

ИСТОЧНИК МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ И НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНО-УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

© 2022 г. А. В. Брантов^{a, b, *}, С. Г. Бочкарев^{a, b}, О. Е. Вайс^{a, b},
М. Г. Лобок^{a, b}, В. Ю. Быченков^{a, b}

^a Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^b Центр фундаментальных и прикладных исследований, ВНИИА, “Росатом”, Москва, Россия

*e-mail: brantovav@lebedev.ru

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.

После доработки 19.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

На основе комбинированного численного моделирования “частица-в-ячейке” (PIC) и Монте-Карло (GEANT4) изучены два метода лазерного ускорения протонов/дейтронов для инициирования ими ядерных реакций в так называемой схеме “pitcher-catcher” с целью наработки медицинских изотопов и получения коротких нейтронных импульсов. Показано, что в случае ускорения ионов фемтосекундным лазерным импульсом с энергией в несколько Дж из тонкой фольги, наиболее эффективного в направлении вперед, для наработки медицинской дозы радионуклидов, используемых в позитрон-эмиссионной диагностике, требуется частота повторения импульсов на уровне 100 Гц. В случае ускорения ионов из мишени низкой плотности, наиболее эффективного в поперечном (радиальном) направлении, требуется использование лазеров существенно большей энергии и пикосекундных импульсов, что позволяет увеличить выход радионуклидов на единицу вложенной энергии, причем для наработки медицинской дозы радионуклидов частота повторения таких лазерных импульсов должна быть на уровне 1–10 Гц. Проведены расчеты по лазерной генерации нейтронов за счет ядерных реакций, вызываемых ускоренными ионами, как с использованием тонкой фольги, так и мишени низкой плотности, и продемонстрирована возможность получения более 10^8 нейтронов за один лазерный выстрел с использованием лазерного импульса с энергией 3 Дж.

Ключевые слова: мощные короткие лазерные импульсы, лазерно-ускоренные ионы, лазерное производство медицинских изотопов, лазерный источник нейтронов

DOI: 10.31857/S0367292122600765

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени искусственные радиоактивные изотопы активно применяются в ядерной медицине для диагностики и терапии. Постоянное совершенствование методов их получения и развитие техники диагностирования in-vivo распределения радионуклидов (РН) в организме человека привело к широкому распространению ядерной медицины во многих странах мира [1]. Производством РН занимаются более 50 стран. Уже работает нескольких сотен центров позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ) со своими ускорителями заряженных частиц (в первую очередь протонов), а количество функционирующих ПЭТ-сканеров перевалило тысячу. Потребность в РН для ядерной медицины постоянно растет. Основными источниками их получения являются ядерные реакторы (например, в Канаде (Chalk River in Canada, NRU) и Нидерландах (Petten)) и ускорители заряженных частиц [2]. Используемые в ПЭТ-диагностики радионуклиды обычно

получают путем инициирования ядерной реакции с помощью пучков протонов, ускоренных до-рогостоящими циклотронами. При этом, производительность последних все еще недостаточна для покрытия требуемых нужд в РН. Это обуславливает разработку альтернативного – лазерного способа получения РН для ядерной медицины, по аналогии с предложенным еще в 90-х годах прошлого века лазерным методом получения нейтронов [3]. Так, сейчас широко обсуждается две возможности использования лазерно-ускоренных пучков ионов [4–10] или электронов (с помощью фотоядерных реакций) [11–13] для получения изотопов и нейтронов. В этой работе мы обсуждаем первую из них.

Безусловным преимуществом лазерных систем является возможность их использования для получения направленных потоков электронов, ионов и фотонов с различными энергиями, а также продуктов их ядерных реакций, в том числе нейтронов [9, 10]. Лазерная система вариативна:

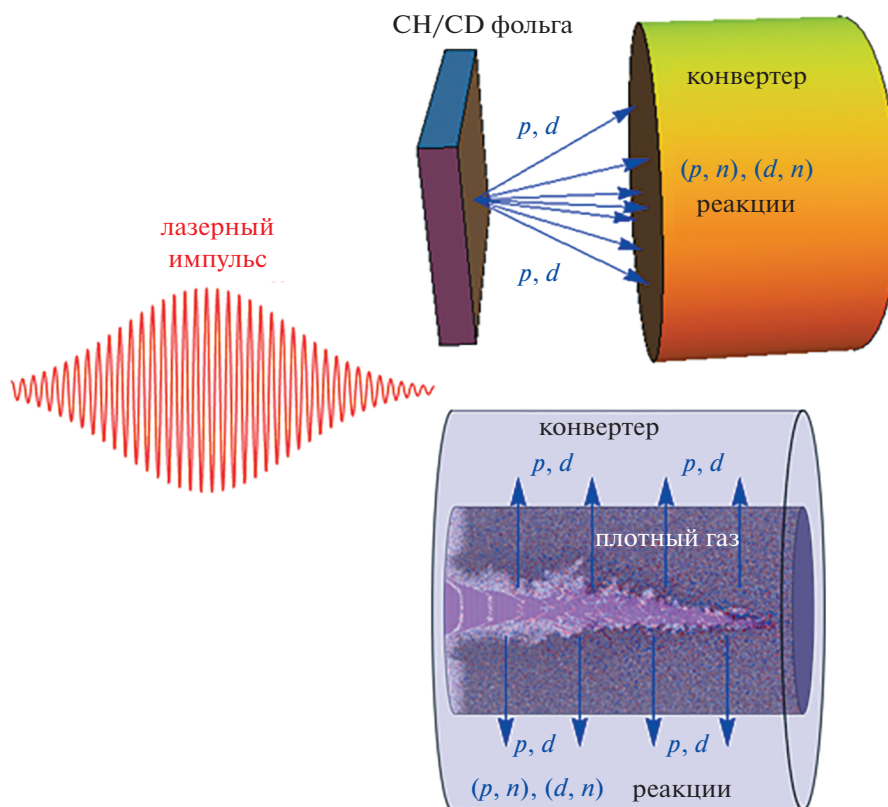


Рис. 1. Схема получения продуктов ядерных реакций, инициируемых лазерно-ускоренными протонами/дейтронами.

можно, меняя дизайн лазер-плазменной мишени, получать на одном лазере различные продукты ядерных реакций, традиционно требующие использования различных узкоспециализированных устройств, циклотронов, линейных ускорителей, нейтронных трубок и т.п. Однако практическое использование лазерных установок возможно только после оптимизации лазерно-плазменного взаимодействия, механизмов ускорения частиц и схем инициирования ядерных реакций, что пока находится на этапе изучения отдельных составляющих такой оптимизации. Здесь мы предлагаем сквозное численное моделирование, интегрально охватывающее всю последовательность стадий лазерного инициирования ядерных реакций, от падения лазерного импульса на мишень, до получения продуктов ядерных превращений. Такой подход, реализованный ниже с помощью комбинированного численного моделирования “частица-в-ячейке” (PIC) и Монте-Карло (GEANT4), выглядит наиболее адекватным, приближающим практическое использование лазерного метода.

В данной работе, с использованием численного моделирования, рассмотрены два различных метода лазерного получения пучков протонов и дейтронов с целью их использования для нара-

ботки медицинских РН и генерации нейтронов (см. рис. 1). Первый, наиболее используемый в численных расчетах, отвечает воздействию лазерного импульса на ультратонкие фольги оптимальной толщины, позволяющей добиваться максимальной энергии ускоряемых протонов для заданной энергии лазерного импульса. Ускорение протонов происходит позади фольги (лазерной мишени) в направлении вперед (относительно направления распространения импульса) за счет поля разделения заряда, обусловленного лазерно-ускоренными электронами вдоль оси лазерного пучка. В рамке этой модели изучается зависимость энергии ускоренных протонов от угла падения лазерного излучения при его изменении вблизи нормального падения, находятся оптимальные толщины мишени и вычисляется коэффициент конверсии энергии лазера в энергию ускоренных протонов на примере 30 фс лазерного импульса с энергией 3 Дж. С использованием оптимальной лазерной мишени рассчитывался выход короткоживущих медицинских изотопов для позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ), а также нейтронов, из ядерной мишени – конвертера, размещенного с тыльной стороны фольги.

Второй метод использует сценарий компактного ядерного “реактора” на основе лазерного

ускорения ионов, предложенный более 20 лет назад [4]. Распространение мощного лазерного импульса в плазме докритической плотности приводит к радиальному выбросу электронов из области сильного лазерного поля, распространяющегося в низкоплотной мишени, пондеромоторной силой по всей длине образующегося лазерного канала. Возникающее поле разделения заряда приводит к радиальному ускорению ионов, которые, проникая в окружающую плазму лазерной мишени на глубину своего пробега, инициируют ядерные реакции. Используемая схема опирается на естественное предположение, что даже в низкоплотной среде, вследствие протяженного лазерного канала, число ускоряемых частиц, может быть достаточно велико, чтобы обеспечить значительное число ядерных реакций. В работе найдены оптимальные плотности мишени, позволяющие ускорять максимальное число ионов в радиальном направлении с достаточной для ядерных реакций энергией, как для короткого лазерного импульса длительностью 30 фс, так и для более длинных лазерных импульсов с большей энергией и длительностью 0.5 пс и 2 пс. В этой схеме также дается расчет выхода короткоживущих изотопов и нейтронов. Используемые параметры лазерных импульсов соответствуют лазерным системам уровня сотен тераватт (от 60 ТВт до 250 ТВт), которые широко использовались и используются в настоящее время для ускорения ионов [14] и являются минимально необходимыми для ускорения протонов до энергий в десятки МэВ – энергий, достаточных для возбуждения исследуемых ядерных реакций. Фемтосекундные лазерные установки с энергией 3–5 Дж уже являются коммерчески доступными, способны работать с высокой частотой повторения выстрелов (10 Гц) и позволяют ускорять протоны до 10–30 МэВ [15, 16]. Более длинные лазерные импульсы с энергией в десятки и сотни джоулей также работают в ряде лазерных лабораторий [17, 18] и дают возможность несколько увеличить эффективность ускорения ионов [19]. Вероятно, что такие лазерные системы в ближайшей перспективе смогут работать в высокочастотном режиме, требуемом для наработки изотопов, в отличие от рекордных на сегодняшний день лазеров петаваттной мощности.

