ФИЗИКА ПЛАЗМЫ
И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

УДК 533.9

Влияние радиальных электрических полей на дрейфовые траектории частиц в плазме стелларатора Л-2М

С. Е. Гребенщиков, М. А. Терещенко

Приведены результаты численного моделирования дрейфовых траекторий частиц в стелларараторе Л-2М с помощью разработанного в ИОФ РАН нового компьютерного кода «TRAZ». Код осуществляет интегрирование уравнения дрейфового движения частицы с учетом влияния на их движение возникающих в плазме радиальных электрических полей. Моделирование показало, что радиальное электрическое поле существенно меняет траектории движения частиц в стелларараторе. Установлены зоны параметров соотношений продольной и поперечной скоростей частиц (по отношению к магнитному полю), в которых характеристики дрейфовых траекторий качественно меняются при изменении знака продольной скорости.

PACS: 52.55.Hc, 52.65.Cc

Ключевые слова: стелларатор, траектория, частица, численное моделирование, электрическое поле, магнитное поле.

Введение

В работе представлены результаты численного моделирования дрейфовых траекторий частиц в стелларараторе Л-2М. Установка Л-2М представляет собой классический стелларатор с большим широм (большой радиус тора R_0 = 100 см, малый радиус плазменного шнура a = 11,5 см). Средний угол преобразования поворота силовых линий в долях 2π на магнитной оси ι(0) = 0,18 и ι(a) = 0,78 на граничной магнитной поверхности. Величина шира $\theta = r(d\iota/dr)/\iota$ на границе плазмы достигает значения 3.

Ранее в работе [1] были описаны результаты численного моделирования траекторий пролетных частиц в вакуумном магнитном поле стелларатора с помощью разработанного в ИОФ РАН компьютерного кода «TRAJ». Было обнаружено, что в случае Л-2М возникает существенная разница в дрейфах пролетных ионов, стартующих из одной и той же точки магнитной поверхности, но во взаимно противоположных направлениях. Сами величины отклонения дрейфовых траекторий от магнитных поверхностей заметно отличаются от хорошо известных аналитических оценок этих эффектов [2]. Компьютерные расчеты показали, что эти оценки не являются точными в случае стеллараторов с высоким широм. При смещении дрейфовой траектории от стартовой магнитной поверхности частицы попадают в область магнитной конфигурации с углом отличным от начального угла преобразования силовых линий. В результате вращательные преобразования дрейфовых траекторий для частиц с одной и той же продольной скоростью, но противоположного направления, заметно различаются и не совпадают с преобразованием поворота силовых линий исходной магнитной поверхности.

Указанные выше расчеты проводились для вакуумной магнитной конфигурации стелларатора. Вместе с тем в реальном плазменном эксперименте всегда возникают радиальные электрические поля, существенно влияющие на траектории движения частиц. Для учета этих эффектов был разработан новый компьютерный код «TRAZ» и проведены исследования влияния радиальных электрических полей на свойства дрейфовых траекторий.

Предыстория вопроса

Основные типы дрейфовых траекторий в стелларараторах были изучены аналитически еще в

Гребенщиков Станислав Евгеньевич, зав. лабораторией.
Терещенко Максим Алексеевич, старший научный сотрудник.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
E-mail: greben@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2016 г.

© Гребенщиков С. Е., Терещенко М. А., 2016

60-е годы прошлого столетия [3—5] и положены в основу неоклассической теории диффузии в подобных системах. Однако уже первые компьютерные расчеты траекторий частиц для стелларатора Института ядерной физики СО АН СССР [6] привели авторов неоклассики к заключению, что «*приближение малости тороидального отношения ($\varepsilon_t << \varepsilon_h$), использованное при аналитическом расчете траектории частиц, строго не выполняется ни в одном из существующих стеллараторов. Поэтому траектории частиц в этих установках можно рассчитать только с помощью ЭВМ*» ([7], стр. 250). Это утверждение справедливо и в настоящее время, причем мера отклонения от аналитических расчетов для каждого стелларатора своя.

Роль радиального электрического поля в удержании частиц в стелларатоpе рассматривалась во многих работах (см, например, [8—12]), и было показано, что оно может существенно улучшать удержание стеллараторно запертых частиц, уменьшая области потерь в пространстве скоростей. В то же время в литературе отсутствуют обзоры видоизменения дрейфовых траекторий частиц при плавном изменении их начальных параметров, что представляет самостоятельный интерес. Кроме того, недостаточное освещение получил эффект сильного изменения продольной скорости частиц при радиальном дрейфе в присутствии электрического поля. Этот эффект приводит к появлению «банановых» траекторий пролетных частиц в широком интервале начальных значений питч-углов.

Численное моделирование дрейфовых траекторий

В численный код, описанный в работе [1], была добавлена возможность расчета дрейфовых траекторий частиц с учетом электрического дрейфа. Предполагается, что магнитное и электрическое поля безвихревые, т.е. $[\nabla\times\mathbf{B}]=\mathbf{0}$, $\mathbf{E}=-\nabla\Phi$, и магнитные поверхности являются эквипотенциальными, а значит $\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}=0$. Код осуществляет интегрирование уравнения дрейфового движения частицы [2]:

$$\frac{d\mathbf{R}_g}{cdt}=uw\frac{\mathbf{B}}{B}+\frac{[\mathbf{E}\times\mathbf{B}]}{B^2}+ +\frac{mc^2}{2q}w^2\left(1+u^2\right)\left(1-w^2\right)^{-1/2}\frac{[\mathbf{B}\times\nabla B]}{B^3}, \quad (1)$$

где $\mathbf{R}_g$ — радиус-вектор ведущего центра ларморовской орбиты, $u=v_{\|}/v$, $w=v/c$, v — модуль скорости частицы, $v_{\|}$ — компонента скорости, параллельная магнитному полю, c — скорость света, m — нерелятивистская масса частицы, q — ее заряд. Для заведомо пролетных частиц, для которых в имеющихся диапазонах B и Φ величины u и w никогда не обращаются в ноль (а значит $\operatorname{sign}(u)=\text{const}$), компоненты дрейфовой скорости однозначно определяются законами сохранения магнитного момента ларморовской орбиты (адиабатического инварианта) и полной энергии частицы, что можно выразить следующими соотношениями:

$$\frac{w^2}{B}\frac{1-u^2}{1-w^2}=\text{const},\quad \left(1-w^2\right)^{-1/2}+\frac{q\Phi}{mc^2}=\text{const}. \quad (2)$$

Для остальных частиц, которые в принципе могут испытывать отражения, совместно с (1) производится интегрирование уравнений:

$$\frac{du}{cdt}=\frac{1-u^2}{2}\left\{u\frac{[\mathbf{E}\times\mathbf{B}]\cdot\nabla B}{B^3}-w\frac{\mathbf{B}\cdot\nabla B}{B^2}\right\}, \quad \frac{dw}{cdt}=\frac{w}{2}\left(1+u^2\right)\left(1-w^2\right)\frac{[\mathbf{E}\times\mathbf{B}]\cdot\nabla B}{B^3}, \quad (3)$$

являющихся следствием (1) и (2). Интегрирование системы уравнений (1), (3) производится с помощью комплекса программ ODEPACK [13]. Настройка кода на конкретную магнитную конфигурацию осуществляется подключением к соответствующей численной подпрограмме, разработанной в ИОФ РАН С. В. Щепетовым и А. Б. Кузнецовым [14], обеспечивающей вычисление компонент магнитного поля в любой точке стелларатора по заданным значениям токов в его винтовых обмотках. Опорная группа магнитных поверхностей стелларатора Л-2М была предварительно рассчитана с достаточно малым пространственным шагом с помощью трассировки магнитных силовых линий. На основе этого каркаса методом пространственной интерполяции находилось значение среднего радиуса магнитной поверхности в точке $\mathbf{R}_g$ и значение его градиента. Таким образом, при заданном радиальном профиле электрического потенциала Φ определялось значение вектора $\mathbf{E}$. Погрешности в виде составляющей электрического поля, не ортогональной к магнитной поверхности, устранялись. Расчеты проводились в декартовой системе координат (а не в координатах Бузера, как в [9—11]), что облегчило визуализацию результатов и позволило не ограничиваться дрейфовыми траекториями, целиком находящимися внутри последней замкнутой магнитной поверхности.

