Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 1, с. 15 – 20

Формирование плазмы с определяющей ролью радиационных процессов при облучении тонких фольг импульсом субпетаваттного лазера PEARL

С. А. Пикуз[a,b1)], *И. Ю. Скобелев*[a,b], *М. А. Алхимова*[a,b], *Г. В. Покровский*[a,c], *Дж. Колган*[d2)], *Т. А. Пикуз*[a,e], *А. Я. Фаенов*[a,f], *А. А. Соловьев*[j], *К. Ф. Бурдонов*[j], *А. А. Еремеев*[j], *А. Д. Сладко*[j], *Р. Р. Османов*[j], *М. В. Стародубцев*[j], *В. Н. Гинзбург*[j], *А. А. Кузьмин*[j], *А. М. Сергеев*[j], *Дж. Фукс*[j,h 2)], *Е. А. Хазанов*[j], *А. А. Шайкин*[j], *И. А. Шайкин*[j], *И. В. Яковлев*[j]

[a] *Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия*

[c] *Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

[d] *Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, NM 87545 Los Alamos, USA*

[e] *Graduate School of Engineering, Osaka University, Osaka 565-0871 Suita, Japan*

[f] *Institute for Academic Initiatives, Osaka University, Osaka 565-0871 Suita, Japan*

[j] *Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[h] *LULI - CNRS, Ecole Polytechnique, CEA: Université Paris-Saclay, UPMC, France*

Поступила в редакцию 14 ноября 2016 г.

При воздействии 170 ТВт импульса фемтосекундной лазерной установки PEARL на алюминиевую мишень субмикронной толщины реализован сверхъяркий рентгеновский источник с радиационной температурой ~ 1.2 кэВ, позволяющий создавать твердотельную плазму, кинетика которой определяется радиационными процессами. Диагностика созданной плазмы проведена рентгеноспектральными методами, использующими спектральные переходы в многозарядных полых ионах.

DOI: 10.7868/S0370274X17010039

1. В настоящее время известен ряд способов создания сверхъярких коротких импульсов рентгеновского излучения, необходимых для исследований в различных областях физики. Для этого могут применяться, например, лазеры на свободных электронах [1–3], генерация высоких гармоник излучения оптических лазеров [4–7], комптоновское рассеяние [8–10] и когерентное синхротронное излучение [11–13]. При этом в работе [14] было показано, что если интенсивность оптического лазерного излучения превышает 10^{20} Вт/см^2, то возможно создание рентгеновского источника, обеспечивающего плотность потока полихроматического рентгеновского излучения свыше 10^{18} Вт/см^2 в диапазоне энергий фотонов в несколько кэВ. Столь интенсивное рентгеновское излучение позволяет не только перевести конденсированную мишень в плазменное состояние, но и получить экзотическое состояние плазмы с большой концентрацией так называемых полых ионов (см., например, обзор [15]). Несмотря на то, что лазеры с плотностью потока порядка 10^{20} Вт/см^2 пока не являются коммерческими, они сейчас имеются уже во многих лабораториях мира, и уж, во всяком случае, не являются огромными и сверхдорогостоящими установками в отличие от рентгеновских лазеров на свободных электронах или лазеров, используемых для непрямого нагрева термоядерных мишеней. В сравнении же с сопоставимыми по масштабу плазменными рентгеновскими лазерами, рассматриваемый источник может обеспечить гораздо более высокую интенсивность рентгеновского излучения.

Принцип действия такого источника состоит в следующем. Лазерное излучение высокой мощности фокусируется на мишень, представляющую собой тонкую металлическую фольгу. Вследствие полевой ионизации валентные электроны быстро ионизуются и далее ускоряются до высоких (мегаэлектронвольт-

1) e-mail: spikuz@gmail.com

2) J. Colgan, J. Fuchs

ных) энергий, если лазерный поток достаточно велик. Во время воздействия интенсивного лазерного импульса на фольгу некоторые из этих горячих электронов будут осциллировать, проходя через фольгу [16–18], и излучать рентгеновские фотоны самой различной жесткости, вплоть до γ-излучения (см., например, [18–22]). Механизмами излучения будут как томсоновское рассеяние падающего или рассеянного лазерного излучения, так и тормозное излучение в сильном плазменном поле на границах фольги. Экспериментально эта концепция была реализована с помощью петаваттной лазерной установки "Вулкан" (Резерфордовская лаборатория, Великобритания) в работах [14, 23, 24], где было показано, что единственный способ объяснения выполненных там наблюдений состоит в учете внешнего радиационного поля с характерной энергией фотонов, лежащей в КэВ-ном диапазоне.

