

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН

Р.Ю. Акентьев, А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин,
А.В. Бурдаков, Э.Р. Зубаиров, В.Г. Иваненко,
И.А. Иванов, М.В. Иванцовский, В.С. Койдан,
В.В. Конюхов, С.А. Кузнецов, А.Г. Макаров,
К.И. Меклер, В.С. Николаев, С.В. Полосаткин,
В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, С.Л. Сеницкий,
В.Д. Степанов, Ю.С. Суляев, А.А. Шошин

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПЛАЗМЫ
В ОТДЕЛЬНЫХ ЯЧЕЙКАХ
МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКИ ГОЛ-3

ИЯФ-2002-72

НОВОСИБИРСК
2002

**Эксперименты по изучению плазмы
в отдельных ячейках многопробочной ловушки ГОЛ-3**

Р.Ю. Акентьев, А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин,
А.В. Бурдаков, Э.Р. Зубаиров, В.Г. Иваненко,
И.А. Иванов, М.В. Иванцовский, В.С. Койдан,
В.В. Конюхов, С.А. Кузнецов, А.Г. Макаров,
К.И. Меклер, В.С. Николаев, С.В. Полосаткин,
В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, С.Л. Синицкий,
В.Д. Степанов, Ю.С. Суляев, А.А. Шошин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, СО РАН
630090, Новосибирск

Аннотация

В работе представлены результаты проведенных на многопробочной ловушке ГОЛ-3 экспериментов с короткими участками пониженного магнитного поля.

**Experimental studies of plasma properties
in single cells of multiple mirror trap GOL-3**

R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin,
A.V. Burdakov, Eh.R. Zubairov, V.G. Ivanenko,
I.A. Ivanov, M.V. Ivantsivsky, V.S. Koidan,
V.V. Konyukhov, S.A. Kuznetsov, A.G. Makarov,
K.I. Mekler, V.S. Nikolaev, S.V. Polosatkin,
V.V. Postupaev, A.F. Rovenskikh, S.L. Sinitsky,
V.D. Stepanov, Yu.S. Sulyaev, A.A. Shoshin

Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS
630090, Novosibirsk

Abstract

Results of experiments with the short cells of low magnetic field carried out on the multiple mirror trap GOL-3 are presented.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

1. Введение

Открытые ловушки (линейные системы) для удержания плазмы были предложены как для получения фундаментальных знаний о физике плазмы, так в качестве кандидатов для термоядерных приложений (см. [1,2]). В настоящее время эксперименты с открытыми ловушками ведутся в нескольких лабораториях мира [3-8]. Исследуется несколько схем открытых ловушек. В частности, установка ГОЛ-3 [9] принадлежит к классу систем с многопробочным удержанием [10,11]. В таких системах плазма имеет большую плотность по сравнению с другими схемами с магнитным удержанием, продольное удержание плазмы происходит за счет эффективной силы трения, возникающей в ходе расширения плазмы в гофрированном магнитном поле.

Для быстрого нагрева плотной плазмы на установке ГОЛ-3 применяется мощный релятивистский электронный пучок, генерируемый ускорителем У-2 [12]. При инжекции пучка в плазму в результате коллективного пучково-плазменного взаимодействия происходит возбуждение ленгмюровской турбулентности (см., напр., [13,14]). В результате энергия релятивистского электронного пучка передается через ленгмюровские колебания главным образом электронной компоненте плазмы. Электронная температура достигает 2 – 3 кэВ при плотности $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (см. [15]). Важной задачей, требующей экспериментального решения, является получение высокой температуры ионов плазмы.

Одним из важных достижений последних лет в физике открытых ловушек стало подавление продольной электронной теплопроводности на торцы, что позволяет поддерживать относительно высокую электронную температуру в ловушке [16,17]. В частности, на установке ГОЛ-3 электронная теплопроводность подавляется за счет возникновения аномально высокой частоты столкновений электронов во время коллективной релаксации релятивистского электронного пучка в плазме [18,19]. Это явление приводит к возможности существования в плазме высоких продольных градиентов электронной температуры [17].

В данной работе экспериментально исследуются следствия этого явления, которые могут приводить к эффективной передаче энергии от

электронной к ионной компоненте плазмы. Основой возможного метода нагрева ионов может служить искусственная модуляция электронной температуры вдоль плазменного шнура, связанная с модуляцией плотности тока греющего электронного пучка в гофрированном магнитном поле [20, 21]. Модуляция электронной температуры приводит к модуляции давления плазмы и, как следствие, к макроскопическому движению плазмы. В представляемой работе исследуется динамика плазмы в отдельных ячейках многопробочной ловушки, которые дальше называются «магнитными ямами». В этом случае возможно формирование встречных плазменных потоков и их перемешивание, приводящее к нагреву ионной компоненты. Представляется, что такой механизм нагрева ионов может служить основой для получения термоядерных температур в многопробочной ловушке.

2. Постановка эксперимента и диагностики

Схема установки ГОЛ-3 описана в работе [9]. Соленоид установки состоит из 110 катушек с независимым питанием и имеет общую длину около 12 м. В зависимости от задачи конкретной серии экспериментов конфигурация магнитного поля может изменяться. В базовой «многопробочной» конфигурации, относительно которой будут обсуждаться далее изменения магнитной геометрии в специальных экспериментах, соленоид был сконфигурирован в виде трех секций. В центре была расположена четырехметровая секция с однородным магнитным полем 4.8 Тл. С двух сторон к этой секции примыкали участки гофрированного поля, каждый из которых содержал 20 периодов гофрировки с полем в максимуме 5.2 Тл, в минимуме 3.2 Тл и шагом 22 см. Соленоид оканчивался одиночными магнитными пробками с полем 9 Тл. При помощи нескольких импульсных клапанов в металлической вакуумной камере $\varnothing 10$ см, расположенной внутри соленоида, создавалось требуемое распределение плотности водорода или дейтерия по длине. Обычно эксперименты проводились со квазиоднородным напуском, при котором концентрация газа в средней части вакуумной камеры была в ~ 3 раза выше, чем на ее концах (см.[3]). Далее с помощью специального продольного разряда создавалась исходная плазма со средней по длине плотностью $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ и температурой ~ 2 эВ. Затем в эту плазму инжектировался релятивистский электронный пучок, имевший в этих экспериментах следующие параметры: энергия электронов ~ 0.9 МэВ, ток ~ 25 кА, длительность по основанию ~ 8 мкс, энергосодержание ~ 120 кДж. Диаметр пучка в секции однородного поля был около 6 см.

В условиях установки ГОЛ-3 было проведено три отдельных эксперимента, в которых на коротком отрезке соленоида формировался участок с пониженным полем, который далее в тексте будет называться

«магнитной ямой». Эти три эксперимента отличаются местом расположения участка с пониженным полем: вблизи входной пробки, в центре соленоида, в центре первого участка гофрированного поля. Напряженность и ход силовых линий магнитного поля в области магнитной ямы определялись конструкцией соленоида и системы питания магнитного поля, поэтому фактически магнитная индукция могла принимать значение, соответствующее либо основной конфигурации магнитного поля, либо конфигурации с магнитной ямой (без промежуточных значений).

Для определения параметров плазмы используется диагностический комплекс установки (см. [22]). Кроме того, для проведения измерений в области магнитной ямы был подготовлен ряд специализированных диагностик, которые будут обсуждаться в соответствующих разделах текста.

3. Эксперименты с магнитной ямой на входе ловушки

Для проведения экспериментов по формированию и удержанию плотного плазменного сгустка в области с пониженным магнитным полем, находящейся между входной пробкой и основным соленоидом установки ГОЛ-3, была изменена конфигурация магнитной системы и разрядной камеры установки ГОЛ-3. Исходно в такой постановке эксперимента предполагалось решить две независимые задачи. Первая – уменьшить влияние на основную плазму процессов, происходящих в системе сжатия электронного пучка (главным образом, плотной плазмы, образующейся в результате испарения входной фольги, разделявшей в то время объемы ускорителя электронов и плазменной камеры – см. [15]). Вторая задача состояла в том, чтобы попытаться получить локальную величину $\beta \sim 1$. Описание экспериментов в этом направлении приведено в [23]. Ниже эти данные будут обсуждаться также и в контексте нового механизма коллективного нагрева ионов в гофрированном магнитном поле.

Конфигурация эксперимента представлена на рис.1, а описание установки и ее режимов работы дано в [23]. После входной пробки с магнитным полем 9 Тл был сформирован короткий участок с пониженным магнитным полем (1.2 Тл) – магнитная яма с центром на $Z = 27$ см (Z – продольная координата, которая отсчитывается от середины входной пробки). Затем следовала многопробочная магнитная система длиной 2.2 м. Вблизи входной пробки был расположен газ-бокс с импульсным клапаном, с помощью которого формировалось облако водорода с заданной плотностью и длиной. Со стороны ускорителя дополнительно создавалось облако азота. В плазменной камере установки создавалось с помощью импульсных клапанов квазиоднородное распределение водорода с резкими границами в компрессоре и экспанжере. Типичное распределение начальной плотности газа (в пересчете на его атомарную концентрацию) представлено в нижней

части рис.1. Плотность атомарного водорода в магнитной яме варьировалась в пределах $(1 - 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, плотность в центральной части соленоида составляла $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Давление плазмы в магнитной яме, так же как и в других частях установки, измерялось с помощью диамагнитных зондов. Кроме того, плотность плазмы определялась с помощью Штарковской спектроскопии, интерферометрии на длине волны 0.63 мкм. Система томсоновского рассеяния располагалась на расстоянии 1.8 метра от входной пробки. Для определения пространственных характеристик плазмы использовались также однокадровая ВУФ обскура и многохордовый ВУФ детектор. В эксперименте использовались и другие диагностики установки ГОЛ-3.

