

# Эффективная генерация релятивистских электронов при воздействии на мишень последовательностью из двух фемтосекундных лазерных импульсов с наносекундной задержкой

В. В. Большаков<sup>+1)</sup>, А. А. Воробьев<sup>+\*</sup>, А. Б. Савельев<sup>+∇</sup>, Р. В. Волков<sup>+∇</sup>, Н. В. Еремин<sup>□</sup>, А. А. Пасхалов<sup>□</sup>

<sup>+</sup>Международный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>∇</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>□</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 июля 2008 г.

Экспериментально показано, что при воздействии на плотную мишень парой фемтосекундных импульсов (задержка между импульсами 13 нс), формирующих излучение с контрастом по энергии 100-500 и интенсивностью порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, происходит существенное возрастание средней энергии ускоренных электронов по сравнению со случаем высокого  $\sim 10^6$  контраста.

PACS: 52.38.Kd

1. Одной из новых активно развивающихся областей современной лазерной физики является релятивистская оптика, то есть исследование особенностей взаимодействия электромагнитного поля с веществом в условиях, когда осцилляторная скорость свободных электронов близка к скорости света, а энергия таких электронов сравнима либо превышает их энергию покоя [1]. Релятивистскому режиму взаимодействия соответствует ситуация, при которой произведение интенсивности излучения на квадрат длины волны сравнимо либо превышает величину  $I_R = 1.38 \cdot 10^{18}$  Вт·см<sup>-2</sup>·мкм<sup>2</sup>. Данный режим взаимодействия обычно реализуется за счет острой фокусировки на мишень сверхкороткого лазерного импульса, пиковая мощность которого превышает 1 ТВт.

Характеристикой, во многом определяющей особенности взаимодействия излучения с релятивистской интенсивностью с плотными мишенями, является так называемый контраст излучения, то есть отношение энергии (или интенсивности) основного импульса к энергии (или интенсивности) опережающего этот основной импульс излучения. Временная структура этого излучения, называемого также “предымпальсом”, довольно сложна [1]. В частности, в этой структуре может присутствовать ряд импульсов, опережающих основной импульс на время, кратное 10–15 нс (обратная частота следования импульсов

в задающем фемтосекундном генераторе). Наличие предымпальса приводит к образованию расширяющейся навстречу лазерному пучку плазмы, то есть взаимодействию основного лазерного импульса с протяженной плазмой докритической плотности.

Целый ряд работ посвящен улучшению контраста фемтосекундного лазерного излучения. Наилучший контраст по интенсивности, достигнутый в настоящее время, составляет  $10^{11}$  при пиковой мощности излучения 50 ТВт [2]. Опубликованы также работы, в которых в нерелятивистском режиме взаимодействия продемонстрирована возможность управления параметрами формирующейся плазмы за счет изменения характеристик контраста лазерного излучения. Так в работе [3] изучалось взаимодействие с конденсированной мишенью пары импульсов, разделенных во времени на 0–3 нс и имеющих отношение амплитуд 10–100. Было показано, что путем варьирования задержки второго импульса относительно первого, а также управлением отношением амплитуд импульсов возможно увеличение выхода линейчатого рентгеновского излучения более чем в десять раз. В работе [4] проводилось экспериментальное сравнение воздействия лазерного излучения с интенсивностью  $4 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на твердотельную мишень кремния в присутствии предымпальса и без него. Задержка основного импульса от предымпальса составляла от 1 до 25 пс, а их отношение по интенсивности равнялось 100. Было показано, что при наличии предым-

<sup>1)</sup>e-mail: vikvik@fromru.com

пульса средняя энергия горячих электронов возрастает на порядок, а оптимальная задержка составляет 6 пс.

В настоящей работе нами экспериментально показано, что при воздействии на плотную мишень парой фемтосекундных импульсов (задержка между импульсами 13 нс), формирующих излучение с контрастом 100–500 и интенсивностью порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, происходит существенное возрастание средней энергии ускоряемых электронов по сравнению со случаем высокого  $\sim 10^6$  контраста.

