

УДК 535.015:535-31

Когерентная генерация высоких гармоник в атомарном кластере под действием лазерного поля умеренной интенсивности

Ф. А. Корнеев

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), Москва, Россия

Д. Ф. Зарецкий

РНИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

Представлено теоретическое описание экспериментов [1—3] по генерации высоких гармоник в кластерной среде при облучении лазерным полем умеренной интенсивности (10^{12} — 10^{14} Вт/см²). В экспериментах наблюдалось заметное расширение плато высоких гармоник по сравнению со случаем облучения газовой среды. Наблюдение таких эффектов возможно только в случае, если они обладают свойством когерентности. Рассмотрению этого вопроса в статье уделяется особое внимание.

PACS: 03.75.-b

Введение

Процесс генерации высоких гармоник в газовой среде при облучении когерентным лазерным излучением интенсивностью 10^{12} — 10^{15} Вт/см² в настоящее время детально и всесторонне изучен в работах [4—7]. В рамках простой полуклассической модели [4], которая качественно верно отображает все свойства процесса, электрон ионизируется, распространяется в континууме под воздействием лазерного поля, возвращается к родительскому иону и рекомбинирует на нем с излучением кванта высокой гармоники. Одна из типичных особенностей при этом — наличие плато высоких гармоник, простирающегося до значений номера гармоники

$$N_{at} = \frac{1}{\omega} (I + 3,17U_p), \quad (1)$$

где I — потенциал ионизации атома;

U_p — pondermotorная энергия, $U_p = e^2 E^2 / 4m\omega^2$;

e — элементарный заряд;

E — напряженность электрического поля;

m — масса электрона;

ω — частота лазера накачки.

Соотношение (1) может быть получено с помощью рассмотрения классической кинематики электрона. За областью плато в спектре гармоник наблюдается экспоненциальный спад.

Процесс генерации высоких гармоник в кластерной среде, напротив, изучен в весьма слабо. Однако немногие экспериментальные исследова-

ния [1—3] выявили существенные отличия от газового случая. В частности, было обнаружено заметное расширение плато высоких гармоник, причем предельное значение номера гармоники отличается в разных экспериментах и, по видимому, не может быть описано простой формулой. При этом по-прежнему существует предельное значение гармоники, за которым наблюдался экспоненциальный спад.

Следует заметить, что экспериментальное наблюдение эффекта генерации гармоник и возможность его практического использования бывает только в случае, когда излучение когерентно для разных излучателей. В газовой среде это условие, как правило, выполняется.

Проблема теоретического описания процесса генерации высоких гармоник в атомарных кластерах, в том числе и анализ когерентности, изучалась различными авторами [8—12]. Как правило, для этих целей использовался численный расчет на основе квантовомеханической модели. К сожалению, такой подход не всегда позволяет получить прозрачную картину явления и указать области параметров, при которых следует ожидать реализации конкретных сценариев. В работе [8] было показано, что генерация высоких гармоник в кластерах происходит более эффективно, чем в газах, а номер предельной гармоники превышал не только атомный предел (1), но и максимально возможное классическое значение энергии электрона в поле лазерной волны

$$N_{at} = \frac{1}{\omega} (I + 8U_p). \quad (2)$$

Гармоники такого порядка в экспериментах [1—3] не наблюдались. Возможно, что физической причиной такого результата был малый размер рассматриваемых в [8] кластерных частиц (несколько единиц). Тогда при изучении отклика отдельного кластера когерентность не имеет решающего значения, и становятся заметными некогерентные эффекты типа обратного тормозного излучения, не имеющие классического ограничения (2).

В работе [9] получены похожие результаты: для цепочек из трех, пяти и семи атомов не было обнаружено явного плато высоких гармоник. В работе [10] для частиц с таким же малым количеством атомов было показано, что с ростом интенсивности эффективность генерации гармоник уменьшается. Причиной такого эффекта было уменьшение потенциала ионизации атомов в кластере по сравнению с изолированными атомами. В работе [11] предсказано существенное увеличение интенсивности гармоник при облучении короткими лазерными импульсами и значительно превышающее экспериментальные значения увеличение предельного номера гармоники для кластера, состоящего примерно из 50 атомов. Проблема исследовалась также путем численного решения одномерного уравнения Шредингера для линейной цепочки атомов, условия когерентности процесса при этом не анализировались [12]. По-видимому, сколько-нибудь удовлетворительное объяснение результатов экспериментов [1—3] в настоящее время в литературе отсутствует.

