

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Шикин Александр Александрович



ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА
НЕОКЛАССИЧЕСКИЙ ПЕРЕНОС И РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ
В ТОРСАТРОНЕ

01.04.08 - физика и химия плазмы

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков- 1993



00814321 (J)

716 27.700

Работа выполнена в Харьковском физико-техническом институте.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН
 Шафранов Виталий Дмитриевич
 (Российский научный центр, "Курчатовский институт", г.Москва),
 доктор физико-математических наук, профессор
 Бакай Александр Степанович
 (Украинский научный центр "Харьковский физико-технический институт", г.Харьков),
 доктор физико-математических наук, профессор
 Кондратенко Анатолий Николаевич
 (Харьковский государственный университет, г.Харьков)

Ведущая организация: Институт ядерных исследований АН Украины, г.Киев.

Защита состоится "11" июня 1993 г. в 17⁰⁰ час. на заседании специализированного совета Д 053.06.01 при Харьковском государственном университете по адресу: ЗИОЮ8, г.Харьков, пр.Курчатова, 31, ауд. 301.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан "06" мая 1993 г.

Ученый секретарь
 специализированного совета
 доктор физ.-мат. наук

Азаренков Н.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время работы по созданию физических основ термоядерной энергетики как наиболее безопасной и перспективной из всех современных способов получения ядерной энергии расширяются во всех передовых странах мира. Стеллараторы вслед за токамаками занимают ведущие позиции в термоядерных исследованиях. Вступление в строй за последние годы стеллараторных систем в США (торсаатрон ATF-1), в Германии (модульный стелларатор *Wendelstein VIIAS*), в Японии (торсаатрон CHS), в Украине (торсаатрон "Ураган-2М") наряду с действующими установками ("Ураган-3М" в УНЦ ХФТИ, "Ливень" в ИОФ РАН, "Heliotron-E" в Университете г.Киото, Япония) отражают динамизм в развитии данного направления. В ближайшие 3-5 лет ожидается сооружение крупнейших стеллараторных систем со сверхпроводящими токовыми катушками в Германии (*Wendelstein VII-X*) и в Японии (LHD). По размерам и ожидаемым параметрам плазмы эти системы сравнимы с крупнейшими из современных токамаков.

Наряду с такими достоинствами стеллараторных систем как стационарность, отсутствие срывов разрядного тока и возможность создания магнитной конфигурации для удержания плазмы только внешними токами - без помощи токов плазмы, проявились и принципиальные физические трудности для стеллараторных ловушек. К наиболее важным проблемам относятся: (1) повышение коэффициентов диффузии и теплопроводности плазмы D_{\perp}, χ_{\perp} с уменьшением частоты рассеяния частиц ν , т.е. $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\nu$, известное как наличие горба на неклассической кривой Галеева-Сагдеева-Коврижных, приходящегося на область термоядерных параметров плазмы и (2) повышенная чувствительность магнитных поверхностей в стеллараторных системах к возмущающим магнитным полям, связанным с протеканием равновесных плазменных токов, вызывающих, в частности, смещение магнитной оси, известное как Шафрановское смещение.

Преодоление этих трудностей за счет увеличения аспектового отношения стелларатора (R/a) и уменьшения угла наклона винтовых проводников ($m\alpha/\ell R$), где a и R - малый и большой радиус тора, на поверхности которого уложены винтовые проводники, ℓ - мультипольность винтовой обмотки, m - число периодов магнитного поля на длине тора, делает стелларатор в

образе термоядерного реактора менее конкурентноспособным по сравнению с достаточно компактным токамаком. Поиск альтернативных путей для достижения тех же целей, другими словами, оптимизация стеллараторных ловушек, в частности, торсатрона на основе неоклассического переноса и равновесия плазмы представляется актуальным.

Цель и задачи работы: Целью работ, составивших содержание диссертации, было найти приемлемые решения двух ключевых на пути стелларатора - торсатрона к термоядерному реактору вопросов:

1) как понизить неоклассические коэффициенты переноса плазмы, в частности, D_{\perp} , $\chi_{\perp} \sim 1/\mu$ и

2) как поднять величину предельного равновесного газокINETического давления плазмы - параметр β_{eq} , не увеличивая аспектовое отношение (R/a) и не уменьшая шаг винтовых проводников (ma/R). Последних два требования означают компактность магнитной системы и отсутствие дополнительных катушек с током, создающих продольное магнитное поле. Выполнение этих требований должно сочетаться с существованием замкнутых магнитных поверхностей в объеме удержания нужных размеров и рядом важных условий таких как устойчивость плазмы, удержание высокоэнергетических частиц, минимальный *bootstrap* -ток, наличие естественной диверторной конфигурации и других.

Для того, чтобы ответить на эти вопросы, автор поставил целью решить следующие задачи:

- установить основные закономерности, связывающие коэффициенты переноса плазмы, продольный равновесный ток с параметрами магнитной ловушки, в частности, с геометрией укладки винтовых проводников, с соотношением токов в обмотках винтового и вертикального магнитного поля;

- найти пути регулирования коэффициентов переноса и продольного равновесного тока за счет изменения геометрии магнитного поля, т.е. регулируемых параметров магнитной ловушки -торсатрона;

- найти наиболее эффективные способы снижения коэффициентов переноса и продольного равновесного тока;

- изучить влияние плазмы конечного давления на неоклассический перенос;

- исследовать структурные изменения в магнитной конфигурации под действием равновесного плазменного тока, дать количественную

оценку, насколько опасно разрушение магнитных поверхностей, вызываемое равновесным плазменным током, для удержания плазмы;

- рассмотреть резонансные эффекты, связанные с рациональными значениями угла вращательного преобразования, их влияние на структуру равновесного тока и обусловленный им перенос;

- изучить, насколько современные стеллараторные установки позволяют экспериментальным путем проверить роль физических механизмов, ответственных за неклассический перенос.

Научная новизна. В ходе выполнения работы:

- получены аналитические выражения для коэффициентов неклассического переноса, учитывающие сложный спектр гармоник магнитного поля, включая сателлитные гармоники, которые существенно влияют на движение запертых частиц;

- найдены условия, связывающие параметры модуляции магнитного поля, способствующие понижению неклассического переноса, с коэффициентом модуляции винтовых проводников;

- найдены "законы" укладки винтовых проводников, обеспечивающих значительное понижение коэффициентов диффузии и теплопроводности плазмы, пропорциональных $1/\nu$, в торсатронах при сохранении приемлемого размера замкнутых магнитных поверхностей;

- показана возможность (одна из первых) влияния внешнего вертикального магнитного поля на неклассический перенос плазмы в рамках одной экспериментальной установки;

- проведен сравнительный анализ неклассического переноса в торсатронах с малым и большим числом периодов магнитного поля, к которым относятся экспериментальные установки "Ураган-2М", "Heliotron-E", ATF-1;

- получены аналитические выражения для продольного равновесного тока, учитывающие основные сателлитные гармоники магнитного поля, которые являются принципиальными характеристиками трехмерной геометрии магнитного поля;

- показана возможность регулирования величины продольного равновесного тока выбором модуляции угла навивки винтовых проводников;

- установлено, что разрушение магнитных поверхностей под действием малого, но конечного давления плазмы (вызываемое продольным равновесным током) может быть ослаблено за счет соответствующего выбора коэффициента модуляции винтовых проводников;

- получены аналитические выражения для продольного равновесного тока, диффузионных потоков частиц и энергии свободные от расходимости при изолированных резонансах в магнитных поверхностях, в том числе вблизи резонансной сепаратрисы;

- найден механизм экранирования плазмы от проникновения диффузионных потоков тяжелых примесных ионов в центр плазмы с использованием изолированной цепочки магнитных островов на периферии плазмы;

- предложено новое определение максимально допустимого для данной магнитной конфигурации газокINETического давления плазмы, исходя из условий возникновения резонансных островов и последующего разрушения магнитных поверхностей под действием равновесного плазменного тока.

Научная и практическая значимость. Как итог проведенных исследований:

- предложен практически осуществимый способ снижения неклассических коэффициентов переноса плазмы в тороиде за счет выбора специальной так называемой отрицательной модуляции угла навивки винтовых проводников;

- установлено, что равновесный плазменный ток и вызываемое им разрушение магнитных поверхностей может быть снижено в тороиде при тех же параметрах, при которых имеет место и ослабление неклассического переноса.

Оба эти обстоятельства означают повышение времени жизни частиц и энергии плазмы в тороиде и увеличение предельного равновесного газокINETического давления плазмы.

Эти научные результаты открывают путь к проработке компактного тороида ($R/a \leq 4$) без дополнительного продольного поля ($m\alpha/2R \geq 1$) как основы термоядерного реактора.

Указаны условия экспериментального наблюдения неклассических эффектов переноса в тороидах за счет изменения вертикального магнитного поля.

Позитивные особенности удержания плазмы в тороидах с отрицательной модуляцией угла навивки винтовых проводников обоснованы при физическом обосновании установок CHS и Wendelstein VII-X.

Результаты о влиянии магнитных островов на перенос плазмы и примесных ионов привлекались при трактовке экспериментальных результатов на установках TEXT (США) и T-7 (СССР).

Основные результаты и положения, защищаемые автором

1. Развита аналитическая теория, позволяющая изучить практические пути регулирования неклассического переноса за счет изменения спектра и Фурье коэффициентов гармоник магнитного поля, обусловленных геометрией укладки винтовых проводников, расположения обмоток вертикального поля, соотношением токов во всех обмотках.

2. Теоретически предсказаны "законы" укладки винтовых проводников в торсатронах, при которых наступает заметное уменьшение коэффициентов D_{\perp} , $\chi_{\perp} \sim 1/\sqrt{\dots}$ (в 3-4 раза по сравнению с общепринятыми торсатронными схемами).

