ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.9.03

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА

Д.С. Урюпина, М.В. Курилова, Н. Моршедиан, Р.В. Волков, А.Б. Савельев

(Международный лазерный центр МГУ; кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: ab_savelev@phys.msu.ru

В работе исследованы особенности формирования плазмы на поверхности различных жидких металлов фемтосекундным лазерным излучением: влияние поляризации и наносекундного контраста на параметры горячего электронного компонента плазмы. Показано, что формирование плазмы и генерация жесткого рентгеновского излучения на поверхности расплавленного металла существенным образом зависят от контраста лазерного излучения и слабо связаны с его поляризацией, что существенно отличает получаемую плазму от плазмы, создаваемой на поверхности твердой мишени.

Плазма, формируемая фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью от 10¹⁶ до 10^{21} Вт/см², привлекает пристальное внимание исследователей [1]. В частности, такая плазма может быть использована при создании эффективных источников коротких импульсов рентгеновского и корпускулярного излучения. Традиционно в такого рода экспериментах используются твердотельные мишени [2-7], пучки атомных кластеров [8, 9], микрокапли [10, 11] и струи жидкости [12]. Кроме того, в качестве мишени может быть использована поверхность жидкости. Такой вариант мишени представляет существенный интерес, поскольку поверхность жидкости способна восстанавливаться после лазерного воздействия, исключая тем самым необходимость непрерывного смещения мишени. Это открывает интересные перспективы при создании плазменных источников с высокой частотой следования импульсов.

Данный подход был использован в ряде статей [13–17]. Так, в работе [14] исследован спектр тормозного излучения плазмы, формируемой на поверхности воды одиночным фемтосекундным лазерным импульсом на частоте 10 Гц либо «пачкой» импульсов с периодом следования 10 нс и частотой «пачек» 10 Гц. В работе [13] сделана попытка получения плазмы при частоте следования лазерных импульсов 2 кГц. В наших работах [16, 17] было показано, что при использовании в качестве мишени расплавленного галлия можно достичь стабильной работы рентгеновского плазменного источника в течение более чем полутора часов при частоте следования импульсов 10 Гц.

Контраст фемтосекундного лазерного импульса, т.е. наличие коротких предымпульсов либо протяженного пьедестала существенным образом влияет как на режим формирования плазмы в целом, так и на генерацию горячего электронного компонента плазмы [1]. В частности, при изменении контраста может быть достигнута эффективная оптимизация выхода рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов. В настоящей работе нами исследованы особенности формирования плазмы на поверхности различных жидких металлов фемтосекундным лазерным излучением — влияние поляризации и наносекундного контраста на параметры горячего электронного компонента плазмы. Показано, что формирование плазмы и генерация жесткого рентгеновского излучения на поверхности расплавленного металла существенным образом зависят от контраста лазерного излучения и слабо связаны с его поляризацией, что существенно отличает получаемую нами плазму от плазмы, создаваемой на поверхности твердой мишени.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Небольшая медная кювета с легкоплавким металлом помещается внутри вакуумной камеры с давлением остаточного газа не хуже 10^{-2} торр при откачке форвакуумным насосом. Кювета нагревается с использованием резистивного нагревателя. Температура расплавленного металла контролируется термопарой, погруженной в металл. Максимальная температура металла превышает 600 К. Фемтосекундное излучение лазерной системы на кристалле Ti:Sa (1 мДж, 60 фс, 805 нм, 10 Гц) фокусируется на поверхность мишени с помощью специального объектива с коррекцией хроматической и сфери-



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — фемтосекундный лазерный импульс, 2 — мишень из жидкого металла, 3 — вакуумная камера, 4 — резистивный нагреватель, 5 — рентгеновские детекторы, 6 — ионный времяпролетный спектрометр

ческой аберраций и фокусным расстоянием 6 см (диаметр пучка по половине интенсивности 1 см). Это обеспечивает фокусировку лазерного излучения в пятно диаметром 4 мкм при интенсивности до $5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Лазерное излучение, имеющее *p*-поляризацию, падает на поверхность мишени под углом 45°. Контраст лазерного излучения на наносекундном масштабе времени измеряется с помощью быстрого фотодиода и может меняться от 10 до 400 небольшим вращением поляризатора в ячейке Поккельса регенеративного усилителя. Контраст также может быть улучшен на три порядка при включении дополнительной ячейки Поккельса, расположенной на выходе регенеративного усилителя.

