

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Пятак Александр Иванович

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ
В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Специальность 01.04.08 - физика и химия плазмы

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков - 1993

№ 26.580



00816996 (\$)

Робота виконана в Харківському фізико-технічному
інституті

Офіційні опоненти: доктор фізико-математических наук
Тимофєєв Александр Владимирович
(РНЦ "Курчатовский институт", г.Москва),
доктор фізико-математических наук
Давидова Татьяна Александровна
(ИЯИ АН України, г.Киев),
доктор фізико-математических наук
Рожков Алім Михайлович (ХГУ, г.Харьков)

Ведущая організація: Інститут теоретической фізики
АН України (г.Киев)

Защита состоится " 5 " марта 1993г. в 15⁰⁰ на
заседании специализированного совета Д 053.06.01 Харьковского
государственного университета им. А.М.Горького (310108, г.Харьков,
пр. Курчатова, 31, ауд. 301).

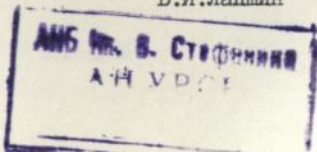
С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной
библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан " 1 " *доевр.* 1993г.

Ученый секретарь
специализированного совета
доктор физ.-мат.наук

Влашину

В.И.Лапшин



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность тем. Многочисленные исследования плазмы в естественных (в магнитосфере планет, звезд и др.) и лабораторных условиях давно выявили кардинальную роль магнитного поля не только в характере движения частиц плазмы, но и в процессах распространения, возбуждения, поглощения и устойчивости электромагнитных волн. Решающее влияние на эти процессы может оказывать неоднородность магнитного поля, которая, в частности, является неотъемлемым свойством всех устройств, применяемых для удержания плазмы. Характер неоднородности магнитного поля зависит от распределения в пространстве электрических токов, создающих магнитное поле. Например, токи, текущие во внешних обмотках токамаков, создают тороидальное магнитное поле с напряженностью

$$B_0 = \bar{B} \left(1 + \frac{r}{R} \cos \vartheta \right),$$

где \bar{B} - магнитное поле на оси тора, R - большой радиус токамака, r - радиус магнитной поверхности.

Градиент такого магнитного поля направлен перпендикулярно самому полю, тогда как пропускание по плазме тока вдоль оси тора, создает вращательное преобразование и делает поле токамака неоднородным и в продольном направлении.

Дискретность расположения катушек тороидального поля токамака приводит к еще одному неоднородному эффекту - гофрировке магнитного поля, свойственной по той же причине и магнитному полю прямой ловушки. Ток, текущий по винтовой обмотке стелларатора, создает магнитное поле этой ловушки с тороидальной и винтовой неоднородностью одновременно.

Неоднородность равновесных параметров плазмы также является причиной неоднородности магнитного поля, поскольку вызывает протекание диамагнитного тока.

Косвенной причиной неоднородности магнитного поля является прохождение через плазму волн большой амплитуды. Например, под действием быстрых магнитозвуковых (БМЗВ) или ионно-циклотронных волн (ИЦВ) электроны и ионы движутся с разной скоростью, и в плазме возникает ток поперек магнитного поля. Собственное магнитное поле этого тока дает свой вклад в неоднородность магнитного поля.

При изучении высокочастотных волновых процессов в плазме большого давления ($\beta \sim 1$, β - отношение газокINETического давления к магнитному) влияние неоднородности имеет первостепенное значение. Однако и в плазме малого давления ($\beta \ll 1$) неоднородность магнитного поля может играть важную роль. Это прежде всего относится к исследованию непотенциальных неустойчивостей с поперечным током, ионного циклотронного резонанса в токамаке и стеллараторе, черенковского взаимодействия альфвеновских волн с α - частицами и высокоэнергетичными ионами в токамаке, возбуждения и поглощения дрейфовых волн в системах с большим широм магнитного поля.

Многие вопросы взаимодействия волн с плазмой, включая вышеперечисленные, рассмотрены в монографиях и обзорах Б.Б.Кадомцева и О.П.Погуде (Вопросы теории плазмы (ВТП), 1967, Вып. 5, с. 209), А.Б.Михайловского (Теория неустойчивостей плазмы, т.т. I, II), А.И.Ахизера, И.А.Ахизера, Р.В.Половина, А.Г.Ситенко, К.Н.Степанова (Электродинамика плазмы, М., Наука, 1974), Шафранова В.Д. (ВТП,

т. 3, с. 3), Тимофеева А.В. (В кн. Вопросы теории плазмы, 1985, т. 14, с. 56), Лонгинова А.В. и Степанова К.Н. (В сб. "Высокочастотный нагрев плазмы". Материалы Всесоюзного совещания, Горький, 1982, ИФФ АН СССР) и др.

Вместе с тем ряд вопросов требует дальнейшего исследования вплоть до разработки новых подходов в их решении. Например, оставались открытыми вопросы о влиянии собственного магнитного поля поперечного тока на устойчивость плазмы конечного давления (в этой проблеме проявляется роль поперечной неоднородности магнитного поля), вопрос о влиянии продольной неоднородности магнитного поля на ионный циклотронный резонанс (ИЦР) в тороидальных ловушках плазмы и на условия применимости "локальной" теории ИЦР, вопрос об устойчивости и возбуждении внешними устройствами дрейфовых колебаний в системах с большим широм ($\Theta > \rho_i / r$, где Θ - шир магнитного поля, r - поперечный размер плазменного шнура, ρ_i - ларморовский радиус ионов), вопрос о влиянии неоднородности магнитного поля (продольной и поперечной) на черенковское взаимодействие ионов (линейное и нелинейное) с альфвеновскими волнами в тороидальных ловушках и др.

Целью работы являлось:

- исследование неустойчивых колебаний в плазме конечного давления с поперечным током;
 - исследованию нелокальных эффектов при ИЦР и черенковском резонансе в токамаках и стеллараторах;
 - исследование устойчивости и возбуждения дрейфовых колебаний в системах с большим широм;
- исследование нелинейного взаимодействия быстрых ионов в условиях черенковского резонанса с альфвеновской вол-

ной в неоднородном магнитном поле токамака.

Новизна работы. Исследование электростатических колебаний в изотермической плазме с поперечным током позволило найти пороги и инкременты неустойчивостей в условиях, когда токовая скорость U незначительно превышает критическое значение U_{cr} , ниже которого плазма устойчива, и получить нелинейное уравнение для потенциала возбуждаемых колебаний, на основе которого сделана оценка уровня турбулентных шумов, а затем и скорости нагрева плазмы в режиме насыщения неустойчивости.

Получено и исследовано дисперсионное уравнение для непопучинчатый колебаний плазмы конечного давления с поперечным током. При произвольном соотношении температур электронов и ионов плазмы определены частоты и инкременты нарастания неустойчивых низкочастотных колебаний. Обнаружена новая ветвь колебаний, порожденная неоднородностью магнитного поля, которая в свою очередь связана с собственным магнитным полем поперечного тока.

Найдены собственные функции для электрического поля дрейфовых колебаний плазмы с учетом их взаимодействия с электронами и ионами в условиях черенковского резонанса в системах с большим широм магнитного поля, что позволило установить аналитически их устойчивость.

Определена связь дрейфовых колебаний с электромагнитным полем внешнего источника, что позволяет определить величину поглощаемой плазмой ВЧ-мощности при нагреве плазмы волнами "дрейфового" диапазона.

Получено интегральное уравнение для коэффициента поглощения БМЗВ при фундаментальном циклотронном резонансе на основных ионах в токамаке. Это уравнение учитывает расфазировку между волной и части

цей, возникающей из-за продольной неоднородности магнитного поля, и определяет нелокальную структуру электрического поля БМЗВ в зоне циклотронного резонанса. Найдена величина нелокального поглощения БМЗВ при кратных циклотронных резонансах в токамаке и стеллараторе при ИПР на основных ионах плазмы и ионах добавки, а также вклад запертых ионов в циклотронное поглощение в токамаках. Учтен эффект многократности прохода α -частиц через зону ИПР, т.к. столкновения не выводит α -частицы (в отличие от тепловых ионов) из резонанса с волной в течение многих оборотов α -частиц вокруг тора.

Выведена система квазилинейных уравнений для описания черенковского взаимодействия альфвеновских волн (АВ) с термоядерными α -частицами и быстрыми ионами в токамаке (черенковское взаимодействие альфвеновских волн с ионами происходит благодаря магнитному дрейфу частиц).

Найдено аналитическое решение задачи о влиянии источника частиц на эволюцию волны большой амплитуды, что является обобщением задачи Мазитова-О'Нейла на случай непостоянного числа резонансных частиц.

