УДК 539.184.26

МНОГОКВАНТОВЫЕ ДИПОЛЬНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ НА ПОДУРОВНЯХ $7^2P_{3/2}Cs^{133}$

Г. И. Хвостенко

Наблюдались двух- и четырехквантовые электродипольные резонансы на подуровнях СТС второго возбужденного состояния цезия с полным моментом $F=5$. Получены выражения для сигналов двух- и четырехквантовых резонансов для двухуровневой системы.

Электродипольные резонансы, которые, в частности, могут наблюдаться на возбужденных подуровнях СТС щелочных металлов [1], являются аналогами магнитных резонансов. Некоторые отличия от последних являются следствием того, что электродипольные переходы разрешены лишь во втором порядке теории возмущения.

Пусть на атомную систему в постоянном магнитном поле H (от величины которого зависят расстояния между подуровнями) действует переменное электрическое поле с частотой ω и напряженностью $\mathcal{E}$, перпендикулярной направлению магнитного поля (оси квантования). В этом случае оператор взаимодействия атомной системы с переменным электрическим полем имеет вид

$$\mathbf{V}=\frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}(\mathbf{j}_+^2+\mathbf{j}_-^2)-\frac{\beta\mathcal{E}^2}{4}\left(\mathbf{j}_z^2-\frac{j(j+1)}{3}\right)+\frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}(\mathbf{j}_+^2+\mathbf{j}_-^2)\cos 2\omega t-$$
$$-\frac{\beta\mathcal{E}^2}{4}\left(\mathbf{j}_z^2-\frac{j(j+1)}{3}\right)\cos 2\omega t, \tag{1}$$

где $\mathbf{j}_\pm=\mathbf{j}_x\pm i\mathbf{j}_y$, $\mathbf{j}$ — полный момент электронной оболочки, β — константа Штарка.

Первые два члена в выражении (1) — постоянная часть оператора — приводят к смещению подуровней из-за действия $\mathbf{V}_2=-\frac{\beta\mathcal{E}^2}{4}\left(\mathbf{j}_z^2-\frac{j(j+1)}{3}\right)$ и к перемешиванию состояний с $\Delta m=\pm 2$, так как $\mathbf{V}_1=\frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}(\mathbf{j}_+^2+\mathbf{j}_-^2)$ имеет отличные от нуля матричные элементы $\langle m_1|\mathbf{V}_1|m_2\rangle$, $m_1=m_2\pm 2$, m — проекция момента на ось квантования.

Действие оператора $\mathbf{V}_3=\left(\frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}\right)(\mathbf{j}_+^2+\mathbf{j}_-^2)\cos 2\omega t$ приводит к появлению переходов между подуровнями с $\Delta m=\pm 2$, т. е. обеспечивает появление электродипольных резонансов при

$$\Omega=2\omega k;\ k=1,\ 3,\ 5\ldots, \tag{2}$$

Ω — расстояние между подуровнями с $\Delta m=\pm 2$.

На рис. 1, *а* изображена диаграмма [2] (в наинизшем порядке), иллюстрирующая этот процесс. Здесь m — индексы возбужденных, μ — основных состояний, f — линии оптических фотонов, D — виртуальные уровни с четностью, отличающейся от четности m-состояний. Происходит действительное поглощение (или испускание) двух радиочастотных квантов через промежуточные виртуальные состояния.

Следует отметить, что в резонансы этого типа вносит также некоторый вклад оператор $\mathbf{V}_4 = (\beta\mathcal{E}^2/4)\, j_z^2 \cos 2\omega t$, так как из-за смешивания состояний с $\Delta m = \pm 2$ оператором $\mathbf{V}_1$ переходы с $\Delta m = 0$ могут быть резонансными при условии (2). Наличие в (1) оператора $\mathbf{V}_4$ приводит в нашем случае к ситуации, близкой к задаче, рассмотренной в [3]. Совместное действие операторов $\mathbf{V}_3$ и $\mathbf{V}_4$ делает возможным появление резонансных четырехквантовых переходов, т. е. появление резонанса при $\Omega = 4\omega$ (диаграмма *б* на рис. 1). Совершим преобразование волновых функций $\psi' = S\Psi$, где

$$S = \exp\left\{-i\,\frac{\beta\mathcal{E}^2}{8\omega}\,\mathrm{j}_z^2 \sin 2\omega t\right\}. \tag{3}$$

