

3. Gu H., Muzeroll M. E., Chamberlain J. C., Maya J.// Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 1.
4. Pichler G., Živčec V., Beuc R., Mrzljak Ž., Ban T., Skenderović H., Günther K., Liu J.// Physica Scripta. 2003. V. T105. P. 98—100.
5. Chalek C. L., Kinsinger R. E.// J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 2. P. 716.
6. Stormberg H. P., Schäfer R.// Ibid. 1983. V. 54. № 8. P. 4338.
7. Dakin J. T., Rautenberg T. H.// Ibid. 1984. V. 56. № 1. P. 118.
8. Азизов Э. А., Кобелевский А. В., Настоящий А. Ф.// Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 3. С. 362.
9. Абрамов Ю. Ю., Азизов Э. А., Солодовников С. Г.// Там же. 1989. Т. 15. № 1. С. 97.
10. Аньшаков А. С., Назарук В. И., Хайтман С. М.// Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3. № 1. С. 81.
11. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 1996. Т. 66. № 11. С. 170.
12. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 24. С. 70.
13. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// Прикладная физика. 2006. № 6. С. 63.
14. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 2002. Т. 72. № 7. С. 100.
15. Бакуит Ф. Г., Дюжнев Г. А., Марциновский А. М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. — М.: Наука, 1973.
16. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том II. / Под ред. В. Е. Фортова. — М.: Наука, 2000.
17. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1989.
18. Справочная книга по светотехнике/ Под ред. Ю. Б. Айзенберга. — М.: Энергоатомиздат, 1995.

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2008 г.

The modelling of pulse high pressure cesium discharge in two-temperature approximation

F. G. Baksht

Physical-Technical Ioffe Institute RAS, St.-Petersburg, Russia

V. F. Lapshin

St.-Petersburg State Railway University, Russia

The plasma parameters and the spectrum of pulse-periodic high-pressure cesium discharge are calculated. It is shown that the discharge may be used as an effective light source with recombination mechanism of radiation. The present modelling is performed in two-temperature approximation. The results of calculations are compared with previous theories, which described the discharge in one-temperature approximation. It is shown that the value of maximum discharge voltage may be calculated correctly in two-temperature approximation only.

PACS: 52.50.-b

УДК 533.9

Исследование перехода в режим удержания с краевым транспортным барьером при ЭЦР-нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М

Г. С. Воронов, Д. К. Акулина, Г. М. Батанов, М. С. Бережецкий, Д. Г. Васильков,
И. Ю. Вафин, Е. В. Воронова, Г. А. Гладков, С. Е. Гребеничиков, И. А. Гришина, Л. В. Колик,
Н. Ф. Ларионова, А. А. Летунов, В. П. Логвиненко, А. И. Мещеряков, Ю. И. Нечаев,
А. Е. Петров, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, О. И. Федянин, Н. К. Харчев,
Ю. В. Хольнов, С. В. Щепетов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

После боронизации вакуумной камеры на стеллараторе Л-2М был обнаружен режим удержания плазмы с краевым транспортным барьером (КТБ). В зависимости от удельной мощности нагрева наблюдаются два режима удержания плазмы в стеллараторе Л-2М: явно выраженный режим с КТБ, в котором наблюдается скачок температуры на краю плазмы.

мы и резкое возрастание градиента T_e в этой области, и режим без КТБ, в котором T_e плавно спадает к краю плазмы. Величина пороговой мощности для перехода в режим КТБ в стеллараторе Л-2М $P_{th} = 8 \cdot 10^{-18} n_e$ кВт. Величина P_{th} и вид зависимости P_{th}/n_e с точностью до $\sim 1,5$ совпадает со скэйлингом для токамаков. В режиме с КТБ наблюдается уширение профиля $T_e(r)$ в центральной части плазмы. Энергия плазмы W в режимах с и без КТБ различается незначительно. Наблюдается статистически значимое различие в зависимости $W(P)$, а в зависимости $W(n_e)$ — нет. Статистический анализ флуктуаций турбулентного потока на краю плазмы показывает значительное снижение потока частиц при переходе в режим КТБ.

