УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ТИРИНГ-МОДЫ В ПЛАЗМЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

*А.В. Дудковская, М.И. Патров, В.К. Гусев, Г.С. Курские, Ю.В. Петров**ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Тиринг-неустойчивость с модовым составом 2/1 регистрируется в течение стадии плато тока с начала работы сферического токамака (СТ) Глобус-М. В силу ограниченности экспериментальной базы зависимость развития неустойчивости от величины полоидального бета была зафиксирована с недостаточной степенью точности. В настоящей работе проведён более детальный анализ, подтверждающий неоклассический характер наблюдаемых мод. Была проверена зависимость размера острова в состоянии насыщения от величины полоидального бета, рассчитана временная эволюция острова на основании данных магнитных зондов Мирнова и сопоставлена с модифицированной теорией Резерфорда, и найден критический размер острова неоклассической тиринг-моды (НТМ) для токамака Глобус-М.

Ключевые слова: сферический токамак, устойчивость, удержание, срыв, тиринг-неустойчивость.

TEARING MODE BEHAVIOR IN GLOBUS-M SPHERICAL TOKAMAK PLASMA

*A.V. Dudkovskaya, M.I. Patrov, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, Yu.V. Petrov**Ioffe PTI, St.-Petersburg, Russia*

2/1 tearing mode during the plateau phase of the plasma current time evolution has been observed since the start of the Globus-M spherical tokamak operation. Due to a small amount of shots in a database, the poloidal beta dependence of the instability growth rate had been investigated with not sufficient accuracy. In a current work, a more detailed analysis has been produced that proves a fact that the observed modes can be treated as neoclassical. The saturated island width as a function of poloidal beta has been obtained; a time evolution of the magnetic island has been calculated from the Mirnov magnetic coil signals and compared to the modified Rutherford theory, and the critical magnetic island width has been found for the Globus-M tokamak.

Key words: Spherical tokamak, stability, confinement, disruption, tearing instability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-4-63-67

ВВЕДЕНИЕ

Неоклассическая тиринг-мода наблюдается как в традиционных токамаках, так и в токамаках с малым аспектным отношением [1]. Наиболее часто фиксируются НТМ с низкими тороидальным и полоидальным числами возмущений. В частности, в экспериментах по получению омического разряда на СТ Глобус-М во время фазы плато плазменного тока развивается тиринг-мода с числами 2/1 [2]. Её развитие происходит вследствие конечной проводимости плазмы и сопровождается изменением топологии силовых линий магнитного поля, проявляющимся в формировании островных магнитных структур. Размер острова НТМ является функцией времени, которая может быть найдена из частично подтверждённой экспериментально модифицированной теории Резерфорда [3]. НТМ является одной из наиболее опасных крупномасштабных магнитогиродинамических (МГД) неустойчивостей в плазме токамака, развитие которой ограничивает эффективность работы установки, устанавливая предел по достижению полного относительного газокINETического давления, а также может приводить к развитию неустойчивости срыва.

В более ранних работах, например, в [4] исследовалась корреляция параметров, характеризующих НТМ, с величиной β_p . Однако точность таких измерений была недостаточной: в большей степени это объясняется малым объёмом экспериментальных данных. Расширение экспериментальной базы и углубление понимания удержания частиц и энергии в плазме СТ Глобус-М позволило провести более детальный анализ особенностей развития тиринг-моды.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В эксперименте сигнал магнитных зондов Мирнова позволяет судить о наличии/отсутствии магнитных возмущений. О существовании именно НТМ говорят, если одновременно превышены пределы по пороговой ширине острова и по величине полоидального бета. На СТ Глобус-М тиринг-мода наблюдается во многих омических разрядах в диапазоне тока плазмы $I_p = 150\text{—}250$ кА, тороидальном магнитном поле $B_T = 0,4$ Тл и

Рис. 1. Осциллограммы разряда Глобус-М № 26 148, в течение которого наблюдается развитие НТМ

та постоянен, соответствует диапазону, в котором ширина острова достигает насыщения со временем.

средней по хорде электронной плотности $\langle n_e \rangle = (0,2-0,8)10^{20} \text{ м}^{-3}$. Осциллограммы одного из характерных разрядов № 26 148, в котором развивается неустойчивость, показаны на рис. 1. МГД-активность измеряется комплексом магнитных зондов в полоидальном и тороидальном направлениях [5]. Расчёт интегральных характеристик плазмы был выполнен равновесным кодом EFIT [6].