Оператор (1) в новой системе запишется как

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_2 + \frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}\sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(z)\,[\mathrm{j}_+^2 e^{-i2k\omega t} + \mathrm{j}_-^2 e^{2ik\omega t}]\left[1 + \frac{1}{2}\,(e^{2ik\omega t} + e^{-i2k\omega t})\right], \tag{4}$$

где $J_k(z)$ — функция Бесселя первого рода,

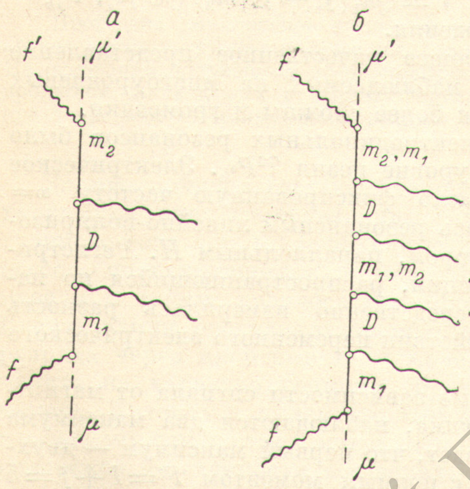

Рис. 1. Диаграммы двухквантовых (*а*) и четырехквантовых (*б*) переходов.

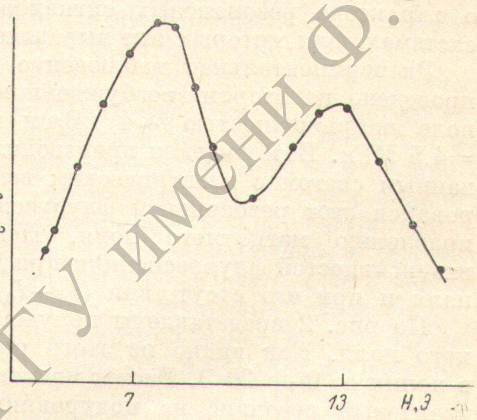

Рис. 2. Экспериментально наблюдаемые сигналы.

$$z = \frac{\beta\mathcal{E}^2}{8\omega}\,|m_1^2 - m_2^2| = \frac{\beta\mathcal{E}^2}{4\omega}\,|m_1 + m_2|,$$

m_1, m_2 — магнитные квантовые числа состояний, между которыми определяется матричный элемент оператора (4).

При $z < 1$ достаточно ограничиться резонансным приближением, т. е. учитывать в сумме (4) только резонансные члены. Тогда оператор, вызывающий резонансные переходы, будем иметь вид

$$\mathbf{W}_2 = \frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}\,[\mathrm{j}_+^2 e^{-i2\omega t} + \mathrm{j}_-^2 e^{i2\omega t}]\left[\frac{1}{2}\,J_0(z) + \frac{1}{2}\,J_2(z) + J_1(z)\right] \tag{5}$$

и четырехквантовые

$$\mathbf{W}_4 = \frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}\,[\mathrm{j}_+^2 e^{-i4\omega t} + \mathrm{j}_-^2 e^{i4\omega t}]\left[\frac{1}{2}\,J_1(z) + \frac{1}{2}\,J_3(z) + J_2(z)\right]. \tag{6}$$

Замечая, что $(1/2)\,J_0(z) + (1/2)\,J_2(z) + J_1(z) = [(z+1)/z]\,J_1(z)$ и $(1/2)\,J_1(z) + (1/2)\,J_3(z) + J_2(z) = [(z+2)/z]\,J_2(z)$, (5) и (6) можно переписать в виде

$$\mathbf{W}_2 = \frac{\beta\mathcal{E}^2}{8}\,\frac{(z+1)}{z}\,J_1(z)\,[\mathrm{j}_+^2 e^{-i2\omega t} + \mathrm{j}_-^2 e^{i2\omega t}], \tag{5a}$$

$$\mathbf{W}_4 = \frac{\beta \mathscr{E}^2}{8} \frac{z+2}{z} J(z) [\mathbf{j}_+^2 e^{-i4\omega t} + \mathbf{j}_-^2 e^{i4\omega t}]. \tag{6a}$$