Лазеры с плотностью потока порядка 10^{20} Вт/см^2 на сегодня доступны в целом ряде ведущих исследовательских центров, тем не менее достижение таких параметров эксперимента в российских организациях стало возможным только после ввода в эксплуатацию петаваттного лазерного комплекса PEARL (PEtawatt pARametric Laser) в ИПФ РАН (Нижний Новгород). На комплексе PEARL была продемонстрирована энергия 0.56 ПВт в импульсе 43 фс и проведены эксперименты по лазерно-плазменному взаимодействию на субпетаваттном уровне мощности [25–28].

Поскольку технические параметры лазера PEARL позволяют реализовать плотности потока лазерного излучения в области пятна фокусировки вплоть до 10^{21} Вт/см^2, то, используя рассмотренную выше концепцию, с его помощью можно создать сверхъяркий рентгеновский источник с интенсивностью до 10^{19} Вт/см^2. Именно созданию такого источника и его диагностике посвящена настоящая работа.

2. На первый взгляд диагностика такого мощного рентгеновского излучения не должна вызывать никаких трудностей. Однако, поскольку генерация рентгеновского пучка происходит в направлении, перпендикулярном направлению торможения электронов, то этот пучок лежит преимущественно в плоскости мишени, распространяясь от оси лазерного луча и быстро затухая по мере удаления от нее. Так что через поверхность мишени может выходить лишь малая доля сгенерированного излучения, которая, собственно, и будет доступна для диагностики. К сожалению, с поверхности мишени также будет излучаться непрерывный спектр, обусловленный высокотемпературной плазмой, образованной в фокальном пятне лазерного пучка. Конечно, если регистрировать рентгеновское излучение с временным разрешением, то можно было бы разделить эти два рентгеновских потока, которые должны иметь существенно различные длительности свечения – длительность первого должна быть порядка длительности лазерного импульса, а длительность второго, определяемая временем жизни плазмы, должна быть на порядки большей. Однако рентгеновских спектрометров с фемтосекундным временным разрешением на сегодняшний день нет.

Поэтому в настоящей работе диагностика рентгеновского источника проводилась косвенно, по результату его воздействия на области мишени, лежащие вне фокального лазерного пятна. Физически, такая диагностика основывается на том, что в отличии от лазерных фотонов или свободных электронов плазмы рентгеновские фотоны с большей вероятностью ионизуют не внешние, а внутренние оболочки ионов, приводя тем самым к возбуждению состояний полых ионов [29]. По появлению в эмиссионном спектре лазерной плазмы спектральных линий полых ионов можно судить о воздействии на нее внешнего мощного источника рентгеновского излучения. Именно такой подход применен в настоящей работе при исследовании взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с мишенями из тонкой алюминиевой фольги.

Схема экспериментов показана на рис. 1. Лазерные импульсы установки PEARL длиной волны 0.91 мкм имели длительность около 60 фс, энергию 10 Дж. Они фокусировались на алюминиевую фольгу толщиной 0.8 мкм в пятно диаметром около 6 мкм внеосевым параболическим зеркалом, с системой коррекции волнового фронта на основе деформируемого зеркала. Архитектура установки PEARL, использующая технологию параметрического усиления чирпированных импульсов (optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA), позволяет получать лазерные импульсы высокого временного контраста, предотвращающего разрушение и/или ионизацию твердотельных мишеней с ограниченной массой действием предымпульса.

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось с высоким спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim \sim 3000$ спектрометром FSSR со сферически изогнутым кристаллом слюды ($2d \sim 19.94$ Å, радиус кривизны $R = 150$ мм). Кристалл был установлен таким образом, чтобы регистрировать во втором порядке отражения K-спектры ионов алюминия (линии He_α, K_α и Ly_α) в диапазоне длин волн 6.8–8.43 Å

