりが無視できるとすると⁸、個数密度 n [# / cm³]、速度 v [cm/s] の入射粒子束 (flux) $\phi = n \cdot v$ [# / cm² / s] が入射した場合、反応数 Y [# / cm²] は、

$$Y = N t \sigma \phi \quad (2.1)$$

と求められる。衝突や核反応で出て行く粒子が特定方向の微小立体角 $d\Omega$ に入る断面積は微分断面積 (differential cross section) $d\sigma/d\Omega$ と呼び⁹、これを全立体角で成分すると σ が得られる。 σ を全断面積 (total cross section) と呼ぶ。

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.2)$$

この断面積を用い単位距離あたりの衝突確率 $\Sigma = \sigma N$ が定義できる。微小距離 δx 進む間に衝突する確率は、 Σ を用いて、 $\Sigma \delta x$ と書ける。入射してから x 進む間に衝突をしない確率を $P(x)$ とすると、 x 進んだ後に、さらに δx 進む際に衝突を起こさない確率 $P(x + \delta x)$ は、

$$P(x + \delta x) = P(x) - P(x) \Sigma \delta x \quad (2.3)$$

⁸重なりが無視できない場合は入射粒子の減衰について考慮する必要がある

⁹その他に放出角度 θ ごとの微分断面積である角度微分断面積 ($d\sigma/d\theta$)、放出粒子のエネルギーごとの微分断面積であるエネルギー微分断面積 ($d\sigma/dE$)、これら放出角度・エネルギーごとの断面積である二重微分断面積 ($d^2\sigma/(dE \cdot d\theta)$) などよく用いられる

となる。 $P(x + \delta x) - P(x) = dP(x)$ とおいて、

$$dP(x)/\delta x = -P(x) \Sigma \quad (2.4)$$

より、

$$P(x) = \exp(-\Sigma x) = \exp(-x/\lambda_{mfp}) \quad (2.5)$$

を得る。ここで λ_{mfp} は $1/\Sigma = 1/(\sigma N)$ であり、平均自由行程と呼び、衝突するまでに走る平均距離に対応する。

2.6 相対論運動学

静止した物体の質量に対応するエネルギーを静止エネルギーという。静止エネルギーは質量を m_0 、真空中の光速を c として

$$E = m_0 c^2 \quad (2.6)$$

と表される。

相対論運動学による運動量 p とエネルギー E は

$$p = \gamma m_0 v \quad (2.7)$$

$$E = \gamma m_0 c^2 \quad (2.8)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.9)$$

という関係がある。運動エネルギーは全エネルギーと静止エネルギーの差として求められ、

$$T = E - m_0 c^2 = (\gamma - 1)m_0 c^2$$

なので、運動量とエネルギーの間には以下の関係が成り立つ。

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2 \quad (2.10)$$

$$p = \frac{vE}{c^2} \quad (2.11)$$

例題

運動エネルギー 200 keV の電子の速度は、電子の静止質量は 511 keV なので、

$$\gamma = 1 + \frac{T}{m_0 c^2} = 1 + 200/511 = 1.391$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = 0.695$$

$$v = \beta c = 0.695 \times 3 \times 10^8 = 2.085 \times 10^8 [m/s]$$

例題

速度 6×10^7 m/s の中性子の運動エネルギーを求めよ

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{6 \times 10^7}{3 \times 10^8} = 0.2$$

$$\begin{aligned} T &= (\gamma - 1)m_0 c^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1\right)m_0 c^2 \\ &= \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 0.2^2}} - 1\right) \times 939.57 = 19.37 [MeV] \end{aligned}$$

2.7 原子の構造

原子は正電荷をもつ原子核と負電荷をもつ電子から構成されている。原子の半径は 10^{-10} m, 原子核の半径は 10^{-14} m であり、電子の数は原子核の正電荷の数 (原子番号 Z) に等しい。

原子の周りに束縛されている電子は安定軌道にある。電子がエネルギー E_i の軌道から E_f の軌道に移る際に電磁放射線を放出する。これを X 線という。

$$\nu = (E_i - E_f)/h \quad (2.12)$$

原子の周りの電子のエネルギー状態を K, L, M, N... で示す。K 状態 (K state)、K 軌道 (K orbit)、K 殻 (K shell) などと呼ぶ。K 状態への遷移による X 線を K X 線、L 状態への遷移による X 線を L X 線という。

2.7.1 原子の励起と遷移

励起により原子に束縛されている電子はエネルギーを受け取ってエネルギー E_1 から E_2 に移動する。励起された原子は可能な低いエネルギー状態に移行し、その差のエネルギーの X 線を放出する。図 2.2 に励起と遷移の様子を示す。

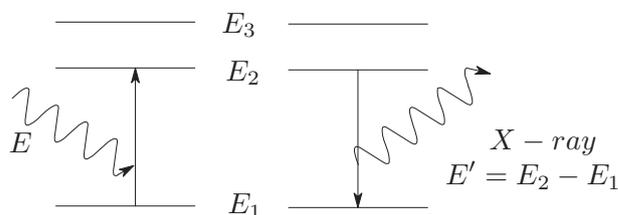


図 2.2: 原子の励起 (左) と遷移 (右)

2.7.2 イオン化ポテンシャル

原子の周りの電子は十分大きなエネルギーを受け取ると原子から離れて自由電子になる。この現象を「電離」という。電離を起こすのに必要なエネルギーをイオン化ポテンシャルという。表 2.2 に主な元素の第一イオン化ポテンシャルを示す。電子が電離されると、空位ができ、そこに外殻電子が遷移して X 線を放出する。またはオージェ電子が放出される。

表 2.2: 第一イオン化ポテンシャル

元素	第一イオン化ポテンシャル [eV]	元素	第一イオン化ポテンシャル [eV]
H	13.6	Ne	21.56
He	24.56	Na	5.14
Li	5.4	Ar	15.76
Be	9.32	Fe	7.63
B	8.28	Pb	7.42
C	11.27	U	4.0

2.8 原子核

原子核は A 個の核子からなり $A = N + Z$ である。ここで、

A : 質量数

N : 中性子の個数

Z : 陽子の個数 = 元素の原子番号

である。

原子核の半径、 R は、 A を用いて、

$$R = 1.3 \times 10^{-15} A^{1/3} [m] \quad (2.13)$$

と表せる。質量数 A 、原子番号 Z を持つ原子核の質量 $M_N(A, Z)$ は、

$$M_N(A, Z) = ZM_p + NM_n - B(A, Z) \quad (2.14)$$

と表せる。ここで、

M_p : 陽子の質量

M_n : 中性子の質量

$B(A, Z)$: 原子核の結合エネルギー

である。

例題

${}^4\text{He}$ の全結合エネルギーを求めよ。

$$\begin{aligned} B(4, 2) &= 2M_H + 2M_n - M(4, 2) \\ &= 2(1.00782522) + 2(1.00866544) \\ &\quad - 4.00260361[u] \\ &= 0.03037771u \\ &= 0.03037771 \times 931.478 \\ &= 28.296 \text{ MeV} = 4.53 \times 10^{-12} \text{ J} \end{aligned}$$

例題

${}^{238}\text{U}$ の全結合エネルギーを求めよ。

$$\begin{aligned} B(238, 92) &= 92(1.00782522) + 146(1.00866544) \\ &\quad - 238.05076[u] \\ &= 1.93431448u \\ &= 1.93431448 \times 931.478 \\ &= 1801.771 \text{ MeV} = 2.886 \times 10^{-10} \text{ J} \end{aligned}$$

核子あたりの平均結合エネルギーは全結合エネルギーを核子数で除することにより求められる。原子量に対する核子あたりの結合エネルギーを図 2.3 に示す。

$$b(A, Z) = \frac{B(A, Z)}{A} \quad (2.15)$$

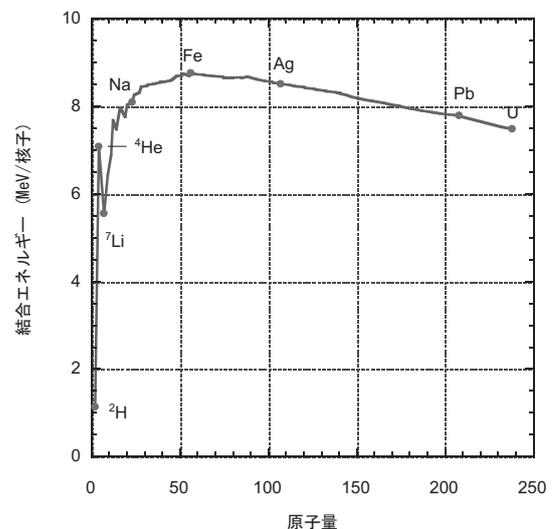


図 2.3: 原子量に対する核子あたりの結合エネルギー [5]

原子の質量 M と、原子を構成している陽子、中性

子および電子の質量の合計質量の差 ΔM を質量欠損とよぶ。陽子、中性子、電子の質量を M_p, M_n, M_e とすると、質量欠損は

$$\Delta M = (ZM_p + ZM_e + (A - Z)M_n) - M \quad (2.16)$$

とかける。核子あたりの平均結合エネルギーは Fe 原子核で最も大きく約 8.8 MeV、 $A > 20$ の安定核は 7.0~9.0 MeV である。Bi は安定な原子の中で最も重い。

2.8.1 原子核のエネルギー準位

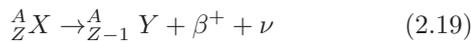
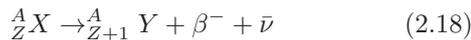
原子核は不連続なエネルギー状態を取る最低のエネルギー状態を基底状態、その上を第一励起状態、第二励起状態、という状態の遷移により、そのエネルギー差に等しい光子の放出を行う。エネルギー準位間の差は keV から MeV である。原子の準位差である eV より大きい。準位間の差は励起エネルギーが高くなるに従い少なくなる。

2.8.2 原子核の壊変

励起または基底状態にある原子核は壊変を起こす。アルファ壊変は以下の式で表され、 α 粒子を放出する。



ベータ壊変は以下の式で表され、電子または陽電子を放出する。



ガンマ壊変は以下の式で表され、光子を放出する。



2.8.3 ガンマ壊変

原子核がその励起状態からより低いエネルギー状態に遷移する際、2つの状態のエネルギー差が光子として放出される原子核の励起状態は核反応、アルファ壊変、ベータ壊変などで引き起こされる。

原子核の励起エネルギーが光子として放出されず、原子の周りの電子に付与される場合もある。この過程を内部転換と呼び、この時に放出される電子を内部転換電子という。内部転換電子のエネルギーは遷移で放

出されるエネルギーから電子の束縛エネルギーを差し引いたものである。電子が K 殻か L 殻かによりエネルギーが違う。

2.8.4 アルファ壊変

α 壊変は α 線（ヘリウム原子核）を放出する壊変である。ヘリウム原子核（陽子 2 個、中性子 2 個）を放出するため、娘核の原子番号 (Z) は二つ減り質量数 (M) は 4 つ減る。ただし、壊変前後で陽子数と中性子数の総和は変化しない。

例題

${}^{238}_{92}U$ が放出する、図 2.4 の崩壊後の各準位に対応する α 粒子のエネルギーを求める。

$$\begin{aligned} Q &= M(238, 92) - M(234, 90) - M(4, 2) \\ &= 238.0507858 - 234.043598 - 4.00260325[u] \\ &= 0.0045855 \times 931.506 \\ &= 4.2705[MeV] \\ T_{\alpha 0} &= \frac{234}{238}Q = 4.199[MeV] \\ T_{\alpha 1} &= \frac{234}{238}(Q - 0.00495) = 4.150[MeV] \\ T_{\alpha 2} &= \frac{234}{238}(Q - 0.160) = 4.041[MeV] \end{aligned}$$

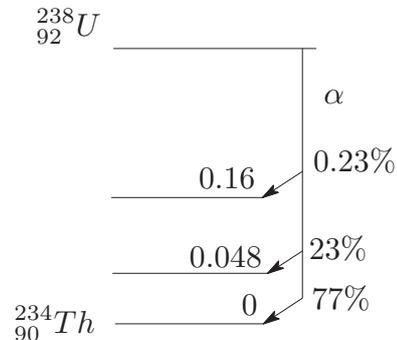


図 2.4: ${}^{238}U$ の α 崩壊後の準位

2.8.5 ベータ壊変

原子核が電子と反ニュートリノまたは陽電子とニュートリノを放出して新しい元素に変わる電子のエネルギーは最大エネルギーからの連続分布ベータ壊変後の原子核は励起状態にあることがあり、引き続いてガンマ壊変によりガンマ線を放出するベータ壊変で放出さ

れた陽電子は電子と結合して消滅し、0.511 MeV の 2 個の光子を放出する

例題

Cs-137 からの β 線の最大エネルギーは図 2.5 より

$$\begin{aligned} Q &= M(137, 55) - M(137, 56) \\ &= 136.907075 - 136.905816[u] \\ &= 1.17276[MeV] \\ E_{max} &= 1.17276 - 0.66166 = 0.51111[MeV] \end{aligned}$$

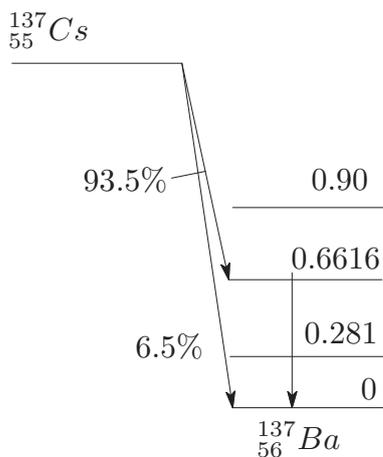


図 2.5: ^{137}Cs の β^- 崩壊後の準位

2.8.6 β^+ 壊変

β^+ 壊変では β^+ 線を放出する代わりに原子核内の陽子が軌道電子を捕獲して中性子に壊変する場合がある。これを電子捕獲あるいは EC 壊変という。

$$(M, Z) = (M, Z - 1) + \nu \quad (2.21)$$

β^+ 壊変と EC 壊変は競合反応であり、 β^+ 壊変する核種は必ず EC 壊変もし、どちらかが一定の割合で起こる。Na-22 など β^+ 崩壊をする核種で起る。Fe-55 のように軌道電子捕獲を 100%起こす核種もある。

β^+ 壊変が起こる条件 : $(A, Z) - (A, Z - 1) - 2m > 0$
 電子捕獲が起こる条件 : $(A, Z) - (A, Z - 1) > 0$
 (但し M は原子の質量)

電子捕獲の後には特性 X 線放出かオージェ電子放出が起こる

2.8.7 放射性壊変

放射能とは放射性壊変によって放射線を出す能力、単位時間当たりにかかる崩壊数であり単位は Bq。

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \quad (2.22)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.23)$$

ここで、 $A(t)$ は放射能、 $N(t)$ は放射性同位元素の数、 λ は崩壊定数である。半減期 $T_{1/2}$ は元の原子数 N_0 が半分になる時間であり、

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (2.24)$$

$$\ln(2) = \lambda T_{1/2} \quad (2.25)$$

$$T_{1/2} = 0.693/\lambda \quad (2.26)$$

の関係がある。

2.8.8 自発核分裂

質量数の大きな原子核 (Th 以上) は、原子核内部で自身のクーロン力による反発エネルギーが大きくなり核分裂が起こる。自発核分裂の際には 2 ~ 3 個の中性子が同時に放出される。一回の核分裂によって約 200 MeV のエネルギーが放出されるが、その大部分は核分裂生成物と中性子の運動エネルギーになる。分裂片は半分に割れるのではなく質量数 140 と 100 付近にピークを持つ二つ山の質量分布を持つ。

2.9 放射性核種

地上にある主な放射性核種は

1. 天然に存在するもの

- (a) 長寿命の核種で地球生成以来まだ生き残っているもの
- (b) 宇宙空間から降り注ぐ高エネルギー宇宙線にさらされているのでその核反応で生成するもの

2. 放射線利用のために作成された放射線源、に分けられる。

2.9.1 壊変系列を作る核種

天然に存在する放射性同位元素のうち、原子番号 81 以上の元素はウラン・ラジウム系列、トリウム系列、アクチニウム系列の 3 系列のいずれかに属している。

ウラン・ラジウム系列は ${}_{92}^{238}\text{U}$ から ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ に終わるもので、途中に Ra を含んでいる。この系列で最も長い半減期を有するのは ${}_{92}^{238}\text{U}$ で、 4.51×10^9 年である。この系列の原子核の質量数は $A=4n+2$ となる形式の崩壊をする。

トリウム系列は ${}_{90}^{232}\text{Th}$ から ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ に終わる。この系列で最も長い半減期を有するのは ${}_{90}^{232}\text{Th}$ で、 1.39×10^{10} 年である。そのほかは比較的短い半減期のものである。この系列の原子核の質量数は $A=4n$ となる形式の崩壊をする。

アクチニウム系列は ${}_{92}^{235}\text{U}$ から ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ に終わる。この系列で最も長い半減期を有するのは ${}_{92}^{235}\text{U}$ で、 7.13×10^8 年であり、3 系列のうち最も短い。この系列の原子核の質量数は $A=4n+3$ となる形式の崩壊をする。

天然には存在しないが $A=4n+1$ となる形式の崩壊をする系列がある。最も長い半減期を持つのが ${}_{93}^{237}\text{Np}$ であることからネプツニウム系列と呼ばれる。この系列は ${}_{95}^{243}\text{Am}$ から ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ に終わる。

2.9.2 壊変系列を作らない核種(長寿命の放射性核種)

代表的なものは ${}^{40}\text{K}$ であり、半減期 1.28×10^9 年で β^- 壊変または軌道電子捕獲を起こす。

2.9.3 宇宙線によって生成する放射性核種

高エネルギー宇宙線と大気などとの核反応によって生成する。主なものを表 2.3 に示す。常に作られているので長寿命であるとは限らない。同様に高エネルギー粒子を生成する大型加速器でも放射化物として生成する。 ${}^{14}\text{C}$ (${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ 反応で生成) は比較的寿命が長く考古遺物などの年代決定に応用されている。

2.9.4 放射線源として用いられる放射性同位元素

放射線源として用いられる主な放射性同位元素を表 2.4 に示す。

表 2.3: 宇宙線により生成する主な放射性核種

核種	壊変形式	半減期
${}^3\text{H}$	β^-	12.33 y
${}^7\text{Be}$	EC	53.29 d
${}^{10}\text{Be}$	β^-	1.51×10^6 y
${}^{14}\text{C}$	β^-	5730 y
${}^{22}\text{Na}$	EC, β^+	2.602 y
${}^{32}\text{Si}$	β^-	160 y
${}^{32}\text{P}$	β^-	14.26 d
${}^{35}\text{S}$	β^-	87.51 d
${}^{36}\text{Cl}$	β^- , EC	3.01×10^5 y
${}^{237}\text{Np}$	α , SF	2.14×10^6 y
${}^{239}\text{Pu}$	α , SF	2.41×10^4 y

2.9.5 壊変図

壊変図の例を ${}^{137}\text{Cs}$ について図 2.6 に、 ${}^{40}\text{K}$ について図 2.7 に示す。

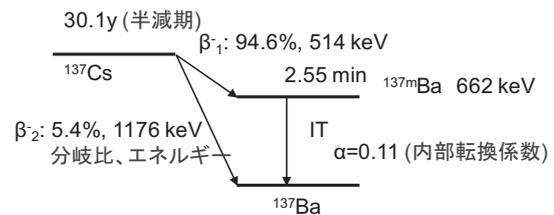


図 2.6: 壊変図の例: ${}^{137}\text{Cs}$

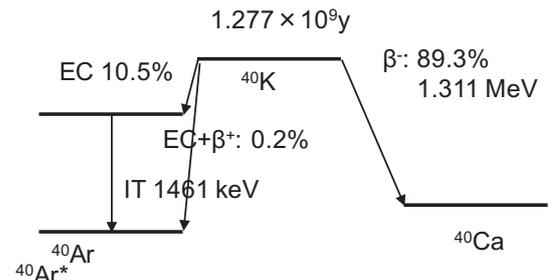


図 2.7: 壊変図の例: ${}^{40}\text{K}$

3 物質中の放射線のエネルギー損失と透過

電離性放射線が物質中を移動し、相互作用によりエネルギーを失う過程は放射線検出器の出力を記述するために必要である。放射線検出器は放射線と検出器の

表 2.4: 放射線源として用いられる主な放射性同位元素 [5]

