

**ДРЕЙФОВО-ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ****А. В. Тимофеев, Б. Н. Швилкин**

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	273
1. Общая характеристика дрейфово-диссипативной неустойчивости	275
а) Исходные уравнения (275). б) Дрейфовые колебания (277). в) Дрейфово-диссипативная неустойчивость (280).	
2. Дрейфовая неустойчивость в слабо ионизованной плазме газового разряда в магнитном поле	281
а) Обнаружение неустойчивости (281). б) Первые попытки идентификации неустойчивости (282). в) Выделение отдельных мод неустойчивых колебаний (284). г) Проверка дисперсионного соотношения (285).	
3. Дрейфовая неустойчивость в полностью ионизованной плазме Q-машин	288
4. Низкочастотная дрейфовая неустойчивость слабо ионизованной плазмы в магнитном поле	292
а) Неустойчивость не полностью замагниченной плазмы (292). б) Неустойчивость разреженной плазмы (296).	
5. Ионно-звуковая неустойчивость	298
а) Теория (298). б) Эксперимент (300).	
Заключение	304
Цитированная литература	304

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время неустойчивость плазмы в магнитном поле стала привычным явлением. Один из первых экспериментов, заставивших говорить о неустойчивости плазмы, был описан Бомом и др.¹ В этом эксперименте был обнаружен аномально быстрый уход плазмы сквозь магнитное поле на стенки сосуда. Для объяснения этого явления в¹ предположили, что в плазме самопроизвольно возбуждаются хаотические электрические поля. В таких полях заряженные частицы движутся беспорядочно, что приводит к усиленной диффузии плазмы через магнитное поле. Для коэффициента диффузии Бом дает эмпирическое выражение $D = (1/16) c T_e / e B$ — бомовский коэффициент диффузии, где T_e — электронная температура, B — магнитное поле. Позднее аномальная диффузия плазмы с коэффициентом диффузии порядка бомовского была обнаружена в системах, существенно отличных от описанной в¹. В настоящее время бомовскую диффузию принято связывать с самопроизвольным возбуждением так называемых дрейфовых колебаний, см., например,².

В данном обзоре рассматривается один из возможных механизмов раскачки дрейфовых колебаний, в котором существенную дестабилизирующую (!) роль играют столкновения заряженных частиц³. В⁴ на основе анализа

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1976

размерности величин, характеризующих неустойчивые колебания, была сделана попытка получить боровский коэффициент диффузии *).

Причиной интересующей нас неустойчивости является термодинамическая неравновесность плазмы — градиент давления в направлении поперек магнитного поля. Такая неравновесность неизбежна во всех системах, использующих магнитное удержание плазмы, поэтому неустойчивость была в работе ⁵ названа универсальной. Заметим, однако, что на самом деле для развития неустойчивости градиент давления должен превысить некоторую критическую величину, определяемую размером плазмы вдоль магнитного поля, концентрацией нейтральных частиц и т. д. Поэтому неустойчивость будет развиваться далеко не во всех установках. В работе ⁶ для обсуждаемой неустойчивости был использован термин — инерционно-диссипативная неустойчивость. Это название отражает ту ее особенность, что, хотя электроны при развитии неустойчивости из-за частых соударений с тяжелыми частицами (ионами в полностью ионизованной плазме, нейтральными атомами в плазме слабо ионизованной **) движутся как в вязкой среде, движение ионов должно быть свободным — инерционным. В настоящее время наиболее употребительным является третье название: дрейфово-диссипативная неустойчивость, которое было предложено в работе ⁸. Это название подчеркивает важную роль дрейфовых движений в механизме раскачки колебаний. Первоначально термин дрейфово-диссипативная неустойчивость употреблялся в обобщенном смысле, так что в диссипативные процессы включалось и бесстолкновительное затухание Ландау. Соответственно к дрейфово-диссипативным неустойчивостям относили и неустойчивости неоднородной разреженной плазмы в магнитном поле (см., например, ^{8,9}). Однако со временем термин дрейфово-диссипативная неустойчивость стал употребляться лишь для обозначения неустойчивостей столкновительной плазмы. В этом более узком смысле мы и будем использовать название дрейфово-диссипативная неустойчивость.

Основные положения теории дрейфово-диссипативной неустойчивости были установлены уже в первых работах, посвященных ее анализу. Последующие исследования добавили к этим результатам мало нового. Столь быстрое развитие теории во многом обязано использованию так называемого локального квазиклассического приближения. В этом приближении неоднородность плазмы учитывается параметрически, что позволяет получить локальное алгебраическое уравнение, определяющее частоту плазменных колебаний. Первоначально высказывались сомнения относительно правильности этого метода (см., например, ¹⁰). Однако дальнейшие исследования (см., например, ^{9,11}) показали его адекватность для широкого класса колебаний неоднородной плазмы в магнитном поле, в которых существенную роль играют дрейфовые движения заряженных частиц. К этому классу относится и дрейфово-диссипативная неустойчивость.

Дрейфово-диссипативная неустойчивость — довольно «слабая» неустойчивость. Если одновременно в плазме развиваются какие-то другие неустойчивости, то дрейфово-диссипативную трудно выделить на их фоне.

*) Из частоты и волнового вектора можно составить единственную комбинацию, имеющую размерность коэффициента диффузии ω/k^2 . Частота неустойчивых колебаний равна $\omega \approx (cT_e/eB^2) \nabla n$ (см. ²⁻⁴), здесь $n = -(1/n_0) \nabla n_0$, n_0 — невозмущенная плотность плазмы. Если для волнового вектора принять наименьшее возможное значение $k \approx \kappa$, то действительно получим требуемую зависимость $\omega/k^2 \approx cT_e/eB$.

**) Плазму принято считать слабо ионизованной, если частота соударений заряженных частиц с нейтральными превышает частоту кулоновских соударений. Заметим, что правильнее было бы говорить о слабо ионизованном и полностью ионизованном газе (см., например, ⁷), однако мы не будем нарушать установившуюся традицию.

Поэтому экспериментальное исследование дрейфово-диссипативной неустойчивости желательно проводить в условиях, максимально приближенных к равновесным. Часто неравновесность плазмы обуславливается самим способом ее создания (пропускание сильного тока через газ, инжекция пучков заряженных частиц и т. д.). В этом смысле наиболее «спокойными» являются системы двух типов: бестоковые газовые разряды и Q -машины. Термин бестоковый газовый разряд иногда используется (см., например,¹²⁾ для обозначения таких типов разряда, поддержание которых не связано с пропусканием постоянного тока через газ. К ним относятся высокочастотный разряд, разряд послесвечения, пеннинговский разряд и т. д. Газовый разряд постоянного тока в магнитном поле подвержен более «сильной», так называемой токово-конвективной неустойчивости. Обнаружение этой неустойчивости^{13,14} и ее успешная идентификация в¹⁵, наряду с¹, в значительной мере стимулировали исследования колебаний всех видов газового разряда в магнитном поле. Следует отметить, что хотя в разряде постоянного тока в магнитном поле может развиваться токово-конвективная неустойчивость, однако это обстоятельство не ставит непреодолимых препятствий для наблюдения дрейфово-диссипативной неустойчивости, см. ниже.

Q -машины с самого начала были задуманы как системы, предназначенные для изучения спокойной (quiescent) плазмы. В них плазма создается термической ионизацией пучка нейтральных атомов, падающего на накаленную пластину.

В исследовании колебаний плазмы Q -машин и бестоковых газовых разрядов в магнитном поле можно выделить два этапа. На первом преобладала тенденция относить все неустойчивости, обнаруженные в столкновительных режимах, на счет проявления дрейфово-диссипативного механизма раскачки колебаний. Более внимательное изучение вопроса, однако, показало, что одновременно с дрейфово-диссипативным могут действовать и другие механизмы. Постепенно крепло убеждение, что лишь прямая проверка дисперсионного соотношения позволит решить вопрос о природе наблюдаемых колебаний (дисперсионное уравнение определяет зависимость частоты колебаний от компонент волнового вектора колебаний и параметров плазмы). Такая проверка к настоящему моменту осуществлена для большинства разновидностей дрейфово-диссипативной неустойчивости. Ее положительные результаты позволяют говорить о дрейфово-диссипативной неустойчивости, как о твердо установленном физическом явлении.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДРЕЙФОВО-ДИССИПАТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

а) Исходные уравнения

Процессы, приводящие к развитию дрейфово-диссипативной неустойчивости, могут быть проанализированы в приближении двухжидкостной гидродинамики. При использовании этого приближения электронная и ионная компоненты плазмы представляются в виде двух взаимно проникающих жидкостей или, точнее говоря, газов. Для изотермических процессов, которые будут рассматриваться ниже, система гидродинамических уравнений сводится к уравнениям неразрывности и уравнениям движения каждой из компонент плазмы. Уравнения неразрывности имеют стандартный вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla (n \mathbf{v}_j) = 0, \quad (1.1)$$

где индекс j принимает два значения: $j = e, i$ для электронов и ионов соответственно. Плазма считается квазинейтральной $n_e = n_i = n$.

Уравнения движения следует обсудить более подробно. Нас будут интересовать сравнительно медленные процессы, частота которых ω мала по сравнению с ν_e -частотой соударений электронов с тяжелыми частицами (нейтральными атомами в слабо ионизованной плазме, ионами в плазме полностью ионизованной). При рассмотрении таких процессов в уравнении движения электронов можно опустить силу инерции

$$0 = -T_e \nabla n - en \left(-\nabla \phi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_e; \quad (1.2)$$

здесь магнитное поле считается постоянным и однородным, а электрическое поле потенциальным $\mathbf{E} = -\nabla \phi$, что справедливо для плазмы низкого давления $8\pi n T / B^2 \ll 1$. В дальнейшем мы будем рассматривать колебания плазмы с замагниченными электронами, когда электронная циклотронная частота ω_e значительно превышает ν_e . Оказывается, что в этом случае трение влияет лишь на движение электронов вдоль магнитного поля. Поэтому мы положим $\mathbf{F}_{\perp e} = 0$, $F_{\parallel e} = -m_e n \nu_{\parallel e} v_{\parallel e}$, здесь и в дальнейшем значки «продольно» и «поперечно» отмечают направление относительно магнитного поля. Вообще говоря, вместо $\nu_{\parallel e}$ в выражении для силы трения должна стоять разность $\nu_{\parallel e} - \nu_{\parallel n}$ в случае плазмы слабо ионизованной или $\nu_{\parallel e} - \nu_{\parallel i}$ в случае плазмы, ионизованной полностью. Однако в плазме, называемой слабо ионизованной, заряженные частицы составляют малую долю $\ll 10^{-4}$ от общего их числа. Поэтому заряженные частицы не могут повлечь в движение нейтральную компоненту плазмы, и последнюю можно считать неподвижной, положив $\nu_{\parallel n} = 0$. Поскольку продольная электронная скорость $\nu_{\parallel e}$ значительно превышает ионную $\nu_{\parallel i}$, то же самое выражение для силы трения остается приблизительно справедливым и в случае полностью ионизованной плазмы.

Ионное уравнение движения запишем в виде

$$m_i n \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -T_i \nabla n + en \left(-\nabla \phi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_i; \quad (1.3)$$

здесь в случае слабо ионизованной плазмы $\mathbf{F}_i = -m_i n \nu_i \mathbf{v}_i$, где ν_i — частота ион-нейтральных соударений. В плазме полностью ионизованной трение ионов об электроны ввиду малой массы последних несущественно, и более важную роль играет вязкость, вызываемая соударениями ионов друг с другом: $F_{i, \alpha} = -(\partial/\partial x_\beta) \pi_{i, \alpha\beta}$. В дальнейшем нам понадобятся следующие значения компонент тензора вязкости: $\pi_{xx} - \pi_{yy} = -\eta_1 (W_{xx} - W_{yy}) - 2\eta_3 W_{xy}$, $\pi_{xy} = \pi_{yx} = -\eta_1 W_{xy} - \frac{\eta_3}{2} (W_{xx} - W_{yy})$, где

$$W_{xx} - W_{yy} = 2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{\partial v_y}{\partial y} \right), \quad W_{xy} = \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x},$$

$$\eta_1 = 0,3 \frac{n T_i \nu_i}{\omega_i^2}, \quad \eta_3 = 0,5 \frac{n T_i}{\omega_i}$$

(см., например,¹⁶). Здесь и в дальнейшем используется декартова система координат, ось Oz которой направлена вдоль магнитного поля, Ox — вдоль градиента плотности плазмы.

Хотя поведение полностью ионизованной и слабо ионизованной плазмы описывается сходными уравнениями, их физический смысл не вполне одинаков. Гидродинамическая система уравнений для полностью ионизованной плазмы выводится посредством регулярной процедуры из кинети-

ческого уравнения (см., например,¹⁶). Эта процедура основана на том, что вид функции распределения каждой из компонент плазмы определяется в основном соударениями между одинаковыми частицами (электрон-электронными и ион-ионными). Под действием соударений устанавливается максвелловское распределение, параметрами которого являются плотность, скорость и температура. Гидродинамические уравнения определяют эволюцию этих параметров. В плазме слабо ионизованной функция распределения заряженных частиц определяется внешними электрическими полями, поддерживающими разряд, и соударениями с нейтралами. Поэтому энергия и скорость каждой из компонент однозначно определены и соответственно гидродинамическая система уравнений сводится к единственному уравнению для плотности^{17,18}. Область применимости такой модифицированной гидродинамики довольно ограничена, и поэтому приходится использовать моменты кинетического уравнения, которые имеют смысл уравнений баланса. Обрыв системы моментов может привести к значительным погрешностям при рассмотрении процессов, в которых существенную роль играют высшие моменты. К счастью, дрейфово-диссипативная неустойчивость обязана такому грубому отклонению от состояния термодинамического равновесия, как градиент плотности. Поэтому ее развитие с достаточной точностью описывается двумя первыми моментами кинетического уравнения (см., однако, гл. 4 настоящего обзора).

Рассмотрим с помощью (1.2) движение электронов поперек магнитного поля в отсутствие колебаний. Предположим, что в начальном состоянии нет электрического поля. Считая также, что $F_{\perp e} = 0$ (см. выше), получаем следующее выражение для скорости электронов в направлении поперек магнитного поля:

$$V_e^* = -\frac{cT_e}{eB^2} \left[\mathbf{B} \frac{\nabla n}{n} \right]. \quad (1.4)$$

Из (1.4) следует, что если плотность плазмы меняется в направлении поперек магнитного поля, то ее электронная компонента находится в состоянии движения. Такое движение называется градиентным или ларморовским дрейфом. Оно интересно тем, что гидродинамическая макроскопическая скорость не связана с перемещениями отдельных электронов, каждый из которых в среднем покоится, вращаясь по неподвижной ларморовской окружности^{15,19}.

б) Дрейфовые колебания

Приступим к рассмотрению колебаний неоднородной плазмы в магнитном поле. Прежде всего проанализируем их пространственную зависимость. Она определяется геометрией системы. Обычно дрейфовые колебания изучаются в системах, имеющих форму сильно вытянутого цилиндра, длина которого на один-два порядка превышает диаметр. Магнитное поле создается коаксиальными катушками и направлено параллельно оси системы. Типичная экспериментальная установка, использовавшаяся для изучения колебаний газоразрядной плазмы в магнитном поле, изображена на рис. 1.

