

60. Komarov V M et al., in *Technical Program IX Conference on Laser Optics* (St. Petersburg June 22–26 1998) p. 61
61. Andreev A A, Platonov K Yu, Gauthier J - C, in *Technical Digest, Application of High Field and Short Wavelength Sources VII* (March 19–22, 1997) p. 20

PACS number: 42.62.Hk

## Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях: новые подходы и перспективы

В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев

### 1. Введение

Создание в последнее время нового поколения фемтосекундных лазерных систем (ФЛС) тераваттной мощности ( $1 \text{ ТВт} = 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$ ,  $1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$ ) открывает принципиально новые возможности для исследований взаимодействия излучения с веществом и многочисленных приложений в различных областях науки и техники. ФЛС уже при небольшой энергии светового импульса в  $10\text{--}100 \text{ мДж}$  и длительности  $10\text{--}100 \text{ фс}$  обеспечивают тераваттный уровень мощности, что при фокусировке лазерного излучения дает возможность получить огромную интенсивность, превышающую интенсивность сверхсильного светового поля  $\sim 10^{16} \text{ Вт см}^{-2}$  (внутриатомное кулоновское поле в атоме водорода). Такое **сверхинтенсивное** излучение, недоступное для получения другими способами в лабораторных условиях, позволяет изучать фундаментальные свойства вещества в экстремальных состояниях.

Создание нового инструмента исследований имеет революционное значение для науки, сравнимое с созданием источников энергии на основе ядерных реакций. Здесь следует отметить принципиальное отличие, состоящее, во-первых, в миниатюризации области концентрации энергии (порядка  $10^{-11} \text{ см}^3$ ), что при гигантских энерговкладах  $\sim 10^{11} \text{ Дж см}^{-3}$  исключает социальный фактор в проведении такого типа исследований, а во-вторых, в относительно недорогостоящей основной экспериментальной базе. Появление новых типов ФЛС стимулировало исследования, связанные с поведением вещества в состояниях, далеких от равновесных условий. Такая постановка проблемы характерна не только для фундаментальных исследований по физике, химии, биологии, но и для прикладных, направленных на разработку новых перспективных технологий, что отражается в лавинообразном нарастании числа публикаций на эту тему и установке такого типа ФЛС в основных зарубежных университетах и научных лабораториях. ФЛС нового поколения становятся базовыми приборами для мультидисциплинарных исследований.

Использование сверхкоротких световых импульсов принципиально меняет картину взаимодействия лазерного излучения с веществом, поскольку энергия поглощается в тонком слое твердотельной плотности до начала его гидродинамического расширения в вакуум. При интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения более  $10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$  за время лазерного импульса электроны приобретают энергию в сотни и тысячи электронвольт независимо от типа материала мишени

— формируется фемтосекундная лазерная плазма (ФЛП). Температура ионов не претерпевает заметных изменений, и к моменту окончания лазерного импульса в зоне взаимодействия возникает сильно неравновесная плазма, в которой электронная подсистема обладает энергией, достаточной, с одной стороны, для генерации интенсивного рентгеновского излучения сверхкороткой длительности, инициирования лазерно-управляемых ядерных процессов и т.д. [1–3], а с другой — для эффективного и прецизионного испарения облученного объема, что и определяет основу новой фемтотехнологии обработки материалов [5, 6].

В настоящей работе изложены основные результаты, полученные в лаборатории сверхсильных световых полей Международного учебно-научного лазерного центра и физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова за несколько последних лет. Основная цель работ — исследование путей управления процессами, протекающими в ФЛП. Нами показано, что управление процессами в плазме позволяет формировать ФЛП с желаемыми температурой и плотностью электронов и ионов, спектром рентгеновского свечения либо получать плазму с новым, ранее недоступным сочетанием этих основных характеристик.

Перспективным путем повышения поглощательной способности и "эффективной" нелинейно-оптической восприимчивости ФЛП является возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на мишенях с периодическим рельефом поверхности, рассмотренное во втором разделе работы. Третий раздел посвящен проведенным нами экспериментам по исследованию ФЛП в сверхтонких свободно висящих пленках (углеродных), когда тепловой поток в глубь мишени оказывается подавленным, что приводит к "перегреву" ФЛП. В четвертом разделе представлены результаты по формированию плазмы и ее свойствам в пористых наноструктурированных веществах.

