

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. И. Лобанов, Об одной модели неустойчивости z -пинча,
Матем. моделирование, 1998, том 10, номер 12, 87–95

<https://www.mathnet.ru/mm1350>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

30 апреля 2025 г., 19:03:23



МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ Z-ПИНЧА

© А.И. Лобанов

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9

Рассматривается математическая модель развития быстрой высокочастотной неустойчивости z-пинча, как система малых добавок к автомодельному одномерному решению. Анализируется характер этих поправок при малых временах. Проводится качественное сравнение с результатами расчетов полной системы уравнений одножидкостной однотемпературной МГД модели.

ON THE MODEL OF Z-PINCH INSTABILITY

A.I. Lobanov

Moscow Institute of Physics and Technology

The mathematical model of z-pinch's fast high-frequency instability evolution is considered as a system of small additions into self-similar one-dimension solution. Additions behavior about initial moment is analyzed. Qualitative comparison with the results of numerical researches of one-fluid one-temperature MHD model is carried out.

Одним из способов достижения температур и плотностей, необходимых для начала термоядерной реакции, считается сжатие плазмы с помощью магнитного поля. Такие объекты как z-пинч, различные модификации взрывающихся проволочек, лайнеры из различных материалов послужили источником большого количества теоретических, экспериментальных и расчетных работ (см., например, обзор [1]). Традиционным способом изучения стал поиск регулярных (автомодельных) решений, в том или ином приближении описывающих динамику z-пинча, например, [2-5]. В одной из первых работ [2] были выведены уравнения в автомодельных переменных для случая разлета плазмы и сжатия с обострением. Найдены распределения магнитного поля. В [5] приведены решения подобных систем с излучением.

Выбранная в [5] диффузионная модель излучения хорошо работает в случае, когда лайнер представляет собой холодную однородную оболочку либо сильно неоднородное образование с горячей областью (теоретически такие системы исследованы в [6]). Решения типа сжатия с обострением могут приводить к образованию и однородных холодных оболочек, и оболочек с горячей зоной.

Результаты расчетов сжатия лайнера [7] показывают, что на начальной стадии решения [5] качественно описывают динамику лайнера. При дальнейшем расчете совпадение теряется – существенно сказываются двумерные эффекты.

Исследование одномерных решений типа [5] на устойчивость приводит к положительному результату [8]. Однако автомодельные режимы должны быть неустойчивы из физических соображений [1].

Другой класс автомодельных решений с ударными волнами рассмотрен в [3, 4]. В [9] исследовано развитие динамической неустойчивости z -пинча, при этом использовалась линеаризация двумерной системы на некоторых автомодельных решениях со степенным распределением плотности по радиусу пинча.

Далее рассматривается применение техники [9] к автомодельным решениям [5]. Отметим, что режимы [5] получены в предположении, что тепло, выделяющееся при джоулевым нагреве плазмы, почти полностью переходит в излучение, то есть мы находимся в пределах применимости оценок [6].

Система уравнений одножидкостной однотемпературной магнитной гидродинамики с учетом конечной электропроводности среды и диффузионного переноса излучения записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\nabla \left(P + \frac{(\mathbf{H}, \mathbf{H})}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{H}, \nabla) \mathbf{H}}{4\pi}, \\ \rho \frac{d\varepsilon}{dt} &= -P \operatorname{div} \mathbf{v} + \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma} (\operatorname{rot} \mathbf{H})^2 - \operatorname{div} \mathbf{S}, \\ \frac{d\mathbf{H}}{dt} &= (\mathbf{H}, \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{H} \operatorname{div} \mathbf{v} - \operatorname{rot} \frac{c^2}{4\pi \sigma} \operatorname{rot} \mathbf{H}, \\ \operatorname{div} \mathbf{S} &= \frac{c}{l} \left(\frac{4aT^4}{c} - U \right), \\ \mathbf{S} &= -\frac{cl}{3} \nabla U. \end{aligned} \quad (1)$$

Большинство обозначений в системе (1) традиционны, здесь σ – электропроводность среды, l – длина свободного пробега излучения, a – произведение степени черноты на постоянную Стефана-Больцмана.

