

УДК 533.951

РЕЛАКСАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СКИНИРОВАННОГО
ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ К СОСТОЯНИЮ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМЕ
С ОБРАЩЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ¹

В. П. Жуков

§ 1. Введение

Существует интересный класс задач динамики плазмы о нелинейной эволюции пережатого токового слоя. Петли магнитного поля, появившиеся в результате этого пережатия, приводят к возникновению движущихся вдоль токового слоя и увеличивающихся со временем сгустков плазмы, которые называются плазмоидами. По-видимому, с плазмоидами связаны многие эруптивные процессы в астрофизике, в том числе солнечные вспышки и магнитосферные суббури [1].

Аналогичные образования наблюдаются при продольном сжатии компактного тора (КТ) — ловушек для магнитного удержания плазмы, являющихся альтернативой классических систем удержания плазмы, таких как токамаки, стелараторы, открытые ловушки, пинчи с продольным магнитным полем [2]. В КТ магнитное поле разделяется сепаратрисой на две области — замкнутое и разомкнутое, выходящее за пределы вакуумной камеры. Такое магнитное поле может быть создано в цилиндрической камере путем последовательного вмораживания в плазму антипараллельных магнитных полей и последующего их перезамыкания на концах камеры. В результате этого перезамыкания образуется замкнутая конфигурация, которая начинает сжиматься в продольном направлении к центру вакуумной камеры. При этом возникает волна характерного вздутия. После встречи этих волн в центре ловушки и затухания движения образуется равновесная конфигурация, в которой сила натяжения силовых линий полоидального магнитного поля уравновешивается давлением плазмы [3–9].

¹Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 04-01-00244а).

В настоящей работе будет получена связь между параметрами плазмы в упомянутом вздутии и параметрами невозмущенной плазмы при помощи методики, близкой к [10]. В [10] рассматривался плоский слой плазмы, заключенный между антипараллельными магнитными полями. Основное отличие постановки задачи в настоящей работе от [10] заключается в присутствии внешнего разомкнутого потока. Это приводит к тому, что радиус вздутия зависит от параметров задачи. В частности, при малом радиусе невозмущенной плазмы он также мал, в то время, как в [10] толщина плазмы за фронтом волны постоянна.

Волна вздутия возникает, если давление плазмы в начальной конфигурации меньше магнитных сил, стягивающих плазму вдоль оси цилиндра. В случае большого давления происходит расширение плазмы в продольном направлении, сопровождающееся вытягиванием «языка». Отметим, что в плоском случае [10] решение соответствующее расширению плазмы возникает при $h_1 < d/2$. Толщина «языка» при этом равна $d/2$ (обозначения работы [10]). Случай расширения плазмы не интересен с точки зрения экспериментов по КТ и приведен для полноты картины. В принципе волна расширения может возникнуть при внезапном нагреве ранее сформированного равновесного компактного тора.

В настоящей работе определяется связь между параметрами начальной конфигурации и параметрами магнитного поля и плазмы в упомянутом вздутии. Определяется также связь между параметрами начальной конфигурации и параметров равновесной конфигурации, которая устанавливается после встречи этих волн и затухания движения. В настоящей работе, как и в [10], рассмотрен скинированный случай, т. е. случай когда магнитное поле в плазме равно нулю.

§ 2. Волна продольного сжатия КТ

Рассмотрим следующую задачу. Плазма помещена в бесконечный проводящий цилиндр. Конфигурация магнитного поля изображена на рис. 1. Будем считать, что плазма описывается уравнениями одножидкостной магнитной гидродинамики. Свяжем характеристики плазмы в областях 1 и 2 (рис. 2) в следующих предположениях. 1). Магнитное поле заморожено в плазму. 2). Магнитный поток через сечение камеры постоянен. 3). Плазма за сепаратрисой отсутствует. Сепаратриса — это линия разделяющая замкнутый и разомкнутый магнитные потоки. На рис. 1–3, 5 сепаратриса изображена штриховой линией. 4). Конфигурация сильно вытянута вдоль оси цилиндра z , так что в областях 1 и 2 (рис. 2) градиентами по z можно пренебречь, и существует поперечное равновесие, т. е. величина $p + H_z^2/(8\pi)$ постоянна по радиусу.

