

Неоканонические профили концентрации и температуры электронов плазмы токамака Глобус-М2 в режиме с горячими ионами

Г. С. Курский⁺¹⁾, В. В. Яньков*, В. К. Гусев⁺, Н. С. Жильцов⁺, Е. О. Киселев⁺, А. К. Крыжановский⁺,
В. Б. Минаев⁺, И. В. Мирошников⁺, Ю. В. Петров⁺, Н. В. Сахаров⁺, В. В. Солоха⁺, А. Ю. Тельнова⁺,
Н. В. Теплова⁺, Е. Е. Ткаченко⁺, Г. А. Трошин⁺, Е. А. Тюхменева⁺, П. Б. Щеголев⁺

⁺Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

*Ergophos LLC, CA 94070 San Carlos, USA

Поступила в редакцию 9 октября 2023 г.

После переработки 23 ноября 2023 г.

Принята к публикации 24 ноября 2023 г.

Показано, что радиальный профиль электронной температуры в сферическом токамаке Глобус-М2 связан с радиальным профилем концентрации электронов и описывается степенной зависимостью $T_e(\rho) = \text{const } n_e(\rho)^{1.65}$. Аналитическая модель аттрактора плотности, предполагающая зависимость n_e от удельного полоидального объема v , ранее проверенная на токамаках с большим аспектным отношением TCV и JET, выполняется и на сферическом токамаке, аппроксимация 162 экспериментальных профилей дала $n_e(\rho)v(\rho)^{1.06} = \text{const}$. Предложенная модель позволяет рассчитать пространственное распределение $T_e(\rho)$ и $n_e(\rho)$ по известной магнитной конфигурации.

DOI: 10.31857/S1234567824010075, EDN: sbdzuww

Введение. Экстраполяция экспериментальных данных существующих токамаков на установку, где будут достигнуты условия для зажигания термоядерной реакции облегчена явлением “канонических профилей давления” в токамаках, в явном виде сформулированным Коппи [1]. Есипчук и Разумова конкретизировали профиль давления плазмы, нормировали радиус шнура на корень квадратный из запаса устойчивости q на границе плазмы, и предложили универсальную зависимость полного давления плазмы от нормированного радиуса. Анализ Есипчука и Разумовой является одним из блестящих примеров выявления эмпирических закономерностей в сложных физических процессах [2]. Позднее нормировка Есипчука–Разумовой нашла теоретическое объяснение при моделировании низкочастотной квазигидродинамической турбулентности плазмы, при которой имеется тенденция к поддержанию профиля полного давления плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния вида $pv^2 = \text{const}$ (см. [3] и цитированные там работы). Такой профиль давления хорошо согласуется не только с результатами экспериментов, обсуждаемых Есипчуком и Разумовой, но и с каноническими профилями давления, обсуждавшимися в работах Б. Б. Кадомцева [4] и Ю. Н. Днестровского [5]. Следует обратить внима-

ние и на другие модели самоорганизации плазмы, разработанные Дябилиным и Разумовой [6, 7], Менарди [8].

С другой стороны, полагая, что на турбулентных временах плазма заморожена лишь в полоидальное магнитное поле, а замороженность в тороидальное поле разрушена неинвариантностью по полоидальному направлению, можно предположить аттрактор для плотности плазмы согласно работе [9]. Аттрактором плотности является плато на зависимости функции распределения частиц от тороидального момента импульса, как в квазилинейной теории Вedenова, Велихова, Сагдеева [10] (см. также [11]), которое можно получить используя только магнитный момент вместо полного механического момента в обобщенном импульсе, полагая, что в плазме токамака ларморовский радиус мал. Бейкер и Розенблют [12] обобщили аттрактор Янькова [9, 13], предложив аппроксимацию $n \cdot v^\alpha = \text{const}$ и проверили ее на данных токамака DIII-D [14]. Вейзен и др. [15] проверили аппроксимацию Бейкера–Розенблюта на 226 омических профилях токамака TCV и нашли, что $\alpha = 1$. Для режимов с электронно-циклотронным нагревом плазмы для 200 профилей наилучшее согласие с экспериментальными данными было получено при $\alpha = 0.8$. Назовем пространственные распределения плотности неоканоническими, если они удовлетворяют условию $n \cdot v^\alpha = \text{const}$. Здесь мы впервые проверим выполне-

