

Импульсный источник заряженных частиц и нейтронов на основе 10-петаваттной лазерной системы, облучающей микрокластерную среду

Д.А.Гожев, С.Г.Бочкарев, М.Г.Лобок, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков

Высокая энергия лазера XCELS допускает получение большого числа лазерно-нагретых/ускоренных частиц и продуктов иницируемых ими ядерных реакций в прозрачной микроструктурированной среде большого объема. В качестве примера изучен режим лазерно-плазменного взаимодействия при умеренно релятивистской интенсивности греющего импульса $\sim 10^{18}$ Вт/см² в достаточно большом объеме микрокластерной среды, что не требует острой фокусировки мощного лазерного пучка (пучков), упрощая проведение эксперимента. Если ранее уже было показано, что для лазерного импульса с энергией ~ 1 Дж при выполнении определенных условий для геометрических и композиционных параметров дейтерийсодержащей кластерной мишени можно максимально увеличить выход горячих суперпандеромоторных электронов и взрывно-ускоренных дейтронов, то здесь такой подход распространен на фемтосекундный лазерный драйвер с энергией, в сотни раз большей (300–400 Дж). Выработаны рекомендации для получения рекордного числа лазерно-нагретых дейтронов умеренных энергий (0.2 – 2 МэВ) в большом объеме кластерной среды (спрей тяжелой воды) на уровне 10^{15} частиц за выстрел и создания сверхъяркого источника термоядерных DD-нейтронов с ожидаемым пиковым потоком $\sim 10^{18}$ нейтр. · см⁻² · с⁻¹.

Ключевые слова: лазеры мультитераваттного уровня мощности, прозрачные микроструктурированные среды большого объема, лазерное ускорение электронов и дейтронов, сверхъяркие источники термоядерных нейтронов.

1. Введение

Фемтосекундные лазеры петаваттного уровня мощности благодаря высокой энергии способны обеспечить эффективный нагрев большого объема облучаемой среды. Данная среда может служить источником лазерно-ускоренных заряженных частиц, нейтронов, а также электромагнитного и радиоактивного излучения. В настоящее время активно проводятся исследования, направленные на поиск схем, пригодных для высокоэффективного ускорения заряженных частиц с применением различных мишеней. Так, использование инновационных мишеней, в том числе микроструктурированной плотной среды, с плотностью до 10% от твердотельной плотности, позволяет осуществить почти полное поглощение греющего излучения и эффективную конверсию энергии лазерного излучения в энергию заряженных частиц [1–9]. Например, коэффициент конверсии в горячие электроны может достигать нескольких десятков процентов (см., напр., [6, 8]). Это чрезвычайно важно для многих практических применений. Большой заряд возникающих суперпандеромоторных электронов может быть утилизирован для полу-

чения импульсов рентгеновского излучения и ускорения ионов (дейтронов), иницирующих импульсную генерацию термоядерных нейтронов [1].

Среди всего многообразия микроструктурированных мишеней значительной простотой и высокой эффективностью обладают кластерные мишени. Известно, что использование вместо наноразмерных кластеров сферических мишеней субмикронного размера позволяет существенно повысить среднюю энергию лазерно-ускоренных/нагретых электронов в кластерной плазме. Это связано с их эффективным стохастическим объемным нагревом за счет сильных кулоновских полей, возникающих при переходе электронов в плазменное состояние [3]. В случае наноразмерных кластеров, когда лазерное поле проникает на глубину, соизмеримую с их диаметром, максимальная энергия ускоренных ионов пропорциональна квадрату диаметра кластера (см., напр., [10, 11]). В случае кластеров большего диаметра эта зависимость слабее – энергия логарифмически зависит от диаметра и линейно от температуры горячих электронов, локализованных в двойном слое (см., напр., [12]). При этом численные расчеты, представленные ниже и в работе [12], демонстрируют увеличение максимальной энергии ускоренных ионов при переходе от наноразмерных кластеров к кластерам большего диаметра.

Целью настоящей работы является выработка рекомендаций для получения рекордного числа лазерно-нагретых заряженных частиц (дейтронов) умеренных энергий и термоядерных нейтронов в большом объеме кластерной среды. В качестве такой среды, например, рассматривается спрей тяжелой воды, содержащий дейтерий. Предполагается, что высокоэнергетичное импульсное лазерное излучение, допускаемое инфраструктурой XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies), при умеренно релятивистской интенсивности $\sim 10^{18}$ Вт/см² фоку-

Д.А.Гожев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

С.Г.Бочкарев, М.Г.Лобок, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушевская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: bochkarevsg@lebedev.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

сируется в достаточно большой объем микрокластерной среды. Это само по себе упрощает задачу, т. к. не требуется достигать, порой проблематичной, острой фокусировки мощного лазерного пучка (пучков).

Как уже было показано для лазерного импульса с энергией в единицы джоулей, при выполнении определенных условий для геометрических и композиционных параметров мишени можно максимально увеличить выход горячих электронов суперпандеромоторных энергий, а также взрывно-ускоренных ионов (дейтронов) и нейтронов [6, 12]. Для рассматриваемого здесь механизма генерации дейтронов в результате DD-реакций коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию нейтронов для оптимального варианта микрокластерной мишени превышает 10^{-6} [12]. Отметим, что исследования по генерации нейтронов в результате фотоядерных реакций, инициируемых мощными лазерными импульсами, показывают более высокий коэффициент конверсии в энергию нейтронов за выстрел – около 10^{-4} [13, 14]. Однако для термоядерных нейтронов энергетический спектр является квазиодноэнергетическим с характерной энергией ~ 2.4 МэВ, в отличие от широкого спектра для фотоядерного механизма получения нейтронов. Таким образом, термоядерный источник нейтронов может представлять интерес для приложений, где требуются короткие ступки нейтронов с узким спектром. Отметим также, что в данном случае для генерации DD-нейтронов мы предлагаем применять лазер с умеренно релятивистской интенсивностью излучения ($\sim 10^{18}$ Вт/см²), в то время как для генера-

ции нейтронов за счет фотоядерных реакций при использовании фемтосекундного лазерного импульса требуется примерно на три порядка более высокая интенсивность излучения ($\sim 10^{21}$ Вт/см²) [13]. Следовательно, необходимо достичь острой фокусировки (с размером пятна, примерно в 30 раз меньшим, чем в рассматриваемом нами случае).

