

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ДВОЙНОЙ ДВУХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Е.В. Грызлова¹, А.Н. Грум-Гржимайло¹, Н.М. Кабачник¹,
S. Fritzsche²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва 119991, Российская Федерация, *e-mail*: gryzlova@gmail.com

² GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, D-64291 Darmstadt, Germany

Представлены результаты расчетов угловых распределений и угловых корреляций двух электронов в процессе последовательной двойной двухфотонной ионизации атома ксенона. Предсказывается, в частности, особая связь угловых распределений второго электрона с выстроенностью промежуточного иона. Угловые корреляции электронов качественно зависят от терма остаточного двухзарядного иона. Результаты могут быть использованы в проводящихся и планируемых экспериментах с лазером на свободных электронах.

Нелинейные многоэлектронные явления при взаимодействии атомов с интенсивным излучением до недавнего времени исследовались в инфракрасной и видимой области. Введение в эксплуатацию лазера вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) диапазона на свободных электронах (FLASH, Гамбург) сделало возможным наблюдение ряда новых процессов. Одним из них является двойная двухфотонная ионизация атомов. В литературе обсуждаются два механизма этой реакции: прямой, когда два фотона поглощаются одновременно коррелированной парой электронов, и последовательный, когда поглощение первого фотона ведет к образованию однократно заряженного иона (первая ступень), в свою очередь ионизируемого вторым фотоном (вторая ступень). Схемы обоих механизмов показаны на рис. 1 для инертных газов. В первом случае полная энергия двух вылетающих электронов непрерывным обра-

зом распределена между ними, в то время как во втором случае энергии обоих фотоэлектронов принимают дискретные значения, в зависимости от конечных состояний одно- и двухзарядного ионов.

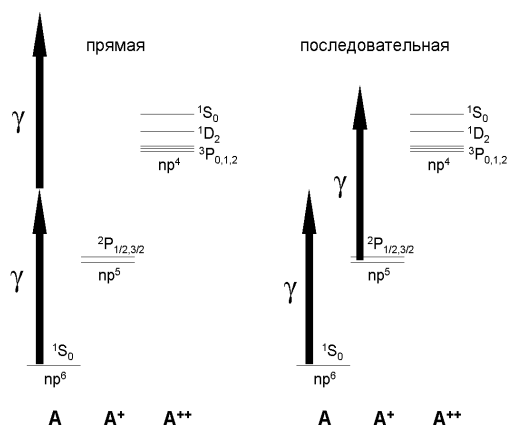


Рис. 1. Схema прямой и последовательной двухфотонной двойной ионизации атомов инертных газов.

Большинство теоретических работ посвящено прямой ионизации (см., например, [1,2] и ссылки там). В данной работе на примере атомов инертных газов изучается последовательная двойная двухфотонная ионизация (ПДДИ), которая доминирует при энергиях фотона, превышающих порог ионизации однократно заряженного иона [3]. Экспериментальное открытие ПДДИ в спектрах и угловых распределениях фотоэлектронов группой У. Беккера в 2006 г. [4] быстро повлекло за собой измерения других групп [5], а также стимулировало развитие теории и проведение первых расчетов для атомов неона и аргона [6,7].

В работе [7] нами был развит общий формализм для описания угловых распределений и угловых корреляций вылетающих электронов в ПДДИ. В основу формализма положены: двухступенчатая модель процесса (с учетом возможной эволюции ориентации углового момента промежуточного состояния однократно заряженного иона), описание взаимодействия излучения с атомами в дипольном приближении и аппарат спиновой матрицы плотности и статистических тензоров. Угловое распределение фотоэлектронов первой ступени ПДДИ при неполяризованном начальном состоянии атома и линейно поляризованном излучении дается формулой (1):

$$\frac{d^2W}{dEd\Omega_1} = \frac{W_E}{4\pi} [1 + \beta_2 P_2(\cos \theta_1) + \beta_4 P_4(\cos \theta_1)], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2W'}{dEd\Omega_2} &= \frac{W'_E}{4\pi} [1 + \beta'_2 P_2(\cos \theta_2) + \beta'_4 P_4(\cos \theta_2)] \\ &= \frac{\sigma_i \sigma_f}{4\pi} [1 + \beta' P_2(\cos \theta_2) + A_{20}(J_i) [a_0 + a_2 P_2(\cos \theta_2) + a_4 P_4(\cos \theta_2)]], \end{aligned} \quad (2)$$

