

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ПРИ СОУДАРЕНИИ БЫСТРЫХ ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ С СИЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ, НАСЫЩЕННЫМИ ТРИТИЕМ

Ю. С. Акишев^{a,b*}, В. Б. Каральник^a, А. В. Петряков^a,
А. Н. Старостин^a, Н. И. Трушкин^a, А. В. Филиппов^a

^a АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
108840, Троицк, Москва, Россия

^b Национальный ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия

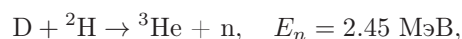
Поступила в редакцию 23 августа 2016 г.

Рассматривается процесс сверхвысокой зарядки пылевых частиц в плазме под действием пучка электронов с энергией до 25 кэВ, а также формирование потока быстрых ионов, поступающих из плазмы и ускоряющихся в сильном поле отрицательно заряженных частиц. В качестве мишеней рассматриваются частицы, содержащие атомы трития или дейтерия. Приведены результаты расчетов скорости термоядерных реакций синтеза в сильно заряженных частицах под действием ускоренных ионов плазмы. Для указанных мишеней рассчитана скорость генерации нейтронов в реакциях с ускоренными ионами дейтерия и трития. Рассчитан выход нейтронов при варьировании давления плазмообразующего газа, плотности плазмы, диаметра мишени и плотности тока пучковых электронов. Показано, что для создания малогабаритного газоразрядного источника нейтронов на основе сверхвысокой зарядки пылевых частиц пучковыми электронами с энергией до 25 кэВ наиболее перспективной парой плазмообразующий газ – материал мишени является дейтерий и частицы, содержащие тритий.

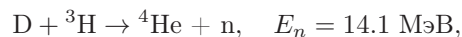
DOI: 10.7868/S0044451017020055

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время создано большое разнообразие газоразрядных источников нейтронов [1–7], основанных на следующих термоядерных реакциях:



$$E_{3He} = 0.82 \text{ МэВ};$$



$$E_{4He} = 3.5 \text{ МэВ}.$$

Для осуществления указанных реакций с разумной скоростью необходимы ионы дейтерия или трития с энергиями, превышающими 10 кэВ [7]. Максимум сечения указанных реакций достаточно пологий и соответствует энергии ионов примерно 100 кэВ.

Современные газоразрядные источники нейтронов представляют собой портативные линейные ускорители ионов с энергиями в диапазоне 70–90 кэВ, токами до 40–80 мкА и диаметром пучка ионов порядка нескольких миллиметров [7, 8]. К сожалению, использование ионов с указанной выше энергией приводит к нежелательным эффектам, влияющим как на ресурс и стабильность характеристик нейтронных трубок, так и на условия использования этих трубок. Так, разрушение быстрыми ионами реакционного слоя мишени ограничивает ее ресурс и, соответственно, ресурс запаянной трубки в целом. В трубках не удается избежать попадания части быстрых ионов на поверхности фокусирующего и ускоряющего электродов, что приводит к их распылению. В результате на диэлектрических стенках трубки образуется проводящий слой, провоцирующий электрические утечки и в конечном счете электрический пробой по внутренней поверхности трубки, после чего нейтронная трубка выходит из строя.

* E-mail: akishev@triniti.ru

Кроме того, быстрые ионы дейтерия в области энергий порядка 100 кэВ имеют большой коэффициент кинетического выбивания электронов с поверхности твердого тела ($\gamma_i \approx 3$). Это приводит не только к нежелательному и заметному увеличению тока трубки за счет образования вторичных электронов, но, что более существенно, к тому, что вторичные электроны ускоряются до такого же высокого напряжения и, тормозясь на материалах конструкции нейтронного генератора, порождают интенсивное и жесткое рентгеновское излучение. Это излучение постоянно сопутствует нейтронному излучению как гамма-фон со всеми вытекающими из этого обстоятельства нежелательными факторами, например, оно искажает результаты измерений во всех прикладных задачах применения нейтронных генераторов. Жесткое рентгеновское излучение, сопутствующее нейтронному, является биологически опасным, и поэтому может быть неприемлемым или даже вредным фактором при использовании нейтронов в медицине, например, для нейтронной терапии. С учетом сказанного разработка научных принципов для создания малогабаритных нейтронных генераторов нового поколения, которые не имеют указанных выше проблем и не формируют сопутствующее рентгеновское излучение, является весьма важной и актуальной задачей для современной науки и практики.

В последние годы большое внимание было уделено исследованию различных условий, обеспечивающих сверхвысокую зарядку пылевых частиц [9–13]. В работе [14] предложен метод генерации нейтронов, основанный на сверхвысокой зарядке пылевых частиц сильноточным пучком электронов с энергией до 25 кэВ (см. схему метода на рис. 1 из работы [14]). В этом методе пучок электронов формируется высоковольтным аномальным тлеющим разрядом низкого давления $P \approx 0.1\text{--}1.0$ Торр (с особенностями формирования электронных пучков в аномальном разряде можно ознакомиться в работах [15–17] и цитированной в них литературе). Пучок электронов обеспечивает сверхвысокую зарядку пылевых частиц, окруженных плазмой. Положительные ионы плазмы ускоряются в сильном поле отрицательно заряженных пылевых частиц и приобретают к моменту столкновения энергию, близкую к энергии электронного пучка, т. е. около 22 ± 0.5 кэВ. Этой энергии вполне достаточно, чтобы осуществить в объеме пылевой частицы указанные выше термоядерные реакции, сопровождающиеся выходом нейтронов, но недостаточно, чтобы создать сопутствующее жесткое рентгеновское излучение.

Эффективность выхода нейтронов в ядерных реакциях, указанных выше, зависит не только от плотности плазмы, сорта и энергии ионов, налетающих на мишень, но также и от состава материала мишени. В данной работе проведены численные расчеты эффективности выхода нейтронов из сильно заряженных пылевых частиц, окруженных плазмой. Варьируемыми параметрами расчета были сорт плазмообразующего газа (водород, дейтерий, тритий) и материал мишеней (пылевых частиц), такой как TiT_2 , ZrT_2 , $\text{TaT}_{0.5}$, TiD_2 , ZrD_2 и $\text{TaD}_{0.5}$.

Моделировалась экспериментальная ситуация, в которой облако из пылевых частиц, окруженных плазмой, облучалось со всех сторон большим числом одинаковых электронных пучков. Плотность тока в каждом пучке считалась постоянной по его сечению, а диаметр каждого пучка намного превышал диаметр отдельной пылинки-мишени. По этой причине полагалось, что результирующая плотность тока пучковых электронов, падающих на отдельную мишень, была постоянной. Численные расчеты нейтронного выхода сделаны для одной сферической мишени и проводились в два этапа. На первом этапе моделировалась зарядка мишени пучковыми электронами и рассчитывался поток и энергетический спектр ионов, падающих из плазмы на мишень. На втором этапе рассчитывалась скорость генерации нейтронов в мишени под действием потока падающих на нее быстрых ионов и выход нейтронов при разных условиях расчета.

2. ПЕРВЫЙ ЭТАП РАСЧЕТОВ

2.1. Распределение потенциала вокруг сферической мишени

Численный расчет радиального распределения потенциала $\varphi(x, t)$ вокруг сферической мишени проводился на основе самосогласованного решения уравнений непрерывности для заряженных частиц и уравнения Пуассона, включающего их объемные заряды. Движение ионов и электронов плазмы описывалось в одномерном диффузионно-дрейфовом приближении (см., например, [18, 19]) вплоть до поверхности мишени. Такой подход вполне допустим, поскольку, как показали расчеты, размер возмущенной области плазмы вокруг частицы заметно превышает длину пробега ионов.

Предварительные расчеты показали, что за время воздействия пучка ($t \leq 500$ нс) изменение начальной плотности плазмы за счет объемных процессов, таких как рекомбинация, а также иониза-

ция газа плазменными электронами и первичными и вторичными электронами пучка, является несущественным. По этой причине основные расчеты были сделаны с использованием уравнений баланса для ионов $n_i(x, t)$ и электронов $n_e(x, t)$ плазмы в возмущенной области, учитывающих только процессы переноса частиц:

$$\dot{n}_i + \nabla \cdot \Gamma_i \approx 0, \quad (1)$$

$$\dot{n}_e + \nabla \cdot \Gamma_e \approx 0. \quad (2)$$

Граничное условие для плазменных электронов на поверхности мишени учитывало вторичную эмиссию электронами пучка: $\Gamma_e(x = d_p/2) = (j_{eb}/e) \times \gamma(\varepsilon_{eb})$. Поток ионов с поверхности мишени полагался равным нулю.

