

УДК 533.1

## Колебания плазмы в пучковом двойном слое между электродами

В. А. Туриков, И. В. Ульяницкий

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*С помощью численного моделирования проведено исследование динамики плазмы в пучковом двойном слое между проводящими границами с фиксированными потенциалами. Показано, что электронные колебания могут формировать гибридную структуру, состоящую из распределения потенциала в мягком режиме неустойчивости Пирса и потенциала слоя. Для нелинейных колебаний с учетом движения ионов возможен периодический возврат системы в состояние, близкое к начальному, если размер высокопотенциальной области сравним с шириной слоя. В случае узких однородных областей двойной слой является устойчивым.*

Двойной слой (ДС) в бесстолкновительной плазме представляет собой стационарный перепад потенциала, поддерживаемый распределениями плотности ускоренных и отраженных частиц, движущихся под действием его собственного поля. Такие самосогласованные структуры могут возникать в лабораторной и космической плазме [1] и быть причиной ускорения частиц до высоких энергий. Наличие в них пучков и сильного электрического поля приводит к возбуждению нелинейных колебаний большой амплитуды, описать которые с помощью аналитических методов невозможно. Поэтому для изучения динамики плазмы в области ДС в данной работе применен метод численного моделирования.

### Постановка задачи для численного моделирования

Целью численного моделирования являлось исследование проблемы устойчивости пучкового ДС в ограниченной плазме. Такой слой состоит из электронного и ионного пучков, движущихся в противоположных направлениях и ускоряемых собственным полем слоя, а также из отраженных частиц каждого сорта, средняя скорость которых равна нулю [1]. Использован одномерный вариант метода частиц в ячейке с граничными условиями для потенциала на проводящих электродах

$$\varphi(X=0) = 0, \quad \varphi(X=L) = \Psi,$$

где  $\Psi = 2e\varphi_0/m_e v_0^2$  — безразмерная амплитуда потенциала ДС;  $v_0$  — скорость электронного пучка, входящего в слой;  $X = x\omega_0/v_0$ ,  $L = l\omega_0/v_0$ ,  $\omega_0 = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ .

Начальный профиль потенциала формировался самосогласованным образом с помощью генерации распределения частиц на фазовой плоскости в соответствии с моделью пучкового ДС, описанной в [2]. Такая постановка задачи обеспечивает отсутствие возмущений на начальном этапе моделирования и позволяет проследить за эволюцией ДС в процессе развития неустойчивостей. Начальное распределение на краях системы поддерживалось в дальнейшем с помощью источников частиц. Ускоренные частицы инжектировались с фиксированными значениями скорости и плотности, а источник отраженных частиц формировал их поток в виде половины максвелловского распределения с соответствующим знаком скорости. Максвелловское распределение при этом генерировалось по методу "спокойного старта" [3] для снижения флуктуаций заряда, вызываемых случайными координатами частиц внутри ячеек. Временной шаг  $\Delta t$  варьировался в пределах от  $0,01/\omega_0$  до  $0,25/\omega_0$ , а пространственный шаг  $\Delta$  — в пределах от  $0,05 v_0/\omega_0$  до  $0,5 v_0/\omega_0$ . Отношения масс  $\mu = m_e/m_i$  изменялось от 0,0004 до 0,01. Число частиц в ячейке  $N_c$  выбиралось равным от 50 до 100, а число ячеек — от 50 до 200.

В качестве диагностик системы через определенное число временных шагов выводились распределения потенциала в плазме и фазовые портреты электронов и ионов.

### Нелинейные колебания в ограниченных пучковых системах

Рассмотрим вначале однородные пучковые системы между электродами, нелинейная эволюция которых во многом определяет физические процессы в области ДС. В работе [4] было показано, что для электронного пучка и неподвижного ионного фона в случае небольшого превышения длины системы над критическим  $L_{\max} = \pi$  возможны два режима развития неустойчивости Пирса. При мягком режиме в пространстве между электродами происходит монотонное возрастание потенциала до некоторого стационарного распределения. В случае жесткого режима вблизи катода образуется отрицательный минимум потенциала, называемый виртуальным катодом, и связанная с ним группа отраженных электронов. Следует отметить, что жесткий режим реализуется для начального возмущения специального вида, приводящего к нарушению граничного условия задачи Пирса для возмущения скорости пучка  $V_e(0) = 0$  [5].

