Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

平成 31 年 5 月 19 日

概 要

実験の黄色の方のです。一緒に P2 ゼミ頑張っていきましょう。

1 Basic Nuclear Processes in Radioactive Sources

は飛ばしまして…。

2 放射線の物質透過

本章では放射線が物質に照射された時の基本的な反応、及びその過程によって起こる影響について述べていく。原子核及び素粒子の実験物理学者にとって、この相互作用の知識は最も重要なものである。実は、次の章で述べることであるが、あらゆる荷電粒子検知器はこの過程が基礎となっており、さらにその感度や能率も決定するのである。同時に、この反応はまた放射線の物理学的状態を乱すことによって測定を妨げうるのである。それは例えば、エネルギーの情報が失われることであったり、本来の軌道から粒子が逸れることであったり、観測可能であった粒子が吸収されてしまうことであったりによって測定を妨げられるのだ。よって、実験を手掛けデータを集めるにあたって、この反応の知識及びその影響の程度について理解しておくことが重要である。そして、生命体の被曝現象の過程についても同様に知っておくべきである。

放射線の透過によって、物質をその基本的な構成物質、言い換えると電子と原子核の集合体の次元で見ることができるのは周知であろう（さらには原子核の構成物質まで見ることができるのだ！）。放射線の種類によって、そのエネルギー、物質の種類、原子や正孔との反応、及び個々の構成物質によって取りうる周波数の範囲が決まっている。例えば α 粒子が金箔中に侵入していくと、原子核からのクーロン力により弾性散乱したり、原子中の電子と電磁気的な衝突を起こしたり、原子核に吸収され別の種類の放射線を放出する反応を起こしたり、また或いは他の過程を踏んだりし得るのである。これらは量子力学の法則と基本的相互作用の強さの相関によって決定された確かな確率によって起こる。荷電粒子や光子においては、専ら電磁相互作用、特に原子中の電子との非弾性衝突による過程が殆どである。これはさして驚くべきことではなく、電磁相互作用は他の相互作用に比べて

強く、より遠くの範囲に影響を及ぼすからである。しかし、中性子の過程では強い相互作用が支配的である。とはいっても電磁相互作用（磁気モーメントを介しての！）や弱い相互作用の影響もまた受けてはいるのである。これらの反応過程の種類によってどの放射線かを説明することができ、とりわけその物質への透過力、検知の難易度、及び生命体の有機的組織への危険性などについて差があるのである。

電磁気学に基づく理論及び中性子の反応過程は非常に発展しており、原子核・素粒子物理学の実験による多くの論文によって立証されてきている。それゆえにこの章では、関係のある知識を手短に説明する代わりに、原子核・素粒子物理にとって必要な結果を凝縮している。その上で、原子核・素粒子物理のエネルギーは数 keV かそれ以上という範囲に制限されてくるのである。

2.1　予備知識及び定義

物質中の放射線について議論を進めていくにあたって、まず粒子間の相互作用についていくつかの基本的な知識を追っていく。

2.1.1　断面積

2 つの粒子の衝突及び相互作用は一般に “断面積” という観点から説明される。この量は本質的に反応が起こる確率の度合いを表し、粒子間に働く基本的相互作用がどのようなものか分かっていれば算出することが可能な値である。形式的に断面積は以下の方法で定義される。まず以下の図 2.1 に示すように、粒子のビームがある 1 つのターゲット粒子に向かってきている事象を考える。このビームはターゲットよりも十分に広い幅があり、ビーム中の粒子は時間的・空間的に一様に分布しているものとする。それから、単位時間・単位面積当たりの粒子数であるフラックスを F で導入する。ここで単位時間あたりにある立体角 $d\Omega$ に粒子がいくつ散乱されたかに注目しよう。衝突係数は無作為であるので、有限の測定時間においてはこの数は変動しうると考えられる。しかし、有限回の測定結果を平均すると、この数は $\frac{dN_{\mathrm{s}}}{d\Omega}$ に収束していく。ここで N_{s} は単位時間当たりの平均散乱数である。この “微分断面積” は以下の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\Omega) = \frac{1}{F}\frac{dN_{\mathrm{s}}}{d\Omega} \tag{1}$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は単位時間あたりに $d\Omega$ に散乱された粒子数をフラックス F で割ったものの平均値である。量子力学的にふるまう 1 つの粒子としては、ターゲット前方の単位面積内を通過した粒子のうち立体角 $d\Omega$ に散乱される確率流として再定義される。

注意しなければならないこととして、F の次元からして、$d\sigma$ は面積の次元を持ち、これから導かれる発見的解釈としては、$d\sigma$ はビームとターゲット間にある幾何的な断面積であるということである。それから、フラックスの分数部分はこの面積内では明らかに相互作用を起こしうるということであり、逆に言えばこの $d\sigma$ からはずれたものは相互作用を起こさないということである。しかし、このことは絵的な理解の手助けでしかなく、ターゲットの物理的次元の実際の測定としては決して解釈すべきでない。

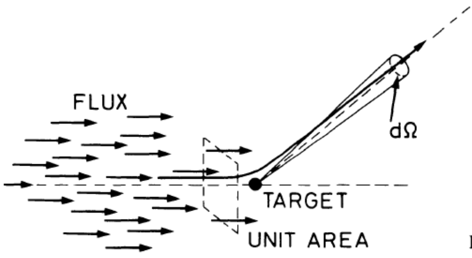

Fig. 2.1. Definition of the scattering cross section

図 2.1: 散乱断面積の定義

一般に、$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ の値は反応時のエネルギーや散乱された角度によって様々である。そこでエネルギー一定の下でのあらゆる散乱について $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ を全立体角で積分した "全断面積" を計算する。

$$\sigma(E) = \int d\Omega \ \frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{2}$$