В уравнениях (1), (2) приняты следующие обозначения: $\Gamma_i = n_i \mathbf{V}_i(E) - D_i \nabla n_i$, $\Gamma_e = n_e \mathbf{V}_e(E) - D_e \nabla n_e$ — потоки ионов и электронов с учетом дрейфа и диффузии; $V_i(E) = \sqrt{1.4eE\lambda_i/M_i}$ — скорость дрейфа ионов в сильном поле [20], λ_i и M_i — длина свободного пробега и масса ионов; $V_e(E) = \mu_e E$ — скорость дрейфа электронов, μ_e — подвижность электронов; D_e и D_i — коэффициенты диффузии электронов и ионов; j_{eb} — плотность тока электронов пучка на поверхности мишени; $\gamma(\varepsilon_{eb})$ — коэффициент вторичной эмиссии электронов под действием падающих электронов с энергией ε_{eb} .

В уравнении Пуассона

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot (-\nabla \varphi) = e(n_i - n_e - n_{eb}) \quad (3)$$

учитывался объемный заряд не только электронов и ионов плазмы, но и объемный заряд электронов пучка. Здесь $n_{eb} = (j_{eb}/e)(2\varepsilon_{eb}/m)^{-1/2}$ — плотность электронов пучка, определяемая плотностью тока j_{eb} и энергией $\varepsilon_{eb}(x)$ электронов пучка; e и m — заряд и масса электрона; ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. Давление газа было достаточно малым, поэтому считалось, что энергия, теряемая быстрыми электронами на ионизацию газа, мала по сравнению с его энергией, поэтому баланс энергии ε_{eb} электронов пучка, движущихся в потенциальном электрическом поле мишени, записывался в виде

$$\varepsilon_{eb}(x) = \varepsilon_{eb0} + \varphi(x)e,$$

где ε_{eb0} — начальная энергия электронов пучка на входе в плазму. Электрический потенциал плазмы на входе пучка в плазму равен нулю: $\varphi(x = x_{max}) = 0$. Напряженность электрического поля на поверхности сферической частицы определяется электрическим зарядом частицы $q(t)$:

$$-\varphi'_x \left(x = \frac{d_p}{2} \right) = \frac{q(t)}{\pi \varepsilon_0 d_p^2}.$$

Начало координат $x = 0$ соответствует центру сферической мишени, координата $x_{max} = 10$ мм соответствует границе невозмущенной плазмы, где электронный пучок входит в плазму. Область расчетного домена задавалась неравенством $d_p/2 \leq x \leq x_{max}$, где $d_p/2$ — радиус сферической мишени. В начальный момент $t = 0$ считалось, что весь расчетный домен однородно заполнен квазинейтральной плазмой: $n_i(x, t = 0) = n_e(x, t = 0) = n_0$. Постоянство плотности плазмы на границе расчетного домена (условие Дирихле) физически означает, что домен является открытым для заряженных частиц и поэтому накопление избыточных электронов в домене не происходит.

2.2. Расчет зарядки сферической мишени

В начальный момент времени величина заряда q на поверхности мишени задавалась равной нулю. В формировании заряда на мишени участвуют три основных потока заряженных частиц: потоки электронов пучка и ионов плазмы, падающих на поверхность, а также поток электронов с поверхности мишени за счет вторичной электронной эмиссии. Оценки для условий, рассматриваемых в настоящей работе, показывают, что вкладом термоэлектронной, автоэлектронной и вторичной эмиссий электронов под действием потока ионов можно пренебречь. В таком случае уравнение, описывающее динамику заряда $q(t)$ во времени, имеет вид

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \{4e\Gamma_i - j_{eb} [1 - \gamma(\varepsilon_{eb})]\} \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^2. \quad (4)$$

Уравнение (4) учитывает тот факт, что каждый из электронных пучков облучает эффективную площадь мишени, равную $\pi(d_p/2)^2$, в то время как ионы падают на всю поверхность мишени $4\pi(d_p/2)^2$. Поток вторичных электронов с поверхности мишени $\Gamma_e = \gamma(\varepsilon_b)j_{eb}/e$ зависит от энергии падающих электронов (см. рис. 1) и материала мишени [21, 22]. В вакууме мишень заряжается отрицательным зарядом до тех пор, пока энергия электронов пучка, заторможенных в поле мишени, не сравняется с энергией E_p^{II} . В нашем случае эта энергия равна примерно 1.5 кэВ. При наличии потока положительных ионов из плазмы зарядка мишени прекращается при энергии электронов, заметно превышающей энергию E_p^{II} . В таком случае потенциальная энергия мишени может быть на 2–3 кэВ меньше энергии налетающих электронов.

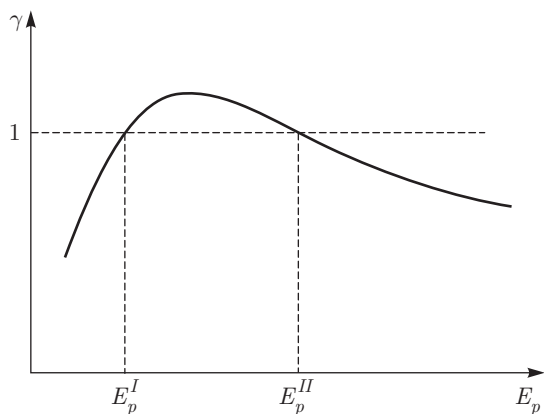


Рис. 1. Схематическая зависимость коэффициента вторичной эмиссии γ от энергии E_p падающих электронов. E_p^I и E_p^{II} — так называемые первая и вторая критические энергии

При моделировании первого этапа были использованы следующие параметры: давление плазмообразующего газа $P = 0.1-0.3$ Торр; радиус сферической мишени $d_p/2 = 100, 250, 500$ мкм; начальная плотность плазмы $n_0 = 3 \cdot 10^{11}-3 \cdot 10^{13}$ см⁻³; $\mu_e = 7.5 \cdot 10^4$ см²/В/с/Р [Торр] и $D_e = 2 \times 10^4$ см²/с/Р [Торр] (подвижность и коэффициент диффузии электронов рассчитаны путем численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ)); $D_i = 2 \cdot 10^2$ см²/с/Р [Торр] — коэффициент диффузии для ионов дейтерия и трития, $M_i = 4$ и 6 а. е. м. — массы иона D₂ и T₂; $\lambda_i = 55$ мкм/Р [Торр] — длина свободного пробега ионов; $j_{eb} = 30-100$ А/см² и $\varepsilon_{eb0} = 20-25$ кэВ — плотность тока и энергия пучковых электронов.

В качестве типичного примера на рис. 2-8 представлены результаты численных расчетов, характеризующие процесс зарядки сферической частицы электронными пучками с энергией $\varepsilon_{eb0} = 25$ кэВ и суммарной плотностью тока $j_{eb} = 100$ А/см² в плазме плотностью $n_0 = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Диаметр частицы из TiT₂ составляет 500 мкм, давление плазмообразующего газа (дейтерия) $P = 0.1$ Торр.

Эволюция потенциала φ на сферической мишени в процессе ее зарядки и распределение потенциала $\varphi(x, t)$ вокруг мишени в разные моменты времени представлены на рис. 2. Как видно, наличие плазмы вокруг мишени приводит к тому, что мишень заряжается до отрицательного потенциала $\varphi \approx -22$ кВ, что на 3 кэВ меньше кинетической энергии электронов пучка.

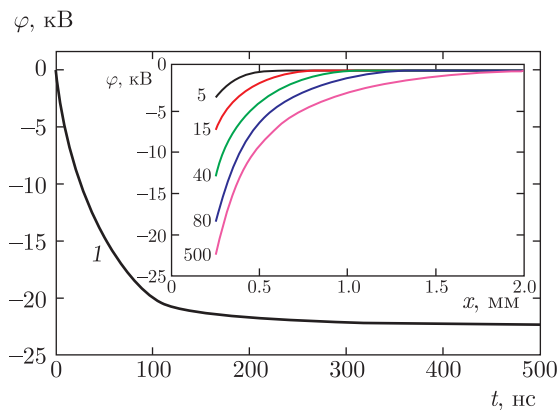


Рис. 2. Эволюция потенциала φ на сферической мишени в процессе ее зарядки (кривая 1, левая шкала) и распределение потенциала $\varphi(x, t)$ вокруг мишени в разные моменты времени (вставка, числа около кривых — время в наносекундах). Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $j_{eb} = 100$ А/см², $\varepsilon_{eb0} = 25$ кэВ, $P = 0.1$ Торр, $d_p = 500$ мкм

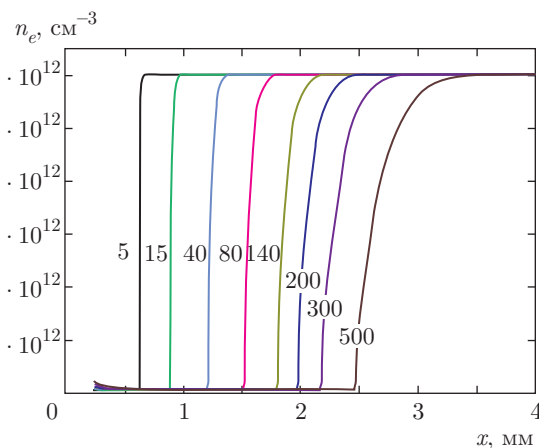


Рис. 3. Распределение объемной плотности плазменных и пучковых электронов вокруг сферической частицы в разные моменты времени (числа около кривых — время в наносекундах от начала зарядки высоковольтными электронами). Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $j_{eb} = 100$ А/см², $P = 0.1$ Торр, $d_p = 500$ мкм

В процессе пучковой зарядки сферической мишени, окруженной плазмой, происходит изменение распределения зарядов вокруг мишени. Эволюция пространственной структуры в распределении зарядов иллюстрируется рис. 3-5.

