

Использование протяженной лазерной плазмы для генерации гармоник высокого порядка излучения пикосекундной длительности

Р.А.Ганеев, Г.С.Болтаев, Ш.Реимбаев, Х.Шерниезов, Т.Усманов

Представлены результаты экспериментальных исследований генерации гармоник пикосекундного излучения в протяженной лазерной плазме, образованной на поверхности различных металлических мишеней. Исследовано влияние длины плазмы, энергии греющего импульса и задержки между греющим и преобразуемым импульсами на увеличение эффективности преобразования в высшие гармоники. Продемонстрировано преобразование излучения с $\lambda = 1064$ нм в коротковолновый (вплоть до 50 нм, 21-я гармоника) диапазон в протяженной плазме ряда металлов.

Ключевые слова: генерация гармоник высокого порядка, лазерная плазма, пикосекундное лазерное излучение.

1. Введение

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) лазерного излучения в газах [1, 2] и плазменных факелах [3, 4] в настоящее время является общепринятой методикой создания источников когерентного коротковолнового излучения. Исследования в области ГГВП лазерного излучения в газах особенно интенсивно проводятся в течение последних двух десятилетий. Техническим стимулом к проведению этих исследований стала разработка источников мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности. Высокая интенсивность излучения, достигаемая при сравнительно небольших размерах и простоте конструкции подобных лазерных источников, позволила кардинально увеличить максимальный порядок высших гармоник и начать практическое применение когерентного коротковолнового излучения в диагностике плазмы, биологии, микроскопии, фотолитографии и т. п. [5, 6]

Использование плазмы открывает гораздо более широкие возможности изменения параметров нелинейной среды ввиду большего разнообразия плазменных сред по сравнению с газовыми. Однако первоначальные эксперименты не позволили увеличить предельную энергию гармоник и эффективность ГГВП в лазерной плазме, создаваемой в процессе абляции твердотельных мишеней в вакууме [7, 8]. Дальнейшие исследования выявили целесообразность применения низкотемпературной и слабозубужденной плазмы в качестве нелинейной среды для ГГВП в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгено-

новском диапазонах [9, 10]. При реализации оптимальных условий это позволило повысить как наивысший порядок генерируемой гармоники (до 101-го), так и эффективность ГГВП в условиях, близких к резонансным (в отдельных спектральных диапазонах до $\sim 10^{-4}$) [11].

Несмотря на определенные успехи при ГГВП, эффективность преобразования энергии в высшие гармоники остается на уровне, пригодном только для диагностических целей. В связи с этим не прекращаются попытки разработки новых методик и поиск новых сред для повышения интенсивности и энергии высших гармоник. Очевидно, что при одной и той же эффективности ГГВП плотность энергии гармоник при использовании пикосекундных импульсов будет выше, чем в случае фемтосекундного лазерного излучения, в связи с большей энергией импульсов. Кроме того, сравнительно низкая стоимость пикосекундных установок облегчает практическое применение подобных источников когерентного излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах.

Следует учесть, что большинство исследований ГГВП в плазме были проведены с использованием узких плазменных факелов с размерами, не превышающими 0.5 мм [12]. Использование длинных плазменных факелов, размеры которых на порядок больше, чем ранее использовавшихся плазменных сред [13], наряду с применением пикосекундных импульсов, позволяющих уменьшить влияние ряда негативных факторов, позволит увеличить эффективность генерации коротковолновых фотонов в процессе ГГВП в плазменных факелах.

В настоящей статье представлены результаты экспериментальных исследований генерации гармоник пикосекундного излучения в протяженной лазерной плазме, образованной на поверхностях различных металлических мишеней. Исследуются влияние длины плазмы, энергии греющего импульса и задержки между греющим и преобразуемым импульсами на увеличение эффективности преобразования в высшие гармоники в протяженной плазменной среде. В экспериментах продемонстрировано преобразование излучения с $\lambda = 1064$ нм в коротковолновый (вплоть до 50 нм, 21-я гармоника) диапазон в протяженной плазме ряда металлов с использо-

Р.А.Ганеев. Институт ионно-плазменных и лазерных технологий, Узбекистан, 100125 Ташкент, Академгородок, ул. Дормон Йули, 33; адрес в настоящее время: Ophthalmology and Advanced Laser Medical Center Saitama Medical University, Saitama 350-0495, Japan; e-mail: rashid_ganeev@mail.ru

Г.С.Болтаев, Ш.Реимбаев, Х.Шерниезов, Т.Усманов. Институт ионно-плазменных и лазерных технологий, Узбекистан, 100125 Ташкент, Академгородок, ул. Дормон Йули, 33; e-mail: timurbek_usmanov@mail.ru

Поступила в редакцию 23 августа 2014 г., после доработки – 23 декабря 2014 г.

