

# КОМПТОНОВСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ КАК НОВЫЙ МЕТОД СПЕКТРОСКОПИИ ВНЕШНИХ ОБОЛОЧЕК

*Ю. В. Попов*<sup>1,2,\*</sup>, *И. П. Волобуев*<sup>1</sup>, *О. Чулуунбаатар*<sup>2,3</sup>,  
*С. Уамер*<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>3</sup> Институт математики и цифровых технологий Монгольской академии наук,  
Улан-Батор

<sup>4</sup> Университет Сетиф-1, Сетиф, Алжир

В недавно опубликованной в журнале «Nature Physics» статье была показана возможность измерения полного дифференциального сечения реакции однократной комптоновской ионизации атома гелия без регистрации рассеянных фотонов. Сравнение результатов экспериментов с теорией, основанной на модели  $A^2$ , показало хорошую применимость этой модели в случае небольших (порядка нескольких килоэлектронвольт) энергий фотонов. Более подробно рассматривается возможность использования таких реакций для изучения импульсного распределения активного электрона в атомах мишени.

In a recent paper published in the journal “Nature Physics”, a possibility to measure the total differential cross section of the reaction of single Compton ionization of a helium atom without detecting the scattered photon has been demonstrated. A comparison of the experimental data with the theory based on the  $A^2$  model has shown a good applicability of this model to the case of low (of the order of several keV) photon energies. In the present paper, the possibility of using such reactions to study the momentum distribution of the active electron in the target atoms is discussed in more detail.

PACS: 13.60.Fz; 32.80.Fb

## ВВЕДЕНИЕ

Недавно международная исследовательская группа провела на синхротроне Petra III (DESY, Гамбург) с помощью детектора COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) кинематически полное

---

\* E-mail: popov@srd.sinp.msu.ru

экспериментальное измерение сечений комптоновской ионизации на свободных атомах гелия и дала адекватное теоретическое описание полученных результатов. В эксперименте наблюдалось комптоновское рассеяние фотонов с энергией 2,1 кэВ на атомах гелия вблизи порога ионизации, т. е. такие реакции, в которых переданная энергия оказывается близкой к потенциалу однократной ионизации атома гелия  $I_p = 24,6$  эВ. В результате было обнаружено заметное отличие сечений, вычисленных для разных начальных и конечных волновых функций атома, от сечений, измеренных в разных кинематических областях углов и энергий [1].

Теоретическое описание комптоновского рассеяния на свободных электронах было дано почти сто лет назад независимо А. Комптоном [2] и П. Дебаем [3] на основе представления о фотоне как о релятивистской частице, однако это описание совершенно не учитывало эффекты связанности электронов в атомах. Эти эффекты впервые были рассмотрены Дж. Дюмоном [4], который вскоре после создания квантовой механики и описания в ее рамках строения атомов на основании результатов своих экспериментов сделал предположение о том, что с помощью комптоновского рассеяния можно судить о строении атомов рассеивателя. Он связал наблюдаемое при фиксированном угле рассеяния уширение энергетического спектра с импульсным распределением связанных электронов в веществе рассеивателя и, рассмотрев несколько пробных распределений импульсов для различных электронных состояний, обнаружил, что структура наблюдаемого спектра излучения, рассеянного на атомах бериллия, хорошо воспроизводится теоретически, если использовать квантово-механическое описание связанных электронов в атомах.

