

# Оптимизация выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена

С.Н.Андреев, С.Г.Гаранин, Ю.И.Еремеичева, А.А.Рухадзе, В.П.Тараканов, Б.П.Якутов

*Проведено моделирование взаимодействия сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с мишенями из дейтерированного полиэтилена при учете процессов многократной полевой ионизации атомов мишени, а также эмиссии нейтронов, образующихся в ходе реакции синтеза при столкновениях высокоэнергетичных дейтронов. Продемонстрирована возможность существенного увеличения выхода нейтронов (в десятки раз) при использовании слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена с оптимальными размерами слоев и межслойными расстояниями  $\sim 1$  мкм.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, полевая ионизация, нейтроны, слоистая мишень.

## 1. Введение

Ядерные реакции, протекающие в мишенях различного состава под действием сверхинтенсивных лазерных импульсов, исследуются на протяжении более чем десяти лет. Еще в 1999 году российскими учеными был предложен метод инициирования ядерных реакций в процессе взаимодействия мощного сверхкороткого лазерного импульса с плазмой [1] и на основе аналитических расчетов были проведены оценки выхода ядерных реакций. В том же 1999 году вышла работа [2], содержащая результаты первых экспериментов по инициированию фотоядерных реакций лазерным излучением на британской установке VULCAN.

Интерес к этой теме не ослабевает и в последние годы. Проведено множество экспериментов по поджигу ядерных реакций с помощью лазерного излучения (см., напр., [3–5]) и теоретических исследований протекающих процессов с использованием аналитических и численных моделей (см., напр., [6, 7]).

В недавней работе [8], посвященной численному моделированию эмиссии нейтронов в реакции синтеза  $D(d,n)^3He$  ( $D-D$ -реакции) при облучении сверхинтенсивными лазерными импульсами мишеней из дейтерированного полиэтилена, был предложен подход, в котором из первых принципов вычислялась вероятность акта  $D-D$ -реакции на каждом шаге по времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного моделирования PIC-методом взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Данный подход был реализован в рамках релятивистского электромагнитного PIC-кода КАРАТ [9, 10], при этом, однако, процесс многократной ионизации мишени не учитывался.

В работе [8] было получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с известными эксперимен-

тальными данными, а также показано, что предложенный метод моделирования эмиссии нейтронов позволяет исследовать слоистые мишени, в которых выход нейтронов значительно возрастает. Очевидно, что параметры мишени, такие как ее состав, количество слоев, их толщина, расстояние между слоями, существенно влияют на ускорение дейтронов и эмиссию нейтронов.

В настоящей работе проводится моделирование эмиссии нейтронов при различных параметрах мишени с целью оптимизации параметров лазерного нейтронного источника. При моделировании дополнительно учитывается процесс многократной полевой ионизации атомов мишени при лазерном воздействии.

## 2. Описание модели

Для численного моделирования динамики ионизации мишени на начальной стадии лазерного воздействия был разработан и внедрен в PIC-код КАРАТ блок, описывающий процесс полевой ионизации. В основу блока ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса положена теория Келдыша, подробно рассмотренная в обзоре [11]. Туннельный эффект в переменном электрическом поле лазерного импульса и многофотонная ионизация атомов являются двумя предельными случаями процесса нелинейной фотоионизации, характер которого существенно зависит от параметра адиабатичности (параметра Келдыша)

$$\gamma = \frac{1}{2K_0F}, \quad (1)$$

где  $K_0 = I/(\hbar\omega)$ ;  $F = E/(\chi^3 E_a)$ ;  $\chi = [2I\hbar^2/(m_e e^4)]^{1/2}$ ;  $E$  – амплитуда электрического поля;  $\omega$  – частота электрического поля;  $e$  – заряд электрона;  $m_e$  – масса электрона;  $E_a = m_e^2 c^5 / \hbar^4 = 5.14 \times 10^9$  В/см – атомная напряженность электрического поля;  $I$  – потенциал ионизации атомного уровня. Туннельная ионизация атомных состояний имеет место в случае  $\gamma \lesssim 1$ , в то время как при  $\gamma \gg 1$  процесс ионизации является многофотонным [12]. При интенсивности лазерного излучения свыше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> реализуется случай  $\gamma \ll 1$ .