Измерение жесткого рентгеновского излучения плазмы производится с помощью двух ФЭУ со сцинтиллятором NaI(Tl). Различные наборы фильтров из фольги алюминия, бериллия и тантала, расположенные перед входным окном детекторов, обеспечивают измерение выхода жесткого рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны.

Оценка на среднюю энергию горячего электронного компонента плазмы производится по разработанной нами методике [18]. Для проведения ионной времяпролетной диагностики плазмы к вакуумной камере дополнительно стыковался ионный спектрометр с времяпролетной базой 1.2 м. Спектрометр был расположен таким образом, чтобы регистрировать ионы, ускоряемые вдоль нормали к поверхности мишени. Времяпролетная часть системы отделялась от основной вакуумной камеры диафрагмой с диаметром 0.9 мм и была снабжена дополнительным турбомолекулярным насосом. Это обеспечивало вакуум во времяпролетной части установки не хуже 5 · 10⁻⁵ торр, что необходимо для нормального функционирования ионного детектора в виде шевронной микроканальной пластины ВЭУ-7. Кроме того, это обеспечивает почти бесстолкновительный режим пролета ионов от плазмы до детектора (не более одного столкновения на ион).

Оценки физико-химических параметров, проведенные нами для значительного числа жидкостей, показали, что оптимальным выбором в качестве вещества для создания жидкой мишени являются расплавленные металлы. В частности, они обладают малым давлением насыщенных паров, большим атомным номером и пр. [16].

При использовании в качестве мишени галлия нами было выяснено, что наилучшие результаты с точки зрения стабильности лазерно-плазменного источника получаются при существенном превышении температуры металла над температурой его плавления [16, 17]. Так, при температуре галлия 540 К нами была получена стабильная генерация рентгеновского излучения на протяжении полутора часов непрерывной работы лазерной системы в режиме 10 Гц [17]. Контраст фемтосекундного лазерного излучения в этой серии экспериментов был порядка 400. На рис. 2, а представлены гистограммы, отображающие, в каком количестве лазерных выстрелов достигалась определенная температура электронов. В данном эксперименте конверсия энергии лазерного импульса в тормозное рентгеновское излучение с энергиями квантов более 2.5 кэВ составила $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ %.

Расширение и оптимизация спектрального диапазона генерации лазерно-плазменного рентгеновского источника могут быть достигнуты варьированием вещества мишени. В связи с этим нами были проведены эксперименты с индием и висмутом. Индий нагревался до температуры 510 К. Экспериментальные результаты приведены на рис. 2, б. Полученные данные существенно отличаются от данных рис. 2, а, полученных для галлия. Во-первых, для данных рис. 2, б характерен существенно больший разброс от реализации к реализации, который не может быть связан с нестабильностью работы лазерной системы либо схемы регистрации. Все полученные нами реализации могут быть разбиты на две группы: первая группа реализаций (60% от общего числа) имеет среднюю энергию горячих электронов в 13 кэВ и небольшую ширину распределения; вторая группа реализаций (40% от общего числа) имеет существенно более высокую среднюю энергию горячих электронов в 34 кэВ и значительную ширину распределения по реализациям. Отдельные реализации имеют аномально высокую среднюю энергию горячих электронов вплоть до 100 кэВ. Наличие двух групп реализаций указывает на существование двух физически различных режимов взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с жидким металлом.





Столь же необычные результаты были получены при использовании в качестве материала мишени висмута. Температура металла в этом случае составила 575 К. Результаты представлены на рис. 2, *в*. Как и в случае индия, в связи с увеличением атомного номера наблюдалось дальнейшее возрастание абсолютного выхода жесткого рентгеновского излучения до 10^{-3} %. При этом средняя энергия горячих электронов возросла до 40 кэВ. Проведенный статистический анализ показал, что более 80% реализаций принадлежат в этом случае второму, высокоэнергетичному распределению, наблюдавшемуся и в случае индиевой мишени.

