

## Эксперименты по удержанию мишенной плазмы в магнитной ловушке с инверсными пробками и кольцевыми мультипольными стенками

© Г.И. Димов, И.С. Емелев

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: G.I. Dimov@inp.nsk.su

(Поступило в Редакцию 31 января 2013 г.)

Для нейтрализации пучков отрицательных ионов высокой энергии выгодно использовать плазменную мишень. Мишенную плазму необходимо удерживать в магнитной ловушке. Важно ограничить истечение плазмы через входное и выходное отверстия в мишени. Мишенную плазму предлагается удерживать в магнитной ловушке со слабым продольным полем с кольцевыми мультипольными стенками и с инверсными пробками (с обратным полем). В работе описаны эксперименты по удержанию плазмы в подобной осесимметричной ловушке с одной двойной инверсной пробкой, которая ограничивает продольное истечение плазмы. На противоположном торце ловушки на оси установлена катодная таблетка, эмитирующая ускоряемые электроны для производства плазмы ионизацией газа. Экспериментально продемонстрировано жесткое ограничение истечения плазмы в торцевое отверстие инверсными пробками и показан механизм этого ограничения. Установлено, что электроны удерживаются в ловушке преимущественно магнитными полями.

### Введение

В крупных токамаках необходимы мощные пучки атомов с энергией до 1 MeV для поддержания стационарного тороидального тока в плазме, возбуждающего полоидальное магнитное поле, необходимое для удержания плазмы. Не исключена реализация безнейтронного *B-p*-термоядерного реактора. Скорость *B-p*-fusion реакции имеет ряд максимумов при энергии частиц в центре масс 0.6, 1.24, 1.7, 2.3 MeV и т.д. Для реализации *B-p*-реактора необходимо поддерживать очень высокую ионную температуру в плазме, удерживаемой в магнитном поле. Инжекция в такую плазму атомов водорода с энергией 0.5–3 MeV и с высоким КПД создает предпосылки для решения проблемы безнейтронного термоядерного реактора. Для создания fusion-fission ядерных реакторов необходимы источники быстрых нейтронов мощностью до 10 MW. Обсуждаются разные варианты таких источников. Нам представляется перспективным простейший амбиполярный *D-T*-реактор (без термобарьеров, осесимметричный) с небольшим коэффициентом усиления (2–3). Для такого источника термоядерных нейтронов необходимы инжекторы атомов дейтерия с энергией 0.5–1 MeV мощностью до 3–5 MW. Таким образом, получение мощных пучков атомов высокой энергии с высоким КПД является одной из неотъемлемых частей проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Для получения атомарных пучков с энергией  $\geq 0.5$  MeV необходимо пучки ускоренных отрицательных ионов пропускать через нейтрализующую мишень. В ИЯФ СО РАН была предложена и развита нейтрализация пучка в плазменной мишени [1–4], в которой относительный выход атомов существенно выше выхода

в газовых мишенях. В проведенных в ИЯФ экспериментах с мишенью из литиевой плазмы из пучка ионов  $H^-$  с энергией 0.45–0.65 MeV получен пучок атомов H с током в 82% от тока, входящего в мишень [2]. В мишени из водородной плазмы [3] выход атомов H при энергии 0.5 MeV составил 84.5% [4], линейная плотность мишени  $\geq 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Таким образом, переход от газовой к плазменной мишени позволяет повысить выход атомов в полтора раза. Мишень [3] импульсная, была выполнена в виде Г-образного соленоида с мишенным участком для прохождения пучка длиной 80 см. Плазма создавалась ионизацией водорода электронами, эмитируемыми торцевым катодом в поперечном участке соленоида. В соленоиде получена плазма плотностью  $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , достигнута степень ионизации газа около 70%.

В Курчатовском институте разрабатывалась плазменная мишень с ионизацией газа мощным микроволновым полем [5]. Мишенная плазма удерживается в мультипольной магнитной ловушке длиной 2.2 м, магнитное поле формируется серией соосных катушек с током. Достигнута плотность аргоновой плазмы  $0.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  [6]. В институте JAERI (Japan) изучалась магнитная ловушка мишенной плазмы, образованная стержневыми перманентными магнитами (на цилиндрической поверхности продольные магниты, на торцах поперечное магнитное поле). Ионизацией электронами получена водородная плазма плотностью  $1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  с недостаточно высокой степенью ионизации газа [7].

В последнее время в ИЯФ СО РАН предложена стационарная магнитная ловушка со слабым продольным полем и инверсными пробками (с обратным полем). Магнитные поля в ловушке не должны быть большими, чтобы не влиять на нейтрализуемый пучок. Если для частиц с зарядом  $q$  в инверсных пробках 2-е слагаемое

обобщенного момента импульса

$$p_\phi = mr^2\dot{\phi} + \frac{q}{2\pi c} \Phi, \quad (1)$$

пропорциональное магнитному потоку  $\Phi$ , будет много больше кинетического (что легко выполняется для мишенных электронов), то благодаря сохранению в аксиально-симметричной системе обобщенного момента продольное удержание частиц окажется очень жестким. В ловушке со слабым продольным полем целесообразно ограничить радиальные потери плазмы мультиполюсными магнитными стенками кольцевой геометрии. В осесимметричной ловушке с кольцевыми магнитами отсутствует азимутальный компонент магнитного поля. Электрическое поле плазмы у цилиндрической стенки имеет преимущественно радиальное направление. У осесимметричной плазмы отсутствует стационарное азимутальное электрическое поле. В результате в такой ловушке не может возникнуть нормальный к стенкам стационарный дрейф плазмы в скрещенных полях. Благодаря этому, а также благодаря естественной магнитогидродинамической (МГД) устойчивости плазмы, окруженной мультиполюсными стенками, и благодаря жесткому продольному удержанию инверсными пробками электроны плазмы хорошо удерживаются. Во внутренней области потенциал плазмы понижается, что ведет к улучшению удержания ионов. Формировать магнитное поле предлагается перманентными NdFeB кольцевыми магнитами с железными экранами.

