

1. Акишев Ю. С., Дерюгин А. А., Каральник В. Б., Кочетов И. В., Напартович А. П., Трушкин Н. И. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 571–584.
2. Bohringer H., Fahey D. W., Lindinger W., et al. // International journal of Mass Spectrometry and ion Processes, 1987. V. 81. P. 45–65.
3. Ellis H. W., Pai R. Y., Mc Daniel E. W. et al. // Atomic Data and Nuclear data tables, 1973. V. 17. № 3. P. 182–210.
4. Franklin R. N., Daniels P. G., Snell J. J. // Phys D.: Appl. Phys. 1993. V. 28. P. 1638–1649.
5. Цендин Л. Д. // ЖТФ. Т. 34. С. 11–15.
6. Naidis G. V. 1999 Simulation of streamer-to-spark transition in short non-uniform air gaps // Ibid. V. 32. P. 2649–54; J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3889–3893.
7. Бычков В. Л., Грачев Л. П., Есаков И. И., и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 7. С. 27.
8. Витковский В. В., Грачев Л. П., Грицов Н. Н. и др.: Тр. ЦАГИ. 1991. Вып. 2505. С. 3.
9. Chernyak V., Kernazhitsky L., Naumov V., Puchkovska G., Yukhimenko V. // Journal of Molecular Structure, 2005. P. 744–747, 871–875.

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2006 г.

About a positive discharge column structure in a transversal air flow.

Part II. A multicomponent kinetics in electronegative gas. Numerical modeling

A. F. Alexandrov, V. L. Bychkov, S. A. Dvinin, V. V. Mikheyev, V. S. Sviridkina
M. V. Lomonosov Moscow State University. Physical Faculty, Moscow, Russia

Given article is a continuation of the article [1] of authors and is devoted to examination of the direct current discharge positive column structure in a transversal airflow. Numerical modeling of the direct current discharge positive column structure in a transversal airflow has been made. At calculation the kinetic model including 23 components of plasma was used. It is shown, that the transversal discharge size is determined by ionization wave velocity at an initial stage of the discharge development when a field in the plasma is above the threshold. At a following stage of development the size of a current flow region is defined by a diffusion of the active particles. At that the discharge consists of two areas with qualitatively different processes: the current active flow area where electrons and positive ions O_2^+ prevail, and peripheral area, where the electron density is small, it is a recombination area with prevalence of O_2^- and O_4^+ ions. Gas heating in the central area begins to influence the discharge processes on a final stage in the central area. There positive nitric oxide ions start to prevail. If the current density is great enough, then the discharge constriction occurs and the size of an energy deposition area essentially decreases. The size and properties of the peripheral area practically do not change at that.

УДК 533.9

О скейлингах для времени удержания плазмы в обращенной магнитной конфигурации

А. Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Россия

Обращенная магнитная конфигурация (FRC) — одна из наиболее перспективных альтернативных систем магнитного удержания с высокими β . В связи с проблемой аномального транспорта в FRC обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания плазмы. Предложены скейлинги, основанные на различных физических предположениях. Дан анализ соответствия предложенных скейлингов существующим экспериментальным данным.

Обращенная магнитная конфигурация (FRC — field reversed configuration) [1, 2] — цилиндрически симметричная магнитная ловушка с высоким

β (β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). В FRC плазма удерживается в области замкнутых силовых линий магнитного

поля, создаваемого как внешними магнитными катушками, так и диамагнитным током в плазме. Последняя располагается вокруг нейтрального слоя (нейтральной линии), в котором давление плазмы максимально, магнитное поле $B = 0$ и $\beta = 1$. Границей плазмы является сепаратриса, отделяющая область замкнутых линий поля от области открытых линий. FRC относят к классу так называемых компактных тороидов. Говоря в терминах тороидальных систем, FRC обладает, как правило, высокой вытянутостью, аспектное отношение равно единице, а магнитное поле в ловушке считается практически полоидальным.