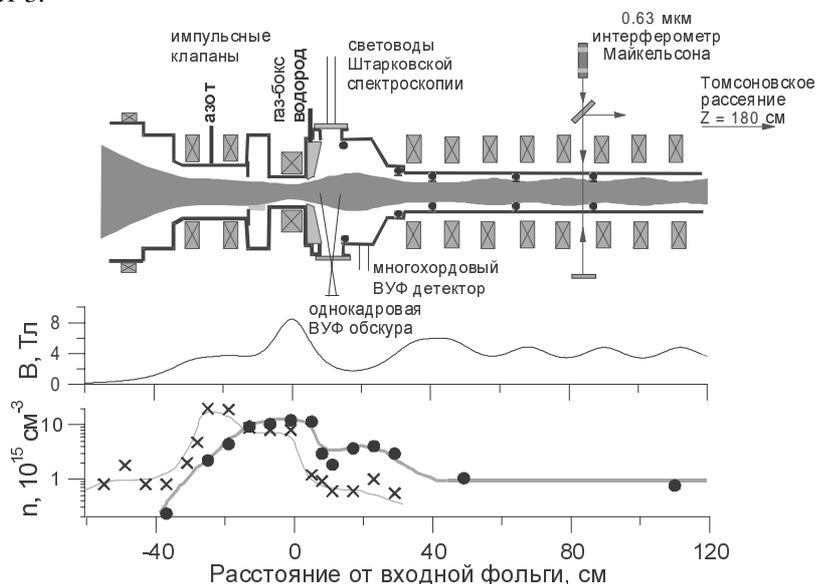


Рис. 1. Схема эксперимента с магнитной ямой вблизи входной пробки (вверху), распределение магнитной индукции по длине установки (в центре), внизу - начальное распределение водорода (кружки) и азота (кресты) по длине установки.

Сценарий эксперимента был следующий. Предварительно в разрядную камеру напускался газ с заданным распределением по длине. После этого, в максимуме магнитного поля, срабатывал прямой разряд, который создавал столб плазмы с током, текущим навстречу току электронного пучка. Затем в эту плазму инжектировался электронный пучок. За счет коллективных эффектов пучок тормозится в плазме и передает свою энергию как тепловым плазменным электронам, так и надтепловым электронам. Как было

установлено ранее, во время инъекции пучка продольная электронная теплопроводность подавлена, что позволяет нагреть плазму с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до температуры 1 – 2 кэВ в центральном соленоиде.

Ключевым моментом в экспериментах был переход к бесфольговому режиму работы установки, проведенный в рамках ее общей модернизации. Это позволило существенно уменьшить количество вещества, находящегося между плазмой и областью компрессии пучка. В этом случае ликвидируется паразитный эффект, связанный с движением внутрь плазменного столба плотной плазмы, образующейся из материала входной фольги.

В результате поглощения энергии быстрых плазменных электронов и последующей термализации плазмы в плотном плазменном сгустке образуется пик давления, который в данных экспериментах находится внутри магнитной ямы. Несмотря на то, что в этом месте магнитное поле примерно в 4 раза меньше, чем в центральном соленоиде (т.е. соответственно этому увеличено поперечное сечение плазмы), энергии, запасенной в 12-метровом столбе, достаточно для нагрева плотного сгустка. Поведение давления плазмы в магнитной яме иллюстрируется рис.2. Давление плазмы достигает величины $3 \cdot 10^{15} \text{ кэВ/см}^3$ при плотности плазмы $(1.5 - 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Вакуумное β при этом составляет величину ~ 0.4 . В этом случае уже заметно поперечное расширение плазмы до уровня, который лимитируется усилением магнитного поля в зазоре между плазмой и проводящей стенкой, что является характерным для стеночного удержания плазмы. Динамика давления определяется как уходом плотной плазмы в сторону ускорителя (это видно из сравнения двух осциллограмм, приведенных на верхней части рис.2, для импульсов, отличающихся пространственным распределением плотности

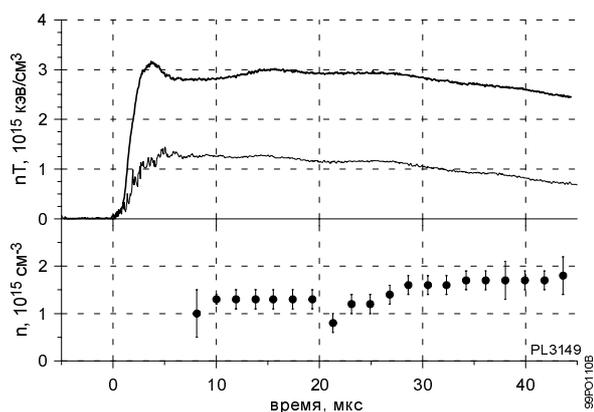


Рис. 2. Динамика давления плазмы в центре магнитной ямы на $Z = 27 \text{ см}$ для двух выстрелов, отличающихся параметрами азотного облака (вверху) и динамика плотности плазмы (внизу).

азота в камере компрессии электронного пучка), так и ее удержанием в магнитной яме. Характерное энергетическое время жизни такой плазмы составляет величину 50 мкс.

Максимальное давление в плазменной сгустке и, соответственно, полученное значение β определяется энергетическим балансом в установке и фактически ограничивалось мощностью инжектируемого электронного пучка.

4. Эксперимент с магнитной ямой в центральной части соленоида

В другом эксперименте в центральной секции соленоида с длиной однородного магнитного поля 4 метра и магнитной индукцией 4.8 Тл была создана специальная ячейка с пониженным магнитным полем с центром на $Z = 659$ см. В этом месте диаметр вакуумной камеры был увеличен до 15 см на отрезке длиной 42 см, а расстояние между соседними катушками соленоида было увеличено на 4 см. Прилегающие к $Z = 659$ см катушки имели независимое питание и могли отключаться в некоторых экспериментах. Величина магнитного поля в указанной точке составляла 3.8 Тл при включенных прилегающих катушках и 1.3 Тл – при отключенных (см. рис.3). В последнем случае полученная конфигурация магнитного поля представляла собой локальную ловушку («магнитную яму») длиной около 30 см.

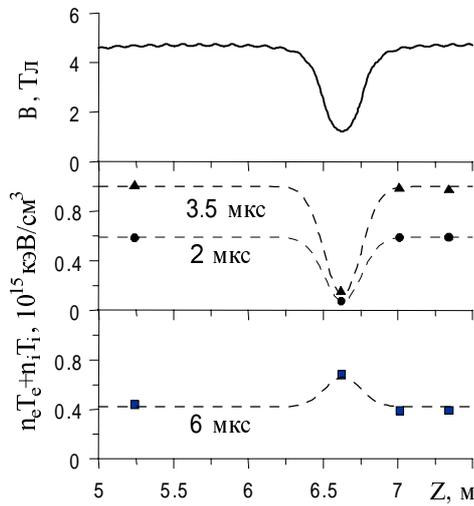


Рис. 3. Магнитное поле (вверху) и измеренное давление плазмы (точки) для трех различных моментов. Магнитная яма на $Z = 659$ см.

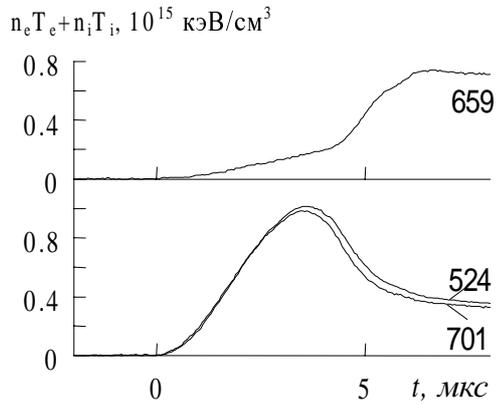


Рис. 4. Типичные сигналы давления плазмы для центральной плоскости "магнитной ямы" (вверху) и в двух точках однородного магнитного поля (внизу). Цифры указывают продольную координату Z (в см).

Динамика плазменного давления внутри и вблизи ячейки исследовалась несколькими диамагнитными зондами. Кроме того, плазма в ячейке исследовалась спектроскопическими методами. Вблизи ячейки были размещены детекторы нейтронного и гамма-излучения. Рассмотрим данные диамагнитных измерений. Типичные значения давления плазмы, полученные из диамагнитных измерений, показаны на рис.3 и 4. Начальная плотность плазмы в этом случае составляла $1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Вдали от ячейки ($Z = 524$ и 701 см) эти сигналы имеют такой же вид, как без ячейки, и слабо изменяются вдоль координаты Z в центральной части соленоида. Максимальное значение давления имеет величину $D = n_e T_e + n_i T_i \sim 10^{15} \text{ кэВ/см}^3$ (здесь n и T – концентрация и температура, индексы e и i относятся к электронам и ионам, соответственно). Существенные изменения при переходе к пониженному магнитному полю в ячейке зарегистрированы магнитной петлей «на дне» магнитной ямы (кривая $Z = 659$ см на рис.4). Во время нагрева плазмы электронным пучком давление плазмы, которое определяется в этот период времени электронной температурой, в секции слабого поля в 5-10 раз меньше, чем регистрируют датчики, находящиеся на расстоянии ~ 40 см в области однородного поля.

