

## МГД-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО РАЗВИТИЯ «СОСИСОЧНОЙ» НЕУСТОЙЧИВОСТИ Z-ПИНЧА

Гаранин Сергей Флорович ([sfgaranin@vniief.ru](mailto:sfgaranin@vniief.ru)), Долинский Василий Юрьевич ([vyudolinskij@vniief.ru](mailto:vyudolinskij@vniief.ru))

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

С помощью двумерных осесимметричных МГД-расчетов изучалось развитие перетяжки Z-пинча с учетом коротковолновых малых возмущений, т. е. с учетом развития двумерной турбулентности. Влияние магнитной диффузии и теплопроводности предполагалось малым, и существенным лишь в зонах, где их необходимо учитывать (на границах плазма/вакуум и вблизи оси). Рассматривалась эволюция цилиндрического плазменного столба с синусоидальным возмущением границы и малыми случайными возмущениями плотности под действием постоянного тока. Расчеты показали, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с неограниченно уменьшающимся радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Некоторое влияние на максимальные параметры сжатия оказывает амплитуда начального возмущения, поскольку при ее увеличении перетяжка развивается быстрее и коротковолновые возмущения успевают нарасти до меньшего уровня и слабее закрывают зону сжатия. При сжатии перетяжки не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счет ускорительного механизма. В расчетах довольно быстро устанавливается МГД равновесное состояния на границе перестановочной неустойчивости. Из-за отсутствия неограниченного сжатия в перетяжке Z-пинча зажечь плазму в перетяжке, по-видимому, затруднительно даже при мультимегаамперных токах источника.

**Ключевые слова:** численное моделирование, турбулентность, магнитная гидродинамика, релей-тейлоровская неустойчивость.

## MHD SIMULATIONS OF TURBULENT DEVELOPMENT OF THE Z-PINCH SAUSAGE INSTABILITY

Garanin Sergey Florovich ([sfgaranin@vniief.ru](mailto:sfgaranin@vniief.ru)), Dolinskiy Vasilij Yurevich ([vyudolinskij@vniief.ru](mailto:vyudolinskij@vniief.ru))

FSUE «RFNC-VNIIEF», Sarov Nizhny Novgorod region

Two-dimensional axially symmetric MHD simulations were used to study Z-pinch waisting in the presence of small-scale short-wavelength perturbations, i.e. considering two-dimensional turbulence development. Effects of magnetic diffusion and thermal conduction were supposed to be minor and treated as significant only in the regions where they must be incorporated (at plasma/vacuum interfaces and near the axis). We considered the evolution of a cylindrical plasma column with a sinusoidal boundary perturbation and small-scale random density perturbations driven by constant current. The calculations demonstrated that the growing turbulence does not allow narrowing of the waist to an arbitrarily small radius and axial outflow of the plasma from the waist region. The amplitude of initial perturbations has some effect on the maximum compression parameters, because, with its increase, waisting develops faster, so the short-wavelength perturbations are able to grow to a smaller extent, and the generated turbulent plasma shields the compression region less effectively. During the compression of the waist there is no generation of high voltages near the axis, which could promote ion beam formation and neutron generation by the beam-target mechanism. The calculations also predict rather fast MHD arrangement of a marginally stable Kadomtsev equilibrium. Since no unlimited compression is possible in the Z-pinch waist, it seems that plasma fusion ignition will hardly be attainable there even at multi-mega-ampere driver currents.

**Key words:** numerical simulations, turbulence, magnetohydrodynamics, Rayleigh-Taylor instability.

## Введение

В настоящее время Z-пинчами традиционно называют динамические системы, в которых магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, а все величины, в основном, осесимметричны и зависят от двух цилиндрических координат,  $r$  и  $z$ . Магнитогиродинамический (МГД) подход показал, что при отклонении конфигурации Z-пинча от идеальной цилиндрической формы, которая определяется условием Беннетта [1], развиваются МГД неустойчивости. Особенно важную роль среди этих неустойчивостей играет «сосисочная» неустойчивость, в которой сохраняется осевая симметрия (мода  $m = 0$ ), а магнитное поле вне пинча зависит от радиуса как  $B \sim 1/r$ , и, следовательно, магнитное давление на плазму пинча  $p_B \sim 1/r^2$ . В этом случае провалившиеся по радиусу области плазмы под действием возросшего магнитного давления будут проваливаться еще сильнее, и возмущения будут нарастать.