Подчеркнем, что ниже представлены результаты исследования наработки медицинских короткоживущих радионуклидов для ПЭТ-диагностики, а также нейтронов на основе проведенной оптимизации эффективности лазерного ускорения протонов/дейтронов в сквозном PIC–GEANT4 численном моделировании.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ ИЗ ТОНКИХ ФОЛЬГ

Для изучения зависимости максимальной энергии лазерно-ускоряемых протонов от толщины облучаемой плоской мишени и угла падения θ лазерного излучения (по отношению к нормали) от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 10^\circ$, была проведена серия трехмерных расчетов воздействия фемтосекундного лазерного импульса на тонкие фольги посредством кода МАНДОР [20], который ранее использовался для описания и объяснения экспериментальных результатов по ускорению ионов [21, 22]. Рассмотрение $\theta \neq 0^\circ$ связано с возможными экспериментальными трудностями из-за вероятного отражения лазерного света назад в оптическую систему при $\theta = 0^\circ$. В расчетах использовалась линейно поляризованный лазерный импульс с полной энергией 3 Дж и с гауссовскими продольным и поперечным распределениями интенсивности. Длительность импульса по полувысоте составляла 30 фс (с отсечкой по интенсивности на уровне 140 фс), а пятно фокусировки было выбрано 10λ . Эти параметры соответствовали максимальному значению стандартной безразмерной амплитуды поля $a_0 = 7.9$ (что отвечает максимуму интенсивности $I_L = 1.3 \times 10^{20}$ Вт/см² для использовавшейся длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega = 800$ нм). Здесь E_L – амплитуда поля лазерного импульса, ω – его частота, e , m_e – заряд и масса электрона, c – скорость света. Для определения оптимальной толщины мишени была проведена серия расчетов падения лазерного импульса на ультратонкую CH_2 -мишень. Мишень предполагалась полностью ионизованной с плотностью электронов в 200 критических плотностей. Размер расчетной области составлял $30\lambda \times 30\lambda \times 30\lambda$, а численное разрешение $\lambda/100 \times \lambda/40 \times \lambda/40$ с наибольшим разрешением вдоль оси распространения лазерного импульса. Использовались периодические граничные условия для полей и частиц в поперечном направлении. В продольном направлении использовались граничные условия выпуска излучения.

Спектры протонов, ускоренных из мишени толщиной 0.02λ для разных углов падения лазерного импульса вблизи нормали, показывают, что изменение угла падения лазерного импульса в пределах 10 градусов от нормали мишени не сильно влияет на максимальную энергию протонов (см. рис. 2а). Вместе с тем, можно ожидать большего выигрыша в их энергии при переходе к существенно большим углам падения (ср. [23]), что потребует более значительных численных ресурсов. Использование s -поляризованного лазерного импульса приводит к уменьшению энергии протонов с ростом угла падения, а p -поляризация падающего импульса в плоскости падения позво-

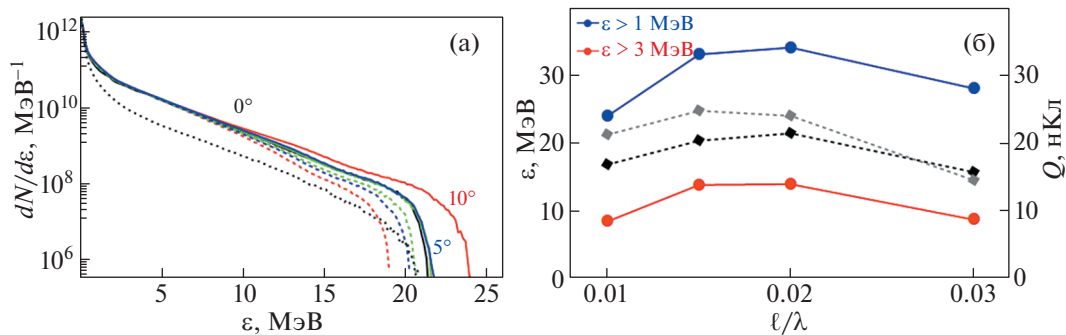


Рис. 2. Спектры протонов, ускоренных из CH_2 фольги толщиной 0.02λ в момент времени 386 фс при нормальном падении лазерного импульса (черная кривая), и падении под углом 10° (красные кривые), 5° (синие кривые) и 2° (зеленые кривые) (а); сплошные кривые отвечают p -поляризации, штриховые – s -поляризации; пунктир – спектр дейтронов при нормальном падении лазерного импульса. Зависимость максимальной энергии протонов при нормальном падении лазерного импульса (черная штриховая кривая) и падении поляризационного импульса под углом 10° (серая штриховая кривая), а также максимального заряда (нКл) протонов с энергией свыше 1 МэВ (синяя кривая) и энергией свыше 3 МэВ (красная кривая) при нормальном падении импульса от толщины CH_2 фольги (б).

ляет несколько увеличить энергию протонов при угле падения на мишень больше или порядка 10 градусов. Во всех случаях спектр имеет спадающий экспоненциальный вид $\sim \exp(-\varepsilon/T_h)$ с характерной температурой $T_h = 2.7 \text{ МэВ}$ и резкой отсечкой вблизи максимальной энергии протонов на уровне 21–25 МэВ. Такой спектр характерен для большинства экспериментов по лазерному ускорению ионов [15, 22], а максимальные энергии протонов также находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами [16]. Некоторое увеличение максимальной энергии протонов при наклонном падении достигается за счет более эффективного нагрева электронов, в том числе за счет эффекта Брюнеля, когда в самом поле падающего/отраженного лазерного импульса появляется продольная составляющая электрического поля, ускоряющая электроны за мишень. Увеличение энергии за счет более эффективного нагрева можно ожидать вплоть до углов падения в 30 градусов. Вместе с тем, данный эффект может полностью компенсироваться наличием преплазмы, которая сама обеспечивает эффективный нагрев электронов и для нормального падения лазерного импульса. Это представляет интерес для последующего исследования.

Зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени для случая нормального падения лазерного импульса и для p -поляризованного импульса, падающего на мишень под углом 10 градусов, показывает, что падение под углом может давать выигрыш в энергии протонов только для очень тонких мишеней с толщиной порядка 10–15 нм (см. рис. 2б). При этом возможен рост максимальной энергии с 21 МэВ (для мишени с толщиной 16 нм) при нормальном падении до 25 МэВ (для мишени с толщиной 12 нм) при на-

клонном. Оптимальное значение толщины мишени хорошо согласуется с условием прозрачности, при котором коэффициент прохождения совпадает с коэффициентом отражения и определяем для нормального падения лазерного излучения как $l/\lambda = a_0/\pi n_c/n_e$, что для используемых в моделировании параметров дает $l/\lambda = 0.013$. Некоторое увеличение оптимальной толщины мишени (до 0.02λ), связанное с нагревом и удалением из мишени части электронов, неоднократно подтверждалось в численном моделировании [24]. Проведенные расчеты предсказывают генерацию примерно 2×10^{11} протонов с энергией больше 1 МэВ за один лазерный выстрел, что отвечает максимальному заряду пучка ускоренных протонов в 33 нКл (см. рис. 2б). Именно такие достаточно энергетичные протоны необходимы для возбуждения ядерных реакций, используемых для получения медицинских изотопов и наработки нейтронов. Полная энергия пучка ускоренных протонов составляет 110 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов, η , на уровне $\eta \approx 3.7\%$. Наиболее энергетичные ускоренные протоны в основном летят по нормали к мишени даже в случае падения лазерного импульса на мишень под углом 10 градусов. Это связано со стандартным направлением электростатического поля разделения заряда на тыльной стороне мишени. Большинство электронов удерживается полем разделения заряда, создавая электростатическое поле двойного слоя (поле конденсатора) у тыльной поверхности мишени, которое и ускоряет ионы по нормали к мишени.

