

Эффекты атомной структуры и интерференционные осцилляции в спектре электронной фоторекомбинации в сильном лазерном поле

А. Н. Желтухин, Н. Л. Манаков¹⁾, А. В. Флегель, М. В. Фролов

Воронежский государственный университет, 394006 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 2011 г.

После переработки 9 сентября 2011 г.

На основе точно решаемой квантовой модели выполнен анализ процесса электронной фоторекомбинации (ЭР) в присутствии сильного низкочастотного лазерного поля. Показано, что интерференционные структуры в спектре ЭР более чувствительны к деталям атомного потенциала, чем в случае других нелинейных процессов. Для ЭР на ионах Xe^+ предсказано проявление эффекта Рамзауэра в сечении упругого рассеяния медленных электронов на ионе Xe^+ в спектре ЭР, модифицированном лазерным полем.

Электрон в сильном световом поле в процессе столкновения с атомом или положительным ионом может эффективно преобразовывать энергию большого числа лазерных фотонов в энергию спонтанного фотона [1]. Важным примером такого процесса является модифицированная лазерным полем электронная фоторекомбинация (ЭР), при которой испускание спонтанного фотона с энергией $\hbar\Omega$ происходит в результате перехода электрона в связанное состояние. (Первое наблюдение модификации спектра ЭР интенсивным микроволновым полем выполнено в недавней работе [2].) Особенностью процесса ЭР в сильном лазерном поле является его существенная нелинейность, приводящая к возникновению в спектре ЭР характерных платообразных структур.

Теоретический анализ ЭР в сильном лазерном поле впервые выполнен в работах [3] в пренебрежении действием атомного потенциала $U(r)$ на электрон в континууме. В [3] было показано, что в указанном приближении сечение ЭР слабо зависит от Ω в достаточно широком интервале частот, $\Omega \lesssim \Omega_{\max}^{(d)}$, образуя так называемое низкоэнергетическое плато в спектре ЭР. Пертурбативный (в борновском приближении) учет действия потенциала $U(r)$ на рекомбинирующий электрон [4] приводит к появлению в спектре ЭР второго, менее интенсивного плато в области частот $\Omega_{\max}^{(d)} < \Omega \lesssim \hbar\Omega_{\max}^{(r)}$ (высокоэнергетическое плато), обусловленного эффектами перерассеяния электрона на атоме в сильном осциллирующем поле.

В настоящее время актуальным является вопрос о корректном учете атомного потенциала при расчете сечений нелинейных фотопроцессов. В последние годы он представляет особый интерес в связи с экспериментами по извлечению информации об атомной структуре (в частности, сечениях фотоионизации и

упругого рассеяния электронов на атомном остове) из спектров генерации высших гармоник (ГВГ) лазерного излучения атомами [5] и надпороговой ионизации (НПИ) атомов сильным лазерным полем [6]. Очевидно, что рассмотрение этого вопроса невозможно в рамках борновского приближения (как в [3, 4]). Оно требует развития методов и моделей, в которых взаимодействие электрона как с лазерным полем, так и с атомным потенциалом учитывается вне рамок теории возмущений. Роль эффектов атомной структуры в столкновительных процессах в сильном поле недавно обсуждалась при анализе электрон-атомного рассеяния (ЭАР) в световом поле [7, 8]. Для ЭР же этот вопрос остается неизученным.

В данной заметке процесс ЭР в сильном световом поле исследуется на основе метода эффективного радиуса (МЭР) в формализме квазиэнергетических состояний [8, 9]. В низкочастотном (квазиклассическом) приближении получены аналитические выражения для сечения ЭР, хорошо согласующиеся с точными результатами МЭР в областях низко- и высокоэнергетического плато и допускающие простое обобщение на случай электрон-ионной фоторекомбинации. Эти выражения содержат лазерные параметры, нечувствительные к потенциальному $U(r)$ и описывающие интерференционные структуры в спектре ЭР, и характеристики атомной мишени в отсутствие поля (сечения фоторекомбинации и амплитуды упругого рассеяния электрона). Важная роль эффектов атомной структуры в процессе ЭР в сильном поле продемонстрирована на примере электрон-ионной рекомбинации на ионах Xe^+ .