核種	半減期	主な放射線
^{241}Am	432.2 y	α :5.486 MeV (84.5%), γ : 59.5 keV (35.9%)
^3H	12.33 y	β_{max} :18.59 keV (100%)
^{14}C	5730 y	β_{max} :156.5 keV (100%)
^{35}S	150 y	β_{max} :224.5 keV (100%)
^{90}Sr	28.79 y	β_{max} :546 keV (100%)*
^{36}Cl	3.01×10^6 y	β_{max} :708.6 keV (96.2%)
^{32}P	14.26 d	β_{max} :1711 keV (100%)
^{55}Fe	2.73 y	X:5.89 keV (8.5%), 5.90 keV (16.9%)
^{22}Na	2.602 y	γ : 511 keV (200%), 1275 keV (99.9%)
^{137}Cs	30.07 y	γ : 662 keV (85.1%)
^{57}Co	271.79 d	γ : 122.1 keV (85.6%), 136.5 keV (10.7%)
^{60}Co	5.2714 y	γ : 1173 keV (99.97%), 1333 keV (99.99%)
^{54}Mn	312.3 d	γ : 835 keV (99.98%)
^{88}Y	106.65 d	γ : 898 keV (93.7%), 1836 keV (99.2%)
^{152}Eu	13.537 y	γ : 122 keV (28.6%), 964 keV (14.6%), 1408 keV (21%),,,
^{207}Bi	31.55 y	γ : 570 keV (97.7%), 1064 keV (74.5%)
$^{241}\text{Am}+\text{Be}$	432.2 y	n: < 4.16 MeV from $^9\text{Be}(\alpha,n)$ reaction
^{252}Cf	2.645 y	n: 2.13 MeV Maxwellian from (n,f) reaction

* 娘核種 ^{90}Y β_{max} :2.28 MeV (100%) と放射平衡

構成物質との相互作用により検出を行う。また、放射線の遮蔽においては放射線と遮蔽材との相互作用により放射線を止める。

エネルギー損失の過程は粒子の種類により異なる。荷電粒子(電子、陽電子、陽子、重陽子、アルファ粒子、重イオン)、光子(ガンマ線、X線)、中性子に大別される。

3.1 荷電粒子のエネルギー損失の機構

物質中を移動する荷電粒子は電子及び原子核とのクーロン相互作用を行う。電磁放射線(制動放射)の放出、原子核との相互作用、チェレンコフ放射光の放出を起こしてエネルギーを失う。

3.1.1 クーロン相互作用

高速の荷電粒子は原子の周りの電子や原子核と相互作用を起こす。原子の半径は 10-10m, 原子核の半径は 10-14m なので原子の周りの電子と原子核で相互作用

を起こす数の比は、

$$\frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \sim 10^8$$

となる。相互作用の結果、電子は励起されたり電離されたりする。電離衝突で生成した高速電子をデルタ線という。

3.1.2 荷電粒子と束縛電子の相互作用

荷電粒子と束縛電子の相互作用は陽子、重陽子、三重陽子、 α 粒子、のような電子にくらべ重い粒子の場合と、電子、陽電子が相互作用した場合で異なる。これは以下で示される。図 3.1 に示す、質量と運動量、反跳粒子の角度を考える。エネルギーと運動量の保存則から

$$\frac{|\vec{p}|^2}{2M} = \frac{|\vec{p}_1|^2}{2m} + \frac{|\vec{p}_2|^2}{2M} \quad (3.1)$$

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (3.2)$$

が成り立つ。この関係式から \vec{p}_2 を消去し、標的粒子が反跳されたことによる運動量を導出すると、

$$|\vec{p}_1| = \frac{2m}{M+m} \cdot |\vec{p}| \cdot \cos\theta \quad (3.3)$$

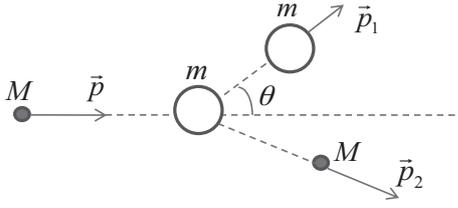


図 3.1: 実験室系における粒子の弾性散乱。質量 M 、運動量 \vec{p} の入射粒子が、質量 m の静止している標的粒子に衝突して、入射粒子が運動量 \vec{p}_2 、標的粒子が運動量 \vec{p}_1 、角度 θ に反跳された場合

この結果を、電子に比べ質量の大きい荷電粒子が入射してきて、電子と相互作用した場合、すなわち、 $M \gg m$ の場合は、一回の衝突では最大でも入射粒子の運動量の $\sim m/M \ll 1$ が標的電子に受け渡されるだけで、電子が獲得する運動エネルギー T_{max} も、

$$\begin{aligned} T_{max} &= \left(\frac{|\vec{p}_1|^2}{2m} \right)_{\theta=0} \\ &\sim \frac{1}{2m} \cdot \left(\frac{2m}{M} \cdot |\vec{p}| \right)^2 \\ &= \frac{4m}{M} \cdot \frac{|\vec{p}|^2}{2M} \end{aligned} \quad (3.4)$$

より、 $4m/M$ 程度になる。これは入射粒子として陽子（質量 931 MeV）と標的電子（質量 0.51 MeV）を考えると、 $4 \times 0.5/931 = 0.002$ [MeV] となる。1 回の相互作用で付与できるエネルギーがきわめて小さいことから、陽子の減速のためには非常に多くの電子との相互作用が必要となり、なめらかな減速となることがわかる。

一方入射粒子が電子の場合は $M = m$ となり、1 回の散乱で大きなエネルギーを失い、小数の電子との相互作用による急激な減速が起こることがわかる。

3.1.3 制動輻射

荷電粒子が加速または減速する際に電磁放射線を出してそのエネルギーを失う。この現象を制動輻射 (Bremsstrahlung) という。加速された粒子はその加速度の二乗に比例した強度でエネルギーを放出する。電荷 ze 、質量 m の荷電粒子が原子番号 Z の媒質中を移動する場合、 a を加速度として加速度の 2 乗に比例する。

$$F = \frac{zeZe}{r^2} \quad (3.5)$$

$$a = F/m \simeq \frac{zZ}{m} \quad (3.6)$$

$$a^2 = \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (3.7)$$

同じ媒質中を 2 種の荷電粒子が移動する場合、軽い方が重い方より多く制動放射線を出す。原子番号の小さい媒質よりも大きい媒質の方が多く制動放射線を出す。

3.1.4 電離及び励起による阻止能

物質中を移動する荷電粒子は、物質中の多数の電子との相互作用によりエネルギーを失う。移動する単位距離あたりの平均エネルギー損失を阻止能 (Stopping Power) と呼ぶ。荷電粒子が電子か、陽電子か、陽子以上の荷電粒子かにより、相互作用の対象となる電子との重さの比が異なるので、計算法が異なる。電子、陽電子は一回の相互作用で停止することもあり、また方向を曲げられやすい。一方、陽子以上の荷電粒子は曲げられにくく直進する。

3.1.5 阻止能の表式

図 3.2 に示すように。イオンが電子の近傍を通過したときの力積は、

$$\Delta p = F \cdot \Delta t \propto \frac{ze \cdot e}{r_{min}^2} \cdot \frac{r_{min}}{v} = \frac{ze^2}{r_{min} \cdot v} \quad (3.8)$$

と書ける。電子が受け取る運動エネルギーは、

$$\Delta T = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} \propto -\frac{z^2 e^4}{m_e v^2 r_{min}} \propto -\frac{z^2}{v^2} \quad (3.9)$$

となる。電子との衝突で失うエネルギーの期待値 $S_{el} = (-dT_{ave}/dx)_{el}$ は電子密度に比例するので、この依存性を取り除くために密度 ρ で除する (質量電子阻止能) と、

$$\frac{S_{el}}{\rho} = \left(\frac{-d\bar{T}}{d(\rho x)} \right)_{el} \propto \frac{z^2}{v^2} \cdot \frac{\bar{n}_e}{\rho} \quad (3.10)$$

電子密度は Z/M Z/A に比例。ほぼ $1/3$ $1/2$ であり種類に依存しないので、吸収体の重さが同じであれば物質にはあまりよらない

重い荷電粒子の質量電子衝突阻止能を相対論的領域まで正しく表す式は、ベーテにより求められた。

$$\frac{S_{el}}{\rho} = \frac{n_e}{\rho} \cdot \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e (4\pi\epsilon_0)^2 v^2} \cdot \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \quad (3.11)$$

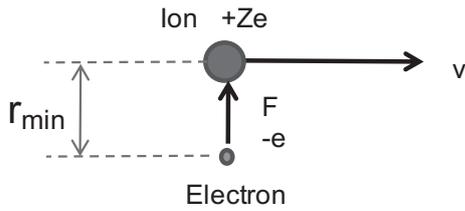


図 3.2: 入射荷電粒子が束縛電子から受ける作用の模式図

陽子の質量電子衝突阻止能を用いて、これが粒子の電荷の 2 乗に比例、粒子の速度の 2 乗に反比例することから、他の重荷電粒子の質量電子衝突阻止能の値を求めることができる。例えば、 α 粒子の場合は $dE/dx_\alpha(E_\alpha) = 2^2 \times dE/dx(E_p)$, $E_p = E_\alpha/4$ の関係から求めることができる

3.1.6 荷電粒子の飛程

荷電粒子の飛程は物質中を停止するまでに通過した距離として定義される。

$$R = \int_0^R dx = \int_0^T \left(\frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT = \int_0^T (S_{el} + S_{rad})^{-1} dT \quad (3.12)$$

互いに等しい速度を持つ荷電粒子の飛程は、質量に比例し、電荷の二乗に反比例する。

重陽子の場合 $R_d(E_d) = 2/1^2 R(E_p)$, $E_p = E_d/2$

α 粒子の場合 $R_\alpha(E_\alpha) = 4/2^2 R(E_p)$, $E_p = E_\alpha/4$

粒子の速度が遅いほど物質中の電子との相互作用が大きくなりエネルギーを失う。これをブラッグカーブという。図 3.3 にブラッグカーブの例として 5 MeV と 10 MeV の α 粒子の空気中におけるブラッグカーブを示す。

3.1.7 電子・陽電子のエネルギー損失

基本的には荷電粒子と同じであるが、質量が少なく、相互作用の対象と同じ粒子なので、相対論的運動を考慮する必要がある、制動放射が低いエネルギーからおこる、入射粒子と標的粒子が区別できない。また、電

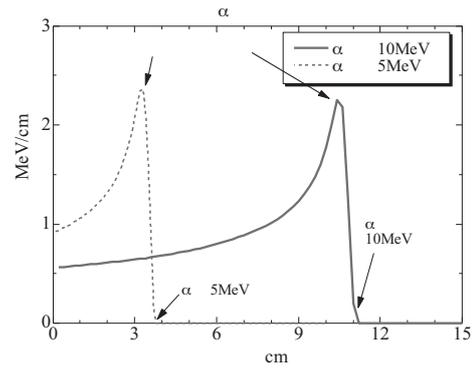


図 3.3: α 粒子の空気中におけるブラッグカーブ [5]

子・陽電子対消滅が起こる。このとき、エネルギーと運動量の保存則から光子を 2 個以上放出して消滅し、光子 2 個を放出した場合は 180° 反対方向に放出される。チェレンコフ放射が起こる。

3.1.8 電子の飛程

ベータ線などの電子が物質中を進む場合、単位長さあたりにあるエネルギーを失っていくため、それぞれのエネルギーの電子に対して、最大の進入深さが決まりこれを最大飛程とよぶ。図 3.4 に電子のエネルギーと Al 中での最大飛程の関連を示す。最大飛程 R と全阻止能 dE/dx の間には次の関係がある。

$$R = \int_0^{E_e} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE \quad (3.13)$$

1~10 MeV の間で、

$$\frac{dE}{dx} = 2 \text{ [MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}] \quad (3.14)$$

とすると電子のエネルギー E_e (MeV) と最大飛程 R (g/cm²) の間には、

$$R = 0.5 E_e \quad (3.15)$$

という近似がよく成り立つ。

3.1.9 チェレンコフ放射

点電荷の影響により物質中にできた分極は、点電荷の消失とともに振動しながら解消される。分極が非対称であれば誘起された電磁波が観測される。非対称な分極を作る場合は屈折率 n の物質中の光速度は c/n 。

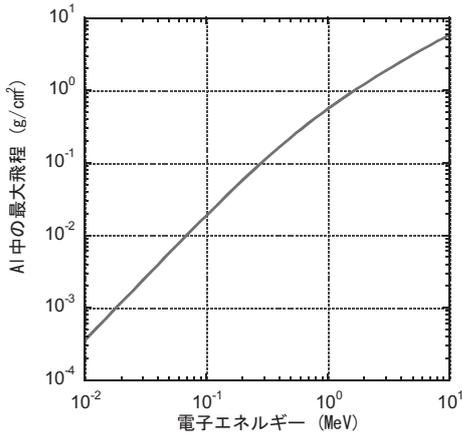


図 3.4: Al 中での電子の最大飛程 [5]

光速度より粒子の速度が速くなることができるので分極が非対称になる。電子は簡単に光速近くまで加速できるので重要。

$\beta = 1/n$ となるエネルギーを臨界エネルギーという。屈折率 1.5 のアクリル中での臨界エネルギーは、電子で 175 keV、陽子で 320 MeV、ヘリウム原子核で 1.27 GeV である。

3.2 光子と物質の相互作用

X 線、 γ 線などの光子が物質中を通過する際の相互作用のうち主要なものは、

1. 光電効果：原子中の軌道電子がエネルギーを吸収し原子から放出される。その結果原子は電離される。
2. トムソン散乱： γ 線と自由電子との弾性散乱で放出される γ 線の位相が入射 γ 線と同じ場合。コヒーレント (coherent) 散乱という。相手が自由電子でなく原子内の電子であり、 γ 線の波長が標的より大きい場合はレーリー散乱、 γ 線の波長より標的の大きい場合はミー散乱という。
3. コンプトン散乱： γ 線と自由電子が弾性散乱を起こす。束縛電子との弾性散乱の場合はラマン散乱という。上記のトムソン散乱との違いは、放出される γ 線の位相が入射 γ 線と無関係であること。インコヒーレント (incoherent) 散乱。
4. 電子対生成： γ 線が原子核の電場の影響から電子・陽電子対に変換される。

5. 光核反応：光子が原子核内に直接作用し、原子核から中性子や陽子を放出したり、中間子を生成したりする反応。
6. 電磁カスケード：高エネルギーの電子または光子が物質に入射した際に、制動放射、電子対生成、

である。図 3.5 に炭素と鉛の光子エネルギーに対する断面積を示す¹⁰。断面積は入射光子のエネルギーとターゲットの原子番号に強く依存する。

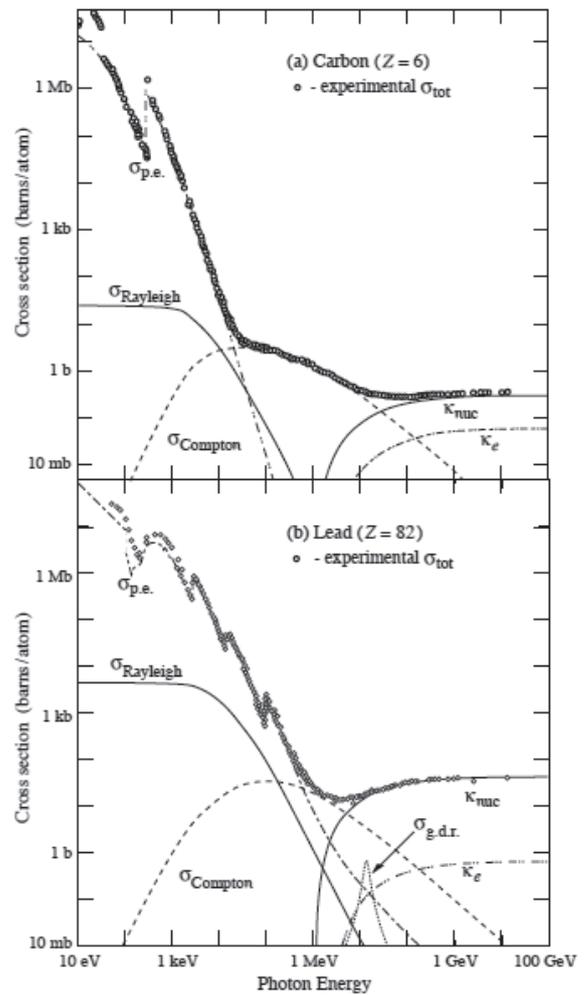


図 3.5: 光子エネルギーに対する断面積 炭素 (上) と鉛 (下) の場合 [10]

¹⁰図中の σ_{pe} は原子による光電効果、 $\sigma_{Rayleigh}$ はレイリー散乱による寄与、 $\sigma_{Compton}$ はコンプトン散乱による寄与、 κ_{nuc} は原子核の電場による電子対生成の寄与、 κ_e は電子の電場による電子対生成の寄与、 σ_{gdr} は巨大双極子共鳴による光核反応の寄与を示す。

3.2.1 光電効果

光電効果は原子に束縛された軌道電子が光子のエネルギー吸収し、自由電子として原子外に飛び出す現象である。光子のエネルギーをすべて吸収し、運動量保存則とエネルギー保存則を同時に満たすためには、内殻の電子の方が相互作用を起こしやすい。光子のエネルギーが K 殻の電子の電離エネルギーより大きい場合は、光電子として放出される電子の 8 割以上をしめる。これにより光子は消滅し、電子は吸収した光子のエネルギー ($h\nu$) から軌道電子の電離エネルギー (I) だけ小さい運動エネルギー ($h\nu - I$) を持つ。

光電子の放出確率は、図 3.5 の σ_{pk} に示すように、光子のエネルギーの増加に伴い急速に減少する。光電効果は軌道電子の束縛エネルギー程度の光子の主要な相互作用である。光電効果の確率の変化は単調ではなく、光子のエネルギーが軌道電子の束縛エネルギーと等しくなるところで、不連続的に変化する。これを吸収端という。これはエネルギーの変化により新たな軌道電子の寄与が加わることで説明できる。

光電効果の 1 原子あたりの断面積は物質の原子番号の 4 ~5 乗に比例する。

$$\sigma_{pe} \propto Z^{4\sim 5} \quad (3.16)$$

従って原子番号の大きな物質では吸収が大きい。これは X 線、 γ 線検出器に原子番号の大きな材質が用いられることに対応している。光電効果では γ 線、X 線のエネルギーを測定するために用いられる主要な過程である。光電効果により空位になった電子軌道には外殻の電子が遷移する。このために特性 X 線かオージェ電子が放出される。

3.2.2 コンプトン散乱

光子と電子の衝突で光子のエネルギーの一部が電子に与えられて放出され、散乱光子が生ずる現象をコンプトン散乱という。光子と軌道電子との散乱でも、光子のエネルギーに比べ電子の結合エネルギーが無視できる場合は同様にコンプトン散乱が起こる。図 3.6 にコンプトン散乱の関係を示す。

衝突前後の光子のエネルギーを E_γ 、 E'_γ 、電子の質量を m 、衝突後の電子の運動量を \mathbf{p} 、速度を \mathbf{v} とおい

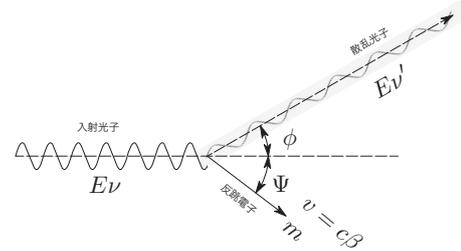


図 3.6: コンプトン散乱

て、エネルギー保存則と運動量保存則はそれぞれ、

$$E_\gamma + mc^2 = E'_\gamma + \sqrt{(p^2 c^2 + m^2 c^4)} \quad (3.17)$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E'_\gamma}{c} \cos\phi + p \cos\Psi \quad (3.18)$$

