

С 3538

Г-443

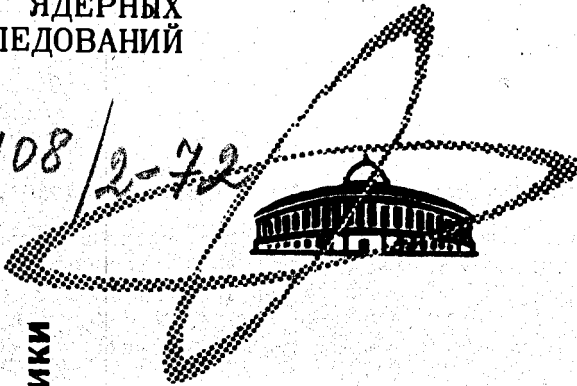
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2408/2-72

17/III - 72

P9 - 6432



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Б.С.Гетманов, В.Г.Маханьков, Б.Г.Шинов

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРОВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН
В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

1972

P9 - 6432

Б.С.Гетманов, В.Г.Маханьков, Б.Г.Щинов

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРОВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН
В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
СЕРВИС ЦЕНТРА

Гетманов Б.С., Маханьков В.Г., Шинов Б.Г.

P9 - 6432

Численные исследования по эволюции спектров
ленгмюровских волн в турбулентной плазме

Исследуется (численно) поведение во времени различных изотропных пакетов ленгмюровских волн практически во всей области волновых чисел k . Учтены лишь процессы индуцированного рассеяния колебаний на частицах плазмы и плазмон-плазмонные взаимодействия. В рассмотренных случаях возможна перекачка энергии через систему спутников и диффузионное сползание пакета. Плазмон-плазмонные взаимодействия ускоряют движение пакета в сторону малых k , а также изменяют его форму. Приведены соответствующие графики.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1972

Getmanov B.S., Makhankov V.G., Shchinov B.G.

P9 - 6432

Numerical Investigations of Evolution of
Langmuir Wave Spectra in Turbulent Plasma

The behaviour in time of different isotropic packets of the Langmuir waves is numerically investigated practically in all the region of the wave numbers k . The processes of induced scattering of oscillations on plasma ions and plasmon-plasmon interactions are taken into account. In the considered cases the energy transfer is possible through a set of satellites and the diffusion packet drift. Plasmon-plasmon interactions accelerate the packet motion to small k and also change its form. The corresponding graphs are presented.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

§ I. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением цикла работ по численному исследованию плазменной турбулентности /1,2/. Первые две работы этого цикла были посвящены установившейся ленгмювской турбулентности. В /1/ был рассчитан ее спектр, а в работе /2/ корреляционные функции турбулентных полей. Однако оставался открытым вопрос о динамике установления стационарных спектров и, следовательно, о влиянии начальных условий на вид спектра стационарной турбулентности. Кроме того, эволюционные задачи представляют самостоятельный интерес. Действительно, эволюция пакетов волн в плазме описывается сложными нелинейными интегродифференциальными уравнениями, поэтому аналитическое исследование их весьма затруднено. До настоящего времени в различных работах по теории слаботурбулентной плазмы приводятся лишь оценки и качественные рассуждения о характере (точнее, тенденции) процесса эволюции /3,4,5/. Здесь следует отметить работу Кингсена и Рудакова /6/, в которой делается попытка аналитически исследовать эволюцию пакета ленгмювских волн в плазме, связанную с индуцированным рассеянием колебаний на ионах. Более подробное обсуждение этой работы и сравнение ее результатов с численными будет сделано ниже.

Здесь на основе кинетического уравнения для плазмонов, учитывающего эффекты индуцированного рассеяния волн на ионах плазмы и 4-плазмонных взаимодействий, численно рассмотрены наиболее

интересные задачи эволюции различных начальных пакетов ленгмюровских волн. В § 2 обсуждается постановка задачи и метод численного расчета. Исследуется эволюция начальных изотропных пакетов волн вследствие индуцированного рассеяния их на ионах плазмы. ж) Обсуждается вопрос о возможности возникновения двухуровневого состояния /6/. В § 3 вычислены и обсуждаются характер инкрементов 4-плазмонных взаимодействий и их вклад в эволюцию пакетов.

§ 2. ЭВОЛЮЦИЯ НАЧАЛЬНЫХ ПАКЕТОВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ВСЛЕДСТВИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ ИХ НА ИОНАХ ПЛАЗМЫ

Как показывают простые качественные соображения (см. /5/), наиболее быстрым нелинейным процессом, связанным с индуцированным рассеянием волн на частицах плазмы, в области $k > k_*$ является процесс, приводящий к изотропизации распределения волн по углам. В связи с этим в дальнейшем мы будем интересоваться исследованием эволюции изотропных спектров волн, для которых $W(k, t)$ зависит лишь от модуля волнового вектора \vec{k} и времени. В этом случае искомая функция $W(k, t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t} W(x, \tau) = W(x, \tau) \int Q(x, x_1) W(x_1, \tau) d\vec{x}_1; \quad (2.1)$$

