

Ускорение ионов интенсивным “медленным” лазерным светом в малоплотных мишенях

В. Ю. Быченков⁺¹⁾, Е. А. Говрас⁺, А. В. Брантов⁺

⁺Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

*ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Духова”, 127055 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 сентября 2016 г.

После переработки 23 сентября 2016 г.

Механизм синхронизованного ускорения ионов медленным светом интенсивного лазера исследован применительно к практически доступным малоплотным мишеням нового поколения, что открывает перспективы экспериментального обнаружения нового эффекта ускорения протонов.

DOI: 10.7868/S0370274X16210062

Практическое использование широко обсуждаемых применений лазерно-генерируемых пучков ионов для ядерной физики [1], радиографии [2], лабораторной астрофизики [3], физики экстремальных состояний вещества [4], инерциального термоядерного синтеза [5], ядерной медицины и биологии [6] требует разработки эффективных лазерно-плазменных схем ускорения частиц. Метод коллективного ускорения частиц, предложенный Векслером [7], определил эпохальное направление в разработке проблемы ускорения ионов – сильным самосогласованным полем, возникающим при инжекции электронного пучка, тогда как их прямое ускорение внешними полями низкоэффективно из-за большой массы ускоряемых частиц. Важно, что при таком методе ускорения часть ионов набирает энергию, существенно большую энергии ускоряющих электронов. Ускорение ионов в электронных пучках в направлении их распространения было обнаружено в 1960 г. в экспериментах по формированию ионных пучков в плазменной искре [8]. Аналогично, на много меньших масштабах, типично – микронных, происходит ускорение при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкие мишени. При этом генерируемый в направлении лазерного импульса электронный пучок, проходя сквозь мишень, создает виртуальный катод (ВК), в котором происходит ускорение ионов. Лазерный метод ускорения ионов из тонких мишеней с помощью ВК получил название TNSA [9] (Target Normal Sheath Acceleration – “ускорение электрическим двойным слоем по нормали к мишени”) и с такой

аббревиатурой получил всемирное распространение, хотя, по существу, повторяет метод коллективного ускорения ионов в системах с ВК (виркаторы) [10].

Недостатком TNSA метода электростатического ускорения является малая длина ускорения, ограниченная масштабом дебаевской длины лазерно-ускоренного сгустка электронов, что ограничивает энергию ускоренных ионов на уровне, не превышающем нескольких десятков МэВ, даже для лазеров рекордной мощности ($\lesssim 1$ ПВт). Естественным механизмом, который позволяет поднять энергию ускоряемых ионов, являлось бы движение самого электростатического слоя, создаваемого электронным сгустком, причем по возможности ускоренного, и еще лучше – синхронизованного с ускоряемыми частицами так, чтобы ионы долгое время находились в сильном поле. Такая идея не нова и еще в 1970-х гг. (см., например, [11]) предлагалась как путь к созданию экономически оправданного ускорителя на основе виркатора. На этом пути, тогда же, было предложено несколько схем, позволяющих перемещать ВК и управлять его скоростью [10]. Такой же подход рассматривался и в лазерных методах ускорения ионов [12–14].

Важным механизмом в лазерных методах ускорения частиц является пондеромоторное воздействие мощного импульса света на электроны, которые, выдавливаясь световым давлением, создают сильный электростатический двойной слой. Ускорение ионов в таком слое вблизи фронтальной поверхности плотной мишени, не пропускающей лазерный импульс внутрь, хорошо известно (см., например, [15]). Однако в плазменной мишени с околоскоростной электронной плотностью, n_e , лазерный импульс