Случаю пучкового ДС малой амплитуды соответствует однородная система, состоящая из пучка электронов с плотностью  $n_0$  и скоростью  $v_0$ , инжектируемого в плоскости  $x = 0$ , а также движущегося в противоположном направлении пучка ионов со скоростью  $u_0$ , инжектируемого в плоскости  $x = l$ . Из анализа устойчивости такой системы в линейном приближении [6] следует, что пороговое значение длины, начиная с которой она становится неустойчивой,  $L_{\max} \approx 2,2$ , что меньше аналогичного значения для системы Пирса  $L_{\max} \approx \pi$ .

На рис. 1, 2 приведены результаты моделирования однородной системы со встречными пучками при  $\mu = m_e/m_i = 0,01$ . Предполагалось, что ионный

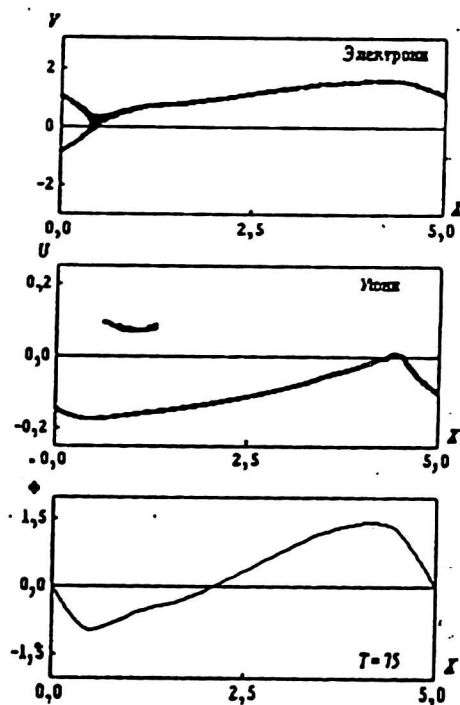


Рис. 1. Влияние движения ионного пучка на неустойчивость Пирса:  
 $L = 5; \mu = 0,01$

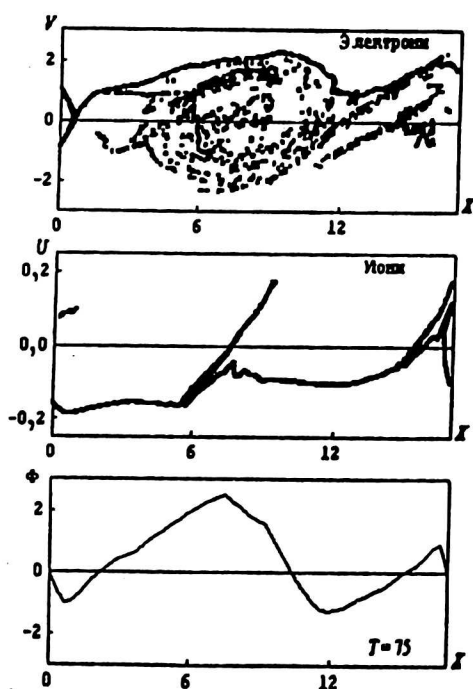


Рис. 2. Неустойчивость Пирса при учете движения ионов в длинной системе:  
 $L = 17,0; \mu = 0,01$

пучок инжектируется со стороны анода со скоростью  $u_0 = \sqrt{\mu v_0}$  (условие Ленгмюра [1]).

