



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 87 за 2007 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

А. Н. Козлов

Воздействие продольного
магнитного поля на
компрессионные потоки
плазмы

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Козлов А. Н. Воздействие продольного магнитного поля на компрессионные потоки плазмы // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2007. № 87. 19 с.

<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2007-87>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ им. М.В.КЕЛДЫША

УДК: 519.6; 533.9

А.Н. Козлов

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА КОМПРЕССИОННЫЕ ПОТОКИ ПЛАЗМЫ

МОСКВА, 2007

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОМПРЕССИОННЫЕ ПОТОКИ ПЛАЗМЫ

А.Н. Козлов

Препринт Института Прикладной Математики им. М.В. Келдыша РАН

Аннотация

Представлены результаты исследований компрессионных потоков плазмы в модифицированном квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ) с продольным магнитным полем. Исследования проведены в рамках одножидкостной двумерной МГД-модели осесимметричных течений плазмы с учетом спитцеровской проводимости среды. Выявлены особенности компрессионных потоков на выходе из ускорителя при наличии продольного поля и вращения плазмы.

19 стр., 2 рис., библиография - 35 наименований

INFLUENCE OF THE LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD ON THE COMPRESSIBLE PLASMA STREAMS

A.N. Kozlov

Preprint of Keldysh Institute of Applied Mathematics, RAS

Abstract

The researches of the compressible plasma streams are presented in the modified quasi-steady plasma accelerator (QSPA) with a longitudinal magnetic field. The investigations are carried out within the framework of the one-fluid two-dimensional MHD-model of the axisymmetric plasma flows taking into account the finite conductivity of the medium. The features of the compressible streams on the output from the accelerator are revealed at the presence of a longitudinal field and the rotation of plasma.

В в е д е н и е

Сильноточные квазистационарные плазменные ускорители с азимутальным магнитным полем [1-3] являются многофункциональными системами, учитывая возможность их работы как в ускорительном, так и в компрессионном режимах. Использование плазменных ускорителей в качестве электрореактивных двигателей предполагает оптимальную организацию ускорительных режимов течения. Ускорительные режимы отвечают также задачам получения высокоэнергичных потоков плазмы для различных приложений, включая термоядерные. В компрессионных режимах течения особая форма канала ускорителя с укороченным центральным электродом позволяет получать на оси системы область с высокими значениями плотности и температуры за счет сжатия или компрессии потоков плазмы. Компрессионные течения на выходе из ускорителя представляют наибольший интерес для различных плазменных технологий.

Простейший плазменный ускоритель схематично состоит из двух коаксиальных электродов, подсоединенных к соответствующей электрической цепи. Между электродами в плазме протекает ток \mathbf{j} , имеющий преимущественно радиальное направление. В свою очередь ток, проходящий по внутреннему электроду, порождает азимутальное магнитное поле H_φ . За счет силы Ампера $\frac{1}{c}[\mathbf{j}, \mathbf{H}]$ плазма ускоряется вдоль оси системы.

В двухступенчатом КСПУ [1-3] для достаточно плотной плазмы осуществляется режим ионного токопереноса с проницаемыми электродами. На установках данного типа [4,5,6,7] были получены мощные плазменные потоки ($n \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $V \approx 10^6 \div 10^8 \text{ см/с}$) с высокой степенью устойчивости и азимутальной симметризации движущейся плазмы.

Основам теории аксиально-симметричных течений плазмы посвящены обзор [8] и монографии [2,9]. Существенная роль в разработке квазистационарного плазменного ускорителя и понимании происходящих

процессов отводятся математическим моделям и численным исследованиям динамики плазмы и ионизирующегося газа в каналах ускорителей. Этим исследованиям посвящен целый ряд публикаций (см., например, [10-13]). Теоретические и численные исследования процессов в ускорителях для достаточно плотной плазмы проводятся в рамках МГД-моделей.

История теоретических и экспериментальных исследований компрессионных течений в плазменных ускорителях с азимутальным магнитным полем начинается, в частности, с работ [14,15, 8]. В результате первоначальных исследований возникла идея о магнитоплазменных компрессорах (МПК) [16]. Численные исследования компрессионных течений также представлены в доступной литературе (см., например, [10,17,11]). Кроме того, проводились дополнительные исследования влияния на компрессионные течения таких факторов, как теплопроводность и электропроводность среды, эффекта Холла, излучения плазмы и примесей (см., например, [18,19]).

