

УДК 533.9.0827

УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В МУЛЬТИПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ - ГАЛАТЕЕ

Бишаев А.М., к.т.н., доцент, E-mail: bishaev@mirea.ru, МГТУ МИРЭА
Бугров Г.Э., к.ф.-м.н., доцент, E-mail: bugrov@mirea.ru, МГТУ МИРЭА
Десятсков А.В., E-mail: desyatskov@yandex.ru, МГТУ МИРЭА
Козинцева М.В., к.ф.-м.н., доцент, E-mail: kozitseva@mirea.ru, МГТУ МИРЭА
Огарков П.В., E-mail: hanpaschan@gmail.com, МГТУ МИРЭА
Сазонов П.Г., E-mail: s.p.g@ro.ru, МГТУ МИРЭА
Гавриков М.Б., к.ф.-м.н., доцент, E-mail: ssvvvv@rambler.ru, ИПМ РАН
Савельев В.В., к.ф.-м.н., доцент, E-mail: ssvvvv@rambler.ru, ИПМ РАН
 Москва, Россия

Аннотация. Квазистационарное удержание плазмы с высоким значением бета получено в мультипольной магнитной ловушке Тримикс -3М. В ловушке магнитные поверхности сложного поперечного сечения ограничивают замкнутую тороидальную область, в центре которой магнитное поле равно нулю. Время существования плазмы в ловушке ~ 1 мс, среднее значение бета $\sim 0,35$. С помощью пояса Роговского измерена величина тороидального тока, возникающего после инжекции плазменного сгустка через магнитную корку мультипольной ловушки Тримикс-3М. Этот ток обусловлен диамагнетизмом плазмы. Получена связь величины диамагнитного тока с максимальной величиной давления плазмы, которое создается на сепаратрисе магнитного поля ловушки. Таким образом, показано, что магнитные измерения в мультипольной ловушке при известной величине концентрации позволяют определять величину температуры плазмы в ловушке и энергетическое время удержания. Инжекция плазменного сгустка в ловушку производится через магнитную корку ловушки. Теория и эксперимент показали, что глубина проникновения плазменного сгустка в поперечное магнитное поле пропорциональна энергии сгустка и обратно пропорциональна магнитному давлению и площади поперечного сечения сгустка. Это позволяет оптимизировать процесс захвата сгустка в ловушку.

Ключевые слова: мультипольные магнитные ловушки, плазменные сгустки, термализация, диамагнитный ток, магнитный барьер.

PLASMA CONFINEMENT IN MULTIPOLE GALATEA TRAP

Bishaev A.M., PhD., assoc. prof., E-mail: bishaev@mirea.ru, MSTU MIREA
Bugrov G.E., PhD., assoc. prof., E-mail: bugrov@mirea.ru, MSTU MIREA
Desyatskov A.V., E-mail: desyatskov@yandex.ru, MSTU MIREA
Kozintseva M.V., PhD., assoc. prof., E-mail: kozitseva@mirea.ru, MSTU MIREA
Ogarkov P.V., E-mail: hanpaschan@gmail.com, MSTU MIREA
Sazonov P.G., E-mail: s.p.g@ro.ru, MSTU MIREA
Gavrikov M.B., PhD., assoc. prof., E-mail: ssvvvv@rambler.ru, IAM of RAS
Savel'ev V.V., PhD., assoc. prof., E-mail: ssvvvv@rambler.ru, IAM of RAS
 Moscow, Russia

Abstract. Quasi-stationary plasma confinement with a high β value was implemented in the Trimix-3M multipole magnetic trap. In the trap, magnetic surfaces of complex cross-section delimit a closed toroidal region with zero magnetic field at its center. The lifetime of the

plasma in the trap is ~ 1 ms and the average value of β is ~ 0.35 . The Rogowski loop is used to measure the value of the toroidal current arising after the injection of a plasmoid through the magnetic crust of the Trimix-3M magnetic multipole trap. This current is due to plasma diamagnetism. A relation is established between the value of the diamagnetic current and the maximal plasma pressure realized on the separatrix of the magnetic field of the trap. It is thus shown that magnetic measurements in the multipole trap, for a known concentration value, allow us to determine the plasma temperature in the trap and the energy confinement time. Injection of a plasmoid is implemented through the magnetic crust of the trap. Both theory and experiment have shown that the depth of penetration of the plasmoid into a transverse magnetic field is proportional to the plasmoid energy and is inversely proportional to the magnetic pressure and the cross-section area of the plasmoid. This fact can be used to optimize the process of trapping a plasmoid.

