

01;02

Спектр электронов при ионизации атомов ультракоротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности

© П.А. Головинский, Е.А. Михин

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

Поступило в Редакцию 14 января 2013 г.

Рассмотрен процесс приобретения энергии электронами при ионизации атомов лазерным импульсом релятивистской интенсивности $I > 10^{19}$ W/cm². Для учета процесса ионизации атома использован механизм прямого подавления кулоновского барьера в лазерном поле. Ускорение электрона в поле световой волны описывается на основе классического релятивистского уравнения движения. Получены энергии электронов в конечном состоянии в зависимости от величины средней интенсивности лазерного импульса заданной формы. Найдено распределение электронов по конечным энергиям при многократной ионизации сложного атома.

При действии лазерного излучения на атомы и ионы вещества может происходить отрыв электронов, входящих в их состав, с переходом из связанных состояний в состояния с непрерывным спектром. При этом возникает „подхватывание“ освободившихся электронов внешним лазерным полем, конечным результатом которого становится увеличение их кинетической энергии. Величина сообщаемой электронам энергии зависит от момента времени τ_i , в который происходит ионизация, так как от этого зависит начальная фаза ускоряющего поля. Для определения конечной энергии электрона необходимо решить уравнение движения заряженной частицы в поле электромагнитной волны с начальными условиями, заданными в момент времени τ_i . Для лазерных полей нерелятивистской интенсивности эта задача рассмотрена в [1].

Для случая плоской электромагнитной волны классическое релятивистское уравнение движения электрона допускает точное решение [2]. Рассмотрим, следуя [3], движение заряда e в импульсном внешнем поле,

описываемом 4-потенциалом

$$A^\mu(x) = h(\varphi)e^\mu, \quad \varphi = kx, \quad h(\varphi) = b \left(\frac{2}{\tau_0^2} - \frac{4}{\tau_0^4} \varphi^2 \right) \exp \left(-\frac{\varphi^2}{\tau_0^2} \right). \quad (1)$$

Здесь $e^\mu = (0, 1, 0, 0)$ — вектор линейной поляризации; $n^\mu = (1, 0, 0, 1)$ — единичный направляющий вектор волны; $k^\mu = n^\mu/c$, $kx = t - z/c$. Функция $h(\varphi)$, имеющая вид вейвлета — „мексиканская шляпа“, задает форму ультракороткого импульса, $b = \sqrt{\pi c \tau_0^6 I / 1.16}$ — нормировочная постоянная, определяемая через величину средней интенсивности лазерного излучения I . Параметр τ_0 характеризует длительность лазерного импульса. При значении $\tau_0 = 0.85$ fs длительность импульса составляет величину $\Delta\tau \sim 3.5$ fs, что соответствует спектру лазерного излучения с максимумом, приходящимся на длину волны $\lambda_0 = 780$ nm, которая фиксирует центр линии усиления титан-сапфирового лазера [4]. На рис. 1 показана зависимость потенциала и напряженности электрического поля от времени. Импульсы более сложной формы можно представить в виде суперпозиции вейвлетов [5].

Свяжем начало системы координат с атомом, выберем ось Ox в плоскости поляризации лазерного излучения, а ось Oz ориентируем в направлении распространения лазерного излучения. Нулевой точкой отсчета времени будем считать момент прохождения максимумом функции $|A(z, t)|$ начала координат. Уравнение движения электрона в поле, описываемом тензором $F^{\mu\nu} = (k^\mu e^\nu - k^\nu e^\mu) \partial h / \partial \varphi$, имеет вид

$$m_e x^\mu = \frac{e}{c} F^{\mu\nu}(x) \dot{x}_\nu. \quad (2)$$

Точка в уравнении (2) обозначает производную по собственному времени τ частицы. Соотношения $n^2 = 0$, $e^2 = -1$, $ne = 0$ упрощают интегрирование (2), в результате которого для 4-скорости электрона получается выражение

$$x^\mu = V^\mu - \frac{e}{m_e c} h e^\mu + \frac{e}{m_e c} k^\mu \frac{(eV)}{(kV)} h + \frac{e^2}{2m_e^2 c^2 (kV)} k^\mu h^2, \quad (3)$$

где V^μ — константа интегрирования, определяемая из начальных условий.

