

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186.2

**«ПОЛНЫЙ ОПЫТ» ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ  
АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В АТОМАХ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ  
И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ**

**В. В. Балашов**

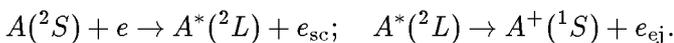
(НИИЯФ)

Предложена совокупность экспериментов для модельно-независимого определения амплитуд возбуждения автоионизационных состояний атомов электронным ударом.

Эксперименты ( $e, 2e$ ) для изучения автоионизационных состояний (АИС) [1] во многом сходны с экспериментами ( $e, e'\gamma$ ) для изучения электрон-фотонных корреляций при возбуждении и последующем высвечивании дискретных уровней атомов. Принимая во внимание, что в последние годы в измерениях ( $e, e'\gamma$ ) все чаще используются пучки поляризованных электронов, имеет смысл оценить перспективы аналогичных измерений ( $e, 2e$ ) в АИС-исследованиях. Это особенно важно в связи с приобретающей все большую актуальность в атомной физике проблемой «полного опыта», где целью исследования ставится осуществление комплекса измерений, позволяющих получить все параметры (амплитуды) исследуемого процесса модельно-независимым образом.

Аналогия между экспериментами ( $e, e'\gamma$ ) и ( $e, 2e$ ) при возбуждении дискретных состояний и АИС не является полной, поскольку во втором случае, вообще говоря, образование остаточного иона идет двумя путями и двухступенчатый механизм возбуждения и последующего распада АИС проявляется на фоне механизма прямой ионизации, причем эти два механизма интерферируют между собой. Известен, однако, широкий класс АИС, при возбуждении которых фон прямых переходов пренебрежимо мал, — это состояния в атомах щелочных и щелочноземельных элементов. Их детальное изучение представляет большой интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, так и в связи с разнообразными приложениями. В данной работе мы ограничимся именно этим классом состояний и проанализируем возможности проведения «полного опыта» для определения амплитуд возбуждения АИС при переходах  ${}^2S \rightarrow {}^2L$  в «одноэлектронном» атоме.

Рассмотрим сходство и различия между процессами ( $e, 2e$ ) и ( $e, e'\gamma$ ) с точки зрения программы «полного опыта» в условиях, когда вклад прямой ионизации в процесс ( $e, 2e$ ) пренебрежимо мал и образование иона  $A^+({}^1S)$  идет в два этапа:



Мы не будем делать предположений ни о структурных особенностях рассматриваемых атома и иона, ни

о механизме возбуждения АИС  $A^*({}^2L)$ , за исключением требования сохранения полного спина системы атом–электрон (гипотеза Персиваля–Ситона).

Введем оператор перехода  $\hat{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc})$ , ответственный за процесс возбуждения, где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_{sc}$  — импульсы падающего и рассеянного электрона. Матрица плотности  $\hat{\rho}_f(A^* + e_{sc}) - \hat{F}\hat{\rho}_i(A + e)\hat{F}^+$  полной системы в конечном состоянии определяется поляризационными параметрами (матрицей плотности) начального состояния и оператором перехода. Применим условие Персиваля–Ситона к амплитудам перехода:

$$\begin{aligned} \langle LM_L SM_S | \hat{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc}) | S_0 M_{S_0} \rangle &= \\ &= \delta_{S S_0} \delta_{M_S M_{S_0}} F_{M_L}^{(S)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc}). \end{aligned}$$

Тогда для матрицы плотности  $\hat{\rho}_f(A^*({}^2L) + e_{sc})$  получаем

$$\begin{aligned} \langle LM_L SM_S | \hat{\rho}_f | LM'_L S' M'_S \rangle &= \\ &= F_{M_L}^{(S)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc}) \langle SM_S | \hat{\rho}_i | S' M'_S \rangle F_{M'_L}^{(S')}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc})^*. \end{aligned}$$

Далее каждую из амплитуд возбуждения  $F_{M_L}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc})$  и  $F_{M_L}^{(t)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc})$  в синглетном ( $s$ ) и в триплетном ( $t$ ) состояниях ( $S = 0; 1$ ), соответствующих заданному магнитному квантовому числу  $M_L$ , будем записывать в форме  $F_{M_L}^{(s,t)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc}) \equiv |F_{M_L}^{(s,t)}| e_{\mathbf{p}} \{i\delta_{M_L}^{(s,t)}\}$ .

