

Отчет от пользователя schweigert, e-mail: ischweig@itam.nsc.ru

Состав коллектива:

Швейгерт И.В., в.н.с. Института Теоретической и Прикладной Механики СОРАН (ИТПМ СО РАН);

Александров А.Л., с.н.с. ИТПМ СО РАН;

Вагапов С.А., студент Физического Факультета НГУ, 3 курс, гр. 15310, курсовая работа, рук. Швейгерт И.В.

I. *Тема работы:* PIC-MCC моделирование периодических структур плазмы Холловского трастера в радиальном магнитном поле.

II. *Состав коллектива:* в.н.с. Швейгерт И.В. (ИТПМ СОРАН), с.н.с. Александров А.Л. (ИТПМ СОРАН), студент Вагапов С. (ФФ НГУ)

III. *Научное содержание работы:*

1. *Постановка задачи, состояние проблемы, новизна.* Для контроля характеристик Холловского трастера (плазменного ракетного двигателя, создающего ионную струю) применяются различные способы приложения магнитного поля в канале трастера. С изменением направления магнитного поля свойства плазмы в канале трастера существенно меняются. Целью работы являлось построение модели низкотемпературной плазмы в разрядном канале трастера методом PIC-MCC (метод частиц в ячейках со столкновениями по Монте-Карло) в постановке 2D3V (двумерной по координате с цилиндрической симметрией, трехмерной по скоростям) и проведение численных экспериментов по влиянию величины и угла наклона магнитного поля на свойства плазмы.

Методы воздействия магнитным полем на характеристики Холловского трастера обсуждаются, например, в [Miedzik et al., 2015, *Phys. Plasmas* **22** 043511; Xu et al., 2012, *Phys. Plasmas* **19** 103502]. Формирование структур с двойными электрическими слоями в замагниченной плазме этого типа известно давно (эксперимент [Intrator et al., 1993, *Physics of Fluids B* **5** 806]). Еще в теоретической работе [Borovsky and Joyce, 1983, *J. Plasma Phys.* **29** 45] было показано, что масштаб структуры двойных слоев определяется не только Ларморовским радиусом, но и Дебаевской длиной. Ясного понимания механизма формирования двойных слоев в магнитном поле до сих пор не достигнуто.

2. *Алгоритм моделирования.* Геометрия расчетной области показана на рис.1. Плазма генерируется разрядом постоянного напряжения с круглого катода внизу цилиндрической камеры, стенки которой и катод - металлические; так же на внутренней стенке

камеры добавлено кольцо из эмиттирующего вторичные электроны материала (обычно оксид алюминия), также показанное на рис.1 (в некоторых расчетах рассматривалось влияние вторичной электронной эмиссии на структуру плазмы). Магнитное поле задано как продольной составляющей  $B_{||}$ , так и радиальной  $B_{\perp}$ . Радиальная составляющая задается нулевой при  $0 < r < r_1$ , возрастающей при  $r_1 < r < r_2$  и постоянной, соответствующей углу наклона  $\alpha_B$  при  $r > r_2$ . Полная величина вектора поля  $B$  при этом всюду одинакова. Область полностью цилиндрически симметрична, вдоль оси  $z$  вектор магнитного поля не меняется. Радиус камеры 4 см, высота 10 см, радиус катода 3 см,  $r_1=0.3$  см,  $r_2=0.6$  см. Камера заполнена аргоном при давлении  $10^{-4}$  Торр, напряжение на катоде чаще всего задавалось 90 В, величина магнитного поля  $B$  от 25 до 100 Гаусс, наклон поля  $\alpha_B$  от 0 до  $77^\circ$ .

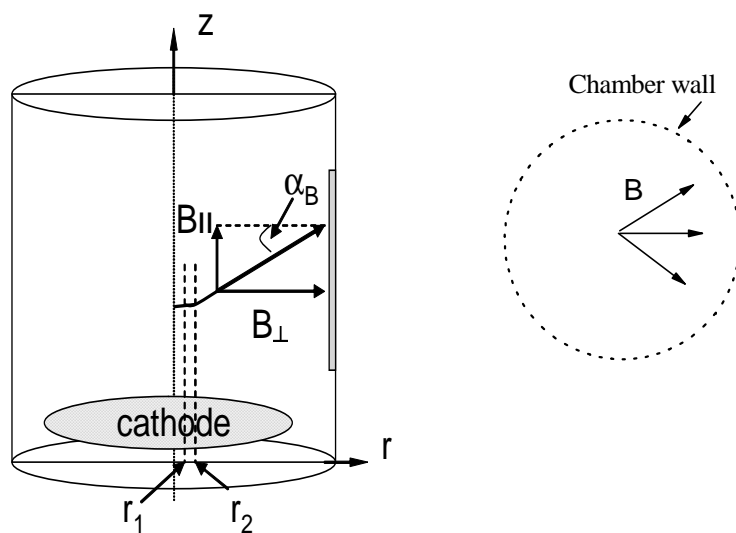


Рис. 1: Схема цилиндрической расчетной области с наклонным магнитным полем.

