

01;02;07

Фотоотрыв электрона коротким импульсом

© П.А. Головинский, А.А. Дробышев

Воронежский государственный архитектурно-строительный университет
Московский физико-технический институт (государственный университет)
E-mail: golovinski@bk.ru

Поступило в Редакцию 27 октября 2011 г.

Приведены соотношения для расчетов полных вероятностей и спектров электронов при фотоотрыве электронов от отрицательных ионов с заполненными валентными s -оболочками ультракороткими лазерными импульсами. Выполнены конкретные расчеты для отрицательных ионов H^- , Li^- и импульса титан-сапфирового лазера с несущей длиной волны $0.8 \mu m$ с длительностью $4 fs$. Показано, что измерение энергетического спектра электронов позволяет найти спектр излучения по известному сечению фотоотрыва либо построить дисперсионную кривую сечения фотоотрыва по спектру лазерного импульса, а также является инструментом точного определения энергии связи.

Развитие техники генерации ультракоротких импульсов вызвало растущий интерес к рассмотрению особенностей взаимодействия такого излучения с веществом и совершенствованию методов расчета процессов, вызванных ультракороткими импульсами [1–4]. Большая часть усилий при этом направлена на понимание явлений в полях высокой интенсивности, в том числе сверхатомных [5,6]. Одним из эффективных способов управления фотопроцессами в различных системах под действием ультракоротких импульсов является вариация формы импульса и фазовых соотношений внутри огибающей импульса [7]. В [8] описано влияние структуры лазерного импульса на фотоионизацию атома водорода из основного состояния. При этом рассмотрен случай относительно малых интенсивностей, когда процесс ионизации может быть описан в рамках теории возмущений по внешнему полю. В то же время наиболее распространенные типы лазеров на основе титан-сапфира имеют полосу генерации в интервале длин волн $0.6–1 \mu m$, позволяющую генерировать ультракороткие импульсы длительностью в несколько фемтосекунд с несущей длиной волны $0.8 \mu m$ [9], что не

обеспечивает возможности однофотонной ионизации атома водорода из основного состояния. Целью данной работы является распространение теории на фотоотрыв электронов от отрицательных ионов, которые обладают существенно более низкими границами фотоэффекта, а сечение имеет принципиально иную зависимость от частоты в припороговой области по сравнению с атомными системами с кулоновской асимптотикой поля. Всюду, где это специально не указано, используется атомная система единиц.

Вероятность рассеяния ультракороткого импульса и однофотонной ионизации лазерным полем выражается через спектральную интенсивность импульса [10,11]. При этом важен тот факт, что в ионизации могут принимать участие только фотоны, энергия которых достаточна для преодоления энергии связи, что может существенно ограничивать эффективный спектр действия импульса. Другая особенность ультракоротких импульсов состоит в том, что они обычно представляют собой не отдельные импульсы, а последовательность часто повторяющихся коротких импульсов. Такие импульсы, как правило, получают путем фазирования различных компонент широкого спектра [12].

Если ширина полосы усиления значительно превышает межмодовый интервал, то для сфазированных мод возникает регулярная последовательность импульсов со временем повторения T и общей длительностью $t = TN$, где N — число импульсов. Будем считать, что для возбуждения квантовой системы используется последовательность одинаковых импульсов с индивидуальным спектром $F(\omega)$. Фурье-образ $F_N(\omega)$ напряженности электрического поля такой последовательности, состоящей из N одинаковых импульсов, выражается через спектр одиночного импульса $F(\omega)$:

$$F_N(\omega) = \frac{\sin(\omega TN/2)}{\sin(\omega T/2)} \exp\left[i \frac{(N-1)\omega T}{2}\right] F(\omega). \quad (1)$$

Поскольку поле можно представить в виде совокупности гармонических колебаний, то при расчете вероятности ионизации атома или фотоотрыва электрона от отрицательного иона в единицу времени можно определять вероятность перехода в единицу времени w по теории возмущений [13] как сумму парциальных вероятностей для отдельных частотных каналов

$$w = \sum_{n>n_0} w_n, \quad (2)$$

где n_0 — минимальный номер гармоники, для которой $\omega_N > |\varepsilon|$, ε — энергия электрона в начальном состоянии. Если перейти от суммирования ряда Фурье к интегрированию по частоте и учесть связь сечения фотоотрыва $\sigma(\omega)$ с его вероятностью $w(\omega)$, то выражение для полной вероятности фотоотрыва за время действия N импульсов [8] будет иметь вид

$$W = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \sigma(\omega) \frac{|F_N(\omega)|^2}{\omega} d\omega. \quad (3)$$

Структура полученного выражения физически достаточно прозрачна. Парциальная вероятность фотоотрыва в узком спектральном диапазоне лазерного излучения равна произведению плотности потока фотонов на сечение процесса.