Сложность построения модели в данном случае связана с существенными отличиями кластерной и газовой сред. Ясно, что при рассмотрении "атомного" механизма генерации высоких гармоник, соответствующего квазиклассической модели Коркума в газе [4], основным физическим отличием от газового случая является возможность рекомбинации ионизованного электрона на соседние ионные центры, которые в кластере близко расположены к родительскому иону. Именно такие переходы, по-видимому, являются наиболее вероятной причиной расширения плато высоких гармоник за пределы (1). Однако даже ограниченное рассмотрение одним кластером и пренебрежение такими эффектами, как неоднородность среды, нелинейные эффекты распространения лазерного излучения, разброс кластеров по размерам, приводят к задаче о нестационарной системе, на которую действуют одновременно внешнее лазерное излучение и наведенное внутри кластера поле с квазистатической составляющей.

В данной работе мы ограничиваемся условиями экспериментов [1—3], в которых интенсивность лазерного излучения существенно меньше атом-

ных значений, так что кластер за время действия импульса не успевает существенно разрушиться. При этом внутреннее поле в кластере может отличаться от внешнего в силу экранировки [13]. Для рассмотренных интенсивностей и не слишком малых кластеров амплитуда осцилляций электрона ξ в лазерном поле гораздо меньше, чем радиус кластера R

$$\xi \equiv \frac{eE}{m\omega^2} \ll R.$$

Например, при интенсивности лазерного поля $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² амплитуда осцилляций равна примерно 0,6 нм, что соответствует среднему межатомному расстоянию в кластере. В этом случае электрон слабо ощущает неоднородности квазистатической части кластерного потенциала, и его движение может быть описано волковской волновой функцией.

Таким образом, при сделанных предположениях об интенсивности лазерного поля накачки становится возможным рассмотрение в рамках простой прозрачной модели влияния на ширину плато высоких гармоник появления альтернативных путей рекомбинации в кластере по сравнению с газом. Основное внимание при этом уделяется когерентности таких переходов.

Волновая функция и амплитуда процесса

Основная идея большинства моделей, использующихся при рассмотрении процесса генерации высоких гармоник в газах, основана на использовании для описания движения электрона в непрерывном спектре волковской волновой функции, не учитывающей влияния атомного остатка на движение электрона. При этом начальное и конечное состояния электрона считаются невозмущенными внешним полем. Известно, что конкретный вид волновой функции связанного состояния влияет на предэкспоненциальный фактор в амплитуде, а сама амплитуда допускает квазиклассическую интерпретацию в рамках подхода Коркума [4]. Для наших целей достаточно рассмотреть самый простой случай и в качестве атомного потенциала использовать потенциал нулевого радиуса, который в газовом случае допускает почти полное аналитическое рассмотрение [7].

В качестве модели кластерного остова рассмотрим N -ямный потенциал, состоящий из N потенциалов нулевого радиуса, полагая $\hbar = 1$

$$\hat{V}(\vec{r}) = \frac{2\pi}{mk} \sum_j \delta(\vec{r}_j) \frac{\partial}{\partial r_j} r_j,$$

где $\vec{r}_j = \vec{r} - \vec{R}_j$, \vec{R}_j — положение j -го центра;

κ — характеристика глубины ямы, приближенно одинаковая для всех центров.

Волновая функция отдельного s -го электрона, удовлетворяющая уравнению Шредингера,

$$\Psi^{(s)}(\vec{r}^{(s)}, t) = e^{-i\varepsilon^{(s)}t} \sum_k C_k^{(s)} \frac{e^{-\kappa^{(s)}r_k^{(s)}}}{r_k^{(s)}}; \quad (3)$$

$$\varepsilon^{(s)} = \frac{-\kappa^{(s)2}}{2m},$$

где константы $C_k^{(s)}$ удовлетворяют условию нормировки и определяются совместно с уровнями энергии $\varepsilon^{(s)}$ из соответствующей системы линейных уравнений.

