

## ЯВЛЕНИЕ КОЛЛАПСА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДВОЙНЫХ СЛОЯХ

*Н.Г.Белова, А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев,  
Ю.С.Сигов*

С помощью численного моделирования Бунемановской неустойчивости показано, что в покоящейся плазме с электронным током самопроизвольно возникают короткоживущие нестационарные двойные слои с перепадом потенциала  $\Delta\phi \leq 2T/e$  ( $T$  – температура плазмы,  $e$  – заряд электрона). Найдены автомодельные решения гидродинамических уравнений, описывающих развитие плазменной каверны, в которой происходит сильное ускорение электронной и ионной компонент плазмы, а также взрывное нарастание электрического поля с распределением характерным для двойного слоя.

Под двойным электрическим слоем подразумевают, обычно, слой плазмы с размерами сравнимыми с дебаевским радиусом, внутри которого имеется существенное разделение зарядов и происходит монотонное изменение потенциала электрического поля на конечную величину. Простейшим примером является прикатодный двойной слой, впервые наблюдавшийся Ленгмюром [1]. Возникновение двойного слоя связывают с протеканием сильного тока по плазме. Бом [2] обнаружил, что для стабильного существования прикатодного слоя необходимо, чтобы ионы втекали в слой со скоростью

$$u_i \geq \sqrt{T_e/m_i}, \quad (1)$$

где  $u_j$ ,  $T_j$ ,  $m_j$  — гидродинамическая скорость, температура и масса частиц сорта  $j$ . Это условие вытекает из требования, чтобы по направлению внутрь слоя плотность ионов спадала медленнее, чем плотность запертых электронов и поэтому в результате возникал бы избыток положительного пространственного заряда. Совершенно аналогично со стороны катода должно быть выполнено условие

$$u_e \geq \sqrt{T_i/m_e}. \quad (2)$$

Таким образом, для возникновения стационарного двойного слоя требуется в него электронов и ионов с двух противоположных сторон со скоростями превышающими критические. В случае сильных двойных слоев (т. е. при  $e\Delta\phi \gg T_j$ , где  $\Delta\phi$  — скачок потенциала внутри двойного слоя) потоки электронов и ионов связаны с условием Ленгмюра [3]

$$I_i = \sqrt{\mu} I_e, \quad (3)$$

где  $I_j = n_j u_j$ ,  $\mu = m_e/m_i$ . Мы видим, что течение ионов должно быть по крайней мере звуковым для того, чтобы в плазме с током существовал стационарный двойной слой. Важнейший вопрос о том, каким образом покоящаяся плазма с током эволюционирует к состоянию с мощным потоком ионов практически игнорируется как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях по двойному слою (см., соответственно, обзоры [4] и [5]).

В настоящей работе мы покажем, что нестационарные двойные слои являются следствием нелинейной эволюции бунемановской неустойчивости плазмы с током [6] и могут обеспечивать кратковременное ускорение ионных потоков, до величины, предсказываемой соотношением Ленгмюра (3). Сам факт возникновения двойных электрических слоев иллюстрируется результатами численного моделирования поведения плазмы в плоском одномерном слое при условии непрерывной инжекции частиц на границе [7, 8]. На рис. 1 показано поведение электронов и ионов на фазовой плоскости  $(x, v_x)$ , характерное для нестационарного двойного слоя. Он относится к случаю, когда начальная токовая скорость электронов превышала порог бунемановской неустойчивости ( $u_e = 1,8 \sqrt{T_e/m_e}$ ). Чтобы при этом избежать более слабых эффектов развития ионно-звуковой неустойчивости, могущих приводить к образованию слабых двойных слоев [9], плазма предполагалась изотермической.

