

к. 117

2353
M-36



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Министерство высшего и среднего специального образования СССР

Харьковский ордена Трудового Красного Знамени государственный университет
им. А.М. Горького

9 - 4953

В.Г. Маханьков

ВОПРОСЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ

Специальность 01.0.47 - физика плазмы

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

академик АН УССР А.И. Ахиезер,
доктор физико-математических наук Л.И. Рудаков,
доктор физико-математических наук В.Д. Шапиро.

Ведущая организация:

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

Автореферат разослан " " 1970 г.

Защита диссертации состоится " " 1970 г. на заседании Ученого совета физико-технического факультета Харьковского государственного университета.

Адрес: Харьков, проспект Курчатова, 31, зал заседаний Ученого совета.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке ХГУ.

Учёный секретарь Совета

Ю.А. Кирочкин

9 - 4953

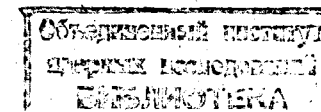
В.Г. Маханьков

ВОПРОСЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ

Специальность 01.0.47 - физика плазмы

Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

6800 нр.



1. В последнее время большое количество исследований как теоретического, так и экспериментального характера посвящено нелинейным взаимодействиям в плазме (см., например, /1,2/). К настоящему времени можно считать установленным, что нелинейные эффекты в ней играют весьма существенную роль, и адекватное описание поведения плазмы (и межпланетной и лабораторной) не может быть сделано без детального исследования этих эффектов.

Известно большое количество разнообразных нелинейных взаимодействий в плазме, приводящих к различным физическим эффектам (комбинационное рассеяние, спектральные перекачки, распадные неустойчивости и др.) Здесь мы не можем подробно останавливаться на их описании, так как это сделано в соответствующей литературе /1,2,3/. Однако следует заметить, что все эти работы не учитывают влияния парных кулоновских соударений частиц на нелинейные эффекты в плазме. Между тем такое влияние может оказаться весьма существенным как в космической, так и в лабораторной плазме. Именно это обстоятельство привело к тому, что значительное число работ в течение последних пяти лет было посвящено (в рамках линейной теории) проблеме влияния парных соударений частиц на устойчивость и удержание плазмы. Однако очевидно, что это лишь одна часть проблемы и, кстати, не самая важная. Действительно, любая неустойчивость в конечном счёте ограничивается нелинейными (или квазилинейными) эффектами^{x/}. При этом отнюдь не всякая ли-

^{x/} О влиянии парных соударений на квазилинейные эффекты см. /3/.

нейная неустойчивость приводит к значительному изменению первоначального состояния ^{/4/}, вот почему принципиально важным становится вопрос об исследовании нелинейных взаимодействий. Бесстолкновительную теорию нелинейных взаимодействий в настоящее время можно считать достаточно хорошо разработанной. Однако эта теория не может описывать квазистационарных состояний, существующих в течение определенного времени порядка (или большего) времени парных соударений. Поэтому весьма важным представляется исследовать влияние парных кулоновских столкновений частиц на нелинейные взаимодействия волн в плазме.

Кроме того, за исключением небольшого числа работ ^{/5,6/}, низкочастотные свойства турбулентной плазмы описывались в предположении слабой нелинейности, что давало возможность исследовать лишь незначительно измененные (в результате нелинейного взаимодействия) линейные спектры низкочастотных колебаний. Однако уже даже при малой амплитуде в.ч. полей $\frac{|E_{\omega}|^2}{n_0 T_e} \ll 1$ низкочастотные свойства плазмы могут существенно образом изменяться. Это означает, что весьма важным является вопрос об электромагнитных свойствах плазмы в присутствии в.ч. турбулентности или (что то же самое) об устойчивости слаботурбулентной плазмы по отношению к н.ч. возмущениям. Для последовательного анализа подобных проблем необходимо знать спектры квазистационарной турбулентности плазмы. Такие спектры могут возникать, если в плазме существуют источники турбулентности, область трансформации энергии по спектру и область ее диссипации. Как правило, картина возникновения стационарной турбулентности описывается сложными нелинейными интегродифференциальными уравнениями, поэтому при отыскании квазистационарных спектров турбулентности весьма эффективными оказываются методы вычислительной математики (в частности, метод непрерывного параметра). Исследованию этих вопросов и посвящена реферируемая диссертация, которая состоит из шести глав и приложения.