Эксперименты проводились с использованием фемтосекундной эксимерной системы сверхсильного светового поля, развитие которой описано в целом ряде публикаций [6–9]. Для проведения экспериментов по формированию ФЛП и ее исследованию в лаборатории создан диагностический комплекс, включающий контроль точности фокусировки в пятно диаметром  $3 \text{ мкм}$  — производится по сигналу второй гармоники "на отражение" и по измерению полной энергии рентгеновского излучения плазмы в диапазон энергий квантов  $E > 3 \text{ кэВ}$  с помощью ФЭУ со сцинтиллятором  $\text{NaI(Tl)}$ ; регистрацию по второму идентичному каналу, снабженному сменными фильтрами квантов с энергией  $E > 5\text{--}50 \text{ кэВ}$ ; регистрацию мягкого рентгеновского излучения с помощью р-и-п-диодов с фильтрами ( $0,05 < E < 1 \text{ кэВ}$ ). Скорость разлета плазмы измеряется с помощью времяпролетного детектора на основе ВЭУ с усилителем на микроканальной платине.

### 2. Возбуждение поверхностных электромагнитных волн

Модуль волнового вектора ПЭВ в случае ФЛП превышает волновой вектор падающего излучения, и поэтому для компенсации расстройки мы использовали поверхность с периодически модулированной поверхностью [9–11]. Была впервые продемонстрирована резонансная

генерация второй гармоники в условиях возбуждения ПЭВ в ФЛП и показано, что возбуждение ПЭВ модифицирует характеристики ФЛП за счет увеличения фактора локального поля, а процесс генерации второй гармоники является чувствительным индикатором реализации условий возбуждения ПЭВ.

### 3. "Перегрев" ФЛП в свободно висящих тонкопленочных мишенях

Нами был выполнен цикл работ [9, 12–14] по получению эффективной генерации рентгеновского излучения в области "водяного окна"<sup>1</sup> при облучении сверхтонких свободно висящих углеродных пленок фемтосекундными импульсами ( $\sim 200$  фс) интенсивностью  $10^{15}$  Вт см $^{-2}$ . Показано, что оптимальная толщина пленки составляет 20–30 нм. При меньшей толщине пленки эффективность конверсии падает, что связано с быстрым гидродинамическим разлетом такой пленки на временах, меньших длительности лазерного импульса. Полученные экспериментальные данные были подтверждены и в численном эксперименте, показавшем, что температура электронов плазмы возрастает с 200 до 700–800 эВ. Следует отметить, что такая температура с использованием "толстой" мишени может быть получена лишь при интенсивности, превышающей  $10^{17}$  Вт см $^{-2}$ .

Были проведены также численные эксперименты для мишени в виде металлической свободно висящей пленки (Al, Ni, Bi), показавшие перспективность такого подхода для повышения эффективности генерации рентгеновского излучения с энергией квантов  $E > 4$  кэВ [9]. Эти результаты подтверждены в экспериментах [15].

### 4. Формирование ФЛП в пористых материалах

Наиболее интересный и перспективный тип мишени — наноструктурированные пористые материалы (НПМ). Это связано как с широким спектром новых возможностей по управлению характеристиками формируемой плазмы, так и с целым рядом возможных приложений. НПМ состоят из отдельных кластеров размером в единицы нанометров и имеют среднюю плотность вещества в 2–100 раз ниже, чем плотность твердого тела, но превышающую критическую плотность для данной длины волны. Нанокластеры могут формировать как случайную, фрактальную структуру (сильнопористые полупроводники), так и регулярные сетки (полупроводники с малой пористостью, металлические щетки и др.).

Взаимодействие сверхкороткого лазерного импульса с НПМ обладает рядом важных особенностей, определяющих одновременно и возможности управления параметрами плазмы через параметры НПМ, — степенью пористости  $P$  (отношением плотностей обычного и пористого материалов) и средним размером отдельного кластера  $D$  [9, 14, 16–19].

Коэффициент отражения пористой мишени оказывается меньшим, чем в случае гладкой мишени, что приводит к большему нагреву пористых материалов.

Кроме того, в пористой мишени при выполнении условия  $\varepsilon \approx -2$  ( $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость плазмы) возможно возрастание локального поля, что также приводит к дополнительному ее нагреву. Это условие определяет среднюю электронную плотность и соответственно пористость  $P \sim 65$ , для которой эффект возрастания локального поля максимален (в приближении сферических кластеров).

Второй важный эффект, существенно влияющий на предельные значения и динамику параметров плазмы, — ограничение теплового потока в глубь мишени по аналогии со свободно висящими тонкими пленками. По оценкам [18] соотношение теплопроводностей пористого и сплошного веществ может быть представлено в виде  $\zeta/\zeta_0 \sim P^{-0.5}$ ,  $P \sim 2$ . При  $P = 8$  это приводит к росту удельной поглощенной энергии на один атом приблизительно в 3 раза.