К настоящему времени в экспериментальных и теоретических исследованиях обращенных магнитных конфигураций и пинчей с обращенным полем (RFP — reversed field pinch) достигнут значительный прогресс [1—9]. Одной из важных проблем развития FRC является аномально высокий поперечный перенос. В ряде теоретических работ [10—15] для анализа аномального переноса используются теории, основанные на низкочастотной [10—12] либо на нижнегибридной [12—15] дрейфовой неустойчивости. К сожалению, пока нет окончательного понимания причин аномального переноса, так как не ставились эксперименты с целью надежной прямой диагностики неустойчивостей.

Высокие β позволяют рассматривать FRC как систему удержания для малорадиоактивного реактора на $D-^3He$ -топливе.

В настоящей работе обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания частиц в FRC, основанные на различных физических предпосылках. Цель работы — сравнить предложенные скейлинги с существующими данными экспериментов [11, 15—17]. Такое сравнение может быть полезным с точки зрения анализа возможных причин аномального переноса. Скейлинги в свою очередь представляют определенный интерес для оценок перспектив развития FRC и увеличения параметров системы.

Отметим, что экспериментальные данные [11, 15—17], видимо, соответствуют так называемому L-режиму, так как в этих экспериментах не ставилось целью формирование улучшенного удержания (H -режима). Первые эксперименты в направлении H -режима в системах типа FRC и FRP были поставлены сравнительно недавно и привели к заметному продлению времени жизни плазмы [5, 6].

Скейлинги для времени удержания

Приведенные ниже скейлинги представляют собой зависимости времени удержания частиц τ от

трех параметров, представленных для всех экспериментов, — радиуса сепаратрисы a , магнитного поля за сепаратрисой (поля внешних катушек) B_0 и так называемой полной температуры $T_t = T_i + T_e$ (T_i — температура ионов, T_e — температура электронов). В большинстве экспериментов, для которых представлены значения T_i и T_e , обычно выполняется соотношение $T_i \approx 2T_e$, и можно полагать $T_t \propto T_i \propto T_e$. Время удержания энергии τ^E порядка времени удержания частиц τ , обычно $\tau \approx 2\tau^E$.

В ряде работ были построены скейлинги и даны оценки времени удержания. В экспериментах, обсуждаемых в работах [3, 16], исследовалось влияние на удержание параметра

$$s = \int_{r_0}^a \frac{r dr}{a \rho_i}, \quad (1)$$

где ρ_i — циклотронный радиус ионов;

r_0 — радиус нуля магнитного поля.

Параметр s (1) представляет собой среднее число циклотронных радиусов, укладываемых между нулем магнитного поля и сепаратрисой. Анализ размерностей для выяснения влияния величины ρ_i на время удержания был применен в [18].

На основе теоретического анализа в [11] были получены оценки времени удержания, приведшие к скейлингам, пропорциональным бомовской зависимости от параметров a , B_0 и T_t .

Бомовская зависимость была также получена в [19] при анализе движения отдельных частиц под действием системы низкочастотных дрейфовых возмущений с нелинейными резонансами. В этом случае коэффициент диффузии равен бомовскому, умноженному на квадрат относительной амплитуды возмущений концентрации. Следуя предположению о достаточно высоком уровне относительных возмущений (~30 %), высказанному в [20] на основе анализа критерия стохастизации движения частиц, можно предложить бомовский скейлинг в виде

$$\tau_{\text{Bohm}} = 10a^2 B_0 T_t^{-1}. \quad (2)$$

Здесь и далее в скейлингах (6), (7) и (9) τ измеряется в секундах, a — в метрах, B_0 — в теслах, T_t — в электронвольтах.

Сравнение скейлинга (2) с данными экспериментов [11, 15—17] представлено на рис. 1, a , где τ_{exp} — время, измеренное в экспериментах.

