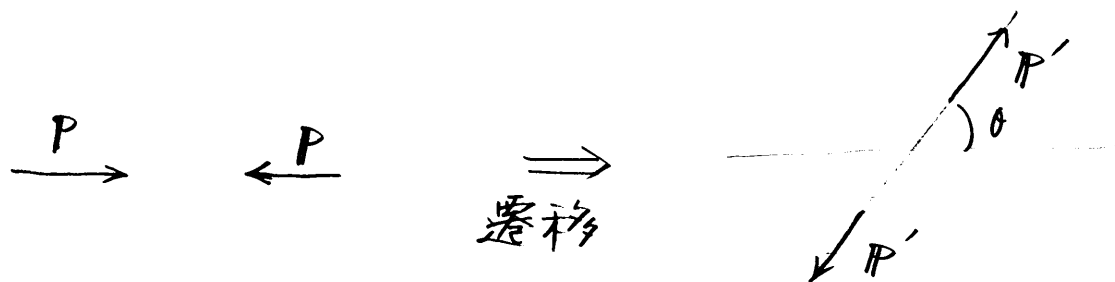


## §. ボールン近似

量子力学では、重心系で初期状態から終状態への遷移として散乱をとらえる。



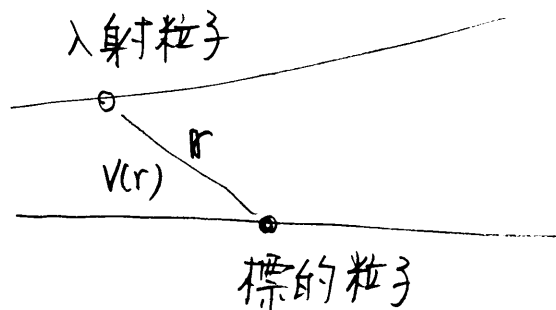
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R}{j_{in}}$$

$R$ : 単位時間当たりの遷移確率  
 $j_{in}$ : 入射フラックス

2体系の相対運動に対するシュレディンガー方程式:

$$\left[ \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + \underbrace{V(r)}_{\text{2粒子間のポテンシャル}} - E \right) \psi(r) = 0 \right]$$

2粒子間のポテンシャル



$E \gg |V(r)|$  のとき (高エネルギー散乱)

$V(r)$  を摂動として扱う  $\rightarrow$  ボールン近似

$V(r) = 0$  ときたときの解  $\rightarrow \psi(r) = e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar}$  (平面波)

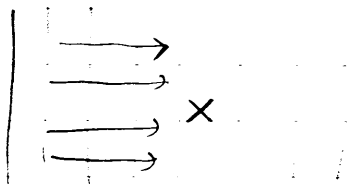
$$\psi_i(r) = e^{i\vec{p}_i \cdot \vec{r}/\hbar} \xrightarrow{\text{遷移}} \psi_f(r) = e^{i\vec{p}_f \cdot \vec{r}/\hbar}$$

$$(E = \frac{p_i^2}{2\mu} = \frac{p_f^2}{2\mu})$$

(note) 平面波は普通の意味では規格化できない:

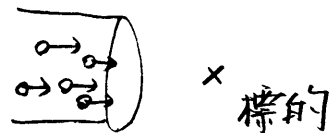
$$\int d\vec{r} |\psi(r)|^2 = \int d\vec{r} 1 = \infty$$

解釈: 平面波は粒子の流れを表す



※ 標的粒子のサイズに比べて入射ビームのサイズは圧力的に大きい。

$\rightarrow$  ビームの端の効果は考えずに平面波で近似してもOK.



フラックス:  $\vec{j} = \frac{\hbar}{2i\mu} (\psi^*(r) \nabla \psi(r) - \psi(r) \nabla \psi^*(r))$

$$\text{(note)} \begin{cases} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi + V\psi \\ -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi^* = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi^* + V\psi^* \end{cases}$$

$$\downarrow \frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 = \dot{\psi} \psi^* + \psi \dot{\psi}^*$$

$$= \frac{1}{i\hbar} \left\{ \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi + V\psi \right) \psi^* - \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi^* + V\psi^* \right) \psi \right\}$$

$$= -\frac{\hbar}{2i\mu} \nabla \cdot (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$$

↓

$$\rho(r) = |\psi(r)|^2, \quad \mathbf{j} = \frac{\hbar}{2i\mu} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$$

$$\text{とすると} \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (\text{連続の方程式})$$

$$(\text{平面波の場合}) \quad \psi(r) = e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar}$$

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{2i\mu} (e^{-i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar} \cdot \frac{i\vec{p}}{\hbar} e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar} - e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar} \cdot \frac{-i\vec{p}}{\hbar} e^{-i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar})$$

$$= \frac{\vec{p}}{\mu} = \mathbf{v}$$

単位時間当りの全遷移確率:  
← フェルミの黄金則

$$R_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\vec{p}_f}{(2\pi\hbar)^3} |\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f)$$

$$\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle = \int d\vec{r} \psi_f^*(\vec{r}) V(\vec{r}) \psi_i(\vec{r})$$

$$= \int d\vec{r} e^{i(\vec{p}_i - \vec{p}_f) \cdot \vec{r}/\hbar} V(\vec{r})$$

$$\equiv \int d\vec{r} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} V(\vec{r}) = \tilde{V}(\vec{q})$$