$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin\phi + p \sin\Psi \quad (3.19)$$

と表される。ここで $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$ 、 $\beta = v/c$ である。これらの式から散乱された光子のエネルギー E'_γ は

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + E_\gamma (1 - \cos\phi)/mc^2} \quad (3.20)$$

と求められる。散乱電子のエネルギー E_e は $E_\gamma - E'_\gamma$ から求められ、

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + mc^2/E_\gamma \cdot (1 - \cos\phi)} \quad (3.21)$$

となる。電子のエネルギーは光子が 180° に散乱されたときに最大値をとり、また、光子のエネルギーが十分高い場合は後方に散乱された光子のエネルギーはほぼ 250 keV になることがわかる。

コンプトン散乱の断面積は電子数に比例する。また、図 3.5 の $\sigma_{Compton}$ に示すように、原子番号の小さい物質ほど、散乱に占めるコンプトン散乱の寄与が大きい。単位立体角 $d\Omega$ あたりに散乱角が θ となるコンプトン散乱が起こる確率、すなわち角度微分断面積は、クライン・仁科の式で計算することができる。光子のエネルギーが大きくなるほど、前方散乱が多くなる。

軌道電子の電離エネルギーに比べて光子のエネルギーがあまり大きくない場合は、光子の振動電場が軌道電子の変位を生じ、その結果同じ長の光子を双極子放射により放出する。これをレイリー散乱 (干渉性散乱) と呼ぶ。また、自由電子による干渉性散乱はトムソン散乱と呼ぶ。

コンプトン散乱はほとんど静止した電子を光子が散乱する現象であるが、高エネルギー加速器とレーザー

技術の発達により、逆にほとんど静止した光子を高エネルギーの電子で散乱することもできる。この過程を逆コンプトン散乱と呼ぶ¹¹。

3.2.3 電子対生成

電子対生成は、原子核のクーロン場で光子が消滅して1対の電子と陽電子が生成する過程である。自由空間内ではエネルギーと運動量の保存則を同時に満たすことができず、この過程が起こるためには原子核が介在して余分の運動量を受け取る必要がある。電子対生成が起こるためには、最小エネルギーとして、2個の電子の静止エネルギーに相当する光子エネルギーが必要であるから、光子エネルギー (E_γ) が 1.022 MeV 以上でなければこの過程は起こらない。

生成した電子及び陽電子の運動エネルギーの和は、光子のエネルギーより電子と陽電子の静止質量エネルギーの和 1.022 MeV を差し引いた値に等しい。電子及び陽電子の運動エネルギーは一般的には異なる。陽電子は物質内で減速を受けた後に対消滅を起こし、消滅光子を生成する。電子対生成の断面積は、原子番号 Z の2乗に比例することが知られている。

図 3.5 の κ_{nuc} に示すように、1.022 MeV から断面積が立ち上がり、10 MeV~100 MeV 以上で増加が緩やかになる。このエネルギー領域では主要な過程となる。なお、 κ_e は電子の電場による対生成の寄与を示している。原子核の電場による寄与に比べ小さい。

3.2.4 電磁カスケード

高エネルギーの電子、陽電子、 γ 線を物質に入射すると制動輻射と電子対生成を繰り返し、多数の電子、陽電子、光子を生成する。この過程を電磁カスケードシャワーと呼ぶ。シャワーは電子や陽電子が臨界エネルギー (E_c) より低いエネルギーになるか、光子が電子対生成の閾値 1.022 MeV 以下になるまで続く。ここで臨界エネルギー (E_c) は電子及び陽電子の制動輻射と衝突による単位長さあたりのエネルギー損失 (それぞれを dE/dx_{rad} , dE/dx_{col} とし $dE/dx_{rad} = dE/dx_{col}$) が等しくなるエネルギーとして定義される。 E_c を表

¹¹兵庫県高輝度光科学センター敷地内の Spring8 の LEPS 施設では 8GeV 電子とレーザー光、NewSUBARU 加速器施設の BL1 では 1GeV 電子とレーザー光の逆コンプトン散乱により高エネルギー単色光子を生成し実験に供している。

す式として、

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2} [MeV] \quad (3.22)$$

がある。また、シャワーの記述には放射長が単位として用いられる。放射長 (L_{rad}) は電子または陽電子が制動輻射によりそのエネルギーが $1/e$ に減少するまでに通過する平均距離である。放射長を求める式は、

$$L_{rad} = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} [g/cm^2] \quad (3.23)$$

である。この近似式で得られる値は、ヘリウムを除き、真値と 2.5% 以内で一致する。図 3.7 に放射長を単位とした電磁カスケードシャワーの入射方向の分布を示す。

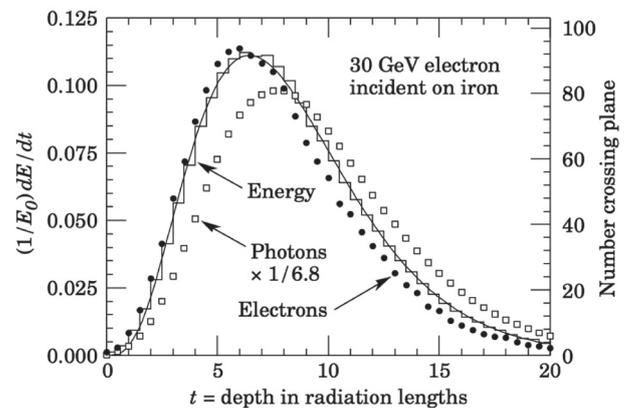


図 3.7: 電磁カスケードシャワーの入射方向の分布 [10]

電磁カスケードシャワーの最大値を与える深さ、 t_{max} は、

$$t_{max} = 1.0 \times (\ln y + C_j), \quad j = e, \gamma \quad (3.24)$$

で与えられる。ここで $y = E/E_c$ であり、 $C_e = -0.5$ 、 $C_\gamma = 0.5$ である。

例題

図 3.7 の例ではターゲット材料が鉄なので $Z=26$ 、

$$E_c = \frac{800}{26 + 1.2} = 29.41$$

$$y = \frac{30 \times 10^3}{29.41} = 1020$$

$$t_{max} = \ln 1020 - 0.5 = 6.43$$

一方、横方向のシャワーの広がりについては、以下で求められるモリエール半径 R_M を用いる。

$$R_M = (E_s/E_c)L_{rad} \quad (3.25)$$

E_s は多重散乱に現れる特性エネルギー 21.2 MeV を用いる。全エネルギーのおおよそ 95% は半径 $2R_M$ の円筒の内側で失われる。

3.2.5 光核反応

光核反応 (photoneuclear reaction) は、 γ 線が原子核に吸収されて、中性子や陽子などが 1 個以上放出される反応である。光子のエネルギーが原子核の核子の束縛エネルギー (典型的には 8 MeV) を超えると光核反応が起こる。図 3.5 の σ_{gdr} に示すように、光子のエネルギーに対して断面積値がピーク形状をとる。このピークエネルギーはターゲットの原子数に依存し、 ^{12}C の 22.8 MeV から ^{238}U の 13.8 MeV まで変化する。近似的には

$$38.6A^{-0.19}[\text{MeV}] \quad (3.26)$$

で表すことができる。

光核反応の断面積は最大で全断面積の 7% (^{12}C) から 1.9% (^{238}U) になり、全体に対する寄与は少ないが、生成物である中性子は電荷を持たないので検出するのが容易でなく、そのために 100% の光子の検出効率が求められる応用では注意が必要である。

3.2.6 光子の減弱

単一エネルギーの光子ビームが物質に入射した場合、これまでに述べた相互作用により減弱を受ける。光子ビームの深さ x での強度、 $I(x)$ は、初期のビーム強度を I_0 として、

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.27)$$

で表すことができる。ここで係数 μ は光子ビームの減弱の程度を表し、線源弱係数と呼ばれる。これを密度 ρ で除した値は質量減弱係数と呼ばれ、コンプトン散乱が主たる反応過程である領域では物質の種類にあまり依存しない。

ビームの強度が丁度半分になる厚みを半価層と呼ぶ。同様に 1/10 になる厚みは 1/10 価層と呼ぶ。単色でない光子線である X 線などの場合は実験的に半価層を求め、この半価層を与える単色光子のエネルギーを、その X 線の実効エネルギーという。

3.3 中性子と物質の相互作用

節)

中性子は電荷を持たない粒子なので、クーロン力を介した物質の直接電離がなく、相互作用の結果生じた 2 次荷電粒子が電離を起こすため、X 線や、 γ 線と同様の間接電離放射線として分類される。しかし、電離を起こす過程では、X 線や、 γ 線が主に軌道電子と相互作用するのに比べ、中性子は原子核と相互作用することから大きく異なっている。

中性子と物質の相互作用は、散乱と吸収に大別される。散乱には弾性散乱と非弾性散乱がある。弾性散乱では 2 個の衝突粒子の運動エネルギーは保存されるが、非弾性散乱では運動エネルギーの一部は励起エネルギーとして原子核に与えられる。吸収反応では中性子が原子核内に捕獲され他の粒子が放出される。

3.3.1 中性子のエネルギー

中性子と物質の相互作用は中性子のエネルギーに依存する。熱中性子 (thermal neutron) は周囲の物質が室温の時に熱平衡にある中性子で、エネルギー分布はマクスウェル・ボルツマン分布をしており、運動エネルギーの最大値に対応するエネルギーは 0.025 eV である。媒質の温度が室温より低い場合はその程度に応じて冷中性子 (cold neutron)、極冷中性子 (ultra cold neutron) という。

熱外中性子 (epi-thermal neutron) は熱中性子よりエネルギーの高い中性子であり、0.5 eV ~ 100 eV のエネルギーの中性子を指す。中速中性子として 0.5 eV ~ 10 keV のエネルギーの中性子を指す。10 keV 以上のエネルギーを持つ中性子は高速中性子 (fast neutron) という。以上を総称し、低エネルギー中性子とし、20 MeV 以上 1 GeV 程度までのエネルギーを持つ中性子を中高エネルギー中性子または中間エネルギー中性子 (intermediate energy neutron) と呼ぶ。1 GeV 以上のエネルギーの中性子は高エネルギー中性子という。以上の区分と呼び方は応用分野により異なることがある。

3.3.2 弾性散乱

弾性散乱では中性子と原子核からなる系の運動エネルギーが保存し、原子核の内部エネルギー状態も変化しない。弾性散乱の結果中性子の運動エネルギーの一部を受け取った原子核 (反跳核と呼ぶ) が荷電粒子と

なって物質を電離・励起する。反跳核の運動エネルギーは、図 3.8 より運動エネルギーと運動量保存則から、

$$\frac{|\vec{p}|^2}{2M} = \frac{|\vec{p}_1|^2}{2m} + \frac{|\vec{p}_2|^2}{2M} \quad (3.28)$$

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (3.29)$$

これから、反跳核の運動量と運動エネルギーの最大値は、

$$|\vec{p}_1| = \frac{2m}{M+m} |\vec{p}| \cos\theta \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} T_{max} &= \left(\frac{|\vec{p}_1|^2}{2m} \right)_{\theta=0} \\ &\simeq \frac{4mM}{(M+m)^2} \cdot \frac{|\vec{p}|^2}{2M} \end{aligned} \quad (3.31)$$

と求められる。この式から反跳核には最大でも入射粒子の持っていた運動エネルギーの $\frac{4mM}{(M+m)^2}$ が受け渡されるだけである。例えば中性子 (M=1) と鉄 (m=56) との散乱では、反跳核の鉄原子核は中性子の運動エネルギーの約 $4/M = 4/56 = 0.07$ 程度の運動エネルギーを得ることしかできない。一方、中性子とほぼ同質量の水素 (M=1) の場合は、 $4/(1+1)^2 = 1$ なのですべての運動エネルギーを受け取ることができる。

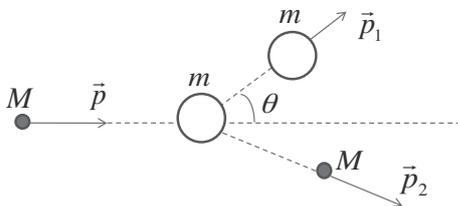


図 3.8: 中性子の核反応

反跳核のエネルギー分布は重心系等方なので図 3.9 に示すような矩形分布になる¹²。平均のエネルギーは中性子の入射エネルギーを T_0 とおいて、 $T_0/2$ となり、1 回の散乱で平均的に運動エネルギーの半分を失っていく。

図 3.10 に水素と鉄の弾性散乱断面積の中性子入射エネルギー依存性を示す [11]。

3.3.3 非弾性散乱

非弾性散乱には核反応を伴うものと伴わないものがある。核反応を伴わない非弾性散乱では中性子は一時

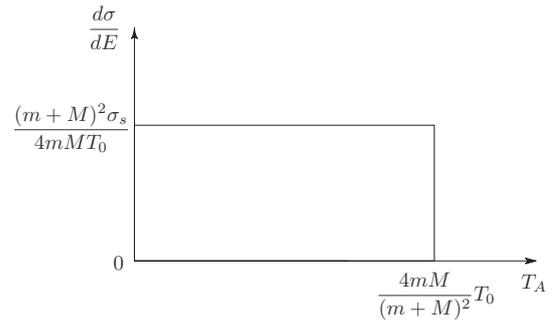


図 3.9: 反跳原子核のスペクトル T_A は反跳原子核の運動エネルギー、 T_0 は入射粒子の運動エネルギー、 σ_s は散乱断面積

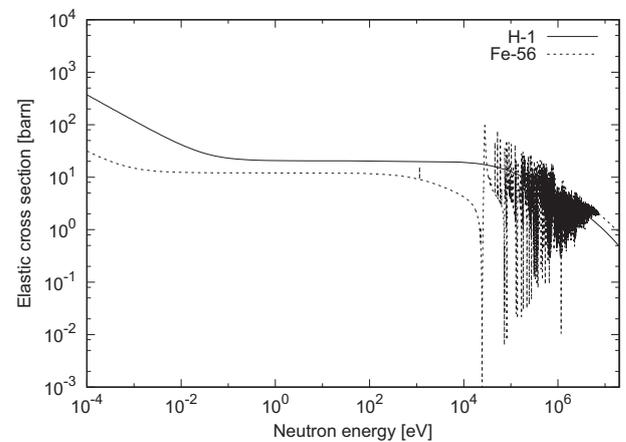


図 3.10: 水素と鉄の弾性散乱断面積のエネルギー依存性

的に標的核に捕獲され複合核 (標的核と中性子が融合した原子核) を形成した後に、再び原子核外に放出される。このとき、標的原子核は中性子の運動エネルギーの一部を受け取り、励起状態になる。励起状態は γ 線を原子核外に放出することで基底状態に戻る。

核反応を伴う非弾性散乱には多くの反応があり、どの反応が起こるかは標的核の種類だけでなく中性子のエネルギーに大きく依存する。熱中性子の場合には中性子捕獲反応が主たる反応になる。中性子捕獲反応では、原子核に中性子が捕獲され励起状態の複合核¹³が形成された後、 γ 線のみが放出される。この反応を (n,γ) 反応と書く。Li や Be などの軽い原子核では中性子を捕獲した後、 γ 線ではなく、 α 粒子を放出する。これは (n,α) 反応と書く。

¹²参考文献 [9] の付録に導出法が説明されているので参照された

¹³中性子の結合エネルギーは平均で 8 MeV なので、中性子を捕獲すると結合エネルギー分だけ原子核が励起される

低いエネルギーの中性子の反応は、この捕獲反応と弾性散乱が主な反応になる。捕獲反応の断面積は中性子の速度の大きさにほぼ反比例する。 ^{238}U や ^{10}B は弾性散乱断面積に比べ捕獲反応の断面積が大きい。一方、 ^{12}C のような中性子数が魔法数¹⁴ に等しい原子核は捕獲反応を起こしにくく、捕獲断面積に比べ弾性散乱断面積が大きい。

中性子が複合核に持ち込むエネルギーが複合核の励起エネルギーと同程度になる場合、散乱断面積が極大値をとる。この現象を共鳴と呼び、質量数の小さい原子核では 0.1~1keV の領域で、質量数の比較的大きな原子核では 1~100 eV の領域で見られる (図 3.10 の鉄の例を参照)。

運動エネルギーが 100 keV を超える高速中性子では、結合エネルギーが大きな原子核でも (n,p), (n, α) 反応が起こる。中性子の入射エネルギーが高くなるにつれて、(n,2n), (n,np) 反応などの複数の粒子を放出する反応も起こる。高速中性子や中高エネルギー中性子になると原子核内の核子を直接たたき出す直接反応や、高いエネルギーで励起された複合核から粒子が放出される蒸発反応、核破碎反応¹⁵ などの多くの核反応が起こるようになる。

ウラン、トリウム及び超ウラン元素などは、中性子を吸収した後、2つの分裂片に分裂することがある。これを核分裂反応、(n,fission) 反応あるいは単に (n,f) 反応という。核分裂には中性子とエネルギーの放出が伴う。 ^{235}U や ^{239}Pu は熱中性子でも核分裂を起こす。 ^{238}U 、 ^{233}Th は約 1 MeV 以上の中性子に対して核分裂を起こす。

3.3.4 原子核反応の Q 値と閾値

原子核反応の Q 値は、反応に係わる粒子の静止エネルギーを反応前と反応後について和をとり、その差で定義される。

$$Q = (m_{in}c^2 + M_{tgt}c^2) - (\Sigma m_{out}c^2 + M_{prod}^*c^2) \quad (3.32)$$

ここで M_{tgt} 、 M_{prod}^* は標的核及び反跳核 (一般に励起状態にあるので * とした) の質量、 m_{in} 、 m_{out} は入射粒子及び放出粒子 (複数) の質量である。Q 値は核反応に伴い増減した核力の結合エネルギーの和に相当する。Q>0 の時、発熱反応と呼び、入射粒子が標的核の

¹⁴2,8,20,28,52,82 を魔法数と呼ぶ。陽子数や中性子数が魔法数である原子核が安定なため

¹⁵原子核が複数の断片に割れ、同時に中性子や π 中間子などが多数放出される過程

核力の到達範囲に入れば反応は自発的に起こる。一方 Q<0 の時、吸熱反応と呼び、反応を起こすためには外部から原子核内に |Q| より大きなエネルギーを持ち込む必要がある。吸熱反応には反応の閾値が存在し、

$$T_{th} = |Q| \cdot \frac{m_{in} + M_{tgt}}{M_{tgt}} \quad (3.33)$$

により表すことができる。Q 値の大きい荷電粒子生成反応は低エネルギー中性子検出に用いることができ有用である。主な反応を表 3.1 にまとめる。

表 3.1: 中性子の検出に使われる荷電粒子生成反応 [12]

反応	Q 値	熱中性子	放出粒子の
	[MeV]	断面積 [barn]	エネルギー [MeV]
$^3\text{He}(n,p)t$	0.765	5330	$E_p = 0.574, E_t = 0.191$
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	2.9792	3840	$E_\alpha = 1.47, E_{Li} = 0.84$
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}^*$	2.310		
$^6\text{Li}(n,t)\alpha$	4.78	940	$E_t = 2.37, E_\alpha = 2.05$
$^{235}\text{U}(n,f)$	~ 200	582.6	

4 放射線検出器

4.1 一般的性質

放射線は放射線検出器と第 4 節に示した種々の相互作用のどれか一つまたは複数の相互作用を経て測定される。これらの相互作用では最終的に放射線のエネルギーが付与され、電離または励起が生じる。電離では電荷が生じ、励起では発光が生じるが、発光は適当な装置を用いることにより電荷に変換できる。結果として検出器には電荷が生成され、これを収集することにより電気信号を得ることができる。

電気信号の読み出し方法は電流モードとパルスモードに大別される。電流モードでは個々の放射線の電荷は時間平均されて読み出され、付与エネルギーや数の時間平均の値を知ることができる。パルスモードでは放射線の付与エネルギーや数のみでなく、種別やエネルギーが個々について測定される。

4.1.1 エネルギー分解能

放射線検出器で放射線のエネルギーを測定した場合、ある広がりを持って測定される。図 4.1 のように、横軸をエネルギー、縦軸を事象の数とし、単一エネルギーの放射線を測定してできるピーク形状がガウス型分布