В первой главе излагается общий метод получения нелинейных уравнений (в частности, дисперсионных) поля в плазме. Показано, что как для широких, так и для очень узких пакетов волн эти уравнения идентичны. Заметим сразу, что описывают они различные физические явления: в первом случае мы можем исследовать взаимодействие волн внутри пакета (в пространстве волновых векторов \vec{k}), во втором — лишь эволюцию всего пакета в целом, точное нелинейное воздействие узкого и интенсивного пучка волн на слабые колебания вне его. И в том и в другом случаях уравнения в интересующем нас приближении могут быть написаны, если известны нелинейные поляризуемости 2 и 3 порядков по полю. Основное содержание первой главы посвящено методу получения этих поляризуемостей в условиях частых соударений. Подчеркнутую часть предыдущей фразы нужно понимать в следующем смысле. Так как в дальнейшем мы будем рассматривать взаимодействие в.ч. волн ($\omega^B \approx \omega_{oe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$ — плазменной частоты) между собой, либо в.ч. и н.ч. колебаний (в том числе $\omega^H < \nu_e$ — эффективной частоты соударений электронов с ионами), то влияние парных соударений частиц на в.ч. колебания в линейном приближении является достаточно слабым в силу $N_D \gg 1$; $(N_D \approx n_0 \left(\frac{\nu T_e}{\omega_{oe}}\right)^3 \approx \frac{\omega_{oe}}{\nu} L$ — число частиц в дебаевской сфере). Однако роль парных соударений частиц в нелинейных взаимодействиях может оказаться иной. Проиллюстрируем это утверждение примером индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на частицах плазмы. В этом процессе участвует виртуальная волна, частота которой равна разности частот рассеиваемой и рассеянной волн $\omega_- = \omega_1 - \omega_2$. Вот почему виртуальная волна является относительно низкочастотной

$$\omega_- \approx \frac{\Delta k k v T_e}{\omega_{oe}^2} \omega_{oe}. \quad (1)$$

Можно ожидать, что парные соударения частиц будут сказываться в первую очередь тогда, когда частота виртуальной волны удовлетворяет неравенству

$$(2)$$

В этом смысле здесь и в дальнейшем мы будем понимать термин "частые соударения".

Рассмотрение проводится на основе кинетического уравнения со stoss - членом в форме Ландау. Специфика рассматриваемой задачи привела к необходимости использовать кинетико-гидродинамический подход, ^{/7/} позволяющий вычислить компоненты нелинейных токов в случае, когда

$$|\omega - k v_{Ta}| \ll v_{Ta} \ll |\omega - k v_{T\alpha}|, \alpha = e, i. \quad (3)$$

Действительно, если все частоты находятся в области частых соударений, то для нахождения компонент нелинейных токов можно пользоваться известными гидродинамическими уравнениями ^{/8/}. Случай, когда частоты всех волн больше эффективной частоты соударений, в настоящее время достаточно хорошо изучен ^{/12/}. Однако оба эти метода не пригодны для наших целей.

Смешанный кинетико-гидродинамический подход иллюстрируется на примере расчёта нелинейной поляризуемости 2 порядка по полю $S(k_1, k_2, -k_2)$.

Кроме того, найдены полуфеноменологические уравнения гидродинамики, которые приводят к тому же результату, что и рассмотренный выше подход.

Во второй главе исследуется влияние нелинейных взаимодействий на усредненные характеристики плазмы. В качестве примера обсуждается вопрос о бессударительном нагреве плазмы высокочастотным стохастическим полем. Рассмотрение проводится методом последовательного разложения уравнения Власова по амплитуде электрического поля. Получено уравнение

для корреляционной функции в.ч. поля в условиях, когда его можно считать стационарным, поэтому

$$\langle E_{k\omega} E_{k'\omega'}^* \rangle = V_{k\omega} \delta(k - k') \delta(\omega - \omega').$$

В турбулентной плазме теряется однозначное соответствие между ω и k , имеющее место в линейной теории ($V_{k\omega} = -v_{Te} \delta(\omega - \omega_k)$). Превращение δ -функции в функцию конечной ширины обязано корреляционным эффектам. Эффекты, связанные со стохастизацией в.ч. поля ^{/2/}, и вызванный ими нагрев частиц (по-видимому, ^{/10/}) не рассматривались, поскольку такой процесс представляет собой существенно нестационарное явление.