Keywords: multipole magnetic trap, plasma clots, thermalization, diamagnetic current, the magnetic barrier.

1. Введение

Квазистационарное удержание плазмы с высоким значением бета получено в мультипольной магнитной ловушке Тримикс - 3М [1]. Мультипольные магнитные ловушки начали разрабатываться в 60-х годах прошлого столетия [2,3]. В таких ловушках вложенные друг в друга магнитные поверхности ограничивают замкнутую тороидальную область, в центре которой магнитное поле равно нулю. Эти исследования были продолжены в МГТУ МИРЭА [4, 5]. На ловушке Тримикс – 3М было получено время удержания плазмы ~ 1 мс, среднее значение бета $\sim 0,35$ [6]. Измерение изменений в магнитном поле ловушек для удержания плазмы, которые обусловлены появлением токов, вызванных диамагнетизмом плазмы (диамагнитным эффектом), является обязательной частью измерений на всех магнитных ловушках. В мультипольных магнитных ловушках-галатеях [4] тороидальное магнитное поле отсутствует, но для возникновения сил, удерживающих плазму, должен существовать тороидальный ток I_D , обусловленный диамагнетизмом плазмы. В проведенных исследованиях с помощью пояса Роговского (ПР) измерялся полный диамагнитный ток в плазме, и найдена связь измеренного тока с величиной давления в плазменном объеме. Это позволяет, как и в установках токамак [7], по магнитным измерениям определить параметры плазмы в ловушке.

В настоящее время исследование мультипольных магнитных ловушек в МГТУ МИРЭА, направлено на получение в ловушке плазмы с температурой на уровне 100-300эВ. Предполагается, что такую температуру можно получить, захватив в ловушку плазменный сгусток с энергией протонов 300-900эВ. Инжекция плазменного сгустка производится перпендикулярно магнитным силовым линиям, причем внешнюю магнитную корку сгусток должен пройти с минимальными потерями. Для захвата сгустка в ловушку необходимо знать параметры магнитного барьера для полной

остановки сгустка. В работе рассматривается процесс прохождения плазменных сгустков через магнитный барьер.

2. Экспериментальная установка

Исследование проводилось на ловушке Тримикс-3М, магнитная система которой состоит из восьми соосных магнитных катушек 1 - 7 (см. рисунок 1а). Катушки закреплены на стапеле 8 с помощью тонких державок 9. Катушки 1-3 находятся внутри плазменного объема.