В разряде № 26 148 увеличение β_p достигалось за счёт наращивания плотности в течение разряда. Как можно видеть из результата расчёта по коду EFIT, развитие тиринг-моды в этом разряде имеет пороговый характер по величине β_p и начинается с момента времени около 145 мс при $\beta_p \approx 0,25$. Также видна корреляция временной зависимости β_p и амплитуды осцилляций магнитного поля, регистрируемой зондом Мирнова, расположенным в экваториальной плоскости вакуумной камеры. Временная область, где параметр бета постоянен, соответствует диапазону, в котором ширина острова достигает насыщения со временем.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Подтверждение неоклассического характера наблюдаемой тиринг-моды проводилось в два этапа. В первом из них была исследована зависимость ширины острова от параметра бета. Во втором, которому и посвящена текущая работа, были проведены расчёты и измерения размера магнитного острова как функции времени и вычислена пороговая ширина острова для параметров Глобус-М.

Ширина магнитного острова в тороидальной геометрии записывается в виде [7]

$$W = 4 \left(\frac{r_s q \delta B_r}{m q' B_\theta} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где r_s — радиус резонансной магнитной поверхности; q — величина запаса устойчивости; q' — радиальная производная коэффициента запаса устойчивости, рассчитанная в области расположения острова; q на рациональной поверхности определяется как m/n , где m и n задают полоидальное и тороидальное числа возмущений соответственно; B_θ — полоидальное поле, связанное с протеканием тока, в токамаке δB_r представляет возмущение радиального компонента магнитного поля g .

Формула (1) связывает ширину острова тиринг-моды W с возмущением радиального компонента магнитного поля в центральной части плазменного шнура δB_r , которая напрямую не может быть измерена. Сигнал V , непосредственно измеряемый магнитным зондом, пропорционален производной по времени от возмущения продольного компонента поля:

$$V = sw \frac{d\delta B}{dt}, \quad (2)$$

где sw — обозначения эффективной площади зонда, которая может быть найдена в [5]; δB — возмущение продольной составляющей поля. Аналитически δB_r может быть связано с проинтегрированным по времени сигналом зонда $\propto \int_0^t V(t) dt$ только в цилиндрическом приближении:

$$\delta B_r = \left(\frac{S}{r} \right)^{m+1} \frac{\delta B}{2}, \quad (3)$$

где S — расстояние от магнитного датчика до резонансной поверхности, положение которой определяется по радиальному профилю запаса устойчивости, рассчитанному по коду ASTRA с входными параметрами, взятыми из диагностики томсоновского рассеяния [8]; r — малый радиус установки. Подста-

новкой δB как функции времени в (1) с учётом (3) мы находим ширину острова в зависимости от времени, $W = W(t)$. Выражение (3) удобно, поскольку позволяет связать компоненты поля аналитически, и несмотря на то, что в большей степени оно применимо к классическому токамаку с круглым сечением в отсутствие шафрановского сдвига, может быть использовано и в нашем случае в силу точности определения S .

Теоретически размер магнитного острова описывается модифицированным уравнением Резерфорда (МУР). В данной работе мы используем следующую его запись [1, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_R}{r_s} \frac{dW}{dt} = r_s \Delta' + \Delta_{bs}(W) + \Delta_{pol}(W) + \Delta_{GGJ}(W) + \Delta_{nl} + \Delta_{ECCD} = r_s \Delta' + a_{bs} r_s \beta_p \frac{W}{W^2 + W_d^2} + \\ + a_{pol} r_s \beta_p \frac{W}{\sqrt{W^4 + \rho_{b,i}^4}} + a_{GGJ} r_s \beta_p \frac{1}{\sqrt{W^2 + 0,65W_d^2}} - a W_{nl} + \Delta_{ECCD}, \end{aligned} \quad (4)$$

где τ_R — скиновое время; r_s — положение резонансной поверхности; W_d — пороговая ширина острова, ниже которой НТМ не развивается, представляет собой классический вклад во временную эволюцию ширины острова тиринг-моды; Δ_{bs} — вклад бутстреп-тока, для которого используется упрощённое модельное представление $jbs : \frac{\sqrt{\epsilon}}{B_9} \frac{dp}{dr}$; ϵ — обратное аспектное отношение [10]; Δ_{GGJ} — вклад, связанный с кривизной в токамаке [11]; Δ_{nl} — вклад, связанный с нелинейностью профиля плотности тока.

