

01;04

Уширение резонансной дрейфовой траектории частицы и ввод трития в термоядерный реактор с $l = 3$ винтовой обмоткой

© А.А. Шишкин, О. Motojima, Э.И. Полуновский

Институт физики плазмы, Национальный научный центр
"Харьковский физико-технический институт", Харьков-108, Украина
National Institute for Fusion Science, Tokio 509-5292, Japan
Харьковский государственный университет, Харьков-77, Украина

Поступило в Редакцию 7 апреля 1998 г.

Две проблемы термоядерного реактора: удаление гелиевой золы и введение топлива (трития) — могут быть решены с использованием концепции "движение дрейфового острова". Движение дрейфового острова является признаком уширения резонансной траектории ведущего центра заряженной частицы. Такое уширение траектории имеет место, если выполняются два условия. Первое: дрейфовый угол прокручивания частицы равен резонансному значению $i^* = n/m$, где n и m — "волновые" числа возмущающего магнитного поля. Второе: дрейфовый угол прокручивания $i^* = n/m$ "перемещается" по поперечному сечению плазмы по мере движения частицы. Перемещение происходит из-за медленного изменения винтового магнитного поля во времени в процессе движения частицы. Показано, что такой эффект можно осуществить в термоядерном реакторе с винтовой обмоткой с $l = 3$ и использовать его для ввода ионов трития.

1. Введение

Поясним суть физического эффекта. Хорошо известно, что на месте рациональной магнитной поверхности с углом вращательного преобразования $l = n/m$ под действием магнитного возмущающего поля с "волновыми" числами n и m образуется цепочка m магнитных островов. Это — проявление резонансного свойства магнитной силовой линии. Увидеть магнитные острова можно, собрав следы силовой линии в меридиональных сечениях тора. В магнитных ловушках с винтовыми токовыми катушками положение магнитных островов в поперечном се-

чении магнитной конфигурации можно контролировать, изменяя винтовое магнитное поле. При большем значении винтового поля магнитные острова образуются ближе к центру плазмы, при меньшем — ближе к периферии.

Пролетная частица с дрейфовым углом прокручивания $i^* = n/m$ под действием того же магнитного возмущающего поля также может сформировать острова — так называемые ”дрейфовые острова”. Дрейфовый остров смещен по отношению к магнитному. Смещение зависит от энергии частицы W и отношения продольной (по отношению к магнитному полю) скорости к полной скорости частицы V_{\parallel}/V (pitch-velocity). Положение дрейфового острова также можно изменять, изменяя винтовое магнитное поле.

Принципиальной для нашего исследования особенностью является изменение винтового магнитного поля во времени в течение плазменного импульса. Изменяя винтовое магнитное поле в процессе движения частицы и соблюдая условие дрейфового резонанса, можно заставить заряженную частицу, например остывшую α частицу (гелиевую золу), выдрейфовать из центра плазмы на периферию или, например, ион трития ввести с периферии в центр плазмы.

В случае токамака подобный механизм можно осуществить, если возмущающее магнитное поле является винтовым, зависит от времени и частота возмущения также является функцией времени [1]. В магнитной ловушке с винтовыми проводниками движение дрейфового острова можно получить, изменяя во времени основное магнитное поле [2]. В магнитной системе с $l = 2$ можно использовать дрейфовые резонансы с $m = 1, n = 1$ и $m = 2, n = 1$ [2]. В настоящей работе выяснен вопрос, можно ли найти подобный механизм в магнитной системе с $l = 3$, которая рассматривается [3,4] как возможная основа термоядерного реактора с сильным магнитным полем (12 Т). Преимущество системы с $l = 3$ в том, что в ней можно снизить электродинамические усилия между винтовыми проводниками и таким образом повысить технически допустимое значение магнитного поля.

Специфической особенностью магнитной конфигурации с $l = 3$ является меньшее значение угла вращательного преобразования, чем в случае с $l = 2$ и большее значение шира (shear). В данной работе показано, что в стационарном термоядерном реакторе на основе магнитной системы с винтовыми обмотками $l = 3$ можно эффективно использовать резонанс дрейфового угла прокручивания $i^* = 1/3$ с магнитным возмущением с ”волновыми” числами $m = 3, n = 1$.

