

Тема работы

Полностью кинетическое численное моделирование переходного слоя в диамагнитном «пузыре» Беклемишева.

Состав коллектива

- Тимофеев Игорь Валериевич, г.н.с. ИЯФ СО РАН, igor.v.timofeev@yandex.ru (руководитель)
- Куршаков Владислав Андреевич, студент 2 курса магистратуры ФФ НГУ, v.kurshakov@g.nsu.ru (написание кода и активная работа с вычислительным комплексом)

Аннотация

Данная работа посвящена изучению плазменных равновесий с предельным давлением плазмы ($\beta \approx 1$). Несмотря на длительную историю изучения таких равновесий, до сих пор нет единого мнения о том, какие частицы являются основным переносчиком равновесного тока и каков характерный масштаб токового слоя. Так, например, при моделировании инжекции изотермической плазмы в касповую магнитную ловушку [1] была показана возможность формирования переходного слоя с толщиной, сравнимой с электронным ларморовским радиусом. В то же время в исследовании равновесной конфигурации типа диамагнитного пузыря [2], создаваемого горячими ионами в пробочном магнитном поле, предполагалось доминирование ионного диамагнитного тока и полностью пренебрегалось электронной динамикой. В данной работе показано, что равновесие с первоначально ионным диамагнитным током неустойчиво относительно дрейфовых возмущений на гармониках ионно-циклотронной частоты. В случае, когда граничные условия допускают существование поперечного к слою электрического поля, развитие этой неустойчивости способствует переходу плазмы в новое равновесное состояние, в котором ток в основном переносится за счёт $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ —дрейфа электронов.

[1] Park J. и др. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2019, 6, 74

[2] Kotelnikov I. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2020, 62, 7, 075002

Научное содержание работы

1. Постановка задачи

В этой работе, с помощью PIC-моделирования, изучается равновесие с $\beta = 1$ и широким токовым слоем, полученным в работе Котельникова [Kotelnikov I. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2020, 62, 7, 075002]. В работе мы рассмотрели эволюцию данного рав-

новесия для плоского переходного слоя между плазмой и магнитным полем. В рамках данной работы исследовалась возможность развития в таком переходном слое дрейфовых неустойчивостей, связанных с наличием резких градиентов давления на границе плазмы.

2. Современное состояние проблемы

Равновесные конфигурации плазмы, в которых газокINETическое давление удерживаемой плазмы P достигает давления магнитного поля $B^2/8\pi$ ($\beta = 8\pi P/B^2 \approx 1$), активно исследуются уже более полувека. На разных исторических этапах этих исследований предлагались различные альтернативные модели, в которых роль основного носителя тока отводилась то электронам, то ионам, а предсказываемый размер переходного слоя варьировался от гибридного гирорадиуса $\sqrt{\rho_e \rho_i}$ до ионного ларморовского радиуса ρ_i [1, 2].

В настоящее время интерес к формированию плазменных равновесий с высоким β продолжает поддерживаться как исследованиями магнитных дыр в космической плазме [3], так и развитием альтернативных направлений управляемого ядерного синтеза, среди которых стоит упомянуть конфигурации с обращенным полем (field-reversed configuration, FRC) [4], мульти-касповые [5] и пробочные ловушки [6,7]. Режим с $\beta \approx 1$ также считается наиболее перспективным для концепции термоядерного реактора на основе пробочной ловушки. А.Д. Беклемишев [6] показал, что уравнения МГД-равновесия допускают существование решений, похожих на FRC, где вместо области с обращенным полем образуется «диамагнитный пузырь» без магнитного поля. При реакторных параметрах ширина переходного слоя в рамках резистивной МГД оказывается меньше ларморовского радиуса иона, что делает гидродинамический подход неприменимым для описания такого равновесия. Двигаясь по пути построения кинетической теории диамагнитного пузыря, И.А. Котельников рассмотрел задачу о бесстолкновительном равновесии плазмы с плоской границей [8]. В теории Котельникова характерный размер переходного слоя оказался равным нескольким ларморовским радиусам ионов $\lambda = (6 - 8) \rho_i$.

[1] Willis D. M. Reviews of Geophysics. 1971, 9, 4, 953–985.

[2] Willis D. M. Geophysical Journal International. 1975, 41, 3, 355–389.

[3] Kuznetsov E. A. и др. Physics of Plasmas. 2015, 22, 4.

