ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

9 - 10683

АБДУЛЛОЕВ
Хабибулло Одинаевич

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель
доктор физико-математических наук — В.Г.Маханьков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор — И.П.Павлоцкий

доктор физико-математических наук
доцент — В.И.Рыжий

Оппонирующая организация:

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

Защита диссертации состоится "_____"___________1977 года в________ часов на заседании Специализированного совета К 063.91.02 при Московском ордена Трудового Красного Знамени физико-технического института (г.Долгопрудный, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ.

Автореферат разослан "_______"______________1977 года.

Ученый секретарь Специализированного совета
кандидат физико-математических наук — С.М.Коршунов

Многие нелинейные дифференциальные уравнения допускают частные решения в виде уединённых волн. К ним относится целый класс уравнений, описывающих колебания в нелинейных диспергирующих средах, в частности, гидродинамике, плазме и др.

Лишь в последние десятилетия интерес к исследованию подобных решений резко возрос. При этом были обнаружены вначале численно, затем описаны аналитически так называемые вполне интегрируемые системы (ВИС), не допускающие стохастизации, т.е. необратимого перераспределения энергии по степеням свободы. Уединённые волны именно в таких системах получили названия солитонов. Солитоны ВИС выходят из взаимодействия, не изменяя своей формы и скорости, так что весь результат взаимодействия состоит в изменении их фаз. Мы не будем придерживаться столь узкого определения, а будем называть солитоном уединённую волну.

Вопрос об упругости взаимодействия солитонов оказался тесно связанным с проблемой Ферми-Паста-Улама. Более того, исследование на упругость взаимодействия солитонов оказалось одним из наиболее прямых и простых тестов для ответа на вопрос, эргодична или вполне интегрируема данная система.

Содержание диссертации можно условно разделить на две части:

К первой относятся вопросы, связанные с рассмотрением теории слабой турбулентности, которая может быть исследована методами теории возмущений (область применимости которой есть $W/nT < K^2 d_e^2$; здесь W - плотность энергии турбулентности, nT - плотность тепловой энергии плазмы, $d_e = v_e / \omega_{pe}$ - дебаевский радиус электронов, k - характерное волновое число) с помощью усреднения по статистическому ансамблю.

В частности, рассмотрена проблема устойчивости, ионно-звуковой турбулентности в плотной плазме, а также найдены корреляционные функции ленгмюровской (ℓ) и ионно-звуковой (s) турбулентности.

Однако теория слабой турбулентности неспособна объяснить ни динамики, ни спектров ленгмюровской (ℓ)-турбулентности при не слишком малых плотностях энергии поля $1 > W/nT > k_0^2 d_e^2$.

Отметим, что в этом случае ширины корреляционной функции порядка линейной частоты $\Delta\omega$.

В этом втором случае мы приходим к модели сильной турбулентности плотной плазмы. Известно, что плазма, как ионизированный газ, состоящий из заряженных частиц, обладает богатым набором различных мод колебаний (коллективных степеней свободы).

Для большинства из них в нелинейном приближении получены уравнения, допускающие солитонно-подобные решения (уравнение Кортевега-де Вриса, Буссинеска, Шредингера с некоторым самосогласованным потенциалом в зависимости от модели и др.).

В диссертации разрабатываются и используются как аналитические, так и численные методы исследования нелинейных уравнений. В частности, построен и практически реализован алгоритм для изучения проблемы Ферми-Паста-Улама с точки зрения столкновения солитонов в рамках различных моделей теории плазмы (s-солитоны, ℓ-s-солитоны и др.). В результате обнаружено неупругое взаимодействие ℓ-солитонов, вплоть до их слияния, причем число солитонов не сохраняется (см. обратный метод задачи теории рассеяния В.Е.Захарова и А.Б.Шабата).

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и трёх приложений.

Во введении приводится обзор литературы, касающейся темы диссертации, а также кратко излагаются основные идеи и постановки задач по главам.

