04

Токамак с двойной треугольностью

© Ю.В. Готт

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия
E-mail: jvgott@gmail.com

Поступило в Редакцию 9 июля 2026 г.
В окончательной редакции 24 июля 2026 г.
Принято к публикации 28 июля 2026 г.

Предложена новая магнитная конфигурация токамака — токамак с двойной треугольностью. Обсуждается ряд возможных преимуществ предложенной конфигурации по сравнению со стандартными.

Ключевые слова: токамак, треугольность, устойчивость, равновесие.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.21.63665.20842

В настоящее время токамак представляет собой наиболее исследованную систему для удержания высокотемпературной плазмы.

В течение многих лет исследования заключались, в частности, в поисках оптимального сечения плазменного шнура. На рис. 1 изображены полоидальные сечения плазменного шнура, изученные как теоретически, так и экспериментально [1–3].

Исследования показали, что наилучшими характеристиками обладают токамаки с положительной и отрицательной треугольностью (PT и NT соответственно).

На практике чаще всего рассматривается токамак с положительной треугольностью, работающий в H-режиме [4–8]. Однако в этом режиме градиент давления плазмы около ее границы велик, что приводит к возрастанию потоков частиц и тепла на стенки вакуумной камеры и диверторные пластины и, следовательно, к снижению времени жизни элементов, обращенных к плазме. Кроме того, ожидаемое энергетическое время жизни, например, в международном токамаке-реакторе ИТЭР составляет 2.32 s, а для промышленного реактора оно должно быть не менее 6 s.

Энергетическое удержание плазмы определяется ее устойчивостью. Эта устойчивость в свою очередь определяется режимом работы установки и формой границы плазмы. Рассматривается также возможность построения токамака-реактора с отрицательной треугольностью.

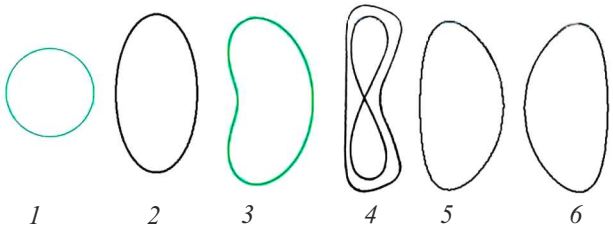


Рис. 1. Полоидальные сечения плазменного шнура. *1* — круглое, *2* — вытянутое, *3* — бобообразное, *4* — дублетное, *5* — с положительной треугольностью, *6* — с отрицательной треугольностью.

Энергетическое время жизни плазмы в L-режиме работы NT-токамака примерно равно времени жизни в H-режиме работы PT-токамака, но использовать NT-токамак для создания промышленного токамака-реактора проблематично, так как максимальное значение плотности плазмы не достигает необходимой реакторной величины [8].

Несмотря на то что режим работы токамака-реактора выбран, ведутся поиски альтернативного режима с улучшенным удержанием [4].

Так как удержание плазмы зависит от формы ее границы, для этой цели можно рассматривать другие конфигурации плазменного шнура.

В настоящей работе предлагается новый тип токамака-реактора — токамак с двойной треугольностью (DT) (рис. 2). Такая конфигурация токамака в каждой из половин тора является комбинацией PT- и NT-конфигураций. Замкнутые кривые на рисунке показывают распределение потока полоидального магнитного поля. Из рис. 2 видно, что в DT-токамаке в верхней и нижней половинах тора имеется по три особые точки: по две S- и по одной V-точке. Здесь S-точка на границе плазмы является максимально удаленной, а V-точка — минимально удаленной от экваториальной плоскости.

В работе [9] показано, что кривизна границы в S-точке стабилизирует некоторые магнитогидродинамические (МГД) неустойчивости. Роль V-точек требует дополнительных исследований.

В настоящей работе описываются установки и заключенная в них плазма со следующими параметрами: большой радиус токамака $R_0 = 3\,\mathrm{m}$, малый радиус $a = 1\,\mathrm{m}$, величина тороидального магнитного поля $B_0 = 5\,\mathrm{T}$, величина тороидального тока $I_p = 5\,\mathrm{MA}$, отношение газокинетического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля $\beta_p = 0.6$, вытянутость плазмы $K^{\pm} = 2$, треугольность $d^{\pm} = \pm 0.6$.