Со времени опытов Комптона эксперименты в этой области были основаны на методе совпадений для одновременного детектирования испущенного в результате ионизации электрона и рассеянного фотона, который был предложен немецкими физиками В. Боте и Г. Гейгером [5] как раз для изучения эффекта Комптона в 1924 г. Однако применение электрон-фотонного метода совпадений для прецизионных измерений невозможно в силу некоторых технических ограничений. Ситуация изменилась после изобретения нового метода регистрации рассеянных частиц, получившего название спектроскопия импульса отдачи ионов холодной мишени (COLTRIMS) [6], и появилась реальная возможность использовать комптоновское рассеяние для определения угловых и энергетических спектров как рассеянных, так и испущенных фотонов в результате однократной ионизации электронов. Метод COLTRIMS позволяет одновременно измерять импульсы электрона и иона отдачи, что дает возможность проводить измерения методом совпадений с высокой точностью. В частности, с использованием этой техники стало возможно собирать ионы и электроны практически с полного телесного угла  $\Omega_{\text{tot}} = 4\pi$ . При этом импульс рассеянного фотона может быть найден исходя из закона сохранения импульса, вследствие чего отпадает необходимость детектирования самого фотона. Часто это просто невозможно

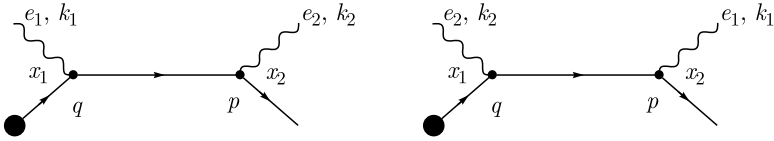


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для комптоновской ионизации атома

в экспериментах с атомами, поскольку сечения крайне малы (примерно в миллион раз меньше типичных сечений фотоионизации) и для их наблюдения требуются очень большие плотности синхротронного излучения.

В квантовой электродинамике стандартная теория комптоновской ионизации основана на двух диаграммах Фейнмана [7] (рис. 1), однако в случае фотонов с энергией в несколько (и даже несколько десятков) килоэлектронвольт можно рассматривать описание этого процесса с помощью нерелятивистского уравнения Шредингера [8]. В результате отвечающий этим диаграммам матричный элемент распадается на сумму двух слагаемых. Оба эти слагаемые — второго порядка по заряду электрона, но первое слагаемое, традиционно обозначаемое  $A^2$ , напоминает по форме первое борновское приближение (ФВА) в случае ионизации атома заряженной частицей (протоном, электроном), а второе (интегральное) слагаемое совпадает по форме со вторым борновским приближением (СВА). При выбранной энергии фотона основной вклад дает ФВА, а второе слагаемое оказывается малым и играет роль поправки. Подробный анализ вкладов этих слагаемых на примере атома водорода дан в работе [9].

Эта теоретическая модель оказалась достаточно простой, что позволило рассмотреть целый ряд пробных функций начальных и конечных состояний и сравнить результаты с экспериментом, а также оценить возможность этого нового метода проводить прецизионную спектроскопию (угловую и энергетическую) внешних оболочек атома (молекулы). В то же время в экспериментах различили наборы пробных функций, что показало возможность использования комптоновской ионизации наряду с известными спектроскопическими методами, такими как  $(e, 2e)$ ,  $(p, pe)$  и др.

Таким образом, экспериментальные и теоретические результаты, опубликованные недавно в журнале «Nature Physics» [1], показали новые возможности комптоновской ионизации атома как эффективного метода спектроскопии внешних оболочек атомов и молекул. И это стало возможным благодаря прецизионным измерениям очень маленьких дифференциальных сечений с привлечением современных технических средств. В результате попытки первопроходцев использовать эффект Комптона, открытый почти сто лет назад для целей спектроскопии квантовых объектов с использованием несовершенной тогда техники, получили сегодня новый импульс.

В работе, где не оговорено особо, при записи формул используются атомные единицы  $e = m_e = \hbar = 1$ .