¹⁾e-mail: bychenk@sci.lebedev.ru

может сначала почти остановиться, а затем проникать, ускоряясь по мере движения. Таким образом реализуется описанный выше сценарий ускоренного движения электростатического слоя внутри мишени, поддерживаемого электронным сгустком, движущимся на фронте лазерного импульса под действием его светового давления. Поскольку лазерный импульс сильно замедлен при плотности, близкой к критической, n_c , о таком сценарии можно говорить как об ускорении ионов медленным светом, названном СУМС (синхронизованное ускорение медленным светом) [16]. В работе [16] с помощью численного моделирования была продемонстрирована принципиальная возможность реализации описанного выше механизма ускорения протонов для гипотетической малоплотной пленки (пластиковая мишень с электронной плотностью порядка релятивистской критической), облучаемой мощным лазерным импульсом ПВТ уровня. В этой работе мы представляем теоретическую модель СУМС с использованием метода пробных частиц, определяя условие на ускоренное движение лазерного импульса внутри малоплотной фольги в случае его “идеальной” синхронизации с ионами, изучая набор ими энергии для типичных пространственных распределений ускоряемых частиц примеси и устанавливая их оптимальное распределение в мишени. Выбранный подход пробных частиц оправдан, когда ускоряется только небольшая часть ионов мишени, например, только примесные протоны. Это отвечает получаемым сейчас высокотехнологическим однородным малоплотным ($1-100 \text{ мг/см}^3$) [17–19] пленкам из нанотрубок, либо с органической примесью во всем объеме, что дает содержание протонов на уровне меньше процента по отношению к числу электронов мишени, либо только с естественной водородосодержащей примесью от загрязнения гидрокарбонатами приповерхностного слоя мишени.

Характеризуемый распределением безразмерной интенсивности, $a^2(x, t) \leq a_0^2$ ($a_0 = eE_L/m\omega c > 1$), лазерный импульс с амплитудой поля E_L и частотой ω оптического диапазона, воздействуя на электроны (с массой m) пондеромоторной силой $F_p(x, t) = -mc^2 \nabla \sqrt{1 + a^2(x, t)}/2$, создает поле разделения заряда, $E \simeq F_p/e$, способное ускорять ионы. Предполагается, что передний фронт лазерного импульса не проникает в мишень, в то время как его центральная часть вблизи максимума интенсивности просачивается в мишень и начинает ускоренно распространяться внутри [16, 20, 21]. Соответственно, и электростатическое поле начинает двигаться внутри плазменной мишени с ускорением.

Сначала поставим перед собой задачу качественного определения оптимального темпа ускорения движущегося электростатического слоя внутри мишени, E , отвечающего условию его синхронизации с ускоряемым ионом. Поскольку эффективное ускорение начинается при достижении поверхности мишени максимумом лазерного поля, примем этот момент времени за $t = 0$ и будем рассматривать движение ионов при $t > 0$. Обозначая поле в максимуме E_0 , рассмотрим синхронное с ним движение пробного иона, для определенности – протона. Пусть при $t = 0$ он находится в точке максимума поля, где $x = x_{E_0}$ и скорость движения электрического импульса $v_g(t = 0) = 0$. Потребуем, чтобы во время движения по своей траектории $x_i(t)$ он все время находился в максимуме ускоряющего поля (там, где $E = E_0 = \text{const}$). Тогда для координаты и импульса протона с массой M и зарядом e имеем

$$\frac{dp_i}{dt} = eE_0, \quad \frac{dx_i}{dt} = v_i = \frac{p_i c}{\sqrt{M^2 c^2 + p_i^2}}. \quad (1)$$

Для удобства дальнейшего рассмотрения перейдем к безразмерным переменным, в которых координата измеряется в единицах σ – характерного пространственного масштаба распределения интенсивности импульса внутри мишени, $a^2(x, t)$, время, t – в единицах σ/c , скорость, v_i , и импульс, p_i – в единицах c и Mc , соответственно. Обозначая за ρ отношение масс электрона и иона, m/M , и за w_0 постоянное ускорение, испытываемое частицей:

$$w_0 = -\rho \max_x \left\{ \nabla_x \sqrt{1 + \frac{1}{2} a^2(x, 0)} \right\}, \quad (2)$$

получаем закон эволюции импульса и координаты протона:

$$p_i = w_0 t, \quad x_i = x_0 + \frac{1}{w_0} \left(\sqrt{1 + (w_0 t)^2} - 1 \right). \quad (3)$$

Тогда скорость протона, а вследствие предположенного синхронизма и групповая скорость импульса, растут по закону

$$v_i = v_g = \frac{w_0 t}{\sqrt{1 + (w_0 t)^2}}. \quad (4)$$

Таким образом, для оптимальной синхронизации групповая скорость импульса внутри мишени, которая определяется его формой и максимальной амплитудой, должна сначала линейно увеличиваться со временем, а затем насыщаться релятивистским образом. Проведем оценку характерных масштабов длин ускорения, обеспечивающих набор протонами мульти-МэВных энергий. Для