Для расчета равновесных распределений параметров плазмы (плотности тока и давления плазмы) используется код TOREQ [10], который решает уравнение Грэда–Шафранова (ГШ).

В безразмерном виде в декартовой системе координат уравнение ГШ имеет вид

$$\Delta^*\psi = -\lambda\left(h^2\beta_p\frac{\partial p_n}{\partial\psi} + (1-\beta_p)\frac{\partial I_n^2}{\partial\psi}\right) = -h\tilde{j}(h,\beta_p,\psi), \quad (1)$$

$$\Delta^*\psi = h\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{h}\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}. \quad (2)$$

Здесь безразмерная функция ψ — функция потока полоидального магнитного поля, нормированная на произвольное значение ψ_n; p_n и I_n — безразмерные значения давления и полоидального тока соответственно; $h = 1 + x/A$, где $A = R_0/a$ — аспектное отношение. В уравнениях (1) и (2) используются безразмерные координаты $x = (R - R_0)/a$ и $y = Z/a$, параметр λ определяет величину безразмерной внутренней индуктивности l_i.

Токовые функции в уравнении (1) выбраны в виде

$$A(\psi) = \frac{\partial p_n}{\partial\psi} = e^{\psi} - 1, \quad (3)$$

$$B(\psi) = \frac{\partial I_n^2}{\partial\psi} = e^{0.8\psi} - 1. \quad (4)$$

Граница плазмы в PT- и NT-токамаках описывается уравнением

$$y = \pm K^{\pm}\sqrt{\frac{1-x^2}{1+d^{\pm}x}}. \quad (5)$$

Как показано в работе [10], заданные значения $K^{\pm}$ и $d^{\pm}$ несколько отличаются от величин, получающихся в результате вычислений. Если требуются точные значения вытянутости и треугольности, то нужно подбирать эти значения.

Вид границы PT-токамака представлен сечением *5* на рис. 1, а NT-токамака — сечением *6* на рис. 1.

Граница плазмы в DT-токамаке описывается следующим выражением:

$$y = \pm K^{\pm}\sqrt{1-x^2}/\left(1 - d^{\pm}|x|\right)^{0.7}. \quad (6)$$

Заметим, что формулы (5) и (6) справедливы только для $a = 1$.

Для того чтобы уменьшить тепловую нагрузку на вакуумную стенку токамака и уменьшить загрязнение плазмы примесями, поступающими в нее из пристеночного пространства, применяется устройство, называемое дивертором [11,12]. Для работы дивертора при помощи магнитных полей от внешних полоидальных обмоток образуется поверхность, разделяющая области замкнутых и разомкнутых поверхностей магнитного потока. Полоидальное сечение такой поверхности — сепаратриса — имеет по крайней мере одну точку, в которой величина полоидального магнитного поля равна нулю (X-точка). Попадающие на сепаратрису частицы перемещаются в диверторный объем и далее на диверторные пластины.

