

# Высокостабильный плазменный источник, сформированный на поверхности жидкого галлия сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом

В.М.Гордиенко, М.В.Курилова, Е.В.Раков, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина

*Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие, что плазма, сформированная фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности расплавленного галлия, является эффективным и стабильным источником некогерентного жесткого рентгеновского излучения при частоте следования импульсов 10 Гц. Для галлия, нагретого до 270 °С, выход рентгеновского излучения за 50000 лазерных выстрелов уменьшился примерно на 25 % – от  $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  % до  $(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  %, а средняя энергия горячих электронов снизилась с  $9.3 \pm 0.9$  кэВ до  $9.0 \pm 1.1$  кэВ.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, источник жесткого рентгеновского излучения, жидкие мишени.

## 1. Введение

В последнее десятилетие были выполнены многочисленные исследования свойств плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью  $10^{16} - 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. В первую очередь такая плазма интересна как эффективный источник пикосекундного рентгеновского излучения, пучков быстрых многозарядных ионов и протонов, нейтронов и др. (см., напр., обзоры [1, 2]). Обычно в экспериментах мишенями служат пластины из различных материалов [3–8]. В ряде работ сообщается об использовании кластеров [9, 10], микрокапель [11, 12] либо жидкостных струй [13], что, помимо существенной модификации свойств плазмы, позволяет избежать необходимости смещения мишени в каждом лазерном импульсе. Те же цели могут быть достигнуты при использовании в качестве мишени поверхности жидкости при условии, что она успевает восстановиться за время между двумя последовательными лазерными импульсами.

В работах [14–16] мишенью для формирования плотной горячей плазмы фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> служила свободная поверхность жидкости. В [14] авторы исследовали спектр тормозного рентгеновского излучения из плазмы, формируемой на поверхности воды как одиночными фемтосекундными лазерными импульсами, так и последовательностью нескольких лазерных импульсов, отделенных друг от друга временным интервалом в 10 нс.

**В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина.** Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ab\_savelev@phys.msu.ru

**М.В.Курилова, Е.В.Раков.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 15 декабря 2006 г., после доработки – 24 января 2007 г.

Частота следования лазерных импульсов (или пачек лазерных импульсов) в данных экспериментах составляла 10 Гц. Было обнаружено, что при воздействии последовательности импульсов рентгеновское излучение является более жестким, чем в режиме единичных лазерных импульсов. Такое увеличение энергии рентгеновских квантов связано с появлением микрокапель в случае последовательности импульсов. В работе [15] исследовалось взаимодействие лазерных импульсов, следующих с частотой 2 кГц, с поверхностью жидкой ртути. Авторы ограничились лишь измерением спектра рентгеновского излучения плазмы и не привели никаких данных о других ее характеристиках, а также не затронули принципиальный вопрос о стабильности выхода рентгеновского излучения в зависимости от числа лазерных импульсов (времени воздействия).

Необходимо отметить, что в упомянутых работах эксперименты с жидкими мишенями проводились в окружающем воздухе при атмосферном давлении, что существенно снижало эффективность генерации рентгеновского излучения за счет неизбежных потерь вследствие ионизации воздуха в области перетяжки лазерного пучка, самовоздействия излучения и др. Таким образом, наибольший интерес представляют жидкости с низким давлением насыщенного пара, которые можно использовать в качестве мишени в условиях вакуума. В работе [16] мы провели эксперименты, в которых мишень в виде кюветы с вакуумным маслом VM-1 помещалась в камеру, откачиваемую до давления  $10^{-2}$  Тор. Было показано, что свойства плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, не отличаются от свойств плазмы, формируемой на твердой мишени. Однако вскипание масла в частотном режиме воздействия (частота следования импульсов 1 Гц) препятствовало созданию стабильного плазменного источника. Для подавления этого эффекта необходима жидкость с высокими теплопроводностью и температурой кипения, в качестве которой можно использовать жидкий (расплавленный) металл. В настоящей работе представлены экспериментальные данные, демонстрирующие воз-

возможность создания высокостабильного лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения; мишенью служил жидкий металл (галлий).

