

УДК 533.95

ОПТИМИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНО-ИНИЦИИРУЕМОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ МИКРОКАПЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Д. А. Гожев¹, С. Г. Бочкарев^{1,2}, А. В. Брантов^{1,2}, В. Ю. Быченков^{1,2}

С помощью трехмерного численного моделирования исследовано взаимодействие ультракороткого лазерного импульса умеренно релятивистской интенсивности ($\gtrsim 10^{18}$ Вт/см²) с кластерной плазмой из сферических капель тяжелой воды субмикронного размера. Проведены оптимизационные расчеты по нахождению параметров облучаемой среды, обеспечивающие её наилучший нагрев таким лазерным импульсом и максимальный выход быстрых дейтронов, инициирующих DD реакции в микрокапельной плазме. Даны оценки выхода термоядерных нейтронов. Показано, что в силу практически доступного режима достаточно высокой (10 Гц) повторяемости фс лазерных импульсов умеренной энергии (~ 1 Дж), выход DD нейтронов может достигать уровня $\sim 10^7$ нейтр./(с·ср).

Ключевые слова: лазерное ускорение дейтронов в плазме, лазерно-иницированная генерация нейтронов, релятивистски интенсивный лазерный импульс, микроструктурированные мишени, микрокапельная среда.

К настоящему времени показано, что плотная микроструктурированная среда, облучаемая мощным лазерным излучением, является уникальным источником заряженных частиц (электронов и ионов), а также нейтронов и вторичного электромагнитного излучения [1–10]. Микроструктурированные мишени поглощают лазерное излучение более эффективно, чем сплошные твердотельные мишени, например, фольги из-за конечного малого размера микроструктур, как правило, меньше или порядка длины волны пада-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gozhevda@lebedev.ru.

² Центр фундаментальных и прикладных исследований, ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Росатом, 127055 Россия, Москва.

ющего излучения. Одним из примеров таких мишеней, используемых в экспериментах и в теоретических моделях, являются среды, состоящие из сферических кластеров и капель, включая CO_2 -кластеры [4, 5], микрокластеры из тяжелых атомов, например, аргона, ксенона [11], сверхмелкодисперсные пылевые среды (например, из золотых пылинок) [12], микрокапли тяжелой воды [13] и др. Для целенаправленного проведения экспериментов необходимо полное понимание того, какие характеристики мишени, и, в частности, размеры микроструктур, могут обеспечить наиболее эффективное взаимодействие с лазерным импульсом, что еще недостаточно изучено. В этой статье, являющейся продолжением работы [12], где оптимизирован лазерный нагрев электронов из микрокластерой мишени, сделан шаг в рамках решения фундаментальной проблемы создания оптимального источника высокоэнергетических ионов, который при заданной мощности лазерного импульса мог бы обеспечить максимальный выход ярких коротких импульсов нейтронов (с длительностью несколько сот пс) за счет ядерных реакций, инициируемых потоками лазерно-ускоренных дейтронов. Получение таких импульсов представляет интерес для изучения и диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, плотной плазмы и для исследования вещества в экстремальном состоянии (“warm dense matter”).

В работе проведено трехмерное моделирование взаимодействия ультракороткого (30 фс) лазерного импульса субрелятивистской интенсивности ($I \approx 2 \times 10^{18}$ Вт/см²) с микрокапельной средой с помощью метода “частица-в-ячейке”, которое было выполнено с помощью высокопроизводительного электромагнитного кода MANDOR [14]. При полной энергии лазерного импульса $W \approx 1$ Дж диаметр фокального пятна составляет $D_0 \approx 46$ мкм, и внутри фокального пятна в области перетяжки оказывается значительное число микрокапель. Для проведения полномасштабного трехмерного моделирования распространения такого широкого в поперечном направлении лазерного импульса в рассматриваемой среде с приемлемым пространственным разрешением общедоступных численных ресурсов практически не имеется. По этой причине расчеты проводились в небольшой области, полностью заполняемой лазерным полем и моделирующей малую часть внутри фокального объема. Использовались периодические граничные условия для полей и частиц в поперечном направлении, поглощающие граничные условия для частиц и условия впуска-выпуска для полей в продольном направлении. Продольный размер области моделирования в расчетах составлял $X = 12\lambda$. Поперечные размеры выбирались кратными среднему расстоянию между центрами микрокапель (s) с условием, чтобы в расчетную область помещалось по крайней мере несколько микрокапель,