Линейная теория показывает, что «сосисочная» неустойчивость может развиваться по мере уменьшения радиуса пинча все более быстро, и имеются основания считать, что на финальной стадии при развитии неустойчивости (в перетяжке) будут реализовываться большие магнитные поля и высокие плотности энергии. Изучение нелинейного развития «сосисочной» неустойчивости является непростой задачей, поскольку инкременты растут с уменьшением разрешаемых масштабов. Для изучения этого вопроса использовались разные методы (см., например, обзоры [2, 3] и ссылки там), в том числе модельные задачи, частные идеальные (не учитывающих рост целого спектра возмущений) аналитические [4] или автомодельные [5, 6] решения. Выдвигались различные гипотезы о том, что на финальной стадии сжатия перетяжки ее динамика будет следовать некоторым автомодельным решениям. Так, например, согласно [3], если считать сжатие адиабатическим, длину перетяжки  $l$  пропорциональной ее радиусу  $R$ , а, следовательно, время вытекания плазмы из области перетяжки  $t \sim l/v_T$  ( $v_T$  – скорость звука в перетяжке), получаем при  $t \rightarrow 0$  радиус  $R$  стремится к нулю, магнитное поле на этом радиусе стремится к бесконечности, и, следовательно, должны реализовываться высокие плотности энергии  $B^2 \sim 1/R^2$ ,  $p \sim 1/R^2$ . Высокие плотности энергии, которые потенциально могли бы реализовываться в перетяжке Z-пинчей (частным случаем которых можно считать плазменный фокус), давали надежду на осуществление зажигания термоядерных реакций (см., например, [7, 8], где считалось возможным получение сжатия по радиусу  $10^4$ , достижение критерия Лоусона на этом радиусе, а затем термоядерная детонация) или, по крайней мере, на получение высокого нейтронного выхода.

Таким образом, для всех этих задач и явлений общим является вопрос, может ли развитие перетяжки довести ток до малых радиусов и создать область с высокой плотностью энергии или же создать условия для генерации вблизи оси высоких напряжений. Этот вопрос можно исследовать с помощью осесимметричных МГД-расчетов, по возможности, предполагая малосущественными магнитную диффузию и теплопроводность, однако учитывая максимально возможным образом весь спектр малых возмущений, которые могут влиять на развитие перетяжки. Из-за сложного турбулентного характера возникающего течения заранее трудно предсказать результаты и дать ответ на этот вопрос. В настоящей работе будет сделана попытка провести такого рода расчеты.

## Постановка задачи. Физическая модель

Рассмотрим плазменный столб радиусом  $R_0$ , заполненный идеальным газом с плотностью  $\rho_0$  и давлением  $p_0$  с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ , давление плазмы которого вначале уравновешено силами текущего вдоль цилиндра тока. В начальный момент времени имеется малое периодическое по длине цилиндра аксиально-симметричное возмущение (с длиной волны  $l/R_0 = 4$  и амплитудой  $a = 0,05; 0,2$  или  $0,3$ ) так что равновесие пинча в начальный момент времени несколько нарушено, и это должно послужить затравкой к развитию перетяжки. Кроме этого возмущения мы предполагали, что в каждой счетной ячейке имеется случайное малое возмущение плотности на уровне  $10^{-3}$ . Таким образом, имелся целый спектр возмущений, создающий затравку для развития турбулентности. При этом по мере уточнения расчетов (уменьшения размеров счетных ячеек) эффективный масштаб малых возмущений должен уменьшаться и зависимость от их величины также, а масштабы и спектры возмущений должны были определяться развившейся турбулентностью.

На рис. 1 представлена геометрия, для которой проводились наши расчеты.

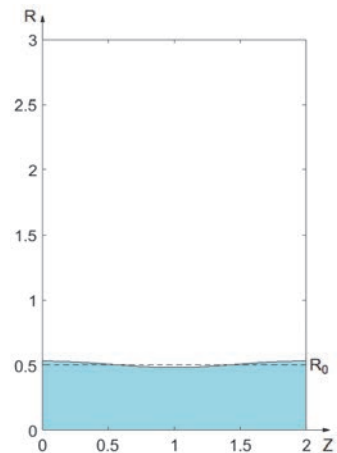


Рис. 1. Геометрия расчетов

В качестве единиц измерения в расчетах мы взяли:

- для расстояний – удвоенный начальный радиус плазменного столба  $2R_0$ ,
- для плотности плазмы – начальную плотность плазмы в столбе  $\rho_0$ ,
- для магнитного поля – начальное магнитное поле на радиусе столба  $B_0$ ,
- единица измерения времени определялась из соотношения  $[t] = R_0/c_A$ , где  $c_A$  определяется по  $B_0$  и  $\rho_0$ , тогда в принятых единицах альфвеновская скорость будет равна  $c_A = 0,5$ ,
- для магнитного потока –  $[\Phi] = 2I/c$ , где  $I$  – ток, текущий по плазменному столбу,
- для напряжения –  $[U] = [\Phi]c_A/r_0$ .