¹⁾e-mail: Gleb.Kurskiy@mail.ioffe.ru

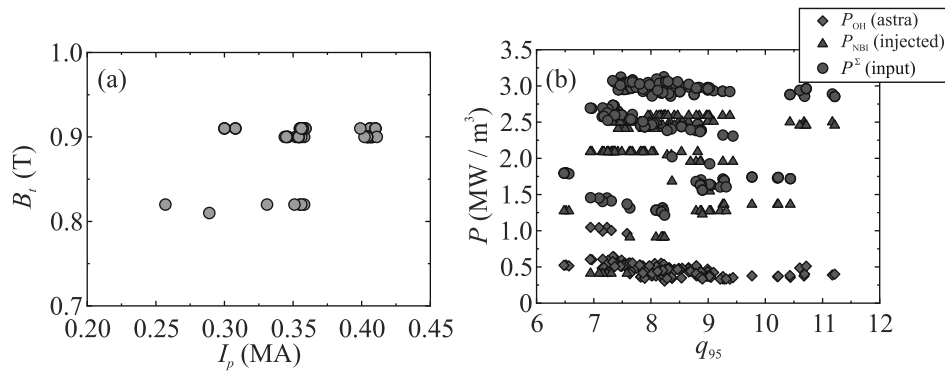


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Область значений тока плазмы и тороидального магнитного поля в выбранных экспериментах. (б) – Мощность омического нагрева, мощность вводимых атомных пучков и их сумма в зависимости от запаса устойчивости на границе плазмы

ние этой формулы для профилей плотности в сферическом токамаке (СТ).

К сожалению, знание одного лишь пространственного распределения плотности недостаточно для предсказания зажигания, необходимо еще знать и профиль температуры. Яньков [16], Днестровский [5], Разумова и Лысенко [17], предлагали формулу $T_e = \text{const } n_e^2$, Смирнов и Пастухов [18] рассматривают зависимость профиля давления от профиля q , как и в настоящей работе, но зависимость температуры от плотности у них не играет большой роли, также стоит отметить и недавнее исследование профилей JET [19]. База данных Глобус-M2 позволяет дать экспериментальный ответ в аппроксимации Бейкера–Розенблюта на вопрос о зависимости электронной температуры от плотности в компактном сферическом токамаке.

Анализ экспериментальных данных токамака Глобус-M2. Глобус-M2 [20] является компактным сферическим токамаком с большим радиусом вакуумной камеры $R = 0.36$ см, и малым радиусом $a = 0.24$ см. Тороидальное магнитное поле на оси вакуумной камеры может достигать 1 Тл, ток плазмы 0.5 МА. Система обмоток полоидального магнитного поля позволяет создавать диверторную конфигурацию с верхним и нижним положением Х-точки, а также с двумя Х-точками. Физическая программа исследований на установке направлена главным образом на исследования нагрева и генерации тока плазмы пучками высокоэнергичных атомов и высокочастотными волнами. Основные результаты исследований опубликованы в [21–24]. Для анализа пространственных распределений температуры и концентрации электронов в токамаке Глобус-M2 были выбраны режимы с нагревом методом нейтральной инжекции, при которой достигается режим с горя-

чими ионами [25, 26]. В этом режиме температура ионов достигает величины 4 кэВ, превышая температуру электронов в 2.5 раза при средней плотности плазмы $n_i = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При увеличении плотности плазмы температура ионов начинает приближаться к электронной: при $n_i \approx 10 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $T_i(0)/T_e(0) \approx 2$, а при $n_i \approx 15 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $T_i(0)/T_e(0) \approx 1$.

Всего было рассмотрено 33 разряда с дополнительным нагревом нейтральным пучком при различных значениях тока плазмы (I_p) 0.26–0.41 МА, тороидального магнитного поля (B_t) 0.8–0.9 Тл и средней плотности плазмы (n_i) вдоль вертикальной хорды $4\text{--}13 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Из анализа были исключены временные точки, соответствующие фазе подъема и сброса тока, выбрана квазистационарная фаза разряда. Во всех разрядах присутствуют пилообразные колебания. Пространственные распределения температуры ($T_e(R)$) и концентрации электронов ($n_e(R)$) были измерены с помощью высокоточной диагностики томсоновского рассеяния (ТР) токамака Глобус-M2 [27, 28] в экваториальной плоскости, от магнитной оси шнура до границы плазмы со стороны слабого магнитного поля. Измерения выполняются с постоянной частотой 330 Гц на протяжении всего разряда. В результате установленным критериям соответствуют 162 пары профилей $T_e(R)$ и $n_e(R)$.