Метод расчета. Мы рассматриваем ЭР как процесс испускания фотона с частотой Ω при дипольном переходе электрона из состояния рассеяния $\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ с импульсом \mathbf{p} в атомном потенциале $U(r)$ и линейно поляризованном поле с электрическим вектором

¹⁾ e-mail: manakov@phys.vsu.ru

$$\mathbf{F}(t) = \mathbf{F} \cos \omega t = e_z F(t), \quad F(t) = F \cos \omega t$$

в связанное состояние $\psi_0(\mathbf{r})$ с энергией E_0 в потенциале $U(r)$. Сечение ЭР, просуммированное по поляризациям и проинтегрированное по направлениям испускания спонтанного фотона, имеет вид [3]

$$\sigma(\Omega) = \frac{4m\Omega^3}{3\hbar c^3 p} |\mathbf{d}(\Omega)|^2, \quad (1)$$

$$\mathbf{d}(\Omega) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int d\mathbf{r} \psi_0^*(\mathbf{r}, t) \mathbf{d}\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) e^{i\Omega t}, \quad (2)$$

где $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$, $\psi_0(\mathbf{r}, t) = \psi_0(\mathbf{r})e^{-iE_0 t/\hbar}$, $T = 2\pi/\omega$. Вследствие периодичности $\mathbf{F}(t)$ в состоянии $\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ сохраняется квазиэнергия ϵ [10]:

$$\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\epsilon t/\hbar} \Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t), \quad \Phi_{\mathbf{p}}(t) = \Phi_{\mathbf{p}}(t + T),$$

где $\epsilon = p^2/(2m) + u_p$, $u_p = e^2 F^2/(4m\omega^2)$ – средняя колебательная энергия электрона в поле $\mathbf{F}(t)$. Разложение $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ в (2) в ряд Фурье показывает, что спектр рекомбинационного излучения в лазерном поле определяется выражением

$$\hbar\Omega = \epsilon - E_0 + n\hbar\omega = \hbar\Omega_0 + u_p + n\hbar\omega,$$

где $\hbar\Omega_0 = p^2/(2m) + |E_0|$ – энергия рекомбинационного фотона при $\mathbf{F}(t) = 0$, а n – число поглощенных электроном в процессе ЭР лазерных фотонов.

Для расчета сечения ЭР $\sigma(\Omega)$ в поле $\mathbf{F}(t)$ мы используем развитый в работах [8, 9] подход для анализа ЭАР в световом поле на основе МЭР. В этом подходе взаимодействие электрона с короткодействующим потенциалом $U(r)$ (радиуса r_c) учитывается не-пертурбативным образом через длину рассеяния a_l и эффективный радиус r_l [11], а его взаимодействие с полем $\mathbf{F}(t)$ учитывается точно. Волновая функция связанного состояния с энергией $E_0 = -\hbar^2 \kappa^2/(2m)$ и орбитальным моментом l в МЭР при $r > r_c$ определяется сферической функцией Ханкеля $h_l(i\kappa r)$:

$$\psi_0(\mathbf{r}) = (-i)^l C_{\kappa l} \kappa^{l+1/2} h_l(i\kappa r) Y_{l,m_l}(\hat{\mathbf{r}}), \quad (3)$$

где κ и коэффициент $C_{\kappa l}$ связаны с a_l и r_l [12]. Точное выражение для $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ в МЭР имеет достаточно сложный вид и содержит интеграл от функции Грина электрона в лазерном поле и периодической функции времени, удовлетворяющей одномерному интегродифференциальному уравнению [8, 9]. Поэтому точный расчет матричного элемента (2) в МЭР, который, кроме интеграла по \mathbf{r} , включает двойной интеграл по времени, можно выполнить только численно. Аналитические оценки $\sigma(\Omega)$ в МЭР в области границ

низко- и высокоэнергетического плато удается получить в низкочастотном приближении:

$$\hbar\omega \ll |E_0|, \quad (4)$$

при выполнении дополнительного условия

$$\gamma_p \equiv \frac{\omega p}{|e|F} \ll 1, \quad (5)$$

при котором интегралы по времени в (2) можно оценить аналитически, используя модификацию метода перевала для случая двух близких перевальных точек [8]. (Отметим, что в нашем случае параметр γ_p играет роль параметра Келдыша $\gamma = \hbar\omega\kappa/(|e|F)$ для задачи о туннельной ионизации состояния $\psi_0(\mathbf{r})$ [13].)

Опуская детали вычислений, приведем результаты для $\sigma(\Omega)$ в МЭР в низшем порядке по параметру $\hbar\omega/|E_0|$ (“прямая” ЭР) и с учетом эффектов следующего порядка по частоте, а также их сравнение с точными численными результатами для $\sigma(\Omega)$ в МЭР.