Для моделирования плазмы в канале трастера применялся метод частиц в ячейках со столкновениями по Монте-Карло (Particles in Cells - Monte Carlo Collisions, PIC-MCC), в котором функции распределения для образующих плазму частиц находятся путем траекторного моделирования движения частиц. Уравнения движения модельных частиц интегрируются по времени, при этом на каждом временном шаге методом

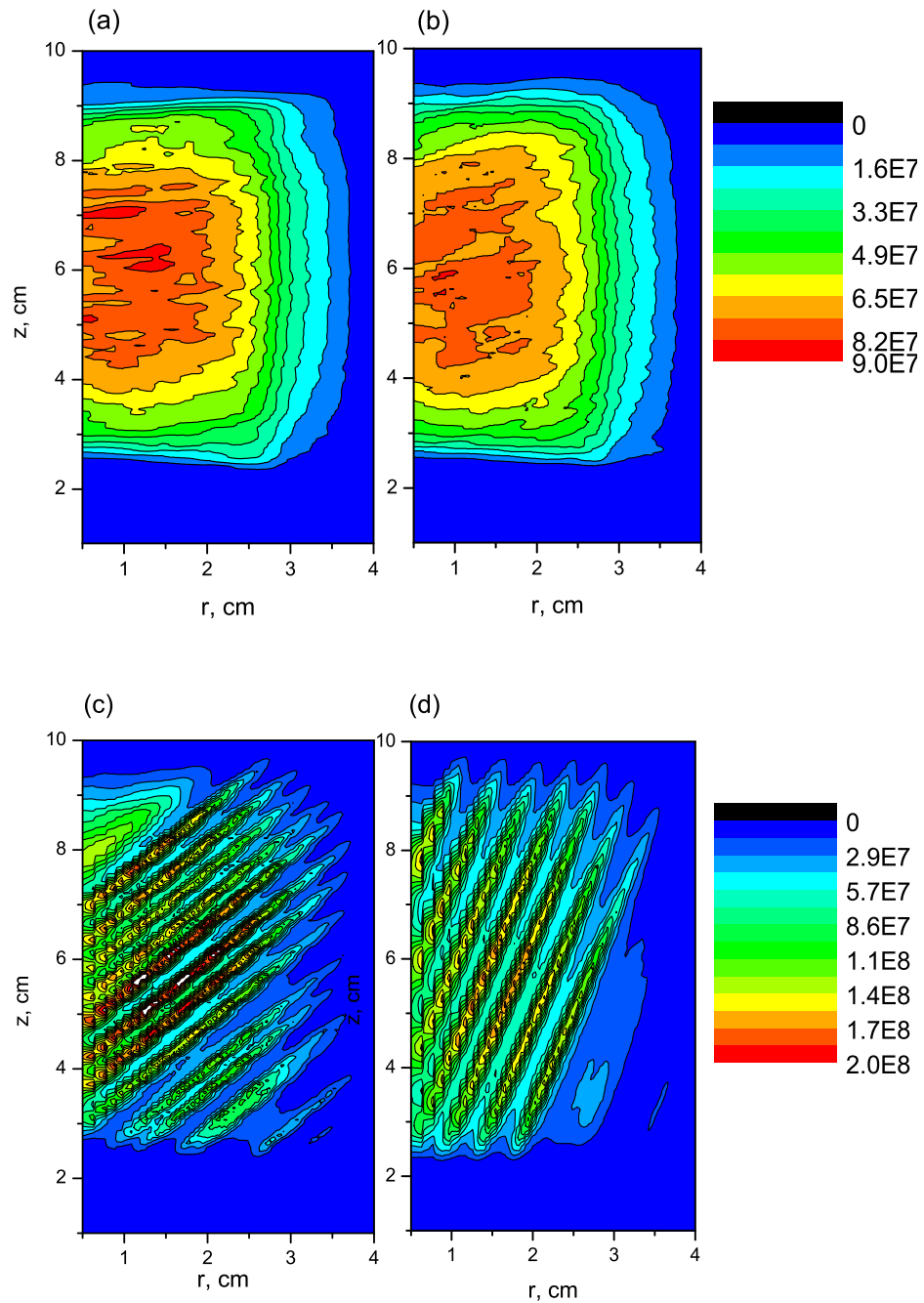


Рис. 2: Полученная плотность плазмы при  $\alpha_B = 10^\circ, 27^\circ, 55^\circ$  и  $77^\circ$  (a - d).