2. Основные уравнения и модель магнитного поля

Для нашего анализа используем систему уравнений движения частицы в дрейфовом приближении [5]

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{r}}{dt} &= V_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{M_j c (2V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2)}{2eB^3} [\mathbf{B} \nabla B], \\ \frac{dW}{dt} &= \frac{M_j V_{\perp}^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial t}, \\ \frac{d\mu}{dt} &= 0.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь W — кинетическая энергия частицы, V_{\parallel} и V_{\perp} — параллельная и перпендикулярная составляющие скорости частицы, M_j и e_j — масса и заряд частицы, \mathbf{B} — вектор магнитного поля, μ — поперечный адиабатический инвариант частицы ($\mu = \frac{M_j V_{\perp}^2}{2B}$), \mathbf{r} — радиус-вектор ведущего центра частицы.

Основное магнитное поле ($\mathbf{B} = \nabla \Phi$) моделируется с помощью скалярного потенциала

$$\Phi = B_0 \left[R\varphi - \frac{R}{m} \sum_n \varepsilon_{n,m} (r/a_h)^n \sin(n\vartheta - m\varphi) + \varepsilon_{1,0} r \sin \vartheta \right], \quad (2)$$

где B_0 — магнитное поле на круговой оси тора; R и a_h — большой и малый радиусы тора, на поверхности которого лежат винтовые проводники; r , ϑ , φ — координаты точки наблюдения, связанные с круговой осью тора: r — радиальное расстояние от круговой оси тора до точки наблюдения, ϑ и φ — угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора, ϑ отсчитывается от направления, противоположного главной нормали к круговой оси тора; метрические коэффициенты координат следующие: $h_r = 1$, $h_{\vartheta} = r$, $h_{\varphi} = R + r \cos \vartheta$; индекс суммирования m в нашем случае равен m_h — числу периодов магнитного поля на длине тора, индекс суммирования в нашем случае равен l , где l — число полюсов винтовой обмотки, $\varepsilon_{n,m}$ — коэффициенты при гармониках магнитного поля.

Для нашего исследования выбраны такие параметры: $l = 3$, $m_h = 18$, $R = 20$ м, $a_h = 3.3$ м, $B_0 = 12$ Т. Коэффициенты при винтовых гармониках задаем в виде

$$\varepsilon_{n,m} = \varepsilon_{n,m,0} + \varepsilon_{n,m,1} \sin(\Omega_{n,m} t + \delta_{n,m}), \quad (3)$$

в нашем случае $\varepsilon_{3,18,0} = 0.51$, $\varepsilon_{3,18,1} = 0.13$, остальные коэффициенты $\varepsilon_{n,m}$ считаем равными нулю. Значение фазы $\delta_{3,18} = -\pi/2$, $\varepsilon_{1,0} = 0.003$, что соответствует присутствию поперечного магнитного поля величиной 0.3% от основного продольного поля. Именно при таком значении поперечного магнитного поля получается магнитная конфигурация со сдвигом магнитной оси вовнутрь тора, в которой лучше удерживаются α -частицы [4]. Частота магнитного поля $\Omega_{3,18}$ равна нулю в случае, когда амплитуда винтового поля не меняется во времени, и равна 950 rad/s в том случае, когда осуществляется динамический контроль дрейфового резонанса.

Возмущающее магнитное поле описывается с помощью потенциала

$$\Phi_p = B_0 a_h \frac{\varepsilon_{n,m,p}}{m} (r/a_h)^m \sin(m\vartheta - n\varphi). \quad (4)$$

В нашем случае "волновые" числа возмущающего магнитного поля $m = 3$, $n = 1$, амплитуда возмущающего магнитного поля $\varepsilon_{1,3,p} = 0.001$.

3. Инжекция ионов трития

Покажем, как можно использовать резонанс дрейфового угла прокручивания с возмущающим магнитным полем на примере регулирования траектории иона трития с $W = 350$ keV и $V_{||}/V = 0.9$. При неизменной амплитуде винтового поля $\varepsilon_{3,18} = 0.38$ три дрейфовых острова образуются траекторией с начальными координатами $r_0 = 172.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$ (рис. 1, a).