PACS: 52.55.Hc

Введение

Ориентация проекта термоядерного реактора ИТЭР на работу в режиме повышенного удержания (H-режим) стимулировала интенсивные исследования этих режимов в последние годы как на токамаках, так и на стеллараторах. Современное состояние работ в этой области описано в обзоре Ф. Вагнера [1]. Переход в H-режим и формирование КТБ наблюдаются на стеллараторах LHD, W7-As, CHS и других. Разнообразие магнитных конфигураций стеллараторов проявляется в особенностях поведения плазмы в этих режимах.

Режим с краевым транспортным барьером на стеллараторе Л-2М был обнаружен после боронизации вакуумной камеры [2]. В предыдущей серии экспериментов [3] обнаружена нелинейность зависимости электронной температуры на краю плазмы от мощности нагрева. Формирование скачка электронной температуры на краю плазмы имеет пороговый характер и величина пороговой мощности лежит между 100 и 160 кВт при плотности плазмы $n = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В пересчете на одну частицу это соответствует удельной мощности $(0,25—0,35) \cdot 10^{-19} \text{ МВт/частица}$.

Цель настоящей работы состоит в уточнении величины пороговой мощности и изучении особенностей поведения плазмы в режимах с КТБ и без него.

Установка

Установка Л-2М является стелларатором классического типа с 2-заходной винтовой обмоткой ($R = 1 \text{ м}$, $l = 2$, $N = 7$, $a = 0,115 \text{ м}$, $B = 1,5 \text{ Тл}$). Величина углового прокручивания $\tau = 0,18$ в центре и $\tau = 0,78$ — на краю плазмы. Для создания и нагрева плазмы используются два гиротрона мощностью до 400 кВт на частоте 75 ГГц. Плотность плазмы может изменяться в пределах $0,5—2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронная температура — до 1300 эВ.

Процедура подготовки установки к эксперименту включает прогрев при температуре до 200 °С, индукционный разряд в аргоне и боронизацию сте-

нок вакуумной камеры [2]. Боронизация позволяет снизить мощность радиационных потерь до 15 % от вкладываемой мощности. Это существенно влияет на процессы переноса тепла, особенно на краю плазмы. Доминирующим процессом переноса тепла в этой области вместо радиационных потерь становится теплопроводность. Это проявляется в соответствующем изменении профиля электронной температуры. Профиль T_e становится более плоским, а на самом краю плазмы появляется узкая ($\Delta r/r \sim 0,05$) область с резким градиентом электронной температуры — характерный признак режима с краевым транспортным барьером. Целью настоящей работы было изучение изменения профиля электронной температуры в зависимости от плотности плазмы и мощности ЭЦР-нагрева.

Диагностика

Для измерения профиля электронной температуры в плазме стелларатора Л-2М используются четыре метода:

- по мягкому рентгеновскому излучению методом фольг [4];

- по интенсивности электронного циклотронного излучения [5];

- спектроскопия в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра;

- зонд Ленгмюра.

Каждый из этих методов используется в определенном сегменте профиля T_e : измерения ЭЦИ и мягкого рентгена применяются в центральной части плазмы ($0 < r/a < 0,6$), спектроскопия — в краевой области плазмы ($0,7 < r/a < 1$), зонды используются для измерений на самом краю плазмы, где $T_e < 30 \text{ эВ}$.

Результаты зондовых измерений показывают существование резкой границы плазмы, где плотность и температура плазмы резко падают. Положение этой границы $r \sim 11,6 \pm 0,2 \text{ см}$ близко к крайней замкнутой магнитной поверхности и слабо зависит от параметров плазмы [6].