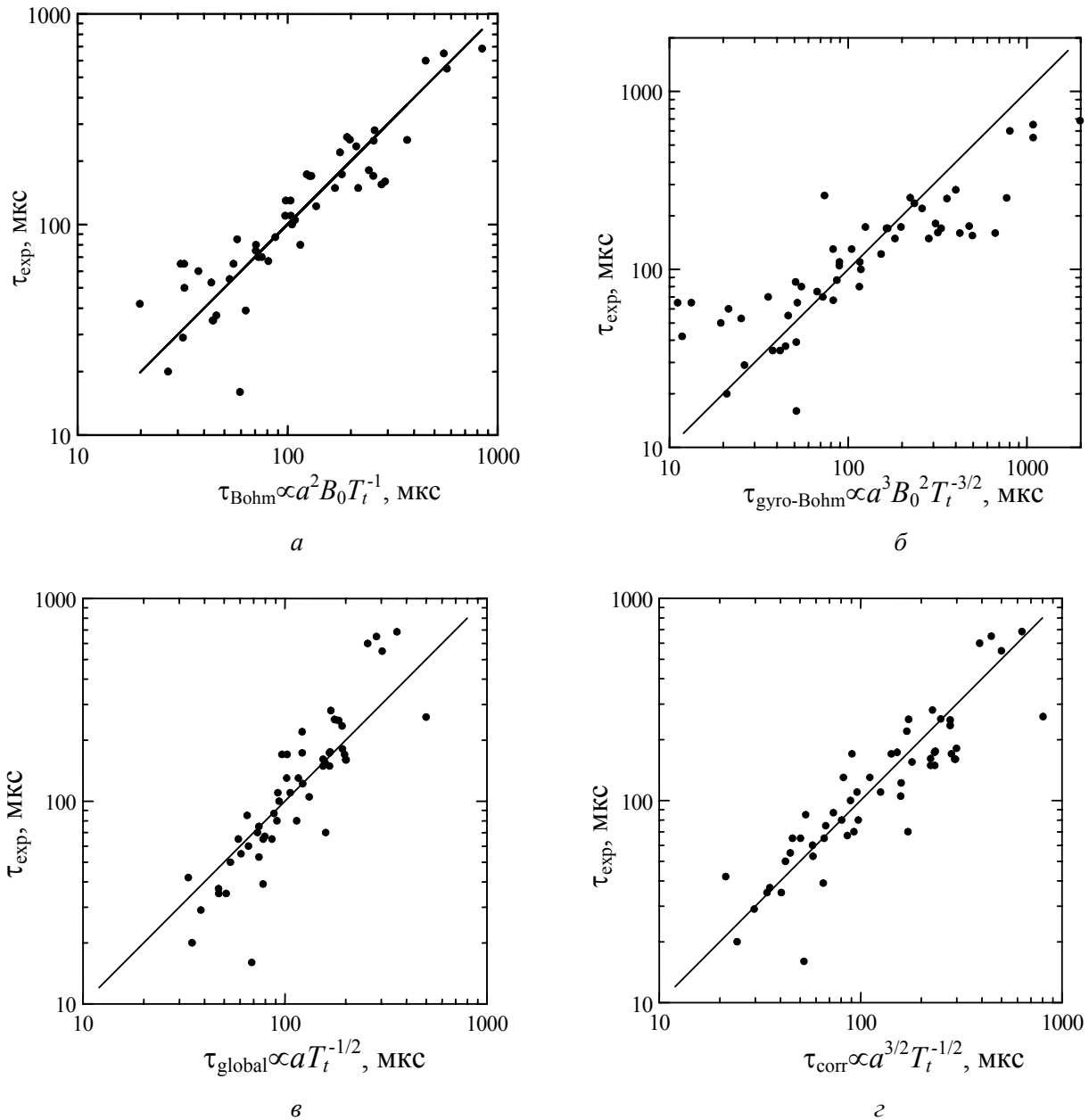


Рис. 1. Сравнение с экспериментальными данными скейлинга:
a — боровского; *б* — гироборовского; *в* — "глобального"; *г* — "скорректированного"

При выводе коэффициента диффузии, соответствующего скейлингу (2), возможность того, что моды в радиальном направлении могут быть ограничены пределами, меньшими, чем размер плазмы, не рассматривалась. Фактически это означает, что моды считались глобальными. При этом смещение частиц под действием возмущающих полей Δr мало по сравнению с масштабом радиальной ширины мод δ_{\perp} .

