АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186.2

ПРОФИЛЬ РЕЗОНАНСОВ В ЭЛЕКТРОН-АТОМНОМ РАССЕЯНИИ, ИДУЩЕМ ЧЕРЕЗ ОБРАЗОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

В. В. Балашов

(*НИИЯФ*)

E-mail: balvse@anna19.npi.msu.su

В диагонализационном приближении на базе метода Фано в теории атомных столкновений и единой теории ядерных реакций Фешбаха разработан метод расчета и параметризации основных характеристик резонансного рассеяния электронов атомами, идущего с образованием автоионизационных состояний отрицательного иона.

Введение

Резонансы в сечениях различных процессов, связанные с образованием автоионизационных (автоотрывных) состояний отрицательных ионов, представляют большой интерес в связи с разнообразными атомными исследованиями и их приложениями [1]. Цель настоящей работы — формулировка теоретического подхода к расчету и параметризации профиля таких резонансов в различных условиях наблюдения продуктов их распада. Недавние эксперименты группы Рида [2] по резонансному неупругому рассеянию электронов атомами гелия, обнаружившие сильное изменение профиля резонансов с углом регистрации рассеянного электрона, возрождают давний интерес к этой проблеме [3]. Она продолжает оставаться актуальной и в связи с исследованиями резонансного неупругого рассеяния с помощью корреляционного метода $(e, e'\gamma)$ [4], а также интенсивными исследованиями процессов, в которых образование и распад резонансов в отрицательных ионах ведет к высоковозбужденным (автоионизационным) состояниям атома-мишени [5, 6].

Зависимость профиля резонанса от кинематических условий его наблюдения обусловлена интерференцией резонансной (связанной с образованием и распадом отрицательного иона) и прямой амплитуд рассеяния электрона атомом, которые имеют разную угловую зависимость. Проблема состоит в построении адекватной теории для количественного описания этого эффекта, позволяющей предложить удобную, с минимумом вводимых параметров, параметризацию профиля резонанса, установить связь таких параметров с возможными наблюдаемыми и тем самым приблизиться к описанию явления в духе «полного опыта».

Единое описание прямого и резонансного рассеяния естественным образом достигается при использовании метода сильной связи каналов, когда в базис рассматриваемых состояний системы электрон–атом включаются как открытые, так и закрытые каналы. Известны разные способы реализации такого подхода, среди которых наиболее разработанным представляется метод R-матрицы. Сошлемся на работу [7], где его реализация применительно к задаче резонансного рассеяния доведена до детального сравнения выполненных расчетов с имеющимися экспериментальными данными. Однако известен и недостаток такого подхода — его физическая непрозрачность. Метод сильной связи сам по себе не оперирует ни с параметрами резонанса, ни с внутренними волновыми функциями отрицательного иона, характеризующими его структуру. Чтобы извлечь из расчетов по методу сильной связи основные параметры резонанса, нужен дополнительный анализ рассчитанных сечений с помощью формул Фано или Шора, как если бы это были сечения, полученные экспериментально.

Ситуация сходна с той, что сложилась в 1960-е гг., когда остро встал вопрос о профиле резонансов в сечениях фотоионизации [8, 9]. Тогда же был предложен и другой подход [10], где, в противоположность методу сильной связи, вычисление резонансных параметров сечений — положения резонанса, его ширины и профильного индекса Фано — является первичным. Этот метод основан на некоторых допущениях по отношению к методу сильной связи (диагонализационное приближение), что, однако, компенсируется большими преимуществами его физической наглядности и значительного удобства расчетов. Впоследствии на его основе была сформирована теоретическая база автоионизационных исследований с использованием пучков быстрых электронов [11, 12].

Диагонализационное приближение сближает подход Фано в атомной физике [13] с единой теорией прямых и резонансных ядерных реакций Фешбаха [14]. В настоящей работе мы следуем этой же линии. В следующем разделе рассматривается общая структура амплитуды рассеяния в окрестности изолированного резонанса. Затем (раздел 2) эта часть подхода объединяется с его другим принципиальным моментом — последовательным использованием техники тензорных операторов (*статистических тензоров*) для расчета поляризационных и корреляционных характеристик процесса рассеяния. В качестве примера объединения двух частей подхода в единую схему в разделе 3 дается пример параметризации амплитуды упругого рассеяния электронов атомом с заполненными оболочками.