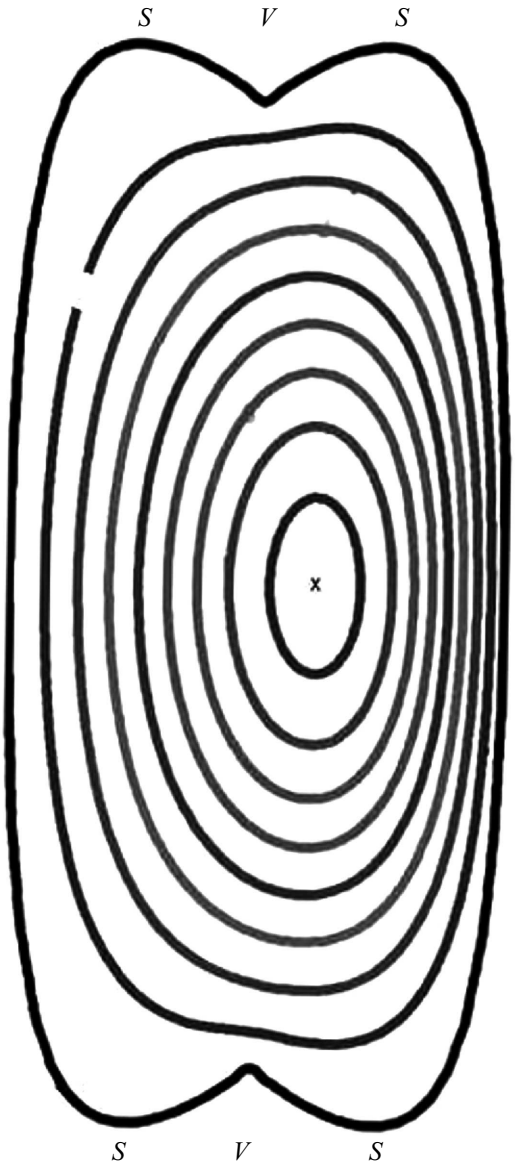


Рис. 2. Сечение плазменного шнура с двойной треугольностью.

Такой дивертор называется однонулевым. X-точки на сепаратрисе формируют в районе S-точек. Разница между этими точками в том, что полоидальное магнитное поле в X-точке равно нулю, а в S-точке нулю не равно. Это поле не равно нулю и в V-точке.

Кроме однонулевых дивертеров используются многонулевые, т.е. имеющие несколько X-точек — snowflake-дивертеры [12].

В DT-токамаке можно сформировать четыре дивертора с большим количеством X-точек.

В отличие от PT- и NT-токамаков в DT-токамаке по две S-точки в обеих половинах тора (рис. 2). Каждая S- и X-точка по отдельности стабилизирует некоторые виды МГД-неустойчивости [9,13]. Кроме этих точек появля-

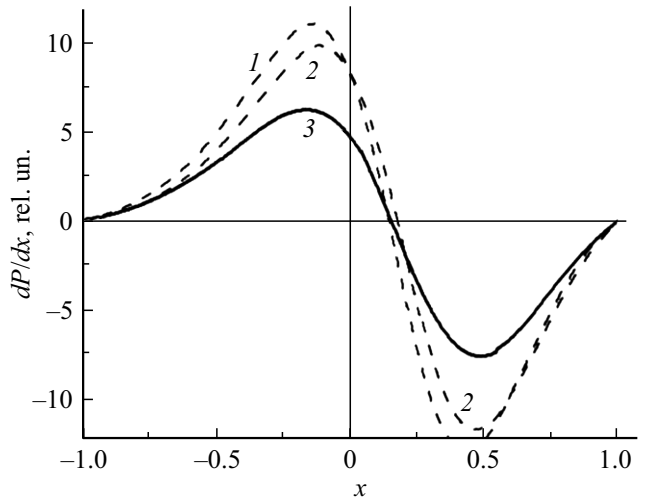


Рис. 3. Градиент давления плазмы. *1* — PT-токамак, *2* — NT-токамак, *3* — DT-токамак.

ется по две V-точки, влияние которых на устойчивость плазмы требует дополнительного рассмотрения.

На рис. 3 представлена x-компонента градиента давления плазмы. Видно, что градиент давления плазмы в токамаке с двойной треугольностью заметно меньше, чем у других токамаков. Так как некоторые виды МГД-неустойчивости раскачиваются градиентом давления плазмы, можно предположить, что плазма в DT-токамаке может быть более устойчивой, чем в токамаках других типов [14].

Для расчета аксиально-симметричного МГД-равновесия плазмы в токамаке решается прямая или обратная задача равновесия плазмы со свободной границей [15].