ж) Этот результат представляет особый интерес в связи с проводящимися в настоящее время экспериментами по аналогичной проблеме (г. Харьков) [7].

$$Q(x, x_1) = -10 \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \left(\frac{\bar{x} \bar{x}_1}{x x_1} \right)^2 \frac{3 \nu_e (x^2 - x_1^2)}{2 \nu_i |\bar{x} - \bar{x}_1|} \times \quad (2.2)$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{3}{2} \frac{\nu_e (x^2 - x_1^2)}{\nu_i |\bar{x} - \bar{x}_1|} \right]^2 \right\} ;$$

$$W_0 = 4\pi \int W(k, t) k^2 dk$$

$$\bar{x} = \bar{k} \nu_e / \omega_{pe}, \quad \tau = \frac{1}{\omega_{pe}} \omega_{pe} (W / n_0 T_e) \cdot t, \quad W(x, \tau) = W(k, t) / z_D^3 W_0$$

Введем, кроме того, следующие обозначения

$$K_* = \frac{3 \nu_{Ti}}{\nu_{Te}^2} \omega_{pe}, \quad K_{**} = \left(\frac{m_e}{M_i} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^{-2/5} \frac{\omega_{pe}}{\nu_e}, \quad K_D = \frac{\omega_{pe}}{\nu_e}.$$

Как известно (см., например, [8]), в области $K \ll K_{**}$ вклад члена, связанного с индуцированным рассеянием волн на электронах, в ядро интегрального уравнения (2.1) оказывается весьма малым и им можно пренебречь. В дальнейшем мы будем рассматривать эволюцию начальных пакетов, локализованных при $K \ll K_{**}$, поэтому выражение для Q в формуле (2.2) не содержит вклада электронов *).

Второе характерное значение K_* , как следует из определения величины $Q(K, k_1)$, разделяет область волновых чисел на две: при $K \gg K_*$ функция Q экспоненциально убывает с ростом K для всех значений k_1 , не удовлетворяющих условию $\frac{|K - k_1|}{K} \lesssim \frac{K_*}{K}$. Поэтому в области $K \gg K_*$ эволюция пакета волн должна носить дифференциальный по K характер, а перекачка энергии по спектру

*) Это предположение фактически не ограничивает общности полученных результатов, во всяком случае, для водородной плазмы и "одногогорбых" начальных пакетов, поскольку область $K_{**} < K < K_D$ весьма узка.

идет эстафетным образом /3,4,8/. В области $k \geq k_*$ эволюция описывается интегральным уравнением (2.1).

В работе /6/ было отмечено, что, если начальный пакет ленгмировских волн локализован при $k \gg k_*$ и имеет весьма крутые края (так что $\ln \frac{W_{кр}}{W_{кт}} \gg 1$, а $W_{кт}$ - спектральная плотность тепловых (фоновых) флуктуаций), то в результате эволюции в месте максимума инкремента возникает второй довольно узкий пакет, и энергия перекачивается из первого пакета во второй. В дальнейшем картина повторяется. Авторы назвали такой процесс перекачкой через систему сателлитов (или двухуровневой перекачкой).

Кроме того, в /4/ и /6/ было указано, что если левый фронт широкого пакета достаточно крутой, то эволюция приводит к сужению начального пакета. При этом в /4/ было получено квазистационарное состояние, возникающее в результате такой эволюции с привлечением 4-плазмонных взаимодействий, препятствующих неограниченному сужению спектра волн. В /6/ при определенных условиях была и в этом случае получена двухуровневая перекачка *).

Представляет интерес исследовать характер трансформации спектров волн при различных начальных данных количественно. Более того, такое исследование позволит в широких пределах выяснить, зависит ли существенно вид спектра стационарной ленгмировской турбулентности от характера начальных возмущений.

). Естественно, что для этого при малых k_ должна присутствовать энергия, хотя уровень ее и очень мал.

Были выбраны следующие начальные данные в соответствии с поставленной задачей (см. рис. 1):

- (а) пакет волн с $\Delta k \leq k_0$ и $k_0 \gg k_*$
- (б) пакет волн с $\Delta k \ll k_0$ и $k_0 \gg k_*$ - узкий
- (в) пакет волн с $\Delta k \leq k_0$ и $k_0 \approx 2k_*$ - широкий.

Параметры для счета были взяты, как и в работе /1/, с учетом астрофизических приложений:

$$V_{Te} = 4,8 \cdot 10^7; \frac{W}{nT} = 10^{-6}; \omega_{pe} = 5,6 \cdot 10^3; T_e = T_i.$$

Соответствующие начальные инкременты трансформации пакетов волн представлены на рис. 2. Из него видно, что в случае (в), т.е. когда $k_0 \sim k_*$, начальный инкремент имеет максимум при $k \rightarrow 0$, что следует также из аналитического выражения для ядра интегрального уравнения $Q(k, k_0)$, которое можно записать приближенно в виде

$$Q \sim \frac{k_0 - k}{k_*} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{k_0 - k}{k_*} \right)^2 \right\}.$$

В случаях (в) и (а), т.е. при $k_0 \gg k_*$, инкремент индуцированного рассеяния имеет максимум вблизи левого края пакета волн и экспоненциально (как $e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{k_0 - k}{k_*} \right)^2}$) стремится к нулю при $k \rightarrow 0$ *) Такой вид инкрементов определяет дальнейшую эволюцию начальных пакетов волн. Так, в случае (в) естественно ожидать, что перекачка будет носить диффузионный характер, а центр пакета постепенно

) Подобный результат для инкремента в области $k_0 \gg k_$ для одномерных пакетов волн получен в /6/ (см. рис. 2).