Спектр ЭР в области границы низкоэнергетического плато. Для случая прямой ЭР $\mathbf{d}(\Omega)$ имеет вид

$$\mathbf{d}(\Omega) \approx \mathbf{d}_d(\Omega) = w_d(\Omega) \mathbf{d}_0(\mathbf{p}_\Omega), \quad (6)$$

$$w_d(\Omega) = \frac{\hbar\omega}{|E_0|} \zeta_p \text{Ai} \left(\zeta_p \frac{E_\Omega - E_{\max}^{(d)}}{|E_0|} \right), \quad (7)$$

$$E_{\max}^{(d)} = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e\mathbf{F}}{\omega} \right)^2, \quad \zeta_p = 0.5 (I_0/I_p)^{1/3}, \quad (8)$$

где $\text{Ai}(x)$ – функция Эйри, $E_\Omega = \hbar\Omega - |E_0|$, $I_p = I(\gamma_p \cos \theta + 1)/2$, θ – угол между \mathbf{p} и \mathbf{F} , $I = cF^2/(8\pi)$ – интенсивность поля $\mathbf{F}(t)$, $I_0 = cF_0^2/(8\pi)$, $F_0 = \sqrt{8m|E_0|^3/(|e|\hbar)}$, $\mathbf{p}_\Omega = \mathbf{n}\sqrt{2mE_\Omega}$, \mathbf{n} – единичный вектор в направлении вектора $\mathbf{p} = e\mathbf{F}/\omega$, $\mathbf{d}_0(\mathbf{p}) = e\langle\psi_0|\mathbf{r}|\Psi_{\mathbf{p}}\rangle$ – матричный элемент дипольного перехода между состоянием рассеяния $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ в потенциале $U(r)$ в МЭР при $\mathbf{F}(t) = 0$ и связанным состоянием (3). Подставляя (6) в (1), находим сечение прямой ЭР:

$$\sigma(\Omega) \approx \sigma_d(\Omega) = w_d^2 \sigma_0(\Omega), \quad (9)$$

где $\sigma_0(\Omega)$ – сечение рекомбинации электрона с энергией E_Ω в МЭР при $\mathbf{F}(t) = 0$. Выражения (7), (8) записаны для случая $(\mathbf{p} \cdot \mathbf{F}) > 0$. При $(\mathbf{p} \cdot \mathbf{F}) < 0$ в (7), (8) нужно заменить $\mathbf{F} \rightarrow -\mathbf{F}$.

Укажем, что результат (6) справедлив и вне рамок МЭР, так как возможно получить и для дальнодействующего потенциала $U(r)$, заменяя функцию $\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ в (2) ее выражением в приближении Кролла–Батсона (см. формулу (5.12) в [14]) и оценивая интеграл по t при выполнении условия (5) модифицированным методом перевала [8]. Таким образом, выражение (9)

является аналогом формулы Кролла–Ватсона [14] для сечения ЭАР в низкочастотном приближении.

Сравнение аналитической формулы (9) с точными численными результатами для $\sigma(\Omega)$ в МЭР проведено на рис. 1. (Параметры МЭР для $e-H$ -рекомбинации,

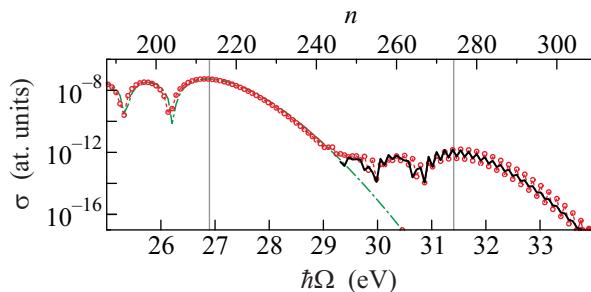


Рис. 1. Спектр ЭР на атоме водорода при энергии электрона $E = 0.53$ эВ и $\theta = 0^\circ$ в поле $\mathbf{F}(t)$ с $\hbar\omega = 0.074$ эВ и $I = 3.7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² ($I_0 = 6.0 \cdot 10^{12}$ Вт/см²); n – число поглощаемых в процессе ЭР фотонов. Тонкая линия с кругами – точный результат МЭР; штрих-пунктирная и толстая линии – формулы (9) и (11). Вертикальные линии – положение границ плато согласно (10) (с $k = 1$) и (19)

т.е. фотоприлипания электрона к атому водорода с образованием отрицательного иона H^- с энергией связи $|E_0| = 0.755$ эВ, есть [15] $a_0 = 6.16$ аВ, $r_0 = 2.64$ аВ, где аВ – боровский радиус.) Как видно, в точных результатах отчетливо прослеживаются две платообразные области, а формула (9) прекрасно описывает абсолютную величину и осцилляционную структуру $\sigma(\Omega)$ только в области границы низкоэнергетического плато (при 25 эВ $\leq \hbar\Omega \lesssim 29$ эВ). Как показывает квазиклассический анализ [3], плавные осцилляции $\sigma(\Omega)$ в этой области обусловлены интерференцией двух классических траекторий электрона в поле $\mathbf{F}(t)$, на которых электрон с начальным импульсом \mathbf{p} набирает одинаковую энергию E_Ω к моменту рекомбинации (эти траектории сливаются при $E_\Omega = E_{\max}^{(d)}$). В нашем аналитическом рассмотрении интерференция указанных траекторий описывается функцией Эйри в w_d^2 , осциллирующей при $E_\Omega < E_{\max}^{(d)}$ и экспоненциально затухающей при $E_\Omega > E_{\max}^{(d)}$. Простой вид w_d^2 позволяет определить энергию $\hbar\Omega$, при которых конструктивная и деструктивная интерференция классических траекторий приводят к максимумам и минимумам в спектре ЭР:

$$\hbar\Omega_k = |E_0| + E_{\max}^{(d)} - 2|\xi_k|(I_p/I_0)^{1/3}|E_0|, \quad (10)$$