Рисунок 1 иллюстрирует область значений тока плазмы и тороидального магнитного поля в выбранных экспериментах. Значение коэффициента запаса устойчивости на границе плазмы q_{95} меняется в диапазоне от 6.5 до 11.5, при этом суммарная плотность вводимой в плазму мощности нагрева, меняется в широком диапазоне от 1.2 до 3.1 МВт/м³. Это значительно выше плотности мощности нагрева плазмы на СТ MAST и NSTX при нейтральной инжекции ($\leq 0.4 \text{ МВт/м}^3$), крупном токамаке JET

($\leq 0.5 \text{ МВт/м}^3$) и сравнимо с экспериментами на токамаках ASDEX-U и DIII-D ($\leq 1 \text{ МВт/м}^3$).

Для анализа формы профилей T_e , n_e необходимо определить распределение полоидального магнитного потока внутри последней замкнутой магнитной поверхности. Код ASTRA 6.2.1. использовался для совместного решения уравнения Грэда–Шафранова и диффузии полоидального магнитного потока. При этом пространственные распределения температуры и концентрации электронов были фиксированы в соответствии с экспериментальными данными, предоставленными диагностикой ТР. Профиль температуры ионов задавался в виде: $T_i(\rho) = T_e(\rho) * T_i^{CHRS}(0)/T_e^{TS}(0)$. Для расчета проводимости плазмы по неоклассическим формулам [29] использовали характерную зависимость эффективного заряда плазмы от плотности для токамака Глобус-М2 при нейтральной инжекции, $\langle Z_{\text{eff}} \rangle = 4 * \langle n_e \rangle^{-0.4}$ (здесь плотность в единицах 10^{19} м^{-3}). Распределение эффективного заряда плазмы по сечению плазменного шнура полагалось однородным.

Практически во всех выбранных разрядах наблюдаются пилообразные колебания, существенным образом влияющие на пространственное распределение температуры и концентрации электронов, главным образом внутри радиуса инверсии [28]. К сожалению, получить режим без пилообразных колебаний при нагреве нейтральным пучком на токамаке Глобус-М2 невозможно. Это потребует значительного снижения тока плазмы до величины $< 0.1 \text{ МА}$ при тороидальном магнитном поле $0.8\text{--}0.9 \text{ Тл}$. Такой ток недостаточен для эффективного удержания быстрых ионов с энергией $20\text{--}40 \text{ кэВ}$, образующихся в плазме при нейтральной инжекции делая такой режим бессмысленным с точки зрения нагрева плазмы. Развитие этой неустойчивости происходит на резонансной поверхности $q = 1$, ограничивающей значительную область плазмы. Значения приведенного малого радиуса, соответствующего локализации поверхности $q = 1$ находится в диапазоне $0.2 \div 0.5$. При этом характерная амплитуда пилообразных колебаний температуры в центре плазмы при нейтральной инжекции составляет величину $\sim 20\%$ [30]. Поэтому, для анализа формы профилей необходимо исключить как зону перемешивания, так и краевую область плазмы, так как она тоже является МГД неустойчивой по отношению к развитию пилинг-баллонной моды, что выражается в периодических выбросах энергии в обдирочный слой (SOL) известных как ELM [29]. Таким образом из экспериментальных данных была выделена область “жесткого переноса” $\rho_\psi \in 0.6 \div \rho_{q95}$, для которой и проверялась справедливость аппрок-

симации Бейкера–Розенблюта. Здесь $\rho_\psi = \sqrt{\frac{\psi - \psi_0}{\psi_a - \psi_0}}$ – координата магнитной поверхности, где ψ – полоидальный магнитный поток, а ψ_0 и ψ_a его значения в центре и на границе плазмы соответственно, ρ_{q95} – радиальная координата магнитной поверхности охватывающей 95 % полоидального магнитного потока. Пространственные распределения температуры и концентрации электронов в зависимости от ρ_ψ представлены на рис. 2а, b, где красным цветом показана интересующая область. Характерные значения погрешности измерения локальных значений T_e и n_e не превышают 5 %. Соответствующие зависимости удельного полоидального объема $v = \frac{q}{2\pi\rho B_t} \frac{\partial V}{\partial \rho}$ (здесь ρ – радиальная координата магнитной поверхности, V – объем охватываемый магнитной поверхностью радиуса ρ) и запаса устойчивости от ρ_ψ приведены на рис. 2с, d. Красным цветом выделены точки, расположенные в интервале $\rho_\psi \in 0.6 \div \rho_{q95}$.