Для нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода с энергией 0.5–1 MeV его необходимо пропустить через слой плазмы с линейной плотностью  $n_i l \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Это означает, что при приемлемой длине мишени  $\leq 3 \text{ m}$  в ней необходимо удерживать плазму с плотностью  $n_i \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Ловушка должна иметь отверстия большого сечения в торцах, предназначенные для пропускания пучка. Инверсные магнитные пробки должны эффективно ограничивать истечение плазмы через эти отверстия, иначе для достижения необходимой плотности плазмы в ловушке потребуются откачивать неприемлемо большие потоки газа, образующегося из плазмы. Потери плазмы на стенки ловушки менее существенны.

Инверсные пробки с умеренными магнитными полями будут жестко удерживать только электроны. Для хорошего продольного удержания ионов их инерции недостаточно, необходимо ограничить их уход электрическими полями. Однако при этом удержание плазмы может оказаться неустойчивым. Необходимо экспериментальное изучение действия инверсных пробок в ловушке.

## 1. Концевая модель ловушки и ее магнитное поле

Эксперименты были выполнены на небольшой концевой магнитной ловушке. На рис. 1 приведена конструктивная схема этой ловушки в разрезе. Плазма удержи-

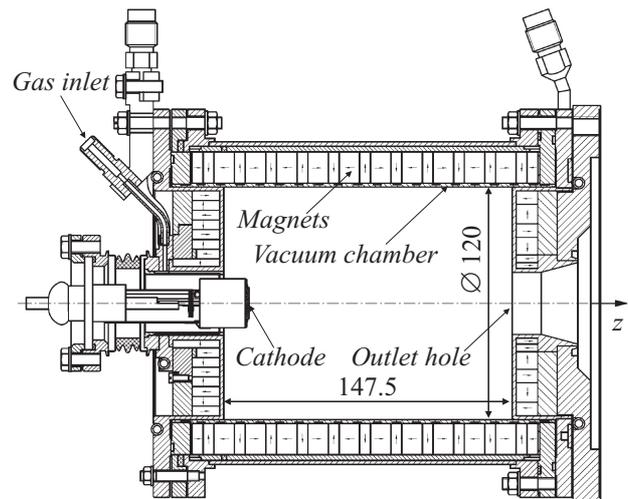


Рис. 1. Конструктивная схема концевой модели ловушки.

вается в цилиндрической камере с внутренними размерами  $D = 12 \text{ cm}$ ,  $L = 15 \text{ cm}$  с толщиной стенок  $2 \text{ mm}$ . Камера имеет водяное охлаждение.

В целом ловушка конструктивно состоит из центральной цилиндрической части и двух торцевых фланцев. На цилиндрическую и торцевые поверхности вакуумной камеры вплотную накладываются соответствующие сборки из кольцевых NdFeB-магнитов. В центре одного из торцевых фланцев установлен катод. Катод представляет собой подогревную  $\text{LaB}_6$ -таблетку диаметром  $17 \text{ mm}$ . Плазма производится в вакуумной камере ионизацией газа ускоренными в дебаевском слое электронами с катода. Ток электронов с катода в плазму регулируется его внешним нагревателем и зависит от нагрева катодной таблетки ионами, падающими на нее из плазмы. Второй торцевой фланец имеет в центре отверстие диаметром  $d = 3 \text{ cm}$ , предназначенное для исследуемого истечения плазмы из ловушки, откачки газа, ввода диагностических датчиков в камеру.

Изначально описанная ловушка предназначалась для генерации плазмы. В экспериментах на ней [8] И.С. Емелевым было обнаружено очень хорошее продольное удержание плазмы.

Магнитное поле в ловушке формируется кольцевыми NdFeB-магнитами и железными экранами, окружающими эти магниты. Магнитные сборки на цилиндрической поверхности камеры состоят из чередующихся аксиально намагниченных (толщиной  $10.5 \text{ mm}$ ) и радиально намагниченных (толщиной  $5.5 \text{ mm}$ ) магнитов со знакопеременной намагниченностью. Магниты с аксиальной намагниченностью усиливают поля, так что на внутренней поверхности тонкостенной вакуумной камеры они достигает  $7 \text{ kGs}$ . Торцевые сборки из кольцевых магнитов имеют радиальную мультиполюсную структуру. Они располагаются вплотную к тонким кольцевым торцам вакуумной камеры. Торцевыми сборками из магнитов совместно с железными кольцевыми экранами должны формироваться инверсные пробки в торцевых отверстиях

ях вакуумной камеры. На рис. 2 приведена геометрия магнитного поля ловушки в продольном сечении и распределение магнитного поля вдоль оси ловушки.

При удалении от стенок магнитное поле быстро спадает, так что в центральной основной области ловушки диаметром  $d \sim 5$  см имеется слабое продольное однородное поле в 40 Gs. Вблизи катода магнитное поле усиливается. Катодная таблетка находится в расходящемся магнитном поле. Такая геометрия магнитного поля позволяет избежать возникновения двухпучковой неустойчивости при эмиссии электронов с катода.