где ξ_k ($\xi_k < 0$) определяет положение максимумов (нечетные k) и нулей (четные k) функции $Ai^2(\xi)$. В сильном поле параметр $(I_p/I_0)^{1/3}$ не мал (для рис. 1

он равен 0.33). Поэтому характерная “частота” вариаций в спектре ЭР имеет величину порядка $|E_0|$. Граница плато $\hbar\Omega_{\max}^{(d)}$ определяется выражением (10) с максимальным значением ξ_k : $\xi_1 = -1.019$. (Как следует из (8), $E_{\max}^{(d)} \approx 2u_p$ при $\gamma_p \rightarrow 0$ [3].)

Зависимость от атомной структуры в (9) определяется только сечением рекомбинации $\sigma_0(\Omega)$, так что положение минимумов и максимумов осцилляций $\sigma(\Omega)$ в области низкоэнергетического плато не зависит от деталей потенциала $U(r)$, а $\sigma_d(\Omega)$ имеет вид произведения лазерного (w_d^2) и атомного ($\sigma_0(\Omega)$) параметров, аналогично сечениям других нелинейных атомных фотопроцессов в области границы плато [5, 6, 8, 16, 17]. Аналогичный вид имеют также формулы Кролла–Ватсона [14] и (в борновском приближении для сечения упругого рассеяния) Бункина–Федорова [18] для сечения ЭАР, в которых лазерный параметр определяется квадратом функции Бесселя.

Высокоэнергетическое плато в спектре ЭР. Как следует из рис. 1, для описания высокоэнергетической части спектра ЭР результата (9) для $\sigma(\Omega)$ в низшем приближении по $\hbar\omega/|E_0|$ недостаточно. Необходим учет членов более высокого порядка по частоте в лазерном параметре, которые, как будет показано ниже, описывают перерассеяние электрона на атоме и, следовательно, уже должны зависеть от вида потенциала $U(r)$. Для этой области спектра МЭР дает следующий результат для $\sigma(\Omega)$ в приближении (5):

$$\sigma(\Omega) \approx \sigma_r(\Omega) = \mathcal{W}\sigma_0(\Omega), \quad (11)$$

$$\mathcal{W} = |w_+^{(ls)} w_+^{(pr)} - w_-^{(ls)} w_-^{(pr)}|^2, \quad (12)$$

где комплексные величины $w_+^{(ls)}$ и $w_-^{(ls)}$ имеют вид

$$w_\pm^{(ls)} = \frac{1}{\sqrt{D_\pm}} e^{i\varphi_\pm} \mathcal{A}_\pm^{(0)}. \quad (13)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \hbar\varphi_\pm &= S_{\mathbf{q}\pm}(t_\pm) - S_{\mathbf{p}}(t_\pm) - S_{\mathbf{q}\pm}(t'_\pm) + E_\Omega t'_\pm, \\ S_{\mathbf{p}}(t) &= \int^t \frac{[\mathbf{p} - e\mathbf{A}(\tau)/c]^2}{2m} d\tau, \\ \mathbf{q}_\pm &\equiv \mathbf{q}(t_\pm, t'_\pm) = \frac{e \int_{t_\pm}^{t'_\pm} \mathbf{A}(\tau) d\tau}{c(t'_\pm - t_\pm)}, \\ D_\pm &= \frac{e}{m^2} (\mathbf{q}_\pm - \mathbf{p}) \cdot \mathbf{F}(t_\pm), \\ \mathcal{A}_\pm^{(0)} &= \mathcal{A}^{(0)} \left[\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_\pm), \mathbf{q}_\pm - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_\pm) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где $\mathbf{A}(t) = -(c\mathbf{F}/\omega) \sin \omega t$ – векторный потенциал поля $\mathbf{F}(t)$, а $\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ – амплитуда упругого рассеяния ($|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'|$) электрона на потенциале $U(r)$ при $\mathbf{F}(t) = 0$. Амплитуда $\mathcal{A}^{(0)}$ в МЭР имеет вид [17]

$$\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{(2l+1)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}')^l}{\mathcal{R}_l(k)}, \quad \mathbf{k} = \frac{\mathbf{p}}{\hbar}, \quad (15)$$

$$\mathcal{R}_l(k) = -a_l^{-1} + r_l k^2/2 - i k^{2l+1}.$$

Вещественные величины $w_{\pm}^{(pr)}$ в безразмерном параметре \mathcal{W} в (12) также зависят от времен t_{\pm} и t'_{\pm} :

$$w_{\pm}^{(pr)} = \frac{\hbar\omega}{|E_0|} \frac{\zeta}{\Delta_{\pm}^{3/2}} \text{Ai} \left(\zeta \frac{E_{\Omega} - E_{\max}^{(r),\pm}}{|E_0|} \right), \quad (16)$$

