для ф-ций $\psi_j(\boldsymbol{R})$, описывающих движение медленной подсистемы в эфф. потенциалах $\mathcal{E}_i(R)$ и

$$U_{ij}(\boldsymbol{R}) = \int \varphi_i^*(\boldsymbol{r};\ \boldsymbol{R})\, \hat{T}_{\text{м}}(\boldsymbol{R})\, \varphi_j(\boldsymbol{r};\ R)\, d\boldsymbol{r},$$

создаваемых движением быстрой подсистемы.

Эта система ур-ний полностью эквивалентна исходному ур-нию Шрёдингера с гамильтонианом $\hat{H}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R})$. Она может быть использована для прецизионных расчётов свойств квантовых систем, точность к-рых сравнима с точностью наилучших расчётов, проведённых вариационными методами. Такое описание квантовых систем получило в англоязычной литературе назв. метода возмущённых стационарных состояний; в совр. литературе используют также термин «адиабатич. представление», наиб. адекватно отражающий суть и особенности обсуждаемого подхода.

Собственно А. п. в его первонач. формулировке, известное в литературе как Борна — Оппенгеймера метод, состоит в предположении, что $U_{ij}(\boldsymbol{R})=0$. В этом случае волновую ф-цию системы можно приближённо представить в виде произведения:

$$\Psi(\boldsymbol{r},\ \boldsymbol{R}) = \varphi_i(\boldsymbol{r},\ R)\, \psi_i(\boldsymbol{R}),$$

т. е. движения быстрой и медленной подсистем в данном приближении независимы. Для уточнения такого приближённого решения необходимо учесть неадиабатич. матричные элементы $U_{ij}(\boldsymbol{R})$, осуществляющие связь между движениями медленной и быстрой подсистем.

«Классич. область» приложения А. п. в квантовой механике — теория *молекулярных спектров*, а методически наиболее простой случай его использования — молекулярный ион водорода H_2^+. В теории спектров молекул оператор $\hat{T}_{\text{б}}(\boldsymbol{r})$ соответствует движению электронов, а оператор $T_{\text{м}}(\boldsymbol{R})$ — относит. движению ядер в молекуле. Следуя Борну и Оппенгеймеру, можно ввести параметр неадиабатичности $\varkappa = (m/M)^{1/4}$, где m — масса электрона, а M — приведённая масса ядер молекулы. Физ. смысл параметра $\varkappa$ — отношение среднеквадратичного отклонения ядер от положения равновесия к размеру молекулы, к-рый определяется протяжённостью электронного облака. Используя параметр $\varkappa$, полную энергию $\mathcal{E}$ системы можно приближённо представить в виде

$$\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{ад}} = \mathcal{E}_{\text{эл}} + \mathcal{E}_{\text{кол}} + \mathcal{E}_{\text{вр}},$$

где $\mathcal{E}_{\text{эл}} \approx \mathcal{E}_i(R_0)$ — энергия электронов в молекуле, приближённо равная значению терма $\mathcal{E}_i(R)$ при равновесном расстоянии R_0 между ядрами, $\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx \varkappa^2 \mathcal{E}_{\text{эл}}$ — энергия колебаний ядер вблизи положения равновесия R_0, $\mathcal{E}_{\text{вр}} \approx \varkappa^4 \mathcal{E}_{\text{эл}}$ — вращат. энергия молекулы.

Указанный результат для $\mathcal{E}_{\text{ад}}$ следует из ур-ний адиабатич. подхода при отбрасывании матричных элементов $U_{ij}(\boldsymbol{R})$ при $i \neq j$. Недиагональные матричные элементы $U_{ij}(\boldsymbol{R})$ имеют порядок малости $\sim\varkappa^4 = m/M$ и описывают связь колебаний с вращениями молекулы и другие, более тонкие эффекты. Их учёт приводит к появлению в разложении для $\mathcal{E}$ по степеням $\varkappa$ членов $\sim\varkappa^6$ и более высоких.

А. п. эффективно используется также в квантовой химии для построения волновых ф-ций многоэлектронных молекул, в атомной физике при описании медленных столкновений атомов и молекул и в теории твёрдых тел.

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Слэтер Дж., Электронная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979.

Л. И. Пономарёв.