В настоящей работе, исходя из возможностей инфраструктуры XCELS, подход, описанный в [6, 12], распространяется на драйвер в виде фемтосекундного лазерного импульса с энергией, в сотни раз большей (т.е. 300–400 Дж).

2. Постановка эксперимента

В основе предлагаемого источника лежит облучение большого объема кластерной среды (газовая струя или газовая ячейка) лазерным импульсом с мощностью не менее 10 ПВт, длительностью ~ 30 фс (FWHM) и пятном фокусировки излучения диаметром ~ 1 мм, что обеспечит высокий (много больший, чем в случае применения современных мощных лазерных систем) заряд пучка лазерно-ускоренных дейтронов с энергией от сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт для инициирования термоядерных реакций (рис.1). Это возможно без принципиальной необходимости использования конвертера (ядерной мишени, где происходят реакции). Представляется также перспективным одновременное применение всех доступных пучков лазерной системы

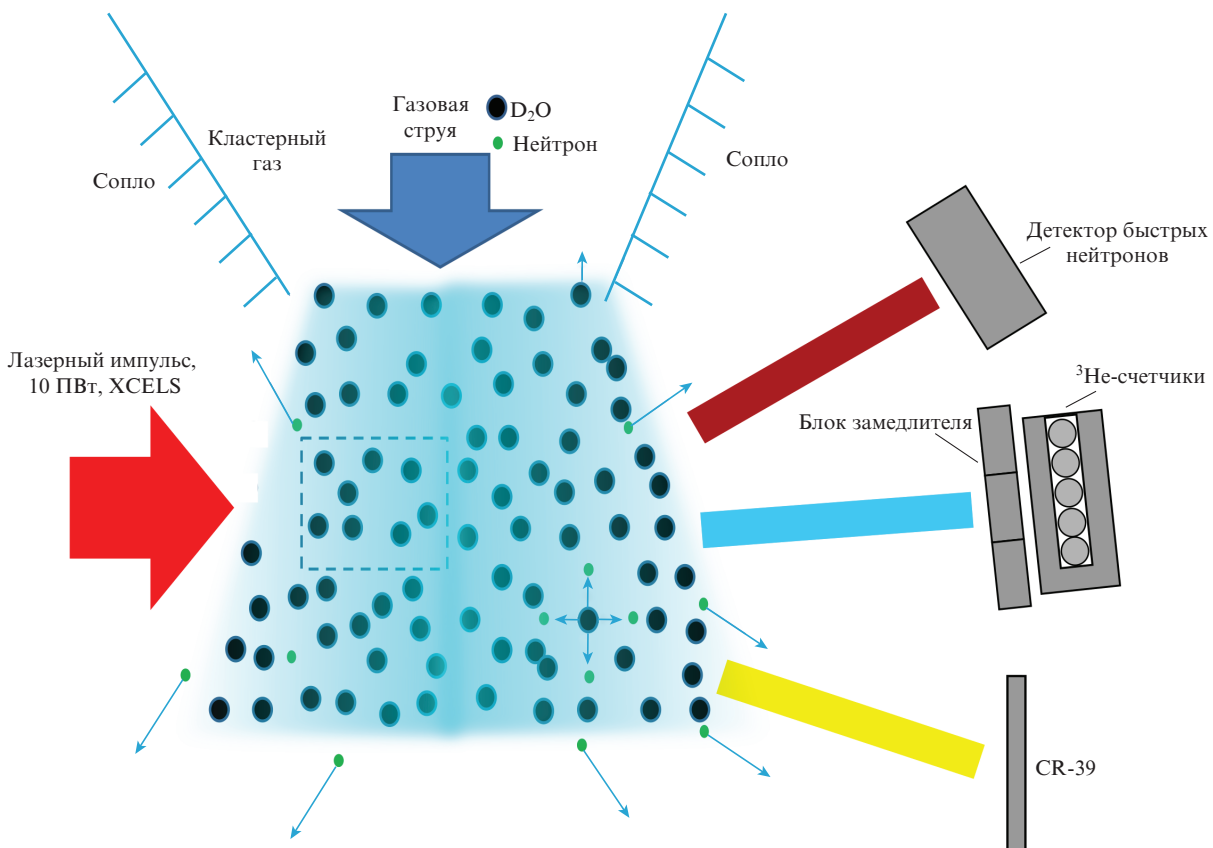


Рис.1. Схема эксперимента по исследованию взаимодействия мощного (10 ПВт) лазерного импульса с кластерной D₂O-мишенью. Штриховыми линиями выделена область моделирования. Показаны вакуумные каналы для прямого анализа потоков быстрых (бордовый прямоугольник) и медленных (голубой прямоугольник) нейтронов и дейтронов (желтый прямоугольник), а также детекторы дейтронов на основе полимерного пластика CR-39, ³He-счетчики, окруженные замедлителем, и детекторы нейтронов.

XCELS, фокусируемых в еще больший объем, для получения максимально возможного числа заряженных частиц, а как следствие, и нейтронов.