В экспериментах по взаимодействию сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с жидкими мишенями существенным является выбор материала мишени. Для создания на ее поверхности высокотемпературной лазерной плазмы и последующей эффективной генерации в области свыше 2 кэВ жесткого рентгеновского излучения и быстрых ионов необходимо обеспечить интенсивность лазерного излучения свыше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Следовательно, во избежание самовоздействия лазерного излучения и пробоя приповерхностного газового слоя давление насыщенных паров жидкости должно быть малым. Важными характеристиками жидкости являются также вязкость, поверхностное натяжение и теплопроводность. Вязкость и поверхностное натяжение определяют скорость релаксации поверхности после взаимодействия с лазерным импульсом, а теплопроводность – скорость остывания области воздействия.

Выбор галлия в качестве материала мишени определялся, в первую очередь, такими его физическими свойствами, как

- низкая температура плавления (30 °С), что позволяло легко получить мишень в виде жидкого металла и не накладывало существенных ограничений на конструкцию вакуумной камеры;
- чрезвычайно малое давление насыщенных паров ( $9.31 \times 10^{-36}$  Па в точке плавления) при достаточно высокой температуре кипения (2300 °С);
- высокая теплопроводность ( $1.4 \times 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с при температуре 30 °С), обеспечивающая эффективный отток тепла из области взаимодействия за время между лазерными импульсами.

## 2. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Для формирования плазмы использовался лазерный импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле хром-форстерита (длительность 110 фс, энергия в импульсе ~350 мкДж, длина волны 1.24 мкм, частота следования лазерных импульсов 10 Гц) [17].

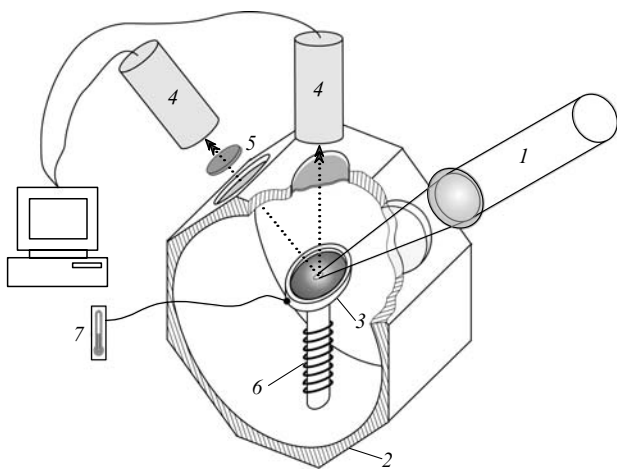


Рис.1. Схема экспериментальной установки:  
1 – фемтосекундный лазерный импульс; 2 – вакуумная камера; 3 – жидкая галлиевая мишень; 4 – рентгеновские детекторы; 5 – рентгеновский фильтр (Ве или Al); 6 – электронагреватель; 7 – термопара.

Мишень из жидкого галлия находилась в подогреваемой ковчеге с диаметром 5 мм и глубиной 2 мм. Температура галлия могла изменяться от комнатной (~20 °С) до 270 °С. Контроль температуры проводился в течение всего времени эксперимента с помощью термопары. Система (галлиевая мишень, нагреватель и термопара) находилась в вакуумной камере, откачанной до давления  $10^{-2}$  Тор с помощью форвакуумного насоса. Излучение фокусировалось на мишень в пятно диаметром 4 мкм безаберрационным объективом с фокусным расстоянием 6 см. Это позволяло достигать интенсивности на поверхности мишени  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Угол падения излучения на мишень составлял 45°. Для регистрации интегрального выхода жесткого рентгеновского излучения использовались два рентгеновских детектора на основе сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ-119. Перед детекторами помещались полосовые рентгеновские фильтры, пропускающие рентгеновские кванты с энергиями более 2.5 кэВ (Ве 200 мкм) и более 7.5 кэВ (Ве 200 мкм + Al 300 мкм). Оба детектора были абсолютно откалиброваны [18]. Измерения выхода рентгеновского излучения одновременно в два различных спектральных диапазона позволяли оценивать среднюю энергию горячих электронов в каждом лазерном выстреле [18, 19] и тем самым контролировать стабильность параметров плазмы.