Использование CD-мишеней вместо CH-пластика приводит к ускорению ионов дейтерия. Спектр ускоренных дейтронов слабо отличается

от спектра ускоренных протонов (показан пунктиром на рис. 2а). Он также имеет экспоненциальный вид с той же характерной температурой в 2.7 МэВ. В то же время полное число ускоренных дейтронов оказывается заметно меньше числа ускоренных протонов (в 3.6 раза) и составляет 5.5×10^{10} . Это сказывается на эффективности использования ускоренного пучка дейтронов для ядерных реакций. Дейтроны (с энергией больше 1 МэВ) имеют малую расходимость и летят в основном по нормали к мишени. Полная энергия пучка ускоренных дейтронов (с энергией больше 1 МэВ) составляет порядка 30 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии порядка $\eta \sim 1\%$. Сравнительно низкая эффективность ускорения дейтронов из твердотельной пластиковой мишени может быть объяснена следующим образом. В случае использования твердотельных пленочных СН/СD-мишеней ускорение ионов определяется полем разделения заряда, создаваемым на тыльной стороне мишени лазерно-нагретыми электронами. Это поле слабо зависит от ионного состава мишени. Эффективность ускорения ионной компоненты определяется отношением заряда к массе (Z/M), которое минимально для протонов. Именно поэтому протоны набирают максимальные скорости и первыми покидают мишень, приводя к сильному ослаблению поля позади себя (в силу закона сохранения энергии) и малой эффективности ускорения углеродной компоненты. Дейтроны же ускоряются вместе с ионами углерода с одинаковой эффективностью (так как имеют практически одинаковое отношение Z/M). Имея примерно одинаковый коэффициент конверсии в обе ионные компоненты для обеих мишеней, дейтроны проигрывают в эффективности ускорения протонам, так как для СD-мишени значительно больше энергии уходит в углеродную компоненту.

Таким образом, воздействие лазерного импульса достаточно умеренной энергии на ультратонкие фольги позволяет получать значительное число ускоренных протонов с характерной энергией ~ 3 МэВ, что дает возможность их использования для возбуждения ядерных реакций. Вместе с тем практическая реализация данного режима требует практически идеального контраста лазерного импульса, подавляющего образование преплазмы на пикосекундном временном масштабе, что является все еще труднорешаемой задачей для большинства лазерных систем. Избежать этих трудностей позволяет использование мишеней низкой плотности, рассматриваемое в следующем разделе.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ ИЗ МИШЕНЕЙ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Как уже отмечалось во Введении, основная идея использования низкоплотных мишеней состоит в эффективном радиальном ускорении ионов вдоль всего плазменного канала, создаваемого мощным лазерным импульсом. В этой связи, требуется нахождение оптимальных плотностей лазерных мишеней для ускорения как можно большего числа протонов/дейтронов до МэВ-ных энергий, достаточных для преодоления кулоновского потенциала ядер мишени, в несколько МэВ (десятков МэВ). Ниже проведено моделирование воздействия на низкоплотные мишени не только фемтосекундного лазерного импульса джоулевой энергии, но и более энергетичных суб-пикосекундных и пикосекундных импульсов.

В рамках данной схемы в случае использования фс лазерного импульса с энергией в 5 Дж для получения протонов с энергиями в несколько МэВ, необходимыми для возбуждения ядерных реакций, требуется достаточно острая фокусировка импульса (в пятно микронного масштаба) для повышения его пиковой интенсивности. Именно, было проверено, что фокусировка фемтосекундного лазерного импульса в пятно размером $\sim 10\lambda$ не позволяет получать радиально-ускоренные протоны с необходимыми энергиями. Однако острая фокусировка фс-импульса делает вполне возможным проведение трехмерных расчетов с необходимой точностью. В то же время, проведение подобных трехмерных расчетов для более длительных лазерных импульсов, суб-пикосекундной и выше длительности, оказывается невозможным из-за ограниченных численных ресурсов даже для суперкомпьютера. По этой причине, для таких длительностей мы ограничились проведением серии двухмерных расчетов. В этом случае, для пересчета всех характеристик ионов принималось, что их распределение поперечно симметрично и характерный размер в игнорируемом направлении отвечает размеру пятна фокусировки. Все расчеты в данном разделе проводились коммерческим кодом VSIM (VORPAL) [25], который неоднократно использовался для описания широкого круга плазменных экспериментов [26–28].

3.1. Ускорение ионов фемтосекундным лазерным импульсом (5 Дж)

В трехмерных расчетах ускорения ионов (протонов и дейтронов) из однородной протяженной мишени околокритической плотности фемтосекундным лазерным импульсом использовался линейно поляризованный лазерный импульс с

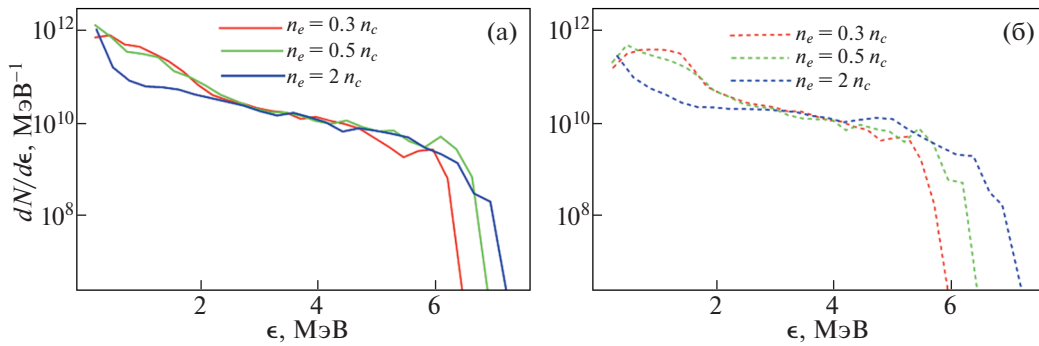


Рис. 3. Спектральные распределения протонов (а) и дейтронов (б), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении, для мишеней с плотностью $0.3n_c$ (красная кривая), $0.5n_c$ (зеленая кривая) и $2n_c$ (синяя кривая) для лазерного импульса с энергией 5 Дж и длительностью 30 фс.

энергией 5 Дж, длительностью $\tau_L = 30$ фс (с численной отсечкой в 150 фс), пятном фокусировки диаметром $D = 4$ мкм, амплитудой поля $a_0 = eE_L/m_e\omega c = 20.6$ (что отвечает максимуму интенсивности $I_L = 9 \times 10^{20}$ Вт/см² для длины волны лазерного излучения $\lambda = 2\pi c/\omega = 0.8$ мкм). Расчетная область составляла 40 мкм в обоих поперечных направлениях, продольной размер расчетной области варьировался от 20 мкм до 200 мкм в зависимости от плотности мишени и выбирался так, чтобы продольный размер мишени несколько превосходил длину поглощения лазерного импульса. В расчетах не наблюдалось сколь-нибудь существенного рассеяния лазерного света и имело место практически полное поглощение лазерного импульса внутри мишени вне зависимости от использовавшейся плотности. Лазерный импульс фокусировался на переднюю поверхность мишени. Разрешение в продольном направлении (вдоль оси распространения лазерного импульса) составляло 80 нм ($\lambda/10$ для длины волны $\lambda = 0.8$ мкм) и 80–160 нм в поперечном направлении. Использовались поглощающие граничные условия для полей и частиц в поперечном направлении, что позволяло задавать мишень во всей поперечной области. В продольном направлении использовались условия входа-выхода для полей и поглощающие граничные условия для частиц. Большинство расчетов было проведено с одной частицей в ячейке. Вылетающие в поперечном направлении ускоренные протоны (дейтроны) регистрировались “детекторами”, представляющими собой подсчет в двух взаимно-перпендикулярных направлениях числа ионов, пересекающих плоскости XY и XZ , расположенные на расстоянии 17 мкм от оси распространения лазерного пучка. Суммарный заряд ионов, ускоренных преимущественно в направлении поперек направления распространения лазерного импульса, приближенно оценивался по

удвоенному числу всех частиц, прошедших через плоскости XY и XZ .

По мере распространения лазерного импульса в плазме олококритической плотности происходит выедание переднего фронта лазерного импульса и формирование плазменного канала. Длина истощения импульса, связанная с потерями энергии импульса на пондеромоторное расталкивание электронов его фронтом [29], обратно пропорциональна электронной плотности мишени и для $n_e = 0.3n_c$ составляет ~ 40 мкм (отвечает падению интенсивности импульса в $e \simeq 2.71$ раза).

Проведенные расчеты показывают, что, в целом, спектр ускоренных ионов, МэВной энергии (≥ 2 МэВ) слабо зависит от плотности мишени (см. рис. 3а – для протонов и 3б – для дейтронов), хотя энергия отсечки незначительно растет с увеличением плотности. Средняя энергия протонов с энергией большей 1 МэВ, определенная как отношение полной энергии ускоренных ионов к их числу, растет с увеличением плотности мишени от 1.8 МэВ (для $n_e = 0.3n_c$) до 2.4 МэВ (для $n_e = (1.5-2)n_c$), в то время как полное число ускоренных протонов падает от 2.6×10^{11} (для $n_e = 0.3n_c$) до 1.1×10^{11} (для $n_e = 2n_c$) (см. рис. 4). Слабая зависимость энергетического распределения и числа ускоренных ионов от плотности мишени связана с тем, что число частиц (ионов) в объеме взаимодействия, $N = n_e I_{dep} \pi D^2 / 4$, практически не зависит от плотности мишени, так как [29] $I_{dep} \sim 1/n_e$. Отметим, что наиболее быстрые протоны, с энергией больше 3 МэВ, имеют практически одинаковую среднюю энергию (4.2 МэВ) для всех мишеней с различной плотностью, а их полное число имеет слабо выраженный максимум для мишеней с критической плотностью, $n_e \simeq n_c$ (см. рис. 4). Также изучена эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию протонов. Коэффициент конверсии, η , в

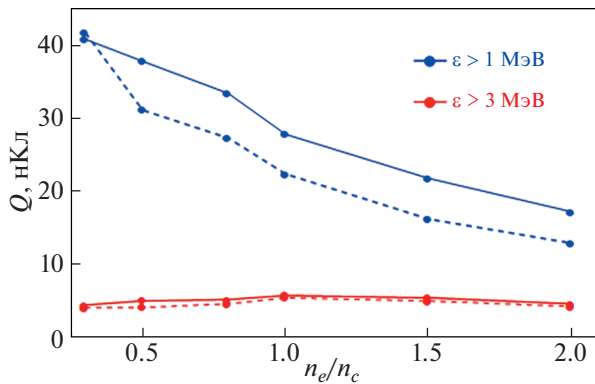


Рис. 4. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов (сплошные кривые) и дейтронов (штриховые кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении, с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергией свыше 3 МэВ (красные кривые) от плотности мишени.