Из рисунков видно, что влияние ионного пучка кардинальным образом меняет картину развития неустойчивости Пирса. Стационарные решения, найденные в [4], отсутствуют при любых длинах системы и начальных возмущениях. Вблизи левой границы возникает виртуальный катод, от которого отражаются электроны. Для больших длин системы около правой границы образуется положительный горб потенциала, который можно назвать виртуальным анодом. Такая структура не возникала в численных экспериментах [7], где также проводилось моделирование эволюции электронного пучка между электродами с учетом движения ионов. Это связано с тем, что в этой работе ионы считались неподвижными и не накладывалось никаких ограничений на их движение на правой границе. Численные эксперименты подтвердили результат линейной теории [6] о понижении предельной длины за счет движения ионов. На рис. 3 представлено состояние системы в момент  $T = 150$  для  $L = 2,8 < \pi$ . Для неподвижных ионов ( $\mu = 0$ ) в соответствии с линейной теорией начальное состояние электронного пучка при таком  $L$  оставалось неизменным.

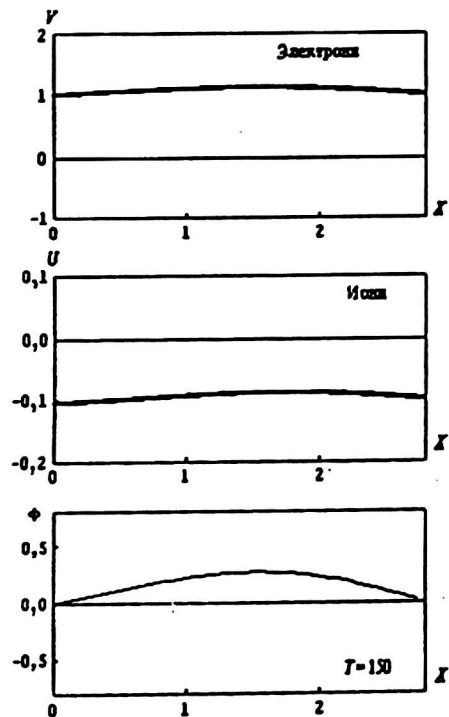


Рис. 3. Понижение  $L_{\max}$  для неустойчивости Пирса при учете движения ионов:  
 $L = 2,8 < \pi$ ;  $\mu = 0,01$ ;  $T = 150$

### Численное моделирование эволюции пучкового ДС

Из анализа дисперсионного уравнения для электронных колебаний в линейном приближении, проведенного в [2], следует, что устойчивость ограниченного ДС существенно зависит от расположения области перепада потенциала относительно электродов. При малых размерах высокопотенциальной области инкремент неустойчивости стремится к нулю и возможно длительное существование слоя. Для ДС малой амплитуды ( $\Psi \ll 1$ ) наименьший инкремент имеет место при  $L < \pi$ .

Численные расчеты подтвердили эти выводы линейной теории устойчивости. На рис. 4—7 представлены результаты моделирования электронных колебаний ( $\mu = 0$ ). Из них следует, что в случае коротких однородных областей ДС устойчив (см. рис. 4). При малой низкопотенциальной и достаточно

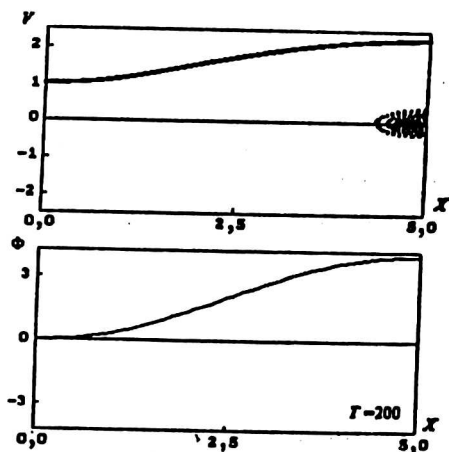


Рис. 4. Устойчивость ДС относительно электронных колебаний в случае коротких однородных областей:  
 $\Psi = 4,0; L = 5,0; d = 2,5$

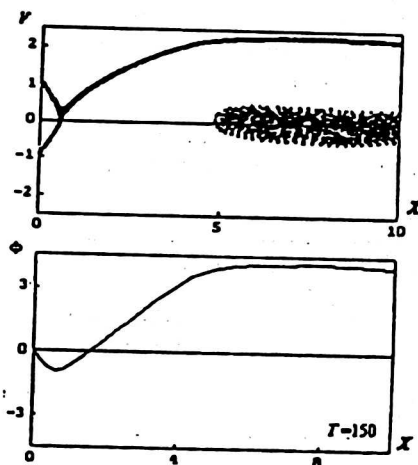


Рис. 5. Образование виртуального катода в низкопотенциальной области ДС при чисто электронных колебаниях:  
 $\Psi = 4,0; L = 10,0; d = 4,0$