Поскольку физические свойства жидкости в области воздействия лазерного импульса сильно изменяются, нами была проведена серия экспериментов по измерению выхода жесткого рентгеновского излучения плазмы как в режиме однократного воздействия, так и в режиме воздействия с частотой 10 Гц. В обоих случаях температура галлия составляла 270 °С. Сравнительные результаты данного эксперимента для 100 последовательных лазерных импульсов приведены на рис.2. Хорошо видно, что выход рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны и средняя энергия горячих электронов в обоих случаях одинаковы. Конверсия энергии лазерного импульса в тормозное рентгеновское излучение (выход рентгеновского излучения  $\eta$ ) с энергиями квантов  $E > 2.5$  кэВ составила  $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  %, а с  $E > 7.5$  кэВ –  $(4.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$  %. Средняя энергия горячих электронов была равна  $9.3 \pm 0.9$  кэВ. Таким образом, экспериментально проверено, что за время 100 мс галлиевая мишень успевает восстановиться после лазерного воздействия, и параметры плазмы, формируемой в режиме взаимодействия импульсов с частотой 10 Гц, не отличаются от параметров плазмы, формируемой в режиме однократного взаимодействия.

Следует также отметить, что в контрольных экспериментах, проводимых на воздухе при атмосферном давлении, выход рентгеновского излучения падал примерно в 15 раз и составлял  $(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  % ( $E > 2.5$  кэВ). Это говорит о том, что наличие вакуума является существенным условием создания эффективного источника рентгеновского излучения.

Для исследования долговременной стабильности плазменного источника был проведен эксперимент при длительном воздействии лазерных импульсов на мишень. В первую очередь нас интересовало изменение выхода рентгеновского излучения во времени. Было произведено примерно 50000 лазерных выстрелов, что соответствует полутора часам непрерывного воздействия в режиме следования импульсов с частотой 10 Гц. Во время эксперимента мишень не сдвигалась, и дополнительная

