

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ЛАЗЕРНОЙ ПИКОСЕКУНДНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см²

В. С. Беляев^{a}, В. И. Виноградов^a, А. С. Курилов^a, А. П. Матафонов^a,
В. П. Андрианов^b, Г. Н. Игнатъев^b, А. Я. Фаенов^c, Т. А. Пижуз^c,
И. Ю. Скобелев^c, А. И. Магунов^c, С. А. Пижуз (мл.)^d, Б. Ю. Шарков^e*

^a *Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
141070, Королев, Московская обл., Россия*

^b *Научно-исследовательский институт импульсной техники
115304, Москва, Россия*

^c *Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

^d *Московский государственный университет им М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

^e *Институт теоретической и экспериментальной физики
117218, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 ноября 2003 г.

Сообщается о генерации нейтронов в результате реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ в лазерной пикосекундной плазме. Впервые получен достаточно большой выход нейтронов $5 \cdot 10^4$ за импульс в лазерной пикосекундной плазме на поверхности твердой дейтерированной мишени при интенсивности лазерного излучения $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см².

PACS: 25.60.Pj, 29.25.Dz, 52.38.-g

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время уникальные возможности для постановки новых задач в ядерной физике, физической кинетике, физике атомных и радиационных процессов в плазме и др. связаны с развитием лазерной техники в области создания мощных лазеров с ультракороткой длительностью импульса (50 фс–1.5 пс) [1]. Такие лазерные системы обеспечивают мощность вплоть до 10^{15} Вт, а при фокусировке излучения на мишень — интенсивность в диапазоне 10^{17} – 10^{21} Вт/см². Образующаяся при этом лазерная плазма является источником рентгеновского и γ -излучения, пучков заряженных частиц (электронов, протонов, ионов, α -частиц), нейтронов [2]. Исследования характеристик этих излучений являются

одним из способов изучения атомных и ядерных процессов, происходящих в такой лазерной плазме. Впервые нейтроны, возникающие в лазерной плазме вследствие реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, были зарегистрированы в работе [3] при исследовании возможности протекания термоядерных реакций в плотной лазерной плазме.

В последнее время опубликован ряд работ по генерации нейтронов в лазерной плазме с использованием лазерного излучения со сверхкороткой длительностью импульса $\tau = 35$ фс–1.3 пс. В качестве мишеней использовались твердотельные дейтерированные мишени CD_2 , TiD_2 , SiD_2 , PdD_2 [4–8], кластерные мишени D_2 [9–11] и газовые мишени D_2 [12].

Почти все работы по исследованию выхода нейтронов из лазерной плазмы на твердотельных дейтерированных мишенях выполнены при релятивист-

*E-mail: VadimBelyaev@mtu-net.ru

ских интенсивностях более 10^{18} Вт/см². Сообщается о регистрации выхода нейтронов от 140 [7] до 10^9 [4]. К настоящему времени опубликована только одна работа [8], в которой сообщается о наблюдении генерации нейтронов из TiD_2 -мишени при интенсивности меньше релятивистской, равной $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² с выходом 5 нейтронов за импульс. Тем не менее задача получения значительного выхода нейтронов при интенсивностях меньше релятивистской представляется весьма актуальной, так как решение ее позволит использовать относительно небольшие лазерные установки тераваттного уровня мощности для создания и практического использования импульсных источников ядерного излучения, а также для исследования ядерных процессов в лазерной плазме.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на лазерной установке тераваттной мощности «Неодим» [13]. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 1.5 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки обеспечивает концентрацию не менее 50% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и, соответственно, интенсивность на мишени на уровне $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см².

Генерируемое лазерное излучение установки «Неодим» характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительности. Наличие первого предимпульса связано с многопроходным характером усиления в регенеративном усилителе и конечным пропусканием ячейки Поккельса в таком усилителе [14]. Предимпульс возникает за 13 нс до основного импульса, имеет длительность 1.5 пс. Энергия данного предимпульса, прошедшего через весь усилительный тракт, не превышает 100 мкДж, что определило контраст лазерного излучения по интенсивности не хуже 10^4 . Второй предимпульс является результатом люминесценции, усиленной в регенеративном усилителе. Длительность предимпульса усиленной люминесценции по полувысоте составила 4 нс. Энергия импульса усиленной люминесценции, прошедшего через весь усилительный тракт, не превышала 150 мкДж, что определило контраст лазерного излучения по интенсивности относительно импульса усиленной люминесценции не хуже 10^7 .

