

# Упругое рассеяние двух фотонов многозарядным атомным ионом

А. Н. Хоперский<sup>1)</sup>, А. М. Надолинский

Ростовский государственный университет путей сообщения, 344038 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2017 г.

Теоретически исследован процесс упругого рассеяния двух рентгеновских фотонов многозарядным атомным ионом. В области энергий рассеянного фотона  $\hbar\omega \pm I_{1s}$  ( $\hbar\omega$  – энергия падающего фотона,  $I_{1s}$  – энергия порога ионизации  $1s$ -оболочки иона) предсказаны ярко выраженная протяженная резонансная структура и сильная угловая анизотропия дифференциального сечения рассеяния. Дана количественная оценка абсолютного значения наблюдаемого сечения.

DOI: 10.7868/S0370274X1805003X

**1. Введение.** В работе [1] впервые теоретически исследован нелинейный квантовый процесс резонансного упругого рассеяния двух фотонов атомом (на примере атома гелия, He). Теория работы [1] обобщена в [2] на случай многоэлектронного атома (на примере атома неона, Ne). В данном Письме мы строим обобщение теории работы [2] на случай многозарядного атомного иона. В качестве объекта исследования взят неоподобный ион атома аргона ( $\text{Ar}^{8+}$ ; заряд ядра иона  $Z = 18$ ; конфигурация и терм основного состояния  $[0] = 1s^2 2s^2 2p^6 [1S_0]$ ). Выбор обусловлен сферической симметрией основного состояния иона  $\text{Ar}^{8+}$  и его доступностью для проведения высокоточных экспериментов [3].

**2. Теория.** Рассмотрим процесс упругого рассеяния двух фотонов ионом  $\text{Ar}^{8+}$ :

$$\omega + \omega + [0] \rightarrow X \rightarrow [0] + \omega_1 + \omega_2, \quad (1)$$

где  $\omega$  ( $\omega_m$ ,  $m = 1, 2$ ) – угловая частота падающего (рассеянного) фотона,  $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ ,  $X$  – промежуточные (виртуальные) состояния системы “атомный ион  $\oplus$  фотоны” и принята атомная система единиц:  $\hbar = e = m_e = 1$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$  – заряд и  $m_e$  – масса электрона.

Ограничимся исследованием областей энергии  $2\omega \gg I_{1s}$  и  $\omega_1 \cong \omega \pm I_{1s}$ . Тогда, в силу неравенства (расчет данной работы)  $I_{1s} = 3380.80 \text{ эВ} \gg I_{2s} = 495.65 \text{ эВ}$ , рассеянием  $2s$ - и  $2p$ -оболочек остова иона можно пренебречь. В качестве схемы предполагаемого эксперимента с рентгеновским лазером на свободных электронах (XFEL; [4]) выберем случай компланарного ( $\mathbf{k}, \mathbf{k}_m \in P$ ) и аксиально-симметричного ( $\theta_1 = -\theta_2 \equiv \theta$ ) рассеяния линейно поляризованных падающих (параллельно друг другу) и рассеянных фотонов ( $\mathbf{e}, \mathbf{e}_m \perp P$ ). Здесь  $\mathbf{k}$  ( $\mathbf{k}_m$ ) –

волновой вектор и  $\mathbf{e}$  ( $\mathbf{e}_m$ ) – вектор поляризации падающего (рассеянного) фотона,  $P$  – плоскость рассеяния и  $\theta_m$  – угол рассеяния (угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_m$ ). Как результат, во втором (лидирующем) порядке нерелятивистской квантовой теории возмущений для трижды дифференциального сечения процесса (1) получаем:

$$\frac{d^3\sigma_{\perp}}{d\omega_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{cr_0^4}{128\pi} \beta_1 \beta_2 |M|^2 \equiv \sigma_{\perp}^{(3)}, \quad (2)$$

$$M = \sum_{l=0}^{\infty} S_{x>F} \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} \right) Q_l, \quad (3)$$

$$\eta_m = \omega - \omega_m + E(0) - E(1sxl) + i\gamma_{1s}, \quad (4)$$

$$Q_l = B_l^{(1)} B_l^{(2)} P_l(\cos \psi), \quad (5)$$

$$B_l^{(m)} = \sqrt{4l+2} \langle 1s | j_l(q_m r) | xl \rangle, \quad (6)$$

$$q_m = (\omega/c) \sqrt{1 + \beta_m^2 - 2\beta_m \cdot \cos \theta}. \quad (7)$$

$$\cos \psi = \frac{1 - 2 \cos \theta + \beta_1 \beta_2 \cos(2\theta)}{\sqrt{(1 + \beta_1^2 - 2\beta_1 \cos \theta)(1 + \beta_2^2 - 2\beta_2 \cos \theta)}}.$$

