

На правах рукописи

Морозов Александр Валерьевич

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
УПРАВЛЕНИЯ ВЕКТОРОМ ТЯГИ ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

Специальность 01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена на кафедре «Прикладная физика» Московского авиационного института (национального исследовательского университета)

Научный руководитель: **Котельников Михаил Вадимович**,
доктор физико-математических наук, доцент,
профессор кафедры «Прикладная физика»
ФГБОУ ВПО «Московского авиационного
института (национального
исследовательского института)» (МАИ)

Официальные оппоненты: **Киреев Владимир Иванович**,
доктор физико-математических наук,
профессор, профессор кафедры высшей
математики «Московского государственного
горного университета» (МГГУ), заслуженный
деятель науки РФ

Обухов Владимир Алексеевич ,
кандидат технических наук, старший
научный сотрудник, заместитель директора
«НИИ Прикладной механики и
электродинамики» (НИИПМЭ)

Ведущая организация: Московский государственный университет
приборостроения и информатики

Защита состоится «13» декабря 2013 года в 14:00 на заседании диссертационного совета Д212.125.14 при ФГБОУ ВПО «Московском авиационном институте (национальном исследовательском университете)», по адресу: 125993, Москва, А-80, ГСП-3, Волоколамское шоссе, д.4

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВПО «Московского авиационного института (национально исследовательского университета)».

Отзыв на автореферат, заверенный печатью организации, просим направлять по адресу 125993, Москва, А-80, ГСП-3, Волоколамское шоссе, д.4

Автореферат разослан « ___ » _____ 2013 г

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук, доцент

Гидаспов В. Ю.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Решение практических задач по исследованию и освоению космического пространства можно осуществлять с использованием электрических ракетных двигателей (ЭРД), в которых происходит ускорение ионизированного рабочего тела. В настоящее время в различных странах, включая Российскую Федерацию, проводятся интенсивные работы по созданию оптимальной конструкции ЭРД, предназначенного для этих целей. При этом актуальной задачей является управление вектором тяги движителя как по величине, так и по направлению. Возможны чисто механические методы управления, когда поворачивается весь движитель вместе с соплом или создаются дополнительные управляющие сопла, однако такие способы управления вектором тяги оказываются достаточно громоздкими и энергозатратными. Более привлекательными могут оказаться электромагнитные методы управления. Например, поворот вектора тяги можно осуществлять с помощью поперечного магнитного поля. Возникающие в этом случае электромагнитные силы отклоняют поток заряженных частиц перпендикулярно вектору скорости и вектору индукции магнитного поля.

Экспериментально такие работы были впервые проведены в лаборатории Ю.В. Кубарева в 1963 г. [1] В результате было разработано устройство управления полетом ракеты с плазменным движителем, отличающееся тем, что для изменения направления полета ракеты путем поворота струи плазмы в нем установлена магнитная система, состоящая из нескольких электромагнитов, симметрично расположенных на кольцевой раме, укрепленной на сопле движителя. Система позволяет создавать поперечное магнитное поле, отклоняющее поток плазмы на заданный угол. Изменение направления вектора тяги осуществляется без механического поворота сопла движителя ракеты или включения дополнительных управляющих движителей. Однако надежной математической модели управления направлением вектора тяги плазменного движителя с помощью магнитного поля до сих пор не разработано. Между тем вычислительные эксперименты совместно с физическими экспериментами позволяют более эффективно осуществить оптимизацию системы электромагнитного управления поворота вектора тяги ЭРД.

Целью работы является создание численной модели управления модулем и направлением вектора тяги, ее описание и анализ полученных результатов путем численного моделирования задачи о струе плазмы,

истекающей из сопла плазменного двигателя и ее взаимодействия с магнитным полем. Основываясь на вышесказанном, можно сделать вывод о том, что задача математического моделирования электромагнитного управления вектором тяги является актуальной.

Основные решаемые задачи:

- 1) Разработать физико-математические и численные модели для:
 - a. потока разреженной плазмы, истекающей из сопла прямоугольной формы;
 - b. потока разреженной плазмы, истекающей из сопла цилиндрической формы;
 - c. взаимодействия плоского потока разреженной плазмы с поперечным магнитным полем;
 - d. взаимодействие цилиндрического потока разреженной плазмы с осесимметричным магнитным полем.
- 2) Разработать и отладить пакеты прикладных программ для перечисленных выше случаев.
- 3) Провести вычислительные эксперименты с целью исследования структуры плазменных потоков (плоского и цилиндрического) и взаимодействия их с поперечным и продольным осесимметричным магнитным полем.
- 4) На основе полученных результатов оценить эффективность электромагнитного управления вектором тяги ЭРД.

Научная новизна результатов, полученных в диссертационной работе заключается в следующем:

- 1) Сформированы физико-математические модели, описывающие на кинетическом уровне динамику потока плазмы, истекающей из ЭРД для случая цилиндрического и прямоугольного сопла. Модели позволяют учитывать влияние самосогласованного электрического поля на поведение струи.
- 2) Разработаны вычислительные модели решения поставленной задачи для каждого из случаев на основе метода крупных частиц Давыдова с решением уравнения Пуассона методом конечных разностей.
- 3) Составлены нуль-мерные модели для наглядного упрощенного решения каждой из задач.
- 4) На основе алгоритмов, сформированных в рамках разработанных вычислительных моделей, для каждого из рассматриваемых случаев создано программное обеспечение, проведены вычислительные

эксперименты, позволяющие выявить оптимальные режимы управления вектором тяги ЭРД.

Практическая значимость диссертационной работы заключается в следующем:

- разработанные в первой главе пакеты прикладных программ по моделированию динамики потока плазмы, истекающей из ЭРД с прямоугольным и цилиндрическим соплом, могут найти применение при исследовании и оптимизации электрореактивных двигателей, а также методов их диагностики.
- Математические и численные модели взаимодействия потоков разреженной плазмы с поперечным магнитным полем полезны при конструировании поворотных узлов вектора тяги ЭРД; при создании систем по нейтрализации энергетического заряда высотных спутников; при исследовании других систем, где встречается поток плазмы в поперечном магнитном поле.
- Математические и численные модели взаимодействия потока плазмы с осесимметричным магнитным полем могут найти применение при создании системы по управлению модулем вектора тяги ЭРД.

Методы исследования. В разреженной плазме кинетическое уравнение Власова решалось методом характеристик, либо методом крупных частиц Ю.М. Давыдова. [4] В рассматриваемых задачах токи проводимости и смещения относительно малы и поэтому можно пренебречь собственными электромагнитными полями. В этих условиях система уравнений Максвелла сводится к уравнению Пуассона. Его решение на каждом временном слое осуществляется путем решения методом матричной прогонки системы уравнений полученных аппроксимацией исходного уравнения методом конечных разностей.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) Физико-математические и вычислительные модели динамики плоских и цилиндрических потоков разреженной плазмы.
- 2) Физико-математические и вычислительные модели взаимодействия потоков разреженной плазмы с поперечным и продольным осесимметричным магнитным полем.

- 3) Результаты вычислительных экспериментов по динамике потоков разреженной плазмы и взаимодействию их с внешними магнитными полями.

Достоверность полученных результатов подтверждается строгостью применяемых математических методов, а также совпадением результатов (там, где это возможно) с результатами, полученными в работах других авторов. [2, 3]

Апробация работы. Основные материалы диссертации докладывались на следующих конференциях:

- VIII Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях, г Алушта, 2010г.
- XXXVIII Международная конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 2011г.
- XVII Международная конференция по вычислительной механике и современным прикладным системам, г.Алушта, 2011г.
- 10-я Международная конференция Авиация и космонавтика, г. Москва, 2011 г.
- XXXIX Международная конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 2012г.
- IX Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях, г Алушта, 2012г.
- XL Международная конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 2013г.
- Инновации в авиации и космонавтике 2013, г Москва, 2013г.
- XVIII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным системам, г.Алушта, 2013г.

Публикации. По результатам научных исследований в рамках диссертационной работы опубликовано 16 работ, в том числе 3 статьи в периодических изданиях, включенных в перечень ВАК; 10 публикаций в тезисах докладов Международных и Всероссийских конференций; получено 3 свидетельства о государственной регистрации программ для ЭВМ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 49 наименований и приложений. Работа изложена на 112 страницах, содержит 48 рисунков

Основное содержание работы

Во введении обосновываются актуальность, научная новизна и практическая ценность исследуемой проблемы, формулируются задачи и цели диссертационной работы, излагается краткое содержание диссертации по главам, а также обзор работ предшествующих авторов.