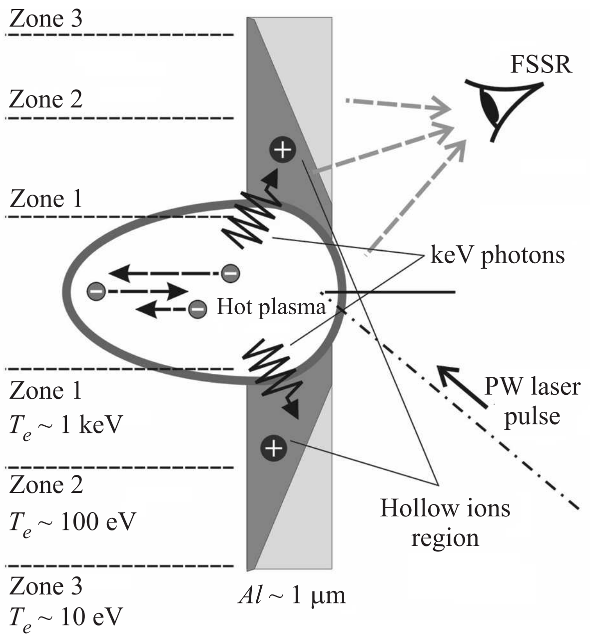

Рис. 1. Схема эксперимента

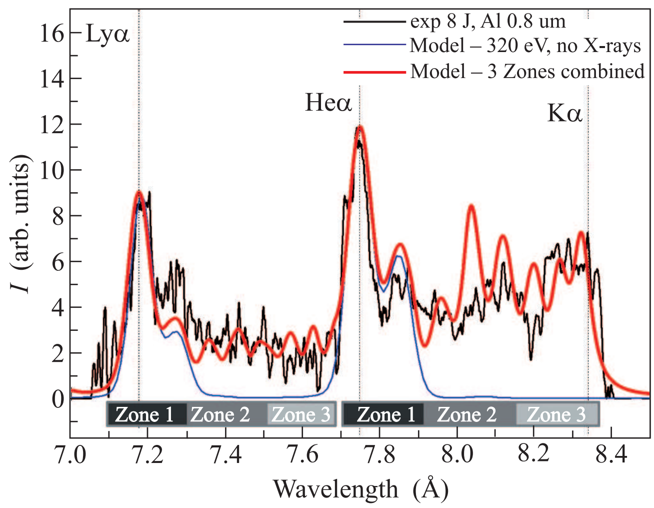

Рис. 2. (Цветной онлайн) Характерная спектрограмма, полученная на установке PEARL при использовании мишени из алюминиевой фольги. Отмечены резонансные линии H- и He- подобных ионов алюминия, линия K_α и указаны спектральные области, содержащие переходы в KK- и KL- полых ионах алюминия. Жирной красной кривой показан модельный спектр, описанный ниже. Тонкая синяя кривая демонстрирует спектр, излучаемый при отсутствии внешнего рентгеновского источника

(1.45–1.85 кэВ). Одновременно с этим в третьем порядке отражения регистрировался рекомбинационный континуум в диапазоне энергий 2210–2730 эВ. Для уменьшения фона, связанного с генерацией в плазме быстрых электронов, применялась пара постоянных магнитов 0.25 Тл. Спектры регистрировались с передней поверхности мишеней под углом 35° к нормали к поверхности на флуоресцентные детекторы Image Plate Fujifilm TR. Характерная спектрограмма приведена на рис. 2.

Из приведенной спектрограммы хорошо видно, что в излучательном спектре присутствуют линии, лежащие в областях 7.4–7.7 Å и 8.1–8.3 Å. Эти линии принадлежат ионам, имеющим многократные вакансии в K- или L-оболочках, т.е. являются линиями полых ионов. Как следует из проведенных в настоящей работе кинетических расчетов, присутствие этих линий можно объяснить только воздействием на плазму внешнего коротковолнового излучения большой мощности.

3. Необходимо подчеркнуть, что возникающая в проведенных экспериментах плазма является сильно неоднородной в направлении от оси лазерного излучения. Поскольку пространственное разрешение спектрометра превышает характерный размер неоднородности плазмы, сопоставимый с радиусом фокального пятна, то наблюдаемый спектр фактически проинтегрирован по пространству, и вклад в него дают области плазмы с сильно различающимся состоянием. Ранее мы показали [30], что для качественного моделирования эмиссионных спектров, излучаемых такой плазмой, ее можно условно разбить на 4 зоны, схематически показанные на рис. 1.

