

Оптимизация мишеней по выходу рентгеновского излучения заданной жесткости под действием фемтосекундного лазерного импульса

А.В.Брантов, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков

С использованием трехмерного численного моделирования исследованы различные режимы ускорения электронов из твердотельных фольг и низкоплотных мишеней. Показано, что размер плазменной короны является основным параметром, характеризующим температуру и число горячих электронов, определяющих выход рентгеновского излучения и его жесткость. Изучена генерация рентгеновского излучения лазерно-ускоренными электронами, бомбардирующими мишень-конвертер за лазерной мишенью.

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, ускорение электронов, рентгеновское излучение.

1. Введение

Яркие источники рентгеновского излучения с размером излучающего пятна в единицы микрометров востребованы в терапии, медицинской диагностике, биологии, материаловедении. Подобные источники могут также использоваться для стендовых испытаний на прочность микросхем, что важно для повышения надежности элементной базы вычислительных систем, работающих в космосе, и для обеспечения безопасности (досмотра). Микрометровые источники лазерно-ускоренных электронов на основе взаимодействия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с различными мишенями идеально подходят для получения рентгеновских импульсов либо за счет излучения электронов в самой лазерной мишени (например, бетатронного), либо при их конверсии в непрерывное (тормозное) или линейчатое (характеристическое) излучение в мишени-конвертере.

Рентгеновские источники с не очень большой глубиной проникновения излучения для исследования квазистатических объектов могли бы создаваться на базе фемтосекундных лазеров с умеренной интенсивностью излучения, обеспечивающих генерацию квантов с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Однако при этом требуется высокая частота следования лазерных импульсов. Здесь наиболее перспективной оказывается методика фазового контраста, с помощью которой уже получены микрофотографии биологического образца [1]. Безусловный интерес вызывает более отдаленная перспектива генерации импульсов жесткого излучения (~ 1 МэВ) с яркостью, достаточной для получения изображения в одной

вспышке. Использование от двух до нескольких таких импульсов с малой (пико- и субнаносекундной) временной задержкой позволило бы изучать быстропротекающие глубоко в плотном веществе процессы и явилось бы диагностическим прорывом в физике высоких плотностей энергии.

Создание коммерческого источника рентгеновского излучения на основе лазера с малой длительностью импульса сталкивается с проблемой низкой эффективности преобразования в такое излучение, которая обычно не превышает 10^{-4} для мультикилоэлектронвольтного диапазона энергий и на порядки меньше для гамма-диапазона (более 100 кэВ). Ее увеличение естественно обусловлено поиском наиболее эффективных мишеней и схем взаимодействия с лазерными импульсами. В связи с этим обсуждаются массивные [2–4] и тонкие [5] плотные твердотельные и жидкие мишени, газовые [1] и кластерные [6] среды, микро- либо наноструктурированные мишени [7, 8]. Другой важный фактор связан с нахождением таких схем взаимодействия, которые можно реализовать не только теоретически, но и практически для лазеров с высокой частотой следования импульсов.

С точки зрения лазерно-плазменного взаимодействия для эффективной генерации рентгеновских импульсов требуется получение максимального числа ускоренных электронов с заданной энергией, необходимой для генерации ими квантов с желаемой энергией. В настоящей работе изучаются различные мишени (сверхтонкая твердотельная фольга, подобная полупрозрачная фольга, тонкая пленка из малоплотного материала, плотная мишень с преплазмой) для нахождения наиболее эффективных для указанной цели мишеней, пусть даже не отвечающих на данном этапе исследований требованию надежности технологии их изготовления. Здесь используется тот же простой способ генерации рентгеновского излучения, что и в микрофокусной рентгеновской трубке, когда лазерно-ускоренный электронный пучок бомбардирует мишень. Для определенности рассматривается генерация жесткого рентгеновского излучения (гамма-излучения) в диапазоне сотен килоэлектронвольт.

А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований, ВНИИА им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; e-mail: brantov@sci.lebedev.ru

М.Г.Лобок. Центр фундаментальных и прикладных исследований, ВНИИА им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22

Поступила в редакцию 24 февраля 2016 г.