и варьировались в пределах $5.4\lambda \leq Y = Z \leq 9.6\lambda$. Линейно-поляризованный лазерный импульс, который задается в плосковолновом приближении, распространяется в положительном направлении оси x и поляризован вдоль оси y . На левой границе расчетной области лазерная волна задается в виде $E_y = E_L g(t)$, где E_L и $g(t) = \exp(-(t-t_{\text{off}})^2/\tau_*^2)$ – амплитуда и огибающая лазерной волны, $\tau_* = \tau_L/\sqrt{2\ln(2)}$, при этом заметим, что $c\tau_L < X$. Максимум лазерного импульса входит в расчетную область через $t_{\text{off}} = 90$ фс после начала расчета. В качестве мишени нами используются сферические микрокапли тяжелой воды D_2O с электронной плотностью $n_e \approx 200n_c$, случайно расположенные в расчетной области с заданным средним расстоянием между центрами капель. Здесь $n_c = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$, m_e , e – критическая плотность, масса и заряд электрона, ω – частота лазера, c – скорость света, $a = 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I[\text{Вт}/\text{см}^2]\lambda^2[\text{мкм}]} \approx 1.2$ – безразмерная амплитуда лазерного поля (принято, что $\lambda = 1$ мкм). В наших расчетах изменялись диаметр капель ($d = 0.05\lambda \div 0.4\lambda$) и среднее расстояние между ними ($s = 0.6\lambda \div 4.8\lambda$) таким образом, чтобы средняя плотность электронов в среде оставалась постоянной $n_{e,\text{av}} = \pi n_e d^3/(6s^3) \approx 0.06n_c$, что отвечает средней плотности молекул $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полностью ионизованные ионы дейтерия и кислорода ($Z_O = 6$) считаются подвижными с реальным отношением заряда к массе. Пространственное разрешение во всех расчетах было $\lambda/200 \times \lambda/100 \times \lambda/100$ в направлениях x, y, z , соответственно. Полное время расчета составляло 265 фс.

Продольный размер расчетной области X значительно меньше длины поглощения лазерного импульса в создаваемой плазме. Однако, по вычисленному коэффициенту поглощения в расчетной области A можно приблизительно оценить длину истощения импульса, т. е. такую длину, на которой интенсивность лазерного импульса убывает в $e \approx 2.71$ раз, как $L_{\text{dep}} \approx -X/\ln(1-A)$. Характерные значения L_{dep} , определенные для параметров расчетов, монотонно увеличиваются с увеличением диаметра капли от 63λ при $d = 0.05\lambda$ до 257λ при $d = 0.4\lambda$. Подобное поведение может быть объяснено потерями энергии лазерного импульса, идущими на пондеромоторное “распихивание” электронов, заполняющих пространство между каплями (эффект “snow plow”), и соответствует формуле $L_{\text{dep}} \sim \text{стан}_c/(4\bar{n}_e)$ [15], откуда следует, что длина истощения обратно пропорциональна плотности электронов в межкапельной среде (\bar{n}_e). С другой стороны, $L_{\text{dep}} \sim s^3/d^2$ [12], что приводит к увеличению длины истощения с увеличением диаметра капель при фиксированной средней плотности среды, так как $s^3 \sim d^3 n_e/n_{e,\text{av}}$. Полученные характерные расстояния для длины истощения импульса короче длины рассеяния Ми на сферических каплях [12] и существенно короче рэлеевской длины ла-

зерного пучка ($X_R = \pi D_0^2/\lambda$). В дальнейшем значения длины поглощения необходимы для определения выхода ускоренных дейтронов (а также оценки выхода нейтронов) во всей фокальной области ($\approx L_{\text{dep}}\pi D_0^2/4$).