Сделаем некоторые замечания относительно ограничений, которые необходимо наложить на коэффициенты переноса, для того, чтобы изложенные выше условия имели место.

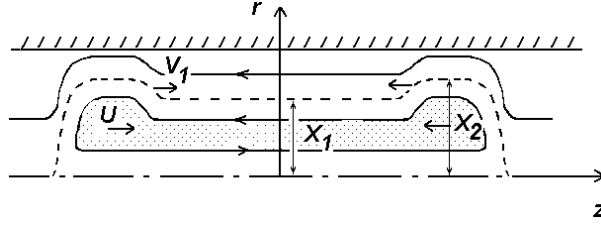


Рис. 1. Схема течения при продольном сжатии КТ. Линиями изображены силовые линии магнитного поля. Штриховой линией изображена сепаратриса. Заштрихованная область соответствует области занимаемой плазмой

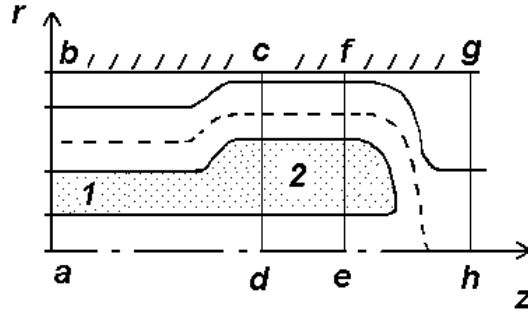


Рис. 2. К определению различных величин в волне сжатия КТ

а). За время распространения волны поперечное распределение давления, магнитного поля и плотности не должно сильно меняться. Для этого необходимо, чтобы сопротивление η и поперечная теплопроводность χ были достаточно малы. Время этих процессов $t_r \sim l^2/\eta, l^2/\chi$, где l — характерный размер задачи по радиусу. Характерные скорости в волне имеют порядок альфвеновской скорости. Поэтому время распространения волны равно L/V_A , где L продольный размер системы. Условие $t_r \gg L/V_A$ дает ограничение на магнитное и тепловое числа Рейнольдса. Они должны быть $\gg L/l$, что действительно имеет место.

б). Во фронте волны должна сохраняться структура магнитного поля, т. е. не должно происходить процессов пересоединения. Ширина фронта волны должна быть $\ll L$. Возможность выполнения этих условий не очевидна. Однако результаты расчетов [3–9] свидетельствуют о выполнении этих условий в широком диапазоне параметров.

С учетом предположений 1)–4) проинтегрируем уравнения непрерывности, энергии и z -компоненты импульса по объему $abcd$ (рис. 2) в системе отсчета связанной с фронтом волны. В результате получим (в размерном виде)

$$\rho_1 V_1 X_1^2 = \rho_2 V_2 X_2^2 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\rho_1 V_1^3}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 \right) X_1^2 = \left(\frac{\rho_2 V_2^3}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P_2 V_2 \right) X_2^2 \quad (2)$$

$$\left(\rho_1 V_1^2 + 2P_1 \right) X_1^2 - \frac{H_{e1}^2}{8\pi} = \left(\rho_2 V_2^2 + 2P_2 \right) X_2^2 - \frac{H_{e2}^2}{8\pi} \quad (3)$$

