

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ФОРМИРОВАНИЮ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ГАЛАТЕЯ–ПОЯС

© 2019 г. А. Г. Франк^{а,*}, Н. П. Кирий^а, В. С. Марков^а

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

* e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 31.05.2018 г.

После доработки 28.06.2018 г.

Принята в печать 28.06.2018 г.

Приведен краткий обзор экспериментальных исследований по формированию магнитоплазменных конфигураций Галатея–Пояс, которые проводились по предложению А.И. Морозова в Отделе физики плазмы ИОФ РАН. Продемонстрировано образование плазменных структур, состоящих из токового слоя и двух плазменных мантий вокруг проводников с током, введенных в плазменный объем. Показано, что при изменении направления электрического тока в плазме может происходить перестройка структуры магнитоплазменной конфигурации. Установлено, что для продолжительного существования конфигурации Галатея–Пояс важное значение имеет оптимальное соотношение между электрическими токами в плазме и токнесущих проводниках.

DOI: 10.1134/S0367292119010049

Разработке концепции “идеальной магнитной ловушки” А.И. Морозов уделял особенное внимание на протяжении многих лет [1, 2]. Основополагающая идея состояла в том, чтобы, в отличие от традиционных магнитных ловушек, использовать магнитное поле в качестве внешнего “забора” для удержания плазмы, а не в качестве ее “среды обитания”. Поскольку вследствие своего диамагнетизма плазма стремится покинуть области сильного магнитного поля и перемещается в области более слабых полей, становится возможным формирование магнитоплазменных конфигураций, для которых величина $\beta \approx 1$, где

$$\beta = 8\pi N_e(T_e + T_i/\bar{Z}_i)/B^2. \quad (1)$$

Здесь N_e , T_e , T_i , Z_i – максимальные значения параметров плазмы в областях, где $B \approx 0$, а B – напряженность магнитного поля в областях, где параметры N_e , T_e , $T_i \rightarrow 0$.

Устойчивость границы плазма–магнитное поле должна обеспечиваться таким образом, чтобы магнитное поле увеличивалось по мере удаления от границы плазмы, т.е. магнитные силовые линии должны быть выпуклыми в сторону плазмы. Но в этом случае сечение плазменного объема становится “остроугольным”, со щелями по “углам”, через которые частицы могут уходить из ловушки. Решить проблему щелей предлагалось путем введения непосредственно в плазменный объем изолированных проводников с током, окруженных со всех сторон плазмой. Такие ло-

вушки с погруженными в плазму проводниками А.И. Морозовым были названы Галатеями, по имени нимфы спокойного моря, а проводники с током – миксинами.

Создание магнитных ловушек для удержания плотной горячей плазмы с высокими значениями β , вплоть до $\beta \approx 1$, может иметь существенное значение для проблемы управляемого термоядерного синтеза, для решения ряда технических задач, а также представляет значительный интерес с точки зрения фундаментальных проблем физики плазмы.

Вместе с тем, магнитоплазменные конфигурации с $\beta \approx 1$ естественным образом образуются в пределах квазиодномерных токовых слоев, которые могут формироваться в окрестности нулевых линий магнитного поля X-типа, при возбуждении электрического тока вдоль нулевой линии [3, 4]. Формирование токового слоя сопровождается, как правило, эффективным нагревом и сжатием плазмы с образованием плазменного слоя [4–6]. При этом газокинетическое давление плазмы, сконцентрированной в слое, где величины N_e , T_e , T_i и Z_i максимальны, уравнивается магнитным давлением вне слоя, другими словами, для плазмы в пределах токового слоя характерный параметр $\beta \approx 1$ [4–6]. Замечательной особенностью токовых слоев оказалась их стабильность как относительно магнитогидродинамических, так и резистивных неустойчивостей типа тиринг-моды [7].

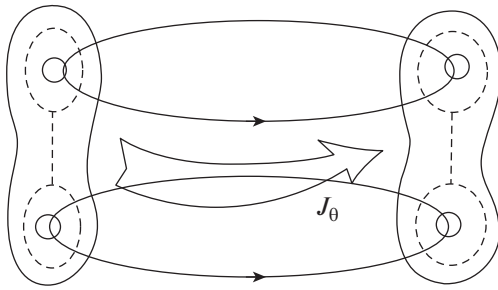


Рис. 1. Принципиальная схема ловушки Галатея—Пояс [8].

На основе представлений об идеальной магнитной ловушке, с одной стороны, и результатов исследования динамики токовых слоев, с другой стороны, возникло предложение по созданию такой системы, в которой имеются, как погруженные в плазму проводники с токами, так и токовый слой с $\beta \approx 1$, и такая ловушка получила название Галатея—Пояс [8].