Спектроскопический метод измерения электронной температуры основан на сильной зависи-

мости от T_e скорости ионизации и возбуждения ионов примесей ($\sim \exp(-\Delta E/T_e)$, ΔE — пороговая энергия). Из-за этого каждый ион существует и излучает лишь в пределах узкого слоя плазмы с определенной характерной электронной температурой T_e^* . Измерения области локализации излучения спектральных линий ионов примесей с разными T_e^* позволяют получить данные о профиле T_e в этой области. Характерная температура T_e^* для каждого иона примеси довольно слабо (логарифмически) зависит от других параметров: плотности плазмы и коэффициентов переноса примесей. Чтобы найти значения характерной температуры T_e^* , применяется код, основанный на столкновительно-излучательной модели. В код включены процессы диффузии и конвекции ионов примеси в плазме и достаточно детальная спектральная модель, учитывающая процессы ионизации, рекомбинации и возбуждения ионов, а также влияние метастабильных уровней. Точность атомных данных по сечениям процессов ионизации и возбуждения ионов существенно улучшилась за последние годы [7]. Точность измерений T_e спектроскопическим методом оценивается в $\sim 20\%$; пространственное разрешение $\sim 0,2\text{--}0,5$ см.

Спектр излучения плазмы состоит из линий водорода и ионов примесей: бора и углерода. Область излучения этих линий находится на краю плазмы, так что измерения профиля T_e спектральным методом ограничены областью $0,7 < r/a < 1$ на краю плазмы (рис. 1). Эта область отображалась оптической системой в масштабе 1:14 на входную щель спектрографа. В качестве детектора излучения применялась CCD-матрица 1100×1040 пикселей размером 16×16 мкм. Специально разработанная схема записи и переноса изображения [8] позволяла снимать до 10 кадров за 1 разряд с экспозицией от 1 мс. Область спектральной чувствительности всей системы 200—800 нм. Спектрограф (схема Эберта—Фасти, зеркальный объектив $F = 600$ мм, светосила 1:6, дифракционная решетка — 1200 1/мм) имеет дисперсию 1,3 нм/мм. Аппаратная ширина линии 0,04 нм.

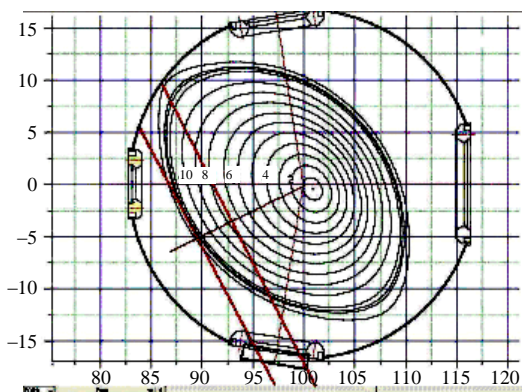


Рис. 1. Область спектральных измерений на краю плазмы

Для уточнения величины пороговой мощности нагрева были проведены измерения профиля электронной температуры при изменении мощности ЭЦР-нагрева в диапазоне от 50 до 230 кВт. При этом плотность плазмы также варьировалась в широких пределах — от $0,5$ до $2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³.

Результаты измерений профиля электронной температуры при разной мощности нагрева плазмы показаны на рис. 2. Наблюдаются два режима удержания, каждый со своим типом профиля. При большой мощности нагрева устойчиво реализуется режим с ярко выраженным КТБ с резким скачком T_e на краю плазмы (100—150 эВ) и характерной формой профиля с $T_e'(a) < 0$. При малой мощности нагрева может возникнуть режим без КТБ с низкой электронной температурой на краю плазмы (10—20 эВ) и $T_e''(a) \geq 0$.

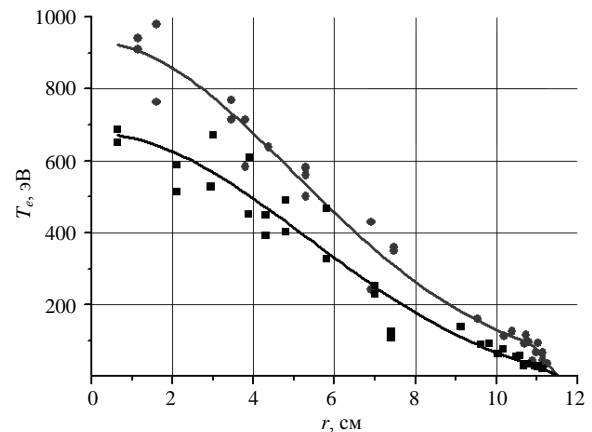


Рис. 2. Изменения профиля электронной температуры в зависимости от вкладываемой мощности: ● — $P = 170$ кВт; ■ — $P = 85$ кВт; $n_e = 1,9 \cdot 10^{19}$ м⁻³

В качестве критерия перехода в режим удержания с КТБ естественно принять формирование резкого градиента T_e на краю плазмы, превышающего градиент T_e в основной части профиля. На рис. 3 показано отношение $T_e'(a)/T_e'(a/2)$ в зависимости от удельной мощности нагрева P/n_e .