Монте-Карло разыгрывается вероятность того или иного вида столкновений с буферным газом в соответствии с известными сечениями столкновений (для электронов - упругого рассеяния, возбуждения и ионизации атомов газа; для ионов - рассеяние и перезарядка на атомах газа). Рассматривается большой ансамбль модельных частиц,

каждая из которых, в свою очередь, представляет большое количество электронов или ионов. Макроскопические параметры плазмы получаются усреднением характеристик модельных частиц в каждой ячейке расчетной сетки. Электрическое поле получается из решения уравнения Пуассона. Система уравнений решается самосогласованно до получения стационарной картины.

*3. Результаты* При увеличении угла наклона магнитного поля в области квазинейтральной плазмы возникают периодические структуры с гребенчатыми профилями плотностей ионов и электронов (рис.2). При угле наклона поля  $\alpha_B$  менее  $27^\circ$  (рис. 2а) периодичность практически не заметна и структура плазмы мало отличается от случая  $\alpha_B=0$ . Возле катода формируется хорошо выраженный прикатодный слой с перепадом потенциала почти 90 В. Менее выраженные пристеночные слои с перепадом потенциала около 3 В экранируют плазму от стенок камеры. На рис.2 слои заметны как участки с пониженной плотностью электронов. С увеличением  $\alpha_B$  периодическая структура плазмы становится более заметной. Гребенчатые профили плотностей электронов и ионов смещены относительно друг друга, и формируется структура из двойных слоев, расположенных поперек направления магнитного поля и вдоль направления возрастания потенциала. Двойные слои формируются вследствие локального возмущения квазинейтральности под воздействием наклонного магнитного поля. Электронные траектории сдвигаются относительно ионных траекторий в направлении, перпендикулярном вектору поля, и возникает локальный пространственный заряд. Такие структуры появляются в квазинейтральной области плазмы, где электрическое поле слабое. Внутри прикатодного слоя их не возникает даже при больших  $\alpha_B$ . В пристеночном слое, где перепад потенциала относительно мал (3 - 8 В) силы Лоренца сравнимы с электростатическими. Поэтому конфигурация пристеночного слоя зависит от величины и угла наклона магнитного поля.

На рис.3 показана плотность электронного тока  $j_e$  вблизи стенки камеры при двух значениях  $\alpha_B$ . Хорошо видно, что ток на стенку сильно меняется с увеличением  $\alpha_B$ . Профиль плотности тока вдоль оси  $z$ , построенный для  $r=3$  см, относительно ровный при  $\alpha_B=10^\circ$ , но демонстрирует хорошо выраженные пики при  $\alpha_B=65^\circ$ . Кроме того, каждый пик раздвоен по координате на величину  $2r_L$  ( $r_L$  - Ларморовский радиус электрона). Ионный ток демонстрирует аналогичное поведение, только без раздвоенности пиков. Такой эффект может иметь значение для дополнительной эрозии материала

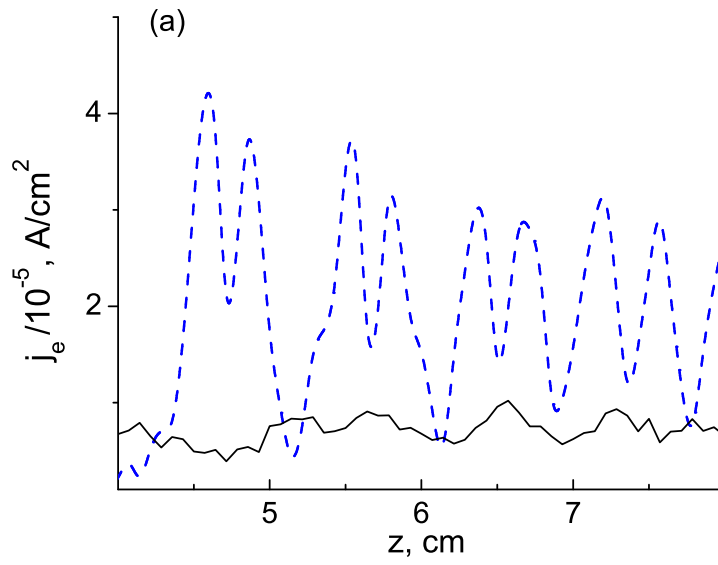


Рис. 3: Плотность тока электронов вдоль стенки камеры при  $\alpha_B = 10^\circ$  (сплошная кривая) и  $\alpha_B = 65^\circ$  (пунктир).