где a_0, a_2, a_4 - безразмерные динамические параметры, выражающиеся через отношения амплитуд фотоионизации промежуточного состояния иона; штрихами обозначены интенсивность и коэффициенты асимметрии, относящиеся к вылету второго электрона, угол вылета которого θ_2 отсчитывается от направления поляризации фотона; σ_i и σ_f - сечения ионизации первой и второй ступеней на состояния иона J_i и J_f , соответственно. Первые два слагаемых во второй строке формулы (2) соответствуют угловому распределению фотоэлектронов из неполяризованного ($A_{20}(J_i)=0$) промежуточного состояния иона.

где $P_n(x)$ - полином Лежандра, угол вылета электрона θ_1 отсчитывается от направления поляризации фотона, а β_n - коэффициенты угловой асимметрии, выражающиеся через амплитуды фотоионизации атома. Отметим, что даже без регистрации второго электрона первый электрон в процессе ПДДИ имеет более сложное угловое распределение, чем при однократной ионизации, для которой последний член в (1) отсутствует. Этот парадокс можно понять, если учесть, что вероятность ПДДИ в двухступенчатом приближении является произведением вероятностей каждой из ступеней, где даже полная вероятность второй ионизации зависит от выстроенности $A_{20}(J_i)$ углового момента J_i промежуточного ионного состояния, индуцированного при первой ионизации. Таким образом, одно только наличие второй ступени вносит дополнительную анизотропию в угловое распределение первого фотоэлектрона в «полном» процессе ПДДИ. Формула (1) переходит в стандартное выражение для углового распределения фотоэлектронов с одним параметром асимметрии β_2 , если вероятность второй ступени пренебрежимо мала или если $A_{20}(J_i)=0$.

Угловое распределение фотоэлектронов второй ступени ПДДИ, так же как и угловые корреляции между фотоэлектронами, существенно зависят от значения выстроенности $A_{20}(J_i)$:

Обсуждаемые ниже численные результаты для инертных газов получены с использованием многоконфигурационного метода Хартри-Фока. На рис. 2 представлены зависимости выстроенности промежуточных состояний ионов $pr^5 2P_{3/2}$ от энергии фотона. Они находятся в хорошем согласии с расчетами [8].

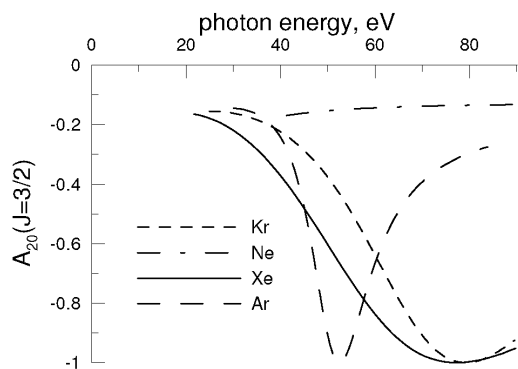


Рис. 2. Выстроенность состояний тонкой структуры промежуточного иона $2P_{3/2}$ при ионизации основного состояния атомов инертных газов для энергий фотона выше порога ионизации соответствующих ионов.

Представляет интерес анализ того, в какой области энергий фотона угловое распределение электронов второй ступени ПДДИ зависит от первой ступени. Например, максимального значения коэффициента β'_4 в формуле (2) можно было бы ожидать в области максимальных абсолютных величин выстроенности, т.е. тех энергий, где $A_{20}(J_i) \sim -1$. Эти значения $A_{20}(J_i)$ достигаются вблизи куперовского минимума сечения первой ступени, где переходят через ноль амплитуды ионизации в d волну фотоэлектрона. Однако, поведение d волны в поле однократно и дважды ионизированного атома инертного газа носит, в общем, схожий характер. Поэтому, при энергиях фотона, соответствующих низкой вероятности вылета d электрона первой ступени ПДДИ, вероятность вылета d электрона второй ступени также близка к нулю. Соответственно, в

формуле (2) $a_4 \approx 0$ и, следовательно, $\beta'_4 \approx 0$ (так же, как это было бы при малом значении выстроенности $A_{20}(J_i)$). Таким образом, максимальное значение β'_4 достигается при промежуточных значениях $A_{20}(J_i)$. Эта закономерность ясно прослеживается при сопоставлении рис. 3 с результатами расчетов выстроенности для ксенона на рис. 2.

