

На правах рукописи

БОРОНЧЕВ Виктор Тихонович

**ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ:  
ПРИЛОЖЕНИЕ К УПРАВЛЯЕМОМУ  
ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ  
И ПЕРВИЧНОМУ НУКЛЕОСИНТЕЗУ**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2013



## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Изучение ядерных процессов в плазме имеет большое прикладное и фундаментальное значение. В сфере практических приложений это направление исследований тесно связано с проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС) и направлено на решение таких задач, как поиск оптимального состава термоядерного (т/я) топлива, оптимизация условий его зажигания и создание эффективных ядерно-физических методов диагностики горячей плазмы. В области фундаментальных проблем изучение ядерных процессов в плазме играет первостепенную роль в понимании механизмов ядерного превращения вещества в астрофизических объектах. Особый интерес здесь представляет процесс первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной, являющийся уникальным тестом космологических моделей Большого Взрыва. Специфика моделирования нуклеосинтеза состоит в том, что его кинетика носит многоступенчатый разветвляющийся характер и требует аккуратного описания.

Стандартный подход к описанию кинетики ядерных реакций в плазме основан на равновесной тепловой модели ядерного взаимодействия между максвелловскими частицами. Между тем, в реальных условиях эта классическая картина может искажаться за счет ряда факторов, влияющих на протекание реакций в плазменной среде. Например, немаксвелловские искажения функций распределения реагирующих ядер и надтепловые ядерные реакции, инициируемые в плазме быстрыми частицами различного происхождения, способны существенным образом влиять на скорости процессов в среде. В основном быстрые частицы продуцируются в экзотермических реакциях, а также образуются в результате близких соударений тепловых ионов среды с нетермализованными продуктами реакций. Эти соударения происходят при малых прицельных параметрах в поле действия ядерных сил и сопровожда-

ются заметной передачей импульса ионам отдачи. Для аккуратного расчета вероятности близких соударений необходимо знание потенциалов взаимодействия быстрых частиц (главным образом, нуклонов, тритонов, ядер  ${}^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц) с ионами плазмы. Для практических задач особенно интересно взаимодействие этих частиц с изотопами лития, которые участвуют в процессах в стандартных т/я устройствах или добавляются в плазму с диагностическими целями, а также присутствуют в нетрадиционных топливных смесях.

Ядерно-физические эффекты, вызванные быстрыми частицами в плазме, не были исследованы ранее должным образом. Вместе с тем, в последнее время необходимость таких исследований ощущается особенно остро благодаря появлению ряда новых обстоятельств. Во-первых, это чрезвычайно быстрое развитие мощных фемтосекундных лазеров, являющихся исключительно эффективными ускорителями заряженных частиц (с поверхности облучаемых мишеней), и связанное с этим рождение нового направления физики – ядерные процессы в плазме, управляемые сверхкороткими лазерными импульсами. Реакции в такой плазме инициируются энергичными частицами, и их кинетика не может быть описана на основе классической тепловой модели. Во-вторых, это возрастающий интерес к возможности реализации т/я синтеза на базе скоростных импульсных систем типа мощных пинчей, где роль нетепловых ядерных эффектов может оказаться значительной. В-третьих, это особый статус стандартной модели первичного нуклеосинтеза, ценность предсказаний которой многократно возросла после успешных измерений анизотропии микроволнового фонового излучения космическим аппаратом WMAP. Данное обстоятельство вызывает необходимость повышения точности описания кинетики реакций в первичной плазме.

### **Цель диссертационной работы**

Целью данной работы является теоретическое изучение особенностей ядерных процессов в горячей плазме и приложение найденных закономер-

ностей к таким актуальным направлениям исследований, как развитие новых ядерно-физических методов диагностики DT- и D<sup>3</sup>He-плазмы; разработка устройств для т/я сжигания D<sup>3</sup>He-топлива на основе Z-пинча с управлением фемтосекундным лазером; изучение влияния быстрых частиц на скорости ядерных реакций и процесс первичного нуклеосинтеза в плазме ранней Вселенной.

### Основные результаты, полученные в диссертации

В работе проведено комплексное исследование различных аспектов ядерных процессов в плазме, начиная от нахождения потенциалов взаимодействия и сечений реакций между легкими ядрами, представляющих интерес для УТС, и заканчивая моделированием кинетики ядерного превращения вещества и выделения ядерной энергии.

1. Рассчитаны ядерные потенциалы взаимодействия легких частиц  $X$  ( $= n, p, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ) с ядром  ${}^6\text{Li}$  в рамках согласованной модели свертки с учетом внутренней структуры  ${}^6\text{Li}$ . Радиус этих микроскопических потенциалов существенно превышает ширину стандартных оптических потенциалов, а хорошее описание упругого  ${}^6\text{Li}(X, X)$ -рассеяния в передней полусфере свидетельствует о том, что найденные потенциалы правильно воспроизводят периферическую часть истинного взаимодействия сталкивающихся ядер. На основе рассчитанных взаимодействий получены надежные оценки для высоты реалистического потенциального барьера в системах  $X + {}^6\text{Li}$ .
2. На основе развитого нами уточненного метода экстраполяции сечений определены низкоэнергетические сечения ряда литиевых реакций, представляющих интерес для УТС:  ${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*[0.478]$ ,  ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}^*[0.981]$ ,  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*[16.63; 16.92]$ ,  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*[0.429]$ ,  ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*[0.478]$ , а также  ${}^6\text{Li}(d, p\alpha)t$  и  ${}^6\text{Li}(d, n\alpha){}^3\text{He}$ . Показано, что корректный учет кулонов-

ского подавления реакций на основе использования реалистического потенциального барьера между реагирующими ядрами заметно влияет на извлекаемые из экстраполяции сечения реакций. Например, найденное сечение реакции  ${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*$  в подбарьерной области оказалось примерно в 3 раза больше, а параметр скорости  $\langle\sigma v\rangle$  реакции  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*$  при температуре плазмы 40 кэВ оказался в 7 раз меньше соответствующих результатов, полученных при традиционной экстраполяции. Причем различие в значениях  $\langle\sigma v\rangle$  быстро увеличивается с понижением температуры.

3. В рамках кинетической модели рассчитаны реалистические функции распределения частиц по энергии в ДТ-плазме низкой плотности. Показано, что ядерное упругое рассеяние МэВных  $\alpha$ -частиц из реакции  $t(d, n)\alpha$  на тепловых ионах  $d$  и  $t$  вызывает немаквелловское возмущение хвостов их распределений, способное сильно влиять на скорости ряда реакций. Обнаружено, что хотя концентрация быстрых немаквелловских дейтронов и тритонов отдачи составляет несколько сотых процента, эти частицы в плазме с температурой 10–40 кэВ могут увеличивать параметры скорости  $\langle\sigma v\rangle$  реакций  $d + {}^6\text{Li}$ ,  $t + {}^6\text{Li}$  и  $d + {}^9\text{Be}$  от  $\sim 20\%$  до нескольких порядков величины.
4. Установлено, что облучаемая тепловыми нейтронами плазменная мишень  $\text{D}^3\text{He}$  может служить источником 14-МэВных нейтронов. Эти нейтроны продуцируются в каталитической реакции  $t(d, n)\alpha$  между дейтронами мишени и быстрыми тритонами, рождающимися из реакции  ${}^3\text{He}(n, p)t$  при облучении ионов  ${}^3\text{He}$  потоком тепловых нейтронов. Для плазмы с ионной температурой  $T_i = 100$  эВ и плотностью  $n = 10^{21}$  см $^{-3}$  вероятность конверсии  $n(\text{тепловой}) \rightarrow n(14 \text{ МэВ})$  составляет величину порядка  $2 \times 10^{-3}$ , достаточную для получения заметного потока быстрых нейтронов из плазменной  $\text{D}^3\text{He}$ -мишени. Одновременно показано,

что реакция расщепления ядер  ${}^9\text{Be}$  быстрыми электронами может давать большой выход нейтронов из плазменной  ${}^9\text{Be}$ -мишени. Например, при токе 100 мА и энергии электронов 10 МэВ поток нейтронов из реакции  ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$  в плазме с  $T_i = 100$  эВ и  $n = 10^{23}$  см $^{-3}$  может достичь величины  $2 \times 10^{13}$  с $^{-1}$ .

5. Показано, что выход  $\gamma$ -квантов с энергиями 0.429 МэВ, 0.478 МэВ, 0.981 МэВ и 13.77 МэВ из реакций  $d + {}^6\text{Li}$ ,  $t + {}^6\text{Li}$  и  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$  (см. п. 2 результатов), активируемых в DT- и D ${}^3\text{He}$ -плазме при добавлении ядер  ${}^6\text{Li}$ , весьма чувствителен к параметрам состояния ионов среды. На этой основе разработана новая диагностическая методика, позволяющая по измеренным потокам (квазимонохроматических)  $\gamma$ -квантов определять ионную температуру DT- и D ${}^3\text{He}$ -плазмы, а также относительное содержание ионов  $n_t/n_d$  в DT-плазме. Установлено, что с помощью измерения интенсивности и ширины  $\gamma$ -линии 0.981 МэВ можно диагностировать функцию распределения трития, определяя эффективную температуру  $T_{t,\text{eff}}$  и концентрацию  $n_{t,\text{eff}}$  быстрых немаксвелловских тритонов.
6. Создан новый подход к реализации инерционно-магнитного т/я синтеза в D ${}^3\text{He}$ -плазме, запертой внутри  ${}^9\text{Be}$ -лайнера. Показано, что совокупное действие Z-пинчевого разряда вдоль оси лайнера и импульса фемтосекундного лазера на его торец создает предпосылки для сверхбыстрого поджига малой порции топлива и начала распространения волны горения вдоль плазменного шнура. Рассчитана кинетика ядерных реакций в D ${}^3\text{He}$ -плазме и определены основные параметры горения. Установлено, что при длительности процесса  $10^{-7}$  с удельное энерговыделение может достичь 240 МДж/мм $^3$ , а коэффициент энергетического усиления составить 50-100. Показана возможность диагностики т/я горения методами  $\gamma$ -лучевой спектроскопии.
7. Обнаружено, что продукты реакций синтеза  $t(d, n)\alpha$ ,  $d(d, n){}^3\text{He}$ ,  $d(d, p)t$

и  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$  в ранней Вселенной формируют в первичной плазме группы быстрых частиц  $k$ , эффективная температура  $T_{k,\text{fast}}$  которых в десятки и даже сотни раз превышает температуру окружающей среды. Показано, что самая горячая группа состоит из нейтронов. В эпоху первичного нуклеосинтеза их температура  $T_{n,\text{fast}} = 7.8\text{--}2.6$  МэВ, доля этих нейтронов в полной нейтронной компоненте  $n_{n,\text{fast}}/n_n \simeq 0.01\%$ , а функция распределения по энергии имеет выраженный немаксвелловский хвост, простирающийся до энергий 14 МэВ. Установлено, что быстрые частицы могут значительно усиливать пороговые процессы и оказывать большое влияние на соотношение параметров скорости  $\langle\sigma v\rangle$  прямых и обратных реакций. Например, для процессов  $d + d \rightleftharpoons n + {}^3\text{He} + Q$  стандартная формула  $\langle\sigma v\rangle_{d(d,n){}^3\text{He}}/\langle\sigma v\rangle_{{}^3\text{He}(n,d)d} \propto \exp(-Q/T)$  нарушается при температурах  $T \lesssim 110$  кэВ, причем параметры скорости прямой и обратной реакций даже могут сравниваться между собой.

8. Проведено расширенное моделирование первичного нуклеосинтеза с учетом тепловых и надтепловых реакций в плазме, включая не рассмотренные ранее процессы развала ядер  $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  быстрыми нуклонами. Полученные результаты уточняют предсказания первичного содержания легких элементов с  $A = 2\text{--}16$  и отличаются от данных других работ.

### Научная новизна работы

Используя аккуратное описание подбарьерных литиевых реакций с учетом рыхлой структуры ядра  ${}^6\text{Li}$  получены новые, уточненные низкоэнергетические ядерные данные для реакций  $x + {}^6\text{Li}$  ( $x = d, t, {}^3\text{He}$ ), представляющих интерес для УТС. Низкоэнергетическое сечение реакции  ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}^*[0.981]$ , играющей ключевую роль в диагностике функции распределения трития в DT-плазме, найдено впервые.

Впервые обнаружен и подробно изучен эффект заметного усиления ско-



ростей литиевых реакций в DT-плазме, вызванный вкладом надтепловых процессов с быстрыми дейтронами и тритонами, образующимися в плазме естественным образом. При этом увеличение параметра скорости  $\langle\sigma v\rangle$  пороговой ядерной реакции может составлять несколько порядков величины по сравнению с “неискаженным” максвелловским значением.

Предложен новый тип плазменного источника 14-МэВных нейтронов, работающего по принципу конверсии  $n(\text{тепловой}) \rightarrow D^3\text{He-плазма} \rightarrow n(14 \text{ МэВ})$  за счет эффективного развития в мишени каталитических реакций  $t(d, n)\alpha$ .

На основе измерений выхода  $\gamma$ -квантов из литиевых реакций  $x + {}^6\text{Li}$  ( $x = d, t, {}^3\text{He}$ ) разработана новая методика диагностики DT- и  $D^3\text{He}$ -плазмы, весьма чувствительная к тонким деталям функции распределения ионов. Показана принципиальная возможность “абсолютного” определения ионной температуры, практически не зависящего от плотности плазмы и ее флуктуаций в процессе измерений.

Разработан новый тип т/я устройства для сжигания  $D^3\text{He}$ -топлива на основе Z-пинча с управлением фемтосекундным лазером. Проведенный анализ показал, что при определенных условиях коэффициент энергетического усиления процесса может составлять 50–100.

Впервые изучены нетепловые ядерные процессы в ранней Вселенной и установлено существование групп быстрых легких частиц ( $n, p, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ), эффективная температура которых в эпоху первичного нуклеосинтеза в десятки и даже сотни раз превышает температуру окружающей среды. Показано, что эти частицы оказывают сильное влияние на скорости ряда реакций. Впервые проведено моделирование расширенного сценария первичного нуклеосинтеза в рамках стандартной модели с учетом тепловых и надтепловых реакций.

### **Практическая значимость работы**

Эффект нетеплового усиления скоростей реакций, а значит и выделяемой ядерной энергии (см. п. 2 результатов), способствует уменьшению темпе-

ратуры зажигания плазмы и может использоваться для поиска новой композиции т/я топлива с малым выходом нейтронов и опасных радионуклидов.

Методы получения быстрых нейтронов в плазменных  $D^3He$ - и  $^9Be$ -мишенях (см. п. 3 результатов) могут использоваться при проектировании относительно небольших нейтронных источников для целей нейтронографии и материаловедческих испытаний, а также для применения в медицине.

Методика диагностики плазмы на основе литиевых реакций (см. п. 5 результатов) может найти применение в качестве дополнительного,  $\gamma$ -лучевого диагностического инструмента в устройствах с квазистационарным режимом горения плазмы. Представляется возможным обобщение данной методики и на случай инерциального т/я синтеза.

Предложенная концепция магнитно-инерциального т/я синтеза (см. п. 6 результатов) может быть использована в качестве основы для разработки сравнительно компактных импульсных устройств для производства полезной энергии с высоким к.п.д. Причем рассмотренная схема сочетания мощного пинчевого разряда со сверхбыстрым лазерным поджигом может использоваться для сжигания не только  $D^3He$ -смеси, но и других видов т/я топлива.

### **Личный вклад автора**

Автором были сформулированы и решены ключевые проблемы диссертации, созданы компьютерные программы для моделирования ядерных процессов с надтепловыми частицами в плазме, проведены все ядерно-физические расчеты, а также выполнено полное моделирование первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной. Основная часть публикаций по теме диссертации подготовлена автором.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертации докладывались на научных семинарах НИИЯФ МГУ, ФИАН, ОИЯИ, семинарах факультета инженерии университета Кюсю (Япония), а также на следующих конференциях и совещаниях:

- IV International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Madrid, Spain, June 30–July 4, 1986.
- Annual Meeting of the Atomic Energy Society of Japan (Kyushu Branch), Fukuoka, Japan, December 21, 1990.
- International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, September 9–13, 1996.
- International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Tsukuba, Japan, October 7–12, 2001.
- Annual Meeting of the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research (Kyushu/Okinawa/Yamaguchi Branch), Saga, Japan, December 13, 2002.
- XIII International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Toki, Japan, December 9–12, 2003.
- Annual Meeting of the Physical Society of Japan, Okayama, Japan, September 20–23, 2003; Fukuoka, Japan, March 27–30, 2004.
- XII International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Brussels, Belgium, August 21–26, 2005.
- XVII American Nuclear Society Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy, Albuquerque, USA, November 13–15, 2006.
- International Congress on Plasma Physics, Fukuoka, Japan, September 8–12, 2008.
- 59 Международная конференция ЯДРО-2009, Чебоксары, Россия, 15–19 июня 2009.
- 2010 Symposium on Nuclear Data, Kasuga, Japan, November 25–26, 2010.
- XI International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, Wako, Japan, November 14–17, 2011.
- International Plasma Conference 2011, Kanazawa, Japan, November 22–25, 2011.

## Публикации

По теме диссертации опубликовано 40 печатных работ, в том числе глава в коллективной монографии и 30 статей в реферируемых научных журналах.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем работы составляет 237 страниц, в том числе 87 рисунков и 12 таблиц. Список литературы включает 254 наименования.

## Содержание работы

**Во Введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, изложены научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, представлены выносимые на защиту научные положения. Охарактеризованы личный вклад автора и достоверность полученных результатов, приведены сведения об апробации работы и краткие данные о публикациях по теме диссертации.

**В первой главе** найдены потенциалы взаимодействия легких частиц  $X (= n, p, t, {}^3\text{He}, \alpha)$  с ядром  ${}^6\text{Li}$ , а также рассчитаны низкоэнергетические сечения ряда реакций  $t + {}^6\text{Li}$ ,  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$  и  $d + {}^6\text{Li}$ , представляющих интерес для практических приложений в УТС.

Действительная часть потенциала ядерного взаимодействия  $X + {}^6\text{Li}$  определена в рамках согласованной модели свертки с использованием реалистических волновых функций  ${}^6\text{Li}$ . Рассматривая ядро  ${}^6\text{Li}$  в трехчастичной модели  $\alpha + n + p$ , потенциал взаимодействия  $X + {}^6\text{Li}$  можно записать в виде

$$V_{X{}^6\text{Li}}(R) = \langle \Psi_{{}^6\text{Li}}^{J_{\text{Li}}M_{\text{Li}}}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) \chi_X^{J_X M_X} | \mathcal{V}_{X{}^6\text{Li}}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{R}) | \Psi_{{}^6\text{Li}}^{J_{\text{Li}}M_{\text{Li}}}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) \chi_X^{J_X M_X} \rangle, \quad (1)$$

$$\mathcal{V}_{X{}^6\text{Li}}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{R}) = \mathcal{V}_{X1}(\mathbf{r}_{X1}) + \mathcal{V}_{X2}(\mathbf{r}_{X2}) + \mathcal{V}_{X3}(\mathbf{r}_{X3}). \quad (2)$$

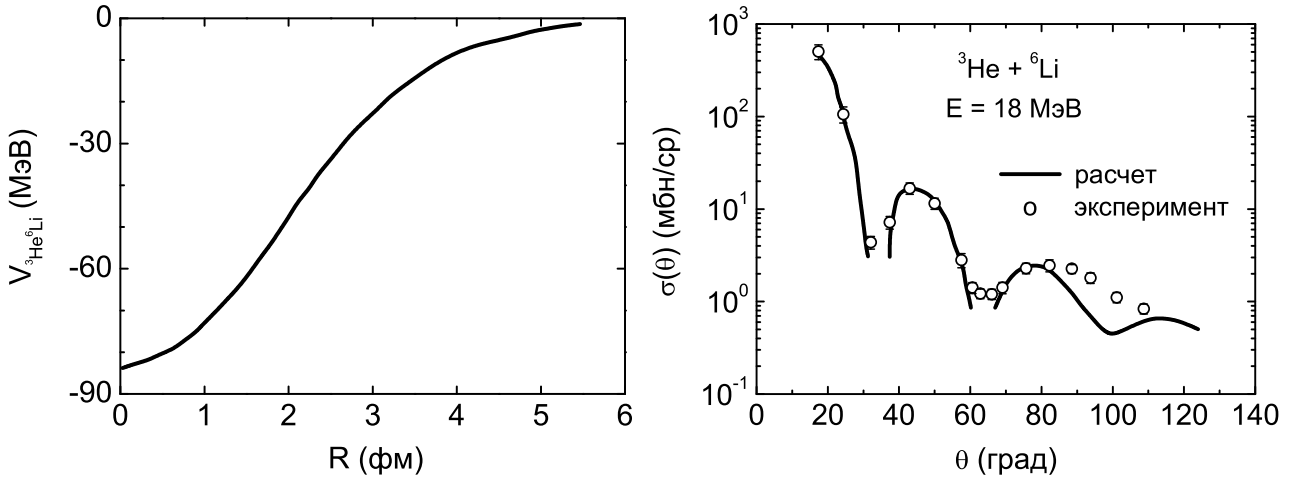


Рис. 1. Потенциал свертки ядерного взаимодействия в системе  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$  и полученное с его помощью описание экспериментальных данных упругого  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$ -рассеяния [3].

Здесь  $\Psi_{6\text{Li}}^{J_{\text{Li}}M_{\text{Li}}}$  – трехчастичная волновая функция  ${}^6\text{Li}$  с внутренними координатами Якоби  $\mathbf{r}$  и  $\boldsymbol{\rho}$ ,  $\chi_X^{J_X M_X}$  – волновая функция частицы-спинора  $X$  и  $\mathcal{V}_{Xk}$  – потенциал взаимодействия  $X$  с частицей  $k$ , составляющей ядро  ${}^6\text{Li}$ . Радиус-вектор  $\mathbf{R}$  соединяет  $X$  с центром масс  ${}^6\text{Li}$ . Усредняя (1) по спиновым ориентациям  $X$  и  ${}^6\text{Li}$ , получаем потенциал взаимодействия между неполяризованными ядрами  $\bar{V}_{X^6\text{Li}}(R) = (2J_X + 1)^{-1}(2J_{\text{Li}} + 1)^{-1} \sum_{M_X M_{\text{Li}}} V_{X^6\text{Li}}(R)$ . В качестве  $\Psi_{6\text{Li}}^{J_{\text{Li}}M_{\text{Li}}}$  использовались надежные волновые функции  ${}^6\text{Li}$  [1, 2], полученные путем точного вариационного решения трехчастичного уравнения Шредингера. Эти функции хорошо описывают структуру  ${}^6\text{Li}$  и многие процессы с участием этого ядра. Выбор парных взаимодействий  $\mathcal{V}_{Xk}$  в (2) был сделан в пользу известных классических потенциалов, хорошо предсказывающих данные  $Xk$ -рассеяния в широком диапазоне энергий.

Оказалось, что найденные потенциалы  $\bar{V}_{X^6\text{Li}}(R)$  заметно отличаются от традиционных феноменологических оптических потенциалов, полученных прямой подгонкой упругих сечений. В частности, они заметно шире стандартных оптических потенциалов для соответствующих систем, поскольку  ${}^6\text{Li}$  является аномально рыхлым ядром и его внутренняя структура прямо учтена в расчетах путем использования трехчастичной волновой функции  $\Psi_{6\text{Li}}^{J_{\text{Li}}M_{\text{Li}}}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$  с

Таблица 1. Параметры потенциала Вудса-Саксона  $V(R) = -V_0/\{1 + \exp[(R - R_0)/a_0]\}^\beta$ , полученного при аппроксимации периферической части найденных микроскопических потенциалов свертки, и высота  $H_{CN}$  реалистического потенциального барьера в системах.

Система	$V_0$ (МэВ)	$R_0$ (фм)	$a_0$ (фм)	$\beta$	$H_{CN}$ (МэВ)
p + ${}^6\text{Li}$	52.49	2.247	0.725	1	0.540
t( ${}^3\text{He}$ ) + ${}^6\text{Li}$	73.41	2.250	0.565	0.708	0.480(1.050)
$\alpha$ + ${}^6\text{Li}$	116.86	2.100	0.815	1	1.000

правильной асимптотикой. Проверка качества потенциалов свертки  $\bar{V}_{X^6\text{Li}}(R)$  в процессах ядерного упругого рассеяния показала, что в рамках оптической модели с подгонкой мнимой части взаимодействия  $W_{X^6\text{Li}}$  удается хорошо описать сечение  ${}^6\text{Li}(X, X)$ -процесса в передней полусфере. Отсюда следует, что найденные потенциалы правильно воспроизводят периферическую часть истинного взаимодействия в системе, важную для определения высоты и формы кулоновского барьера между частицами. В качестве примера на рис. 1 представлен потенциал  $\bar{V}_{\text{He}^6\text{Li}}(R)$  и показано полученное с его помощью описание экспериментальных сечений упругого рассеяния  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$  [3]. В табл. 1 приведены параметры потенциала Вудса-Саксона, который аппроксимирует периферическую часть найденного потенциала  $\bar{V}_{X^6\text{Li}}(R)$ , а также дана высота  $H_{CN}$  реалистического (т.е. кулон-ядерного) потенциального барьера в системе  $X + {}^6\text{Li}$ .

**В разделе 1.3** рассчитаны низкоэнергетические сечения реакций ядер  ${}^6\text{Li}$  с ионами t,  ${}^3\text{He}$  и d, входящими в состав основных видов т/я топлива. Главное внимание уделено процессам, генерирующим квазимонохроматические  $\gamma$ -кванты, которые способны выходить из зоны т/я горения и служить удобным инструментом диагностики плазмы. Список рассматриваемых реакций приведен в табл. 2.

Для нахождения сечения реакции  $i + j \rightarrow k + l + Q$  в подбарьерной

Таблица 2. Рассматриваемые литиевые реакции  $x + {}^6\text{Li}$  ( $x = d, t, {}^3\text{He}$ ). Числа в квадратных скобках дают энергию возбуждения ядер  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{Be}$  (в МэВ).

№	Реакция	$Q$ (МэВ)	Генерация $\gamma$ -квантов	$E_\gamma$ (МэВ)
1	${}^6\text{Li}(d, p\alpha)t$	2.283		
2	${}^6\text{Li}(d, n\alpha){}^3\text{He}$	1.699		
3	${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*[0.429]$	2.952	${}^7\text{Be}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^7\text{Be}$	0.429
4	${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*[0.478]$	4.548	${}^7\text{Li}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^7\text{Li}$	0.478
5	${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*[0.478]$	0.515	${}^7\text{Li}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^7\text{Li}$	0.478
6	${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}^*[0.981]$	-0.180	${}^8\text{Li}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^8\text{Li}$	0.981
7	${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*[16.626]$	0.161	${}^8\text{Be}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^8\text{Be}^*[3.03] \sim 13.77^1)$	
8	${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*[16.922]$	-0.135		

<sup>1)</sup>Может меняться в пределах ширины уровня  ${}^8\text{Be}^*[3.03]$ .

области энергий, где экспериментальные данные отсутствуют, использовался уточненный метод низкоэнергетической экстраполяции ядерных сечений вида

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} P_{ij}(E) P_{kl}(E + Q), \quad (3)$$

где структурный фактор  $S(E)$  определяется с учетом прямого и возможного резонансного механизмов реакции, а коэффициенты туннелирования  $P_{ij}$  и  $P_{kl}$  барьеров во входном и выходном каналах соответственно вычисляются для потенциального барьера реалистической формы. Такой барьер строится с учетом притягивающей периферической части ядерного взаимодействия и содержит информацию о внутренней структуре реагирующих частиц. Для рассматриваемых систем параметры ядерного взаимодействия даны в табл. 1 (для  $t + {}^6\text{Li}$  и  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$ ) и в работе [4] (для  $d + {}^6\text{Li}$ ).

Сечения реакций  $t + {}^6\text{Li}$  (№ 5, 6 в табл. 2), рассчитанные на основе формулы (3) с учетом измерений в работе [7], приведены на рис. 2. Как видно, сечение реакции  ${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*$  в подбарьерной области в 2.5–3.5 раза превы-

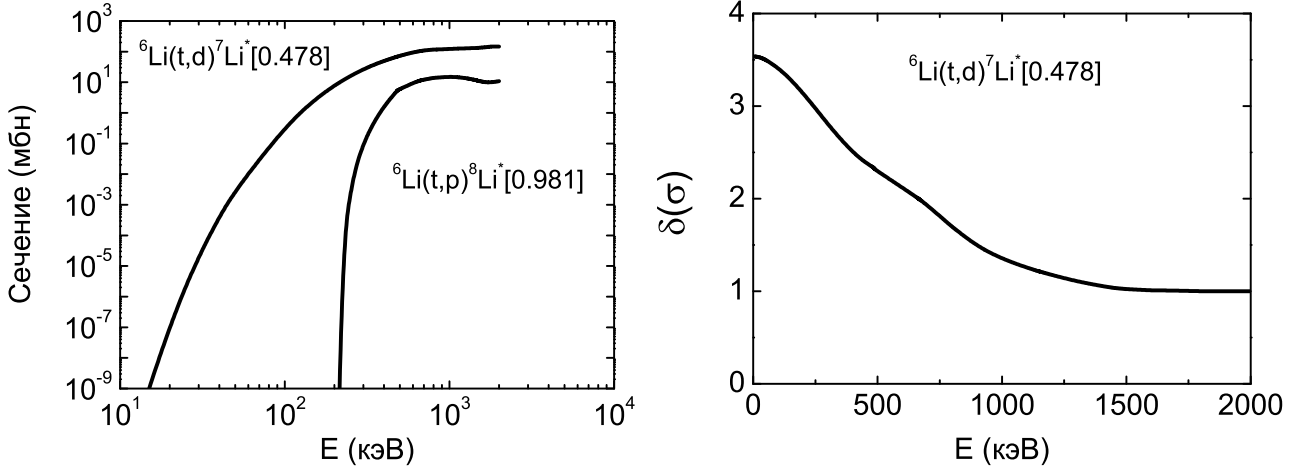


Рис. 2. Слева: сечения реакций  $t + {}^6\text{Li}$ . Справа: отношение найденного сечения реакции  ${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*[0.478]$  к сечению, полученному в работе [5].

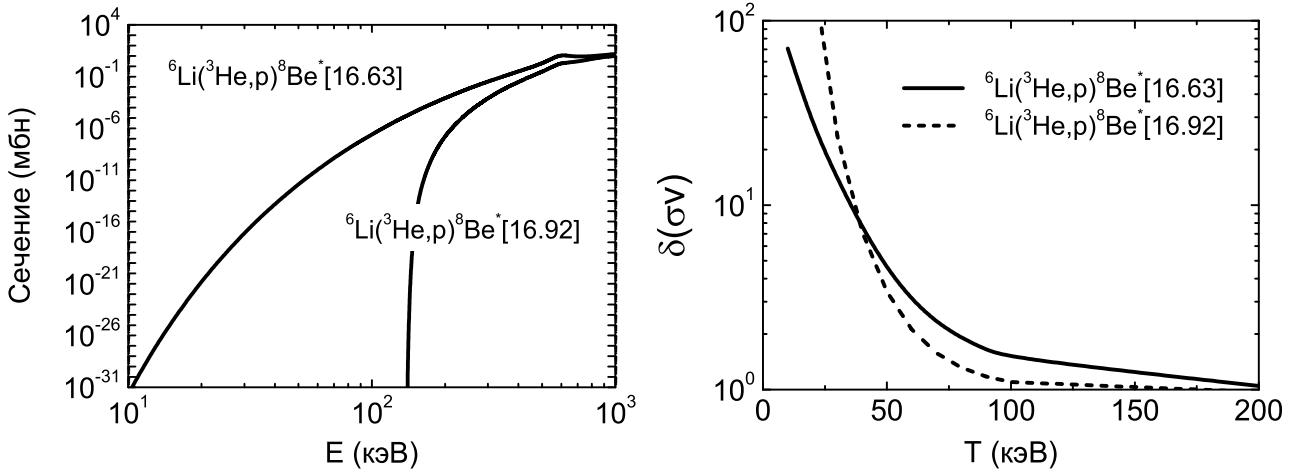


Рис. 3. Слева: сечение реакции  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$ . Справа: отношение параметров скорости  $\langle\sigma v\rangle$  реакции  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$ , полученных в работе [6], к данным настоящего исследования.

шает данные стандартной экстраполяции [5]. Подобное сравнение невозможно было провести для  ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}^*$ -реакции, т.к. ее сечение рассчитано нами впервые. На рис. 3 представлены сечения реакций  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$  (№ 7, 8 в табл. 2), найденные на основе низкоэнергетической экстраполяции экспериментальных данных [6] с учетом вклада прямого и резонансного механизмов. При этом параметры скорости  $\langle\sigma v\rangle$  реакций  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*$  при температуре плазмы  $T < 100$  кэВ оказываются существенно меньше соответствующих значений в работе [6]. Основная причина этого различия связана с тем, что авторы [6] не учитывали кулоновское подавление реакций в выходных кана-



лах. Найденные ядерные данные для реакций  $d + {}^6\text{Li}$  (№ 1–4 в табл. 2) также отличаются от результатов стандартных экстраполяций. Например, значения параметров скорости  $\langle\sigma v\rangle$  реакций  ${}^6\text{Li}(d, p\alpha)t$  и  ${}^6\text{Li}(d, n\alpha){}^3\text{He}$  превышают результаты работы [8] на 10–40% при температуре плазмы  $T < 100$  кэВ, причем это различие увеличивается с понижением  $T$ .

**Во второй главе** исследован эффект усиления скоростей реакций в плазме за счет вклада надтепловых ядерных процессов, вызываемых быстрыми частицами отдачи, образующимися в результате столкновений тепловых ионов плазмы с энергичными продуктами ядерных реакций.

Для моделирования надтепловых реакций в плазме использовались три подхода. Первый основан на формализме ядерных реакций “на лету”, определяющим вероятность  $W_{kX}$  того, что в процессе замедления в плазме быстрая частица  $k$  вступит в реакцию с тепловой частицей  $X$

$$W_{kX}(E_{k,0} \rightarrow E_{\text{th}}) = 1 - \exp\left(-\int_{3T_i/2}^{E_{k,0}} v_k \frac{n_X \sigma(E_k)}{\langle dE_k/dt \rangle} dE_k\right). \quad (4)$$

Здесь  $E_{k,0}$  и  $\langle dE_k/dt \rangle$  – начальная энергия и средняя скорость потери энергии частицы  $k$  соответственно. Скорость реакции “на лету”  $R_{kX,\text{fast}} = W_{kX} \times R_{k,ij}$ , где  $R_{k,ij}$  – скорость генерации частиц  $k$  в процессе  $i(j, k)$ . Вторым подходом (так наз. 2ТМ-модель) описывают надтепловые реакции, представляя функции распределения  $f_{x,2\text{ТМ}}$  реагирующих частиц  $x (= i, j)$  в виде суммы максвелловских функций  $f_{x,2\text{ТМ}}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}'_x) = f_{x,\text{М}}^{(\text{bulk})}(\mathbf{v}_x) + f_{x,\text{М}}^{(\text{fast})}(\mathbf{v}'_x)$ . Функция  $f_{x,\text{М}}^{(\text{bulk})}$  представляет тепловые частицы с концентрацией  $n_{x,\text{bulk}}$  и температурой  $T$ , а функция  $f_{x,\text{М}}^{(\text{fast})}$  моделирует группу быстрых частиц с концентрацией  $n_{x,\text{fast}}$  и температурой  $T_{x,\text{fast}}$ . Легко показать, что  $\langle\sigma v\rangle_{ij,2\text{ТМ}} = \langle\sigma v(T)\rangle_{ij,\text{М}} \times \Delta_{ij}$ , где  $\Delta_{ij}$  дает степень усиления реакции  $i + j$  за счет вклада надтепловых событий.

Точную величину усиления дает кинетический подход. В этом случае путем решения кинетического уравнения находятся реалистические функции

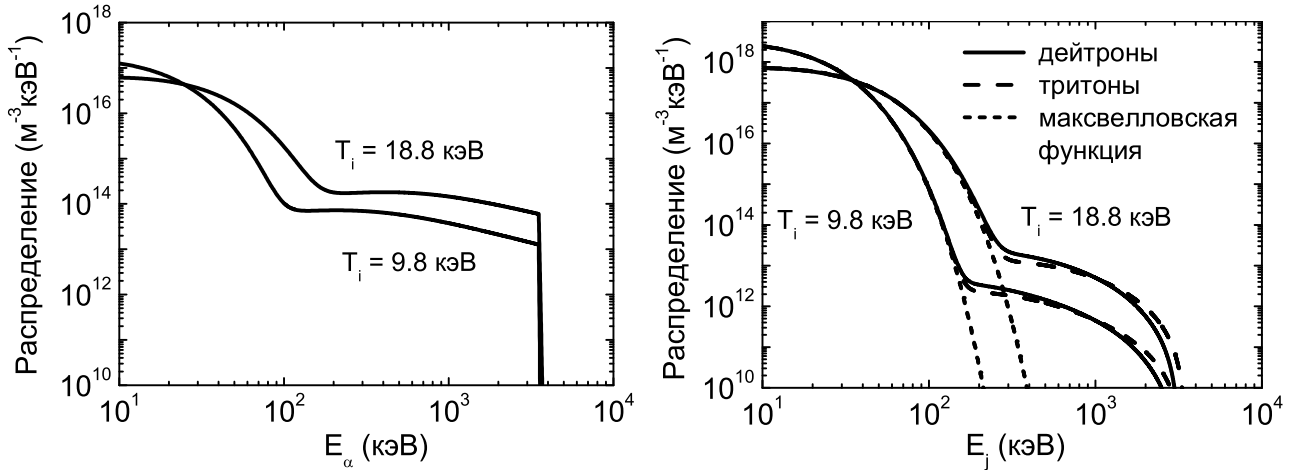


Рис. 4. Рассчитанные функции распределения по энергии  $\alpha$ -частиц (слева) и ионов дейтерия и трития (справа) в DT-плазме с  $T_i = 9.8$  кэВ,  $n_i/2 = 5.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $T_i = 18.8$  кэВ,  $n_i/2 = 2.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Точечные кривые изображают максвелловские распределения.

распределения частиц, которые затем используются для расчета реактивности  $\langle \sigma v \rangle$ . Рассмотрим DT-плазму и изучим поведение частиц  $a$  ( $= d, t, \alpha$ ) с изотропными функциями распределения в рамках стационарного уравнения Больцмана-Фоккера-Планка

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{Coul}} + \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{NES}} + \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{cond}} + S_a - L_a = 0, \quad (5)$$

где  $f_a$  – нормированная на плотность ( $n_a$ ) функция распределения частиц. Уравнение (5) содержит оператор  $(\partial f_a / \partial t)_{\text{Coul}}$  кулоновского рассеяния частиц  $a$  на ионах и электронах плазмы [9], оператор  $(\partial f_a / \partial t)_{\text{NES}}$  ядерного упругого рассеяния (NES) в системе  $a + b$  ( $b = d, t, \alpha$ ) [10], а также учитывает возможные потери энергии  $(\partial f_a / \partial t)_{\text{cond}}$  за счет теплопроводности и каналы пополнения  $S_a$  и убыли  $L_a$  частиц. Решая (5) совместно с уравнением энергетического баланса, можно найти функции распределения ионов дейтерия и трития, а также  $\alpha$ -частиц из реакции  $t(d, n)\alpha$ . Результаты расчетов представлены на рис. 4 для случая  $n_t = n_d = n_i/2$ .

Ядерное упругое рассеяние МэВных  $\alpha$ -частиц на ионах плазмы вызывает возмущение функций распределения дейтерия и трития при энергиях выше несколько сотен кэВ, имеющее немаксвелловскую форму. Распреде-

ние  $\alpha$ -частиц обладает умеренной зависимостью от энергии в области  $E_\alpha \simeq 0.1\text{--}3.5$  МэВ, а при более низких энергиях близко к максвелловской функции. Найденные распределения частиц несколько отличаются от результатов других работ, например [11], в которых роль NES-процессов учитывалась не полностью. Относительная концентрация  $\eta_{j,\text{fast}} = n_{j,\text{fast}}/n_j$  быстрых дейтронов и тритонов, формирующих немаксвелловские хвосты распределений, равна  $\sim 0.03\%$ . Однако даже такое небольшое количество быстрых частиц может влиять на скорости ряда реакций. Например, для реакций дейтронов с примесными ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  в DT-плазме с  $T_i = 10 \rightarrow 40$  кэВ изменение реактивности по сравнению с максвелловскими (М) значениями  $\langle\sigma v\rangle/\langle\sigma v\rangle_M$  составляет  $1.5 \rightarrow 1.2$  ( ${}^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ -реакция),  $2.9 \rightarrow 1.6$  ( ${}^6\text{Li}(d, \text{pt})\alpha$ -реакция) и  $50 \rightarrow 3$  ( ${}^9\text{Be}(d, \gamma){}^{11}\text{B}$ -реакция). Таким образом, скорость надтепловых реакций, в которых участвует лишь очень малая доля всех частиц, может заметно превышать скорость тепловых процессов, причем этот феномен усиливается в области температур зажигания плазмы. Особенно сильный эффект наблюдается для пороговых процессов с  $Q < 0$  (см. главы 3 и 5). Например, нетепловое усиление  ${}^6\text{Li}(t, \text{p}){}^8\text{Li}^*[0.981]$ -реактивности может достигать нескольких порядков величины.

**В разделе 2.3** показано, что реакции с быстрыми частицами, образующимися в плазме а) вследствие внутренних процессов или б) за счет внешней инжекции, могут использоваться в создании плазменных источников нейтронов.

В первом случае речь идет о получении 14-МэВных нейтронов путем облучения  $\text{D}^3\text{He}$ -плазменной мишени потоком тепловых нейтронов. В результате реакции тепловых нейтронов с гелием  ${}^3\text{He}(n, \text{p})t$  в мишени образуются быстрые ядра трития, которые вступают во вторичные реакции с ионами дейтерия  $t(d, n)\alpha$  с образованием 14-МэВных нейтронов. Первая реакция обладает важными особенностями. Ее сечение на тепловых нейтронах составляет

очень большую величину  $\sim 5300$  бн, а энергия рожденных быстрых тритонов  $E_{t,0} = 191$  кэВ близка к резонансной энергии  $E_{t,res} \simeq 160$  кэВ второй реакции  $t(d, n)\alpha$ . Поэтому процесс  ${}^3\text{He}(n, p)t$  может служить мощным источником “резонансных” тритонов в  $\text{D}^3\text{He}$ -мишени. Расчеты показали, что для умеренно нагретой плазмы с ионной температурой  $T_i = 100$  эВ и плотностью  $n_d = n_{z\text{He}} = 10^{21}$   $\text{см}^{-3}$  вероятность конверсии  $n(\text{тепловой}) \rightarrow n(14 \text{ МэВ})$  равна  $2 \times 10^{-3}$ . Поэтому при облучении плазменной  $\text{D}^3\text{He}$ -мишени потоком тепловых нейтронов с реальной для современных источников тепловых нейтронов плотностью потока  $10^{12}\text{--}10^{15}$   $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  генерация 14-МэВных нейтронов может достичь уровня  $10^9\text{--}10^{12}$   $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Во втором случае речь идет об образовании нейтронов в  ${}^9\text{Be}$ -плазме под действием пучка быстрых электронов. Расчеты показали, что поток нейтронов из реакции электрорасщепления  ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$  в плазме с  $T_i = 100$  эВ,  $T_e = 1$  кэВ и  $n_{9\text{Be}} = 10^{23}$   $\text{см}^{-3}$  при токе пучка 100 мА и энергии электронов 10 МэВ может составить заметную величину  $2 \times 10^{13}$   $\text{с}^{-1}$ .

**В третьей главе** разработан новый метод  $\gamma$ -лучевой диагностики DT- и  $\text{D}^3\text{He}$ -плазмы и исследованы его возможности. Диагностика электронной компоненты обычно проводится на основе анализа данных атомарных процессов и на сегодняшний день хорошо развита. Однако этого нельзя сказать о диагностике ионной компоненты плазмы, и здесь наиболее перспективными подходом кажется разработка ядерно-физических методик.

Предлагаемый метод основан на добавлении в плазму небольшого количества изотопа  ${}^6\text{Li}$  и последующей регистрации  $\gamma$ -квантов из реакций  $x + {}^6\text{Li}$  ( $x = d, t, {}^3\text{He}$ ). Реакции  ${}^6\text{Li}(d, \gamma n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li}(d, \gamma p){}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}(t, \gamma d){}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}$  (№ 3–6 в табл. 2) генерируют в DT-плазме  $\gamma$ -кванты с энергиями 0.429 МэВ, 0.478 МэВ и 0.981 МэВ, выход которых  $Y_\gamma(E_\gamma)$  определяется уравнениями

$$Y_\gamma(0.429) = n_{6\text{Li}}n_d \langle \sigma v \rangle_{6\text{Li}(d, \gamma n){}^7\text{Be}}, \quad (6)$$

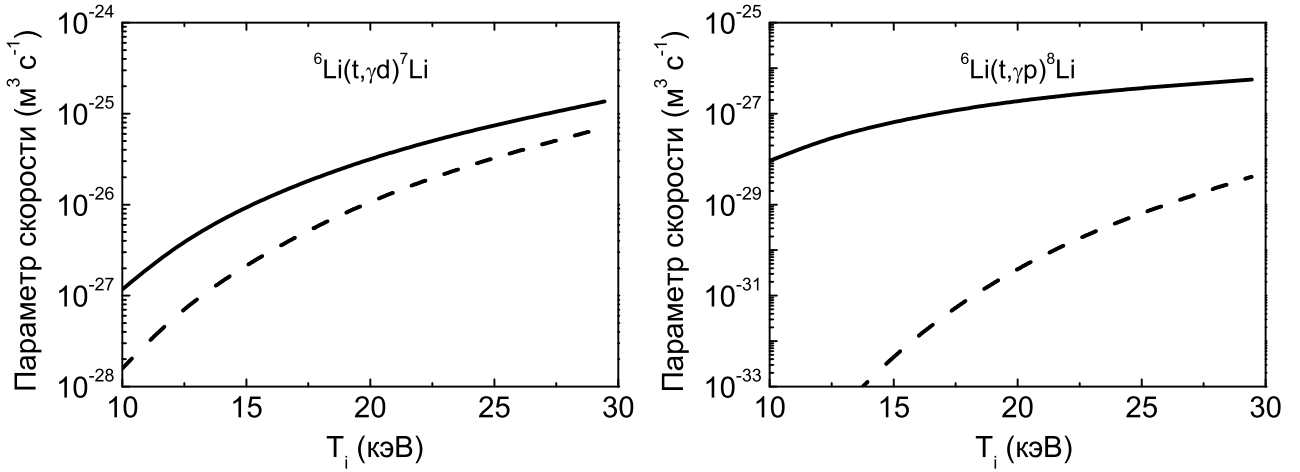


Рис. 5. Реалистические (сплошные кривые) и максвелловские (штриховые кривые) параметры скорости  $\langle \sigma v \rangle$  диагностических реакций  $t + {}^6\text{Li}$ .

$$Y_\gamma(0.478) = n_{{}^6\text{Li}} n_d \langle \sigma v \rangle_{{}^6\text{Li}(d, \gamma p){}^7\text{Li}} + n_{{}^6\text{Li}} n_t \langle \sigma v \rangle_{{}^6\text{Li}(t, \gamma d){}^7\text{Li}}, \quad (7)$$

$$Y_\gamma(0.981) = n_{{}^6\text{Li}} n_t \langle \sigma v \rangle_{{}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}}. \quad (8)$$

Измерения  $Y_\gamma$  позволяют определить температуру ионов  $T_i$  и их относительное содержание  $n_t/n_d$  в плазме. Однако хотя выход  $\gamma$ -квантов сильно зависит от  $T_i$ , прямое извлечение температуры из измеренного выхода  $Y_\gamma$  является непростой задачей, поскольку уравнения (6)–(8) содержат меняющиеся значения плотности плазмы. Для того чтобы исключить влияние плотности на процедуру диагностики, нами предложена методика относительных измерений выхода  $\gamma$ -квантов разных энергий  $G_\gamma(E_1/E_2) = Y_\gamma(E_1)/Y_\gamma(E_2)$ .

Параметры скорости  $\langle \sigma v \rangle$  реакций в (6)–(8) были рассчитаны с использованием найденных ядерных сечений и реалистических функций распределения ионов плазмы. На рис. 5 показаны результаты для реакций  $t + {}^6\text{Li}$ . Видно, что надтепловые процессы заметно влияют на реактивность, причем увеличение параметра скорости  ${}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}$ -реакции составляет несколько порядков величины. Полученные кривые для определения ионной температуры  $T_i$  и относительного содержания трития и дейтерия  $\eta_{td} = n_t/n_d$  в DT-плазме приведены на рис. 6. Здесь функция  $G_\gamma(0.429, 0.478/0.981) = G_\gamma(0.478/0.981) - \langle d, p/d, n \rangle G_\gamma(0.429/0.981)$ , где  $\langle d, p/d, n \rangle \equiv \langle \sigma v \rangle_{{}^6\text{Li}(d, \gamma p){}^7\text{Li}} / \langle \sigma v \rangle_{{}^6\text{Li}(d, \gamma n){}^7\text{Be}}$  с хо-

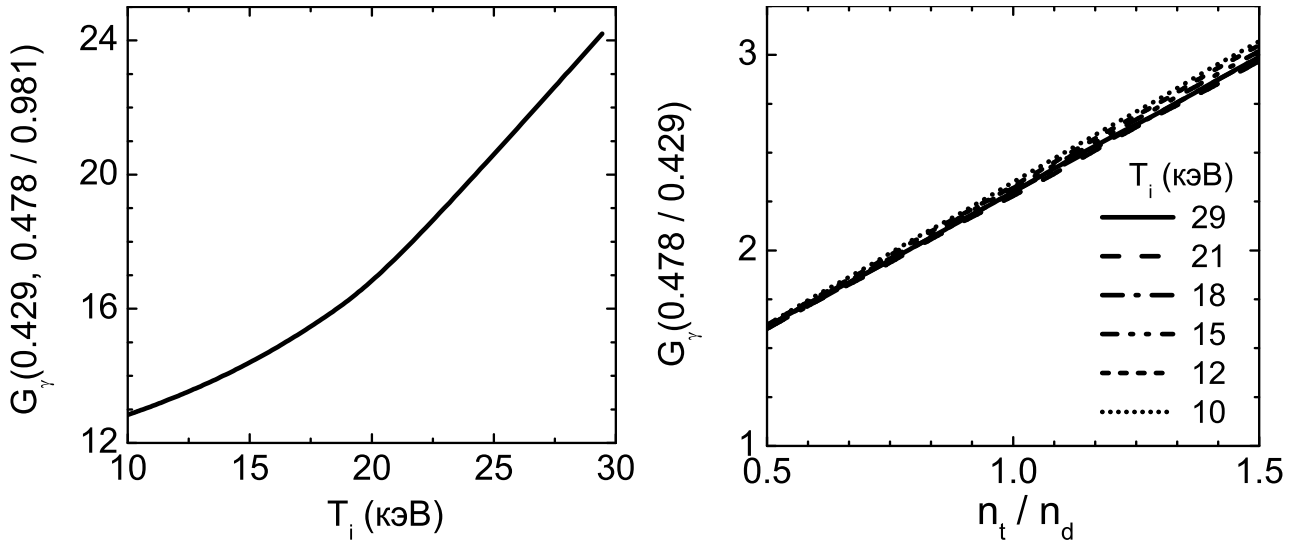


Рис. 6. DT-плазма. Слева:  $G_\gamma(0.429, 0.478/0.981)$  как функция ионной температуры  $T_i$ . Справа: относительной выход 0.478- и 0.429-МэВных  $\gamma$ -квантов  $G_\gamma(0.478/0.429)$  как функция параметра  $n_t/n_d$  при  $T_i = 10\text{--}30$  кэВ.

рошей точностью можно считать константой. Важно отметить, что предложенный подход показывает принципиальную возможность “абсолютного” определения  $T_i$ , практически не зависящего от плотности плазмы и ее флуктуаций в процессе диагностических измерений. В свою очередь, кривая для  $\eta_{td} = n_t/n_d$  очень слабо зависит от  $T_i$  и поэтому определение параметра  $\eta_{td}$  с достаточной точностью возможно даже без знания температуры плазмы.

Метод относительных измерений выхода  $\gamma$ -квантов можно применить для температурной диагностики  $D^3\text{He}$ -плазмы. На рис. 7 сплошная кривая показывает отношение выхода  $Y_\gamma(0.429)$  из реакции  ${}^6\text{Li}(d, \gamma n){}^7\text{Be}$  к суммарному выходу  $\sim 13.77$  МэВных  $\gamma$ -квантов из реакции  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \gamma p){}^8\text{Be}^*[3.03]$  (№ 7, 8 в табл. 2) для максвелловской плазмы. Для определения  $Y_\gamma(13.77)$  использовались найденные сечения реакций  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*[16.626; 16.922]$  и вероятность перехода  ${}^8\text{Be}^* \rightsquigarrow \gamma + {}^8\text{Be}^*[3.03]$  из работы [12]. Пунктирная кривая дает отношение выхода  $\gamma$ -квантов из реакций между ионами плазмы  ${}^3\text{He}(d, \gamma){}^5\text{Li}$  и  $d(d, \gamma)\alpha$ . Для удобства обе кривые на рис. 7 нормированы на единицу при  $T_i = 200$  кэВ. Видно, что присутствие  ${}^6\text{Li}$  в плазме является положительным

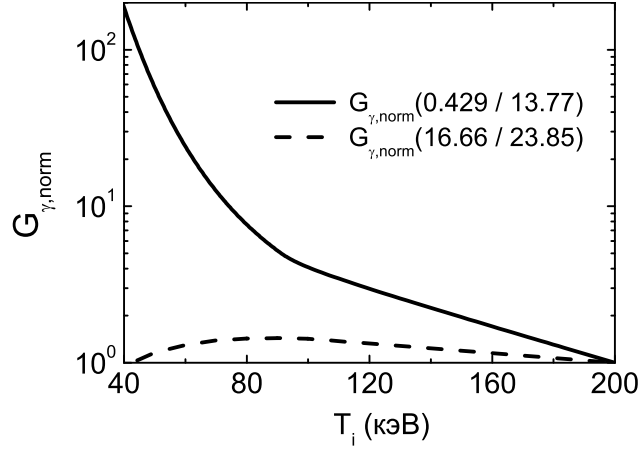


Рис. 7.  $D^3\text{He}$ -плазма. Относительный выход  $\gamma$ -квантов из реакций  ${}^6\text{Li}(d, \gamma n){}^7\text{Be}$  и  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \gamma p){}^8\text{Be}^*[3.02]$  ( $G_\gamma(0.429/13.77)$ ) и реакций  ${}^3\text{He}(d, \gamma){}^5\text{Li}$  и  $d(d, \gamma)\alpha$  ( $G_\gamma(16.66/23.85)$ ) в максвелловской плазме. Обе функции нормированы на единицу при  $T_i = 200$  кэВ.

фактором, значительно улучшающим точность температурной диагностики.

Так как реакция  ${}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}$  чрезвычайно чувствительна к быстрым тритонам, она может использоваться для диагностики немаксвелловского возмущения высокоэнергетической части функции распределения трития в ДТ-плазме. Основные характеристики этого возмущения определяются из измеренных значений интенсивности и ширины  $\gamma$ -линии с  $E_\gamma = 0.981$  МэВ. На рис. 8 представлены функции распределения быстрых и тепловых ядер трития в плазме, а также их парциальный вклад в генерацию 0.981-МэВных  $\gamma$ -квантов. Как видно, определяющую роль здесь играют быстрые тритоны отдачи, образованные в близких столкновениях с  $\alpha$ -частицами из реакции  $t(d, n)\alpha$ . Их распределение  $f_{t(\alpha t)}$  весьма точно аппроксимируется функцией

$$f_{\text{slope}}(E_t) = \frac{n_{t,\text{eff}}}{T_{t,\text{eff}}} \exp\left(-\frac{E_t - E_C}{T_{t,\text{eff}}}\right), \quad (9)$$

где  $T_{t,\text{eff}}$  и  $n_{t,\text{eff}}$  – эффективная температура и концентрация быстрых тритонов соответственно, а  $E_C$  – энергия, начиная с которой  $f_{t(\alpha t)}$  превышает функцию распределения тепловых ионов. Спектр  $\gamma$ -квантов из реакции  ${}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}$  (см. рис. 9) хорошо описывается гауссовой функцией  $dY_\gamma/dE_\gamma \propto \exp[-(E_\gamma - E_{\gamma,0})^2/\lambda]$ , где  $E_{\gamma,0} = 0.981$  МэВ, а параметр  $\lambda$  содержит инфор-

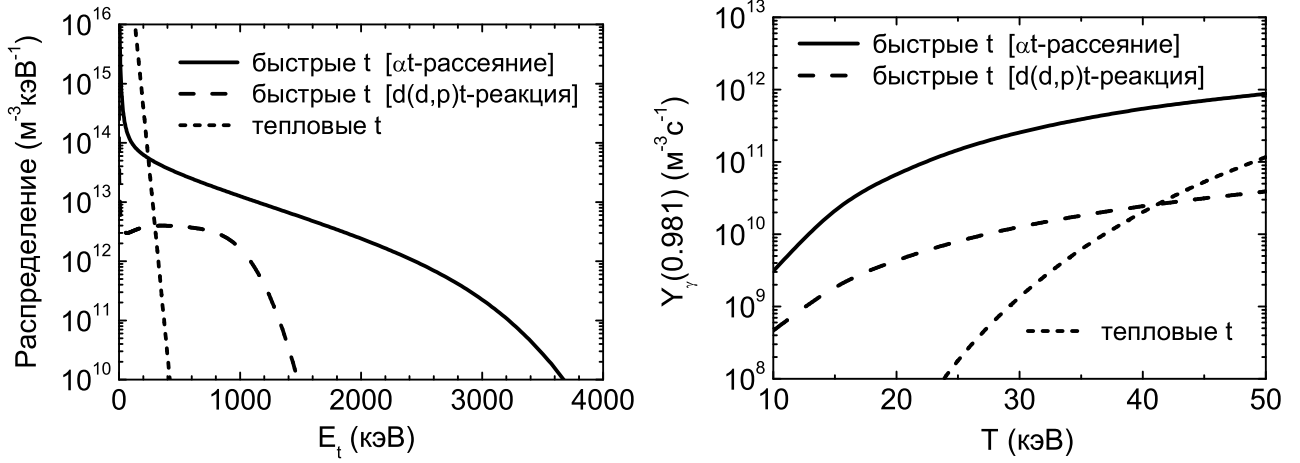


Рис. 8. Слева: функции распределения быстрых тритонов, ускоренных в соударениях с 3.5-МэВными  $\alpha$ -частицами, и рожденных в  $d(d,p)t$ -реакции. Точечная кривая дает распределение тепловых ионов трития. Плотность  $n_d = n_t = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и температура  $T = 20 \text{ кэВ}$ . Справа: парциальные вклады различных сортов тритонов в выход 0.981-МэВных  $\gamma$ -квантов. Плотность  $n_d = n_t = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и количество лития  $n_{\text{Li}}/n_t = 0.01$ .

мацию о быстрых тритонах. Так, рис. 9 показывает найденную зависимость  $\lambda$  от температуры быстрых тритонов  $T_{t,\text{eff}}$ . Поэтому, если параметр  $\lambda$  можно извлечь из измеренного спектра  $dY_\gamma/dE_\gamma$ , то значение  $T_{t,\text{eff}}$  легко определить с помощью приведенной кривой. Используя выражение (9) для распределения быстрых тритонов, выход 0.981-МэВных  $\gamma$ -квантов (8) можно привести к виду

$$Y_\gamma \propto \frac{n_{t,\text{eff}}}{T_{t,\text{eff}}} \int_{E_C}^{\infty} \sqrt{E_t} \exp\left(-\frac{E_t - E_C}{T_{t,\text{eff}}}\right) \sigma(E_t) dE_t. \quad (10)$$

Таким образом, если температура  $T_{t,\text{eff}}$  определена, то концентрация быстрых тритонов  $n_{t,\text{eff}}$  может быть найдена из измеренного выхода  $Y_\gamma$ .

Показано, что всего 1%-ная примесь ядер  ${}^6\text{Li}$  в DT-плазме с  $T_i = 10 \text{ кэВ}$  и  $n_d = n_t \simeq 0.6 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  обеспечивает высокий выход диагностических  $\gamma$ -квантов:  $Y_\gamma(0.429) = 2.3 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ,  $Y_\gamma(0.478) = 5.5 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ,  $Y_\gamma(0.981) = 2.7 \times 10^9 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ . Основная погрешность в их измерении обусловлена  $\gamma$ -фоном от реакций захвата нейтронов в конструкционных матери-



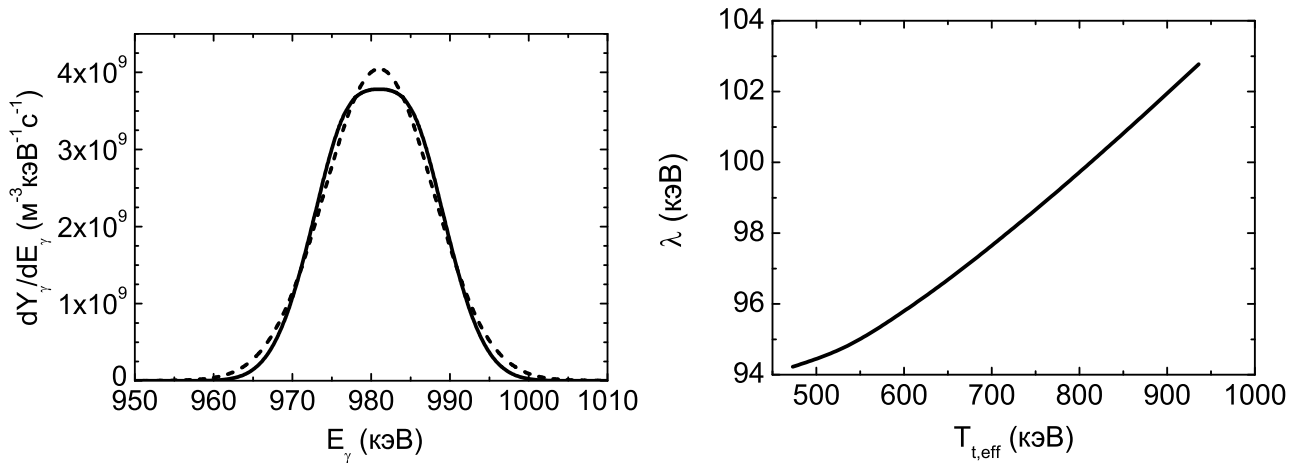


Рис. 9. Слева: спектр  $\gamma$ -квантов из реакции  ${}^6\text{Li}(t, \gamma p){}^8\text{Li}$  (сплошная кривая) и его аппроксимация гауссовой функцией (точечная кривая). Справа: зависимость параметра  $\lambda$  аппроксимационной функции от эффективной температуры быстрых тритонов  $T_{t,\text{eff}}$ . Плотность  $n_d = n_t = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и температура  $T = 20 \text{ кэВ}$ .

алах установки. Используя в качестве примера уровень фона токамака TFTR и систему регистрации [13], мы нашли, что время  $t_c$ , необходимое для измерения полезного сигнала с достаточной точностью, составляет всего 3 мс ( $E_\gamma = 0.478 \text{ МэВ}$ ), 11 мс ( $E_\gamma = 0.429 \text{ МэВ}$ ) и 0.7 с ( $E_\gamma = 0.981 \text{ МэВ}$ ). При необходимости  $t_c$  можно снизить путем использования в эксперименте нескольких  $\gamma$ -детекторов [13].

**В четвертой главе** обсуждаются основные виды т/я топлива и рассматривается новый тип устройства с инерционно-магнитным удержанием плазмы для сжигания  $\text{D}^3\text{He}$ -топлива. Рассчитана кинетика реакций в  $\text{D}^3\text{He}$ -плазме, определены энергетические характеристики т/я процесса и рассмотрена возможность диагностики т/я горения методами  $\gamma$ -спектроскопии.

Предлагаемая энергосистема состоит из смеси  $\text{D}^3\text{He}$ , находящейся внутри цилиндрической  ${}^9\text{Be}$ -капсулы. На одном торце (К) капсулы устроен электронно-фотонный конвертер, состоящий из элемента с высоким  $Z$  и позволяющий трансформировать часть энергии быстрых электронов в поток тормозных фотонов. Такая система подвергается воздействию мегаамперного им-

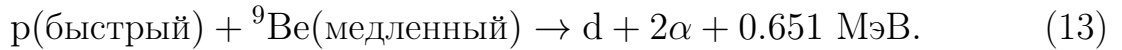
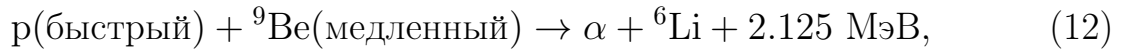
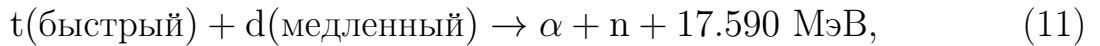
пульса электрического тока  $P_1$  вдоль оси капсулы (Z-пинч) и запаздывающего, но строго синхронизованного по времени импульса мощного фемтосекундного лазера  $P_2$ , сфокусированного на торец К. Под действием импульса  $P_1$  происходит быстрый разогрев, испарение и последующее сжатие капсулы ponderomotorными силами, в результате чего система переходит в состояние лайнера с плазменной  ${}^9\text{Be}$ -оболочкой, внутри которой заперта относительно холодная  $\text{D}^3\text{He}$ -плазма высокой плотности. Предполагается, что до момента наступления гидродинамического разлета плотность ядер бериллия  $n_{\text{Be}} \simeq 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , дейтерия и гелия  $n_{\text{d}} = n_{\text{He}} \simeq 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Задачей лазерного импульса  $P_2$  является создание необходимых условий для реализации сценария быстрого поджига  $\text{D}^3\text{He}$ -топлива, включающего несколько этапов:

а) *Кулоновский взрыв торца лайнера.* Под действием фемтосекундного лазерного импульса легкие электроны почти мгновенно удаляются из облучаемой торцевой мишени К, а возникающий нескомпенсированный кулоновский заряд разгоняет ионы мишени до МэВных энергий, которые создают быстро движущийся “поршень”, действующий на прилегающую  $\text{D}^3\text{He}$ -плазму.

б) *Гидродинамический нагрев топлива.* Скорость “поршня” может оказаться достаточной для создания ударной волны сжатия вещества, способной распространяться вдоль лайнера. При этом плазма будет не только сжиматься, но и нагреваться ударной волной. Если допустить, что такая волна увеличивает плотность вещества на порядок величины, то на фронте ударной волны плотность топлива может достигнуть значений  $n_{\text{d}} = n_{\text{He}} \simeq 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

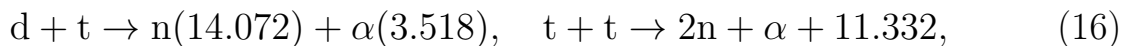
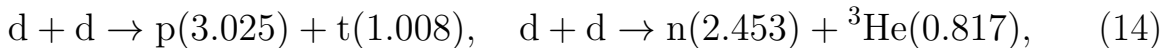
в) *Ядерно-физический нагрев топлива.* Это каталитический механизм нагрева, который запускается быстрыми частицами, продуцируемыми в торце К лайнера под действием фемтосекундного лазера. В первую очередь такими частицами являются релятивистские электроны, энергия которых может превышать десятки МэВ. Часть этой энергии конвертируется в поток МэВных фотонов, а затем первичные электроны и вторичные фотоны вызывают

процессы дезинтеграции слабосвязанного ядра  ${}^9\text{Be}$ , приводящие к появлению в плазме  $\alpha$ -частиц и нейтронов надтепловых энергий. К таким процессам относятся реакция электрорасщепления  ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ , фотоядерная реакция  ${}^9\text{Be}(\gamma, n)2\alpha$  и процесс размножения нейтронов  ${}^9\text{Be}(n, 2n)2\alpha$ . Важную роль выполняет нейтронный импульс, который через реакцию  ${}^3\text{He}(n, p)t$  запускает каталитический квазирезонансный механизм нагрева  $\text{D}^3\text{He}$ -топлива и  ${}^9\text{Be}$ -оболочки лайнера



При достаточном уровне нейтронного потока реакция (11) может облегчить быстрый поджиг небольшой порции сжатого топлива. Расчеты показали, что при интенсивности лазерного излучения  $10^{19} \text{ Вт/см}^2$  и длительности лазерного импульса 100 фс, за один импульс можно получить  $\sim 10^7$  нейтронов из  ${}^9\text{Be}(e, e'n)2\alpha$ -реакции. Причем дополнительные каналы генерации (см. выше) способны заметно увеличить выход нейтронов.

Моделирование горения  $\text{D}^3\text{He}$ -плазмы было проведено с учетом первичных и вторичных каналов выделения энергии



где в скобках указана энергия продуктов реакций (в МэВ). Кинетика реакций в области фронта ударной волны была рассчитана для температуры  $T_i = 10\text{--}50 \text{ кэВ}$  и начальной плотности сжатого топлива  $n_d = n_{{}^3\text{He}} = 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Результаты для  $T_i = 20 \text{ кэВ}$  приведены на рис. 10. Здесь отражена динамика

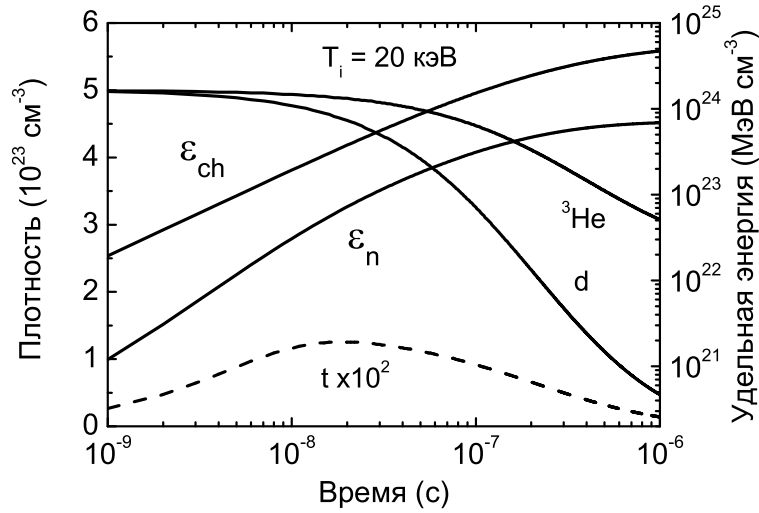


Рис. 10. Динамика горения  $D^3\text{He}$ -плазмы. Сплошные кривые показывают выгорание топлива (левая шкала) и выделение энергии (правая шкала). Штриховая кривая дает наработку трития в масштабе 100 : 1.

выгорания дейтерия и гелия-3, каталитической наработки трития и выделения удельной энергии синтеза. Для удобства на этом рисунке показан парциальный вклад в энерговыделение  $\mathcal{E}_{\text{fus}}$  нейтронов ( $\mathcal{E}_n$ ) и заряженных частиц ( $\mathcal{E}_{\text{ch}}$ ). Длина пробега и время термализации продуктов первичных реакций (14)–(15) в плазме с  $n_d = n_{^3\text{He}} = 0.5 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$  и  $T_i = 20 \text{ кэВ}$  приведены в табл. 3. Как видно, быстрые частицы, за исключением протонов, будут оставаться в пределах локальной зоны горения с пространственным размером  $\sim 1 \text{ мм}$ . Протоны же, выделяя здесь часть своей энергии, будут также осуществлять преднагрев топлива впереди фронта ударной волны. Это должно способствовать продвижению волны горения вдоль лайнера.

Таблица 3. Длина пробега  $l_{\text{th}}$  и время термализации  $\tau_{\text{th}}$  продуктов первичных реакций в  $D^3\text{He}$ -плазме с плотностью  $n_d = n_{^3\text{He}} = 0.5 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $T_i = 20 \text{ кэВ}$ .

	t(1.008)	p(3.025)	$^3\text{He}$ (0.817)	$\alpha$ (3.670)	p(14.680)
$l_{\text{th}}$ (мм)	0.83	3.05	0.16	0.99	9.4
$\tau_{\text{th}}$ (нс)	0.15	0.23	0.03	0.12	0.40

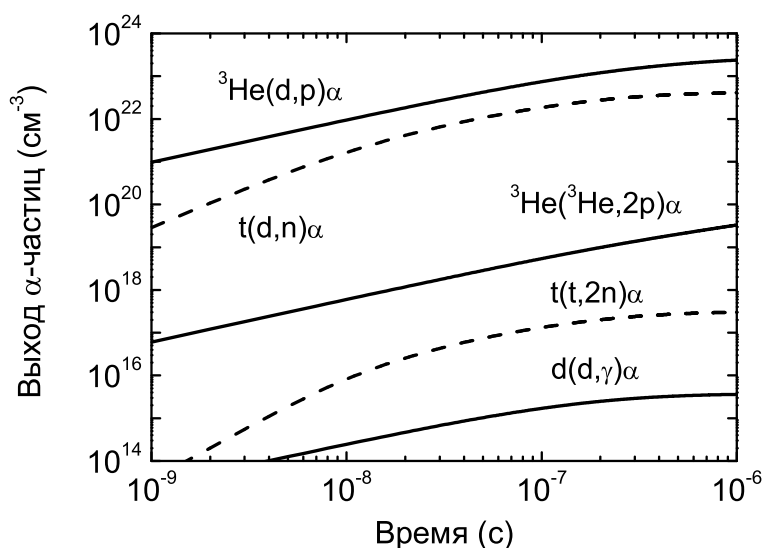


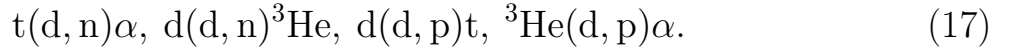
Рис. 11. Выход  $\alpha$ -частиц из первичных (сплошные кривые) и вторичных (пунктирные кривые) реакций как функция времени горения на фронте ударной волны при  $T_i = 20$  кэВ.

Оценим соотношение вложенной электрической энергии и энергии ядерного синтеза для процесса с температурой 20 кэВ и длительностью  $10^{-7}$  с (примерное время прохождения ударной волной отрезка шнура в 1 мм). Из рис. 10 находим, что при таких условиях удельное энерговыделение  $\mathcal{E}_{\text{ch}}$  равно 240 МДж/мм<sup>3</sup>. Если принять во внимание, что вложенная энергия определяется в основном энергией электрического разряда (несколько МДж), то для коэффициента усиления энергии получаем величину в пределах 50–100.

Анализ возможности  $\gamma$ -лучевой диагностики рассматриваемого процесса показал, что при благоприятном уровне  $\gamma$ -фона реакции между ионами топлива  ${}^3\text{He}(d, \gamma)$ ,  $\text{D}(d, \gamma)$  и  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \gamma)$  могут выполнять роль ядерного “термометра” в плазме. Важную информацию дадут измерения 4.439-МэВных  $\gamma$ -квантов из реакции  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}^*[4.439] \rightsquigarrow \gamma + {}^{12}\text{C}$ , которая активируется в  ${}^9\text{Be}$ -оболочке лайнера быстрыми  $\alpha$ -частицами. На рис. 11 показан интегральный выход  $\alpha$ -частиц из первичных и вторичных реакций в плазме за время горения  $t$ . Эти данные позволили заключить, что вклад реакции  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$  в интенсивность  $\gamma$ -линии 4.439 МэВ составляет не менее 80% и поэтому эта линия должна служить удобным “маркером” развития т/я процесса.

**В пятой главе** проведен анализ нетепловых ядерных процессов в плазме ранней Вселенной. Исследованы каналы генерации и замедления быстрых частиц в плазме, определены их характеристики и рассчитаны скорости надтепловых реакций с этими частицами. Проведено моделирование первичного нуклеосинтеза с учетом тепловых и надтепловых ядерных процессов.

Установлено, что в эпоху первичного нуклеосинтеза основными источниками быстрых частиц в плазме являются реакции



Потоки этих частиц имеют форму гигантского импульса с максимумом при температуре  $T_9 \simeq 0.8\text{--}0.9$ , соответствующей возрасту Вселенной  $\sim 200$  с ( $T_9 = 1$  означает  $10^9$  К, что эквивалентно температуре 86.17 кэВ). Расчет замедления продуктов реакций (17) был проведен с учетом всех основных каналов потери энергии. Для заряженных частиц, это упругое кулоновское рассеяние на электронах, позитронах и ионах (Coul); обратное комптоновское рассеяние на тепловых фотонах (Comp); ядерное упругое рассеяние (NES) на окружающих нуклонах и ядрах. Быстрые нейтроны замедляются благодаря NES-процессу, а также теряют часть энергии за счет рассеяния на электронах, позитронах (MMI) и фотонах (MMC). Вклад этих каналов в скорость потери энергии нуклонов  $\langle dE_N/dt \rangle$  из реакций (17) приведен на рис. 12. Большой интерес представляет функция распределения нейтронов  $f_{n,\text{fast}}(E_n)$ , потери энергии которых сравнительно малы. Она находится из уравнения

$$\sum_j n_j \sigma_{tj}^{\text{eff}}(E_n) \Psi(E_n) = \sum_j \int n_j \sigma_{Sj}^{\text{eff}}(E'_n \rightarrow E_n) \Psi(E'_n) dE'_n + S(E_n), \quad (18)$$

где  $\Psi(E_n) = v_n f_{n,\text{fast}}(E_n)$ ,  $n_j$  – плотность тепловых ионов  $j$ ,  $\sigma_{tj}^{\text{eff}}$  – полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром  $j$ ,  $\sigma_{Sj}^{\text{eff}}$  – дифференциальное сечение  $nj$ -рассеяния, усредненное по распределению частиц  $j$ ,  $S$  – скорость генерации быстрых нейтронов. На рис. 13 показана рассчитанная полная функция

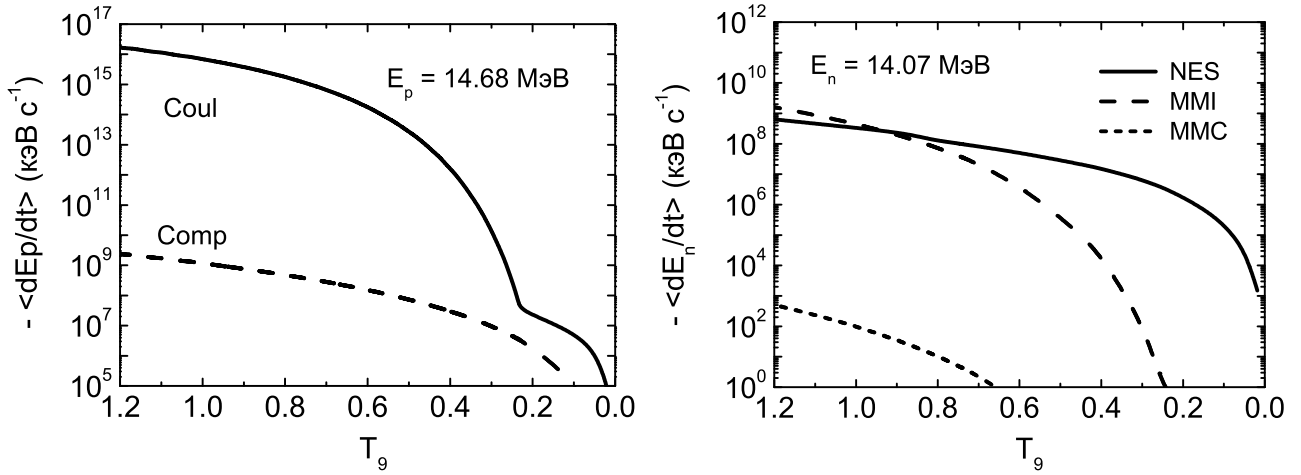


Рис. 12. Вклад различных механизмов в скорость потери энергии быстрых нуклонов.

распределения нейтронов, немаксвелловское возмущение которой при высоких энергиях вызвано быстрыми нейтронами из реакций  $t(d, n)\alpha$  и  $d(d, n)^3\text{He}$ .

Используя скорости генерации и замедления, а также функции распределения быстрых частиц  $k$ , были найдены их основные параметры: концентрация  $n_{k,\text{fast}}$  и эффективная температура  $T_{k,\text{fast}} = 2\langle E_k \rangle / 3$ . Эти результаты представлены на рис. 14 и 15. Концентрация нейтронов  $n_{n,\text{fast}}$  очень сильно превышает концентрацию ионов  $n_{q,\text{fast}}$  и при  $T_9 \simeq 0.9$  даже близка к концентрации тепловых ядер  $^3\text{He}$ . При этом доля быстрых нейтронов в полной нейтронной компоненте  $n_{n,\text{fast}}/n_n \simeq 0.01\%$ . Эти нейтроны также имеют рекордно высокую температуру  $T_{n,\text{fast}} = 7.8\text{--}2.6$  МэВ, превосходящую температуру плазмы в 70–300 раз. Среди заряженных частиц самая горячая группа сформирована протонами из  $^3\text{He}(d, p)\alpha$ -реакции: их температура  $T_{p,\text{fast}} = 0.4\text{--}2.1$  МэВ.

Быстрые частицы могут заметно влиять на скорости ряда реакций в эпоху нуклеосинтеза. В качестве примера на рис. 16 представлены результаты для нейтронов. Слева показаны параметры скорости  $\langle \sigma v \rangle$  прямых и обратных процессов  $d + d \rightleftharpoons n + ^3\text{He} + Q$  как с тепловыми частицами, так и с учетом надтепловых нейтронов из реакций (17). Видно, что эти нейтроны сильно увеличивают  $\langle \sigma v \rangle$  обратных реакций, в результате чего стандартное соотношение прямой и обратной реактивностей  $\langle \sigma v \rangle_{d(d,n)^3\text{He}} / \langle \sigma v \rangle_{^3\text{He}(n,d)d} \propto \exp(-Q/T)$  ока-

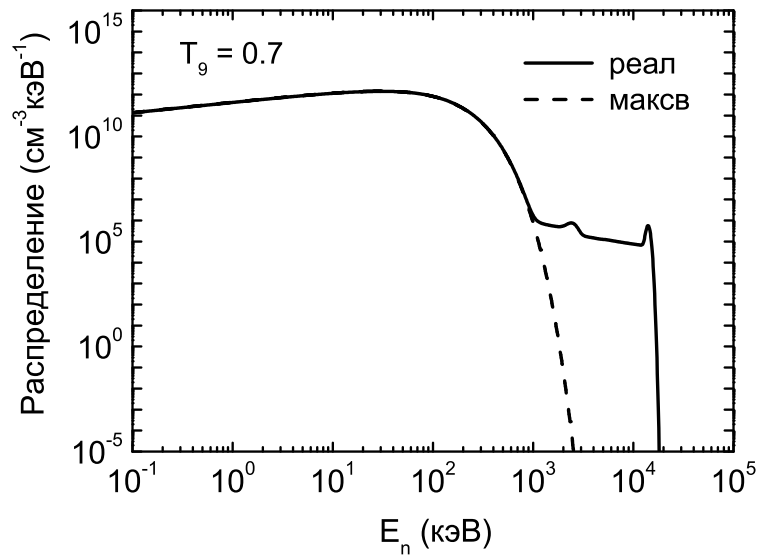


Рис. 13. Реалистическая и максвелловская функции распределения нейтронов в плазме.

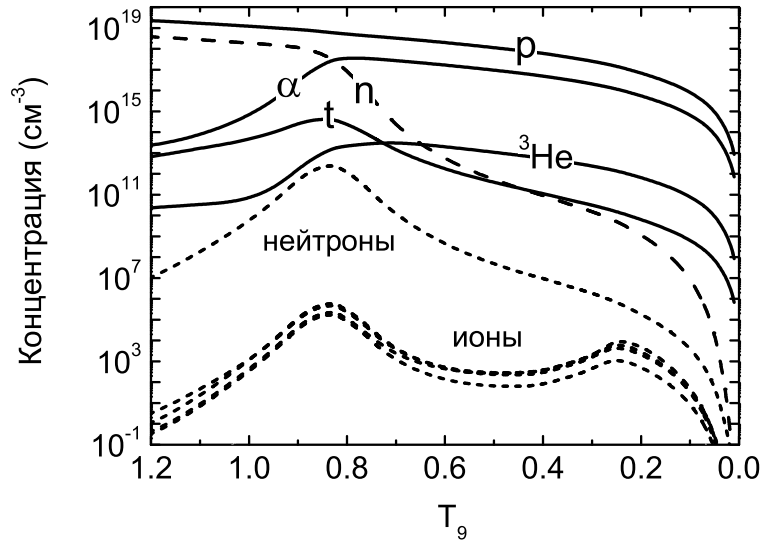


Рис. 14. Концентрация тепловых и быстрых (точечные кривые) частиц в плазме.

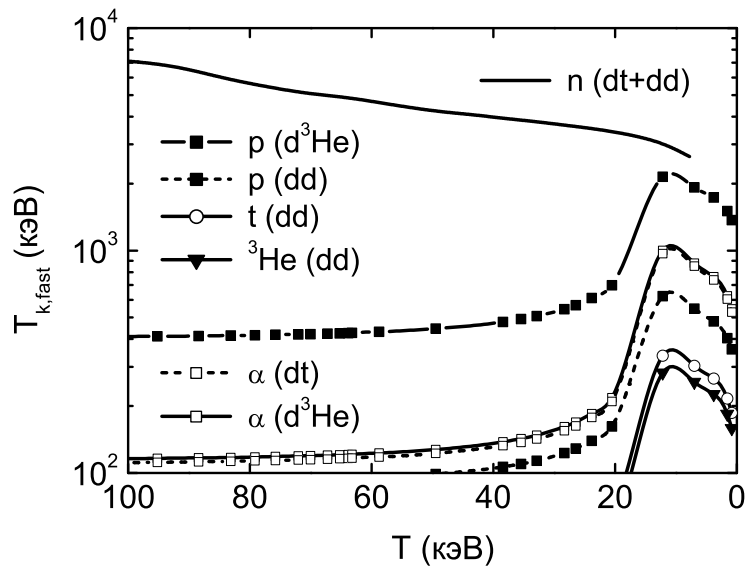


Рис. 15. Сравнение эффективной температуры быстрых частиц с температурой плазмы.



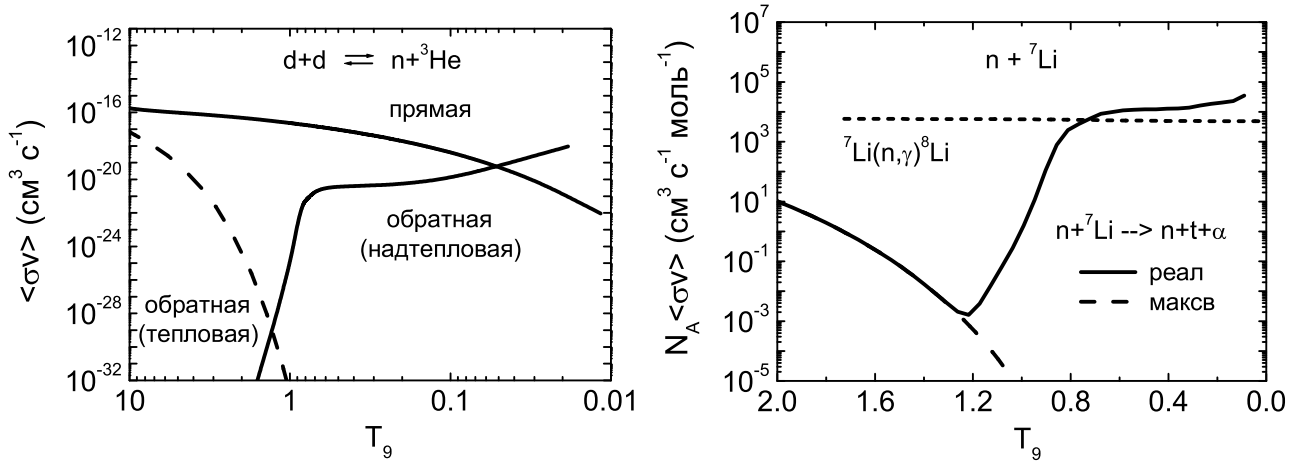


Рис. 16. Слева: параметры скорости  $\langle\sigma v\rangle$  прямых и обратных реакций  $d + d \rightleftharpoons n + {}^3\text{He}$ . Справа: реалистические и максвелловские значения  $N_A \langle\sigma v\rangle$  для реакций  $n + {}^7\text{Li}$ .

зывается неприменимым при температурах ниже некоторой величины. Правая часть рис. 16 показывает влияние быстрых нейтронов на реакцию развала  ${}^7\text{Li}$ . Здесь эти нейтроны играют очень важную роль, поддерживая значение  $N_A \langle\sigma v\rangle$  для реакции  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow n + t + \alpha$  на высоком уровне при охлаждении плазмы. Причем скорость этого порогового процесса даже может превышать скорость экзотермической реакции в той же ядерной системе:  ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ . Сильное влияние быстрых нейтронов также обнаружено для реакций развала ядер  $d$  и  ${}^7\text{Be}$ .

Рассмотрим первичный нуклеосинтез в рамках расширенного сценария с учетом тепловых и надтепловых реакций в плазме. Для учета нетепловых эффектов скоростные уравнения [19] для содержания ядер  $Y_i = n_i/n_b$ , образующихся в реакциях  $N_i(i) + N_j(j) \rightleftharpoons N_k(k) + N_l(l)$ , были записаны в виде

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_{j,k,l} N_i \left[ -\frac{Y_i^{N_i} Y_j^{N_j}}{N_i! N_j!} [\widehat{ij}]_k + \frac{Y_l^{N_l} Y_k^{N_k}}{N_l! N_k!} [\widehat{lk}]_j \right], \quad (19)$$

где  $N_x$  – число участвующих в реакции ядер  $x$ , а  $[\widehat{ij}]_k$  и  $[\widehat{lk}]_j$  – обобщенные параметры скорости прямой и обратной реакций соответственно. Для двухчастичных реакций между заряженными частицами  $[\widehat{ij}]_k = \rho_b N_A \langle\sigma v\rangle_{ij,M} + \rho_b N_A \langle\sigma v\rangle_{ij,\text{fast}}$ , где  $\rho_b$  – барионная плотность,  $\langle\sigma v\rangle_{ij,M}$  и  $\langle\sigma v\rangle_{ij,\text{fast}}$  – параметры

Таблица 4. Первичное содержание легких элементов.

Элемент	Теория			Наблюдения	
	Настоящая работа <sup>1)</sup>	[14] <sup>1)</sup>	[15] <sup>2)</sup>	[16] <sup>3)</sup>	[17]
D/H ( $\times 10^{-5}$ )	2.529	2.59	2.49		$2.82 \pm 0.21$
T/H ( $\times 10^{-8}$ )	7.719				
<sup>3</sup> He/H ( $\times 10^{-5}$ )	1.002	1.04	1.00		$\{1.1 \pm 0.2\}$ <sup>4)</sup>
<sup>4</sup> He ( $\times 10^{-1}$ )	2.457	2.476	2.486		$2.49 \pm 0.09$
<sup>6</sup> Li/H ( $\times 10^{-14}$ )	1.100	1.23			
<sup>7</sup> Li/H ( $\times 10^{-10}$ )	4.474	5.24	5.24		$1.70 \pm 0.44$
<sup>10</sup> B/H ( $\times 10^{-20}$ )	2.531	0.30			
<sup>11</sup> B/H ( $\times 10^{-16}$ )	3.867	3.05		3.9	
<sup>12</sup> C/H ( $\times 10^{-16}$ )	6.445	5.34		4.6	
<sup>13</sup> C/H ( $\times 10^{-16}$ )	1.179	1.41		0.9	
<sup>14</sup> C/H ( $\times 10^{-17}$ )	1.125			1.3	
<sup>14</sup> N/H ( $\times 10^{-17}$ )	4.344	6.76		3.7	
<sup>15</sup> N/H ( $\times 10^{-20}$ )	1.434	2.25			
<sup>16</sup> O/H ( $\times 10^{-20}$ )	3.027	9.13		2.7	

<sup>1)</sup>  $\eta = 6.16 \times 10^{-10}$ , <sup>2)</sup>  $\eta = 6.23 \times 10^{-10}$ , <sup>3)</sup>  $\eta = 6.11 \times 10^{-10}$ , <sup>4)</sup> данные [18].

скорости тепловой и надтепловой реакций соответственно. В случае нейтронных процессов ( $i = n$ )  $[\widehat{nj}]_k = \rho_b N_A \langle \sigma v \rangle_{nj}$ , где реактивность  $\langle \sigma v \rangle_{nj}$  рассчитана для реалистической функции распределения нейтронов. Обобщенные параметры скорости обратных процессов  $[\widehat{lk}]_j$  определяются аналогичным образом. В настоящей работе были учтены  $\sim 40$  надтепловых реакций, включая впервые рассмотренные процессы двухчастичного развала ядер d, <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li и <sup>7</sup>Be быстрыми нуклонами. Относительное содержание легких элементов  $n_i/n_p \equiv i/H$ , рассчитанное с параметром барион-фотонного соотношения во Вселенной  $\eta = n_b/n_\gamma = 6.16 \times 10^{-10}$  [20], приведено в табл. 4. Там же представ-

лены результаты недавних расчетов авторов [14–16] в рамках стандартной модели без учета надтепловых реакций, а также приведены экспериментальные данные для первичного содержания D,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$  (и возможно для  $^3\text{He}$ ). Видно, что предложенный нами сценарий уточняет образование некоторых элементов, в частности, улучшает предсказание содержания первичного  $^7\text{Li}$ .

**В Заключение** перечислены основные результаты и выводы работы.

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

- A1. Kukulin V. I., Kamal M., Voronchev V. T., Krasnopol'sky V. M. On the extrapolation of the low-energy cross sections of nuclear reactions in the  $d+^6\text{Li}$  system. // Journal of Physics G: Nuclear Physics. 1984. Vol. 10, no. 9. Pp. L213–L219.
- A2. Камаль М., Кукулин В. И., Ворончев В. Т. Ядерно-физическая диагностика ионной температуры в горячей плазме. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 1989. № 3. С. 37–40.
- A3. Voronchev V. T., Kukulin V. I., Krasnopolsky V. M. et al. Nuclear-physical aspects of controlled thermonuclear fusion, I. Study of the potential barrier penetrability in a system of light nuclei and its application to the  $d + ^6\text{Li}$  reaction. // Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University. 1990. Vol. 50, no. 4. Pp. 517–526.
- A4. Voronchev V. T., Kukulin V. I., Krasnopolsky V. M. et al. Nuclear-physical aspects of controlled thermonuclear fusion, II. Dynamic multicluster model of light nuclei and its application for studying thermonuclear reactions. // Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University. 1991. Vol. 51, no. 1. Pp. 63–80.

- A5. Kamal M., Voronchev V. T., Kukulin V. I. et al. Self-consistent calculation of the interactions of lightest nuclei with  ${}^6\text{Li}$ . // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 1992. Vol. 18, no. 2. Pp. 379–392.
- A6. Voronchev V. T., Kukulin V.I. Rate parameters of  ${}^6\text{Li}(d, p\alpha)\text{T}$  and  ${}^6\text{Li}(d, n\alpha){}^3\text{He}$  nuclear reactions at thermonuclear temperatures. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2000. Vol. 26, no. 6. Pp. L103–L109.
- A7. Voronchev V. T., Kukulin V. I. Cross sections of  ${}^6\text{Li}(t, d){}^7\text{Li}^*[0.478]$  and  ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}^*[0.981]$  nuclear reactions in the 0–2 MeV energy range. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2000. Vol. 26, no. 12. Pp. L123–L130.
- A8. Ворончев В. Т., Кукулин В. И. Ядерно-физические аспекты УТС: Анализ перспективных топлив и гамма-лучевая диагностика горячей плазмы. // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 12. С. 2147–2162.
- A9. Voronchev V. T., Kukulin V. I., Nakao Y. Use of  $\gamma$ -ray-generating nuclear reactions for temperature diagnostics of DT fusion plasma. // Physical Review E. 2001. Vol. 63, no. 2. Pp. 026413(1–7).
- A10. Voronchev V. T., Nakao Y. Nuclear reaction  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*[16.63; 16.92]$  at sub-barrier energies. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2003. Vol. 29, no. 2. Pp. 431–441.
- A11. Voronchev V. T., Nakao Y. On feasibility of absolute measurements of ion temperature in D- ${}^3\text{He}$  fusion plasma. // Journal of the Physical Society of Japan. 2003. Vol. 72, no. 5. Pp. 1292–1299.
- A12. Voronchev V. T., Kukulin V. I., Kuzhevskij B. M. Developmental study of a plasma source of 14-MeV neutrons. I. General concept. // Nuclear

- Instruments and Methods in Physics Research A. 2004. Vol. 525, no. 3. Pp. 626–632.
- A13. Voronchev V. T., Kukulín V. I., Kuzhevskij B. M. Electrodísintegration reaction in beryllium plasma as a source of neutrons. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2005. Vol. 539, no. 3. Pp. 640–645.
- A14. Ворончев В. Т., Кукулин В. И., Кужевский Б. М. О генерации нейтронов в бериллиевой плазме под действием пучка быстрых электронов. // Ядерная физика. 2005. Т. 68, № 2. С. 374–376.
- A15. Nakamura M., Nakao Y., Voronchev V. T. et al. Kinetic analysis of  $\gamma$ -ray-generating reactions for fuel ion and energetic particle diagnostics of D-T fusion plasma. // Journal of the Physical Society of Japan. 2006. Vol. 75, no. 2. Pp. 024801(1–8).
- A16. Nakamura M., Voronchev V. T., Nakao Y. On the enhancement of nuclear reaction rates in high-temperature plasma. // Physics Letters A. 2006. Vol. 359, no. 6. Pp. 663–668.
- A17. Nakamura M., Nakao Y., Voronchev V. T. Use of the  ${}^6\text{Li} + \text{T}$  nuclear reaction for diagnostics of energetic particles in burning plasmas. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2007. Vol. 580, no. 3. Pp. 1502–1512.
- A18. Nakao Y., Nakamura M., Voronchev V. T. Use of the  $\gamma$ -rays from the  ${}^6\text{Li}(t, p_1){}^8\text{Li}^*$  reaction for studying knock-on tritons in the core of fusion plasmas. // Fusion Science and Technology. 2007. Vol. 52, no. 4. Pp. 1045–1050.
- A19. Voronchev V. T., Nakao Y., Nakamura M. Non-thermal processes in standard big bang nucleosynthesis: I. In-flight nuclear reactions induced by en-

- ergetic protons. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2008. Vol. 2008, no. 05. Pp. 010(1–19).
- A20. Voronchev V. T., Nakamura M., Nakao Y. Non-thermal processes in standard big bang nucleosynthesis: II. Two-body disintegration of D,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  nuclei by fast neutrons. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2009. Vol. 2009, no. 05. Pp. 001(1–15).
- A21. Voronchev V. T., Nakao Y., Nakamura M. Analysis of suprathreshold nuclear effects in the standard model of big bang nucleosynthesis. // Astrophysical Journal. 2010. Vol. 725, no. 1. Pp. 242–248.
- A22. Ворончев В. Т., Кукулин В. И. Реализация термоядерного процесса в  $\text{D}^3\text{He}$ – ${}^9\text{Be}$ -плазме на основе Z-пинча со сверхбыстрым лазерным поджигом. // Ядерная физика. 2010. Т. 73, № 1. С. 41–61.
- A23. Кукулин В. И., Ворончев В. Т. Термоядерный синтез в  $\text{D}^3\text{He}$ -плазме на основе пинча с управлением фемтосекундным лазером. // Ядерная физика. 2010. Т. 73, № 8. С. 1418–1426.
- A24. Nakao Y., Tsukida K., Voronchev V. T. Realistic neutron energy spectrum and a possible enhancement of reaction rates in the early Universe plasma. // Physical Review D. 2011. Vol. 84, no. 6. Pp. 063016 (1–14).
- A25. Voronchev V. T., Nakao Y., Nakamura M. On the relation between forward and reverse nuclear reactions in an astrophysical plasma. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2011. Vol. 38, no. 1. Pp. 015201(1–11).
- A26. Voronchev V. T., Nakao Y., Tsukida K., Nakamura M. Standard big bang nucleosynthesis with a nonthermal reaction network. // Physical Review D. 2012. Vol. 85, no. 6. Pp. 067301(1–5).

## Список цитируемой литературы

1. Kukulín V. I., Krasnopol'sky V. M., Voronchev V. T., Sazonov P. B. // Nuclear Physics A. 1986. Vol. 453, no. 3. Pp. 365–388.
2. Kukulín V. I., Pomerantsev V. N., Razikov K. D. et al. // Nuclear Physics A. 1995. Vol. 586, no. 1. Pp. 151–189.
3. Givens R. W., Brussel M. K., Yavin A. I. // Nuclear Physics A. 1972. Vol. 187, no. 3. Pp. 490–500.
4. Ворончев В. Т. Структура легких ядер и проблема управляемого термоядерного синтеза. Дис. канд. физ-мат. наук. // М.: НИИЯФ МГУ. 1983. 169 с.
5. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Жеребцов В. А., Звенигородский А. Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. // М.: ЦНИИАтоминформ. 1989. 272 с.
6. Elwyn A. J., Holland R. E., Davids C. N. et al. // Physical Review C. 1980. Vol. 22, no. 4. Pp. 1406–1419.
7. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Протопопов В. Н. // Известия АН Казахской ССР. Серия физико-математическая. 1984. № 4. С. 24–29.
8. Elwyn A. J., Monahan J. E., Serduke F. J. D. // Nuclear Science and Engineering. 1977. Vol. 63, no. 3. Pp. 343–346.
9. Rosenbluth M. N., McDonald W. M., Judd D. L. // Physical Review. 1957. Vol. 107, no. 1. Pp. 1–6.
10. Nakao Y., Kai K., Matsuura H., Kudo K. // Transactions of Fusion Technology. 1995. Vol. 27. Pp. 555–559.

11. Ballabio L., Gorini G., Källne J. // *Physical Review E*. 1997. Vol. 55, no. 3. Pp. 3358–3368.
12. De Braeckelee L., Adelberger E. G., Gundlach J. H. et al. // *Physical Review C*. 1995. Vol. 51, no. 5. Pp. 2778–2788.
13. Cecil F. E., Zweben S. J., Medley S. S. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 1986. Vol. 245, no. 2–3. Pp. 547–552.
14. Coc A., Goriely S., Xu Y. et al. // *Astrophysical Journal*. 2012. Vol. 744, no. 2. Pp. 158(1–18).
15. Cyburt R. H., Fields B. D., Olive K. A. // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2008. Vol. 2008, no. 11. Pp. 012(1–14).
16. Iocco F., Mangano G., Miele G. et al. // *Physical Review D*. 2007. Vol. 75, no. 8. Pp. 087304(1–4).
17. Nakamura K., Hagiwara K., Hikasa K. et al. // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2010. Vol. 37, no. 7A. Pp. 075021(1–1422).
18. Bania T. M., Rood R. T., Balser D. S. // *Nature*. 2002. Vol. 415, no. 6867. Pp. 54–57.
19. Wagoner R. V. // *Astrophysical Journal Supplement*. 1969. Vol. 18, no. 162. Pp. 247–295.
20. Komatsu E., Smith K. M., Dunkley J. et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2011. Vol. 192, no. 2. Pp. 18(1–47).