Если не принимать специальные меры, возможно появление предимпульсов пикосекундной длитель-

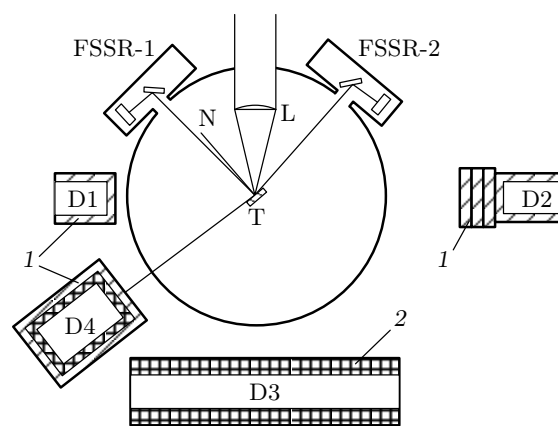


Рис. 1. Схема эксперимента: T — плоская мишень, L — фокусирующая линза, N — нормаль к поверхности мишени, FSSR-1 и FSSR-2 — рентгеновские спектрографы, $D1$ — сцинтилляционный детектор на основе кристалла стильбена ($C_{14}H_{12}$), $D2$ — детектор на основе пластмассового сцинтиллятора, $D3$ — детектор нейтронного излучения на гелиевых счетчиках, $D4$ — высокочувствительный активационный детектор нейтронов, 1 — свинец, 2 — полиэтилен

ности за десятки пикосекунд перед основным. Причины их появления описаны в работе [15], там же описан метод интерферометрии chirпированных импульсов, с помощью которого удается обнаружить такие предимпульсы, выявить причину их появления и убрать их, ликвидировав их действие, что было сделано на установке «Неодим».

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерный пучок фокусировался асферической линзой с фокусным расстоянием 14 см на поверхность твердотельной мишени T под углом 40° к нормали мишени. В качестве мишеней использовались плоские пластинки из дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$ толщиной 150, 250 и 350 мкм, из фторопласта толщиной 200 мкм и бериллия толщиной 2 мм. Мишень располагалась в центре вакуумной камеры со следующими размерами: диаметр 30 см, высота 30 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не хуже 10^{-3} Торр. Контроль величины интенсивности лазерного излучения на мишени осуществлялся по измерению жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов свыше 100 кэВ с помощью детектора $D1$, установленного на расстоянии 17 см от мишени. Детектор $D1$ представляет собой сцинтилляционный детектор на основе кристалла стильбена ($C_{14}H_{12}$) диаметром 5 см и высотой 5 см. Перед детектором $D1$ устанавливался свинцо-

вый фильтр толщиной 1.5 см и толщина данного фильтра не изменялась в течение всей серии экспериментов. Боковые поверхности детектора $D1$ закрыты свинцовой защитой толщиной 1.5 см.

Величину максимальной энергии жесткого рентгеновского излучения и количество таких γ -квантов оценивали с использованием сцинтилляционного детектора $D2$, расположенного на расстоянии 35 см от мишени. В качестве чувствительного элемента в детекторе использовался пластмассовый сцинтиллятор диаметром 5.0 см и длиной 10.0 см. Перед детектором $D2$ устанавливались свинцовые фильтры толщиной до 5 см. Боковые поверхности детектора $D2$ также закрыты свинцовой защитой толщиной 1.5 см.