смещаться в область малых k . В отличие от (в) в случаях (а) и (б) картина совершенно иная. Так, если начальный пакет волн достаточно узок (случай (д)), эволюция на начальном этапе может носить двухуровневый характер в соответствии с результатами /6/. При достаточно широком начальном пакете с крутым левым фронтом, как указано в /4/, возможно собирание его в узкую линию вблизи левого края и дальнейшая эволюция, аналогичная случаю (д).

Соответствующие результаты численных расчетов приведены на рис. 3 а, д, в.

Как видно из рис. 3в, эволюция действительно носит дифференциальный характер, приводит на некоторое время к образованию плато и уширению спектра; при дальнейшем движении центра тяжести пакета в сторону малых k инкремент индуцированного рассеяния уменьшается, а движение пакета замедляется, при этом пакет волн суживается, и при $k \rightarrow 0$ γ_k асимптотически стремится к нулю. В этой области становятся весьма существенными 4-плазменные взаимодействия (см. следующий параграф).

Обсудим теперь результаты численных исследований для случая (б)

В соответствии с /6/ для возникновения двухуровневой перекачки должно быть выполнено (кроме $k_0 \gg k$) условие $\ln(W(k_0)/W(k)) \gg 1$. Поэтому были выбраны следующие начальные данные $k_0/k_* \approx 7 + 8$, $\ln\left(\frac{W(k_0)}{W_T(k)}\right) \sim 40 + 50$, что соответствует соотношению между уровнем энергии в центре пакета и на его хвостах порядка 10^{20} . Реально, в физических условиях разность уровней не может превышать для слаботорбулентной плазмы N_D - числа частиц в дебаевской

сфере *). Обычно в лабораторных экспериментах N_D колеблется в пределах $10 + 10^5$, а в астрофизических условиях N_D может быть $10^{12} + 10^{14}$. При выбранных нами параметрах $N_D \sim 10^8 + 10^9$. Таким образом, вид начального пакета, хотя и не соответствует реальным физическим данным, однако целесообразен, чтобы обеспечить более яркое проявление рассматриваемого процесса трансформации.

Из приведенных графиков (см. рис. 3б) видно, что процесс идет следующим образом: первоначальный пакет суживается, превращается фактически в линию, не сдвигаясь по оси K . В это же время происходит преимущественное накапливание энергии в области максимума инкремента K_M . Далее процесс убыстряется, и энергия из начального пакета перекачивается во второй, имеющий конечную ширину $\Delta K \sim 0.5 K_*$, а уровень энергии на хвосте слева увеличивается на 5 порядков. К этому моменту времени максимум инкремента смещается влево и становится менее ярко выраженным. Таким образом, условия для повторения этого явления ухудшаются. Вновь образовавшийся пакет медленно смещается в сторону малых K , незначительно суживаясь в процессе движения. Левее движущегося пакета идет слабая, медленно нарастающая "сателлитная волна", локализованная примерно в области K_M . Однако смещение пакета происходит быстрее, чем накапливание энергии в этой волне, необходимое для образования нового сателлита. Наконец, когда центр пакета приходит в район $K \sim 3K_*$, слева от основного появляется перекрывающийся

* Это связано с тем, что уровень тепловых флуктуаций $W_T(k) \sim \frac{n_0 T_e}{N_D}$, а условие слабой турбулентности $\frac{W}{n_0 T_e} < 1$. Отсюда $W/W_T < N_D$.

с ним широкий пакет с "центром тяжести" в $K \approx 2.2 K_*$, что соответствует максимуму правой части уравнения (2.1) и не совпадает с K_M . Далее идет одновременная перекачка энергии из "узкого" пакета в широкий с одновременным их смещением к K_* . В результате распределение энергии имеет вид, аналогичный случаю (б), и эволюция идет так же, как в случае (в).

Если начальный пакет достаточно широк (случай (а)), то эволюция приводит к быстрому его сужению*), и энергия локализуется вблизи левого края начального спектра. Таким образом, мы приходим к условиям, подобным рассмотренным в случае (д). Все вышеизложенное позволяет сделать вывод о том, что трансформация энергии ленгмюровских колебаний в результате их индуцированного рассеяния на ионах определяется двумя одновременно идущими процессами: диффузионным "сползанием" и образованием сателлитов. При этом в рассмотренных нами примерах диффузионное "сползание" становится определяющим после первой же перекачки через систему сателлитов.

В процессе счета интеграл эволюции $\frac{\partial}{\partial t} \int W(k) dk = 0$, соответствующий закону сохранения энергии при рассеянии пульсаций на частицах, сохранился с точностью до 5%.