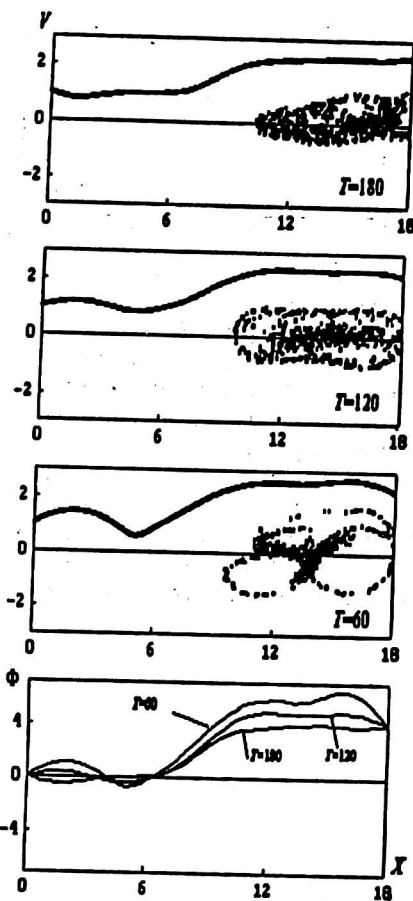


Рис. 6. Эволюция ДС для электронных колебаний с восстановлением начального состояния:  
 $\Psi = 4,0; L = 18,0; d = 9,0$

большой высокопотенциальной областях (см. рис. 5) вблизи левой границы возникает виртуальный катод. При этом правая часть ДС мало искажается в процессе развития неустойчивости. В более длинных системах при перемещении средней плоскости перепада потенциала  $X = d$  в сторону анода сценарий эволюции слоя существенно образом изменяется. В случае короткой низкопотенциальной части происходит его полное разрушение при экспоненциальном росте потенциала и скоростей частиц. По мере продвижения плоскости  $X = d$  вправо имеет место стабилизация неустойчивых колебаний

через промежуток времени  $\Delta T \approx 100-200$ . Система за это время как бы "успокаивается" и переходит в состояние, близкое к начальному (см. рис. 6).

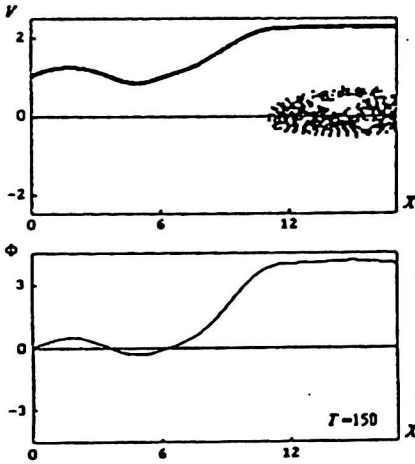


Рис. 7. Эволюция ДС к гибридной структуре при малой длине высокопотенциальной области:

$$\Psi = 4,0; L = 17,0; d = 9,5$$

Когда длина высокопотенциальной области становится меньше некоторого критического значения, происходит эволюция к своего рода гибридной структуре (см. рис. 7). Ее левая часть представляет собой стационарную картину конечной фазы неустойчивости Пирса, а правая часть сохраняет начальное распределение частиц и потенциала в ДС.