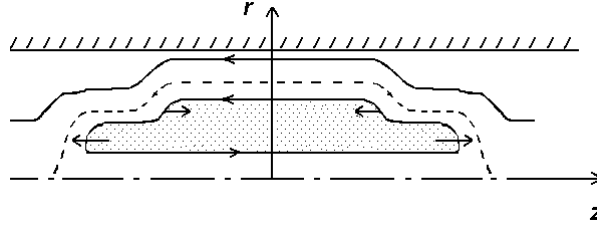


Рис. 3. Схема течения при продольном расширении КТ

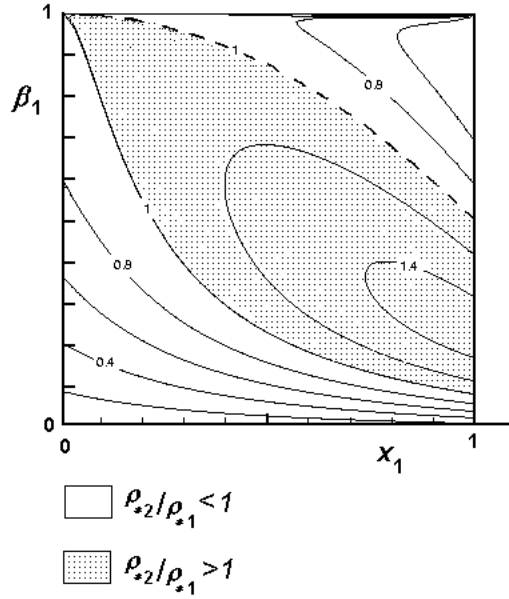


Рис. 4. Зависимость ρ_{*2}/ρ_{*1} от X_1 и β_1 в задаче о продольном сжатии КТ

Здесь γ — показатель адиабаты (ниже $\gamma = 5.3$), X — отношение радиуса сепаратрисы r_s к радиусу камеры R , $P = (2/r_s^2) \int_0^{r_s} pr dr$ — среднее по сечению давление плазмы, ρ — средняя по сечению плотность плазмы, H_e — напряженность магнитного поля за сепаратрисой (вне плазмы), V — скорость плазмы в системе отсчета связанной с фронтом волны. Индексы 1 и 2 относятся к областям перед и за фронтом волны (рис. 2). Из сохранения разомкнутого магнитного потока следует, что $H_{e1}(1 - X_1^2) = H_{e2}(1 - X_2^2)$.

При вычислении интеграла $I = \int_0^R H_z^2 r dr$ использовалось предположение 4):

$$I = \int_0^{r_s} H_z^2 r dr + \int_{r_s}^R H_z^2 r dr = \int_0^{r_s} (H_e^2 - 8\pi p) r dr + H_e^2 \int_{r_s}^R r dr = -4\pi P r_s^2 + H_e^2 R^2 / 2$$

Перейдем в систему координат, где скорость плазмы в области 2 равна нулю. Инте-

грируя уравнение z -компоненты импульса по объему $efgh$, получим

$$2P_2 X_2^2 - \frac{H_{e2}^2}{8\pi} = -\frac{H_{e2}^2}{8\pi} (1 - X_2^2)^2 \quad (4)$$

Введем обозначения $\beta_{1,2} = 8\pi P_{1,2}/H_{e1,2}^2$ и нормируем скорости V_1 и V_2 на альфвеновскую скорость $V_A = H_{e1}/(4\pi\rho_1)^{1/2}$. После несложных преобразований из уравнений (1)–(4) можно получить

$$\beta_2 = 1 - X_2^2/2 \quad (5)$$

$$\rho_2/\rho_1 = B X_1^2/X_2^2 \quad (6)$$

$$V^2 = AB/(B - 1) \quad (7)$$

$$U = A/V \quad (8)$$

$$A = 1 - \beta_1 - X_1^2/2 \quad (9)$$

$$B = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{(1 - X_1^2)^2}{(1 - X_2^2)^2} \frac{X_2^2}{X_1^2} \beta_2 - A \right) / \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \beta_1 + A \right) \quad (10)$$

Здесь $V = V_1$ и $U = V_1 - V_2$ — скорость фронта волны и скорость плазмы во вздутии в лабораторной системе координат.

В задаче требуется установить значения пяти величин β_2 , X_2 , V , U и ρ_2 по известным параметрам β_1 , ρ_1 , X_1 . Это можно сделать используя выражения (5)–(8) и зная зависимость X_2 от параметров невозмущенной плазмы. Эту зависимость можно получить из условия сохранения замкнутого магнитного потока, величина которого зависит не только от средних по сечению характеристик плазмы, но и от конкретного распределения магнитного поля по радиусу. Ниже это будет сделано для скинированного случая — когда слой плазмы разделяет магнитные поля разного направления, но в самом слое магнитного поля нет.

Однако прежде отметим 3 свойства течения, которые можно получить из (5)–(10) не прибегая к дополнительной информации, но предполагая, что пятое уравнение таково, что решение задачи существует.

Во-первых, в рассматриваемом течении происходит чрезвычайно эффективная передача магнитной энергии в тепловую. Это видно из уравнения (5) из которого следует, что $\beta_2 \geq 1/2$ даже если $\beta_1 = 0$.

