

03:04

## **Воздействие УФ предыонизационного импульса на выход коротковолнового излучения из лазерно-плазменного источника с Хе газоструйной мишенью**

© В.В. Забродский, Ю.М. Задиранов, С.Г. Калмыков,  
А.М. Можаров, М.В. Петренко, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 21 февраля 2014 г.

Описываются эксперименты, целью которых было повышение излучательной способности в дальнем ультрафиолетовом диапазоне лазерно-плазменного источника с Хе газовой мишенью. В них основному импульсу инфракрасного Nd:YAG-лазера предшествовал предыонизационный импульс ультрафиолетового KrF эксимерного лазера. Последствия применения предымпulses, его влияние на выход коротковолнового излучения прослеживались вплоть до задержек основного импульса по отношению к предымпulses порядка  $5\mu\text{s}$ . Предполагается, что основным механизмом влияния предымпulses на эволюцию плазмы и интенсивность ее излучения являются возбуждаемые им волны плотности в газовой мишени.

Усилия по оптимизации лазерно-плазменного источника EUV (Extreme UltraViolet) излучения с мишенью в виде сверхзвуковой газовой микроструи Хе предпринимаются на протяжении ряда лет [1–4]. Традиционно они направлены на решение трудной задачи: для увеличения излучательной способности плазмы следует повышать ее плотность, а плотность окружающего лазерную искру низкоионизованного и нейтрального газа нужно уменьшать, чтобы снизить самопоглощение излучения в нем.

В недавнем исследовании [5,6] авторы данной работы обратили внимание еще на одно обстоятельство. В типичных экспериментах плазма в источнике создается инфракрасными (ИК) лазерами. При этом ионизация нейтральных атомов в газовой мишени начинается с крайне маловероятного многофотонного процесса (одиннадцатифо-

тонного для того ИК-лазера, который используется в представленной работе). В результате фаза первичной ионизации может занимать заметную часть длительности лазерного импульса. Чтобы устранить эту неблагоприятную особенность и тем самым повысить выход EUV-излучения из плазмы, было предложено перед основным импульсом ИК-лазера осуществить предыонизацию Xe мишени импульсом ультрафиолетового (УФ) KrF эксимерного лазера с длиной волны  $\lambda = 248 \text{ nm}$  (впервые это предложение высказывалось одним из авторов в [7]). При использовании такого лазера процесс первичной многофотонной ионизации имеет резонансный вид: сначала происходит двухфотонное возбуждение уровня  $5p^56p$  нейтрального атома Xe, а затем — его дальнейшая ионизация третьим фотоном [8,9]. Высокая скорость такого процесса позволяет в ходе предимпульса получить 100%-ную ионизацию Xe до состояния  $Z = +1$ .

Конечно, естественным способом ускорить ионизацию является повышение плотности мишени, но, как указано выше, он имеет свой недостаток. Поэтому эффективная предыонизация газа перед включением основного нагревающего плазму лазерного импульса оказывается полезной альтернативой повышению плотности или дополнением к нему.

Задачей данной работы являлось осуществление двухимпульсного возбуждения лазерной плазмы с УФ-предимпульсом и измерение увеличения выхода EUV-излучения по сравнению с тем случаем, когда плазма возбуждается одним лишь импульсом ИК-лазера.

В качестве основного использовался импульс Nd:YAG-лазера с длиной волны  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  и интенсивностью излучения в фокальном пятне  $\approx 1.3 \text{ TW/cm}^2$ ; интенсивность излучения в фокусе луча УФ-лазера была  $\approx 0.3 \text{ TW/cm}^2$ . Длительность импульса каждого из лазеров составляла 30–35 ns по основанию. Запуск импульсов осуществлялся с помощью специально разработанного для этого исследования синхронизатора, который осуществлял задержку импульса ИК-лазера по отношению к УФ-предимпульсу вплоть до  $10 \mu\text{s}$ . Нестабильность срабатывания эксимерного лазера вносила спонтанный разброс задержек в пределах нескольких десятков наносекунд. Сфокусированные лучи лазеров пересекались в вакуумной камере почти под прямым углом так, что их общий фокус лежал на оси газоструйной мишени, направленной по третьему перпендикуляру. Точность совмещения фокусов составляла 20–40  $\mu\text{m}$  при размерах фокальных пятен 40–70  $\mu\text{m}$ . Мишень пред-