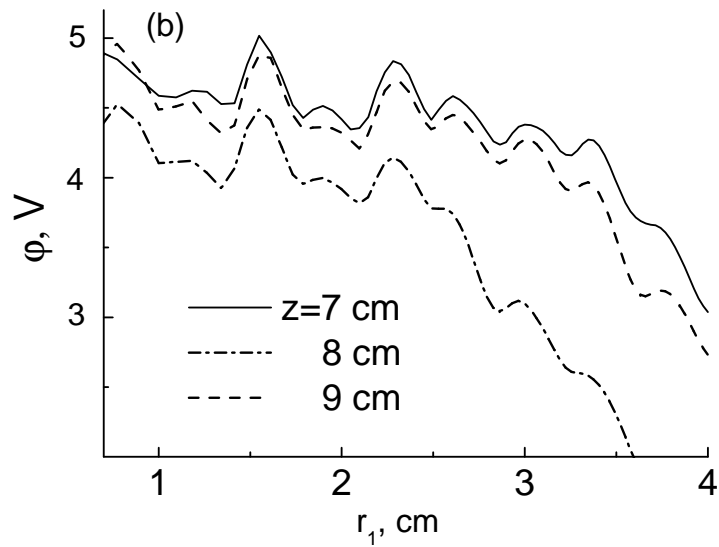


Рис. 4: Графики электрического потенциала плазмы, построенные для различных сечений, перпендикулярных магнитному полю.

стенок камеры.

На рис 4 показано поведение электрического потенциала плазмы  $\phi$  в направлении

поперек магнитного поля. Вследствие относительного смещения пиков плотности электронов и ионов в квазинейтральной области плазмы формируются чередующиеся полосы с положительным и отрицательным пространственным зарядом. Как уже говорилось, такие структуры называются двойными электрическими слоями и характеризуются немонотонным поведением потенциала  $\varphi$ . Профили потенциала на рис. 4 построены вдоль наклонных прямых, которые проведены перпендикулярно направлению магнитного поля из точек с  $r=0$  и  $z=7, 8$  и  $9$  см. Для условий  $B=50$  Гаусс,  $\alpha_B=65^\circ$ , и температуре электронов  $T_e=5$  эВ перепады потенциала на двойных слоях составляют около  $0,5$  В. В этих условиях формируется до 7 двойных слоев. Чем сильнее магнитное поле, тем больше разделение зарядов. Когда в момент ионизации возникает пара электрон-ион, электрон движется по траектории с Ларморовским вращением, движение иона же магнитным полем практически не возмущено. При низком давлении газа это заметно разделяет потоки ионов и электронов и возмущает квазинейтральность плазмы.

Характеристики периодической плазменной структуры, такие, как количество пиков, интервал между ними, их относительное уширение зависят от Ларморовского радиуса  $r_L \propto T_e^{0.5}/B$ , Дебавской длины и размера квазинейтральной области плазмы. Структура существует в некотором диапазоне значений  $r_L$  и плотности электронов  $n_e$ . С увеличением  $r_L$  и уменьшением  $n_e$  пики плотности плазмы размываются вследствие уширения и периодическая структура размывается.

IV. Использование кластера НГУ позволило существенно ускорить расчеты по применяемой модели. С помощью распараллеливания (использовался язык программирования OpenMP Fortran) был оптимизирован расчет траекторий модельных частиц в методе PIC-MCC. Использование четырех потоков вычисления сократило время расчета каждой конфигурации разряда более чем в два раза.

#### V. Публикации:

I.V. Schweigert et al., "Periodical plasma structures controlled by external magnetic field. Plasma Sources Science and Technology, 2017, vol.26, p. 064001 (7 pgs).

VI. Наш коллектив хотел бы выразить благодарность всем работникам ИВЦ НГУ. Впечатления очень хорошие и мы получили существенную помощь в работе.