Рассмотрим для этих точек зависимость $n_e/\langle n_e \rangle V$ от соответствующих локальных значений q и v (см. рис. 3). Отметим, что в токамаках с большим аспектным отношением профиль удельного полоидального объема почти совпадает с более известным профилем q , поэтому была проверена еще и зависимость плотности от q .

Полученные зависимости хорошо аппроксимируются функцией вида $y = a \cdot x^b$. Соответствующие значения параметров подгонки представлены на рис. 3. Среднее абсолютное процентное отклонение (МАРЕ) аппроксимации от экспериментальных данных в области “жесткого переноса” составляет 8 % для зависимости от q и 11 % для v . Аппроксимация профиля плотности для зависимости от q получается несколько лучше. Отклонение экспериментальных точек от аппроксимации можно объяснить конечной точностью измерения локальных значений плотности, предположениями, в рамках которых был рассчитан профиль запаса устойчивости (тока) плазмы, а также влиянием пилообразных колебаний. Также стоит отметить, что по мере приближения к сепаратрисе разброс точек несколько увеличивается в обоих случаях, однако форма зависимости сохраняется. В центральной области плазмы увеличивается как разброс, так и систематическое отклонение точек, вызванное пилообразными колебаниями, которые приводят к большому разбросу параметра пикированности профиля плотности $P_n = n_{e0}/\langle n_e \rangle V$ (здесь n_{e0} – значение концентрации электронов в центре плазмы) в диапазоне $2 \div 2.5$. Значение параметра α для аппроксимации Бэйкера–Розенблюта составило 1.06 ± 0.02 , что хорошо соответствует ре-

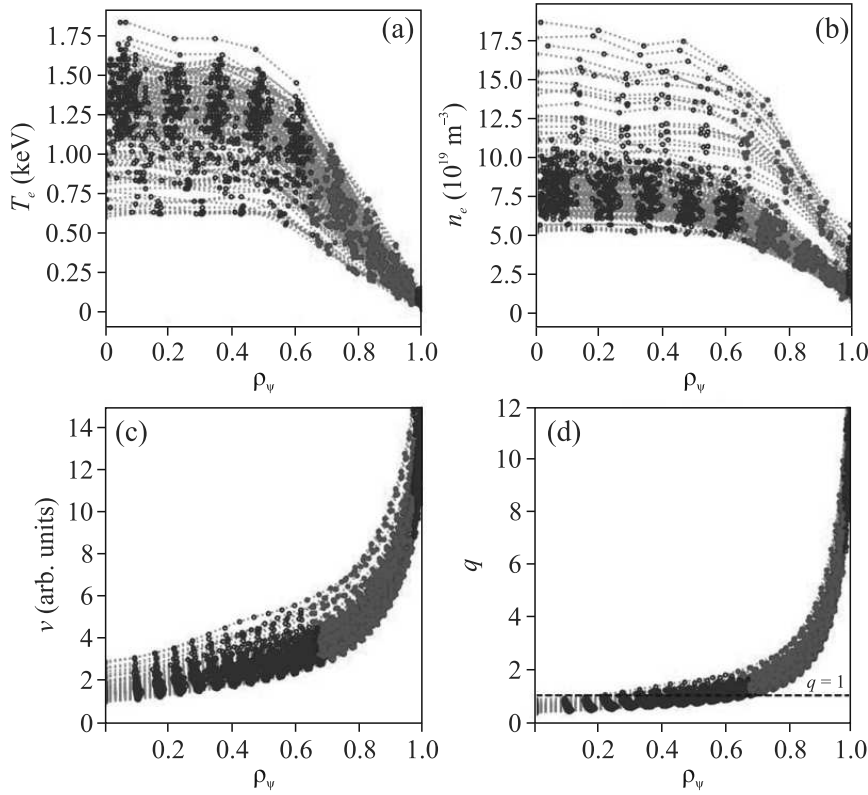


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментально измеренные пространственные распределения температуры (a) и концентрации (b) электронов в зависимости от ρ_ψ , (c) и (d) – соответствующие радиальные распределения удельного полоидального объема и запаса устойчивости соответственно. Красным цветом выделены точки, расположенные в интервале $\rho_\psi \in 0.6 \div \rho_{q95}$

