ВЕСТН. МОСК. УН-ТА: СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.183/.184

УЧЕТ ТРЕХЧАСТИЧНОГО КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ ПРОЦЕССА ДВОЙНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ ГЕЛИЯ

В. Г. Левин, А. М. Мухамеджанов, А. В. Павличенков *(НИИЯФ)*

Как известно, процессы многократной ионизации атомов в первом борновском приближении целиком определяются корреляциями электронов в мишени [1]. В работах [2, 3] было показано, что очень информативным методом изучения *ee*-корреляций является измерение сечения двойной фотоионизации с полной кинематической информацией о двух конечных электронах, регистрируемых на совпадение — процесс $(\gamma, 2e)$. Ранее нами выполнены расчеты сечений $(\gamma, 2e)$ на гелии [2] и молекуле водорода [3], в которых использованы волновые функции с различной степенью учета *ee*-корреляций в начальном состоянии, а конечные электроны описывались ортогонализованными плоскими волнами. В данной работе для процесса $(\gamma, 2e)$ на He исследуются эффекты кулоновского перерассеяния в конечном состоянии, в котором имеется три свободных заряженных частицы.

Выражение для дипольной амплитуды процесса в импульсном представлении имеет вид

$$M = \int d\mathbf{p}_1\, d\mathbf{p}_2\, \Psi_f^{(-)*}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\, \mathbf{u}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)\, \Phi_0(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2), \tag{1}$$

где Φ_0 — волновая функция основного состояния He, $\mathbf{u}$ — вектор поляризации фотона. Кулоновское перерассеяние трех частиц в конечном состоянии (двух электронов и ядра He++) описывается волновой функцией $\Psi_f^{(-)}$, для которой используется следующее приближенное выражение [4]:

$$\Psi_f^{(-)}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \widehat{S} \int d\mathbf{p} \cdot \Psi_{\mathbf{k}_{12}}^{(-)}(\mathbf{p})\, \Psi_{\mathbf{k}_1}^{(-)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p} + \mathbf{k}_{12})\, \Psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)}(\mathbf{p}_2 + \mathbf{p} - \mathbf{k}_{12}), \tag{2}$$

где $\widehat{S}$ — оператор симметризации, $\Psi_{\mathbf{k}_1}^{(-)}(\mathbf{p}_1)$ и $\Psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)}(\mathbf{p}_2)$ — двухчастичные кулоновские функции непрерывного спектра электронов с импульсами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ в поле ядра с зарядом $Z=2$, $\Psi_{\mathbf{k}_{12}}^{(-)}(\mathbf{p})$ — кулоновская функция относительного движения двух электронов,

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{p}) = \frac{e^{-\pi\eta/2}\Gamma(1 - i\eta)}{2\pi^2} \lim_{\gamma\to 0} \left(-\frac{\partial}{\partial\gamma}\right) \frac{[p^2 - (k - i\gamma)^2]^{-i\eta}}{[(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2 + \gamma^2]^{1-i\eta}}, \tag{3}$$

$\eta = \mu Z_i Z_j / k$ — кулоновский параметр пары взаимодействующих частиц с приведенной массой μ и произведением зарядов $Z_i Z_j$. Для нетождественных частиц выражение (2), записанное в координатном представлении, совпадает с функцией, использованной в работе [5]. Как показано Меркурьевым [6], оно является хорошей аппроксимацией неоднородного члена в модифицированных интегральных уравнениях Фаддеева для системы трех заряженных частиц и определяет старший член координатной асимптотики волновой функции рассеяния $(3\to 3)$ во всех направлениях, кроме трехчастичного рассеяния вперед. Подставляя (2) в (1) и полагая, что Φ_0 может быть представлена в виде произведения двух одноэлектронных орбиталей φ, получаем

$$M \sim \int d\mathbf{p}\, \langle \Psi_{\mathbf{k}_{12}}^{(-)} | \mathbf{p} \rangle \langle \Psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} | \varphi |\, \mathbf{p} - \mathbf{k}_{12} \rangle \cdot \langle \Psi_{\mathbf{k}_1}^{(-)} |\, \mathbf{u}\nabla\varphi\, |\, \mathbf{k}_{12} - \mathbf{p} \rangle. \tag{4}$$