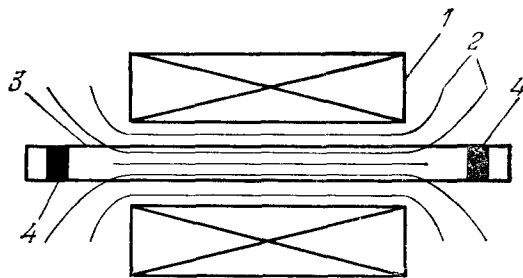


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — соленоид; 2 — силовые линии магнитного поля; 3 — стеклянная трубка; 4 — наружные кольцевые электроды.

Поскольку параметры плазмы слабо меняются вдоль оси, система в этом направлении может приближенно считаться однородной. Наибольшую трудность представляет анализ радиальной зависимости, так как для этого приходится решать систему дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами. Однако оказывается, что в интересующих нас колебаниях из всех радиальных движений плазмы наиболее существенную роль играет дрейф в скрещенных полях: постоянном аксиальном магнитном поле и азимутальном электрическом поле колебаний. Такой дрейф приводит к смещениям плазмы по радиусу, т. е. в направлении градиента плотности, что и вызывает колебания плотности. Для учета этого эффекта достаточно рассмотреть возмущения, бегущие по азимуту и не зависящие от радиуса. Детальный анализ проблемы подтверждает законность такого подхода (см., например, ^{3-6,8-11}). Поскольку радиальная зависимость возмущений оказалась несущественной, то вместо аксиально-симметричной системы можно рассматривать систему с плоской симметрией. (Направление вдоль Ox эквивалентно радиальному, вдоль Oy — азимутальному). С учетом всего сказанного выражения для возмущений плотности и потенциала в колебаниях принимают вид $\sim \exp(-i\omega t + ik_z z + ik_y y)^*$.

Сделаем дополнительно следующие упрощения: положим $T_i = 0$; пренебрежем движением ионов вдоль магнитного поля (см. выше), а их поперечное движение будем считать бесстолкновительным $F_i = 0$. Предполагая также, что частота колебаний не слишком велика, в ионном уравнении движения опустим силу инерции. При этих предположениях из (1.2), (1.3) находим

$$v_{||e} = b_e \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D_e \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (1.5)$$

$$v_{||i} = 0, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{v}_{\perp e} = \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \nabla \varphi] - \frac{c T_e}{e B^2} \left[\mathbf{B} \frac{\nabla n}{n} \right], \quad (1.7)$$

$$\mathbf{v}_{\perp i} = \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \nabla \varphi]; \quad (1.8)$$

здесь $b_e = e/m_e v_e$, $D_e = T_e/m_e v_e$ — коэффициенты подвижности и диффузии электронов соответственно.

Подставляя (1.5) — (1.8) в уравнения непрерывности и линеаризуя их по малым возмущениям плотности $n_1 \ll n_0$ и потенциала φ_1 , получаем

$$-i\omega n_1 - ik_y \frac{c}{B} \frac{dn_0}{dx} \varphi_1 - b_e k_z^2 n_0 \varphi_1 + D_e k_z^2 n_1 = 0, \quad (1.9)$$

$$-i\omega n_1 - ik_y \frac{c}{B} \frac{dn_0}{dx} \varphi_1 = 0. \quad (1.10)$$

Наряду с анализом уравнений (1.9), (1.10) попробуем, следуя ²³, наглядно представить механизм распространения колебаний. Для этого обратимся к рис. 2. На нем представлено мгновенное распределение плотности в волне $\sim \exp(-i\omega t + ik_y y + ik_z z)$, области повышенной плотности отмечены знаком «плюс». Уравнения (1.9), (1.10) совместны,

*) В ряде работ (см., например, ²⁰⁻²²) была сделана попытка учесть также зависимость возмущений от координаты x (радиуса) выбором возмущения в виде $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y + ik_z z)$. При рассмотрении собственных колебаний такой выбор может привести к недоразумениям. Действительно, в ограниченных системах собственные колебания должны скорее иметь вид стоячих волн. Если же зависимость от x -координаты взять в виде $\exp(ik_x x)$, то из-за неоднородности плазмы, в дисперсионном уравнении, связывающем частоту колебаний и компоненты волнового вектора, появятся мнимые слагаемые, пропорциональные нечетным степеням ik_x , что в зависимости от их знака будет эквивалентно введению дополнительного затухания или раскачки.

если два последних слагаемых в (1.9) взаимно сокращаются. Это означает, что градиент давления электронной компоненты компенсируется электрическим полем $\Phi_1 = (D_e/b_e) n_1/n_0 = (T_e/e) n_1/n_0$. Поэтому области повышенной концентрации должны быть заряжены положительно. На рис. 2 направление электрического поля показано короткими стрелками. Поскольку электрическое поле имеет y -компоненту, плазма дрейфует по Ox (длинные стрелки). В область справа от максимума приходит плазма из более глубоких слоев, где ее плотность больше (на рис. 2 плотность спадает по Ox). В область слева от максимума приходит плазма из слоев, расположенных ближе к поверхности, где плотность плазмы имеет меньшее значение. В результате вся картина смещается вправо (пунктирная кривая). Непрерывное повторение этого процесса означает, что по плазме бежит волна плотности и потенциала. Эта волна не нарастает и не затухает ($\text{Im}\omega = 0$). Действительная часть, как следует из (1.9), (1.10), равна $\omega^* = k_y \kappa c T_e/eB$, где $\kappa = -(1/n_0) dn_0/dx$. Эта частота называется дрейфовой и соответственно сами колебания дрейфовыми. Дрейфовые колебания были впервые рассмотрены в работе²⁴ на примере полностью ионизованной плазмы. Дальнейшее развитие теории дрейфовых колебаний отражено в обзорных работах^{2, 6, 9, 11}.

Остановимся на двух интересных моментах.

1) Дрейфовые колебания не затухают, хотя $\omega \ll \nu_e$. Причина этого ясна. Поскольку электроны распределены по закону Больцмана, то их средняя макроскопическая скорость равна нулю, а вместе с ней обращается в нуль и сила трения.

2) Фазовая скорость дрейфовых колебаний в направлении OY оказалась равной невозмущенной скорости ларморовского дрейфа электронов (1.4). Поэтому на первый взгляд, создается впечатление, что здесь мы имеем дело с переносом возмущений электронным потоком. Однако поскольку при ларморовском дрейфе каждый отдельный электрон в среднем покоится, такой перенос, очевидным образом, невозможен. Ларморовский дрейф вообще не может привести к изменению плотности, и поэтому соответствующее слагаемое $\nabla(nV_e^*)$ выпадает из результирующего уравнения непрерывности (1.9). По-видимому, совпадение фазовой скорости колебаний со скоростью ларморовского дрейфа вызвано тем, что последняя является простейшей величиной с размерностью скорости, характеризующей неоднородную плазму в магнитном поле. Действительно, поскольку макроскопическую скорость можно считать мерой неравномерности плазмы, то естественно предположить, что она должна быть пропорциональна κT . Простейшая комбинация из величин κT , e , B , c , m_i , m_e^*), имеющая размерность скорости, очевидно, совпадает со скоростью ларморовского дрейфа (cT/eB) κ (сравнить с (1.4)).

*) В этом перечне отсутствует плотность плазмы, так как зависимость от плотности должна выпасть в предельном случае плотной квазинейтральной плазмы ($n_0 \rightarrow \infty$).

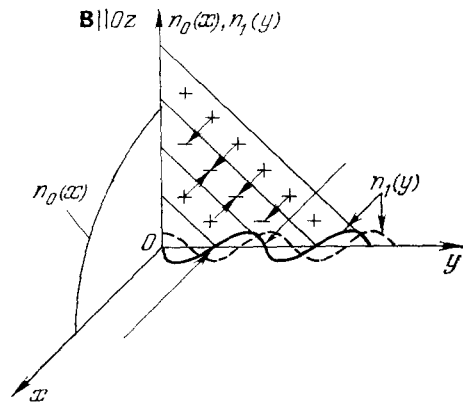


Рис. 2. К механизму распространения дрейфовых колебаний.

Области повышенной концентрации в волне обозначены знаком плюс, пониженной — минус. Синусоидами представлены мгновенные распределения плотности плазмы $n_1(y)$ в волне. Направление дрейфа заряженных частиц в волне показано длинными стрелками, электрического поля волны — короткими.

в) Дрейфово-диссипативная неустойчивость

Дрейфовые колебания не затухают и не нарастают ($\text{Im} \omega = 0$). В определенном смысле можно утверждать, что плазма с дрейфовыми колебаниями представляет собой новый тип равновесного состояния. Поскольку в дрейфовых колебаниях «грубые» силы (давление и сила со стороны электрического поля) уравниваются, решающими могут оказаться более тонкие эффекты. Именно поэтому, например, корректное рассмотрение дрейфовых колебаний в полностью ионизованной плазме в некоторых случаях может потребовать расширения схемы обычной гидродинамики с учетом более высоких моментов функции распределения⁶. Мы же в настоящий момент учтем инерцию ионов. Ее влияние оказывается весьма существенным даже при низкой частоте колебаний $\omega \ll \omega_i$.

С помощью уравнения (1.3) определяем скорость ионов в направлении поперек магнитного поля

$$\mathbf{v}_{\perp i1} = \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \nabla \Phi_1] + \frac{c}{B} \frac{i\omega}{\omega_i} \nabla_{\perp} \Phi_1. \quad (1.11)$$

Движение ионов вдоль магнитного поля по-прежнему не учитываем. Подставляя (1.11) в уравнение неразрывности и принимая во внимание выражение для частоты дрейфовых колебаний (см. предыдущий раздел), находим, что учет силы инерции уменьшает второе слагаемое в (1.10) на множитель $(1 - k_y^2 \rho_{ie}^2)$; здесь $\rho_{ie} = \omega_i^{-1} \sqrt{T_e/m_i}$ — ларморовский радиус ионов, сосчитанный по электронной температуре. Таким образом, инерция ионов эффективно замедляет дрейф в скрещенных полях, в результате дрейфовое смещение ионов оказывается меньше электронного и амплитуда колебаний электронной плотности превышает ионную. Квазинейтральность плазмы поддерживается за счет перераспределения электронов вдоль магнитного поля. Причем избыточные электроны, переходя из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью, вынуждены совершать работу против электрического поля, см. рис. 2. В результате амплитуда колебаний возрастает. Поскольку энергия отбирается у электронов, они охлаждаются. В конечном счете энергия тратится на то, чтобы привести в движение тяжелые ионы. Эти процессы не противоречат второму началу термодинамики, так как колебания плазмы в направлении градиента плотности сглаживают его величину (среднюю по колебаниям), приближая систему к равновесию.

Какова роль трения электронов о тяжелые частицы в этом механизме раскачки колебаний? Если бы электроны вдоль магнитного поля двигались свободно-инерционно, то, как легко показать, изменение их плотности при движении под действием избыточного давления было бы сдвинуто по фазе относительно первоначального возмущения на $\pi/2$. При этом мы получили бы чисто колебательный режим без нарастания первоначальных возмущений. Если смотреть более глубоко, то роль трения состоит, по-видимому, в том, что оно вносит элемент необратимости. В результате процесс сглаживания профиля плотности плазмы в колебаниях приобретает необратимый характер. Это, в конечном счете, и позволяет колебаниям без противоречия со вторым началом термодинамики отбирать тепловую энергию у электронов.

Покажем, что вывод о неустойчивости плазмы следует и из формального анализа. Учет инерции ионов приводит к появлению в (1.10) дополнительного слагаемого — $ik_y^2 (c/B) (\omega/\omega_i) n_0 \Phi_1$. В результате дисперсионное уравнение для определения частоты собственных колебаний плазмы, которое получается из условия совместности уравнений (1.9),

(1.10), приобретает следующий вид:

$$\omega - \omega^* = i \frac{\omega^2}{D_e k_z^2} k_y^2 \rho_{ie}^2 - \omega k_y^2 \rho_{ie}^2. \quad (1.12)$$

Пренебрегая сначала малой правой частью (1.12), которая обязана учету силы инерции, получаем $\omega = \omega^* = (cT_e/eB) k_y x$ (см. выше). В следующем приближении находим, что колебания неустойчивы ($\text{Im} \omega > 0$).

2. ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В СЛАБО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

а) Обнаружение неустойчивости

Исследования колебаний бестокового газового разряда в магнитном поле ведут свое начало с экспериментов, описанных Бомом (см. введение). Эти эксперименты были продолжены в работах ²⁵⁻²⁸. Было обнаружено, что аномалии в поведении плазмы проявляются, лишь если магнитное поле превышает некоторое критическое значение $B_{кр}$. Причем при $B > B_{кр}$ из области, занятой пучком первичных электронов, вырываются один или несколько плазменных «факелов», вращающихся вокруг пучка. С увеличением магнитного поля появляются факелы различного пространственного масштаба, вращающиеся с различной скоростью. Одновременное присутствие в разряде нескольких факелов приводило к беспорядочной хаотической картине, т. е. к турбулентности.

В работе ²⁹ исследовался высокочастотный разряд в магнитном поле. Здесь была обнаружена аномальная зависимость нагрузки на генератор от магнитного поля. Намного раньше в ³⁰ было замечено, что в таком разряде наблюдается аномалия в поведении электронной температуры в магнитном поле, которая возрастала с увеличением поля. Более подробное изучение высокочастотного разряда ³¹ позволило установить, что при увеличении магнитного поля выше критического возрастает поток положительных ионов поперек магнитного поля и одновременно с этим плазма начинает генерировать высокочастотные электрические колебания, имеющие характер шума. Все эти факты свидетельствовали косвенным образом о возникновении неустойчивости и увеличении коэффициента диффузии.

Естественно было ожидать, что наиболее спокойной окажется распадающаяся плазма, остающаяся в разряде после выключения источника ионизации, так называемая плазма послесвечения. Действительно, в такой плазме, в отличие от плазмы высокочастотного разряда, электронная температура близка к температуре нейтрального газа, а стационарное электрическое поле, которое обычно самопроизвольно возникает в газовом разряде (амбиполярное поле), оказывается довольно слабым. Однако исследования показали, что и в распадающейся плазме коэффициент диффузии имеет аномально большую величину ^{32, 33}. Делались попытки связать аномалию с влиянием примесей, перекосом оси разрядной трубки относительно магнитного поля, рекомбинацией и т. д. (см., например, ^{34, 35}). Эти эффекты были проанализированы в работах ³⁶⁻³⁸ (см. также ⁷). Их авторы пришли к выводу, что увеличение коэффициента диффузии может быть обусловлено лишь развитием неустойчивых колебаний.

Аномальная диффузия, сопровождающаяся возбуждением электрических шумов, была обнаружена и в так называемом разряде с осциллирующими электронами ^{39, 40}.