Все операторы (1) записаны в цилиндрической системе координат. Дополним задачу о динамике z -пинча следующими граничными условиями:

$(\mathbf{v}, \mathbf{n})=0$ при $z=0, z=L$ – условия непротекания на верхней и нижней границах лайнера (электродах);

$P=0$ при $r=R(t)$ – внешняя граница с вакуумом;

$H=H_\varphi$ – рассматривается система лишь с азимутальным магнитным полем, $H=0$ при $r=0$;

$\partial P / \partial r$ при $r=0$;

$H=2I(t)/R(t)$ – связь магнитного поля на внешней границе с током во внешней электроцепи;

$\partial H / \partial z=0$ при $z=0$ и $z=L$ – граница с электродами;

$(S, n) = 0$ при $r = 0$, а так же при $z = 0$ и $z = L$;

$-(S, n) + U/2 = 0$ на правой границе – условие отсутствия падающего извне излучения. Здесь L – расстояние между электродами. В случае $\partial f / \partial z = 0$ для всех функций, входящих в систему (1), возможно получить автомодельные решения [5]. Система (1) дополняется уравнениями состояния. Для оценок и расчетов использованы УРС идеальной плазмы. При нахождении автомодельного решения степень ионизации предполагалась не зависящей от температуры.

Пусть t_f – время фокусировки на ось при сжатии с обострением, $\tau = t_f - t$, $t \in [0, t_f]$. $R^*(\tau)$ – автомодельный радиус правой границы плазмы (лайнера). В некоторый момент времени (без ограничения общности $t = 0$) возникает возмущение правой границы:

$$R(z, \tau) = R^*(\tau) \left(1 + \frac{a(\tau)}{R^*(\tau)} \cos \frac{2\pi z}{L} \right).$$

Рассматриваются такие возмущения, что $|a(\tau)/R^*(\tau)| \ll 1$ в некотором диапазоне изменения τ , включая $\tau = t_f$.

Ищем решение двумерной задачи как автомодельное решение исходной одномерной задачи с малыми поправками. Будем учитывать лишь члены первого порядка малости по a/R^* . Линеаризация исходной двумерной системы в окрестности одномерного автомодельного решения дает (в безразмерном виде):

$$\frac{d\tilde{\rho}}{dt} + \tilde{\rho} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rV)}{\partial r} \right) + \rho \cdot \operatorname{div} \tilde{v} = 0,$$

$$\frac{dV_r}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\tilde{\rho} + \frac{H\tilde{H}}{4\pi} \right) + \frac{\tilde{\rho}}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[P + \frac{H^2}{8\pi} \right],$$

$$\frac{dV_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\tilde{\rho} + \frac{H\tilde{H}}{4\pi} \right],$$

$$\tilde{\rho} \frac{d\tilde{\epsilon}}{dt} + \rho \frac{d\tilde{\epsilon}}{dt} = -\tilde{\rho} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rV)}{\partial r} \right) - P \operatorname{div} \tilde{v} + \frac{\nu}{4\pi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tilde{H})}{\partial r} \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rH)}{\partial r} \right) - \operatorname{div} \tilde{S},$$

$$\frac{d\tilde{H}}{dt} = -\tilde{H} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(rV)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu r \frac{\partial \tilde{H}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \tilde{H}}{\partial z} \right) + \tilde{H} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \right) - H \cdot \operatorname{div} \tilde{v},$$

$$\tilde{S}_r = -\frac{l}{3} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r}, \quad \tilde{S}_z = -\frac{l}{3} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z},$$

$$\operatorname{div} \tilde{S} = \frac{1}{l} (4aT^3 \tilde{T} - \tilde{U}).$$

Здесь функции ρ, \dots, S – автомодельные решения одномерной задачи, функции $\tilde{\rho}, \dots, \tilde{S}$ – поправки первого порядка малости по a/R^* , ν – магнитная вязкость – величина, обратно пропорциональная электропроводности. Анализ этой системы показывает, что решение может существовать лишь в случае $\tilde{\rho} \equiv 0$. Если рассматривать приведенную выше систему аналогично тому, как это делается далее, и явно выделять зависимость от времени, то предположение, что сжатие неустойчиво приводит к системе уравнений, совместной лишь при выполнении условия

$$\frac{d\tilde{\rho}}{dt} + \tilde{\rho} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rV)}{\partial r} \right) = 0.$$

Тогда из первого уравнения сразу имеем $\operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} = 0$.