При  $\gamma \ll 1$  и линейной поляризации электромагнитной волны вероятность ионизации атома (или иона) в единицу времени определяется формулой [11]

С.Н.Андреев, Ю.И.Еремеичева, А.А.Рухадзе, В.П.Тараканов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: andreevsn@ran.gpi.ru

С.Г.Гаранин, Б.П.Якутов. Институт лазерно-физических исследований ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, ул. Мира, 37

Поступила в редакцию 19 октября 2011 г., после доработки – 21 февраля 2012 г.

$$W_{lm} = W_{l-m} = \frac{m_e e^4}{\hbar} \chi^2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} (2l+1) \frac{(l+m)!}{2^m m!} \times C_{\chi l}^2 \cdot 2^{2n^*-m} F^{m+3/2-2n^*} \exp\left[-\frac{2}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10}\right)\right], \quad (2)$$

где  $m_e e^4/\hbar = 4.13 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ ;  $m \geq 0$  – модуль проекции квантового числа углового момента  $l$  на ось, направленную вдоль электрического поля;  $n^* = Z/\chi$ ;  $Z$  – заряд атома (или иона);

$$C_{\chi l}^2 = \left| \frac{2^{2n^*-2}}{n^* \Gamma(n^* + l + 1) \Gamma(n^* - l)} \right|; \quad \Gamma(n^* + 1) = n^*! \quad (3)$$

При выводе формулы (2) предполагалось выполнение условия многоквантовости процесса

$$K_0 = \frac{I}{\hbar \omega} \gg 1 \quad (4)$$

и условия малости электромагнитного поля по сравнению с атомным полем

$$F = \frac{E}{\chi^3 E_a} \ll 1. \quad (5)$$

Например, для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1 \text{ мкм}$  ( $\hbar\omega = 1.24 \text{ эВ}$ ) и амплитудой электрического поля  $E = 2.74 \times 10^{16} \text{ В/см}$  (интенсивность  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ) в случае атома водорода (потенциал ионизации  $I = 13.6 \text{ эВ}$ ) имеем  $K_0 = 11$  и  $F = 5.3$ . Таким образом, для рассматриваемых параметров условие (4) заведомо выполнено, в то время как условие (5) нарушается – амплитуда электрического поля лазерного импульса значительно больше атомного поля  $E_a$ . При этом вероятность ионизации (2) формально значительно больше единицы, что соответствует мгновенной ионизации. Однако с ростом потенциала и кратности ионизации атомов с большим зарядом  $Z$  величина  $F$  уменьшается пропорционально  $I^{-3/2}$  и достигает единицы при  $I = 41 \text{ эВ}$ . Тем самым условия (4) и (5) оказываются выполненными.

Модель ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного лазерного импульса реализована в блоке GFI (gas field ionization), в котором в процессе самосоглазованного моделирования на каждом шаге по времени и в каждой точке, где в качестве начального задано распределение газа нейтральных атомов, вычисляется соответствующая локальной плотности газа вероятность ионизации и появления пары электрон–ион. Для появившихся многозарядных ионов на каждом шаге по времени для каждой отдельной частицы вычисляется вероятность ее последующей ионизации в соответствии со значением напряженности электрического поля в точке, где находится частица. Если вероятность больше случайного числа  $0 < R < 1$ , то кратность ионизации  $l$  частицы увеличивается на единицу и запускается еще один макроэлектрон. В предположении, что моделирование будет выполняться для случая облучения газа интенсивными лазерными импульсами, макроэлектроны запускаются с нулевыми начальными импульсами. В дальнейшем появившиеся макрочастицы участвуют в PIC-моделировании на равных условиях со всеми остальными участниками ансамбля.