В работе [12] было показано, что для эффективного нагрева электронной компоненты сферических кластеров субмикронного размера из тяжелых атомов под действием интенсивного ультракороткого лазерного импульса требуется выполнение условия:

$$s - d \sim \lambda, \quad d \ll \lambda - d. \quad (1)$$

Можно ожидать, что похожие условия должны выполняться и для ускорения ионной компоненты, во многом зависящей от характеристик нагретых электронов. Поэтому оптимизация ускорения дейтронов проводилась с размерами капель, лежащими в указанных выше пределах.

Энергетические распределения дейтронов показаны на рис. 1. Нормировка спектра выбрана таким образом, чтобы соответствовать полному числу дейтронов во всем фокальном объеме, которое определяется формулой $N_D^{\text{focal}} \approx N_D^{\text{box}}\pi D_0^2 L_{\text{dep}}/(4XYZ)$, где

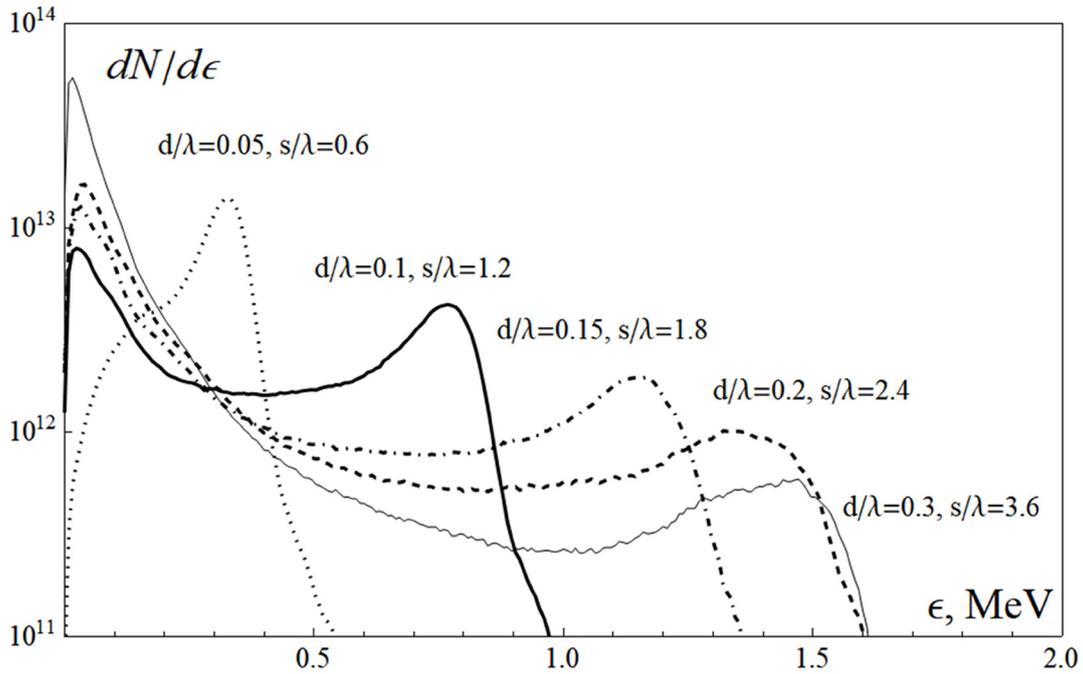


Рис. 1: Энергетические спектры ускоренных дейтронов для микрокапель различного диаметра $d/\lambda = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$ при фиксированной средней плотности плазменной среды на момент времени $t = 265$ фс.