Проведенное ранее численное моделирование для импульсного лазерного излучения умеренно релятивистской интенсивности показало, что плотность мишени (параметры прозрачной плотной среды) должна подбираться согласно условию, при котором возможен эффективный нагрев электронной компоненты сферических кластеров [6, 12]:

$$s - d \approx \lambda_L, \quad d < \lambda_L - d, \quad (1)$$

где s – среднее расстояние между кластерами; d – их диаметр; λ_L – длина волны лазерного излучения. Ниже на основе численного моделирования продемонстрировано, что эффективный объемный нагрев электронной компоненты сопровождается высокой конверсией энергии лазера в энергию взрывно-ускоренных дейтронов. Для проведения экспериментов с использованием фемтосекундного лазерного импульса с энергией в сотни джоулей и мощностью ~ 10 ПВт плотность мишени должна подбираться такой, чтобы параметры среды удовлетворяли условию (1).

Рассматриваемая схема получения термоядерных DD-нейтронов не требует больших энергий дейтронов (свыше 1–3 МэВ) и, как следствие, использования высоких (ультрарелятивистских) интенсивностей лазерного излучения. Предполагается, что интенсивность в фокусе лазерного пучка будет равна $\sim 10^{18}$ Вт/см², при этом ponderomotive энергия электронов составит ~ 100 кэВ, что позволит ускорять дейтроны до мегаэлектронвольтных энергий.

3. Моделирование эксперимента

Моделирование взаимодействия лазерного импульса с кластерными мишенями (рис.1) проводилось с помощью кода частица в ячейке (PIC) МАНДОР [15]. Рассматривался фемтосекундный лазерный импульс с пиковой мощностью ~ 10 ПВт и интенсивностью излучения $I_L \approx 2 \times 10^{18}$ Вт/см², что отвечает значению безразмерной амплитуды лазерной волны $a_0 = eE_L/(mc\omega) = 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{\lambda_L^2 I_L} = 1.2$, где $\lambda_L = 1$ мкм – длина волны, E_L – амплитуда поля лазерной волны, ω – ее частота, e и m – заряд и масса электрона, c – скорость света. В численном эксперименте использовалась расчетная область, которая располагалась внутри фокальной области и была значительно меньше ее, а потом характеристики, полученные внутри расчетной области, пересчитывались на весь фокальный объем. Для электромагнитных полей применялись периодические граничные условия в направлении, поперечном к направлению распространения лазерного излучения, условия впуска-выпуска на левой границе расчетной области, а также условия для поглощения электромагнитного излучения на правой границе. Для частиц применялись периодические граничные условия в поперечном направлении, а также «поглощающие» условия в продольном направлении. В большинстве расчетов полная область моделирования имела размер $12\lambda_L \times 6\lambda_L \times 6\lambda_L$ с соответствующими числами узлов сетки $2400 \times 600 \times 600$ в направлениях осей x, y, z , где ось x – направление распространения лазерного импульса; в ячейке было восемь

макрочастиц каждого сорта. В проведенных расчетах рассматривался линейно поляризованный лазерный импульс с гауссовой огибающей по времени $I_L \propto \exp[-2(t - \tau_{\text{off}})^2/\tau_1^2]$. Здесь $\tau_1 = \tau_L/\sqrt{2 \ln 2}$, $\tau_L = 30$ фс – длительность импульса (FWHM), а $\tau_{\text{off}} = 90$ фс – время «входа» в расчетную область максимума лазерного импульса относительно начального момента времени. В качестве мишени используются сферические капли тяжелой воды с резкой границей. Электронная концентрация кластеров составляет $200n_c$, где n_c – критическая концентрация плазмы. Среда представляет собой случайно распределенный набор таких сферических мишеней с заданной средней плотностью. Полностью ионизованные сферические мишени состоят из дейтерия и кислорода (с кратностью ионизации +6). В расчетах средняя концентрация электронов плазмы \bar{n}_e фиксирована и равна $0.12n_c$, а диаметр кластера варьировался в диапазоне $0.05 - 0.4\lambda_L$.

Серия выполненных расчетов позволяет предсказать результат взаимодействия импульса с мишенью для широкого диапазона энергий импульса, зная поперечный размер расчетной области и диаметр фокального пятна. Например, при фиксированной интенсивности излучения $I_L \approx 2 \times 10^{18}$ Вт/см² и энергии лазерного импульса 300 Дж диаметр фокального пятна $D \approx 800$ мкм, а при энергии 400 Дж получаем $D \approx 920$ мкм.

Объем области взаимодействия, где происходит практически полное поглощение излучения, составляет $\sim \pi D^2 L_{\text{dep}}/4$, где L_{dep} – характерная глубина нагреваемой области, которая определяется «истощением» лазерного импульса, что из-за достаточно высокой плотности формирующейся плазмы связано главным образом с потерями на ponderomotive «распихивание электронов» [16]. Длину истощения импульса можно оценить по ослаблению амплитуды лазерного поля на глубине расчетной области в проведенном численном моделировании. Для выбранных оптимальных параметров мишени $s = 1.9\lambda_L$ и $d = 0.2\lambda_L$, удовлетворяющих условию (1), характерная глубина нагреваемой области плазмы $L_{\text{dep}} \approx 40\lambda_L$. Таким образом, в расчетах рассматривается достаточно плотная среда (средняя концентрация дейтерия $\sim 10^{19}$ см⁻³). Применение более разреженной среды в эксперименте возможно, но это приведет к увеличению объема области взаимодействия, т.к. по известной формуле Декера глубина истощения обратно пропорциональна концентрации среды, т.е. $L_{\text{dep}} \propto 1/\bar{n}_e$ (см., напр., [16]). С другой стороны, характерный размер области, где протекают реакции, определяется длиной пробега дейтронов, которая существенно превышает L_{dep} . Поскольку длина пробега дейтронов, инициирующих ядерные реакции, также обратно пропорциональна концентрации, то для генерации максимального числа нейтронов потребуются более широкие (превышающие диаметр фокального пятна) струи.