Необходимая для вычисления спектра электронов зависимость энергии от времени τ определяется нулевой компонентой 4-скорости x^0

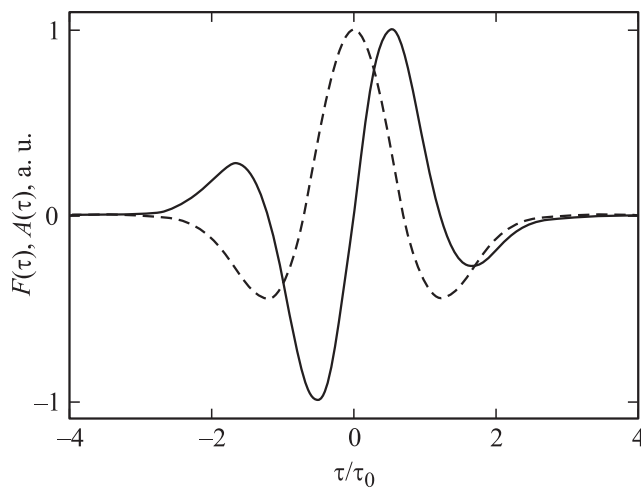


Рис. 1. Вид зависимости потенциала (пунктирная линия) и напряженности электрического поля (сплошная линия) от времени в точке расположения рассматриваемого атома.

следующим образом:

$$\varepsilon(\tau) = cm_e \dot{x}^0. \quad (4)$$

Для вычисления неизвестной константы V^μ , входящей в уравнение (4), учтем, что в момент времени выхода из-под барьера τ_i электрон покоится, т.е. $\varepsilon(\tau_i) = m_e c^2$. Следовательно, начальное условие для уравнения (3) есть $\{\dot{x}^\mu(\tau_i)\} = (c, 0, 0, 0)$. Решив систему уравнений (3) в момент времени τ_i , относительно компонент 4-вектора константы интегрирования V^μ , для его нулевой компоненты получаем

$$V^0 = c + \frac{e^2}{2m_e^2 c^3} (h(\tau_i))^2. \quad (5)$$

Благодаря наличию экспоненты $\exp[-(\tau/\tau_0)^2]$ в функции $h(\tau)$, уже при значениях $\tau \sim 3\tau_0$ отношение $h(\tau)/h(0) \approx 0$, т.е. электрон становится свободным с кинетической энергией на бесконечности ($\tau \gg \tau_0$),

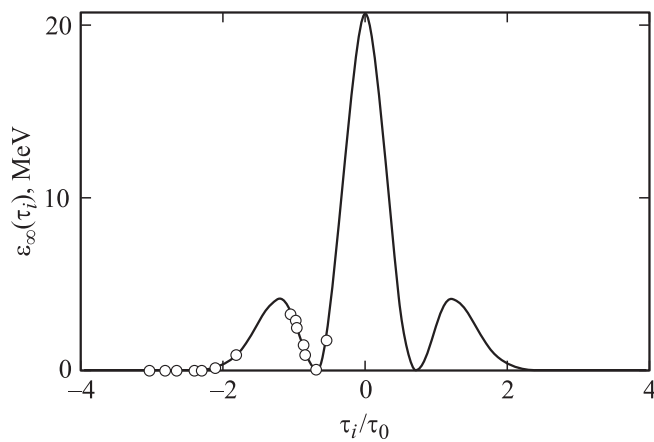


Рис. 2. Зависимость кинетической энергии электронов, образующихся при ионизации атома ^{238}U лазерным импульсом ($I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 0.85 \text{ fs}$), от времени. Моменты времени, в которые происходит ионизация, изображены кружками.