В первой главе диссертации рассматривается задача моделирования динамики потока плазмы, истекающей из сопла плазменного двигателя. Предполагается, что плазма состоит из электронов и однозарядных ионов. Для описания динамики потока сформулирована физико-математическая модель, представляющая собой систему уравнений Власова для ионов и электронов (1) и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля (2):

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_{\alpha} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{v}} = 0, \quad \alpha = i, e. \quad (1)$$

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}; \quad \vec{E} = -\nabla \varphi \quad (2)$$

где \vec{F}_{α} - результирующая сила, отнесенная к единице массы. Индекс i относятся к ионам, e - к электронам, E , φ - напряженность и потенциал электростатического поля; ρ - объемная плотность заряда; ε_0 - электрическая постоянная. Начальные и граничные условия будут сформулированы ниже.

В первой части данной главы рассматривается геометрическая форма сопла в виде удлиненного прямоугольника. Для решения поставленной задачи вводится декартова система координат, показанная на рис.1.: ось Z направлена вдоль удлиненной стороны прямоугольного сопла; Y - вдоль вектора скорости потока; X - вдоль короткой стороны сопла, равной L . Такое сопло также называется соплом прямоугольного типа, где L - ширина сопла.

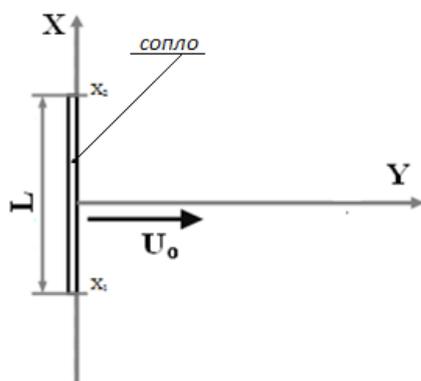


Рис.1 Расположение сопла в декартовой системе координат

Положение частицы в фазовом пространстве в общем случае будет определяться координатами x, y, z , v_x, v_y, v_z . Если удлиненная сторона сопла много больше короткой, можно пренебречь зависимостью функции распределения ионов и электронов от переменных z и v_z . В этом случае они будут зависеть только от четырех фазовых переменных и времени:

$$f_\alpha = f_\alpha(x, y, v_{x_\alpha}, v_{y_\alpha}, t). \quad (3)$$

Самосогласованная система уравнений (1) – (2) приводилась к безразмерному виду с помощью стандартной системы масштабов [2, 3] :

$$\text{масштаб длины} \quad M_L = r_{\text{Дебая}} = \left(\frac{\varepsilon_0 k T_i}{e^2 n_{i_0}} \right)^{1/2} \quad (4)$$

$$\text{масштаб скорости} \quad M_{v_\alpha} = (2kT_\alpha/m_\alpha)^{1/2}, \quad \alpha = i, e. \quad (5)$$

$$\text{масштаб концентрации} \quad M_n = n_{\text{сопло}} \quad (6)$$

$$\text{масштаб потенциала} \quad M_\varphi = kT_i/e \quad (7)$$

$$\text{масштаб индукции} \quad M_B = 2M_\varphi/(M_L M_{v_i}) \quad (8)$$

И в безразмерном виде система уравнений примет следующий вид (9-10):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_i}{\partial t} + v_{x_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} + v_{y_i} \frac{\partial f_i}{\partial y} + \frac{1}{2} \left(E_x \frac{\partial f_i}{\partial v_{x_i}} + E_y \frac{\partial f_i}{\partial v_{y_i}} \right) = 0 \\ & \frac{\partial f_e}{\partial t} + \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \left(v_{x_e} \frac{\partial f_e}{\partial x} + v_{y_e} \frac{\partial f_e}{\partial y} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i T_i}{m_e T_e}} \left(E_x \frac{\partial f_e}{\partial v_{x_e}} + E_y \frac{\partial f_e}{\partial v_{y_e}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = n_e - n_i; \quad (10)$$

В качестве начального распределения частиц на срезе сопла было выбрано равновесное распределение Максвелла:

$$f_\alpha = n_0 (m_\alpha / (2\pi k T_\alpha))^{3/2} \cdot \exp \left[- \frac{m_\alpha (v - U_0)^2}{2kT_\alpha} \right] \quad (11)$$

где n_0 - концентрация частиц на срезе сопла.

Как показали методические расчеты, начальное распределение существенно влияет на процесс установления решения, но оказывает слабое влияние на стационарное решение.

Примем за начало отсчета потенциала поверхность на срезе сопла. $\varphi_{\text{на срезе сопла}} = 0$. Так как расчетная область выбирается достаточно большой, а поток плазмы в конечном счете распадается на внешней границе, в качестве граничных условий берутся значения концентрации и функций распределения окружающей среды, то есть, для вакуумного пространства: $f_\alpha = 0, \varphi = 0$.

Для определения качественного поведения струи была разработана «нуль-мерная» модель задачи. Ее суть заключается в том, что она допускает моделирование блоками и описание с помощью обыкновенных дифференциальных уравнений. Несмотря на подобное упрощение задачи, данные модели в ряде случаев позволяют описать плазменную систему в целом. В результате решения нуль-мерной системы были получены следующие зависимости:

$$E(x) = n_i(1 - \delta)x \quad (12)$$

$$\varphi(x) = n_i/2 * (1 - \delta)(L^2/4 - x^2) \quad (13)$$

Где L – ширина сопла, x – расстояние от центра сопла $\delta = n_e/n_i$, а n_e и n_i – концентрация электронов и ионов соответственно. Величина $\delta < 1$, т.к. в начальный момент времени часть электронов покидает область среза вследствие их больших тепловых скоростей. Графически полученные зависимости представлены на рисунке 2:

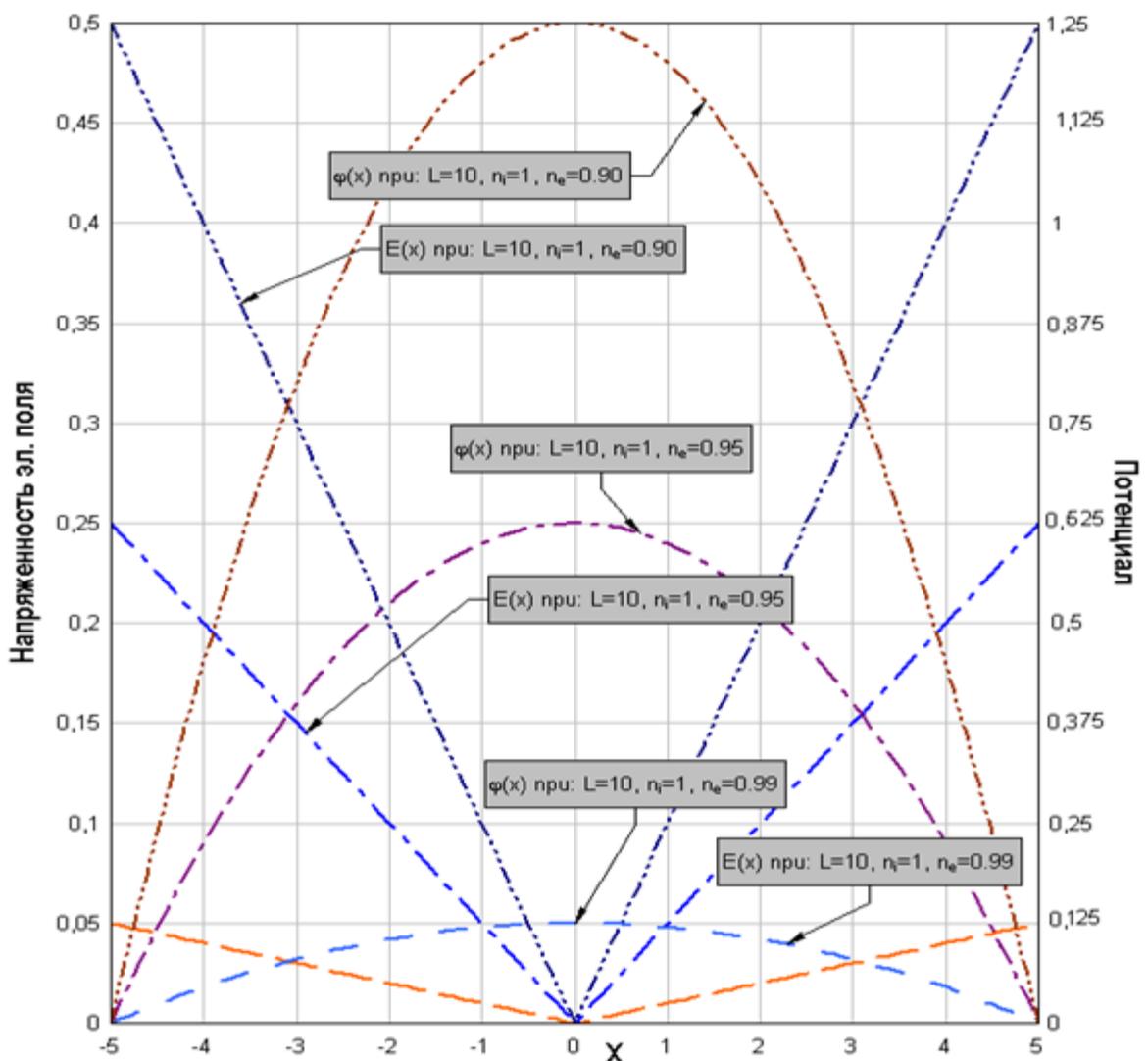


Рис.2 Графики зависимости потенциала и электрического поля от x

С использованием разработанной программы проведены серии численных расчетов. Для численного решения безразмерной системы уравнений (9) – (10) с начальными и граничными условиями используется метода крупных частиц для решения кинетических уравнений Власова. Уравнение Пуассона решалось с использованием метода матричной прогонки. При проведении расчетов исследовались изменения функций распределения частиц и напряженности самосогласованного электрического поля. В качестве характерных параметров задачи рассматривались: безразмерная скорость на срезе сопла U_0 , безразмерная ширина сопла L и отношения температур ионов и электронов $\varepsilon = \frac{T_i}{T_e}$.

На рис. 3 приведены поля концентраций ионов при различных значениях указанных параметров задачи. При повышении начальной скорости U_0 и отношения температур ε , поля концентраций приобретают более остроконечный вид, что связано с увеличением температуры электронов относительно ионов, которое оказывает влияние на распределение потенциала в потоке, приводя к образованию "ям" отрицательного заряда (рис. 4).

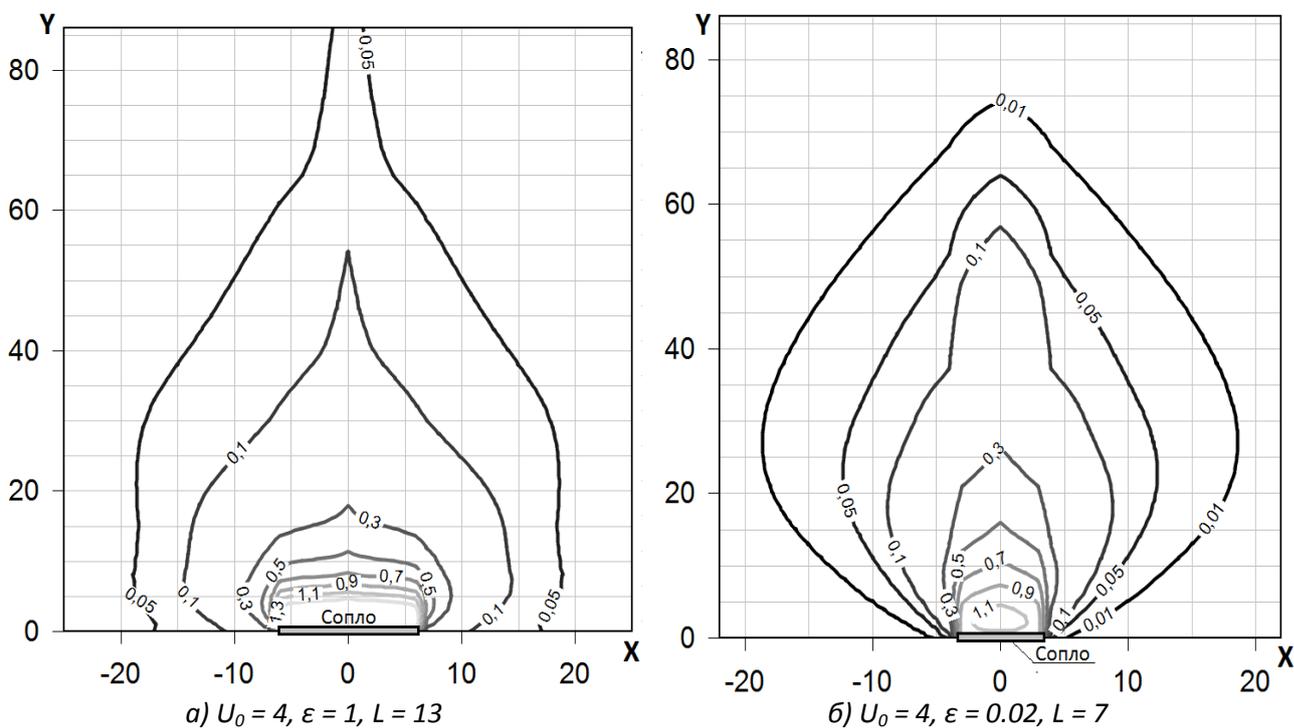


Рис.3 Профили концентрации ионов

Из функций распределения, приведенных на рис. 5, видно, что образующийся отрицательный потенциал притягивает ионы, тем самым увеличивая их скорость, что и оказывает влияние на поток ионов и поле

концентраций. С увеличением направленной скорости U_0 , происходит резкий рост максимума потенциала, а увеличение температуры электронов уменьшает потенциал и даже приводит к образованию "ямы" потенциала. При уменьшении ширины сопла L максимум потенциала становится меньше, что связано с более быстрым рассеиванием ионов и электронов по оси X . С увеличением расстояния по оси Y ФРИ приобретает все более вытянутую форму по оси v_y , сдвигаясь в сторону возрастания v_y . С ростом координаты Y насыщение ФРИ уменьшается, что связано с уменьшением концентрации n_i , n_e из-за рассеивания, что также отчетливо наблюдается в описанной в предыдущем параграфе блочной «нуль-мерной» модели. Поскольку тепловая скорость электронов много больше направленной, их функции распределения мало отличаются от начальных (максвелловских).