Счетная область, используемая для моделирования эмиссии нейтронов при воздействии сверхинтенсивного лазерного импульса на мишень, содержащую дейтерий, представляла собой квадрат с размерами  $20 \text{ мкм}$  по осям  $x$  и  $z$ . Шаг сетки в обоих направлениях был равен  $20 \text{ нм}$ . Лазер-

Табл.1. Параметры многократной ионизации атома углерода.

Кратность ионизации	Главное квантовое число $n$	Угловой момент $l$	Проекция углового момента $m$	Потенциал ионизации (эВ)
1	2	1	0	11.3
2	2	1	1	24.4
3	2	0	0	47.9
4	2	0	0	64.5
5	1	0	0	392
6	1	0	0	490

ный импульс запускался с левой границы счетной области и распространялся в положительном направлении оси  $z$ . Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой и правой границах счетной области обеспечивали ввод и вывод излучения. На верхней и нижней границах счетной области, граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы счетной области были поглощающими.

Мишень представляла собой слой дейтерированного полиэтилена  $(\text{CD}_2)_n$  толщиной  $l_0 = 4 \text{ мкм}$  и шириной  $d_0 = 16 \text{ мкм}$ , занимающий область  $5 \leq z \leq 9 \text{ мкм}$  и  $2 \leq x \leq 18 \text{ мкм}$ . Ионизация мишени моделировалась с помощью блока GFI, начальная концентрация атомов дейтерия  $n_D = 8.22 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , а концентрация атомов углерода  $n_C = 4.11 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , что соответствовало твердотельной плотности дейтерированного полиэтилена  $\rho_{\text{pe}} = 1.105 \text{ г/см}^3$ .

В блоке ионизации использовался потенциал ионизации дейтерия  $I = 13.6 \text{ эВ}$ , а также потенциалы ионизации атома углерода, приведенные в табл.1. Мишень облучалась по нормали линейно поляризованным лазерным импульсом со следующими параметрами: длина волны  $\lambda = 0.911 \text{ мкм}$ , радиус гауссова пятна облучения  $r_0 = 3 \text{ мкм}$  с центром в точке  $x = 10 \text{ мкм}$ , длительность импульса  $\tau_0 = 45 \text{ фс}$ . Максимум интенсивности лазерного импульса достигал фронтальной поверхности мишени в момент времени  $t = 61 \text{ фс}$ . Максимальная интенсивность лазерных импульсов изменялась в диапазоне  $I_0 = 10^{20} - 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ .

### 3. Результаты расчетов

Воздействие фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени  $t = 80 \text{ фс}$  иллюстрирует рис.1.

Лазерное излучение, падая на фронтальную поверхность мишени, вызывает ионизацию атомов в тонком поверхностном слое толщиной порядка толщины скин-слоя. Образующиеся при этом электроны, ускоряясь в поле лазерного излучения, создают электрическое поле разделения зарядов, которое приводит к распространению фронта ионизации в глубь мишени. Несмотря на то что лазерное излучение не проникает в глубь мишени, а полностью экранируется слоем ионизованного вещества, вся мишень оказывается полностью ионизованной. При интенсивности  $I_0 = 10^{20} \text{ Вт/см}^2$  средняя кратность ионизации атомов углерода равна четырем, а при  $I_0 = 10^{21} \text{ Вт/см}^2$  – шести. Атомы дейтерия, разумеется, ионизованы полностью.

В результате лазерного воздействия на мишень формируются три потока дейтронов: дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности мишени навстречу лазерному импульсу; дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности в глубь мишени; дейтроны, движущиеся с тыльной поверхности мишени в направлении распространения лазерного импульса.

