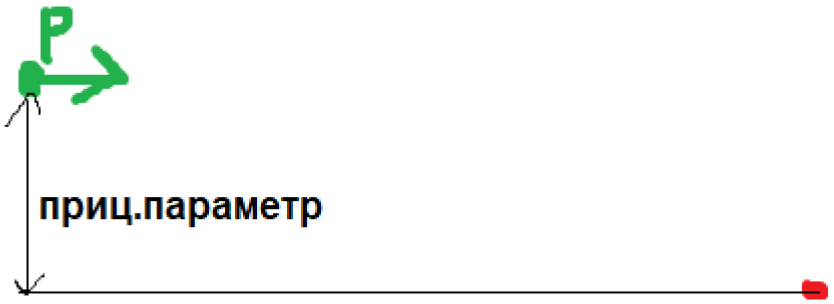
Данная серия методичек посвящается лучшему семинаристу по квантовой теории в 7-м семестре
Парфёнову Константину Владимировичу

Парфёнов: Стою я на Дне науки, и тут ко мне подходит человек – узнаёт меня. Здороваемся, спрашивает с какой я кафедры. Я отвечаю, что с КТ и ФВЭ, а он с дифференциальной геометрии, доцент мехмата. И он мне говорит: какие вы теоретики (не я конкретно, а все теоретики) молодцы – придумали столько задач классных, что теперь по нашей теме появились осмысленные задачи, имеющие практическое применение!

Задача о рассеянии – это задача о переходе с непрерывного уровня (летящая частица-волна) на непрерывный (на летящую волну, но уже в другом направлении).

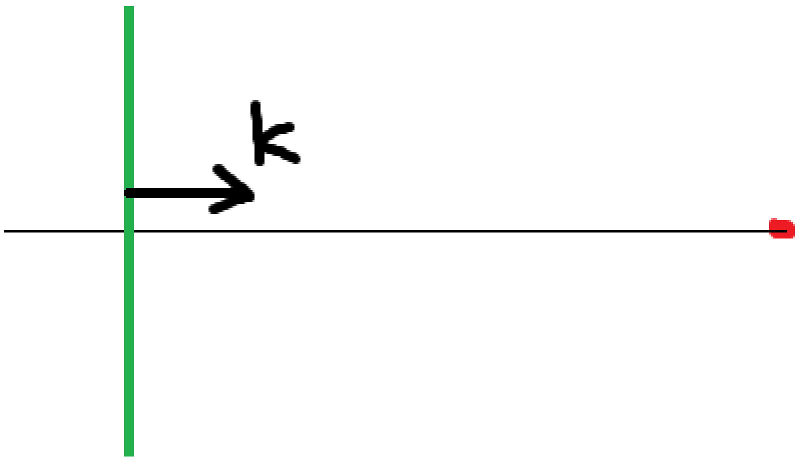
Отметим отличие от теормеха: там мы знали импульс и налетающей координату частицы точно:



В квантах так нельзя: соотношение неопределённостей. Оказывается, что нам лучше точно знать импульс, а вот координата может быть любой:

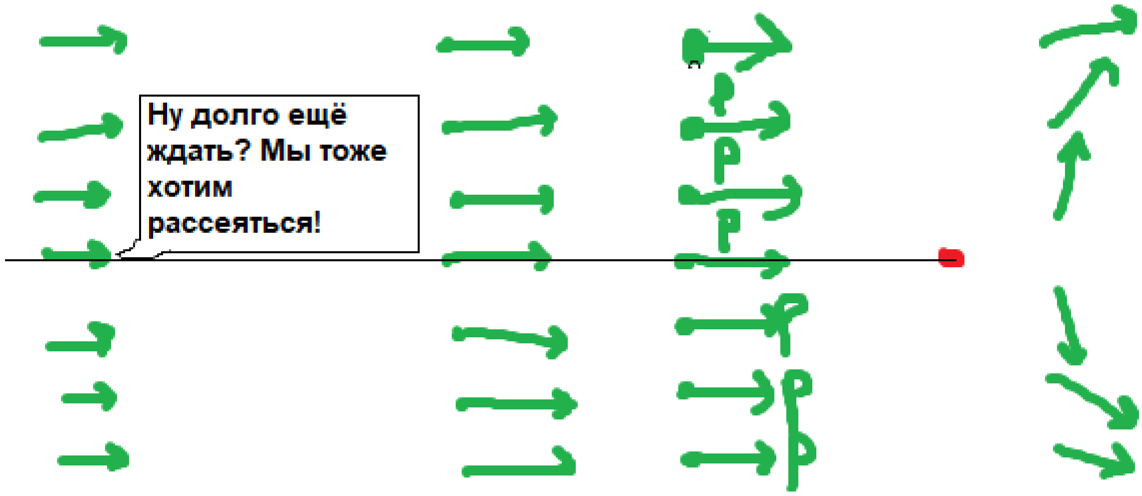
Поэтому в квантах у нас на потенциальный центр летит целый поток частиц, но зато с одним и тем же импульсом:

Экспериментаторы говорят: поток сколиммирован (т.е. импульс у частиц почти одинаков) и широкий (т.е. летит широким фронтом).
В терминах волны: на центр движется ровный фронт с волновым числом k:



Который затем как-то рассеивается на центре.
Отметим плюс такого широкого пучка: частицы находятся далеко друг от друга. Нам желательно друг от друга их разносить, чтобы они меньше друг с другом взаимодействовали. Например, если они заряженные, они будут отталкиваться друг от друга. Как раз широкий пучок поможет нам их разносить куда подальше.

Приближение стационарного рассеяния – это когда мы считаем, что зависимости от времени нет. Т.е. на центр надвигается непрерывный постоянный поток частиц, этакий конвейер:



Зависимость ВФ от времени есть, но тривиальная: $\Psi(\boldsymbol{r},t) = \Psi(\boldsymbol{r})e^{-i\omega t}$. Конечно, есть и нестационарная теория рассеяния, но мы там сдохнем. В курсе квантовой теории изучается только стационарное рассеяние. В дальнейшем мы будем работать только как раз с $\Psi(\boldsymbol{r})$.

Какие граничные условия для $\Psi(\boldsymbol{r})$, т.е. что будет на бесконечности? Вот:

$$e^{i\bar{k}\bar{x}} + \frac{e^{i\bar{k}\bar{r}}}{r} f(\theta, \varphi)$$

$e^{i\bar{k}\bar{x}}$ соответствует начальной волне, а $\frac{e^{ik\bar{r}}}{r}$ - конечной ***сферическойв волне***, расходящейся в результате рассеяния. А $f(\theta, \varphi)$ показывает долю частиц, улетающих под углом θ, φ. Это важная величина в теории рассеяния и называется ***амплитудой рассеяния.***

Дифференциальное сечение рассеяния можно выразить через амлитуду рассеяния:

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

Замечание. Эта формула верна только для упругих рассеяний. Про неупругие поговорим потом отдельно.

Полное сечение рассеяния:

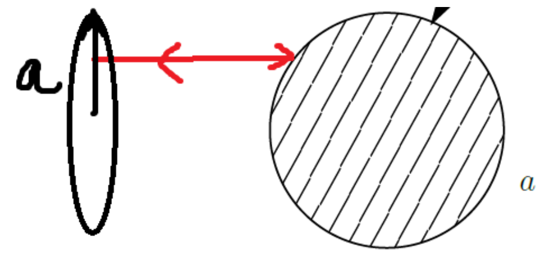
$$\sigma_{\text{tot}} = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Поэтому амплитуду и ищут – потому что через неё можно легко подсчитать экспериментально измеряемые дифференциальное сечение и полное сечение.

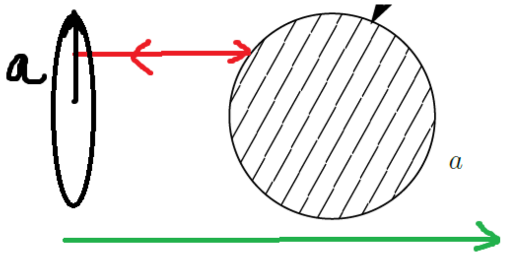
Примеры сечений:

Бесконечно твёрдый шарик радиусом a.

В классике сечение рассеяния будет πa^2: если частица имеет прицельный параметр <a, произойдёт ~~шмяк~~ рассеяние:



>a – не произойдёт:



В квантах же сечение будет гораздо больше: для медленных $4\pi a^2$, для больших $2\pi a^2$. Доказывать мы это не будем, просто любопытный факт.

Существует два способа решения рассеяния –

1) ур-е Липпмана-Швингера+борновский ряд
2) парциальное разложение
В дальнейшем мы рассмотрим все два.