1. Структура амплитуды рассеяния в окрестности изолированного резонанса

Основным приемом используемого подхода является строгое разделение всех рассматриваемых состояний системы атом–электрон на два подпространства каналов — открытых и закрытых. Векторы состояний, относящихся к разным подпространствам, ортогональны друг другу. В приближении изолированного резонанса все подпространство закрытых каналов представлено одним состоянием, энергия E_C и вектор состояния которого $|\Psi_C\rangle$ являются заданными. Его волновая функция $\Psi_C(\xi;\mathbf{r},\sigma)$ зависит от совокупности всех внутренних координат мишени ξ, от координаты электрона $\mathbf{r}$ и его спиновой переменной σ. После выбора определенного числа открытых каналов ($n=0,1,\ldots,N$, где индекс $n=0$ соответствует основному состоянию мишени) волновая функция всей системы при полной энергии E принимает вид

$$\Psi_E(\xi;\mathbf{r},\sigma)=\sum_{n=0}^{N}u_n(\mathbf{r},\sigma)\Phi_n(\xi)+\lambda(E)\Psi_C(\xi;\mathbf{r},\sigma). \tag{1}$$

Для выбранных состояний атома-мишени волновые функции $\Phi_n(\xi)$ и спектр его уровней ϵ_n считаются известными и определяются гамильтонианом $\hat{H}_A$:

$$\hat{H}_A\Phi_n(\xi)=\epsilon_n\Phi_n(\xi).$$

Волновые функции электрона $u_n(\mathbf{r},\sigma)$ в различных каналах и параметр $\lambda(E)$, зависящий от энергии системы, предстоит найти. Для этого подставим разложение (1) в уравнение Шрёдингера

$$\hat{H}\Psi_E(\xi;\mathbf{r},\sigma)=E\Psi_E(\xi;\mathbf{r},\sigma) \tag{2}$$

с полным гамильтонианом системы

$$\hat{H}=\hat{H}_A+\hat{T}+\hat{V}(\xi;\mathbf{r},\sigma),$$

где $\hat{T}$ и $\hat{V}(\xi;\mathbf{r},\sigma)$ — операторы кинетической энергии электрона и потенциальной энергии его взаимодействия с мишенью. Для того чтобы не отвлекаться от принципиальных положений метода при построении единой амплитуды прямого и резонансного рассеяния, опустим пока все, что касается спина электрона и углового момента атома. Необходимое обобщение будет дано в следующем разделе.

Уравнению Шрёдингера (2) эквивалентна система связанных уравнений для волновых функций каналов $u_n(\mathbf{r})$ и функции $\lambda(E)$:

$$\begin{gathered}\left[\hat{h}_n-E\right]u_n(\mathbf{r})=\\=-\sum_{m\neq n}V_{nm}(\mathbf{r})u_m(\mathbf{r})-\lambda(E)\langle\Phi_n|\hat{V}(\xi,\mathbf{r})|\Psi_r\rangle,\end{gathered} \tag{3}$$

$$\lambda(E)\Big(E-E_C\Big)=\sum_n\int w_n^*(\mathbf{r})u_n(\mathbf{r})\,d^3r, \tag{4}$$

где

$$V_{nm}(\mathbf{r})=\langle\Phi_n|V(\xi,\mathbf{r})|\Phi_m\rangle$$

— матрица взаимодействия между всеми открытыми каналами рассматриваемой системы. Здесь введены обозначения

$$\hat{h}_n=\hat{T}+\epsilon_n+V_{nn}(\mathbf{r})$$

для диагональной части гамильтониана электрона в каждом из открытых каналов и

$$\langle\Phi_n|\hat{V}(\xi,\mathbf{r})|\Psi_r\rangle=w_n(\mathbf{r})$$

для матричных элементов взаимодействия системы в них с состоянием Ψ_C.

