

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. А. Зон^{a,b*}, А. С. Корнев^{a**}

^a Воронежский государственный университет
394006, Воронеж, Россия

^b Белгородский государственный университет
308015, Белгород, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 2009 г.

Рассмотрено кулоновское возбуждение низколежащих ядерных уровней электронами, образованными при ионизации атомов в сильном лазерном поле. Показано, что возникающая при этом кратковременная радиоактивность может достигать для некоторых изотопов весьма больших значений, порядка 10^3 Ки, на существующих в настоящее время лазерных установках. Выявлена роль релятивистских эффектов, существенно увеличивающих радиоактивность в сравнении с результатами нерелятивистской теории.

1. ВВЕДЕНИЕ

При ионизации атома сильным лазерным излучением на движение образуемого фотоэлектрона продолжает действовать световое поле. Под действием этого поля электрон может вернуться к атомному остову и вследствие неупругого рассеяния на остовете инициировать образование кратного иона. Такой механизм образования многозарядных ионов был предложен в работах [1, 2] и известен в настоящее время как механизм перерассеяния. Этот сценарий образования многозарядных ионов можно условно разделить на три стадии: 1) ионизация нейтрального атома прямым воздействием лазерного поля на валентный электрон; 2) ускорение испущенного атомом фотоэлектрона полем лазерной волны с возвратом к родительскому остаточному иону; 3) неупругое перерассеяние этого электрона на родительском ионе, сопровождающееся ударной ионизацией остова.

На второй стадии электрон моделируется волновым пакетом с классическим движением центра. В этом случае энергия столкновения с родительским ионом перед первым перерассеянием в нерелятивистском приближении не может превысить $3.17U_p$ [2], где

$$U_p = \frac{(eF)^2}{4m\omega^2}$$

— средняя энергия колебательного движения свобод-

ного электрона в поле световой волны, e — элементарный заряд, m — масса электрона, F — амплитуда электрической компоненты волны, ω — частота. Поэтому кратная ионизация, инициированная перерассеянием, имеет пороговый характер. Вероятность такого процесса может конкурировать с прямым воздействием лазерного поля на связанный электрон. Пороговый характер процесса приводит к характерному излому на кривой зависимости выхода двукратных ионов от интенсивности излучения.

Концепция перерассеяния применима не только к процессам кратной ионизации [3], но и к ряду других вторичных эффектов. Здесь целесообразно указать недавние работы [4], посвященные исследованию генерации высших гармоник инфракрасным лазерным излучением, а также [5], где исследована надпороговая ионизация. Концепция перерассеяния позволяет в этих случаях объяснить наличие плато в спектрах жестких фотонов и надпороговых электронов.

Перерассеяние существенно только в поле линейной поляризации. Для циркулярно поляризованного излучения влияние перерассеяния пренебрежимо мало. С ростом интенсивности излучения возрастает роль его магнитной компоненты, которая искривляет классическую траекторию электрона даже в случае линейной поляризации. Это приводит к подавлению перерассеяния. Для титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм перерассеяние подавляется при интенсивности выше 10^{16} Вт/см² [6]. Если же

*E-mail: zon@niif.vsu.ru

**E-mail: a-kornev@yandex.ru

использовать специальную конфигурацию лазерной установки [7], представляющую собой два одинаковых когерентных встречных луча, то магнитная компонента компенсируется и перерассеяние становится возможным при любой достижимой интенсивности излучения.

