ЖЭТФ, 2004, том 125, вып. 3, стр. 576–583 

# ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕТНЫХ ГАРМОНИК В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ АТОМАРНЫХ КЛАСТЕРОВ

***В. П. Крайнов**, В. С. Растунков***

*Московский физико-технический институт*
*141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 августа 2003 г.

Показано, что при облучении атомарных кластеров полем сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса генерируются различные гармоники этого поля. Они возникают при упругих столкновениях свободных электронов с атомарными ионами внутри кластеров в присутствии лазерного поля. Выход четных гармоник, электромагнитное поле которых является поперечным, обусловлен релятивизмом движения электронов при учете их дрейфовой скорости, возникшей в момент внутренней ионизации атомов и атомарных ионов кластера. Эти гармоники испускаются в том же направлении, что и нечетные гармоники. Рассчитаны проводимости и электромагнитные поля гармоник. Эффективность возбуждения гармоник медленно убывает с ростом номера гармоники. Возбуждение четных гармоник прекращается, если дрейфовая скорость электронов равна нулю, а отлична от нуля только их колебательная скорость. Результаты применимы и при облучении твердотельных мишеней внутри скин-слоя.

PACS: 36.40.Gk, 36.40.Vz

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии сверхсильных лазерных импульсов фемтосекундной длительности с большими кластерами [1, 2] или твердотельными мишенями (в скин-слое) образуется плазма, состоящая из релятивистских электронов и многозарядных атомарных ионов. Процесс многократной полевой ионизации носит туннельный или надбарьерный характер [3], так как параметр Келдыша $\gamma$ в сверхатомном поле весьма мал:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2E_Z}}{F} \ll 1. \tag{1}$$

Здесь $F$ и $\omega$ — соответственно амплитуда напряженности электрического поля и частота лазерного излучения, а $E_Z$ — потенциал ионизации атомарного иона с кратностью заряда $Z$. Всюду используется атомная система единиц, $e = m_e = \hbar = 1$. Столкновительная ионизация атомарных ионов существенна лишь в слабых электромагнитных полях, когда скорости электронов невелики. Кластерные пучки имеют определенные преимущества перед твердотельными мишенями ввиду отсутствия тонкого скин-слоя и слабого отражения электромагнитной волны от поверхности.

В случае линейно поляризованного поля лазерного излучения электроны покидают атомарные ионы в процессе многократной ионизации, имея существенно неоднородное угловое распределение по дрейфовым скоростям (т. е. начальным скоростям электронов в момент ионизации). Действительно, характерные значения начальных импульсов электрона вдоль и перпендикулярно поляризации лазерного излучения в нерелятивистском случае равны [4–6]

$$p_\parallel = \sqrt{\frac{3\omega}{2\gamma^3}}, \quad p_\perp = \sqrt{\frac{F}{2\sqrt{2E_Z}}}, \quad p_\parallel \gg p_\perp. \tag{2}$$

Конечно, электроны могут вылететь и с большими дрейфовыми скоростями (см. ниже формулу (4)), но с меньшей вероятностью. В поле титан-сапфирового лазера с интенсивностью $10^{19}$ Вт/см$^2$ и при потенциале ионизации многозарядного атомарного иона в 500 эВ значение $p_\parallel \approx 100$ а. е. ($c = 137$ а. е.), т. е. типичный продольный дрейфовый импульс является релятивистским.

Еще более релятивистским является колебательное движение электронов в поле сверхсильного ла-

*E-mail: krainov@online.ru

зерного импульса. Релятивистский импульс колебательного движения имеет порядок величины

$$p_F = \frac{F}{\omega}. \tag{3}$$

В поле титан-сапфирового лазера с интенсивностью $10^{19}$ Вт/см$^2$ величина $p_F \approx 300$ а. е., т. е. колебательное движение электрона является существенно релятивистским.