Предложен новый подход к исследованию черенковского затухания БМЗВ и АВ на пролетных и запертых электронах в токамаках, согласно которому это исследование можно проводить на основе "однородного" тензора, диэлектрической проницаемости, заменив в нем продольную скорость частицы $v_{||}$ на локальное значение $v_{||}(\vartheta)$ в точке наблюдения, так что $v_{||}(\vartheta)$ и вместе с ней условие черенковского резонанса являются функциями полярного угла ϑ в соответствии координатной зависимостью магнитного поля токамака.

Научная и практическая значимость. Все полученные результаты выявили кардинальную роль неоднородности магнитного поля при исследовании многих вопросов возбуждения, поглощения и устойчивости электромагнитных волн в плазме и позволили разработать теорию непотенциальных колебаний плазмы конечного давления с поперечным током, нелокальную теорию ИЦР и черенковского резонанса в тороидальных системах, решить вопрос об устойчивости и возбуждении дрейфовых колебаний плазмы в системах с большим широм (токамак) магнитного поля, разработать нелинейную теорию взаимодействия альфвеновских волн с ионами в условиях черенковского резонанса в токамаках.

Полученные результаты можно использовать для разработки сценариев нагрева и выбора способов нагрева плазмы в токамаках и стеллараторах среди таких методов как ИЦР на первой и второй гармониках при резонансе на основных ионах плазмы и ионах добавки, инъекция быстрых нейтральных атомов или магнитная накачка в области низких ("дрейфовых") частот, для выбора методов создания токов увлечения. Многие из полученных результатов представляют непосредственный интерес и для изучения общезначимых вопросов распространения и поглощения волн в низкочастотной области ($\omega \ll \omega_{ce}$) в лабораторной и околосолнечной плазме на основе полученных уравнений малых колебаний, учитывающих поперечную и продольную неоднородности магнитного поля, эффекты магнитного и ларморовского дрейфов, а также шира магнитного поля.

Автор защищает следующие результаты работы:

I. Разработка нелокальной теории ионного циклотронного резонанса (ИЦР) в тороидальных ловушках плазмы (интегральное уравнение для коэффициента поглощения БМЗВ при фундаментальном резонансе в токамаках; коэффициенты нелокального циклотронного поглощения БМЗВ в токамаке в условиях кратных циклотронных резонансов на

основных ионах плазмы, а также резонанса на первой гармонике для термоядерных α -частиц и малой добавки ионов; коэффициент циклотронного поглощения БМЗВ запертыми ионами в токамаке, ИЦР в стеллараторе; возникновение симметричности нелокального коэффициента диффузии по отношению к противоположным направлениям движения ионов через зону ИЦР в токамаке в области длинных волн ($k_{\parallel} q R \ll \sqrt{q r / \rho_i}$, где q - фактор устойчивости токамака, $\rho_i = v_{Ti} / \omega_{ci}$) и, как следствие, сильного понижения тока увлечения.

2. Разработка теории непотенциальных колебаний плазмы конечного давления с поперечным током (дисперсионное уравнение, учитывающее эффект собственного магнитного поля поперечного тока, его анализ и оценки уровня турбулентности, обусловленной неустойчивостями этих колебаний).

3. Аналитическое решение проблемы устойчивости дрейфовых волн в системах с большим широм магнитного поля (токамак).

4. Решение задачи о распределении поля дрейфовых колебаний, возбуждаемых внешним источником с целью нагрева плазмы в токамаках.

5. Система квазилинейных уравнений для взаимодействия альфвеновских волн с α -частицами - продуктами термоядерной реакции и быстрыми ионами в условиях черенковского резонанса в токамаках.

6. Решение задачи об эволюции монохроматических волн большой амплитуды при наличии источника резонансных частиц.

7. Новый, "локальный", подход к исследованию черенковского затухания коротковолновых ($k_{\parallel} q R \gg 1$) БМЗВ и АВ в токамаках.

Полнота опубликования результатов диссертации.

Материалы работ, результаты которых положены в основу содержания диссертации, докладывались на Международных конференциях по

исследованиям в области физики плазмы и УТС (Мадисон, США, 1971; Балтимор, США, 1982; Ницца, Франция, 1988); 15-й Европейской конференции по УТС и нагреву плазмы (Дубровник, Югославия, 1988); Международных симпозиумах по нагреву в тороидальных плазмах (Комо, Италия, 1980); Рим, Италия, 1984); на Международном Варенноско-Лозанском рабочем совещании "Теория термоядерной плазмы" (Варенна, Италия, 1990); на заседании Технического комитета МАГАТЭ по исследованиям α -частиц в термоядерных исследованиях (Гетеборг, Швеция, 1991); на IV Международном совещании "Нелинейные и турбулентные процессы в физике (Киев, 1989); на Всесоюзных конференциях по физике плазмы и УТС (Звенигород, 1981, 1983, 1984, 1987, 1990); на IV Рабочем совещании по ВЧ-методам нагрева плазмы в тороидальных системах (Харьков, 1984); на Всесоюзном семинаре по теории магнитного удержания высокотемпературной плазмы (Москва, ИАЭ им. И.В.Курчатова, 1987, 1991) и опубликованы в зарубежных и отечественных изданиях [1-25].

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и двух Приложений и содержит 331 страниц текста и 10 рисунков. Список литературы включает 200 наименований.

Содержание работы

В диссертации изложены результаты исследований потенциальных и непотенциальных неустойчивостей плазмы с поперечным током, нелокальных эффектов при ионном циклотронном резонансе в токамаках и стеллараторах, устойчивости и возбуждения дрейфовых колебаний

в системах с большим широм магнитного поля, квазилинейной и нелинейной теории взаимодействия альфвеновских волн с быстрыми ионами в токамаке, "локальных" эффектов при черенковском поглощении быстрых магнитозвуковых и альфвеновских волн электронами в токамаке.

В первой главе диссертации получено выражение для возмущенной функции распределения частиц всех компонентов плазмы путем интегрирования кинетического уравнения по невозмущенным траекториям. Это выражение справедливо для произвольных значений отношения частоты электромагнитных колебаний к циклотронной частоте частиц и учитывает эффекты поперечной и продольной неоднородности магнитного поля, неоднородности плотности и температуры плазмы токамака, шира магнитного поля и электрическое поле разделения зарядов. Здесь же получены выражения для плазменных токов и плотности зарядов, на основе которых получены результаты всех исследуемых в диссертации вопросов.

Во второй главе диссертации проведено исследование устойчивости и турбулентности плазмы с поперечным током. Такого рода неустойчивости возникают при возбуждении в плазме ИЦВ и БМЗВ большой амплитуды, в ударных волнах, пинчах, в плазме, вращающейся в радиальном электрическом и аксиальном магнитном полях и т.д. В диссертации изложены результаты исследований мелкомасштабных неустойчивостей в интервале частот $\omega_{ci} \ll \omega$, $\gamma \ll \omega_{ce}$ (γ - инкремент неустойчивостей).

Токовая скорость \vec{u} , равная относительной скорости электронов и ионов $\vec{u} = \vec{u}_i - \vec{u}_e$, считается независимой от времени. Такое допущение является справедливым, если инкремент нарастания возбуждаемых колебаний значительно превосходит характерную частоту изменения токовой скорости. С другой стороны, это позво-

ляет исключить из рассмотрения возбуждение различного рода параметрических неустойчивостей.

Прежде всего в этой главе исследованы потенциальные неустойчивости изотермической плазмы нулевого давления. Длина волны потенциальных колебаний λ значительно меньше значения $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_{pe}$. Нарастание колебаний происходит в условиях небольшого превышения Δu критического значения u_{cr} , $\Delta u = u - u_{cr} \ll u_{cr}$, при котором инкремент нарастания волн равен нулю.

Показано, что в разреженной плазме, $\omega_{pe}^2 \ll \omega_{ce}^2$, возбуждаются две ветви колебаний, первая из них имеет порог неустойчивости $u_{cr} \approx 1,3 v_{Ti}$, а вторая — $u_{cr} \approx 2 v_{Ti}$. Получены выражения для инкрементов нарастания колебаний каждой из этих ветвей. В первом случае инкремент нарастания по порядку величины равен $\gamma_k \sim \omega_{pi} (\Delta u / u_{cr})^{5/2}$, а во втором — $\gamma_k \sim \omega_{pi} (\frac{\Delta u}{u_{cr}})^2$. В плотной плазме, $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$, возбуждается одна ветвь колебаний с инкрементом $\gamma_k = \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}} (\Delta u / u_{cr})^{5/2}$, порог неустойчивости для которой $u_{cr} \approx 1,3 v_{Ti}$.

