Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 3, с. 170 – 175 © 2015 г. 10 февраля

Процессы ионизации атомов, находящихся в нестационарных состояниях, полем аттосекундного импульса

Д. Н. Макаров[1], *В. И. Матвеев*[1]

Северный (Арктический) федеральный университет им. Ломоносова, 163002 Архангельск, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2014 г.
После переработки 11 декабря 2014 г.

Рассмотрены процессы ионизации при взаимодействии аттосекундных импульсов электромагнитного поля с атомами, находящимися в нестационарных состояниях. В качестве примеров рассчитаны вероятности и сечения ионизации при радиационной релаксации возбужденного состояния одноэлектронного атома и при оже-распаде автоионизационного состояния двухэлектронного атома. Развитая методика допускает распространение на более сложные мишени, в том числе на находящиеся в состоянии столкновения и разного рода химические реакции.

DOI: 10.7868/S0370274X15030042

1. Введение. К важным направлениям развития аттосекундной физики [1] можно отнести исследования, связанные с возможностью наблюдения атомных явлений в реальном масштабе времени. Значительное количество работ (см., например, обзоры [1–5]) посвящено процессам ионизации и возбуждения мишеней при их взаимодействии с аттосекундными импульсами электромагнитного поля. Как правило, процессы взаимодействия аттосекундных импульсов электромагнитного поля с атомными системами рассматривают, предполагая мишени находящимися в стационарных состояниях. Однако именно на мишенях, находящихся в нестационарных состояниях, возможны исследования динамики электронных переходов с высоким временным разрешением [5–7]. В настоящей работе рассмотрены процессы ионизации при взаимодействии аттосекундных импульсов с системами, находящимися в нестационарных состояниях. В качестве примеров рассчитаны вероятности и сечения ионизации при радиационной релаксации возбужденного состояния одноэлектронного атома и при оже-распаде автоионизационного состояния двухэлектронного атома при взаимодействии с аттосекундным импульсом электромагнитного поля и при столкновении с релятивистским ионом. Развитая методика допускает естественное распространение на случаи более сложных мишеней, в том числе находящихся в состоянии столкновения и разного рода химические реакции. Отметим, что до настоящего времени процессы ионизации при взаимодействии импульсов аттосекундной длительности с системами, находящимися в состояниях оже-релаксации, никем не рассматривались.

2. Общая часть. Пусть на систему, находящуюся в нестационарном состоянии $\Psi(t)$, падает импульс электромагнитного поля длительностью τ, много меньшей характерного времени τ_ψ изменения функции $\Psi(t)$ невозмущенной системы, описываемой гамильтонианом $H_0(t)$. Обозначим как τ_c время взаимодействия импульса с системой (мишенью). Очевидно, что из-за конечных размеров мишени $\tau_c \geq \tau$. Введем некоторое время t_0, при котором импульс начинает взаимодействовать с системой. Другими словами, импульс застает систему в состоянии $\Psi(t_0)$. Обозначим через $V(t)$ взаимодействие поля электромагнитного импульса с системой. Нас будут интересовать процессы, происходящие с системой в промежутке времени от t_0 до $t_0+\tau_c$, в течение которого $V(t) \neq 0$. Вне этого промежутка $V(t)$ считается равным нулю. Будем считать, что время взаимодействия импульса с мишенью много меньше характерного времени изменения функции $\Psi(t)$, т.е. $\tau_c \ll \tau_\psi$. Другими словами, пусть длительность импульса и размеры мишени таковы, что время взаимодействия импульса с мишенью τ_c много меньше характерных периодов времени изменения невозмущенной мишени, описываемой гамильтонианом $H_0(t)$. Тогда в течение времени действия возмущения можно пренебречь эволюцией под действием гамильтониана $H_0(t)$ и учитывать только эволюцию под действием внезапного возмущения. Поэтому амплитуда перехода мишени из состояния $\Psi(t_0)$ в какое-либо возбужденное состояние $\Phi_n(t_0)$ будет иметь стандартный [8] для приближения внезапных возмущений вид [6]:

[1]e-mail: makarovd0608@yandex.ru; mezon98@mail.ru

$$a_n = \langle \Phi_n(t_0) \mid \exp\left[-i\int\limits_{-\infty}^{+\infty} V(t)dt\right] \mid \Psi(t_0)\rangle. \qquad (1)$$

Здесь и ниже используются атомные единицы: $e = m_e = \hbar = 1$, где e – заряд электрона, m_e – масса электрона, $\hbar$ – постоянная Планка (в атомных единицах скорость света $c \approx 137$). Рассмотрим взаимодействие мишени с импульсом электромагнитного поля гауссовой формы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha^2(t-\mathbf{n}_0\mathbf{r}/c)^2}\cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0\mathbf{r}), \qquad (2)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ – напряженность электрического поля, $\mathbf{E}_0$ – амплитуда, $\mathbf{k}_0 = (\omega_0/c)\mathbf{n}_0$, $\mathbf{n}_0$ – единичный вектор, направленный вдоль распространения импульса, $\mathbf{r}$ – координаты точки наблюдения, а длительность импульса $\tau \sim 1/\alpha$. Согласно [9] взаимодействие электронов мишени с импульсом электромагнитного поля

$$V(t) \equiv V(\{\mathbf{r}_e\},t) = -\sum_{e=1}^{N_e}\mathbf{E}(\mathbf{r}_e,t)\mathbf{r}_e, \qquad (3)$$

где $\{\mathbf{r}_e\}$ – совокупность координат электронов ($e = 1,...,N_e$), N_e – число электронов мишени. В этом случае входящий в (1) интеграл равен

$$\int_{-\infty}^{+\infty} V(t)dt = \mathbf{q}\sum_{e=1}^{N_e}\mathbf{r}_e, \qquad (4)$$

где $\mathbf{q}$ – преданный каждому из электронов импульс:

$$\mathbf{q} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha}\mathbf{E}_0\exp\left(-\frac{\omega_0^2}{4\alpha^2}\right). \qquad (5)$$

3. Ионизация при радиационном распаде. Рассмотрим процесс ионизации при взаимодействии аттосекундного импульса электромагнитного поля с водородоподобным атомом, находящимся в состоянии релаксации. Пусть одноэлектронный атом в момент времени $t = 0$ находится в возбужденном состоянии φ_1 с энергией ε_1, которое может релаксировать путем перехода электрона в основное состояние φ_2 с энергией ε_2 и излучения фотона частоты ω. Обозначим состояние фотонного вакуума как $|0\rangle$, а состояние с одним фотоном – как $|\omega\rangle$. Если ограничиться только этим процессом, то согласно [10] волновая функция атомного электрона и фотонного поля имеет вид

$$\Psi(t) = a_1\varphi_1(\mathbf{r})e^{-i\varepsilon_1 t}|0\rangle + \\ + \varphi_2(\mathbf{r})e^{-i\varepsilon_2 t}\sum a_2(\omega)|\omega\rangle e^{-i\omega t}, \qquad (6)$$

где $\mathbf{r}$ – координаты атомного электрона, a_1 и $a_2(\omega)$ – зависящие от времени t коэффициенты разложения, причем $a_1(t) = e^{-\Gamma_r t/2}$, где Γ_r – радиационная ширина атомного уровня в состоянии φ_1, а коэффициенты $a_2(\omega)$ (см. [10], с. 279) равны

$$a_2(\omega) = \langle\omega 2|W_r|1\rangle\frac{1-\exp[i(\omega-\omega_{1,2})t - t\Gamma_r/2]}{\omega-\omega_{1,2}+i\Gamma_r/2}, \qquad (7)$$

где W_r – взаимодействие атомного электрона с полем излучения, ω – частота фотона, $\omega_{1,2} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$. Суммирование в (6) проводится по частоте, направлению вылета и поляризации фотона. Далее, используя выражение (7) для $a_2(\omega)$, получим

$$\sum|a_2(\omega)|^2 = \sum{}'|\langle\omega 2|W_r|1\rangle|^2 \times \\ \times\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega\frac{1+e^{-\Gamma_r t} - e^{-\Gamma_r t/2}\cdot 2\cos[(\omega-\omega_{1,2})t]}{(\omega-\omega_{1,2})^2+(\Gamma_r/2)^2}, \qquad (8)$$