2. Эксперименты проводились с использованием излучения фемтосекундной лазерной системы на сапфире с титаном Центра коллективного пользования МЛЦ МГУ со следующими параметрами [5]: энергия в импульсе 20 мДж, центральная длина волны 800 нм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульсов  $55 \pm 5$  фс, параметр качества  $M^2 = 1.7$ . Контраст излучения на пикосекундном масштабе был не хуже  $2 \cdot 10^5$ . Наносекундный контраст излучения в стандартном режиме работы превышал  $4 \cdot 10^6$ . Этот показатель мог быть снижен до 500 за счет выключения ячейки Поккельса, установленной между регенеративным и многопроходным усилителями лазерной установки, и дополнительно уменьшен до  $\sim 100$  за счет разъюстировки ячейки Поккельса регенеративного усилителя. При этом во временной структуре излучения появлялся дополнительный предимпульс с длительностью менее 100 фс, опережавший основной импульс на 13 нс, относительная амплитуда этого предимпульса и определяла контраст. При разъюстированной ячейке Поккельса регенеративного усилителя и включенной второй ячейке Поккельса контраст составлял  $5 \cdot 10^4$ .

Мишень в виде плоской толстой пластины вольфрама, а также вся оптическая схема фокусировки находились в вакуумной камере с остаточным давлением  $10^{-2}$  торр. Эта вакуумная камера соединялась с вакуумным компрессором. Лазерное излучение фокусировалось на мишень с помощью внеосевого параболического зеркала с  $F/D \sim 5$  в пятно диаметром 3.5 мкм, содержащее 55% энергии этого излучения.

В экспериментах проводилась регистрация жесткого рентгеновского излучения формирующейся под воздействием лазерного импульса плазмы. Регистрация рентгеновского излучения проводилась при помощи детектора ФЭУ с сцинтиллятором NaI(Tl) толщиной 32 мм, набора свинцовых диафрагм и фильтров различного диаметра и толщины. Одноквантовый режим регистрации фотонов при помощи ФЭУ достигался варьированием расстояния от детектора до источника, а также использованием различных

комбинаций диафрагм и фильтров. Средняя вероятность регистрации одиночного рентгеновского кванта за один лазерный импульс равнялась 0.1. Распределение рентгеновских квантов строилось примерно по 5000–10000 лазерных импульсов.

3. Типичный спектр рентгеновского излучения, полученный по 7000 лазерных импульсов при наивысшем контрасте лазерного излучения и энергии в импульсе 15 мДж, представлен на рис. 1а. Хорошо за-

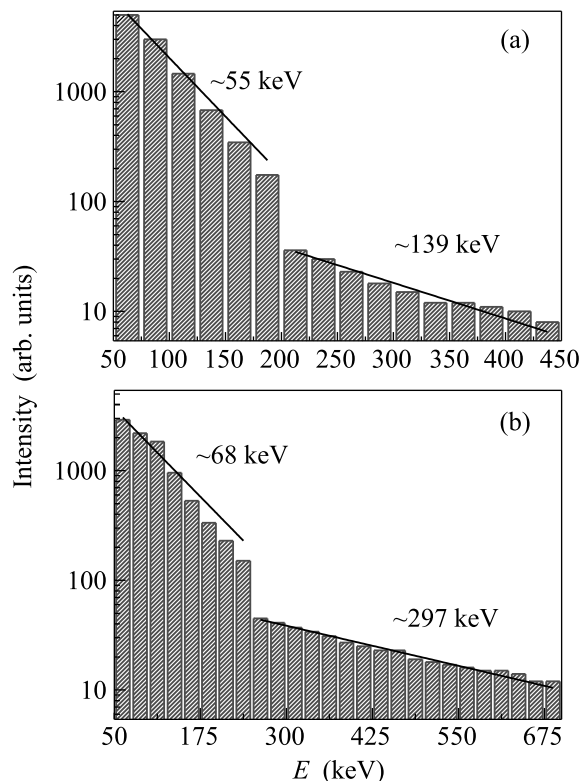


Рис. 1. Типичный спектр рентгеновского излучения при энергии в импульсе 15 мДж и контрасте лазерного излучения  $4 \cdot 10^6$  (а) и 100 (б)

