

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ УДЕРЖАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ T-15 В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2019 г. О. И. Подтурова^{a,b,*}^a *Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*^b *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия***e-mail: olga_podturova@list.ru*

Поступила в редакцию 28.06.2018 г.

После доработки 07.01.2019 г.

Принята к публикации 07.02.2019 г.

Проведено численное исследование движения заряженных частиц в области магнитных островов и присепаратрисной эргодичности магнитных силовых линий в токамаке T-15. Расчеты траекторий проведены путем интегрирования точных трехмерных уравнений движения заряженных частиц при различных значениях питч-углов как для запертых, так и для пролетных частиц. Показано что наличие резонансных магнитных возмущений оказывает качественное влияние на траектории пролетных частиц. В области магнитных островов орбита пролетной частицы приобретает островную структуру, а в области присепаратрисной эргодичности магнитных силовых линий — стохастизируется. На движение запертой частицы наличие магнитных возмущений существенного влияния не оказывает. Даже в отсутствие магнитных поверхностей траектории запертых частиц регулярны и их сечение имеет стандартную форму банановой орбиты. Исследована возможность перехода заряженных частиц между областями с разной топологией магнитного поля.

DOI: 10.1134/S0367292119070102

1. ВВЕДЕНИЕ

В идеальных тороидальных магнитных ловушках силовые линии равновесного магнитного поля формируют систему вложенных магнитных поверхностей. Однако в реальных магнитных конфигурациях современных тороидальных установок (токамак, стелларатор) из-за несовершенства магнитной системы и наличия внешних возмущений неминуемо присутствуют резонансные магнитные гармоники, то есть возмущения магнитного поля, винтовая пространственная структура которых повторяет ход магнитных силовых линий или кратна ему. Наличие таких возмущений в системе приводит к расщеплению рациональных магнитных поверхностей с образованием островной и/или эргодической структуры магнитных силовых линий [1, 2]. В тороидальных системах расщепление магнитных поверхностей приводит, прежде всего, к образованию магнитных островов, ширина которых в значительной степени определяется величиной магнитного шира, характеризующего степень перекрещенности магнитных силовых линий на близких поверхностях, и давлением плазмы. Ширина острова растет с ростом давления, что лимитирует давление удерживаемой в системе плазмы [3].

В настоящее время на многих токамаках достигнут режим улучшенного удержания плазмы, или H-режим, обнаруженный впервые в экспериментах на токамаке ASDEX [4]. В таком режиме вблизи границы плазмы образуется узкая в радиальном направлении область, так называемый “транспортный барьер”, для которого характерны большие градиенты параметров плазмы, а следовательно, пониженные эффективные транспортные коэффициенты. В более поздних экспериментах на токамаках было обнаружено, что транспортные барьеры могут формироваться и в центральной части плазменного шнура (внутренние транспортные барьеры) и также улучшать удержание плазмы. Обычно внутренние транспортные барьеры возникают в окрестности рациональных магнитных поверхностей. Но в этой же области образуются и магнитные острова, поэтому вопрос о локализации траекторий частиц плазмы в окрестности и внутри магнитных островов представляется весьма важным и интересным.

Однако сама островная структура также может быть неустойчива к магнитным возмущениям, причем наиболее неустойчивой областью являются окрестности X-точек. Внешнее возмущение может изменить вложенную структуру магнитных островов так, что в окрестности сепаратрисы силовая линия магнитного поля будет эргодиче-

ски заполнять объем некоторой ограниченной области. Пространственная структура и амплитуды возмущений, а также характеристики исходной магнитной конфигурации определяют размер этой области. Вместе с тем из условия постоянства давления вдоль магнитной силовой линии $\mathbf{V} \cdot \nabla p = 0$ видно, что в условиях стационарной неподвижной плазмы давление постоянно во всем объеме эргодической области. Современные экспериментальные данные (см., например, [5] — стелларатор LHD) указывают на возможность эргодизации магнитных силовых линий, сопровождающейся сильным изменением параметров удержания, и в центре плазменного шнура при инжекции пучков нейтральных атомов в плазму. Эта возможность особенно интересна, поскольку может сопровождаться снижением уровня турбулентной активности в области эргодизации, в которой следует ожидать “выполаживание” радиального профиля давления плазмы. Резонансные магнитные возмущения, помимо прочего, могут быть созданы или, напротив, подавлены посредством магнитных полей внешних обмоток. Система таких обмоток, планируемая для установки T-15, модернизируемой в настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт”, будет состоять из 48 обмоток, расположенных внутри вакуумной камеры токамака, поровну распределенных относительно его медианной плоскости. Шестнадцать обмоток будут располагаться в экваториальной плоскости и по 16 обмоток — в верхнем и нижнем конусах.

Как известно, характер траекторий движения заряженных частиц в магнитной конфигурации имеет принципиальное значение для ее удерживающих свойств. Значительное число работ посвящено анализу траекторий заряженных частиц в токамаках. Упомянем лишь некоторые из них, в той или иной степени существенные для последующего рассмотрения. Впервые в работе Б.Б. Кадомцева и О.П. Погуце [6] было показано, что в токамаке существенно разделение частиц на “запертые” и “пролетные”. В частности, неоклассическая теория процессов переноса [7] основывается на специфике траекторий запертых частиц. Согласно этой теории значения коэффициента диффузии в тороидальной плазме по порядку величины должно быть в $(B/B_p)^2$ раз (B_p — полоидальное магнитное поле, B — полное магнитное поле, $B_p \ll B$) больше, чем значение этого коэффициента, рассчитанное по классической (локально диффузионной) теории. Для выводов неоклассической теории наиболее существенными являются предположения о малости отклонения частиц от стартовых магнитных поверхностей и дрейфовое приближение [8]. Первое заведомо неприменимо вблизи оси плазменного шнура, а что касается второго, то для высокоэнергичных заря-

женных частиц, характерные размеры дрейфовых орбит которых сопоставимы с их ларморовскими радиусами, существенны эффекты конечного ларморовского радиуса. В работе [9] был предложен аналитический подход для единообразного описания траекторий пролетных и запертых частиц и расчета их характеристик в осесимметричном токамаке с радиальным электрическим полем, свободный от упрощающих предположений дрейфовой теории и применимый во всем объеме плазменного шнура.

Влияние магнитных возмущений на характер движения заряженных частиц исследовано в магнитных конфигурациях различных установок: ASDEX Upgrade [10–13], DIII-D [14], TFTR [15, 16] и др. Результаты численных расчетов показывают, что топология магнитного поля и топология движения пролетных частиц могут заметно отличаться. В работах [15, 16] продемонстрировано, что наличие статического винтового магнитного возмущения с $m = 2$ и $n = 1$ приводит к формированию дрейфовых островов вблизи резонансной магнитной поверхности с $q = 2$, а также дополнительных вторичных дрейфовых островов вблизи магнитной поверхности с $q = 3$. Показано, что при увеличении амплитуды магнитного возмущения происходит образование областей стохастичности траектории в результате перекрытия этих дрейфовых островов. Аналогичные результаты получены в [11, 12]. В [11] также показано, что возмущение магнитного поля является причиной “стохастической” диффузии положения точки поворота запертых частиц. В [17] рассчитаны траектории заряженных частиц в конфигурации с отрицательным магнитным широм с осесимметричными магнитными островами. Исследование возможности разрушения дрейфовых орбит высокоэнергичных заряженных частиц в токамаке под действием одного резонансного магнитного возмущения проведено в работе [18] для простой модели токамака с круглыми концентрическими магнитными поверхностями. Показано, что при достаточно большой амплитуде локализованных возмущений дрейфовые поверхности пролетных частиц могут быть разрушены; запертые частицы взаимодействуют с винтовыми возмущениями слабее пролетных. В [19] в рамках дрейфового приближения рассчитана диффузия дрейфовых центров заряженных частиц в плазме токамака при наличии стохастических флуктуаций (пространственных и временных) магнитного и электрического полей. Влияние эффектов конечного ларморовского радиуса на движение ионов в стохастическом магнитном поле цилиндрической геометрии исследовано в [20]. Хаотизация траекторий заряженных частиц в тороидальном магнитном поле токамака и ее связь с нарушением законов сохранения обсуждается в работе [21]. В [22] изучено движение заряженных

частиц в токамаке с областью эргодического магнитного поля в центре плазмы, окруженной вложенными магнитными поверхностями. Продемонстрировано, что в эргодическом магнитном поле происходит стохастизация орбит пролетных частиц, в то время как движение запертых частиц остается регулярным. Влияние гофрировки тороидального магнитного поля исследовалось в работах [23, 24]. Взаимодействие заряженных частиц с вращающимися магнитными островами рассмотрено в [25, 26].

Несмотря на богатую историю исследований, частично отраженную в представленном выше обзоре литературы, проблема движения заряженных частиц в трехмерном магнитном поле в присутствии резонансных магнитных возмущений остается важной и актуальной. Настоящая работа посвящена изучению особенностей движения заряженных частиц плазмы в токамаке на границе областей регулярных и объемно-стохастических силовых линий магнитного поля. Также проведена проверка “барьерных” возможностей магнитного острова, т.е. наличия факторов, препятствующих переходу частиц из области со вложенными магнитными поверхностями в область магнитных островов и обратно при отсутствии столкновений. Заметим, что возможность “запирания” траекторий магнитным островом или областью стохастичности неоднократно обсуждалась ранее на качественном уровне, в том числе применительно к явлению транспортных барьеров, но никак не исследовалась количественно. В данной работе с помощью оригинального компьютерного кода “MagIsland_Tr” [27] построены сечения Пуанкаре силовых линий магнитного поля с учетом эффектов осевой асимметрии магнитной конфигурации, а также сечения Пуанкаре трехмерных траекторий движения заряженных частиц. В качестве исходной выбрана рассчитанная численно с помощью кода ДИНА [28] магнитная конфигурация, отвечающая одному из стандартных режимов равновесия плазмы в токамаке T-15 [29]. Исходная конфигурация перестраивается под действием слабых магнитных возмущений, резонансных с рациональной магнитной поверхностью в основном объеме плазменного шнура, с образованием магнитных островов, отделенных сепаратрисой от областей вложенных магнитных поверхностей, а в дальнейшем – с образованием присепаратрисных областей стохастичности (наблюдаемая при этом стохастизация траекторий является следствием эргодизации самой структуры магнитного поля, а не вторичных эффектов перекрытия дрейфовых островов, исследованных в работах [15, 16]). Расчеты траекторий выполнены для различных стартовых значений питч-углов как для запертых, так и для пролетных частиц путем прямого интегрирования точных уравнений движения и без использования аппарата

дрейфовой теории. Рассмотрены два типа ионов: с энергией 3 кэВ и 18 кэВ. Во втором случае ширина дрейфовой орбиты частицы сопоставима с размером острова. Кроме того, для энергии 18 кэВ вблизи сепаратрисы, отделяющей стохастические области или магнитные острова от областей вложенных магнитных поверхностей, могут быть важны эффекты конечного ларморовского радиуса, автоматически учитываемые в работе за счет интегрирования точных уравнений движения. Следует отметить, что в работах [10–16] расчеты проведены в дрейфовом приближении, в том числе и для высокоэнергичных частиц.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описаны исследуемые магнитные конфигурации: с магнитными островами и с областью присепаратрисной эргодичности магнитных силовых линий. Результаты исследования движения заряженных частиц в этих конфигурациях изложены соответственно в разд. 3 и 4. Основные выводы работы сформулированы в Заключение.

