

Techniques for Nuclear and Particle Physics

Experiments 輪読 第一回 レジюме

田舎 和也

2020年4月17日

2 物質中の放射線の通過

この章では、放射線が物質と接触したときに生じる基本的な反応と、それによって起こる影響について説明します。原子核、素粒子の実験物理学者にとって、これらの相互作用に関する知識は最も重要です。実際、次の章で紹介するように、これらの反応は現在のすべての粒子線検出器の基礎となっていて、検出器の感度と効率を決定しています。同時に、これらの反応は放射線の物理的な状態を乱すことによって測定の手助けになることもあります。例えば、エネルギーの情報が失われたり、本来の軌道から逸れたり、観測される前に吸収されたりすることによって、観測が妨げられます。そしてこれらは生物が放射線に晒された時に起こるプロセスでもあります。

当然のことですが、放射線が物質中を透過する際に、物質を基本的な構成要素、即ち電子と原子核（更には原子核の構成要素）の集合体として見なせます。放射線の種類、エネルギー、物質の種類、原子や原子核全体との反応、あるいは個々の構成物質によってとりうるチャンネルの範囲が決まっています。例えば、金箔に入った α 粒子は、原子核からのクーロン力によって弾性散乱をしたり、原子中の電子と電磁氣的に衝突したり、原子核に吸収されて他の種類の放射線を発生させたり、あるいはほかの過程を経たりします。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る一定の確率で起こります。荷電粒子や光子の場合は最も一般的な過程は、電磁相互作用、特に原子内電子との非弾性衝突です。これは他の相互作用に比べてクーロン力は強く、遠い範囲まで影響を及ぼすことを考えると、自然なことです。しかし中性子は強い相互作用が優先的に起こります。とはいえ、磁気モーメントを介しての電磁相互作用や弱い相互作用の影響も受けています。反応過程の種類によってそれぞれの放射線を説明することが出来て、特に、その放射線の物質を通じた透過性、検出のしやすさ、生物の有機組織への危険性などに差を及ぼします。

主な電磁過程、中性子過程の背後にある理論はよく発達しており、実験的原子核物理学や素粒子物理学の多くのテキストで取り上げられています。したがって、この章では、関連する考え方を簡単に調査するに留め、代わりに核物理学や素粒子物理学に有用な結果に焦点を当てます。原子核、素粒子物理学のエネルギー範囲、すなわち数 keV 以上のエネルギー範囲に限定します。

2.1 予備知識及び定義

物質中の放射線についての議論を始めるにあたり、粒子間の相互作用に関するいくつかの基本的な概念をおさらいします。

2.1.1 断面積

二粒子間の衝突や相互作用は一般に断面積で表されます。この量は、基本的に反応の起こる確率を測定するもので、粒子間の基本的な相互作用がわかっている場合に計算することが出来ます。形式的には断面積は次のように定義されます。Fig.2.1 に示すように、ターゲット粒子 2 に入射する粒子ビーム 1 を考えます。ビームの幅はターゲットよりも広く、ビーム中の粒子は時間的にも空間的にも一様に分布していると仮定します。今、単位時間あたりに立体角 $d\Omega$ に散乱される粒子数に注目しよう。ただし、ここでいう散乱は入射粒子が Ω に散乱されることを意味します。衝突係数には不確実性が含まれるため、有限の測定時間においてこの数は変動すると考えられます。しかし多くの有限時間の測定を平均化すると、この数は $\frac{dN_s}{d\Omega}$ に収束すると考えられる。ここで N_s は単位時間あたりの平均散乱数です。ここで微分断面積を以下の式で定義する。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (2.1)$$

ここでフラックス F は単位時間、単位面積あたりにビーム中に含まれる粒子数。

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は単位時間あたりに $d\Omega$ に散乱された粒子数を F で割ったものの平均値である。量子力学的には一つの粒子がターゲット前方の単位面積内を通過粒子のうち、立体角 $d\Omega$ に散乱される確率流として再定義される。

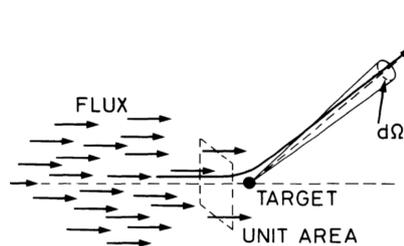


Fig. 2.1. Definition of the scattering cross section

次元を考えると、 $[dN_s] = [T]^{-1}$, $[F] = [T]^{-1}[L]^{-2}$ であるから $[d\sigma] = [L]^2$ の次元、すなわち面積の次元を持ちます。このことは $d\sigma$ がターゲットがビームを遮るような幾何学的な断面積と解釈できることを意味します。フラックス F の内、この領域内に入射したものの一部分が相互作用しますが、領域から外れたものは相互作用しません。ただし、このことはあくまで絵的な手助けに過ぎず、ターゲットの物理的な次元を実際に測るものではないことに注意してください。