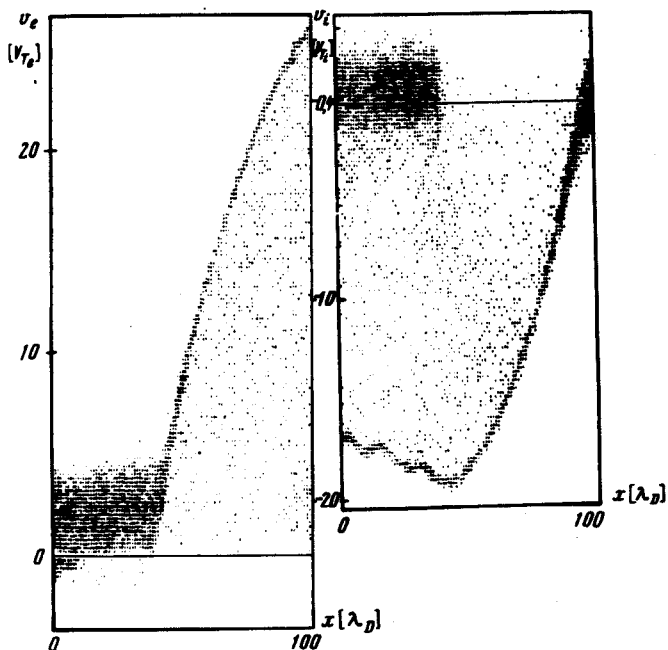


Рис.1.

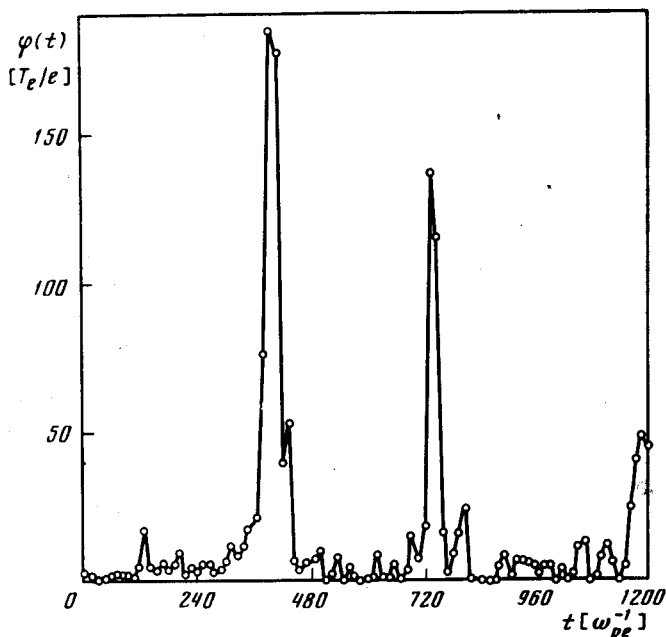


Рис.2.

Длина расчетного интервала составляла  $100 \lambda_D$  ( $\lambda_D = \sqrt{T_e / 4\pi e^2 n}$  — дебаевская длина). С границ этого интервала из резервуаров частиц впрыскивались частицы с заранее заданным распределением по скоростям  $f_{0j}(v)$ , причем с левой границы в объем попадали лишь частицы с положительными скоростями, а с правой — с отрицательными скоростями. Распределения  $f_{0j}(v)$  были выбраны в виде максвелловских распределений, сдвинутых на величину потоковой скорости частиц дан-

ного сорта. Мы видим, что на некоторой стадии развития бунемановской неустойчивости в плазме образуется скачок потенциала, ускоряющий электроны в направлении токовой скорости, а ионы — в противоположном направлении. На фазовой плоскости эти ускоренные частицы видны как тонкие струи. Рис. 2, на котором изображена разность потенциалов на концах интервала в зависимости от времени, показывает, что такие нестационарные двойные слои возникают на короткое время по истечении промежутка времени, необходимого для развития бунемановской неустойчивости. Нарастание разности потенциалов во времени имеет взрывной характер ( $\Delta\phi \sim (t_0 - t)^{-2}$ ).