При столкновении электронов с многозарядными атомарными ионами в присутствии лазерного поля возникает вынужденное излучение гармоник поля как следствие немонохроматичности движения свободного электрона в лазерном поле. Нерелятивистский случай для линейно поляризованного лазерного излучения ($F/\omega \ll c$) ранее уже был подробно рассмотрен Силиным [7–9]. В этом пределе излучаются только нечетные гармоники (вдоль вектора поляризации лазерного поля). Силин рассмотрел также случай слабого релятивизма [10], в котором имеет место также и излучение четных гармоник. Однако продольное поле этого излучения поляризовано вдоль волнового вектора внешнего лазерного поля, поэтому оно существует только внутри плазмы и не выходит наружу. Аналогичный случай в общей релятивистской постановке был недавно рассмотрен в работе [11].

В работе [11] пренебрегалось дрейфовыми импульсами $p_\parallel$ и $p_\perp$ по сравнению с колебательным импульсом $p_F$ ввиду их относительной малости. Однако в данной работе было впервые показано, что совместный учет колебательного и дрейфового импульсов приводит к генерации четных гармоник, которые можно наблюдать. Действительно, вектор электрического поля этих гармоник содержит компоненту вдоль вектора электрического поля внешнего лазерного поля, т. е. поле четных гармоник является поперечным и отлично от нуля в волновой зоне вне области плазмы. В соответствии с результатами работ [10, 11] эта компонента исчезает при $p_\parallel = p_\perp = 0$.

Ввиду неравенства (2) мы будем полагать отличным от нуля только продольный дрейфовый импульс $p_\parallel$. С целью математического упрощения задачи мы не будем усреднять по распределению этого импульса в момент ионизации, как это делалось в работах Силина [7–9], а просто фиксируем его значение. Действительно, в принципе нет большой разницы между зависимостью выхода гармоник от текущего значения продольного импульса или от продольной температуры, определяемой соотношением (2). При туннельной ионизации формально распределение по продольным дрейфовым импульсам совпадает с максвелловским распределением [4, 12]:

$$w \propto \exp\left(-p_\parallel^2 \frac{\gamma^3}{3\omega}\right). \tag{4}$$

## 2. ДВИЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В СВЕРХСИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

При облучении твердых тел полем сверхсильного лазерного импульса проблема осложняется тем, что бóльшая часть импульса отражается от поверхности скин-слоя. Электрическое поле внутри тонкого скин-слоя весьма мало по сравнению с электрическим полем падающей электромагнитной волны и по сравнению с магнитным полем внутри скин-слоя. Движение свободного релятивистского электрона в скин-слое существенно отличается от его движения в вакууме (в последнем случае его траектория похожа на цифру «8» для случая линейной поляризации). В частности, в случае вакуума амплитуда двумерных колебаний релятивистского электрона в плоскости, проходящей через вектор поляризации и волновой вектор поля волны, имеет порядок величины $c/\omega$. Эта величина существенно больше толщины скин-слоя $c/\omega_p$ (при выполнении обычного условия плотной плазмы $\omega_p \gg \omega$), где $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e}$ — плазменная частота ($N_e$ — концентрация свободных электронов). Таким образом, в случае твердотельной мишени колебания электрона существенно искажаются и ослабляются наличием скин-слоя; траектория движения электрона становится ближе к одномерной траектории вдоль вектора поляризации, а также ближе к поверхности твердого тела.

Указанная проблема отсутствует при облучении атомарных кластеров (конечно, в принципе, ее нет и при облучении атомарных газов; но из-за малой плотности газов выход гармоник в случае газовой мишени невелик). Радиус кластера $R$ (десятки ангстрем) меньше толщины скин-слоя (сотни ангстрем), так что внешнее электромагнитное поле свободно проникает сквозь весь кластер. Однако амплитуда колебаний релятивистского электрона $c/\omega \gg R$. Поэтому генерация гармоник имеет место лишь в те моменты времени, когда релятивистский электрон проходит через кластер в процессе колебаний. При этом в случае больших кластеров внешняя ионизация кластеров незначительна, так что за время действия фемтосекундного лазерного импульса кластер не успевает существенно расшириться из-за кулоновского взрыва.

