

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.184

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОИОНИЗАЦИЯ В ОБЛАСТИ $2p^53s^2\ ^2P_J$ -СОСТОЯНИИ НАТРИЯ: УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ КОНЕЧНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

А. Н. Грум-Гржимайло, Б. Жадамба (МНР)

(НИИЯФ)

Развитие экспериментальной техники позволило в последние годы выполнить работы по измерению угловых распределений и поляризации фотоэлектронов в области автоионизационных состояний (АС) (см., например, [1–3]). При сопоставлении экспериментальных и теоретических результатов необходимо учитывать конечное энергетическое разрешение, которое обычно составляет 0,05–0,1 эВ и определяется разрешением электронного детектора и монохроматичностью падающих фотонов. Учет конечного разрешения позволил в ряде случаев [3–5] достичь лучшего согласия теории с экспериментальными данными по угловым распределениям и поляризации фотоэлектронов. Поэтому представляется актуальным систематический анализ влияния энергетического разрешения на эти характеристики при типичных соотношениях между положениями и ширинами АС и величиной разрешения.

В работе рассматриваются угловые распределения и поляризация фотоэлектронов в области двух АС, ширины которых намного меньше, чем энергетическое расщепление между ними, а последнее сравнимо с экспериментальным разрешением. Обсуждаются также некоторые особенности угловых распределений и поляризации фотоэлектронов в области изолированного резонанса. Анализ проводится на примере дублета АС $2p^53s^2\ ^2P_J$ атома натрия.

Угловое распределение электронов при фотоионизации произвольно ориентированного 2S -состояния дается выражением

$$\sigma^{(\lambda)}(\theta, E) = \frac{\sigma^{(\lambda)}(E)}{4\pi} (1 + \beta^{(\lambda)}(E) P_2(\cos \theta)), \quad (1)$$

где E — энергия электрона; θ — угол вылета электрона относительно фотонного пучка; $P_2(\cos \theta)$ — полином Лежандра; $\sigma^{(\lambda)}(E)$ — полное сечение фотопоглощения; $\beta^{(\lambda)}(E)$ — параметр анизотропии. Индекс λ соответствует различным поляризационным состояниям атома и фотона, включая относительное направление их поляризации. Формула (1) справедлива для неполяризованных, циркулярно и линейно поляризованных фотонов. В последнем случае угол θ отсчитывается от направления фотонной поляризации. Нами были получены величины $\sigma^{(\lambda)}(E)$ и $\beta^{(\lambda)}(E)$ для разных вариантов поляризационных состояний атома и фотона. Кроме величин $\sigma^{(\lambda)}(E)$ и $\beta^{(\lambda)}(E)$ мы рассчитали также интегральную степень поляризации фотоэлектронов $P^{(\lambda)}(E)$.

Обратимся сначала к анализу абстрактного случая изолированного АС и рассмотрим некоторые особенности поведения величин $\beta^{(\lambda)}(E)$ и

$P^{(\lambda)}(E)$ в резонансной области. Согласно общей теории [6], коэффициент угловой анизотропии в области АС можно представить в виде

$$\beta^{(\lambda)}(E) = \frac{X^\lambda \varepsilon^2 + Y^\lambda \varepsilon + Z^\lambda}{A^\lambda \varepsilon^2 + B^\lambda \varepsilon + C^\lambda}, \quad (2)$$

где $\varepsilon = (E - E_r) / (\Gamma/2)$ — отклонение энергии от положения АС E_r в единицах распадной полуширины этого состояния; $A^\lambda, B^\lambda, C^\lambda, X^\lambda, Y^\lambda, Z^\lambda$ — коэффициенты, выражающиеся через амплитуды возбуждения и распада АС и амплитуды прямой фотоионизации. Эти коэффициенты могут также зависеть от поляризационного состояния атома и фотона. Если профиль резонанса в спектре фотопоглощения описать известной формулой Фано [7]

$$\sigma^{(\lambda)}(E) = \sigma_b^{(\lambda)} + \sigma_a^{(\lambda)} \frac{(q_\lambda + \varepsilon)^2}{\varepsilon^2 + 1}, \quad (3)$$

то [6]

$$A^\lambda = \frac{1}{4\pi} (\sigma_a^{(\lambda)} + \sigma_b^{(\lambda)}); \quad B^\lambda = \frac{1}{4\pi} q_\lambda \sigma_a^{(\lambda)}(E); \quad C^\lambda = \frac{1}{4\pi} (\sigma_a^{(\lambda)} q_\lambda^2 + \sigma_b^{(\lambda)}).$$

