

товое число). Выражение  $k$ -го порядка теории возмущений приведено в [2]. Ф-ла (5) справедлива и для Р. с. в неводородоподобных атомах, если масштаб штарковского расщепления, определяемый вторым слагаемым, превышает разность энергий между состояниями с разными  $l \sim 2\delta_1 R_\infty/n^3$ . На рис. 1 в качестве примера приведена схема уровней Li в электрич. поле.

Вероятность ионизации электрич. полем водородоподобных атомов в Р. с. определяется асимптотич. ф-лой [2]:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_0} \left( \frac{4E_0}{En^2} \right)^{2n_1+m+1} \times \exp \left[ 3(n_1 - n_2) - \frac{2E_0}{3En^2} \right] \frac{1}{n^2 n_1!(n_1+m)!} \quad (6)$$

Вероятность ионизации атома в Р. с. резко возрастает, когда напряжённость электрич. поля  $E$  приближается к значению  $E_{нр} = E_0/16n^4$ , при к-ром возможна автоионизация в рамках классич. механики.

Ридберговские состояния в магнитном поле. В отличие от обычных слабо возбуждённых состояний, для к-рых осн. роль играет парамагн. взаимодействие атома с магн. полем (см. *Зеемана эффект, Пашина — Бака эффект*), для атомов в Р. с. важную роль играет диамагн. взаимодействие, очень быстро растущее с увеличением  $n$ . Р. с. в магн. поле описывается гамильтонианом:

$$H = H_0 + \mu_B (L + 2S)B + \frac{1}{2} (\mu_B B)^2 r^2 \sin^2 \theta, \quad (7)$$

где  $L$  и  $S$  — полный момент и спин атома соответственно,  $B$  — магн. индукция,  $\mu_B = eh/2mc$  — магнетон Вора,  $\theta$  — угол между радиусом-вектором ридберговского электрона и вектором напряжённости магн. поля. Второе слагаемое описывает парамагнитное, третье — диамагнитное взаимодействие. Для Р. с. диамагн. взаимодействие растёт  $\propto n^4$  и для высоких  $n$  становится определяющим. В слабых полях осн. роль играет второе слагаемое, к-рое даёт расщепление по  $m$ -компонентам с характерной величиной  $\mu_B B$ , качественно такое же, как и для слабо возбуждённых состояний. С ростом напряжённости поля увеличивается вклад диамагн. взаимодействия, к-рое связывает состояния с одинаковыми  $m_l$  и  $\Delta l = 0, \pm 2$ . [Для состояния  $4p$  ( $m = 1$ ) в атоме водорода диамагн. и парамагн. взаимодействия выравниваются при  $B = 2 \cdot 10^7$  Гс.] Каждый уровень с квантовыми числами  $n$  и  $m$  расщепляется на  $n - |m|$  компонент. С дальнейшим увеличением напряжённости поля начинают перемешиваться уровни с разными  $n$  и спектр водорода в магн. поле (рис. 2) становится похожим на спектр атома в элек-

трич. поле. В случае предельно сильных полей осн. роль играет взаимодействие с магн. полем и Р. с. являются состояниями Ландау (см. *Ландау уровни*). Кулоновское взаимодействие при этом можно рассматривать как возмущение.

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с заряженными частицами. Эфф. сечения  $\sigma$  квантовых переходов в атомах, находящихся в Р. с. при столкновениях с заряженными частицами (электронами, ионами), растут как геом. сечение  $\sim n^4$ . Для переходов с малыми  $\Delta n = |n' - n|$  осн. роль играет действующее дипольное взаимодействие, к-рое приводит к  $\sigma \sim \lambda a_0^2 n^4 / (\Delta n)^4$ , а при больших энергиях внеш. частицы  $\mathcal{E}$  зависимость от энергии даётся множителем  $(\ln \mathcal{E})/\mathcal{E}$  (квантовый логарифм!). С ростом  $\Delta n$  всё большую роль начинает играть короткодействующее взаимодействие, позволяющее пренебречь полем атомного остатка в процессе столкновения, а само столкновение рассматривать в рамках классич. механики. Этот подход, называемый классич. бинарным приближением, позволяет получить  $\sigma \propto \lambda a_0^2 n^4 / (\Delta n)^3$ ; при больших энергиях  $\sigma \propto 1/\mathcal{E}$ . В приближении Борна сечение перехода  $n \rightarrow n'$  при столкновении с электронами определяется ф-лой (3):