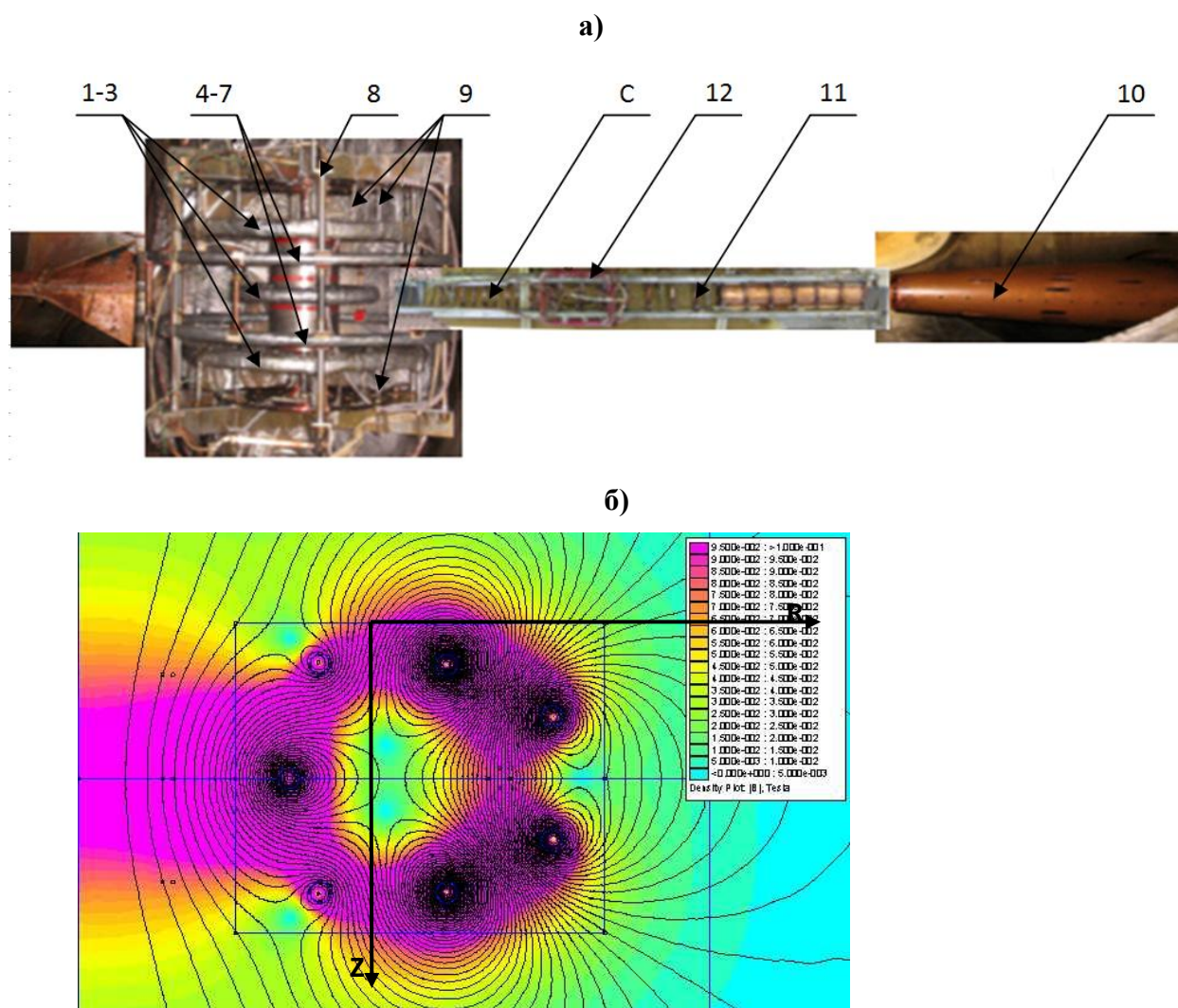


Рис. 1. (а) Фотография ловушки Тримикс-3М(СВЧ),
(б) Z – R сечение магнитных поверхностей.

Следуя [4], будем называть их миксинами. Катушки 4 – 7 корректируют конфигурацию магнитного поля. Ток в этих катушках имеет направление обратное направлению тока в миксинах. На рисунке 1(б) приведена конфигурация магнитных силовых линий в Z – R сечении ловушки. Диаметр ловушки - 0,8 м. Питание магнитных катушек ловушки, а также всех других силовых систем стенда – импульсное.

Характерное магнитное поле в корке ловушки (барьерное поле B_b) может изменяться от 0,025 Т до 0,12 Т. Наполнение плазмой ловушки тоже осуществляется импульсно [8,9] с помощью инъекции плазменных сгустков в ловушку. Плазменные сгустки (протоны и электроны) создаются в плазменной пушке 10 и направляются с помощью плазмоведа 11 в ловушку. Время заполнения ловушки плазмой и ее удержание составляет величину ~ 1 ns. Так как длина импульса тока в магнитных катушках ловушки намного больше этой величины, то магнитное поле ловушки в течение такого отрезка времени можно считать постоянным.

Параметры поступающего в ловушку сгустка на стенде измерялись и рассчитывались по следующей методике. Энергия протонов измерялась в каждом выстреле пушки с помощью двух магнитных зондов, расположенных в плазмоведе на фиксированном расстоянии друг от друга. По временному сдвигу между сигналами на зондах определялась скорость сгустка V , и рассчитывалась энергия протонов E_p . Плазменная пушка генерировала сгустки, состоящие из быстрой головной части (Q-сгусток) и медленной части (S-сгусток). E_p Q-сгустка лежит в пределах 300 – 500 eV, а для S-сгустка – в пределах 25 -50 eV.

Энергия протонов E_p S-сгустка, для поля ловушки 0,108Т равна 40 eV и для Q-сгустка 400 eV. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать оценку температуры плазмы, захваченной в ловушку, после завершения процесса термализации плазменного сгустка в ловушке. Термин «термализация сгустка» означает процесс, в результате которого устанавливается равномерное распределение кинетической энергии движения протонов в сгустке по трем степеням свободы. Также предполагается, что ионы и электроны в сгустке имеют разную температуру. По данным [10] температура ионов в сгустке $T_p = 0,2 E_p$, температура электронов $T_e = 10$ eV, а число быстрых ионов в плазменном сгустке составляет 10 %. Термализация сгустка рассматривается как адиабатический процесс. В результате получается, что плазма в ловушке состоит из трех групп частиц с разной температурой: 1) горячие ионы – $T_{ph} = 140$ eV, 2) холодные ионы - $T_{pc} = 35$ eV, 3) электроны - $T_e = 10$ eV. С учетом того, что концентрация быстрых ионов в десять раз меньше концентрации холодных, средняя величина температуры плазмы $T_p = 76$ eV. Для выбранного режима работы пушки и плазмоведа с помощью калориметра, установленного в точке с (см. рисунок 1 а), определялось среднее значение полной энергии сгустка W , захваченного в ловушку.