N_D^{box} – число дейтронов в расчетной области. Из рис. 1 видно, что с увеличением диаметра микрокапли максимальная энергия отсечки спектра растет, а число ускоренных дейтронов падает. Это приводит к тому, что средняя энергия быстрых дейтронов (с энергией свыше 100 кэВ) сначала увеличивается, а потом насыщается и начинает спадать. Эта величина достигает максимума при $d/\lambda = 0.15$, $\bar{\epsilon}_{100} \approx 600$ кэВ. Для целей генерации нейтронов в ядерных реакциях интересна именно эта группа дейтронов. Для капель малого диаметра ($d/\lambda < 0.3$), распределение дейтронов характеризуется заметной областью плато [16], что связано с заметным расширением сферических мишеней, прежде чем закончится стадия изотермического разлета. Широкая область плато может быть весьма эффективной для генерации нейтронов.

Ключевыми параметрами, определяющими характерную энергию ускоренных ионов является температура T_{sh} и плотность n_{sh} горячих электронов, формирующих поле разделения заряда. Температура этих электронов заведомо меньше максимальной температуры горячих электронов, покинувших сферические капли и эффективно ускоренных в межкапельном пространстве [12]. В то же время их плотность оказывается существенно выше плотности улетевших электронов. Проведенные расчеты позволяют оценить $T_{sh} \approx 30$ кэВ и $n_{sh} \approx 30n_c$ практически для всех рассмотренных случаев. Используя оценку для температуры электронов, можно вычислить характерную скорость расширения капли $c_{sh1} = \sqrt{T_{sh}/M_D} \approx 10^8$ см/с, где M_D – масса дейтрона, и определить характерное время ускорения как время жизни капли $t_{acc} \approx d/(2c_{sh1})$. Это время изменяется в пределах от 100 фс до 300 фс при изменении диаметра капли от 0.1 мкм до 0.3 мкм. Характерная длительность нейтронной вспышки определяется потерями дейтрона на ионизацию (см. ниже); поэтому маловероятно, что длительность такого всплеска превышает 1–10 нс. В соответствии с простой оценкой максимальная энергия ионов $\epsilon_{\text{max},D} \approx 2T_h \ln^2(2t_{acc}\omega_D/\sqrt{2e})$ [17, 16], где $\omega_D = \sqrt{4\pi n_{sh}e^2/M_D}$ – характерная ионная плазменная частота горячих электронов. Расчетные значения для максимальных энергий дейтронов ($d/\lambda \sim 0.1 - 0.3$) согласуются с приведенной оценкой $\epsilon_{\text{max},D} \sim 1$ МэВ.

Выход дейтронов с энергией свыше 100 кэВ (для дейтронов с такой энергией вклад в реакции уже заметен) и 300 кэВ для расчетных параметров в зависимости от d показан на рис. 2 (верхняя панель). Число ускоренных дейтронов растет с уменьшением размера кластера. Однако для совсем малых кластеров этот рост достигается за счет увеличения низкоэнергетичных дейтронов с энергиями меньше 300 кэВ (ср. черную и серую кривые на рис. 2). Число дейтронов с энергией свыше 300 кэВ достигает максимального значения $\approx 1.3 \times 10^{12}$ частиц на 1 Дж при $d/\lambda = 0.1$. Коэффициент конверсии

энергии лазерного излучения в энергию быстрых дейтронов с энергией, превосходящей 100 кэВ (α), также как и средняя энергия этой группы дейтронов, немонотонным образом зависят от диаметра капель. Конверсия излучения в энергию быстрых дейтронов достигает максимального значения $\simeq 12\%$ при $d/\lambda \approx 0.15$ (см., рис. 2(б)), что является очень хорошим показателем для известных схем лазерного ускорения ионов.