Учитывая конкретный вид автомодельного решения [5], получаем систему для определения поправок:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tilde{V}_r)}{\partial r} + \frac{\partial\tilde{V}_z}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{d\tilde{V}_r}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\tilde{p} + \frac{H\tilde{H}}{4\pi} \right),$$

$$\frac{d\tilde{V}_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{p} + \frac{H\tilde{H}}{4\pi} \right),$$

$$\frac{\rho}{\gamma - 1} \frac{d\tilde{T}}{dt} = 2n_r \tau^{-1} \tilde{p} + \frac{v}{4\pi} \left(\frac{K}{d} I_0 \left(\frac{r}{d} \right) \right) \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tilde{H})}{\partial r} - \operatorname{div} \tilde{\mathbf{S}}, \quad (2)$$

$$\frac{d\tilde{H}}{dt} = 2n_r \tau^{-1} \tilde{H} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(v r \frac{\partial \tilde{H}}{\partial r} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial \tilde{H}}{\partial z} \right) + \tilde{H} \frac{\partial v}{\partial r} \frac{1}{r},$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{S}} = \frac{1}{l} (4aT^3 \tilde{T} - \tilde{U}), \quad \tilde{\mathbf{S}} = -\frac{l}{3} \nabla \tilde{U},$$

где $d = \sqrt{v/|k|}$ – автомодельная глубина проникновения магнитного поля; K – константа, определяемая из граничных условий; I_0 – модифицированная функция Бесселя порядка 0; n_r , k – константы, найденные в [5]; $n_r = 5/7$, $k = -2/7$, n_r определяет временную динамику правой границы лайнера, k – показатель в законе изменения полного тока во внешней цепи ($I = I_0 \tau^k$); γ – показатель адиабаты.

Предположим, что l , v – функции лишь времени, то есть магнитная вязкость и длина свободного пробега фотонов зависят от средней плотности и температуры и слабо меняются по пространству. Тогда

$$l = l_0 \tau^{1+k}, \quad v = v_0 \tau^{1+2k}.$$

Считаем, что и остальные функции в системе (2) имеют вид

$$f(\tau, r, z) = f_1(\tau) g(r, z). \quad (3)$$

Конечно, возможно в соотношениях (3) искать решения в степенном виде, причем соответствующие показатели степени при τ положить равными показателям в одномерном автомодельном решении.

В этом случае $a(\tau)/R^*(\tau)$ не зависит от τ . Так как радиус $R(\tau)$ убывает с увеличением t , то убывает и амплитуда возмущений. Следовательно, такие решения устойчивы по отношению к малым возмущениям формы правой границы. Однако условие связи магнитного поля с током во внешней цепи $H = 2I(t)/R(t)$ должно приводить к нарастающему возмущению.

Неустойчивое решение можно получить лишь в предположении, что $a(\tau) = \varepsilon \tau^{n_a} / R^*(\tau)$, $n_a < n_r$. В этом случае $a(\tau)/R(\tau) = \varepsilon \tau^{n_a - n_r}$, при $\tau \rightarrow 0$ $a(\tau)/R^*(\tau) \rightarrow \infty$. Конечно, тогда линейное приближение (2) справедливо только для небольших времен t .

В рассматриваемом случае решение существует при единственном наборе функций от времени, который будет найден ниже. Дальнейшая процедура построения решения такова. Рассмотрим уравнение индукции магнитного поля из (2). Ввиду того, что τ входит в слагаемые уравнения в разных степенях, получаем два равенства:

$$\frac{d\tilde{H}}{dt} - 2n_r \tau^{-1} \tilde{H} = 0, \quad (4)$$

откуда сразу следует

$$\tilde{H} = \tau^{-2n_r} h(r, z)$$

и

$$v(\tau) \tau^{-2n_r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{h}{r^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (5)$$

Решаем уравнение, описывающее пространственное распределение магнитного поля. Так как решение ищется с точностью до $O(a(\tau)/R(\tau))$, то, отображая расчетную область на прямоугольник, воспользуемся методом Фурье. С учетом граничных условий для магнитного поля в координатах r, z окончательно получаем

$$\tilde{H} = \frac{a(\tau)}{R^*(\tau)} \cdot \frac{2}{\lambda^* I_1(\lambda^* / d)} \cdot \frac{J_1 \left(\frac{2\pi z}{L} \left(1 + \frac{a(\tau)}{R^*(\tau)} \cos \frac{2\pi z}{L} \right) \right)}{J_1 \left(\frac{2\pi R^*(\tau)}{L} \left(1 + \frac{a(\tau)}{R^*(\tau)} \cos \frac{2\pi z}{L} \right) \right)} \cos \frac{2\pi z}{L}. \quad (6)$$

В (6) и далее λ^* – автомодельный радиус внешней границы, $R^*(\tau) = \tau^{n_r} \lambda^*$ – текущий радиус внешней границы, $r(\tau), z$ – координата текущей точки плазменной области, I_1 – модифицированная функция Бесселя порядка 1.