При расчетах использовалась стандартная вакуумная магнитная конфигурация стелларатора Л-2М. Величина магнитного поля в центре магнитной системы стелларатора (R_0 = 100 см) принималась равной B_0 = 1,34 Тл, поскольку при таком поле проводятся эксперименты по ЭЦР-созданию и центральному нагреву плазмы на второй гармонике циклотронной частоты.

В настоящее время для стелларатора Л-2М отсутствуют данные о величине и радиальном распределении электрического потенциала. Попытки измерения величин амбиполярного электрического поля в периферийной области плазменного шнура методом оптической спектроскопии были предприняты в работе [15], где полоидальные скорости вращения плазмы определялись по доплеровскому смещению спектров ионов бора и углерода. Оценки радиальных электрических полей дали положительные значения E в десятки вольт на сантиметр, что качественно совпадало с предсказаниями неоклассических расчетов. Указанные эксперименты проводились при относительно небольшой мощности ЭЦР-нагрева (P = 200—400 кВт). В настоящее время вводимая в камеру стелларатора мощность увеличена до 1 МВт, а электронная температура в центре плазменного шнура достигает значений T_e = 1—1,5 кэВ, и можно ожидать бóльших значений электрических полей, чем величины, указанные в работе [15].

Целью данного моделирования было определить, в какой области параметров пробных частиц радиальные электрические поля оказывают наиболее сильное влияние на свойства их траекторий. С этой целью нами был выбран некоторый модельный закон радиального распределения электрического потенциала и, соответственно, радиального электрического поля, приведенный на рис. 1. Как видно из рисунка, электрический потенциал в центре на магнитной оси был задан величиной в 500 В. Для начала расчетов дрейфовых траекторий выбиралась начальная координата частицы внутри области замкнутых магнитных поверхностей, ее энергия и начальное соотношение продольной и поперечной скоростей. Далее определялось поперечное сечение магнитной поверхности, содержащей выбранную точку, и проводился расчет дрейфовой траектории частицы.

В данной статье приведены результаты расчетов траекторий для ионов H^+ в интервале энергий в сотни электрон-вольт.

Характеристики траекторий ионов H^+ в стелларатоpе Л-2М

Приведенные в данной работе примеры траекторий частиц относятся к случаю, когда начальные координаты частиц выбирались на некоторой магнитной поверхности со средним радиусом r = 7,5 см, расположенной в области максимальных значений радиальных электрических полей. Величина электрического поля для данной магнитной поверхности равна 77 В/см (см. рис. 1). Средний угол преобразования поворота силовых линий ι = 0,35 и величина магнитного шира $\theta \approx 1{,}2$. Под средним радиусом магнитной поверхности в стеллараторах всегда понимается радиус окружности, площадь которой равна площади поперечного сечения стеллараторной магнитной поверхности. Для установления роли электрических полей всегда проводились расчеты таких же траекторий при E = 0.

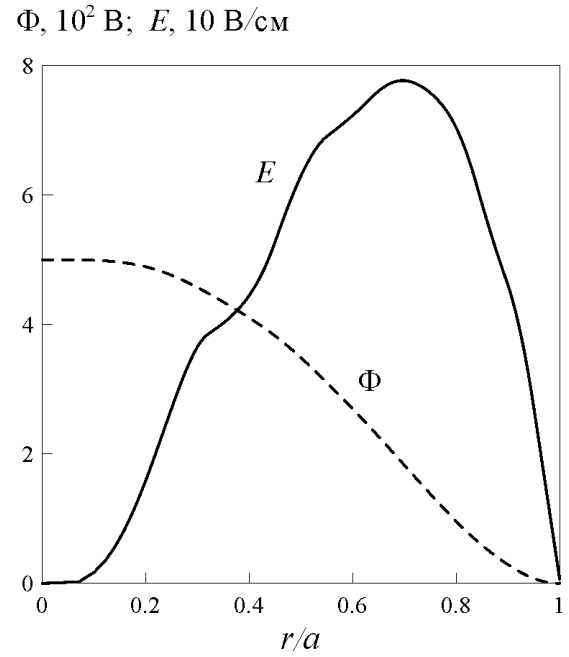


Рис. 1. Радиальное распределение плазменного потенциала Φ и радиального электрического поля E, использованное при численном моделировании.

На рис. 2 приведены результаты расчетов дрейфовых траекторий пролетных ионов H^+ с начальной энергией $W_0 \approx 230$ эВ ($w_0 = 0{,}0007$). На рисунке помимо сечения исходной магнитной поверхности приведены поперечные проекции частиц при их движении вдоль тора. Начальная координата выбиралась вблизи большого радиуса магнитной поверхности снаружи тора в области минимальных значений стеллараторного поля, а направление скорости против направления силовой линии ($u_0 < 0$). Рис. 2, *а* соответствует случаю траекторий в отсутствие электрического поля (т.е. E = 0). Как видно из рисунка, траектория пролетного иона водорода при таких энергиях не сильно отклоняется от магнитной поверхности.

Двигаясь вдоль силовой линии, ион за один обход вокруг тора смещается примерно на 1/3 оборота в полоидальном направлении. При этом обходе он пересекает 14 периодов винтового поля, что вызывает радиальные перемещения траектории. Угол преобразования дрейфовой траектории пролетного иона в этом случае (ι_{dr} = 0,36) близок к среднему углу преобразования силовых линий. Рис. 2, *б* соответствует случаю учета радиального электрического поля $E \approx 77$ В/см, что приводит к существенному увеличению преобразования поворота дрейфовых траекторий до величины ι_{dr} = 0,7. Угол преобразования поворота дрейфовых траекторий, полученных в результате моделирования, определялся как отношение углов поворота траектории относительно начальной координаты в полоидальном и тороидальном направлениях. Поскольку в рассматриваемом случае дрейфовая траектория не сильно отклоняется от магнитных поверхностей, то дополнительный угол полоидального прокручивания ионных траекторий можно оценить простой формулой:

$$\iota_E = \frac{cER_0}{v_{||}Br}. \qquad (4)$$

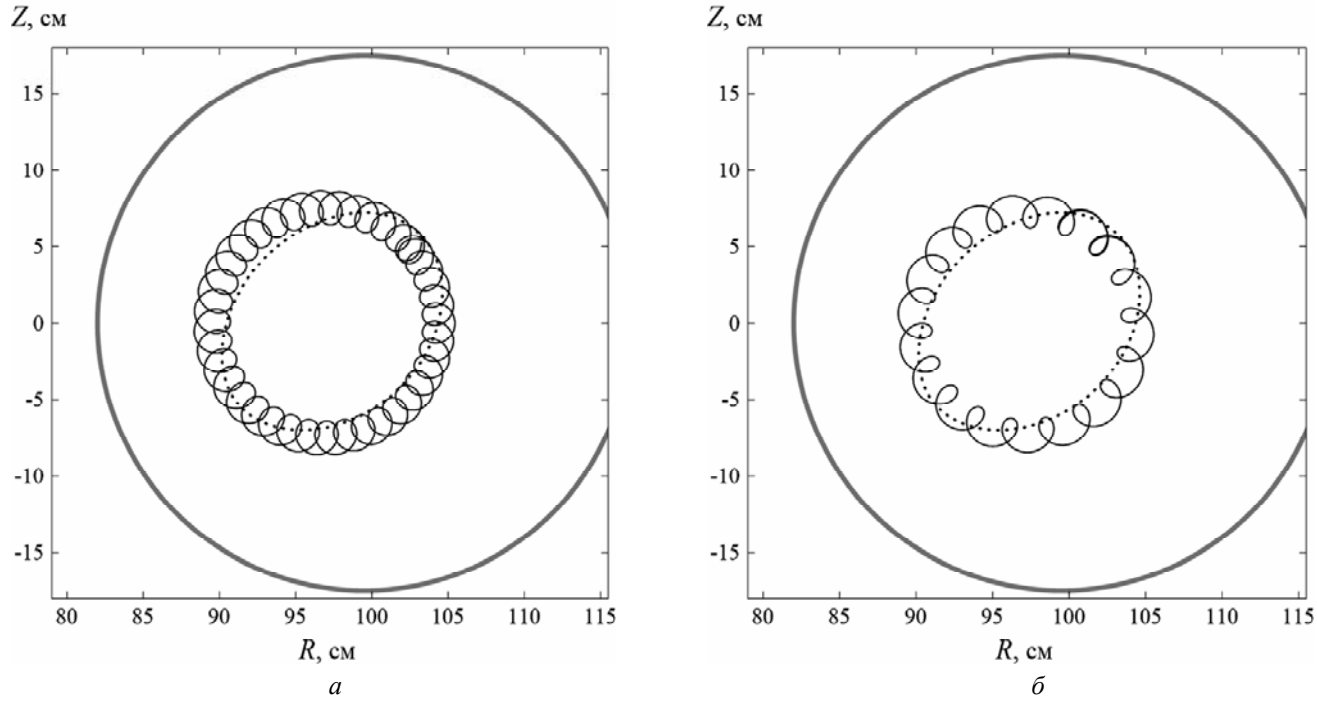


Рис. 2. Поперечные проекции дрейфовой траектории ионов водорода с начальной энергией $W_0 \approx 230$ эВ (w_0 = 0,0007) при его движении вдоль тора, u_0 = –0,995; а) – E = 0, б) – E ≈ 77 В/см.

Для рассматриваемого случая (u_0 = 0,995 и w_0 = 0,0007) угол электрического прокручивания, в соответствии с (4), оказывается равным 0,36, и, соответственно, суммарный угол преобразования поворота дрейфовой траектории $\iota_{dr} = \iota_{st} + \iota_E$ близок к полученной при моделировании величине 0,7.

Вид дрейфовых траекторий пролетных частиц существенно меняется при изменении на противоположное направление начальной скорости иона ($u_0 > 0$) при наличии радиальных электрических полей. На рис. 3, *а* и 3, *в* показаны дрейфовые траектории для случая $E = 0$. Как и для случая противоположного направления скорости, дрейфовая траектория мало отклоняется от магнитной поверхности. Вид дрейфовых траекторий для случая $E \approx 77$ В/см показан на рисунках 3, *б* и 3, *г*. В этом случае пролетная в тороидальном направлении частица в полоидальном направлении оказывается запертой и описывает траекторию типа «банан». Причиной появления траекторий, запертых в полоидальном направлении, является то, что при таком направлении продольной скорости преобразования поворота ι_{st} и ι_E имеют противоположные знаки и компенсируют друг друга. С уменьшением величины u_0 при сохранении энергии частицы и ее начальной координаты размеры банана увеличиваются. Это хорошо видно на рис. 4, где приведены поперечные проекции траекторий ионов с начальной энергией 230 эВ для трех значений их начальной продольной скорости. Размер описываемого ведущим центром иона «банана» и соответственно отклонения траектории от начальной магнитной поверхности возрастают с уменьшением величины продольной скорости. Для трех случаев рис. 4, как и для варианта на рис. 3, *б*, на-

чальная координата выбиралась вблизи максимального радиуса магнитной поверхности справа от магнитной оси. Но размер «банана» также зависит от начальной координаты частицы на магнитной поверхности. Это хорошо видно из рис. 5, на котором представлены расчеты траектории для тех же параметров, что и на рисунке 4, *а*, но стартовая координата частицы была смещена в сечении магнитной поверхности на угол $\pi/2$.

Таким образом, при положительном знаке продольной скорости и выбранной энергии ионов H^+ в 230 эВ радиальное электрическое поле приводит к появлению «банановых» траекторий пролетных в тороидальном направлении частиц в широком интервале начальных значений продольной скорости $0{,}42 < u_0 < 1$. При этом имеет место сильное перемешивание дрейфовых траекторий для частиц с различными значениями $v_{\|}$ и начальными координатами на выбранной магнитной поверхности при сильном отклонении траекторий от магнитной поверхности.

