

ТЗ

а)

Задан потенциал $U(x) = -\frac{\hbar^2}{m}\kappa_0\delta(x)$, который представляет собой дельта-яму. Прежде чем как всегда решать стационарное уравнение Шредингера сделаем замечание, что $E < 0$, тогда получим

$$\hat{H}\psi = -|E|\psi, \quad \kappa^2 := \frac{2m|E|}{\hbar}.$$

С такой заменой получим вполне красивый диффур второго порядка:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\psi'' - \frac{\hbar^2}{m}\kappa_0\delta(x)\psi + |E|\psi = 0 \quad \Rightarrow \quad \psi'' - (\kappa - 2\kappa_0\delta(x))\psi = 0.$$

Мы ожидаем непрерывности от волной функции на границах областей, а именно в точке дельта-ямы, то есть одним из граничных условий будет $\psi(-0) = \psi(+0)$.

Потребовав непрерывности ψ , из-за дельта функции, мы получаем разрыв для первой производной

$$\psi'' - (\kappa - 2\kappa_0\delta(x))\psi = 0 \quad \xRightarrow{\int_{-\epsilon}^{+\epsilon}} \quad \psi'(+0) - \psi'(-0) = -2\kappa_0\psi(0).$$

Вне ямы будем наблюдать спад по экспоненте, сама же яма – по сути точечна, значит такое же поведение будем ожидать и в связанном состоянии, таким образом ищем волновую функцию как

$$\psi = \begin{cases} C_1 e^{-\kappa x}, & x > 0 \\ C_2 e^{\kappa x}, & x < 0 \end{cases}$$

Из непрерывности получим автоматически, что

$$\psi(-0) = \psi(+0) \quad \Rightarrow \quad C_2 = C_1 = C.$$

Разрыв же первой производной позволит нам найти

$$\psi'(+0) - \psi'(-0) = -2\kappa_0\psi(0) \quad \Rightarrow \quad -2\kappa_0 C = C(-\kappa - \kappa) \quad \Rightarrow \quad \kappa = \kappa_0.$$

Таким образом энергия связанного состояния:

$$E = -\frac{\hbar^2 \kappa_0^2}{2m}$$

Теперь, осталось проверить нормировку нашей волновой функции

$$\int_{\mathbb{R}} \psi\psi^* dx = 1 \quad \Rightarrow \quad C^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\kappa_0|x|} dx = \frac{C^2}{\kappa_0} \int_0^{+\infty} e^{-2\kappa_0 x} d2\kappa_0 x = \frac{C^2}{\kappa_0} = 1 \quad \Rightarrow \quad \kappa_0 = C^2.$$

Таким образом собирая всё вместе получаем волновую функцию вида:

$$\psi(x) = \sqrt{\kappa_0} e^{-\kappa_0|x|}$$

Мы получили волновую функцию в координатном представлении для уровня энергии ноль $\psi(x) = \langle x|0\rangle$. Тогда в импульсном представлении

$$\psi(p) = \langle p|0\rangle = \int_{\mathbb{R}} dx \langle p|x\rangle \langle x|0\rangle = \int_{\mathbb{R}} \langle p|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar}px} = \frac{\sqrt{\kappa_0}}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{\mathbb{R}} e^{-\kappa_0 x - \frac{i}{\hbar}px} dx = \frac{\sqrt{\kappa_0}}{\sqrt{2\pi\hbar}} \cdot \frac{2\kappa_0}{\kappa_0^2 + (p/\hbar)^2} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(\kappa_0\hbar)^{3/2}}{(\kappa_0\hbar)^2 + p^2}.$$

Дальше будет менее широко, честно, а ведь это ещё опущено наше любимое интегрирование по частям.

$$\langle 0|\hat{p}|0\rangle = 0, \quad \langle 0|\hat{x}|0\rangle = 0.$$

По тому же определению теперь будем получать нечто сложнее чем ноль

$$\langle 0|\hat{x}^2|0\rangle = \int_{\mathbb{R}} \kappa e^{-2\kappa_0|x|} \hat{x}^2 dx = \underbrace{2\kappa_0}_{\alpha} \int_0^{+\infty} e^{-2\kappa_0 x} x^2 dx = \alpha \frac{d^2}{d\alpha^2} \int_0^{+\infty} e^{-\alpha x} dx = \frac{2}{\alpha^2} = \boxed{\frac{1}{2\kappa_0^2}}.$$

Красиво продифференцировали под знаком интеграла и получили ответ, осталось ещё немного, не зря же мы $\psi(p)$ считали, стоит, кстати, обратить внимание, что теперь именно по α^2 дифференцируем:

$$\langle 0|\hat{p}^2|0\rangle = \int_{\mathbb{R}} dp p^2 \frac{2}{\pi} \frac{(\kappa_0\hbar)^3}{((\hbar\kappa_0)^2 + p^2)^2} = \frac{2}{\pi} (\kappa_0\hbar)^3 \left(-\frac{d}{d\alpha^2}\right) \int_{\mathbb{R}} \frac{p^2}{\alpha^2 p^2} dp = \frac{2}{\pi} (\kappa_0\hbar)^3 \left(-\frac{d}{d\alpha^2}\right) \frac{2\pi i(i\alpha)^2}{2i\alpha} \Big|_{\alpha=\kappa_0\hbar} = \boxed{(\kappa_0\hbar)^2}.$$

Из-за того, что средние от координаты и импульса нулевые – дисперсии совпадают с средними квадратами.

