

**КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК***Д. Ф. Зарецкий, Э. А. Нерсесов**Московский государственный инженерно-физический институт  
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 января 1997 г.

Показано, что в случае фазового синхронизма излучателей и при определенном соотношении между параметрами волны накачки и атомного пучка возможен эффект насыщения, при котором интенсивность излучения высоких гармоник перестает зависеть от концентрации атомов. В рамках простой модели, учитывающей неоднородность интенсивности волны накачки в поперечном к оси фокуса направлении, получено выражение для оптимальной концентрации атомов среды, соответствующей насыщению интенсивности. Полученные зависимости оптимальной концентрации атомов от мощности лазерной волны и номера гармоники находятся в качественном согласии с недавно опубликованными экспериментальными данными [8].

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Явление генерации высоких гармоник на частотах, соответствующих нечетному числу квантов ионизирующей лазерной волны, исследовалось впервые в экспериментальных работах [1–4]. Одной из особенностей этого явления явилась установленная в [3] нелинейная зависимость интенсивности гармоники  $I_s$  ( $s$  — номер гармоники) от концентрации  $n_a$  атомов среды. В ряде теоретических работ этот результат был связан с явлением фазового синхронизма в процессе генерации гармоник. Так, в работе [5] методом численного решения уравнений Максвелла в нелинейной среде получены значения интенсивностей  $I_s$  в зависимости от основных параметров ионизирующей волны и пучка атомов.

В работах [6, 7] явление генерации высоких гармоник изучалось с помощью квантового аналитического подхода, развитого авторами для описания эффектов надпороговой ионизации атомов. Генерация гармоник непосредственно связывалась с явлением надпороговой ионизации атомов, так что своим происхождением высокие гармоники обязаны процессу перехода атома из основного состояния в непрерывный спектр с поглощением нескольких квантов волны накачки и излучением кванта высокой гармоники с возвращением в основное состояние. Полученные в [6, 7] выражения для вероятностей спонтанного и вынужденного излучения высоких гармоник в условиях фазового синхронизма излучателей дали удовлетворительное объяснение основных закономерностей явления (форма спектра, зависимость  $I_s$  от различных параметров задачи, таких как интенсивность и размеры фокуса лазерной волны, плотность пучка атомов и его расположение относительно фокуса и т. д.).

В недавней совместной экспериментальной работе двух групп в Лунде и Сакле [8] исследовалась зависимость интенсивности генерации высоких гармоник от плотности атомной среды. Было установлено, что в области невысоких давлений (4–14 мбар) интенсивность гармоник возрастает с ростом концентрации атомов приблизительно по

квадратичному закону. Однако по достижении некоторой оптимальной концентрации интенсивность генерации выходит на постоянную величину, и дальнейший рост плотности среды сопровождается монотонным уменьшением интенсивности. В [8] было установлено, что значение оптимальной концентрации зависит как от номера гармоники (убывает с ростом номера), так и от интенсивности лазерной волны (при фиксированном номере гармоники возрастает с увеличением мощности волны накачки).

В связи с этими экспериментальными результатами представляет интерес их качественное объяснение в рамках аналитического квантового подхода. В данной работе показано, что в условиях фазового синхронизма излучающих атомов и при невысокой плотности среды имеет место квадратичная зависимость интенсивности гармоник  $I_s$  от концентрации атомов  $n_a$ . Однако при определенных соотношениях между параметрами волны накачки и пучка возникает эффект насыщения, когда интенсивность  $I_s$  перестает зависеть от концентрации. Причина подобного явления связана со значительным фазовым сдвигом излучателей, возникающим на расстоянии меньшем продольного размера объема взаимодействия.

В рамках простой модели, учитывающей неоднородность интенсивности лазерной волны в поперечном к оси фокуса направлении, получено соотношение для оптимальной концентрации атомов. Качественные зависимости, следующие из этого соотношения, находятся в согласии с данными работы [8].

