

## ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ 5p-ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОТОИОНИЗАЦИЮ 5s-ОБОЛОЧКИ Хе

Сухоруков В. Л., Петров И. Д., Демехин В. Ф.

Учет межоболочечных корреляций при описании фотоионизации 5s-оболочки Хе принципиально изменяет зависимость сечения ионизации  $\sigma_{5s}$  от энергии фотона  $\omega$  [1]. Это видно из рисунка, где сопоставлены  $\sigma_{5s}(\omega)$ , рассчитанные в приближении Хартри—Фока (ХФ) и в приближении случайных фаз с обменом (ПСФО).

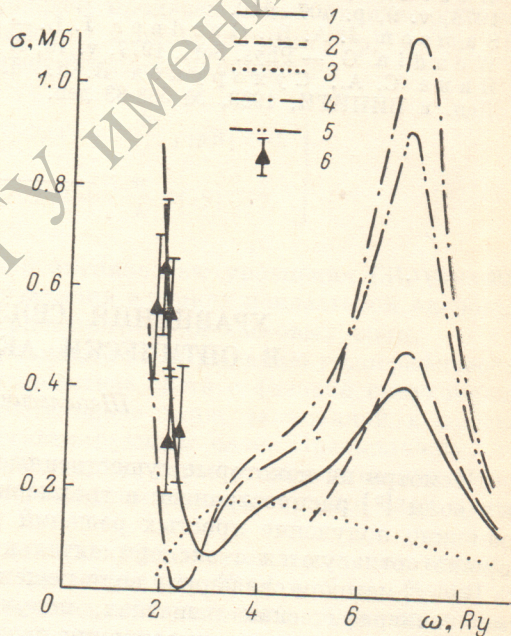
На языке метода наложения конфигураций сильное влияние межоболочечных корреляций на процесс фотоионизации 5s-оболочки можно понять, если учесть, что функция конечного состояния  $|f(\epsilon)\rangle$  представляет собой следующую суперпозицию:

$$|f(\epsilon)\rangle = a_{5s}(\epsilon) |5s^{-1}\epsilon p\rangle + \sum_{\epsilon'} a_{5p}(\epsilon, \epsilon') |5p^{-1}\epsilon' d\rangle + \sum_{\epsilon'} a_{4d}(\epsilon\epsilon') |4d^{-1}\epsilon' f\rangle, \quad (1)$$

где  $\sum_{\epsilon'}$  обозначает суммирование по функциям дискретного и интегрирование по функциям сплошного спектров; в векторе состояния указаны квантовые числа электронов, недостающих и дополнительных, относительно конфигурации атома Хе. Небольшая величина амплитуд  $\langle 5s|r|\epsilon p\rangle$  по сравнению с  $\langle 5p|r|\epsilon d\rangle$  и  $\langle 4d|r|\epsilon f\rangle$  приводит к тому, что даже при небольших коэффициентах  $a_{nl}(\epsilon\epsilon')$  2-й и 3-й члены дают большой вклад в величину  $\sigma_{5s}^{\text{ПСФО}}(\omega)$  в области порогов ионизации 5s- и 4d-оболочек соответственно.

Экспериментальные и теоретические спектры поглощения 5s-оболочки Хе.

1 — расчет с учетом межоболочечных корреляций и дипольной поляризации 5p-электронов, 2 — эксперимент [2], 3 — приближение ХФ, 4 — ПСФО [1], 5 — ПСФО — данная работа, 6 — эксперимент [3]. Небольшие отличия кривых 4 и 5 могут быть связаны с тем, что в данной работе учтен только второй порядок теории возмущений.



Учет многоэлектронных корреляций в рамках ПСФО качественно объяснил ход зависимости  $\sigma_{5s}^{\text{экс}}(\omega)$ . Вместе с тем остались отличия теории и эксперимента, которые заключаются в том, что в области порога  $\sigma_{5s}^{\text{ПСФО}}(\omega)$  несколько меньше  $\sigma_{5s}^{\text{экс}}(\omega)$ , а при  $\omega > 5 \text{ Ry}$   $\sigma_{5s}^{\text{ПСФО}}(\omega)/\sigma_{5s}^{\text{экс}}(\omega) \approx 2 \div 3$  (см. рисунок). Для исследования причин этих расхождений в данной работе рассмотрено влияние дипольной поляризации 5p-оболочки на  $\sigma_{5s}^{\text{теор}}(\omega)$ .