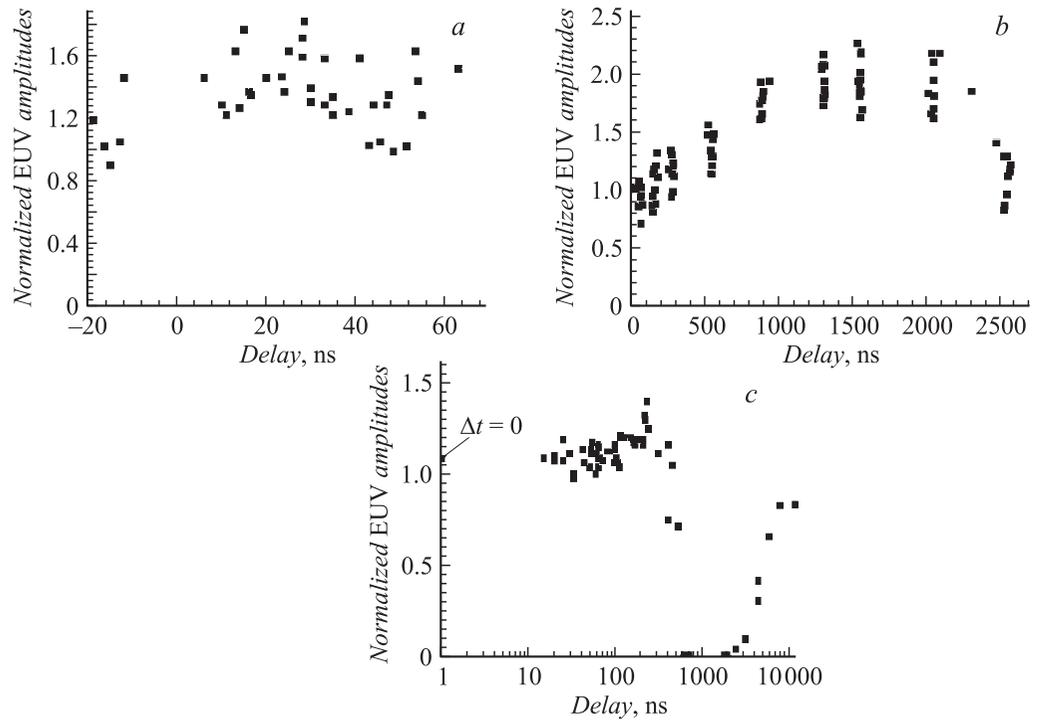
ставляла собой сверхзвуковую микрострую Хе, истекающую в вакуум из сопла Лавалья, изготовленного из алунда — высокотемпературной высоковакуумной керамики, являющейся искусственной модификацией  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Условия в струе и геометрия сопла описаны в расчетной работе [10], где оно представлено под № 1. Плотностью газа в струе и его распределением по пространству можно было управлять, меняя давление на входе в сопло и положение точки возбуждения плазмы по отношению к срезу сопла и оси струи.

В качестве диагностических средств были использованы фотографирование плазмы в видимом диапазоне ее излучения с экспозицией длительностью в несколько секунд и измерение интенсивности EUV-излучения с помощью поверхностно-барьерных Si фотодиодов [11]. Узкая спектральная полоса вблизи  $\lambda = 13.4 \text{ nm}$  выделялась с помощью интерференционных зеркал [12] и многослойных фильтров Mo/Si.

Основная часть экспериментов была выполнена при 2 разных условиях в газовой мишени. В первой группе опытов общий фокус 2 лазеров располагался на оси струи на расстоянии  $\Delta x = 4 \text{ mm}$  от выходного отверстия сопла, давление торможения струи, т.е. давление неподвижного Хе в резервуаре перед соплом, было  $P_0 = 6 \text{ atm}$ . При этом концентрация атомов Хе в точке фокуса составляла  $n_0 = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  при эффективной ширине радиального профиля плотности около 3 mm. Во второй группе экспериментов расстояние от фокуса до сопла было  $\Delta x = 1 \text{ mm}$ , а давление перед соплом —  $P_0 = 13 \text{ atm}$ . В этих опытах плотность на оси была  $n_0 = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , ширина профиля — около 1 mm. Были также сделаны отдельные измерения и при других давлениях  $P_0$ .