Соответственно, интенсивность гармоник, вычисленная для движения электрона в кластерной среде, должна быть умножена на малый фактор $\omega R/c \ll 1$, отражающий долю времени, проводимую релятивистским электроном внутри кластера. Имея это в виду, обратимся далее к движению свободного электрона в поле сверхсильной лазерной волны, пренебрегая эффектами фокусировки лазерного импульса. Наличие плазменной среды учтем лишь тем, что волновое число лазерного поля в среде

$$k = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}$$

отличается от волнового числа свободного электрона в вакууме.

Уравнения Ньютона для движения релятивистского электрона в поле волны линейной поляризации могут быть решены аналитически (хотя и в неявной форме) [13]. Выберем ось $x$ вдоль направления распространения волны, ось $y$ вдоль ее поляризации и ось $z$ вдоль направления вектора напряженности магнитного поля. Кинематический импульс электрона вдоль оси $y$ определяется соотношением

$$p_y(t) = p_\parallel + \frac{F}{\omega}\cos\varphi. \tag{5}$$

Здесь $p_\parallel$ — дрейфовый импульс вдоль оси поляризации, $\varphi = \omega t - kx$ — фаза электромагнитной волны. Кинематический импульс электрона вдоль оси $x$ равен (в пренебрежении поперечным дрейфовым импульсом)

$$p_x(t) = \frac{1}{2\kappa}\left(\frac{F}{\omega}\cos\varphi + p_\parallel\right)^2 + \frac{c^2 - \kappa^2}{2\kappa}. \tag{6}$$

Здесь константа $\kappa$ равна

$$\kappa = \sqrt{c^2 + p_\parallel^2 + \frac{F^2}{2\omega^2}}\,. \tag{7}$$

Наконец, полагаем, что $p_z(t) = 0$: движение вдоль магнитного поля отсутствует (опять в пренебрежении поперечным дрейфовым импульсом).

Компоненты кинематических скоростей электрона вдоль осей $y$ и $x$ соответственно равны

$$\begin{aligned} v_y(t) &= \frac{2c\kappa p_y(t)}{c^2 + \kappa^2 + p_y^2(t)}\,, \\ v_x(t) &= \frac{2c\kappa p_x(t)}{c^2 + \kappa^2 + p_y^2(t)}\,. \end{aligned} \tag{8}$$

Наконец, дифференциал времени $dt$ может быть выражен через дифференциал фазы поля $d\varphi$ с помощью соотношения

$$dt = \frac{c^2 + \kappa^2 + p_y^2(t)}{2\omega\kappa^2}\,d\varphi. \tag{9}$$

При столкновении электрона с атомарным ионом, имеющим заряд $Z$, транспортное сечение упругого релятивистского рассеяния на малые углы определяется формулой Мотта [14] (в атомных единицах):

$$\sigma_M = \frac{4\pi Z^2\Lambda}{p^2(t)v^2(t)}\,. \tag{10}$$

Здесь $\Lambda$ — кулоновский логарифм, $p(t)$, $v(t)$ — соответственно полные импульс и скорость электрона. Кулоновский логарифм в пределе больших скоростей является квантовым [7].

Частота упругих электрон-ионных столкновений равна

$$\nu_{ei} = \sigma_M N_i v = \frac{4\pi Z^2 N_i \Lambda}{p^2(t)v(t)}\,. \tag{11}$$

Здесь $N_i$ — концентрация атомарных ионов. Умножая (11) на вектор скорости электрона $\mathbf{v}$, на концентрацию электронов $N_e$ и на интервал времени $dt$, получим плотность электрического тока электронов:

$$d\mathbf{j} = -N_e\mathbf{v}\nu_{ei}\,dt. \tag{12}$$

Она имеет компоненты вдоль осей $x$ и $y$. Отметим, что это соотношение справедливо и в релятивистском случае (так называемая формула Паули [13]).