Предъявляя к поведению функций $u_n(\mathbf{r})$ при $r\to\infty$ соответствующие требования ($u_0(\mathbf{r})$ — суперпозиция падающей плоской и расходящейся волн; $u_{n\neq0}(\mathbf{r})$ — расходящаяся волна), трансформируем (3) в эквивалентную систему связанных интегральных уравнений:

$$\begin{gathered}u_n(\mathbf{r})=\delta_{n0}\psi^{(+)}_{0,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})+\int G^{(+)}_n(E,\mathbf{r},\mathbf{r}')\times\\\times\Big[\sum_{m\neq n}V_{nm}(\mathbf{r}')u_m(\mathbf{r}')+\lambda(E)w_n(\mathbf{r}')\Big]\,d^3r'.\end{gathered} \tag{5}$$

Здесь $\psi^{(+)}_{0,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})$ — волновая функция электрона во входном канале в отсутствие его взаимодействия как с другими открытыми каналами, так и с состоянием Ψ_C, а $G^{(+)}_n(E,\mathbf{r},\mathbf{r}')$ — функция Грина электрона в соответствующем канале. При рассмотрении асимптотики функций $u_n(\mathbf{r})$ нам понадобится ее асимптотическое выражение

$$G^{(+)}_n(E,\mathbf{r},\mathbf{r}')|_{r\to\infty}=-\frac{m}{2\pi\hbar^2}\Big[\psi^{(-)}_{n,\mathbf{k}'_n}(\mathbf{r}')\Big]^*\frac{e^{k_nr}}{r}.$$

Функции $\psi^{(-)}_{n,\mathbf{k}'_n}(\mathbf{r}')$ удовлетворяют уравнению

$$\Big[\hat{h}_n-E\Big]\psi^{(-)}_{n,\mathbf{k}'_n}(\mathbf{r})=0,$$

а на бесконечности ведут себя как суперпозиция плоской волны и сходящейся сферической волны (штрихом выделен импульс рассеянного, в том числе и упруго рассеянного, электрона).

В случаях, когда прямую связь между открытыми каналами достаточно учесть в первом приближении, сделаем в правой части уравнения (5) замену $u_n(\mathbf{r}) = \delta_{n0}\psi^{(+)}_{0,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})$. Тогда из уравнений (4) и (5) находим:

$$\lambda(E) = \frac{\displaystyle\int w_0^*(\mathbf{r})\psi^{(+)}_{0,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})d^3r}{E-E_C+\displaystyle\sum_n\int w_n^*(\mathbf{r})G_n(E,\mathbf{r},\mathbf{r}')w_n(\mathbf{r}')\,d^3r d^3r'},$$

после чего из асимптотики функций $u_n(\mathbf{r})$ при $n=0$ и $n\neq 0$ получаем амплитуды упругого и неупругого резонансного рассеяния:

$$F_n^{\mathrm{res}}(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_n') = -\frac{1}{2\pi}\,\frac{\langle\Phi_n\psi^{(-)}_{n,\mathbf{k}_n}|\hat V|\Psi_C\rangle\,\langle\Psi_C|\hat V|\Phi_0\psi^{(+)}_{0,\mathbf{k}_0}\rangle}{E-E_r+\frac{i}{2}\Gamma_r}. \tag{6}$$

Полная амплитуда рассеяния есть сумма двух слагаемых:

$$F_n(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_n') = F_n^{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_n') + F_n^{\mathrm{res}}(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_n'),$$

где амплитуда прямого рассеяния $F_n^{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_n')$, не связанного с образованием отрицательного иона, вычисляется тем или иным стандартным образом с учетом взаимодействия электрона с атомом в начальном и конечном состояниях процесса рассеяния.

