

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

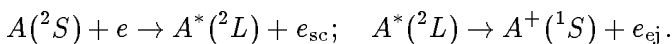
(НИИЯФ)

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:

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

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

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

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 $F_{M_L}^{(S)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{sc}) \equiv |F_{M_L}^{(S)}\rangle \exp\{i\delta_{M_L}^{(S)}\}$.

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:

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

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 ($e, 2e$):

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

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 Δ_{+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 Δ_{+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. Деревянкин, А. П. Сухоруков

(кафедра радиофизики)

Рассмотрены случаи накачки на высокой ω_3 и низкой ω_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 ω_2 . В настоящей работе с помощью метода малых возмущений [2] найдены численные решения для огибающих кинка высокочастотной накачки на частоте ω_3 и светлых солитонов первой и второй гармоник. 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 β_2, β_3 — коэффициенты нелинейности двухчастотного и трехчастотного взаимодействий соответственно. Из (1) следует, что все гармоники участвуют в общем параметрическом взаимодействии (члены, содержащие β_3), а первая и вторая — в процессе удвоения и деления частоты (члены с β_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.