б) Первые попытки идентификации неустойчивости

Поскольку сходные явления наблюдались в разрядах различного типа, было естественно предположить, что здесь действует некий универсальный механизм неустойчивости, не связанный с особенностями конкретного вида разряда. Для того чтобы выяснить, не был ли таким механизмом дрейфово-диссипативный, следовало прежде всего найти условия неустойчивости и сравнить их с экспериментальными. Для этого в идеализированную схему, использованную в предыдущем разделе, должны быть дополнительно включены некоторые факторы, проявляющиеся в реальных системах. Для слабо ионизованной плазмы газового разряда такими факторами являются: соударения ионов с нейтралями, конечная величина температуры ионов ($T_i \neq 0$), ограниченность системы в направлении вдоль магнитного поля и др. В ⁴¹ был учтен лишь один из них (соударения ионов с нейтралями). Этот фактор оказался наиболее существенным. Для того чтобы включить в рассмотрение соударения ионов с нейтралями, следует в (1.11) произвести замену $\omega \rightarrow \omega + i\nu_i$. При этом дисперсионное уравнение для частоты приобретает следующий вид:

$$\omega^2 + i\omega(\nu_i + D_e k_y^2 (1 + k_y^2 \rho_{ie}^{-2})) + D_e k_z^2 (-i\omega^* k_y^2 \rho_{ie}^{-2} - \nu_i) = 0. \quad (2.1)$$

При $\nu_i = 0$ это уравнение, как легко показать, переходит в (1.12).

Анализ (2.1) дает следующие приближенные условия неустойчивости:

$$\left(\frac{\omega_i}{\nu_i}\right)^4 \frac{\alpha^4}{\beta} \gtrsim \xi^2 \gtrsim \max\left(\beta; \frac{1}{\beta}\right). \quad (2.2)$$

Здесь $\alpha = \frac{\kappa}{k_y}$, $\beta = \frac{k_z^2 \omega_e \omega_i}{k_y^2 \nu_e \nu_i} + \frac{\nu_e \omega_i}{\nu_i \omega_e}$, $\xi = \frac{\kappa}{\nu_i} \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$.

Из (2.2) нетрудно найти, что отдельные моды с фиксированными значениями k_y , k_z могут раскачиваться лишь в определенных интервалах изменения магнитного поля:

$$\frac{k_y}{\kappa} \leq \frac{\omega_i}{\nu_i} \leq \xi \sqrt{\frac{b_i}{b_e}} \frac{k_y}{k_z}. \quad (2.3)$$

Область неустойчивости расширяется с увеличением ξ (уменьшением давления, увеличением градиента плотности плазмы) и уменьшением продольного волнового числа. Области неустойчивости мод с различными значениями k_y могут перекрываться, причем для раскачки колебаний с большим k_y требуется большее магнитное поле.

В работе ⁴¹ с помощью (2.2) была определена область неустойчивости плазмы в аплокости ξ ; $\eta = (\omega_i/\nu_i) \xi^{-1} = 1/\kappa \rho_{ie}$. Эти координаты удобно использовать для характеристики состояния плазмы, так как они простым образом связаны с давлением нейтрального газа $\xi \sim p^{-1}$ и магнитным полем $\eta \sim B$, т. е. величинами, которые наиболее просто менять в эксперименте. Оказалось, что для неустойчивости необходимы достаточно большие значения ξ ($\xi \gtrsim 1$). Это ограничение естественно, так как причиной неустойчивости является неравновесность плазмы, характеризующаяся величиной градиента $\xi \sim \kappa$. Более точные расчеты (см. ^{8, 42}) дают

$$\xi_{кр} = 2. \quad (2.4)$$

На рис. 3 эта граница отмечена цифрами (4)–(5). Участок границы (3)–(4) ($\xi\eta = \omega_i/\nu_i \approx 1$) определяется из условия раскачки колебаний с наименьшим возможным значением $k_y \approx \kappa$ (см. левое неравенство (2.3)). При дальнейшем уменьшении магнитного поля критические значения ξ

продолжают возрастать. На участке (2)—(3) имеем $\xi_{кр} > \eta^{-2} \sqrt{b_i/b_e}$. Наконец при $\eta < \sqrt{m_i/m_e}$ плазма стабилизируется, так как электроны перестают чувствовать магнитное поле ($\chi r_e > 1$).

В работе ⁴¹ были также определены границы области дрейфово-диссипативной неустойчивости высокочастотных колебаний с $\omega \gg \omega_i$ — так называемая ионно-звуковая неустойчивость (см. гл. 5 настоящей работы). На рис. 3 они обозначены пунктирной линией.

На рис. 3 видно, что значения параметров ξ , η , при которых на эксперименте наблюдались аномалии в поведении плазмы, попадают

в область дрейфово-диссипативной неустойчивости или лежат поблизости от нее. (Чтобы не загромождать рисунок, мы указали данные лишь некоторых типичных экспериментов.) На этом основании утверждалось в ⁴¹, что именно дрейфово-диссипативная неустойчивость и раскачивалась в указанных выше экспериментах. В первое время этот вывод не подвергался сомнению. Однако постепенно накапливались данные, которые не укладывались в схему, рассмотренную в ^{3, 4, 41}. Так, например, частотный анализ неустойчивых колебаний ⁴³ показал, что их спектр простирается от очень высоких частот, превышающих ионную циклотронную, до очень низких, меньших частоты соударений ионов с нейтралами.

Поскольку частота дрейфовых колебаний меньше ω_i , то в работе ⁴³ высокочастотная часть спектра была отнесена на счет раскачки ионно-звуковой ветви дрейфово-диссипативной неустойчивости (см. гл. 5 статьи). В то же время появление низкочастотных колебаний оставалось непонятным, поскольку дрейфово-диссипативный механизм может приводить к раскачке лишь при $\omega > \nu_i$. (Вывод о неустойчивости колебаний с $\omega \ll \nu_i$, сделанный в работе ⁴⁴, явился результатом ошибок в расчетах.) Низкочастотные колебания с $\omega \ll \nu_i$ были обнаружены также в работах ⁴⁵⁻⁴⁹. В большинстве случаев значения параметров плазмы, при которых наблюдалось возбуждение низкочастотных колебаний, попадают в область дрейфово-диссипативной неустойчивости. В то же время (например, в ⁴⁷) было обнаружено, что условие неустойчивости имеет вид $c_s/V_e^* = \eta > 1$, здесь $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука. Поскольку при этом величина ξ удовлетворяла неравенству $\xi < 1$, то на плоскости $\xi - \eta$ область этой неустойчивости должна лежать вне области дрейфово-диссипативной неустойчивости. Таким образом, из экспериментов ^{43, 45-49} следует, что в слабо ионизованной плазме газового разряда наряду с дрейфово-диссипативным дей-

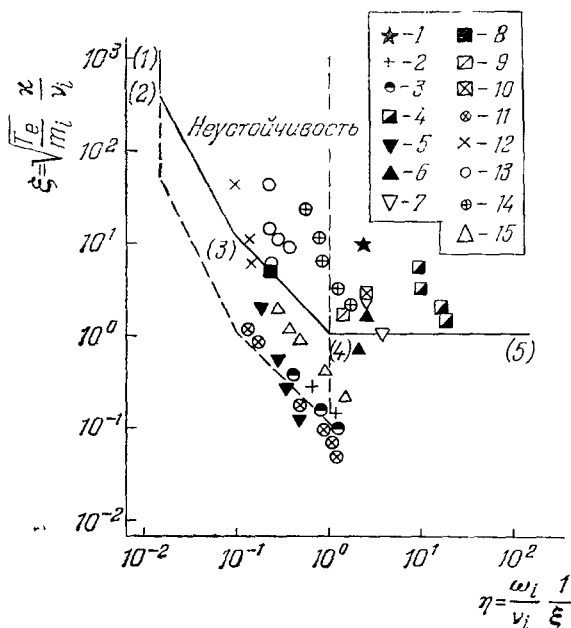


Рис. 3. Сплошная линия — границы области дрейфовой неустойчивости, пунктирная — ионно-звуковой ⁴¹.

1 — Ar⁴¹; 2 — H₂⁴⁷; 3 — He⁸⁶; 4 — H₂⁵⁰; 5 — He⁹²; 6 — He²²; 7 — H₂²²; 8 — He⁶⁷; 9 — H₂⁶⁷; 10 — He⁵¹; 11 — Ar⁴³; 12 — Ar⁶⁰; 13 — Ar⁶⁰; 14 — Ar⁵⁹; 15 — Ar^{59, 77}.

ствуют какие-то дополнительные механизмы раскачки колебаний. Законен вопрос — не являются ли эти механизмы более сильными и в области частот $\omega > \nu_i$?

Наряду с этим в ^{10, 47} были высказаны сомнения в законности локального квазиклассического приближения, при использовании которого, несмотря на неоднородность системы, возмущения выбираются в виде плоских волн. Убедительный ответ на все эти вопросы мог быть дан только в результате прямой экспериментальной проверки дисперсионного соотношения (2.1).

в) Выделение отдельных мод неустойчивых колебаний

Очевидно, что дисперсионное соотношение можно проверить лишь в том случае, если плазма находится в ламинарном режиме, т. е. в ней возбуждено небольшое число мод колебаний, лучше всего одна. Причем амплитуда колебаний должна быть достаточно малой, так чтобы оказались справедливыми результаты линейного приближения, использованного при выводе (2.1).

По-видимому, впервые отдельные моды дрейфовых колебаний в столкновительной плазме были выделены в работе ⁵⁰, где изучались неустойчивые колебания водородной плазмы высокочастотного разряда в магнитном поле. Результаты анализа спектра колебаний схематически изображены на рис. 4. На нем кроме основной частоты $\omega_1 = 9,4 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ видны также гармоники $\omega_n = n\omega_1$ вплоть до $n = 5$. Спектрограмма, по существу, представляет разложение Фурье нелинейных колебаний, хорошо скоррелированных во времени и пространстве. Эти колебания распространялись как по азимуту, так и вдоль магнитного поля. Поскольку система в направлении вдоль магнитного поля была ограничена, то на

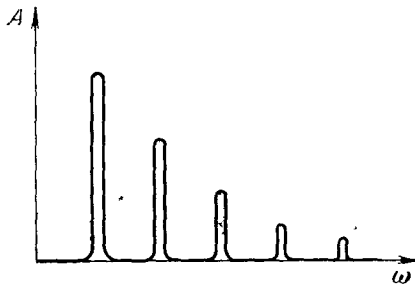


Рис. 4. Спектр дрейфовых колебаний ⁵⁰.

первый взгляд следовало ожидать установления стоячих волн. Однако в описываемых экспериментах плазма создавалась на одном конце разрядной трубки. По мере движения вдоль магнитного поля плазма терялась на стенках трубки, и до другого ее конца доходила лишь малая доля заряженных частиц. Резкая неоднородность плазмы, по-видимому, и обуславливала распространение колебаний в направлении вдоль магнитного поля. Была измерена фазовая скорость колебаний. При давлении нейтрального газа $2 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ ее проекция на азимутальное направление и направление вдоль магнитного поля оказались равными $2 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ соответственно. Продольная длина волны была равна примерно 100 см , структура колебаний в направлении поперек магнитного поля не исследовалась.

В работе ⁵⁰ изучалась зависимость частоты колебаний от величины магнитного поля. Оказалось, что в соответствии с (1.2) частота уменьшается с ростом магнитного поля $\omega \approx \omega^* = k_y \kappa c T_e / e B$. Было также обнаружено, что частота падает при увеличении давления нейтрального газа.

Хотя в ⁵⁰ и были получены интересные результаты, они не могут считаться полноценной проверкой дисперсионного соотношения ввиду следующего. 1) Не было измерено азимутальное волновое число m .

2) Производилось сравнение с асимптотическим значением частоты дрейфовых колебаний ω^* , которое приближенно справедливо лишь вдали от границы области неустойчивости. 3) Не было проанализировано влияние неоднородности плазменного столба в направлении вдоль магнитного поля. 4) Полученные данные относятся к нелинейному режиму, о чем говорит наличие в спектре колебаний большого числа гармоник основной частоты.

В ⁵¹ отдельные моды колебаний исследовались в однородном в направлении вдоль магнитного поля столбе плазмы высокочастотного разряда. Было показано, что колебания, как и требовалось по теории, бежали по азимуту в электронную сторону, а их частота по порядку величины равнялась дрейфовой. На плоскости $\xi - \eta$ (см. рис. 3) неустойчивому состоянию плазмы соответствовала область, лежащая внутри области дрейфовой неустойчивости, ограниченной линиями 1—5.

Отдельные моды колебаний были выделены также в плазме отражательного разряда в магнитном поле. Интересующий нас столкновительный режим изучался в работе ⁵² *). Было показано, что частота колебаний по порядку величины совпадает с рассчитанной из (2.1).

Делались также попытки обнаружить дрейфовые колебания в разряде постоянного тока в магнитном поле ^{56–58}. Однако в силу сравнительно низких частот дрейфовых колебаний их характеристики могли существенно модифицироваться в результате направленного движения электронов. (Разряд постоянного тока более благоприятен для исследования ионно-звуковых колебаний с $\omega \gg \omega_i$, см. гл. 5.) Возможно, что именно по этой причине колебания, обнаруженные в ⁵⁶, бежали по азимуту в ионную сторону, а колебания, исследовавшиеся в ⁵⁸, где они были названы псевдоионно-циклотронными, образовали волну, бегущую вдоль магнитного поля.

г) Проверка дисперсионного соотношения

Подробное изучение дрейфовых колебаний в плазме высокочастотного разряда в магнитном поле было проведено в работах ^{59–64}. В ⁶³ исследовалась зависимость частоты колебаний с азимутальными волновыми числами $m = 2; 3$ от магнитного поля. На рис. 5 экспериментальные данные нанесены кружками. На нем приведены также результаты расчетов по (2.1) действительной части частоты (сплошные линии) и мнимой (штриховые). На рисунке приведена лишь та часть зависимости ω от B , которая соответствует неустойчивости плазмы ($\gamma > 0$). Область изменения магнитного поля на рис. 5 ограничена максимальным значением 2,5 кГс, достигнутым в экспериментах ⁶³.

Из рис. 5 видно, что в плазме, как это и следует из теории, область неустойчивости ограничена как со стороны малых, так и со стороны больших магнитных полей, причем колебания на опыте обнаруживаются внутри рассчитанной области. С увеличением магнитного поля первыми раскaskиваются колебания с меньшим номером m . При больших магнитных полях, также в соответствии с теорией, в некоторой области изменения магнитного поля B в плазме одновременно возбуждаются колебания с различными значениями m ($m = 2$ и 3). В ⁶³ действительная часть частоты

*) Следует отметить, что разряд с осциллирующими электронами выделяется среди других типов газового разряда сложностью действующих в нем физических процессов. Помимо приэлектродных явлений, затрудняющих выявление закономерностей, характеризующих дрейфово-диссипативную неустойчивость, в нем необходимо учитывать также «эффект закоротки» ⁵³ и неустойчивость «перевернутого» поля ^{54–55}.

ты рассчитывалась как с учетом радиального электрического поля, так и без него (соответственно толстые и тонкие кривые). Радиальное поле приводит к вращению плазмы и из-за эффекта Доплера к изменению частоты дрейфовых колебаний. Использование значений радиального поля, найденных на эксперименте, приводит, как видно из рис. 5, к достаточно хорошему согласию между теорией и экспериментом (сравни сплошные толстые линии и линии с кружками).