Компонента тока (12) вдоль оси $x$ приводит к продольному электрическому полю, которое, как уже отмечалось выше, отсутствует вне области плазмы. Поэтому в дальнейшем мы сосредоточим наше внимание на компоненте плотности электрического тока только вдоль оси $y$. Подставляя в (12) полученные выше выражения для полной скорости и импульса электрона, находим

$$dj_y = -AFf(\varphi)\,d\varphi. \tag{13}$$

Здесь введено обозначение

$$A = \frac{4\pi Z^2 N_e N_i \Lambda\omega}{F^3} \tag{14}$$

и определена функция

$$f(\varphi) = \\ = \frac{(u + \cos\varphi)\left[1 + s(u\cos\varphi + (1/4)\cos 2\varphi)\right]}{\left[(u+\cos\varphi)^2 + s\,(u\cos\varphi + (1/4)\cos 2\varphi)^2\right]^{3/2}}. \tag{15}$$

Безразмерные константы $u$, $s$ определены соотношениями

$$s = \left(\frac{F}{\omega\kappa}\right)^2, \quad u = \frac{p_\parallel\omega}{F}\,. \tag{16}$$

Из (13) следует выражение для компоненты тензора удельной электрической проводимости вдоль оси $y$:

$$\sigma_y = \frac{1}{F}\int dj_y = -A\int\limits_0^{\varphi} f(\varphi)\,d\varphi. \qquad (17)$$

Величина $\sigma_y$ является нелинейной функцией напряженности электрического поля $F$.

Разлагая подынтегральное выражение в (17) в ряд Фурье, получаем набор гармоник

$$\sigma_y = -A\sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin n\varphi - AC_0\varphi. \qquad (18)$$

Здесь коэффициент ряда Фурье $C_n$ определяется интегралом

$$C_n = \frac{1}{\pi n}\int\limits_0^{2\pi} f(\varphi)\cos n\varphi\,d\varphi, \qquad (19)$$

$$C_0 = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} f(\varphi)\,d\varphi. \qquad (20)$$

Видно, что отличны от нуля как нечетные, так и четные гармоники проводимости. Они когерентны с полем исходной электромагнитной волны. Имеется и нулевая гармоника, соответствующая постоянному электрическому полю.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПРОВОДИМОСТИ НА ЧАСТОТАХ ГАРМОНИК

Коэффициенты $C_n$ в (19), (20), определяющие значения проводимости для гармоник внешнего электромагнитного поля, рассчитывались численно как функции обезразмеренного дрейфового импульса электрона (см. (16))

$$u = p_{\parallel}\frac{\omega}{F}\,. \qquad (21)$$

Фиксировалось значение обезразмеренного колебательного импульса электрона

$$w = \frac{F}{\omega c}\,. \qquad (22)$$

Тогда константа $s$, определенная соотношением (16), может быть выражена через $u$ и $w$ соотношением