метно, что спектр состоит из двух компонентов с разной средней энергией (наклоном). Оценка средней энергии в диапазоне энергий рентгеновских квантов до 200 кэВ дает оценку  $T_1 \sim 55 \pm 7$  кэВ, а в диапазоне энергий квантов свыше 200 кэВ –  $T_2 \sim 139 \pm 12$  кэВ. Таким образом в наших условиях формируется по крайней мере две компоненты в распределении электронов по скоростям (не считая тепловой электронной компоненты). Появление электронов, имеющих меньшую среднюю энергию, может быть связано с резонансным поглощением в области критической плотности. Так, согласно [6, 7], в наших условиях средняя энергия горячих электронов, возникающих при резонансном поглощении, имею-

ших энергии до 100–200 кэВ, может быть оценена  $T_1 \sim 30(I_{17}\lambda^2)^{0.33}T_c^{0.33}$  кэВ (здесь  $T_c$  – температура тепловых электронов плазмы,  $T_c \sim 0.3–0.5$  кэВ, интенсивность нормирована на  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны в микронах) и составляет  $\sim 45–55$  кэВ при  $I \sim 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Электронная компонента, имеющая большую среднюю энергию, может быть связана, опять же, с резонансным поглощением [8], с пондеромоторным ускорением электронов [7] либо с так называемым нагревом  $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$  [9, 10]. К обсуждению возможного механизма генерации таких электронов вернемся позднее.

При ухудшении контраста до 100 спектр рентгеновского излучения существенно менялся (рис.1b, энергия в импульсе 15 мДж). В частности, были зарегистрированы рентгеновские кванты с энергией до 2 МэВ – максимальной энергией, регистрируемой нашим детектором. Средняя энергия электронов, более энергетичных в этом режиме взаимодействия, возросла до  $T_2 \sim 300 \pm 20$  кэВ. Наблюдалось также увеличение средней энергии  $T_1$  до  $68 \pm 7$  кэВ.

Зависимость средней энергии  $T_2$  от контраста лазерного излучения представлена на рис.2. При ухуд-

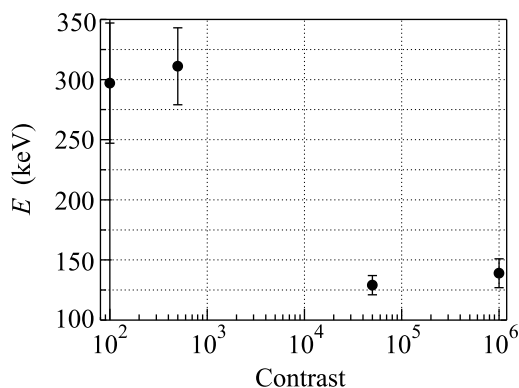


Рис.2. Зависимость средней энергии электронов от контраста лазерного излучения

шении контраста от  $4 \cdot 10^6$  до  $5 \cdot 10^4$  средняя энергия электронов  $T_2$  немного уменьшается до  $129 \pm 8$  кэВ. Дальнейшее ухудшение контраста до 500 вызывает резкое увеличение  $T_2$  до 300 кэВ, а изменение контраста в диапазоне 100–500 не приводит к заметным изменениям данной величины.

Измерение зависимости средней энергии электронов  $T_2$  от интенсивности лазерного излучения проводилось нами путем изменения энергии лазерного импульса с помощью поляризационного ослабителя, установленного между многопроходным усилителем и компрессором. Результаты измерений представлены на рис.3 для контрастов 100 и  $4 \cdot 10^6$ . При макси-

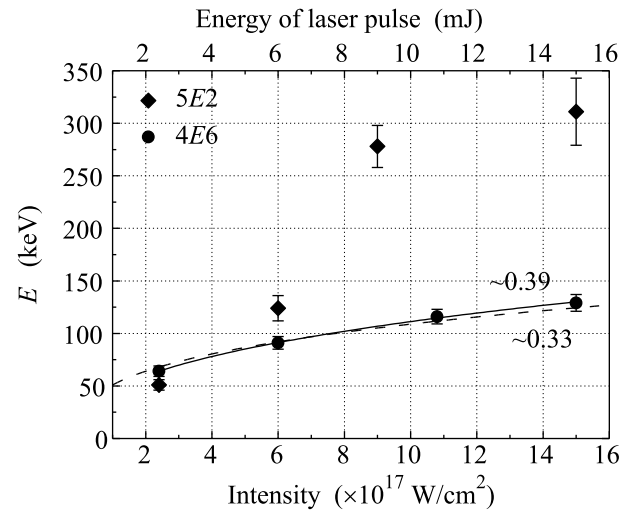


Рис.3. Зависимость средней энергии электронов от интенсивности лазерного излучения

