

Оценки зависимости выхода “термоядерных” нейтронов от начальных плотности и температуры плазмы в быстрых пинчах

А. Н. Старостин⁺, А. М. Житлухин⁺, Ю. В. Петрушевич⁺, М. Д. Таран⁺, А. В. Филиппов⁺¹⁾, В. Е. Фортов*, В. Е. Черковец⁺

⁺ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 108840 Москва, Троицк, Россия

*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2019 г.

После переработки 14 августа 2019 г.

Принята к публикации 15 августа 2019 г.

В работе проведены расчеты процесса генерации нейтронов горячей, плотной плазмой быстрых Z- и Θ-пинчей с параметрами, достижимыми на современном этапе развития мощной импульсной техники. Для достижения условий, необходимых для протекания термоядерных реакций, предлагается в качестве исходного состояния для последующего сжатия Z- и Θ-пинчами использовать горячую плазму высокой плотности 10^{17} см⁻³. Такая плазма может быть получена с помощью мощных импульсных плазменных ускорителей.

DOI: 10.1134/S0370274X19180061

Введение. С самого начала работ, связанных с исследованием нагрева плазмы, большое внимание уделялось процессам, в которых создание сжатой плазмы и повышение ее температуры обусловлено пондеромоторными силами взаимодействия протекающих по плазме токов с магнитными полями как самих токов, так и созданных внешними витками. Оценки, проведенные в самом начале этих работ [1], подтверждали возможность быстрого и значительного, порядка 10 кэВ, нагрева плазмы, что было бы достаточно для протекания термоядерных реакций. Как известно [1, 2], развитие неустойчивостей плазмы не позволило в полной мере реализовать эти возможности при сжатии током нейтрального дейтерия. Следует отметить, что генерация нейтронов, заряженных частиц и жестких излучений в этих условиях до сих пор является предметом дискуссии [3].

В настоящей работе проведены оценки процессов, когда в качестве объекта сжатия используется плотная плазма, т.е. отсутствует начальный этап создания плазмы из неионизованного вещества. В [4, 5] для создания и предварительного нагрева плазмы использовался мощный импульс лазерного излучения. В настоящей работе в качестве объекта сжатия рассматривается плазма, полученная с помощью плазменных ускорителей. Проведенные ранее исследования [6–8] показали, что при встречном столкновении плазменных потоков, генерируемых импульс-

ными электродинамическими плазменными ускорителями, в продольном магнитном поле формировался плазменный цилиндр длиной 50–100 см с энерго-содержанием свыше 50 кДж и временем жизни до 20 мкс. Эксперименты по формированию высокотемпературной плазмы [6–8] показали, что интенсивность нейтронного излучения на длине плазменного столба 1 м изменяется не более, чем на 20 %, что свидетельствует о соответствующей однородности плотности плазмы по длине. Быстро растущая теплопроводность плазмы вследствие роста температуры в процессе сжатия (см. формулу (8) ниже) будет выравнивать начальные неоднородности плазмы. Также однородность плазмы по длине может быть улучшена соответствующим выбором геометрии и параметров сталкивающихся плазменных потоков. Мы полагаем, что такой степени неоднородности будет достаточно для эффективного сжатия плазмы.

Одним из методов дальнейшего повышения плотности и температуры такой плазмы предлагалось ее сжатие металлической оболочкой – лайнером, разгоняемой продуктами детонации взрывчатого вещества [9]. Однако при реализации такого сжатия выявились проблемы, связанные с загрязнением сжимаемой плазмы веществом лайнера. Предполагалось, что природой этого явления были выброс пыли внутренней поверхностью оболочки при ее разгоне, а также перемешивание вещества лайнера с плазмой в магнитном поле.

¹⁾e-mail: fav@triniti.ru

На современном этапе развития мощной импульсной техники можно рассмотреть сжатие такой плазмы за счет протекания тока, формируемого в импульсных устройствах и сжатия плазмы в быстрых Z- и Θ -пинчах [10, 11], в которых скорость сжимаемой плазмы превышает скорость сжатия плазмы за счет взрыва на два порядка. Предлагаемый в настоящей работе метод сжатия плазмы может найти применение для создания импульсного источника нейтронов для изучения процессов в гибридных ядерных реакторах и установках для дожигания трансурановых отходов атомных энергетических установок [12], для решения проблемы радиационной безопасности атомной энергетики России [13], для калибровки детекторов, имитации условий работы установок инерциального термоядерного синтеза и т.д.