Рассмотрим, как влияет спектральный состав лазерного излучения на вероятность фоторазрушения отрицательных ионов на примере H^- и Li^- . Для расчетов по формуле (3) требуется спектральная зависимость $F(\omega)$ и частотная зависимость сечения фотоотрыва $\sigma(\omega)$.

Пусть фотоотрыв электрона осуществляется серией коротких лазерных импульсов гауссовой формы, в которых напряженность электрического поля изменяется по закону

$$F(t) = F_0 \exp\left[-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right] \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (4)$$

где параметр Δt определяет длительность импульса, φ_0 — начальная фаза [14].

Фурье-образ одиночного импульса такого поля имеет вид

$$F(\omega) = F_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta t \left\{ \exp\left[-i\varphi_0 - \frac{(\omega_0 - \omega)^2 \Delta t^2}{4}\right] + \exp\left[i\varphi_0 - \frac{(\omega_0 + \omega)^2 \Delta t^2}{4}\right] \right\}. \quad (5)$$

Вид такого импульса с длительностью 4 fs, соответствующей характеристикам титан-сапфирового лазера [9], показан на рис. 1.

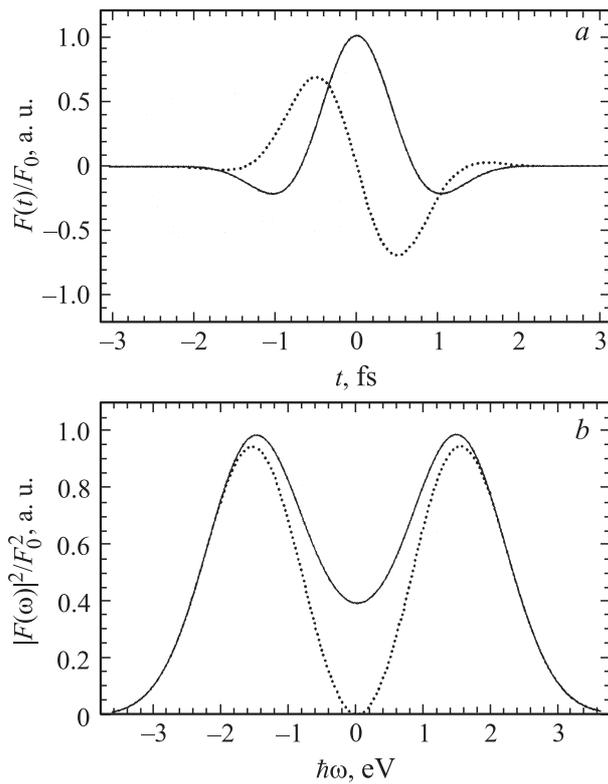


Рис. 1. Временной (а) и спектральный (b) вид ультракороткого лазерного импульса: сплошная линия соответствует фазе $\varphi_0 = 0$, точки — импульс при $\varphi = \pi/2$.

Спектральное распределение вероятности фотоионизации последовательностью N импульсов описывается соотношением

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{c}{4\pi^2} \frac{\sigma(\omega)}{\omega} |F_N(\omega)|^2. \quad (6)$$

Последовательность из нескольких одинаковых импульсов с управляемым интервалом между ними можно получить оптическим делением единичного импульса с задержкой для разделенных импульсов за счет

изменения оптических путей и последующим их пространственным сведением.