3. Найденны оптимальные для ослабления переноса торсатронные конфигурации с приемлемым размером замкнутых магнитных поверхностей (со средним радиусом последней неразрушенной магнитной поверхности не менее 0.4 радиуса винтовых обмоток).

4. Показана возможность влиять на неклассический перенос плазмы с помощью внешнего вертикального магнитного поля (изменяя токи в обмотках вертикального поля) в рамках одной экспериментальной установки.

5. На основе сравнительного анализа торсатронов с малым и большим числом периодов магнитного поля объяснены принципиальные особенности неклассического переноса существующих в торсатронных установках.

6. При исследовании влияния конечного давления плазмы на неклассический перенос плазмы в торсатронах установлено, что с помощью специальной модуляции угла навивки винтовых проводников можно эффективно воздействовать на характер модуляции, гармонический состав магнитного поля, тем самым понизить неклассический перенос и при наличии плазмы.

7. Установлена зависимость продольного равновесного тока ($\sim \cos \psi$) от Фурье-коэффициентов сателлитных гармоник магнитного поля (наряду с зависимостью от угла вращательного преобразования), регулируемых, в частности, геометрией укладки винтовых проводников.

8. Получены аналитические выражения для продольного равновесного тока и обусловленных им диффузионных потоков при наличии магнитных островов - изолированного резонанса в магнитных поверхностях.

9. Найден механизм экранирования плазмы от проникновения примесных ионов с использованием магнитных островов – изолированного резонанса на периферии плазмы и локального напуска газа.

10. Исследовано разрушение магнитных поверхностей под действием магнитного поля от равновесного тока в тороидальных с различной геометрией укладки винтовых проводников (отличающихся коэффициентами модуляции, числом периодов магнитного поля) как механизм, ограничивающий допустимое газокинетическое давление плазмы в магнитной ловушке.

Достоверность результатов. Обоснованность результатов и выводов диссертации следует из использования методов теоретической и математической физики, непротиворечивости получаемой физической картины изучаемых явлений. Все основные результаты нашли позднее подтверждение в теоретических работах отечественных и зарубежных авторов, выполненных другими методиками. (Ниже приведены ссылки на эти работы). На подтверждение в экспериментах ряда полученных диссертантом теоретических результатов указывают работы отечественных и зарубежных физиков –экспериментаторов.

Полнота опубликования результатов диссертации. Результаты исследований по теме диссертации опубликованы в 20 печатных работах в ведущих зарубежных и отечественных изданиях. Их список приведен в конце автореферата.

Основные результаты диссертационной работы неоднократно докладывались на научных семинарах ХФТИ, ИАЭ им.И.В.Курчатова, ИЯИ АН УССР, ИОФАН, на Всесоюзных конференциях по физике плазмы и УТС, Звенигород (1983, 1985, 1987, 1989). Отдельные работы докладывались на 10-ой (Москва, 1981), 15-ой (Дубровник, 1988) Европейских конференциях по управляемому синтезу и физике плазмы, на научных семинарах в Ок-Риджской национальной лаборатории США (1990 г.), Институте физики плазмы им.Макса Планка, Германии (1989 г. и 1991 г.), в Национальном институте термоядерных исследований Японии, в Лаборатории физики плазмы Университета в г.Киото, Япония (1992 г.).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, двух вспомогательных и двух разделов, содержащих основные результаты, заключения. Во введении освещены современные и тенденции в развитии стеллараторных систем (ключевые аспекты удержания высокотемпературной плазмы, основные виды современных стеллараторных ловушек и их физические особенности), а также

различные подходы к совершенствованию стеллараторных (торса-
тронных) систем, место защищаемых результатов, возможность их
практического применения. Работа изложена на 185 страницах ма-
шинописного текста, содержит 31 рисунок и 158 наименований цити-
руемой литературы.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию регу-
лирования процессов переноса и равновесия плазмы в разновиднос-
тях стеллараторных ловушек - торсатронах, которое может быть
осуществлено подбором гармонического состава магнитного поля,
обусловленного геометрией обмоток винтового и вертикального
магнитного поля и соотношением токов в них. Особое внимание к
торсатронам связано с тем, что они в настоящее время составляют
основу стеллараторной программы Украины, США, Японии. Именно к
этому классу систем относятся действующие установки "Ураган-3М"
(Харьковский физико-технический институт, Украина), ATF-1 (Ок-
Риджская национальная лаборатория, США), "Heliotron-E" (Универ-
ситет в г.Киото, Япония), CHS (Национальный институт термо-
ядерных исследований, Япония), а также вступающая в строй устано-
вка "Ураган-2М" (Харьковский физико-технический институт, Укра-
ина), сооружаемые системы: "Ураган-4" (Харьковский физико-
технический институт, Украина) и I.H.D. (Национальный институт
термоядерных исследований, Япония) .

На стеллараторных установках были получены достаточно высокие
параметры плазмы, соответствующие их размерам: $T_e(0) = 2.4$ кэВ,
 $\bar{n} \tau_E = 0.04 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} \text{ с}$ ($\bar{n} = 0.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$) при поглощаемой мощ-
ности 0.11 МВт на ЭПР на стеллараторе *Wendelstein VII A*, в том
числе на торсатронах /геллотронах: $T_i(0) = 1.6$ кэВ, $\bar{n} \tau_E = 0.26 \cdot 10^{18}$
 $\text{ м}^{-3} \cdot \text{ с}$ ($\bar{n} = 0.26 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$) при вводимой мощности 3.6 МВт при
инъекции нейтральных пучков на установке „Heliotron-E“.

Эти результаты позволяют надеяться, что стеллараторные системы
(торсатроны /геллотроны, модульный стелларатор) смогут выполнить
свое предназначение - стать физической основой стационарного
термоядерного реактора.

Для успешного дальнейшего развития стеллараторных систем не-
обходимо найти решение некоторых принципиальных вопросов, к ко-
торым относятся следующие:

- как понизить неклассические коэффициенты переноса, в частности, $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\nu$ (Рис.1),

- как поднять величину предельного равновесного газокINETического давления плазмы (параметр β_{eq}), не сокращая существенно размер крайних замкнутых магнитных поверхностей, не уменьшая шаг винтовых проводников (ma/lR) и не увеличивая аспектовое отношение (R/a).

Подчеркнем, что наличие "стеллараторного горба" на неклассической кривой Галеева-Сегдеева-Коврижных побуждало рассматривать термоядерный реактор на основе стелларатора-торсатрона при условии работы в области неклассического режима "плато" или вблизи его низкочастотной границы. Такие предпосылки приводили, в частности, к аспектовому отношению $R/a_0 \geq 15-20$, где a_0 - радиус плазмы. Для большинства проектов реактора-стелларатора, разрабатываемых в 1976-1983 гг., характерны повышенные относительно токамака значения аспектового отношения и плотности плазмы. (См. /1/, стр.265, а также Кокин А.В., Минеев А.Б. Сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, 1986, вып.4, с.27-33). Вот почему поиск путей решения указанных выше вопросов на основе компактного торсатрона ($R/a \leq 5$) был насущной необходимостью стеллараторных исследований в 1980-1990 годы, когда были выполнены работы, о которых говорится ниже. Остается этот вопрос актуальным и сейчас даже после появления проекта оптимизированного по удержанию плазмы модульного стелларатора *Wendelstein VII-X* (Германия) и проекта экспериментально глубокого торсатрона/гелиотрона *LHD* (Япония), осуществляемого в настоящее время.

Подход к решению указанных выше вопросов появился в связи с другой, на первый взгляд, чисто методической задачей. Она связана со следующим обстоятельством. В течение длительного времени процессы удержания плазмы в стеллараторах и торсатронах рассматривались на основе модели магнитного поля, включающего основную винтовую гармонику с "волновыми" числами (l, m), где l - число полюсов винтовой обмотки, m - число периодов магнитного поля на длине установки, и тороидальную гармонику с "волновыми" числами ($1, 0$). Однако, более подробные исследования торсатронных конфигураций, в том числе с помощью численных расчетов показали, что в магнитное поле и функцию магнитных поверхностей входят сателлитные гармоники с "волновыми" числами

($\ell \pm 1, m$), ($\ell \pm 2, m$) и т.д. Так, магнитное поле вдоль силовой линии можно представить в виде

$$B/B_0 = 1 - \varepsilon_t \cos \vartheta + \sum_{n,m} \varepsilon_{\ell \pm n, m} \cos [(\ell \pm n) \vartheta - m \varphi], \quad (1)$$

где ϑ и φ — угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора, ϑ отсчитывается от направления противоположного главной нормали к круговой оси тора.

Фурье-коэффициенты сателлитных гармоник $\varepsilon_{\ell \pm 1, m}$, $\varepsilon_{\ell \pm 2, m}$ сравнимы с основной винтовой гармоникой $\varepsilon_{\ell, m} = \varepsilon_k$ и основной тороидальной гармоникой $\varepsilon_{1,0} = \varepsilon_t$. Сателлитный состав магнитного поля существенно влияет на многие характеристики удержания плазмы в тороидальных ловушках: например, на гармонический состав и величину равновесного тока, на неоклассические коэффициенты переноса, на *bootstrap*-ток, на устойчивость плазмы, движение высокоэнергетических частиц и другие.