Нелинейное дисперсионное уравнение этих колебаний, полученное во второй главе, учитывает нелинейное рассеяние волн на электронах и имеет нелокальный во времени вид. Это уравнение существенно отличается от дисперсионного уравнения, используемого в теории слабой турбулентности, в которой к нелинейному дисперсионному уравнению можно было применять процедуру усреднения по случайным фазам.

Процедура усреднения по фазам оказывается неприменимой из-за того, что входящие в это уравнение матричные элементы являются функциями фаз колебаний в отличие от соответствующих матричных элементов в теории слабой турбулентности.

Уровень неустойчивых колебаний, оцененный с помощью нелинейного уравнения, в условиях небольшого превышения токовой скорости u над порогом неустойчивости по порядку величины равен

$$\frac{W}{n_0 T} \sim \left(\frac{\Delta u}{u_{cr}} \right)^5 \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} \quad (W - \text{энергия колебаний}).$$

В условиях немалой надкритичности $\Delta u \sim u_{cr}$ или выхода неустойчивости в режим сильной турбулентности при дестабилизации неустойчивости для уровня колебаний можно пользоваться оценкой

$$\frac{W}{n_0 T} \sim \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2}.$$

Максимальное значение продольной температуры электронов $T_{||e}$ и поперечной температуры ионов $T_{\perp i}$, при этом по порядку величины равны $m_e u^2 / 4$. Нагрев обоих компонентов плазмы происходит с одинаковой скоростью за время τ порядка

$$\tau \sim \omega_{ci}^{-1} \sqrt{m_i / m_e}.$$

Наибольшее внимание во второй главе уделено исследованию непотенциальных неустойчивостей как в плазме конечного давления ($\beta \gtrsim 1$), так и при $\beta \ll 1$. Эти неустойчивости развиваются в длинноволновой области при $\lambda \gtrsim \lambda_0$. При малых значениях давления электронного газа ($\beta_e \ll 1$), длина волн электромагнитных колебаний велика по сравнению с ларморовским радиусом электронов ($\beta_e \gtrsim k^2 \rho_e^2$), в то время как для более коротких волн ($k \rho_e \sim 1$) электрическое поле возмущений можно считать потенциальным.

Исследование непотенциальных неустойчивостей проведено в диссертации в широком диапазоне токовых скоростей ($v_{Ti} \lesssim u \lesssim v_A$).

отношений температур электронов и ионов; при малых значениях давления электронного газа ($\beta_e \ll 1$) и при конечных значениях давления электронов и ионов ($\beta_e \gtrsim 1, \beta_i \gtrsim 1$), когда влияние неоднородности магнитного поля проявляется особенно сильно. Исследование проведено на основе анализа общего уравнения, учитывающего вышеперечисленные параметры, включая собственное магнитное поле поперечного тока.

В гидродинамическом приближении в плазме пренебрежимо мало давления, когда фазовая скорость волн поперек магнитного поля значительно превышает тепловую скорость ионов, а фазовая скорость вдоль магнитного поля велика по сравнению с тепловой скоростью электронов, инкремент нарастания непотенциальных колебаний $(\lambda \sim \lambda_0) \gamma$ в v_A/u раз меньше инкремента потенциальных колебаний $\gamma_p \sim \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$ при токовых скоростях $u \ll v_A$. При $u \sim v_A$ непотенциальные колебания возбуждаются с инкрементом, близким к γ_p , а при $u \gg v_A$ их инкремент нарастания равен $(u/v_A)^{1/3} \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$. Благодаря неоднородности магнитного поля, обусловленной собственным магнитным полем поперечного тока, становится возможным и возбуждение неустойчивых колебаний под прямым углом к магнитному полю. Это существенно непотенциальные колебания и их инкремент нарастания при $\lambda \sim \lambda_0$ имеет при $u \gtrsim v_A$ тот же порядок величины, что и максимальный инкремент потенциальных волн $\gamma_p (\gamma_p \sim \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}})$.

Учет конечности давления плазмы приводит к появлению неустойчивых колебаний, для которых необходимо учитывать непотенциальность электрического поля уже при $u \lesssim v_{Ti}$ и $u \sim v_s$ ($v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ - скорость звука). При малых давлениях электрического газа $\beta_e \ll 1$ инкремент нарастания электромагнитных колебаний ($\lambda \gtrsim \lambda_0$) в плазме с горячими электронами

$(T_e \gg T_i)$ меньше в $1/\sqrt{\beta_e}$ раз инкремента потенциальных колебаний, равного по порядку величины

$$\gamma_p \sim \omega_{pi} / \sqrt{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2}$$

В плазме с горячими ионами ($T_i \gg T_e$) при малом значении электронного давления $\beta_e \ll 1$ существуют две ветви колебаний, причем при $\beta < 0,1$ ($\beta = \beta_i + \beta_e$) возбуждаются преимущественно потенциальные волны с $\cos \theta = (m_e/m_i)^{1/2}$ где θ - угол между волновым вектором \vec{k} и магнитным полем \vec{B}_0 , для которых неоднородности плазмы и магнитного поля не существенны. Если же $\beta > 0,25$, то волны становятся существенно непотенциальными ($\lambda \sim \lambda_0$), и наиболее быстро расщиваются колебания, распространяющиеся строго поперек магнитного поля. Для этих колебаний неоднородность магнитного поля играет решающую роль, т.к. в отсутствие неоднородности не существует и этой ветви колебаний. При $\beta \sim 1$ инкремент нарастания непотенциальных колебаний сравним по величине с инкрементом соответствующих им в плазме низкого давления электронно-звуковых колебаний.

В изотермической плазме ($T_e = T_i$) непотенциальные колебания могут возбуждаться и при скоростях u , меньших критического значения $u_{cr} \approx 1,3 v_{Ti}$, установленного для потенциальных колебаний. Инкремент этих колебаний $\gamma \sim \omega_{pi} v_{Te}/c \cdot q_0^{3/2}$ ($q_0 = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2}$). При этом область неустойчивых длин волн определяется неравенством

$$k < k_{max} \sim \frac{\omega_{pe}}{c} \left(1 - \frac{u}{u_{cr}}\right)^{-1/2}$$

Во второй главе исследованы также неустойчивости в плазме с большим давлением электронного газа ($\beta_e \geq 1$). Показано, что в плазме с горячими электронами ($T_e \gg T_i$) непотенциальные

колебания, как и потенциальные, возбуждаются поперечным током только при $u > v_s$. Инкремент нарастания колебаний с $\cos \theta \sim \frac{u}{v_{Te}}$ принадлежащих ионно-звуковой ветви колебаний, по порядку величины равен $\gamma_p \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$. Следует заметить, что в более коротковолновой области $k^2 \rho_e^2 \gg 1$, замагниченный ионный звук является ветвь потенциальных колебаний даже в плазме конечного давления ($\beta_e \sim 1$). Помимо непотенциальных колебаний, являющихся продолжением ионно-звуковых колебаний в длинноволновую область ($\lambda \gtrsim \lambda_0$) в плазме с $T_e \gg T_i$, возможно также возбуждение колебаний, не имеющих аналога в плазме пренебрежимо малого давления. Неустойчивость возникает при $u > v_s$, а инкремент нарастания $\gamma \sim \sqrt{\beta_e \omega_{ce} \omega_{ci}}$, длина волны $\lambda \gtrsim \lambda_0$. При $T_i \gg T_e$ в плазме с большими значениями β_e ($\beta_e \gtrsim 1$) инкремент нарастания колебаний с $\cos \theta \sim u/v_{Te}$ γ_k пропорционален

$$\gamma_k \sim \beta_i \left(\frac{u}{v_{Ti}} \right)^3 \frac{T_i}{T_e} \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}} \quad (u < v_{Ti} \beta_i).$$

Инкремент этих колебаний мал по сравнению с $\sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$, т.к. в этом случае $\beta_i \gg 1$.

Особое место во второй главе занимает исследование неустойчивых колебаний, распространяющихся строго поперек магнитного поля ($K_{||} = 0$) в плазме конечного электронного давления, поскольку в этом случае резонансное взаимодействие волн с электронами может осуществляться только посредством "поперечного" черенковского резонанса, когда фазовая скорость волны поперек магнитного поля близка к скорости магнитного дрейфа электронов u_B .

В плазме с горячими электронами ($T_e \gg T_i$) при $\beta_e \ll 1$ неустойчивые решения дисперсионного уравнения с $K_{||} = 0$ возможны и без учета вычетных членов, связанных с "поперечным"

резонансом, так как в этом случае это уравнение имеет тот же вид, что и в гидродинамическом приближении. (Неустойчивость порождается магнитным дрейфом электронов).

