

《量子力学教程》课后习题——第二章 波函数和薛定谔方程

物理 (4+4) 1801 胡喜平 学号 U201811966

网站 <https://hxp.plus/> 邮件 hxp201406@gmail.com

2020 年 10 月 10 日

2.1 证明在定态中, 概率流密度与时间无关。

解 定态波函数为

$$\psi(r, t) = \psi(r) \exp\left[-\frac{iE}{\hbar}t\right]$$

概率流密度为

$$\begin{aligned} J &= \frac{\hbar}{2i\mu} |\psi(r)|^2 \nabla \ln \left\{ \frac{\psi(r)}{\psi^*(r)} \exp\left[-\frac{2iE}{\hbar}t\right] \right\} = \frac{\hbar}{2i\mu} |\psi(r)|^2 \nabla \left\{ \ln \left[\frac{\psi(r)}{\psi^*(r)} \right] + \frac{2iEt}{\hbar} \right\} \\ &= \frac{\hbar}{2i\mu} |\psi(r)|^2 \nabla \ln \left[\frac{\psi(r)}{\psi^*(r)} \right] \end{aligned}$$

与时间无关。

2.2 由下列两定态波函数计算概率流密度。

$$\psi_1 = \frac{1}{r} \exp[ikr] \quad \psi_2 = \frac{1}{r} \exp[-ikr]$$

从所得结果说明 ψ_1 表示向外传播的球面波, ψ_2 表示向内 (即向原点) 传播的球面波。

解

$$\vec{J}_1 = \frac{\hbar}{2i\mu} |\psi|^2 \nabla \ln \frac{\psi}{\psi^*} = \frac{\hbar}{2i\mu} \frac{1}{r^2} \nabla (2ikr) = \frac{\hbar k}{\mu r^2} \vec{e}_r$$

$$\vec{J}_2 = \frac{\hbar}{2i\mu} |\psi|^2 \nabla \ln \frac{\psi}{\psi^*} = \frac{\hbar}{2i\mu} \frac{1}{r^2} \nabla (-2ikr) = -\frac{\hbar k}{\mu r^2} \vec{e}_r$$

ψ_1 是沿着 \vec{e}_r 方向传播的, ψ_2 是沿着 \vec{e}_r 相反方向传播的。

2.3 一粒子在一维势场

$$U(x) = \begin{cases} \infty & x < 0 \\ 0 & 0 \leq x \leq a \\ \infty & x > a \end{cases}$$

中运动, 求粒子的能级和对应的波函数。

解 在 $0 < x < a$ 时, 薛定谔方程

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi$$

即

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{\hbar^2}{2\mu E}\psi = 0$$

设

$$\psi = A \cos \alpha x + B \sin \alpha x$$

代入解得

$$\psi = A \cos \alpha x + B \sin \alpha x \quad \alpha = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}$$

由波函数连续条件

$$\psi|_{x=0} = \psi|_{x=a} = 0$$

得到

$$A = 0 \quad B \sin \alpha a = 0 \Rightarrow \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}} = \alpha = \frac{n\pi}{a} \Rightarrow E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu a^2} n^2$$

由波函数归一化条件

$$\int_0^a \left[B \sin \frac{n\pi}{a} x \right]^2 dx = B^2 \int_0^a \frac{1 - \cos \frac{2n\pi}{a} x}{2} dx = \frac{B^2}{2} a = 1$$

解得

$$B = \sqrt{\frac{2}{a}}$$

因此波函数为

$$\psi_n(x) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x & 0 < x < a \\ 0 & x < 0, x > a \end{cases}$$

2.4 证明下式中的归一化因子是 $A' = \frac{1}{\sqrt{a}}$

$$\psi_n = \begin{cases} A' \sin \frac{n\pi}{2a} (x+a) & |x| < a \\ 0 & |x| \geq a \end{cases}$$

解

$$\int_{-a}^a \left[A' \sin \frac{n\pi}{a} (x+a) \right]^2 dx = \frac{A'^2}{2} \int_{-a}^a \left[1 - \cos \frac{2n\pi}{a} (x+a) \right] dx = A'^2 a = 1 \Rightarrow A' = \frac{1}{\sqrt{a}}$$

2.5 求一维谐振子处在第一激发态时概率最大的位置。

解 对应能量 E_n 的波函数是

$$\psi_n(\xi) = N_n \exp \left[-\frac{\xi^2}{2} \right] H_n(\xi) \quad \xi = \alpha x \quad N_n = \left(\frac{\alpha}{\pi^{\frac{1}{2}} 2^n n!} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$n = 1$ 时

$$\psi_1(x) = \left(\frac{\alpha}{2\sqrt{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{\alpha^2}{2} x^2 \right] \cdot 2\alpha x$$

概率为

$$w(x) = |\psi(x)|^2 = \frac{2\alpha^3}{\sqrt{\pi}} x^2 \exp[-\alpha^2 x^2]$$

对概率求导数

$$\frac{dw(x)}{dx} = \frac{4\alpha^3}{\sqrt{\pi}} [x(1 - \alpha^2 x^2)] \exp[-\alpha^2 x^2]$$

$$\frac{d^2 w(x)}{dx^2} = \frac{4\alpha^3}{\sqrt{\pi}} (2\alpha^4 - 5\alpha^2 x^2 + 1) \exp[-\alpha^2 x^2]$$

只有当 $x = \pm \frac{1}{\alpha}$ 时, $\frac{dw(x)}{dx} = 0$ 且 $\frac{d^2 w(x)}{dx^2} < 0$, 因此最大概率位置 $x = \pm \frac{1}{\alpha}$

2.6 在一维势场中运动的粒子, 势能对原点对称: $U(-x) = U(x)$, 证明粒子的定态波函数具有确定的宇称。

解 薛定谔方程为

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(x)] \psi(x) = 0$$

$$\frac{d^2\psi(-x)}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(x)] \psi(-x) = 0$$

$\psi(x)$ 和 $\psi(-x)$ 是一个方程的解, 它们的线性组合也是方程的解。因此下面两个方程是薛定谔方程的解

$$\psi_e(x) = \psi(x) + \psi(-x)$$

$$\psi_o(x) = \psi(x) - \psi(-x)$$

其中 $\psi_e(x)$ 是偶函数, $\psi_o(x)$ 是奇函数。因此有确定的宇称。

2.7 一粒子在一维深势阱

$$U(x) = \begin{cases} U_0 > 0 & |x| > a \\ 0 & |x| \leq a \end{cases}$$

中运动, 求束缚态 ($0 < E < U_0$) 的能级所满足的方程。

解

2.8 分子间的范德瓦尔斯力所产生的势能可以近似地表示为

$$U(x) = \begin{cases} \infty & x < 0 \\ U_0 & 0 \leq x < a \\ -U_1 & a \leq x \leq b \\ 0 & b < x \end{cases}$$

求束缚态的能级所满足的方程。

解