Из следствия (5) и граничных условий для магнитного поля имеем

$$n_a = 1 - n_r = k = 2/7, \quad a(\tau) = a_0 \tau^{2/7}.$$

Для остальных функций получим

$$\tilde{T} = \tau^{-1} f(r, z), \quad \tilde{S} = \tau^{-24/7} s(r, z), \quad \tilde{U} = \tau^{-19/7} u(r, z),$$

$$\tilde{V}_r = \ln(t / t_f) v_r(r, z), \quad \tilde{V}_z = \ln(t / t_f) v_z(r, z).$$

Продолжим приближенное решение уравнений, описывающих пространственное распределение возмущенных величин. Введем векторный потенциал скорости ψ , ввиду того, что движение двумерно, от нуля отлична только азимутальная компонента ψ_φ . Уравнение неразрывности

$$\operatorname{div} \tilde{v} = \operatorname{div}(\operatorname{rot} \psi) = 0$$

выполняется тождественно. Введем также величину $P_s = \tilde{P} + H\tilde{H}/4\pi$ – возмущение полного давления. Уравнения движения перейдут в

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 (r\psi)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r\psi)}{\partial r} + \frac{\partial (\ln \rho)}{\partial r} \cdot \frac{\partial (r\psi)}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{r}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial P_s}{\partial r} + \frac{\partial P_s}{\partial r} + \frac{\partial^2 P_s}{\partial z^2} \right) - r^2 \frac{\partial(\ln \rho)}{\partial r} \cdot \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} = 0$$

со следующими граничными условиями:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial r} = 0 \Big|_{z=0, z=L}$$

– обращение на нижней и верхней границах расчетной области в нуль компоненты скорости \tilde{V}_z ,

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{r=R^*} = -\frac{5}{7} a \cdot \cos \frac{2\pi z}{L}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{r=0} = 0.$$

Так как автомодельная плотность мало меняется по радиусу для рассматриваемых решений [5], то последними членами в данных уравнениях в первом приближении можно пренебречь.

Решение для азимутальной компоненты векторного потенциала имеет вид

$$\Psi_\varphi(r, z) = \frac{10\pi a_0}{7 L} \left(\frac{r(\tau)}{R^*(\tau)} \right)^{1/2} \frac{J_2 \left(\frac{4\pi}{L} \left(r + \frac{ar}{R^*} \cos \frac{2\pi z}{L} \right)^{1/2} \right)}{J_2 \left(\frac{4\pi}{L} \left(R^* + a \cdot \cos \frac{2\pi z}{L} \right)^{1/2} \right)} \sin \frac{2\pi z}{L}. \quad (7)$$

Для возмущения полного давления имеем

$$P_s(r, z) = A \left(r + \frac{ar}{R^*} \cos \frac{2\pi z}{L} \right)^{1/2} J_1 \left(\left(r + \frac{ar}{R^*} \cos \frac{2\pi z}{L} \right)^{1/2} \right) \cos \frac{2\pi z}{L}. \quad (8)$$

Константа А определяется в дальнейшем, она войдет в граничные условия для лучистого потока.

Остальные поправки $(\tilde{S}, \tilde{U}, \tilde{T})$ легко находятся из алгебраических соотношений с использованием уравнения состояния. Их явный вид не приводится ввиду громоздкости.

Обсудим теперь качественный характер данного решения и сравним его с данными расчета полной системы уравнений в частных производных (1).

Ключевую роль играют эффекты, связанные с конечной электропроводностью среды. Так, в решениях, найденных в [5], глубина проникновения магнитного поля, определяет размер и свойства образующихся структур.

Согласно (6), глубина проникновения магнитного поля определяет также величину возмущений напряженности магнитного поля и, как следствие, температуры, потока и интенсивности излучения. При большой глубине проникновения магнитного поля возмущения малы.

Из формулы (6) так же следует, что когда значения внешнего радиуса z -пинча близки к $R_{cr} = L j_{1s} / (2\pi)$ (j_{1s} – s -ый нуль функции Бесселя $J_1(x)$) возмущения резко возрастают по амплитуде – проявляются резонансные свойства. (Резонансные значения радиуса, оцениваемые по формулам (7), (8), сильно отличаются от оценки по формуле (6) и проявляются лишь при больших начальных радиусах z -пинча либо при очень высоких частотах возмущения свободной границы.)

