ны $n=n_r+l+1$, называемой главным квантовым числом:

$$\mathscr{E}_n=-\frac{Z^2e^4\mu}{2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2}.$$

Т. о., заданному числу $n\geqslant2$ могут соответствовать состояния с разл. n_r и l. Такое совпадение представлялось случайным, поскольку для разных l уровни энергии определяются в разных потенц. ямах (различающихся центробежной энергией). Как было показано В. А. Фоком (1935), оно объясняется особой симметрией кулоновского потенциала точечного заряда, проявляющейся в явном виде при решении задачи в импульсном представлении. Для многоэлектронных атомов, в к-рых каждый электрон движется не только в поле ядра, но и в поле остальных электронов, уровни энергии зависят также и от l. Для изотропного осциллятора $\mathscr{E}=\hbar\omega(2n_r+l+{}^3/_2)$ и совпадающими оказываются уровни с одинаковым значением $(2n_r+l)$, напр. s-состояние $(n_r=1,\ l=0)$ и d-состояние $(n_r=0,\ l=2)$. Общее число связанных состояний для центр. поля притяжения, убывающего (по модулю) при $r\to\infty$ быстрее, чем $\mathrm{const}/r^{2+\varepsilon}$ $(\varepsilon>0)$, конечно, а для убывающего медленнее, чем $\mathrm{const}/r^{2-\varepsilon}$,— бесконечно (причём в последнем случае энергетич. спектр сгущается к точке $\mathscr{E}=0$).

Т. к. оператор пространств. инверсии коммутирует с моментом и гамильтонианом, состояния (75) в центр. поле обладают определ. пространств. чётностью. Из св-ва сферич. ф-ций $Y_{lm}(\pi-\vartheta,\ \varphi+2\pi)=(-1)^lY_{lm}(\vartheta,\ \varphi)$ вытекает, что в состоянии (75) пространств. чётность $P=(-1)^l$.

Квазистационарные состояния

Частица, движущаяся в потенциальной яме, изображённой на рис. 9, *а*, имеет непрерывный спектр энергии $(0\leqslant\mathscr{E}<\infty)$. Однако в области энергий $V_{\min}<\mathscr{E}<V_б$ могут существовать в непрерывном спектре определ. выдел. значения энергии, отвечающие состояниям, в к-рых частица довольно длит. время оказывается связанной внутри потенц. ямы с $V_{\min}>0$. Такие состояния наз. **квазистационарными**. В классич. механике точка $V_{\min}$ отвечает метастабильному состоянию равновесия и классич. частица с энергией $V_{\min}<\mathscr{E}<V_б$ может быть «заперта» в потенц. яме между точками остановки $a(\mathscr{E})$ и $b(\mathscr{E})$. В квантовом случае такое «запирание» невозможно, т. к. частица путём туннельного перехода с определ. вероятностью «просачивается» через барьер и уходит на бесконечность. Соответственно этому отсутствуют дискретные уровни энергии. Однако при энергии, отвечающей квазистационарному состоянию, волновая ф-ция, осциллирующая в классич. области между точками остановки $(a,\ b)$, экспоненциально затухает в обе стороны от них внутрь барьеров (рис. 9, *б*). Т. о., энергия квазистационарных состояний весьма близка к энергии стационарных состояний, существующих в поле, совпадающем с $V(r)$ слева от вершины барьера и равном $V_б$ справа от вершины. Энергия квазистационарных состояний может быть приближённо определена по правилу квантования Бора — Зоммерфельда: $\int_a^b p\,dq=\pi\hbar\,(n+{}^1/_2)$. Для квазистационарного состояния амплитуда волновой ф-ции вне ямы (на рис. правее точки c) значительно меньше, чем внутри ямы [отношение их квадратов пропорционально коэф. туннельного перехода D между точками $(b,\ c)$]. Для состояний, энергия к-рых отличается от квазистационарных, соотношение между амплитудами волновой ф-ции внутри и вне ямы обратное (рис. 9, *в*). На рис. 9, *б* качественно изображена волновая ф-ция, отвечающая квазистационарному состоянию с $n=n_2(\mathscr{E}=\mathscr{E}_2)$, а на рис. 9, *в* — с энергией $\mathscr{E}'$, $<\mathscr{E}_1<\mathscr{E}'<\mathscr{E}_2$. В квазистационарном состоянии вероятность вылета частицы из ямы в единицу времени приближённо равна $w=\nu D$, где ν — частота классич. колебаний частицы между точками $(a,\ b)$, отвечающая наглядно числу «ударов» о барьер в единицу времени. Для высоковозбуждённых квазистационарных состояний $\nu\approx\Delta\mathscr{E}/2\pi\hbar$, где $\Delta\mathscr{E}$ — расстояние между квазистационарными уровнями. Ввиду малости D для широких и высоких барьеров время жизни частицы внутри ямы $(\tau=1/w)$ оказывается значительно бо́льшим периода колебаний внутри ямы. Из СН следует, что энергия квазистационарного состояния может быть определена лишь с неопределённостью $\Gamma\sim\hbar/\tau$. Эту величину наз. шириной квазистационарного уровня.