$$s = \frac{1}{u^2 + 1/2 + 1/w^2}\,.$$

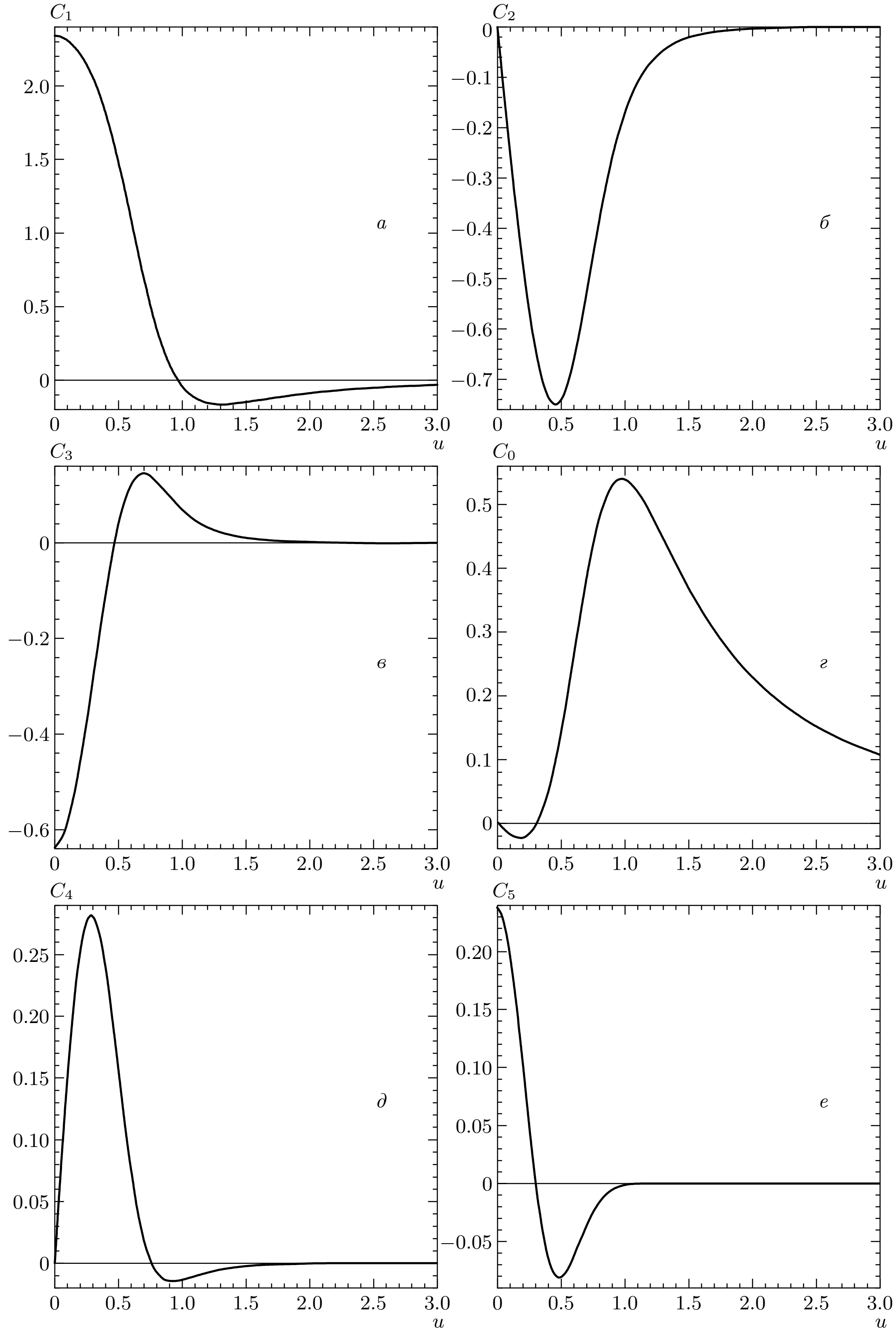
На рисунках приведены результаты расчетов коэффициентов $C_n$ с $n = 0$–5 для типичного релятивистского случая $w = F/\omega c = 2$, соответствующего пиковой интенсивности титан-сапфирового лазера, равной $8\cdot 10^{18}$ Вт/см$^2$.