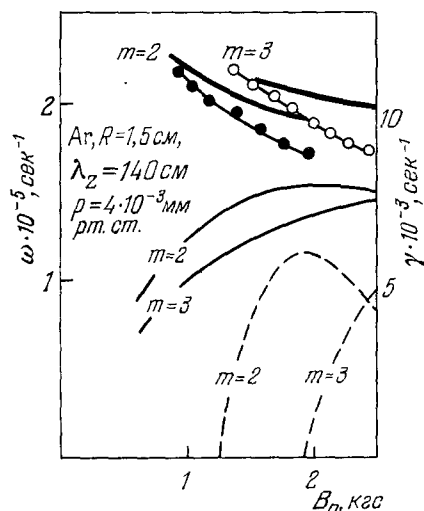


Рис. 5. Зависимость частоты ω и инкремента γ дрейфовых колебаний от магнитного поля B_0 ⁶³.

Ar, $p = 4 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст., $\lambda_z = 140$ см. Кружки \bullet и \circ соответствуют азимутальным волновым числам $m = 2$ и 3 . Толстые сплошные линии — расчетные значения частот с учетом эффекта Доплера, тонкие — без учета этого эффекта. Штриховые кривые — расчетные значения инкрементов.

В ⁶⁴ изучалась зависимость частоты колебаний от проекции волнового вектора на направление магнитного поля k_z . Характерная зависимость ω от k_z представлена на рис. 6. Из рисунка видно, что экспериментальные данные, отмеченные кружками, находятся в хорошем согласии с расчетными, полученными с учетом радиального электрического поля. На том же рисунке штриховой линией проведена расчетная зависимость инкремента γ от k_z (показана часть кривой с $\gamma > 0$). Область неустойчивости ограничена как со стороны малых, так и со стороны больших длин волн, что и имело место на эксперименте. Поскольку в плазме вдоль магнитного поля укладывается не менее чем половина длины волны ($k_z \geq \pi/L$), то из рис. 6 следует, что дрейфовые колебания могут раскачиваться в плазме лишь в том случае, если ее протяженность превышает некоторый минимальный размер, определяемый параметрами разряда и радиусом трубки.

В ⁶³ проверялись области раскачки дрейфовых колебаний на плоскости ξ, η , рассчитанные в ⁴¹. На рис. 7 светлыми и темными кружками представлены границы области неустойчивости отдельных мод колебаний, полученные на опыте. Области раскачки колебаний с $m = 2$ (светлые кружки) обозначены горизонтальной штриховкой, а с $m = 3$ (темные кружки) — вертикальной. Штрих-пунктирными линиями на рис. 7 ограничена исследованная в работе ⁶³ область значений параметров ξ и η . Из рис. 7 видно, что область неустойчивости отдельной мод колебаний располагается внутри предсказанной теорией области изменения параметров ξ и η , однако занимает лишь часть ее. При расчетах в ⁴¹ считалось, что температура ионов в плазме $T_i = 0$. Учет того обстоятельства, что $T_i \neq 0$, как было показано в ⁵⁹, может сократить область неустойчивости. Действительно, дрейфовые колебания возможны, если ларморовский радиус ионов $\rho_i < \kappa^{-1}$, что при $T_i \approx 0,01 T_e$ приводит к условию $\eta > 0,1$. Если использовать это условие, то область неустойчивости сокращается со стороны малых магнитных полей. Однако и после этой коррекции расхождение между теорией и экспериментом, как видно из рис. 7, все еще остается. Обнаруживается также и расхождение в соответствующих границах со стороны малых значений ξ (высоких давлений газа). Лучшее согласие между опытными и расчетными значениями получается при учете конечной длины системы вдоль направления магнитного поля, приводящем к ограниченности величины k_z ($k_z \geq \pi/L$). Рассчитанные для

конкретного значения k_z области неустойчивости колебаний трех первых азимутальных мод изображены на рис. 7 штрихом. (Полная область неустойчивости представляет собой сумму областей отдельных мод колебаний при $m_{\max} \rightarrow \infty$.) Из рис. 7 видно, что найденные таким образом нижние по

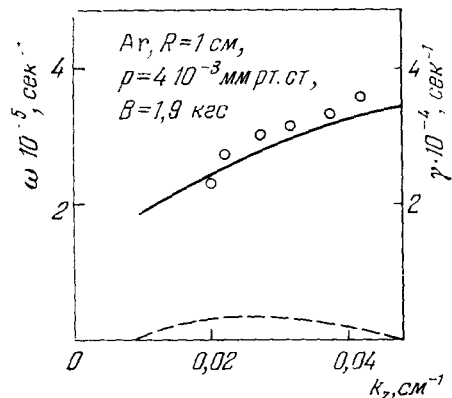


Рис. 6. Зависимость частоты ω и инкремента γ дрейфовых колебаний от проекции волнового вектора на направление магнитного поля ($k_z = 2\pi/\lambda_z$)⁶⁴. Ar, $p = 4 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $m = 2$, $B = 1,9$ кэс. Штриховая кривая — расчетные значения инкрементов.

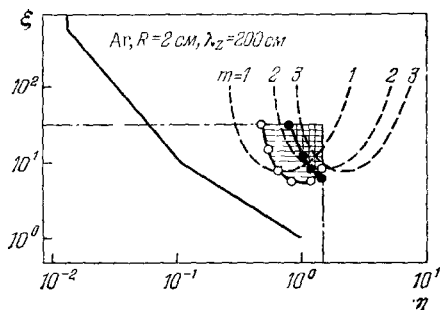


Рис. 7. Область дрейфовой неустойчивости⁶⁴.

Кружки \circ и \bullet соответствуют азимутальным волновым числам $m = 2$ и 3 . Штриховыми линиями обозначены расчетные области раскачки колебаний с $m = 1, 2$ и 3 . Штрих-пунктирными линиями ограничена исследованная в работе область.

ξ и η границы области неустойчивости отдельных мод колебаний достаточно хорошо совпадают с установленными на опыте. В то же время следует отметить, что первая мода колебаний, которая согласно теории должна раскачиваться при наименьших магнитных полях, на опыте не наблюдалась.

Характеристики отдельных мод дрейфовых колебаний исследовались также в плазме отражательного разряда в магнитном поле⁶⁵. При интерпретации экспериментальных данных предполагалось, что в плазме должны устанавливаться колебания, инкремент которых максимален. Из (2.1) следует, что для этого компоненты волнового вектора k_z и k_y должны удовлетворять соотношению $\omega^* = \omega_s$, где $\omega_s = D_e k_z^2 (k_y \rho_{ie})^{-2}$. При дрейфовой неустойчивости, как правило, раскачиваются длинноволновые моды с небольшим числом узлов. Поэтому при изменении магнитного поля, давления нейтрального газа и т. д. перестройка мод должна происходить дискретно через довольно большие интервалы изменения этих параметров. В таких условиях упрощенный эквивалент дисперсионного соотношения в виде $\omega^* = \omega_s$ может быть проверен лишь в отдельных точках. В то же время были получены⁶⁵ интересные данные, касающиеся перестройки азимутальных мод (рис. 8). Из этого рисунка следует, что увеличение

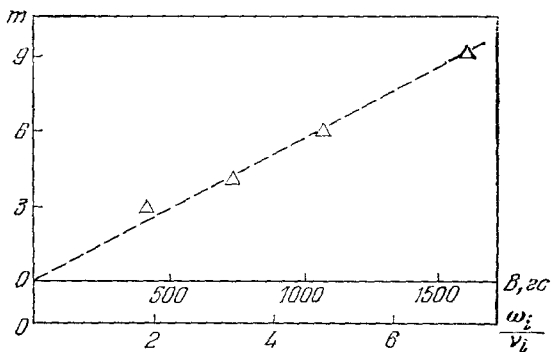


Рис. 8. Зависимость азимутального номера моды неустойчивых колебаний m от магнитного поля⁶⁵.

He, $p = 2,2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

магнитного поля приводит к возрастанию азимутального волнового числа неустойчивых колебаний, причем в соответствии с левым приближенным неравенством (2.3) m -я мода неустойчива при $\omega_i/v_i \approx m \approx k_y/\kappa$.

Необходимо особо остановиться на экспериментах ^{22, 66, 67}, где исследовались колебания плазмы высокочастотного разряда и плазмы послесвечения в магнитном поле. Были выделены отдельные моды колебаний, идентифицированных как дрейфовые, и проверен закон дисперсии. Было обнаружено хорошее соответствие с теоретическими расчетами. Однако оказалось, что частота колебаний может принимать значения существенно меньшие (на порядок величины) частоты соударений ионов с нейтралами. Этот результат противоречит основным положениям теории дрейфовой неустойчивости.

В экспериментах с плазмой послесвечения ^{22, 66} изучалась поздняя стадия разряда, когда плотность плазмы была довольно низка. Поэтому можно предположить, что на самом деле в этих работах наблюдался низкочастотный вариант дрейфово-диссипативной неустойчивости разреженной плазмы (см. раздел гл. 4 настоящего обзора). Согласно с теорией дрейфовой неустойчивости можно попытаться приписать тому обстоятельству, что в ^{22, 66} при теоретических расчетах дополнительно вводилась зависимость возмущений от координаты x по закону $e^{ik_x x}$. При этом, как отмечено в примечании на стр. 278, мог быть искусственно введен дополнительный эффект раскачки, что, по-видимому, и привело к выводу о неустойчивости дрейфовых колебаний с $\omega \ll v_i$.

3. ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ Q-МАШИН

Обычно для ионизации газа используются электрические поля или пучки быстрых частиц. Получающаяся таким образом плазма оказывается в состоянии, весьма далеком от термодинамического равновесия и, следовательно, потенциально неустойчивом. Q-машины были задуманы как устройства со спокойной (quiescent) полностью ионизованной плазмой. В них плазма создается термической ионизацией пучка нейтральных атомов, падающих на накалившуюся металлическую пластину. После образования плазма свободно вытекает с пластины вдоль магнитного поля. Однако даже такая «спокойная» плазма преподнесла достаточное количество сюрпризов. В частности, в ней было зафиксировано развитие нескольких типов неустойчивостей. Понадобилось известное время для того, чтобы разобраться в наблюдаемых явлениях, а из числа неустойчивостей выделить дрейфово-диссипативную. Мы не будем останавливаться на этом первоначальном этапе исследований, который достаточно полно освещен в ^{68, 69}. Перейдем сразу к выводу и проверке дисперсионного соотношения дрейфово-диссипативной неустойчивости (см. ⁷⁰⁻⁷²).

В плазме Q-машин ионная температура близка к электронной. При рассмотрении колебаний в такой плазме в ионном уравнении движения необходимо учитывать давление и вязкость. В компоненты тензора вязких напряжений, приведенные в гл. 2, входят два коэффициента вязкости $\eta_1 = 0,3 nT_i v_i / \omega_i^2$ и $\eta_3 = 0,5 nT_i / \omega_i$. Слагаемые, пропорциональные η_3 , учитывают так называемую бесстолкновительную вязкость, обязанную эффектам конечного ларморовского радиуса, а пропорциональные η_1 , столкновительную вязкость. Использование гидродинамического приближения предполагает, что частота рассматриваемых процессов мала по сравнению с частотой ионных соударений $\omega_i \ll v_i$. Ниже мы увидим, что такие колебания могут быть неустойчивыми. В этом пункте мы имеем коренное различие между плазмой полностью ионизованной и слабо

ионизованной. Дело в том, что в плазме слабо ионизованной соударения ионов с нейтральными атомами приводят не к выравниванию градиентов скорости (вязкость), а к торможению ионной компоненты (трение). Трение оказывает существенно более сильное стабилизирующее воздействие. Именно поэтому колебания с $\omega \ll v_i$ в слабо ионизованной плазме оказываются устойчивыми (см. предыдущую главу).

При выводе дисперсионного соотношения дрейфовых колебаний, как и в гл. 1, пренебрежем смещениями ионов вдоль магнитного поля. Используя ионное уравнение движения (1.3) и уравнение непрерывности, получаем

$$-i\omega n_1 + ik_y \chi \frac{c}{B} n_0 \varphi_1 + \frac{c}{B} \frac{k_y^2}{\omega} [-i\omega + 0,3\nu_i (k_y \rho_i)^4] \left(n_0 \varphi_1 + \frac{T}{e} n_1 \right) = 0. \quad (3.1)$$

Дисперсионное уравнение, которое определяется из условия совместности (1.9), (3.1), удобно представить в следующем виде:

$$(\omega - \omega^*) \left(1 - \frac{\Omega_i}{\Omega_e} \right) = i \frac{\omega}{\Omega_e} (k_y \rho_i)^2 (\omega + \omega^*) - 2i\Omega_i - 2\omega (k_y \rho_i)^2. \quad (3.2)$$

Здесь для краткости введены обозначения $\Omega_e = D_e k_z^2$, $\Omega_i = 0,3 \nu_i (k_y \rho_i)^4$. Если в (3.2) пренебречь столкновительной вязкостью, положив $\Omega_i = 0$, то различие между (1.12) и (3.2) будет объяснено лишь эффектам конечного ларморовского радиуса (бесстолкновительная вязкость). При $(k_y \rho_i)^2 \ll 1$ правая часть (3.2) как и в разделе в) гл. 1 может быть учтена в качестве малой поправки. В нулевом приближении по $k_y \rho_i$ имеем $\omega = \omega^*$. Подставляя это значение частоты в правую часть (3.2), находим, что она равна удвоенной правой части (1.12), следовательно, возрастает вдвое и инкремент колебаний. Это означает, что в изотермической плазме эффекты конечного ларморовского радиуса оказывают на дрейфовые колебания точно такое же воздействие, как и инерционные эффекты. Инерция приводила к эффективному замедлению движения ионов в колебаниях (см. гл. 1), таким же согласно ³ должно быть воздействие эффектов конечного ларморовского радиуса. Дело в том, что на заряженные частицы, вращающиеся по ларморовской окружности конечного радиуса, действует в среднем меньшее электрическое поле $E_{\text{эфф}} = E (1 - k_y^2 \rho_i^2)^{73}$. В силу эквивалентности инерционных эффектов и эффектов конечного ларморовского радиуса в плазме с горячими ионами могут оказаться неустойчивыми даже колебания с очень низкой частотой, на развитие которых инерционные эффекты не оказывают никакого влияния.

Учтем теперь столкновительную вязкость. Из (3.2) следует, что колебания устойчивы как при очень малых, так и при очень больших значениях Ω_e . Интервал значений, в котором плазма неустойчива, определяется неравенствами $(\omega^* k_y \rho_i)^2 \Omega_i^{-1} \gtrless \Omega_e \gtrless \Omega_i$. Последнее неравенство для дальнейшего удобно представить в виде (см. ⁷¹)

$$\frac{B}{k_y} \gtrless (1,2)^{1/4} \frac{c}{e} \left(\frac{m_i}{2k_z} \right)^{1/2} (T m_e \nu_e \nu_i)^{1/4} \sim \left(\frac{n_0}{T} \right)^{1/2} m_i^{3/8} k_z^{-1/2}. \quad (3.3)$$

Зависимость критического магнитного поля от массы ионов удобно проверять, используя плазму, образованную из смеси двух элементов. Среднюю массу, входящую в выражение для критического магнитного поля, можно менять непрерывно вместе с относительной долей элементов $\langle m_i \rangle = \sum_{\alpha} n_{0\alpha} m_{i\alpha} / \sum_{\alpha} n_{0\alpha}$. В экспериментах ⁷¹ использовалась смесь Cs и K. Рис. 9 показывает, что требуемая зависимость $B \sim \langle m_i \rangle^{3/8}$ действительно имеет место. В то же время коэффициент пропорциональности

превышает расчетное значение примерно в 1,5 раза. В ⁷¹ была также подтверждена рассчитанная по (3.3) зависимость критического магнитного поля от плотности плазмы. При этом оказалось, что сколько-нибудь заметное отклонение от теории дает лишь первая мода колебаний с наименьшим азимутальным волновым числом $m = 1$. Это обстоятельство недвусмысленно указывает на локальное квазиклассическое приближение как возможный источник расхождений. Другим источником может явиться использование гидродинамических уравнений для описания колебаний, несмотря на то, что длина волны в направлении поперек магнитного поля имеет тот же порядок величины, что и ларморовский радиус ионов.