[4] Gota H., и др. Nuclear Fusion. 2019, 59, 11, 112009.

[5] Dolan T. J. Plasma Physics and Controlled Fusion. 1994, 36, 10, 1539.

[6] Beklemishev A. D. Physics of Plasmas. 2016, 23, 8.

[7] Khristo M. S., Beklemishev A. D. Plasma and Fusion Research. 2019, 14, 2403007–2403007.

[8] Kotelnikov I. Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020, 62, 7, 075002.

3. Подробное описание работы, включая используемые алгоритмы

Для исследования устойчивости одномерной равновесной конфигурации плазмы с $\beta = 1$ и током, создаваемой исключительно ионами [1], использовался собственный 2D3V код на основе метода частиц в ячейках, реализующий стандартные явные схемы Бориса [2] и Йи [3] для решения уравнений движения и уравнений Максвелла. Для точного выполнения закона Гаусса плотность электрического тока в этой модели рассчитывается с использованием метода декомпозиции плотности Езиркепова [4].

В расчетной области изначально задаются самосогласованные распределения частиц $f_{i,e}(x, \mathbf{v})$ и магнитного поля $\mathbf{B}_0(x)$, неоднородные по координате x (см. рисунок 1). Слева от

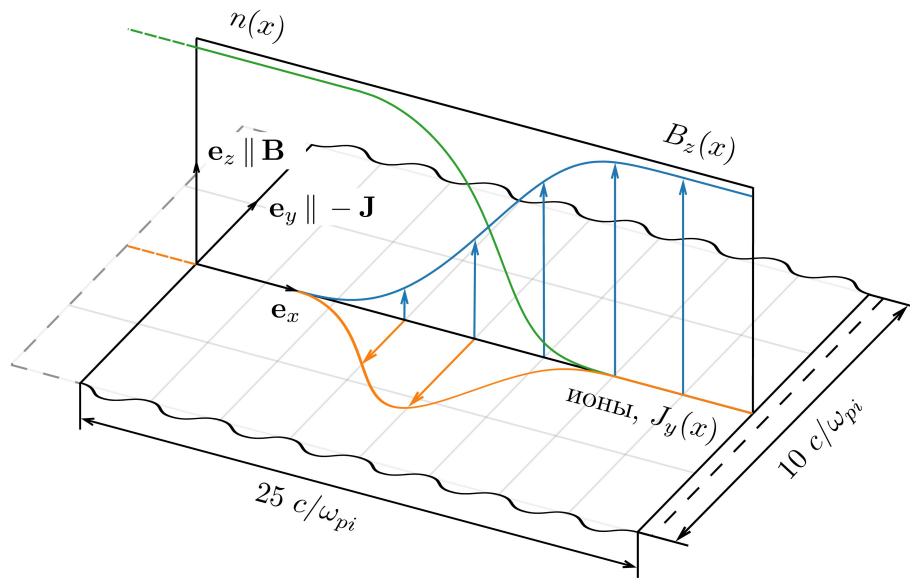


Рисунок 1. Схема расчётной области для описания кинетического равновесия Котельникова [1] с плоским переходным слоем.

переходного слоя магнитное поле исчезает и распределение частиц становится максвелловским. Электроны изначально располагаются в тех же местах, что и ионы, поэтому $\mathbf{E}(0, \mathbf{r}) = 0$ и $\mathbf{B}(0, \mathbf{r}) = \mathbf{B}_0$. Моделирование проводится с шагом по времени $\Delta t = 0.01 \omega_{pe}^{-1}$ и шагом сетки $\Delta x = \Delta y = 0.02 c/\omega_{pe}$, где ω_{pe} — плазменная частота, посчитанная по максимальному значению плотности n_0 в области однородной плазмы. Так как целью данной работы является исследование устойчивости равновесной конфигурации, предложенной Котельниковым [1], был выбран режим, когда электронными тепловыми эффектами можно полностью пренебречь. Это означает, что не только давление электронов должно составлять малую долю давления ионов ($T_e/T_i \ll 1$), но и их тепловая скорость должна быть мала по сравнению с тепловой скоростью ионов ($T_e/T_i \ll m_e/m_i$). Однако в PIC-моделировании невозможно использовать произвольно малую температуру электронов. Из-за явного характера используемых алгоритмов, шаг сетки должен быть равен длине Дебая. Для шага, который используется в этих расчётах, температура электронов ограничена значением

$T_e \approx 200$ эВ. Характерная температура ионов в пробочных ловушках определяется энергией нейтральной инжекции и равна $T_i = 10$ кэВ. Для экономии времени расчета использовалось уменьшенное соотношение масс m_i/m_e по сравнению с обычной водородной плазмой. Для $m_i/m_e = 16$ требуемое условие $T_e/T_i \ll m_e/m_i$ по-прежнему выполняется.