$$\sigma_{n \rightarrow n'} = \frac{\pi a_0^2}{Z^2 n^2} \left( \frac{nn'}{\Delta n} \right) \left( \frac{Z^2 R_\infty}{\mathcal{E}} \right) \mathcal{F} \quad (8)$$

Ф-ция  $\mathcal{F}$  для  $n = 100$  приводится в табл. 3.

Табл. 3.

$\Delta n \backslash \sqrt{\mathcal{E}/\mathcal{E}_n}$	1,6	3,2	20	100
1	0,9	1,4	2,75	3,8
2	0,9	1,3	2,05	2,6
3	0,9	1,2	1,64	2,0

Переходы между Р. с. при столкновениях с электронами являются осн. причиной дополнительного (помимо доплеровского) неупругого уширения *рекомбинационных радиолиний*, наблюдаемых от ряда астрофиз. объектов (планетарных туманностей, межзвёздной среды, зон III и т. д.).

В столкновит. переходах между Р. с. с одинаковым  $n$  осн. роль, как правило, играют ионы. Наиб. велики сечения для переходов между соседними уровнями ( $l \rightarrow l \pm 1$ ), обусловленные дипольным взаимодействием. Они на порядок и более превосходят геом. сечение  $(\lambda a_0^2 n^4)$ .

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с нейтральными атомами. Если  $n$  достаточно велико, то сечение процесса взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами выражается через амплитуду рассеяния свободного электрона на нейтральном атоме и амплитуду рассеяния атома на положительном заряженном атомном остатке. Напр., в результате взаимодействия с нейтральными атомами Р. с. испытывают уширение  $\gamma$  и сдвиг  $\Delta$ , пропорциональные концентрации возмущающих частиц  $N$ :

$$\gamma = K_\gamma N, \quad \Delta = K_\Delta N;$$

коэф.  $K_\gamma, K_\Delta$  выражаются через амплитуду упругого рассеяния электрона на атоме и параметры взаимодействия нейтрального атома с атомным остатком [3] и для достаточно больших  $n$  стремятся к константам; в промежуточной области их поведение может быть весьма сложным и зависит от конкретного вида возмущающих частиц. Для атомов Cs в Р. с., возмущаемых, напр., атомами Ag, асимптотич. значения  $K_\gamma = 5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \cdot \text{см}^3, K_\Delta = 30 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \cdot \text{см}^3$ ; если возмущающими атомами являются атомы Cs, то  $K_\Delta$

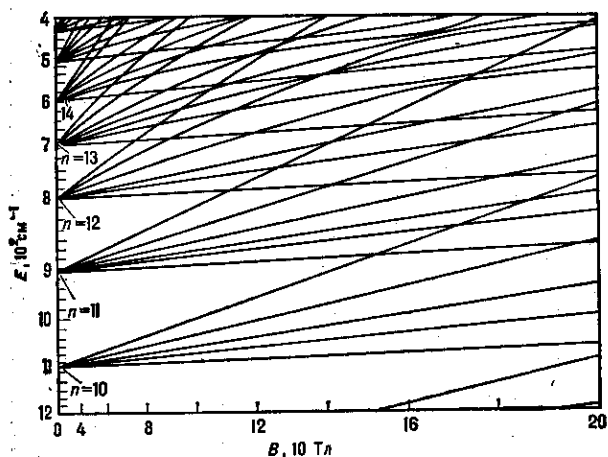


Рис. 2. Схема уровней энергии атома  $H$  в ридберговских состояниях в магнитном поле ( $m = 1$ , чётные состояния).