## 2. ВЕРОЯТНОСТЬ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматривается временная задача о переходах из основного состояния атомов с поглощением нескольких квантов волны накачки и возвращением в основное состояние с излучением кванта высокой гармоники. Амплитуда вероятности перехода системы с излучением к моменту времени  $t$  квантов  $s$ -й гармоники ( $\mathbf{K}, \Omega = s\omega$ ) дается выражением [7] ( $\hbar = c = 1$ )

$$A_{\Omega}(t) = A_{0s}(eA_{0\Omega}) \sum_j \exp [i(\mathbf{s}\mathbf{k} - \mathbf{K})\mathbf{R}_j] \xi^*(s\omega - \Omega) \exp [i(s\omega - \Omega - i\lambda)t], \quad (1)$$

где  $A_{0\Omega}$  — амплитуда векторного потенциала излучаемой волны частоты  $\Omega$ ;  $\mathbf{k}$  и  $\omega$  — волновой вектор и частота ионизирующей волны;  $\mathbf{R}_j$  — радиус-вектор  $j$ -го атома (остаточного иона) и суммирование в (1) проводится по всем атомам в объеме взаимодействия среды с лазерной волной;  $\xi^*(x) = \mathcal{P}/x + i\pi\delta(x)$ ; безразмерный множитель  $A_{0s}$  определяется амплитудой вероятности многофотонной ионизации атома и содержит функцию, описывающую огибающую максимумов спектра надпороговых фотоэлектронов; параметр  $\lambda \approx +0$  соответствует адиабатическому включению поля волны при  $t \rightarrow -\infty$ .

Из (1) следует формула для вероятности перехода в единицу времени в парциальное конечное состояние системы:

$$\frac{d}{dt} |A_{\Omega}(t)|^2 = A_{0s}^2 (eA_{0\Omega})^2 \left| \sum_j \exp [i(\mathbf{s}\mathbf{k} - \mathbf{K})\mathbf{R}_j] \right|^2 \frac{2\lambda}{(s\omega - \Omega)^2 + \lambda^2}. \quad (2)$$

В случае спонтанного излучения  $s$ -й гармоники частоты  $\omega$  в (2) следует подставить вместо  $eA_{0\Omega}$  выражение  $eA_{0\Omega} = \sqrt{8\pi\alpha/\Omega V}$ , где  $V$  — нормировочный объем поля

спонтанного излучения,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, а лоренцову зависимость (последний множитель в (2)) заменить  $\delta$ -функцией, дающей закон сохранения энергии в рассматриваемом процессе. Эта  $\delta$ -функция снимается интегрированием по статистическому весу излучаемого кванта ( $\mathbf{K}, \Omega$ ), и в результате вероятность рассматриваемого перехода системы атомов из основного состояния в единицу времени дается выражением

$$w_{sp}^{(s)} = A_{0s}^2 \frac{4\alpha s}{\lambda_0} \int_{(4\pi)} \left| \sum_j \exp [i(\mathbf{s}\mathbf{k} - \mathbf{K})\mathbf{R}_j] \right|^2 d\Omega_{\mathbf{K}}, \quad (3)$$

в котором интегрирование проводится по направлениям вылета кванта  $\mathbf{K}$ ;  $\lambda_0 = 2\pi/\omega$  — длина волны лазерного излучения.

Мы ограничимся вычислением вероятности излучения кванта высокой гармоники в единицу времени. При этом полная вероятность перехода за импульс накачки по порядку величины может быть оценена как  $w_{sp}^{(s)}\tau_i$ , где  $\tau_i$  — длительность импульса ионизирующей волны.

Как следует из (3), вероятность  $w_{sp}^{(s)}$  представима в виде произведения двух множителей: величина  $A_{0s}^2$  описывает переход, происходящий на одиночном атоме и не зависит от номера атома; суммирование по  $j$  отвечает коллективному отклику среды на воздействие волн. Вероятность  $A_{0s}^2$  относится к переходу атома из основного состояния с поглощением нескольких квантов волны накачки и возвращением в основное состояние с излучением одного кванта высокой гармоники. Эта вероятность в случае многофотонных переходов определяется составным матричным элементом и включает в себя многократное суммирование по промежуточным состояниям атома, суммирование по виртуальным квазиэнергетическим состояниям фотоэлектрона и интегрирование по непрерывному спектру [7]. Условие фазового синхронизма атомов, излучающих в рассматриваемом процессе, связывается с поведением показателей экспонент в сумме (3).