2. Ускорение электронов из твердотельных и низкоплотных мишеней

Основной задачей моделирования являлся поиск оптимальной мишени для генерации направленного за мишень пучка электронов. Можно ожидать, что использование тонких фольг или малоплотных мишеней окажется выигрышным для ускорения электронов, поскольку уже проведенные нами и другими группами исследования показали, что в условиях релятивистской полупрозрачности именно такие мишени обеспечивали формирование эффективного виртуального катода генерируемых в направлении вперед электронов. Это подтверждалось эффективным ускорением ионов за мишенью [9]. Прозрачность мишени для лазерного излучения определяется как концентрацией электронов n_e (мишени с концентрацией ниже релятивистской критической, $n_e < a_0 n_c$, где $n_c = \omega_0^2 m_e / (4\pi e^2)$ и $a_0 = eE / (m_e \omega_0 c)$ – безразмерная амплитуда поля E лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 2\pi c / \omega_0$, прозрачны для света), так и толщиной мишени l (твердотельные мишени с толщиной, меньшей релятивистской толщины скин-слоя, также могут быть прозрачны для света, если $l \lesssim \lambda a_0 n_c / (\pi n_e)$ [10]). Ниже рассматриваются оба случая и проводится сравнение спектров электронов, возникающих при воздействии лазерного импульса на полупрозрачные и непрозрачные мишени. Кроме того, изучается генерация электронов из мишеней с преплазмой – плазменной короной, возникающей у передней поверхности мишени из-за того, что либо лазерному импульсу, по техническим причинам, предшествует достаточно длинный (мультисекундо- или наносекундной длительности) малоинтенсивный световой сигнал (предимпульс), либо специально используется дополнительный слабый лазерный импульс, управляющий параметрами такой короны.

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с веществом или плазмой (в зависимости от важности учета ионизации) выполнялось с помощью трехмерного полностью релятивистского кода «Мандор» («частица в ячейке») [11]. В проведенных трехмерных расчетах линейно-поляризованный лазерный импульс длительностью 30 фс (с гауссовым временным распределением интенсивности) фокусировался на переднюю поверхность мишени в фокальное пятно размером 4 мкм с гауссовым распределением интенсивности по радиусу. Максимальная интенсивность лазерного излучения 5×10^{19} Вт/см² (что соответствует $a_0 = 6$ для длины волны $\lambda = 1$ мкм) отвечала энергии лазерного импульса 0.3 Дж. Во всех расчетах рассматривалось падение лазерного импульса на мишень вдоль нормали.

Вначале в качестве мишени использовался слой плазмы толщиной 10 или 20 нм, состоящий из полностью ионизованных ионов углерода и электронов. Плотность ионов мишени соответствовала реальной твердотельной плотности (~ 1 г/см³), что отвечало концентрации электронов $n_e = 200 n_c$. Для изучения влияния процесса ионизации на ускорение электронов проводился расчет с учетом ионизации углеродной мишени толщиной 10 нм. Затем были выполнены расчеты с учетом существования преплазмы на передней (облучаемой) стороне мишени. Преплазма моделировалась с использованием линейно растущей электронной концентрации, меняющейся от нуля до электронной критической концентрации n_c на расстоянии от 4 до 10 мкм. Толщина основной мишени составляла 20 нм. Отметим, что для рассматриваемого линейного

профиля концентрации толщина мишени однозначно связана с градиентом n_e , при этом по порядку величины градиентная длина и толщина мишени совпадают. Дополнительно были проведены расчеты для слоя малоплотной плазмы (также состоящей из полностью ионизованных ионов углерода и электронов) с концентрацией электронов $n_e = 5 n_c$ и толщиной 0.2–0.9 мкм.

В трехмерных расчетах использовались пространственные шаги 0.01, 0.05 и 0.05 мкм по осям x , y и z соответственно. Лазерный импульс, поляризованный вдоль оси z , распространялся вдоль оси x . Полная расчетная область имела следующие размеры: 25 мкм в продольном направлении и 20 мкм в обоих поперечных направлениях. Время расчета составляло 100 фс.

Пучок электронов, ускоренный лазерным импульсом, используется во второй мишени (конвертере) для получения рентгеновского излучения. Поскольку вторая мишень находится на некотором расстоянии от первой, представляется естественным учитывать только электроны, летящие по нормали за мишень в некий телесный угол, раствор которого определяется поперечными размерами конвертера и расстоянием до него. Для определенности будем использовать угол с раствором 45° от нормали к мишени (и от направления падения лазерного импульса). Это гарантирует попадание всех высокоэнергетических электронов во вторую мишень, если ее поперечный размер больше расстояния до лазерной мишени. Таким образом в расчетах регистрировался спектр электронов, вылетевших за мишень в конус с полным углом раствора 90°.