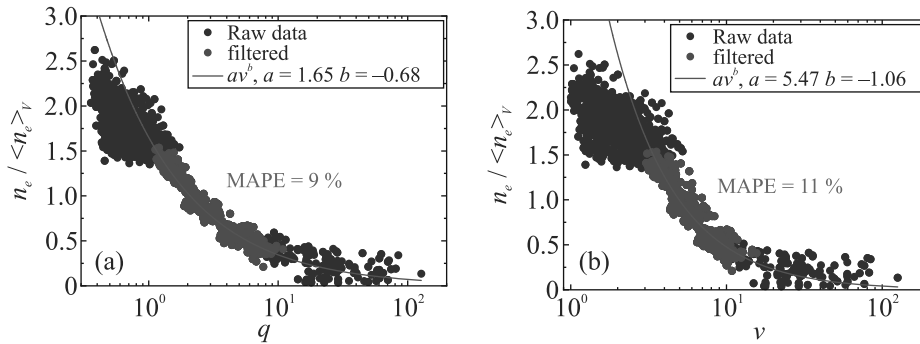


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость приведенных локальных значений плотности плазмы от запаса устойчивости (a) и от удельного полоидального объема (b). Зеленым цветом выделены точки, соответствующие области $\rho_\psi \in 0.6 \div \rho_{q95}$. Кривые иллюстрируют аппроксимацию данных зависимостью вида $y = a \cdot x^b$ полученные минимизацией среднего абсолютного процентного отклонения (MAPE)

результатам, полученным по данным TCV. Для зависимости плотности от запаса устойчивости получилось заметное отклонение от единицы $n_e \cdot q^{0.68} = \text{const}$.

Для оптимизации параметров плазмы с целью выполнения условий зажигания знания канонических профилей давления недостаточно. Необходимо еще и профиль температуры, поэтому была изу-

чена зависимость формы профилей температуры электронов от формы профилей плотности плазмы. Несмотря на то, что в выбранных режимах локальные значения плотности и температуры находятся в достаточно широком диапазоне (рис. 4a), наблюдается взаимная зависимость формы нормированных пространственных распределений (рис. 4b). Про-

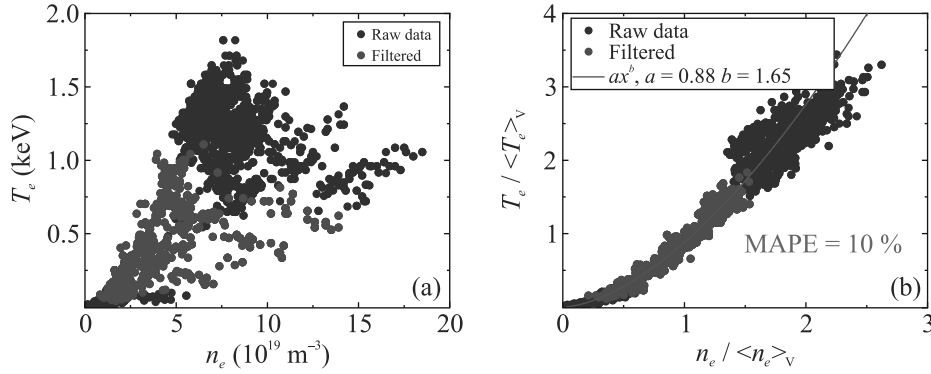


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость локальных значений температуры электронов от соответствующих локальных значений концентрации электронов плазмы; (б) – то же, что и на рис. (а), но для нормированных значений температуры и концентрации. Зеленым цветом выделены точки, соответствующие области $\rho_\psi \in 0.6 \div \rho_{q95}$

филь электронной температуры более пикирован, чем профиль концентрации, зависимость приведенной температуры от приведенной плотности хорошо аппроксимируется функцией вида $y = a \cdot x^b$. Для точек, лежащих вне области, затрагиваемой пилообразными колебаниями значение параметра b , составляет значение 1.65 ± 0.02 при $\text{MAPE} = 10\%$. Стоит отметить, что несмотря на “сильную пилу” полученная зависимость оказывается справедливой и для области перемешивания.