フーリエ変換

$$E_f = \frac{P_f^2}{2\mu} \rightarrow dE_f = \frac{P_f}{\mu} dP_f$$

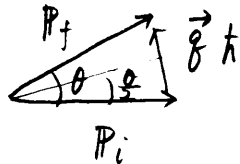
DEPARTMENT OF PHYSICS

GRADUATE SCHOOL OF SCIENCE

KYOTO UNIVERSITY

$$\vec{q} \equiv (P_f - P_i)/\hbar$$

運動量移行  
(momentum transfer)



$$q\hbar = 2P_i \sin \frac{\theta}{2}$$

(散乱角と  $q$  の関係)

$$\begin{aligned} R_{if} &= \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{P_f^2 dP_f}{(2\pi\hbar)^3} d\Omega_{P_f} |\tilde{V}(\vec{q})|^2 \delta(E_f - E) \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int \mu P_f dE_f d\Omega_{P_f} |\tilde{V}(\vec{q})|^2 \delta(E_f - E) \\ &= \frac{\mu P_i}{4\pi^2 \hbar^4} \int d\Omega_{P_f} |\tilde{V}(\vec{q})|^2 \end{aligned}$$

$$\sigma = \frac{R_{if}}{J_{in}} = \int d\Omega_{P_f} \underbrace{\frac{\mu^2}{4\pi^2 \hbar^4} |\tilde{V}(\vec{q})|^2}_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{P_f}}}$$

(note) 球対称ポテンシャルに対しては

$$\begin{aligned} \tilde{V}(q) &= 2\pi \int_{-1}^1 d\cos\theta \int_0^\infty r^2 dr e^{-iqr\cos\theta} V(r) \\ &= 2\pi \int_0^\infty r^2 dr \frac{1}{-iqr} (e^{-iqr} - e^{iqr}) V(r) \\ &= 2\pi \int_0^\infty r^2 dr \frac{1}{iqr} \cdot 2i \sin qr \cdot V(r) \\ &= 4\pi \int_0^\infty r^2 dr \frac{\sin qr}{qr} \cdot V(r) \end{aligned}$$

[具体的な例 1] 電荷密度  $e\rho(r)$  を持つ標的粒子と  
電子の散乱

$$V(r) = -e^2 \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dr'$$

(note) ポアソン方程式:  $\nabla^2 V = 4\pi e^2 \rho$

$$\begin{aligned} \downarrow \quad \tilde{V}(\vec{g}) &= \int dr e^{-i\vec{g}\cdot\vec{r}} V(r) \\ &= \cancel{\frac{1}{-ig} e^{-i\vec{g}\cdot\vec{r}} V(r) \Big|_{-\infty}^{\infty}} + \frac{1}{ig} \cdot \int dr e^{-i\vec{g}\cdot\vec{r}} \nabla^2 V \\ &= \cancel{\frac{1}{g^2} \nabla^2 V \Big|_{-\infty}^{\infty}} - \frac{1}{g^2} \int dr e^{-i\vec{g}\cdot\vec{r}} \nabla^2 V \\ &= -\frac{4\pi}{g^2} e^2 \underbrace{\int dr e^{-i\vec{g}\cdot\vec{r}} \rho(r)} \end{aligned}$$

↓  
電荷密度のフーリエ変換  $\equiv F(\vec{g})$

$$\begin{aligned} \downarrow \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\mu^2}{4\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{16\pi^2 e^4}{g^4} |F(g)|^2 \\ &= \frac{4\mu^2 e^4}{g^4 \hbar^4} |F(g)|^2 = \left( \frac{2\mu e^2}{4p_i^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 |F(g)|^2 \\ &= \left( \frac{e^2}{4E \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 |F(g)|^2 \end{aligned}$$

(note)  $\rho(r) = Z \delta(r)$  なら  $F(\vec{g}) = Z$

$$\downarrow \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Ze^2}{4E \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 \quad \text{ラザフォードの公式}$$

[具体的な例 2] スクリーンされたクーロンポテンシャル (湯川ポテンシャル)

$$V(r) = g \cdot \frac{e^{-\alpha r}}{r} \quad (1/\alpha = \text{スクリーニング長})$$

↓

$$\begin{aligned} \tilde{V}(q) &= \frac{2\pi g}{i q} \int_0^\infty dr (e^{i q r} - e^{-i q r}) e^{-\alpha r} \\ &= \frac{2\pi g}{i q} \left[ \frac{e^{(i q - \alpha) r}}{i q - \alpha} - \frac{e^{(-i q - \alpha) r}}{-i q - \alpha} \right]_{r=0}^\infty \\ &= \frac{-2\pi g}{i q} \left( + \frac{1}{i q - \alpha} + \frac{1}{i q + \alpha} \right) \\ &= + \frac{2\pi g}{i q} \cdot \frac{2i q}{q^2 + \alpha^2} = \frac{4\pi g}{q^2 + \alpha^2} \end{aligned}$$

(note)  $\alpha = 0$  として  $\tilde{V}(q) = \frac{4\pi g}{q^2} \rightarrow \text{クーロンポテンシャルの公式}$

# §. リッポフマン-シュウィンガー-方程式

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V\right) \psi = E \psi$$

$$\rightarrow \underbrace{\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - E\right)}_{\equiv \hat{H}_0} \psi = -V \psi$$

形式解

$$\psi = \phi - \frac{1}{\hat{H}_0 - E - i\eta} V \psi$$

$$(\hat{H}_0 - E) \phi = 0$$

リッポフマン-シュウィンガー-方程式

正の微小量  
(波動関数の境界条件  
を与える。)

・ グリーン関数

$$\hat{G}_0^{(+)} = \frac{1}{\hat{H}_0 - E - i\eta}$$

座標表示では

$$G_0^{(+)}(r, r') = \langle r | \frac{1}{\hat{H}_0 - E - i\eta} | r' \rangle$$

$$\equiv \frac{k^2 \hbar^2}{2\mu}$$

$$= \int dk' \langle r | k' \rangle \cdot \frac{1}{\frac{k'^2 \hbar^2}{2\mu} - \frac{k^2 \hbar^2}{2\mu} - i\eta} \langle k' | r' \rangle$$