Сравним качественно приближенное решение, полученное выше, с решением задачи о динамике лайнера в цилиндрической полости. Хотя зависимость тока во внешней электроце-

пи и отличается от автомодельной зависимости $T \sim \tau^{-2/7}$, при временах $\tau \leq 60$ нс автомодельная зависимость качественно описывает закон изменения тока во внешней цепи.

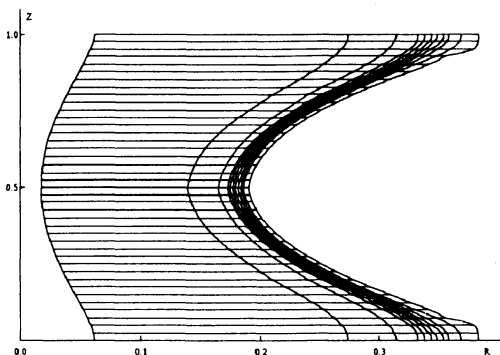


Рис. 1

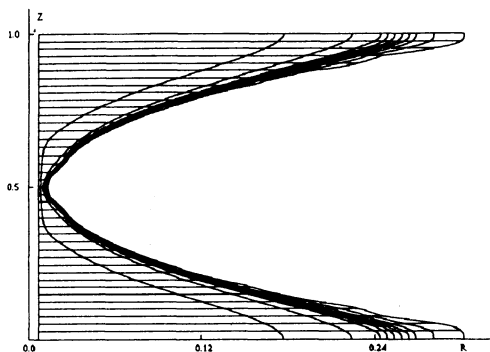


Рис. 2

Рассматривалась следующая постановка задачи: алюминиевый лайнер постоянной толщины и длины L упирается торцами в жесткие проводящие стенки. Лайнер имеет прогиб, выражение для формы границ следующее:

$$R_{0 \text{ left}} = R_0 - a_0 \cos \frac{2\pi z}{L}, \quad R_{0 \text{ right}} = R_0 + \delta_0 - a_0 \cos \frac{2\pi z}{L},$$

где $R_{0 \text{ left}}$, $R_{0 \text{ right}}$ – начальные координаты точек левой и правой границ. Численно решалась система (1), при этом в полном балансе энергии учитывалась также электронная теплопроводность.

Начальная плотность лайнера полагалась $9 \cdot 10^{-3}$ г/см³, температура – 1 эВ, $R_0 = 1$ см, $a_0 = 5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-3}$ см, $L = 1$ см, $\delta_0 = 10^{-3}$ см. В случае одномерного расчета ($a_0 = 0$) разреженные слои лайнера достигали центра полости при $t \approx 79$ нс, максимальное сжатие достигалось при $t \approx 81 + 82$ нс. При этом, по данным расчетов, температура на оси достигала значений до 1 КэВ.

Для лайнера с прогибом результат существенно зависел от величины начального возмущения.

При величине прогиба $a = 0.05$ см счет велся до времени 72.7 нс (времени кумуляции). При этом достигались температуры порядка 1 КэВ. На рис.1, 2 показана форма лайнера при двух временах: 70 и 72.7 нс.

В случае уменьшения величины прогиба (0.025 см) фиксировалось появление "каверн" при временах ~ 60 нс (рис.3). Температура в районе горячих образований составляла около 800 эВ, в остальной массе лайнера – 30+40 эВ. Достигнутый радиус хорошо согласуется с оценкой "резонансной" величины возмущения (или "резонансного радиуса"):

$$R = \frac{j_{11} L}{2\pi} \approx 0.6,$$

а их расположение соответствует месту образования вихрей в плазме лайнера. Можно, таким образом, сделать вывод, что горячие точки ("каверны") образуются в результате взаимодействия образовавшихся вихрей с границей лайнера в конце линейной стадии развития неустойчивости. Похожие результаты получаются в случае $a_0 = 0.01$ см (время образования каверн – 64 нс), рис.4.