ванием импульсов сравнительно низкой интенсивности (1.5×10^{13} Вт·см⁻²).

2. Схема экспериментальной установки для ГГВП в протяженной лазерной плазме

Исследования ГГВП были проведены в протяженной лазерной плазме, созданной с помощью цилиндрической фокусировки греющего излучения на поверхность ряда металлических мишеней. В ходе экспериментов были проанализированы характеристики высших гармоник, генерируемых в плазменных факелах длиной 5 мм, и проведено сравнение со случаем относительно короткой (0.5 мм) плазмы.

Источником излучения служил Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1064$ нм) с пассивной синхронизацией мод, генерирующий цуг импульсов с длительностью отдельного импульса 38 пс и частотой их следования 1.5 Гц. После выделения

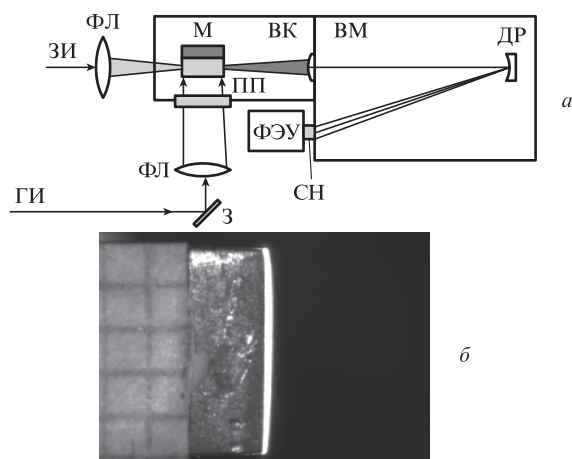


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (ЗИ – пикосекундный зондирующий импульс; ГИ – пикосекундный греющий импульс; З – зеркало; ФЛ – фокусирующие линзы; ВК – вакуумная камера; М – мишень; ПП – протяженная плазма; ВМ – вакуумный монохроматор; ДР – дифракционная решетка; СН – салицилат натрия; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель) (а) и фотография протяженной плазмы на поверхности алюминиевой мишени (б).

одиночного импульса и его усиления в двух усилителях излучение разделялось на две части. Первая часть излучения (энергия в импульсе $E_p \approx 5$ мДж) использовалась в качестве греющего импульса (рис. 1, а) и направлялась через фокусирующую цилиндрическую линзу на поверхность мишени, расположенной в вакуумной камере. Максимальная интенсивность греющего импульса на поверхности мишеней была равна 2×10^{10} Вт·см⁻², размеры плазменного факела составляли 5 мм × 70 мкм. Изображение протяженной плазмы, образованной на поверхности алюминиевой мишени, показано на рис. 1, б. Вторая часть лазерного импульса (зондирующий импульс с энергией 28 мДж) после определенной временной задержки фокусировалась параллельно поверхности мишени в область протяженного плазменного факела. Максимальная интенсивность зондирующего импульса составляла 1.5×10^{13} Вт·см⁻². Для определения оптимальной временной задержки между импульсами в диапазоне 5–150 нс исследовалась эффективность ГГВП для разных задержек.

Излучение зондирующего импульса и высших гармоник анализировалось в вакуумном монохроматоре ВМР-2. Излучение гармоник в диапазоне 50–300 нм детектировалось с помощью сцинтиллятора (салицилат натрия) и ФЭУ.

Мишени представляли собой пластины различных металлов (Al, Ag, Sn, Cu, Pb) с размерами 5 × 5 × 2 мм. Для изменения положения мишени и соответственно области взаимодействия плазмы с зондирующим излучением относительно плоскости мишени использовался трехкоординатный манипулятор.

3. Результаты экспериментов

Исследования гармоник проводились как в ультрафиолетовой, так и в вакуумной ультрафиолетовой областях спектра. Ниже приведены результаты исследования генерации 5-й гармоники с использованием плазменных факелов различной длины. Превышение длины плазмы над длиной когерентности излучения 5-й гармоники должно приводить к уменьшению эффективности преобразования в эту гармонику. Если предположить, что амплитуда поля излучения гармоники определяется только микроскопическими процессами, а роль макроскопических процессов не столь велика, то следует ожидать квадратичной зависимо-