Новое направление исследований КСПУ связано с введением в систему дополнительного продольного магнитного поля. Естественно, что наличие продольного магнитного поля в плазменных ускорителях усложняет течение, в частности, приводит к вращению плазмы. В этом случае предшествующие исследования следует рассматривать как частный случай в отсутствие вращения. Теоретические исследования влияния продольного магнитного поля на двумерные осесимметричные потоки двухкомпонентной плазмы представлены в работе [20,21]. Исследования проведены в приближении плавного канала [8] для стационарных МГД-уравнений идеально проводящей плазмы. Установлено, что благодаря продольному полю можно существенно уменьшить влияние эффекта Холла в канале ускорителя. Теоретический анализ процессов в канале КСПУ с продольным полем дополнен серией численных исследований [22-30]. Двумерные течения плазмы в канале ускорителя рассмотрены с помощью нестационарных одножидкостной и

двухжидкостной МГД-моделей с учетом Эффект Холла, тензора проводимости и зависимости коэффициентов переноса от $\omega_e \tau_e$ [31].

В данной работе впервые представлено исследование компрессионных течений плазмы в рамках одножидкостной МГД-модели с учетом конечной проводимости среды.

1. Постановка задачи

Рассмотрим двумерное осесимметричное течение плазмы в канале между двумя коаксиальными профилированными электродами (Рис. 1-2) и на выходе из ускорителя при условии, что центральный электрод короче внешнего. При наличии продольного магнитного поля и возникающего вращения в задаче участвуют все три компоненты магнитного поля и скорости $\mathbf{H} = (H_z, H_r, H_\varphi)$, $\mathbf{V} = (V_z, V_r, V_\varphi)$.

Параметры среды позволяют считать плазму квазинейтральной $n_i = n_e = n$. Инерцией электронов можно пренебречь ($m_e \ll m_i = m$). В рамках одножидкостной модели ($\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i = \mathbf{V}$) постановка задачи включает традиционные уравнения магнитной газодинамики с учетом конечной проводимости среды

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0 \quad ; \quad \rho \frac{d \mathbf{V}}{d t} + \nabla P = \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \\ \rho \frac{d \varepsilon}{d t} + P \operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} \quad ; \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{V}, \mathbf{H}] - c \operatorname{rot} \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \end{aligned} \quad (1)$$

где все переменные имеют обычный смысл $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{H}$; $\frac{d}{d t} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla)$

$$\rho = m n \quad ; \quad P = P_i + P_e = 2 k n T \quad ; \quad \varepsilon = 2 c_v T \quad ; \quad c_v = \frac{k}{(\gamma - 1)m}$$

Вязкостью компонент плазмы и тепловыми потоками также можно пренебречь в силу малости соответствующих диссипативных слагаемых. Стандартные оценки передачи тепла и характерного времени обмена

энергией между компонентами показывают, что $T_i \approx T_e = T$. Кроме того, ограничимся исследованием динамики водородной плазмы ($Z = 1$, $m = m_i = m_p$), часто используемой в экспериментах.

Согласно закону Ома электрическое поле определяется соотношением

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} [\mathbf{V}, \mathbf{H}] \quad (2)$$

где $\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e}$ - электропроводность среды.

При численном интегрировании многомерной МГД-задачи следует выполнить условие бездивергентности магнитного поля ($\text{div } \mathbf{H} = 0$). Для этого существует несколько подходов (см., например, [32]). В случае осевой симметрии ($\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$) естественно переписать уравнения с учетом векторного потенциала \mathbf{A} ($\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$). Тогда в цилиндрической системе координат имеем

$$H_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} ; \quad H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\varphi)}{\partial r} \quad (3)$$

где A_φ - азимутальная компонента векторного потенциала \mathbf{A} . Соотношения (3) в аксиально-симметричном случае обеспечивают точное выполнение условия $\text{div } \mathbf{H} = 0$. При этом, в уравнениях импульсов следует аппроксимировать вторые производные векторного потенциала. Результаты численных исследований показали, что в расчетах не наблюдается выбросов в распределении вторых производных и разворотов тока $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot rot } \mathbf{A}$.

Безразмерные параметры задачи обусловлены выбором единиц измерения и размерных констант: L - длина центрального электрода;

n_o ($\rho_o = m n_o$), T_o , $H_o = H_\varphi^o = \frac{2 J_p}{c R_o}$ - характерные значения

концентрации, температуры и азимутальной составляющей магнитного поля

на входе в канал, где R_o - радиус внешнего электрода, J_p - разрядный ток в системе. С помощью перечисленных величин формируются единицы:

давления - $\frac{H_o^2}{4\pi}$, характерной скорости - $V_o = \frac{H_o}{\sqrt{4\pi\rho_o}}$ и времени - $t_o = \frac{L}{V_o}$

("пролетное" время). Связь исходных размерных величин с безразмерными параметрами, участвующими в задаче, определяется следующим образом:

$\beta = \frac{8\pi P_o}{H_o^2}$ - отношение газового и магнитного давлений на входе, где

$P_o = 2kn_o T_o$; $\nu = \frac{1}{\text{Re}_m} = \frac{c^2}{4\pi L V_o \sigma}$ - магнитная вязкость, обратно

пропорциональная магнитному числу Рейнольдса для спитцеровской проводимости $\sigma \sim T^{3/2}$.