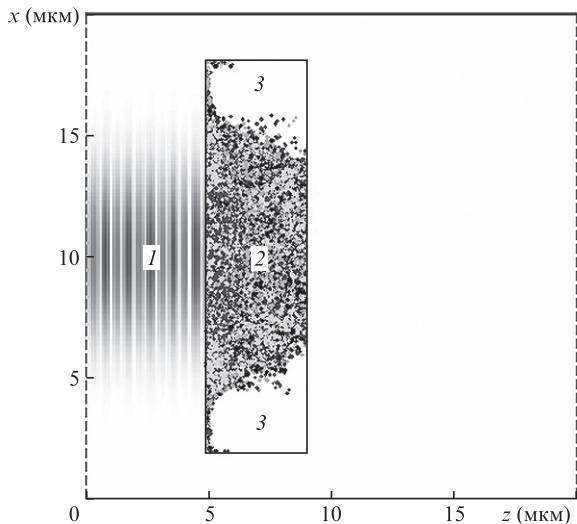


Рис.1. Воздействие сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени  $t = 80$  фс:

1 – лазерный импульс; 2 – многозарядная плазма, образующаяся в результате лазерного воздействия; 3 – не ионизованные к рассматриваемому моменту времени области мишени.

Ускоренной оказывается лишь малая часть дейтронов на фронтальной и тыльной поверхностях мишени, в то время как основная масса дейтронов в ее объеме остается холодной. Более того, только дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности в глубь мишени, могут эффективно участвовать в D–D-реакциях с холодными дейтронами мишени, в то время как дейтроны, движущиеся от мишени, несмотря на их большую энергию, не могут дать заметный вклад в выход нейтронов.

При движении дейтронов сквозь мишень происходят акты D–D-реакций, в результате которых рождаются нейтроны в соответствии с моделью, подробно описанной в работе [8]. Вероятность акта реакции синтеза на каждом шаге по времени для каждой первичной макрочастицы, соответствующей дейтрону, вычислялась по формуле

$$P = \sigma_{dd} |V_{rel}| n_d \Delta t, \tag{6}$$

где  $\sigma_{dd}(E_0) = (107.4 + 0.33E_0) E_0^{-1} \exp(-44.4/\sqrt{E_0})$  – сечение реакции синтеза (в барнах)  $D + D \rightarrow 3He + n$ ;  $V_{rel}$  – относительная скорость первичного дейтрона и случайного дейтрона в точке нахождения первичного дейтрона;  $n_d$  – концентрация дейтронов в этой точке;  $E_0$  – кинетическая энергия дейтрона (в килоэлектронвольтах), соответствующая скорости  $V_{rel}$ ;  $\Delta t$  – шаг по времени.

Нейтроны, рожденные в объеме мишени, начинали попадать на границы счетной области спустя  $\sim 300$  фс после окончания действия лазерного импульса на мишень. В течение 1 пс потоки нейтронов нарастали, достигая максимума, а затем уменьшались практически до нуля в течение следующих полутора пикосекунд.

На рис.2 приведена зависимость полного выхода нейтронов (на 1 Дж лазерной энергии) от интенсивности лазерного импульса. Кривая 1 соответствует мишени из дейтерированного полиэтилена с параметрами, описанными выше, а кривая 2 – мишени, содержащей только дейтерий в концентрации, равной концентрации дейтерия в мишени из дейтерированного полиэтилена. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что для мишени из чистого дейтерия выход ней-

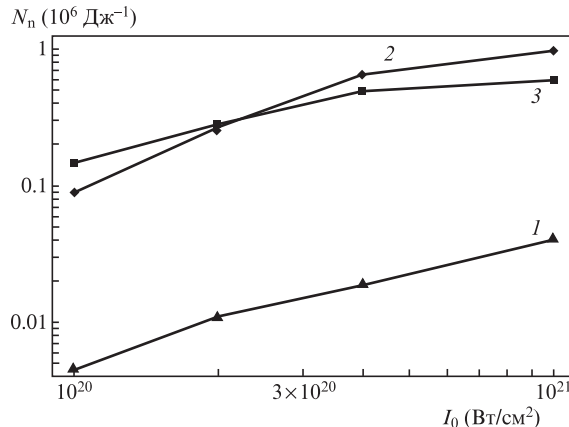


Рис.2. Зависимости выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения  $N_n$  от максимальной интенсивности лазерного импульса для мишеней из  $(CD_2)_n$  (1),  $D_2$  (2) и предыонизованной мишени из  $(CD_2)_n$  (3).