Для корректного анализа когерентности в процессе генерации высоких гармоник в кластере рассмотрим переходы между начальным $|i\rangle$ и конечным $|f\rangle$ состояниями всей N -частичной системы. Как и при рассмотрении процесса в газах, будем считать эти состояния соответствующими основному состоянию системы, когда N электронов расположены на N энергетических уровнях в N -ячном потенциале нулевого радиуса:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \prod_{s=1}^N \Psi^{(s)}(\vec{r}^{(s)}, t) = \prod_{s=1}^N \Psi^{(s)}(\vec{r}^{(s)}) e^{-i\varepsilon^{(s)}t}.$$

В случае одинаковых начального и конечного состояний метод Левенштайна [6] и вычисление с помощью теории S -матрицы дают одинаковый результат [14]. Интенсивность испущенной гармоники может быть записана в виде

$$dI_\Omega = \frac{4\Omega^2}{3c^3} |\vec{v}_\Omega|^2 \frac{d\Omega}{2\pi},$$

где Ω — частота излученной гармоники;

c — скорость света;

\vec{v}_Ω — Фурье-компонента от средней скорости

$$\vec{v}(t) = -\frac{ie}{mc} \sum_s \int dt' \int d^3p^{(s)} \vec{\Pi}^{(s)}(t) \times$$

$$\times \left(\vec{A}(t'), \vec{\Pi}^{(s)}(t') \right) e^{-iS^{(s)}(t, t', \vec{p}^{(s)})};$$

$$\vec{\Pi}^{(s)}(t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3r^{(s)} \exp[i\vec{p}^{(s)}\vec{r}^{(s)}] \times$$

$$\times \left(\vec{p}^{(s)} - e/c\vec{A}(t) \right) \Psi^{(s)}(\vec{r}^{(s)});$$

$$S^{(s)}(t, t', \vec{p}^{(s)}) = \int_t^{t'} dt'' \frac{\left(\vec{p}^{(s)} - e/c\vec{A}(t'') \right)^2}{2m} + \varepsilon^{(s)}t' - \varepsilon^{(s)}t,$$

где $\vec{A}(t) = -Ec/\omega\vec{e}_x \cos \omega t$ — векторный потенциал лазерного поля.

Для всей системы с учетом соотношения (3) получаем

$$\vec{v}_\Omega \propto \sum_{s,j,k} C_k^{(s)} C_j^{(s)} \int dt' \int dt \int d^3p^{(s)} \cos \omega t' \exp \times$$

$$\times \left[i\Omega t + i\vec{p}^{(s)}(\vec{R}_k - \vec{R}_j) - iS^{(s)}(t, t', \vec{p}^{(s)}) \right] + c.c., \quad (4)$$

где $c.c.$ — комплексно-сопряженная часть выражения.

Выражение (4) может быть вычислено методом перевала, если параметр

$$Z \equiv \frac{e^2 E^2}{m\omega^3} \gg 1,$$

что для параметров задачи оказывается справедливым ($Z \sim 20$).

Перевальные точки t_1, t_0, \vec{p}_0 находятся из безразмерных уравнений, в которых $\varphi_\alpha = \omega t_\alpha$; $p_\alpha = p_{0\alpha} / p_F$; $a_\alpha = m / p_F (R_{k\alpha} - R_{j\alpha})$; $p_F \equiv eE / \omega$; $\tilde{\Omega} \equiv \Omega / 4U_P$, и параметр Келдыша $\gamma \equiv \sqrt{I} / 2U_P$:

$$p_x(\varphi_1 - \varphi_0) + \sin \varphi_1 - \sin \varphi_0 = a_x;$$

$$p_y(\varphi_1 - \varphi_0) = a_y;$$

$$(p_x + \cos \varphi_0)^2 + p_y^2 = -\gamma^2; \quad (5)$$

$$(p_x + \cos \varphi_1)^2 + p_y^2 + \gamma^2 = 2\tilde{\Omega}.$$

В туннельном пределе, когда $\gamma \gg 1$, из уравнения (5) можно получить качественно верную вещественную часть решения, если опустить правую часть [6]. С той же точностью в этом уравнении можно опустить и p_y^2 , тогда система уравнений на перевальные точки принимает вид:

$$\cos \varphi_0 (\varphi_1 - \varphi_0) + \sin \varphi_1 - \sin \varphi_0 = a_x; \quad (6)$$

$$(\cos \varphi_0 - \cos \varphi_1)^2 + a_y^2 / (\varphi_0 - \varphi_1)^2 + \gamma^2 = 2\tilde{\Omega}. \quad (7)$$

Система уравнений (6)–(7) решалась численно.

Переходы между различными ионными центрами

Возможность переходов электрона со своего родительского на другие ионы определяется наличием в выражении (4) разности $(\vec{R}_k - \vec{R}_j)$ и интересна в первую очередь тем, что обеспечивает наличие в спектре гармоник с номерами выше предельного значения (1) в атомарном газе. Такие гармоники наблюдались в эксперименте [1], где предельное значение увеличивалось до 33 по сравнению с зарегистрированным номером 29 в

газовой среде, и в эксперименте [2], где были зарегистрированы гармоники в кластерной среде, почти достигающие предела (2).

Наглядное представление о фазе в (4) отдельного s -го электрона, рекомбинирующего на расстоянии $|\vec{R}_k - \vec{R}_j|$ от родительского центра, можно получить, построив график плотности синуса фазы для разных номеров гармоник. На рис. 1 показаны графики, соответствующие параметрам эксперимента [1] для предельных в газовом случае 29-й, 33-й и 45-й гармоник. Центр соответствует положению родительского иона. Белая область около центра — область, недоступная для классического движения электрона. В этой области интенсивность гармоники экспоненциально мала. Видно, что с ростом номера излученной гармоники расстояние, на которое должен удалиться электрон для рекомбинации, увеличивается.

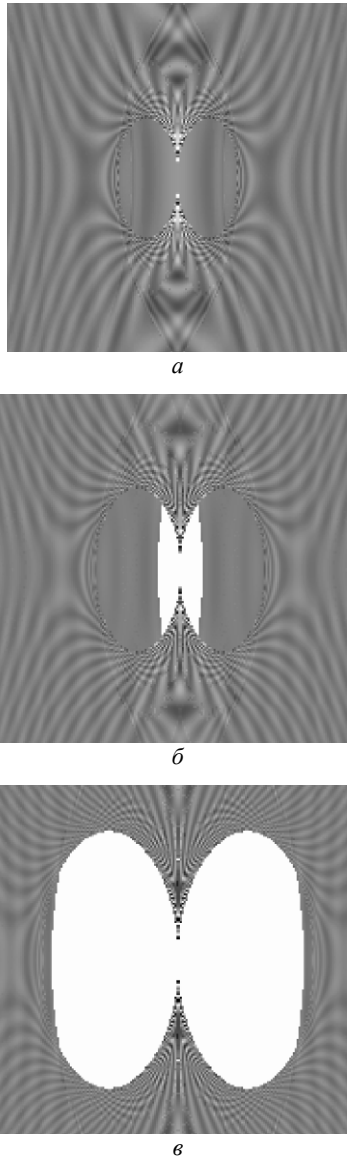


Рис. 1. График плотности синуса фазы (4) для номеров гармоник: а — 29-й; б — 33-й; в — 45-й

Для экспериментально наблюдаемой в работе [1] гармоники с номером 33 ширина белой области составляет примерно два—три межатомных расстояния. Понятно, что при реализации такого механизма генерации для гармоники с некоторым номером нужно, чтобы размер самого кластера превосходил белую область на рис. 1.