протоны с энергией свыше 1 МэВ составляет $\eta \sim 0.7\text{--}1.4\%$ и $0.3\text{--}0.5\%$ — в более высокоэнергетичные протоны, с энергией свыше 3 МэВ, т.е. в ту группу частиц, которая способна наиболее эффективно инициировать ядерные реакции.

Подводя итог, отметим, что эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов из мишеней низкой плотности коротким фемтосекундным лазерным импульсом не превышает 1.4% и достигается для оптимальной плотности мишени порядка критической $n_e \sim n_c$. При этом, полное число протонов с энергией свыше 1 МэВ, вылетевших поперек направлению распространения лазерного импульса, составляет порядка 3×10^{11} частиц (максимальный заряд достигает соответственно 40 нКл), что сравнимо со случаем ускорения протонов из тонких фольг. Однако их средняя энергия оказывается на уровне 2 МэВ, а энергия отсечки не превосходит 7 МэВ, что значительно меньше, чем в случае ускорения протонов из тонких фольг. Именно, малая средняя энергия протонов приводит к относительно малому коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных ионов. Сравнительно слабая эффективность ускорения ионов в поперечном направлении может быть связана с достаточной короткой длительностью самого лазерного импульса, $\tau_L < D/u_i$, где $u_i = 4 \times 10^8$ см/с — скорость дейтрона с энергией 1 МэВ, когда за время прохождения лазерного импульса ионы не успевают набрать максимальную возможную энергию [30]. Последнее связано с сильным падением поля разделения заряда после окончания импульса вследствие возвратных, нейтрализующих электронов. Возможность использования более длинного импульса суб- и пикосекундной длительности

для ускорения ионов в данной схеме анализируется в следующем разделе.

3.2. Ускорение ионов суб-пикосекундным лазерным импульсом (30 Дж)

В данном разделе приведены результаты двумерных расчетов взаимодействия субпикосекундного мульти-Дж лазерного импульса с мишенью околосредней критической плотности с целью оптимизации плотности плазмы для получения максимального числа ускоренных протонов с максимально возможными энергиями. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны 1055 нм, длительностью 500 фс по полувысоте (FWHM), диаметром фокусировки 10 мкм и полной энергией 30 Дж. Максимальное значение безразмерной амплитуды поля $a_0 = 6.34$, что соответствует интенсивности $I_L = 5 \times 10^{19}$ Вт/см². Мишень представляла собой первоначально покоящиеся электроны и протоны. Поперечный размер расчетной области составлял 100 мкм с разрешением 15 точек на длину волны, продольный размер варьировался в зависимости от плотности мишени (разрешение 25 точек на длину волны), так чтобы лазерный импульс поглощался внутри мишени. Использовались поглощающие граничные условия для частиц и полей. Число крупных (расчетных) частиц в ячейке — 4 для каждого сорта частиц. Фокус лазерного импульса совпадал с положением передней поверхности мишени, в то время как пик его огибающей в начальный момент времени находился на расстоянии трех FWHM-длин лазерного импульса (450 мкм) перед мишенью.

Расчеты были проведены в широком диапазоне значений электронной плотности мишени от $0.1n_c$ до $4n_c$ для толщины несколько превосходящей длину истощения лазерного импульса. При взаимодействии лазерного импульса с низкоплотной мишенью наблюдалось формирование плазменного канала, сопровождающееся, филаментацией лазерного импульса, а также частичным его отражением от передней поверхности мишени, особенно при ее высокой плотности ($\sim n_c$), и небольшим рассеянием за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при низкой плотности ($< n_c$). Однако влияние этих “паразитных” эффектов не сказывалось критическим образом на изучавшемся ускорении ионов.

Для расчета спектров протонов, ускоренных в поперечном направлении, в PIC-моделировании подсчитывались число и импульсы ионов, пролетевших через границы, расположенные вдоль боковых поверхностей мишени на расстоянии 5 мкм от последних. На рис. 5а показаны энергетические спектры протонов, пролетевших через

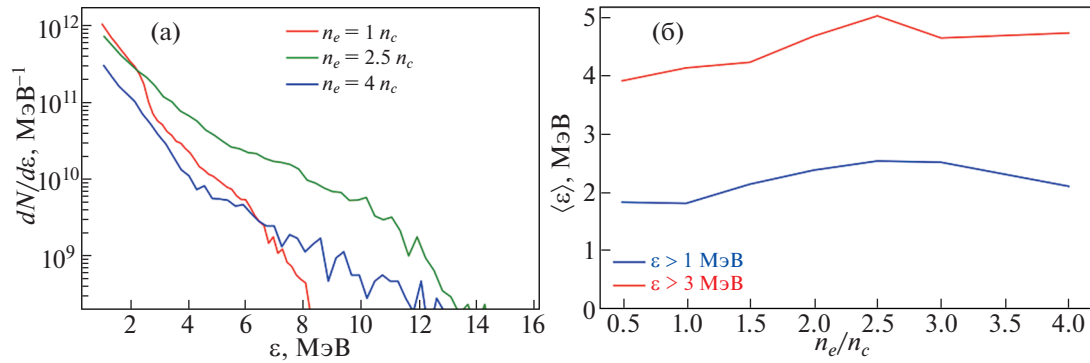


Рис. 5. Спектральные распределения протонов (а) и зависимость средней энергии протонов (б) от плотности мишени для ионов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса с энергией 30 Дж и длительностью 0.5 пс.

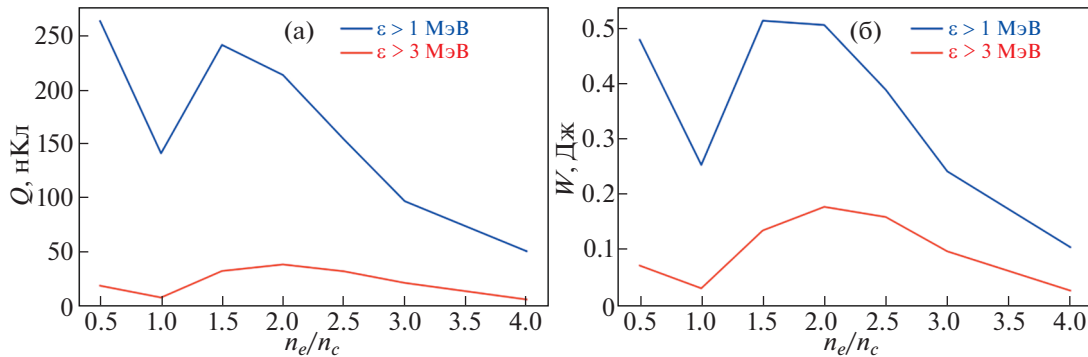


Рис. 6. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов с энергией свыше 1 МэВ и энергией свыше 3 МэВ, вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б), от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 30 Дж и длительностью 0.5 пс.

такой “детектор”, которые были построены для различных значений плотности водородной среды. Спектры имеют экспоненциальный вид с характерной температурой порядка 2 МэВ. Полная энергия протонного пучка составляет порядка 0.5 Дж (для $n_e = (2-2.5)n_c$), что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов на уровне $\eta \simeq 1.7\%$, что выше, чем в случае использования ультракороткого лазерного импульса.

В ходе расчетов было установлено, что при увеличении плотности мишени увеличивается доля протонов с более высокими энергиями (см. рис. 5б), в то время как суммарный заряд ускоренных частиц падает (см. рис. 5а). Последний эффект можно связать с частичным незначительным отражением релятивистски интенсивного лазерного импульса (от границы мишень-вакуум и/или из-за ВКР). Полное число ускоренных протонов с энергией больше 3 МэВ довольно слабо зависит от плотности мишени (рис. 6а), а их средняя энергия и полная энергия имеют выраженный

максимум при $n_e \sim 2.5n_c$ (рис. 5б и рис. 6б). Именно мишени с плотностью $n_e \sim (2-2.5)n_c$ являются оптимальными для ускорения максимального числа протонов до максимальных энергий пикосекундным (длительностью 0.5 пс) лазерным импульсом с энергией 30 Дж.