*) На что впервые, по-видимому, было обращено внимание в работе /4/

§ 3. ВЛИЯНИЕ ЧЕТЫРЕХПЛАЗМОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ ПАКЕТОВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

Здесь мы исследуем, как влияют плазмон-плазмонные взаимодействия на эволюцию начальных пакетов, описанную в предыдущем параграфе. Из теоретических оценок /5,8/ следует, что такое влияние становится существенным, когда пакет находится слева от K_* . В этом случае распределение энергии ленгмюровских колебаний можно предполагать изотропным /5/, если они возникают при $K \gg K_*$. Более того, согласно предыдущему параграфу, начальные пакеты волн довольно произвольного вида, задаваемые в области $K \gg K_*$, в результате эволюции принимают при $K \approx K_*$ фактически стандартную форму. С достаточной для наших целей (см. название параграфа) точностью ее можно аппроксимировать "гауссоподобными" распределениями типа $\alpha e^{-\beta(k-k_*)^2}$; $\alpha k^2 e^{-\beta(k-k_*)^2}$, с большим разбросом.

Был выбран начальный пакет вида

$$W^0(x) = \frac{24}{25} \sqrt{\frac{12}{\pi}} x^2 e^{-12(x-1)^2} \quad (3.1)$$

Уравнение, описывающее эволюцию начального пакета (3.1), в области $K \leq K_*$ имеет вид /10/ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial W(x, \tau)}{\partial \tau} &= \gamma_3 W(x, \tau) + \gamma_4 W(x, \tau) = R_1(x, \tau) + R_2(x, \tau) = \\ &= W(x, \tau) \left[\int_0^{\infty} Q_1(x, x_1) W(x_1, \tau) dx_1 + \int Q_2(x, x_1, x_2, x_3) [x^2 W(x_1, \tau) \cdot \right. \\ &\quad \cdot W(x_2, \tau) W(x_3, \tau) + x_1^2 W(x, \tau) W(x_2, \tau) W(x_3, \tau) - \\ &\quad \left. - x_2^2 W(x, \tau) W(x_1, \tau) W(x_3, \tau) - x_3^2 W(x, \tau) W(x_1, \tau) W(x_2, \tau)] \right], \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\text{где } Q_1 = \left\{ (x_2^2 - x_1^2) \left[\frac{x_1^2 + \frac{2}{3} x_2^2}{x_1^3} \cdot \theta(x_2 - x_1) + \frac{x_2^2 + \frac{2}{3} x_1^2}{x_2^3} \theta(x - x_1) \right] \right\} \quad (3.3)$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x < 0 ; \end{cases}$$

$$Q_2 = A_2 \left\{ \frac{\delta(x_2^2 + x_1^2 - x_2^2 - x_1^2)}{x_2^2 x_1^2 x_2^2 x_1^2} \left[\frac{(x_2^2 - x_1^2)^4 x_1^5}{5(x_2^2 - x_1^2)^3} (x_2^2 - \frac{3}{7} x_1^2) + \frac{(x_2^2 - x_1^2)^2 x_1^3}{15(x_2^2 - x_1^2)} \right. \right. \\ \left. \left. \cdot (-5x^4 + 24x^2 x_1^2 - 43x_1^4) + \frac{x_1^3}{315} (622x_1^6 + 825x_1^4 x_2^2 + 672x_1^2 x_2^4 + 105x_2^6) \right] \right\} \quad (3.4)$$

Здесь $x x_1 < x_2 x_3$, $x > x_1$. Если $x x_1 < x_2 x_3$, но $x < x_1$, то $x \rightleftharpoons x_1$. Если $x x_1 > x_2 x_3$, $x_2 > x_3$, то $x_2 \rightleftharpoons x$, $x_1 \rightleftharpoons x_3$;

если $x x_1 > x_2 x_3$, $x_2 < x_3$, то $x \rightleftharpoons x_3$, $x_1 \rightleftharpoons x_2$;

$$A_1 = \frac{25}{24} \sqrt{2\pi}, \quad A_2 = \frac{75}{32} \frac{V_e^2}{V_i^2} 10^{-6}$$

и введены безразмерные переменные: $W(x, \tau) = \frac{K_*}{nT} W(k, t) 10^6$,
 $\chi = \frac{k}{k_*} = \frac{3k V_e^2}{\omega_{pe} V_i}$, $\tau = \frac{\omega_{pe} t}{100} 10^{-6}$ (параметры плазмы прежние).