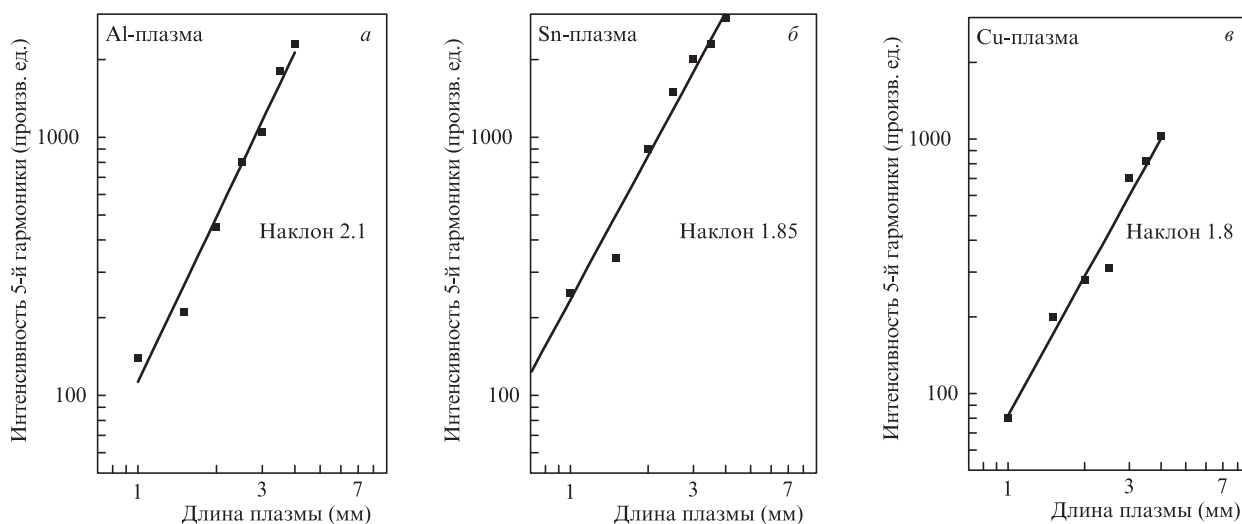


Рис. 2. Зависимости интенсивности 5-й гармоники от длины плазменных факелов, образованных на поверхности мишеней из Al, Sn и Cu.

сти интенсивности 5-й гармоники от длины нелинейной среды ($I_{5h} \propto d^2$ [14]) в области длин сред, не превышающих длину когерентности этой гармоники. Результаты в случае алюминиевой, оловянной и медной плазмы (рис.2) показали, что в протяженной плазме возникает незначительное насыщение, о чем свидетельствует наклон зависимости $I_{5h}(d)$, близкий к двум.

Длина когерентности для q -й гармоники определяется концентрацией свободных электронов N_e ($L_{coh} \sim 1.4 \times 10^{18} (qN_e)^{-1}$ (мм) [15, 16]), которая была вычислена для плазмы алюминиевой мишени при использовании греющего импульса длительностью 38 пс и энергии потока 0.8 Дж·см⁻². Эти расчеты были проведены с помощью кода ITAR IMD [17]. Вычисленная концентрация свободных электронов в плазме алюминия на расстоянии 100 мкм от поверхности мишени при задержке после начала абляции 30 нс составила 2.7×10^{16} см⁻³. Соответственно длина когерентности для 5-й гармоники была равна 10 мм, т. е. превышала длину плазмы (5 мм). Таким образом, фазовое рассогласование, обусловленное влиянием свободных электронов, не должно играть для этой гармоники важной роли. Аналогичные результаты были получены и в случае плазмы, образованной на поверхности олова и меди. Отметим, что в случае 15-й гармоники насыщение и нестабильная генерация наблюдались при длинах плазменных сред, превышающих 3 мм, что находится в соответствии с приведенными расчетами.

Изменение оптимального времени задержки между греющим и преобразуемым импульсами в случае плазменных гармоник связано с различием начальных скоростей частиц разных элементов. В соответствии с гидродинамической моделью испарения плазмы с газодинамическими граничными условиями [18] начальная скорость частиц определяется их массой, энергией связи в твердом теле, частотой Дебая и плотностью мощности поглощенного лазерного излучения. Общей особенностью полученных зависимостей $I_h(E_p)$ являлось резкое снижение интенсивности гармоник при облучении поверхности греющим импульсом с энергией выше определенного уровня. Причиной этого снижения является перевозбуждение плазмы, которое ведет к появлению свободных электронов и многократно заряженных ионов и к соответствующему нарушению условий фазового согласования между волнами зондирующего излучения и гармоник. Этот эффект является более существенным для случая генерации гармоник низшего порядка. Отметим, что снижение эффективности преобразования частоты лазерного излучения в высоковозбужденной плазме наблюдалось ранее и для гармоник гораздо более высокого порядка [19].