определенности рассмотрим гауссову огибающую интенсивности лазерного импульса в плазме: $a^2(x, t) = a_0^2 \exp[-2(x - x_g(t))^2]$, что отвечает результатам численного моделирования [16]. Под величиной $x_g(t)$ понимается положение центра ускоренно движущегося лазерного импульса ($x_g(0) = 0$), распространяющегося внутри мишени. Выражение (2) для постоянно действующего на частицу ускорения, w_0 , в этом случае примет вид:

$$w_0 = \rho \frac{4x_{E0}^2 - 1}{\sqrt{0.5 - x_{E0}^2}}, \quad (5)$$

где начальное положение максимума электрического поля x_{E0} находится из трансцендентного уравнения

$$1 - 4x_{E0}^2 + a_0^2 \exp[-2x_{E0}^2] \left(\frac{1}{2} - x_{E0}^2 \right) = 0. \quad (6)$$

Отсюда в пределе ультррелятивистских интенсивностей, $a_0 \gg 1$, получаем $x_{E0} \simeq 1/\sqrt{2}$ и $w_0 = \rho a_0 e^{-1/2}$. Таким образом, энергия набираемая протонами на длине ускорения l_0 оценивается как $\varepsilon = w_0 l_0 = \rho a_0 e^{-1/2} l_0$, т.е. $\varepsilon = 0.31 a_0 l_0 / \sigma$ МэВ.

Предельное значение l_0 определяется характерным значением длины истощения импульса, оценка которой хорошо известна для газовых мишеней с плотностью ниже критической [22]. В более плотных мишенях довольно сложно оценить реальную длину истощения в сильно нелинейном режиме проникновения света в плазму из-за формирования выброса электронной плотности на фронте импульса за счет пондеромоторного давления. Вместе с тем проведенное численное моделирование указывает, что характерная длина истощения короткого релятивистски сильного импульса оказывается порядка 10 мкм [16]. Отсюда ясно, что такого порядка должна быть и толщина мишени. Под величиной σ понимается длина прошедшей внутрь мишени части импульса, которая типично заметно меньше начальной длины импульса в вакууме [17, 23], благодаря "отрезанию" непрозрачной его части и нелинейному укручению фронта прошедшего импульса. Заметим также, что вследствие самофокусировки амплитуда прошедшего импульса a_0 может значительно превосходить его вакуумное значение [17]. Такое укручение переднего фронта импульса типично характеризуется масштабом, меньшим 1 мкм, тогда как характерный радиус фокального пятна составляет несколько микрон. Таким образом, радиальная пондеромоторная сила оказывается много меньше продольной и на длине 10 мкм ускорение частиц может рассматриваться как квазиодномерное, что подтверждало численное моделирование [16]. Увеличение амплитуды и уменьшение

ширины лазерного импульса внутри мишени приводят к уменьшению длины ускорения, необходимой для набора протонами максимальной энергии. Так, ускорение протонов до 200 МэВ достигается на длине $l_0 \simeq 650 \sigma / a_0$, что для $a_0 = 100$ и $\sigma \approx 1$ мкм составляет 6.5 мкм. Соответствующая оценка требующейся энергии лазера с длительностью импульса 30 фс и размером пятна фокусировки 5 мкм дает величину 100 Дж (современные ПВт лазеры).

Рассмотрим теперь, как начальное распределение примесных протонов и отличие темпа ускорения лазерного импульса внутри мишени от оптимального значения будут влиять на эффективность СУМС. Как отмечалось выше, малоплотные мишени, необходимые для СУМС, с плотностью порядка релятивистской критической изготавливаются из углеродных нанотрубок и содержат протоны вследствие приповерхностного загрязнения гидрокарбонатами (водородосодержащими примесями), которые могут проникать внутрь с торцов мишени на расстояние вплоть до нескольких микрон, что существенно выше обычного загрязнения твердотельных мишеней. Кроме того, существуют специальные технологии однородного внедрения в углеродную мишень органических водородосодержащих соединений [24, 25].