Целью настоящей работы является исследование влияния перерассеяния на внутренние степени свободы атомного ядра. В основу рассмотрения положен упомянутый выше трехстадийный механизм, но на третьей его стадии происходит не ударная ионизация остова остаточного иона, а кулоновское возбуждение ядра перерассеиваемым атомным фотоэлектроном. В нашей предыдущей работе [8] были рассчитаны вероятности возбуждения ядер с помощью такого механизма в поле линейно поляризованного лазерного излучения с интенсивностью, не превышающей 10^{17} Вт/см², когда можно не учитывать релятивистские эффекты. При этом было показано, что для некоторых изотопов, например, Pu²³⁹ на существующих лазерных установках можно получить огромную радиоактивность, достигающую 10^3 Ки. Однако ограничение нерелятивистскими интенсивностями не позволяет рассматривать большие энергии возбуждения ядер. Это ограничение может быть устранено в рамках упоминавшейся выше схемы эксперимента, предложенной в работе [7]. В настоящей работе найдены вероятности возбуждения некоторых изотопов лазерным излучением с частичным учетом релятивистских эффектов.

Конкурирующим механизмом по отношению к рассматриваемому в данной работе является возбуждение ядер «чужими» электронами в горячей плазме [9]. Но такой разогрев возможен лишь при длительности импульса более 1 пс. У современных мощных лазеров длительность импульса не превышает нескольких фемтосекунд. Поэтому упомянутый механизм в данных условиях становится несущественным.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Для вычисления выхода ионов с возбужденными ядрами, образованными лазерным излучением, напомним некоторые известные формулы. Сечение неупругого рассеяния электронов на ядре, сопровождаемое его кулоновским возбуждением, дается формулой [10]

$$\frac{d\sigma_{Xl}}{d\Omega} = \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi(l+1)}{\lambda[(2l+1)!!]^2} \frac{K^{2l}}{k_i^2} B_{if}(Xl)V(\theta). \quad (1)$$

Здесь $\hbar\mathbf{K} = \hbar\mathbf{k}_i - \hbar\mathbf{k}_f$ — переданный импульс, $\hbar\mathbf{k}_i$ и $\hbar\mathbf{k}_f$ — импульсы электрона соответственно в начальном и конечном состояниях, θ — угол рассеяния, $d\Omega$ — элемент телесного угла в пространстве векторов \mathbf{k}_f ,

$$V(\theta) = k_i k_f \frac{(k_i^2 + k_f^2 - \kappa^2)K^2 - 2(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{K})(\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{K})}{K^2(K^2 - \kappa^2)^2},$$

$\kappa = \Delta E/\hbar c$, ΔE — энергия возбуждения ядра, символ «X» указывает на тип перехода в ядре (E для электрического и M для магнитного), l — мультипольность перехода.

Приведенная вероятность перехода $B_{fi}(Xl)$ связана с вероятностью спонтанного γ -распада $w(f \rightarrow i)$ соотношением

$$w(f \rightarrow i) = \frac{8\pi(l+1)\kappa^{2l+1}}{\hbar l[(2l+1)!!]^2} B_{fi}(Xl), \quad (2)$$

$$B_{if}(Xl) = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} B_{fi}(Xl),$$

где I_i и I_f — угловые моменты ядра соответственно в основном и возбужденном состояниях.

Вероятность спонтанного γ -излучения $w(f \rightarrow i)$ вычисляется из табулированного периода полураспада возбужденного ядерного состояния $T_{1/2}$ [11]:

$$w(f \rightarrow i) = \frac{\ln 2}{T_\gamma}, \quad T_\gamma = T_{1/2}(1 + \alpha).$$

Здесь α — коэффициент внутренней конверсии. Для переходов типа $M1 + E2$ с коэффициентом перемешивания δ используются следующие соотношения:

$$T_\gamma^{M1} = T_\gamma(1 + \delta^2), \quad T_\gamma^{E2} = T_\gamma(1 + \delta^{-2}).$$

3. КЛАССИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ФОТОЭЛЕКТРОНА

Для оценки вероятности возбуждения ядра ограничимся учетом лишь первого перерассеяния релятивистских электронов на ядрах, которое было детально исследовано нами в работе [12]. В данном разделе приводим краткое изложение этих результатов.