где $\zeta = 0.61 (I_0/I)^{1/3}$, $\Delta_{\pm} = t'_{\pm} - t_{\pm}$,

$$E_{\max}^{(r),\pm} = \frac{1}{2m} \left[\mathbf{q}_{\pm} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t'_{\pm}) \right]^2.$$

Две пары времен, t_+ , t'_+ и t_- , t'_- , являются вещественными решениями системы классических уравнений, которые следуют из уравнений для превальных точек в интегралах по времени в (2):

$$\left[\mathbf{q}_{\pm} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_{\pm}) \right]^2 = \left[\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_{\pm}) \right]^2, \quad (17)$$

$$(\mathbf{p} - \mathbf{q}_{\pm}) \cdot \left[\mathbf{q}_{\pm} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t'_{\pm}) - e\mathbf{F}(t'_{\pm})(t'_{\pm} - t_{\pm}) \right] + \frac{F(t'_{\pm})}{F(t_{\pm})} \left[\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_{\pm}) \right]^2 = 0. \quad (18)$$

Замечательно, что совокупность формул (11), (18) допускает простую и наглядную интерпретацию на языке известного в теории нелинейных фотопроцессов классического сценария перерассеяния (см., например, [1]) и впервые представляет строгое квантовое обоснование этого сценария для процесса ЭР. Согласно этому сценарию при учете действия потенциала $U(r)$ на электрон в континууме процесс ЭР включает три стадии [4]. На первой стадии в результате рассеяния на потенциале $U(r)$ в момент времени t импульс \mathbf{p} электрона поворачивается вдоль направления поля $\mathbf{F}(t)$. На второй стадии электрон движется по замкнутой классической траектории в поле $\mathbf{F}(t)$, набирая энергию E_{Ω} . Наконец, возвращаясь в исходную точку в момент времени t' , он рекомбинирует с испусканием фотона с частотой $\Omega = (E_{\Omega} + |E_0|)/\hbar$.

В нашем квантовом рассмотрении времена t и t' определяются системой уравнений (17), (18), первое из которых выражает закон сохранения энергии в моменты t_{\pm} рассеяния электрона на потенциале $U(r)$ в поле $\mathbf{F}(t)$, а второе определяет условие максимума энергии $E_{\max}^{(r),\pm}$, которую электрон с начальным импульсом \mathbf{p} может набрать в поле в моменты рекомбинации t'_{\pm} . Два класса решений (t_+, t'_+ и t_-, t'_-) соответствуют тому, что рассеяние возможно как при положительном ($F(t_+) > 0$), так и при отрицательном

($F(t_-) < 0$) значениях $\mathbf{F}(t)$ на периоде поля T . В результате импульс \mathbf{q} после рассеяния или параллелен (\mathbf{q}_+), или антипараллелен (\mathbf{q}_-) вектору \mathbf{F} , что приводит к различным значениям $E_{\max}^{(r),+}$ и $E_{\max}^{(r),-}$. (Укажем, что простая связь между “плюс” и “минус” решениями системы (17), (18) имеет место только при $\theta = 0$ и $p \rightarrow 0$. В этом случае $t_+ = 0.024T = t_- + T/2$, $t'_+ = 0.701T = t'_- + T/2$, а $E_{\max}^{(r),+} = E_{\max}^{(r),-} \approx 3.158 u_p$.) Первая стадия ЭР в нашем рассмотрении описывается величинами $w_{\pm}^{(ls)}$ в (12), которые содержат амплитуду упругого рассеяния $\mathcal{A}^{(0)}$ (см. (14)). Движению электрона по замкнутым классическим траекториям в интервале времени между t_{\pm} и моментом рекомбинации с энергией E_{Ω} соответствуют величины $w_{\pm}^{(pr)}$ в (12). При этом наличие функции Эйри в (16) обусловлено тем, что при энергии $E_{\Omega} < E_{\max}^{(r),\pm}$ существуют две различные (так называемые короткая и длинная) замкнутые траектории, вырождающиеся при $E_{\Omega} = E_{\max}^{(r),\pm}$ в экстремальную траекторию, определяемую уравнениями (17), (18). Последняя стадия в классическом сценарии ЭР описывается сечением $\sigma_0(\Omega)$ в (11).