Как видно на рис. 3-5, зарядка сферической частицы, инициированная потоком высоковольтных электронов, сопровождается исчезновением плазмы вокруг частицы. Плазменные электроны (так же, как и вторичные электроны) выталкиваются отрицательным зарядом частицы из области, прилегающей

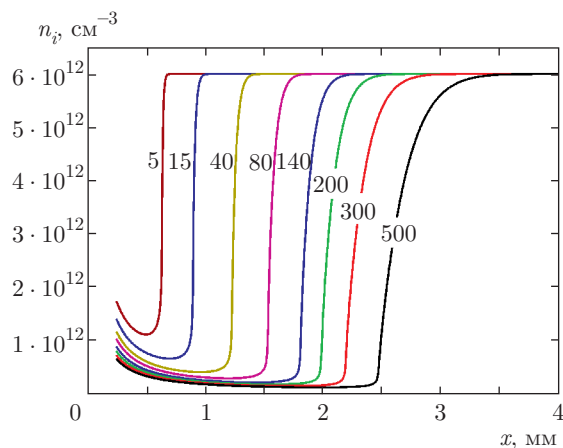


Рис. 4. Распределение объемной плотности ионов вокруг сферической частицы в разные моменты времени (числа около кривых — время в наносекундах от начала зарядки высоковольтными электронами). Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $P = 0.1 \text{ Торр}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

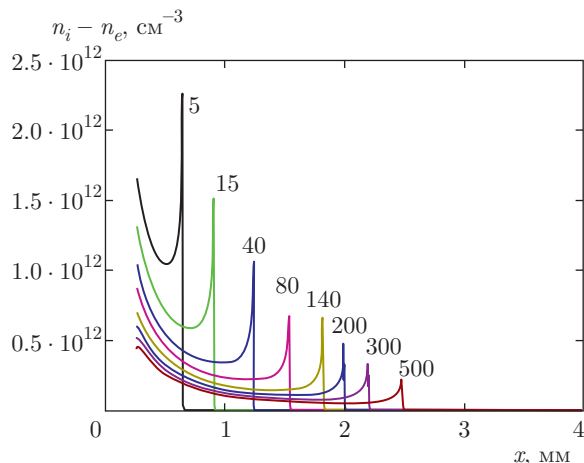


Рис. 5. Результирующий объемный заряд вокруг сферической частицы в разные моменты времени (числа около кривых — время в наносекундах от начала зарядки высоковольтными электронами). Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $P = 0.1 \text{ Торр}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

щей к ней, так что результирующий объемный заряд вокруг частицы определяется положительными ионами. В то же время плотность положительного объемного заряда в этой области заметно меньше плотности ионов в плазме из-за большой скорости ускоренных ионов.

Граница, отделяющая плазму от отрицательно заряженной сферической частицы, достаточно резкая и она постоянно отодвигается от частицы в про-

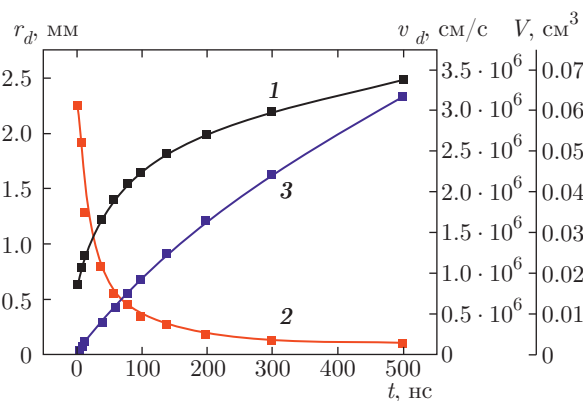


Рис. 6. Изменение во времени радиуса r_d (кривая 1, левая шкала) и объема V (кривая 3, правая шкала) зоны положительного объемного заряда вокруг мишени, а также скорости движения границы этой зоны v_d (кривая 2, правая шкала) в процессе зарядки мишени высоковольтными электронами. Радиус зоны r_d отсчитывается от центра мишени. Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $P = 0.1 \text{ Торр}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

цессе ее зарядки. На рис. 6 представлена зависимость радиуса r_d зоны, в которой нет плазмы, от времени зарядки частицы высоковольтными электронами (кривая 1). Радиус зоны положительного объемного заряда вокруг частицы отсчитывается от центра мишени. Расчеты показывают, что скорость расширения положительно заряженной зоны уменьшается по мере зарядки мишени (кривая 2). На этом же рисунке представлена зависимость объема положительно заряженной зоны от времени (кривая 3). Объем исчезнувшей плазмы $V(t) = (4\pi/3)(r_d^3 - r_p^3)$ (здесь $r_p = d_p/2$) определяет величину положительного заряда Q^+ , поступающего из плазмы на мишень: $Q^+(t) = en_0V(t)$.

Рассчитанные величины результирующего потока пучковых и вторичных электронов и потока плазменных ионов, поступающих на сферическую мишень в процессе ее зарядки высоковольтными электронами, показаны на рис. 7. Как видно на этом рисунке, процесс зарядки заканчивается примерно через 150 нс после «включения» пучка высоковольтных электронов. Далее поток ионов из плазмы подстраивается под результирующий поток пучковых и вторичных электронов. В этом случае суммарный поток заряженных частиц на мишень равен нулю и на мишени поддерживается постоянный заряд. Уменьшение результирующего потока электронов на мишень при $t > 150 \text{ нс}$ обусловлено постепенным увеличением потенциала мишени, которое сопровождается все большим торможением пучко-

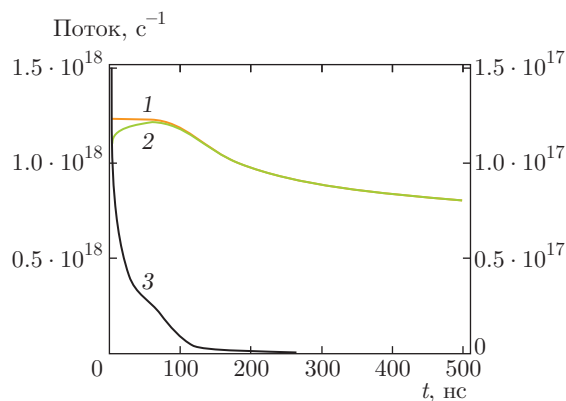


Рис. 7. Зависимости от времени результирующего потока пучковых и вторичных электронов (кривая 1, левая шкала), потока плазменных ионов (кривая 2, левая шкала) и суммарного потока заряженных частиц (кривая 3, правая шкала), поступающих на сферическую мишень в процессе ее зарядки высоковольтными электронами. Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $P = 0.1 \text{ Торр}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

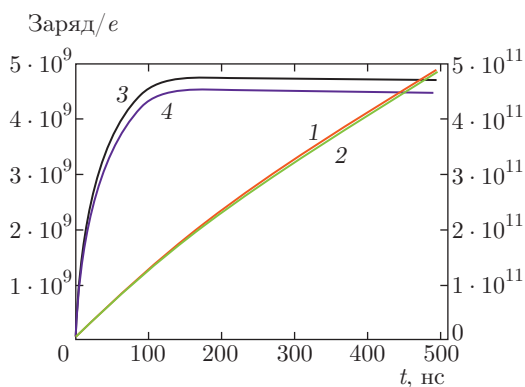


Рис. 8. Динамика отрицательного и положительного зарядов, доставленных на поверхность сферической частицы результирующим потоком электронов I_e от пучка (кривая 1, правая шкала) и потоком ионов I_i из плазмы (кривая 2, правая шкала), суммарного отрицательного заряда (кривая 3, левая шкала), накопленного на поверхности, и положительного объемного заряда вокруг частицы (кривая 4, левая шкала). Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $P = 0.1 \text{ Торр}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

вых электронов и увеличением потока вторичных электронов с поверхности мишени за счет роста коэффициента γ .