Для мониторинга нейтронного излучения лазерной плазмы использовался детектор нейтронного излучения $D3$ на гелиевых счетчиках, размещенный на расстоянии 25 см от мишени. Детектор $D3$ состоит из следующих узлов: блока нейтронных счетчиков на базе трех гелиевых счетчиков СНМ-18, преобразователя напряжения, устройства отбора сигналов, усилителя мощности. Размеры детектора $D3$ следующие: ширина детектора 45 см, высота 20 см, толщина 10 см. Боковые поверхности детектора окружены полиэтиленом толщиной 2 см. Возникающие при коротком (порядка 1.5 пс) лазерном импульсе нейтроны при попадании в полиэтилен замедляются до тепловой энергии за разное время и регистрируются гелиевыми счетчиками в разные моменты времени. Тем самым реализуется задержка (растягивание) времени регистрации мгновенного флюенса нейтронов. Эффективность регистрации нейтронов для стационарного потока нейтронов от источника ^{252}Cf составила около 50%. Поскольку временное разрешение детектора $D3$ составляет величину порядка 1 мкс, данный детектор может использоваться только для мониторинга нейтронного излучения.

Сигналы с детекторов $D1$ и $D2$ подаются на вход цифрового осциллографа ТЕКТРОНИХ TDS-3032, а сигнал с детектора $D3$ подается на вход цифрового осциллографа ТЕКТРОНИХ TDS-3014. Для определения выхода нейтронов использовался высокочувствительный активационный детектор нейтронов $D4$, размещенный на расстоянии 20 см от мишени. Размеры детектора: диаметр 9 см, длина 5 см. В качестве чувствительного элемента в детекторе $D4$ используется индиевый стакан толщиной 0.8 мм, который одевается на сцинтиллятор толщиной 1.5 мм.

Принцип действия детектора основан на ядерной реакции $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$ с образованием радиоактивных ядер с периодом полураспада 14.2 с. На

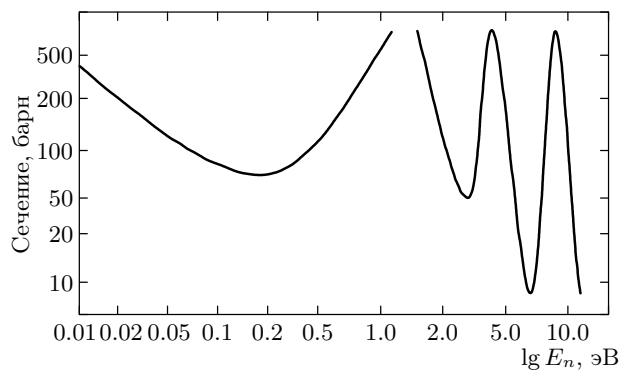


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения индия

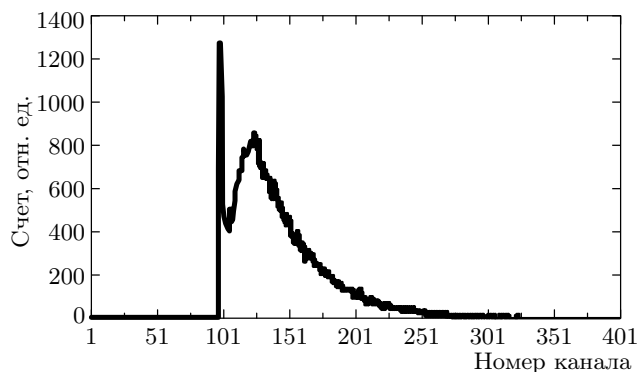


Рис. 3. Пример регистрируемого спектра β -частиц. По оси x показан номер канала спектрометрического амплитудно-цифрового преобразователя, по оси y — относительный счет в каналах

рис. 2 приведен график хода полного сечения захвата нейтронов индием в тепловой области энергий нейтронов [16]. Следует отметить присутствие резкого резонанса при энергии 1.46 эВ. Сечение захвата в этой области энергий составляет величину порядка 30000 барн.

В составе детектора имеется замедлитель из полиэтилена для повышения чувствительности за счет резонансных и тепловых нейтронов. Для защиты от фонового излучения в состав детектора входит внешний экран из свинца толщиной 1 см.