где $\omega_{1,2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ и $\Gamma_r \ll 1$, так что матричный элемент $\langle\omega 2|W_r|1\rangle$ вычисляется при $\omega = \omega_{1,2}$, а $\sum{}'$ означает суммирование только по поляризациям и направлениям вылета фотона, поэтому $2\pi\sum{}'|\langle\omega 2|W_r|1\rangle|^2 = \Gamma_r$. В результате после элементарного интегрирования по частоте в (8), которое, очевидно, можно проводить от $-\infty$ до $+\infty$, получаем

$$\sum|a_2(\omega)|^2 = 1 - e^{-\Gamma_r t_0}. \qquad (9)$$

Отметим, что в таких же предположениях нетрудно убедиться в справедливости следующей оценки:

$$|\sum a_2(\omega)| = |\sum{}'\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega\langle\omega 2|W_r|1\rangle \times \\ \times\frac{1-\exp[i(\omega-\omega_{1,2})t - t\Gamma_r/2]}{\omega-\omega_{1,2}+i\Gamma_r/2}| \le \sqrt{\Gamma_r}. \qquad (10)$$

Пусть на систему, находящуюся в состоянии (6), в момент времени $t_0 > 0$ падает аттосекундный импульс, взаимодействующий с атомным электроном. Нас интересует процесс ионизации этой системы. Поэтому конечное состояние, соответствующее электрону с импульсом $\mathbf{p}$ и энергией $\varepsilon_p = p^2/2$, в континууме атома водорода и фотонной части волновой функции имеет вид

$$\Psi_{\mathbf{p}}(t) = |\mathbf{p}\rangle e^{-i\varepsilon_p t}|n_\omega\rangle e^{-i\omega t}, \qquad (11)$$

где $|n_\omega\rangle$ – фотонное состояние. Поле аттосекундного импульса не действует на фотонную часть волновой функции (6). Поэтому в (11) состояния $|n_\omega\rangle$ есть либо состояния фотонного вакуума $|0\rangle$, либо состояния с одним фотоном $|\omega\rangle$. Вероятность ионизации описывается квадратом модуля амплитуды (1), в которую надо подставить $\Psi(t_0)$ из (6) и $\Psi_{\mathbf{p}}(t_0)$ из (11). В результате после суммирования квадрата модуля амплитуды по всем фотонным состояниям с учетом ортогональности состояний фотонов и формулы (4) получим

$$\sum |a_{\mathbf{p}}|^2 = |a_1(t_0)|^2 |\langle \mathbf{p}|e^{-i\mathbf{qr}}|\varphi_1(\mathbf{r})\rangle|^2 + \\ + |\langle \mathbf{p}|e^{-i\mathbf{qr}}|\varphi_2(\mathbf{r})\rangle|^2 \sum |a_2(\omega)|^2. \tag{12}$$

Отметим, что именно из-за ортогональности состояний фотонов в формуле (12) отсутствуют интерференционные члены. Далее для определенности будем считать, что $\varphi_1(\mathbf{r})$ есть $2p$-состояние, а $\varphi_2(\mathbf{r})$ – $1s$-состояние атома водорода. Полная вероятность ионизации получается интегрированием квадрата модуля амплитуды ионизации по всем значениям импульса вылетевшего электрона и равна:

$$w_{\text{ion}}(t_0) = \int d^3p \sum |a_{\mathbf{p}}|^2 = \\ = w_{2p}|a_1(t_0)|^2 + w_{1s} \sum |a_2(\omega)|^2.$$

Таким образом, полная вероятность ионизации равна

$$w_{\text{ion}}(t_0) = w_{2p} e^{-\Gamma_r t_0} + w_{1s}(1 - e^{-\Gamma_r t_0}). \tag{13}$$