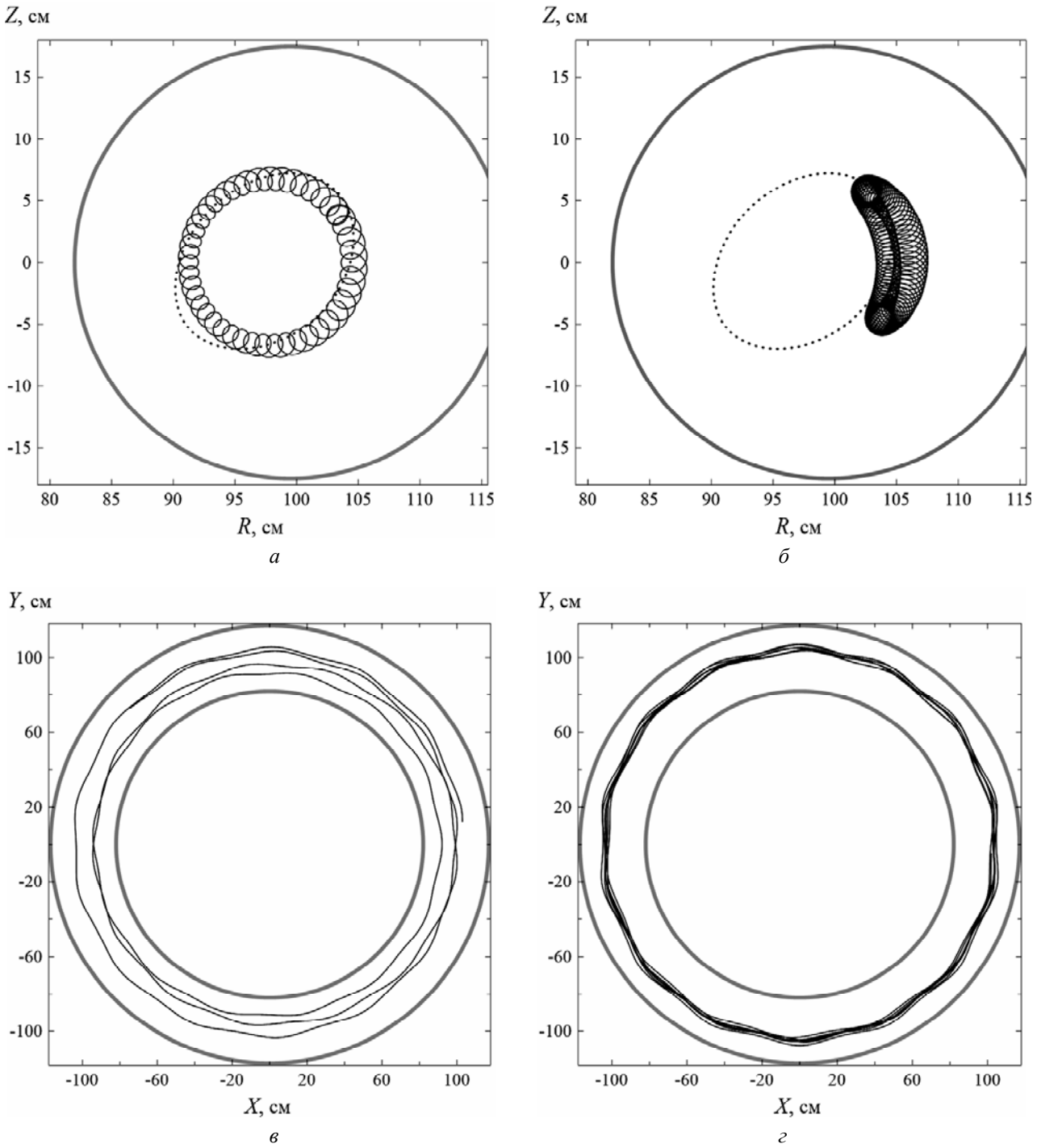
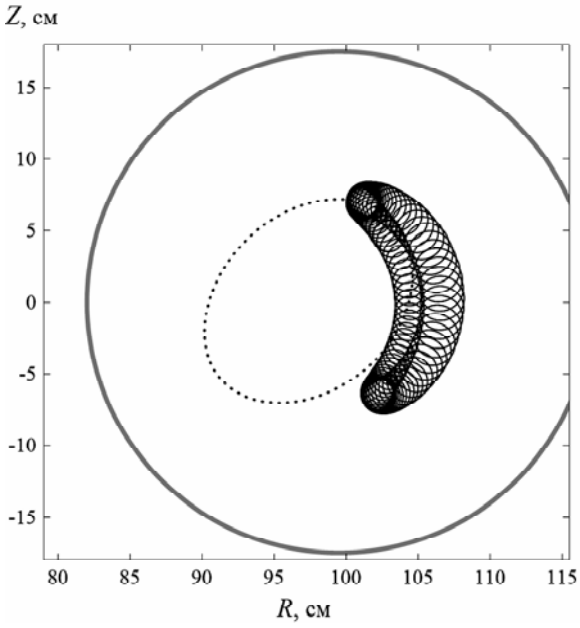
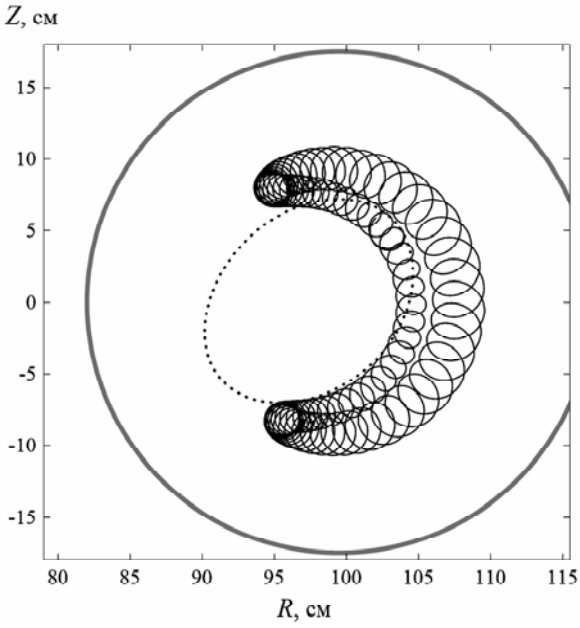


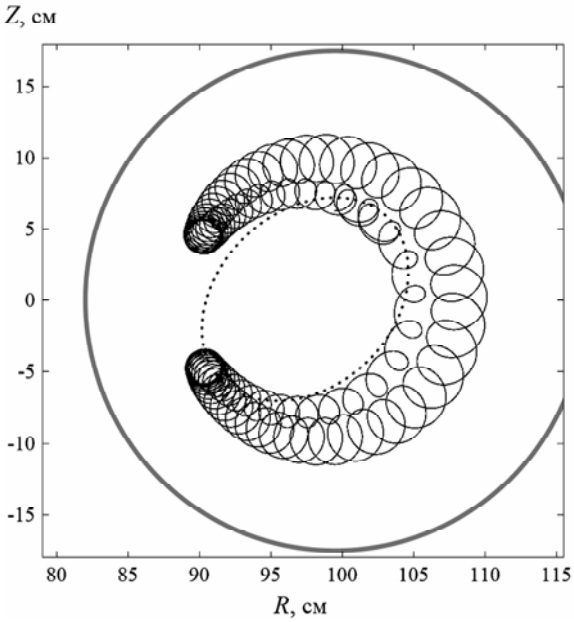
Рис. 3. Проекции дрейфовых траекторий ионов водорода при u_0 = 0,995; а) — E = 0, б) — E ≈ 77 В/см. Начальная координата и энергия те же, что на рис. 2. Рис. в) и г) — вид на траектории сверху тора.



а



б



в

Рис. 4. Проекции дрейфовых траекторий ионов для трех значений начальной продольной скорости: а) — u_0 = 0,87, б) — u_0 = 0,6, в) — u_0 = 0,46. Остальные условия те же, что и для рис. 3, б.

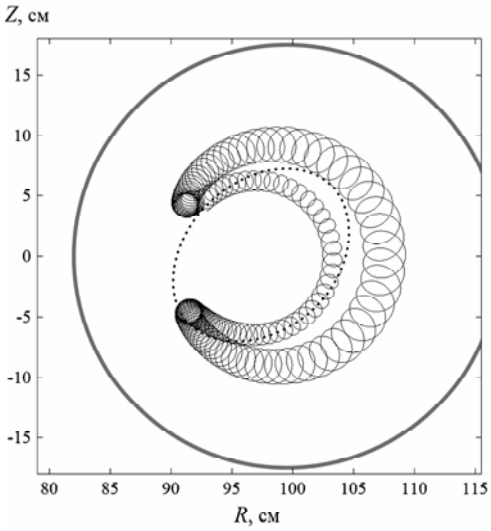


Рис. 5. Дрейфовая траектория ионов с u_0 = 0,87, но начальная координата смещена вдоль магнитной поверхности в полоидальном направлении по сравнению с вариантом рис. 4, а.

Характер траекторий меняется при дальнейшем уменьшении продольной скорости, начиная со значений u_0 = 0,41. Дрейфовая траектория для этого случая приведена на рис. 6. Как видно из рис. 6, *а*, полоидальная проекция траектории иона является полностью пролетной и не сильно отклоняющейся от магнитной поверхности. Связано это с тем, что угол преобразования поворота дрейфовой траектории ι_E, обусловленный радиальным электрическим полем, превышает величину ι_{st}, обусловленную стеллараторным магнитным полем. Направление вращения траектории в полоидальном направлении поменяло знак. Подобная ситуация сохраняется и при уменьшении значения продольной скорости иона до величины u_0 = 0,34. Полностью области существования пролетных траекторий и соответственно суммарные углы преобразования поворота дрейфовых траекторий для выбранных значений энергии ионов и их начальной координаты на магнитной поверхности приведены на рис. 7. По оси ординат отложены значения суммарного угла преобразования пролетных дрейфовых траекторий. Отметим, что величина вращательного преобразования силовых линий вакуумного стеллараторного поля для рассматриваемой магнитной поверхности существенно ниже абсолютных значений, приведенных на рисунке, и равна ι_{st} = 0,35. Для всех точек, приведенных на рис. 7, характерно небольшое отклонение дрейфовых траекторий от рассматриваемой магнитной поверхности.