Подсчитаем число независимых параметров, входящих в эти амплитуды, взяв для примера наиболее интересный переход  ${}^2S \rightarrow {}^2P$ . С учетом симметрии рассматриваемого процесса по отношению к отражению в плоскости рассеяния (если ось  $z$  выбрана вдоль нормали к этой плоскости, то  $F_{M_L=0}^{(s,t)} = 0$ ) их оказывается только семь: по три параметра для каждой (синглетной и триплетной) амплитуды:

$$|F_{+1}^{(s,t)}|; \quad |F_{-1}^{(s,t)}|; \quad \delta^{(s,t)} = \delta_{+1}^{(s,t)} - \delta_{-1}^{(s,t)}$$

и разность фаз между синглетной и триплетной амплитудами:

$$\Delta_{+1} = \delta_{+1}^{(s)} - \delta_{+1}^{(t)}.$$

По существу, это тот же набор независимых параметров для перехода  ${}^2S \rightarrow {}^2P$  между дискретными состояниями, который используется при анализе проблемы «полного опыта» применительно к экспериментам  $(e, e'\gamma)$ : дифференциальные сечения синглетного и триплетного взаимодействия

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(s,t)} = \left|F_{+1}^{(s,t)}\right|^2 + \left|F_{-1}^{(s,t)}\right|^2,$$

разность фаз

$$\delta^{(s,t)} \equiv -2\gamma^{(s,t)}$$

и фактор

$$P_l^{(s,t)} = \frac{2 \left|F_{+1}^{(s,t)}\right| \cdot \left|F_{-1}^{(s,t)}\right|}{\left|F_{+1}^{(s,t)}\right|^2 + \left|F_{-1}^{(s,t)}\right|^2},$$

связанный с параметрами Стокса  $\mathbf{P} = (P_1, P_2, P_3)$  фотонов, испускаемых возбужденным атомом:  $P_1 + iP_2 = P_l e^{2i\gamma}$ . Все они могут быть получены из экспериментов  $(e, e'\gamma)$  без использования каких-либо моделей структуры атома. Покажем, что при использовании пучков поляризованных электронов то же самое может быть осуществлено в экспериментах  $(e, 2e)$  применительно к двухступенчатым процессам возбуждения и распада АИС.

Сначала обсудим, что могут дать эксперименты с неполяризованным электронным пучком и мишенью без измерения каких-либо зависящих от спина характеристик конечного состояния. Угловое распределение электронов, эжектируемых при распаде АИС  $|J_i\rangle$  и детектируемых на совпадение с рассеянным электроном, дается выражением

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{sc}d\Omega_{ej}} - \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_{sc}} \left[ 1 + \sum_{k=2,4,\dots} \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} \alpha_k(J_i \rightarrow J_f) \times \right. \\ & \quad \left. \times \sum_q A_{kq}(J_i; J_i) Y_{kq}(\theta_{ej}, \varphi_{ej}) \right]. \end{aligned}$$

Сюда входят динамические параметры распада  $\alpha_k(J_i \rightarrow J_f)$  и приведенные статистические тензоры распадающегося состояния:

$$A_{kq}(J_i, J_i; \theta_{sc}, \varphi_{sc}) = \frac{\rho_{kq}(J_i, J_i; \theta_{sc}, \varphi_{sc})}{\rho_{00}(J_i, J_i; \theta_{sc}, \varphi_{sc})},$$