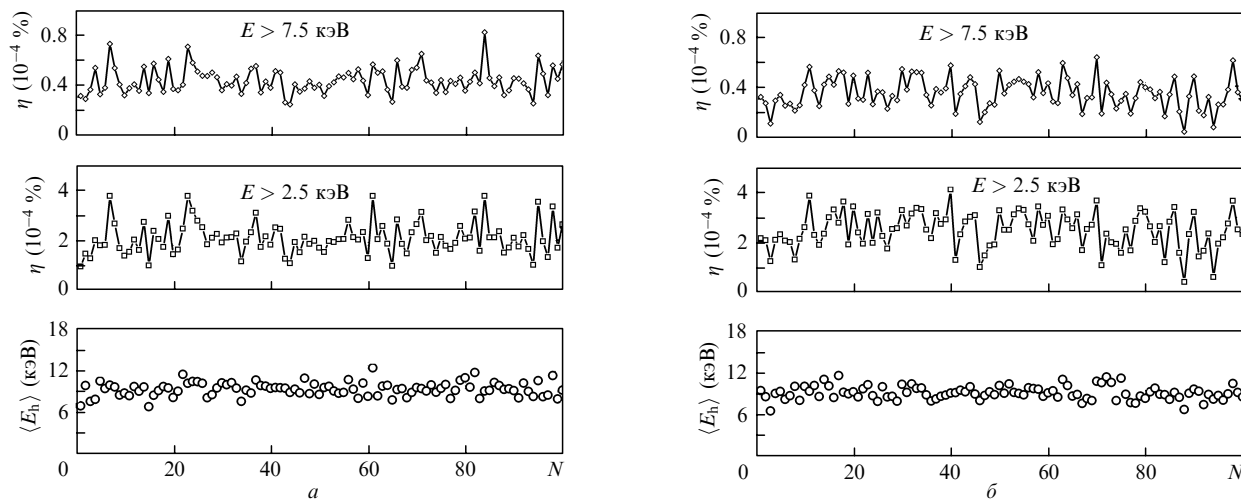


Рис.2. Выход рентгеновского излучения  $\eta$  в спектральные диапазоны более 2.5 и 7.5 кэВ и средняя энергия горячих электронов  $\langle E_h \rangle$  как функции номера лазерного выстрела  $N$  при однократном режиме взаимодействия (а) и взаимодействии с частотой 10 Гц (б).

фокусировка излучения не проводилась. На рис.3 представлены выход рентгеновского излучения в спектральный диапазон более 2.5 кэВ и средняя энергия горячих электронов как функции номера лазерного выстрела.

Для галлия, нагретого до 270 °С, в течение 50000 лазерных выстрелов выход рентгеновского излучения упал примерно на 25 % – от  $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  % до  $(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-4}$  %, а средняя энергия горячих электронов изменилась от  $9.3 \pm 0.9$  кэВ до  $9.0 \pm 1.1$  кэВ. При этом примерно в 45 % случаев величины выхода рентгеновского излу-

чения и средней энергии горячих электронов были практически одинаковы. Скорость падения среднего значения выхода рентгеновского излучения в спектральный диапазон более 2.5 кэВ составляла  $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-9}$  % за один импульс, а среднеквадратичное отклонение по любым следующим подряд ста выстрелам не превышало 24 % от среднего значения. Поскольку средняя суммарная энергия тормозного рентгеновского излучения с  $E > 2.5$  кэВ составляет  $\sim 0.5$  нДж, то можно оценить среднюю мощность плазменного рентгеновского источника. В режиме с частотой 10 Гц она равна 5 нВт.

Проведенные эксперименты выявили также сильную зависимость долговременной стабильности плазменного источника от температуры расплавленного галлия. Так, при  $T_{Ga} \sim 50$  °С долговременная стабильность выхода жесткого рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов оказались существенно меньше, чем при температуре 270 °С. В этом режиме выход рентгеновского излучения снижается на 25 % уже после первых 4000 лазерных выстрелов.

Наблюдаемое в эксперименте уменьшение выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы и средней энергии её горячих электронов определяется, очевидно, уменьшением интенсивности лазерного излучения. Последнее обусловлено снижением уровня жидкости в ходе эксперимента вследствие выноса массы и ухода средней поверхности жидкости из положения, соответствующего точной фокусировке излучения на мишень.

Оценим, насколько должна уменьшиться интенсивность лазерного излучения и как понизится уровень жидкого галлия за 50000 лазерных импульсов. В наших экспериментальных условиях лазерный импульс обладал достаточно высоким контрастом [17] для того, чтобы его предимпульс не приводил к формированию предплазмы и поглощение основного импульса происходило на резкой границе плазма – вакуум. Тогда справедливо следующее соотношение между средней энергией горячих электронов  $\langle E_h \rangle$ , интенсивностью  $I$  и длиной волны  $\lambda$  лазерного излучения [18]:

$$\langle E_h \rangle = 7.5(I\lambda^2)^{2/3} \text{ кэВ.}$$

Исходя из экспериментальных данных при  $T_{Ga} = 270$  °С (см. рис.3,б), можно получить следующее соотношение