Результаты этих измерений позволяют определить полное число частиц, захваченных в ловушку, и величину концентрации плазмы в ловушке. При этих

оценках и ниже принимается, что объем плазмы составляет величину, равную $9 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$. Эта величина рассчитана по конфигурации плазменной границы определенной в [7] с помощью электрических зондов. При расчете концентрации по величине W учитывалась энергия рекомбинации, которая тоже выделяется в калориметре. В результате для концентрации плазмы получаем величину на уровне $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Этот результат позволяет утверждать, что максимальное давление плазмы составляет величину $\sim 240 \text{ Па}$. Приведенные данные дают представление о параметрах плазмы, достигнутых в ловушке Тримикс-3М. Однако их можно рассматривать лишь в качестве оценки порядка величины.

3. Измерение диамагнитного тока

Измерение диамагнитного тока в мультипольной магнитной ловушке Тримикс-3М описано в [11,12]. В данных экспериментах использовался пояс Роговского (ПР) с параметрами: общее число витков ПР было равно 4354; длина составила 2,64 м, площадь поперечного сечения каждого витка катушки пояса равнялась $2 \times 10^{-5} \text{ м}^2$; омическое сопротивление $r = 6,4 \text{ }\Omega$ сопротивление нагрузки $R = 50 \text{ }\Omega$. ПР был намотан медным проводом, диаметр которого равен 0,5 мм. Индуктивность ПР равна 180 мкН. Чувствительность ПР, найденная в результате его калибровки, составила $(4,0 \pm 0,3) 10^{-8} \text{ В} \cdot \text{с} / \text{А}$. Сигнал с ПР пропорционален производной от измеряемого тока по времени. Записанные сигналы с пояса численно интегрировались, и определялась зависимость измеряемого тока I_D от времени. Пояс располагался в плоскости сечения ловушки, сдвинутой от места инъекции плазмы на 90° по азимуту. Конструктивно ПР охватывал только тороидальный плазменный объем ловушки и не охватывал ни одну из катушек ловушки. Таким образом, токи в магнитных катушках, величина которых могла в 100 раз превышать измеряемый ток в плазме, не влияли на сигнал с пояса.

Были выполнены эксперименты по измерению зависимостей $I_D(t)$ для различных значений барьерного магнитного поля в ловушке Тримикс – 3М (см. рисунок 2). Из полученных результатов видно, что: рост тока I_D начинается через $(5 \div 7) \text{ }\mu\text{s}$ после подачи напряжения на плазменную пушку. В течение следующих $(65 \div 80) \text{ }\mu\text{s}$ I_D возрастает и достигает максимума. Затем I_D начинает уменьшаться. Такое поведение I_D указывает на то, что процесс наполнения ловушки плазмой заканчивается на 70-й \div 80-й микросекунде, а отсутствие сигнала в первые $(5 \div 7) \text{ }\mu\text{s}$ соответствует времени прохождения быстрой части сгустка через плазмод. Изменение направления магнитного поля ловушки приводит к изменению направления I_D . При любом направлении магнитного поля

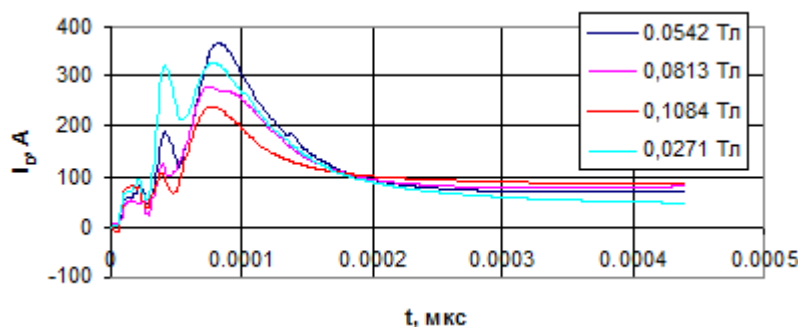


Рис. 2 Зависимость диамагнитного тока в ловушке I_D от времени после момента срабатывания плазменной пушки

направление измеренного диамагнитного тока совпадает с направлением тока в миксинах. Данные, приведенные на рисунке 2, показывают, что с увеличением магнитного поля ловушки максимальная величина I_D уменьшается.