С учетом сделанных выше замечаний в осесимметричном случае уравнения (1) в безразмерной форме можно записать в терминах A_φ -компоненты векторного потенциала и H_φ -компоненты магнитного поля :

$$\frac{\partial(r\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho V_z)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho V_r)}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial(r\rho V_z)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[r \left(\rho V_z^2 + P + \frac{H_\varphi^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} (r\rho V_z V_r) = r j_\varphi \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(r\rho V_r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (r\rho V_z V_r) + \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\rho V_r^2 + P + \frac{H_\varphi^2}{2} \right) \right] = \\ = \left(\rho V_\varphi^2 + P - \frac{H_\varphi^2}{2} \right) + j_\varphi \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial(r D_\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial(r V_z D_\varphi)}{\partial z} + \frac{\partial(r V_r D_\varphi)}{\partial r} = \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial z} - \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial r} \quad (7)$$

$$\frac{\partial(r \rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(r \rho S V_z)}{\partial z} + \frac{\partial(r \rho S V_r)}{\partial r} = \frac{(\gamma-1) r v}{\beta T} j^2 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} + \frac{\partial(V_z H_\varphi)}{\partial z} + \frac{\partial(V_r H_\varphi)}{\partial r} = \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V_\varphi}{r} \right) - r \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_\varphi}{r} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left[v \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial t} + V_z \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} + V_r \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} = -r v j_\varphi \quad (10)$$

В этих уравнениях дополнительно введены следующие обозначения:

$$D_\varphi = r \rho V_\varphi, \quad S = \ln(T / \rho^{\gamma-1}), \quad T = \rho^{\gamma-1} \exp(S), \quad \varepsilon = \frac{\beta T}{\gamma-1}, \quad P = \beta \rho T,$$

$$j_\varphi = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad - \text{азимутальная компонента тока,} \quad j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial r} \text{ и}$$

$$j_r = - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}. \text{ Вместо уравнения для внутренней энергии (1) используется}$$

эквивалентное уравнение (8) для энтропии. В итоге имеем семь уравнений для переменных ρ , T , V_z , V_r , V_φ , H_φ , A_φ .

Численное интегрирование уравнений (4)-(10) ведется в области переменных (z, r) , соответствующей форме расчетной области, изображенной на рис.1- 4.

Постановка граничных условий. На входе в канал ($z=0$) полагаем, что плазма подается с известными значениями плотности и температуры $\rho(r) = f_1(r)$, $T(r) = f_2(r)$.

Не рассматривая уравнение электрической цепи, считаем, что ток поддерживается постоянным и поступает в систему только через электроды, т.е. $j_z = 0$ при $z=0$ или $r H_\varphi = r_o = const$, где $r_o = R_o / L$.

Подача плазмы осуществляется вдоль определенного направления, например, вдоль координатных линий.

Данные граничные условия являются традиционными для численных моделей динамики плазмы в каналах в отсутствии продольного магнитного поля. При его наличии необходимы граничные условия для V_φ и A_φ .

Считаем, что плазма во входном сечении $z=0$ не вращается и азимутальная скорость равна нулю $V_\varphi = 0$.

Кроме того, зададим на входе $H_z \neq 0$. Следуя [21], в случае холодной плазмы ($\beta = 0$) имеем $H_z(z=0, r) = H_z^0 = const$. Интегрируя (3), найдем

$$\psi(r) = r A_\varphi = 0.5 H_z^0 r^2 \quad (11)$$

В общем случае ($\beta \neq 0$) необходимы дополнительные согласования граничных условий, отвечающих равновесному в радиальном направлении втеканию плазмы на входе. Это возможно, в частности, для двух очевидных способов подачи. Во-первых, традиционные в численных моделях условия на входе $\rho = 1$ и $T = 1$ при любом β приводят в случае радиального равновесия к $H_z(z=0, r) = H_z^0 = const$ и соотношению (11). Во-вторых, если $\beta \ll 1$, возможна произвольная подача, в том числе в соответствии с аналитической моделью [21], где $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$ и плотность у центрального электрода существенно выше. Следует отметить, что в экспериментах наблюдается улучшение характеристик плазменного потока и работы ускорителя в целом при неравномерной подаче плазмы, когда ее концентрация на входе во вторую ступень КСПУ больше в окрестности внутреннего электрода.