В принципе это должна была быть тороидальная система с двумя параллельными кольцевыми проводниками (миксинами) с одинаковыми по величине и направлению токами, рис. 1. Токи в миксинах создают вакуумное магнитное поле квадрупольного типа с кольцевой нулевой линией между миксинами, при этом в сечении тора образуется сепаратриса, имеющая форму восьмерки. При возбуждении азимутального электрического тока, направленного вдоль нулевой линии, в ее окрестности должен формироваться кольцевой токовый слой, рис. 1. Помимо плазмы, сосредоточенной в пределах слоя, можно было предполагать, что вокруг каждой из миксин возникнут плазменные мантии (схематически токовый слой и мантии показаны на рис. 1 штриховыми линиями).

Эксперименты по изучению плазменных конфигураций в системе Галатея—Пояс были начаты в наиболее простом варианте, с использованием прямой (цилиндрической) установки [9]. Два прямых проводника (миксины) были расположены внутри цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см, параллельно ее оси, при этом оси миксин смещены относительно оси камеры на расстояния $a = \pm 4.5$ см, рис. 2. Одинаковые по величине и направлению токи миксин с амплитудой до 35 кА и длительностью 180 мкс создавали магнитное поле с нулевой линией на оси камеры и радиальным градиентом в окрестности нулевой линии $h \leq 700$ Гс/см. Миксины представляли собой металлические стержни диаметром 2 см, покрытые слоем изоляции. Обратным токопроводом для токов миксин служили два проводника, расположенные снаружи вакуумной камеры на расстоя-

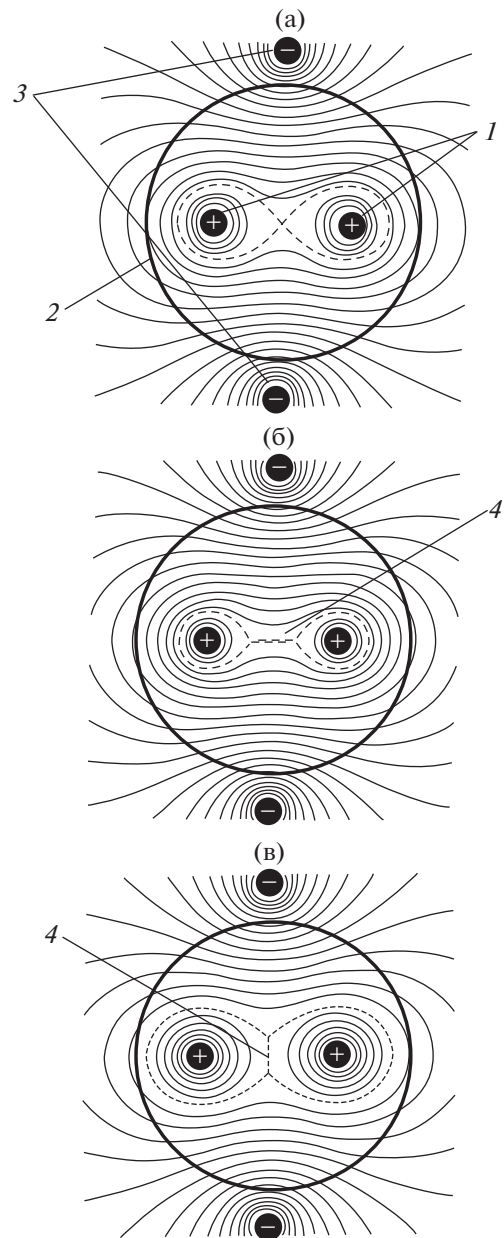


Рис. 2. Конфигурации магнитного поля в установке Галатея—Пояс. а) — вакуумное магнитное поле, создаваемое электрическими токами в двух миксинах (1), помещенных внутри вакуумной камеры (2), и в двух внешних проводниках обратного токопровода (3); б, в) - магнитные поля при формировании в плазме плоских токовых слоев (4); б) — токи в миксинах и в плазме имеют одинаковые направления (α -режим); в) токи в миксинах и в плазме направлены противоположно (β -режим). Штриховыми линиями обозначены положения сепаратрисных поверхностей в каждой из магнитных конфигураций [10].

ниях $y = \pm 11.25$ см от оси камеры, как показано на рис. 2а. Такое расположение обратных проводников, во-первых, заметно уменьшало силы притяжения между миксинами и, во-вторых, несколь-

ко увеличивало градиент магнитного поля в окрестности нулевой линии (на $\approx 16\%$).