2. ИССЛЕДУЕМАЯ МАГНИТНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

Магнитное поле представим в виде суперпозиции базового осесимметричного магнитного поля \mathbf{V}_{eq} и малого возмущения $\tilde{\mathbf{V}}$, содержащего винтовые гармоники, резонансные с рациональными магнитными поверхностями в базовой конфигурации: $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{eq} + \tilde{\mathbf{V}}$. На рис. 1 показано полоидальное сечение магнитных поверхностей \mathbf{V}_{eq} . Стрелки указывают на сечение рациональной магнитной поверхности с коэффициентом запаса устойчивости $q = 3/2$, вблизи которой будут сформированы первичные магнитные острова. В качестве базовой использована равновесная конфигурация токамака T-15, радиальный профиль давления плазмы p в которой приведен на рис. 2а (на рисунке в качестве радиальной координаты использована полоидальная потоковая функция Ψ , нормированная на Ψ_b – значение Ψ , соответствующее границе плазмы). Для этой конфигурации на рис. 2б показан радиальный профиль коэффициента запаса устойчивости q как функции нормированного полоидального потока. Рассматриваемая система характеризуется достаточно большим магнитным широм s с q , меняющимся от 1 в центре до 6 на границе плазмы. Основные параметры установки: большой радиус плазменного шнура $R = 1.48$ м, аспектное отношение $R/a = 2.2$ (a – малый радиус токамака), тороидальное магнитное поле на магнитной оси 2.0 Тл.

Для задания возмущающего поля $\tilde{\mathbf{V}}$ воспользуемся аналитическим формализмом гамильтонова описания магнитного поля, использованного в [30] для построения модельных тороидальных

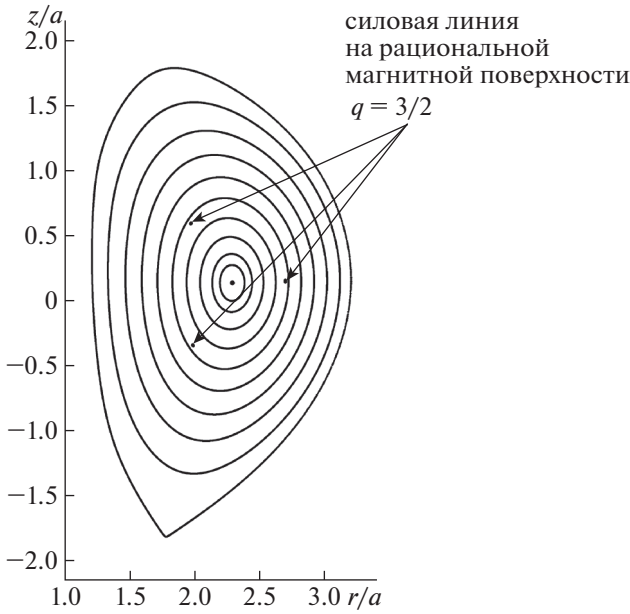


Рис. 1. Полоидальное сечение системы вложенных магнитных поверхностей равновесного магнитного поля.

магнитных конфигураций с островами и областями эргодизации силовых линий. В соответствии с этим описанием произвольное магнитное поле можно представить в виде

$$2\pi\mathbf{V} = [\nabla\Phi \times \nabla\theta] + [\nabla\Psi \times \nabla\varphi], \quad (1)$$

где φ – тороидальный угол, θ – полоидальный угол, Φ – функция тороидального магнитного потока, Ψ – функция полоидального магнитного потока. Чтобы задать конкретную магнитную конфигурацию плазмы, используя представление (1), необходимо определить Φ и Ψ как функции

координат. Будем рассматривать возмущение магнитного поля в виде $\tilde{\mathbf{B}} = [\nabla\tilde{\Psi} \times \nabla\varphi]$ с полоидальной потоковой функцией (гамильтонианом $\tilde{\Psi}$)

$$\tilde{\Psi} = F(r, z) \sum_{m, n} A_{m/n} \cos(n\varphi - m\theta). \quad (2)$$

Здесь $\theta = \arctg \frac{z - z_{AX}}{r - r_{AX}}$, r_{AX} и z_{AX} – координаты магнитной оси базовой магнитной конфигурации \mathbf{V}_{eq} , $A_{m/n}$ – амплитуды резонансных возмущений, m и n – полоидальный и тороидальный номера гармоник винтовых возмущений соответственно; используется цилиндрическая система координат $\{r, \varphi, z\}$, связанная с геометрическим центром тора. Функция $F(r, z)$ задает пространственное распределение возмущений.

Под действием рассматриваемого возмущения рациональная магнитная поверхность с $q = m/n$ расщепляется; при этом образуется система магнитных островов. Винтовые возмущения разной пространственной структуры резонируют с рациональными магнитными поверхностями разных радиусов, что приводит к образованию множественной островной структуры. Размер островов зависит от амплитуд возмущений $A_{m/n}$, с увеличением которых может произойти перекрытие островов, образовавшихся в результате расщепления различных рациональных магнитных поверхностей. В этом случае в области перекрытия может наблюдаться эргодизация силовых линий магнитного поля. Следует отметить, что даже в отсутствие непосредственного перекрытия частичная эргодизация может наблюдаться в окрестности X-точек цепочки островов и сепаратрисы дивергентной магнитной конфигурации.

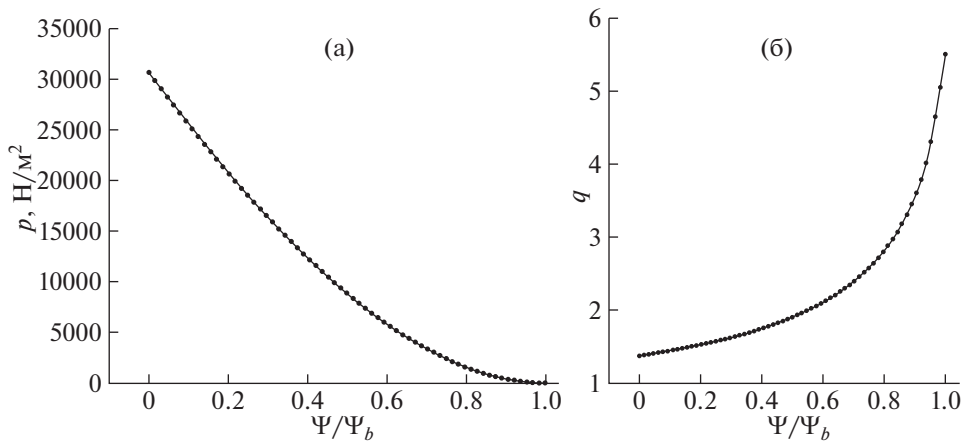


Рис. 2. Радиальный профиль давления плазмы p (а) и коэффициента запаса устойчивости q (б) в базовой магнитной конфигурации.

Для построения островной магнитной конфигурации в качестве резонансного возмущения выберем возмущение с $m = 3$ и $n = 2$, пространственная структура которого совпадает со структурой силовой линии на рациональной магнитной поверхности невозмущенной магнитной конфигурации с $q = 3/2$, расположенной в центральной части плазменного шнура, см. рис. 1. Функцию $F(r, z)$ зададим следующим образом:

$$F(r, z) = \left((r - r_{AX})^2 + (z - z_{AX})^2 \right) \times \\ \times \left(k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^2 z^2 + k_4 r^2 \ln r + k_5 z^2 + k_6 z + \right. \\ \left. + k_7 r^2 z + k_8 r^4 z + k_9 r^2 z^3 + k_{10} r^2 z \ln r + k_{11} z^3 - 1 \right), \quad (3)$$

где k_i – числовые коэффициенты, подобранные так, чтобы второй сомножитель в выражении (3) аппроксимировал граничную магнитную поверхность базовой конфигурации. Первый множитель в выражении для $F(r, z)$ обеспечивает обращение в нуль возмущения на оси системы. Второй множитель в (3) гарантирует равенство нулю возмущения на границе плазмы, препятствуя разрушению сепаратрисы базовой магнитной конфигурации. Отметим, что в экспериментах существует возможность управления положением сепаратрисы магнитной конфигурации: в присутствии резонансных винтовых возмущений происходит “разматывание” силовых линий с образованием эргодических областей, при этом сепаратриса токамака может оставаться невозмущенной.

Сечение Пуанкаре (в плоскости $\varphi = 0$) магнитной конфигурации, получившейся в результате суперпозиции базового осесимметричного поля \mathbf{B}_{eq} и малого возмущающего поля с гамильтонианом

$$\tilde{\Psi} = F(r, z) A_{3/2} \cos(2\varphi - 3\theta) \quad (4)$$

и амплитудой $A_{3/2} = -0.002$, показано на рис. 3. Отношение возмущающего магнитного поля к полоидальной компоненте равновесного магнитного поля в точке, соответствующей $q = 3/2$ в базовой магнитной конфигурации, составляет $\sim 10^{-3}$. Под действием резонансного винтового возмущения магнитного поля рациональная магнитная поверхность с $q = 3/2$ расщепляется с образованием сепаратрисы и магнитных островов, показанных справа на рис. 3 в увеличенном масштабе. На рис. 3 также отчетливо видны вторичные магнитные острова, сформировавшиеся вблизи периферии плазменного шнура. Образование вторичных островов связано с существенной вытянутостью и треугольностью базовой магнитной конфигурации T-15, содержащей большой набор полоидальных гармоник.