Начальная температура плазмы определялась из условия равновесия давления плазмы и давления магнитного поля, создаваемого током  $I$ , текущим по плазменному столбу.

Область над плазменным столбом считается вакуумом. В начальный момент времени вакуум заполнен веществом с плотностью  $10^{-5} \rho_0$ , температура вещества в вакууме такая же, как у плазменного столба. Вакуум заполнен магнитным потоком таким образом, что произведение  $B(r) \cdot r = \text{const}$  определяется током, протекающим по плазменному столбу.

В представленных модельных расчетах мы хотели обеспечить возможность вытекания магнитного потока на ось при сжатии перетяжки до малых радиусов и получения при этом высоких напряжений на оси, чтобы исследовать возможности получения пучков ионов с высокими энергиями [9–11] и высоких нейтронных выходов по мишенному механизму [12, 13]. Для этой цели мы предположили, что коэффициент магнитной диффузии имеет вид

$$\kappa_B = c_A \Delta, \quad (1)$$

где  $\Delta$  – размер счетной ячейки. Таким образом, в вакууме, плотность равна нулю и  $c_A = \infty$ ,  $\kappa_B$  будет также бесконечен и обеспечит постоянство тока в вакуумной области. По мере уточнения задачи (уменьшения  $\Delta$ ) магнитное число Рейнольдса будет возрастать и задача для большей части масштабов будет в этом смысле стремиться к идеальной. В области же малых радиусов  $r \sim \Delta$ , если магнитное поле дойдет до них, магнитная диффузия с коэффициентом (1) может обеспечить вытекание магнитного потока и формирование больших напряжений на оси.

Для того, чтобы избежать возможного перегрева граничащего с вакуумом вещества, в расчете учитывалась теплопроводность. Предполагалось, что модельная теплопроводность также как (1) должна уменьшаться по мере уточнения расчетов. Поэтому мы выбрали для нее коэффициент температуропроводности  $\kappa_T$ , по порядку величины совпадающим с (1), а конкретно, пользуясь тем, что для плазменного скин-слоя отношение теплового давления к маг-

нитному должно быть порядка единицы  $\beta \equiv p / (B^2/8\pi) \sim 1$ , мы выбрали его равным

$$\kappa_T = \sqrt{\beta} \kappa_B \quad (2)$$

и, таким образом, не зависящим от магнитного поля, а для идеальной плазмы, для которой  $p \sim \rho T$ , пропорциональным только корню из температуры,  $\kappa_T \sim \sqrt{T}$ .

Граничные условия в расчете учитывались следующим образом. Границы по  $z$  считались жесткими идеально проводящими теплоизолированными стенками. Внешняя граница по радиусу  $r = R_{\text{max}}$  считалась жесткой теплоизолированной стенкой. За внешней границей по  $r$  были введена строка фиктивных ячеек, в которых задавалось граничное значение магнитного поля, соответствующее току  $I$ . При этом магнитное поле имело возможность диффундировать как из области фиктивных ячеек в расчетный объем, так и наоборот, из расчетного объема в область фиктивных ячеек, приводя тем самым к уменьшению магнитного потока в объеме. Граница  $r = 0$  соответствовала оси плазменного столба в осесимметричном расчете. На границе  $r = 0$  радиальная компонента скорости и радиальная составляющая потока тепла считались нулевыми. Магнитное поле через ось имело возможность диффундировать, и тем самым приводить к выходу магнитного потока и росту  $z$ -компоненты напряженности электрического поля на оси. Для того чтобы избавиться от трудностей расчета диффузии магнитного поля для нулевого радиуса, мы отступали от оси на шаг равный  $\Delta/4$ .

При вычислении давления и внутренней энергии плазмы использовалось уравнение состояния идеального одноатомного газа.