4. Связь между величиной диамагнитного тока и параметрами плазмы в ловушке

Результаты расчета равновесной конфигурации для ловушки Тримикс-3М, выполненные по аналогии с расчетами в [13] для квадрупольного магнитного поля на основе уравнения Грэда-Шафранова [14], показывают, что конфигурации вакуумного магнитного поля ловушки (рисунок 1b) и равновесного поля практически совпадают. Это происходит из-за малости диамагнитных токов по сравнению с токами, протекающими в магнитных катушках ловушки. В рассмотренном случае отношение токов меньше 1/40. Приведенное на рисунке 3а расчетное распределение диамагнитных токов показывает, что плазменный объем разбит на четыре области, указанные на рисунке 3б. L1 - область внешней магнитной корки с магнитными силовыми линиями, охватывающими все три миксины и замкнутыми вокруг всего плазменного объема. Направление диамагнитного тока в этой области совпадает с направлением тока в миксинах. Области L2 и L3 примыкают к миксинам, магнитные силовые линии в этих областях замыкаются вокруг каждой миксины. Диамагнитный ток в них течет в направлении, противоположном току в миксинах. В расчете принималось, что максимальное давление P_0 достигается на сепаратрисе. Эта линия является внутренней плазменной границей для всех указанных областей. Распределение давления в плазме указывает на его довольно быстрый спад и отсутствие плазмы около миксин.

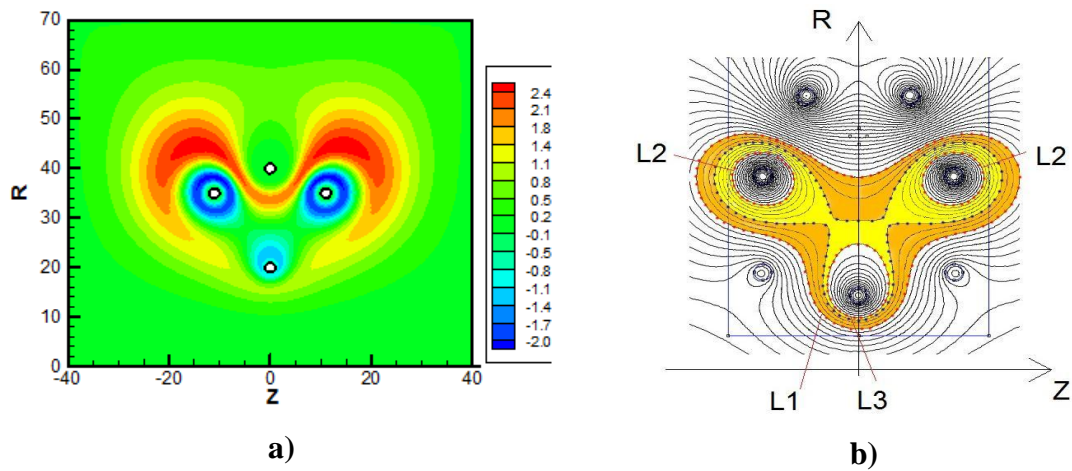


Рис. 3 а – расчетное распределение плотности диамагнитного тока; б - конфигурация сечения плазменного объема по зондовым измерениям.

Учитывая результаты приведенных расчетов и результаты измерения размеров плазменной области с помощью электрических зондов [7], была определена конфигурация плазменной области в ловушке Тримикс – 3М, которая представлена на рисунке 3б. Таким образом, из рисунок 3а и 3б следует, что измеряемый в экспериментах ток I_D равен:

$$I_D = I_{D1} - 2I_{D2} - I_{D3} = I_{D1} \left(1 - 2 \frac{I_{D2}}{I_{D1}} - \frac{I_{D3}}{I_{D1}} \right), \quad (1)$$

где: I_{D1}, I_{D2}, I_{D3} - токи в различных областях плазменного объема. Для нахождения связи между измеренным диамагнитным током и давлением плазмы определялась величина силы Ампера в плазменном объеме. Эти вычисления при условии постоянства давления плазмы на магнитной поверхности позволили получить связь между измеряемым диамагнитным током и давлением P_0 :

$$P_0 = I_D / \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \int_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_1 \times \left\{ 1 - \frac{2 \left[\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{i=m} \int_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_2 - \left[\frac{1}{k} \sum_{i=1}^{i=k} \int_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_3}{\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \int_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_1} \right\} = KI_D, \quad (2)$$

где dl – отрезок силовой линии, B - локальное значение магнитного поля, n, m и k – число силовых линий в областях плазменного объема 1,2 или 3 и 4, i – номер силовой линии. При расчете K по формуле (2) вакуумное магнитное поле рассчитывалось по программе FEMM, которая позволила получить зависимость $B(l)$ вдоль линии L_i .