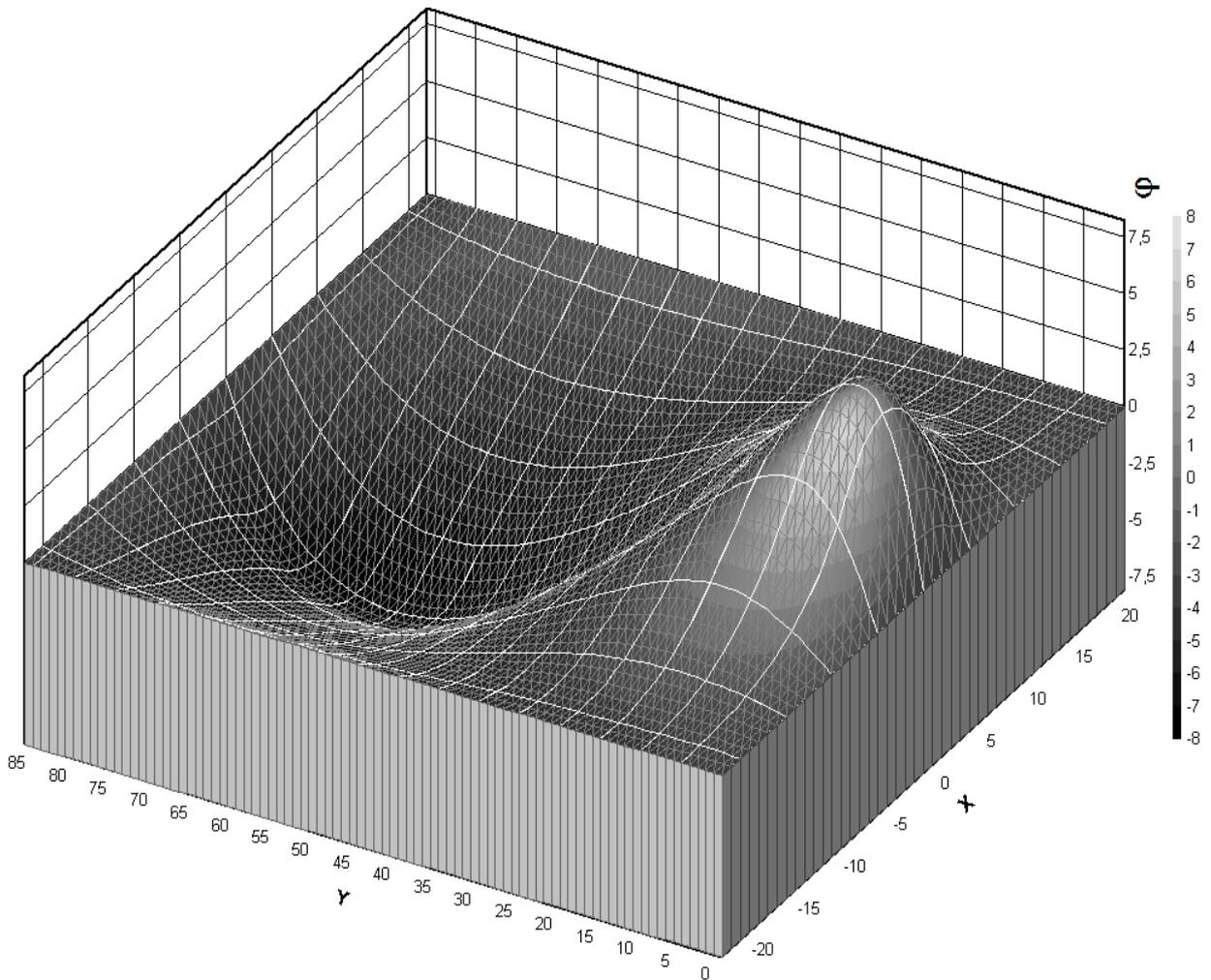


Рис.4 3х мерное распределение потенциала $U_0 = 4$, $\epsilon = 0.02$, $L = 7$

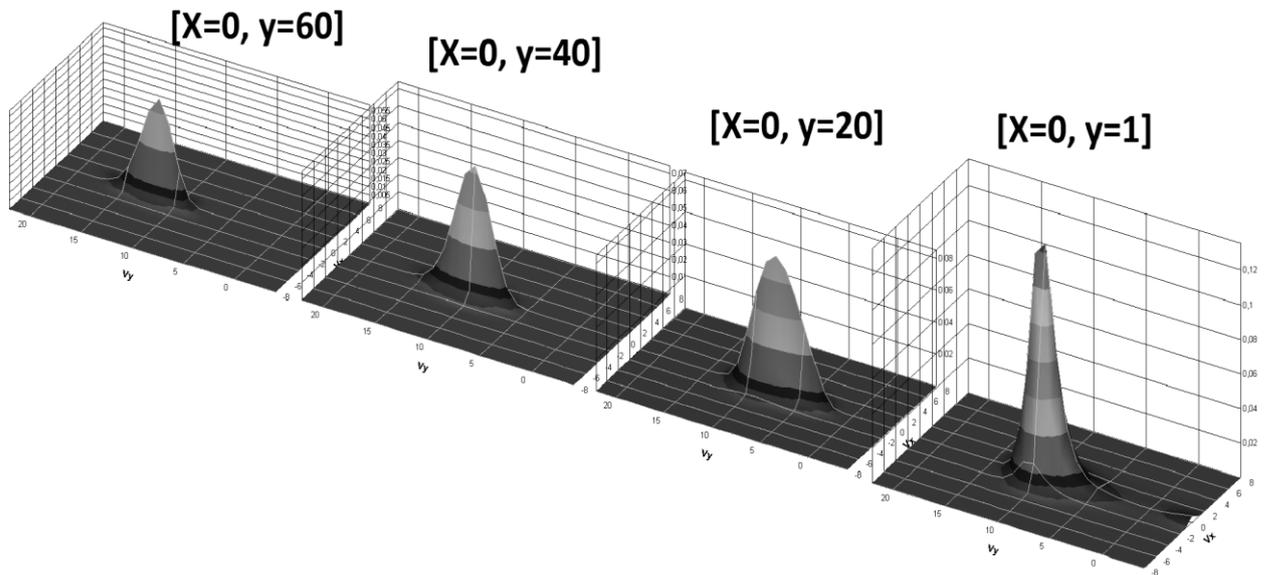


Рис.5 Функции распределения ионов $U_0 = 10, \varepsilon = 1, L = 13$

Во второй части первой главы диссертации рассматривается задача моделирования динамики потока плазмы, истекающей из сопла плазменного двигателя цилиндрической геометрии. В данной случае используется следующая система координат, представленная на рис. 6:

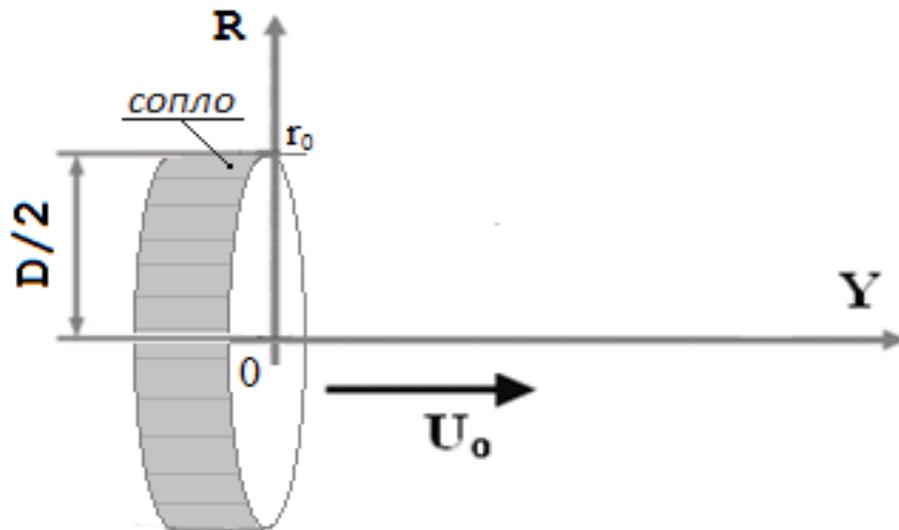


Рис.6 Расположение сопла в цилиндрической системе координат

Учитывая осевую симметрию задачи, распределение частиц и потенциал инвариантны относительно вращения вокруг оси Y , т.е.: $\frac{\partial f_\alpha}{\partial \theta} = \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0$, где θ – азимутальный угол. С учетом этого система уравнений Власова-Пуассона (1-2) будет уже 5мерной и нестационарной и в безразмерном виде записывается так:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \sqrt{\frac{\varepsilon_\alpha}{\mu_\alpha}} \cdot \left(v_{r_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} + v_{y_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial y} \right) + \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_\alpha}{\mu_\alpha}} \cdot \frac{v_{\theta_\alpha}^2}{r} + \frac{Z_\alpha}{2\sqrt{\delta_\alpha}} \cdot E_r \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{r_\alpha}} - \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_\alpha}{\mu_\alpha}} \cdot \frac{v_{r_\alpha} v_{\theta_\alpha}}{r} \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{\theta_\alpha}} + \left(\frac{Z_\alpha}{2\sqrt{\delta_\alpha}} \cdot E_y \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{y_\alpha}} = 0, \quad (14)$$

где $\varepsilon_\alpha = \frac{T_\alpha}{T_i}$ $\mu_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_i}$ $\delta_\alpha = \frac{T_\alpha m_\alpha}{T_i m_i}$

$$Z_\alpha = \begin{cases} +1, & \text{при } \alpha = i \\ -1, & \text{при } \alpha = e \end{cases} \quad \alpha = i, e.$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = (n_e - n_i); \quad (15)$$

Начальные и граничные условия соответствуют случаю щелевого сопла. Для определения качественного поведения струи была также составлена «нуль-мерная» модель задачи. В результате решения нуль-мерной системы были получены следующие зависимости:

$$E(r) = \begin{cases} \frac{en_i(1-\delta)}{2\varepsilon_0} r, & \text{при } r_0 \geq r \\ \frac{en_i(1-\delta)r_0^2}{2\varepsilon_0} \frac{1}{r}, & \text{при } r \geq r_0 \end{cases} \quad (16)$$

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{en_i(1-\delta)}{4\varepsilon_0} (r_0^2 - r^2), & \text{при } r \leq r_0 \\ -\frac{en_i(1-\delta)}{2\varepsilon_0} r_0^2 \ln \frac{r}{r_0}, & \text{при } r \geq r_0 \end{cases} \quad (17)$$

где $\delta = n_e/n_i$ - отношение концентраций электронов и ионов, а r_0 - радиус

сопла. Отметим, что зависимость 16 при $r \leq r_0$ с точностью до коэффициента $\frac{1}{2}$ совпадает с аналогичной формулой (12) для потока плазмы, истекающим из ЭРД с прямоугольным соплом. Графически полученные зависимости представлены на рисунке 7.

