Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 4, стр. 313 – 315 *20 августа 1977 г.*

УСТОЙЧИВОСТЬ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ СТОЯЧЕЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ

В.П.Павленко, В.И.Петвиашвили

Стоячая ленгмюровская волна или бесконечная цепочка синхронных стоячих солитонов в одномерном случае устойчива и может подпитываться электронным пучком. В результате взаимодействия на функции распределения пучка по скоростям образуются горбы.

Как известно [1 – 3], в одномерном случае ленгмюровские волны разбиваются на сгустки – конденсаты. С течением времени эти сгустки переходят в квазистационарное состояние и образуют солитоны. Взаимодейстие солитонов с частицами плазмы рассматривалось в работах [3 – 5]. Было показано, что движение ленгмюровских солитонов затруднено из-за сильного торможения на частицах плазмы Поэтому в реальных ситуациях солитоны можно считать стоячими. Известно также [3], что в одномерном случае изолированный стоячий солитон при взаимодействии с пучком всегда затухает, а функция распределения пучка расплывается согласно квазилинейной теории монотонно. Отсюда, казалось бы, следует, что в экспериментах плазма-пучок со слабой неустойчивостью, ленгмюровские солитоны не могут существовать. Однако в работах [6], где исследовалось взаимодействие электронного пучка с плазмой в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} < \omega_{He}$, $\omega_{pe} \approx 10^9\ сек^{-1}$), наблюдался высокий уровень ленгмюровских шумов, причем спектр этого шума, снятый за времена порядка нескольких наносекунд, имеет линейчатую структуру. В этих же работах была измерена функция распределения пучка за малые времена ($\sim 10^{-7}$ *сек*). Измерения показали, что в результате взаимодействия с плазмой функция распределения пучка сильно расплывается, и на ней появляются несколько резко выраженных горбов, что противоречит выводам квазилинейной теории.

Покажем, что замеченные в [6] эффекты можно объяснить, если предположить, что в результате взаимодействия плазмы с пучком образуется стоячая ленгмюровская волна или цепочка солитонов скоррелированных на фазе. При наличии корреляции энергия пучка передается одномерным солитонам даже в том случае, когда они стоячие. Наличие корреляции вызывает и возникновение горбов на функции распределения. Перечисленные эффекты можно было бы объяснить и раскачкой бегущей монохроматической волны [7, 8], но такая волна неустойчива относительно самомодуляции [1, 2].

Если скорость пакета ленгмюровских волн много меньше скорости ионного звука c_s, то он описывается уравнением [2 – 5]

$$2i\frac{\partial E}{\partial t} + 3\omega_{pe} r_{De}^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\omega_{pe}}{16\pi n_0 M c_s^2} |E|^2 E = 0. \qquad (1)$$

Здесь $E \exp(-i\omega_{pe}t)$ – электрическое поле в плазме, ω_{pe}– ленгмюровская частота, $r_{De} = v_{Te}/\omega_{pe}$. Это уравнение интегрируемо полностью и имеет несчетное множество интегралов движений [9]. Поэтому стационарные решения (1) устойчивы по отношению к малым возмущениям подобно тому как решение уравнения Кортевега – де Вриза в виде периодической волны устойчиво [10]. Единственным стационарным решением, не испытывающим торможение на частицах плазмы является решение в виде стоячей волны

$$E(x,t) = \frac{\sqrt{6}k_o T_e}{e} F(x) e^{-i\Omega t}, \quad k_o = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{e}{T_e} E(0). \tag{2}$$

Здесь $\Omega = -\frac{3}{2} k_o^2 r_{De}^2 \omega_{pe}$, $F(x)$ – периодическая функция, удовлетворяющая уравнению

$$k_o^{-2} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = F - F^3, \; F = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{i\frac{2\pi n}{L}x}, \tag{3}$$

где L – длина волны (период). В пределе бесконечной длины волны L ряд Фурье (3) переходит в интеграл Фурье, $F \to \mathrm{ch}^{-1}(\frac{1}{2}k_o x)$, а (2) обращается в стоячий солитон с характерной шириной k_o^{-1}. Подставляя в (2) вместо F его разложение (3), представляем стоячую волну в виде набора бегущих волн с фазовыми скоростями равными $L(\omega_{pe} + \Omega)/2\pi n$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Если в плазме имеется пучок с характерной скоростью v_B, то в уравнении для функции распределения пучка f достаточно ограничиться вкладом только n-й волны из этого набора, фазовая скорость которой близка к v_B: $L(\omega_{pe} + \Omega)/2\pi n \approx v_B$. Тогда имеем