В детекторе с помощью сцинтиллятора в течение 30 с регистрируются β -частицы с граничной энергией 3.3 МэВ, которые сопровождают распады ^{116}In . Слабые световые импульсы сцинтиллятора усиливаются фотоумножителем. Аппаратурные спектры импульсов имеют форму выраженного пика, который формируется за счет регистрации β -частиц. Пример регистрируемого спектра приведен на рис. 3. По оси x показан номер канала спектрометрического ампли-

тудно-цифрового преобразователя, по оси y — относительный счет в каналах.

Подсчет количества зарегистрированных импульсов за 30 с осуществляется путем суммирования счета в каналах с 110 до 330 с помощью платы спектрометрического преобразователя. Чувствительность детектора $D4$ для импульсного потока нейтронов с энергией 2.5 МэВ составляет 0.5 отсчетов/(нейтронов/см²).

Регистрация рентгеновского излучения плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью, проводилась с помощью спектрографов FSSR [17] со сферически изогнутыми кристаллами кварца или слюды (радиус кривизны кристаллической поверхности 150 мм). Во всех экспериментах угол наблюдения для спектрографа №1 составлял 5° к нормали поверхности мишени, а для спектрографа №2 — 85°, как показано на рис. 1. В качестве детектора отраженного от кристалла излучения использовалась рентгеновская фотоэмульсия Kodak-2492. Входное окно кассеты с фотоэмульсией защищалось от видимого излучения двумя слоями фильтра, представляющего собой пленку полипропилена толщиной 1 мкм с напылением с обеих сторон слоем Al суммарной толщины 0.2 мкм. Эмиссионные спектры плазмы исследовались в спектральном диапазоне, содержащем линию Ly_{α} H-подобного иона F IX. В условиях эксперимента спектрографы обеспечивали спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ не хуже 5000.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании выхода нейтронного излучения из лазерной плазмы при интенсивности $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см² было проведено 8 серий экспериментов (по 10 экспериментов в серии) с использованием трех мишеней из дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$ разной толщины: 150, 250 и 350 мкм. Был зарегистрирован выход нейтронов для всех трех мишеней, но наилучшие результаты были получены с использованием мишени $(CD_2)_n$ толщиной 350 мкм. На рис. 4а показаны осциллограммы сигналов детектора $D3$ нейтронного излучения на гелиевых счетчиках, полученные при регистрации нейтронного излучения из лазерной плазмы на мишени $(CD_2)_n$ толщиной 350 мкм. Верхняя осциллограмма, представленная на рис. 4а, получена с цифрового выхода детектора $D3$, а нижняя — с аналогового. Импульсы от нейтронов регистрировались только

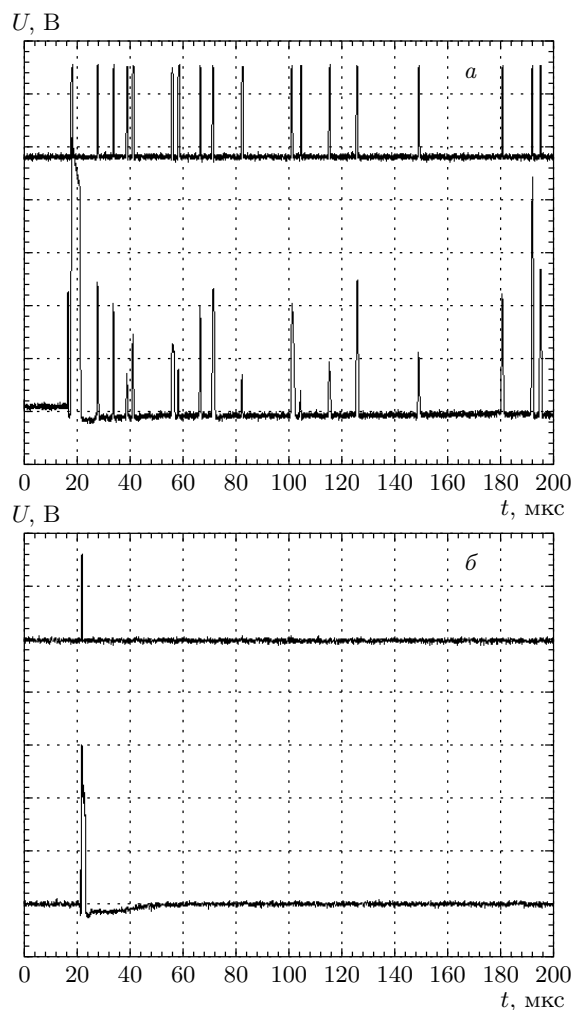


Рис. 4. Осциллограммы импульсов от детектора $D3$ нейтронного излучения на гелиевых счетчиках (верхний луч с цифрового выхода детектора, нижний — с аналогового): а — мишень — $(CD_2)_n$, 350 мкм; б — мишень — Ве, 2 мм