4. Результаты моделирования

Рассматриваемая достаточно плотная кластерная среда характеризуется практически полным поглощением лазерного излучения. Благодаря стохастическому нагреву (см., напр., [6]) вырываемые из кластеров электроны ускоряются до энергий порядка или больше ponderomotive энергии, определяемой выражением

$$\varepsilon_{\text{pond}} = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} - 1 \right). \quad (2)$$

Так, для случая $d = 0.1\lambda_L$ к моменту выхода лазерного импульса из расчетной области $\sim 43\%$ электронов от их общего числа имеют энергию, превышающую 100 кэВ (при этом $\varepsilon_{\text{pond}} \approx 150$ кэВ). Максимальная энергия электронов заметно больше пондеромоторной энергии и составляет ~ 1.2 МэВ. Для небольших кластеров (с $d < 0.1\lambda_L$) основная часть электронов находится в пространстве между кластерами. Создают условия для эффективного ускорения ионов в процессе кулоновского взрыва [10, 11] дейтерированного кластера, в спектре которого имеется пик вблизи максимальной энергии, растущей с ростом диаметра кластера (рис.2, красная кривая). Однако с увеличением диаметра кластера, при $d \approx 0.2\lambda_L$ лазерный импульс уже не способен удалить из него основную часть электронов, большинство из которых находится вблизи кластера в пределах дебаевского радиуса. Это приводит к изменению механизма ускорения ионов, который в случае достаточно больших кластеров описывается разлетом плазмы в вакуум под действием поля разделения заряда [12, 17]. В данном случае формируются две группы электронов: горячие с энергией ~ 300 кэВ, превышающей пондеромоторную энергию (2), и относительно холодные с характерной энергией 30–50 кэВ. При этом концентрация холодных электронов ($30n_c$) намного больше концентрации горячей компоненты ($\sim n_c$), что обуславливает их доминирующее давление. Следовательно, для достаточно больших кластеров ($d > 0.2\lambda_L$) именно холодная компонента электронов определяет максимальную энергию ионов [12]. В то же время для кластеров оптимального диаметра ($d/\lambda_L = 0.1-0.2$) ускорение ионов происходит «на стыке» двух механизмов с сопоставимыми вкладами в максимальную энергию. Для таких кластеров оценки максимальной энергии [17], основанные на характеристиках суперпондеромоторных электронов, практически совпадают с оценками, выполненными с использованием холодных электронов. В результате формируется энергетическое распределение дейтронов с широкой областью плато (рис.2), наличие которого свидетельствует об обогащении спектра взрывно-ускоренных дейтронов быстрыми частицами, способными инициировать ядерные DD-реакции.

Для иллюстрации эффективности ускорения дейтронов будем рассматривать такие характеристики, как число дейтронов с энергией более 100 кэВ (порядка пондеромоторной энергии электронов $\varepsilon_{\text{pond}}$) и более 300 кэВ (отвечает группе быстрых дейтронов, вносящих суще-

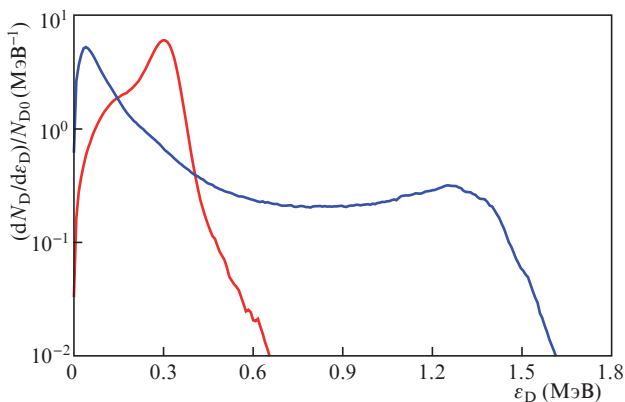


Рис.2. Энергетические спектры дейтронов для $d/\lambda_L = 0.05$ (красная кривая) и 0.2 (синяя кривая); ε_D – энергия дейтронов, N_{D0} – полное число дейтронов в объеме области взаимодействия.

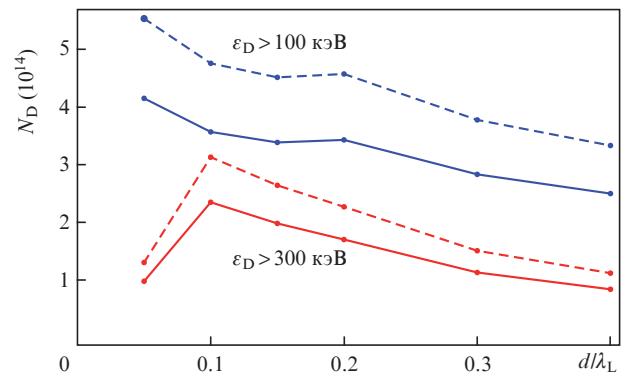


Рис.3. Выходы дейтронов при облучении кластерной среды импульсами с пиковой мощностью 10 (сплошные кривые) и 13 ПВт (штриховые кривые) в зависимости от диаметра кластера. Красные кривые отвечают числу дейтронов с энергиями более 300 кэВ, а синие – более 100 кэВ.

ственный вклад в термоядерные реакции). На рис.3 представлены зависимости числа быстрых дейтронов, ускоряемых при взрыве кластеров, от их диаметра. В случае мишени из наноразмерных (десятки нанометров) кластеров максимальная энергия, определяемая размером кластера, невелика, поэтому число дейтронов с энергией более 300 кэВ мало. В то же время число дейтронов с энергией более 100 кэВ велико, оно лишь незначительно меньше общего числа дейтронов в объеме области взаимодействия (93% от общего числа частиц в расчетной области, или в пересчете на весь объем области взаимодействия $\sim 5.4 \times 10^{14}$ дейтронов при $D \approx 926$ мкм и 4×10^{14} дейтронов при $D \approx 800$ мкм).