Отметим, что несмотря на меньшие значения интенсивности и мощности лазерного импульса (по сравнению с предыдущим случаем короткого 30 фс лазерного импульса), максимальная энергия протонов, ускоренных в поперечном направлении оказывается примерно в два раза больше и составляет 14–15 МэВ (для оптимальной плотности мишени $n_e \sim 2.5n_c$), а их общее число более чем на порядок превосходит число протонов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом. Все это позволяет значительно увеличить выход продуктов ядерных реакций, используя генерируемые пучки протонов, по сравнению с предыдущим случаем.

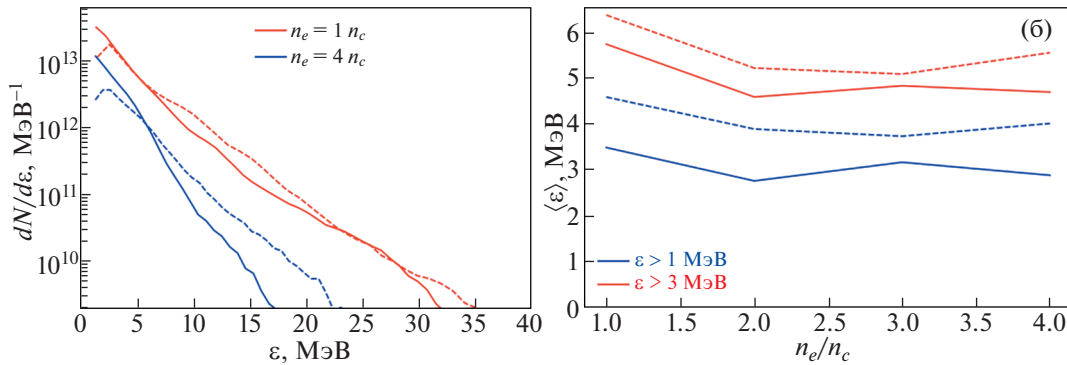


Рис. 7. Спектральные распределения протонов (сплошные кривые) и дейтронов (штриховые кривые) (а), а также зависимость их средней энергии (б) от плотности мишени для ионов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс.

3.3. Ускорение ионов пикосекундным лазерным импульсом кДж-класса

В данном разделе приведены результаты двумерных расчетов взаимодействия пикосекундного лазерного импульса с мишенью околоритической плотности с целью оптимизации параметров плотности плазмы. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны 1055 нм, длительностью 2 пс по полувысоте (FWHM), диаметром пятна фокусировки 10 мкм и полной энергией 0.5 кДж. Максимальное значение безразмерной амплитуды поля $a_0 = 12.94$, что соответствует интенсивности $I_L = 2 \times 10^{20}$ Вт/см². Были рассмотрены мишени с первоначально покоящимися электронами и протонами/дейтронами. Поперечный размер расчетной области составлял 150 мкм с разрешением 15 точек на длину волны, продольный размер варьировался в зависимости от толщины мишени (разрешение 25 точек на длину волны). Использовались поглощающие граничные условия для частиц и полей и 4 расчетных частицы каждого сорта в одной ячейке. Фокус лазерного импульса совпадал с положением передней поверхности мишени, в то время как пик его огибающей в начальный момент времени, как и в предыдущем случае, находился на расстоянии трех длин импульса (1800 мкм) перед мишенью. В проведенных расчетах концентрация электронов варьировалась в диапазоне от 1 до 4 критических плотностей.

В первой серии расчетов были рассмотрены плазменные мишени, состоящие из электронов и протонов. Во всех расчетах толщина мишени выбиралась так, чтобы ее размер превосходил длину поглощения лазерного импульса. Толщина мишени, равная 400 мкм, отвечала данному условию для использованных значений плотности мишени. При распространении пикосекундного лазер-

ного импульса внутри мишени наблюдалась как его филаментация — расщепление лазерно-плазменного канала на несколько каналов, так и возникновение лазерной шланговой неустойчивости. Анализ углового распределения частиц показывает, что ускоренные протоны внутри мишени распространяются в основном в диапазоне углов от 50 до 100°, т.е. частицы в основном распространяются поперек направления распространения лазерного импульса. Уширение углового спектра по сравнению с предыдущим случаем субпикосекундного лазерного импульса видимо связано с неустойчивым распространением мощного пикосекундного лазерного импульса в околоритической плазме. На рис. 7а показаны энергетические спектры протонов (сплошные кривые), пролетевших через детектирующие поверхности, которые были построены для различных значений концентрации электронов. Из этого рисунка видно, что значение $n_e = n_c$ является оптимальным, а средняя энергия ускоренных протонов меняется незначительно с увеличением плотности и составляет порядка 3 МэВ (рис. 7б). При этом, большое число ускоренных в радиальном направлении протонов (заряд достигает 14 мкКл, см. рис. 8а) позволяет достичь достаточно большой полной энергии ускоренного пучка (порядка 50 Дж, см. рис. 8б) и высокого коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов на уровне 10%, что приближается к известным рекордным значениям для лазерного ускорения ионов. Здесь однако стоит заметить, что полученные результаты основаны на двумерных расчетах, которые, как правило, завышают эффективность ускорения ионов на 20–50%.

Вторая серия расчетов выполнена для плазменной мишени, состоящей из дейтронов и электронов. Расчеты проводились для аналогичных параметров мишени, что и в серии расчетов для протонов. Так же как и в случае с протонами вы-

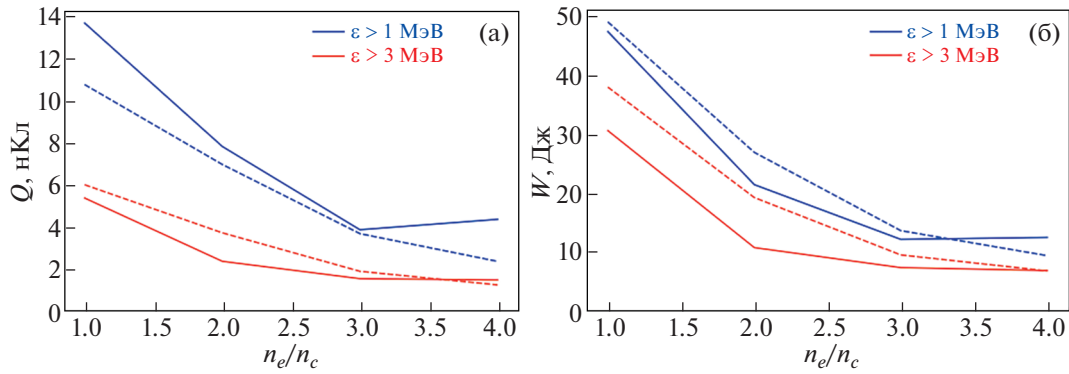


Рис. 8. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов (сплошные кривые) и дейтронов (пунктирные кривые) с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергий свыше 3 МэВ (красные кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б) от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс.

сокоэнергетичные дейтроны внутри мишени распространяются в основном поперек направления лазерного импульса, но распределение дейтронов имеет еще большую угловую ширину по сравнению с распределением протонов, что может быть связано с их большей массой. Так же как и в случае с протонами значение $n_e = n_c$ является оптимальным. Кроме того, дейтроны набирают несколько большую энергию, чем протоны (ср. штриховые и сплошные кривые на рис. 7а), хотя полный заряд ускоренных дейтронов оказывается незначительно ниже, чем в случае ускорения протонов (см. рис. 8а). Таким образом, эффективность ускорения дейтронов не уступает эффективности ускорения протонов в рассматриваемом режиме длинного лазерного импульса.

Для установленной оптимальной концентрации электронов был проведен расчет по одновременному ускорению дейтронов и протонов из низкоплотной водородо-дейтериевой смеси с целью выяснения возможности повышения эффективности инициирования ядерных реакций. Был проведен расчет для соотношения концентраций дейтронов и протонов в пропорции 1 : 1. Так как масса протона в 2 раза меньше массы дейтрона, то при ускорении радиальным полем сформированного плазменного канала протоны быстрее смешались в радиальном направлении, что приводило к уменьшению амплитуды ускоряющего поля для дейтронов. Вследствие этого дейтроны набирали меньшую энергию, в то время как спектр протонов не менялся значительно, хотя их число несколько уменьшалось. Из последнего следует вывод, что, использование низкоплотной водородо-дейтериевой смеси не является оптимальным с точки зрения ускорения протонов/дейтронов для инициирования ядерных реакций.

Таким образом, увеличение длительности (и энергетике) лазерного импульса позволяет значительно увеличить эффективность ускорения ионов из мишеней околокритической плотности в поперечном направлении, что позволяет приблизиться к практическому осуществлению сценария ядерного “реактора” на основе лазерного ускорения ионов [4]. С ростом длительности лазерного импульса эффективность конверсии энергии лазера в энергию ускоренных протонов растет с 1.4% для 30 фс импульса и 1.7% для 0.5 пс импульса до ~10% для 2 пс импульса. При этом однако речь идет о лазерах очень высокой энергии. Характерные величины конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов сопоставимы с экспериментальными результатами, типично меняющимися от долей процентов до десяти процентов в зависимости от энергии лазерного импульса, геометрии облучения и используемой мишени [31], а полученный в моделировании рост эффективности ускорения протонов с увеличением энергии лазерного импульса также наблюдался в ряде экспериментов [19].