На рис. 1, *a* видно, что ожидаемое увеличение интенсивности EUV-излучения за счет воздействия предьонизационного импульса действительно наблюдается при задержках порядка нескольких десятков наносекунд и составляет в среднем 30–40%.

А priori ясно, что величина этого эффекта должна быть максимальна при минимальных временах задержки основного импульса, когда еще несущественно влияние рекомбинации иона  $\text{Xe}^{+1}$ , происходящей с характерными временами в сотни наносекунд. Однако в эксперименте было обнаружено, что при более длительных задержках интенсивность EUV-излучения продолжает расти, достигая максимума, например, для режима с относительно более низкой плотностью мишени, при задержке  $\Delta t = 1.5 \mu\text{s}$  (рис. 1, *b*), и только после этого начинает уменьшаться.

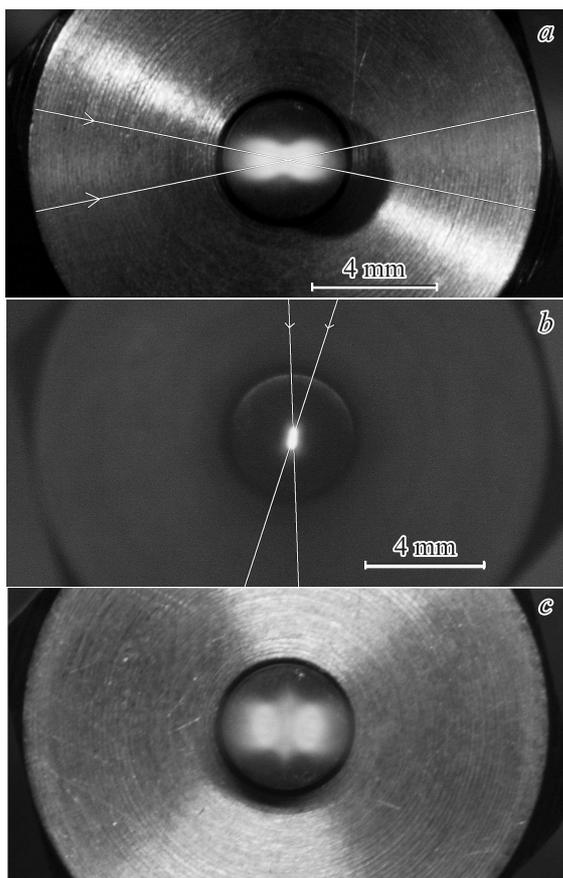


**Рис. 1.** Интенсивность EUV-излучения в функции от задержки между импульсами. По оси ординат — отношение амплитуды EUV-импульса при двухимпульсном возбуждении плазмы к амплитуде, когда плазма возбуждается одним лишь импульсом ИК-лазера. *a* и *b* —  $\Delta x = 4$  mm,  $P_0 = 6$  atm; *c* —  $\Delta x = 1$  mm,  $P_0 = 13$  atm.

При этом в указанном режиме величина максимальной интенсивности в 2–2.3 раза превышает то ее значение, которое наблюдалось в случае, когда плазма возбуждалась одним лишь ИК лазерным импульсом. Еще более загадочные явления происходят, когда плазма возбуждается на расстоянии  $\Delta x = 1 \text{ mm}$  от сопла, — в опытах с более высокой плотностью, но с более тонкой струей (рис. 1, *c*). В этом случае при задержках  $\Delta t = 400\text{--}600 \text{ ns}$  излучение плазмы полностью исчезает, но при  $\Delta t \approx 2 \mu\text{s}$  вновь появляется и при  $\Delta t = 10 \mu\text{s}$  практически достигает своего невозмущенного уровня.