Спектральную плотность энергии $W(k, t)$ здесь удобно задавать, как и в /10/, из уравнения

$$W_0 = \int_0^\infty W(k, t) dk,$$

где W_0 - полная плотность энергии волн, сохраняющаяся при эволюции в отсутствие поглощения и подкачки. Легко проверить, что

$$\int_0^\infty W(x, \tau) dx = \frac{W_0}{nT} \cdot 10^6 = 1.$$

Методика численных расчетов близка к использованной в предыдущем параграфе. Ось x разбита на 100 равных интервалов. Член χ_3 здесь уже проинтегрирован по углам (см. /10/). Следует отметить, что вклад четырехплазмонных взаимодействий $R_4(x, \tau)$ описывается весьма громоздким выражением и требует существенно больше машин-

ного времени, поэтому для производной $\frac{\partial W}{\partial \tau}$ опять была использована простая разностная схема. Контроль за точностью счета осуществлялся, во-первых, как и ранее, проверкой сохранения величины W_0 , во-вторых, проверялось выполнение равенств $\int R_1(x, \tau) dx = \int R_2(x, \tau) dx = 0$, следующих из антисимметричности подынтегральных выражений. К концу счета ($\tau \sim 14$) норма W_0 изменилась на $\sim 1,5\%$, величина $\int R_1 dx$ отличалась от нуля менее, чем на 10^{-8} и $\int R_2 dx < 10^{-3}$. Результаты (графики функций и величины интегралов) выдавались через каждые 50 шагов по τ ($\Delta \tau = 1$).

На рис. 4 приведены графики функции $W(x, \tau)$ и ее производной $\frac{\partial W}{\partial \tau}$ (R_1) в моменты времени $\tau = 0, 1, 3$. До момента времени $\tau = 3$ (150 шагов по τ) член $R_2(x, \tau)$ в уравнении (3.2) оказывается весьма малым и им можно пренебречь. При этом центр пакета быстро смещается влево от $x_0 \approx 1.1$ до $x_0 = 0.6$, за счет перекачки на ионах. Начиная со 151-го шага, в уравнении учитывался член $R_2(x, \tau)$.

На рис. 5а приведены графики $W(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$ и $R_2(x, \tau)$ в момент $\tau = 4$ (200 шагов), а на рис. 5б - отдельно функция $R_2(x, 4)$. Видно, что влияние четырехплазмонных взаимодействий еще мало.

Тем не менее, исходя из вида функции $R_2(x, 4)$, можно сделать вывод о характере этого влияния на эволюцию спектра ленгмюровских волн λ). Наличие двух горбов по обеим сторонам от центра пакета

) В области справа от K_ плазмон-плазмонное рассеяние при достаточно большой плотности энергии может лишь препятствовать неограниченному сужению пакета, оставляя справедливыми результаты предыдущего параграфа.

и провала в районе центра должно приводить к уширению спектра. В области $\chi_0 \sim 0.6$ этот процесс в силу его малости подавляется перекачкой на ионах, эффективно делая пакет более узким, а амплитуду в центре большей.

Рис. 6 то же, что и рис. 5, при $\tau = 7$, а $\chi \approx 0.32$. Здесь форма кривой $R_2(\chi, \tau)$ стала уже менее симметричной (левый горб выше правого), поэтому четырехплазменные взаимодействия, изменяя вид спектра, смещают его центр влево в область малых k со все более возрастающей эффективностью. Рис. 7 иллюстрирует это утверждение: при $\tau = 11$ имеем $\chi_0 = 0.14$, в то время как параллельный счет с $R_2(\chi, \tau) = 0$ дает при $\tau = 11$ $\chi_0 = 0.22$, что означает увеличение общей скорости перекачки за счет плазмон-плазмонного рассеяния.

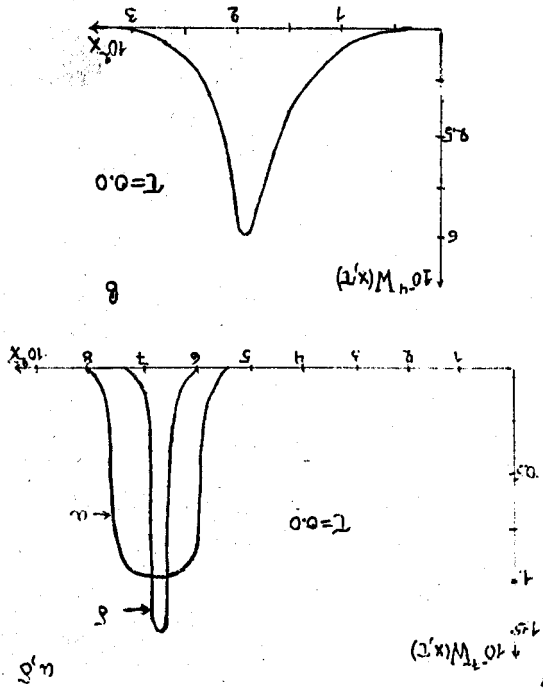
На рис. 8 представлены графики $W(\chi, \tau)$, $R_1(\chi, \tau)$, $R_2(\chi, \tau)$ и $R(\chi) = R_1(\chi) + R_2(\chi)$ при $\tau = 13$, когда $\chi_0 = 0.07$, т.е. центр пакета находится в точке, где согласно ^{2/} при дополнительных предположениях о поглощении плазмонов и постоянстве максимальной амплитуды спектра турбулентность становится квазистационарной (т.е. $\frac{\partial W}{\partial t} \ll (V_4 W)_{max}$). В рассматриваемом нами случае трансформации пакета без поглощения ($v_e = 0$) и подкачки, несмотря на то, что спектр $W(\chi)$ к моменту $\tau = 13$ и с центром в $\chi_0 = 0.07$ имеет форму, весьма близкую к форме квазистационарного спектра работы ^{2/}, эволюция его не прекращается. Этот факт указывает на то, что при принятых предположениях, даже с учетом четырехплазменных взаимодействий либо вообще не существует стационарного состояния, либо оно возникает при k_0 , весьма близком к нулю (где, может быть, изменится характер производной $\frac{\partial W}{\partial t}$, связанной с плазмон-плазмонным рассеянием, однако пока тенденции к такому изменению не обнаружено).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.G. Makhankov, et al. Плазма Phys. 12, 191, 1970
2. V.G. Makhankov, B.G. Shchinov, JINR E9 - Dubna 1970;
Phys. Rev. Let. 25, 18, 1970.
3. В.Н.Цытович. "Нелинейные эффекты в плазме", Наука, Москва 1967.
4. А.А.Галеев, В.И.Карпман, Р.З. Сагдеев, ДАН, 157, 88, 1964.
5. В.А.Гудкова, В.А.Липеровский. ПМТФ, 3, II, 1970.
6. А.С.Кингсеп, Л.И.Рудаков, ЖЭТФ, 58, 582, 1970.
7. А.Н.Измайлов, Б.И.Иванов, Л.А.Митин, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко.
Письма в ЖЭТФ, 12, 73, 1970.
8. В.А.Липеровский, В.Н.Цытович, ЖЭТФ, 57, 1252, 1969.
9. В.Н.Цытович, В.Д.Шапиро, Nucl. Fusion, 5, 228, 1965.
А.С.Кингсеп, Автореферат диссертации МФТИ, М., 1970
10. С.Б.Пикельнер, В.Н.Цытович, ЖЭТФ, 55, 977, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1972 г.