Нами была проанализирована зависимость эффективности 9-й и 11-й гармоник от задержки Δt между греющим и преобразуемым импульсами с использованием нескольких мишеней при одних и те же размерах протяженной плазмы. Типичная зависимость интенсивности 11-й гармоники от времени задержки между импульсами представлена на рис.3 для плазмы меди. В этом случае максимум зависимости $I_h(\Delta t)$ наблюдался при $E_p = 3$ мДж. Аналогичные зависимости имели место для мишеней из Al, Ag, Pb и Sn.

Ниже мы проанализируем механизм формирования плазмы на поверхности мишени. Создание плазменной среды над ее поверхностью не основано на простом нагреве поверхности мишени и установившихся процессах плавления, испарения и распространения частиц со ско-

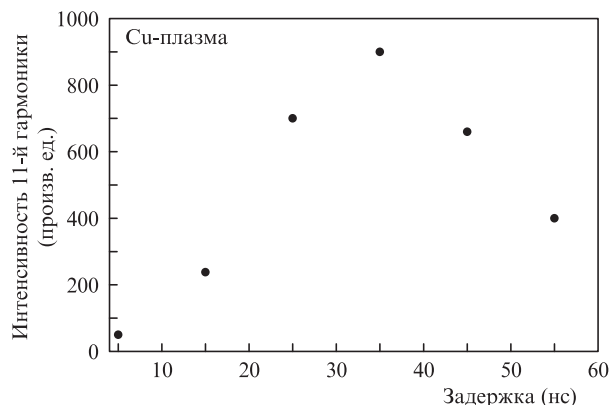


Рис.3. Зависимость интенсивности 11-й гармоники от задержки между греющим и зондирующими лазерными импульсами для случая протяженной плазмы меди.

ростями, определяемыми термодинамическими законами. В зависимости от атомного веса мишени скорость атомов в последнем случае находится в диапазоне $(2-7) \times 10^2$ м/с при температуре 1000 К. В течение первых наносекунд (~ 10 нс) после начала абляции атомы и ионы отлетают от поверхности мишени на незначительное расстояние (7 мкм). Учитывая то, что плазма создается короткими лазерными импульсами, никакие гармоники не должны наблюдаться в такой экспериментальной конфигурации. В частности, лазерная абляция серебра создает очень эффективную «нелинейную» плазму, которая позволяет генерировать высшие гармоники, тогда как фемтосекундный импульс распространяется на расстояние 100 мкм от поверхности мишени. Если рассматривать стандартный процесс испарения частицы, скорость нейтральных атомов и ионов серебра должна составлять приблизительно 5.5×10^2 м/с. В течение первых 30 нс они отлетят от поверхности мишени на расстояние лишь в 16 мкм, недостаточное, чтобы достигнуть оси, вдоль которой распространяется преобразуемый импульс. Это рассмотренное справедливо для генерации как высших, так и низших гармоник.

Данное противоречие может быть объяснено другой моделью создания облака частиц, а именно взрывным механизмом при абляции мишеней. Динамика распространения плазменного фронта во время лазерной абляции исследована в ряде публикаций (см., напр., работу [20] и ссылки в ней). Численный анализ развития подобной плазмы для случая взаимодействия одиночного импульса с поверхностью мишеней был выполнен в [21]. Динамику формирования и распространения плазмы можно проанализировать по снимкам тенеграмм плазмы.

Ранее особенности распространения фронта плазмы В и Мо были проанализированы в [22]. В случае тяжелых мишеней (Мо) плазменный фронт распространялся со скоростью 6×10^4 м/с. При этом плазма распространялась на расстояние 130 мкм от мишени в течение нескольких наносекунд (а не сотен наносекунд, если принять прежнюю оценку). Очевидно, что формирование «оптимальной» плазмы не ограничено появлением плазменного фронта в области распространения преобразуемого импульса. Здесь надо достичь условий, когда плотность частиц станет достаточной для эффективной генерации гармоник, тогда как концентрация свободных электронов останется ниже уровня, при котором процессы, ограничивающие эффективность нелинейного преобразования

частоты лазерного излучения, еще не играют значительной роли. Подобное предположение, нашедшее подтверждение в многочисленных экспериментах по генерации высших гармоник, и приведенные экспериментальные результаты показывают, что оптимизация генерации низшей гармоники позволяет определить условия формирования плазменного факела для эффективного преобразования в гармоники более высокого порядка.

В то время как эффективность ГГВП с использованием пикосекундных импульсов все еще остается на невысоком уровне (из-за малой интенсивности лазерного излучения и более низких порогов многофотонной ионизации частиц в плазме), исследования в этом направлении продолжают на примере низших гармоник [23].

