Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Корнев Владимир Александрович

Исследование удержания быстрых ионов в компактном токамаке ТУМАН-3М с помощью измерения потоков нейтронов

01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук С.В. Лебедев

Санкт-Петербург

Оглавление

| Введение |
|---|
| Глава 1. Обзор литературы по теме диссертации14 |
| 1.1 Использование инжекторов высокоэнергичных атомов для нагрева плазмы и |
| генерации нейтронов14 |
| 1.2 Детекторы нейтронов, применяемые в экспериментах по управляемому |
| термоядерному синтезу в установках с магнитным удержанием |
| 1.3 Применение нейтронных измерений для исследования удержания быстрых |
| ионов в токамаках |
| 1.4 Мощные источники нейтронов на базе токамаков |
| |
| Глава 2. Создание комплекса инжекционного нагрева токамака ТУМАН-3М и |
| подготовка экспериментов по исследованию нейтронных потоков |
| 2.1 Описание токамака ТУМАН-3М/3М |
| 2.2 Создание комплекса нагрева с помощью инжекции высокоэнергичных атомов |
| на токамаке ТУМАН-3М и его стендовые испытания |
| 2.2.1 Схема работы инжектора |
| 2.2.2 Установка ионного источника ИПМ-1 |
| 2.3 Разработка и создание диагностики DD нейтронов на токамаке ТУМАН- |
| 3M52 |
| 2.3.1 Конструкция нейтронного детектора52 |
| 2.3.2 Расчет интегрального нейтронного выхода по данным нейтронной |
| диагностики |
| 2.4 Выводы к Главе 2 |
| |

| Глава 4 Скейлинг нейтронного выхода. Сравнение скейлинга с резул | льтатами |
|---|----------|
| численного моделирования | 102 |
| 4.1 Построение скейлинга нейтронного выхода при изменении о | сновных |
| параметров пучка энергичных атомов и фоновой плазмы | 102 |
| 4.2 Моделирование интенсивности нейтронного потока с помощью транси | портного |
| кода АСТРА. Сравнение с экспериментом | 104 |
| 4.3 Выводы к Главе 4 | 107 |

| Заключение | |
|---------------------------------------|-----|
| Положения работы, выносимые на защиту | 112 |
| Список литературы | 114 |

Введение.

Актуальность темы исследования.

Одной из важнейших проблем физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза является оптимизация дополнительного нагрева плазмы. Наиболее перспективным для применения в реакторах управляемого термоядерного синтеза представляется нагрев с использованием инжекции атомарных пучков высокой энергии. Этот метод нагрева плазмы широко используется на многих крупных токамаках, таких как PLT [1], TFTR[2, 3], JET [4], JT-60 [5], ASDEX Upgrade [6] и других [7]. Инжекционный нагрев плазмы будет основным и в сооружаемом международном токамаке-реакторе ИТЭР [8]. B с изложенным, разработка методов связи исследования эффективности инжекционного нагрева плазмы в токамаке является актуальной задачей. Одним из наиболее информативных методов изучения захвата, удержания и дальнейшей термализации быстрых частиц пучка в плазме является нейтронная диагностика.

Основным источником нейтронов в термоядерном реакторе являются термоядерные реакции, в которых одним из продуктов реакции являются нейтроны МэВ диапазона энергий.

Нейтроны не участвуют в нагреве плазмы, так как не удерживаются магнитным полем и практически мгновенно уходят из разряда, поскольку слабо взаимодействуют с частицами разреженной плазмы установок с магнитным удержанием. Скорости термоядерных реакций и соответствующие потоки нейтронов зависят от относительной скорости сталкивающихся частиц и плотности плазмы. Таким образом, с одной стороны нейтронные потоки служат в качестве надежной диагностики количества быстрых ионов в плазме и с другой стороны отражают эффективность работы реактора УТС.

Обсуждаемые в последнее время проекты сооружения нейтронных источников на основе токамаков дополнительно усиливают интерес к изучению закономерностей поведения потоков нейтронов в токамаке [9, 10, 11]. Создание такого нейтронного источника позволит снизить остроту проблемы взаимодействия плазмы с первой стенкой токамака-реактора за счет снижения требований к мощности термоядерного реактора при использовании усиления в бланкете, содержащем тяжелые делящиеся элементы. Источник термоядерных нейтронов является необходимым шагом для решения этой проблемы. Другими применениями термоядерного нейтронного источника являются наработка топлива ²³⁹*Ри* и ²³³*U* для тепловых реакторов, утилизация отработанного ядерного топлива, радиационная медицина. Для построения эффективного нейтронного источника на основе токамака требуется оптимизация геометрии установки, величин тороидального магнитного поля и плазменного тока, других плазменных параметров и параметров системы инжекции нейтралов.

Представленная работа направлена на изучение захвата и удержания быстрых ионов при инжекции высокоэнергичного атомарного пучка дейтерия в дейтериевую плазму компактного токамака ТУМАН-3М. В экспериментах решалась научная задача идентификация основных механизмов потерь быстрых ионов с помощью исследования зависимости потока нейтронов от ряда инженерных параметров установки, параметров плазмы и инжектируемого пучка. Измерение абсолютной величины нейтронного потока, образующего при инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую плазму, а также время спада нейтронного потока после выключения инжекции, позволило оценить эффективность удержания быстрых ионов и их время жизни при различных параметрах плазмы и инжектируемого пучка.

Одним из важных результатов данной работы стало уточнение эмпирической зависимости (скейлинга) величины интенсивности нейтронного потока от основных параметров установки, плазмы и инжектируемого пучка. Этот скейлинг можно использовать для прогнозирования величины нейтронного

выхода при модернизации существующих компактных токамаков и при создании новых установок данного типа.

Место исследования среди других работ.

Основное содержание настоящей диссертации составляют результаты, полученные во время проведения экспериментальных исследований нагрева плазмы с использованием пучков быстрых атомов дейтерия, выполненных на компактном токамаке ТУМАН-3М.

Впервые в России подробно исследовано поведение нейтронного потока в плазме с инжекцией интенсивного нейтрального пучка атомов (*NBI*) в зависимости от различных параметров разряда. В условиях токамака ТУМАН-3М разработанная нейтронная диагностика оказалась наиболее надежным и эффективным средством исследования удержания быстрых ионов, образующихся при ионизации пучка энергичных атомов дейтерия в плазме. Нейтронные измерения также позволили оценить время термализации быстрых ионов в плазме

Хотя к настоящему времени на токамаках проведено большое количество исследований, посвященных исследованиям условий оптимизации термоядерного горения и нейтронного выхода, описываемые эксперименты представляют значительный интерес, поскольку выполнены на компактном токамаке (объем плазмы в ТУМАНе-3М составляет 0,5 м³) и являются основой для создания источника термоядерных нейтронов для гибридного «синтез-деление» подкритического реактора умеренных размеров.

Основными целями настоящей работы являлись:

- разработка и запуск нейтронной диагностики на токамаке ТУМАН-3М;

исследование влияния параметров пучка и плазмы на удержание быстрых ионов,
возникающих при применении инжекции высокоэнергичных пучков нейтральных
атомов в плазму установок с магнитным удержанием;

- изучение особенностей поведения быстрых ионов в плазме в процессе их захвата и термализации.

Постановка задачи.

- 1. Для проведения запланированных исследований было необходимо подготовить комплекс инжекции высокоэнергичных нейтральных атомов изотопов водорода для токамака ТУМАН-3М.
- Было необходимо разработать и создать диагностический комплекс для измерения интенсивности нейтронного потока в экспериментах с нейтральной инжекцией.
- Выполнить исследование удержания быстрых ионов с помощью нейтронной диагностики.
- Осуществить сравнение закономерностей поведения интенсивности нейтронного потока с теоретическими представлениями, разработать скейлинг нейтронного потока в компактном токамаке.

Личный вклад автора.

Все представленные в диссертации результаты получены непосредственно автором или при его активном участии. Автором предложена и разработана схема эксперимента по нейтральной инжекции на токамаке ТУМАН-3М. Автор лично принимал участие в модернизации инжектора. Разработанная архитектура компьютерного управления параметрами разряда в газоразрядной камере и системы сбора данных в целом значительно повысила эффективность работы инжектора и токамака.

Для изучения физики торможения и удержания быстрых ионов в плазме на токамаке ТУМАН-3М автором был разработана и построена нейтронная диагностика, состоящая из детектора для измерения потоков нейтронов с энергией 2,45 МэВ, а также оригинальной системы регистрации сигналов детектора, позволяющей надежно измерять нейтронные потоки со скоростью счета до 10^5 - 10^6 c⁻¹.

При непосредственном участии автора была сформулирована и решена задача моделирования зон захвата быстрых ионов и эффективности передачи

мощности нейтрального пучка плазме в зависимости от параметров пучка и плазмы. На основе результатов моделирования и результатов обработки экспериментальных данных автором предложены оптимальные параметры нейтрального пучка и мишенной плазмы для достижения максимального нейтронного выхода на токамаке ТУМАН-3М.

Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период 2004-2018 г.г., изложены в 13 печатных работах, соавтором которых является В.А. Корнев, в т. ч. в 8 рецензируемых журналах. Результаты диссертации неоднократно представлялись автором на Конференциях Европейского физического общества (2005,2007, 2008, 2018), физике плазмы 2010, Звенигородских по (международных) конференциях по физике плазмы и УТС (2004, 2005, 2006, 2008, 2009), на Международных Конференциях МАГАТЭ по термоядерной энергии (2014, 2016), на совместных симпозиумах, проводимых Калэмским (Culham) научным центром (Великобритания) и ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Helsinki Aalto University of Technology (Финляндия) и ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на семинарах лаборатории Физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Структура и объем диссертации.

Диссертация содержит введение, четыре главы и заключение. В диссертации 122 страницу текста, в том числе две таблицы, 53 рисунков и список литературы, состоящий из 100 наименований.

В первой Главе дан обзор результатов исследований инжекционного нагрева плазмы в различных токамаках. Отдельное внимание в этой Главе описанию конструкции инжектора уделено на положительных ионах, формированию интенсивного ионного пучка, проблеме транспортировке мощности пучка в плазму. Проведен анализ возможных каналов потерь мощности пучка при инжекции в плазму. Кратко изложены основы теории торможения быстрых ионов пучка в плазме и передачи мощности пучка электронной и ионной Обсуждена компонентам плазмы. возможность применения нейтронной

диагностики для исследования захвата и удержания быстрых ионов пучка в плазме токамака. Обсуждены проблемы создания нейтронного источника большой мощности на базе компактного токамака и его применения в различных областях экономики.

Во **второй Главе** приведено описание комплекса инжекции высокоэнергичных атомов в плазму токамака ТУМАН-3М. Обсуждена схема измерения нейтронного потока, образующегося в результате *DD*-реакции. Приведены основные характеристики разработанного нейтронного детектора. Описан метод расчета полного нейтронного выхода при использовании экспериментальных данных, полученных с помощью этого детектора.

В третьей Главе представлены основные результаты нагрева плазмы с помощью пучка высокоэнергичных атомов в токамак ТУМАН-3М, обсуждаются проблемы и результаты исследования удержания быстрых ионов при инжекции пучка в плазму в условиях компактного токамака. Приведены результаты измерения абсолютной величины интенсивности нейтронного потока, образующегося при инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую плазму.

Далее рассмотрена методика экспериментального определения оптимальной плотности плазмы, при которой потери быстрых частиц становятся минимальными при конкретных параметрах плазмы и пучка. Также исследовано влияние величины магнитного поля, тока плазмы и энергии инжекции на удержание быстрых ионов с помощью измерения нейтронного выхода R_n .

Приведена оценка эффективности удержания быстрых ионов и времени их термализации при различных параметрах плазмы и инжектируемого пучка, полученная с помощью измерения времени спада нейтронного потока после выключения инжекции.

Рассмотрено влияние смещения плазменного шнура по большому радиусу на величину нейтронного выхода. Экспериментальным путем было получено значение смещения плазменного шнура вдоль большого радиуса, при котором наблюдается максимум интенсивности нейтронного потока. В конце параграфа приведены результаты измерения нейтронного потока во время внутренних срывов и МГД-возмущений.

В четвертой Главе представлены основные результаты моделирования нейтронного потока с помощью транспортного кода АСТРА [12] и построения полуэмпирической зависимости (скейлинга) интенсивности нейтронного потока от основных параметров разряда, плазмы и инжектируемого пучка.

Список основных публикаций по теме диссертации:

- L.G. Askinazi, A.G. Barsukov, F.V. Chernyshev, V.E. Golant, V.A. Kornev, S.V. Krikunov, V.V. Kuznetsov, A.D. Lebedev, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, A.A. Panasenkov, A.R. Polevoi, S.A. Ponaev, D.V. Razumenko, V.V. Rozhdestvensky, A.I. Smirnov, G.N. Tilinin, A.S. Tukachinsky, M.I. Vildjunas, N.A. Zhubr. First experiments on NBI in the TUMAN-3M tokamak: Proc. of 32th EPS Conf. on Plasma Phys. – Tarragona, 2005. – Vol 29C, P-1.102.
- S.V. Lebedev, L.G. Askinazi, A.G. Barsukov, F.V. Chernyshev, V.E. Golant, V.A. Kornev, S.V. Krikunov, V.V. Kuznetsov, A.D. Melnik, A.A. Panasenkov, A.R. Polevoi, D.V. Razumenko, V.V. Rozhdestvensky, A.I. Smirnov, G.N. Tilinin, A.S. Tukachinsky, M.I. Vildjunas, N.A. Zhubr. Plasma Heating by Neutral Beam Injection in the TUMAN-3M Tokamak // Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conference, Chengdu, China, 16-21 October 2006, EX/P3-15.
- L.G. Askinazi, F.V. Chernyshev, V.E. Golant, M.A. Irzak, V.A. Kornev, S.V. Krikunov, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, D.V. Razumenko, V.V. Rozhdestvensky, A.A. Rushkevich, A.I. Smirnov, A.S. Tukachinsky, M.I. Vildjunas, N.A. Zhubr. Confinement of NBI-originated fast ions in TUMAN-3M: Proc. of 34th EPS Conf. on Plasma Phys. – Warsaw, 2007. – Vol 31F, P-1.146.
- V.A. Kornev, L.G. Askinazi, F.V. Chernyshev, V.E. Golant, S.V. Krikunov, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, D.V. Razumenko, V.V. Rozhdestvensky, A.S. Tukachinsky, M.I. Vildjunas, N.A. Zhubr. Analysis of Density Dependence of Neutron Rate in NBI Experiments on TUMAN-3M: Proc. of 35th EPS Conf. on Plasma Phys. – Hersonissos, 2008. – V. 32D, P-2.103.

- V.A. Kornev, L.G. Askinazi, F.V. Chernyshev, S.V. Krikunov, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, D.V. Razumenko, V.V. Rozhdestvensky, A.S. Tukachinsky, M.I. Vildjunas, N.A. Zhubr. Study of fast ion confinement using 2.45 MeV D-D emission in TUMAN-3M: Proc. of 37th EPS Conf. on Plasma Phys. – Dublin, 2010. – Vol 34A, P-5.160.
- Л.Г. Аскинази, М.И. Вильджюнас, В.А. Корнев, С.В. Лебедев, А.С. Тукачинский. Радиальный ток в токамаке при инжекции нейтрального пучка // Письма ЖТФ. – 2013, Т.39, вып. 4. – С.73.
- М.И. Вильджюнас, В.А. Корнев, Л.Г. Аскинази, С.В. Лебедев, А.С. Тукачинский. Оптимизация геометрии ввода нагревного нейтрального пучка в токамак
 "ТУМАН-3М" // Письма ЖТФ. – 2013, Т.39, вып. 22. – С.80.
- В.А. Корнев, Л.Г. Аскинази, М.И. Вильджюнас, Н.А. Жубр, С.В. Крикунов, С.В. Лебедев, Д.В. Разуменко, В.В. Рождественский, А.С. Тукачинский. Удержание энергичных ионов в плазме токамака при магнитном поле 0.7–1.0 Т // Письма ЖТФ. – 2013, Т.39, вып. 6. – С.41.
- В.А. Корнев, Ф.В. Чернышев, А.Д. Мельник, Л.Г. Аскинази, Ф. Вагнер, М.И. Вильджюнас, Н.А. Жубр, С.В. Крикунов, С.В. Лебедев, Д.В. Разуменко, А.С. Тукачинский. Влияние смещения плазмы по большому радиусу на потоки нейтронов и нейтральных атомов при инжекционном нагреве на токамаке ТУМАН-3М // Письма ЖТФ. – 2013, Т.39, вып. 22. – С.64.
- 10.V.K. Gusev, E.A. Azizov, A.B. Alekseev at al. Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 // Nucl. Fusion 53 (2013) 093013 (14pp).
- 11.V. Kornev, L. Askinazi, S. Lebedev, A. Melnikov, V. Rozhdestvensky, N. Zhubr, F. Chernyshev, S. Krikunov, D. Razumenko, A. Tukachinsky and M. Vildjunas. Effect of Horizontal Displacement on Fast Ion Confinement in TUMAN-3M: Proc. of 25th IAEA Fusion Energy Conf. – St.-Petersburg, 2014. – EX/P6-58, P. 319.
- 12.L.G. Askinazi, V.I. Afanasyev, A.B. Altukhov, ..., V.A. Kornev et. al. Fusion Research in Ioffe Institute // Nucl. Fusion 55 (2015) 104013 (14pp).

- 13.N.N. Bakcharev, F.V. Chernyshev, P.R. Goncharov at al., Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak // Nucl. Fusion 55 (2015) 043023 (8pp).
- 14. <u>Kornev V.A.</u>, Askinazi L.G., Belokurov A.A., Chernyshev F.V., Lebedev S.V., Melnik A.D., Shabelsky A.A., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A. D-D Neutron Emission Measurement in the Compact Tokamak TUMAN-3M: Proc. of 26th IAEA Fusion Energy Conf. Kyoto, 2016. EXW/PDP-25.
- 15.V.A. Kornev, L.G. Askinazi, A.A. Belokurov, F.V. Chernyshev, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, A.A. Shabelsky, A.S. Tukachinsky and N.A. Zhubr. Study of neutron generation in thecompact tokamak TUMAN-3M in support of a tokamak-based fusion neutron source // Nucl. Fusion 57 (2017) 126005 (6pp).
- 16.V.A. Kornev, L.G. Askinazi, A.A. Belokurov, F.V. Chernyshev, S.V. Lebedev, A.D. Melnik, A.S. Tukachinsky, N.A. Zhubr. Plasma heating and neutron production in the TUMAN-3M: Proc. of 45th EPS Conf. on Plasma Phys. – Prague, 2018. – Vol 42A, P-4.1070.

Глава 1. Обзор литературы по теме диссертации.

1.1 Использование инжекторов высокоэнергичных атомов для нагрева плазмы и генерации нейтронов.

В настоящее время наиболее перспективной для использования в будущем термоядерном реакторе представляется концепция магнитного удержания. В этом случае высокотемпературная плазма в заданном объеме удерживается за счет магнитного поля, которое снижает характерный размер смещения частиц между столкновениями до величины ларморовского радиуса. Основными трудностями в работах магнитному удержанию, являются эффективный ПО нагрев И термоизоляция плазмы, а также обеспечение устойчивости плазмы. Первые обнадеживающие результаты по магнитному удержанию плазмы были получены на токамаке Т-3 [13], где была получена плазма с электронной температурой 1000 эВ, ионной температурой 400 -500 эВ и плотностью $4 \cdot 10^{19}$ м⁻³.

Нагреть плазму до температуры зажигания термоядерной реакции (~ 20 кэВ) в установке приемлемых размеров, с помощью только омического нагрева невозможно. В связи с этим необходимо использовать дополнительные методы нагрева.

На данный момент одним из перспективных методов безындукционного нагрева плазмы в токамаках является инжекция быстрых атомов дейтерия или трития. Быстрые атомы пучка ионизуются в плазме, захватываются магнитным полем и отдают свою энергию в результате кулоновских столкновений с частицами плазмы. При инжекции пучка с достаточной энергией можно ожидать нагрев плазмы в токамаке до температуры, при которой будет происходить интенсивная термоядерная реакция между ионами плазмы. В этом случае говорят о "зажигании" в реакторе, в котором в качестве дополнительного метода нагрева используется инжекция быстрых частиц. Теория нагрева плазмы с помощью инжекции нейтральных частиц в настоящее время хорошо разработана и экспериментально проверена [14, 15, 16].

Рассмотрим основные принципы формирования пучка высокоэнергичных нейтральных атомов В инжекторе ДЛЯ нагрева плазмы. Наиболее распространенной схемой формирования пучка является трех электродная фокусирующая система [17]. Она используется в инжекторах относительно небольшой мощности на основе прямой перезарядки положительных ионов [18]. При строительстве инжекторов большой мощности целесообразен переход на более надежную четырех электродную схему вытягивания пучка из плазменного источника. После формирования ионного пучка в инжекторе с заданной энергией, необходимо его нейтрализовать и транспортировать в плазму. Нейтрализация ионного пучка происходит в перезарядной камере на остаточном газе, поступающем из ионного источника инжектора. Размер камеры и давление остаточного газа в нейтрализаторе рассчитывается так, чтобы достигнуть максимального коэффициента нейтрализации, который в зависимости от энергии быстрых ионов варьируется от значения 0,6 до 0,8. Часть неионизованных быстрых частиц пучка удаляются с помощью отклоняющего магнита.

Получение мощного пучка с энергией свыше 100 кэВ является сложной технической задачей, поскольку при использовании инжектора с источником положительных ионов эффективность нейтрализации быстрых ионов в инжекторе быстро уменьшается с ростом энергии пучка [19]. При энергии свыше 100 кэВ использование инжектора данного типа становится не эффективным. Поэтому, для термоядерного реактора необходимо использовать источники на основе отрицательно заряженных ионов. Эффективность нейтрализации при больших энергиях (> 100 кэВ) источника отрицательно заряженных ионов заметно больше, в случае источника положительно заряженных ИОНОВ [7]. Первое чем использование инжекторов на основе отрицательных ионов было осуществлено на установке ЈТ-60U [20, 21, 22, 23]. Следует заметить, что максимальное значение сечения термоядерного синтеза DT типа достигается при энергии пучка больше 100 кэВ (рис. 1). Поэтому, для создания нейтронного источника большой

мощности на базе токамака, по-видимому, также потребуется использование инжектора с источником отрицательных ионах.



Рис. 1. Зависимость сечения реакции синтеза в зависимости от относительной энергии столкновения [7].

Инжектированные быстрые атомы ионизуются в плазме в результате перезарядки на ионах плазмы, ударной ионизации ионами плазмы и электронами: ${}^{\theta}H_{f} + {}^{+}H \rightarrow {}^{+}H_{f} + {}^{\theta}H, {}^{\theta}H_{f} + {}^{+}H \rightarrow {}^{+}H_{f} + e + {}^{+}H, {}^{\theta}H_{f} + e \rightarrow {}^{+}H_{f} + 2e$. В результате прохождения плазмы интенсивность пучка ослабляется по закону $I_{b}(x) = I_{b0} \cdot \exp(-x/L)$ [24], где

$$L = v_b \cdot (n_e \cdot \sum_i \frac{n_i}{n_e} \langle \sigma_{cx} v_{bi} \rangle + \sum_i \frac{n_i}{n_e} \langle \sigma_I v_{bi} \rangle + \langle \sigma_e v_e \rangle)^{-1}, \qquad (1)$$

здесь σ_{cx} и σ_{I} – сечение перезарядки и ионной ударной ионизации, v_{bi} – относительная скорость между быстрым атомом и ионом плазмы, $\langle \sigma_{e} v_{e} \rangle$ - скорость электронной ударной ионизации быстрого атома, n_{e} , n_{i} – электронная и ионная плотность плазмы, соответственно.

Поведение сечения ионизации атомов пучка изотопами водорода и электронами в зависимости от энергии пучка описано в [25] и представлено на рис. 2. Видно, что при энергии быстрых частиц ниже 40 кэВ основным процессом ионизации является перезарядка.



Рис. 2. Зависимость сечений ионизации инжектируемого пучка атомов водорода и дейтерия [7].

Для эффективного нагрева плазмы В будущем токамаке-реакторе потребуются нейтральные пучки большой мощности до 100 МВт с энергией около 1 МэВ. Действительно, для обеспечения максимальной эффективности нагрева плазмы быстрые частицы после ионизации должны захватываться магнитным полем как можно ближе к центральной области плазмы, другими словами, длина свободного пробега быстрой частицы L в плазме должна быть такая, чтобы ионизация атомов пучка происходила в центральной области плазмы. Для выполнения этого условия при инжекции в плазму большого объема и большой плотности (~10²⁰ м⁻³) необходимо использовать пучки с энергией около 1 МэВ.

Траектории быстрых ионов, образующихся при ионизации пучка в плазме, задаются направлением инжекции, направлением и величинами магнитного поля токамака и тока плазмы как в точке ионизации быстрого атома, так и вдоль траектории образовавшегося иона. При инжекции пучка вдоль большого радиуса токамака образуются быстрые ионы с большой поперечной энергией (запертые частицы).

На установках *PLT*, *JT-60U*, *TFTR* экспериментально было показано, что при таком направлении инжекции сильное влияние на удержание быстрых ионов оказывает гофрировка тороидального магнитного поля токамака [26, 27, 28]. Для того чтобы уменьшить влияние гофрировки тороидального магнитного поля, необходимо направлять нейтральный пучок по касательной к тороидальному магнитному полю. Доля быстрых ионов с малой поперечной энергией (пролетные частицы) при такой схеме инжекции увеличивается. На рис. 3 изображены примеры траекторий запертых и пролетных быстрых ионов. Как видно из рисунка, пролетные ионы локализуются вблизи центральной области плазмы, в то время как траектории запертых ионов заполняют периферийную область плазмы, где влияние гофрировки магнитного поля сказывается сильнее. На крупных размер витков соленоида позволяет инжектировать ПО токамаках пучок касательной к магнитному полю с оптимальным прицельным параметром, что уменьшает негативный эффект гофрировки магнитного поля. Транспортировка пучка быстрых атомов в небольшом токамаке становится более сложной задачей.



Рис. 3. Пример расчета траекторий запертых и пролетных быстрых частиц [29].

Если инжектировать пучок вдоль большого радиуса, то из-за малого объема плазмы большая часть быстрых атомов не успеет ионизоваться в плазме и попадет на стенку токамака, что может привести к дополнительной десорбции газа и спаду эффективности нагрева плазмы пучком. При тангенциальной инжекции пучка возникает проблема транспортировки пучка атомов большой мощности из инжектора в плазму из-за узкого зазора между витками соленоида. Приходится сильно ограничивать сечение пучка, что приводит к уменьшению количества быстрых частиц, инжектируемых в плазму.

Большое влияние на эффективность захвата и удержания быстрых ионов в плазме играет величина их энергии. Действительно, увеличение энергии пучка приводит к увеличению ларморовского радиуса быстрых ионов ρ при постоянном магнитном поле:

$$\rho = 14.45 \cdot \frac{\sqrt{A_f \cdot E_\perp}}{Z_f \cdot B},\tag{2}$$

где A_f и Z_f атомная масса и заряд быстрого иона, E_{\perp} поперечная энергия быстрого иона в МэВ, B – магнитное поле в Тл. Величина ларморовского радиуса может стать соизмерима с малым радиусом плазмы в малом токамаке, что приводит к увеличению прямых потерей быстрых ионов. Чтобы избежать больших потерь быстрых ионов, требуется заметное увеличение тока по плазме. В условиях компактного токамака это является сложной, а иногда и невыполнимой технической задачей.

После ионизации пучка, быстрые ионы, сталкиваясь с мишенными ионами и электронами, теряют свою энергию, передавая ее частицам плазмы. Величина сечения кулоновского рассеяния зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц [16]. Если величина скорости быстрых ионов v_b много больше скорости ионов плазмы v_i и много меньше скорости электрона v_e ($v_i \ll v_b \ll v_e$), то частота столкновения быстрого иона с электроном определяется v_e , а частота столкновения с плазменным ионом практически не зависит от v_i .

Скорость передачи энергии быстрых ионов электронам и ионам плазмы зависит от параметров плазмы и пучка и вычисляется по формуле, соответственно [7]:

$$P_{e} = \frac{2 \cdot m_{e}^{1/2} \cdot m_{b} \cdot A_{D} \cdot E_{b}}{3 \cdot (2 \cdot \pi)^{1/2} \cdot T_{e}^{3/2}}, \quad (3) \quad P_{i} = \frac{m_{b}^{5/2} \cdot A_{D}}{2^{3/2} \cdot m_{i} \cdot E_{b}^{1/2}} \quad (3a)$$

где $A_D = \frac{n \cdot e^4 \cdot \ln \Lambda}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0^2 \cdot m_b^2}$, Λ - кулоновский логарифм.

Величина долей мощности, передаваемых электронам и ионам, зависит от электронной температуры T_e , энергии пучка E_b и изотопного состава плазмы и пучка (см. формулу (3) и (3а)).

Существует такая критическая энергия быстрого иона *E*_c при которой скорости передачи энергии быстрого иона электронам и ионам сравниваются:

$$E_{c} = \frac{14.8 \cdot A_{f}}{A_{i}^{2/3}} \cdot T_{e}, \qquad (4)$$

где $A_{\rm f}$ и $A_{\rm i}$ – атомные веса быстрого иона и ионов плазмы, соответственно.

Полная поглощаемая мощность пучка равна

$$P = 1.71 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{n}{A_b \cdot T_e^{3/2}} \cdot E_b \cdot \left(1 + \left(\frac{E_c}{E_b}\right)^{3/2}\right).$$
(5)

Замедление быстрого иона в плазме описывается формулой

$$\frac{dE_b}{dt} = -\frac{2}{\tau_{se}} \cdot E_b \cdot \left(1 + \left(\frac{E_c}{E_b}\right)^{3/2}\right),\tag{6}$$

где $\tau_{se} = 6.3 \cdot 10^{14} \frac{A_f \cdot T_e^{3/2}}{Z_f^2 \cdot n_e \cdot \ln \Lambda_e}$, а характерное время замедления быстрого иона до

тепловой энергии E_{th} равно

$$\tau_{S} = \frac{\tau_{se}}{3} \cdot \ln \left(\frac{E_{b}^{3/2} + E_{c}^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_{c}^{3/2}} \right).$$
(7)

В выражении (6) для *dE* / *dt* второй член отвечает за потери энергии пучка непосредственно на ионах плазмы. Учитывая это, можно вывести формулу для полной энергии, передаваемой ионам плазмы:

$$\int P_i dt = E_c^{3/2} \cdot \int_0^{E_{b0}} \frac{dE_b}{E_c^{3/2} + E_b^{3/2}}$$
(8)

При выборе изотопного состава пучка и плазмы следует учитывать, что передача мощности пучка электронам и ионам происходит по-разному в зависимости от изотопного состава системы пучок-плазма [16]. На рис. 4 изображена зависимость скорости потери энергии быстрого иона на ионах плазмы и электронах от начальной энергии быстрого иона *E*_b. Приведено несколько кривых для различных комбинаций изотопного состава пучка и плазмы.

Кружками на рис. 4 обозначены значения критической энергии *E*_c для различных комбинаций изотопного состава пучка и плазмы.



Рис. 4. Расчетная скорость потерь энергии быстрого иона на ионах и электронах плазмы в соответствии с формулами (3)-(8), взятые из [7].

Как видно из рис. 4 с ростом E_b передача энергии быстрого иона ионам плазмы падает. При выполнении условия $E_b > E_c$ потери энергии быстрого иона на электронах доминируют над потерями на ионах плазмы для заданного изотопного состава пучок-плазма. Зависимость скорости потерь энергии быстрого иона на электронах имеет линейный характер.

На рис. 4 представлены две кривые потерь энергии быстрого иона на электронах для случая водородного и дейтериевого пучка и $T_e = 400$ эВ (типичная

температура электронов в ТУМАНе-3М). Видно, что при переходе с дейтериевого пучка на водородный пучок скорость потерь энергии быстрого иона на электронах увеличивается. Пересечение линии потерь на электронах с соответствующей линией потерь на ионах плазмы дает значение E_c для данного изотопного состава пучок-плазма. Так для дейтериевого пучка и водородной плазмы $E_c = 12$ кэВ, а при водородном пучке и плазме $E_c = 6$ кэВ.

Первые эксперименты с пучковым нагревом на токамаках *CLEO* (Великобритания) [30], *ATC* в Принстоне [31] и *ORMAK* в Ок-Ридже [32] продемонстрировали удержание быстрых ионов в течение времени, достаточного для передачи энергии быстрых ионов частицам плазмы.

Впервые значимый нагрев ионов плазмы был осуществлен в Принстоне (США) на токамаке *PLT*, где была введена мощность нейтрального нагрева $P_{\text{NBI}} = 2,5$ МВт и получена ионная температура 7,1 кэВ [33]. В дейтерийтритиевом эксперименте на токамаке JET мощность нагревного пучка уже достигала 14 МВт, а температура ионов возрастала до 19 кэВ. Мощность, выделявшаяся при термоядерных реакциях, достигала ~16 МВт [7]. В дальнейшем на *TFTR* (США) значение P_{NBI} достигало 40 МВт, а ионная температура возросла до30 кэВ при плотности плазмы около 3·10¹⁹ м⁻³ [34].

Проект международного термоядерного реактора *ITER* предполагает использовать три инжектора. Каждый инжектор будет создавать нейтральный дейтериевый пучок мощностью 16,5 МВт с энергией 1 МэВ.

На многих токамаках, где используется дополнительный нагрев (ВЧ нагрев, нейтральная инжекция), наблюдаются высокочастотные МГД возмущения, связанные с присутствием быстрых ионов в плазме [35, 36, 29]. Такие возмущения могут приводить к дополнительным потерям быстрых ионов. Первые измеренные флуктуации полоидального магнитного поля, детектируемые магнитными зондами, имели на осциллограммах характерный вид «рыбьего скелета», отчего колебания были названы "fishbone". Колебания "fishbone" впервые наблюдались на токамаке PDX [37] в экспериментах с поперечной инжекцией нейтрального пучка. Структура моды при этом была идентифицирована как внутренняя кинк-

m = 1, n = 1с частотами колебаний-предвестников, мода близкими к диамагнитной частоте тепловых ионов и к частоте тороидальной прецессии быстрых ионов. Подробные исследования структуры высокочастотного МГД возмущения и их влияния на удержание быстрых ионов в плазме были проделаны на токамаке РВХ [38]. Было обнаружено, что наибольший спад потока атомов перезарядки во время вспышки МГД возмущения наблюдался в канале анализатора атомов перезарядки, настроенного на энергию близкую энергии инжекции. Измерение потоков нейтралов анализатором атомов перезарядки, каналы которого расположены в вертикальном положении вдоль большого радиуса, показало, что при "fishbone" возмущении потери запертых быстрых ионов на внешней стороне плазменного шнура на два порядка больше, чем на внутренней [39]. Во время роста амплитуды "fishbone" возмущения увеличивался спад нейтронного потока, который напрямую связан с потерями быстрых ионов [40, 41]. Потери быстрых ионов во время высокочастотных МГД возмущений могут достигать 20% [42]. В работах [43, 44, 45, 46] опубликованы исследования о потерях быстрых ионов во время высокочастотных МГД возмущений на разных токамаках.

Значительные потери быстрых ионов наблюдались при пилообразных срывах. На JET [47], измеряя профиль излучения нейтронов, было показано, что при пилообразном срыве происходит выброс быстрых ионов из центральной области плазмы в периферийную область, где потери быстрых ИОНОВ значительны. Однако, в экспериментах с низким β при запасе устойчивости больше тройки, где плазма имела круглое сечение, потери быстрых ионов при пилообразных срывах не превышали 5% [1, 48]. Значительные потери быстрых ионов при пилообразных срывах наблюдались, как правило, в разрядах с большим β и вытянутым профилем сечения плазмы [40, 49, 41]. При этом, как и в случае с "fishbone" возмущениями, линейного роста потерь быстрых ионов с ростом амплитуды пилообразного срыва не наблюдалось [40]. Часто одновременно с *"fishbone"* "Fishbone" пилообразными срывами происходят вспышки.

неустойчивости, которые привязаны по времени к пилообразным срывам в центре плазмы, часто называют "*sawbone*" неустойчивостями [50].

На установках *PDX* [51], *TFTR* [52] и др. проводились исследования влияния высокочастотного МГД возмущения с полоидальным числом m = 2, 3 на удержание быстрых ионов в плазме. При измерении потоков продуктов термоядерных реакций (протоны, ионы трития и α -частицы) было обнаружено увеличение потока высокоэнергичных частиц на стенку токамака во время МГД возмущений.

В экспериментах на токамаке JET [53] во время ВЧ или комбинированного (BЧ+*NBI*) нагрева плазмы наблюдались два случая "стабилизации пилы". В первом случае наблюдался рост амплитуды и периода пилообразных колебаний, другими словами возникала частичная "стабилизация пилы", сопровождавшаяся МГД-возмущением, преимущественно m = n = 1. Период "пилы" возрастал в два раза, а относительные колебания электронной температуры в центре плазмы возрастал с 1, 1 - 1, 2 раза в омическом режиме до двух раз во время дополнительного нагрева. При отключении инжекции эффект "стабилизации пилы" исчезал в течение времени, равного времени термализации быстрого иона. Во втором случае наблюдалась "полная стабилизация пилы". В этом режиме уровень МГД активности становился пренебрежимо малым, рос уровень нейтронного излучения. В течение "полной стабилизации пилы" энергетическое время удержания увеличивалось на 20%. Теория предсказывает, что эффект "стабилизации пилы" возникает при большой концентрации быстрых ионов в центре плазмы, энергия которых значительно превышает энергию плазменных ионов [54]. Похожее явление наблюдалось на *TFTR* [55] и других токамаках [29] в экспериментах с дополнительным нагревом.

1.2 Детекторы нейтронов, применяемые в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу в установках с магнитным удержанием.

Для надежного измерения параметров нейтронной эмиссии из установки с короткоживущей высокотемпературной плазмой необходимо, чтобы детекторы

эффективностью обладали высокой регистрации, высоким временным разрешением, слабой чувствительностью к тормозному и гамма излучениям. Нейтронные диагностики бывают нескольких типов, В зависимости ОТ Если поставленной задачи. необходимо определить интегральное число нейтронов за время наблюдения, чаще всего используют урановые камеры деления, активационные счетчики, пропорциональные счетчики. Для подробного изучения временной эволюции интенсивности нейтронного потока во время плазменного разряда используются сцинтилляционные детекторы на основе органических сцинтилляторов с высоким временным и пространственным разрешением. Для определения энергетического спектра быстрых нейтронов используют алмазные, сцинтилляционные И времяпролетные детекторы нейтронов.

Рассмотрим принцип действия некоторых типов нейтронных детекторов. Наиболее подходящим для измерения временной эволюции интенсивности нейтронной эмиссии является детектор на основе органического сцинтиллятора. Такой детектор обеспечивает наиболее высокие быстродействие и эффективность обладает сравнительно регистрации, компактными размерами, прост В изготовлении и в обработке и интерпретации экспериментальных данных. Применение органического сцинтиллятора требует создания системы дискриминации гамма-квантов. Дискриминация гамма-квантов необходима при регистрации потока нейтронов в присутствии интенсивного гамма-излучения, от которого не удается избавиться путем применения радиационной защиты из материала с большим Z. При попадании нейтрона в органический сцинтиллятор наиболее вероятным процессом взаимодействия будет упругое рассеяние нейтрона на протонах, которые при этом получат часть кинетической энергии нейтрона. Так как массы протона и нейтрона с большой точностью одинаковы, то нейтрон способен передать протону б'ольшую часть своей энергии (практически всю – при лобовом столкновении). Движение протона через сцинтиллятор сопровождается процессами возбуждения И ионизации атомов, причем кинетическая энергия вторичных электронов не превышает потенциал ионизации

внешнего электрона атома или молекулы, а это значит что пробеги таких электронов малы. На использовании данной особенности некоторых органических сцинтилляторов построено множество схем однокристальных сцинтилляционных нейтронных детекторов, в том числе и спектрометрических.

Рассмотрим нейтронный детектор, который использует пропорциональный счетчик BF_3 . В данном детекторе используется ядерная реакция ${}^{10}B(n,\alpha)^7Li$. Газообразное соединение бора BF_3 одновременно выполняет роль газанаполнителя в счетчике и вещества, с которым взаимодействуют нейтроны. Режим пропорционального усиления первичной ионизации в счетчике позволяет легко разделить по амплитудам импульсы от нейтронов и от у-квантов. Пробег электрона, образованного у-квантом, не укладывается в рабочем объеме пропорционального счетчика, в то время как α- частица полностью тормозится внутри газового объема. Вследствие этого амплитуда импульса тока, вызванного ионизацией газа BF_3 электроном, во много раз меньше амплитуды импульса от α частицы. Эффективность счетчика *BF*₃ к нейтронам разных энергий определяется сечением (*n*, α)-реакции на боре, размерами счетчика и давлением газа BF_3 . С целью увеличения эффективности борные счётчики наполняют газом BF₃, обогащённом по изотопу ¹⁰В до 80-90%. Наиболее широкое распространение получили цилиндрические счётчики. Давление газа BF₃ в счётчике составляет 0,5 – 1 атм.

Есть другой тип нейтронного детектора на базе пропорционального счетчика, в котором используется газ ³*He*. ³*He*-газоразрядный счетчик обладает большой эффективностью регистрации нейтронов и представляет собой металлический баллон (толщина стенки 0,3 мм), наполненный смесью газов ³*He* (4 атм.), *Ar* (2 атм.) и *CO*₂ (20 мм. рт. ст.). В данном детекторе используется ядерная реакция ³*He*(*n*, *p*)*T*. Эффективность регистрации нейтронов детектором данного типа выше, чем у детектора с пропорциональным счетчиком на базе газа BF₃.

В условиях высокого уровня облучения и температур, например в ИТЭР, часто используют алмазный нейтронный детектор. Основной принцип работы

алмазного детектора основан на сборе носителей заряда, возникающих под действием ионизирующего излучения в теле детектора. Измеряемый с помощью алмазного детектора спектр нейтронов может быть построен как на основе анализа формы пика ${}^{12}C(n,\alpha)^9Be$ реакции в алмазе, так и в результате анализа спектра отклика детектора при энергии более 2 МэВ, что обеспечивает увеличение эффективной чувствительности спектрометра почти на порядок величины.

В связи с тем, что в термоядерных установках, использующих DT-реакцию, синтез изотопов водорода сопровождается выходом быстрых нейтронов с получения нейтронно-физических энергией 14,1 МэВ, для характеристик установок целесообразно измерять непосредственно плотность потока первичных быстрых нейтронов. Задача может быть решена с помощью нейтронной камеры деления на основе обедненного урана с высокой степенью чистоты по ^{238}U (99,9999%). «Пороговые» нейтронные камеры с ²³⁸U, делящимся, как известно, быстрых воздействием нейтронов, имеют малый пол pecypc только детектирования быстрых нейтронов вследствие того, что при облучении $^{239}Pu.$ При детектирования изменяется накопления эффективность из-за отсутствии плутония доля сигнала от деления ²³⁸U быстрыми нейтронами составляет не менее 90%. Применением экранов, поглощающих в основном тепловые, а также резонансные и промежуточные нейтроны, можно довести эту долю до 98%. При этом ресурс детектирования быстрых нейтронов нейтронной камерой с ²³⁸U возрастает.

Нейтронные детекторы различного типа широко используются в экспериментах на токамаках, таких как *TFTR* [56], *JET* [57], *JT-60U* [58], *PLT* [1], *MAST* [59] и др.

1.3 Применение нейтронных измерений для исследования удержания быстрых ионов в токамаках.

Использование нейтронной диагностики для исследования удержания и термализации быстрых ионов в плазме широко практикуется на многих

установках. Основными источниками нейтронного потока в плазме, состоящей из смеси дейтерия и трития, являются следующие реакции:

$$_{1}D^{2} + _{1}T^{3} \rightarrow _{2}He^{4} (3,56 \text{ M} \Rightarrow \text{B}) + n (14,03 \text{ M} \Rightarrow \text{B}),$$

 $_{1}T^{3} + _{1}T^{3} \rightarrow _{2}He^{4} + 2n (11,3 \text{ M} \Rightarrow \text{B}),$
 $_{1}D^{2} + _{1}D^{2} \rightarrow _{2}He^{3} (0,82 \text{ M} \Rightarrow \text{B}) + n (2,45 \text{ M} \Rightarrow \text{B}).$

Распределение потока излучения нейтронов *S*(*r*) зависит от плотности мишени и плотности быстрых ионов, а также от распределения скоростей ионов плазмы и ионов пучка и сечения термоядерной реакции *σ*.

$$S(r) = n_1(r) \cdot n_2(r) \cdot \iint f_1(v_1, r) \cdot f_2(v_2, r) \cdot \sigma \cdot v \, dv_1 \, dv_2 \tag{9}$$

Генерация нейтронов в плазме может происходить термоядерному ПО (тепловому), мишенному и пучковому механизмам. Тепловой механизм генерации нейтронов состоит в том, что термоядерная реакция происходит между ионами горячей плазмы, имеющими функцию распределения, близкую к максвелловской. Мишенный механизм состоит в том, что реакция синтеза идет при взаимодействии быстрых ионов пучка с ионами плазмы (мишени). Пучковый механизм генерации нейтронов реализуется при взаимодействии быстрых ионов пучка между собой. Пучковый механизм становится заметным при мощном пучке И малой плотности плазмы, когда выполняется следующее условие: $n_{\text{beam}} / n_{\text{pl}} \ge 0.2$. Интенсивность нейтронного потока по-разному зависит от основных параметров плазмы и пучка в зависимости от механизма генерации нейтронов. Так, для теплового механизма генерации нейтронов интенсивность нейтронов $S_{th} \propto n_D^2 T_i^{\alpha}$, где $\alpha \approx 6.27 T_D (keV)^{-1/3} - 2/3$. Для мишенного механизма $S_{bt} \propto T_e^{1.5} n_D / n_e P_{NBI}$, для пучкового - $S_{bb} \propto P_{NBI}^2 E_{inj}^{-2} T_e^3 n_e^{-2}$ [60]. Из формул следует, что существует большая разница в поведении нейтронного выхода S, например, в зависимости от электронной плотности плазмы n_e. Если при тепловом механизме генерация нейтронов не зависит от n_e, то в случае мишенного механизма наблюдается медленный рост нейтронного выхода с ростом n_e. В случае пучкового механизма генерации нейтронный выход быстро спадает с ростом *n*_e.

На рис. 5 представлена смоделированная зависимость нейтронного выхода потока от электронной плотности для трех механизмов генерации нейтронного [60]. Экспериментально измеряя зависимость нейтронного выхода от электронной плотности, можно определить не только минимальное значение *n*_e, при котором потери пучка напролет становятся минимальными, но и определить главенствующий тип механизма генерации нейтронов в конкретном разряде.



Рис. 5. Моделирование зависимость нейтронного выхода от электронной плотности. Данные приведены для трех механизмов генерации нейтронов в плазме.

Если в разряде доминирует тепловой механизм генерации нейтронов, то с помощью нейтронной диагностики можно оценить величину ионной температуры [7, 61].

В случае токамака ТУМАН-3М мишенный механизм является главным генерации нейтронов. Ha источников больших установках С мощным дополнительным нагревом, когда температура ионов плазмы превышает нескольких килоэлектронвольт, доля нейтронов, рожденных за счет теплового и пучкового механизмов, становится значительной. На малых установках из-за малой энергии плазменных ионов, вероятность генерации нейтронов в результате

теплового механизма мала. Основная часть нейтронов рождается за счет мишенного механизма. Сечение данной ядерной реакции зависит от скорости быстрых ионов [62]. На рис. 1, была показана зависимость сечения DD и DT реакции от энергии быстрого иона E_b . Видно, что с уменьшением энергии быстрого иона в процессе его термализации в плазме сечение реакции экспоненциально падает. Поэтому основной вклад в образование потока нейтронов вносят ионы с энергией близкой по значению к полной энергии инжекции E_{b0} .

Подробные исследования поведения нейтронного потока в зависимости от параметров плазмы и инжектируемого пучка атомов были проведены на токамаке *TFTR* [2], *PDX* [40]. В экспериментах на токамаке *TFTR* было показано, что величина потока нейтронов, рожденных через мишенный механизм, зависит от плотности мишени, мощности пучка и времени термализации. Действительно, с ростом времени термализации быстрого иона растет его время жизни с энергией, близкой по значению полной энергии инжекции, что приводит к увеличению выхода реакции. В статье [40] приведено эмпирическое выражение, описывающее зависимость нейтронного выхода от параметров плазмы и пучка для токамака *PDX*:

$$R_n \propto T_e^{3/2} \cdot P_b \cdot n^{1/2} \cdot E_b^2 , \qquad (10)$$

где T_e – центральная электронная температура, P_b , E_b – мощность и энергия пучка, соответственно, n – плотность плазмы. Экспериментально было показано, что величина потока «мишенных» нейтронов не зависит от энергетического времени удержания [3]. Также было исследовано влияние примесей, присутствующих в плазме, на величину нейтронного потока. Оказалось, что при увеличении количества примесей в плазме в 4 раза, нейтронный поток ослабевает в 1,5 раза [3].

Измеряя спад нейтронного потока сразу после выключения инжекции, можно оценить время жизни быстрых ионов τ_n с энергией, близкой по значению полной энергии инжекции [16]:

$$\tau_n = \frac{\tau_{se}}{3} \cdot \ln \left(\frac{E_b^{3/2} + E_c^{3/2}}{E_n^{3/2} + E_c^{3/2}} \right),\tag{11}$$

где E_n – энергия быстрых ионов, при которой сечение ядерной реакции падает в *е*раз, по сравнению с сечением реакции при полной энергии E_b . Сравнение экспериментально измеренного τ_n с рассчитанным по формуле (11) показало хорошее согласие с теорией на многих установках [1, 3, 63, 64].

На токамаке *JT-60U* при анализе спада нейтронного излучения в экспериментах с коротким импульсом нейтральной инжекции была проведена оценка потерь быстрых ионов в условиях доминирующего влияния гофрировки тороидального магнитного поля [27]. Было экспериментально показано влияние гофрировки магнитного поля в первую очередь на запертые быстрые ионы.

К специфическим проблемам измерения нейтронных потоков следует отнести проблему абсолютной калибровки счетчиков нейтронов. Для такой калибровки используются радиоактивные элементы с известными энергетическими спектрами испускаемых нейтронов (например, ^{252}Cf). Источники нейтронов помещают в камеру токамака и проводят измерения, изменяя положение источника вдоль тора, как было сделано, например, на токамаке TFTR [3]. В экспериментах на больших токамаках следует учитывать рассеяние и поглощение нейтронов от Для конструктивных элементов установки. малых токамаков влияние конструкции на рассеяние и поглощение нейтронов мало, и, как правило, не учитывается при калибровке нейтронных детекторов.

1.4 Мощные источники нейтронов на базе токамака.

Потребность в мощных нейтронных источниках с интенсивностью >10¹⁷ с⁻¹ постоянно растет. Такие нейтронные источники могут иметь широкое применение в различных областях человеческой деятельности. Основными потребителями мощных нейтронных источников уже сейчас являются такие отрасли, как материаловедение, военная и фундаментальная наука. Диагностические и терапевтические возможности нейтронных источников широко используются в медицине. Также широкое применение нейтронных источников большой

мощности планируется при наработке нуклидов и трансмутации высокоактивных отходов ядерной энергетики.

В настоящее время мощные нейтронные источники созданы или создаются на базе ядерных реакторов *ILL* (Франция) [65], ПИК (Россия) [66], ИБР-2 (Россия), термоядерных установок - токамаков – *TFTR* (США) [67], *JET* (Великобритания), *JT-60SA* (Япония) [68], *ITER* (Франция), стеллараторов – *LHD* (Япония) [69], ускорительных систем *SNS* (США) [70], *LANSCE* (США), *Z*-пинчей - *Z* (США строится) и лазерных систем *LIFE* (США - проектируется). В экспериментах на токамаках *JET* и *TFTR*, где были достигнуты рекордные потоки нейтронов $5,7\cdot10^{18}$ с⁻¹в *DT* реакциях и $2,8\cdot10^{16}$ с⁻¹в *DD* реакциях.

В последнее время активно развивается относительно новое направление – разработка гибридного «синтез-деление» реактора, который позволит реализовать замкнутый топливный цикл в ядерной энергетике (здесь термин «замкнутый» используется в смысле – радиоактивность захороненных отходов не превышает уровень радиоактивности извлекаемого из недр планеты сырья). При этом в качестве мощного нейтронного источника предлагается использовать токамак с инжекционным нагревом плазмы [71]. В токамаке планируется использовать как *DT*-реакции, так и *DD*-реакции. Следует заметить, что при энергии пучка порядка 200 кэВ *DD*-реакция будет давать нейтронный выход в 25-30 раз меньше, чем при *DT*-реакции.

При разработке мощных нейтронных источников на базе токамака с инжекционным нагревом, позволяющих получить требуемую величину интенсивности нейтронного потока $(10^{17}-10^{21} \text{ c}^{-1})$, необходимо оптимизировать параметры установки с учетом получения максимального выхода нейтронов. Физическая модель плазмы была описана и применена для анализа термоядерного источника ТИН-СТ в работе [72]. В работе [73] данная модель нейтронного источника на базе сферического токамака ТИН была развита. Результаты моделирования позволили оптимизировать параметры плазмы и пучка для получения выходной мощности синтеза ~2 МВт при мощности нагрева ~8 МВт и нейтронного выхода до 10^{18} c^{-1} .

Глава 2. Создание комплекса инжекционного нагрева токамака ТУМАН-3М и подготовка экспериментов по исследованию нейтронных потоков.

2.1 Описание токамака ТУМАН-3/3М.

Токамак ТУМАН-3 был введен в строй в 1978г [74]. Установка предназначена для получения плазмы с круглым полоидальным сечением в лимитерной конфигурации. После модернизации, осуществленной в 2008 году (модификация ТУМАН-3М), система питания токамака позволяет создавать квазистационарное тороидальное магнитное поле величиной до 1 Тл. В этом поле создается омический разряд, в котором ток по плазме возбуждается посредством железного трансформатора с полной вольт-секундной емкостью ~ 0,4 В·с и может достигать величины 190 кА. В табл. 1 приведены основные параметры разряда на токамаке ТУМАН-3М и инжекционного пучка.

Таблица 1.

| Токамак ТУМАН-3М | |
|--|--|
| Большой радиус, <i>R</i> ₀ | 0,55 м |
| Малый радиус, а | 0,24 м |
| Аспектное отношение, R_0/a | 2,3 |
| Ток по плазме, <i>I</i> _р | 0,100-0,190 MA |
| Тороидальное магнитное поле, $B_{\rm t}$ | 0,6-1 Тл |
| среднехордовая плотность электронов, <i>n</i> _e | (0,1-6)×10 ¹⁹ м ⁻³ |
| Центральная температура электронов (в омическом режиме), <i>T</i> _e | 0,2-0,8 кэВ |
| Центральная температура ионов (в омическом режиме), <i>T</i> _i | до 0,2 кэВ |

Основные параметры токамака ТУМАН-3М и инжекционного пучка

| Параметры инжектора | | |
|--|----------------|--|
| Направление инжекции | тангенциальное | |
| Прицельный параметр, <i>R</i> _{inc} | 0,42 м | |
| Инжектируемые атомы | H/D | |
| Энергия инжекции, <i>E</i> _b | 17-23 кэВ | |
| Энергетический состав дейтериевого пучка при | | |
| $E_{\rm b}$ =19 кэВ, $N(E_{b0}):N(E_{b0}/2):N(E_{b0}/3)$ | 65:25:10 | |
| Мощность инжекции нейтралов, <i>P</i> _b | 0,2-0,6 МВт | |
| Длительность инжекции, <i>t</i> | до 60 мс | |

Конфигурация установки ТУМАН-3М характеризуется малым аспектным соотношением ($R_0 / a = 2,3$). Малое аспектное отношение позволяет при заданном значении запаса устойчивости в цилиндрическом приближении $q^{4\mu n}$ пропускать через плазму относительно большие токи при низких величинах тороидального магнитного поля, что следует из формулы:

$$q^{\mu\nu\nu}(a) = 5 \cdot \frac{a^2 \cdot B_t}{R_0 \cdot I_p}, \qquad \left[\frac{M^2 \cdot T\pi}{M \cdot MA}\right]$$
(12)

В установке отсутствует проводящий кожух, обеспечивающий равновесие плазменного шнура по большому радиусу в течение скинового времени. Исключение кожуха позволило уменьшить катушками зазор между тороидального соленоида и вакуумной камеры. Камера установки - однослойная цельнометаллическая - сварена из 24 цилиндрических секций. Толщина оболочки камеры равна 1,2 мм, характерное время проникновения полоидального $0.5 \cdot 10^{-3}$ c, a меньше камеру токамака сквозь время магнитного поля проникновения тороидального магнитного поля составляет 0,21.10⁻³ с. Для обеспечения равновесия по вертикальной и горизонтальной координатам на установке, совместно с сотрудниками НИИЭФА им Д.В. Ефремова, была создана система управления положением плазмы с обратной связью [75]. На токамаке имеется две группы обмоток управляющего поля по 2 × 25 витков в каждой.

Расположение их выбрано таким образом, чтобы обеспечить близкую к кругу форму сечения шнура при различных значениях большого и малого радиуса.

Токамак ТУМАН-3М обладает компьютеризированной системой сбора данных, которая позволяет записывать информацию об основных параметрах плазмы: напряжении на обходе U_n, плазменном токе I_n, интенсивности мягкого рентгеновского излучения, усредненных вдоль различных хорд сигналах СВЧ интерферометра и сигналах с многочисленных электромагнитных датчиков. Профиль концентрации плазмы восстанавливается методом интегрального преобразования по данным хордовых измерений СВЧ интерферометра $(\lambda = 2,2 \text{ мм})$, имеющего 10 вертикальных каналов. С помощью многоканального мягкого рентгеновского излучения анализатора исследовалось поведение электронной температуры в центральной области плазмы. Энергосодержание плазмы вычислялось из измерений диамагнетизма плазмы с помощью системы петель, регистрирующих тороидальный магнитный поток. Ионная температура определяется ПО потокам атомов резонансной перезарядки с помощью многоканального анализатора АКОРД-12 [76], линия наблюдения которого направлена поперек плазмы токамака. Анализатор позволяет одновременно измерения как атомов водорода, так и дейтерия. производить потока Минимальное временное разрешение прибора составляет 0,1 мс.

Комплекс электромагнитных диагностик традиционно включает в себя пояса Роговского, электромагнитные зонды для исследования МГД-активности, в том числе зонды Мирнова и т.д. Для восстановления полоидальной и тороидальной конфигурации низкочастотных МГД-возмущений в токамаке ТУМАН-3М используются два набора по 24 магнитных зонда, расположенных снаружи разрядной камеры, равномерно по полоидальному обходу и разнесенных на 60° по тороидальному обходу. Имеются несколько петель внутри камеры для измерения высокочастотных МГД-возмущений. Комплекс токамака электромагнитных диагностик помимо поясов Роговского и электромагнитных зондов включает также систему петель для измерения смещения плазменного шнура. Для измерения вертикального смещения используются замкнутые по

большому обходу тора измерительные витки, размещенные с внешней стороны камеры (два сверху и два снизу). Для измерения радиального смещения используются секторная петля, замыкающаяся в средней плоскости и распределенные катушки (две внутри и две снаружи тора).

2.2 Создание комплекса нагрева с помощью инжекции высокоэнергичных атомов на токамаке ТУМАН-3М и его стендовые испытания.

Для проведения экспериментов по дополнительному безындукционному нагреву плазмы был использован инжектор высокоэнергичного пучка нейтральных атомов, который является модернизированным вариантом инжектора установки Т-11 [77]. В первых экспериментах на инжекторе использовался ионный источник ИПМ-2 (Источник с Периферийным Магнитным полем). Позднее использовался более мощный его аналог ИПМ-1.

Основными характеристиками нейтрального пучка является энергия быстрых частиц, мощность пучка, геометрические размеры. Принцип получения пучка нейтральных атомов, основанный на генерации положительных ионов в газоразрядной камере (ГРК) с последующим ускорением и перезарядкой на газовой мишени, хорошо описан в [78, 79].

Основные характеристики использовавшихся в экспериментах ионных источников взяты из работы [80] и приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Проектные характеристики ионных источников ИПМ-1 и ИПМ-2, использовавшихся в описываемых экспериментах

| | ИПМ-2 | ИПМ-1 |
|--|-------|-------|
| Максимальная мощность пучка ионов, МВт | | |
| водород | 1 | 1,8 |
| дейтерий | 0,75 | 1,3 |
| Расход рабочего газа, м ³ ×Па/с | 0,7 | 1,2 |
| Максимальное ускоряющее напряжение, кВ | 30 | 30 |
| Максимальное напряжение отрицательного электрода, кВ | 3 | 3 |
|---|------------|----------|
| Максимальный ток ионного пучка на водороде, А | 35 | 60 |
| Максимальный ток ионного пучка на дейтерии, А | 25 | 45 |
| Размер газоразрядной камеры, см ³ | 20×28×13 | 20×33×13 |
| Размер эмиссионной поверхности, см ² | 8×17,5 | 12×25 |
| Количество решеток в электродах ионной оптики, % | 3 | 5 |
| Прозрачность щелевой ионной оптики, % | 48 | 48 |
| Фокусное расстояние, м | | |
| - в горизонтальной плоскости | 2,5 | 3 |
| - в вертикальной плоскости | 2,5 | 3,5 |
| Угол расхождения пучка, градус: | | |
| - горизонтальный (вдоль щелей) | ±0,6 | ±0,6 |
| - вертикальный (поперек щелей) | ±1,5 | ±1,5 |
| Максимальная длительность импульса пучка, мс | 100 | 100 |
| Ток накала катодов, А | 950 | 1200 |
| Напряжение накала катодов, В | 10,5 | 10,5 |
| Ток разряда, А | до 1200 | 1400 |
| Напряжение разряда, В | до 70 | 70 |
| Ток нагрузки отрицательного электрода, А | до 5 | 5 |
| Содержание компонент $N(E_{b+})/N(E_{b+}/2)/N(E_{b+}/3)$ (при плотности тока 0,45A/см ²) | 75%/18%/7% | |

Схема расположения инжектора относительно установки ТУМАН-ЗМ показана на рис. 6. Для присоединения инжектора к установке потребовалась значительная модернизация стыковочного узла камеры токамака и корпуса самого инжектора. Корпус инжектора был уменьшен по высоте на 0,3 м для сведения экваториальной плоскости токамака и инжектора в одну плоскость. В камеру токамака был врезан специальный патрубок с осью, направленной тангенциально к тороидальному магнитному полю. После пристыковки

инжектора к установке прицельный параметр инжекции оказался равен 0,42 м. Изменение направления инжекции относительно направления плазменного тока осуществлялось изменением направления тока плазмы.



Рис. 6. Схема расположения инжектора относительно установки ТУМАН-3М.

2.2.1 Схема работы инжектора.

В данном разделе представлена схема работы инжектора, используемая в экспериментах по инжекции энергичных нейтральных атомов на токамаке ТУМАН-3М. Технические характеристики некоторых узлов инжектора приведены для ионного источника ИПМ-2. Отличительные особенности ионного источника ИПМ-1 будут рассмотрены в разделе 2.2.2. Конструкция инжектора изображена на рис. 7. Инжектор быстрых атомов состоит из вакуумной камеры, ионно-оптической системы (ИОС) и ионного источника. Вакуумная камера инжектора служит буферным откачиваемым объемом и позволяет поддерживать давление в камере токамака в течение импульса инжекции на уровне не выше 10^{-4} торр. Внутри вакуумной камеры инжектора установлены нейтрализатор,

отклоняющий магнит, встроенный криосорбционный насос. С внешней стороны камеры инжектора пристыкован ионный источник, имеющий собственный шиберный затвор и систему вакуумной откачки. В переходном патрубке между токамаком и инжектором установлен шиберный затвор, который позволяет осуществлять настройку ионного пучка в автономном режиме.



1-ионный источник 2-магнитные экраны 3-юстировочное устройство 4-шибер ионного источника 5- перезарядная труба 6-вакуумная камера инжектора 7-дуговой титановый испаритель 8-приемник ионов 9-приемник атомов 10-шибер инжектора 11-изоляторный узел 12- криосорбционный насос 13-отклоняющий электромагнит 14- опорная плита 15-турбомолекулярный насос 16-вакуумный затвор

Рис. 7. Инжектор нейтрального пучка, используемый на токамаке ТУМАН-3М. Рисунок взят из работы [80].

Рассмотрим схему работы ионного источника ИПМ. В источниках с дуговым разрядом электроны инжектируются катодами в объем плазмы и ионизуют газ, подаваемый в газоразрядную камеру (ГРК). ГРК представляет собой камеру прямоугольного сечения с внутренним размером 20 × 28 см. На боковых стенках и заднем торце камеры расположены ряды постоянных магнитов, размещенных с шагом 32 мм с чередующимися полюсами. Система магнитов создает периферийное магнитное поле («магнитную стенку»). Напряженность поля быстро спадает вглубь камеры и на расстоянии 4 см от стенки составляет менее 15 Гс. Катодная система ГРК состоит из 14-ти катодных «шпилек», изготовленных из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм. Для нагрева одной шпильки требуется постоянный ток ~65 A (максимальный ток накала до 0,95 кA) при напряжении на вводах 10,2 - 10,5 B. Анодом является корпус ГРК. Максимальный ток разряда составляет 1,2 кA при напряжении 65 – 70 В. Стабильность горения разряда при определенных параметрах достигается подбором оптимального расхода рабочего газа (порядка 5 – 10 л·торр·с⁻¹) При этом на выходном торце ГРК на площади 10×20 см создается достаточно однородный (неоднородность менее 10%) плазменный эмиттер, обеспечивающий плотность тока ионов до 0,5 A·см⁻² для водорода. Вольтамперная характеристика разряда в ГРК при фиксированном расходе рабочего газа представлена на рис. 8.



Рис. 8. Вольт-амперная характеристика дугового разряда в источнике ИПМ-2.

Штатный электромагнитный игольчатый клапан подачи рабочего газа в газоразрядную камеру ИПМ был заменен пьезоэлектрическим. Пьезоэлектрический клапан позволил управлять напуском газа в течение всего времени инжекции пучка. Наряду с модернизацией конструкции инжектора также было осуществлено усовершенствование системы электропитания инжектора, системы управления и сбора данных [81].

Ионно-оптическая система (ИОС) предназначена для извлечения и формирования пучка ионов. ИОС имеет три электрода: эмиссионный (ЭЭ), промежуточный (ПЭ) и заземленный (ЗЭ). ЭЭ закрывает торец ГРК. ПЭ под отрицательным потенциалом служит для запирания обратного потока электронов. Электроды охлаждаются путем теплоотвода к фланцам, охлаждаемым водой.

В каждом электроде имеется по три 14-ти щелевых решетки, изготовленных из молибденового сплава. Полная эмиссионная поверхность (площадь щелей) составляет 67 см². Максимальный эмиссионный ток пучка ионов водорода достигает 35 А. На рис. 9 изображена кривая зависимости эмиссионной способности источника ИПМ-2 от тока разряда. Для ускоряющего напряжения 20 – 30 кВ диапазон оптимальных рабочих токов разряда находится в интервале 800 – 1000 А.

Конструкция ИОС источника позволяет осуществлять фокусировку пучка в двух направлениях:

- форма решетки эмиссионного (ЭЭ) и промежуточного (ПЭ) электродов вдоль щелей выгнуты с радиусом кривизны около 2,5 м, что обеспечивает фокусировку в этом направлении;
- фокусировка в направлении поперек осуществляется за счет раздвижения на ~ 0,2 мм щелей крайних решеток в ПЭ по отношению к соответствующим решеткам ЭЭ, что дает фокусное расстояние около 2,5 м.

Максимальная величина ускоряющего напряжения регулируется с помощью изменения зазора между эмиссионным и отрицательным электродами. Так для напряжения 22 кВ зазор составлял 2,85 мм, для напряжения 25 кВ зазор между электродами увеличивался до 3,25 мм.

Для каждого значения ускоряющего высокого напряжения $U_{\rm HV}$ существует «оптимальное» значение тока пучка, при котором угол расходимости поперек щелей минимален (± 1,5° для ИПМ-2) [82]:

$$I_{\rm b}^{\rm ont} = K \cdot (U_{\rm HV})^{3/2} \cdot (Z / M)^{1/2} / (a / d)^2,$$
(13)

41

где коэффициент K зависит от эффективной длины ускорения в ИОС, Z и M – заряд и масса иона, a – радиус апертуры, d – длина промежутка между эмиссионным и отрицательным электродами.



Рис. 9. зависимость эмиссионной способности источника ИПМ-2 от тока разряда.

Настройка пучка быстрых атомов осуществлялась с помощью подвижного приемника атомов. Приемник атомов состоит из профилированной *V*-образной медной пластины, которая расположена на расстоянии 1,2 м от ионного источника. На приемнике смонтирована система вторично-эмиссионных зондов для определения профиля тока пучка, как в вертикальном направлении, так и горизонтальном направлении. Приемник охлаждается водой, что позволяет производить калориметрические измерения мощности пучка, усредненной за импульс.

Измеренный профиль дейтериевого пучка, полученный с помощью многоколлекторного V-образного приемника атомов, представлен на рис. 10. Ширина пучка в горизонтальном направлении практически не зависит от тока пучка I_b и составляет (на уровне 1/e) 40 мм для ионного источника ИПМ-2.



Рис. 10. Ширина пучка в вертикальном и горизонтальном направлениях. Ионный источник – ИПМ-2.

На рис. 11 показана зависимость полуширины пучка в вертикальном направлении от эмиссионного тока пучка I_{33} . Приведены кривые зависимости полуширины пучка в вертикальном направлении для двух значений ускоряющего напряжения: 22 кВ и 24 кВ. Из рис. 11 можно оценить оптимальный ток дейтериевого пучка для конкретного ускоряющего напряжения, при котором ширина пучка в вертикальном направлении минимальна. Следует заметить, что с ростом ускоряющего напряжения область, где сохраняется оптимальная фокусировка (~11 см), заметно расширяется.

После ИОС, ускоренный ионный пучок попадает в перезарядную камеру. Образование нейтрального пучка в камере перезарядки определяется двумя противоположными процессами:

$$D_f^+ + D_2^0 \to D_f^0 + \cdots$$
$$D_f^0 + D_2^0 \to D_f^+ + \cdots$$

При достаточно плотной газовой мишени между этими двумя процессами достигается равновесие.



Рис. 11. Полуширина пучка по вертикали в зависимости от эмиссионного тока *I*_b для двух значений энергии пучка. Ионный источник – ИПМ-2.

После перезарядной камеры расположен отклоняющий электромагнит, который выводит неперезарядившиеся ионы из пучка быстрых атомов, отклоняя их на угол 90°. Электромагнит имеет вакуумный кожух из нержавеющей стали и юстировочный стол. Параметры электромагнита следующие: две катушки (включены параллельно) W1 = W2 = 234 витка, намотаны медным проводом d = 2,63 мм, сечение магнитопровода S = 80 см², зазор между полюсами D = 10,5 см.

Встроенный криосорбционный насос (азотит) (рис. 7) представляет собой герметичный двустенный цилиндр с выводами для залива и испарения жидкого азота. После напыления на него титановой пленки он способен откачивать водород со скоростью почти 100 тыс. $n \cdot c^{-1}$ при давлении 10⁻⁷ торр. Жидкий азот заливается по мере испарения (примерно раз в сутки). Напыление титана производится периодически между импульсами инжекции в течении 20 – 30 с. Азотит обеспечивает давление 10⁻⁷ торр в вакуумной камере инжектора перед

импульсом в токамак и поддерживает давление газа во время импульса на уровне 10⁻⁵ торр.

Мощность ионного пучка определяется произведением ускоряющего напряжения и полного тока ионного пучка:

$$P_i = U_{33} \cdot (I_{33} - 1/2 \cdot I_{03}). \tag{14}$$

Мощность нейтрального пучка P_b равна мощности ионного пучка, умноженной на коэффициент преобразования ионного пучка в нейтральный η_{io} и на коэффициент η_{tr} , учитывающий потери пучка во время его транспортировки в плазму:

$$P_b = \eta_{io} \cdot \eta_{tr} \cdot P_i. \tag{15}$$

Коэффициент $\eta_{tr} \sim 0,8-0,9$ зависит от качества сборки ИОС, выполнения условия (13) и качества вакуума в инжекторе. Для оперативного определения коэффициента перезарядки η_{io} использовалась система вторично-эмиссионных зондов, расположенных на *V*-образном приемнике атомов: сравнивались сигналы зондов с включенным отклоняющим магнитом и с выключенным магнитом. Для малых значений энергии (~ 15 кэВ) пучка коэффициент перезарядки η_{io} достигает 90%. С увеличением энергии пучка значение коэффициента перезарядки падает до 60 – 70%. На рис. 12 представлена зависимость мощности ионного пучка от энергии быстрых ионов для двух ионных источников ИПМ-1 и ИПМ-2. Как видно из рис. 12 с ростом энергии пучка растет и мощность инжекции *P*_b, причем мощность инжекции при использовании ионного источника ИПМ-1 превышает *P*_b

Измерение температуры воды, охлаждающей *V*-образный приемник атомов, позволяет проводить измерения мощности нейтрального пучка (калориметрический способ). Калориметрические измерения также позволяют оценить коэффициент перезарядки ионного пучка η_{io} . На рис. 13 представлена кривая зависимости коэффициента нейтрализации ионного пучка η_{io} от мощности



Рис. 13. Зависимость коэффициента нейтрализации ионного пучка η_{io} от мощности пучка. Данные получены калориметрическим способом для источника ИПМ-2.



Рис. 12. Зависимость мощности инжекции от энергии пучка треугольники – ионный источник ИПМ-1, квадраты - ИПМ-2.

пучка, полученная калориметрическим способом. Видно, что с ростом мощности, а, значит, и энергии пучка, коэффициент нейтрализации падает.

При низкой мощности порядка 100 кВт ионный пучок нейтрализуется в перезарядной камере на 90%. С ростом мощности пучка коэффициент нейтрализации падает, и при мощности 500 кВт составляет уже 65%. Калориметрический способ определения коэффициента нейтрализации η_{io} ионного пучка хорошо коррелирует с измерениями η_{io} системой вторично-эмиссионных зондов.

Массовый состав пучка измерялся по интенсивности доплеровских линий свечения D_{α} . Методика измерения приведена в работе [82]. При инжекции нагревного пучка в дейтериевую газовую мишень происходит возбуждение как покоящихся, так и движущихся атомов, что и приводит к излучению, в частности, на длине волны линии D_{α} . Линия наблюдения оптического спектрометра (*AvaSpec*-2048) была ориентирована вдоль направления инжекции (в «хвост» пучка). На рис. 14 представлен измеренный спектр дейтериевого пучка с энергией $E_0 = 17$ кэВ.



Рис. 14. Спектр излучения при инжекции дейтериевого атомарного пучка в дейтерий.

Наблюдение проводилось под небольшим углом по направлению распространения пучка. Несмещенная линия свечения атомарного дейтерия

соответствует значению 6561 Å. Три сильно смещенных вправо линии соответствуют свечению быстрых атомов дейтерия с энергиями E_0 , $E_0/2$, $E_0/3$. Линия $E_0/9$ образуется в результате диссоциации молекулярных ионов, содержащих дейтерий и кислород. Приведенному спектру соответствует относительная плотность атомов дейтерия с энергией $E_0 - 60\%$, $E_0/2 - 25\%$, $E_0/3 - 4\%$. Как следует из полученных результатов, всего лишь немногим более 50% инжектируемых атомов дейтерия имеют полную энергию E_0 . Существенная часть (~25%) энергии пучка имеет энергию $E_0/2$. С дальнейшим увеличением энергии и плотности тока пучка, извлекаемой с эмиссионной поверхности ГРК, доля частиц и мощности в основном компоненте с энергией E_0 увеличивается [79].

Система сбора данных параметров инжектора и пучка состоит из двух компьютеров, осуществляющих регистрацию сигналов. Схема подключения компьютеров в систему сбора данных показана на рис. 15. Компьютеры подключены к локальной сети, включающей в себя все остальные узлы системы сбора данных. Компьютер, измеряющий сигналы детекторов, находящихся под напряжением ~25 кВ относительно «земли», связан с локальной сетью через оптический кабель. Он оснащен платой АЦП с разрядностью 14 бит и частотой преобразования 400 кГц. Другой компьютер предназначен для измерения сигналов относительно общей земли и оснащен платой АЦП с разрядностью 12 бит и частотой преобразования 2,8 МГц. В отличие от других диагностик токамака ТУМАН-3М, в интервале между разрядами токамака часть сигналов инжектора измеряется и отображается на пульте оператора непрерывно для управления и контроля [81]. С помощью ЦАП осуществляется автоматическое управление пьезоэлектрическим клапаном по заданной программе.



Рис. 15. Блок-схема системы сбора данных инжектора.

Также через цифровой канал управления АЦП производится дистанционная настройка ионного источника для выбора необходимого режима работы.

Система электропитания инжектора состоит из устройства электропитания накала катодов ионного источника, устройства электропитания разряда ионного источника, устройства электропитания клапана ионного источника, устройства эмиссионного устройства электропитания электрода, электропитания источника, устройства отрицательного электрода ионного электропитания дугового испарителя инжектора, устройства электропитания отклоняющего электромагнита инжектора, устройства прогрева азотита инжектора. Главной особенностью системы электропитания инжектора является то, что устройства питания накала катодов и питания разряда находятся под высоким потенциалом (до + 30 кB). Ток и напряжение накала, а также и ток и напряжение разряда измеряются приборами, также находящимися под высоким потенциалом. Через оптоволоконные поступают систему линии СВЯЗИ ЭТИ данные на автоматизированного управления [83].

2.2.2 Установка ионного источника ИПМ-1.

При переходе с ионного источника ИПМ-2 на более мощный ИПМ-1 потребовалось провести модернизацию инжектора, подключенного к токамаку ТУМАН-3М. Из-за большего геометрического размера пучка в ИПМ-1 были переделаны некоторые детали в конструкции инжектора. Так, был увеличен поперечный размер перезарядной камеры, а также увеличена ее длина, что эффективность нейтрализации позволило увеличить ионного пучка С максимальной энергией до 75% на всем протяжении разряда. Также подверглась переделке конструкция магнитного экрана. Новый магнитный экран был изготовлен из низкоуглеродистой стали с малым остаточным намагничиванием и имеет размеры, соответствующие увеличенным поперечным размерам пучка ИПМ-1. При переходе от ИПМ-2 к ИПМ-1 электротехническое оборудование инжектора на токамаке осталось прежним, поскольку изначально было изготовлено с запасом по высокому напряжению и мощности.

На рис. 16 показаны осциллограммы ускоряющего напряжения и ионного тока пучка для ИПМ-1 и ИПМ-2. При одинаковом ускоряющем



Рис. 16. – Осциллограммы ускоряющего напряжения и ионного тока пучка для источников ИПМ-1 и ИПМ-2.

напряжении ионный ток в ИПМ-1 примерно в два раза больше, чем в ИПМ-2. Измерение профиля дейтериевого пучка проводились с помощью многоколлекторного *V*-образного приемника атомов. На рис. 17 показана временная эволюция сигнала с зондов *V*-образного приемника атомов, с помощью которых восстанавливается профиль пучка. Ширина пучка источника ИПМ-1 в горизонтальном направлении (на уровне 1/*e*) составляет 60 мм. Фокусировка

пучка в горизонтальном направлении формируется за счет изогнутой формы эмиссионной решетки источника и практически не зависит от тока пучка *I*_b. Фокусировка пучка в вертикальном направлении зависит от тока пучка при заданном ускоряющем напряжении (см. формулу (13)).



Рис. 17.- Осциллограммы сигналов многоколлекторного приемника.

На рис. 18 изображены измеренные профили нагревного пучка для источников ИПМ-1 и ИПМ-2.



Рис. 18. – Слева – форма пучка инжектора в вертикальном направлении для источника ИПМ-2 и ИПМ-1. справа – трехмерное изображение пучка инжектора с источником ИПМ-1.

2.3 Разработка и создание диагностики *DD* нейтронов на токамаке ТУМАН-3M.

2.3.1 Конструкция нейтронного детектора.

Основным источником нейтронов в дейтериевой плазме с дейтериевым нагревным пучком на токамаке ТУМАН-3М является ядерная реакция:

$$_{1}D^{2^{*}} + _{1}D^{2} \rightarrow _{2}He^{3} (0,82 \text{ M} \rightarrow \text{B}) + n (2,45 \text{ M} \rightarrow \text{B}),$$

где ${}_{1}D^{2^{*}}$ – быстрый ион пучка, ${}_{1}D^{2}$ – плазменный ион. Так как реакция синтеза в нашем случае идет благодаря взаимодействию быстрых ионов с относительно медленными ионами плазмы, то сечение *D-D* реакции в основном зависит от скорости быстрых ионов (рис. 1). Поэтому основной вклад в генерацию нейтронов вносят ионы с полной энергией инжекции E_{0} .

Для измерения 2,45 МэВ нейтронного потока R_n был разработан нейтронный детектор. Нейтронный детектор состоит из ³*He*-газоразрядного счетчика и полиэтиленового замедлителя, в котором нейтрон с энергией 2,45 МэВ тормозится до тепловых энергий 0,025 эВ. ³*He*-газоразрядный счетчик обладает большой эффективностью регистрации тепловых нейтронов (рис. 19) и представляет собой металлический баллон (толщина стенки 0,3 мм), наполненный смесью газов ³*He* (4 атм.), *Ar* (2 атм.) и *CO*₂ (20 мм·рт.·ст.). Эффективная площадь детектора *S*_{det} составляет 450 см². Собственная эффективность детектора $\varepsilon = 5\%$ определялась изготовителем детектора. Сигнал ³*He*-газоразрядного счетчика регистрировался с помощью высокочастотного АЦП.



Рис. 19. Эффективность регистрации нейтронов различной энергии ³*He*газоразрядным счетчиком.

Ha рис. 20 представлена временная эволюция выходного сигнала нейтронного детектора. Видны импульсы, соответствующие отдельным разнесенным во времени событиям, а также частично перекрывающиеся сигналы от близких событий. Для устранения погрешности измерений, возникающей из-за наложения близких импульсов, создано программное обеспечение, выявляющее близкие во времени события и эффективно их учитывающее. В результате, вероятность потерь отсчетов из-за наложения импульсов не превышает 1%. Такая схема позволяет измерять нейтронные потоки с максимальной скоростью счета не ниже $10^5 - 10^6 \text{ c}^{-1}$. Данный тип детектора позволяет регистрировать нейтроны с энергией от 1 до 10 МэВ.



Рис. 20. Сигнал ³*He*-газоразрядного счетчика регистрировался с помощью высокочастотного АЦП.

В разрядах с низкой плотностью в плазме формируются пучки убегающих электронов, которые, попадая на диафрагму и стенку камеры токамака, вызывают потоки жесткого рентгеновского излучения. При достаточно большом уровне потока жесткого рентгеновского излучения, который также может быть зарегистрирован газоразрядным счетчиком, уровень шума на выходе нейтронного детектора может оказаться за пределами динамического диапазона выходного операционного усилителя. При этом происходит потеря полезного сигнала. Для уменьшения влияния жесткого рентгеновского излучения нейтронный детектор был покрыт 4 мм листом свинца.

Предполагалось, что источник нейтронов распределен по тороидальному углу токамака равномерно. Равномерность нейтронного источника по тору проверялась экспериментально перемещением нейтронного детектора вдоль тора от разряда к разряду. Расстояние между нейтронным детектором и главной осью токамака устанавливалось таким, чтобы частота появления сигнала на детекторе не превышала частотные возможности регистрирующей системы.

2.3.2 Расчет интегрального нейтронного выхода по данным нейтронной диагностики.

Для расчета интегрального нейтронного выхода *R*_n предполагался параболический профиль плотности источника нейтронов:

$$f(r) = \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^n,$$
 (16)

где n – целое число (~8). Выбор модельного профиля источника нейтронов в виде сильно пикированного параболического профиля $f(r)=(1-r^2/a^2)^8$ обусловлен тем фактом, что как следует из расчетов траекторий быстрых ионов, захваченных на удерживаемые орбиты, пучок удерживаемых быстрых ионов сосредоточен в основном во внутренней части плазменного шнура, внутри области r/a < 1/2.



Рис. 21 Геометрия расположения нейтронного детектора с координатами (*X*₀, *Y*₀, *Z*₀) относительно плазменного шнура.

Интенсивность излучения N, измеренная на расстоянии d от точечного источника излучения N_0 , равна

$$N = N_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S_{\text{det}}}{4 \cdot \pi \cdot d^2},\tag{17}$$

где *d* равно:

$$d = \sqrt{(X - X_0) + (Y - Y_0) + (Z - Z_0)},$$

(X, Y, Z) – координаты точечного источника излучения; (X_0, Y_0, Z_0) – координаты детектора (рис. 21), $S_{det} = 450 \text{ см}^2$ – площадь нейтронного детектора. Представим плотность интенсивности *D*-*D* ядерной реакции n_v в плазме как

$$n_v = B_0 \cdot f(r)$$

где $f(\mathbf{r})$ – нормированная функция распределения плотности интенсивности ядерных реакций по малому радиусу плазмы, заданная по формуле (16), B_0 – коэффициент пропорциональности. Величина B_0 определяется из измерений интенсивности излучения. Проинтегрируем n_v по всему объему плазмы:

$$N_{4\pi} = \int_{V} n_{v} dV = \int_{V} B_{0} \cdot f(r) dV.$$
(18)

Тогда, используя выражения (17) и (18), получим выражение для интенсивности излучения $N_{\rm exp}$, измеряемое детектором:

$$N_{\exp} = \frac{\varepsilon}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{V'} n_{v} \cdot \frac{S_{\det}}{d^2} dV' = \frac{B_0 \cdot \varepsilon}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{V'} f(r') \cdot \frac{S_{\det}}{d^2} dV',$$

где $dV' = R_0 d\varphi r d\alpha dr$ - элемент объема плазмы, R_0 – большой радиус токамака. Отсюда следует, что

$$B_0 = \frac{N_{\text{exp}}}{\frac{\mathcal{E} \cdot S_{\text{det}}}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{V'} \frac{f(r')}{d^2} dV'}.$$

Подставляя значение *B*₀ в выражение (18) и учитывая равномерность излучения в доль оси тора, получим выражение интенсивности излучения в полный телесный угол 4*π*:

$$N_{4\pi} = \int_{V} n_{v} dV = \frac{4 \cdot \pi}{\varepsilon \cdot S_{det}} \int_{V} \frac{N_{exp}}{\int_{V'} \frac{f(r')}{d^{2}} dV'} \cdot f(r) dV = \frac{16 \cdot \pi^{3} \cdot R_{0}}{\varepsilon \cdot S_{det}} \int \frac{N_{exp}}{\int_{V'} \frac{f(r')}{d^{2}} dV'} \cdot f(r) \cdot r dr.$$

При выводе выражения интенсивности излучения в полный телесный угол 4π ($N_{4\pi}$) предполагалось, что источник нейтронов распределен по тороидальному

обхода равномерно. Это предположение было проверено экспериментально посредством перемещения нейтронного детектора вдоль большого обхода тора от разряда к разряду. Расстояние между нейтронным детектором и главной осью токамака устанавливалось постоянным и таким, чтобы интенсивность отсчетов не превышала максимально возможную скорость счета регистрирующей системы.

Экспериментально измеренный нейтронный выход R_n во время инжекции пучка быстрых атомов изображен на рис. 22. В данном разряде при длительности инжекции в 50 мс было достигнуто рекордное значение ионной температуры 350 эВ. Начальная энергия пучка E_{b0} при этом была 23,5 кэВ. При рекордных параметрах разряда и плазмы величина R_n на стационарной стадии достигла значения $1 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Выключение инжекции на 90 мс приводит к экспоненциальному спаду интенсивности нейтронного потока R_n с некоторой постоянной времени τ .



Рис. 22. Временная эволюция интенсивности нейтронного выхода *R*_n в разряде с инжекционным нагревом и с рекордными значениями магнитного поля и тока плазмы. Ионный источник – ИПМ-2.

2.4 Выводы к Главе 2.

 На токамаке ТУМАН-3М создан инжекционный комплекс для нагрева плазмы и исследования поведения быстрых ионов. В ходе подготовки экспериментов инжектор был существенно доработан. Проведены стендовые испытания инжектора. Для присоединения инжектора к входному патрубку токамака были внесены изменения в конструкцию инжектора. Замена игольчатого клапана напуска рабочего газа в ГРК ионного источника на пьезоэлектрический клапан позволила управлять напуском газа в течение инжекции пучка, что в свою очередь позволило контролировать ток разряда в ГРК ионного источника. Это дало возможность удлинить время разряда ионного источника с 20 мс до 60 мс. Стендовые испытания инжекционного комплекса показали его работоспособность и возможность достижения параметров (энергия и ток), близких к проектным. Достигнуты оптимальные параметры нагревного пучка ИПМ-2: $E_b = 23,5$ кэВ, мощность пучка атомов составляла $P_{\rm b} = 380$ кВт. Компьютеризированная система сбора данных инжектора, созданная на основе современных видов АЦП, позволила надежно регистрировать все необходимые параметры разряда инжектора при максимальных напряжениях в системе питания инжектора. С помощью современных ЦАП и цифровых каналов управления создано и испытано дистанционное управление ионными источниками.

- Переход на более мощный ионный источник ИПМ-1 при той же энергии пучка позволил удвоить мощность инжекции. При переходе с ионного источника ИПМ-2 на ИПМ-1 была проведена частичная модернизация инжектора. В частности, была увеличена перезарядная камера инжектора, что позволило минимизировать потери мощности пучка при его транспортировке из инжектора в плазму. Также подверглась переделке конструкция магнитного экрана.
- Разработан нейтронный детектор для регистрации 2,45 МэВ нейтронов на основе ³*He*-газоразрядного счетчика. Сигнал из ³*He*-газоразрядного счетчика регистрировался с помощью высокочастотного АЦП. Такая схема позволила измерять нейтронные потоки со скоростью счета не ниже 10⁵ 10⁶ с⁻¹. Данный тип детектора позволяет регистрировать нейтроны с энергией от 1 до 10 МэВ. Для уменьшения влияния жесткого рентгеновского излучения нейтронный

58

детектор был закрыт свинцовым экраном. Был произведен расчет абсолютного значения $R_{\rm n}$.

• Представлена методика расчета нейтронного выхода *R*_n. В разряде с рекордными параметрами магнитного поля и тока плазмы нейтронный выход достигал значения 1 · 10¹¹ c⁻¹.

Глава 3 Исследование нагрева плазмы и удержания быстрых ионов при нейтральной инжекции.

3.1 Экспериментальные результаты по нагреву плазмы с помощью инжекции высокоэнергичных атомов с использованием ионного источника ИПМ-2.

Для получения устойчивой плазмы с круговым сечением и высокими для установки ТУМАН-3М параметрами тока (~190 кА) и плотности (~6·10¹⁹ м⁻³) плазмы необходимо уменьшать поступление примесей во время разряда. Присутствие примесей в плазме приводит к следующим негативным последствиям: уменьшению количества рабочего газа, увеличению потерь энергии ИЗ из-за увеличения тормозного, линейчатого плазмы И рекомбинационного излучения, увеличение потерь мощности пучка на примесных ионах.

Покрытие стенок вакуумной камеры тонким стойким к распылению слоем карборана $C_2B_{10}H_{12}$ позволило существенно снизить содержание примесей в плазме [84]. После боронизации камеры токамака эффективный заряд плазмы в фазе инжекционного нагрева снизился до 1,6.

Наиболее эффективным способом нагрева плазмы в токамаке на данный момент является инжекционный. Поэтому для любой установки главной задачей является определение оптимальных параметров инжекционного пучка и плазмы, при которых получаются минимальные потери пучка быстрых частиц при инжекции в центральную область плазмы и обеспечивается максимальная эффективность передачи мощности пучка плазме. Типичные параметры омического разряда в серии экспериментов с инжекционным нагревом плазмы были следующие: $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 145$ кА, $n_{av} = (0,5 - 3,5) \cdot 10^{19}$ м⁻³, $T_e(0) = 300 - 500$ эВ, $T_i(0) = 180$ эВ. Энергия пучка достигала величины 19 – 22 кэВ.

Варьируя изотопный состав пучка и плазмы, можно добиться наибольшей эффективности нагрева плазмы инжектируемым пучком. Из теории следует [16], что с точки зрения передачи энергии быстрых ионов ионам плазмы наиболее выгоден случай инжекции дейтериевого пучка в протиевую D_b - H_p . В частности, скорость передачи энергии пучка ионной компоненте плазмы в случае D_b - H_p примерно в 2 раза выше по сравнению с D_b - D_p . В работе рассмотрен только один вариант нагрева дейтериевой плазмы дейтериевым пучком. Вариант D_b - D_p интересен тем, что образуются 2,45 МэВ нейтроны, измерение которых позволяет получить дополнительную информацию о количестве захваченных быстрых ионов и их термализации. На рис. 23 представлен типичный разряд с началом инжекции дейтериевого пучка на 57 мс.



Рис. 23. Временные зависимости основных параметров дейтериевой плазмы в разряде с инжекцией быстрых атомов дейтерия.

Измерения ионной температуры T_i проводились с помощью анализатора атомов перезарядки АКОРД-12 [85]. Первые эксперименты с инжекционным нагревом плазмы были направлены на достижение максимального значения ионной температуры T_i [86]. Были проведены экспериментальные измерения ионной температуры плазмы при различных значениях мощности нагревного пучка. На рис. 24 представлена временная эволюция T_i при различных значениях мощности пучка. При этом параметры плазмы не менялись и имели следующие значения: $B_t = 0,8$ Тл, $I_p = 130$ кА, $n_{av} = 3 \cdot 10^{19}$ м⁻³, $T_e(0) = 300 - 500$ эВ. Было обнаружено, что с ростом мощности пучка рост T_i прекращался уже при значении $P_{beam} = 210$ кВт и дальнейший рост мощности пучка не приводил к росту T_i . Обнаруженный эффект в поведении ионной температуры плазмы потребовал более детального изучения зависимости эффективности захвата и удержания быстрых ионов пучка в плазме от основных параметров плазмы и пучка.

Результаты исследования захвата и удержания быстрых ионов в плазме будут рассмотрены в следующих параграфах.



Рис. 24. Временные зависимости ионной температуры T_i в центре плазмы в разряде с инжекцией быстрых атомов для трех значений мощности пучка P_{beam} .

3.2 Численное моделирование захвата быстрых ионов.

Основной задачей проводившихся экспериментов и численного моделирования являлось определение оптимальных параметров инжекционного пучка и плазмы, при которых потери пучка быстрых частиц при инжекции в центральную область плазмы минимальны и обеспечивается максимальная эффективность передачи мощности пучка плазме.

Дополнительный нагрев плазмы в токамаке ТУМАН-3М сопряжен с рядом трудностей, связанных в первую очередь с небольшими размерами токамака. Расстояние от плазмы до стенки камеры составляет приблизительно 4 см на внешнем обводе и 1 см на внутреннем обводе. При этом в тороидальном магнитном поле 1 Тл величина ларморовского радиуса дейтрона с энергией 20 – 25 кэВ может достигать значения 3-4 см. Близость стенки камеры токамака приводит к потерям быстрых ионов из-за интенсивного взаимодействия как плазмы, так и быстрых ионов со стенкой токамака, способствующих увеличению концентрации примеси в плазме, а также плотности нейтрального газа на периферии плазмы. Увеличенная концентрация примеси и нейтралов приводит к увеличению быстрых периферии перезарядки ИОНОВ на плазмы И соответствующему снижению мощности пучка, достигающей центральных областей плазмы. Инжектируемый пучок атомов ионизуется при столкновениях с ионами плазмы и электронами (ударная ионизация), а также при взаимодействии с примесями и атомами нейтрального газа. При энергии изотопа водорода 20-25 кэВ основным механизмом ионизации атомов пучка является перезарядка.

Другим механизмом потерь быстрых ионов является пролет насквозь без ионизации. Количество частиц, долетающих до стенки камеры без ионизации, равно

$$N = N_0 \cdot \exp(-\int n \cdot \sigma \cdot dx), \tag{19}$$

где N_0 - полное число быстрых частиц, вылетевших из инжектора в плазму; n – плотность плазмы, σ – полное сечение ионизации. Из-за компактности токамака потери быстрых частиц, пролетевших плазму без ионизации, могут оказаться большими, особенно при больших энергиях (>25 кэВ) пучка и малой плотности

63

плазмы (< $2 \cdot 10^{19}$ м⁻³). Поэтому необходимо подобрать такие параметры инжекции пучка и плазмы-мишени, которые бы минимизировали потери от пролета быстрых частиц насквозь и от захвата частиц на неудерживаемые орбиты (траектории движения таких быстрых ионов выходят на стенку камеры за один обход по тору), и обеспечить при этом эффективное поглощение мощности пучка плазмой.

Исследование удержания быстрых ионов на токамаке ТУМАН-3М проводилось как с помощью анализатора потока атомов перезарядки [85], так и с помощью нейтронного детектора [87]. Измерения интегрального нейтронного выхода при инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую плазму, а также времени спада нейтронного потока после выключения инжекции, позволили оценить эффективность удержания быстрых ионов и их время жизни при различных параметрах плазмы и инжектируемого пучка.

Для моделирования эффективности захвата быстрых частиц пучка в зависимости от параметров инжекции, величины магнитного поля и параметров плазменного шнура использовался пакет программ, обеспечивающих расчет траекторий быстрых ионов в заданной магнитной конфигурации, расчет зоны захвата быстрых частиц и расчет доли поглощенной мощности пучка. Основные расчеты были проведены для энергии дейтериевого пучка $E_b = 20 - 25$ кэВ и прицельного параметра $R_p = 0,42$ м. Расчеты позволили оптимизировать параметры плазмы-мишени и магнитного поля для эффективного ввода пучка быстрых атомов и нагрева плазмы.

3.2.1 Результаты моделирования эффективности захвата быстрых ионов в зависимости от величин магнитного поля, плазменного тока, энергии

быстрых частиц и плотности фоновой плазмы (B_t , I_p , E_b и n).

Размеры границы области захвата зависят от массы и скорости быстрых ионов (ларморовский радиус), и от величин тороидального и полоидального магнитных полей. Для вычисления доли частиц пучка, попавших в область захвата, необходимо определить границы области захвата, ослабление пучка

быстрых нейтралей на левой и правой границах области (разность их значений и определяет число захваченных частиц). Это позволяет определить число быстрых атомов, попавших на стенки без ионизации (*shine-through losses*). Для вычисления границ области захвата численно решалось уравнение движения изотопа водорода с заданной энергией E_b в магнитном поле, в котором тороидальная компонента магнитного поля определялась как $B_t = B_0 \cdot R_0 / R$, а полоидальная определялась из соотношения $q(r) = B_t r / R \cdot B_0$, где $q(r) = 0.9 + A \cdot r^3$ - коэффициент запаса устойчивости с параболической зависимостью от малого радиуса r токамака Параметр A определяется из условия q = q(a) при r = a. Вне этой области образовавшиеся быстрые ионы оказываются на неудерживаемых орбитах (*first orbit losses*) и теряются на первом же обходе по тору. Подробное изложение методики вычисления зоны захвата быстрого иона, влияние величины магнитного поля, прицельного параметра и энергии пучка на эффективность захвата представлено в работе [88].

На рис. 25-а показаны зоны захвата быстрых ионов дейтерия для двух значений магнитного поля и энергии пучка. При этом задавалось параболическое распределение коэффициента запаса устойчивости $q(\mathbf{r})$. Координата X направлена вдоль траектории пучка слева направо, Z отсчитывается от экваториальной плоскости, прицельный параметр пучка 0,42 м. Как видно из рис. 25-а, при значении $B_t = 0,68$ Тл (кривая 2) зона захвата распадается на две части на входе и выходе из плазмы. Для $B_t = 1$ Тл (кривая 1) эти зоны сливаются в одну зону, полностью охватывая сечение пучка. Поэтому, с увеличением B_t от 0,68 Тл до 1 Тл и при постоянном значении запаса устойчивости и энергии пучка следует ожидать значительное увеличение количества захвата для двух значений энергии пучка. Также на рис. 25-а представлены зоны захвата для двух значений энергии пучка E_b (кривые 2 и 3). При повышении E_b с 20 кэВ до 25 кэВ увеличивается длина свободного пробега быстрой частицы и ее ларморовский радиус, что приводит к уменьшению зоны захвата быстрых частиц пучка, т.е. к росту прямых орбитальных потерь.

На рис. 25-б представлены зоны захвата быстрых ионов дейтерия при различных направлениях плазменного тока относительно направления инжекции. Видно, что в зависимости от направления инжекции относительно направления плазменного тока зоны захвата расположены в разных областях плазменного шнура. Используя формулу (1), можно оценить область ионизации при плотности плазмы выше $2 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Ионизация быстрых частиц пучка происходит в основном на расстоянии малого радиуса плазменного шнура от начала входа пучка в плазму. Следовательно, при инжекции против тока плазмы заметная доля быстрых частиц пучка ионизуется вне зоны захвата. Из этого можно сделать вывод, что эффективность захвата быстрых частиц нагревного пучка заметно выше в случае совпадения направления инжекции и направления тока, чем в противном случае.



Рис. 25. Границы области захвата быстрых ионов: а) границы области захвата при инжекции по направлению тока плазмы. Данные приведены для двух значений тороидального магнитного поля и двух значений энергии пучка: 1) $B_t = 1$ Тл, $E_b = 20$ кэВ, $q_{cyl}=3,65$ 2) $B_t = 0,68$ Тл, $E_b = 20$ кэВ, $q_{cyl}=3,65$ 3) $B_t = 0,68$ Тл, $E_b = 20$ кэВ, $q_{cyl}=3,65$ 3) $B_t = 0,68$ Тл, $E_b = 25$ кэВ, $q_{cyl}=3,54$. б) зоны захвата быстрых частиц в зависимости от направления инжекции относительно направления тока плазмы: сплошная линия по направлению тока; прерывистая линия – против направления тока.

Таким образом, расчет зоны захвата для случая совпадения направления инжекции и тока показал, что при максимальном значении тороидального магнитного поля и тока по плазме ($B_t = 1$ Тл, $I_p = 190$ кА), размер зоны захвата быстрых частиц позволяет рассчитывать на практически полный захват быстрых

частиц пучка с максимально возможной энергией $E_b = 25$ кэВ и при оптимальной плотности плазмы.

Для эффективного ввода мощности в плазму инжекция нейтрального пучка осуществляется в тангенциальном направлении. При этом доля захваченных ионов пучка возрастает при увеличении прицельного параметра в диапазоне 0,40 – 0,48 м.



Рис. 26. Зависимость числа захватываемых в плазму частиц от прицельного параметра инжекции для двух значений средней плотности плазмы *n*_e.

На рис. 26 для двух значений средней плотности плазмы (2 10^{19} м⁻³ и 3 10^{19} м⁻³) показано, как меняется от прицельного параметра отношение числа захватываемых в плазму частиц к числу частиц, вылетевших из инжектора. Расчет зависимости числа захваченных быстрых ионов от прицельного параметра R_p дал оптимальную величину равной примерно 0,48-0,50 м [88]. В действительности, прицельный параметр инжекции на установке ТУМАН-3М равен $R_p = 0,42$ м и обусловлен конструкцией тороидального соленоида токамака и входным инжекционным патрубком. Изменение величины прицельного параметра в небольших пределах можно осуществить, передвигая плазменный шнур вдоль

большого радиуса с помощью катушек управления положением шнура или изменяя наклон источника ионов инжектора на небольшие углы.

Важным параметром плазмы, влияющим на эффективность захвата быстрых частиц пучка, является плотность плазмы n_e (здесь и далее считается, что $n_i = n_e$). Действительно, на величину пролетных потерь быстрых ионов в основном влияет (см. формулу (19)). Результаты плотность плазмы моделирования доли захваченных быстрых ионов в зависимости от плотности плазмы представлены на рис. 27. Моделирование проводилось для трех случаев [89]: $B_{\rm f} = 0.7$ Тл, $I_{\rm p} = 140$ кА; $B_{\rm t} = 1$ Тл, $I_{\rm p} = 140$ кА и $B_{\rm t} = 1$ Тл, $I_{\rm p} = 180$ кА. Энергия пучка равнялась $E_{\rm b} = 23,5$ кэВ. Профиль электронной плотности брался из эксперимента. При вычислении ослабления пучка учитывалась только перезарядка, так как сечение ионизации электронным и протонным ударом при данной энергии быстрых частиц почти на 2 порядка меньше сечения перезарядки (рис. 2). Из рис. 27 видно, что доля захваченных быстрых частиц сильно меняется при плотности плазмы ниже $(2 - 2,5) \cdot 10^{19}$ м⁻³. При плотности выше $2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³ доля захваченных быстрых частиц постепенно достигает максимального значения и слабо зависит от плотности плазмы. Таким образом, моделирование показало, что при плотности плазмы (2 – 2,5)·10¹⁹ м⁻³ происходит практически полный захват быстрых частиц пучка.

Как уже было отмечено выше, кроме пролетных потерь быстрых атомов существуют другой вид прямых потерь быстрых ионов – потери на первой орбите. Траектория быстрых ионов в плазме строго зависит от величины магнитного поля и энергии быстрого иона. Магнитное поле в токамаке в основном формируется за счет B_t и, I_p . Используя методику расчета зоны захвата быстрых ионов, описанную выше, можно оценить насколько величина B_t и, I_p влияет на удержание быстрых ионов. Моделирование проводилось для следующих параметров пучка и плазмы: $B_t = 0,7$ Тл и 1 Тл; $I_p = 140$ кА и 180 кА, $E_b = 23,5$ кэВ.



Рис. 27. Результаты моделирования доли захваченных быстрых частиц в зависимости от плотности плазмы для различных значений магнитного поля и тока плазмы.

На рис. 27 представлены результаты моделирования доли захваченных быстрых частиц в зависимости от $\langle n_e \rangle$ для двух значений B_t и I_p . Рассмотрим результаты моделирования в диапазоне плотности больше $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, где потери быстрых частиц на пролет стремятся к нулю. Сравнивая две кривые (черная и синяя линии), получаем, что в данном диапазоне плотности плазмы доля захваченных быстрых частиц вырастает примерно на 20% при росте магнитного поля B_t с 0,7 Тл до 1 Тл. Действительно, с увеличением тороидального магнитного поля уменьшается ларморовский радиус быстрого иона, а, значит, увеличивается зона захвата быстрых частиц пучка. Если сравнивать влияние тока плазмы на эффективность захвата быстрого иона (синяя и красная линии), то получим эффект от роста тока с 140 кА до 180 кА немного меньший, чем от роста тороидального магнитного поля с 0,7 Тл до 1 Тл.

Разумно предположить, что существует минимальное значение магнитного поля в плазме, при котором быстрые ионы перестают удерживаться в плазме, т.е. дрейфовая орбита ионизованных быстрых частиц пучка с заданной энергией выходит на стенку камеры токамака. С ростом поперечной энергии E_{\perp} дрейфовая

орбита иона сильнее отклоняется от магнитной поверхности, и существует такое значение $E_{\perp} = E_{\text{loss}}$, при котором дрейфовая орбита выходит на стенку [90]:

$$E_{loss} \equiv \frac{2 \cdot (I_P \cdot Z_f)^2}{A_f} \cdot \frac{R_0}{a \cdot (1 + a/R_0)}.$$
(20)

 E_{loss} зависит от тока плазмы (I_{p}), большого (R_0) и малого (a) радиусов токамака. Из формулы (20) можно получить минимальное значение тока плазмы при заданном значении E_{b} , при котором дрейфовая орбита быстрого иона с заданной энергией еще не будет уходить на стенку камеры токамака. Так для токамака ТУМАН-3М с параметрами $R_0 = 0,53$ м, a = 0,23 м и для быстрого иона дейтерия с энергией $E_{\text{b}} = 24$ кэВ величина I_{p} будет равняться 122 кА. На рис. 28 показана зависимость E_{loss} от тока плазмы I_{p} для водородного и дейтериевого пучка. Так для $I_{\text{p}} = 100$ кА и дейтериевого пучка быстрые ионы перестанут удерживаться в плазме при $E_{\text{loss}} = 16$ кэВ, а для водородного пучка только при $E_{\text{loss}} > 30$ кэВ.



Рис. 28. Зависимость предельного значения энергии пучка *E*_{loss} от величины плазменного тока: 1 – водородный пучок; 2 – дейтериевый пучок

Еще одним параметром пучка, влияющим на эффективность удержания энергия пучка E_b . Результаты расчета быстрых ИОНОВ, является доли удерживаемых дейтронов в зависимости от энергии инжекции приведены для двух значений $B_t = 0.7$ Тл и 1 Тл представлены на рис. 29. В данном расчете величины коэффициента запаса устойчивости и средней плотности плазмы $a^{\rm cyl}(a) = 2.9$ обоих магнитных полей: одинаковыми для И принимались $n_{\rm e} = 2,3 \cdot 10^{19} {\rm m}^{-3}$. Расчет показал, что с ростом энергий инжекции от 20 до 25 кэВ при $B_t = 0.7$ Тл эффективность захвата быстрого иона падает примерно на 50%, но при увеличении B_t и I_p на ~30% доля удерживаемых ионов возрастает на 40-50%.



Рис. 29. Расчетное значение эффективности захвата быстрого иона дейтерия в дейтериевой плазме в зависимости от энергии пучка E_b . Расчет проводился для двух значений $B_t = 0,7$ Тл и 1 Тл при неизменных $q^{\text{cyl}}(a) = 2,9$ и $n_e = 2,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

3.2.2 Использование результатов моделирования для оптимизации параметров разряда, пучка и геометрии инжекции для достижения максимальной эффективности захвата быстрых ионов и оптимизации нейтронного выхода. Так как на токамаке ТУМАН-3М реализуется мишенный механизм генерации нейтронного потока (см. Глава 1 раздел 1.2), то величина нейтронного выхода прямо зависит от эффективности захвата быстрых частиц пучка. Используя результаты моделирования эффективности захвата быстрых частиц от параметров плазмы и пучка, можно определить оптимальные параметры плазмы и пучка для достижения максимального выхода нейтронов.

Моделирование оптимального значения прицельного параметра R_p инжекции дало величину равную примерно 0,48-0,50 м. Однако, специфические конструктивные особенности компактного токамак ТУМАН-3М не позволили варьировать в широких пределах значением R_p . В действительности из-за конструктивных ограничений прицельный параметр имеет значение $R_p = 0,42$ м.

Моделирование зоны захвата для инжекции по направлению тока плазмы и против показало (рис. 25-б), что величина области захвата для первого случая примерно на 30% больше, чем в случае инжекции против тока. Используя тот факт, что величина R_n напрямую зависит от количества захваченных быстрых частиц, можно оценить эффективность захвата быстрых частиц от направления инжекции с помощью измерения интенсивности нейтронного потока R_n . На рис. 30 показана экспериментально измеренная временная эволюция нейтронного выхода для двух направлений инжекции: по току плазмы и против тока плазмы. Величина плазменного тока и тороидального магнитного поля были одинаковы в обоих случаях. Величины электронной плотности плазмы в данных разрядах также совпадали. Наблюдаемый спад R_n (примерно на 30%) при переходе от инжекции по току к инжекции против тока подтвердил выводы моделирования зон захвата быстрых частиц для этих двух случаев. Полученный результат необходимо учитывать при проектировании нейтронного генератора на базе компактного токамака.

Очевидно, что чем больше величины магнитного поля и тока в токамаке, тем эффективнее будут захватываться и удерживаться быстрые частицы нейтрального пучка. Однако, максимальная величина тороидального магнитного

72
поля и тока плазмы в токамаке ТУМАН-3М ограничены возможностями системы электропитания.



Рис. 30. Зависимость нейтронного выхода от направления инжекции относительно направления тока плазмы *I*_р

В настоящее время на токамаке достигнута максимальная величина $I_p = 185$ кА и $B_t = 1$ Тл. На рис. 31 показана временная эволюция нейтронного выхода рекордной величины при максимальных параметрах разряда $I_p = 185$ кА и $B_t = 1$ Тл и энергии пучка $E_b = 23,5$ кэВ.

Измеряя R_n при различных значениях плотности плазмы, можно экспериментально определить оптимальное значение плотности плазмы, при которой ионизация быстрых частиц пучка с заданной энергией и их дальнейший захват магнитным полем становятся максимально эффективными для увеличения нейтронного выхода. Результаты исследования влияния плотности плазмы на величину нейтронного выхода опубликованы в работе [91].



Рис. 31. Временная эволюция нейтронного выхода при максимальных параметрах I_p = 185 кА и B_t = 1 Тл и энергии пучка E_b = 23,5 кэВ.

Для того чтобы исследовать поведение R_n от n_e , из базы данных выбирались разряды с одинаковым тороидальным магнитным полем, плазменным током и энергией инжектируемых частиц. Типичные параметры омического разряда в данной серии были следующие: $B_t = 1,0$ Тл, $I_p = 180$ кА, $n_{av} = (0,5-4) \cdot 10^{19}$ м⁻³, $T_e(0) = 300 - 700$ эВ, $T_i(0) = 180$ эВ. Энергия пучка $E_b = 23$ кэВ. Значение R_n фиксировалось через 5 – 10 мс после начала инжекции.

Поведение R_n при различной плотности плазмы, значение которой менялось в диапазоне от 0,5 до 4·10¹⁹ м⁻³, изображено на рис. 32. Временную эволюцию R_n можно разделить на две стадии. В первой стадии, когда плотность плазмы мала, наблюдается быстрый рост R_n с ростом n_e . При достижении n_e значения (2 – 2,5)·10¹⁹ м⁻³ линейный рост R_n прекращается и наступает стационарная стадия, в которой R_n практически не меняется в широком диапазоне n_e .



Рис. 32. Зависимость нейтронного выхода R_n от плотности плазмы n_e . $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = (140\text{-}160)$ кА, $E_b = (17\text{-}19)$ кэВ

Рассмотрим подробно физические процессы, которые происходят при прохождении пучка быстрых частиц в плазме, в зависимости от плотности. В первой стадии, когда плотность плазмы меньше $(2 - 2,5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, происходят большие потери быстрых частиц за счет их пролета сквозь плазму без ионизации. Действительно, длина свободного пробега *L* быстрой частиц до первого акта ионизации при плотности плазмы $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и энергии пучка 23 кэВ достигает значения 1,24 м (формула (1), Глава 1). При такой длине свободного пробега в плазме, малый радиус которой равен a = 0,23 м, а большой R = 0,53 м, следует ожидать больших потерь быстрых частиц из-за пролета сквозь плазму. По мере роста плотности плазмы значение *L* уменьшается и при $n_c = 3,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ становится равной 0,41 м. При дальнейшем росте плотности плазмы рост R_n прекращается (стадия насыщения R_n). Хотя с увеличением плотности плазмы величина R_n должна увеличиваться (см. формула (9)), в действительности рост R_n не наблюдается. Такое поведение R_n характерно для мишенного механизма генерации нейтронов (рис. 5) и обусловлено уменьшением времени термализации

быстрых ионов τ_s [2]. Действительно, если отсутствует дополнительный источник нагрева электронной компоненты плазмы, а омический нагрев остается неизменным, рост плотности плазмы неизбежно приведет к падению электронной температуры. На рис. 33 показана зависимость электронной температуры от плотности в омическом разряде на токамаке ТУМАН-3М. Каждая точка на графике соответствует омическому разряду с одинаковыми параметрами плазмы. Таким образом, спад τ_s происходит не только из-за роста плотности, но и за счет падения электронной температуры, как ~ $T_e^{3/2} / n_e$. Например, для $T_e(0) = 550$ эВ и $n_{av} = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\tau_s = 21 \text{ мс}$, а при увеличении n_{av} до $3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $T_e(0)$ падала до 400 эВ, что приводило к падению τ_s в два раза по сравнению с первым случаем.



Рис. 33. Зависимость электронной температуры *T*_e от плотности плазмы *n*_e.

3.3 Эксперименты по исследованию параметрических зависимостей нейтронного потока.

Популярная в последнее время идея создания мощного нейтронного источника на базе компактного токамака требует детального исследования зависимости нейтронного выхода от параметров плазменного разряда и пучка быстрых частиц в токамаке. Геометрия и энергия инжекции, величины тороидального магнитного поля и плазменного тока являются основными параметрами, влияющими на нейтронный выход. Оптимизация этих параметров позволит не только получить максимальный нейтронный выход, но и обеспечить экономическую эффективность нейтронного источника на базе токамака.

3.3.1 Зависимость нейтронного выхода от плотности и тока плазмы,

тороидального магнитного поля и энергии быстрых ионов.

Зависимость нейтронного выхода R_n от плотности плазмы подробно рассматривалась в параграфе 3.2.2. Для мишенного механизма генерации нейтронов в плазме и для конкретной энергии пучка существует минимальное значение плотности плазмы, при которой происходит полная ионизация пучка в плазме. Дальнейший рост плотности слабо влияет на величину нейтронного выхода. Определение минимального значения плотности является необходимым условием достижения максимальной эффективности использования инжектируемого пучка для генерации нейтронов.

По-другому обстоит дело с влиянием магнитного поля разряда на величину нейтронного выхода. Магнитное поле в токамаке складывается из тороидального магнитного поля B_t и поля плазменного тока I_p , которые напрямую влияют на потери быстрых ионов из-за выхода их траекторий на стенку (потери на первой орбите). Измеряя величину нейтронного выхода при различных значениях B_t и I_p можно определить влияние этих параметров на удержание энергичного пучка. На рис. 34 представлена временная эволюция R_n в разрядах с инжекцией пучка для двух значений тороидального магнитного поля: $B_t = 0,7$ Тл и $B_t = 1$ Тл. При этом энергия быстрых частиц $E_b = 23,5$ кэВ, ток и плотность плазмы были неизменными в обоих случаях. Как видно из рисунка при увеличении тороидального магнитного поля с $B_t = 0,7$ Тл до $B_t = 1$ Тл величина R_n увеличивается больше чем в 1,5 раза. При увеличении B_t наблюдается рост электронной температуры из-за улучшения термоизоляции плазмы [92], что также приводит к увеличению R_n .



Рис. 34. Временная эволюция нейтронного выхода в разрядах с инжекцией дейтериевого пучка для двух значений магнитного поля: 0,7 Тл и 1 Тл.

На рис. 35 изображена временная эволюция R_n в разрядах с инжекцией атомарного пучка при двух значениях плазменного тока: 140 кА и 179 кА [93]. При этом тороидальное магнитное поле, энергия быстрых частиц и плотность плазмы были одинаковы в обоих случаях. Как видно из рисунка, увеличение плазменного тока с 140 кА до 179 кА привело к увеличению интенсивности нейтронов в 1,3 раза. Такое поведение R_n связано как с увеличением зоны захвата быстрых частиц, так и с ростом времени термализации быстрых ионов из-за роста электронной температуры.

Здесь следует отметить, что с ростом величины плазменного тока возрастает и мощность омического нагрева плазмы. Из-за роста мощности омического нагрева растет электронная температура плазмы. С ростом электронной температуры при постоянной электронной плотности растет время термализации быстрых ионов (формула (7), Глава 1).



Рис. 35. Временная эволюция нейтронного выхода в разрядах с инжекцией дейтериевого пучка для двух значений плазменного тока: 140 кА и 179 кА.

С ростом времени термализации растет вероятность ядерной реакции $d(d, {}^{3}He)n$, что приводит к дополнительному увеличению R_{n} . Результаты исследования влияния B_{t} и I_{p} на величину нейтронного выхода опубликованы в работе [93].

Рассмотрим поведение в зависимости от энергии пучка быстрых ионов E_b . Как следует из рис. 1 (Глава 1) сечение ядерной реакции $d(d, {}^{3}He)n$ растет с увеличением энергии быстрого иона. Но с ростом E_b будет ухудшаться эффективность захвата быстрых частиц, так как возрастут их прямые потери из-за пролета плазменного объема без ионизации (возрастание длины свободного пробега с ростом E_b). Кроме того, число удерживаемых частиц уменьшится из-за уменьшения зоны захвата (рис. 25-а). Измеряя нейтронный выход при различных энергиях инжекции, можно получить сведения об удержании быстрых ионов в зависимости от E_b .

На рис. 36 представлена экспериментально измеренная зависимость потока нейтронов R_n от энергии инжекции E_b для двух случаев: а) $B_t = 0.7$ Тл, $I_p = 147$ кА



и б) $B_t = 1$ Тл, $I_p = 180$ кА. В обоих случаях параметры плазмы для всех значений E_b

Рис. 36. Зависимость выхода нейтронов R_n от энергии инжекции E_b для двух случаев: а) $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 147$ кА и б) $B_t = 1$ Тл, $I_p = 180$ кА.

оставались неизменными, а плотность плазмы была достаточно большой для того, чтобы полностью исключить потери частиц, которые пролетают сквозь плазму без ионизации. Как видно из рис. 36, вплоть до $E_b \le 20$ кэВ не наблюдается насыщения роста нейтронного выхода. При этом в обоих случаях разница между нейтронными потоками небольшая. Причиной малого различия R_n является то, что при небольших энергиях E_b ионизация быстрых атомов происходит, в вблизи выходного патрубка инжектора OCHOBHOM, на внешней стороне плазменного шнура, где зона захвата быстрого иона изменяется незначительно с ростом магнитного поля (рис. 36). При энергии $E_b > 20$ кэВ в случае а) наблюдается насыщение роста R_n, по сравнению со случаем б). При этом величина R_n при $E_b \approx 23,5$ кэВ в случае б) в 1,6 раза больше, чем в случае а). Такое поведение R_n обусловлено более глубоким проникновением быстрых частиц с ростом их энергии. При этом с ростом магнитного поля (случай б) заметно увеличивается именно внутренняя область зоны захвата быстрой частицы. Другими словами, в случае а) потери быстрых частиц с энергией выше 20 кэВ увеличиваются быстрее, чем в случае б). Но даже с высоким магнитным полем и тока плазмы при $E_{\rm b} > 22$ кэВ наступает насыщение в росте $R_{\rm n}$. По-видимому, это вызвано увеличением потерь с первой орбиты в результате увеличения отклонения дрейфовых траекторий от магнитных поверхностей при увеличении энергии инжекции. В свою очередь рост потерь быстрых ионов увеличивает нагрузку на стенку токамака, что неизбежно ведет к росту поступления примеси в плазму. Так с ростом $E_{\rm b} > 20$ кэВ наблюдался рост напряжения обхода, что указывает на рост эффективного заряда плазмы. Рост эффективного заряда плазмы уменьшает плотность ионов плазмы, что приводит к спаду нейтронного выхода. Такое поведение R_n указывает на то, что для получения приемлемого уровня потерь быстрых ионов при энергии свыше 22 кэВ потребуется дальнейшее увеличение, как тороидального магнитного поля, так и тока по плазме. Однако рост величины B_t ограничивается конструкцией соленоида, а рост величины I_n ограничивается МГД-неустойчивостью плазмы, возникающей при малых значениях запаса устойчивости.

3.3.2 Измерение зависимости времени термализации быстрых ионов от плотности фоновой плазмы по спаду нейтронных потоков.

Важным параметром, влияющим на величину нейтронного выхода, является время термализации быстрых ионов в плазме, так как вероятность реакции синтеза прямо пропорциональна их времени жизни. В экспериментах по измерению времени термализации быстрых ионов использовался дейтериевый пучок, мощность которого не превышала 350 кВт. Параметры омического разряда в данной экспериментальной серии были следующие: $B_t = 0,7 - 1$ Тл, $I_p = 155 - 180$ кА, $n_{av} = (2 - 4,5) \cdot 10^{19}$ м⁻³, $T_e(0) = 300 - 500$ эВ, $T_i(0) = 180$ эВ. Полная энергия пучка, при которой осуществлялись измерения времени спада нейтронного потока τ_n , была 19 кэВ и 24 кэВ. Для оценки времени термализации быстрых ионов в

81

плазме был использован короткий импульс инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую плазму.

Инжекция пучка включалась в стационарной стадии омического разряда. Длительность инжекции выбиралась из следующих соображений. Длительность должна быть достаточной большой, чтобы измеряемый выход нейтронов R_n успел достигнуть достаточного для измерений уровня. В тоже время длительность не должна быть слишком длинной, чтобы не происходило заметных изменений параметров плазмы, таких как, например, электронная и ионная температура плазмы, а также плотность плазмы и количество примесей. В данной серии экспериментов длительность инжекции пучка была выбрана в пределах 5-7 мс. После выключения инжекции R_n экспоненциально спадает с постоянной времени $\tau_{\rm n}$, которая зависит от параметров плазмы. На рис. 37 изображена эволюция $R_{\rm n}$ после выключения инжекции при трех значениях плотности плазмы. Другие параметры разряда, такие как величина мощности омического нагрева, величина тороидального магнитного поля, ток по плазме от разряда к разряду не менялись, а электронная температура с ростом плотности плазмы несколько уменьшалась. Энергия основной компоненты пучка в данном случае равнялась 19 кэВ. Из рис. 37 видно, что после выключения инжекции спад нейтронного потока при большей плотности плазмы происходит за меньшее время. Спад нейтронного потока аппроксимировался функцией $f \sim e^{-t/\tau}$, по которой и определялась величина постоянной спада τ_n нейтронного потока. Поведение сечения *D-D* ядерной реакции при различных энергиях быстрых ионов (рис. 1, Глава 1) указывает на то, что только ионы с энергией, близкой по значению к полной энергии быстрого иона *E*_b, способны вносить заметный вклад в величину нейтронного потока. Таким образом, постоянная спада *т*_n характеризует время жизни быстрых ионов, энергия которых не сильно



Рис. 37. Экспоненциальный спад нейтронного выхода R_n после выключения инжекции. Спад R_n происходит с постоянной времени спада $\tau_n \sim T_e^{3/2}(0)/n_e$.

отличается от полной энергии E_b. Из этого следует, что постоянная спада потока нейтронов после выключения инжекции характеризуется величиной τ_n , входящей в формулу (11) в Главе 1. Таким образом, τ_n определяет время термализации быстрого иона с начальной энергией E_b до некоторой энергии E_n, при которой величина сечения *D-D* реакции падает в *e*-раз. Как следует из формулы (11), τ_n в основном зависит от электронной температуры и плотности плазмы. На рис. 38 кружками показаны экспериментально измеренные значения $\tau_n / T_e^{3/2}(0)$ при хорошей значениях плотности плазмы n_e. С точностью различных экспериментальное τ_n , нормированное на $T_e^{3/2}(0)$, аппроксимируется функцией согласуется теорией [16] и указывает $f \sim 1 / n_{\rm e}$, ЧТО с на отсутствие дополнительных каналов потерь быстрых ионов в процессе их термализации.



Рис. 38. Время спада τ_n , нормированное на $T_e^{3/2}(0)$, в зависимости от электронной плотности плазмы.

На рис. 39 представлено экспериментальное и рассчитанное по формуле (11) значение τ_n для двух значений полной энергии быстрых ионов $E_b = 19$ кэВ и $E_b = 24$ кэВ и для двух значений тороидального магнитного поля $B_t = 0,7$ Тл и $B_t = 1$ Тл. Как видно из рис. 39, экспериментальные значения τ_n располагаются немного ниже вычисленных значений τ_n . Отличие увеличивается в области низкой плотности плазмы (верхняя правая часть рисунка). Расхождение между величиной экспериментального τ_n и расчетного в области низкой плотности плазмы (меньше $2 \cdot 10^{19}$ м⁻³) можно объяснить увеличением потерь быстрых ионов, покидающих плазму в результате перезарядки.



Рис. 39. Измеренное и рассчитанное время спада выхода нейтронов после выключения инжекции быстрых атомов. Сопоставление экспериментального времени спада с расчетным в предположении кулоновского торможения.

Действительно, из-за малых размеров токамака длина свободного пробега быстрого атома при малых плотностях становится больше малого радиуса токамака, и быстрый ион, перезарядившись на периферии плазмы, с большой вероятностью достигнет стенки камеры, не успев вторично ионизоваться. В условиях низкой плотности плазмы бомбардировка быстрыми ионами стенки камеры увеличивает поступление примесей в плазму, что также приводит к уменьшению τ_n . При плотности плазмы большей, чем $3 \cdot 10^{19}$ м⁻³ (левый нижний угол рисунка), наблюдается близкое совпадение между измеренным τ_n и рассчитанным значением τ_n . С изменением энергии быстрого иона с 19 кэВ на 24 кэВ сохраняется хорошее соответствие между экспериментальным значением τ_n и вычисленным. Таким образом, можно сделать вывод о том, что процесс термализации быстрых ионов в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М происходит без аномальных потерь быстрых частиц и хорошо согласуется с теорией кулоновских столкновений [8].

3.3.3 Влияние смещения плазменного шнура по большому радиусу на величину нейтронного выхода.

В настоящем параграфе представлены результаты исследования зависимости потоков DD нейтронов от сдвига плазмы вдоль большого радиуса при инжекции высокоэнергичных нейтральных атомов дейтерия на токамаке ТУМАН-3М. В конце параграфа представлены результаты аналогичных опытов, выполненных автором диссертации на сферическом токамаке Глобус-М. Для оценки возможного влияния величины смещения по большому радиусу ΔR на эффективность захвата были проведены расчеты доли энергичных частиц, захватываемых на «удерживаемые» орбиты, т.е. орбиты, которые не пересекают стенки камеры. Как показали численные расчеты, в сдвинутом внутрь шнуре улучшаются условия захвата. Это приводит к 5-10% увеличению количества энергичных ионов [89].

Эксперименты по исследованию влияния смещения ΔR на захват и удержание быстрых частиц пучка были проведены в разрядах с плотностью плазмы, $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, начальной энергией инжекции $E_0 = 19$ кэВ в следующих сценариях: 1- $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 155$ кА; 2- $B_t = 1$ Тл, $I_p = 170$ кА. На рис. 40 приведено сравнение эволюции некоторых параметров плазмы в двух режимах с одинаковым током, продольным полем и плотностью, отличающихся смещением по большому радиусу.



Рис. 40. Эволюция параметров разряда при его сдвиге по большому радиусу: напряжение на обходе разряда U_{Loop}; смещение крайней замкнутой магнитной поверхности по большому радиусу Δ*R* и форма импульса нейтральной инжекции (*NBI*); интенсивность свечения линии дейтерия D_α. Разряд со смещением 1,5 см – прерывистые кривые, 2,5 см – непрерывные линии.

На рис. 41-а приведены результаты измерения зависимости нейтронного выхода R_n от смещения ΔR , в двух сценариях магнитного поля и плазменного тока. При смещении шнура внутрь вплоть до 2-2,2 см наблюдается увеличение нейтронного потока как в случае малых магнитного поля и плазменного тока $(B_t = 0,7 \text{ Tл}, I_p = 155 \text{ кA})$, так и в случае высоких магнитного поля и плазменного тока $(B_t = 1 \text{ Тл}, I_p = 170 \text{ кA})$.

Дальнейший сдвиг плазменного шнура внутрь (для случая $B_t = 0.7$ Тл, $I_p = 155$ кА, $\Delta R \sim 3$ см) приводит уменьшению нейтронного потока. Рост нейтронного потока при $\Delta R = (0,6-2,2)$ см может быть обусловлен как увеличением числа захваченных быстрых ионов, так и увеличением времени их термализации. Но моделирование показало слабую зависимость эффективности захвата быстрых ионов от ΔR . Следовательно, рост времени термализации



быстрых ионов может оказаться основным фактором наблюдаемого роста нейтронного потока.

Рис. 41. Зависимость R_n (**a**) и τ_n (**б**) от смещения плазменного шнура в условиях слабого и сильного магнитного поля

Время термализации быстрых ионов на начальной стадии торможения можно экспериментально измерить с помощью нейтронной диагностики (см. параграф 3.2.2). Измеряя постоянную спада τ_n нейтронного потока сразу после выключения короткого инжекционного пучка можно получить зависимость τ_n от ΔR . На рис. 41-б показана зависимость τ_n от ΔR для случаев $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 155$ кА и B_t = 1 Тл, $I_p = 170$ кА. Эволюция τ_n в случае $B_t = 1$ Тл, $I_p = 170$ кА в зависимости от ΔR оказалась более сильной, чем при $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 155$ кА (рис. 41-б). Таким образом, измерение τ_n показало, что смещение шнура вдоль большого радиуса внутрь вплоть до $\Delta R = 2,2$ см увеличивает время термализации быстрых ионов. Дальнейший сдвиг плазменного шнура внутрь приводит, по-видимому, к увеличению взаимодействия плазмы. Рост эффективного заряда должен приводить к уменьшению нейтронного потока, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 41).

Как видно из рис. 41-а поведение R_n в зависимости от смещения плазменного шнура вдоль большого радиуса ΔR коррелирует с поведением τ_n от ΔR (рис. 41-б). Следовательно, такое поведение R_n зависит от времени термализации быстрого иона τ_n . Время термализации быстрого иона пропорционально $\tau_{se} \sim T_e^{3/2}/n_e$. Так как электронная плотность n_e во всех разрядах данной серии была одинаковая, то можно предположить, что изменение τ_{se} быстрых ионов происходит за счет изменения электронной температуры T_e .

Измерение $T_{\rm e}(0)$ проводилось с помощью многоканального анализатора излучения мягкого рентгена при различных значениях ΔR , $B_{\rm t}$ и $I_{\rm p}$. На рис. 42 показана временная эволюция $T_{\rm e}(0)$ для случаев $B_{\rm t} = 0,7$ Тл, $I_{\rm p} = 155$ кА и $B_{\rm t} = 1$ Тл, $I_{\rm p} = 170$ кА.



Рис. 42. Эволюция электронной температуры плазмы при различных смещениях плазмы по большому радиусу. Треугольники – $B_t = 1$ Тл, $I_p = 170$ кА; кружки - $B_t = 0,7$ Тл, $I_p = 155$ кА.

В данной серии экспериментов также проводились измерения ионной температуры. Заметного влияния величины смещения плазменного шнура вдоль большого радиуса на абсолютное значение ионной температуры обнаружено не было.

Эффективность удержания быстрых частиц в плазме при различном положении плазменного шнура по большому радиусу исследовалась автором также на компактном токамаке Глобус-М. Результаты исследования опубликованы в статье [95]. Токамак Глобус-М является сферическим токамаком со следующими параметрами: большой радиус плазменного шнура R = 0,36 м,

малый радиус – a = 0,24 м, тородальное поле $B_t = 0,4$ Тл, а плазменный ток $I_p \le 250$ кА. Энергия нейтрального пучка в данных экспериментах составляла $E_b = 26$ кэВ, а мощность пучка – $P_b = 0,6$ МВт. Контролируемый сдвиг шнура ΔR^* осуществлялся в широком диапазоне: зазор между границей плазмы и стенкой камеры со стороны слабого магнитного поля ΔR^* изменялся с 2,8 см до 8 см. Другие параметры разряда, такие как величина тороидального магнитного поля, величина плазменного тока, электронной плотности и параметры инжекционного пучка были одинаковыми. На рис. 43 показана временная эволюция нейтронного излучения R_n при различных значениях ΔR^* . Видно, что в разряде, смещенном наружу, интенсивность нейтронного излучения заметно ниже, по сравнению с несмещенным разрядом.



Рис. 43. Временная эволюция интенсивности нейтронного излучения при двух положениях плазменного шнура вдоль большого радиуса.

Интенсивность нейтронного излучения росла при смещении плазменного шнура внутрь вплоть до $\Delta R^* = 6$ см. Далее наступало насыщение роста интенсивности нейтронного излучения. При этом электронная температура в разрядах с одинаковой плотностью плазмы не зависела от положения шнура. Постоянство электронной температуры указывает на то, что изменение величины нейтронного излучения не связано с изменением времени термализации быстрых ионов в

плазме, а происходит по другим причинам. Дополнительные потери быстрых ионов в смещенном наружу плазменном разряде могут быть связаны с увеличением потерь как в результате перезарядки на периферии плазмы, так и изза увеличения влияния гофрировки магнитного поля.

3.3.4 Роль пилообразных колебаний и *fishbone*-неустойчивости в удержании быстрых ионов.

На многих токамаках, где использовался дополнительный нагрев (ВЧ нагрев, нейтральная инжекция), наблюдали высокочастотные МГД возмущения (*"fishbone"*, *Alfven oscillations*), связанные с присутствием быстрых ионов в плазме. Наблюдаемые высокочастотные МГД возмущения могут приводить к дополнительным потерям быстрых ионов. На токамаке ТУМАН-3М также были обнаружены высокочастотные МГД возмущения, которые возникали во время тангенциальной инжекции пучка высокоэнергетичных частиц по направлению тока плазмы.

Вспышки МГД-активности, наблюдаемые в экспериментах с инжекцией быстрых частиц на ТУМАН-3М, возникали в диапазоне частот 50 - 250 кГц. Вспышка МГД-активности возникала одновременно с внутренним срывом в центральной области плазмы [96]. Вид временной эволюции частоты этих колебаний и их частотный спектр указывает на разновидность "fishbone"возмущения: "sawbone"-возмущение [38] (Глава 1). Для исследования влияния высокочастотных МГД возмущений на удержание быстрых ионов были использованы анализатор атомов перезарядка АКОРД-12 И нейтронная диагностика. Измерение высокочастотных МГД возмущений осуществлялось с помощью высокочастотных магнитных зондов, расположенных внутри камеры токамака. Зонды были настроены на полоидальную составляющую магнитного возмущения. Дополнительно к полоидальным высокочастотным магнитным зондам использовалась двухвитковая петля с большой эффективной площадью, измеряющая радиальную составляющую возмущенного магнитного поля. Петля находится внутри камеры токамака, в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Описанные высокочастотные магнитные датчики позволяют измерять магнитные возмущения с частотой вплоть до 1 МГц.

При инжекции нейтрального пучка по направлению, совпадающему с направлением тока плазмы, было обнаружено существенное увеличение периода и амплитуды пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгеновского излучения. Рост амплитуды и периода пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгеновского излучения указывает на частичную стабилизацию «пилы». Стабилизацию «пилы» наблюдали на ряде токамаков в разрядах с дополнительным нагревом (см. Главу 1).

На рис. 44 изображена временная эволюция периода пилообразных колебаний в разряде с инжекцией быстрых атомов, нормированного на невозмущенный период пилообразных колебаний в аналогичном омическом разряде. В обоих случаях величины плазменного тока, тороидального магнитного поля и плотности плазмы были одинаковы. Видно, что период пилообразных колебаний к концу инжекции увеличивается в 1,7 раза по сравнению с омическим случаем, другими словами, мы наблюдаем частичную "стабилизацию пилы".



Рис. 44. Эволюция периода пилообразных колебания мягкого рентгеновского излучения во время инжекции быстрых атомов (*T*_{NBI}) относительно периода пилообразных колебания мягкого рентгеновского излучения в омическом разряде (*T*_{OH}^{SXR}).

92

На рис. 45 представлена эволюция амплитуды пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгеновского излучения в рассматриваемых выше разрядах. Величина амплитуды "пилы" во время инжекции значительно превышает амплитуду "пилы" в подобном омическом разряде. Такой рост амплитуды "пилы" может быть обусловлен несколькими факторами. Во-первых, за счет увеличения периода "пилы". Во-вторых, величина амплитуды "пилы" зависит от электронной температуры T_e . При этом измерение T_e с помощью многоканального детектора мягкого рентгеновского излучения показало, что инжекция быстрых атомов практически не влияет на величину T_e . Третьей, наиболее вероятной причиной роста амплитуды является рост эффективного заряда плазмы во время инжекции.



Рис. 45. Эволюция амплитуды пилообразных колебания мягкого рентгеновского излучения во время инжекции быстрых атомов и в омическом разряде.

Дополнительный поток высокоэнергичных частиц, падающих на стенку камеры токамака, способствует росту эффективного заряда плазмы во время инжекции. Наблюдаемый рост напряжения на обходе во время инжекции также указывает на увеличение эффективного заряда плазмы (рис. 23). Оценка эффективного заряда

плазмы во время инжекции, сделанная на основе поведения напряжения на обходе, показывает рост эффективного заряда плазмы в 1,5 – 2 раза.

На рис. 46 изображена временная эволюция нейтронного излучения, МГД-возмущения, электронной температуры, высокочастотного a также поведение электронной плотности. Частотная структура (рис. 47) этих возмущений и то, что данные МГД вспышки возникали во время инжекции быстрых атомов, позволило сделать вывод, что это так называемые "sawbone" неустойчивости [96].



Рис. 46. Временная эволюция интенсивности нейтронного потока, МГД возмущения, электронной температуры и плотности.



Рис. 47. Частотная структура высокочастотных МГД возмущения во время инжекции нагревного пучка.

Спад амплитуды МГД вспышек после отключения инжекции происходил за время $\tau \approx 8$ мс, что близко к времени торможения быстрых ионов.

С помощью анализатора АКОРД-12 и нейтронной диагностики была проведена оценка потерь быстрых частиц во время внутреннего срыва и сопровождающего его высокочастотного МГД-возмущения [97]. На рис. 48 показана временная эволюция потока быстрых нейтралов из плазмы, измеренного АКОРД-12.



Рис. 48. Временная эволюция нейтронного выхода и потока атомов перезарядки с энергией 6 кэВ и 15 кэВ.

В течение внутреннего срыва наблюдается кратковременная вспышка потока нейтралов в каналах высокой энергии (6 кэВ и 15 кэВ). Величина потока нейтралов возрастала в 3-4 раза. Интенсивность нейтронного потока R_n была промодулирована пилообразными колебаниями, при этом спад нейтронного потока совпадал со вспышкой потока нейтралов В каналах анализатора. Пилообразная модуляция R_n происходит по нескольким причинам. Во-первых, изколебания за плотности плазмы BO время внутреннего срыва. Так как нейтронный выход линейно зависит ОТ плотности плазмы, то пилообразные колебания плотности вызывают подобные колебания И на интенсивности нейтронного излучения. Во-вторых, во время внутреннего срыва наблюдаются интенсивные потери быстрых частиц из центральной области плазмы (рис. 48). Уход быстрых ионов из центральной области плазмы во время

внутреннего срыва происходит из-за их пространственного перераспределения между центром и периферией. В периферийной области плазмы потери быстрых частиц увеличиваются из-за роста потерь на неудерживаемых орбитах, что приводит к уменьшению сигнала R_n . Поведение электронной температуры, которое также промодулировано пилообразными колебаниями, тоже способствует появлению "пилы" на интенсивности нейтронного потока, так как величина электронной температуры влияет на величину времени термализации быстрого иона, что в свою очередь влияет на вероятность ядерной реакции $d(d, {}^{3}He) n$.

Однако это влияние незначительное из-за относительно малого периода колебания "пилы". характерного масштаба относительно временного Действительно, период колебания "пилы", термализации ионов. который составляет 1 – 2 мс, примерно в 2 раза меньше характерного времени τ_n , в течение которого происходит накопление быстрых ионов. Это приводит к тому, что интегральный выход нейтронов не успевает реагировать на сравнительно быстрое изменение времени термализации. Таким образом, короткий период пилообразных колебаний электронной температуры уменьшает влияние этих колебаний на нейтронный выход.

Так как в наших экспериментах момент вспышки высокочастотного МГД возмущения коррелирует с началом внутреннего срыва в центре плазмы, определить влияние этих возмущений на удержание быстрых ионов по отдельности невозможно. По относительному спаду нейтронного потока R_n можно оценить масштаб потерь быстрых частиц во время вспышки высокочастотного МГД возмущения и внутреннего срыва в центре плазмы. Общий относительный спад R_n составил

$$\frac{\Delta R_n}{R_n} \le 16\%$$

что указывает на достаточно слабое влияние внутреннего срыва и высокочастотного МГД возмущения на удержание быстрых ионов в ТУМАН-3М.

Аналогичные эксперименты, выполненные автором диссертации на сферическом токамаке Глобус-М, показали значительную модуляцию

97

интенсивности нейтронного потока, коррелировавшую с пилообразными колебаниями на сигнале мягкого рентгена. При смещении наружу плазменного шнура вдоль большого радиуса амплитуда колебаний интенсивности нейтронного потока достигала 50%.

При смещении плазменного шнура по направлению к главной оси тора модуляция нейтронного излучения становилась пренебрежимо малой. На рис. 49 показана эволюция сигнала мягкого рентгеновского излучения *SXR*, нейтронного излучения и электронной плотности плазмы. Колебания на всех сигналах коррелируют с частотой появления внутренних срывов. При этом амплитуда колебания нейтронного излучения была тем больше, чем больше была амплитуда возмущения на сигнале излучения мягкого рентгена [98]. Факт уменьшения амплитуды модуляции нейтронного выхода при смещении плазменного разряда внутрь, по-видимому, может быть обусловлен подавлением пилообразных колебаний за счет увеличения в такой геометрии коэффициента запаса устойчивости в центре плазмы.



Рис. 49. Эволюция сигнала мягкого рентгеновского излучения SXR, нейтронного излучения R_n и линейной электронной плотности nl

98

3.4 Выводы к Главе 3.

- Для повышения эффективности нагрева плазмы с помощью инжекции высокоэнергичных атомов была проведена боронизация камеры токамака. Спектральные измерения линий основных примесей показали заметный спад их после боронизации. В оптимизированных условиях был зарегистрирован умеренный нагрев ионной компоненты плазмы на величину 150-180 эВ.
- Получена зависимость ионной температуры плазмы от мощности нагревного пучка. Было обнаружено насыщение роста ионной температуры с ростом мощности нагревного пучка. Обнаруженный эффект в поведении ионной температуры плазмы потребовал более детального изучения зависимости эффективности захвата и удержания быстрых ионов пучка в плазме от основных параметров плазмы и пучка.
- Исследованы условия удержания быстрых ионов в экспериментах с инжекцией пучка быстрых атомов на токамаке ТУМАН-3М. С помощью нейтронной диагностики исследовано влияние различных параметров пучка и плазмы на захват быстрых частиц и их термализацию в плазме.
- Проведенные расчеты эффективности захвата быстрых частиц пучка позволили оптимизировать параметры плазмы-мишени и нейтрального пучка для увеличения нейтронного выхода.
- Исследование поведения нейтронного выхода R_n при различных значениях плотности плазмы показало, что при низкой плотности вплоть до значения (2 – 2,5)·10¹⁹ м⁻³ потери быстрых ионов велики из-за неполного поглощения инжектируемого пучка. Достижение минимального значения плотности плазмы, при которой пучок инжектируемых частиц с заданной энергией полностью ионизуется, является необходимым условием для обеспечения максимальной эффективности использования инжектируемого пучка для генерации нейтронов.
- Исследование поведения R_n в зависимости от величины I_p и B_t показало,
 что с ростом I_p и B_t растет интенсивность нейтронного излучения. В результате

увеличения I_p с 140 кА по 179 кА нейтронный поток увеличился в 1,3 раза. Похожие экспериментальные данные были получены и при увеличении B_t с 0,7 Тл до 1 Тл. Такой результат указывает на значительное увеличение числа быстрых ионов в условиях повышенного магнитного поля. При увеличении I_p и B_t наблюдался также рост электронной температуры плазмы, что дополнительно приводит к росту нейтронного потока.

- Исследование нейтронного выхода R_n в зависимости от E_b показало, что, начиная с $E_b > 20$ кэВ, величина R_n растет при $B_t = 1$ Тл и $I_p = 179$ кА быстрее, чем при $B_t = 0,7$ Тл и $I_p = 140$ кА. Разницу в величине нейтронного выхода при различных значениях тороидального магнитного поля и тока по плазме можно объяснить изменением зоны захвата быстрых частиц. Для поддержания приемлемого уровня потерь быстрых частиц при энергии свыше 20 кэВ требуется увеличение, как тороидального магнитного поля, так и тока по плазме.
- Время термализации быстрых ионов оценивалось из измерения времени спада нейтронного потока после выключения инжекции. Измеренное время спада сравнивалось со временем термализации т_n, вычисленным в предположении справедливости классической теории кулоновских столкновений. Хорошее совпадение измеренного времени спада нейтронного потока с теоретическими предсказаниями указывает на отсутствие аномальных источников потерь быстрых ионов в описываемых экспериментах.
- В экспериментах с инжекцией высокоэнергичных нейтральных атомов ТУМАН-ЗМ обнаружено на токамаке сильное влияние положения плазменного шнура вдоль большого радиуса на величину потока нейтронов с энергией 2,45 МэВ И потока высокоэнергичных нейтральных атомов перезарядки. При смещении внутрь на $\Delta R=1$ см наблюдался 20% рост нейтронного потока и двукратный рост потока высокоэнергичных атомов перезарядки. Рост нейтронного потока обусловлен различными факторами: улучшение захвата энергичных ионов и их удержание, возможно уменьшение примесей, поступающих со стенки токамака, в результате увеличения

плотности дейтериевой мишени. Улучшение эффективности захвата энергичных ионов вследствие смещения плазменного шнура вовнутрь вдоль большого радиуса согласуется с численным моделированием траекторий энергичных ионов.

- В тех разрядах, где направление инжекции пучка совпадало с направлением плазменного тока в плазму, а плотность плазмы была высокой, наблюдались высокочастотные МГД вспышки, типа "sawbone" возмущений. Каждый внутренний срыв и сопровождавшая его высокочастотная МГД вспышка приводили к спаду нейтронного потока. Спад нейтронного потока был связан с выбросом быстрых ионов из центра плазмы в периферийную область. С помощью нейтронных измерений было показано, что заметного влияния на удержание быстрых ионов внутренние срывы и высокочастотные МГД-возмущения не оказывают.
- При инжекции нагревного пучка по направлению, совпадающему с направлением тока плазмы, было обнаружено существенное увеличение периода и амплитуды пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгена. Рост амплитуды и периода пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгена указывает на частичную "стабилизацию пилы".

Глава 4 Скейлинг нейтронного выхода. Сравнение скейлинга с результатами численного моделирования.

Хорошее удержание энергичных ионов является необходимым условием эффективной генерации нейтронов с помощью атомарной инжекции. Разработка проекта нейтронного источника на основе компактного токамака [72, 92, 99] инициировала дополнительный интерес к исследованиям удержания быстрых ионов в плазме в условиях небольшого магнитного поля *B*_t, к обобщению параметрических зависимостей нейтронного выхода от характеристик энергичных пучков и мишенной плазмы. В Главе 4 представлены результаты оптимизации нейтронного выхода при изменении основных параметров разряда и инжектируемого пучка в токамаке ТУМАН-3М.

4.1 Построение скейлинга нейтронного выхода при изменении основных параметров пучка энергичных атомов и фоновой плазмы.

Используя обширную базу данных нейтронных измерений на токамаке ТУМАН-3М и применяя метод множественной регрессии, был построен скейлинг степенных зависимостей R_n от плотности плазмы n_e , тороидального магнитного поля B_t , плазменного тока I_p , энергии нейтрального пучка E_b и мощности инжекции P_b . Так как при использовании одного ионного источника величины E_b и P_b связаны между собой вольтамперной характеристикой (см. формула (13)), то для разделения зависимостей нейтронного выхода от E_b и P_b были использованы данные, полученные с двумя разными ионными источниками, отличающимися ВА характеристиками (ИПМ-1 и ИПМ-2). Для построения такого скейлинга, были выбраны диапазоны изменения параметров плазмы и инжекции, при которых наблюдается эффективный захват и хорошее удержание энергичных частиц. В частности, плотность плазмы была не меньше, чем (2-2,5) 10^{19} м⁻³,

энергия инжектированных атомов не больше (20-22) кэВ для исключения случаев с большими потерями быстрых частиц пучка «на пролет», а величина I_p превышала 120 кА для минимизации потерь ионов на первой орбите.

В результате была получена следующая зависимость нейтронного выхода от экспериментальных параметров:

$$R_{n} = 6.4 \cdot 10^{5} \cdot n_{e}^{0.37 \pm 0.14} \cdot B_{t}^{1.33 \pm 0.33} \cdot I_{p}^{1.42 \pm 0.5} \cdot E_{b}^{2.52 \pm 0.17} \cdot P_{b}^{1\pm 0.1}, \quad \left[10^{19} \,\mathcal{M}^{-3}, T_{n}, M_{n}, \kappa_{2}B, \kappa_{2}Bm\right] \quad (21)$$

На рис. 50 представлены экспериментальные значения нейтронного выхода в сравнении с полученным таким образом скейлингом (21).



Рис. 50. Измеренное излучение нейтронов R_n по сравнению с предсказанием скейлинга (21)

Полученный скейлинг (21) позволяет спрогнозировать уровень нейтронного потока при других значениях плазмы и инжекции. Планируемая модернизация системы питания соленоида токамака ТУМАН-3М и инжектора позволит в будущем поднять величину B_t до 1,2 Тл, а энергию быстрых частиц E_b пучка до 25 кэВ.

При максимальных значениях $B_t = 1,2$ Тл ($I_p = 216$ кА для $q_{cyl} = 2,5$), $E_b = 25$ кэВ и плотности плазмы $n_e = 4 \cdot 10^{19}$ м⁻³ полученный скейлинг прогнозирует рост выхода нейтронов с 10^{11} с⁻¹ до $5 \cdot 10^{11}$ с⁻¹.

Таким образом, присутствует сильная зависимость нейтронного выхода от плазменного тока, тороидального магнитного поля, а также и от энергии инжектируемых частиц. В то же время, зависимость R_n от мощности инжекции P_b линейная, и еще более слабая – от плотности фоновой плазмы.

4.2 Моделирование интенсивности нейтронного потока с помощью транспортного кода АСТРА. Сравнение с экспериментом.

При температуре ионов фоновой плазмы $T_i < 350$ эВ основным источником 2,45 МэВ нейтронов R_n в экспериментах с пучковым нагревом плазмы на токамаке ТУМАН-3М является реакция слияния быстрых ионов дейтерия D_f и ионов плазмы D. В таких условиях измеряемый поток R_n можно оценить формулой:

$$R_n \sim n_{\rm fi} \cdot n_i \cdot \langle \sigma_n \upsilon_b \rangle, \tag{22}$$

здесь $n_{\rm fi}$ – плотность быстрых ионов с энергией, близкой к $E_{\rm b}$ – энергии инжекции, $n_{\rm i}$ – плотность тепловых ионов, $\sigma_{\rm n}$ - сечение D_f -D реакции. Функция распределения $f \sim E_{\rm b}^{-3/2}$ быстрых ионов бралась из работы [29]. Таким образом, моделируя значения $n_{\rm fi}$ и $n_{\rm i}$, в различных режимах плазмы и инжекции можно исследовать влияние $B_{\rm t}$, $I_{\rm p}$ и $E_{\rm b}$ на величину нейтронного потока $R_{\rm n}$. Для моделирования $n_{\rm fi}$ и $n_{\rm i}$ и $n_{\rm e}$ в центре плазмы и на периферии были получены из эксперимента. В модуле *NBI* кода АСТРА [100] инжектируемый пучок рассматривается в реалистичной геометрии магнитных поверхностей, полученной из решения уравнения Грэда-Шафранова. При моделировании учитывались следующие процессы: изменение интенсивности пучка при прохождении плазмы вследствие ионизации протонным и электронным ударом и перезарядки; захват и потеря рожденных ионов путем анализа их дрейфовых траекторий; термализация надтепловых ионов в плазме. На рис. 51 представлены результаты моделирования $n_{\rm fi}$ в зависимости от энергии инжекции $E_{\rm b}$ для ионного источника ИПМ-2. Начальная энергия $E_{\rm b}$ менялась от 14 кэВ до 32 кэВ. Параметры плазмы были следующими: $B_{\rm t} = 0,95$ Тл $I_{\rm p} = 0,180$ MA, а плотность плазмы была достаточно большой и равнялась $3 \cdot 10^{19}$ м⁻³, что позволило пренебречь потерями быстрых атомов на пролет. Как видно из рис. 51, в результате увеличения энергии инжекции $E_{\rm b}$ в диапазоне от 14 кэВ до 32 кэВ.



Рис. 51. Моделирование плотности быстрых ионов как функции энергии пучка *E*_b.

Используя расчетную зависимость $n_{\rm fi}$ от $E_{\rm b}$ и сечение *DD* реакции (формула (22)), была рассчитана зависимость нейтронного выхода от энергии инжекции. Сравнение эволюции расчетного и экспериментального значения $R_{\rm n}$ в зависимости от $E_{\rm b}$ в диапазоне от 14 до 32 кэВ представлено на рис. 52. Расчетные и экспериментальные величины $R_{\rm n}$ близки друг к другу вплоть до $E_{\rm b} = 21$ кэВ. При дальнейшем увеличении $E_{\rm b}$, в эксперименте наблюдается насыщение роста $R_{\rm n}$, а в расчетах рост продолжается. Такое различие связано либо с уменьшением плотности мишенной плазмы в результате роста эффективного заряда, либо с появлением дополнительного канала потерь быстрых частиц пучка, например, при транспортировке пучка от инжектора до плазмы.

Следует отметить, что численное моделирование также не показало насыщения R_n с ростом энергии, что, очевидно, может быть объяснено отсутствием в расчетах как эффекта разбавления мишенной плазмы за счет увеличения эффективного заряда, так и дополнительных потерь пучка в транспортировочном тракте.



Рис. 52. Зависимость нейтронного выхода от энергии пучка, квадраты – эксперимент, звездочки – моделирование с помощью кода АСТРА, прерывистая линия – скейлинг (21).

Кроме зависимости от энергии было проведено численное моделирование зависимости R_n от продольного магнитного поля и плазменного тока. Результаты численного моделирования сравнивались с измерениями R_n при различных полях и токах в специально подобранных режимах: 1) $B_t = 0,71$ Тл, $I_p = 0,143$ MA; 2) $B_t = 0,71$ Тл, $I_p = 0,140$ MA; 3) $B_t = 0,94$ Тл $I_p = 0,142$ MA; 4) $B_t = 0,94$ Тл $I_p = 0,181$ MA. В разрядах описываемой экспериментальной серии электронная плотность и а энергия пучка были фиксированы: $n_e = 3 \cdot 10^{19}$ м⁻³, $E_b = 23$ кэВ. Предложенный в предыдущем параграфе скейлинг нейтронного выхода (формула (21)) предполагает следующую зависимость R_n от поля и тока: $B_t^{1,33} \cdot I_p^{1,42}$. Сравнение расчетного (код АСТРА) и экспериментального нейтронныто выходов со скейлингом представлено на рис. 53. Как видно, расчетный нейтронный выход неплохо согласуется как с экспериментом, так и с эмпирическим скейлингом (21), что указывает на адекватность выбранных моделей мишенной плазмы и инжектируемого пучка и, следовательно, на возможность использования этих моделей в дальнейших расчетах.



Рис. 53. Зависимость нейтронного выхода от $B_t^{1,33} \cdot I_p^{1,42}$. звездочки – моделирование, квадраты – эксперимент, прерывистая линия – скейлинг (21).

4.3 Выводы к Главе 4.

Анализ экспериментальных данных, полученных на токамаке ТУМАН-ЗМ, позволил получить зависимость нейтронного выхода от параметров плазмы и инжектируемого пучка в компактном токамаке. Скейлинг показал сильную зависимость R_n от E_b , тороидального магнитного поля B_t и тока плазмы I_p на токамаке ТУМАН-ЗМ. Полученный скейлинг может быть использован при разработке конструкции и режимов работы термоядерных источников нейтронов на основе компактного токамака. В частности, можно заключить, что для получения максимального нейтронного выхода нужно увеличивать в первую очередь энергию инжектируемых частиц и электромагнитные параметры установки – ток по плазме, тороидальное магнитное поле и запас устойчивости. В то же время, увеличение плотности плазмы и мощности не так эффективно, хотя

также способствует некоторому увеличению интенсивности нейтронного излучения.

Результаты моделирования с помощью транспортного кода АСТРА влияния $E_b B_t$ и I_p на потоки нейтронов находятся в хорошем согласии с предсказанием скейлинга (21). Сравнение экспериментальных данных с моделированием выхода нейтронов указывает на существование дополнительных потерь быстрых ионов при $E_b > 21$ кэВ, которые не связаны с прямыми орбитальными потерями или потерями при термализации быстрых ионов. Такие дополнительные потери быстрых частиц могут быть обусловлены частичным запиранием пучка в переходном тракте инжектор-токамак либо с разбавлением мишенной плазмы при росте эффективного заряда плазмы в ходе инжекции
Заключение.

В результате выполнения диссертационной работы получены следующие основные результаты:

- На токамаке ТУМАН-3М создан инжекционный комплекс исследования нагрева плазмы и генерации нейтронов. Модернизация комплекса позволила получить разряды ионного источника и системы в целом длительностью до 60 мс. Стендовые испытания инжекционного комплекса показали приемлемый уровень вертикальной и горизонтальной фокусировки, работоспособность комплекса вплоть до напряжений ускоряющего электрода 28 кВ. Достигнуты оптимальные параметры нейтрального пучка: $E_b = 23,5$ кэВ, при которых мощность атомарного пучка составляла $P_b = 380$ кВт. Компьютеризированная система сбора данных инжектора, созданная на основе современных АЦП, позволила надежно регистрировать все необходимые параметры разряда инжектора в широком диапазоне напряжений и времен. С помощью современных ЦАП и цифровых каналов управления создано и успешно внедрено дистанционное управление параметрами пучка.
- Разработана нейтронная диагностика, использующая два детектора для регистрации 2,45 МэВ нейтронов на основе ³*He*-газоразрядных счетчиков. Сигналы счетчиков регистрируются с помощью высокочастотных АЦП, позволяющих измерять нейтронные потоки со скоростью счета не ниже 10⁵ 10⁶ с⁻¹. Данный тип детектора позволяет регистрировать нейтроны с энергией от 1 до 10 МэВ. Диагностика прокалибрована для измерения интегрального нейтронного выхода *R*_n.
- Для выбора оптимальных параметров инжекции, величины тороидального магнитного поля и параметров плазменного шнура были проведены численные расчеты зон захвата быстрых частиц и эффективности поглощения мощности пучка в плазме. Результаты расчетов обосновали возможность эффективного нагрева ионов плазмы пучком быстрых атомов в компактном токамаке ТУМАН-3М.

- Конструктивные особенности установки ТУМАН-3М обусловили присоединение инжектора к токамаку с прицельным параметром R_{tan} = 0,42 м. Численное моделирование показало, что такое присоединение обеспечивает приемлемый уровень потерь быстрых частиц на пролет и их захвата на неудерживаемые орбиты.
- С помощью нейтронной диагностики было исследовано влияние различных параметров инжектируемого пучка и мишенной плазмы на захват быстрых частиц и их термализацию. Время термализации быстрых ионов, измерениям времени спада нейтронного оцененное по потока после выключения инжекции, оказалось близким времени термализации, предположении справедливости вычисленному в классической теории кулоновских столкновений.
- Экспериментально определена минимальная плотность плазмы, при которой пучок инжектируемых частиц с заданной энергией полностью ионизуется. Для условий ТУМАНа-3М и при *E*_b = (14-23) кэВ эта плотность составляет (2 2,5)·10¹⁹ м⁻³.
- Обнаружен быстрый рост нейтронного выхода R_n при увеличении энергии инжекции E_b в диапазоне 14-21 кэВ. Причем в при $B_t = 1$ Тл и $I_p = 179$ кА рост R_n быстрее, чем при $B_t = 0,7$ Тл и $I_p = 140$ кА. Различие в величинах нейтронного выхода в этих сценариях связано с увеличением количества захватываемых быстрых частиц в результате увеличения зоны захвата при больших поле и токе.
- При смещении плазменного разряда внутрь вдоль большого радиуса на Δ*R*=1 см обнаружен 20% рост нейтронного выхода и двукратный рост потока высокоэнергичных атомов перезарядки, обусловленный более центральным захватом быстрых ионов.
- В разрядах с инжекцией пучка по току плазмы при высокой плотности наблюдены высокочастотные МГД вспышки типа "*sawbone*" возмущений. Нейтронные измерения показали, что заметного влияния на удержание быстрых ионов "*sawbone*" возмущения не оказывают.

110

- При инжекции нейтрального пучка по направлению тока в плазме обнаружено существенное увеличение периода и амплитуды пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгеновского излучения. Рост амплитуды и периода пилообразных колебаний интенсивности мягкого рентгеновского излучения указывает на частичную "стабилизацию пилы" быстрыми ионами.
- На основе созданной базы данных предложен полуэмпирический закон масштабирования (скейлинг) величины нейтронного выхода с изменением основных параметров мишенной плазмы и инжектируемого атомарного пучка. Скейлинг можно использовать для прогнозирования величины нейтронного потока при модернизации существующих компактных токамаков и при создании новых установок данного типа.

Положения работы, выносимые на защиту.

- Создание комплекса инжекционного нагрева плазмы на токамаке ТУМАН-ЗМ для исследования закономерностей генерации нейтронов и изучения физики дополнительного нагрева плазмы в компактном токамаке.
- 2. Разработка и создание нейтронной диагностики на токамаке ТУМАН-3М.
- Результаты исследования параметрических зависимостей удержания быстрых ионов от характеристик плазмы и инжектируемого пучка с помощью анализа нейтронных потоков в токамаке ТУМАН-3М.
- 4. Скейлинг потока термоядерных DD нейтронов в компактном токамаке.

В хочу выразить благодарность заключение своему научному руководителю, главному научному сотруднику, доктору физ.-мат. наук С.В. Лебедеву, под руководством которого проводилась работы по нейтральной инжекции на токамаке ТУМАН-3М, за постоянное внимание к работе и непосредственное в ней участие, помощь в постановке задач и содействие при их решении. Хочу поблагодарить весь коллектив установки ТУМАН-3М за помощь участие в проведении экспериментов. Отдельно хочу поблагодарить И сотрудников НИЦ "Курчатовский институт" Г.Н. Тилинина и А.Г. Барсукова за помощь в запуске инжектора, а также А.А. Панасенкова за подготовку ионного источника и за ценные советы в процессе работы. Автор благодарен сотрудникам Лаборатории физики атомных столкновений ФТИ А.Д. Мельнику и Ф.В. Чернышеву за проведение измерений ионной температуры на токамаке ТУМАН-3М и помощь при анализе экспериментальных результатов. Автор благодарен за участие в экспериментах, сотрудничество и полезные обсуждения всем сотрудникам ФТИ им. А.Ф. Иоффе, чей труд и высокая квалификация способствовали выполнению настоящей работы.

Список литература.

- Strachan J.D., Colestock P.L., Davis S.L., et al. Fusion neutron production during deuterium neutral-beam injection into the PLT tokamak. // Nucl. Fusion – 1981. -V. 21 - P. 67.
- 2. Strachan J.D., Bell M.G., Bitter M., et al. Neutron emission from TFTR supershots // Nucl. Fusion 1993. V. 33 № 7 P. 991.
- Hendel H.W., England A.C., Jassby D.L., et al. Fusion-Neutron Production in the TFTR with Deuterium Neutral-Beam Injection. // Journal of Energy – 1986. - V. 5 - № 3 – P. 231.
- JET team. Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak // Nucl. Fusion – 1992. - V. 32 - P. 187.
- 5. *H.Aikawa, N. Akaoka, H. Akasaka et al.* High power heating results on JT-60 // Plasma Physics and Controlled Fusion -1988. V. 30 No 11 PP. 1405-1416.
- H. Zohm, H.-S. Bosch, O. Gruber at al. Neutron Production in High Performance Scenarios in ASDEX Upgrade: Proc. of 29th Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion. - Montreux - 17-21 June - 2002. - ECA - Vol 26B, P. 1.043.
- 7. Wesson J. Tokamaks. // Clarendon Press Oxford 2004.
- Ikeda K. Progress in the ITER Physics Basis // Nucl. Fusion 2007. V. 27 -P.S1-S414.
- Cheng E.T. et al. Actinides transmutation with small tokamak fusion reactors: Proc. of Intern. Conf. Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems. -Versalles, 1995. -France.
- 10.*Peng Y.-K.M., Cheng E.T.* Magnetic fusion driven transmutation and power production in fusion reactor // Fusion Technol. 1996. V.30 P. 1654.
- 11.Stacey W.M. Capabilities of DT tokamak fusion neutron source for driving a spent nuclear fuel transmutation reactor // Nucl. Fusion – 2001. - V.41 - P. 135.

- 12.Pereverzev G., Yushmanov P.N. ASTRA Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. // Preprint IPP 5/98 - 2002.
- 13.Artsimovich L.A., Bobrovsky G., Gorbunov E.P., et al. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res.: Proc of Int. Conf. - 3rd Novosibirsk – 1968. – V.1 - P. 157.
- 14. Artsimovich L.A. Tokamak devices // Nucl. Fusion 1972. V. 12 PP. 215-252.
- 15.Speth E. Neutral beam heating of fusion plasmas. // Rep. Prog. Phys. 1989. –
 V.52 PP. 57-121.
- 16. Сивухин Д.В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме. // Вопросы теории плазмы (под ред. М.А. Леонтовича) – 1964. - Вып. 4 - М.: Атомиздат - С. 81-187.
- 17. Дж. Пирс. Теория и расчет электронных пучков М. изд. «Сов. радио» 1956.
- 18.Н.Н. Семашко, А.Н. Владимиров, В.В. Кузнецов, В.М. Кулыгин, А.А. Панасенков. Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.
- 19.Berkner K.H., Pyle R.V., Stearns J.W. Intense Mixed Energy Hydrogen Beams for CTR Injection. // Nucl. Fusion. 1975. V.15 P. 249.
- 20.*Kariyama M. et al.* High energy negative-ion based neutral beam injector for JT-60U, Fusion Eng. Des.- 1995. – V.26 – P.445.
- 21.Oikawa T., Ushigusa K., Forest C.B., et al. Heating and non-inductive current drive by negative ion based NBI in JT-60U. // Nucl. Fusion – 2000. - V. 40 - No. 3Y - PP. 435-443.
- 22.Oikawa T., Kamada Y., Isayama A., et al. Reactor relevant current drive and heating by N-NBI on JT-60U. // Nucl. Fusion 2001. V. 41 No. 11 PP. 1575-1584.
- 23.*Kuriyama, M., et al.* Initial Operation of the 500kev Negative-Ion Based NBI System for JT-60U: Proc. of the 19th SOFT Lisbon Portugal September 1996. PP.693-696.
- 24.D.L. Jassby. Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors // Nucl. Fusion 1977. V.17 P. 2.

- 25. Riviere, A.C. Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. // Nucl. Fusion – 1971. - V. 11 - P. 363.
- 26.Stodiek W., Goldston R., Sauthoff N., et al. Transport Studies in the Princeton Large Torus: Proc. of 8th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research – Brussels – 1980. - V. 1 - P. 9.
- 27.*Tobita K., Tani K., Nishitani T., et al.* Fast ion losses due to toroidal field ripple in JT-60U. // Nuclear Fusion 1994. V.34 V. 1097.
- 28.Boivin R.L., Zweben S.J., White R.B. Study of Stochastic Toroidal Field Ripple Losses of Charged Fusion Products at the Midplane of TFTR. // Nuclear Fusion – 1993. - V. 33 - №3.
- 29.*Heidbrink W.W., Sadler G.J.* The behaviour of fast ions in tokamak experiments. // Nucl. Fusion 1994. V. 34 № 4 P. 535.
- 30.*Aldcroft D., Burcham J., Cole H.C., et al.* CLEO Tokamak neutral injection system. // Nucl. Fusion 1973. V. 13 № 3 PP. 393-400.
- 31.Bol K., Cecchi J.L., Daughney C.C., et al. Neutral-beam heating in the adiabatic toroidal compressor. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32 № 12 PP. 661-664.
- 32.Stewart L.D., Davis R.C., Hogan J.T., et al. Neutral beam injection heating of Ormak: Proc. of 3-d International symposium on toroidal plasma confinement 1973. Garching Germany.
- 33.*Eubank H.P., Goldsto R., Arunasalam V., et al.* Neutral-Beam-Heating Results from the Princeton Large Torus. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43 P. 270.
- 34.*Bitter M., Arunasalam V., Bell M.G., et al.* High power neutral beam heating experiments on TFTR with balanced and unbalanced momentum input. // Plasma Phys. and Contr. Fusion 1987. V. 29 № 10A PP. 1235-1246.
- 35.Duong H.H., Heidbrink W.W., Strait E.J., et al. Loss of energetic beam ions during TAE instabilities. // Nucl. Fusion – 1993. – V. 33 - P. 749.

- 36.Fasoli A., Borda D., Gormezano C., et al. Alfven eigenmode experiments in tokamaks and stellarators. // Plasma Phys. Control Fusion – 1997. –V. 39 - P. B287.
- 37.McGuire K., Goldston R., Bell M., et al. Study of High-Beta Magnetohydrodynamic Modes and Fast-Ion Losses in PDX. // Phys. Rev. Lett. – 1983. - V. 50 - P. 891.
- 38.Kaita R., Rol K., Couture P., et al. Effects of plasma indentation and neutral beam injection orientation on MHD instabilities in PBX. // Plasma physics and Controlled Fusion – 1986. - V. 28 - b.9A - PP. 1319-1328.
- 39.Heidbrink W.W., Beiersdorfer P. Loss of beam ions to the inside of the PDX (Poloidal Divertor Experiment) tokamak during the fishbone instability // Nucl. Fusion – 1987. - V. 27 - P. 608.
- 40.*Strachan J.D., Grek B., Heidbrink W., et al.* Studies of energetic ion confinement during fishbone events in PDX. // Nucl. Fusion 1985. V. 25 № 8 P.863.
- 41.*Roberts D.W., Kaita R., Levinton F., et al.* Effect of Internal Magnetic Structure on Energetic Ion Confinement in Tokamaks. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71 No 7 P.1011.
- 42.Zuoyang Chang, Budny R.V., Chen L., et al. First observation of alpha particle loss induced by kinetic ballooning modes in TFTR deuterium-tritium experiments. // Phys. Rev. Lett. – 1996. - V. 76 - PP. 1071-1074.
- 43.*Nave M.F.F., Ali-Arshad S., Alper B., et al.* MHD activity in JET hot ion H-mode discharges. // Nucl. Fusion 1995. V. 35 № 4 P.409.
- 44.*Pinches S.D., Berk H.L., Borba D.N., et al.* The role of energetic particles in fusion plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion 2004. V. 46 P. B187.
- 45.*V.G. Kiptily, M. Fitzgerald, V. Goloborodko et al.* Fusion product losses due to fishbone instabilities in deuterium JET plasmas // Nucl. Fusion 2018. V. 58 014003 (6pp).
- 46.*Zhu Y.B., Heidbrink W.W., Pickering L.D.* Phenomenology of energetic-ion loss from the DIII-D tokamak // Nuclear Fusion 2010. V. 50 P. 9.

- 47.Marcus F.B., Adams J.M., Cheetham A.D., et al. JET neutron emission profiles and fast ion redistribution during sawtooth crashes // Plasma Phys. Control. Fusion – 1991. - V. 33 - P. 277.
- 48.*Lovberg J.A., Heidbrink W.W., Strachan J.D., et al.* Neutron sawtooth behavior in the PLT, DIII-D and TFTR tokamaks // Phys. Fluids 1989. B1 P. 874
- 49. *Strachan J.D., et al.* in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research -(Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), V. 1, IAEA, Vienna – 1989. - P. 257
- 50.Heidbrink W.W., Bol K., Buchenauer D., et al. Tangential Neutral-Beam-Driven Instabilities in the Princeton Beta Experiment // Physical Review Letters – 1986. -V. 57 - № 7 - P. 835.
- 51.*Heidbrink W.W., Chrien R.E., Strachan J.D.* Burn-up of fusion-produced tritons and ³He ions in PLT and PDX. // Nucl. Fusion 1983. V. 23 P. 917.
- 52. Zweben S.J., et al. Phys. Fluids B2 1990. P. 1411.
- 53.Campbell D.J., Start D.F.H., Wesson J.A., et al. Stabilization of Sawteeth with Additional Heating in the JET Tokamak. // Physical Review Letters 1988. V.
 60 № 21 P. 2148.
- 54.*Crew G.B., T.M. AntonsenJr., B. Coppi.* Integral formulation of collisionless reconnecting modes // Nucl. Fusion 1982. V.22 V. 41.
- 55.*McGuire K.M., Arunsalam V., Barnes C.W., et al.* Transport and stability studies on TFTR. // Plasma Physics and Controlled Fusion 1988. V. 30 № 11 PP. 1391-1403.
- 56.Krasilnikov A. V., Azizov E. A., Khrunov V. S., Roquemore A. L., Young K. M. // Rev. Sci. Instrum. - 1997. V. 68 (1) - P. 553.
- 57.Krasilnikov A. V., Amosov V. N., Van Belle P., Jarvis O. N., Sadler // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2002. V. 476. No.1, 2.
- 58.Krasilnikov A. V., Nishitani T., Kaneko J., Sasao M. // Fusion Engineering and Design. 1997. V. 34, 35. P. 573.
- 59.M. Cecconello, S. Sangaroon, M. Turnyanskiy, S. Conroy, I.Wodniak, R.J. Akers, G. Ericsson and the MAST Team, Observation of fast ion behaviour with a

neutron emission profile monitor in MAST. // Nucl. Fusion – 2002. - V.52 - 094015 - P.12.

- 60.*G. Tardini, C. Hohbauer, R. Fischer at al.* Simulation of the neutron rate in ASDEX Upgrade H-mode discharges. // Nucl. Fusion 53 (2013) 063027 P.7.
- 61.*G. Duesing* First result of neutral beam heating on JET. // Plasma Physics and Controlled Fusion 1986. V. 28 No9A PP.1429-1434.
- 62.*Bosch H.S., Hale G.M.* Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. // Nucl. Fusion 1992. V. 32 P. 611.
- 63.Carnevali A., Scott S.D., Nelson H., et al. Fast ion confinement during high power tangential neutral beam injection into low plasma current discharges on the ISX-B tokamak. // Nucl.Fusion – 1988. - V. 28 - P. 951.
- 64.*Heidbrink W.W., Kim J., and Groebner R.J.* Comparison of experimental and theoretical fast ion slowing-down times in DIII-D // Nucl. Fusion 1988. V. 28 P. 1897.
- 65.Pynn R. Neutron Production / Indiana University. Department of Physics. Lecture Notes. - 2006. <u>www.physics.indiana.edu/~p537/notes/20060927_Pynn.pdf</u>
- 66. *Самсонов В.М.* Научная сессия Общего собрания ОФН РАН 15.12.2008. http://www.pnpi.spb.ru/win/doc/ofn 08 samsonov.pdf
- 67.*Bell M.G., McGuire K.M., Arunasalam V. et al.* Overview of DT results from TFTR // Nucl. Fusion 1995. V. 35 No. 12 P. 1429.
- 68.*Matsukawa M., Matsuda S., Kikuchi M. et al:* Proc. of 21st IAEA Fusion Energy Conf., Chengdu, China 2006.
- 69. *Nishimura K., Yamanishi H., Hayashi K., Komori A.* // Plasma and Fusion Research - 2008. - V. 3 - S1024.
- 70. Gabriel T.A., Barnes J.N., Charlton L.A. et al. // Symposium on the Savannah River Accelerator Project and Complementary Spallation Neutron Sources -University of South Carolina, Columbia - 1996.
- 71.Peng Y-K.M., Fogarty P.J., Burgess T.W. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion.2005. V. 47. P. B263.

- 72.Голиков А.А., Кутеев Б.В. Выборы параметров режима стационарного разряда в компактном токамаке // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез - 2010. - вып. 2, С. 50-58.
- 73.*А.А. Голиков, Б.В. Кутеев.* Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012. вып. 1.
- 74.Воробьев Г.М., Голант В.Е., Горностаев С.В. и др. Эксперименты по омическому нагреву и сжатию плазмы на токамаке ТУМАН-3М. // Физика Плазмы 1983. т 9 вып. 1 С. 105.
- 75.Belyakov V.A., Bender S.E., Lebedev S.V., et al. Plasma parameters control experiments on TUMAN-3: Proc. of 12th Simp. On Fusion Technology - Julich -1982. – V. 2 - PP. 1191-1197.
- 76. Абрамов А.И., Афанасьев В.И., Бондаренко И.С. Корпускулярная диагностика плазмы на токамаке ТУМАН-3М - Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе - 1205 - 1988.
- 77. Панасенков А.А., Равичев С.А., Рогов А.В. Источник ионов водорода с периферийным магнитным полем // Вопросы атомной науки и техники, серия "Термоядерный синтез. 1984. т. 15 № 2 С. 56-63.
- 78. Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 79.Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В. и др., Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоатомиздат, 1981.
- 80.Барсуков А.Г. Экспериментальное исследование пучков быстрых атомов водорода и дейтерия и их применение для нагрева плазмы в сферическом токамаке Глобус-М: диссертация кандидата физ.-мат. наук. - М., 2005. – 133 стр.
- 81. Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Голант В.Е. и др: В сб. Тезисы докладов
 XXXI Международной Звенигородской конференциию Звенигород, 2004.
 С. 59.

- 82.Askinazi L.G., Kornev V.A., Krikunov S.V., et al. Measurements of plasma and neutral beam composition and impurity rotation using spectroscopy on TUMAN-3M tokamak.: Proc. of 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, 2 6 July 2007. Vol.31F P. 2.036.
- 83. Аскинази Л.Г., Барсуков А.Г., Голант В.Е. и др. Препринт 1763, ФТИ им А.Ф. Иоффе. 2003.
- 84. Askinazi L.G., Golant V.E., Kanaev A.I., et al. Transport studies in Ohmic H-mode before and after boronization in TUMAN-3: Proc. of 20th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys Lisbon Portugal 1993. V. 17C part. 4 P. 1509.
- 85.Chernyshev F.V., Ayushin B.B., Dyachenko V.V., et al. Recent Results from CX Diagnostics at Ioffe Institute Tokamaks: Proc. of 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw - 2 - 6 July – 2007. - V. 31F – P. 5.107.
- 86.L.G. Askinazi, A.G. Barsukov, F.V. Chernyshev, et al. First experiments on NBI in the TUMAN-3M tokamak: Proc. of 32th EPS Conf. on Plasma Phys. – Tarragona, 2005. – Vol 29C – P. 1.102.
- 87.Kornev V.A., Askinazi L.G., Chernyshev F.V., et al. Analysis of Density Dependence of Neutron Rate in NBI Experiments on TUMAN-3M: Proc. of 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos 9 13 June 2008. V. 32D P. 2.103.
- 88.M.I. Vildjunas, V.A. Kornev, L.G. Askinazi, et al. Optimization of Geometry of Heating Beam Input into the TUMAN-3M Tokamak. // Technical Physics Letters -2013. - V. 39 - N 11 – PP. 1019-1022.
- 89. Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Жубр Н.А. и др. Удержание быстрых ионов и влияние изотопного состава на эффективность NBI нагрева в токамаке ТУМАН-3М: В сборнике докладов XXXVI Международной конференции. - Звенигород – 2009. - С. 69.
- 90.*Hammett G.W.* Fast Ion Studies of Ion Cyclotron Heating in the PLT Tokamak. // PhD Thesis Princeton Univ. Princeton NJ 1986.

- 91.V.A. Kornev, L.G. Askinazi, F.V. Chernyshev, et al. Analysis of Density Dependence of Neutron Rate in NBI Experiments on TUMAN-3M: Proc. of 35th EPS Conf. on Plasma Phys. – Hersonissos - 2008. – V. 32D - P. 2.103.
- 92.S.V. Lebedev, V.A. Kornev, L.G. Askinazi, et al. Effect of toroidal magnetic field on plasma heating in the TUMAN-3M: Proc. of 37th EPS Conf. on Plasma Phys. – Dublin - 2010. – V. 34A - P. 1.1056.
- 93.Kornev V.A., Askinazi L.G., Chernyshev F.V., et al. Study of fast ion confinement using 2.45 MeV D-D emission in TUMAN-3M: Proc. of 37nd EPS Conf. Plasma Phys., Dublin – 2010. - V. 34A – P. 5.160.
- 94.Kornev V.A., Askinazi L.G., Vildjunas M.I., et al. Confinement of Energy Ions in a Tokamak Plasma at Magnetic Field in the Range of 0.7-1.0 T // Technical Physics Letters – 2013. - V. 39 - N 3 - PP. 290-293.
- 95. V.K. Gusev, E.A. Azizov, A.B. Alekseev at al. Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 // Nucl. Fusion 2013 53 093013 (14pp).
- 96. Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Голант В.Е. и др: В сб. Тезисы докладов ХХХІІІ Международной конференциию – Звенигород, 2006. - С. 59.
- 97. Askinazi L.G., Chernyshev F.V., Golant V.E., et al. Confinement of NBIoriginated fast ions in TUMAN-3M: Proc. of 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw - 2 - 6 July – 2007. - V. 31F - P. 1.146.
- 98.N.N. Bakcharev, F.V. Chernyshev, P.R. Goncharov at al. Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak // Nucl. Fusion – 2015. –V. 55 - 043023 (8pp).
- 99. Voss G., Davisa S., Dnestrovskij A. et al. // Fusion Eng&Des. 2008. V. 83 P.1648-1653.
- A. Polevoi, H. Shirai, T. Takizuka Benchmarking of NBI block in ASTRA code versus the OFMC calculations - JAERI-data/code 97-014 – 1997.