Рис. 1 (а, б, в). Начальные спектры $W(\nu, 0)$.



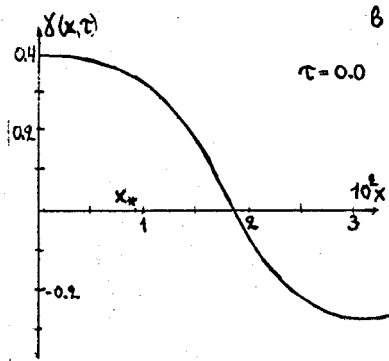
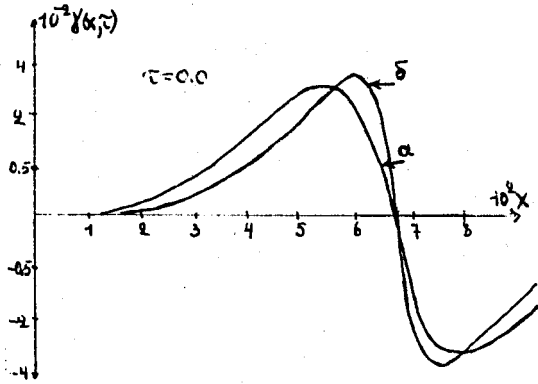
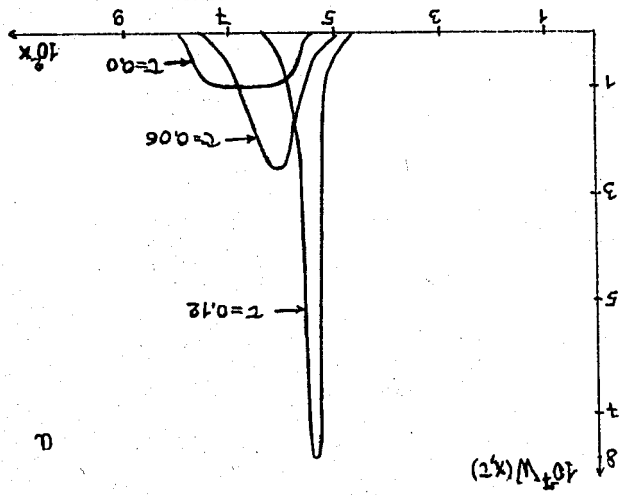


Рис. 2 (а, б, в). Нелинейные инкременты, соответствующие начальным спектрам рис. 1 (а, б, в)

Рис. 3а. Звонкая широкорезная волна ($\Delta k \sim k_0$) и узкорезная ($k_0 \gg k^*$) пакеты ξ -волн.



а

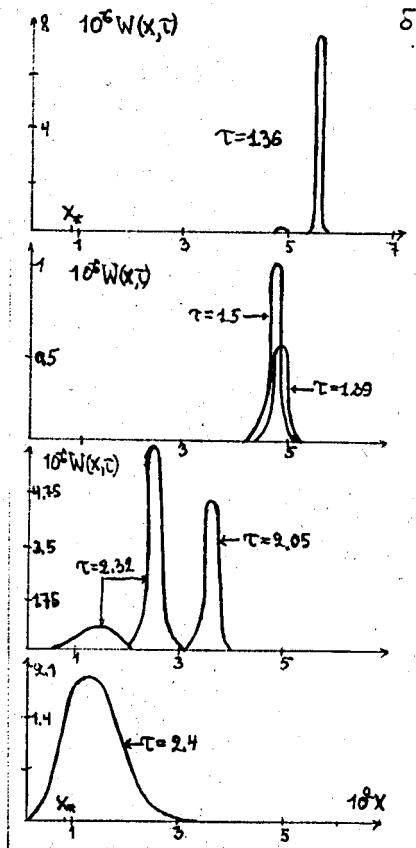


Рис. 36. Эволюция узкого ($\Delta k \ll k_0$) и далекого ($k_0 \gg k_*$) пакетов ℓ -волн.