в течение первых 200 мкс. При использовании Ве и фторопластовой мишеней нейтронов не было зарегистрировано. На осциллограммах сигналов детектора $D3$ (рис. 4б) в этом случае имеется лишь один импульс, вызванный воздействием на детектор γ -излучения лазерной плазмы и электромагнитных помех от работы лазерной установки. Определение выхода нейтронов из лазерной плазмы на $(CD_2)_n$ мишенях проводили с использованием активационного детектора $D4$. Учитывая величину телесного угла регистрации нейтронов, равную 0.16 стеррад, чувствительность детектора и предполагая распределение нейтронов изотропным, мы определяли выход нейтронов за один лазерный

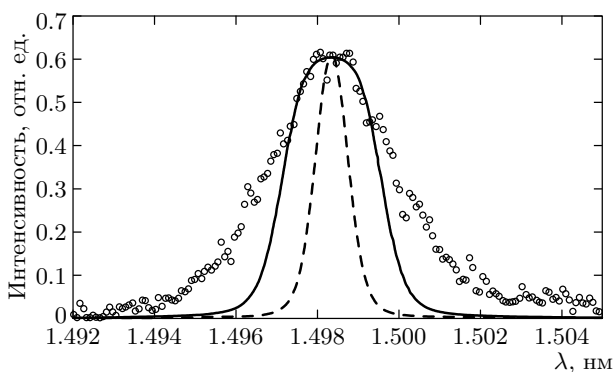


Рис. 5. Профиль линии Ly_{α} иона F IX — экспериментальный результат (точки) и расчеты для оптически тонкой плазмы с $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 1 \text{ кэВ}$ (штриховая линия) и оптически толстой плазмы с $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 3 \text{ кэВ}$, $\tau = 3.7$ (сплошная линия)

импульс. Максимальный выход нейтронов составил величину, равную $5 \cdot 10^4$ за один лазерный импульс. Следует отметить наличие достаточно большой флуктуации (в несколько раз) в величине выхода нейтронов от импульса к импульсу.

С помощью сцинтилляционного детектора D2 с набором свинцовых фильтров были проведены эксперименты по определению максимальной энергии γ -квантов в лазерной плазме на $(\text{CD}_2)_n$ -мишени. Измерялось ослабление потока γ -квантов в зависимости от толщины свинцового фильтра. По измеренной зависимости была проведена оценка максимальной энергии γ -квантов, которая составила величину 650 кэВ, причем количество таких γ -квантов оказалось равным 10^6 .

Наличие в плазме существенного количества ионов высокой энергии подтверждается экспериментальными наблюдениями профилей рентгеновских спектральных линий. Для этого при тех же самых значениях параметров лазерного импульса была выполнена серия экспериментов с фторопластовой мишенью, в которой регистрировались спектральные профили линии Ly_{α} H-подобного иона F IX.

На рис. 5 представлен зарегистрированный профиль линии $2p-1s$ H-подобного иона F IX. Видно, что профиль линии сильно отличается от гауссовой формы, отвечающей распределению с определенной температурой. С целью демонстрации этого отличия на рис. 5 приведены доплеровские контуры линий, соответствующих ионным температурам $T_i = 1$ и 3 кэВ . Как следует из рисунка, наблюдаемый спектр излучения содержит достаточно интенсивные «хво-