Выход дейтронов с энергией более 300 кэВ немонотонно зависит от диаметра кластера, достигая максимума при $d = 0.1\lambda_L$ фактически на границе перехода одного режима ускорения ионов в другой. На рис.4 приведены зависимости суммарной энергии W_D быстрых дейтронов с энергией более 100 кэВ от диаметра кластера. Суммарная энергия дейтронов, энергия которых больше 100 кэВ, составляет примерно 10% от энергии лазерного импульса, что является достаточно высоким значением. Отметим, что зависимости, показанные на рис.3 и 4, имеют схожий вид для выхода дейтронов с энергией более 300 кэВ и конверсии лазерной энергии в суммарную энергию дейтронов с энергией более 100 кэВ, при этом оптимальные значения диаметра кластера согласуются с условием (1).

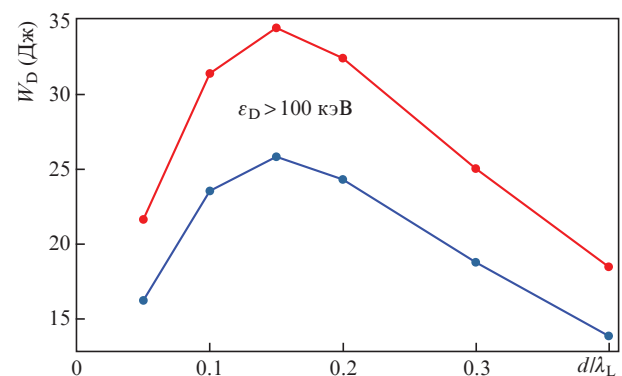


Рис.4. Суммарные энергии дейтронов с энергиями более 100 кэВ при облучении кластерной среды импульсами с пиковой мощностью 10 (синяя кривая) и 13 ПВт (красная кривая) в зависимости от диаметра кластера.

Расчеты выхода DD-нейтронов из дейтерированной мишени, представляющей собой капли тяжелой воды, проводились с использованием кода GEANT4 метода Монте-Карло [18] по заданным распределениям дейтронов, взятым из результатов PIC-моделирования. На рис.5 приведена рассчитанная по коду GEANT4 зависимость числа DD-нейтронов от диаметра кластеров для двух значений пиковой мощности лазерного импульса. Оптимальный по выходу нейтронов диаметр кластера $d = 0.2\lambda_L$ близок к значению, при котором достигается максимальное число дейтронов с энергией более 300 кэВ. Результаты расчетов показали изотропное распределение нейтронов, что связано с наблюдаемым квазиизотропным распределением быстрых дейтронов в PIC-расчетах. Максимальный выход нейтронов достигает $\sim 3 \times 10^9$. Число генерируемых нейтронов N_n также оценивалось с помощью простой аналитической формулы:

$$N_n = N_D \sigma_0 l_{st} n_a, \quad (3)$$

где $\sigma_0 = \sigma_0(\varepsilon_D)$ сечение реакции, отвечающее средней (характерной) скорости дейтронов; $\varepsilon_D \approx 300$ кэВ – энергия дейтронов; n_a – начальная концентрация дейтронов в каплях; N_D – число ускоренных дейтронов; l_{st} – длина пробега дейтрона со скоростью $v_D = \sqrt{2\varepsilon_D/M_D}$, определяемая ионизационными потерями; M – масса дейтрона. Подставляя характерные значения параметров в формулу (3), а именно: $\sigma_0 \approx 0.1$ мбарн, $l_{st} n_a \approx 3 \times 10^{19}$ см⁻², $N_D \approx 5 \times 10^{14}$, находим характерное значение $N_n \approx 10^9$, что близко к значениям, полученным по программе GEANT4 (рис.5). На рис.6 представлен энергетический спектр нейтронов, рассчитанный с помощью GEANT4-моделирования по спектральному распределению дейтронов. Ширина энергетического распределения нейтронов определяется максимальной энергией дейтронов. Минимальную и максимальную энергии нейтронов ε_n для D(d,n)³He-реакции можно оценить по формуле [19]

$$\varepsilon_{n\min(\max)} = \varepsilon_{D\max} \left[\sqrt{3(1 + 2Q/\varepsilon_{D\max})} \mp 1 \right]^2 / 8, \quad (4)$$

где $Q \approx 3.26$ МэВ – выход реакции; знак «+» отвечает максимальному значению энергии нейтронов, а знак «-» – минимальному. Видно, что распределение нейтронов достаточно узкое, определяемое максимальной энергией лазерно-ускоренных дейтронов ~ 2 МэВ. Так, шири-

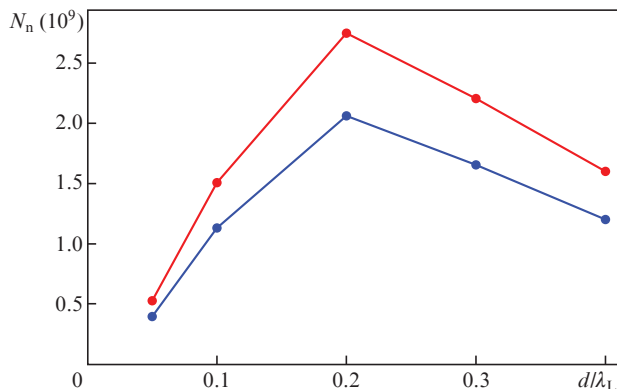


Рис.5. Выходы нейтронов при облучении кластерной среды импульсами с пиковой мощностью 10 (синяя кривая) и 13 ПВт (красная кривая) в зависимости от диаметра кластера.