Значение энергии резонанса E_r сдвинуто относительно исходного E_C состояния Ψ_C на величину

$$\Delta = -\sum_n P\int dE'\frac{\left|\langle\Phi_n\psi^{(-)}_{n,\mathbf{k}_n}|\hat V|\Psi_r\rangle\right|^2}{E-E'}\rho_n(E')d\Omega_n',$$

которая определяется матричными элементами взаимодействия этого состояния с открытыми каналами. Они же определяют парциальные ширины Γ_n и полную ширину Γ резонанса:

$$\Gamma = \sum_{n=0}^{N}\Gamma_n = 2\pi\sum_n\int|\langle\Phi_n\phi^{(-)}_{n,\mathbf{k}_n}|\hat V|\Psi_r\rangle|^2\rho_n(E)d\Omega_n. \tag{7}$$

В окончательных вычислениях удобно выразить матричные элементы образования и распада резонанса через его парциальные ширины и фазы прямого (нерезонансного) рассеяния, которые входят в эти матричные элементы через известные соотношения:

$$\psi^{(\pm)}_{0,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty}R_l^{(\pm)}(r)P_l(\cos\theta_{\hat r\hat k}) =$$
$$= \sum_{l=0}^{\infty}\frac{1}{k}i^l(2l+1)\,\mathrm{e}^{\pm i\delta_l}\,\frac{u_l(r)}{r}\,\frac{4\pi}{2l+1}Y_{lm}(\hat n_r)Y^*_{lm}(\hat n_k). \tag{8}$$

2. Учет спина электрона и углового момента атома

Для начального и конечного состояний атома-мишени воспользуемся формализмом матрицы плотности и связанным с ним аппаратом статистических тензоров [15, 16].

Рассмотрим рассеяние электрона

$$A(\alpha_i,J_i)+e\to A(\alpha_f,J_f)+e';$$
$$A(\alpha_i,J_i)+e\to C^*(\alpha_C,J_C)\to A(\alpha_f,J_f)+e',$$

идущее как прямым образом, без образования промежуточного состояния отрицательного иона, так и в два этапа — через его образование и распад. Символы $\alpha_i,\alpha_f,\alpha_C$ вместе с J_i,J_f,J_C обозначают полный набор квантовых чисел состояний атома и отрицательного иона. В частном случае упругого рассеяния $\alpha_f,J_f=\alpha_i,J_i$.

Введем амплитуды перехода

$$\langle\alpha_fJ_fl_fj_f:JM|\hat T|\alpha_iJ_il_ij_i:JM\rangle,$$

а также соответствующие им приведенные амплитуды

$$\langle\alpha_fJ_fl_fj_f:J||\hat T||\alpha_iJ_il_ij_i:J\rangle$$

и выразим через них матрицу плотности конечного состояния всей системы атом–электрон через матрицу плотности атома в начальном состоянии и спиновую матрицу плотности падающего пучка электронов:

$$\langle\alpha_fJ_fl_fj_f:JM|\rho^f|\alpha_f'J_f'l_f'j_f':J'M'\rangle =$$
$$= \sum_{l_ij_il_i'j_i'}\langle\alpha_fJ_fl_fj_f:JM|\hat T|\alpha_iJ_il_ij_i:JM\rangle\times$$
$$\times\langle\alpha_iJ_il_ij_i:JM|\rho^i|\alpha_iJ_il_i'j_i':J'M'\rangle\times$$
$$\times\langle\alpha_f'J_f'l_f'j_f':J'M'|\hat T|\alpha_iJ_il_i'j_i':J'M'\rangle^*. \tag{9}$$

Более удобно пользоваться эквивалентным набором статистических тензоров:

$$\rho_{kq}(\alpha_fJ_f,lj:J;\alpha_fJ_f,l'j':J') =$$
$$= \sum_{MM'}(-1)^{J'-M'}(JMJ'-M'|kq)\times$$
$$\times\langle\alpha_fJ_fl_fj_f:JM|\rho^f|\alpha_f'J_f'l_f'j_f':J'M'\rangle,$$

с помощью которых легко получить любые интересующие нас характеристики процесса рассеяния.