Величина заряда q на поверхности мишени в момент времени t определяется суммой двух слагаемых

$$Q^-(t) = -e \int_0^t I_e(t) dt, \quad Q^+(t) = e \int_0^t I_i(t) dt,$$

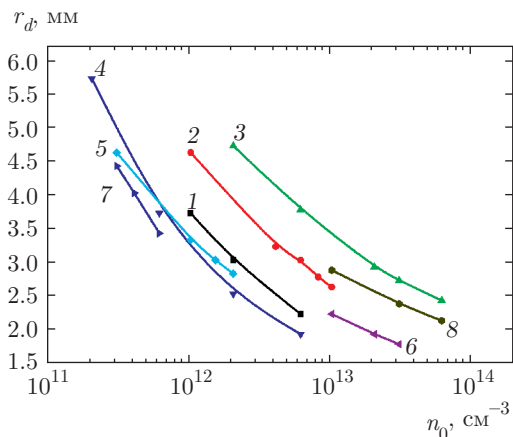


Рис. 9. Зависимости радиуса r_d от плотности плазмы n_0 , окружающей сферическую частицу, при разных давлениях P плазмообразующего газа, размерах частицы d_p и плотностях тока j_{eb} пучковых электронов. Условия расчета: 1 — $P = 0.1 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 30 \text{ А/см}^2$, $d_p = 500 \text{ мкм}$; 2 — $P = 0.1 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 500 \text{ мкм}$; 3 — $P = 0.1 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 1000 \text{ мкм}$; 4 — $P = 0.1 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 200 \text{ мкм}$; 5 — $P = 0.3 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 30 \text{ А/см}^2$, $d_p = 500 \text{ мкм}$; 6 — $P = 0.3 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 500 \text{ мкм}$; 7 — $P = 0.3 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 200 \text{ мкм}$; 8 — $P = 0.3 \text{ Торр}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $d_p = 1000 \text{ мкм}$

где Q^- и Q^+ — отрицательный и положительный заряды, доставленные на поверхность результирующим потоком электронов I_e от пучка и потоком ионов I_i из плазмы. Поведение $-Q^-$ и Q^+ во времени показано на рис. 8 кривыми 1 и 2. Динамика накопления отрицательного заряда $q(t)$ на сферической частице под действием высоковольтных электронов также представлена на рис. 8 (кривая 3). Как видно из рисунка, результирующий заряд q мишени определяется разностью двух больших зарядов Q^- и Q^+ , каждый из которых примерно на два порядка превосходит величину q . Отметим, что величина положительного заряда Q^+ на рис. 8 в момент времени $t = 500 \text{ нс}$ равна величине $Q^+(t) = en_0V(t)$ на рис. 6, взятой при этом же времени.

При наличии в плазме облака пылевых частиц каждая частица будет заряжаться независимо от других и до максимального уровня, если частицы удалены друг от друга на расстояние не менее r_d . Таким образом, величина радиуса r_d определяет максимальную плотность мишеней N_{max} в плазме: $N_{max} \approx 1/r_d^3$. По этой причине выяснение параметрической зависимости r_d от давления P плазмообразующего газа, плотности плазмы n_0 , размера частицы d_p и плотности тока j_{eb} пучковых электронов

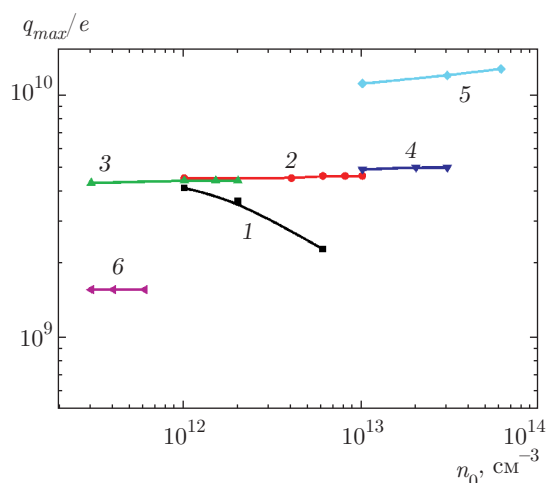


Рис. 10. Зависимости максимального заряда, накапливаемого сферической мишенью, от плотности окружающей ее плазмы при разных давлениях плазмообразующего газа и плотностях тока высокоэнергетичных электронов: 1 — $P = 0.1$ Торр, $d_p = 500$ мкм, $j_{eb} = 30$ А/см²; 2 — $P = 0.1$ Торр, $d_p = 500$ мкм, $j_{eb} = 100$ А/см²; 3 — $P = 0.3$ Торр, $d_p = 500$ мкм, $j_{eb} = 30$ А/см²; 4 — $P = 0.3$ Торр, $d_p = 500$ мкм, $j_{eb} = 100$ А/см²; 5 — $P = 0.3$ Торр, $d_p = 1000$ мкм, $j_{eb} = 100$ А/см²; 6 — $P = 0.3$ Торр, $d_p = 200$ мкм, $j_{eb} = 100$ А/см²

представляет практический интерес. Результаты соответствующих расчетов показаны на рис. 9. Наиболее характерное свойство параметрической зависимости, изображенной на этом рисунке, состоит в том, что при любых P , d_p и j_{eb} увеличение плотности плазмы n_0 , окружающей частицу, приводит к уменьшению r_d .

Интересно, что при быстрой зарядке максимальный заряд q_{max} , который может быть накоплен частицей за время облучения (500 нс) высокоэнергетичными электронами, практически не зависит от плотности окружающей плазмы n_0 , но примерно линейно увеличивается с увеличением диаметра частицы d_p . Данный эффект иллюстрируется рис. 10. Однако при медленной зарядке слаботочным пучком мишень не успевает за 500 нс набрать стационарный заряд из-за ее быстрой нейтрализации ионами плазмы. В этом случае наблюдается убывающая зависимость $q_{max}(n_0)$ (кривая 1 на рис. 10).

2.3. Расчет потока быстрых ионов, падающих на мишень

Вычисленное для каждого момента времени распределение потенциала вокруг частицы использовалось для расчета энергетического спектра быстрых ионов, падающих на поверхность мишени. При

этом полагалось, что вероятность $p_{\Delta x}$ для иона пройти без потери энергии длину Δx равна $p_{\Delta x} = \exp\{-\Delta x/\lambda_i\}$, где λ_i — усредненная длина пробега, характеризующая потерю энергии ионом при столкновении. Считалось, что после столкновения ион, потерявший энергию, не «выходит из игры», но движется дальше и попадает на мишень. В таком случае энергия падающего на мишень иона будет равна разности потенциалов между местом его последнего столкновения и поверхностью мишени. При этом учитывается также возрастание разности потенциалов за время пролета иона до мишени. В результате расчетов получена информация о величине потоков быстрых ионов, падающих на мишень, и их энергетическом спектре в зависимости от времени после включения электронного пучка. Подробности расчетов изложены в статье [14]. Расчеты, выполненные для дейтерия как плазмообразующего газа и пучковых электронов с энергией $\varepsilon_{eb0} = 25$ кэВ, показали, что доля быстрых ионов с энергиями больше 20 кэВ составляет не более 10 % от всего потока ионов, падающих на поверхность мишени.

3. ВТОРОЙ ЭТАП РАСЧЕТОВ

3.1. Формулировка алгоритма расчетов

Чтобы рассчитать скорость генерации нейтронов в мишени, необходимо знать не только указанную выше информацию о падающих на мишень ионах, но также вероятность $p(E)$ ядерной реакции при взаимодействии с мишенью иона определенной энергии E . Для этого, в свою очередь, необходимо определить скорость потери энергии иона при его торможении в материале мишени, т. е. функцию $E(x, E_0)$, где x — глубина проникновения иона в мишень, отсчитываемая от ее поверхности; E_0 — начальная ($x = 0$) энергия иона. Далее, при известной зависимости сечения σ ядерной реакции от энергии иона проводится интегрирование $\sigma(E(x))$ по глубине мишени и в результате получается искомая вероятность $p(E_0)$. Наконец, проводится интегрирование $p(E_0)$ в свертке с распределением плотности потока ионов по энергии, в результате определяется скорость генерации нейтронов в бомбардируемой ионами мишени. Указанный алгоритм подробно описывается ниже.