Время первого перерассеяния вычисляется в предположении о классическом движении центра волнового пакета. Применимость классической механики в данной задаче основывается на том, что де-бройлевская длина волны электрона много меньше характерных расстояний, на которые перемещается электрон. Действительно, время классического движения фотоэлектрона до первого перерассеяния

$\Delta t \sim \pi/\omega$. Путь, пройденный релятивистским электроном за это время, составляет $l \sim c\Delta t = \pi c/\omega$; приобретенный импульс $p \sim eF\Delta t = \pi eF/\omega$, где F — амплитуда напряженности лазерного поля. В этом случае характерная де-бройлевская длина волны фотоэлектрона $\lambda = 2\pi\hbar/p \sim 2\hbar\omega/eF$. При таких условиях отношение $\lambda/l \sim \hbar\omega^2/ceF$. В случае титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм ($\omega = 0.056$ ат. ед.) и интенсивностью $3.45 \cdot 10^{18}$ Вт/см² ($F = 10$ ат. ед.) это отношение составляет $2 \cdot 10^{-6}$.

Запишем релятивистские уравнения одномерного движения электрона в поле $F \sin \omega t$ линейно поляризованного по оси z излучения:

$$\begin{aligned} mc \frac{du^0}{ds} &= \frac{e}{c} F u_1 \sin \omega t, \\ mc \frac{du^1}{ds} &= -\frac{e}{c} F u_0 \sin \omega t. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $u^0 = u_0$, $u^1 = -u_1$ — компоненты вектора скорости в пространстве Минковского

$$\begin{pmatrix} u^0 & u^1 \end{pmatrix} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 & v/c \end{pmatrix}$$

с координатной метрикой $x^0 = ct$, $x^1 = z$, s — интервал. В электромагнитной волне $s = ct$.

Введение собственной фазы $\zeta = s\omega/c$ ($\tau = s/c$ — собственное время) приводит к упрощению системы (3):

$$\begin{aligned} \frac{du^0}{d\zeta} &= -f u^1 \sin \zeta, \\ \frac{du^1}{d\zeta} &= -f u^0 \sin \zeta, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$f = \frac{eF}{mc\omega} \quad (5)$$

— единственный безразмерный полевой параметр, определяющий закон релятивистского движения электрона.

Общее решение системы (4) имеет вид

$$\begin{aligned} u^0(\zeta) &= C_1 e^{-f \cos \zeta} + C_2 e^{f \cos \zeta}, \\ u^1(\zeta) &= -C_1 e^{-f \cos \zeta} + C_2 e^{f \cos \zeta} \end{aligned}$$

с подлежащими определению константами C_1 , C_2 . Начальные условия к системе (4) вытекают из предположения о нулевой начальной скорости электрона в момент ионизации t_0 (в лабораторной системе отсчета): $u^0(\zeta_0) = 1$, $u^1(\zeta_0) = 0$, где $\zeta_0 = \omega t_0$. Приве-

дем окончательный вид закона изменения скорости перерассеянного электрона:

$$\begin{aligned} u^0(\zeta) &= \text{ch}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)], \\ u^1(\zeta) &= \text{sh}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Компоненты вектора координаты в пространстве Минковского находятся из решения уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dx^0}{d\zeta} &= \frac{c}{\omega} \text{ch}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)], \\ \frac{dx^1}{d\zeta} &= \frac{c}{\omega} \text{sh}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)] \end{aligned}$$

с начальными условиями $x^0(\zeta_0) = ct_0$, $x^1(\zeta_0) = 0$. В результате получаем закон движения $z(t)$ в параметрической форме:

$$z = \frac{c}{\omega} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \text{sh}[f(\cos \zeta' - \cos \zeta_0)] d\zeta', \quad (7)$$

$$t = t_0 + \frac{1}{\omega} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \text{ch}[f(\cos \zeta' - \cos \zeta_0)] d\zeta'. \quad (8)$$