## ТЕОРИЯ

Как уже отмечалось во введении, современное стандартное теоретическое описание комптоновского рассеяния как на свободном, так и на связанном электроне проводится в рамках КЭД. Однако строгий релятивистский подход содержит ряд логических подводных камней, а именно:

1) ион в рамках КЭД рассматривается не как частица, а как источник классического внешнего кулоновского поля (конечно, при огромной массе иона ( $M_{\text{ион}} = 4 \times 1836$  а. е.) такое рассмотрение допустимо, однако в детекторе COLTRIMS, где ион регистрируется и измеряется его импульс, он движется и ведет себя как частица);

2) чрезвычайно проблематично построить пробную волновую функцию атома с электронными корреляциями;

3) очень трудно найти функцию Грина электрона в кулоновском поле иона.

Исторически, однако, описание эффекта Комптона проводилось в рамках зависящего от времени нерелятивистского уравнения Шредингера (УШ), что вполне приемлемо даже для энергий фотонов в несколько десятков килоэлектронвольт и небольших энергий электронов в пределах сотни электронвольт. При таких энергиях ион во время реакции остается практически неподвижным и приобретает импульс  $\mathbf{K}$ . Законы сохранения энергии-импульса записываются в виде

$$\omega_1 = \omega_2 + I_p + E_e + E_{\text{ион}}, \quad (1a)$$

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{p} + \mathbf{K}, \quad (1б)$$

где  $I_p$  — потенциал однократной ионизации атома;  $E_e(\mathbf{p})$  — энергия (импульс) испущенного электрона;  $E_{\text{ион}}(\mathbf{K})$  — энергия (импульс) иона-остатка;  $\omega_i(\mathbf{k}_i)$  — энергия (импульс) начального (конечного) фотона. Переданный импульс равен  $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \mathbf{p} + \mathbf{K}$ .

Запишем УШ для атома гелия с вектор-потенциалом электромагнитного поля  $\mathbf{A}$ :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_p, t) = \left[ \frac{1}{2} \left( -i\nabla_1 - \frac{1}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_1, t) \right)^2 + \frac{1}{2} \left( -i\nabla_2 - \frac{1}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_2, t) \right)^2 + \frac{1}{8M} \left( -i\nabla_p + \frac{1}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_p, t) \right)^2 - \frac{2}{|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_1|} - \frac{2}{|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_2|} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right] \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_p, t), \quad (2)$$

где  $M = 1836$  а. е. — масса протона;  $\mathbf{r}_p$  — его координата;  $\mathbf{r}_{1,2}$  — координаты электронов. Вектор-потенциал определим следующим образом:

$$\frac{1}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_1}} \mathbf{e}_1 e^{i(\mathbf{k}_1\mathbf{r}-\omega_1 t)} + \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_2}} \mathbf{e}_2 e^{-i(\mathbf{k}_2\mathbf{r}-\omega_2 t)}. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{e}_1(\mathbf{e}_2)$  обозначает линейную поляризацию начального (конечного) фотона. Такой выбор вектор-потенциала соответствует нормировке волновой функции фотона на один фотон в единице объема и позволяет описывать процессы с одним поглощенным и одним излученным фотоном. Напомним, что  $(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{e}_i) = 0$ , поэтому выполняется соотношение  $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$ , которое соответствует кулоновской калибровке поля.

Член взаимодействия электрона с полем записывается в виде

$$\begin{aligned} V_{\text{int}} &= i\frac{1}{c}(\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)\nabla_{\mathbf{r}}) + \frac{1}{2c^2}A^2(\mathbf{r}, t) = \\ &= i\left(\sqrt{\frac{2\pi}{\omega_1}} e^{i(\mathbf{k}_1\mathbf{r}-\omega_1 t)}(\mathbf{e}_1 \cdot \nabla_{\mathbf{r}}) + \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_2}} e^{-i(\mathbf{k}_2\mathbf{r}-\omega_2 t)}(\mathbf{e}_2 \cdot \nabla_{\mathbf{r}})\right) + \\ &\quad + \left(\frac{\pi}{\omega_1} e^{2i(\mathbf{k}_1\mathbf{r}-\omega_1 t)} + \frac{\pi}{\omega_2} e^{-2i(\mathbf{k}_2\mathbf{r}-\omega_2 t)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_1\omega_2}}(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2) e^{i[(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\mathbf{r}-(\omega_1-\omega_2)t]}\right). \quad (4) \end{aligned}$$

