

04

Уменьшение отклонений орбит α -частиц в термоядерном реакторе с $l = 3$ винтовой обмоткой

© Олег А. Шишкин

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию 14 октября 1996 г.

В окончательной редакции 15 сентября 1997 г.

Исследованы траектории α -частиц в магнитной системе реакторного размера с трехзаходной ($l = 3$) винтовой токовой обмоткой и дополнительной токовой обмоткой, создающей вертикальное магнитное поле. Показано, что выбором величины и знака вертикального магнитного поля можно уменьшить отклонения отрицательно и положительно пролетных частиц относительно вакуумных магнитных поверхностей. Показано также, что при тех же самых условиях уменьшаются отклонения запертых α -частиц. Особенно важно, что этот результат получен для систем с малым аспектовым отношением.

1. Введение

В оптимальной магнитной конфигурации термоядерного реактора на основе тороидальной магнитной ловушки смещение дрейфовых траекторий для пролетных частиц с продольными скоростями, направленными вдоль и против магнитного поля (положительно и отрицательно пролетных), и запертых частиц относительно исходных вакуумных магнитных поверхностей должно быть возможно малым [1–8]. Эта проблема практически решена для реактора на основе модульного стелларатора [5] магнитной конфигурацией типа Helias [2–4]. Пути решения этой проблемы ищутся также для магнитных систем гелиотронного и торсатронного типа [6–8,10]. Особенно важен этот вопрос для компактных систем, т.е. систем с малым аспектовым отношением, к которым относится активно изучаемая в настоящий момент система Force-Free Helical Reactor (FFHR)-реактор с квазибессиловой винтовой обмоткой [8,10]. Его магнитная система состоит из трехзаходной ($l = 3$) винтовой обмотки и трех пар обмоток вертикального поля (рис. 1). Особенностью этой системы, отличающей ее от других схем

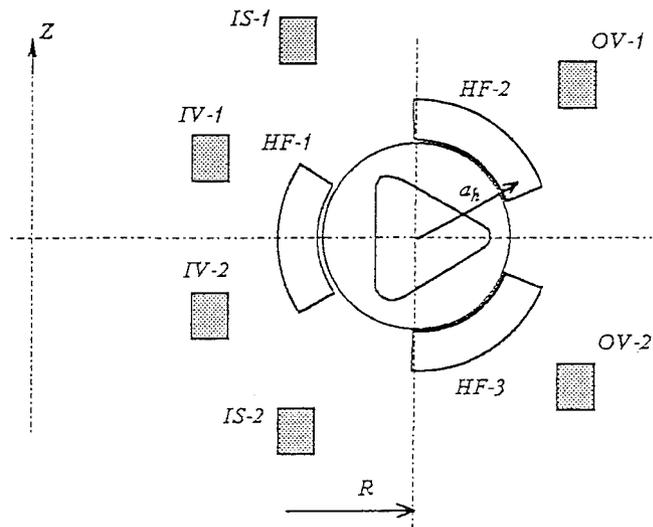


Рис. 1. Схема токовых катушек в магнитной системе: HF-1, HF-2, HF-3 — винтовые проводники, IV-1, IV-2, IS-1, IS-2, OV-1, OV-2 — пары кольцевых проводников.

реактора, является большое магнитное поле на круговой оси тора. Она предназначена создать магнитное поле $B_0 = 12\text{ Т}$ на круговой оси тора. Это возможно, если тангенс угла наклона винтового проводника к экваториальной плоскости тора близок к единице, т.е. $m_h a/R = 1$. Здесь m_h — число шагов винтового проводника на длине тора, R и a — большой и малый радиусы тора, на который навиты винтовые обмотки.

Настоящая работа посвящена изучению траектории α -частиц в магнитной системе FFHR со следующими параметрами: большой радиус тора $R = 1320\text{ см}$, малый радиус тора, на котором уложена винтовая обмотка, $a = 330\text{ см}$, число полюсов винтовой обмотки $l = 3$, число периодов магнитного поля на длине тора $m = 12$ ($m_h = 4$). Рассмотрены возможности регулирования орбит пролетных и запертых частиц (дрейфовых траекторий) относительно магнитных поверхностей. Показано, что, изменяя вертикальное магнитное поле, в общем случае присутствующее в конфигурации, можно добиться заметного уменьшения отклонений траектории α -частиц от исходных магнитных поверхностей.