Важную информацию о параметрах протяженной плазмы, используемой для ГГВП, можно получить на основе исследования спектров ее свечения. Ниже представлен анализ интегральных спектров свечения плазмы различных металлов, использовавшихся для ГГВП при распространении пикосекундного зондирующего излучения через плазменный факел. Эти исследования были направлены на определение оптимальных условий создания протяженных плазменных образований для эффективной ГГВП. Анализ спектров свечения атомов и ионов лазерной плазмы проводился в видимом и ультрафиолетовом диапазонах (300–700 нм). Для регистрации спектров свечения плазмы использовался волоконный спектрометр HR4000 (Ocean Optics).

На рис.4,*а* представлен спектр свечения плазмы, полученной в результате абляции поверхности серебра. Данный спектр соответствует условиям создания «оптималь-

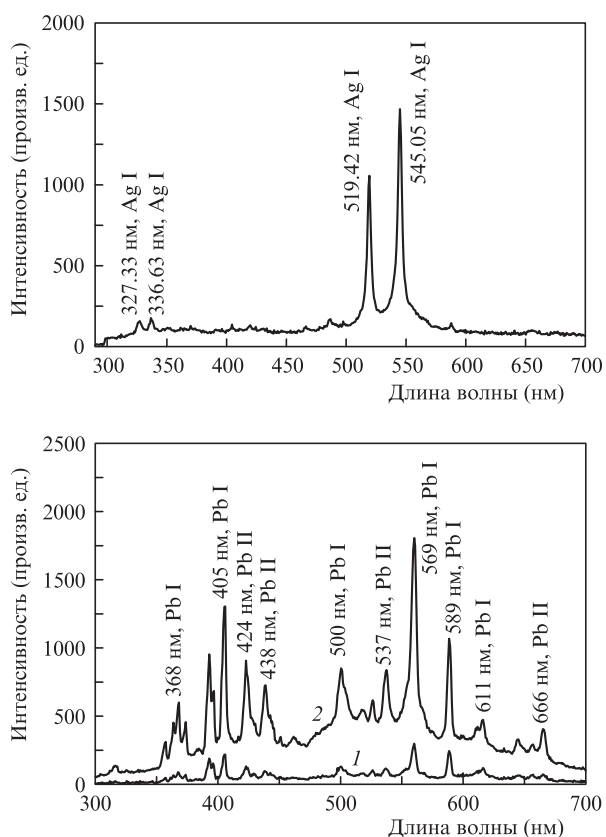


Рис.4. Спектры свечения плазмы серебра (*а*) и свинца (*б*). В случае плазмы свинца различие спектров обусловлено разными энергиями греющего импульса (1 – 3 мДж, 2 – 6 мДж).

ной плазмы», формируемой для достижения наилучшей эффективности ГГВП. Для этого были получены максимальные эффективности генерации гармоник в диапазоне 80–200 нм и затем определены спектральные характеристики лазерной плазмы, созданной в данных условиях. Из рис.4 видно, что зарегистрированные спектральные линии были в основном обусловлены переходами между состояниями нейтральных атомов и однократно заряженных ионов.

При облучении металлов повышение интенсивности греющего импульса до более 10^{11} Вт·см⁻² приводило к увеличению интенсивности свечения нейтральных атомов и однократно заряженных ионов, к уширению спектров и к появлению новых спектральных линий, присущих ионам с большей кратностью ионизации. Эти изменения состава и степени возбуждения плазмы вели к значительному снижению эффективности ГГВП практически во всех исследованных плазменных образованиях. Спектры свечения плазмы свинца при малой и большой энергиях греющего импульса показаны на рис.4,*б*. Видны изменения структуры спектра и интенсивности свечения плазмы при разной степени возбуждения мишени.

Излучение гармоник в диапазоне 50–300 нм детектировалось с помощью сцинтиллятора и ФЭУ. Наименьшая длина волны соответствовала 21-й гармонике излучения с $\lambda = 1064$ нм. На рис.5 показано спектральное распределение гармоник в плазме, образованной на поверхности алюминия. Представлены распределения гармоник, генерируемые в короткой и протяженной плазме. В ходе экспериментов было продемонстрировано повышение эффективности гармоник низшего порядка и увеличение области платообразного распределения гармоник в случае плазмы длиной 4 мм (рис.5,*б*) по сравнению с плазмой длиной 0.5 мм (рис.5,*а*). Аналогичная картина наблюдалась и для других плазменных факелов. Исследования показали, что использование протяженных факелов лазерной плазмы для генерации гармоник имеет ряд преимуществ.