На выходе для исследуемых трансзвуковых потоков предполагается свободное вытекание плазмы.

Рассмотрим граничные условия на электродах. Динамика плазмы в ускорителях исследуется в разных режимах токопереноса. В режиме электронного токопереноса линии тока ионной компоненты плазмы лежат на поверхности непроницаемых электродов: катода и анода, а сами электроды

не являются эквипотенциальными. Наоборот, в режиме ионного токопереноса электроды представляют собой эквипотенциальные поверхности и должны быть прозрачными для плазмы. Случай самосогласованного протекания плазмы через электроды обусловлен исключительно эффектом Холла. Пренебрегая им ($V_e = V_i$), приходим к режиму непроницаемых сплошных эквипотенциальных электродов, который в реальной физической практике ($V_e \neq V_i$) является вырожденным.

В одножидкостной модели эффект Холла не учитывается и полярность электродов не различается. Поэтому модель пригодна для качественного описания указанных режимов, но в большей степени отвечает случаю непроницаемых сплошных эквипотенциальных электродов.

В данной работе граничные условия на электродах $r = R_1(z)$ и $r = R_2(z)$, образующих стенки канала, предполагают эквипотенциальность электродов ($E_\tau = 0$) и непроницаемость их поверхности для плазмы ($V_n = 0$). При наличии продольного магнитного поля необходимо дополнительное соотношение. В плазмодинамике $H_n = 0$ является типичным и естественным условием, связывающим компоненты магнитного поля на границе плазма – проводник. Оно приводит, в частности, к сохранению магнитного потока вдоль канала. Таким образом, на электродах, ограничивающих исследуемый плазменный объем, выполнены следующие условия:

$$E_\tau = 0; \quad V_n = 0 \quad \text{и} \quad H_n = 0$$

На оси системы ($r = 0$) имеем очевидные граничные условия:

$$V_r = 0; \quad V_\varphi = 0 \quad \text{и} \quad H_\varphi = 0$$

Методика численного интегрирования детально изложена в [22]. В представленной численной модели вращающихся осесимметричных потоков проводится расщепление по физическим факторам и координатам (z, r) . В расчете переноса с коррекцией потоков использован алгоритм [33],

разработанный для интегрирования обобщенного одномерного уравнения переноса и адаптированный с учетом расщепления для решения системы уравнений (4)-(9). Уравнение переноса (10) для величины A_φ решается с помощью одного из характеристических методов [34].

Конечная проводимость, как функция температуры, присутствует в правых частях уравнений (9) и (10) для величин H_φ и A_φ . Влияние диссипативных факторов вычисляется на основе неявной схемы. В данном случае применяется потоковый вариант метода прогонки [35].

2. Результаты расчетов

На основе представленной модели проведена серия численных экспериментов. Выбор значений концентрации n_0 , температуры T_0 , разрядного тока J_p и длины канала L соответствуют экспериментам по программе КСПУ [4-7]. Например, для величин $n_0 = 8.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_0 = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, $R_0 = 20 \text{ см}$ безразмерные параметры задачи равны $\beta = 0.007$, $\sigma_0 = 678$. Магнитное число Рейнольдса отвечает спитцеровской зависимости проводимости от температуры: $\text{Re}_m = \nu^{-1} = \sigma_0 T^{3/2}$. Кроме того, необходимо задать величину продольного магнитного поля на входе в канал, например, $H_z^0 = 0.1$. Напомним, что единицей магнитного поля является значение H_φ^0 . Указанная величина H_z^0 позволяет реализовать трансзвуковое течение согласно ранее проведенным исследованиям. Геометрия канала (рис. 1-2) отвечает аналитическим исследованиям двумерных течений плазмы. В аналитической модели плотность на входе в канал меняется по закону $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$. Предполагая изэнтропичность (энтропия $s = c_v \ln P / \rho^\gamma = \text{const}$) поступающей плазмы, имеем $T = \rho^{\gamma-1}$ при $z = 0$.

Численное решение исходной нестационарной задачи осуществляется методом установления. Время установления по порядку величины равно единице $t_0 = L/V_0$ или характерному “пролетному” времени. Временной шаг ограничен условием Куранта. При условии установления потока картина распределения искомых величин практически не меняется в процессе вычислений.

