

BÖLÜM 23

ÇARPISMA TEORİSİ

ÇARPISMA TESİR KESİTİ

Saçılma hakkında konuşmanın en ideal yolu tam olarak ne olacağının tasvir eden denklemleri formüle etmektir; bir dalga paketi ile tasvir edilen gelen bir parçacık hedefe yaklaşıyor. Dalga paketi vizesel olarak geniş olmalıdır, öyle ki geneli esnasında dikkate değer yayılma ve hedef parçacığıyla kuzula kızıllıkla ama laboratuvar boyutlarına göre küçük olmalı, yani, hedef ve deaktör ile eşmanah üstte gelmelidir. Bir hedef ile bir etimleşme için ve sonuza bu paket görürüz: bir ilei deaktörüne devam eden (demetli saçılmanın parçası) ve diğeri: bir akide uyarı ve saçılan parçacıkları tanımlar.

Tamam Birim zaman ve birim gelen alan başına bir hatı, ağırlık saçılan parçacıkların sayısını diferensiyel saçılma kesiti olarak tanımlanacaktır. Bu yolu izlemeyeceğiz.

10. Böl. Schrödinger denklemleri süreli çözümleri tahmin etmek ve şu sonuca ulaşmaktır: (a) potansiyel'in yollarında S. Denklemleri çözümleri $\psi^{(k)}$ düklen selge bükümler ve

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2im} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) = \frac{\hbar k}{m}$$

alan ile tanımlanır.

2

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = e^{i k r \cos \theta}$$

$$\vec{h} \nabla \vec{r}$$

$$= \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} \partial_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos \theta)$$

$$P_{\ell}(r) \approx -\frac{1}{2ikr} \left[\frac{e^{-i(kr - \ell\pi/2)}}{r} - \frac{e^{i(kr - \ell\pi/2)}}{r} \right]$$

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \Rightarrow \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} \left[\frac{e^{-i(kr - \frac{\ell\pi}{2})}}{r} - \frac{e^{i(kr - \frac{\ell\pi}{2})}}{r} \right]$$

$$\times P_{\ell}(\cos \theta)$$

b) Parçacıkların koherensu birer bir radyal potansiyel varlığının bu bir sadece bir form. Herda değişkenlikleri tartışmaya gerek bu bir analitik form

$$\psi(\vec{r}) \Rightarrow \frac{i}{2k} \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \left[\frac{e^{-i(kr - \frac{\ell\pi}{2})}}{r} - S_{\ell}(k) \frac{e^{i(kr - \frac{\ell\pi}{2})}}{r} \right] P_{\ell}(\cos \theta)$$

$$|S_{\ell}(k)|^2 = 1$$

$$\begin{aligned}\psi(\vec{r}) &\Rightarrow \frac{i}{2k} \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \left[\frac{e^{-i(kr-\ell\pi/2)}}{r} - \frac{e^{i(kr-\ell\pi/2)}}{r} \right] \\ &+ \frac{i}{2k} \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \left[-S_{\ell} \frac{e^{i(kr-\ell\pi/2)}}{r} + \frac{e^{i(kr-\ell\pi/2)}}{r} \right] \\ &= e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{e^{ikr}}{r} \sum_{\ell} \frac{i}{2k} (2\ell+1) i^{\ell} (-S_{\ell}+1)\end{aligned}$$

$$\times \left(e^{-i\ell\pi/2} \right) (-i)^{\ell}$$

$$\Rightarrow e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + \left\{ \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \frac{S_{\ell}(k)-1}{2ik} P_{\ell} \right\} \frac{e^{ikr}}{r}$$

m : invariante Lichte $f(\theta)$

θ : Winkel zwischen $\vec{k}$ und $\vec{r}$ nimmt k.r. an

∇ beschreibt die Abh. von k, r auf die Lichte abh. nimmt für $q \rightarrow 0$.