На рис. 1 проиллюстрировано влияние толщины мишени на спектры электронов, ускоренных из малоплотной мишени. Отметим, что число горячих электронов мало изменяется с изменением толщины мишени от 0.6 до 0.2 мкм, хотя уменьшение толщины приводит к незначительному увеличению наиболее энергетических электронов (с энергией свыше 10 МэВ) за счет уменьшения числа электронов с энергией 5–10 МэВ. Мишени с такими толщинами являются частично прозрачными для лазерного излучения. Частичное прохождение импульса через мишень обеспечивает ускорение электронов из всего объема мишени и эффективный вынос наиболее энергетических электронов за лазерную мишень. Увеличение толщины мишени (до 0.9 мкм) приводит к тому, что при «сгребании» электронов пондеромоторной силой лазерного импульса из-за соответствующего увеличения электронной концентрации

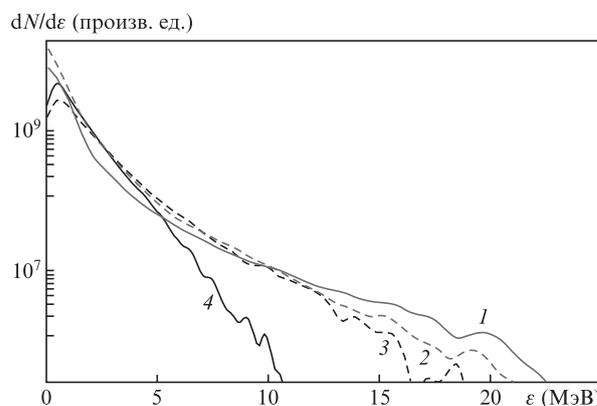


Рис. 1. Спектры электронов, вылетевших за мишень в телесный угол с раствором 90°, в момент окончания расчетов ($t = 98$ фс) при облучении малоплотной мишени ($n_e = 5 n_c$) толщиной 0.2 (1), 0.4 (2), 0.6 (3) и 0.9 мкм (4).

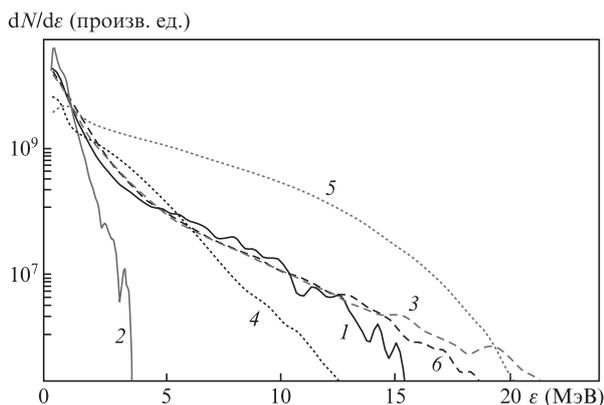


Рис.2. Спектры электронов, вылетевших за мишень в телесный угол с раствором 90° , в момент окончания расчетов ($t = 98$ фс) при облучении твердотельных мишеней толщиной 0.01 (1) и 0.02 мкм (2), малоплотной мишени ($n_e = 5n_c$) толщиной 0.4 мкм (3), а также мишени толщиной 0.02 мкм с преплазмой с концентрацией, линейно меняющейся от нуля до критической концентрации на толщине 4 (4) и 10 мкм (5). Кривая 6 – результаты расчета спектра электронов, ускоренных из мишени толщиной 0.01 мкм, с учетом ионизации.

в плазме и достаточной толщины мишени последняя становится непрозрачной. Это обуславливает уменьшение энергии и числа энергетических электронов за мишенью.