4. РАСЧЕТ ВЫХОДА МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ ДЛЯ ПЭТ

Полученные лазерными методами пучки протонов/дейтронов использовались для расчета выхода медицинских ПЭТ-изотопов. Наиболее широкое распространение в ПЭТ-диагностике имеют короткоживущие изотопы достаточно легких элементов, такие как изотоп углерода ^{11}C (период полураспада $\tau_{1/2} = 20.4$ мин), кислорода ^{15}O (период полураспада $\tau_{1/2} = 2.0$ мин) и фтора ^{18}F (период полураспада $\tau_{1/2} = 110$ мин). Также используется изотоп азота ^{13}N (период полураспада $\tau_{1/2} = 10.0$ мин). Как правило, для их производ-

ства на циклотронах рассматриваются пучки протонов с энергией порядка 10 МэВ. Требуемая диагностическая доза лекарственного препарата фтордезоксиглюкоза, ^{18}F для проведения ПЭТ головного мозга и миокарда составляет 100–120 МБк/м² поверхности тела пациента, при этом, как правило, используют 150–240 МБк на одно исследование [32]. Требуемая доза ^{15}O составляет минимум 350 МБк [33], а для ^{11}C требуемая активность составляет ~500 МБк [34].

Моделирование получения короткоживущих изотопов с использованием лазерно-ускоренных протонов проводилось методом Монте-Карло кодом GEANT-4 (сечения реакций взяты из базы данных G4TENDL1.4, которая объединяет TENDL-2019, ENDF/B-VIII.0 (описывающее сечения производства большинства медицинских изотопов), JENDL/DEU-2020 и др). Оценка активности медицинских радионуклидов проводилась по формуле, отвечающей случаю частоты следования частоты лазерных импульсов, f , значительно превосходящей обратный период полураспада, $1/\tau_{1/2}$, $A = Nf(1 - \exp(-(\ln 2)t/\tau_{1/2}))$, где N – количество изотопов получаемых за один лазерный импульс, а t – время облучения. В случае, когда время облучения значительно превышает период полураспада $t \geq 5\tau_{1/2}$, активность источника оказывается приближенно равной $A \simeq Nf$, что отвечает максимально достижимой активности, которая использовалась ниже для оценки необходимой частоты следования лазерных импульсов для наработки медицинской дозы РН.

Для пучков протонов, ускоренных из тонких фольг, в качестве конвертера использовался цилиндр радиусом 7.5 см и высотой 4 см, состоящий из жидкого азота или кислорода, и расположенный сразу за лазерной мишенью. Проведенные вычисления показывают, что используя реакцию $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ можно получить 8×10^6 атомов ^{11}C за один выстрел. При частоте повторения выстрелов 10 Гц и облучении в течение порядка 2 часов, это приводит к активности в 78 МБк. Выход изотопов ^{15}O в результате реакции $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ составляет 7×10^6 атомов, что позволяет достигать активности в 67 МБк за 10 мин при частоте следования выстрелов в 10 Гц. Для получения медицинского изотопа 18 фтора лазерно-ускоренный пучок протонов падает на мишень из жидкого кислорода ^{18}O , приводя к образованию 1.5×10^7 атомов ^{18}F вследствие $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ реакции. Максимальная активность, достижимая после 5.5 часа непрерывного облучения с частотой повторения 10 Гц составляет 130 МБк (что близко к медицинской дозе). Только 2.6×10^6 атомов изотопа ^{13}N может быть получено за один выстрел вследствие $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ реакции. Непрерывное облучение

мишени в течение 45 мин с частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц позволяют получить активность изотопа на уровне 25 МБк. Использование пучка ускоренных дейтронов в рассматриваемом случае менее эффективно для наработки медицинских изотопов. С помощью дейтронов можно получить только 1.5×10^5 атомов ^{18}F (с использованием реакции $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$) и 4.6×10^5 атомов ^{18}O (в результате реакции $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$) за один лазерный выстрел, что более чем на порядок меньше, чем в случае использования ускоренных протонов. Использование конвертера из изотопа бора ^{10}B для осуществления реакции $^{10}\text{B}(d, n)^{11}\text{C}$ дает 1.4×10^6 атомов изотопа ^{11}C , что также меньше, чем в случае использования пучка протонов.

Отметим, что с помощью тонких фольг, облучаемых фемтосекундным лазером, вследствие достаточно большой энергии протонов можно также получать некоторые другие перспективные короткоживущие изотопы более тяжелых элементов. Так, можно получить (используя $^{66}\text{Zn}(p, n)^{66}\text{Ga}$ реакцию) 1.8×10^7 атомов ^{66}Ga (период полураспада $\tau_{1/2} = 8.5$ часа), что позволяет достичь активности в 174 МБк за 40 часов облучения с частотой 10 Гц. Облучение никелевой мишени дает порядка 10^7 атомов изотопа ^{61}Cu (период полураспада $\tau_{1/2} = 3.3$ часа), используя $^{61}\text{Ni}(p, n)^{61}\text{Cu}$ реакцию. За 19 часов непрерывного облучения с частотой 10 Гц это позволит обеспечить активность в ~100 МБк. Учитывая, что характерная величина медицинской дозы для данных РН составляет порядка 300 МБк частота следования импульсов порядка (20–30) Гц необходима для их наработки.

При использовании мишеней низкой плотности предполагается, что радиально ускоренные протоны (дейтроны), вылетая из плазменного канала, попадают в окружающий его конвертер. В качестве конвертера использовалась криогенная мишень, представляющая собой цилиндрически симметричный слой (кольцевая оболочка) жидкого азота, неона (или изотопа кислорода ^{18}O). Внешний радиус цилиндрической мишени-конвертера составляет 7.5 см, длина цилиндрической оболочки 4.0 см. Толщина оболочки (~4 см) значительно превосходит значения длин пробега быстрых ионов для рассматриваемых ядерных реакций, обеспечивая торможение практически всех ускоренных ионов. С помощью полученных данных выхода изотопов рассчитывалась также активность источника, определяемая как число распадов в единицу времени. Сразу отметим, что для всех проведенных расчетов максимальный выход медицинских изотопов, приведенный ни-

же, получен для оптимальных условий взаимодействия, отвечающих максимальной конверсии энергии лазерного импульса в энергию энергетических протонов/дейтронов.

Число медицинских РН, генерируемых с использованием пучка протонов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом из мишеней оклокритической плотности (2.4×10^6 изотопов ^{18}F , 5×10^5 изотопов ^{15}O и 2.5×10^5 изотопов ^{11}C) на порядок меньше, чем в случае использования тонких фольг. Это связано с довольно низкой энергией ускоренных протонов/дейтронов в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом. Поскольку энергия отсечки ускоренных ионов лишь незначительно превышает пороговые значения ряда реакций (так для реакции $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ пороговое значение составляет примерно 3 МэВ, а для реакции $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ составляет примерно 4 МэВ), в наработке изотопов участвуют только хвосты распределений ускоренных частиц (с энергией не менее 3–5 МэВ). Именно это приводит к низкой эффективности генерации РН и малой активности источника, которая не превышает нескольких десятков МБк для лазерной системы с мощностью 100 ТВт и частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц. Для достижения медицинских доз активности ПЭТ-радионуклидов при использовании радиального ускорения протонов из мишени с плотностью порядка критической фемтосекундным лазерным импульсом с энергией порядка 5 Дж необходима частота повторения выстрелов не менее 1 кГц.

Более перспективным выглядит использование более энергетичных лазеров с существенно большей длительностью импульсов. Так, для лазерного импульса в 30 Дж (500 фс) использование мишени с оптимальной плотностью $n_e = 2.5n_c$ позволяет наработать 3.1×10^7 изотопов ^{18}F , 1.3×10^7 изотопов ^{15}O и 1.3×10^7 изотопов ^{11}C , что позволяет получать активность на уровне десятков МБк (порядка 30 МБк для ^{18}F) при частоте следования импульсов в 1 Гц. С учетом требуемых диагностических доз, частота следования 30 Дж 500 фс лазерных импульсов должна превышать 5 Гц для наработки фтора, 26 Гц для наработки кислорода и 40 Гц.

Дальнейшее увеличение энергии лазера до 500 Дж и длительности до 2 пс дает возможность получить 4.6×10^8 изотопов ^{18}F , 1.8×10^8 изотопов ^{15}O и 1.7×10^8 изотопов ^{11}C . Более того, использование пучка дейтронов позволяет еще несколько увеличить выход изотопов ^{18}F до 5.3×10^8 атомов (в результате реакции $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$) и изотопов ^{15}O до 8.6×10^8 атомов за выстрел (в результате реакции $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$). Наиболее существенный вы-

игрыш может быть достигнут в получении изотопа углерода ^{11}C , выход которого при использовании реакции $^{10}\text{B}(d,n)^{11}\text{C}$ достигает 2.8×10^9 атомов за выстрел. Таким образом, для данных изотопов, использование дейтериевой мишени является более перспективным подходом, чем использование водородной мишени. С учетом требуемых медицинских доз частота следования 2 пс лазерных импульсов с энергией 0.5 кДж должна превышать 0.4 Гц для наработки ^{18}F и ^{15}O и 0.2 Гц для получения ^{11}C (с использованием дейтронов), 0.4 Гц для наработки ^{18}F , 2 Гц для ^{15}O и 3 Гц для ^{11}C (с использованием протонов).