Заключение. Аналитическая модель аттрактора плотности $nv = \text{const}$, ранее подтвержденная данными токамаков с большим аспектным отношением TCV и DIII-D, проверена на сферическом токамаке Глобус-М2. В режиме с дополнительным нагревом нейтральным пучком эмпирический показатель степени близок к единице

$$nv^{1.06} = \text{const}. \quad (1)$$

В рассматриваемых режимах локальные значения концентрации электронов варьировались в следующих диапазонах: $5 \div 18 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для центра плазмы и $0.5 \div 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на периферии плазменного шнура. При этом температура электронов в центре и на периферии плазмы находилась в диапазоне $0.6 \div 1.8 \text{ кэВ}$ и $0.05 \div 0.2 \text{ кэВ}$ соответственно.

Главный эмпирический результат, это наличие зависимости:

$$T = \text{const } n^{1.65}. \quad (2)$$

Полученный показатель степени у плотности в зависимости (2) несколько меньше, чем предлагаемый в работах [5, 16, 17]. Более важным является наличие зависимости формы профиля температуры от формы профиля плотности, которой могло и не быть. Полученная зависимость позволяет продолжить мо-

дель канонических профилей давления Коппи, Есипчука, Разумовой, Днестровского и полностью рассчитывать профили по известной магнитной конфигурации. Существенно, что температура и плотность неоклассических профилей не обращается в ноль на границе, поэтому профили можно дополнить граничными условиями типа Пастухова–Смирнова или Голдстоуна [32], рассчитать условия зажигания, времени удержания и оптимизировать параметры термоядерной установки на основе токамака для режимов без пилообразных колебаний. Снижение тока плазмы при фиксированном магнитном поле позволит избежать появления резонансной поверхности $q = 1$ – необходимого условия для развития “пилы”. Стоит отметить, что существующая на сегодняшний день концепция сферического токамака Глобус-3 предполагает удержание и нагрев плазмы с большим значением q_{95} в качестве основного режима [33–36]. Модель неоканонических профилей объясняет парадоксальные экспериментальные результаты Мирнова [37] и Сахарова [38], в которых улучшение удержания получалось в результате сброса тороидального тока. Позднее этот метод использовался в TFTR [39] и JET [40] для увеличения пикированности профилей плотности и температуры в экспериментах с дейтериево-третевой плазмой, причем в экспериментах на TFTR максимальный нейтронный выход был получен именно в сценарии со снижением тока плазмы. Также стоит отметить, что наблюдаемая в данной работе связь между температурой и плотностью согласуется с наблюдаемым эффектом пикирования профилей плотности при снижении столкновительности плазмы $v^* \propto n_e / T_e^2$ [41].

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых

технологиях". Авторы выражают благодарность Днестровскому А.Ю. за плодотворные обсуждения.

Финансирование работы. Эксперименты по нагреву плазмы с помощью нейтральной инжекции выполнены в рамках проекта 0034-2021-0001. Измерение пространственных распределений температуры и концентрации электронов, а также обработка результатов эксперимента выполнены в рамках проекта 0040-2019-0023.

Конфликт интересов. Авторы не имеют конфликта интересов.