Инкремент нарастания колебаний с длиной волны $\lambda \sim \lambda_0 u/v_A$ при $u \ll v_A$ равен

$$\gamma_m = \frac{1}{2} \frac{u}{v_A} \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$$

и при $\lambda \sim \lambda_0$ $\gamma_m \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$. Однако в области более коротких волн ($1 - \lambda v_A^2 / \lambda_0 u^2 < 2\sqrt{2} v_A / u$) гидродинамические решения устойчивы. В этом случае возникновение неустойчивых колебаний обязано "поперечному" резонансу (вычетным членам в дисперсионном уравнении). Инкремент нарастания колебаний в этом случае

сравним с максимальным инкрементом потенциальных колебаний $\gamma_p \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$ даже при малых β_e , а именно при $\beta_e > \beta_{cr} \approx 0,25$ как при $u < v_A$, так и $u > v_A$.

При $\beta_e \geq 1$ неустойчивые решения обратно пропорциональны β_e , и с ростом β_e инкременты неустойчивости становятся значительно меньше, чем $\sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$.

В плазме с горячими ионами ($T_i \gg T_e$) волны, распространяющиеся под прямым углом к магнитному могут взаимодействовать резонансно с ионами и с электронами одновременно (в рассматриваемой области частот $\omega_{ci} \ll \omega, \gamma \ll \omega_{ce}$ это обычный черенковский резонанс $\omega = \vec{k} \vec{v}$ с ионами и "поперечный" черенковский резонанс $\omega = k_{\perp} u_B$ с электронами, испытывающими магнитный дрейф под действием магнитного поля поперечного тока).

В случае $\beta_e \ll 1$ при пренебрежении "поперечным" резонансом при $\beta_i \geq 1$ раскачивается непотенциальные колебания с инкрементом $\gamma \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$, переходящие в плазме с низким давлением $\beta_i < 0,1$ в дрейфовую ветвь колебаний (см.

выше).

Резонанс с электронами оказывает стабилизирующее влияние на возбуждаемые волны и их инкремент нарастания по порядку величины равен

$$\gamma_m \sim \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^2 \beta_e \frac{u}{v_{Ti}} \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}} \quad (u < v_{Ti} \beta_e)$$

Аналогичная зависимость γ_m от давления плазмы имеет место и в изотермической плазме, так что с ростом β инкременты неустойчивостей значительно уменьшаются.

Многие вопросы о непотенциальных неустойчивостях плазмы, включая неустойчивости в плазме с поперечным током, отражены в монографии Михайловского А.Б. "Электромагнитные неустойчивости неоднородной плазмы". М.: Энергоатомиздат, 1991.

Во второй главе дана также оценка уровня нелинейных непотенциальных колебаний в условиях насыщения неустойчивостей, а также оценка нагрева плазмы, возникающего при рассеянии частиц плазмы на турбулентных пульсациях поля.

Третья глава диссертации посвящена исследованию дрейфовых волн в системах с большим широм магнитного поля, когда величина шира превосходит отношение ларморовского радиуса ионов к поперечному размеру плазменного шнура (примером таких систем является токамак). В диссертации получено нелокальное по радиальной координате уравнение, позволяющее исследовать как собственные, так и вынужденные дрейфовые колебания. При малых значениях шира $\theta < \rho_i / r$, где θ - величина шира, r - радиус плазмы) дрейфовые волны изучены достаточно полно (см. обзор А.Б.Михайловского, Вопросы теории плазмы, вып. 3, М.: Атомиздат, 1963, Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т. II, М.: Атомиздат, 1975). Однако при больших θ этот тип коле-

баний вообще не имеет места, так как собственные дрейфовые волны при $\theta < \rho_i / r$ являются решениями однородного дифференциального уравнения 2-го порядка - уравнения Шредингера с потенциалом в виде ямы, однако с увеличением ширя глубина ямы уменьшается и при $\theta > \rho_i / r$ она исчезает. В этих условиях потенциал "уравнения Шредингера" превращается в "горб" и, как показано в работе *Pearlstein L. D., Berk H. L. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 220* колебания с дрейфовой частотой также возможны, однако уже не в виде стоячих волн в яме, а - убегающих от "горба" и испытывающих со временем так называемое "шировое" затухание. Однако в противовес этой работе, допускающей возможность возникновения неустойчивости, численное решение дифференциального уравнения для электрического поля дрейфовых волн с учетом электронного и ионного диссипативных членов в работах *Ross D. W., Mahajan S. M. Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 324; Tsang K. T., Catto P. J., Whitson J. C., Smith J., Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 327* показало, что эти колебания устойчивы.

В диссертации проблема устойчивости дрейфовых волн при большом шире магнитного поля (при $\theta^{3/2} > (m_e / m_i)^{1/2} k \rho_e$) решена аналитически путем нахождения финитных собственных функций для электрического поля этих колебаний с учетом их резонансного взаимодействия с электронами и ионами. (требование финитности решений дифференциального уравнения для потенциала дрейфовых волн в указанной выше работе Перлштейна и Берка не было учтено). Показано, что учет черенковского взаимодействия колебаний с ионами обеспечивает убывание собственных функций при удалении волн от области локализации собственных дрейфовых колебаний (где продольная составляющая волнового вектора $k_{||}(\rho_0) = 0$). Единное во всем пространстве решение дифференциального уравнения для по-

потенциала колебаний $\psi(r)$ получено путем сшивки его ВКБ-решения, убывающего до нуля из-за сильного ионного затухания на больших (порядка десятка радиусов ионов) расстояниях от области локализации волн с решением этого уравнения, справедливым и вблизи точки r_0 . В области $r \approx r_0$, где ионное затухание экспоненциально мало, решение для потенциала $\psi(r)$ построено на основе функций параболического цилиндра с учетом черенковского взаимодействия волн с электронами.

Индекс функций параболического цилиндра при учете взаимодействия волн с резонансными электронами не является целочисленным, и собственные функции потенциала дрейфовых колебаний отличаются от решений, найденных Перлштейном и Берком, полученными без учета взаимодействия с электронами, в виде функций Эрмита. Все это оказывает решающее влияние на вывод об устойчивости дрейфовых волн.

Дисперсионное уравнение, полученное из условия сшивки решений для $\psi(r)$, дает только затухающие от времени решения, так как при рассматриваемых значениях шира дестабилизирующее влияние электронов недостаточно для компенсации "ширового затухания", обнаруженного Перлштейном и Берком.

В этой же главе решается также задача о возбуждении дрейфовых волн в токамаке внешним источником электромагнитного поля. Это исследование предпринято с целью выяснения возможности нагрева этими волнами плазмы в термоядерных ловушках, поскольку использование для высокочастотного нагрева волн в дрейфовом диапазоне частот представлялось технически перспективным методом.

Распределение электромагнитного поля вынужденных "дрейфовых" колебаний находится на основе неоднородного дифференциального уравнения 2-го порядка для продольной составляющей электриче-

ского поля $E_{||}$, которое вытекает из условия квазинейтральности. Правая часть этого уравнения в конечном счете является известной функцией магнитного поля колебаний в плазме, поскольку нахождение магнитных полей при $\omega \ll \omega_{ci}$ можно отделить от задачи определения составляющих электрического поля.

Электрическое поле возбуждаемых колебаний наибольшее значение имеет при частотах, близких к дрейфовой частоте $\omega_r = d \ln n_0 / dr \cdot m / \mu \cdot v_{Te}^2 / \omega_{ci}$ в небольших окрестностях рациональных поверхностей шириной $r - r_0 \sim \rho_c / \sqrt{\theta}$. Величина продольной компоненты $E_{||}$ значительно меньше радиальной компоненты вакуумного магнитного поля возбуждающей волны B_1^v , в области $z_e \lesssim 1$, а поперечная составляющая E_{\perp} на два порядка выше B_1^v , и в работу поля над частицами плазмы основной вклад дает именно E_{\perp} . (Основной вклад в работу электрического поля над зарядами вносит область, соответствующая $z_e \sim 1$). Наконец, радиальная компонента магнитного поля возбуждаемых колебаний в плазме B_1 сохраняет вакуумное значение практически во всем объеме плазмы вплоть до самых рациональных поверхностей (точнее, до расстояний, где $z_e = \omega / \sqrt{2} k_{||} v_{Te}$ (v_{Te} - тепловая скорость электронов) становится порядка единицы.). Продольное поле волны в плазме $B_{||}$, наоборот, сильно отличается от вакуумного значения во всем объеме плазмы и по величине в зоне $z_e \sim 1$ значительно больше B_1 , хотя B_1 и $B_{||}$ оказывают одинаковое по величине воздействие на поглощение энергии волны в плазме.