Вакуумная камера после предварительной откачки заполнялась одним из благородных газов, аргоном или гелием. Предварительная ионизация газа осуществлялась либо с помощью мощной ультрафиолетовой лампы [9, 10], либо с помощью вспомогательного тэта-разряда [11]. Электрический ток вдоль нулевой линии возбуждался при включении импульсного напряжения между двумя сетчатыми электродами, расположенными на противоположных торцах вакуумной камеры, на расстоянии $\cong 100$ см друг от друга. Максимальная амплитуда тока плазмы составляла $J_z \approx 17$ кА, длительность тока в большей части экспериментов была 3–5 мкс. Ток плазмы возбуждался в момент времени, когда токи миксин были максимальными, т.е. магнитное поле миксин было квазистационарным. В эксперименте ток плазмы имел либо такое же направление, что и токи миксин (α -режим), либо противоположное направление (β -режим). Естественно было ожидать, что ориентация токового слоя должна изменяться в зависимости от режима: в α -режиме слой должен располагаться в плоскости, соединяющей миксины между собой, рис. 2б, тогда как в β -режиме — в перпендикулярной плоскости, рис. 2в.

Прямолинейный вариант установки Галатея–Пояс имел ряд преимуществ с точки зрения диагностики плазмы. Так, с помощью электронно-оптического преобразователя (время экспозиции 80 нс, коэффициент усиления ≈ 400) в комбинации с узкополосными интерференционными фильтрами ($\delta\lambda \approx 1.0\text{--}1.2$ нм) [12] были получены наглядные и весьма информативные двумерные изображения плазмы, излучавшей в различных спектральных линиях, рис. 3 [9, 10]. Изображения плазмы, которые являются интегральными вдоль оси системы, регистрировались в последовательные моменты времени.

Типичные изображения плазмы в линии Ag II 480.6 нм, полученные при одинаковых направлениях токов в плазме и в миксинах (α -режим), показаны на рис. 3а,в. В ранние моменты времени (рис. 3а, $t \approx 0.3$ мкс) изображение плазмы содержит, во-первых, область интенсивного свечения, имеющую форму слоя, который расположен в плоскости, соединяющей миксины между собой, и, во-вторых, две области меньшей интенсивности, которые окружают каждую из миксин (мантии). Таким образом, на начальном этапе плазменная конфигурация в системе Галатея–Пояс соответствует схематическому изображению на рис. 2б и близка к ожидавшейся конфигурации [8].

По мере увеличения тока ширина яркого плазменного слоя, расположенного между миксина-

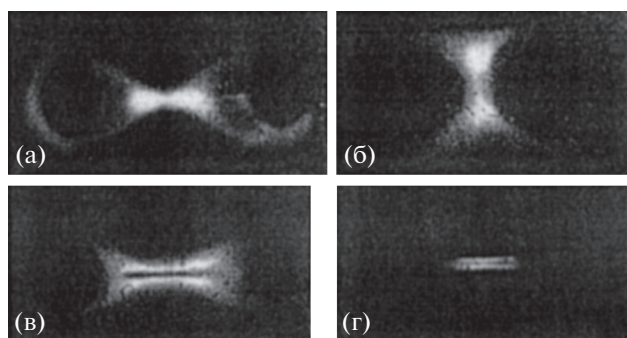


Рис. 3. Интегральные вдоль оси установки Галатея–Пояс изображения плазмы в спектральных линиях Ag II 480.6 нм (а,б,в) и C III 569.6 нм (г): (а,в,г) — α -режим, (б) — β -режим [9].

ми, увеличивалась, тогда как толщина мантий и яркость их свечения уменьшались, при этом мантии приближались к поверхностям миксин (рис. 3в, $t \approx 2.1$ мкс) и затем полностью исчезали. При больших магнитных полях происходило более быстрое сжатие плазмы в слой и значительно более быстрое исчезновение мантий [9, 10].

В β -режиме, когда токи плазмы и миксин имели противоположные направления, происходило формирование токового слоя, который был ориентирован перпендикулярно плоскости, соединяющей миксины, а также двух мантий значительно большего диаметра, чем в α -режиме, рис. 3б, см. также рис. 2в.

С помощью измерений внешними магнитными зондами было установлено, что практически весь электрический ток плазмы был сосредоточен в области между миксинами, в пределах токового слоя, тогда как в мантиях, окружавших миксины, ток был пренебрежимо мал [10]. Отметим, что подобный результат был получен также при численном моделировании в работе [13]. Данные о распределении тока позволили рассчитать структуру магнитных силовых линий в обоих режимах формирования магнитоплазменной конфигурации Галатея–Пояс, рис. 2б, в.