К моменту времени t электрон приобретает энергию и импульс, определяемые соответственно выражениями

$$E = mc^2 \text{ch}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)], \quad (9)$$

$$p = mc \text{sh}[f(\cos \zeta - \cos \zeta_0)]. \quad (10)$$

Легко проверить, что при выполнении условия $f \ll 1$ соотношения (7)–(10) становятся нерелятивистскими. В частности,

$$z(t) = \frac{eF}{m\omega^2} [\sin \omega t - \sin \omega t_0 - \omega(t - t_0) \cos \omega t_0].$$

Собственное время $\tau_1 = \tau(t_1)$, соответствующее моменту первого перерассеяния t_1 , определяется из решения уравнения $x^1(\zeta_1) = 0$ или в соответствии с (7)

$$\int_{\omega t_0}^{\omega \tau_1} \text{sh}[f(\cos \zeta' - \cos \zeta_0)] d\zeta' = 0. \quad (11)$$

Момент первого перерассеяния t_1 в лабораторной системе вычисляется из формулы (8) при $\zeta = \zeta_1 = \omega \tau_1$.

В нерелятивистском пределе ($f \ll 1$) уравнение (11) приобретает хорошо известный вид [3]:

$$\sin \omega t_1 - \sin \omega t_0 = \omega(t_1 - t_0) \cos \omega t_0. \quad (12)$$

Как говорилось выше, кинетическая энергия нерелятивистского электрона перед первым перерассеянием достигает максимального значения

$$E_{max}^{(0)} = 0.79mc^2 f^2 = 3.17U_p^{(0)}, \quad (13)$$

где

$$U_p^{(0)} = \frac{(eF)^2}{4m\omega^2} \quad (14)$$

— пондеромоторная энергия, если электрон испускается атомом в момент времени, соответствующий фазе поля

$$\Phi_{0,max} = \omega t_{0,max} = 1.884. \quad (15)$$

В формулах (13), (14) и далее будем отмечать нерелятивистские величины верхним индексом (0).

Получим в первом исчезающем порядке по величине f релятивистские поправки к законам нерелятивистского движения электрона в лазерном поле, раскладывая в уравнениях (9)–(11) гиперболические функции в ряды Тейлора по степеням f . Так, уравнение (11) примет вид, аналогичный (12), но с дополнительной поправкой

$$\sin \zeta - \sin \zeta_0 - (\zeta - \zeta_0) \cos \zeta_0 = f^2 A(\zeta, \zeta_0), \quad (16)$$

где

$$A(\zeta, \zeta_0) = \frac{1}{24}(\zeta - \zeta_0)(9 \cos \zeta_0 + \cos 3\zeta_0) - \frac{1}{8}(3 + 2 \cos 2\zeta_0) \sin \zeta + \frac{1}{8} \cos \zeta_0 \sin 2\zeta - \frac{1}{72} \sin 3\zeta + \frac{3}{16} \sin \zeta_0 + \frac{11}{144} \sin 3\zeta_0. \quad (17)$$

В этих обозначениях импульс (10), приобретаемый электроном перед первым перерассеянием, есть

$$p_1 = p_1^{(0)} + mcf^3 \left[\frac{1}{6}(\cos \zeta_1^{(0)} - \cos \zeta_0)^3 - A(\zeta_1^{(0)}, \zeta_0) \sin \zeta_1^{(0)} \right], \quad (18)$$

где $\zeta_1^{(0)}$ — корень уравнения (16) с правой частью, равной нулю, а явный вид множителя $A(\zeta_1^{(0)}, \zeta_0)$ дается выражением (17). В релятивистских задачах представляется более удобным использовать импульс, а не кинетическую энергию.