Здесь w_{2p} и w_{1s} представляют собой не зависящие от времени вероятности ионизации изолированного атома водорода (полем аттосекундного импульса) из стационарных состояний $2p$ и $1s$ соответственно. Они равны (см. также [9]):

$$\begin{aligned} w_{2p} &= \int d^3p \mid \langle \mathbf{p} \mid e^{-i\mathbf{qr}} \mid 2p\rangle \mid^2, \\ w_{1s} &= \int d^3p \mid \langle \mathbf{p} \mid e^{-i\mathbf{qr}} \mid 1s\rangle \mid^2 . \end{aligned} \tag{14}$$

Отметим, что эти вероятности выражаются через хорошо известные [11] неупругие атомные формфакторы атома водорода. Таким образом, согласно (13) по мере роста времени t_0 (интервала времени между моментом возбуждения состояния $2p$ и моментом взаимодействия с аттосекундным импульсом) вероятность ионизации изменяется от w_{2p} до w_{1s}. При этом, если считать состояние $2p$ нераспадающимся (т.е. стационарным), то вероятность ионизации полем аттосекундного импульса не будет зависеть от времени и составит $w_{\text{ion}}(t_0)|_{\Gamma_r=0} = w_{2p}$.

Рост интереса к физике аттосекундных импульсов связан не только с современными тенденциями на создания более мощных лазеров и методов генерации аттосекундных импульсов, но и с прогрессом в технике ускорителей тяжелых ионов, поскольку поля, создаваемые релятивистскими и ультрарелятивистскими заряженными частицами, по своим свойствам близки к полю световой волны. Например, в экспериментах [12] поле иона урана U^{92+} с энергией 1 ГэВ/нуклон интерпретировалось как сверхинтенсивный импульс ($I > 10^{19}$ Вт/см^2) длительностью $\tau \sim 10^{-18}$ с. При больших зарядах иона сечения неупругих процессов при столкновениях с атомами, как правило, довольно велики и существенно превышают атомные размеры. Поэтому основной вклад в сечения ионизации вносит область параметров удара b, в пределах которой результат столкновения сводится к мгновенной передаче атомным электронам импульса $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/(vb^2)$, где v – скорость столкновения, Z – заряд иона, $\mathbf{b}$ – параметр удара [13, 14]. При этом поле релятивистского иона действует в основном в момент наибольшего сближения с мишенью в течение времени столкновения $\tau_c \sim b\sqrt{1-v^2/c^2}/v$. Таким образом, если $\tau_c \ll 1$, то задача об ионизации атома водорода, находящегося до столкновения в состоянии (6), ударом релятивистского иона формально совпадает с рассмотренной нами выше. Кроме того, для поля иона можно рассчитать и сечение ионизации, проинтегрировав вероятность ионизации (13) по параметру удара и используя метод "сшивки" [14, 15]. В результате мы получим сечение ионизации атома водорода, находящегося в состоянии радиационного распада (6), ударом релятивистского иона:

$$\sigma_{\text{ion}} = \sigma_{2p} e^{-\Gamma_r t_0} + \sigma_{1s}(1 - e^{-\Gamma_r t_0}), \tag{15}$$

где t_0 имеет смысл интервала времени, прошедшего от момента образования состояния $2p$ до момента столкновения налетающего иона с атомом водорода, а сечение ионизации σ_{nl} атома водорода, находящегося в стационарном состоянии с главным квантовым числом n и угловым моментом l, равно [14]

$$\sigma_{nl} = 8\pi \left(\frac{Z}{v}\right)^2 \lambda_{nl} \left(\ln \frac{2\alpha_{nl} v^2 \gamma}{\eta Z \Omega_{nl}} - \frac{\beta^2}{2}\right). \tag{16}$$