Во-вторых, из (8) следует, что при $A > 0$ скорость плазмы во вздутии U направлена в том же направлении, что и скорость фронта (рис. 1). При $A < 0$ плазмы во вздутии движется в противоположном направлении, т. е. имеется волна расширения плазмы высокого давления (большого β_1) изображенная на рис. 3. Заметим, что условие $A = 0$ совпадает с условием продольного равновесия первоначальной конфигурации.

В-третьих, в случае волны сжатия ($A > 0$) действительно имеет место вздутие (рис. 1), т. е. $X_2 > X_1$, а в случае волны расширения ($A < 0$) — конфигурация изображенная на рис. 3, т. е. $X_2 < X_1$. Для доказательства этого заметим, что поскольку

плотность плазмы положительна, то из (6) следует, что $B > 0$. Поэтому для разрешимости (7) необходимо, чтобы величины A и $B - 1$ были одного знака. Подставив β_2 из (5) в (10) и используя получившееся выражение, условие $B > 1$ можно переписать в виде

$$\psi(X_2^2) > \xi \psi(X_1^2)$$

где

$$\psi(x) = \frac{x^2}{(1-x^2)^2}, \quad \xi = \frac{\beta_1 + 2\frac{\gamma-1}{\gamma}A}{1 - X_2^2/2}$$

Поскольку функция $\psi(x)$ растет при увеличении x от 0 до 1, то X_2 будет больше X_1 при условии $\xi > 1$, которое с учетом (9) дает $X_2^2 > X_1^2 + 2\frac{2-\gamma}{\gamma}A$. Отсюда видно, что $X_2^2 > X_1^2$ при $A > 0$. Аналогично показывается, что $X_2^2 < X_1^2$ при $A < 0$.

Рассмотрим конфигурацию в которой в сечениях 1 и 2 имеется следующее (скинированное) распределение

$0 \leq r < r_a - H_z = -H_e$, плазма отсутствует.

$r_a \leq r \leq r_b - H_z = 0$, давление плазмы равно $H_e^2/(8\pi)$.

$r_b \leq r < R - H_z = H_e$, плазма отсутствует.

В случае такого распределения $\beta = (r_b^2 - r_a^2)/r_s^2$, а условие равенства нулю полного потока внутри сепаратрисы имеет вид $r_a^2 = r_s^2 - r_b^2$. Условие сохранения замкнутого потока имеет вид $H_{e1}r_{a1}^2 = H_{e2}r_{a2}^2$. С учетом условия сохранения разомкнутого потока $H_{e1}(1 - X_1^2) = H_{e2}(1 - X_2^2)$ это дает

$$X_2^4 = 2X_1^2 \frac{1 - \beta_1}{1 - X_1^2} (1 - X_2^2) \quad (11)$$

Из (5)–(11) видно, что значения величин β_2 , X_2 , V , U и ρ_2/ρ_1 определяются двумя параметрами невозмущенной плазмы — X_1 и β_1 .

Рассмотрим зависимость $X_2(X_1, \beta_1)$. Из (9) и (11) имеем, что

$$\frac{X_2^4}{1 - X_2^2} = \frac{X_1^4 + 2AX_1^2}{1 - X_1^2}$$

Откуда легко видеть, что $X_2 > X_1$ при $A > 0$ и $X_2 < X_1$ при $A < 0$. Причем при $X_1 \ll 1$

$$X_2 \approx (2(1 - \beta_1))^{1/4} X_1^{1/2} \gg X_1$$

Таким образом при малых начальных радиусах сепаратрисы расширение плазмы во вздутии происходит особенно сильно. При $\beta_1 \rightarrow 1$ и $X_1 \neq 1$ величина $X_2 \rightarrow 0$, а при $\beta_1 \neq 1$ и $X_1 \rightarrow 1$ она стремится к 1.