При неизменной амплитуде винтового поля $\varepsilon_{3,18} = 0.64$ семейство дрейфовых поверхностей (рис. 1, b) также имеет 3 заметных острова на месте дрейфовой поверхности с $r^* = 1/3$. Эти дрейфовые острова образованы траекторией частицы со стартовой точкой с координатами $r_0 = 105.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$. Эти острова появляются под действием возмущения с "волновыми" числами $m = 3$, $n = 1$. Цепочки из 5 островов, образованные траекторией с начальными координатами $r_0 = 75.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$, а также мелкие 7 островов, образованные траекторией с начальными координатами $r_0 = 20.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$, появляются на месте дрейфовых поверхностей с $i^* = 1/5$ и $i^* = 1/7$ соответственно как спутниковые резонансы.

Ширина резонансной траектории соответствует размерам дрейфового острова, как показано на рис. 2.

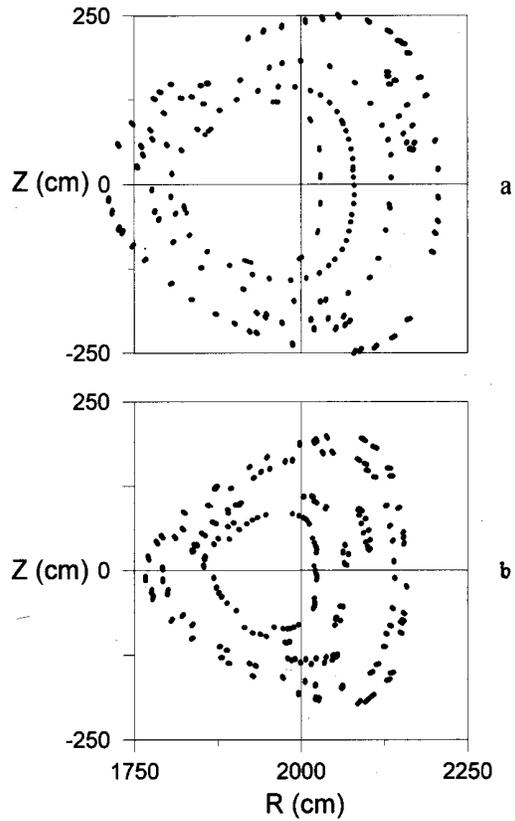


Рис. 1. Дрейфовые поверхности пролетного иона трития с начальными точками старта $r_0 = 30.5, 82.5, 142.5, 172.5, 212.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$ при $\varepsilon_{3,18} = 0.38$ (a) и старта $r_0 = 20.5, 75.5, 105.5, 145.5, 162.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$ при $\varepsilon_{3,18} = 0.64$ (b) в меридиональном сечении, проведенном в начале периода возмущающего магнитного поля.

На рис. 1 и 2 показаны дрейфовые поверхности и, в частности, острова в меридиональном сечении, проходящем через начало периода возмущающего магнитного поля. Аналогичная картина, но со сдвигом по ϑ имеет место и в других сечениях $\varphi = \text{const}$.

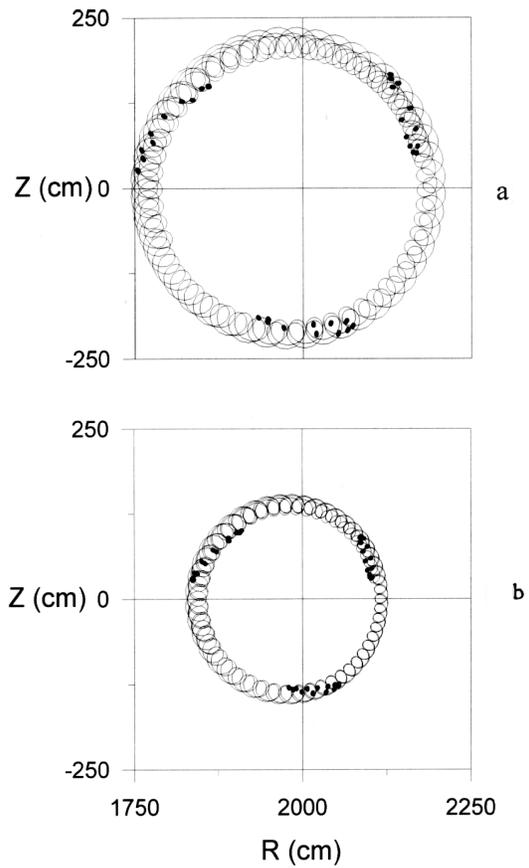


Рис. 2. Проекция траектории иона трития с начальной точкой старта $r_0 = 172.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$ при $\varepsilon_{3,18} = 0.38$ (a) и $r_0 = 105.5$ см, $\vartheta_0 = \pi/10$, $\varphi_0 = 0$ при $\varepsilon_{3,18} = 0.64$ (b) в меридиональном сечении (сплошная линия) и соответствующие дрейфовые острова (точки).