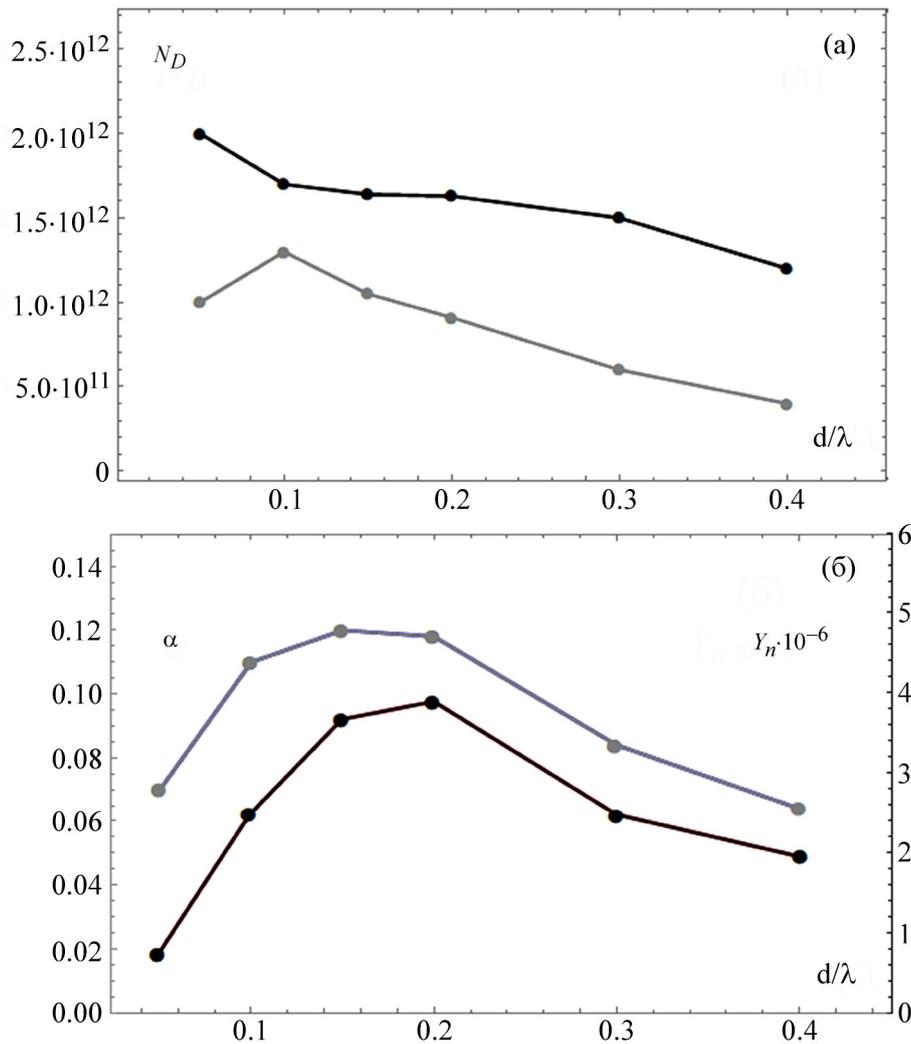


Рис. 2: (а) Зависимость выхода быстрых дейтронов (N_D) на конечный момент времени с энергией свыше 300 кэВ (серая, сплошная) и 100 кэВ (черная). (б) Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию быстрых ионов (серая) с энергией свыше 100 кэВ (α) и выход нейтронов ($Y_n \cdot 10^{-6}$) в фокальном объеме (черная) в зависимости от диаметра капли. Точками показаны расчетные значения.

Зная энергетические распределения ускоренных дейтронов, можно оценить выход нейтронов в ядерных реакциях. Существует два канала выхода нейтронов. Во-первых, это реакции на сталкивающихся потоках дейтронов, что может быть важно для нанометровых капель или кластеров малого диаметра. Однако для таких капель средняя энергия ускоренных дейтронов ниже и, соответственно, меньше выход реакций. Таким образом, учет этого канала для оценки максимального выхода нейтронов не столь существенен. Другой канал связан с реакциями, инициированными быстрыми дейтронами при столкновении с неподвижной частью капли (медленными дейтронами, которые не принадлежат к хвостовой части функции распределения ионов). Для оценки выхода нейтронов мы предполагаем, что относительное число ускоренных ионов (инициирующих ядерные реакции) невелико по сравнению с полным числом дейтронов, оставшимися в мишени. Выход на один произведенный ускоренный ион в реакции с мишенью, имеющей плотность n_a , выражается через так называемый интеграл перекрытия [18, 19]:

$$Y_n \equiv \int_0^{\infty} d\varepsilon \frac{dN}{d\varepsilon} n_a \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' \sigma(\varepsilon') \left| \frac{d\varepsilon'}{dr} \right|^{-1}, \quad (2)$$