Начало изучению процессов переноса и равновесия плазмы в стеллараторных ловушках при учете сложного гармонического состава магнитного поля и поиску путей улучшения удержания плазмы за счет регулирования сателлитного состава магнитного поля было положено в теоретических работах: Mynick H.E., Chu T.K., Boozer A.H. *Phys. Rev. Letters*, 1982, v.48, no.5, p.322; Коврижных Л.М. Препринт ФИАН №222, М., 1982; Shaing K.C., Hokin S. *Phys. Fluids*, 1983, v.26, p.2136; Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шишкин А.А. "Стелларатор" (Монография) Наукова Думка, Киев, 1983 г. Практические пути заметного снижения неоклассического переноса, равновесного плазменного тока и вызываемого им разрушения магнитных поверхностей, за счет выбора геометрии укладки винтовых проводников в тороидальном стеллараторе были предложены в работах /1-6, 10, 17-19/. В основе этих эффектов лежит возможность ослабить или усилить действие градиента тороидального магнитного поля, что имеет место благодаря взаимодействию сателлитных гармоник ($\ell \pm 1, m$) с основной винтовой гармоникой (ℓ, m), которое может усилить или ослабить действие основной тороидальной гармоники (1,0). Знак эффекта, т.е. наступит ослабление или усиление градиента тороидального поля, зависит от знака отношений $\varepsilon_{\ell \pm 1, m} / \varepsilon_{\ell, m}$, $\varepsilon_{\ell \pm 2, m} / \varepsilon_{\ell, m}$. Знак и величину отношений $\varepsilon_{\ell \pm n, m} / \varepsilon_{\ell, m}$ можно изменять соответствующим заданием исходных токовых элементов. Тороидальные системы очень чувствительны к варьированию геометрии токовых обмоток винтового

и вертикального магнитного поля.

1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОРСАТРОНА

Магнитная конфигурация в торсатроне формируется суперпозицией магнитных полей от винтовых и кольцевых обмоток, создающих винтовое, тороидальное и вертикальное магнитное поле. Регулировать магнитную конфигурацию в торсатроне можно, изменяя

- число шагов винтового проводника на длине тора (m/ℓ);
- аспектовое отношение винтовой обмотки (R/a);
- модуляцию винтовых проводников (α_n);
- число пар кольцевых обмоток вертикального поля и их расположение,
- соотношение токов в винтовой и кольцевых обмотках, которое выражается в величине и знаке отношения остаточного на круговой оси вертикального поля к продольному полю на круговой оси тора (B_1/B_0).

Эффективно менять знак и величину отношений $\varepsilon_{\ell \pm n, m}/\varepsilon_{\ell, m}$ можно, выбирая коэффициенты модуляции α_n (особенно α_1) в "за-коне" навивки винтовых проводников

$$(m/\ell) \varphi_c = \vartheta_c - \sum_n \alpha_n \sin n \vartheta_c, \quad (2)$$

где ϑ_c и φ_c - координаты элемента проводника с током. При $\alpha > 0$ (например, $\alpha = a/R$) магнитное поле B/B_0 (далее $\alpha \equiv \alpha_1$) может иметь сателлиты с $\varepsilon_{\ell \pm 1, m}/\varepsilon_{\ell, m} > 0$; при $\alpha < 0$, в частности, $\alpha = -a/R$ соответственно с $\varepsilon_{\ell \pm 1, m}/\varepsilon_{\ell, m} < 0$. При различных значениях коэффициента модуляции α угол наклона винтового проводника на внешнем и внутреннем обходе тора оказывается различным. При $\alpha > a/R$ на внешнем обходе (где $\cos \vartheta_c > 0$) угол наклона винтового проводника к экваториальной плоскости тора больше, чем на внутреннем обходе (где $\cos \vartheta_c < 0$). Такой характер зависимости ϑ_c от φ_c соответствует геометрии укладки, при которой винтовые проводники лежат более полого на внутреннем обходе тора и более круто на внешнем обходе (Рис.2). При $\alpha < a/R$ и при $\alpha < 0$ винтовые проводники имеют на внешнем обходе менее крутой наклон, чем на внутреннем обходе тора (Рис.2). Значение $\alpha = a/R$ соответствует равнонаклонному закону, т.е. такой укладке, при которой угол наклона винтового проводника один и тот же на внутреннем и внешнем обходах тора.

Длительное время в центре внимания исследователей были торсатроны с $\alpha = a/R$ (с равнонаклонным "законом" винтовых проводников), поскольку винтовые обмотки в этом случае разгружены от электродинамических усилий, а также наибольшими оказываются угол вращательного преобразования и размер крайних неразрушенных магнитных поверхностей ($\tau_0 = 0.7\alpha$) (Данилкин И.С., Шпигель И.С. Труды АН СССР, т.65, с.50-64). С $\alpha = a/R$ сооружены торсатроны "Сатурн", "Винт-20", "Ураган-3" (УНЦ ХФТИ); сооружаемый торсатрон "Ураган-2М" также имеет винтовые обмотки с $\alpha = a/R$. Установки "Heliotron-E" и ATF-1 имеют $\alpha = 0$. Системы с $\alpha < 0$ рассматривались ранее при исследовании стеллараторных конфигураций в СССР и при выборе параметров американского торсатрона ATF-1. Однако, каких-либо достоинств таких систем в то время замечено не было. Это можно объяснить тем, что физические предпосылки для понимания роли сателлитных гармоник в процессах удержания плазмы и связь $\epsilon_{l,n,m}/\epsilon_{l,m}$ с αn были установлены позже, в частности, в работах /I-4/. В настоящее время после работ /I-4/ к системам с $\alpha < 0$ проявляется внимание. Позитивные особенности удержания плазмы в таких системах обсуждались при физическом обосновании установок CHS (Nishimura K., Matsuoka K., Fujiwara M. et al. Fusion Technology 1990, v.17, p.86) и W-VII-X (Wobig H. Workshop on Wendelstein VII-X, 1987, p.93-113 и 2nd Workshop on Wendelstein VII-X, 1988, p.183-190). В установке Wendelstein VII-X, как указано в работе Wobig H. 2nd Workshop on Wendelstein VII-X, 1988, p.183-190, выбрана магнитная конфигурация, сходная с конфигурацией торсатрона, оптимизированного по неоклассическому переносу ($\alpha = -a/R$). Именно в торсатронах с $\alpha < 0$ возникает модуляция магнитного поля, благоприятная для компенсации (частичной) действия градиента тороидального магнитного поля (Рис.2).

2. ПОТОКОВАЯ ФУНКЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Появление дополнительных гармоник $(l \pm n)\vartheta - m\varphi$ в магнитном поле приводит к появлению аналогичных гармоник в потоковой функции магнитных поверхностей Ψ , которая удовлетворяет уравнению $\vec{\nabla} \Psi = 0$:

$$\Psi = \left(\frac{r}{a}\right)^2 [1 + \epsilon \cos(2\vartheta - m\varphi)] + \left[\Psi_{11} \frac{r}{a} + \Psi_{31} \left(\frac{r}{a}\right)^3\right] \cos\vartheta + (3) \\ + \left[\Psi_{11,1} \frac{r}{a} + \Psi_{31,1} \left(\frac{r}{a}\right)^3\right] \cos(\vartheta - m\varphi) + \Psi_{3,1} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \cos(3\vartheta - m\varphi),$$

где Фурье-коэффициенты различных гармоник зависят от B_{\perp}/B_0 , α_n и других характеристик магнитной конфигурации.

Поскольку мы делаем акцент на характер модуляции B/B_0 , отметим, что предварительное заключение о характере поведения B/B_0 можно сделать по взаимному расположению магнитных поверхностей в двух сечениях меридиональной плоскостью через полпериода магнитного поля. Признаком благоприятной модуляции B/B_0 (увеличение гофров магнитного поля на внутренней стороне тора) является сближение или совпадение на внешней стороне тора частей магнитных поверхностей, принадлежащих двум сечениям $\varphi = \text{const}$, разнесенным на полпериода магнитного поля. При этом на внутренней стороне тора сечения магнитных поверхностей не совпадают. Другими словами, поверхности, расположенные через полпериода магнитного поля, образуют гладкую границу на внешней стороне тора и гофрированную - на внутренней. Конфигурации, обладающие таким качеством, получили название конфигурации типа Meyer & Schmidt (*Z. Naturforschung* 1958, Bd. 13a, p. 1005-1015). В них гофры магнитного поля усилены на внутренней стороне тора и существенно ослаблены на внешней стороне. Именно в таких конфигурациях можно ожидать ослабление радиального дрейфа частиц, запертых на винтовой неоднородности магнитного поля, и связанного с ним неоклассического переноса, а также ослабление равновесного плазменного тока и вызываемого им разрушения магнитных поверхностей.

3. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЫ В ТОРСАТРОНАХ

3.1. Понижение неоклассических коэффициентов переноса плазмы за счет выбора геометрии укладки винтовых проводников /I-4/

3.1.1. После основополагающих работ по теории неоклассического (столкновительного с учетом дрейфа частиц) переноса плазмы в стеллараторных ловушках (Галеев А.А., Сагдеев Р.З. ЖЭТФ,

1967, т. 53, №1, с. 348-359; Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Фюрс Г.П. ПМТФ, 1968, №6, с. 3-12; Коврижных Л.М. ЖЭТФ, 1969, т. 56, №3, с. 877-891, см. также обзорные работы: Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1973, т. 7, с. 205-273 и Kovrizhnykh L.M. Nuclear Fusion 1984, v. 24, no. 7, p. 851-936) установилось разделение шкалы частот соударений на такие интервалы:

- большие частоты (режим Шафранова-Пфирша-Шлютера) с характерными зависимостями коэффициентов диффузии и теплопроводности $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim v_T^2 \nu / \omega_B^2 \epsilon^2$ (режим I) (рис. 1),
- промежуточные частоты (режим плато) с $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim v_T^3 / \omega_B^2 R t$ (режим II),
- малые частоты (режимы тороидального дрейфа частиц, запертых в пределах периода винтового магнитного поля и имеющих бананообразные траектории, так называемые винтовые бананы (режим III-V)).

