

Селективная генерация одиночной высшей гармоники в плазме

И.А.Кулагин, Т.Усманов

Впервые показано, что использование автоионизационных состояний для фазового согласования приводит к эффективному выделению одиночной гармоники, генерируемой в плазме в области плато. Изменение относительной концентрации компонентов плазмы и подстройка частоты основного излучения могут быть использованы для перестройки частоты выделяемой гармоники. Показана возможность достижения контраста выделенной гармоники более 10^4 .

Ключевые слова: генерация высших гармоник, плазма, фазовое согласование, автоионизационное состояние.

Генерация высших гармоник (ГВГ) является весьма многообещающим методом получения мягкого рентгеновского излучения с высокой спектральной яркостью и когерентностью, минимальной длительностью импульса и т. п. Однако практическое применение ГВГ встречает определенные трудности из-за низкой эффективности преобразования энергии и почти однородного распределения энергии излучения в сравнительно протяженном спектральном диапазоне (область плато) [1, 2]. Выделение одиночной гармоники или группы гармоник осуществляется «пассивными» методами (с помощью фильтров или дисперсионных элементов), вызывающими потери энергии (см., напр., [3]). В ряде работ предложены различные методы повышения эффективности ГВГ, выделения одиночной гармоники или группы гармоник (использование фазового согласования, основанного на компенсации отрицательной дисперсии среды волноводным режимом и ионизацией среды [4], реализация квазисинхронных взаимодействий, управление волновым фронтом и пространственной фазой в полых волноводах [5–7], оптимизация спектрального и временного распределений амплитуды и фазы [8, 9]). Тем не менее характерная эффективность ГВГ остается на уровне $10^{-6} - 10^{-8}$. В большинстве работ исследуется ГВГ в инертных газах (в струях или в волноводах). Сравнительно недавно возрос интерес к ГВГ в плазме, которая обладает рядом преимуществ (это возможности использования широкого набора элементов с различными физическими свойствами, управления населенностью возбужденных состояний, создания протяженных сред и т. п.) [10, 11].

В настоящей работе мы предлагаем использовать автоионизационные состояния для фазового согласования ГВГ в плазме с целью выделения одиночной гармоники в области плато. Анализ отклика атомных систем в процессе ГВГ проводился на основе приближенного решения нестационарного уравнения Шредингера [12, 13]. В дан-

ном приближении для двухуровневой атомной модели частоты генерируемого излучения $\Omega = \pm(2n + 1)\omega \mp \Delta\omega_{kl}$ (здесь $\Delta\omega_{kl}$ – разность между частотами атомных состояний), тогда как для модели атома с одним состоянием должна происходить генерация только нечетных гармоник.

Для анализа влияния фазовых условий на процесс ГВГ в многоатомной системе использовались уравнения классической нелинейной оптики [14, 15], решение которых при слабом энергообмене хорошо известно для различных видов фокусировки лазерного излучения. В случае, когда дифракционная длина гауссова пучка основного излучения R_d намного больше длины среды L ($R_d \gg L$), интенсивность излучения i -й гармоники определяется соотношением

$$I_i = \left(\frac{2\pi\Omega^2 N d_n}{k_i c^2} L \frac{\sin \Delta_i}{\Delta_i} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь d_n – фурье-компоненты зависящего от времени дипольного момента; $\Delta_i = (L/2R_d)(q - \alpha_i)$; $q = 2n + 1$; N – плотность атомной среды; k – волновое число; $\alpha_i = R_d \Delta k_i = R_d[(2n + 1)k - k_i]$ – нормированная фазовая расстройка. Если $R_d < L$, учет дифракции приводит к более сложным выражениям. Тем не менее в данном случае может быть получено решение, которое определяется так называемым фазовым интегралом [16]. Учет влияния эффектов самовоздействия усложняет вид подобного решения (см., напр., [17]).

Величина фазовой расстройки плазменной среды определяется аддитивными вкладами атомной и электронной составляющих. Дисперсия электронного газа положительна, и соответствующая фазовая расстройка

$$\Delta k_{qe} = qk_{1e} - k_{qe} = \frac{e^2 N_e}{m_e c \omega} \left(\frac{1}{q} - q \right) < 0,$$

где N_e – плотность свободных электронов. Величина и знак атомной составляющей $\Delta k_q = qk_1 - k_q = q\omega c^{-1}(n_1 - n_q)$ (здесь n_q – показатель преломления на q -й частоте излучения) в основном зависят от показателя преломления на частоте основного излучения из-за монотонной и

И.А.Кулагин, Т.Усманов. НПО «Академприбор» АН РУз, Узбекистан, 100125 Ташкент, Академгородок; e-mail: timurbek_usmanov@mail.ru, kulagin@tps.uz

Поступила в редакцию 10 марта 2009 г.