### Схема расчета. Особенности численной модели

Расчеты проводились для прямоугольной области  $2 \times 3$ , на которой была введена регулярная однородная прямоугольная сетка с равными ребрами. Скалярные величины определялись в центрах ячеек, векторные величины определялись на ребрах ячеек сетки.

МГД – расчет включал в себя следующие основные этапы:

- газодинамический этап счета, на котором определяются скорость, плотность, и удельная внутренняя энергия;
- расчет проводимости, распределение магнитного и электрического полей;
- расчет теплопроводности и джоулева нагрева плазмы;
- расчет температуры и давления плазмы.

Газодинамический этап расчета проводился по явной схеме. Для аппроксимации дифференциальных уравнений использовалась схема с разностями «против потока». Аппроксимация потоковых слагаемых

проводилась по методу Лелевьера [14]. Для расчета скоростей и импульсов, определенных на ребрах ячеек основной сетки, были введена дополнительная смещенная сетка.

Для обеспечения консервативности по полной энергии, внутренняя энергия на газодинамическом этапе расчета вычислялась как разность между полной и кинетической энергией плазмы. Для сквозного расчета ударных волн в плазме была введена искусственная вязкость [15].

Расчет магнитного и электрического полей проводился с использованием неявной схемы прогонок по строкам и столбцам с итерациями [16]. При этом расчет компонент магнитного поля, связанных с альфеновской скоростью, был совмещен с расчетом электрических полей [12, 13]. Такой подход позволяет избавиться от ограничения Куранта на величину счетного шага по времени, возникающего при расчете по явным схемам из-за наличия областей с низкой плотностью.

Расчет теплопроводности выполнялся по явной схеме. Для обеспечения устойчивости расчета в этом случае вводилось искусственное ограничение на величину коэффициента температуропроводности, таким образом, чтобы для текущего временного шага условие устойчивости Куранта не нарушалось. При вычислении коэффициента теплопроводности плотность на ребра пересчитывалась с использованием гармонического усреднения значений в смежных с ребром ячейках. Такой подход помог избавиться от

нефизического вытекания энергии из разогретого вакуума в плазму.

В представленных расчетах было введено ограничение на температуру  $T < 60$  для вакуумных областей с плотностью  $\leq 10^{-3} \rho_0$ . Данное ограничение позволяло избежать в наших расчетах перегрева вакуума (по-видимому, из-за нефизических счетных эффектов) и уменьшить экранировку области пинча от тока, протекающего по малоплотной плазме.

## Результаты расчетов

Для того, чтобы определить основные закономерности развития сосисочной неустойчивости и выяснить адекватность нашей численной модели, были проведены численные расчеты с разными сетками (начиная со сравнительно грубых и до достаточно тонких) и разными амплитудами возмущений.

В результате расчетов, проведенных на разных сетках, выяснилось, что основные закономерности развития неустойчивости проявляются уже при разрешении сетки  $0,01 \times 0,01$ , хотя максимальные достигаемые в расчетах значения физических величин несколько увеличиваются при дроблении сетки, выходя примерно на предельные значения при разрешении сетки  $0,0025 \times 0,0025$ . На рис. 2 представлены распределения плотности, давления и величины  $Br$ , полученные в расчете с разрешением сетки  $0,0025 \times 0,0025$  и амплитудой начального возмущения  $a = 0,05$  для разных моментов времени.