На рис. 1 для указанных выше параметров представлено компрессионное течение в отсутствии продольного магнитного поля при условии неравномерной подачи плазмы на входе, когда $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$. На рис. 1а изображены линии уровня функции $\rho(r, z)$. Отчетливо наблюдается коническая ударная волна. Линии уровня функции $r H_\varphi = const$ на рис. 1б определяют направление электрического тока в зависимости от полярности электродов. На этом же рисунке дано векторное поле скоростей (V_r, V_z) . Длина векторов на рис. 1б равна безразмерному значению скорости в данной точке. Масштаб векторов определяется характерной скоростью V_0 , указанной на рисунке. В окрестности конической ударной волны наблюдается характерный излом линий потока плазмы и соответствующие скачкообразные изменения скорости. На рис. 1в дано распределение изолиний температуры. Данное распределение является дополнительной иллюстрацией поведения параметров плазмы в зоне компрессии, где на конической ударной волне происходит скачкообразное изменение плотности, температуры и давления. Соответственно, температура, плотность и давление резко увеличиваются.

За ударной волной происходит дальнейший рост плотности и температуры в режиме близком к адиабатическому сжатию, учитывая большие значения температуры и, соответственно, проводимости плазмы.

Дальнейшие результаты касаются структуры области компрессии на выходе из ускорителя и ее эволюции под воздействием продольного поля. На рис. 2 представлено компрессионное течение плазмы в присутствии

продольного магнитного поля $H_z^0 = 0.1$ при условии неравномерной подачи на входе так, что $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$. Здесь изображены: **а** – векторное распределение магнитного поля **H** в проекции на плоскость (r, z) и электрический ток (j_r, j_z) (сплошные линии уровня функции $r H_\varphi = const$); **б** – линии уровня функции $\psi = r A_\varphi$ или магнитного потока (штриховые кривые) и азимутальная скорость $V_\varphi(r, z)$ (сплошные кривые); **в** – распределение плотности $\rho(r, z)$ в плоскости (r, z) ; **г** – векторное поле скоростей (V_r, V_z) в проекции на плоскость (r, z) ; **д** – изолинии функции температуры $T(r, z)$. Штриховая кривая в наиболее узкой части канала на рис. 1а определяет границу перехода через скорость быстрой магнитозвуковой волны

$$V_f = \frac{1}{2} (V_T^2 + V_A^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(V_T^2 + V_A^2)^2 - 4 V_T^2 V_A^2 \cos^2 \theta}.$$

Здесь $V_T = \sqrt{\gamma P / \rho}$ – газодинамическая тепловая скорость звука,

$V_A = H / \sqrt{\rho}$, $\cos \theta = \frac{(\mathbf{H}, \mathbf{V})}{(H V)}$. Также как и в отсутствии продольного поля,

отчетливо наблюдается коническая ударная волна, на которой происходит излом линий магнитного потока (рис. 2б) и скачкообразное изменение тангенциальной составляющей магнитного поля (рис. 2а), а также излом линий потока плазмы (рис. 2г). Аналогично предыдущему случаю на конической ударной волне происходит скачкообразное изменение плотности, температуры и давления. Соответственно, температура, плотность и давление возрастают на ударной волне. Не принимая во внимание некоторые детали, в целом зона компрессии представляет собой область сжатой и нагретой плазмы. Однако, под воздействием продольного магнитного поля такие параметры плазмы, как плотность и температура, заметно снижаются. Согласно рис. 2б сама коническая ударная волна вращается с относительно высокой скоростью в присутствии даже слабого продольного магнитного

поля. Значения азимутальной скорости на ударной волне значительно выше. Кроме того, под воздействием даже слабого продольного поля наблюдается увеличение угла между образующей конической поверхности ударной волны и осью системы. Этот угол возрастает с увеличением продольного поля. Существенным является также то обстоятельство, что за ударной волной, в том числе и на оси системы, формируется область с относительно высокими значениями продольного поля, т.е. происходит генерация магнитного поля.

Численные эксперименты показали, что при малых значениях $\beta \ll 1$, характерных для плазменных ускорителей, учет переноса излучения в данной модели не является элементом первой необходимости и может быть осуществлен в дальнейших исследованиях.

3. Заключение

Выявлены особенности компрессионных потоков плазмы на выходе из канала квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) с продольным магнитным полем. Исследование проведено в рамках одножидкостной двумерной МГД-модели осесимметричных течений плазмы с учетом спитцеровской проводимости среды.

В результате серии численных экспериментов обнаружено существенное воздействие слабого продольного поля на компрессионные потоки плазмы. Зона компрессии содержит коническую ударную волну, на которой происходит скачкообразное изменение плотности, температуры и давления. На ударной волне наблюдается характерный излом линий потока плазмы. За ударной волной происходит дальнейший рост плотности и температуры в режиме близком к адиабатическому сжатию, учитывая большие значения температуры и, соответственно, проводимости плазмы. Под воздействием даже слабого продольного поля коническая ударная волна начинает вращаться с относительно высокой скоростью и наблюдается увеличение угла между образующей конической поверхности ударной волны и осью системы. За ударной волной и на оси системы формируется область с относительно высокими значениями продольного поля. В целом зона

компрессии представляет собой область сжатой и нагретой плазмы. Под воздействием продольного магнитного поля такие параметры плазмы, как плотность и температура, заметно снижаются.