Учёт корреляционных эффектов в квазилинейном уравнении приводит к стохастическому нагреву частиц. Используя уравнение для корреляционной функции, можно выразить интенсивность нагрева через квадрат энергии в.ч. поля. Наряду с этим эффектом в коэффициентах диффузий возникают члены того же порядка величины ($\approx W^2$) по стохастическому полю. Их знак противоположен. Суммарный эффект этого корреляционного нагрева пропорционален матричному элементу рассеяния. Общую мощность нагрева можно посчитать из вероятности рассеяния, учитывающей два механизма нелинейного комптоновского рассеяния (в пренебрежении 4 плазменными взаимодействиями и распадами), что соответствует закону сохранения энергии при нагреве $\frac{d}{dt}(W + n_0 T) = 0$. Оценка его эффективности есть $(W = \frac{1}{4\pi} \int |E_k|^2 dk)$

$$\frac{dT_0}{dt} = \nu_{\text{эфф.}} \left(\frac{\omega_{oe}}{\omega} \right)^2 \frac{W}{n_0}, \quad \nu_{\text{эфф.}} = \frac{\omega_{oe}^2}{\omega} \frac{k_0}{\Delta k_0} \frac{W}{n_0 m_e c^2}, \quad (4)$$

где Δk_0 - ширина, а k_0 - центр пакета в.ч. волн, соотношение (4) имеет место, если $k_0 > (\omega_{oe} / v_{Te})$. Произведена также оценка влияния парных соударений в ядрах интегральных уравнений ^{/27/}.

Вывод о том, что стационарный стохастический нагрев связан с индуцированным рассеянием, имеет простые следствия. Из условия сохранения числа плазмонов при рассеянии следует, что стохастический нагрев эффективен лишь для таких колебаний, частота которых существенно зависит от k .

Третья глава диссертации посвящена исследованию нелинейных взаимодействий ленгмюровских волн в условиях частых соударений. Здесь помимо вопроса о количественном влиянии парных соударений на интенсивность нелинейных взаимодействий существует также более важный вопрос о направлении нелинейной перекачки.

Как известно, гидродинамическая турбулентность развивается так, что основной масштаб ее пульсаций уменьшается. В теории бессударительной плазмы имеет место обратный процесс. Средняя величина волнового вектора уменьшается, т.е.

$$\frac{d}{dt} \langle k \rangle = \frac{d}{dt} \int k N(k^2) dk < 0,$$

что соответствует увеличению характерного масштаба турбулентности. В связи с этим возникает вопрос о влиянии парных соударений как на знак производной $\frac{d}{dt} \langle k \rangle$, так и на ее величину.

Нелинейные взаимодействия могут носить как кинетический, так и гидродинамический характер^{1,2/}. Хорошо известная спектральная перекачка в бессударительной плазме может быть интерпретирована как кинетическая нелинейная неустойчивость, приводящая к перекачке энергии по спектру. Ясно, что нелинейные взаимодействия, кроме того, изменяют и спектр колебаний. При достаточно сильной турбулентности такое влияние будет значительным или даже полностью определяющим дисперсию. Так, например, для ленгмюровских волн нелинейная поправка к частоте $\delta\omega_{nl}$ может превосходить линейную $\frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{oe}}$ (связанную с тепловым движением) при достаточно больших

$$v_{\phi} = \frac{\omega_{oe}}{k} \quad \text{и} \quad (W/n_0 T_e) \ll 1. \quad \text{Отметим, что последнее усло-}$$

вие в дальнейшем везде предполагается выполненным, и в этом смысле турбулентность считается слабой.

Нелинейное взаимодействие ленгмюровских волн, как известно^{1,2,7/}, определяется следующим соотношением^{x/}:

$$\frac{\partial}{\partial t} |E_k^{\ell}|^2 = \gamma_k |E_k^{\ell}|^2 + \alpha \int (\Sigma + \frac{8\pi i S_1 S_2}{\omega_{\ell} \epsilon(\omega_{\ell}, k_{\ell}^-)}) |E_k^{\ell}|^2 |E_{k_1}^{\ell}|^2 dk_1, \quad (5)$$

первый нелинейный член соответствует току 3 порядка по полю, второй - 2 порядку. В компонентах Фурье

$$\delta\omega + i\gamma_k \rightarrow = \frac{4\pi i}{(\partial\omega_{\ell} \epsilon / \partial\omega)_{\omega=\omega_k^{\ell}}} \int R_1^{\ell}(k, k_1) |E_{k_1}^{\ell}|^2 dk_1, \quad (6)$$