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$f(\theta) = \sum_{\ell} (2\ell+1) f_{\ell}(k) P_{\ell}(\cos\theta)$$

$$f_{\ell}(k) = [S_{\ell}(k)-1]/2ik$$

7 Alu

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2im} \left\{ \left[e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \right]^* \vec{\nabla} \left[e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \right] - \text{c.c.} \right\}$$

$$= \frac{\hbar}{2im} \left\{ \left[e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f^*(\theta) \frac{e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \right] \right.$$

$$\times \left[i\vec{k} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + i\hat{\theta} \frac{1}{r} \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} + i\hat{r} f(\theta) \left(i\vec{k} \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} - \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r^2} \right) \right] - \text{c.c.} \left. \right\}$$

$$= \frac{\hbar}{2im} \left[i\vec{k} + i\vec{k} f^*(\theta) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} + i\vec{k} \hat{r} f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} + i\vec{k} \hat{r} |f(\theta)|^2 \frac{1}{r^2} - i\hat{r} f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r^2} + i\hat{\theta} \frac{\partial f}{\partial \theta} \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r^2} - \text{c.c.} \right]$$

→ $1/r^3$ bruchteil $1/r^2$ fñr fñr $\vec{k}$ & $\vec{r}$ den
sachten

$$\begin{aligned}
 \vec{j} = & \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \frac{\hbar \vec{k}}{m} \hat{r} \frac{|f(\theta)|^2}{r^2} \\
 & + \frac{\hbar \vec{k}}{2m} \frac{1}{r} \left[f^*(\theta) e^{-i k r (1-\cos\theta)} + f(\theta) e^{i k r (1-\cos\theta)} \right] \\
 & + \frac{\hbar \vec{k}}{2m} \frac{\hat{r}}{r} \left[f^*(\theta) e^{-i k r (1-\cos\theta)} + f(\theta) e^{i k r (1-\cos\theta)} \right] \\
 & - \frac{\hbar}{2im} \frac{\hat{r}}{r^2} \left[f(\theta) e^{i k r (1-\cos\theta)} - f^*(\theta) e^{-i k r (1-\cos\theta)} \right] \\
 & + \frac{\hbar}{2im} \frac{\hat{\theta}}{r^2} \left[\frac{\partial f}{\partial \theta} e^{i k r (1-\cos\theta)} - \frac{\partial f^*}{\partial \theta} e^{-i k r (1-\cos\theta)} \right]
 \end{aligned}$$

$$\theta \neq 0.$$

Bir ölcüme alın daha küçük ama sonuçları aynı olacak
 integralleri hesaplamak

$$e^{i k r (1-\cos\theta)} \rightarrow \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi f(\theta, \phi) e^{i k r (1-\cos\theta)}$$

eski.

$r \rightarrow \infty$ için bu fonksiyonlar küçük değere göre fonksiyon
 sayıları. Üzerinden integral alacağız $1/r$ den daha büyük
 sayılar. (Riemann - Lebesgue algoritması)

$$\vec{j} = \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \frac{\hbar \vec{k}}{m} \hat{r} \frac{|f(\theta)|^2}{r^2}$$

pozitif yönlüde sadece bu kadar var
 (kalanlar)

Bir dalganın potansiyel enerjisi $\frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2$ denetimli olarak
 bağlantıların da tanımlama için farklı bir açıyla.