При выборе аналитического вида сечения фотоотрыва для расчета фоторазрушения ионов воспользуемся общей формулой, учитывающей эффект поляризации остова в процессе фотоотрыва [15]:

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi}{3c} B^2 \frac{\gamma p^3}{\omega^3} \left\{ 1 - \left(\frac{\gamma^2 + p^2}{\beta^2 + p^2} \right)^2 - \frac{\alpha(\omega)(\gamma^2 + p^2)}{4\pi^3} \left[(\gamma^2 + p^2) \operatorname{arctg} \frac{p}{\gamma} - (\beta^2 + p^2) \operatorname{arctg} \frac{p}{\beta} - (\gamma - \beta) \right]^2 \right\}, \quad (7)$$

где ω — частота поглощаемого фотона, p — импульс вылетающего электрона ($p^2/2 = \omega + \varepsilon$), $\alpha(\omega)$ — динамическая поляризуемость атома, B , γ , β — параметры волновой функции слабосвязанного электрона, выбранной в виде

$$\psi = \frac{B}{r} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} (e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}), \quad (8)$$

$$B = \frac{\sqrt{\beta(\beta + \gamma)}}{\beta - \gamma}, \quad \varepsilon = -\frac{\gamma^2}{2}.$$

Для иона Li^- параметры $\gamma = 0.21$, $\beta = 0.46$ ($\varepsilon = -0.609$ eV), для иона H^- $\gamma = 0.234$, $\beta = 0.742$ ($\varepsilon = -0.754$ eV), а поляризуемостью атома водорода можно пренебречь [16].

Для проведения расчетов были выбраны параметры лазерного излучения: период повторения импульсов $T = 500$ fs, длина волны излучения $\lambda = 0.8$ μm , длительность импульса 4 fs. На рис. 2 показаны результаты расчета спектра электронов, образующихся в результате фотоотрыва электронов от отрицательных ионов атомов водорода и лития одиночным импульсом. На рис. 3 представлены результаты расчета вероятности фотоотрыва электрона от отрицательных ионов атомов водорода и лития серией лазерных импульсов. Видно, что с ростом числа импульсов спектральная зависимость вероятности сужается около максимумов, положение которых относительно первого максимума задается условием $\Omega_k = 2\pi k/T$. Общее частотное смещение спектральных максимумов фотоэлектронов, образующихся в результате воздействия серией ультракоротких лазерных импульсов, определяется

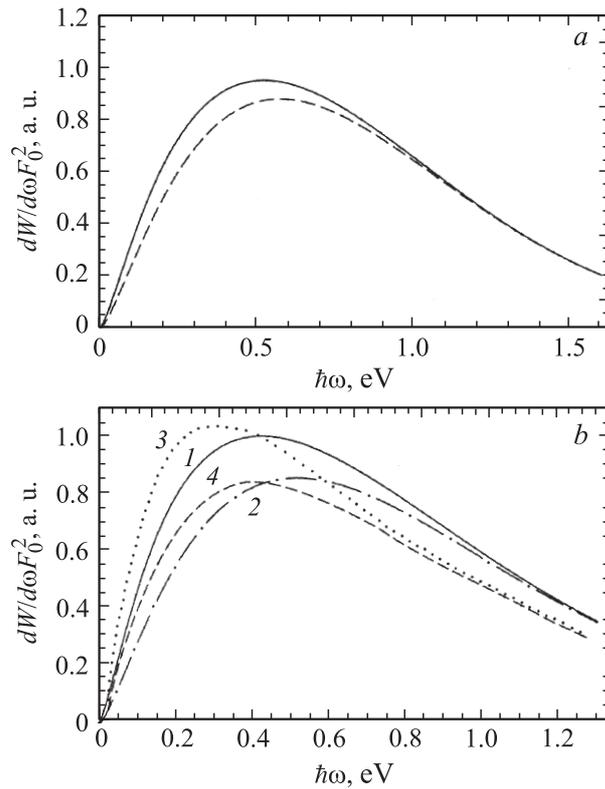


Рис. 2. Распределение электронов в конечном состоянии по энергиям для H^- (a): сплошная линия соответствует начальной фазе $\varphi_0 = 0$, пунктир — $\varphi_0 = \pi/2$; и для Li^- (b): 1 и 2 — для $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/2$, 3 и 4 — расчет для начальной фазы $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/2$ с использованием более точных численных значений сечений, взятых из работ [17,18].

разностью частоты первого максимума и порога фотоотрыва электрона для данного иона.