Для ограничения истечения плазмы в выходное отверстие в нем формируется усиленное магнитное поле, противоположное по направлению полю в основной области ловушки. Направление его близко к аксиальному по всему сечению отверстия ( $d = 3$  см). В концевой модели ловушки магнитное поле второй раз меняет осевое направление после выхода из отверстия. В результате в этой ловушке истечение плазмы в выходное отверстие ограничивается двойной инверсной пробкой. На рис. 3 приведено радиальное распределение магнитного поля в 1-й пробке, максимальное магнитное поле на оси 380 Gs. Магнитное поле во 2-й пробке близко к полю в 1-й пробке.

Геометрия магнитного поля в ловушке рассчитывалась по заданной геометрии совокупности магнитов и магнитных экранов с помощью пакета программ SAM [9]. С помощью этих программ производился расчет движения электронов, эмитированных с катода с энергией  $\sim 150$  eV, и плазменных электронов с энергией  $\sim 5$  eV. С помощью этих программ проводилась

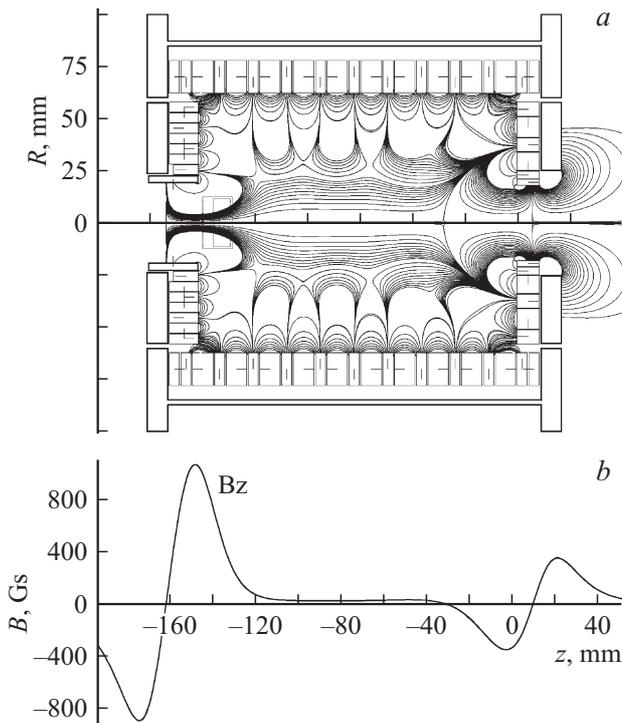


Рис. 2. Геометрия магнитного поля в ловушке *a* и распределение магнитного поля вдоль оси ловушки *b*.

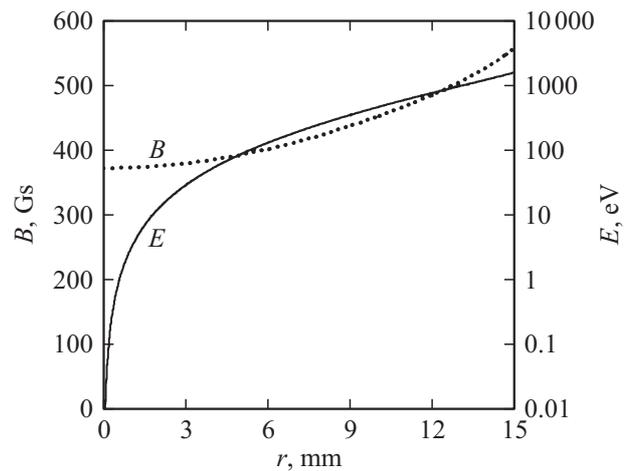


Рис. 3. Радиальное распределение магнитного поля в первой инверсной пробке и энергия электронов, способных находиться на заданном радиусе в этой пробке.

оптимизация геометрии и расположения магнитов и магнитных экранов, обеспечивающих наилучшее удержание в ловушке электронов обеих групп. Прослеживалось движение электрона на длине траектории 5 м. При этом длина пробега электрона с энергией 150 eV по потере энергии в плазме с плотностью, близкой к имеющейся, составила 1–2 м.

Отражение частиц от инверсной пробки происходит вследствие сохранения в аксиально-симметричном магнитном поле обобщенного момента импульса частицы (см. формулу (1)). Рассмотрим бесстолкновительное движение частицы. Поскольку в 1-й инверсной пробке магнитное поле противоположно по направлению полю в основной области ловушки и значительно превышает его, то при попадании частицы из основной области в пробку второе слагаемое обобщенного момента (пропорциональное магнитному потоку  $\Phi$ ) сильно меняется. Если изменение второго слагаемого будет превышать возможное изменение первого кинетического слагаемого (определяемого энергией частиц), то такие частицы (кроме осевых) не смогут попасть в область инверсного поля. В инверсной пробке магнитное поле и магнитный поток растут с радиусом. Поэтому условие отражения частиц в пробке усиливается с радиусом. На рис. 3 приведена энергия электронов, способных находиться на определенном радиусе в 1-й инверсной пробке. Из рис. 3 видно, что плазменные электроны с энергией 5.5 eV могут пройти через 1-ю пробку только в приосевой области с радиусом в пробке около 1.3 мм.