Центральная зона, имеющая размер фокального пятна, является как раз упоминавшимся выше мощным источником рентгеновского излучения. Здесь нет связанных ионных состояний (они разрушены лазерным полем), и эта область вклада в линейчатое излучение не дает. Зоны 1–3 расположены по мере возрастания расстояния до оси лазера. Они лежат на периферии фокального пятна и нагреваются небольшими потоками лазерного излучения и рентгеновским излучением из центральной зоны. По мере увеличения удаления зон от оси, которое далее обозначим r, их температура, естественно, падает. Собственно, введение таких 3-х зон служит ступенчатой аппроксимацией для монотонной функции $T_e(r)$, описывающей распределение электронной температуры плазмы.

Все 3 зоны в моменты действия лазерного импульса подвергаются воздействию рентгеновского излучения центральной зоны. Основное различие между ними состоит в том, что первая зона нагревается до температур в несколько сотен эВ, вторая – до нескольких десятков, а температура в третьей не превышает 10 эВ. Из этого следует, что в рентгеновском диапазоне вторая и третья зоны будут светить только в момент действия внешнего рентгеновского излучения, а первая зона будет светить до тех пор, пока вследствие разлета не остынет до температур, которые будут недостаточны для возбуждения рентгеновских переходов. Поскольку время остывания (~ 10 пс) гораздо больше длительности лазерного импульса (~ 10 фс), то основное излучение этой зоны будет сформировано уже после окончания лазерного импульса и, соответственно, рентгеновского импульса из центральной зоны. Это означает, что радиационная накачка не должна учитываться при расчете излучения первой зоны, но будет являться определяющей при расчетах эмиссии из зон 2 и 3.

Поскольку плазма в зонах 2 и 3 излучает только в момент действия лазерного импульса, то плотность ионов в ней равна твердотельной, в то время как в первой зоне за счет процесса разлета средняя плотность будет несколько ниже.

В рамках описанной модели плазмы в настоящей работе были проведены расчеты ее излучательного спектра в диапазоне длин волн, соответствующем наблюдавшемуся в экспериментах на установке PEARL.

4. Для расчета эмиссионных спектров ионов алюминия решали систему стационарных радиационно-столкновительных кинетических уравнений с помощью численных кодов ATOMIC [14, 24] и PrismSpect [31]. Согласование модельных спектров с наблюдаемыми достигалось подбором значений электронных температур T_{e1}, T_{e2}, T_{e3} в зонах 1, 2 и 3 плазмы, электронной плотности N_{e1} и интенсивности рентгеновской накачки в зонах 2 и 3. Рентгеновская накачка задавалась планковской функцией с радиационными температурами T_{r2}, T_{r3}, которые различались ($T_{r2} > T_{r3}$), поскольку в зону 3 излучение попадало после частичного поглощения в зоне 2.

Таблица 1. Параметры плазмы, используемые в модельных расчетах

Зона	1	2	3
N_e, см$^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{23}$	$3 \cdot 10^{23}$
T_e, эВ	315	60	5
T_r, КэВ	–	1.5	1.2

Результаты моделирования экспериментального спектра, полученного при энергии лазерного импульса 10 Дж и толщине мишени 0.8 мкм, представлены на рис. 2, а параметры плазмы, используемые для моделирования, приведены в табл. 1. Как видно из рис. 2, модельный спектр, рассчитанный при данных параметрах, очень хорошо описывает наблюдаемый спектр. Необходимо подчеркнуть, что при отсутствии рентгеновской накачки в модельном спектре имеются провалы в спектральных диапазонах 7.4–7.7 Å и 8.1–8.3 Å, где располагаются линии полых ионов KK- и KL-типов соответственно (см. синюю кривую на рис. 2). На рис. 3 показаны вклады, вносимые в модельный спектр различными зонами

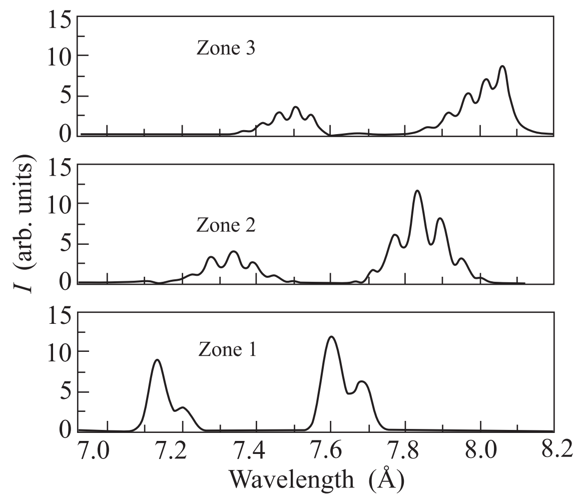

Рис. 3. Вклады различных плазменных зон в наблюдаемый рентгеновский эмиссионный спектр, рассчитанные для параметров плазмы из табл. 1

плазмы (спектральные области, куда попадает излучение из зон 1–3, также отмечены на рис. 2).