В данной работе при решении (4) все коэффициенты в уравнении были взяты постоянными, включая параметр бета, что даёт плавный переход от стадии роста острова к ярко выраженному насыщению. Численные коэффициенты a_{bs} , a_{pol} , a_{GGJ} , a_{nl} и W_d заранее неизвестны, поэтому были взяты в качестве свободных параметров. Уравнение (4) решалось в соответствии со следующим алгоритмом: численные коэффициенты изначально берутся произвольными; с ними решается МУР и находится ширина острова как функция времени; вычисленная расчётная временная эволюция ширины острова сравнивается с результатом, полученным на основании магнитных измерений (т.е. из (1) с учётом (3)). В случае совпадения результатов (в качестве сравнительных параметров были взяты среднеквадратичное отклонение и дисперсия) можно считать, что свободные параметры были выбраны верно и цикл кода завершён. В противном случае свободные параметры подбираются заново на основании зависимости $W = W(t)$, полученной из сигналов Мирнова, и код выполняется сначала.

Важным вопросом является выбор пороговой ширины острова W_d , задаваемой в качестве начального значения для расчётов. Здесь необходимо учесть перенос тепла в области магнитного острова. В данной работе мы берём оценочную W_d , полученную из уравнения теплопереноса через магнитный остров, как стартовую при решении МУР. Для оценки будет достаточно работать в отсутствие источников тепла и стоков в правой части, так что тепловой поток бездивергентен, т.е. $\nabla q = n\chi_{\parallel} \nabla_{\parallel}^2 T + n\chi_{\perp} \nabla_{\perp}^2 T = 0$ или $\chi_{\parallel} \nabla_{\parallel} T + \chi_{\perp} \nabla_{\perp}^2 T = 0$. Продольный и поперечный компоненты оператора Гамильтона, взятые по отношению к направлению линий магнитного поля, зависят от ширины острова как $\nabla_{\perp} : \frac{\partial}{\partial r} : \frac{1}{w}$ и

$\nabla_{\parallel} \equiv \frac{(B\nabla)}{B} : \frac{mw}{RqL_q}$, где R — большой радиус; L_q — характерный масштаб изменения q . Тогда балансирующий член записывается в виде

$$W_d = \sqrt{\frac{RqL_q}{m}} \left(\frac{\chi_{\perp}}{\chi_{\parallel}} \right)^{1/4}. \quad (5)$$

Данное соотношение можно продолжать преобразовывать, оценивая продольный и поперечный компоненты тензора температуропроводности $\chi_{\parallel}$ и $\chi_{\perp}$ соответственно. Приближая поперечную составляющую в рамках гиробомовской модели, имеем $\chi_{\perp} : \rho_{ci}^2 V_{Ti}/r$, где ρ_{ci} — ионный ларморовский радиус, V_{Ti} — ионная тепловая скорость. Она даёт завышенные значения для поперечного теплопереноса. В частности, для СТ Глобус-М с параметрами плазмы $\rho_{ci} \sim 1$ см, $T_{i,max} \sim 0,9$ кэВ, $T_{e,max} \sim 1,5$ кэВ и установки $a = 0,24$ м поперечный компонент составляет $120 \text{ м}^2/\text{с}$, т.е. оказывается порядка сотен $\text{м}^2/\text{с}$. Продольный компонент в пфирш-шлютеровском режиме можно оценить по столкновительности, как квадрат характерного масштаба

(по направлению вдоль магнитного поля характерным масштабом выступает длина свободного пробега, в поперечном направлении — радиус ларморовской орбиты), делённый на время между столкновениями, т.е. $\chi_{\parallel} \sim V_{Te}^2$; v_e — электронная частота столкновений (мы полагаем, что частота электрон-электронных и электрон-ионных столкновений сопоставима по порядку величины). Тогда в режиме диффузии имеем

$$W_d \sim \sqrt{\frac{L_q \rho_{ci}}{m}} v_* e^{1/4} q^{1/4} \left(\frac{\epsilon m_e}{m_i} \right)^{1/4}. \quad (6)$$

Оценивая $\chi_{\perp}$ в гиробомовском приближении и переходя к использованию столкновительной модели для $\chi_{\parallel}$ в (6), $m_{e,i}$ и $v_{*,i}$ обозначают массу и столкновительность электронного/ионного компонентов плазмы соответственно. Оценка по соотношению (6) даёт значение 1,8 см. Это значение или величину, находящуюся в его окрестности, можно задавать для начала моделирования, а далее варьировать исходные параметры до тех пор, пока не будет достигнуто согласование с экспериментом — временной эволюцией ширины острова на основе магнитных измерений.

При переходе к бесстолкновительному или слабостолкновительному пределу модель случайных блужданий сменяется кинетической теорией. Однако на практике удобно ввести в выражение, получаемое из диффузионной модели, поправку, введённую в работе Меската [12] (это поправка к спитцеровской проводимости):

$$\frac{\chi_{\parallel \text{ correction}}}{\chi_{\parallel \text{ Spitzer}}} = \left[1 + \left(3,16 \frac{\lambda_{mfp,e}}{L_{\parallel}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

где $\lambda_{mfp,e}$ — длина свободного пробега электронного компонента; $L_{\parallel}$ — градиентная длина, рассчитанная по температуре, по направлению вдоль магнитного поля, $L_{\parallel} = \left(\frac{\nabla_{\parallel} T}{T} \right)^{-1}$ [12].