Начнем со статистических тензоров образующегося возбужденного состояния атома $|\alpha_fJ_f\rangle$, отнесенных к определенному направлению движения рассеянного электрона:

$$\rho_{k_f q_f}(\alpha_f J_f; \theta_e, \phi_e) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k_l k J J' l l' j j'} (-1)^{k+k_f+j'+1/2} \times$$
$$\times \hat{J}\hat{J}'\hat{k}\hat{j}\hat{j}'\hat{l}\hat{l}'(l0l'0|k_l0) \begin{Bmatrix} j & j' & k_l \\ l' & l & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_f & j & J \\ J_f & j' & J' \\ k_f & k_l & k \end{Bmatrix} \times$$
$$\times \sum_{q q_l} (kq, k_l q_l | k_f q_f) \times$$
$$\times \rho_{kq}(\alpha_f J_f, lj : J; \alpha_f J_f, l'j' : J') Y^*_{k_l q_l}(\theta_e, \phi_e). \tag{10}$$

Информация о них нужна при анализе корреляционных экспериментов $(e, e'\gamma)$ для вычисления угловой корреляции между рассеянным электроном и фотоном, испускаемым атомом после его возбуждения:

$$W_{\alpha_f J_f}(\theta_\gamma, \phi_\gamma; \theta_e, \phi_e) = \frac{W_0}{4\pi} \Bigg[1 + a_2^\gamma(J_f, \tilde{J}) \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \times$$
$$\times \sum_{q=-2}^{2} \mathcal{A}_{2q}(\alpha_f J_f; \theta_e, \phi_e) Y_{2q}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \Bigg].$$

Здесь

$$\mathcal{A}_{2q}(\alpha_f J_f; \theta_e, \phi_e) = \rho_{2q}(\alpha_f J_f; \theta_e, \phi_e) / \rho_{2q}(\alpha_f J_f; \theta_e, \phi_e)$$

— приведенный статистический тензор состояния; параметры $a_2^\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{J} (-1)^{J_f + \tilde{J} + 1} \begin{Bmatrix} J_f & J_f & 2 \\ 1 & 1 & \tilde{J} \end{Bmatrix}$ зависят лишь от значений углового момента атома J_f и $\tilde{J}$ в состояниях, между которыми происходит радиационный переход. Аналогичным образом рассчитываются параметры Стокса излучения.

От формул (10) легко перейти к более простым случаям. Так, оставляя в сумме только члены с $k_l = 0$; $q_l = 0$, приходим к поляризационным параметрам состояния $|\alpha_f J_f\rangle$ (а следовательно, и к угловому распределению и поляризации фотонов) в условиях, когда направление рассеянного электрона не фиксируется. С другой стороны, полагая в (10) $k_f = 0$; $q_f = 0$, получаем угловое распределение рассеянного электрона безотносительно к тому, как поляризовано конечное состояние атома.

Приведенные выше формулы справедливы независимо от механизма рассеяния электрона. В приближении одного изолированного резонанса амплитуда перехода разбивается на сумму двух слагаемых:

$$\langle \alpha_f J_f l_f j_f : J || \hat{T} || \alpha_i J_i l_i j_i : J \rangle =$$
$$= \langle \alpha_f J_f l_f j_f : J || \hat{T} || \alpha_i J_i l_i j_i : J \rangle_{\text{dir}} +$$
$$+ \langle \alpha_f J_f l_f j_f : J || \hat{T} || \alpha_i J_i l_i j_i : J \rangle_{\text{res}},$$

где резонансная амплитуда строится по формуле (14):

$$\langle \alpha_f J_f l_f j_f : J || \hat{T} || \alpha_i J_i l_i j_i : J \rangle_{\text{res}} = -\delta(J, J_C) \cdot \frac{1}{2\pi} \times$$
$$\times \frac{\langle \alpha_f J_f l_f j_f : J | \hat{V} | \alpha_C J_C \rangle \langle \alpha_C J_C | \hat{V} | \alpha_i J_i l_i j_i : J \rangle}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma_r}.$$

В этом приближении все элементы матрицы плотности (9) и, следовательно, все компоненты статистических тензоров как всей системы атом–электрон, так и каждой из ее подсистем в конечном состоянии, пока они не приведены к форме безразмерных статистических тензоров $\mathcal{A}_k q$, имеют вид

$$\mathrm{Re} \left[\left(A + \frac{B}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma_r} \right) \cdot \left(A' + \frac{B'}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma_r} \right)^* \right],$$