Расчеты для неоднородной плазмы показывают, что размер плазменной короны оказывает наиболее существенное влияние на ускорение электронов (рис.2). Почти полное отражение лазерного импульса с идеальным контрастом от однородной твердотельной мишени не приводит к генерации большого числа горячих электронов (кривая 2 на рис.2). Уменьшение толщины мишени до размера, делающего мишень полупрозрачной для лазерного света (до 10 нм), вызывает некоторое увеличение числа горячих электронов. Учет ионизации мишени оказывает слабое влияние на спектр горячих электронов, лишь незначительно изменяя его (ср. кривые 1 и 6 на рис.2). Примерно столько же электронов получается из низкоплотной мишени с концентрацией порядка релятивистской критической (кривая 3). Отметим, что именно эти две последние мишени (твердотельная полупрозрачная и с концентрацией порядка критической) являются оптимальными для ускорения ионов [9]. Электроны же наиболее эффективно ускоряются из мишеней с докритической концентрацией. Поэтому уменьшение плотности мишени, например за счет появления протяженной плазменной короны на облучаемой стороне мишени, приводит к существенному увеличению числа горячих электронов. Это хорошо видно из рис.2 (кривые 4 и 5), где показаны спектры электронов для мишени с преплазмой (сама мишень не прозрачна для лазерного излучения). При этом увеличение размеров преплазмы вызывает увеличение числа и температуры горячих электронов. Такой рост эффективности ускорения электронов связан с хорошим каналированием лазерного импульса при его распространении в докритической плазме с возрастающей концентрацией и эффективной перекачкой энергии лазерного импульса в энергию горячих электронов, ускоряемых за его фронтом. Последнее достигается в том числе за счет развития плазменных неустойчивостей и стохастического нагрева электронов в сложных лазерно-плазменных полях [12–15]. Можно ожидать роста эффективности генерации электронов до тех пор, пока лазерный

импульс полностью не истощится в протяженной плазменной короне.

3. Использование ускоренных пучков электронов для генерации рентгеновского излучения

Пучки электронов, ускоренных коротким лазерным импульсом, применялись для генерации рентгеновского излучения из второй мишени (мишени-конвертера), установленной сразу за лазерной мишенью. Для анализа получаемого рентгеновского излучения ускоренные в лазерной мишени электроны, параметры которых рассчитаны с помощью трехмерного моделирования кодом «Мандор», использовались в коде GEANT-4 [16,17] в качестве исходных данных. Конвертером-детектором служила фольга из тантала толщиной от 16 мкм до 8 мм. Выбор такого конвертера характерен для получения жесткого рентгеновского и гамма-излучения, поскольку является оправданным решением в силу достаточного выхода излучения, невысокой остаточной радиоактивности, оптимальных физико-механических свойств и простоты изготовления. Источник электронов, падающих на мишень-конвертер, предполагался точечным, энергии и импульсы всех электронов передавались из кода «Мандор». Расчеты проведены для трех случаев генерации лазерно-ускоренных электронов: с использованием однородной твердотельной лазерной мишени (с учетом и без учета ионизации) и мишени с преплазмой.

В результате проведенных расчетов регистрировались прошедшее сквозь детектор, а также отраженное рентгеновское излучение и их угловые распределения. Кроме того, регистрировался поток прошедших и отраженных электронов. Получены спектры рентгеновского излучения различной жесткости при разных толщинах мишени. С увеличением толщины мишени основной вклад в спектр вторичного излучения вносит тормозное, а не характеристическое излучение, что хорошо видно из рис.3, где представлена зависимость вторичного рентгеновского спектра от толщины мишени для случая уско-

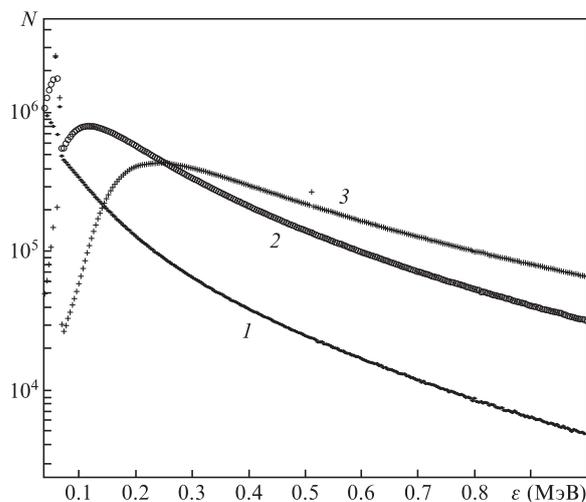


Рис.3. Спектры рентгеновского излучения мишени-конвертера, облучаемой электронами, ускоренными из твердотельной полупрозрачной лазерной мишени, для толщин танталовой мишени 16.5 (1), 120 (2) и 800 мкм (3).