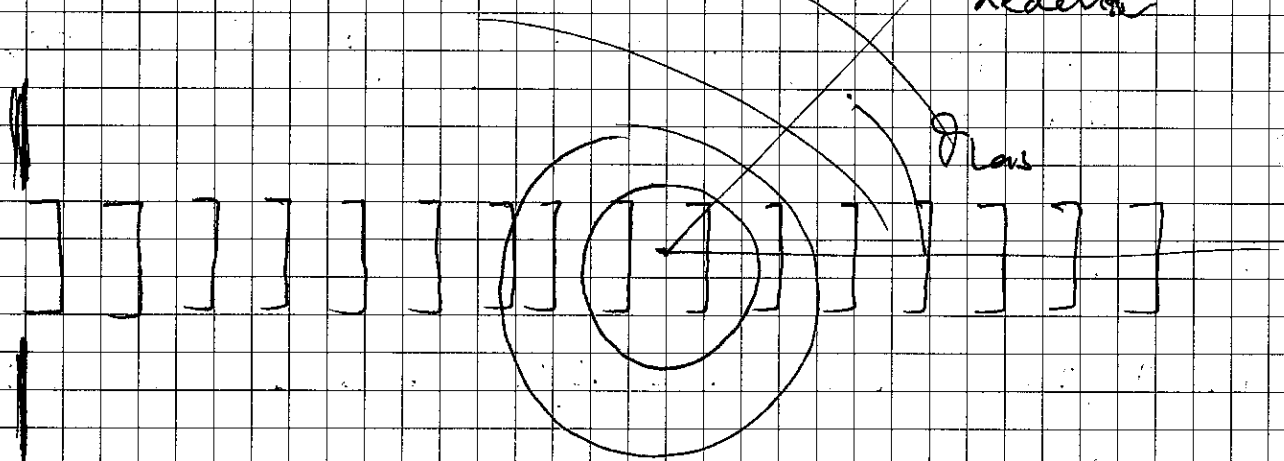
Böylece radyal alan

$$\hat{r} = \hat{i} \cos \theta + \hat{j} \sin \theta$$

$$\frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \cdot \hat{r} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \cos \theta / m$$

Sadece 2- elemanlı bir alan

bulunuyor $\leftarrow$ radyal alan



Sayacın bir bölgeyi ölçme hızı, radyal alanın
 bülgeye radyal alanın hızı gelene. 2. denkleme göre

$$\hat{j} \cdot \hat{r} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \frac{|f(\theta)|^2}{r^2}$$

Orijinalden (kaynak) da her bir eleman için
 paralel olan.

$$\hat{j} \cdot \hat{r} dA = \left(\frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \right) \frac{|f(\theta)|^2}{r^2} r^2 d\Omega$$

gelen alan

$$d\Omega = \text{Dif. açıl. birim} = \frac{\hat{j} \cdot \hat{r}}{\frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2} = |f(\theta)|^2 d\Omega$$

7
 Dacă pot scrie dependența soluției arinutal se-
 lului de caracter

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \varphi)|^2$$

$$\sigma_{\text{tot}}(k) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

$$V(r) = \begin{cases} -U & r < a \\ 0 & r > a \end{cases} \quad S_\ell(k) = e^{2i\delta_\ell(k)}$$

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) e^{i\delta_\ell(k)} \sin \delta_\ell(k) P_\ell(\cos \theta)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \int d\Omega |f(\theta)|^2$$

$$= \int d\Omega \left[\frac{1}{k} \sum_{\ell} (2\ell+1) e^{i\delta_\ell(k)} \sin \delta_\ell(k) P_\ell \right]$$

$$\left[\frac{1}{k} \sum_{\ell'} (2\ell'+1) e^{i\delta_{\ell'}(k)} \sin \delta_{\ell'}(k) P_{\ell'} \right]$$

$$\int d\Omega P_\ell(\cos \theta) P_{\ell'}(\cos \theta) = \frac{4\pi}{2\ell+1} \delta_{\ell\ell'}$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \sin^2 \delta_\ell(k)$$

8

$$\begin{aligned}
 \text{Im } f(0) &= \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) \text{Im} \left[e^{i S_l(k)} \sin S_l(k) \right] \frac{1}{1} \\
 &= \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) \sin^2 S_l(k) \\
 &= \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} \quad \text{optik teorisi}
 \end{aligned}$$

Esnek ve esnek olmayan saçılma:

$|S_l(k)| < 1$ alırsak,

Genelde k sayısına deneyimle gelen deneysel sonuçlar
 mükemmel sızlanmaz; sadece ^{bazı} uyandırılabilir ya da ne
 durumun değiştirilebilir ya da diğer potansiyel
 meydana gelebilir. Tartışmamız, saçılma ile ilgili
 tüm sonuçları

$$0 \leq \eta_l(k) \leq 1$$

Esnek ve

$$S_l(k) = \eta_l(k) e^{2i\delta_l(k)}$$

yarmakla verilir, kuzmi dalga saçılma gerilimi

$$f_l(k) = \frac{S_l(k) - 1}{2ik} = \frac{\eta_l(k) e^{2i\delta_l(k)} - 1}{2ik}$$

$$= \frac{\eta_l}{2k} \sin \delta_l(k) + i \frac{1 - \eta_l \cos \delta_l(k)}{2k}$$

$$S_e(l) = e^{2iS_e(l)}$$

$$f_e(l) = \frac{1}{l} \frac{S_e(l) - 1}{2i} = \frac{e^{iS_e}}{l} \frac{e^{iS_e} - e^{-iS_e}}{2i}$$

$$= \frac{e^{iS_e}}{l} \sin S_e$$

$$|f_e(l)|^2 = \sin^2 S_e / l^2$$

$$U_{tot} = 4\pi \sum (2l+1) |f_e(l)|^2$$

$$= 4\pi \sum (2l+1) \frac{1 + 4l^2 - 24l \cos 2S_e}{4l^2}$$

elastik olmayan sürecin ne kadar elastik olduğunu belirlemek için
 sınırları belirleyip, yalnızca bu kısımda tanımlanan
 esnek olmayan tesir kuantumunu belirleyeceğiz.

$$f(r) \Rightarrow \frac{1}{2l} \sum_l (2l+1) e^{i(kr - l\pi/2)} \left[\frac{e^{i(kr - l\pi/2)}}{r} - S_e(l) \frac{e^{i(kr - l\pi/2)}}{r} \right]$$

$P_e(\cos \theta)$

$$\frac{i}{2l} \frac{e^{i(kr - l\pi/2)}}{r} P_e(\cos \theta)$$

↑
farklı bir türden

$$= \sqrt{4\pi} \gamma_{l0}$$

↓
Yine aynı şekilde

$$\frac{4\pi}{(2l)^2}$$

bu şekilde de

$$\frac{4\pi}{m} (|f_e(l)|^2)$$

10

$$N_{\text{et}} A_{\text{L}} = \frac{\eta_c}{h\nu} \frac{\pi}{h\nu} [1 - \gamma_e^2(u)]$$

Gelen ışın yansır

$$\sigma_{\text{inel}} = \frac{\pi}{h\nu} \sum_l (2l+1) [1 - \gamma_e^2(u)]$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}$$

$$= \frac{\pi}{h\nu} \sum_l (2l+1) [2 - 2\gamma_e \cos 2\delta_l]$$

$$= \frac{2\pi}{h\nu} \sum_l (2l+1) (1 - \gamma_e \cos 2\delta_l)$$

$$\text{Im } f(0) = \sum_l (2l+1) \text{Im } f_l(u)$$

$$= \sum_l (2l+1) \frac{1 - \gamma_e \cos 2\delta_l}{2L} = \frac{L}{\eta_n} \sigma_{\text{tot}}$$

optik teorisi ✓

$\gamma_e = 1 \Rightarrow$ Sığırın yola indirilme tesirleri = 0

$\gamma_e = 0 \Rightarrow$ tamamen sığırın yola indirilme tesiri de ucuca kadar
dalganın elastik yansıması vardır. Bu bir sinyal
dışına iletilmesi de aynı zamanda
sinyal dışına yansımasıdır. a) iyi tanımlı bir
kaynakla sığırın b) tamamen sığırın

(a) $\rightarrow$ $l \leq L$ kısmı dalgaları, sınırda olmanın gerektirini sağlar.

$$L = ka$$

a için yarı çapı

(b) $\psi_e(u) = 0 \quad l \leq L$ için.

(c)

$$\sigma_{\text{inel}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^L (2l+1) = \frac{\pi}{k^2} L^2 = \pi a^2$$

(d)

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^L (2l+1) = \pi a^2$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}} = 2\pi a^2$$