## 2. Описание и результаты экспериментов

Эксперименты проводились в несамостоятельных разрядах длительностью 1 с. Газ напускался стационарно, давление газа перед разрядом варьировало от 1

до 15 mTorr. Ток разряда варьировал от 5 до 25 А, при этом напряжение на разряде после достижения стационарного состояния составляло 120–150 В в зависимости от параметров разряда и мощности подогревателя катода. Источник питания разряда стабилизировал ток несамостоятельного разряда авторегулировкой напряжения. Время установления стационарных параметров разряда составляло  $\sim 0.5$  с и зависело от параметров разряда. Это время определяется дополнительным к стационарному внешнему нагреву катода подогревом плазмой.

Проведены измерения параметров плазмы в ловушке одиночными ленгмюровскими зондами. Параметры плазмы измерялись в зависимости от давления газа перед разрядом и тока разряда.

Для выяснения механизма отражения плазмы инверсной пробкой в выходном отверстии измерялось распределение параметров плазмы вдоль оси и в поперечных сечениях в области двойной инверсной пробки. Измерялся полный ток ионов из ловушки через выходное отверстие, определялось поперечное распределение потока плазмы, протекающего через выходное отверстие.

## 2.1. Особенности зондовой диагностики

Использовались цилиндрический зонд ( $l = 3$  мм,  $d = 0.6$  мм) и плоский зонд (диск  $d = 3$  мм). Зонд вводился в ловушку параллельно оси. При использовании цилиндрического зонда в приосевой области основная собирающая поверхность — поверхность цилиндра — ориентирована параллельно магнитному полю. Поэтому частицы собираются перпендикулярно магнитному полю. При использовании плоского зонда в приосевой области поверхность зонда ориентирована перпендикулярно магнитному полю, поэтому сбор частиц происходит вдоль магнитного поля.

Основная трудность измерения параметров плазмы зондами состояла в том, что время выхода на стационарный разряд составляло  $> 0.5$  с. Из-за этого невозможно существенно уменьшить длительность разрядного импульса. Зонд испытывал значительные тепловые нагрузки. При возрастании тока разряда достоверность результатов измерений становилась сомнительной, а при дальнейшем увеличении тока разряда происходило расплавление зонда и керамического изолятора.

После некоторых усовершенствований зонды изготавливались только из вольфрама, а керамические изоляторы были заменены на изоляторы из нитрида бора. Для уменьшения тепловой нагрузки на зонд был выбран соответствующий режим измерений. При измерении параметров плазмы зонд на вакуумной подвижке вводился в плазму на один импульс длительностью 1 с. Основное время зонд не имел электрического контакта с генератором напряжения и системой регистрации и находился под плавающим потенциалом для уменьшения тепловой нагрузки [10]. В момент времени 0.9 с, когда вольт-амперная характеристика разряда (ВАХ) близка к стационарной, при помощи реле зонд подключался к системе

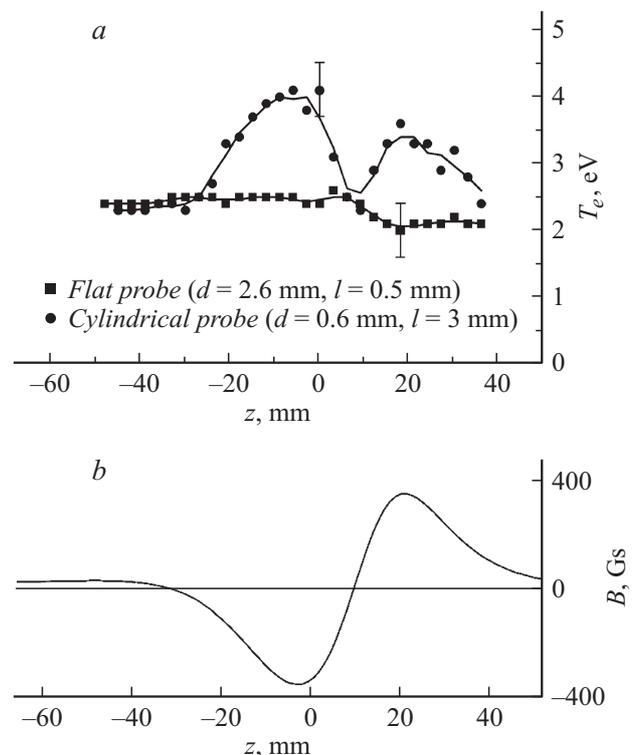
питания и регистрации сигналов на время  $\sim 30$  мс. В этот период времени на зонд подавался импульс пилообразного напряжения длительностью  $\sim 1.5$  мс, ВАХ зонда записывалась.

Для уменьшения тепловой нагрузки на зонд и получения надежных результатов основные измерения параметров плазмы были выполнены при умеренных параметрах плазмы. Ток разряда при этом составлял 8 А (максимальный ток разряда 24 А), давление газа 3–5 mTorr.

Одной из важных задач для понимания механизма удержания плазмы в ловушке и механизма подавления потока плазмы через выходное отверстие являлось определение потенциала плазмы по ВАХ зонда. Известно, что при потенциале зонда, близком к потенциалу плазмы, происходит перегиб ВАХ зонда — между областью напряжений, где ток на зонд экспоненциально нарастает, и областью насыщения электронного тока, где ток увеличивается плавно [10,11]. В наших измерениях эта точка представляла собой хорошо определяемый излом на кривой зависимости тока на зонд от напряжения. Потенциал плазмы таким образом определялся с точностью  $\sim \pm 0.5$  В.