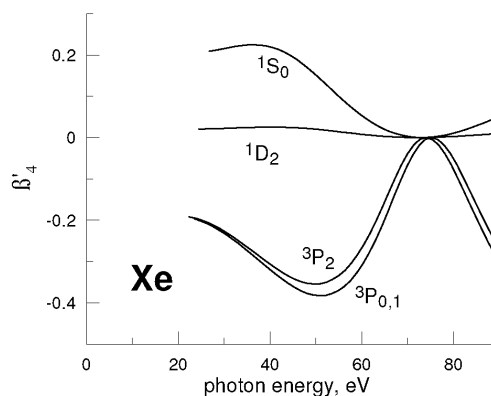


Рис. 3. Параметр угловой анизотропии β'_4 в угловом распределении (2) второго фотоэлектрона при ПДДИ атома ксенона через промежуточное состояние $Xe^+ 5p^5 2P_{3/2}$ для разных конечных состояний двухзарядного иона ксенона $Xe^{++} 5p^4 2s+1L_J$

Измерения угловых распределений электронов в ПДДИ были проведены пока только для неона и аргона и сравнение с ними сделано нами в [7]. Экспериментально тонкая структура состояний промежуточного иона $2P_{1/2,3/2}$ и конечного иона $3P_{0,1,2}$ не разрешалась, поэтому полученные результаты были просуммированы по состояниям тонкой структуры J_i и J_f . В ксеноне тонкое расщепление намного больше и данные по отдельным состояниям тонкой структуры представляют больший интерес.

Теория позволяет предсказать функции угловой корреляции между двумя вылетающими электронами. Эти функции чувствительны к тому, в каком мультиплетном состоянии оказывается двухзарядный ион после ПДДИ. На рис. 4 в качестве примера приведены угловые кор-

реляции электронов в плоскости, перпендикулярной пучку линейно поляризованных фотонов (углы отсчитываются от направления поляризации), для ПДДИ ксенона при энергии фотонов 30 эВ. Ионизация происходит через промежуточное состояние $\text{Xe}^+ 5p^5 \ ^2P_{3/2}$. Различные симметрии конечного состояния иона Xe^{++} при-

водят к локальному минимуму корреляционной функции для состояния $\text{Xe}^{++} 5p^4 \ ^3P_2$ и локальному максимуму для состояния $\text{Xe}^{++} 5p^4 \ ^1D_2$ при вылете электронов в одном направлении. Первые измерения угловых корреляций в ПДДИ, пока еще с недостаточной статистикой, проведены группой из Хайдельберга [5].