Интегрирование проводилось с помощью программы ORIGIN 8. Расчет был выполнен для значения барьерного поля $0,108\text{T}$. В результате расчета получилось, что $K = 0,388\text{ Pa/A}$. Из (2) следует, что K пропорционален величине магнитного поля в ловушке и для других значений поля может быть определен по его величине, вычисленной для $B = 0,108\text{ T}$. По максимальному значению диамагнитного тока (см. рис. 2b) и формуле (2) была рассчитана зависимость давления на сепаратрисе от величины магнитного поля, которая представлена на рисунке 4а. Видно, что давление увеличивается с увеличением

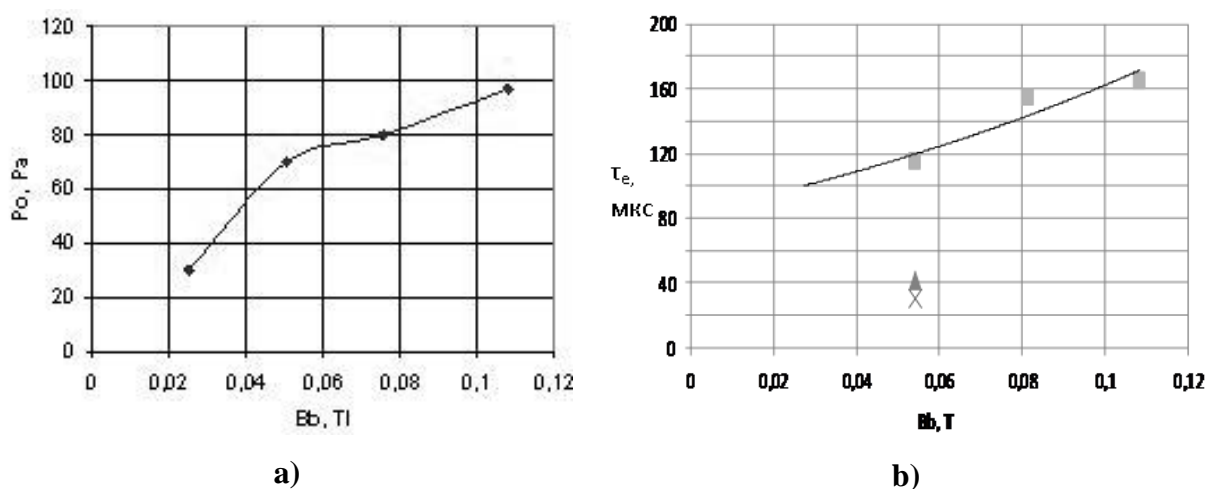


Рис. 4 а – зависимость давления на сепаратрисе, б – зависимость времени удержания энергии от величины барьерного магнитного поля

магнитного поля. Измерения с помощью калориметра тоже показывают увеличение энергии захваченного в ловушку сгустка при увеличении магнитного поля ловушки. Этот факт подтверждает пропорциональность измеряемого диамагнитного тока давлению плазмы в ловушке, а, следовательно, и энергии, заключенной в плазменном объеме. Поэтому по изменению I_D во времени (см. рисунок 2а) было определено время удержания энергии в ловушке Тримикс-3М в зависимости от величины магнитного поля (см. рисунок 4б). Оценка концентрации плазмы и данные по давлению дают для магнитного поля $B = 0,108\text{T}$ величину температуры плазмы на уровне $T = 30\text{eV}$, что в два раза меньше температуры, определенной по калориметрическим измерениям. Это расхождение, возможно, обусловлено неадиабатичностью процесса прохождения плазменного сгустка в ловушку через поперечный магнитный барьер.

5. Прохождение плазменных сгустков через поперечный магнитный барьер.

При рассмотрении взаимодействия плазменного сгустка с магнитным полем, а именно при прохождении плазменного сгустка через поперечное магнитное поле