Последнее слагаемое во второй скобке есть хорошо известное взаимодействие Крамерса–Гейзенберга–Уолера [10, 11], которое задает так называемое приближение  $A^2$  в теории комптоновского рассеяния. Члены в первой скобке описывают последовательное поглощение и излучение фотона электроном с учетом промежуточной функции Грина атома. Эти члены взаимодействия здесь рассматривать не будем, потому что они малы при относительно высокой энергии фотона и более подробно исследованы в нашей недавней работе [9].

В дальнейших расчетах сечения ионизации, проводя стандартные действия и опуская детали, мы осуществляем следующее:

1) пренебрегаем взаимодействием ядра с полем, так как оно обратно пропорционально массе ядра (что также соответствует и релятивистскому рассмотрению);

2) интегрируем матричный элемент по времени  $t$  и координате иона  $\mathbf{r}_p$ , который теперь в отсутствие взаимодействия определяет равномерное движение атома, что дает соответствующие дельта-функции сохранения энергии и импульса;

3) производим дальнейшее интегрирование, убирая дельта-функции.

В результате получаем полное дифференциальное сечение однократной ионизации атома при комптоновском рассеянии (FDCS):

$$\frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_1} = \frac{\alpha^4}{(2\pi)^3} P \left( 1 - \frac{E_e + I_p}{\omega_1} \right) \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2} |M|^2. \quad (5)$$

Суммирование в выражении (5) предполагает усреднение по начальной поляризации фотона  $\mathbf{e}_1$  и суммирование по конечной поляризации фотона  $\mathbf{e}_2$ . Матричный элемент имеет вид

$$M(\mathbf{Q}, \mathbf{p}) = (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2) \left\langle \Phi_f^-(\mathbf{p}) \left| \sum_{j=1}^2 e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_j} \right| \Phi_0 \right\rangle. \quad (6)$$

Следует отметить, что начальная ( $\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | \Phi_0 \rangle$ ) и конечная ( $\langle \Phi_f^-(\mathbf{p}) | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 \rangle$ ) волновые функции атома должны быть ортогональны, т. е.  $\langle \Phi_f^-(\mathbf{p}) | \Phi_0 \rangle = 0$ , или  $M(0, \mathbf{p}) = 0$ . Если эти функции пробные и не являются собственными функциями гамильтониана атома гелия, то их надо ортогонализировать.

В формуле (6) пробная симметричная функция начального состояния атома гелия  $\Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  может включать электронные корреляции разных степеней, а конечная функция выбирается в ее асимптотическом виде

$$\Phi_f^{*-}(\mathbf{p}; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \varphi^{(*-)}(\mathbf{p}, \mathbf{r}_1; Z) \varphi_0^{\text{He}^+}(r_2) + \varphi^{(*-)}(\mathbf{p}, \mathbf{r}_2; Z) \varphi_0^{\text{He}^+}(r_1) \right], \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_0^{\text{He}^+}(r) &= \sqrt{\frac{8}{\pi}} e^{-2r}, \quad \varphi^{(*-)}(\mathbf{p}, \mathbf{r}; Z) = \\ &= e^{-\pi\zeta/2} \Gamma(1 + i\zeta) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} {}_1F_1[-i\zeta, 1; i(pr + \mathbf{p}\cdot\mathbf{r})]. \end{aligned}$$

Кулоновская функция  $\varphi^{(*-)}(\mathbf{p}, \mathbf{r}; Z)$  зависит от эффективного заряда иона  $Z = -p\zeta$ , который «видит» электрон, покидая атом. Асимптотически  $Z = 1$ , но внутри атома он может зависеть и от радиуса  $r$ .