мальном контрасте лазерного излучения свыше  $10^6$  аппроксимация полученной зависимости степенной функцией дает

$$T_2 \sim (73 \pm 2)(I_{17}\lambda^2)^{0.39 \pm 0.02} \text{ кэВ.}$$

Полученная аппроксимация не соответствует соотношениям между средней энергией горячих электронов и произведением интенсивности на квадрат длины волны, полученным для резонансного поглощения ( $T_2 \propto (I\lambda^2)^{0.33}$ ) и для пондеромоторного ускорения ( $T_2 \propto [(1 + I\lambda^2/I_R)^{0.5} - 1]$ ). В то же время полученная при максимальной интенсивности излучения оценка  $T_2 \sim 139 \pm 12$  кэВ разумно соответствует расчету, исходя из величины пондеромоторного потенциала при интенсивности  $1.4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Отличие полученной нами аппроксимации от известных ранее отчасти может быть связано с тем, что при фиксированном контрасте лазерного излучения с увеличением энергии излучения увеличивается и интенсивность предимпульса.

В силу малого отличия полученной выше оценки на показатель степени (0.39) от величины 0.33, характерной для резонансного поглощения, нами также была выполнена аппроксимация полученных данных зависимостью вида  $T_2 = A(I_{17}\lambda^2)^{0.33}$  кэВ. Эта зависимость представлена на рис.3 в виде штриховой линии и неплохо соответствует экспериментальным данным. В этом случае коэффициент  $A$  оказался равным  $59 \pm 3$ . Это значение заметно ниже, чем часто используемое  $A = 100$ , полученное в [8] для случая взаимодействия субпикосекундного лазерного импульса с плотными мишенями, исходя из данных по регистрации рентгеновских квантов больших

энергий. Такое различие в коэффициенте  $A$  может быть связано с рядом дополнительных факторов, влияющих на формирование горячих электронов. Во-первых, в  $A$  входит температура тепловых электронов (также в степени  $1/3$ ), которая в случае субпикосекундных лазерных импульсов может быть существенно больше, чем в случае импульсов длительностью порядка 50 фс. Во-вторых, пиковая мощность излучения в экспериментах с использованием субпикосекундных импульсов значительно выше, чем в нашем случае, что может приводить к релятивистской самофокусировке излучения и другим эффектам (см. следующий раздел работы).

При ухудшении контраста до 100 характер зависимости существенно меняется. Так, при малой интенсивности порядка  $2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> средняя энергия электронов слабо зависит от величины контраста и составляет  $\sim 50$  кэВ. Увеличение интенсивности при низком контрасте лазерного излучения приводит к быстрому росту средней энергии электронов, которая достигает 270 кэВ уже при интенсивности в  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. При дальнейшем росте интенсивности лазерного излучения скорость роста средней энергии с интенсивностью существенно уменьшается и при  $I \sim 1.6 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> эта энергия равна  $\sim 300$  кэВ.

4. Таким образом, при наличии во временной структуре излучения предимпульса с опережением 13 нс и относительной амплитудой порядка  $2 \cdot 10^{-5}$  и менее средняя энергия горячих электронов может быть оценена по известным формулам для пондеромоторного потенциала. Безусловно, в данном режиме взаимодействия важную роль играет наличие предимпульсов с пикосекундным опережением и контрастом того же порядка. Так, при максимальной энергии импульса, используемой в наших экспериментах (интенсивность свыше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), интенсивность предимпульсов была  $10^{11} - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, а при минимальной энергии – на порядок меньше. Тем не менее, такой интенсивности вполне достаточно для создания на поверхности мишени плазмы и формирования за счет ее разлета облака плазмы с характерным масштабом градиента электронной плотности  $\sim 100$  мкм в случае наносекундного предимпульса и  $\sim 1$  мкм в пикосекундном случае. Слабое различие в результатах, полученных при контрастах  $4 \cdot 10^6$  и  $5 \cdot 10^4$ , указывает на определяющую роль в этом режиме именно предимпульсов, имеющих пикосекундное опережение. Логично предположить, что в наших экспериментах основным механизмом, ответственным за формирование горячих электронов при высоком наносекундном контрасте излучения, является резонансное поглощение.