определяемой из (4), (3) и (5) при $h(\tau) = 0$:

$$\varepsilon_{\infty}(\tau_i) = cm_e \dot{x}^0(\infty) - m_e c^2 = cm_e V^0(\tau_i) - m_e c^2 = \frac{e^2}{2m_e^2 c^3} (h(\tau_i))^2. \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) следует, что максимум энергии электрона $\varepsilon_{\infty}(\tau_i)$ соответствует значению $\tau_i = 0$, т.е. центру симметричного импульса.

Для определения параметра τ_i рассмотрим процесс ионизации атома, происходящий за счет прямого подавления кулоновского барьера внешним полем. При этом будем полагать, что электроны „отрываются“ от атома один за другим при достижении напряженностью лазерного поля величины характерной напряженности поля для данной атомной оболочки, определяемой по формуле

$$F_e = \left(\frac{2\hbar^2 E_i}{m_e e^4} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

где E_i — потенциал ионизации соответствующего электрона [6].

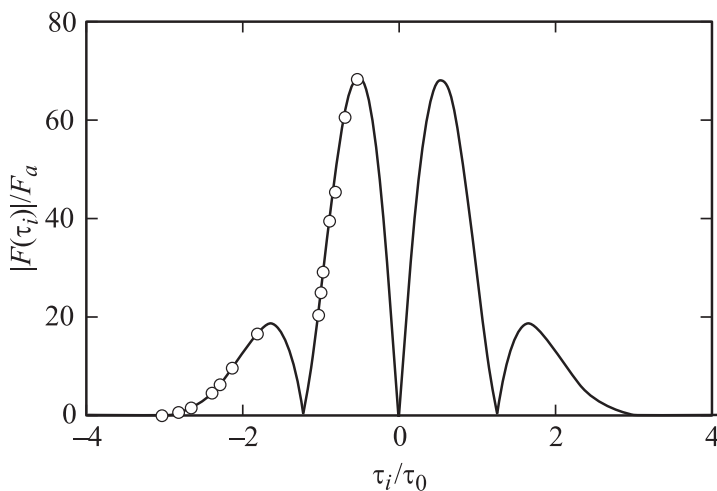


Рис. 3. Зависимость модуля напряженности электрического поля лазерного импульса от времени. Кружками обозначены моменты ионизации атома ^{238}U лазерным импульсом ($I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 0.85 \text{ fs}$, $F_a = m_e^2 e^5 / \hbar^4$).

На рис. 2 приведены значения сообщаемой электронами энергии при ионизации атома ^{238}U лазерным импульсом со средней интенсивностью $10^{(2)} \text{ W/cm}^2$. При рассматриваемых параметрах лазерного импульса происходит отрыв 14 электронов. Конечные энергии электронов лежат в диапазоне от 54 eV до 3.2 MeV , а ионизация происходит в моменты времени $\tau_i < 0$. Это связано с тем, что процессы ионизации, идущие за счет прямого подавления внутриатомного кулоновского барьера, завершаются, когда значение напряженности лазерного поля достигнет своего максимума. Этому моменту соответствует время $\tau_i = -0.525\tau_0$, что иллюстрирует рис. 3. Из представленных на рис. 3 данных видно, что ионизация последнего электрона из наиболее глубокой атомной оболочки соответствует максимальному значению модуля напряженности электрического поля. Величина энергии электронов в рассматриваемом процессе не может превышать величины первого (слева) максимума на рис. 2. Она пропорциональна средней интенсивности лазерного импульса, и при $I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 0.85 \text{ fs}$ она составляет 4.1 MeV . Спектр оторванных электронов можно описать