Как было установлено в предыдущих экспериментах, во время прохождения пучка давление плазмы в основном определяется электронной компонентой. Таким образом, зарегистрирован высокий (до $\sim 2.5 \text{ кэВ/м}$) градиент электронной температуры вдоль магнитного поля, который существует в течение стадии нагрева. Это наблюдение является прямым свидетельством того, что во время нагрева продольная электронная

теплопроводность подавлена по сравнению с классической (см. [24]). После прекращения нагрева эффект аномально низкой теплопроводности исчезает, эффективная частота столкновений в плазме становится близкой к классической, и температура начинает быстро выравниваться по длине плазменного столба. В этот момент наблюдается резкий рост давления плазмы в «магнитной яме» (в то время как во всей остальной установке давление плазмы падает). При этом величина β в магнитной яме достигает 15 – 20%.

Неоднородность электронного давления должна создавать продольные амбиполярные электрические поля, которые ускоряют плазму по направлению к средней плоскости ячейки, где и происходит столкновение встречных плазменных потоков. Кинетическая энергия ускоренных плазменных ионов зависит от конфигурации магнитного поля, разницы полных давлений и от усредненной по ячейке электронной температуры. Длина свободного пробега ускоренных ионов в наших экспериментах сравнима с длиной ячейки или ее превышает. Это означает, что потоки ускоренных ионов из областей высоких магнитных полей с каждой стороны ячейки должны перемешаться в ее центральной плоскости из-за парных столкновений или развития турбулентности во встречных потоках. Кинетическая энергия направленного движения ионов, таким образом, термализуется. Этот механизм коллективной передачи энергии от горячих электронов плазмы к ионам кажется значительно более эффективным, чем парные электрон-ионные соударения, поскольку требует около одного ион-ионного столкновительного времени.

Проверка предложенного механизма проводилась численным моделированием, а также специальными экспериментами по регистрации вспышки нейтронного и гамма-излучения в момент столкновения встречных плазменных потоков, и, кроме того, по регистрации магнитных и электрических полей с помощью спектроскопических методов.

5. Изучение плазмы в магнитной яме спектроскопическими методами

• Описание диагностики

Схема измерения контуров спектральных линий в "магнитной яме" приведена на рис.5. Спектрометр высокого разрешения создан на основе двойного монохроматора ДФС-24. Этот прибор состоит из двух установленных последовательно монохроматоров с плоскими дифракционными решетками. Полная дисперсия прибора составляет 0.45 нм/мм, а полученное в экспериментах спектральное разрешение 0.04 нм. Разложенное в спектр излучение делится на две части и направляется на два независимых детектора

излучения. Первый детектор представляет собой набор из десяти волоконно-оптических коллекторов, передающих свет на фотоэлектронные умножители, сигналы с которых регистрируются АЦП с тактовой частотой до 2 МГц. Ширина коллекторов равна 200 мкм, что определяет ширину аппаратной функции, равную 0.07 нм. Данный детектор позволяет измерять изменение во времени формы спектральных линий с хорошим временным и умеренным спектральным разрешением.

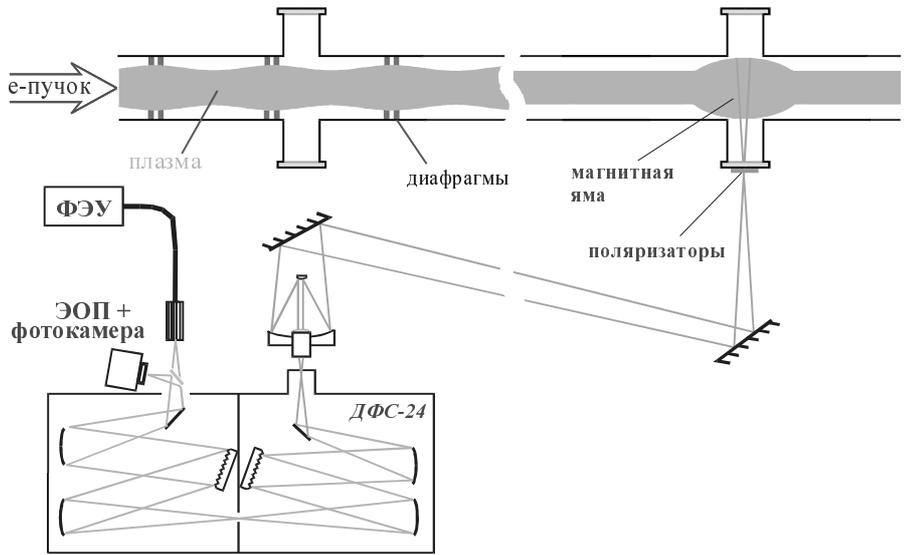


Рис. 5. Схема спектральных измерений в "магнитной яме".

Для точной регистрации формы спектральных линий используется электронно-оптический преобразователь. Изображение спектра, усиленное ЭОПом, регистрируется ПЗС-камерой. Управление напряжением на фотокатоде ЭОПа позволяет варьировать время экспозиции кадра в пределах 1 – 100 мкс. На один пиксел ПЗС-матрицы приходится спектральный диапазон 0.01 нм, при этом ширина аппаратной функции составляет 0.04 нм. Данный детектор позволяет в кадровом режиме регистрировать контуры спектральных линий.

Излучение плазмы фокусируется на входную щель прибора зеркально-линзовым объективом с диаметром входного зеркала 30 см. Для независимого измерения компонент излучения, поляризованных вдоль и поперек магнитного поля (π - и σ -компоненты) вблизи плазмы на пути излучения друг над другом установлены поляризационные фильтры,

пропускающие лишь одну π - или σ -компоненту излучения. Оптическая система настроена таким образом, что в вертикальной плоскости точка расположения фильтров изображается в плоскости приемников излучения. Таким образом, на экран ЭОПа проецируются смещенные по вертикали спектры π - и σ -компонент излучения плазмы. Детектор на основе волоконно-оптических коллекторов установлен так, что регистрирует только σ -поляризованное излучение.

Более подробно комплекс спектральных диагностик описан в [25].

- ***Измерение расщепления спектральных линий***

Внешнее магнитное поле изменяет структуру энергетических уровней атомов, что приводит к изменению спектра излучения плазмы. В слабых полях, если сдвиг энергии меньше величины тонкой структуры уровня, расщепление спектральных линий описывается эффектом Зеемана, а в сильных полях (сдвиг энергии превышает величину тонкой структуры) – эффектом Пашена-Бака. (Расчеты расщепления и интенсивности линий для ярко светящихся элементов в условиях экспериментов на установке ГОЛ-3 приведены в [26]).

На рис.6 приведены кадры, полученные с помощью электронно-оптического преобразователя с детектором на основе ПЗС матрицы, на каждом из которых регистрируются спектры σ - и π -поляризованного излучения в диапазоне 2 нм. В центре на кадры наложены расчетные контуры наблюдаемых спектральных линий для соответствующих экспериментальных условий.

Для определения величины магнитного поля вне области горячей плазмы удобно использовать яркие спектральные переходы атомов и ионов примесей, содержащихся в холодной периферийной плазме. В качестве таких линий был выбран хорошо известный дублет натрия, расположенный в «желтой» части видимого света. Натрий, наряду с некоторыми другими элементами, поступает в периферийную плазму с поверхности ситалловых лимитеров, расположенных вдоль плазменного столба. По данным измерений при помощи оптического спектрометра с пространственным разрешением, свечение этого дублета натрия наблюдается в относительно узком кольце периферийной плазмы и практически незаметно в области горячей плазмы. Рисунки 6а и 6б демонстрируют расщепление в магнитном поле дублета натрия 588.99 нм, 589.59 нм в однородном поле ($B = 4.3$ Тл) и магнитной яме ($B = 1.3$ Тл). Этот дублет расщепляется в соответствии с аномальным эффектом Зеемана, при котором π -поляризованное излучение расщепляется на 4 компоненты, а σ -поляризованное – на 6 компонент. При измерениях в сильном поле все 10 компонент излучения хорошо разрешаются на кадрах, создаваемых ПЗС матрицей.

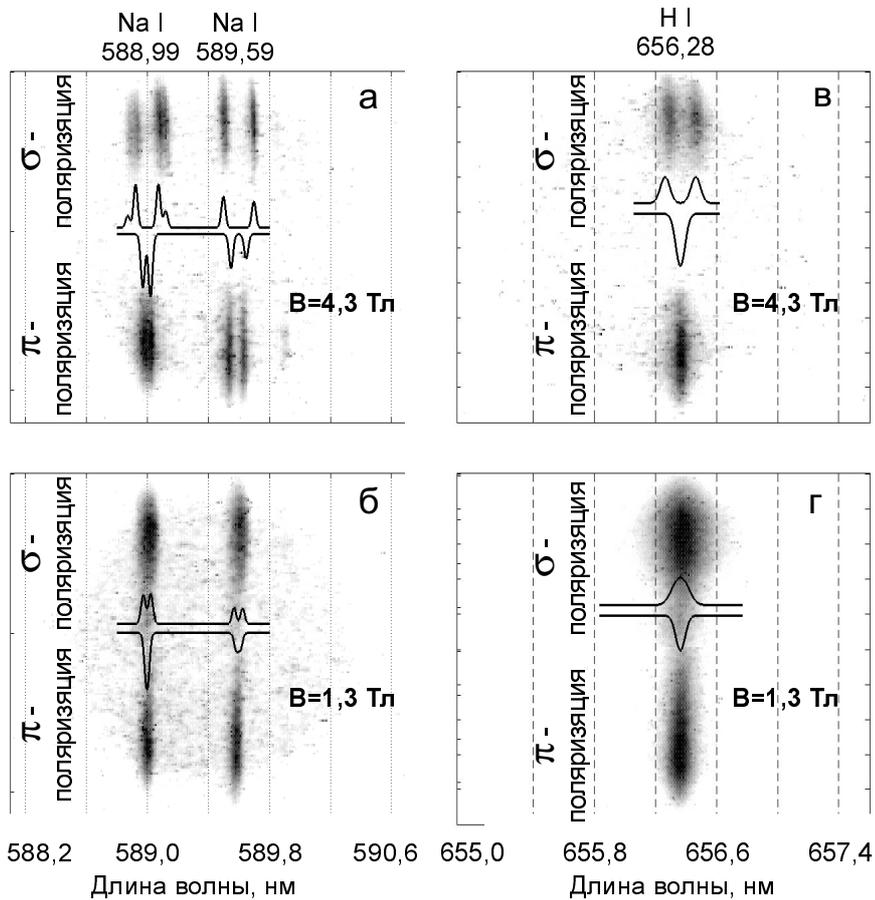


Рис. 6. Зеemanовское расщепление спектральных линий в магнитном поле, а), б) – дублет Na I; в), г) – линия H_{α} водорода в однородном поле ($B = 4.3$ Тл) и магнитной яме ($B = 1.3$ Тл). Верхняя часть кадров – σ -поляризация, нижняя – π -поляризация; линии – расчет контуров для соответствующего магнитного поля и поляризации