При изменении амплитуды винтового магнитного поля от значения $\varepsilon_{3,18} = 0.38$ до значения $\varepsilon_{3,18} = 0.64$ (рис. 3 — верхняя линия) происходит движение дрейфового острова (рис. 3 — средняя линия) и уширение резонансной траектории (рис. 3 — нижняя линия). На рис. 3

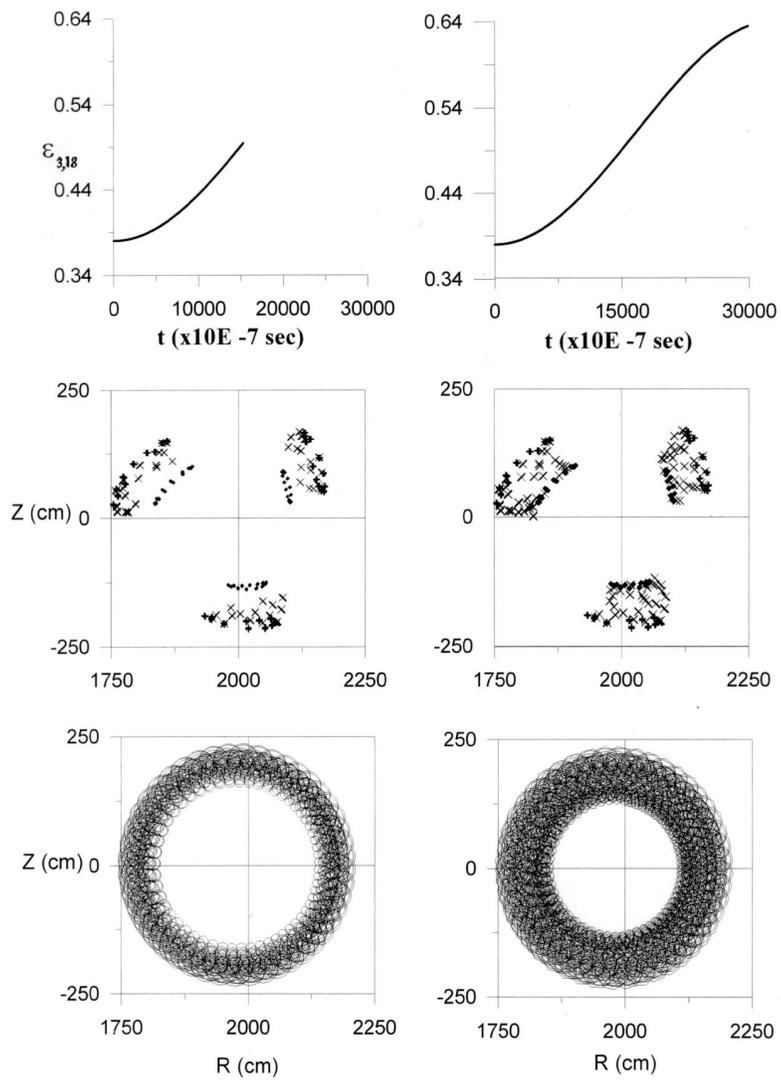


Рис. 3. Изменение амплитуды магнитного поля во времени (верхняя линия), движение дрейфового острова (средняя линия), уширение резонансной траектории (нижняя линия) после $\tau = 1.5 \cdot 10^{-3}$ s (слева), $3.0 \cdot 10^{-3}$ s (справа).