В четвертой главе диссертации исследуются нелокальные эффекты при ИЦР в тороидальных плазменных ловушках. Обычно теория ионного циклотронного поглощения электромагнитных волн в плазме, на-

ходящейся в продольно неоднородном магнитном поле, основывается на так называемом локальном подходе (см., напр., Лонгинов А.Б., Степанов К.Н. В сб. Высоочастотный нагрев плазмы. Материалы Всесоюзного совещания, Горький, 1982, ИПФ АН СССР). При таком подходе используются формулы для плотности электрического тока, создаваемого резонансными частицами под действием электрического и магнитного полей волны, полученные для однородной плазмы, находящейся в однородном магнитном поле, но циклотронная частота частиц и функция распределения частиц по скоростям заменены в этих формулах их локальными значениями. Для применимости такого приближения необходимо, чтобы неоднородность плазмы и магнитного поля была достаточно слабой. Однако поскольку сами эффекты бесстолкновительного циклотронного затухания имеют существенно нелокальную природу, то критерии применимости локального приближения оказываются нетривиальными, и возникает вопрос о получении таких критериев, а в тех случаях, когда они не выполняются – о построении строгой нелокальной теории циклотронного поглощения электромагнитных волн в неоднородной плазме.

В этой главе построена нелокальная теория ионного циклотронного резонанса для БМЗВ в токамаках и стеллараторах.

Продольная неоднородность магнитного поля в токамаках и стеллараторах в условиях фундаментального ионного циклотронного резонанса приводит к тому, что левополяризованная компонента БМЗВ и величина циклотронного поглощения определяются не из алгебраического, как в локальной теории, а из интегрального уравнения Фредгальма первого рода, определяющим зависимость коэффициента затухания от полоидального угла. Это связано с тем, что фаза волна-частица в уравнениях движения резонансных ионов является нелинейной функцией времени в отличие от локального подхода, при котором

фаза по времени линейна.

Распределение поля волны в резонансной зоне является сильно нелокальным, однако среднее по магнитной поверхности поглощение совпадает с известным значением, полученным из локальной теории. Этот вывод не относится к поверхностям, расположенным вблизи точки касания с линией локального резонанса $\omega = \omega_{ci}(\vec{r})$.

В условиях кратных циклотронных резонансов $\omega = n\omega_{ci}(\vec{r})$ для основных ионов плазмы и резонанса $\omega = \omega_{ci}$ для ионов малой добавки резонансные частицы слабо влияют на поляризацию волны и ее поле при малой оптической толщине $\tilde{\tau}$ ($\tilde{\tau} \ll 1$) определяется "холодным" приближением. Однако нелинейность фазы волны вдоль траектории движения ионов делает коэффициент поглощения осциллирующей функцией полоидального угла токамака. Среднее же поглощение совпадает с локальным значением практически во всем объеме плазмы, за исключением магнитных поверхностей, к которым касается линия циклотронного резонанса; при этом поглощение возрастает в $(qr/\rho_i)^{1/3}$ раз.

Исследовано циклотронное поглощение БМЗВ на запертых ионах в токамаке. Запертые ионы составляют малую долю частиц в токамаке, однако в пользу целесообразности рассмотрения их вклада в циклотронное поглощение говорит то, что многие из них, обладая малой скоростью движения (особенно это относится к ионам, точки поворота которых находятся в зоне локального резонанса $\omega = n\omega_{ci}$) в течение длительного времени находятся в зоне эффективного обмена энергией с волной. Показано, что запертые ионы дают равновеликий (по сравнению с пролетными частицами) вклад в циклотронное

поглощение БМЗВ в значительной части объема плазмы. На магнитных поверхностях, расположенных в центральной части плазмы, пролетные частицы дают больший вклад в затухание БМЗВ, чем запертые. В частности, критерием превосходства вклада в поглощение волны запертых частиц в случае, когда линия циклотронного резонанса проходит через центр токамака, является неравенство

$$\frac{r}{R} > \frac{T_{||}}{14T_{\perp}},$$

где $T_{||}$, T_{\perp} - продольная и поперечная по отношению к магнитному полю температуры ионов. В периферийных областях плазмы преимущественный вклад в поглощение дают запертые ионы.

Ионное циклотронное поглощение рассмотрено также в стеллараторах, поскольку чувствительность фазировки между волной и частицей к геометрии магнитного поля не позволяет непосредственно распространять результаты "токамачных" исследований на "стеллараторные". Показано, что поглощение БМЗВ происходит в стеллараторах в зонах локального резонанса, где $\omega = n\omega_{ci}(\vec{r})$. Положение точек локального ИЦР в основном объеме плазмы стелларатора (где $\varepsilon_h > \varepsilon_t$, т.е. величина винтовой неоднородности превосходит тороидальную неоднородность) определяется винтовой неоднородностью, а тороидальная неоднородность плавно модулирует картину их расположения. Число точек локального резонанса в стеллараторе значительно больше, чем в токамаке (в токамаке - 2 точки, в ℓ -заходном стеллараторе с m_h числом шагов винтовой намотки - $2m_h\ell$ точек). Однако увеличение числа резонансных зон не приводит к усилению поглощения, так как вклад отдельной зоны резонанса в величину поглощаемой ВЧ-мощности обратно пропорционален $m_h\ell$, поскольку ширина зон обратно пропорциональна периодам поля $m_h\ell$.

В приосевой области ($\varepsilon_t \gg \varepsilon_h$) поглощение зависит главным образом от тороидальности и совпадает с величиной поглощения в токамаке. Интегральное по объему поглощение в стеллараторе не превышает величину поглощения в токамаке.

Пятая глава диссертации посвящена исследованию нелокальных эффектов в токамаке при циклотронном поглощении БМЗВ α -частицами при кратном циклотронном резонансе для основных ионов плазмы в случаях, когда линия циклотронного резонанса $\omega = n\omega_{ci}(\vec{r})$ почти касается магнитной поверхности, и при черенковском поглощении БМЗВ и альфвеновских волн (АВ) электронами. Исследование этих вопросов осуществлено методом разложений по баунс-резонансам (Т.Д. Каладзе, А.Б. Михайловский. Физика плазмы, 1975, т.1, с. 238). Пространственная неоднородность магнитного поля в этом методе учитывается посредством модификации циклотронных резонансов в тензоре диэлектрической проницаемости. Например, для сильно пролетных частиц вместо "локального" резонанса

$$\omega = n\bar{\omega}_{c\alpha}(1 + \varepsilon_t \cos \vartheta) + K_{||}v_{||},$$

где $\bar{\omega}_{c\alpha}$ - значение циклотронной частоты на оси тора, $\varepsilon_t = r/R$ отношение радиуса магнитной поверхности к большому радиусу тора R , $K_{||}v_{||}$ - произведение продольного волнового числа $K_{||}$ на продольную скорость частицы, имеет место резонанс

$$\omega = n\omega_{c\alpha} + p\omega_B + K_{||}v_{||},$$

где $\omega_B = v_{||}/qR$ - баунс-частота сильно пролетных частиц,

p - целое число. Этот метод оказался удобным, в частности, для произведенного в диссертации учета многократных проходов

α - частиц через зону циклотронного резонанса - эффекта, при-

нципиально не описываемого локальной теорией.

Черенковский резонанс в этом методе также имеет модифицированную форму:

$$\omega - k_{\parallel} q R \omega_{\phi} - \rho \omega_{\phi} = 0,$$

где ω_{ϕ} - баунс-частота для пролетных электронов, и

$$\omega - \rho \omega_{\phi},$$

где ω_{ϕ} - баунс-частота запертых электронов.

Целью исследования в диссертации черенковского затухания БМЗВ и АВ на электронах является демонстрация возможности предложения нового подхода в исследовании черенковского резонанса в неоднородном магнитном поле - подхода, аналогичного "локальному" методу в исследовании ИЦР.

Столкновительная расфазировка у α -частиц с волной в токамаке значительно слабее, чем у тепловых ионов, поэтому α -частицы находятся в резонансе с волной в течение десятка оборотов вокруг тора, тогда как тепловые ионы выходят из резонанса уже на первом обороте. Только по одной этой причине для определения циклотронного поглощения БМЗВ альфа-частицами необходимо нелокальное рассмотрение, так как с помощью локального подхода можно описать лишь однократное взаимодействие α -частицы с волной в силу линейной зависимости фазы волна-частица от времени, заимствованной из теории однородной плазмы. В диссертации получены выражения для тензора проводимости α -частиц и коэффициент поглощения ВЧ-мощности. Показано, что среднее по магнитной поверхности циклотронное поглощение имеет сильно нелокальную функциональную зависимость от параметров плазмы и волны, но имеет тот же порядок величины, что и в локальном приближении.