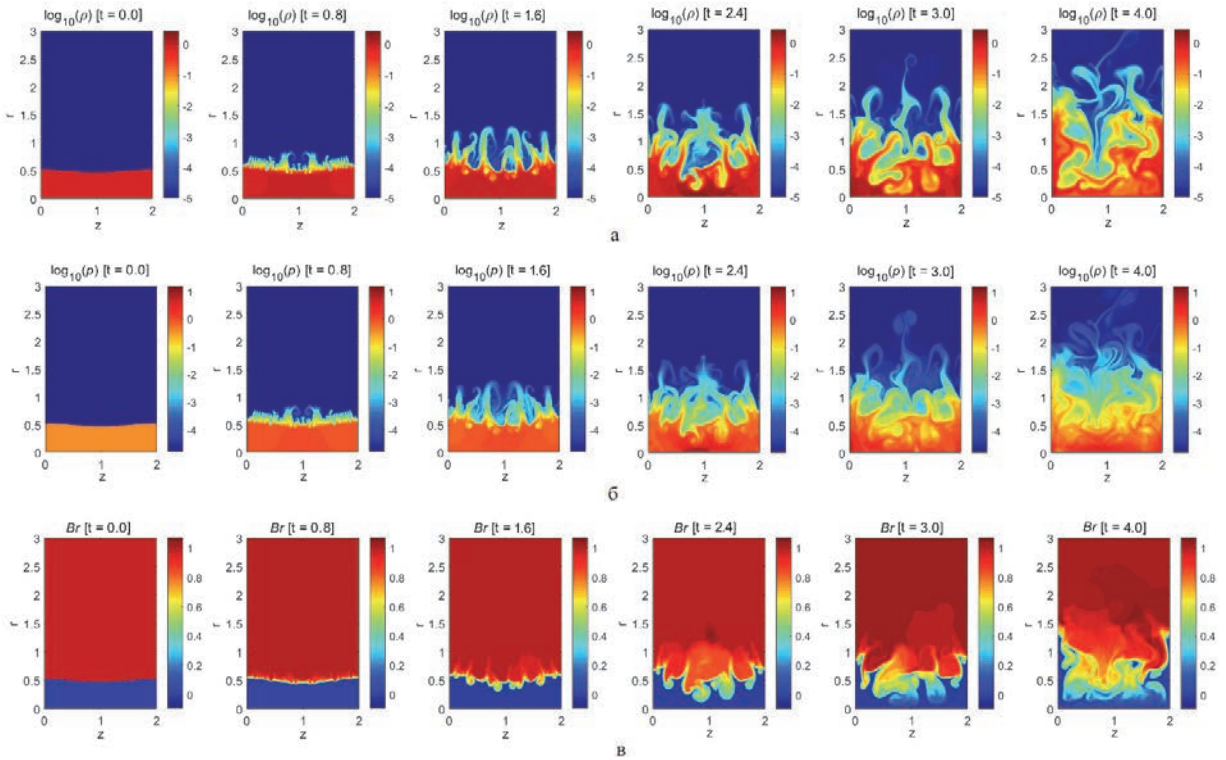


Рис. 2. Распределения величин на различные моменты времени для расчета на сетке  $0,0025 \times 0,0025$ ;  $a = 0,05$ : а – плотности ( $\rho$ ), б – давления ( $p$ ), в – произведения магнитного поля на радиус ( $Br$ )

Величина	Увеличение	Время $t_{\max}$	$z$	$r$	Максимальное напряжение на оси
сетка 0,01×0,01					
$\rho$	1,96	2,3	1,225	0,045	0,038
$T$	2,54	2,3	1,225	0,045	
$p$	4,98	2,3	1,225	0,045	
$B$	1,27	2,1	1,215	0,255	
сетка 0,005×0,005					
$\rho$	3,18	2,2	0,932	0,0025	0,038
$T$	5,31	2,2	0,932	0,0025	
$p$	16,9	2,2	0,932	0,0025	
$B$	1,64	2,0	1,192	0,182	
сетка 0,0025×0,0025					
$\rho$	2,63	2,4	0,651	0,0013	0,018
$T$	5,07	2,4	0,651	0,0013	
$p$	13,3	2,4	0,651	0,0013	
$B$	1,76	2,3	0,869	0,166	

Примечание:  $t_{\max}$  – момент времени, в который в задаче достигается максимальное давление  $p$  или максимальное магнитное поле  $B$ ;  $z, r$  – координаты соответствующей точки;  $\rho$  и  $T$  – значения плотности и температуры в точке с максимальным давлением.

Эволюция развития возмущений показывает, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Происходит перемещение и закрытие струями плазмы зоны сжатия. В итоге, максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия (см. табл.) не растут неограниченно по мере сжатия, а увеличившись до некоторого уровня, далее стабилизируются и остаются примерно на постоянном уровне. При этом из-за того, что магнитное поле практически не доходит до оси, напряжение на оси остается очень малым (см. табл. и рис. 3, кривая 1), однако спадает оно медленно, по-видимому, с характерным временем турбулентности, т. е. порядка единицы.

Дробление сетки, при котором одновременно уменьшается роль магнитной диффузии и теплопроводности и начальных хаотических возмущений, показало (см. табл.), что по мере утоньшения сетки происходит некоторый рост достигаемых максимальных давлений, плотностей и магнитных полей, который затем стабилизируется. Напряжение на оси имеет тенденцию к уменьшению по мере дробления сетки, что говорит о том, что развитие «сосисочной» неустойчивости с учетом двумерной турбулентности само по себе не приводит к большим напряжениям на оси и не может вызывать разгон ионов до высоких энергий, наблюдаемый в ряде экспериментов на

Z-пинчах и плазменном фокусе [9–11]. Для объяснения этих результатов, по-видимому, необходимо привлекать модели, выходящие за рамки двумерной МГД, учитывать кинетику и/или трехмерные эффекты.