Для описания равновесия плазмы используется уравнение ГШ в виде

$$\Delta^*\psi^*_{pl} = \begin{cases} -\lambda\left(h^2\beta_0 A(\psi^*_{pl}) + (1-\beta_0)B(\psi^*_{pl})\right) \\ = -h\tilde{j}_p(h,\beta_0,\psi^*_{pl}) \ - \text{ в области,} \\ \qquad \text{занятой плазмой,} \\ 0 - \text{вне области, занятой пазмой.} \end{cases} \tag{7}$$

Для полоидальных обмоток

$$\Delta^*\psi^*_{cur} = \begin{cases} -\sum\limits_i^N \tilde{j}_i\delta(x-x_i)\delta(y-y_i) \ - \\ \text{вне области, занятой плазмой,} \\ 0 \ - \ \text{в области, заятой плазмой.} \end{cases} \tag{8}$$

Граничные условия:

$$\psi^*(0) = \psi^*_0, \qquad \psi^*(b) = 0. \tag{9}$$

В настоящей работе решается обратная задача.

Для решения этих уравнений был написан код, использующий программу FlexPde — программу решения нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными [16].

На рис. 4 приведена схема равновесного распределения полоидальных магнитных потоков, рассчитанная для DT-конфигурации с четырьмя однонулевыми дивертарами. Величины токов в полоидальных катушках приведены в таблице.

Отметим, что значение внутренней индуктивности для DT-токамака составляет 1.65. Для PT-токамака эта величина равна 1.5, а для NT-токамака — 1.45 (при $\lambda = 1.8$).

Таким образом, в работе предложена новая магнитная конфигурация токамака — токамак с двойной треугольностью. Можно предположить, что плазма в описанном DT-токамаке-реакторе может быть более устойчивой, чем в других типах токамаков.

В предложенном типе токамака-реактора может быть создано до четырех дивертаров и, следовательно, может быть уменьшена нагрузка на дивертарные пластины.

При одинаковых величинах малого радиуса и вытянутости всех рассматриваемых конфигураций площадь границы плазмы у DT-токамака на 20 % больше, чем у PT- и NT-конфигураций. Из этого следует, что при одинаковом энергосодержании тепловой поток на вакуумную стенку по крайней мере на 20 % меньше, чем в других рассматриваемых случаях.

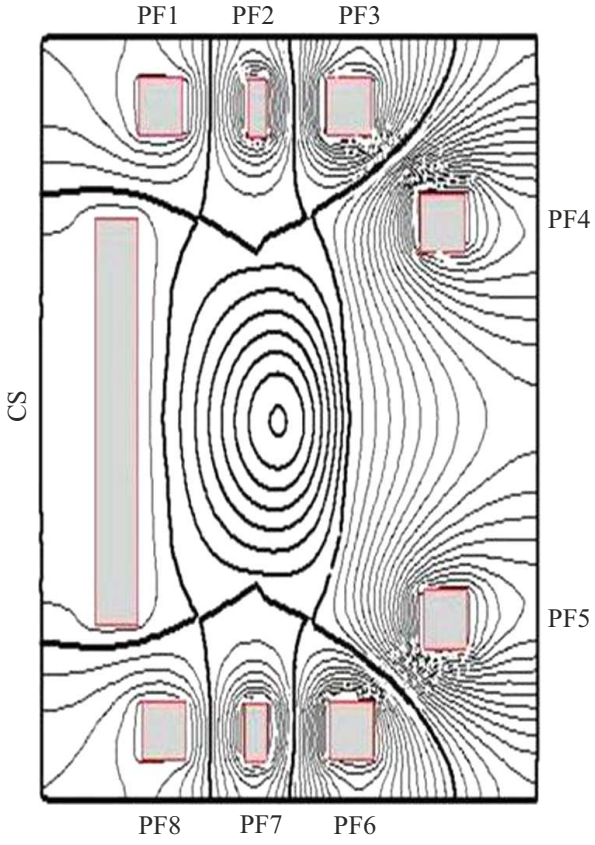


Рис. 4. Равновесие плазменной конфигурации в DT-токамаке. PF1–PF8 — катушки полоидального магнитного поля, CS — центральный соленоид.