Соотношение (2) можно преобразовать к виду

$$\beta^{(\lambda)}(E) = \tilde{\sigma}_b^{(\lambda)} + \tilde{\sigma}_a^{(\lambda)} \frac{(\tilde{q}_\lambda + \tilde{\varepsilon}_\lambda)}{\tilde{\varepsilon}_\lambda^2 + 1}, \quad (4)$$

где роль приведенной энергии играет величина $\tilde{\varepsilon}_\lambda$:

$$\tilde{\varepsilon}_\lambda = (2A^\lambda \varepsilon + B) / (\sqrt{4A^\lambda C^\lambda - B^{\lambda^2}}),$$

а параметры $\sigma_a^{(\lambda)}, \sigma_b^{(\lambda)}$ и \tilde{q}_λ известным образом выражаются через коэффициенты $X^\lambda, Y^\lambda, Z^\lambda, A^\lambda, B^\lambda, C^\lambda$. Таким образом, резонансная структура в энергетической зависимости $\beta^{(\lambda)}(E)$ описывается формулой, аналогичной формуле (3), причем роль ширины резонанса играет величина

$$\tilde{\Gamma}_\lambda = \frac{\sqrt{4A^\lambda C^\lambda - B^{\lambda^2}}}{2A^\lambda} \Gamma = \frac{\sqrt{1 + R_\lambda(1 + q_\lambda^2)}}{1 + R_\lambda^2} \Gamma, \quad (5)$$

а положение резонанса в $\beta^{(\lambda)}(E)$ сдвинуто относительно положения АС на величину

$$\Delta_\lambda = -\frac{B^\lambda}{A^\lambda} = -\frac{q_\lambda R_\lambda}{2(1 + R_\lambda)} \Gamma. \quad (6)$$

Здесь нами введен безразмерный параметр $R_\lambda = \sigma_a^{(\lambda)} / \sigma_b^{(\lambda)}$. Отличие формулы (4) от формулы (3) состоит в том, что параметры $\tilde{\sigma}_a^{(\lambda)}$ и $\tilde{\sigma}_b^{(\lambda)}$ не являются положительно определенными, в то время как параметры $\sigma_a^{(\lambda)}$ и $\sigma_b^{(\lambda)}$ всегда неотрицательны.

Поскольку формула (2) остается справедливой и для поляризации фотоэлектронов $P^{(\lambda)}(E)$ (изменяются только коэффициенты $X^\lambda, Y^\lambda, Z^\lambda$) [6], то все выводы, сделанные до сих пор для коэффициента угловой анизотропии, автоматически переносятся на поляризацию фотоэлектронов. Величины $\tilde{\Gamma}_\lambda$ и $\tilde{\Delta}_\lambda$, вообще говоря, зависят от поляризационного состояния атома и фотона из-за того, что этой зависимостью обладают параметры $\sigma_a^{(\lambda)}, \sigma_b^{(\lambda)}$ и $q^{(\lambda)}$.

Из формул (5) и (6) следует, что для сильных резонансов, т. е. резонансов с большим значением q -индекса, ширины структур в $\beta^{(\lambda)}(E)$ и $P^{(\lambda)}(E)$ могут быть во много раз больше, чем естественная ширина ΔC . На такое уширение, насколько нам известно, впервые обращалось внимание в работе [5] в связи с исследованием поляризации фотоэлектронов в области ΔC атома таллия. Причина этого явления состоит в том, что при большом по сравнению с фоном прямой фотоионизации сечении возбуждения ΔC безразмерные параметры $\beta^{(\lambda)}(E)$ и $P^{(\lambda)}(E)$ выходят на значения, соответствующие прямому процессу, только на далеких крыльях резонанса. Величина сдвига Δ_λ также может во много раз превышать распадную ширину Γ , а направление этого сдвига определяется знаком q -индекса. Поэтому измерение ширины и сдвигов резонансов в угловых распределениях и поляризации фотоэлектронов может дать непосредственную информацию о величине и знаке параметра q в тех случаях, когда это трудно сделать при анализе спектров фотопоглощения, например для сильных узких резонансов. Пример таких резонансов — ΔC 2P , атома натрия.