2. Свойства магнитной конфигурации

Изменяя вертикальное магнитное поле (его дипольную компоненту) по знаку и величине, можно смещать магнитные поверхности во внутреннюю или внешнюю части тора и изменять характер модуляции

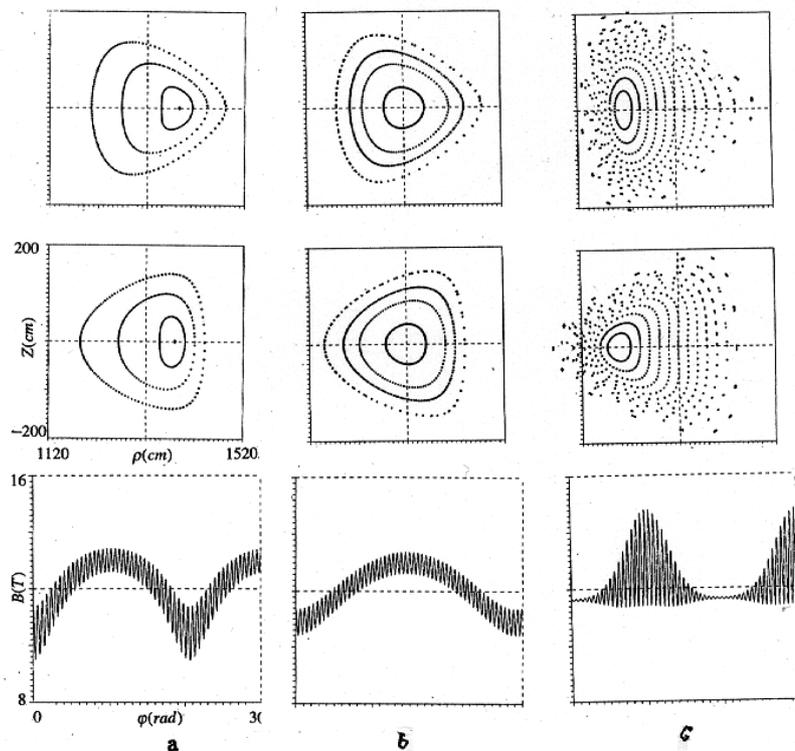


Рис. 2. Вид магнитных поверхностей в меридиональных сечениях в начале периода магнитного поля: $\varphi = 0$ (верхний ряд), и в полпериода магнитного поля: $\varphi = \pi$ (средний ряд) и модуляция магнитного поля вдоль силовой линии для поверхности со средним радиусом, равным половине среднего радиуса крайней неразрушенной магнитной поверхности (нижний ряд) при $B_{\perp}/B_0 = -0.003$ (a), $B_{\perp}/B_0 = 0.0$ (b) и $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ (c). На рисунках верхнего и среднего рядов вдоль горизонтальной оси отложено расстояние от прямой оси тора, вдоль вертикальной оси отложено расстояние вдоль прямой оси тора.

магнитного поля вдоль силовой линии магнитного поля (рис. 2). Магнитные поверхности показаны в меридиональных сечениях через период и полпериода магнитного поля. Качество магнитных поверхностей удовлетворяет условиям удержания плазмы в следующем интервале изменения вертикального магнитного поля: $-0.003 \leq B_{\perp}/B_0 \leq 0.015$. Средний радиус магнитных поверхностей с одной и той же точкой старта магнитной силовой линии увеличивается по мере увеличения вертикального магнитного поля. При вертикальном поле $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ крайние магнитные поверхности близки к рациональным. На это указывает расположение следов силовой линии магнитного поля: они идут "попарно" на малом расстоянии друг от друга. Такие магнитные поверхности при наличии возмущающих магнитных полей могут потребовать коррекции. Такая коррекция может быть проведена с помощью гармоник с более высокими номерами по угловой переменной вдоль малого обхода тора и практически достигается изменением токов в обмотках вертикального поля.