Рассмотрим как зависит отношение ρ_2/ρ_1 от параметров β_1 и X_1 . Можно показать, что максимум этого отношения достигается при $\beta_1 = 0$, $X_1 = 1$ и равен $(3\gamma+1)/(\gamma-1) = 9$ ($\gamma = 5/3$), а минимум — при $\beta_1 = 1$, $X_1 = 1$ и равен $(\gamma-1)/(\gamma+1) = 1/4$. При X_1 и β_1

соответствующих $A > 0$ отношение $\rho_2/\rho_1 > 1$, а при $A < 0$ — отношение $\rho_2/\rho_1 < 1$. Таким образом волна сжатия КТ является волной сжатия (в смысле изменения плотности), а волна расширения — волной разрежения.

Величинам $\rho_{1,2}$ соответствует плотность, усредненная по площади ограниченной сепаратрисой. В рассматриваемом скинированном случае отношение площади сечения занимаемой плазмой к площади ограничиваемой сепаратрисой равно β . Поэтому при малых β_1 эта площадь большей частью не занята плазмой и среднее значение плотности оказывается искусственно заниженным в β_1^{-1} раз. Величины $\rho_{1,2}$ более естественны при относительно равномерном распределении плотности по сечению, ограниченному сепаратрисой.

В связи с изложенным выше рассмотрим отношение плотностей усредненных только по сечению занимаемому плазмой, которое лучше характеризует изменение плотности в скинированном случае. Поскольку $\beta = (r_b^2 - r_a^2)/r_s^2$, то это отношение определяется величиной $\rho_{*2}/\rho_{*1} = \rho_2\beta_1/(\rho_1\beta_2)$. Зависимость ρ_{*2}/ρ_{*1} от X_1 и β_1 изображена на рис. 4. По отношению к средним плотностям ρ_{*2} и ρ_{*1} волна расширения КТ ($A < 0$) является волной разрежения, как и в случае плотностей ρ_2 и ρ_1 . В случае волны сжатия КТ (в смысле $A > 0$) при не очень больших β_1 плотность плазмы за фронтом волны падает: $\rho_{*2}/\rho_{*1} < 1$. Заметим, что эксперименты по КТ соответствуют именно этому режиму. При больших β_1 , в областях X_1 и β_1 прилежащих к кривой $A = 0$ плотность плазмы за фронтом волны растет: $\rho_{*2}/\rho_{*1} > 1$.

Рассмотрим поведение отношения температур T_2/T_1 , где $T_{1,2} = P_{1,2}/\rho_{1,2}$. Заметим, что определение температуры аналогично плотности ρ_* , т. е. как $\int_{r_a}^{r_b} pr dr / \int_{r_a}^{r_b} pr dr$ не меняет выражения для T_1/T_2 . Поскольку $\rho_{*2} \ll \rho_{*1}$ при малых X_1 , а давление плазмы равно давлению магнитного поля, то $T_2/T_1 \rightarrow \infty$ при $X_1 \rightarrow 0$. При $A < 0$ в волне расширения происходит охлаждение плазмы: $T_2/T_1 < 1$. Причем $T_2/T_1 \rightarrow 0$ при $X_1 \rightarrow 1$ и $\beta_1 \rightarrow 1$.

Скорость фронта V достигает максимума равного 1 при $\beta_1 = 0$ и $X_1 \approx 0.2$ и монотонно убывает с ростом $\beta_1 = 0$ и X_1 . При этом в окрестности кривой $A(X_1, \beta_1) = 0$ скорость $V \sim 0.5$. При $X_1 \rightarrow 0$ и $\beta_1 \rightarrow 1$ величина $V \rightarrow 0$. Однако $V \ll 1$ только в очень узкой окрестности значений $\beta_1 = 1$.

Скорость плазмы за фронтом U монотонно уменьшается с увеличением X_1 и β_1 от значения близкого к 1 при $X_1 = \beta_1 = 0$ до значения ≈ -1.3 при $X_1 = \beta_1 = 1$.

§ 3. Установившаяся конфигурация КТ

После того, как волна продольного сжатия достигает центра установки происходит релаксация КТ к равновесному состоянию. Процесс релаксации подробно изучен в [3,7].

В настоящем параграфе будет получена связь между параметрами установившейся конфигурации и параметрами плазмы конфигурации возникающей в момент окончания формирования КТ, т. е. момент предшествующий продольному сжатию КТ. Будем предполагать, что диссипация энергии и магнитных потоков мала. Согласно результатам работ [3, 7] эти предположения вполне оправданы.