Стабилизация при достаточно малых значениях магнитного поля обязана влиянию вязкости. Если длина системы в направлении вдоль магнитного поля не слишком велика или само магнитное поле достаточно велико, так что выполняется условие $(\omega/\omega_i) k_y/k_z \lesssim 1$, то может оказаться

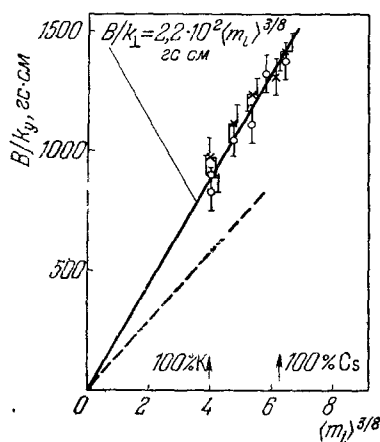


Рис. 9. Зависимость критической величины B/k_y от средней массы ионов, выраженной в массовых единицах для различных смесей калия и цезия.

Теория дает $B/k_y = 1,5 \cdot 10^2 \langle m_i \rangle^{3/8}$ гс·см при $\lambda_z = 2L$, $T = 2800^\circ\text{K}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ⁷¹. Штриховая линия — расчет при $\lambda_z = 4L$.

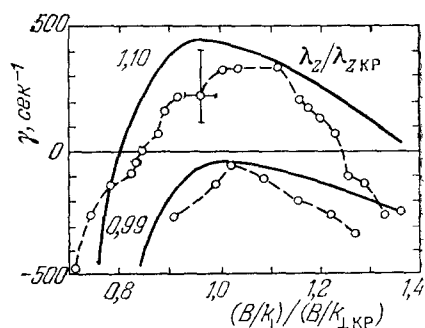


Рис. 10. Зависимость инкремента колебаний γ от B/k_y для двух различных значений отношения $\lambda_z/\lambda_{z \text{ кр}}$ ($B/k_{1 \text{ кр}} = B/k_1$ при $\lambda_z \text{ кр}$).

$T = 510^{10} \text{ см}^{-3}$, $k_1 = 2,5 k_y$, $m=1$, $T = 2650^\circ\text{K}$, $\kappa = 2,3 \text{ см}^{-1}$. Сплошные линии — расчет ⁷².

необходимым учет другого важного стабилизирующего фактора — продольного движения ионов ^{72, 73 *}). Заметим, что, в частности, для того чтобы устранить влияние последнего фактора во всех теоретических работах, посвященных исследованию дрейфово-диссипативной неустойчивости, рассматривались колебания, сильно вытянутые вдоль магнитного поля. В работе ⁷² был рассчитан инкремент дрейфово-диссипативной неустойчивости при учете продольного движения ионов (рис. 10). Из него видно, что колебания с $\lambda_z < \lambda_{z \text{ кр}}$ устойчивы при любых значениях магнитного поля. Если $\lambda_z > \lambda_{z \text{ кр}}$, то в некотором интервале изменения магнитного поля колебания становятся неустойчивыми. Обычно в экспериментальных работах, посвященных изучению дрейфово-диссипативной неустойчивости, приводятся данные лишь о действительной части частоты колебаний. В работе ⁷³ был измерен также и их инкремент. Результаты измерений, как

*) В ряде работ (см., например, ⁷⁵) при интерпретации экспериментальных результатов вводился эффект затухания колебаний на торцах Q-машины. Однако анализ вопроса ^{74, 76} показал, что условия на торцах влияют лишь на продольную длину волны колебаний, стабилизирующий же эффект, связанный с уходом частиц на торцы из объема, занятого плазмой, незначителен.

следует из рис. 10, хорошо согласуются с теоретическими расчетами, если учесть, что $k_x \neq 0$, и принять $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2,5 k_y$.

На рис. 10 по оси абсцисс отложена величина $(B/k_{\perp})/(B/k_{\perp\text{кр}})$. На основании этого рисунка можно заключить, что для колебаний с большим значением азимутального волнового числа m область неустойчивости должна быть сдвинута в сторону больших значений магнитного поля. Эта особенность отражена на рис. 11. Напомним, что то же самое явление имеет место и в слабо ионизованной плазме, см. предыдущий раздел. В работе ⁷² было найдено, что частота неустойчивых колебаний приблизительно равна $\omega^*/2$. Этот теоретический результат удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 11).

Для того, чтобы составить представление об условиях, в которых могут проявиться различные стабилизирующие механизмы, полезно обратиться к плоскости $\lambda_z, (B/k_{\perp})$ (рис. 12). На нем область неустойчивости ограничена с трех сторон. Снизу, т. е. в области слабых магнитных полей,

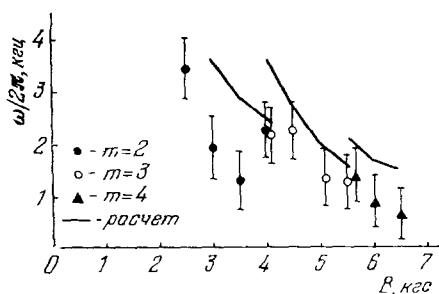


Рис. 11. Сравнение частоты неустойчивых колебаний с дрейфовой частотой в калиевой плазме ⁷¹.

При сравнении учтен доплеровский сдвиг.

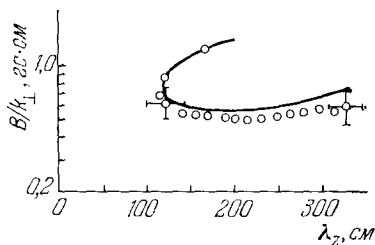


Рис. 12. Зависимость критической величины B/k_{\perp} от λ_z ⁷².

$k_{\perp} = 2,5 k_y$, $m = 1$, $T = 2650$ °K, $n = 2 \cdot 10^{11}$ м^{-3} , $\kappa = 1,8$ см^{-1} . Сплошная линия — расчет.

стабилизация обязана вязкости, сверху — влиянию продольного движения ионов, наконец, слева, т. е. в области малых длин волн, к стабилизации приводит диффузия электронов. Действительно, как показано в ⁷² (см. также предыдущий раздел), при достаточно малой длине волны дрейфово-диссипативная неустойчивость стабилизируется даже, если не учитывать продольное движение ионов.

В настоящем обзоре мы привели лишь те результаты, из числа полученных в работах ^{71, 72}, которые нам показались наиболее важными и интересными. Кроме того, там были исследованы следующие зависимости: частоты и инкремента от продольной длины волны, критического магнитного поля от плотности плазмы, частоты колебаний от температуры плазмы, поперечной длины волны от магнитного поля, а также измерен поток плазмы наружу, вызываемый неустойчивыми колебаниями. Вся совокупность результатов ^{71, 72} не оставляет сомнений в том, что наблюдаемая неустойчивость действительно является дрейфово-диссипативной неустойчивостью и что ее свойства вполне удовлетворительно описываются в рамках используемой теоретической модели. Нам кажется, что именно в экспериментах на Q-машинах теория дрейфово-диссипативной неустойчивости прошла наиболее полную и всестороннюю проверку. В то же время нельзя не отметить численных расхождений между теорией и экспериментом (см. рис. 9, 10). Возможные причины этих расхождений мы уже обсуждали выше.

4. НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЛАБО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

а) Неустойчивость не полностью замагниченной плазмы

Как отмечалось выше, в ряде экспериментов наблюдались низкочастотные ($\omega \ll \nu_i$) колебания, возбуждение которых невозможно связать с действием механизма неустойчивости, рассмотренного в первом разделе. К настоящему времени удалось разобраться лишь в некоторых из этих экспериментов. Наибольшая ясность достигнута, по-видимому, в понимании природы неустойчивости, наблюдавшейся в работах ^{77, 78}. При изменении магнитного поля последовательно возбуждались колебания двух типов. Частота колебаний, возбуждавшихся при сравнительно больших значениях магнитного поля, превышала ν_i (рис. 13). Соответствующая неустойчивость была идентифицирована как дрейфовая. В области малых магнитных полей наблюдались низкочастотные колебания с $\omega < \nu_i$. Эти колебания, как и дрейфовые, имели вид стоячей волны в направлении

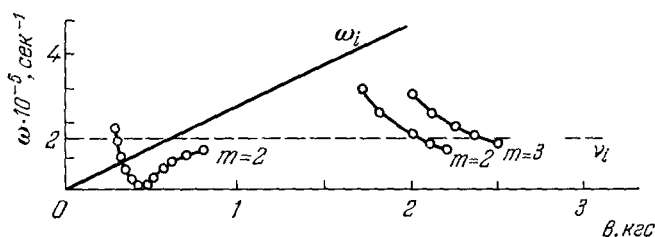


Рис. 13. Зависимость частоты ω неустойчивых колебаний от магнитного поля B ⁵⁹. Аг, $p = 1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Прямой линией, проходящей через начало координат, обозначена ионная циклотронная частота ω_i . Штриховой линией отмечена частота ион-нейтральных столкновений ν_i .

вдоль магнитного поля (Oz) и бегущей по азимуту. Характерно, что азимутальная фазовая скорость при некотором значении магнитного поля меняла знак. На левой (падающей части кривой частота — магнитное поле) колебания бежали в электронную сторону, на правой (растущей) в ионную. Длина волны в направлении вдоль магнитного поля была равна удвоенной длине соленоида, так что в плазме укладывалась половина длины волны. Низкочастотные колебания наблюдались лишь в плазме с тяжелыми ионами (Аг, Кг, Хе), причем при таких значениях магнитного поля, когда ларморовский радиус ионов ($\rho_i \sim \sqrt{m_i}$) по порядку величины был сравним с радиусом разрядной трубки. Это обстоятельство натолкнуло на мысль о важной роли эффектов конечного ларморовского радиуса ионов в механизме раскачки колебаний ⁷⁹. Влияние эффектов конечного ларморовского радиуса на дрейфовые колебания рассматривалось в предыдущем разделе, однако мы не можем использовать эти результаты. Дело в том, что они были получены с использованием гидродинамического приближения, между тем в случае слабо ионизованной плазмы система гидродинамических уравнений представляет собой совокупность моментов кинетического уравнения (см. гл. 1). Ее использование для описания тонких эффектов, таких как эффекты конечного ларморовского радиуса, потребовало бы дополнительного введения большого числа моментов. В этом случае проще непосредственно обратиться к кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) f + \frac{e}{m_i} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \text{St}(f). \quad (4.1)$$

Здесь f — функция распределения ионов. В работе ⁷⁹ столкновительный член был взят в модельной форме, учитывающей сохранение числа ионов при столкновениях с нейтральными атомами (см. ⁸⁰):

$$\text{St}(f) = -v_i(f - f_0) + v_i \frac{f_0}{n_0} \int d\mathbf{v} (f - f_0). \quad (4.2)$$

В (4.2) предполагается, что соударения приводят ионную компоненту в тепловое равновесие с нейтральной $f \rightarrow f_0 = n_0 (m_i/2\pi T_i)^{3/2} \cdot \exp(-mv^2/2T_i)$, где T_i берется равной температуре нейтрального газа.

Как и ранее, считаем, что в колебаниях все возмущенные величины меняются по закону $\exp(-i\omega t + ik_y y + ik_z z)$. Для определения возмущенной функции распределения f_1 , кинетическое уравнение (4.1) линеаризуем по малым возмущениям. Интегрируя выражение для f_1 по скоростям, находим возмущение плотности ионов n_1 . Выражение для n_1 по аналогии с (1.9) удобно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \left[-i\omega + ik_y u \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + v_i^2} (1 + a_3) + D_i k_y^2 \frac{v_i^2}{\omega_i^2 + v_i^2} (1 - a_2) \right] n_1 + \\ & + \left[ik_y \kappa \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + v_i^2} (1 - a_1) + k_y^2 \frac{\omega_i v_i}{\omega_i^2 + v_i^2} (1 - a_2) \right] \frac{c}{B} n_0 \varphi_1 = 0; \quad (4.3) \end{aligned}$$

здесь $u = c/B d\varphi_0/dx$, φ_0 — невозмущенный электрический потенциал, который обычно присутствует в плазме газового разряда и который, вообще говоря, необходимо учитывать при анализе устойчивости.

Соответственно уравнение (1.9) должно быть дополнено слагаемым $-ik_y u n_1$. Эффекты конечного ларморовского радиуса учитываются в (4.3) через величины

$$a_1 = 1 - \frac{A_1}{A_2}, \quad a_2 = 1 - \frac{1}{z_i} \frac{1 - A_1}{A_2}, \quad a_3 = \frac{1 - A_2 + A_3}{A_2},$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= \eta_0(z_i) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n(z_i) \frac{v_i^2}{v_i^2 + n^2 \omega_i^2}, \\ A_2 &= 1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n(z_i) \frac{v_i^2 n^2 \omega_i^2}{(v_i^2 + n^2 \omega_i^2)^2}, \\ A_3 &= \frac{v_i^2}{\omega_i^2} \left(1 - \frac{2}{z_i} \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n(z_i) n^2 \frac{v_i^2 + \omega_i^2}{v_i^2 + n^2 \omega_i^2} \right). \end{aligned}$$

$$\eta_n(z_i) = I_n(z_i) e^{-z_i}, \quad z_i = (k_y \rho_i)^2,$$

I_n — функция Бесселя от мнимого аргумента.

Дисперсионное уравнение для частоты, как обычно, находим из условия разрешимости системы (1.9), (4.3). Его анализ приводит к следующему условию неустойчивости:

$$\begin{aligned} D_e k_0^2 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{v_i}{\omega_i} (1 - a_2) \left(1 + \frac{v_i^2}{\omega_i^2} + a_4 \right) < \\ < -\kappa u \left[-1 + a_1 \left(1 + \frac{v_i^2}{\omega_i^2} - \frac{\omega_i^2}{v_i^2} \right) + a_2 \left(1 + \frac{v_i^2}{\omega_i^2} \right) - a_3 + \right. \\ + a_4 - a_1 a_3 \frac{\omega_i^2}{v_i^2} + a_1 a_4 \left(1 + \frac{\omega_i^2}{v_i^2} \right) + a_2 a_4 \left. \right] + \\ + \omega^* \left(1 - a_1 - \frac{T_i}{T_e} a_4 \right) \left(1 + a_1 \frac{\omega_i^2}{v_i^2} \right), \quad (4.4) \end{aligned}$$

где

$$k_0^2 = k_z^2 + \frac{v_e^2}{\omega_e^2} k_y^2,$$

$$a_4 = \frac{k_y^2}{k_0^2} \frac{v_i v_e}{\omega_i \omega_e} (1 - a_2).$$

Заметим, что хотя величины a_1 , a_2 , a_3 и не могут превысить единицу, однако сравниваются с ней по порядку величины при $k_y \rho_i \approx 1$.

