Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 10, с. 662 – 665 © 2019 г. 25 мая

Рентгеновская квадрупольная эмиссия при рассеянии двух фотонов многозарядным атомным ионом

А. Н. Хоперский, А. М. Надолинский[1)]

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

Поступила в редакцию 5 апреля 2019 г.
После переработки 5 апреля 2019 г.
Принята к публикации 8 апреля 2019 г.

Теоретически предсказана яркая спектрально протяженная рентгеновская эмиссия квадрупольного типа при резонансном неупругом рассеянии двух фотонов в области энергии порога ионизации $1s$-оболочки свободного многозарядного атомного иона. Дана количественная оценка величины наблюдаемого дважды дифференциального сечения рассеяния. Отмечена возможная связь предсказываемых для иона Ar^{8+} результатов с проблемой идентификации спектров рентгеновской эмиссии в области 3.5 кэВ от галактик и галактических кластеров.

DOI: 10.1134/S0370274X19100047

1. Введение. С созданием рентгеновского лазера на свободных электронах (X-ray Free-Electron Laser – XFEL) процесс рассеяния двух фотонов многоэлектронной системой становится предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. В недавней работе авторов [1] впервые теоретически исследован один из таких процессов – эффект квадрупольной эмиссии при резонансном неупругом рассеянии двух рентгеновских фотонов свободным многоэлектронным атомом. В данном Письме мы даем обобщение теории работ [1, 2] на случай свободного многозарядного атомного иона. В качестве объектов исследования взяты атом неона (Ne; заряд ядра атома Z = 10; конфигурация и терм основного состояния $[0] = 1s^2 2s^2 2p^6[^1S_0]$) и неоноподобный ион атома аргона (Ar^{8+}; Z = 18). Выбор обусловлен сферической симметрией основного состояния Ne и Ar^{8+} и их доступностью в газовой фазе (Ne [3], Ar^{8+} [4]) для проведения высокоточных XFEL-экспериментов. Предсказываемые в данном Письме результаты для Ar^{8+} могут быть востребованы, в частности, в контексте одной из проблем современной астрофизики – проблемы идентификации области 3.5 кэВ спектров рентгеновской эмиссии от галактик и галактических кластеров как области радиационного распада (или его отсутствия) гипотетического массивного ($m_\nu \cong 7$ кэВ) стерильного нейтрино как носителя тёмной материи [5, 6].

[1)]e-mail: amnrnd@mail.ru

2. Теория. Рассмотрим процесс рассеяния двух фотонов электронами иона Ar^{8+} в области энергии порога ионизации $1s$-оболочки:

$$\omega + \omega + [0] \to 1sxp + \omega \to 1s\varepsilon p + \omega_C. \quad (1)$$

В (1) и далее принята атомная система единиц ($\hbar = e = m_e = 1$), $\omega\,(\omega_C)$ – энергия падающего (рассеянного) фотона, $\omega \geq I_{1s}$, I_{1s} – энергия порога ионизации $1s$-оболочки и заполненные оболочки конфигураций атома и атомного иона не указаны. Конечно, нестабильная глубокая $1s$-вакансия не может сохраниться в конечном состоянии рассеяния [7]. Для учета этого факта при построении дважды дифференциального сечения рассеяния в "золотом правиле" Ферми дельта-функция Дирака заменяется функцией Коши–Лоренцевского контура с шириной, равной естественной ширине распада $1s$-вакансии. При построении амплитуды вероятности процесса (1), как и в работах [1, 2], принято приближение Тамма–Данкова [8, 9] (рис. 1). Тогда методами алгебры операторов рождения (уничтожения) фотонов, теории неприводимых тензорных операторов и теории неортогональных орбиталей для дважды дифференциального сечения процесса (1) в третьем порядке (по α-постоянной тонкой структуры) нерелятивистской квантовой теории возмущений получаем:

$$\frac{d^2\sigma_\perp}{d\omega_C d\Omega_C} \equiv \sigma_\perp^{(2)} = \beta\omega_C \cdot \frac{\eta D^2}{[(\omega_C-\omega)^2+\gamma_{1s}^2]}, \quad (2)$$

$$D = \langle 1s_0|r| \in p\rangle\langle 1s_+|j_0(qr)|1s_+\rangle, \quad (3)$$

$$q = (\omega/c)(1+\chi^2-2\chi\cdot\cos\theta)^{1/2}, \quad (4)$$

$$| \in p\rangle = N_{1s}(| \in p_+\rangle - \zeta|2p_+\rangle), \tag{5}$$

$$\zeta = \frac{\langle 2p_0| \in p_+\rangle}{\langle 2p_0|2p_+\rangle}, \tag{6}$$

$$\eta = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\arctan\left(\frac{2\omega - I_{1s} - \omega_C}{\gamma_{1s}}\right). \tag{7}$$