Добавим в (4) еще одну винтовую гармонику, резонирующую с рациональной магнитной поверхностью вблизи магнитной оси токамака с $q = 7/5$:

$$\tilde{\Psi} = F(r, z) \times \\ \times \{ A_{3/2} \cos(2\varphi - 3\theta) + A_{7/5} \cos(5\varphi - 7\theta) \}. \quad (5)$$

Сечение Пуанкаре соответствующей магнитной конфигурации при $A_{3/2} = -0.002$, $A_{7/5} = -0.002$ показано на рис. 4. Образование второй цепочки островов вблизи магнитной оси токамака сопровождается частичным перекрытием резонансов, приводящим к появлению областей с эргодической топологией магнитных силовых линий. Как видно, добавление второй гармоники возмущений приводит также к стохастизации граничной магнитной поверхности плазмы. Полученные трехмерные конфигурации используем далее в расчете движения заряженных частиц.

3. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОСТРОВНОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В магнитной конфигурации, представленной на рис. 3, на примере протонов с энергией 2 кэВ исследуем движение заряженных частиц в области магнитных островов, а также возможность прохождения частиц сквозь границу магнитного острова. Исследование будем проводить по следующему алгоритму. Пусть в начальный момент времени в некотором полоидальном сечении $\varphi_0 = 0^\circ$ заряженная частица находится вблизи границы магнитного острова $m/n = 3/2$. По мере движения частицы будем последовательно сравнивать ее текущее положение с положением сепаратрисы магнитного острова в каждом из сечений $\varphi = \text{const}$. Пересечение следа ведущего центра траектории частицы и сепаратрисы означает, что заряженная частица прошла сквозь сепаратрису острова. Расчеты будут проведены отдельно для запертых и пролетных частиц с разными значениями косинуса стартового питч-угла $v = v_\varphi/v_0$, то есть отношения начальной тороидальной скорости к полной скорости частицы. При заданных параметрах частицы с $|v| < 0.6$ являются запертыми, частицы с $|v| \geq 0.6$ – пролетные. В рассматриваемой магнитной конфигурации направление тороидального магнитного поля совпадает с направлением тороидального тока. Как известно, в этом случае в токамаке частицы, стартующие вдоль направления магнитного поля, отклоняются внутрь от стартовой магнитной поверхности, а стартующие против – наружу. Поэтому, изучая возможность прохождения частиц через сепаратрису магнитного острова, будем выпускать частицы с положительной тороидальной скоростью

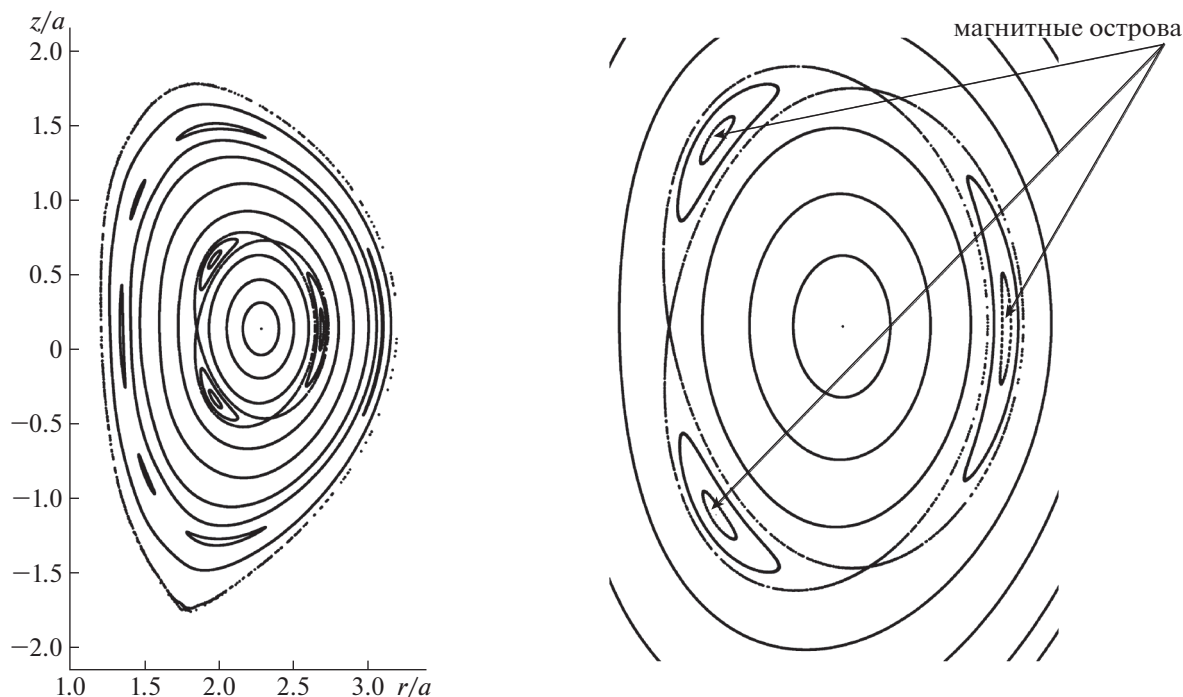


Рис. 3. Сечение Пуанкаре для магнитной конфигурации с одной возмущающей гармоникой $\tilde{A}_{3/2} = -0.002$. Справа – магнитные острова $m/n = 3/2$ в увеличенном масштабе.

снаружи острова, и с отрицательной скоростью – внутри острова.

3.1. Запертые частицы

Пусть запертая частица начинает свое движение снаружи магнитного острова (в области вложенных магнитных поверхностей). Проследим дальнейшее изменение ее положения относительно сепаратрисы острова. На рис. 5 приведены сечения Пуанкаре сепаратрисы магнитного острова и траектории заряженной частицы, стартующей из точки с координатами $\{r = 2.74a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13a\}$ и начальным питч-углом $\nu = 0.4$, в плоскостях $\varphi = 0^\circ, 60^\circ$ и 120° . Здесь и далее на аналогичных рисунках серым цветом показана сепаратриса магнитного острова, черными точками – положение ведущего центра траектории частицы в данном сечении, светло-серым цветом – стартовая магнитная поверхность. Из рисунка видно, что магнитный остров вращается вокруг магнитной оси при обходе вдоль тора, то есть его положение меняется в зависимости от угла φ , тем самым нарушается осевая симметрия магнитной конфигурации.

Сечение Пуанкаре траектории запертой частицы на рис. 5 имеет вид обычной банановой орбиты, как и в токамаке со вложенными магнитными поверхностями, и слабо меняется в зависимости от тороидального угла φ . Существование магнит-

ного острова, таким образом, не оказывает существенного влияния на вид орбиты запертой частицы. Также из рис. 5 видно, что запертая частица может проникать в магнитный остров: на рисунке движению внутри магнитного острова соответствуют черные точки, расположенные между его внутренней и внешней границами. Стартуя вдоль магнитного поля вблизи внешней границы магнитного острова, запертая частица смещается под действием тороидального дрейфа внутрь от стартовой магнитной поверхности и, таким образом, пересекает сепаратрису острова.

Выпустим из того же начального положения запертую частицу с меньшей начальной тороидальной скоростью, $\nu = 0.2$. Сечение Пуанкаре ее траектории в плоскости $\varphi = 0^\circ$ показано на рис. 6. Как и в предыдущем случае, след ведущего центра траектории запертой частицы имеет вид “банана”. Однако ширина банановой орбиты для сильно запертой частицы с $\nu = 0.2$ значительно меньше расстояния от точки старта до сепаратрисы магнитного острова, что не позволяет частице пересечь границу магнитного острова. След ведущего центра траектории частицы локализован за пределами магнитного острова (см. рис. 6).

Далее рассмотрим движение запертой частицы, стартующей изнутри магнитного острова на уровне z_{AX} при $\varphi = 0^\circ$. Для того чтобы выяснить, может ли запертая частица пересечь сепаратрису магнитного острова и оказаться за его пределами,

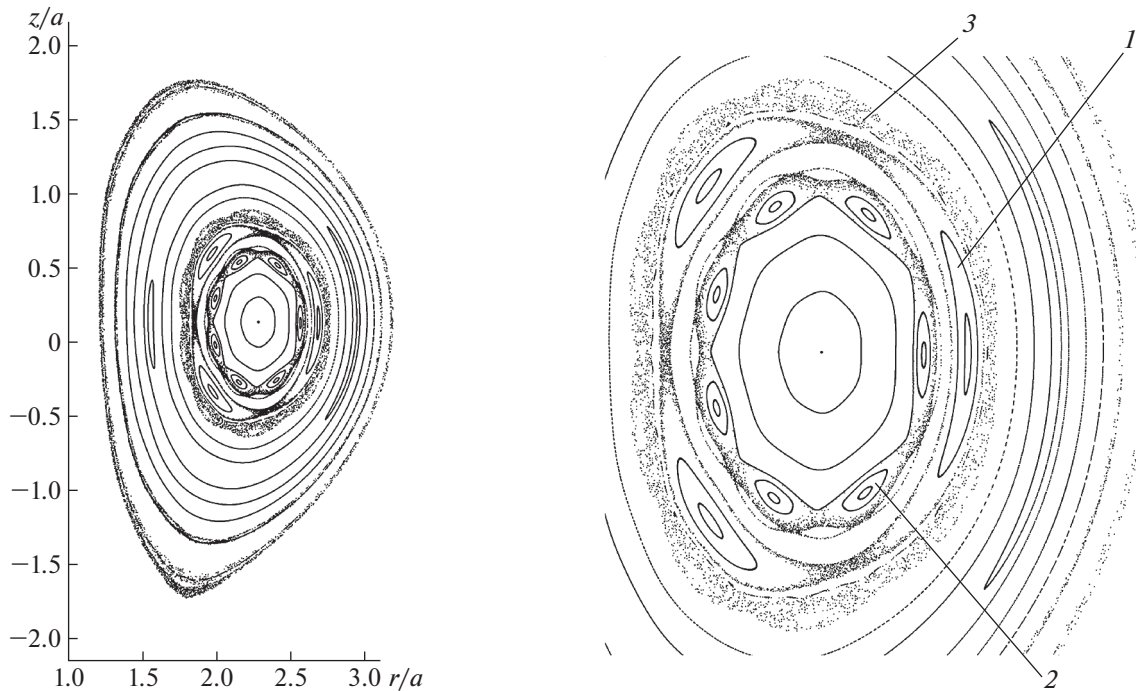


Рис. 4. Сечение Пуанкаре для магнитной конфигурации с двумя возмущающими гармониками $A_{3/2} = -0.002$, $A_{7/5} = -0.002$. Справа: 1 и 2 – цепочки магнитных островов с $m/n = 3/2$ и $m/n = 7/5$, соответственно, и 3 – области объемной эргодизации магнитного поля в увеличенном масштабе.