где Y_n – количество реакций, $\sigma(\varepsilon)$ – энергетическая зависимость сечения реакции, n_a – плотность ионов мишени (плотность дейтронов в каплях), участвующих в ядерной реакции, $d\varepsilon/dr$ – ионизационные потери дейтронов. Для расчета нейтронного выхода (2) используем формулы интерполяции для экспериментальных значений сечений реакций [20]. Для расчета ионизационных потерь $l_{st}(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' \left| \frac{d\varepsilon'}{dr} \right|^{-1}$ использовалась формула Бете [21]. На рис. 2 (нижняя панель) приведены результаты оценки выхода нейтронов для различных конфигураций мишени при фиксированной энергии лазера (1 Дж). Полученное значение (вычисленное с помощью формулы (2)) хорошо коррелирует со значениями коэффициента конверсии энергии излучения в энергию быстрых дейтронов (α). Характерный выход нейтронов составляет $\sim 2 \times 10^6$ нейтронов в полный телесный угол или $< 10^{-6}$ нейтронов на один дейтрон.

Выход нейтронов также можно оценить из простой формулы $Y_n \simeq N_D \sigma_0 l_{st} n_a$, где σ_0 – характерное (среднее) значение сечения DD реакции по диапазону энергий частиц, вносящих вклад в реакции, V – объем, в котором происходят реакции, n_a – начальная плотность дейтронов в каплях, N_D – количество ускоренных ядер (дейтронов). Оценка по последней формуле дает неплохое согласие с расчетным по формуле (2) значением, так для $d/\lambda = 0.15$ оценочная формула дает $Y_n \approx 2 \cdot 10^6$ при $\sigma_0 = 0.07$ мб, $n_a l_{st} \approx 3 \cdot 10^{19}$ см⁻², $N_D \approx 10^{12}$ дейтронов.

Подводя итог, отметим, что оптимизацией микроструктурированной плазмы, облучаемой интенсивными ультракороткими импульсами, можно добиться достаточно высокого выхода нейтронов. Приведенные оценки выхода DD нейтронов за один импульс 1 Дж лазера дают $\gtrsim 10^6$ нейтр./Дж в полный телесный угол, что значительно выше, чем было получено в работе [13] с незначительно меньшей энергией лазера. Это указывает на важность оптимального согласования параметров лазера и среды и возможность создания практически полезного источника нейтронов. С учетом технической возможности работы компактных лазеров с энергией порядка 1 Дж при достаточно высокой частоте следования импульсов (~ 10 Гц, [22]), выход нейтронов составляет $\sim 10^6$ /(Дж·ср·с). Полученные значения предсказывают выход, по крайней мере, не ниже соответствующего значения выхода для мишеней из дейтерированных микронитей [6], существенно более сложных для практического применения. Конверсия энергии лазерного излучения в энергию нейтронов для рассмотренного в статье случая $d = 0.15\lambda$ в наших расчетах составляет 2×10^{-6} . Современные исследования по генерации нейтронов за счет фотоядерных реакций, инициируемых мощными лазерными импульсами, вообще говоря, показывают более высокую конверсию в энергию нейтронов, порядка 10^{-4} [23, 24] за выстрел. Однако для получения такой высокой конверсии требуются лазерные системы с мультиджоульной энергией, которые ещё недостаточно распространены, и поэтому нельзя считать, что получение нейтронов с помощью данной схемы является рутинной процедурой. Схема получения DD нейтронов в микрокапельной среде значительно более проста и предъявляет гораздо меньшие требования на энергию лазера, так как появляется возможность применять относительно компактные системы с энергией до 1 Дж. На основе современных достижений [7], можно прогнозировать появление в самом ближайшем будущем именно таких лазеров, с частотой следования импульсов на уровне \sim кГц. При этом рассмотренная здесь схема с микрокаплями вероятно окажется конкурентноспособной фотоядерной схеме по коэффициенту конверсии в нейтроны за единицу времени.