тронов в 25–50 раз выше, чем для мишени из дейтерированного полиэтилена, т.е. наличие в мишени ионов углерода приводит к существенному уменьшению выхода нейтронов.

Значительное влияние на выход нейтронов оказывает процесс полевой ионизации мишени. Действительно, кривая 3, соответствующая предварительно ионизованной мишени из дейтерированного полиэтилена с двукратной ионизацией углерода, показывает, что выход нейтронов является завышенным и примерно равен выходу нейтронов в случае мишени из чистого дейтерия.

Для выяснения причин влияния ионов углерода на выход нейтронов мы исследовали зависимости различных параметров лазерной плазмы от концентрации углерода при фиксированной интенсивности лазерного импульса  $I_0 = 4 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Было установлено, что энергия лазерного излучения, поглощаемая электронами на фронтальной поверхности мишени и преобразующаяся в их кинетическую энергию, практически не зависит от концентрации углерода. Действительно, доля поглощенной электронами лазерной энергии для мишени из чистого дейтерия ( $n_C = 0$ ) составляет 25.4%, а для мишени из дейтерированного полиэтилена ( $n_C = 4.11 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>) – 24.6%. При этом в мишени из чистого дейтерия полное количество электронов в четыре раза меньше, чем в мишени из дейтерированного полиэтилена. В результате максимальная средняя энергия электронов и, как следствие, максимальная кинетическая энергия дейтронов для мишени из чистого дейтерия оказывается больше, чем для мишени из дейтерированного полиэтилена. На рис.3 и 4 приведены зависимости максимальной средней энергии электронов и максимальной кинетической энергии дейтронов, отнесенной к энергии лазерного импульса, соответственно от концентрации атомов углерода в мишени. Видно, что эти энергии в случае мишени из чистого дейтерия в 4.4 раза больше, чем в случае мишени из дейтерированного полиэтилена. Выход нейтронов при этом увеличивается в 34 раза (см. рис.2).

Таким образом, для увеличения выхода нейтронов предпочтительными являются такие твердотельные мишени, в которых концентрация атомов дейтерия максимальна (см. формулу (6)), а количество электронов с учетом многократной ионизации атомов мишени минимально (что обеспечивает их максимальную энергию). Перспективными с этой точки зрения представляются мишени из дейтеридов лития LiD. В данных мишенях концентрация дейтро-

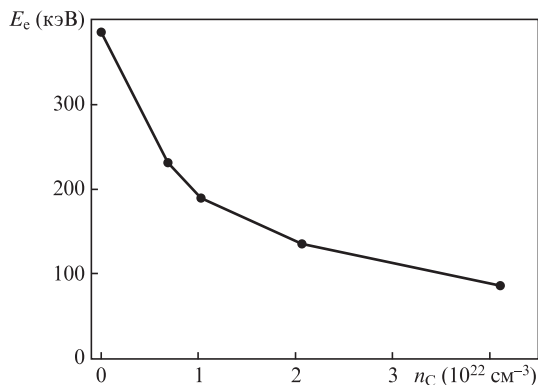


Рис.3. Зависимость максимальной средней энергии электронов  $E_e$  от концентрации атомов углерода.

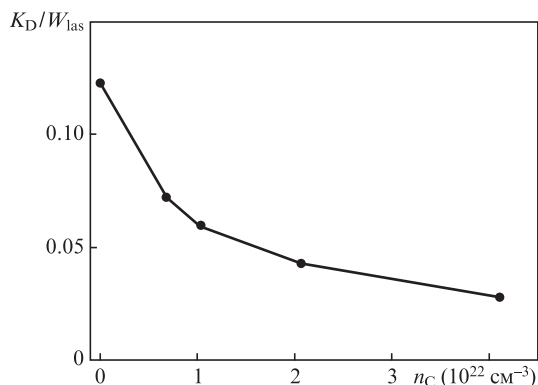


Рис.4. Зависимость максимальной кинетической энергии дейтронов  $K_D$ , отнесенной к полной энергии лазерного импульса  $W_{\text{las}}$ , от концентрации атомов углерода.