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} B_n \sin(k_n x - \omega t)\frac{\partial f}{\partial v} = 0. \tag{4}$$

Здесь $\omega = \omega_{pe} + \Omega$, $k_n = 2\pi n/L$. Это уравнение легко интегрируется по траекториям [7, 8]. В результате получаем, что на первоначально гладкой функции распределения f с течением времени появляются резко выраженные горбы, что и наблюдается на эксперименте.

Согласно [7, 8], если в точке резонанса функция распределения имеет положительную производную по скоростям, то энергия пучка передается резонансной гармонике. Так как в нелинейной стоячей волне и в солитоне все гармоники связаны друг с другом [3], то рост энергии одной гармоники приводит к росту энергии остальных. Поэтому в отличие от изолированного солитона цепочка скоррелированных солитонов при наличии пучка будет иметь инкремент.

Как известно [7, 8] если инкремент пучковой неустойчивости равен γ_k, то амплитуда монохроматической волны дорастает до величины порядка $B_n \sim \frac{m}{e}\gamma_{k_n}^2 k_n^{-1}$. Дальнейший рост амплитуды прекращается из-за искажения f в области резонансных скоростей. Если разброс пучка по скоростям Δv_B меньше амплитуды колебаний скорости частиц в поле волны, т.е. если выполняется неравенство $\Delta v_B < \gamma^2/k\omega$, то резонансное искажение функции f порядка самой f и этот случай легче всего наблюдается на эксперименте. Если Δv_B не мало, то искажение $\Delta f \sim (\gamma/k)(\partial f/\partial v) < f$. Тогда возможна ситуация, когда с пучком взаимодействуют несколько гармоник стоячей волны с разными скоростями.

Образование горбов на функции распределения пучка при прохождении через ленгмюровскую турбулентность наблюдалось и в работе [11]. Такое искажение в [11] объяснялось взаимодействием пучка с набором совершенно независимых солитонов или коллапсов. К такому неправильному объяснению авторы пришли из-за того, что они аппроксимировали форму солитона прямоугольником, чем недопустимо сильно изменили фурье-спектр солитона, найденный в [3].

К немонотонным искажениям функции распределения пучка в области резонанса может привести и образование набора синхронных трехмерных солитонов ленгмюровских [12] или циклотронных [13].

Институт ядерных исследований
Академии наук Украинской ССР

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
4 июля 1977 г.

Литература

[1] А.А.Веденов, Л.И.Рудаков. ДАН СССР, 159, 767, 1964.

[2] В.Е.Захаров. ЖЭТФ, 62, 1745, 1972.

[3] Л.И.Рудаков. ДАН СССР, 207, 821, 1972.

[4] В.В.Горев, А.С.Кингсеп. ЖЭТФ, 66, 2048, 1974.

[5] В.В.Горев, А.С.Кингсеп, Л.И.Рудаков. Изв высш. уч. зав., сер. "Радиофизика", 19, 691, 1976.

[6] В.А.Лавровский, Е.Г.Шустин, И.Ф.Харченко. Письма в ЖЭТФ, 15, 84, 1972; 16, 602, 1972.

[7] В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. Изв. высш. уч. зав., сер. "Радиофизика", 19, 767, 1976.

[8] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Вопросы теор. плазмы. Атомиздат, 7, стр. 3.

[9] В.Е.Захаров, А.Б.Шабат. ЖЭТФ, 61, 118, 1971.

[10] Е.А.Кузнецов, А.В.Михайлов. ЖЭТФ, 67, 1717, 1974.

[11] С.Н.Громов, Л.Л.Пасечник, В.Ф.Семенюк. Письма в ЖЭТФ, 23, 509, 1976.

[12] В.И.Петвиашвили. Физика плазмы, 2, 450, 1976.

[13] В.И.Петвиашвили. Письма в ЖЭТФ, 23, 682, 1976.