Проведенные расчеты показали существенную разницу в характеристиках пролетных дрейфовых траекторий ионов с противоположным направлением продольной скорости. При $u_0 < 0$ (когда для геометрии Л-2М происходит суммирование преобразований поворота, создаваемого магнитным полем стелларатора ι_{st} и полоидальным дрейфом, обусловленным радиальным электрическим полем ι_E) пролетные ионы слабо отклоняются от магнитных поверхностей в широком диапазоне значений параметра u_0. При противоположном направлении продольной скорости в интервале $0{,}42 < u_0 < 1$ имеет место заметное отклонение траекторий от поверхностей из-за возникновения в полоидальном направлении траекторий типа «банан», и перемешивание траекторий частиц с различными значениями параметра u_0, стартующими из одной и той же точки магнитной поверхности. Обычно считается, что область пролетных банановых траекторий занимает относительно узкую зону в пространстве продольных скоростей вблизи резонанса $\iota_{st} = \iota_E$ (см. например, [16], стр. 268). В случае Л-2М более 50 % ионов с данным направлением продольной скорости описывают подобные траектории. Также существенно различаются траектории ионов с одним и тем же параметром u_0, но стартующих из различных точек магнитной поверхности. Таким образом, при возникновении в плазме подобных электрических полей из-за столкновений будет возникать повышенная диффузия для частиц с одним из направлений продольной скорости.

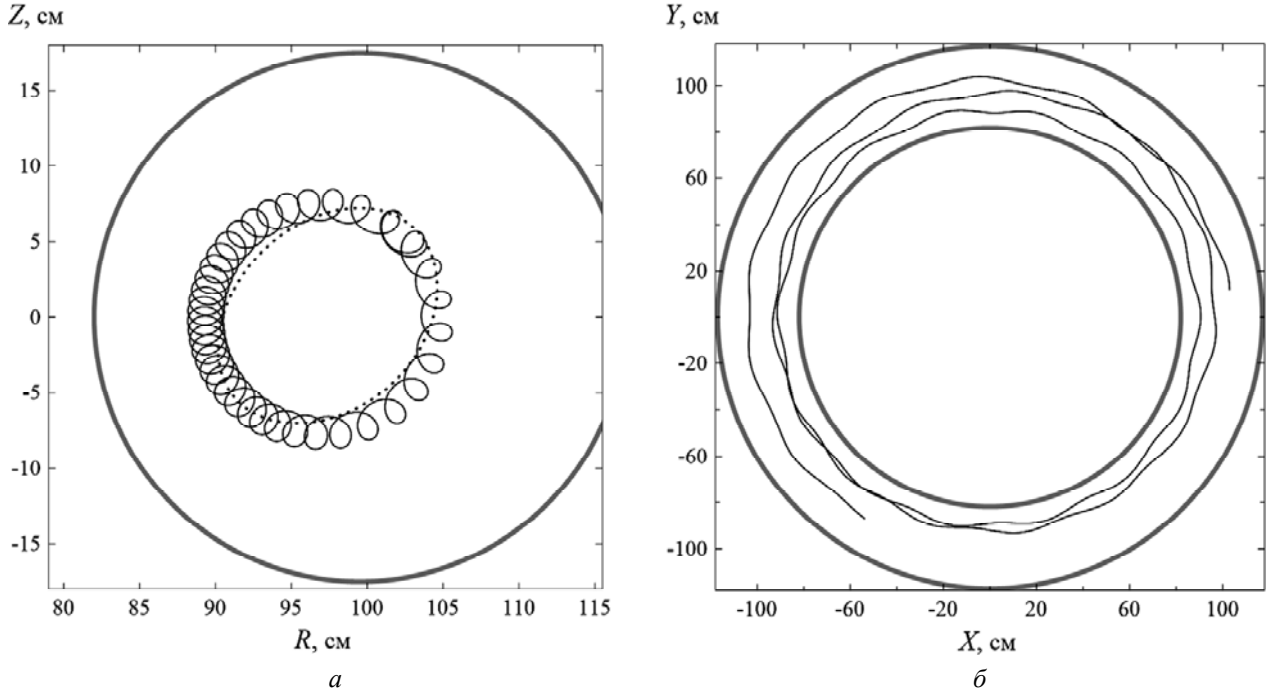


Рис. 6. Дрейфовая траектория ионов с u_0 = 0,41; а) — проекция и б) — вид сверху.

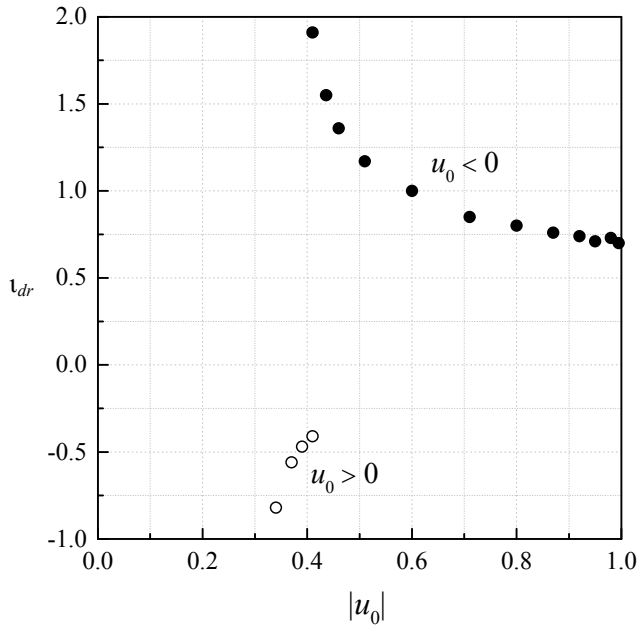


Рис. 7. Зависимость величины преобразования поворота дрейфовых траекторий пролетных ионов от $|u_0|$ при фиксированных прочих начальных параметрах.

В области меньших значений параметра $|u_0|$ (слева от точек, приведенных на рис. 7) пролетных частиц не возникает. В отсутствие в плазме электрических полей, это область стелларaторно запертых частиц. На рис. 8 приведен пример траектории иона с величиной продольной скорости $u_0 = 0{,}14$ для случая вакуумного стелларaторного поля (E = 0). Это типичная траектория стелларaторно запертого иона, описывающего при своем движении так называемый «супербанан». Частица заперта в гофрах винтового поля стелларaтора и, совершая колебания в углах магнитной поверхности, медленно дрейфует в продольном и тороидальном направлениях. В данном примере супербанановая траектория не пересекает стенок вакуумной камеры, но это происходит при увеличении параметра u_0. Подобный пример приведен на рис. 9, из которого видно, что частица быстро уходит на стенки вакуумной камеры вдоль супербанановой траектории при $u_0 = 0{,}34$. Рис. 10 показывает, к чему приводит включение электрического поля. Частица становится полностью пролетной, и ее траектория мало отклоняется от магнитной поверхности. Данный случай соответствует крайней левой точке на рис. 7 при $u_0 > 0$. В данном случае рассматриваемое радиальное электрическое поле полностью ликвидирует запертость частиц в гофрах стелларaторного магнитного поля, уменьшает отклонение их траекторий от магнитных поверхностей, т.е. существенное улучшает их удержание в стелларaторном магнитном поле.