нов ( $n_D = 6.13 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ) в 1.34 раза меньше, чем в мишенях из дейтерированного полиэтилена, при этом максимальная концентрация электронов при полной ионизации мишени также в 1.34 раза меньше. Можно ожидать, что при прочих равных условиях максимальная энергия электронов в мишенях из дейтерида лития будет заметно выше, чем в мишенях из дейтерированного полиэтилена. Подробное сравнение мишеней из дейтерида лития и дейтерированного полиэтилена, а также других мишеней различного состава будет проведено нами в последующих работах.

Дополнительная возможность увеличения выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени, содержащие дейтерий, заключается в использовании мишеней сложной формы, в частности слоистых. При облучении слоистой мишени потоки дейтронов, аналогичные описанным выше трем потокам дейтронов, формируются в каждом из слоев. Такое перераспределение потоков приводит к тому, что количество ускоренных дейтронов, движущихся во встречных направлениях внутри слоистой мишени, значительно возрастает и увеличивается выход нейтронов. Нами были проведены расчеты, в которых параметры лазерного импульса и мишени в точности соответствовали случаю, рассмотренному выше ( $n_C = 4.11 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ), за исключением того, что мишень была разделена на одинаковые части, разнесенные на равные расстояния друг от друга. Интенсивность лазерного импульса  $I_0 = 4 \times 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ .

На рис.5 показана зависимость выхода нейтронов на 1 Дж лазерной энергии от количества слоев в мишени из дейтерированного полиэтилена. Были рассмотрены следующие варианты разделения мишени на слои: один слой тол-

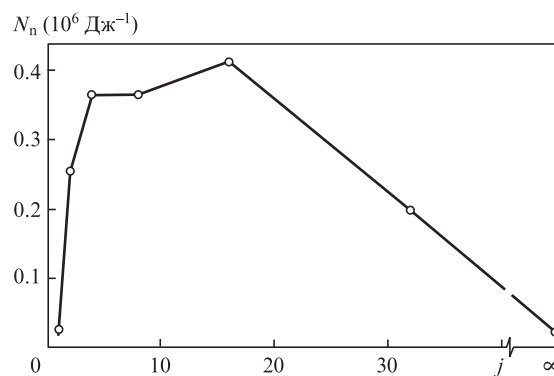


Рис.5. Зависимость выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения  $N_n$  от количества слоев в мишени  $j$ .

щиной 4 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ ; два слоя толщиной 2 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ , разнесенные на 2 мкм; четыре слоя толщиной 1 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ , разнесенные на 1 мкм; восемь слоев толщиной 2 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ , разнесенные на 0.5 мкм; шестнадцать слоев толщиной 0.25 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ , разнесенные на 0.25 мкм; тридцать два слоя толщиной 0.125 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$ , разнесенные на 0.125 мкм; один слой толщиной 8 мкм с плотностью  $0.5\rho_{pe}$ , соответствующий бесконечному числу слоев с толщиной, стремящейся к нулю. Средняя плотность мишеней при усреднении по толщине 8 мкм во всех семи вариантах была равна  $0.5\rho_{pe}$ .

Из рис.5 видно, что наличие уже двух слоев у мишени ведет к почти четырнадцатикратному увеличению выхода нейтронов ( $N_n = 225000$ ) на 1 Дж лазерной энергии по сравнению с мишенью с одним слоем толщиной 4 мкм с плотностью  $\rho_{pe}$  ( $N_n = 18800$ ). Максимальное число нейтронов  $N_n = 413000$  достигается для мишени из 16 слоев, разнесенных на 0.25 мкм друг от друга. Дальнейшее увеличение количества слоев и уменьшение расстояния между ними ведет к постепенному уменьшению выхода нейтронов. В предельном случае бесконечного числа слоев (один слой толщиной 8 мкм с плотностью  $0.5\rho_{pe}$ ) выход нейтронов уменьшается до  $N_n = 22600$ .