Первый сомножитель в подынтегральном выражении имеет особенность при $\mathbf{p} = \mathbf{k}_{12}$ (см. (3)). Второй и третий сомножители являются функциями разности $\mathbf{p} - \mathbf{k}_{12}$, причем, как показывает анализ, вблизи особенности наиболее медленно меняется второй сомножитель. Поэтому мы вынесем его из-под знака интеграла в точке $\mathbf{p} = \mathbf{k}_{12}$. Переходя к координатному представлению, в результате получаем

$$M \sim \langle \Psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} \mid \varphi \rangle \int d\mathbf{r} \cdot e^{i\mathbf{k}_{12}\mathbf{r}} \Psi_{\mathbf{k}_1}^{(-)*}(\mathbf{r}) \cdot \Psi_{\mathbf{k}_{12}}^{(-)*}(\mathbf{r})\, \mathbf{u}\nabla\varphi(\mathbf{r}). \tag{5}$$

Последний интеграл методами теории вычетов может быть представлен в виде производной по параметру от гипергеометрической функции [7].

Дифференциальное сечение процесса имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dE_1\, d\Omega_1\, d\Omega_2} = 4\pi^2\alpha\, \frac{k_1 k_2}{\omega}\, \overline{|M|^2}, \tag{6}$$

где E_i, $\Omega_i = \theta_i$, φ_i $(i=1,\ 2)$ — энергии и углы вылета электронов относительно направления падающего фотона, энергия фотона $\omega = E_1 + E_2 + I^{++}$, I^{++} — энергия связи двух электронов, равная для гелия 79 эВ. Рассмотрим симметричную кинематику $E_1 = E_2$, причем $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, поскольку сечение (6) максимально, когда оба эжектируемых электрона регистрируются в плоскости поляризации фотонов. Тогда результат усреднения по поляризациям фотонов можно представить в виде

$$\overline{|M|^2} = \left(2k_1 \cos\frac{\theta_{12}}{2}\right)^2 F^2, \tag{7}$$

где $\theta_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ — угол между направлениями вылета электронов.

На рис. 1 приведена зависимость сечения процесса $(\gamma,\ 2e)$ на гелии от энергии фотонов ω при фиксированном значении угла $\theta_{12} = \pi/2$. На рис. 2 показана зависимость величины F^2 от угла θ_{12} при фиксированном значении $\omega = 324$ эВ. На обоих рисунках сплошные кривые соответствуют расчетам, в которых используются функция (2) и волновая функция He в приближении Хартри—Фока. Штрихпунктирные кривые—расчет с функцией (2) и простейшей вариационной функцией гелия ($Z_{эфф} = 27/16$). Для сравнения на рисунках приведены также результаты наших предыдущих расчетов [2], в которых конечные электроны описывались ортогонализованными плоскими волнами и использовалась шестипараметрическая функция типа Хиллерааса, достаточно точно учитывающая корреляции электронов в He (штриховые кривые); пунктирные кривые — тот же расчет с функцией $Z_{эфф} = 27/16$.

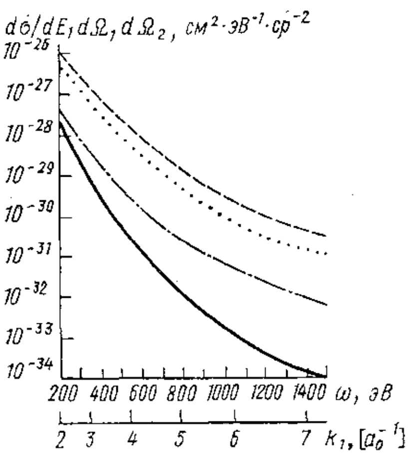

Рис. 1. Сечение процесса $(\gamma,\ 2e)$ в зависимости от энергии фотонов при симметричной кинематике: $k_1 = k_2$, $\theta_{1,2} = \theta_1 = \theta_2 = 90°$

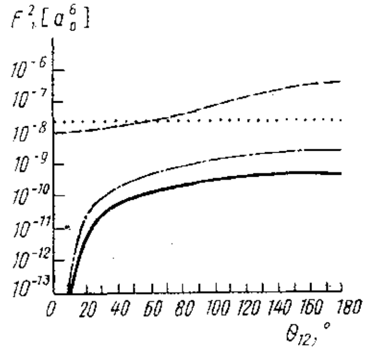

Рис. 2. Зависимость F^2 от θ_{12} для энергии фотонов 324 эВ: $k_1 = \mathbf{k}_2 = 3\ \alpha_0^{-1}$, $\theta_{1,2} = \theta_1 = \theta_2 = 90°$

Из результатов расчетов следует, что учет ee-корреляций как в начальном, так и в конечном состояниях сильно влияет на величину и характер угловой зависимости сечения. Отметим, что в случае полного отсутствия ee-корреляций в начальном и конечном состояниях формфактор процесса вообще не зависит от угла θ_{12} (пунктирная кривая на рис. 2). Существенно, что в то время как учет корреляций в начальном состоянии приводит в основном к росту сечения, учет кулоновского перерассеяния в конечном состоянии приводит к уменьшению сечения. Это особенно сильно проявляется в области малых углов, где за счет взаимного отталкивания электронов, вылетающих в близких направлениях с одинаковыми энергиями, сечение падает на несколько порядков.