3.2. Сечения ядерных реакций

Зависимость сечения ядерных реакций от энергии столкновения двух ядер в вакууме имеет вид [18]

$$\sigma(E_{cm}) = S(E_{cm}) \exp(-2\pi\eta) \frac{1}{E_{cm}}, \quad (5)$$

где E_{cm} — энергия в системе центра масс, $S(E_{cm})$ — астрофизический фактор, η — параметр Зоммерфельда:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar u},$$

Z_1, Z_2 — зарядовые числа сталкивающихся ядер, u — относительная скорость. Астрофизический фактор является слабой функцией энергии сталкивающихся частиц. В работе [23] собраны данные о сечениях ядерных реакций и приведены аппроксимации астрофизического фактора при малых энергиях сталкивающихся частиц до 1 кэВ. Так, для реакции $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$, $E_n = 2.45$ МэВ, $E_{3\text{He}} = 0.82$ МэВ, аппроксимация астрофизического фактора имеет вид

$$S(E_{cm}) = S_0 + E_{cm}(S_1 + E_{cm}S_2),$$

где $S_0 = 0.055$ МэВ·б, $S_1 = 0.308$ б, $S_2 = -0.094$ б/МэВ.

Для реакции $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, $E_n = 14.1$ МэВ, $E_{4\text{He}} = 3.5$ МэВ аппроксимация астрофизического фактора, согласно работе [24], предложена в следующем виде:

$$S(E_{cm}) = \frac{A_1 + E_{cm}\{A_2 + E_{cm}[A_3 + E_{cm}(A_4 + E_{cm}A_5)]\}}{1 + E_{cm}\{B_1 + E_{cm}[B_2 + E_{cm}(B_3 + E_{cm}B_4)]\}}$$

с коэффициентами $A_1 = 6.927 \cdot 10^4$ мб·кэВ, $A_2 = 7.454 \cdot 10^8$ мб, $A_3 = 2.050 \cdot 10^6$ мб/кэВ, $A_4 = 5.2002 \cdot 10^4$ мб/кэВ², $A_5 = 0$, $B_1 = 6.38 \cdot 10^1$ кэВ⁻¹, $B_2 = -9.95 \cdot 10^{-1}$ кэВ⁻², $B_3 = 6.981 \cdot 10^{-5}$ кэВ⁻³, $B_4 = 1.728 \cdot 10^{-4}$ кэВ⁻⁴. Данная аппроксимация дает ошибку менее 1.9% в диапазоне энергий 0.5–550 кэВ.

В отличие от вакуума, ядерные реакции в твердом теле происходят в условиях экранирования взаимодействующих ядер электронами кристаллической решетки мишени. Учет экранирования приводит к увеличению сечения ядерной реакции при заданной энергии столкновений E_{cm} в системе центра масс:

$$\sigma_S(E_{cm}) = \sigma(E_{cm}) \exp(\pi\eta U_e/E_{cm}). \quad (6)$$

Здесь сечение $\sigma(E_{cm})$ соответствует сечению формулы (5), U_e — потенциал экранирования электронами. Формула применима при условии $U_e \ll E_{cm}$. Величины потенциала экранирования U_e определены в работах [25, 26] для TiD_2 , ZrD_2 и $\text{TaD}_{0.5}$. При энергии столкновения в диапазоне 2–7 кэВ величина $U_e = (125 \pm 34)$ эВ для TiD_2 , $U_e = (205 \pm 35)$ эВ для ZrD_2 и $U_e = (313 \pm 58)$ эВ для $\text{TaD}_{0.5}$.

В случае, когда одно из сталкивающихся ядер неподвижно, при расчетах необходимо учитывать связь энергии движущегося ядра E с энергией E_{cm} в системе центра масс согласно соотношению

$$E = E_{cm} \frac{A_1 + A_2}{A_1},$$

где A_1 — атомная масса неподвижного ядра, A_2 — атомная масса движущегося ядра. На рис. 11 показаны рассчитанные сечения ядерных реакций в зависимости от энергии налетающих ядер с учетом потенциала экранирования для разных материалов мишени (TiD_2 , ZrD_2 и $\text{TaD}_{0.5}$). Из рис. 11 видно, что эффект экранирования электронами заметно проявляется при малых энергиях налетающих ядер. Наибольший эффект наблюдается для мишеней из $\text{TaD}_{0.5}$ и $\text{TaT}_{0.5}$, для которых сечение увеличивается примерно в три раза при энергиях 5 кэВ, однако эффект экранирования практически отсутствует для всех мишеней при энергиях налетающих ядер в интересующей нас области 20–25 кэВ.

3.3. Торможение ионов в мишени и вероятность ядерных реакций

Процесс торможения ионов в мишени описывается потерей их энергии на единице длины пути, пройденного ионом в материале. Обычно речь идет об удельных потерях, которые приводят к концентрации атомов мишени. В работе [27] показано, что при малых энергиях E ионов до 5–6 кэВ удельные потери практически пропорциональны скорости тормозящегося иона: $dE/dx \propto V_i \propto \sqrt{E}$. В более широком диапазоне энергий информация об удельных потерях приведена в работе [28]. Эта информация для торможения ионов H^+ на ядрах Ti , Zr и Ta представлена на рис. 12 в логарифмическом масштабе до энергий 100 МэВ и в линейном масштабе до энергий 100 кэВ.

Оказалось, что в диапазоне интересующих нас энергий $E = 0$ –25 кэВ кривые удельных потерь хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\frac{1}{N_T} \frac{dE}{dx} = a + b \sqrt{\frac{E}{A_i}}, \quad (7)$$

где A_i — атомная масса иона в а. е. м., N_T — концентрация атомов мишени. Параметры аппроксимации a и b для разных материалов приведены в табл. 1.

Полученная аппроксимация (7) позволяет найти аналитическую связь между глубиной x проникно-

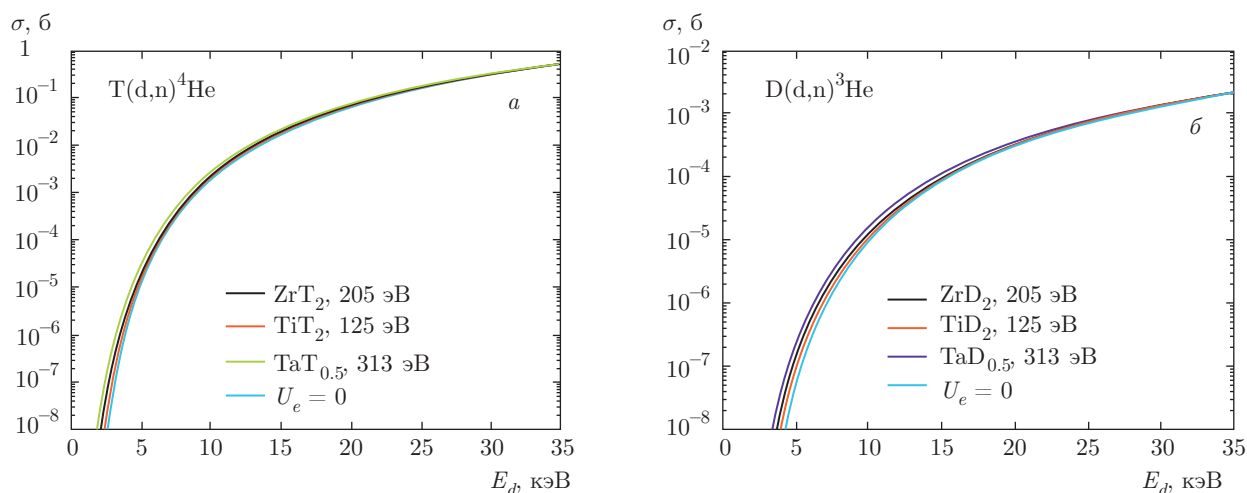


Рис. 11. (В цвете онлайн) Сечения термоядерных реакций в зависимости от энергии E_d налетающих ядер дейтерия с учетом экранирования в материале мишени. Атомы дейтерия или трития включены в неподвижную мишень. Потенциалы экранирования указаны на рисунке. *a* — Реакция $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы трития; *б* — реакция $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$, ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы дейтерия