Максимальное значение релятивистского импульса электрона перед первым перерассеянием в первом исчезающем порядке по f дается выражением [12]

$$p_{max} = mcf(1.26 + 0.34f^2). \quad (19)$$

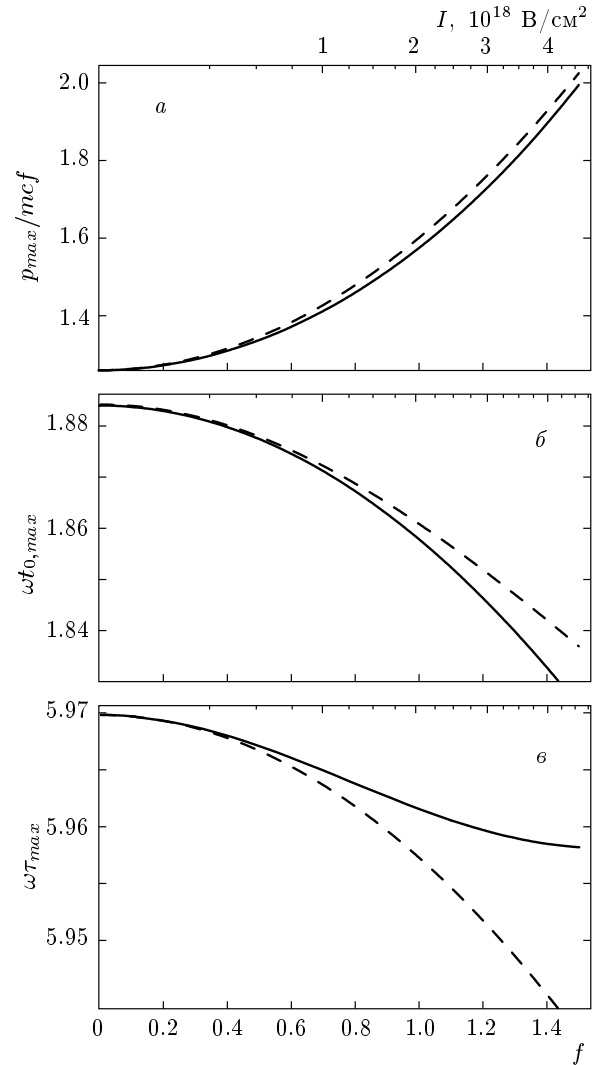


Рис. 1. Значения p_{max} (а), $\zeta_{0,max}$ (б) и τ_{max} (в) как функции параметра f . Сплошные кривые — результаты точного релятивистского расчета; штриховые — результаты, полученные соответственно по приближенным формулам (19), (22) и (23)

В умеренно релятивистском диапазоне точное значение p_{max} аппроксимируется приближенной формулой (19) в пределах нескольких процентов (см. рис. 1а). Первое слагаемое в формуле (19) соответствует нерелятивистскому приближению.

Релятивистское выражение для пондеромоторной энергии [13] учитывает энергию покоя электрона:

$$U_p = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2U_p^{(0)}}{mc^2}} - 1 \right), \quad (20)$$

где $U_p^{(0)}$ дается выражением (14).

В случае слабого релятивизма выражение (19) приводит к уточнению хорошо известной формулы (13) для максимально достижимой кинетической энергии¹⁾:

$$E_{max} = 3.17U_p \left(1 + 1.07 \frac{U_p}{mc^2} \right). \quad (21)$$

В нерелятивистском пределе ($U_p \ll mc^2$) формула (21) переходит в формулу (13).

Таким образом, учет релятивистских эффектов приводит к более быстрому росту энергии перерасеяния с увеличением параметра f .

Момент времени испускания электрона атомом $t_{0,max}$, в который импульс перед первым перерасеянием имеет максимальное значение, в отличие от p_{max} зависит от параметра f существенно слабее. В первом исчезающем порядке по f эта зависимость имеет вид

$$\zeta_{0,max} = 1.884 - 0.025f^2. \quad (22)$$

Подобно формуле (19), первое слагаемое в (22) соответствует нерелятивистскому приближению. Сравнение точного значения $\zeta_{0,max}$ с вычисленным по формуле (22) показано на рис. 1б.