При исследовании черенковского затухания коротковолновых в направлении магнитного поля ($k_{\parallel} q R \gg 1$) БМЗВ и АВ на про-

летных и запертых электронах в токамаке показано, что коэффициент затухания этих волн может быть определен с помощью однородного тензора диэлектрической проницаемости, если в нем считать продольную скорость электронов $v_{||}$ функцией координат в соответствии с координатной зависимостью магнитного поля, т.е. $v_{||} = \sqrt{2(\mathcal{E} - mB_0(\vec{r}))}$ в соответствии с координатной зависимостью магнитного поля (\mathcal{E} — полная энергия частицы $m = v_{\perp}^2/2B_0$). Такой подход оказывается возможным потому, что при $k_{||}qR \gg 1$ взаимодействие частиц с волной происходит за такие короткие времена, что изменением $v_{||}(\vec{r}')$ можно пренебречь и заменить в фазе колебаний на траектории частицы $v_{||}(\vec{r})$ на "локальное" значение $v_{||}(\vec{r})$. Условие черенковского резонанса в этом случае будет функцией точки наблюдения: $\omega = k_{||}v_{||}(\vec{r})$.

Этот "локальный" подход позволяет значительно упростить процедуру получения конечных результатов и дать более ясную физическую картину взаимодействия исследуемых волн с частицами в неоднородном магнитном поле.

Показано, что при высоких частотах, $\omega \gg k_{||}v_{Te} \sqrt{\mathcal{E}_t}$, вклад запертых частиц в тензор диэлектрической проницаемости экспоненциально мал, и черенковское затухание полностью определяется пролетными электронами, вклад которых в антиэрмитовские части \mathcal{E}_{ij} фактически совпадает с тем, что дает приближение однородного магнитного поля.

В противоположном случае низких частот, $\omega^2 \ll 2k_{||}^2 v_{Te}^2 \mathcal{E}_t$ практически весь вклад в антиэрмитовские части тензора \mathcal{E}_{ij} определяется запертыми электронами и формально совпадает с вкладом пролетных частиц в случае однородного магнитного поля.

Суммарный вклад в черенковское затухание БМЗВ и АВ пролетных и запертых частиц оказывается равным вкладу в затухание резо-

нансных электронов однородной плазмы, соотношение же этих вкладов запертых и протонных электронов находится в зависимости от соотношений между фазовой скоростью волны ω/k_{\parallel} и характерной скоростью частиц в направлении магнитного поля $v_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_t} v_{Te}$ основной группы частиц из максвелловского распределения с

$$v_{\parallel} \sim v_{Te}.$$

В шестой главе диссертации рассмотрено нелинейное взаимодействие альфвеновских волн с α -частицами и быстрыми ионами в токамаке. В этой главе сформулирована квазилинейная теория черенковского взаимодействия с α -частицами. Черенковское взаимодействие α -частиц с АВ в токамаке возможно благодаря модификации черенковского резонансного условия

$$\omega = v_{\parallel} (k_{\parallel} \pm s/qR),$$

где $s = 1, 2, 3, \dots$, эффектами неоднородности магнитного поля.

Видоизменение резонансного условия происходит от того, что на фазировку между волной и частицей при низких частотах ($\omega \ll \omega_c$) влияет движение частицы со скоростью магнитного дрейфа, которое является периодическим по полоидальному углу, и в результате частота доплеровского сдвига в условии черенковского резонанса оказывается модулированной частотой обращения резонансной частицы по малому азимуту токамака.

Альфвеновские волны, возбуждаемые таким механизмом, должны оказывать влияние на квазилинейную релаксацию функции распределения взаимодействующих с ними частиц. Показано, что квазилинейная релаксация α -частиц, обусловленная черенковским взаимодействием с АВ, протекает быстрее кулоновской релаксации, если плотность α -частиц $N_{\alpha} > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что в типичных термоядерных условиях ($N_{\alpha} \sim 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) квазилинейная релаксация термоядерных α -частиц всегда должна быть значительно

более быстрой, чем кулоновская.

Система уравнений квазилинейной теории, полученная в диссертации для взаимодействия АВ с α -частицами, была использована в шестой главе для исследования квазилинейной релаксации пучка быстрых ионов, образующихся от инжекции в токамак нейтральных атомов.

Эта система уравнений, учитывающая подкачку быстрых ионов от источника, численно анализировалась на ЭВМ и результаты анализа квазилинейной релаксации пучка сравниваются с аналогичными результатами; основанными на модели кулоновской релаксации.

Из этого анализа следует, что характерное время квазилинейной релаксации t_0 пучка ионов, движущегося со скоростью $v_{ii}^0 = 5 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ в токамаке с большим радиусом $R = 5 \cdot 10^2 \text{ см}$ составляет $t_0 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}$.

В отсутствие неустойчивостей релаксации быстрых ионов, как известно, определяется кулоновскими столкновениями с частицами основных ионов плазмы. При плотности плазмы $n_0 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ кулоновская релаксация ионов, имеющих скорость $v_{ii}^0 \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, протекает за время $t_{кул}$ порядка $t_{кул} \approx 0,3 \text{ с}$. Следовательно, квазилинейная релаксация инжектированного пучка ионов, взаимодействующих с АВ, является процессом, на три порядка более быстрым, чем кулоновская.

Далее в этой главе исследовано взаимодействие монохроматической альфвеновской волны большой амплитуды с пучком инжектируемых в токамак ионов. Амплитуда волны рассматривается столь большой, что становится возможным захват резонансных частиц полем этой волны, при котором частица совершает осцилляторное движение внутри потенциальной ямы, образуемой волной, в соответствии с моделью Мазитова-О'Нейла.

Для этого "частота захвата" $\omega_B = (e\kappa E_0/m)^{1/2}$ должна превысить величину линейного инкремента /декремента/ γ_L .

Главной целью этого исследования является выявление ранее не изучавшегося влияния источника резонансных частиц на эволюцию нелинейной волны. Получено аналитическое решение этой задачи.

Показано, что при наличии источника резонансных частиц, наряду с затухающими осцилляциями с "частотой захвата"

$\omega_B = (e\kappa E_0/m)^{1/2}$, где e - заряд частиц, κ - волновой вектор волны с амплитудой E_0 , m - масса частицы/ обнаруживается эволюция среднего значения поля E_0 . Причиной подобного явления может быть также неоднородность среды, препятствующая полному фазовому перемешиванию резонансных частиц/ См. работу

V.I. Karpman, I.N. Istomin, D.R. Shklyar. Physica Scripta, 1975, v. 11, p. 2781. В случае подкачки частиц в резонансную зону

$v = v_\varphi = \omega/\kappa$ с $\partial F/\partial v < 0$ амплитуда волны систематически убывает вплоть до значений, когда дальнейшее изменение поля будет определяться обычным затуханием Ландау. Если же инжектируются частицы с $\partial F/\partial v > 0$, то с течением времени нелинейность

волны лишь увеличивается и амплитуда волны нарастает пропорционально квадрату отношения линейного инкремента $\gamma_L(\tau)$, являющегося функцией времени к частоте захвата $\omega_B(0)$ в момент включения $\tau=0$ источника частиц $\gamma_L = \pi(\partial \epsilon/\partial \omega)^{-1} \int_0^\tau \partial^2 \gamma/\partial v^2 dt'$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость плазмы, $\gamma(v, \tau')$ мощность источника/. Следовательно, при постоянной скорости инжекции ($\gamma = const$) амплитуда волны нарастает со временем пропорционально τ^2 .

Нелинейная эволюция монохроматической волны исследуется и в последнем разделе шестой главы. Отличительной особенностью это-

го исследования является включение в механизм нелинейной эволюции волны взаимодействия ее с запертыми частицами, когда возможен эффект захвата волной частицы, запертой магнитным полем, что можно назвать "двойным захватом". Решение этой задачи является обобщением задачи Мазитова-О'Нейла на запертые частицы.

Поскольку число запертых частиц предполагается постоянным, то для определения их функции распределения в произвольный момент времени использовано свойство сохранения этого распределения вдоль траектории частиц в поле волны, а также связь начальных значений скоростей и координат резонансных частиц с их текущими значениями на траектории. Найдено выражение для нелинейного декремента затухания волны и закон изменения ее амплитуды, из которого следует, что амплитуда волны совершает осцилляции вокруг постоянного среднего значения, как и при взаимодействии с пролетными с частицами.