В (16) для ионизации из $1s$-состояния $\lambda_{1s} = 0.2834$, $\alpha_{1s} = 3.264$, $\Omega_{1s} = 0.7113$, а для ионизации из $2p$-состояния $\lambda_{2p} = 0.5312$, $\alpha_{2p} = 41.38$, $\Omega_{2p} = 0.1699$, γ и β^2 – релятивистские гамма- и бета-факторы, $\eta = 1.781$. Согласно [13, 14] формулы (14) и (15) применимы при заряде налетающего иона $Z \gg 1$ и относительной скорости столкновения $v \gg 1$. На рис. 1 приведена зависимость относительного сечения $\sigma_{\text{ion}}/\sigma_{2p}$ от времени t_0 (точнее, от приведенного времени $\Gamma_r t_0$) для заряда иона $Z = 20$ и его скорости $v/c = 0.9$. Отметим, что по своему смыслу произведение $\Gamma_r t_0$ безразмерно. Видно, что сечение ионизации

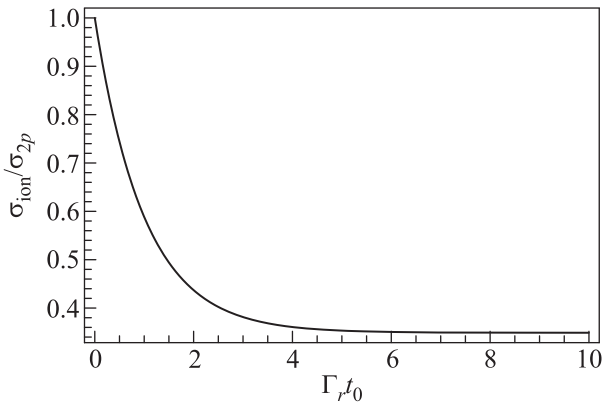

Рис. 1. Зависимость относительного сечения $\sigma_{\rm ion}/\sigma_{2p}$ от приведенного времени $\Gamma_r t_0$ для заряда иона $Z = 20$ и скорости иона $v/c = 0.9$

(15) системы, находящейся в состоянии распада (6), сильно зависит от $\Gamma_r t_0$, т.к. параметры λ, α, Ω для состояний $2p$ и $1s$ существенно различаются. Отметим также, что отношение $\sigma_{\rm ion}/\sigma_{2p}$ слабо (логарифмически) зависит от скорости и заряда иона. Поэтому мы привели на рис. 1 только одну кривую, хорошо иллюстрирующую вклад эффекта распада в относительное сечение ионизации, слабо зависящее от скорости и заряда иона в пределах применимости ($Z \gg 1$ и $v \gg 1$) формул (15) и (16). Следует сказать, что если рассматривать в качестве мишени не атом водорода, а водородоподобный атом с эффективным зарядом ядра Z_t, то в выражении (16) надо заменить λ_{nl} на λ_{nl}/Z_t^2, α_{nl} на $\alpha_{nl} Z_t$ и Ω_{nl} на $\Omega_{nl} Z_t^2$ [14].

4. Ионизация при оже-распаде. Рассмотрим процесс ионизации при взаимодействии аттосекундного импульса электромагнитного поля с двухэлектронным атомом, находящимся в состоянии оже-релаксации. Пусть в момент времени $t = 0$ атом гелия находится в состоянии $|2p_0^2\rangle$, распадающемся в последующие моменты времени путем оже-перехода в состояние $|1s, \mathbf{p}\rangle$, соответствующее одному электрону в состоянии $1s$, а другому – в состоянии континуума с импульсом $\mathbf{p}$. Вероятность такого оже-перехода в единицу времени равна

$$\Gamma_a = 2\pi \int d^3p |\langle 2p_0^2 | W_a | 1s, \mathbf{p}\rangle|^2 \times \\ \times \delta(p^2/2 + \varepsilon_{1s} - \varepsilon_{2p^2}), \tag{17}$$