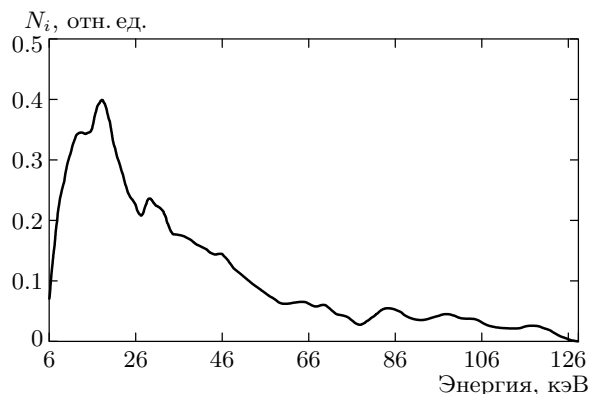


Рис. 6. Распределение быстрых ионов F IX, полученное из анализа профиля линии Ly_{α}

сты», отвечающие наличию быстрых ионов с энергией, значительно превышающей тепловую. Распределение этих ионов является, как это следует из симметричности доплеровского контура линии, в достаточной степени изотропным.

Интересным обстоятельством является значительная доля быстрых ионов, следующая из наличия интенсивных крыльев доплеровски уширенной линии на рис. 5. Для определения доли быстрых ионов в их полном энергетическом спектре из экспериментально измеренного доплеровского профиля линии Ly_{α} было определено распределение быстрых ионов по энергиям, представленное на рис. 6. Из анализа данных на рис. 5, 6 следует, что доля быстрых ионов с энергией более 10 кэВ составляет весьма значительную величину около 20%. Важной особенностью энергетического распределения является также его сравнительно медленный спад с энергией, позволяющий зарегистрировать ионы с энергией более 100 кэВ. Таким образом, рентгеновские измерения свидетельствуют о наличии в исследуемой плазме значительного количества быстрых ионов.

Представляет интерес сравнить полученные экспериментальные данные по выходу нейтронов с оценкой по известной формуле для числа нейтронов, генерируемых в лазерной плазме [18]

$$N_n \approx 0.25 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} \tau V,$$

где τ — время существования плотной плазмы и/или ее остывания, V — объем плазмы, $\langle \sigma v \rangle_{DD}$ — усредненная по ионному распределению скорость термоядерной реакции. Распределение дейтронов по энергии в настоящем эксперименте не измерялось. Оценку выхода нейтронов можно сделать, считая, что

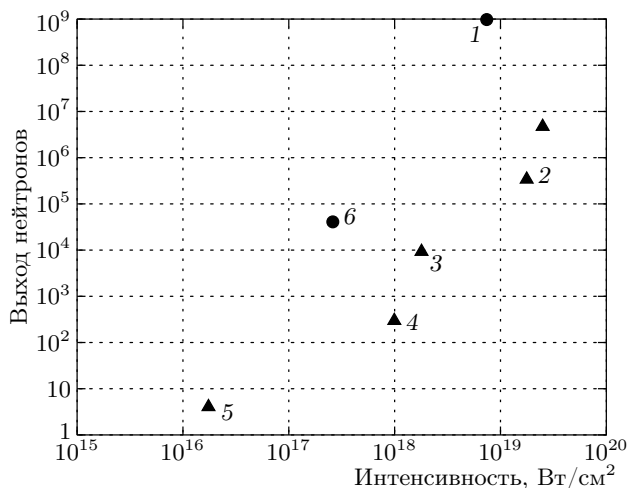


Рис. 7. Выход нейтронов, полученный в лазерной плазме на поверхности твердотельных дейтерированных мишеней $(CD_2)_n$: 1 — VULCAN: 20 Дж, 1.3 пс, 1.06 мкм [4], 2 — Франция: 7 Дж, 300 фс, 0.53 мкм [5], 3 — MBI, Берлин: 0.3 Дж, 50 фс, 0.8 мкм [6], 4 — ATLAS: 0.2 Дж, 160 фс, 0.79 мкм [7], 5 — МГУ: 1 мДж, 200 фс, 0.8 мкм [8], 6 — NEODIM: 1.5 Дж, 1.5 пс, 1.06 мкм

распределение дейтонов по энергии соответствует полученному при тех же условиях эксперимента распределению ионов фтора по энергии, представленному на рис. 6. Тогда для полного числа нейтронов, генерируемых в лазерной плазме, имеем $N_n \approx 10^4$ при $n_D \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\tau \approx 1.5 \text{ пс}$, $V \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, что находится в разумном соответствии с экспериментально измеренным выходом нейтронов.