В (2)–(7) определено: $\beta = 1.217 \cdot 10^{-56}$, $\in = \omega - I_{1s}$, j_0 – сферическая функция Бесселя, $\chi = \omega_C/\omega$, θ – угол рассеяния (угол между волновыми векторами падающего и рассеянного фотонов), Ω_C – пространственный угол вылета рассеянного фотона, $\gamma_{1s} = \Gamma_{1s}/2$ и Γ_{1s} – естественная ширина распада $1s$-вакансии. Эффект радиальной релаксации состояний рассеяния в поле рожденной $1s$-вакансии учтен в одноконфигурационном приближении Хартри–Фока

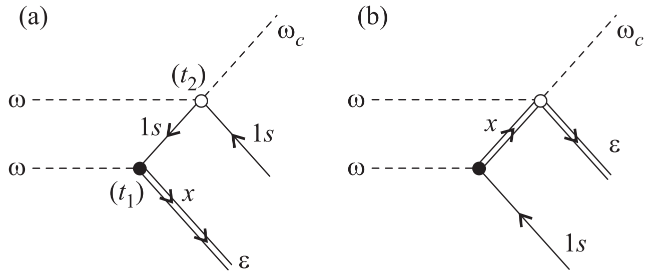

Рис. 1. Представление диаграмм Фейнмана для амплитуд вероятности эффекта квадрупольной эмиссии в приближении Тамма–Данкова. Обозначение и описание диаграмм (a) и (b) дано в тексте. Стрелка вправо – электрон ($x \equiv xp$), стрелка влево – вакансия ($1s$). Двойная линия – состояние получено в Хартри-Фоковском поле $1s$-вакансии. Черный кружок – вершина взаимодействия по оператору радиационного перехода. Открытый кружок – вершина взаимодействия по контактному j_0-оператору эмиссионного перехода. $\omega(\omega_C)$ – падающий (рассеянный) фотон, $\omega \geq I_{1s}$. Направление времени – слева направо ($t_1 < t_2$)

в структуре корреляционной функции (5). Радиальные части волновых функций l_0 (l_+)-электронов получены решением уравнений самосогласованного поля Хартри–Фока для $[0](1s_+ \in p_+)$-конфигураций атома и атомного иона. Множитель N_{1s} определен как произведение интегралов перекрывания радиальных частей волновых функций электронов остова, не участвующих в переходе. Символ "$\perp$" соответствует выбору схемы предполагаемого XFEL-эксперимента: векторы поляризации (линейно поляризованных) падающих и рассеянного фотонов перпендикулярны плоскости рассеяния. Плоскость рассеяния определена как плоскость, проходящая через волновые векторы падающих и рассеянного фотонов. В (3) определен матричный элемент j_0-оператора

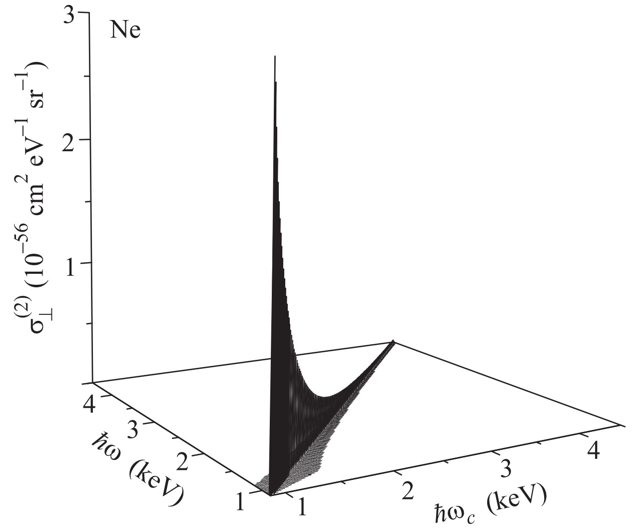

Рис. 2. Дважды дифференциальное сечение эффекта квадрупольной эмиссии для атома Ne в области энергии падающего XFEL-фотона $\hbar\omega \geq I_{1s}$. $I_{1s} = 870.21$ эВ, $\Gamma_{1s} = 0.271$ эВ