Работа стимулирует дальнейшие теоретические, экспериментальные и численные исследования, в частности, предполагается разработка более сложных моделей, учитывающих эффект Холла и тензор проводимости среды.

В заключение автор благодарит Козлову Анну за помощь в оформлении данной работы.

Литература

1. Морозов А. И. Принципы коаксиальных (квази)стационарных плазменных ускорителей (КСПУ). // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 131-146.
2. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Е. Фортова. Т. III. М.: Наука, 2000.
4. Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. Экспериментальное исследование квазистационарного плазменного ускорителя, питаемого от индуктивного и емкостного накопителей. // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 176-185.
5. Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Makhraj V.A., Mitina N.I., Morozov A.I., Solyakov D.G., Trubchaninov S.A., Tsarenko A.V., Wuerz H. Powerful quasi-steady-state plasma accelerator for fusion experiments. // Brazilian Journal of Physics. 2002. V. 32, N 1. P.165-171.
6. Ананин С.И., Асташинский В.М., Костюкевич Е.А., Маньковский А.А., Минько Л.Я. Интерферометрические исследования процессов в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе. // Физика плазмы. 1998. Т.24, № 11. С. 1003-1009.
7. Дьяконов Г.А., Тихонов В.Б. Экспериментальное исследование влияния геометрии ускорительного канала и внешнего магнитного поля на режимы течения плазмы в коаксиальном квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ) типа П-50А. // Физика плазмы. 1994, Т. 20, № 6, С.533-540.
8. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. вып. 8. С. 3-87.
9. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978.
10. Брушлинский К.В., Морозов А.И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. вып. 8. С. 88-163.

11. Брушлинский К.В., Заборов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И., Савельев В.В. Численное моделирование течений плазмы в КСПУ. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 147-157.
12. Козлов А.Н. Особенности динамики плазмы в КСПУ в процессе установления течения. // Физика плазмы. 1992. Т. 18, № 6. С. 714-723.
13. Козлов А. Н. Кинетика ионизации и рекомбинации в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 181-188.
14. Морозов А.И. Стационарные течения плазмы, сопровождающиеся ее сжатием. // ЖТФ. 1967. Т.37, вып. 12, С. 2147-2159.
15. Морозов А.И., Ковров П.Е., Виноградова А.К. Экспериментальное подтверждение существования стационарных самосжимающихся течений плазмы. // Письма в ЖЭТФ. 1968, 7, С. 257.
16. Морозов А.И. О процессах в магнитоплазменном компрессоре. // Физика плазмы. 1975. Т. 1, вып. 2, С. 179-191.
17. Брушлинский К.В., Морозов А.И., Палейчик В.В., Савельев В.В. Расчет компрессионных течений плазмы в коаксиальных каналах. // Физика плазмы. 1976. Т. 2, № 4. С. 531-541.
18. Козлов А.Н. Моделирование двумерных течений ионизирующегося газа и плазмы в коаксиальном ускорителе с учетом теплопроводности, излучения и процессов в электрической цепи. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, № 186, 1985.
19. Козлов А.Н. Расчет двумерных течений ионизирующегося газа и плазмы в коаксиальном ускорителе с учетом теплопроводности, излучения и процессов в электрической цепи. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, № 32, 1986.
20. Козлов А.Н. Аналитическая модель аксиально симметричных течений идеальной двухкомпонентной плазмы при наличии продольного магнитного поля. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2002, № 12.
21. Козлов А. Н. Влияние продольного магнитного поля на эффект Холла в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 165-175.
22. Козлов А.Н. Численная модель вращающихся осесимметричных потоков плазмы. Сопоставление с аналитической моделью. Препринт № 48. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2004.
23. Kozlov A.N. Modeling of rotating flows in the plasma accelerator channel with longitudinal magnetic field. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (10). 2005. № 1. P. 104-106.
24. Козлов А.Н. Моделирование осесимметричных вращающихся трансзвуковых потоков плазмы. // В сб. "Физика экстремальных состояний вещества" под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХМ РАН, Черногловка. 2005. С. 226-227.
25. 26. Козлов А.Н. Исследование вращающихся потоков плазмы на основе двумерной одножидкостной МГД-модели. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, 2005, № 69.