В наших экспериментальных условиях (контраст 400) средняя энергия горячих электронов может быть оценена исходя из модели резонансного поглощения лазерного излучения [1]. В этом случае

$$E_h \sim 12 (I \lambda^2)^{1/3}$$
 кэВ,

где интенсивность I нормирована на 10^{16} Bt/см², а длина волны излучения λ нормирована на 1 мкм. Тогда в наших экспериментах средняя энергия горячих электронов должна составить порядка 10 кэВ. Полученная оценка неплохо соответствует результатам, представленным для галлиевой мишени, а также для группы реализаций с индиевой мишенью, имеющих меньшую среднюю энергию горячих электронов (рис. $2, a, \delta$). В то же время вторая группа реализаций, полученная с индиевой мишенью, а также результаты для висмутовой мишени не укладываются в рамки данной оценки. Такое сравнение еще раз приводит нас к заключению о существовании дополнительных физических процессов, обеспечивающих более эффективную генерацию горячих электронов и их нагрев до более высоких энергий.

Для получения дополнительной информации об особенностях формирования горячей плазмы при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на поверхность расплавленного металла нами были проведены исследования влияния контраста лазерного излучения и его поляризации на наблюдающиеся эффекты. Действительно, генерация горячих электронов при взаимодействии лазерного излучения с плоской границей раздела плазма-вакуум существенным образом зависит от величины контраста (определяющего, в частности, физические механизмы, ответственные за генерацию горячих электронов) и направления поляризации (генерация горячих электронов в нерелятивистском режиме взаимодействия возможна только при р-поляризации оптического излучения).

Исследования проводились с индиевой мишенью. На рис. З приведены гистограммы для распределения средней энергии горячих электронов для трех различных значений контраста для случая *p*и *s*-поляризованного излучения (рис. 3, *a* и *б* соответственно). В случае *p*-поляризации излучения происходит заметное увеличение среднего значения энергии горячих электронов и появление реализаций с аномально высокими ее значениями с ухудшением контраста. Для *s*-поляризованного излучения при контрасте 400 все же наблюдается генерация



Рис. 3. Распределение значений средней энергии горячих электронов для плазмы, создаваемой на индиевой мишени лазерным импульсом с *p*-поляризацией (*a*) и с *s*-поляризацией (*б*), для различных значений контраста лазерного импульса δ

горячих электронов, но их средняя энергия оказывается значительно ниже (3 кэВ), чем в случае *p*-поляризации (10 кэВ). При ухудшении контраста средние значения энергии горячих электронов в случае *s*- и *p*-поляризованного излучения практически совпадают, т. е. процесс генерации горячих электронов в этих условиях не зависит от поляризации лазерного излучения.

По-видимому, физическая картина, наиболее близко соответствующая наблюдаемым данным, описана в работе [14] и состоит в формировании микрокапель жидкости за счет испарения жидкости предымпульсом, последующей конденсации испаренного вещества в виде капель микронного размера и взаимодействием основного импульса с микрокаплями. В цитируемых работах плазма формировалась фемтосекундным лазерным излучением на поверхности воды при атмосферном давлении. Авторами наблюдался существенный рост выхода жестокого рентгеновского излучения и его квазитемпературы при использовании пачки фемтосекундных импуль-

сов со временем задержки между импульсами пачки около 10 нс вместо одиночного лазерного импульса. В специальном эксперименте наблюдалось также формирование области сильнонеоднородной оптической плотности над поверхностью воды. Несмотря на существенно отличающиеся условия проведения эксперимента (в нашем случае мишень находится в вакуумной камере, используется тяжелый металл с высокой температурой кипения, несколько отличается и временная структура излучения), предположение о формировании микрокапель металла предымпульсом представляется наиболее разумным объяснением наблюдающихся особенностей. В частности, легко объясняется слабое влияние поляризации, поскольку при взаимодействии со сферической микрокаплей генерация горячих электронов происходит при любой линейной поляризации лазерного излучения. Кроме того, в зависимости от физико-химических свойств металла и превышения температуры мишени над температурой плавления формирование микрокапель должно протекать различным образом, что и объясняет наблюдающиеся отличия для галлия, индия и висмута.

Для подтверждения наших предположений нами был выполнен эксперимент по измерению ионных токов из плазмы. Действительно, при формировании плазмы фемтосекундным лазерным импульсом ускорение ионов происходит преимущественно вдоль нормали к поверхности мишени. В случае плоской мишени это приводит к квазиодномерному расширению плазмы вдоль этого выделенного направления. Для сферической микрокапли расширение носит трехмерный характер. В связи с этим ионный времяпролетный спектрометр был установлен вдоль направления нормали к поверхности мишени.