Обратимся к этому конкретному случаю. Автоионизационный дублет 2P , проявляется в спектрах фотопоглощения в виде двух узких ин-

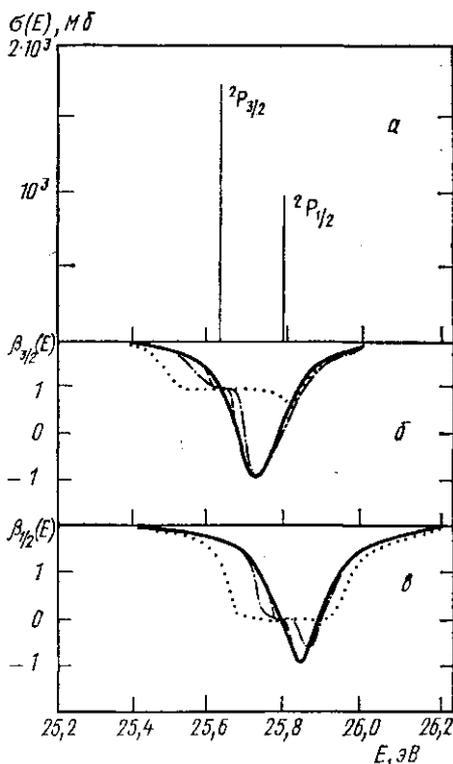


Рис. 1. Спектр фотопоглощения в области $2p^33s^2\ ^2P$ -состояний натрия (а), коэффициент угловой анизотропии для изолированных ΔC $^2P_{3/2}$ (б) и $^2P_{1/2}$ (в): $\alpha=0$ (сплошная линия); 0,01 (штриховая); 0,04 (штрих-пунктир) и 0,1 эВ (точечная). Фотоны линейно поляризованы

тенсивных линий на очень слабом фоне прямой фотоионизации [8, 9]. Энергетическое расщепление в дублете 0,17 эВ. Для ширины резонансов экспериментально установлена лишь верхняя граница (0,03 эВ [10]), а теоретические расчеты в разных моделях дают величины от $8,8 \cdot 10^{-4}$ [11] до $4,3 \cdot 10^{-3}$ эВ [12]. Таким образом, в спектрах фотопоглощения резонансы надежно разделены. Имеются также теоретические расчеты q -индексов [11].

Процесс резонансной ионизации рассматривался нами в рамках диагонализационного подхода. В расчетах использовались волновые функции модели Хартри—Фока—Слэтера с учетом спин-орбитального взаимодействия в континууме. Идентичные приближения были использованы в работе [11] для изучения резонансной ионизации натрия быстрыми электронами. Весь формализм данной задачи будет опубликован в другой работе.

Для упрощения дальнейшего анализа рассмотрим идеализированный случай, когда в расчетах $\beta_\lambda(E)$ и $P^{(\lambda)}(E)$ учитывается только одно

из АС дублета. На рис. 1 демонстрируется энергетическая зависимость коэффициента анизотропии $\beta(E)$ при ионизации неполяризованного атома линейно поляризованными фотонами для каждого из ${}^2P_{1/2}$ -резонансов по отдельности. Подставляя в (5) и (6) значения [11] $\Gamma_{1/2} = \Gamma_{3/2} = \Gamma = 8,8 \cdot 10^{-4}$ эВ; $q_{1/2} \cong q_{3/2} = q = -300$, а также $R_{1/2} = 1/2$, $R_{3/2} = -2$, получим $\tilde{\Gamma}_{1/2} = \tilde{\Gamma}_{3/2} = 0,12$ эВ; $\Delta_{3/2} = 2\Delta_{1/2} = 0,084$ эВ. Таким образом, ширина резонансов ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$ в энергетической зависимости $\beta(E)$ примерно одинакова и на два порядка больше, чем распадная. При этом сдвиг ${}^2P_{3/2}$ -резонанса примерно в 2 раза больше сдвига для ${}^2P_{1/2}$ -резонанса. Эти результаты хорошо соответствуют данным, которые получены непосредственным расчетом параметров $\beta(E)$ и приведены на рис. 1. Детальный анализ величин $\sigma_b^{(M)}$, $\sigma_a^{(M)}$, q показывает, что форма энергетической зависимости $\beta(E)$ для двух резонансов отличается незначительно.

Рассмотрим, как изменятся угловые распределения фотоэлектронов, если учесть конечное энергетическое разрешение. В этом случае угловое распределение можно представить в виде

$$\overline{\sigma(\theta, E)} = \frac{\overline{\sigma(E)}}{4\pi} (1 + \overline{\beta(E)} P_2(\cos \theta)),$$

где $\overline{\sigma(E)}$ означает свертку сечения с аппаратной функцией:

$$\overline{\sigma(E)} = \int \sigma(E') g(E - E') dE'$$

и

$$\overline{\beta(E)} = \frac{1}{\overline{\sigma(E)}} \int \sigma(E') \beta(E') g(E - E') dE'.$$