1. B. Coppi, Comm. Plasma Phys. Control. Fusion **5**, 261 (1980).
2. Yu. V. Esiptchuk and K. A. Razumova, Plasma Phys. Control. Fusion **28**, 1253 (1986).
3. В. П. Пастухов, Д. В. Смирнов, Физика плазмы **42**, 307 (2016).
4. Б. Б. Кадомцев, Физика плазмы **13**, 771 (1987).
5. Y. N. Dnestrovskij, *Self-Organization of Hot Plasmas*, Springer, Heidelberg (2015); <https://doi.org/10.1007/978-3-319-06802-2>.
6. K. S. Dyabilin and K. A. Razumova, Nucl. Fusion **55**, 053023 (2015).
7. К. С. Дябилин, К. А. Разумова, Физика плазмы **41**, 747 (2015).
8. E. Minardi, Phys. Lett. **70**, A240 (1998).
9. V. V. Yan'kov, JETP Lett. **60**, 171 (1994).
10. A. A. Vedenov, E. P. Velikhov, and R. Z. Sagdeev, Nucl. Fusion **1**, 82 (1961).
11. А. А. Галеев, Л. И. Рудаков, ЖЭТФ **45**, 647 (1964).
12. D. R. Baker and M. N. Rosenbluth, Phys. Plasmas **5**, 2936 (1998).
13. V. V. Yankov, Physika Plazmy **21**, 759 (1995).
14. D. R. Baker, M. R. Wade, C. C. Petty et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **40**, 1003 (2000).
15. H. Weisen, I. Furno, S. Alberti et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **42**, 136 (2002).
16. V. V. Yan'kov, Phys.-Uspekhi **40**(5), 477 (1997); DOI: <https://doi.org/10.1070/PU1997v040n05ABEH000235>.
17. K. A. Razumova and S. E. Lysenko, Plasma **6**, 408 (2023); DOI: <https://doi.org/10.3390/plasma6030028>.
18. V. P. Pastukhov and D. V. Smirnov, JETP Lett. **114**, 208 (2021).
19. A. B. Kukushkin, P. A. Sdvizhenskii, J. Flanagan D. Kos, V. S. Neverov, G. Szepesi, D. M. A. Taylor, and JET Contributors, Plasma Phys. Control. Fusion **65**, 075009 (2023).
20. V. B. Minaev, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**, 066047 (2017).
21. Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **62**, 042009 (2022).
22. G. S. Kurskiev, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **61**, 064001 (2021).
23. G. S. Kurskiev, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **62**, 016011 (2022).
24. N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **30**, 072507 (2023).
25. G. S. Kurskiev, I. V. Miroshnikov, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **62**, 104002 (2022).
26. G. S. Kurskiev, N. V. Sakharov, V. K. Gusev et al. (Collaboration), Plasma Physics Reports **49**, 403 (2023).
27. Г. С. Курскиеv, Н. С. Жильцов, А. Н. Коваль и др. (Collaboration), Письма в ЖТФ **47**, 41 (2021).
28. N. S. Zhiltsov, G. S. Kurskiev, S. Yu. Tolstyakov et al. (Collaboration), <https://arxiv.org/abs/2311.18723>; arXiv:2311.18723 [physics.plasm-ph]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.18723>.
29. S. P. Hirshman, R. J. Hawryluk, and B. Birge, Nucl. Fusion **17**, 611 (1977).
30. Ю. В. Петров, П. А. Багрянский, И. М. Балаченко и др. (Collaboration), Физика плазмы **49**(12), 1 (2023); DOI: 10.31857/S036729212360084X.
31. В. В. Солоха, Г. С. Курскиеv, А. Ю. Яшин и др. (Collaboration), Физика плазмы **49**, 322 (2023).
32. R. J. Goldston, Nucl. Fusion **52**, 013009 (2012).
33. A. B. Mineev, E. N. Bondarchuk, A. A. Kavin et al. (Collaboration), Physics of Atomic Nuclei **85**(7), 1194 (2022).
34. A. B. Mineev, E. N. Bondarchuk, A. A. Kavin et al. (Collaboration), Physics of Atomic Nuclei **85**(7), 1205 (2022).
35. A. B. Mineev, V. B. Minaev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Physics of Atomic Nuclei **85**(S1), S17 (2022).
36. В. В. Минаев, А. Б. Минеев, Н. В. Сахаров и др. (Collaboration), Физика плазмы **49**(12), 1 (2023); DOI: 10.31857/S0367292123600851; EDN: CGJWHV.
37. S. V. Mirnov, Nucl. Fusion **9**, 57 (1969).
38. N. V. Sakharov, T. Yu. Akatova, L. G. Askinazi et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **35**, 411 (1993).
39. K. M. McGuire, H. Adler, P. Alling et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **2**, 2176 (1995); doi: 10.1063/1.871303.
40. M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **39**, 209 (1999).
41. C. Angioni, L. Carraro, T. Dannert et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **14**, 055905 (2007); doi: 10.1063/1.2515300.