Линия H_{α} водорода в поле выше 1 Тл расщепляется в так называемый триплет Лоренца – для излучения, поляризованного вдоль магнитного поля (π -поляризация) длина волны не изменяется, а σ -поляризованное излучение расщепляется на две компоненты, отстоящие от основной длины волны на величину $\Delta\lambda[\text{нм}] = 0.02 \cdot B [\text{Тл}]$. На рис.6в и 6г показаны контуры линии H_{α} в сильном и слабом поле. Поскольку в использованной схеме измерений

независимо регистрируется σ - и π -поляризованное излучение, для нахождения магнитного поля не требуется делать никаких предположений о форме контура отдельной компоненты – поле находится из сравнения контура σ -поляризованного излучения с суммой сдвинутых на величину $\pm\Delta\lambda$ контуров излучения с π -поляризацией. Погрешность определения магнитного поля в приведенных измерениях составляет 0.3 Тл.

Измерения σ -компоненты линии H_{α} коллектором световодов позволили определить динамику расщепления этой линии в магнитной яме во времени. На рис.7 показан результат измерения расщепления σ -компоненты линии H_{α} в магнитной яме (ноль времени привязан к началу инжекции электронного пучка).

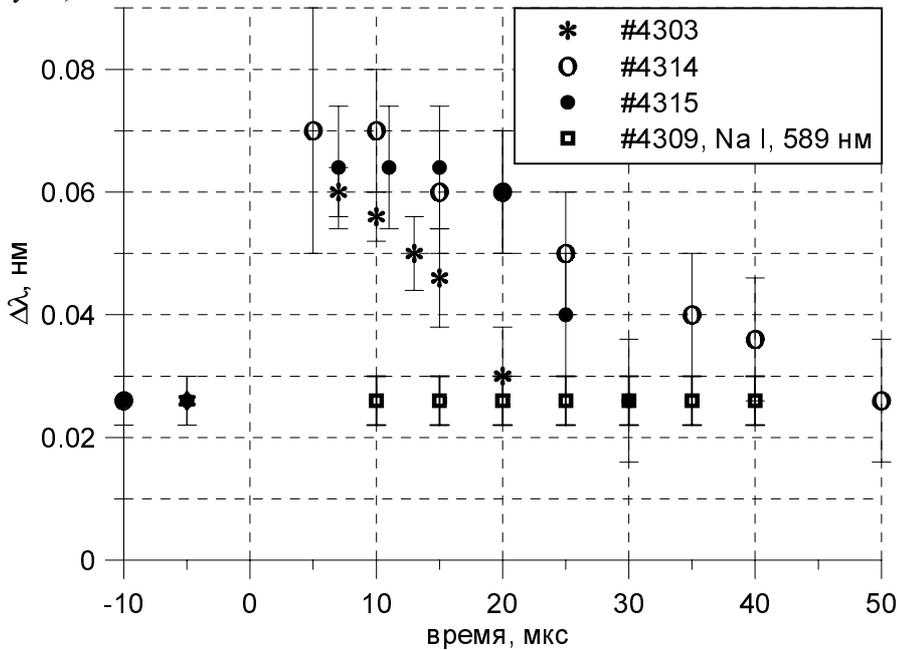


Рис. 7. Расщепление σ -компоненты линии H_{α} в магнитной яме во времени (для нескольких выстрелов). Расчет по данным детектора с многоканальным световодным коллектором. Инжекция пучка начинается в момент 0 мкс, до этого существует холодная предварительная плазма. Для сравнения приведено расщепление линии Na I (которая, в отличие от водородных линий, менее чувствительна к электрическому полю).

Помимо измерений формы линий атома водорода проводились измерения σ -компоненты линии Na I (589.0 нм). Измерения показали, что она расщеп-

ляется на величину $\Delta\lambda = \pm 0.025$ нм относительно π -компоненты и не зависит от времени. Как и следовало ожидать, показания расщепления σ -компонент линий соответствует расщеплению в магнитном поле. Полученная по данным спектроскопических измерений величина магнитной индукции в области, занятой холодной периферийной плазмой, равна 1.3 Тл в максимуме давления плазмы.

• **Обсуждение результатов**

Как видно из измерений, водородная линия H_{α} после прохождения электронного пучка расщепляется дополнительно, а линия натрия – нет. Такой результат может быть получен лишь в том случае, когда оба этих элемента находятся в дополнении к магнитному полю еще и в направленном электрическом поле, так как обсуждаемые спектральные переходы имеют разную величину Штарковского уширения. Водород расщепляется линейно от величины электрического поля, а натрий имеет квадратичную зависимость расщепления линий. Попробуем рассчитать порядок величины электрического поля, необходимого для объяснения наблюдаемого дополнительного уширения линии водорода. При переходе электрона из возбужденного состояния n' в состояние n испускаемый электроном квант имеет разброс по длинам волн, пропорциональный величине электрического поля и зависящий от квантового состояния:

$$\Delta\lambda = \frac{3}{4\pi} \frac{\hbar\lambda_0^2}{m\epsilon c} [n'(n'_1 - n'_2) - n(n_1 - n_2)] \cdot E$$

здесь n' , n – главные квантовые числа уровней и $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$, при параболическом квантовании (здесь n_1 и n_2 – «параболические» квантовые числа, m – магнитное квантовое число, см. [27, с.164]).

Таким образом, линия H_{α} расщепляется на несколько компонент с $\Delta\lambda_N = 2.756 \cdot 10^{-3} \cdot N \cdot E$ [нм], где N – число от -4 до $+4$, E – электрическое поле в кВ/см. Результат расщепления для поля 1 кВ/см приведен на рис.8.

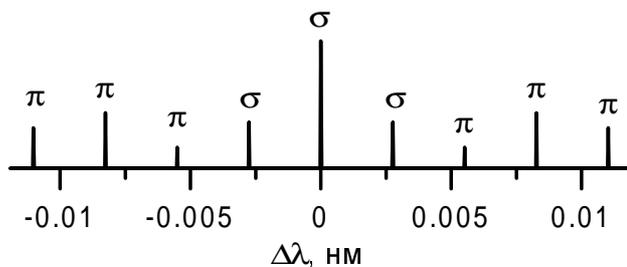


Рис. 8. Расчет расщепления линии H_{α} в поле 1 кВ/см (без магнитного поля).

6. Регистрация вспышки нейтронного и гамма-излучения

Как следует из предыдущих экспериментов, в результате нагрева электронов плазмы на «краях» магнитной ямы начинается ускорение плазмы к центральной части ямы. Характерная скорость плазменных потоков имеет порядок величины ионно-звуковой скорости (см. далее раздел «Численная модель»). Это означает, что относительная энергия ускоренных плазменных ионов может превышать величину в 1 кэВ. В условиях эксперимента на установке ГОЛ-3 это может проявиться в генерации вспышки нейтронов и гамма излучения.

С целью регистрации продуктов термоядерных реакций и сопутствующих жестких излучений на установке ГОЛ-3 были установлены соответствующие детекторы (см. рис.9).

1. Детектор нейтронов со сцинтиллятором на основе полистирола установлен прямо возле диагностического окна на расстоянии 30 см от оси установки. Сцинтилляционные вспышки от протонов отдачи в полистироле регистрировались с помощью электронного фотоумножителя ФЭУ-110. Сигнал с фотоумножителя через длинный согласованный кабель подавался на вход быстродействующего АЦП (8 бит, 10 нс/отсчет). Сцинтиллятор и фотоумножитель защищены от электрических наводок и рассеянных магнитных полей медным и вложенным в него пермалловым экранами. Детектор закрыт свинцовой защитой толщиной 5 см для защиты от жесткого тормозного излучения, идущего из приемника-коллектора пучка.

2. Другой детектор нейтронов на основе пластмассового сцинтиллятора установлен на подвижную платформу, которая перемещалась вдоль установки на нулевом уровне (отсчет уровня идет от пола экспериментального зала, ось соленоида проходит на уровне +150 см). В экспериментах детектор был расположен напротив магнитной ямы на расстоянии 2,5 м от оси установки. Детектор состоит из блока регистрации нейтронов и свинцового защитного кожуха толщиной 10 см.

3. Детектор жесткого гамма – излучения состоит из свинцовой защиты толщиной 7 см и блока регистрации, в котором в качестве сцинтиллятора используется кристалл NaI(Tl). В свинцовой защите имеется окно над сцинтиллятором, закрытое 1 см свинца. Детектор мог устанавливаться под установкой на уровнях -2.5 м и -5 м.