Таким образом, полученные результаты подтверждают высокую чувствительность метода (γ, $2e$) к выбору волновых функций и позволяют сравнить роль эффектов корреляций в начальном или конечном состоянии процесса. Ясно, что для полноты картины следует выполнить технически значительно более сложный расчет, в котором одновременно достаточно полно учитывались бы корреляции в начальном и конечном состояниях.

Авторы выражают благодарность В. Г. Неудачину за стимулирующие обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Byron F. W., Joachain C. J.//Phys. Rev. Lett. 1966. **16**. P. 1139—1142. [2] Smirnov Yu. F., Pavlitchenkov A. V., Levin V. G., Neudatchin V. G.// //J. Phys. B. 1978. **11**. P. 3587—3601. [3] Levin V. G., Neudatchin V. G., Pavlitchenkov A. V., Smirnov Yu. F.//J. Phys. B. 1984. **17**. P. 1525—1536. [4] Avakov G. V., Ashurov A. R., Levin V. G., Mukhamedzhanov A. M.// //J. Phys. A. 1984. **17**. P. 1131—1141. [5] Годунов А. Л., Милеев В. Н., Сенашенко В. С.//ЖТФ. 1983. **53**. С. 436—443. [6] Merkuriev S. P.//Ann. of Phys. (N. Y.) 1980. **130**. P. 395—426. [7] Nordsieck A.//Phys. Rev. 1954. **93**. P. 785—787.

Поступила в редакцию
14.11.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В УСИЛИТЕЛЕ СВЧ НА РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПУЧКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

А. Р. Майков, А. Д. Поезд, Е. Д. Поезд, С. А. Якунин

(кафедра математики)

В последнее время большое внимание уделяется моделированию СВЧ-приборов, генерирующих или усиливающих короткие и сверхкороткие импульсы электромагнитного поля [1, 2]. Это стимулирует развитие алгоритмов для анализа существенно нестационарных процессов, развивающихся в устройствах такого типа. Наиболее общий подход основан на совместном рассмотрении полной системы уравнений Максвелла, описывающей эволюцию электромагнитного поля, и кинетического уравнения Власова, определяющего динамику заряженных частиц. Нестационарность рассматриваемых явлений создает определенные трудности и при моделировании условий излучения на выходе СВЧ-прибора [3].

Настоящая работа посвящена конкретной реализации численного алгоритма решения такой самосогласованной задачи и сопоставлению полученных результатов с выводами линейной теории, основанной на стационарном приближении. Эти вопросы рассматриваются на примере СВЧ-усилителя на релятивистском электронном пучке с диэлектрическим заполнением. Усилитель представляет собой цилиндрическую замедляющую структуру с радиусом R и длиной L, заполненную веществом с диэлектрической проницаемостью ε. Заметим, что меняя при моделировании ε заданным образом, можно исследовать и случай плазменного заполнения резонатора. На вход прибора подается усиливаемый сигнал и предварительно ускоренный релятивистский электронный тонкостенный трубчатый пучок радиуса r_b со скоростью частиц v_0. На выходе устройства находится излучающий рупор. Предполагается, что весь резонатор помещен в сильное продольное магнитное поле, поэтому движение электронного потока можно считать одномерным.

Рассматриваемое устройство обладает аксиальной симметрией, следовательно, уравнения Максвелла распадаются на две независимые подсистемы по три соотношения в каждой. Поскольку с пучком взаимодействует только компонента E_z, то уравнения возбуждения принимают форму

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E_r}{\partial t}+\frac{\partial H_\theta}{\partial z}=0,\quad \frac{1}{c}\frac{\partial H_\theta}{\partial t}+\frac{\partial E_r}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial r}=0,$$

$$-\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E_z}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\theta)=\frac{4\pi}{c}j_z. \qquad (1)$$