Рисунок *а* соответствует возбуждаемому полю на основной гармонике. При значениях дрейфового импульса $u < 1$ имеем $C_1 > 0$, что соответствует нормальной (положительной) проводимости электронного тока (электроны движутся противоположно направлению электрического поля). При $u > 1$ проводимость становится отрицательной (электроны движутся по полю). Как и следовало ожидать, поле фундаментальной гармоники является максимальным по сравнению со всеми остальными гармониками. Оно определяет джоулево поглощение электромагнитной энергии атомарной средой [15]. Это поглощение в соответствии с рис. *а* определяется электронами с небольшими дрейфовыми скоростями, доминирующими в выражении для поглощения, проинтегрированном по всем дрейфовым скоростям. Значение $C_1(0)$ совпадает с полученным в работе [11] для случая $w = 2$, как и должно быть.

В принципе электрон, образованный в процессе туннельной или надбарьерной ионизации переменным полем, может иметь любое значение дрейфового импульса. Но вероятность больших значений дрейфового импульса подавлена как экспоненциально малой вероятностью (4) их образования, так и малостью коэффициента $C_1$ при больших значениях $p_{\parallel}$ (см. рис. *а*).

На рис. *б* показана зависимость коэффициента для второй гармоники $C_2$ от величины обезразмеренного дрейфового импульса $u$. В соответствии с результатами работы [11] при $u = 0$ вторая гармоника вдоль оси поляризации поля не возбуждается. Вероятность ее возбуждения максимальна при $u \approx 0.5$ и убывает далее с увеличением $u$. То, что $C_2 < 0$, означает отрицательную проводимость второй гармоники (электроны движутся вдоль вектора электрического поля электромагнитной волны). Из сравнения рис. *а* и *б* можно сделать вывод, что интенсивность второй гармоники не намного меньше, чем интенсивность основной гармоники. Однако существенное возбуждение второй гармоники имеет место только при релятивистских значениях дрейфового импульса электрона.

Коэффициент $C_3$, отражающий величину третьей гармоники, показан на рис. *в*. Значение $C_3(0)$ также совпадает с полученным в работе [11] для случая $w = 2$, как и должно быть. При $u < 0.5$ проводимость на третьей гармонике является отрицатель-




Зависимости коэффициентов $C_1$ (*а*), $C_2$ (*б*), $C_3$ (*в*), $C_0$ (*г*), $C_4$ (*д*) и $C_5$ (*е*) от обезразмеренного дрейфового импульса электрона $u$

ной, в то время как при $u > 0.5$ она становится положительной.

Рисунок *г* соответствует статической части проводимости. Она обращается в нуль при $u = 0$ в соответствии с результатами работы [11]. В основном статическая проводимость является положительной, причем ее величина, хотя и меньше проводимости на основной частоте, все же достаточно велика. Она медленно убывает с ростом дрейфового импульса $u$.

На рис. *д* представлен коэффициент $C_4$ для четвертой гармоники. В целом с ростом номера гармоники ее интенсивность убывает. Как и должно быть для четной гармоники, величина $C_4(0) = 0$.

Наконец, на рис. *е* представлен коэффициент $C_5$ для проводимости на пятой гармонике. Значение $C_5(0)$ совпадает с полученным в работе [11] для случая $w = 2$. Проводимость на пятой гармонике при $u < 0.3$ положительна, а при $u > 0.3$ отрицательна.

Из совокупности полученных результатов можно сделать вывод, что в релятивистской лазерной плазме имеет место эффективное возбуждение не только нечетных, но и четных гармоник, а также постоянного электрического тока вдоль оси поляризации внешнего линейно поляризованного электромагнитного поля.

## 4. ИНТЕНСИВНОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГАРМОНИК

Полученные выражения для токов могут быть использованы для нахождения электромагнитных полей возбуждаемых гармоник, следуя подходу Силина [16]. Уравнение Максвелла для проекции векторного потенциала на ось поляризации $y$ внешнего электромагнитного поля в соответствии с (18) имеет вид (на частоте $n$-й гармоники)

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_y^{(n)}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 A_y^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{4\pi}{c}\,j_y^{\prime(n)} = -\frac{4\pi}{c}\times \\ \times\int dj_y^{(n)} = -\frac{4\pi}{c}\sigma_y^{(n)}F = \frac{4\pi}{c}AC_nF\sin n\varphi. \quad (23)$$