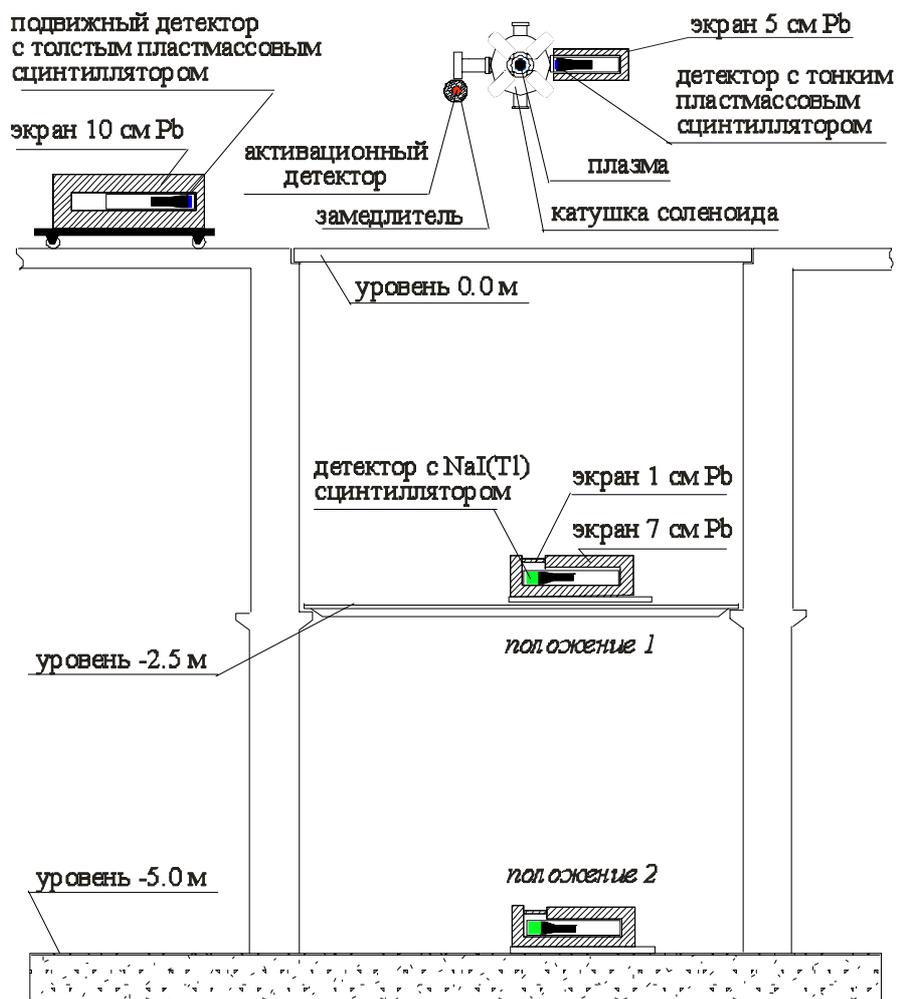


Рис. 9. Схема расположения детекторов жесткого излучения на установке ГОЛ-3.

Кроме того, нейтроны регистрировались активационным серебряным детектором, расположенным вблизи магнитной ямы.

Предварительно детекторы были испытаны и прокалиброваны с помощью нейтронного $Pu-\alpha-Be$ источника и гамма-источника Co^{60} . Свинцовая защита была экспериментально подобрана таким образом, чтобы сцинтилляционные детекторы не чувствовали тормозного излучения электронного пучка, возникающего при поглощении его в выходном приемнике-коллекторе.

Сигналы детекторов в сравнении с диамагнитными сигналами приведены на рис.10. На верхней осциллограмме показано давление плазмы в магнитной ячейке в тех же выстрелах, что и для приведенных ниже сигналов сцинтилляционных детекторов. Цифрой 1 обозначен детектор, стоящий вплотную к соленоиду. Он имеет пространственное разрешение вдоль оси установки порядка расстояния от оси до детектора ~ 30 см, то есть регистрирует излучение непосредственно из места взаимодействия плазменных потоков. Видно, что сразу после начала инжекции пучка сигнал на детекторе практически отсутствует. Резкий всплеск излучения появляется лишь через 4 – 5 мкс после начала инжекции пучка. Этот момент времени соответствует началу резкого роста давления плазмы в магнитной яме, измеряемого магнитной петлей. Форма пика излучения меняется от выстрела к выстрелу, несмотря на то, что форма диамагнитного сигнала остается практически неизменной. Это видно из наложения сигналов, полученных в двух выстрелах (рис. 10).

На другом детекторе с пластмассовым сцинтиллятором (детектор 2, расположенный на расстоянии 2.5 м от оси) форма импульса отличается от сигнала с детектора, стоящего вплотную к соленоиду. Пик, появляющийся с задержкой в 4 – 5 мкс, не такой острый по сравнению с сигналом, остающимся после вспышки излучения. Отдельные всплески на сигнале соответствуют сцинтилляциям частиц (нейтронов и гамма-квантов) с энергией 2 – 5 МэВ. Детектор гамма-излучения также регистрирует вспышку излучения с задержкой в 4 – 5 мкс после начала инжекции пучка. Активационный детектор показывает присутствие в излучении потока нейтронов.

В контрольных экспериментах включались катушки магнитного поля и «глубина» магнитной ямы уменьшалась: пробочное отношение уменьшалось с 3.7 до 1.2. В этом случае сигналы детекторов появлялись практически сразу после начала инжекции пучка, были меньшей амплитуды и не имели острых пиков. Такое поведение сигналов можно объяснить в рамках обсуждаемой модели нагрева ионов. В случае «мелкой» ямы с магнитной индукцией в центре 3.8 Тл время до столкновения встречных плазменных потоков меньше, чем для «глубокой ямы» (из-за более высокой средней электронной температуры, поскольку в случае «мелкой» ямы нагрев плазмы пучком

значителен даже в минимуме магнитного поля). Сигналы детекторов излучения при этом коррелируют с сигналом диамагнитного датчика, расположенного в центре магнитной ямы, на котором также менее выражен пик давления, связываемый со столкновением плазменных потоков.

Таким образом, появление резкой вспышки нейтронного и гамма-излучения связывается с ускорением плазменных частиц в магнитной яме.

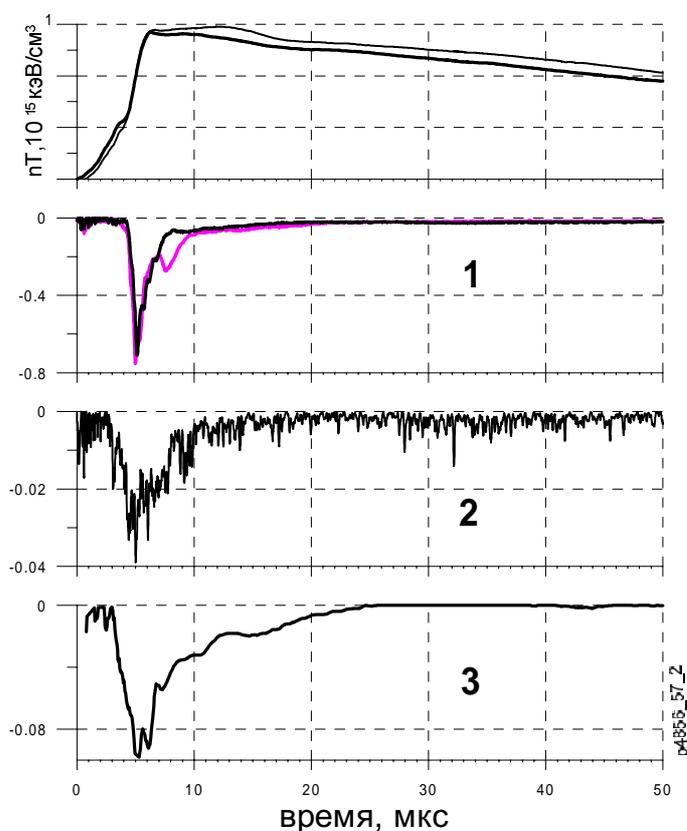


Рис. 10. Сравнение динамики давления плазмы (вверху, датчик в центре магнитной ямы, для двух импульсов) с формой сигналов детекторов жесткого излучения из магнитной ямы. Цифрами обозначены: 1 – сигнал детектора с пластмассовым сцинтиллятором, расположенным на расстоянии 30 см от оси (для тех же импульсов), 2 – сигнал аналогичного детектора, на расстоянии 2.5 м, 3 – сигнал детектора гамма-излучения с кристаллом NaI(Tl), расположенного на уровне -2.5 м.

7. Эксперимент с магнитной ямой в многопробочной секции

Эта конфигурация отличается тем, что магнитная яма была расположена на $Z = 213$ см, приблизительно в центре входной секции гофрированного поля соленоида. Конфигурация магнитного поля для этого случая приведена на рис.11. Основные отличия от предыдущего случая с магнитной ямой в центре соленоида, в секции однородного магнитного поля, – в том, что плазма в этой области имеет более высокую температуру и меньшую плотность (т.е. можно ожидать несколько другой динамики движения плазмы), а примыкающие к области магнитной ямы участки гофрированного поля могут изменять характер растекания плазмы по сравнению с однородным участком соленоида. Минимальное магнитное поле в центре ямы в этом случае было 2.1 Тл на оси установки. Вакуумная камера в этом месте была стандартной (с диаметром 10 см и кольцевыми лимитерами диаметром 8 см). Поэтому для того, чтобы предотвратить попадание пучка на стенку вакуумной камеры и лимитеры, в области финальной компрессии пучка магнитное поле было ослаблено в ~ 1.3 раза. При этом периферийная часть электронного пучка обрезалась специальной графитовой диафрагмой, а в основном соленоиде диаметр пучка был соответственно меньше, меньшим было и энергосодержание прошедшего через плазму пучка.