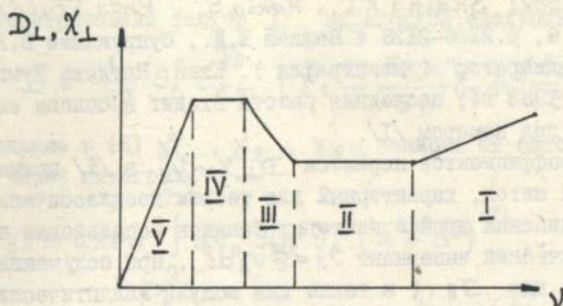


Рис. 1. Зависимость коэффициентов неклассического переноса от частоты соударений

Режимы тороидального дрейфа винтовых бананов различаются в зависимости от соотношений между частотой соударений и периодом прецессии винтовых бананов вокруг магнитной оси. Если время между соударениями частиц меньше времени обращения винтового банана вокруг магнитной оси, реализуется режим с $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim v_T^4 \epsilon_t^2 \epsilon_e^{3/2} / \nu \omega_B^2 \epsilon^2$ (режим III). Здесь v_T - тепловая скорость частиц, ν - частота рассеяния, ω_B - циклотронная частота.

Такие выражения для $D_{\perp}, \chi_{\perp}^{-1/2}$ получаются, если стеллараторное магнитное поле учитывается в виде одной основной винтовой

гармоники с амплитудой ε_ℓ и одной тороидальной гармоники с амплитудой ε_t . Толчком к поиску путей снижения неоклассического переноса, в частности, $D_\perp, \chi_\perp \sim 1/\nu$ послужила работа *Mynick H.E., Chu T.K., Boozer A.H. Phys. Rev. Letters 1982, v.48, p.322*. В ней было показано, если в магнитном поле стелларатора помимо основной винтовой гармоники с номерами (ℓ, m) содержатся также гармоники с номерами $(\ell+1, m)$ и $(\ell-1, m)$, то могут создаться условия для существенного уменьшения тороидального дрейфа винтовых бананов. Эти выводы в той же работе были частично подтверждены численным моделированием процессов диффузии. Однако, при этом оставался вопрос, как этот вывод согласуется с привычной аналитической теорией неоклассического переноса.

3.1.2. Аналитические выражения, которые связывают неоклассические коэффициенты переноса плазмы $D_\perp, \chi_\perp \sim 1/\nu$ со сложным спектром магнитного поля, включающие сателлитные гармоники, были независимо получены в работах: Коврижных Л.М. Препринт ИАН №222, М., 1982; *Shaing K.C., Hokin S. Phys. Fluids 1983, v. 26, no. 8, p.2136-2139* и Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шипкин А.А. "Стелларатор" (монография), Киев, Наукова Думка, 30 печ. листов, 1983 г.; последняя работа входит в список авторских публикаций под номером /I/.

Для вывода коэффициентов переноса $D_\perp, \chi_\perp \sim 1/\nu$ в /I/ применялся аналитический метод, характерный для теории неоклассического переноса. Для описания дрейфа винтовых бананов использован продольный адиабатический инвариант $\mathcal{J}_\parallel = \oint v_\parallel dl$, при получении явного выражения для \mathcal{J}_\parallel (а также для модуля эллиптических интегралов, входящих в \mathcal{J}_\parallel) магнитное поле B/B_0 учитывалось в виде (I). Поэтому дрейфовые скорости винтовых бананов, вычисляемые с помощью производных от \mathcal{J}_\parallel по поперечным координатам силовой линии ϑ_0 , ϑ_0 содержат дополнительные слагаемые. Так, выражение для радиального дрейфа запертых частиц (винтовых бананов) имеет вид /3,4/:

$$\frac{d\langle \varrho \rangle}{dt} \sim \frac{\partial \mathcal{J}_\parallel}{\partial \vartheta_0} \sim \frac{K(q^2)}{\sqrt{\varepsilon_{\ell,m}(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{1/4}}} \left\{ -\varepsilon_t \cos \vartheta_0 + \right. \\ \left. - \frac{\varepsilon_{\ell,m}}{(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{1/2}} \frac{\partial (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)}{\partial \vartheta_0} \left[\frac{E(q^2)}{K(q^2)} - \frac{1}{2} \right] \right\}, \quad (4)$$

где

$$\bar{A} = \sum_n \frac{\varepsilon_{\ell t n, m}}{\varepsilon_{\ell, m}} \cos(\ell t n) \vartheta_0, \quad \bar{B} = \sum_n \frac{\varepsilon_{\ell t n, m}}{\varepsilon_{\ell, m}} \sin(\ell t n) \vartheta_0;$$

модуль эллиптических интегралов q^2 также является функцией $\varepsilon_t \cos \vartheta_0$ и $(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{1/2}$. Дополнительное слагаемое в (4) обязано спутанным гармоникам, и в зависимости от знака отношений $\varepsilon_{\pm n, m} / \varepsilon_{\ell, m}$ радиальный дрейф может быть ослаблен или усилен. Используя выражение (4) при решении кинетического уравнения в "банановом" приближении дополнительное слагаемое аналогичного физического содержания появляется в добавке к функции распределения

$$f^1 \sim \frac{\partial f^0}{\partial z_0} \int dq'^2 \left\{ -\varepsilon_t \sin \vartheta_0 + \right. \quad (5)$$

$$\left. + \frac{\varepsilon_{\ell, m}}{(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{1/2}} \frac{\partial (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)}{\partial \vartheta_0} \left[\int \frac{E(x^2) dx^2}{K(x^2) dx^2} - \frac{1}{2} \right] \right\}.$$

Выражения для потока частиц и энергии, полученные с использованием (4) и (5), позволяют выделить коэффициенты диффузии и теплопроводности

$$D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim \frac{v_T^4}{v \omega_B^2} D,$$

где геометрический фактор D выражается следующим образом:

$$D = \frac{1}{\varepsilon_0^2} \varepsilon_t^2 \varepsilon_{\ell, m}^{3/2} \left[\gamma_1 - \frac{\varepsilon_{\ell, m}}{\varepsilon_t} \gamma_2 + \left(\frac{\varepsilon_{\ell, m}}{\varepsilon_t} \right)^2 \gamma_3 \right] \quad (6)$$

Входящие в (6) $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ зависят от спутанных гармоник через интегралы

$$\gamma_1 = 0.283 \int_0^{2\pi} d\vartheta_0 \sin^2 \vartheta_0 (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{3/4},$$

$$\gamma_2 = 0.172 \int_0^{2\pi} d\vartheta_0 \sin \vartheta_0 (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{1/4} \frac{\partial (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)}{\partial \vartheta_0}, \quad (7)$$

$$\gamma_3 = 0.029 \int_0^{2\pi} d\vartheta_0 (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{-1/4} \left[\frac{\partial (\bar{A}^2 + \bar{B}^2)}{\partial \vartheta_0} \right]^2.$$

Модифицированный геометрический фактор D отличается от общеизвестного двумя дополнительными слагаемыми, которые обусловлены спутанными гармониками.

Именно эти выражения применяются далее для анализа переноса в тороидальных конфигурациях.

Из анализа выражений (6) и (7) следует, например, что при $\varepsilon_{\ell, m} = \varepsilon_t$ введение ближайших спутанных гармоник с $\varepsilon_{\pm 1, m} / \varepsilon_{\ell, m} = \mp 1/2$ приводит к отношению геометрических множителей $D_{(-)} : D_{(0)} : D_{(+)} = \frac{1}{5} : 1 : 2, 6$, т.е. спутанные гармоники отрицательного знака

понизают коэффициенты переноса в 5 раз по сравнению с одногармоничным полем, а положительные — повышают в 2.6 раза.

После того, как была продемонстрирована принципиальная возможность снижения $D_{\perp}, \chi_{\perp}^{-1/2}$, важное значение приобрел вопрос, как этот эффект осуществить практически. В работе Chu T.K., Furth H.P., Johnson J.L. et al. Nucl. Fusion 1982, v. 22, no. 7, p. 871-881 было показано, что благоприятная модуляция B/B_0 может быть осуществлена в модульном стеллараторе из твистированных токовых элементов; авторы рассмотрели, как получить нужный вид B/B_0 , но коэффициенты переноса не вычисляли. Вопрос о том, можно ли осуществить ^{в тороидальном} понижение неклассического переноса, оставался открытым.

3.1.3. В работе /1/ была высказана ключевая идея, что понижение коэффициентов $D_{\perp}, \chi_{\perp}^{-1/2}$ можно достичь в ловушке с винтовыми обмотками, выбирая коэффициент модуляции α в правиле укладки винтовых проводников $(m/l)\varphi_c = \vartheta_c - \alpha \sin \vartheta_c$. Эта идея основывалась на следующих соображениях. Гармонический состав магнитного поля существенно зависит от "закона протекания" винтовых токов. Если l винтовых проводников с током расположены на цилиндрической поверхности вдоль линий, на которых угловая переменная ϑ и переменная вдоль оси цилиндра z связаны соотношением $\vartheta = (2\pi/L)z$, где L — шаг винта, то магнитное поле содержит в качестве основной гармонику винтовой переменной $\mathcal{A}(\vartheta - \frac{2\pi}{L}z)$. Сворачивание магнитной ловушки в торе с радиусом круговой оси R добавляет к основной винтовой гармонике $l\vartheta - m\varphi$ (здесь $l \frac{2\pi}{L}z \rightarrow m\varphi$) комбинированные гармоники $(l \mp 1)\vartheta - m\varphi$, $(l \mp 2)\vartheta - m\varphi$... Эти гармоники появляются из-за тороидального градиента магнитного поля. Чтобы частично скомпенсировать действие тороидального градиента магнитного поля, применяется внешнее магнитное поле, поперечное к экваториальной плоскости тора. Оно создается токами в кольцевых проводниках. Аналогичного эффекта можно добиться, изменяя угол навивки винтового проводника при переходе с внешнего на внутренний обход тора, т.е. добавляя в правило навивки винтовых проводников модуляционные слагаемые (выражение (2)). В этом случае Фурье-коэффициенты магнитного поля вдоль силовой линии B/B_0 (1) на магнитной поверхности с радиусом r_0 становятся функциями коэффициентов α_n , т.е. $\epsilon_{l \pm n, m} / \epsilon_{l, m} = f(m\alpha / r_0, \alpha_n)$. (Указание на подобные зависимости содержалось также в аналитических выражениях, полученных в работе Калужный В.Н., Немов В.В. Препринт УФТИ 81-44, Харьков, 1981). Более подробный анализ

/I-4/ позволили теоретически предсказать, что модуляция магнитного поля B/B_0 , благоприятная для понижения D_{\perp} , $\chi_{\perp} \sim 1/\nu$ может быть осуществлена в тороидальных с отрицательной модуляцией угла навивки винтовых проводников ($\alpha < 0$). Знак модуляции указан в свете сложившейся терминологии. В дальнейших исследованиях /2-5/ применялись численные методы: для нахождения компонент магнитного поля (с использованием закона Био-Савара), для решения уравнений силовых линий при определении магнитных поверхностей и распределения магнитного поля B/B_0 вдоль силовых линий, при Фурье-анализе кривых B/B_0 и при вычислении интегралов γ_1 , γ_2 , γ_3 , входящих в коэффициент переноса.