## 2.2. Результаты зондовых измерений

На рис. 4 приведены результаты измерений зондами электронной температуры вдоль оси ловушки. На этом



**Рис. 4.** Распределение электронной температуры по оси в области инверсной пробки, измеренное плоским и цилиндрическим зондами (а) (при  $I_{dis} = 8$  А,  $p = 5$  mTorr) и рассчитанное распределение магнитного поля в пробке (б) в одном масштабе по оси.

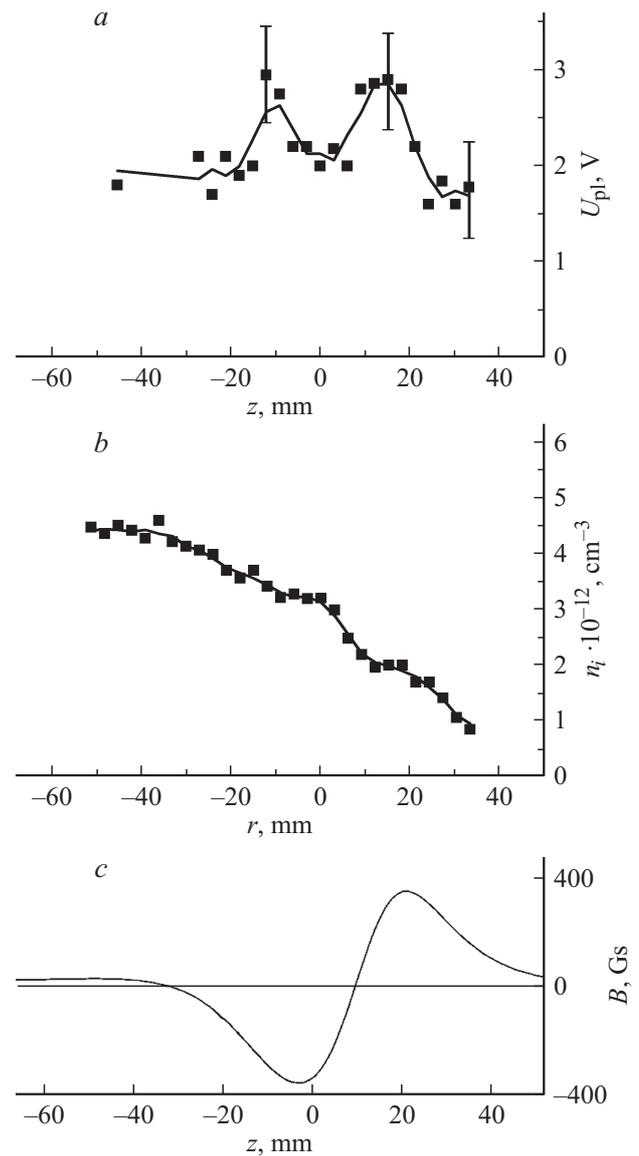
рисунке в одном масштабе по оси  $z$  показано рассчитанное магнитное поле вдоль оси ловушки из рис. 2. За нуль по оси  $z$  принята внутренняя поверхность торцевого фланца с выходным отверстием. Приведены результаты измерений цилиндрическим и плоским зондами. Цилиндрический зонд измеряет приблизительную поперечную температуру электронов в осевой области, а плоский зонд измеряет их продольную температуру. Мы считаем, что наблюдаемая локально повышенная поперечная температура электронов, проникших в области инверсных пробок с повышенной поперечной скоростью (регистрируется цилиндрическим зондом), связана с сохранением обобщенного момента импульса. При этом электроны с повышенной продольной температурой в инверсных пробках не наблюдаются, что естественно.

Величина магнитного поля на оси в инверсных пробках достигает 380 Gs в максимумах. Это поле достаточно для отражения электронов, но недостаточно для отражения ионов. Для сохранения квазинейтральности выходящего потока плазмы в максимумах инверсного магнитного поля должен возникать положительный амбиполярный потенциал. На рис. 5, *a* показано распределение потенциала плазмы вдоль оси, измеренное плоским зондом. В плазме инверсных пробок регистрируются положительные потенциальные барьеры высотой  $\approx 1$  V. Высота барьеров недостаточно превышает точность измерений потенциала. Однако потенциальные барьеры наблюдались в ряде измерений и при различных параметрах разряда. При измерениях цилиндрическим зондом точность определения потенциала, особенно в точках с существенным магнитным полем, значительно ухудшалась. Это связано с тем, что в области насыщения электронного тока вольт-амперная характеристика цилиндрического зонда искажается магнитным полем. Величина амбиполярного потенциала плазмы определяется энергией ионов. В газоразрядной плазме энергия ионов меньше 1 eV, поэтому даже небольшие измеренные потенциальные барьеры могут существенно влиять на поток ионов.

На рис. 5, *a* показано измеренное значение потенциала плазмы 2 V внутри ловушки при  $z = 4.5$  см, совпадающее с его значением перед 1-й инверсной пробкой. Плазма при этом имела электронную температуру 2.5 eV (рис. 4). Потенциал плазмы в ловушке ниже электронной температуры, что означает очень хорошее удержание электронов в ловушке магнитными полями.