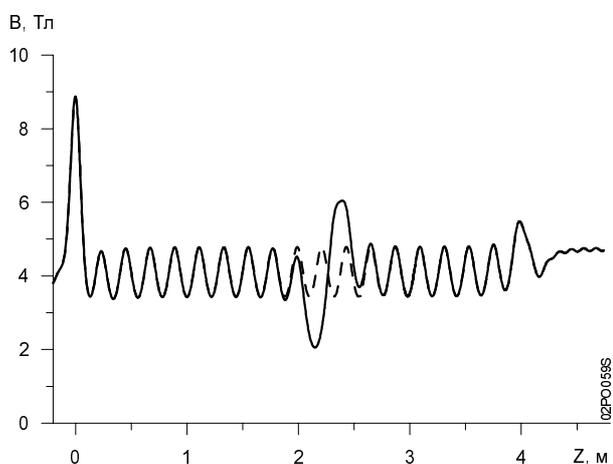


Рис. 11. Распределение магнитного поля по длине для случая магнитной ямы в середине секции гофрированного поля.

На рис.12 приведены типичные осциллограммы сигналов диамагнитных датчиков, расположенных на разных расстояниях от входной пробки ($Z = 0$). Наиболее близкими к точке с минимумом магнитного поля являются датчики

на $Z = 208$ см и 209 см, расположенные в поле ~ 2.7 Тл (т.е. «на склоне» магнитной ямы). Как и ранее в случае с магнитной ямой в центре соленоида, сигналы отдаленных от ямы датчиков практически совпадают с сигналами, полученными в основной конфигурации магнитного поля (т.е. без магнитной ямы). Датчики же 208 см и 209 см показывают динамику давления плазмы, близкую к обсуждавшейся выше (медленный по сравнению с окружающей плазмой рост давления на стадии нагрева; затем более быстрый рост, связанный с движением плазмы как целого к центру магнитной ямы; и, наконец, скачок давления ближе к концу импульса пучка, связанный с восстановлением классической электронной теплопроводности). На переднем

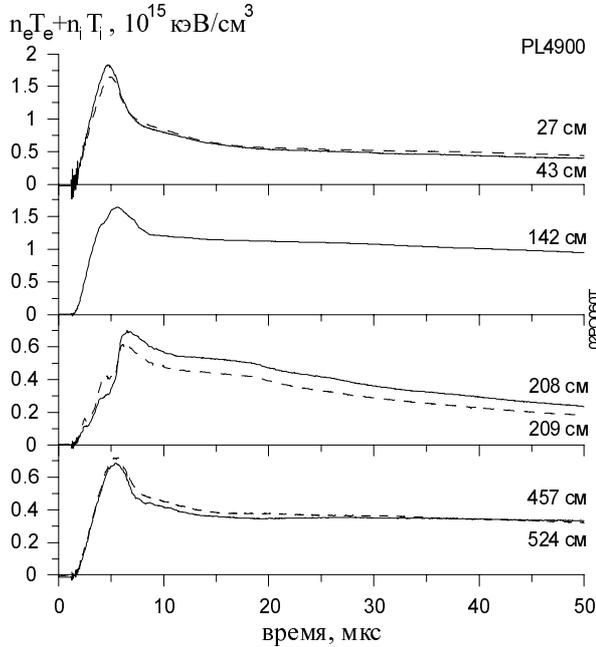


Рис. 12. Типичные сигналы диамагнитных датчиков. Цифры у кривых – координата Z . Центр магнитной ямы находится на $Z = 213$ см.

фронте диамагнитных сигналов заметны характерные особенности, которые можно идентифицировать как результат нескольких проходов волны сжатия через область магнитной ямы с последующим частичным отражением от области сильного поля. Отметим три момента, отличающие эту постановку эксперимента от предыдущей, с ямой в центре однородной секции. Во-первых, входная часть пути электронного пучка по плазме характеризуется сильным градиентом эффективности пучкового нагрева плазмы (это связано с постепенным увеличением фазового объема пучка и, соответственно, с

падением инкремента пучковой неустойчивости). Этот градиент нагрева хорошо прослеживается по изменению амплитуд сигналов диамагнитных датчиков по мере удаления от входной пробки (см. рис.12). Во-вторых, каждая ячейка многопробочной магнитной системы может также рассматриваться как мини-«магнитная яма» с пробочным отношением 1.5, поэтому в пределах каждой ячейки должны происходить такие же процессы с передачей энергии из нагретой электронной компоненты в тепловую энергию ионов. Этот эффект несколько изменяет скорость передачи энергии по электронному каналу в окрестность магнитной ямы от более отдаленных участков плазмы. В-третьих, из-за конструктивных особенностей соленоида и системы питания магнитная яма является несимметричной по продольной координате. В сочетании с градиентом электронной температуры на стадии нагрева это приводит к тому, что, в отличие от магнитной ямы в центре соленоида, не происходит симметричной фокусировки встречных плазменных потоков в центре магнитной ямы.

• **Измерение параметров плазмы в магнитной яме в центре входной секции многопробочной части установки ГОЛ-3**

На рис.13 показана схема измерений профиля спектральных линий в магнитной яме, расположенной в центре входной многопробочной части установки ГОЛ-3. Как видно, по сравнению с предыдущими измерениями регистрирующая аппаратура была изменена – вместо ЭОП + ПЗС-камера в схему измерения спектральных линий был включен диссектор. Временное разрешение полученного прибора составило 3.5 мкс, ширина аппаратной функции – 0.033 нм, спектральное разрешение зависит от ширины регистрируемого спектрального окна и равно ~ 0.004 нм/точка. В такой конфигурации эксперимента проводились исследования зависимости профиля спектральных линий во времени. Измерялись π и σ компоненты линии H_{α} .

Одной из задач этого эксперимента было независимое определение величины β . Для этого использовалось то обстоятельство, что на масштабе времени, сравнимом с длительностью эксперимента, вакуумную камеру установки можно считать хорошо проводящей, т.е. сохраняющей магнитный поток. Поэтому для определения величины β можно использовать увеличение магнитного поля в области между горячей плазмой и стенкой установки. Для определения увеличения магнитного поля в промежутке плазма - вакуумная камера был предложен эксперимент с регистрацией расщепления спектральной линии атома Ne, источником которой являлся холодный газовый разряд, изолированный от горячей плазмы установки. Для этого в промежутке плазма – вакуумная камера была поставлена неоновая лампочка, в которой поджигался холодный газовый разряд, далее при помощи спектральной системы наблюдалось расщепление линии Ne I (640.23 нм).

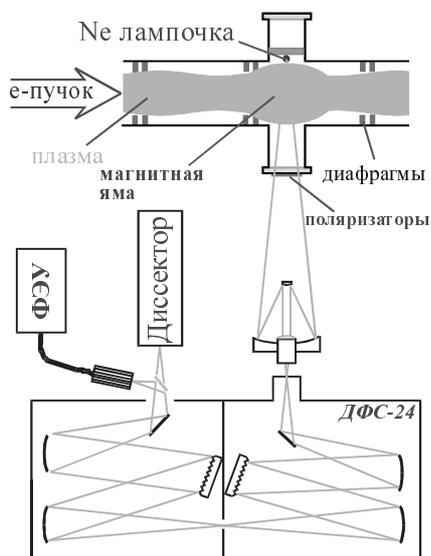


Рис. 13. Схема измерения спектров линий в магнитной яме в центре входной многопобочной секции установки.

• **Результаты спектроскопической диагностики**

Результат измерения контура линии неона показан на рис.14. Магнитное поле, вычисленное с учетом расщепления линии из-за эффекта Зеемана, получено усреднением отдельных измерений по трем выстрелам для интервала времени 5 мкс. Точность определялась по дисперсии каждой выборки для нормального распределения. Заштрихованная область соответствует измерениям, проведенным с холодной предварительной плазмой, т.е., фактически, дает величину вакуумного магнитного поля. При пучковом нагреве плазмы (начинающемся при $t = 0$) происходит заметное увеличение спектральной ширины линии неона, которое продолжается в течение 20 – 25 мкс. Затем ширина линии возвращается приблизительно к значению, характерному для вакуумного поля. Среднее увеличение магнитного поля после прохождения электронного пучка по отношению к вакуумному полю составляет величину $\Delta B = 0.13 \pm 0.05$ Тл. Сравнение данных спектроскопических и диамагнитных измерений показывает, что в интервале 0 – 25 мкс измеренное значение магнитного поля вблизи стенки вакуумной камеры по расщеплению линии неона соответствует тому, которое можно ожидать из диамагнитных измерений. Таким образом, с учетом геометрии эксперимента (плазма занимает почти все сечение вакуумной камеры), величина $\beta = 12 \pm 5\%$.