где A, A', B, B' слабо зависят от энергии E в окрестности резонанса. Пренебрегая этой зависимостью, получаем, что дифференциальному или интегральному сечению рассеяния в окрестности изолированного резонанса всегда можно придать вид формулы Фано [13]:

$$\sigma(E) = \sigma_1 + \sigma_2 \frac{(q_r + \epsilon)^2}{\epsilon^2 + 1}$$

или Шора [17]:

$$\sigma(E) = f + \frac{a\epsilon + b}{\epsilon^2 + 1},$$

где $\epsilon = \frac{E - E_r}{\Gamma/2}$ — отклонение энергии от резонансного значения в единицах полуширины резонанса. В каждую из этих формул, помимо положения и ширины резонанса, входит по три не зависящих от энергии параметра. В то же время все безразмерные характеристики процесса рассеяния, относящиеся к угловому распределению рассеянных электронов или угловой корреляции между электроном и фотоном, а также такие, как степень поляризации рассеянного электрона P_e и т. п., описываются формулами типа

$$\mathcal{A}_{kq}(E), \quad P_e(E), \quad \ldots =$$
$$= \left(f_n + \frac{a_n \epsilon + b_n}{\epsilon^2 + 1} \right) \Big/ \left(f_d + \frac{a_d \epsilon + b_d}{\epsilon^2 + 1} \right) \to \frac{A + B\epsilon + C\epsilon^2}{1 + D\epsilon + F\epsilon^2}$$

с пятью независимыми параметрами.

3. Упругое рассеяние электронов атомом с заполненными оболочками

Учтем требования алгебры углового момента, сформулированные в предыдущем разделе, при разбиении амплитуды рассеяния на составляющие прямого и резонансного рассеяния, как это было показано в разделе 1, на примере задачи упругого рассеяния электронов атомами с заполненными оболочками. Будем исходить из общего вида амплитуды рассеяния частицы со спином $s=1/2$ на бесспиновой мишени:

$$\hat{F}(\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_0')=a(E,\theta)+b(E,\theta)\,(\sigma\mathbf{n});$$

здесь вектор σ образован из матриц Паули, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, направленный по нормали к плоскости рассеяния. Составляющие амплитуды рассеяния связаны с фазами рассеяния в состояниях $j=l+1/2$ и $j=l-1/2$ соотношениями

$$a(E,\theta)=\frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}\Big[(l+1)\Big(\mathrm{e}^{2i\delta_l^{(j=l+1/2)}}-1\Big)+ + l\Big(\mathrm{e}^{2i\delta_l^{(j=l-1/2)}}-1\Big)\Big]P_l(\cos\theta);$$

$$b(E,\theta)=\frac{i}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}\Big(\mathrm{e}^{2i\delta_l^{(j=l+1/2)}}-\mathrm{e}^{2i\delta_l^{(j=l-1/2)}}\Big)P_l^1(\cos\theta),$$

где $P_l(\cos\theta)$ и $P_l^1(\cos\theta)$ — обычный и присоединенный полиномы Лежандра.

В окрестности изолированного резонансного состояния отрицательного иона с квантовыми числами ^2L_J составляющие амплитуды рассеяния $a(E,\theta)$ и $b(E,\theta)$, согласно формулам (6)–(8), имеют следующий вид:

при $J=L+1/2$

$$\begin{aligned} a(E,\theta)&=a^{(\mathrm{dir})}(E,\theta)-(L+1)\frac{1}{2ik}\,\mathrm{e}^{2i\delta_L^{(L+1/2)}}\times\\ &\times\frac{\sqrt{\Gamma_{\mathrm{el}}\Gamma}}{E-E_r+\frac{i}{2}\Gamma}P_L(\cos\theta),\\ b(E,\theta)&=b^{(\mathrm{dir})}(E,\theta)-\frac{i}{2ik}\,\mathrm{e}^{2i\delta_L^{(L+1/2)}}\times\\ &\times\frac{\sqrt{\Gamma_{\mathrm{el}}\Gamma}}{E-E_r+\frac{i}{2}\Gamma}P_L^1(\cos\theta); \end{aligned}\tag{11}$$