На рис. 1 проведено сравнение аналитического результата (11) с точным результатом для $\sigma(\Omega)$ в МЭР. Как видно, сечение $\sigma_r(\Omega)$ на несколько порядков меньше, чем $\sigma_d(\Omega)$, так что при $\hbar\Omega \lesssim (|E_0| + E_{\max}^{(d)})$ высокоЕнергетическое плато маскируется более интенсивным низкоенергетическим плато. Причина малости $\sigma_r(\Omega)$ по сравнению с $\sigma_d(\Omega)$ следует из аналитических результатов. Ввиду периодичности $\mathbf{F}(t)$ решения уравнений (17), (18) имеют вид $t_{\pm} = \omega^{-1}\tau_{\pm}$, $t'_{\pm} = \omega^{-1}\tau'_{\pm}$, где τ_{\pm} , τ'_{\pm} – некоторые числа. Поэтому с учетом соотношения $\Delta_{\pm} = (\tau'_{\pm} - \tau_{\pm})/\omega$ величина $w_{\pm}^{(pr)}$ в (16), кроме параметра $\hbar\omega/|E_0|$, как и в (7), имеет дополнительную малость $\sim \omega^{3/2}$. Кроме того, поскольку $|\mathbf{q}_{\pm}| \gg p$ в соответствии с условием (5), $w_{\pm}^{(ls)}$ в (13) имеет малость $\sim (\omega/F)^{1/2}$ изза множителя $1/\sqrt{D_{\pm}}$. В результате величина \mathcal{W} в (11) имеет малость $\sim (\omega^4/F)$ по сравнению с w_d^2 в (9).

Природа интерференционных осцилляций в спектре ЭР при $\hbar\Omega > (|E_0| + E_{\max}^{(d)})$ очевидна из (12). Низкочастотные осцилляции описываются функцией Эйри в (16). Они обусловлены интерференцией двух отмеченных выше траекторий, на которых электрон набирает одинаковую энергию E_{Ω} к моменту рекомбинации. Поскольку энергия $E_{\max}^{(r),+}$ лишь незначительно превышает $E_{\max}^{(r),-}$ (на величину $\sim 0.2\gamma_p u_p$), оценка энергии $\hbar\Omega_{\max}^{(r)}$ (границы высокоЕнергетического плато), начиная с которой величины $w_{\pm}^{(pr)}$ экспоненциально убывают, имеет вид (ср. с (10))

$$\hbar\Omega_{\max}^{(r)} \approx |E_0| + E_{\max}^{(r),+} - 1.67(I/I_0)^{1/3}|E_0|. \quad (19)$$

Высокочастотные осцилляции на рис. 1 обусловлены разностью фаз величин w_+^{ls} и w_-^{ls} . Эти фазы определяются как классическими фазами φ_\pm в (13), так и фазами δ_\pm комплексных амплитуд рассеяния $\mathcal{A}_\pm^{(0)} = |\mathcal{A}_\pm^{(0)}| \exp(i\delta_\pm)$.

Подчеркнем, что высокочастотные осцилляции свойственны только процессу ЭР и отсутствуют в спектрах НПИ [6, 17] и ЭАР [8]. Это связано с тем, что в процессе ЭР рекомбинирующий электрон переходит в связанное состояние и вклад в амплитуду процесса дают две пары перевальных точек (t_+, t'_+ и t_-, t'_-), соответствующих актам перерассеяния на положительных ($F(t) > 0$) и отрицательных ($F(t) < 0$) полупериодах поля $\mathbf{F}(t)$. В случае же НПИ и ЭАР вклад в амплитуды дает только одно (“плюс” или “минус”) решение системы уравнений типа (17), (18) в зависимости от направления импульса детектируемого фотоэлектрона относительно вектора \mathbf{F} в НПИ или импульса рассеянного электрона относительно начального импульса \mathbf{p} в ЭАР. Таким образом, анализ спектров ЭР позволяет получить более полную информацию о деталях потенциала $U(r)$, чем в других нелинейных фотопроцессах, а наличие двух интерферирующих слагаемых в \mathcal{W} в (12) не позволяет в общем случае записать сечение $\sigma_r(\Omega)$ в виде произведения чисто лазерных (не зависящих от $U(r)$) и атомных параметров, подобно $\sigma_d(\Omega)$ в (9).