Собственное время τ_{max} , соответствующее перерасеянию электрона с максимальной энергией, зависит от параметра f еще слабее:

$$\omega\tau_{max} = 5.970 - 0.012f^2. \quad (23)$$

Область применимости формулы (23) меньше, чем формул (19) и (22) (см. рис. 1в).

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА

Скорость кулоновского возбуждения ядра получается умножением сечения (1) на плотность потока вероятности перерасеиваемого электрона j :

$$\frac{dP_{if}}{d\Omega} = j \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (24)$$

В простой модели [3] величина j вычисляется из закона распыливания волнового пакета в поперечном направлении. Для гауссова пакета плотность вероятности зависит от расстояния до классической траектории электрона r по закону

$$\Gamma(r) = \frac{1}{\pi a^2(t)} \exp \left[-\frac{r^2}{a^2(t)} \right].$$

¹⁾ В работе [12] в правой части (21) вместо U_p использовано $U_p^{(0)}$. Поэтому множитель перед вторым слагаемым получается иным.

Здесь $a(t)$ — зависящая от времени ширина пакета.

В сверхсильном поле атом ионизуется в надбарьерном режиме. Если считать, что ионизация происходит с одной и той же вероятностью в течение оптического полупериода, то при частоте излучения ω число электронов, испущенных атомом в единицу времени, пропорционально ω/π . Следовательно, z -составляющая плотности потока равна

$$j = \frac{q\omega}{\pi^2 a^2(t)},$$

где q — эффективное число испускаемых атомом электронов.

Пусть ионизация происходит в момент времени t_0 . В соответствии с законами квантовой механики волновой пакет расплывается с течением времени. В поперечном по отношению к вектору \mathbf{F} направлении электрон покоится. Поэтому допустимо использовать нерелятивистскую формулу для расплывания свободного пакета:

$$a^2(t) = a_B^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\hbar(t-t_0)}{ma_B^2} \right]^2 \right\},$$

где a_B — боровский радиус.

В формуле (24) плотность потока необходимо взять в момент времени t_1 , соответствующий первому перерасеянию. Тогда средняя за период светового поля скорость кулоновского возбуждения ядра дается следующим окончательным выражением:

$$P_{exc} = q \frac{\ln 2}{\pi^2} \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \frac{\hbar\omega^3}{a_B^2 \kappa c^2 F^2 T_{1/2} (1 + \alpha)} \times \\ \times \int_{\pi/2}^{\pi} d\phi_0 (\cos \phi_1 - \cos \phi_0)^{-2} \times \\ \times \left\{ 1 + \left[\frac{\hbar(\phi_1 - \phi_0)}{m\omega a_B^2} \right]^2 \right\}^{-1} \times \\ \times \int_0^{\pi} \left(\frac{K}{\kappa} \right)^{2\lambda} V(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (25)$$

где $\phi_0 = \zeta_0 = \omega t_0$, $\phi_1 = \omega t_1$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты скорости возбуждения ядер монохроматическим излучением с длиной волны 800 нм проводились по формуле (25). Ядерными параметрами являются моменты и четности в начальном и конечном состояниях, а также полупериоды спонтанного γ -распада возбужденных состояний. Отметим