В заключение отметим, что для более детального расчета выхода нейтронов требуется проведение моделирования методом Монте-Карло, что планируется реализовать в ближайшем будущем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации “Росатом” в рамках научного проекта № 20-21-00023.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2732 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.2732.
- [2] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, et al., *Nature* **398**, 489 (1999). DOI: 10.1038/19037.
- [3] A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, Y. Fukuda, et al., *Contrib. Plasma Phys.* **53**(2), 148 (2013). DOI: 10.1002/ctpp.201310027.
- [4] S. Jinno, Y. Fukuda, H. Sakaki, et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**, 164103 (2013). DOI: 10.1063/1.4802915.
- [5] S. G. Bochkarev, A. Faenov, T. Pikuz, et al., *Scientific reports*, **8**, Article number: 9404 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-27665-x.
- [6] A. Curtis, C. Calvi, J. Tinsley, et al., *Nature Comm.* **9**, 1077 (2018). DOI: 10.1038/s41467-018-03445-z.
- [7] J. Hah, J. A. Nees, M. D. Hammig, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 054011 (2018). DOI: 10.1088/1361-6587/aab327.
- [8] К. Иванов, С. А. Шуляпов, И. Н. Цымбалов и др., *Квантовая электроника* **50**(2), 169 (2020). DOI: 10.1070/QEL17149.
- [9] P. Ruboviac, A. Bonasera, P. Burian, et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **985**, 164680 (2021). DOI: 10.1016/j.nima.2020.164680.
- [10] D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, N. I. Busleev, et al., *High Energy Density Phys.* **37**, 75 (2020). DOI: 10.1016/j.hedp.2020.100856.
- [11] Y. Fukuda, K. Yamakawa, Y. Akahane, et al., *JETP Letters* **78**, 115 (2003). DOI: 10.1134/1.1618874.
- [12] D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, V. Yu. Bychenkov, *JETP Letters* **114**, 200 (2021). DOI: 10.1134/S0021364021160074.
- [13] S. Ter-Avetisyan, M. Schnurer, D. Hilscher, et al., *Phys. Plasmas* **12**, 012702 (2005). DOI: 10.1063/1.1815001.
- [14] D. V. Romanov, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 215004 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.215004.
- [15] C. D. Decker, W. B. Mori, K. C. Tzeng, T. Katsouleas, *Phys. Plasmas* **3**, 2047 (1996). DOI: 10.1063/1.872001.
- [16] А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, *Физика плазмы* **9**, 955 (1983).
- [17] P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.185002.
- [18] V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk, S. V. Tolokonnikov, *JETP* **88**, 1137 (1999). DOI: 10.1134/1.558902.
- [19] S. G. Bochkarev, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, V. Yu. Bychenkov, *J. Russian Laser Research* **42**, 292 (2021). DOI: 10.1007/s10946-021-09962-5.
- [20] J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary* (Wexford College Press, Palm Springs, CA, 2007).

- [21] К. Н. Мухин, *Экспериментальная ядерная физика*, книга 1 (М., Энергоатомиздат, 1993), С. 305-306.
- [22] L. Roso, EPJ Web of Conferences **167**, 01001 (2018). DOI: 10.1051/epjconf/201816701001.
- [23] M. G. Lobok, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, Phys. Plasmas **26**, 123107 (2019). DOI: 10.1063/1.5125968.
- [24] M. M. Günther, O. N. Rosmej, P. Tavana, et al., Nature Communication **13**, 170 (2022). DOI: 10.1038/s41467-021-27694-7.

Поступила в редакцию 19 ноября 2021 г.

После доработки 19 декабря 2021 г.

Принята к публикации 20 декабря 2021 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета V Международной конференции “Сверхбыстрые Оптические Явления” (UltrafastLight-2021), Москва.