Изучим сначала ускорение протонов, однородно распределенных по толщине мишени. Пространственно-временное распределение ускоряющего поля для гауссовой огибающей лазерного импульса, распространяющегося внутри мишени, имеет вид:

$$E(x, t) = \rho \frac{a_0^2 \xi \exp[-2\xi^2]}{\sqrt{1 + 0.5 a_0^2 \exp[-2\xi^2]}}, \quad (7)$$

где $\xi(x, t) = x - x_g(t)$ – смещение относительно центра импульса, движущегося с некоторым произвольным постоянным ускорением w , которое определяется нелинейной релятивистской динамикой распространения лазерного импульса в релятивистски прозрачной плазме и, конечно, отличается от рассмотренного выше оптимального, w_0 :

$$x_g(t) = \frac{1}{w} \left(\sqrt{1 + (wt)^2} - 1 \right). \quad (8)$$

Уравнение движения в поле (7) иона, стартовавшего из положения x_{E0} , заметно сложнее уравнения (1), и поэтому решалось численно.

На рис.1 представлены зависимости энергии ионов от их начального положения для различных значений ускорения лазерного импульса внутри мишени. Импульс, движущийся с ускорением, величина которого больше оптимального, $w > w_0$, не

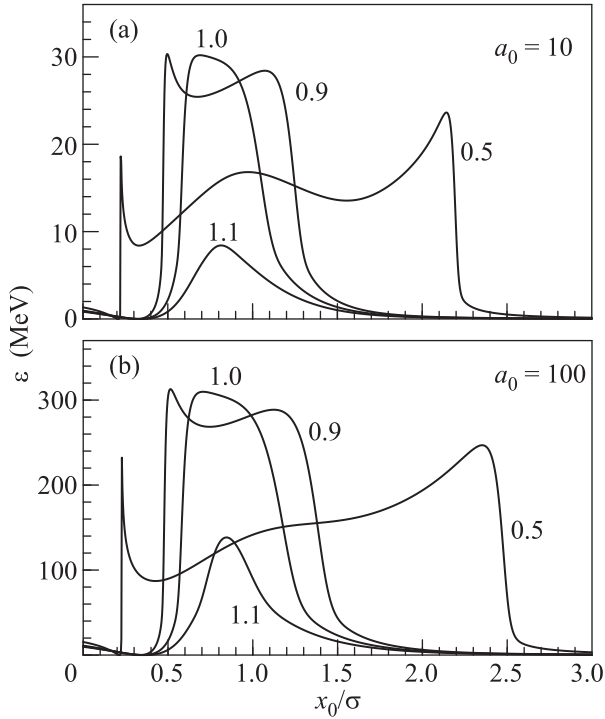


Рис. 1. Зависимость энергии ускоренных протонов от их начального положения при движении лазерного импульса ($a_0 = 10$ и $a_0 = 100$) с ускорением (w), представленным в единицах оптимального (w_0), рядом с соответствующими кривыми. Графики соответствуют моментам времени, отвечающим достижению центром импульса положений $x_g = 10\sigma$

дает синхронизации с протонами и не может ускорить их до значительных энергий. В этом случае протоны ускоряются только на длине порядка σ и набирают сравнительно небольшие энергии (до 8 МэВ для $a_0 = 10$ и до 130 МэВ для $a_0 = 100$), которые не меняются со временем (см. рис. 1). В то же время при $w < w_0$ даже не оптимальная синхронизация позволяет достичь более высоких энергий протонов. При этом энергия захваченных протонов растет линейно с пройденным расстоянием, $\varepsilon(x) \simeq wx$. Более того, с уменьшением w все большее число протонов оказывается вовлеченным в процесс ускорения, но при этом скорость набора энергии протонами падает в w/w_0 раз. Учитывая реальную конечную длину ускорения l_0 , последнее приводит к меньшей энергии, до которой можно ускорить протоны. Спектр протонов для различных темпов ускорения электрического импульса приведен на рис. 2. Высокоэнергетичная часть спектра отвечает протонам, синхронизованным с лазерным импульсом. Она четко отделена от низкоэнергетичной части вследствие ярко выраженной сепарации