2. Определение параметров плазмы при ее сжатии. Для оценок явлений в плазменном шнуре, длина которого превышает радиус, под действием импульсного магнитного поля малой длительности может быть использована грубая, но хорошо отражающая экспериментальные наблюдения модель “снежного плуга” [14], описывающего динамику скинированного шнура, как подробно изложено в книге [1]. Исходим из уравнения для его радиуса:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{da}{dt} \right) = (-p_H + p_N) S. \quad (1)$$

Здесь a – радиус плазменного шнура, m – масса движущейся плазмы: $m = \pi (a_0^2 - a^2) \rho_0$, ρ_0 – начальная плотность плазмы, p_H – давление магнитного поля на границе плазмы, p_N – давление плазмы, противодействующее давлению магнитного поля, $S = 2\pi a$ – площадь поверхности шнура единичной длины вдоль оси z .

Переходя к безразмерным величинам, согласно [1, 4] определим: $x = a/a_0$ – отношение радиуса области плазмы к начальному значению, τ – безразмерное время: $\tau = t/t_1$, где величина t_1 характеризует масштаб времени процесса сжатия:

$$t_1 = \left[\frac{a_0 c}{(dJ/dt)_0} \right]^{1/2} M^{1/4}, \quad (2)$$

где c – скорость света, $M = \pi a_0^2 \rho_0$ – масса плазмы на единицу длины шнура, $(dJ/dt)_0$ – производная от тока по времени в начальный момент, так как в [4] предполагалась пропорциональная зависимость тока от времени. В [15] рассматривался вариант квадра-

тичной зависимости тока от времени. В этом случае характерное время определяется выражением:

$$t_1 = \left[\frac{a_0 c}{(d^2 J/dt^2)_0} \right]^{1/3} M^{1/6},$$

где $(d^2 J/dt^2)_0$ – вторая производная от тока по времени в начальный момент.

Введем еще одну переменную, которая имеет размерность давления и определяется начальными параметрами плазмы и темпом нарастания тока:

$$p_1 = \frac{a_0^2 \rho_0}{2t_1^2}. \quad (3)$$

Тогда уравнение, определяющее динамику плазменного шнура, может быть представлено в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \left[(1-x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = (-p_H + p_N) \frac{x}{p_1}. \quad (4)$$

Давления в уравнении (4) при полной ионизации дейтерия определяются как

$$p_H = \frac{H^2}{8\pi}; \quad p_N = 2NT. \quad (5)$$

Здесь H – напряженность магнитного поля, N – концентрация электронов и ионов плазмы, T – ее температура.

Для вычисления числа реакций синтеза, происходящих за единицу времени, использовалось уравнение:

$$\frac{dN_n}{d\tau} = \langle \sigma v \rangle N_D^2 t_1 \pi (a_0 x)^2, \quad (6)$$

где N_D – плотность дейтерия в плазме, $a_0 x$ – текущее значение радиуса плазменного шнура, $\langle \sigma v \rangle$ – константа скорости реакции, равная произведению относительной скорости дейтронов на сечение реакции, усредненному по максвелловскому распределению скоростей. Таким образом, величина N_n соответствует числу реакций на единицу длины плазменного шнура. Для вычисления скорости d-d реакций с образованием нейтронов использовалась аппроксимация константы скорости $\langle \sigma v \rangle$, приведенная в [16]. Переменные с нулевым индексом соответствуют значениям в начальный момент.

Процесс сжатия плазмы приводит к росту плотности плазмы как квадрат отношения радиусов. В предположении адиабатического сжатия температура плазмы определяется выражением [17]:

$$T = T_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{2(\gamma-1)}, \quad (7)$$

где γ – показатель адиабаты. Отметим, что для выполнения условия адиабатичности требуется достаточно медленное сжатие. В настоящей работе скорость сжатия на начальном этапе не превышала скорости звука, но затем становилась выше. Но даже при высокой скорости радиального сжатия столба ударные волны быстро нагревают плазму до высоких температур и точный расчет динамики сжатия дает лишь небольшую поправку к конечному результату. Оценки также показывают, что потерями энергии за счет тормозного излучения в условиях настоящей работы можно пренебречь.

В условиях настоящей работы возможно нарушение условия адиабатичности за счет ухода тепла на холодные электроды. Для учета этих потерь и определения распределения температуры плазмы вдоль столба решалось одномерное нестационарное уравнение теплопроводности вдоль оси z с коэффициентами температуропроводности κ , зависящими от температуры по закону [16]:

$$\kappa = \left(\frac{4.5 \times 10^{19}}{N_0} \right) x^2 T^{5/2}, \quad (8)$$

где значение температуры выражено в электронвольтах. На поверхности электродов было задано постоянное значение температуры $T_e = 0.03$ эВ.

Для прямолинейного тока, протекающего через плазменный шнур (Z -пинч), магнитное поле определяется выражением:

$$H = \frac{2I}{ca}. \quad (9)$$

В результате преобразований переменных, а также с учетом давления плазмы, противодействующего ее сжатию магнитным полем, создаваемым пропорциональным времени током, получим исходное уравнение, совпадающее с уравнением (5.19) в [1]:

$$\frac{d}{d\tau} \left[(1-x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = -\frac{\tau^2}{x} + \frac{\alpha}{x^{7/3}}, \quad (10)$$

которое решалось численно. Здесь коэффициент $\alpha = p_0/p_1$, где p_0 – начальное давление в плазме.

Начальные условия задавались в следующем виде:

$$x|_{\tau=0} = 1, \quad \left. \frac{dx}{d\tau} \right|_{\tau=0} = 0. \quad (11)$$

Полученное решение для разных значений α показано на рис. 1. Как видно, для различных значений α происходит существенное сжатие плазменного шнура, причем процесс сжатия имеет колебательный характер, что отмечено в работе [1]. В таблице 1

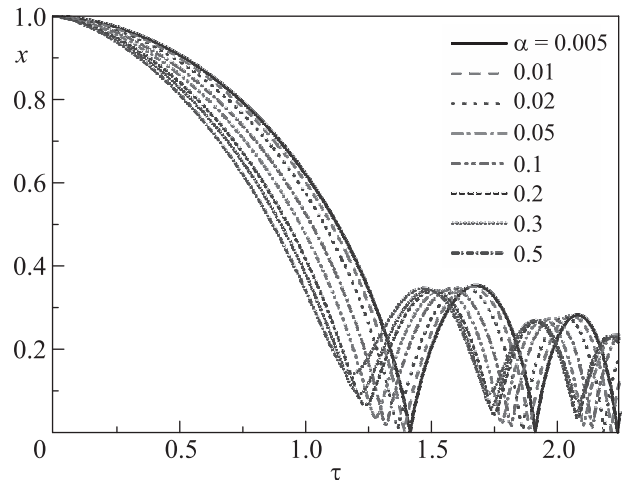


Рис. 1. (Цветной онлайн) Временная зависимость отношения радиусов области плазмы в процессе сжатия для различных значений величины α

приведены минимальные значения отношения радиуса плазмы к его начальному значению при сжатии плазмы для различных значений коэффициента α . Зависимости величин $x_{\min,1}$ и $x_{\min,2}$ от коэффициента α с высокой точностью (не хуже 1%) описываются степенными зависимостями:

$$x_{\min,1} = 0.268\alpha^{0.885}, \quad x_{\min,2} = 0.179\alpha^{0.896}.$$

3. Оценки нейтронного выхода. В работе [18] проведен анализ экспериментальных значений потоков нейтронов, полученных в Z -пинчах к настоящему времени. Как и в работе [1], в качестве начального состояния мишени предлагается и используется нейтральный дейтерий, в том числе и в замороженном виде. Таким образом, предлагаемые в настоящей работе оценки ожидаемых нейтронных потоков с помощью сжатия первоначально нагретой плазмы, получаемой на выходе из плазменных ускорителей, представляет интерес в физике Θ - и Z -пинчей.

В представленной работе оценивается возможный выход нейтронов, обусловленный реакцией синтеза дейтронов как для различных условий обжатия плазмы магнитным полем, так и различных начальных параметров плазмы, плотности и температуры, достижимых в настоящее время. В таблице 2 приведены результаты оценок наиболее важных параметров плазменного шнура для $\alpha = 0.005$ и $dJ/dt = 5.0 \times 10^{14}$ А/с (50 МА за время 10^{-7} с). Приведенные параметры характеризуют свойства полученной дейтериевой плазмы. При заданных параметрах: $(dJ/dt)_0 = 5 \times 10^{14}$ А/с, $a_0 = 10$ см, $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, величина t_1 для дейтериевой плазмы равна 4.52×10^{-8} с.

Таблица 1. Минимальные значения величины $x_{\min,1}$ (после первого удара об ось, см. рис. 1) и $x_{\min,2}$ (после второго удара об ось) для различных значений коэффициента α

α	0.005	0.01	0.02	0.05	0.1	0.2	0.3	0.5
$x_{\min,1}$	0.00246	0.00452	0.00836	0.0190	0.0355	0.0655	0.0927	0.141
$x_{\min,2}$	0.00157	0.00287	0.00531	0.0122	0.0229	0.0429	0.0614	0.0949

В таблице 2 также приведены значения полного числа нейтронов с единицы длины плазменного шнура. Следует отметить, что уравнение (10) зависит только от одного параметра: отношения давлений α . Поэтому решение уравнения для x – отношения радиуса сжатого плазменного стержня к его начальному значению, в том числе минимальное значение x , зависят только от этого параметра.

Отметим, что для стандартных Z -пинчей со следующими параметрами: $a_0 = 3$ см, $T_0 = 10$ эВ, $N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$, если бы не было неустойчивостей в процессе сжатия плазмы при $\alpha = 0.005$ (при этом $x_{\min} = 0.014$), возможное число “термоядерных” нейтронов было бы $N_n = 1.02 \times 10^9$ см $^{-1}$, а при $\alpha = 0.05$ ($x_{\min} = 0.019$) – $N_n = 4.47 \times 10^5$ см $^{-1}$. Видно, что представленные в табл. 2 значения нейтронного выхода значительно выше.

Представленные в табл. 2 данные соответствуют сжатию плотной нагретой плазмы, получаемой на выходе из плазменных ускорителей. Оценки выхода нейтронов выполнены без учета и с учетом продольных потерь за счет теплопроводности при расстоянии между электродами $L_0 = 20$ см. Они соответствуют времени $\tau \sim 1.42$ вблизи первого “удара” об ось и $\tau \sim 1.92$ вблизи второго “удара” об ось (см. рис. 1). Видно, что учет тепловых потерь на холодных электродах приводит к незначительному снижению нейтронного выхода. Расчеты при других значениях параметра α от 0.01 до 0.5 показали такой же высокий выход нейтронов и такой же эффект незначительного снижения выхода при учете тепловых потерь.

Развитие неустойчивостей плазмы в процессе сжатия [19] может ограничить степень сжатия шнура величиной порядка 20–30. Поэтому в табл. 2 отдельными строками приведены значения числа нейтронов при первом достижении $x \sim 0.033$, соответствующему 30-кратному уменьшению радиуса шнура. Видно, что в этом случае выход нейтронов падает на 2–3 порядка, но все еще остается заметно выше, чем в стандартных Z -пинчах.

На рисунке 2 приведены распределения температуры вдоль оси z в момент времени, соответствующему $\tau \sim 1.41$ перед первым ударом об ось, для следующих условий: $T_0 = 100$ эВ, $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, $\alpha = 0.005$,

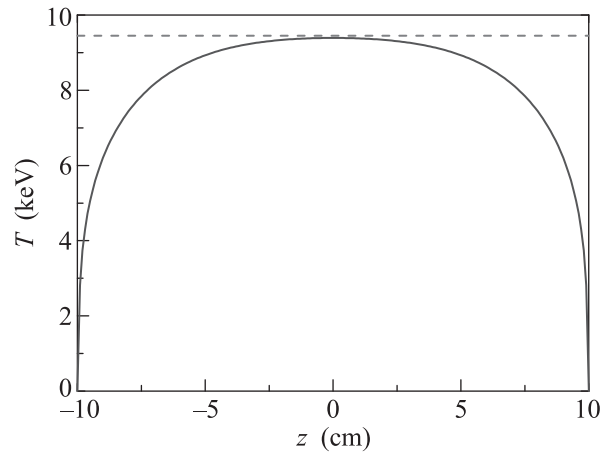


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение температуры вдоль оси Z -пинча в момент времени, соответствующему $x \sim 0.033$, $\tau \sim 1.41$ перед первым ударом об ось для условий $T_0 = 100$ эВ, $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, $\alpha = 0.005$, $L_0 = 20$ см. Пунктирная линия – вариант расчета без учета и сплошная – с учетом потерь за счет теплопроводности

$x \sim 0.033$, $L_0 = 20$ см. Пунктирная линия соответствует варианту расчета без учета тепловых потерь за счет теплопроводности, сплошная кривая – варианту с учетом тепловых потерь.