Здесь определены величины:  $c$  – скорость света в вакууме,  $r_0$  – классический радиус электрона,  $\Omega_m$  – пространственный угол вылета рассеянного фотона,  $\beta_m = \omega_m/\omega$ ,  $E$  – полные Хартри–Фоковские энергии состояний иона,  $2\gamma_{1s} = \Gamma_{1s}$  – естественная ширина распада  $1s$ -вакансии,  $xl$  – одноэлектронные состояния возбуждения (ионизации)  $1s$ -оболочки,  $j_l$  – сферическая функция Бесселя первого рода порядка  $l$ ,  $P_l$  – классический сферический полином Лежандра,  $\psi$  – угол между векторами  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  ( $\mathbf{q}_m = \mathbf{k} - \mathbf{k}_m$ ),  $S$  – символ суммирования (интегрирования) по состояниям дискретного (сплошного) спектра и  $F$  – уровень Ферми (набор квантовых чисел валентной оболочки основного состояния иона).

<sup>1)</sup>e-mail: hopersky\_vm\_1@rgups.ru

Появление глубокой  $1s$ -вакансии в остове иона сопровождается эффектом монополярной (без изменения симметрии возбужденного состояния иона) перестройки радиальных частей волновых функций остовных и возбужденных одноэлектронных состояний. Соответствующая аналитическая модификация  $B_l^{(m)}$ -амплитуды вероятности  $1s \rightarrow xl$  перехода по  $\hat{j}_l$ -оператору контактного взаимодействия проведена нами методами теории неортогональных орбиталей [5].

**3. Результаты и обсуждение.** Результаты расчета дифференциального сечения рассеяния (2) даны в табл. 1 и на рис. 1, 2. Для величины  $\Gamma_{1s}$  принято теоретическое значение  $0.59 \text{ эВ}$  [6]. При расчете дискретной части спектра рассеяния учтены лишь  $n(s, p, d, f)$ -состояния возбуждения с  $n \leq 15$  (см. табл. 1). При расчете сплошной части спектра рассеяния учтены лишь орбитальные симметрии  $l \in [0; 17]$ . Для энергии падающих на ион XFEL-фотонов принято значение  $5 \text{ кэВ}$ .

**Таблица 1.** Спектральные характеристики лидирующих резонансов дифференциального сечения рассеяния (2) для иона  $\text{Ar}^{8+}$

$nl$	$\hbar\omega_1$ (эВ)	$Q_l$
$3s$	8208.80	$-2.71$ [–6]
$3p$	8225.81	$1.45$ [–3]
$4p$	8299.54	$4.77$ [–4]
$5p$	8330.66	$2.20$ [–6]
$3d$	8251.77	$3.28$ [–6]
$4f$	8311.81	$7.83$ [–10]

(см. область “горячих” фотонов на рис. 1).  $\hbar\omega = 5 \text{ кэВ}$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $I_{1s} = 3380.80 \text{ эВ}$ ,  $\Gamma_{1s} = 0.59 \text{ эВ}$ ,  $Q_l$  – см. (5),  $[-m] \equiv 10^{-m}$

Рис. 1 демонстрирует появление ярко выраженных протяженных резонансных структур в областях рождения “холодных” ( $\omega_1 \cong \omega - I_{1s}$ ) и “горячих” ( $\omega_1 \cong \omega + I_{1s}$ ) фотонов. “Зеркальность” этих структур обусловлена законом сохранения энергии ( $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ ) в процессе рассеяния и выбором схемы предполагаемого XFEL-эксперимента. Возникновение структур типа профилей Фано [7] обусловлено интерференцией амплитуд вероятностей переходов в состоянии дискретного и сплошного спектров в полной амплитуде вероятности рассеяния (3). При этом, в отличие от теории автоионизации Фано [интерференция волновых функций состояний возбуждения (ионизации) двух оболочек остова], интерферируют амплитуды вероятности переходов из одной  $1s$ -оболочки в состояния с орбитальными симметриями  $l \in [0; \infty)$ . Заметим здесь, что при рэлеевском рассеянии одного фотона электронами атома (атомного иона) по оператору радиационного перехода ( $l = 1$ )