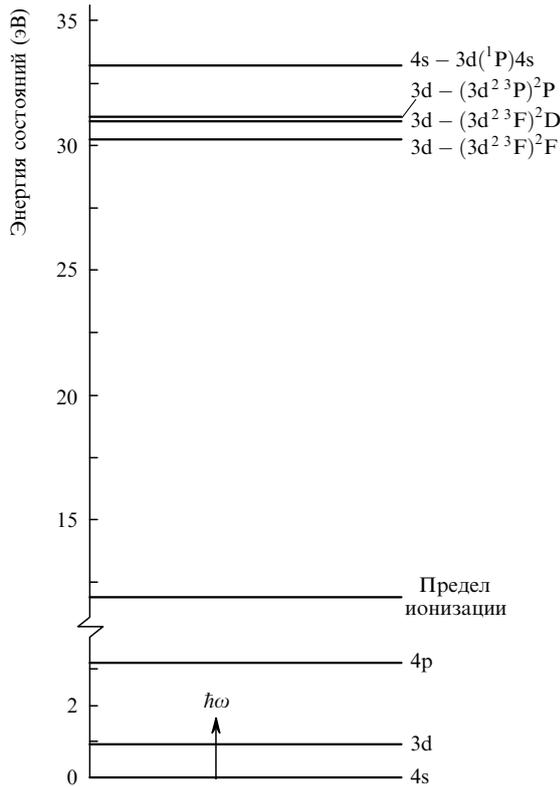


Рис. 1. Наиболее сильные атомные переходы между основным (4s) и метастабильным (3d) состояниями и автоионизационными состояниями ионов Са II.

сравнительно слабой, как правило, дисперсии в области, находящейся гораздо выше потенциала ионизации атома. В связи с этим достижение фазового согласования для одиночной высшей гармоники является труднореа-

лизуемым. В частности, простые оценки показывают, что при реализации фазового согласования $\Delta k_q \approx 0$ для 25-й гармоники излучения Тi : сапфирового лазера когерентная длина $l_c = \pi/\Delta k_q < 1$ мм достигается для соседних гармоник при плотности среды свыше 10^{20} см⁻³. Учет ширины спектра лазерного излучения еще больше усложняет выделение одиночной гармоники.

Рассмотрим модель ГВГ в плазме кальция, содержащей однократно заряженные ионы и свободные электроны. Ионы кальция являются одними из элементов, в которых наличие основного (4s) и метастабильного (3d) состояний значительно обогащает спектр поглощения и изменяет оптические свойства атомарной среды. На рис.1 приведены наиболее сильные атомные переходы между этими и автоионизационными состояниями ионов Са II. Энергии и силы осцилляторов данных переходов лежат в области 29–33 эВ и 0.2–2.1 соответственно [18, 19]. Эти переходы соответствуют энергиям квантов 19-й–23-й гармоник излучения Тi : сапфирового лазера и могут изменять фазовую расстройку Δk_q для генерации указанных гармоник.

Различное соотношение населенностей 4s- и 3d-состояний Са II изменяет величину фазовой расстройки и обеспечивает условия достижения фазового согласования на различных длинах волн основного излучения и излучения гармоники (рис.2). На данном рисунке приведены зависимости фазовой расстройки от длины волны основного излучения для различных гармоник. Влияние свободных электронов приводит к появлению пьедестала, добавление которого изменяет оптимальную длину волны основного излучения, при которой достигаются условия фазового согласования, а также может приводить к подавлению или появлению условий фазового согласования на определенных длинах волн. Из анализа рис.2 следует, что наличие автоионизационных состоя-