Здесь величина $j'^{(n)}_y$ обозначает плотность тока электронов, не связанную со столкновениями электрона с атомарными ионами и обусловленную электромагнитным полем возникшей гармоники (см. ниже). Соответствующее уравнение для напряженности электрического поля на частоте гармоники

$$F_y^{(n)} = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_y^{(n)}}{\partial t}$$

получаем из (23) дифференцированием по времени:

$$-\frac{\partial^2 F_y^{(n)}}{\partial t^2} + c^2\frac{\partial^2 F_y^{(n)}}{\partial x^2} - 4\pi\frac{\partial j'^{(n)}_y}{\partial t} = \\ = -4\pi An\omega C_nF\cos\left[n(\omega t - kx)\right]. \quad (24)$$

Здесь $k^2 = (\omega^2 - \omega_p^2)/c^2$ — квадрат волнового числа для поля падающей электромагнитной волны.

Из второго закона Ньютона имеем (в нерелятивистском рассмотрении ввиду малости тока, созданного полем гармоники)

$$\frac{\partial j'^{(n)}_y}{\partial t} = N_eF_y^{(n)}.$$

Подставляя это соотношение в (24), находим его решение

$$F_y^{(n)} = \frac{4\pi A\omega nC_nF}{(n^2-1)\omega_p^2}\cos\left[n(\omega t - kx)\right]. \quad (25)$$

Оно справедливо и в реалистическом случае $\omega_p > \omega$, так как на размерах кластера поле не успевает затухнуть. Подставляя в (25) значение константы $A$ из (14), находим окончательно

$$F_y^{(n)} = \frac{Z\omega_p^2\omega^2nC_n\Lambda}{(n^2-1)F^2}\cos\left[n(\omega t - kx)\right]. \quad (26)$$

Для отношения интенсивности гармоники к интенсивности внешнего электромагнитного поля из (26) получим

$$\eta^{(n)} = \frac{\left|F_y^{(n)}\right|^2}{|F\cos\varphi|^2} = \left|\frac{ZC_n\omega_p^2\omega^2n\Lambda}{(n^2-1)F^3}\right|^2. \quad (27)$$

Оно убывает с ростом интенсивности падающей волны, а также с увеличением номера $n$ гармоники.

Оценивая $F \sim \omega c$ для общего релятивистского случая, получим оценку эффективности возбуждения гармоник

$$\eta^{(n)} \propto \left(\frac{Ze^2\omega_p^2C_nn\Lambda}{m_e(n^2-1)c^3\omega}\right)^2. \quad (28)$$

Здесь восстановлены заряд и масса электрона, которые выше полагались равными единице. Эффективность гармоники растет с увеличением плотности атомарной среды (поэтому кластеры эффективнее газовой среды) и с уменьшением частоты лазерного поля $\omega$. Полученные оценки справедливы и в случае, когда плазменная частота превышает лазерную частоту.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально генерация гармоник наблюдалась авторами работы [17] для аргоновых кластеров (см. также обзор [3]). Показано, что для кластеров из несколько тысяч атомов аргона наблюдаются нечетные гармоники от третьей до девятой, причем фактор усиления порядка 5 по сравнению с газовой средой, имеющей ту же среднюю плотность. Кроме того, в случае кластеров наблюдаются более высокие гармоники, чем в случае газообразной среды. Генерация четных гармоник отсутствовала, так как интенсивность лазерного излучения в эксперименте была менее $10^{18}$ Вт/см$^2$. Генерация гармоник, связанная с нелинейностью колебаний Ми (поверхностные плазменные колебания электронного облака в кластере), несущественна ввиду слабой ангармоничности колебаний Ми. Этот вывод подтвержден численными расчетами для небольших металлических кластеров [18].