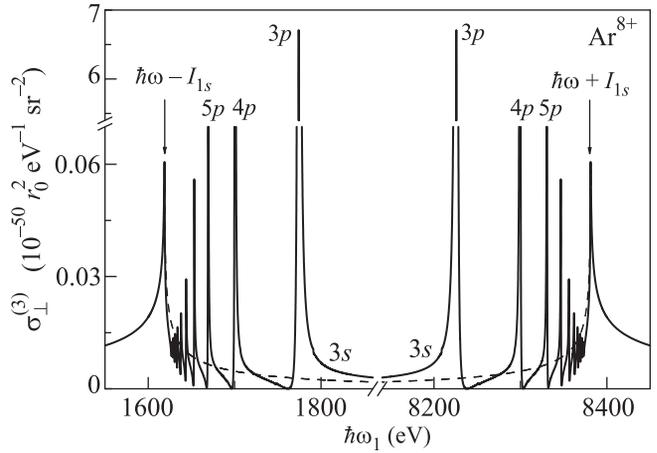


Рис. 1. Дифференциальное сечение резонансного упругого рассеяния двух XFEL-фотонов ионом  $\text{Ar}^{8+}$ .  $\hbar\omega = 5 \text{ кэВ}$ ,  $I_{1s} = 3380.80 \text{ эВ}$ ,  $\Gamma_{1s} = 0.59 \text{ эВ}$ ,  $\theta = 90^\circ$ . Спектральные характеристики лидирующих резонансов рассеяния даны в табл. 1. Штриховой линией показан вклад сплошного спектра

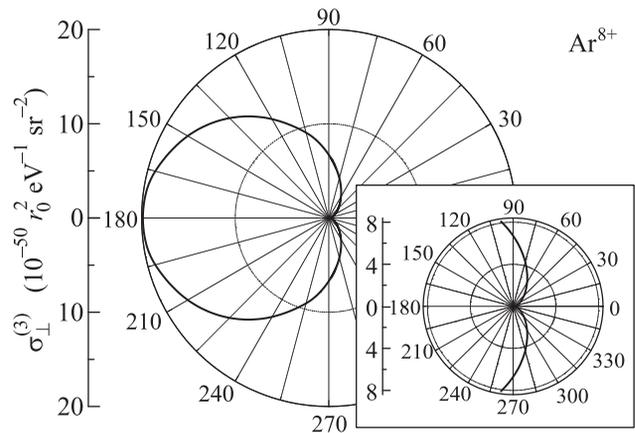


Рис. 2. Индикатриса процесса рассеяния (1) для иона  $\text{Ar}^{8+}$  с полярным радиусом  $\max[\sigma_\perp^{(3)}]$  и полярным углом  $\theta$  для  $\hbar\omega = 5000 \text{ эВ}$  и  $\hbar\omega_1 = 8225.81 \text{ эВ}$  (см.  $1s \rightarrow 3p$  лидирующий дипольный резонанс на рис. 1)

такая интерференция отсутствует. Между лидирующими  $1s \rightarrow np$  резонансами спектра рассеяния возникают широкие “окна прозрачности” ( $\sigma_\perp^{(3)} \rightarrow 0$ ) для падающего на ион XFEL-излучения. При этом, переход от многоэлектронного атома к элементу его изоэлектронной последовательности сопровождается (i) усилением роли высших симметрий [ $Q_2 = 6.35$  [–9] (Ne),  $3.28$  [–6] ( $\text{Ar}^{8+}$ ) для  $1s \rightarrow 3d$  резонанса и  $Q_3 = 6.46$  [–13] (Ne),  $7.83$  [–10] ( $\text{Ar}^{8+}$ ) для  $1s \rightarrow 4f$  резонанса] в становлении спектра рассеяния и (ii) заметным увеличением энергии рождаемых “горячих” фотонов [ $\omega_1 \cong \omega + I_{1s} = 5870.17$  (Ne),  $8380.80$  ( $\text{Ar}^{8+}$ ) эВ при  $\omega = 5 \text{ кэВ}$ ]. Таким образом, процесс (1)

может стать экспериментальным методом заметного перераспределения энергии в XFEL-пульсе излучения через рождение “холодных” и “горячих” фотонов. В частности, для тяжелого атома криптона (Kr;  $Z = 36$ ;  $I_{1s} = 14.327$  кэВ [8]) при  $\omega = 15$  кэВ получаем практически двукратное увеличение энергии XFEL-фотона:  $\omega \rightarrow \omega_1 \cong 29.327$  кэВ.

Наряду с полученным результатом (см. рис. 1), установлен эффект сильной угловой анизотропии процесса (см. рис. 2): в области энергий порога ионизации глубокой  $1s$ -оболочки два падающих на ион XFEL-фотона с наибольшей вероятностью рассеиваются “назад” (эффект отражения XFEL-излучения:  $\theta \cong 120^\circ \div 180^\circ$ ). Рассеяние “вперед” практически подавлено [ $\sigma_{\perp}^{(3)}(\theta = 0^\circ) = 0.29 \cdot 10^{-50}$  ( $r_0^2 \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-2}$ )]. Однако переход от атома Ne к иону  $\text{Ar}^{8+}$  сопровождается увеличением вероятности рассеяния “вперед” [ $\sigma_{\perp}^{(3)}(\theta = 0^\circ) = 1.43 \cdot 10^{-53}$  (Ne),  $0.29 \cdot 10^{-50}$  ( $\text{Ar}^{8+}$ ) ( $r_0^2 \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-2}$ )] и, таким образом, изменением как формы, так и направленности индикатрисы рассеяния.