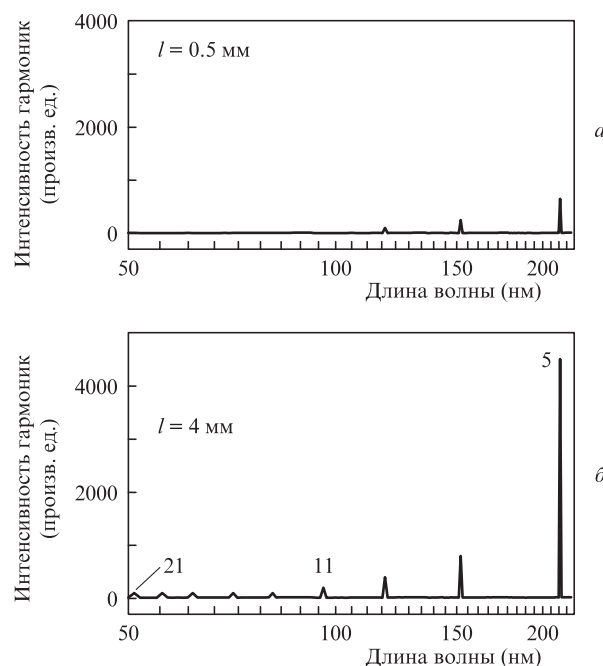


Рис.5. Спектры гармоник, полученные в алюминиевой плазме протяженностью 0.5 (*а*) и 4 мм (*б*) (цифры на рис.б – номера гармоник).

4. Обсуждение

Интерес к тематике ГГВП в плазменных факелах, проявляемый в последние несколько лет в различных лабораториях мира [24–33], связан не только с возможностью использования этого метода для получения когерентных коротковолновых фотонов, но и с более общей задачей исследования характеристик веществ методом спектроскопии с привлечением анализа нелинейно-оптических свойств высшего порядка этих веществ [4, 34].

В этой связи сравнивать генерацию гармоник в плазменных факелах следует в первую очередь с аналогичным процессом в газовых струях. Известны три метода генерации высших гармоник: от поверхностей – при воздействии на них очень сильных полей с высоким контрастом основного импульса по отношению к предимпульсу, ГГВП в газах и ГГВП в плазменных образованиях, сформированных при воздействии лазерного греющего импульса. Два последних механизма поддаются сходному физическому описанию (так называемая трехступенчатая модель) и в значительной степени отличаются от первого метода ГГВП.

Сравнение ГГВП в газах и лазерной плазме, проведенное ранее в ряде работ [30, 35] при использовании очень коротких импульсов (3.5 и 8 фс соответственно), продемонстрировало превосходство последней среды (ею служила графитовая плазма, и сравнение было проведено с наиболее распространенным и часто используемым для ГГВП аргоном) для случая «низших» (примерно с 9-го по 19-й) порядков высших гармоник. Отметим, что совсем недавно для этих порядков удалось получить сильные гармоники низших порядков в цинковой плазме с эффективностью 5×10^{-5} [36], превышающей эффективность преобразования в графитовой плазме. Методики определения абсолютных значений энергий гармоник, использовавшиеся как в вышеупомянутых, так и в настоящей работе, будут обсуждены ниже. Ни поверхностные, ни газовые гармоники пока еще не достигли подобной эффективности в области между 10-м и 20-м порядками. Лишь резонансные условия для 13-й гармоники в индиевой плазме позволили приблизиться к эффективности 10^{-4} . Не преследуя амбициозных целей, мы сконцентрировались на исследовании конкретной задачи, вынесенной в заголовок статьи. К тому же использовавшиеся интенсивности преобразуемых импульсов не позволяли надеяться на получение рекордных эффективностей ГГВП.

Наши исследования показали, что в случае применения сравнительно протяженных импульсов влияние электронов, присутствующих в плазме, ограничивается той группой свободных носителей, которая была образована в ходе лазерной абляции. Другая же группа электронов, образованная в процессе многофотонной ионизации, не играет существенной роли в увеличении фазового рассогласования взаимодействующих волн, в отличие от случая фемтосекундных импульсов, когда интенсивности лазерных полей (4×10^{14} Вт·см⁻² и более) превышают интенсивность, необходимую для туннельной ионизации однократно заряженных ионов, что приводит к росту концентрации этой группы электронов. Этот, казалось бы незначительный, фактор может привести к заметному увеличению нелинейно-оптического отклика протяженной среды при более высоких интенсивностях пикосекундных импульсов (к сожалению, не достижимых в использовавшейся лазерной установке).