Моделирование колебаний плазмы с учетом движения ионов показало, что в случае коротких однородных областей, как и при чисто электронных колебаниях, ДС остается устойчивым. По мере увеличения размеров высокопотенциальной области движение ионов приводит к меньшему отражению электронов от виртуального катода (рис. 8) по сравнению с динамикой плазмы при  $\mu = 0$  (см. рис. 5). Ионы в этом случае сначала ускоряются виртуальным катодом, а затем отражаются от основного потенциального барьера,

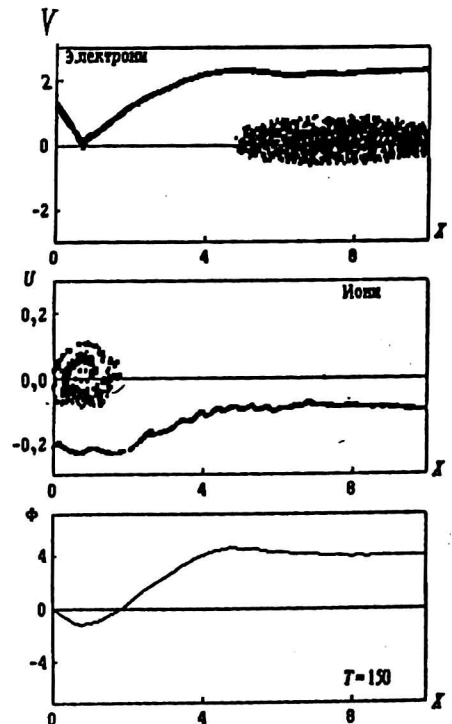


Рис. 8. Влияние движения ионов на нелинейные колебания плазмы в области ДС:

$$\Psi = 4,0; L = 10,0; d = 4,0; \mu = 0,01$$

сглаживая изменение потенциала вблизи минимума виртуального катода. Для параметров ДС, при которых чисто электронные колебания приводят к его разрушению, движение ионов приводит к квазистационарной структуре с виртуальными катодом и анодом (рис. 9). Тенденция к возврату в исходное состояние сохраняется и при дальнейшем перемещении плоскости  $X = d$  вправо. При этом процесс протекает достаточно бурно ввиду развития бунемановской неустойчивости в низкопотенциальной области. Такое циклическое разрушение и восстановление ДС в неустойчивом режиме наблюдалось в некоторых лабораторных экспериментах [1]. В случае очень длинной высокопотенциальной области (ее длина сравнима с  $L$  при  $L \gg 1$ ) структура слоя разрушается из-за развития в этой части пучковых неустойчивостей. Однако амплитуда колебаний потенциала при этом превышает разности потенциалов на электродах.