где $W_a = 1/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ – межэлектронное взаимодействие, ε_{2p^2} – энергия в состоянии $|2p_0^2\rangle$, $p^2/2 + \varepsilon_{1s}$ – энергия в состоянии $|1s, \mathbf{p}\rangle$. Аналогично (6) запишем волновую функцию двух электронов в состоянии оже-распада в виде

$$|\psi(t)\rangle = a_1 |2p_0^2\rangle e^{-i\varepsilon_{2p^2} t} + \\ + \int d^3p a_2(\mathbf{p}) |1s, \mathbf{p}\rangle e^{-i(p^2/2 + \varepsilon_{1s})t}. \tag{18}$$

Здесь a_1 и $a_2(\mathbf{p})$ – зависящие от времени t коэффициенты разложения, такие, что

$$a_1(t) = e^{-\Gamma_a t/2}, \\ a_2(\mathbf{p}) = \langle 1s, \mathbf{p}| W_a |2p_0^2\rangle \times \\ \times \frac{1 - \exp[i(\omega - \omega_{1,2})t - t\Gamma_a/2]}{\omega - \omega_{1,2} + i\Gamma_a/2}, \tag{19}$$

где Γ_a – ширина (17) атомного уровня для состояния $2p_0^2$ при оже-распаде, $\omega = p^2/2$ и $\omega_{1,2} = \varepsilon_{2p^2} - \varepsilon_{1s}$. Считая Γ_a малым, как и в случае (8)–(10), получим

$$\int d^3p |a_2(\mathbf{p})|^2 = 1 - e^{-\Gamma_a t}, \\ |\int d^3p a_2(\mathbf{p})| \le \sqrt{\Gamma_a}. \tag{20}$$

Пусть на систему, описываемую волновой функцией (18), в момент времени $t_0 > 0$ падает аттосекундный импульс, взаимодействующий с электронами, в результате чего оба атомных электрона оказываются в состояниях двухэлектронного континуума $|\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle$ с импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ и энергиями $p_1^2/2$ и $p_2^2/2$. Амплитуда такого перехода $A_{\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2}(t_0)$ описывается формулой (1), в которую надо подставить $\Psi(t_0)$ из (18) и $|\Psi_{\mathbf{p}}(t_0)\rangle = |\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle e^{(p_1^2/2 + p_2^2/2)t_0}$. Тогда с учетом формулы (4) получим

$$A_{\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2}(t_0) = \langle \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 | e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)} |\psi(t_0)\rangle \times \\ \times e^{i(p_1^2/2 + p_2^2/2)t_0}. \tag{21}$$

Вероятность полной ионизации получается путем интегрирования квадрата модуля амплитуды $A_{\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2}(t_0)$ по всем возможным значениям импульсов электронов в континууме:

$$w_{\rm ion}(t_0) = \int d^3p_1 d^3p_2 |A_{\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2}(t_0)|^2. \tag{22}$$

Отметим, что в отличие от рассмотренного нами выше случая ионизации при взаимодействии аттосекундного импульса электромагнитного поля с атомом, находящимся в состоянии радиационной релаксации, когда поле импульса действует только на один атомный электрон и не меняет состояния фотонов, в случае ионизации атома, находящегося в состоянии оже-распада, поле аттосекундного импульса может изменять состояния обоих атомных электронов. Поэтому вероятность ионизации содержит не только квадраты модулей $a_1(t)$ и $\int d^3p a_2(\mathbf{p})$ при значении времени $t = t_0$, но и перекрестные (интерференционные) члены, пропорциональные произведениям вида $a_1(t) \int d^3p a_2(\mathbf{p})$, при $t = t_0$. При этом, для любого момента времени для величины $|\int d^3pa_2(\mathbf{p})|$ справедлива оценка (20). В результате вклад от интерференционных членов в произвольный момент времени t_0 можно оценить как $|a_1(t_0)\int d^3pa_2(\mathbf{p})| \leq \leq \exp(-t_0\Gamma_a)\sqrt{\Gamma_a} \leq \sqrt{\Gamma_a}$. При $t_0 \to +\infty$ (точнее, при $t_0\Gamma_a \to +\infty$) данный вклад стремится к нулю. Таким образом, при $\Gamma_a \ll 1$ в вероятности ионизации (22) можно пренебречь интерференционными членами по сравнению с членами, содержащими $|a_1(t)|^2$ и $\int d^3p|a_2(\mathbf{p})|^2$. Тогда если описывать двухэлектронные волновые функции как произведения одноэлектронных водородоподобных функций, то вероятность полной ионизации будет выражаться формулой (13), в правой части которой необходимо заменить Γ_r на Γ_a, w_{2p} на $w_{2p_0^2}$, где