при $J=L-1/2$

$$\begin{aligned} a(E,\theta)&=a^{(\mathrm{dir})}(E,\theta)-L\frac{1}{2ik}\,\mathrm{e}^{2i\delta_L^{(L-1/2)}}\times\\ &\times\frac{\sqrt{\Gamma_{\mathrm{el}}\Gamma}}{E-E_r+\frac{i}{2}\Gamma}P_L(\cos\theta),\\ b(E,\theta)&=b^{(\mathrm{dir})}(E,\theta)+\frac{i}{2ik}\,\mathrm{e}^{2i\delta_L^{(L-1/2)}}\times\\ &\times\frac{\sqrt{\Gamma_{\mathrm{el}}\Gamma}}{E-E_r+\frac{i}{2}\Gamma}P_L^1(\cos\theta). \end{aligned}\tag{12}$$

Для расчета дифференциального сечения рассеяния неполяризованного пучка электронов и степени поляризации электронов, возникающей в процессе рассеяния, остается подставить эти выражения в соответствующие рассматриваемому случаю известные общие формулы:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{sc}}}&=|a(E,\theta)|^2+|b(E,\theta)|^2;\\ P_e&=\frac{2\,\mathrm{Re}\Big(a(E,\theta)^*b(E,\theta)\Big)}{|a(E,\theta)|^2+|b(E,\theta)|^2}. \end{aligned}\tag{13}$$

Рассматривая совместно формулу (13) с выражениями (11), (12) для резонансных составляющих амплитуды рассеяния, заметим, что в соответствии с общими симметрийными соображениями [15, 16] чисто резонансное рассеяние, без его интерференции с прямым рассеянием, не дает вклада в поляризацию рассеянных электронов.

Заключение

В работе предложен метод расчета профиля резонансов в различных характеристиках рассеяния электронов атомом, включая дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния, поляризацию рассеянного электрона, поляризационные параметры образующегося возбужденного атома и угловую анизотропию его флуоресцентного излучения, в том числе применительно к экспериментам $(e,e'\gamma)$, когда рассеянный электрон и фотон регистрируются на совпадение. Количественные расчеты будут опубликованы отдельно.

Работа выполнена при поддержке программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 5340).

Литература

1. *Buckman S.I., Clark C.W.* // Rev. Mod. Phys. 1994. **66**. P. 539.
2. *Cubric D., Ward R.R.A., King G.C., Read F.H.* // XXI ICPEAC. Sendai, Japan, 1999. Book of Abstracts. P. 244.
3. *Fano U., Cooper J.W.* // Phys. Rev. A. 1965. **138**. P. 400.
4. *Batelaan H., van Eck J., Heideman H.G.M.* // J. Phys. B. 1991. **24**. P. 5151.
5. *Feuerstein B., Grum-Grzhimailo A.N., Mehlhorn W.* // XX ICPEAC. Vienna, 1997. Abstracts, MO 114.
6. *Balashov V.V.* Two-step mechanism of electron-impact excitation of atomic autoionizing states via formation of negative-ion resonances: Preprint INP MSU 97-50/501. M., 1997.
7. *Grum-Grzhimailo A.N., Bartschat K.* // J. Phys. B. 2000. **33**. P. 843.
8. *Burke P.G., McVicar D.* // Proc. Phys. Soc. 1965. **86**. P. 989.
9. *Altick P.L., Moore E.N.* // Phys. Rev. 1966. **147**. P. 59.
10. *Balashov V.V., Grishanova S.I., Kruglova I.M., Senashenko V.S.* // Phys. Lett. 1968. **A27**. P. 101.
11. *Балашов В.В., Липовецкий Л.Л., Сенашенко В.С.* // ЖЭТФ. 1972. **63**. С. 1622.
12. *Balashov V.V., Lipovetsky L.L., Senashenko V.S.* // Phys. Lett. 1972. **A40**. P. 389.

13. *Fano U.* // Phys. Rev. 1961. **124**. P. 1866.

14. *Feshbach H.* // Ann. of Phys (N.Y.). 1958. **5**. P. 357.

15. *Балашов В.В., Грум-Гржимайло А.Н., Долинов В.К.* и др. Теоретический практикум по ядерной и атомной физике. М.: Энергоатомиздат, 1984.