3.I.4. Среди тороидальных систем с $\ell = 3$ пониженными неклассическими коэффициентами обладают магнитные конфигурации при коэффициенте модуляции винтовых проводников $\alpha = -a/R$. Сравнение магнитных конфигураций в тороидальных с $\ell = 3$ с винтовыми обмотками, выполненными по правилу (2), но при разных значениях α , а именно $\alpha = a/R$ и $\alpha = -a/R$, — показывает, что геометрический множитель D заметно снижается по всему сечению объема удержания в случае $\alpha = -a/R$. Для крайних магнитных поверхностей он уменьшается примерно в 4 раза, для внутренних — в 3 раза.

3.I.5. При варьировании α в более широких пределах $-1.5a/R \leq \alpha \leq 3a/R$ при соответствующем изменении внешнего поперечного поля B_{\perp}/B_0 (для обеспечения одинаковых размеров крайних магнитных поверхностей при разных значениях α) модуляция магнитного поля B/B_0 меняет свой характер: от неблагоприятной в случае так называемого *ultimate torsatron* (Kruckenwitt T.W., *Shohet J.L. Nucl. Fusion* 1980, v. 20, #II, p.1375-1380) с $\alpha = 3a/R$ до благоприятной в случае $\alpha = -1.5a/R$. Геометрический фактор D меняется при этом примерно в 25 раз. Эти данные относятся к системам близким по другим своим параметрам к "Урагану-3": $R/a = 3.6$, $m = 8$. Значения поперечного магнитного поля подобраны так, чтобы средний радиус крайних неразрушенных магнитных поверхностей был одним и тем же: в данном случае $r_0 = 0.39 a$.

3.I.6. Регулирование коэффициентов переноса, аналогичное описанному выше, возможно и в тороидальных с $\ell = 2$. Интересной особенностью рассмотренных систем является различное поведение коэффициентов переноса в режимах $1/\nu$ и "плато". При увеличении частоты рассеяния ν режим переноса с коэффициентами

режимом плазмы, для которого характерны $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim v_T^3 \varepsilon_t / \omega_B^2 \tau_e$. Для торсатронов с $\alpha = -a/R$ и $\alpha = 3a/R$ геометрические факторы ε_t / τ_e отличаются незначительно, а факторы D в 10-20 раз (по поперечному сечению). Это обстоятельство указывает на эффективность воздействия на перенос именно в режиме $1/4$ изменением модуляции навивки винтовых проводников.

3.1.7. Применение аналитических выражений для коэффициентов переноса в сочетании с численным расчетом магнитных поверхностей и Фурье-анализом B/B_0 очень удобно при анализе свойств удержания широкого круга стеллараторных конфигураций. Однако, для того, чтобы ответить на вопрос о справедливости приближений, в которых получены и применяются аналитические выражения, желательно проверить результаты независимым методом. С этой целью перенос в торсатронах с $\alpha = -a/R$ и $\alpha = a/R$ при параметрах $l = 2, m = 8, R/a = 3.6$ моделировался с применением численного решения уравнений ведущего центра заряженных частиц и метода Монте-Карло при выборе начальных условий движения частиц и при описании процесса рассеяния частиц (Beidler C.D., Hitchon W.N.G., Grekov D.L., Shishkin A.A. *Nucl. Fusion* 1990, v.30, no.3, p.405-411). Результаты этого изучения следующие: 1) подтвержден эффект снижения неклассических коэффициентов переноса в режиме $D_{\perp} \sim 1/4$ для условий термоядерной плазмы в оптимизированном торсатроне ($\alpha = -a/R$) реакторного масштаба стеллараторный "горб" для коэффициента диффузии ионов отсутствует (Рис. 3); 2) эффект снижения $D_{\perp} \sim 1/4$ оказывается значительнее, чем было установлено первоначально /3,4/; 3) снижение неклассических коэффициентов переноса имеет место во всем интервале частот соударений (Рис.3).

Еще одно подтверждение эффекта снижения неклассического переноса соответствующим выбором геометрии укладки (модуляции угла навивки) винтовых проводников, предсказанного в /1-4/, получено независимо в самое последнее время в работе: Ogawa Y., Amano T., Nakajima N. et al. *Nucl. Fusion* 1992, v.32, no.1, p.119-132. на основе кода DKES -численного решения дрейфового кинетического уравнения и определения элементов транспортной матрицы. Показано, что 1) имеет место снижение коэффициентов переноса $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/4$, а также $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim \nu$ (банановый режим), 2) эффект снижения $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/4$ за счет изменения α (от $\alpha > 0$ к $\alpha < 0$) заметнее, чем при изменении B_{\perp}/B_0 .

3.2. Влияние вертикального магнитного поля на неоклассический перенос в торсатроне с $\ell = 1$ /5/

С целью найти возможность экспериментального наблюдения эффекта влияния геометрии магнитного поля на процессы переноса была проанализирована конфигурация торсатрона с $\ell = 1$ (существовавшей в ХФИИ в то время установки "Винт 20"). Обнаружено, что в одной установке можно реализовать магнитные конфигурации, отличающиеся гармоническим составом магнитного поля и коэффициентами переноса до 10 раз. Для регулирования конфигурации используется дополнительная обмотка, создающая поперечное магнитное поле. В диапазоне изменения остаточного на геометрической оси поперечного магнитного поля от $B_1/B_0 = 1.5\%$ до -7.5% коэффициент переноса $\sim 1/\nu$ возрастает более, чем в 10 раз, в то время как коэффициент переноса в режиме плато падает в 5 раз. В условиях установки "Винт 20" эксперимент возможен с модельной плазмой ($T \approx 10-20$ эВ, $n \lesssim 10^{11}$ см $^{-3}$).

Эта возможность регулирования коэффициентов переноса в рамках одной установки с помощью внешнего поперечного поля была показана в 1984 году. Это предложение было в числе первых конкретных рекомендаций о проверке влияния геометрии магнитного поля на перенос плазмы в реальной установке. Выводы, сделанные в этом пункте, применимы к установке ТТ-I (СИМАТ, Испания), являющейся торсатроном с $\ell = 1$.

3.3. Сравнительный анализ условий переноса в современных торсатронах „Heliotron-E“, ATF-1 и „Ураган-2М“ /6/

В связи с появлением концепции торсатрона с малым числом периодов магнитного поля, относительно малым углом наклона винтовых обмоток ($ma/r \lesssim 1/2$) естественно возник интерес к сравнению условий переноса в таком торсатроне, фактически "Ураган-2М", и в торсатронах с большим числом периодов магнитного поля ($ma/r \gtrsim 1-1.5$) „Heliotron-E“ и ATF-1. На первый взгляд, представлялось, что винтовая неоднородность магнитного поля в системе с $ma/r < 1$ должна быть меньше, а, следовательно, меньше должны быть коэффициенты переноса. Подробные вычисления, посвященные этому вопросу, показали, что аккуратный учет всех вкладов в магнитное поле B/B_0 приводит к тому, что геометрические множители коэффициентов переноса (в неоклассическом режиме с

$D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\nu$) почти не отличаются. Этот результат был позднее подтвержден в работе: Beidler C. VIII Stellarator Workshop, Collection of Papers, Kharkov 1991, p. 533-536 и стимулировал последующий поиск других методов снижения переноса плазмы в тороиде с дополнительным продольным полем.

3.4. Влияние конечного давления плазмы на неклассический перенос в тороидах с различной геометрией укладки винтовых обмоток /7-9/

То рассмотрение, о котором говорилось выше, относилось к вакуумным магнитным конфигурациям. Понятно, что наличие плазмы с конечным β повлияет на условия переноса. Магнитные конфигурации, оптимизированные по условиям переноса при $\beta = 0$, могут терять свои преимущества при $\beta \neq 0$ (Mynick H. E. *Phys. Fluids* 1985, v. 28, no. 4, p. II39-II47). Известно также, что коэффициенты переноса $\sim 1/\nu$ увеличиваются при учете изменений, связанных с протеканием равновесных токов. Именно на это указывала работа Shaing K. C., Hokin S. *Phys. Fluids* 1983, v. 26, no. 8, p. 2136-2139, относящаяся к конфигурации ATF-1. В работах /7-9/ впервые проведен сравнительный анализ влияния конечного β на условия переноса в реальных магнитных конфигурациях - в тороидах с $\ell = 2, m = 8, R/a = 3.6$, но с различной модуляцией укладки винтовых проводников (с $\alpha = -a/R$ и $\alpha = a/R$). Равновесие плазмы рассмотрено с использованием трехмерного кода NEAR, разработанного Ок-Риджской национальной лабораторией США. Подробно рассмотрены изменения в распределении B/B_0 и гармоническом спектре поля. Показано, что если для вакуумного приближения фактор снижения $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\nu$ для тороидов с $\alpha = -a/R$ (по сравнению с $\alpha = a/R$) составляет 1.5-2, то и при учете конечного $\beta(0)/\beta_{eq}$, где $\beta_{eq} = 2t^2(\alpha_0)a_0/R$, остается тем же.