Для интереса теперь ещё посмотрим на соотношение неопределенности

$$\langle (\Delta\hat{x})^2 \rangle \langle (\Delta\hat{p})^2 \rangle = \frac{1}{2\kappa_0^2} \kappa_0^2 \hbar^2 = \frac{\hbar^2}{2},$$

что больше абсолютного минимума для когерентного состояния осциллятора $= \hbar^2/4$.

б)

И казалось бы всё хорошо, всё изучили в связанном состоянии, но теперь в той же задаче мы будем смотреть на области непрерывного спектра и решать задачу о рассеянии волны на потенциале.

Запишем тогда наиболее общую волновую функцию, в которой на нижней строчке стоят (условно) волны распространяющиеся левее ямы, а точнее подошедшая из $-\infty$ с амплитудой C , и ушедшая в $-\infty$ с амплитудой D . Аналогично правее потенциала будет ушедшая в $+\infty$ с амплитудой A и пришедшая из $+\infty$ с амплитудой B .

$$\psi = \begin{cases} Ae^{i\kappa x} + Be^{-i\kappa x}, & x > 0 \\ Ce^{i\kappa x} + De^{-i\kappa x}, & x < 0 \end{cases} \Rightarrow \psi = \begin{cases} Ae^{i\kappa x}, & x > 0 \\ Ce^{i\kappa x} + De^{-i\kappa x}, & x < 0 \end{cases}$$

Мы сразу выберем, что волна падала слева, значит $B = 0$, и пусть она это делала с $C = 1$, так как в вопросах рассеивания нас будут интересовать относительные величины.

Тем не менее у нас всё так же должно быть непрерывно для волновой функции и скачкообразно для её производной в нуле:

$$\begin{aligned} A + B &= C + D \\ i\kappa(A - B) - i\kappa(C - D) &= -2\kappa_0\psi(0) \end{aligned} \Rightarrow i\kappa[(C - D) - (A - B)] = 2\kappa_0(A + B)$$

Теперь подставим наши допущения ($B = 0$, $C = 0$) и выразим капцу

$$\kappa = 2i\kappa_0 \frac{A + B}{(A - B) - (C - D)} = 2i\kappa_0 \frac{A}{A - (1 - D)} = i\kappa_0 \frac{A}{A - 1}.$$

Тут последнее равенство последовало из непрерывности в нуле: $A + 0 = 1 + D$. И чтобы научиться сравнивать амплитуды возьмём и выразим их все через κ и κ_0 , что мы уже можем сделать:

$$A = \frac{\kappa}{\kappa - i\kappa_0}, \quad D = \frac{i\kappa_0}{\kappa - i\kappa_0}.$$

Теперь введем такое понятие как плотность потока вероятности, что, если грубо обобщать, является отголоском уравнения непрерывности из какой-нибудь механики сплошной среды или теории поля. И так по определению

$$j(x) = -\frac{i\hbar}{2m}(\psi'\psi^* - \psi\psi'^*).$$

А так же коэффициенты прохождения и отражения соответственно

$$T_u = \left| \frac{j_{\text{out}}}{j_{\text{in}}} \right|, \quad R_u = \left| \frac{j_{\text{back}}}{j_{\text{in}}} \right|.$$

Где подписи *in*, *out*, *back* соответствуют пришедшей, прошедшей, отразившейся волне, а в нашем случае коэффициентам потокам вероятности от волновой функции с коэффициентами C , A , D соответственно.

$$\begin{aligned} j_{\text{in}} = j[e^{i\kappa x}] &= -\frac{i\hbar}{2m}(i\kappa + i\kappa) = \frac{\hbar\kappa}{m} \\ j_{\text{out}} = j[Ae^{i\kappa x}] &= -\frac{i\hbar}{2m}|A|^2(i\kappa + i\kappa) = \frac{\hbar\kappa}{m \left(\left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^2 + 1 \right)} \\ j_{\text{back}} = j[De^{-i\kappa x}] &= -\frac{i\hbar}{2m}|D|^2(-i\kappa - i\kappa) = -\frac{\hbar\kappa}{m \left(\left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^2 + 1 \right)} \end{aligned}$$

И тогда

$$\boxed{T = \left| \frac{j_{\text{out}}}{j_{\text{in}}} \right| = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \kappa_0^2}} \quad \boxed{R = \left| \frac{j_{\text{back}}}{j_{\text{in}}} \right| = \frac{\kappa_0^2}{\kappa^2 + \kappa_0^2}}.$$

в)

Честно, трудно понять, что автор задания имеет в виду под вероятностью "ионизации". Самое правдоподобное, что нам удалось придумать — вылет электрона из ямы при таком её резком изменении, что по аналогии с отрыванием электрона от атома её ионизует. Однако посчитать что-то близкое по ответу к Белоусову так и не

вышло, а потому по определению вероятность "ионизации":

$$W = 1 - \frac{4\kappa_0\kappa_1}{(\kappa_0 + \kappa_1)^2} = \left(\frac{\kappa_0 - \kappa_1}{\kappa_0 + \kappa_1} \right)^2.$$