Составленные пакеты прикладных программ для систем (14-15) с соответствующими начальными и граничными условиями были использованы при проведении вычислительных экспериментов, в результате которых получены и исследованы функции распределения заряженных частиц, напряженности и потенциала самосогласованного электрического поля.

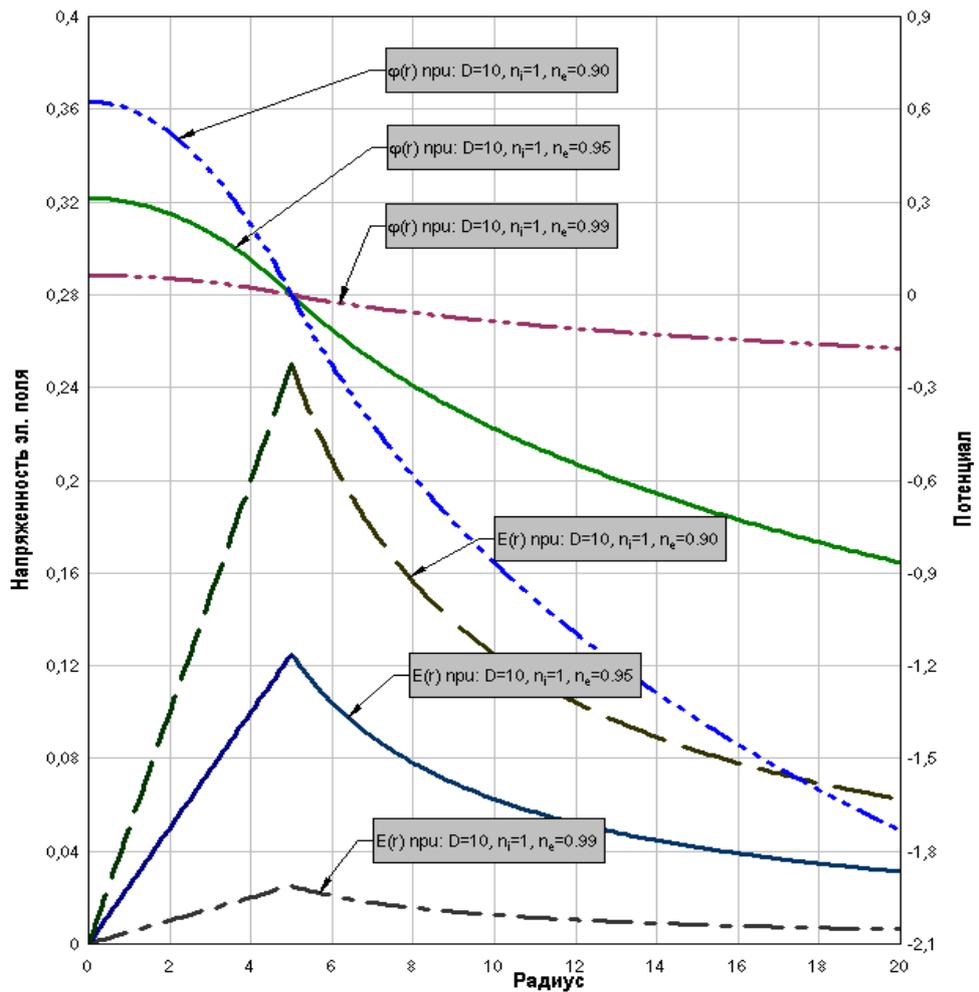
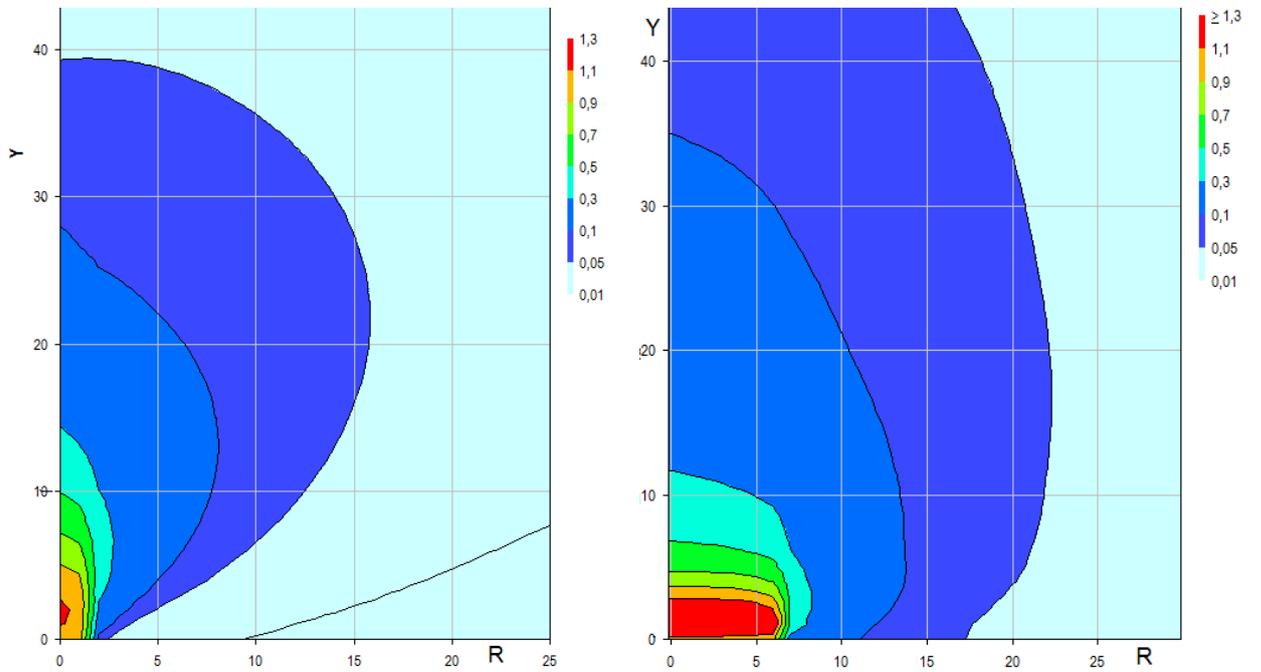


Рис.7 Графики зависимости потенциала и электрического поля от r при $r_0 = 5$



а) $U_0 = 4, \epsilon = 1, D = 8$

б) $U_0 = 4, \epsilon = 0.5, D = 8$

Рис.8 Профили концентрации ионов

На рис. 8 приведены профили концентраций ионов при различных параметрах задачи, указанных на рисунках. В сравнении с полученными ранее результатами для случая с соплом прямоугольного типа (см. рис.3) стоит отметить большую схожесть полученных результатов с полученными ранее в 1й части данной главы, что подтверждается и почти идентичными результатами нуль-мерных моделей. На рис. 9 отчетливо видно что максимум потенциала возрастает с уменьшением начальной направленной скорости (рис. 9а) и уменьшается с уменьшением отношения температур ионов и электронов ε (рис. 9б). Как и в случае рассмотренной ранее в 1 части данной главы рост температуры электронов приводит к увеличению их тепловой скорости и более быстрому разделению частиц. Из-за образовавшегося максимума потенциала поток ионов сильнее прижимается к оси Y и медленнее рассеивается в пространстве.