Обсудим теперь матричный элемент (6). Он получен как элемент второго порядка в модели  $A^2$ , но с точки зрения рассеяния обычной частицы (электрона, протона) на атоме этот матричный элемент имеет структуру плосковолнового первого борновского приближения (PWFWA). При расчете матричного элемента (6) сгруппируем слагаемые в выражении (7) таким образом, чтобы привязать переменную  $\mathbf{p}$  к переменной  $\mathbf{r}_1$ . В результате получим

$$\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2} |M|^2 = (1 + \cos^2 \theta) |T_1 + T_2 - 2\langle \Phi_0 | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | \Phi_0 \rangle T_3|^2, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} T_1(\mathbf{p}, \mathbf{Q}) &= \langle \tilde{\Phi}^-(\mathbf{p}) | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_1} | \Phi_0 \rangle, \\ T_2(\mathbf{p}, \mathbf{Q}) &= \langle \tilde{\Phi}^-(\mathbf{p}) | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_2} | \Phi_0 \rangle, \\ T_3(\mathbf{p}, \mathbf{Q}) &= \langle \tilde{\Phi}^-(\mathbf{p}) | \Phi_0 \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Тильда в (9) означает то, что волновая функция уже несимметрична. Поскольку в атомных единицах  $k = \omega/c$  ( $c = 137$ ), то  $Q = k_1\sqrt{1 - 2t\cos\theta + t^2}$ ,  $\theta$  — угол рассеяния фотона, т.е. угол между векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ . Величина

$$t = \left( 1 - \frac{I_p + E_e}{\omega_1} \right)$$

определяет энергию конечного фотона, поскольку  $\omega_2 = \omega_1 t$ .

Первый член  $T_1$  в сумме (8) описывает процесс, когда электрон 1 (активный) и поглощает, и испускает фотон, обретает переданный импульс  $\mathbf{Q}$  и покидает атом. В экспоненте импульс  $\mathbf{p}$  вычитается из импульса  $\mathbf{Q}$ , в результате  $T_1$  зависит от импульса  $\mathbf{q} = \mathbf{Q} - \mathbf{p}$ . А этот импульс, в свою очередь, есть импульс связанного активного электрона в изначально покоящемся атоме, поскольку  $\mathbf{q} + \mathbf{K} = 0$ . Это прямой процесс, который играет важнейшую роль в реакциях сканирования импульсного распределения в атомах, таких как  $(e, 2e)$  [12, 13]. Основной вклад в интеграл  $T_1$  зависит не от величины векторов  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{Q}$ , а лишь от их разности. Конечно, активный электрон описывается кулоновской волной, но она быстро стремится к плоской волне с увеличением импульса электрона  $p$ , что еще больше усиливает эффект слагаемого  $T_1$  как инструмента спектроскопии.

Слагаемое  $T_2$  в сумме (8) описывает иной физический процесс. Пассивный электрон 2 поглощает и испускает фотон, оставаясь в атоме, а электрон 1 вылетает в результате встряски. Такой процесс просто невозможен, если электроны в атоме никак не коррелированы. Поэтому этот матричный элемент быстро убывает с ростом импульсов  $Q$  и  $p$ , при этом его негативный эффект нивелируется.

Третье слагаемое возникает в результате ортогонализации начального и конечного состояний и также быстро убывает.

Таким образом, чем больше величины  $Q$  и  $p$ , тем лучше работает комптоновская ионизация как метод исследования импульсного распределения активного электрона в атоме. Оценим, при каких энергиях начального фотона и углах конечного фотона это возможно. При относительно небольшой энергии испущенного электрона  $t \lesssim 1$ . Пусть энергия фотона равна 10 кэВ, тогда  $\omega_1 = 10\,000/27,2 = 367,6$  а. е. и  $k_1 = 2,68$ . Потребуем выполнения условия  $Q \sim p$ . Тогда  $E_e \sim k_1^2/2(1 - 2t\cos\theta + t^2)$  и  $k_1^2/2 = 73$  эВ. Переданный импульс достигает максимума при рассеянии назад, т.е.  $Q_{\max} = k_1(1 + t)$ . Таким образом,  $0 < E_e \lesssim 300$  эВ, при этом

большие значения энергии вылета достигаются при рассеянии фотонов в задний конус. Отметим, что  $t \sim 1$  с высокой точностью.