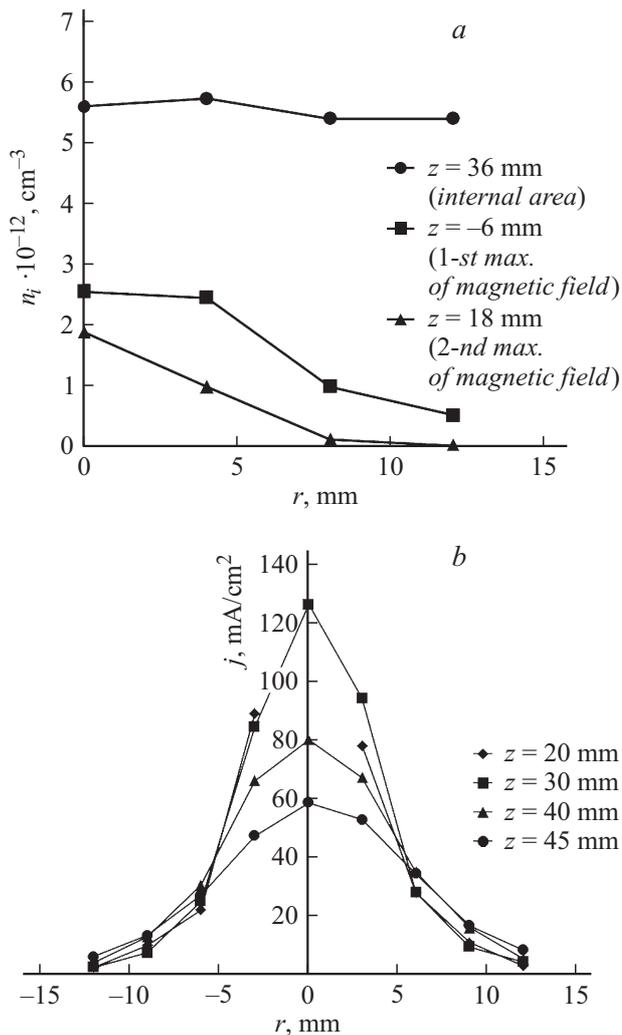
На рис. 5, *b* приведено измеренное плоским зондом продольное распределение плотности плазмы на оси. Плотность плазмы определялась из измеренных ионного тока насыщения и электронной температуры. Наблюдается ступенчатое падение плотности плазмы вдоль оси в области каждой инверсной пробки.

Ограничение проникновения частиц в инверсную пробку усиливается с ростом радиуса вследствие увеличения магнитного слагаемого обобщенного момента, пропорционального быстро возрастающему с радиусом магнитному потоку. Поэтому плазма должна вытекать



**Рис. 5.** Распределение потенциала плазмы по оси в области инверсной пробки (*a*), плотности плазмы (*b*) (измерения плоским зондом при  $I_{dis} = 8$  A,  $p = 5$  mTorr) и рассчитанное распределение магнитного поля в пробке (*c*) в одном масштабе по оси.

через отверстие с инверсной пробкой преимущественно в приосевой области. Были проведены измерения плотности плазмы в области выходного отверстия на различных радиусах. Зонд располагался на радиусах 0, 4, 8 и 12 mm от оси. При этом зонд мог перемещаться на подвижке параллельно оси. Радиус выходного отверстия составляет 16 mm. На рис. 6, *a* приведена зависимость плотности плазмы от радиуса при нескольких положениях зонда вдоль оси  $z$ . Во внутренней области ловушки ( $z = -36$  mm) плотность плазмы не зависит от радиуса. В каждой инверсной пробке ( $z = -6$  mm и  $z = 18$  mm) плотность плазмы достаточно быстро падает с радиусом, что наряду с рис. 4 количественно характеризует



**Рис. 6.** Распределение плотности плазмы по радиусу при нескольких положениях зонда вдоль оси  $z$  (а) и распределение по радиусу плотности потока плазмы при нескольких положениях измерителя по оси  $z$  (б).

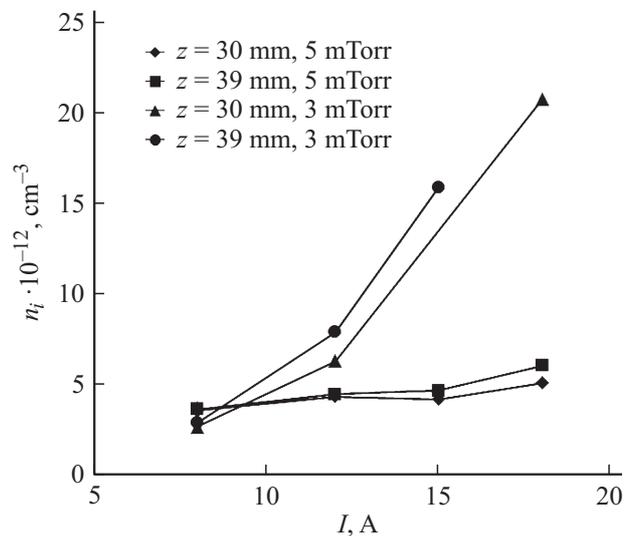
проникновение в инверсные пробки электронов только с высокой поперечной скоростью.