При большой удельной мощности нагрева $P/n_e > q_{th}$ ($q_{th} = 8 \cdot 10^{-18}$ кВт·м³) во всех выстрелах наблюдается режим с ярко выраженным КТБ. Отношение $T_e'(a)/T_e'(a/2)$ всегда больше 1. Форма профиля $T_e(r)$ в этом режиме подобна профилю, показанному на рис. 1, для мощности нагрева $P = 178$ кВт. Мы будем называть этот режим — "режим КТБ +".

При удельной мощности нагрева $P/n_e < q_{th}$ появляются выстрелы с очень низкой температурой и вогнутой формой профиля ($T_e'' > 0$) на краю плазмы. КТБ в этом режиме явно отсутствует. Этот режим назовем "режим КТБ -".

Таким образом, представленные на рис. 3 данные показывают, что в стеллараторе Л-2М пороговая удельная мощность нагрева плазмы для перехода в режим с явно выраженным КТБ составляет q_{th} , или около 200 кэВ/(с·электрон).

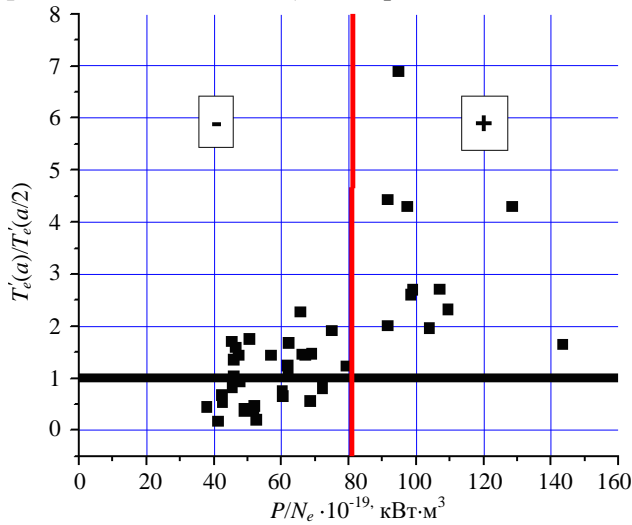


Рис. 3. Отношение производной $T_e'(a)$ на краю к производной в середине шнура $T_e'(a/2)$ в зависимости от удельной мощности нагрева: "+" — Н-режим с КТБ; "-" — L-режим без КТБ

Эта величина с точностью до $\sim 1,5$ совпадает (рис. 4) со скейлингом для пороговой мощности перехода в Н-режим для токамаков

$$P_{th} = 0,042 (10^{-20} \cdot n_e)^{0,73} B^{0,74} S^{0,98} \text{ МВт}, \quad (1)$$

где $S = 2\pi R 2\pi a$ — площадь боковой поверхности плазменного шнура [9].

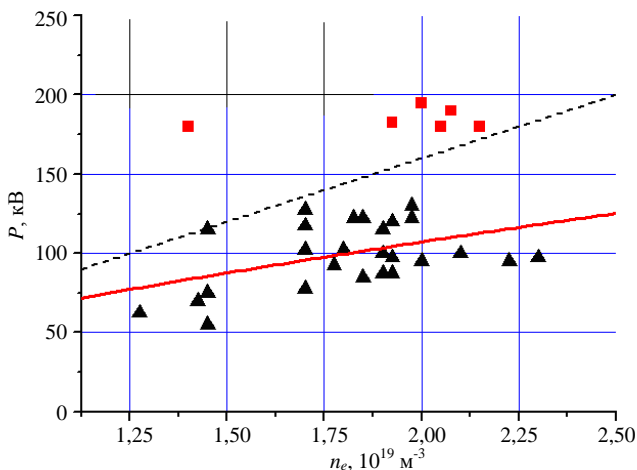


Рис. 4. Сравнение со скейлингом пороговой мощности перехода в Н-режим для токамаков: ■ — "+" (Н-режим с КТБ); ▲ — "-" (L-режим без КТБ); — — — P_{LH} ITER; - - - - $P_{LH} = 80 n_e$

Совпадение величины пороговой мощности перехода в Н-режим с (1) отмечалось также для стелларатора CHS [10].