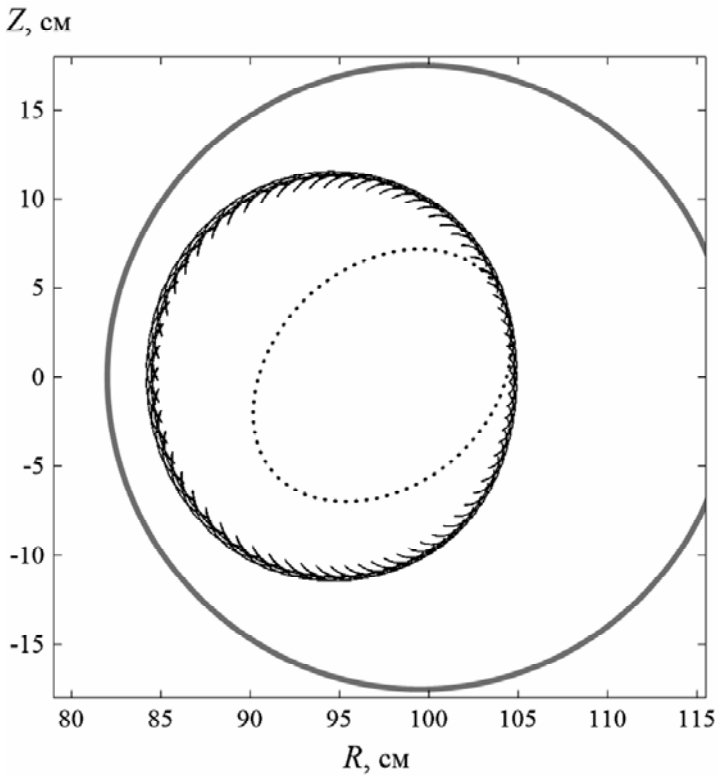


Рис. 8. Дрейфовая траектория стелларaторно запертого иона для магнитной конфигурации Л-2М и E = 0 для случая u_0 = 0,41, w_0 = 0,0007.

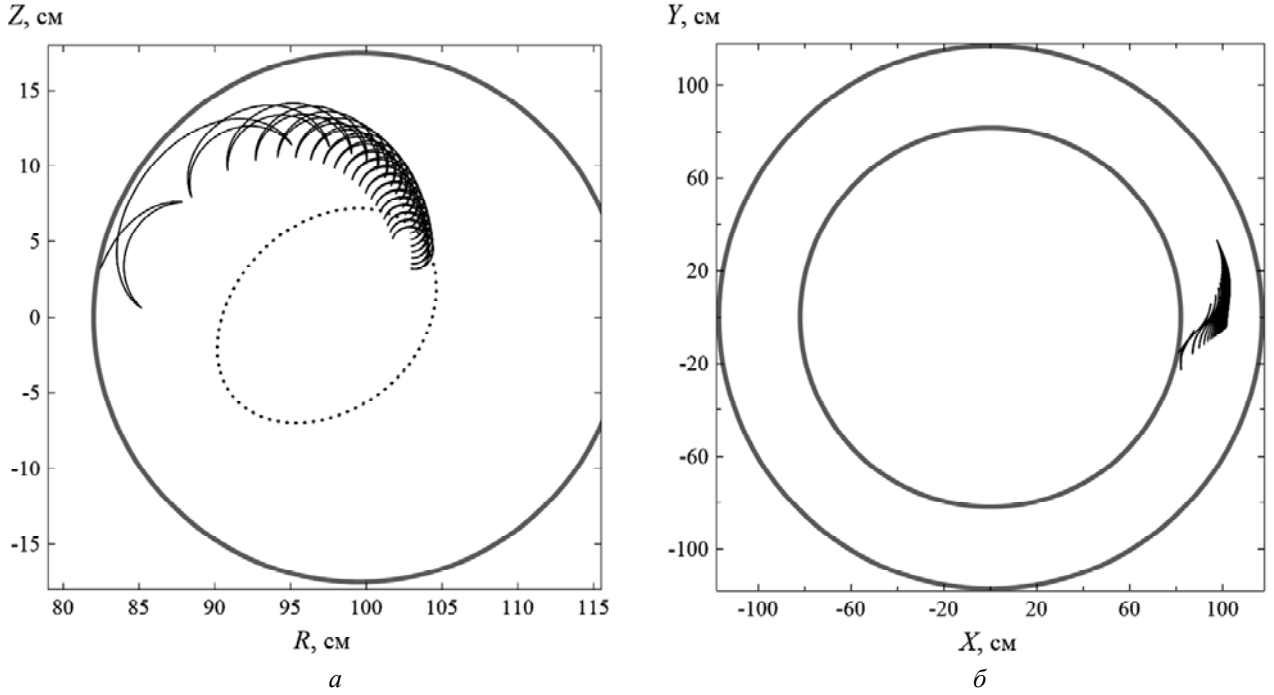


Рис. 9. Дрейфовая траектория стелларaторно запертого иона для E = 0, u_0 = 0,34; а) — проекция и б) — вид сверху.

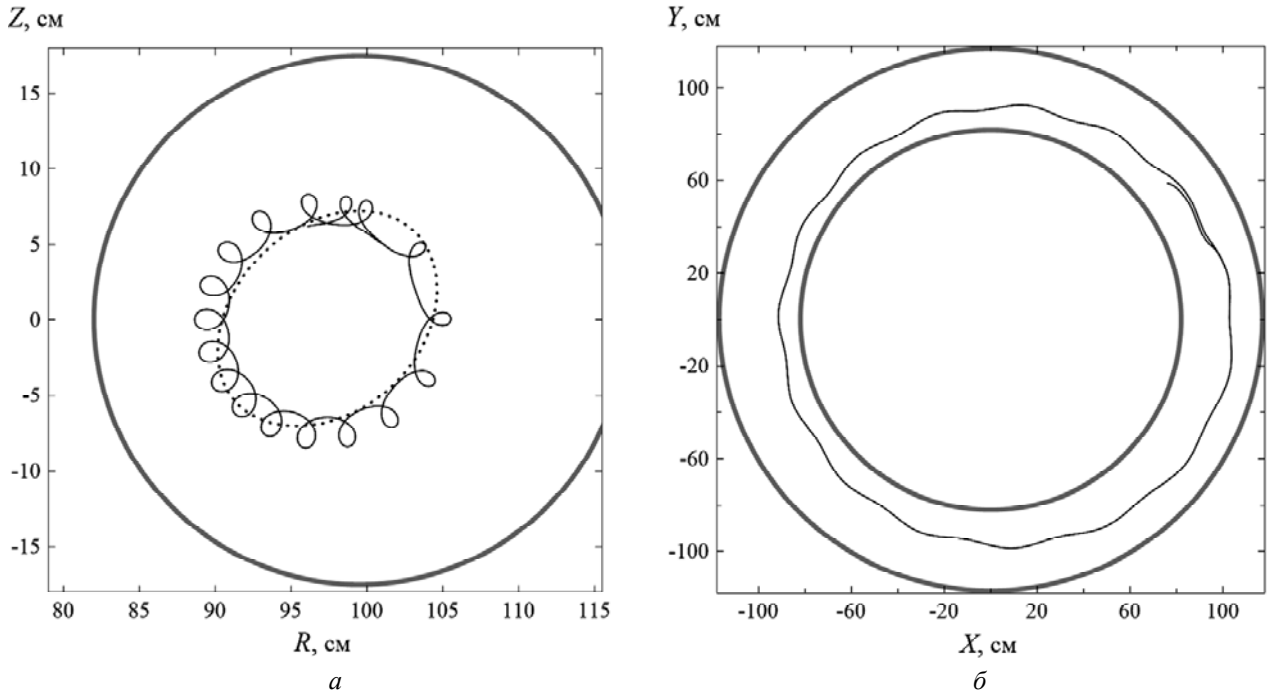


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для случая E ≈ 77 В/см.