Аналогично определяется поляризация $\overline{P(E)}$:

$$\overline{P(E)} = \frac{1}{\overline{\sigma(E)}} \int \sigma(E') P(E') g(E - E') dE'.$$

В качестве аппаратной функции нами использовалась функция Гаусса с шириной α :

$$g(E - E') = \frac{1}{\alpha \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - E')^2}{2\alpha^2} \right].$$

Как следует из рис. 1, при увеличении α происходит нетривиальное изменение зависимости $\beta(E)$: в непосредственной окрестности АС формируется область с шириной порядка α , где $\overline{\beta(E)}$ имеет практически постоянное значение, соответствующее величине β в точке резонанса фотопоглощения. При этом форма кривых для разных резонансов начинает существенно различаться. Появление области с постоянным значением $\overline{\beta(E)}$ легко объясняется тем, что резонансный процесс фотоионизации намного сильнее прямого. Поэтому до тех пор, пока резонанс в спектре фотопоглощения находится в пределах охватываемого установкой интервала энергий, можно с хорошей точностью считать, что все фотоэлектроны образуются от распада соответствующего АС. Для состояния ${}^2P_{1/2}$ имеем $\beta = 0$, а для состояния ${}^2P_{3/2}$ $\beta = 1$ при условии, что фон прямой фотоионизации отсутствует и не учитывается второе АС дублета. Вдали от резонансов $\beta \approx 2$. Максимальное значение $\beta(E) = -2$ соответствовало бы прямой фотоионизации без учета спин-орбитального взаимодействия вылетающего p -электрона в континууме.

Перейдем к случаю двух резонансов. Согласно рис. 1, область перекрывания резонансных структур в энергетических зависимостях $\beta(E)$ (и $P(E)$) весьма значительна, и поэтому в расчетах необходимо учитывать наличие обоих резонансов одновременно, включая интерференцию между ними. На рис. 2 показаны сечение фотопоглощения, коэффициент анизотропии для случая неполяризованных атомов и линейно поляризованных фотонов, а также степень поляризации электронов при ионизации неполяризованного атома правополяризованным светом. Эти величины приводятся для разных значений α . В резонансной области кривая для $\beta(E)$ при $\alpha=0$ образует два почти симметричных минимума. Минимум при меньшей энергии соответствует ${}^2P_{3/2}$ -резонансу,

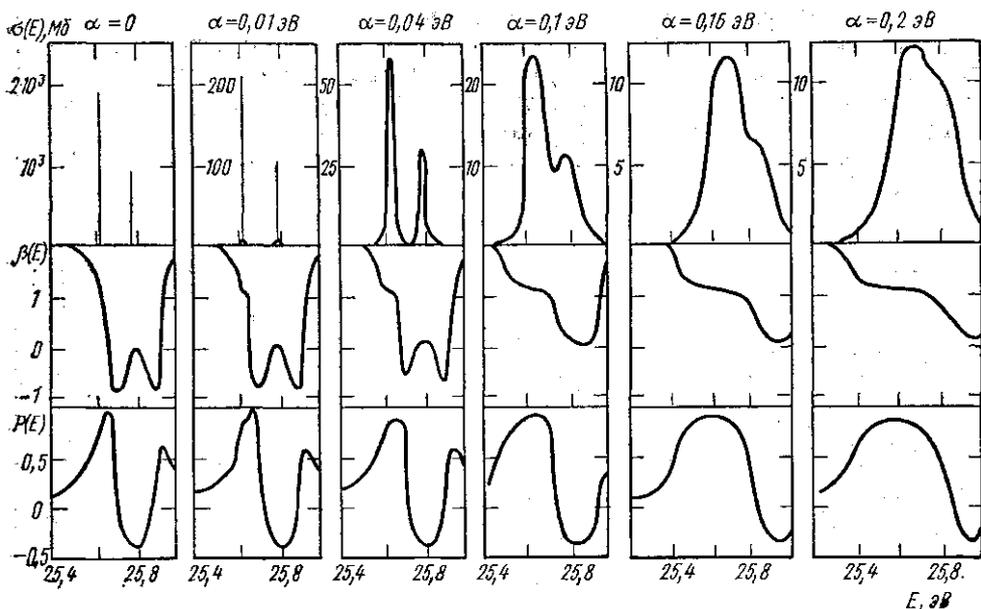


Рис. 2. Сечение фотопоглощения, коэффициент угловой анизотропии и поляризация фотоэлектронов в области дублета АС 2P_J при разных значениях энергетического разрешения α . Фотоны линейно поляризованы