Сравнение результатов по выходу наиболее часто используемых РН для ПЭТ приведены в табл. 1, где наряду с количеством атомов, получаемых за один выстрел, также показана частота следования лазерных выстрелов необходимая для наработки одной медицинской дозы. Напомним, что характерное время облучения, $t \geq 5\tau_{1/2}$, меняется от ~10 мин для ^{15}O до ~2 часов для ^{11}C и ~10 часов для ^{18}F . Стоит отметить, что использование лазерного импульса с большей энергией и большей длительностью, который при взаимодействии с мишенью низкой оклокритической плотности приводит к формированию протяженного канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов, чем использование облучающего подобную мишень короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса. Так выход ^{18}F на 1 Дж вложенной энергии лазерного импульса увеличивается в 2 раза, а выход ^{15}O — в 4 раза и достигает значений, сравнимых с получаемым с использованием тонкой фольги. Наиболее существенное увеличение наблюдается для изотопа углерода, позволяющее поднять его выход более чем на два порядка и получить максимальный выход изотопа ^{11}C на 1 Дж вложенной энергии для всех рассмотренных схем.

5. РАСЧЕТ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

Код GEANT-4 также применялся для расчетов наработки нейтронов с использованием лазерно-ускоренных пучков протонов и дейтронов. В качестве мишени использовался изотоп лития ^7Li . Для пучков ионов, ускоренных из тонких фольг, мишень-конвертер представляла собой цилиндр, толщиной 4 см и радиусом 7.5 см, расположенный сразу за лазерной мишенью, в то время как для случая радиального ускорения ионов из мишеней низкой плотности конвертер располагался вокруг лазерной мишени, как и в случае производства медицинских изотопов.

Проведенные расчеты показывают, что использование протонов, ускоренных из тонкой

Таблица 1. Лазерное получение медицинских изотопов с помощью пучков протонов (столбец 1), ускоренных из тонкой фольги, а также протонов (столбцы 2–4) и дейтронов (последний столбец), ускоренных из мишеней низкой околоритической плотности

| РН | | 3 Дж, фольга | 5 Дж | 30 Дж | 500 Дж | 500 Дж |
|-----------------|-------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| ^{18}F | выход, N | 1.5×10^7 | 2.4×10^6 | 3.1×10^7 | 4.6×10^8 | 5.3×10^8 |
| | частота, Гц | 13 | 83 | 6.5 | 0.4 | 0.4 |
| ^{15}O | выход, N | 7×10^6 | 5×10^5 | 1.3×10^7 | 1.8×10^8 | 8.6×10^8 |
| | частота, Гц | 50 | 700 | 27 | 2 | 0.4 |
| ^{11}C | выход, N | 8×10^6 | 2.5×10^5 | 1.3×10^7 | 1.7×10^8 | 2.8×10^9 |
| | частота, Гц | 62.5 | 2000 | 38 | 3 | 0.2 |

фольги оптимальной толщины, позволяет получить $\sim 2 \times 10^8$ нейтронов за один выстрел. При этом, использование пучка дейтронов приводит к падению числа нейтронов почти на порядок. Это связано с низкой эффективностью ускорения дейтронов из тонких фольг и особенностью сечений рассматриваемых ядерных реакций, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ и $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$. В случае использования пучка протонов в реакции участвуют только протоны с энергией больше 1.8 МэВ, вследствие порогового характера сечения реакции. Однако абсолютная величина сечения для средней энергии ионов 2–3 МэВ оказывается выше для протонов, чем для дейтронов (см. рис. 9). Поэтому, если основной вклад в реакцию идет от низкоэнергетичных частиц, можно ожидать, что дейтроны, участвующие в реакции, не имеющей ярко-выраженного порога, будут давать основной вклад. При наличии значительного числа энергетичных ионов (с энергией порядка 2 МэВ), протоны не будут уступать в числе ядерных продуктов, что и реализуется в случае ускорения ионов из тонких фольг.

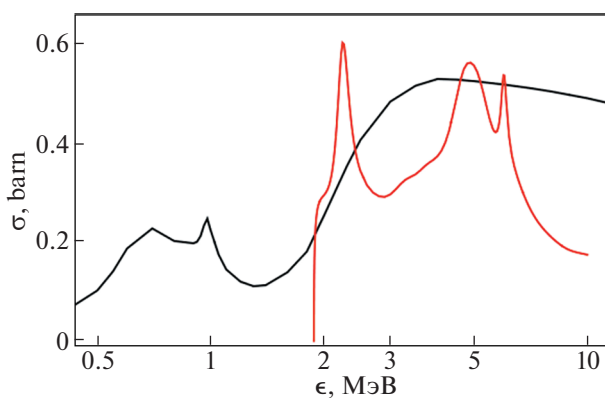


Рис. 9. Зависимость ядерных сечений реакций производства нейтронов из изотопа лития ^7Li от энергии налетающих протонов (красная кривая) и дейтронов (черная кривая).

Обратная ситуация возникает при ускорении протонов/дейтронов из мишеней околоритической плотности в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом. В этом случае дейтроны дают основной вклад в производство нейтронов, позволяя нарабатывать $\sim 5 \times 10^7$ нейтронов за один выстрел ($\sim 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии). Как и в случае наработки медицинских изотопов, данная схема оказывается наименее эффективной для производства нейтронов.

Увеличение длительности лазерного импульса за счет роста его энергии позволяет несколько увеличить эффективность производства нейтронов. Так, использование пучков протонов, ускоренных в радиальном направлении лазерным импульсом с энергией 30 Дж и длительностью 500 фс, позволяет получать $\sim 4 \times 10^8$ нейтронов за один лазерный выстрел ($\sim 1.3 \times 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии). Увеличение энергетики лазерного импульса до 500 Дж позволяет нарабатывать 5.7×10^9 нейтронов с использованием пучка ускоренных протонов. Ускоренные этим лазерным импульсом пучки дейтронов дают 2.3×10^{10} нейтронов за один выстрел, что дает эффективность производства нейтронов на Дж вложенной энергии (4.6×10^7 нейтронов на Дж), сравнимую со случаем использования ультратонких фольг, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом ($\sim 6 \times 10^7$ нейтронов на Дж). Генерируемые нейтроны имеют спадающий экспоненциальный спектр с энергией меняющейся от нескольких кэВ до 20–30 МэВ и средней характерной энергией порядка 2–4 МэВ.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием сквозного многомерного численного моделирования PIC–GEANT4 проведено исследование лазерного ускорения протонов/дейтронов из тонких фольг и мишеней низкой плотности с целью его использования для инициирования ядерных реакций. Показано, что

воздействие на тонкие фольги фемтосекундного лазерного импульса с энергией 3 Дж позволяет получать пучки протонов с зарядом порядка 30 нКл и средней энергией порядка 3 МэВ с коэффициентом конверсии $\eta \sim 4\%$. Воздействие сравнимого по энергии ультракороткого лазерного импульса на мишени с плотностью порядка критической плотности не позволяет повысить эффективность ускорения протонов, вследствие достаточно малых максимальных энергий протонов, ускоренных в радиальном направлении. Вместе с тем существенное увеличение длительности и энергетика лазерных импульсов позволяет использовать мишени низкой плотности для радиального ускорения частиц, повышая коэффициент конверсии до $\eta \sim 10\%$.

Довольно низкая эффективность ускорения ионов в радиальном направлении при распространении фемтосекундного лазерного импульса в прозрачной плазме околоскритической плотности, связанная с тем, что энергия ускоренных протонов лишь незначительно превышает пороговые значения используемых ядерных реакций, не позволяет эффективно нарабатывать медицинские изотопы. Ускорение ионов из тонких фольг дает возможность повысить эффективность наработки таких изотопов. Правда для этого требуется практически идеальный контраст лазерного импульса, но даже в этом случае для получения медицинской дозы (~ 300 МБк) наиболее часто используемых для ПЭТ-диагностики легких изотопов требуется лазерная система с энергией несколько Дж и частотой повторения импульсов порядка 100 Гц, а для достижения активности, сравнимой с производимой на циклотронах [2] (порядка 100 ГБк) требуются лазерные системы с энергией в несколько Дж и с частотой повторения выстрелов больше или порядка 10 кГц. Возможно некоторое увеличение энергии лазерного импульса (по крайней мере, в два раза) позволит несколько снизить требования, предъявляемые к частоте следования лазерных импульсов. Так, уже было показано, что лазерный импульс с энергией 10 Дж способен производить медицинскую дозу изотопов при частоте импульсов в 10 Гц [7]. Использование лазерного импульса пикосекундной длительности, который при взаимодействии с мишенью околоскритической плотности приводит к формированию протяженного лазерно-плазменного канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов на единицу энергии лазерного импульса, чем использование короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса.