В заключение дадим количественную оценку возможности экспериментального обнаружения предсказываемых эффектов. Например, для  $\omega = 5000$  эВ,  $\omega_1 = 8225.81$  эВ,  $\theta = 180^\circ$  ( $1s \rightarrow 3p$  резонанс) и ожидаемой средней яркости XFEL-излучения  $N = 10^{25}$  (число фотонов в XFEL-пульсе) [9] получаем вполне доступное для измерения абсолютное значение дифференциального сечения рассеяния  $C_N^2 \sigma_{\perp}^{(3)} \cong 0.79$  ( $b \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-2}$ ), где  $C_N^2$  – биномиальный коэффициент. Процесс (1), физически интерпретируемый как процесс фотон-фотонного рассеяния через атом (атомный ион), оказывается аналогом процесса фотон-фотонного рассеяния через вакуум квантовой электродинамики [10, 11]. Попытки экспериментального обнаружения последнего как в оптическом ( $\omega \cong 0.8$  эВ, Ti-лазер [12]), так и в рентгеновском ( $\omega \cong 6.5$  кэВ, XFEL,  $N = 10^{11}$  [13]) диапазонах энергий рассеиваемых фотонов пока остаются безуспешными. Однако, теоретическое предсказание [14, 15] и экспериментальное наблюдение (квази) фотон – (квази) фотонного рассеяния на Большом адронном

коллайдере (периферийное столкновение ультрарелятивистских ядер свинца: Pb;  $Z = 82$ ) [16] дают основание надеяться на открытие эффектов фотон-фотонного упругого рассеяния через атом (атомный ион) и вакуум квантовой электродинамики в экспериментах с XFEL при ожидаемой в будущем яркости излучения [9].

1. A. N. Hopersky, A. M. Nadolinsky, and S. A. Novikov, *Phys. Rev. A* **93**, 052701 (2016).
2. A. N. Hopersky, A. M. Nadolinsky, and S. A. Novikov (направлено в *Phys. Lett. A*).
3. M. C. Simon, M. Schwarz, S. W. Epp, C. Beilmann, B. L. Schmitt, Z. Harman, T. M. Baumann, P. H. Mokler, S. Bernitt, R. Ginzler, S. G. Higgins, C. H. Keitel, R. Klawitter, K. Kubiček, V. Mäckel, J. Ullrich, and J. R. C. López-Urrutia, *J. Phys. B* **43**, 065003 (2010).
4. C. Pellegrini, A. Marinelli, and S. Reiche, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015006 (2016).
5. P.-O. Löwdin, *Phys. Rev.* **97**, 1474 (1955).
6. M. H. Chen, B. Crasemann, Kh. R. Karim, and H. Mark, *Phys. Rev. A* **24**, 1845 (1981).
7. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
8. A. Kodre, I. Arčon, J. Padežnik Gomilšek, R. Prešeren, and R. Frahm, *J. Phys. B* **35**, 3497 (2002).
9. M. Yabashi and H. Tanaka, *Nat. Photon.* **11**, 12 (2017).
10. R. Karplus and M. Neuman, *Phys. Rev.* **83**, 776 (1951).
11. B. De Tollis, *Nuovo Cimento* **35**, 1182 (1965).
12. D. Bernard, F. Moulin, F. Amiranoff, A. Braun, J. P. Chambaret, G. Darpentigny, G. Grillon, S. Ranc, and F. Perrone, *Eur. Phys. J. D* **10**, 141 (2000).
13. T. Inada, T. Yamaji, S. Adachi, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, K. Tamasaku, Y. Tanaka, Y. Inubushi, K. Sawada, M. Yabashi, and T. Ishikawa, *Phys. Lett. B* **732**, 356 (2014).
14. D. d’Enterria and G. G. Silveira, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 080405 (2013) [Erratum **116**, 129901 (2016)].
15. M. Klusek-Gavenda, P. Lebedowicz, and A. Szczurek, *Phys. Rev. C* **93**, 044907 (2016).
16. M. Aaboud, G. Aad, B. Abbo et al. (ATLAS Collaboration), *Nat. Phys.* **9**, 852 (2017).