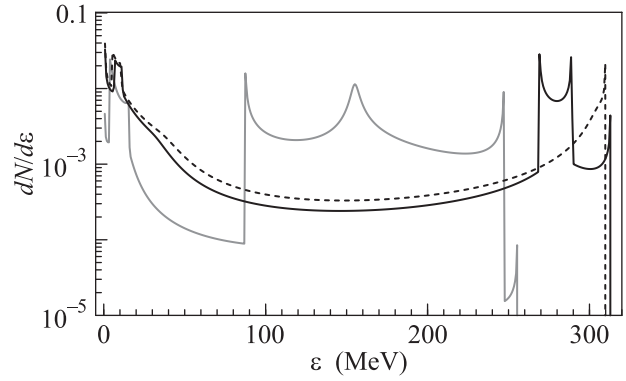


Рис. 2. Спектры протонов при движении импульса ($a_0 = 100$) с различным ускорением по достижении длины $l_0 = 10\sigma$. Сплошная и пунктирная кривые отвечают $w = 0.9w_0$ и $w = w_0$, соответственно, а серая – $w = 0.5w_0$

захваченных и не захваченных протонов (см. рис. 1). Протоны, находившиеся вблизи поверхности, не успевают набрать энергию, чтобы догнать максимум электрического поля, который в начальный момент времени расположен на расстоянии x_{E0} от границы мишени. С другой стороны, протоны, находящиеся в начальный момент времени достаточно глубоко в мишени, не успевают набрать скорость ускоряющегося импульса, т.к. он слишком быстро пролетает вблизи их начального положения. Действительно, условие отражения протонов от пондеромоторного потенциала определяется малостью его кинетической энергии в системе покоя импульса по сравнению с высотой потенциального барьера. Таким образом, существует конечная начальная область захваченных протонов, определяемая темпом ускорения лазерного импульса, $\Delta x_0 \sim \sigma(w_0/w)$. Спектральная ширина высокоэнергетичных частиц связана с многократным отражением протонов от ускоряющегося потенциала [16] и также определяется темпом ускорения лазерного импульса $\Delta\varepsilon \sim w_0/w$.

Из рис. 1 хорошо видно, что ускоряются протоны, находящиеся в начальный момент времени вблизи максимума ускоряющего пондеромоторного поля, положение которого определяется уравнением (6) и для $a_0 \gg 1$, $x_{E0} = \sigma/\sqrt{2}$. Таким образом, для эффективного ускорения протонов не обязательно иметь водород во всем объеме мишени, а достаточно – в приповерхностном слое с толщиной порядка σ . Как отмечалось выше, это может реализоваться при естественном загрязнении поверхности мишени гидрокарбонатами. Рисунком 3 мы иллюстрируем это линейно спадающими от границы мишени профилями протонной плотности с одинаковой плотностью на

поверхности и разной глубиной проникновения примеси (сплошные и пунктирные кривые). Для сравнения представлен случай, отвечающий в два раза меньшей плотности протонов на поверхности, но тому же самому полному числу частиц примеси (серые кривые). Так, если протоны занимают только область толщиной 0.5σ , вовлечение протонов в процесс ускорения оказывается не таким эффективным, как в случае распределения того же числа протонов по более широкому слою, толщиной $\gtrsim \sigma$. Дальнейшее увеличение толщины слоя протонов ($> 2\sigma$) не приводит к увеличению энергии и числа энергетичных частиц. Таким образом, протоны будут наиболее эффективно ускоряться, если водород внедрен в мишень на глубину от 0.5σ до 1.5σ от поверхности мишени. Увеличение концентрации водорода внутри этого слоя приводит к увеличению числа наиболее энергетичных протонов (ср. пунктирные и серые кривые на рис. 3). Таким образом, учитывая достаточно малую