Следует подчеркнуть, что в настоящей работе впервые большой выход нейтронов ($5 \cdot 10^4$ нейтронов за один импульс) был зарегистрирован с использованием твердотельной мишени $(CD_2)_n$ при умеренной величине лазерной интенсивности на уровне $3 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$. Ранее такие выходы нейтронов регистрировались с $(CD_2)_n$ -мишенями только с использованием лазерных импульсов релятивистской интенсивности $I \geq 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ [4–7].

На рис. 7 приведены данные по экспериментальному измерению выхода нейтронов из лазерной плазмы на поверхности твердотельных дейтерированных мишеней $(CD_2)_n$ при разной интенсивности лазерного излучения и различной длительности лазерного импульса (треугольники относятся к лазерам фемтосекундной длительности в диапазоне 50–300 фс, а точки относятся к лазерам пикосекундной длительности в диапазоне 1.3–1.5 пс). Из рис. 7 видно, что с точки зрения получения максимального

выхода нейтронов из лазерной плазмы на поверхности твердотельной дейтерированной мишени $(CD_2)_n$ более предпочтительно использовать лазеры с пикосекундной длительностью импульса, причем пороговая интенсивность лазерного излучения для получения достаточно большого выхода нейтронов порядка 10^4 за импульс для фемтосекундных лазеров составляет величину более 10^{18} Вт/см^2 , а для пикосекундных лазеров на уровне 10^{17} Вт/см^2 .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые экспериментально показано, что возможно получение достаточно большого выхода нейтронов до $5 \cdot 10^4$ за импульс в лазерной пикосекундной плазме на поверхности твердотельной дейтерированной мишени $(CD_2)_n$ при интенсивности лазерного излучения на уровне $3 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$. Следовательно, возможно использовать относительно небольшие лазерные установки тераваттного уровня мощности для создания и практического использования импульсных источников ядерного излучения, а также для исследования ядерных процессов в лазерной плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект № 2155), а также INTAS (грант № 01-0233).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Крюков, КЭ **31**, 95 (2001).
2. А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, КЭ **31**, 941 (2001).
3. Н. Е. Басов, С. Д. Захаров, П. Г. Крюков и др., Письма в ЖЭТФ **8**, 26 (1968).
4. P. A. Norreys, A. P. Fews, F. N. Beg et al., Plasma Phys. Control Fusion **40**, 175 (1998).
5. L. Disdier, J.-P. Garconnet, G. Malka, and J.-L. Miquel, Phys. Rev. Lett. **82**, 1454 (1999).
6. D. Hilsher, O. Berndt, M. Enke, V. Jahnke, P. V. Nikles et al., Phys. Rev. E **64**, 016414-1 (2001).
7. G. Pretzler, A. Saeman, A. Pukhov et al., Phys. Rev. E **58**, 1165 (1998).
8. Р. В. Волков, Д. М. Голишенков, В. М. Гордиенко и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 577 (2000).
9. J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2634 (2000).

10. G. Grillon, Ph. Balcon, J.-P. Chambaret et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 065005-1 (2002).
11. K. W. Madison, P. K. Patel, M. Alln, D. Price, and T. Ditmire, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 113 (2003).
12. S. Fritzler, Z. Najmudin, V. Malka et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 165004-1 (2002).
13. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, Сб. научн. трудов ЦНИИМАШ, Королев (2002), стр. 34.
14. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, Сб. научн. трудов ЦНИИМАШ, Королев (2002), стр. 47.
15. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., КЭ **30**, 229 (2000).
16. В. Д. Аллен, *Регистрация нейтронов*, Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники, Москва (1962).
17. Т. А. Pikuz, А. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, J. of X-ray Science and Technology **5**, 323 (1995).
18. К. Бракнер, С. Джорна, *Управляемый термоядерный синтез*, Атомиздат, Москва (1977).