где

$$R_1^{\ell}(k, k_1) = 2 \left\{ \Sigma(k, k_1, k, -k_1) - \frac{4\pi i S_1(k_-, k_-, -k_1) S_2(k, k_1, k_-)}{\omega_{\ell} \epsilon(\omega_{\ell}, k_{\ell}^-)} \right\} \quad (7)$$

При достаточно больших $v_{\phi} > v_{Te} \sqrt{m_1/m_0}$ дисперсия волн определяется первым членом в уравнении (7), вклад второго члена мал ввиду больших значений ϵ . Что касается мнимой части $\delta\omega$, то наиболее эффективным без учёта соударений является рассеяние на ионах, определяемое вторым членом (7). Этот член соответствует нелинейному рассеянию, а $\frac{1}{\epsilon}$, входящее в (7), описывает виртуальную продольную волну. Величину, определяющую инкремент перекачки, более удобно записать в виде

$$J_m S_1 \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|} S_2 \quad (8)$$

^{x/} Как уже отмечалось выше, (5) справедливо для волн с хаотическими фазами и для "монохроматических" пакетов.

и в бессоударительном случае (так как $J_m \epsilon_1 = \delta(\omega - k v_1^* ,$
а $J_m S_1 S_2 = 0$) (8) действительно соответствует рассеянию
на ионах. Вклад же ионов в $S_{1,2}$ и Σ мал, так как эти
функции содержат высокую степень массы ионов в знаменателе.
С учётом соударений картина изменяется следующим образом:
ион-ионные соударения вносят вклад в ϵ_1 и $|\epsilon|^2$, электрон-
электронные - в $\Sigma, S_{1,2}$ и $\epsilon_0, |\epsilon|^2$.

В § 9,10 выясняется, что нелинейные взаимодействия
ленгмюровских волн существенно различны в зависимости от
того, определяется ли разность частот взаимодействующих ко-
лебаний тепловой дисперсией или самим нелинейным взаимо-
действием^{x/}. Рассмотрены различные типы нелинейных взаимо-
действий в области $\omega < k v_{Te}$, как в том, так и в дру-
гом случаях. При этом оказывается, что возникают и кинетиче-
ские и гидродинамические нелинейные неустойчивости (в том
числе и "диссипативные"), которые могут изменять не только
интенсивность, но и направление спектральной перекачки. Осо-
бенно наглядно это видно на примере узких ("монохроматических")
пакетов. Оказывается, что, например, нелинейная диссипативная
неустойчивость может привести к одновременному расплыванию
пакета и движению его центра. В этой главе исследовано также
влияние ион-ионных соударений на нелинейное взаимодействие
ленгмюровских волн в неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$).
Оно оказывается весьма существенным. Кроме того, нелинейная
диссипативная неустойчивость развивается и в том случае, когда
ее инкремент меньше частоты соударения. Это приводит к новому
важному выводу, состоящему в том, что в рассматриваемой об-
ласти параметров плазмы (и уровня шума $W/n_0 T_e$) затухание
ленгмюровских волн из-за соударений отсутствует, и при любых,
даже очень частых соударениях имеет место нелинейная дисси-
пативная неустойчивость.

^{x/} На что впервые, по-видимому, указывалось в рабо-
тах /11,12/.

В четвертой главе исследуется проблема взаимо-
действия турбулентных пульсаций частот $\omega^B \gg \nu$ (ленгмю-
ровских или электромагнитных) с гидродинамическими пульса-
циями $\omega \ll \nu$, имеющая важное значение как в лаборатор-
ной плазме, так и в астрофизических условиях. Подобное взаимо-
действие может оказаться весьма существенным при уста-
новлении квазистационарных нелинейных спектров ленгмюровских
волн, при взаимодействии лазера с веществом и во многих
других случаях. Получены уравнения, описывающие взаимодей-
ствие ленгмюровских и электромагнитных волн с акустическими
колебаниями и условия возбуждения последних. Отметим здесь
лишь ряд особенностей, возникающих в этих взаимодействиях.
Генерация акустических колебаний может существенно зависеть
от корреляций в.ч. колебаний плазмы, что существенно отличает
рассматриваемые взаимодействия от бессоударительных. Наряду
с членом $(k \frac{\partial}{\partial k_1}) |E_{k_1 \omega_1}^\ell|^2$, аналогичным бессоударительной
генерации, могут возникнуть члены типа $\Delta \omega \frac{\partial}{\partial \omega_1} |E_{k_1 \omega_1}^\ell|^2$.
(Здесь \vec{k} - волновой вектор "а" волн, $\Delta \omega$ - нелинейная
поправка к их частоте). Таким образом на генерацию или зату-
хание низкочастотных колебаний может влиять вид зависимости
корреляционной функции ℓ - волн от частоты, или в обыч-
ном представлении - от относительного времени двух коррели-
рующих полей.