Результаты, полученные для индиевой мишени, представлены на рис. 4. В случае излучения с высоким контрастом (в данном случае свыше 10⁶) нами наблюдался максимум ионного тока с энергией ионов в максимуме 150 кэВ, соответствующий ускорению ионов амбиполярным полем на границе плазма-вакуум. Максимальная энергия этих ионов составила 600 кэВ. (На больших временах наблюдался также второй максимум, не показанный на рисунке, соответствующий испарению вещества мишени.) При низком контрасте лазерного излучения (порядка 10) сигнал быстрых ионов оказался ниже уровня шумов, в то время как максимум тока ионов, возникающих вследствие испарения вещества мишени, появлялся приблизительно на тех же временах, что и при высоком контрасте лазерного излучения. Более подробный анализ данных результатов выходит за рамки настоящей статьи. Однако ионные времяпролетные измерения подтверждают гипотезу о формировании микрокапель жидкого металла предымпульсом.

Таким образом, нами показано, что такие расплавленные металлы, как галлий, индий и висмут,



Рис. 4. Ионные токи, зарегистрированные из плазмы индия при *p*-поляризации лазерного импульса (серая линия — контраст 10, черная линия контраст ~ 10⁶)

могут быть использованы в качестве материала мишени при создании высокостабильных лазерно-плазменных источников при частоте следования лазерных импульсов 10 Гц. Мишень из такого материала не требует своего смещения в процессе работы, существенно упрощая тем самым конструкцию источника.

Временная структура лазерного импульса существенно влияет на такие параметры лазерно-плазменного источника, как выход жесткого рентгеновского излучения и средняя энергия горячего электронного компонента. Необычно большие значения средней энергии горячих электронов, наблюдаемые при низком контрасте лазерного излучения, могут быть связаны с формированием микрокапель металла предымпульсом. Полученные данные о временной структуре ионного тока показывают, что при низком контрасте лазерного излучения расширение плазмы носит трехмерный характер, в отличие от квазиодномерного расширения плазмы в случае высокого контраста.

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования по проблемам сверхсиль-

ных световых полей МЛЦ МГУ и при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-00724а).

Литература

- Gibbon P., Forster E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. 38, N 6. P. 769.
- Soom B., Chen H., Fisher Y., Meyerhofer D.D. // J. Appl. Phys. 1993. 74, N 9. P. 5372.
- Clark E.L., Krushelnick K., Zepf M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. 85, N 8. P. 1654.
- Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. 85, N 14. P. 2945.
- 5. Zepf M., Clark E.L., Beg F.N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**, N 6. P. 064801.
- Fuchs J., Sentoku Y., Karsch S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. 94, N 4. P. 045004.
- 7. Riley D., Angulo-Gareta J.J., Khattak F.Y., Lamb M.J. // Phys. Rev. E. 2005. **71**, N 1. P. 016406.
- Ditmire T., Springate E., Tisch J.W.G. et al. // Phys. Rev. A. 1998. 57, N 4. P. 369.
- Doppner T., Fennel Th., Diederich Th. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. 94, N 1. P. 013401.
- Symes D.R., Comley A.J., Smith R.A. // Phys. Rev. Lett. 2004. 93, N 14. P. 145004.
- Schnürer M., Hilscher D., Jahnke U. et al. // Phys. Rev. E. 2004. 70, N 5. P. 056401.
- 12. Tompkins R.J., Mercer I.P., Fettweis M. et al. // Rev. of Scientific Instr. 1998. **69**, N 9. P. 3113.
- Jiang Y., Lee T., Rose-Petruck C.G. // JOSA B. 2003.
 20, N 1. P. 229.
- 14. *Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**, N 16. P. 165002.
- 15. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 2. С. 135.
- Uryupina D.S., Gordienko V.M., Kurilova M.V. et al. // SPIE Proc. Topical Problems of Nonlinear Wave Physics / Ed. by A. M. Sergeev. 2006. 5975. P. 76.
- 17. Гордиенко В.М., Курилова М.В., Раков Е.В. и др. // Квантовая электроника. 2007. **37**, № 7. С. 651.
- Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б. // Квантовая электроника. 2000. **30**, № 10. С. 896.

Поступила в редакцию 10.10.2007