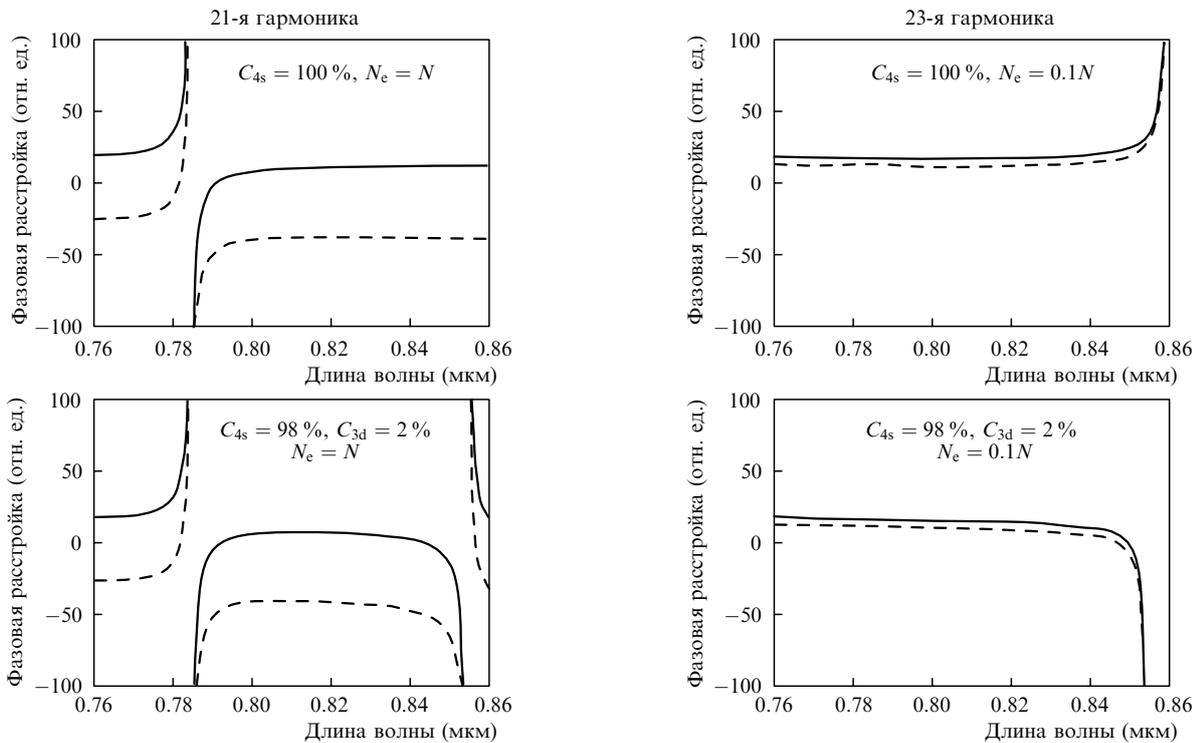


Рис. 2. Зависимости фазовой расстройки для 21-й и 23-й гармоник основного излучения при концентрациях ионов Са II в различных состояниях $C_{4s} = 100\%$, $C_{4s} = 98\%$ и $C_{3d} = 2\%$. Зависимости, полученные с учетом влияния свободных электронов, показаны штриховыми линиями при $N_e = N$ и $N_e = 0.1N$.

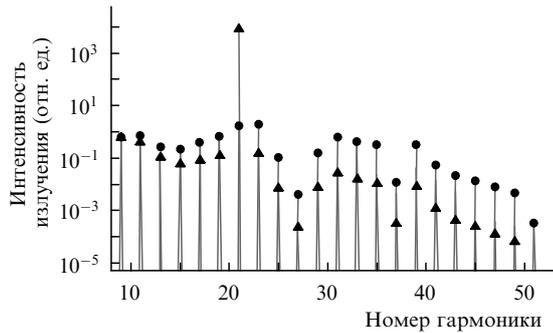


Рис.3. Распределение интенсивности высших гармоник. Отклики одиночных ионов и ионной среды отмечены кружками и треугольниками соответственно.

ний приводит к возможности достижения фазового согласования для выделенной гармоники. В частности, при достижении фазового согласования на длине волны основного излучения ~ 0.78 мкм для 21-й гармоники когерентная длина менее 1 мм для соседних гармоник достигается при плотности ионов $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$.

Подобная реализация условий фазового согласования, обусловленная влиянием автоионизационных состояний, приводит к повышению эффективности генерации отдельной гармоники. На рис.3 приведено спектральное распределение интенсивности высших гармоник, рассчитанное для ионов Ca II с начальной населенностью состояния 4s. В расчетах длина волны, ширина спектра и интенсивность основного излучения полагались равными 0.79 мкм, 8 нм и 3.5×10^{14} Вт/см 2 соответственно. Отметим, что ширина линии атомных переходов в расчетах не учитывалась. Спектральное распределение интенсивности гармоник, связанное с откликом отдельных ионов, обозначено кружками. Виден платообразный характер данной зависимости – распределение интенсивности высших гармоник практически равномерно в области, охватывающей ~ 20 нечетных гармоник. Приведена также обозначенная треугольниками зависимость, полученная для коллективного отклика среды длиной 1 см при концентрации ионов Ca II 10^{19} см $^{-3}$. Видно, что наличие условий фазового согласования приводит к выделению 21-й гармоники с контрастом (отношение сигнала выделенной гармоники к соседним) более 10^4 . По оценке эффективность преобразования интенсивности излучения в выделенную гармонику составила $\sim 10^{-2}$.