Для появления гидродинамической раскачки акустических
колебаний необходимо, чтобы наряду с интенсивным квазистацио-
нарным фоном существовал выделенный (в пространстве волновых
векторов) пучок ленгмюровских волн, спектр которого не пере-
крывается с основным спектром. Такой пучок ленгмюровских
волн должен иметь значительно меньшую интенсивность, нежели
интенсивность основного фона. Здесь гидродинамическая неус-
тойчивость описывает генерацию акустических колебаний только
этим пучком. Заметим, кстати, что такие пучки волн могут
реально возникать в случае неустойчивости пучков электромаг-

нитных волн в плазме /13/. И, наконец, следует подчеркнуть, что последним этапом в установлении стационарных спектров турбулентности в плазме с достаточно большими размерами без магнитного поля всегда должны быть акустические колебания, так как они обладают наименьшей частотой и существуют как в неизотермической, так и в изотермической плазме. Поэтому окончательный спектр турбулентности должен включать развитую акустическую турбулентность.

Кроме этого, здесь же исследуются вопросы возбуждения "а" - волн электромагнитными колебаниями, а также рассеяние последних на акустических волнах, что представляет большой интерес в астрофизических условиях (локация солнца и др.).

В пятой главе диссертации обсуждается проблема установления спектров квазистационарной ленгмюровской турбулентности плазмы и их вид. Общая картина установления спектра аналогична той, которая имеет место в турбулентной жидкости. Пусть W_k - энергия турбулентных пульсаций в 1 см^3 в интервале k до $k + dk$ (т.е. $W_k = 4\pi k^2 W_k \rightarrow$) а $\int W_k dk = W$ - плотности энергии турбулентных пульсаций, $l = (2\pi/k)$ - их характерный масштаб.

Для установления стационарной турбулентности необходимо наличие области k , в которой генерируются колебания, области, в которой энергия трансформируется вдоль спектра, и области, в которой энергия пульсаций диссипируется (вообще говоря, эти области могут перекрываться). Для ленгмюровских колебаний генерация происходит обычно при достаточно больших k (при этом, однако $k < k_D = \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}$). Энергия трансформируется из-за нелинейных взаимодействий в область меньших k , и при некоторых $k \approx k_0$ эффект трансформации сравнивается с эффектом поглощения. Здесь энергия останавливается, накапливается и поглощается. Обозначим по аналогии с жидкостями $L = \frac{2\pi}{k_0}$ основной масштаб турбулентности, тогда асимптотической областью волновых чисел является область $k \gg k_0$. Аналитические расчёты дают в ней /14/

$$W_k = \frac{\text{const}}{k^2}$$

Такой вид спектра имеет место, если $k_0 \ll k \ll k_* = \frac{1}{3} \frac{\omega_{pe} v_{Te}}{v_{Te}^2}$. При $k > k_*$ спектр становится практически постоянным. Однако для получения полного спектра турбулентности использование аналитических методов оказывается невозможным.

С помощью весьма эффективного в подобных исследованиях метода введения непрерывного параметра и ЭВМ удается решить сложную задачу отыскания квазистационарного спектра ленгмюровской турбулентности плазмы практически во всей области волновых чисел, включая область $k \leq k_0$. При решении спектр предполагался трехмерным изотропным. Проведено сравнение результатов численного расчёта с аналитическими. Получено хорошее согласие. Обсуждаются перспективы предлагаемого метода математического исследования в задачах физики турбулентной плазмы.

В §21 исследуется влияние парных соударений частиц на вид спектра квазистационарной ленгмюровской турбулентности плазмы.

В предыдущих главах рассматривались различные нелинейные эффекты, имеющие место в слаботурбулентной плазме. Однако, как неоднократно подчеркивалось выше, развитые методы позволяли исследовать лишь те из них, в которых происходит незначительное изменение дисперсии колебаний. (кроме §§ 10-13, но и там это существенно связано со спецификой ленгмюровских волн).