Первая глава посвящена исследованию некоторых нелинейных явлений в плотной плазме. В частности, рассмотрено взаимодействие акустических (a) колебаний с частотой $\omega \ll \nu_e, \nu_i$ и ионно-звуковой (s).

В неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$) ионно-звуковая ветвь непосредственно переходит в акустическую при $k_\nu \sim \nu_e / v_e$ ($v_e = \sqrt{T_e / m_e}$ - тепловая скорость электронов, ν_e - частота парных столкновений электронов с электронами). Вследствие этого распадные взаимодействия линейных s-колебаний и a-колебаний запрещены законами сохранения. Однако при определённом уровне s-турбулентности, $W/nT > k^2 d_e^2$, уширение корреляционных функций полей может привести к распаду $\ell \to \ell' + s$. Для исследования этого эффекта получено дисперсионное уравнение для a-колебаний в присутствии развитой s-турбулентности.

$$\omega' - i\gamma_{\vec{k}}^{s} = -\frac{\omega_a^2}{2 n_0 T_e} \int \frac{k_1}{k} \left(\frac{\vec{k}_1 \vec{k}}{k_1 k} \right)^2 \frac{\vec{k} \left(\frac{\partial W_{\vec{k}_1}}{\partial \vec{k}_1} \right) d\vec{k}_1}{\omega' - \Delta\omega_{\vec{k}\vec{k}_1} + i\delta} . \qquad (\mathrm{I})$$

При $\omega' \ll \Delta\omega_{\vec{k}\vec{k}_1}$ возникает кинетическая неустойчивость. В определённых условиях неизотропная s-турбулентность может оказаться неустойчивой относительно возбуждения (а)-колебаний. Инкремент такой неустойчивости оценивается следующим образом:

$$\gamma_k' = \frac{\pi}{8} \omega_a \frac{W}{nT} \frac{\cos^2\vartheta_0 \sin^2\vartheta_0}{\left(\Delta\vartheta_0 + \frac{k}{2k_1}\frac{\Delta k_1}{k_1} + \alpha u\right)^2} . \qquad (2)$$

Рассмотренная неустойчивость фактически приводит к уходу энергии s-колебаний из бессоударительной области волновых чисел

($k > k_\nu$) в область частных кулоновских соударений. Этот процесс может рассматриваться как дополнительная диссипация энергии S -волн. В обратном пределе, т.е. когда $\omega' \gg \Delta\omega_{\vec{k}\vec{k}_1}$, из (I) получаем неустойчивость гидродинамического типа с инкрементом, равным при $\gamma^s_{\vec{k}} \ll \omega'$

$$\omega' = (-1)^{1/3}\omega_a \left[\frac{u}{2}\sin^2\theta_0\cos^2\theta_0\right]^{1/3}, \qquad (3)$$

а при $\gamma^s_{\vec{k}} \gg \omega'$ возникает диссипативная неустойчивость, инкремент которой есть

$$\omega' = \omega_a\left(\frac{\omega_a}{i\gamma^s_{\vec{k}}}\right)^{1/2}\left[\frac{u}{2}\sin^2\theta_0\cos^2\theta_0\right]^{1/2}.$$

Условия возникновения этих неустойчивостей соответственно.

$$1 > \cos^2\theta_0\sin^2\theta_0\, u > \max\{2(\Delta\theta)^3, (m_e\nu_e/m_i\omega_a)^3\}$$

и $\left(\frac{m_e}{m_i}\frac{\nu_e}{\omega_a}\right)^3 > \sin^2\theta_0\cos^2\theta_0 > (\Delta\theta_0)^3$.

Видно, что они развиваются лишь при $\Delta\theta_0 \ll 1$.

В § 2 этой главы получено и исследовано уравнение для корреляционных функций неизотермической квазистационарной плазмы, в которой возможны распадные взаимодействия ℓ -волн с участием S -волн.