Используя (5) и (6) нетрудно получить выражения для интенсивностей сигналов электродипольных резонансов. Так, для случая двухуровневой системы (и при некогерентном возбуждении) выражения для сигналов двухквантовых I_2 и четырехквантовых I_4 резонансов имеют вид

$$\left.\begin{aligned} I_2 &\sim \frac{V^2\left(\frac{z+1}{z}\right)^2 J_1^2(z)}{\Gamma_2 + (\Omega - 2\omega)^2 + 4V^2\left(\frac{z+1}{z}\right)^2 J_1^2(z)} (F_{11} - F_{22})(g_{22} - g_{11}), \\ I_4 &\sim \frac{V^2\left(\frac{z+2}{z}\right)^2 J_2^2(z)}{\Gamma^2 + (\Omega - 4\omega^2) + 4V^2\left(\frac{z+2}{z}\right)^2 J_2^2(z)} (F_{11} - F_{22})(g_{22} - g_{11}). \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Здесь Γ — радиационная ширина, Ω — расстояние между подуровнями (с учетом сдвигов типа Блоха Зигерта), $\mathbf{V} = \langle m_1 | \mathbf{j}_+^2 + \mathbf{j}_-^2 | m_2 \rangle (\beta\mathscr{E}^2/8)$, F_{ik} — матрица накачки, g_{ik} — матрица наблюдения.

Двухуровневая система дает хорошее качественное представление о характере резонансных сигналов, наблюдаемых на многоуровневых системах, для которых эти выражения более сложны и громоздки.

Экспериментальное наблюдение электродипольных резонансов было проведено на втором возбужденном уровне цезия $7^2P_{3/2}$. Электрическое поле напряженностью ~ 4 кВ/см имело фиксированную частоту $\omega = 4.5$ МГц. Возбуждение производилось резонансным линейно-поляризованным светом с электрическим вектором, параллельным H. Регистрировался свет резонансной флуоресценции, распространяющийся по направлению магнитного поля. Непосредственно измерялась разность интенсивностей флуоресценции при действии переменного электрического поля и при его отсутствии $(I_{\mathscr{E}} - I_0)$.

На рис. 2 представлены полученные зависимости сигнала от магнитного поля. Как видно из этого рисунка, наблюдаются два максимума в полях от 0 до 20 Э. Расчет показывает, что первый максимум — двухквантовый резонанс на подуровнях с полным моментом $F = I + j = 5$ (I — спин ядра). В поле ~ 7.6 Э, расстояние $\Omega \simeq 2\omega = 9$ МГц.

Сигналы резонансов на подуровнях с $F = 4$, 3, 2 много меньше по величине и их проявление вызывает лишь некоторое уширение наблюдаемых сигналов. Второй резонансный максимум наблюдается при $H \sim 13$ Э, что соответствует $\Omega = 18$ МГц. Это сигнал четырехквантовых резонансных переходов.

Как уже отмечалось, точный расчет сигналов сложен из-за большого числа уровней, участвующих в резонансах. Расчет проводился на ЭВМ с использованием операторов (5) и (6). Проведенные количественные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Отметим, что значительное уширение наблюдаемых сигналов происходит главным образом из-за неэквидистантности между подуровнями вследствие действия постоянной составляющей поля $\mathbf{V}_2$, а также взаимодействия между подуровнями с различными F.

Литература

[1] А. В. Голубев, Г. И. Хвостенко. Опт. и спектр., *39*, 3, 1975.
[2] C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche. J. de Phys., *30*, 125, 1969.
[3] В. В. Зверев, В. Г. Показаньев. Опт. и спектр., *35*, 564, 1973.

Поступило в Редакцию 23 ноября 1978 г.