В плазме стелларатора Л-2М при переходе в Н-режим кроме изменения профиля электронной температуры на периферии плазмы происходит заметное расширение профиля T_e в центральной части плазмы. На рис. 5 показаны нормированные на $T_e(0)$ профили электронной температуры для двух режимов удержания — с КТБ и без него. Расширение профиля невелико. На рис. 5 показано максимальное из наблюдавшихся расширений.

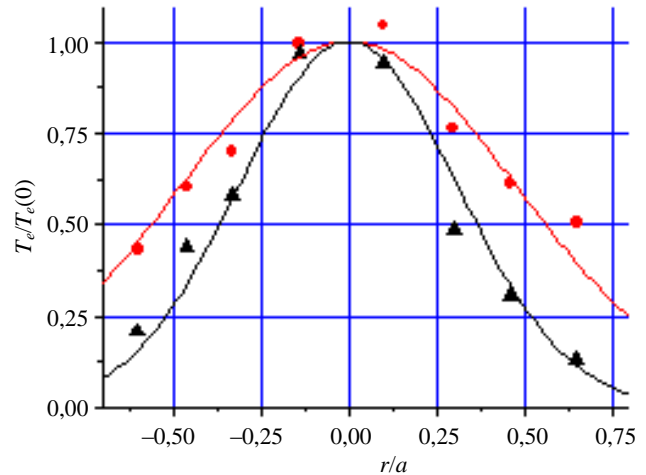


Рис. 5. Расширение профиля T_e в центральной части плазмы при переходе в режим с КТБ: —●— № 60872 180 кВт "+"; ▲— № 60940 75 кВт "-"

В режиме удержания с КТБ при большой мощности ЭЦР-профиль электронной плотности плазмы, восстановленный по хордовым измерениям с HCN-интерферометром [11], установившись в первые несколько миллисекунд после пробоя (возникновения плазмы), в дальнейшем практически не меняется до конца импульса ЭЦР-нагрева. При этом он имеет достаточно характерную форму: плоский в центре с большим краевым градиентом. В таких режимах определенный по интерферометрическим измерениям краевой градиент плотности оказался в 2—2,5 раз больше, чем в режимах без КТБ. Возможно, это различие и еще больше, поскольку пространственное разрешение интерферометрических измерений на краю может оказаться недостаточным для выяснения деталей распределения в режиме с КТБ. Это связано с тем, что самая удаленная от центра плазмы хорда заходит в плазму на $\sim 20\%$ от эффективного радиуса сепаратрисы. Такая величина слишком велика для надежного восстановления краевого градиента. Более детальное измерение электронного профиля на краю безусловно необходимо. Для этой цели предполагается использовать новый интерферометр с более коротковолновым "двухцветным" лазером на парах воды [12].

Результаты диамагнитных измерений показывают, что существенного изменения энергии плаз-

мы W при переходе в режим удержания с КТБ не видно. Анализ большой базы данных (629 выстрелов), накопленной после введения режима подготовки камеры с боронизацией, дает лишь небольшие отличия в степенной зависимости $W(P, n_e)$:

для режима с КТБ:

$$W = 72,1 n_e^{0,78 \pm 0,01} P^{0,25 \pm 0,02}, \quad (2)$$

для режима без КТБ:

$$W = 36,6 n_e^{0,72 \pm 0,03} P^{0,39 \pm 0,03}. \quad (3)$$

При сравнении формул (2) и (3) видно, что отличие в зависимости $W(P)$ статистически значимо, а отличие в зависимости $W(n_e)$ — нет, а также, что в обоих случаях сумма показателей степеней для P и n_e близка к 1. Это дает возможность перейти от двухпараметрической зависимости $W(P, n_e)$ к зависимости от одного параметра. Для величины W/n_e показатели степени для P и n_e получаются приблизительно одинаковыми, так что величина W/n_e зависит только от одного параметра P/n_e :