Корреляционные функции слабовзаимодействующих полей можно приближённо представить в виде:

$$\langle E^i_k E^{i*}_{k'}\rangle = I^i_k\,\delta(\vec{k}-\vec{k}')\,\delta(\omega-\omega'),$$ где

$$I^i_k = |E^i_k|^2\varphi^i(\vec{k},\omega) \qquad (4)$$

(индекс $i = \ell, S$ соответствует ℓ или S -колебаниям).

Распадные взаимодействия $\ell \to \ell' + S$, разрешённые в неизотермической плазме, приводят к изменению спектра ℓ -турбулентности практически во всей области волновых чисел.

В области $k < k_*$ корреляционные функции $\varphi^{\ell,S}(\vec{k},\omega)$ имеют вид (лоренцевой кривой):

$$\varphi(\vec{k},\omega) = \frac{1}{\pi}\,\frac{\gamma(k)}{(\omega-\omega_{\vec{k}})^2 + (\gamma(k))^2}. \qquad (5)$$

В области малых волновых чисел корреляционная функция $\varphi(\vec{k},\omega)$, как и в изотермической плазме, определяется 4- плазмонными взаимодействиями.

В неизотермической плазме важную роль играет распадный член; здесь появляется ещё одно характерное волновое число

$k^s_* = k_*(T_e/T_i)^{1/2}$, где

$k_* = (m_e/m_i)^{1/2}/3d_e$ отделяет область, где доминирует индуцированное рассеяние плазмонов на ионах ($k > k_*$), от области, в которой преобладает рассеяние плазмонов друг на друге ($k < k_*$). При $k > k^s_*$ возможен распад $\ell \to \ell' + S$, запрещённый в диапазоне $k < k^s_*$. В области $k > k^s_*$ можно написать уравнение

$$\varphi^\ell(\vec{k},\omega)W^\ell_k = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\pi n_0 T_e}\frac{1}{|\varepsilon^\ell+\varepsilon^{\sim}|^2}\int\left(\frac{\vec{k}_1\vec{k}_2}{k_1k_2}\right)^2 W^\ell_{\vec{k}_1}\,d\vec{k}_1\,\times$$
$$\times\,\delta(\omega-\omega_1-\omega_2)\left[W^s_{\vec{k}_2}\,\delta(\omega_2-\omega^s_{\vec{k}_2}) + W^s_{-\vec{k}_2}\,\delta(\omega_2+\omega^s_{\vec{k}_2})\right]\times$$
$$\times\,\delta(\vec{k}-\vec{k}_1-\vec{k}_2)\,d\vec{k}_2\,d\omega_1\,d\omega_2. \qquad (6)$$

Уравнение (6) в предположении, что нелинейный сдвиг частоты и уширение корреляционных функций достаточно малы, так что $\Delta\omega^{\sim}(k), \gamma(k) \ll \omega_{pe}(k^s_*)^2 d_e^2$, может быть решено методом последовательных приближений.

В изотермической плазме ($T_e = T_i$) уширение корреляционной функции

$$\Delta^i = \pi \varphi^i(\vec{K}, \omega)\left[(\omega - \omega_K^i)^2 + (\gamma_K)^2\right]\frac{1}{K_*^s v_s} \qquad (7)$$

(где $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$ - скорость ионно-звуковых волн) определяется 4-плазмонными взаимодействиями, поэтому может быть значительным для ℓ -волн с малыми волновыми числами, $K < K_*^s$. При $K > K_*^s$ величина $\Delta^\ell(K)$ уменьшается пропорционально $(K_*^s/K)^4$. В неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$) корреляционные функции длинных ℓ -волн также связаны с рассеянием ℓ -плазмонов друг на друге и поэтому ведут себя практически так же, как и в случае $T_e = T_i$. Корреляционные функции коротковолновых ℓ -колебаний с $K > K_*$ определяются распадным ($\ell \to \ell' + s$) процессом и различны для разных мощностей генерации ℓ -турбулентности. Если плотность энергии ℓ -колебаний W_*^ℓ в области волновых чисел $K \gtrsim K_*$ удовлетворяет неравенству $W_*^\ell/nT > (m_e/m_i)^{3/2}$, то $\Delta_1^\ell = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)\left(\frac{W_*}{nT_e}\right)\left(\frac{K}{K_*^s}\right)$.