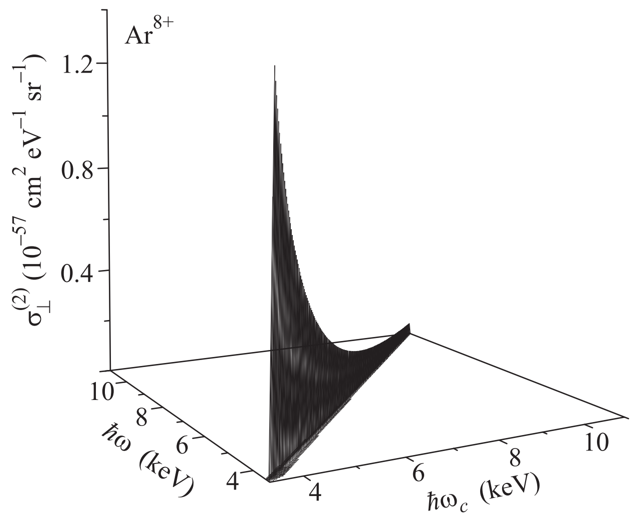

Рис. 3. Дважды дифференциальное сечение эффекта квадрупольной эмиссии для иона Ar^{8+}. $I_{1s} = 3380.83$ эВ, $\Gamma_{1s} = 0.590$ эВ

эмиссионного перехода $\omega + 1s \to 1s + \omega_C$ с $\Delta l = 0$ для орбитальных квантовых чисел вакансий. Таким образом, процесс (1) может быть интерпретирован как эффект квадрупольной эмиссии через оператор контактного взаимодействия. Аналитическая структура сечения (2) соответствует диаграмме Фейнмана на рис. 1a. Диаграмма Фейнмана на рис. 1b описывает эффект тормозного вадрупольного переизлучения $\omega + xp \to \omega_C + \varepsilon p$ с участием j_0- и j_2-функций Бесселя и xp-, εp-электронов сплошного спектра. Вклад этой диаграммы составил $\sim 4\,\%$ от величины сечения