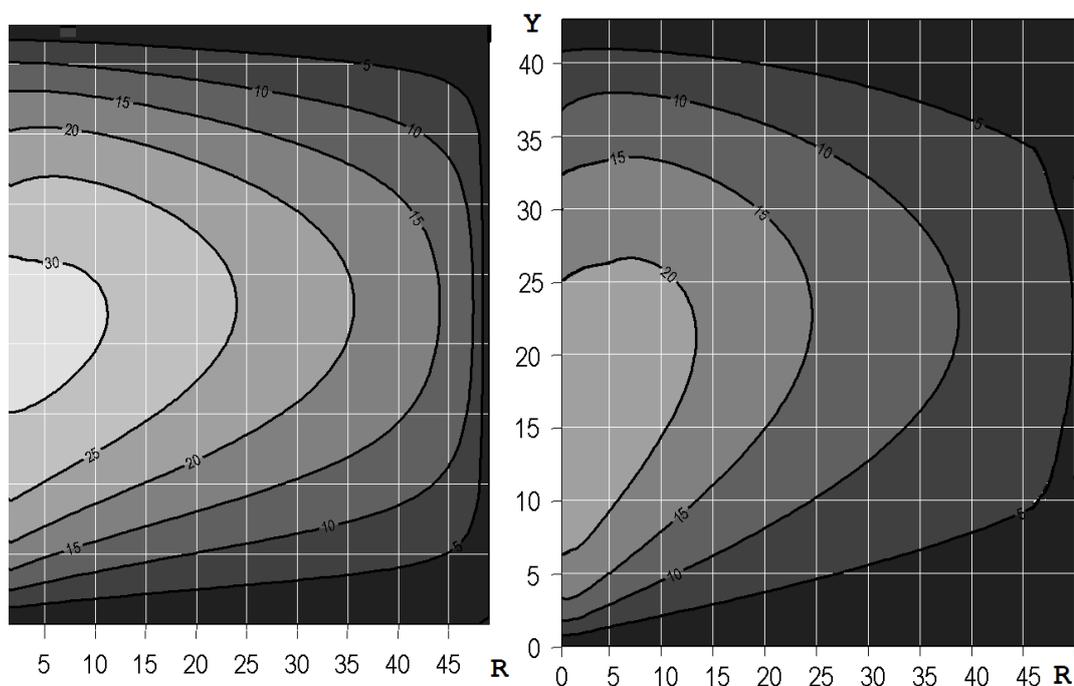


Рис.9 2х мерное распределение потенциала- а) $U_0 = 4, \varepsilon = 1, D = 4$ б) $U_0 = 4, \varepsilon = 0.5, D = 4$

Во второй главе рассматривается задача моделирования в поперечном магнитном поле динамики поворота потока истекающего из сопла прямоугольного типа разреженной плазмы, состоящей из электронов и однозарядных ионов. Аналогично случаю, исследуемому в первой главе, для описания процессов переноса и динамики частиц в вакуумном пространстве использовалась приведенная к безразмерному виду система уравнений Власова для обоих сортов частиц и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля. Выбранная геометрическая форма

сопла и направление индукции магнитного поля вдоль оси Z (рис. 1) предполагает использование декартовой системы координат для записи уравнений модели и позволяет в силу имеющейся симметрии уменьшить количество фазовых переменных с шести до четырех:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_{x_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} + v_{y_i} \frac{\partial f_i}{\partial y} + \left(\frac{1}{2} E_x + B v_{y_\alpha} \right) \frac{\partial f_i}{\partial v_{x_i}} + \left(\frac{1}{2} E_y - B v_{x_\alpha} \right) \frac{\partial f_i}{\partial v_{y_i}} = 0$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \left(v_{x_e} \frac{\partial f_e}{\partial x} + v_{y_e} \frac{\partial f_e}{\partial y} \right) - \quad (18)$$

$$\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i T_i}{m_e T_e}} E_x + B v_{y_\alpha} \right) \frac{\partial f_e}{\partial v_{x_e}} - \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i T_i}{m_e T_e}} E_y - B v_{y_\alpha} \right) \frac{\partial f_e}{\partial v_{y_e}} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = n_e - n_i; \quad (19)$$

В уравнении (18) B – безразмерная индукция магнитного поля, масштаб обезразмеривания стандартный (8) [2, 3].

Для данной задачи также была составлена нуль-мерная модель задачи, в результате чего была получена зависимость в безразмерном виде:

$$\sin(\Delta \beta) = \frac{h \cdot B}{U} \quad (20)$$

где: h – безразмерная величина области вдоль направления вектора скорости \vec{U} , в котором имеется магнитное поле, а $\Delta \beta$ – угол поворота вектора тяги плазменного движителя при прохождении участка h с магнитным полем индукции B . Как видно, угол поворота прямо пропорционален величине магнитной индукции и обратно пропорционален скорости движения частицы.

Для численного решения безразмерной системы уравнений (18) с соответствующими начальными и граничными условиями используется метод крупных частиц. Входящие в уравнения (18) величины E_x , E_y получились путем решения уравнения (19) одним из методов решения уравнения Пуассона. Этот метод позволяет моделировать физический процесс установления функции распределения заряженных частиц в потоке плазмы. При проведении расчетов исследовались эволюция функций распределения заряженных частиц, напряженности и потенциала самосогласованного электрического поля в зависимости от различных значений скорости потока, индукции магнитного поля и отношения температур ионов и электронов, а также ширины прямоугольного сопла.

На рис. 10 даны ФРИ для струи с относительно небольшой начальной скоростью U_0 , и относительным небольшим однородным магнитным полем ($B_0 = 0.05$), которое в рассматриваемой области незначительно влияет на ФРИ. Куполы ФРИ имеют максимальное наполнение на оси струи, что свидетельствует о том, что на оси имеет место максимум концентраций ионов. С ростом x , при $y = \text{const}$ наполнение куполов ФРИ монотонно уменьшается и спадает до нуля на границах потока. А с увеличением координаты y при $x = \text{const}$ наполнение куполов ФРИ падает, что связано с расширением потока плазмы и перераспределением концентрации вдоль радиуса. При этом поток заряженных частиц сквозь поперечное сечение струи остается постоянным.

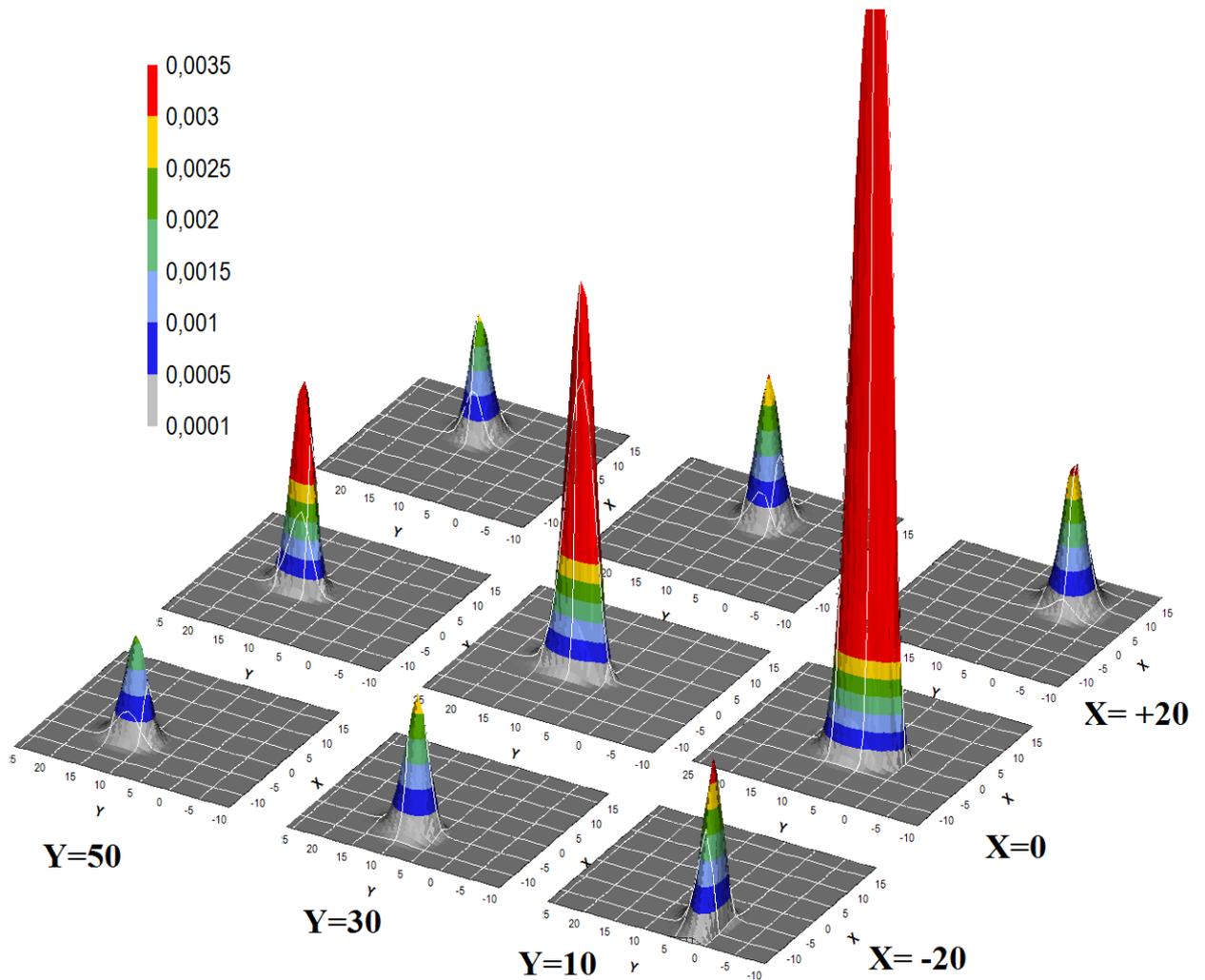


Рис.10 Функции распределения ионов ($B=0.05$, $U_0=4.0$, $\epsilon=0.5$, $L=13$)