$$W/n_e = f(P/n_e). \quad (4)$$

На рис. 6 показана зависимость величины W/n_e от P/n_e в логарифмическом масштабе. Прямые линии показывают степенные законы, подобранные по данным при $P/n_e < q_{th}$ и при $P/n_e > q_{th}$, где можно ожидать реализации, соответственно, L- и H-режима. Видно, что статистически значимое различие в зависимости от P/n_e действительно есть. Возможно, продвижение в сторону меньших мощностей нагрева в будущих экспериментах выявит это различие более четко.

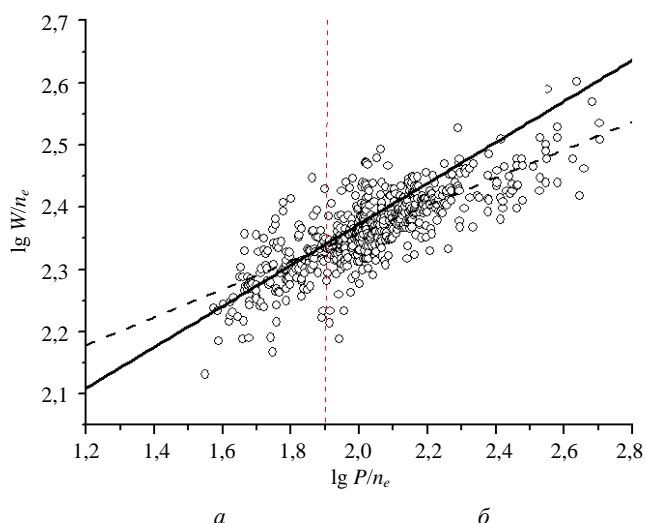


Рис. 6. Отличие зависимости $W/n_e(P/n_e)$ для режимов с КТБ и без КТБ:
 а: — — — $P < P_{th}$, $W/n_e \sim (P/n_e)^{0,33 \pm 0,04}$;
 б: - - - - $P > P_{th}$, $W/n_e \sim (P/n_e)^{0,22 \pm 0,01}$

Статистический анализ флуктуаций потока частиц, полученного из зондовых измерений на краю плазмы, показывает значительное уменьшение величины турбулентного потока частиц при переходе в режим удержания с КТБ. В то же время закон распределения флуктуаций и относительная вероятность выбросов с большой амплитудой изменяются слабо [13].

Выводы

- В стеллараторе Л-2М в зависимости от удельной мощности нагрева наблюдаются два режима удержания плазмы, различающиеся формой радиального профиля электронной температуры: режим с КТБ и режим без КТБ с плавно спадающей к краю плазмы температурой.
- Величина пороговой мощности для перехода в режим с КТБ в стеллараторе Л-2М $P_{th} = 8 \cdot 10^{-18} n_e$ кВт. Это соответствует удельной пороговой мощности нагрева $(P_{th}/n_e)/V \sim 0,33 \cdot 10^{-19}$ МВт/частица в пересчете на одну частицу.
- Величина P_{th} и вид зависимости P_{th}/n_e совпадают со скэйлингом для токамаков.
- При переходе в режим с КТБ наблюдаются скачок температуры на краю плазмы и резкое возрастание градиента T_e в этой области.
- При переходе в режим с КТБ наблюдается уширение профиля $T_e(r)$ в центральной части плазмы.
- Энергия плазмы W в режимах с КТБ и без него различается незначительно.
- Наблюдается статистически значимое различие в зависимости $W(P)$, а в зависимости $W(n_e)$ — нет.
- Статистический анализ результатов зондовых измерений показывает значительное снижение турбулентного потока частиц при переходе в режим удержания с КТБ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-02-00651-а) и Программы Президента РФ по поддержке ведущих научных школ РФ (проект НШ-452.2006.2).

Литература

1. Wagner F. et al.// Pl. Phys. Contr. Fusion. 2006. V. 48. P. A217—A239.
2. Meshcheriakov A. I., Akulina D. K., Batanov G. M. et al.// Plasma Physics Reports. 2005. V. 31. P. 452—461.
3. Voronov G. S., Voronova E. V., Akulina D. K., Gladkov G. A. and L-2M team// Plasma Physics Contr. Fusion. 2006. V. 48. P. A302.