Были проведены оценки нейтронного выхода из плазмы Z -пинча, в котором нарастание тока со временем происходит по квадратичному закону [15]. В этом случае увеличивается латентное время, в течение которого радиус почти не меняется, а затем происходит более быстрое сжатие. Оказалось, что для характерных параметров генераторов Z -пинчей с нарастанием тока до 10 МА за время 10^{-7} с, нейтронный выход на 2–3 порядка меньше, чем в случае линейного нарастания тока. Были рассмотрены случаи, когда предельное сжатие плазмы по радиусу ограничено значениями 20–30, в отличие от идеального сжатия, которое в некоторых вариантах достигает величин 100–1000, что нереально из-за развития неустойчивостей плазмы в процессе сжатия [19]. Отметим, что в классических пинчах в ряде работ [18] считается, что эти неустойчивости и являются причиной генерации нейтронов и других излучений.

Таблица 2. Выход нейтронов с единицы длины плазменного шнура для $\alpha = p_0/p_1 = 0.005$ при $dJ/dt = 5.0 \times 10^{14}$ А/с, $a_0 = 10$ см, $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$ (T_0 – начальная температура, x – отношение радиусов в момент времени t , N_n – полный выход нейтронов с единицы длины к моменту времени t , ТП – тепловые потери)

T_0 , эВ	x	$t, 10^{-8}$ с	$N_n, \text{см}^{-1}$		Примечание
			без учета ТП	с учетом ТП	
100	0.00246	6.40	6.71×10^{14}	6.06×10^{14}	1-й удар об ось
	0.00156	8.65	1.63×10^{15}	1.30×10^{15}	2-й удар об ось
	0.033	6.36	1.37×10^{11}	1.04×10^{11}	–
500	0.00246	6.40	4.22×10^{14}	3.67×10^{14}	1-й удар об ось
	0.00156	8.65	9.12×10^{14}	8.15×10^{14}	2-й удар об ось
	0.033	6.36	1.36×10^{12}	4.67×10^{11}	–

Проводились также оценки нейтронного потока из сжатой плазмы Θ -пинча для одновиткового соленоида, в котором магнитное поле связано с током соотношением [2]:

$$H = \frac{4\pi}{c} K_H \frac{I}{L}, \quad (12)$$

где I – ток в единицах СГСЭ, L – длина соленоида, коэффициент K_H порядка 1. Тогда, используя (12), можно получить уравнение, аналогичное (4), учитывающее присутствие магнитного поля.

Оценки потока нейтронов с единицы длины для различных значений напряженности магнитного поля, величины dJ/dt , начальной температуры T_0 и других величин при начальном значении радиуса плазмы $a_0 = 10$ см, начальной плотности $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$ показали, что при идеальном сжатии и без учета потерь на теплопроводность выход может быть соизмерим с оценками, полученными для Z -пинча. Учет потерь на теплопроводность при малых длинах соленоида, а также ограничение предельного радиуса плазмы приводят к снижению потока нейтронов, как и в случае Z -пинча.

Наконец, проводились также оценки нейтронного потока для Z -пинча и Θ -пинча в магнитном поле одновиткового соленоида с постоянным однородным магнитным полем, “вмороженным” в плазму. Такие поля предлагалось вводить в плазму для борьбы с неустойчивостями типа перетяжек [1]. Уравнение для случая магнитного поля, вмороженного в плазму, преобразуется по сравнению с (5) добавкой в давление P_N .

Рассмотрим случай однородного, не зависящего от расстояния до осевой линии магнитного поля, вмороженного в плазму. В этом случае выполняется условие:

$$H_i S_a = \text{const}, \quad (13)$$

где S_a – площадь сечения цилиндра радиуса a . В этом случае магнитное поле изменяется как $H_i = H_{0i}/x^2$, а давление этого поля – $p_i = p_{i0}/x^4$.

Оценки показали очевидный результат, что при значениях параметра β – отношения начального давления магнитного поля внутри плазмы p_{0i} к константе p_1 , определенной в (4), больших 0.01, выход нейтронов оказывается заметно меньшим, чем в предыдущих расчетах без вмороженного магнитного поля, не превышающими величину порядка 10^{12} см $^{-1}$.

4. Заключение. Сегодня в литературе рассматриваются проекты быстрого сжатия плазмы с целью осуществления инерционного термоядерного синтеза с использованием электромагнитных генераторов с весьма продвинутыми свойствами [20]: с накопленной энергией 182 МДж, пиковой мощностью до 1000 ТВт, током до 68 МА при длительности импульса 95 нс и 75 МА при длительности 120 нс. В настоящей работе рассмотрена схема сжатия предварительно созданной плазменными ускорителями плазмы с использованием импульсного генератора с током до 50 МА.

