УДК 539.184.27

РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ ШТАРКОВСКИХ КОМПОНЕНТ УРОВНЕЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АТОМА ВОДОРОДА

Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, Ю. Н. Митин и *Е. И. Шолохов*

Рассчитаны вероятности электромагнитного распада состояний тонкой структуры атома водорода в зависимости от напряженности внешнего постоянного электрического поля.

Исследование спектра атома водорода в постоянном электрическом поле играет важную роль при изучении локальных полей в водородной плазме [1], а также позволяет получать сведения о сечениях возбуждения уровней атома водорода при прохождении через твердотельные фольги [2, 3]. В последнем случае наиболее эффективным является применение полей промежуточной напряженности, поскольку возникающая при этом интерференция уровней тонкой структуры обусловливает биения интенсивности характеристического излучения, и измерения частот биений существенно повышают точность эксперимента.

При рассмотрении взаимодействия постоянного электрического поля с атомом водорода выделяют область слабых полей, когда штарковское расщепление меньше тонкого $\Delta_S \ll \Delta_{LS}$. В этом случае электрическое поле смешивает только подуровни двукратно вырожденного[1] уровня njm_j: уровни с $l=j+1/2$ и $l=j-1/2$, и в этих полях хорошими квантовыми числами являются, таким образом, njm_j. Каждому набору njm_j соответствует два значения энергии и соответственно две взаимно ортогональные волновые функции, представляющие собой линейные комбинации функций с $l=j+1/2$ и $l=j-1/2$. Если учесть радиационные ширины уровней $l=j\pm1/2$, то и новые состояния будут обладать радиационными ширинами, зависящими от напряженности поля F и переходящие при $F\to 0$ в ширины невозмущенных состояний. Подробный анализ этого случая дан в [4].

В полях $F\sim F_0$, $F_0=(10z/n)^5$ в/см штарковское расщепление $\Delta_S\sim\Delta_{LS}$ и поле уже достаточно велико, чтобы перемешать все уровни мультиплета njm_j; хорошими квантовыми числами являются теперь только nm_j. В этом случае для нахождения квазистационарных состояний необходимо решать уравнение Шредингера с гамильтонианом, включающим на равных основаниях V_{LS} и V_F

$$\left.\begin{aligned} &(\hat{H}_0+\hat{V})\,\psi_{nm_j}=\varepsilon\psi_{nm_j},\\ &\hat{H}_0=\frac{p^2}{2m}-\frac{Ze^2}{r},\quad V=V_{LS}+V_F,\\ &V_{LS}=-\frac{Ze^2}{2m^2c^2r^3}(\mathrm{LS}),\quad V_F=-ezF.\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

[1] Лэмбовским сдвигом пренебрегаем.

Волновые функции ищутся в виде

$$\psi_{nmj} = \sum_{ljM\mu} a_{ljM\mu} \varphi_{nlM} \chi_\mu C^{jmj}_{lM^1/_2\mu}, \tag{2}$$

где φ и χ — пространственные и спиновые части волновой функции.

Подстановка (2) в (1) приводит к секулярному уравнению для определения спектра энергий атома в поле

$$\mathrm{Det}\,\{\langle nlM\mu \,|\, V \,|\, nl'M'\mu'\rangle - \delta_{ll'}\delta_{MM'}\delta_{\mu\mu'}\varepsilon\} = 0. \tag{3}$$

Вычисления для $n=2, 3, 4$ были проведены Людерсом [5]. Однако в этой и в последующих уточняющих результаты Людерса работах не учитывались ширины состояний атома водорода. Ширины состояний штарковских компонент можно было бы найти обычным образом, определяя не только собственные значения, но и собственные функции уравнения Шредингера для каждого значения ε, и вычислить затем по обычной теории возмущений вероятность распада на нижележащие уровни.

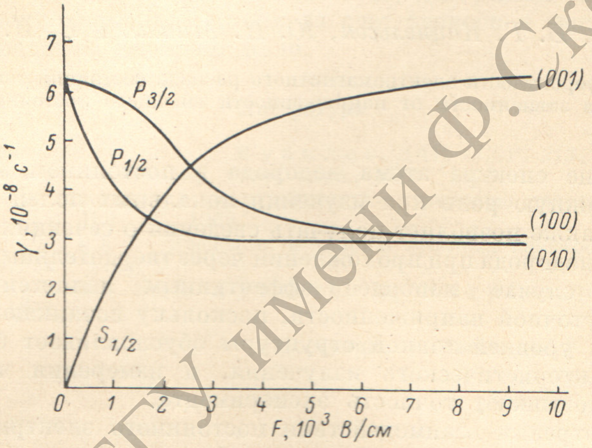

Рис. 1. Ширины уровней $n=2$, $m_j = \pm 1/2$.

Однако практически более удобным оказывается включить неэрмитовское распадное взаимодействие в V с последующей диагонализацией комплексной матрицы. Мнимые части собственных значений и будут давать ширины штарковских компонент линии. С этой целью введем релаксационный оператор Γ с помощью соотношения

$$\langle nlM\mu \,|\, \Gamma \,|\, nl'M'\mu'\rangle = \gamma_{lm}\delta_{ll'}\delta_{MM'}\delta_{\mu\mu'}$$

и сделаем в (1), (3) замену: $V \to V - i\Gamma$.