26. Козлов А.Н. Особенности динамика потоков плазмы в ускорителях при наличии продольного магнитного поля. // В сб. “Физика экстремальных состояний вещества - 2006” под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХМ РАН, Черногловка, 2006, с. 252-253.
27. Козлов А.Н. Динамика вращающихся потоков в канале плазменного ускорителя с продольным магнитным полем. // Физика плазмы. 2006, т. 32, № 5, с. 413-422.
28. Kozlov A.N. Plasma flow peculiarities in accelerator channel with longitudinal magnetic field. // AIAA Meeting Papers. 37-th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 5-6 June 2006. Sun Francisco, California. Paper AIAA 2006-3564, p. 1-16. Copyright 2006 by the American Institute of Aeronautics and Astronautics.
29. Kozlov A.N., Zaborov A.M. Formation of the current attachments in plasma accelerator channel under influence of the longitudinal magnetic field. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (11), 2006, № 12, p. 93-96.
30. Kozlov A.N. Basis of the quasi-steady plasma accelerator theory in the presence of a longitudinal magnetic field. // J. Plasma Physics, 2008, vol. 74, part 2, pp. 1-26 (в печати).
31. Брагинский С.И. Явление переноса в плазме. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. вып. 1. С. 183-272.
32. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001.
33. Оран Э., Борис Д.П. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990.
34. Радвогин Ю.Б. Квазимонотонные многомерные разностные схемы второго порядка. Препринт № 19. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1991.
35. Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. Поточковый вариант метода прогонки для разностных задач с сильно меняющимися коэффициентами. // ЖВМ и МФ. 1969. Т. 9, N 1. С. 211-218.

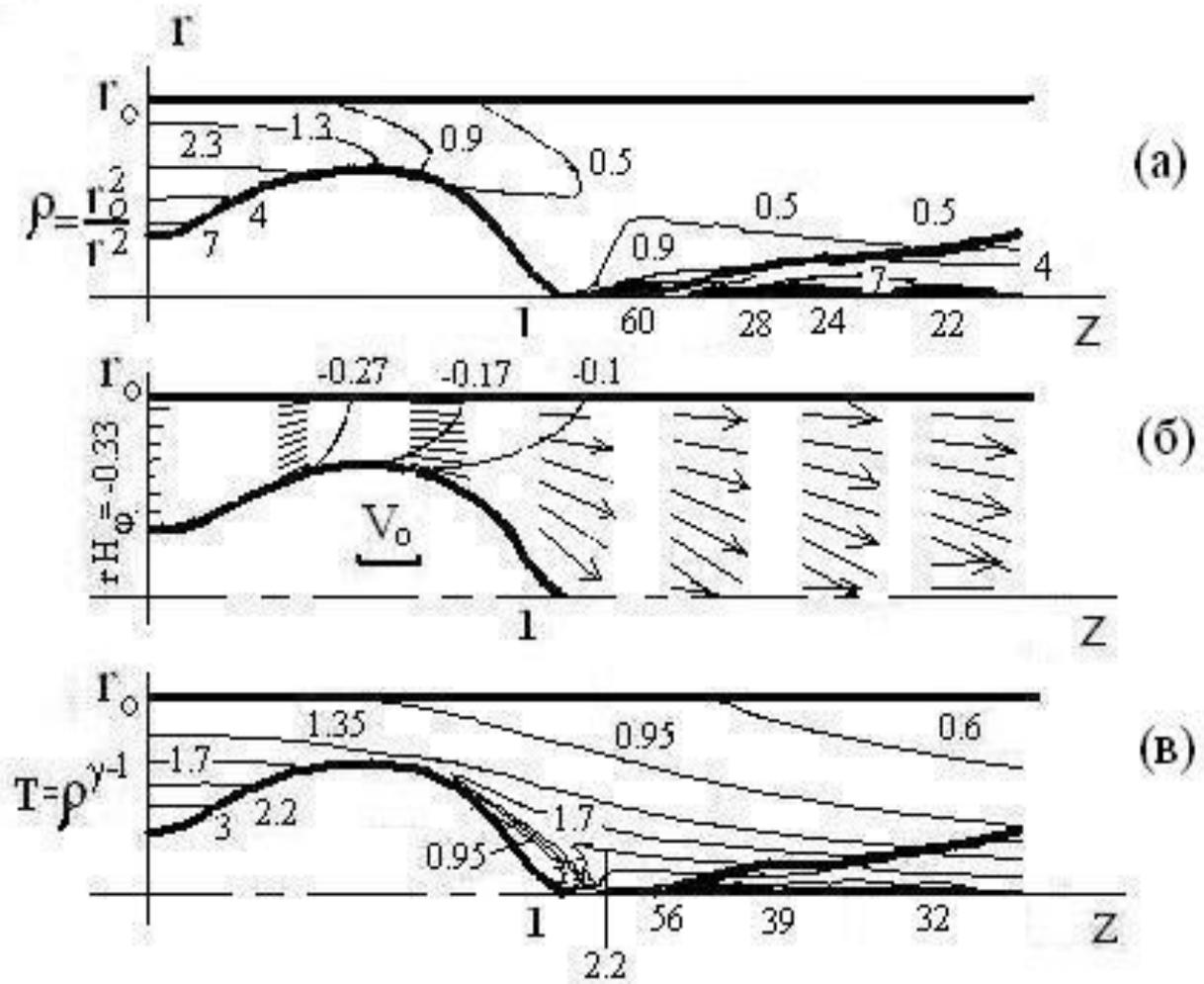


Рис. 1. Компрессионное течение плазмы в отсутствие продольного магнитного поля в случае неравномерной подачи на входе.