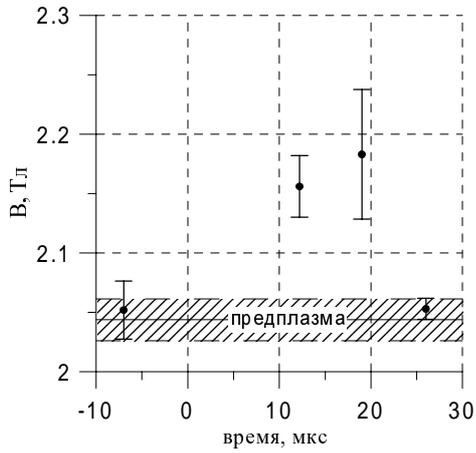


Рис. 14. Измерение магнитного поля в зазоре между плазмой и стенкой по Зеемановскому расщеплению линии неона. Заштрихованная область – для случая холодной предварительной плазмы (вакуумное поле). Точки – измерения в экспериментах с пучковым нагревом плазмы.

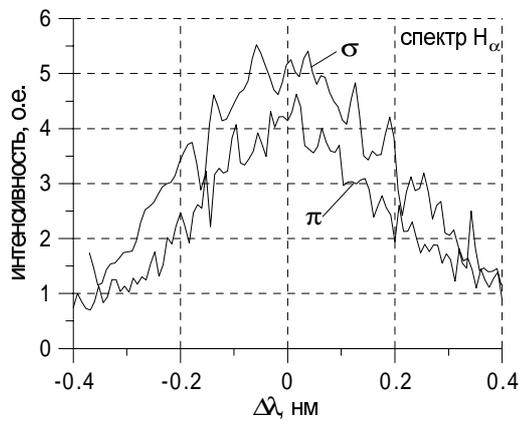


Рис.15. Экспериментальный контур линии H_{α} в 11 мкс после начала инъекции электронного пучка, π и σ – компоненты относительно магнитного поля. Полуширина контура превышает ожидаемое Зеемановское расщепление.

В экспериментах были проведены измерения также профиля линии H_{α} . На рис.15 показаны экспериментальные контуры линии H_{α} (полученные в разных импульсах для π и σ компонент) через 11 мкс после начала инъекции электронного пучка, усредненные по интервалу времени 6.5 мкс. По

измерениям это излучение идет в основном из области, занятой периферийной плазмой. Как видно из рисунка, форма контура линии имеет большую ширину и сложную структуру. Наблюдаемый профиль линии имеет большую ширину, чем можно было бы ожидать для эффекта Зеемана в данном магнитном поле.

Расхождение результатов измерений контура линии неона из холодного разряда в лампочке, стоящей у стенки камеры, и контура линии H_{α} из периферийной плазмы на интервале 0 – 25 мкс может указывать на то, что в этот период времени существуют дополнительные к эффекту Зеемана механизмы уширения профиля линии. Наиболее вероятной причиной наблюдаемого дополнительного уширения можно считать возникновение электрических полей в плазме. Конкретное объяснение полученного профиля линии H_{α} требует дополнительного анализа.

8. Численная модель

Формирование ионно-звуковых волн большой амплитуды в плазме с однородным распределением плотности и неоднородным нагревом электронным пучком исследовалось методами численного моделирования. Поскольку на начальной стадии нагрева температура ионов плазмы, создаваемой прямым разрядом в дейтерии, мала (порядка нескольких электрон-вольт) и длина свободного пробега ионов много меньше длины одной ячейки многопробочной ловушки, моделирование проводилось в гидродинамическом приближении. Для моделирования использовался модифицированный двухжидкостный гидродинамический код ISW. Динамика плазмы описывается уравнениями непрерывности и движения [28]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{nV}{B} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + BV \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{B} \right) + \frac{V^2}{B} \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{1}{Mn} \frac{\partial (nT + \mu)}{\partial z} + \frac{1}{MB} (T_e + T_i) \frac{\partial B}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Здесь n , V – плотность и скорость плазмы, M – масса иона, z – продольная координата, $T = T_e + T_i$, $\mu = -\lambda_0^2 n M \frac{\partial V}{\partial z} \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|$ – искусственная вязкость, вводимая стандартным образом в уравнения для предотвращения опрокидывания нелинейных и ударных волн, $\lambda_0 \sim 3-10$ см – характерная длина волны, при достижении которой вязкостная добавка становится существенной, t – время, B – магнитная индукция.

Распределение тепла в плазме определяются уравнениями теплового баланса для электронов и ионов [28], для нашего случая имеющих вид

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n T_e}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{3}{2} \frac{n T_e V}{B} \right) + n T_e B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{B} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + Q_e, \quad (3a)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n T_i}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{3}{2} \frac{n T_i V}{B} \right) + n T_i B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{B} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) + Q_i, \quad (3b)$$

где T_e , T_i – температуры электронов и ионов плазмы, а коэффициенты продольной теплопроводности определяются следующим образом:

$$\kappa_e = F_e(Z_{eff}) \frac{n T_e \tau_e / \zeta}{m}, \quad (4)$$

$$\kappa_i = F_i(Z_{eff}) \frac{n T_i \tau_i}{M}, \quad (5)$$

со столкновительными временами τ_e и τ_i . Здесь m – масса электрона, Z_{eff} – эффективный заряд ионов, связанный с примесями, коэффициенты в (4) и (5) равны $F_e \sim 3.5$ и $F_i \sim 3.9$ [28], ζ – коэффициент подавления теплопроводности, определяемый уровнем турбулентности плазмы; $\zeta = 1 + (\zeta_{max} - 1)(P(t)/P_{max})^2 R(n)$, где $\zeta_{max} \sim 10^2 - 10^3$ определено из эксперимента, P – мощность пучка, P_{max} – его максимальная величина. $R(n) = f(n_p/n)$ – экспериментально измеренная зависимость потерь энергии пучка от отношения n_p/n [21], которое обращается в ноль, если инкремент пучково-плазменной неустойчивости меньше электронной частоты соударений. Когда средняя длина свободного пробега частиц сравнима или превышает длину неоднородности давления, используется приближенный алгоритм ограничения теплопроводности

$\kappa = \kappa_{max}(\exp(-\kappa/\kappa_{max})-1)$, где $\kappa_{max} = q_{max}/|dT/dz|$, и $q_{max} = 3/(2\sqrt{\pi}) \cdot (n T V_T)$ – максимально возможный тепловой поток частиц, V_T – их тепловая скорость. Источники $Q_{e,i}$ в правой части уравнений (3a), (3b) описывают изменение энергии в компонентах плазмы

$$Q_e = Q_0 + \partial E / \partial t - \partial(E_{ion} - E_0) / \partial t + n v_e^{e/i} (T_i - T_e) \quad (6)$$

$$Q_i = n v_e^{i/e} (T_e - T_i) - \partial \mu / \partial z, \quad (7)$$

где $v_e^{e/i} = v_e^{i/e}$ – электрон-ионная частота соударений, $E_0 = 3/2 \cdot n(T_{e0} + T_{i0})$ – начальная энергия плазмы, $T_{e0} = T_{i0} = T_0$; $E_{ion}(n, T)$ – цена ионизации водорода, зависящая от параметров плазмы. Член Q_0 в (6) описывает нагрев плазмы электронами пучка. Компонента $\partial E / \partial t$ в выражении (6) описывает нагрев плазмы за счет релаксации быстрого "хвоста" плазменных электронов

$$\frac{\partial E(\xi, T_h, t)}{\partial t} = \frac{P(t) n_h}{T_h S(\xi)} \int_{\epsilon_{min}}^{\infty} \psi(\xi, T_h, \epsilon') \cdot \exp(-\epsilon') \cdot d\epsilon', \quad (8)$$

где $\epsilon' = \epsilon / T_h$ – безразмерная энергия быстрых электронов, T_h – их характерная энергия – "температура", ϵ'_{min} – энергия, при которой длина свободного пробега $R_0 = 2.5 \cdot \epsilon / (\Lambda/10)$ равна $\langle nl \rangle = \int n(l) \cdot dl$, $\xi = \langle nl \rangle / R_0$, и $\psi(\xi, \epsilon)$ – функция поглощения энергии электронов в мишени.

Граничные условия на концах системы соответствуют создаваемым в эксперименте облакам холодной плотной плазмы (азотное или криптоновое облако для замыкания тока прямого разряда на входе установки и плазмы в области выходных электродов, формирующих прямой разряд, находящихся за первой выходной пробкой магнитного поля установки).

Начальные условия соответствуют заполнению системы однородным по длине дейтерием и его частичной ионизации продольным прямым разрядом при температуре T_0 ($t = 0$) ~ 1 эВ. Начальная плотность T_0 однородна для рассматриваемых условий $n(z) = n_0 \sim 1 - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Начальная скорость плазмы равна нулю.

Результаты моделирования

Так как длина свободного пробега ионов сравнима с длиной центральной магнитной ямы, гидродинамическое приближение, используемое в системе уравнений для описания динамики ионных волн, пригодно на начальной стадии ускорения плазмы при формировании ионно-звуковой волны. Численное решение учитывает всю длину плазменной системы, но ниже показана только центральная часть системы с локальной магнитной ямой для случая $B_{max}/B_{min} \sim 3.7$.

На рис.16 показаны начальные распределения магнитного поля, температуры, давления, плотности и скорости плазмы вдоль оси, их распределения в некоторый промежуточный момент и перед столкновениями волн плотности. Поскольку начальная плотность плазмы однородна и плотность пучка n_b зависит от магнитного поля, нагрев плазмы отсутствует на дне магнитной ямы, где при $t \leq 2$ мкс отношение n_b/n меньше, чем пороговое значение. Можно видеть, что под действием градиента давления возникает возмущение скорости плазмы, так что плазма начинает двигаться ко дну ямы. Прямой обмен электронами основной плазмы и дна ямы (так называемая волна замещения [29]) подавлен аномальными столкновениями электронов в турбулентной плазме.