Последующие вычисления легко осуществляются в приближении сплошной среды (критерий сформулирован ниже), когда суммирование в (3) заменяется интегрированием по объему взаимодействия атомов с волной. При этом из (3) следует

$$w_{sp}^{(s)} = A_{0s}^2 \left(\frac{\pi}{3}\right)^2 \frac{\alpha s}{\lambda_0} (V_{int} n_a)^2 \int_{(4\pi)} \left[ \frac{2J_1(v)}{v} \right]^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} d\Omega_{\mathbf{K}}, \quad (4)$$

где  $V_{int} = \pi\rho_0^2 d$  — объем взаимодействия атомного пучка с ионизирующей волной,  $\rho_0$  — радиус фокуса волны в его центре,  $d$  — диаметр пучка атомов, посылаемых в поперечном к волне накачки направлении;  $J_1(v)$  — функция Бесселя; аргументы дифракционных множителей

$$v = s\omega\rho_0(\theta - \theta') \quad \text{и} \quad u = s\omega [\theta^2 - (\theta_0^2 + \theta'^2)] d/4, \quad (5)$$

где  $\theta_0^2 \equiv 2|\Delta n|$  ( $\Delta n = n_\omega - n_\Omega$  — разность показателей преломления среды для волн соответствующих частот);  $\theta$  и  $\theta'$  — углы между осью  $z$  (направлением распространения ионизирующей волны) и соответственно векторами  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{k}$ . Угол  $\theta'$  связан с разбросом по направлениям волнового вектора  $\mathbf{k}$ , происходящим в результате фокусировки лазерной волны. В получаемых в дальнейшем выражениях необходимо проводить усреднение по этому углу.

Как показали результаты численных расчетов работы [5], в условиях экспериментов по генерации высоких гармоник с использованием сильной лазерной волны, когда процесс фотоионизации атомов достигает насыщения, основной вклад в значение  $\Delta n$  вносят фотоэлектроны и  $|\Delta n| = \omega_p^2/2\omega^2$ , где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_i e^2/m_e}$  — плазменная частота ионизованной среды ( $n_i \approx n_a$  в условиях насыщения).

Приближение сплошной среды имеет место при выполнении неравенства  $|sk - K|a \ll 1$ , или с учетом введенного параметра  $\Delta n$

$$\frac{|\Delta n|a}{\lambda_0/s} = \frac{\theta_0^2 a s}{2\lambda_0} \ll 1, \quad (6)$$

где  $a$  — среднее расстояние между атомами среды. Нетрудно видеть, что при заданной плотности среды это условие ограничивает сверху допустимые номера гармоник  $s$ .

В соответствии с (4) и (5) угловая картина интенсивности излучения гармоники представлена двумя острыми дифракционными максимумами в направлении углов  $\theta = \theta'$  и  $\theta = \sqrt{\theta_0^2 + \theta'^2}$ , а результирующая интенсивность зависит как от угловой расстройки  $\theta_0$ , так и от величин угловых ширин  $\Delta\theta_{\perp}$  и  $\Delta\theta_{\parallel}$  соответствующих дифракционных множителей.

Оценки работы [7] показали, что для типичных параметров экспериментов по генерации высоких гармоник полная интенсивность излучения в направлении угла  $\theta = \theta'$  в пределах угловой ширины  $\Delta\theta_{\perp} \simeq 2\lambda_0/s\pi\rho_0$  значительно превосходит аналогичную по смыслу величину, получаемую в направлении угла  $\theta = \sqrt{\theta_0^2 + \theta'^2}$  и в пределах ширины  $\Delta\theta_{\parallel} \simeq \lambda_0/s\theta_0 d$ . По этой причине основной вклад в величину интеграла в (4) дает область углов  $\theta$ , для которой параметр  $v \approx 0$ . В случае жесткой фокусировки лазерной волны, когда угловая расходимость в фокусе  $\theta_f$  превосходит дифракционную ширину  $\Delta\theta_{\perp}$ :  $\theta_f > \Delta\theta_{\perp}$ , в результате интегрирования из (4) получим

$$w_{sp}^{(s)} = A_{0s}^2 \left(\frac{\pi}{3}\right)^2 \frac{\alpha s}{\lambda_0} (V_{int} n_a)^2 2\pi\theta' \Delta\theta_{\perp} \frac{\sin^2(s\omega\theta_0^2 d/4)}{(s\omega\theta_0^2 d/4)^2}. \quad (7)$$