Обычно считается, что магнитное поле FRC чисто полоидальное, однако по ряду причин может возникнуть небольшая тороидальная составляющая [21, 22]. При наличии магнитного шира в неоднородной плазме развивается ионно-температурная градиентная (ITG) неустойчивость, моды

которой локализованы по радиусу. В этом случае коэффициент диффузии можно вычислить следующим образом [23]:

$$D_{\perp} = \delta_{\perp}^2 \gamma, \tag{3}$$

где γ — характерное значение инкремента.

Время удержания оценивается как

$$\tau \approx \frac{a^2}{D_{\perp}}. \tag{4}$$

Исходя из результатов гирокинетических расчетов ITG [24] в случае слабого шира зависимости δ_{\perp} и γ следующие:

$$\delta_{\perp} \propto \rho_s; \quad \gamma \propto V_* e \rho_s^{-1},$$

где $\rho_s = \frac{\sqrt{m_i k_B T_e}}{eB}$ — ларморовский радиус ионов, вычисляемый по электронной температуре;

k_B — постоянная Больцмана;

e — заряд электрона;

$V_* e = \frac{k_B T_e}{eBL}$ — скорость дрейфа электронов;

$L \propto a$ — масштаб градиента концентрации.

Тогда (3) можно изобразить как

$$D_{\perp} \propto \frac{\rho_s}{L} \frac{k_B T_e}{eB}. \quad (5)$$

Гиробомовская зависимость (5) коэффициента диффузии от параметров плазмы приводит к скейлингу

$$\tau_{\text{gyro-Bohm}} = 4 \cdot 10^3 a^3 B_0^2 T_t^{-3/2}. \quad (6)$$

На рис. 1, б представлено сравнение скейлинга (6) с экспериментами.

Для глобальных мод имеем $\tau \propto \gamma$. Для низкочастотной градиентной дрейфовой неустойчивости характерны зависимости [25]

$$\gamma \propto \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2 \omega_R^2}{k_{\parallel} \sqrt{2k_B T_e} / m_e},$$

где m_e — масса электрона;

$\omega_R \propto k_{\perp} \frac{k_B T_e}{eBL}$ — действительная частота;

$k_{\perp} \propto \rho_i^{-1}$ — перпендикулярная магнитному полю компонента волнового вектора;

$k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ — параллельная магнитному полю компонента волнового вектора.

Данная неустойчивость развивается при $k_{\parallel} \neq 0$. Масштабом k_{\parallel} является длина линий магнитного поля, которая определяется размерами установки. Так как радиус сепаратрисы так или иначе характеризует размер установки, то полагаем $k_{\parallel} \propto a^{-1}$. Из приведенных рассуждений следует скейлинг

$$\tau_{\text{global}} = 2,5 \cdot 10^{-2} a T_t^{-1/2}. \quad (7)$$

Заметим, что полагая $k_{\parallel} \propto k_{\perp} \propto \rho_i^{-1}$, приходим к бомовскому скейлингу вида (2).

С другой стороны, скейлинг (7) можно получить исходя из анализа движения частиц под действием волновых пакетов [26]. Согласно этому подходу

$$D_{\perp} = \Delta r^2 \nu, \quad (8)$$

где ν — частота взаимодействий частиц с волновыми пакетами.

Для случая пакетов (8), образованных дрейфовыми волнами, $\Delta r \propto \frac{k_B T_e}{eB V_* e}$, $\nu \propto \frac{V_* e}{\rho_s}$. Далее, используя формулу (4), приходим к зависимости вида (7).

Сравнение скейлинга (7) с данными экспериментов приведено на рис. 1, в. Соответствие оказывается удовлетворительным, но несколько лучшее соответствие дает "скорректированный" скейлинг (см. рис. 1, г)

$$\tau_{\text{corr}} = 9 \cdot 10^{-2} a^3 / 2 T_t^{-1/2}. \quad (9)$$

Следует обратить внимание, что в скейлингах (7) и (9) время удержания оказывается независимым от величины магнитного поля.