В нашем случае речь идет о нахождении определенно-го оптимального значения потока греющего излучения на поверхности мишени, обеспечивающего максимальный выход гармоник. При увеличении энергии греющего импульса на динамику плазмы влияют два процесса. Это рост концентрации эмиттеров гармоник, приводящий к увеличению количества преобразованных фотонов вследствие участия дополнительных индивидуальных элементов среды, и рост концентрации электронов, снижающий эффективность ГГВП вследствие коллективных процессов. Конкурируя друг с другом, они позволяют в каждом конкретном случае найти определенный оптимум, что и было достигнуто в этих исследованиях. Вопрос тут может быть поставлен так: что является причиной насыщения (и последующего снижения) эффективности преобразования в высокие гармоники в случае протяженной плазмы и сравнительно длинных импульсов? Это не просто повышение роли свободных электронов (как в случае короткой плазмы), но в большей степени – создание условий, когда длина когерентности (начиная с определенных порядков гармоник) становится меньше длины среды. Более того, ожидаемыми дополнительными эффектами тут могли бы быть самомодуляция фаз взаимодействующих волн, а также самофокусировка лазерного импульса. Эти негативные эффекты с наибольшей вероятностью реализуемы в случае коротких (фемтосекундных) лазерных импульсов, тогда как использование более протяженных (пикосекундных) импульсов позволит избежать вовлечения этих эффектов в процесс ограничения ГГВП (в соответствующих экспериментальных условиях). Данное рассмотрение также говорит в пользу применения пикосекундных импульсов для генерации гармоник, особенно низших порядков.

Измерение абсолютного значения эффективности преобразования осуществлялось по следующей методике. На первом этапе с помощью системы регистрации «монохроматор + салицилат натрия + ФЭУ» измерялся сигнал 4-й гармоники излучения лазера с длиной волны 266 нм и энергией, определенной стандартными методами калориметрии. Это позволило откалибровать монохроматор в данном спектральном диапазоне. Так как квантовая эффективность салицилата натрия (25%) неизменна в широком дальнем ультрафиолетовом диапазоне (между 30 и 350 нм), калибровка системы регистрации в области 266 нм позволяла рассчитывать эффективность преобразования для гармоник более высокого порядка. Монохроматор позволял регистрировать коротковолновое излучение вплоть до длины волны 50 нм. На основе данной методики были определены эффективности преобразования для всех материалов. В частности, эффективность преобразования в гармоники в области платообразного распределения (15-й–21-й порядки) в случае алюминиевой плазмы составила 4×10^{-6} . Отметим, что, хотя она существенно не «доотягивает» до значений, полученных к настоящему времени с использованием фемтосекундных импульсов в плазме, нам она не представляется такой уж маленькой, учитывая столь незначительную интенсивность преобразуемого излучения. Мы связываем это «достижение» с использованием относительно протяженных импульсов, ограничивших проявление ряда негативных процессов в длинной плазме. Абсолютные значения эффективностей преобразования для плазменных образований, генерируемых на поверхности других исследованных металлов (цинк, серебро, марганец, медь и олово), были несколько ниже, чем для алюминиевой плазмы. Погрешность изме-

рений эффективности составила 30%. Детальное описание подобных измерений изложено в [37].

Исследования протяженной плазмы, изначально признанные неперспективными вследствие усиливающегося негативного влияния коллективных процессов фазового рассогласования, ранее были проведены только в работе [25]. Лишь недавно, с обнаружением эффекта квазифазового синхронизма в модулированной протяженной плазме [38, 39], стали появляться работы, в которых подобные плазменные системы исследуются с использованием фемтосекундных импульсов (напр., [13]).

5. Заключение

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований генерации гармоник пикосекундного излучения в протяженной лазерной плазме, образованной на поверхности мишеней из различных металлов. Исследовано влияние длины плазмы, энергии греющего импульса и задержки между греющим и преобразуемым импульсами на увеличение эффективности преобразования в высшие гармоники. Продемонстрировано преобразование излучения с $\lambda = 1064$ нм в коротковолновый (вплоть до 50 нм, 21-я гармоника) диапазон в протяженной плазме ряда металлов.

В ходе исследований было продемонстрировано увеличение интенсивности гармоник в протяженной лазерной плазме по сравнению с короткой и проанализировано насыщение и подавление процесса генерации гармоник при сильном возбуждении мишени. Проведенные исследования могут стать первым шагом в последующем изучении процесса фазового квазисинхронизма когерентного коротковолнового излучения в случае использования сравнительно протяженных лазерных импульсов.

Мы благодарим The World Academy of Sciences за финансовую поддержку этих исследований (TWAS Research Grant 12-040 RG/PHYS/AS_G-UNESCO FR: 3240271323). Мы также благодарим П.В.Редькина за расчет концентрации электронов в плазме.