Существенное влияние на процессы в плазме оказывает кластерная структура НПМ. Основные механизмы генерации горячих электронов в плазме обусловлены осцилляцией электрона на границе плазма–вакуум (vacuum heating) либо резонансным поглощением лазерного излучения в области критической плотности. Эффективность этих механизмов напрямую связана с площадью поверхности плазмы, которая в НПМ оказывается в сотни раз больше, чем площадь фокального пятна лазерного излучения (при  $P = 6$  соотношение поверхностей составляет 600 [17]). Таким образом, следует ожидать повышения эффективности генерации горячих электронов и жесткого рентгеновского излучения, что и наблюдалось в наших экспериментах с пористым кремнием [16–19]. При превышении порога по пористости  $P \sim 5$  был зарегистрирован быстрый рост эффективности преобразования в жесткое рентгеновское излучение, причем скорость роста увеличивалась с повышением энергии регистрируемых квантов. Жесткое рентгеновское излучение наблюдалось лишь при интенсивности  $I > (5 \pm 1) \times 10^{15}$  Вт см $^{-2}$ . Полученные спектры жесткого рентгеновского излучения ( $I \sim 10^{16}$  Вт см $^{-2}$ ) позволили оценить температуру горячих электронов, которая оказалась равной 2,5; 5 и 7 кэВ для  $P = 1$  (монокристалл кремния), 6 и 7 соответственно [17]. Следует отметить, что значение в 2,5 кэВ хорошо согласуется с теоретическими расчетами и оценками [20]. В недавних экспериментах [19] с использованием образцов пористого кремния, предоставленных С.А. Гавриловым, получена зависимость температуры горячих электронов от интенсивности  $T_h \sim I^{0.6 \pm 0.1}$  для чистого кремния и  $T_h \sim I^{1.0}$  для  $P = 7$ .

В НПМ существенно меняется роль гидродинамической абляции, которая принимает взрывной характер, причем помимо механизма амбиполярного ускорения ионов электронами важную роль начинает играть кулоновское расталкивание заряженных частиц внутри кластера. Мгновенное разделение зарядов внутри микроплазмы одного кластера становится возможным, поскольку, с одной стороны, амплитуда осцилляций электрона в поле световой волны ( $\sim 10$  нм при  $I \sim 10^{16}$  Вт см $^{-2}$ ) превышает размер кластера. С другой стороны, длина волны лазерного излучения существенно превосходит размер кластера, т.е. микроплазма находится в однородном осциллирующем поле и все электроны плазмы движутся в фазе. Временипролетные измерения показали, что скорость разлета плазмы сильнопо-

<sup>1</sup> "Водяное окно" (2,3–4,4 нм) — область прозрачности воды, оптимальная для микроскопии биологических объектов.

ристых образцов Si ( $I \sim 3 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>) превышает  $10^8$  см с<sup>-1</sup>, что соответствует энергии  $2 \pm 1$  МэВ [19]. При тех же условиях скорость разлета для обычного кремния не превышала  $3 \times 10^7$  см с<sup>-1</sup>. Кроме того для пористого кремния нами были зарегистрированы рентгеновские кванты с энергией 50–100 кэВ в количестве, не соответствующем даже температуре электронов 5–10 кэВ, что также может служить указанием на дополнительные механизмы генерации быстрых электронов.

На временах  $\sim 500$  фс плазма в НПМ становится однородной с пониженной плотностью. Формирование однородной плазмы сопровождается существенным нагревом ионной компоненты за счет трансформации энергии поступательного движения ионов в тепловую энергию при соударении "струй" различных кластеров [9]. Кинетическая энергия ионов в разлетающейся плазме может быть оценена как  $E \sim 30$  кэВ при  $T_e \sim 1$  кэВ и степени ионизации плазмы  $Z \sim 12$ . Столкновительная длина свободного пробега иона  $\lambda$  оказывается  $\sim 30$  нм, а частота ион-ионных столкновений  $\sim 2 \times 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Следовательно, при столкновении двух плазменных струй энергия кинетического движения ионов переходит в тепловую за 50–100 фс, которая резко повышается до десятков килоэлектронвольт. В результате формируется плазма с совершенно необычным, инверсным соотношением электронной и ионной температур. В первую очередь такая плазма представляет интерес для задач, связанных с ядерными возбуждениями в плазме.

## 5. Перспективы применения НПМ

На поверхности кластеров в НПМ сосредоточено огромное количество оборванных связей, пассивированных Н- и ОН-группами. Если эти группы заменить на D- и OD-группы, то взрыв кластеров такого пористого кремния приведет к реакции  $D + D \rightarrow \alpha + n$  (3,8 МэВ) [21]. Таким образом, появляется возможность наблюдения мощного потока нейтронов в плазме при интенсивности греющего импульса "всего" в  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>.