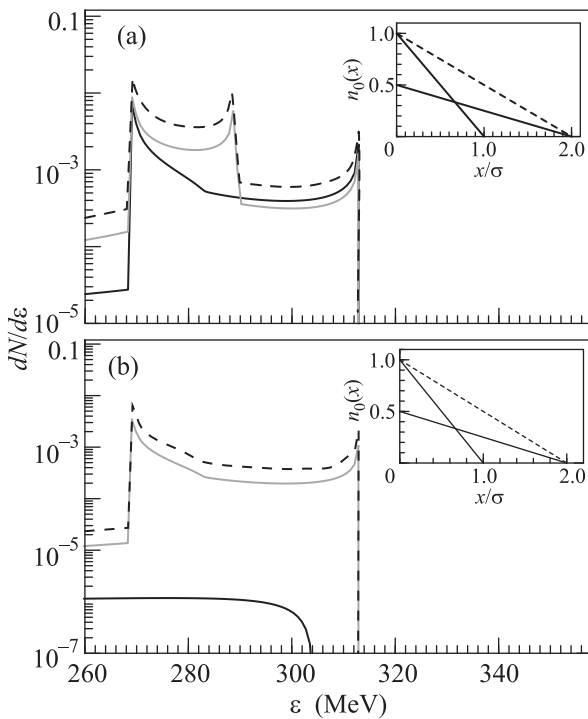


Рис. 3. Спектр наиболее энергетичных протонов, ускоренных на длине $l_0 = 10\sigma$ движущимся пондеромоторным потенциалом с $w = 0.9w_0$, отвечающим $a_0 = 100$ в случае неоднородно распределенной примеси протонов, приведенной на вставках

характерную величину $\sigma \sim 1$ мк, для эффективного ускорения протонов в режиме СУМС можно предложить использовать более простые в производстве мишени, содержащие примеси водорода в приповерхностном слое толщиной до 1–2 мк.

Как отмечалось выше, чтобы эффективно ускорять изначально покоящиеся частицы, лазерный импульс должен входить в плазму с плотностью на фронтальной стороне мишени порядка релятивистской критической, n_c ($n_c = \sqrt{1 + a_0^2/2} n_{c0}$, $n_{c0} = m\omega^2/4\pi e^2$). При этом максимум лазерного импульса должен двигаться в плазме с возрастающей групповой скоростью, v_g . Реализация такого ускоренного движения лазерного импульса по плазме возможна различными способами. Например, в работе [16] ускорение импульса происходило за счет релятивистской самофокусировки и нелинейного перераспределения плотности электронов плазмы на его переднем фронте, что само по себе является слабо регулируемым процессом и ограничивает режим СУМС некоторым диапазоном параметров лазера из-за отсутствия возможности использовать дополнительные управляющие параметры. В этой связи можно было бы предложить использовать малоплотные мишени с градиентом плотности. Действительно, распространение релятивистски сильного электромагнитного (лазерного) импульса в плазме происходит с групповой скоростью $v_g \simeq c\sqrt{1 - n_e/n_c}$, что позволяет его ускорять при спадающей в направлении распространения плотности электронов. Для ускоренного движения лазерного импульса по закону (8) профиль плотности плазмы должен иметь вид:

$$n_e(x) = \frac{n_c}{(1 + wx)^2}. \quad (9)$$

Использование малоплотных градиентных мишеней предоставляет дополнительный свободный параметр – характерный масштаб неоднородности плотности плазмы, $\Delta = 1/w$, которым можно влиять на эффективность СУМС. Для эффективного ускорения протонов темп роста скорости импульса должен быть порядка оптимального значения $w \lesssim w_0$, т.е. значение градиента плотности должно быть достаточно мало $\Delta \lesssim 0.0009\sigma/a_0$. Ясно, что такие рассуждения не учитывают многие нелинейные эффекты распространения лазерного импульса и идея использования градиентных мишеней для СУМС должна пройти апробацию в многомерном численном моделировании. Отметим также, что установленный степенной закон падения плотности плазмы (9), обеспечивающий синхронизацию групповой скорости лазерного импульса и ускоряемых ионов, отличается от предложенного ранее экспоненциального [13].

В заключение подчеркнем, что выше была предложена модель СУМС для практически доступных малоплотных мишеней нового поколения на осно-

ве углеродных нанотрубок с примесью водорода. Найден режим идеальной синхронизации ускоряемых протонов и распространяющегося лазерного импульса. Рассмотрено ускорение протонов в условиях неидеальной синхронизации с импульсом. Обсуждается возможность СУМС с использованием градиентных малоплотных мишеней. Показано, что наиболее эффективной генерации высокоэнергетичных протонов короткими лазерными импульсами релятивистской интенсивности в режиме СУМС можно ожидать из мишеней с наибольшей концентрацией водорода в приповерхностном слое толщиной порядка микрона.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ # 14-12-00194.