При обработке результатов для улучшения соотношения сигнал/шум использовался спектр, усредненный по пяти выстрелам с примерно одинаковой энергией лазерного импульса. Учитывалось, что если наблюдаемое линейчатое излучение ионов алюминия обусловлено вторым порядком отражения от кристалла слюды, то наблюдаемый фоторекомбинационный континуум, связанный с процессом e + Al XIII $\rightarrow \hbar\omega$ + Al XII, соответствует третьему порядку отражения. Поэтому при сравнении наблюдаемого спектра с расчетами для диапазона длин волн 6.8–8.43 Å фоторекомбинационный континуум вычитался.

Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что разные зоны плазмы отвечают за ее эмиссию в различных спектральных переходах. Так, например, зона 1, обладающая наиболее высокой электронной температурой и наиболее низкой средней плотностью, отвечает за наличие в спектре резонансных линий Ly_α, He_α и их диэлектронных сателлитов. Зоны 2 и 3 дают большие вклады в излучение полых ионов обоих рассматриваемых типов (KK и KL). При этом зона 3 излучает линии менее ионизованных полых ионов, которые располагаются ближе к линиям He_α (линии KK полых ионов) и K_α (линии KL полых ионов), чем линии, излучаемые зоной 2 (см. рис. 3). Подчеркнем еще раз, что в отсутствии мощного рентгеновского источника в центральной зоне плазмы свечение зон 2 и 3 практически бы отсутствовало, и наличие в наблюдаемых спектрах переходов полых ионов было бы невозможно объяснить. Таким образом, в исследуемом взаимодействии реализован сверхъяркий рентгеновский источник, позволяющий создавать твердотельную плазму, кинетика которой определяется радиационными процессами.

В свою очередь, высокая концентрация полых ионов в плазме, свидетельствует об отсутствии предпрогрева периферической зоны мишени за счет воздействия лазерного предымпульса, а метод спектроскопии полых ионов может быть использован в дальнейшем для контроля состояния тонкопленочных и наноструктурированных мишеней в процессе их облучения лазерными импульсами релятивистской интенсивности.

Поскольку линии KK и KL полых ионов появляются только при наличии внешней рентгеновской накачки, то сопоставление экспериментального спектра с расчетным для областей 7.4–7.7 Å и 8.1–8.3 Å позволяет оценить радиационную температуру внешнего рентгеновского источника. На рис. 4, например,

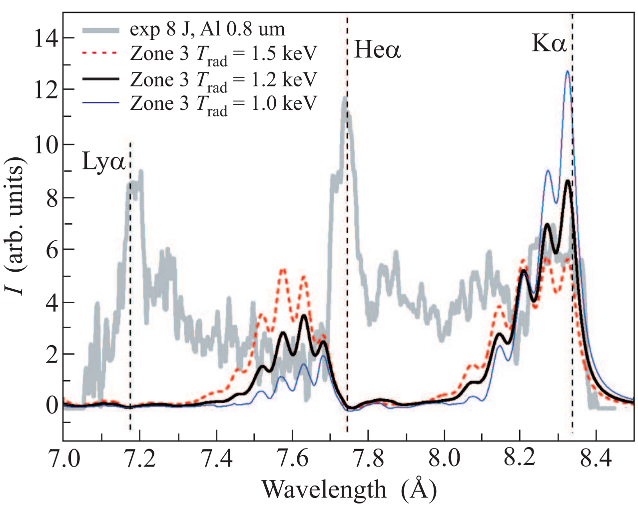

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость эмиссии плазмы из пространственной зоны 3 от температуры внешнего рентгеновского источника

показана зависимость эмиссии плазмы из пространственной зоны 3 от температуры внешнего рентгеновского источника. Видно, что в данном случае наилучшее согласие эксперимента и расчета достигается при радиационной температуре $T_{r3} = 1.2$ КэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты # 14-22-02089, 15-32-20922, 16-32-60183), Программы Повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ, в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН # 13 и ГК 14Z.50.31.0007. Дж. Колган выполнил работу в рамках контракта с U.S. DOE # DEAC5206NA25396.