を示す場合、エネルギー分解能の指標として、半値幅 (Full width at half maximum, FWHM) が使用される。FWHM は典型的には半導体検出器で1%、ガス検出器で1~3%、シンチレーション検出器で5~10%程度である。

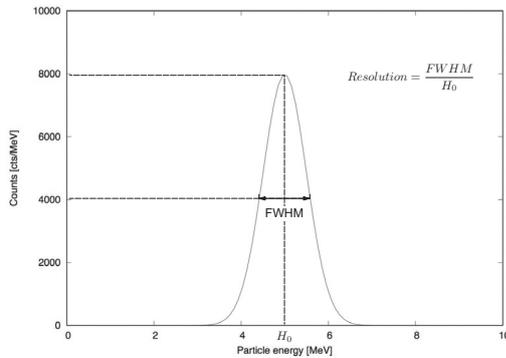


図 4.1: 検出器のエネルギー分解能

エネルギー分解能を劣化させる原因は、検出器と放射線の相互作用のばらつき、測定中の検出器の変動や検出器の電氣的雑音、信号が離散過程から生成されることによる統計的な変動などがある。ポアソン過程を仮定することにより、総数 N 個の信号キャリアが寄与している場合、その標準偏差は \sqrt{N} となる。このとき FWHM は $2.35\sqrt{N}$ である。

実際の検出器では到達可能なエネルギー分解能はポアソン統計よりよいことがわかっている。この効果を取り入れるためにファノ因子を以下のように定義する。

$$F = \frac{\text{観測された } N \text{ の分散}}{\text{ポアソン統計で予想された } N \text{ の分散}} \quad (4.1)$$

半導体検出器のファノ因子は1より小さく、シンチレーション検出器は1である。

4.1.2 検出効率と立体角

線源から放出された放射線は検出器に入射し相互作用を起こすことにより検出される。絶対効率を以下のように定義する。

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{測定された事象数}}{\text{線源から放出された放射線数}} \quad (4.2)$$

また、検出器に入射した後の測定効率 (固有効率) は

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{測定された事象数}}{\text{検出器に入射した放射線数}} \quad (4.3)$$

と表される。荷電粒子の場合は検出器に粒子が入射すると電離または励起により相互作用が起こるので、固有効率は100%であるといえるが、光子や中性子のような非荷電粒子線は検出器と相互作用せずに透過することが可能なので、固有効率は100%以下となる。

検出器に放射線が入射する割合は、検出器が線源に対して張る立体角から得ることができる。立体角 Ω がわかれば計数 N から線源から放出された放射線の数 S を以下のように求めることができる。

$$S = N \frac{4\pi}{\varepsilon_{int}\Omega} \quad (4.4)$$

立体角 Ω は図 4.2 に示すような、点線源が円筒型検出器の軸上にある場合について次式で与えられる。

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (4.5)$$

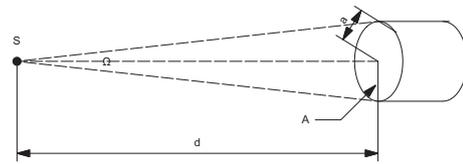


図 4.2: 点線源が円筒型検出器の軸上にある場合

4.1.3 不感時間

検出器からの信号の計数に当たり、2つの分離した信号を識別するためには、ある時間幅が必要になる。この時間幅を不感時間 (dead time) という。放射線計測はランダム事象なので、事象の計数率が高くなると2つの信号の時間幅が短くなり、ある割合では不感時間内に入ってしまい計数されないことが起こる。計数率が大きい場合にはこの影響を補正する必要がある。

検出器とその信号処理系として、非まひ型のシステムを考える。この非まひ型のシステムでは、不感時間内に次の信号が来た場合、信号を無視するとともに、この信号による影響を受けない。この場合、単位時間あたりの真の信号の数を n 、測定された信号の数を m 、事象一つあたりの不感時間を τ と置くと、単位時間中に検出器が不感になっている時間は $m\tau$ なので、単位時間に失われた計数は $nm\tau$ となる。これは $n - m$ に等しいので、

$$n - m = nm\tau \quad (4.6)$$

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (4.7)$$

となる。1 事象あたり 100 μs の不感時間があるシステム¹⁶で 1000 cps の計数率を観測したとすると、上式を用いて、真の計数率は 1111 cps と求められる。

4.2 電離作用に基づく検出器

放射線と物質の相互作用による電離作用で生じた電荷を用いて測定を行う検出器には、その媒体の違いから気体を用いた検出器と半導体を用いた検出器がある。どちらの物質も導体ではなく、電場をかけることができ、これにより電離作用で生成した電荷を収集して信号を得るものである。

4.2.1 気体の電離と電荷の収集

荷電粒子が気体中を通過することにより、気体原子または分子は電離され、電子と陽イオン（イオン対）を形成する。X 線、 γ 線も二次電子を生成し、これが気体中を通過することにより同様にイオン対を形成する。気体をイオン化し、イオン対を形成するために必要なエネルギーを W 値と言う。 W 値は第一イオン化ポテンシャルよりも大きい。これは放射線のエネルギーのある部分が励起に費やされることに対応している。表 4.1 に種々のガスに対する W 値をまとめる。

表 4.1: 種々のガスに対する W 値

ガス種別	W 値 [eV/イオン対]	
	1MeV 以上の電子	5 MeV 程度の α 粒子
He	42.3	42.7
Ne	36.6	36.8
Ar	26.4	26.4
Kr	24.2	24.1
Xe	22.0	21.9
H ₂	36.3	36.33
N ₂	35.0	36.4
Air	33.9	35
CO ₂	32.9	34.5
BF ₃		36
CH ₄	27.3	30.5

W 値はガスの種類と放射線の種類、エネルギーに依存するが、その依存性は余り強くなく、特に線種についてはほとんど変化がない。代表的な値は 30~35 eV

¹⁶少し古い波高分析器ではよくある（あった）不感時間である

程度である。入射エネルギー 1 MeV の粒子が完全に停止した場合、約 30000 個のイオン対が作られる。イオン対の生成のために必要なエネルギーがほぼ一定であると仮定すれば、イオン対の数から入射粒子のエネルギーを決定できる。

生成したイオン対は電場により収集される。電子の移動度は電場の強さと気体の圧力の関数になる。電子の移動度の例を Ar をベースとした混合ガスについて図 4.3 に示す。

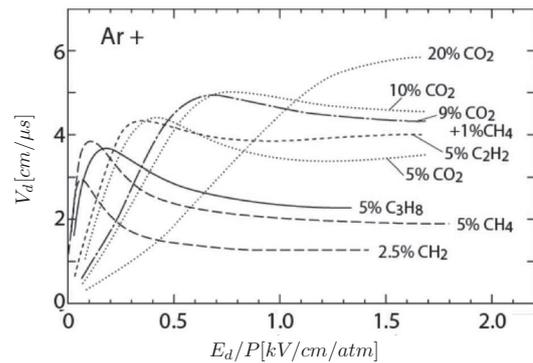


図 4.3: 電子の移動度 [4]

図 4.3 より Ar+5%CH₄ の場合¹⁷、0.15 kV/cm/atm の電場において 4 cm/ μs の流動速度が得られる。これは 1 atm のガス厚で極板間距離が 5 cm の時、0.75 kV の電圧で達成でき、1.25 μs の収集時間で電子を集めることができることを意味している。これに対してイオンの移動度は約 1000 倍低く、収集に数 ms の時間がかかる。

電界によるイオン対の収集 気体中のイオン対を収集するためにかける電界は、イオン対の再結合による信号の損失を避けるために十分な強度が必要である。電界強度に対する信号強度は、ある電界までは単調に増加する。この電界領域を再結合領域という。やがて信号強度は飽和し、再結合が抑制され全ての電荷が収集される状態になる。この電界領域を電離箱領域という。電離箱検出器はこの条件で使用する。

電離箱領域を超えて電界強度を増していくと、やがて電離電子が再度気体を電離するために十分なエネルギーを電場から得ることになる。この状態では 1 つの

¹⁷もっと有機系ガスを添加した方が得られる移動度は大きくなるが、その移動度を達成するために高い電界、すなわち高い印加電圧を必要としたり、ガス全体の阻止能が落ちてしまったりするので、必ずしも好ましくない

電子が複数の電子を生成し、信号強度は再び電界強度に伴い増加する。この現象をガス増倍という。ガス増倍が起こっているが、その総数は最初のイオン対数に比例している電界強度の領域を比例領域という。比例計数管はこの領域で使用される。

比例領域を超えて電界強度を増すと、ガス増倍により大量に生成した陽イオンが電界強度を弱めるまでガス増倍が続く状態になる。この状態では最初のイオン対の数に関わりなく、決まった量の陽イオンが形成されるまでガス増倍が続く。すなわち、出力は入射放射線の性質を反映しなくなるが、一方で大きな電気信号が得られる。この状態をガイガーミュラー領域という。GM管はこの領域で使用される。

電界強度を変えるには印加電圧を変える方法の他に電極の形状を変える方法がとられる。図 4.4 に電極形状と電界の関係を示す [3]。(a) は電離箱検出器、(b) は比例計数管、(c) は GM 計数管でよく用いられる形状であり、この順番に電界強度は高くなる。また、電

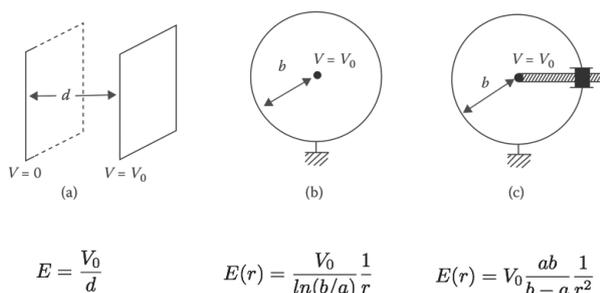


図 4.4: 電極形状と電界の関係 [3]

子が電場から得られるエネルギーは電子の流動速度が高くなることにより増えるので、ガスを流動速度の高いものにする事や、圧力を下げることにより、電界強度を上げたことと同様の効果を得ることが出来る。

4.2.2 電離箱

電離箱は気体を検出器に封入し、電極に電圧を印加することにより電界を形成して、放射線による電離電荷を収集し、電気信号を得る検出器である。その特徴は、任意の大きさ、形状が選べること、ガスの種類、圧力を変えて阻止能を変えることができること、照射損傷を受けにくいこと、直流モード動作とパルスモード動作が可能なことである。

電離箱で得られる信号は、気体の W 値を 30 eV とすると 3 MeV のエネルギー付与に対して、100,000 個の電子イオン対が得られるので、検出器容量を 50 pF、電荷の収集時間を 1 μ s として、電流モードでは

$$i = \frac{Q}{t} \simeq \frac{10^5 \times 1.6 \times 10^{-19}}{10^{-6}} \simeq 16[nA] \quad (4.8)$$

パルスモードでは

$$V = \frac{Q}{C} \simeq \frac{10^5 \times 1.6 \times 10^{-19}}{50 \times 10^{-12}} \simeq 0.3[mV] \quad (4.9)$$

となる。

直流モード動作 直流モード動作では有効体積内の気体中に放射線により生成される電荷を電場により収集し、電流として読み出す。主にサーベイメータや X 線強度モニターで使用されている。読み出しには電流計が使用されるが、その校正が比較的高精度に行う事が出来ること、W 値の線種とエネルギー依存性が小さいことから吸収エネルギーや放射線線量の絶対測定に利用される。

パルスモード動作 パルスモード動作では放射線の入射ごとに出力が得られる。図 4.5 に示す平行平板の二極電離箱を考える。ここで

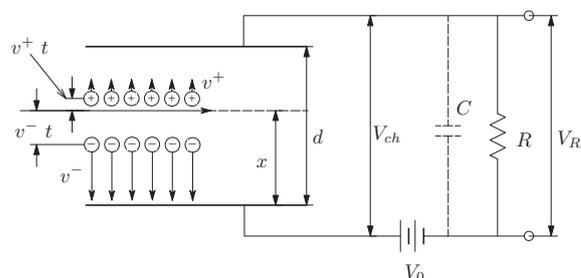


図 4.5: 二極電離箱の模式図

C : 電離箱と浮遊容量の和の静電容量

V_0 : 電離箱への印加電圧

n_0 : 放射線により作られた電子-イオン対の数

E : 電界強度

$v^+ t$: イオンの移動量

$v^- t$: 電子の移動量

V_{ch} : 出力信号電圧

図の左側から極板に平行に荷電粒子が入射してきたと仮定する。荷電粒子は極板間の気体を電離しイオン対を n_0 個生成する。極板間には電圧 V_0 が印可されており、この電圧が極板間に形成した電界 $E = V_0/d$ により電子は陽極へ、イオンは陰極へ移動度 v^- 、 v^+ で移動する。この時電子とイオンの移動に伴い極板に誘導電荷が生成し、極板間電圧が変化する。辺かごの電圧を V_{ch} として、エネルギー保存則により移動前と移動後を記述すると、

$$\frac{1}{2}CV^2 = n_0eEv^-t + n_0eEv^+t + \frac{1}{2}CV_{ch}^2 \quad (4.10)$$

となる。ここで信号強度が小さいことから V_{ch} が V_0 と近いことを利用し、 $V_0 + V_{ch} \simeq 2V_0$ 、 $V_{ch}/d \simeq V_0/d$ の近似を行い、信号電圧として R にかかる電圧 $V_R = V_0 - V_{ch}$ を求めると、

$$V_R = \frac{n_0e}{dC}(v^- + v^+)t \quad (4.11)$$

を得る。イオンの流動速度が電子の流動速度の $1/1000$ であることを考慮すると、 V_R の経時変化は図 4.6 のようになる。この出力を読み出す回路の時定数が極めて大

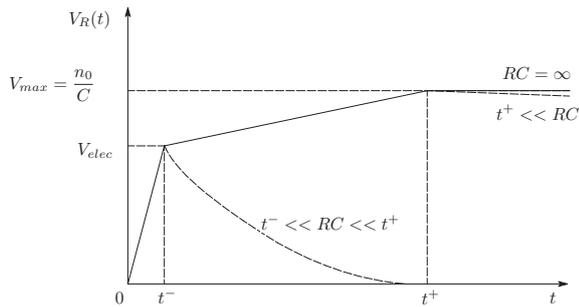


図 4.6: 二極電離箱の出力の経時変化の模式図

きい場合 ($RC \gg t^+$) は、出力の値は $V_{max} = n_0e/C$ で与えられ、電離箱内に生成した電荷の総量、すなわち電離箱に入射した放射線の付与エネルギーに比例した出力が得られる。しかし、実際のパルス動作の応用ではイオンの収集時間が非常に長いことから、時定数としてより短い値 ($t^- \ll RC \ll t^+$) を用いる (電子敏感動作)。この場合は出力電圧は $V_{elec} = n_0e/C \cdot x/d$ となり、 x の関数となってしまう。この信号の形状は図 4.6 の点線に相当する。このために入射放射線の位置を固定しない限り、出力は入射位置と付与エネルギーの両方の関数になってしまい、付与エネルギーを決めることが出来ない。

上記の電子敏感動作をする電離箱の欠点を補うために発明されたのがグリッド電離箱である。グリッド電

離箱では図 4.5 の陽極の直前にグリッドを付して、電離箱を電界的に 2 つの部分に分ける。グリッドと陰極の間にのみ放射線が入射した場合、グリッドと陰極で形成される二極電離箱の部分は電子敏感動作により入射位置依存性を有するが、電子をグリッドを超えて陽極に移動させることにより、グリッドと陽極の間は電子の移動距離が入射位置にかかわらず等しくなり、入射位置に依存しない出力が得られるようになる。グリッド付き電離箱の応用、及び、電子を全て透過させかつ十分にグリッドと陰極の間の電界の影響を排除する手法については、参考文献 [15] とその引用文献を参照されたい。

また、同様の構造で入射方向を電界と平行に取り、陽極信号の時間分布も取得することにより、入射荷電粒子の同定を行いつつエネルギー測定が出来る。これは、入射荷電粒子が検出器内で停止し、生成した電子を陽極に移動させる際に、陽極の手前のグリッドがグリッドと陰極の間の影響を遮蔽し、グリッドを超えた部分のみ順次陽極の信号に寄与することから、荷電粒子の種別を特徴づけるブラックカーブの形状が取得できることによる。応用例は参考文献 [16][17] とその引用文献を参照されたい。

4.2.3 比例計数管

前述の電離箱領域を超えて電界強度上げると、電子は電界からより多くのエネルギーを得て加速され、検出器内の気体を電離する能力を持つようになる。これを 2 次電離と呼ぶ。この 2 次電離により生成した電子も電界で加速され電離を引き起こす。これをタウンゼント型電子雪崩によるガス増倍と呼ぶ。この機構により放射線の入射により生成した電子 (1 次電子) を検出器内で増倍することができる。電界強度を検出器の形状と印加電圧で適切に設定することにより、1 次電子の数に比例した 2 次電子の信号を得ることが出来る。この検出器を比例計数管という。

比例計数管の典型的な形状を図 4.7 に示す。中空の円筒型電極 (陰極) の軸方向中心線上に細いワイヤ (タングステンやステンレス製で、表面なめらかにするために金等でメッキされたもの) を張り、陽極とした構造を持つ。この電極配置においては、円筒中心から距離 r における電場強度 $E_d(r)$ は、陽極ワイヤの半径を a 、陰極内径を b 、印可電圧を V としたとき、

$$E_d(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (4.12)$$

となる。 $b \gg a$ なので、電界強度はワイヤに近づくにしたがって急激に大きくなる。従って、2次電離は中心線近傍の局所的な部分で起こり、出力は1次電離の位置 (=放射線の入射位置) によらない。

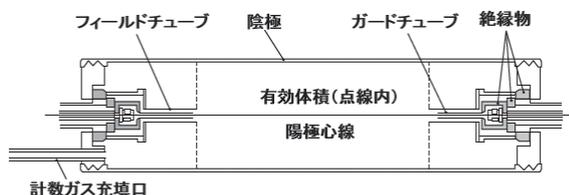


図 4.7: 比例計数管の形状 [4]

例題

陽極線の半径が $80\mu\text{m}$ 、円筒の半径が 1 cm の円筒形状比例計数管に 2000 V の電圧を印加した場合の陽極線表面の電界強度は

$$E_d(0.008) = \frac{2000}{0.008 \ln(1/0.008)} = 5.18 \times 10^6 \text{ V/m}$$

となる。

極板間距離を同じ 1 cm にとった平行平板電離箱で同じ電界強度を得るためには $51,800\text{ V}$ の印加電圧が必要になる。

比例計数管の印加電圧に対するガス増幅率 M を図 4.8 に示す。この図は Ar ガスを $a=0.005\text{ inch}$, $b=0.0435\text{ inch}$ の比例計数管に 2 種のガス圧で封入した場合である。ガス増倍率は印加電圧に対して指数関数的に増加し、形状やガス種、ガス圧を工夫することにより $M = 10^2 \sim 10^4$ が得られる。これは電離箱と比較して、同じエネルギー付与に対して $10^2 \sim 10^4$ 大きい信号を得ることが出来ることを意味しており、電離箱で測定が難しい低いエネルギーの電子や X 線、 γ 線の測定に用いられる¹⁸。

また、検出ガスに被測定線源を混ぜるという手法もあり、特に低エネルギーの β 線の測定のために ^{14}C を含んだ CO_2 ガス、 ^3T を含んだ H_2 や CH_4 ガスが用いられる。この方法であれば管壁による吸収を避けることが出来る。

比例計数管による中性子の検出 比例計数管は中性子検出器としても有用である。最もよく使用されている

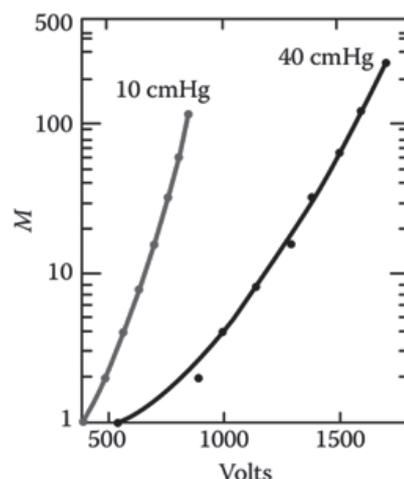


図 4.8: 比例計数管の印加電圧に対するガス増幅率 M [3]