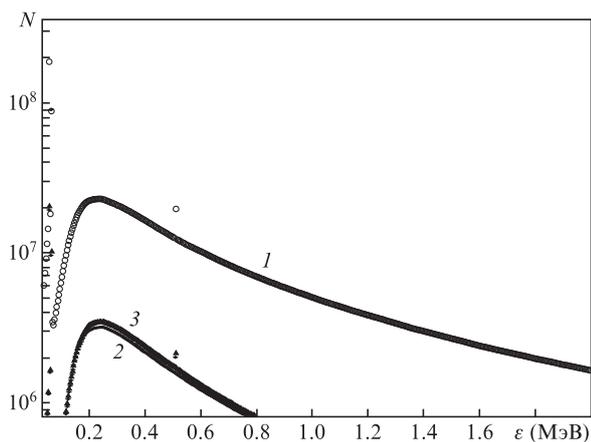


Рис.4. Спектры рентгеновского излучения мишени-конвертера толщиной 800 мкм, облучаемой электронами, ускоренными из лазерной мишени с преплазмой (1), а также из малоплотной (2) и твердотельной мишеней с учетом ионизации (3).

рения электронов из твердотельной мишени толщиной 10 нм. Число квантов с энергией более 300 кэВ максимально для мишени-конвертера толщиной 800 мкм, для рентгеновского излучения с энергией от десятков электронвольт до 300 кэВ более выгодно использовать мишень-конвертер толщиной 120 мкм, а для получения отдельных моноэнергетических линий характеристического излучения наиболее выигрышными оказываются тонкие мишени (толщиной в десятки микрон).

Качественно такая же зависимость характерна и для электронов, ускоренных из мишеней с преплазмой. Однако их использование приводит к наибольшему потоку энергии рентгеновского излучения, что видно из рис.4, на котором приведены рентгеновские спектры для электронов, ускоренных из различных лазерных мишеней, при одной и той же мишени-конвертере. Число квантов излучения в области максимума спектра (200–400 кэВ) примерно в шесть-семь раз больше в случае облучения танталовой мишени электронами, ускоренными из мишени с преплазмой длиной 10 мкм, чем электронами, ускоренными из лазерной малоплотной или твердотельной мишени. Для энергетического «хвоста» спектра (энергии более 1 МэВ) это различие может достигать нескольких порядков.

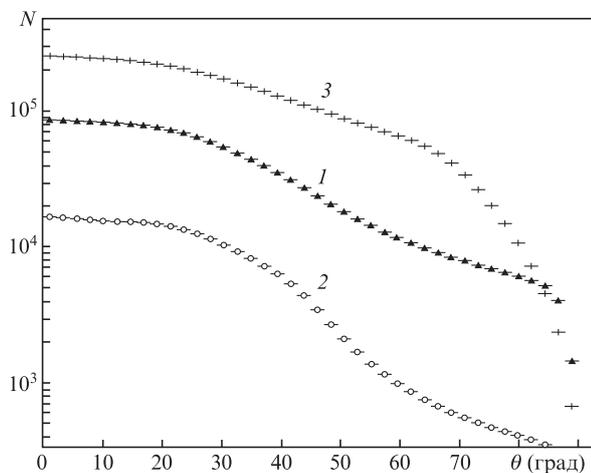


Рис.5. Угловое распределение рентгеновского излучения мишени-конвертера толщиной 16.5 (1), 120 (2) и 800 мкм (3), облучаемой электронами, ускоренными из лазерной мишени с преплазмой.

Угловое распределение полученного рентгеновского излучения имеет слабо направленный характер. Поток энергии рентгеновского излучения характеризуется лучшей направленностью при облучении мишени электронами, ускоренными из твердотельных и малоплотных мишеней. Направленность также улучшается при уменьшении толщины мишени-конвертера (рис.5). При облучении мишени-конвертера электронами, ускоренными из лазерной мишени с преплазмой, а также при увеличении толщины мишени-конвертера угловая ширина потока энергии вторичного излучения увеличивается. Найденное угловое распределение объясняется исходной направленностью пучка ускоренных из лазерной мишени электронов.

4. Заключение

С помощью трехмерного численного моделирования изучено ускорение электронов из различных мишеней коротким (длительностью 30 фс) лазерным импульсом с энергией 300 мДж. Продемонстрировано, что использование малоплотных мишеней с концентрацией электронов $n_e \approx 5n_c$ или полупрозрачных твердотельных фольг, которые являются оптимальными для ускорения ионов, не приводит к генерации электронных пучков с максимальными температурами и числом частиц, тогда как использование мишени с плазменной короной показывает ее существенное преимущество. Установлено, что число и энергия ускоренных электронов, вылетевших за мишень, определяются размером преплазмы мишени и увеличиваются с его ростом, т.е. происходит увеличение коэффициента конверсии энергии лазерного импульса в горячие электроны и, следовательно, выхода жесткого рентгеновского излучения.