Диагонализация комплексной матрицы проводилась численно для $n=2, 3, 4$ и $F \leqslant 2\cdot 10^4$ В/см. Результаты расчетов для мнимой части приведены на рисунках.

На рис. 1 показана зависимость ширин состояний для $n=2$. Видно, что в области слабых полей наиболее резко меняются ширины состояний $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ (напомним, что в отсутствие поля уровень $2S_{1/2}$ является метастабильным). При увеличении поля примесь состояния $2P_{3/2}$ становится заметной и ширина уровня, который переходит в уровень $2P_{3/2}$, при $F \to 0$ меняется более резко. При дальнейшем увеличении поля ширины выходят на асимптотику, соответствующую сохраняющимся в таких полях параболическим квантовым числам. Ширина уровня $m_j=3/2$ не меняется.

На рис. 2 и 3 показана зависимость ширин от напряженности поля для $n=3$ (на рис. 3 приведен полулогарифмический масштаб). Как и в предыдущем случае, при слабых полях наиболее сильно перемешиваются уровни с одинаковыми j. При $F \to \infty$ значения ширин выходят на параболическую асимптотику, показанную на рисунках справа.

Отметим, что несмотря на перемешивание полем уровней, средняя ширина, как и центр тяжести мультиплета, от напряженности поля не зависит. Это утверждение следует из инвариантности следа матрицы относительно диагонализующего преобразования. Можно также доказать, что возникающие в поле новые состояния не могут иметь ширины, меньшие

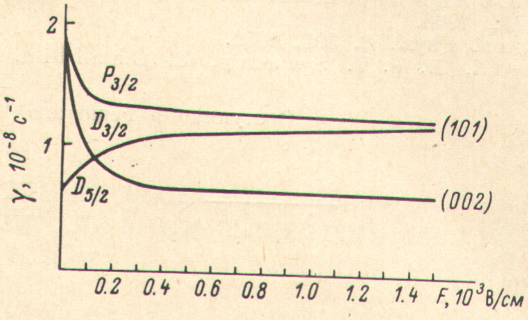

Рис. 2. Ширины уровней $n=3$, $m_j=\pm 3/2$.

минимальной и бо́льшие максимальной из тех ширин, которые были в атоме в отсутствие поля. Другими словами, включение поля не приводит к образованию долгоживущих или очень быстро распадающихся состояний атома по сравнению со случаем отсутствия поля.

Заметим далее, что учет оператора Г меняет, очевидно, и действительные части собственных значений — энергии уровней. Значения энергий

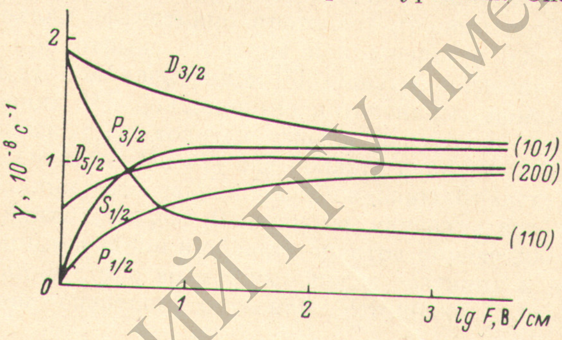

Рис. 3. Ширины уровней $n=3$, $m_j=\pm 1/2$.

для ряда значений напряженности поля с учетом и без учета ширин приведены в таблице. Как видно, поправки к энергии за счет ширины уровней оказываются порядка 10^{-14} с$^{-1}$. Такую же величину имеют поправки к энергиям уровней за счет релятивистских эффектов, вычисленные в работе [6]. Таким образом, для получения с такой точностью штарковского смещения уровней релятивистские эффекты следует учитывать одновременно с релаксационными поправками.

Энергии штарковских компонент (в см$^{-1}$) уровней $m_j=\pm 1/2$ и $m_j=\pm 3/2$, переходящих при $F\to 0$ в уровень $3D_{5/2}$

F, В/см	$m_j=\pm 1/2$		$m_j=\pm 3/2$	
	без учета ширин	с учетом ширин	без учета ширин	с учетом ширин
100.4	0.0105988	0.0105975	0.00716500	0.00716388
200.8	0.0336356	0.0336346	0.02232350	0.0223224
300.2	0.0619624	0.0619617	0.03969710	0.03996200
401.6	0.0941304	0.0941299	0.05825050	0.05824980
502.0	0.12801149	0.1280145	0.07697970	0.07697920

Литература

[1] Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби, А. В. Комин. Оптические характеристики водородной плазмы. Изд. «Наука», Новосибирск, 1973.
[2] W. S. Bickel. J. Opt. Soc. Am., *58*, 219, 1968.
[3] M. I. Alguard, C. W. Drake. Phys. Rev., *8*, 27, 1973.
[4] Г. Бёте, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960.
[5] G. Lüders. Ann. Phys., *8*, 301, 1951.
[6] R. G. Kulkarni, N. V. V. Swamy, E. Chaffin. Phys. Rev., *7*, 27, 1973.

Поступило в Редакцию 10 января 1975 г.