Особый интерес представляет появление темной щели в середине плоского слоя, излучающего в спектральной линии Ag II 480.6 нм (рис. 3в), что свидетельствует о выгорании в этой области однократно заряженных ионов аргона по мере роста температуры электронов (энергия ионизации Ag^+ составляет $E_i = 27.6$ эВ). Именно в этой области возникает достаточно яркое излучение в линии C III 569.6 нм (энергия возбуждения $E_x = 34.3$ эВ), также имеющее форму слоя, но значительно более тонкого (рис. 3г) [9]. В середине этого слоя видна еще более тонкая темная щель, где, в свою очередь, регистрируется сравнительно слабое свечение в линии CIV 580.1 нм, для которой

$E_x = 39.7$ эВ. Анализ полученных изображений позволил сделать вывод, что при формировании токового слоя в системе Галатея–Пояс температура электронов была максимальна в его средней плоскости и уменьшалась при смещении по нормали к этой плоскости. При этом температура электронов была практически однородна вдоль ширины слоя, что вообще характерно для токовых слоев [6, 7].

Величины электронной и ионной температур, которые измерялись методами спектроскопии, варьировались в пределах $T_e = 5\text{--}30$ эВ, $T_i \geq 20\text{--}30$ эВ, в зависимости от условий формирования конфигурации Галатея–Пояс [10].

Необходимо особенно подчеркнуть, что изображения плазмы в спектральных линиях ArII и CIII, содержавшие узкие и четко выраженные темные щели толщиной менее ≈ 2 мм, рис. 3в, г, свидетельствовали, как о высокой степени однородности плазменной конфигурации на длине 100 см, так и, что особенно существенно, об устойчивости конфигурации Галатея–Пояс с токовым слоем [9, 10].

Вместе с тем, как выяснилось в результате проведенных экспериментов, время жизни мантий, окружавших миксины, оказалось существенно меньше характерного времени жизни всей плазменной конфигурации. В α -режиме в ряде случаев наблюдалось интенсивное взаимодействие плазмы с поверхностью миксин [10]. Такое взаимодействие и последующее исчезновение мантий могло быть обусловлено, по крайней мере, двумя причинами. Во-первых, деформацией сепаратрисной поверхности во внешней области, за миксинами, из-за влияния тока, протекавшего в слое. Во-вторых, появлением направленных плазменных потоков, которые ускорялись в пределах токового слоя и выбрасывались из него в обе стороны по направлению к миксинам, см. также [14–16]. В связи с этим на последующем этапе исследований был предпринят поиск условий формирования конфигураций Галатея–Пояс, в которых можно было бы ослабить влияние этих негативных эффектов [11].

Одно из предложений состояло в относительном уменьшении электрического тока в плазме по сравнению с токами миксин, что позволило бы избежать соприкосновения сепаратрисной поверхности с поверхностями миксин во внешней области. При уменьшении тока плазмы должна была уменьшаться ширина токового слоя, так что увеличивались расстояния между боковыми концами слоя и внутренними поверхностями миксин. Особенно важно, что при уменьшении тока плазмы резко уменьшались скорости плазменных потоков [16]. Наряду с уменьшением амплитуды тока, целесообразным представлялось возбуждение в плазме тока переменного направления, что

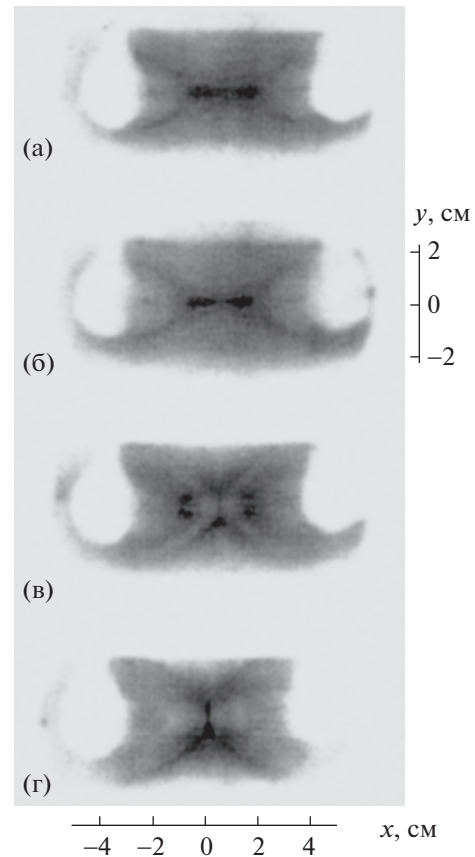


Рис. 4. Изображения плазмы в установке Галатея–Пояс в последовательные моменты времени в режиме с изменением направления тока плазмы [11]: (а) – $t = 0.3$ мкс, (б) – $t = 0.5$ мкс, (в) – $t = 1.0$ мкс; (г) – $t = 1.5$ мкс. Градиент вакуумного магнитного поля в окрестности нулевой линии $h = 400$ Гс/см, гелий, давление $p = 60$ мТорр.