считается, что сгусток не должен проходить через поле, если магнитное давление больше, чем скоростной напор плазменного сгустка (равновесие сил): $B^2/2\mu_0 \geq \rho V^2$, где μ_0 – магнитная постоянная, ρ – удельная плотность плазмы, V – скорость плазменного сгустка поперек направления магнитного поля. Однако эксперименты по изучению прохождения плазменных сгустков через магнитный барьер [15,16] показывают, что остановка (отсечка) сгустка магнитным полем наступала, если магнитное давление превышало скоростной напор сгустка по крайней мере на порядок. Рассмотрим процесс прохождения плазменного сгустка через магнитный барьер на основании закона сохранения импульса (количества движения), который справедлив даже, если в системе происходят диссипативные процессы. Импульс, который получает магнитное поле от сгустка, равен количеству движения сгустка: $(B/2\mu_0) * S * \Delta t = \rho V S L_c$, где: S – площадь поперечного сечения сгустка, Δt – время прохождения сгустка через магнитное поле, которое равно длине магнитного барьера L_b , поделенной на скорость сгустка, L_c – длина плазменного сгустка. В результате получается, что сгусток отсекается магнитным полем, если магнитное давление равно скоростному напору сгустка, умноженному на отношение длины сгустка к длине магнитного барьера:

$$B^2/2\mu_0 = \rho V^2 L_c / L_b \quad (3)$$

Экспериментальная проверка этой формулы была проведена на ловушке Тримикс-3М (см. рисунок 1а). Как это было указано выше, плазменные сгустки генерировались плазменной пушкой 10 и поступали в плазмод 11. В средней части плазмодо установлены две прямоугольные катушки 12 (система отсечки), которые создавали поперечное направлению распространения сгустка в плазмодо магнитное поле на длине 20 см. Скорость и длина плазменного сгустка определялись по сигналам с двух магнитных зондов, установленных в плазмодо. В конечном сечении плазмодо сгусток попадал в калориметр. В эксперименте снималась зависимость величины сигнала с калориметра от величины магнитного поля в магнитном барьере. Из этих экспериментов была определена величина магнитного поля, при которой сгусток полностью отсекался. В этих экспериментах пушка генерировала только медленный сгусток S . Результаты приведены на рисунке 5.

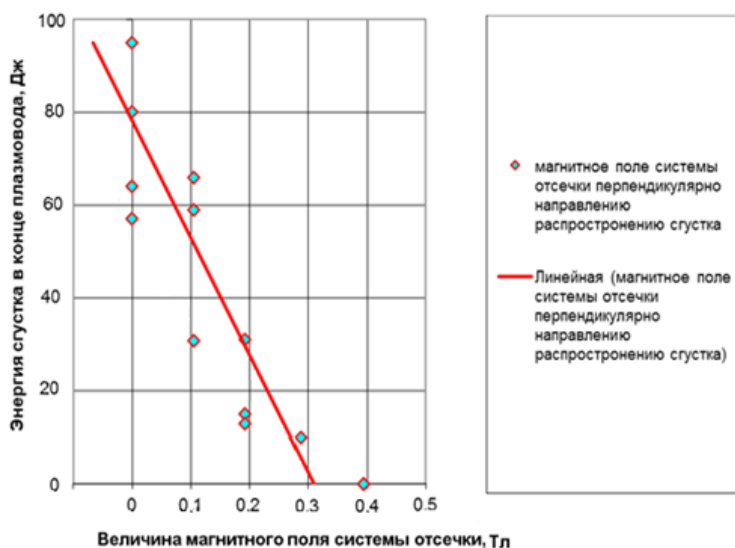


Рис. 5 Зависимость энергии сгустка, прошедшего магнитный барьер от величины поля

Они показывают, что сигнал с калориметра становится равным нулю при величине магнитного поля в барьере $\sim 0,4$ Тл. Таким образом, сгустки полностью отсекаются только этим полем. Определенная по сигналам с магнитных зондов длина сгустков составила величину ~ 2 м и отношение $L_c/L_b=10$. Полученные результаты показывают: для остановки сгустков давление магнитного поля должно превышать динамический напор в десять раз. Однако определение длины сгустков по длительности сигналов с магнитных зондов весьма неточно. В эксперименте более надежно калориметром измеряется величина энергии сгустка. Поэтому выражение (3) было преобразовано с целью исключения из него L_c . Величина энергии сгустка W равна: $W = mV^2/2 = LcS\rho V^2/2$, или $\rho V^2 = 2W/LcS$. Подставляя величину динамического напора в (3), получим:

$$B^2/2\mu_0 = 2W/L_b S \quad (4)$$

То есть: для остановки сгустка магнитным барьером энергия магнитного поля, вытесненного сгустком, должна превосходить удвоенную энергию плазменного сгустка. Для проверки соотношения (4) была определена площадь поперечного сечения медленного сгустка. Для этого в плазмовод помещалась гребенка магнитных зондов. Результаты измерений показали, что сгусток полностью заполнял сечение плазмоведа. Из рисунка 5 видно, что величина энергии сгустка при нулевом магнитном поле в магнитном барьере W лежит в пределах 60 – 80 Дж. Диаметр сгустка 0.1 м. Длина магнитного барьера 0.2 м. Полученные результаты позволяют сделать расчеты по формуле 4. Расчет по этим данным $2W/L_b S$ дает величину $(5-10) \times 10^4$ Па. Расчет

магнитного давления в барьере при $B=0,4\text{Тл}$ дает величину: $6,4 \times 10^4$ Па. Эти расчеты показывают удовлетворительное согласие с полученным выражением (4). Следует также заметить, что экспериментальная проверка этого выражения более простая, чем проверка выражения (3), так как определить длину сгустка довольно сложно.