В Заключении приведены основные результаты, полученные в диссертации:

1. В плазме пренебрежимо малого давления поперечный ток возбуждает электростатические колебания с инкрементом $\gamma_p \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$, если токовая скорость мала по сравнению с альфвеновской ($u \ll v_A$).

В гидродинамическом приближении в плазме с $\beta \ll 1$ непотенциальные неустойчивости с инкрементам $\gamma \sim \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$ возникают при токовых скоростях, сравнимых с альфвеновской скоростью ($u \gtrsim v_A$).

2. Учет конечности давления плазмы приводит к появлению неустойчивых колебаний, для которых необходимо учитывать непотенциальность электрического поля уже при $u \lesssim v_{Ti}$ и $u \sim v_s$
 $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ - скорость звука/.

При малых значениях полного давления плазмы ($\beta \ll 1$) инкремент нарастания электромагнитных колебаний ($\lambda \gtrsim c/\omega_{pe}$) при произвольном отношении температур электронов и ионов меньше в $1/\sqrt{\beta}$ характерного значения инкремента потенциальных колебаний $\gamma_p \sim \omega_{pi} / \sqrt{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2}$.

3. Неоднородность магнитного поля, связанная с собственным магнитным полем поперечного тока, порождает новые неустойчивые колебания под прямым углом к магнитному полю. В плазме с конечным давлением ($\beta \sim 1$) эти колебания имеют высокий инкремент $\gamma \sim \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$. В гидродинамическом приближении неустойчивые колебания под прямым углом к магнитному полю с $\gamma \sim \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$ возникают при $u \gtrsim v_A$.

4. Инкременты нарастания непотенциальных колебаний при больших значениях полного давления плазмы ($\beta_i + \beta_e = \beta \sim 1$) и при любом соотношении температур электронов и ионов имеют тот же порядок величины, что и максимальный инкремент соответствующих им потенциальных колебаний в плазме низкого давления. Эти инкременты неустойчивости при $\beta > 1$ уменьшаются с ростом β .

5. Уровень неустойчивых колебаний в изотермической плазме ($T_i = T_e = T$) низкого давления в условиях небольшого превышения токовой скорости и над порогом неустойчивости u_{cr} ($u - u_{cr} = \Delta u \ll u_{cr}$) по порядку величины равен

$$\frac{W}{n_0 T} \sim \left(\frac{\Delta u}{u_{cr}} \right)^5 \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2}, \quad (W - \text{энергия колебаний}).$$

Для описания выхода колебаний в нелинейный режим с этим уровнем насыщения неустойчивости получено нелокальное во времени нелинейное по амплитуде уравнение для потенциала электростатических коле-

баний. Обычная для теории слабой турбулентности процедура усреднения по фазам к этому уравнению неприменима, так как входящие в него матричные элементы из-за сокращения в них членов линейного приближения являются функциями фаз колебаний, как и само поле колебаний.

6. Турбулентный нагрев обоих компонентов плазмы происходит с одинаковой скоростью за время τ порядка

$$\tau \sim \omega_{ci}^{-1} \sqrt{m_i/m_e}.$$

Эти времена в реальных условиях, как правило, намного короче времен Джоулеа нагрева.

7. Собственные дрейфовые колебания в системах с большим широм магнитного поля /токамак/ представляют собой возмущения в виде функций параболического цилиндра $\mathcal{D}_\nu(r-r_0)$ с индексом ν , близким к целому числу, которые локализованы вблизи точки r_0 , где $K_{||}(r_0) = 0$ /в токамаке r_0 - радиус рациональной магнитной поверхности/ и при удалении от нее превращаются в бегущие от области локализации волны. Эти волны испытывают обнаруженное в работе *Pearlstein L.D., Berk H.L. Phys. Rev. Lett., 1969, v.23, p. 220* /"шировое затухание", связанное с оттоком энергии волн от области их локализации. Однако в противоположность этой работе показано, что дестабилизирующее влияние электронов на эти возмущения при большом шире недостаточно для преодоления "ширового затухания".

8. Решена задача о пространственном распределении электромагнитного поля дрейфовых колебаний, возбуждаемых внешним источником электромагнитных волн в токамаке с целью выявления возможных преимуществ использования волн низкочастотного диапазона для нагре-

ва плазмы. Радиальная компонента магнитного поля возбуждаемых колебаний в плазме B_r сохраняет вакуумное значение B_r^v практически во всем объеме плазмы вплоть до самих рациональных поверхностей /точнее, до расстояний, где $z_e = \omega / \sqrt{2} k_{||} v_{Te}$ становится порядка единицы/. Продольное поле волны в плазме $B_{||}$, наоборот, сильно отличается от вакуумного значения $B_{||}^v$ во всем объеме плазмы и по величине может значительно превосходить B_r . В работу поля над зарядами главный вклад вносят поперечные компоненты электрического поля возбуждаемой волны E_{\perp} , которая в зоне $z_e \sim 1$ /дающей наибольший вклад в работу/ значительно превосходит B_r .

9. Продольная неоднородность магнитного поля в токамаках /и стеллараторах/ в условиях фундаментального циклотронного резонанса приводит к тому, что левополяризованная компонента БМЗВ и величина циклотронного поглощения определяется не из алгебраического, как в локальной теории, а из интегрального уравнения - уравнения Фредгольма первого рода, определяющим зависимость коэффициента затухания от полоидального угла. Это связано с тем, что фаза волна-частица в уравнениях движения резонансных ионов является нелинейной функцией времени в отличие от локального подхода, при котором фаза по времени линейна.

Распределение поля волны в резонансной зоне является сильно нелокальным, однако среднее по магнитной поверхности поглощение совпадает с известным значением, полученным из локальной теории. Этот вывод не относится к поверхностям, расположенным вблизи точки касания с линией локального резонанса $\omega = \omega_{ci}(\vec{r})$.

В условиях кратных резонансов $\omega = n\omega_{ci}(\vec{r})$ для основных ионов плазмы и резонанса $\omega = \omega_{ci}$ для ионов малой добавки резонанс-

ные частицы слабо влияют на поляризацию волны, и ее поле при малой оптической толщине τ ($\tau \ll 1$) определяется "холодным" приближением. Однако нелинейность фазы волна-частица по времени делает коэффициент поглощения осциллирующей функцией полюидального угла токамака. Среднее же поглощение совпадает с локальным значением практически во всем объеме плазмы за исключением магнитных поверхностей, к которым касается линия циклотронного резонанса; при этом поглощение возрастает в $(qr/\rho_i)^{1/3}$ раз.

10. Запертые ионы, несмотря на то, что их доля в токамаке невелика, дают одинаковый по порядку величины /в сравнении с пролетными частицами/ вклад в циклотронное поглощение БМЗВ в значительной части объема плазмы, что, однако, не увеличивает суммарного поглощения. В центральной части плазменного шнура преимущественный вклад в поглощение дают пролетные частицы, тогда как в периферийных областях больший вклад в поглощение дают запертые ионы.

11. Столкновительная расфазировка у α -частиц с БМЗВ в токамаке значительно слабее, чем у тепловых ионов, поэтому α -частицы находятся в резонансе с волной в течение десятка оборотов вокруг тора, тогда как тепловые ионы выходят из резонанса уже на первом обороте. Среднее по поверхности суммарное по всем актам прохода через резонансную зону поглощение имеет сильно нелокальную функциональную зависимость от параметров плазмы и волны, однако имеет тот же порядок величины, что и в локальном приближении.

12. Предложен новый подход к исследованию черенковского поглощения коротковолновых в направлении магнитного поля ($k_{\parallel} qR \gg 1$) БМЗВ и АВ пролетными и запертыми электронами в токамаке.

При этом подходе можно использовать структуру однородного тензора ϵ_{ij} , однако продольная скорость частиц в нем является функцией координат в соответствии с координатной зависимостью магнитного поля $v_{\parallel} = \sqrt{2(\epsilon - \mu B_0(\vec{r}))} / \text{где } \epsilon$ - полная энергия час-

тицы, $m = v_{\perp}^2 / 2v_0$. Такой подход оказывается возможным потому, что при $k_{\parallel} qR \gg 1$ взаимодействие частиц с волной происходит за такие короткие времена, что изменением $v_{\parallel}(\vec{r}')$ можно пренебречь и заменить в фазе колебаний на траектории частицы $v_{\parallel}(\vec{r}')$ на "локальное" значение $v_{\parallel}(\vec{r})$. Условие черенковского резонанса в этом случае будет функцией точки наблюдения:

$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}(\vec{r}) = 0$. Новый подход позволяет значительно упростить процедуру получения конечных результатов и дать более ясную физическую картину взаимодействия исследуемых волн с частицами в неоднородном магнитном поле.