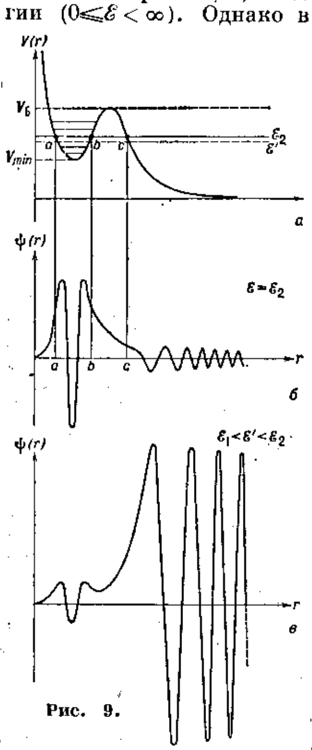

Рис. 9.

Формально энергия и ширина квазистационарного уровня могут быть получены путём решения ур-ния Шрёдингера с граничным условием, требующим, чтобы на больших расстояниях волновая ф-ция представляла собой расходящуюся сферич. волну: $\psi\sim e^{ikr}/r$. Это условие отвечает частице, вылетающей из ямы, и приводит к комплексным собств. значениям энергии, к-рые записываются в виде: $\mathscr{E}=\mathscr{E}_0-i\Gamma/2$ ($\mathscr{E}_0$ и Γ — вещественные). Такая запись отвечает экспоненц. убыванию квадрата модуля волновой ф-ции внутри ямы со временем $(\sim e^{-\Gamma t})$.

Квазистационарные состояния соответствуют полюсам *амплитуды рассеяния*, аналитически продолженной по энергии в комплексную плоскость, и при энергии налетающей частицы вблизи квазистационарного уровня — резонансам в рассеянии (см. *Брейта — Вигнера формула*, *Рассеяние микрочастиц*). В плоскости комплексного l квазистационарным уровням (так же, как и стационарным) соответствуют определ. **Редже траектории** (см. *Редже полюсов метод*).

Спин. Полный момент

Если осн. состояние составной системы (напр., атома или ядра) отделено энергетич. щелью от возбуждённых, то в процессах, где обмен энергией значительно меньше величины щели, систему можно считать элементарной, а её движение в полях, мало меняющихся на расстояниях порядка размеров системы, представлять как движение материальной точки с координатами центра масс системы. Если при этом в рассматриваемом состоянии система имеет момент, то его следует рассматривать как дополнит., внутр. переменную, характеризующую состояние частицы и влияющую на её поведение, напр., в магн. поле. Нет оснований считать, что подобная внутр. переменная отсутствует у частиц, к-рые при существующем уровне знаний принимаются за элементарные. Аппарат К. м. позволяет естеств. образом описать движение частицы с учётом её внутр. степени свободы, к-рая имеет смысл собств. момента и наз. спиновым моментом или просто спином. Для этого надо обобщить выражение (54) и считать, что в операторе бесконечно малого поворота системы $\hat{O}_{\delta\varphi}\approx1+(i/\hbar)\hat{J}\delta\varphi$ оператор $\hat{J}$ содержит две части: одна из них действует на координаты волновой ф-ции частицы $\psi(x,\ y,\ z,\ \sigma,\ t)$ и представляет