Глава шестая посвящена исследованию нелинейных взаимодействий, в которых существенно изменяются дисперсионные свойства плазмы в области низких частот. Простые физические аргументы показывают, что даже в условиях

$\frac{W}{n_0 T_e} \ll 1$ изменение низкочастотных свойств плазмы может быть немалым. Действительно, хорошо известно /3/, что наличие

турбулентности приводит к возникновению эффективных турбулентных соударений частиц с волнами и волн между собой, зависящих от энергии турбулентности. При $\frac{W}{n_0 T_e} \ll 1$ эти эффективные частоты ν_1, ν_2, \dots много меньше частот турбулентных пульсаций, однако могут быть достаточно большими, если уровень турбулентности не мал ^{/5/}. Для частот ω , меньших, например, ν_1 , можно ожидать коренного различия свойств турбулентной и нетурбулентной плазмы. В слаботурбулентной плазме эффективные турбулентные столкновения, пропорциональные более высоким степеням энергии турбулентных пульсаций, имеют меньшую частоту ($\nu_1 \approx W, \nu_2 \approx W^2$). Мы ограничились исследованием области $\nu_1 \gg \omega \gg \nu_2$. Так, например, обычно теория дрейфовых неустойчивостей не учитывает наличия в.ч. турбулентных пульсаций в плазме ^{/1,15/}. Часто, однако, в реальных экспериментах от присутствия таких пульсаций трудно избавиться при существующих методах импульсного создания плазмы, не говоря уже о таких установках, где развиваются неустойчивости, и в экспериментах по турбулентному нагреву. Как уже отмечалось, использованная выше теория слабой нелинейности может описать лишь эффекты медленной нелинейной раскачки или затухания почти периодических колебаний.

Наибольший интерес для приложений представляет исследование аperiodически раскачивающихся дрейфовых колебаний.

В шестой главе излагается общий метод получения нелинейной диэлектрической проницаемости плазмы в области низких частот ($\omega \approx$ - дрейфовых, а также $\omega < \nu$) при наличии интенсивного в.ч. шума или развитой ленгмюровской турбулентности. В § 26-28 исследуется влияние в.ч. турбулентности на устойчивость дрейфовых колебаний плазмы. Оказывается, что это влияние существенно зависит от вида спектра в.ч. колебаний. Замагниченные ленгмюровские колебания (изотропные) со спектром $\omega^l = \omega_{oe} \frac{|k_{1z}|}{k_1}$ лишь незначительно искажают дисперсионные свойства плазмы в н.ч. области, в то время как

одномерные ленгмюровские колебания или электромагнитные волны со спектром (изотропным) $\omega^l = \omega_{oe} + \frac{1}{2} \frac{k_{1z}^2 c^2}{\omega_{oe}} (k_{1z} \ll \omega_{oe})$ могут приводить как к срыву различных дрейфовых неустойчивостей, так и к появлению новых нелинейных спектров и нелинейных неустойчивостей. Так, например, в случае одномерной ленгмюровской турбулентности ($H_0 \parallel Oz$)

$$\epsilon_k = 1 + \frac{\omega_{oe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \frac{1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{k_z v_{Te}} (\omega - \omega_* + \omega_* \eta / 2)}{1 + g (1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k_z v_{Te}})} \quad (8)$$

$$\omega_* = - \frac{T_e k_y}{m_i \omega_{Hi}} \frac{\partial \ln n_0}{\partial x}, \quad \eta = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} \quad (9)$$

$$g = - \frac{\pi e^2 k_z}{m_e v_{Te}^2 \omega_{oe}} \int \frac{1}{\omega - k_z v_{gi}} \frac{\partial}{\partial k_1} W_{k_1} dk_1 \quad (10)$$

и $v_{g1} = 3 \frac{k_{1z} v_{Te}^2}{\omega_{oe}}$ - групповая скорость ленгмюровских волн.

В пределе $g = 0$ уравнение $\epsilon_k = 0$ дает дисперсионное уравнение дрейфовых колебаний линейной теории ^{/1,15/}. Из (8) видно, что при $g \gg 1$ происходит стабилизация кинетической неустойчивости быстрой дрейфовой волны при