отнесенные к определенному направлению вылета рассеянного электрона. В нашем случае вклады синглетного и триплетного взаимодействий в матрицу плотности и соответственно в статистические тензоры  $\rho_{kq}(L, L)$  аддитивны:  $\rho_{kq}(L, L) = w^{(s)}\rho^{(s)}(L, L) + w^{(t)}\rho^{(t)}(L, L)$ . При этом

$$\rho_{00}^{(s)} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \left|F_{+1}^{(s)}\right|^2 + \left|F_{-1}^{(s)}\right|^2 \right);$$

$$\rho_{10}^{(s)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left|F_{+1}^{(s)}\right|^2 - \left|F_{-1}^{(s)}\right|^2 \right);$$

$$\rho_{20}^{(s)} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot 3}} \left( \left|F_{+1}^{(s)}\right|^2 + \left|F_{-1}^{(s)}\right|^2 \right);$$

$$\rho_{22}^{(s)} = \left( \rho_{2-2}^{(s)} \right)^* = F_{+1}^{(s)} \left( F_{-1}^{(s)} \right)^*.$$

Аддитивны вклады этих взаимодействий и в дважды дифференциальное сечение (корреляционную функцию) процесса  $(e, 2e)$ :

$$\begin{aligned} W(\varphi_{ej}) &= \frac{1}{4} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(s)} \left[ 1 - P_l^{(s)} \cos 2(\varphi_{ej} - \gamma^{(s)}) \right] + \\ & \quad + \frac{3}{4} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(t)} \left[ 1 - P_l^{(t)} \cos 2(\varphi_{ej} - \gamma^{(t)}) \right]. \end{aligned}$$

Распределения  $W^{(s)}(\varphi_{ej})$  и  $W^{(t)}(\varphi_{ej})$  воспроизводят форму и ориентацию электронного облака в АИС, возбужденном при рассеянии падающего пучка. Вообще говоря, они различаются между собой за счет обменного рассеяния. Однако в обсуждаемом варианте эксперимента их вклады не разделяются.

Такое разделение возможно в эксперименте  $(e, 2e)$ , где мишень и падающий пучок электронов поляризованы (а никаких измерений спиновых характеристик в конечном состоянии может и не проводиться). Так, приготовив мишень и пучок, полностью поляризованные коллинеарно, можно отсечь вклад синглетного взаимодействия и определить все три параметра, относящиеся к триплетному взаимодействию:

$$W(\varphi_{ej}) \Big|_{\uparrow\uparrow} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(t)} \left[ 1 - P_l^{(t)} \cos 2(\varphi_{ej} - \gamma^{(t)}) \right].$$

Комбинируя эти данные с результатами эксперимента  $(e, 2e)$  с неполяризованным электронным пучком и мишенью, экспериментатор получает шесть из полного набора семи параметров.

Для получения недостающего седьмого параметра  $\Delta_{+1}$  необходимы измерения спиновых характеристик конечного состояния, например степени деполаризации  $T(\theta_{sc}, \varphi_{sc}) = (P_-)_f / (P_-)_i$  поляризованного пучка электронов, падающего на неполяризованную мишень, в выражение для которой явно входит разность фаз  $\Delta_{+1}$ :

$$T(\theta_{sc}, \varphi_{sc}) = \frac{\sum_M \left[ \left|F_M^{(t)}\right|^2 + 2 \operatorname{Re} \left( F_M^{(s)} F_M^{(t)*} \right) \right]}{\sum_M \left[ \left|F_M^{(s)}\right|^2 + 3 \left|F_M^{(t)}\right|^2 \right]}.$$

Итак, «полный опыт» для определения амплитуд возбуждения автоионизационного состояния требует трех этапов измерений. Учитывая состояние экспериментальных исследований в физике электрон-атомных столкновений, можно думать, что они не пред-

ставляются в настоящее время невозможными. Подробное обсуждение проблемы дано в работе [2].

Автор благодарен А. Дорну за обсуждение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17673) и программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 5340).

#### Литература

1. Balashov V.V. // J. de Physique. IV. 1993. 3, Coll C6. P. 59.
2. Balashov V.V. // Intern. Symp. on  $(e, 2e)$  double photoionization and related topics. Frascati (Roma), July 31 — August 2 1997. Book of Abstracts. P. 11.