13. Получена система квазилинейных уравнений, основанных на черенковском взаимодействии α -частиц с АВ в токамаке. Эта система уравнений пригодна для исследования квазилинейной релаксации пучка быстрых ионов, инжектируемых в токамак с целью нагрева плазмы, при их черенковском взаимодействии с АВ; квазилинейная релаксация пучка быстрых ионов как и термоядерных α -частиц происходит на три порядка быстрее кулоновской.

14. При взаимодействии нелинейной монохроматической волны с пролетными и захваченными волной частицами, количество которых непостоянно благодаря наличию источника, происходит систематическое изменение усредненной по колебаниям амплитуды волны.

При постоянной скорости инжекции частиц в условиях возбуждения неустойчивостей закон изменения амплитуды $\bar{E}(\tau)$ от времени - квадратичный: $\bar{E}(\tau) \sim \tau^2$ в системе с постоянным числом частиц \bar{E} постоянна/.

15. В отличие от локальной теории коэффициент квазилинейной диффузии при ИЦР благодаря нелокальным эффектам является в длинноволновой области $k_{\parallel} qR \ll \sqrt{qR/\rho_i}$ симметричным по отношению к частицам, движущимся через зону резонанса в противоположных направлениях. Поэтому для волн с малыми k_{\parallel} величина тока увлече-

ния может заметно уменьшиться.

16. Число точек локального циклотронного резонанса в стеллараторе значительно больше, чем в токамаке /в токамаке - 2 точки, в ℓ - заходном стеллараторе с m_h числом шагов винтовой намотки - $2m_h\ell$ /. Однако увеличение числа резонансных зон не приводит к усилению циклотронного поглощения, так как вклад отдельно взятой зоны резонанса в величину поглощаемой ВЧ-мощности обратно пропорционален $m_h\ell$, так как ширина резонансных зон обратно пропорциональна числу периодов поля $m_h\ell$.

В присоединенной области ($\epsilon_t \gg \epsilon_h$) поглощение зависит, главным образом, от тороидальности, и совпадает с величиной поглощения в токамаке. В целом же циклотронное поглощение в стеллараторе не больше, чем в токамаке.

Работы, опубликованные по материалам диссертации:

1. Григорьева Л.И., Лонгинов А.В., Пятак А.И., Сизоненко В.Л., Смердов Б.И., Степанов К.Н., Чечкин В.В. Исследование высокочастотного нагрева плазмы. "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna, 1971, v. 3, p. 573.
2. Pyatak A.I., Sizonenko V.L. Theory of Turbulent Heating of an Isothermal Plasma with a Transverse Current, Nuclear Fusion, 1972, v. 12, p. 503.
3. Пятак А.И., Сизоненко В.Л. О турбулентном нагреве плотной изотермической плазмы с поперечным током. УЖ, 1972, т.17, с. 146.
4. Пятак А.И., Сизоненко В.Л., Степанов К.Н. Непотенциальные неустойчивости плазмы с поперечным током, I, ЖТФ, 1973, т. 43, с. 475.

5. Пятак А.И., Сизоненко В.Л., Степанов К.Н. Непотенциальные неустойчивости плазмы с поперечным током, II, ЖТФ, 1973, т. 43, с. 483.
6. Гудблуд И.П., Пятак А.И., Сизоненко В.Л. Электронно-звуковая и дрейфовая неустойчивости в плазме конечного давления с поперечным током. ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 2084.
7. Pyatak A.I., Vrba P. *Instabilities and Turbulence in a High Pressure Plasma Carrying Transversal Current*, Czechoslovak Journal of Physics, 1975, v. B, 25, p. 979.
8. Dikiy A.G., Kalinichenko S.S., Lysojvan A.I., Mikhajlenko V.S., Nazarov N.I., Pyatak A.I., Sizonenko V.L., Slavniy A.S., Stepanov K.N., Tarasenko V.F., Shvets O.M. *Plasma heating by anomalous absorption of large-amplitude Alfvén (ion cyclotron) waves. „Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1982”, IAEA, Vienna, 1983, v. II, p. 581.*
9. Grekov D.L., Kaladze T.D., Korzh A.F., Mikhailenko V.S., Pyatak A.I., Stepanov K.N. *Mode Conversion and Wave Damping in the Low Frequency Range. — In: Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Intern. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Como, Italy, 1980, v. 1, p. 519.*
10. Пятак А.И., Степанов К.Н. О собственных дрейфовых колебаниях плазмы в магнитном поле с широм. Физика плазмы, 1984, т. 10, вып. 4, стр. 815.
11. Kaladze T.D., Pyatak A.I., Stepanov K.N. *Peculiarities of Ion Cyclotron Resonance for Fast Magnetosonic Waves in Tokamaks. Proceedings of the 4th Intern. Symp. on Heating in Toroidal Plasma, Roma, 1984, March 21-28, v. 1, p. 476.*

12. Kasilov S.V., Pyatak A.I., Stepanov K.N. Cyclotron Resonance for Fast Magnetosonic Waves in Inhomogeneous Magnetic Fields of Toroidal Confinement Devices. *Nuclear Fusion*, 1990, v. 30, N12, p. 2467.
13. Grekov D.L., Karter M.D., Pyatak A.I. Ion trapping Effect on Cyclotron Fast Magnetosonic Wave Absorption in a Tokamak. "Controlled Fusion and Plasma Heating, 1988", part II, p. 738.
14. Греков Д.Л., Картер М.Д., Пятак А.И. Циклотронное поглощение быстрых магнитозвуковых волн на запертых ионах в токамаке. *Физика плазмы*. 1989, т. 15, вып. 10, стр. 1143.
15. Kasilov S.V., Longinov A.V., Pavlov S.S., Pyatak A.I., Stepanov K.N. Conversion and Cyclotron Absorption of Fast Magnetosonic Waves in a Non-Uniform Magnetic Field. "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1988", IAEA, Vienna, 1989, v.1, p. 707.
16. Kasilov S.V., Pyatak A.I., Stepanov K.N. Nonlocal Effects with Ion Cyclotron Resonance in Plasmas of Magnetic Traps. Intern. Varenna-Lozanna workshop "Theory of Thermonuclear Plasma", Italy, 27-31 August, 1990 / Eds. J. Vaclavik, F. Trojon, Sindoni E. SIF Bologna, 1990, p. 301.
17. Касилов С.В., Пятак А.И., Степанов К.Н. Нелокальная квазилинейная теория ионного циклотронного поглощения быстрых магнитозвуковых волн в плазме токамаков. Труды IV международного рабочего совещания "Нелинейные и турбулентные процессы в физике", Киев, 1989, т. I, с. 337.

18. Каладзе Т.Д., Пятак А.И., Степанов К.Н. О циклотронном затухании быстрых магнитозвуковых волн в токамаке. Укр. физ. журнал, 1983, т. 28, с. 995.
19. Kasilov S.V., Pyatak A.I., Stepanov K.N. Nonlocal Interaction of Fast Magnetosonic Waves with Alpha-Particles in Tokamaks. Collection of Papers Presented at the IAEA Technical Committee Meeting on Alpha-Particles in Fusion Research at Aspenas, Sweden, 10-14 July, 1991, v. II, IAEA, Vienna, 1991, p. 519.
20. Kasilov S.V., Pyatak A.I., Stepanov K.N. Nonlocal Interaction of Fast Magnetosonic Waves with Alpha-Particles in Tokamaks, Physica Scripta, 1992, v. 45, p. 167.
21. Михайловский А.Б., Пятак А.И., Фридман А.М. Квазилинейная теория сателлитного взаимодействия α - частиц с альфвеновскими волнами в токамаке. ДАН СССР, 1976, т. 229, № 4, с. 829.
22. Кулыгин В.М., Михайловский А.Б., Пятак А.И., Фридман А.М., Цапелкин Е.С. Квазилинейная релаксация пучка быстрых ионов в токамаке. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 2152.
23. Михайловский А.Б., Пятак А.И., Фридман А.М. К нелинейной теории возбуждения альфвеновских волн в токамаке, Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 992.
24. Михайловский А.Б., Пятак А.И. Влияние источника частиц на нелинейную эволюцию монохроматической волны. ЖЭТФ, 1977, т. 73, 1370.
25. Пятак А.И. К вопросу о нелинейной эволюции монохроматических волн в системах с неоднородным распределением частиц по скоростям. Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 2, с. 297.

Подписано в печать 20.01.93. Формат 60x84/16. Офсетн. печать.
Усл.п.л. 2,0. Уч.-изд.л. 2,0. Тираж 100. Заказ № 39.

Харьков-108, ротاپринт ХФТИ.

469431

469431

AB 26.580

AB 26.580