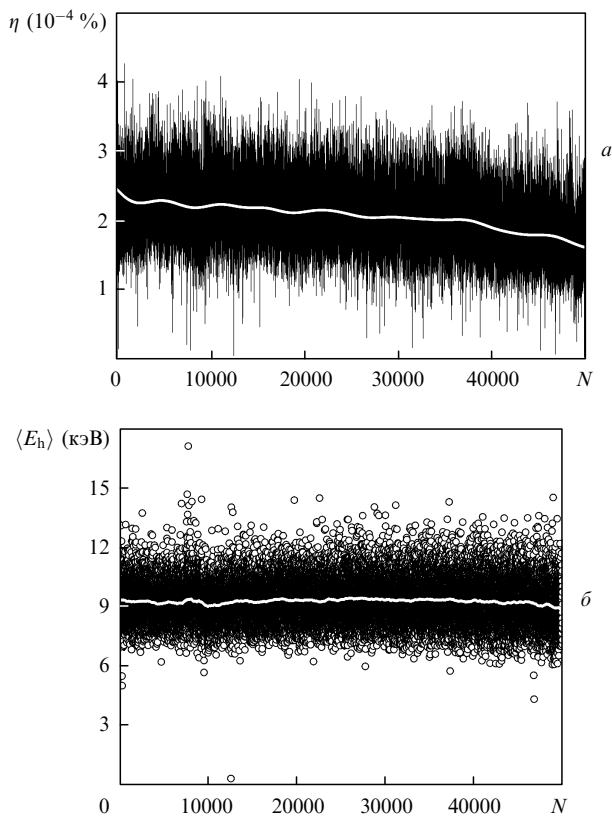


Рис.3. Выход рентгеновского излучения  $\eta$  в спектральный диапазон более 2.5 кэВ (а) и средняя энергия горячих электронов  $\langle E_h \rangle$  (б) как функции номера лазерного выстрела  $N$  в режиме взаимодействия с частотой 10 Гц при температуре галлия  $T_{Ga} = 270$  °С. Белая линия соответствует бегущему среднему.

для интенсивностей лазерного импульса в начале и в конце эксперимента (после 50000 лазерных выстрелов):

$$I_{\text{end}} = I_{\text{initial}} \left( \frac{\langle E_h \rangle_{\text{end}}}{\langle E_h \rangle_{\text{initial}}} \right)^{3/2} = 0.95 I_{\text{initial}}.$$

Такое изменение интенсивности гауссова пучка [20] соответствует в наших экспериментальных условиях ( $\lambda = 1.24$  мкм, диаметр пучка по полувысоте  $\rho_0 = 0.7$  см, фокусное расстояние линзы  $f = 6$  см) понижению уровня жидкости на 3 мкм.

Ту же величину можно оценить исходя из объема галлия, испаряемого в одном лазерном импульсе. Поскольку типичный коэффициент поглощения плазмы не превышает 50 % и при этом до 90 % поглощенной энергии расходуется на ускорение ионов тонкого слоя, то на нагрев мишени за счет оттока тепла расходуется не более 5 % энергии падающего импульса [21]. При энергии импульса 350 мкДж этого количества тепла достаточно, чтобы испарить приблизительно  $6 \times 10^{-16}$  м<sup>3</sup> галлия (кубик с ребром 8.5 мкм). Тогда после 50000 лазерных выстрелов объем жидкости должен уменьшиться на  $3 \times 10^{-11}$  м<sup>3</sup>. Площадь поверхности жидкости в нашей кювете составляет  $\sim 2.5 \times 10^{-5}$  м<sup>2</sup>, следовательно, уровень жидкого металла должен понизиться приблизительно на 1 мкм, что меньше полученного выше значения (3 мкм). Это может быть связано с тем, что в частотном режиме воздействия (10 Гц) на поверхности образуется кратер, глубина которого растет с числом импульсов. Данное утверждение подтверждается нашими наблюдениями при более низких температурах галлиевой мишени. Так, при  $T_{\text{Ga}} = 50$  °С такое же изменение средней энергии горячих электронов происходит в 10 раз быстрее менее чем за 5000 импульсов. Поскольку температура галлия не влияет на скорость выноса массы из мишени, можно предположить, что при уменьшении температуры галлия возрастает его вязкость и, следовательно, увеличивается время релаксации поверхности жидкого металла после очередного лазерного импульса. Это приводит к ускоренному росту глубины кратера.