выпустим частицу против направления магнитного поля. Такая частица будет отклоняться за счет тороидального дрейфа наружу от стартовой магнитной поверхности. На рис. 7 приведено сечение Пуанкаре в плоскости $\varphi = 0^\circ$ для траектории запертой частицы с начальной скоростью $v = -0.4$ и начальным положением $\{r = 2.72a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13a\}$. Видно, что даже при старте из магнитного острова след ведущего центра траектории запертой частицы имеет форму банана, при этом частица свободно пересекает сепаратрису магнитного острова.

Результаты аналогичных расчетов для частицы с $v = -0.2$ показаны на рис. 8. Ввиду малой ширины банановой орбиты запертая частица не пересекает сепаратрису магнитного острова, и ее траектория остается локализованной внутри него.

3.2. Пролетные частицы

Аналогичным образом исследуем движение пролетных частиц. Пусть пролетная частица стартует снаружи магнитного острова, проследим дальнейшее изменение ее положения относительно сепаратрисы. Сечения Пуанкаре сепаратрисы магнитного острова и траектории слабо пролетной частицы, выпущенной из точки $\{r =$

$= 2.74a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13a\}$ при значении косинуса стартового питч-угла $v = 0.6$, в плоскостях $\varphi = 0^\circ, 60^\circ$ и 120° приведены на рис. 9.

Из рис. 9 видно, что пролетная частица, стартовав снаружи магнитного острова, пересекает его границу и в дальнейшем движется внутри него. При этом след ведущего центра траектории пролетной частицы приобретает островную структуру, тем самым заметно отличаясь от орбиты пролетной частицы в осесимметричной конфигурации вложенных магнитных поверхностей. Качественно объяснить различие в воздействии магнитного острова на траектории пролетных и запертых частиц можно особенностями их движения. В магнитном поле токамака запертая частица совершает периодическое движение, отражаясь от областей сильного магнитного поля и тем самым не воспроизводит ход магнитной силовой линии. Пролетная же частица совершает движение главным образом вдоль силовой линии и поэтому воспроизводит структуру поверхностей в острове. Кроме того, как показано на рис. 9, след ведущего центра траектории пролетной частицы, в отличие от запертой, проворачивается вокруг магнитной оси вместе с сепаратрисой магнитного острова.

Из той же стартовой точки выпустим сильно пролетную частицу при косинусе начального питч-угла $v = 0.9$. Соответствующее сечение Пу-

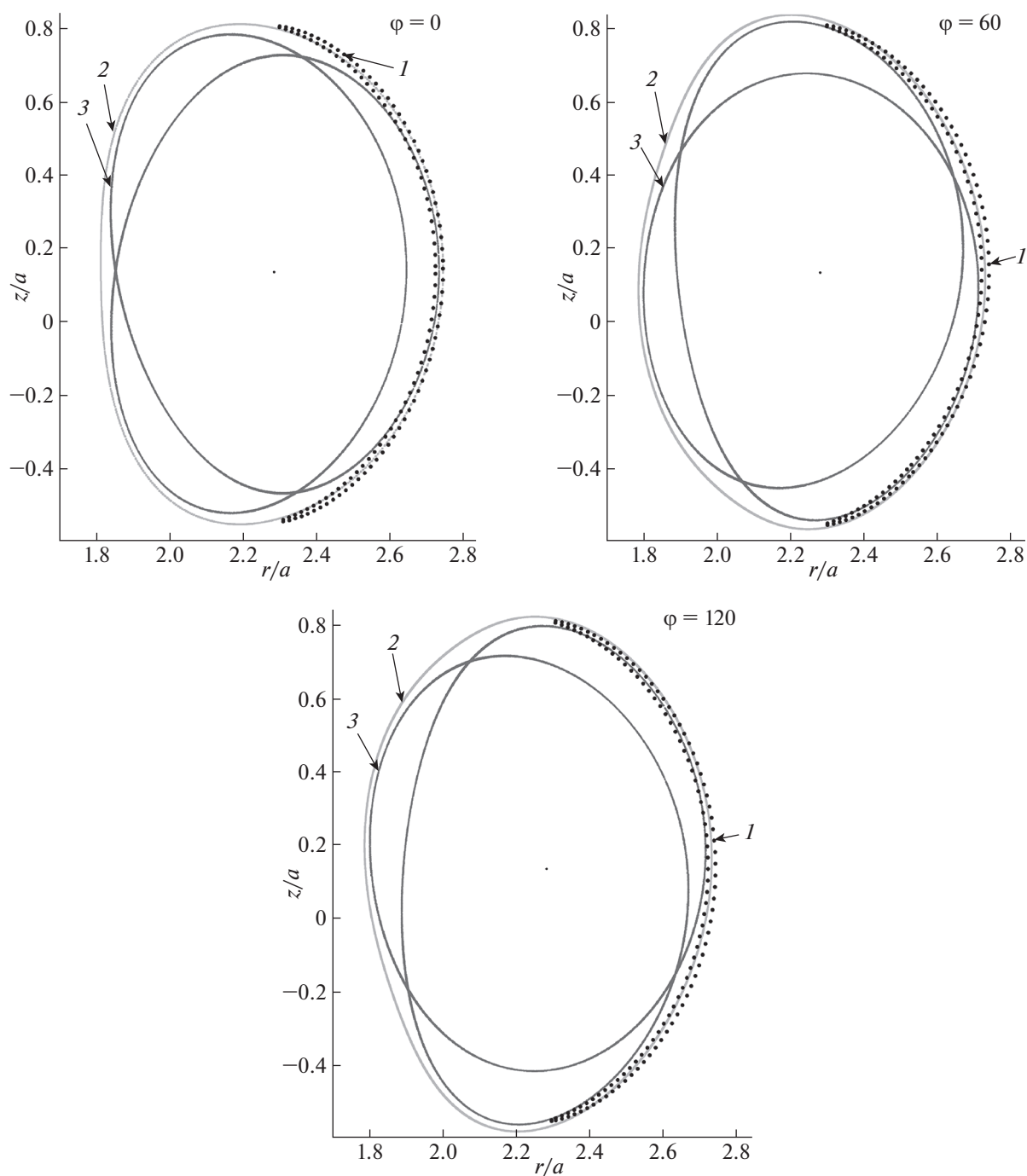


Рис. 5. Сечения Пуанкаре траектории запертой частицы с $v = 0.4$ в плоскостях $\varphi = 0^\circ, 60^\circ$ и 120° , начальное положение частицы $\{r = 2.74 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$. На этом рисунке и рисунках 6–11, 13 помечены: 1 – положение ведущего центра траектории частицы в данном сечении; 2 – стартовая магнитная поверхность; 3 – сепаратриса магнитного острова.

анкаре для $\varphi = 0^\circ$ показано на рис. 10. След ведущего центра траектории пролетной частицы, как и в предыдущем случае, имеет островную структуру, при этом ее радиальное смещение становится равным ширине магнитного острова, тем самым увеличиваясь по сравнению со смещением

сильно пролетной частицы в осесимметричной системе вложенных магнитных поверхностей.

Проведем расчет траекторий, выпустив пролетные частицы с $v = 0.6$ и $v = 0.9$ на большем расстоянии от сепаратрисы магнитного острова: $\{r = 2.75 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$. На рис. 11 показаны

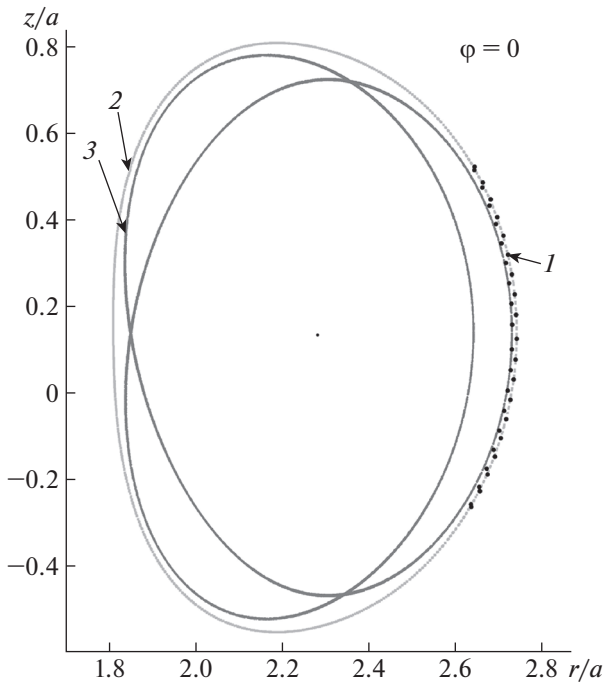


Рис. 6. Сечение Пуанкаре траектории запертой частицы с $v = 0.2$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.74 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

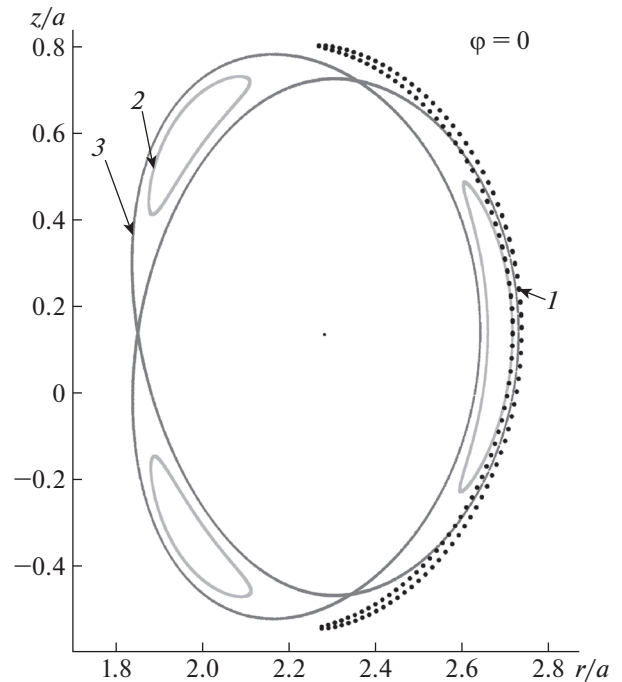


Рис. 7. Сечение Пуанкаре траектории запертой частицы с $v = -0.4$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.72 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

сечения Пуанкаре их траекторий в плоскости $\varphi = 0^\circ$: слева слабо пролетная частица с $v = 0.6$, справа сильно пролетная частица с $v = 0.9$. Видно, что частица с $v = 0.6$ пересекает сепаратрису магнитного острова, и ее траектория приобретает островную структуру. Частица с $v = 0.9$ остается вне острова, и след ведущего центра ее траектории имеет вид овала, характерный для траектории пролетной частицы в осесимметричной системе вложенных магнитных поверхностей. Разницу в рассмотренных траекториях можно объяснить разной величиной отклонения пролетных частиц с разной тороидальной скоростью от стартовых магнитных поверхностей. Частица с меньшей тороидальной скоростью (рис. 11 слева) сильнее отклоняется от начальной магнитной поверхности и поэтому пересекает сепаратрису острова. Частица с большой тороидальной скоростью движется преимущественно вдоль силовой линии (рис. 11 справа) и поэтому не достигает области магнитных островов.