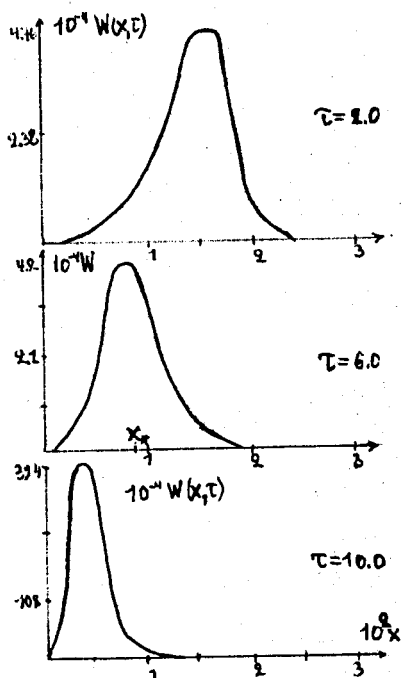


Рис. 3в. Эволюция широкого ($\Delta k \sim k_0$) и близкого ($k_0 \approx 2k_*$) пакетов ℓ -волн.

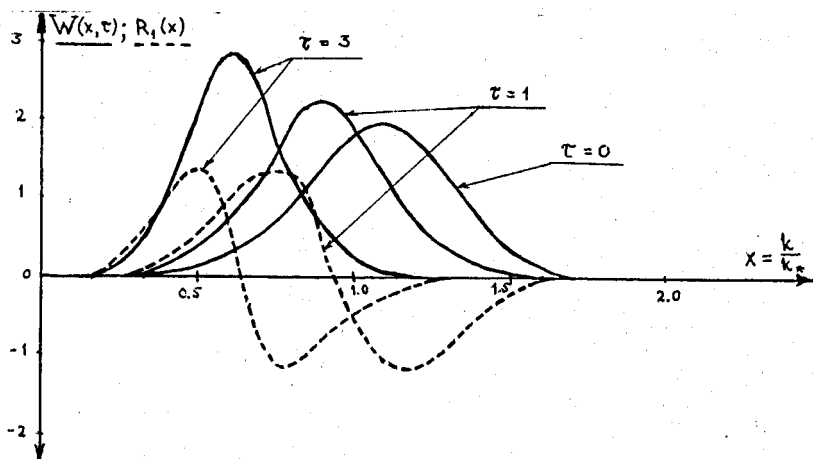


Рис. 4. Эволюция спектра с $\Delta k \sim k_0 \sim k_*$ ℓ -волн $\overline{W}(x, \tau)$ в результате их рассеяния на ионах плазмы и четырехплазменных взаимодействий ($\tau = 0, 1, 3$)

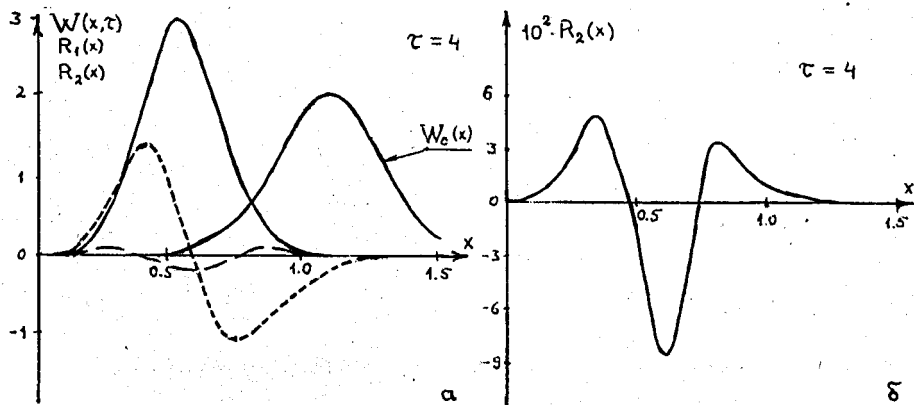


Рис. 5. Графики функций $\overline{W}(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$, $R_2(x, \tau)$ в момент времени $\tau = 4$.