Поскольку для реализации плазменной перезарядной мишени необходимо создать и стационарно удерживать плазму с линейной плотностью  $n_i l \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  и с объемной плотностью, близкой к  $n_i = (1-2) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , важно было экспериментально определить достигаемую плотность плазмы внутри ловушки и ее зависимость от параметров разряда. Результаты зондовых измерений плотности плазмы в основной области ловушки со слабым продольным магнитным полем, практически не влияющим на собирание ионов зондом, показаны на рис. 7. Здесь приведены зависимости плотности плазмы в ловушке (в двух точках) от тока разряда при двух давлениях газа, измеряемых перед разрядом. С ростом тока разряда плотность плазмы растет. Этот рост оказывается очень быстрым при относительно низком давлении газа

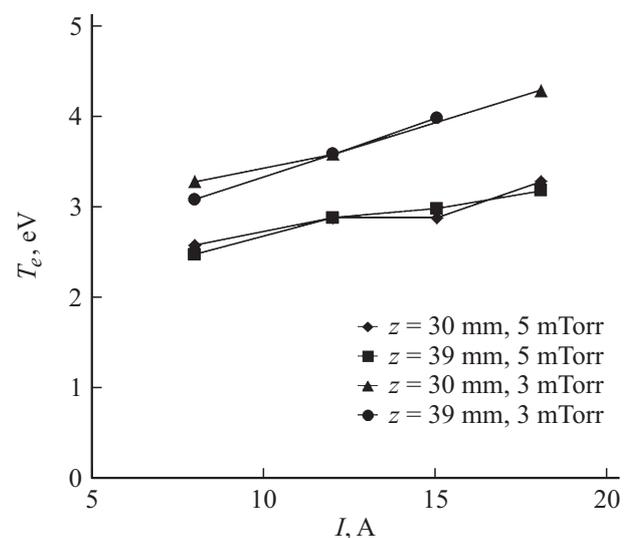
3 mTorr и при токе разряда  $> 12 \text{ A}$ . При токе разряда 18 A плотность плазмы достигает  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Плотность плазмы может также расти с уменьшением плотности газа в некотором диапазоне токов разряда. При заданном токе разряда имеется оптимальная плотность газа, при которой достигается максимальная плотность плазмы.

На рис. 8 приведены измеренные электронные температуры в том же диапазоне тока разряда и плотности газа, что и на рис. 7. Электронная температура повышается с ростом тока разряда и с уменьшением плотности газа до 4.3 eV. Такой температуре и плотности плазмы  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  соответствует радиус Дебая  $\rho_D \sim 3.5 \mu\text{m}$ . При этом плотность электронного потока с плоского катода в плазму составляла  $18 \text{ A/cm}^2$ ,



**Рис. 7.** Зависимость плотности плазмы в двух точках на оси во внутренней области ловушки от тока разряда.



**Рис. 8.** Зависимость электронной температуры в двух точках на оси во внутренней области ловушки от тока разряда.

напряжение на разряде составляло 160 В. По закону  $3/2$

$$j \propto \sqrt{\frac{Ze}{m}} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (2)$$

с учетом ионного фона зазор между катодом и плазмой  $d > 0.16$  мм. Шероховатость поверхности катода должна привести к повышению поперечной температуры катодных электронов, что благоприятно для их удержания.

### 2.3. Измерения потока плазмы в выходном отверстии

Наряду с измерениями радиального распределения плотности плазмы в пробках проведены измерения радиального распределения потока плазмы. Плотность продольного потока плазмы определялась по вытягиваемому из плазмы току ионов через сеточный электрод, находящийся под потенциалом плазмы. Второй сеточный электрод располагался за первым с зазором 1 мм, к нему прикладывалось вытягивающее напряжение до 2 кВ. В центре второго электрода имеется отверстие, площадь которого мала по сравнению с площадью сеток вытягивающей системы. Через это отверстие пучок ионов диаметром 2 мм поступал в цилиндр Фарадея. В каждой точке пространства снималась зависимость тока в коллектор от вытягивающего напряжения. Вид этой зависимости позволяет определить напряжение вытягивания, при котором в зазоре выполняется закон „ $3/2$ “. Ток в коллектор, измеренный при этом напряжении, принимался как правильно измеренный для определения локальной плотности потока плазмы.

На рис. 6, *b* приведены результаты измерений плотности потока плазмы в области второй инверсной пробки ( $z = 10-45$  мм). Максимум магнитного поля соответствует  $z = 20$  мм. Измерения были выполнены при нескольких значениях  $z$ . При каждом  $z$  измерялась плотность потока плазмы в 9 точках по радиусу с шагом 3 мм. В области, близкой к максимуму магнитного поля, поток плазмы имеет узкое приосевое распределение. Диаметр потока, определяемый по полувысоте, составляет  $\sim 9$  мм при диаметре выходного отверстия 32 мм. Это также свидетельствует об эффективном подавлении потока плазмы на больших радиусах инверсным магнитным полем. При удалении от максимума поля поток плазмы расходится и его распределение по радиусу становится плавным. По результатам измерений плотности потока плазмы было выполнено численное интегрирование по сечению отверстия для указанных значений  $z$ . Получен полный поток плазмы в отверстии. Для всех приведенных сечений вдоль оси  $z$  ионный ток  $I = 120 \pm 3$  мА. Полный ток ионов в выходное отверстие, измеренный большим коллектором после 1-й инверсной пробки при токе разряда 8 А (см. рис. 9), равен 180 мА. Уменьшение потока плазмы через 2-ю пробку связано с наполнением плазмой каспа между пробками с последующей частичной потерей ее на стенке выходного отверстия через кольцевую щель каспа.