Отсюда следует вывод, что чем больше угол отсечения  $\theta_0$  рассеяния фотона, вне которого мы набираем статистику событий на совпадение, тем ближе полная амплитуда в выражении (8) к слагаемому  $T_1$ , которое дает информацию спектроскопического значения. Ниже приведем некоторые расчеты и оценки.

## РАСЧЕТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Несмотря на возможность высокоинформативных измерений на совпадение, сечения (6) все-таки достаточно малы, поэтому приходится измерять различные интегральные сечения, из которых тоже можно извлекать полезную информацию о структуре атомной мишени. Однако нас в данной работе интересует роль различных слагаемых в выражении (8). Для этого рассчитаем однократное дифференциальное сечение

$$\text{SDCS}_p = \frac{d\sigma}{dE_e} = 2\pi \int_0^\pi \sin \chi d\chi \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_0}^\pi \sin \theta d\theta \text{3DCS} \quad (10)$$

в диапазоне энергий электрона  $0 < E_e < 150$  эВ для четырех значений угла отсечения  $\theta_0 = 0, 20, 30, 90^\circ$ . Для оценок мы используем простейшую модель Хиллерааса волновой функции атома гелия:

$$\Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \varphi(r_1)\varphi(r_2), \quad \varphi(r) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi}} e^{-Zr}, \quad Z = 27/16.$$

На каждом графике рис. 2 представлены вклад только члена  $T_1$  (сплошные кривые) и сумма всех трех слагаемых в (8) (штриховые кривые).

Как и было предсказано, штриховая кривая приближается к сплошной  $T_1$  при увеличении энергии электрона и росте переданных импульсов. Конечно, следует соблюдать баланс в достижении малости вкладов «нежелательных» членов  $T_2$  и  $T_3$  и накоплении статистики. Из рис. 2 видно, что при  $\theta_0 = 90^\circ$  сечение мало, но на самом деле это не так. Оно растет и достигает максимума в области  $E_e \sim Q^2/2$ . Для удобства оценки величины сечения переведем атомные единицы в более привычные:  $1 \text{ а. е.} = 10^6 \text{ б}/(\text{эВ} \cdot \text{см}^2)$ .

Наконец, рассмотрим одну из возможностей использования дифференциального сечения 3DCS для прямого изучения импульсного распределения активного электрона в мишени. Если в области энергий и углов, в которой исчезают слагаемые  $T_2$  и  $T_3$ , принять в матричном элементе  $T_1$  кулоновскую волну плоской, то получим прямой фурье-образ одноэлектронной волновой функции  $\varphi(r)$ . Чтобы исследовать вопрос «превращения» кулоновской волны в плоскую, отберем кинематику, когда вектор  $\mathbf{p}$  коллинеарен вектору  $\mathbf{Q}$ . Тогда  $|\mathbf{Q} - \mathbf{p}| = |Q - p| = q$ . Импульс  $q$  определяет как раз импульс электрона «внутри» атома. Рассмотрим слу-