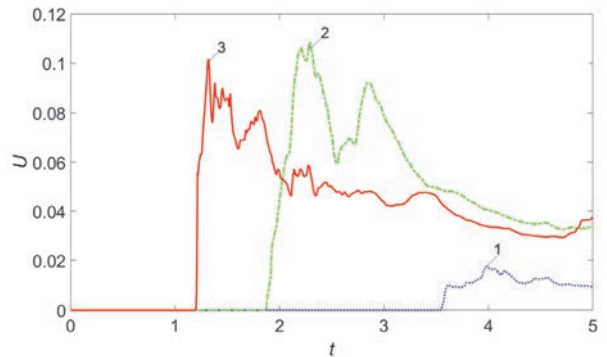


Рис. 3. Напряжения на оси для расчетов с амплитудами начального возмущения: 1 –  $a = 0,05$ ; 2 –  $a = 0,2$ ; 3 –  $a = 0,3$

Проведенные расчеты показали, что со временем происходит стабилизация развития «сосисочных» возмущений. При этом плазма приходит к равновесному состоянию на границе перестановочной неустойчивости по Кадомцеву [17]. На рис. 4 приведено сравнение профилей давления, полученных из МГД-расчета на момент времени  $t = 2,4$  и  $t = 4$  и кадомцевских профилей, параметры которых подбирались из наилучшего согласования с профилями из МГД-расчета. Средние профили давления по радиусу



в МГД-расчетах, были получены путем усреднения 2D распределений по  $z$ . Момент времени, для которого средний профиль имеет максимальное значение вблизи оси, соответствует моменту времени 2,4, который и представлен на рис. 4, а. Для представленных на рис. 4 средних МГД профилей давления был осуществлен подбор параметров  $b$  и  $p_0$  для кадомцевского профиля (3), которые обеспечивают минимум отклонения кадомцевского профиля от среднего профиля из МГД-расчета.

$$p = p_0 \left( \frac{\beta}{0,8 + \beta} \right)^{5/2}; \quad r = b \frac{(0,8 + \beta)^{1/4}}{\beta^{3/4}}. \quad (3)$$

Рис. 4 показывает, что, действительно, имеет место эволюция расчетного профиля давления к кадомцевскому, причем с течением времени согласие с кадомцевским профилем улучшается, о чем свидетельствует также и уменьшение со временем среднего квадрата отклонения (12), которое на момент времени  $t = 2,4$  составляло  $\delta = 0,0099$ , а к моменту времени  $t = 4$  снизилось до  $\delta = 0,0036$ . При этом относительное отклонение уменьшилось с 0,029 до 0,022.

Проведенные расчеты показали, что увеличение амплитуды начального возмущения приводит к увеличению достигаемых в ходе сжатия перетяжки, давлений, плотностей и магнитных полей в зоне сжатия, а также к возрастанию напряжений на оси пинча. МГД-расчеты с амплитудой начального возмущения  $a = 0,3$  показали, что общая тенденция перемешивания и закрытия струями плазмы зоны перетяжки сохраняется, и в итоге в перетяжке не происходит неограниченного пинчевания и выхода магнитного поля на сколь угодно малые радиусы. Тем не менее можно отметить, что для задачи с большим  $a$  мелкомасштабные неустойчивости не успевают так развиться, как в задаче с  $a = 0,05$ , и перетяжка для задачи с  $a = 0,3$  сжимается сильнее [18]. В итоге, в задаче с  $a = 0,3$  достигаются большие давления,

плотности и магнитные поля в зоне сжатия. Благодаря возрастанию магнитного поля в зоне сжатия при увеличении  $a$  возрастают и напряжения на оси, хотя и остаются относительно небольшими (рис. 3, кривая 3), но спадают они по-прежнему медленно, с характерным временем порядка единицы.