2* Письма в ЖТФ, 2013, том 39, вып. 10

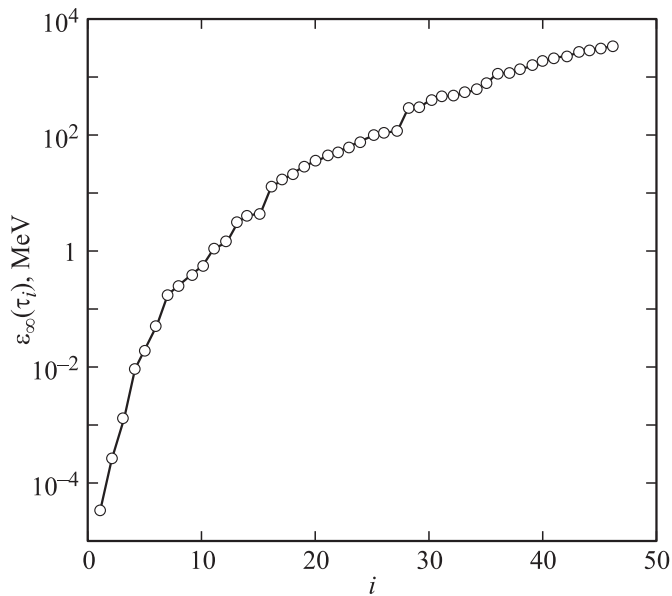


Рис. 4. Зависимость энергии электронов, образующихся при ионизации атома ^{238}U лазерным импульсом ($I = 10^{23} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 0.85 \text{ fs}$), от их порядкового номера.

формулой

$$\frac{dN_e}{d\varepsilon} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \delta(\varepsilon - \varepsilon_j), \quad (8)$$

где N — общее число электронов, образующихся при ионизации одного атома; $\delta(\varepsilon)$ — дельта-функция Дирака; ε_j — кинетическая энергия j -го электрона. Суммирование в (8) производится по всем вылетевшим из атома электронам. Тепловое движение атомов приведет лишь к некоторому уширению спектра (8), однако оно будет незначительным в сравнении с положением его максимума.

На рис. 4 приведена зависимость энергии электронов от их порядкового номера i (электроны упорядочены по возрастанию их кинетической энергии) при ионизации атома ^{238}U лазерным импульсом со средней интенсивностью $I = 10^{23} \text{ W/cm}^2$. В этом случае в соответствии с меха-

низмом подавления атомного потенциала лазерным полем образуется 46 электронов, а их энергии лежат в диапазоне от 35 eV до 3.3 GeV. Движение электронов носит сложный характер и происходит как в направлении вектора напряженности электрического поля, так и в направлении распространения лазерного импульса.

Для глубоких атомных оболочек, когда кулоновский барьер не может быть полностью подавлен лазерным полем, ионизация атомов происходит в туннельном режиме [7]. При этом как в нерелятивистском [8,9], так и в релятивистском случае [10] спектр экспоненциально убывает от нулевых значений энергии вплоть до максимально возможной величины колебательной энергии электрона при заданных параметрах лазерного импульса энергии электронов. Полученные результаты показывают принципиальную возможность создания одноатомного источника высокоэнергетических электронов.

Список литературы

- [1] Головинский П.А., Михайлов Е.М. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 4. С. 1–6.
- [2] Павленко Ю.Г. Лекции по теоретической механике. М.: Физматлит, 2002. 370 с.
- [3] Головинский П.А., Михин Е.М. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. В. 4. С. 627–636.
- [4] Крюков П.Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
- [5] Блаттер К. Вейвлет-анализ. М.: Техносфера, 2004. 280 с.
- [6] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html>.
- [7] Зон Б.А., Корнев А.С., Туленко Е.Б. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. В. 6 (12). С. 1043–1059.
- [8] Головинский П.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 51. В. 2. С. 91–93.
- [9] Corcun P.V. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 13. P. 1994–1997.
- [10] Карнаков Б.М., Мур В.Д., Попов В.С. // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. В. 2(8). С. 921–951.