6. Заключение

Приведенные в данной статье результаты показывают, что после инъекции в ловушку плазменного сгустка в ней возникают азимутальные диамагнитные токи. Взаимодействие этих токов с магнитным полем ловушки ответственно за удержание плазмы. Измерение величины диамагнитного тока указывают на возможность определения температуры плазмы в мультипольной ловушке. При этом надо обязательно учитывать тот факт, что диамагнитный ток в различных областях плазменного объема течет в противоположных направлениях и результатом измерений является алгебраической суммой этих токов. Выражения (3 и 4) позволяют оценить параметры сгустка для прохождения магнитного барьера ловушки. Эта зависимость свидетельствует о возможности применять инъекцию плазменных сгустков не только в мультипольные ловушки, но и в ловушки типа токамак, что экспериментально было подтверждено в [17].

7. Благодарности

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант №13-08-00717 и грант №12-01-00071.

Список литературы:

1. Инжекция плазмы в Галатею «Тримикс» / А.И. Морозов, А.И. Бугрова, А.М. Бишаев и др. // Физика плазмы. – 2006. –Том 32. - № 3. - С. 195-2006.
2. Voorhies Y.G., Ohkawa T. Comparative Study of Plasma in Toroidal Quadrupole and Octopole Configurations // The Physics of Fluids.-V 11. -No 7. -1968. - P. 1572-1578.
3. Yoshikawa S. Experiments on Plasma Confinement in Internal-Ring Devices// Nuclear Fusion.V13. 1973. P.433-449.
4. Морозов А.И., Савельев В.В. О Галатеех-ловушках с погруженными в плазму проводниками // УФН. 1998. Т. 168. № 11. С. 1153-1194.
5. Морозов А.И. Экспериментальные исследования плазменных ловушек – галатей в МИРЭА // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2000. –Вып. 3. –С. 57-63.

6. Morozov A.I., Bugrova A.I., Bishaev A.M., and all /Research of multipole magnetic trap-galatea “Trimyx”// Czechoslovak Journal of Physics.-2006. - Vol.56. -Suppl. B. –P. B31-B35.
7. В.С. Стрелков. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке. М: МИФИ. 2004.
8. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Козинцева М.В., Липатов А.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 12. С.15-20.
9. Бишаев А.М., Бугрова А.И., Козинцева М.В., Липатов А.С., Сигов А.С., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 10. С.91-94.
10. В.И.Васильев, А.М.Житлухин, В.М.Струнников, Ф.Р.Хамидуллин. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, т.1Х-3 Радиационная плазмодинамика, Глава 3 «Физика, техника и применение мощных импульсных плазменных ускорителей.». М. Янус-К. 2008. С.244-278.
11. А.М.Bishaev, A.I.Bugrova, M.V.Kozintseva, A.S.Lipatov, V.V.Savelyev, A.S.Sigov, I.A.Tarelkin, V.A.Terekhov, A.V.Desyatskov. // Problems of Atomic Science and Technology, 2011y., №1, *Series: Plasma Physics* (17), p. 20-22.
12. А.М. Бишаев, А.И. Бугрова, И.С. Гордеев, А.И. Денисюк, М.В.Козинцева, А.С.Липатов, А.С. Сигов, И.А.Тарелкин, В.А.Терехов. // Материалы VII Российской Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды». М: 30 ноября-2 декабря 2010. С.36 – 41.
13. Gavrikov M.V., Savelyev V.V. Journal of Mathematical Sciences. 2009. V.163. No 1. P. 1- 47.
14. В.Д Шафранов. Вопросы теории плазмы.М: Госатомиздат, : вып.2, 1963-с.96-102
15. Андрюхина Э.Д, Шпигель И.С, ЖТФ, 1965, том 35, №7, стр.1242-1251.
16. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, т.1Х-3, глава 3, 2008, стр.244-278.
17. Абрамова К.Б., Воронин А.В., Гусев В.К.и др., Физика плазмы, 2005, том 31, № 9, стр.1-9.