Расчеты, проведенные с использованием простой модели импульсной динамики плазменного шнура показали, что существует возможность создания мощного нейтронного источника с использованием плазмы на выходе из плазменных ускорителей и современных импульсных электрофизических установок. Вычисленные значения полного числа нейтронов порядка 10^{16} из плазменного шнура метровой длины на основе D-T смеси, близки к нейтронным потокам, полученным на крупнейшей термоядерной установке NIF [21]. При этом начальное значение напряжения должно составлять величину порядка 25 МВ, а энергия, вложенная в Z -пинч, быть порядка 40 МДж. Конечно, в термоядерных реакторах с положительным выходом энергии (при осуществлении “breakeven”, например, при успешной реализации проекта NIF), количество нейтронов будет на несколько порядков выше, чем приведено в настоящей статье. Но предсказанные нами значения полного числа нейтронов близки к рекордным значениям,

достигнутым сегодня на установках инерциального термоядерного синтеза.

Старостин А. Н. и Филиппов А. В. благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку работы (проект # 16-12-10424-П).

1. Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции*, Государственное издание физико-математической литературы, М. (1961).
2. Г. Кнопфель, *Сверхсильные импульсные магнитные поля*, Мир, М. (1972).
3. Ю. В. Матвеев, *Физика плазмы* **36**, 221 (2010).
4. S. A. Slutz, M. C. Herrmann, R. A. Vesey, A. B. Sefkow, D. B. Sinars, D. C. Rovang, K. J. Peterson, and M. E. Cuneo, *Phys. Plasmas* **17**, 056303 (2010).
5. S. A. Slutz and R. A. Vesey, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 025003 (2012).
6. А. М. Житлухин, И. В. Илюшин, В. М. Сафронов, Ю. В. Скворцов, *Физика плазмы* **8**, 509 (1982).
7. N. I. Arkhipov, A. M. Zhitlukhin, V. M. Safronov, V. V. Sidnev, and Yu. V. Skvortsov, in *Proc. 12th Int. Conf. of Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Nice, France (1988), v. 2, p. 683.
8. Н. И. Архипов, А. М. Житлухин, В. М. Сафронов, Ю. В. Скворцов, *Физика плазмы* **20**, 868 (1994).
9. В. Ф. Андреев, Ю. А. Кареев, Н. М. Умрихин, Л. П. Феоктистов, В. Е. Фортов, *Условия генерации импульсного нейтронного излучения при взрывном обжатии термоядерной плазмы*, Препринт ИАЭ-5519/7, М. (1992).
10. M. G. Haines, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 093001 (2011).
11. M. E. Cuneo, M. C. Herrmann, D. B. Sinars, S. A. Slutz, W. A. Stygar, R. A. Vesey, and J. L. Porter, *IEEE Transactions on Plasma Science* **40**(12), 3222 (2012).
12. Д. В. Юров, В. В. Приходько, *УФН* **184**, 1237 (2014).
13. А. С. Герасимов, Г. В. Киселев, *УФН* **173**, 739 (2003).
14. М. А. Леонтович, С. М. Осовец, *О механизме сжатия тока в быстром и мощном газовом разряде*, в сб. М. А. Леонтович, *Избранные труды*, Наука, М. (1985).
15. D. D. Ryutov, M. S. Derzon, and M. K. Matzen, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 167 (2000).
16. J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary*, Naval Research Lab., Washington DC (2006).
17. H. U. Rahman, F. J. Wessel, P. Ney, R. Presura, R. Ellahi, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **19**, 122701 (2012).
18. V. V. Vikhrev and V. D. Korolev, *Plasma Phys. Rep.* **33**, 356 (2007).
19. D. D. Ryutov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43**, 2363 (2015).
20. W. A. Stygar, M. E. Cuneo, D. I. Headley, H. C. Ives, R. J. Leeper, M. G. Mazarakis, C. L. Olson, J. L. Porter, T. C. Wagoner, and J. R. Woodworth, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 030401 (2007).
21. H.-S. Park, O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, T. Döppner, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, S. Le Pape, T. Ma, P. K. Patel, B. A. Remington, H. F. Robey, J. D. Salmonson, and J. L. Kline, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055001 (2014).