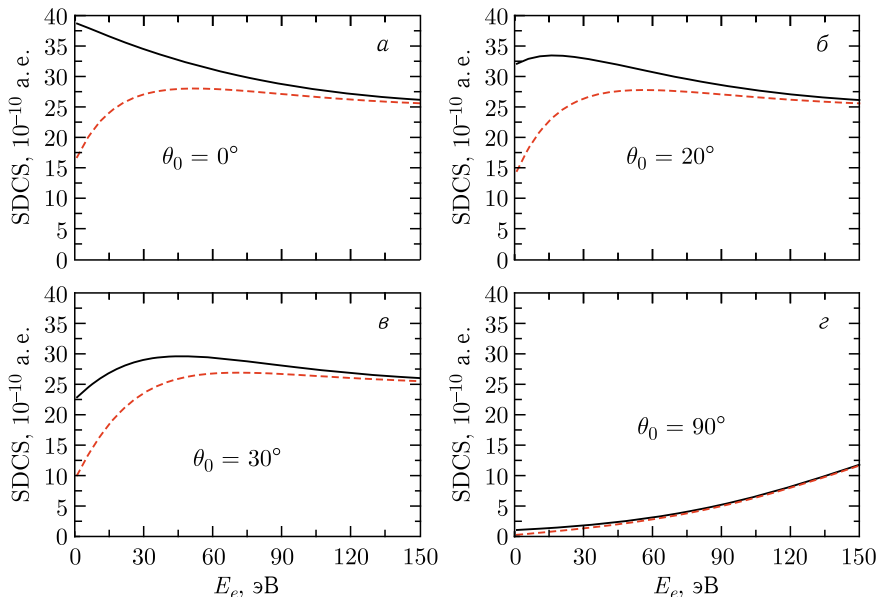


Рис. 2. Сечение 3DCS как функция энергии вылетевшего электрона  $E_e$ . Энергия фотона  $\omega = 10$  кэВ. Углы отсечения  $\theta_0$  показаны на графиках. Сплошная кривая — расчет только с  $T_1$ , штриховая кривая — сумма всех слагаемых в (8)

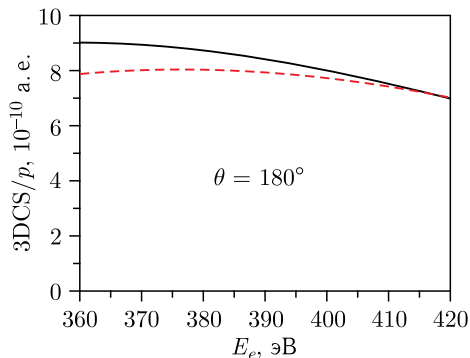


Рис. 3. Сечение 3DCS/p как функция энергии вылетевшего электрона  $E_e$  при условии коллинеарности векторов  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{Q}$ . Энергия фотона  $\omega = 10$  кэВ. Угол рассеяния  $\theta = 180^\circ$ . Сплошная линия —  $T_1$ , штриховая — эталонная функция  $A/[|Q - p|^4 + Z^2]^4$ , нормализованная к хвосту энергетического спектра

чай предельного переданного импульса, который достигается в данной задаче, т.е. примем  $\theta = 180^\circ$ ,  $Q = 2k_1$ . Минимальное значение  $q = 0$  достигается при энергии электрона  $E_e \approx 390$  эВ. Для сравнения на рис. 3 представлено импульсное распределение  $A/[|(Q - p)^2 + Z^2]^4$ , которое нор-

мализовано к сплошной кривой в области «хвостов». Из рис. 3 видно, что даже пик сечения  $3DCS/p$  не достиг слабовыраженного пика плосковолнового импульсного распределения при  $E_e \approx 390$  эВ. При меньших фиксированных углах рассеяния результат сравнения еще хуже. Требуются еще большие значения переданных импульсов, т. е. еще большие энергии фотонов.