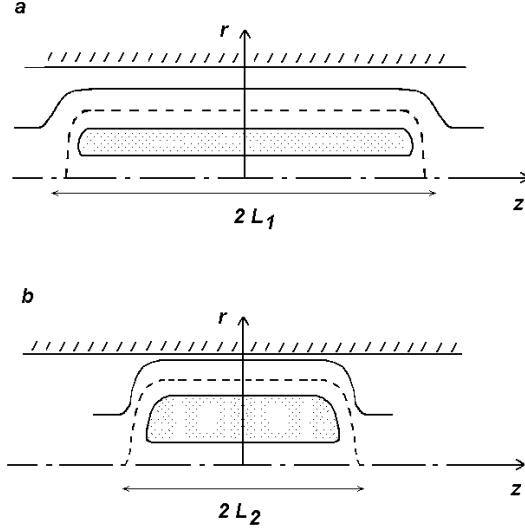


Рис. 5. К определению различных величин КТ в состоянии предшествующем продольному сжатию (а) и после релаксации (б)

Пусть конфигурация возникающая в момент окончания формирования КТ (рис. 5а) имеет длину $2L_1$, отношение радиуса сепаратрисы к радиусу камеры X_1 , средние по центральному сечению $z = 0$ значения плотности ρ_1 , давления P_1 и т. п. определенных аналогично тому, как это сделано в предыдущем параграфе. Пренебрегая краевыми эффектами, т. е. полагая, что $L_1 \gg$ радиуса камеры R , имеем выражение для энергии системы

$$W_1 = \int_0^R \int_0^{L_1} r dr dz \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{H_z^2}{8\pi} \right) \approx \frac{L_1 R^2}{2} \left(\frac{2 - \gamma}{\gamma - 1} P_1 X_1^2 + \frac{H_{e1}^2}{8\pi} \right)$$

При получении этого выражения учтено поперечное равновесие плазмы.

Энергия системы в конечном состоянии (рис. 5б) равна

$$\begin{aligned} W_2 &= \int_0^R \int_0^{L_2} r dr dz \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{H_z^2}{8\pi} \right) + \int_0^R \int_{L_2}^{L_1} \frac{H_z^2}{8\pi} r dr dz \\ &\approx \frac{L_2 R^2}{2} \frac{2 - \gamma}{\gamma - 1} P_2 X_2^2 + \frac{L_2 R^2}{2} \frac{H_{e2}^2}{8\pi} + \frac{(L_1 - L_2) R^2}{2} \frac{H_\infty^2}{8\pi} \end{aligned}$$

Здесь под величинами с индексом «2» понимаются соответствующие средние по центральному сечению $z = 0$ величины в конечном состоянии КТ, H_∞ — магнитное поле вдали от плазмы. Согласно условия сохранения разомкнутого магнитного потока

$$H_\infty = H_{e1}(1 - X_1^2) = H_{e2}(1 - X_2^2) \quad (12)$$

Используя (12) и условия продольного равновесия КТ (5) выражение для W_2 можно переписать в виде

$$W_2 = \frac{L_2 R^2}{2} \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 X_2^2 + \frac{L_1 R^2}{2} \frac{H_{e1}^2}{8\pi} (1 - X_1^2)^2$$

Тогда из условия $W_1 = W_2$ получаем

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} L_2 R^2 X_2^2 P_2 = L_1 R^2 X_1^2 \left(\frac{2 - \gamma}{\gamma - 1} P_1 + 2 \frac{H_{e1}^2}{8\pi} (1 - X_1^2/2) \right) \quad (13)$$

Условие сохранения полной массы имеет вид

$$L_2 R^2 X_2^2 \rho_2 = L_1 R^2 X_1^2 \rho_1 \quad (14)$$

Для температуры $T_{1,2} = P_{1,2}/\rho_{1,2}$ из (13), (14) получаем

$$T_2 = \frac{2 - \gamma}{\gamma} T_1 + 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{H_{e1}^2}{8\pi \rho_1} (1 - X_1^2/2) \quad (15)$$

Таким образом при малой начальной температуре КТ его конечная температура пропорциональна квадрату магнитного поля, т. е. происходит сильный нагрев плазмы. Используя определения величин β_1 и A (см. предыдущий параграф) (15) можно переписать в виде

$$T_2 = T_1 \left(1 + 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{A}{\beta_1} \right)$$

Отсюда видно, что в случае $A < 0$, когда происходит расширение начальной конфигурации вдоль оси z , температура плазмы уменьшается по сравнению с начальной. Этот случай, однако, не интересен с точки зрения динамики КТ.