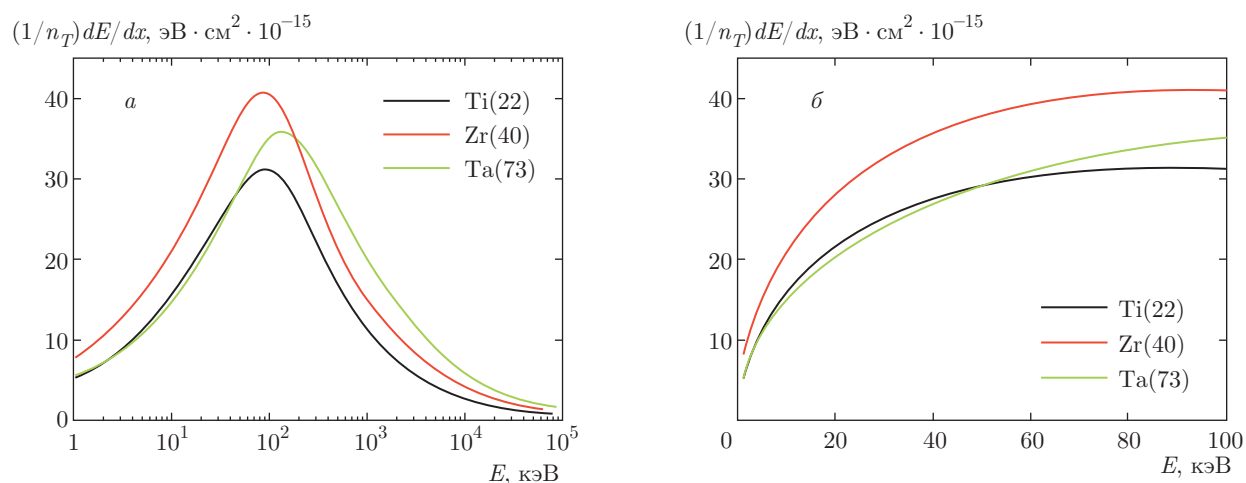


Рис. 12. (В цвете онлайн) Удельные потери ионов H^+ в различных материалах в зависимости от их энергии *a*) в логарифмическом масштабе до 100 МэВ; *б*) в линейном масштабе до 100 кэВ. Материал мишени указан на рисунке

Таблица 1. Параметры аппроксимации *a* и *b* для удельных потерь энергии иона H^+

Материал мишени	Концентрация атомов мишени, см^{-3}	<i>a</i> , $\text{эВ}\cdot\text{см}^2$	<i>b</i> , $\text{эВ}\cdot\text{см}^2\cdot(\text{а.е.м.}/\text{кэВ})^{1/2}$
TiD ₂	$5.67 \cdot 10^{22}$	$1.336 \cdot 10^{-15}$	$4.161 \cdot 10^{-15}$
ZrD ₂	$4.26 \cdot 10^{22}$	$2.924 \cdot 10^{-15}$	$5.234 \cdot 10^{-15}$
TaD _{0.5}	$5.54 \cdot 10^{22}$	$1.472 \cdot 10^{-15}$	$3.989 \cdot 10^{-15}$

вения иона в материал и его энергией E в этом месте при заданной начальной энергии E_0 :

$$x(E) = \frac{2\sqrt{A_i}}{bN_T} \times \left(\sqrt{E_0} - \sqrt{E} - \frac{a}{b} \frac{\ln(a/b + \sqrt{E_0})}{a/b + \sqrt{E}} \right).$$

Эта зависимость использована далее для определения вероятности ядерной реакции при попадании в мишень иона с начальной энергией E_0 .

Интегрирование сечений ядерных реакций по глубине проникновения ионов в мишени позволило рассчитать вероятность реакции с выходом нейтрона в зависимости от начальной энергии иона E_0 :

$$p(E_0) = \int_0^{E_0} N_D \sigma(E_{cm}) \exp\left(\frac{\pi\eta U_e}{E_{cm}}\right) \left(-\frac{dx}{dE}\right) dE,$$

где N_D — концентрация ядер дейтерия (или трития) в мишени. Концентрации ядер в мишени определялись на основании плотности материала и атомной массы составляющих мишень элементов: TiD_2 — плотность 3.9 г/см³, $N_D = 9.03 \cdot 10^{22}$ см⁻³; ZrD_2 — плотность 5.74 г/см³, $N_D = 7.27 \cdot 10^{22}$ см⁻³; $\text{TaD}_{0.5}$ — плотность 16 г/см³, $N_D = 2.65 \cdot 10^{22}$ см⁻³.

На рис. 13 показаны расчетные зависимости вероятности ядерных реакций от начальной энергии иона дейтерия и трития для разных материалов мишени, содержащих дейтерий или тритий.

На рис. 13 видно, что максимальная вероятность соответствует ядерной реакции $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ для материала мишени TiT_2 . При энергии ядра дейтерия 20–25 кэВ эта вероятность равна примерно 3×10^{-8} – 10^{-7} , т.е. в среднем для рождения одного нейтрона требуется около $3 \cdot 10^7$ – 10^7 падающих на мишень ионов. Близкая по величине вероятность соответствует реакции в мишени из циркония ZrT_2 . Остальные комбинации ионов и мишеней дают существенно меньшие вероятности ядерных реакций.

3.4. Скорость ядерных реакций с выходом нейтронов

Скорость ядерных реакций с выходом нейтронов можно рассчитать, зная вероятность реакции единичного ядра определенной энергии и энергетический спектр падающих ядер (ионов). Суммарная скорость генерации нейтронов определяется интегралом

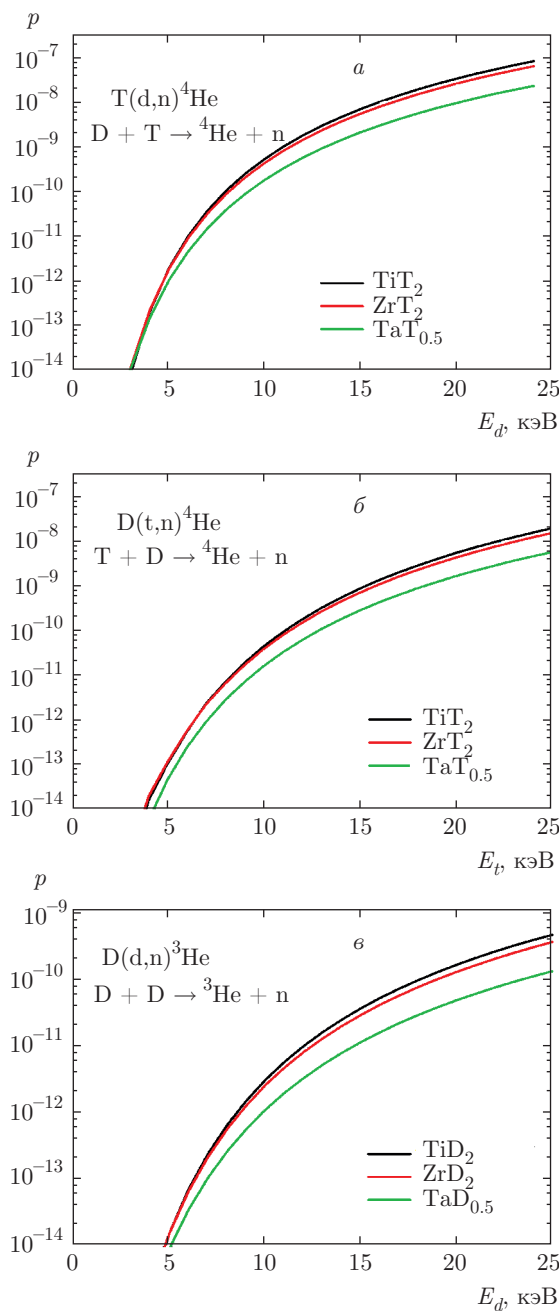


Рис. 13. (В цвете онлайн) Вероятности термоядерных реакций с выходом нейтрона в зависимости от энергии ядер (ионов), налетающих на неподвижную мишень из разных материалов: *a* — ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы трития; *б* — ионы трития налетают на мишень, содержащую атомы дейтерия; *в* — ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы дейтерия. Концентрации ядер в мишени определялись на основании плотности материала и атомной массы составляющих мишень элементов

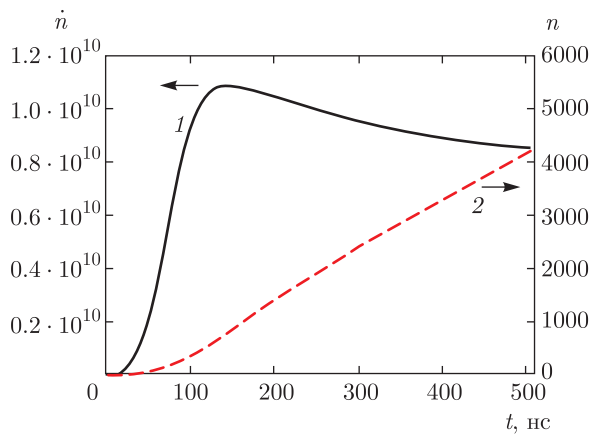


Рис. 14. Зависимости от времени числа нейтронов $\dot{n}(t)$, вылетающих из мишени в единицу времени (кривая 1, левая шкала), и полного числа нейтронов $n = \int_0^t \dot{n}(t) dt$, вылетевших из мишени к моменту времени t (кривая 2, правая шкала). Реакция $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы трития; материал мишени TiT_2 ; плазмообразующий газ — дейтерий, $P = 0.1$ Торр. Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $\varepsilon_{eb0} = 25 \text{ кэВ}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