На языке метода наложения конфигураций дипольная поляризация 5p-оболочки описывается смешиванием конфигурации  $5s^{-1}$  с каналом  $5p^{-2} \begin{Bmatrix} n \\ \epsilon \end{Bmatrix} d$  [4, 5]. Учет этого смешивания объясняет, почему фотоэлектронный спектр 5s-оболочки Хе представляет собой не одиночную линию, а сложный мультиплет. При этом оказывается, что основная линия спектра 5s-оболочки, которая используется

для экспериментального измерения  $\sigma_{5s}(\omega)$ , определяется переходом на уровень, описываемый в двухканальном приближении следующей функцией [5]:

$$|\Phi\rangle = 0.680 |5s^{-1}\rangle + 0.666 |5p^{-2}(^1D)5d\rangle + \dots \quad (2)$$

Учет этого обстоятельства приводит к тому, что для расчета  $\sigma_{5s}(\omega)$ , измеренного по основной линии, в (1) необходимо заменить функцию  $|5s^{-1}\rangle$  на  $|\Phi\rangle$ . Легко видеть, что это более чем в 2 раза  $(1/(0.680))^2$  в двухканальном приближении) уменьшает величину сечения при больших  $\omega$ . При малых  $\omega$  уменьшение с избытком компенсируется увеличением вклада второго слагаемого (1) за счет взаимодействия конфигураций  $|5p^{-2}(^1D)5d\rangle$  и  $|5p^{-1}\epsilon'd\rangle$ .

Для сокращения объема вычислений в данной работе вместо сложной функции вида (2) при расчете взята функция  $|\bar{\Phi}\rangle$  вида

$$|\bar{\Phi}\rangle = 0.707 |5s^{-1}\rangle + 0.707 |5p^{-2}(^1D)5d\rangle. \quad (3)$$

Орбитали  $\epsilon p$ -канала получены в электростатическом поле состояния  $|\bar{\Phi}\rangle$ . Результаты расчета представлены на рисунке, из которого видно, что учет дипольной поляризации  $5p$ -оболочки дополнительно к ПСФО устраняет в основном расхождение между  $\sigma_{5s}^{\text{эсп}}(\omega)$  и  $\sigma_{5s}^{\text{теор}}(\omega)$ .

#### Литература

- [1] Amusia M. Ya., Черепков N. A. — Case Studies in Atomic Physic., 1975, v. 5, N 2, p. 47—179.
- [2] West J. B., Woodruff P. R., Codling K., Houlgate K. G. — J. Phys. B, 1976, v. 9, p. 407—410.
- [3] Samson J. A. R., Gardner J. L. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 671—673.
- [4] Wendin G. — Phys. Scr., 1977, v. 16, N 2, p. 296—298.
- [5] Явна С. А., Сухоруков В. Л., Петров И. Д., Демехин В. Ф. — Деп. в ВИНТИ, 1983, № 558-83 деп.

Поступило в Редакцию 3 мая 1984 г.

УДК 535.317.1

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

## УРАВНЕНИЯ СВЯЗАННЫХ ВОЛН В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Шепелевич В. В.

Несмотря на некоторые существенные недостатки [1], приближение связанных волн [2] распространено в трехмерной голографии, так как в его рамках возможно получение простых решений ряда голографических задач, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В [3, 4] методом связанных волн решены задачи о дифракции света на объемных голографических решетках, полученных при «включении» гиротропии. В этом случае влияние гиротропии сводилось к пространственной модуляции видности интерференционной картины при регистрации. Тем не менее во многих экспериментальных ситуациях оптическая активность является существенной и на стадии восстановления записанных волновых полей.

Настоящая работа посвящена получению системы уравнений связанных волн в изотропной прозрачной оптически активной среде в режиме Брэгга и нахождению решений этих уравнений на примере одного из простейших частных случаев геометрии записи.

Исключая из системы уравнений Максвелла и материальных уравнений  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + i\gamma \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{B} = \mathbf{H} - i\gamma \mathbf{E}$ , где  $\gamma$  — параметр гирации [5, 6], векторы  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$ , получаем уравнение для определения напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{2i\gamma}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \mathbf{E} - \frac{\gamma^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0. \quad (1)$$