В обратном пределе, когда $W_*^\ell/nT \leq (m_e/m_i)^{3/2}$, получаем $\Delta_2^\ell = \sqrt{m_i/m_e}\left(\frac{m_i}{m_e}\frac{W_*^\ell}{nT_e}\right)^2(\ln y)/y$, $y = K/K_*^s$.

Корреляционные уширения Δ_1^s и Δ_2^s имеют тот же порядок величины, что Δ_1^ℓ и Δ_2^ℓ, поэтому при $(W_*^\ell/n_oT_e) > \frac{m_e}{m_i}$ распад $\ell \to \ell' + s$ запрещён, при этом турбулентность становится сильной.

Во второй главе исследована ситуация, когда теория слабой турбулентности становится неприменимой, а весьма существенной является корреляция фаз. В этом случае мы приходим к нелинейным волновым уравнениям, важными частными решениями которых являются солитоны. Показана принципиальная роль ℓ -волн в процессе образования и взаимодействия одномерных ленгмюровских солитонов.

В § I главы 2 исследованы решения дисперсионного уравнения, описывающего квазираспадную (модуляционную) неустойчивость спектра ℓ -волн. Это уравнение справедливо лишь на начальной стадии неустойчивости

$$1 - \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{K^2 v_e^2} + \frac{\omega_{Pe}\,\omega_{Pi}^2}{4 n_o T_e\, \omega^2} \cdot \frac{W^\ell}{\omega + \frac{3}{2}\frac{K^2 v_e^2}{\omega_{Pe}}} = 0 \qquad (8)$$

Если волновое число низкочастотного (н.ч.) возмущения мало, $K < K_o$ (где K_o -волновое число, соответствующее максимуму в спектре ℓ -турбулентности), то неустойчивость спектра можно назвать модуляционной. Если $K \gg K_o$, то неустойчивость - квазираспадного типа. Условие развития этой нелинейной неустойчивости, приводящей к "слипанию" плазмонов, есть $W/nT > \varkappa K^2 d_e^2$ ($\varkappa$ - численный коэффициент $\sim$ I).

С помощью уравнения (8) можно определить характерные волновые числа:

$$K_{trans} = \frac{1}{d_e}\left[\frac{2}{27}\frac{m_e}{m_i}\frac{W}{n_o T_e}\right]^{1/4}$$ - есть волновое

число, отделяющее область, где γ растёт с ростом K, от области, где γ выходит на плато, и $K_{max} = \frac{1}{d_e}\left[\frac{1}{6}\frac{W}{n_o T_e}\right]^{1/2}$ - волновое число, начиная с которого, инкремент $\gamma|_{K \gtrsim K_{max}} = 0$.

Условие развития неустойчивости $W/nT > \varkappa K^2 d_e^2$ можно легко получить также, исходя из соотношения для частоты ℓ -колебаний

$$\omega^\ell(K) = \omega_{pe} + \frac{3}{2}\frac{K^2 d_e^2}{\omega_{pe}} - \omega_{pe}\frac{W}{8 n_o T_e}. \qquad (9)$$

Равенство (9) можно рассматривать как определение энергии нерелятивистской квазичастицы (плазмона).

Первый член в (9) есть масса покоя, второй - кинетическая энергия, а третий - потенциальная энергия взаимодействия плазмонов друг с другом (знак минус соответствует притяжению).

В § 2 этой главы, для изучения нелинейной стадии развития рассматриваемой неустойчивости удобно использовать динамическое описание ленгмюровской турбулентности, предложенное В.Е.Захаровым.