Важным результатом проведенного исследования является тот факт, что переход к протяженной короне (10 мкм) все еще не приводит к насыщению этого коэффициента конверсии, и, значит, оптимальная для генерации рентгеновского излучения мишень, соответствует еще большему размеру короны. Более того, наши предварительные расчеты (с меньшей точностью) для размеров преплазмы 20 и 30 мкм, хотя и показывали некоторую тенденцию к уменьшению скорости роста выхода горячих электронов с толщиной короны, но по-прежнему не отвечали оптимальному размеру преплазмы, который, вероятно, был больше 30 мкм. Трехмерное моделирование ускорения электронов в такой преплазме требует больших вычислительных ресурсов и является нашей задачей на ближайшее время. Заметим, что обход указанной проблемы с помощью двумерного моделирования приводит к неверным результатам, поскольку оно неправильно описывает распространение лазерного импульса в докритической плазме [18]. В частности, из-за неправильного описания каналирования лазерного импульса в двумерных расчетах его интенсивность на оси может занижаться в несколько раз по сравнению с данными трехмерного моделирования [19].

Таким образом, сделанный нами вывод о том, что наибольшего выхода жесткого рентгеновского излучения следует ожидать при использовании мишеней с протяженной плазменной короной, позволяет надеяться на эффективность слоистой мишени, состоящей из низкоплотного вещества и металлической подложки. При этом преплазма могла бы создаваться и ею можно было бы управлять малоинтенсивным наносекундным предимпульсом.

В настоящее время уже имеется технология получения низкоплотных ($50\text{--}100\text{ мг/см}^3$) и очень однородных (с размерами пор, не превышающими 100 нм) пленок из наногуглеродных трубок [20].

Характеристики полученных при трехмерном численном моделировании пучков электронов использовались для анализа вторичного рентгеновского излучения из мишени-конвертера. Продемонстрировано, что электроны, ускоренные коротким лазерным импульсом с энергией 300 мДж из мишени с преплазмой толщиной 10 мкм, при облучении танталовой мишени толщиной 800 мкм возбуждают 4×10^9 квантов рентгеновского излучения с энергией от 100 кэВ до 2 МэВ. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию жесткого рентгеновского излучения составляет $\sim 10^{-5}$, что достаточно эффективно для гамма-квантов с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и грантов РФФИ (№ 14-29-09244-офи-м, 15-02-03042-а, 16-02-00088-а), а ее часть, связанная с низкоплотными мишенями, – при поддержке гранта Российского научного фонда № 14-12-00194.

1. Wenz J. et al. *Nat. Commun.*, **6**, 7568 (2015).
2. Serbanescu C.G. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 103502 (2007).
3. Toth R. et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 053506 (2007).
4. Uryupina D.S., Ivanov K.A., Brantov A.V., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 013104 (2012).
5. Kutzner J., Witte H., Silies M., Haarlammert T., Huve J., Tsilimis G., Uschmann I., Forster E., Zacharias H. *Surf. Interface Anal.*, **38**, 1083 (2006).
6. Chen L.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 215004 (2010).
7. Jiang S., Krygier A.G., Schumacher D.W., Akli K.U., Freeman R.R. *Eur. Phys. J. D*, **68**, 283 (2014).
8. Ivanov K.A., Brantov A.V., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Gozhev D.A., Volkov R.V., Ionin A.A., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 046005 (2015).
9. Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **18**, 021301 (2015).
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982, с. 413–414).
11. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
12. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Курицын А.В. *ЖТФ*, **69**, 3 (1999).
13. Sentoku Y., Bychenkov V.Yu., Flippo K., et al. *Appl. Phys. B*, **74**, 207 (2002).
14. Sheng Z.M., Mima K., Sentoku Y., Jovanović M.S., Taguchi T., Zhang J., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 055004 (2002).
15. Бочкарев С.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю., Торшин Д.В., Ковалев В.Ф., Байдин Г.В., Лыков В.А. *Физика плазмы*, **40**, 365 (2014).
16. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., et al. *Nuclear Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **506**, 250 (2003).
17. Amako K., Guatelli S., Ivanchenko V., Maire M., Mascialino B., Murakami K., Pandola L., Parlati S., Pia M.G., Piergentili M., et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.*, **150**, 44 (2006).
18. Pukhov A. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 47 (2003).
19. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3975 (1999).
20. Fedotov P.V., Tonkikh A.A., Obraztsova E.A., Nasibulin A.G., Kauppinen E.I., Chuvilin A.L., Obraztsova E.D. *Phys. Status Solidi B*, **251**, 2466 (2014).