のは熱中性子に感度の高い ^{10}B や ^3He (表 3.1 参照) を含んだガスを検出器内に封入して用いるものである。 ^{10}B はフッ素との化合物である BF_3 が気体なので、これを用いる。他に高速中性子の測定を目的として、水素を多く含む H_2 や CH_4 ガスを封入し、反跳陽子を測定する利用もある。

位置敏感型比例計数管 比例計数管のワイヤーに誘起された信号は通常は片側から読み出すが、これを両側から読み出し、合計とそれぞれの信号の比を取ることにより放射線の入射位置を知ることが出来る。これは電荷分割法 (charge division) と呼ばれ、ワイヤーを抵抗性のものにするこで実現できる。これをさらに拡張し、ワイヤーを 2次元平面や 3次元空間に張り巡らせて放射線の入射位置を空間的に知ることが出来る。これを多線式比例計数管といい、高エネルギー物理実験での検出器で広く使用されている。

近年ではワイヤーを張り巡らせる代わりに微細加工技術を応用し、基盤にワイヤーサイズの電極を形成してガス増倍を起こす、マイクロストリップガスチェンバー (MSGC) や、マイクロピクセルチェンバー ($\mu\text{-PIC}$) なども用いられてきている。

4.2.4 ガイガーミュラー管 (GM 管)

比例計数管では一次電子が一つの電子雪崩を駆動することにより、一次電子と二次電子の量の比例性を確

¹⁸この場合は低エネルギー入射放射線が管壁で止まってしまうことを防ぐために、管壁の適当な位置を薄くして入射窓を設ける

保していた。GM管では電界強度をさらに上げることに
により、大きな電子雪崩を形成し、多数の励起原子が
生成され、この励起原子の脱励起において放出される
紫外領域光子が電子雪崩とは離れた位置に電子を生成
する。この電子も同様に電子雪崩を形成し、紫外領域
光子を放出する、と言うように、一次電子の数に関わ
りなく多数の電子雪崩が形成される。これにより信号
には多くの電子が寄与することになり、出力信号は増
幅器が不要なくらい大きな値を取る。

電子雪崩の形成は、電子を収集する電極の回り残さ
れた多数の陽イオンの空間電荷効果により電界が弱め
られることにより停止する。陽イオンが陰極に移動す
るまで機能は完全に回復しないので、その結果、数 100
 μs の長い不感時間が生じる。従って GM 管は高計数
率の場では使用ができない。

GM 管に封入するガスは、希ガスに少量のエチルア
ルコールやギ酸エステル等の有機ガス (10%程度まで)
を混合したものが用いられる。これらの有機ガスは、
電子雪崩で作られた陽イオンが管壁に到達した際に光
子を放出して再度電子雪崩を駆動することを防ぐため
に、自らが陽イオンに電子を与えイオン化し、陽極に
到達した際に解離することにより光電子の発生を抑え
ることが出来る。しかし、封入されている有機ガスの
量は有限なので、これが管の寿命を支配する。有機ガ
スの代わりにハロゲンガスを封入し、同様の役割を担
わせていつものもの有り、この場合はハロゲンガスは再
結合するので、寿命の制限はなくなる。

GM 計数管には、用途と対象とする放射線の種類に
より様々な構造をとる。図 4.9 に GM 管の構造の例を
示す [6]。

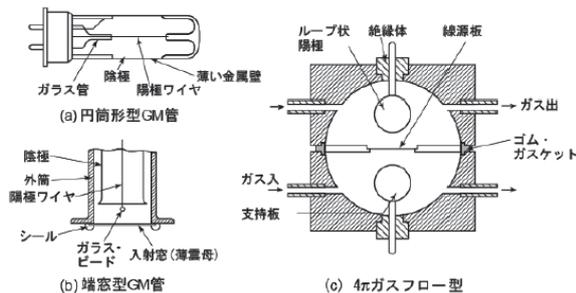


図 3.7 種々の GM 計数管の構造

図 4.9: GM 管の構造の例 [6]

GM 管からの信号は波高が大きいので、接続する外
部回路には高い増幅度は必要でなく、回路系が簡単と

なる。このためにサーベイメータ等によく利用されて
いる。

4.2.5 半導体検出器

半導体検出器はガス検出器と同様に電離に基づく放
射線検出器であるが、その媒体が気体ではなく固体で
ある。また後述するようにガス検出器に比べ分解能に
優れており、小型化が容易である。時間応答も早く、
有効厚が可変であるという利点がある。一方で欠点と
して小さいものしか利用できないことや放射線損傷が
あることがあげられる。

結晶のバンド構造 半導体検出器の母材は 4 価の原子
(C,Si,Ge,Sn,Pb) の固体結晶が使用される。固体結晶
はその周期性により、電子に許容されるエネルギーが
バンド構造を持っている。図 4.10 に金属、半導体、絶
縁体のバンド構造の模式図を示す。下側のバンドは価

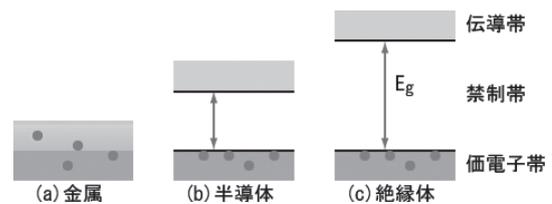


図 4.10: バンド構造の模式図 [3]

電子帯 (Valence band) と呼ばれ結晶中の特定の原子
に束縛されている外殻電子に相当する。上側のバンド
は伝導帯 (Conduction band) と呼ばれ結晶内を自由に
移動する電子に対応している。価電子帯と伝導帯は禁
制帯 (forbidden band またはバンドギャップ band
gap) で分離されており、この禁制帯の大きさが半導体
か絶縁体かを分けている。

金属では電子の存在するエネルギーバンドの最上部
には未だ空位が有り、電子はほんの少しのエネルギー
で物質中を容易に移動できる状態になる。半導体と絶
縁体の場合は電子が伝導帯に移動するためにはバンド
ギャップを超える必要がある。絶縁体のバンドギャ
ップは 5 eV 以上であるが、半導体のバンドギャップは
1 eV 程度である。

価電子帯にある電子には熱エネルギーが付与されバ
ンドギャップを超えて伝導帯に上がることがある。電
子が抜けた後は正孔が形成され、電子と反対方向に移
動する。正孔の移動度は電子のそれに比べ小さいもの

の、気体検出器におけるイオンの移動度より非常に大きい。表 4.2 にシリコンとゲルマニウムについて移動度を含む特性をまとめて示す。この熱エネルギーによる伝導の影響はバンドギャップが小さい半導体では顕著である。

表 4.2: シリコンとゲルマニウムの特性

	Si	Ge
原子番号	14	32
原子量	28.09	72.60
安定同位元素質量数	28-29-30	70-72-73-74-76
密度 (300K) [g/cm ³]	2.33	5.33
原子数密度 [# /cm ³]	4.96×10^{22}	4.41×10^{22}
禁止エネルギーギャップ (300K) [eV]	1.115	0.665
禁止エネルギーギャップ (0K) [eV]	1.165	0.746
真性キャリア密度 (300K) [cm ⁻³]	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
真性比抵抗 (300K) [Ω cm]	2.3×10^5	47
電子移動度 (300K) [cm ² /(V·s)]	1350	3900
正孔移動度 (300K) [cm ² /(V·s)]	480	1900
電子移動度 (77K) [cm ² /(V·s)]	2.1×10^4	3.6×10^4
正孔移動度 (77K) [cm ² /(V·s)]	1.1×10^4	4.2×10^4
電子・正孔対あたりエネルギー (300K) [eV]	3.62	
電子・正孔対あたりエネルギー (77K) [eV]	3.76	2.96

添加物の影響 不純物が全く含まれていない半導体 (真性半導体) では伝導体の電子は熱励起のみによりもたらされる。伝導体の電子に対応し価電子帯の正孔が同数存在する。実際の物質には不純物が含まれておりこれが電気的特性を決めている。

4 価の結晶体のシリコンやゲルマニウムに 5 価の不純物 (例えばリン) を少量添加したものを n 型半導体と呼ぶ。リンは低濃度であれば Si の代わりに結晶位置に入り、結合に使用されない電子が一つ余ることになる。この電子は結晶に緩く束縛されているだけなので、容易に伝導体に移動しうる。このような不純物をドナーと呼ぶ。従って熱励起による伝導電子はほとんどがドナー電子となる。伝導帯に移動した電子に対応する正孔は存在しない。

真性半導体の伝導電子の濃度は 10^{10}cm^{-3} であるが、わずか 2 ppm のドナーを加えることにより伝導電子の濃度は 10^{17}cm^{-3} になる。

4 価の結晶体のシリコンやゲルマニウムに 3 価の不純物 (例えばボロン) を少量添加したものを p 型半導体と呼ぶ。n 型半導体のリン同様に低濃度であれば Si の代わりに結晶位置に入り、結合に必要な電子が 1 つ足りなくなる。この電子の欠陥は熱励起による伝導電子

を捕獲し、伝導電子に付随した正孔が結晶内に残る。このような不純物をアクセプタと呼ぶ。

どちらも大量にドーピングする (n+,p+) と導電性を示し、電極として使える。

半導体と放射線の相互作用 半導体に荷電粒子が入射すると、電子が伝導体に持ち上げられ、正孔が生成する。この電子正孔対を生成する為に必要なエネルギーは ϵ で記されることが多く、シリコン、ゲルマニウムとも約 3 eV である。この値は気体に比べ桁小さく、10 倍の電荷キャリアを形成することが出来る。多数のキャリアが得られることから、統計的揺らぎが小さくなり、大きなパルス信号を得ることが出来る。

半導体の逆バイアス接合 一様な濃度のアクセプタ不純物でドーピングした p 型半導体があるとする。この p 型半導体の片側を n 型不純物の上記にさらし結晶中に拡散させたとする。p 型部分にはアクセプタが存在し、n 型が形成された部分にはドナーが存在する。このような状態では n 型のドナー電子は p 型部分に拡散し、アクセプタに捕獲される。結果として n 型部分は全体的に正の空間電荷が、p 型部分は負の空間電荷が存在することになる。この状態を図 4.11 に示す。ここ

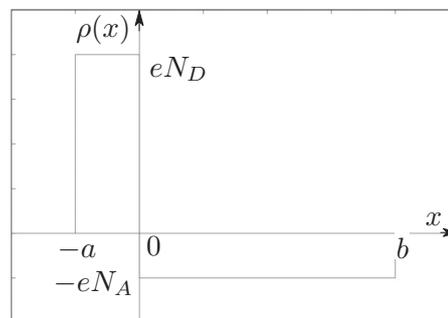


図 4.11: n-p 接合時の空間電荷分布

で、 a は n 型半導体の厚み、 b は p 型半導体の厚み、簡単のために空間電荷はそれぞれの半導体部分で一様とする。正味の電荷はゼロであるので $N_D a = N_A b$ である。

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & (-a \leq x \leq 0) \\ -eN_A & (0 \leq x \leq b) \end{cases} \quad (4.13)$$

この式に任意の点の電位の値 φ を与えるポアソンの式、

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (4.14)$$

を当てはめると、

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon} & (-a \leq x \leq 0) \\ +\frac{eN_A}{\varepsilon} & (0 \leq x \leq b) \end{cases} \quad (4.15)$$

となる。電界が両端でゼロになるという境界条件

$$\frac{d\varphi}{dx}(-a) = 0, \frac{d\varphi}{dx}(b) = 0 \quad (4.16)$$

より、

$$\frac{d\varphi}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}(x+a) & (-a \leq x \leq 0) \\ +\frac{eN_A}{\varepsilon}(x-b) & (0 \leq x \leq b) \end{cases} \quad (4.17)$$

となる。n 型表面に電圧 V を印可すると、少数キャリアである n 型では正孔、p 型では電子が接合を横切るのであり、接合を流れる電流は著しく少なくなる。これを逆バイアスと言う¹⁹。p 型表面の電位をゼロとすると、境界条件は

$$\varphi(-a) = V, \varphi(b) = 0 \quad (4.18)$$

となり、積分を実行して

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{2\varepsilon}(x+a)^2 + V & (-a \leq x \leq 0) \\ +\frac{eN_A}{2\varepsilon}(x-b)^2 & (0 \leq x \leq b) \end{cases} \quad (4.19)$$

となる。これを図 4.12 に示す。 $x = 0$ で両者は一致し、また、 $N_D a = N_A b$ なので、上式は

$$(a+b)b = \frac{2\varepsilon V}{eN_A} \quad (4.20)$$

と書ける。ここで d を電荷キャリアが存在しない空乏領域の全厚みとして $a+b = d$ 、 a が b に比べ薄いとすると、 $b \simeq d$ とすると、

$$d \simeq \left[\frac{2\varepsilon V}{eN_A} \right]^{1/2} \quad (4.21)$$

¹⁹p 型表面に電圧 V を印可すると、多数キャリアである n 型では電子、p 型では正孔が接合を横切るので電流が流れる。これを順バイアスと言う。

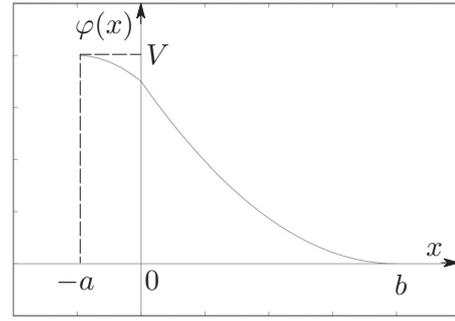


図 4.12: 逆バイアス電圧を掛けた場合の電圧の分布

となる。この結果から、空乏層厚み d は \sqrt{V} に比例し、 V の値により厚みが調整できることがわかる。また、比抵抗 ρ_d は、 μ をキャリアの移動度として $1/e\mu N$ で与えられるので、 $d = [2\varepsilon V \mu \rho_d]^{1/2}$ となり、空乏層の厚みを増して検出器の有効体積を増やすためには比抵抗の大きな材質が好ましいことがわかる。検出器の単位面積あたり静電容量は

$$C = \frac{\varepsilon}{d} \simeq \left[\frac{e\varepsilon N}{2V} \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

と求められる。エネルギー分解能をよくするために静電容量を小さくすることが必要であり、そのためには検出器が全空乏層化するに十分な印加電圧をかけることが効果があることがわかる。

半導体検出器の形式 半導体検出器には前節の p 型結晶の片側を n 型にする拡散結合型検出器がある。この場合、n 型部分是不感層になり、測定粒子のエネルギーの一部が測定されない。この不感層厚みの影響を軽減するために、表面障壁型検出器が開発された。表面障壁型検出器は n 型結晶の表面を酸化させた後に金を蒸着して p 型層を形成する。p 型結晶の場合はアルミニウムを蒸着する。どちらも薄い不感層になる。また、半導体の表面に不純物をドーピングして特性を変える手法として、イオン注入も行われており、極めて薄い不感層を作ることが出来る。

シリコンウエハの全体を空乏層化できる全空乏層型の検出器も作製することができ、粒子のエネルギー損失測定に重要である。この目的のためにはシリコンウエハの厚みを均一にする必要がある。

動作特性 半導体に電圧をかけたときに流れる電流は漏れ電流といい、雑音源になる。Si の比抵抗は 50000

Ωcm なので 1 mm 厚み - 1 cm^2 で $5000\ \Omega$ となり、 500 V 印可すると 0.1 A 流れる。これに対し 10^5 キャリアのピーク電流は 10^{-6} A なので非常に小さい。

半導体検出器のパルスの立ち上がり時間は電荷の走行時間とプラズマ時間の和で決まる。プラズマ時間とは、荷電粒子の入射により柱状に形成された電離領域(プラズマ柱)の電荷が離散するために必要な時間である。立ち上がり時間は典型的には α 粒子に対して $1\sim 3\text{ ns}$ 、重イオンに対して $2\sim 5\text{ ns}$ である。

半導体検出器は表面に電極を持っていて、不感層がある。この不感層は角度を変えながら荷電粒子を入射し実験的に定量することが出来る。典型的には表面障壁型検出器においてシリコン等価厚さとして 100 nm 程度である。この厚みは 1 MeV の陽子に対しては 4 keV の損失、 5 MeV の α 粒子に対しては 14 keV であり、それほど大きくはないが、核分裂片に対しては数 100 keV に相当するために無視できない場合がある。

半導体検出器のエネルギー校正は入射窓での損失、反跳核の非電離影響、プラズマ柱の再結合などの影響が入射粒子種により異なるために、入射粒子種毎に行う必要性がある。

シリコン半導体検出器 シリコン半導体検出器は主に α 粒子のエネルギー測定に用いられる。 6 MeV の α 粒子に対して 35 keV FWHM のエネルギー分解能を得ることが出来る。また、高電界型のシリコン半導体検出器を用いることにより、重イオンの測定にも用いることが出来る。現在市販されているシリコン半導体検出器のうち、厚みが最大のものは 5 mm で、面積は最大 1000 mm^2 程度である。全空乏層型検出器を用いて入射荷電粒子を透過させ、エネルギー損失を測定することにより、入射荷電粒子の同定が出来る。参考文献 [24] には透過型のシリコン半導体検出器を用いて陽子、重陽子、三重陽子、 α 粒子の弁別を行った例がある。

ゲルマニウム半導体検出器 半導体検出器を γ 線のエネルギー測定に使用するためには厚い有感層のものが需要である。厚み d は $d \approx \sqrt{2eV/(eN)}$ で決まるので、不純物濃度 (N) を小さくするしかない。ゲルマニウム結晶では $N=10^{10}/\text{cm}^3$ くらいまで下げられる。これによりゲルマニウムで厚い有感層の検出器が作成可能である。製作にはゾーンメルト法を使用し、 $N=10^9/\text{cm}^3$ くらいまで達成できる。

また、ドーパントにより不純物濃度を補償する方法もある。Li をドリフトさせてアクセプタを補償する方法が実用化されており、Ge(Li) 検出器として市販されている。この検出器は大きな有感層を得られるが、常に冷却を必要とするという欠点がある。

ゲルマニウム半導体検出器は同軸型とプレナ型がある。同軸型は大型の結晶が作りやすいために γ 線スペクトロスコピーによく用いられる。同軸型の検出器部分の断面図を図 4.13 に示す。一方プレナ型は電界の均一性が良く入射窓を薄く出来るので X 線検出器として使われている。

検出器には結晶を冷却するための液体窒素をためるクライオスタットが接続されている。クライオスタット付きの Ge 半導体検出器の構造を図 4.14 に示す。検出器の母材により p 型と n 型がある。p 型は正の印加電圧を使用し、外側の電極の厚みが厚いもの、p 型より体積の大きい検出器が作れることから、 γ 線のエネルギースペクトル測定に用いられる。n 型は負の印加電圧を使用し、外側の電極の厚みが薄く出来るので、エネルギーの低い X 線の測定に用いられる。

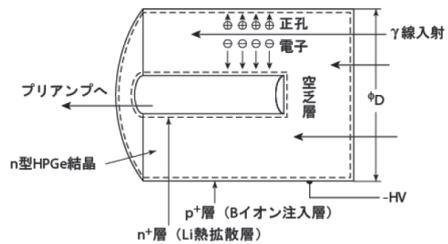


図 4.13: 同軸型の断面図 [2]

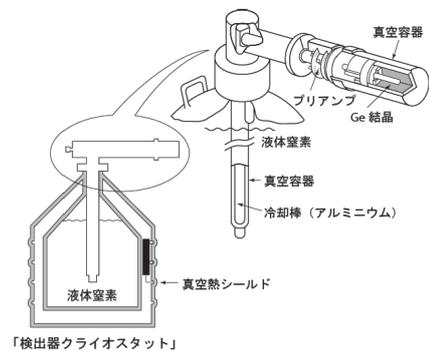


図 4.14: Ge 半導体検出器とクライオスタット [2]