4. Meshcheryakov A. I. et al.// Plasma Fusion Res. SERIES 1998. V. 1. P. 350.
5. Akulina D. K. et al.// Plasma Physics Reports. 2003. V. 29. P. 1028—1033.
6. Berezhetskii M. S. et al.// J. Nucl. Materials. 1989. V. 162—164. P. 831—838.
7. Voronov G. S.// ADNDT. 1997. V. 65. P. 1—35.
8. www.silar.ru
9. Doyle et al. Progress in the ITER Physics Basis// Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 6. P. S82.
10. Okamura S. et al.// 20th IAEA Fusion Energy Conference. — Portugal. 2004. EX/8-5Ra.
11. Knyazev A. V., Letunov A. A., Logvinenko V. P.// Instruments and Experimental Techniques. 2006. V. 47. P. 230.
12. Летунов А. А., Логвиненко В. П., Завьялов В. В.// Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 226—230.
13. Саенко В. В.// 35 EPS Plasma Physics Conference. D5.010, 2008, Крит, Греция.

Статья поступила в редакцию 8 июля 2008 г.

Research of transition in a condition of plasma keeping with a marginal transport barrier at electron-cyclotron heating in the L-2M stellarator

G. S. Voronov, D. K. Akulina, G. M. Batanov, M. S. Berezhetsky, D. G. Vasilkov, I. J. Vafin, E. V. Voronova, G. A. Gladkov, S. E. Grebenchikov, I. A. Grishin, L. V. Kolik, N. F. Larionov, A. A. Letunov, V. P. Logvinenko, A. I. Meshcheryakov, J. I. Nechaev, A. E. Petrov, K. A. Sarksyanyan, N. N. Skvortsova, O. I. Fedyanin, N. K. Kharchev, J. V. Kholnov, S. V. Shchepetov
General Physics Institute of Russian Academy of Science, Moscow, Russia

The mode of keeping the plasma with a marginal transport barrier (MTB) has been found out after boroning the L-2M stellarator vacuum chamber. Two modes of plasma keeping are realized depending on a specific power of heating: the MTB mode to be obviously expressed, in which a temperature jump and sharp increase of a T_e gradient are observed on an edge of plasma, and the mode without MTB, in which T_e smoothly falls down to the edge of plasma. The value of the threshold power for transition in the MTB mode is $P_{th} = 8 \cdot 10^{-18} n_e$ kW. Value of P_{th} and a kind of dependence of P_{th}/n_e coincides with scaling for tokamaks to 1.5. It is observed broadening a structure of $T_e(r)$ in the central part of plasma at the MTB mode.

PACS: 52.55.Hc

УДК 533.9

Ионный циклотронный резонансный нагрев водородной плазмы в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, М. С. Бережецкий, А. Е. Морозов, Ю. И. Нечаев
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В условиях ионного циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева водородной плазмы измерено сопротивление излучения полоидальной антенны, установленной в вакуумной камере в установке "Стелларатор Л-2М". Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы. В условиях, когда магнитное поле в установке меньше резонансного циклотронного для греющего высокочастотного излучения частотой 20 МГц, обнаружено возбуждение в плазме до десяти тороидальных резонансных мод колебаний с различными волновыми числами $K = 1—10 m^{-1}$. Эти же моды получены в результате компьютерного моделирования процессов возбуждения и распространения быстрых магнитозвуковых волн. Подтверждено возбуждение тороидальных мод в плазме с помощью магнитных зондов. Путем моделирования сигналов магнитных зондов и их сравнения с экспериментальными данными установлено, что тороидальные моды возникают при распространении быстрых магнитозвуковых волн в направлении тороидального магнитного поля стелларатора.

PACS: 52.50.-b

Введение

Осуществление управляемых термоядерных реакций предполагает нагрев ионов плазмы до

температур 20—60 кэВ. Общеизвестно, что достижение термоядерных параметров только за счет тока омического нагрева невозможно. Отсюда