Для нахождения минимального расстояния между родительским и рекомбинационным центрами для данной энергии гармоники проанализируем уравнения движения (6), (7), подобно тому, как это было сделано для изолированного атома в работе [15] на основе сценария Коркума [4]. Максимальная энергия электрона определяется из условия

$$\frac{dv}{d(\varphi_1 - \varphi_0)} = 0 \Rightarrow \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0 = -(\varphi_1 - \varphi_0) \sin \varphi_1.$$

Это условие вместе с уравнением (6) приводит к выражению для максимальной энергии электрона после движения в течение времени $\tau = \omega^{-1}(\varphi_1 - \varphi_0)$:

$$E_{\max} = \frac{\omega^2 \tau^2 (1 - \cos \omega \tau)^2}{\omega^2 \tau^2 / 2 + 1 - \cos \omega \tau - \omega \tau \sin \omega \tau} U_p.$$

Расстояние между начальной точкой и точкой движения электрона, где его энергия максимальна, определяется при движении вдоль поляризации поля из условия

$$a_x = \frac{2 + \omega^2 \tau^2 \cos \omega \tau - 2\omega \tau \sin \omega \tau - 2 \cos \omega \tau}{\sqrt{2 + \omega^2 \tau^2 - 2\omega \tau \sin \omega \tau - 2 \cos \omega \tau}}.$$

Полученный результат удобно анализировать графически. На рис. 2 сплошной линией показана максимальная энергия электрона в зависимости от времени его движения, пунктиром — соответствующее расстояние, на котором такая энергия реализуется.

Отмеченное значение времени движения $\omega \tau = 4,08557$ соответствует максимальной энергии $3,17 U_p$ при первом возврате на родительский центр. Плотности фазы области рекомбинации, отвечающие максимальной энергии (для параметров эксперимента [1] это 61-я гармоника), показаны на рис. 3. Из него следует, что электрон, способный излучить максимальный номер гармоники согласно (2), должен рекомбинировать в узких областях, разделенных классически недоступными для движения участками.