Это подтверждается графиком на рис. 12. На рисунке приведены зависимости от параметра v максимального отклонения траектории частицы от стартовой магнитной поверхности в базовой (невозмущенной) магнитной конфигурации токамака T-15 (сплошная линия) и максимального расстояния от точки старта до сепаратрисы маг-

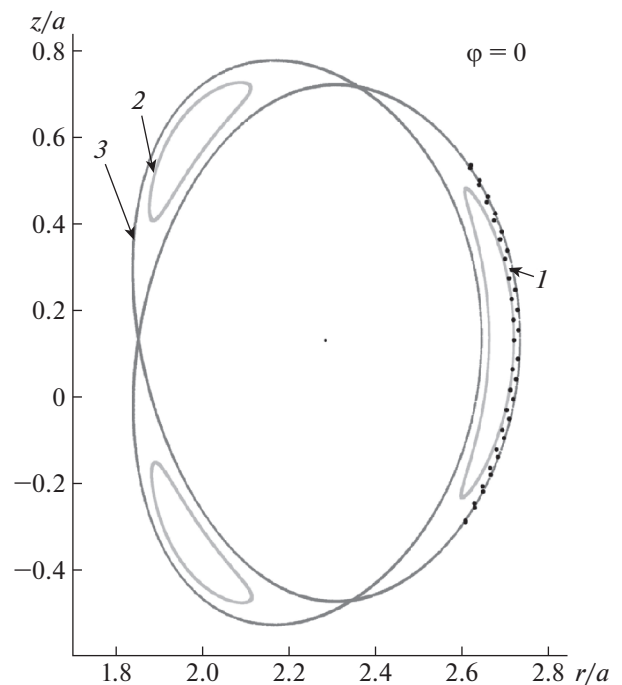


Рис. 8. Сечение Пуанкаре траектории запертой частицы с $v = -0.2$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.72 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

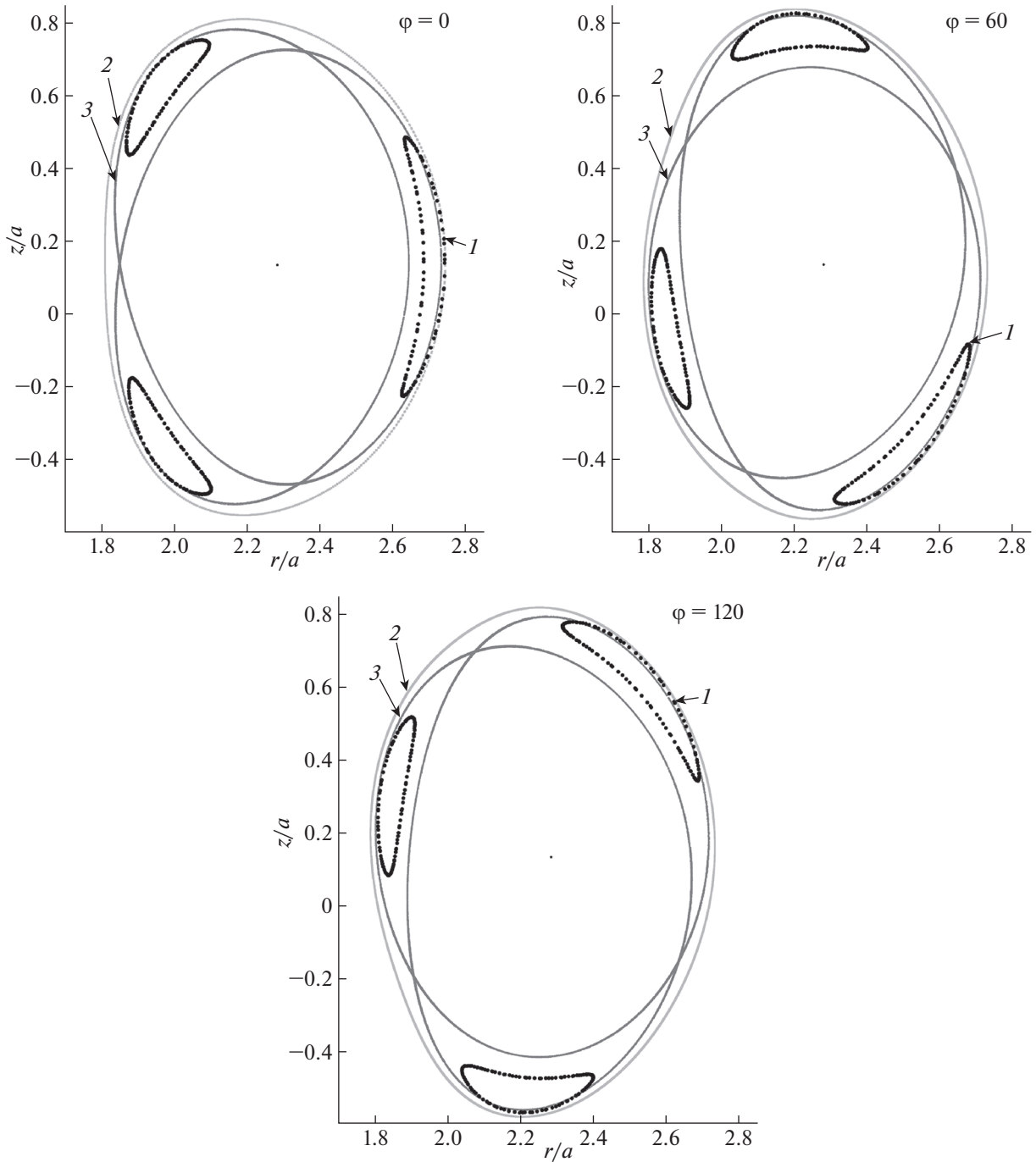


Рис. 9. Сечения Пуанкаре траектории пролетной частицы с $v = 0.6$ в плоскостях $\varphi = 0^\circ, 60^\circ$ и 120° , начальное положение частицы $\{r = 2.74 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

нитного острова, при котором частица пересекает границу магнитного острова (штриховая линия). Длины, отложенные по оси ординат, нормированы на ларморовский радиус протона, вычисленный по его полной энергии и величине поля на магнитной оси токамака. Согласно рисунку пролетная частица пересекает границу острова, если ее стартовая точка находится на расстоянии от се-

паратрисы меньшем, чем величина максимального отклонения траектории частицы от стартовой магнитной поверхности в базовой конфигурации.

Далее рассмотрим движение пролетной частицы, стартующей внутри магнитного острова на уровне z_{AX} при $\varphi = 0^\circ$. Чтобы выяснить, может ли пролетная частица пересечь сепаратрису магнит-

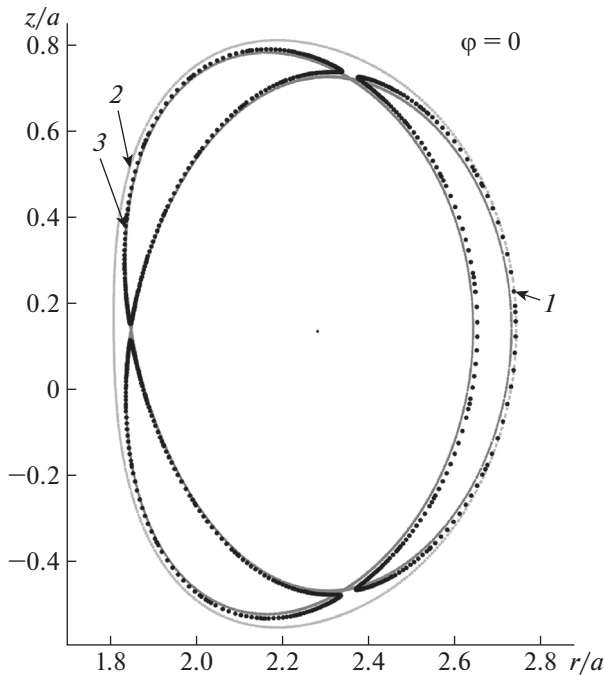


Рис. 10. Сечение Пуанкаре траектории пролетной частицы с $v = 0.9$ в плоскости $\phi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.74 a, \phi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

ного острова, выпустим ее против направления магнитного поля. Такая частица будет отклоняться наружу от стартовой магнитной поверхности.

На рис. 13 представлены сечения Пуанкаре для траекторий пролетных частиц с $v = -0.6$ (слева) и $v = -0.9$ (справа); начальное положение частиц $\{r = 2.72a, \phi = 0^\circ, z = 0.13a\}$. Пролетная частица, стартующая с тороидальной скоростью $v = -0.6$, пересекает сепаратрису магнитного острова и имеет форму овала, а частица с $v = -0.9$ остается внутри острова, поскольку расстояние от точки старта до границы острова превышает отклонение частицы с $v = -0.9$ от стартовой магнитной поверхности.

3.3. Движение заряженных частиц с энергией 18 кэВ в островной магнитной конфигурации

Рассмотрим движение протонов с энергией 18 кэВ в островной магнитной конфигурации (см. рис. 3). Для данной энергии размер дрейфовой орбиты частицы сопоставим с шириной острова. Проведем расчеты траекторий заряженных частиц, аналогичные расчетам в пунктах 3.1 и 3.2, с теми же начальными условиями.