16. *Balashov V.V., Grum-Grzhimailo A.N., Kabachnik N.M.* Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions. N.Y.: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2000.

17. *Shore B.W.* // J. Opt. Soc. Am. 1967. **57**. P. 881.

Поступила в редакцию
13.12.00

РАДИОФИЗИКА

УДК 519.246, 524

ОБНАРУЖЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ФОНА ПРИ АДДИТИВНЫХ НЕГАУССОВСКИХ ПОМЕХАХ

А. В. Гусев, В. Н. Руденко

(*ГАИШ*)

E-mail: avg@sai.msu.ru

Для резонансных гравитационных антенн разработан локально-оптимальный алгоритм обнаружения слабого стохастического гравитационного фона при разнесенном приеме в условиях минимальной априорной информации о статистических свойствах негауссовских аддитивных помех.

Введение

Обнаружение стохастического гравитационного фона (СГФ) активно обсуждается в литературе [1–3]. Реликтовый СГФ представляет собой результат «большого взрыва» Вселенной. Другим источником СГФ является интерференция отдельных гравитационных импульсов от различных космических источников в Галактике. Поскольку возможное количество таких источников предполагается большим, то при описании СГФ можно воспользоваться асимптотикой Муавра–Лапласа [4] и считать его гауссовским случайным стационарным процессом.

Глобальный характер гравитационного излучения делает возможным разнесенный прием СГФ с помощью антенной системы, образованной двумя гравитационными антеннами (ГА) с близкими резонансными частотами. В работах [2, 3] детально исследована реакция такой системы на СГФ в зависимости от расстояния между ГА. При этом учитывалось различие в их диаграммах направленности, а также две возможные поляризации падающей гравитационной волны.

Аддитивные помехи на выходах отдельных каналов считались независимыми гауссовскими стационарными шумами с известными функциями корреляции. Обнаружение СГФ на фоне этих шумов рассматривалось как проверка гипотезы о существовании коэффициента корреляции между выходами пространственно разнесенных ГА (против альтернативы, что такой корреляции нет). Для ГА «AURIGA» и «NAUTILUS» с одинаковыми резонансными частотами $\Omega_1 = \Omega_2 \approx 920$ Гц, разнесенными на расстояние $L \approx 400$ км, спектральная плотность пересчитанного ко входу шума ГА в полосе пропускания системы $\gamma \approx 5 \div 10$ Гц составляет $G_{in}(\omega) \approx 10^{-42} \div 10^{-44}$ Гц$^{-1}$. Спектральная плотность $G_{\min}(\Omega_{1,2})$ порогового СГФ при $\Omega_{1,2}L/c \approx 7.7$ оказывается на 2–3 порядка ниже: $G_{\min}(\Omega_{1,2}) \approx 1.7 \cdot 10^{-45}$ Гц$^{-1}$ [3].

При измерении коэффициента корреляции между отдельными каналами не учитывалось наличие заметных негауссовских шумов на выходе криогенных ГА. Поэтому разработка нелинейных алгоритмов обнаружения полезного гравитационного сигнала на фоне аддитивных негауссовских помех несомненно оказывается актуальной. В настоящей работе предложен новый (по отношению к корреляционному анализу) алгоритм обработки гравитационных данных при минимальной априорной информации о статистических свойствах этих шумов: предполагается, что существуют только параметрические оценки неизвестных одномерных плотностей вероятности.

1. Обнаружение СГФ на фоне негауссовских помех

Пусть $x_j(t) = a_j(t)\cos\Omega_j t - b_j(t)\sin\Omega_j t$, $j = 1, 2$, — узкополосные случайные процессы на выходе пространственно разнесенных ГА с близкими резонансными частотами Ω_1 и Ω_2. Случайный процесс $x_j(t)$ можно представить в виде линейной суперпозиции $x_j(t) = \lambda s_j(t) + n_j(t)$ полезного гравитационного сигнала $s_j(t) = u_j(t)\cos\Omega_j t - v_j(t)\sin\Omega_j t$ и аддитивной помехи $n_j(t) = c_j(t)\cos\Omega_j t -$