Полагая для простоты оценки, что в пределах фокуса угловая плотность интенсивности лазерной волны постоянная, после усреднения по  $\theta'$  из (7) следует результат

$$w_{sp}^{(s)} = A_{0s}^2 \left(\frac{\pi}{3}\right)^2 \frac{\alpha s}{\lambda_0} (V_{int} n_a)^2 \pi \Delta\theta_{\perp} \theta_f \frac{\sin^2(s\omega\theta_0^2 d/4)}{(s\omega\theta_0^2 d/4)} \quad (8)$$

при условии, что  $\theta_f > \Delta\theta_{\perp}$ .

В предельном случае мягкой фокусировки, когда  $\theta_f < \Delta\theta_{\perp}$ , в процедуре усреднения по  $\theta'$  нет необходимости и вероятность излучения дается формулой, аналогичной (8), с заменой множителя  $\pi\Delta\theta_{\perp}\theta_f$  на телесный угол  $\pi(\Delta\theta_{\perp})^2$  дифракционного пятна в направлении волны накачки.

Заканчивая обсуждение вопроса о влиянии фокусировки волны на интенсивность спонтанного излучения гармоник, приведем выражение для угловой расходимости  $\theta_f$ . В ближней зоне дифракции, когда поперечный размер пучка  $d$  значительно меньше конфокального параметра  $L$  (именно этот случай реализуется в известном эксперименте [3]), значение  $\theta_f$  дается формулой

$$\theta_f \simeq \frac{d\lambda_0^2}{(2\pi)^2 \rho_0^3}. \quad (9)$$

Для основных параметров лазера и пучка, приводимых в Заключении следует, что при  $\rho_0 \simeq 10^{-3}$  см имеет место жесткая фокусировка, а при  $\rho_0 \simeq 10^{-1}$  см — мягкая.

Полная интенсивность излучения  $s$ -й гармоники в пределах дифракционного пятна в направлении угла  $\theta = 0$  дается выражением (мы ограничимся случаем достаточно больших  $\rho_0$ , когда  $\theta_f < \Delta\theta_{\perp}$ )

$$I_s = w_{sp}^{(s)} s\omega / \pi \rho_0^2 = A_{0s}^2 \frac{(2\pi)^3}{9} \alpha (dn_a)^2 \frac{\sin^2(s\omega\theta_0^2 d/4)}{(s\omega\theta_0^2 d/4)^2}. \quad (10)$$

Если основные параметры задачи таковы, что реализовано условие  $u_0 = s\omega\theta_0^2 d/4 < 1$ , интенсивность  $I_s$  зависит квадратично от  $n_a$ , а ее величина

$$I_s = A_{0s}^2 \frac{(2\pi)^3}{9} \alpha (dn_a)^2. \quad (11)$$

Этот результат возникает в условиях фазового синхронизма всех атомов, находящихся в объеме взаимодействия  $V_{int}$  с волной. Вполне естественно, что выражение (11) применимо по этой причине только в достаточно разреженных средах. Так, если использовать для оценок параметры работы [3] ( $\lambda_0 = 1064$  нм,  $d = 1$  мм), на допустимую концентрацию атомов возникает ограничение сверху:

$$n_a < 2.1 \cdot 10^{18} / s \text{ см}^{-3}. \quad (12)$$

Для гармоник с высокими номерами  $s \simeq 30\text{--}50$  условие (12) приводит к значениям  $n_a \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Возрастание интенсивности (11) с ростом  $n_a$  при фиксированных параметрах волны происходит до тех пор, пока аргумент дифракционного множителя  $\sin^2 u_0 / u_0^2$  в (10) не станет значительным:  $u_0 \gg 1$ . При этом интенсивность  $I_s$  перестает зависеть от  $n_a$  и ее величина дается формулой

$$I_s = A_{0s}^2 \frac{2(2\pi)^3}{9} \frac{m_e^2}{s^2 \alpha \lambda_0^2}. \quad (13)$$

Возникающий здесь эффект насыщения связан с тем, что при большой плотности среды расстояние вдоль направления волны накачки, на котором набирается заметный фазовый сдвиг когерентно излучающих атомов,

$$L_{coh} = \frac{2\lambda_0}{s\theta_0^2} = \frac{2\pi m_e}{s\alpha \lambda_0 n_a}, \quad (14)$$

оказывается меньше продольного размера  $d$  области взаимодействия пучка с волной. Это приводит к эффективной замене параметра  $d$  на  $L_{coh}$  в (10).