При меньших величинах u_0 частицы перестают быть пролетными, т.е. $v_{\|}$ меняет знак при распространении вдоль траектории. Однако, как показали наши расчеты, рассматриваемые значения электрического поля оказывают весьма существенное влияние на движение частиц и вид траекторий их движения. Пример получающихся траекторий для $u_0 = 0,2$ приведен на рис. 11, *а* и 11, *б*. Из рис. 11, *а* видно, что полученная в данном расчете траектория существенно отличается от супербанановой траектории в случае отсутствия радиальных электрических полей и заметно меньше отклоняется от магнитных поверхностей. Тороидальное движение иона видно из рис. 11, *б*. Хотя продольная скорость периодически меняет знак, но влияние электрического поля является определяющим, и частица успешно продвигается вдоль тора. Мы назвали такие траектории «квазипролетными». Из-за большой величины ι_E для частиц в значительной степени уменьшено влияние дрей-

фов в неоднородном магнитном поле. Еще более интересная траектория получается при изменении направления продольной скорости. Результат данного расчета приведен на рис. 12. Ион, начав движение из точки магнитной поверхности с максимальным поперечным радиусом, описывает примерно окружность с тем же радиусом. Таким образом, частица при движении вдоль тора остается на магнитной поверхности примерно в той же фазе, т.е. должна сделать при одном обходе по малому радиусу (как и винтовая обмотка) 7 шагов вдоль тора и иметь величину преобразования поворота дрейфовой траектории равной 7. Вычисленная из рис. 12 величина ι_{dr} = 6,9 хорошо совпадает с нашим предположением. Как видно из рис. 12, *б*, при таком большом прокручивании траектории частица практически не совершает колебаний в минимумах стеллараторного поля.

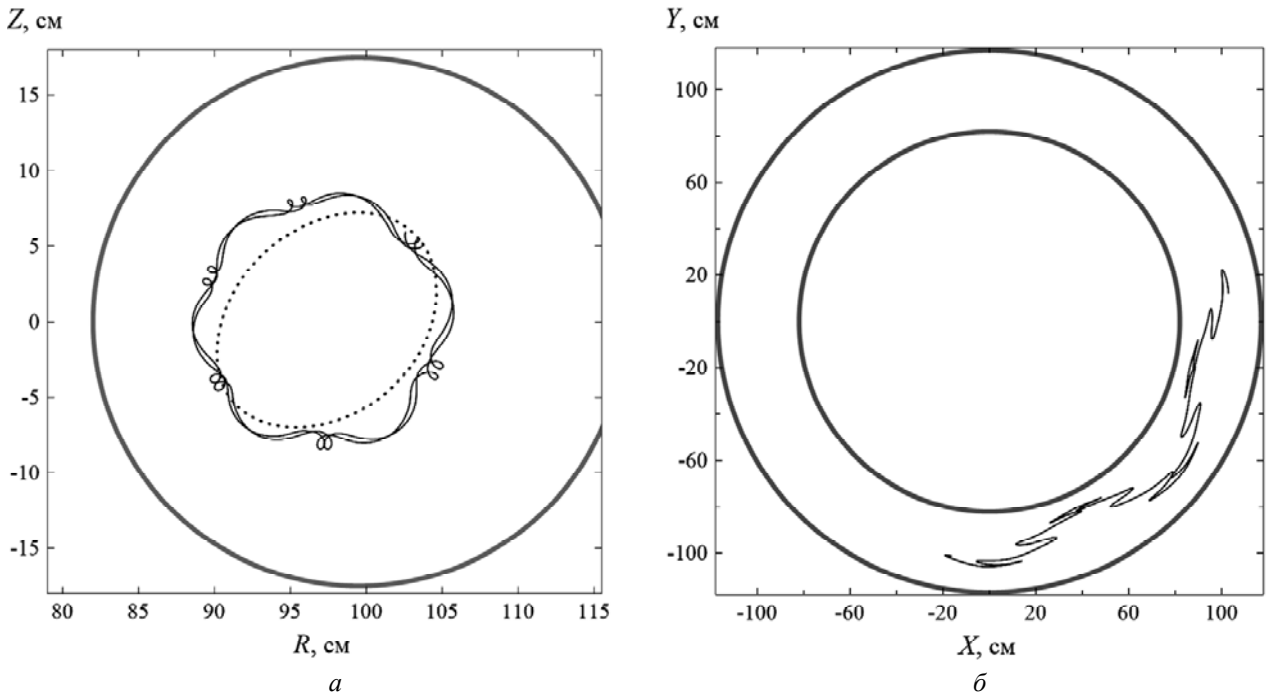


Рис. 11. Дрейфовая траектория иона для E ≈ 77 В/см, u_0 = 0,14; а) — проекция и б) — вид сверху.

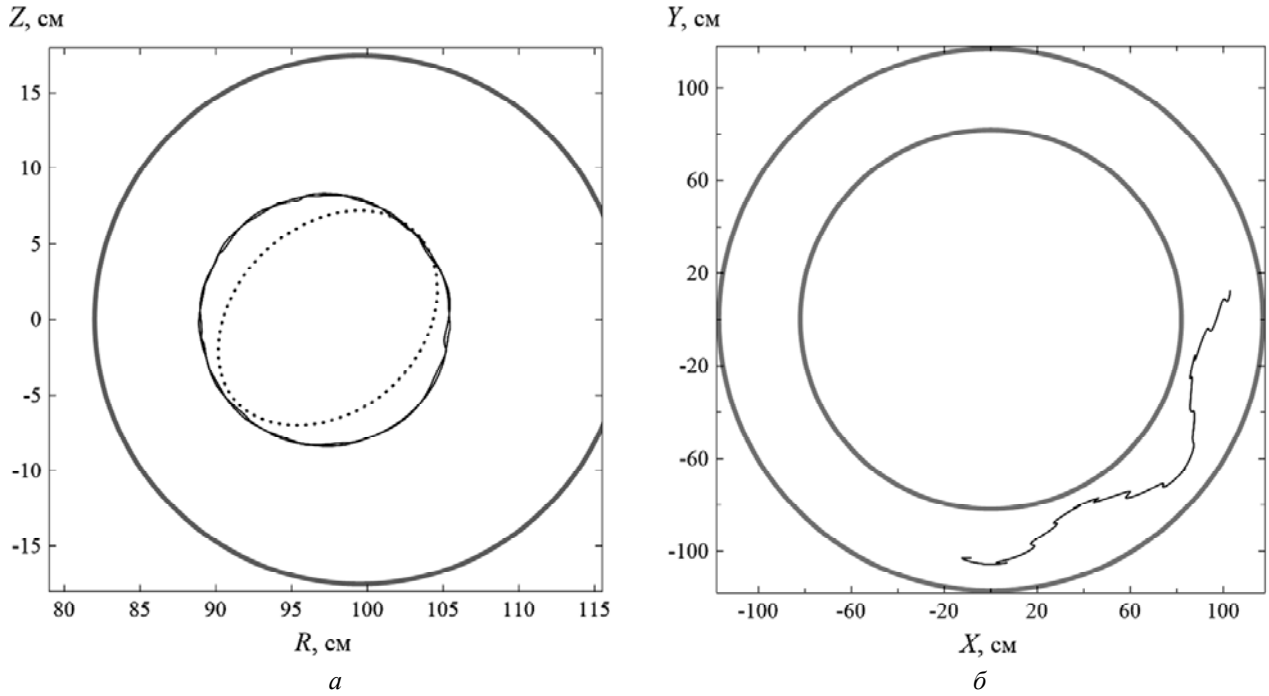


Рис. 12. То же, что на рис. 11, но для случая u_0 = –0,14.

Заключение

Основные выводы статьи можно свести к следующим заключениям.

Моделирование дрейфовых траекторий ионов H^+ для магнитной конфигурации стелларатора Л-2М с учетом влияния электрического потенциала плазмы показало, что радиальные электрические поля во многих случаях существенно меняют их характеристики. При этом свойства траекторий существенно меняются при изменении продольной скорости иона.