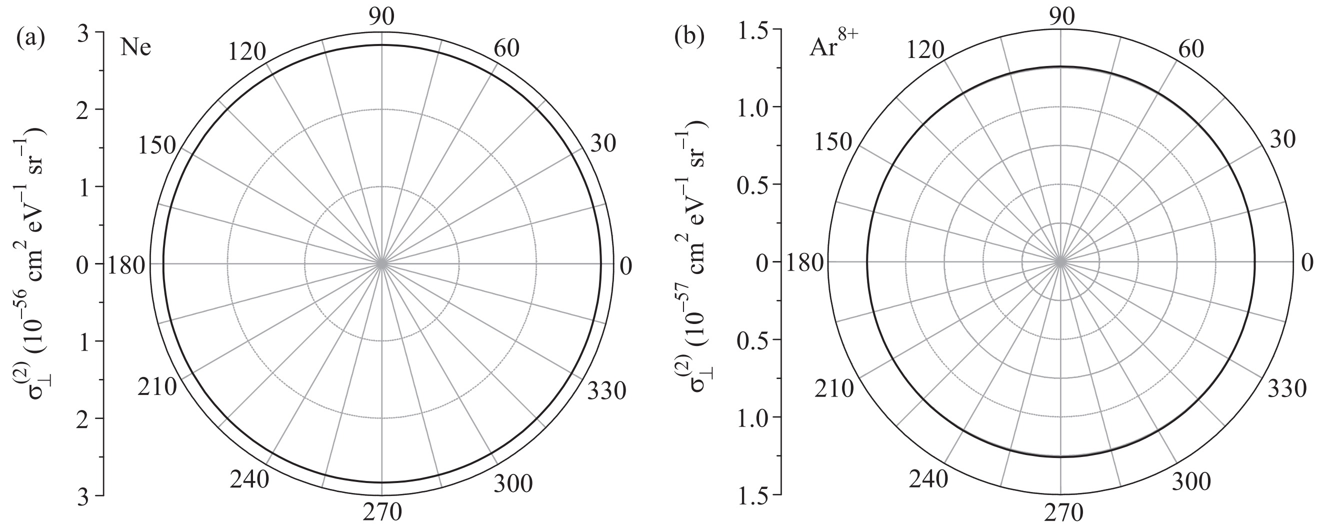

Рис. 4. Индикатрисы эффекта квадрупольной эмиссии для атома Ne (a) и иона Ar^{8+} (b) с полярным радиусом $\rho = \sigma_{\perp}^{(2)}$ и полярным углом θ для фиксированных значений энергии падающего XFEL-фотона $\hbar\omega = 874$ (Ne), 3391 (Ar^{8+}) эВ

(2) и нами не учитывался. Вклад в (2) переходов в состояния дискретного спектра ($1s \to np$, $n \in [3, \infty)$, $\omega < I_{1s}$) в энергетических масштабах спектрально протяженных эмиссионных структур на рис. 2, 3 сосредоточен в очень узких допороговых областях рассеяния: $I_{1s} - I_{1s3p} = 5.7$ (Ne), 155 (Ar^{8+}) эВ, I_{1s3p} – энергия $1s \to 3p$ фотовозбуждения. В данном Письме этот вклад не учитывался и является предметом будущих исследований. Дважды дифференциальные сечения эффекта квадрупольной эмиссии по каналу рассеяния $\omega + \omega + [0] \to 1sxp + \omega \to 2s\varepsilon p + \omega_C$ для Ne [1] и Ar^{8+} в области энергий $\omega_C \leq 2I_{1s} - I_{2s}$ (I_{2s} – энергия порога ионизации $2s$-оболочки) на несколько порядков $[(\langle 1s|j_0|2s\rangle / \langle 1s|j_0|1s\rangle)^2 \cong 10^{-4}]$ величины меньше сечения (2) и на рис. 2, 3 не представлены.

3. Результаты и обсуждение. Результаты расчета представлены на рис. 2–4. Для параметров сечения рассеяния (2) приняты значения $\Gamma_{1s} = 0.271$ (Ne [10]), 0.590 (Ar^{8+} [11]) эВ, $I_{1s} = 870.210$ (Ne [12]), 3380.83 (Ar^{8+}, релятивистский расчет данной работы) эВ.

Как и следовало ожидать (см., например, формулу (8), рис. 2 и рис. 6 в работе [13]), переход от Ne к Ar^{8+} сопровождается заметным перераспределением вероятности рассеяния из области максимума сечения (2) на рис. 2 (Ne) в коротковолновую область спектра рассеяния на рис. 3 (Ar^{8+}). Таким образом, локализованный на интервале ~ 1 кэВ спектр эмиссии атома Ne эволюционирует в спектрально протяженную (на интервале ~ 4 кэВ) ярко выраженную структуру спектра рентгеновской эмиссии иона Ar^{8+}. Именно этот факт представляет интерес для упомянутой во Введении проблемы идентификации спектров рентгеновской эмиссии от галактик и галактических кластеров. Здесь важно заметить, что мы исследуем эффект рождения спектрально протяженной резонансной квадрупольной эмиссии над "фоном" (частью континуума) рентгеновского излучения, не взаимодействующего с атомным ионом Ar^{8+}. Этот "фон" может содержать и спектр эмиссии атома Ne (рис. 2), интенсивность которого сравнима с величиной сечения (2) для иона Ar^{8+} при $\omega_C = 3.5$ кэВ.

Согласно результату на рис. 4, теория сечения (2) предсказывает практически изотропное рассеяние в процессе (1). Этот результат качественно воспроизводит известный в металлооптике эффект Ми [14, 15]. В самом деле, например, для атома Ne с уменьшением радиуса "сферы" (переход от $2s$-оболочки [1] к $1s$-оболочке) возрастает степень пространственной симметрии (относительно ядра атома) рассеянного XFEL-излучения.