В безразмерных переменных система принимает вид:

$$\left.\begin{aligned} i\varphi_t + \varphi_{xx} &= \delta n \varphi \\ \delta n_{tt} - \delta n_{xx} &= |\varphi|_{xx} \end{aligned}\right\}. \qquad (10)$$

Важными установившимися решениями этой системы являются ленгмюровские солитоны.

$$\varphi = \varphi_m \frac{\exp i\left[k_0 x - (k_0^2 - \Delta k^2)t\right]}{ch\left[\Delta k(x - M_s t)\right]} \qquad (11)$$

$$k_0 = \frac{M_s}{2}, \quad \Delta k = \varphi_m / \sqrt{2(1 - M_s^2)}.$$

С помощью решения системы уравнений (10) на ЭВМ показано, что ℓ -солитоны (11) возникают в результате развития рассмотренной нелинейной неустойчивости. Между интегралами движения системы (10)

$$I_1 = \int |\varphi|^2 dx \quad \text{и} \quad I_3 = \int \left(\delta n |\varphi|^2 + |\varphi'_x|^2 + \frac{\delta n^2}{2} + \frac{v^2}{2}\right) dx$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0 ,$$

для солитонов (11) устанавливается следующая связь:

$$I_3 = \frac{(5M_s^2 - 1)}{(1 - M_s^2)^2} \frac{I_1^3}{48} + \frac{M_s^2 I_1}{4} \qquad (12)$$

На основе (10) рассмотрена эволюция неподвижных симметричных начальных пакетов и найдена зависимость $\varphi_c(t)$ (здесь $\varphi_c = |\varphi(x=0, t)|$). При $t \to \infty$ $\varphi_c \to I_1/2\sqrt{2}$. При использовании безынерционного описания, т.е. при замене системы (10) уравнением (S3),

$$i\varphi_t + \varphi_{xx} + |\varphi|^2 \varphi = 0 \qquad (13)$$

зависимость $\varphi_c(t)$ становится квазипериодической при $t \to \infty$ и $\varphi_c(t)$, не стремится ни к какому определённому пределу, т.е. формирования солитонов за конечные времена не происходит. Это объясняется тем, что уравнение Шредингера с кубической нелинейностью (13) описывает нераспадный спектр даже при больших нелинейностях, в отличие от

квазираспадного спектра, который описывается, например, уравнением Кортевега-де Вриса.

Тот факт, что при переходе к системе (10) наблюдается формирование ℓ -солитонов, объясняется возможностью превращения избыточной энергии ℓ -плазмонов в энергию ионно-звуковых волн, и её излучения из области локализации поля ленгмюровских колебаний. Использование безынерционного описания нелинейной неустойчивости с помощью (13) сильно искажает её картину.

В § 3 главы 2 рассматривается численное моделирование с помощью системы (10) и уравнения Шредингера с кубической нелинейностью. Как известно, уравнение (13) описывает вполне интегрируемую систему. Проведенные в рамках (13) эксперименты на ЭВМ подтвердили, что при взаимодействии солитонов в этих условиях их форма, амплитуда и скорости остаются неизменными (упругое взаимодействие) С другой стороны, энергия двух одинаковых солитонов $2I_3$ при $M_s \ll 1$ больше энергии I_3' солитона, имеющего $I_1' = 2I_1$, что указывает на возможность их "слияния".

Процесс объединения двух солитонов в один был обнаружен при численном решении системы (10). Он возможен, если потенциальная энергия взаимодействия солитонов друг с другом во всяком случае больше их относительной кинетической энергии.

Этот процесс можно интерпретировать как образование из двух квазичастиц возбуждённого состояния составной квазичастицы и последующий переход её в основное состояние путём излучения "дефекта массы".