Для того же самого интервала изменения вертикального поля модуляция поля вдоль силовой линии, взятая на магнитной поверхности с радиусом, приблизительно равным половине радиуса крайней замкнутой магнитной поверхности, меняется следующим образом: когда магнитные поверхности сдвинуты во внешнюю часть тора, винтовые гофры увеличиваются в области более сильного тороидального поля. Это — признак условий для повышенного радиального дрейфа запертых частиц, как известно из [9]. Когда магнитные поверхности сдвинуты во внутреннюю часть тора, винтовые гофры уменьшаются в области более слабого тороидального поля и увеличиваются в области более сильного тороидального поля. Это — признак конфигурации, благоприятной для понижения радиального дрейфа запертых частиц [9].

Для того же самого интервала изменения вертикального поля угол вращательного преобразования меняется в пределах $0.29 \leq l \leq 0.64$.

3. Основные уравнения и модель магнитного поля

Наше изучение движения заряженных частиц основано на решении системы уравнений движения ведущего центра частицы

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = V_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \frac{M_j c (2V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2)}{2e_j B^3} [\mathbf{B} \times \nabla B],$$

$$\frac{dW}{dt} = 0, \quad \frac{d\mu}{dt} = 0,$$

где W и μ — полная энергия и магнитный момент частицы, V_{\parallel} и V_{\perp} — скорости частицы вдоль и поперек магнитного поля, M_j и e_j — масса и заряд частицы, \mathbf{r} — радиус-вектор ведущего центра частицы, c — электродинамическая постоянная, \mathbf{E} и \mathbf{B} — электрическое и магнитное поля.

Компоненты магнитного поля заданы в квазицилиндрической системе координат, связанной с круговой осью тора, в виде разложения в ряд Фурье по угловым переменным θ и φ : $\mathbf{B} = \nabla\Phi$, где скалярный потенциал магнитного поля записывается следующим выражением:

$$\Phi = B_0 \left\{ R\varphi - R/m \left[\sum_N \varepsilon_N (r/a)^N \sin(N\theta - m\varphi) + \sum_k \varepsilon_k (r/a)^k \sin k\theta \right] \right\},$$

где r — радиальная переменная, θ и φ — угловые переменные вдоль большого и малого радиусов тора: θ отсчитывается от направления, противоположного направлению главной нормали к круговой оси тора; $\varepsilon_N, \varepsilon_k$ — коэффициенты при гармониках магнитного поля, принимающие в нашем конкретном случае следующие значения: $N = 3, \varepsilon_3 = 0.76$ и $k = 1$, параметр ε_1 при трех рассмотренных нами значениях вертикального поля принимает следующие три значения: $B_V/B_0 = -0.003, 0.0, 0.015$.

4. Орбиты α -частиц

Основным очагом рождения α -частиц должен быть центр плазмы, где плотность и температура плазмы наиболее высокие. Это место должно быть в центре магнитных поверхностей вблизи магнитной оси. При изучении траекторий α -частиц с энергией 3.52 MeV стартовая точка задавалась так, чтобы можно было сравнить отклонения орбит в разных конфигурациях от магнитных поверхностей с приблизительно одинаковым средним радиусом ≈ 40 см (рис. 3). Нами отобраны наиболее характерные траектории с начальным значением отношения