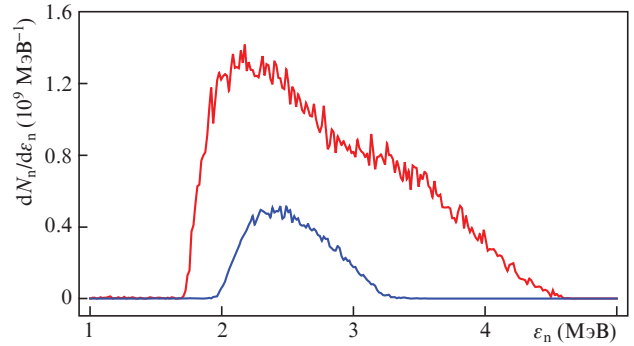


Рис.6. Энергетические спектры нейтронов при облучении кластерной среды импульсами с пиковой мощностью 10 ПВт для $d/\lambda_L = 0.2$ (красная кривая) и 0.05 (синяя кривая).

на спектрального распределения нейтронов с характерным максимумом вблизи энергии 2.4 МэВ для $d = 0.2\lambda_L$ составляет ~ 2 МэВ по полувысоте (рис.6, красная кривая). Расчетные значения максимальной (минимальной) энергии нейтронов находятся в разумном согласии с оценкой по формуле (4). Длительность импульса нейтронов определяется пробегом дейтрона в кластерной среде, который равен ~ 1 см. Для выбранных параметров начальная длительность вспышки нейтронов (т.е. внутри объема взаимодействия излучения с плазмой) не превышает 10 нс, но может достигать и 0.5 нс для более высокой средней плотности мишени ($\bar{n}_e \approx 0.5n_c$). Отметим, что значение 0.5 нс заметно меньше длительности импульсов нейтронов, получаемых с помощью ускорительных нейтронных трубок. Это представляет интерес для нейтронной радиографии.

Результаты расчетов показывают, что полное число ускоренных заряженных частиц при снижении средней плотности среды и выполнении условия (1) уменьшается незначительно, это согласуется с расчетными значениями выхода дейтронов и нейтронов на 1 Дж энергии лазера [12].

5. Требования к эксперименту

Достижение оптимальных для генерации яркой нейтронной вспышки лазерно-кластерных параметров требует их вариации в экспериментах вблизи предложенных в настоящей работе значений. Достаточно слабая зависимость выхода нейтронов от средней плотности среды является для эксперимента положительным фактором. Предлагаемый метод детектирования лазерно-иницируемых ядерных реакций главным образом опирается на измерение выхода нейтронов. Методика предполагает регистрацию быстрых и замедленных нейтронов, а также анализ спектрального распределения и временной формы сигнала на детекторе. На рис.1 изображены каналы вывода нейтронов из вакуумной камеры для диагностики быстрых (с энергией 0.5–10 МэВ) и медленных нейтронов. Схематично показаны только два канала, хотя таких каналов для диагностики желательно иметь как можно больше.

Предполагается, что для экспериментальной регистрации нейтронного сигнала будут одновременно применяться методы спектроскопии быстрых нейтронов [20], в том числе методика регистрации нейтронов органическими сцинтилляторами, а также времяпролетный метод. Их сочетание позволит измерять с хорошей точностью

энергетический спектр быстрых нейтронов. Для определения выхода нейтронов требуются блоки замедлителя, например из ацетилена или полиэтилена, окружающие вакуумную камеру, с набором ^3He -счетчиков [21]. В качестве альтернативы можно предложить гибридный пиксельный полупроводниковый детектор (типа Timerix3), используемый в [22] для регистрации нейтронов и находящийся их характеристиками времяпролетным методом. Применение детектора такого класса позволит сочетать два упомянутых выше подхода.

В отличие от случая острой фокусировки, в рассматриваемом варианте эксперимента не требуется прецизионного контроля попадания лазерного импульса в кластерную мишень. Преимуществом большого объема плазмы является именно отсутствие жестких требований к точности попадания. Для регистрации качества «выстрела» (см., напр., [21]) предлагается применять рентгеновский сцинтилляционный детектор, который будет регистрировать рентгеновское излучение и тем самым позволит определить характеристики горячей электронной компоненты и оценить характеристики плазмы в целом. В то же время отметим, что яркая вспышка рентгеновского излучения может и не коррелировать с большим выходом нейтронов [21, 22], поэтому желательно также контролировать и характеристики дейтронов. Например, для нахождения характеристик ионов часто используется времяпролетный магнитный спектрометр на основе микроканальной пластины [23]. Такая диагностика традиционно применяется в совокупности с трековым детектором – пластинками CR-39 (см., напр., [24]). Сочетание таких подходов позволит регистрировать ионные токи и распределения дейтронов по энергии в экспериментах с лазерной системой мощностью ~ 10 ПВт.

Как обычно, возможность проведения экспериментов со структурированными мишенями, в данном случае с газовой-кластерными средами, налагает требования на высокий временной контраст фемтосекундного лазерного излучения. Для существенного повышения контраста в экспериментах со сверхмощными лазерными импульсами используются плазменное зеркало [22], а также техника двойного плазменного зеркала ДСРА. Данную технику можно применить в совокупности с оптическими затворами, используя метод XPW (метод ортогонально поляризованной волны) [21, 25]. Другой альтернативный подход, который мог бы дать повышение контраста, опирается на преобразование лазерного излучения во вторую гармонику, что уже было реализовано в экспериментах с микроструктурированной мишенью в работе [1]. Применение таких подходов позволит существенно повысить временной контраст, отделив тем самым низкоинтенсивное излучение от излучения с большой интенсивностью.

Поскольку параметры среды должны удовлетворять условию (1), то требуется достаточно высокий контраст излучения на наносекундном временном масштабе до прихода основного импульса. Необходимо, чтобы плотность энергии (флюенс) импульса была меньше порога абляции, который составляет ~ 2 Дж/см². Если принять, что неконтролируемое изменение контраста от выстрела к выстрелу несущественно, то при длительности предимпульса ~ 1 нс дальний контраст по пьедесталу усиленного спонтанного излучения должен превышать нижнее значение $\sim 10^9$ на наносекундном масштабе [26]. Такое значение контраста соответствует порогу абляции 2 Дж/см².