Из (4.4) следует, что колебания, бегущие по азимуту в ионную сторону ($k_y < 0$), могут быть неустойчивыми даже в отсутствие электрического

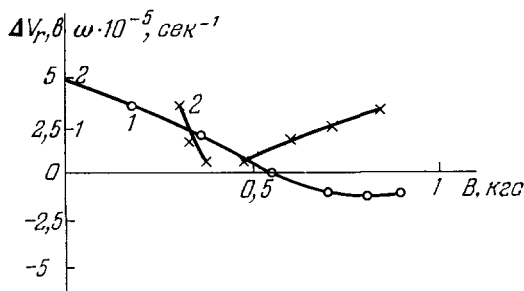


Рис. 14. Зависимость величины радиального электрического поля ΔV_r (1) и частоты неустойчивых колебаний ω (2) от магнитного поля B ⁸¹.

Ag, $p = 8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\lambda_z = 120$ см, $m = 2$.

поля ($u = 0$). Этот вывод подтверждается измерениями радиального электрического поля, которые были проведены в ⁸¹ (рис. 14). Действительно, из него видно, что когда электрическое поле обращается в нуль, то неустойчивы колебания, бегущие в ионную сторону, частота которых возрастает с увеличением B .

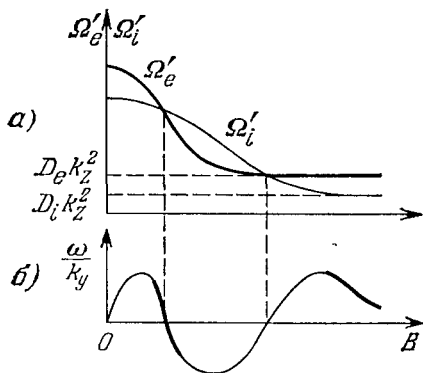


Рис. 15. Зависимость диффузионных частот электронов Ω'_e и ионов Ω'_i (а) и фазовой скорости дрейфовых колебаний ω/k_y (б) от магнитного поля. Жирными линиями отмечены участки кривой, соответствующие неустойчивости ($\gamma > 0$).

Рассмотрим теперь вопрос о направлении вращения колебаний. Несложные оценки показывают, что в слабо ионизированной плазме знак фазовой скорости дрейфовых колебаний зависит от соотношения между величинами $\Omega'_e = D_e [k_z^2 + k_y^2 (v_e^2/\omega_e^2)]$ и $\Omega'_i = D_i \{k_z^2 + k_y^2 [v_i^2/(v_i^2 + \omega_i^2)]\}$. Если преобладает электронная диффузия ($\Omega'_e > \Omega'_i$), то колебания бегут в электронную сторону, если ионная ($\Omega'_i > \Omega'_e$), то в ионную. При достаточно большой длине волны колебаний в направлении вдоль магнитного поля и не слишком малой температуре ионов может оказаться, что при очень малых и очень больших значениях магнитного поля выполняется условие $\Omega'_e > \Omega'_i$, а в промежуточной области — $\Omega'_i > \Omega'_e$. В этом слу-

чае зависимость фазовой скорости от магнитного поля должна иметь следующий вид (рис. 15). Разумеется, на эксперименте будут наблюдаться лишь те части кривой, которые соответствуют положительным инкрементам. На рис. 15 они отмечены жирными линиями (сравнить с рис. 13).

Низкочастотные колебания были подробно изучены в работе ⁸¹. На рис. 16 приведены типичные результаты измерений частоты низкочастотных дрейфовых колебаний от магнитного поля, полученные на опыте в слабо ионизованной аргонной плазме при различных давлениях (кривые с кружками). На том же рисунке штриховыми линиями представлены и рассчитанные с помощью (1.9), (4.3) зависимости частота — магнитное поле. Видно, что между расчетными и опытными данными обнаруживается хорошее соответствие.

Теория удовлетворительно передает и характер наблюдаемой экспериментально зависимости частоты колебаний от величины k_z -проекции волнового вектора на направление магнитного поля B . Это видно из рис. 17, где нанесены рассчитанные и измеренные дисперсионные характеристики низкочастотных дрейфовых колебаний с падающей зависимостью ω от B при двух значениях магнитного поля. Теория позволяет также определить интервал неустойчивых длин волн в функции от магнитного поля. На рис. 18 изображены найденные на опыте (а) и вычисленные (б) области раскачки колебаний с разными значениями продольной длины волны при трех различных давлениях. Сопоставление приведенных на рисунке данных показывает, что, как и предсказывает теория, низкочастотные дрейфовые колебания в плазме раскачиваются только в ограниченном интервале значений продольных длин волн.

В работах ^{79, 81} проводилось сопоставление измеренных на опыте и рассчитанных областей неустойчивости низкочастотных дрейфовых колебаний по магнитному полю и давлению. Результаты таких сравнений показаны на рис. 19. Видно, что эти области перекрываются лишь частично. Однако обе они располагаются вблизи линии $\omega_i/\nu_i = 1$. Выполнение последнего условия существенно для раскачки низкочастотных дрейфовых колебаний ⁷⁷, поскольку необходимо для возникновения этой неустойчивости различие в скоростях дрейфа ионов и электронов в скрещенных E_y и B полях особенно велико при $\omega_i/\nu_i \approx 1$. Заметим, что из условия $\omega_i/\nu_i \approx 1$ можно оценить наименьшее давление, при котором еще возможна неустойчивость. Действительно, с уменьшением давления газа уменьшаются и минимальные значения магнитных полей, необходимых для возникновения неустойчивости в плазме (уменьшение критического магнитного поля). Это, в свою очередь, ведет к росту ионного ларморовского

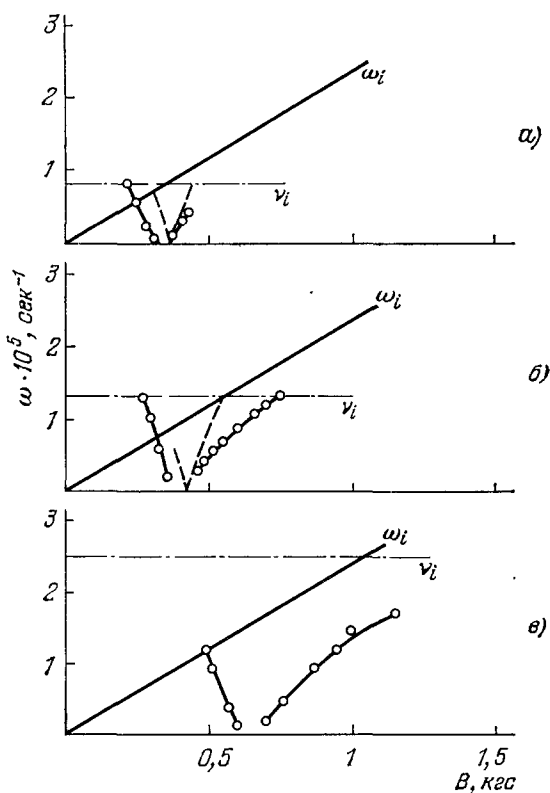


Рис. 16. Зависимость частоты неустойчивых колебаний ω от магнитного поля B ⁸¹.

Аг, $\lambda_z = 180$ см, $m = 2$; давления (мм рт.ст.): $5 \cdot 10^{-3}$ (а), $8 \cdot 10^{-3}$ (б) и $1,5 \cdot 10^{-2}$ (в). Штриховые — расчетные зависимости.

радиуса и, когда он превысит радиус разрядной трубки, неустойчивость прекратится. Оценки нижнего предельного давления для существования

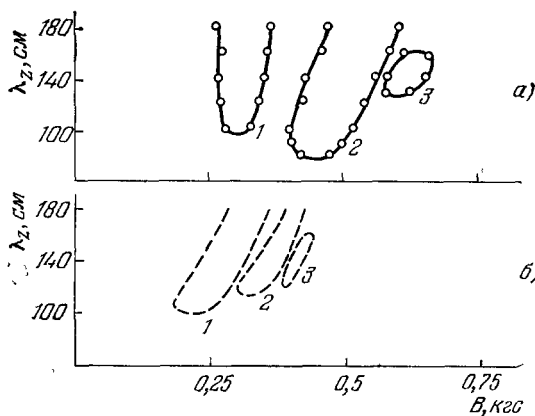


Рис. 17. Зависимость продольной длины волны неустойчивых колебаний λ_z от магнитного поля B ⁸¹.

Аг, $m = 2$. а) Эксперимент, давления (мм рт. ст.): $8 \cdot 10^{-3}$ (1), $1,5 \cdot 10^{-2}$ (2) и $3 \cdot 10^{-2}$ (3); б) расчет, давления (мм рт.ст.): $5 \cdot 10^{-3}$ (1), $8 \cdot 10^{-3}$ (2) и $1 \cdot 10^{-2}$ (3).

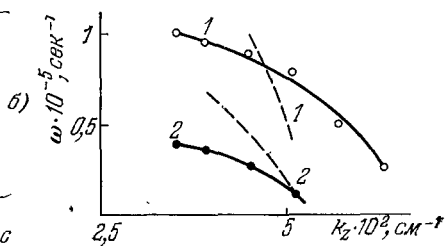


Рис. 18. Зависимость частоты неустойчивых колебаний ω от $k_z = 2\pi/\lambda_z$ ⁸¹.

Аг, $p = 8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $m = 2$; магнитные поля (гс): 300 (1) и 200 (2). Штриховые — расчетные зависимости.

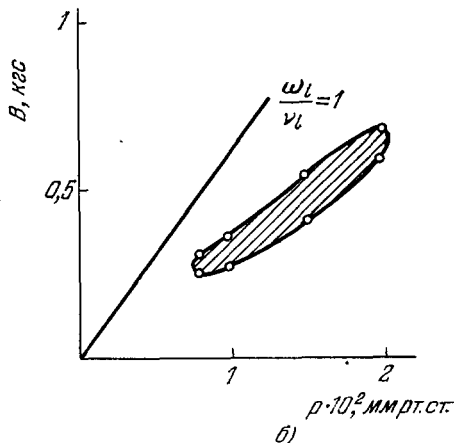
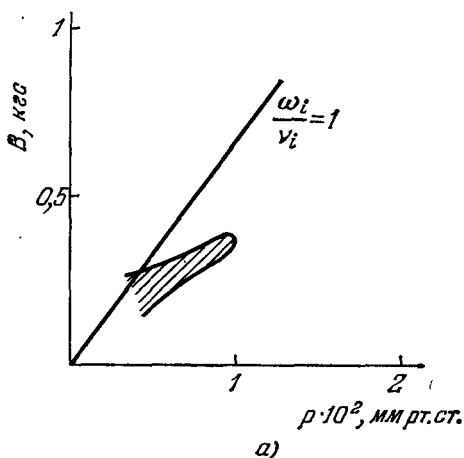


Рис. 19. Области раскачки колебаний по магнитному полю B и давлению p ⁸¹. Аг, $\lambda_z = 120$ см, $m = 2$. а) Расчет; б) эксперимент.

низкочастотной дрейфовой неустойчивости ⁸¹ подтверждают правильность такого подхода.

б) Неустойчивость разреженной плазмы

Довольно давно в ряде теоретических работ было замечено, что разреженная плазма может оказаться более неустойчивой, чем плотная (см., например, ¹¹). Поясним это утверждение. При рассмотрении колебаний в разреженной плазме вместо условия квазинейтральности $n_e = n_i$ необходимо использовать уравнение Пуассона

$$\Delta\phi = 4\pi e (n_e - n_i). \quad (4.5)$$

Предполагая, что возмущения плотности электронов в (1.9) и ионов в (1.10) связаны через (4.5), находим следующее дисперсионное уравнение для частоты колебаний:

$$\omega - \omega^* = -\frac{i\omega^2}{D_e k_z^2} k^2 d_e^2 - \omega k^2 d_e^2. \quad (4.6)$$

Это уравнение отличается от (1.12) заменой $\rho_{ie} \rightarrow d_e$, где $d_e = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$ — дебаевский радиус электронов. Следовательно, эффекты неквазинейтральности плазмы играют ту же роль, что и инерция ионов, а поэтому в разреженной плазме могут раскачиваться низкочастотные колебания с $\omega \ll \nu_i$. В работах ^{82, 83} эти воззрения были привлечены для объяснения экспериментов в плазме послесвечения. Аномально быстрый распад такой плазмы был отмечен еще ранее ^{32, 33}. Позднее было обнаружено, что возрастание коэффициента диффузии сопровождается возникновением колебаний ^{48, 49}. Это обстоятельство заставило искать причину аномалий в неустойчивости плазмы. При установлении ее природы необходимо учитывать следующие особенности. 1) При возникновении неустойчивости безразмерные параметры ξ, η лежат вне области дрейфовой неустойчивости на рис. 3 ($\omega_i < \nu_i, \xi < 1$). 2) Ввиду того, что в плазме послесвечения электронная температура близка к ионной, раскачка ионно-звуковых колебаний в такой плазме невозможна. 3) Неустойчивость развивается лишь на поздних стадиях разряда, когда плотность плазмы оказывается достаточно низкой. Последняя особенность иллюстрируется на рис. 20, взятом из ⁸³, на котором отложена относительная величина флуктуаций плотности плазмы n_1/n_0 в функции от плотности n_0 . Аналогичные результаты были получены и при других значениях давления нейтрального газа и радиуса разрядной трубки.

Дисперсионное соотношение (4.6) не может быть использовано для описания этих экспериментов, так как оно получено в предположениях $T_e \gg T_i, \omega_i \gg \nu_i$, в то время как плазма послесвечения почти изотермична ($T_e \approx T_i$), а область неустойчивости характеризуется скорее обратным соотношением между частотами ω_i и ν_i ($\omega_i \ll \nu_i$). В этом случае несложные вычисления дают

$$\omega(1+s) - t\omega^* = \frac{i}{\Omega_i'} (\omega - \alpha t\omega^*) (\omega s - t\omega^*) - it\Omega_i'; \quad (4.7)$$

здесь обозначено $s = k^2 d_e^2, t = T_i/T_e$,

$$\alpha = \frac{1 - (1/t)(\nu_e \nu_i / \omega_e \omega_i)}{1 + (\nu_e \nu_i / \omega_e \omega_i)},$$

$$\Omega_i' = D_i k^2, \quad \Omega_e' = D_e [k_z^2 + k_y^2 (\nu_e^2 / \omega_e^2)].$$

При выводе (4.7) использовалось условие $\Omega_i' \gg \Omega_e'$. Поскольку в плазме послесвечения $T_e \approx T_i$, то для колебаний с $k_y \gg k_z$ это условие выполня-

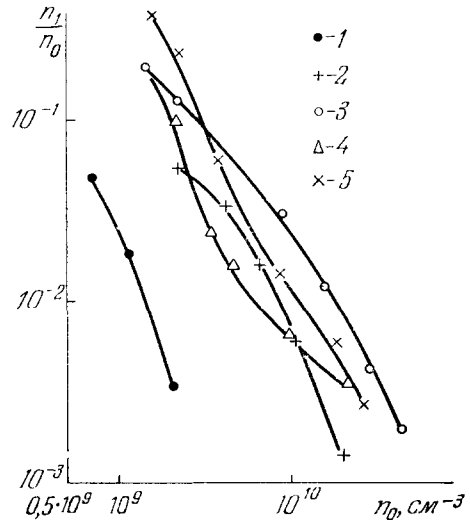


Рис. 20. Зависимость относительной величины колебаний плотности плазмы в возмущениях n_1/n_0 от плотности n_0 ⁸³.