上記の例は視覚的には簡単であった一方で、実用的ではなかった。もちろん実際の状況としては、ターゲットは物質としての厚みを持っており、散乱中心がいくつも取れてしまう。そして平均してどのくらい相互作用を起こすのかというのを知ることが必要である。ターゲットの中心が均一に分布しており、中心が前後で重なり合う可能性が低いと見込めるほど厚みが大きくないと仮定すると、ビームに対して垂直な単位面積当たりの中心の数は $N\delta x$ で与えられる。ここで N は中心位置の体積当たりの密度で、δx はビーム方向に沿った物質の厚みである。ビームがターゲットに対し十分な幅を持ち、また A をターゲットの全垂直面積とすると、相互作用を起こした適切な粒子数は FA で与えられる。単位時間あたりに $d\Omega$ 内に散乱する平均粒子数は以下で与えられる。

$$N_{\mathrm{s}}(\Omega) = FA \ N\delta x \ \frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{3}$$

また、全立体角に散乱する粒子の総数は同様に以下で与えられる。

$$N_{\mathrm{tot}} = FA \ N\delta x \ \sigma \tag{4}$$

もしビームがターゲットに対して小さかったとすると、A をビームによって覆われる部分だけのものに置きなおす必要がある。この時、$FA \to n_{\mathrm{inc}}$ とし、これを単位時間当たりの粒子の総数とする。どちらの場合にせよ、上式を両辺 FA で割ると、1 粒子が厚み δx の物質中で散乱する確率が得られる。

$$（厚み\ \delta x\ の物質中で散乱する確率）= N\sigma \ \delta x \tag{5}$$

これは重要な式で、後にもう一度この確率について触れることにする。

2.1.2　平均自由行程 x における相互作用確率

前節では、薄い物体が多くの散乱中心を持ち、それと粒子が相互作用する確率について議論してきた。ではより一般的に厚みを x とした場合を考えよう。すると必然的に次の疑問が湧いてくる。この x がどのくらいであれば粒子は相互作用しないのだろうか？と。これは残存確率として知られていて以下のようにして求めることができる。まず、

$P(x)$：距離 x を飛翔した後も相互作用しない確率

$w\ dx$：距離 x から $x+dx$ の間で相互作用をする確率

距離 x から $x+dx$ の間で相互作用をしない確率は、以下で求まる。

$$\begin{aligned} P(x+dx) &= P(x)\ (1-wdx) \\ P(x)+\tfrac{dP}{dx}\ dx &= P-Pwdx \\ dP &= -\ wPdx \\ P &= C\ \exp(-wx) \end{aligned} \tag{6}$$

C は定数。$P(0)=1$ を要請すると、$C=1$ と定まる。距離 x において粒子が残存している確率は指数関数的である。これにより、ただちに距離 x において相互作用する確率は丁度以下のようになることが分かる。

$$P_{\mathrm{int}}(x) = 1-\exp(-wx) \tag{7}$$

一方で、距離 x まで残存したが距離 x から $x+dx$ の間で衝突する粒子の確率は以下のようになる。

$$F(x)\ dx = \exp(-wx)\ w\ dx \tag{8}$$

さて、ここで距離 λ を計算する。これは粒子が衝突せずに飛翔する距離であり、平均自由行程と呼ばれているものである。

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \tag{9}$$

直観的には、λ は相互作用中心の密度と断面積に依っているに違いないと思われるが、これによると相互作用の起こる確率で決まっている。この関係から、物質の厚みの話に戻ろう。小さな厚み δx において、$P_{\mathrm{int}}(x)$ は以下のように近似できる。

$$P_{\mathrm{int}}(x) = 1-\left(1-\frac{\delta x}{\lambda}+\cdots\right) \simeq \frac{\delta x}{\lambda} \tag{10}$$

指数関数的に大きくなっていき、ここでは 1 次の項だけを残した。式（**??**）との比較により、以下が得られる。

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \tag{11}$$

よって、残存確率は以下のようになる。

$$P(x) = \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) = \exp(-N\sigma x) \tag{12}$$

そして、相互作用を起こす確率は以下のようになる。

$$P_{\mathrm{int}}(x) = 1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) = 1 - \exp(-N\sigma x) \tag{13}$$

$$F(x)\ dx = \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)\ \frac{dx}{\lambda} = \exp(-N\sigma x)N\sigma dx \tag{14}$$

2.1.3 面密度単位

吸収するのに必要な厚みを表現する際によく使われる単位として、“面密度” や “質量厚さ（？）” がある。これは物質の密度に厚みを掛け合わせたものである。

$$(\text{質量厚さ}) \doteq \rho \cdot t \tag{15}$$

ρ は質量密度で、t は厚みである。もちろん、次元は面積当たりの質量で、例えば $\mathrm{g/cm^2}$ で表される。

物質中の放射線の相互作用について議論するにあたり、質量厚みの単位は通常の長さの単位よりも便利である。なぜなら相互作用中心とより深い関係にあるのはこの単位だからである。したがって質量密度の異なる物質同士の規格化にも効果的である。後に見ていくことになるが、異なる物質であってもこの質量厚さが同じであれば、同じ放射線を照射したときに概ね同じ影響が出るのである。