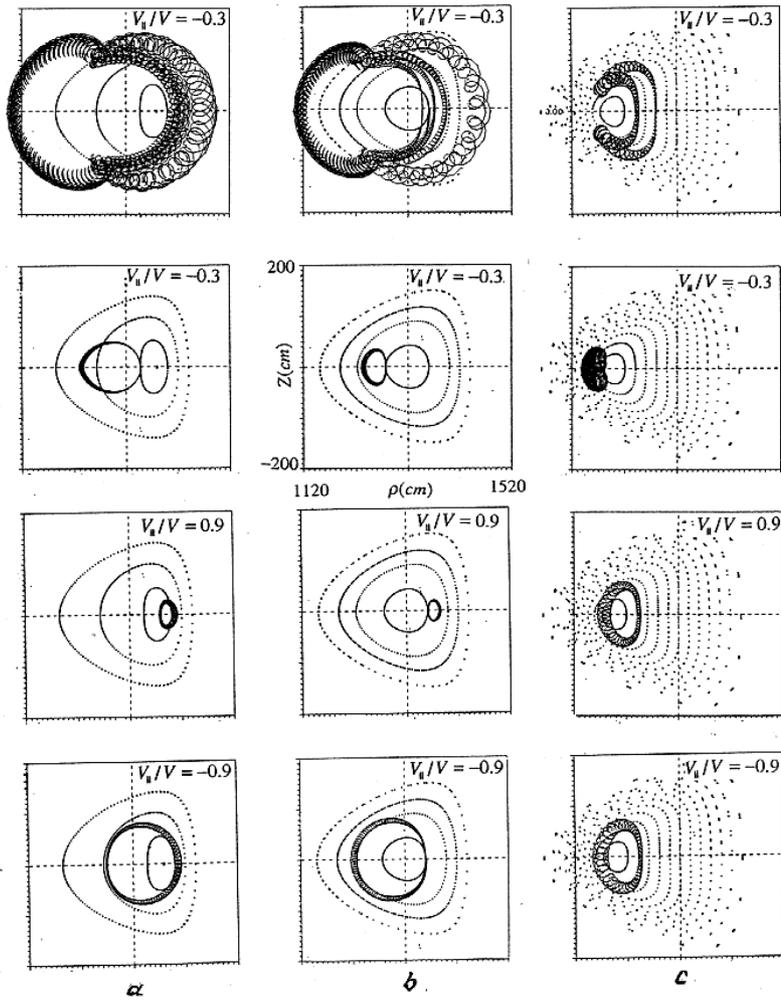


Рис. 3. Проекция на меридиональное сечение траекторий α -частиц при $V_{\parallel}/V = -0.3$ (первый и второй ряды), $V_{\parallel}/V = 0.9$ (третий ряд), $V_{\parallel}/V = -0.9$ (четвертый ряд) при $B_{\perp}/B_0 = -0.003$ (a), $B_{\perp}/B_0 = 0.0$ (b) и $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ (c). Вдоль горизонтальной оси отложено расстояние от прямой оси тора, вдоль вертикальной оси отложено расстояние вдоль прямой оси тора.

продольной скорости к полной скорости частицы $V_{\parallel}/V = -0.3$, а также $V_{\parallel}/V = 0.9$ и -0.9 .

Частицы, стартующие из области более слабого тороидального поля (первый ряд рис. 3), превращаются в запертые и значительно удаляются от исходной поверхности при $B_{\perp}/B_0 = -0.003$ (рис. 3, *a*) и при $B_{\perp}/B_0 = 0.0$ (рис. 3, *b*). При $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ (рис. 3, *c*) такая частица испытывает отражение в области более сильного тороидального поля, но ее отклонение существенно меньше.

Частицы, стартующие вблизи тех же поверхностей, но со стороны более слабого тороидального поля (второй ряд рис. 3), хотя и являются пролетными при $B_{\perp}/B_0 = -0.003$ (рис. 3, *a*) и при $B_{\perp}/B_0 = 0.0$ (рис. 3, *b*), отклоняются от исходной поверхности на заметные расстояния. Аналогичная частица в случае $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ (рис. 3, *c*), являясь запертой, остается вблизи исходной магнитной поверхности.

При увеличении по абсолютному значению отношения V_{\parallel}/V (третий и четвертый ряды рис. 3) частицы являются пролетными. Различия между положительно и отрицательно пролетными частицами очень велики для $B_{\perp}/B_0 = -0.003$ (рис. 3, *a*) и при $B_{\perp}/B_0 = 0.0$ (рис. 3, *b*) и почти не заметны в случае $B_{\perp}/B_0 = 0.015$ (рис. 3, *c*). На рис. 3 показаны орбиты частиц, стартующих вблизи внутренних поверхностей. Точно такой же эффект — существенное уменьшение различия в отклонениях положительно и отрицательно пролетных частиц имеет место при $V_{\parallel}/V = \pm 0.9$ и для наружных магнитных поверхностей.