1. S. M. Vinko, O. Ciricosta, B. I. Cho et al. (Collaboration), Nature **482**, 59 (2012).
2. M. M. Waldrop, Nature **505**, 604 (2014)
3. H. Mimura, H. Yumoto, S. Matsuyama, T. Koyama, K. Tono, Y. Inubushi, T. Togashi, T. Sato, J. Kim, R. Fukui, Y. Sano, M. Yabashi, H. Ohashi, T. Ishikawa, and K. Yamauchi, Nature Comm. **5**, 3539 (2014).
4. M. C. Kohler, T. Pfeifer, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **61**, 159 (2012).
5. A. S. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 135004 (2012).
6. H. Vincenti, S. Monchocé, S. Kahaly, G. Bonnaud, Ph. Martin, and F. Quéré, Nature Comm. **5**, 3403 (2014).
7. J. Seres, E. Seres, B. Landral, B. Ecker, B. Aurand, T. Kuehl, and C. Spielmann, Sci. Rep. **4**, 4234 (2014).
8. R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and S. V. Shank, Science **274**, 236 (1996).
9. K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, and A. Rousse, Nature Photonics **6**, 308 (2012).
10. S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck, and E. Lefebvre, Rev. Mod. Phys. **85**, 1 (2013).
11. A. V. Savilov and D. A. Jaroszynski, Nuclear Instruments and Methods A **528**, 562 (2004).
12. B. Dromey, S. Rykovanov, M. Yeung et al. (Collaboration), Nature Phys. **8**, 804 (2012).
13. I. A. Andriyash, R. Lehe, A. Lifschitz, C. Thaury, J.-M. Rax, K. Krushelnick, and V. Malkam, Nature Comm. **5**, 4736 (2014).
14. J. Colgan, J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 125001 (2013).
15. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, В. Е. Фортов, Успехи Физических Наук **182**, 49 (2012) [I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, and V. E. Fortov, Physics Uspekhi **55**, 47 (2012)].
16. A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki, and M. Uesaka, Phys. Rev. Lett. **88**, 185002 (2002).

17. P. Antici, J. Fuchs, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert, and H. Pépin, Physics Plasmas **14**, 030701 (2007).
18. T. Nakamura, J. K. Koga, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, G. Korn, and S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett. **108**, 195001 (2012).
19. C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Duclous, J. G. Kirk, K. Bennett, T. D. Arber, A. P. L. Robinson, and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **108**, 165006 (2012).
20. R. R. Pandit and Y. Sentoku, Physics of Plasmas **19**, 073304 (2012).
21. I. Yu. Kostyukov, E. N. Nerush, and A. G. Litvak, Phys. Rev. Spec. Topics - Accelerators and Beams **15**, 111001 (2012).
22. R. Capdessus, E. d'Humières, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. **110**, 215003 (2013).
23. S. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, J. Colgan et al. (Collaboration), High Energy Density Physics **9**, 560 (2013).
24. S. B. Hansen, J. Colgan, A. Ya. Faenov et al. (Collaboration), Phys. Plasm. **21**, 031213 (2014).
25. V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, Laser Phys. Lett. **4**, 421 (2007).
26. A. A. Soloviev, K. F. Burdonov, V. N. Ginzburg et al. (Collaboration), Nuclear Instruments and Methods A **11**, 35 (2011).
27. A. A. Soloviev, M. V. Starodubtsev, K. F. Burdonov, I. Yu. Kostyukov, E. N. Nerush, A. A. Shaykin, and E. A. Khazanov, Rev. Sci. Instruments **82**, 043304 (2011).
28. К. Ф. Бурдонов, А. А. Еремеев, Н. И. Игнатова и др. (Collaboration), Квантовая электроника **46**, 283 (2016) [K. F. Burdonov, A. A. Eremeev, N. I. Ignatova et al. (Collaboration), Quantum Electronics **46**, 283 (2016)].
29. С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, В. Е. Фортов, Успехи Физических Наук **184**, 759 (2014) [S. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, and V. E. Fortov, Physics Uspekhi **57**, 702 (2014)].
30. A. Ya. Faenov, J. Colgan, S. B. Hansen et al. (Collaboration), Sci. Rep. **5**, 13436 (2015).
31. http://www.prism-cs.com/Software/PrismSpect/PrismSPECT.htm.