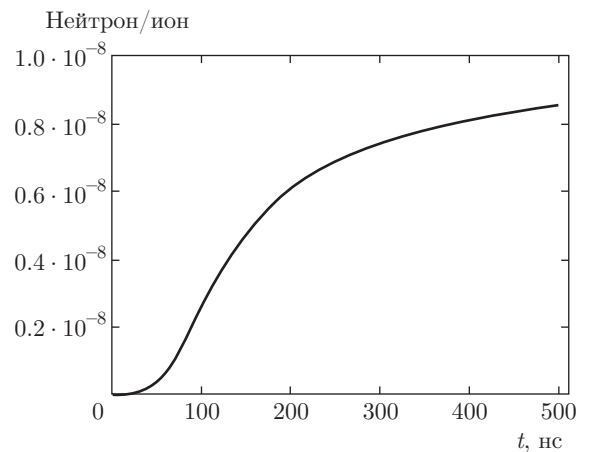


Рис. 15. Зависимость от времени эффективности генерации нейтронов за счет сверхсильной зарядки пылевых частиц, окруженных плазмой. Реакция $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы трития; материал мишени TiT_2 ; плазмообразующий газ — дейтерий, $P = 0.1$ Торр. Условия расчета: $n_0 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $j_{eb} = 100 \text{ А/см}^2$, $\varepsilon_{eb0} = 25 \text{ кэВ}$, $d_p = 500 \text{ мкм}$

$$\Gamma_i \int_{0.5d_p}^{x_{max}} \exp\left(-\frac{x - 0.5d_p}{\lambda_i}\right) p[\varphi(x) - \varphi_p] \frac{1}{\lambda_i} dx.$$

Интегрирование ведется от поверхности мишени $x = d_p/2$ до координаты $x = x_{max}$, соответствующей входу электронного пучка в плазму. Здесь Γ_i — суммарный поток ионов всех энергий, падающих на мишень:

$$\Gamma_i = \pi d_p^2 [n_i V_i - n'_{ix} D_i].$$

Экспонента под интегралом определяет вероятность бесстолкновительного пролета иона от координаты x до поверхности мишени; p — вероятность ядерной реакции для такого иона, набравшего в электрическом поле энергию $\varphi(x) - \varphi_p$.

Были проведены расчеты для сферической мишени из TiT_2 , на которую налетают из плазмы ионы дейтерия, ускоренные электрическим полем сверхсильно заряженной пылевой частицы. Концентрации ядер в мишени определялись на основании плотности материала и атомной массы составляющих мишень элементов. На рис. 14 представлены зависимости $\dot{n}(t)$ числа нейтронов, вылетающих из одной мишени в единицу времени (кривая 1), и полного числа нейтронов $n = \int_0^t \dot{n}(t) dt$, вылетевших из мишени к моменту времени t с начала зарядки мишени пучковыми электронами с энергией 25 кэВ (кривая 2).

Как видно на рис. 14, интенсивность рождения нейтронов $\dot{n}(t)$ немонотонно зависит от времени. Такое поведение величины $\dot{n}(t)$ коррелирует с зависимостью от времени потока ускоренных плазменных ионов, падающих на мишень (см. рис. 7). Однако полное число вылетевших из мишени нейтронов $n = \int_0^t \dot{n}(t) dt$ монотонно возрастает со временем примерно по линейному закону. Вероятность термоядерной реакции растет с ростом энергии налетающего на мишень иона (рис. 13). В свою очередь, энергия иона увеличивается по мере накопления заряда на мишени. Это приводит к тому, что эффективность ускоренных ионов по генерации нейтронов, определенная как число нейтронов, приходящихся на один ион, растет со временем (см. рис. 15). При условиях расчета, соответствующих рис. 15, максимальная эффективность составляет примерно 1 нейтрон на 10^8 падающих из плазмы ионов.

3.5. Влияние разных параметров на выход нейтронов из мишени

На рис. 16 приведены результаты расчетов выхода нейтронов n из сферической мишени, облучаемой в течение 500 нс пучковыми электронами с энергией $\varepsilon_{eb0} = 25 \text{ кэВ}$. Переменной величиной являлась плотность плазмы n_0 вокруг мишени. Варьируемыми параметрами расчета были давление плазмообразующего газа, плотность тока высокоэнергетич-

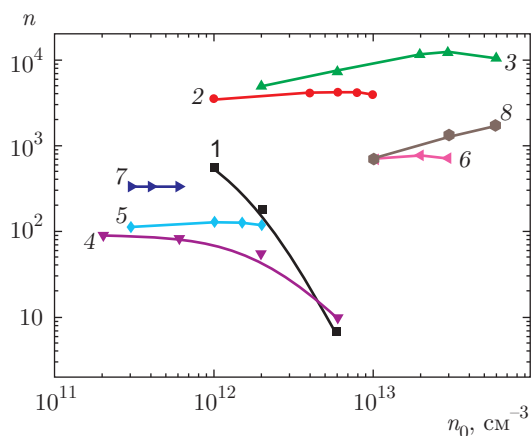


Рис. 16. Расчетный выход нейтронов n из сферической мишени, облучаемой в течение 500 нс электронами с энергией $\varepsilon_{eb0} = 25$ кэВ, в зависимости от плотности плазмы n_0 вокруг мишени. Реакция $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ионы дейтерия налетают на мишень, содержащую атомы трития; материал мишени TiT_2 ; плазмообразующий газ — дейтерий. Варьируемые параметры расчета: 1 — $P = 0.1$ Торр, $j_{eb} = 30$ А/см², $d_p = 500$ мкм; 2 — $P = 0.1$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 500$ мкм; 3 — $P = 0.1$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 1000$ мкм; 4 — $P = 0.1$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 2000$ мкм; 5 — $P = 0.3$ Торр, $j_{eb} = 30$ А/см², $d_p = 500$ мкм; 6 — $P = 0.3$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 500$ мкм; 7 — $P = 0.3$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 200$ мкм; 8 — $P = 0.3$ Торр, $j_{eb} = 100$ А/см², $d_p = 1000$ мкм

ных электронов и диаметр мишени. Из рисунка видно, что мелкая мишень ($d_p = 200$ мкм) и слаботочный электронный пучок ($j_{eb} = 30$ А/см²) дают низкий выход нейтронов, что обусловлено малым количеством ускоренных ионов, ударяющих в мишень. В то же время крупная мишень ($d_p = 1000$ мкм) и сильноточный пучок ($j_{eb} = 100$ А/см²) могут обеспечить выход до 12300 нейтронов с одной мишени за один импульс.

Расчет показал, что для заданных условий зарядки (давление газа, плотность тока и энергия пучковых электронов, материал и диаметр мишени, длительность облучения мишени пучком) существует оптимальная плотность плазмы, при которой выход нейтронов максимален (см. рис. 16). Если плотность плазмы меньше оптимальной, то мишень быстро набирает максимальный заряд, так как интенсивность нейтрализации отрицательного заряда плазменными ионами невысокая. Однако при этом формируется и малое количество быстрых ионов, что приводит к уменьшению выхода нейтронов. Если плотность плазмы больше оптимальной, то ми-

шень медленно набирает отрицательный заряд из-за его быстрой нейтрализации потоком плазменных ионов, так что за время облучения электронным пучком мишень может не накопить максимально возможный заряд. В такой ситуации быстрые ионы, ударяющие в мишень, имеют малую энергию и низкую скорость генерации нейтронов, что, соответственно, приводит к уменьшению выхода нейтронов.

Приведенные выше результаты соответствуют ситуации, когда все плазменные ионы, ускоряемые электрическим полем заряженной мишени, являются атомарными. В этом случае вся энергия, полученная ионом в электрическом поле сильно заряженной частицы, приходится на одно ядро. Если же ионы двухатомные, то энергия, набранная каждым ядром, будет в два раза меньше. В табл. 2 приведены сравнительные данные по выходу нейтронов из сферической мишени для двух предельных случаев, когда все дейтериевые ионы или атомарные (D^+), или молекулярные (D_2^+). Расчет сделан для реакции $T(d,n)\text{He}$, мишени из TiT_2 , энергии электронов пучка 25 кэВ и его длительности 500 нс. Варьируемыми параметрами были давление плазмообразующего газа, плотность плазмы, плотность тока пучковых электронов и диаметр мишени.