[1] Kotelnikov I. Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020, 62, 7, 075002.

[2] Boris J. P. и др. Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas. 1970, 3–67.

[3] Yee K. IEEE Transactions on antennas and propagation. 1966, 14, 3, 302–307.

[4] Esirkepov T. Z. Computer Physics Communications. 2001, 135, 2, 144–153.

4. Полученные результаты

Мы использовали описанное выше равновесие как начальное состояние плазмы и наблюдали за его временной эволюцией с помощью PIC-моделирования. Из рисунка 2

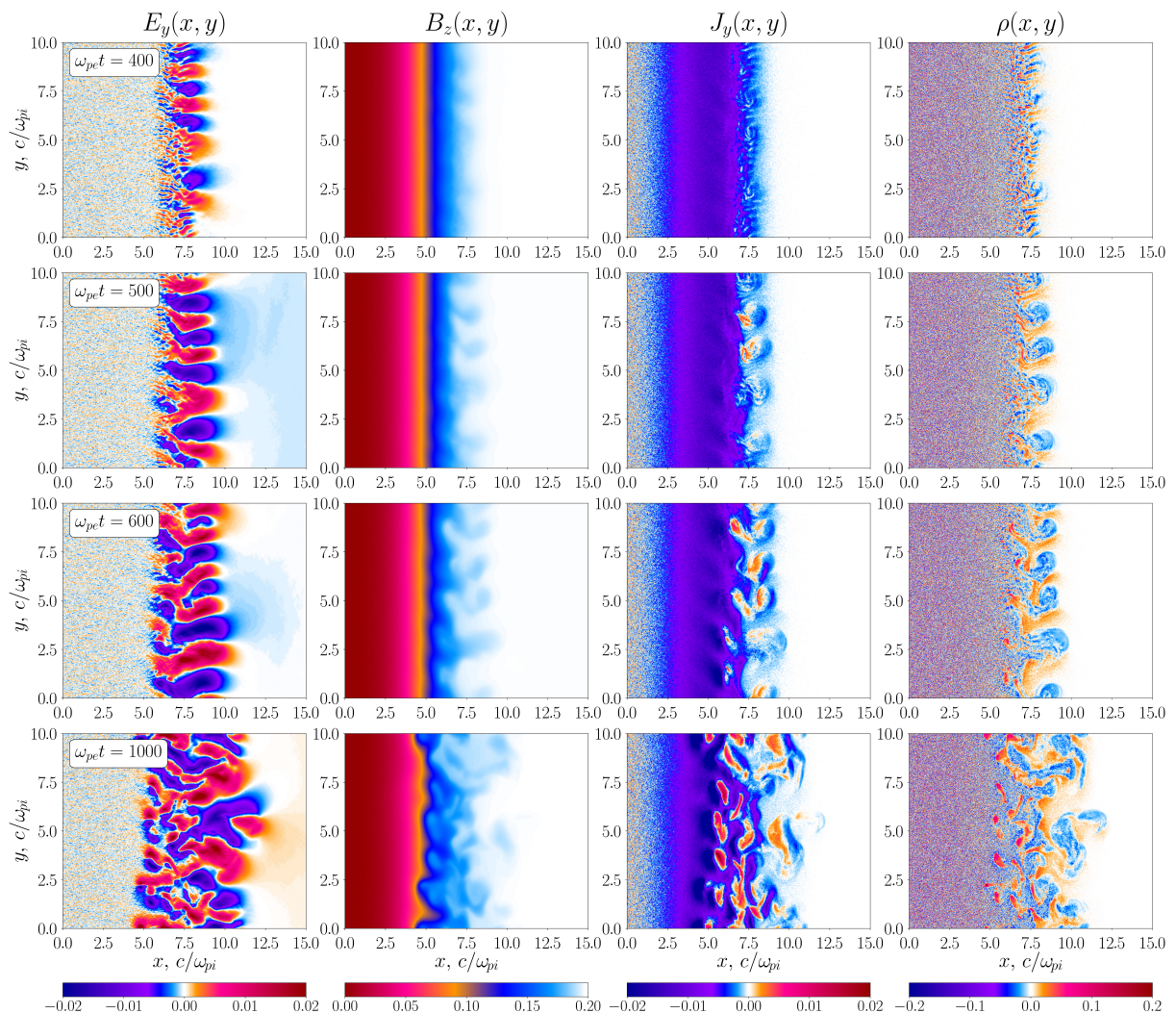


Рисунок 2. Развитие неустойчивости при развитии равновесия Котельникова в PIC-моделировании: (первый столбец) электрическое поле $E_y(x, y)$, (второй столбец) магнитное поле $B_z(x, y)$, (третий столбец) плотность тока $J_y(x, y)$ и (четвертый столбец) плотность заряда $\rho(x, y) = n_i(x, y) - n_e(x, y)$.

видно, что данное равновесие действительно является неустойчивым. Показана динамика возникающей низкочастотной неустойчивости вплоть до стадии нелинейного насыщения. Видна желобковая структура возмущений на линейной стадии экспоненциального роста, которая сначала трансформируется в вихревую структуру при насыщении неустойчивости, а затем становится турбулентной в более поздние моменты времени.

Неустойчивые дрейфовые колебания постепенно уменьшают дрейфовый ток, который первоначально переносится ионами. Моделирование показывает, что при развитии неустойчивости в переходном слое ионный ток и правда монотонно уменьшается, а электрическое поле E_x , вызванное разделением зарядов, постепенно возрастает. Поскольку характерная длина волны ионно-циклотронных возмущений слишком велика, чтобы влиять на перенос электронов, электроны начинают дрейфовать в скрещенных полях E_x и B_z , создавая тем самым ток, необходимый для равновесия. В результате, исходное состояние равновесия, в котором сила давления ионов компенсируется силой Ампера,