В плазме высокой плотности за времена, сравнимые или меньшие времен жизни уровня, возможно возбудить из основного состояния достаточно большое для регистрации число низколежащих изомеров (энергия уровня меньше 20 кэВ) [22]. Определение характеристик таких низколежащих изомеров (времени жизни, спина, энергии, каналов распада и др.) стабильных и долгоживущих ядер сопряжено со значительными трудностями при использовании методов, традиционных для ядерной спектроскопии.

Основные каналы возбуждения низколежащих изомеров в ФЛП — фотовозбуждение собственным рентгеновским излучением плазмы, возбуждение электронным ударом и обратная внутренняя электронная конверсия — обсуждались в работах [22–24]. Для большинства стабильных изомеров энергия возбуждения составляет более 5 кэВ [23]. Следовательно, повышение температуры и концентрации горячих электронов, наблюдаемое в НПМ, должно привести к увеличению вероятности экспериментальной регистрации эффекта возбуждения изомерного ядерного уровня в лазерной плазме.

Работа проводится при поддержке РФФИ (гранты 96-02-19146а и 97-02-17013а) и ГНТП "Фундаментальная метрология" и "Университеты России".

## Список литературы

1. Ахманов С А, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики* (Ред. С А Ахманов) Т. 4 (М.: ВИНТИ, 1991) с. 5
2. Лютер-Дэвис Б и др. *Квантовая электроника* **19** 317 (1992)
3. *Superstrong Fields in Plasmas: First International Conference, Varenna, Italy, 1997* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998)
4. Liu X, Mourou G *Laser Focus World* (8) 101 (1997)
5. Momma C et al. *Opt. Commun.* **129** 134 (1996)
6. Ахманов С А и др. *Квант. электрон.* **13** 1957 (1986)
7. Гордиенко В М и др., в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики* (Ред. С А Ахманов) Т. 4 (М.: ВИНТИ, 1991) с. 19
8. Bayanov I M et al. *Proc. SPIE* **1800** 2 (1992)
9. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **24** 1114 (1997)
10. Volkov R V et al. *Laser Phys.* **6** 1158 (1996)
11. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **23** 539 (1996)
12. Dzhidzhoev M S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 143 (1996)
13. Бабаев В Г и др. *Квант. электрон.* **24** 291 (1997)
14. Babaev V G et al. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6** 495 (1997)
15. Jiang Z et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 231
16. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **25** 1 (1998)
17. Babaev V G et al. *Laser Phys.* **8** 1 (1998)
18. Dzhidzhoev M S et al., in *Techn. Digest, ICONO'98 Conference* (Moscow, June 29–July 3 1998) p. 304
19. Savel'ev A B et al. *Paper to be presented at Laser Physics '98 Workshop* (Berlin, July 6–10 1998)
20. Gibbon P, Forster R *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 769 (1996)
21. Savel'ev A B et al., in *Techn. Digest, UP'98 Conference* (Garmisch–Partenkirchen, Germany, July 12–17 1998) p. 694
22. Андреев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 312 (1997)
23. Андреев А В, Гордиенко В М, Савельев А Б, Препринт физ. фак. МГУ N1 (М.: МГУ, 1997)
24. Андреев А В и др. *Изв. РАН Сер. физическая* **62** 252 (1998)

PACS number: 42.62.Hk

## Экспериментальное исследование воздействия субтераваттного фемтосекундного лазерного излучения на прозрачные диэлектрики при аксиконной фокусировке

А.А. Бабин, А.М. Киселев, К.И. Правденко, А.М. Сергеев, А.Н. Степанов, Е.А. Хазанов

1. Бурное развитие в последние годы лазерной техники для генерации фемтосекундных лазерных импульсов с высокой интенсивностью сделало доступным проведение исследований по взаимодействию интенсивного излучения (с электромагнитными полями порядка внутриаомных или превышающими их) с веществом. В результате стало возможным экспериментальное изучение новых классов физических явлений, таких как генерация плазменных волн большой амплитуды [1, 2], получение пикосекундных всплесков мягкого рентгеновского излучения [3], генерация высоких гармоник основной частоты, простирающихся вплоть до диапазона мягкого рентгена [4], и т. д. В настоящей статье описан субтераваттный лазерный комплекс на кристаллах Ti:Sa, созданный в Институте прикладной физики РАН, и приведены результаты экспериментальных исследований воздействия интенсивного лазерного излучения, сфокусированного аксиконной линзой, на прозрачные диэлектрические мишени.

© А.А. Бабин, А.М. Киселев, К.И. Правденко, А.М. Сергеев, А.Н. Степанов, Е.А. Хазанов 1999