Исходя из полученных результатов для двух использовавшихся схем, с учетом текущих технических возможностей лазерных систем и требуемых активностей источников медицинских

радионуклидов, наработка радионуклидов при помощи рассмотренных фемтосекундных и пикосекундных лазерных импульсов в настоящее время не оказывается возможной. Одна из имеющихся трудностей с фемтосекундными драйверами состоит в том, что для использования ультратонкой фольги пока не достигнута требуемая степень контраста лазерного импульса, ориентировочно оцениваемая как минимум в 10^{10} на пикосекундном временном масштабе. С другой стороны, требующаяся частота повторяемости фемтосекундных импульсов мульти-Дж уровня пока также не достигнута, оставаясь на уровне не выше нескольких Гц. Гораздо меньшая требующаяся повторяемость для лазеров пикосекундной длительности импульсов тоже пока представляет проблему в настоящее время из-за их высокой энергии. Вместе с тем, наблюдаемое быстрое развитие лазерных технологий позволяет ожидать, что указанные трудности будут преодолены в ближайшее десятилетие. Следует также обратить внимание, что развивающиеся сейчас большие лазерные проекты (такие как OMEGA-EP [35], LMJ-PETAL [36], ARC [37], LFEX [38]) с пикосекундными импульсами мульти-кДж уровня, могут быть перспективными для наработки медицинской дозы изотопов в режиме единичных выстрелов. Здесь наиболее перспективной представляется наработка изотопов кислорода и углерода при помощи дейтронов, ускоренных в результате нами рассмотренного лазерно-плазменного взаимодействия пикосекундных лазерных импульсов с низкоплотной мишенью.

Схема производства нейтронов с помощью облучения мишени из изотопа лития лазерно-ускоренными протонами или дейтронами, является довольно перспективной, например, для сверхбыстрой нейтронной радиографии [38] или неразрушающей диагностики [39], обеспечивая $\sim 6 \times 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии лазерного импульса за один выстрел, что сравнимо с наилучшими опубликованными результатами [39].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки (договор № 075-15-2021-1361).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дмитриев С.Н., Зайцева Н.Г.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1996. Т. 27. С. 977.
2. *Qaim S.M.* // Nuclear Medicine and Biology. 2017. V. 44. P. 31.
3. *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P., Cowan E., Hays G., Wharton K.B.* // Nature. 1999. V. 398. P. 489.
4. *Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 2080.

5. Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S., Flippo K., Mourou G., Umstadter D., Bychenkov V.Yu. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 595.
6. Fritzier S., Malka V., Grillon G., Rousseau J.P., Burgy F., Lefebvre E., d'Humie'res E., McKenna P., Ledingham K.W.D. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 3039.
7. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V. // Eur. Phys. J. Special Topics. 2015. V. 224. P. 2621.
8. Amato E., Italiano A., Margarone D., Pagano B., Baldari S., Korn G. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 811. P. 1–5.
9. Willingale L., Petrov G.M., Maksimchuk A., Davis J., Freeman R.R., Joglekar A.S., Matsuoka T., Murphy C.D., Ovchinnikov V.M., Thomas A.G.R., Van Woerkom L., Krushelnick K. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 083106.
10. Roth M., Jung D., Falk K., Guler N., Deppert O., Devlin M., Favalli A., Fernandez J., Gautier D., Geissel M., Haight R., Hamilton C.E., Hegelich B.M., Johnson R.P., Merrill F., Schaumann G., Schoenberg K., Schollmeier M., Shimada T., Taddeucci T., Tybo J.L., Wagner F., Wender S.A., Wilde C.H., Wurden G.A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 044802.
11. Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg F.N., Zepf M., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E. Norreys P.A., Allott R., Neely D., Clark R.J., Machacek A.C., Wark J.S., Cresswell A.J., Sanderson D.C.W., Magill J. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 899.
12. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal P.P. // Science. 2003. V. 300. P. 1107.
13. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 054002.
14. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056401.
15. Gizzi L.A., Boella E., Labate L., Baffigi F., Bilbao P.J., Brandi F., Cristoforetti G., Fazzi A., Fulgentini L., Giove D., Koester P., Palla D., Tomassini P. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 13728.
16. Bin J.H., Yeung M., Gong Z., Wang H.Y., Kreuzer C., Zhou M.L., Streeter M.J.V., Foster P.S., Cousens S., Dromey B., Meyer-ter-Vehn J., Zepf M., Schreiber J. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 074801.
17. Simpson R.A., Scott G.G., Mariscal D., Rusby D., King P.M., Grace E., Aghedo A., Pagano I., Sinclair M., Armstrong C., Manuel M.J.-E., Haid A., Flippo K., Winslow L., Gatu-Johnson M., Frenje J.A., Neely D., Kerr S., Williams G.J., Andrews S., Cauble R., Charron K., Costa R., Fischer B., Maricle S., Stuart B., Albert F., Lemos N., Mackinnon A., MacPhee A., Pak A., Ma T. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 013108.
18. Yogo A., Mima K., Iwata N., S. Tosaki, Morace A., Arikawa Y., Fujioka S., Johzaki T., Sentoku Y., Nishimura H., Sagisaka A., Matsuo K., Kamitsukasa N., Kojima S., Nagatomo H., Nakai M., Shiraga H., Murakami M., Tokita S., Kawanaka J., Miyanaga N., Yamanoi K., Norimatsu T., Sakagami H., Bulanov S.V., Kondo K., Azechi H. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 42451.
19. Robson L., Simpson P.T., Clarke R.J., Ledingham K.W.D., Lindau F., Lundh O., McCanny T., Mora P., Neely D., Wahlstrom C.-G., Zepf M., McKenna P. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 58.
20. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 215004.
21. Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Klimo O., Romanov D.V., Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Sokollik T., Nickles P.V. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 122705.
22. Brantov A., Bychenkov V.Yu., Romanov D.V., Dollar F., Maksimchuk A., Krushelnick K. // Contrib. Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 161.
23. Morita T., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Koga J., and Yamagiwa M. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 145001.
24. Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. 2015. V. 18. P. 021301.
25. Nieter C., Cary J.R. // J. Comp. Phys. 2004. V. 196. P. 448.
26. Geddes C.G.R., Toth Cs., van Tilborg J., Esarey E., Schroeder C.B., Bruhwiler D., Nieter C., Cary J., Lee-mans W.P. // Nature. 2004. V. 431. P. 538.
27. Piot P., Behrens C., Gerth C., Lemery F., Mihalcea D., Stoltz P., Vogt M. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 034801.
28. Xia G., Angal-Kalinin D., Clarke J., Smith J., Cormier-Michele E., Jones J., Williams P.H., Mckenzie J.W., Militsyn B.L., Hanahoe K., Mete O., Aimidula A., Welsch C.P. // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 740. P. 165.
29. Decker C.D., Mori W.B., Tzeng R.C., Katsouleas T. // Phys. Plasmas. 1996 V. 3. P. 2047.
30. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2847.
31. Raffestin D., Lecherbourg L., Lantuejoul I., Vauzour B., Masson-Laborde P.E., Davoine X., Blanchot N., Dubois J.L., Vaisseau X., d'Humie'res E., Gremillet L., Duval A., Reverdin Ch., Rosse B., Boutoux G., Ducret J.E., Rousseaux Ch., Tikhonchuk V., Batani D. // Matter Radiat. Extremes. 2021. V. 6. P. 056901.
32. <https://www.lsgeotar.ru/ftordezoxigliukoza-18f-17067.html>
33. Iguchi S., Moriguchi T., Yamazaki M., Hori Y., Koshino K., Toyoda K., Teuho J., Shimochi S., Terakawa Y., Fukuda T., Takahashi J.C., Nakagawara J., Kanaya S., Iida H. // EJNMMI Phys. 2018. V. 5. P. 37.
34. Seltzer M.A., Jahan S.A., Sparks R., Stout D.B., Satyamurthy N., Dahlbom M., Phelps M.E., Barrio J.R. // Journal of Nuclear Medicine. 2004. V. 45. P. 1233.
35. Flippo K., Bartal T., Beg F., Chawla S., Cobble J., Gailard S., Hey D., MacKinnon A., MacPhee A., Nilson P., Offermann D., Le Pape S., Schmitt M.J. // J. Phys. 2010. V. 244. P. 022033.

36. Casner A., Caillaud T., Darbon S., Duval A., Thfouin I., Jadaud J.P., LeBreton J.P., Reverdin C., Rosse B., Rosch R., Blanchot N., Villette B., Wrobel R., Miquel J.L. // High Energy Density Phys. 2015. V. 17. P. 2.
37. Mariscal D., Ma T., Wilks S.C., Kemp A.J., Williams G.J., Michel P., Chen H., Patel P.K., Remington B.A., Bowers M., Pelz L., Hermann M.R., Hsing W., Martinez D., Sigurdsson R., Prantil M., Conder A., Lawson J., Hamamoto M., Di Nicola P., Widmayer C., Homoele D., Lowe-Webb R., Herriot S., Williams W., Alesi D., Kalantar D., Zacharias R., Haefner C., Thompson N., Zobrist T., Lord D., Hash N., Pak A., Lemos N., Tabak M., McGuffey C., Kim J., Beg F.N., Wei M.S., Norreys P., Morace A., Iwata N., Sentoku Y., Neely D., Scott G.G., Flippo K. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 043110.
38. Mima K., Yogo A., Mirfayzi S.R., Lan Z., Arikawa Y., Abe Y., Nishimura H. // Applied Optics. 2022. V. 61. P. 2398.
39. Zimmer M., Scheuren S., Kleinschmidt A., Mitura N., Tebartz A., Schaumann G., Abel T., Ebert T., Hesse M., Zähler S., Vogel S.C., Merle O., Ahlers R.-J., Pinto S.D., Peschke M., Kröll T., Bagnoud V., Rödel C., Roth M. // Nature Comm. 2022. V. 13. P. 1173