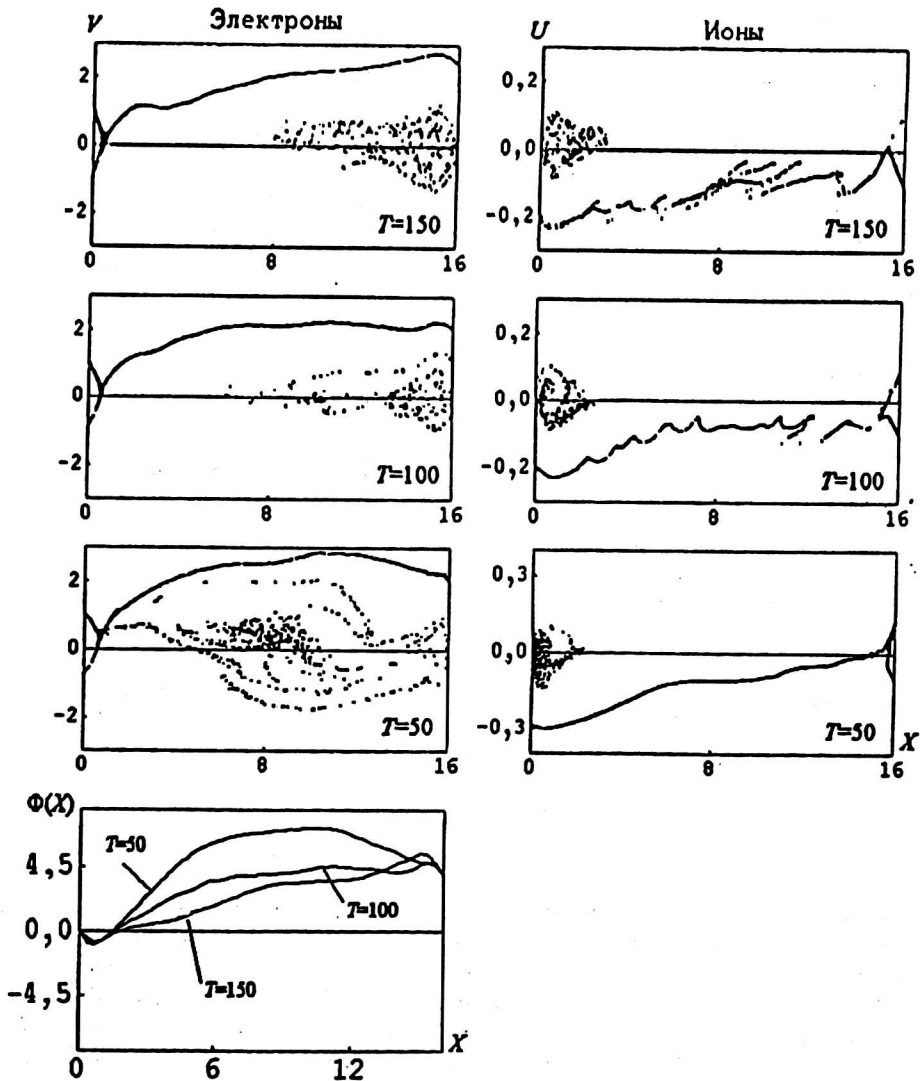


Рис. 9. Образование квазистационарной структуры с виртуальным катодом и анодом:  
 $\Psi = 4,0$ ;  $L = 16,0$ ;  $d = 6,0$ ;  $\mu = 0,01$

### Заключение

В данной работе с помощью метода частиц в ячейке исследованы колебания во встречных электронном и ионном пучках между электродами при выполнении условия Ленгмюра для скоростей. Подтверждены выводы линейной теории устойчивости для такой системы о понижении порогового значения длины, начиная с которой она становится неустойчивой, по сравнению с пороговой длиной системы Пирса.

Численное моделирование нелинейных колебаний плазмы в ограниченном ДС показало, что в случае коротких однородных областей ДС является устойчивым. Для чисто электронных колебаний обнаружены нелинейные режимы, при которых происходит циклическое восстановление структуры слоя. По мере приближения области скачка потенциала к правой границе возможно установление стационарной гибридной структуры, левая часть которой соответствует конечной стадии неустойчивости Пирса, а правая — сохраняет структуру ДС.

Нелинейные колебания с учетом движения ионов также периодически приводят к структурам, близким к первоначальному состоянию, если длина высокопотенциальной области не слишком велика по сравнению с общей длиной системы. Цикличность процесса нелинейной эволюции двойного слоя, по-видимому, связана с тем, что при таких параметрах преобладает стабилизирующее действие источников, поставляющих частицы в систему с заданными значениями скорости и плотности при постоянной разности потенциалов на электродах.

### Литература

1. Raadu M. A. // Phys. Reports. 1989. V. 178. № 2. P. 25—97.
2. Туриков В. А., Ульяницкий И. В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 11. С. 929—933.
3. Березин Ю. А., Вишнев Ю. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. — Новосибирск: Наука, 1980. — 135 с.
4. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. Вып. 1. С. 144—152.
5. Буринская Т. М., Волокитин А. С. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 453—460.
6. Туриков В. А., Ульяницкий И. В. // Прикладная физика. 2000. № 1. С. 94.
7. Буринская Т. М., Волокитин А. С. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. Вып. 5. С. 989—998.

## Plasma oscillations in the beam double layer between electrodes

V. A. Turikov, I. V. Ulianitski  
Peoples' Friendship University of Russia, Moscow

*The plasma dynamics in the beam double layer between the conducting boundaries with fixed potentials is investigated by means of numerical simulations. It is shown that the electron oscillations can form the hybrid structure which consists of the potential distribution arising in the gentle regime of the Pierce instability and the layer potential. For the nonlinear oscillations taking account of the ion motion the system returns periodically to the nearly initial state if a size of the high potential region is comparable with the layer width. If the homogeneous regions are narrow, the double layer is stable.*