Физический механизм этого эффекта состоит в компенсации градиента тороидального магнитного поля гармониками, сателлитными по отношению к основной винтовой гармонике. Такие гармоники образуются как комбинационные в результате действия вертикального магнитного поля на "чистую" третью винтовую гармонику.

5. Выводы

1. Использование вертикального магнитного поля в магнитной системе термоядерного реактора с трехзаходной ($l = 3$) винтовой обмоткой позволяет регулировать отклонения орбит α -частиц от вакуумных магнитных поверхностей и существенно уменьшить их.

2. В конфигурации со сдвигом магнитной оси вовнутрь тора имеет место существенное уменьшение отклонений положительно и отрица-

тельно пролетных частиц по сравнению с конфигурациями со сдвигом магнитной оси во внешнюю часть тора или с "нулевым" сдвигом магнитной оси.

3. При тех же параметрах в такой конфигурации модуляция магнитного поля благоприятна для подавления радиального дрейфа запертых частиц.

4. Особенно важно, что этот эффект имеет место в магнитной системе с малым аспектовым отношением ($R/a = 4$).

В заключение автор выражает глубокую благодарность профессору О. Мотозима (О. Motojima) (Национальный институт термоядерных исследований, Токио, Япония) за неизменную поддержку, доктору А.В. Золотухину и доктору И.Н. Сидоренко (Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина) за большую помощь при начале исследовательской работы и доктору Александру А. Шишкину (Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина) за подсказанную тему работы.

Список литературы

- [1] Chodura R., Dommaschk W., Herrnegger F., Lots W., Nuhrenberg J., Schluter A. // IEEE Transactions on Plasma Science. V. PS-9. N 4. December 1981. P. 221–228.
- [2] Wobig H. Proceedings of the Workshop on Wendelstein VII-X Schloss Ringberg. 18-20 March, 1987. P. 93–113.
- [3] Lots W., Merkel P., Nurenberg J., Strumberger E. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1992. V. 34. N 6. P. 1037–1052.
- [4] Zolotukhin A.V., Beidler C.D., Herrnegger F., Kisslinger J., Wobig H. // 23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Kiev, Ukraine. 24–28 June 1996. b001.
- [5] Hofmann J.V., Baldzuhn J., Brakel R., Feng Y., Fiedler S., Geiger J., Grigull P., Herre G., Janicke R., Kick M., Kisslinger J., Kuhner G., Runow A., Sardei F., Stroth U., Wagner F., Weller A., Wobig H. // 23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Kiev, Ukraine. 24–28 June 1996. b006.
- [6] Carreras B.A., Dominguez N., Garcia L., Lynch V.E., Lyon J.F., Lyaon J.F., Cary J.R., Hanson J.D., Navarro A.P. // Nuclear Fusion. 1988. V. 28. N 7. P. 1195–1207.
- [7] Painter S.L., Lyon J.F. // Fusion Technology. 1989. V. 16. P. 157.

- [8] *Motojima O., Watanabe K.Y., Sagara A., Yamazaki K., Shishkin A.A., Zolotukhin A.V., Smirnova M.S., Sidorenko I.N., Belash N.A., Polunovskii E.I., Shishkin O.A.* // 23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Kiev, Ukraine. 24–28 June 1996.
- [9] *Mynick H.E., Chu T.K.* // Physical Review Letters. 1982. V. 48. N 5. P. 322–326.
- [10] *Motojima O., Watanabe K.Y., Sagara A., Yamazaki K., Shishkin A.A., Zolotukhin A.V., Smirnova M.S., Sidorenko I.N., Belash N.A., Shishkin O.A.* // Proceedings of the 6th Workshop on WENDELSTEIN 7-X and Helias Reactors. Schloss Ringberg, Bavaria. 20–24 Nov. 1995. (F. Herrnegger, F. Rau, Ed.) IPP 2/331, 20 Jan. 1996. P. 227–236.