### Размерные оценки для $I = 10$ МА

Оценим характерные величины, фигурирующие в наших расчетах, если для рассматриваемой нами задачи о перетяжке ориентироваться на ток  $I = 10$  МА и характерное время  $10^{-7}$  с, которые рассматривались в работах [7, 8], где обсуждалась возможность зажигания термоядерной реакции в перетяжках Z-пинча. Если при этом принять за единицу измерения времени характерное время  $10^{-7}$  с, а за единицу измерения расстояния – начальный диаметр пинча, рассматриваемый в [7],  $2R_0 = 1$  см, то согласно разделу 2 остальными единицами измерений будут: скорость  $10^7$  см/с, магнитное поле  $B_0 = 4$  МГс, начальная плотность плазмы  $\rho_0 \approx 0,051$  г/см<sup>3</sup>, начальное давление плазмы в столбе  $p_0 \approx 0,64$  Мбар, напряжения  $U = 400$  кВ, начальная температура для D-T плазмы  $T_0 \approx 0,016$  кэВ.

В этом случае, согласно проведенным МГД-расчетам [18], максимальными величинами, достигаемыми в задаче с  $a = 0,3$ , будут: плотность плазмы  $\rho \approx 0,28$  г/см<sup>3</sup>, температура  $T \approx 0,19$  кэВ, давление плазмы  $p \approx 42$  Мбар, магнитное поле  $B = 16$  МГс, напряжение  $U = 41$  кВ.

Характерный размер сжатой плазмы для  $t = 10^{-7}$  с можно оценить, как 0,1 см по радиусу  $r$  и 0,3 см по  $z$ . Полученные значения температуры и  $\rho r$  далеки от необходимых для зажигания термоядерной реакции. К сожалению, даже увеличение тока до 100 МА может на этом пути не привести к зажиганию.

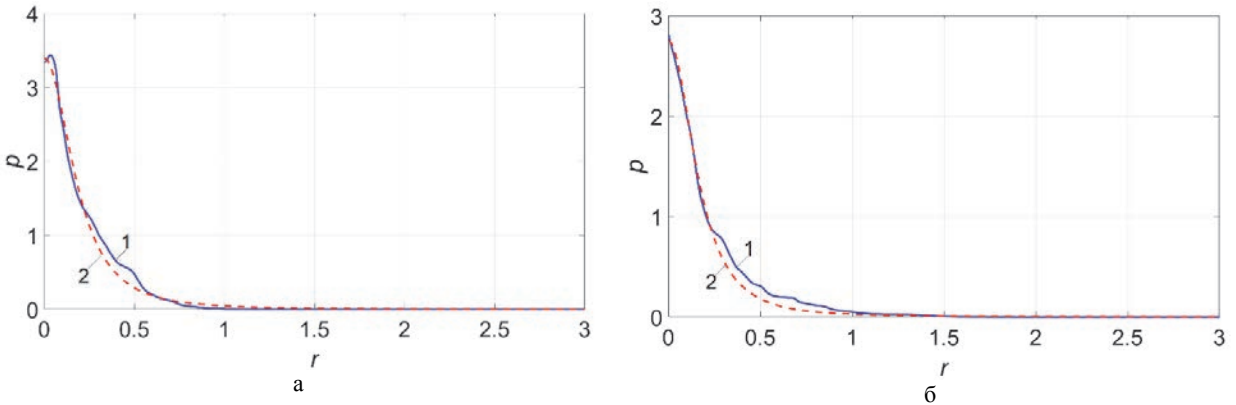


Рис. 4. Сравнение МГД и кадомцевского профилей для сетки  $0,0025 \times 0,0025$  на моменты времени: а –  $t = 2,4$ : 1 – МГД-расчет, 2 – кадомцевский ( $b = 0,270$   $P_0 = 3,39$ ); б –  $t = 4$ : 1 – из МГД-расчета, 2 – кадомцевский ( $b = 0,243$   $P_0 = 2,75$ )

## Заключение

С помощью двумерных осесимметричных МГД-расчетов изучалось развитие перетяжки Z-пинча с учетом коротковолновых малых возмущений, т. е. с учетом развития двумерной турбулентности. Влияние магнитной диффузии и теплопроводности предполагалось малым, и существенным лишь в зонах, где их необходимо учитывать (на границах плазма/вакуум и вблизи оси, куда должен вытекать магнитный поток, поступающий к оси из-за развития перестановочной сосисочной неустойчивости).