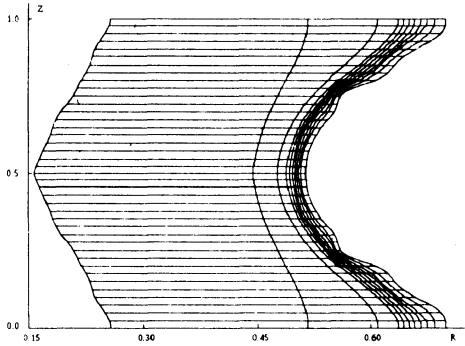


Рис. 3

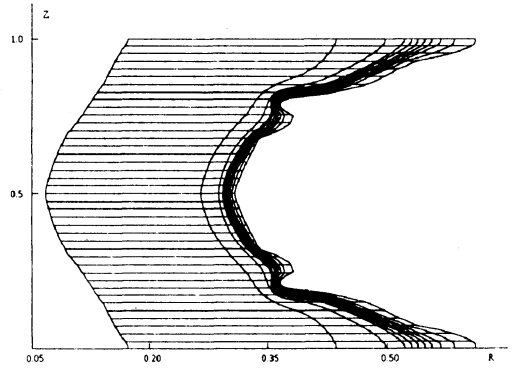


Рис. 4

При прогибах менее 0.01 см достигалось максимальное сжатие, результаты хорошо согласовывались с одномерным расчетом. Автомодельная оценка образования каверн в этом случае дает время, большее, чем достижение максимального сжатия. В плазме лайнера образуются ударные волны, его решение качественно не совпадает с автомодельным.

В случае больших прогибов неустойчивость такого типа в расчетах также не наблюдается. (Параметр a/R в разложении нельзя считать малым.)

Вкратце обсудим пределы применимости подобного автомодельного анализа развития неустойчивости. Координата внешней границы плазмы R^* зависит от $\tau = t_f - t$, как:

$$R^* = R_0 \tau^{5/7}.$$

При $\tau \sim 1$ ($t_f > 1$, $t \sim 0$) R^* меняется достаточно медленно ($R \sim \tau^{5/7}$). Вместе с тем, в плазме существуют более быстрые по τ возмущения: так, возмущения температуры зависят от времени как τ^{-1} , возмущения скорости – как $\ln(1 - \tau/t_f) \sim \tau$, магнитного поля – как $\tau^{-10/7}$.

Таким образом, подобный анализ может быть применен в случае, если на начальном этапе достаточно "медленного" сжатия лайнера (z -пинча) существуют быстро развивающиеся неустойчивости. Именно такой характер носят, например, ЭМГД-неустойчивости [10].

Один из видов таких неустойчивостей – захват магнитного поля вихрями – описан в [10]. Приближенное решение (6), (7) обладает теми же качественными свойствами – в области, где интенсивность вихря максимальна, возмущение магнитного поля равно нулю. Подобные эффекты наблюдаются и при численном решении полной системы (1).

Автор выражает благодарность В.И. Косареву и Д.А. Терешину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.В. Янков. Z-пинчи // Физика плазмы, 1991, т. 17, №5, с. 521-530.
2. Н.В. Змитренко, С.П. Курдюмов. Автомодельный режим сжатия конечной массы плазмы в задачах z и θ - пинча / препринт №19, 1974, ин-т прикладной математики им М.В.Келдыша АН СССР.
3. А.Л. Великович, М.А. Либман. Автомодельные режимы в динамике z -пинча // ЖЭТФ, 1985, т.89, №4(10), с. 1205-1219.
4. А.Л. Великович, М.А. Либман, В.С. Фелбер. К теории кумуляции магнитного поля в плазменных системах // ЖЭТФ, 1987, т. 92, №3, с. 801-808.
5. В.И. Косарев, А.И. Лобанов. Автомодельные решения задачи МГД с излучением // Математическое моделирование, 1993, т. 5, №6, с. 104-122.

6. *К.В. Чукбар*. Горячая токовая оболочка сильно излучающего лайнера // Физика плазмы, 1993, т. 19, №12, с. 1487-1490.
7. *В.И. Косарев* и др. О возможности организации трехмерного сжатия неоднородного лайнера // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1989, вып. 3, с. 46-48.
8. *В.И. Косарев, А.И. Лобанов*. Об устойчивости регулярных решений одномерной задачи о динамике z-пинча // Математическое моделирование, 1996, т.8, №5, с. 106-112.
9. *А.А. Будько* и др. К теории динамической устойчивости плазменных систем (z-пинч) // ЖЭТФ, 1989, т.95, №2, с. 496-513.
10. *А.С. Кингсен, К.В. Чукбар, В.В. Яньков*. Электронная гидродинамика // Вопросы теории плазмы, - М.: Энергоатомиздат, 1997, вып. 16, с.209-250.

Поступила в редакцию 29.04.97