$$w_{2p_0^2} = \left(\int d^3p \mid \langle \mathbf{p} \mid e^{-i\mathbf{qr}} \mid 2p\rangle \mid^2\right)^2, \qquad (23)$$

а w_{1s} по-прежнему выражается формулой (14) и представляет собой вероятность ионизации водородоподобного атома (иона гелия He^{+1}), находящегося в состоянии $1s$ с эффективным зарядом ядра $Z_t = 2$. На рис. 2 представлены зависимости вероятности $w_{\text{ion}}(t_0)$ от времени t_0, прошедшего с момента $t = 0$ образования автоионизационного состояния до момента столкновения аттосекундного импульса с атомом, претерпевающим оже-распад, при нескольких значениях переданного импульса q. Видно, что эта вероятность существенно зависит от того, в какой момент времени t_0 идет ионизация.

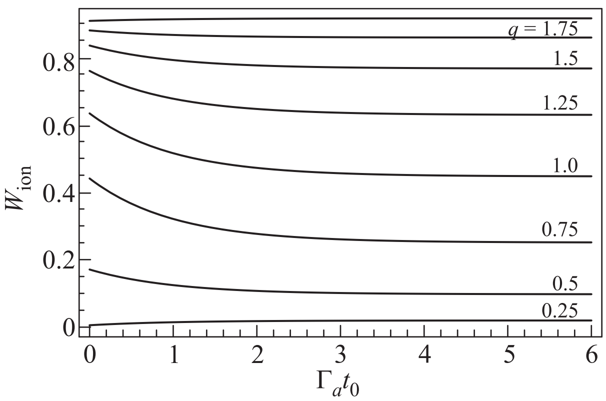

Рис. 2. Вероятности полной ионизации мишени при KLL оже-распаде как функции от приведенного времени $\Gamma_a t_0$ при различных значениях переданного импульса q

Далее, можно аналогично случаю радиационной релаксации, рассмотренной выше, рассчитать сечение полной ионизации $\sigma_{\text{ion}}(t_0)$ при столкновении мишени, претерпевающей оже-переход, с релятивистским высокозарядным ионом. Для этого надо положить, что в $w_{2p_0^2}$ и в w_{1s} переданный каждому из атомных электронов импульс $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/(vb^2)$ зависит от параметра удара $\mathbf{b}$, и воспользоваться методом "сшивки" [14, 15]. После интегрирования вероятности $w_{\text{ion}}(t_0)$ по параметру удара получим, что сечение полной ионизации $\sigma_{\text{ion}}(t_0)$ выражается формулой (15), в правой части которой необходимо заменить Γ_r на Γ_a, σ_{2p} на σ_0, где

$$\sigma_0 = 8\pi\left(\frac{Z}{v}\right)^2 \cdot 1.1886 \qquad (24)$$

есть сечение двойной ионизации атома гелия, находящегося в стационарном состоянии $|2p_0^2\rangle$, а σ_{1s} – сечение ионизации водородоподобного атома (иона гелия He^{+1}), находящегося в состоянии $1s$, с эффективным зарядом ядра $Z_t = 2$. Таким образом, σ_{1s} описывается формулой (16), в которой необходимо провести замены, указанные в конце п. 3. Следует отметить, что сечение двойной ионизации (24) не содержит характерной для сечений однократной ионизации (см. (16)) логарифмической зависимости. Это является отражением общего правила для сечений двухэлектронных и одноэлектронных переходов, сопровождающих столкновения быстрых многозарядных ионов с атомами [13, 15, 16]. На рис. 3 представлена зависимость от $\Gamma_a t_0$ сечения $\sigma_{\text{ion}}(t_0)$, нормированного на единицу при $t_0 = 0$ (т.е. деленного на σ_0). Видно, что сечение полной ионизации $\sigma_{\text{ion}}(t_0)$ сильно зависит от Γt_0 и может меняться в несколько раз.