$$\eta > 2. \quad (11)$$

Если $\omega \ll k_z v_{g1}$, то при $\frac{W}{n_0 T_e} \gg 12 \left(\frac{v_{Te}}{v_{\phi 1}} \right)^2, v_{\phi 1} = \frac{\omega_{oe}}{k_1}$ и $k_z v_{g1} \ll \sqrt{g} \omega_* (v_{g1} = \sqrt{T_e/m_i})$, получим $\omega = \omega_* g$. т.е. существенное увеличение частоты дрейфовых колебаний. При $\omega \gg k_z v_{g1}$ оказывается возможным возникновение новой нелинейно-дрейфовой неустойчивости $\omega^3 = \frac{3}{4} k_z^2 v_{Te}^2 \omega_* \frac{W}{n_0 T_e}$, если $\frac{W}{n_0 T_e} \gg (\omega_* / k_z v_{Te})^2$. Однако следствием развития этой неустойчивости будет изменение распределения в.ч. пульсации в направлении неоднородности плазмы. В диссертации рассмотрено также изменение дисперсионных свойств плазмы в области дрейфовых частот под влиянием непотенциальных в.ч. колебаний.

Оказывается, что плазма устойчива относительно возбуждения дрейфовых колебаний, если

$$\frac{m_1}{m_0} \gg M \gg k_1^2 \frac{v_{T1}^2}{\omega^2} \quad (12)$$

$M = \left(\frac{k_z v_{T0}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\lambda_1 \omega_{ce}}{c} \right)^2 \frac{W}{n_0 T_0}$, λ_1 - характерная длина волны в.ч. пульсаций. Кроме того, оказывается, что область существования температурно-дрейфовой неустойчивости (линейной) с $\eta \gg 1$ $\omega^2 = k_z^2 \omega_*^2 v_s^2$ сдвигается в область больших η с ростом энергии турбулентности, а именно: $\eta \gg g = \left(\frac{\lambda_1 \omega_{ce}}{c} \right)^2 \frac{W}{n_0 T_0} \gg 1$.

Исследована также роль членов более высоких порядков по $W/n_0 T_0$. Условие их малости есть

$$\max \{ \omega, k_z v_{z1} \} \gg \frac{k_1}{k} \omega_{cor} \quad (13)$$

здесь $(\omega_{cor})^{-1}$ - характерное время исчезновения корреляций в.ч. турбулентных пульсаций. Так, например, из (13) следует, что в рамках настоящей теории температурно-дрейфовая н.ч. неустойчивость исчезает $\omega^2 = -k_z^2 v_s^2 \eta$ ($\eta \gg 1$), если

$$\frac{\lambda_1 \omega_{ce}}{c} \gg \sqrt{\frac{\omega_{ce}}{\omega_*}}$$

В §29 рассмотрена задача о влиянии ленгмюровской турбулентности на неустойчивость, связанную с анизотропией температуры. Оказывается, что и эта неустойчивость может быть подавлена при достаточном уровне шума, что, по-видимому, представляет интерес для астрофизических приложений.

В §30 обсуждаются перспективы развития теории электромагнитных свойств слаботурбулентной плазмы в области низких частот, а также пределы применимости полученных в § 26-29 результатов. Наконец, в §31 исследованы дисперсионные свойства слаботурбулентной плазмы в области частых кулоновских соударений. Исследованы колебания типа второго звука в газе плазмонов и показано, что критерий неустойчивости этих колебаний

значительно слабее, нежели в буссоударительном пределе. Рассмотрена задача о возбуждении нелинейных акустических колебаний пучком поперечных волн.

Результаты диссертации опубликованы в работах /7, 11, 16-31/

и докладывались на всесоюзных и международных конференциях по физике плазмы (Тбилиси, 1966, Вена 1967, Новосибирск 1968, Бухарест 1969), а также на всесоюзных семинарах по коллективным взаимодействиям в плазме (Москва 1966, 1968, Харьков 1967, Новосибирск 1966, Сухуми 1967), на всесоюзном совещании по удержанию плазмы в замкнутых ловушках (Москва 1968), на всесоюзной конференции по космической и лабораторной плазме (Харьков 1969), на 6 всесоюзной школе по космофизике (г. Апатиты 1969).