Таким образом, полученная простая связь спектра фотоэлектронов с сечением фотоотрыва и широким спектром лазерного импульса позволяет использовать измерение энергетического спектра электронов

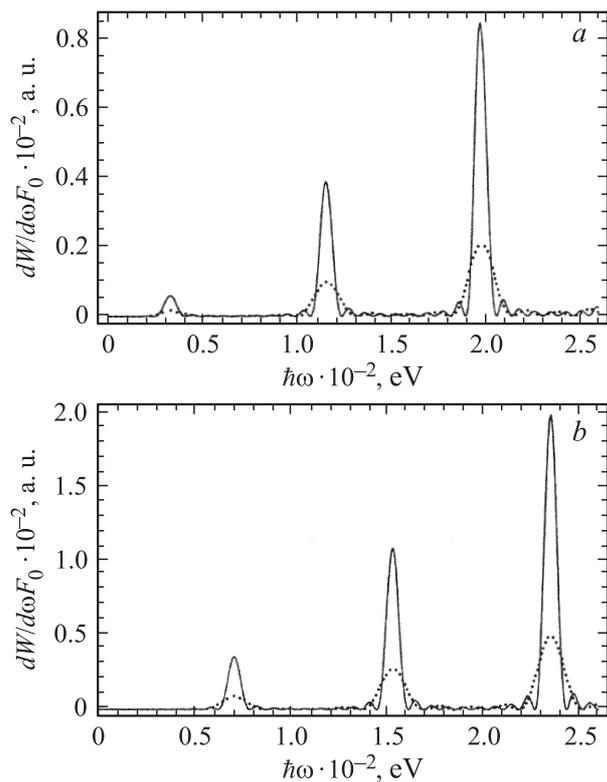


Рис. 3. Энергетический спектр электронов после фотоотрыва от H^- (a) и Li^- (b) серией лазерных импульсов. Сплошная линия — $N = 10$, точки — $N = 5$ импульсов.

для экспериментального определения спектра излучения по известному сечению фототрыва. Установленные зависимости обеспечивают решение и обратной задачи определения дисперсионной кривой сечения фотоотрыва по известному спектру лазерного импульса. Показано сужение энергетических пиков фотоэлектронов с ростом числа импульсов, воздействующих на отрицательный ион за счет сужения локальных спектральных максимумов лазерного излучения. Измерение спектра электронов при их отрыве последовательностью лазерных импульсов от

комб-генератора может служить для прецизионного определения порогов фотоотрыва по смещению положения узких пиков в энергетических спектрах у различных отрицательных ионов.

Список литературы

- [1] *Grosdanov T.P., Jaćimović J.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 013413 (9).
- [2] *Казанский А.К., Кабачник Н.М., Сажина И.П.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 3. С. 8–11.
- [3] *Матвеев В.И.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 6. С. 17–20.
- [4] *Матвеев В.И., Пашев И.Н.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 74. В. 12. С. 21–25.
- [5] *Головинский П.А., Михайлов Е.М., Преображенский М.А.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 6. С. 48–55.
- [6] *Krausz F., Ivanov M.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163–234.
- [7] *Paulus G.G.* // Laser Phys. 2005. V. 15. N 6. P. 843–854.
- [8] *Астапенко В.А.* Взаимодействие излучения с атомами и наночастицами. Долгопрудный: Изд. дом „Интеллект“, 2010. 496 с.
- [9] *Brabec T., Krausz F.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 545–591.
- [10] *Golovinski P.A., Mikhailov E.M.* // Laser Phys. Lett. 2006. V. 3. Iss. 5. P. 259–262.
- [11] *Astapenko V.A.* // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. P. 1585–1590.
- [12] *Cundiff S.T., Ye Jun* // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 325–342.
- [13] *Беме Г.* Квантовая механика. М.: Мир, 1965. С. 173.
- [14] *Wittmann T., Horvath B., Helml W., Schätzel M.G., Gu X., Cavalieri A.L., Paulus G.G., Kienberger R.* // Nature Physics. 2009. V. 5. P. 357–362.
- [15] *Головинский П.А.* // Опт. и спектр. 1983. Т. 55. В. 6. С. 1078–1079.
- [16] *Головинский П.А., Зон Б.А.* // Опт. и спектр. 1978. Т. 45. В. 5. С. 854–857.
- [17] *Ivanov V.K.* // Rad. Phys. Chem. 2004. V. 70. P. 345–370.
- [18] *Jose J., Pradhan G.B., Radojević V., Manson S.T., Deshumukh P.C.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 053419 (7).