В поисках объяснения обратимся к фотографиям плазмы, на которых зафиксированы все стадии эволюции светящейся плазмы (рис. 2). На фотографии, сделанной при двухимпульсном возбуждении плазмы (рис. 2, *c*), видны детали, которые отсутствуют на тех фотографиях, где плазма инициируется только одним импульсом — ИК (рис. 2, *a*) или УФ (рис. 2, *b*). Таковы, например, слабосветящаяся зона с шириной около  $0.5 \text{ mm}$ , возникающая вокруг области, где существовала плазма предымпульса, и яркие границы светящейся зоны, длина которой вдоль луча Nd:YAG-лазера (около  $2 \text{ mm}$ ) оказывается даже меньше, чем у плазмы, образованной одним только ИК-импульсом. Очевидно, что воздействие предымпульса на газовую мишень производит в ней долгоживущие изменения, которые остаются невидимыми для наблюдателя вплоть до момента включения основного ИК-импульса спустя время  $\Delta t$ . Возникает предположение о порожденных предымпульсом волнах плотности в газовой мишени, с которыми впоследствии взаимодействует основной импульс Nd:YAG-лазера. Сопоставляя положения этих характерных деталей на фотографиях с соответствующими им временами задержки между импульсами, можно вывести характерные скорости, которые варьируют в пределах  $(2\text{--}6) \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ . Эти величины близки к скорости звука в Хе при температуре порядка долей электронвольта. Именно такой должна быть температура плазмы, полученной при фотоионизации, в среднем за время ее расширения и остывания. Для разработки этого варианта объяснения наблюдаемых явлений предполагается выполнить газодинамическое моделирование.

Заметим, что в работах [3,4] уже обращалось внимание на волны уплотнения в газе при двухимпульсном возбуждении лазерной плазмы, которые можно использовать в качестве мишени для повышения интенсивности коротковолнового излучения из лазерно-плазменного источника.



**Рис. 2.** Фотографии лазерной плазмы. Темный круг в центре рисунков — торец сопла, на фоне которого лазерная искра. Выходное отверстие сопла диаметром  $\varnothing = 1.1 \text{ mm}$  находится за плазмой. Струя направлена из глубины рисунка перпендикулярно его плоскости. *a* — плазма произведена импульсом одного лишь ИК-лазера; *b* — плазма, произведенная УФ-лазером; белые линии — границы лучей, стрелки на них — направление от лазеров; *c* — плазма, созданная совместным воздействием 2 лазеров при задержке, между импульсами  $\Delta t \approx 1.5 \mu\text{s}$ . Расстояние от торца сопла до плазмы  $\Delta x = 4 \text{ mm}$  (*a-c*).

Таким образом, оказалось, что предыонизация газовой мишени действительно повышает выход коротковолнового излучения на несколько десятков процентов. Однако долгоживущие возмущения, производимые в ней предыонизационным импульсом, приводят к гораздо более сильной модуляции интенсивности вывета.

## Список литературы

- [1] *Fiedorowicz H., Bartnik A. et al. // Appl. Phys. B. 2000. V. 70. P. 305.*
- [2] *Fedorowicz H., Bartnik A. et al. // Optics Communications. 2000. V. 184. P. 161.*
- [3] *de Bruijn R., Koshelev K., Bijkerk F. // J. Phys. D: Appl. 2003. V. 36. P. L88.*
- [4] *de Bruijn R., Koshelev K. et al. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 042701.*
- [5] *Демидов Р.А., Калмыков С.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 22. С. 1.*
- [6] *Белик В.П., Демидов Р.А. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 12. С. 80.*
- [7] *Калмыков С.Г. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 17. С. 65.*
- [8] *Gornik W., Kindt S. et al. // J. Chem. Phys. 1981. V. 75. P. 68.*
- [9] *Kröll S., Bishell W.K. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 1340.*
- [10] *Габарук А.В., Демидов Д.А. и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.*
- [11] *Aruev P.N., Kolokolnikov Yu.M. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2009. V. 603. P. 58.*
- [12] *Барышева М.М., Пестов А.Е. и др. // УФН. 2012. Т. 182. В. 7. С. 727.*