Слияние солитонов(уменьшение их ширины Δx),как и"коллапс ленгмюровских волн",представляют собой механизмы спектральной перекачки

ℓ-волн в коротковолновую область, где возможно их эффективное поглощение за счёт затухания Ландау. Проблема солитонов и их взаимодействия тесно связана с проблемой стохастизации в нелинейных системах.

В третьей главе в качестве примера с помощью ЭВМ изучается динамика формирования и взаимодействия солитонов в рамках "улучшенных" уравнений Кортевега-де Вриса (КдВ) и модифицированного уравнения Кортевега-де Вриса (МКдВ).

Уравнение КдВ, описывающее широкий класс волновых процессов при учёте слабой нелинейности и дисперсии волн, имеет вид:

$$u_t + u_x + (u^2)_x + u_{xxx} = 0. \qquad (14)$$

Уравнение (14) является вполне интегрируемой гамильтоновой системой, не допускающей стохастизации. Для него, в частности, методом обратной задачи теории рассеяния (ОЗТР) получены так называемые N-солитонные решения, описывающие упругие взаимодействия солитонов, т.е. такие взаимодействия, в результате которых изменяется лишь фаза сталкивающихся солитонов. Упругость их взаимодействия является не случайностью, а выражением отсутствия стохастизации в полностью интегрируемой системе.

В § 1 отмечается, что в длинноволновом пределе, т.е. при $K \gtrsim 1$, нарушается основное предположение, использованное при выводе уравнения (14) о том, что все волны движутся в положительном направлении оси x, что видно из дисперсионного соотношения для линейных волн, $\omega = K(1-K^2)$. Неправильное описание дисперсии коротких волн приводит к "неприятному" условию неустойчивости разностных схем при численном исследовании (14), $\tau < ch^3$ (с – некоторый коэффициент~1).

Нами предлагаются аналоги уравнений КдВ и МКдВ

$$u_t + u_x + (u^n)_x - u_{xxt} = 0, \qquad (15)$$

которые, во всяком случае, не хуже уравнения (14) описывают эволюцию длинных нелинейных волн, а также "удобны" с точки зрения вычислительной математики.

Из (15) при $u \to 0$ следует дисперсионное соотношение $\omega = K(1+K^2)$. В системе координат, движущейся с единичной скоростью, это уравнение принимает вид:

$$u_t + (u^n)_x + u_{xxx} - u_{xxt} = 0. \qquad (16)$$

В § 2 главы 3 построена симметричная неявная схема 2-го порядка точности для решения на ЭВМ уравнений (14) и (16). Условие устойчивости численного решения уравнения (16) по этой схеме $\tau/h < 1$ легко реализуется в отличие от жёсткого ограничения $\tau < ch^3$, возникающего при численном решении (14).

В § 3 этой главы найдены решения уравнения (16) при n =2,3 в виде солитонов, образующих однопараметрические семейства решений

$$u = A\,ch^{-2}\left[\left(\frac{A}{2(2A+3)}\right)^{1/2}(x - Mt)\,\varkappa\right], \quad M = \frac{2}{3}A \qquad (17)$$

и найдены выражения для некоторых законов сохранения рассмотренных уравнений.

В рамках уравнения (16) изучалась эволюция начальных данных вида (17). Здесь $\varkappa$ характеризует отношение ширины солитонов к ширине начального пакета. Когда $\varkappa > 1$, образуется один солитон и шлейф коротковолновых осцилляций, причём амплитуда образующегося солитона меньше амплитуды начального пакета. При $\varkappa<1$ в зависимости от конкретной величины $\varkappa$ возникает один или несколько солитонов, причём тем больше, чем меньше $\varkappa$.

В § 4 главы 3 с помощью численного моделирования изучается динамика взаимодействия солитонов. Столкновение двух солитонов, как это следует из (I7), возможно лишь, если больший догоняет меньший. После перекрытия солитонов наблюдается отщепление волны разрежения малой амплитуды A^{ℓ}.