Незначительное снижение уровня жидкого металла, связанное с формированием неглубокого кратера, может быть легко скомпенсировано смещением фокусирующей линзы. Это позволяет стабилизировать параметры плазменного источника на существенно больших временах. Для демонстрации такой возможности нами был выполнен эксперимент, результаты которого представлены на рис.4. После воздействия на одну точку мишени примерно 12000 импульсов выход рентгеновского излучения снизился примерно в 2 раза (данный эксперимент проводился при  $T_{\text{Ga}} = 234$  °С, с чем и связано ускоренное снижение выхода рентгеновского излучения). Для того чтобы вернуть его к прежним значениям, объектив был приближен к мишени на 20 мкм.

Управлять уровнем жидкого металла можно и без смещения объектива. Нагревателем в экспериментальной установке служил медный стержень, испытывающий значительное температурное расширение. Это означает, что, изменяя температуру стержня путем его нагрева или охлаждения вблизи некоторого среднего значения, можно повысить или понизить уровень жидкого металла. Результаты соответствующего эксперимента представлены на рис.5. В начальный момент времени поверхность жидкого металла находилась в фокусе объектива, что соот-

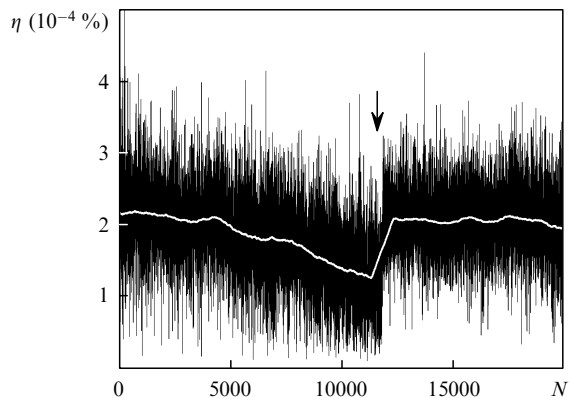


Рис.4. Выход рентгеновского излучения  $\eta$  в спектральный диапазон более 2.5 кэВ как функция номера лазерного выстрела  $N$  в режиме взаимодействия с частотой 10 Гц при  $T_{\text{Ga}} = 234$  °С. Белая линия соответствует бегущему среднему, черной стрелкой отмечен момент дополнительной фокусировки излучения.

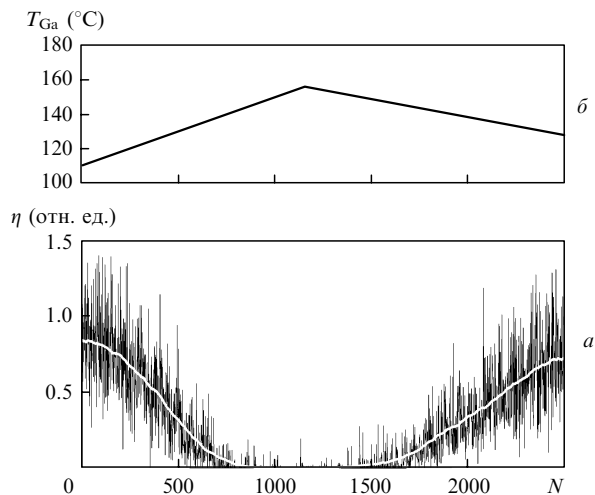


Рис.5. Выход рентгеновского излучения  $\eta$  в спектральный диапазон более 7.5 кэВ (а) и температура галлия (б) как функции номера лазерного выстрела  $N$ . Белая линия соответствует бегущему среднему.