Для объяснения такой зависимости рассмотрим распределение  $z$ -компоненты электрического поля разделения зарядов в слоистой мишени, которое является суперпозицией электрических полей каждого слоя. На рис.6 и 7 показаны распределения  $z$ -компонент электрического поля для мишеней, состоящих из 16 и 32 слоев соответственно в момент времени  $t = 200$  фс: распределение электрического поля каждого слоя имеет биполярную форму с отрицательным и положительным экстремумами на левой и правой границах слоя соответственно. В областях, отвечающих экстремумам поля, происходит наиболее эффективное ускорение и формируются потоки дейтронов, направленные от границ слоя. Если расстояние между слоями уменьшается, электрические поля, создаваемые на левой и правой границах соседних слоев (за исключением крайних левого и правого слоев), начинают перекрываться и взаимно компенсироваться (рис.7). В результате эффективность ускорения дейтронов внутри слоистой мишени уменьшается, что приводит к снижению выхода нейтронов. Этот вывод подтверждает рис.8, на котором приведены энергетические спектры дейтронов для мишеней из 16 и 32 слоев в момент времени  $t = 1$  пс при их облучении лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 4 \times 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ . Видно, что максимальная энергия высокоэнергетических дейтро-

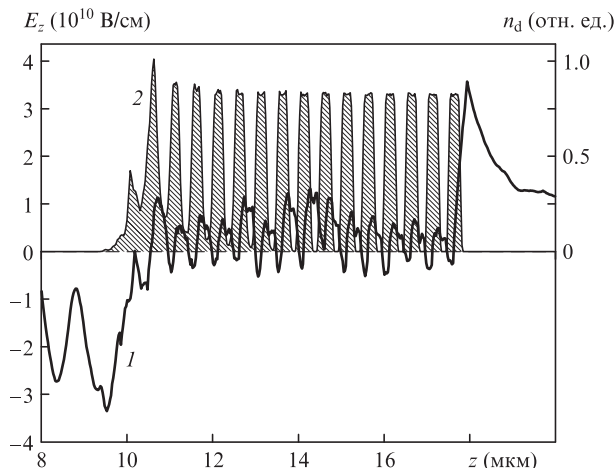


Рис.6. Распределения компоненты электрического поля  $E_z$  (1) и концентрации дейтронов  $n_d$  (2) в мишени, состоящей из 16 слоев, в момент времени  $t = 200$  фс.

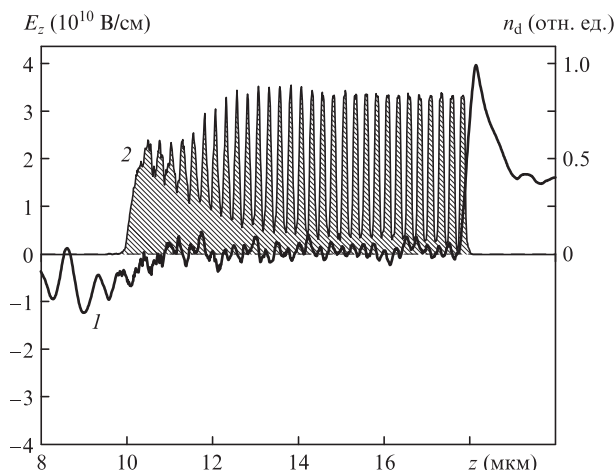


Рис.7. Распределения компоненты электрического поля  $E_z$  (1) и концентрации дейтронов  $n_d$  (2) в мишени, состоящей из 32 слоев, в момент времени  $t = 200$  фс.

нов в мишени из 16 слоев более чем в два раза превышает таковую в мишени из 32 слоев. Кроме того, количество дейтронов с энергией, превышающей 100 кэВ, в мишени из 16 слоев в два раза больше, чем в мишени из 32 слоев.