Определим коэффициент неупругости K_{inel} как отношение амплитуды возмущения, рождённого при столкновении солитонов, к амплитуде максимального солитона. Нами было установлено, что K_{inel} растёт с увеличением амплитуды солитонов.

При рассмотрении уравнения (I6) с $n=3$ неупругость взаимодействия солитонов оказывается на порядок больше, чем неупругость взаимодействия солитонов уравнений (I6) при $n=2$. Таким образом, приходим к выводу, что уравнение (I6) при $n=2,3$ описывает динамические нелинейные системы, в которых возможна стохастизация и, следовательно, необратимый обмен энергией между степенями свободы.

Основные результаты, полученные в диссертации, можно сформулировать следующим образом:

I. На основе системы гидродинамических уравнений, решаемых методом возмущений, найдены неустойчивости спектра S -турбулентности в плотной плазме, в частности, кинетическая, гидродинамическая и диссипативная, а также величина порога неустойчивости. Установлено, что при уровне S -турбулентности, превышающем пороговое значение $U_{пор}$, в области $\omega<\nu_e,\nu_i$ появляются неустойчивые ветви аккустических колебаний.

2. Получены и исследованы уравнения, описывающие корреляционные функции изотропной ленгмюровской и связанной с ней S -турбулентности в установившемся квазистационарном состоянии, в неизотермической плазме. Корреляционные уширения существенно различны в области малых и больших волновых чисел. Показано, что форма корреляционных кривых вблизи резонансных частот имеет вид лоренцевой кривой.

3. Показано, что образование и взаимодействие ленгмюровских солитонов, как и динамика апериодической неустойчивости, не могут изучаться в рамках адиабатического приближения, так как существенную роль в этих процессах играют н.ч. движения плазмы. Разрабатывается алгоритм методики численного исследования нелинейных уравнений. Впервые обнаружено неупругое взаимодействие ℓ -солитонов. Предлагается наглядная физическая интерпретация образования и взаимодействия ленгмюровских солитонов на языке взаимодействия квазичастиц.

4. Для описания н.ч. волн в плазме и гидродинамике предложены "улучшенные" уравнения КдВ и МКдВ. Показано, что в отличие от уравнений КдВ и МКдВ, в рамках этих уравнений взаимодействие солитонов является неупругим, что играет принципиальную роль с точки зрения проблемы Ферми-Паста-Улама.

Предложенные уравнения описывают динамические системы, в которых возможна стохастизация, т.е. необратимое перераспределение энергии по степеням свободы.

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на I Всесоюзной школе по физике плазмы (Москва, 1974 г.), на II Международной конференции по теории плазмы (Киев, 1974 г.), на ежегодной конференции "Ломоносовские чтения", МГУ, 1975 г., на конференциях, посвященных Ленинским дням (ТГУ, Душанбе, 1976, 1977 гг.), на семинарах в ОИЯИ, ФИАН и ТГУ и опубликованы в работах:

1. Х.О.Абдуллоев, Ф.Х.Хакимов, В.Г.Маханьков. ЖТФ, 44, № 4, 698, 1974.

2. Kh.O.Abdulloev, V.G.Makhankov. Plasma Physics v.17,421, 1975.

3. Kh.O.Abdulloev, I.L.Bogolubsky, V.G.Makhankov. Physics Letters 48A, 161, 1974.

4. V.G.Makhankov, I.L.Bogolubsky, Kh.O.Abdulloev. Preprint JINR E-9-8225, Dubna, 1974.

5. Kh.O.Abdulloev, I.L.Bogolubsky, V.G.Makhankov. Nuclear Fusion 15,21, 1975.

6. Х.О.Абдуллоев, И.Л.Боголюбский. Препринт ОИЯИ Р4-9431, Дубна, 1975.

7. Kh.O.Abdulloev, I.L.Bogolubsky, V.G.Makhankov. Physics Letters 56A, No.6, 427, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1977 года.