На рис. 14 и 15 представлены сечения Пуанкаре сепаратрисы магнитного острова и траектории запертой частицы, стартующей снаружи и внутри магнитного острова соответственно. Здесь и далее серым цветом показана сепаратриса магнитного острова и стартовая магнитная поверхность, черными точками — положение ведущего центра траектории частицы в данном сечении, светло-серыми точками — положение частицы в данном сечении. Сечение Пуанкаре траектории запертой

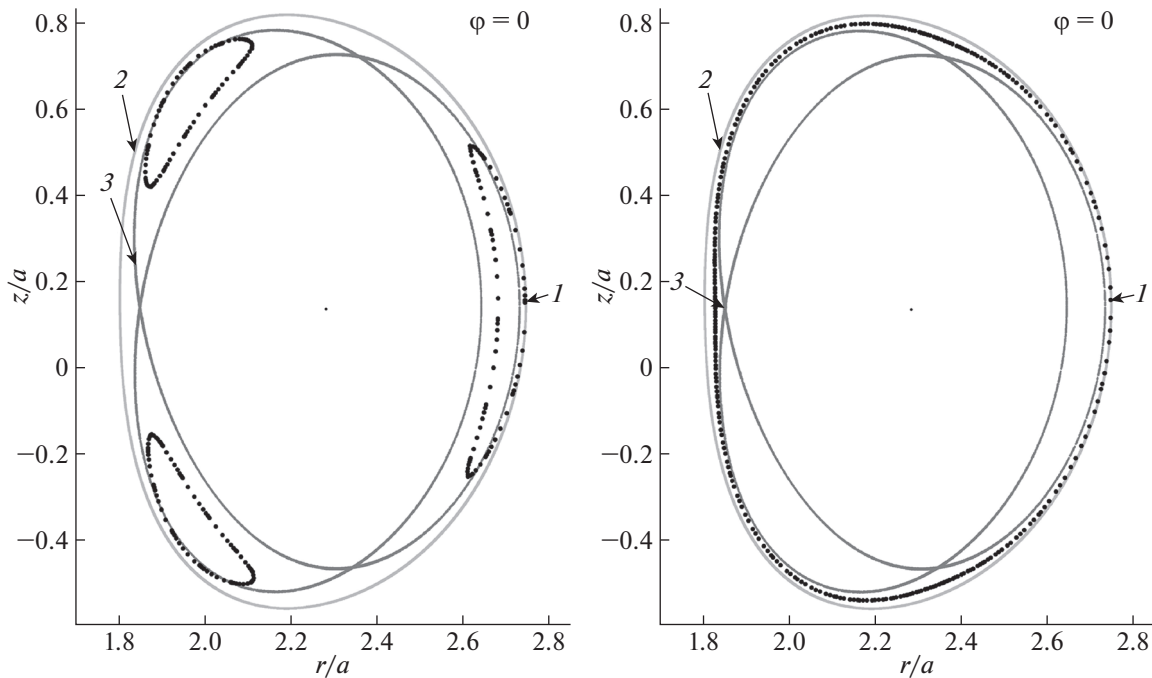


Рис. 11. Сечения Пуанкаре траекторий пролетных частиц в плоскости $\phi = 0^\circ$, начальное положение частиц $\{r = 2.75 a, \phi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$: слева — $v = 0.6$, справа — $v = 0.9$.

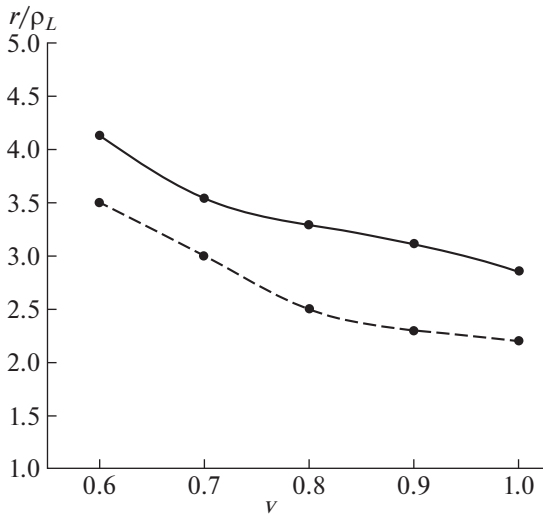


Рис. 12. Соотношение между максимальным отклонением траектории частицы от стартовой магнитной поверхности в базовой магнитной конфигурации (сплошная линия) и максимальным расстоянием от точки старта до сепаратрисы магнитного острова, при котором частица пересекает границу острова (штриховая линия).

частицы с энергией 18 кэВ также имеет вид обычной банановой орбиты, при этом ширина орбиты для частицы, стартующей с $\nu = \pm 0.4$, сопоставима с шириной острова. При этом запертая частица, за счет большей ширины орбиты траектории, пе-

ресекает сепаратрису магнитного острова, стартуя как снаружи, так и изнутри острова.

На рис. 16 и 17 показаны сечения Пуанкаре сепаратрисы магнитного острова и траектории пролетной частицы с энергией 18 кэВ, стартующей снаружи и внутри магнитного острова, соответственно. При старте частицы с $\nu = 0.65$ и 0.9 снаружи магнитного острова след траектории частицы имеет островную структуру (рис. 16), как и для частицы с энергией 3 кэВ. След траектории частицы, стартующей с $\nu = 0.65$ и 0.9 , имеет форму овала (рис. 17). В обоих случаях пролетные частицы пересекают сепаратрису магнитного острова.

4. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ПРИСЕПАРАТРИСНОЙ ЭРГОДИЧНОСТИ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

Исследуем движение заряженных частиц в области присепаратрисной эргодизации магнитного поля в магнитной конфигурации T-15, показанной на рис. 4. Для этого построим сечения Пуанкаре для траектории заряженной частицы, варьируя ее стартовый питч-угол. Выпустим заряженную частицу на уровне z_{AX} в области эргодичности. На рис. 18 представлены траектории двух запертых частиц, стартующих из одной и той же точки с одинаковыми $|\nu|$, но в противоположных направлениях: слева точками показана тра-

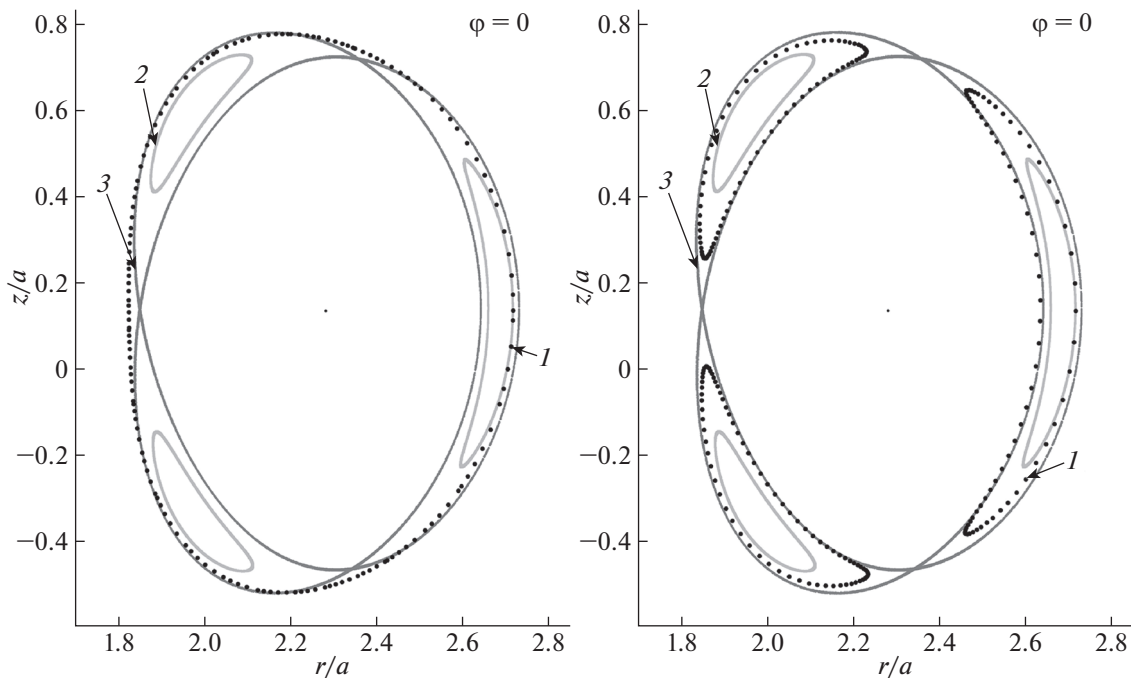


Рис. 13. Сечения Пуанкаре траекторий пролетных частиц в плоскости $\phi = 0^\circ$, начальное положение частиц $\{r = 2.72 a, \phi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$: слева – $\nu = -0.6$, справа – $\nu = -0.9$.

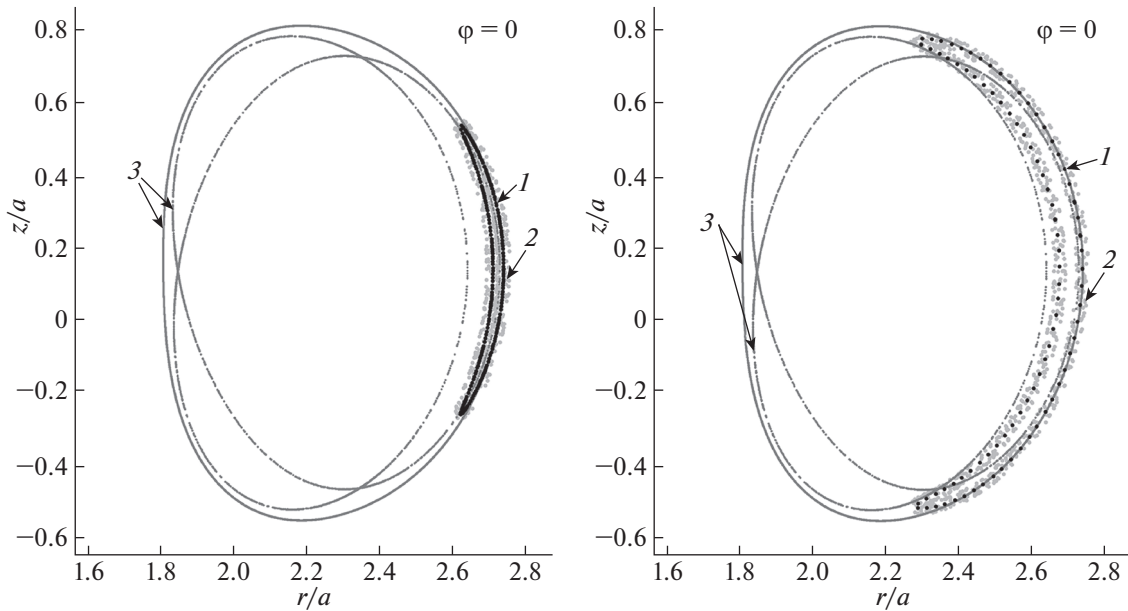


Рис. 14. Сечения Пуанкаре траектории запертой частицы с $\nu = 0.2$ и 0.4 в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.74 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$. На этом рисунке и рисунках 15–17 помечены: 1 – положение ведущего центра траектории частицы в данном сечении; 2 – положение заряженной частицы в данном сечении; 3 – стартовая магнитная поверхность и сепаратриса магнитного острова.