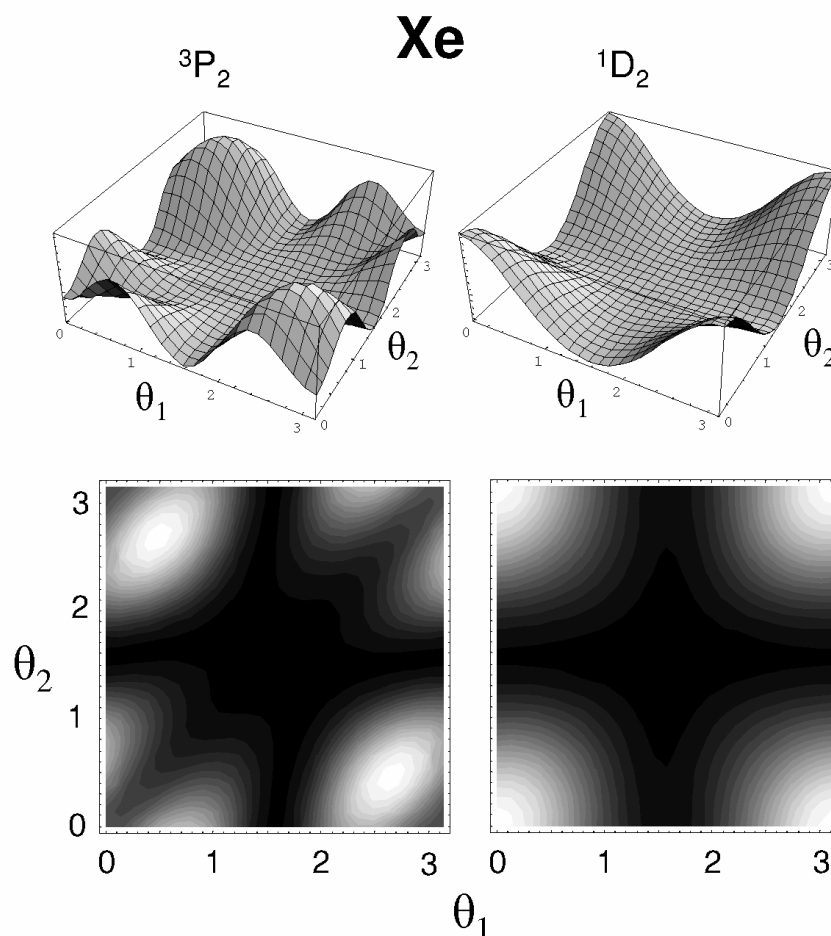


Рис. 4. Функции угловой корреляции в ПДДИ атома ксенона через промежуточное состояние $\ ^2P_{3/2}$ для разных конечных состояний двухзарядного иона ксенона $\text{Xe}^{++} 5p^4 \ ^{2S+1}L_J$ при энергии фотонов 30 эВ. Углы в радианах отсчитываются от направления линейной поляризации фотонов в плоскости, перпендикулярной пучку фотонов. Электроны вылетают в одной полуплоскости ($\varphi_1=\varphi_2$).

Возможности современных экспериментов с лазером на свободных электронах позволяют экспериментально проверить наши предсказания для ПДДИ атома ксенона.

Работа выполнена при поддержке гранта 09-02-00516 Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. E. Fomouuo et al., Phys. Rev. A 74, 063409 (2006).
2. D.A. Horner et al., Phys. Rev. A 76, 0030701(R) (2007).
3. M.G. Markis and P. Lambropoulos, Phys. Rev A 77, 023401 (2008).
4. M. Braune et al. XXV Int. Conf. on Photonic Electronic and Atomic Collisions (Freiburg, Germany, 2007), Abstracts, p. Fr034 and private communications.
5. M. Kurka et al. XI Int. Conf. on Multiphoton Processes (Heidelberg, Germany, 2008), Abstracts, p. Fr23 and private communications.
6. A.S. Kheifets, J. Phys. B 40, F313 (2007).
7. S. Fritzsche, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova and N.M. Kabachnik, J. Phys. B 41, 165601 (2008).
8. U. Kleiman and B. Lohmann, J. Electr. Spectrosc. Rel. Phenom., v. 131–132, 29 (2003).

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF ELECTRONS IN SEQUENTIAL TWO-PHOTON DOUBLE IONIZATION OF ATOMS BY FREE ELECTRON LASER RADIATION

**E.V. Gryzlova¹, A.N. Grum-Grzhimailo¹, N.M. Kabachnik¹,
S. Fritzsche²**

¹ Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, 119991 Moscow, Russia
e-mail: gryzlova@gmail.com

² Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64291 Darmstadt, Germany

Calculated results for angular distribution and angular correlation of electrons produced in the process of two-photon double ionization of Xe are presented. In particular, a peculiar dependence of the angular distribution of the second step electrons on the alignment of the intermediate ionic state is predicted. The angular correlations of the electrons qualitatively depend on the term of the residual double charged ion. The results can be used in ongoing and future experiments with free-electron laser.