- McPherson A., Ginson G., Jara H., Johann N., McIntyre I.A., Boyer K., Rhodes C.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 595 (1987).
- Lompré L.A., L'Huillier A., Ferray M., Monot P., Mainfray G., Manus G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 754 (1990).
- Ганеев Р.А. *УФН*, **179**, 65 (2009).
- Ганеев Р.А. *УФН*, **183**, 815 (2013).
- Zhang G.P. *Int. J. Modern Phys. B*, **21**, 5167 (2007).
- Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
- Akiyama Y., Midorikawa K., Matsunawa Y., Nagata Y., Obara M., Tashiro H., Toyoda K. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2176 (1992).
- Krushelnick K., Tighe W., Suckewer S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1687 (1997).
- Ganeev R.A. *J. Modern Opt.*, **59**, 409 (2012).
- Ganeev R.A. *J. Nonlin. Opt. Mater. & Processes*, **22**, 1350027 (2013).
- Ganeev R.A. *High-Order Harmonic Generation in Laser Plasma Plumes* (London: Imperial College Press, 2012).
- Ganeev R.A. *Laser Phys.*, **22**, 1177 (2012).
- Ganeev R.A., Suzuki M., Kuroda H. *Phys. Plasmas*, **21**, 053503 (2014).
- Reintjes J.F. *Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gases* (Orlando: Acad. Press, 1984).
- Andreev A.V., Ganeev R.A., Kuroda H., Stremoukhov S.Y., Shoutova O.A. *Eur. Phys. J. D*, **67**, 22 (2013).
- Ганеев Р.А., Сузуки М., Курода Х. *Письма в ЖЭТФ*, **99**, 368 (2014).
- Stadler J., Mikulla R., Trebin H.-R. *Int. J. Mod. Phys.*, **8**, 1131 (1997).
- Анисимов С.И., Имас Я.И., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
- Ganeev R.A. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, 213 (2007).
- Rus B., Zeitoun P., Mocek T., Sebban S., Kálal M., Demir A., Jamelot G., Klisnick A., Králíková B., Skála J., Tallents G.J. *Phys. Rev. A*, **56**, 4229 (1997).
- Hora H. *Plasmas at High Temperature and Density* (Heidelberg: Springer, 1991).
- Ганеев Р.А., Сузуки М., Баба М., Курода Х. *Оптика и спектроскопия*, **99**, 1039 (2005).
- López-Arias M., Oujja M., Sanz M., Ganeev R.A., Boltaev G.S., Satlikov N.K., Tugushev R.I., Usmanov T., Castillejo M. *J. Appl. Phys.*, **111**, 043111 (2012).
- Elouga Bom L.B., Bouzid F., Vidal F., Kieffer J.-C., Ozaki T. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41**, 215401 (2008).
- Singhal H., Arora V., Rao B.S., Naik P.A., Chakravarty U., Khan R.A., Gupta P.D. *Phys. Rev. A*, **79**, 023807 (2009).
- Pertot Y., Elouga Bom L.B., Bhardwaj V.R., Ozaki T. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 101104 (2011).
- Elouga Bom L.B., Pertot Y., Bhardwaj V.R., Ozaki T. *Opt. Express*, **19**, 3077 (2011).
- Elouga Bom L.B., Haessler S., Gobert O., Perdrix M., Lepetit F., Hergott J.-F., Carré B., Ozaki T., Salières P. *Opt. Express*, **19**, 3677 (2011).
- Haessler S., Elouga Bom L.B., Gobert O., Hergott J.-F., Lepetit F., Perdrix M., Carré B., Ozaki T., Salières P. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **45**, 074012 (2012).
- Pertot Y., Chen S., Khan S.D., Elouga Bom L.B., Ozaki T., Chang Z. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **45**, 074017 (2012).
- Haessler S., Strelkov V., Elouga Bom L.B., Khokhlova M., Gobert O., Hergott J.-F., Lepetit F., Perdrix M., Ozaki T., Salières P. *New J. Phys.*, **15**, 013051 (2013).
- Kumar M., Singhal H., Chakera J.A., Naik P.A., Khan R.A., Gupta P.D. *J. Appl. Phys.*, **114**, 033112 (2013).
- Singhal H., Naik P.A., Kumar M., Chakera J.A., Gupta P.D. *J. Appl. Phys.*, **115**, 033104 (2014).
- Ganeev R.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 2221 (2014).
- Ganeev R.A., Witting T., Hutchison C., Frank F., Redkin P.V., Okell W.A., Lei D.Y., Roschuk T., Maier S.A., Marangos J.P., Tisch J.W.G. *Phys. Rev. A*, **85**, 015807 (2012).
- Ganeev R.A., Baba M., Suzuki M., Yoneya S., Kuroda H. *J. Appl. Phys.*, **116**, 243102 (2014).
- Ganeev R.A., Boltaev G.S., Satlikov N.K., Kulagin I.A., Usmanov T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 3286 (2012).
- Ganeev R.A., Suzuki M., Kuroda H. *Phys. Rev. A*, **89**, 033821 (2014).
- Ganeev R.A., Suzuki M., Kuroda H. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 105401 (2014).