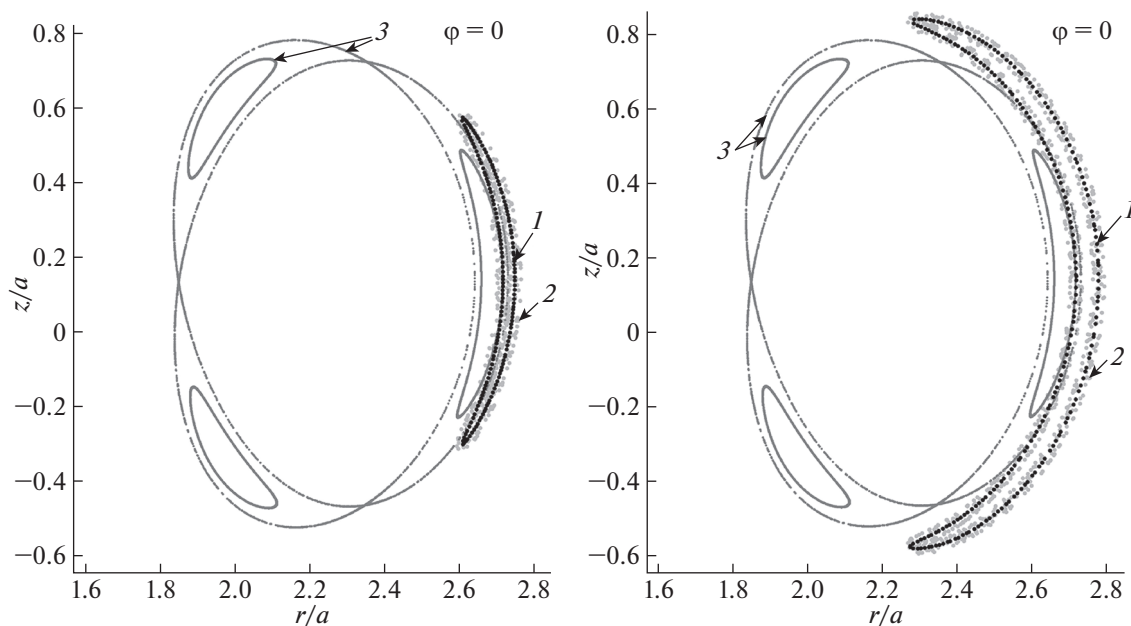


Рис. 15. Сечения Пуанкаре траектории запертой частицы с $\nu = -0.2$ и -0.4 в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.72 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

ектория частицы с положительной начальной тороидальной скоростью, справа – траектория частицы с отрицательной начальной тороидальной скоростью.

Из сечений Пуанкаре на рис. 18 видно, что силовая линия магнитного поля в присепаратричной области ведет себя хаотически, при этом орбиты запертых частиц вполне регулярны и анало-

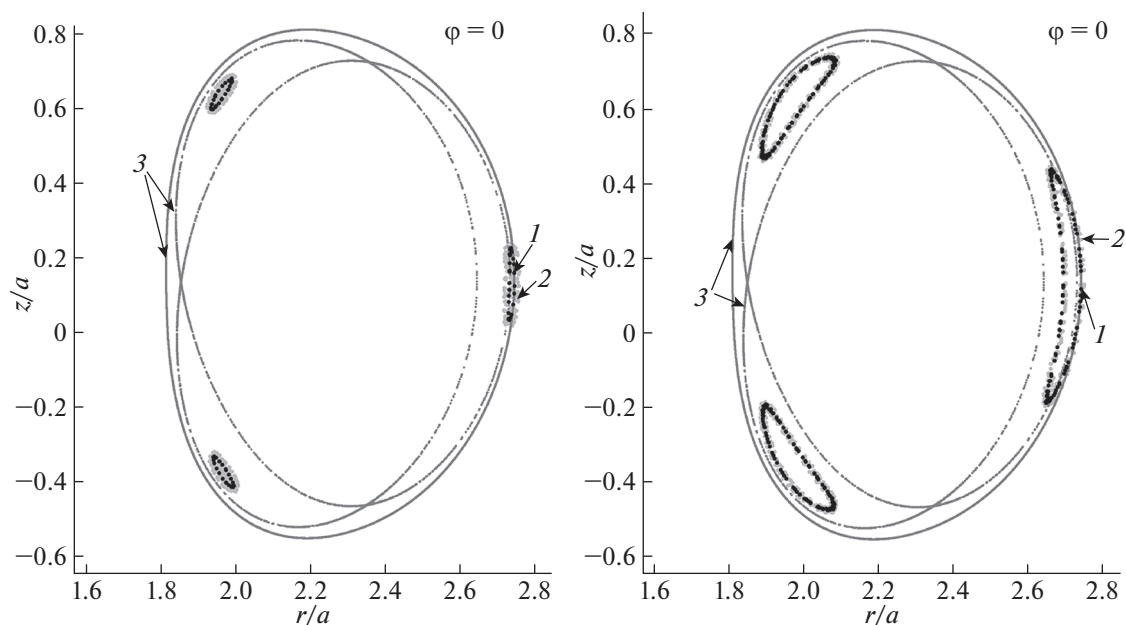


Рис. 16. Сечения Пуанкаре траектории запертой частицы с $\nu = 0.65$ и 0.9 в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.75 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

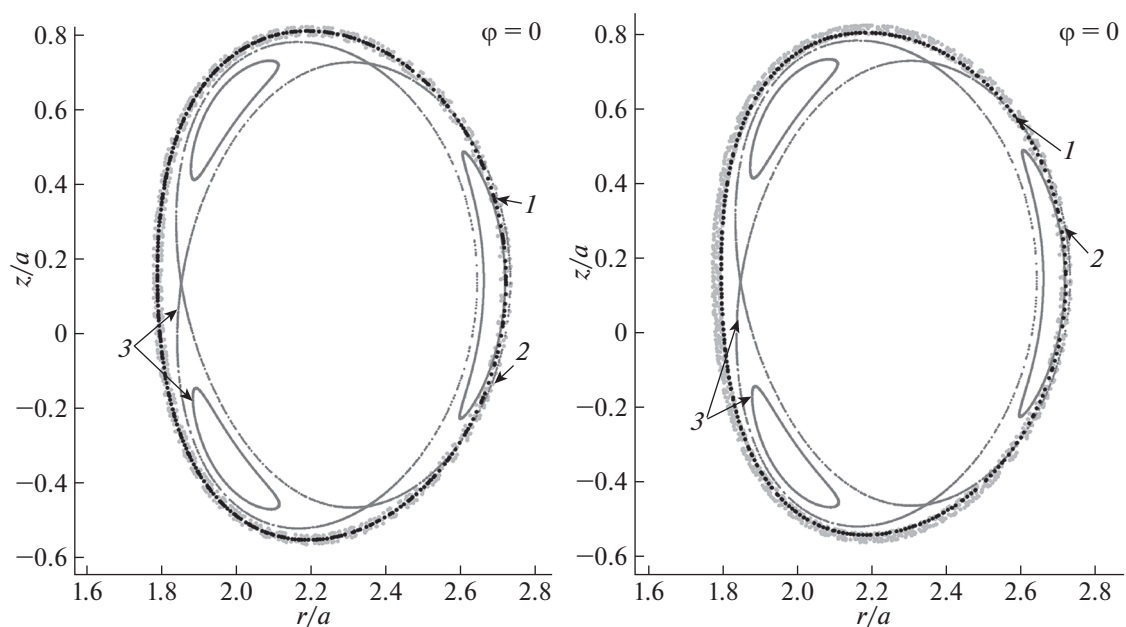


Рис. 17. Сечения Пуанкаре траектории запертой частицы с $\nu = -0.65$ и -0.9 в плоскости $\varphi = 0^\circ$, начальное положение частицы $\{r = 2.72 a, \varphi = 0^\circ, z = 0.13 a\}$.

гичны банановым орбитам в системе вложенных магнитных поверхностей. Как и в осесимметричной конфигурации, запертые частицы отклоняются в разном радиальном направлении от точки старта в зависимости от знака стартовой тороидальной скорости. Таким образом, их вклад в

неоклассический перенос остается тем же, что и в осесимметричной системе вложенных магнитных поверхностей.