Эффекты атомной структуры в электрон-ионной рекомбинации. Как видно из (11), (14), вся информация об атомной мишени (или эффектах потенциала $U(r)$) в сечении $\sigma_r(\Omega)$ содержится только в двух не зависящих от $\mathbf{F}(t)$ атомных параметрах: сечении фоторекомбинации $\sigma_0(\Omega)$ и амплитуде упругого рассеяния $\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$. Поэтому, учитывая прозрачный физический смысл полученных аналитических результатов (11), (12) в МЭР для коротковременного потенциала $U(r)$, их обобщение на более важный случай электрон-ионной рекомбинации (в поле дальнодействующего потенциала $U(r)$ с кулоновской асимптотикой) состоит в замене $\sigma_0(\Omega)$ и $\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ в (11) и (14) на соответствующие величины для конкретного положительного атомного иона, которые могут быть взяты из независимых расчетов или из эксперимента (ср. с аналогичным обобщением аналитических результатов МЭР для ГВГ [16] и НПИ [17] на случай нейтральных атомов). В этом случае энергетическим параметром задачи $|E_0|$, определяющим малость параметра $\hbar\omega/|E_0|$ и характерную интенсивность I_0 , является уже не энергия связи отрицательного иона атома, как в МЭР, а энер-

гия атомного уровня $E_0^{(a)}$, на который происходит рекомбинация. Таким образом, с заменой $E_0 \rightarrow E_0^{(a)}$ величины $w_\pm^{(pr)}$ в (12) для случая рекомбинации на положительных ионах имеют тот же вид (16), что и в МЭР.

Существенное влияние эффектов атомной структуры на спектры электрон-ионной рекомбинации в присутствии сильного лазерного излучения продемонстрировано на рис. 2а на примере высокоенергетической части спектра ЭР для ионов Xe^+ с образованием основного состояния Xe ($|E_0^{(a)}| = 12.13$ эВ) для электронов с $E = 0.5$ и 5 эВ (тонкая и толстая линии) в поле $\mathbf{F}(t)$ с $I = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² ($I_0 = 2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см²) и $\hbar\omega = 0.689$ эВ ($\lambda = 1.8$ мкм); $\theta = 0^\circ$.

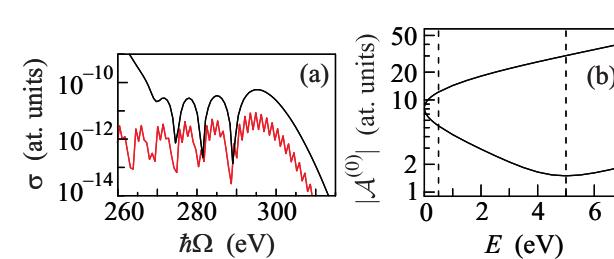
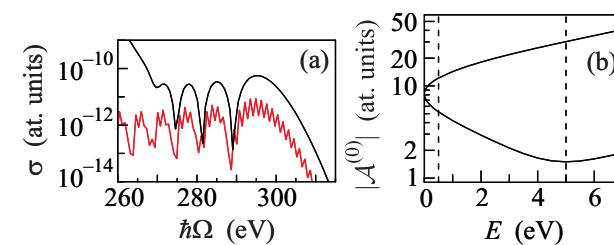


Рис. 2. (а) – Высокоенергетическая часть спектра ЭР для ионов Xe^+ с образованием основного состояния Xe ($|E_0^{(a)}| = 12.13$ эВ) для электронов с $E = 0.5$ и 5 эВ (тонкая и толстая линии) в поле $\mathbf{F}(t)$ с $I = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² ($I_0 = 2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см²) и $\hbar\omega = 0.689$ эВ ($\lambda = 1.8$ мкм); $\theta = 0^\circ$. (б) – Зависимость $|\mathcal{A}_\pm^{(0)}|$ от E для тех же лазерных параметров, что и на (а). Толстая и тонкая линии – $|\mathcal{A}_+^{(0)}|$ и $|\mathcal{A}_-^{(0)}|$. Вертикальные штриховые линии указывают $E = 0.5$ и 5 эВ

тической области спектров ЭР на ионе Xe^+ для энергий электрона $E = 0.5$ и 5 эВ и $\theta = 0$. (Сечение $\sigma_0(\Omega)$ получено из результатов для сечения фотоионизации Xe [19] согласно принципу детального равновесия, а амплитуда рассеяния $\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ рассчитана численно с использованием модельного потенциала для иона Xe^+ [20].) Видно, что при $E = 0.5$ эВ спектр ЭР содержит высокочастотные осцилляции, амплитуда которых зависит от фаз δ_\pm амплитуд рассеяния $\mathcal{A}_\pm^{(0)}$ и уменьшается примерно в два раза, если положить $\delta_\pm = 0$, а период (по $\hbar\Omega$) составляет величину $\sim \hbar\omega$. При $E = 5$ эВ эти осцилляции отсутствуют. Это связано с тем, что в первом случае различие между $|\mathcal{A}_+^{(0)}|$ и $|\mathcal{A}_-^{(0)}|$ незначительно (см. рис. 2б), так что величины $w_+^{(ls)}$ и $w_-^{(ls)}$ дают соизмеримый вклад в \mathcal{W} в (12) и интерференционный эффект хорошо выражен. Отсутствие осцилляций при $E = 5$ эВ объясняется проявлением в спектре ЭР известного эффекта Рамзауэра [11], который состоит в немонотонной зависимости сечения упругого рассеяния $d\sigma_{sc} = |\mathcal{A}^{(0)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')|^2 d\Omega_{\mathbf{p}'}$ медленных электронов на многоэлектронных атомах и ионах от энергии и в случае рассеяния на Xe^+ приводит к минимуму $d\sigma_{sc}$ при энергии $E_R \approx 9$ эВ (при этом $|\mathcal{A}^{(0)}| = 1.7$ ат. ед.). Для амплитуд $\mathcal{A}_\pm^{(0)}$ в (14) с зависящими от поля им-