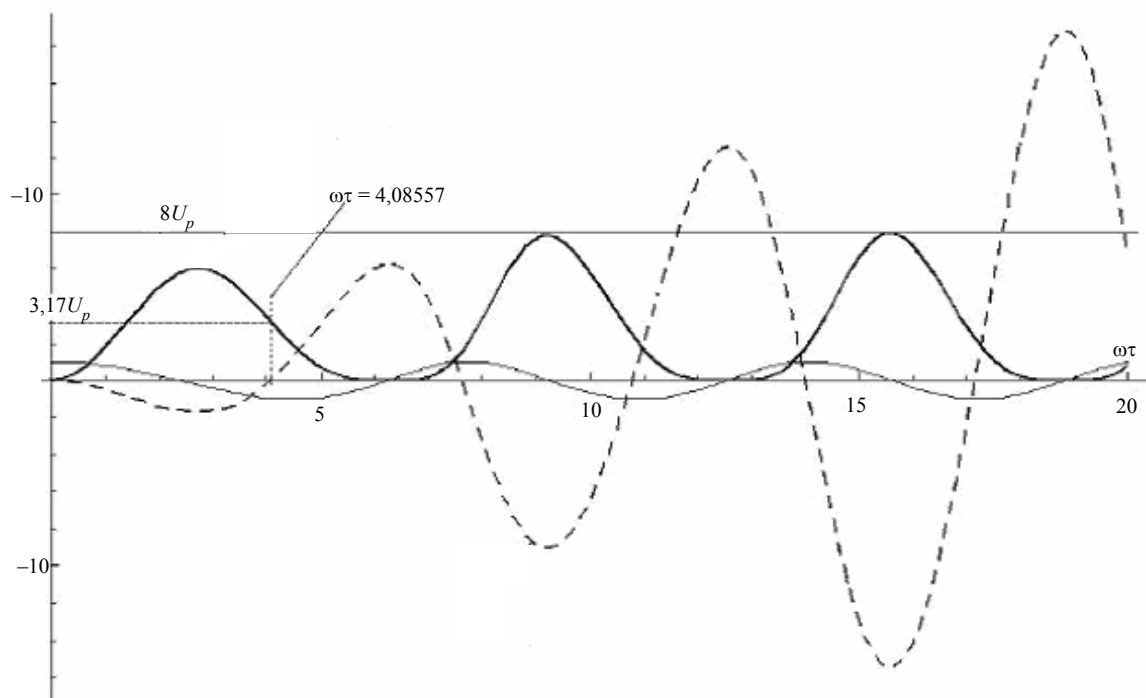


Рис. 2. Энергия электрона в зависимости от времени его движения

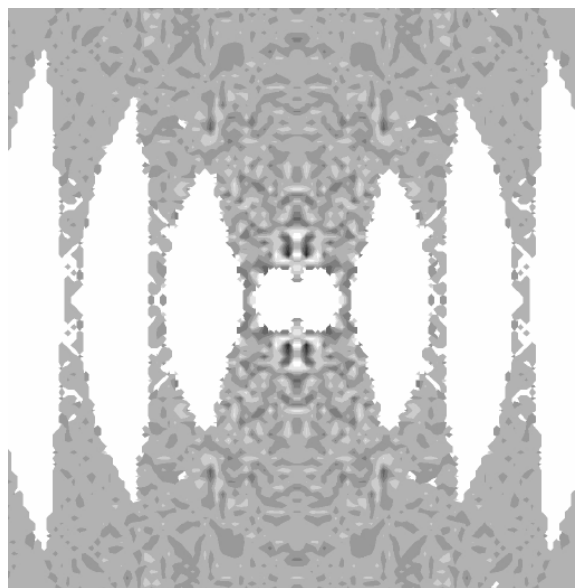


Рис. 3. Области рекомбинации, отвечающие максимальной энергии

Анализ когерентности и сравнение с данными эксперимента

Для вычисления полной интенсивности генерации гармоник вычислялась величина (4) методом перевала, причем решения уравнений (6) и (7) на перевальных точках находились численным путем. Оказалось, что если кластер моделируется системой потенциалов нулевого радиуса, соответствующей идеальному кристаллу, вклады перекрестных слагаемых в (4) взаимоуничтожаются, так что в результате остаются только слагаемые, соответствующие переходу на родительский ион. В более реалистичной модели кластера центры расположены нерегулярно, так что результирующий эффект в интенсивности высокой гармоники скла-

дывается не только от диагональных, но и от перекрестных слагаемых в (4). В вычислениях дисперсия межатомных расстояний принималась равной 0,5.

Важным элементом рассматриваемой задачи генерации высокой гармоники системой взаимодействующих в кластере атомов является ее нестационарность в следующем смысле. Рассмотрение начального и конечного состояний как решений стационарного уравнения Шредингера в некотором потенциале справедливо, если возмущения самого потенциала медленны по сравнению с характерным временем ионизации электрона. В потенциале изолированного атома взаимодействие соседних зарядов на систему отсутствует и потенциал стационарен. Наличие в кластере рядом

нескольких зарядов не позволяет свести проблему к стационарной задаче.

Существует возможность построения простой и наглядной качественной модели для получения оценки интенсивности генерации высоких гармоник. Рассматриваемый многоямный потенциал можно приближенно считать стационарным для нескольких электронов на временах, существенно больших времени τ_{tun} таких переходных процессов в электронной системе, как туннелирование из одного центра в другой. Поскольку в системе постоянно происходит ионизация электронов, стационарный потенциал существует в области системы, между частями которой за характерное время ионизации τ_{ion} возможно туннелирование (перераспределение) электронов

$$\sqrt[3]{n_{tun}} / 4\tau_{tun} \leq \tau_{ion}, \quad (8)$$

где n_{tun} — число центров в области стационарного потенциала.

Существенно, что для разных областей, не связанных условием (8), волновые функции связанных многоэлектронных состояний различны, поэтому они обладают постоянной квантовой фазой, усреднение по которой в вероятности генерации высоких гармоник делает вклады таких различных областей некогерентными.

При вычислении выражения (4) условие (8) использовалось для ограничения суммы: в нее входили только те слагаемые, для которых условие (8) было выполнено.

Для оценки τ_{tun} рассмотрим два соседних центра с кулоновскими потенциалами, расстояние между которыми χa_b , a_b — боровский радиус.

$$U(x) = I \left(\frac{1}{|x|} + \frac{1}{|x - \chi|} \right),$$

где x — безразмерное расстояние.