Из рис.5 видно также, что зависимость выхода нейтронов от количества слоев мишени (и расстояния между ними) достаточно слабая. Определяющим является наличие в мишени полостей, на границах которых формируются разнонаправленные потоки ускоренных дейтронов. Таким образом, для существенного увеличения выхода нейтронов при облучении твердотельных мишеней сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами целесообразным представляется использование слоистых или пористых мишеней с размерами полостей  $\sim 1$  мкм.

#### 4. Заключение

В настоящей работе проведено моделирование взаимодействия сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями из дейтерированного полиэтилена с учетом процессов многократной полевой ионизации атомов мишени, а также эмиссии нейтронов, образующихся в реакции синтеза при столкновениях высокоэнергетических дейтронов.

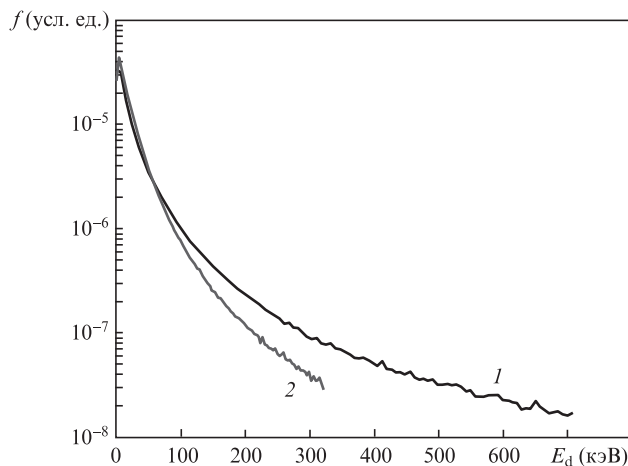


Рис.8. Энергетические спектры дейтронов в мишенях из 16 (1) и 32 (2) слоев в момент времени  $t = 1$  пс.

Показано, что ионизация атомов в объеме мишени, куда не проникает падающее излучение, обеспечивается электрическим полем разделения зарядов, формирующимся при разлете электронов, ускоренных лазерным импульсом на фронтальной поверхности мишени.

Исследованы характеристики горячей плазмы мишени и выход нейтронов в зависимости от концентрации атомов углерода в мишени. Установлено, что для увеличения выхода нейтронов предпочтительными являются такие твердотельные мишени, в которых концентрация атомов дейтерия максимальна, а количество электронов с учетом многократной ионизации атомов мишени минимально.

Продемонстрирована возможность существенного увеличения выхода нейтронов (в десятки раз) при использовании слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена, облучаемых сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами. Исследована зависимость выхода нейтронов от количества слоев мишени и расстояния между ними. Показано, что эта зависимость достаточно слабая – определяющим является наличие внутри мишени полостей субмикронных размеров, на чьих границах формируются разнонаправленные потоки ускоренных дейтронов, столкновения которых между собой и с покоящимися дейтронами мишени существенно увеличивают полный выход нейтронов.

Работа поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-1117.2012.2.

1. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **88**, 2080 (1999).
2. Ledingham K.W.D., Norreys P.A. *Contemp. Phys.*, **40**, 367 (1999).
3. McKenna P. *Proc. 11th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems* (Albuquerque, USA, 2002).
4. McKenna P., Ledingham K.W.D., Robson L. *Lect. Notes Phys.*, **694**, 91 (2006).
5. Higginson D.P. *Phys. Plasmas*, **18**, 100703 (2011).
6. Macchi A. *Appl. Phys. B*, **82**, 337 (2006).
7. Petrov G.M., Davis J. *Phys. Plasmas*, **15**, 073109 (2008).
8. Андреев С.Н., Гаранин С.Г., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Якутов Б.П. *Квантовая электроника*, **41**, 377 (2011).
9. Tarakanov V.P. *User's Manual for Code KARAT* (VA, USA: Berkeley Research Associates, Inc., 1992).
10. Андреев С.Н., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Якутов Б.П. *Квантовая электроника*, **40**, 64 (2010).
11. Попов В.С. *УФН*, **174**, 921 (2004).
12. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).