Обсуждение

В результате проведенного анализа предложены скейлинги, основанные на различных предположениях о низкочастотных дрейфовых неустойчивостях в плазме FRC.

Скейлинги (7) и (9) являются наиболее неблагоприятными, так как в них не содержится величина магнитного поля. Это может означать, что взаимодействие ионов с глобальными модами является настолько интенсивным, что ионы могут практически свободно двигаться поперек силовых линий магнитного поля.

Бомовская зависимость (2) является промежуточной между глобальной (7) и гиробомовской (6), так как выполняется соотношение

$$\tau_{\text{Bohm}} = \sqrt{\tau_{\text{global}} \tau_{\text{gyro-Bohm}}}.$$

Наиболее оптимистически выглядит гиробомовский скейлинг (6). К сожалению, нельзя утверждать однозначно, что магнитное поле FRC имеет шир. С другой стороны, не следует полностью исключить возможности генерации слабого тороидального магнитного поля, создающего шир, необходимый для локализации мод ITG-неустойчивости.

Гиробомовский скейлинг (6) учитывает значение параметра s , который, как отмечается в [3, 16], оказывает существенное влияние на удержание плазмы в FRC. Так как $L / \rho_s \propto a / \rho_i \propto s$, то коэффициент диффузии (5) преобразуется к виду

$D_{\perp} \propto \frac{k_B T_e}{s e B}$. Это позволяет предложить запись гиробомовского скейлинга в виде

$$\tau_{\text{gyro-Bohm}} = 8 s a^2 B_0 T_i^{-1} = 0,8 s \tau_{\text{Bohm}}. \quad (10)$$

Сравнение зависимости (10) времени удержания от s с результатами экспериментов [16] представлено на рис. 2. При выборе числового коэффициента в (10) мы ориентировались на значения $s \approx 1,2\text{—}1,3$ исходя из того, что в большинстве экспериментов параметр s был низким.

Для всех представленных скейлингов наблюдается вполне удовлетворительное согласие с данными экспериментов. Соответствие скейлинга результатам экспериментов можно считать только косвенным подтверждением тех или иных предположений о неустойчивостях и механизме переноса.

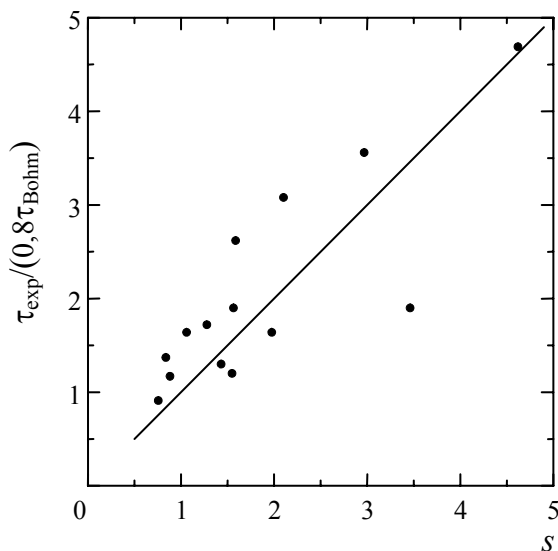


Рис. 2. Сравнение зависимости гиробомовского скейлинга от параметра s с экспериментальными данными

Необходимо отметить, что в анализируемых экспериментах не принималось мер по улучшению удержания, аналогично тому, что было реализовано в токамаках и других системах. Поэтому можно говорить о том, что предложенные скейлинги соответствуют L -режиму. Видимо, условия экспериментов [11, 15—17] и особенности FRC допускают развитие как глобальных, так и локализованных неустойчивых мод и, следовательно, универсальный скейлинг для L -режима может являться некоторой комбинацией рассмотренных скейлингов. Так, например, в L -режиме на токамаках коэффициенты переноса могут быть представлены в виде комбинации бомовской и гиробомовской зависимостей, что является результатом обобщения для разных масштабов мощности нагрева и размеров установок [27].