$2R = 1,2$ см, $p = 0,15$ мм рт. ст. Магнитные поля (кэс): 0,7 (1), 1 (2), 1,6 (3), 3 (4) и 5 (5).

ются при сравнительно небольших значениях магнитного поля. Мы также учли, что в плазме существует стационарное амбиполярное электрическое поле, под действием которого электроны дрейфуют по азимуту (в рассматриваемой нами эквивалентной системе с плоской симметрией по OY).

Из (4.7) находим, что плазма неустойчива при

$$\alpha > \frac{1}{1+s} + t(1+s) \frac{\Omega_e' \Omega_i'}{\omega_*^2}. \quad (4.8)$$

Величина α положительна, если $\omega_e \omega_i / \nu_e \nu_i > T_e / T_i$. Это необходимое условие неустойчивости по порядку величины согласуется с найденным на эксперименте $\omega_e \omega_i / \nu_e \nu_i \approx 5 \div 9$ ⁸³. Заметим, что при $\alpha > 0$ плазма по отношению к стенкам заряжена положительно.

Анализ соотношения (4.8) показывает, что колебания раскачиваются лишь при достаточно низкой плотности плазмы, когда выполняется условие $(\kappa d_i)^2 \geq (m_e / m_i) \nu_e / \nu_i$. При этом наиболее неустойчивы колебания с $s \approx (\kappa d_i)^{2/3} (m_i \nu_i / m_e \nu_e)^{1/3}$ и $k_z \leq k_y \nu_e / \omega_e$. В работе⁸³, однако, отмечено, что значение критической плотности, определенной из эксперимента, примерно на два порядка меньше. Дальнейшее сопоставление теории и эксперимента обнаружило как соответствие по ряду моментов, так и некоторые расхождения. Так, например, в согласии с теорией⁸³ (см. также (4.7)) частота падала с уменьшением плотности плазмы, а интенсивность шумов возрастала с увеличением магнитного поля, длины разрядной трубки и градиента плотности. В то же время фазовая скорость колебаний на 1—2 порядка превышала расчетную. В работе⁸³ расхождения между теорией и экспериментом были отнесены за счет неточности локального квазиклассического приближения. При этом, однако, остается неясным, почему это приближение, с успехом использовавшееся для описания других разновидностей дрейфово-диссипативной неустойчивости, оказывается неудовлетворительным в данном случае.

Проведенное обсуждение показывает, что изучение неустойчивости, наблюдавшейся в плазме послесвечения, не может считаться завершенным. Однако точка зрения, изложенная в^{82, 83}, уже в настоящее время позволяет понять такие характерные особенности неустойчивости, как низкое значение частоты неустойчивых колебаний ($\omega < \nu_i$), а также возникновение неустойчивости на поздних стадиях разряда послесвечения, когда плотность плазмы опускается ниже некоторого критического уровня. В то же время не исключено, что физические явления, развивающиеся в плазме послесвечения, имеют более сложный характер. Так, например в⁸⁴ на поздних стадиях разряда послесвечения наблюдалась раскачка колебаний даже в отсутствие магнитного поля. Этот результат был интерпретирован как возбуждение звуковых колебаний, в которых участвовала нейтральная компонента плазмы.

5. ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

а) Т е о р и я

В предыдущих разделах была проанализирована дрейфовая неустойчивость неоднородной плазмы в магнитном поле. Частота дрейфовых колебаний пропорциональна градиенту плотности $\omega \approx \omega_* = (c T_e / e B) k_y \kappa$, и поэтому в однородной плазме сама ветвь дрейфовых колебаний пропадает. Однако неоднородность плазмы может приводить к раскачке и таких колебаний, которые характерны для однородной плазмы. Так, например, в неизотермической плазме с $T_e \gg T_i$ существует ветвь ионно-звуковых колебаний. (Напомним, что обычно в газовом разряде электронная тем-

пература значительно превышает ионную $T_e/T_i \approx 10^2$. Исключение составляет лишь плазма послесвечения, где $T_e \approx T_i$. В отсутствие магнитного поля ионно-звуковые колебания распространяются со скоростью $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ ($\omega = kc_s$). Если длина волны колебаний достаточно мала, так что выполняется условие $\omega \gg \omega_i$, то магнитное поле не влияет на колебания. В этом случае даже при наличии магнитного поля для фазовой (групповой) скорости ионно-звуковых колебаний мы можем использовать то же самое выражение $\omega/k = d\omega/dk = c_s$. В терминах скорости мерой неоднородности плазмы является величина скорости ларморовского дрейфа $\omega^*/k_y = (cT_e/eB) \kappa$. Естественно считать, что неоднородность плазмы будет существенно влиять на ионно-звуковые колебания при $V^* > c_s$. Покажем, что именно это условие является условием неустойчивости ионно-звуковых колебаний. С помощью уравнения неразрывности, а также уравнения движения, в котором мы пренебрегаем влиянием магнитного поля, получаем

$$\omega n_1 - \frac{e}{m_i} \frac{k^2}{\omega + iv_i} n_3 \Phi_i = 0. \quad (5.1)$$

Условие разрешимости системы (1.9), (5.1) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\omega(\omega + iv_i) - k^2 c_s^2 \left(1 - i \frac{\omega - k_y \Delta V_0}{D_e k_z^2} \right) \times \times \left(1 - i \frac{\omega^*}{D_e k_z^2} \right)^{-1} = 0. \quad (5.2)$$

Для упрощения расчетов в (5.1), (5.2) мы перешли в систему координат, где ионы покоятся $\omega = \omega' - k_y V_{0i}$, здесь ω' — частота колебаний в лабораторной системе координат,

$$V_{0i} = \frac{1}{k_y} \omega^* \left(1 + \frac{v_i^2}{\omega_i^2} \right)^{-1} \left(1 + \frac{\omega_i \omega_e}{v_i v_e} \right)^{-1}$$

— скорость дрейфа ионов в стационарном амбиполярном электрическом поле. В (5.2) также обозначено $\Delta V_0 = V_{0e} - V_{0i} = V_{0i} v_i^2 / \omega_i^2$.

Рассмотрим коротковолновые высокочастотные колебания с $k_y \gg \gg \text{Max}(k_z, v_i/c_s)$ при $c_s \gg \Delta V_0$. Для определения границы области неустойчивости, считая $\text{Im} \omega = 0$, приравняем нулю по отдельности действительную и мнимую части (5.2). При этом находим $\omega = k_y c_s$, $V^* = c_s$. При $V^* > c_s$ плазма неустойчива. Это условие было получено в работе ⁴¹ (см. также ⁴²). Его удобно представить в виде $\kappa r_{ie} = \eta^{-1} < 1$. На рис. 21 (см. также рис. 3) оно ограничивает область неустойчивости ионно-звуковых колебаний со стороны больших значений магнитного поля. В работе ⁴¹, однако, показано, что коротковолновые колебания с $k_z \geq v_e / \sqrt{T_e/m_e}$ могут быть неустойчивы даже при $\eta > 1$. При анализе таких колебаний поведение электронной компоненты должно описываться кинетически.

Область ионно-звуковой неустойчивости ограничена также и со стороны малых магнитных полей. Действительно, во-первых, ларморовский радиус электронов должен быть меньше радиуса трубки $\kappa r_e \leq 1$. Это условие можно представить в виде $\eta > \sqrt{m_e/m_i}$, ему соответствует

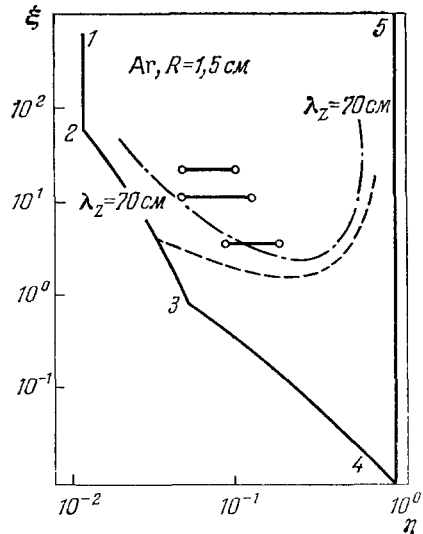


Рис. 21. Границы области ионно-звуковой неустойчивости в аргонной плазме ^{2, 41}.

Кружки — результаты экспериментов ⁴⁴. Штриховой линией дана граница области неустойчивости, полученная из (5.2) для $m = 1$, штрих-пунктирной — граница, найденная из условия (5.4).

участок 1—2 границы области неустойчивости. Во-вторых, в ² отмечено, что при рассмотрении ионно-звуковых колебаний в узких трубках необходимо учитывать эффект выноса плазмы на стенки трубки. При сравнительно низких значениях магнитного поля скорость выноса приближенно равна $D_{\perp e} \kappa$, здесь $D_{\perp e} = D_e v_e^2 / \omega_e^2$. Если она превысит групповую скорость колебаний, то неустойчивость примет вид сносной. Это означает, что из-за выноса плазмы в системе не успевают установиться регулярные собственные колебания, и неустойчивость будет наблюдаться в виде хаотического шума. Оценки инкремента показывают, что за время выноса флуктуации не успеют сколько-нибудь значительно возрасти, поэтому плазма будет практически устойчивой. Предполагая, что групповая скорость колебаний равна скорости ионного звука, в качестве условия неустойчивости получаем ²

$$c_s > D_{\perp e} \kappa. \quad (5.3)$$

Это условие определяет участок 2—3 границы области ионно-звуковой неустойчивости.

Наконец, стабилизирующее влияние оказывает дрейф электронов в амбиполярном электрическом поле. Расчеты приводят к следующему условию неустойчивости $\omega_i / v_i = \xi \eta > \sqrt{b_i / b_e}$ ⁴¹. На рис. 21 соответствующий участок границы отмечен цифрами 3—4.

Мы проанализировали ионно-звуковую неустойчивость слабо ионизованной плазмы. В плазме полностью ионизованной раскачка ионно-звуковых колебаний в столкновительном режиме может осуществляться лишь в весьма ограниченном интервале изменения величины T_e / T_i . Действительно, для того чтобы исключить затухание Ландау на ионах, необходимо потребовать выполнения условия $\sqrt{T_e / T_i} \gg 1$, в то время как из неравенств $v_i \ll \omega \ll v_e$ следует $\sqrt{(m_e / m_i) (T_e / T_i)^3} \ll 1$. Интересно отметить, что в немагнитной плазме аналогичные неравенства вообще оказываются противоречивыми ⁸⁵.

Мы использовали название ионно-звуковые колебания, поскольку при $D_e k_z^2 \gg \text{Max}(\omega, \omega^*)$, $\omega \gg v_i$ закон дисперсии рассматриваемых колебаний имеет вид $\omega^2 = k^2 c_s^2$ (см. (5.2)). В то же время при $D_e k_z^2 \ll \text{Min}(\omega, \omega^*)$, $\omega \gg v_i$ из (5.2) получаем $\omega = \omega_i k^2 / k_y \kappa$. Поскольку градиент плотности при этом попадает в знаменатель, то в противоположность дрейфовым эти колебания в ряде работ (см., например, ⁸⁶) были названы антидрейфовыми.

б) Эксперимент

Первоначально за ионно-звуковую принимали любую неустойчивость, область раскачки которой на плоскости $\xi - \eta$ лежала внутри области ионно-звуковой неустойчивости. Так, например, в ⁴¹ раскачкой ионно-звуковых колебаний объяснялись аномалии, наблюдавшиеся в высокочастотном разряде в магнитном поле ³¹. Позднее ^{45, 78, 87} была обнаружена и отнесена к ионно-звуковой неустойчивости, граница которой на плоскости $\xi - \eta$ совпадала с участком 2—3 границы области ионно-звуковой неустойчивости. При более детальном изучении, однако, оказалось, что частота неустойчивых колебаний может быть меньше частоты соударений ионов с нейтрами ^{12, 46, 88-91}. Одного этого обстоятельства достаточно, чтобы считать отождествление неустойчивости с ионно-звуковой несостоятельным. Вместе с тем у нас, например, нет оснований подвергать сомнению выводы работы ⁹². Здесь изучался разряд постоянного тока в магнитном поле при сравнительно низких давлениях нейтрального газа. Было обнаружено, что при магнитном поле, большем некоторого критического, в разряде возбуждаются шумы и возрастает

коэффициент диффузии плазмы. Критическое значение магнитного поля оказалось существенно меньшим, чем требуемое для раскачки токово-конвективной неустойчивости (рис. 22). Поскольку характерная частота шумов превышала частоту ион-нейтральных соударений, а критические значения безразмерных параметров ξ и η попадают внутрь области неустойчивости ионно-звуковых колебаний, то в ⁹² неустойчивость была идентифицирована, как ионно-звуковая.

Однако, как и в случае дрейфовой неустойчивости, окончательное заключение о природе наблюдаемых колебаний может быть сделано лишь после проверки дисперсионного соотношения. Для неустойчивых ионно-звуковых колебаний приближенное (верное лишь по порядку величины) дисперсионное соотношение имеет вид $\omega \approx kc_s$. Если бы оно удовлетворялось точно, то в экспериментах с разными газами и различной температурой электронов, но при неизменном значении азимутального волнового числа m и радиуса установки, мы получили бы $\lambda_y = 2\pi/k_y = 2\pi c_s/\omega = \text{const}$ ($k_y = m/r$, $k_y \gg k_z$). На рис. 23 приведены результаты экспериментов ⁹³, проводившихся в установке того же типа, что и описанная в работе ⁵⁰. Из него следует, что, несмотря на большие различия в частоте колебаний в различных газах, величина c_s/ω для мод с одинаковым значением азимутального волнового числа m оказывается приблизительно постоянной. В соответствии с теорией колебания, исследовавшиеся в работе ⁹³, бежали по азимуту в электронную сторону и образовывали волну, стоячую в направлении вдоль магнитного поля. Их частота удовлетворяла соотношению $\omega \gg \omega_i$, v_i . В то же время следует отметить, что в обсуждаемых экспериментах не выполнялось условие $Dk_z^2 \gg \text{Max}(\omega, \omega^*)$, которое согласно теории обеспечивает близость частоты неустойчивых колебаний к ионно-звуковой.

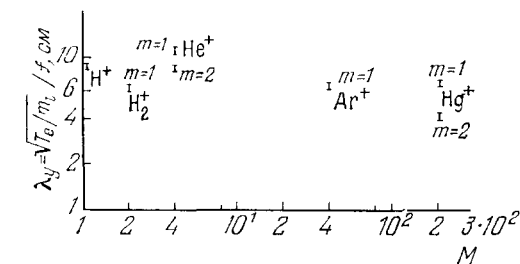


Рис. 23. Зависимость азимутальной длины волны λ_y от массы ионов, выраженной в массовых единицах ⁹³.