Это подтверждается поведением диамагнитного давления в эксперименте, которое изменяется значительно медленнее, чем это было бы для волны

замещения ($t \gg l/V_{Te}$). Развитие волны продолжается даже при нарастании электронной теплопроводности пропорционально $T^{5/2}$ вместе с нагревом плазмы и перераспределением температуры вдоль оси ($t = 4$ мкс). В результате возникают встречные потоки плазмы со скоростями ионов порядка $\tilde{v} \sim \tilde{n}/n \cdot \sqrt{T_e/M}$, приводящие к возмущениям плотности с амплитудой $\tilde{n}/n \sim 0.5$. Максимальная скорость частиц в волне (см. рис. 16) соответствует кинетической энергии двух направленных встречных потоков ионов $\epsilon_i \sim 100$ эВ или их эффективной температуры термализации ~ 400 эВ, что сравнимо с тепловой энергией электронов.

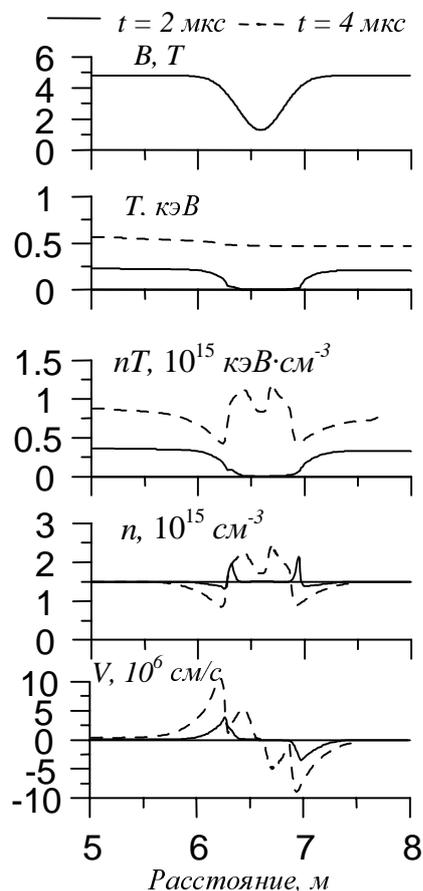


Рис. 16. Моделирование магнитной ячейки. Профили плазменных параметров при $t = 0, 2$ и 4 мкс (тонкие, пунктирные и толстые линии).

Наблюдаемая при моделировании динамика развития ионно-звуковой волны, сопровождаемого ускорением ионов, качественно соответствует экспериментально наблюдаемому распределению давления плазмы по длине установки, поведению давления во времени, также прямо подтверждающему явление турбулентного подавления электронной теплопроводности (рис.4). Основными приближениями модели являются гидродинамическое представление потоков плазмы, не позволяющее корректно описать их взаимопроникновение и введение фиктивной вязкости, что должно приводить к занижению максимальных скоростей ионных потоков. Модель также не учитывает дальнейшего ускорения потоков ионов после прохождения ими центра ямы (рис.16). Отметим, что длины свободного пробега ионов при полураспадах в модели скоростях составляют несколько метров, что меньше длины установки, но значительно больше длины магнитной ямы. Это означает, что пролетные ионы, скорости которых находятся внутри конуса потерь пробкотрона, будут отдавать свою энергию и термализоваться за пределами ямы. Захваченные ионы перераспределят свою энергию внутри ямы.

В условиях эксперимента с гофрированным магнитным полем встречные ионные потоки будут возникать в каждой ячейке многопробочной ловушки с последующим перераспределением энергии по всей длине установки.

Существенно, что эти потоки, формируемые в течение короткого интервала времени нагрева плазмы, далее термализуются за время одного ион-ионного соударения, что значительно быстрее времени электрон-ионного обмена энергией.

9. Заключение

На установке ГОЛ-3 проведены эксперименты по изучению плазмы в отдельных ячейках многопробочной ловушки. Для этой цели в специальных экспериментах были сформированы относительно короткие «магнитные ямы» на расстояниях от входной пробки 27 см, 213 см и 659 см с магнитным полем, пониженным до 1.2 Тл, 2.1 Тл и 1.3 Тл, соответственно.

Для измерения параметров плазмы в отдельных ячейках были развиты специализированные диагностики. Давление плазмы измерялось магнитными петлями. С помощью спектроскопических методов также удалось измерить изменение магнитного поля вблизи стенки камеры. Кроме того, для измерения параметров плазмы в ячейках использовался анализ контуров спектральных линий, регистрируемых спектроскопическим комплексом с высоким разрешением. Применены активационные и сцинтилляционные детекторы для регистрации нейтронного и гамма-излучения из магнитных ячеек.

В ходе экспериментов установлено, что во время инжекции пучка падение локальной плотности электронов релятивистского пучка в месте локальной магнитной ямы приводит к образованию короткого участка с электронной температурой, в несколько раз меньшей, чем в окружающей плазме. Измеренный продольный градиент давления плазмы соответствует перепаду электронной температуры в $\sim 2 - 3$ кэВ/м. Это является прямой демонстрацией эффекта подавления продольной электронной теплопроводности на стадии коллективного взаимодействия пучка с плазмой и ее нагрева.

После окончания нагрева происходит возврат теплопроводности к классическому значению, что проявляется как быстрый рост давления плазмы в секции слабого поля при одновременном остывании плазмы в остальной части установки.

Эксперименты и численное моделирование показали, что пространственная неоднородность нагрева плазменных электронов может приводить к макроскопическому движению плазмы в каждой ячейке многопробочной ловушки. Встречные потоки плазмы перемешиваются внутри каждой ячейки. Нагрев ионов является следствием этого процесса.

Зарегистрирована вспышка нейтронного и гамма-излучения в момент столкновения и перемешивания встречных плазменных потоков.

С помощью регистрации формы спектральных линий, излучаемых из области минимума магнитного поля, зарегистрировано возникновение сильных электрических полей во время взаимодействия плазменных потоков.

Измеренное с помощью магнитных петель и зеemanовского расщепления линии неона отношение давления плазмы к давлению вакуумного магнитного поля составляет величину $0.1 - 0.2$ для ячеек в центральной части соленоида и до 0.4 во входной части (0.5 к магнитному полю в плазме).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ-00-02-17649.

Литература

1. Г.И. Будкер, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, Москва, **3**, 3 (1958).
2. A.S. Bishop, Project Sherwood. The US Program in Controlled Fusion (1959). *R. Post, Nucl. Fusion*, **27**, 10 (1987).
3. R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, et al. Joint International Plasma Symposium of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002&11th KAPRA, Meeting Abstracts, Jeju Island, Korea, 76 (2002).
4. В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, И.В. Кандауров и др. Физика плазмы, **23**, 142 (1997).

5. A.A. Ivanov, A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, et al. Transactions of Fusion Technology, **39**, No.1T, 127 (2001).
6. K. Yatsu, T. Cho, M. Hirata, et al. Transactions of Fusion Technology, **39**, No.1T, 3 (2001).
7. T.D. Akhmetov, S.A. Bekher, V.S. Belkin, et al. Transactions of Fusion Technology, **39**, No.1T, 83 (2001).
8. M. Kwon, J.G.Bak, K.K. Choh, et al. Transactions of Fusion Technology, **39**, No.1T, 10 (2001).
9. M.A. Agafonov, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, et al. Plasma Physics and Controlled Fusion, **38**, 12A, A93 (1996).
10. Г.И. Будкер, В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов. Письма в ЖЭТФ, **14**, 320 (1971).
11. A.J. Lichtenberg, V.V. Mirnov. In: Reviews of Plasma Physics, **19**, Consultant Bureau/Plenum Press, New York (1996).
12. A. V. Arzhannikov, V. B. Bobylev, V. S. Nikolaev, et al. Proc. 10th Int. Conf. On High-Power Particle Beams (San Diego), **1**, 136 (1994).
13. B.N. Breizman and D.D. Ryutov. Nuclear Fusion **14**, 873 (1974).
14. Б.Н. Брейзман. В сб: Вопросы теории плазмы, М.: Энергоатомиздат, **15**, 55 (1987).
15. A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, A.V. Burdakov et al. Transactions of Fusion Technology **39**, No. 1T, 17 (2001).
16. А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, Г.И. Кузнецов, Н.В. Ступишин. Физика плазмы **25** (10) (1999).
17. А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, В.С. Койдан и др., ЖЭТФ **109**, 2078 (1996).
18. А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев. Препринт ИЯФ СО РАН 92-9, Новосибирск (1992).
19. В.Т. Астрелин, А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев. Физика плазмы **24**, 450 (1998).
20. R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, et al. Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux, Switzerland, P-5.057 (2002).
21. A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, A.V. Burdakov et al. Joint International Plasma Symposium of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002&11th KAPRA, Meeting Abstracts, Jeju Island, Korea, 2002, p.44.
22. А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, В.С. Койдан и др., Физика плазмы **20**, 223 (1994).
23. R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, et al. Transactions of Fusion Technology **39**, No. 1T, 135 (2001).
24. А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, А.В. Бурдаков, и др. Препринт ИЯФ СО РАН 2002-66, Новосибирск (2002).
25. R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, et al. Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux, Switzerland, P-4.117 (2002).
26. А.А. Шошин. Препринт ИЯФ СО РАН 2002-71, Новосибирск (2002).
27. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теоретическая физика. т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория, М.: Наука (1989).
28. С.И. Брагинский. В сб.: Вопросы теории плазмы, М.: Госатомиздат, **1**, 183 (1963).
29. А.А. Иванов, Л.Л. Козоровицкий, В.Д. Русанов. Доклады Академии Наук, **184**, №.4, 811 (1969).