При положительном потенциале плазмы электрическое поле практически всегда улучшает удержание ионов с начальной продольной скоростью против направления магнитных силовых линий. В этом случае азимутальный дрейф в скрещенном электрическом и магнитном поле увеличивает прокручивание траекторий частиц по сравнению с прокручиванием стеллараторных силовых линий, уменьшая отклонения их траекторий относительно магнитных поверхностей.

Для пролетных частиц с положительной продольной скоростью в широком диапазоне соотношений поперечных и продольных скоростей в азимутальной плоскости возникают «банановые» дрейфовые траектории, существенно отклоняющиеся от магнитных поверхностей. Для ионов с различным стартовым отношением $v_{\|}$ к $v_{\perp}$, а также с разными начальными координатами на данной магнитной поверхности в данном случае происходит сильное перемешивание траекторий. Такие же эффекты характерны и для более тяжелых ионов. Соответственно, при наличии столкновений это приводит к ухудшению удержания в стелларатоpе ионов всех видов. Этот эффект, в свою очередь, должен приводить к увеличению тороидального вращения плазмы. Возможность подобного явления обсуждалась в обзоре [7]. Впервые подобное явление было обнаружено на стелларатоpе Л-1 [17, 18].

В области малых продольных скоростей частиц электрическое поле существенно меняет характер траекторий, приводя к ликвидации «супербанановых» траекторий. При этом был установлен тип дрейфовых траекторий (мы назвали их «квазипролетными»), в которых азимутальное электрическое прокручивание частиц обеспечивает компенсацию тороидального дрейфа и, соответственно, малое отклонение от магнитных поверхностей.

Работа выполнена в рамках Программы РАН № I. 11 П «Фундаментальные проблемы удержания и нагрева плазмы в магнитных ловушках» и Государственного задания № 01200953485 «Исследование удержания высокотемпературной плазмы в стеллараторах».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гребенщиков С. Е., Данилкин И. С., Терещенко М. А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1085.

2. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 2. С. 177. — М.: Госатомиздат, 1963.

3. *Berk H. L., Galeev A. A.* // Phys. Fluids. 1967. Vol. 10. P. 441.

4. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Фюрс Г. П.* // ПМТФ. 1968. № 6. С. 3.

5. *Попрядухин А. П.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 9. С. 1839.

6. *Комин А. В., Лобанов К. М., Устюжанинов В. Г.* // Атомная энергия. 1969. Т. 27. С. 545.

7. *Галеев А. А. Сагдеев Р. З.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 7. С. 205. — М.: Госатомиздат, 1973.

8. *Комин А. В., Лобанов К. М., Устюжанинов В. Г.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1346.

9. *Sanuki H., Todoroki J., Kamimura T.* // Phys. Fluids B. 1990. Vol. 2. P. 2155.

10. *Hanatani K., Penningsfeld F. P.* // Nucl. Fusion. 1992. Vol. 32. P. 1769.

11. *Rome J. A.* // Nucl. Fusion. 1995. Vol. 35. P. 195.

12. *Pedersen T. S.* Large Electric Fields in Stellarators, in New Developments in Nuclear Fusion Research, P. 109. / Ed. Nakamura Y. — New York: Nova Science Pub. 2006.

13. *Hindmarsh A. C.* ODEPACK, a Systematized Collection of ODE Solvers, in Scientific Computing. P. 55 / Eds. Stepleman R.S. et al. — Amsterdam: North-Holland, 1983.

14. *Shchepetov S. V., Kuznetsov A. B.* // Nucl. Fusion. 1996. Vol. 36. P. 1097.

15. *Воронов Г. С., Гришина И. А., Плешков Е. И.* // Тез. докл. XXXVIII Междунар. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2011. С. 73. — М., 2011.

16. *Miyamoto K.* // Nucl. Fusion. 1978. Vol. 18. P. 243.

17. *Berezhetskii M. S., Grebenshchikov S. E., Kossyi I. A., Sbitnikova I. S., Shpigel' I. S.* // Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Res., IAEA, Vienna, 1971, Vol. III. P. 49.

18. *Бережецкий М. С., Гребенщиков С. Е., Коссый И. А., Сбитникова И. С., Шпигель И. С.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 573.

Effects of radial electric fields on particle drift orbits in L-2M stellarator plasmas

S. E. Grebenshchikov and M. A. Tereshchenko

A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
38 Vavilova str, Moscow, 119991, Russia
E-mail: greben@fpl.gpi.ru

Received November 1, 2016

Presented are the numerical simulation results of particle drift orbits in the L-2M stellarator, obtained by the TRAZ code that has been recently developed at GPI RAS. The code performs a numerical integration of the guiding center drift equation with an account of radial electric fields occurred in a plasma column. The simulations show that radial electric fields substantially modify the drift orbits in the stellarator. Determined are the pitch-angle ranges where the drift orbit changes its type under the reversing of particle longitudinal velocity.

PACS: 52.55.Hc, 52.65.Cc

Keywords: stellarator, trajectory, particle, numerical simulation, electric field, magnetic field.

REFERENCES

1. S. E. Grebenshchikov, I. S. Danilkin, and M. A. Tereshchenko, Plasma Phys. Rep. **35**, 1005 (2009). doi: 10.1134/S1063780X09120022
2. A. I. Morozov and L. S. Solov'ev, in *Reviews of Plasma Physics*, Ed. by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), **2**, P. 228.
3. H. L. Berk and A. A. Galeev, Phys. Fluids **10**, 441 (1967). doi: 10.1063/1.1762126
4. A. A. Galeev, R. Z. Sagdeev, and G. P. Fyurs, Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz., No. 6, 3 (1968).
5. A. P. Popryadukhin, Sov. Phys.-Tech. Phys. **15**, 1435 (1971).
6 A. V. Komin, K. M. Lobanov, and V. G. Ustyuzhaninov, Atomnaya Energiya **27**, 545 (1969).
7. A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev, in *Reviews of Plasma Physics*, Ed. by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1979), V. 7, P. 257.
8. A. V. Komin, K. M. Lobanov, and V. G. Ustyuzhaninov, Sov. Phys.-Tech. Phys. **15**, 1043 (1971).
9. H. Sanuki, J. Todoroki, and T. Kamimura, Phys. Fluids B **2**, 2155 (1990). doi: 10.1063/1.859436
10. K. Hanatani and F. P. Penningsfeld, Nucl. Fusion **32**, 1769 (1992). doi: 10.1088/0029-5515/32/10/I06
11. J. A. Rome, Nucl. Fusion **35**, 195 (1995). doi: 10.1088/0029-5515/35/2/I09
12. T. S. Pedersen, in *New Developments in Nuclear Fusion Research*, Ed. by Y. Nakamura (Nova Science Pub., New York, 2006), P. 109.
13. A. C. Hindmarsh, in *Scientific Computing*, Ed. by R. S. Stepleman et al (North-Holland, Amsterdam, 1983), P.55.
14. S. V. Shchepetov and A. B. Kuznetsov, Nucl. Fusion **36**, 1097 (1996). doi: 10.1088/0029-5515/36/9/I01
15. G. S. Voronov, I. A. Grishina, and E. I. Pleshkov, in *Proc. 38th Int. Zvenigorod Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion*, P. 73 (2011). http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXVIII/Mu/ru/DB-Voronov.doc
16. K. Miyamoto, Nucl. Fusion **18**, 243 (1978). doi: 10.1088/0029-5515/18/2/008
17. M. S. Berezhetskii, S. E. Grebenshchikov, I. A. Kossyi, I. S. Sbitnikova, and I. S. Shpigel', in *Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Res.* (IAEA, Vienna, 1971), V. 3, P. 49.
18. M. S. Berezhetskii, S. E. Grebenshchikov, I. A. Kossyi, I. S. Sbitnikova, and I. S. Shpigel', Sov. Phys. JETP **35**, 304 (1972).