ветствует максимальному выходу рентгеновского излучения. Затем температура нагревателя и мишени повышалась вплоть до исчезновения сигнала рентгеновского излучения. В этот момент фокус объектива находился внутри мишени. Приблизительно после 1100 выстрелов нагрев был прекращен, и температура галлия стала понижаться. При  $T_{\text{Ga}} \sim 130$  °С уровень сигнала рентгеновского излучения восстановился. Отличие начальной температуры мишени (110 °С) от конечной (130 °С) связано с общим падением уровня жидкости в результате выноса материала мишени. Отметим, что повышение уровня мишени происходило именно благодаря расширению медного нагревателя, а не самого вещества мишени, т. к. коэффициенты температурного расширения галлия значительно меньше, чем меди.

### 3. Заключение

Таким образом, нами продемонстрирована возможность создания стабильного плазменного источника рентгеновского излучения при формировании горячей плотной плазмы фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> и частотой следова-

ния 10 Гц на поверхности расплавленного галлия. Показано, что для создания источника, стабильного на протяжении нескольких часов, необходимо нагревать галлий до температуры, существенно превышающей его температуру плавления (30 °С). Для мишени из галлия, нагретой до 270 °С, в течение 50000 лазерных выстрелов выход рентгеновского излучения упал примерно на 25 %, с  $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-4} \%$  до  $(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-4} \%$ , а средняя энергия горячих электронов уменьшилась от  $9.3 \pm 0.9$  кэВ до  $9.0 \pm 1.1$  кэВ. Нами также показано, что изменение параметров рентгеновского плазменного источника на интервале времени порядка часа связано с уменьшением среднего уровня жидкого металла в кювете и может быть устранено небольшим смещением фокусирующей линзы либо небольшим изменением температуры нагревателя.

Из анализа физических и химических свойств различных материалов следует, что в экспериментах по формированию горячей плотной плазмы на поверхности жидкого металла можно также использовать такие легкоплавкие металлы, как индий, висмут, олово, свинец и др. В частности это позволяет управлять спектрами тормозного и линейчатого рентгеновского излучения плазмы. Дальнейшее увеличение средней мощности источника может быть достигнуто с использованием фемтосекундных лазерных систем с килogerцовой частотой следования импульсов. Однако при столь высокой частоте импульсного воздействия необходимы дополнительные исследования стабильности источника.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-02-16341а и частично гранты № 05-02-16476-а и 07-02-00724а), а также МНТЦ (грант № 2651р).

1. Gibbon P., Förster R. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
2. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Квантовая элект-*

*роника*, **31**, 941 (2001).

3. Soom B., Chen H., Fisher Y., Meyerhofer D.D. *J. Appl. Phys.*, **74**, 5372 (1993).
4. Clark E.L., Krushelnick K., Zepf M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1655 (2000).
5. Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2945 (2000).
6. Zepf M., Clark E.L., Beg F.N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 064801 (2003).
7. Fuchs J., Sentoku Y., Karsch S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 045004 (2005).
8. Riley D., Angulo-Gareta J.J., Khattak F.Y., Lamb M.J. *Phys. Rev. E*, **71**, 016406 (2005).
9. Ditmire T., Springate E., Tisch J.W.G., et al. *Phys. Rev. A*, **57**, 369 (1998).
10. Doppner T., Fennel Th., Diederich Th., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 013401 (2005).
11. Symes D.R., Comley A.J., Smith R.A. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 145004 (2004).
12. Schnürer M., Hilscher D., Jahnke U., et al. *Phys. Rev. E*, **70**, 056401 (2004).
13. Tompkins R.J., Mercer I.P., Fettweis M., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **69**, 3113 (1998).
14. Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 165002 (2003).
15. Jiang Y., Lee T., Rose-Petruck C.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 229 (2003).
16. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 135 (2004).
17. Gordienko V.M., Ivanov A.A., Podshivalov A.A., et al. *Laser Phys.*, **16**, 427 (2006).
18. V.M. Gordienko, I.M. Lachko, P.M. Mikheev, et al. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **44**, 2555 (2002).
19. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
20. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: изд-во МГУ, 1998).
21. Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **2**, 852 (1992).