Рис. 2. Сравнение временной эволюции размера острова для разряда № 26 148, рассчитанной по магнитным измерениям и модельной. Момент времени, соответствующий началу осциллирующей тиринг-моды, отмечен вертикальной линией: 1 — магнитные измерения; 2 — моделирование

Полученная на основании магнитных измерений и по описанной процедуре расчёта временная эволюция размера острова в разряде № 26 148 показана на рис. 2. На сигнале зонда (см. рис. 1) мода проявляется со 146-й мс, что соответствует порогу в области 3,9 см. До этого момента времени классический вклад Δ' доминирует над остальными членами в (4). После преодоления порога стадия роста острова быстро сменяется выходом на насыщение. Размер острова к 175-й мс увеличивается до 4,5 см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рис. 3. Зависимость размера острова НТМ в состоянии насыщения от полоидального бета

На основании анализа серий омических разрядов сферического токамака Глобус-М в диапазоне тока плазмы $I_p = 150\text{—}220$ кА и средней по хорде плотности плазмы $\langle n_e \rangle = (0,2\text{—}1,0)10^{20} \text{ м}^{-3}$ при тороидальном магнитном поле $B_T = 0,4$ Тл можно сделать некоторые обобщения характеристик наблюдаемой НТМ. Пороговыми значениями для плазменного разряда Глобус-М являются величины $\beta_p \sim 0,25$ и $W_d \sim 3,5\text{—}4,0$ см. Полученная для серии разрядов зависимость размеров острова тиринг-моды в насыщении оказалась имеющей линейный характер (рис. 3), схожий с предсказанным теорией.

Проведённые расчёты эволюции размера острова моды 2/1, основанные на решении модифицированного уравнения Резерфорда, позволяют подтвердить предположение о неоклассическом характере этой неустойчивости, наблюдаемой в омических разрядах СТ Глобус-М.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.621.21.0013 от 28 августа 2017 г., идентификатор проекта RFMEFI62117X0018).

REFERENCES

1. O’Gorman T., Gibson K.J., Snapeet J.A. et al. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 082002.
2. Gusev V.K., Golant V.E., Gusakov E.Z. et al. Spherical tokamak Globus-M. — ZhTF (JTPH), 1999, vol. 69, № 9, pp. 58—62 (in Russian).
3. Gates D.A. et al. Neoclassical islands on Compass-D. — Nucl. Fusion, 1997, vol. 37, № 11, p. 1.
4. Petrov Yu.V., Bender S.E., Gusev V.K. et al. Experimental study of Mirnov oscillations in low aspect ratio Globus-M plasma. — In: Proc. of 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg, 7—11 July 2003. — ECA, 2003, vol. 27A, p.-3.109.
5. Patrov M.I., Bender S.E., Gusev V.K. et al. MHD-instabilities diagnostics on spherical tokamak GLOBUS-M. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2007, vol. 33, № 2, p. 81 (in Russian).
6. Lao L.L. et al. — Nucl. Fusion, 1985, vol. 25.
7. Mirnov S.V. Physical processes in tokamak plasma. — M.: Energoatomizdat, 1985 (in Russian).
8. Gusev V.K., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I. et al. Electron component study using thomson scattering in plasma of spherical tokamak Globus-M under the density limits. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2007, issue 1, pp. 39—56 (in Russian).
9. Kirneva N.A. Modern investigations on «Tokamak» facilities. Manual. — M.: MePhI, 2008. 188 p. (in Russian).
10. Kuvshinov B.N., Mikhailovskii A.B. Neoclassical theory of magnetic islands in tokamaks. — Plasma Physics Reports, 1998, vol. 24, № 4, pp. 145—262.
11. Glasser A.H., Greene J.M., Johnson J.L. Resistive instabilities in general toroidal plasma configurations. — Phys. Fluids, 1975, vol. 18, pp. 875—888.
12. Meskat J.P., Zohm H., Gantenbein G. et al. Analysis of the structure of neoclassical tearing modes in ASDEX upgrade. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2001, vol. 43(10), p. 1325.

AUTHORS

Dudkovskaya A.V. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; Dudkovskaya@mail.ioffe.ru

Patrov M.I. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Gusev V.K. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Kurskiev G.S. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; gleb.kurskiev@gmail.com

Petrov Yu.V. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; michael.patrov@mail.ioffe.ru

Received 22 October 2017
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol.40, issue 4, pp. 63—67.