Подчеркнем, что для определения конечной температуры КТ T_2 знание конкретного распределения давления плазмы по радиусу не требуется. В отличие от температуры, длина и плотность КТ зависит от конкретного распределения давления по радиусу. Ниже будем рассматривать скинированный случай, в котором (9) и условие сохранения замкнутого потока приводит к уравнению (11) для X_2 .

Рассмотрим, как зависит длина конечной конфигурации от параметров начальной конфигурации. Используя (5), (9), (12) из (13) можно получить

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{X_1^2}{X_2^2} \frac{(1 - X_2^2)^2}{(1 - X_1^2)^2} \frac{\beta_1 + 2A(\gamma - 1)/\gamma}{\beta_2} \quad (16)$$

Используя свойства X_2 определяемого из уравнения (11), из (16) можно получить, что, как и следовало ожидать, $L_2 > L_1$ при $A > 0$ (сжатие КТ) и $L_2 < L_1$ при $A < 0$ (разлет облака замагниченной плазмы). Причем при $X_1 \rightarrow 0$ отношение

$$L_2/L_1 \sim X_1^2/X_2^2 \ll 1.$$

Более того,

$$L_2/X_2 \sim (X_1^3/X_2^3)(L_1/X_1) \ll (L_1/X_1)$$

Плотность плазмы $\rho_2/\rho_1 > 1$ при $A > 0$ и меньше 1 при $A < 0$. Однако по причинам указанным в предыдущем параграфе более правильным будет рассматривать отношение ρ_{*2}/ρ_{*1} . Для этой величины зависимость от X_1 и β_1 качественно аналогична зависимости возникающей при изучении волны сжатия КТ (рис. 4). При $A > 0$, но малых β_1 , или при $A < 0$ (разлет плазмы высокого давления) конечная конфигурация оказывается более разреженной по отношению к начальной ($\rho_{*2}/\rho_{*1} < 1$). При $A > 0$, но X_1 и β_1 близких к решению уравнения $A = 0$ отношение $\rho_{*2}/\rho_{*1} > 1$.

Литература

- [1] *D. Biskamp*, Magnetic reconnection, *Physics Reports*, **237**, No. 4 (1994), 179–247.
- [2] *Б. Б. Кадомцев, В. С. Мухоматов, В. Д. Шафранов*, Магнитное удержание плазмы, *Физика плазмы*, **9**, № 1 (1983), 5–11.
- [3] *Ю. А. Березин, Г. И. Дудникова*, Численные модели плазмы и процессы пересоединения, М., Наука, 1985.
- [4] *Ю. А. Березин, М. П. Федорук*, Моделирование нестационарных плазменных процессов, Новосибирск, Наука, 1993.
- [5] *M. Tuszevski*, Field-reversed configuration, *Nucl. Fusion*, **28**, No. 11 (1988), 2033–2092.
- [6] *T. Kanki, Y. Suzuki, S. Okada, S. Goto*, Numerical simulation on a field-reversed configuration plasma, *Physics of Plasmas*, **6**, No. 12 (1999), 4672–4678.
- [7] *Г. И. Дудникова, Р. Х. Куртмулаев, А. И. Малютин, В. Н. Семенов*, Влияние вязкости на релаксацию компактного тора, *Физика плазмы*, **15**, № 8 (1989), 987–991.
- [8] *W. T. Armstrong, R. K. Linford et al.*, Field-reversed experiments (FRX) on compact torus, *Phys. Fluids*, **24**, No. 11 (1981), 2068–2089.
- [9] *R. D. Milroy, J. U. Brackbill*, Numerical studies of a field-reversed theta-pinch plasma, *Phys. Fluids*, **25**, No. 5 (1982), 775–783.
- [10] *М. Б. Исиченко, К. В. Чукбар*, Ударная волна разрежения в системе с обращенным магнитным полем, *Письма в ЖЭТФ*, **39**, № 5 (1984), 191–192.