図 4.15 に同一線源に対するゲルマニウム半導体検

出器と NaI(Tl) シンチレータの測定スペクトルの比較を示す。NaI(Tl) では分離できていない多数のピークがゲルマニウム半導体検出器で分離できていることがわかる。典型的なエネルギー分解能は NaI(Tl) の 5~7% に対して、ゲルマニウム半導体検出器は 0.1% 程度である。

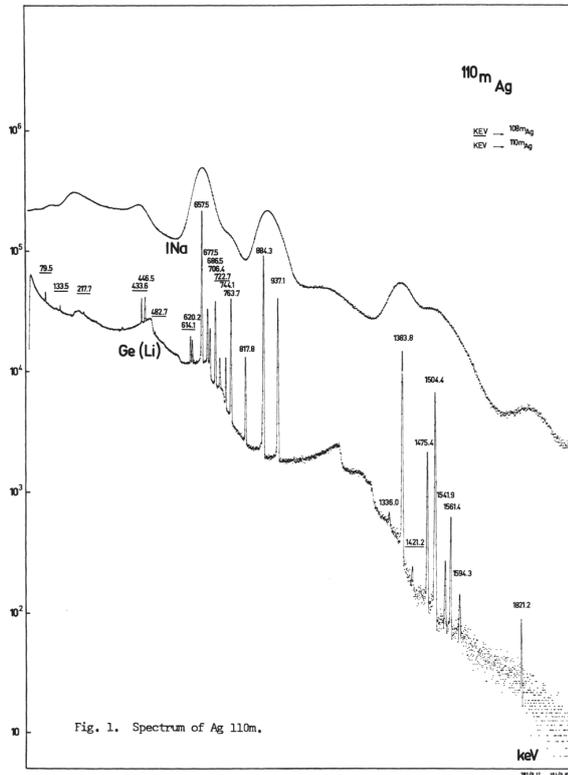


図 4.15: ゲルマニウム半導体検出器と NaI(Tl) シンチレータの測定スペクトル [2]

4.3 励起作用に基づく検出器

放射線と物質の相互作用において電離とともに生ずる励起により励起原子が形成される。励起原子は脱励起過程においてそのエネルギーを光(電磁波)として放出する。この現象をルミネッセンス(Luminescence)という。励起から光の放出までの時間差によりルミネッセンスは、

蛍光過程 励起した物質からの光の即発的放出 (Fluorescence)

燐光過程 励起後に放出 (Phosphorescence)

に分類される。

蛍光のうち放射線励起によるものをシンチレーションと呼ぶ。シンチレーションを出す蛍光体をシンチレータと呼ぶ。シンチレータは無機、有機に大別され、個体、液体、気体の状態をとり、結晶のものと非結晶のものがある。

シンチレータに望まれる性質は、

1. 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で発光に変換すること
2. 光の収率が付与エネルギーに比例すること
3. 発光波長に対して透明であること
4. ルミネッセンスの減衰時間が短いこと
5. 十分な大きさを持つこと
6. 屈折率がガラスのそれ(1.5)に近いこと

である。

代表的なシンチレータの特性を表 4.3 にまとめる。以下では有機シンチレータ、無機シンチレータそれぞれの発光機構について記述した後、個々のシンチレータの特色を述べる。

4.3.1 有機シンチレータ

有機シンチレータの発光過程は、単一分子のエネルギー準位間での遷移によって説明される。図 4.16 に示すように、放射線エネルギーの吸収によって、分子中の基底状態(A)にある電子が励起状態(B'点)にあがる。エネルギー遷移はある定められた原子間距離で行われるから(フランク・コンドンの原理)、余分なエネルギーを熱として放出しながらBに至った時点で、励起状態から同じ原子間距離の基底状態への遷移(B→A')がおこる。このときに遷移間のエネルギー差に等しい波長のシンチレーション光が発せられる。最終的にはA'からAの位置に余分なエネルギーを熱として放出して戻る。

有機シンチレータの種類 純粋な有機シンチレータとして用いられてきたのは、アントラセン(Anthracene)とスチルベン(Stilbene)の2種類である。アントラセンは有機シンチレータの中で最も高いシンチレーション効率を有している。スチルベンは荷電粒子と電子の

表 4.3: 代表的なシンチレータの特性

シンチレータ物質名	密度 [g/cm ³]	屈折率	潮解性	最大発光波長 [nm]	減衰時間 [ns]	全光子収率 [Photons/MeV]
NaI(Tl)	3.67	1.85	あり	415	230	38000
CsI(Tl)	4.51	1.8	わずか	530	1000	59000
CsI [Pure]	4.51	1.8	わずか	310	8	2300
BaF ₂	4.88	1.58	わずか	220/325	0.6/630	1800/10000
BGO [Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂]	7.13	2.15	なし	460	300	8200
LSO(Ce) [Lu ₂ SiO ₅ :Ce]	7.35	1.82	なし	410~420	11~36	28000
CWO [CdWO ₄]	7.9	2.3	なし	470	15000	15000
PWO [PbWO ₄]	8.2	2.2	なし	430	10-40	-
ZnS(Ag)	4.09	2.36	なし	450	70	49000
Li ガラスシンチレータ	2.64	1.58	なし	395	22-88 (α 線)	-
プラスチックシンチレータ [BC-400]	1.03	1.58	なし	425	2.4	10000
液体シンチレータ [BC-501A]	0.87	1.53	-	425	3.2	12000

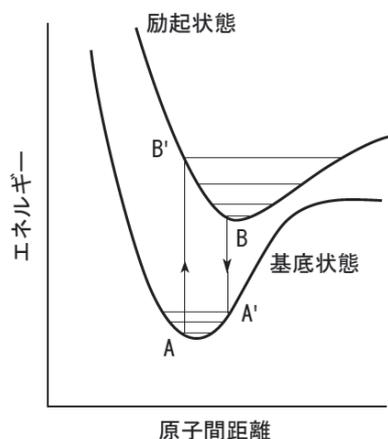


図 4.16: 有機シンチレータの発光機構の模式図 [4]

生成するパルス波形が異なることからパルス波形弁別法が使用できる。

有機液体シンチレータは、有機シンチレータを溶媒に溶かして得られたものである。発光波長の調整のために波長シフターを加えることもある。液体シンチレータはガラスに封入して使用することにより通常の固体シンチレータと同様に使用できる。体積の大きな検出器が必要な場合は液体シンチレータを費用の点から選択されることが多い。液体シンチレータに溶存する酸素は消光剤として作用するので、封入の際にはできる限り溶存酸素をなくすことが望ましい。

液体シンチレータ自体に、低エネルギーベータ線放出核種などの測定対象の放射性核種を混ぜて測定を行

うことがある。この場合は計数効率をほぼ 100%にすることができる。

有機シンチレータを溶媒に溶かした後に高分子化し固溶体を作りプラスチックとすることができる。材料が安価で加工性に富み、様々な形状で使用できる。大型の固体シンチレータが必要な場合によく用いられる。また、プラスチックを薄膜状にすることも可能で、厚さ 10 μm のような非常に薄いものも市販されている。この薄膜シンチレータは荷電粒子の透過型検出器として有用である。集光のためにはライトガイドを付したり、反射面を持った空洞中に設置するなどして行う。

また、主に有機シンチレータの低い Z を改善する目的で、鉛などを添加した装荷型シンチレータも作られている。無機シンチレータに比べ Z でおとり、発光量も少ないが、早い応答が得られる。

有機シンチレータの応答 表 4.3 に示されているように、プラスチックシンチレータをはじめとする有機シンチレータの発光量は、NaI(Tl) と比較して 1/3 から 1/4 程度である。また、125 keV 以上の電子に対して、非常に直線性のよい応答を示す。125 keV 以下の消光の影響については、Birks が求めた以下の式で記述できる。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (4.23)$$

ここで S はシンチレーション効率であり、kB は消光を記述する調整パラメータである。実験で得られた応答をこの式で記述できることが確かめられている。

また、原子番号が小さいために光電効果が期待できず、光子線測定において光電ピークは観測されない。

時間応答 有機分子の蛍光状態は瞬時に形成されるので、光信号の時間応答は早い立ち上がり、表 4.3 に示す減衰時間の指数関数的な発光の減衰が見られるものとなる。プラスチックシンチレータの信号の立ち上がりから立ち下がりまでの時間は、NE111 について 1.3 ns と求められている。またホスウィッチ検出器用途のために、有機シンチレータとしては非常に長い 225 ns の時定数を持つものも開発された。

パルス波形弁別 有機シンチレータにおいて、即発成分と遅発成分の発光が得られるものがあり、この2つの成分の比が入射粒子種に依存することを利用し、粒子の選別に使用される。これをパルス波形弁別という。もっともよく使用されている応用は、中性子の測定においてパルス波形弁別を用いて γ 線の影響を除去することである。これは中性子が主に陽子を反跳して信号を形成するのに対して、 γ 線は電子を介して信号に寄与し、この陽子と電子の違いが発光の即発成分と遅発成分の比の違いとして観察される。中性子の場合にはほぼ必ず γ 線が存在することから、重要である。この用途によく用いられるのは、NE213(BC501A, EJ301) 液体シンチレータである。図 4.17 にパルス波形弁別により、中性子由来の事象 (p,d, α) と、 γ 線由来の事象 (e^-) を弁別している例を示す [18]。図 4.17 の横軸は全発光量で検出器に付与されたエネルギーに相当し、縦軸は遅発成分の発光量で、同一付与エネルギーでも遅発成分が多い方が中性子由来の事象となる。横軸の単位、MeVee、は MeV-electron-equivalent の略で、電子が 1 MeV 付与した場合の発光量の意味である²⁰。

図 4.17 の右上囲み部分は低発光量部分の拡大図であり、図中の Am-Be bias の位置は ²⁴¹Am-Be 線源の 4.2 MeV γ 線のコンプトンエッジから求められた。

4.3.2 無機シンチレータ

無機シンチレータは有機シンチレータと異なり、結晶構造における荷電子帯から伝導帯への遷移により光を放出する。無機シンチレータの発光機構の模式図を図 4.18 に示す。絶縁物あるいは半導体中では電子は

²⁰PMT 出力を発光量に関連づけるために、実験ごとに荷電粒子線を用いるのは不便なので、⁶⁰Co、²²Na、²⁴¹Am-Be などの γ 線源を用いてコンプトンエッジの電子エネルギーを用いる。

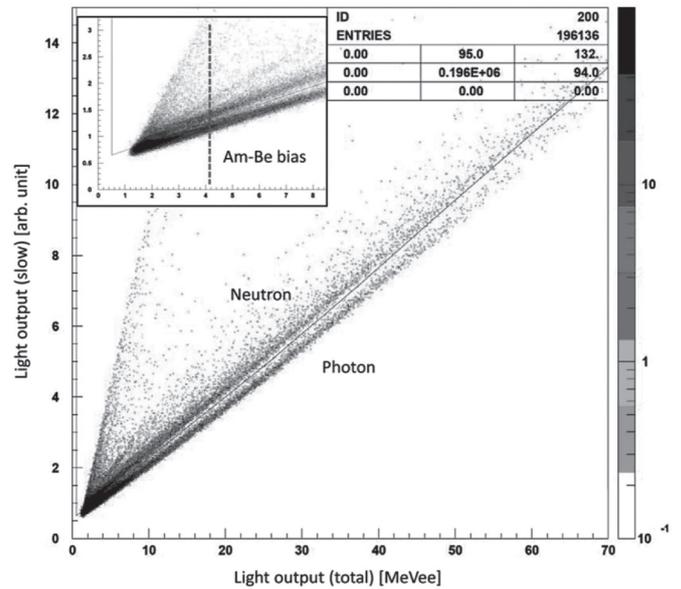


図 4.17: パルス波形弁別による中性子と γ 線の弁別の例 [18]

離散的なエネルギー状態を持つ。荷電子帯では電子は格子に束縛されている。一方、伝導帯では電子は結晶内を自由に移動することができる。この間に禁制帯 (バンドギャップ) が存在し、電子はこの中には存在できない。

放射線の入射によって電離が起こると、伝導帯に自由電子、荷電子帯には正孔が生成される。電子と正孔は結晶中を自由に移動する。純粹結晶において電子が伝導帯から荷電子帯にもどる場合は、エネルギーギャップのエネルギー差が大きいため、可視光を作ることができない。

電子の伝導帯から荷電子帯への遷移においてエネルギー幅を調整するために、結晶内に少量の不純物を添加する。これは活性体と呼ぶ。電子は伝導帯から活性体の励起状態に移動し、その後脱励起して光を発する。活性体のエネルギー幅は結晶のバンド幅より小さく、この脱励起過程で可視光を発生することができる。これがシンチレーション光である。

シンチレーションの効率については以下のように見積もりことができる。例えば NaI(Tl) の場合は 20 eV が電子正孔ペアを作るために使われるので、1 MeV の吸収エネルギーに対して、 5×10^4 個の電子正孔ペアが生成される。シンチレーション過程の効率が 12% であるとすると、1 MeV のエネルギー付与に対して

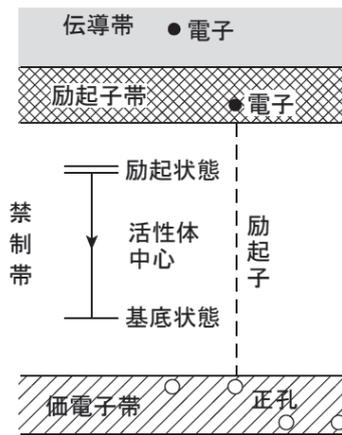


図 4.18: 無機シンチレータの発光機構の模式図 [4]

1.2×10^5 eV の光を出すことに相当する。光のエネルギーを 3 eV とすると、光子は 4×10^4 個あることになるが、これは先に求めた電離電子の数 5×10^4 個に非常に近く、ほとんどの電子が光子の生成に至ったことを示している。

数種類のシンチレータの発光波長と、光電子増倍管の光電面の量子効率の波長依存性を図 4.19 に示す。発生したシンチレーション光を電気信号に効率よく変換するためには、発光波長を光電面の効率に合わせる事が重要である。

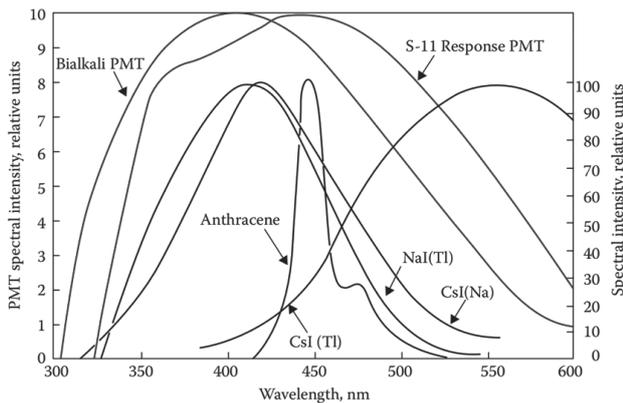


図 4.19: 発光波長と、光電子増倍管の光電面の量子効率の波長依存性 [3]

ヨウ化ナトリウム 無機シンチレータの中でも、ヨウ化ナトリウムに活性体としてタリウムを微量添加した

NaI(Tl) 結晶は、原子番号が大きく、直径 20 cm にも及ぶ大きな単結晶も得られるので γ 線のスペクトロメータとして広く使用される。 γ 線エネルギーの測定には光電効果によるピーク（光電ピーク）を用いることと、光電効果の確率は原子番号の 5 乗に比例して増加することから、シンチレータの実効的な原子番号は大きいほど好ましい。エネルギー応答も約 100keV まではほぼ一定であり、100keV 以下で発光効率が 10~20% 程度上がる。NaI(Tl) 結晶は空気中の水分を吸湿して潮解しシンチレータとしての性能が劣化するため、光学窓付きのアルミニウム、ステンレス・スチール、無酸素銅等でできた容器に封入された状態で使用に供される。特に銅製容器は低バックグラウンド材として有効である。容器と結晶の間には、光子の収集効率を高める目的で、反射材（酸化マグネシウム、酸化チタン、テフロン等）²¹ を詰める。

ビスマスジャーマナイト γ 線測定用に活性体を含まないシンチレータとして BGO(Bi₄Ge₃O₁₂; ビスマスジャーマナイト) が開発されている。原子番号の大きい Bi を含むため密度も 7.13g/cm³ と大きく、しかも潮解性もなく機械的強度も強い。しかし、発光量が NaI(Tl) の 10% ほどしかなく、分解能も劣る。

ヨウ化セシウム タリウム、あるいはナトリウムで活性化したヨウ化セシウム (CsI(Tl), CsI(Na)) は、 γ 線検出の効率も高く、機械的強度も強いので、宇宙物理や鉱物探査などの厳しい環境下で使用されることが多い。特に、CsI(Tl) は潮解性も小さく発光量も多いが、発光中心が 580 nm と長波長側にあり、光電子増倍管よりもフォトダイオードと組み合わせられて使用されることが多い。発光の減衰時間が比較的長い (1 μ s 程度) ことに注意が必要である。

フッ化バリウム フッ化バリウム (BaF₂) は、きわめて発光減衰時間の短い無機シンチレータとして知られる。発光の減衰時間は、早い成分で 0.8 ns 程度である。

硫化亜鉛 銀を活性体とした硫化亜鉛結晶を用いた ZnS(Ag) シンチレータは、その 0.1 mm 径程度の微粒子を透明ガラス板等表面に塗布したもので、 α 線の検出用としてサーベイメータに使用される。ZnS(Ag) は

²¹酸化マグネシウムや酸化チタンの反射率は 97~98% といわれる。

多結晶しか製作できず、自身の透明度も低い、発光強度は大きい。このため飛程の短い α 線は十分検出され、しかも薄いため β 線や γ 線に対する発光量が小さくなるため、 α/β 、 α/γ 弁別効率を大きくとることができる。

4.3.3 シンチレータを用いた測定

シンチレーション検出器の一般的な構成例を図 4.20 に示す。シンチレータをシリコングリース等で光電子増倍管の入射窓に接着させ、全体を遮光ケースで覆う。シンチレータと光電子増倍管を離しておく必要がある場合や形状が大きく異なる場合には、両者の間に石英ガラスやアクリル等の透明で屈折率の高い物質で光伝導体（ライトガイド）をもうけて接続する。

光電子増倍管は PMT (Photomultiplier Tube) と呼ばれ、その名の通り、微弱な光を光電面（微弱光を取り込む入射窓の内側に 2 種或いは 3 種のアルカリ金属の合金等でできた光電変換物質が蒸着されている。光電陰極ともいう）で光電子に変換した後、多段のダイノードで増倍して（2 次電子増倍）、最終的に陽極（収集電極）で $10^5 \sim 10^7$ 倍に増幅した信号を取り出すことができるガラス管球である。ダイノード系列（ダイノードチェーンともよぶ）は通例 10 段～12 段程度のものが用いられ、抵抗で分割された高電圧がそれぞれのダイノードに印可される。印可される高電圧は通常 1500～3000 V 程度である。

電圧印可の方法には、光電陰極に負の高電圧を印可する方法（陽極接地）と、光電陰極を接地し陽極に負の高電圧を印可する方法（陰極接地）の 2 通りがあり、用途によって使い分ける。図 4.20 には 2 つの電圧印可の方法を示した。

PMT の感度は、測定対象とする光の波長に強く影響される。入射窓材として通常用いられる硼珪素ガラスは、紫外域の光を透過させず（カットオフとよぶ）、300 nm 以下の波長の光を測定する場合は石英等（カットオフ波長は 160 nm 程度）の窓を用いる必要がある。また、光電面の光子・光電子変換効率（量子効率という。光電面で発生した光電子数の入射光子数に対する割合）も強い波長依存性があるので、あらかじめ注意が必要である。

最近では、光電子増倍管の増倍部分（ダイオードチェーン）をマイクロチャンネルプレート（MCP）に置き換え、位置読み出し機能を備えたマルチアノード型光電子増倍管が開発されている。

また、光電子増倍管に変わってフォトダイオード等が用いられることもある。このフォトダイオードは一般に高い量子効率（光電変換効率）を広い波長域で実現でき（約 80 %で、光電子増倍管の 3～4 倍程度高い）、構造上堅牢であるという利点を有するが、低雑音の増幅回路が必要で有り、また大面積のものが少ない。発光が長波長側である CsI(Tl) とよく組み合わせられて用いられている。