Безусловно, важен и так называемый пикосекундный контраст. Как показано в работе [27], при интенсивности предимпульса $\sim 10^{12}$ Вт/см² на пикосекундном масштабе до прихода основного импульса кластер размером ~ 200 нм успевает расширяться в два раза, а при интенсивности 10^{13} Вт/см² – полностью развалиться. Поэтому необходимо обеспечить контраст выше 10^6 на пикосекундном временном промежутке. Диаметр струи должен быть не меньше 10 мм, для того чтобы дейтроны на сантиметровой длине пробега могли эффективно наработать нейтроны.

6. Выводы

В основе предлагаемого источника лежит облучение газовой-кластерной среды, состоящей из крупных (размер ~ 200 нм) кластеров, импульсным лазерным излучением с пиковой мощностью 10–13 ПВт, сфокусированным в большое (размер ~ 1 мм) пятно и обеспечивающим умеренную интенсивность $\sim 10^{18}$ Вт/см². Мишени изготавливаются с использованием геометрической и композиционной оптимизации (см. напр., [5–8]).

Выход горячих электронов из микрокластерной среды достигает $\sim 5 \times 10^{12}$ на 1 Дж энергии лазерного импульса (или в пересчете на заряд – 1 мкКл/Дж) для электронов с энергией более 100 кэВ. Такие параметры реализуются при умеренной интенсивности излучения, не требующего фокусировки в пятно микрометрового размера. Число ускоренных дейтронов на 1 Дж энергии лазера для дейтронов с энергией более 100 кэВ достигает $\sim 10^{12}$, а число дейтронов в единицу телесного угла за один импульс составляет $\sim 10^{14}$. При энергии лазерного импульса 300–400 Дж полный выход горячих электронов будет равен $\sim 10^{15}$ (или ~ 0.3 мКл/Дж), а полное число дейтронов (с энергией более 100 кэВ) достигнет рекордного значения $\sim 5 \times 10^{14}$, которое не может быть получено на современных лазерных установках петаваттного уровня мощности. Лазерно-нагретые дейтерированные кластеры позволяют получить дейтроны в диапазоне энергий 100–2000 кэВ, пригодном для инициирования DD-реакций в нагретом и соседнем с ним объемах. Моделирование предсказывает хорошо выраженное обогащение спектра дейтронов быстрыми частицами (широкая область в спектре дейтронов – плато (рис.2, синяя кривая)).

Повышенное число лазерно-нагретых заряженных частиц за счет увеличенного объема микрокластерной плазмы высокой плотности, облучаемой импульсом с большой энергией, позволит создать мощный импульсный точечный (размер ~ 1 см) источник квазимоноэнергетических (~ 2.4 МэВ) нейтронов с высокой пиковой яркостью. Выполненная оптимизация кластерной мишени (диаметр кластеров и их средняя концентрация) для фемтосекундного лазерного импульса с энергией ~ 300 Дж и размером фокального пятна излучения ~ 1 мм предсказывает выход $\sim 10^9$ нейтр./ср, что даст возможность получать нейтронное, глубоко экранированное изображение исследуемого образца за один лазерный импульс. Яркость вспышки нейтронов превышает 10^{18} нейтр·см⁻²·с⁻¹. Если удастся синхронизировать импульсы в лазерных пучках XCELS (12 пучков с пиковой мощностью импульсов в каждом 12 ПВт) с наносекундной точностью, то при многостороннем нагреве мишени выход нейтронов можно увеличить на порядок, при этом

он будет достигать 10^{10} нейтр./ср. Современные лазеры с пиковой субпетаваттной/петаваттной мощностью импульсов не дают такого выхода термоядерных DD-нейтронов за один импульс [1, 22]. Увеличение пиковой мощности лазера до предельного, обсуждаемого для лазера XCELS значения 15 ПВт еще больше увеличит выход нейтронов.

Важной особенностью дейтерийсодержащих кластерных мишеней [28] является то, что они широкодоступны и существенно более просты в производстве, в отличие, например, от структурированных плоских мишеней с нитевидным покрытием [1]. Это облегчает реализацию эксперимента с использованием лазерной системы с пиковой мощностью 10 ПВт. С другой стороны, если к моменту реализации экспериментов будут доступны криогенные D₂-микрочластеры (криогенные H₂-микрочластеры уже доступны в настоящее время [29]), то можно будет еще больше увеличить выход дейтронов и, соответственно, термоядерных нейтронов. Это объясняется тем, что присутствие атомов кислорода в молекулах D₂O уменьшает долю лазерной энергии, переданной дейтроном при той же концентрации атомов дейтерия.

Таким образом, экспериментальная реализация схемы объемного нагрева микрочластерной среды ультракоротким петаваттным импульсом позволит создать импульсный источник дейтронов и, соответственно, яркий источник термоядерных нейтронов, представляющий интерес для нейтронной радиографии [30], в том числе для исследования и диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, плотной плазмы и вещества в экстремальных условиях. Импульсный источник лазерно-ускоренных дейтронов, который может быть создан только с использованием петаваттных лазерных комплексов, также может быть применен для фундаментальных исследований в области ядерной физики. В частности, открывается возможность проведения исследования ультракороткоживущих изотопов применительно к проблемам бесконтактного досмотра сильно экранированных объектов, а также нуклеосинтеза, например для изучения ядерного горения в звездах [31, 32].

В заключение отметим, что импульсные источники дейтронов и нейтронов, создаваемые при облучении микрочластерной среды, имеют широкие перспективы для практической реализации в фемтосекундной лазерной системе с пиковой мощностью излучения ~ 10 ПВт.

Один из авторов (С.Г.Бочкарев) выражает благодарность И.Ю.Костюкову (ИПФ РАН) и А.В.Огинову (ФИАН) за обсуждение результатов работы.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00023 и Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2021-1361 от 07.10.2021 г.).