3.5. Выводы к разделу. Из выводов, приведенных в диссертации, выделим итог очень кратко: выяснены принципиальные особенности неклассического переноса для широкого класса тороидальных систем. Проанализированы существующие установки и привычные тороидальные схемы с $\alpha = 0, \alpha = (1-3)a/R$ с умеренным аспектовым отношением ($R/a \approx 3.6$). Предложены новые (с $\alpha = -a/R$) тороидальные системы с умеренным аспектовым отношением ($R/a \leq 4$)

и большим углом наклона винтовых обмоток ($m\alpha/2R \geq 1$), обладающие пониженным неклассическим переносом.

4. РЕГУЛИРОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ТОКОВ И СОПУТСТВУЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ТОРСАТРОНАХ

Известно, что в равновесной плазменной конфигурации магнитное поле, возникающее от равновесного плазменного тока, приводит к ряду эффектов:

- сдвиг магнитной оси (так называемое Шаfranовское смещение),
- изменение формы сечения магнитных поверхностей и их взаимного расположения,
- изменение профиля вращательного преобразования, свойств удельного магнитного объема, модуляции B/B_0 вдоль силовой линии,
- расщепление магнитной оси, образование островной (резонансной) структуры и разрушение магнитных поверхностей.

Поэтому возникает вопрос, существуют ли возможности снижения продольного равновесного тока $j_{||}$ в стеллараторных ловушках. В ряде работ: Chodura R., Dommaschk W., Heppnegger F. et al *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1981, v. PS-9, no. 4, p. 224-228; Shafranov V.D. *Phys. Fluids* 1983, v. 26, no. 2, p. 357-364; Kovrizhnykh L.M., Shchepetov S.V. *Nucl. Fusion* 1983, v. 23, no. 7, p. 859-861

обсуждались пути понижения тока, в том числе и введением дополнительных винтовых гармоник магнитного поля, но при этом высказывалось сомнение, не вызовут ли они слишком большие искажения в магнитной конфигурации и не ухудшат ли условия устойчивости плазмы.

После работ, где были найдены конфигурации с пониженным продольным равновесным $j_{||}$ и связанного с ним диффузионным потоком в модульном стеллараторе *Wendelstein VII AS*, а также после выработки концепции ловушки ДРАКОН (Glagolev V.M., Kadomtsev B.B., Shafranov V.D., Trubnikov B.A. *10th Europ. Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow 1981, v. 1, report E-8*) естественно было задаться вопросом, возможно ли понизить $j_{||}$ в реальной торсатронной конфигурации и не противоречат ли друг другу условия понижения $j_{||}$ и неклассических коэффициентов. Ответ на этот вопрос содержится в работе /10/.

4.1. О возможности снижения равновесных плазменных токов в торсатронах за счет выбора геометрии навивки винтовых проводников /Ю/

Наличие сателлитных гармоник в магнитном поле и функции магнитных поверхностей приводит к появлению существенных слагаемых в выражении для Фурье-компонента ($\sim \cos \vartheta$) продольного равновесного тока: $j_{\parallel} \sim \frac{\partial P}{\partial r_0} j_{1,0} \cos \vartheta$. Принципиальная часть $j_{1,0}$ имеет вид

$$j_{1,0} \sim \frac{1}{t(\alpha_0)} \tau^{2n-2\ell+3} + \frac{\alpha_0 m}{R \ell} \left(\frac{\varepsilon_{\ell+1,m}}{\varepsilon_{\ell,m}} \tau^{2n-1} + \frac{\ell+1}{\ell-1} \frac{\varepsilon_{\ell+1,m}}{\varepsilon_{\ell,m}} \tau^{2n+1} \right) \quad (8)$$

где $\tau \equiv r/a$, n — показатель степени в распределении давления по магнитным поверхностям. Отличительным моментом является то, что $j_{1,0}$ содержит помимо привычного слагаемого $\sim 1/t(\alpha_0)$, где $t(\alpha_0)$ — угол вращательного преобразования на длине установки, взятый на магнитной поверхности $r_0 = a_0$, ограничивающей плазму, также дополнительные слагаемые пропорциональные Фурье-коэффициентам сателлитных гармоник в магнитном поле $\varepsilon_{\ell+1,m}/\varepsilon_{\ell,m}$. Поскольку все три слагаемых в $j_{1,0}$ имеют разные зависимости по τ , эффект усиления $j_{1,0}$ по сравнению со случаем "классического" стелларатора, где $j_{1,0} \sim 1/t(\alpha_0)$, по-разному проявляется на различных поверхностях. Сравнение величины $j_{1,0}$ в торсатронах с $\ell=2$ при $\alpha=3a/R$ (набор сателлитов с $\varepsilon_{\ell+1,m}/\varepsilon_{\ell,m} > 0$) и $\alpha=-a/R$ (набор сателлитов с $\varepsilon_{\ell+1,m}/\varepsilon_{\ell,m} < 0$) показывает, что отношение токов в таких двух торсатронах составляет величину 1.5–2.5 по сечению плазмы. Это говорит о том, что в торсатроне можно регулировать величину продольного равновесного тока ($\sim \cos \vartheta$) в той же мере, что и в модульном стеллараторе с твистированными катушками *Wendelstein VII AS*. Ослабление тока означает ослабление вызываемого им магнитного поля и вносимых им искажений в магнитную конфигурацию.

4.2. Резонансные явления в равновесных токах и процессах переноса /II-15/

4.2.1. При нахождении j_{\parallel} , т.е. при решении так называемого магнитного дифференциального уравнения, возникают резонансные знаменатели вида $m t(\tau) - n$. Появление резонансных

знаменателей ограничивает рассмотрение равновесия плазмы численными методами и, если действовать формально, приводит к фактически расходящимся выражениям для диффузионных потоков $\sim j_{\parallel}^2 / \sigma_{\parallel}$, где σ_{\parallel} — предельная проводимость плазмы. Это обстоятельство побудило уделить внимание развитию процедуры, позволяющей обойти резонансные знаменатели в случае изолированных (неперекрывающихся) резонансов и получить корректные выражения для равновесного тока и диффузионных потоков.

4.2.2. Если в исходной магнитной поверхности, описываемой функцией $\Psi = r^2/2$, соответствующей магнитному полю $\vec{B} = B_0 \{0, r t(r^2)/R, (1 + r/R \cos \vartheta)\}$ под действием винтового возмущающего поля $\vec{B}_1 = B \ell_{mn} r^{m-1} (\sin \Theta, \cos \Theta, 0)$, где $\Theta = m\vartheta - n\varphi$, образуется цепочка магнитных островов, то такое семейство магнитных поверхностей описывается функцией

$$\Psi = [m t(0) - n] \frac{r^2}{2} + m \frac{dt}{dr^2} \frac{r^4}{4} + \ell_{mn} r^m R \cos(m\vartheta - n\varphi). \quad (9)$$

Это выражение получается перенормировкой исходной функции магнитных поверхностей. Выражение для предельного равновесного тока, получаемое для приведенных выше магнитного поля и функции магнитных поверхностей (9), имеет вид

$$(\vec{j}_{\parallel})_{\varphi} \sim \frac{m}{B_0} \frac{dt}{dr^2} r_{mn}^3 \left\{ \frac{2\bar{r}(1-\bar{r}^2)}{t(\bar{r}^2)} \cos \vartheta + \right. \\ \left. + \frac{m(\Delta\bar{r})^2 \bar{r}^{m-1}}{(m-1)t(\bar{r}^2) - n} \cos [(m-1)\vartheta - n\varphi] \right\}; \quad (10)$$

здесь r_{mn} — радиус исходной магнитной поверхности, для которой $t(r_{mn}^2) = n/m$, $\Delta\bar{r}$ — ширина магнитного острова $\sim (\ell_{mn}/(dt/dr^2))^{1/2}$, все абсолютные размеры в (10) выражены в единицах r_{mn} . Это выражение свободно от резонансного знаменателя $m t(\bar{r}^2) - n$.

Таким путем можно избавиться от выделенных отдельных резонансов, что позволяет описать продольный ток на магнитных поверхностях, прилегающих к резонансной сепаратрисе, отделяющей магнитные острова от замкнутых магнитных поверхностей. Этот подход привлекался впоследствии при рассмотрении разрушения магнитных поверхностей полем от равновесного тока.

4.2.3. Связанный с \vec{J}_{\parallel} диффузионный поток через магнитные поверхности, прилегающие к резонансной, принимает вид $\langle n v \rangle =$
 $= \frac{n c^2}{\epsilon_{\perp} B_0^2} \frac{\partial P}{\partial z_0} (1 + \xi)$, где

$$\xi = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \frac{2}{t^2 (z_{mn}^2)} \left\{ 1 \mp \frac{\overline{\Delta z} \pi \left[1 + 2 \left(\frac{\delta z}{\Delta z} \right)^2 \right]}{E(k) \sqrt{1 + \left(\frac{\delta z}{\Delta z} \right)^2}} \left[1 - \frac{t(0)}{t(z_{mn}^2)} \right] \right\} \quad (II)$$

Здесь δz - малое отклонение магнитной поверхности от резонансной сепаратрисы; в зависимости от знака dt/dz^2 один из знаков в фигурных скобках соответствует поверхности, прилегающей к сепаратрисе со стороны $z < z_{mn}$, а другой - для $z > z_{mn}$. Модуль эллиптического интеграла $k^2 = 1 / [1 + (\delta z / \Delta z)^2]$. Если $\delta z \rightarrow 0$, коэффициент диффузии при предельном переходе к сепаратрисе получается конечным. Отметим, что получен конечный коэффициент диффузии без привлечения дополнительного диссипативного механизма. Поскольку классический коэффициент теплопроводности χ для плазмы, находящейся в магнитном поле с вращательным преобразованием, содержит поправку Шаfranова ξ_T : $\chi = \chi_0 (1 + \xi_T)$, здесь χ_0 - коэффициент теплопроводности в магнитном поле с прямыми силовыми линиями, и ξ_T выражается через равновесные токи аналогично ξ : $\xi_T = 1.6 \xi$, полученное для коэффициента диффузии выражение (II) остается справедливым для коэффициента теплопроводности.