$$-\frac{\partial \Pi_{xx}^i}{\partial x} + \frac{J_y^i B_z}{c} = 0$$

переходит в состояние, когда ионный ток минимален и создается поперечное к границе слоя электрическое поле. Сила давления ионов тогда компенсируется электрической силой

$$-\frac{\partial \Pi_{xx}^i}{\partial x} + en_i E_x = 0,$$

а электрическая сила, действующая на электроны, уравнивается силой Ампера

$$-en_e E_x + \frac{J_y^e B_z}{c} = 0.$$

На рисунке 3 представлены пространственные профили величин, участвующих в уравнениях равновесия, в момент времени $\omega_{pe} t = 1700$. Показаны локальные профили в двух разных положениях по y (усредненные по небольшим окрестностям линий, заштрихованных серым цветом на рис. 3(а)–3(в)), а также профили, усредненные по всем значениям y . Рисунки 3(г)–3(е) подтверждают, что ионный ток сильно уменьшен по сравнению с его первоначальным значением, указанным пунктирной оранжевой кривой, а ток, ответственный за скачок магнитного поля, практически полностью создается электронами. Несмотря на локальные отклонения профилей магнитного поля от равновесных (рис. 3(ж) и 3(з)), характерный масштаб переходного слоя остается неизменным (рис. 3(и)). В обоих положениях по y действующие на частицы силы действительно удовлетворяют приближенным уравнениям, описанным выше (см. рис. 3(к) и 3(л), 3(н) и 3(о)). Наличие градиентов электронного давления сравнимой величины (рис. 3(н) и 3(о)), но без видимого влияния на стационарный баланс, по-видимому, является нестационарным эффектом, который исчезает после усреднения по всем y (рис. 3(п)).