Как видно из табл. 2, при любом наборе параметров эффективность генерации нейтронов молекулярными ионами примерно в 20–30 раз меньше по сравнению с атомарными ионами. Главная причина этого — меньшая скорость более тяжелых молекулярных ионов и, соответственно, меньшее сечение ядерных реакций. В реальности в плазме будут присутствовать как атомарные, так и молекулярные ионы, поэтому выход нейтронов с одной частицы будет находиться между величинами, представленными в табл. 2 для ионов D^+ и D_2^+ . Таким образом, ионный состав дейтериевой плазмы, создаваемой вокруг мишеней, играет существенную роль в получении высокого выхода нейтронов из заряженных мишеней.

В табл. 3 представлены результаты расчетов по относительному выходу нейтронов из одной частицы для трех типов мишеней и разных плазмообразующих газов (дейтерий и тритий) при энергиях электронного пучка 25 кэВ и длительности пучка 500 нс. За единицу принят выход нейтронов из мишени TiT_2 , диаметр мишени 500 мкм.

Как видно из табл. 3, наиболее перспективной парой плазмообразующий газ – материал мишени является дейтерий и частицы, содержащие тритий (мишень из TiT_2). Наиболее перспективные пары выделены в таблице жирным шрифтом.

Таблица 2. Расчетные данные по выходу нейтронов из сферической мишени для двух предельных случаев, когда все дейтериевые ионы атомарные D^+ или молекулярные D_2^+

P , Торр	n_0 , $см^{-3}$	j_{eb} , A/m^2	d_p , мкм	Ион	Выход нейтронов
0.1	$2 \cdot 10^{11}$	100	200	D^+	89.4
				D_2^+	22
	$6 \cdot 10^{12}$	100	500	D^+	4144
				D_2^+	134
	$1 \cdot 10^{12}$	30	500	D^+	549
				D_2^+	24
	$3 \cdot 10^{13}$	100	1000	D^+	12322
				D_2^+	427
0.3	$3 \cdot 10^{11}$	100	200	D^+	330
				D_2^+	8.2
	$2 \cdot 10^{13}$	100	500	D^+	769
				D_2^+	21
	$1 \cdot 10^{12}$	30	500	D^+	128
				D_2^+	2.8
	$6 \cdot 10^{13}$	100	1000	D^+	1674
				D_2^+	47

Таблица 3. Относительный выход нейтронов с одной сверхсильно заряженной частицы при разных материалах мишени. Данные нормированы по количеству n из TiT_2 -мишени

Ядерная реакция	Мишень	Выход нейтронов относительно TiT_2 -мишени
$D(d,n)^3He$	TiD_2	0.005
$D(d,n)^3He$	ZrD_2	0.004
$D(d,n)^3He$	$TaD_{0.5}$	0.001
$T(d,n)^4He$	TiT_2	1.0
$T(d,n)^4He$	ZrT_2	0.77
$T(d,n)^4He$	$TaT_{0.5}$	0.3
$D(t,n)^4He$	TiD_2	0.12
$D(t,n)^4He$	ZrD_2	0.1
$D(t,n)^4He$	$TaD_{0.5}$	0.04

Таблица 4. Прогнозируемый выход нейтронов из пылевого облака в дейтериевой плазме

Реакция	Мишень	Общий выход нейтронов, $1/c$ $F = 0.1-1$ кГц, $N = 1000$ частиц
$T(d,n)^4He$	TiT_2	$\sim 1 \cdot (10^7-10^9)$
$T(d,n)^4He$	ZrT_2	$\sim 7 \cdot (10^6-10^8)$
$T(d,n)^4He$	$TaT_{0.5}$	$\sim 2.7 \cdot (10^6-10^8)$

В экспериментах по разработке нейтронного генератора на основе эффекта сверхсильной зарядки пылевых частиц [14] предполагается использовать пылевое облако, содержащее не менее $N = 1000$ частиц, а также импульсно-периодический режим электронного пучка с частотой $F = 100-1000$ Гц. В указанных условиях полный выход нейтронов за одну секунду пропорционален произведению NF , которое принимает значения в диапазоне 10^5-10^6 . Для этого случая диапазон ожидаемого выхода нейтронов в

пылевой дейтериевой плазме при энергии электронов пучка 25 кэВ и наиболее перспективных материалах мишени представлен в табл. 4. Некоторый разброс в прогнозируемых цифрах обусловлен возможной вариацией плотности и ионного состава используемой плазмы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены динамические расчеты процесса сверхсильной зарядки сферических пылевых частиц в плазме под действием пучковых электронов с энергией до 25 кэВ. Показано, что сверхсильная зарядка сопровождается формированием потока быстрых положительных ионов, падающих на заряженную мишень — ионы поступают из плазмы и ускоряются в сильном поле отрицательно заряженных пылевых частиц. В качестве плазмообразующего газа рассмотрены дейтерий и тритий, а в качестве заряжаемых мишеней рассмотрены пылевые частицы, содержащие атомы трития или дейтерия. Приведены результаты расчетов скорости ядерных реакций синтеза в указанных мишенях под действием ускоренных ионов дейтерия и трития, а также выход нейтронов из одной мишени при разных составах материала мишени. Рассчитан выход нейтронов при варьировании давления плазмообразующего газа, плотности плазмы, диаметра мишени и плотности тока пучковых электронов. Выяснено, что плазма с атомарными ионами обеспечивает больший выход нейтронов по сравнению с плазмой, содержащей молекулярные ионы. Показано, что для создания малогабаритного газоразрядного источника нейтронов на основе сверхсильной зарядки пылевых частиц пучковыми электронами с энергией до 25 кэВ наиболее перспективной парой плазмообразующий газ — материал мишени является дейтерий и частицы, содержащие тритий.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10458). Кроме того, авторы выражают благодарность РФФИ за частичную поддержку работы (грант № 14-02-01067а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Л. Бутолин, В. Г. Черменский, Т. О. Хасаев, Патент на изобретение № 2451433, заявка № 2011119241, 16.05.2011 г.

2. В. Я. Аверченков, Л. П. Бабич, Т. В. Лойко и др., ЖТФ **65**(5), 156 (1995).
3. М. И. Ломаев, В. Б. Нечаев, А. Н. Падалко и др., ЖТФ **85**(4), 152 (2015).
4. А. Е. Шиканов, Е. Д. Вовченко, К. И. Козловский и др., ЖТФ **85**(1), 47 (2015).
5. Е. П. Боголюбов, В. И. Рыжков, ПТЭ **2**, 160 (2004).
6. A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 115003 (2013).
7. D. L. Chichester, M. Lemchak, and J. D. Simpson, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **241**, 753 (2005).
8. В. С. Васин, В. А. Тукарев, Т. О. Хасаев и др., *Труды научной сессии МИФИ*, т. 5, с. ISBN 5-7262-0555-3, Москва (2005).
9. А. В. Филиппов, М. Н. Васильев, А. В. Гавриков и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 16 (2007).
10. A. V. Filippov, A. F. Pal', A. N. Starostin et al., Phys. Plasmas **16**, 093702 (2009).
11. М. Н. Васильев, Н. А. Ворона, А. В. Гавриков и др., Письма в ЖТФ **36**(24), 54 (2010).
12. V. E. Fortov, A. V. Gavrikov, O. F. Petrov et al., Europhys. Lett. **94**, 55001 (2011).
13. М. В. Горохов, В. М. Кожевин, Д. А. Явсин и др., Письма в ЖТФ **42**(6), 55 (2016).
14. Ю. С. Акишев, В. Б. Каральник, А. В. Петряков и др., Физика плазмы **42**, 17 (2016).
15. Ю. С. Акишев, А. П. Напартович, В. В. Пономаренко и др., ЖТФ **55**(4), 655 (1985).
16. Ю. С. Акишев, В. Ю. Баранов, А. М. Волчек и др., ЖТФ **57**(7), 1317 (1987).
17. К. А. Клименко, Ю. Д. Королев, ЖТФ **60**(9), 138 (1992).
18. Yu. S. Akishev, G. I. Aponin, A. A. Balakirev et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 464014 (2013).
19. В. Ю. Кожевников, А. В. Козырев, Ю. Д. Королев, Физика плазмы **32**, 1027 (2006).
20. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, Долгопрудный (2009).
21. А. Р. Шульман, С. А. Фридрихов, *Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела*, Наука, Москва (1977).
22. A. Shin, J. Yater, C. Hor et al., Appl. Surf. Sci. **111**, 251 (1997).

23. C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet et al., Nucl. Phys. A **656**, 3 (1999).
24. H.-S. Bosch and G. M. Hale, Nucl. Fusion **32**, 611 (1992).
25. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., Nucl. Phys. A **889**, 93 (2012).
26. A. Huke, K. Czerski, P. Heide et al., Phys. Rev. C **78**, 015803 (2008).
27. S. P. Møller, A. Csete, T. Ichioka et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 042502 (2004).
28. J. F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, <http://www.srim.org/SRIM/SRIMPICS/STOPPLOTS.htm>.