4.2.4. Рассмотрен эффект обращения примесных ионов (*flow reversal*) при наличии изолированной цепочки магнитных островов, которая создается винтовым магнитным возмущением с волновыми числами (m, n) и локальным источником частиц основного газа, проявляющим себя через винтовые гармоники с числами $(m+1, n)$. Показано, что в этом случае возможно накопление примесных ионов на расщепленной рациональной магнитной поверхности. Физический механизм этого эффекта - в действии дополнительной диссипативной силы (силы трения) на примесные ионы со стороны ионов основного газа. "Геометрическое" содержание эффекта - источник основных ионов обращает усредненный поток примесей благодаря взаимодействию гармоник источника $(m+1, n)$ с гармоникой магнитного возмущения (m, n) и гармоникой $(1, 0)$ торoidalного магнитного поля.

4.3. Разрушение магнитных поверхностей под действием равновесного плазменного тока /16-20/

4.3.1. Один из принципиальных выводов при рассмотрении равновесия плазмы касается размеров разрушения магнитных поверхностей под действием малого, но конечного β : Gorbachev N.S., Kuznetsov Yu.K., Pinos I.B. Nucl. Fus. 1980, v. 20, no. 3, p. 341-347. Этот вопрос исследован на основе процедуры, включающей в себя аналитическое вычисление компонентов магнитного поля от равновесного тока и численное решение уравнений силовых линий суммарного магнитного поля: вакуумного поля и поля от равновесного плазменного тока.

4.3.2. С применением выше изложенной процедуры исследовано разрушение магнитных поверхностей под действием малого β в современных тороидальных АТФ-1 и "Ураган-2М". Показано, что конфигурация "Урагана-2М", имеющая угол вращательного преобразования $\epsilon(\tau) > 1/2$, очень чувствительна к вносимому возмущению $\sim \beta$. При значении $\beta(0) = 0.5\%$ происходит уменьшение размера замкнутых магнитных поверхностей — до магнитной поверхности с $\epsilon = 4/6$ с проявлением этого характерного для "Урагана-2М" резонанса. Конфигурация АТФ-1 более устойчива: уменьшение размера замкнутых магнитных поверхностей на $1/3$ радиуса исходной замкнутой поверхности наступает при $\beta(0) = 3\%$.

4.3.3. Был проведен поиск тороидальных систем, в которых конфигурации были бы менее чувствительны к плазме с малым β . Естественным было надеяться, что менее чувствительными к возмущающим полям $\sim \beta$ окажутся те конфигурации, в которых равновесный продольный ток $\int j_{||}$ меньше. Сравнение тороидальных систем, имеющих приблизительно одинаковые размеры крайних замкнутых магнитных поверхностей и близкие значения угла вращательного преобразования, но отличающихся сателлитным составом магнитного поля, показывает, что уменьшение объема удержания при одном и том же значении β оказывается различным. Например, в системе с $\alpha = -a/R$ ($\epsilon_{l+1,m}/\epsilon_{l,m} < 0$) оно заметно меньше, чем в системе с $\alpha = 3a/R$ ($\epsilon_{l+1,m}/\epsilon_{l,m} > 0$). Это означает, что степень разрушения магнитных поверхностей при одном и том же значении β можно регулировать подбором сателлитного состава магнитного поля, т.е. варьированием геометрии укладки винтовой обмотки. Другими словами, в тороидальных системах с $\alpha = -a/R$ достижимы

более высокие значения β (в 1.7 раза выше), чем в торсатронах: $\alpha = 3 a/R$. Этот выигрыш представляется заслуживающим внимания, поскольку речь идет о достаточно высоких значениях $\beta(0) = 3-5\%$ близких к тем, которые необходимы для термоядерного реактора. (Рис. 4).

4.3.4. Абсолютные значения допустимого β в конкретных системах можно повысить, компенсируя поле от равновесного тока с помощью внешнего вертикального поля B_{\perp} . Однако, и в применении этого эффекта имеются ограничения. На примере стелларатора с $\ell = 3$ показано, что при определенном соотношении между внешним вертикальным полем B_{\perp}^{ext} и вертикальным полем, создаваемым равновесным током B_{\perp}^{β} , наступает расщепление магнитной оси и образуется конфигурация вида "восьмерки". Существует такой интервал значений $B_{\perp}^{ext} \leq B_{\perp}^{\beta}$ (режим недокомпенсации), при котором новая магнитная ось — одна из осей равновеликой "восьмерки" — фактический центр объема удержания оказывается менее чувствительным к росту β . Если в отсутствие поперечного магнитного поля ($B_{\perp}^{ext} = 0$) смещение магнитной оси $\Delta/a_0 \sim (\beta/t^2(a_0))^{1/3}$, то при $B_{\perp}^{ext} \leq B_{\perp}^{\beta}$ появляется новая (более слабая от β) зависимость для смещения магнитной оси $\Delta/a_0 \sim \beta/t^2(a_0)$, что указывает на эффективность поддержания и коррекции равновесия плазмы в стеллараторе внешним вертикальным полем. Эта работа выполненная в 1975 году, была первой, которая дала качественное и количественное описание этого эффекта, который постоянно привлекает внимание исследователей.

4.3.5. Обычно два параметра, характеризующих удерживающие свойства ловушек β_{eq} и τ_E рассматривались как независимые. На наш взгляд, между ними существует естественная связь: с ростом β уменьшается средний радиус крайней замкнутой магнитной поверхности, т.е. поперечный размер объема удержания, а, следовательно, и время жизни τ_E . В работах /1,20/ предложено такое определение максимально допустимого давления плазмы по размерам разрушения магнитных поверхностей и на примере упрощенной модели установлена связь между β_{eq} и τ_E .

4.4. Выводы к разделу. Из выводов к данному разделу диссертации выделим те, которые не повторяют сделанных выше.

Условия понижения неклассического переноса совместимы с условиями снижения равновесного плазменного тока и ослабления

сопутствующего разрушения магнитных поверхностей. Эти эффекты практически осуществимы в тороatronах с винтовыми обмотками, навитыми с коэффициентом модуляции $\alpha < 0$

Появление резонансной структуры (магнитных островов) из-за протекания продольного равновесного тока существенно изменяет представление о содержании понятия предельного газокинетического давления плазмы из условий равновесия (β_{eq}). Важным фактором является не только величина угла вращательного преобразования на границе плазмы, т.е. $t(a_0)$, но и Фурье-коэффициенты сателлитных гармоник, а также то обстоятельство, насколько магнитная поверхность с $t(a_0)$ оказывается в резонансных условиях по отношению к возмущающим полям, в том числе пропорциональным β

Заключение

Приведем основные результаты проведенных исследований.

1. Развита аналитическая теория, позволяющая изучить возможности регулирования неклассического переноса в наиболее "критическом" для удержания режиме с $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\sqrt{\alpha}$ путем изменения геометрии укладки обмоток винтового магнитного поля. Получены аналитические выражения для коэффициентов диффузии и теплопроводности плазмы с учетом спектра гармоник магнитного поля, в частности, сателлитных к основной винтовой гармоник, усиливающих или ослабляющих действие градиента тороидального поля на запертые частицы. На основе аналитического рассмотрения показано, что заметное уменьшение коэффициентов $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\sqrt{\alpha}$ (в 3-4 раза по сравнению с общепринятыми тороatronными системами) наступает при отрицательной модуляции угла навивки винтовых проводников ($\alpha < 0$).

2. На основе развитого подхода проведен поиск оптимальных для ослабления переноса тороatronных конфигураций, наиболее приближенных к практически реализуемым.

Для тороatronов с $\ell = 2$ и $\ell = 3$ найдены "законы" укладки винтовых обмоток ($\alpha = -a/R$), обеспечивающих понижение коэффициентов диффузии и теплопроводности плазмы $\sim 1/\sqrt{\alpha}$ - в 2-3 раза по сравнению с тороatronами, имеющими равнонаклонную винтовую обмотку ($\alpha = a/R$) и в 10 раз по сравнению с *ultimate* (предельно простейшими) тороatronами ($\alpha = 3a/R$); радиус замкнутых магнитных поверхностей при этом равен не менее 0.4 радиуса винтовых проводников.

Фактически, предложен новый практически осуществимый способ

снижения неоклассических коэффициентов переноса плазмы в торсатронах за счет регулирования модуляции укладки винтовых проводников.

3. Показано, что на неоклассический перенос плазмы можно влиять в рамках одной экспериментальной установки, изменяя токи в обмотках вертикального поля. Практические условия для проверки этого эффекта установлены для торсатрона с $\ell = 1$, где при изменении остаточного вертикального магнитного поля от значения $B_{\perp}/B_0 = 1.5\%$ до -7.5% происходит смена типа конфигурации и изменение коэффициентов переноса до 10 раз.