Из анализа (1) следует, что снижение плотности среды уменьшает относительное фазовое рассогласование для соседних гармоник и контраст выделенной гармоники падает. Уменьшение концентрации Ca II до 10^{18} см $^{-3}$ снижало контраст до $\sim 5 \times 10^3$, тогда как при концентрации ионов 10^{17} см $^{-3}$ он оставался на уровне 10^3 . Увеличение спектральной ширины основного излучения до 32 нм приводило к снижению контраста примерно в 4 раза. Можно отметить, что вариация спектральной ширины практически не изменяла соотношений между интенсивностями других высших гармоник.

В соответствие с результатами, представленными на рис.2, изменение относительной концентрации компонентов плазмы приводит к сдвигу длины волны излучения, при которой возможно выделение одиночной гармоники, а также номера выделяемой гармоники. При концентрации ионов Ca II в начальном 3d-состоянии 10 % контраст выделенной 23-й гармоники излучения на длине волны 0.8 мкм составляет $\sim 5 \times 10^2$ при прочих

параметрах, значениям которых отвечают зависимости на рис.3.

В работе [20] было экспериментально получено, что контраст выделения 13-й гармоники излучения Ti:сапфирового лазера в лазерной плазме, генерируемой на поверхности индия, составляет ~ 200 . Наши расчеты показывают, что влияние сильного перехода в автоионизационное состояние ионов индия $4d^{10}5s^2\ ^1S_0 - 4d^95s^2\ ^5p\ (^2D)^1P_1$ приводит к достижению условий фазового согласования для 13-й гармоники и к обеспечению подобного контраста ее выделения (в расчетах использовались значения энергий уровней и сил осцилляторов переходов, представленные в [21]). Однако в расчетах подобный контраст был получен для большей, чем в эксперименте, длины волны основного излучения. Учет влияния штарковского сдвига или нелинейностей керровского типа привел к лучшему согласию с экспериментальными данными. Необходимо отметить, что подобный рост интенсивности гармоник может быть объяснен достижением резонансных условий. Однако в резонансных условиях увеличение интенсивности характерно также для соседних гармоник, тогда как реализация условий фазового согласования способна приводить к выделению одиночной гармоники, в том числе и в областях, сравнительно далеких от резонансных.

Таким образом, в данной работе получено, что использование автоионизационных состояний приводит к селективной генерации одиночной гармоники в плазме. Расчеты показывают, что для ГВГ излучения Ti:сапфирового лазера в плазме Ca II достижение условий фазового согласования, обусловленного влиянием автоионизационных состояний, приводит к выделению одиночной гармоники, и контраст выделения 21-й гармоники может достигать 10^4 . Контраст выделения зависит от плотности среды и спектральной ширины лазерного излучения. Изменение относительной концентрации компонентов плазмы и длины волны основного излучения приводит к перестройке частоты выделенной гармоники в области плато. Вследствие влияния штарковского сдвига, нелинейностей керровского типа или генерации свободных электронов оптимальная частота лазерного излучения, при которой достигается эффективное выделение одиночной гармоники, сдвигается.

- Schafer K.J., Yang B., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1599 (1993).
- Perry M.D., Crane J.K. *Phys. Rev. A*, **48**, R4051 (1993).
- Frassetto F. et al. *J. Opt. Soc. Am. A*, **25**, 1104 (2008).
- Rundquist A., Durfee III C.G., et al. *Science*, **280**, 1412 (1998).
- Paul A., Bartels R.A., Tobey R., et al. *Nature*, **421**, 51 (2003).
- Villoresi P., Bonora S., Pascolini M., et al. *Opt. Lett.*, **29**, 207 (2004).
- Pfeifer T., Kemmer R., et al. *Opt. Lett.*, **30**, 1497 (2005).
- Bartels R., Backus S., et al. *Nature*, **406**, 164 (2000).
- Pfeifer T., Walter D., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 277 (2005).
- Ганеев Р.А. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 1086 (1995).
- Gaudiosi D.M., Reagan V., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 203001 (2006).
- Lewenstein M., Balcou Ph., et al. *Phys. Rev. A*, **49**, 2117 (1994).
- Miloshevich D.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 308 (2006).
- Ахманов С.А., Хохлов Р.В. *Проблемы нелинейной оптики* (М.: ВИНТИ, 1964).
- Бломберген Н. *Нелинейная оптика* (М.: Мир, 1966).
- Reintjes J. *Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gase*, (Orlando: Acad. Press, 1984).
- Кулагин И.А., Усманов Т. *Квантовая электроника*, **25**, 1121 (1998).
- Kjeldsen H., Andersen P., et al. *J. Phys. B*, **35**, 2845 (2002).
- Hansen J.E., Kjeldsen H., et al. *J. Phys. B*, **40**, 293 (2007).
- Ganeev R.A., Singhal H., et al. *Phys. Rev. A*, **74**, 063824 (2006).
- Duffy G., Dunne P. *J. Phys. B*, **34**, L173 (2001).