Гиробомовский скейлинг для FRC представляется не только наиболее оптимистичным, но и наиболее предпочтительным, по крайней мере, для достаточно крупных установок с существенно замагниченной плазмой (большое значение s). Этот скейлинг учитывает улучшение удержания с ростом величины s , что соответствует данным эксперимента [3, 16]. Кроме того, он наиболее универсален, так как при $s \sim 1$ переходит в бомовскую зависимость, дающую хорошее согласие для большого числа экспериментов с низким s .

Отметим, что ИТГ-неустойчивость может развиваться в неоднородной плазме без магнитного шира при наличии кривизны магнитных силовых линий и градиента магнитного поля [28, 29]. В этом случае ИТГ-моды могут быть глобальными, т. е. нелокализованными в радиальном направлении в узком слое. Для глобальных мод можно полагать $D_{\perp} \propto k_{\perp}^{-2} \gamma$ [30], тогда при $k_{\perp} \propto \rho_s$, $\gamma \propto V_* e \rho_s^{-1}$ в случае глобальных ИТГ-мод также можно получить гиробомовскую зависимость (6) для времени удержания.

В заключение рассмотрим экстраполяцию гиробомовского скейлинга (6) в область реакторных условий. Оценки параметров FRC-реакторов с D-T- и D-³He-топливом ранее были выполнены в работах [31, 32]. Для случая D-T-топлива радиус сепаратрисы $a = 1$ м, магнитное поле внешних катушек $B_0 \approx 5$ Тл, полная температура $T_i \approx 20$ кэВ, требуемое время удержания $\tau \approx 0,1$ с. При этих условиях по скейлингу (6) имеем $\tau_{\text{gyro-Bohm}} \approx 0,035$ с, что примерно в три раза ниже, чем требуется для эффективной работы реактора. Максимальные значения a и B_0 ограничены потоками тепла и нейтронов из плазмы на первую стенку реактора. С другой стороны, снижать a и B_0 нецелесообразно, так как это приведет к ухудшению удержания высокоэнергетичных продуктов термоядерных реакций, греющих плазму. В случае D-³He-топлива $a = 2$ м, $B_0 \approx 10$ Тл, $T_i \approx 100$ кэВ. При этом требуемое время удержания $\tau \approx 1$ с, а $\tau_{\text{gyro-Bohm}} \approx 0,1$ с.

Таким образом, для FRC-реактора на D-³He-топливе требуется обеспечить удержание примерно на порядок лучше, чем предсказывается гиробомовским скейлингом (6).

Л и т е р а т у р а

1. Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н. Компактный тор// Итоги науки и техники. Физика плазмы.— М.: ВИНТИ, 1985. Т. 7. С. 80—135.
2. Tuszewski M. Field reversed configurations// Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 2033—2092.
3. Slough J. T., Hoffman A. L., Milroy L. D., Maqueda R., Steinhauer L. C. Transport, energy balance, and stability of a large field-reversed configuration// Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2286—2291.