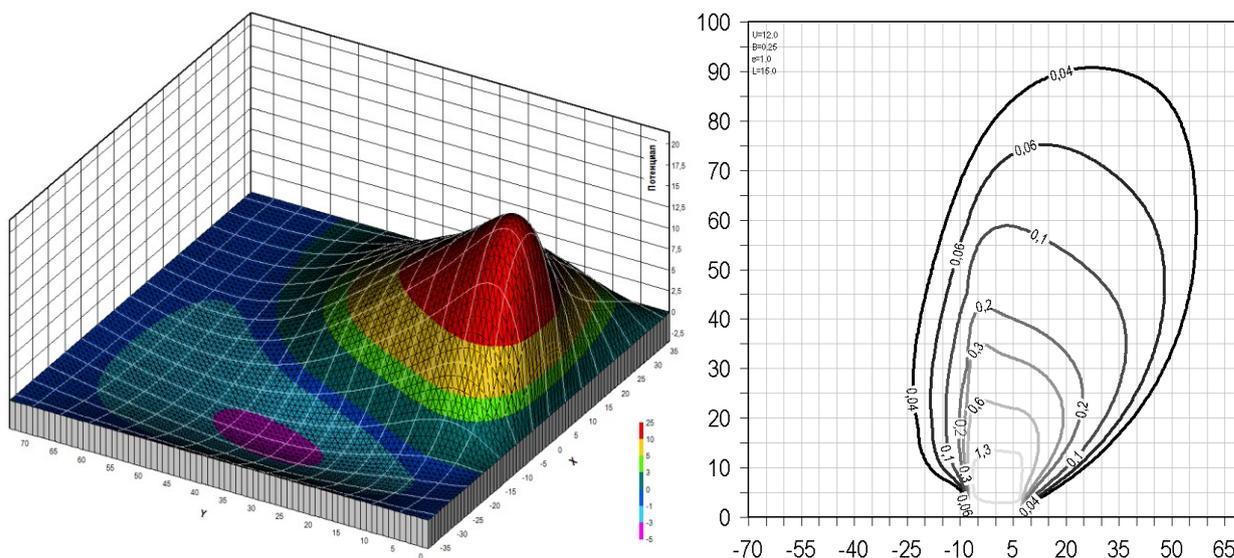


Рис.11 Поле потенциалов и профиль концентрации ионов.

Расчеты показали, что безразмерная скорость U_0 на срезе сопла должна иметь достаточно большие значения: $U_0 > 8$. В противном случае при относительно малых значениях индукции магнитного поля ($B_0 < 0.05$) поворот практически не происходит, т.к. струя «разваливается» на расстояниях от сопла много меньших ларморовского радиуса для ионов. При относительно больших значениях индукции магнитного поля и малых скоростях ионы и электроны становятся замагниченными и струя не может распространяться по оси Y . Увеличение ширины сопла L приводит к более раннему распаду струи, что негативно сказывается на повороте вектора тяги. В то же время отношение температур (параметр ε) оказывает благотворительное воздействие на поворот струи (рис 11), что объясняется более ранним распадом струи из-за разделения ионов и электронов.

Во второй части второй главы были рассмотрены различные случаи с неоднородным магнитным полем. Для этого параллельно оси X на расстоянии H размещалось поперечное магнитное поле с индукцией \vec{B} , шириной H_w . При этом были исследованы различные профили магнитного поля – линейный, синусоидный, ступенчатый. Влияние профиля магнитного поля на угол отклонения следа оказался не существенным – чем плавнее переход магнитного поля, тем меньше «разваливается» струя при малых концентрациях.

В результате было выявлено, что сильное влияние на поворот потока оказывает ширина сопла, что объясняется возрастанием положительного максимума потенциала вблизи сопла, препятствующему повороту следа. С уменьшением начальной направленной скорости струи возрастает и угол

поворота вектора тяги, что объясняется полученной в нуль-мерной модели (20).

Уменьшение отношения температур ε оказывает крайне негативное воздействие на модуль вектора тяги, так как увеличение разности температур приводит к быстрому разделению отрицательных и положительных частиц, в результате чего резко возрастает положительный максимум потенциала.

В третьей главе диссертации исследуется случай истечения плазмы из цилиндрического сопла в неоднородное осесимметричное магнитное поле, создаваемое круговым витком, соленоидом или катушкой индуктивности, которые размещены на некотором расстоянии от среза сопла. Аналогично случаю, исследуемому в первой главе, для описания процессов переноса и динамики частиц в вакуумном пространстве использовалась приведенная к безразмерному виду система уравнений Власова для обоих сортов частиц и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля. Выбранная геометрическая форма сопла предполагает использование цилиндрической системы координат, таким образом система уравнений Власова-Пуассона примет следующий вид:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \sqrt{\frac{T_\alpha m_i}{T_i m_\alpha}} \cdot v_{r_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} + \sqrt{\frac{T_\alpha m_i}{T_i m_\alpha}} \cdot v_{y_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial y} + \\
& + \left(\sqrt{\frac{T_\alpha m_i}{T_i m_\alpha}} \cdot \frac{v_{\theta_\alpha}^2}{r} + \frac{q_\alpha}{e} \left(\frac{1\sqrt{T_i m_i}}{2\sqrt{T_\alpha m_\alpha}} \cdot E_r + \frac{m_i}{m_\alpha} \cdot v_{\theta_\alpha} B_y \right) \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{r_\alpha}} - \\
& - \left(\sqrt{\frac{T_\alpha m_i}{T_i m_\alpha}} \cdot \frac{v_{r_\alpha} v_{\theta_\alpha}}{r} + \frac{q_\alpha}{e} \frac{T_i m_i}{T_i m_\alpha} \cdot (v_{r_\alpha} B_y - v_{y_\alpha} B_r) \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{\theta_\alpha}} + \\
& + \frac{q_\alpha}{e} \cdot \left(\frac{1\sqrt{T_i m_i}}{2\sqrt{T_\alpha m_\alpha}} E_y + \frac{m_i}{m_\alpha} \cdot v_{\theta_\alpha} B_r \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{y_\alpha}} = 0
\end{aligned} \tag{21}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = (n_e - n_i); \tag{22}$$

Прежде чем проводить вычислительные эксперименты по решению систем (21-22) с системой начальных и граничных условий, физические процессы были исследованы в приближении «нуль-мерной модели». Учитывалось дрейфовое движение заряженных частиц в скрещенных электрических и

магнитных полях, а также дрейф в неоднородном магнитном поле [5]. Воздействие указанных причин в конечном итоге приводит к вращательному движению струи плазмы и возникновению потока в радиальном направлении. В результате потоки вдоль оси Y снижаются, что ведет к снижению модуля вектора тяги. После такого предварительного анализа проведено численное решение пятимерной нестационарной задачи (21-22) с системой начальных и граничных условий. Алгоритм решения аналогичен алгоритму изложенному в главах 1, 2. Получены ФРИ и ФРЭ, профили самосогласованного электрического поля, поля концентрация и скоростей заряженных частиц на выходе из области неоднородного осесимметричного магнитного поля. На рис. 12 приведены изолинии концентраций без магнитного поля (рис 12а) и с магнитным полем (рис 12б). Сравнение рисунков показывает, что происходит снижение концентрации на выходе из области магнитного поля, а значит и снижение модуля вектора тяги. Полученные результаты согласуются с выводами из «нуль-мерной» модели.