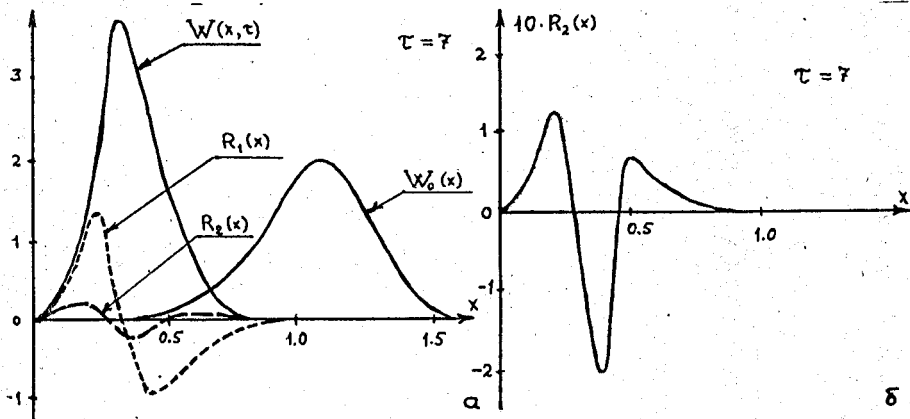


Рис. 6. Графики функций $W(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$, $R_2(x, \tau)$ при $\tau = 7$

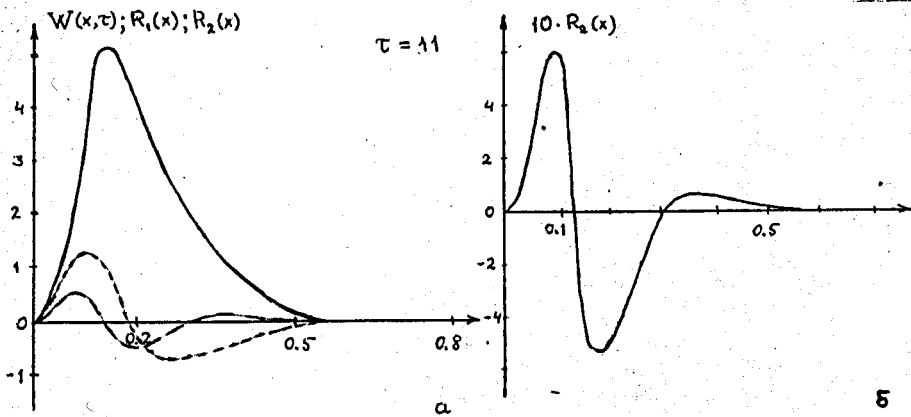


Рис. 7. Графики функций $W(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$, $R_2(x, \tau)$ при $\tau = 11$

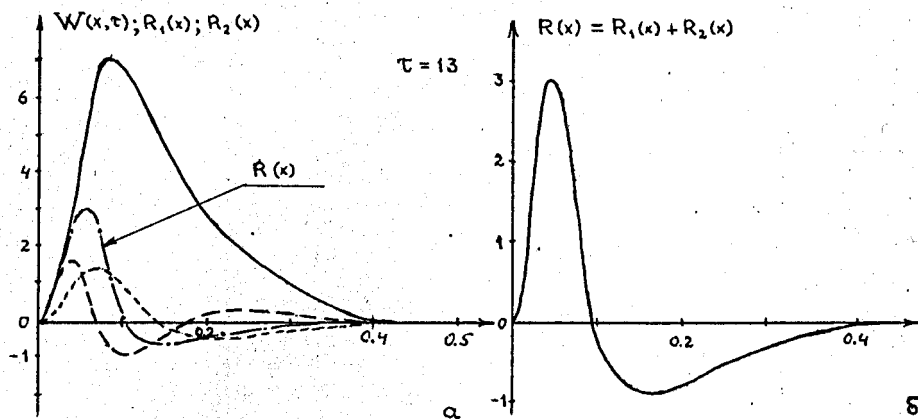


Рис. 8. Вид функций $W(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$, $R_2(x, \tau)$ в момент времени $\tau = 13$.

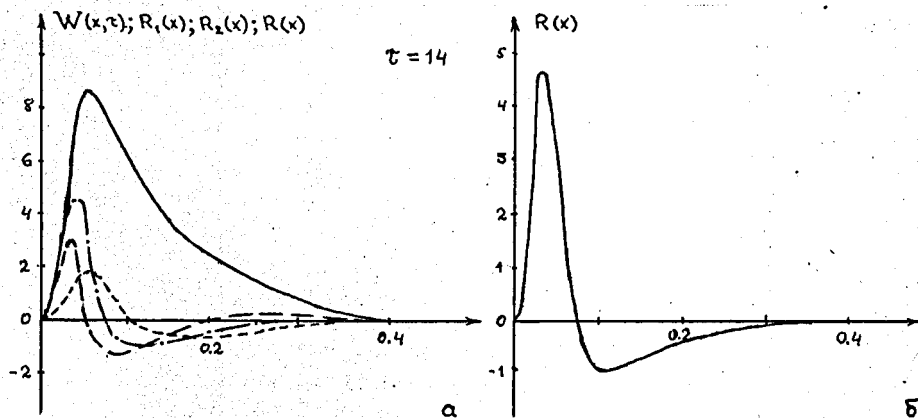


Рис. 9. Вид функций $W(x, \tau)$, $R_1(x, \tau)$, $R_2(x, \tau)$ к концу счета $\tau = 14$.