4. *Steinhauer L. C. et al.* FRC 2000: A white paper on FRC development in next five years// Fusion Technol. 1996. V. 30. P. 116.
5. *Antoni V. et al.* Improved confinement in RFP with electric field// Plasma Phys. Control Fusion. 2000. V. 42. P. 83—87.
6. *Asai T., Suzuki Y., Yoneda T. et al.* Experimental evidence of improved confinement in a high-beta field-reversed configuration plasma by neutral beam injection// Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 6. P. 2294—2297.
7. *Slough J. T., Miller K. E.* Flux generation and sustainment of a field reversed configuration with rotating magnetic field current drive// Ibid. P. 1945—1950.
8. *Dolan T. J.* Progress in compact toroid experiments// Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics. 2002. V. 7. № 4. P. 34—38.
9. *Staff J. S., Anderson J. K., Biewer T. M. et al.* Tokamak-like confinement at high beta and low field in reversed field pinch// Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. A457—A470.
10. *Krall N. A.* Low-frequency stability for field reversed configuration parameters// Phys. Fluids. 1987. V. 30. № 3. P. 878—883.
11. *Krall N. A.* The effect of low-frequency turbulence on flux, particle, and energy confinement in a field-reversed configuration// Ibid. 1989. V. B 1. № 9. P. 1811—1817.
12. *Krall N. A.* Dumping of lower hybrid waves by low-frequency drift waves// Ibid. № 11. P. 2213—2216.
13. *Huba J. D., Drake J. F., Gladd N. T.* Lower-hybrid-drift instability in field reversed plasmas// Ibid. 1980. V. 23. № 3. P. 552—561.
14. *Carlson A. W.* A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering// Ibid. 1987. V. 30. № 5. P. 1497—1509.
15. *Hoffman A. L., Slough J. T., Steinhauer L. C. et al.* Field reversed configuration transport. Theory and measurement of flux, energy, and particle lifetimes// Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 11th Int. Conf.). IAEA, Vienna, 1987. V. 2. P. 541—549.
16. *Hoffman A. L., Slough J. T.* Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large s experiment// Nucl. Fusion. 1993. V. 33. P. 27—38.
17. *Steinhauer L.* FRC data digest. in US-Japan Workshop on FRC. — Niigata, 1996.
18. *Ryzhkov S. V.* Energy and particle confinement times for a field-reversed configuration: Report UWFDM-1102. Univ. of Wisconsin-Madison, 1999.
19. *Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu.* Stochastic drift wave model for anomalous transport in tandem mirror and FRC// Fusion Technol. 2001. V. 39. № 1T. P. 398—401.
20. *Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu.* Turbulence of high-beta plasma. In The US-Japan Workshop on Physics of High-Beta Plasma Confinement in Innovative Fusion: Report NIFS-PROC-41. National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, 1999. P. 19—26.
21. *Hewlett D. V.* Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field-reversed theta pinch// Nucl. Fusion. 1984. V. 24. P. 349—357.
22. *Milroy R. D., Brackbill J. U.* Toroidal magnetic field generation during compact toroid formation in a field-reversed theta pinch and conical theta pinch// Phys. Fluids. 1986. V. 29. № 4. P. 1184—1195.
23. *Wang X.-H., Diamond P. H., Rosenbluth M. N.* Stability of ion-temperature-gradient-driven modes in the presence of sheared poloidal flows// Ibid. 1992. V. B4. P. 2402—2413.
24. *Artun M., Tang W. M.* Gyrokinetic analysis of ion temperature gradient modes in the presence of sheared flows// Ibid. P. 1102—1114.
25. *Кролл Н., Трайвелтис А.* Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975. Гл. 8.
26. *Хвесьюк В. И., Чирков А. Ю.* Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях// ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 18—26.
27. *Onjun T., Bateman G., Kritz A. H., Hannum D.* Comparison of low confinement mode transport simulations using the mixed Bohm/gyro-Bohm and the Multi-Mode-95 transport model// Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 975—985.
28. *Tang W. M.* Microinstability theory in tokamaks// Nucl. Fusion. 1978. V. 18. P. 1089.
29. *Hirose A., Ishihara O.* Search for ion temperature gradient driven electrostatic instability in tokamaks// Ibid. 1987. V. 27. P. 1439—1451.
30. *Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.* Физика плазмы для физиков. — М.: Атомиздат, 1979.
31. *Chirkov A. Yu., Khvesyuk V. I.* Analysis of D-³He/catalyzed D-D plasma as a source of fusion power// Fusion Technol. 2001. V. 39. № 1T. P. 406—409.
32. *Хвесьюк В. И., Чирков А. Ю.* Параметры реактора с обращенным магнитным полем в режиме низкочастотных аномальных потерь// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 17—27.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2006 г.

About scalings for a plasma confinement time in the field reversed configuration

A. Yu. Chirkov

Bauman's Moscow State Technical University, Russia

The field reversed configuration (FRC) is one of the most perspective alternate systems of magnetic confinement with high β . Considered are possible scalings for a plasma confinement time in connection with the problem of an abnormal carrier in FRC. Offered are scalings grounded on the different physical backgrounds. The correspondence of the offered scalings to present experimental data has been analysed.

* * *