Величины токов (в MA) в полоидальных катушках

PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6	PF7	PF8	CS
−2.13	1.06	−2.46	2.93	2.93	−1.8	1.06	−2.13	7.45

Предложенная DT-конфигурация нуждается в дополнительных теоретических и экспериментальных исследованиях.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.С. Муховатов, *Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы*, под ред. В.Д. Шафранова (ВИНИТИ, М., 1980), т. 1, ч. 1, с. 6–104.
[2] R.E. Bell, N. Asakura, S. Bernabei, M.S. Chance, P.-A. Duperrex, R.J. Fonck, G.M. Gammel, G. Greene, R.E. Hatcher, A. Holland, S.C. Jardin, T.-W. Jiang, R. Kaita, S.M. Kaye, C.E. Kessel, H.W. Kugel, B. LeBlanc, F.M. Levinton, M. Okabayashi, M. Ono, S.F. Paul, E.T. Powell, Y. Qin, D.W. Roberts, N.R. Sauthoff, S. Sesnic, H. Takahashi, Phis. Fluids B, **2** (6), 1271 (1990). DOI: 10.106310.1063/1.859542
[3] A. Marinoni, O. Sauter, S. Coda, Rev. Mod. Plasma Phys., **5**, 6 (2021). DOI: 10.1007/s41614-021-00054-0
[4] Е.П. Велихов, М.В. Ковальчук, И.О. Анашкин, Г.М. Асадулин, Е.Е. Баркалов, К.Е. Баркалов, А.М. Белов, А.А. Борщеговский, В.П. Будаев, В.А. Вершков, А.В. Горбунов, Ю.В. Готт, С.А. Грашин, А.М. Губин, Е.З. Гусаков и др., Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, **47** (S4), 9 (2024).
[5] K. Ikeda, Nucl. Fusion, **47** (6), E01 (2007). DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/E01
[6] P.E. Stott, Plasma Phys. Control. Fusion, **47**, 1305 (2005). DOI: 10.1088/0741-3335/47/8/011
[7] V. Mukhovatov, M. Shimada, A.N. Chudnovskiy, A.E. Costley, Y. Gribov, G. Federici, O. Kardaun, A.S. Kukushkin, A. Polevoi, V.D. Pustovitov, Y. Shimomura, T. Sugie, M. Sugihara, G. Vayakis, Plasma Phys. Control. Fusion, **45**, A235 (2003). DOI: 10.1088/0741-3335/45/12A/016
[8] N.A. Uckan and ITER Physics Group, Fusion Technol., **19**, 1493 (1991). DOI: 10.13182/FST19-1493
[9] N. Aiba, T. Tokuda, T. Takizuka, G. Kurita, N. Ozeki, Nucl. Fusion, **47** (4), 297 (2007). DOI: 10.1088/0029-5515/47/4/008
[10] Ю.В. Готт, Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, **47** (3), 108 (2024). DOI: 10.2151/0202-3822-2024-47-3-108-116
[11] M. Kikuchi, T. Takizuka, S. Medvedev, T. Ando, D. Chen, J.X. Li, M. Austin, O. Sauter, L. Villard, A. Merle, M. Fontana, Y. Kishimoto, K. Imadera, Nucl. Fusion, **59**, 056017 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab076d
[12] D.D. Ryutov, V.A. Soukhanovskii, Phys. Plasmas, **33** (11), 110901 (2015). DOI: 10.1063/1.4935115
[13] S. Saarelma, O.J. Kwon, A. Kirk and the MAST Team, Plasma Phys. Control. Fusion, **53** (2), 025011 (2011). DOI: 10.1088/0741-3335/53/2/025011
[14] Б.Б. Кадомцев, В.Д. Шафранов, УФН, **139** (3), 399 (1983). DOI: 10.3367/UFNr.0139.198303b.0399 [B.B. Kadomtsev, V.D. Shafranov, Sov. Phys. Usp., **26** (3), 207 (1983). DOI: 10.1070/PU1983v026n03ABEH004346
[15] А.А. Иванов, А.А. Мартынов, С.Ю. Медведев, Ю.Ю. Пошехонов, С.В. Коновалов, Р.Р. Хайрутдинов, Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, **37** (1), 80 (2014).
[16] www.pde.solutions.com/software-downloads