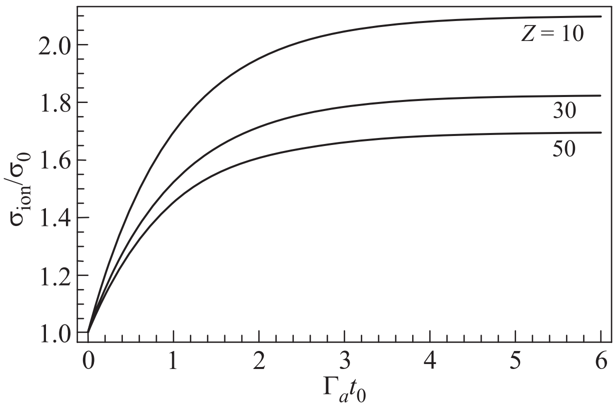

Рис. 3. Зависимости относительного сечения $\sigma_{\text{ion}}/\sigma_0$ при KLL оже-распаде от приведенного времени $\Gamma_a t_0$ для трех значений заряда налетающего иона при скорости иона $v/c = 0.9$

5. Заключение. Если время взаимодействия аттосекундного импульса электромагнитного поля с мишенью много меньше характерных промежутков времени, за которые происходит заметное изменение состояния изолированной мишени, то можно считать, что импульс "застает" мишень в определенный момент времени t_0. В случае выбора мишеней, находящихся в состояниях релаксации, вероятности ионизации существенно зависят от времени попадания мишени в возбужденное состояние. Это позволяет при известной скорости релаксации (времени жизни в возбужденном состоянии) определить с точностью до длительности аттосекундного импульса момент образования возбужденной мишени. Для мишеней, находящихся в состоянии столкновения или реакции, сечения ионизации существенно зависят от конфигурации партнеров по столкновению, соответствующей моменту взаимодействия с аттосекундным импульсом.

Работа выполнена в рамках КГЗ Министерства образования и науки РФ (# 3.1726.2014/K) и при финансовой поддержке стипендии Президента РФ (СП-2046.2012.1).

---

1. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
2. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
3. P. B. Corkit and F. Krausz, Nature Phys. **3**, 381 (2007).
4. V. Astapenko, *Interaction of Ulrashort Electomagnetic Pulses with Matter*, Springer Briefs in Physics, Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH and Co. KG (2013), 102 p.
5. А. М. Желтиков, УФН **181**, 33 (2011).
6. В. И. Матвеев, Д. Н. Макаров, Письма в ЖЭТФ,**99**, 299 (2014).
7. Д. Н. Макаров, В. И. Матвеев, К. А. Макарова, Письма в ЖТФ **40**, 103 (2014).
8. А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин, УФН **125**, 377 (1978).
9. В. И. Матвеев, ЖЭТФ **124**, 1023 (2003).
10. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989), 723 с.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифщиц, *Квантовая механика*, Наука, М. (1989), 768 с.
12. R. Moshammer, W. Schmitt, J. Ullrich, H. Kollmus, A. Cassimi, R. Dörner, O. Jagutzki, R. Mann, R. E. Olson, H. T. Prinz, H. Schmidt-Böcking, and L. Spielberger, Phys. Rev. Lett. **79**, 3621 (1997).
13. В. И. Матвеев, ЭЧАЯ **26**, 780 (1995).
14. Е. С. Гусаревич, В. И. Матвеев, ЖЭТФ **134**, 1093 (2008).
15. В. И. Матвеев, Д. Н. Макаров, *Столкновения быстрых многозарядных ионов с атомами и молекулами*, ИПЦ САФУ, Архангельск (2013), 215 с.
16. В. И. Матвеев, Х. Ю. Рахимов, ЖЭТФ **114**, 1646 (1998).