Расчеты показали, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Происходит перемешивание и закрытие струями плазмы зоны сжатия. В итоге, максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, а увеличившись до некоторого уровня, далее стабилизируются и остаются примерно на постоянном уровне. Улучшение разрешения сетки, и, таким образом, улучшение точности расчетов качественно не меняет характер течения, несколько меняются только сами достигаемые максимальные параметры сжатия из-за случайного характера развития турбулентности. Заметное влияние на максимальные параметры сжатия оказывает амплитуда начального возмущения, поскольку при ее увеличении перетяжка развивается быстрее и коротковолновые возмущения успевают нарасти до меньшего уровня и слабее закрывают зону сжатия. Для амплитуды начального возмущения  $a$ , составляющей 5 % начального радиуса пинча, максимальное давление внутри пинча, полученное в расчете при развитии перетяжки, увеличилось в 13 раз по сравнению с начальным, а максимальное магнитное поле увеличилось в 1,8 раз по сравнению с начальным на поверхности пинча. Для амплитуды же  $a = 0,3$  увеличение давления составило 65 раз, а увеличение магнитного поля 4 раза.

Расчеты показали также, что в двумерной осесимметричной МГД-модели при сжатии перетяжки не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счет ускорительного механизма. Так в расчетах с  $a = 0,05$  максимальные развивающиеся напряжения составляют примерно  $0,02 [U]$ , где  $[U]$  (МВ) =  $= 0,02 I(\text{МА}) \frac{l}{R_0} \cdot c_A$  ( $107 \text{ см/с}$ ), а в расчетах с  $a = 0,3$  максимальные напряжения примерно равны  $0,1 [U]$ . Со временем напряжение на оси медленно спадает, с характерным гидродинамическим временем турбулентности, т. е. порядка единицы.

В двумерных расчетах довольно быстро устанавливается МГД равновесное состояние на границе перестановочной неустойчивости по Кадомцеву [17].

Из-за того, что максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, посылка, на которой

основывалась концепция [7, 8] по получению зажигания термоядерных реакций, не выполняется, и зажечь плазму в перетяжке Z-пинча из-за развития сосисочной неустойчивости при токе  $I \sim 10 \text{ МА}$  вряд ли удастся. Есть сомнения, что на этом пути возможно получение зажигания даже при токе  $I \sim 100 \text{ МА}$ .

## Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча // Вопросы теории плазмы. 1974. Вып. 8. С. 164–246.
3. Вихрев В. В., Брагинский С. И. Динамика Z-пинча // Вопросы теории плазмы. 1980. Вып. 10. С. 243–315.
4. Трубников Б. А., Жданов С. К. Обрыв перетяжек на плазменных пинчах с током // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, № 7. С. 292–294.
5. Гаранин С. Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2012.
6. Гаранин С. Ф., Чернышев Ю. Д. Нелинейная стадия неустойчивости Z-пинча // Физика плазмы. 1987. Т. 13, № 8. С. 974–980.
7. Яньков В. В. О возможности зажигания термоядерной реакции в перетяжках Z-пинча. Препринт ИАЭ-4218/7, Москва, 1985.
8. Яньков В. В. Z-пинчи // Физика плазмы. 1991. Т. 17, № 5. С. 521–530.
9. Klir D., Kravarik J., Kubes P., et al. Neutron emission generated during wire array Z-pinch implosion onto deuterated fiber // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. doi: 10.1063/1.2839352.
10. Klir D., Shishlov A. V., Kokshenev V. A., et al. Ion acceleration mechanism in mega-ampere gas-puff z-pinch // New J. Phys. 2018. Vol. 20.
11. Klir D., Jackson S.L., Shishlov A.V., et al. Ion acceleration in hybrid gas-puff z-pinch on the GIT-12 and HAWK generators // Matter and Radiation at Extremes. 2020. Vol. 5. doi: 10.1063/1.5132845.
12. Гаранин С. Ф., Мамышев В. И. Двумерное МГД-моделирование работы плазменного фокуса с учетом ускорительного механизма генерации нейтронов // Физика плазмы. 2008. Т. 34, № 8. С. 695–706.
13. Гаранин С. Ф., Долинский В. Ю., Мамышев В. И., Makeev Н. Г., Маслов В. В. МГД-моделирование физических процессов в сферических камерах с плазменным фокусом // Физика плазмы. 2020. Т. 46, № 10. С. 890–903.
14. Робертс К., Поттер Д. Вычислительные методы в физике плазмы. М.: Мир, 1974.
15. Нох В. Ф. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
16. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
17. Кадомцев Б. Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы. 1963. Вып. 2. С. 132–176.
18. Гаранин С. Ф., Долинский В. Ю. МГД-моделирование турбулентного развития «сосисочной» неустойчивости Z-пинча // Физика плазмы. 2021. Т. 47, № 8. С. 728–740.