Значение концентрации атомов, при которой достигается насыщение, определяется из условия  $L_{coh} \simeq d$  и дается равенством

$$n_a \approx 2 \cdot 10^{13} / s\lambda_0 d \quad (15)$$

(здесь  $\lambda_0$  и  $d$  измеряются в см,  $n_a$  — в  $\text{см}^{-3}$ ).

Возможность подобного эффекта насыщения в условиях фазового синхронизма при определенном выборе параметров задачи отмечалось в работе [9], в которой этот вывод был сделан на основе численного анализа результатов эксперимента [3].

На самом деле, как следует из результатов недавней экспериментальной работы [8], значение оптимальной концентрации атомов, при которой достигается насыщение, превосходит более чем на порядок оценку (15). Это различие может быть обусловлено неоднородной ионизацией атомов в пределах фокуса волны накачки. Отмечаемая неоднородность является следствием распределения интенсивности лазерной волны в поперечном направлении к оси фокальной области. Для того чтобы качественно понять и оценить этот эффект, рассмотрим следующую модель. Разобьем область фокуса на два участка в поперечном направлении. Будем считать, что во внутренней области, прилегающей к оси фокуса, происходит полная ионизация атомов за время прохождения импульса волны накачки. На периферии фокуса ионизация носит частичный характер. В рамках этой модели дифракционный фактор  $\sin^2 u_0/u_0^2$  в (10) изменяется и выражение для интенсивности приобретает вид

$$I_s \propto \frac{\sin^2(s\omega\theta_0^2 d/4)}{(s\omega\theta_0^2 d/4)^2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^2 + \frac{\sin^2(s\omega\theta_0'^2 d/4)}{(s\omega\theta_0'^2 d/4)^2} \left[1 - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^2\right] \bar{\alpha}, \quad (16)$$

где  $\Delta\rho$  — эффективный радиус внутренней области фокуса;  $\bar{\alpha} = |A'_{0s}/A_{0s}|^2$  и  $\theta_0'$  и  $\theta_0$  — параметры, зависящие от степени ионизации среды соответственно во внешней и внутренней областях.

Переход от квадратичной зависимости интенсивности гармоники к насыщению по  $n_a$  имеет место, когда оба слагаемых в (16) становятся одного порядка и при этом во внутренней области достигнуто насыщение ( $s\omega\theta_0^2 d/4 > 1$ ). Тогда из выражения (16) следует условие для значения концентрации, при которой наступает отклонение от квадратичной зависимости интенсивности гармоники:

$$n_a \approx \frac{(\Delta\rho/\rho_0)^2}{[1 - (\Delta\rho/\rho_0)^2] \bar{\alpha}} \frac{m_e \omega}{s e^2 d}. \quad (17)$$

Значение  $n_a$ , следующее из (17), гораздо больше ранее приводимой оценки (15), если  $\Delta\rho/\rho_0 \approx 1$ , т.е. имеет место почти полная ионизация атомов во всем объеме фокуса, а отношение амплитуд  $\bar{\alpha} < 1$ . Из условия (17) также следуют наблюдаемые в эксперименте [8] зависимости оптимальной концентрации атомов для данной гармоники от мощности волны накачки (в диапазоне от  $0.6 \cdot 10^{15}$  до  $1.5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>), а также от номера гармоники ( $s \simeq 50-70$ ) при фиксированной интенсивности волны.

Как следует из (17), оптимальная концентрация должна уменьшаться с ростом номера  $s$ , что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, увеличение мощности волны накачки при фиксированном  $s$  сопровождается приближением параметра  $\Delta\rho/\rho_0$  к единице, а следовательно, приводит к росту  $n_a$ , что в действительности наблюдается в эксперименте [8].