Наличие во временной структуре излучения предимпульса, имеющего наносекундную задержку и существенную амплитуду (0.002–0.01 от амплитуды основного импульса), коренным образом меняет характер зависимости средней энергии электронов от интенсивности в релятивистском режиме взаимодействия, что указывает на проявление альтернативных механизмов ускорения электронов, связанных в первую очередь с наличием протяженной области докритической плазмы. К таковым можно отнести вынужденное комбинационное рассеяние и трехплазмонную неустойчивость [11], релятивистскую самофокусировку [12] и возбуждение продольных волн электронной плотности (лазерно-плазменное ускорение электронов) [13]. Обсудим вкратце возможный вклад каждого из этих эффектов.

Вынужденное комбинационное рассеяние и трехплазменная неустойчивость носят пороговый по интенсивности характер и наиболее сильно проявляются в области плазмы с концентрацией электронов  $n_e \sim n_c/4$  ( $n_c$  – критическая плотность плазмы). Порог по интенсивности первого процесса, как правило, немного выше, чем второго [14], и ниже, чем используемые в нашей работе интенсивности [11]. Оба эти процесса приводят к появлению в спектре отраженного от плазмы излучения компоненты с частотой  $3/2\omega_0$ . При воздействии на мишень излучения фемтосекундной длительности это излучение наблюдалось в ряде работ [11, 15], в том числе при использовании излучения с временной структурой, подобной структуре излучения в наших экспериментах (предимпульс, опережающий основной импульс на 12.5 нс и имеющий в 500 раз меньшую амплитуду), но при длительности основного лазерного импульса более 100 фс [11]. Однако в наших экспериментах излучения в области длин волн вблизи 530 нм не наблюдалось. В частности, это может быть связано с сильной зависимостью инкремента нарастания соответствующей неустойчивости от длительности лазерного импульса [11]: соотношение амплитуд волн на частоте  $3/2\omega_0$  при длительностях лазерного импульса в 150 и 50 фс в ненасыщенном режиме усиления неустойчивости составляет более 20 порядков.

Релятивистская самофокусировка лазерного излучения в плазме с докритической плотностью происходит при условии, что мощность излучения  $P_1$  превышает критическую мощность самофокусировки  $P_{cr}$  [12]:

$$P_{cr} = 17 \frac{n_c}{n_e} \text{ ГВт.}$$

Максимальная пиковая мощность излучения в нашем эксперименте составляет  $3 \cdot 10^{11}$  Вт и существенно превышает критическую. В случае большой амплитуды предимпульса пространственный масштаб градиента плазмы  $L \sim 100\text{--}200$  мкм [11] оказывается сравнимым с длиной перетяжки лазерного пучка (около 100 мкм). Диаметр лазерного пучка, формирующегося при релятивистской самофокусировке  $d_{sf}$ , определяется плотностью плазмы  $n_e$  [16]:

$$d_{sf} = \frac{2\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{n_c}{n_e}}.$$

Оценки показывают, что на расстоянии в  $\sim 10L$  от мишени диаметр сфокусированного пучка  $d$  становится  $\sim d_{sf}$ . По мере приближения к мишени и, соответственно, увеличения плотности плазмы диаметр пучка за счет релятивистской самофокусировки может уменьшаться и стремиться к текущему значению  $d_{sf}(n_e)$  [16]. Минимума в 0.5 мкм величина  $d_{sf}$  достигает при  $n_e \sim n_c$ , а интенсивность в этих условиях может возрасти до  $9 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. В случае высокого наносекундного контраста масштаб  $L$  определялся пикосекундным контрастом и составлял 0.1–1 мкм. Очевидно, что в этом случае релятивистская самофокусировка не успевает развиваться и уменьшения диаметра пучка не происходит.