а гораздо более точное дисперсионное соотношение (5.2). На рис. 24 приведены экспериментальные и рассчитанные по (5.2) значения частоты колебаний с $m = 1$ ($k_y = \kappa$) в функции от магнитного поля при трех различных давлениях нейтрального газа. Из рисунка видно, что общий характер экспериментальной зависимости $\omega = \omega(B, p)$ соответствует результатам теоретических расчетов. Однако плазма оказывается более

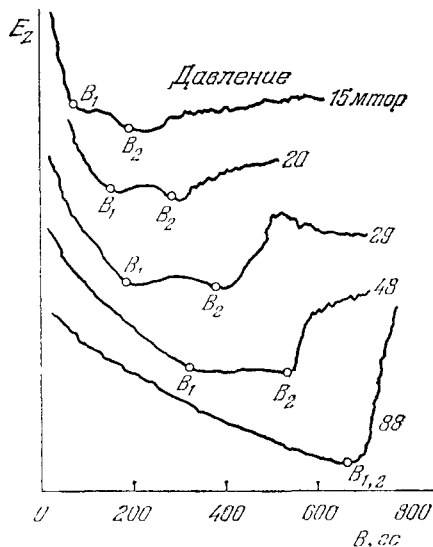


Рис. 22. Зависимость продольного градиента потенциала E_z от магнитного поля B ⁹¹.

B_1 — критическое магнитное поле для возникновения ионно-звуковой неустойчивости, B_2 — токово-конвективной.

В работах ^{62, 64} проверялось не грубо приближенное ($\omega \approx kc_s$),

не грубо приближенное ($\omega \approx kc_s$),

устойчивой, чем это следует из теории. Действительно, интервал значений магнитного поля, в котором на эксперименте наблюдалась неустойчивость, значительно уже области, где инкремент колебаний, рассчитанный по (5.2) (штриховые кривые на рис. 24), положителен. Это расхождение можно частично устранить, если учесть, что из-за ухода заряженных частиц на стенки разрядной трубки в действительности могут наблюдаться лишь колебания, с инкрементом большим обратного времени ухода $(D_{\perp e} \kappa^2)^{-1}$:

$$\text{Im } \omega > D_{\perp e} \kappa^2. \quad (5.4)$$

Поскольку обычно $\text{Re } \omega > \text{Im } \omega$ (см. рис. 24), то для крупномасштабных колебаний с $k_y \approx \kappa$ использовавшееся выше условие (5.3) является более слабым, чем (5.4). Если в качестве условия неустойчивости принять (5.4), то из области неустойчивости на рис. 5.4 исключается интервал магнитных полей, лежащий левее вертикальных пунктирных прямых со стрелками. В результате при малых зна-

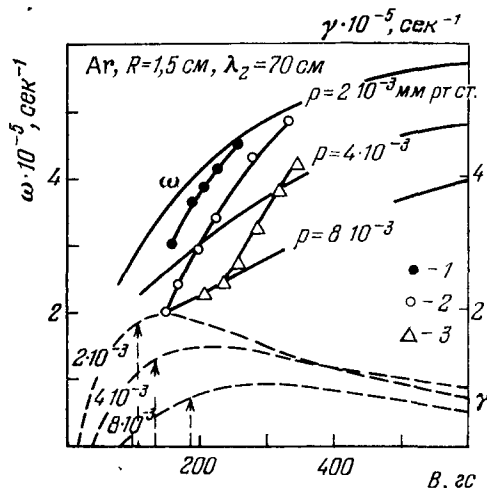


Рис. 24. Зависимость частоты ω и инкремента γ колебаний с $m = 1$ от магнитного поля B ⁶⁴.

Давления (мм рт. ст.), температуры (°K): 1 — $2 \cdot 10^{-3}$, $6 \cdot 10^4$; 2 — $4 \cdot 10^{-3}$, $5,2 \cdot 10^4$; 3 — $8 \cdot 10^{-3}$, $4,2 \cdot 10^4$. Сплошные кривые — расчетные значения частот, штриховые — расчетные значения инкремента.

чениях магнитного поля (левая граница) мы получаем хорошее согласие с теорией, однако на правой границе расхождение остается.

Полезно результаты экспериментов ⁶⁴ представить на плоскости $\xi - \eta$ (см. рис. 21). Каждому значению давления ($p \sim \xi^{-1}$) на этом рисунке соответствует отрезок горизонтальной прямой, длина и положение которого определяется интервалом изменения магнитного поля ($\eta \sim B$). Мы нанесли лишь ту часть отрезка, которая соответствует неустойчивости плазмы. В результате получаем три отрезка, параллельных оси η . На этом же рис. 21 штриховой линией показана область неустойчивости первой моды колебаний, найденная из решения (5.2), и штрих-пунктиром — полученная с учетом условия (5.4). При расчетах в соответствии с экспериментом продольная длина волны принималась равной удвоенной длине плазмы. Если увеличивать продольную длину волны, то область неустойчивости расширяется. Заметим, что полная область ионно-звуковой неустойчивости, ограниченная на рис. 21 сплошной линией, получается в результате наложения областей неустойчивости отдельных мод в системе, неограниченной вдоль магнитного поля ($\infty \gg k_z \geq 0$), при $k_y \geq \kappa$.

Зависимость частоты ионно-звуковых колебаний от магнитного поля изучалась также в разряде постоянного тока в продольном магнитном поле ⁵⁸. Были получены примерно те же результаты, что и в плазме высокочастотного разряда.

Исследование зависимости частоты неустойчивых колебаний от давления нейтрального газа и волнового вектора было проведено в работе ⁶⁴. На рис. 25 приведены опытные и расчетные зависимости частоты колебаний ω от давления газа p , полученные в ⁶⁴, в аргоновой плазме. Здесь так же, как и на последующих рисунках, штриховой линией обозначена граница неустойчивости, рассчитанная из дисперсионного уравнения (5.2), а штрих-пунктиром — граница, найденная из условия (5.4). Из рисунка

видно, что при всех давлениях выполняются условия $\omega > \nu_i$, ω_i . При уменьшении продольной длины волны и давления газа в соответствии с теорией наблюдается увеличение частоты колебаний. Заметим, что в условиях ⁶⁴ продольная длина волны уменьшалась от $\lambda_{z \max} = 90$ см до $\lambda_z = 60$ см, определяемой возможностями использованной экспериментальной установки. При этом частота колебаний с $\lambda_z = 60$ см при низком давлении газа была близка по величине к $k_y c_s$. В ⁶⁴ изучалась также зависимость частоты колебаний ω от волнового вектора \mathbf{k} . Частота колебаний ω в функции от k_z (k_z — проекция волнового вектора на направление магнитного поля) представлена на рис. 26. Из рисунков видно, что, как и следует из (5.2), частота увеличивается с ростом магнитного поля B и с уменьшением давления газа p . Она оказывается меньше $k_y c_s$, приближаясь к этому значению с уменьшением продольной длины волны $\lambda_z = (\lambda_z = 2\pi/k_z)$.

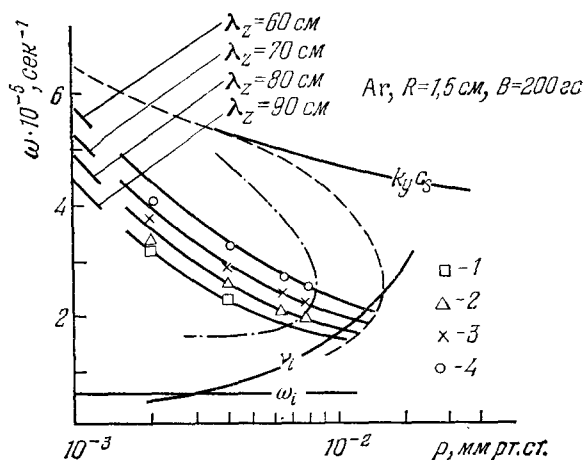


Рис. 25. Зависимость частоты неустойчивых колебаний ω с $m = 1$ от давления газа p ⁶⁴.

Продольные длины волн (см): 90 (1), 80 (2), 70 (3) и 60 (4). Штриховой линией дана граница области неустойчивости, рассчитанная по (5.2), штрих-пунктирной — граница, найденная из условия (5.4). Сплошные кривые для $\lambda_z = 60-90$ см — расчетные значения частот.

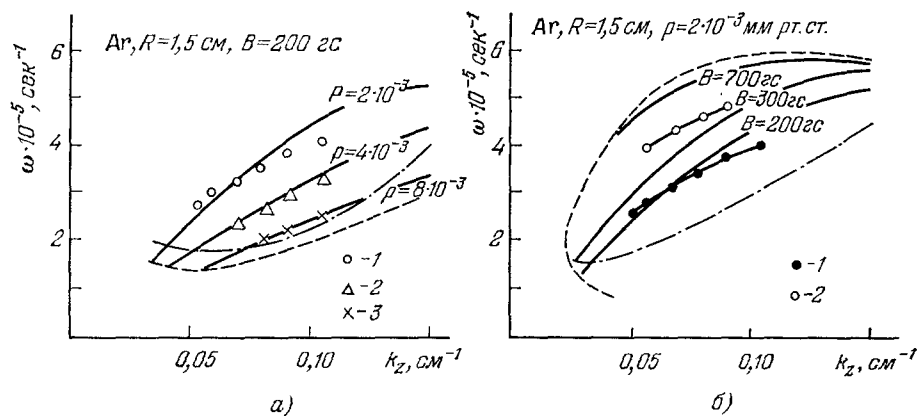


Рис. 26. Зависимость частоты неустойчивых колебаний ω с $m = 1$ от проекции волнового вектора на направление магнитного поля k_z ⁶⁴.

а) Давления (мм. рт. ст.): $2 \cdot 10^{-3}$ (1), $4 \cdot 10^{-3}$ (2) и $8 \cdot 10^{-3}$ (3); б) магнитные поля (гс); 200 (1) и 300 (2). Обозначения те же, что и на рис. 25.

Как видно из рис. 26, а, максимальное давление, выше которого плазма становится устойчивой, было близко к $8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и сравнимо с полученным из расчетов (штриховая и штрих-пунктирная линии). Заметим, что со стороны низких давлений теория не дает ограничения на неустойчивость. Экспериментально в ⁶⁴ давление газа уменьшалось

до значений $\leq 10^{-3}$ мм рт. ст. и при этих давлениях в плазме все еще обнаруживались неустойчивые колебания. Из уравнения (5.2) нельзя получить ограничения на область неустойчивости со стороны малых

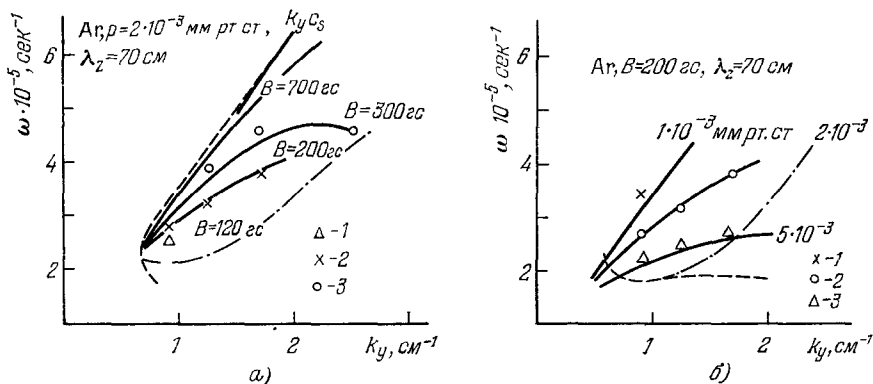


Рис. 27. Зависимость частоты неустойчивых колебаний ω от проекции волнового вектора на азимутальное направление k_y ⁶⁴.

а) Магнитные поля (Гс): 120 (1), 200 (2) и 300 (3); б) давления (мм. рт.ст.): $1 \cdot 10^{-3}$ (1), $2 \cdot 10^{-3}$ (2) и $5 \cdot 10^{-3}$ (3). Обозначения те же, что и на рис. 25.

магнитных полей (штриховая кривая на рис. 26, б открыта снизу). Такое ограничение дает условие (5.4) — штрих-пунктирная кривая.

На рис. 27 приведена зависимость ω от k_y . Из него так же, как и из рис. 26, видно, что экспериментальные данные, представленные на нем, достаточно хорошо согласуются с расчетными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, к настоящему времени установлены условия, при которых должна развиваться дрейфово-диссипативная неустойчивость, и проанализированы дисперсионные свойства неустойчивых колебаний малой амплитуды. В этих вопросах теория и эксперимент согласуются между собой вполне удовлетворительно. Можно надеяться, что некоторые численные расхождения будут устранены при более полном учете эффектов, связанных с неоднородностью плазмы и нелинейностью колебаний. Возможно, что для этого потребуется также переход от гидродинамического описания к кинетическому.

Наряду с этим следует помнить, что к настоящему моменту не установлена физическая природа ряда колебаний, развивающихся в плазме газового разряда в магнитном поле. Не исключено, что при их исследовании будут выявлены новые аспекты влияния неоднородности замагниченной плазмы на ее колебания, не включенные в механизм дрейфово-диссипативной неустойчивости.

Авторы благодарны Б. Б. Кадомцеву за просмотр рукописи и ценные замечания и А. А. Рухадзе за полезное обсуждение.

Институт Атомной энергии им. И. В. Курчатова
Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bohm, in: The Characteristics of Electric Discharges in Magnetic Field, Ed. by A. Guthrie and R. K. Wakerling, N.Y., 1949.
2. Б. Б. Кадомцев, в кн. Вопросы теории плазмы, ред. М. А. Леонтович, т. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 188.

3. А. В. Тимофеев, ЖТФ 33, 909 (1963).
4. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, ЖЭТФ 44, 763 (1963).
5. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, *ibid.*, стр. 902.
6. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 2, М., Атомиздат, 1971.
7. В. Е. Голант, УФН 79, 377 (1963).
8. А. В. Тимофеев, Канд. диссертация, (М., ФИАН СССР, 1963).
9. А. А. Рухадзе, В. П. Силин, УФН 96, 87 (1968).
10. В. П. Силин, ЖЭТФ 44, 1271 (1963).
11. А. Б. Михайловский, цит. в ² сборник, т. 3, 1963, стр. 141.
12. Р. В. Mumola, E. I. Powers, Proc. IEEE 56, 1493 (1968).
13. В. Lehnert, in: Proc. of the 2nd Intern. Conference PUAE, v. 32, Geneva, UNO, 1958, p. 349.
14. F. G. Hoh, В. Lehnert, Phys. Fluids 3, 600 (1960).
15. В. В. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, J. Nucl. Energy 230 (Pl. Phys.) 1, 230 (1960).
16. С. И. Брагинский, цит. в ² сборник, т. 1, 1963, стр. 83.
17. А. В. Тимофеев, ЖТФ 40, 192 (1970).
18. А. В. Тимофеев, Ю. Л. Игитханов, ЖТФ 41, 48 (1971).
19. И. Е. Тамм, в кн. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 3.
20. М. Kando, Т. Uno, К. Minami, S. Takeda, J. Phys. Soc. Japan 29, 192 (1970).
21. А. П. Жилинский, Л. Д. Цепдин, ЖТФ 41, 2045 (1971).
22. M. W. Alcock, В. Е. Keen, Phys. Rev. A3, 1087 (1971).
23. F. F. Chen, Phys. Fluids 8, 912 (1965).
24. Ю. А. Церковников, ЖЭТФ 32, 67 (1957).
25. R. V. Neidigh, С. Н. Weaver, цит. в ