

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Российской академии наук

*На правах рукописи*

**Бахарев Николай Николаевич**

**ПОВЕДЕНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В СФЕРИЧЕСКОМ  
ТОКАМАСЕ ГЛОБУС-М**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
В.К. Гусев

Санкт-Петербург

2016

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
Актуальность темы исследования .....	4
Степень разработанности темы исследования .....	10
Цели и задачи.....	11
Научная новизна.....	12
Научная и практическая значимость работы .....	13
Методология и методы исследования.....	13
Основные положения, выносимые на защиту.....	14
Достоверность и апробация результатов .....	15
<b>1. Основные методы и результаты исследований поведения быстрых частиц в токамаках.....</b>	<b>16</b>
1.1. Моделирование нейтральной инжекции в токамаках .....	16
1.1.1. Расчет профиля ионизации .....	17
1.1.2. Расчет орбит быстрых ионов .....	18
1.1.3. Расчет замедления быстрых ионов .....	21
1.1.4. Виды потерь быстрых частиц .....	23
1.2. Экспериментальные методы исследования ионов высокой энергии .....	25
1.2.1. Детекторы потерь быстрых ионов .....	25
1.2.2. Гамма-диагностика .....	26
1.2.3. Диагностика коллективного томсоновского рассеяния .....	27
1.2.4. Диагностика распределения быстрых ионов методом измерения спектра излучения плазмы .....	28
1.2.5. Нейтронная диагностика .....	29
1.2.6. Корпускулярная диагностика .....	30
1.3. Основные результаты исследований поведения быстрых частиц в токамаках .....	37
1.3.1. Поведение быстрых частиц в классических токамаках .....	37
1.3.2. Поведение быстрых частиц в сферических токамаках .....	40
1.4. Выводы к главе 1 .....	44

<b>2. Экспериментальная установка и применяемые методы.....</b>	<b>46</b>
2.1. Экспериментальная установка.....	46
2.1.1. Сферический токамак Глобус-М.....	46
2.1.2. Модернизированный комплекс корпускулярной диагностики.....	49
2.2. Код NUBEAM.....	53
2.3. Моделирование поведения быстрых частиц в токамаке Глобус-М с помощью решения уравнения Больцмана, объединенного с расчетом траекторий частиц.....	59
2.3.1. Расчет функции распределения быстрых ионов в плазме токамака.....	60
2.3.2. Моделирование спектров, регистрируемых анализатором атомов перезарядки ....	67
2.4. Выводы к главе 2.....	70
<b>3. Основные результаты исследования поведения быстрых частиц в плазме токамака Глобус-М в режимах с дополнительным нагревом плазмы .....</b>	<b>71</b>
3.1. Основные особенности удержания быстрых частиц в токамаке Глобус-М.....	71
3.1.1. Выводы к параграфу 3.1.....	76
3.2. Влияние параметров плазмы на удержание быстрых частиц.....	77
3.2.1. Зависимость потерь быстрых ионов от тороидального магнитного поля и тока плазмы.....	77
3.2.2. Зависимость потерь быстрых частиц от положения плазменного шнура.....	81
3.2.3. Зависимость эффективности нагрева плазмы от электронной плотности.....	87
3.2.4. Выводы к параграфу 3.2.....	89
3.3. Влияние альфвеновских мод на удержание быстрых ионов в токамаке Глобус-М.....	91
3.3.1. Выводы к параграфу 3.3.....	96
3.4. Исследование контр-инжекции на токамаке Глобус-М.....	97
3.4.1. Выводы к параграфу 3.4.....	102
3.5. Удержание надтепловых частиц в токамаке Глобус-М2.....	103
3.5.1. Выводы к параграфу 3.5.....	107
<b>Заключение.....</b>	<b>108</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>112</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования

В настоящий момент перед человечеством стоит задача создания эффективной и безопасной энергетики, способной заменить сложившуюся систему, основанную на сжигании полезных ископаемых. Управляемый термоядерный синтез (УТС) изотопов водорода является перспективным направлением исследований, способствующим решению данной задачи. Наибольшие успехи в УТС получены на установках типа токамак, где реакция синтеза происходит в горячей плазме, удерживаемой магнитным полем. В настоящее время во Франции идет сооружение международного экспериментального токамака-реактора ITER, где будет продемонстрирована длительная самоподдерживающаяся реакция термоядерного синтеза. Однако для создания коммерчески эффективного реактора необходимо значительно уменьшить его стоимость и увеличить КПД. Для решения этих задач потребуется не менее 30 лет.

Одним из наиболее перспективных способов приблизить начало практического использования ядерного синтеза является создание гибридных реакторов синтез-деление [1], проекты которых активно обсуждаются последние несколько лет. В такой системе токамак будет использован для управления подкритической зоной ядерного реактора деления с помощью потока нейтронов, возникающих в результате реакции синтеза. При этом для получения необходимой интенсивности потока нейтронов будет достаточно токамака, работающего по схеме пучок-плазма. В данном токамаке реакция синтеза будет осуществляться за счет взаимодействия ядер с энергией несколько сотен кэВ, возникающих при применении инъекции атомов высокой энергии, и ядер относительно холодной плазмы с температурой несколько кэВ. Это отличает гибридную установку от классических токамаков-реакторов, где происходит синтез ядер

основной плазмы, нагретой до высокой температуры. Схема такого двухкомпонентного токамака-реактора была предложена Арцимовичем [2] и развита Jassby [3, 4]. Основное преимущество этой схемы – отсутствие необходимости в самоподдерживающейся термоядерной реакции, поскольку энергетические затраты на поддержание разряда будут компенсироваться за счет энергии, выделяемой при делении ядер урана или тория. Благодаря этому требования к токамаку-генератору нейтронов существенно ниже, чем к классическому термоядерному реактору.

Для создания прототипа такого токамака необходимо поддерживать температуру плазменной мишени на уровне в несколько кэВ при плотности плазмы  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Такие параметры уже достигнуты на крупных современных токамаках, а уменьшение их размеров и стоимости является вполне осуществимой задачей в недалекой перспективе. Гибридный реактор, состоящий из токамака-генератора нейтронов и ядерного blankets, обеспечивает безопасность, работая в подкритическом режиме, поскольку в нем принципиально невозможна неконтролируемая реакция деления ядер урана или тория. Кроме того, использование нейтронов синтеза с высокой энергией 14,1 МэВ позволяет повысить глубину выгорания ядерного топлива, а также проводить испытания материалов для классических термоядерных реакторов типа ITER и трансмутацию долгоживущих актинидов (отходов работы атомных электростанций). Отметим, что классический путь развития термоядерного синтеза, предполагающий, в случае успешной работы ITER, строительство демонстрационного реактора DEMO [5], также предусматривает сооружение нейтронного источника. Он будет необходим для тестирования и разработки новых материалов и компонентов будущего токамака.

Для снижения стоимости сооружения и эксплуатации будущего токамака-источника нейтронов в ряде проектов, например [6–9], предполагается использовать компактный сферический токамак.

Для того чтобы компактный источник нейтронов на основе сферического токамака был коммерчески привлекательным, необходимо решить ряд принципиальных проблем. Одна из таких проблем – недостаточно хорошее удержание быстрых частиц, возникающих при дополнительном нагреве плазмы в сферическом токамаке. Большие потери высокоэнергетичных частиц будут снижать скорость реакции синтеза, что приведет к уменьшению эффективности генерации нейтронов. Также, покидая плазму, быстрые частицы будут разрушать первую стенку токамака, из-за чего стационарная работа станет невозможной. Отработка режимов с хорошим удержанием быстрых частиц является залогом успешной оптимизации параметров будущих компактных источников нейтронов, однако для этого требуется исследование поведения частиц высокой энергии в компактных сферических токамаках.

Благодаря своей компактной геометрии и высокой плотности мощности дополнительного нагрева, токамак Глобус-М [10] является оптимальной установкой для изучения поведения частиц высокой энергии в компактных сферических токамаках [11, 12]. Помимо этого, полученные в результате таких исследований данные, будут представлять интерес для сферических токамаков среднего и большого размера [12, 13].

Таким образом, описанное в диссертации исследование поведения быстрых частиц, возникающих при дополнительном нагреве плазмы в токамаке Глобус-М методом нейтральной инжекции, является актуальным.

В данной диссертации под быстрыми частицами понимаются как инжектируемые в плазму токамака атомы высокой энергии, так и надтепловые (быстрые) ионы, возникающие из-за ионизации этих атомов.

Основные результаты работы представлены в 12 докладах на конференциях:

1. Bakharev N.N. Counter-NBI experiments on Globus-M. / Bakharev N.N., F.V. Chernyshev, P. R. Goncharov, V.K. Gusev, A.D. Ibyaminova, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, V.B. Minaev, M.I. Mironov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov,

- N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, A.Yu. Telnova, S.Yu. Tolstyakov, G. V. Zadvitskiy // *proc. of 26th IAEA FEC 2016 – Kyoto, 2016. – EX/P4-44.*
2. Бахарев Н.Н. Первые эксперименты по контр-инжекции на сферическом токамаке Глобус-М. /Бахарев Н.Н., Гончаров П.Р., Гусев В.К., Задвитский Г. В., Ибляминова А.Д., Корнев В.А., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б.// В сб. XLIII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. – Звенигород, 2016. – с. 108.
  3. Bakharev N.N., Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development. / N.N. Bakharev, V.K. Gusev // *proc. of 42nd EPS Conference on Plasma Physics – 2015, Lisbon – I5.120.*
  4. Bakharev N.N., Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development. / N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, P.R. Goncharov et al. // *proc. of 42nd EPS Conference on Plasma Physics – 2015, Lisbon – P5.127.*
  5. Бахарев Н.Н. Моделирование поведения быстрых частиц в токамаке ГЛОБУС-М / Бахарев Н.Н., Гончаров П.Р., Гусев В.К., Задвитский Г. В., Ибляминова А.Д., Корнев В.А., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б. // В сб. XLII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС – Звенигород, 2015. – с. 100.
  6. Бахарев Н.Н. Удержание ионов высокой энергии в токамаках ГЛОБУС-М и ГЛОБУС-М2 / Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Дьяченко В.В., Ибляминова А.Д., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хитров С.А., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б., Щербинин О.Н.// В сб. XLI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС – Звенигород, 2014. – с. 57.
  7. Petrov Yu.V. Fast particle losses induced by Toroidal Alfvén Eigenmodes on Globus-M / Yu.V. Petrov, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, V.B. Minaev, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, M.I. Patrov, N.V. Sakharov, S.Yu.

Tolstyakov, F.V. Chernyshev, P.B. Shchegolev // Proc. of 41<sup>st</sup> EPS conference on Plasma Phys. – Berlin, 2014.– ECA Vol. 38F – P4.044.

8. Bakharev N.N. Fast ion confinement analysis in Globus-M / N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, V.K. Gusev, P.R. Goncharov, A.D. Ibliaminova, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, V.B. Minaev, M.I. Mironov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, S.Yu. Tolstyakov, P.B. Shchegolev, G.V. Zadvitskiy // Proc. of 41<sup>st</sup> EPS conference on Plasma Phys. – Berlin, 2014. – ECA Vol. 38F – P4.079.

9. Bakharev N.N. Fast Particle Behavior in Globus-M / Bakharev N.N., F. Chernyshev, P. Goncharov, V. Gusev, A. Iblyaminova, V. Kornev, G. Kurskiev, A. Melnik, V. Minaev, M. Mironov, M. Patrov, Y. Petrov, N. Sakharov, P. Shchegolev, S. Tolstyakov, and G. Zadvitskiy // Proc. of 25th FEC IAEA conference – Saint-Petersburg, 2014.– EX/P1-33.

10. Бахарев Н.Н. Исследование ионного компонента плазмы в экспериментах со смещением плазменного шнура на токамаке Глобус-М / Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, Ф.В. Чернышев // В сб. XL Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС – Звенигород, 2013. – с. 70.

11. Бахарев Н.Н. Исследование поведения плазмы при нагреве атомным пучком с помощью комплекса корпускулярной диагностики на токамаке Глобус-М / Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Корнев В.А., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б. // В сб. конференции ДВП-15, – Звенигород, 2013. – с. 79 – 81.

12. Бахарев Н.Н. Исследование взаимодействия инжектируемых высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М / Бахарев Н.Н., Гусев В.К. // в сб. конференции Физика.Спб, – Санкт-Петербург, 2013. – С. 279-281.

и в 7 статьях в реферируемых журналах:



1. Gusev V. K. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development / V. K. Gusev, N. N. Bakharev, B. Ya. Ber, V. V. Bulanin, F. V. Chernyshev, V. V. Dyachenko, P. R. Goncharov, E. Z. Gusakov, A. D. Ibyaminova, M. A. Irzak E. G. Kaveeva, S. A. Khitrov, N. A. Khromov, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, A. B. Mineev, M. I. Mironov, A. N. Novokhatsky, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, V. A. Rozhansky, N. V. Sakharov, A. N. Saveliev, I. Yu. Senichenkov, P. B. Shchegolev, O. N. Shcherbinin, S. Yu. Tolstyakov, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin and A. Yu. Yashin.// Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. –Т. 58 – с. 014032.
2. Petrov Yu. V. Effect of toroidal Alfvén eigenmodes on fast particle confinement in the spherical tokamak Globus-M / Yu. V. Petrov, N. N. Bakharev , V. K. Gusev , V. B. Minaev , V. A. Kornev , G. S. Kurskiev , M. I. Patrov , N. V. Sakharov , S. Yu. Tolstyakov and P. B. Shchegolev // J. Plasma Phys. –2015. – Т. 81 – с. 515810601.
3. Bakharev N.N. Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak / N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, P.R. Goncharov, V.K. Gusev, A.D. Ibyaminova, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, V.B. Minaev, M.I. Mironov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, S.Yu. Tolstyakov, G.V. Zadvitskiy // Nucl. Fusion – 2015. – Т. 55 – 55043023.
4. Петров Ю.В. Влияние тороидальных альфвеновских мод на удержание быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М / Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Корнев В.А., Мельник А.Д., Патров М.И., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курскиев Г.С., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б. // ПЖТФ – 2014. – Т. 40 – с. 99-106.
5. Gusev V.K. Globus-M Results as the Basis for Compact Spherical Tokamak with enhanced Parameters Globus-M2 / V.K. Gusev, E.A. Azizov, A.B. Alekseev, A.F. Arneman, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, S.E. Bender, E.N. Bondarchuk, V.V. Bulanin, A.S. Bykov, F.V. Chernyshev, I.N. Chugunov, V.V. Dyachenko, O.G. Filatov, A.D. Ibyaminova, M.A. Irzak, A.A. Kavin, G.S.

Kurskiev, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, V.A. Kornev, S.V. Krasnov, E.A. Kuznetsov, M.M. Larionov, K.M. Lobanov, A.A. Malkov, A.D. Melnik, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, A.N. Novokhatsky, A.D. Ovsyannikov, A.A. Panasenkov, M.I. Patrov, M.P. Petrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, V.V. Rozhdestvensky, A.N.Saveliev, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.Yu. Senichenkov, V.Yu. Sergeev, A.E. Shevelev, A.Yu. Stepanov, V.N. Tanchuk, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, F. Wagner, V.A. Yagnov, A.Yu. Yashin, E.G. Zhilin // Nuclear Fusion – 2013. – Т. 53 – с. 093013.

6. Бахарев Н.Н. Исследование процессов взаимодействия высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М / Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Корнев В. А., Курскиев Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б., Ф. Вагнер // ПЖТФ – 2013. – Т. 39 – с. 22 – 30.

7. Бахарев Н.Н. Модернизация комплекса корпускулярной диагностики токамака Глобус-М / Н.Н. Бахарев, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, Ф.В. Чернышев // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки –2012. – Т. 158 – с. 74 – 79.

### **Степень разработанности темы исследования**

Поведение быстрых частиц в компактных сферических токамаках обладает рядом особенностей из-за малых размеров установки и относительно низкого значения магнитного поля при большом градиенте. В отличие от поведения частиц высокой энергии в классических установках, в сферических токамаках оно изучено довольно плохо. Это связано с новизной данного направления, а также с тем, что из всех существующих в мире сферических токамаков, инжектором – основным источником быстрых частиц – были оснащены только токамаки Глобус-М (Россия), NSTX (США),

MAST (Великобритания) и START (Великобритания). Эксперименты на этих установках показали высокий уровень потерь быстрых частиц, а также ограниченную применимость классических методов расчетов их потерь. Обзор основных результатов, полученных на этих установках, дан в разделе 1.3.

### Цели и задачи

Цели научного исследования:

- Исследование поведения быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М в режимах с ко- и контр-инжекцией высокоэнергетичных изотопов водорода.
- Оптимизация режимов работы токамака Глобус-М для снижения потерь быстрых частиц в режимах с дополнительным нагревом плазмы.
- Оценка потерь быстрых частиц в токамаке Глобус-М2.

В ходе работы решались следующие задачи:

1. Адаптировать код NUBEAM для применения в токамаке Глобус-М, провести модернизацию комплекса корпускулярной диагностики токамака, разработать численный алгоритм, оптимизированный для условий компактного сферического токамака, позволяющий проводить расчет потерь быстрых частиц.
2. Провести серию экспериментов по инжекции атомов высокой энергии в плазму сферического токамака Глобус-М в широком диапазоне токов плазмы (105 – 250 кА), значений тороидального магнитного поля (0.25 – 0.4 Тл), энергий инжекции (18 – 26 кэВ), плотностей ( $1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  –  $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), при разном положении плазменного шнура внутри камеры (расстояние от стенки токамака до границы плазмы от 3 см до 8 см).
3. Изучить влияние плазменных неустойчивостей (пилообразных колебаний и альфвеновских мод) на потери быстрых ионов.
4. Провести измерения потерь надтепловых частиц в режиме с контр-инжекцией атомов высокой энергии в токамаке Глобус-М.

5. Провести моделирование поведения быстрых частиц в токамаке Глобус-М2.

### **Научная новизна**

- Впервые на компактный сферический токамак Глобус-М внедрен численный код, рассчитывающий траектории частиц с помощью решения уравнения движения в электрическом и магнитном полях и замедление быстрых ионов с помощью решения кинетического уравнения Больцмана.
- Впервые на компактном сферическом токамаке подробно исследованы потери быстрых частиц в режимах с инжекцией водорода и дейтерия высокой энергии.
- Впервые на токамаке Глобус-М изучена зависимость потерь быстрых ионов от тока плазмы и тороидального магнитного поля.
- Впервые на компактном сферическом токамаке со стенкой, близко расположенной к плазме, исследована и объяснена зависимость удержания высокоэнергетических ионов от зазора плазма-стенка.
- Впервые на компактном сферическом токамаке исследовано влияние пилообразных колебаний на потери быстрых ионов.
- Впервые на сферическом токамаке обнаружены потери высокоэнергетических ионов при развитии единичных тороидальных альфвеновских мод.
- Впервые на токамаке Глобус-М исследованы потери быстрых частиц в режиме с контр-инжекцией водорода высокой энергии.
- Впервые выполнены расчеты потерь быстрых частиц в токамаке Глобус-М2.

## **Научная и практическая значимость работы**

Научная значимость работы заключается в расширении знаний о поведении быстрых частиц в сферических токамаках, в том числе о зависимости потерь частиц высокой энергии от тока плазмы и тороидального магнитного поля, плотности плазмы и положения плазмы внутри камеры; о потерях высокоэнергетичных ионов, вызванных пилообразными колебаниями и альфвеновскими модами; об особенностях контр-инжекции в сферических токамаках.

Практическая значимость работы заключается в разработке и внедрении методов моделирования поведения частиц высокой энергии, а также в модернизации комплекса корпускулярной диагностики сферического токамака Глобус-М. Применение диагностического комплекса и компьютерных кодов позволило провести исследования поведения быстрых частиц в токамаке при инжекции высокоэнергетичных атомов дейтерия и водорода. Методы расчета потерь быстрых частиц в сферических токамаках, внедренные на токамак Глобус-М, были использованы для определения потерь при нейтральной инжекции в токамаке Глобус-М2 и могут быть применены при определении оптимальных параметров токамаков следующего поколения, таких как Глобус-М3.

## **Методология и методы исследования**

Экспериментальные исследования проводились на сферическом токамаке Глобус-М. Для дополнительного нагрева и генерации быстрых частиц была использована инжекция пучков изотопов водорода высокой энергии. Для определения параметров плазмы применялся уникальный диагностический комплекс токамака. Магнитная конфигурация восстанавливалась с помощью кода EFIT. Моделирование поведения быстрых частиц проводилось с помощью разработанного орбитального кода,

предназначенного для сферических токамаков. Основной принцип данного кода – решение уравнения движения частиц в магнитном и электрическом полях с учетом трехмерной геометрии для определения траекторий частиц и решение кинетического уравнения Больцмана с учетом диффузии по скоростям, углового рассеяния и потерь на перезарядку для описания торможения ионов высокой энергии в плазме. Также для моделирования поведения частиц высокой энергии был использован код NUBEAM, получивший широкое распространение на классических токамаках и ставший своего рода стандартом в области моделирования поведения частиц высокой энергии. При изучении удержания быстрых частиц при различных параметрах плазмы в токамаке Глобус-М ток плазмы менялся от 105 до 250 кА, а тороидальное магнитное поле – от 0.25 Тл до 0.4 Тл; плотность плазмы – от  $1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  до  $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , зазор плазма-стенка от 3 см до 8 см. Потери быстрых ионов при возникновении пилообразных колебаний и альфвеновских мод определялись с помощью анализатора атомов перезарядки и нейтронного детектора. Более подробное описание применяемых методов можно найти в главе 2. Особенности методологии и методов исследования в конкретных экспериментах описаны в главе 3.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Адаптация кода NUBEAM для условий сферического токамака Глобус-М. Разработка компьютерного кода, позволяющего моделировать поведение быстрых частиц при инжекции нейтрального пучка высокой энергии в плазму компактного сферического токамака.
2. Моделирование потерь частиц высокой энергии, возникающих при нейтральной инжекции в плазму сферического токамака Глобус-М и в плазму сооружаемого сферического токамака Глобус-М2 – установки с увеличенным магнитным полем и током плазмы.

3. Исследование удержания быстрых частиц в токамаке Глобус-М в зависимости от параметров плазмы.
4. Исследование потерь ионов высокой энергии в токамаке Глобус-М при возникновении неустойчивостей в плазме токамака.
5. Исследование потерь частиц высокой энергии в токамаке Глобус-М при инжекции атомов навстречу току плазмы (контр-инжекции).

### **Достоверность и апробация результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечена хорошим соответствием экспериментальных результатов, полученных в результате многократного повторения измерений, с результатами моделирования с помощью нескольких компьютерных кодов. Полученные данные не противоречат результатам экспериментов на других сферических токамаках. Описываемые в работе результаты были опубликованы в реферируемых журналах, а также обсуждались на российских и международных конференциях и на семинарах и совещаниях лаборатории Физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе и ЛФУУПТ СПбПУ.

## **1. Основные методы и результаты исследований поведения быстрых частиц в токамаках**

В данной главе будут рассмотрены методы исследования поведения частиц высокой энергии, возникающих в процессе нейтральной инжекции, и результаты таких исследований, полученные на классических и сферических токамаках.

### **1.1. Моделирование нейтральной инжекции в токамаках.**

Из-за сложности физических процессов, происходящих с инжектируемыми частицами в плазме, а также ассиметричной формы плазменного шнура современных токамаков, аналитические формулы, описывающие поведение быстрых частиц, позволяют делать только грубые оценки. Для получения более точных результатов применяются численные коды. Несмотря на различие физических моделей, приближений и численных методов, используемых в этих кодах, они, как правило, состоят из трех частей: расчет ионизации инжектируемого пучка, вычисление орбит быстрых ионов и моделирование их замедления.

Для применения на сферическом токамаке Глобус-М был выбран код NUBEAM [14, 15], подробное описание которого будет дано в параграфе 2.2. Этот код используется на большинстве крупных установок, поскольку является самым развитым из существующих кодов. Кроме того NUBEAM приспособлен для моделирования в условиях большого градиента магнитного поля, характерного для сферических токамаков. Также был разработан код, предназначенный для сферических токамаков, использующий отличные от кода NUBEAM принципы и методы расчетов (подробное описание кода будет дано в параграфе 2.3).



### 1.1.1. Расчет профиля ионизации

Инжектируемые атомы проникают внутрь плазмы, где превращаются в быстрые ионы из-за ударной ионизации и перезарядки. Для вычисления профиля ионизации атомов, как правило, используется метод тонкого луча (pencil-beam method) [16]. Он заключается в представлении инжектируемого пучка в виде набора лучей, поток частиц в которых выбирается в соответствии с распределением плотности атомов инжектируемого пучка. Поскольку пучок может состоять из атомов нескольких изотопов различных энергий, для каждого изотопа каждой энергии расчеты ведутся отдельно. Вероятность того, что атом пройдет длину  $L$  вдоль луча  $k$  без ионизации:

$$P_k(L) = \exp\left(-\int_0^L \frac{dl}{\tau_{fl} v_L}\right), \quad (1.1)$$

где  $l$  – координата вдоль выбранного луча;

$v_L$  – скорость частицы вдоль выбранного луча;

$\tau_{fl}$  – характерное время жизни частицы до ионизации:

$$\tau_{fl} = \left[ \sum_j n_j \langle \sigma_j v_{rel} \rangle \right]^{-1}, \quad (1.2)$$

где суммирование происходит по всем  $j$  реакциям, приводящим к ионизации;

$n_j$  – концентрация заряженных частиц сорта  $j$ , участвующих в реакции;

$\sigma_j$  – сечение реакции;

$v_{rel}$  – относительная скорость нейтральной и заряженной частиц:

$$v_{rel} = |\vec{v}_i - \vec{v}_0|, \quad (1.3)$$

где  $\vec{v}_0$  – вектор скорости нейтральной частицы;

$\vec{v}_i$  – вектор скорости заряженной частицы;

$\langle \sigma_j v_{rel} \rangle$  – скорость реакции  $j$ , усредненная по распределению заряженных частиц:

$$\langle \sigma_j v_{rel} \rangle = \frac{\int_{\vec{v}_i} \sigma_j(v_{rel}) v_{rel} f(\vec{v}_i) d\vec{v}_i}{\int_{\vec{v}_i} f(\vec{v}_i) d\vec{v}_i}, \quad (1.4)$$

где  $f(\vec{v}_i)$  – распределение частиц сорта  $i$ .

Реакции, приводящие к ионизации атома – ударная ионизация ионами и электронами, а также перезарядка на ионах. Обычно частью из них можно пренебречь.

С помощью выражения (1.1) можно вычислить профиль ионизации вдоль каждого луча. Профиль ионизации всего пучка рассчитывается с помощью усреднения полученных результатов по магнитным поверхностям. Иногда, например в случае сложной геометрии инжекции, из-за усреднения по магнитным поверхностям теряется важная информация о векторе скорости ионов. В этом случае необходимо вычислять точку ионизации каждой частицы отдельно. Для этого с учетом вероятности (1.1) выбирается случайная координата вдоль луча инжекции, которая считается точкой ионизации.

Некоторые коды, такие как, например, НЕСТОР [17], ОРБИТ [18], FPP [19] не имеют собственного модуля расчета профиля ионизации, поэтому для их работы требуется начальное распределение быстрых ионов, полученное в других программах.

### 1.1.2. Расчет орбит быстрых ионов

После того как частица ионизована, необходимо рассчитать ее траекторию движения. Для этого может быть использовано дрейфовое приближение или уравнение движения иона в электрическом и магнитном полях. Если тороидальное поле намного больше полоидального  $B_{tor} \gg B_{pol}$ , то дрейфом, связанным с градиентом и кривизной полоидального поля, можно пренебречь. Для таких условий уравнения движения ведущего центра

в координатах  $(r, \theta)$  (где  $r$  – текущее положение ведущего центра по малому радиусу, а  $\theta$  – полоидальный угол) имеют вид:

$$\dot{r} = v_d \sin \theta, \quad (1.5)$$

$$\dot{\theta} = \frac{v_{\parallel}}{qR_0} + v_d \frac{\cos \theta}{r}, \quad (1.6)$$

где  $q$  – запас устойчивости;

$R_0$  – большой радиус.

$$v_d = \frac{(\varepsilon - \mu B)}{\Omega_0 R_0}, \quad (1.7)$$

где

$$\varepsilon = v^2; \quad (1.8)$$

$$\mu = v_{\perp}^2 / 2B; \quad (1.9)$$

$$\Omega_0 = eB_0 / (mc). \quad (1.10)$$

Из условия сохранения  $\varepsilon$  и  $\mu$  получаем:

$$v_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon - 2\mu B}. \quad (1.11)$$

Также можно получить выражение для  $\dot{v}_{\parallel}$ :

$$\dot{v}_{\parallel} = \frac{\mu B r \sin \theta}{qR^2}, \quad (1.12)$$

где  $R$  – положение ведущего центра по большому радиусу.

Большинство кодов, таких как NUBEAM [15], NBI модуль ASTRA [20], DBEAMS, FFP модуль кода TRANSP[19], NBEAMS [21] и другие, используют дрейфовое приближение для определения положения ведущего центра, а координата иона вычисляется с учетом конечных размеров ларморовской орбиты:

$$\rho_g = \frac{m_b v_{\perp}}{Z_b e B_g}, \quad (1.13)$$

где  $Z_b$  – порядковый номер иона;

$m_b$  – масса иона;

$B_g$  – магнитное поле в точке, соответствующей ведущему центру.

Основная особенность сферических токамаков, влияющая на траектории быстрых ионов – низкое тороидальное магнитное поле и большая разность его значений на внешней и внутренней границе плазмы. В отличие от классических токамаков, где тороидальное поле существенно превосходит полоидальное, в сферических токамаках на внешней границе плазмы полоидальное поле сравнимо по величине с тороидальным. В связи с этим траектории быстрых ионов в сферических токамаках существенно отличаются от траекторий в классических токамаках и плохо описываются дрейфовым приближением [22].

Основное отличие орбиты быстрого иона в классическом токамаке от орбиты в сферическом токамаке, связанное с малой величиной тороидального поля, проиллюстрировано на рисунке 1.1, где показаны характерные траектории ионов высокой энергии в классическом токамаке DIII-D и в сферическом токамаке Глобус-М. Если в классическом токамаке траектория быстрого иона близка к траектории его ведущего центра, то в сферическом токамаке наблюдается уширение орбиты (равное ларморовскому радиусу). Кроме того, из-за сильного градиента тороидального поля орбита быстрого ларморовского вращения перестает быть круговой, и формула (1.13) может быть использована только для приблизительных вычислений.

Применение модуля NBI кода ASTRA на сферическом токамаке Глобус-М показало, что при расчете траекторий ионов дрейфовое приближение дает неточные результаты из-за используемых аппроксимаций. Поэтому требуется либо, как это сделано в коде NUBEAM, применять обобщенное дрейфовое приближение и поправку на конечность ларморовской орбиты, учитывающие низкое значение и высокий градиент тороидального магнитного поля, либо интегрировать полное уравнение

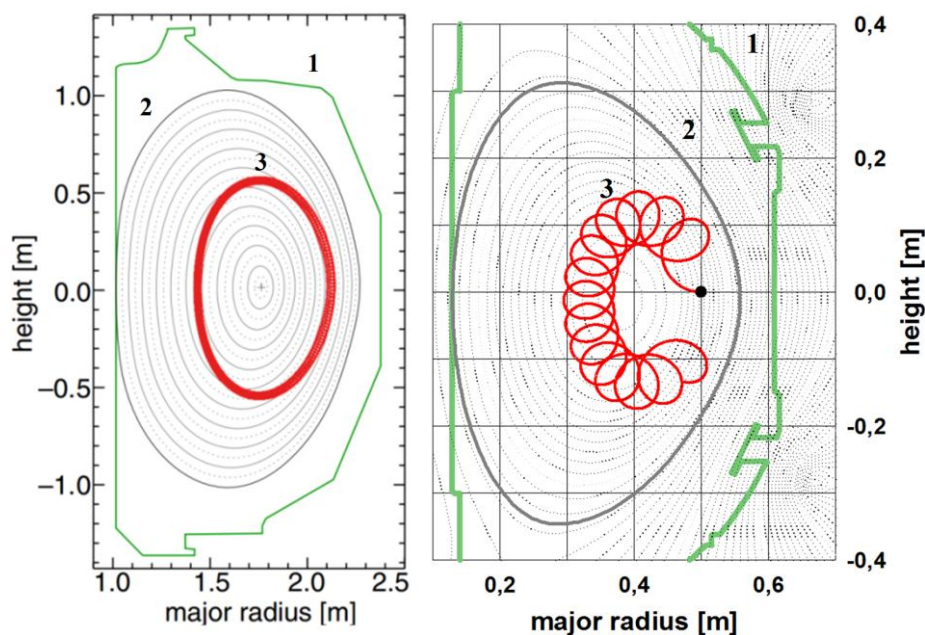


Рисунок 1.1. Траектория иона дейтерия с энергией 80 кэВ в классическом токамаке DIII-D (слева) [127] и иона водорода с энергией 18 кэВ в сферическом токамаке Глобус-М (справа). 1 – камера токамака; 2 – крайняя замкнутая магнитная поверхность; 3 – траектория быстрого иона.

движения. Для этого используется Лагранжиан иона, движущегося в магнитном и электрическом полях:

$$L = \frac{1}{2} m_b \dot{\vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} - Z_b e \Phi(\vec{r}, t) + Z_b e \dot{\vec{r}} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t), \quad (1.14)$$

где  $\Phi(\vec{r}, t)$  – электрический потенциал;

$\vec{A}(\vec{r}, t)$  – векторный потенциал магнитного поля.

Данный метод реализован в кодах, предназначенных для использования на сферических токамаках, таких как LOCUST [23], CUEBIT [24], EIGOL [25], ASCOT [26], а также в разработанном для токамака Глобус-М коде, описываемом в параграфе 2.3. Основной недостаток данного метода – большие затраты компьютерных ресурсов.

### 1.1.3. Расчет замедления быстрых ионов

Замедление быстрых ионов описывается кинетическим уравнением Больцмана для функции распределения  $n_\alpha f_\alpha$ :

$$\frac{\partial(n_{\alpha}f_{\alpha})}{\partial t} = C_{\alpha} + S_{\alpha} + L_{\alpha}, \quad (1.15)$$

где  $C_{\alpha}$  – столкновительный член, соответствующий столкновениям быстрых частиц сорта  $\alpha$  со всеми сортами частиц плазменной мишени,  $S_{\alpha}$  – функция источника частиц сорта  $\alpha$ ,  $L_{\alpha}$  – оператор, описывающий перераспределение частиц сорта  $\alpha$ , не связанное с кулоновскими столкновениями, например из-за взаимодействия с плазменными неустойчивостями.

Уравнение Больцмана может быть решено статистическим методом Монте-Карло, как в кодах NUBEAM, LOCUST, CUEBIT, EIGOL, ASCOT, или методом усреднения в фазовом пространстве для каждой магнитной поверхности, как в кодах DBEAMS, BALDUR, FFP, NBI, а также в разработанном коде, описываемом в параграфе 2.3. Недостаток метода Монте-Карло – высокие требования к вычислительным ресурсам, однако это самый простой и прозрачный способ для учета сложных физических процессов, происходящих с быстрыми частицами. Усредненное решение может быть получено численным или аналитическим методом. Решение нелинейной задачи хорошо описывает нагрев плазмы и генерацию токов увлечения, в то время как линейное уравнение позволяет экономить вычислительные ресурсы. Оно применимо, когда число быстрых ионов мало, а скорость пространственной диффузии намного ниже кулоновского замедления, так что распределение быстрых ионов может быть посчитано отдельно для каждой магнитной поверхности. При решении уравнения (1.15) обычно учитывается угловое рассеяние, замедление и диффузия по энергиям. Также могут учитываться другие процессы: потери на перезарядку, аномальная диффузия, влияние плазменных неустойчивостей и гофрировки магнитного поля.

### 1.1.4. Виды потерь быстрых частиц

Потери быстрых частиц делятся на три основные группы. Одна из них – это потери ионов при торможении, при которых ион успевает передать часть своей энергии плазме, прежде чем будет потерян. Потери при торможении играют важную роль, когда остальные виды потерь малы. Вторая группа – прямые потери, включающие потери атомов напролет и так называемые потери ионов с первой орбиты. Потери напролет присущи нейтральной инжекции и заключаются в том, что инжектируемые атомы пролетают плазму насквозь, не ионизовавшись. Потери с первой орбиты связаны с попаданием ионов на орбиты, по которым за короткие времена они пересекают границу плазмы и теряются из-за столкновения со стенкой или из-за перезарядки на нейтральном газе. Отметим, что перезарядка за границей плазмы может рассматриваться как источник прямых потерь, если характерное время перезарядки за пределами плазмы токамака намного меньше характерного времени замедления. Это справедливо для экспериментов на токамаке Глобус-М, где характерное время перезарядки вне плазмы  $\sim 0.01$  мс, а время замедления  $\sim 10$  мс. Третья группа – потери ионов из-за МГД неустойчивостей плазмы, в том числе пилообразных колебаний и альфвеновских мод. Часть из этих неустойчивостей может возбуждаться самими быстрыми ионами.

Хотя в данной работе исследовались все три группы потерь, особое внимание было уделено двум последним. Это связано с тем, что скорость реакции термоядерного синтеза сильно зависит от энергии быстрых ионов (см. рисунок 1.2), следовательно, в будущих источниках нейтронов, основанных на взаимодействии пучок-плазма, основной вклад в ядерный синтез будут вносить незамедлившиеся ионы.

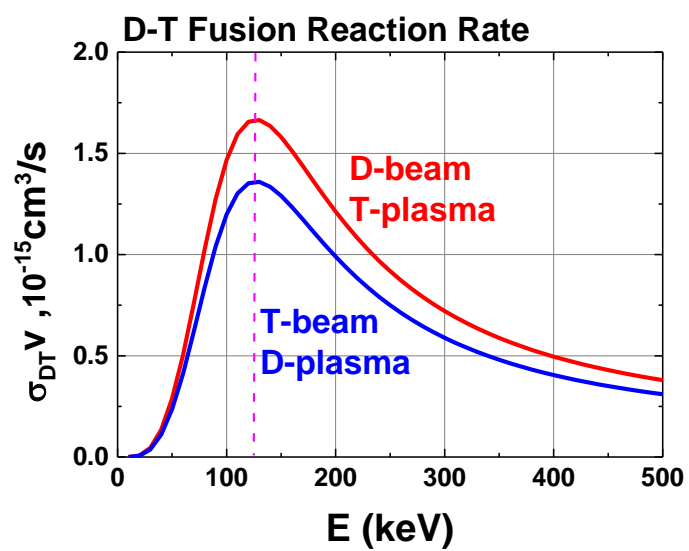


Рисунок 1.2. Зависимость скорости реакции ядерного синтеза при инжекции тритиевого пучка в дейтериевую плазму и дейтериевого пучка в тритиевую плазму от энергии быстрых ионов, участвующих в реакции.



## **1.2. Экспериментальные методы исследования ионов высокой энергии**

Основные виды диагностик, применяемых для исследования удержания быстрых ионов в токамаке – это детекторы потерь быстрых ионов (FILD – fast ion loss detector), гамма-диагностика (гамма-спектрометрическая томография), диагностика коллективного томсоновского рассеяния, нейтронная диагностика, диагностика распределения быстрых ионов методом измерения спектра излучения плазмы в области линии D- $\alpha$  (FIDA – fast-ion D-alpha) и корпускулярная диагностика. Данные, полученные с помощью приборов, основанных на разных принципах, могут, как совпадать, так и дополнять друг друга, поэтому все типы диагностик получили распространение в экспериментах на токамаках. Рассмотрим каждую диагностику подробнее.

### **1.2.1. Детекторы потерь быстрых ионов**

Детекторы потерь быстрых ионов применяются на многих современных токамаках среднего и крупного размера. [27–30]. Данная диагностика устанавливается внутри вакуумной камеры токамака и регистрирует ионы с орбитами, попадающими в стенку. Два наиболее распространенных типа детекторов – цилиндр Фарадея и сцинтилляционный детектор. Сборки из цилиндров Фарадея, установленные в различных частях камеры, позволяют отслеживать только временную эволюцию потока быстрых ионов на стенку. С помощью сцинтилляционного детектора можно определить питч-угол и ларморовский радиус потерянных ионов. Эти данные применяются для расчета орбит ионов, и определения области, из которой они были потеряны. Основное преимущество данной диагностики – простая интерпретация. Однако такая диагностика не дает возможности определить распределение быстрых ионов, не потерянных из плазмы, а также измерить потери ионов высокой энергии из-за перезарядки на атомах.

### 1.2.2. Гамма-диагностика

Измерения на крупных токамаках DIII-D [31], TFTR [32], JET [33] и JT-60U [34] показали, что при возбуждении быстрыми ионами частиц основной плазмы и примесей (бериллия, бора, углерода и кислорода) образуется интенсивное гамма-излучение. По измеренным спектрам гамма-излучения можно определить наличие различных типов быстрых ионов, их относительную концентрацию, а также энергетическое распределение вдоль хорды наблюдения. Это возможно благодаря тому, что реакции возбуждения хорошо изучены, и многие из них носят резонансный и/или пороговый характер. С помощью томографических измерений возможно восстановление пространственного распределения ионов высокой энергии.

Существуют два наиболее важных для гамма-диагностики вида реакций – пороговые и резонансного захвата. Типичный пример пороговой реакции – неупругое рассеяние протона на углероде  $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)^{12}\text{C}$ . В случае резонансного захвата, например  $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ , интенсивность линий излучения пропорциональна плотности быстрых ионов резонансной энергии, что позволяет получить несколько энергетических значений их функции распределения.

Один из основных недостатков гамма-диагностики – высокая чувствительность к нейтронному излучению, из-за чего для ее применения в разрядах с большим нейтронным выходом требуется сложная аппаратура. Другой минус – гамма диагностика дает слишком мало информации о спектре быстрых ионов из-за низкого энергетического разрешения. Это не является проблемой в случае простого спектра надтепловых ионов (например, при ионно-циклотронном нагреве, где для описания спектра с помощью эффективной температуры достаточно всего двух точек), но этого недостаточно при сложной структуре спектра быстрых ионов (например, при инжекции пучка, состоящего из нескольких энергетических компонент). Также с помощью аппаратуры, применяемой в работах, указанных выше,

невозможно отделить вклад параллельной и перпендикулярной компонент скоростей, поскольку интенсивность гамма-излучения зависит только от значения энергии. Для измерения распределения по pitch углам вдоль линии наблюдения необходимо применять гамма-спектрометр высокого разрешения (как это предложено для ITER [35]), который позволяет измерять доплеровское уширение измеряемых линий гамма-излучения. Также гамма-диагностика не может быть применена на токамаках с низкой концентрацией быстрых ионов с энергией выше 1 МэВ, например, на токамаке Глобус-М, где максимальная энергия нейтральной инжекции составляет 30 кэВ, а все рождаемые в результате D-D синтеза протоны с энергией 3.02 МэВ теряются, не успевая возбудить примеси и частицы основной плазмы.

### 1.2.3. Диагностика коллективного томсоновского рассеяния

Диагностика коллективного томсоновского рассеяния может быть использована для измерения фазового распределения быстрых ионов с энергиями в МэВ-ном диапазоне [36]. Принцип работы диагностики заключается в том, что падающее излучение рассеивается на флуктуациях плазмы, основные из которых – флуктуации электронной плотности и флуктуации магнитного и электрического полей. Источником падающего излучения обычно является лазер или гиротрон. Для исследования ионов высокой энергии анализируется излучение, рассеянное микроскопическими флуктуациями, вызванными движением быстрых ионов. Пусть волновой вектор падающей волны –  $k^i$ , тогда антенна приемника регистрирует рассеянную волну с волновым вектором  $k^s = k^i + k^\delta$ . Если скорость быстрых ионов –  $v_i$ , то частота рассеянного сигнала будет сдвинута на  $\omega^\delta \approx v_i \cdot k^\delta$ . Таким образом рассеянный сигнал содержит информацию о проекции распределения быстрых ионов по скоростям на разностный вектор  $k^\delta$ . [37]. Зная данное распределение, можно рассчитать распределения быстрых ионов. Диагностика коллективного томсоновского рассеяния

обеспечивает как пространственное, так и временное разрешение. Основными недостатками данной диагностики являются ее высокая стоимость и сложная интерпретация результатов, поскольку зарегистрированный спектр излучения зависит не только от распределения быстрых ионов, но также от множества других параметров плазмы как в исследуемом объеме, так и вдоль распространения падающего и рассеянного излучения [38].

#### 1.2.4. Диагностика распределения быстрых ионов методом измерения спектра излучения плазмы

Информация о распределении быстрых ионов по энергиям содержится в спектре излучения быстрых атомов, образованных из-за перезарядки ионов водорода и дейтерия высокой энергии на нейтральных частицах. Для этого проводятся измерения сдвигов линий серии Бальмера атомов плазмы. Сдвиг спектральных линий D- $\alpha$  и H- $\alpha$  определяется эффектом Доплера [39], приводящим к изменению длины волны в зависимости от энергии движения быстрого иона параллельно линии наблюдения,  $E_{||}$ :

$$\Delta\lambda_{Doppler} = \lambda_0 \frac{\cos(\alpha) \cdot |\vec{v}|}{c} \propto \sqrt{E_{||}}, \quad (1.16)$$

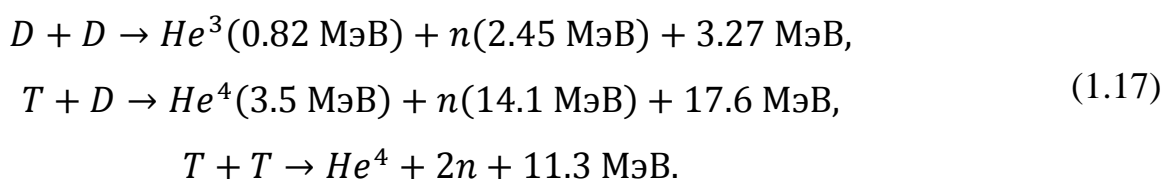
где  $c$  – скорость света,  $\lambda_0$  – несмещенная длина волны,  $\alpha$  – угол между вектором скорости  $\vec{v}$  и линией наблюдения. В результате может быть определена параллельная скорость перезарядившегося быстрого иона. Основное преимущество такой диагностики – одновременное измерение по большому числу линий наблюдения с хорошим временным разрешением [40].

Основной недостаток данной диагностики – невозможность однозначного разрешения по углам и энергиям в случае, если каждая пространственная точка наблюдается только под одним углом. Неопределенность возникает из-за того, что измеренный сдвиг длины волны

нельзя привязать к конкретной энергии, поскольку он может возникать из-за присутствия ионов с другой энергией и другим питч-углом. Также картину усложняет зависимость сечения перезарядки от энергии. Из-за существования данных недостатков для интерпретации результатов применяется обратное моделирование (рассчитанный сигнал детектора сравнивается с экспериментальным). В то же время данную диагностику удобно применять для изучения относительного изменения распределения быстрых ионов (например, из-за МГД возмущений). Использование нескольких линий наблюдений для каждой пространственной точки позволяет осуществлять томографические измерения [41] с однозначным разрешением по скоростям и питч-углам, однако существенно увеличивает стоимость и сложность такой диагностики. Другой недостаток диагностики заключается в том, что для получения приемлемого отношения сигнала к шуму, необходимо работать при низком уровне тормозного излучения, поэтому измерения возможны только в режимах с низкими плотностью и эффективным зарядом.

### 1.2.5. Нейтронная диагностика

Основные типы реакций синтеза, происходящих в плазме токамака и сопровождаемых нейтронным выходом:



Если две последние реакции представляют интерес в основном для токамаков будущего и исследовались только в тритиевых экспериментах [42] на JET и TFTR, то первая реакция характерна для современных установок, работающих с дейтериевыми плазмой и пучком. Для современных токамаков довольно распространен случай, когда нейтроны возникают в основном из-за взаимодействия быстрых ионов с ионами основной плазмы, и нейтронный

выход пропорционален числу быстрых ионов в плазме. Благодаря этому с помощью многохордовой диагностики [43], способной измерять профиль нейтронной эмиссии, можно получить пространственное распределение быстрых ионов в плазме.

Более сложной является диагностика нейтронной спектроскопии, данные которой позволяют вычислять распределение быстрых ионов по скоростям и, благодаря хорошему временному разрешению, изучать их взаимодействие с быстрыми МГД-неустойчивостями [44]. Однако такая диагностика работает лишь при интенсивном потоке нейтронов.

## **1.2.6. Корпускулярная диагностика**

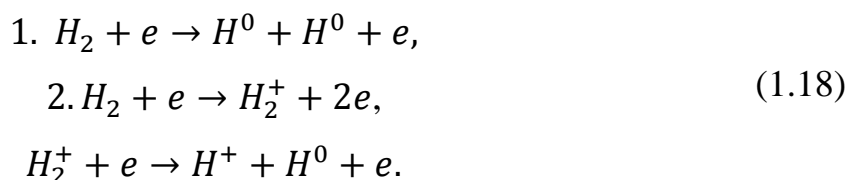
### **1.2.6.1. Физические принципы корпускулярной диагностики плазмы**

Для экспериментального исследования поведения быстрых ионов на токамаке Глобус-М применяется метод корпускулярной диагностики. Данный метод был предложен в 1960 году [45]. Он основан на изучении потоков атомов, испускаемых плазмой. Существует два варианта реализации метода – пассивный [46] и активный [47]. Первый предполагает изучение потоков частиц, непосредственно выходящих из плазмы, второй – изучение потоков, возникающих при перезарядке ионов плазмы на нейтральных частицах диагностического пучка атомов, инжектируемых в плазму.

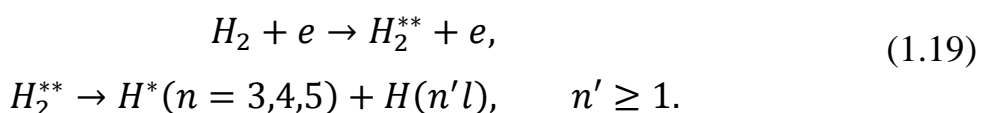
Поток атомов, покидающих плазму, образуется из-за рекомбинации и перезарядки ионов. Для токамаков основным каналом образования потока атомов является перезарядка [48]. Ионы могут перезарядаться на нейтральных атомах, содержащихся в любой плазме в небольшом количестве. Рассмотрим подробнее этот процесс. Существует три основных причины возникновения нейтральных атомов в плазме.

Первая причина – проникновение нейтральных частиц (в основном атомов водорода и дейтерия) с периферии плазменного шнура. Исследования

на многих токамаках показали, что рядом со стенкой разрядной камеры существует три группы атомов [49]. Одна группа – это франк-кондоновские атомы с энергией 2-4 эВ. Они возникают из-за того, что адсорбированные стенкой молекулы покидают ее под действием излучений плазмы и диссоциируют в результате следующих процессов:



Другая группа – это атомы с энергией 0.3-0.5 эВ, возникающие в результате диссоциации возбужденных молекул:



И наконец, последняя группа – это атомы с энергией от нескольких десятков до нескольких сотен эВ, соответствующие температуре фоновых атомов вблизи последней замкнутой магнитной поверхности.

Атомы, находящиеся вблизи границы плазмы, проникают к центру шнура, попутно перезаряжаясь на более горячих ионах. Таким образом, появляется новое поколение атомов с более высокими энергиями, часть из которых проникает еще глубже, перезаряжаясь на еще более горячих ионах. Процесс перезарядки будет продолжаться до тех пор, пока не произойдет ионизация, либо пока атом не покинет плазму. Поскольку при низких энергиях перезарядка намного вероятнее ионизации, в плазме присутствует несколько поколений атомов, причем энергия каждого последующего поколения больше энергии предыдущего. Таким образом, в токамаке образуется распределение атомов: их концентрация падает от периферии к центру плазменного шнура, а энергия – растет.

Вторая причина – рекомбинация ионов с электронами. Она играет заметную роль в центре плотной горячей плазмы, куда проникновение атомов с периферии затруднено.

Третья причина – инжекция пучков атомов для дополнительного нагрева и диагностики плазмы, легко проникающих в центр плазмы из-за высокой энергии инжектируемых частиц. Следует отметить, что если линия наблюдения анализатора пересекает линию нейтральной инжекции, как в экспериментах на токамаке Глобус-М, то обычно можно утверждать, что вместо пассивного метода корпускулярной диагностики применяется квазиактивный метод, поскольку эмиссия атомов из области пересечения сравнима с эмиссией из остальной плазмы.

Выражение для потока атомов типа  $j$  с энергией  $E$  из единичного объема плазмы имеет вид:

$$\Phi_j(E) = n_{ij}(E)f_{ij}(E) \left( \sum_k n_{0k} \langle \sigma_{cx} v \rangle_{jk} + n_e \langle \sigma_{rec} v \rangle_j \right), \quad (1.20)$$

где суммирование ведется по всем типам атомов,  $n_{ij}(E)$  – плотность ионов типа  $j$ ,  $f_{ij}(E)$  – функция распределения этих ионов,  $n_{0k}$  – плотность атомов типа  $k$ ,  $\langle \sigma_{cx} v \rangle_{jk}$  – скорость перезарядки ионов типа  $j$  на атомах типа  $k$ , усредненная по распределению их относительной скорости,  $n_e$  – плотность электронов,  $\langle \sigma_{rec} v \rangle_j$  – скорость рекомбинации ионов типа  $j$ , усредненная по распределению относительной скорости ионов и электронов.

Чтобы получить выражение для потока атомов с энергией  $E$  через единичную площадку в пределах единичного телесного угла, регистрируемого атомным анализатором, необходимо проинтегрировать соотношение (1.20) по хорде  $L$  вдоль линии наблюдения с учетом фактора ослабления  $\mu_j(E, x)$ :

$$\Gamma_{0j}(E) = \frac{1}{4\pi} \int_0^L \Phi_j(E, x) \mu_j(E, x) dx, \quad (1.21)$$

где  $x$  – координата вдоль линии наблюдения.



Фактор ослабления в выражении (1.21) отражает наличие поглощения атомов в плазме на пути от места их рождения до анализатора. Выражение для фактора ослабления можно записать в следующем виде:

$$\mu(E, x) = \exp \left( - \int_x^L \sum_{j,k} n_j(x) \frac{\langle \sigma v \rangle_{jk}}{v_b} dl \right), \quad (1.22)$$

где суммирование ведется по всем компонентам  $j$  и процессам  $k$ , вносящим вклад в ионизацию атомов,  $n_j(x)$  – плотность соответствующих компонентов,  $\langle \sigma v \rangle_{jk}$  – скорость реакции процесса  $k$ , усредненная по распределению относительной скорости атомов и частиц  $j$ ,  $v_b$  – скорость атомов.

В простом случае, когда выполнено три условия: используется активный метод корпускулярной диагностики быстрых частиц; абсолютная величина показателя экспоненты в выражении (1.22)  $\ll 1$  ( $\mu = 1$ ) вдоль всего плазменного шнура (прозрачная плазма); рекомбинацией можно пренебречь, выражение (1.20) принимает вид

$$\Phi_j(E) = n_{ij}(E) f_{ij}(E) n_0 \langle \sigma_{cx} v \rangle_j, \quad (1.23)$$

где  $n_0$  – плотность атомов основного компонента плазмы,  $\langle \sigma_{cx} v \rangle_j$  – скорость перезарядки ионов типа  $j$  на атомах основной плазмы. Таким образом, выражение для потока атомов, регистрируемых анализатором (1.21), преобразуется к виду:

$$\Gamma_{0j}(E) = \frac{1}{4\pi} n_{ij}(E, 0) f_{ij}(E, 0) n_0(x) \langle \sigma_{cx} v \rangle_j \Delta L, \quad (1.24)$$

где  $\Delta L$  – область пересечения линии наблюдения анализатора с пучком инжектируемых атомов,  $n_{ij}(E, 0)$ ,  $n_0(x)$  – плотность ионов типа  $j$  и атомов основной плазмы в точке пересечения,  $f_{ij}(E, 0)$  – функция распределения ионов в области пересечения. В этом случае по измеренным значениям

$\Gamma_{0j}(E)$  можно легко восстановить функцию распределения ионов по энергиям внутри плазмы  $f_{ij}(E)$ .

В общем случае, когда нельзя применить описанные выше упрощения, используется метод обратного моделирования. Сначала выполняется расчет функции распределения надтепловых ионов в плазме, далее симулируется сигнал анализатора. После этого происходит сравнение рассчитанного сигнала с экспериментальным.

### **1.2.6.2. Общие принципы работы атомных анализаторов**

Схема анализатора атомов перезарядки наиболее распространенного типа – с анализом по энергии и массе в электрическом и магнитном полях – представлена на рисунке 1.3. Диагностика этого типа применялась в экспериментах, описанных в данной работе. Вакуумный затвор, установленный на входе, отделяет анализатор от разрядной камеры установки, удерживающей плазму. Далее располагается конденсатор, отсеивающий заряженные частицы, попадающие из плазмы. Для анализа по массе и энергии атомы должны быть ионизованы. Ионизация осуществляется за счет обдирки атомов при прохождении через газовую мишень [45] или тонкую фольгу [50]. Вторичные ионы анализируются по энергии и массе в магнитном и электрическом полях, после чего регистрируются детекторами.

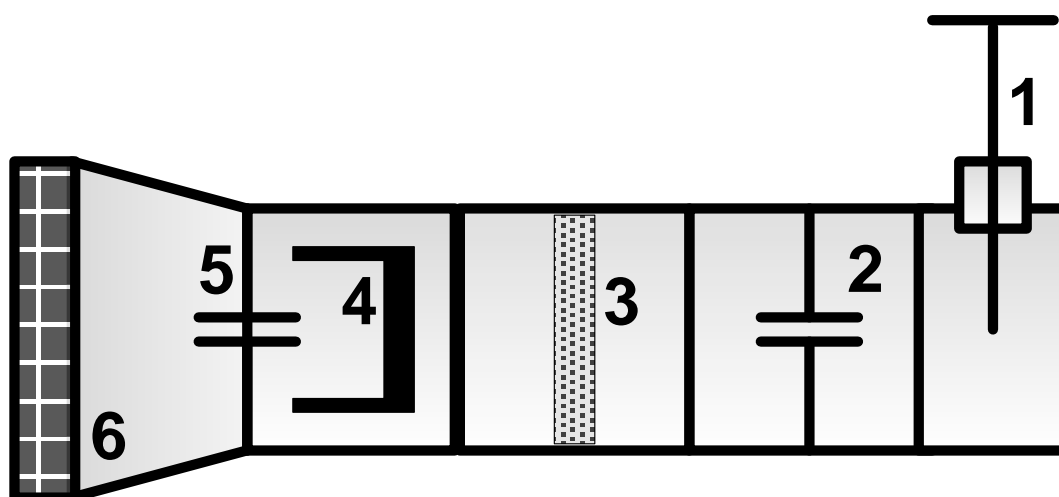


Рисунок. 1.3. Схема анализатора атомов перезарядки. 1 – вакуумный затвор; 2 – конденсатор очистки; 3 – камера обдирки; 4 – анализирующий магнит; 5 – анализирующий конденсатор; 6 – детекторы.

Обдирку в газовых мишенях рационально применять для атомов с энергией выше  $\sim 100$  эВ [51]. При использовании в анализаторе мишени такого типа требуется дополнительная система откачки для поддержания вакуума вне камеры обдирки. Газовые мишени бывают двух типов: на постоянном потоке газа и импульсные. Поскольку толщина мишени на постоянном потоке газа ограничена возможностями системы откачки, такая мишень, как правило, является тонкой – обдирка атомов происходит в основном за счет однократных столкновений. В этом случае эффективность ионизации определяется сечением обдирки анализируемых атомов на молекулах мишени, которое максимально для азота [52].

Для увеличения эффективности обдирки используются импульсные мишени. Такие мишени являются толстыми – обдирка происходит за счет многократных столкновений. В этом случае эффективность ионизации определяется соотношением сечений обдирки и перезарядки атомов на молекулах мишени, которое максимально для гелия [53].

Обдирка при прохождении через тонкую фольгу эффективна при энергиях атомов выше  $\sim 5$  кэВ. В отличие от анализаторов с газовыми мишенями, анализаторы с обдиркой на тонких фольгах не требуют дополнительной системы откачки. В качестве обдирочной фольги обычно

используется углеродная пленка толщиной 50-300 Å или менее прочная алмазоподобная пленка толщины того же порядка [54].

Поскольку одним из основных недостатков обдирки в тонких пленках при низких энергиях является сильное рассеяние атомов, для улучшения эффективности анализатора (особенно при энергиях анализируемых атомов ниже ~5 кэВ) часто применяется фокусировка вторичных ионов. Для фокусировки используется доускорение вторичных ионов в электрическом поле, благодаря чему также увеличивается соотношение сигнал/шум в детекторах анализатора.

Для анализа по энергии и массе используются электрическое и магнитное поля. Если плазма однокомпонентная, либо изотопный эффект не является объектом исследования, достаточно анализа ионов по энергиям. Для этих целей применяются конденсаторы с плоскими [55, 56] или цилиндрическими [54, 57] обкладками. Поскольку электростатический анализатор обеспечивает фокусировку ионов при повороте на угол  $\theta = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \approx 127^\circ$  [58], модели анализаторов с поворотом на  $127^\circ$  обладают максимальным энергетическим разрешением; достоинство моделей с поворотом на меньший угол – компактность.

Если плазма состоит из нескольких компонентов и изотопный эффект является объектом исследования, помимо анализа атомов по энергии необходимо использовать анализ по массе. В первых моделях анализаторов ионы подвергались дисперсии по импульсам, а затем дисперсии по энергиям в ортогональных магнитном и электрическом полях [59]. Два основных недостатка таких анализаторов – большие размеры и малое число измерительных каналов [60].

В последующих моделях анализаторов ортогональные магнитное и электрическое поля были заменены на параллельные. При такой конфигурации анализирующей системы в магнитном поле происходит дисперсия по импульсам, а в электрическом – по массам. Поля могут

перекрываются [61], а могут быть разнесены в пространстве [62]. Конструкция с перекрывающимися полями обладает существенным недостатком – расстояние между полюсами магнита намного больше, чем при разнесенных полях. Поскольку индукция магнитного поля, создаваемого катушкой с током,  $\sim \frac{1}{l}$ , где  $l$  – расстояние между полюсами, для создания одного и того же магнитного поля в анализаторе с перекрывающимися полями потребуется больший ток, чем в анализаторе с полями, разнесенными в пространстве. Кроме того, при увеличении расстояния между полюсами возрастает влияние краевых полей на траектории ионов, что отрицательно сказывается на измерительных характеристиках анализатора.

После анализа в электрическом и магнитном полях ионы регистрируются детекторами. На первых токамаках использовался один измерительный канал для регистрации ионов после дисперсии в переменном (ступенчатом или пилообразном) электрическом поле [46]. На современных установках используются многоканальные анализаторы, способные одновременно измерять значения потоков атомов различных энергий. Для регистрации атомных потоков рационально использовать детекторы с низкой чувствительностью к фону – нейтронному и электромагнитному излучениям: ВЭУ [63], микроканальные пластины [57] или сцинтилляционные детекторы [64]. При малых потоках атомов применяется счетный режим работы детекторов, при больших – токовый.

### **1.3. Основные результаты исследований поведения быстрых частиц в токамаках**

#### **1.3.1. Поведение быстрых частиц в классических токамаках**

Поведение быстрых частиц в классических токамаках достаточно хорошо изучено и подробно описано [65, 66]. Исследования показали, что в

большинстве случаев моделирование удовлетворительно воспроизводит взаимодействие быстрых частиц с плазмой токамака, а рассчитанная функция распределения надтепловых ионов совпадает с измеренной в эксперименте. В отсутствие МГД-неустойчивостей замедление быстрых ионов происходит за счет кулоновских столкновений с ионами и электронами плазмы, а потери высокоэнергетичных частиц незначительны. Из-за больших размеров классических токамаков потери быстрых атомов на пролет очень низки. Потери с первой орбиты зависят в основном от тока плазмы и энергии быстрых ионов и достаточно точно определяются с помощью дрейфового приближения. Гофрировка тороидального магнитного поля на наружном обходе, связанная с существованием зазора между катушками тороидального магнитного поля, может вызывать существенные потери быстрых ионов. Эта проблема решается на этапе проектирования токамака подбором количества катушек тороидального магнитного поля и их размеров, а также с помощью использования ферромагнитных вставок, располагающихся между ними. Потери быстрых ионов, связанные с кулоновским рассеянием и взаимодействием с турбулентностью плазмы, незначительны из-за усреднения влияния этих процессов при движении ионов по орбите, размеры которой существенно превосходят размеры орбиты тепловых ионов. Напротив, МГД-возмущения плазмы токамака – резонансные (фишбоны, альфвеновские моды) и нерезонансные (пилообразные колебания) – могут вызывать значительные потери быстрых ионов. Также возможно влияние быстрых ионов на устойчивость плазмы. Например, ионы, движущиеся перпендикулярно магнитному полю, стабилизируют пилообразные колебания, в то время как ионы, движущиеся вдоль магнитного поля, возбуждают альфвеновские моды.

Большинство текущих исследований поведения быстрых частиц в классических токамаках направлено на поддержку проекта ITER [67, 68], а также будущих термоядерных токамаков-реакторов. Основная особенность данных токамаков – наличие в плазме не только быстрых ионов,

возникающих при применении методов дополнительного нагрева, но и альфа-частиц, образующихся в результате синтеза дейтерия и трития. На настоящий момент исследования альфа-частиц в токамаках проводились только в тритиевых экспериментах на JET и TFTR [42]. В этих экспериментах было показано, что в отсутствие МГД неустойчивостей поведение альфа-частиц обусловлено кулоновскими процессами. В соответствии с расчетами для токамака ITER прямые потери и потери при замедлении будут намного ниже допустимых в проекте, как для альфа-частиц, так и для быстрых ионов, связанных с применением методов дополнительного нагрева. Однако использование катушек для подавления неустойчивостей, локализованных на границе (ELMов), может вносить значительные возмущения в магнитное поле на периферии плазмы, приводящие к потере порядка 10% вкладываемой при нейтральной инжекции мощности [69]. При этом потери альфа-частиц не будут превышать 1% из-за их преимущественно центральной локализации.

Основные проблемы с удержанием быстрых ионов в токамаках-реакторах будут связаны с МГД-неустойчивостями, самыми опасными из которых являются альфвеновские моды [70], в особенности тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ - toroidal Alfvén eigenmodes). В последнее время большинство исследований поведения быстрых ионов на классических токамаках было посвящено этим неустойчивостям. Альфвеновские моды раскачиваются быстрыми ионами, движущимися со скоростями, превышающими альфвеновскую  $V_f > V_A$ :

$$V_A = B / (4\pi n_i m_i)^{1/2}, \quad (1.25)$$

$B$  – магнитное поле;

$n_i$  – концентрация ионов;

$m_i$  – масса ионов.

Если в современных классических токамаках данное условие соблюдается редко, то в термоядерных реакторах оно будет выполнено для

альфа-частиц из-за их высокой энергии. Несмотря на то, что наличие альфвеновских мод было предсказано в теоретической работе в 1986 году [71], а их экспериментальные исследования ведутся довольно давно [72, 73], в настоящий момент не разработано ни верифицированных методов, способных точно предсказывать влияние альфвеновских мод на быстрые ионы, ни методов контроля этих неустойчивостей, необходимых для реакторов будущего.

### **1.3.2. Поведение быстрых частиц в сферических токамаках**

Гораздо меньше данных о поведении высокоэнергетичных частиц получено для сферических токамаков. Это объясняется тем, что из всех существующих в мире сферических установок, инжектором – основным источником быстрых частиц – были оснащены только токамаки Глобус-М, NSTX, MAST и START. Самое первое исследование удержания частиц высокой энергии на сферическом токамаке было выполнено на закрытой в настоящее время установке START (Великобритания) [74], которая имела близкие к Глобусу-М размеры и параметры нагревного пучка, но более низкое значение тороидального магнитного поля. В экспериментах было показано, что в таких условиях полные потери мощности водородного пучка с энергией 30 кэВ приблизительно равны 30-40%, при этом большую часть потерь составляют орбитальные потери. Несмотря на это за счет применения нейтральной инжекции на START удалось получить существенное улучшение параметров разряда, а значения параметра бета (отношения газокINETического давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля) многократно превышали величины, характерные для традиционных токамаков. Сферические токамаки NSTX и MAST имеют большие размеры по сравнению с токамаком START, благодаря чему частицы высокой энергии удерживаются эффективнее. На токамаке NSTX при инжекции дейтерия с энергией до 80 кэВ прямые потери быстрых частиц при работе с высоким



током плазмы достигали 10% [18, 25], а полные потери – 20% [75]. На токамаке MAST при инжекции дейтерия с энергией 40-70 кэВ потери составляли несколько процентов и происходили преимущественно из-за перезарядки при замедлении. [76].

В сферических токамаках, работающих при относительно низких магнитных полях, скорость быстрых ионов, возникающих при применении дополнительного нагрева, может многократно превышать альфвеновскую, что является благоприятным условием для раскачки широкого диапазона возмущений. Эксперименты на сферических токамаках START [77], MAST [78] и NSTX [79] продемонстрировали возбуждение различных неустойчивостей альфвеновского диапазона частот. Согласно линейной теории параметры сферических токамаков NSTX и MAST допускают одновременное существование сразу нескольких альфвеновских мод с различными тороидальными волновыми числами. При достаточно больших амплитудах моды начинают взаимодействовать друг с другом, приводя к формированию так называемых альфвеновских лавин. Как показали эксперименты, именно они приводят к наибольшим потерям и перераспределению в пространстве быстрых ионов. Так на сферическом токамаке NSTX падение нейтронного выхода при коротких вспышках TAE длительностью порядка 1 мс достигало 40 % [80], что является свидетельством сильного радиального транспорта или потерь быстрых ионов.

Большинство экспериментов с нейтральной инжекцией на токамаках выполнено при инжекции пучка по направлению тока плазмы (ко-инжекция) для снижения потерь быстрых частиц и более эффективной генерации токов увлечения [81]. Инжекция навстречу току плазмы (контр-инжекция) также представляет интерес, поскольку может быть использована для получения улучшенного режима удержания (H-моды) без неустойчивостей, локализованных на периферии (ELM – edge localized mode), приводящих к импульсной нагрузке на элементы внутренних конструкций токамака и

вызывающих их быструю эрозию [82]. В частности, контр-инжекция позволяет получить так называемый спокойный режим улучшенного удержания (quiescent H-mode) [83], в котором отсутствуют неустойчивости типа ELM, не происходит накопления примесей, а H-фактор выше, чем при применении ко-инжекции. Исследования также показали, что контр-инжекция обладает рядом других преимуществ – такими, как пониженный порог по плотности при переходе в H-моду. На токамаке Туман-3М при использовании контр-инжекции нижний порог H-моды по плотности составлял  $0.5 \cdot 10^{19}$ , что в 2.5 раза ниже, чем в омическом режиме и в режиме с ко-инжекцией. [84]. Другим преимуществом применения контр-инжекции является то, что она позволяет создавать сильное вращение плазмы, подавляющее резистивную моду, стабилизируемую стенкой (resistive wall mode). Так на токамаке MAST вращение плазмы, создаваемое с помощью контр-инжекции атомов, превосходило вращение, создаваемое с помощью ко-инжекции [85]. Необходимо отметить, что контр-инжекция атомов высокой энергии на сферических токамаках мало исследована. Эксперименты на токамаках START и MAST показали, что высокие потери вводимой мощности, характерные для нейтральной инжекции на сферических токамаках, значительно возрастают при применении контр-инжекции и достигают 97% [74] и 50-80% [86] соответственно. Если на токамаке START при применении контр-инжекции не было замечено существенного улучшения удержания плазмы по сравнению с омическим режимом, то на токамаке MAST удержание плазмы значительно улучшалось, а H-фактор был в 2 раза выше, чем при ко-инжекции.

Основным источником частиц высокой энергии в токамаке Глобус-М является нейтральный инжектор. Благодаря применению нейтральной инжекции на токамаке Глобус-М было получено значительное улучшение параметров разряда, в том числе наблюдался существенный рост ионной температуры плазмы (с 200 до 800 эВ во время инжекции дейтерия с энергией 25 кэВ [87]). Высокая температура достигалась при смещении

плазменного шнура к внутренней стенке токамака. Однако причины увеличения эффективности нагрева при смещении плазменного шнура установлены не были. Также были получены экспериментальные результаты, указывающие на значительные потери быстрых частиц [88]. Прямые потери быстрых частиц при инжекции водорода и дейтерия с энергией 18 кэВ были оценены с помощью анализа спектров атомов перезарядки и составляли 25 и 50% соответственно. Моделирование орбит быстрых ионов подтвердило полученные оценки. Кроме того, было установлено, что имеется сильная зависимость уровня орбитальных потерь от величины полного магнитного поля. В экспериментах на токамаке Глобус-М были обнаружены альфвеновские моды, однако их корреляция с потерями быстрых ионов не была установлена из-за отсутствия необходимых диагностик [89].

Для дальнейших исследований поведения быстрых частиц на токамаке Глобус-М требовалось:

- Внедрить новые компьютерные коды, позволяющие рассчитывать не только прямые потери быстрых частиц, но и потери ионов высокой энергии при замедлении.
- Расширить экспериментальную базу данных, проведя серию экспериментов по инжекции высокоэнергичных пучков частиц в плазму сферического токамака Глобус-М в широком диапазоне токов плазмы (105-250 кА), значений тороидального магнитного поля (0.25 – 0.4 Тл), энергий инжекции (18-26 кэВ), плотностей ( $1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  –  $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), при разном положении плазменного шнура внутри камеры (расстояние от стенки токамака до границы плазмы от 3 см до 8 см).
- Объяснить увеличение эффективности нагрева при изменении положения плазменного шнура.

- Улучшить временное разрешение комплекса корпускулярной диагностики для изучения влияния пилообразных колебаний и альфвеновских мод на удержание быстрых ионов.
- Провести измерения потерь быстрых частиц в режиме с контринжекцией атомов высокой энергии в токамаке Глобус-М.
- Использовать компьютерные коды, проверенные в ходе экспериментальных исследований, для моделирования поведения быстрых частиц в токамаке Глобус-М2.

#### 1.4. Выводы к главе 1

Из-за сложности физических процессов, происходящих с инжектируемыми частицами в плазме, для моделирования их поведения применяются численные коды, наиболее распространенный из которых – NUBEAM. Как правило, численные коды состоят из трех частей: расчет ионизации инжектируемого пучка, вычисление орбит быстрых ионов и моделирование их замедления.

Из-за низкого магнитного поля в сферических токамаках траектории быстрых ионов существенно отличаются от траекторий в классических токамаках и плохо описываются дрейфовым приближением.

Потери быстрых частиц делятся на три основные группы: прямые потери, включающие потери атомов высокой энергии напролет и так называемые потери быстрых ионов с первой орбиты; потери высокоэнергетичных ионов при торможении; потери быстрых ионов из-за МГД неустойчивостей плазмы.

Основные виды диагностик, применяемых для исследования удержания быстрых ионов в токамаке – это детекторы потерь быстрых ионов, гамма-диагностика, диагностика коллективного томсоновского рассеяния, нейтронная диагностика, D- $\alpha$  диагностика быстрых ионов и корпускулярная диагностика. Каждая из данных диагностик обладает своими

достоинствами и недостатками. Для экспериментального исследования поведения быстрых ионов на токамаке Глобус-М применяется метод корпускулярной диагностики.

Поведение быстрых частиц в классических токамаках достаточно хорошо изучено и подробно описано. Значительные потери в крупных классических установках связаны только с МГД-неустойчивостями плазмы.

Гораздо меньше данных о поведении высокоэнергетичных ионов получено для сферических токамаков. В этих установках наряду с потерями, связанными с МГД-неустойчивостями, существенную роль могут играть прямые потери и потери при замедлении. Из-за относительно низких магнитных полей в сферических токамаках скорость быстрых ионов, возникающих при применении дополнительного нагрева, может многократно превышать альфвеновскую, что является благоприятным условием для развития широкого диапазона альфвеновских возмущений. Большинство экспериментов с нейтральной инжекцией на токамаках выполнено при инжекции пучка по направлению тока плазмы. Изменение направления инжекции приводит к увеличению потерь быстрых ионов, но дает возможность получения режима улучшенного удержания без неустойчивостей, локализованных на границе.

## 2. Экспериментальная установка и применяемые методы

### 2.1. Экспериментальная установка

#### 2.1.1. Сферический токамак Глобус-М

Описываемые в работе эксперименты проходили на единственном в России сферическом токамаке Глобус-М [10, 90]. Данная установка входит в тройку ведущих мировых токамаков с малым аспектным отношением наряду с токамаками NSTX [91] и MAST [92]. Большой радиус плазменного шнура  $R$  приблизительно равен 0.36 м, малый  $a$  – 0.24 м, что соответствует аспектному отношению

$$A = R / a = 1.5. \quad (2.1)$$

Глобус-М – единственный в России токамак, на котором может быть создана диверторная конфигурация плазменного шнура, имеющий Д-образное сечение плазмы, характерное для современных токамаков, при этом вертикальная вытянутость шнура  $k$  может достигать 2.2, а треугольность (смещение по  $R$  от магнитной оси положения точек максимальной вытянутости, выраженное в единицах  $a$ )  $\delta$  – 0.5. Основные параметры плазмы токамака Глобус-М указаны в Таблице 2.1. Также Глобус-М – один из четырех сферических токамаков в мире (наряду с MAST, NSTX, START), на котором применяется инжекция атомов высокой энергии. Параметры нейтрального инжектора указаны в Таблице 2.2. В экспериментах, описываемых в данной работе, инжектор атомов высокой энергии является основным источником быстрых частиц: атомов высокой энергии и надтепловых ионов.

Таблица 2.1. Основные параметры плазмы токамака Глобус-М

Параметр	Значение
Большой радиус $R$ , м	0.36
Малый радиус $a$ , м	0.24
Аспектное отношение $A$	1.5
Вытянутость в вертикальном направлении $k$	$< 2$
Треугольность $\delta$	$< 0.5$
Объем, занимаемый плазмой $V_p$ , м <sup>3</sup>	$\sim 0.5$
Длительность разряда $t_p$ , с	$< 0.13$
Ток по плазме $I_p$ , МА	$< 0.25$
Тороидальное поле $B_{tor}$ , Тл	0.4
Мощность омического нагрева $P_{OH}$ , МВт	$\sim 0.3$
Средняя температура ионов $\langle T_i \rangle$ , кэВ	0.4
Средняя температура электронов $\langle T_e \rangle$ , кэВ	0.5
Максимальная средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle_{max}$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$	1
Энергетическое время жизни $\tau_E$ , мс	$< 10$
Столкновительность $\nu^* = \nu_{ei} / \nu_{\omega b}$	0.1-1

Таблица 2.2. Основные параметры системы нейтральной инжекции токамака Глобус-М

Параметр	Значение	
Направление инжекции	Ко-/Контр-, в экваториальной плоскости	
Инжектируемые атомы	Н/Д	
Энергия инжекции $E_{NBI}$ , кэВ	18-30	
Мощность инжекции $P_{NBI}$ , МВт	0.3-1	
Максимальная длительность инжекции $t_{NBI}$ , мс	50	
Прицельный параметр $R_{NBI}$ , м	0.32	
Характерный компонентный состав пучка ( $N_{E_b} : N_{E_b/2} : N_{E_b/3}$ ), $E_b = 18 \text{ кэВ} / E_b = 26 \text{ кэВ}$	Н	33:38:29/55:30:15
	Д	40:36:24/65:25:10
Фокусное расстояние $F_{NBI}$ , м	в горизонтальной плоскости	2.5-3
	в вертикальной плоскости	2.5-3.5
Угол расхождения пучка $\theta_{div}$ , градус	горизонтальный	0.6
	вертикальный	1.5

Токамак Глобус-М оснащен уникальным диагностическим комплексом, использованным в проведенных экспериментах [93]. Измерение тока плазмы осуществлялось с помощью пояса Роговского, установленного внутри камеры токамака. Профили электронной плотности и температуры измерялись системой томсоновского рассеяния [94]. Она способна проводить до 20 временных измерений температуры и плотности в восьми пространственных точках вдоль большого радиуса токамака. Мониторные измерения значения среднечордовой электронной плотности осуществлялись с помощью СВЧ-интерферометра. Он работал на длине волны 0.8-1.5 мм и имел вертикальную хорду, проходящую на расстоянии 42 см от оси токамака. Интерферометр рассчитан на измерение средней плотности плазмы до  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Магнитная конфигурация плазменного шнура восстанавливалась с помощью кода EFIT [95]. При изучении МГД неустойчивостей применялись полоидальный и тороидальный массивы магнитных зондов, детектор жесткого рентгеновского излучения и обзорный полупроводниковый детектор мягкого рентгеновского излучения на основе SPD фотодиода [96]. Фотодиод, помещенный за бериллиевую фольгу толщиной 50 мкм, регистрировал мягкое рентгеновское излучение в диапазоне 2-40 кэВ. Датчик жесткого рентгеновского излучения представлял собой сцинтилляционный детектор NaI(Tl), состоящий из сцинтиллятора и ФЭУ, помещенных в свинцовый коллиматор. Полоидальный и тороидальный массивы зондов были образованы соответственно из 26 и 16 магнитных зондов, расположенных внутри разрядной камеры токамака. Полоидальный массив был установлен в одном полоидальном сечении и измерял тангенциальную составляющую (по отношению к вакуумной камере) полоидального магнитного поля плазменного шнура. Тороидальный массив был установлен в экваториальной плоскости вдоль тороидального направления обхода. Эти зонды являлись двухкомпонентными и измеряли тангенциальную и нормальную составляющие (по отношению к вакуумной камере) полоидального магнитного поля. Для наблюдения Альфвеновских



возмущений применялись четыре высокочастотных магнитных зонда [89, 97], расположенных в экваториальной плоскости установки, ориентированных на измерение нормальной составляющей (по отношению к вакуумной камере) полоидального магнитного поля. Особенностью данных зондов является отсутствие стальных корпусов, ограничивающих полосу частот регистрируемых колебаний, а также наличие полосовых фильтров с максимальным коэффициентом усиления  $\sim 30$  в диапазоне 100-200 кГц. Это позволяет наблюдать Альфвеновские возмущения с низкой амплитудой на фоне более сильных низкочастотных сигналов и помех. Для измерения нейтронного потока применялся  $\text{He}^3$ -газоразрядный счетчик, работающий на смеси газов  $\text{He}^3$ , Ar и  $\text{CO}_2$ , с полиэтиленовым замедлителем.

Основными рабочими инструментами, постоянно используемыми для измерений нейтронного потока, ионной температуры, изотопного состава плазмы и спектров ионов высокой энергии, в данной работе являлись модернизированный в 2012 году комплекс корпускулярной диагностики токамака Глобус-М [98], состоящий из двух анализаторов атомов перезарядки типа АКОРД [63], и нейтронный детектор.

### **2.1.2. Модернизированный комплекс корпускулярной диагностики**

Схема размещения аппаратуры комплекса корпускулярной диагностики на токамаке показана на рисунке 2.1, *a*. Анализатор АКОРД-12, линия наблюдения которого направлена вдоль большого радиуса токамака (перпендикулярно направлению тороидального магнитного поля), в основном использовался для изучения поведения ионов плазмы в тепловой области спектра ( $E < 2 - 10 T_i$ , где  $T_i$  – ионная температура). Хорда вдоль линии наблюдения является самой короткой, а непрозрачность плазмы, как следствие, минимальна, что благоприятно сказывается на точности измерений. Полученные данные о распределении ионов применялись для

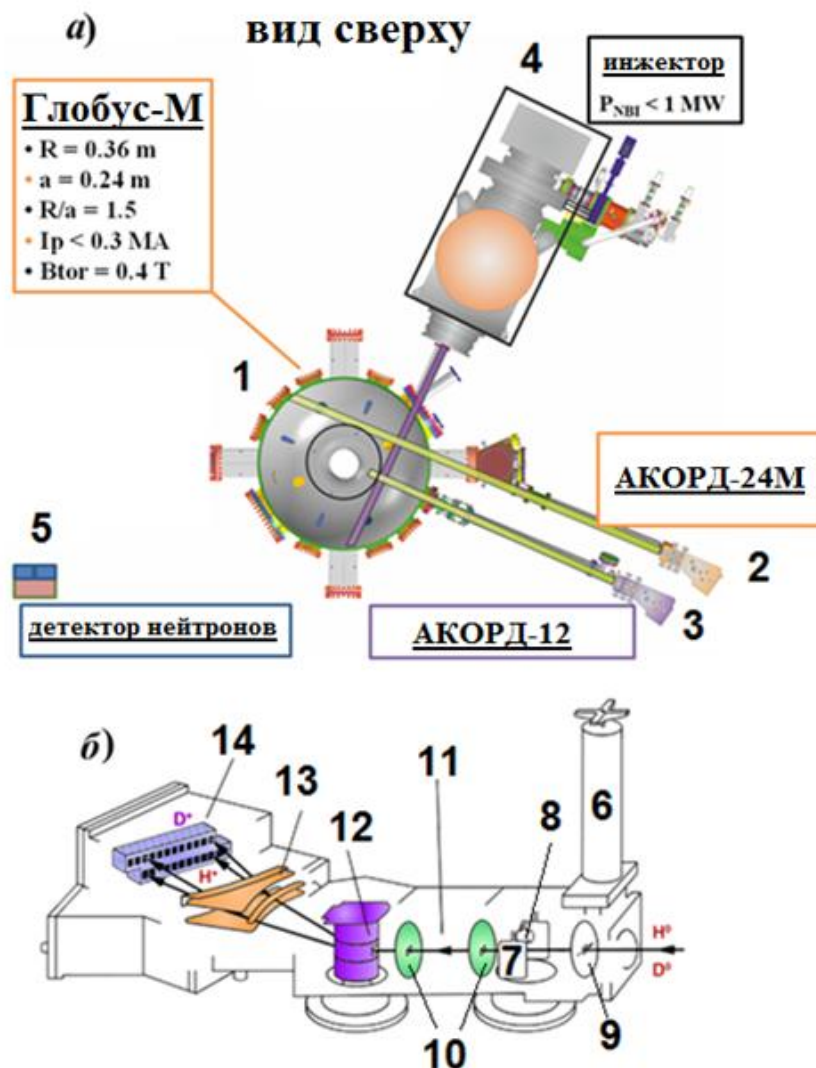


Рисунок 2.1. Комплекс корпускулярной диагностики сферического токамака Глобус-М (1): а) – схема размещения аппаратуры; 2 – анализатор АКОРД-24М, 3 – анализатор АКОРД-12, 4 – инжектор, 5 – нейтронный детектор. б) – анализатор АКОРД-24М (2); 6 – вакуумный затвор, 7 – конденсатор очистки, 8 – ионный источник, 9 – входной коллиматор, 10 – коллиматор камеры обдирки, 11 – камера обдирки, 12 – анализирующий электромагнит, 13 – анализирующий конденсатор, 14 – детекторы.

восстановления ионной температуры и изотопного состава плазмы с помощью кода DOUBLE [99].

Анализатор АКОРД-24М, линия наблюдения которого направлена тангенциально к окружности с радиусом, равным прицельному радиусу инжекции (см. рисунок 2.1, а), применялся для исследования спектра ионов, возникающих при торможении частиц пучка в экспериментах по нейтральной инжекции, в надтепловой области ( $E > 2 - 10 T_i$ ).

Необходимость применения анализатора с таким углом наблюдения обусловлена тем, что до достижения критической энергии  $E_c$  [65] питч-углы инжектированных частиц практически не меняются благодаря преимущественному торможению на электронах (при типичных условиях разряда в токамаке Глобус-М для водородного пучка  $E_c \approx 6$  кэВ, для дейтериевого – 12 кэВ).

Основные параметры анализаторов АКОРД-12 и АКОРД-24М указаны в Таблице 2.3. Схема анализатора АКОРД-24М приведена на рисунке 2.1, б. Анализатор Акорд-12 имеет аналогичную конструкцию, но меньшее число детекторов (2 линейки по 6 детекторов). На входе анализатора установлен вакуумный затвор 6. Плоский электростатический конденсатор 7, расположенный перед камерой обдирки, убирает заряженные частицы из потока, поступающего из плазмы. Часть атомов ионизируется на азотной мишени в камере обдирки 11. На входе и выходе камеры имеются щели 10, ширина которых вместе с высотой входной щели определяет телесный угол наблюдения анализатора. Вторичные ионы, образовавшиеся после обдирки, подвергаются дисперсии по импульсу в поле электромагнита 12, а затем по массе в поле электростатического конденсатора 13. Пластины анализирующего конденсатора имеют такую форму, что угол отклонения в электрическом поле зависит только от массы иона и не зависит от энергии (тангенс угла отклонения для ионов с одинаковым импульсом пропорционален их массе). Регистрация ионов производится двадцатью четырьмя детекторами 14, работающими в счетном режиме.

Анализатор Акорд-24М был установлен на токамак Глобус-М в результате модернизации комплекса корпускулярной диагностики. Вместе с ним была разработана новая система контроля, управления и сбора данных, позволяющая осуществлять удаленное управление системой, а также работу в автоматическом режиме. В ходе модернизации временное разрешение анализатора АКОРД-24М было улучшено с 1 мс до 100 мкс, что позволило

наблюдать влияние неустойчивостей длительностью несколько сотен мкс на удержание быстрых ионов.

Таблица 2.3. Основные параметры анализаторов АКОРД-12 и АКОРД-24М.

Параметр	Значение параметра	
	АКОРД-12	АКОРД-24М
Число каналов	6x2	12x2
Энергетический диапазон, кэВ для водорода для дейтерия	0,25-100 0,30-50	0,25-100 0,40-70
Динамический диапазон	7	
Энергетическая ширина каналов, %	9-40	9-25
Массовое разделение	0.01	

Примечание. Для анализатора АКОРД-12 используются детекторы ВЭУ-6 , для АКОРД-24М – СЕМ KBL1010 и KBL510.

## 2.2. Код NUBEAM

NUBEAM – это код, применяемый для моделирования поведения быстрых частиц, возникающих в результате использования нейтральной инжекции, в плазме токамака методом Монте-Карло. Первая версия кода была создана в Принстонской лаборатории физики плазмы в 1979 году [14] и с тех пор код был существенно переработан. Наиболее полное описание кода можно найти в статье [15]. Самая последняя версия кода принципиально не отличается от данного описания, однако имеет несколько дополнений. Самое важное дополнение – возможность использования базы данных ADAS [100], позволяющей точнее рассчитывать ионизацию атомов высокой энергии в плотной плазме за счет учета столкновительного возбуждения, приводящего к многоступенчатой ионизации.

Статистический метод Монте-Карло заключается в представлении функции распределения быстрых ионов в виде дискретного набора частиц с определенным статистическим весом. Каждый ион участвует в расчетах с момента его рождения до момента замедления до  $3/2$  ионной температуры плазмы. В процессе замедления во внимание принимаются взаимодействие иона с электрическим и магнитным полями, а также стохастические взаимодействия с другими частицами с вероятностью, определяемой сечениями этих взаимодействий. Основное преимущество метода Монте-Карло – возможность прямого учета сложных физических процессов, а главный недостаток – необходимость использования значительных вычислительных ресурсов.

Моделирование начинается с вычисления геометрии инжекции атома высокой энергии и точки его ионизации. Для этого используется метод тонкого луча (pencil-beam method), описанный в пункте 1.1.1. Код NUBEAM может учитывать несколько линий нейтральной инжекции с разной геометрией, а также многокомпонентный энергетический и изотопный состав пучка атомов высокой энергии. Сечения реакций, приводящих к ионизации,

рассчитываются модулем Preact по данным из справочника ORNL “red book” [101] или из базы ADAS. Список учитываемых реакций:

- ионизация электронным ударом;
- перезарядка на ионах основной плазмы;
- ударная ионизация ионами основной плазмы;
- взаимодействие с тяжелыми ионами примесей (ударная ионизация примесями и перезарядка на примесях);
- перезарядка на быстрых ионах;
- ударная ионизация быстрыми ионами.

Возможна коррекция сечений взаимодействия, связанная со столкновительным возбуждением атомов высокой энергии.

После того как атом ионизовался, начинается интегрирование уравнения движения иона в дрейфовом приближении. Помимо варианта, описанного в параграфе 1.1, в коде NUBEAM есть возможность применения обобщенного решения уравнения движения в дрейфовом приближении, позволяющего получать траекторию движения в магнитном поле, обладающем тороидальной или полоидальной симметрией, с учетом влияния электрического поля и возмущений магнитного поля. Подробное описание решения уравнения движения данным методом можно найти в [102]. Для удобства решения уравнения осуществляется переход в новую систему координат  $(\psi_p, \theta, \zeta)$ , где  $\psi_p$  – значение полоидального магнитного потока, ограниченного магнитной поверхностью, проходящей через данную точку;  $\zeta$  – координата, выбранная так, что силовые линии являются прямыми в плоскости  $(\theta, \zeta)$ .

Обобщенное уравнение отличается тем, что в Гамильтониан системы, который в необобщенном случае имеет вид:

$$H = \frac{1}{2} \rho_{\parallel}^2 B^2 + \mu B + \Phi, \quad (2.2)$$

где  $\rho_{\parallel}$  – нормализованный параллельный ларморовский радиус:

$$\rho_{\parallel} = v_{\parallel} / B; \quad (2.3)$$

$\Phi$  – электрический потенциал,

вводится возмущение магнитного поля:

$$\delta \vec{B} = \nabla \times \alpha \vec{B}, \quad (2.4)$$

здесь  $\alpha$  – характеризующая возмущение добавка:

$$\alpha = \alpha(\psi_p, \theta, \zeta). \quad (2.5)$$

Тогда канонический импульс приобретает вид:

$$\rho_c = \rho_{\parallel} + \alpha, \quad (2.6)$$

а Гамильтониан (2.2):

$$H = \frac{1}{2}(\rho_c - \alpha)^2 B^2 + \mu B + \Phi. \quad (2.7)$$

Уравнения движения имеют вид:

$$\dot{P}_{\zeta} = -\frac{\partial H}{\partial \zeta}, \quad (2.8)$$

$$\dot{P}_{\theta} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (2.9)$$

$$\dot{\zeta} = \frac{\partial H}{\partial P_{\zeta}}, \quad (2.10)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\partial H}{\partial P_{\theta}}, \quad (2.11)$$

где  $P_{\zeta}$  – “тороидальный” канонический момент в новых координатах;

$P_{\theta}$  – “полоидальный” канонический момент в новых координатах.

Решение уравнений (2.8-2.11) позволяет получить координаты ведущего центра иона, однако его истинное положение отличается от рассчитанного из-за ненулевого значения ларморовского радиуса. В коде NUBEAM реализовано два варианта учета ларморовского радиуса иона. Наиболее простой вариант – представление координат иона как суммы вектора ведущего центра и вектора «смещения», по величине равного ларморовскому радиусу, определяемому формулой (1.13). При этом выбор

направления вектора «смещения» случайным образом равносильно выбору случайной фазы вращения. Данный вариант отличается низкими затратами компьютерного времени, однако не подходит для применения в сферических токамаках с невысоким значением тороидального магнитного поля и его высоким градиентом, где орбита иона не является круговой. Для учета зависимости ларморовского радиуса от фазы вращения в таких установках используется обобщенная модель ларморовского радиуса, в которой смещение от ведущего центра  $\vec{\Delta x}$  представляется в виде:

$$\vec{\Delta x} = \rho_g \left[ a(\vec{e}_g \cos \alpha + \vec{e}_\perp \sin \alpha) + b\vec{e}_\parallel \right], \quad (2.12)$$

где  $\rho_g$  - ширина ларморовской орбиты, определяемая формулой (1.13);

$\vec{e}_\parallel$  – единичный вектор, определяющий направление магнитного поля в точке, соответствующей положению ведущего центра:

$$\vec{e}_\parallel = \vec{B}_g / B_g; \quad (2.13)$$

$\vec{B}_g$  – вектор магнитного поля в точке, соответствующей положению ведущего центра;

$\vec{e}_g$  – единичный вектор, перпендикулярный к магнитной поверхности в точке, соответствующей положению ведущего центра;

$\vec{e}_\perp$  – единичный вектор, перпендикулярный  $\vec{e}_g$  и  $\vec{e}_\parallel$ :

$$\vec{e}_\perp = \vec{e}_g \times \vec{e}_\parallel; \quad (2.14)$$

$\alpha$  – угол вращения, задающий плоскость, в которой находится истинное положение иона;

$a$  и  $b$  – коэффициенты, описывающие деформацию круговой орбиты, вызванную градиентом магнитного поля.

Коэффициенты  $a$  и  $b$  необходимо выбрать так, чтобы они удовлетворяли законам сохранения энергии и момента импульса:

$$v_I^2 = v_g^2 - \frac{2qb}{em_b} (\Phi_I - \Phi_g), \quad (2.15)$$



$$v_{\varphi l} = \frac{R_g}{R_l} v_{\varphi g} + \frac{q_b}{m_b R_l c} (\psi_l - \psi_g), \quad (2.16)$$

где индексы  $l$  и  $g$  соответствуют ведущему центру и координате иона соответственно;

$q_b$  – заряд быстрого иона;

$m_b$  – масса быстрого иона;

$R_{g,l}$  – положение по большому радиусу;

$\psi_{g,l}$  – полоидальный магнитный поток;

$\Phi_{g,l}$  – электрический потенциал;

$v_{\varphi g,l}$  – угловая скорость быстрого иона;

$v_{g,l}$  – скорость быстрого иона;

$$v_{\varphi g} = (\vec{v}_g \cdot \vec{e}_{||}) B_{\varphi g} / B_g. \quad (2.17)$$

Учитывая, что смещение  $\Delta \vec{x}$  ортогонально магнитному полю  $\vec{B}_l$  в точке нахождения иона, можно показать, что функция  $V(a,b)$ , определенная как:

$$V(a,b) \equiv \left\| \frac{Z_b e B_l}{m c v_l} (\Delta \vec{x} \times \vec{e}_{||}) \right\|^2 + \frac{1}{(\hat{\varphi}_l \cdot \vec{e}_{||})^2} \left( \frac{v_{\varphi l}}{v_l} - (\Delta \vec{x} \times \vec{e}_{||}) \cdot \hat{\varphi}_l \right)^2, \quad (2.18)$$

равна единице:

$$V(a,b) = 1. \quad (2.20)$$

Уравнение (2.20) совместно с условием ортогональности смещения  $\Delta \vec{x}$ :

$$X(a,b) \equiv (\Delta \vec{x} \cdot \vec{e}_{||}) = 0, \quad (2.21)$$

образует систему уравнений, необходимых для вычисления коэффициентов  $a$  и  $b$ , определяющих смещение  $\Delta \vec{x}$  в уравнении (2.12).

Таким образом, моделирование замедления иона осуществляется следующим образом: после каждого смещения ведущего центра происходит проверка возможности потери из-за столкновения со стенкой или лимитером.

Если ион остается в плазме, то вычисляется смещение от ведущего центра – выбирается случайная фаза вращения, а координаты положения иона рассчитываются одним из двух способов, описанных выше. В полученной точке вычисляется вероятность взаимодействия иона с другими нейтральными и заряженными частицами, приводящего к торможению, диффузии по скоростям и углам или нейтрализации.

Пример расчета плотности быстрых ионов в разряде #32994 токамака Глобус-М с помощью кода NUBEAM показан на рисунке 2.2.

Помимо физических процессов, описанных выше, при моделировании кодом NUBEAM можно учитывать влияние аномальной диффузии быстрых ионов, влияние гофрировки магнитного поля и вращения плазмы, повторной ионизации перезарядившихся ионов, «фиш-бон» неустойчивостей и пилообразных колебаний. Кроме того код может рассчитывать функцию распределения альфа-частиц, образованных в результате реакции синтеза быстрых ионов с тепловыми ионами и другими быстрыми ионами.

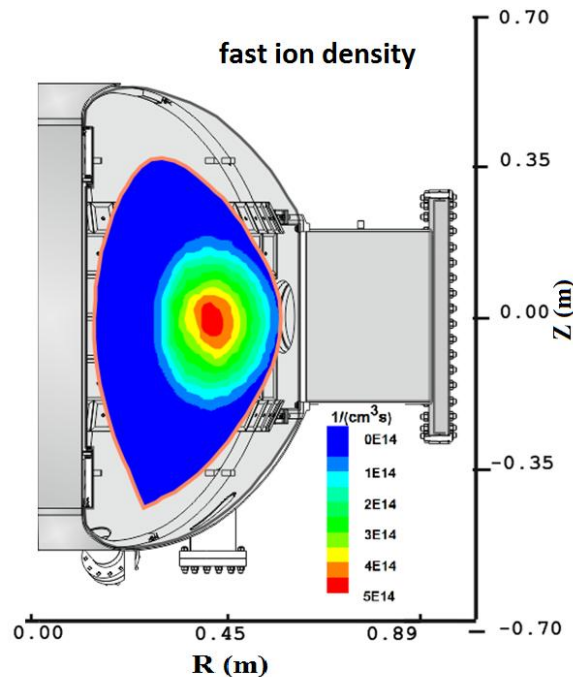


Рисунок 2.2. Пример расчета плотности быстрых ионов в разряде #32994 токамака Глобус-М с помощью кода NUBEAM.

### 2.3. Моделирование поведения быстрых частиц в токамаке Глобус-М с помощью решения уравнения Больцмана, объединенного с расчетом траекторий частиц

Для анализа экспериментальных спектров атомов перезарядки используется их сравнение с рассчитанными спектрами. Ранее [103] для таких расчетов применялась упрощенная модель, согласно которой энергетическое распределение атомов перезарядки на входе в анализатор определяется выражением:

$$\Gamma_0^{cx} = A \cdot \langle \sigma_{cx} v \rangle \cdot f(E) \quad (2.22)$$

где  $A$  – коэффициент пропорциональности;

$f(E)$  – функция распределения быстрых ионов по энергии;

$\langle \sigma_{cx} v \rangle \approx \sigma_{cx} v$  – скорость реакции перезарядки.

В качестве функции распределения в выражении (2.22) выбиралось решение упрощенного уравнения Фоккера-Планка, в котором отсутствовали члены, описывающие диффузию по скоростям и рассеяние по углам, не рассчитывалась тепловая часть спектра, а потери при торможении считались независимыми от энергии ионов [65]:

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_{se}}{A} \sqrt{E} \left( E^{3/2} + E_{crit}^{3/2} \right)^{[(\tau_{se}/3\tau_{loss})-1]}, \quad (2.23)$$

где  $E$  – энергия иона;

$T_e$  – температура электронов;

$\tau_{loss}$  – характерное время потерь в процессе торможения;

$\tau_{se}$  – время торможения на электронах:

$$\tau_{se} = 6.3 \cdot 10^{14} \frac{m_b T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda_e}, \quad (2.24)$$

$m_b, T_e, n_e$  выражены в а.е.м., эВ и м<sup>-3</sup>,  $A$  – нормировочный коэффициент:

$$A = \left[ E_b^{3/2} + E_{crit}^{3/2} \right]^{\tau_{se}/3\tau_{loss}}, \quad (2.25)$$

$E_b$  – энергия инжекции,  $E_{crit}$  – критическая энергия, при которой энергия, передаваемая быстрыми ионами электронам и ионам плазмы, становится одинаковой [67]:

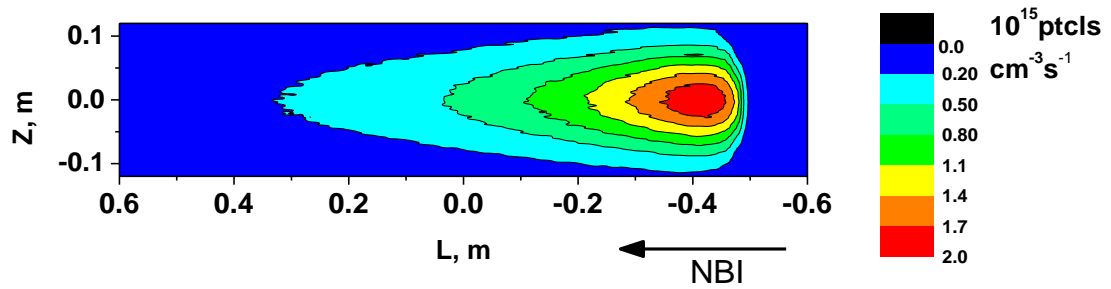
$$E_{crit} = \left( \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \right)^{2/3} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \frac{m_b}{m_i} T_e. \quad (2.26)$$

Для более точного описания спектров атомов перезарядки, полученных в эксперименте, был использован разработанный при участии автора код, реализующий описанное в [104] решение кинетического уравнения Больцмана со столкновительным членом Ландау с учетом диффузии по скоростям и потерь на перезарядку, объединенное с трехмерным алгоритмом, вычисляющим траектории частиц [88].

### 2.3.1. Расчет функции распределения быстрых ионов в плазме токамака

Расчет функции распределения быстрых ионов включает несколько шагов. Первый шаг – вычисление профиля ионизации инжектируемых атомов для определения функции источника, которая в дальнейшем будет использована при решении уравнения Больцмана. На этом шаге определяется доля быстрых частиц, потерявшихся на пролет. Для этого используется аналог метода тонкого луча, описанного в пункте 1.1.1. Сечения реакций, приводящих к ионизации, взяты из [105], где представлена аппроксимация реакций из [106] с учетом ступенчатой ионизации. Основной вклад в ионизацию атомов на токамаке Глобус-М вносят три основных процесса: перезарядка на ионах основной плазмы, а также ионизация из-за столкновения с ионами и электронами. Пример профиля ионизации инжектируемых атомов с энергией 18 кэВ для разряда #32994 в вертикальном сечении, проведенном через центральную хорду инжекции, показан на рисунке 2.3, а.

а)



б)

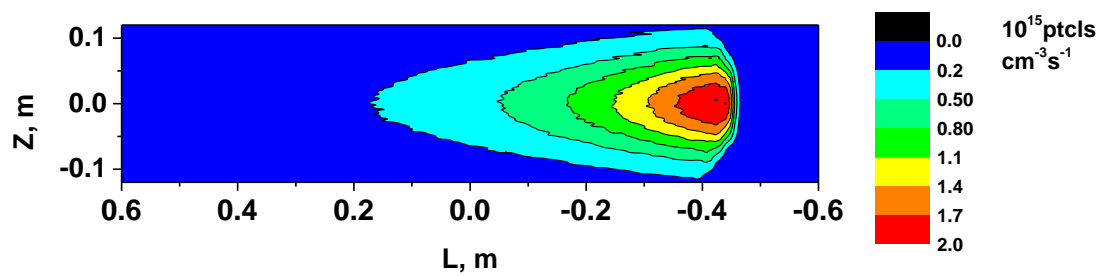


Рисунок 2.3. Профиль ионизации атомов 18 кэВ в разряде #32994 в вертикальном сечении, проведенном через центральную хорду инжекции. а) – без учета потерь с первой орбиты, б) – с учетом потерь с первой орбиты.

Как отмечалось выше, применение дрейфового приближения для ионов высокой энергии в сферических токамаках, таких как Глобус-М, нежелательно. В связи с этим вычисление орбит проводится без приближений путем решения уравнения движения:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.27)$$

где  $m$  – масса частицы;

$\vec{v}$  – ее скорость;

$q$  – заряд;

$\vec{E}$  – напряженность электрического поля;

$\vec{B}$  – вектор магнитной индукции.

При этом используется магнитная конфигурация, восстановленная с помощью кода EFIT по экспериментальным данным. Если частица пересекает границу плазмы или стенку, она считается потерянной и исключается из расчетов. Пример профиля ионизации инжектируемых атомов с энергией 18 кэВ для разряда #32994 с учетом потерь с первой орбиты изображен на рисунке 2.3, б. Для определения функции источника число ионов усредняется на каждой магнитной поверхности.

Следующий шаг – решение уравнения Больцмана для всех магнитных поверхностей плазмы. Расчеты ведутся с использованием нормализованной магнитной координаты:

$$\rho = \sqrt{(\psi - \psi_{axis}) / (\psi_{LCMS} - \psi_{axis})}, \quad (2.28)$$

где  $\psi$  – полоидальный магнитный поток;

$\psi_{axis}$  – полоидальный магнитный поток на оси,

$\psi_{LCMS}$  – полоидальный магнитный поток на последней замкнутой магнитной поверхности.

Простейшим случаем является решение кинетического уравнения Больцмана для функции распределения  $n_\alpha f_\alpha$  без учета пространственной неоднородности и электрического поля для каждого  $\rho$ :

$$\frac{\partial(n_\alpha f_\alpha)}{\partial t} = C_\alpha + S_\alpha - \nu_\alpha(n_\alpha f_\alpha), \quad (2.29)$$

где  $C_\alpha$  – столкновительный член, соответствующий столкновениям быстрых ионов сорта  $\alpha$  со всеми сортами частиц плазменной мишени;

$S_\alpha$  – функция источника ионов сорта  $\alpha$ .

Уравнение (2.29) отличается от уравнения, описанного в [104], наличием дополнительного члена  $-\nu_\alpha(n_\alpha f_\alpha)$ , отвечающего за потери ионов при торможении. Здесь  $\nu_\alpha$  – характерная частота потерь ионов сорта  $\alpha$ .

Уравнение (2.29) для случая изотропной задачи имеет вид:

$$p(u) \frac{\partial^2 \phi}{\partial u^2} + q(u) \frac{\partial \phi}{\partial u} + r(u) \phi(u) = f(u), \quad (2.30)$$

где

$$p(u) = \frac{a(u)}{2u^3}, \quad (2.31)$$

$$q(u) = \frac{b(u)}{u^2} - \frac{a(u)}{2u^4} + \frac{1}{2u^3} \frac{\partial a}{\partial u}, \quad (2.32)$$

$$r(u) = \frac{1}{u^2} \frac{\partial b}{\partial u} - \nu_\alpha \tau_{se}, \quad (2.33)$$

$$f(u) = -\tau_{se} S_\alpha, \quad (2.34)$$

здесь  $\phi(u) \equiv n_\alpha f_\alpha(u)$  – искомая функция,  $u = v/v_c$  – безразмерная скорость,

$$v_c = \sqrt[3]{\frac{m_e}{m_\alpha}} \cdot \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}, \quad (2.35)$$

$\tau_{se}$  вычисляется по формуле:

$$\tau_{se} = \left( \frac{m_\alpha}{Z_\alpha e \omega_{pe}} \right)^2 \frac{v_c^3}{\Lambda m_e}, \quad (2.36)$$

где

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}, \quad (2.37)$$

Вид функций  $a(u)$  и  $b(u)$  приведен в [104]. Отметим лишь, что функция  $a(u)$  отвечает за процесс диффузии в пространстве скоростей, а функция  $b(u)$  связана с динамической силой трения и описывает процесс замедления ионов.

$S_\alpha$  – стационарная моноэнергетическая изотропная функция источника, которая имеет вид:

$$S_\alpha(u) = \frac{S_0}{4\pi v_c^3} \frac{1}{u^2} \delta(u - u_0), \quad (2.38)$$

где  $S_0$  – число частиц, инжектированных в единицу объема в единицу времени, вычисленное в предыдущем шаге.

Поскольку пучок инжектора, применяемого на токамаке Глобус-М, состоит из трех энергетических компонент [107] с энергиями  $E_b$ ,  $E_b/2$ ,  $E_b/3$ ,

функция источника  $S_\alpha$  будет являться суперпозицией трех функций вида (2.38).

В типичном разряде токамака Глобус-М температура электронов превосходит температуру ионов в 1.5-2 раза, поэтому необходимо искать численное решение уравнение (2.30) для неизотермического случая. Для этого необходимо заменить  $\delta(u-u_0)$  дельтаобразной функцией

$$\mathcal{D}(u-u_0) = \frac{1}{d\sqrt{\pi}} e^{-(u-u_0)^2/d^2}, \quad (2.39)$$

где  $d$  – малый безразмерный параметр, равный ширине пика. Для решения уравнения (2.30) на интервале  $[u_L, u_R]$ , вводится равномерная сетка

$$u_k = u_L + (k-1)h, \quad (2.40)$$

где  $k \in \overline{1, N}$ ,

$$h = \frac{u_R - u_L}{N-1}, \quad (2.41)$$

и  $N$  – размерность сетки. В полученной системе линейных алгебраических уравнений вида  $\mathbf{A}\Phi = \mathbf{f}$ , матрица  $\mathbf{A}$  сводится к трехдиагональному виду как это показано в [104], после чего производится решение с помощью алгоритма Томаса [108].

В качестве основного канала потерь во время торможения учитываются потери на перезарядку с фоновыми атомами плазмы. Характерная частота потерь частиц сорта  $\alpha$   $\nu_\alpha$  имеет вид  $A_{loss} \langle \sigma_{cx} \nu \rangle$ , где  $A_{loss}$  – нормировочная константа, подбираемая из эксперимента. Для вычисления  $\langle \sigma_{cx} \nu \rangle$  необходимо взять сумму по всем видам атомов фоновой плазмы  $\beta$ , усредненных по скорости перезарядки:

$$\langle \sigma_{cx} \nu \rangle = \sum_{\beta} \int_0^{\infty} \sigma_{cx}(\nu_r) \cdot \nu_r \cdot f_\alpha(\nu_\alpha) \cdot f_\beta(\nu_\beta) d^3 \nu_\alpha d^3 \nu_\beta, \quad (2.42)$$

где  $\nu_r = |\nu_\alpha - \nu_\beta|$  – относительная скорость сталкивающихся частиц. В качестве функции распределения ионов сорта  $\alpha$  с фиксированной скоростью  $V$  можно выбрать дельта-функцию:



$$f_{\alpha}(v_{\alpha}) = \delta(v_{\alpha} - V). \quad (2.43)$$

Распределение атомов фоновой плазмы считается максвелловским с температурой  $T = mu^2 / 2$ :

$$f_{\beta} = \left( \frac{m_{\beta}}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_{\beta}v_{\beta}^2}{2T}}, \quad (2.44)$$

Выражение 2.42 можно записать в более удобном для расчета виде [48]:

$$\langle \sigma_{cx} v \rangle = \frac{1}{\pi^{1/2} u V} \int_0^{\infty} v_r^2 \sigma_{cx}(E_r) \exp(-v_r^2 / u^2) dv_r, \quad (2.45)$$

где  $E_r = m_r v_r^2 / 2$ ,  $m_r = m_{\alpha} m_{\beta} / (m_{\alpha} + m_{\beta})$ .

Сечение перезарядки  $\sigma_{cx}$  взято из [101].

Пример зависимости  $\langle \sigma_{cx} v \rangle$  от энергии быстрых ионов водорода, перезаряжающихся на фоновых атомах водородной плазмы с энергией 400 эВ, показан на рисунке 2.4.

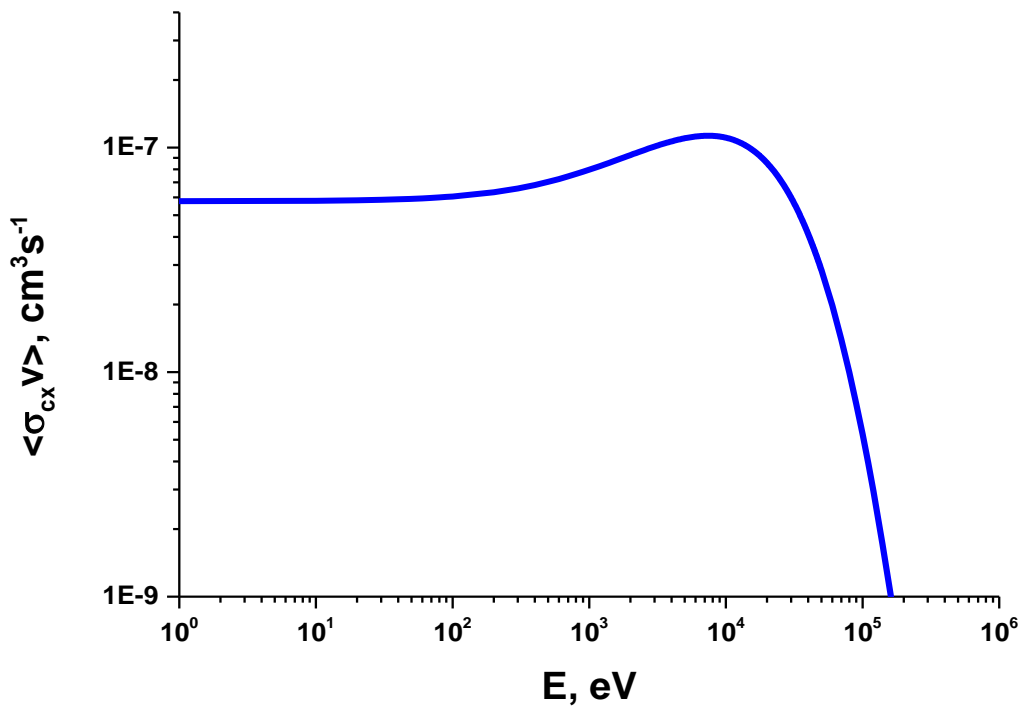


Рисунок 2.4. Зависимость скорости реакции перезарядки быстрых ионов водорода на атомах водородной плазмы от энергии ионов.

Сравнение энергетического спектра быстрых ионов, рассчитанного по упрощённой формуле (2.23), со спектром, полученным в результате решения уравнения (2.30), показано на рисунке 2.5. Видно, что упрощенное решение некорректно описывает «хвосты», возникающие в результате диффузии по скоростям в области энергий выше энергии источника, а также не описывает тепловую и близкую к ней области спектра.

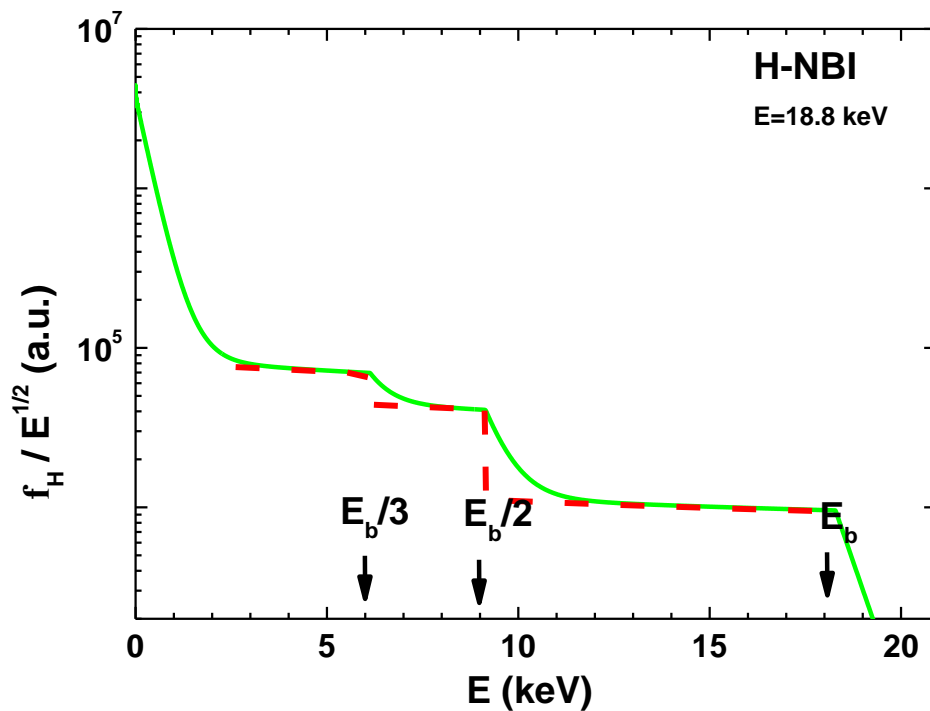


Рисунок 2.5. Энергетические спектры быстрых ионов, рассчитанные по упрощённой формуле 2.23 (пунктир) и в результате решения уравнения 2.30 (сплошная линия).

В общем случае тепловая часть функции распределения, полученной в результате решения уравнений из работы [104], не совпадает с результатами экспериментальных измерений. Для того чтобы исправить это, необходимо ввести дополнительное граничное условие, в качестве которого была выбрана нормировка на общее число ионов сорта  $\alpha$ :

$$\int_0^{\infty} \phi_{\alpha}(v_{\alpha}) dv_{\alpha} = n_{\alpha}, \quad (2.46)$$

При таком условии тепловая часть рассчитанной функции распределения будет соответствовать измеренной.

### 2.3.2. Моделирование спектров, регистрируемых анализатором атомов перезарядки

Для того чтобы сравнить рассчитанную функцию распределения быстрых ионов с результатами экспериментальных измерений, необходимо выполнить моделирование спектров нейтральных частиц, регистрируемых анализатором атомов перезарядки. Это связано с тем, что анализатор атомов перезарядки осуществляет не прямые измерения функции распределения ионов, а интегральные измерения перезарядившихся ионов вдоль линии наблюдения, описанные в пункте 1.2.6. Чтобы рассчитать поток атомов высокой энергии, покидающих плазму и попадающих в анализатор, необходимо проинтегрировать выражение (1.21) вдоль хорды наблюдения анализатора. Особенности линий наблюдения – значения  $\rho$ , а такжеpitch угла вдоль линии наблюдения для двух анализаторов – продемонстрированы на рисунке 2.6. Видно, что в отличие от линии наблюдения анализатора АКОРД-12, линия наблюдения анализатора АКОРД-24М проходит через минимум  $\rho$  в двух точках, что связано с тангенциальной ориентацией анализатора.

После определения геометрии необходимо проинтегрировать выражение (1.21) с учетом профиля нейтральных частиц, полученного с помощью кода DOUBLE. Пример профиля нейтральной эмиссии вдоль линии наблюдения анализатора АКОРД-24М показан на рисунке 2.7. Наибольший поток атомов наблюдается из области пересечения линии наблюдения с пучком нейтральной инжекции (около 30%), из центральной области, где велика концентрация быстрых частиц, и из областей вблизи границы плазмы из-за высокой концентрации атомов, поступающих со стенки токамака.

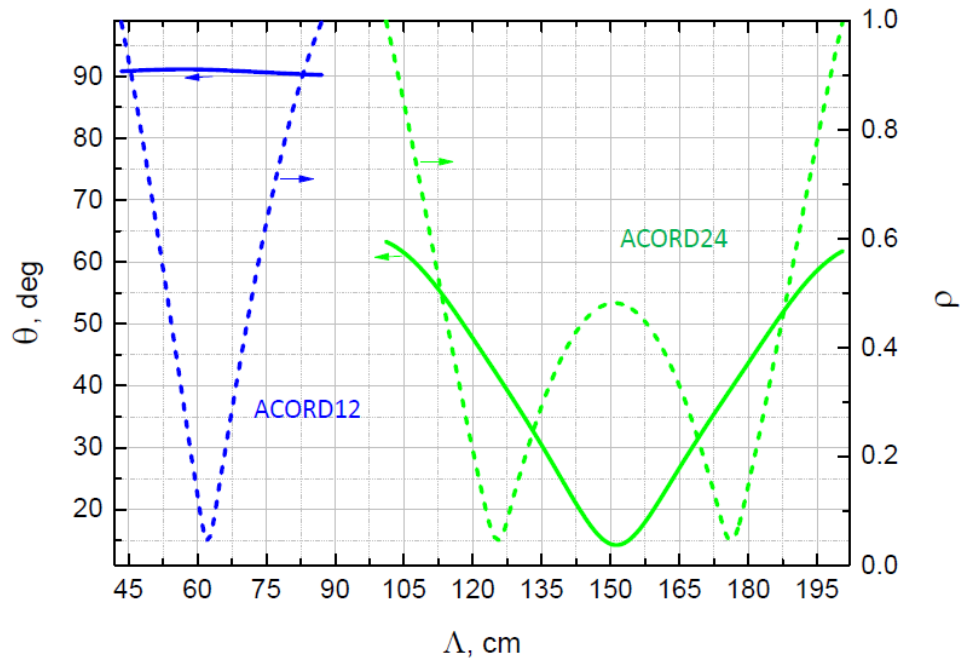


Рисунок 2.6. Зависимость нормализованной магнитной координаты  $\rho$  и питч угла  $\theta$  от расстояния вдоль линии наблюдения  $\Lambda$  для анализаторов АКОРД-12 и АКОРД-24М в разряде #32994.

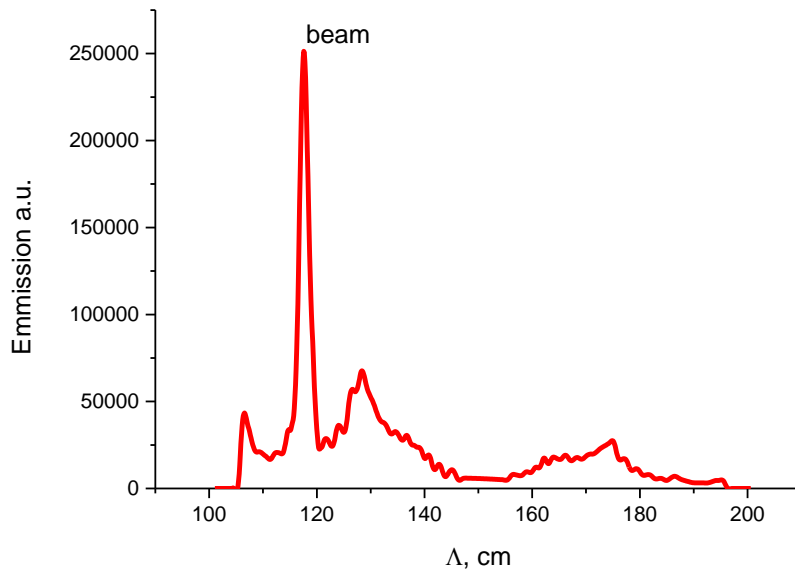


Рисунок 2.7. Профиль эмиссии атомов перезарядки с энергией 18 кэВ в разряде #32994 вдоль линии наблюдения  $\Lambda$  для анализатора АКОРД-24М.

Для симуляции спектров атомов перезарядки  $\Gamma'(E_0)$ , полученных с помощью анализатора типа АКОРД необходимо учитывать ширину энергетических каналов. Это достигается с помощью следующего преобразования рассчитанного потока атомов перезарядки, поступающих из плазмы  $\Gamma(E)$ :

$$\Gamma'(E_0) = \int_0^{\infty} (\Gamma(E) \cdot G_{E_0^k}(E) \cdot \frac{E_{k+1} - E_0}{E_{k+1} - E_k} + \Gamma(E) \cdot G_{E_0^{k+1}}(E) \cdot \frac{E_0 - E_k}{E_{k+1} - E_k}), \quad (2.48)$$

где  $E_0$  – энергия моделируемого канала анализатора;

$G_{E_0^{k,k+1}}(E)$  – нормированная функция Гаусса, описывающая ширину каналов  $k$  и  $k+1$  (известна из калибровки), между которыми находится энергия  $E_0$ ,

$E_{k,k+1}$  – энергия, соответствующая каналам  $k$  и  $k+1$ .

Поскольку высота функции Гаусса быстро падает с удалением от центра, интегрирование производится не по всему интервалу энергий, а в диапазоне  $E_0 \pm 3\sigma$ .

Сравнение рассчитанного спектра атомов перезарядки с экспериментальным для разряда #32994 показано на рисунке 2.8 [109, 110]. Видно, что наблюдается довольно хорошее соответствие расчетной модели эксперименту.

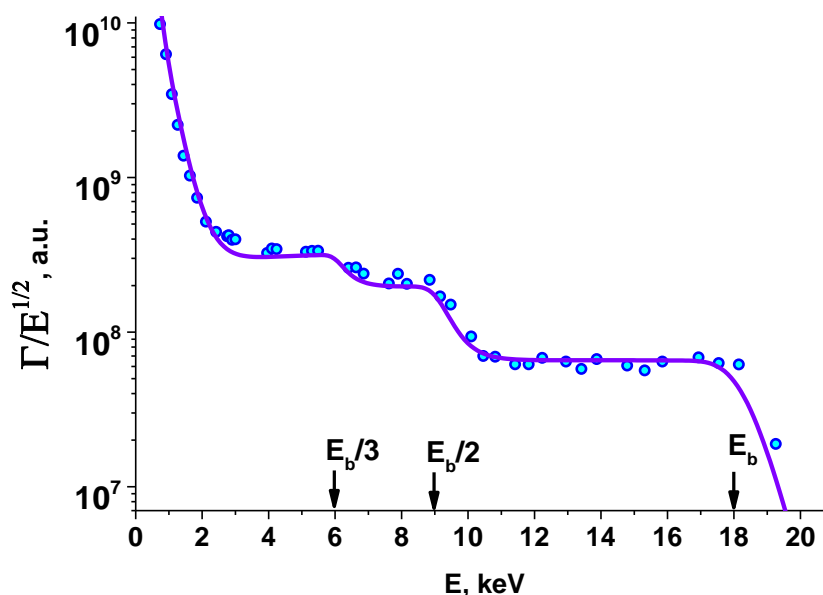


Рисунок 2.8. Сравнение спектра, регистрируемого анализатором атомов перезарядки АКОРД-24М (круги, разряды #32990-32998) со спектром, полученным с помощью моделирования (линия) в разряде #32994.

## 2.4. Выводы к главе 2

Описываемые в работе эксперименты проходили на сферическом токамаке Глобус-М. Большой радиус плазменного шнура  $R$  приблизительно равен 0.36 м, малый  $a$  – 0.24 м, тороидальное магнитное поле  $\leq 0.4$  Тл. Глобус-М – один из четырех сферических токамаков в мире, на котором применялась инжекция атомов высокой энергии. Токamak Глобус-М оснащен уникальным диагностическим комплексом, использованным в проведенных экспериментах. Основным рабочим инструментом в данной работе был модернизированный в 2012 году комплекс корпускулярной диагностики, состоящий из двух анализаторов атомов перезарядки (АКОРД-12 и АКОРД-24М).

Для моделирования поведения быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М применялись два компьютерных кода, использующие разные принципы – NUBEAM и трехмерный алгоритм, вычисляющий траектории частиц, объединенный с решением уравнения Больцмана. Для расчета орбит быстрых ионов в коде NUBEAM применялось обобщенное дрейфовое приближение, адаптированное для использования в сферических токамаках, а моделирование замедления быстрых ионов осуществлялось с помощью статистического метода Монте-Карло. Трехмерный алгоритм рассчитывал орбиты ионов без приближений путем решения уравнения движения в электрическом и магнитном полях. Замедление описывалось кинетическим уравнением Больцмана со столкновительным членом Ландау с учетом диффузии по скоростям и потерь на перезарядку.

### **3. Основные результаты исследования поведения быстрых частиц в плазме токамака Глобус-М в режимах с дополнительным нагревом плазмы**

Во время нейтральной инжекции в плазме одновременно присутствуют как атомы с энергией существенно превышающей энергию ионов плазмы-мишени, так и быстрые ионы, образованные из-за ионизации этих атомов. В данной работе в основном анализировались потери различных групп быстрых частиц (как атомов, так и ионов), поскольку минимизация потерь частиц высокой энергии является необходимым условием для эффективной работы источника нейтронов.

#### **3.1. Основные особенности удержания быстрых частиц в токамаке Глобус-М**

На токамаке Глобус-М были проведены эксперименты по инжекции водородного и дейтериевого пучков атомов с энергиями 18-26 кэВ в водородную и дейтериевую плазму [111]. В данной работе в основном анализируются разряды с дейтериевой плазмой, поскольку в эксперименте не было обнаружено существенной зависимости поведения быстрых ионов от изотопного состава плазмы. Нейтронные измерения, которые возможны только в разрядах с дейтериевой плазмой, также помогают при изучении таких разрядов. Исследования показали, что в разных режимах работы преобладают разные типы потерь [112].

Наименьшие потери быстрых частиц наблюдались при инжекции водорода с энергией 18 кэВ. В этом случае создаются условия «хорошего» удержания быстрых частиц, а их прямые потери и потери надтепловых ионов на перезарядку при замедлении сравнимы. Результаты моделирования с помощью кода NUBEAM и разработанного для токамака Глобус-М кода, сочетающего трехмерное моделирование орбит с помощью решения

уравнения движения и расчет замедления ионов путем решения уравнения Больцмана, показаны в таблице 3.1 (разряды #32990-32998). Эксперименты проводились при токе плазмы 200 кА, тороидальном магнитном поле 0.4 Тл, среднечордовой плотности  $3.5\text{-}4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Типичная ионная температура была 300-350 эВ, электронная температура – 400-500 эВ; мощность инжекции – 300 кВт.

**Таблица 3.1.** Потери быстрых частиц основной энергии при инжекции водорода с энергией 18 кэВ и дейтерия с энергией 26 кэВ в дейтериевую плазму, вычисленные разными компьютерными кодами.

3-х Мерные орбиты + у-е Больцмана			NUBEAM		
Тип потерь	18 кэВ H	26 кэВ D	Тип потерь	18 кэВ H	26 кэВ D
	Потери мощности, %	Потери мощности, %		Потери мощности, %	Потери мощности, %
			На перезарядку внутри шнура	21	18
Перезарядка+ пилообразные колебания	25	25	На перезарядку снаружи шнура	5	12
На пролет	7	8	На пролет	7	5
С первой орбиты	14	50	С первой орбиты	7	52
<b>ПОЛНЫЕ</b>	46	83	<b>ПОЛНЫЕ</b>	40	87

Из-за различных принципов учета потерь, применяемых в используемых кодах, определения типов потерь не совпадают, и напрямую можно сравнивать только полные потери и потери на пролет. Хотя пучок инжектируемых атомов состоит из трех энергетических компонент  $E_b$ ,  $E_b/2$ ,  $E_b/3$ , для наглядности в таблице показаны только потери наиболее важного основного компонента. Отметим, что относительные потери мощности всех 3-х компонентов пучка атомов только на 10% ниже, поскольку большая часть инжектируемой мощности содержится в основном энергетическом компоненте. Для случая «хорошего» удержания ( $E_b = 18$  кэВ) приблизительно треть поглощенной мощности передается ионам, а две трети – электронам. Сравнение энергетических спектров атомов перезарядки,



измеренных с помощью анализатора АКОРД-24М, с результатами моделирования двумя разными кодами изображено на рисунке 3.1 [90]. Отметим, что код NUBEAM не вычисляет тепловую часть спектра. Как видно из рисунка, результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Наблюдаемые расхождения в первую очередь связаны с неточностью в определении компонентного состава пучка и профиля холодных нейтральных атомов основной плазмы.

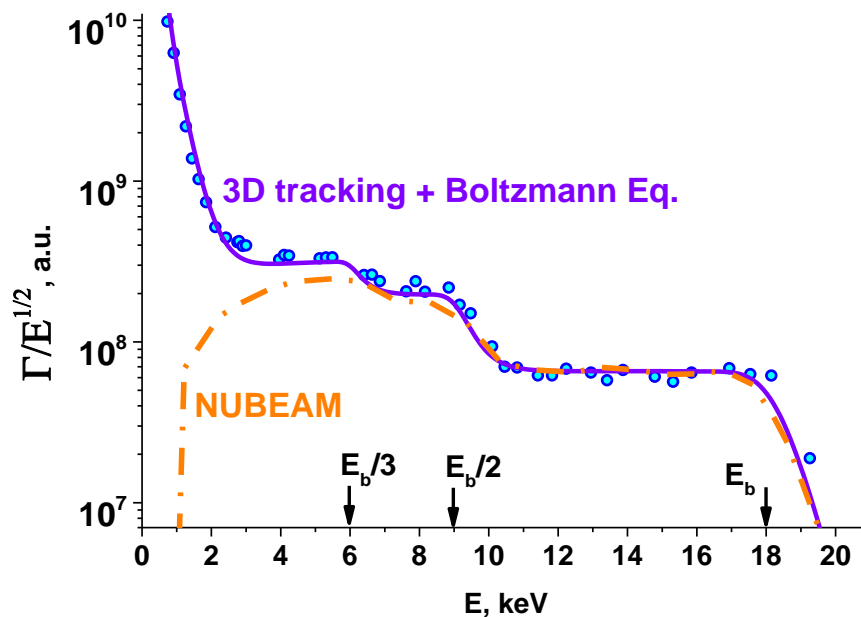


Рисунок 3.1. Спектры атомов перезарядки при инъекции водорода с энергией 18 кэВ, измеренные анализатором АКОРД-24М (круги, разряды #32990-32998) и полученные в результате моделирования. Сплошная линия – трехмерное отслеживание траекторий и решение уравнения Больцмана, штрихпунктирная – код NUBEAM.

При инъекции дейтерия с энергией 26 кэВ потери существенно возрастают. При этом (случай «плохого» удержания) преобладают потери с первой орбиты. Результаты моделирования потерь быстрых частиц для данного случая также показаны в таблице 3.1. Приведены данные, усредненные по разрядам #30571-30577, 32020, 31226, 31227, 31964-31966, 30135-30137, 30139-30141. Эксперименты проводились при токе плазмы 200 кА, тороидальном магнитном поле 0.4 Тл и среднечордовой плотности  $3.5\text{--}4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Типичная ионная температура была 400-500 эВ, электронная температура – 500-600 эВ; мощность инъекции – 600 кВт. Для случая инъекции дейтерия с энергией 26 кэВ распределение поглощенной

мощности близко к случаю инжекции водорода с энергией 18 кэВ: треть удержанной мощности поглощается ионами, а две трети – электронами. Это связано с тем, что с одной стороны, при увеличении энергии инжекции большая часть мощности должна поглощаться электронами, поскольку при высоких энергиях преобладают столкновения с электронами. С другой стороны, увеличение массы быстрого иона и температуры плазмы приводит к росту критической энергии (выражение (2.26)) – энергии, ниже которой большая часть мощности передается ионам плазмы, а выше – электронам. Два этих эффекта компенсируют друг друга. Несмотря на то, что различные виды моделирования дают близкие по величине потерь результаты, невозможно провести сравнение расчетных спектров с экспериментальными, как в случае с инжекцией водорода с энергией 18 кэВ. Это связано с тем, что в данных экспериментах замедление быстрых ионов не описывается классической моделью из-за наличия пилообразных колебаний [113]. В результате спектры атомов перезарядки имеют неклассическую форму (ср. спектры на рисунке 3.2. и классический спектр на рисунке 3.1).

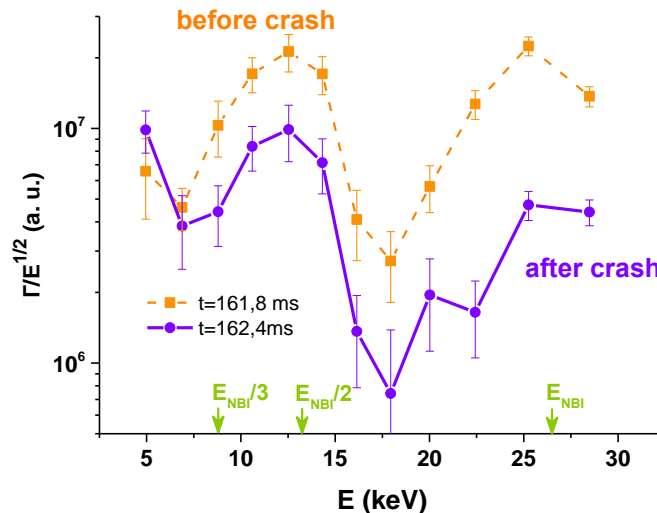


Рисунок 3.2. Влияние пилообразных колебаний на удержание быстрых ионов в разряде #31965: спектр перезарядки до перезамыкания (пунктирная линия) и после (сплошная линия).

Осциллограммы нейтронного выхода и потока атомов перезарядки с энергией 25.3 кэВ (с энергией близкой к энергии инжекции), полученного с

помощью анализатора атомов перезарядки АКОРД-24М, во время пилообразных колебаний показаны на рисунке 3.3. Видна сильная модуляция нейтронного потока и потока атомов перезарядки высокой энергии с периодом пилообразных колебаний. Причина падения нейтронного потока на 15-20% в момент перезамыкания заключается в переходе быстрых ионов на новые орбиты, связанном с перемешиванием ионов из-за пилообразных колебаний. Часть новых орбит проходит вблизи границы плазмы, где плотность ионов основной плазмы намного ниже, чем в центре. Из-за этого поток нейтронов, рождаемых при взаимодействии быстрых ионов с ионами основной плазмы, уменьшается. Часть ионов, попавших на новые орбиты, теряется за счет столкновений со стенкой и перезарядки на атомах, а часть быстро замедляется из-за низкой температуры на периферии (с точки зрения нейтронного источника такие ионы также можно рассматривать как потерянные), что приводит к уменьшению нейтронного выхода. Изменение профилей плотности и температуры также может влиять на величину нейтронного выхода, однако, этот фактор менее значителен, чем потери и перераспределение быстрых ионов. Причина существенного уменьшения сигнала анализатора атомов перезарядки – перераспределение надтепловых ионов по углам. Таким образом, каждые 1.5-2 мс (характерный период пилообразных колебаний, который почти на порядок меньше времени замедления) распределение быстрых ионов по углам и скоростям меняется, приводя к изменению потоков, регистрируемых анализатором (см. рисунок 3.2).

Измеренные и рассчитанные потери быстрых частиц превосходят потери в сферических токамаках среднего размера MAST [76] и NSTX [75], указанные в пункте 1.3.2, и сравнимы с потерями на сферическом токамаке START [74], близком по размеру к токамаку Глобус-М.

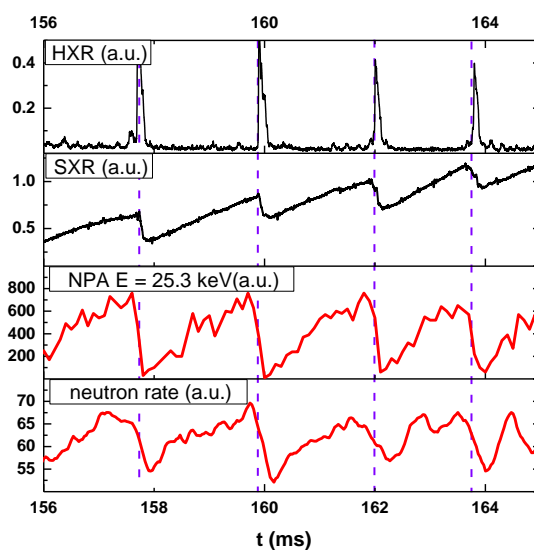


Рисунок 3.3. Влияние пилообразных колебаний на нейтронный выход и потоки атомов перезарядки в разряде #31965. Сверху вниз: сигналы датчиков жесткого и мягкого рентгена, говорящие о наличии в плазме пилообразных колебаний; поток атомов с энергией 25.3 кэВ, близкой к энергии инжекции; нейтронный выход.

### 3.1.1. Выводы к параграфу 3.1

При инжекции пучков атомов водорода и дейтерия в токамаке Глобус-М существовали значительные потери быстрых частиц. Наименьшие потери быстрых частиц наблюдались при инжекции водорода с энергией 18 кэВ и доходили до 40-50%. В этом случае прямые потери и потери на перезарядку при замедлении были сравнимы. При инжекции дейтерия с энергией, увеличенной до 26 кэВ, потери были существенно выше и достигали 80-90%. При этом преобладали потери с первой орбиты. Пилообразные колебания приводили к дополнительным потерям ионов высокой энергии.

### 3.2. Влияние параметров плазмы на удержание быстрых частиц

В рамках данного исследования были проведены эксперименты по изучению влияния тока плазмы  $I_p$ , тороидального магнитного поля  $B_t$ , электронной плотности плазмы  $n_e$  и зазора между границей плазмы и стенкой со стороны слабого магнитного поля  $\Delta$  на удержание быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М.

#### 3.2.1. Зависимость потерь быстрых ионов от тороидального магнитного поля и тока плазмы

Была изучена зависимость потерь надтепловых ионов с первой орбиты от тока плазмы и магнитного поля в токамаке Глобус-М [111, 114]. Результаты численного расчета потерь с первой орбиты с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц, для случая инжекции водорода с энергией 18 кэВ иллюстрируются рисунком 3.4 а, где показана поверхность, разделяющая теряемые и удерживаемые частицы. Выше поверхности частицы теряются, ниже – удерживаются. Линией показана граница  $q_{95} = 4$ . Если значение  $q_{95}$  становится ниже 4, возникают дополнительные неустойчивости, приводящие к росту потерь надтепловых ионов. Экспериментальные оценки, обозначенные точками, были получены с помощью подбора такого значения потерь в уравнении Больцмана, чтобы рассчитанный спектр атомов перезарядки совпадал с экспериментальными данными. Подробнее данный метод описан в [88]. Каждой экспериментальной точке на рисунках 3.4 а,б соответствует серия экспериментов с одинаковыми параметрами плазмы:

0.25 Тл, 105 кА – разряды #34912-34916;

0.25 Тл, 125 кА – разряды #34927, #34928, #34930, #34935, #34939;

0.3 Тл, 150 кА – разряды #34861-34865, #34869, #34871-34874, #34876;

0.3 Тл, 130 кА – разряды #34879-34882, #34885;

0.3 Тл, 110 кА – разряды #34888, #34889, #34892;

0.33 Тл, 165 кА – разряды #21407-21409;

0.4 Тл, 200 кА – разряды #34605-34609;

0.4 Тл, 165 кА – разряды #34610-34614;

0.4 Тл, 130 кА – разряды #34615-34618;

0.4 Тл, 105 кА – разряды #34619, #34621, #34622, #34625, #34626.

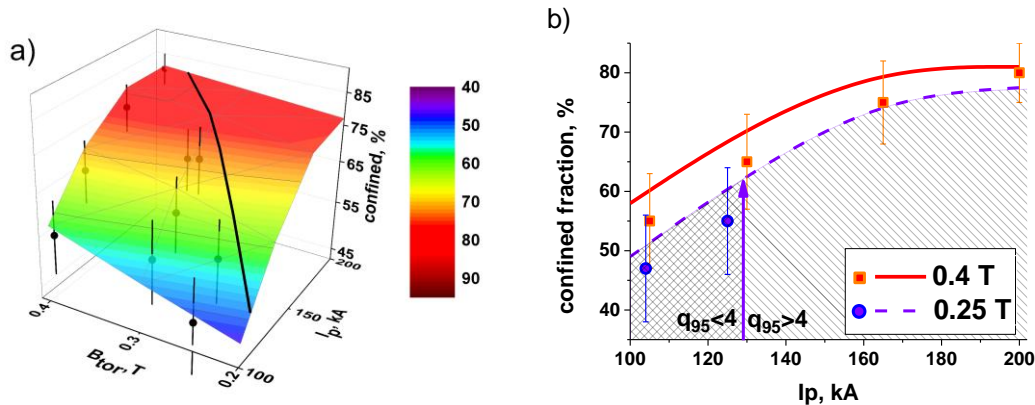


Рисунок 3.4. Доля быстрых частиц, не испытавших прямые потери, для случая инжекции водорода с энергией 18 кэВ. а: доля удерживаемых быстрых частиц при различных значениях тока плазмы и тороидального магнитного поля. Поверхность – расчет, точки – экспериментальные результаты. Линией на поверхности показана граница  $q_{95}=4$ . б: зависимость доли удерживаемых частиц от тока плазмы в разрядах с тороидальным полем 0.4 Тл (сплошная линия – расчеты, квадраты – эксперимент) и 0.25 Тл (пунктирная линия – расчеты, круги – эксперимент).

Из рисунков 3.4 а,б следует, что в дополнение к сильной зависимости потерь с первой орбиты от тока плазмы, наблюдаемой в классических и сферических токамаках (например, на сферическом токамаке START [74] с близкими к токамаку Глобус-М параметрами), имеется более слабая зависимость от величины тороидального магнитного поля. Данный результат связан с существованием зависимости формы орбит быстрых ионов от тока плазмы и магнитного поля, проиллюстрированной на рисунке 3.5. При увеличении тока орбита сжимается, отдаляясь от стенки камеры и границы плазмы, вблизи которой велика вероятность потери иона из-за высокой нейтральной плотности. При увеличении магнитного поля орбита становится уже из-за уменьшения ларморовского радиуса быстрых осцилляций. Эффект сжатия орбиты из-за роста тока оказывается более значительным, чем

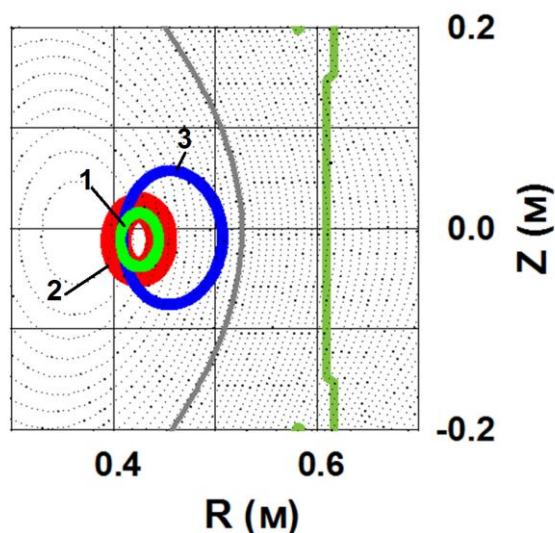


Рисунок 3.5. Характерные орбиты водорода с энергией 18 кэВ в токамаке Глобус-М при токе 200 кА и тороидальном магнитном поле 0.4 Тл – 1; 200 кА и 0.2 Тл – 2; 105 кА и 0.4 Тл – 3.

уменьшение ларморовского радиуса из-за роста магнитного поля. Однако невозможно снизить потери надтепловых ионов только за счет увеличения тока плазмы. При падении запаса устойчивости на границе  $q_{95}$  ниже 4 (это номинальное значение для магнитной конфигурации, применяемой в описываемом эксперименте на Глобусе-М), возникают неустойчивости, приводящие к дополнительным потерям быстрых ионов. Характерный сигнал с датчиков мягкого рентгеновского излучения приведен на рисунке 3.6. Как видно из рисунка, вместе с пилообразными колебаниями на поздней стадии разряда (после 165 мс) развиваются неустойчивости внутреннего перезамыкания линий магнитного поля, не приводящие к срыву, но охлаждающие плазму в широкой зоне и вызывающие потери надтепловых ионов. В связи с этим для улучшения удержания быстрых ионов необходимо одновременное увеличение тороидального магнитного поля и тока плазмы, не приводящее к падению запаса устойчивости на границе.

Дополнительным подтверждением полученных результатов является экспериментальная зависимость ионной температуры и нейтронного выхода от тока, приведенная на рисунке 3.7. Эксперименты проводились при плотности  $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и расстоянии от границы плазмы до стенки  $\Delta R = 5 \text{ см}$ , инжектировался дейтерий с энергией 26 кэВ [115]:

130 кА – разряды #31304-31308;  
 150 кА – разряды #31309-31312;  
 180 кА – разряды #31313-31316;  
 200 кА – разряды #31318-31322;  
 210 кА – разряд #31325;  
 220 кА – разряды #31326-31327, #31329, #31964-31966;  
 250 кА – разряды #31548, #31550-31552, #31562, #31960-31962.

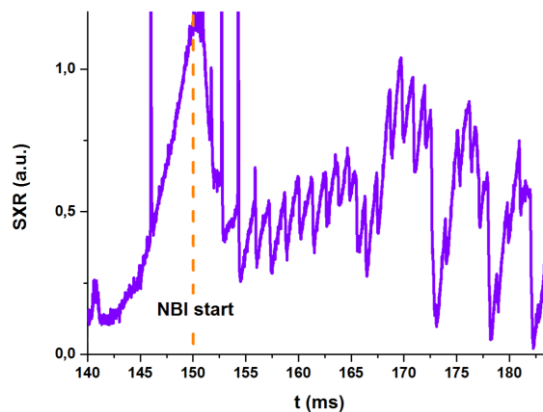


Рисунок 3.6 Сигнал с датчиков мягкого рентгена в разряде с током плазмы 250 кА. Ток плазмы выходит на плато на 150 мс. Колебания интенсивности мягкого рентгена большой амплитуды после 165 мс свидетельствуют о МГД неустойчивостях внутреннего перемыкания, вызывающих «перемешивание» плазмы в широкой зоне.

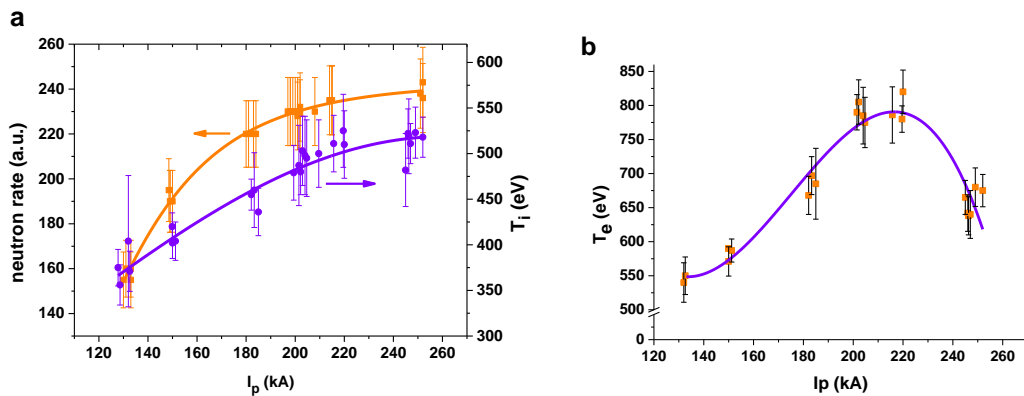


Рисунок 3.7. Влияние тока плазмы на нагрев при инжекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 600 кВт в дейтериевую плазму. а: зависимость ионной температуры и нейтронного выхода от тока плазмы (разряды #31304-31308 (130 кА); #31309-31312 (150 кА); #31313-31316 (180 кА); #31318-31322 (200 кА), #31325 (210 кА); #31326-31327, #31329, #31964-31966 (220 кА); #31548, #31550-31552, #31562, #31960-31962 (250 кА)). б: зависимость электронной температуры от тока плазмы.



Как видно из рисунка 3.7 а, температура ионов и поток нейтронов быстро растут при увеличении тока в области его малых значений из-за уменьшения потерь быстрых ионов.

Отметим, что существуют другие факторы, приводящие к наблюдаемой зависимости: рост электронной температуры  $T_e$  и уменьшение неоклассических потерь ионов основной плазмы [116]. На рис. 3.7 б приведена зависимость электронной температуры в центре плазменного шнура, измеренная диагностикой томсоновского рассеяния. Из рисунка видно, что быстрый рост температуры, наблюдаемый при увеличении тока плазмы, переходит в насыщение, а затем и падение при токах выше 230 кА. При повышении электронной температуры увеличивается доля энергии, передаваемая ионам плазмы, а также время замедления быстрых ионов на электронах:  $\tau_{se} \sim T_e^{3/2}/n$ , что приводит к росту концентрации надтепловых ионов. Два этих фактора влияют на ионную температуру и нейтронный выход, усиливая зависимость, определяемую уменьшением потерь быстрых частиц. При токе 230 кА электронная температура падает из-за возникновения неустойчивостей, связанных с падением  $q_{95}$  на границе плазмы при неизменном тороидальном магнитном поле, что приводит к замедлению роста ионной температуры и нейтронного выхода.

### **3.2.2. Зависимость потерь быстрых частиц от положения плазменного шнура**

В экспериментах на токамаке Глобус-М было обнаружено увеличение ионной температуры при сдвиге плазменного шнура как целого к внутренней стенке камеры. Такой сдвиг приводит к увеличению расстояния между наружной границей плазмы и стенкой вакуумной камеры со стороны слабого магнитного поля  $-\Delta$  (см. рисунок 3.8) [87]. Однако причины увеличения эффективности нагрева при смещении плазменного шнура внутрь не были установлены. В ходе исследований, проведенных в рамках данной работы,

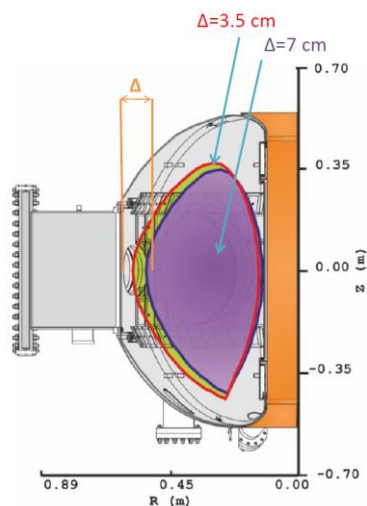


Рисунок 3.8. Несмещенный ( $\Delta = 3.5$  см) и смещенный внутрь ( $\Delta = 7$  см) плазменный шнур в полоидальном сечении токамака Глобус-М, где  $\Delta$  – расстояние от границы плазмы до стенки. Магнитная реконструкция выполнена с помощью кода EFIT.

было выяснено, что рост температуры связан с уменьшением потерь быстрых ионов [115]. Также было установлено, что помимо увеличения температуры ионов, смещение шнура внутрь и связанное с ним улучшение удержания быстрых ионов приводит к росту нейтронного выхода. На рисунке 3.9 показана зависимость нейтронного выхода и ионной температуры от расстояния плазма-стенка. В проведенных экспериментах расстояние плазма-стенка  $\Delta$  было увеличено с 3.5 до 7 см. Видно, что смещение плазменного шнура внутрь приводит к росту нейтронного выхода и ионной температуры, а смещение плазменного шнура наружу, наоборот, вызывает ухудшение удержания надтепловых ионов и падение температуры ионов и нейтронного выхода [117].

Существует три основных причины уменьшения потерь при сдвиге плазменного шнура внутрь. Первая причина – смещение орбит быстрых ионов внутрь в область более сильного магнитного поля. Оно приводит к падению потерь с первой орбиты и на перезарядку. На рисунке 3.10 показаны области удержания быстрых ионов в несмещенном и смещенном внутрь плазменных шнурах при инъекции дейтерия с энергией 26 кэВ в дейтериевую плазму. Инжектируемые атомы, ионизованные внутри этих зон, не теряются с первой орбиты. Из рисунка 3.10 видно, что в сдвинутом внутрь

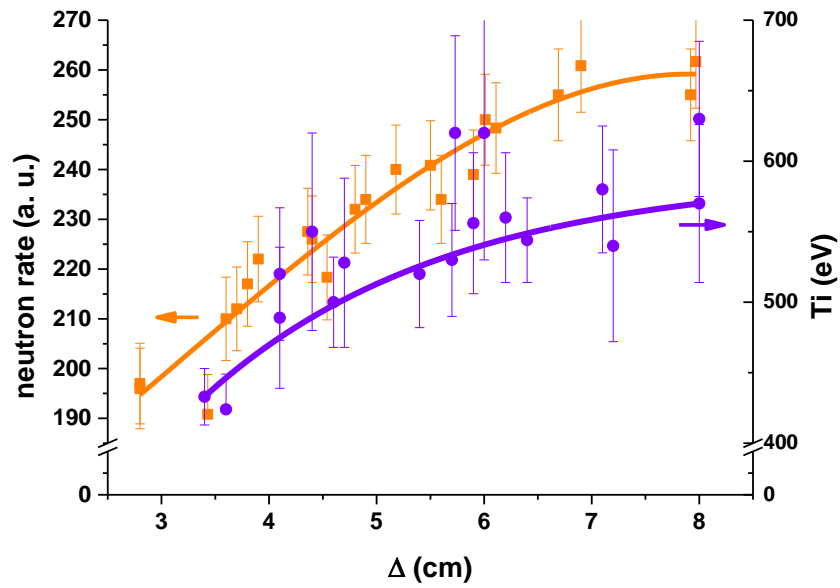


Рисунок 3.9. Зависимость ионной температуры и нейтронного выхода от расстояния плазма-стенка со стороны слабого магнитного поля при инъекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 600 кВт в дейтериевую плазму (разряды #31226-31230, #32020-32038).

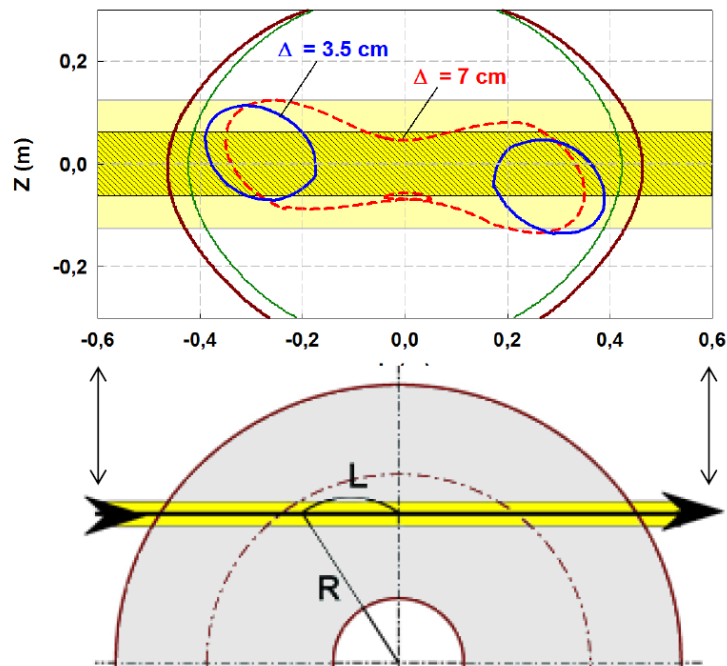


Рисунок 3.10 Схематическое изображение областей удержания быстрых ионов в вертикальном сечении плазмы, проведенном через линию инъекции. Показаны области удержания для смещенного внутрь плазменного шнура ( $\Delta = 7$  см, разряд #30581, пунктирная линия) и несмещенного плазменного шнура ( $\Delta = 3.5$  см, разряд #30577, сплошная линия). Светлая закрашенная область на верхнем рисунке соответствует размерам инжектируемого пучка, а темная заштрихованная область – половине его высоты. L – расстояние вдоль линии инъекции.

шнуре область удержания шире, чем в несдвинутом. Вторая причина уменьшения потерь связана со сжатием профиля плотности, усиливающим первый эффект. Изменение профиля плотности приводит к тому, что орбиты ионов становятся компактнее благодаря ионизации ближе к внутренней стенке токамака в области с большим магнитным полем. Третья причина – уменьшение потерь из-за пилообразных колебаний, связанное с тем, что в смещенном шнуре после перезамыкания ионы попадают на более компактные орбиты по сравнению с несмещенным шнуром. Падение потерь надтепловых ионов из-за пилообразных колебаний при смещении плазменного шнура внутрь подтверждается нейтронными измерениями. Зависимость падения нейтронного потока во время перезамыкания от расстояния плазма-стенка проиллюстрирована на рисунке 3.11. Видно, что при увеличении  $\Delta$ , падение потока нейтронов становится менее значительным.

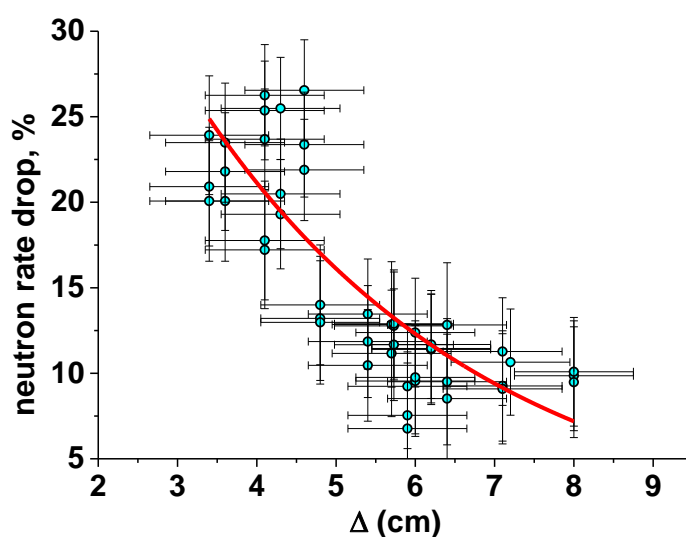


Рисунок 3.11. Экспериментальная зависимость падения нейтронного потока из-за перезамыкания при пилообразных колебаниях от расстояния между границей плазмы и стенкой камеры со стороны слабого магнитного поля (разряды #31226-31230, #32020-32038).

Результаты расчета потерь быстрых частиц при инжекции водорода с энергией 18 кэВ (случай «хорошего» удержания) и дейтерия с энергией 26 кэВ (случай «плохого» удержания) в смещенную внутрь плазму ( $\Delta = 7$  см) с помощью разных кодов показаны в таблице 3.2 (разряды #33007-33012 и

#30580-30581, #32022-32025, #32028, #32029, #32038 соответственно). Видно, что полные потери становятся меньше, чем в случае с несмещенным шнуром (таблица 3.1), однако причины этого для случая «хорошего» удержания и случая «плохого» удержания различны. При инжекции водорода с энергией 18 кэВ, когда влияние пилообразных колебаний незначительно, а потери с первой орбиты существенно ниже, чем при инжекции дейтерия с энергией 26 кэВ, улучшение удержания происходит за счет сокращения потерь на перезарядку. Этот факт отражен на рисунке 3.12: наклон спектра атомов перезарядки в области между  $E_b$  и  $E_b/2$  в экспериментах со смещенным внутрь шнуром сильнее, чем в экспериментах с несмещенным шнуром из-за более низких потерь на перезарядку при торможении. Расчеты показывают, что отношение времени потерь к времени торможения на электронах  $\tau_{loss} / \tau_{se}$  в несмещенном шнуре приблизительно в 2 раза меньше, чем в шнуре, смещенном внутрь.

**Таблица 3.2.** Потери быстрых частиц основной энергии при инжекции водорода с энергией 18 кэВ и дейтерия с энергией 26 кэВ в дейтериевую плазму, вычисленные разными кодами для случая смещенного внутрь плазменного шнура.

3-х Мерные орбиты+ у-е Больцмана			NUBEAM		
Тип потерь	18 кэВ H	26 кэВ D	Тип потерь	18 кэВ H	26 кэВ D
	Потери мощности, %	Потери мощности, %		Потери мощности, %	Потери мощности, %
			На перезарядку внутри шнура	15	8
Перезарядка+ пилообразные колебания	17	20	На перезарядку снаружи шнура	5	32
На пролет	8	8	На пролет	7	6
С первой орбиты	13	30	С первой орбиты	3	29
<b>ПОЛНЫЕ</b>	38	58	<b>ПОЛНЫЕ</b>	30	73

При инжекции дейтерия с энергией 26 кэВ потери инжектируемой мощности при смещении плазмы внутрь сокращаются в основном за счет уменьшения потерь с первой орбиты и из-за пилообразных колебаний. Как

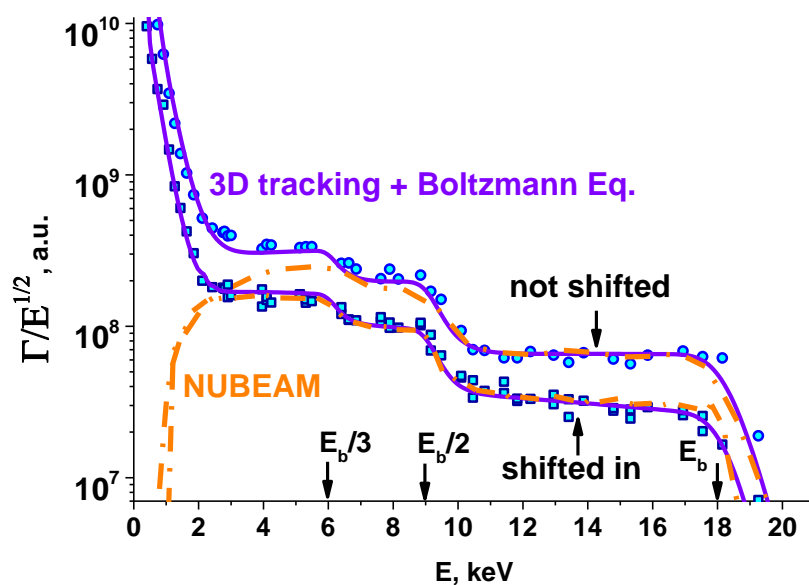


Рисунок 3.12. Спектры атомов перезарядки, измеренные анализатором АКОРД-24М, для несмещенного плазменного шнура (круги, разряды #32990-32998) и для плазменного шнура, смещенного внутрь, (квадраты, разряды #33007-33012). Линиями показаны спектры, полученные в результате моделирования. Сплошная линия – трехмерное отслеживание траекторий и решение уравнения Больцмана, штрихпунктирная – код NUBEAM.

уже было отмечено в параграфе 3.1, в случае инъекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ прямое сравнение расчетных спектров атомов перезарядки с экспериментальными затруднено из-за неклассического замедления быстрых ионов. При этом есть возможность качественно сравнить экспериментальные спектры атомов перезарядки. Уменьшение провала в области между основной энергией инъекции и ее половиной при смещении плазменного шнура внутрь (см. рисунок 3.13) говорит об улучшении удержания быстрых ионов.

Отметим, что сдвиг плазменного шнура приводит к тому, что линия наблюдения анализатора начинает проходить через другие магнитные поверхности. Однако моделирование показывает, что влияние данного эффекта на регистрируемые спектры атомов перезарядки незначительно.

Улучшение удержания ионов высокой энергии наблюдалось также на токамаке NSTX, где расстояние между границей плазмы и стенкой со стороны низкого магнитного поля мало [118]. При этом в токамаке MAST, где расстояние плазма-станка существенно больше, такой эффект не был обнаружен.

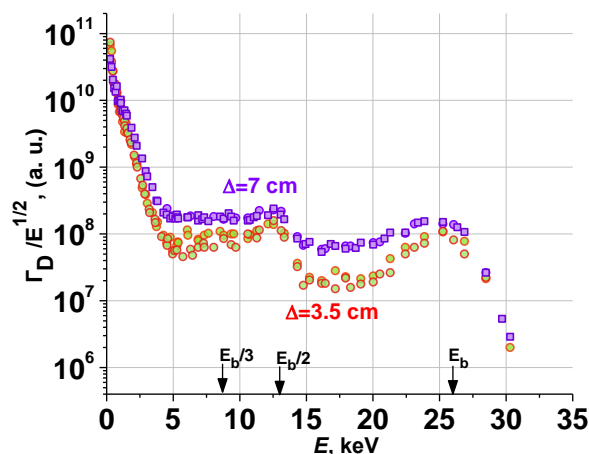


Рисунок 3.13. Спектры атомов перезарядки для несмещенного (круги, #30571-77, 30135-30137, 30139-30141) и смещенного внутрь (квадраты, #30580-30581, 30143, 30145-30150) плазменных шнуров при инъекции дейтерия с энергией 26 кэВ, измеренные анализатором АКОРД-24М.

### 3.2.3. Зависимость эффективности нагрева плазмы от электронной плотности

Одной из важнейших функций пучка инжектируемых в плазму атомов высокой энергии, являющегося источником быстрых частиц, является нагрев плазмы. В экспериментах с инъекцией атомов дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 700 кВт в дейтериевую плазму с током 200 кА при зазоре плазма-стенка 3.5 см (разряды #30982-30985, #30987, #30991-30993, #30995-30999, #31004, #31023-31024, #31027, #31030, #31032, #31036), было обнаружено, что при увеличении плотности плазмы температура ионов уменьшается. Результаты эксперимента показаны на рисунке 3.14 а. [119]. Как видно из рисунка, ионная температура падает практически линейно с увеличением плотности. В первую очередь это связано с уменьшением значения мощности на одну частицу, передаваемой плазме инжектируемым пучком, и падением электронной температуры при росте плотности. На рисунке 3.14 б показана зависимость удельного ионного энергосодержания от плотности плазмы. Этот параметр достигает насыщения при плотности  $4\text{-}5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Поведение удельного ионного энергосодержания  $n \cdot T_i$  (рисунок 3.14 б) качественно

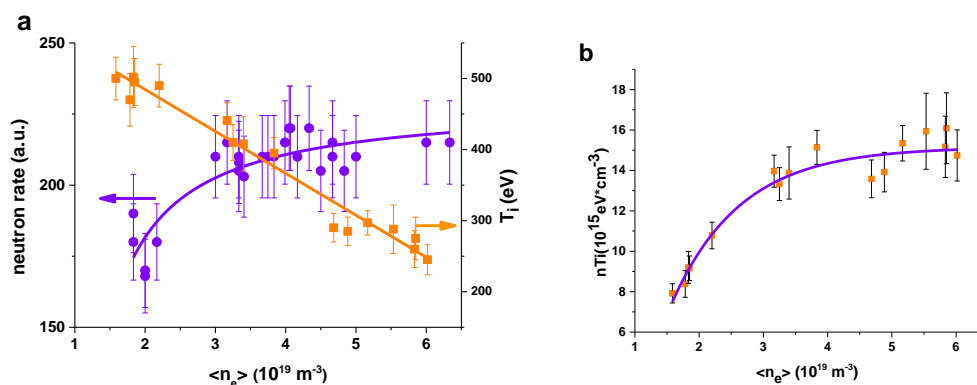


Рисунок. 3.14. Влияние электронной плотности на нагрев плазмы при инъекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 600 кВт в дейтериевую плазму. а: зависимость ионной температуры и нейтронного выхода от плотности плазмы (#30982-30985, #30987, #30991-30993, #30995-30999, #31004, #31023-31024, #31027, #31030, #31032, #31036); б: зависимость произведения плотности плазмы на ионную температуру от плотности плазмы.

совпадает с поведением нейтронного выхода (рисунок 3.14 а). При более низких плотностях плазмы ( $n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), наблюдается довольно быстрый рост потока нейтронов и ионного энергосодержания при увеличении плотности. Оба параметра достигают насыщения при плотности  $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Проведенное моделирование показывает, что рост ионного энергосодержания и нейтронного потока при низких плотностях в первую очередь связан с уменьшением потерь на пролет. Это проиллюстрировано на рисунке 3.15, где отображена зависимость прямых потерь инжектируемых частиц от плотности (включены потери на пролет и потери с первой орбиты), полученная с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории быстрых частиц.

Отметим, что рост ионного энергосодержания замедляется из-за увеличения потерь на перезарядку при торможении. На насыщение роста нейтронного выхода оказывает влияние уменьшение времени замедления быстрых ионов на электронах, связанное с ростом плотности и падением электронной температуры. Эти причины влияют на то, что ионное энергосодержание и нейтронный поток достигают насыщения при немного более низкой плотности плазмы, чем прямые потери.



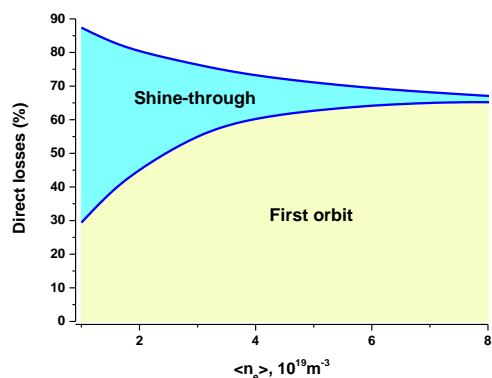


Рисунок. 3.15. Зависимость потерь на пролет и с первой орбиты от среднехордовой плотности плазмы при инъекции атомов дейтерия с энергией 26 кэВ.

Для водородной инъекции наблюдается еще более сильная зависимость потерь на пролет от плотности плазмы из-за того, что скорость водорода в  $\sqrt{2}$  раз выше скорости дейтерия при той же энергии. Так при инъекции водорода с энергией 18 кэВ в плазму со среднехордовой плотностью  $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  потери на пролет будут около 70%, в то время как при плотности  $8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  они будут составлять всего несколько процентов.

### 3.2.4. Выводы к параграфу 3.2

В токамаке Глобус-М наблюдается сильная зависимость потерь с первой орбиты от величины тока плазмы и более слабая зависимость от значения тороидального магнитного поля.

Сдвиг плазменного шнура внутрь приводит к улучшению удержания ионов высокой энергии. Основные причины этого улучшения: смещение орбит быстрых ионов внутрь в сторону сильного магнитного поля, связанное с более компактной магнитной конфигурацией; сжатие профиля плотности, приводящее к ионизации ближе к внутренней стенке токамака в области с большим магнитным полем; уменьшение потерь из-за пилообразных колебаний.

При низких плотностях ( $n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) эффективность нагрева плазмы сильно возрастает при увеличении плотности плазмы. В первую очередь это связано с уменьшением потерь на пролет.

### 3.3. Влияние альфвеновских мод на удержание быстрых ионов в токамаке Глобус-М

Быстрые ионы, движущиеся со скоростью больше альфвеновской  $V_f > V_A$  (см. формулу (1.25)), могут раскачивать альфвеновские неустойчивости. Взаимодействие возбужденных мод с быстрыми ионами может приводить к их перераспределению и потерям. Как уже отмечалось в пункте 1.3.1, наиболее сильное влияние на удержание ионов высокой энергии оказывают тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ). Из-за наличия альфа-частиц в термоядерных реакторах условие  $V_f > V_A$  будет выполнено, что приведет к возникновению тороидальных альфвеновских мод. Для того чтобы данное условие выполнялось в современных классических токамаках, приходится уменьшать тороидальное магнитное поле, отдаляясь от оптимальных режимов работы установки. В сферических токамаках, работающих при относительно низких магнитных полях, скорость быстрых ионов, возникающих при применении дополнительного нагрева, может многократно превышать альфвеновскую. Такие условия, не требующие кардинального изменения режима работы токамака, являются благоприятными для исследования потерь быстрых ионов из-за альфвеновских мод.

На токамаке Глобус-М были проведены эксперименты по изучению потерь быстрых ионов при возбуждении тороидальных альфвеновских мод [97, 120, 121]. Альфвеновские неустойчивости наблюдались при инжекции быстрых частиц на ранней стадии разряда, когда запас устойчивости в центре шнура  $q_0$  не опускался ниже единицы. При  $q_0 < 1$  отсутствуют релаксационные пилообразные колебания, подавляющие развитие альфвеновских мод. Инжекция водорода и дейтерия в водородную и дейтериевую плазму начиналась через 10-15 мс после старта роста тока и продолжалась 30-40 мс. Энергия инжектируемых частиц составляла 26-27

кэВ, а мощность – 0.75 МВт для дейтериевого пучка и 0.85 МВт для водородного. Для энергии 26 кэВ скорость водородного и дейтериевого иона равны  $2.2 \cdot 10^6$  м/с и  $1.6 \cdot 10^6$  м/с соответственно, что в обоих случаях превышает альфвеновскую скорость, определяемую формулой (1.25). В типичных экспериментальных условиях она составляет  $1.1 \cdot 10^6$  м/с для дейтериевой плазмы и  $1.5 \cdot 10^6$  м/с для водородной плазмы.

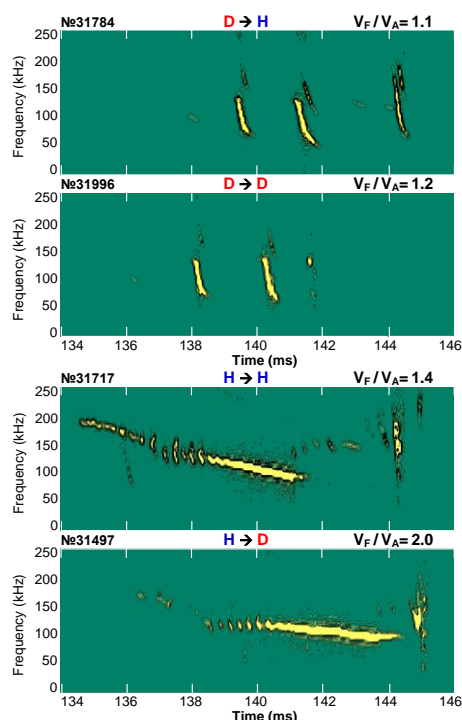


Рисунок 3.16. Спектрограммы сигналов зонда Мирнова в разрядах с разным изотопным сочетанием пучок-плазма. Буквами D и H обозначены изотопы инжектируемого пучка и плазмы-мишени.

Качественную оценку влияния альфвеновских мод на удержание быстрых ионов можно дать, оценив изменение ее частоты. На рисунке 3.16 показаны спектрограммы зондов Мирнова, приспособленных для измерения возмущения магнитного поля, вызванного альфвеновскими модами (см. пункт 2.1.1), в разрядах с разным изотопным сочетанием пучок-плазма [122]. Буквами D и H обозначены изотопы инжектируемого пучка и плазмы-мишени. Видно, что характер

поведения моды отличается для разных изотопов. При инъекции дейтерия в дейтерий (разряды #31401-31414, #31991-32001) и водород (разряды #31776-31787) мода развивается в виде коротких вспышек длительностью порядка 0.5 мс с быстрым падением частоты в течение вспышки. Временная эволюция частоты сигналов зондов может объясняться моделью «хищник-жертва», согласно которой развитие неустойчивости приводит к потерям быстрых ионов, ее вызывающих, и частота моды падает, чтобы сохранить эффективную передачу энергии от ионов к волне. При инъекции водорода в дейтерий (разряды #31492-31502) и водород (разряды #31713-31721) мода

начинается с коротких вспышек, а затем, как правило, перерастает в долгоживущую моду с примерно постоянной амплитудой, что связано с лучшим удержанием протонов по сравнению с дейтронами и, соответственно, их меньшими потерями.

Благодаря улучшению временного разрешения анализатора атомов перезарядки АКОРД-24М и установке нейтронного детектора была обнаружена корреляция между развитием тороидальных альфвеновских мод и потерями быстрых ионов. Наибольшие потери наблюдались при инжекции дейтерия. На рисунке 3.17 приведены осциллограммы зондов Мирнова, сигнала нейтронного детектора и потока атомов перезарядки с энергией 27 кэВ, близкой к энергии инжекции, в разряде #31996 с инжекцией дейтерия в дейтериевую плазму. Из рисунка видно, что вспышкам альфвеновских мод (сигнал зонда Мирнова) соответствуют провалы нейтронного потока и потока атомов перезарядки. На рисунке 3.18 показаны энергетические спектры атомов перезарядки в момент, предшествующий раскачке моды, и в минимуме потока атомов перезарядки для случая инжекции дейтерия в дейтериевую и водородную плазму. Видно, что наибольшим потерям подвержены ионы с энергией инжекции, а провал распространяется до энергий 18 кэВ в дейтериевой плазме и 23 кэВ в водородной. Эта энергия соответствует альфвеновской скорости для текущих параметров разряда.

Для количественного описания потерь быстрых ионов лучше всего подходят разряды с инжекцией дейтерия в дейтериевую плазму, что связано с возможностью измерения потока нейтронов, образующегося в результате взаимодействия быстрых ионов с ионами основной плазмы. Благодаря тому, что магнитные зонды измеряют колебания магнитного поля с амплитудой, пропорциональной интенсивности альфвеновской моды, была изучена зависимость потерь быстрых ионов от интенсивности альфвеновской моды. На рисунке 3.19 показаны зависимости падения потока нейтронов и потока атомов перезарядки с энергией вблизи энергии инжекции от интенсивности альфвеновской моды. Рисунок демонстрирует рост потерь при увеличении

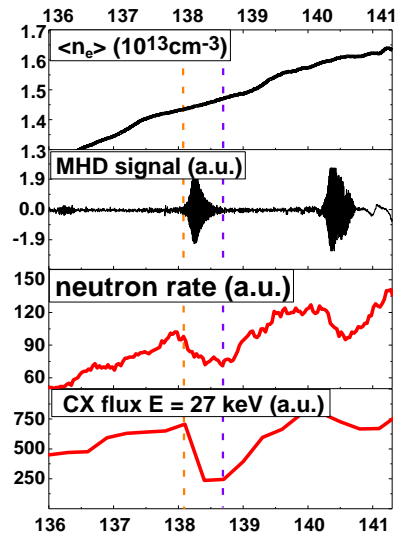


Рисунок 3.17. Корреляция тороидальных альфвеновских мод с падением нейтронного выхода и потока атомов перезарядки с энергией 27 кэВ (близкой к энергии инжекции) в разряде #31996 при инжекции дейтерия в дейтериевую плазму.

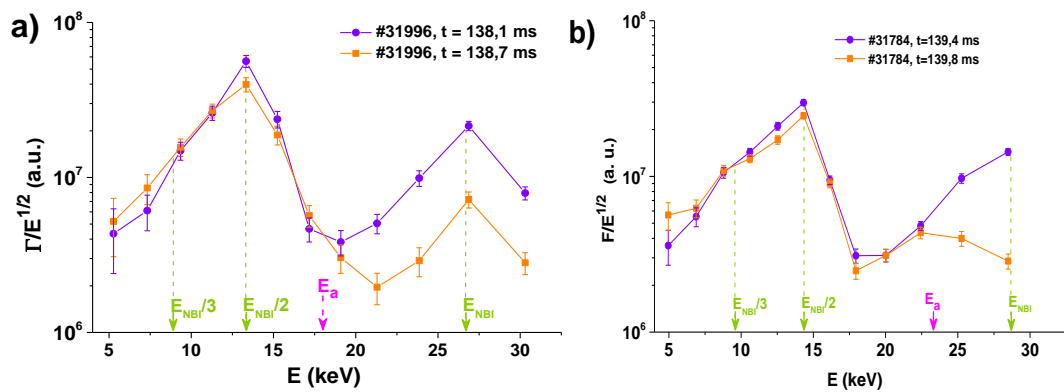


Рисунок 3.18. Спектры атомов перезарядки до и после вспышки альфвеновских мод при инжекции дейтерия в дейтерий (a) и водород (b).  $E_a$  – альфвеновская скорость.  $E_{\text{NBI}}$  – энергия инжекции.

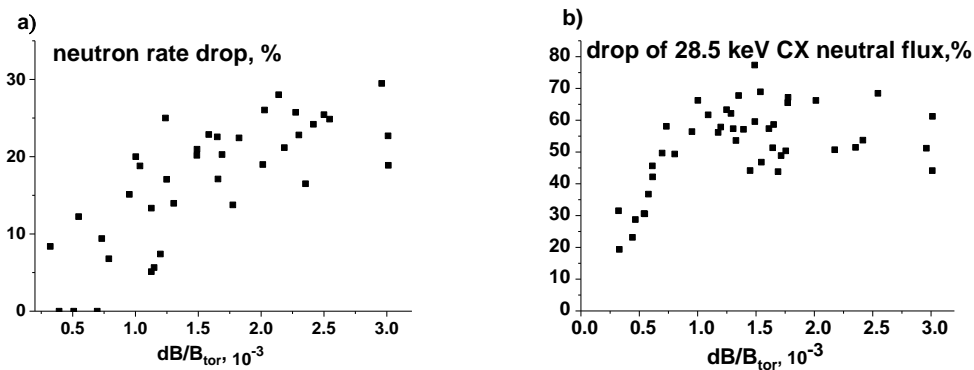


Рисунок 3.19. Зависимость падения потока нейтронов (a) и потока атомов перезарядки с энергией 28.5 кэВ (b) от относительной амплитуды альфвеновской моды при инжекции дейтерия в дейтериевую плазму.

интенсивности моды с тенденцией к насыщению при больших значениях. Нейтронный поток падает не более чем на 25–30%, что соответствует реальным потерям быстрых ионов при развитии альфвеновских мод и уменьшению их энергии вследствие торможения при взаимодействии с модой. В то же время потоки атомов перезарядки в области энергии инжекции уменьшаются значительно сильнее. Это связано либо с уходом быстрых ионов из центральной зоны на периферию, либо с изменением их питч-угла (разворотом в пространстве скоростей) таким образом, что они перестают попадать в анализатор атомов перезарядки. Падение нейтронного потока на 25-30% сравнимо с данными со сферического токамака NSTX, где наблюдалось уменьшение нейтронного выхода до 40 % при коротких вспышках ТАС длительностью порядка 1 мс [80].

В отличие от случая инжекции дейтерия в дейтериевую плазму, во всех остальных случаях нейтронный поток отсутствует, поэтому о потерях ионов высокой энергии можно судить только по потокам атомов перезарядки. В случае инжекции дейтерия в водородную плазму возбуждались такие же сильные моды, как и при инжекции дейтерия в дейтерий, что приводило к сильному провалу в потоках атомов перезарядки высоких энергий. Другая картина наблюдалась при водородной инжекции. Интенсивность возникающих мод и потери быстрых ионов, отражаемые в уменьшении потоков атомов перезарядки в области энергии инжекции, были ниже, чем при инжекции дейтерия. При долгоживущей моде наблюдалось лишь плавное снижение потоков не более чем на 20%, а в случае самых сильных вспышек моды провал в потоках не превышал 25%.

Высокие потери быстрых ионов при развитии альфвеновских мод связаны с большой шириной орбиты и значительным радиусом ларморовского вращения быстрого иона. Так для ионов дейтерия, испытывающих наибольшие потери при развитии альфвеновских возмущений, эти величины сравнимы с малым радиусом плазмы. При этом

из-за зависимости ширины орбиты и радиуса ларморовского вращения от массы иона потери водорода намного меньше, чем потери дейтерия.

### **3.3.1. Выводы к параграфу 3.3**

Тороидальные альфвеновские моды приводят к потерям быстрых ионов. Наибольшие потери наблюдаются при инжекции дейтерия и составляют 25-30%. В случае инжекции водорода потери быстрых ионов были ниже, чем при инжекции дейтерия. Это связано с зависимостью ширины орбиты и радиуса ларморовского вращения иона от его массы.



### 3.4. Исследование контр-инжекции на токамаке Глобус-М

Описанные выше эксперименты выполнены при инжекции пучка по направлению тока плазмы (ко-инжекция). Такой метод инжекции применялся для минимизации потерь быстрых частиц и более эффективной генерации токов увлечения. В 2016 году на токамаке Глобус-М были проведены первые эксперименты по инжекции атомов высокой энергии навстречу току плазмы (контр-инжекция) [123, 124]. В первую очередь направление инжекции было изменено на противоположное для получение режима улучшенного удержания без неустойчивостей, локализованных на периферии (ELMов). Однако, как и ожидалось, оно привело к существенному увеличению потерь быстрых частиц.

Дейтериевая плазма удерживалась в диверторной конфигурации с нижней X-точкой. Тороидальное магнитное поле  $B_{\text{тор}}$  составляло 0.4 Тл, ток плазмы  $I_p$  варьировался от 120 до 200 кА. Применялась инжекция дейтерия с энергией 18 кэВ длительностью 30-40 мс, при этом вводимая мощность составляла 260-310 кВт.

Моделирование с помощью трехмерного алгоритма для расчета траекторий частиц показывает, что потери с первой орбиты составляют 85-95% а полные потери достигают 97%, в то время как при ко-инжекции с такими же параметрами пучка и плазмы потери с первой орбиты приблизительно равны 15% [111]. Моделирование контр-инжекции с помощью кода NUBEAM также показывает существенные значения потерь с первой орбиты: около 50%, в то время как полные потери составляют  $\approx 70\%$ . Несмотря на адаптацию кода NUBEAM для сферических установок, результаты расчетов таким кодом в некоторых случаях могут существенно отличаться от результатов, полученных без приближений. Занижение значений потерь кодом NUBEAM скорее всего связано с использованием в нем дрейфового приближения. Полученные значения потерь быстрых частиц

сравнимы с потерями на других сферических токамаках, где проводилась контр-инжекция: START (потери 97%) и MAST (потери 50-80% [86]).

При таких высоких потерях быстрых частиц сравнение с экспериментальными спектрами атомов перезарядки невозможно. Однако существуют косвенные экспериментальные подтверждения больших потерь частиц высокой энергии. Рост ионной температуры во время контр-инжекции не превышает 10% по сравнению с омическим режимом, в то время как при ко-инжекции в тех же условиях достигается двукратное увеличение ионной температуры. Кроме того, в экспериментах с ко-инжекцией уровень потерь быстрых частиц ниже, поэтому применение пучка атомов с энергией 26 кэВ мощностью до 600 кВт не приводит к срыву разряда, как это происходит в случае контр-инжекции. Благодаря этому при ко-инжекции легко удается получить рост ионной температуры более чем в три раза. Наличие высоких потерь быстрых частиц также подтверждается отсутствием изменения энергосодержания плазмы, определяемого с помощью диамагнитных измерений. Это обстоятельство подтверждает рисунок 3.20, на котором показана зависимость энергетического содержания плазмы токамака Глобус-М от ее среднечордовой электронной плотности в омическом режиме (случай, когда ток плазмы и тороидальное магнитное поле сонаправлены и разнонаправлены) и с контр-инжекцией атомов высокой энергии.

Эксперименты по ко-инжекции показали, что при увеличении тока плазмы и расстояния плазма-стенка со стороны слабого магнитного поля наблюдается повышение эффективности нагрева ионного компонента плазмы, связанное с уменьшением потерь быстрых ионов [115]. В аналогичных экспериментах с контр-инжекцией ток плазмы менялся от 120 до 200 кА, а расстояние плазма-стенка – от 3 до 6 см. Увеличение расстояния между плазмой и стенкой при контр-инжекции не привело к росту температуры ионов. Увеличение тока плазмы приводило к росту ионной температуры на 10%, в то время как в экспериментах с ко-инжекцией при таком же увеличении тока наблюдался рост температуры ионов до 35%.

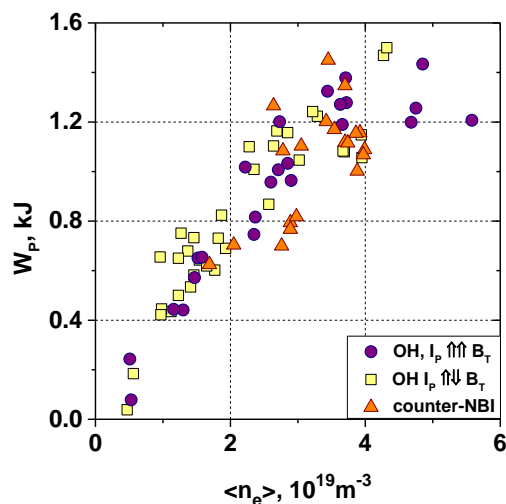


Рисунок 3.20. Зависимость энергетического содержания плазмы токамака Глобус-М от среднехордовой электронной плотности плазмы для режима с омическим нагревом (случай, когда ток плазмы и тороидальное магнитное поле сонаправлены и разнонаправлены) и с контр-инжекцией атомов высокой энергии.

Незначительный рост ионной температуры при увеличении тока плазмы в экспериментах с контр-инжекцией почти не связан с улучшением удержания быстрых ионов, а объясняется в основном увеличением мощности омического нагрева. Описанные отличия в экспериментах с ко- и контр-инжекцией связаны с разным характером потерь быстрых ионов с первой орбиты. Характерные орбиты ионов водорода с энергией 18 кэВ, теряемых из-за столкновения со стенкой, показаны на рисунке 3.21. Как видно из рисунка, в случае ко-инжекции ион теряется, попадая на внешнюю стенку токамака из-за большой ширины орбиты. Изменение расстояния плазма-стенка приводит к сдвигу орбиты внутрь установки, а увеличение тока плазмы – к сужению орбиты. В результате удержание быстрых ионов и эффективность нагрева плазмы улучшаются. В случае контр-инжекции ион теряется из-за того, что его орбита попадает в нижний купол установки. Сдвиг внутрь и сжатие орбиты не приводят к изменению ее формы для большинства ионов, и, следовательно, слабо влияют на удержание ионов высокой энергии.

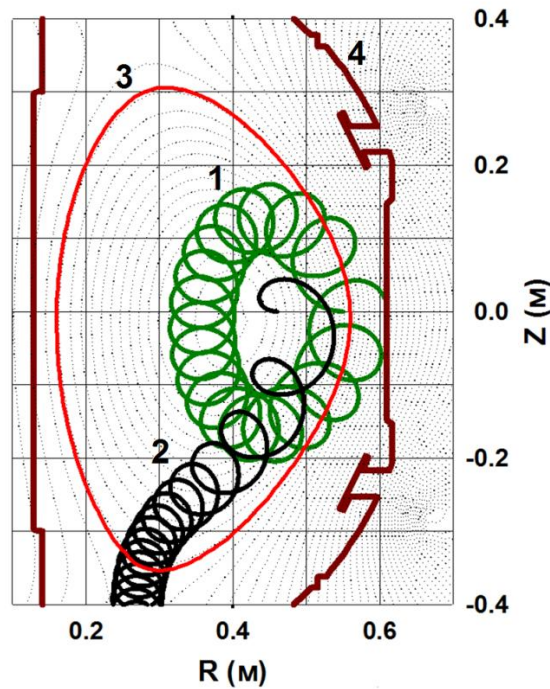


Рисунок 3.21. Характерные орбиты теряемого из-за столкновения со стенкой иона водорода с энергией 18 кэВ в полоидальном сечении токамака. 1 – случай ко-инжекции, 2 – случай контр-инжекции, 3 – граница плазменного шнура, 4 – стенка вакуумной камеры токамака.

Как и ожидалось, применение контр-инжекции атомов высокой энергии в токамаке Глобус-М позволило получить режим улучшенного удержания (H-моду) без неустойчивостей, локализованных на границе (ELMов). Это обстоятельство отличает исследуемый режим от омического режима и режима с ко-инжекцией высокоэнергетичных атомов, в которых существуют либо ELMы III рода, характеризующиеся высокой частотой повторения, либо ELMы I рода, период которых совпадает с периодом пилообразных колебаний, либо и те и другие. При контр-инжекции, в режиме улучшенного удержания без ELMов, отсутствуют пилообразные колебания, но присутствует МГД неустойчивость с модой  $m/n=2/1$ , которая может подавляться пилообразными колебаниями в других режимах.

На рисунке 3.22. показаны характерные временные диаграммы мощности нейтральной инжекции, среднехордовой электронной плотности, интенсивности сигнала датчика  $D\alpha$  в экваториальной плоскости и сигнала зонда Мирнова для разрядов с омическим нагревом дейтериевой плазмы, а

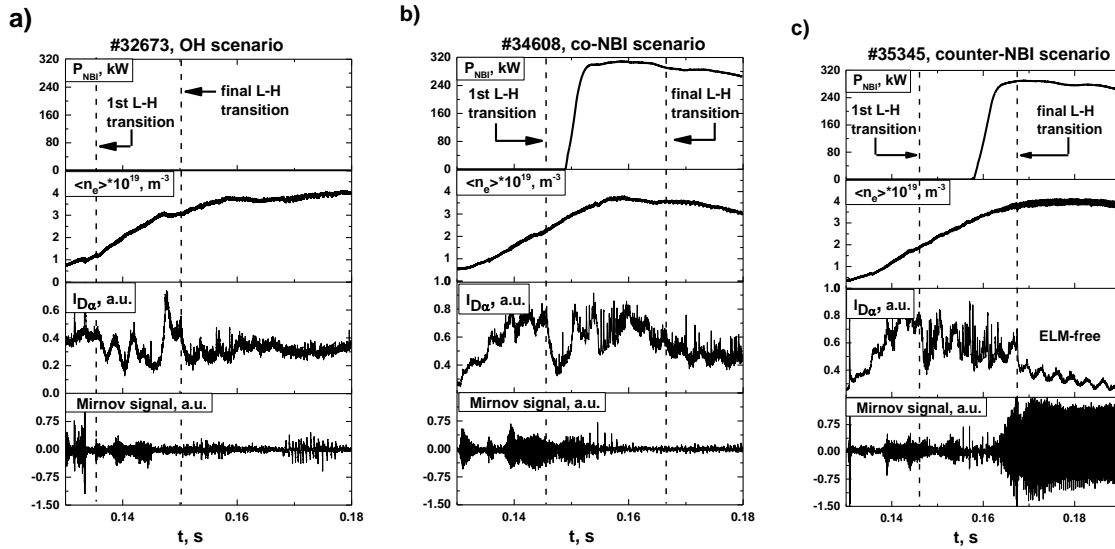


Рисунок 3.22. Характерные временные диаграммы мощности НИ ( $P_{\text{NBI}}$ ), среднечордовой электронной плотности ( $\langle n_e \rangle$ ), сигнал датчика  $D\alpha$  в экваториальной плотности ( $I_{D\alpha}$ ) и сигнал зонда Мирнова (Mirnov signal) для разрядов с а: омическим нагревом плазмы, б: ко-инжекцией, с: контр-инжекцией.

также с ко- и контр-инжекцией водорода в дейтериевую плазму при токе плазмы 200 кА. После инициации перехода в режим улучшенного удержания во всех трех случаях, показанных на рисунке 3.22 а, б, с, разряд находится в пограничном состоянии в течение 10-20 мс, совершая переходы между H-модой и L-модой (режим обычного удержания), после чего происходит окончательный переход в режим улучшенного удержания. Из рисунка 3.22 с видно, что приблизительно через 5 мс после начала контр-инжекции разряд переходит в H-моду без ELMов, чего не происходит в режимах без инжекции или с инжекцией по направлению тока плазмы (рисунки 3.22 а, б). Возможной причиной перехода в режим улучшенного удержания является высокое значение электрического поля, связанное с большими потерями быстрых ионов, а отсутствие ELMов может быть объяснено уменьшением градиента давления на границе из-за существования моды  $m/n = 2/1$  (см. рисунок. 3.22 с).

### 3.4.1. Выводы к параграфу 3.4

Впервые на токамаке Глобус-М проведены эксперименты по контр-инжекции атомов высокой энергии. При этом наблюдались высокие потери вводимой мощности. Изменение тока плазмы и расстояния плазма-стенка не приводило к улучшению удержания быстрых ионов, как это происходило в экспериментах с ко-инжекцией атомов высокой энергии. Получен режим улучшенного удержания без ELMов. Возможной причиной перехода в режим улучшенного удержания является высокое значение электрического поля, связанное с большими потерями быстрых частиц, достигающими 95%, а отсутствие ELMов может быть объяснено уменьшением градиента давления на границе из-за существования моды  $m/n = 2/1$ .

### 3.5. Удержание надтепловых частиц в токамаке Глобус-М2

Как показали исследования процессов, влияющих на удержание быстрых частиц, проведенные в рамках данной работы, заметное снижение потерь ионов высокой энергии и связанное с этим улучшение параметров плазмы возможно только при увеличении тороидального магнитного поля и тока плазмы. В токамаке Глобус-М2 [125, 126] тороидальное магнитное поле будет увеличено до 1 Тл, а ток плазмы – до 500 кА. Моделирование показывает, что это приведет к заметному улучшению удержания быстрых ионов [117]. С помощью трехмерного алгоритма были рассчитаны потери быстрых частиц для различных значений тороидального магнитного поля и тока плазмы. Доля частиц, не испытавших прямые потери, для случая инжекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ показана на рисунке 3.23 а. Изображенная на рисунке поверхность разделяет области удержания быстрых частиц. Выше нее частицы теряются, ниже – удерживаются. На рисунке 3.23 б изображены области удержания быстрых ионов вдоль вертикального сечения, проведенного через центр линии инжекции при разных значениях магнитного поля (ток плазмы увеличивается пропорционально магнитному полю). Из рисунков видно, что потери надтепловых ионов значительно падают с ростом тока до достижения тока  $\sim 300$  кА, после чего зависимость выходит на плато. При максимальном токе и магнитном поле прямые потери составляют менее 10%. При этом дальнейшее улучшение удержания ограничено малыми размерами токамака.

В связи с существенным изменением параметров новой установки становится возможным применение нового инжектора с ускоряющим напряжением выше, чем у инжектора токамака Глобус-М (до 30 кВ). На рисунке 3.24 показана зависимость прямых потерь от энергии инжекции дейтерия в токамаке Глобус-М2 при максимальных значениях магнитного поля и тока плазмы (1 Тл, 500 кА). На новой установке будет применен инжектор с энергией 50 кэВ. Из рисунка 3.24 видно, что прямые потери

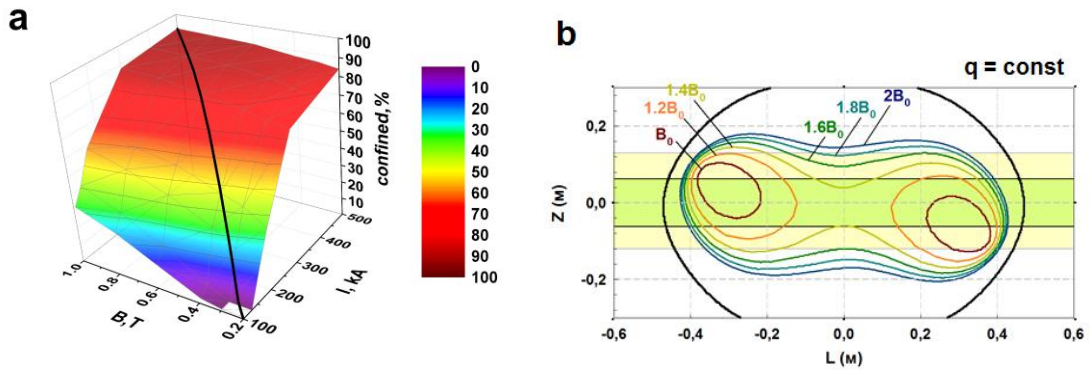


Рисунок 3.23. а: области удержания быстрых частиц при различных значениях тока плазмы и магнитного поля для случая инъекции пучка дейтерия с энергией 26 кэВ. Выше поверхности частицы теряются, ниже – удерживаются. Зависимость получена с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц. б: области удержания быстрых ионов вдоль вертикального сечения, проведенного через центр линии инъекции, при разных значениях магнитного поля (ток плазмы увеличивается пропорционально магнитному полю).

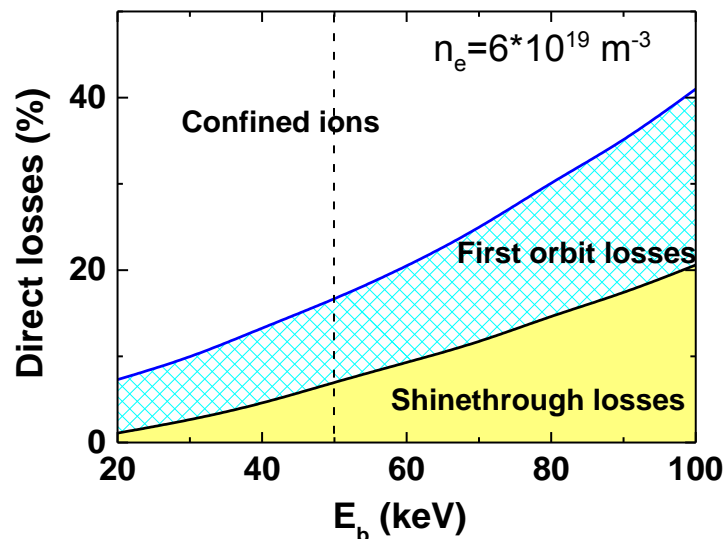


Рисунок 3.24 Зависимость прямых потерь надтепловых ионов от энергии инъекции дейтерия в токамаке Глобус-М2, полученная с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц. Затемненная область – потери на пролет, заштрихованная область – потери с первой орбиты.

быстрых частиц основного компонента инъекции в этом случае не превышают 15%. Такой уровень потерь допустим в лабораторных экспериментах. Зависимость прямых потерь частиц высокой энергии от среднечордовой электронной плотности для случая инъекции дейтерия 30 кэВ в токамаке Глобус-М (0.4 Тл) и для случая инъекции дейтерия 30 и 60



кэВ в токамаке Глобус-М2 (1 Тл) показана на рисунке 3.25. Видно, что увеличение тока плазмы и магнитного поля приведет к существенному уменьшению потерь. Так при инжекции дейтерия с энергией 50 кэВ в токамаке Глобус-М2 удержание быстрых частиц будет лучше, чем при инжекции водорода с энергией 18 кэВ в токамаке Глобус-М.

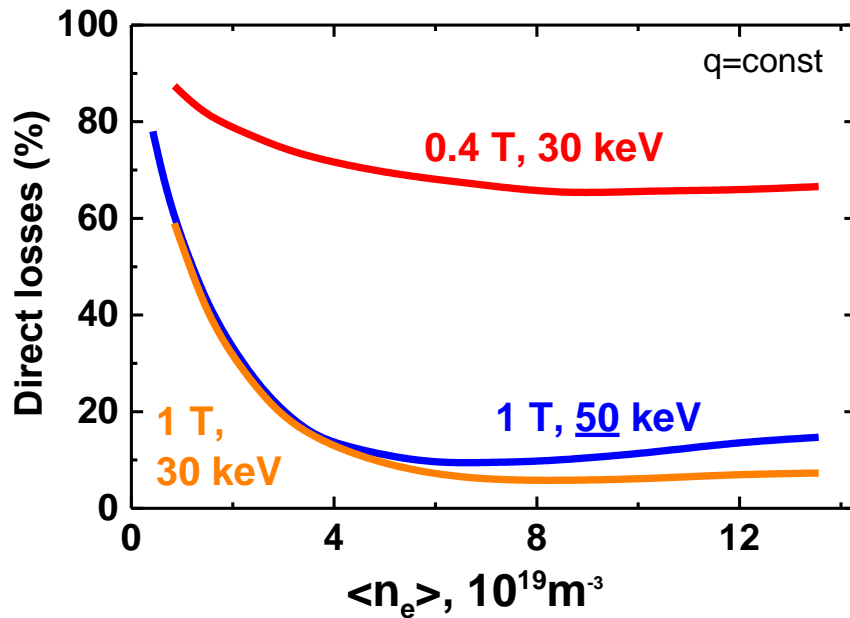


Рисунок 3.25. Зависимость прямых потерь надтепловых частиц от среднечордовой электронной плотности для случая инжекции дейтерия 30 кэВ в токамаке Глобус-М (0.4 Тл) и для случая инжекции дейтерия 30 и 50 кэВ в токамаке Глобус-М2 (1 Тл). Расчеты выполнены с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц.

Повышение магнитного поля, тока плазмы и энергии инжекции позволит приблизить Глобус-М2 по параметрам к будущим источникам нейтронов. Оценка, выполненная с помощью кода NUBEAM, показывает, что нейтронный выход (D-D нейтроны с энергией 2.45 МэВ) в токамаке Глобус-М2 с новым инжектором (1 МВт 50 кэВ) будет  $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , что на два порядка выше, чем в рассмотренных экспериментах на токамаке Глобус-М (26 кэВ, 0.7 МВт).

Для оптимизации нейтронного выхода в экспериментах по инжекции высокоэнергетичного пучка атомов в компактный токамак Глобус-М2 нужно учитывать детали поведения параметров плазмы-мишени, оказывающие существенное влияние на результат инжекции. В новой установке будут

существовать оптимальные значения тока плазмы, магнитного поля, плотности и зазора плазма-стенка, при которых нейтронный выход будет достигать насыщения подобно тому, как это было в токамаке Глобус-М. Используя описанные в этой работе методы, оптимальные параметры разряда могут быть найдены для конкретных экспериментальных условий.

Из-за того, что потери частиц высокой энергии в токамаке Глобус-М2 снизятся, более существенным окажется влияние гофрировки магнитного поля на потери быстрых ионов. Гофрировка связана с дискретностью катушек тороидального магнитного поля и в токамаке Глобус-М составляет 1.5% у внешней стенки камеры. Для того чтобы уменьшить влияние гофрировки магнитного поля, в токамаке Глобус-М2 внешние витки обмоток тороидального магнитного поля вынесены наружу на 4 см по сравнению с токамаком Глобус-М. Благодаря этому гофрировка магнитного поля уменьшится в два раза.

Моделирование показывает, что при контр-инжекции, как и в случае с ко-инжекцией, одновременное изменение тороидального магнитного поля и тока плазмы в два с половиной раза приведет к улучшению удержания быстрых частиц. Однако потери все еще будут велики и составят около 70%. Улучшение удержания быстрых частиц позволит повысить энергию инжекции до 25-30 кэВ, в связи с чем мощность инжекции может быть поднята до 0.6-1 МВт, что невозможно в описанных в пункте 3.2.4 экспериментах по контр-инжекции из-за срыва разряда, вызванного повышенным поступлением примесей. Также будет возможна контр-инжекция атомов с помощью нового инжектора атомов высокой энергии с рабочими параметрами 50 кэВ, 1 МВт. Уменьшение прицельного параметра инжекции с 32 см до 28 см позволит снизить потери быстрых частиц еще на 10%. Несмотря на то, что доля удерживаемых частиц будет мала, поглощенная мощность инжекции возрастет более чем на порядок по сравнению с токамаком Глобус-М и составит до 0.5 МВт. Это позволит существенно расширить диапазон экспериментальных параметров.

### 3.5.1. Выводы к параграфу 3.5

В токамаке Глобус-М2 тороидальное магнитное поле будет увеличено до 1 Тл, а ток плазмы – до 500 кА. Моделирование показывает, что это приведет к заметному улучшению удержания быстрых ионов. Будет установлен новый инжектор с энергией инжекции до 50 кэВ.

Повышение магнитного поля, тока плазмы и энергии инжекции позволит приблизить Глобус-М2 по параметрам к будущим источникам нейтронов. Оценка показывает, что нейтронный выход в токамаке Глобус-М2 будет  $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , что на два порядка выше, чем в рассмотренных экспериментах на токамаке Глобус-М.

При контр-инжекции потери все еще будут велики и составят около 70%. Несмотря на то, что доля удерживаемых частиц будет мала, поглощенная мощность инжекции возрастет более чем на порядок по сравнению с токамаком Глобус-М и составит до 0.5 МВт.

## Заключение

Данная работа посвящена изучению поведения быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М в режимах с нейтральной инжекцией. В основном исследовались потери атомов с энергией инжекции и надтепловых ионов, образующихся в результате ионизации этих атомов. Описанные исследования оказались возможны благодаря модернизации диагностического комплекса токамака и внедрению новых компьютерных кодов. Основные результаты диссертации:

Для моделирования поведения быстрых частиц был внедрен код NUBEAM, и разработан компьютерный код, использующий другие принципы моделирования. Он включает в себя трехмерный алгоритм, вычисляющий траектории ионов высокой энергии, объединенный с решением уравнения Больцмана для описания их замедления.

В экспериментах с инжекцией водорода и дейтерия были обнаружены большие потери быстрых частиц. Этот результат также подтвержден с помощью моделирования. В случае «хорошего» удержания (инжекция водорода с энергией 18 кэВ) прямые потери и потери на перезарядку при замедлении сравнимы. Полные потери мощности компонента пучка с основной энергией инжекции составляют приблизительно 45%. В случае «плохого» удержания (инжекция дейтерия с энергией 26 кэВ) преобладают потери с первой орбиты. Полные потери мощности компонента с основной энергией инжекции составляют приблизительно 85%. Наличие пилообразных колебаний приводит к дополнительным потерям быстрых ионов.

Были проведены эксперименты по изучению влияния тока плазмы, тороидального магнитного поля, электронной плотности плазмы и зазора между границей плазмы и стенкой со стороны слабого магнитного поля на удержание надтепловых ионов в сферическом токамаке Глобус-М. в дополнение к сильной зависимости потерь с первой орбиты от тока плазмы, наблюдаемой в классических и сферических токамаках, была обнаружена

более слабая зависимость от величины тороидального магнитного поля. Данный результат связан с существованием зависимости формы орбит быстрых ионов от тока плазмы и магнитного поля. Сдвиг плазменного шнура внутрь приводил к существенному улучшению удержания быстрых ионов и, как следствие, росту ионной температуры и нейтронного выхода. Основные причины падения потерь надтепловых ионов – смещение орбит быстрых ионов внутрь в сторону сильного магнитного поля, сжатие профиля плотности и уменьшение влияния пилообразных колебаний. Благодаря смещению внутрь полные потери мощности компонента с основной энергией инжекции могут быть уменьшены до ~35% и 65% для случаев «хорошего» и «плохого» удержания соответственно. При низких значениях плотности плазмы наблюдалась сильная зависимость ионного энергосодержания и нейтронного выхода от плотности, связанная с изменением потерь на пролет. При среднечордовой электронной плотности плазмы  $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  эта зависимость достигала насыщения.

Обнаружена корреляция между развитием тороидальных альфвеновских мод и потерями быстрых ионов. Потери высокоэнергетичных ионов дейтерия были намного выше, чем потери ионов водорода и составляли приблизительно 25-30%. Наибольшим потерям оказались подвержены ионы с энергией, близкой к энергии инжекции, при этом терялись ионы с энергией выше 18 кэВ в дейтериевой плазме и 23 кэВ в водородной, что соответствовало альфвеновской скорости в исследуемых разрядах. Наблюдался рост потерь при увеличении интенсивности моды с тенденцией к насыщению.

Проведены первые эксперименты по контр-инжекции атомов высокой энергии. Получен режим улучшенного удержания без ELMов. Возможной причиной перехода в режим улучшенного удержания является высокое значение электрического поля, связанное с большими потерями быстрых ионов, достигающими 95%, а отсутствие ELMов может быть объяснено уменьшением градиента давления на границе из-за существования моды  $m/n$

= 2/1. Высокие потери быстрых частиц, среди которых преобладают потери с первой орбиты, подтверждаются как экспериментально, так и с помощью моделирования.

Исследование удержания быстрых частиц будет продолжено на новом токамаке Глобус-М2, в котором тороидальное магнитное поле будет увеличено до 1 Тл, а ток плазмы – до 500 кА. Расчеты показали, что модернизация приведет к заметному улучшению удержания быстрых ионов. Кроме того будет установлен новый инжектор, рассчитанный на инжекцию с энергией 50 кэВ мощностью 1 МВт. Прямые потери в новой установке не будут превышать 10 % и 15 % для инжекции дейтерия с энергией 30 кэВ и 50 кэВ соответственно. Повышение магнитного поля, тока плазмы и энергии инжекции позволит приблизить Глобус-М2 по параметрам к будущим источникам нейтронов. Оценка, выполненная с помощью кода NUBEAM, показывает, что нейтронный выход в токамаке Глобус-М2 с новым инжектором будет на два порядка выше, чем в рассмотренных экспериментах на токамаке Глобус-М. В новой установке будут существовать оптимальные значения тока плазмы, магнитного поля, плотности и зазора плазма-стенка, при которых нейтронный выход будет достигать насыщения подобно тому, как это было в токамаке Глобус-М. Используя описанные в этой работе методы, оптимальные параметры разряда могут быть найдены для конкретных экспериментальных условий.

При контр-инжекции, как и в случае с ко-инжекцией, одновременное изменение тороидального магнитного поля и тока плазмы в два с половиной раза приведет к улучшению удержания быстрых ионов. Однако потери частиц высокой энергии все еще будут велики и составят около 70%. Тем не менее, поглощенная мощность инжекции возрастет более, чем на порядок по сравнению с токамаком Глобус-М и составит до 0.5 МВт, что позволит существенно расширить диапазон экспериментальных параметров.

Методы расчета потерь быстрых частиц в сферических токамаках, внедренные на токамак Глобус-М, могут быть применены при определении

оптимальных параметров более крупных сферических токамаков, например токамака Глобус-МЗ. Глобус-МЗ рассматривается как водородный прототип источника нейтронов будущего гибридного реактора синтез-деление. Успешное осуществление данного проекта позволит значительно ускорить внедрение методов управляемого термоядерного синтеза в ядерную энергетику путем создания гибридных систем синтез-деление. Это будет иметь важный социально-экономический эффект с точки зрения создания принципиально новых ядерных blankets с большой глубиной выгорания топлива, что позволит значительно увеличить время непрерывной работы ядерных реакторов-blankets. Кроме этого безопасность работы гибридных систем по сравнению с классическими ядерными реакторами деления будет существенно выше за счет принципиальной невозможности развития неконтролируемой цепной реакции деления в «подкритическом» blanketе.

Автор выражает благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук Гусеву Василию Константиновичу за плодотворное научное руководство. Автор также благодарит к.ф.-м.н. Петрова Юрия Викторовича и д.ф.-м.н. Чернышева Федора Всеволодовича за непосредственную помощь в выполнении работы и продуктивное обсуждение полученных результатов; к.ф.-м.н. Гончарова Павла Романовича за существенный вклад в разработку компьютерного кода, примененного на токамаке Глобус-М, и плодотворные дискуссии; Задвитского Георгия Викторовича за помощь с кодом NUBEAM.

Автор благодарит группы нейтральной инжекции (Минаева Владимира Борисовича, Щеголева Петра Борисовича и Тельнову Анну Юрьевну) и корпускулярной диагностики (Мельника Андрея Дмитриевича и Чернышева Федора Всеволодовича), а также всех сотрудников токамака Глобус-М за помощь в проведении экспериментов.

**Список литературы**

1. Freidberg J.P. Fusion–fission hybrids revisited / Freidberg J.P., Kadak A.C. // *Nature Physics* – 2009. – Т. 5 – № 6 – С.370–372.
2. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции / Л. А. Арцимович / под ред. В.А. Лешковцева, Б.Л. Лившица. – М.: Физматгиз, 1961.– 468с.
3. Jassby D.L. Optimization of fusion power density in the two-energy-component tokamak reactor / Jassby D.L. // *Nuclear Fusion* – 1975. – Т. 15 – № 3 – С.453–464.
4. Jassby D.L. Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors / Jassby D.L. // *Nuclear Fusion* – 1977. – Т. 17 – № 2 – С.309–365.
5. Hiwatari R. Demonstration tokamak fusion power plant for early realization of net electric power generation / Hiwatari R., Okano K., Asaoka Y., Shinya K., Ogawa Y. // *Nuclear Fusion* – 2005. – Т. 45 – С.96–109.
6. Menard J. Configuration Studies for an ST-Based Fusion Nuclear Science Facility. IAEA 25th Fusion Energy Conference. / J. Menard, M. Boyer, T. Brown, J. Canik, B. Covele, C. D. Angelo, A. Davis, S. Gerhardt, S. Kaye, C. Kessel, M. Kotschenreuther, S. Mahajan – St. Petersburg, 2014.– LLNL-PROC-661899с.
7. Zheng S. Neutronics analysis of the conceptual design of a component test facility based on the spherical tokamak / Zheng S., Voss G.M., Pampin R. // *Fusion Engineering and Design* – 2010. – Т. 85 – № 10–12 – С.2300–2304.
8. Kuteev B.V. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils / Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Y., Dokuka V.N., Gladush G.G., Golikov A.A., Goncharov P.R., Gryaznevich M., Gurevich M.I., Ivanov A.A., Khairutdinov R.R., Khripunov V.I., Kingham D., Klishchenko A.V., Kurnaev V.A., Lukash V.E., Medvedev S.Y., Savrukhin P.V., Sergeev V.Y., Shpansky Y.S., Sykes A., Voss G., Zhirkin A.V. // *Nuclear Fusion* – 2011. – Т. 51



– № 7 – С.73013.

9. Menard J.E. Fusion nuclear science facilities and pilot plants based on the spherical tokamak / Menard J.E., Brown T., El-Guebaly L., Boyer M., Canik J., Colling B., Raman R., Wang Z., Zhai Y., Buxton P., Covele B., D'Angelo C., Davis A., Gerhardt S., Gryaznevich M., Harb M., Hender T.C., Kaye S., Kingham D., Kotschenreuther M., Mahajan S., Maingi R., Marriott E., Meier E.T., Mynsberge L., Neumeier C., Ono M., Park J.-K., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V., Valanju P., Woolley R. // Nuclear Fusion – 2016. – Т. 56 – № 10 – С.106023.

10. Гусев В.К. Сферический токамак Глобус-М / Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Подушникова К.А., Раздобарин Г.Т., Сахаров Н.В., Трегубова Е.Н., Узлов В.С., Щербинин О.Н., Беляков В.А., Кавин А.А., Косцов Ю.А., Кузьмин Е.Г., Сойкин В.Ф., Кузнецов Е.А., Ягнов В.А. // ЖТФ – 1999. – Т. 69 – № 9 – С.58–62.

11. Gusev V.K. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development / Gusev V.K., Bakharev N.N., Ber B.Y., Bulanin V. V, Chernyshev F. V, Dyachenko V. V, Goncharov P.R., Gusakov E.Z., Ibyaminova A.D., Irzak M.A., Kaveeva E.G., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov A. V, Petrov Y. V, Rozhansky V.A., Sakharov N. V, Saveliev A.N., Senichenkov I.Y., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Voronin A. V, Yashin A.Y. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2016. – Т. 58 – № 1 – С.14032.

12. Bakharev N.N. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development. 42nd EPS Conference on Plasma Physics / N. N. Bakharev, V. K. Gusev – Lisbon, 2015.– I5.120c.

13. Gi K. Conceptual design study of the moderate size superconducting spherical tokamak power plant / K. Gi, Y. Ono, M. Nakamura, Y. Someya, H. Utoh, K.

Tobita, M. Ono – IOP Publishing, 2015.– 63036c.

14. Goldston R.J. New techniques for calculating heat and particle source rates due to neutral beam injection in axisymmetric tokamaks / Goldston R.J., McCune D.C., Towner H.H., Davis S.L., Hawryluk R.J., Schmidt G.L. // *Journal of Computational Physics* – 1981. – T. 43 – № 1 – C.61–78.

15. Pankin A. The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the national transport code collaboration library / Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritiz A. // *Computer Physics Communications* – 2004. – T. 159 – № 3 – C.157–184.

16. Rome J. a. Neutral-beam injection into a tokamak, part I: fast-ion spatial distribution for tangential injection / Rome J. a., Callen J.D., Clarke J.F. // *Nuclear Fusion* – 1974. – T. 14 – № 2 – C.141–151.

17. Kovanenn M.A. HECTOR : A Code for the Study of Charged Particles in Axisymmetric Tokamak Plasmas // *J. Comput. Phys.* – 1993. – T. 105. – 14–23c.

18. Mikkelsen D.R. Energetic particle orbits in the National Spherical Tokamak Experiment / Mikkelsen D.R., White R.B., Akers R.J., Kaye S.M., McCune D.C., Menard J.E. // *Physics of Plasmas* – 1997. – T. 4 – № 10 – C.3667.

19. Hammett G. Fast ion studies of ion cyclotron heating in the PLT tokamak: Phd theses / Hammett G. – 1986. – C.222.

20. Pereverzev G. VASTRA–Automated System for Transport Analysis in a Tokamak / G. V Pereverzev, P. N. Yushmanov – San Diego, 2002.– 147c.

21. Mandrekas J. Physics models and user ' s guide for the neutral beam module of the SuperCode / J. Mandrekas – Atlanta, 1992.– 23c.

22. Solano E.R. Fast ion orbits in spherical tokamaks / Solano E.R. // *Physics of Plasmas* – 1996. – T. 3 – № April – C.1187–1188.

23. Akers R.J. GPGPU Monte Carlo calculation of gyro-phase resolved fast ion and

- n-state resolved neutral deuterium distributions. 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics / R. J. Akers, E. Verwichte, T. J. Martin, S. D. Pinches, R. Lake – Stockholm, 2012.– 4c.
24. McKay R. Test-particle simulations of collisional impurity transport in rotating spherical tokamak plasmas / McKay R., McClements K., Thyagaraja A., Fletcher L. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2008. – T. 50 – № 6 – C.65017.
25. Darrow D.S. Neutral Beam Ion Loss Modelling for NSTX. 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics / D. S. Darrow, R. Akers, L. Grisham, S. Kaye, D. Mikkelsen – Maastricht, 1999.– 1713-1716c.
26. Hirvijoki E. ASCOT: Solving the kinetic equation of minority particle species in tokamak plasmas / Hirvijoki E., Asunta O., Koskela T., Kurki-Suonio T., Miettunen J., Sipilä S., Snicker A., Äkäslompolo S. // Computer Physics Communications – 2014. – T. 185 – № 4 – C.1310–1321.
27. Fisher R.K. Fast Ion Loss Diagnostics on DIII-D. 36th EPS Conference on Plasma Phys. / R. K. Fisher, R. L. Boivin, M. García-Muñoz, W. W. Heidbrink, D. C. Pace, M. A. Van Zeeland, Y. B. Zhu – Sofia, 2009.– P-4.143c.
28. Kiptily V.G. Recent progress in fast ion studies on JET / Kiptily V.G., Perez von Thun C.P., Pinches S.D., Sharapov S.E., Borba D., Cecil F.E., Darrow D., Goloborod'ko V., Craciunescu T., Johnson T., Nabais F., Reich M., Salmi a., Yavorskij V., Cecconello M., Gorini G., Lomas P., Murari a., Parail V., Popovichev S., Saibene G., Sartori R., Syme D.B., Tardocchi M., Vries P. de, Zoita V.L. // Nuclear Fusion – 2009. – T. 49 – № 6 – C.65030.
29. Pinches S.D. Observation and modelling of fast ion loss in JET and ASDEX Upgrade / Pinches S.D., Kiptily V.G., Sharapov S.E., Darrow D.S., Eriksson L.-G., Fahrbach H.-U., García-M Noz M., Reich M., Strumberger E., Werner A. // Nucl. Fusion – 2006. – T. 46 – № 46 – C.904–910.
30. Darrow D.S. Scintillator based energetic ion loss diagnostic for the National

- Spherical Torus Experiment / Darrow D.S. // Review of Scientific Instruments – 2008. – T. 79 – № 2 – C.23502.
31. Newman D.E. Observation of gamma rays from fusion reactions in a tokamak plasma / Newman D.E., Cecil F.E. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – 1984. – T. 227 – C.339–341.
32. Cecil F.E. Gamma ray measurements during deuterium and  $^3\text{He}$  discharges on TFTR / Cecil F.E., Medley S.S. – 1988. – T. 271 – C.628–635.
33. Kiptily V.G.  $\gamma$ -ray diagnostics of energetic ions in JET / Kiptily V.G., Cecil F.E., Jarvis O.N., Mantsinen M.J. // Nuclear Fusion – 2002. – T. 42 – C.999–1007.
34. Kiptily V.G. Gamma ray diagnostics of high temperature magnetically confined fusion plasmas / Kiptily V.G., Cecil F.E., Medley S.S. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2006. – T. 48 – № 8 – C.R59–R82.
35. Gin D. Gamma ray spectrometer for ITER / Gin D., Chugunov I., Shevelev A., Khilkevitch E., Doinikov D., Naidenov V., Pasternak A., Polunovsky I., Kiptily V. – 2014. – T. 149 – C.149–152.
36. Bindslev H. Fast-Ion Velocity Distributions in JET Measured by Collective Thomson Scattering / Bindslev H., Hoekzema J., Egedal J., Fessey J., Hughes T., Machuzak J. // Physical Review Letters – 1999. – T. 83 – № 16 – C.3206–3209.
37. Rasmussen J. Improved Collective Thomson Scattering measurements of fast ions at ASDEX upgrade / Rasmussen J., Nielsen S.K., Stejner M., Salewski M., Jacobsen A.S., Korsholm S.B., Leipold F., Meo F., Michelsen P.K., Moseev D., Schubert M., Stober J., Tardini G., Wagner D. // AIP Conference Proceedings – 2014. – T. 1612 – C.117–120.
38. Bindslev H. Collective Thomson Scattering for Diagnosis of Fast Ions. Special Lecture at the 8th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics / H. Bindslev – Doorwert, 1997.– 13c.

39. Luo Y. Measurement of the D-alpha spectrum produced by fast ions in DIII-D / Luo Y., Heidbrink W.W., Burrell K.H., Kaplan D.H., Gohil P. // Review of Scientific Instruments – 2007. – Т. 78 – № 3 – С.33505.
40. Geiger B. Fast-ion D-alpha measurements at ASDEX Upgrade / Geiger B., Garcia-Munoz M., Heidbrink W.W., McDermott R.M., Tardini G., Dux R., Fischer R., Igochine V., ASDEX Upgrade Team // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2011. – Т. 53 – № 6 – С.65010.
41. Weiland M. Phase-space resolved measurements of the influence of RF heating and MHD instabilities on the fast-ion distribution in ASDEX Upgrade. 26th IAEA Fusion Energy Conference / M. Weiland, B. Geiger, R. Bilato, G. Tardini, A. Jacobsen, S. Nielsen, F. Ryter, M. Salewski, H. Zohm – Kyoto, 2016. – EX/P6-27c.
42. Hawryluk R.J. Results from deuterium-tritium tokamak confinement experiments / Hawryluk R.J. // Reviews of Modern Physics – 1998. – Т. 70 – № 2 – С.537–587.
43. Adams J.M. The JET neutron emission profile monitor / Adams J.M., Jarvis O.N., Sadler G.J., Syme D.B., Watkins N. // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A – 1993. – Т. 329 – № 1–2 – С.277–290.
44. Wolle B. Tokamak plasma diagnostics based on measured neutron signals / Wolle B. // Physics Reports – 1999. – Т. 312 – № 1–2 – С.1–86.
45. Афросимова В.В. Метод исследования потока атомов, испускаемых плазмой / Афросимова В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С. // ЖТФ. – 1960. – Т. 30 – № 12 – С.1456–1468.
46. Петров М.П. Корпускулярная диагностика квазистационарной термоядерной плазмы / Петров М.П. // Физика плазмы – 1976. – Т. 2 – № 2 – С.212–218.
47. Кисляков А.И. Активная корпускулярная диагностика горячей плазмы /

Кисляков А.И., Крупник Л.И. // Физика плазмы – 1981. – Т. 7 – № 4 – С.866–906.

48. Janev R.K. Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas / R. K. Janev, W. D. Langer, K. J. Evans, D. E. Post – Berlin, 1987. Вып. Springer-V– 326с.

49. Mertens P. Hydrogen release from plasma-facing components into fusion plasmas - recent results from a spectroscopic approach / Mertens P., Brezinsek S., Greenland P.T., Hey J.D., Pospieszczyk a, Reiter D., Samm U., Schweer B., Sergienko G., Vietzke E. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2001. – Т. 43 – № 12A – С.А349–А373.

50. Готт Ю.В. Анализатор энергетического спектра ионов в высокотемпературной плазме / Готт Ю.В., Тельковский В.Г. // ЖТФ1 – 1964. – Т. 34 – С.2114.

51. Кисляков А.И. Анализаторы нейтральных атомов и их применение для диагностики горячей плазмы / Кисляков А.И., Петров М.П. // Физика плазмы – 2009. – Т. 35 – № 7 – С.585–602.

52. Barnett C.F. A calibrated neutral atom spectrometer for measuring plasma ion temperatures in the 0.165- to 10-keV energy region / Barnett C.F., Ray J. a // Nuclear Fusion – 1972. – Т. 65 – № 12 – С.65–72.

53. Allison S.K. Experimental Results on Charge-Changing Collisions of Hydrogen and Helium Atoms and Ions at Kinetic Energies above 0.2 keV / Allison S.K. // Reviews of Modern Physics – 1958. – Т. 30 – № 4 – С.1137–1168.

54. Beiersdorfer P. Characteristics of compact solid-target charge exchange analyzers for energetic ion diagnostics on tokamaks / Beiersdorfer P., Roquemore A.L., Kaita R. // Review of Scientific Instruments – 1987. – Т. 58 – № 11 – С.2092–2098.

55. Boedeker L.R. Scanning multiple collector electrostatic analyzer with

application to plasma potential measurement / Boedeker L.R. // Review of Scientific Instruments – 1979. – T. 50 – № 6 – C.722–726.

56. Proca G.A. Minimum image size in a parallel plate electrostatic spectrograph / Proca G.A., Green T.S. // Review of Scientific Instruments – 1970. – T. 41 – № 12 – C.1778–1783.

57. Kaita R. Design and calibration of the fast ion diagnostic experiment detector on the poloidal divertor experiment / Kaita R., Goldston R.J., Meyerhofer D., Eridon J. // Review of Scientific Instruments – 1981. – T. 52 – № 12 – C.1795–1801.

58. Arnov M. Reanalysis of the trajectories of electrons in 127 degrees cylindrical spectrometers / Arnov M., Jones D.R. // Review of Scientific Instruments – 1972. – T. 43 – № 1 – C.72–75.

59. Nexsen W.E. Multichannel Neutral-Particle Analyzer System. / Nexsen W.E., Turner W.C., Cummins W.F. // Review of Scientific Instruments – 1979. – T. 50 – № 10 – C.1227–1235.

60. Medley S.S. Invited review article: Contemporary instrumentation and application of charge exchange neutral particle diagnostics in magnetic fusion energy experiments / Medley S.S., Don' A.J.H., Kaita R., Kislyakov A.I., Petrov M.P., Roquemore A.L. // Review of Scientific Instruments – 2008. – T. 79 – № 1 – C.11101.

61. Medley S.S. Construction and operation of parallel electric and magnetic field spectrometers for mass/energy resolved multi-ion charge exchange diagnostics on the Tokamak Fusion Test Reactor / Medley S.S., Roquemore A.L. // Review of Scientific Instruments – 1998. – T. 69 – № 7 – C.2651–2662.

62. Davis S.L. Mass resolving charge-exchange system on the poloidal divertor experiment / Davis S.L., Mueller D., Keane C.J. // Review of Scientific Instruments – 1983. – T. 54 – № 3 – C.315–327.

63. Извозчиков А.Б. Многоканальный анализатор для одновременной регистрации энергетических спектров атомов водорода и дейтерия “АКОРД-12” / Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В., Шустов И.В. // ЖТФ – 1992. – Т. 62 – № 2 – С.157–163.
64. Afanasyev V.I. Neutral particle analyzer/isotope separator for measurement of hydrogen isotope composition of JET plasmas / Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Y., Beaumont P., Antonis P. De, Detch A. V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Y., Tschernyshev F. V., Wilson C.H., Paméla J. // Review of Scientific Instruments – 2003. – Т. 74 – № 4 – С.2338–2352.
65. Heidbrink W.. W. The behaviour of fast ions in tokamak experiments / Heidbrink W.. W., Sadler G.. J. // Nuclear Fusion – 1994. – Т. 34 – № 4 – С.535–615.
66. Gorelenkov N.N. Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments / Gorelenkov N.N., Pinches S.D., Toi K. // Nuclear Fusion – 2014. – Т. 54 – № 12 – С.125001.
67. Jacquinet J. Chapter 5 : Physics of energetic ions ITER Physics / Jacquinet J., S.Putvinski, Bosia G. // Nucl. Fusion – 1999. – Т. 39 – С.2471–2495.
68. Fasoli A. Chapter 5: Physics of energetic ions / Fasoli A., Gormenzano C., Berk H., Breizman B., Briguglio S., Darrow D., Gorelenkov N., Heidbrink W., Jaun A., Konovalov S., Nazikian R., Noterdaeme J.-M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G., Zonca F. // Nuclear Fusion – 2007. – Т. 47 – № 6 – С.S264–S284.
69. Tani K. Effects of ELM mitigation coils on energetic particle confinement in ITER steady-state operation / Tani K., Shinohara K., Oikawa T., Tsutsui H., Miyamoto S., Kusama Y., Sugie T. // Nuclear Fusion – 2012. – Т. 52 – № 1 – С.13012.



70. Heidbrink W.W. Basic physics of Alfvén instabilities driven by energetic particles in toroidally confined plasmas / Heidbrink W.W. // *Physics of Plasmas* – 2008. – T. 15 – № 5 – C.55501.
71. Cheng C.Z. Low- $n$  shear Alfvén spectra in axisymmetric toroidal plasmas / Cheng C.Z., Chance M.S. // *Physics of Fluids* – 1986. – T. 29 – № 11 – C.3695.
72. Wong K.L. Excitation of toroidal Alfvén eigenmodes in TFTR / Wong K.L., Fonck R.J., Paul S.F., Roberts D.R., Fredrickson E.D., Nazikian R., Park H.K., Bell M., Bretz N.L., Budny R., Cohen S., Hammett G.W., Jobes F.C., Meade D.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Synakowski E.J. // *Physical Review Letters* – 1991. – T. 66 – № 14 – C.1874–1877.
73. Heidbrink W.W. An investigation of beam driven Alfvén instabilities in the DIII-D tokamak / Heidbrink W.W., Strait E.J., Doyle E., Sager G., Snider R.T. // *Nuclear Fusion* – 1991. – T. 31 – № 9 – C.1635–1648.
74. Akers R. Neutral beam heating in the START spherical tokamak / Akers R., Appel L., Carolan P., Conway N., Counsell G., Cox M., Gee S., Gryaznevich M., Martin R., Morris a. ., Nightingale M.P., Sykes a, Mironov M., Walsh M. // *Nuclear Fusion* – 2002. – T. 42 – № 2 – C.122–135.
75. Paul S.F. Accounting of the power balance for neutral-beam heated H-mode plasmas in NSTX / Paul S.F., Maingi R., Soukhanovskii V., Kaye S.M., Kugel H.W. // *Journal of Nuclear Materials* – 2005. – T. 337–339 – № 1–3 SPEC. ISS. – C.251–255.
76. Tournianski M.R. Anisotropic fast neutral particle spectra in the MAST spherical tokamak / Tournianski M.R., Akers R.J., Carolan P.G., Keeling D.L. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2005. – T. 47 – № 5 – C.671–684.
77. Gryaznevich M.P. Frequency sweeping Alfvén instabilities driven by enic beams in the spherical tokamak START / Gryaznevich M.P., Sharapov S.E. // *Nuclear Fusion* – 2000. – T. 40 – C.907–912.

78. Gryaznevich M.P. Beta-dependence of energetic particle-driven instabilities in spherical tokamaks / Gryaznevich M.P., Sharapov S.E. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2004. – Т. 46 – № 7 – С. S15–S29.
79. Fredrickson E.D. Wave driven fast ion loss in the national spherical torus experiment / Fredrickson E.D., Cheng C.Z., Darrow D., Fu G., Gorelenkov N.N., Kramer G., Medley S.S., Menard J., Roquemore L., Stutman D., White R.B. // *Physics of Plasmas* – 2003. – Т. 10 – № 7 – С. 2852–2862.
80. Podesta M. Experimental studies on fast-ion transport by Alfvén wave avalanches on the National Spherical Torus Experiment / Podesta M., Heidbrink W.W., Liu D., Ruskov E., Bell R.E., Darrow D.S., Fredrickson E.D., Gorelenkov N.N., Kramer G.J., Leblanc B.P., Medley S.S., Roquemore A.L., Crocker N.A., Kubota S., Yuh H. // *Physics of Plasmas* – 2009. – Т. 16 – № 5 – С. 56104.
81. Щеголев П.Б. Первые эксперименты по генерации токов увлечения с помощью атомарного пучка в сферическом токамаке Глобус-М / Щеголев П.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Курские Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Ран А.Ф.И. // *ЖТФ* – 2015. – Т. 85 – № 9 – С. 62–66.
82. Federici G. Assessment of erosion of the ITER divertor targets during type I ELMs / Federici G., Loarte a, Strohmayer G. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2003. – Т. 45 – № 9 – С. 1523–1547.
83. Burrell K.H. Quiescent H-mode plasmas in the DIII-D tokamak / Burrell K.H., Austin M.E., Brennan D.P., Deboo J.C., Doyle E.J., Gohil P., Greenfield C.M., Groebner R.J., Lao L.L., Luce T.C. // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2002. – Т. 44 – С. 253–263.
84. Search H. Counter-NBI assisted LH transition in low density plasmas in the TUMAN-3M / Search H., Journals C., Contact A., Iopscience M., Address I.P. – 2009. – Т. 85029.

85. Helander P. On neutral-beam injection counter to the plasma current / Helander P., Akers R.J., Eriksson L.G. // *Physics of Plasmas* – 2005. – Т. 12 – № 11 – С.112503.
86. Akers R. Counter versus co tangential Neutral Beam Injection Performance on the Mega Ampere Spherical Tokamak. 31st EPS Conf. on Plasma Phys. / R. Akers – London, 2004. – 4.188с.
87. Minaev V.B. Fast Particle Confinement and NBI Heating Study on Globus-M. 37th EPS Conference on Plasma Phys. / V. B. Minaev, F. V Chernyshev, V. K. Gusev, A. E. Ivanov, N. A. Khromov – Dublin, 2010. – 5.137с.
88. Чернышев Ф.В. Исследование потерь быстрых ионов в экспериментах по нейтральной инжекции на сферическом токамаке Глобус-М / Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Гусев В.К., Иванов А.Е., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Патров М.И., Петров М.П., Петров С.Я., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю. // *Физика плазмы* – 2011. – Т. 37 – № 7 – С.595–615.
89. Петров Ю.В. Экспериментальное исследование тороидальных альфвеновских мод на сферическом токамаке Глобус-М / Петров Ю.В., Патров М.И., Гусев В.К., Иванов А.Е., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С. // *Физика плазмы* – 2011. – Т. 37 – № 12 – С.1075–1080.
90. Gusev V.K. Review of Globus-M spherical tokamak results / Gusev V.K., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Zhilin E.G. // *Nuclear Fusion* – 2015. – Т. 55 – № 10 – С.104016.
91. Ono M. Overview of the initial NSTX experimental results / Ono M., Bell M.G., Bell R., Bigelow T., Bitter M., Blanchard W., Darrow D.S., Fredricksin E.D., Gates D.A., Grisham L.R., Hosea J.C., Johnson D.W., Kaita R., Kaye S.M., Kubota S., Kugel H.W., LeBlanc B.P., Maingi R., Maqueda R., Mazzucato E., Menard J., Mueller D., Nelson B.A., Neumeyer C., Paoletti F., Paul S.F., Peng Y.-

- K.M., Ramalrishan S. // *Nuclear Fusion* – 2002. – Т. 41 – № 10 – С.1435–1447.
92. Sykes A. First results from MAST / Sykes A., Akers R.J., Bond A., Akers R.J., Appel L.C., Control P., Menard J.E., Gerhardt S., Menard J.E., Leblanc B.P., Lloyd B., Gruber O. // *Nuclear Fusion* – 2001. – Т. 41 – № 10 – С.1423–1433.
93. Bulanin V. V The Globus-M diagnostics design, plasma devices and operations / Bulanin V. V, Chugunov I.N., Vildzunas M.I., Gavrillov G.A., Gusev V.K., Minaev V.B., Krikunov S. V., Mukhin E.E., Petrov Y. V., Razdobarin G.T., Rozdestvenskiy V. V., Sakharov N. V., Semenov V. V., Yu Tolstyakov S., Aronov A.M., Kamach Y.E., Shapiro L.L., Petrov A.A., Petrov V.G., Bender S.E., Agureev B.A., Trusillo S. V. // *Plasma Devices and Operations* – 2001. – Т. 9 – № 1–2 – С.129–142.
94. Курские Г.С. Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М / Курские Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Гусев В.К., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Чернаков П.В. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез* – 2012. – Т. 2 – С.81–88.
95. Lao L.L. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks / Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // *Nuclear Fusion* – 1985. – Т. 25 – № 11 – С.1611–1622.
96. Iblaminova A.D. Investigation of the radiative losses on the Globus-M tokamak using SPD XUV silicon photodiodes. 41st EPS Conference on Plasma Physics / A. D. Iblaminova, A. G. Alekseyev, P. N. Aruev, N. N. Bakharev, V. K. Gusev – Berlin, 2014.– 4.032с.
97. Петров Ю.В. Влияние тороидальных альфвеновских мод на удержание быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М / Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Корнев В.А., Мельник А.Д., Патров М.И., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б.,

Ран А.Ф.И. – 2014. – С.99–106.

98. Бахарев Н.Н. Модернизация комплекса корпускулярной диагностики токамака Глобус-М / Бахарев Н.Н., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Чернышёв Ф.В. // Научнотехнические ведомости СПбГПУ.

Физикоматематические науки – 2012. – Т. 158 – № 4 – С.74–79.

99. Afanasyev V.I. On the Possibility of Determining the Radial Profile of Hydrogen Isotope Composition of JET Plasmas, and of Deducing Radial Transport of the Isotope Ions / V. I. Afanasyev, A. Gondhalekar, A. I. Kislyakov – Luxembourg, 1999.– 20с.

100. Summers H.P. ADAS: Atomic data, modelling and analysis for fusion / Summers H.P., O'Mullane M.G., Whiteford A.D., Badnell N.R., Loch S.D. // AIP Conference Proceedings – 2007. – Т. 901 – № 2007 – С.239–248.

101. Barnett C.F. Collisions of H, H<sub>2</sub>, He and Li atoms and ions with atoms and molecules. Technical Report ORNL-6086/V1, / C. F. Barnett – Oak Ridge, 1990.– 705с.

102. R.B. White M. s. C. Hamiltonian guiding center drift orbit calculation for plasmas of arbitrary cross section / R.B. White M. s. C. // Phys. Fluids – 1984. – Т. 27 – № 1984 – С.2455.

103. Бахарев Н.Н. Исследование ионного компонента плазмы в экспериментах со смещением плазменного шнура на токамаке Глобус-М. XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС / Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, Ю. В. Петров, Ф. В. Чернышев – Звенигород, 2013.– 70с.

104. Goncharov P.R. Analytical and semianalytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function / Goncharov P.R., Kuteev B. V., Ozaki T., Sudo S. // Physics of Plasmas – 2010. – Т. 17 – № 11 – С.112313.

105. Suzuki S. Attenuation of high-energy neutral hydrogen beams in high-density plasmas / Suzuki S., Nemoto M., Tobita K., Kubo H., Shirai T. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 1998. – Т. 40 – С.2097–2111.
106. Janev R.K. Atomic and Plasma-Material Intercation Data for Fusion / Janev R.K., Smith J.J. // *Supplement to the journal Nuclear Fusion* – 1993. – Т. 4 – С.182.
107. Гусев В.К. Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М / Гусев В.К., Деч А.В., Есипов Л.А., Минаев В.Б., Барсуков А.Г., Игонькина Г.Б., Кузнецов В.В., Панасенков А.А., Соколов М.М., Тилинин Г.Н., Лупин А.В., Марков В.К. // *ЖТФ* – 2007. – Т. 77 – № 9 – С.28–43.
108. Ahuja P. Tridiagonal matrix algorithm New Delhi: PHI Learning Pvt. Ltd, 2010. – 229с.
109. Bakharev N.N. Modeling of the fast ion behavior in the Globus-M spherical tokamak. 42nd EPS Conference on Plasma Physics / N. N. Bakharev, F. V Chernyshev, P. R. Goncharov, V. K. Gusev, A. D. Ibyaminova – Lisbon, 2015.– p5.127с.
110. Бахарев Н.Н. Моделирование поведения быстрых частиц в токамаке Глобус-М. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС / Н. Н. Бахарев, П. Р. Гончаров, В. К. Гусев, Г. В. Задвитский, А. Д. Ибляминова, Г. С. Курскиев, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, М. И. Миронов, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, Ф. В. Чернышев, П. Б. Щеголев – Звенигород, 2015.– 100с.
111. Bakharev N.N. Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak / Bakharev N.N., Chernyshev F. V, Goncharov P.R., Gusev V.K., Ibyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Y. V, Sakharov N. V, Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Y., Zadvitskiy G. V // *Nuclear Fusion* – 2015. – Т. 55 – № 4 – С.43023.

112. Бахарев Н.Н. Удержание ионов высокой энергии в токамаках Глобус-М и Глобус-М2. XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС / Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, В. В. Дьяченко, А. Д. Ибляминова, Г. С. Курскиев, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, М. И. Миронов, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, С. А. Хитров, Ф. В. Чернышев, П. Б. Щеголев, О. Н. Щербинин – Звенигород, 2014.– 57с.
113. Bakharev N.N. Study of fast ion losses during NBI heating on Globus-M tokamak. 40th EPS Conference on Plasma Physics / N. N. Bakharev, F. V Chernyshev, V. K. Gusev, A. D. Iblyaminova, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, E. S. Matveeva, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, M. I. Patrov, Y. V Petrov, N. V Sakharov, P. B. Shchegolev, S. Y. Tolstyakov – Espoo, 2013.– P1.141с.
114. Бахарев Н.Н. Исследование взаимодействия инжектируемых высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М. ФизикА.Спб / Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев – Санкт-Петербург, 2013.– 279-281с.
115. Бахарев Н.Н. Исследование процессов взаимодействия высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М / Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Корнев В.А., Курскиев Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б., Вагнер Ф. // ПЖТФ – 2013. – Т. 39 – № 24 – С.22–29.
116. Sakharov N. V The Behavior of Ion Components in OH Plasma of Globus-M Spherical tokamak. 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. / N. V Sakharov, F. V Chernyshev, V. K. Gusev, R. G. Levin, V. B. Minaev, A. B. Mineev, M. I. Mironov, Y. V Petrov – Санкт-Петербург, 2003.– 3.107с.
117. Bakharev N.N. Fast Particle Behavior in Globus-M. 25th FEC IAEA conference / N. N. Bakharev, F. V Chernyshev, P. R. Goncharov, V. K. Gusev, A. D. Iblyaminova, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, M. I. Patrov, Y. V. Petrov, N. V Sakharov, P. B. Shchegolev, S. Y.

Tolstyakov, G. V Zadvitskiy – Санкт-Петербург, 2014.– P1-33с.

118. Darrow D.S. Neutral beam ion confinement in NSTX. 28th EPS conference on contr. fusion and plasma phys. / D. S. Darrow, E. D. Fredrickson, S. M. Kaye, S. S. Medley, A. L. Roquemore – Funchal, 2001.– 1017-1020с.

119. Бахарев Н.Н. Исследование нагрева плазмы атомным пучком с помощью комплекса корпускулярной диагностики на токамаке Глоубс-М. ДВП-15 / Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, А. Д. Ибляминова, В. А. Корнев, Г. С. Курскиев, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, П. Б. Щёголев – Звенигород, 2012.– 79-81с.

120. Petrov Y. V. Effect of toroidal Alfvén eigenmodes on fast particle confinement in the spherical tokamak Globus-M / Petrov Y. V., Bakharev N.N., Gusev V.K., Minaev V.B., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sakharov N. V., Tolstyakov S.Y., Shchegolev P.B. // Journal of Plasma Physics – 2015. – Т. 81 – № 6 – С.515810601.

121. Askinazi L.G. Fusion Research in Ioffe Institute / Askinazi L.G., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Zhubr N.A. // Nuclear Fusion – 2015. – Т. 55 – № 10 – С.104013.

122. Petrov Y. V. Fast particle losses induced by Toroidal Alfvén Eigenmodes on Globus-M. 41st EPS Conference on Plasma Physics / Y. V Petrov, N. N. Bakharev, V. K. Gusev, V. B. Minaev, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, M. I. Patrov, N. V Sakharov, S. Y. Tolstyakov, F. V Chernyshev, P. B. Shchegolev – Berlin, 2014.– P4.044с.

123. Бахарев Н.Н. Первые эксперименты по контр-инжекции на сферическом токамаке Глобус-М. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. / Н. Н. Бахарев, П. Р. Гончаров, В. К. Гусев, Г. В. Задвицкий, А. Д. Ибляминова, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, М. И. Миронов, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, Ф. В.



Чернышев, П. Б. Щеголев – Звенигород, 2016.– 108с.

124. Bakharev N.N. Counter-NBI experiments on Globus-M. 26th IAEA Fusion Energy Conference / N. N. Bakharev, F. V Chernyshev, P. R. Goncharov, V. K. Gusev, A. D. Iblyaminova, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, M. I. Patrov, Y. V Petrov, N. V Sakharov, P. B. Shchegolev, S. Y. Tolstyakov, G. V Zadvitskiy – Kyoto, 2016.– P4-44с.

125. Gusev V.K. Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 / Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B., Zhilin E.G. // Nuclear Fusion – 2013. – Т. 53 – № 9 – C.93013.

126. Minaev V.B. Spherical Tokamak Globus-M2 : Design , Integration , Construction. 26th IAEA Fusion Energy Conference / V. B. Minaev, V. K. Gusev, N. V Sakharov, V. I. Varfolomeev, N. N. Bakharev, V. A. Belyakov, E. N. Bondarchuk, F. V Chernyshev, V. V Dyachenko, A. D. Iblyaminova, A. A. Kavin, N. A. Khromov, G. S. Kurskiev, A. N. Labusov, V. V Mikov, A. B. Mineev, I. V Miroshnikov, M. I. Patrov, Y. V Petrov, V. A. Rozhansky, A. N. Saveliev, I. Y. Senichenkov, P. B. Shchegolev, O. N. Shcherbinin, I. V. Shikhovtsev, V. V Solokha, V. N. Tanchuk, A. Y. Telnova, V. A. Tokarev, S. Y. Tolstyakov, E. G. Zhilin – Kyoto, 2016.– P7-41с.

127. Kramer G.J. A description of the full-particle-orbit-following SPIRAL code for simulating fast-ion experiments in tokamaks / Kramer G.J., Budny R. V, Bortolon a, Fredrickson E.D., Fu G.Y., Heidbrink W.W., Nazikian R., Valeo E., Zeeland M. a Van // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2013. – Т. 55 – № 2 – C.25013.