1. В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, С. В. Толоконников, *ЖЭТФ* **115**, 2080 (1999).
2. M. Borghesi, D. H. Campbell, A. Schiavi, M. G. Haines, O. Willi, A. J. MacKinnon, P. Patel, L. A. Gizzi, M. Galimberti, R. J. Clarke, F. Pegoraro, H. Ruhl, and S. Bulanov, *Phys. Plasmas* **9**, 2214 (2002).
3. B. A. Remington, R. P. Drake, H. Takabe, and D. Arnett, *Phys. Plasmas* **7**, 1641 (2000).
4. P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Foord, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P. T. Springer, and R. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 125004 (2003).
5. В. Ю. Быченков, В. Розмус, А. Максимчук, Д. Умштадтер, К. И. Капчак, *Физика плазмы* **27**, 1076 (2001).
6. С. В. Буланов, В. С. Хрошков, *Физика плазмы* **28**, 493 (2002).
7. В. И. Векслер, *Атомная энергия* **2**, 427 (1957).
8. А. А. Плюто, *ЖЭТФ* **39**, 1589 (1960).
9. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely, *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
10. А. Е. Дубинов, И. Ю. Корнилова, В. Д. Селемир, *УФН* **172**, 1225 (2002).
11. C. N. Boyer, W. W. Destler, and H. Kim, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-24**, 1626 (1977).
12. F. Peano, J. Vieira, L. O. Silva, R. Mulas, and G. Coppa, *New J. Phys.* **10**, 033028 (2008).
13. M. Murakami, Y. Hishikawa, S. Miyajima, Y. Okazaki, K. L. Sutherland, M. Abe, S. V. Bulanov, H. Daido, T. Z. Esirkepov, J. Koga, M. Yamagiwa, and T. Tajima, *AIP Conf. Proc.* **1024**, 275 (2008).
14. T. Tajima, *Eur. Phys. J. D* **55**, 519 (2009).
15. A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina, and F. Cornolti, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 165003 (2005).
16. A. V. Brantov, E. A. Govras, V. F. Kovalev, and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 085004 (2016).
17. J. H. Bin, W. J. Ma, H. Y. Wang et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **115**, 064801 (2015).
18. P. V. Fedotov, A. A. Tonkikh, E. A. Obraztsova, A. G. Nasibulin, E. I. Kauppinen, A. L. Chuvilin, and E. D. Obraztsova, *Phys. Status Solidi B* **251**, 2466 (2014).
19. E. D. Obraztsova, V. Y. Yurov, V. M. Shevluga, R. E. Baranovsky, V. A. Nalimova, V. L. Kuznetsov, and V. I. Zaikovskii, *Nanostruct. Mater.* **11** 295 (1999).
20. S. M. Weng, M. Murakami, P. Mulser, and Z. M. Sheng, *New J. Phys.* **14** 063026 (2012).
21. H. Y. Wang, X. Q. Yan, and M. Zepf, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18**, 021302 (2015).
22. B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and E. Esarey, *Phys. Plasmas* **16**, 056704 (2009).
23. H. Y. Wang, C. Lin, Z. M. Sheng, B. Liu, S. Zhao, Z. Y. Guo, Y. R. Lu, X. T. He, J. E. Chen, and X. Q. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 265002 (2011).
24. A. I. Chernov, P. V. Fedotov, A. V. Talyzin, I. Suarez Lopez, I. V. Anoshkin, A. G. Nasibulin, E. I. Kauppinen, and E. D. Obraztsova, *ACS Nano* **7**, 6346 (2013).
25. A. A. Tonkikh, D. V. Rubkovskiy, A. S. Orekhov, A. I. Chernov, A. A. Khomich, C. P. Ewels, E. I. Kauppinen, S. B. Rochal, A. L. Chuvilin, and E. D. Obraztsova, *Carbon* **109**, 87 (2016).