Дадим количественную оценку абсолютного значения наблюдаемого сечения рассеяния (2). В случае Ar^{8+} для планируемой в ближайшие годы средней яркости (число фотонов в XFEL-пульсе) излучения $N = 10^{20}$ [16] при, например, $\omega = 3.40$ кэВ получаем вполне доступную для измерения величину сечения рассеяния $C_N^2 \sigma_{\perp}^{(2)} \cong 6.15$ (Мб · эВ$^{-1}$ · ср.$^{-1}$), где C_N^2 – биномиальный коэффициент. Если допустить такую же яркость рентгеновского излучения и существование (наряду с Ar^{14+}–Ar^{17+} [17]) ионов Ar^{8+} в недрах исследованных галактик и галактических кластеров, а также учесть достигнутый уровень спектрального разрешения телескопа $\Gamma = 4.9$ эВ [18, 19], то при замене Γ_{1s} на Γ и $\omega = 3.40$ кэВ теория данного Письма предсказывает величину $C_N^2 \sigma_\perp^{(2)} \cong \cong 0.10$ (Мб $\cdot$ эВ$^{-1} \cdot$ ср.$^{-1}$).

4. Заключение. Теоретически исследовано дважды дифференциальное сечение эффекта рентгеновской квадрупольной эмиссии при резонансном неупругом рассеянии двух фотонов электронами многозарядного атомного иона. Оценка абсолютного значения сечения указывает на возможность экспериментального обнаружения предсказываемого эффекта при ожидаемом в ближайшем будущем уровне яркости XFEL-излучения. Вне рамок гипотезы о стерильном нейтрино (как носителе темной материи) даны комментарии к проблеме идентификации области 3.5 кэВ спектров рентгеновской эмиссии от галактик и галактических кластеров. Возможно, что результаты данного Письма окажутся востребованными и при исследовании спектров рентгеновской эмиссии от недавно открытых [20] галактик без темной материи.

1. А. Н. Хоперский, А. М. Надолинский, Письма в ЖЭТФ **108**, 689 (2018).
2. A. N. Hopersky, A. M. Nadolinsky, and S. A. Novikov, Phys. Rev. A **98**, 063424 (2018).
3. L. Young, E. P. Kanter, D. Krassig et al. (Collaboration), Nature (London) **466**, 56 (2010).
4. M. C. Simon, M. Schwarz, S. W. Epp et al. (Collaboration), J. Phys. B **43**, 065003 (2010).
5. R. Adhikari, M. Agostini, N. Anh Ky et al. (Collaboration), J. Cosmol. Astropart. Phys. **01**, 025 (2017).
6. A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens, and O. Ruchayskiy, Progr. Part. Nucl. Phys. **104**, 1 (2019).
7. М. Я. Амусья, *Атомный фотоэффект*, Наука, М. (1987).
8. Ig. Tamm, J. Phys. (USSR) **9**, 449 (1945).
9. S. M. Dancoff, Phys. Rev. **78**, 382 (1950).
10. M. Coreno, L. Avaldi, R. Camilloni, K. C. Prince, M. de Simone, J. Karvonen, R. Colle, and S. Simonucci, Phys. Rev. A **59**, 2494 (1999).
11. M. H. Chen, B. Crasemann, Kh. R. Karim, and H. Mark, Phys. Rev. A **24**, 1845 (1981).
12. L. Pettersson, J. Nordgren, L. Selander, C. Nordling, and K. Siegban, J. Electr. Spectr. Rel. Phenom. **27**, 29 (1982).
13. A. N. Hopersky, A. M. Nadolinsky, D. V. Dzuba, and V. A. Yavna, J. Phys. B **38**, 1507 (2005).
14. G. Mie, Ann. Physik **25**, 377 (1908).
15. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, М. (1970).
16. M. Yabashi and H. Tanaka, Nat. Photon. **11**, 12 (2017).
17. E. Bulbul, A. Foster, G. V. Brown, M. W. Bautz, P. Beiersdorfer, N. Hell, C. Kilbourne, R. Kraft, R. Kelly, M. A. Leutenegger, E. D. Miller, F. S. Porter, and R. K. Smith, Astrophys. J. **870**, 21 (2019).
18. F. A. Aharonian, H. Akamatsu, F. Akimoto et al. (Hitomi Collaboration), Nature (London) **535**, 117 (2016).
19. F. A. Aharonian, H. Akamatsu, F. Akimoto et al. (Hitomi Collaboration), Astrophys. J. Lett. **837**, L15 (2017).
20. P. van Dokkum, Sh. Danieli, R. Abraham, Ch. Conroy, and A. J. Romanowsky, Astrophys. J. Lett. **874**, L5 (2019).