Выводы данной работы могут быть применены также и для облучения твердотельных мишеней сверхсильными лазерными импульсами, где отмеченные выше эффекты имеют место в области скин-слоя. Четные и нечетные гармоники лазерного поля (от второй до десятой) наблюдались авторами работы [19] при интенсивности более $10^{19}$ Вт/см$^2$. Область генерации гармоник соответствовала концентрации электронов от $10^{21}$ до $10^{23}$ см$^{-3}$.

Как следует из результатов данной работы, возбуждение четных гармоник определяется величиной дрейфовой скорости электронов. В момент надбарьерной ионизации электрон может приобрести достаточно большую дрейфовую скорость. Конечно в сверхсильном лазерном поле она не определяется соотношением (2), а должна быть определена из релятивистской теории. Предварительные оценки показывают, что эта скорость является нерелятивистской, в отличие от колебательной скорости электрона, даже при интенсивностях порядка $10^{20}$ Вт/см$^2$. Однако электрон может набрать релятивистскую энергию в течение лазерного импульса в процессе нагрева плазмы. Этот нагрев обусловлен вынужденным тормозным поглощением лазерной энергии при столкновениях электронов с многозарядными атомарными ионами, отражении от внутренней поверхности кластера, упругом рассеянии на заряженных кластерах, возбуждении поверхностных плазменных колебаний (колебания Ми) и т. д. Однако нагрев электронов в плазме всегда ослабевает с увеличением их кинетической энергии из-за уменьшения частоты их столкновения с другими объектами. Экспериментальные данные работы [20] по облучению аргоновых кластеров сверхсильным фемтосекундным лазерным импульсом показывают, что типичная температура электронов составляет несколько кэВ. Электронные энергетические спектры измерялись в работах [21, 22] при облучении ксеноновых кластеров лазерным импульсом длительностью 150 фс и пиковой интенсивностью $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см$^2$. Средняя энергия электронов не превышала 2 кэВ. Несмотря на малость дрейфовой скорости электронов, именно она является причиной появления четных гармоник в релятивистской лазерной плазме.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-02-16678, 04-02-16499), BRHE (проект MO-011-0) и МНТЦ (проект 2155).

## ЛИТЕРАТУРА

**1**. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).

**2**. G. Grillon, Ph. Balcou, J.-P. Chamberlet et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 065005 (2002).

**3**. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, Phys. Rep. **370**, 237 (2002).

**4**. P. B. Corkum, N. H. Burnett, and F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259 (1989).

**5**. N. B. Delone and V. P. Krainov, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 1207 (1991).

**6**. V. P. Krainov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, L169 (2003).

**7**. В. П. Силин, КЭ **27**, 283 (1999).

**8**. В. П. Силин, ЖЭТФ **114**, 864 (1998).

**9**. В. П. Силин, ЖЭТФ **117**, 926 (2000).

**10**. В. П. Силин, Краткие сообщ. по физике ФИ РАН **8**, 32 (1998).

**11**. V. P. Krainov, Phys. Rev. E **68**, 027401 (2003).

**12**. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer, Berlin (2000).

**13**. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1988).

**14**. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1989).

**15**. G. Ferrante, M. Zarcone, and S. A. Uryupin, Phys. Plasmas **8**, 4745 (2001).

**16**. В. П. Силин, ЖЭТФ **47**, 2254 (1964).

**17**. T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Neumann, M. D. Perry, and R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. **76**, 2472 (1996).

**18**. F. Calvayrac, P.-G. Reinhard, and E. Suraud, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, 1367 (1998).

**19**. M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts et al., Phys. Plasmas **9**, 2244 (2002).

**20**. Т. Аугусте, П. Оливера, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 38 (2000).

**21**. T. Ditmire, E. Springate, J. W. G. Tisch et al., Phys. Rev. A **57**, 369 (1998).

**22**. R. A. Smith, J. W. G. Tisch, T. Ditmire et al., Phys. Scr. **80**, 35 (1999).