К счастью, в отличие от  $(e, 2e)$ -реакции, в которой переданный импульс  $Q^4$  является знаменателем сечения, поскольку взаимодействие осуществляется виртуальным фотоном (кулоновский потенциал), здесь такого нет, поскольку взаимодействие обеспечивает реальный фотон и мы можем увеличивать как  $Q$ , так и  $E_e$ . Правда, такие варианты зависят от возможностей детекторов экспериментальных установок.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы показали, что процесс однократной комптоновской ионизации атомной мишени имеет хороший потенциал для его использования в качестве инструмента исследования импульсного распределения активного электрона в мишени. Это становится возможным при больших импульсах вылетевшего электрона и больших переданных импульсах  $Q$ , когда вклад «нежелательных» членов  $T_2$  и  $T_3$  уменьшается. При этом величина  $q = |\mathbf{Q} - \mathbf{p}|$  как раз определяет импульс активного электрона внутри мишени до его взаимодействия с фотоном и этот импульс должен быть небольшим. Меняя углы и модули векторов  $Q$  и  $p$ , можно добиться изменения  $q$  в требуемом диапазоне.

При современном уровне техники измерение очень малых сечений комптоновской ионизации не является фантастикой, поэтому оно вполне может конкурировать с другими известными методами атомной спектроскопии, в частности  $(e, 2e)$ , в кинематике электронной импульсной спектроскопии.

Авторы выражают благодарность экспериментальной группе профессора Р. Дёрнера (Институт ядерной физики Университета им. И.-В. Гете, Франкфурт-на-Майне) за плодотворное многолетнее сотрудничество, в том числе и в проекте по исследованию комптоновской ионизации, фонду DGRST-Algeria за поддержку. Расчеты проводились на базе гетерогенной вычислительной платформы HubyLIT (ЛИТ ОИЯИ). Работа частично выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Министерства образования, культуры, науки и спорта Монголии в рамках научного проекта № 20-51-44001 и гранта РФФИ № 19-02-00014а, а также гранта Минобрнауки России № 075-10-2020-117.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kircher M. et al. Kinematically Complete Experimental Study of Compton Scattering at Helium Atoms near the Threshold // Nat. Phys. 2020. V. 16. P. 756–760.

2. *Compton A.H.* A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements // *Phys. Rev.* 1923. V. 21. P. 483–502.
3. *Debye P.* Zerstreung von Röntgenstrahlen und Quantentheorie // *Phys. Z.* 1923. V. 24. P. 161–166.
4. *DuMond J.W.M.* Compton Modified Line Structure and Its Relation to the Electron Theory of Solid Bodies // *Phys. Rev.* 1929. V. 33. P. 643–658.
5. *Bothe W., Geiger H.* Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung // *Z. Phys.* 1925. V. 32. P. 639–663.
6. *Ullrich J. et al.* Recoil-Ion and Electron Momentum Spectroscopy: Reaction-Microscopes // *Rep. Prog. Phys.* 2003. V. 66. P. 1463–1545.
7. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969. 623 с.
8. *Bergström P.M. (Jr.), Suri N., Pisk K., Pratt R.H.* Compton Scattering of Photons from Bound Electrons: Full Relativistic Independent-Particle-Approximation Calculations // *Phys. Rev. A.* 1993. V. 48. P. 1134–1162.
9. *Houamer S., Chuluunbaatar O., Volobuev I.P., Popov Yu.V.* Compton Ionization of Hydrogen Atom near Threshold by Photons in the Energy Range of a Few keV: Nonrelativistic Approach // *Eur. Phys. J. D.* 2020. V. 74. P. 81(1)–81(9).
10. *Kramers H.A., Heisenberg W.* Über die Streuung von Strahlung durch Atome // *Z. Phys.* 1925. V. 31. P. 681–708.
11. *Waller I., Hartree D.R.* On the Intensity of Total Scattering of X-Rays // *Proc. Roy. Soc. A. London.* 1929. V. 124. P. 119–142.
12. *Weigold E., McCarthy I.E.* Electron Momentum Spectroscopy. N. Y.: Kluwer, 1999. 269 p.
13. *Неудачин В.Г., Попов Ю.В., Смирнов Ю.Ф.* Электронная импульсная спектроскопия атомов, молекул и тонких пленок // *УФН.* 1999. Т. 169. С. 1111–1139.