### 3. ОЦЕНКИ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом разделе приведем параметры волны накачки и атомного пучка, а также результаты численных оценок основных величин, выражения для которых получены в работе. При выборе параметров пучка и волны будем руководствоваться двумя основными соображениями. Эффекты надпороговой ионизации атомов и генерации высоких гармоник рассматривались нами в многофотонном приближении, когда параметр адиабатичности Келдыша  $\gamma \geq 1$ . Это условие накладывает ограничение сверху на интенсивность волны в объеме взаимодействия и степень ее фокусировки. Однако отметим, что рассмотренные в работе условия фазового синхронизма излучателей не зависят от

механизма ионизации отдельного атома, а поэтому в той же мере применимы и для случайной ионизации в режиме туннелирования, когда  $\gamma < 1$ . Что же касается свойств среды, параметры пучка (концентрация, степень коллимации, диаметр поперечного сечения) выбираются из оптимальных условий наблюдения генерации гармоник.

Мы ограничимся числовым примером, соответствующим многофотонному приближению. С целью проверки правильности полученных в настоящей работе формул обратимся к результатам эксперимента [3], в котором эффекты генерации высоких гармоник наблюдались в режиме жесткой фокусировки ( $\rho_0 = 18$  мкм), плотной среды ( $n_a = 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ), высокой интенсивности волны в фокусе ( $I = 3 \cdot 10^{13}$  Вт/см $^2$ ) и импульсов сравнительно большой длительности ( $\tau_i = 36$  пс).

Расчет по нашим формулам показал, что в случае атомов Ag число фотонов с номером гармоники  $s = 33$ , испускаемых за один импульс волны накачки, достигает значения  $N_s \simeq 10^5$  (величина рассчитанного по формулам из работы [7] параметра  $A_{0s} \simeq 1.4 \cdot 10^{-7}$ ). Следует признать вполне удовлетворительным совпадение приведенного значения  $N_s$  с экспериментальным.

Полученные в работе результаты основаны на предположении о независимости амплитуды  $A_{0s}$  (см. (1)) от координат атома. Это предположение, строго говоря, справедливо лишь в случае однородного поля волны накачки. На самом деле поле волны в фокусе неоднородно, что может приводить к появлению дополнительной фазы в сумме (1). Однако характерная длина, на которой существенно меняется эта фаза, порядка  $\rho_0$ . Поскольку характерная ширина поперечного дифракционного фактора  $\Delta\theta_{\perp} \sim \lambda/s\rho_0 \ll 1$ , такая «вялая» зависимость дополнительной фазы не меняет полученных результатов.

В заключение кратко сформулируем основные результаты, полученные в работе:

1) показано, что в условиях фазового синхронизма излучающих атомов зависимость интенсивности генерации гармоник от концентрации атомов среды может быть различной в предельных случаях достаточно разреженной и плотной сред (от квадратичной зависимости до постоянной величины);

2) в простой модели учтен эффект неоднородности интенсивности волны накачки в поперечном к оси фокуса направлении. В рамках этой модели сформулировано соотношение для оптимальной концентрации атомов среды, соответствующей указанному в 1) переходу. Полученные результаты находятся в качественном согласии с данными недавней работы [8].

Авторы выражают благодарность Н. Б. Делоне за интерес к работе и обсуждение ее результатов, а также П. Агостини за предоставление данных совместной экспериментальной работы Лунд-Сакле.

## Литература

1. A. McPherson, G. Gibson, H. Jara et al., J. Opt. Soc. Amer. B **4**, 595 (1987).
2. M. Ferray, A. L'Huillier, L. A. Lompre et al., J. Phys. B **21**, L31 (1988).
3. X. Li, A. L'Huillier, M. Ferray et al., Phys. Rev. A **39**, 5751 (1989).
4. A. L'Huillier, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, in *Proceedings of the 5th International Conference on Multiphoton Processes*, Paris (1990), p. 45.
5. A. L'Huillier, P. Balcou, S. Candel et al., Phys. Rev. A **46**, 2778 (1992).
6. E. A. Nersesov and D. F. Zaretsky, Laser Phys. **3**, 1105 (1993).
7. Д. Ф. Зарецкий, Э. А. Нерсесов, ЖЭТФ **109**, 1994 (1996).
8. C. Altucci, T. Starczewski, E. Mevel et al., J. Opt. Soc. Amer. B **13**, 148 (1996).
9. S. C. Rae, K. Burnett, and J. Cooper, Phys. Rev. A **50**, 3438 (1994).