一般に、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ の値は反応時のエネルギーと散乱された角度に依存します。ここでエネルギー一定の下で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ことができます。

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

上記の例は視覚的には簡単であったが、実用的ではなかった。なぜならば、実際のケースではターゲットは多くの散乱中心をもった厚みを持っている物質だからである。だから平均してどのくらい相互作用を起こすのかということを知る必要がある。ターゲットの中心が均一に分布していて、ある中心が他の中心の前に位置する可能性が低く、物質の厚さが薄いと仮定すると、ビームに対して垂直な単位面積あたりの中心の数は $N\delta x$ で与えられる。ここで N は中心位置の単位体積当たりの密度で δx はビーム方向の物質の厚さである。ビームがターゲットよりも広がりを持っている時、 A をビームに垂直なターゲットの全面積とすると、相互作用をおこす粒子数は FA で表される。よって、単位時間あたりに $d\Omega$ に散乱する平均粒子数 N_s は以下で表される。

$$N_s(\Omega) = FAN\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.3)$$

また、全立体角に散乱する総粒子数 N_{tot} は同様に以下で表される。

$$N_{tot} = FAN\delta x \sigma \quad (2.4)$$

もし、ビームが粒子にターゲットよりも小さかった場合、 $FA \rightarrow n_{inc}$ の置き換えを行えばよい。ここで N_{inc} は単位時間あたりの入射粒子の総数。更に上式を FA で割ることによって1粒子が厚み δx の物質中で散乱される確率が得られる。

$$(1 \text{ 粒子が厚み } \delta x \text{ の物質中で散乱する確率}) = N\sigma \delta x \quad (2.5)$$

この式は重要なので後でもう一度この確率について触れる。

2.1.2 平均自由行程 x における相互作用確率

前節では、多くの散乱中心を含む厚さを δx 薄い物質と粒子の相互作用確率を求めた。この節では、より一般的な場合として厚さを x として考える。この場合の相互作用確率を求めるには逆を考えればよい。すなわち、粒子が距離 x を進んだ時に粒子が相互作用しない確率を考える。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まる。

$P(x)$: 距離 x 進んだ時に相互作用しない確率

$w dx$: 距離 x から $x + dx$ の間で相互作用する確率

と定義すると、距離 x から $x + dx$ の間で相互作用しない確率は次のようにして求まる。

$$\begin{aligned}
P(x + dx) &= P(x)(1 - wdx) \\
P(x) + \frac{dP}{dx}dx &= P - Pwdx \\
\frac{dp}{dx} &= -wP \\
P &= C \exp(-wx)
\end{aligned} \tag{2.6}$$

ここで C は定数。 $P(0) = 1$ を要求して、 $C = 1$ が定まる。残存確率は距離 x に関して指数関数的である。またこれより距離 x 進む間に相互作用する確率は以下のようなになる。

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-wx) \tag{2.7}$$

一方、距離 x まで残存したが、距離 x から $x + dx$ の間で相互作用する確率は

$$F(x)dx = \exp(-wx) wdx \tag{2.8}$$

ここで平均自由行程と呼ばれる λ を計算する。 λ は粒子が衝突せずに進む平均距離であり、以下のように書ける。

$$\lambda = \frac{\int xP(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{1}{w} \tag{2.9}$$

直感的には、 λ は相互作用中心の密度と断面積に依存していると考えられるが、これによると相互作用の起こる確率によって決まっている。物質が薄いときは $P_{\text{int}}(x)$ は以下のように近似できる。

$$P_{\text{int}} = 1 - (1 - \frac{\delta x}{\lambda} + \dots) \simeq \frac{\delta x}{\lambda} \tag{2.10}$$

これと (5) を見比べて以下の関係式が得られる。

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \tag{2.11}$$

よって残存確率 $P(x)$ は以下のように書き直せる。

$$P(x) = \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) = \exp(-N\sigma x) \tag{2.12}$$

よって、相互作用を起こす確率は

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) = 1 - \exp(-N\sigma x) \tag{2.13}$$

$$F(x)dx = \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) \frac{dx}{\lambda} = \exp(-N\sigma x) N\sigma dx \tag{2.14}$$

2.1.3 面密度の単位

吸収体の厚さを表すのによく使われる単位は、面密度または質量厚さである。これは物質の質量密度と、通常長さの単位である厚さの積で与えられる。

$$\text{質量厚さ} \equiv \rho t \quad (2.15)$$

ここで ρ は質量密度で t は厚みである（時間でないことに注意！紛らわしい！）次元は面積当たりの質量。

物質中の放射線の相互作用を議論するのに、質量厚さの単位は通常長さよりも使い勝手が良い。なぜなら相互作用中心とより密接な関係にあるのは質量厚さのほうだからである。よって質量密度の規格化にも効果がある。後で述べることになるが質量厚さが同じであれば、異なる物質であっても同じ放射線を照射させたときに概ね同じ影響がでるからである。