Время туннелирования определяется следующим выражением [16]:

$$\tau_{tun} \approx \frac{1}{I} \exp \left[-2 \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{1 - \frac{\chi}{x(\chi - x)}} \right], \quad (9)$$

где x_1, x_2 — классические точки поворота.

Среднее расстояние между центрами (атомами) в кластере в силу его рыхлой структуры предполагалось равным $\chi = 6,5$, что несколько больше, чем средние межатомные радиусы в молекулах и кристаллах (минимальное расстояние, при котором кулоновские центры разделены, равно $\chi = 4$).

Из выражения (9) получаем для соседних атомов Ag $\tau_{tun}^{-1} \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, для соседних атомов Xe $\tau_{tun}^{-1} \approx 5,4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

В экспериментах [1—3] использовались лазеры накачки различной интенсивности: в эксперименте [1] она равнялась $2,5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, в [2] — $2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, в [3] — $5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$.

Сильная нелинейная зависимость скорости ионизации от интенсивности действующего поля привела к весьма заметному отличию для рассматриваемых экспериментов характерного времени τ_{ion} . С учетом уменьшения потенциала ионизации из-за наложения потенциала соседних центров скорость ионизации [18] для эксперимента [1] составила $1,6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, для [2] — $5,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, для [3] — $2,4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Соответствующие числа n_{tun} принимают значения ~ 10 , ~ 4000 , $\sim 8 \cdot 10^{12}$, соответственно.

Вычисленный спектр высоких гармоник для параметров экспериментов [1, 2] (в [3] максимальный номер гармоники не приводится) представлен на рис. 4. В работе [1] область когерентного сложения слагаемых в сумме (4) мала, так что превышение максимального номера гармоники для изолированного атома (1) незначительно, в [2] — эта область достигает размера облучаемых кластеров, так что в эксперименте становится заметна зависимость максимального номера гармоники от размера кластера.

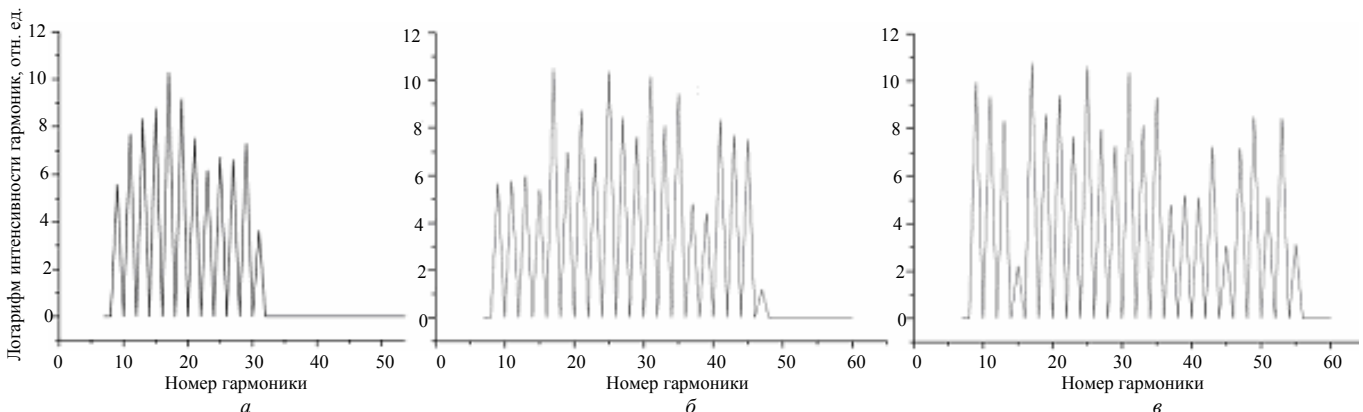


Рис. 4. Спектр высоких гармоник для параметров экспериментов: а — [1]; б — [2] (10^3 атомов в кластере); в — [2] (10^4 атомов в кластере)

Заключение

Задача генерации высоких гармоник в кластерной среде имеет существенные вычислительные трудности, одна из них заключается в необходимости решения нестационарного уравнения Шредингера для многоэлектронной системы всего кластера для корректного описания когерентных эффектов.