Хотя начальная стадия развития бунемановской неустойчивости в холодной плазме допускает точное решение, тем не менее полное описание всей подготовительной стадии образования двойного слоя представляется в настоящее время сложным. Поэтому здесь мы ограничимся описанием ее взрывной стадии на основе анализа уравнений движения и уравнений непрерывности обеих компонент в квазинейтральной плазме:

$$m_e I_e^2 / 2n^2 + T_e \ln(n/n_0) = m_e I_e^2 / 2n_0^2 + e\phi, \quad (4)$$

$$nu_e = I_e = \text{const}, \quad (5)$$

$$m_i (\partial u_i / \partial t + u_i \partial u_i / \partial x) = -T_i \partial \ln n / \partial x - e \partial \phi / \partial x, \quad (6)$$

$$\partial n / \partial t + \partial(nu_i) / \partial x = 0. \quad (7)$$

В стационарном случае отсюда нетрудно найти зависимость плотностей частиц от потенциала и показать, что условие Бома, т. е. требование возникновения отрицательного пространственного заряда на левом краю двойного слоя ( $d[n_e(\phi) - n_i(\phi)] / d\phi \geq 0$  при  $\phi \rightarrow 0$ ) совпадает с критерием бунемановской неустойчивости. Поскольку характерное время ее развития определяется инерцией ионов, то течение электронов здесь считается стационарным. С помощью уравнения (4) уравнение движения ионов записывается в виде

$$nm_i (\partial u_i / \partial t + u_i \partial u_i / \partial x) = -(\partial / \partial x) [(T_e + T_i)n + m_e I_e^2 / n]. \quad (8)$$

Здесь второй член в правой части может интерпретироваться как отрицательное давление: при возникновении разрежения плазмы давление увеличивается, что приводит к дальнейшему выталкиванию плазмы. Нарастание возмущений разрежения конечной амплитуды в случае, когда в суммарном давлении доминирует последний член, происходит взрывным образом. Решение уравнений (7) — (8) будем искать в автомодельном виде:

$$n = (t_0 - t)^{1-\alpha} f_1 [x / (t_0 - t)^\alpha], \quad (9)$$

$$u_i = (t_0 - t)^{\alpha-1} f_2 [x / (t_0 - t)^\alpha]. \quad (10)$$

Наиболее близким к результатам численного эксперимента оказывается решение уравнений (7) – (8) в случае  $\alpha = 0$ :

$$\begin{aligned} n &= n(0) (1 - t/t_0) \cos^{-2} (x/L), \\ u_i &= [L/2 (t_0 - t)] \sin(2x/L), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $n(0) = \sqrt{\mu} I_e t_0 / L$ ;  $0 \geq x \geq -\pi L/2$ .

Энергия на ускорение частиц в двойном слое в этом случае черпается из внешнего генератора тока. Роль последнего в численном моделировании играют резервуары частиц. При наложении требования сохранения энергии в системе следует положить  $\alpha = 1/2$ . Тогда решение принимает вид

$$n = 2n(0) (1 - t/t_0)^{1/2} \frac{1 + 2x^2/L^2(1 - t/t_0)}{\sqrt{1 + x^2/L^2(1 - t/t_0)}}, \quad (12)$$

$$u_i = [x/2(t_0 - t)] / [1 + 2x^2/L^2(1 - t/t_0)].$$

В этом случае, процесс образования сильного нестационарного двойного слоя выглядит как коллапс квазистатического электрического поля в плазменной каверне, который останавливается возрастающим давлением электрического поля. Максимальная величина скачка потенциала оценивается по формулам (11) – (12) с помощью уравнения (4).

Институт космических исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] I. Langmuir. Phys. Rev., Ser., 22, 450, 1913.
- [2] D. Bohm. In The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, ed. by A. Guthrie and R. Wakerling, Mc Graw-Hill, N.-Y. 1949, p. 77.
- [3] I. Langmuir. Phys. Rev., 33, 954, 1929.
- [4] P. Carlqvist. In Wave Instabilities in Space Plasmas; ed. by P. Palmadesso and K. Papadopoulos, D. Reidel, Dordrecht, 1979, p. 83.
- [5] S. Torven. Ibid, p. 109.
- [6] Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев. Физика плазмы для физиков. М., Атомиздат, 1979 г., стр. 287.
- [7] Ю.С. Сигов, Ю.В. Ходырев. Численные методы сплошной среды, 7, 109, 1976.
- [8] G. Joyce, R. H. Hubbard. J. of Plasma Physics, 20, 391, 1978.
- [9] T. Sato. Ion Acoustic Double Layers, lecture SMR/61-32, Autumn College on Plasma Physics, 16 October-23 November 1979.