позволило бы сочетать положительные свойства α - и β -режимов при формировании конфигурации Галатея–Пояс.

Эксперименты по изучению конфигурации Галатея–Пояс в колебательном режиме плазменного тока с уменьшенной амплитудой были проведены при начальном градиенте вакуумного магнитного поля $h = 400$ Гс/см, когда вакуумная камера заполнялась гелием при давлении 60 мТорр. Ток плазмы не превышал ≈ 4 кА и имел характер сильно затухающего колебательного разряда с полупериодом $T/2 \approx 0.8$ мкс [11].

На рис. 4 приведены изображения излучающей плазмы в последовательные моменты времени. В течение 0.2–0.5 мкс после возбуждения тока плазмы наблюдалось образование конфигурации, характерной для α -режима, и состоявшей из двух плазменных мантий, окружавших миксину, и плоского слоя шириной $\approx 2.4\text{--}2.7$ см, который соединял мантии между собой, рис. 4а, б. Существенно, что слой занимал меньшую часть обла-

сти между миксинами по сравнению с предыдущими экспериментами [9, 10], и взаимодействие плазмы с миксинами во внутренней области отсутствовало. Во внешней области сепаратрисная поверхность также не касалась миксин, что показали специально проведенные расчеты.

При изменении направления электрического тока в плазме на противоположное возникала плазменная конфигурация, которая соответствовала β -режиму. На рис. 4в, г представлены два изображения плазмы, относящиеся ко второму полупериоду тока: $t = 1.0$ и 1.5 мкс, когда мантии имели больший диаметр и не соприкасались со стенками вакуумной камеры, а соединявший мантии слой находился в перпендикулярной плоскости относительно его ориентации в α -режиме. Такая структура отчетливо видна на рис. 4г, тогда как рис. 4в соответствует переходному процессу между α - и β -режимами.

В результате в цилиндрической установке Галатей–Пояс были впервые получены магнито-плазменные конфигурации, которые не взаимодействовали с находившимися внутри плазменного объема токнесущими проводниками – миксинами. При этом был реализован переход от α -конфигурации с одинаковыми направлениями токов в миксинах и в плазме, к β -конфигурации с противоположными направлениями токов.

В заключение подчеркнем, что проведенные эксперименты подтвердили основные предположения А.И. Морозова о возможности формирования магнитоплазменных конфигураций Галатей–Пояс с параметром $\beta \approx 1$. При возбуждении электрического тока вдоль нулевой линии магнитного поля, создаваемого проводниками с током, введенными в плазменный объем, получены плазменные структуры, которые включают как токовый слой, так и плазменные мантии, окружающие миксины. Показано, что при изменении направления электрического тока в плазме может происходить перестройка структуры магнито-плазменной конфигурации. Установлено, что для формирования плазменной конфигурации Галатей–Пояс, не взаимодействующей с миксинами, необходимо обеспечить оптимальное соотношение между электрическими токами в миксинах и в плазме, которое, в свою очередь, связано с геометрическими свойствами системы.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0024-2018-0045.

Авторы глубоко благодарны замечательному физики Алексею Ивановичу Морозову за многолетнее творческое сотрудничество и посвящают эту статью его светлой памяти.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 305.
2. Морозов А.И. Савельев В.В. // УФН. 1999. Т. 168. С. 1153.
3. Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
4. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Комиссарова И.И., Марков В.С., Островская Г.В., Островский Ю.И., Филиппов В.Н., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Шедова Е.Н. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1269.
5. Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Dreiden G.V., Ostrovskaya G.V. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 052316.
6. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1080.
7. Франк А.Г. // УФН. 2010. Т. 180. С. 982.
8. Морозов А.И., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 982.
9. Богданов С.Ю., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 24. С. 5.
10. Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 467.
11. Богданов С.Ю., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 2000. № 3. С. 42.
12. Богданов С.Ю., Бондарь Ю.Ф., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Мхеидзе Г.П., Савин А.А., Франк А.Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 9. С. 30.
13. Брушлинский К.В., Горшенин К.П., Морозов А.И. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 67.
14. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 387.
15. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 111209.
16. Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 483.