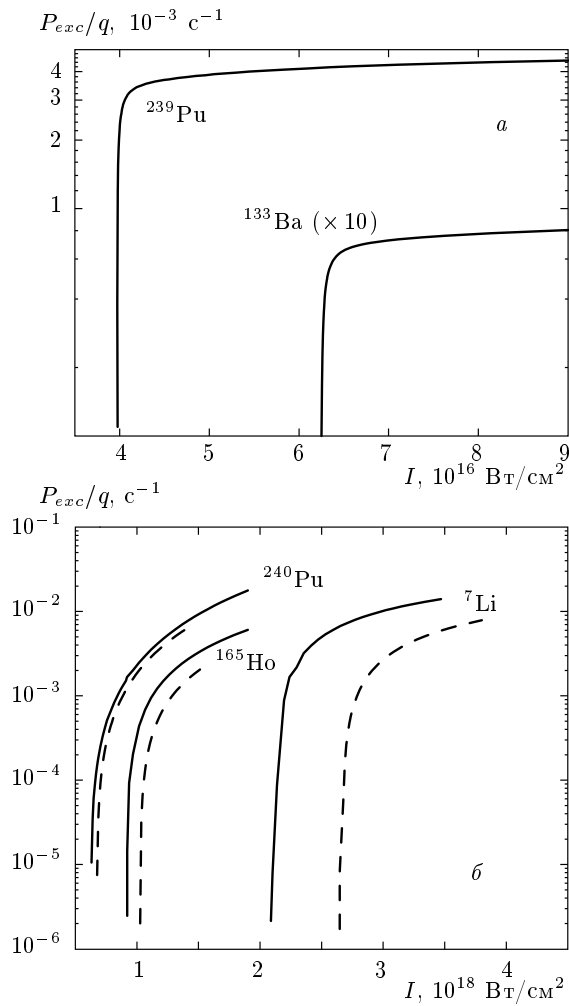


Рис. 2. Скорость возбуждения ядер, отнесенная к эффективному заряду ионов q , как функция интенсивности лазерного излучения с длиной волны 800 нм. *а)* Результат нерелятивистского расчета; рисунок взят из работы [8]. *б)* Влияние релятивистских эффектов на скорость возбуждения ядер; результаты расчетов с релятивистским (сплошные кривые) и нерелятивистским (штриховые) законами движения электронов; для лития q не может превышать 3

пороговый характер зависимости вероятности возбуждения ядра от интенсивности излучения в соответствии с максимальным достижимым значением импульса электрона перед первым перерассеянием (19). Ядро можно возбудить лишь в том случае, если

$$\sqrt{p_{max}^2 + m^2c^4} - mc^2 > \Delta E.$$

На рис. 2а представлены результаты расчета P_{exc} , отнесенной к эффективному заряду иона q , для

изотопов ^{133}Ba и ^{239}Pu , взятые из нашей работы [8]. Лежащие ниже возбужденные состояния позволяют ограничиться нерелятивистским расчетом энергии электрона перед первым перерассеянием. Пороговые значения интенсивности излучения равны соответственно $6.25 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ и $3.97 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. Поэтому для возбуждения ядер по-прежнему необходимо использовать геометрические соображения [7]. Поведение кривых вблизи порога обусловлено спецификой закона движения перерассеиваемого электрона. С ростом интенсивности излучения выход возбужденных ядер приближается к насыщению и определяется не столько интенсивностью излучения, сколько ядерными параметрами и коэффициентами внутренней конверсии. Так, сравнительно высокий выход возбужденного изотопа ^{239}Pu можно объяснить малым временем жизни его возбужденного состояния, а следовательно, большой вероятностью кулоновского возбуждения.

Оценим величину полной γ - и конверсионной активности, индуцированной лазерным импульсом в мишени, содержащей изотоп ^{239}Pu . Время его жизни в первом возбужденном состоянии 36 пс. Предположим, что кратность ионизации $q \approx 10$, что вполне разумно для рассматриваемых параметров лазерного излучения. Для импульса с длительностью 10 фс и энергией 3 Дж встречные пучки [7] можно сфокусировать в объеме $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$, где интенсивность будет существенно выше порогового значения. При концентрации изотопа в газовой мишени 10^{20} см^{-3} кратковременная электромагнитная активность изотопа ^{239}Pu по завершении лазерного импульса может достигать 10^3 Ки. Такая же активность может быть получена в результате возбуждения изотопа ^{240}Pu (время жизни 164 пс) при энергии лазерного импульса 45 Дж при тех же прочих параметрах.

Результаты расчетов с другими изотопами из таблицы приведены на рис. 2б. Они даны в сравнении с результатами, полученными с нерелятивистским законом движения электрона. Отчетливо виден рост влияния релятивистских эффектов в соответствии с выражениями (19), (21) при увеличении энергии возбуждения изотопа.