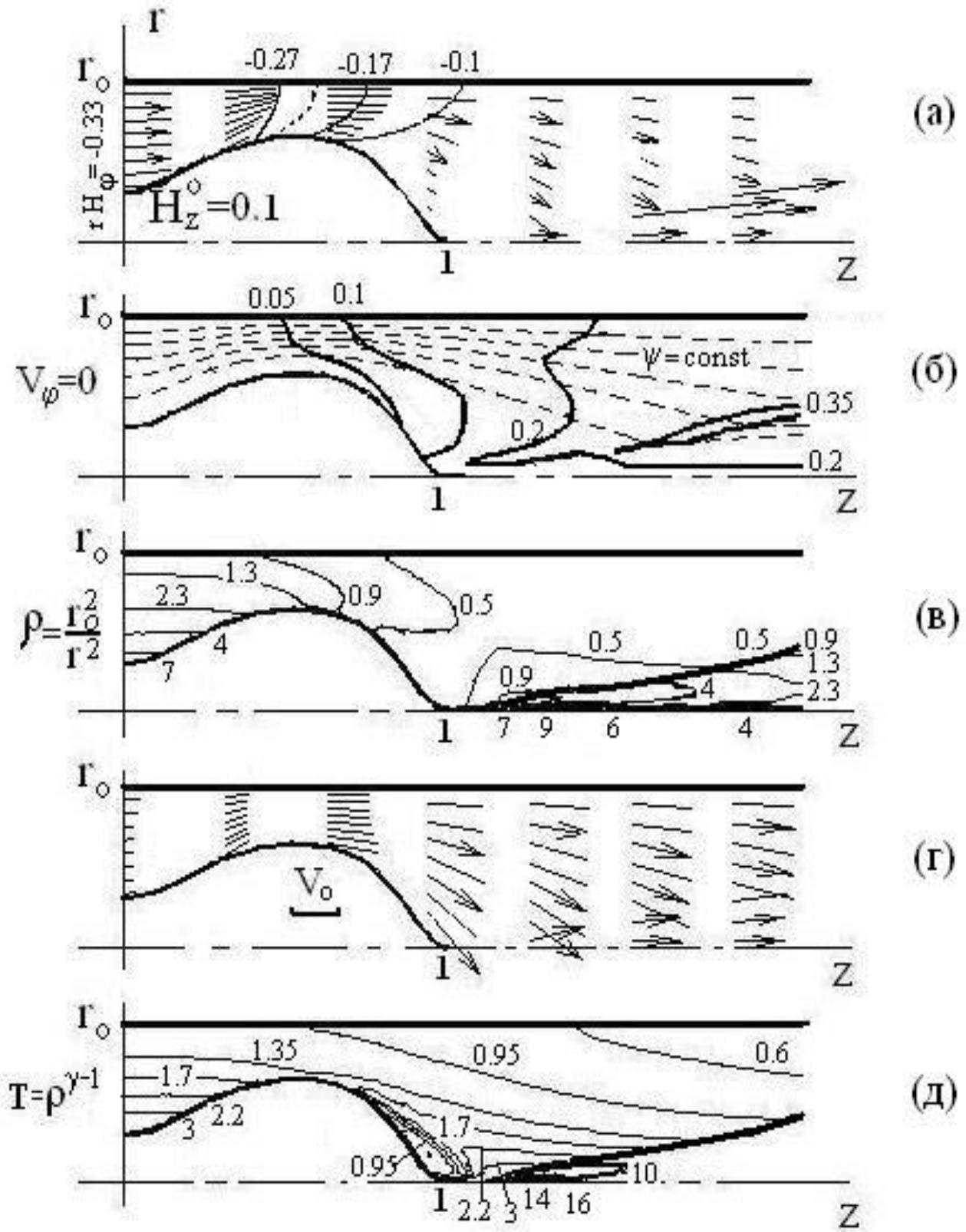


Рис. 2. Компрессионное течение плазмы в присутствии продольного магнитного поля $H_z^0 = 0.1$ при неравномерной подаче на входе.