Поступила в редакцию  
04.12.98

#### РАДИОФИЗИКА

УДК 621.3.09:621.373.1

### СВЕТЛЫЕ И ТЕМНЫЕ КВАДРАТИЧНЫЕ СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ ПРИ КРАТНОСТИ ЧАСТОТ

С. В. Дервянкин, А. П. Сухоруков

(кафедра радиофизики)

Рассмотрены случаи накачки на высокой  $\omega_3$  и низкой  $\omega_2$  частотах. Исследованы свойства кинка на частоте третьей гармоники и светлых солитонов на частотах первой и второй. Численными методами рассчитаны огибающие для случаев высокочастотного кинка при различных соотношениях групповых скоростей и коэффициентов нелинейности двух каналов трехчастотного параметрического взаимодействия. Предложен метод малых возмущений, с помощью которого можно описывать поведения амплитуд волн на бесконечности.

#### Введение

Нестационарное трехчастотное взаимодействие волновых пакетов, распространяющихся в диспергирующей квадратично-нелинейной среде, используется для формирования коротких импульсов. На больших расстояниях наблюдается образование огибающих неизменной формы: кинков, светлых и темных солитонов [1]. В параметрическом усилителе при наличии расстройки групповых скоростей на одной из частот возбуждается кинк (темный солитон интенсивности), а на двух других — светлый солитон [1–5].

Солитоны и кинки могут возбуждаться как при трехчастотном ( $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ ), так и при вырожденном двухчастотном ( $\omega_1 + \omega_1 = \omega_2$ ) взаимодействиях. Эти два случая объединяются при распространении волновых пакетов с кратными частотами  $\omega_j = j\omega$ ,  $j = 1, 2, 3$ . При таком соотношении частот волны могут участвовать одновременно в двух типах взаимодействия:  $\omega + 2\omega = 3\omega$  и  $\omega + \omega = 2\omega$ . Ранее были рассмотрены случаи взаимодействия при накачке на частоте  $\omega_2$ . В настоящей работе с помощью метода малых возмущений [2] найдены численные решения для огибающих кинка высокочастотной накачки на частоте  $\omega_3$  и светлых солитонов первой и второй гармоники. Анализ зависимости параметров солитонов от скорости их распространения выполнен при различных соотношениях коэффициентов нелинейности двух каналов трехчастотного параметрического взаимодействия.

#### Уравнения для огибающих и их численные решения

Пусть в квадратично-нелинейной среде распространяются три волновых пакета, взаимодействие

которых описывается следующей системой уравнений [1]:

$$\begin{aligned} v_{1c} \frac{\partial B_1}{\partial \tau} &= \beta_3 B_3 B_2 - \beta_2 B_2 B_1, \\ v_{2c} \frac{\partial B_2}{\partial \tau} &= 2\beta_3 B_3 B_1 - \beta_2 B_1^2, \\ v_{3c} \frac{\partial B_3}{\partial \tau} &= -3\beta_3 B_1 B_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$  — действительные амплитуды,  $u_j$  — групповые скорости,  $\tau = t - z/u_c$  — время в сопровождающей солитоны системе координат,  $v_{jc} = u_j^{-1} - u_c^{-1}$  — расстройки обратных групповых скоростей и  $\beta_2, \beta_3$  — коэффициенты нелинейности двухчастотного и трехчастотного взаимодействий соответственно. Из (1) следует, что все гармоники участвуют в общем параметрическом взаимодействии (члены, содержащие  $\beta_3$ ), а первая и вторая — в процессе удвоения и деления частоты (члены с  $\beta_2$ ).

Система (1) обладает двумя интегралами движения, величина которых сохраняется в процессе распространения волн. Первый из них представляет собой аналог закона сохранения энергии:

$$v_{1c} B_1^2 + v_{2c} B_2^2 + v_{3c} B_3^2 = W_0.$$

Второй интеграл движения можно привести к виду

$$2v_{1c}\beta_3 B_1^2 - v_{3c}\beta_2 B_1 B_3 + v_{3c}\beta_3 B_3^2 = C_j F_j,$$

где в правой части  $C_j$  — константа интегрирования, а функция  $F_j$  имеет различные формы записи в зависимости от соотношения между коэффициентами нелинейности и расстройками групповых скоростей.