Сравнение результатов, полученных в рамках полуклассической трехстадийной модели [2], с численным интегрированием зависящего от времени уравнения Шредингера сделано в работе [14] на примере надпороговой ионизации атома. В этой работе показано, что точный учет кулоновского взаимодействия фотоэлектрона с остаточным ионом может существенно повысить эффективность первого перерассеяния (до одного порядка). Подобная

Таблица

Изотоп	$\tau_{1/2}$, осн. сост.	$I_i^{\pi_i}$	ΔE , кэВ; возб. сост.	$I_f^{\pi_f}$	Тип перехода	$T_{1/2}$, нс
${}^7\text{Li}$	стабильный	$3/2^-$	477.612	$1/2^-$	$M1$	$7.3 \cdot 10^{-5}$
${}^{133}\text{Ba}$	10.52 лет	$1/2^+$	12.322	$3/2^+$	$M1$	7.0
${}^{165}\text{Ho}$	стабильный	$7/2^-$	94.700	$9/2^-$	$M1 + E2: \delta = 1.055$	0.022
${}^{239}\text{Pu}$	24110 лет	$1/2^+$	7.861	$3/2^+$	$M1 + E2: \delta = 0.055$	0.036
${}^{240}\text{Pu}$	6563 лет	0^+	42.824	2^+	$E2$	0.164

ситуация может иметь место и в случае кулоновского возбуждения ядер, что приведет к увеличению вероятности возбуждения, полученной в настоящей работе. В той же работе [14] продемонстрировано снижение эффективности последующих актов перерассеяния относительно первого на пять порядков. Данный факт подтверждает справедливость сделанного нами предположения о доминировании первого перерассеяния в процессе возбуждения ядер лазерным излучением.

Авторы благодарят Ю. М. Чувильского и Д. Милошевича (D. Milošević) за полезное обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00337).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ю. Кучиев, Письма в ЖЭТФ **45**, 319 (1987).
2. P. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
3. G. G. Paulus, W. Becker, W. Nicklich et al., J. Phys. B **27**, L703 (1994).
4. M. V. Frolov, N. L. Manakov, T. S. Sarantseva et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 243901, 259901 (2009).
5. M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, Phys. Rev. A **79**, 033406 (2009).
6. E. Gubbini, U. Eichmann, M. Kalashnikov et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 053602 (2005).
7. N. Milosevic, P. Corkum, and Th. Brabec, Phys. Rev. Lett. **92**, 013002 (2004).
8. A. S. Kornev and B. A. Zon, Laser Phys. Lett. **4**, 588 (2007).
9. В. И. Высоцкий, В. П. Бугров, А. А. Корнилова, Физика плазмы **23**, 1127 (1997); M. R. Harston and J. F. Chemin, Phys. Rev. C **59**, 2462 (1999); А. В. Андреев, Р. В. Волков, В. М. Гордиенко и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 343 (1999); А. В. Андреев, Р. В. Волков, В. М. Гордиенко и др., ЖЭТФ **118**, 1343 (2000).
10. K. Alder, Å. Bohr, T. Huus et al., Rev. Mod. Phys. **28**, 432 (1956) [К. Альдер, О. Бор, Т. Хус и др., в сб. *Деформация атомных ядер. Обобщенная модель ядра и метод кулоновского возбуждения*, Изд-во иностр. лит., Москва (1958), с. 9].
11. R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, CD-ROM Edition, Version 1.0 (1996).
12. A. S. Kornev and B. A. Zon, Laser Phys. **19**, 234 (2009).
13. D. Bauer, P. Mulser, and W. H. Steeb, Phys. Rev. Lett. **75**, 4622 (1995).
14. D. Milošević, D. Bauer, and W. Becker, J. Mod. Opt. **53**, 125 (2006).