4. Впервые приведен сравнительный анализ неоклассического переноса в торсатронах с малым и большим числом периодов магнитного поля. К первым относится "Ураган-2М" ($m = 4$), ко вторым - "Heliotron-E" ($m = 19$) и ATF-1 ($m = 12$). Показано, что, несмотря на различие в параметрах укладки винтовых обмоток в ATF-1 ($ma/er = 1.37$) и "Урагане-2М" ($ma/er = 0.52$) и в соотношении параметров винтовой и тороидальной неоднородности ($\epsilon_r > \epsilon_t$ в ATF-1 и $\epsilon_r < \epsilon_t$ в "Урагане-2М") геометрические множители в $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\sqrt{\quad}$ практически не отличаются, что является следствием сложного спектра гармоник магнитного поля. Этот результат помогает понять особенности неоклассического переноса в существующих торсатронных установках.

5. При исследовании влияния конечного давления плазмы на неоклассический перенос в торсатронах с различной модуляцией угла навивки винтовых обмоток установлено, что магнитные конфигурации, оптимизированные по переносу при $\beta = 0$, сохраняют благоприятную модуляцию B/B_0 и при конечном β . Так, если для вакуумной конфигурации фактор снижения $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/\sqrt{\quad}$ равен 1.5-2, то и при учете конечного давления $\beta(0)/\beta_{eq}$, где $\beta_{eq} = 2t^2(a_0)c_0/R$, этот фактор остается приблизительно тем же. Это говорит о том, что выбором коэффициента модуляции угла навивки винтовых проводников можно эффективно воздействовать на характер модуляции B/B_0 и гармонический состав B/B_0 и при наличии плазмы.

6. Развита методика, сочетающая аналитические вычисления продольного равновесного тока \bar{j}_{\parallel} , компонентов магнитного поля $\sim \beta$ и численное решение уравнений силовых линий суммарного (вакуумного и от плазменного тока) магнитного поля, который позволяет описать влияние принципиальных характеристик трехмерной магнитной конфигурации торсатрона на свойства равновесия плазмы: структуру тока \bar{j}_{\parallel} , магнитное поле \vec{B}^{β} , структуру магнитных поверхнос-

тей, в частности, разрушение магнитных поверхностей под действием малого β . Получены аналитические выражения, связывающие \bar{j}_{\parallel} , \bar{B}^{β} с Фурье-коэффициентами сателлитных гармоник магнитного поля ($\epsilon_{l\pm n, m} / \epsilon_{l, m}$), знаки и величины которых регулируются коэффициентами модуляции в укладке винтовых проводников.

7. В рамках этого подхода впервые установлена зависимость продольного равновесного тока $\bar{j}_{\parallel} \sim \cos \bar{U}$ от Фурье-коэффициентов сателлитных гармоник магнитного поля $\epsilon_{l\pm n, m} / \epsilon_{l, m}$ (наряду с зависимостью от $1/\epsilon$). Показана возможность регулирования величины тока выбором модуляции угла навивки винтовых проводников. Найдено, что при изменении коэффициента модуляции в "законе" навивки винтовых проводников от значения $\alpha = 3a/R$ к $\alpha = -a/R$ можно добиться снижения продольного равновесного тока в 2.5 раза.

8. Изучено разрушение магнитных поверхностей под действием малого β в торсатронах с различными коэффициентами модуляции винтовых проводников α .

а) Оценен размер разрушения магнитных поверхностей в современных торсатронах ATF-1 и "Ураган-2М" под действием малого β . Показано, что "натуральные" резонансы вакуумной магнитной конфигурации существенно влияют на размер разрушения под действием β .

б) Установлено, что эффект регулирования равновесного тока, связанный с варьированием сателлитного состава магнитного поля, проявляет себя в том, что примерно одинаковые разрушения магнитных поверхностей наступают при $\beta(0) = 5\%$ в торсатроне с $\alpha = -a/R$ и $\beta(0) = 3\%$ в торсатроне с $\alpha = 3a/R$. Это означает, что в торсатронах с $\alpha = -a/R$ достижимы более высокие по сравнению с торсатроном с $\alpha = 3a/R$ значения газокINETического давления плазмы. Найден интервал значений сателлитного вертикального поля B_{\perp} / B_0 , оптимальный для коррекции магнитных поверхностей при наличии плазмы.

9. При исследовании влияния резонансных эффектов в магнитной конфигурации на перенос плазмы

а) выведены аналитические выражения для продольного равновесного тока, диффузионных потоков частиц и энергии при наличии изолированных резонансов в магнитных поверхностях; получены корректные выражения для коэффициентов диффузии и теплопроводности вблизи резонансной сепаратрисы;

б) найден механизм экранирования плазмы от проникновения потоков тяжелых примесных ионов путем создания изолированной цепочки магнитных островов на периферии плазмы и локального напуска газа.

Ю. Исходя из существенного ограничения значения β , связанного с разрушением магнитных поверхностей от равновесного тока и соответствующим уменьшением времени жизни плазмы τ_E, τ_n , предложено новое определение максимально допустимого давления плазмы для стеллараторной ловушки по степени разрушения магнитных поверхностей под действием малого β - через связь между параметром β_{eq} и временем жизни плазмы τ_E .

ПУБЛИКАЦИИ С ИЗЛОЖЕНИЕМ ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шижкин А.А. Стелларатор (монография) Киев: Наукова думка, 30 печ. листов, 1983 г.
2. Бяков В.Е., Георгиевский А.В., Пелетминская В.Г., Ходячих А.В., Шижкин А.А. - Торсаатронные конфигурации с пониженными коэффициентами супербананового переноса плазмы. Письма в ЖТФ, т.10, 1984 г., вып.12, с.749-755.
3. Бяков В.Е., Георгиевский А.В., Пелетминская В.Г., Сергеев Ю.Ф., Ходячих А.В., Шижкин А.А. - О регулировании коэффициентов переноса плазмы в интервале малых частот соударений в тораатроне. - Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 1984, вып.4(17), с.19-29.
4. Bykov V.E., Georgievskij A.V., Peletminskaya V.G., Khodyachikh A.V., Shishkin A.A. - Reduction of neoclassical transport in the $1/2$ regime in torsatrons. Nuclear Fusion 1984, v.24, no.9, p.1195-1203.
5. Бяков В.Е., Волков Е.Д., Георгиевский А.В., Пелетминская В.Г., Сергеев Ю.Ф., Ходячих А.В., Шижкин А.А. - Коэффициенты неоклассического переноса плазмы $D_{\perp}, \chi_{\perp} \sim 1/2$ в тораатронах с $\ell = 2$ и $\ell = 1$. Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 1985, вып.3, с.74-79.
6. Бяков В.Е., Волков Е.Д., Георгиевский А.В., Пелетминская В.Г., Ходячих А.В., Шижкин А.А. Неоклассические коэффициенты переноса плазмы в современных стеллараторных ловушках. - Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 1987, вып.4, с.3-6.
7. Bykov V.E., Grekov D.L., Shishkin A.A., Garcia L., Harris J.H., Rome J.A. Finite pressure equilibrium effects on helical ripple transport in torsatrons. Nuclear Fusion 1988, v.28, no.5, p.871-879.

равновесных плазменных токов. - Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 1987, вып.3, с.21-24.

18. Shishkin A.A., Bykov U.E., Peletninskaya V.G., Khodyachikh A.V. Magnetic surface destruction due to equilibrium plasma currents in torsatron. 15th European Conference on Contr. Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik 1988, part II, p.478-481.
19. Pyator V.N., Shishkin A.A. Effect of transverse magnetic field on axial magnetic surfaces of a three-turn stellarator perturbed by an equilibrium plasma. Nuclear Fusion 1976, v.16, no.6, p.937-941.

20. Горбачев Н.С., Шишкин А.А. Времена жизни плазмы в тороидальных ловушках с различными механизмами переноса в радиальных зонах. - Сб. "Современные методы магнитного удержания, нагрева и диагностики плазмы" - 2-ая Всесоюзная школа-конференция, Харьков, 1982, т.1, с.63-66.

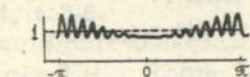
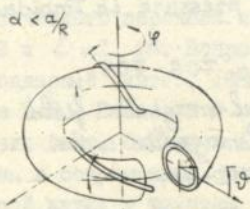
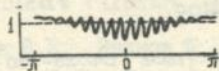
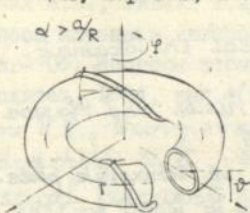


Рис. 2

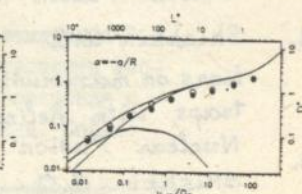
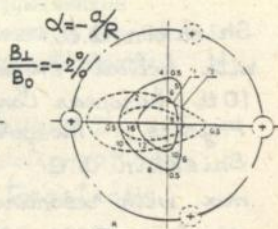
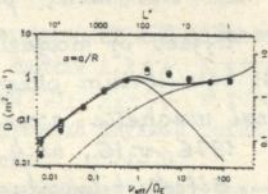
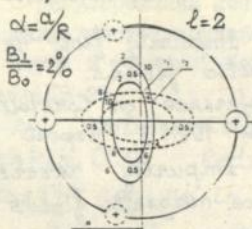


Рис. 3

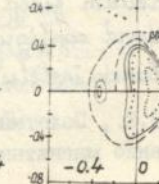
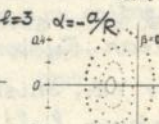
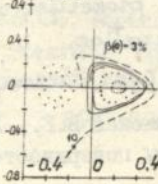
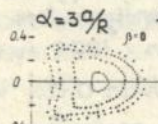


Рис. 4

Подписано в печать 22.03.93. Формат 60x84/16.
Офсетная печать. Усл.п.л. 2,0. Уч.изд.л. 2,0.
Тираж 100. Заказ 196.
Харьков-108, ротاپринт ХФТИ.

1165676

AB 27463

AB 27.463