

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СПЕКТРА АТОМА  $Ca$  В ПОЛЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян

УДК 539.184

Экспериментально исследовано изменение энергии перехода  $6S - 6F$  атома  $Ca$  в поле излучения неодимового лазера круговой поляризации. Определена динамическая поляризуемость перехода  $6S - 6F$  в этом случае. Произведено сравнение с изменением энергии того же перехода в поле линейной поляризации.

Связанные состояния электрона в атоме под действием электромагнитного поля, частота которого  $\omega_0$  не равна частотам связанно-связанных переходов, испытывают возмущение, квадратичное по напряженности поля  $\mathcal{E}$  (нерезонансный Штарк-эффект) /1/. Здесь имеются в виду относительно слабые поля, в которых эффект возмущения рассчитывается в рамках первого исчезающего порядка теории возмущений. Изменение энергии  $\Delta E_{n,m}$  какого-либо атомного перехода  $E_n - E_m$  ( $E_n, E_m$  - энергии связанных состояний электрона в атоме) в таком случае описывается известным выражением:

$$\Delta E_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m \sim \mathcal{E}^2 \left\{ \sum_k \frac{E_{nk} |d_{nk}|^2}{E_{nk}^2 - (\hbar\omega_0)^2} + \sum_l \frac{E_{ml} |d_{ml}|^2}{E_{ml}^2 - (\hbar\omega_0)^2} \right\} \sim \alpha_{nm} \mathcal{E}^2, \quad (I)$$

где  $d_{nk}, d_{ml}$  - матричные элементы связано-связанных переходов электрона в атоме;  $\alpha_{nm}$  - поляризуемость перехода  $E_n - E_m$ .

Нерезонансный Штарк-эффект исследовался в нескольких экспериментальных работах /2-5/, в которых были измерены поляризуемости для ряда переходов в различных атомах, а также функциональная зависимость величины эффекта от интенсивности поля линейной поляризации.

В данной работе сделан следующий шаг в изучении этого явления, а именно, исследовано изменение энергии атомных состояний

в поле круговой поляризации. В общем случае зависимость величины поляризуемости атомных переходов от поляризации возмущающего поля связана с различным характером расщепления атомных уровней и с отличием правил отбора при расчете матричных элементов  $d_{lm}$  связанных-связанных переходов электрона в атоме в полях различной поляризации.

В описываемом эксперименте в поле круговой поляризации измерялось изменение энергии перехода  $6S-6F$  атома  $Cs$  и затем вычислялась поляризуемость этого перехода. Схема эксперимента и методика измерений полностью повторяет ранее использованную /5/. Наблюдался процесс четырехфотонной ионизации атома  $Cs$  из основного состояния  $6S$  в поле излучения неодимового лазера ( $\lambda = 10600 \text{ \AA}$ ). Энергия трех квантов поля была близка к энергии перехода  $6S-6F$  атома  $Cs$ . Слабо варьируя частоту внешнего поля, можно было исследовать дисперсионную зависимость числа ионизованных атомов  $N_1 \sim f(\omega)$  вблизи трехфотонного промежуточного резонанса. Максимальное число ионов соответствовало случаю, когда угловая частота внешнего поля совпадала с частотой, равной частоте динамического резонанса перехода  $6S-6F$  в поле  $/6/$ :

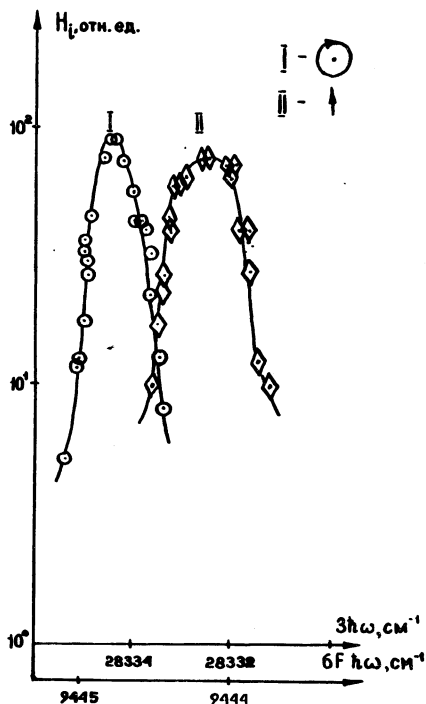
$$\omega = \frac{1}{\hbar} \left| E_{6S} - E_{6F} - \Delta E_{6S,6F}(t) \right|. \quad (2)$$

Важно отметить, что выполнение условия для трехфотонного резонанса между уровнями  $6S$  и  $6F$  не изменит вид зависимости (1) и величину нерезонансного эффекта Штарка от напряженности внешнего поля в случае слабых полей, в которых поправками более высокого порядка можно пренебречь; именно этот случай реализовался в условиях данного эксперимента.