Л и т е р а т у р а

1. Б.Б. Кадомцев. Вопросы теории плазмы. в.4. Атомиздат, 1964.
2. А.А. Галеев, В.И. Карлман, Р.З. Сагдеев. Nuclear Fusion 5, N1, 1965.
3. В.Н. Цытович. Нелинейные эффекты в плазме, изд-во Наука, М., 1967, УФН, 90, 435, 1966.
3. Е.К. Завойский, Л.И. Рудаков. АЭ, 23, 417, 1967, Физика плазмы, Изд-во Знание, М., 1967. Д.Д. Рютов, ЖЭТФ, 52, 1378, 1967.
4. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. ЖТФ, 38, 809, 1968. В.Г. Маханьков, Б.Г. Щинов. Препринт ОИЯИ Р9-3690, Дубна, 1968.
5. А.А. Веденов, Л.И. Рудаков, ДАН, 159, 767, 1964; А.А. Веденов, А.В. Гордеев, Л.И. Рудаков. Plasma Phys., 9, 719, 1967.
6. А. Гайлитис. Некоторые вопросы взаимодействия излучения и быстрых частиц со средой. Автореферат диссертации М. 1966.
7. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. ЖЭТФ, 53, 1789, (1967).
8. С.И. Брагинский. Вопросы теории плазмы. в. 1 Атомиздат, М. 1963.
9. Г.М. Заславский, П.П. Филоненко. ЖЭТФ 54, 1590, 1968.

10. Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро. ЖЭТФ, 49, 329, 1965.
11. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. ЖЭТФ, 37, 1981, 1967.
12. Л.М. Горбунов, А.М. Тимербулатов. ЖЭТФ, 53, 1492, 1967.
13. В.А. Липеровский, В.Н. Цытович. ПМТФ № 5, 15, 1965; №2, 116. 1966.
14. С.Б. Пикельнер, В.Н. Цытович. ЖЭТФ, 55, 977 (1968).
15. А.Б. Михайловский. Вопросы теории плазмы, в. 3, Атомиздат, М., 1963.
16. В.Г. Маханьков, Б.Г. Щинов. Препринт ОИЯИ, Р9-3689, Дубна, 1968.
17. В.Г. Маханьков, Л.М. Сахокия, В.Н. Цытович. Изв. вузов. Радиофизика, 12, 141 (1969).
18. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Препринт ОИЯИ Р9-3978, Дубна, 1968. ЖЭТФ 56, № 5, 1969.
19. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Report on 8th Intern. Conf. on Ioniz. Gases Phenom. Proceed. p. 396, Vienna 1967.
20. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович, Б.Г. Щинов. Препринт ОИЯИ, Р9-3979, Дубна, 1968.
21. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Препринт ОИЯИ, Р9-3980, Дубна, 1968.
22. Э.Н. Криворуцкий, В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Препринт ОИЯИ, Р9-3981, Дубна, 1968.
23. Э.Н. Криворуцкий, В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Nuclear Fusion 9, №2, 1969; Препринт ОИЯИ, Р9-3982, Дубна, 1968.
24. К.С. Карплюк, Я.Н. Колесниченко, Э.Н. Криворуцкий, В.Г. Маханьков, В.Н. Ораевский, В.П. Павленко, В.Н. Цытович. Report CN-24/E-12 on III Conf. Plasma Phys. Nucl. Fusion Research (Novosibirsk). Proceedings V.I, p.753, IAEA, Vienna, 1969.
25. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. ЖТФ, 39, 19, 1969; Препринт ОИЯИ, Р9-3373-2, Дубна, 1967.
26. В.Г. Маханьков. ЖЭТФ, 56, 950, 1969.
27. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Препринт ОИЯИ, Р9-4044, Дубна, 1968. АЭ, 27, 53, 1969.

28. В.Г. Маханьков, Б.Г. Щинов. ЖЭТФ, 57, 1969. Препринт ОИЯИ, Р9-4337, Дубна, 1969.
29. Е.П. Жидков, В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович, Чой-Зай Хен. Препринт ОИЯИ, Р9-4464, Дубна, 1969.
30. E.P. Jidkov, V.A. Liperovsky, V.G. Makhan'kov, S.B. Pikelner, V.N. Tsytovich, Che Ze Hen. Report on 9th Intern. Conf. on Ioniz. Gases Phenom. Bucharest, 1969.
31. А.Г. Бонч-Осмоловский, И.Н. Иванов, М.Л. Иовнович. В.Г. Маханьков, Э.А. Перельштейн. Препринт ОИЯИ, Р9-4138, Дубна, 1968.
32. В.И. Векслер и др. Препринт ОИЯИ, Р9-3440-2, Дубна, 1967; АЭ, 24, 317, 1968. Report on Intern. Conf. on High Energy Acceler. 6th. Proceed. p. 289, Cambridge, Sept. 1967.
33. В.Г. Маханьков, В.Н. Цытович. Препринт ОИЯИ Р9-4042, Дубна, 1968. ПМТФ, №6, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1970 года.