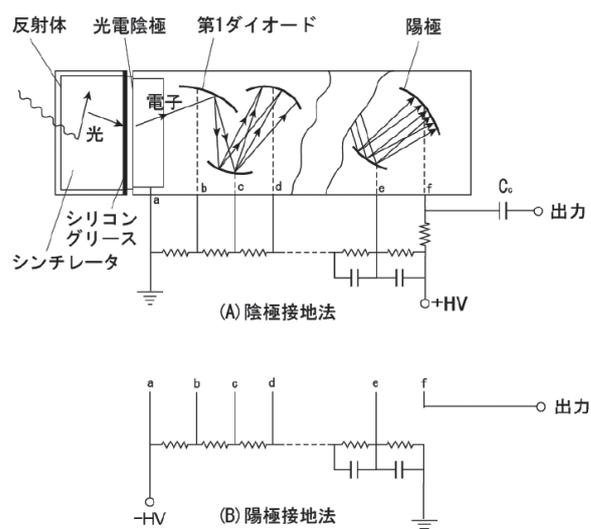


図 4.20: シンチレーション検出器の構成 [4]

4.4 中性子検出器

中性子の検出は、検出器中での原子核反応により生成された荷電粒子による電離、励起（発光）などの作用を利用して検出される。測定方法を低速中性子（Cd 切断エネルギーの約 0.5 eV より低いエネルギーの中性子）の場合と高速中性子の場合に分けて述べる。

4.4.1 低速中性子検出器

低速中性子を検出するために有用な核反応は、断面積が大きく、反応の Q 値が大きいことが望ましい。断面積が大きいことにより検出器の大きさを小さくすることができたり、密度の薄いガス状の物質を用いることができる。反応の Q 値が大きいことにより、反応生成物のエネルギーが大きくなるので、中性子に付随し

ている γ 線バックグラウンドと中性子による事象の選別が容易になる。

熱中性子断面積は 3840 barn である。断面積のエネルギー依存性を代表的な低速中性子検出反応である、 ${}^3\text{He}(n,t)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ 反応について図 4.21 に示す。この図には、熱中性子以外の中性子の影響を測定するための ${}^{\text{nat}}\text{Cd}(n,\gamma)$ 反応の断面積も合わせて示す。この ${}^{\text{nat}}\text{Cd}(n,\gamma)$ 反応は、熱中性子には大きな断面積を有する一方、熱中性子以外²²にはあまり大きな断面積を持たない。従って、検出器をそのまま用いた場合と、 ${}^{\text{nat}}\text{Cd}$ で覆った場合の差分をとり、熱中性子のみの測定値を得ることができる²³。

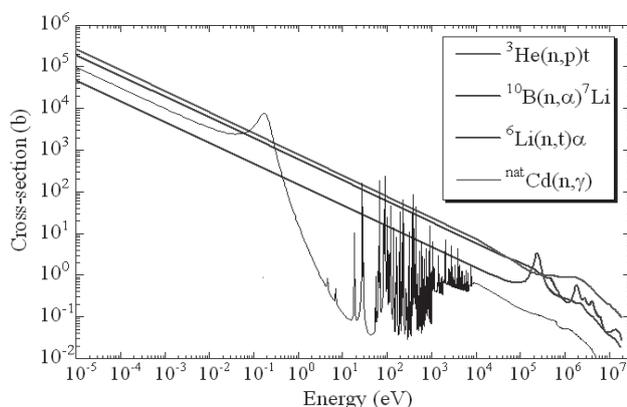
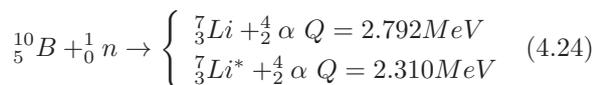


図 4.21: ${}^{10}\text{B}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{He}$, Gd の断面積の中性子エネルギー依存性 [11]

${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ 反応 低速中性子を測定するためによく用いられている。この反応は、



と書ける。反応生成物の ${}^7\text{Li}$ は基底状態と第一励起状態をとり得る。熱中性子が反応を起こした場合は約 94% が第一励起状態になる。いずれも Q 値は十分に大きく、 γ 線との弁別に問題はない。 α と Li に分配されるエネルギーはエネルギー保存則と運動量保存則から、第一励起状態の Li に対して、

$$E_\alpha = 1.47\text{MeV} \quad (4.25)$$

$$E_{\text{Li}} = 0.84\text{MeV} \quad (4.26)$$

²²0.5 eV 以上のエネルギーで、このエネルギーを Cd カットオフエネルギーまたは Cd 切断エネルギーという

²³これを Cd 差分法という。

となる。断面積のエネルギー依存性は、図 4.21 に示す通り広い範囲にわたり中性子の速度の逆数、すなわち $1/v$ に比例している。天然ホウ素中の ${}^{10}\text{B}$ の存在度は 19.8% である。

${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応 低速中性子を測定するためによく用いられている。この反応は、



と書ける。入射中性子エネルギーが無視できる場合

$$E_t = 2.73\text{MeV} \quad (4.28)$$

$$E_\alpha = 2.05\text{MeV} \quad (4.29)$$

となる。熱中性子断面積は 940 barn である。天然リチウム中の ${}^6\text{Li}$ の存在度は 7.40% である。

${}^3\text{He}(n,p)t$ 反応 低速中性子を測定するためによく用いられるガスである。この反応は、



と書ける。入射中性子エネルギーが無視できる場合

$$E_p = 0.574\text{MeV} \quad (4.31)$$

$$E_t = 0.191\text{MeV} \quad (4.32)$$

となる。熱中性子断面積は 5330 barn である。

中性子核分裂反応 ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ の核分裂反応は低い中性子エネルギーでも断面積が大きいため検出器に使用される。 Q 値は大きく 200 MeV である。信号が大きく、測定しやすい。

BF₃ 計数管 BF₃ 計数管は低速中性子測定のために広く用いられている。BF₃ ガスを中性子のターゲットにすると同時に検出媒体としても使用している。 ${}^{10}\text{B}$ は同位体濃縮が可能なので、BF₃ 計数管にも同位体濃縮した ${}^{10}\text{BF}_3$ ガスが用いられる。図 4.22 に BF₃ 計数管の出力波高分布を、(a) すべての反応生成物が吸収される場合、(b) 壁効果がある場合について示す。

図 4.22 の (a) の 2 つのピークは反応で生成した ${}^7\text{Li}$ の状態が 2 通りあることを反映している。また、(b) では、反応生成物のうち α 粒子か ${}^7\text{Li}$ のどちらかが停止する前に管壁に衝突し、そのエネルギーの一部しか検出ガスに与えなかったことに対応している。これを

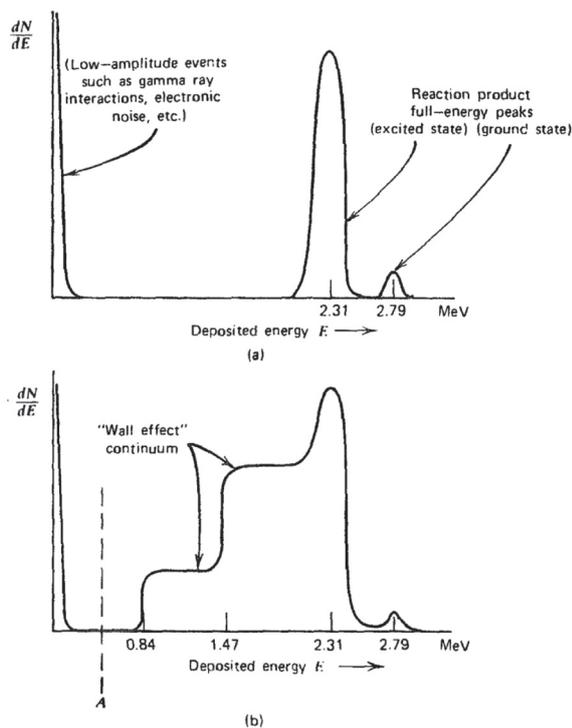


図 4.22: BF_3 計数管の出力波高分布 (a) すべての反応生成物が吸収される場合、(b) 壁効果がある場合 [2]

Wall effect という。alpha 粒子と ${}^7\text{Li}$ は正反対に飛ぶので、必ずどちらか片方が管壁にぶつかり、両方管壁にぶつかりエネルギーを失うことはない。このような状態でも図中の A で示す位置より上の事象を数えることにより、中性子だけの数を数えることができる。

BF_3 計数管のガス圧力は 500~600 Torr であり、2000~3000V の電圧をかけて動作をさせる。

Li 含有検出器 Li を含むガスは存在しないので、比例計数管では使用できない。Li は Na と化学的特性が似ているので、LiI シンチレータとして用いられる。しかし γ 線による e^- の方が α 粒子や t よりも発光効率がいいので、波高スペクトルにおける γ 線影響が大きい。

${}^3\text{He}$ 計数管 ${}^3\text{He}$ 計数管は低速中性子測定のために広く用いられている。 BF_3 計数管よりもガス圧をあげることができ、また、断面積も大きいことから、検出効率が高い。スペクトルは BF_3 計数管同様に壁効果がある。 ${}^3\text{He}$ は世界的に供給が少なくなっており、高価である。

核分裂計数管 核分裂反応を用いて中性子を検出するために、核分裂性物質を電離箱の中に入れた核分裂計数管が用いられる。核分裂で解放されるエネルギーは 200 MeV ととても大きいので、 γ 線影響を受けることはない。また、核分裂性物質はアルファ崩壊も起こして α 粒子も放出するが、波高が小さく問題にならない。

放射化法 金属箔を中性子で放射化させることにより、中性子の強度を測定する方法を放射化法という。放射化の量は照射後にゲルマニウム半導体検出器などの γ 線スペクトルメータを用いて測定する。放射化法は設置するだけで測定ができることから、空間分布の測定には最適の検出器といえるが、感度が低いので測定する場合中性子束密度が大きい場合しか使用できない。表 4.4 に熱中性子を測定するための放射化検出器として使用される核種についてまとめて示す。断面積値が大きく、崩壊形式が単純で分岐比が大きく、かつ半減期が短く測定しやすい反応が選ばれる。

4.4.2 高速中性子検出器

高速中性子の測定では、前述の低速中性子の測定に用いた手法はそのまま使用できない。これは、図 4.21 に示した断面積のエネルギー依存性により、熱中性子に対して高い断面積値を有していた反応も、中性子のエネルギーの上昇とともに急激に断面積値が小さくなってしまいうためである。そこで、高速中性子の測定には、

1. 減速材を低速中性子検出器と組み合わせて、高速中性子をより断面積値の高い低速中性子に変換して測定する方法
2. 高速中性子に対して断面積値の大きい別の核反応を用いて測定する手法

の 2 通りがある。

中性子の減速による検出器 高速中性子を効率よく減速し、低速中性子検出器で測定するために、低速中性子検出器の周りを水素含有減速材で取り囲んだ検出器が用いられる。高速中性子は減速材で $\text{H}(n,p)$ 反応を起こし、1 回の衝突あたり平均で $E_n/2$ ずつエネルギーを失うことになる (3.3 節)。しかし、減速材は同時に中性子の吸収材としても作用し、低いエネルギーの中

表 4.4: 熱中性子測定のために放射化検出器として使用される核種

標的核種	存在比 (%)	生成核種	半減期	熱中性子放射化 断面積	主な γ 線エネルギー (MeV)
^{55}Mn	100	^{56}Mn	2.58 h	13.3	0.847(99%), 1.811(2.7%), 2.113(14%)
^{115}In	95.8	$^{116\text{m}}\text{In}$	54.2m	157	0.417(29%), 1.097(56%), 1.294 (84%)
^{164}Dy	28.2	^{165}Dy	2.33h	2700	0.0947(3.6%)
^{197}Au	100	^{198}Au	2.70d	98.8	0.412(96%)

中性子は低速中性子検出器に到達する前に吸収される場合がある。また、減速材から低速中性子検出器に到達せず、漏れ出る場合もある。従って、減速材の厚みと中性子エネルギーにより、減速と吸収、漏れ出しの量の比が変わり、減速材が厚いほど高いエネルギーの中性子に感度を持つことになる。

この減速材の厚みの違いによる中性子エネルギーに対する感度の違いを利用し、中性子のエネルギーを測定するのがボナー検出器である。図 4.23 にボナー検出器の例を示す [19]。

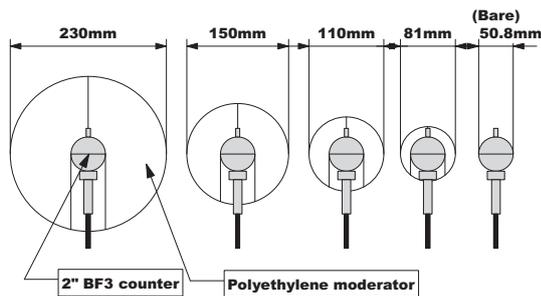


図 4.23: ボナー検出器の例 [19]

この検出器の場合は、2 インチの球形の BF_3 または ^3He ガスを詰めた比例計数管を低速中性子検出器として用い、その周囲に異なる厚さのポリエチレン製球形減速材を付している。比例計数管の応答は 4.4.1 節に示したものと同様で、大きな Q 値により、場に混在する γ 線の影響は容易に除去できる。また、低速中性子検出器として、比例計数管の他に、LiI シンチレータや、放射化箔も使用される。それぞれの減速材に対する中性子の応答関数 (Response という) を図 4.24 に示す。

測定では 1 つの低速中性子検出器に異なる減速材を付して測定するために、減速材の種類に対応した回数測定が必要になる。得られた各減速材での測定値から中性子の強度のみならずエネルギー分布を推定する

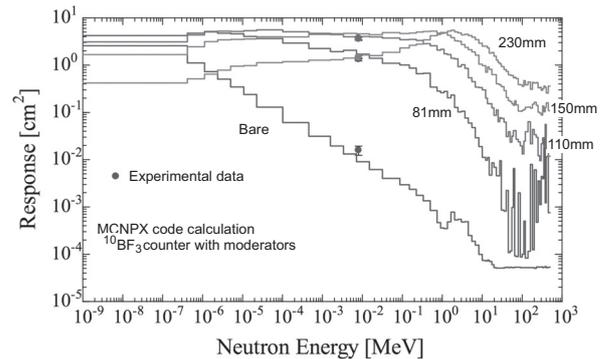


図 4.24: ボナー検出器の応答関数の例 [19]

ことができる。この推定には計算コード (アンフォールディングコード²⁴) と初期推定スペクトル²⁵を用いる。これにより、熱エネルギーから数 MeV までの中性子のエネルギースペクトルを大まかに得ることができる。

数 MeV より高いエネルギーの中性子に対しては図 4.24 に示すとおりレスポンスが落ちる。これはポリエチレン減速材の厚みを増しても改善できないが、ポリエチレンに鉛を組み合わせた減速材を用いることにより、数 10MeV 領域で断面積が大きくなる $\text{Pb}(n,2n)$ 反応を利用すると改善できる [20]。

中性子線量計 減速材の厚みや材質により中性子検出器のエネルギー応答が変化することを利用すると、特定のエネルギー応答を再現する減速材を用いれば、入射中性子のエネルギースペクトルによらず、目的とする測定値を得ることができる。中性子の線量は Sv (シーベルト、旧単位系ではレム: rem) 単位で測定され、中性子エネルギーごとに換算係数が定められているが、この換算係数のエネルギー依存性を再現するよ

²⁴例えば SAND-II コードが使用される

²⁵測定したい線源のスペクトルを用いるか、測定したい場についてのモンテカルロシミュレーションの結果から得る

うに減速材を工夫し、線量を直読できるようにしたものをレムカウンターと呼ぶ。

図 4.25 にレムカウンターの構造を示す。中心部に低速中性子検出器として ^3He 比例計数管や BF_3 比例計数管を使用し、その周囲には、応答関数を線量換算係数にあわせるために、ポリエチレンにカドミニウムやボロンなどの熱中性子吸収材が部分的に挿入された減速材が配してある。

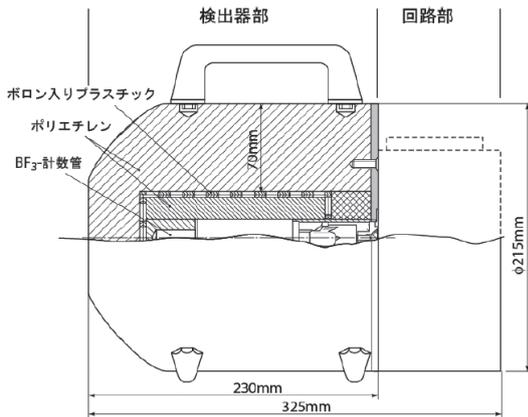


図 4.25: レムカウンターの構造 [4]

レムカウンターの応答関数と 1cm 線量当量換算係数との比較を図 4.26 に示す。熱エネルギーから 10MeV を超える中性子エネルギーの範囲で 1cm 線量当量換算係数を近似しており、その差異は eV~keV のエネルギー範囲で最大で 2 倍程度である。ボナー検出器同様、10MeV 以上のエネルギーの中性子に対しては感度が落ちるが、減速材に鉛を組み合わせることで、感度を補償するレムカウンターも入手できる。

ロングカウンター 前節のレムカウンターは検出器の中性子エネルギーに対する応答関数を意図的に変化させたものであるが、一方で、中性子エネルギーにかかわらず一定の応答を持つ検出器も有用である。このような検出器をロングカウンターと呼ぶ。例えば、全中性子発生量を問題にする中性子生成断面積の測定に用いられる。典型的には円筒形状のポリエチレン減速材に筒状の中性子検出器が組み合わされており、軸方向からの入射中性子に対してのみエネルギー依存性のない応答を示す。

高速中性子の核反応による検出器 高速中性子を測定するために最もよく用いられるのは水素の中性子によ

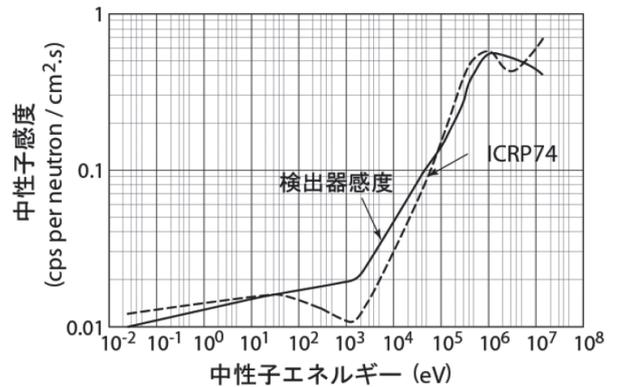


図 4.26: レムカウンターの応答関数 (図中では検出器感度) と 1cm 線量当量換算係数 (ICRP74) の比較 [4]

る弾性散乱反応である。この反応は、高速中性子に対して断面積が大きく、また反跳された陽子が十分なエネルギーを持つので、測定しやすいという利点がある。3.3 節に示したとおり、反跳陽子のエネルギー分布は比較的単純なので、これから中性子のエネルギースペクトルを推定することもできる。

反跳陽子シンチレータ 水素の弾性散乱を用いて中性子を測定する最も簡便な方法は、水素を含有するシンチレータを用いることである。4.3.1 節に示す有機シンチレータは水素を含有するシンチレータとして有用である。中でも、波形弁別法により γ 線の弁別が可能で、体積が大きくとれ形状に自由度のある NE-213 有機液体シンチレータ²⁶ が広く使われている。

有機液体シンチレータからは反跳陽子による発光量分布が得られる。これから中性子のエネルギー分布を求めるためには、発光量分布を校正し、アンフォールディング²⁷ を行う必要がある。発光量分布の校正には γ 線源を用い、コンプトンエッジでの電子による付与エネルギーを基準とする方法が用いられる (3.3 節)。アンフォールディングに必要となる応答関数は、モンテカルロシミュレーションにより取得する方法と、実験により取得する方法がある。図 4.27 に実験により得られた 5 インチ径、5 インチ長の NE213 シンチレータに対する中性子エネルギーごとの応答関数を示す [21]。