(средняя линия) следы траектории, оставляемые частицей в процессе изменения винтового поля и отмеченные значком (\times), изображены на фоне дрефовых островов, взятых с рис. 2. Дрейфовые острова при $\varepsilon_{3,18} = 0.38$ отмечены значком (+), дрейфовые острова при $\varepsilon_{3,18} = 0.64$ отмечены значком (\cdot). Так картина движения дрейфового острова представляется нагляднее. Очень важным моментом является выбор частоты $\Omega_{n,m}$. Период изменения амплитуды винтового магнитного поля должен быть сравним со временем формирования дрейфового острова, но больше его. Под временем формирования острова понимается то время, за которое следы траектории успевают "обойти" каждый из островов один раз [2]. Это — минимальное время, за которое следы траектории частицы "обрисуют" каждый из цепочки островов по одному разу. После этого времени следы траектории частицы дополняют каждый из островов большим числом точек.

Таким образом ионы трития могут быть введены с периферии в центр магнитной конфигурации.

4. Обсуждение

Отметим следующее.

4.1. Изменяя амплитуду винтового поля от большего значения $\varepsilon_{n,m}$ к меньшему, можно вывести частицу с конкретной энергией W и отношением продольной скорости к полной скорости V_{\parallel}/V из центра на периферию. Так можно удалить гелиевую золу из центра реактора с $l = 3$. Надо иметь в виду, что, изменяя дрефовый угол прокручивания, можно регулировать движение пролетной частицы со сравнительно большим значением параметра V_{\parallel}/V . Запертая частица может выдрейфовать под действием градиента магнитного поля из объема удержания, в то время как пролетная частица, формирующая дрефовую поверхность, может покинуть объем удержания, только если эта поверхность пересекает лимитер. Поэтому именно пролетную частицу надо выводить, используя активные методы воздействия на нее.

4.2. Рассмотренный механизм переноса обладает избирательным свойством. Под регулирование попадают частицы с такими значениями W и V_{\parallel}/V , для которых дрефовый угол прокручивания i^* близок к резонансному значению [1,2].

4.3. Соударения перемещаемой частицы с частицами плазмы могут отразиться на всем процессе, поэтому влияние соударений на наблюдение дрейфового резонанса изучается в настоящее время.

4.4. Изменение винтового поля в процессе плазменного импульса практически осуществимо. Оно производилось на установке Wendelstein 7A — классическом стеллараторе с винтовой обмоткой с $l = 2$ — с целью не дать уменьшиться углу вращательного преобразования при выключении тока омического нагрева [6]. Такое изменение поля в процессе разряда планируется произвести и на установке со сверхпроводящими винтовыми обмотками Large Helical Device (LHD) [2], где длительность импульса должна достигнуть 1000 s.

5. Заключение

На основе анализа дрейфового движения заряженной частицы — иона трития — в магнитной конфигурации термоядерного реактора с винтовой обмоткой с $l = 3$ показано следующее.

Используя резонанс между дрейфовым углом прокручивания $l^* = 1/3$ и возмущающим магнитным полем с ”волновыми” числами $m = 3$, $n = 1$ и изменяя во времени винтовое магнитное поле, можно изменять траекторию частицы так, что тритий войдет с периферии магнитного объема в центр.

Изменение магнитного поля — медленное. Используется только 1/2 периода изменения винтового магнитного поля.

Таким образом можно вводить топливо в термоядерный реактор.

Тот же физический механизм и тот же дрейфовый резонанс можно использовать для того, чтобы удалить, например, гелиевую золу из центра объема удержания на периферию.

Список литературы

- [1] *Mynick H.E., Pomphrey N.* // Nuclear Fusion. 1994. V. 34. P. 1277.
- [2] *Motojima O., Shishkin A.A.* // Plasma Physics and Controlled Fusion (in press).
- [3] *Motojima O. et al.* // In 23rd European Phys. Soc. Conference on Contr. Fusion and Plasma Physics. Kiev, 1996.
- [4] *Shishkin O.A.* // Tech. Phys. Lett. 1997. V. 23 (11). P. 895.
- [5] *Morozov A.I., Solov'ev L.S.* // Reviews Plasma Physics (Ed. by Acad. M.L. Leontovich). V. 2. Consultants Bureau. New York, 1966. P. 201–297.
- [6] *Bartlett D.V. et al.* // Plasma Physics and Controlled Fusion Research. 1980. Brussels. Proc. 8th Intern. Conference IAEA. V. 1. P. 185.