пульсами эта энергия соответствует рамзауэрсовскому минимуму модуля амплитуды $\mathcal{A}_-^{(0)}$ при $E = 5$ эВ, где $|\mathcal{A}_+^{(0)}/\mathcal{A}_-^{(0)}| \approx 18$ (см. рис. 2б). Поэтому вклад слагаемого $w_-^{(ls)}$ в (12) оказывается подавленным, что и объясняет исчезновение осцилляций при $E = 5$ эВ.

Выражения (9), (11) неприменимы при резонансных энергиях $E \approx E_{\text{res}} = r\hbar\omega - |E_0| - u_p$ (когда электрон может быть захвачен в состояние $\psi_0(\mathbf{r})$ с вынужденным испусканием r фотонов [7]) и при пороговых энергиях $E \approx E_{\text{th}} = k\hbar\omega$, где $k = 1, 2, \dots$ (при которых спектр ЭР существенно модифицируется пороговыми явлениями [9]). Резонансные и пороговые явления имеют чисто квантовую природу, поэтому они не возникают в низкочастотном приближении и требуют отдельного рассмотрения.

Приведенные результаты показывают, что при рекомбинации медленных ($E < u_p$) электронов в присутствии сильного низкочастотного лазерного поля частота рекомбинационного излучения Ω может на порядки превышать Ω_0 , что соответствует поглощению электроном в процессе ЭР нескольких сот лазерных фотонов, а граница высокознергетического плато в спектре ЭР ($\hbar\Omega_{\text{max}}^{(r)} \approx |E_0| + 3.158 u_p$) практически совпадает с известным результатом для границы плато при ГВГ ($\hbar\Omega_{\text{max}} \approx |E_0| + 3.172 u_p$) [1]. Структура высокознергетического плато в спектре ЭР более чувствительна к эффектам атомного потенциала, чем в других нелинейных фотопроцессах. Это должно стимулировать аналогичные [5, 6] эксперименты по извлечению информации об атомной динамике из спектра ЭР в сильном лазерном поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 09-02-00541).

1. D. B. Milošević and F. Ehlotzky, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **49**, 343 (2003).

2. E. S. Shuman, R. R. Jones, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 263001 (2008).
3. A. Jagoń, J. Z. Kamiński, and F. Ehlotzky, *Phys. Rev. A* **61**, 023404 (2000); M. Yu. Kuchiev and V. N. Ostrovsky, *Phys. Rev. A* **61**, 033414 (2000).
4. D. B. Milošević and F. Ehlotzky, *Phys. Rev. A* **65**, 042504 (2002).
5. S. Minemoto, T. Umegaki, Y. Oguchi et al., *Phys. Rev. A* **78**, 061402 (2008); H. J. Wörner, H. Niikura, J. B. Bertrand et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 103901 (2009); A. D. Shiner, B. E. Schmidt, C. Trallero-Herrero et al., *Nat. Physics* **7**, 464 (2011).
6. M. Okunishi, T. Morishita, G. Prumper et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 143001 (2008); D. Ray, B. Ulrich, I. Bocharova et al., *ibid.*, **100**, 143002 (2008).
7. A. V. Flegel, M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 103201 (2009).
8. A. V. Flegel, M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. N. Zheltukhin, *J. Phys. B* **42**, 241002 (2009).
9. Н. Л. Манаков, А. Ф. Старас, А. В. Флегель, М. В. Фролов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 99 (2008).
10. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **51**, 1492 (1966).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лишшиц, *Квантовая механика*, М.: Физматлит, 2001.
12. С. П. Андреев, Б. М. Карнаков, В. Д. Мур, *ТМФ* **64**, 838 (1985).
13. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
14. N. M. Kroll and K. M. Watson, *Phys. Rev. A* **8**, 804 (1973).
15. T. Ohmura and H. Ohmura, *Phys. Rev.* **118**, 154 (1960).
16. M. V. Frolov, N. L. Manakov, T. S. Sarantseva et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 243901 (2009).
17. M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **79**, 033406 (2009).
18. Ф. В. Бункин, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **49**, 1569 (1965).
19. M. Kutzner, V. Radojević, and H. P. Kelly, *Phys. Rev. A* **40**, 5052 (1989).
20. Z. Chen, A.-T. Le, T. Morishita, and C. D. Lin, *Phys. Rev. A* **79**, 033409 (2009).