²⁶現在では BC-501A, EJ-301

²⁷検出器で得られるパルス波高分布から、中性子に対する応答関数を用いて中性子エネルギースペクトルを推定する手法。FERDO-U コード、RooUnfold コードなどのアンフォールディングのためのコードがある

図 4.27 からわかるように実際の応答関数は $H(n,p)$ による矩形分布を示さない。これは液体シンチレータに含まれる炭素の核反応による (n,p) , (n,d) , (n,α) 反応の寄与が加わることで、検出器が有限の分解能を持つことによる。図中の実線及び破線は、これらの寄与も含んだ計算コードによるシミュレーションの結果である。

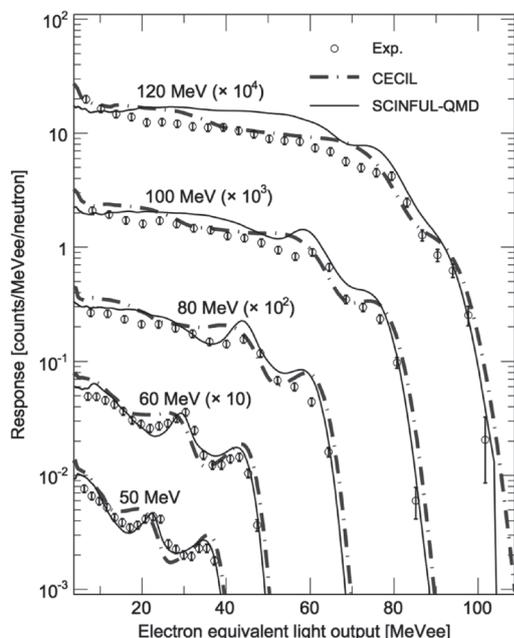


図 4.27: 5 インチ径、5 インチ長の NE213 シンチレータの応答関数 [21]

水素比例計数管 反跳陽子を検出することにより中性子を検出するものとして、水素を封入した比例計数管がある。水素の代わりにメタンなども用いられる。この場合、水素は検出媒体の反跳で生じるが、 γ 線による 2 次電子は検出媒体より密度の高い管壁で生成されるために、反跳陽子シンチレータに比べ、 γ 線感度が高い。検出媒体が気体であるために、 γ 線による 2 次電子の飛程が反跳陽子に比べて長く、検出器で吸収されるエネルギーが小さくなるために波高による弁別がある程度可能である。また、低エネルギーでは、中性子による反跳陽子と 2 次電子では、電離電子の空間分布が異なることを利用して、出力パルスの時間分布を用いた波形弁別を行い、適用エネルギーを下げることもできる。波高の校正には、検出媒体の密度が低いことから γ 線が使用できないので、少量の ^3He ガスを封入して、 $^3\text{He}(n,p)$ 反応が用いられる。

反跳陽子テレスコープ 前述の反跳陽子シンチレータや水素比例計数管は検出器媒体が水素を含んでいたために、検出効率は高い反面、反跳角度によらずすべての陽子を計測していたために、エネルギーの低い陽子を検出器のノイズや γ 線事象と分離して測定するという困難さがあつた。反跳陽子テレスコープは反跳陽子を生成する部分 (ラジエータと呼ぶ) と反跳陽子を検出する部分を分離し、その測定可能角度に一定の制限を付すことにより、エネルギーの高い陽子だけを測定して中性子を測定することを可能とする。また、測定する反跳陽子の角度範囲を狭くすることにより、中性子のエネルギーの推定も可能となる。

ラジエータ付き半導体検出器テレスコープ 図 4.28 に簡単な反跳陽子テレスコープの例として、ラジエータ付き半導体検出器テレスコープを示す。

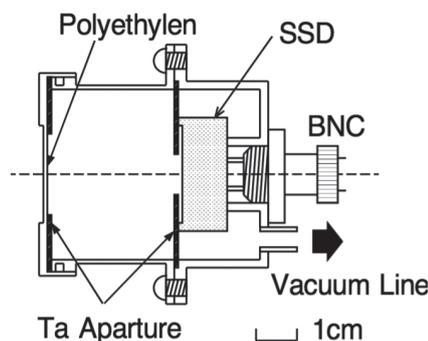


図 4.28: ラジエータ付き半導体検出器テレスコープ [23]

この検出器は真空容器にポリエチレンのラジエータを Si 半導体検出器を入れたもので、両者の張る立体角はタンタル製のリング (アパチャー) で決められている。ポリエチレンラジエータ方向から半導体検出器方向に向けて中性子を入射するとラジエータでの反跳陽子が半導体検出器で計測される。6.44 MeV 中性子に対して測定された波高スペクトルをラジエータありとなしの場合について図 4.29 に示す。

ラジエータ有り (FG) と無し (BG) の差から反跳陽子成分が明瞭に見て取れる。BG 成分は半導体検出器が中性子に直接照射されたために起こった、 $^{28}\text{Si}(n,\alpha)$ 反応によるものである。この $^{28}\text{Si}(n,\alpha)$ 反応の寄与は中性子エネルギーが上がるにつれて大きくなるために、7 MeV 以上の測定ではシリコン半導体検出器の前に

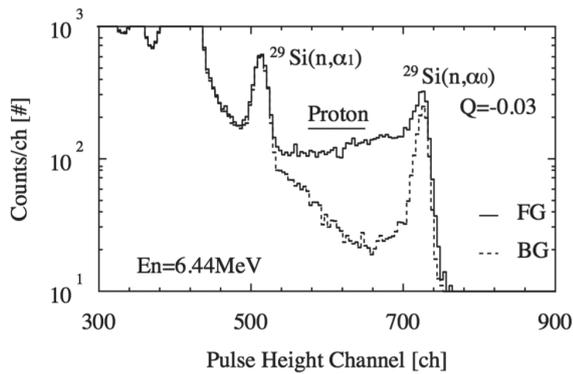


図 4.29: ラジエータ付き半導体検出器テレスコープで得られる波高スペクトル [23]

全空乏層型の薄い半導体検出器を1枚加え、反跳陽子を透過させることにより、同時計数を取り、反跳陽子のみを取得する [23]。4.2.5節で述べた印加電圧を調整し空乏層厚みを反跳陽子が停止できる丁度に設定することも反跳陽子イベント以外の成分を減らすために有効である。

また、中性子エネルギーが1 MeVより低くなった場合は、反跳陽子のエネルギーも下がるので、ノイズとの分離が難しくなる。この場合はポリエチレンラジエータに替えて、 ${}^6\text{LiF}$ を蒸着した薄膜ラジエータを用い、Q値が大きく、反応生成物のエネルギーが高くなる、 ${}^6\text{Li}(n,t)$ 反応からのtを測定する [23]。

核分裂計数管 核分裂計数管は図 4.30 に示すような平行平板電離箱を背中合わせにした形状を持ち、中央のカソード板上に ${}^{235}\text{U}$ や ${}^{238}\text{U}$ などの中性子により核分裂を起こす試料を電着させたものである。核分裂計数管は中性子による核分裂反応からの核分裂片を計数し、中性子束を導出することができる。核分裂反応は約 200MeV の Q 値を有するために核分裂片のエネルギーが大きいことから検出が容易である。また、核分裂片はほぼ正反対の方向に放出されるので、 2π の立体角をカバーする形状を持っていることにより検出効率は 100% になり、効率が大きい。

図 4.31 に核分裂計数管による波高スペクトルを示す。波高スペクトルに見られる2つのピークは大小2つの核分裂片に対応する。低エネルギー部のイベントは核分裂試料からの α 崩壊による α 粒子によるものである。

核分裂検出器はこのように利点が多いが、一方で試

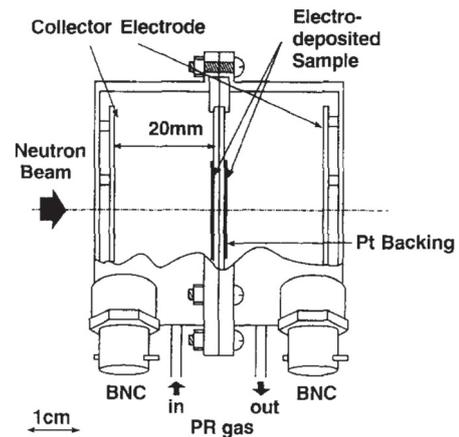


図 4.30: 核分裂計数管 [23]

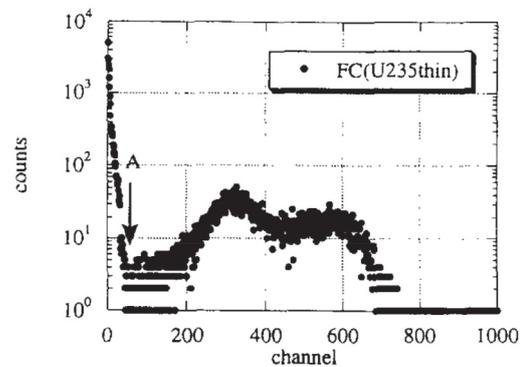


図 4.31: 核分裂計数管の波高スペクトル [23]

料が核燃料物質であることから使用に許認可が必要となるために、扱える施設が限られるという欠点がある。

放射化検出器 低速中性子検出の場合と同様に放射化反応も中性子検出器に用いられる。高速中性子の測定の場合には中性子束だけでなく、そのエネルギー分布が問題になる場合が多いので、放射化反応も単純に高速中性子による放射化断面積を持つものでなく、反応の閾値を持ち、測定対象でない低速中性子に感度を持たないものが選ばれる。また、いくつかの異なる反応閾値を持つ放射化検出器を組み合わせる測定を行い、中性子のエネルギー分布を推定することも行われる。高速中性子、中高エネルギー中性子測定のために放射化検出器として使用される試料について表 4.5 に示す [3][22]。

ここにあげられた試料は入手が比較的容易で、半減

表 4.5: 高速中性子、中高エネルギー中性子測定のために放射化検出器として使用される試料 [3][22]

試料	反応	半減期	下限エネルギー [MeV]	主な γ 線エネルギー (keV)
Graphite	$^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$	20.4 min	20.40	511.0
Aluminum	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	15.02 h	3.25	1368.6
Titanium	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	83.3 days	5.5	142.53, 889.28, 1120.55
	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	3.41 days	2.1	159.38
	$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	43.7 h	6.8	983.53, 1037.52, 1312.12
Nickel	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	71.3 days	2.9	810.76
	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	36 h	13	1377.63
Cobalt	$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	2.58 h	5.2	846.75
Iodine	$^{127}\text{I}(n,2n)^{126}\text{I}$	13 days	9.3	388.63, 666.33
Gold	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	6.17 days	8.6	333.03, 355.73, 147.81, 188.27
Bismuth	$^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$	6.243 days	22.56	803.1, 881.0, 1718.7
	$^{209}\text{Bi}(n,5n)^{205}\text{Bi}$	15.31 days	29.63	703.4
	$^{209}\text{Bi}(n,6n)^{204}\text{Bi}$	11.22 h	37.99	984.0, 899.2
	$^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$	11.76 h	45.31	820.2, 825.2, 1847.6
	$^{209}\text{Bi}(n,8n)^{202}\text{Bi}$	1.67 h	53.98	422.2, 657.5, 960.7
	$^{209}\text{Bi}(n,9n)^{201}\text{Bi}$	1.77 h	61.73	629.1
	$^{209}\text{Bi}(n,10n)^{200}\text{Bi}$	36.4 min	70.79	462.4, 1026.5

期が適当な長さのものである²⁸。特にビスマスは、一つの試料で数 10 MeV 領域において閾エネルギーの異なる多くの生成物が一度に得られることから、中高エネルギー中性子の測定に使用される。

飛行時間法 中性子のエネルギースペクトルを測定する場合、加速器などで中性子をパルス状に発生させて、その飛行時間を測定し、エネルギーを決定することができる。この方法を飛行時間法 (Time of Flight 法; TOF 法と略する) という。TOF 法では、飛行距離と飛行時間を測定すればよい。飛行距離は、立体角の減少と、飛行時間の決定精度を勘案して決定し、多くの場合、十分な精度で決定することができる²⁹。飛行時間の不確かさは前述の有機液体シンチレータを用いると 1 ns 以下になるので、中性子のパルス幅が小さく、十分な飛行時間がとれる場合は大きな問題にならない³⁰。これまでに述べたボナー検出器や有機液体シンチレータの波高スペクトルを用いたアンフォールディングに比べると、エネルギー分解能がいい。

中性子のエネルギーは、飛行距離 L と、飛行時間 t

²⁸短時間で生成放射能が飽和し、容易に測定ができるため

²⁹但し検出器の検出効率を確保するために、検出器を厚くし、結果として飛行距離に比べ厚みが無視できない場合はその限りではない

³⁰中性子のエネルギーが高くなく、十分な飛行距離をとるための強度がある場合に相当する

から、

$$\begin{aligned}
 E &= Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \\
 &= Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-L^2/c^2t^2}} - 1 \right) \quad (4.33)
 \end{aligned}$$

により求められる。ここで $Mc^2=939.552$ MeV は中性子の静止質量エネルギーである。非相対論エネルギー領域では、以下の簡単な式で表される。

$$\sqrt{E[\text{MeV}]} = \frac{72.3 \cdot d[\text{m}]}{t[\text{ns}]} \quad (4.34)$$

この式を用いると、たとえば 1 m の飛行距離に対して、中性子のエネルギーが 1 MeV の場合は飛行時間は $t = 72$ ns となり、熱中性子 ($E=0.025$ eV) に対しては $t = 457$ μ s となる。従って、高速中性子の飛行時間測定にはシンチレータなどの ns オーダーの応答を持つ早い検出器を用いるが、熱中性子の飛行時間測定は数 100 ns \sim μ s 程度の応答の検出器、例えば核分裂計数管、で十分であることがわかる³¹。

³¹十分な飛行距離をとればその限りではないが、そのためには強度の高い中性子源が必要となる。米国 Los Alamos 研究所の中性子利用施設、LANSCE/WNR では 18 m の飛行距離を用いることにより、核分裂計数管で数 10 MeV 領域までの中性子のエネルギーを TOF 法で決定している [21]。

中性子をパルス化し、出射タイミングを取得する方法は、

1. 加速器などの中性子発生装置をパルス運転する
2. 発生した中性子を回転シャッター等で遮蔽することによりパルス化する

という2つの方法がある。1. では中性子を生成するための荷電粒子ビームをパルス化し、中性子をバースト状に発生させる場合、2. については特に原子炉や中性子散乱実験施設などの低エネルギー中性子について、飛行経路上に中性子吸収材からなるビームチョッパーを置くことにより実現できる。

5 おわりに

本講義録は OHO'16 セミナー「量子ビーム計測～基礎から最先端の応用まで～」の講義「放射線の相互作用と測定」のために用意したものである³²。本講義録の内容は総合研究大学院大学高エネルギー加速器研究科の講義である加速器概論及び放射線計測概論、高エネルギー加速器セミナーをまとめた³³ものである。加速器概論と放射線計測概論は毎年前期は日本語、後期は英語で開講している。加速器概論では1日で放射線の相互作用と検出に係わる基礎的な講義と各種シンチレータを用いた γ 線応答の取得の実習を行っている。放射線計測概論は全15回の講義で放射線の相互作用と検出に係わる基礎的な内容をカバーしている。高エネルギー加速器セミナーでは、年間で行われるシリーズのうちの1コマ分で放射線の測定と加速器の遮蔽設計の関連について述べている。

本講義録の多くの内容は放射線物理及び放射線計測の優れた教科書である参考文献 [1]~[9] によっている。また、数値データは [11]~[14] によっている。本講義録で不明な内容については是非これらを参照していただきたい。

また、本講義録では扱わなかった放射線検出器の最新の状況については、毎年1月末に当機構で行っている研究会「放射線検出器とその応用」で知ることができる。この研究会では検出器の基礎的物理化学的過程から検出器開発、放射線計測技術にいたる広範なテー

マをそれぞれの分野の研究者が集まって議論する機会を提供している。合わせて参考にされたい。

参考文献

- [1] 小林正明、シンチレータを用いる放射線計測、ブイツーソリューション (2014/10/10)
- [2] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement 4th Edition、(Wiley、2010)(Glenn F. Knoll (著), 神野 郁夫 (翻訳), 木村 逸郎 (翻訳), 阪井 英次 (翻訳)、放射線計測ハンドブック (第4版)、オーム社; 第4版 (2013/9/26))
- [3] Nicholas Tsoulfanidis, Sheldon Landsberger, Measurement and detection of radiation, 4th edition, CRC Press, 2015 (ニコラス ツルファニデイス (著), 阪井 英次 (翻訳)、放射線計測の理論と演習〈上巻〉基礎編、〈下巻〉応用編、現代工学社 (1986/01)
- [4] 佐々木慎一、OHO'11 テキスト
- [5] 波戸芳仁、総合研究大学院大学加速器科学専攻、放射線物理学講義資料
- [6] 関口晃、放射線計測概論、東京大学出版会 第4版 (1984)
- [7] 野口正安、富永洋、放射線応用計測—基礎から応用まで、日刊工業新聞社 (2004/12)
- [8] 多田順一郎、わかりやすい放射線物理学、オーム社; 改訂2版 (2008/02)
- [9] 柴田徳思、中谷 儀一郎、放射線物理学、通商産業研究社; 改訂新版 (2011/04)
- [10] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), "2015 Review of Particle Physics", Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [11] JAEA 核データ研究グループホームページ <http://www.ndc.jaea.go.jp/>
- [12] 社団法人 日本アイソトープ協会編 アイソトープ手帳 第11版、丸善 2011
- [13] SRIM code (<http://www.srim.org/>)
- [14] NIST XCOM (<http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>)

³²この文書は2016年8月17日に組版されました 最新版は OHO ホームページ <http://accwww2.kek.jp/oho/oho16/index.html> からダウンロードして下さい。

³³一部割愛した

- [15] N.Ito, M.Baba, S.Matsuyama, I.Matsuyama and N.Hirakawa, Nucl. Instrum. Meth., A337, 474-485, 1994
- [16] T.Sanami, M.Hagiwara, T.Oishi, M.Baba, M.Takada, Nucl. Instrum. Meth. A 589(2) 193-201 2008
- [17] M. Hagiwara, T. Sanami, T. Oishi, M. Baba, M. Takada, Nucl. Instrum. Meth. A 592(1-2) 73-79 2008
- [18] T.Sanami, Y.Iwamoto, T.Kajimoto, N.Shigyo, M.Hagiwara, H.S.Lee, E.Ramberg, R.Coleman, A.Soha, D.Jensen, A.Leveling, N.V.Mokhov, D.Boehnlein, K.Vaziri, K.Ishibashi, Y.Sakamoto, H.Nakashima Nucl. Instrum. Meth. B 274 26-35 2012
- [19] M.Hagiwara, T.Sanami, Y.Iwamoto, H.Arakawa, N.Shigyo, N.V.Mokhov, A.Leveling, D.Boehnlein, K.Vaziri, T.Nakamura, K.Oishi, H.Hirayama, H.Nakashima, Y.Sakamoto, Progress in NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 1, p.52-56 (2011)
- [20] B. Wiegel, A.V. Alevra, Nucl. Instrum. Meth. A 476 (2002) 36-41
- [21] T.Kajimoto, N.Shigyo, T.Sanami, K.Ishibashi, R.C.Haight, N.Fotiades, Nucl. Instrum. Meth. A 665 (2011) 80-89
- [22] T.Nunomiya, N.Nakao, P.Wright, T.Nakamura, E.Kim, T.Kurosawa, S.Taniguchi, M.Sasaki, H.Iwase, Y. Uwamino, T.Shibata, S.Ito, D.R.Perry, Nucl. Instrum. Meth. B 179 (2001) 89-102
- [23] M.Baba, M.Takada, T.Iwasaki, S.Matsuyama, T.Nakamura, H.Ohguchi, N.Nakao, T.Sanami, N.Hirakawa, Nucl. Instrum. Meth. A 376 (1996) 115-12
- [24] T.Sanami, T.Hiroishi, M.Baba, M.Hagiwara, T.Miura, T.Aoki, N.Kawata, S.Tanaka, H.Nakashima, S.Meigo, M.Takada, Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Supplement 2, p. 421-424 (August 2002)