- Curtis A., Calvi C., Tinsley J., Hollinger R., Kaymak V., Pukhov A., Wang S., Rockwood A., Wang Y., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J. *Nat. Commun.*, **9**, 1077 (2018).
- Purvis M.A., Shlyaptsev V.N., Hollinger R., Bargsten C., Pukhov A., Prieto A., Wang Y., Luther B.M., Yin L., Wang S., Rocca J.J. *Nat. Photonics*, **7**, 796 (2013)
- Gozhev D.A., Bochkarev S.G., Busleev N.I., Brantov A.V., Kudryashov S.I., Savel'ev A.B., Bychenkov V.Yu. *High Ener. Dens. Phys.*, **37**, 100856 (2020).
- Zou D., Yu M., Jiang X., Zhao N., Yu T., Zhuo H., Pukhov A., Ma Y., Shao F., Zhou C., Ruan S. *Adv. Photon. Res.*, **2** (7), 2000181 (2021).

- Jiang S., Ji L.L., Audesirk H., Zhao N., Yu T., Zhuo H., Pukhov A., Ma Y., Shao F., Zhou C., Ruan S. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 085002 (2016).
- Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 233 (2021) [*JETP Lett.*, **114**, 200 (2021)].
- Bochkarev S.G., Brantov A.B., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *J. Rus. Laser Res.*, **42**, 292 (2021).
- Klimo O., Psikal J., Limpouch J., Proska J., Novotny F., Ceccotti T., Floquet V., Kawata S. *New J. Phys.*, **13**, 053028 (2011).
- Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Fukuda Y., Fortov V.E., Boldarev A.S., Gasilov V.A., Chen L.M., Zhang L., Yan W.C., Yuan D.W., Mao J.Y., Wang Z.H., Colgan J., Abdallah J. Jr. *Contrib. Plasma Phys.*, **53**, 148 (2013).
- Krainov V.P., Smirnov M.B. *Phys Rep.*, **370**, 237 (2002).
- Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф. *Физика плазмы*, **31**, 178 (2005) [*Plasma Phys. Rep.*, **31**, 178 (2005)].
- Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 2, **20** (2022) [*Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **49** (2), 42 (2022)].
- Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **26**, 123107 (2019).
- Gunther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zähler S., Borisenko N.G., Pukhov A., Andreev N.E. *Nat. Commun.*, **13**, 170 (2022).
- Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
- Decker C.D., Mori W.B., Tzeng K.C., Katsouleas T. *Phys. Plasmas*, **3**, 2047 (1996).
- Mora P. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 185002 (2003).
- Allison J., Amakoca K., Apostolakis J., Araujo H., Dubois P.A., Asai M., Barrant G., Capra R., Chauvie S., Chytracek R., Cirrone G.A.P., Cooperman G. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 270 (2006).
- Karsch S. *Dissertation* (Munchen, LMU, Faculty of Physics, 2002). DOI:10.5282/edoc.703.
- Mirfayzi S.R., Yogo A., Lan Z., Ishimoto T., Iwamoto A., Nagata M., Nakai M., Arikawa Y., Abe Y., Golovin D., Honoki Y., Mori T., Okamoto K., Shokita S., Neely D., Fujioka S., Mima K., Nishimura H., Kar S., Kodama R. *Sci. Rep.*, **10**, 20157 (2020).
- Иванов К.А., Шуляпов С.А., Цымбалов И.Н., Акунец А.А., Борисенко Н.Г., Мордвинцев И.М., Божьев И.В., Волков Р.В., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **50**, 169 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 169 (2020)].
- Rubović P., Bonasera A., Burian P., Cao Z., Fu C., Kong D., Lan H., Lou Y., Luo W., Lv C., Ma Y., Ma W., Ma Z., Meduna L., Mei Z., Mora Y., Pan Z., Shou Y., Sýkora R., Veselský M., Wang P., Wang W., Yan X., Zhang G., Zhao J., Zhao Y., Žemlicka J. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **985**, 164680 (2021).
- Шуляпов С.А., Мордвинцев И.М., Иванов К.А., Волков Р.В., Зарубин П.И., Амброзова И., Турек К., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **46**, 432 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 432 (2016)].
- Paudel Y., Frenje J., Merwin A., Galloudec N.R.L. *J. Instrum.*, **6**, T08004 (2011).
- Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **45**, 426 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 426 (2015)].
- Neely D., Farter P., Robinson A., Lindau F., Lundh O., Persson A., Wahlström C.-G., McKenna P. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 021502 (2006).
- Ter-Avetisyan S., Ramakrishna B., Prasad R., Borghesi M., Nickles P.V., Steinke S., Schnürer M., Popov K.I., Ramunno L., Zmitrenko N.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **19**, 073112 (2012).
- Semenov T.A., Gorlova D.A., Dzhidzhoev M.S., Ivanov K.A., Lazarev A.V., Mareev E.I., Minaev N.V., Trubnikov D.N., Tsymbalov I.N., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Gordienko V.M. *Laser Phys. Lett.*, **19**, 095401 (2022).
- Jinno S., Kanasaki M., Uno M., Matsui R., Uesaka M., Kishimoto Y., Fukuda Y. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 044021 (2018).
- Yogo A., Mirfayzi S.R., Arikawa Y., Abe Y., Wei T., Mori T., Lan Z., Honoki Y., Golovin D.O., Koga K., Suzuki Y., Kanasaki M., Fujioka S., Nakai M., Hayakawa T., Mima K., Nishimura H., Kar S., Kodama R. *Appl. Phys. Express*, **14**, 106001 (2021).
- Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999) [*JETP*, **88**, 1137 (1999)].
- Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН*, **191**, 1281 (2021) [*Phys. Usp.*, **64**, 1214 (2021)].