В качестве источника излучения использовался одномодовый, одночастотный неодимовый лазер с изменяемой частотой генерации. Излучение лазера было линейно поляризовано. Круговая поляризация излучения получалась путем изменения ориентации кварцевой четвертьволновой пластинки, поставленной в лазерном пучке перед мишенью. В качестве мишени использовался атомарный пучок  $Cs$ , который под прямым углом пересекался с пучком света от неодимового лазера. В такой постановке эксперимента эффект Доплера не играл роли.

На рис. 1 приведена экспериментально измеренная зависимость (1) числа ионизованных атомов от частоты поля в поле круговой

поляризации. Для сравнения в этом же эксперименте была измерена дисперсионная зависимость в поле линейной поляризации (II). Напряженность поля в обоих случаях составляла  $\sim 10^5$  в/см. Можно



Р и с. I. Экспериментально измеренная зависимость выхода ионов  $N_1$  от частоты излучения неодимового лазера в поле круговой (I) и линейной (II) поляризации

видеть, что положение максимумов обеих кривых приходится на разные частоты, которые в свою очередь существенно отличаются от частоты, соответствующей частоте перехода 6S-6F в отсутствие поля. Таким образом, экспериментально наблюдаемое изменение энергии перехода 6S-6F оказывается зависящим от поляризации возмущающего поля. Отношение изменения энергии перехода в полях круговой и линейной поляризации равно  $\frac{\Delta E_{6S-6F}^{кр}}{\Delta E_{6S-6F}^{лин}} = 1,8$ .

Рассмотрим более подробно картину расщепления уровней в поле. Прежде всего отметим, что в полях  $\sim 10^6$  в/см спин-орбитальным взаимодействием можно пренебречь по сравнению с взаимодействием атома с полем. В поле линейной поляризации уровень  $6F$  расщепляется на подуровни  $\pm m_j$  (вырождение по знаку  $m_j$  остается), соответствующие состояниям с определенным значением абсолютной величины проекции полного момента  $J$  на направление поля. В соответствии с правилами отбора ( $\Delta m_j = 0$ ) трехфотонный резонанс в поле линейной поляризации осуществляется при переходе  $6S_{m=0} \rightarrow 6F_{m=0}$ . В поле круговой поляризации уровень расщепляется на подуровни  $m_j$  (вырождение полностью снимается), соответствующие проекции  $J$  на направление распространения волны, и трехфотонный резонанс ( $\Delta m = \pm 1$ ) осуществляется при переходе  $6S_{m=0} \rightarrow 6F_{m=\pm 1}$  (знак зависит от лево-правой круговой поляризации поля). Поскольку Штарк-эффект  $S$ -уровней не зависит от поляризации поля, то различие в изменении частот перехода  $6S-6F$  в полях круговой (I) и линейной (II) поляризации, обнаруженное в эксперименте (рис. I), полностью определяется отличием поляризуемостей подуровней  $6F_{m=\pm 1}$  и  $6F_{m=0}$  соответственно. Для вычисления поляризуемости перехода  $6S-6F$  из данных об изменении энергии этого перехода в поле круговой поляризации была предложена квадратичная зависимость эффекта от поля. Основанием к этому явилось экспериментальное измерение квадратичной зависимости /5/ в случае поля линейной поляризации для этого же перехода и при той же напряженности поля  $\sim 10^6$  в/см. Величина поляризуемости в поле круговой поляризации при таком предположении оказалась равной

$$\alpha = (9,4 \pm 3,2) \cdot 10^2 \text{ а. е.}$$

В заключение обратим внимание на тот факт, что с общезначимой точки зрения интересно исследовать картину расщепления уровня  $6F$  в поле эллиптической поляризации, так как квазистационарные состояния в этом случае не обладают определенным значением магнитного квантового числа  $m_j$ . Эти состояния образуются как суперпозиция состояний с различными  $m_j$ . В результате картина расщепления будет иметь более сложный характер, чем это было в предельных случаях круговой и линейной поляризации /7/.

Авторы благодарят Н. Б. Делоне и Б. А. Зона за ценные дискуссии.

Поступила в редакцию  
15 января 1975 года.

## Л и т е р а т у р а

1. И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, Москва, 1963 г.
2. P. Platz. *Appl. Phys. Lett.*, 16, 70 (1970); 17, 537 (1971).
3. И. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер. *Письма в ЖЭТФ*, 18, 403 (1973).
4. B. Held, G. Mainfray, C. Manus, J. Morellec, F. Sanches. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 423 (1973).
5. В. А. Гринчук, К. Б. Петросян. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, № 1, 34 (1975).
6. В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян. *Физика плазмы*, № 2, 319 (1975).
7. Б. А. Зон. *Оптика и спектроскопия*, 36, 838 (1974).