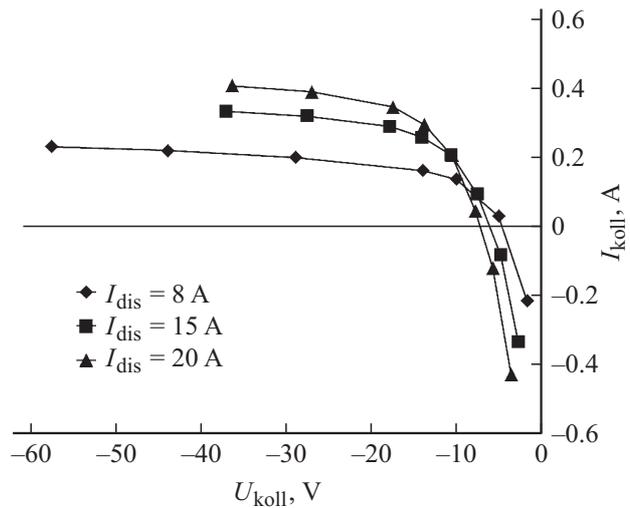


Рис. 9. Зависимость тока на коллектор от напряжения коллектора при различных токах разряда.

Измерение полного потока плазмы в выходное отверстие производилось коллектором, который имел форму конуса. Узким концом он вводился в выходное отверстие. Внешний диаметр узкого конца коллектора на 4 мм меньше внутреннего диаметра отверстия. Поэтому коллектор занимает 77% площади отверстия. В пристеночной области отверстия магнитное поле усиливается, плазма вытекает в приосевой области, что подтверждается зондовыми измерениями и измерениями распределения плотности потока плазмы. Можно полагать, что измеряемый коллектором ионный ток равен полному потоку плазмы, вытекающей в отверстие, с хорошей точностью. В тыльном торце коллектора имеется отверстие диаметром 10 мм, предназначенное для откачки газа. Ток ионов на коллектор измерялся при различных напряжениях, поданных на него. На рис. 9 приведены зависимости измеренного тока на коллектор от напряжения на нем при различных токах разряда и заданной плотности газа. При напряжении  $\sim -20$  В ток на коллектор насыщается. Ионный ток в выходное отверстие растет с увеличением тока разряда, но даже при токе разряда 20 А не превышает 0.5 А. Зная плотность плазмы в ловушке и поток плазмы в выходное отверстие, можно оценить эквивалентную (приведенную к плотности плазмы в ловушке) скорость вытекания плазмы через отверстие с инверсной пробкой, усредненную по сечению отверстия. Для приведенных измеренных значений эта скорость  $V_{||} 10^5$  см/с, т. е. меньше или порядка тепловой скорости молекул. Это свидетельствует об эффективном продольном удержании плазмы инверсной пробкой.

### Заключение

Эксперименты, проведенные на небольшой концевой модели магнитной ловушки мишенной плазмы, показали возможность создания и эффективного удержания

в слабом продольном поле стационарной водородной мишенной плазмы с большой апертурой и с достаточно высокой плотностью. Эта возможность обязана применению магнитных инверсных пробок и мультиполюсных стенок кольцевой геометрии.

Особое внимание было уделено изучению истечения плазмы в торцевое отверстие через инверсную (двойную) магнитную пробку. В инверсных пробках обнаружено формирование потенциальных барьеров высотой  $\sim 1$  В, ограничивающих уход ионов. Наблюдалось ступенчатое падение плотности плазмы в области каждой инверсной пробки. Плотность плазмы в пробках быстро падает по радиусу. Это означает, что наружу проникают только электроны с повышенной поперечной энергией. Показано, что плазма вытекает в приосевой области отверстия. Как показали измерения потенциала плазмы в основной области ловушки, электроны удерживаются в ловушке преимущественно магнитными полями.

В экспериментах получена зависимость параметров плазмы от тока разряда и плотности газа. При токе разряда 18 А и плотности газа перед разрядом 3 мТорр получена плазма плотностью  $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В изученном диапазоне параметров плотность плазмы не ограничена и может быть повышена увеличением тока разряда и подбором оптимальной плотности газа.

Полученные низкие величины потока плазмы в выходное отверстие и соответственно низкой эквивалентной средней скорости истечения плазмы в отверстии позволяют надеяться на эффективное продольное удержание плазмы инверсными пробками.

На основании результатов экспериментов на концевой модели ловушки была рассчитана и спроектирована экспериментальная ловушка мишенной плазмы с одиночными инверсными пробками длиной 130 см с проходными отверстиями диаметром 10 см для нейтрализуемого пучка с током до 2 А [12].

Авторы пользуются случаем выразить глубокую признательность А.А. Иванову за поддержку работы и сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-31847 и интеграционного проекта СО РАН № 105.

## Список литературы

- [1] Димов Г.И. // Препринт ИЯФ СОАН СССР. 1969. № 304.
- [2] Dimov G.I., Roslyakov G.V. // Nucl. Fusion. 1975. Vol. 15. P. 551.
- [3] Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. Вып. 4. С. 933.
- [4] Иванов А.А., Росляков Г.В. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 2300.
- [5] Skovoroda A.A. // Preprint IAE-5544/6. 1992. RRC Kurchatov Inst., Moscow.
- [6] V. Kulygin et al. // Proc. 4<sup>th</sup> IAEA Technical Meeting. Padova, Italy, 2005.
- [7] M. Hanada et al. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. N 5. P. 1813.
- [8] Dimov G.I., Emelev I.S., Vobly P.D. // Fusion Sci. Technol. 2011. Vol. 59. N 1 T. P. 211.
- [9] Fomel B.M., Tiunov M.A., Yakovlev V.P. // Preprint Budker INP 96–11. 1996.
- [10] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967. Гл. 4. С. 94–164.
- [11] Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. Гл. 10. С. 459–505 (Plasma diagnostic. Amsterdam: NHPC, 1968).
- [12] Dimov G.I., Ivanov A.V. // Trans. Fusion Sci. Technol. 2013. Vol. 63. N 1 T. P. 111.