Отметим, что при использовании импульсов большей пиковой мощности влияние релятивистской самофокусировки может проявиться при меньших, чем в наших экспериментах, интенсивностях. Так, в работе [17] расчетная интенсивность на мишени составляла всего  $4 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса 60 фс, в то время как распределение электронов по энергиям состояло из двух компонент со средними энергиями в 153 и 515 кэВ. Пиковая мощность излучения в данном эксперименте почти на порядок превышала пиковую мощность нашего излучения. Использование излучения со столь высокой пиковой мощностью вполне могло привести к существенному увеличению интенсивности в фокусном пятне по сравнению с расчетной за счет релятивистской самофокусировки, несмотря на относительно высокий наносекундный контраст в  $10^6$  и, соответственно, относительно малый масштаб  $L$ .

Лазерно-плазменное ускорение электронов обычно реализуется при значительно больших, чем в нашем эксперименте, энергиях лазерного излучения и интенсивностях в  $10^{18}\text{--}10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> [13]. В первую очередь большая энергия в импульсе необходима для обеспечения больших длин ускорения электронов. В

то же время ускоряющее поле  $E_{\max}$  зависит именно от интенсивности лазерного излучения [13]:

$$E_{\max} \approx 0.4E_0 a_0^2,$$

где максимальное поле  $E_0$  (В/см) =  $0.96 (n_e \text{ в см}^{-3})$ , а безразмерный вектор-потенциал поля есть  $a_0 = 0.86(I_{18}\lambda^2)^{0.5}$ . Максимальная энергия, которую может набрать электрон на половине длины перетяжки, в наших условиях составляет 2.4 МэВ при энергии лазерного излучения в 15 мДж и линейно уменьшается с уменьшением энергии импульса.

Таким образом, наблюдаемое в наших экспериментах существенное увеличение средней (и максимальной) энергии электронов может быть связано как с релятивистской самофокусировкой излучения, так и с лазерно-плазменным ускорением электронов. Следует отметить, что влияние релятивистской самофокусировки на ускорение ионов в плазме недавно наблюдалось в работе [18] и, по-видимому, играло существенную роль во многих ранее выполненных экспериментах по взаимодействию субпикосекундного и фемтосекундного излучений с интенсивностью свыше  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> с разлетающейся плазмой. Для последовательного объяснения наблюдаемого эффекта, безусловно, необходимо численное моделирование взаимодействия релятивистского лазерного излучения с плазмой, имеющей протяженный пространственный градиент электронной плотности.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02000724а.

1. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
2. V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed et al., *Opt. Lett.* **31**, 1456 (2006).
3. A. A. Andreev, J. Limpouch, A. B. Iskakov et al., *Phys. Rev. E* **65**, 026403 (2002).
4. S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre et al., *Phys. Rev. E* **56**, 7179 (1997).
5. В. В. Большаков, А. А. Воробьев, Р. В. Волков и др., *Прикладная физика*, 1'09, принято в печать (2009).
6. A. Zhidkov, A. Sasaki, T. Utsumi et al., *Phys. Rev. E* **62**, 7232 (2000).
7. P. Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
8. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor et al., *Phys. Plasmas* **4**, 447 (1997).
9. W. L. Kruer and K. Estabrook, *Phys. Fluids* **28**, 430 (1985).
10. H.-bo Caia, W. Yu, S.-ping Zhu, and C.-yang Zheng, *Phys. Plasmas* **13**, 113105 (2006).

11. L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer et al., *Phys. of Plasma* **9**, 3197 (2002).
12. A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryaev et al., *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992).
13. Victor Malka, A. Lifschitz, J. Faure et al., *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and beams* **9**, 091301 (2006).
14. A. Baldis and C. J. Walsh, *Phys. Fluids* **26**, 1364 (1983).
15. A. Tarasevitch, C. Dietrich, C. Blome et al., *Phys. Rev. E* **68**, 026410 (2003).
16. J. Davis, A. B. Borisov, and C. K. Rhodes, *Phys. Rev. E* **70**, 066406 (2004).
17. D. F. Cai, Y. Q. Gu, and Z. J. Zheng, *Phys. Rev. E* **70**, 066410 (2004).
18. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикюз и др., *Письма ЖЭТФ* **84**, 369 (2006).