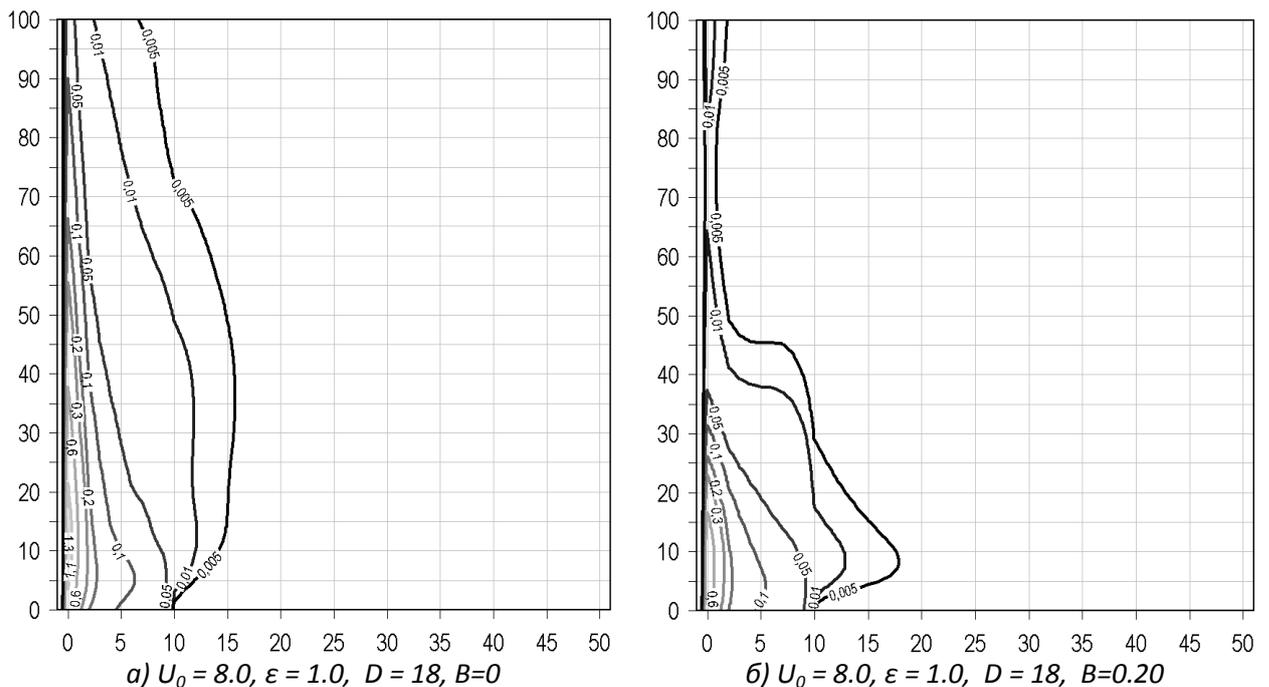


Рис. 12. Профили концентрации ионов

В заключении сформулируем основные результаты и выводы.

- 1) Разработаны физико-математические и численные модели следующих взаимосвязанных задач:
 - а. Динамика и структура потока разреженной плазмы, истекающей из сопла ЭРД прямоугольной формы. Обнаружен максимум

- самосогласованного электрического потенциала на некотором удалении от среза сопла и исследовано его влияние на динамику потока.
- b. Динамика и структура потока разреженной плазмы, истекающей из сопла ЭРД цилиндрической геометрии. Особенность потока в данном случае повторяет случай плоского потока.
 - c. Взаимодействия плоского потока разреженной плазмы с поперечным магнитным полем. Получена зависимость угла поворота струи плазмы от параметров задачи.
 - d. Взаимодействие цилиндрической струи плазмы с осесимметричным неоднородным магнитным полем. Показана зависимость модуля вектора тяги от величин и профиля магнитного поля.
- 2) Для перечисленных в п.1 задач созданы пакеты прикладных программ, позволяющие вести численные эксперименты на ЭВМ средней мощности.
- 3) Получены результаты по углам поворота вектора тяги и изменению модуля вектора тяги в зависимости от параметров задачи.
- 4) Решение перечисленных выше задач проведено на двух уровнях
- a. На примере упрощенной «нуль-мерной» модели
 - b. В фазовом пространстве, содержащем 4 или 5 переменных в нестационарной постановке при наличии трех или четырех параметров, подлежащих варьированию.

Цитируемая литература

1. Кубарев Ю.В. «Полеты на марс, электрореактивные двигатели настоящего и будущего». Наука и технологии в промышленности. 2006. № 2, с. 19-35.
2. Котельников В.А., Ульданов С.В., Котельников М.В. «Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы». М.: Наука, 2004, 422 с.
3. Котельников В.А., Котельников М.В., Гидаспов В.Ю. «Математическое моделирование обтекания тел потоками столкновительной и бесстолкновительной плазмы». М.: Физматлит, 2010г., 288 с.
4. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. «Методы крупных частиц в газовой динамике». М.: Наука, 1982г., 392с.
5. А.И. Морозов. «Введение в плазмодинамику». М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008г., 613с.

Список публикаций по теме диссертации

I. Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России:

1. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «О зондовых измерениях в следе спутника», Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск №44 за 2011 год. Объем статьи 9 страниц.
2. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «Математическое моделирование потока разреженной плазмы, истекающей из плазменного двигателя.» Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск №50 за 2012 год. Объем статьи 8 страниц.
3. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «Математическое моделирование поворота струи плазмы, истекающей из плазменного двигателя, поперечным магнитным полем.» Журнал «Вестник Московского авиационного института», 2013, т.20, №2, стр. 98-105.

II. Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации:

4. Морозов А.В. Котельников М.В. «Зондовые измерения в следе спутника» Сборник трудов VIII Международной конференции неравновесным процессам в соплах и струях» 281-282 стр., 2010г.
5. Морозов А.В. Котельников М.В. «Численное моделирование управления вектора тяги плазменного двигателя с помощью магнитного поля» Сборник тезисов «XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС». 223стр., 2011г.
6. Морозов А.В. Котельников М.В. «Исследование параметров плазмы в струе плазменного двигателя методами численного моделирования» Сборник тезисов «Материалы XVII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным системам». 562стр., 2011г.
7. Морозов А.В. Котельников М.В. «Математическое моделирование потока разряженной плазмы истекающего из прямоугольного сопла ЭРД» Сборник тезисов «10-я Международная конференция Авиация и космонавтика - 2011». 167стр., 2011г.
8. Морозов А.В. Нгуен С.Т., Котельников М.В. «О влиянии краевого и концевых эффектов на зондовые измерения в разреженной плазме» Сборник тезисов «XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС». 176стр., 2012г.

9. Морозов А.В. Котельников М.В. «Численное моделирование потока разреженной плазмы, истекающего из цилиндрического сопла» Сборник тезисов «XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС». 187стр., 2012г.
10. Морозов А.В. Котельников М.В. «Математическое моделирование потока разреженной плазмы, истекающего из цилиндрического сопла, в магнитном поле.», Сборник тезисов «Материалы IX международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях» 197 стр., 2012г.
11. Морозов А.В. Котельников М.В. «Численное моделирование струи разреженной плазмы, истекающей из цилиндрического сопла ЭРД.», Сборник тезисов «XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС» 193 стр., 2013г.
12. Морозов А.В. Котельников М.В. «Компьютерное моделирование управления модулем вектора тяги ЭРД с помощью магнитного поля» Сборник тезисов «Инновации в авиации и космонавтике 2013». 182 стр., 2013г.
13. Морозов А.В. Котельников М.В. «Влияние величины и профиля осевого магнитного поля на модуль вектора тяги ЭРД» Сборник тезисов «Материалы XVIII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным системам». 631-632 стр., 2013г.
14. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «Программа обработки вольтамперных характеристик двух ориентированных цилиндрических зондов в потоке разреженной плазмы» // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011610442.
15. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «Математическое моделирование взаимодействия потока разреженной плазмы с поперечным магнитным полем» // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2012661359
16. Морозов А.В. Котельников М.В. Котельников В.А. «Математическое моделирование потока разреженной плазмы, истекающей из сопла ЭРД прямоугольной формы» // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2012661360.