

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

В.Т. Ворончев, В.И. Кукулин

**РЕАКТОР СИНТЕЗА НА ОСНОВЕ ПИНЧА, УПРАВЛЯЕМЫЙ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2008–6/842

Москва, 2008 г.

В.Т. Ворончев, В.И. Кукулин

e-mail: voronchev@srd.sinp.msu.ru

**РЕАКТОР СИНТЕЗА НА ОСНОВЕ ПИНЧА, УПРАВЛЯЕМЫЙ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2008–6/842

Аннотация

Предлагается новая концепция реактора термоядерного синтеза на основе мощного Z-пинча, управляемого импульсами фемтосекундного лазера. Реактор включает в себя D^3He топливо внутри оболочки из 9Be , импlosion которой позволяет сжать D^3He смесь до умеренно-высокой плотности и удерживать ее в состоянии плазменного шнура некоторое время τ . При облучении торца сжатого плазменного шнура импульсом фемтосекундного лазера, вдоль него побежит ударная волна детонации вещества, на фронте которой топливо будет сильно сжиматься и нагреваться до тех температур, при которых горение D^3He смеси резко интенсифицируется. Это позволяет создать самоподдерживающуюся волну детонации топлива вдоль шнура. Показано, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с относительно холодной бериллиевой плазмой может организовать быстрый поджиг волны горения плазменного шнура.

V.T. Voronchev, V.I. Kukulin

PINCH-BASED FUSION REACTOR DRIVEN BY A FEMTOSECOND LASER

Preprint MSU SINP N 2008–6/842

Abstract

A new concept for the fusion reactor based on powerful Z-pinch combined with femtosecond laser driver is suggested. The reactor operates with D^3He fuel contained inside a 9Be liner, whose implosion due to Z-pinch discharge makes possible to compress the D^3He plasma up to a high density and hold it in a state of plasma filament during some time τ . When an end face of the plasma filament is irradiated by a high-intensity femtosecond laser pulse, a shock wave of detonation appears in the D^3He fuel and then runs along the filament. The shock wave additionally compresses and heats the fuel to temperatures, at which the D^3He plasma burning is essentially enhanced. This allows getting the self-sustaining wave of detonation along the filament. It is shown that the interaction of the femtosecond laser pulse with the relatively cold initial Be plasma can trigger the fast ignition of burning wave along the fuel filament.

1 Введение

В последние годы резко возрос интерес к исследованиям ядерных реакций синтеза в Z-пинчевом разряде (см., например [1, 2, 3, 4]), хотя основные идеи о магнитном удержании горячей плазмы в пинчевой конфигурации (Z- и Θ) были высказаны еще в конце 40-х – начале 50-х годов. Однако после первых успехов в генерации больших потоков нейтронов из Z-пинча стало ясно, что нейтронные потоки в пинчах идут не от термоядерных (т/я) реакций в нагретой квазиравновесной дейтериевой плазме, а возникают от соударения энергичных ускоренных в сильных вихревых полях ядер дейтерия с ядрами дейтерия в относительно холодной плазме. Одновременно в Z-пинчевых разрядах были обнаружены различные типы неустойчивостей плазмы, устранение которых в то время представляло собой почти непреодолимые трудности. В итоге, основное внимание исследователей в области горячей плазмы переключилось на другие типы разрядов и реакторов (открытые ловушки, стеллараторы и другие устройства).

Однако недавно экспериментальная техника генерации Z-пинчевых разрядов была значительно усовершенствована и были найдены методы стабилизации горячей плазмы в пинче. В настоящий момент Z-пинчи представляют собой одно из самых перспективных направлений в развитии управляемого т/я синтеза, о чем хотя бы свидетельствуют создание в последние годы двух уникальных устройств: установки "Z" в Лаборатории Сандия (США) и установки "Ангара-V" в ТРИНИТИ (Россия). Не останавливаясь на деталях, отметим здесь, что одной из основных проблем для зажигания т/я процесса на установках этого типа является так называемый "холодный старт" [3], который приводит к сильному затягиванию плазмообразования в пинчах, а также к появлению сильных неоднородностей в плазменном столбе. Наилучшим на сегодня методом организации т/я процесса в Z-пинче является такой, при котором бы пондеромоторные силы в разряде относительно медленно сжимают и нагревают плазму, а затем другой скоростной драйвер осуществляет быстрый поджиг топлива. При этом в сжатом плазменном шнуре возникает и начинает распространяться быстрая волна детонации горючего, которая будет поддерживаться сама по себе за счет огромного энерговыделения процесса синтеза.

С этой точки зрения D^3He плазма является намного более предпочтительной, чем традиционная DT плазма, поскольку при примерно равном полном энерговыделении вся энергия синтеза в системе D^3He выделяется в форме быстрых заряженных частиц, тогда как в DT плазме основная (80% !) часть энергии уносится из зоны реакции быстрыми нейтронами, не участвующими в поддержании волны горения. Таким образом, на языке обычной теплофизики теплотворная способность D^3He топлива в 5 раз выше, чем для DT топлива и это различие должно играть решающую роль в условиях поддержания волны горения в т/я плазме. Однако с другой стороны температура зажигания в D^3He плазме намного выше чем в DT плазме и центр тяжести всей проблемы тут переносится на организацию эффективного зажигания т/я процесса в D^3He плазме. Поэтому основное внимание в данной работе будет уделено именно этому вопросу.

В качестве устройства быстрого поджига в литературе в основном рассматривались схемы легкоионного- или тяжелоионного ускорителя-драйвера, а также так называемый метод виртуального диода [5]. При этом основными требованиями к устройству быстрого поджига являются как можно более высокая выходная мощность и короткое время срабатывания. По-видимому, таким требованиям на сегодня наилучшим образом удовлетворяет фемтосекундный лазер, способный выдать в импульсе мощность на уровне 10^{20} – 10^{23} Вт/см², что совершенно недоступно для любых других драйверов. Более того, импульс такого лазера, в зависимости от его интенсивности, порождает относительно большой поток очень горячих электронов и ионов с энергиями от нескольких МэВ до 100 МэВ. Эти быстрые электроны, как будет показано ниже, способны вызвать в мишени из 9Be за-

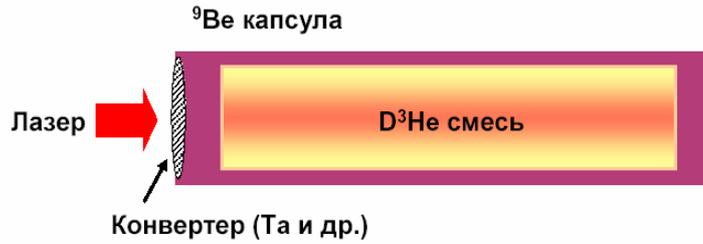


Рис. 1: Схематическое изображение Ве-D-Не системы.

метный поток надтепловых нейтронов, которые, попадая в среду из смеси изотопов D и ^3He , почти мгновенно порождают поток ядер трития с энергиями вблизи известного сильного DT резонанса. Таким образом, импульс фемтосекундного лазера, воздействуя на сжатую плазму в Z-пинче, может позволить осуществить быстрый поджиг небольшой массы относительно холодной D^3He плазмы с начальной ионной температурой порядка 1–5 КэВ. После этого возникает ударная волна горения в плотной плазме Z-пинча, которая должна быстро распространяться по плазменному шнуру, освобождая при этом энергию синтеза, многократно перекрывающую энергию, затраченную на сжатие Z-пинча. Такова в целом суть предлагаемой здесь новой концепции т/я реактора. Данная работа содержит предварительные оценки энерговыделения в D^3He -Ве плазме и анализ кинетики ядерных процессов в этой горячей реагирующей смеси.

2 Физические процессы в Ве-D-Не системе с точки зрения генерации энергии на основе D^3He топливного цикла

Рассматриваемая энергосистема схематически изображена на Рис. 1. Она состоит из двухкомпонентной газовой смеси D^3He , которая под высоким давлением находится внутри замкнутой цилиндрической ^9Be капсулы. На левом торце лайнера предусмотрен электрон-фотонный конвертер, состоящий из элемента с высоким Z , который позволяет трансформировать часть энергии быстрых электронов в поток тормозных фотонов. Предполагается, что эта система сначала подвергается воздействию мощного импульса (мегаамперного) электрического тока (P_1) вдоль оси капсулы, и запаздывающего по времени импульса сверхинтенсивного лазерного излучения малой длительности (P_2), сфокусированного на торец капсулы. Результатом действия первого импульса P_1 является быстрый разогрев системы и последующее сжатие капсулы мощными пондеромоторными силами, в результате чего она переходит в состояние сильно сжатого лайнера с плазменной бериллиевой оболочкой, внутри которой заперта пока относительно холодная дейтерий-гелиевая плазма высокой плотности. Мы будем считать, что до момента наступления гидродинамического разлета лайнера его плотность близка к плотности твердого тела: $n_{\text{Be}} \simeq 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\text{D}} = n_{\text{He}} \simeq 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Основной целью второго, лазерного импульса P_2 является создание условий необходимых для реализации сценария быстрого поджига D^3He топлива. Этот сценарий включает в себя следующие этапы:

а) *Ядерно-физический нагрев топлива, индуцированный быстрыми электронами и тормозными фотонами.* Это каталитический механизм нагрева, который запускается быстрыми заряженными частицами, образующимися в материале конвертора и бериллиевом торце лайнера под действием сверхинтенсивного лазерного излучения. В первую

очередь, такими частицами являются релятивистские электроны, энергия которых может достигать десятков МэВ и часть из которых конвертируются в направленный поток МэВ'ных фотонов вдоль оси лайнера. Оба эти агента – первичные быстрые электроны и вторичные фотоны – вызывают процессы дезинтеграции ядер бериллия в плазменной оболочке: ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + 2n$, что приводит к появлению в D^3He плазме потока α -частиц и нейтронов надтепловых энергий. К таким процессам можно отнести первичную реакцию электрорасщепления бериллия: ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$; каскадные реакции типа ${}^9\text{Be}(e', e''n)$; фотоядерную реакцию ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ на тормозных фотонах; реакцию размножения нейтронов ${}^9\text{Be}(n, 2n)$. Указанные продукты дезинтеграции ${}^9\text{Be}$ могут нагревать D^3He плазму вблизи левого торца лайнера за счет ряда механизмов. Во-первых, благодаря кинематическому эффекту отдачи при упругом рассеянии этих продуктов (α -частиц и нейтронов) на ядрах D и ${}^3\text{He}$. Во-вторых, посредством экзотермической реакции перезарядки ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$, проходящей с большими сечениями в широком диапазоне энергий налетающих нейтронов. Следует особо подчеркнуть, что благодаря специфической кинематике этой реакции, энергии эмитированных тритонов оказывается близкой к энергии сильного ($3/2+$) резонанса в $\text{D}+\text{T}$ системе, через который и проходит основная реакция управляемого синтеза $\text{D}(t, n)\alpha$. Поэтому при достаточном интегральном потоке тепловых и надтепловых нейтронов, произведенных при электро- и фоторасщеплении бериллиевой стенки лайнера, энерговыделение в “запускающей” $\text{D}+\text{T}$ реакции может оказаться достаточным для быстрого поджига небольшой порции сжатого топлива, примыкающего к левому торцу реактора. Важно при этом, что при таком холодном поджиге никакого сильного разогрева вещества до тех высоких температур, при которых начинается интенсивный процесс горения, не требуется – весь процесс запускается ультракоротким лазерным импульсом и магнитным сжатием горючего внутри лайнера. Также следует отметить, что дополнительными каналами нагрева могут служить различные экзотермические реакции, вызываемые ионами топлива D , ${}^3\text{He}$ и продуктами их синтеза в бериллиевой оболочке. На Рис. 2 приведены сечения основных реакций в $\text{Be}-\text{D}-\text{He}$ системе в зависимости от энергии столкновения соответствующих ионов в системе их общего центра масс. Хорошо видно, что сечение реакции между ${}^9\text{Be}$ и водородом является аномально большим и почти равным сечению $\text{D}+{}^3\text{He}$ синтеза в максимуме.

б) *Гидродинамический нагрев топлива.* Такой канал нагрева может реализоваться из-за того, что короткий лазерный импульс будет вызывать ударную волну сжатия вещества на торце лайнера, которая затем начнет распространяться вдоль его оси. Если допустить, что ударная волна способна увеличить плотность вещества на порядок величины, то можно получить следующую оценку плотности плазмы на фронте ударной волны: $n_{\text{D}} = n_{\text{He}} \simeq 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$. При этом топливо будет не только сжиматься ударной волной, но и сильно нагреваться при быстром сжатии.

в) Интересным и пока открытым вопросом является относительная роль ядерно - физического и гидродинамического каналов в нагреве $\text{Be}-\text{D}-\text{He}$ системы. Вклад каждого из этих каналов будет зависеть от многих факторов. Это временные и энергетические характеристики электрического разряда P_1 ; запаздывание, интенсивность и временной профиль лазерного импульса P_2 ; технический дизайн энергосистемы, и ряд других факторов. Однако более важным обстоятельством является то, что совокупное действие всех перечисленных выше механизмов может вызвать разогрев D^3He плазмы до температуры, при которой полная выделяемая энергия синтеза превысит вложенную электрическую энергию. Тогда $\text{Be}-\text{D}-\text{He}$ система сможет исполнять роль термоядерного усилителя энергии. Если же температура достигнет точки зажигания самоподдерживающегося процесса горения, то рассматриваемая система будет служить генератором энергии.

Необходимым условием реализации описанного выше сценария является достаточная степень удержания D^3He плазмы. Такое удержание может быть достигнуто за счет испаре-

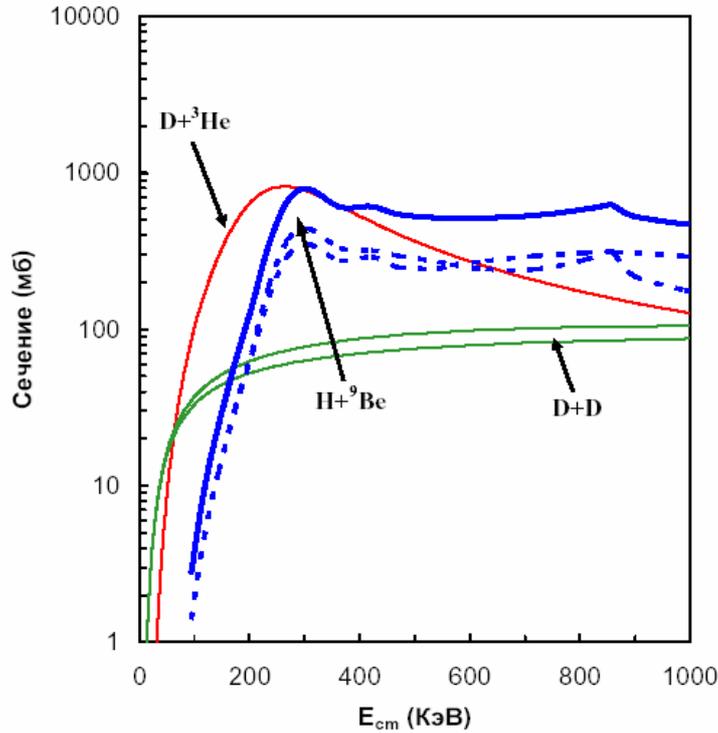


Рис. 2: Сечения ядерных реакций в Be-D-He системе. Пунктирными линиями показаны парциальные вклады (p, d) и (p, α) каналов в $H+{}^9\text{Be}$ реакцию.

ния и очень быстрого электромагнитного сжатия лайнера поперечными силами (т.е., фактически тут реализуется вариант сценария инерционного т/я синтеза). В этой связи полезно привести оценку пространственного параметра движения быстрых продуктов $D^3\text{He}$ синтеза в магнитном поле лайнера. Так, радиус r ларморовского вращения частицы с зарядовым числом Z и массовым числом A , находящейся на расстоянии ρ от тока I в системе, имеет вид: $r [\text{м}] = 7.2 \times 10^5 (AE [\text{МэВ}])^{1/2} (ZI [\text{а}])^{-1} \rho [\text{м}]$, где в квадратных скобках указаны размерности соответствующих величин. Отсюда следует, что для разрядного тока $I = 1 \text{ Ма}$ самая энергичная частица $D^3\text{He}$ синтеза – протон с энергией $E_p = 14.68 \text{ МэВ}$ – имеет радиус вращения $r = 2.8\rho$. Таким образом, радиус ларморовского вращения и поперечный размер лайнера оказываются величинами одного порядка, и это обстоятельство должно препятствовать вылету быстрых частиц из сжатой плазмы. Более того, высокая плотность и температура внутри лайнера приводят к очень быстрому и эффективному торможению заряженных частиц-продуктов синтеза. В итоге, средние кинетические энергии вылетающих из зоны реакции частиц окажутся намного ниже первоначальных значений. Поэтому реальный радиус удержания продуктов реакций будет меньше приведенных здесь оценок. Другое интересное обстоятельство, также способствующее удержанию плазмы, связано с ядерной реакцией $H+{}^9\text{Be}$. Эта реакция, имеющая довольно значительное сечение (см. Рис. 2), должна инициироваться в бериллиевой оболочке протонами $D+D$ и $D+{}^3\text{He}$ синтеза. Наши оценки показывают, что продукты $H+{}^9\text{Be}$ реакции (дейтроны, α -частицы и ядра ${}^6\text{Li}$) будут в основном греть оболочку лайнера, создавая дополнительный механизм ее расширения. При этом внутренняя поверхность оболочки, движущаяся в направлении оси лайнера, должна обжимать плазму и тем самым удерживать ее от разлета.

Таким образом, рассматриваемая нами задача является междисциплинарным исследованием, которое затрагивает широкий круг вопросов, касающихся ядерной физики, физи-

ки плотной плазмы, (магнитной) гидродинамики, оптики, и др. Среди основных ядерно-физических задач здесь следует выделить изучение генерация нейтронов в системе под действием сверхинтенсивного лазерного излучения, а также исследование кинетики ряда ядерно-физических процессов в области фронта ударной волны в плазме. Эти вопросы мы рассмотрим ниже.

3 Скорость ядерных реакций в плазме

Прежде чем приступить к моделированию ядерно-физических процессов в Be-D-He системе, остановимся на описании модели реакций в плазме. Скорость ядерной реакции в плазме (или число актов взаимодействия в единицу времени в единице объема) между двумя ансамблями частиц 1 и 2 равна

$$R_{12} = \alpha n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle_{12} \quad (1)$$

Здесь коэффициент α_{12} принимает значение 1/2 или 1 для реакции между частицами одного или разного сортов, соответственно; n_i - концентрация частиц сорта i ; $\langle \sigma v \rangle$ - параметр скорости реакции. Общее выражение для $\langle \sigma v \rangle$ имеет вид

$$\langle \sigma v \rangle = \int f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) \sigma(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|) |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2. \quad (2)$$

где $f_i(\mathbf{v}_i)$ и \mathbf{v}_i - функция распределения и скорость частиц i в лабораторной системе координат, соответственно.

3.1 Нерелятивистская плазма

Рассмотрим сначала реакции между двумя максвелловскими ансамблями нерелятивистских частиц. Как известно, нормированная на единицу максвелловская функция распределения частиц по скоростям $f_i(\mathbf{v}_i)$ ($i = 1, 2$) равна

$$f_i(\mathbf{v}_i) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i \mathbf{v}_i^2}{2T_i} \right), \quad \int f_i(\mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_i = 1 \quad (3)$$

где T_i - температура частиц i . В таком случае параметр скорости реакций (2) принимает вид

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle = & \int \left(\frac{m_1}{2\pi T_1} \right)^{3/2} \left(\frac{m_2}{2\pi T_2} \right)^{3/2} \\ & \times \exp\left(-\frac{m_1 v_1^2}{2T_1} - \frac{m_2 v_2^2}{2T_2} \right) \sigma(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|) |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 \end{aligned} \quad (4)$$

где $v_{1,2} = |\mathbf{v}_{1,2}|$. В интеграле (4) совершим переход от лабораторных скоростей \mathbf{v}_i к скорости относительного движения частиц \mathbf{v} и скорости движения их общего центра масс \mathbf{v}_R . В матричном виде такое преобразование можно записать следующим образом

$$\begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & m_1/[m_1 + m_2] \\ 1 & -m_2/[m_1 + m_2] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_R \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Тогда получаем

$$\langle \sigma v \rangle = \int \left(\frac{m_1}{2\pi T_1} \right)^{3/2} \left(\frac{m_2}{2\pi T_2} \right)^{3/2} \times \exp [-av^2 - bv_R - c(\mathbf{v}\mathbf{v}_R)] \sigma(v)v d\mathbf{v}d\mathbf{v}_R \quad (6)$$

где коэффициенты a , b , c равны

$$a = \frac{\mu}{2} \left(\frac{1}{m_1 T_1} + \frac{1}{m_2 T_2} \right), \quad b = \frac{1}{2} \left(\frac{m_1}{T_1} + \frac{m_2}{T_2} \right), \quad c = \mu \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (7)$$

Здесь μ - приведенная масса пары частиц (1,2). Теперь произведем диагонализацию квадратичной формы в показателе экспоненты в интеграле (6) с помощью преобразования

$$\begin{pmatrix} \mathbf{v}_R \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -c/(2b) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}'_R \\ \mathbf{v}' \end{pmatrix} \quad (8)$$

Учитывая, что якобиан такого преобразования $J = 1$ и $\mathbf{v} = \mathbf{v}'$, параметр скорости (6) реакции 1+2 реакции можно записать в виде

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \left(\frac{m_1}{2\pi T_1} \right)^{3/2} \left(\frac{m_2}{2\pi T_2} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \int \exp \left[- \left(a - \frac{c^2}{4b} \right) v^2 \right] \sigma(v)v d\mathbf{v} \int \exp [-bv_R^2] d\mathbf{v}_R \\ &= \left(\frac{\pi}{b} \right)^{3/2} \left(\frac{m_1}{2\pi T_1} \right)^{3/2} \left(\frac{m_2}{2\pi T_2} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \int \exp \left[- \left(a - \frac{c^2}{4b} \right) v^2 \right] \sigma(v)v d\mathbf{v} \end{aligned} \quad (9)$$

После интегрирования по угловым переменным $\sin \theta_{\mathbf{v}} d\theta_{\mathbf{v}} d\varphi_{\mathbf{v}}$ приходим к окончательному результату

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{m_1 T_2 + m_2 T_1}{m_1 + m_2} \right)^{-3/2} \\ &\quad \times \int_0^{\infty} E \sigma(E) \exp \left[- \frac{E}{(m_1 T_2 + m_2 T_1)/(m_1 + m_2)} \right] dE \end{aligned} \quad (10)$$

Введем следующее определение эффективной температуры плазмы

$$T_{eff} \equiv \frac{m_1 T_2 + m_2 T_1}{m_1 + m_2} \quad (11)$$

Тогда скорость реакции (10) между ансамблями частиц с температурами T_1 и T_2 можно представить как некоторую скорость реакции между этими частицами в одностепенной максвелловской плазме с эффективной температурой T_{eff} , даваемой формулой (11).

3.2 Релятивистская плазма

Формула (10) для скорости реакции в плазме применима в нерелятивистской среде. Однако плазма, образующаяся при воздействии мощных лазерных импульсов на вещество,

может иметь эффективную температуру несколько МэВ или даже выше. Это означает, что электроны в такой плазме будут релятивистскими и, следовательно, для описания реакций с их участием параметр скорости должен иметь релятивистское представление. Чтобы получить релятивистское выражение $\langle \sigma v \rangle$ перепишем интеграл (2) для функций распределения частиц $f_1(\mathbf{p}_1)$ и $f_2(\mathbf{p}_2)$ в импульсном представлении. Тогда релятивистский параметр скорости реакции $\langle \sigma v \rangle$ будет иметь вид

$$\langle \sigma v \rangle = \int f_1(\mathbf{p}_1) f_2(\mathbf{p}_2) \frac{\gamma_R c \beta_R}{\gamma_1 \gamma_2} \sigma(\beta_R) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 \quad (12)$$

где введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= (1 - \beta_{1,2}^2)^{-1/2} \\ \gamma_R &= \gamma_1 \gamma_2 (1 - \boldsymbol{\beta}_1 \boldsymbol{\beta}_2) \\ \boldsymbol{\beta}_{1,2} &= \mathbf{v}_{1,2}/c \\ \boldsymbol{\beta}_R &= \mathbf{v}_R/c \\ c & - \text{скорость света} \end{aligned} \quad (13)$$

В случае изотропных функций распределения $f_i(\mathbf{p}_i)$ интеграл (12) сводится к виду

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \beta_R c \sigma(\beta_R) F(p_R) dp_R \quad (14)$$

где $p_R = \gamma_R \beta_R m_2 c$ и

$$F(p_R) = \frac{\gamma_R \beta_R}{2m_2 c} \int_0^\infty \frac{f_1(p_1)}{\beta_1 \gamma_1^2} \left[\int_{\gamma_1 \gamma_R |\beta_1 - \beta_R| m_2 c}^{\gamma_1 \gamma_R |\beta_1 + \beta_R| m_2 c} \frac{f_2(p_2)}{\beta_2 \gamma_2^2} dp_2 \right] dp_1 \quad (15)$$

Равновесная функция распределения в релятивистском пределе, нормированная на единицу в импульсном пространстве, имеет следующее выражение

$$\begin{aligned} f_i(p_i) &= \frac{p_i^2 \exp[-(p_i^2 c^2 + m_i^2 c^4)^{1/2}/T_i]}{m_i^2 c T_i K_2(m_i c^2/T_i)} \\ \int f_i(\mathbf{p}_i) d\mathbf{p}_i &= \int_0^\infty f_i(\mathbf{p}_i) 4\pi p_i^2 dp_i \equiv \int_0^\infty f_i(p_i) dp_i \end{aligned} \quad (16)$$

где K_2 - модифицированная функция Бесселя второго рода 2-го порядка. После ряда вычислений [6] можно получить следующее выражение для функции $F(p_R)$ в параметре скорости реакции (14)

$$F(p_R) = \frac{\gamma_R^2 \beta_r^2 \phi_1 \phi_2 K_1(z)}{m_2 c K_2(\phi_1) K_2(\phi_2) z} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \phi_i &= m_i c^2 / T_i \\ z &= (\phi_1^2 + 2\phi_1 \phi_2 \gamma_R + \phi_2^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (18)$$

и K_1 - модифицированная функция Бесселя второго рода 1-го порядка. Как известно, в общем случае функции Бесселя $K_\nu(z)$ удовлетворяет следующему интегральному представлению

$$K_\nu(z) = \int_0^\infty \exp(-z \cosh t) \cosh(\nu t) dt \quad (19)$$

однако для предельных случаев больших и малых аргументов в расчетах удобно использовать асимптотические разложения [7]. В заключение отметим, что формула (14) носит общий характер и справедлива как для релятивистских, так и нерелятивистских частиц. Можно показать, что в последнем случае параметр скорости (14) может быть приведен к выражению (10).

4 Реакция электрорасщепления в бериллиевой плазме под действием фемтосекундного лазерного импульса

Обратимся теперь к генерации нейтронов в плотной бериллиевой плазме, образованной в результате быстрого электрического нагрева и последующего сжатия Be-D-He лайнера. Здесь мы рассмотрим один из малоизученных каналов рождения нейтронов надтепловых энергий в среде. Это первичная реакция электрорасщепления ${}^9\text{Be}$, которые инициируются релятивистскими электронами, ускоренными в поле мощного лазерного фемтоимпульса до энергий, значительно превышающих порог реакции $E_{thr} = 1.67$ МэВ.

4.1 Скорость реакции электрорасщепления

Сечение ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ процесса приведено на Рис. 3. Это сечение было построено нами на основе данных [8, 9, 10, 11] и их экстраполяции в область высоких энергий вплоть до 10 МэВ. Для описания реакции при энергии электрона E_e свыше 10 МэВ мы использовали два модельных представления. Так, в модели 1 предполагалось, что сечение электрорасщепления ${}^9\text{Be}$ слабо зависит от энергии и имеет среднее значение порядка 4×10^{-2} мб. В модели 2 сечение реакции при $E_e > 10$ МэВ полагалось равным нулю. Хотя вторая модель не является реалистичной, она позволяет получить один важный результат – выяснить роль высокоэнергетического хвоста функции распределения электронов в формировании потока надтепловых нейтронов в плазме.

Моделирование генерации нейтронов в плотной бериллиевой плазме была проведено для трех разных интенсивностей I (Вт/см²) лазерных импульсов, характеристики которых приведены в Таблице 1. Нами рассматривался релятивистский диапазон интенсивности лазерного излучения $I = 10^{18} - 10^{20}$ Вт/см²¹. Важным фактором воздействия такого излучения на мишень является формирование большой надтепловой электронной компоненты плазмы. Ранее было показано, что функция распределения надтепловых электронов быстро убывает с энергией и простирается до некоторого максимального значения – так называемой энергии отсечки E_{cut} [14]. С приличной степенью точности это распределение может быть аппроксимировано экспоненциальной функцией типа

$$n_e \sim n_0 \exp(-E/T_e^{eff}) \quad (20)$$

¹Отметим, что в настоящее время, как показали детальные исследования [12, 13], даже с использованием тех кристаллов для активной среды (сапфир-титан), которые имеются сегодня, можно достичь лазерных интенсивностей свыше 10^{22} Вт/см², то есть петаваттных мощностей, что намного облегчит процесс зажигания т/я процесса в сжатой плазме пинча.

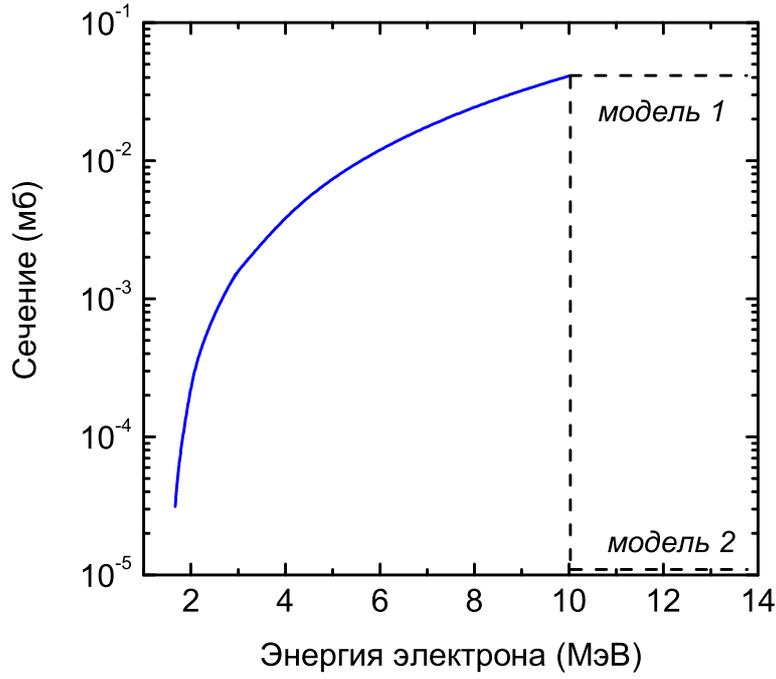


Рис. 3: Сечение реакции электрорасщепления.

Таблица 1: Характеристики воздействия интенсивного лазерного излучения на мишень.

№.	P (ТВТ)	I (Вт/см ²)	T_e^{eff} (МэВ)	E_{cut} (МэВ)
1	1	10^{18}	0.8–1.5	~ 9.7
2	10	10^{19}	4.5–4.7	~ 32
1	100	10^{20}	14–15	~ 145

где параметр T_e^{eff} выражает эффективную температуру горячих электронов. Эта температура связана с интенсивностью лазерного излучения I приближенным соотношением [14, 15]

$$T_e^{eff} \simeq \alpha(I/I_{18})^{1/2}, \quad I_{18} = 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \quad (21)$$

где коэффициент $\alpha = 1.5$ МэВ. Диапазон между точной величиной температуры электронов и ее приближенным значением, а также соответствующая энергия отсечки спектра приведены в двух последних столбцах Таблицы 1 (по результатам работы [14]).

Рассчитанные параметры $\langle \sigma v \rangle$ для реакции ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ в плазме с релятивистской электронной компонентой приведены на Рис. (4)-(7). В частности, Рис. (4)-(6) показывают зависимость $\langle \sigma v \rangle$ от температуры T_e^{eff} надтепловых электронов для трех интенсивностей лазерных импульсов величины: $I = 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ Вт/см². В расчетах температура изменялась в пределах диапазонов, приведенных в Таблице 1. На этих рисунках сплошные и пунктирные линии показывают значения $\langle \sigma v \rangle$, полученные в моделях “постоянного” и “нулевого” сечений (см. Рис. 3), соответственно. Все расчеты были проведены для температуры ионов бериллия T_i в диапазоне 1 КэВ–1 МэВ. При этом было найдено, что варьирование ионной температуры в таких широких пределах не оказывает никакого влияния на величину $\langle \sigma v \rangle$. Этот результат является совершенно понятным и объясняется тем, что из-за малой массы электрона и его большой энергии определяющую роль в значении $\langle \sigma v \rangle$ играют параметры именно электронной компоненты плазмы².

²Однако при дальнейшем росте интенсивности излучения сверх $I_{lim} = 10^{18} \div 10^{19}$ Вт/см² в фокусе

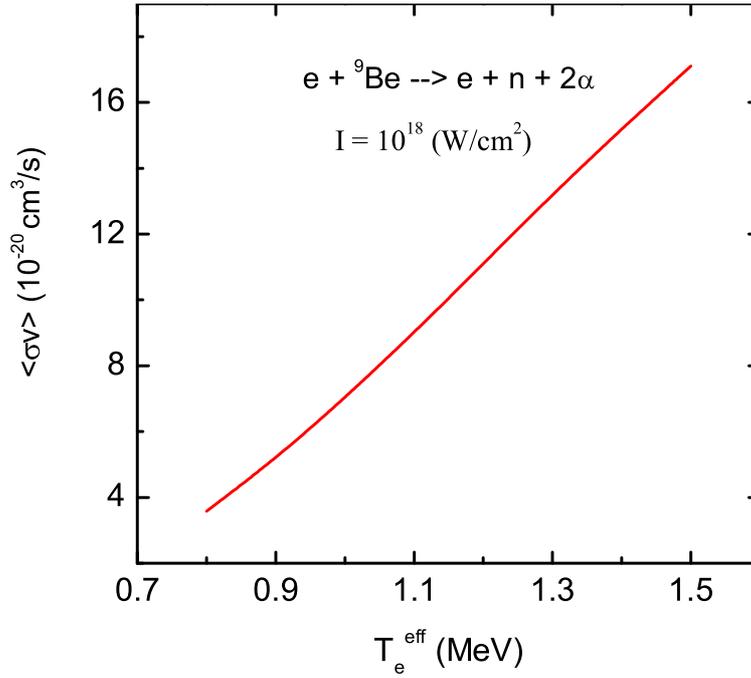


Рис. 4: Параметр скорости реакции электрорасщепления ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ как функция температуры надтепловых электронов. Интенсивность лазерного излучения $I = 10^{18}$ Вт/см².

Как видно из приведенных результатов, варьирование сечения реакции ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ в области энергий электронов свыше 10 МэВ (см. модели 1 и 2) начинает оказывать существенное влияние на величину скорости электрорасщепления ${}^9\text{Be}$ в случае больших интенсивностей падающего лазерного излучения. Очевидно, что этот эффект является прямым индикатором роли высокоэнергичного хвоста в функции распределения электронов с энергией $E_e > 10$ МэВ. Так, для $I = 10^{19}$ Вт/см² значение $\langle \sigma v \rangle$ в модели “постоянного сечения” превосходит величину $\langle \sigma v \rangle$ в модели “нулевого сечения” примерно в 4.5 раза. В случае интенсивности $I = 10^{20}$ Вт/см² соответствующее расхождение между параметрами скоростей реакции уже достигает 1.5 порядка величины. Эти результаты позволяют сделать следующий важный вывод. Ключевым ядерно-физическим вопросом в проблеме адекватного предсказания генерации нейтронов под действием лазерного импульса с $I \geq 10^{19}$ Вт/см² является точное экспериментальное и/или теоретическое определение полного сечения реакции электрорасщепления ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ при энергиях падающих электронов выше 10 МэВ, плохо известное в настоящее время³.

Найденная зависимость параметра скорости ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ реакции от интенсивности лазерного излучения приведена на Рис. 7. Как видно, увеличение скорости реакции электрорасщепления $\langle \sigma v \rangle$ с ростом I носит нелинейный характер. Важно отметить, что в области высоких интенсивностей $I > 10^{19}$ Вт/см² приведенная на Рис. 7 кривая должна давать сильно заниженные значения. Дело в том, что при таких интенсивностях резко возрастает роль высокоэнергичных электронов, в то время как приведенные на рисунке результаты были получены в модели “постоянного сечения”, которое явно недооценивает сечение реакции при энергиях выше 10 МэВ. Поэтому полученные здесь результаты по

лазерного импульса, наряду с ускорением электронов, будет происходить также большое ускорение ионов бериллия вплоть до энергий в десятки МэВ. В итоге, вторичные ядерные реакции этих ускоренных ионов с ионами D^3He плазмы будут порождать дополнительный поток быстрых нейтронов и α -частиц.

³Основной экспериментальной трудностью точного измерения данного сечения электрорасщепления является необходимость аккуратного отделения сечения электрорасщепления от сильно превосходящего его (в 100 и более раз) сечения фоторасщепления ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$.

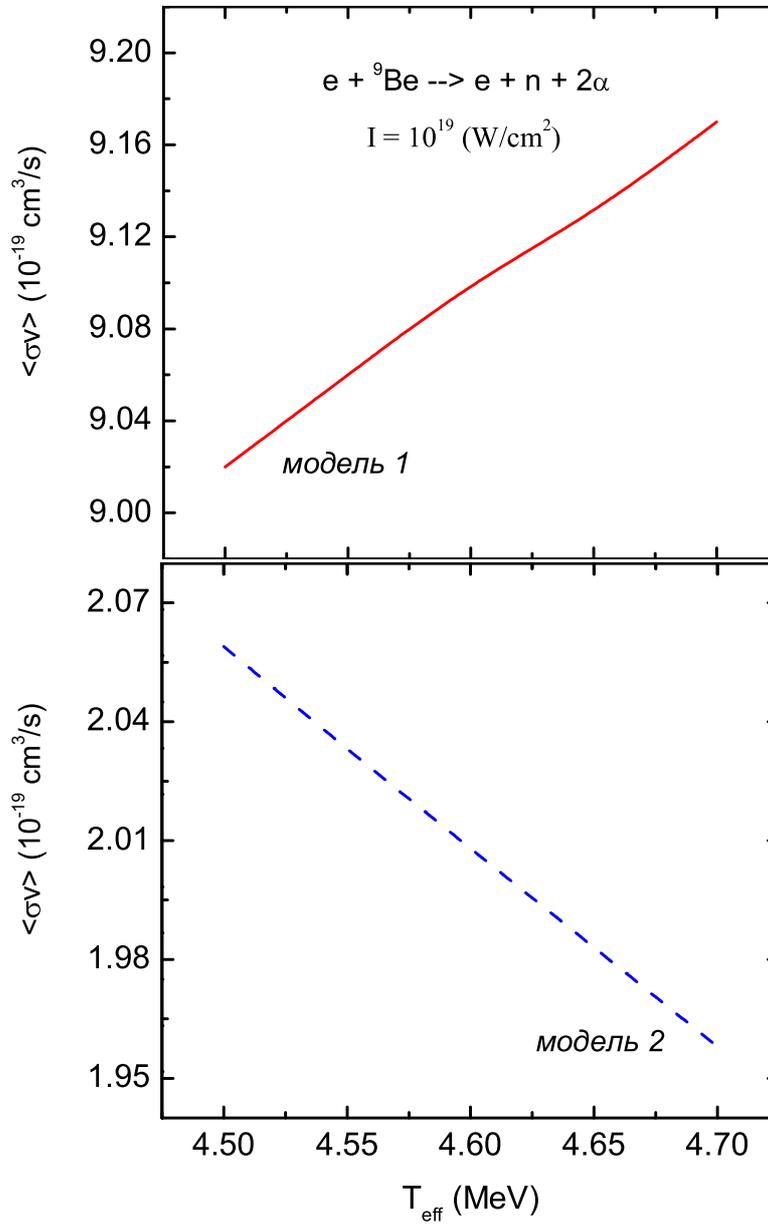


Рис. 5: Электрорасщепление бериллия в лазерной плазме для двух моделей сечения ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ (см. Рис. 4). Интенсивность лазера $I = 10^{19}$ Вт/см².

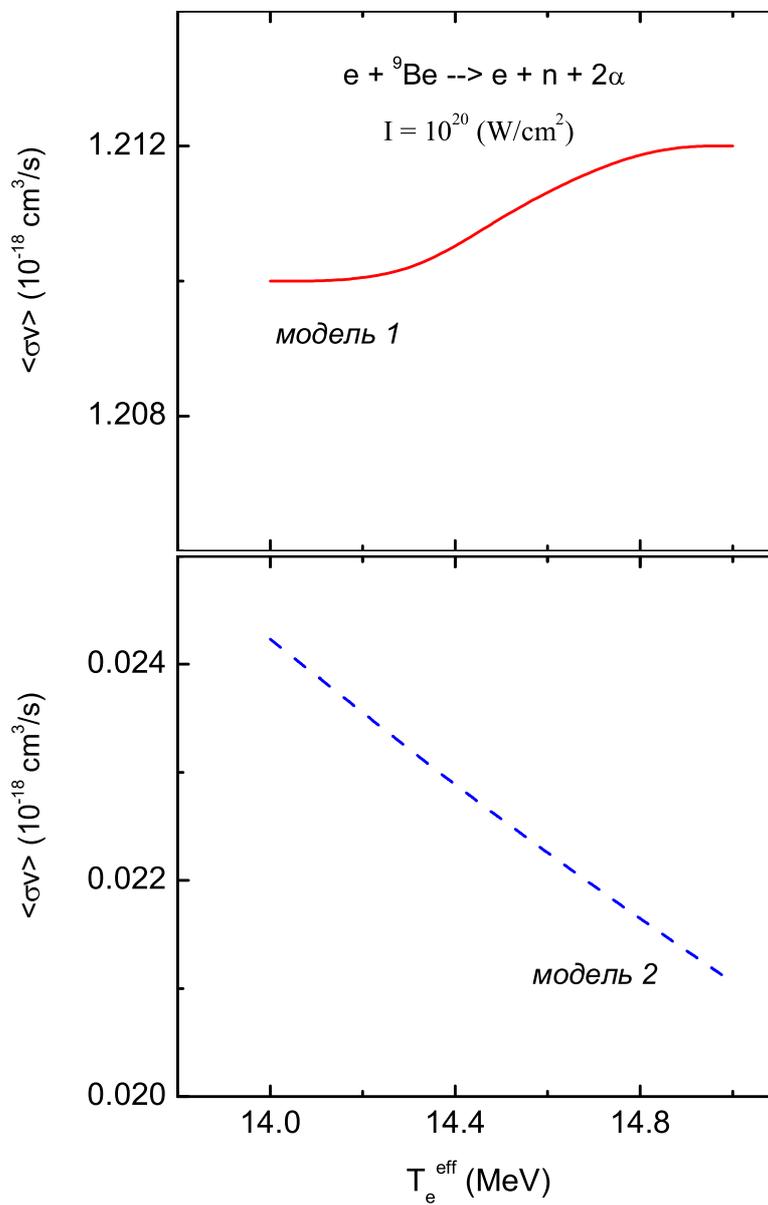


Рис. 6: Электрорасщепление бериллия в лазерной плазме для двух моделей сечения ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ (см. Рис. 4). Интенсивность лазера $I = 10^{20}$ Вт/см².

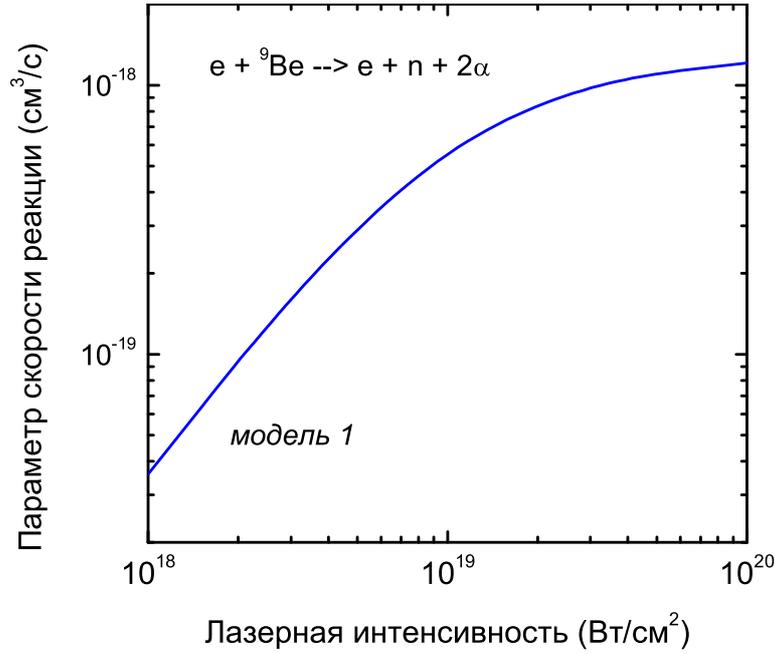


Рис. 7: Параметр скорости реакции электрорасщепления ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ как функция интенсивности лазерного излучения.

выходу электро- и фото-нейтронов имеют характер “нижней границы”.

4.2 Выход электронейтронов

Определим теперь выход Y_n (т.е., удельную скорость генерации) нейтронов в ${}^9\text{Be}(e, e'n)$ реакции в плазменной мишени (без учета вклада нейтронов от расщепления ускоренных ионов бериллия). Выход Y_n и параметр скорости реакции $\langle\sigma v\rangle$ связаны следующим соотношением

$$Y_n = \frac{dn_n}{dt} = n_e n_i \langle\sigma v\rangle \quad (22)$$

где n_e и n_i - плотность надтепловых электронов и ионов бериллия, соответственно. Выход нейтронов, при плотности сжатой плазмы $n_i = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и доле надтепловых электронов $\eta_e = 0.1\text{--}10\%$ от общего количества электронов в плазме, приведен на Рис. 8. Хотя величина Y_n , отнесенная к 1 см^3 вещества мишени, в 1 сек достаточно велика, абсолютное число нейтронов, испущенных за один лазерный импульс, должно быть подавлено из-за малой длительности этого импульса и небольшого объема вещества, где может эффективно протекать $e + {}^9\text{Be} \rightarrow n + 2\alpha + e'$ реакция. Полное число испущенных нейтронов N_n можно оценить следующим образом:

$$N_n = \int Y_n dt dV \simeq n_e^* n_i^* \langle\sigma v\rangle^* \tau V \quad (23)$$

В правой части выражения (23) звездочкой отмечены средние значения плотностей надтепловых электронов и ядер ${}^9\text{Be}$, а также среднее значение параметра скорости реакции за время действия лазерного импульса длительности τ . Эффективный объем реакции $e + {}^9\text{Be}$ имеет вид $V = \pi d^2 \langle L_e \rangle / 4$, где d - диаметр лазерного пятна и $\langle L_e \rangle$ - характерная длина пробега быстрых электронов в плотной бериллиевой плазме. Поскольку пробег электрона L_e зависит от его кинетической энергии, величина $\langle L_e \rangle$ представляет собой пробег

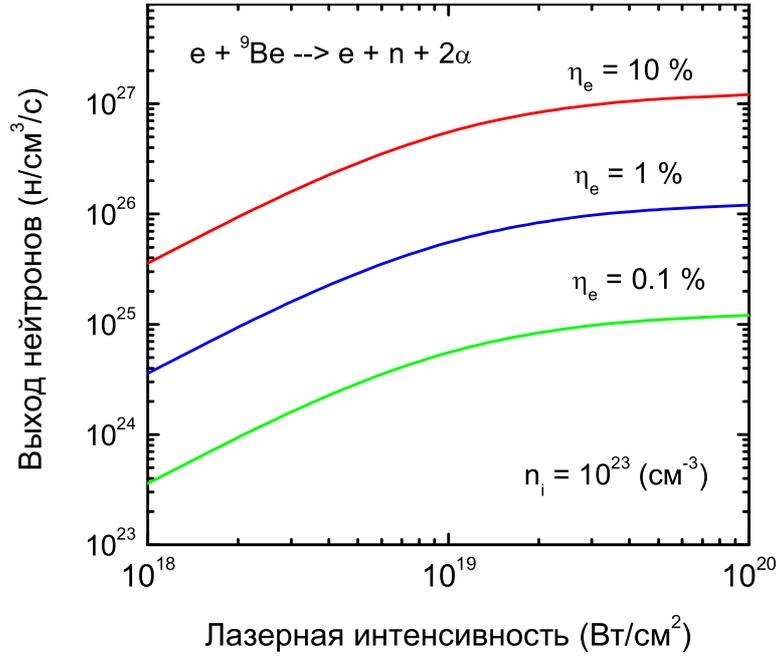


Рис. 8: Выход нейтронов из реакции ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ в бериллиевой плазме.

быстрых электронов $L_e(E_e)$, усредненный по их функции распределения $f_e(E_e)$. При этом следует учесть, что пробег быстрых электронов в конденсированной среде сильно зависит от их энергии и резко растет с ростом максимальной энергии электронов. А поскольку доля быстрых электронов (и их максимальная энергия) сильно увеличивается с ростом лазерной интенсивности I , то эффективная область взаимодействия лазерного импульса с конденсированной мишенью будет также резко расти с ростом I . В качестве примера оценим здесь выход нейтронов при следующих параметрах эксперимента: диаметр пятна $d = 15$ мкм, пробег $\langle L_e \rangle \simeq 6$ мм, длительность импульса $\tau = 100$ фс, интенсивность $I = 10^{19}$ Вт/см². Тогда в случае если доля надтепловых электронов $\eta_e \sim 1\%$ получаем количество нейтронов на уровне $N_n \sim 10^7$ за один импульс. Это значение на несколько порядков превышает поток нейтронов, зарегистрированный ранее в лазерных экспериментах с твердыми Be-мишенями [16, 17]. Здесь особо следует подчеркнуть, что приведенная оценка N_n дает количество только электронейтронов, т.е., нейтронов рожденных в первичной реакции электрорасщепления ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$. Но как отмечено в разделе 1, существуют, по крайней мере, три важных дополнительных механизма образования нейтронов в бериллиевой плазме: каскадное расщепление типа $(e', e''n)$, фоторасщепление ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ и размножения нейтронов ${}^9\text{Be}(n, 2n)$. Наши предварительные оценки показывают, что эти механизмы способны увеличить генерацию нейтронов более, чем на 2-3 порядка величины.

На Рис. 9 представлена приблизительная схема экспериментального измерения полного выхода нейтронов из *плазменной* бериллиевой мишени. Здесь использованы следующие обозначения: 1 - вакуумная камера; 2 - окно вакуумной камеры; 3 - твердая бериллиевая мишень; 4 - конденсаторный блок, способный высвободить в одном разряде запасенную энергию порядка нескольких МДж (предназначен для перевода мишени в плазменное состояние); 5 - импульс фемтосекундного лазера; 6 и 7 - детекторные блоки для регистрации нейтронов; 8 - кожух для частичной защиты внутренней стенки камеры от загрязнения продуктами испарения мишени и токоподводящих электродов. Блок 6 предназначен для измерения потока нейтронов в 4π -геометрии, выходящих из мишени при лазерном импульсе. Блок времени-пролетных детекторов 7 предусмотрен для измерения спектра вылетающих нейтронов (благодаря очень короткому лазерному импульсу время пролета нейтронов

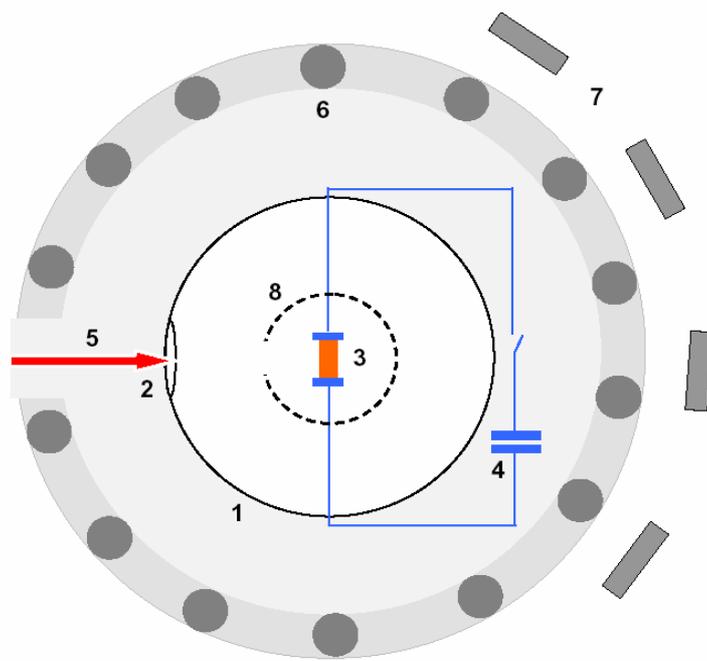


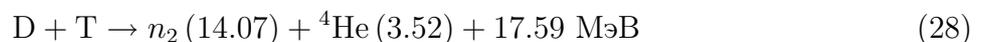
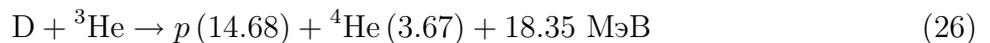
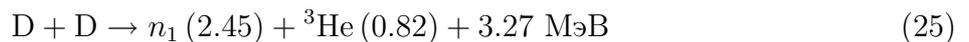
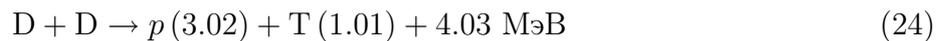
Рис. 9: Приблизительная схема эксперимента для измерения выхода нейтронов из плазменной бериллиевой мишени.

до детекторов можно измерить с большой точностью). Блок 6 целесообразно собрать из газовых гелиевых счетчиков (работающих в коронном или пропорциональном режимах), способных регистрировать тепловые и медленные нейтроны с эффективностью порядка 90 %. Благодаря своей надежности и уникальной эффективности такие счетчики вот уже на протяжении многих лет успешно используются при проведении наземных и космических экспериментов. Для регистрации полного потока нейтронов с энергией от долей эВ до несколько МэВ гелиевые счетчики должны быть окружены подходящим замедлителем.

5 Реакции в сжатой D^3He плазме

5.1 Ядерно-физическая кинетика и динамика выделения энергии

Обратимся теперь к динамике каталитического горения D^3He топливной смеси. Мы не будем интересоваться процессами радиационного захвата с участием ядер D и 3He (которые, впрочем, могут иметь диагностическое применение) и остановимся на следующих первичных и каталитических каналах выделения энергии в плазме



Здесь числа в скобках дают кинетические энергии (в МэВ) соответствующих продуктов реакций, а все нейтроны снабжены индексами для того чтобы различить их парциальный

вклад в уравнения, приведенные ниже. Рассмотрим кинетику этих реакций и динамику выделения энергии синтеза в области фронта ударной волны в плотной плазме, запертой внутри лайнера. Система уравнений, описывающая скорость изменения плотности компонент смеси n_D и n_{He} (т.е., выгорание топлива), и скорость выделения энергии синтеза $\mathcal{E}_F = E_F/V$ (V - объем зоны горения), имеет следующий вид

$$\frac{dn_D}{dt} = -n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDp} - n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDn} - n_D n_{He} \langle \sigma v \rangle_{DHe} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (30)$$

$$\frac{dn_{He}}{dt} = -n_{He}^2 \langle \sigma v \rangle_{HeHe} - n_D n_{He} \langle \sigma v \rangle_{DHe} + \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDn} \quad (31)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDp} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - n_T^2 \langle \sigma v \rangle_{TT} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_{F,ch}}{dt} = P_{F,ch} = & \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDp} Q_{DDp} + \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDn} E_{He} \\ & + n_D n_{He} \langle \sigma v \rangle_{DHe} Q_{DHe} + \frac{1}{2} n_{He}^2 \langle \sigma v \rangle_{HeHe} Q_{HeHe} \\ & + n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{\alpha(DT)} + \frac{1}{2} n_T^2 \langle \sigma v \rangle_{TT} E_{\alpha(TT)} \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_{F,n}}{dt} = P_{F,n} = & \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DDn} E_{n_1} + n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{n_2} \\ & + \frac{1}{2} n_T^2 \langle \sigma v \rangle_{TT} (E_{n_3} + E_{n_4}) \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь τ_i - характерное время удержания иона i в зоне реакции на фронте ударной волны; $\mathcal{E}_{F,ch}$ и $\mathcal{E}_{F,n}$ - выделяемая удельная энергия синтеза, приходящаяся на заряженные частицы и нейтроны, соответственно. Систему (30)-(34) необходимо дополнить уравнением для скорости потерь энергии \mathcal{E}_B на тормозное излучение

$$\frac{d\mathcal{E}_B [\text{МэВ см}^{-3}]}{dt} = P_B [\text{МэВ см}^{-3} \text{с}^{-1}] = 0.334 \times 10^{-17} n_e T_e^{1/2} \sum_k n_k Z_k^2 \quad (35)$$

где суммирование ведется по заряженным частицам (ионам топлива и продуктам реакций) в плазме. При указанных в (35) размерностях удельной энергии \mathcal{E}_B и мощности P_B потерь, плотности n_e , n_k и электронная температура T_e должны выражаться в см^{-3} и КэВ, соответственно.

Расчет кинетики реакций на фронте ударной волны был проведен для ионной температуры плазмы T в диапазоне 10–30 КэВ. При этом начальная плотность плазмы сжатой в области фронта ударной волны принималась равной $n_D = n_{He} \simeq 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Наши оценки показали, что при такой высокой плотности величина пробега ионов топлива с энергией $E_{th} = 3T/2$ намного меньше характерной толщины фронта ударной волны (которую мы приняли равной ~ 1 мм). Поэтому можно считать, что удержание ионов топлива в локальной области горения является идеальным. Так как в рассматриваемом диапазоне температур скорости реакций (24)-(29) заметно различаются между собой, система уравнений (30)-(34) с математической точки зрения является жесткой, т.е., временные шкалы различных членов, входящих в эту систему, сильно различаются между собой. Это означает, что стандартные методы решения дифференциальных уравнений оказываются здесь крайне неэффективными. Поэтому с целью повышения устойчивости всей вычислительной процедуры система уравнений (30)-(34) решалась методом Гира [18], специально разработанным для численного интегрирования систем жестких дифференциальных уравнений подобного типа. Результаты наших расчетов приведены на Рис. 10. Здесь отражена динамика изменения плотности дейтерия n_D и гелия-3 n_{He} , а также динамика выделения энергии синтеза

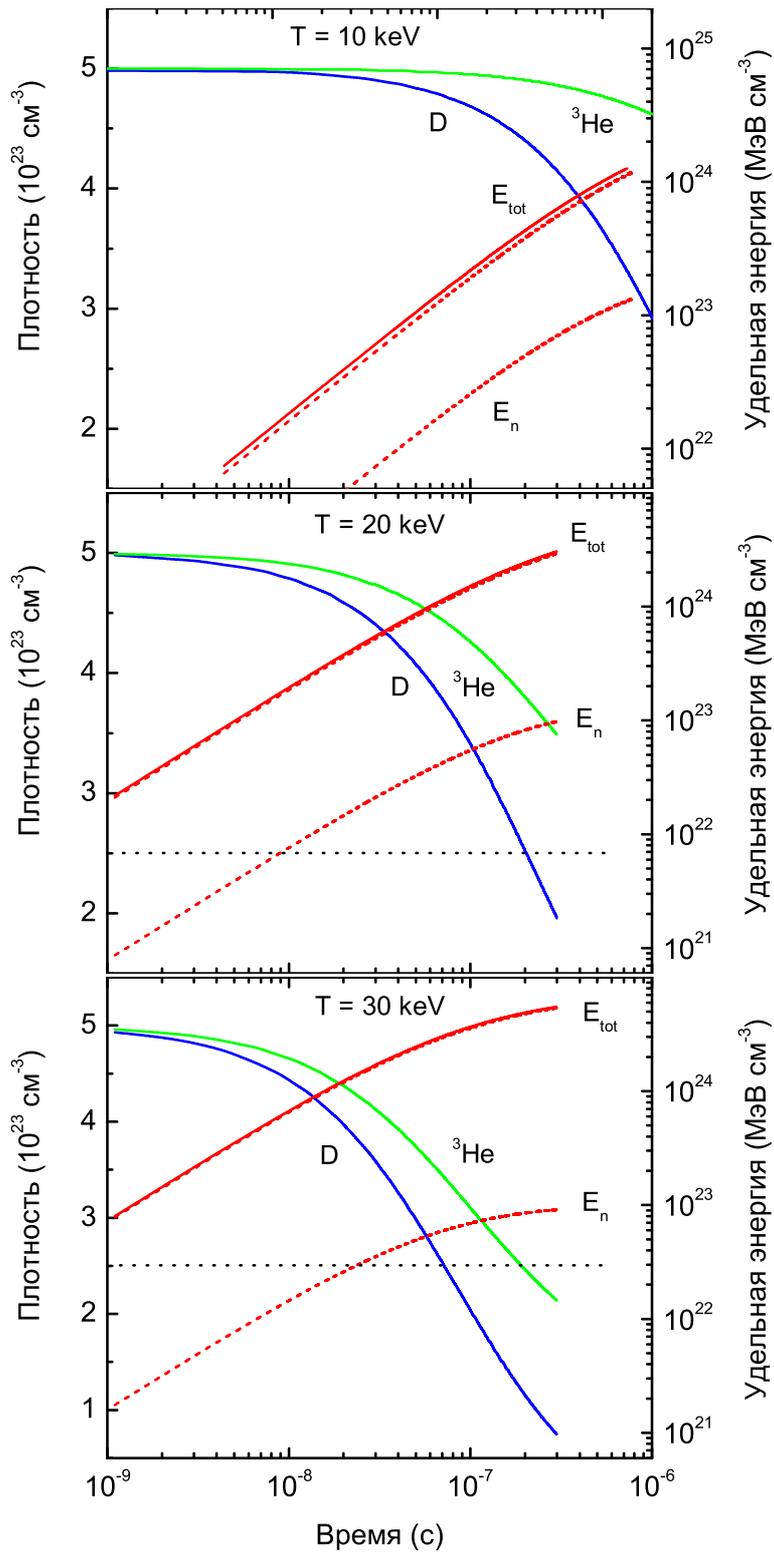


Рис. 10: Динамика выгорания D^3He топлива и выделения энергии синтеза на фронте ударной волны для температур $T = 10, 20$ и 30 КэВ. Начальная плотность сжатого топлива в этой области $n_{\text{D}} = n_{\text{He}} \simeq 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

в области на фронте ударной волны. Парциальный вклад в энерговыделение от нейтронов и заряженных частиц показан на Рис. 10 пунктирными линиями. Для удобства сравнения, точечные горизонтальные линии на рисунках показывают уровень 50 %-го выгорания для каждого типа ионов топлива. Как видно, при температуре 20 КэВ и выше такая степень выгорания дейтерия достигается за время $t_{fus} \sim 10^{-7}$ с. Если принять далее, что согласно имеющимся экспериментальным данным [19] скорость ударной волны в конденсированной среде указанной плотности составляет 3-10 км/с, то время прохождения ударной волной отрезка плазменного шнура $l \sim 1$ мм составляет также $\tau = 10^{-7}$ с. Отсюда следует важный вывод, что при таких условиях время полувыгорания D^3He плазмы на фронте волны вполне сравнимо с характерным временем t_{shock} прохождения ударной волной локальной области горения (что фактически и определяет время “жизни” t_{life} этой области). Более того, при росте интенсивности поджигающего лазерного импульса I до $10^{21} \div 10^{22}$ Вт/см² (что уже достигнуто в настоящий момент на установке HERCULES [12]), температура на фронте волны может стать больше, чем 30 КэВ, и соответственно время полувыгорания станет еще короче. В итоге мы получаем волну горения, бегущую по сжатому плазменному шнуру со скоростью $v_{burn} = 3-4$ км/с. Выделяемая энергия синтеза, приходящаяся отдельно на нейтроны и заряженные частицы, показана на Рис. 10 пунктирными линиями. Как видно, подавляющая часть получаемой энергии уносится заряженными частицами. Это составляет важный результат исследования, поскольку, как уже отмечено выше, при тех параметрах плазмы, которые достигаются в данном процессе, все быстрые заряженные частицы удерживаются внутри или вблизи плазменного шнура, поддерживая волну горения.

Для доказательства такой возможности важно определить пространственную область, в которой будет локализована выделяемая энергия. Для этого необходимо проследить процесс замедления заряженных продуктов первичных реакций (24)-(27) в D^3He плазме. Здесь мы будем интересоваться двумя интегральными параметрами замедления - длиной l_{th} и временем τ_{th} пробега частиц до момента наступления термализации. Эти параметры определяются следующим образом

$$l_{th} = - \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{(2E_j/m_j)^{1/2} dE_j}{\langle dE_j/dt \rangle_{j-e} + \langle dE_j/dt \rangle_{j-i}} \quad (36)$$

$$\tau_{th} = - \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{(dE_j)}{\langle dE_j/dt \rangle_{j-e} + \langle dE_j/dt \rangle_{j-i}} \quad (37)$$

где члены $\langle dE_j/dt \rangle_{j-k}$ ($k = e, i$) дают потери энергии частицы j в кулоновских соударениях с электронами и ионами D^3He плазмы. В данной работе скорость потерь $\langle dE_j/dt \rangle_{j-k}$ определялись в рамках классической модели бинарных столкновений в плазме с дебаевским обрезанием радиуса действия кулоновских сил [20]. Рассчитанные таким образом параметры термализации частиц в области фронта ударной волны приведены в Таблице 2. Эти результаты позволяют сделать следующий важный вывод: почти все продукты реакций синтеза не будут покидать локальную область горения, имеющую пространственный размер, не превышающий ~ 1 мм. Это в конечном итоге и доказывает, что заметная доля генерируемой т/я энергии будет идти в первую очередь именно на поддержание локального т/я горения на фронте ударной волны, а не на тепловой прогрев большого объема плазмы внутри лайнера. Очевидно, это обстоятельство будет поддерживать горение в локальной области, и способствовать продвижению волны горения вдоль продольной оси лайнера до момента наступления гидродинамического разлета или критического развития плазменных неустойчивостей. Таким образом, при таких параметрах плазмы достаточно

Таблица 2: Длина пробега l_{th} (в мм) и время термализации τ_{th} (в нс) быстрых продуктов реакций синтеза (24)-(26), указанных вместе с их энергиями (в МэВ) в верхней строчке таблицы, в области фронта ударной волны.

T (КэВ)	$t(1.01)$		$p(3.02)$		${}^3\text{He}(0.82)$		$\alpha(3.67)$		$p(14.68)$	
	l_{th}	τ_{th}	l_{th}	τ_{th}	l_{th}	τ_{th}	l_{th}	τ_{th}	l_{th}	τ_{th}
10	0.57	0.11	1.43	0.12	0.114	0.023	0.54	0.070	4.3	0.20
20	0.56	0.10	1.38	0.11	0.112	0.023	0.53	0.069	4.2	0.19
30	0.56	0.10	1.36	0.11	0.110	0.023	0.52	0.069	4.1	0.18

создать условия для быстрого холодного поджига в малой начальной области плазменного шнура, а затем волна т/я горения быстро будет распространяться по шнуру. Точная динамика распространения волны горения будет зависеть от потерь энергии плазмой (главным образом радиационных потерь). Как показывают наши оценки, в равновесных условиях энергия, выделяемая в виде тормозного излучения, оказываются того же порядка, что и т/я энерговыделение. Однако в неравновесных условиях, которые весьма вероятны при быстром распространении волны детонации вдоль плазменного шнура, скорость энерговыделения будет превосходить скорость потерь (за счет вклада высокоэнергичных хвостов функций распределения ионов, не успевающих термализоваться при быстром прохождении детонационной волны).

Здесь полезно оценить соотношение вложенной электрической энергии и энергии т/я синтеза в ударной волне. В качестве примера, рассмотрим этот баланс для процесса с температурой $T_i = T_e = 20$ кэВ и длительностью $t = 10^{-7}$ с (примерное время прохождения ударной волной отрезка шнура в 1 мм). Из графиков на Рис. 10 находим, что при таких условиях степень выгорания дейтерия и гелия равна $\xi_D \simeq 50\%$ и $\xi_{He} \simeq 20\%$, а удельное энерговыделение при этом составляет $\mathcal{E}_{F, ch} \simeq 1.5 \times 10^{24}$ (МэВ/см³) = 240 (МДж/мм³). Если теперь принять во внимание, что вложенная энергия (определяемая в основном энергией электрического разряда) не превышает нескольких МДж, то для коэффициента усиления энергии получаем величину $\epsilon = 50-100$. Однако следует отметить, что этот результат является лишь приблизительной оценкой, так как точный энергобаланс должен учитывать важную роль радиационных потерь и вклад надтепловых реакций синтеза. Причем реальный уровень радиационных потерь (35) должен определяться с учетом того благоприятного обстоятельства, что, как отмечается во многих исследованиях по кинетике сжатия Z пинча, электронная температура $T_e < T_i$.

5.2 Оптимизация топливной системы

Кратко рассмотрим проблему оптимальной конфигурации Be-D-He системы. Нахождение такой конфигурации включает в себя решение ряда физических и технических задач, одной из которых является определение оптимального соотношения количества дейтерия и гелия-3 в топливной смеси. Остановимся на последнем вопросе подробнее. Результаты, представленные в данной работе, были получены для однородной смеси дейтерия и гелия-3 с равным процентным содержанием этих элементов: $n_D = n_{He}$. Однако такое соотношение компонент топлива может оказаться не самым оптимальным в силу ряда причин. Главной из них является то, что общий энергетический баланс системы должен определяться на основе соотношения выделяемой мощности синтеза P_F и мощности потерь P_B - то есть, величин, имеющих разные зависимости от парциальных плотностей n_D и n_{He} . Ниже мы покажем простой способ определения оптимального соотношения этих элементов. Для этого введем коэффициент относительного содержания дейтерия и гелия-3 в смеси: $\eta = n_{He}/n_D$. Тогда удельные мощности синтеза (33)-(34) и потерь (35) можно представить в

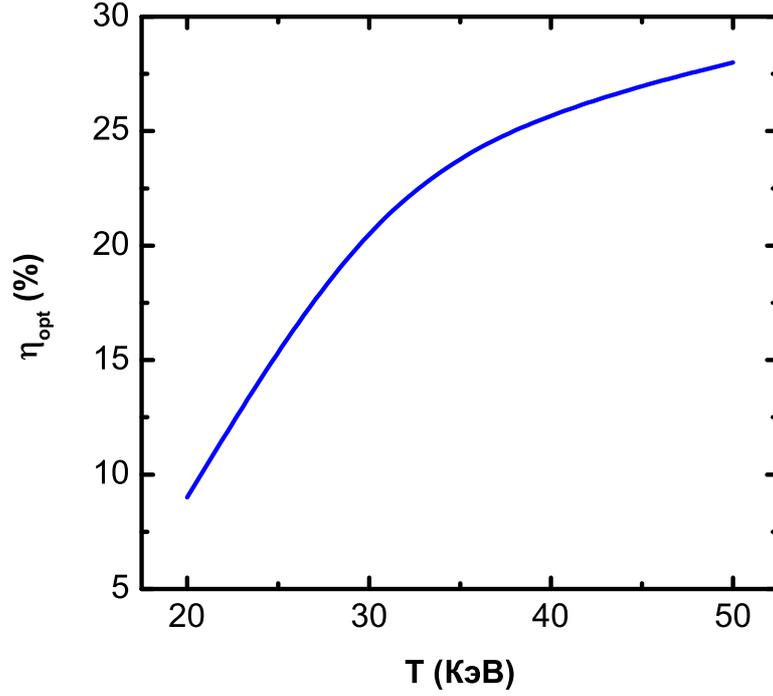


Рис. 11: Оптимальное соотношение дейтерия и гелия-3, $\eta_{opt} = n_{\text{He}}/n_{\text{D}}$, в топливной смеси.

виде

$$P_F = P_{F,ch} + P_{F,n} = \frac{n_e^2}{(1 + 2\eta)^2} (b_1 + \eta b_2) \quad (38)$$

$$P_B = 0.334 \times 10^{-17} n_e^2 T_e^{1/2} \frac{1 + 4\eta}{1 + 2\eta} \quad (39)$$

где введены следующие обозначения

$$b_1 = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_{\text{DDp}} Q_{\text{DDp}} + \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_{\text{DDn}} Q_{\text{DDn}}, \quad b_2 = \langle \sigma v \rangle_{\text{DHe}} Q_{\text{DHe}} \quad (40)$$

Отметим, что в (38) не учитывается вклад относительно слабой первичной реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ и всех каталитических процессов. Оптимальное соотношение дейтерия и гелия-3 дается величиной η_{opt} , при которой функция $f(\eta) = P_F/P_B$ достигает своего максимума. После несложных вычислений получаем следующий результат

$$\eta_{opt} = \frac{[16b_1^2 - 2b_2(6b_1 - b_2)]^{1/2}}{4b_2} - \frac{b_1}{b_2} \quad (41)$$

Таким образом, оптимальное соотношение компонент топлива $n_{\text{He}}/n_{\text{D}}$ зависит от температуры плазмы. Функция $\eta_{opt}(T)$ представлена на Рис. 11, который можно прокомментировать следующим образом. При $T < 20$ КэВ основным источником выделения энергии в плазме является D+D реакция, а добавление ${}^3\text{He}$ в топливо в первую очередь усиливает интенсивность тормозного излучения (которое, впрочем, также может найти весьма полезное применение). Поэтому отношение $\eta_{opt} = n_{\text{He}}/n_{\text{D}}$ не превышает 9 %. Однако с увеличением температуры плазмы вклад резонансной D+ ${}^3\text{He}$ реакции в энерговыделение быстро растет и, соответственно, оптимальное соотношение D и ${}^3\text{He}$ в смеси смещается в сторону бóльших концентраций гелия.

Другой важной проблемой требующей специального рассмотрения является выбор конструкции левой торцевой лазерной мишени лайнера. Иными словами, определение геометрии и соотношения толщин слоев тяжелого ($Z \gg 1$) конвертера и бериллиевой подложки. Это связано с тем обстоятельством, что сечение фоторасщепления ${}^9\text{Be}$ в среднем на 2 порядка величины превосходит сечение реакции электрорасщепления бериллия. Поэтому для увеличения выхода нейтронов выгоднее большую часть энергии электронов с помощью подходящей мишени конвертировать в γ -кванты, и использовать уже эти кванты для (γ, n) реакции. Однако спектр тормозного излучения быстрых электронов сильно смещен в область низких энергий фотонов, а для них сечения фоторасщепления невелики, и при достаточно высокой энергии электронов (т.е., при высокой интенсивности лазерного импульса $I = 10^{19} - 10^{20}$ Вт/см²) суммарное сечение прямой реакции электрорасщепления бериллия может превысить суммарное сечение фоторасщепления. Поэтому при разных интенсивностях I конструкция мишени должна быть разной для достижения максимального выхода электро- и фотонейтронов. Таким образом, эта проблема оптимизации мишени требует тщательного компьютерного моделирования.

6 Заключение

В данной работе мы рассмотрели оригинальную концепцию т/я реактора, основанного на комбинации цилиндрического лайнера из бериллия, заполненного топливной смесью D^3He , играющего роль тераваттного Z-пинча и синхронизованного с ним по времени импульса фемтосекундного лазера. При этом основная энергетика сжатия и первоначального нагревания плазмы (внутри лайнера) обеспечивается сжатием пинча ponderomotормыми силами, т.е., в конечном итоге мегаджоулями энергии, запасенной в источнике тока, тогда как ультракороткий лазерный импульс играет роль спускового крючка при выстреле из ружья, обеспечивая очень быстрый и холодный поджиг малой порции сжатого горючего. Этот поджиг осуществляется на основе локального импульса нейтронов, генерируемых в композитной мишени лазерным импульсом, что в свою очередь приводит к генерации быстрых тритонов с энергией вблизи $3/2+$ резонанса $\text{D}+\text{T}$ процесса. Эти ионы трития резонансным образом реагируют в относительно холодной ($T_i \sim 1 \div 2$ КэВ) очень плотной D^3He плазме с ионами дейтерия, приводя к быстрому дополнительному разогреву малой порции т/я горючего. Вместе с локальной волной сжатия, создаваемой ультракоротким лазерным импульсом, этот быстрый разогрев инициирует волну горения, распространяющуюся по плазменному шнуру, причем при определенных условиях скорость волны горения оказывается порядка скорости ударной волны. Таким образом, создаются условия для распространения самоподдерживающейся реакции вдоль плазменного шнура.

Приведенные в данной работе результаты свидетельствуют о возможности этого сценария. Однако для окончательных заключений и для постановки соответствующих экспериментов необходимо провести полное компьютерное моделирование не только кинетики ядерных реакций в сжатом плазменном шнуре с учетом всех механизмов потерь энергии, но и электрон-фотонных лавин (индуцированных импульсом фемтосекундного лазера) в материале лазерной мишени. Помимо этого, необходимо исследовать трудную проблему взаимодействия ударной волны, распространяющейся вдоль плазменного шнура, с плазменными неустойчивостями различного рода. Данная работа является первым шагом в большом междисциплинарном исследовании на границе физики плазмы, лазерной и ядерной физики, теории ударных волн с направленность на новую альтернативную энергетiku и физику экстремальных состояний.

Список литературы

- [1] “Review of the Inertial Fusion Energy Program”, U.S. Department of Energy Report, DOE/SC-0087 (2004).
- [2] С.Л. Недосеев, “Энергия инерциального термоядерного синтеза. Концепция термоядерного реактора с драйвером на основе Z-пинча”, МФТИ (2004).
- [3] С.Л. Недосеев, “Самосжатый излучающий разряд высокой мощности с холодным стартом”, МФТИ (2004).
- [4] T. Trucano *et al.*, “Analysis of Z Pinch Shock Wave Experiments”, Report SAND99-1255 (1999).
- [5] “Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики”, под ред. Б.Ю. Шаркова, М.: ФИЗМАТЛИТ (2005).
- [6] A. Weaver, Physical Review A **13**, 1563 (1976).
- [7] М. Абрамовитц, И. Стиган, “Справочник по специальным функциям”, Москва, "Наука" (1979).
- [8] G.B. Collins, B. Waldman, E. Guth, Physical Review **56**, 876 (1939).
- [9] M.L. Wiedenbeck, Physical Review **69**, 235 (1946).
- [10] E. Guth, C.J. Mullin, Physical Review **76**, 234 (1949).
- [11] W.C. Barber, Physical Review **111**, 1642 (1958).
- [12] “HERCULES Petawatt Laser”, Michigan Engineering Report, 02/02/2008.
- [13] S.-W. Bahk *et al.*, Applied Physics B **80**, 823 (2005).
- [14] A. Pukhov, Reports on Progress in Physics **66**, 47 (2003).
- [15] В.С. Беляев, Квантовая Электроника **34**, 41 (2004).
- [16] H. Schworer, P. Gibbon, S. Dustere, *et al.*, Physical Review Letters **86**, 2317 (2001).
- [17] В.С. Беляев, В.И. Виноградов, А.П. Матафанов и др., Ядерная Физика **69**, 947 (2006).
- [18] C.W. Gear, “Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations”, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1971).
- [19] В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов, “Физика неидеальной плазмы”, М.: ФИЗМАТЛИТ (2004).
- [20] Д.В. Сивухин, “Кулоновские столкновения в полностью ионизированной плазме”, Вопросы теории плазмы, 4, 81 (1964).

**Виктор Тихонович Ворончев
Владимир Иосифович Кукулин**

**РЕАКТОР СИНТЕЗА НА ОСНОВЕ ПИНЧА, УПРАВЛЯЕМЫЙ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2008–6/842

Работа поступила в ОНТИ 25.06.2008