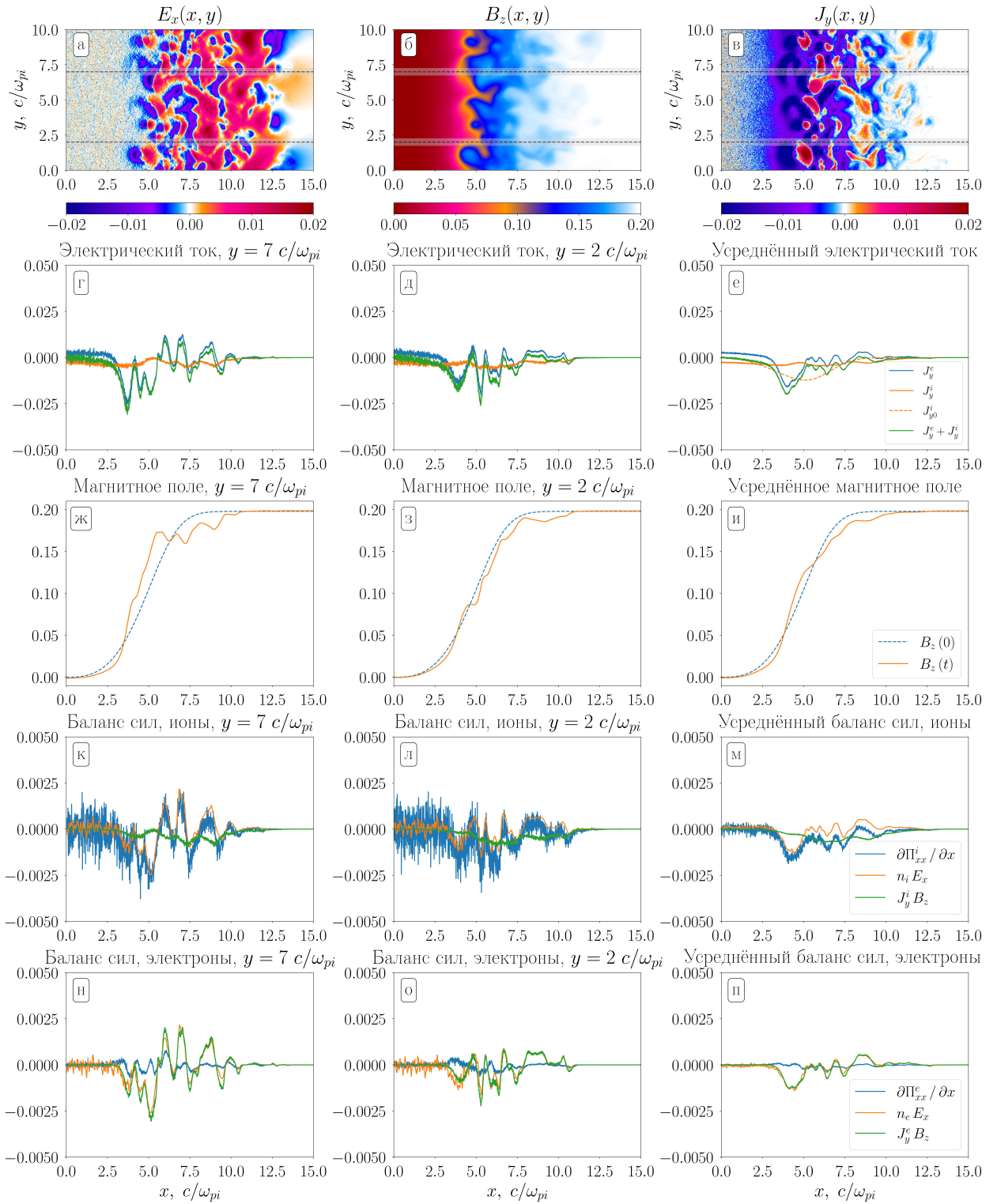


Рисунок 3. Новое состояние равновесия в PIC-модели в момент $\omega_{pe}t = 1700$: (а)–(в) карты электрического поля $E_x(x, y)$, магнитного поля $B_z(x, y)$ и электрического тока $J_y(x, y)$ (линии показывают положение, где измерены локальные профили); (г)–(е) локальные и усредненные по y профили токов $J_y(x)$, создаваемых различными видами частиц; (ж)–(и) локальные и усредненные по y профили магнитного поля $B_z(x)$; (к)–(м) баланс сил (локальных и усредненных по y), действующих на ионы; (н)–(п) тот же баланс для электронов.

Эффект от использования кластера в достижении целей работы

Моделирование методом частиц в ячейках является крайне ресурсоёмким и, как только параметры задачи становятся близкими к реальным, возникает необходимость использования параллельных вычислений на кластерах. В проведённых на базе ИВЦ НГУ расчётах активно использовались сервера HPE DL560 Gen10, которые позволили существенно уменьшить реальное время вычислений. Так, с использованием ресурсов кластера, длительность расчётов составляла порядка 10 дней.