Предложенная простая модель, основанная на качественных соображениях, позволяет правильно описать результаты известных экспериментов и не требует длительного численного вычисления. Естественно, при описанном подходе остаются неучтенными эффекты, связанные с наличием самосогласованного потенциала кластера, нелинейными свойствами среды и динамическими изменениями свойств системы в процессе облучения.

В развитом модельном описании генерации гармоник в кластере существует возможность учета свойств материала и структуры кластера. В частности, модель предсказывает слабость эффекта генерации высоких гармоник для наночастиц с близкой к идеальной кристаллической структурой, например металлических кластеров.

Другим нетривиальным следствием является сильная обратная зависимость номера максимальной гармоники от интенсивности лазерного поля. Одним из результатов работы является вывод о том, что самые высокие гармоники с номерами вблизи классического предела (2) могут излучаться когерентно только при достаточно малых интенсивностях лазерного поля.

Авторы благодарны С. В. Попруженко, С. П. Гореславскому и В. Беккеру за конструктивные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-02-16916-а и 06-02-04006-ННИО_а).

Литература

1. Donnelly T. D., Ditmire T., Neuman K., Perry M. D., Falcone R. W. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. № 14.
2. Vozzi C., Nisoli M., Caumes J.-P., Sansone G., Stagira S., Stilvestri S. De. // Applied physics letters. 2005. № 86. P. 111—121.
3. Tisch J. W. G., Ditmire T., Fraser D. J., Hay N., Mason M. B., Springate E., Marangos J. P., Hutchinson M. H. R. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1997. № 30. L709.
4. Corkum P. B. // Phys. Rev. Letts. 1993. № 71. P. 1994.
5. L'Huillier A., Balcou Ph. // Ibid. V. 70. P. 774.
6. Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M. Yu., L'Huillier Anne, Corcum P. B. // Phys. Rev. A. 1994. V. 49. № 3. P. 2117.
7. Becker W., Long S., McIver J. K. // Ibid. V. 52. № 2.
8. de Aldana JRV, Roso L. // J. of the Opt. Soc. of America B-Optical Physics. № 18 (3). P. 325—330.
9. Veniard V., Taieb R., Maquet A. // Phys. Rev. A. 2001. № 65. P. 013202.
10. Veniard V., Taieb R., Maquet A. // Ibid. № 60 (5). P. 3952—3959.
11. Hu SX, Xu ZZ Applied physics letters. 1997. № 71 (18). P. 2605—2607. NOV 3.
12. Numico R., Giulietti D., Giulietti A., Gizzi L. A., Roso L. // J. Phys. B. 2000. № 33. P. 2605.
13. Зарецкий Д. Ф., Корнеев Ф. А., Попруженко С. В. // Квантовая электроника. 2007. № 37 (6). С. 565—574.
14. Becker W., Lohr A., Kleber M., Lewenstein M. // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. № 1. P. 645.
15. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. // УФН. 1998. Т. 168. № 5. С. 4.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Квантовая механика. — М.: Наука, 1989. Т. 3. Теоретическая физика (в 10 т.).
17. Pauling L. The nature of the chemical bond and the structure of molecules and crystals. // L.: Cornell Univ. press. 1939. — 429 p.; 3rd ed., 1960. — 644 p.
18. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. — М.: Физматлит, 2001.

Статья поступила в редакцию 19 июня 2008 г.

Coherent high harmonic generation in atomic cluster under the action of the laser field of moderate intensity

Ph. A. Korneev

Moscow Engineering Physics Institute (State university), Moscow, Russia

D. F. Zaretsky

RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

In paper the theoretical description of experiments [1—3] on the high harmonic generation in cluster medium irradiated by the laser field of the moderate intensity (10^{12} — 10^{14} W/cm²) is presented. In these experiments the appreciable expansion of the high harmonic plateau comparing to the case of irradiating the gas medium is clearly seen. The observation of such effects is possible only if they are coherent. Special attention is focused to this question.