

## Расчетные зависимости нейтронного выхода от параметров сталкивающихся плазменных сгустков

© А.М. Житлухин, Н.С. Климов, Д.А. Бурмистров, В.А. Костюшин, А.В. Лазукин

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований,  
108840 Троицк, Москва, Россия  
e-mail: vakostyushin@triniti.ru

Поступило в Редакцию 23 октября 2024 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2025 г.

Принято к публикации 18 апреля 2025 г.

Одним из инструментов для формирования предварительно нагретой замагниченной плазмы, необходимой для осуществления термоядерной вспышки, являются импульсные плазменные ускорители, которые прошли впечатляющий путь развития от пушки Маршалла до ускорителей компактных торов и плазменных тороидов, которые в отличие от компактных торов имеют внутри себя проводник — внутренний электрод ускорителя. Сталкивая плазменные сгустки и оптимизируя их состав, можно не только создавать условия для осуществления импульсного термоядерного устройства с положительным энергетическим выходом, но и эффективно преобразовывать их кинетическую энергию в энергию линейчатого ЭУФ и рентгеновского излучения, что открывает путь к созданию оборудования для перспективных технологических приложений и разработке генераторов коротковолнового когерентного направленного излучения. Цель работы разработка упрощенной модели и расчет выхода нейтронного излучения при свободном пролете друг сквозь друга как сгустков дейтериевой плазмы, так и сгустков дейтериевой и тритиевой плазмы. На основании результатов расчетов определены минимальные значения энергосодержания и скорости плазменных сгустков, которые нужно обеспечить, чтобы получить планируемые величины нейтронного выхода. В расчетах не учитывались потери кинетической энергии дейтронов и тритонов на нагрев электронной компоненты плазмы.

**Ключевые слова:** сгустки дейтериевой и тритиевой плазмы, замагниченная плазма, тор.

DOI: 10.61011/JTF.2025.08.60899.363-24

### Введение

Базовым устройством для импульсного источника нейтронов на принципе столкновения плазменных сгустков являются импульсные плазменные ускорители. Работы по их созданию развернулись в конце 1950-х гг. [1,2]. В первых ускорителях в качестве ускоряемого вещества использовались продукты взрыва металлических проволочек, которые натягивались между двумя протяженными металлическими электродами и испарялись при протекании через них токового импульса. Облако металлического пара ионизировалось, и образовавшаяся плазма под действием магнитного давления ускорялась в направлении выходного торца ускорителя. Была продемонстрирована возможность разгона плазменных сгустков до скоростей  $\sim 2 \cdot 10^7$  cm/s и создана простейшая теоретическая модель процесса ускорения плазмы. В 1960 г. Дж. Маршаллом предложена новая схема импульсного плазменного ускорителя [3], который впоследствии получил название пушки Маршалла. В новой концепции ускорителя была использована система коаксиальных электродов, а напуск рабочего газа в межэлектродный зазор ускорителя осуществлялся с помощью быстродействующего импульсного клапана. В экспериментальных исследованиях [3] было установлено, что пушка разгоняла сгусток водородной плазмы массой  $\sim 100$   $\mu$ g до скорости  $1.5 \cdot 10^7$  cm/s. Энергосодер-

жание ускоренного сгустка составляло  $\sim 1$  kJ или 40 % от энергии, подводимой к ускорителю. Спектральными измерениями показано, что плазменный сгусток практически не содержал примесей материала электродов. Используя этот положительный опыт, в начале 1960-х гг. была сформулирована, а затем и реализована, схема получения высокотемпературной дейтериевой плазмы методом встречного столкновения высокоскоростных плазменных сгустков в продольном магнитном поле, индукция которого варьировалась от 0 до 1.2 Т [4]. Генерируемые ускорителями сгустки имели высокоскоростные головные части, плотность плазмы в которых составляла  $n \sim 10^{14}$  cm $^{-3}$  и которые двигались со скоростью  $v \sim 10^8$  cm/s, и более плотные ( $n \sim 10^{16}$  cm $^{-3}$ ) тыловые части, скорости движения которых не превышали  $10^7$  cm/s. Несмотря на тот факт, что для головных частей сгустков заведомо выполнялось условие  $\lambda_{ii} \gg l$ , где  $\lambda_{ii}$  — длина свободного пробега ионов одного сгустка в плазме другого сгустка, а  $l$  — длина сгустка, в зоне столкновения наблюдалось формирование „стационарной“ плазмы с поперечной энергией ионов  $\sim 3$  keV. И хотя в работе не установлен механизм торможения столь быстрых ионов, сам факт возможности формирования высокотемпературной плазмы в схеме встречного столкновения высокоскоростных плазменных сгустков явился мощным стимулом к развитию исследований в данном направлении. В более поздних работах [5–7]

было показано, что в присутствии продольного магнитного поля во взаимопроникающих потоках могут развиваться электромагнитные неустойчивости, например, шланговая неустойчивость, при которой направленная энергия потоков эффективно термализуется в результате рассеяния ионов на нарастающих альфвеновских колебаниях. В [8,9] численными расчетами динамики турбулентной релаксации сверхзвуковых потоков было определено, что на первой стадии происходит торможение потоков и направленная энергия ионов переходит в энергию колебаний частиц в поле альфвеновской волны. Затем осуществляется выравнивание энергий частиц по степеням свободы. При этом полное время термализации не превышает величины  $\frac{10}{\omega_{Bi}}$ , где  $\omega_{Bi}$  — ионная циклотронная частота. Неустойчивость развивается при выполнении условия  $\frac{v}{v_A} > \frac{1}{\sqrt{2}}$ , где  $v$  — скорость потока,  $v_A$  — альфвеновская скорость. В экспериментах [10] показано, что можно реализовать эффективную термализацию направленной энергии плазменных потоков пропусканием по поверхности плазмы импульса продольного электрического тока.

Во второй половине 1960-х и начале 1970-х проведены многочисленные исследования импульсных плазменных ускорителей [11–21]. Базируясь на результатах этих исследований, были созданы физические модели для оценок ускорения плазмы в импульсных плазменных ускорителях малой мощности, например, такие, как модель тонкой недеформируемой плазменной оболочки, которая в процессе движения в межэлектродном зазоре сгребает и захватывает находящийся перед ней нейтральный газ [22].

Начиная с середины 1970-х гг., стартовали работы по разработке мощных импульсных электродинамических плазменных ускорителей и исследованию динамики взаимодействия генерируемых ими плазменных сгустков с магнитными полями. В рамках этих работ в ФИАЭ им. И.В. Курчатова (в настоящее время Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований) был создан экспериментальный комплекс 2МК-200 [23]. Комплекс был оснащен двумя высоковольтными малоиндуктивными конденсаторными накопителями с емкостью по  $576 \mu\text{F}$  и напряжением зарядки до  $50 \text{ kV}$  для питания ускорителей, двумя конденсаторными накопителями по  $60 \mu\text{F}$  и напряжением зарядки до  $50 \text{ kV}$  для предионизации нейтрального газа в межэлектродных зазорах ускорителей и накопителем  $0.18 \text{ F}$  и напряжением зарядки  $5 \text{ kV}$  для питания соленоидов формирования магнитного поля в плазмопроводах и камере столкновения плазменных сгустков. Позднее [24] комплекс был модернизирован. Емкость питающих ускорители накопителей была увеличена до  $1150 \mu\text{F}$ , что при напряжении зарядки в  $50 \text{ kV}$  соответствовало запасаемой в них энергии  $1.44 \text{ MJ}$ , а емкость конденсаторного накопителя питания соленоидов была увеличена до  $0.27 \text{ F}$ . После

модернизации общая энерговооруженность комплекса превысила  $6 \text{ MJ}$ .

Для заполнения межэлектродных зазоров мощных плазменных ускорителей газом были разработаны быстродействующие электродинамические газовые инжекторы [25], которые при начальном давлении газа в полости клапана, равном  $10^7 \text{ Pa}$ , обеспечивали напуск водорода со скоростью  $350 \text{ g/s}$ . Время полного открывания клапана не превышало  $200 \mu\text{s}$ .

Для исследования параметров плазмы и характеристик нейтронного и рентгеновского излучения установка 2МК-200 была оснащена соответствующим комплексом диагностических средств [26].

Уже на ранней стадии исследований импульсных плазменных ускорителей типа пушки Маршалла было показано, что для достижения высокой эффективности преобразования энергии, которая накоплена в конденсаторах, в энергию плазменного сгустка необходимо согласовывать геометрию электродной системы ускорителя и массу ускоряемого сгустка с параметрами источника питания. В первом приближении в качестве такого условия согласования можно принять равенство полупериода импульса разрядного тока и времени пролета сгустка по электродной системе ускорителя:

$$\pi\sqrt{LC} \approx \frac{2l}{v},$$

где  $L$  — индуктивность разрядного контура, включающая полную индуктивность межэлектродного зазора,  $C$  — емкость накопителя,  $l$  — длина электродной системы,  $v$  — скорость сгустка на выходе ускорителя. Путем несложных преобразований условие согласования можно привести к виду:

$$U \approx \frac{\pi v^2}{2} \sqrt{\frac{m}{l}} \frac{dL}{dz}.$$

Из данного выражения следует, что в ускорителях типа пушки Маршалла при заданных значениях массы сгустка и его скорости понизить напряжение зарядки ускорителя можно только увеличивая длину ускорителя и уменьшая погонную индуктивность электродной системы, которую можно рассчитать, как индуктивность коаксиального проводника:

$$\frac{dL}{dz} = 2 \cdot 10^{-7} \ln\left(1 + \frac{\delta}{r_1}\right),$$

где  $\delta$  — величина межэлектродного зазора,  $r_1$  — радиус внутреннего электрода ускорителя. Для величины межэлектродного зазора есть ограничение снизу, которое определяется электрической прочностью зазора, и оно составляет порядка  $4 \text{ cm}$ . Как будет показано ниже, для достижения высокого нейтронного выхода необходимо уменьшать площадь поперечного сечения сгустка. Поэтому величину радиуса внутреннего электрода нерационально сильно увеличивать. Исходя из приведенных соображений, примем  $r_1 = 11 \text{ cm}$ , а длину электродной

системы 4 м. Оценим требуемую величину напряжения зарядки накопителя питания ускорителя, предназначенного для генерации сгустка плазмы с энергосодержанием 500 кДж при двух значениях скорости сгустка (энергии дейтронов):  $3 \cdot 10^5$  м/с ( $E_d = 0.98$  кэВ) и  $1 \cdot 10^6$  м/с ( $E_d = 10.4$  кэВ). В первом случае требуется конденсаторный накопитель с напряжением зарядки  $U_0 = 58$  кВ, во втором — с напряжением зарядки  $U_0 = 640$  кВ. Если конденсаторный накопитель с  $U_0 = 58$  кВ и энергосодержанием  $W \sim 1$  МДж вполне реалистичен, то создание конденсаторного накопителя с  $U_0 = 640$  кВ представляет собой практически нереализуемую задачу. Исходя из подобных оценок, работы по созданию источников нейтронного излучения и термоядерных установок с использованием импульсных плазменных ускорителей пошли по двум направлениям.

Суть первого направления (Magneto-Inertial Fusion или Magnetized Target Fusion) заключается в переходе к двухступенчатой схеме, в которой на первой ступени применением импульсных плазменных ускорителей или лазеров создается предварительно нагретая до 1–2 кэВ плазма. На второй ступени эта плазма удерживается и дополнительно нагревается мощными нейтральными пучками, как в TAE Technologies [27], либо дополнительно сжимается, и ее температура доводится до уровня, при котором идут интенсивные реакции синтеза, как это планируется осуществить в General Fusion [28] и Helion Energy [29]. Во всех этих установках в качестве плазменных сгустков используются компактные торы или FRC (Field-Reverse Configurations) [30–34]. К этому же направлению можно отнести и эксперименты на установке Z в национальной лаборатории Сандия США [35], в которых был достигнут выход  $1.1 \cdot 10^{13}$  D–D-нейтронов за импульс, а первоначальная плазма внутри лайнера создавалась с помощью мощного импульсного лазера. Исчерпывающий обзор работ по этому направлению приведен в [36].

В рамках второго направления осуществлялась оптимизация импульсных плазменных ускорителей, которая позволила бы повысить эффективность ускорителей при меньших напряжениях зарядки конденсаторных накопителей. В основу оптимизации легли следующие соображения. Если существенно замедлить движение плазменного сгустка на начальной стадии ускорения, то в индуктивность разрядного контура и начальную индуктивность ускорителя можно вкачать основную часть энергии, накопленной в емкостном накопителе. Далее эта энергия расходуется на ускорение сгустка при закороченном конденсаторном накопителе. В пределе КПД ускорителя может достигать величины

$$\eta = \frac{L_a}{L_C + L_0 + L_y},$$

где  $L_a$  — индуктивность электродной системы от места пробоя до торца электродов,  $L_C$  — индуктивность конденсаторной батареи и кабельной линии,  $L_0$  —

индуктивность электродной системы от изолятора до места пробоя. Поскольку  $L_a \gg L_C + L_0$ , то в этом случае КПД ускорителя будет существенно превышать 50%. В [37,38] исследовался ускоритель с электродной системой, погонная индуктивность которого плавно изменялась с  $1.9 \cdot 10^{-8}$  Н/м на начальном участке электродной системы до  $6.2 \cdot 10^{-8}$  Н/м на ее выходном участке. Эксперименты показали, что при скоростях плазменных сгустков  $(2-4) \cdot 10^7$  см/с ускоритель с такой электродной системой имел более высокий КПД по сравнению с ускорителем, электродная система которого на начальном участке имела погонную индуктивность  $6 \cdot 10^{-8}$  Н/м. Но в режимах, когда скорость плазменных сгустков увеличивалась до  $10^8$  см/с, КПД ускорителя резко падал до единиц процентов [39]. Было сформулировано предложение использовать магнитный затвор, который препятствовал бы движению плазменного сгустка на фронте импульса разрядного тока [40]. Однако это предложение приемлемо только для ускорителей невысокой мощности, когда создаваемая соленоидом индукция магнитного поля в затворе не превышала 7–10 Т.

В 1990-х продолжились детальные исследования импульсных плазменных ускорителей традиционной конструкции типа пушки Маршалла [41]. Они включали как экспериментальные исследования, так и численное моделирование ускорения плазмы и динамики примесей. Эти исследования еще раз подтвердили неустойчивый характер ускорения плазмы в импульсных плазменных ускорителях традиционной конструкции. Результатом развития этих неустойчивостей являлось неполное сгребание рабочего газа, что приводило к повторным переключениям межэлектродного зазора позади ускоряемой плазменной оболочки. Из-за повторных пробоев уменьшалась скорость сгустка на выходе ускорителя и увеличивалась его длина, а также возникала сильная неоднородность направленной скорости по длине сгустка. Наряду с ранее проведенными исследованиями [42–46], эти исследования еще раз подтвердили тот факт, что импульсные электродинамические плазменные ускорители традиционной конструкции вполне эффективны для заполнения термоядерных ловушек или формирования предварительно нагретой плазмы для двухкаскадной схемы импульсного источника нейтронов. Однако для создания эффективных источников нейтронного излучения, основанных на принципе встречного столкновения высокоскоростных плазменных сгустков высокого энергосодержания, необходима коренная модернизация традиционных импульсных плазменных ускорителей.

Ч. Хартманом и Д. Хаммером (Ливерморская лаборатория, США) была разработана принципиально новая схема импульсного плазменного ускорителя [47], в которой наряду с переходом к ускорению плазменных тороидов, была введена ступень их предварительного сжатия. Введение этой ступени позволяло увеличить эффективность ускорителя и увеличить время нарастания тока. Последнее важно как с точки зрения уменьшения мощности источника питания ускорителя, так и для

уменьшения интенсивности ударных волн в ускоряемой плазме, что необходимо для сохранения правильной магнитной конфигурации ускоряемого сгустка в течение всего времени ускорения. На установке „RACE“ (Ring ACceleration Experiment), построенной по этой схеме, при энерговооруженности 0.26 MJ были достигнуты рекордные скорости плазменных сгустков  $3 \cdot 10^6$  m/s, однако эффективность ускорителя при таких скоростях не превышала 10% [48]. Исследования на установке „RACE“ выявили еще одну проблему. При переходе к малым массам ускоряемого вещества, обусловленном стремлением достичь высоких скоростей при небольшом энергосодержании сгустка, примеси, выделяемые с поверхностей электродов неконтролируемым образом, начинали оказывать существенное влияние на параметры сгустка, не позволяя достигнуть расчетных скоростей на выходе ускорителя. Позднее было показано, что последняя проблема присуща только маломощным ускорителям. Эксперименты, проведенные в Филлипсовской лаборатории США в рамках программы „MARAUDER“ (Magnetically Accelerated Ring to Achieve Ultra-high Directed Energy and Radiation) [49] продемонстрировали не только работоспособность ускорителя плазменных тороидов при энерговооруженности до 4 MJ, но и возможность эффективного сжатия этих тороидов в конических электродных системах при практически полном отсутствии проблемы примесей.

В ГНЦ РФ ТРИНИТИ также был разработан новый тип импульсного плазменного ускорителя [50], который был обозначен аббревиатурой ИУПТ (импульсный ускоритель плазменных тороидов). Основное новшество ИУПТ заключалось в том, что в межэлектродном зазоре ускорителя предварительно создавалось квазистационарное азимутальное магнитное поле (аналог тороидального поля в камере токамака). Затем с помощью импульсного газового клапана в межэлектродный зазор напускалось облако нейтрального газа. С помощью индуктора, в качестве которого использовалась помещавшаяся поверх внешнего электрода одновитковая катушка, в нейтральном газе инициировался кольцевой пробой. В результате в межэлектродном зазоре ИУПТ формировался аналогичный плазменному шнуру токамака плазменный тороид с замороженным в него магнитным полем, которое имело тороидальную и полоидальную составляющие. Для осуществления ускорения этого тороида к выходному торцу ускорителя с помощью быстродействующих импульсных коммутаторов подключался высоковольтный емкостной накопитель, разрядный ток которого ослаблял тороидальное магнитное поле перед тороидом. Выполненные расчеты и предварительные эксперименты показали [51], что ИУПТ обладает высокой эффективностью вследствие того обстоятельства, что разряд конденсаторного накопителя осуществляется на уменьшающуюся во времени индуктивность.

Разработанные выше установки могут рассматриваться как первый шаг по пути модернизации импульсных плазменных ускорителей, направленный на создание

эффективных нейтронных источников, базирующихся на ускоренных плазменных потоках. Уже этот шаг показал, что не существует простых научно-технических решений, которые могли бы быстро привести к созданию эффективного устройства для формирования и ускорения компактных плазменных образований до высоких скоростей, и требуется значительный объем исследовательских работ для достижения поставленной цели.

Разработка обладающих более высоким КПД импульсных плазменных ускорителей новой конструкции на данном этапе исследований не означает полного отказа от ускорителей традиционной конструкции. Этому две причины. Первая заключается в том, что в конкретных устройствах не всегда требуется получение рекордных выходов нейтронного (или рентгеновского) излучения и оказывается выгодно пожертвовать эффективностью ускорителя в угоду простоте и дешевизне устройства. Во-вторых, на базе классических ускорителей может быть реализована пролетная схема нейтронного источника, которая имеет ряд очевидных преимуществ.

1. При встречном столкновении энергия относительного движения взаимодействующих частиц в четыре раза превышает их кинетическую энергию, что позволяет достигать максимальной эффективности источника при меньших значениях скоростей плазменных сгустков.

2. Специфическая функция распределения частиц по скоростям в схеме со встречным столкновением обеспечивает в 4 раза более высокий нейтронный выход при энергиях ионов, превышающих 10 keV по сравнению с плазменными установками, в которых реализуется максвелловское распределение частиц по скоростям. Данное обстоятельство особенно существенно, когда сталкивается сгусток дейтериевой плазмы со сгустком тритиевой плазмы.

3. Если рассматривать разрабатываемый нейтронный источник в качестве внешнего источника для подкритического ядерного реактора, то объем, излучающий нейтроны, может иметь небольшие поперечные размеры и может быть организован в виде цилиндрического канала, окруженного бланкетом. При этом сами ускорители с источниками их питания будут находиться вдали от источников ионизирующего излучения.

4. Варьируя длину сталкивающихся сгустков и плотность плазмы в них, можно достигать условий, при которых сталкивающиеся сгустки будут пролетать друг сквозь друга, унося с собой основную долю кинетической энергии из зоны бланкета и распределяя ее по большой поверхности вакуумной камеры. При этом энергетическая цена нейтрона будет оставаться на приемлемом уровне.

5. Предлагаемое устройство не предполагает удержания высокотемпературной плазмы и не требует создания в зоне столкновения магнитных полей сложной конфигурации. Продольное магнитное поле, создаваемое в цилиндрическом канале, служит в основном для уменьшения тепловых потоков из области взаимодействия плазменных сгустков на стенку канала и, в принципе,

его наличие не является обязательным для достижения высокого нейтронного выхода.

6. Камера нейтронного генератора имеет простую цилиндрическую форму и в случае ее повреждения может быть легко заменена без разборки бланкета.

Подводя итоги приведенного выше краткого анализа мировых работ по созданию импульсных источников нейтронного излучения, логично прийти к следующему выводу. Наряду с явно лидирующими направлениями по реализации управляемой термоядерной реакции с положительным энергетическим выходом на базе токамаков и мощных импульсных лазеров продолжают достаточно интенсивно развиваться альтернативные подходы, одним из которых является осуществление термоядерной вспышки при сжатии предварительно нагретой замагниченной плазмы. Одним из инструментов для формирования такой плазмы являются импульсные плазменные ускорители. Для наиболее продвинутых на данный момент из них энергосодержание генерируемых плазменных сгустков доведено до единиц мегаджоулей, а скорость сгустков превышает  $10^6$  м/с. При указанных параметрах сгустков плазмы современные плазменные ускорители представляют собой весьма перспективные устройства. На созданных на их базе сравнительно компактных устройствах в схеме встречного столкновения можно достичь рекордно высоких для импульсных электротехнических систем выходов нейтронов реакции синтеза.

Для того чтобы создание подобных систем шло наиболее успешно и эффективно, разработка новых образцов экспериментальной техники и проведение экспериментов предварялось проведением соответствующего моделирования и расчетно-теоретической деятельностью. В настоящей работе приводятся описание упрощенной модели и результаты оценочных расчетов выхода нейтронного излучения при свободном пролете друг сквозь друга как сгустков дейтериевой плазмы, так и сгустков дейтериевой и тритиевой плазмы. На основании результатов расчетов определяются минимальные значения энергосодержания и скорости плазменных сгустков, которые нужно обеспечить, чтобы получить планируемые величины нейтронного выхода.

## 1. Упрощения, принятые при проведении расчетов

Расчеты проводятся для случая, когда плазменные сгустки свободно пролетают друг сквозь друга. Это возможно только в том случае, когда в сталкивающихся плазменных сгустках замороженное магнитное поле либо отсутствует, либо оно имеет только продольную компоненту  $B_z$ . Также при проведении расчетов используются следующие упрощения:

1) пренебрегается тепловой энергией плазмы сгустков. Считается, что полная энергия сталкивающихся сгустков равна их кинетической энергии. Основанием

для такого упрощения служит тот экспериментально установленный факт, что плазменные сгустки, генерируемые импульсными плазменными ускорителями, являются сверхзвуковыми и для них выполняется условие, что число Маха  $M \gg 1$ ;

2) предполагается, что при движении ионных компонент встречных сгустков друг сквозь друга не развиваются неустойчивости и выполняется условие  $\lambda_{dd} \gg l$ , т.е. дейтроны одного сгустка пролетают сквозь другой сгусток без существенного рассеяния;

3) при столкновении сгустков их электронные компоненты останавливаются и не проникают друг сквозь друга из-за малой энергии электронов и, как следствие, малой длины пробега электронов по сравнению с длиной сгустка  $\lambda_{ee} \ll l$ . При взаимном проникновении дейтронов по электронным компонентам обоих сгустков распространяются волны сжатия. Так как при этом тепловая скорость электронов  $v_e \ll v$ , то процесс сжатия является адиабатическим. В первом сгустке плотность электронов возрастет в  $(1 + n_2/n_1)$ , во втором сгустке в  $(1 + n_1/n_2)$ , где  $n_1, n_2$  — плотности сгустков. При адиабатическом сжатии нагрев электронов определяется соотношением

$$T_e = T_{e0} \left( \frac{n_e}{n_{e0}} \right)^{\gamma-1},$$

где  $\gamma = 5/3$ ,  $n_e, n_{e0}$  — текущая и начальная плотности электронов. Из этого следует, что даже если плотность плазмы в одном из сталкивающихся сгустков в 100 раз выше плотности плазмы в другом, то электронная температура плазмы в зоне меньшей плотности плазмы возрастет за счет кинетической энергии плотного сгустка лишь в 21.7 раза. Так как предполагается, что начальное значение тепловой энергии плазмы пренебрежимо мало по сравнению с энергосодержанием сгустка, то потерей кинетической энергии ионной компоненты на сжатие электронной компоненты в расчетах на данном этапе оценок пренебрегаем.

## 2. Проведение оценочных расчетов нейтронного выхода при условии равенства скоростей сгустков

Рассмотрим столкновение двух сгустков дейтериевой плазмы. Сначала рассмотрим частный случай, когда сгустки имеют одинаковую площадь поперечного сечения ( $S_1 = S_2 = S$ ), одинаковое энергосодержание ( $W_1 = W_2 = W$ ) и одинаковую плотность плазмы в них ( $n_1 = n_2 = n$ ). Из приведенных выше условий следует, что сгустки имеют одинаковую длину ( $l_1 = l_2 = l$ ) и содержат одинаковое число дейтронов. В лабораторной системе координат энергия дейтрона в первом сгустке  $E_{d1}$  равна энергии дейтрона во втором сгустке  $E_{d2}$  и равна  $E_d = 1/4 E_{d12}$ , где  $E_{d12}$  — энергия дейтронов одного из сгустков в системе координат, в которой второй сгусток покоится. В первом приближении проведем

расчет нейтронного выхода сгустков, которые движутся навстречу друг другу с одинаковыми скоростями  $v$ .

Для расчета нейтронного выхода используем формулу для сечения  $D-D$ -реакции из работы [52]. С учетом того обстоятельства, что реакции в дейтерии идут двумя практически равновероятными путями, величина сечения реакции синтеза, в которой наблюдается выход нейтрона, имеет вид (1):

$$\sigma_{DD} = 1.2 \cdot 10^{-19} \frac{1}{E_{d12}} e^{\frac{-1.4 \cdot 10^3}{\sqrt{E_{d12}}}}. \quad (1)$$

Средняя длина, которую дейтрон должен пробежать в дейтериевой плазме для реализации события его слияния с другим дейтроном с выходом нейтрона, выражается формулой:  $\lambda_{DD} = 1/(n_2 \sigma_{DD})$ . Из этого следует, что вероятность события реакции  $D-D$ -синтеза при пролете дейтрона первого сгустка сквозь второй сгусток равна  $P_{DD} = l/\lambda_{DD} = l n_2 \sigma_{DD}$ . Соответственно полный выход нейтронов при пролете сгустков друг сквозь друга определяется формулой (2):

$$N_{DD} = N_1 n_2 l \sigma_{DD} = 1.2 \cdot 10^{-19} \frac{N_1 n_2 l}{E_{d12}} e^{\frac{-1.4 \cdot 10^3}{\sqrt{E_{d12}}}}. \quad (2)$$

Умножим и поделим правую часть соотношения (2) на  $S$  и подставим в него вместо  $E_{d12}$  его выражение через энергию дейтрона в лабораторной системе координат  $E_{d12} = 4E_d$ . Далее при учете того, что  $n_2 l S$  равно полному числу дейтронов во втором сгустке  $N_2$ , а  $N_1 = N_2 = N$ , получаем следующее выражение для нейтронного выхода (3):

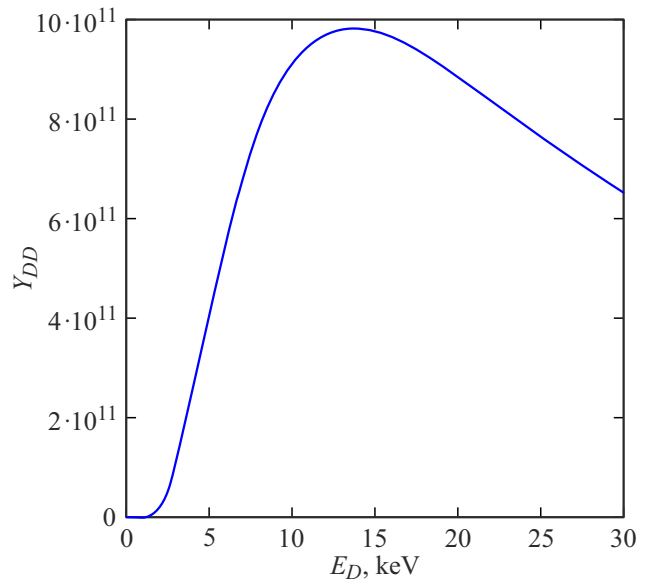
$$N_{DD} = 3 \cdot 10^{-20} \frac{N^2}{SE_d} e^{\frac{-700}{\sqrt{E_d}}}. \quad (3)$$

И, наконец, используя соотношение  $N = W/E_d$  и переходя к джоулю в качестве единицы измерения энергосодержания плазменного сгустка в лабораторной системе координат, получаем окончательный вид формулы для нейтронного выхода при встречном столкновении идентичных сгустков дейтериевой плазмы (4):

$$N_{DD} = 1.17 \cdot 10^{18} \frac{W^2}{SE_d^3} e^{\frac{-700}{\sqrt{E_d}}}, \quad (4)$$

где  $W$  — [J],  $E_d$  — [eV],  $S$  — [cm<sup>2</sup>].

На рис. 1 приведена кривая зависимости нейтронного выхода от энергии дейтрона в лабораторной системе координат при  $W = 160$  кJ и  $S = 30$  см<sup>2</sup>. Кривая имеет максимум при  $E_d = 13.6$  keV, что соответствует скорости движения дейтронов в лабораторной системе координат, равной  $1.14 \cdot 10^8$  см/с. В этой точке выход достигает  $0.98 \cdot 10^{12}$   $D-D$ -нейтронов за импульс. Уменьшение выхода при уменьшении энергии дейтронов объясняется превалированием уменьшения сечения термоядерной реакции над увеличением количества дейтронов в сгустках, а уменьшение выхода при увеличении скорости наоборот, превалированием уменьшения



**Рис. 1.** Зависимость выхода  $D-D$ -нейтронов от энергии дейтрона в лабораторной системе координат для  $W = 160$  кJ и  $S = 30$  см<sup>2</sup>.

количества дейтронов над увеличением сечения термоядерной реакции. С уменьшением скорости сгустков до  $8 \cdot 10^7$  см/с нейтронный выход уменьшается не более, чем на 20 %. Указанное обстоятельство весьма существенно при практической реализации нейтронного источника на базе встречного столкновения плазменных сгустков, поскольку экспериментально установлено [2], что эффективность импульсных плазменных ускорителей классической конструкции существенно падает с увеличением скорости генерируемых им плазменных сгустков.

Из формулы (4) следует, что величина нейтронного выхода не зависит от длины плазменного сгустка, пропорциональна квадрату энергосодержания сгустка и обратно пропорциональна площади его поперечного сечения. Из квадратичной зависимости величины нейтронного выхода от энергосодержания сгустка следует, что с ростом энергосодержания сгустков энергетическая цена нейтрона будет уменьшаться в соответствии с формулой (5):

$$W_{nnd} = \frac{2W}{1.17 \cdot 10^{18} \frac{W^2}{SE_d^3} e^{\frac{-700}{\sqrt{E_d}}}} = 1.71 \cdot 10^{-18} \frac{SE_d^3}{We^{\frac{-700}{\sqrt{E_d}}}}, \quad (5)$$

где  $W$  — [J],  $E_d$  — [eV],  $S$  — [cm<sup>2</sup>].

Подставив в формулу (5)  $E_d$ , равное 13.6 keV и  $S = 30$  см<sup>2</sup>, получим следующую формулу для энергетической цены  $D-D$ -нейтрона при оптимальном значении энергии дейтрона (6):

$$W_{nDDopt} = \frac{5.22 \cdot 10^{-2}}{W}. \quad (6)$$

При энергосодержании плазменных сгустков, равном 1.6 MJ, что соответствует выходу  $10^{14}$  D–D-нейтронов за импульс, энергетическая цена D–D-нейтрона составит  $2 \cdot 10^5$  MeV на нейтрон.

Проведем аналогичные оценочные расчеты для случая, в котором сгусток дейтериевой плазмы сталкивается со сгустком тритиевой плазмы, и определим условия, при которых достигается максимальный выход D–T-нейтронов за импульс для имеющих одинаковое энергосодержание сгустков. Для этого воспользуемся аналитическим выражением для сечения D–T-реакции из работы [52]:

$$\sigma_{DT} = \frac{6 \cdot 10^{-17}}{E_{dt}} \frac{e^{\frac{-1.5 \cdot 10^3}{\sqrt{E_{dt}}}}}{\left[1 + \frac{(E_{dt} - 10^5)^2}{3 \cdot 10^{10}}\right]}, \quad (7)$$

где  $E_{dt}$  в [eV].

Следуя выбранной ранее логике изложения, на первом этапе рассмотрим случай, когда сгустки имеют одинаковую площадь поперечного сечения и энергосодержание. Сгустки движутся навстречу друг другу с одинаковыми скоростями и имеют одинаковую длину. Из приведенных выше условий следует, что вследствие различия в массах дейтрона и тритона количество тритонов в сгустке  $N_t = \frac{m_d}{m_t} N_d = 0.67 N_d$  и соответственно  $n_t = 0.67 n_d$ . В лабораторной системе координат энергия дейтрона  $E_d = \frac{1}{4} E_{dt}$ .

Аналогично рассмотренному выше варианту столкновения дейтериевых сгустков средняя длина, которую дейтрон должен пробежать в тритиевой плазме для реализации события его слияния с тритоном, выражается формулой:  $\lambda_{DT} = 1/(n_t \sigma_{DT})$ . Из этого следует, что вероятность события реакции D–T-синтеза при пролете дейтрона сквозь тритиевый сгусток равна  $P_{DT} = l/\lambda_{DT} = n_t l \sigma_{DT}$ . Умножим и поделим правую часть соотношения (7) на  $S$  и вместо  $E_{dt}$  подставим его выражение через энергию дейтрона в лабораторной системе координат  $E_{dt} = 4E_d$ . Произведение  $n_t l S$  равно полному числу тритонов во втором сгустке, и, заменяя  $n_t l S$  на  $N_t$ , используя соотношения  $N_t = 0.67 N_d$  и  $N_d = W/E_d$ , получаем

$$N_{DT} = \frac{10^{-17}}{SE_d^3} \frac{W^2}{\left[1 + \frac{(4E_d - 10^5)^2}{3 \cdot 10^{10}}\right]} e^{\frac{-750}{\sqrt{E_d}}}.$$

Переходя к энергосодержанию плазменных сгустков в лабораторной системе координат в джоулях, получаем окончательный вид формулы для нейтронного выхода при встречном столкновении сгустка дейтериевой плазмы со сгустком тритиевой плазмы:

$$N_{DT} = \frac{3.91 \cdot 10^{20}}{SE_d^3} \frac{W^2}{\left[1 + \frac{(4E_d - 10^5)^2}{3 \cdot 10^{10}}\right]} e^{\frac{-750}{\sqrt{E_d}}}, \quad (8)$$

где  $W$  — кинетическая энергия каждого из сгустков в [J],  $E_d$  в [eV],  $S$  в [cm<sup>2</sup>].

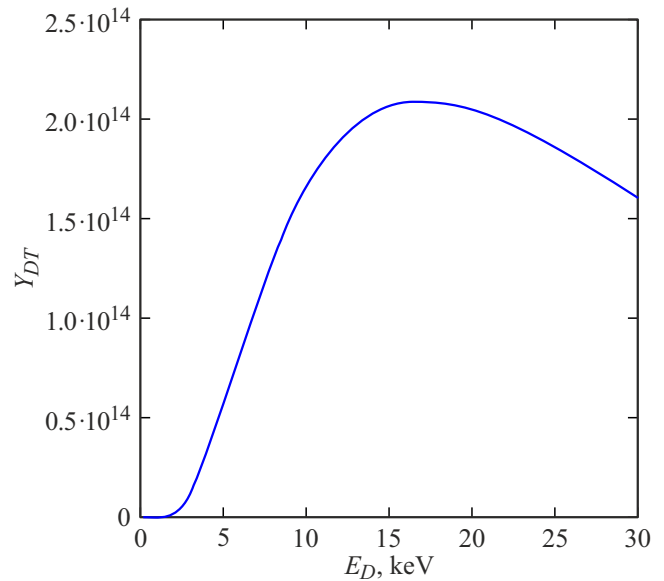


Рис. 2. Зависимость выхода D–T-нейтронов от энергии дейтрона в лабораторной системе координат.

На рис. 2 приведена кривая зависимости выхода D–T-нейтронов от энергии дейтрона, соответствующая формуле (8). Как и в случае столкновения двух сгустков дейтериевой плазмы, приведенная кривая имеет максимум. Однако его положение сдвинулось в область более высоких значений  $E_d$ , и оно приходится на  $E_d = 17.2$  keV. При указанном значении  $E_d$  нейтронный выход достигает  $2.08 \cdot 10^{14}$  D–T-нейтронов за импульс, т.е. в 212 раз больше, чем в случае встречного столкновения сгустков дейтериевой плазмы, спад нейтронного выхода в сторону одновременного уменьшения скоростей сгустков (и соответствующих энергий дейтрона и тритона) достаточно плавный. При уменьшении энергии дейтрона от 13.6 до 6.9 keV выход D–T-нейтронов уменьшается не более, чем в два раза.

При принятых ранее ограничениях, которые обусловлены предельными возможностями современных плазменных ускорителей, считаем, что  $E_d$  не превышает 13.6 keV, а  $E_t$  — 20.4 keV. Обе величины соответствуют одному и тому же значению скорости частиц, которая равна  $1.14 \cdot 10^8$  cm/s. При данном значении скорости нейтронный выход составляет  $1.99 \cdot 10^{14}$  D–T-нейтронов за импульс.

Для определения энергетической цены нейтрона поделим суммарное энергосодержание плазменных сгустков на величину выхода D–T-нейтронов за импульс. Используя значение  $E_d = 17.2$  keV, получаем следующее выражение для энергетической цены D–T-нейтрона как функции от энергосодержания сгустков:

$$W_{nDT} = 8.46 \cdot 10^{-6} \frac{S}{W}, \quad (9)$$

где  $S$  в [cm<sup>2</sup>], а  $W$  и  $W_{nDT}$  в [J].



При площади поперечного сечения сгустков  $30 \text{ см}^2$  и энергосодержании плазменных сгустков, равном  $1.6 \text{ МДж}$ , что соответствует выходу  $2.08 \cdot 10^{16}$   $D-T$ -нейтронов за импульс, энергетическая цена  $D-T$ -нейтрона составит  $9.91 \cdot 10^2 \text{ МэВ}$  на нейтрон. Используя формулу (9), определим, начиная с какого значения энергосодержания плазменных сгустков энергетическая цена нейтрона станет ниже  $100 \text{ МэВ/нейтрон}$  (или  $1.6 \cdot 10^{-11} \text{ Дж/нейтрон}$ ). Из неравенства:  $1.6 \cdot 10^{-11} > 8.46 \cdot 10^{-6} S/W$  следует искомое условие:

$$W > 5.29 \cdot 10^5 S, [\text{Дж}]. \quad (10)$$

Из условия (10) следует, что при площади поперечного сечения сгустка, равной  $30 \text{ см}^2$ , энергетическая цена  $D-T$ -нейтрона будет ниже  $100 \text{ МэВ}$  при  $W \geq 16 \text{ МДж}$ . Следует отметить, что нейтронный выход при этом будет превышать  $2.08 \cdot 10^{18}$   $D-T$ -нейтронов за импульс. При тех же параметрах сгустков в столкновении дейтериевого сгустка с дейтериевым нейтронный выход составляет  $\sim 10^{16}$   $D-D$ -нейтронов за импульс.

### 3. Проведение оценочных расчетов нейтронного выхода при столкновении сгустков с различными скоростями

Рассмотрим более общий случай, когда сталкивающиеся сгустки имеют одинаковые энергосодержания и площади поперечного сечения, но скорости их движения не равны. Сначала проведем расчеты для варианта столкновения двух сгустков дейтериевой плазмы. В этом случае в формуле (2) выразим относительную энергию  $E_{d12}$  через энергии дейтронов в лабораторной системе координат  $E_{d1}$  и  $E_{d2}$ . Для этого используем следующее соотношение:

$$E_{d12} = \frac{1}{2} m_d (v_{d1} + v_{d2})^2, \quad (11)$$

где  $v_{d1}$  и  $v_{d2}$  — скорости первого и второго сгустков дейтериевой плазмы в лабораторной системе координат. Подставляя в формулу (11) выражения  $v_{d1} = \sqrt{\frac{2E_{d1}}{m_d}}$  и  $v_{d2} = \sqrt{\frac{2E_{d2}}{m_d}}$ , умножая и деля правую часть (2) на  $S$  и заменяя выражение  $n_2 l S$  на  $N_2$ , затем заменяя  $N_1$  и  $N_2$  на  $\frac{6.25 \cdot 10^{18} W}{E_{d1}}$  и  $\frac{6.25 \cdot 10^{18} W}{E_{d2}}$  соответственно, где  $W$  в [Дж], а  $E_{d1}$  и  $E_{d2}$  в [эВ], получаем следующую формулу для определения выхода  $D-D$ -нейтронов как функцию энергий сталкивающихся дейтронов:

$$N_{DD} = 4.69 \cdot 10^{18} \frac{W^2}{SE_{d1}E_{d2}(\sqrt{E_{d1}} + \sqrt{E_{d2}})^2} e^{\frac{-1.4 \cdot 10^3}{(\sqrt{E_{d1}} + \sqrt{E_{d2}})}}, \quad (12)$$

где  $W$  в [Дж], а  $E_{d1}$  и  $E_{d2}$  в [эВ],  $S$  в [ $\text{см}^2$ ].

Ограничим значения энергии дейтронов величиной  $E_d = 13.6 \text{ кеВ}$  (соответствует значению

$v_d = 1.14 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ), при которой еще можно рассчитывать на высокую эффективность импульсных плазменных ускорителей, и рассмотрим, как поведет себя нейтронный выход при независимом варьировании энергии дейтронов. Вследствие симметрии задачи для расчетов величины нейтронного выхода при разных значениях энергии сталкивающихся дейтронов достаточно зафиксировать энергию дейтронов одного из сгустков на значении, соответствующем максимальному нейтронному выходу и варьировать величину энергии дейтронов встречного сгустка. Для этого в формулу (12) вместо  $E_{d1}$  подставим значение  $13600 \text{ эВ}$  и получим следующее соотношение:

$$N_{DD} = 3.45 \cdot 10^{14} \frac{W^2}{SE_{d2}(1.17 \cdot 10^3 + \sqrt{E_{d2}})^2} e^{\frac{-1.4 \cdot 10^3}{(1.17 \cdot 10^3 + \sqrt{E_{d2}})}}, \quad (13)$$

Формально из формулы (13) следует, что при уменьшении  $E_{d2}$  нейтронный выход может увеличиваться до бесконечности. В подтверждение этого на рис. 3 приведена кривая зависимости нейтронного выхода от  $E_{d2}$  при следующих параметрах сталкивающихся сгустков:  $W = 160 \text{ кДж}$ ,  $S = 30 \text{ см}^2$ . Представлена на рис. 3 кривая показывает, что есть локальный максимум величины нейтронного выхода при значении  $E_{d2} = 13.6 \text{ кеВ}$ , в котором выход  $D-D$ -нейтронов составляет  $0.98 \cdot 10^{12}$  за импульс. При уменьшении энергии  $E_{d2}$  выход  $D-D$ -нейтронов уменьшается и при  $E_{d2} = 3.38 \text{ кеВ}$  достигает минимального значения, равного  $0.95 \cdot 10^{12}$  за импульс. Затем при дальнейшем уменьшении  $E_{d2}$  нейтронный выход, рассчитанный по формуле (23), в которой не учитываются потери энергии дейтронов на нагрев электронов, начинает увеличиваться. При  $E_{d2} = 1.6 \text{ кеВ}$  он снова достигает значения  $0.98 \cdot 10^{12}$   $D-D$ -нейтронов за импульс, а при  $E_{d2} = 0.6 \text{ кеВ}$  возрастает до  $1.21 \cdot 10^{12}$   $D-D$ -нейтронов за импульс.

Следует отметить, что на основании таких простых оценок нельзя сделать вывод, что при значениях энергии плазменных потоков от  $50 \text{ кДж}$  и выше варьированием энергией дейтронов второго плазменного сгустка можно достичь более высоких нейтронных выходов, чем те, которые следуют из формулы (6). Дело в том, что по мере уменьшения  $E_{d2}$  растет количество дейтронов и соответствующее ему количество электронов во втором сгустке. При  $E_{d2} = 100 \text{ эВ}$  плотность электронов во втором сгустке уже в 136 раз превышает плотность быстрых дейтронов, которые и обеспечивают нейтронный выход. Так как электронная компонента в плазменных сгустках изначально имеет низкую температуру, но при этом скорость электронов все равно превышает скорость быстрых дейтронов, то с ростом плотности „холодных“ электронов растет скорость потерь энергии быстрыми дейтронами на нагрев электронов. Это является общеизвестным фактом и неоднократно отмечалось. В качестве примера можно сослаться на классические работы [52,53]. Принимая во внимание данное обстоятельство, необходимо при определении параметров сгустков



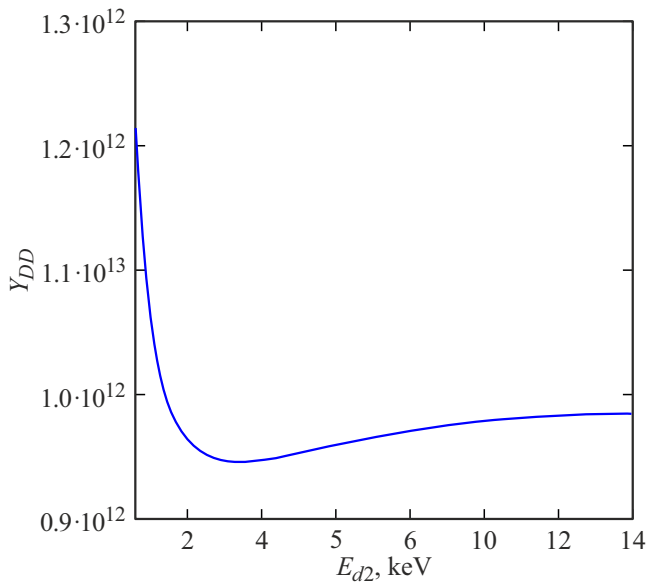


Рис. 3. Зависимость выхода  $D$ – $D$ -нейтронов от энергии дейтронов встречного сгустка при  $W = 160$  кДж,  $S = 30$  см<sup>2</sup>.

дейтериевой плазмы, при которых достигается максимальная величина нейтронного выхода, обязательно учитывать потери энергии быстрых дейтронов на нагрев электронов. Это особенно актуально при столкновении сгустков с высоким энергосодержанием и, как следствие, с высокой плотностью плазмы в сталкивающихся сгустках.

Проведем аналогичные расчеты для случая столкновения сгустка дейтериевой плазмы со сгустком тритиевой плазмы. Так как столкновение дейтериевого и тритиевого сгустков плазмы не обладает симметричностью вследствие разной массы дейтрона и тритона, не исключено, что рассмотренный выше вариант, в котором скорости сгустков равны, не является оптимальным с точки зрения достижения максимального нейтронного выхода. Найдем соотношение энергий дейтронов и тритонов в лабораторной системе координат, при котором достигается локальный максимум выхода  $D$ – $T$ -нейтронов. Для этого в формуле для нейтронного выхода (11) перейдем от энергии дейтрона в системе координат, в которой сгусток тритиевой плазмы покоится, к энергиям дейтрона и тритона в лабораторной системе координат. В результате получаем следующую формулу для выхода  $D$ – $T$ -нейтронов:

$$N_{dt} = \frac{6 \cdot 10^{-17} N_d N_t}{S(\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})^2 \left[ 1 + \frac{[(\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})^2 - 10^5]^2}{3 \cdot 10^{10}} \right]} \times e^{\frac{-1.5 \cdot 10^3}{(\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})}}. \quad (14)$$

Вместо полного числа дейтронов и тритонов подставляем в формулу (14) его выражение через энергосодержание сгустков и энергии дейтронов и тритонов в

лабораторной системе координат. Переходя к энергосодержанию сгустков в джоулях, и учитывая, что энергосодержание сгустков одинаковое и равно  $W$ , получаем следующую формулу для выхода  $D$ – $T$ -нейтронов:

$$N_{dt} = \frac{2.34 \cdot 10^{21} W^2}{SE_d E_t (\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})^2 \left[ 1 + \frac{[(\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})^2 - 10^5]^2}{3 \cdot 10^{10}} \right]} \times e^{\frac{-1.5 \cdot 10^3}{(\sqrt{E_d} + 0.82\sqrt{E_t})}}, \quad (15)$$

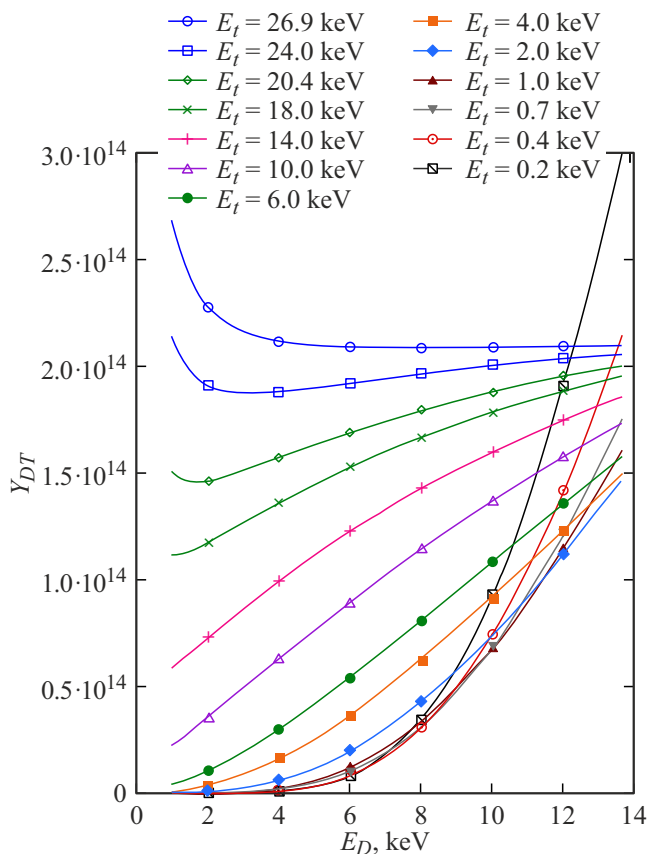
где  $W$  — в [Дж],  $E_d$  и  $E_t$  в [эВ],  $S$  в [см<sup>2</sup>].

В формуле (15) фиксируем значение энергии тритонов  $E_t = 20.4$  кеВ, что соответствует скорости движения тритонов в лабораторной системе координат, равной  $1.14 \cdot 10^8$  см/с. Варьируем энергию дейтронов в интервале  $E_d \leq 13.6$  кеВ и получаем зависимость выхода  $D$ – $T$ -нейтронов от энергии дейтронов при указанном значении  $E_t$ . На следующем шаге уменьшаем значение  $E_t$  и получаем новую кривую зависимости выхода  $D$ – $T$ -нейтронов от  $E_d$  в интервале  $E_d \leq 13.6$  кеВ. Таким образом, получаем семейство кривых зависимости нейтронного выхода от  $E_d$  для последовательности значений  $E_t$ , которое приведено на рис. 4. По этому семейству определяем точку в пространстве  $(E_t, E_d)$ , в которой выход  $D$ – $T$ -нейтронов достигает максимального значения в области принятых ограничений ( $v_t, v_d \leq 1.14 \cdot 10^8$  см/с).

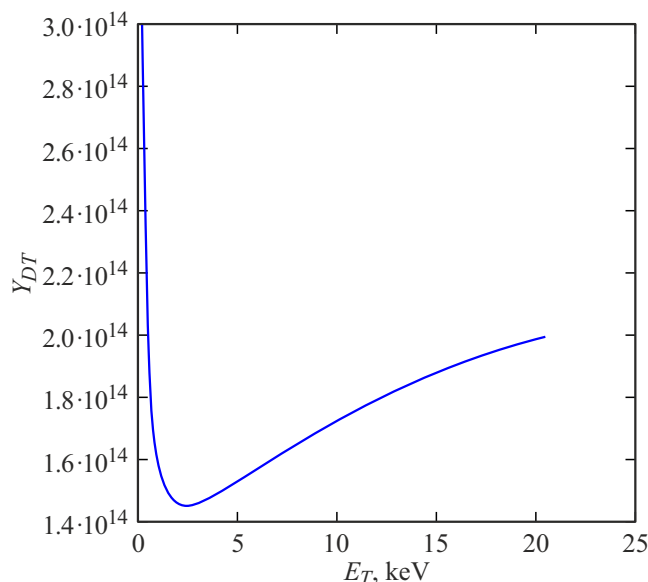
Из приведенных на рис. 4 кривых следует, что в интервале значений  $E_d$  (0.7–13.6 кеВ) для всех значений  $E_t \leq 20.4$  кеВ наблюдается монотонный рост выхода  $D$ – $T$ -нейтронов с ростом  $E_d$ . Нейтронный выход достигает локального максимума только на кривой, которая построена для  $E_t = 26.9$  кеВ. Достигается этот максимум при  $E_d = 13.6$  кеВ и составляет  $2.09 \cdot 10^{14}$   $D$ – $T$ -нейтронов за импульс.

Если для фиксированной величины  $E_t$  рассматривать поведение величины нейтронного выхода с уменьшением  $E_d$ , то, как и в случае столкновения сгустков дейтериевой плазмы, сначала величина нейтронного выхода уменьшается и достигает некоего минимального значения. Для кривой, соответствующей  $E_t = 26.9$  кеВ, оно достигается при  $E_t = 7.1$  кеВ и составляет  $2.08 \cdot 10^{14}$   $D$ – $T$ -нейтронов за импульс, а затем начинает резко нарастать. Для кривых, соответствующих  $E_t = 24.0, 20.4$  и  $18$  кеВ, минимальное значение достигается при  $E_t = 3.3, 1.7, 1$  кеВ и составляет соответственно  $1.87 \cdot 10^{14}, 1.45 \cdot 10^{14}$  и  $1.12 \cdot 10^{14}$   $D$ – $T$ -нейтронов за импульс.

Как и в случае столкновения сгустков дейтериевой плазмы, наличие минимума обусловлено тем обстоятельством, что сначала при снижении энергии дейтронов и соответствующем росте их количества спад величины сечения реакции превалирует над ростом количества дейтронов. Затем при дальнейшем снижении энергии дейтронов рост количества дейтронов оказывает более сильное влияние на выход по сравнению с уменьшением величины  $\sigma_{DT}$ . Если рассматривать поведение выхода



**Рис. 4.** Кривые зависимости выхода  $D-T$ -нейтронов от энергии дейтрона при  $W = 160$  кДж.



**Рис. 5.** Зависимость выхода  $D-T$ -нейтронов от энергии тритонов при  $E_d = 13.6$  кэВ без учета потерь энергии дейтронами и тритонами на нагрев электронов.

$D-T$ -нейтронов при  $E_d = 13.6$  кэВ и варьировании энергии тритонов, то наблюдается аналогичная картина. Как

следует из приведенной на рис. 5 кривой, с уменьшением  $E_t$  от 20.4 до 2.5 кэВ выход  $D-T$ -нейтронов уменьшается от  $2 \cdot 10^{14}$  до  $1.45 \cdot 10^{14}$  за импульс. При дальнейшем снижении энергии тритонов наблюдается достаточно резкий рост нейтронного выхода, который при  $E_t = 0.2$  кэВ достигает величины  $3 \cdot 10^{14}$   $D-T$ -нейтронов за импульс, что существенно превышает величину нейтронного выхода для точки ( $E_t = 20/4$  кэВ,  $E_d = 13/6$  кэВ). Объяснение такого поведения величины нейтронного выхода аналогично приведенному выше.

Как отмечалось ранее при анализе зависимости нейтронного выхода при столкновении сгустков дейтериевой плазмы, на основании таких простых оценок нельзя сделать вывод, что при значениях энергии плазменных потоков от 50 кДж и выше варьированием энергии дейтронов или тритонов можно достичь более высоких нейтронных выходов, чем те, которые следуют из формулы (15) при  $E_t = 20.4$  кэВ и  $E_d = 13.6$  кэВ. Для этого в расчетах требуется, как минимум, учитывать потери дейтронов и тритонов на нагрев электронной компоненты.

## Заключение

Разработана расчетная модель и проведены оценочные расчеты нейтронного выхода при пролете друг сквозь друга двух высокоскоростных сгустков дейтериевой плазмы, а также при пролете друг сквозь друга сгустка дейтериевой и сгустка тритиевой плазмы.

В результате проведенных расчетов установлено следующее.

1) При столкновении двух сгустков дейтериевой плазмы, скорость которых не превышает  $1/14 \cdot 10^8$  см/с:

- максимальный нейтронный выход достигается, когда сгустки имеют одинаковые скорости, которые равны  $1/14 \cdot 10^8$  см/с, величина нейтронного выхода монотонно уменьшается с уменьшением скорости плазменных сгустков;

- если не учитывать потери энергии дейтронов на нагрев электронов, то для достижения величин нейтронного выхода  $10^{12}$   $D-D$ -,  $10^{13}$   $D-D$ - и  $10^{14}$   $D-D$ -нейтронов за импульс энергосодержание каждого сгустка площадью поперечного сечения  $30 \text{ см}^2$  должно составлять не менее 160, 510 и 1600 кДж соответственно;

- при уменьшении скорости плазменных сгустков с  $1.14 \cdot 10^8$  до  $8.8 \cdot 10^7$  см/с нейтронный выход уменьшается не более 50 % от своего максимального значения.

2) При столкновении сгустка дейтериевой плазмы со сгустком тритиевой плазмы, скорости которых не превышают  $1.15 \cdot 10^8$  см/с:

- максимальный выход  $D-T$ -нейтронов достигается, когда сгустки имеют одинаковые скорости, которые равны  $1.15 \cdot 10^8$  см/с, величина нейтронного выхода монотонно уменьшается с уменьшением скорости плазменных сгустков;

– при переходе от столкновения сгустков дейтериевой плазмы к столкновению сгустка дейтериевой плазмы со сгустком тритиевой плазмы величина пересчетного коэффициента составляет  $\sim 200$ ;

– в диапазоне значений энергосодержания сгустков от 160 до 1600 кДж при уменьшении скорости сгустков с  $1.15 \cdot 10^8$  до  $0.9 \cdot 10^8$  см/с выход нейтронов уменьшается не более, чем в два раза.

С учетом современного уровня развития техники импульсных плазменных ускорителей создание импульсного источника нейтронов синтеза с выходом  $10^{13}$ – $10^{14}$  D–D (в пересчете  $2 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16}$  D–T) нейтронов за импульс является вполне реалистичной задачей.

## Благодарности

Выражаем благодарность В.П. Бахтину, А.Г. Еськову, Д.А. Топоркову и Н.М. Умрихину за многократные полезные обсуждения, В.Е. Черковцу за постоянный интерес к работе.

## Финансирование работы

Работа выполнена по государственным контрактам № Н.4к.241.09.22.1074 от 28.04.2022 и № Н.4к.241.09.24.1050 от 25.04.2024.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Л.А. Арцимович, С.Ю. Лукьянов, И.М. Подгорный, С.А. Чуватин. ЖЭТФ, **33** (1), 3 (1957).
- [2] И.М. Подгорный, С.А. Чуватин, Г.А. Быков, В.Д. Письменный. *Исследование процесса электродинамического ускорения сгустков плазмы*. В сб. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций (Изд-во АН СССР, М., 1958), т. 4, с. 222–235.
- [3] J. Marshall. Phys. Fluids, **3**, 134 (1960).
- [4] J. Marshall, T.F. Stratton. Nuclear Fusion, Part 2, 663 (1960).
- [5] А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неустойчивостей* (Атомиздат, М., 1975), т. 1, 272 с.
- [6] А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев. ЖЭТФ, **57** (3), 1047 (1969).
- [7] А.Б. Михайловский. *Электромагнитные неустойчивости неоднородной плазмы* (Энергоиздат, М., 1991), 352 с.
- [8] В.М. Алипченков, И.К. Конкашбаев, В.Б. Лопатко. *Турбулентная релаксация направленной энергии сверхзвуковых потоков плазмы в продольном магнитном поле* (Препринт ИАЭ № 3793. М., 1983), 24 с.
- [9] В.М. Алипченков. *Термализация сверхзвуковых потоков плазмы* (Канд. дисс., М., 1983), 110 с.
- [10] Л.Е. Аранчук, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.А. Скорюпин, В.В. Яньков. ЖЭТФ, **71** (5 (11)), 1849 (1976).
- [11] R. Lovberg. Phys. Fluids, **7** (11), 57 (1964).
- [12] Ю.В. Скворцов. ЖТФ, **36** (10), 1808 (1966).
- [13] А.А. Калмыков, А.Д. Тимофеев, Ю.И. Панкратьев, В.И. Арцбашев, Н.А. Хижняк. ЖТФ, **37** (5), 877 (1967).
- [14] И.М. Золототрубов, В.А. Киселев, Н.Н. Новиков. ЖТФ, **35** (2), 253 (1965).
- [15] А.Я. Балагуров, А.Г. Ершов, В.Л. Левтов, Л.В. Лесков и др. ЖТФ, **37** (2), 274 (1967).
- [16] А.А. Калмыков, А.Д. Тимофеев, Б.А. Шевчук. ЖТФ, **40** (12), 2553 (1970).
- [17] Ю.А. Вальков. *Динамика токовой оболочки импульсных электродинамических ускорителей плазмы* (Канд. дисс., М., 1971), 168 с.
- [18] П.М. Колесников. *Электродинамическое ускорение плазмы* (Атомиздат, М., 1971), 389 с.
- [19] И.М. Золототрубов, Ю.М. Новиков, И.П. Скоблик, А.Г. Толстолуцкий. *Исследование работы коаксиального ускорителя в режиме генерации плотной и высокоэнергетичной плазмы*. В кн.: Плазменные ускорители (Машиностроение, М., 1973), с. 214–218.
- [20] Ю.А. Вальков, В.С. Молчанов, Ю.В. Скворцов. *Динамика токовой оболочки в импульсном коаксиальном инжекторе*. В кн.: Плазменные ускорители (Машиностроение, М., 1973), с. 233–244.
- [21] М.И. Пергамент. *Экспериментальное исследование механизмов ускорения плазмы в импульсных коаксиальных системах* (Канд. дисс., М., 1975), 139 с.
- [22] T.D. Butler, J. Hennis, F. Jahoda, etc. Phys. Fluids, **12** (9), 1904 (1969).
- [23] Р.Г. Бикматов, Н.В. Горячева, А.Д. Кискин, А.М. Тихонов. *Конструкция комплекса 2МК-200*. В кн. 3-я Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям. Тезисы докладов (Минск, 1976), с. 102–103.
- [24] А.М. Житлухин, В.П. Кислов, А.Д. Кискин, Н.М. Умрихин, Ф.Р. Хамидуллин. *Конструкция и технические характеристики экспериментального комплекса с использованием импульсного плазменного ускорителя с энергозапасом накопителя 1.4 МДж*. В сб.: 5-я Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов (Наука, М., 1982), с. 163–164.
- [25] Г.Н. Аретов, В.И. Васильев, Ф.Р. Хамидуллин. ПТЭ, **3**, 219 (1972).
- [26] Н.И. Архипов, В.В. Гаврилов, Н.В. Горячева, А.М. Житлухин и др. *Диагностический комплекс установок МК-200, и МК-200М*. В сб.: 3-е Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы: Тезисы докладов (Дубна, 1983), с. 98.
- [27] H. Gota, A. Smirnov, M.W. Binderbauer, T. Tajima, etc. Nuclear Fusion, **64**, 112014 (2024). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad4536>
- [28] D. Krotez, R. Segas, I. Khalzov, V. Suponitsky. Conceptual Design of a Magnetized Target Fusion Power Plant General Fusion Inc., Richmond, British Columbia, Canada. 30th IEEE Symposium on Fusion Engineering, Oxford, UK, July 9-13, 2023 E-267.
- [29] J. Slough, G. Votroubek, Ch. Pihl. Nuclear Fusion, **51** (5), 053008. DOI: 10.1088/0029-5515/51/5/053008
- [30] Р.Х. Куртмуллаев, А.И. Малютин, В.Н. Семенов. *Компактный тор. Итоги науки и техники* (Физика плазмы, ВИНТИ, М., 1985), т. 7, с. 80–135.
- [31] С.В. Рыжков. Прикладная физика, **1**, 47 (2010).
- [32] L.C. Steinhauer. Phys. Plasmas, **18**, 070501 (2011).

- [33] И.В. Ромаданов, С.В. Рыжков. *Физика плазмы*, **41** (10), 884 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15100074
- [34] C. Li, X. Yang. *Phys. Plasmas*, **24**, 042705 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4980001>
- [35] M.R. Gomez, S.A. Slutz, C.A. Jennings, D.J. Ampleford, M.R. Weis, C.E. Myers, D.A. Yager-Elorriaga, K.D. Hahn, S.B. Hansen, E.C. Harding, A.J. Harvey-Thompson, D.C. Lamppa, M. Mangan, P.F. Knapp, T.J. Awe, G.A. Chandler, G.W. Cooper, J.R. Fein, M. Geissel, M.E. Glinsky, W.E. Lewis, C.L. Ruiz, D.E. Ruiz, M.E. Savage, P.F. Schmit, I.C. Smith, J.D. Styron, J.L. Porter, B. Jones, T.R. Mattsson, K.J. Peterson, G.A. Rochau, D.B. Sinars. *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 155002 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.155002
- [36] S.V. Ryzhkov. *Appl. Sci.*, **13** (11), 6658 (2023). <https://doi.org/10.3390/app13116658>
- [37] В.И. Васильев, А.М. Житлухин, В.Г. Соловьева, Ю.В. Скворцов, Н.М. Умрихин. *Вопросы атомной науки и техники*. Сер.: Физика плазмы и проблемы УТР (Харьков, 1977), **1** (6), с. 19–24.
- [38] Н.М. Умрихин. *Оптимизация мощных импульсных ускорителей плазмы* (Канд. дисс., М., 1984), 196 с.
- [39] В.В. Сиднев, Ю.В. Скворцов, В.Г. Соловьева, Н.М. Умрихин. *Физика плазмы*, **10** (2), 392 (1984).
- [40] Я.В. Новиков, И.А. Росляков, А.Ю. Фролов, А.Г. Еськов, А.М. Житлухин, Н.М. Умрихин. *Плазменный ускоритель с магнитным затвором* (Патент РФ, RU 188484 U1, 1919, Бюл. № 11)
- [41] А.М. Житлухин, В.П. Бахтин, Ю.И. Матвеев и др. Проект МНТЦ № 078-95, Итоговый отчет, 1998.
- [42] А.М. Житлухин, В.М. Сафронов, Ю.В. Скворцов. *Физика плазмы*, **5**, 1099 (1981).
- [43] А.М. Житлухин, И.В. Илюшин, В.М. Сафронов, Ю.В. Скворцов. *Физика плазмы*, **8** (3), 509 (1982).
- [44] Н.И. Архипов, А.М. Житлухин, В.М. Сафронов, Ю.В. Скворцов. *Физика плазмы*, **11** (2), 201 (1985).
- [45] В.М. Сафронов. *Получение высокотемпературной плазмы в магнитных ловушках при встречном взаимодействии плазменных потоков* (Канд. дисс., М., 1985)
- [46] Н.И. Архипов, А.М. Житлухин, В.М. Сафронов, Ю.В. Скворцов. *Физика плазмы*, **20** (10), 868 (1994).
- [47] C.W. Hartman, J.H. Hammer. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 929 (1982).
- [48] J.H. Hammer, J.L. Eddleman, C.W. Hartman, et al. *Phys. Fluids B*, **3** (8), 2236 (1991).
- [49] J.H. Degnan, R.E. Peterkin, G.P. Boca, et al. *Phys. Fluids B*, **5** (8), 2938 (1993).
- [50] В.П. Бахтин, В.Г. Еськов, А.М. Житлухин, В.П. Смирнов, Д.А. Топорков, Н.М. Умрихин, В.Е. Фортов, В.Е. Черковец. *Нейтронные источники для гибридных реакторов на основе сталкивающихся сгустков*. Отраслевая научно-техническая конференция АтомТех-2013 (Изд-во МЭИ, М., 2013), с. 29–36.
- [51] Отчет о НИОКР „Расчетно-теоретические и экспериментальные исследования в обоснование мощного импульсно-периодического источника нейтронов на базе импульсных плазменных ускорителей. Этап 2013–2015 годов“ (Инв. № 10/НИР — 6921, Троицк, М., 2013), 88 с.
- [52] Л.А. Арцимович. *Управляемые термоядерные реакции* (Гос. изд-во физико-математической лит-ры, М., 1961), с. 6.
- [53] Е.П. Велихов, С.В. Путвинский. *Термоядерная энергетика. Статус и роль в долгосрочной перспективе* (1999), [thermonuclear.ru/rev.html](http://thermonuclear.ru/rev.html)