На рис. 19 прослежены траектории двух пролетных частиц, имеющих одинаковое начальное

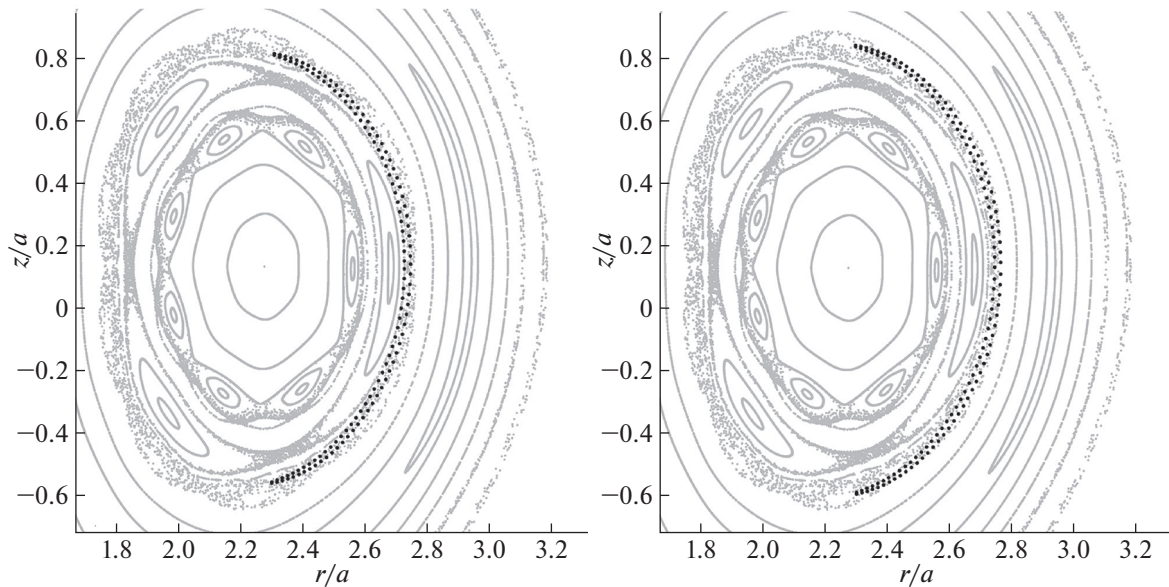


Рис. 18. Сечения Пуанкаре для траекторий запертых частиц в плоскости $\varphi = 0^\circ$: слева – частица стартует вдоль магнитного поля, $\nu = 0.4$; справа – частица стартует против магнитного поля, $\nu = -0.4$.

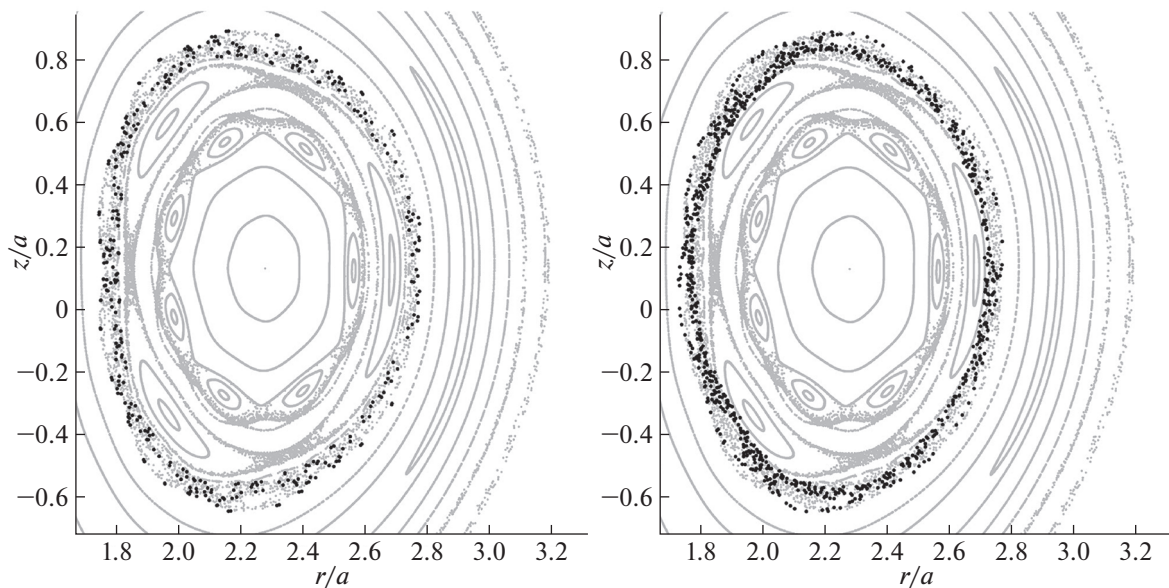


Рис. 19. Сечения Пуанкаре для траекторий пролетных частиц в плоскости $\varphi = 0^\circ$: слева – частица стартует вдоль магнитного поля, $\nu = 0.9$; справа – частица стартует против магнитного поля, $\nu = -0.9$.

положение и движущихся в противоположных направлениях: слева точками показана траектория частицы с положительной тороидальной скоростью, справа – траектория частицы с отрицательной тороидальной скоростью. В отличие от запертых частиц траектории пролетных частиц стохастизируются, плотно заполняя весь объем области присепаратрисной эргодизации, и на боль-

ших временах оказываются идентичными в независимости от знака тороидальной скорости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты расчетов траекторий движения заряженных частиц плазмы в области магнитных островов и присепаратрисной

эргодичности магнитных силовых линий в токамаке T-15. Соответствующие магнитные конфигурации получены при наложении резонансных магнитных возмущений полоидального магнитного поля на равновесную магнитную конфигурацию, рассчитанную кодом ДИНА для одного из стандартных режимов работы токамака. Траектории частиц рассчитаны путем численного интегрирования точных трехмерных уравнений движения без привлечения аппарата дрейфовой теории.

Показано, что присутствие магнитных возмущений оказывает качественно разное влияние на удержание пролетных и запертых частиц в токамаке. Траектории движения запертых частиц в возмущенной магнитной конфигурации регулярны и вполне идентичны банановым траекториям в осесимметричной конфигурации вложенных магнитных поверхностей. При оценке их радиального переноса, как следствие, можно пользоваться стандартным выражением для ширины банановой орбиты в осесимметричном токамаке. Интересно, что даже в области эргодического магнитного поля запертые частицы с разным направлением стартовой тороидальной скорости под действием градиентного дрейфа смещаются в противоположных радиальных направлениях (см. рис. 18), “сохраняя память” о стартовой магнитной поверхности.

В то же время, влияние резонансных магнитных возмущений на движение пролетных частиц принципиально. В магнитном острове сечение Пуанкаре траектории пролетной частицы имеет островную структуру и, таким образом, существенно отличается от полоидальной проекции орбиты пролетной частицы в осесимметричной конфигурации вложенных магнитных поверхностей. При наличии широких магнитных островов это обстоятельство может значительно усиливать радиальный перенос пролетных частиц. В рассматриваемом случае, в частности, радиальное смещение пролетных частиц в острове существенно превосходит ширину дрейфовых орбит запертых частиц – ср., например, рис. 6 и рис. 10. При движении в области эргодических силовых линий орбита пролетной частицы также эргодически плотно заполняет весь объем области, и на больших временах траектории частиц с разными значениями стартовой тороидальной скорости становятся неотличимыми.

В работе в одночастичном приближении проверены “барьерные” возможности магнитного острова. Показано, что заряженная частица, независимо от своего типа, может пересекать сепаратрису магнитного острова в обоих направлениях. Возможность перехода между областями с разной топологией магнитных силовых линий определяется лишь расстоянием между стартовой

магнитной поверхностью и сепаратрисой острова и шириной дрейфовой орбиты частицы. Таким образом, наличие магнитного острова в системе не улучшает удержание отдельных заряженных частиц. В этой связи трудно ожидать такого эффекта и с использованием кинетического подхода. Это требует, однако, отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 3.2223.2017/4.6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И., Соловьев Л.С. // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3.
2. Соловьев Л.С., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 5 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1967. С. 3.
3. Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459.
4. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Klüber O., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Müller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Röhr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stäbler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O., Yü Z. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1408.
5. Tsuchiya H., Ida K., Nagaoka K., Osakabe M., Kamiya K., Takahashi H., Suzuki Y., Ohdachi S., Yamada H. // Proc. 17th Int. Congr. Plasma Phys., Lisbon, Portugal, 2014. MCF.111.
6. Кадомцев Б.Б., Погуце О.П. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1734.
7. Галеев А.А., Сагдеев П.З. // Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1973. С. 205.
8. Сивухин Д.В. // Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 7.
9. Andreev V.V., Ilgisonis V.I., Sorokina E.A. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. 122502.
10. Poli E., García-Muñoz M., Fahrbach H.-U., Günter S. and ASDEX Upgrade Team // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. 032501.
11. Strumberger E., Günter S., Schwarz E., Tichmann C. and the ASDEX Upgrade Team // New J. Phys. 2008. V. 10. 023017.
12. Gobbin M., Marrelli L., Fahrbach H.U., Garcia-Muñoz M., Günter S., Martin P., White R.B. and the ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 095021.
13. Hirvijoki E., Snicker A., Korpilo T., Lauber P., Poli E., Schnell M., Kurki-Suonio T. // Computer Physics Communications. 2012. V. 183. P. 2589.
14. Carolipio E.M., Heidbrink W.W., Forest C.B., White R.B. // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 853.
15. Mynick H.E. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 1471.
16. Mynick H.E. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 2460.

17. *Landsman A.S., Cohen S.A., Glasser A.H.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 947.
18. *Коновалов С.В., Путвинский С.В.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 785.
19. *Coronado M., Vitela J., Akcasu A.Z.* // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. P. 3935.
20. *Ogawa S., Cambon B., Leoncini X., Vittot M., Del Castillo-Negrete D., Dif-Pradalier G., Garbet X.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 072506.
21. *Cambon B., Leoncini X., Vittot M., Dumont R., Garbet X.* // Chaos. 2014. V. 24. 033101.
22. *Ilgisonis V.I., Skovoroda A.A., Sorokina E.A.* // Proc. IAEA FEC, Saint-Petersburg, Russia, 2014. CN-221.
23. *Tani K., Azumi M., Kishimoto H., Tamura S.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1981. V. 50. P. 1726.
24. *Mimata H., Tani K., Tsutsui H., Tobita K., Tsuji-lio S., Shimada R.* // Plasma Fusion Res. 2009. V. 4. P. 008.
25. *White R.B., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Van Zeeland M.A.* // Plasmas Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 045012.
26. *White R.B., Chance M.S.* // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2455.
27. *Сорокина Е.А., Подтурова О.И., Коновалов С.В., Коновальцева Л.В.* Программа для ЭВМ “MagIsland_Tr”. Номер регистрации (свидетельства): 2018613881. Дата регистрации: 26.03.2018. Официальный бюллетень Федеральной службы по интеллектуальной собственности (Роспатент) “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем”. № 4–2018.
28. *Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.* // J. Comp. Physics. 1993. V. 109. P. 193.
29. *Андреев В.Ф., Иванов А.А., Касьянова Н.В., Лукаш В.Э., Медведев С.Ю., Мельников А.В., Садыков А.Д., Сушков А.В., Сычугов Д.Ю., Хайрутдинов Р.Р.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 3. С. 48.
30. *Ильгисонис В.И., Сковорода А.А.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 1018.