АДИАБАТИЧЕСКОЕ РАЗМАГНИЧИВАНИЕ — см. *Магнитное охлаждение.*

АДРОННЫЕ АТОМЫ — атомоподобные системы, в к-рых положительно заряж. ядро за счёт кулоновского притяжения удерживает отрицат. *адрон*. Наблюдались пионные (π^-), каонные (K^-), антипротонные ($\bar{p}$) и гиперонные (Σ^-) атомы. Изучение А. а. даёт информацию и об адроне и о ядре (масса и магн. момент адрона, распределение вещества в ядре, поляризуемость адрона и ядра), а также об их взаимодействии (рассеяние и поглощение адрона ядром).

А. а. образуется при замедлении отрицат. адрона в веществе. Адрон захватывается атомом с образованием высоковозбуждённого состояния с главным квантовым числом $n > (m/m_e)^{1/2}$, где m — масса адрона, m_e — масса электрона (при таких n радиус атомной орбиты адрона, обратно пропорциональный его массе, сравним с радиусами электронных орбит). Возбуждение атома снимается за счёт каскада оже-переходов и электрич. дипольных переходов адрона с одного уровня на другой, сопровождающихся испусканием рентг. излучения (см. *Мультипольное излучение*, *оже-спектроскопия*). При этом преимущественно заселяются круговые орбиты, т. е. состояния с $l=n-1$, где l — момент кол-ва движения. Когда адрон достигает состояний с небольшими n, становятся существ. эффекты *сильного взаимодействия*, что приводит к захвату адрона ядром.

Атомные уровни, между к-рыми происходит переход адрона, сопровождаемый рентг. излучением, имеют в осн. такую же природу, что и уровни в обычных электронных атомах. Их положение приближённо описывается решением *Клейна — Гордона уравнения* для пионных атомов или *Дирака уравнения* для K^--, $\bar{p}$- и Σ^--атомов в случае точечного ядра с зарядом Z. Т. к. масса адрона много больше массы электрона, то в состояниях с $n<5-6$ адрон находится внутри самой глубокой электронной оболочки, где экранирование поля ядра несущественно, т. е. имеет место водородоподобная система (поправки на экранирование существенны лишь при больших n). Небольшие поправки возникают из-за учёта конечности размеров ядра и *поляризации вакуума*. Кроме того, для низких орбит существенны эффекты, связанные с сильным адрон-ядерным взаимодействием. Радиус орбиты адрона, как правило, много больше размера ядра, напр. для ^{7}Li радиусы 1*s*-состояний пионного и антипротонного атомов составляют 67фм и 10фм (для обычного атома $1{,}8\cdot10^4$ фм). Тем не менее с нек-рой долей вероятности адрон находится внутри ядра, что приводит к сдвигу и уширению уровня энергии за счёт сильного взаимодействия. Сдвиг уровня $\Delta\mathcal{E}$ связан с длиной адрон-ядерного рассеяния a (т. е. с *амплитудой рассеяния* при нулевой энергии системы, см. *Рассеяние микрочастиц*) соотношением, к-рое для *s*-состояний имеет вид

$$\Delta\mathcal{E} = -\frac{2\pi}{\mu}\, a\, |\psi(0)|^2. \qquad (1)$$

Здесь μ — приведённая масса адрона и ядра, а $\psi(0)$ — значение кулоновской волновой ф-ции адрона в центре ядра. Уширение уровня позволяет определить вероятность захвата адрона ядром.

При эксперим. исследовании А. а. измеряется энергия рентг. излучения (с помощью полупроводниковых детекторов либо кристалл-дифракц. спектрометров). Достигнутая точность в определении положения линии составляет 2 эВ. Как правило, ширины $\Gamma > 100$ эВ определяются непосредственно, а $\Gamma \sim 0{,}1-10$ эВ — из соотношения интенсивностей разл. линий (рис. 1). Из рис. видно, как линия $2p-1s$ пионного атома выделяется среди интенсивных линий, принадлежащих *мюонным атомам*, возникновение к-рых неизбежно вследствие распада π^--мезонов на лету (слева — калибровочная линия).

Наиб. изучены пионные атомы. Измерения сдвигов и ширин переходов (обусловленных сдвигом и уширe-