су, а минимум при большей энергии — ${}^2P_{1/2}$ -резонансу. Эволюция формы кривой при ухудшении разрешения происходит во многом в соответствии с разобранным выше случаем одного резонанса. При дальнейшем увеличении α , когда резонансы в спектре фотопоглощения плохо разрешаются, энергетическая зависимость $\beta(E)$ становится более плавной и в пределе стремится к той, которая характеризовала бы один изолированный 2P -резонанс, не расщепленный по полному моменту. Общие свойства зависимостей $\overline{P(E)}$ на рис. 2 сходны со свойствами $\beta(E)$: вдали от резонансов $\overline{P(E)}=0$, что соответствует прямой фотоионизации (точное равенство достигалось бы в отсутствие спин-орбитального взаимодействия фотоэлектрона); кривая для $P(E)$ содержит две перекрывающиеся резонансные структуры, соответствующие состояниям ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$; при увеличении α в зависимостях $\overline{P(E)}$ формируются области с примерно постоянными значениями поляризации ($\overline{P(E)} \sim 0,8$ около ${}^2P_{3/2}$ -резонанса и $\overline{P(E)} \approx -0,4$ около ${}^2P_{1/2}$ -резо-

нанса); при дальнейшем увеличении α кривая сглаживается и переходит в кривую, характеризующую один нерасщепленный резонанс.

Поскольку наблюдается сильная зависимость угловых распределений и поляризации фотоэлектронов от энергетического разрешения, то для правильной интерпретации соответствующих экспериментальных данных необходимо как можно точнее знать аппаратную функцию. Тем не менее из-за того, что ширины резонансных структур в энергетической зависимости параметров $\beta(E)$ и $P(E)$ могут быть намного больше ширины узких резонансов фотопоглощения, измерения величин $\tilde{\Gamma}_\lambda$ и $\tilde{\Delta}_\lambda$, которые можно проводить даже с грубым разрешением, позволяющим получать информацию о важных спектроскопических характеристиках АС.

В данной работе был рассмотрен простейший случай двух резонансов одной конфигурации с одинаковыми орбитальными моментами. Более сложная картина должна наблюдаться в случае трех и большего числа резонансов, не принадлежащих одному мультиплету и имеющих существенно разные ширины распада.

Авторы благодарят проф. В. В. Балашова за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Brehm V., Höfler K.//Phys. Lett., 1978. 68A. P. 437—440. [2] Heinzmann U., Heuer H., Kessler J.//Phys. Rev. Lett., 1975. 34, N 8. P. 441—444. [3] Heckenkamp Ch., Schäfers F., Schönhense G., Heinzmann U.//Phys. Rev. 1985. A32. P. 1252—1269. [4] Amusia M. Ya., Kheifets A. S.//Phys. Lett. 1982. 89, N 9. P. 437—439. [5] Черепков Н. А.//Опт. и спектр. 1980. 49, № 6. С. 1067—1075. [6] Kabachnik N. M., Sazhina I. P.//J. Phys. 1976. B9. P. 1681—1697. [7] Fano U.//Phys. Rev. 1961. 124. P. 1866—1878. [8] Connerade J. P., Cartton W. R. S., Manfield M. W. D.//Astrophys. J. 1971. 165. P. 203—212. [9] Wolff H. W., Radler K., Stonntag G., Haensel R.//Z. Phys. 1972. 257. P. 353—368. [10] Breuckmann E., Breuckmann B., Melhron W., Schmitz W.//J. Phys. 1977. B10. P. 3135—3150. [11] Theodosiou C. E.//Phys. Rev. 1977. A16, N 6. P. 2232—2247. [12] Petrini D.//J. Phys. 1981. B14. P. L617—L621.

Поступила в редакцию
04.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

УДК 539.172.3

НУКЛОННЫЕ ВЕТВИ И ПОЛУПРЯМОЙ МЕХАНИЗМ РАСПАДА ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{23}Na

А. С. Габелко, К. М. Иргашев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов,
И. М. Пискарев

(НИИЯФ)

Целью работы является получение с помощью метода, подробно изложенного в работе [1], вероятности полупрямых распадов в отдельных парциальных фотонуклонных каналах для ядра ^{23}Na . Метод использует экспериментальные данные о парциальных фотонуклонных сечениях $\sigma(\gamma, p_i)$ и $\sigma(\gamma, n_i)$ (индекс i относится к определенному состоянию конечного ядра $(A-1)$), спектроскопических характеристиках заселяемых состояний из реакций однонуклонной передачи и выражения для ширины Γ полупрямого распада, вытекающие из R -матричной теории. В данной работе используется вариант метода, применяемый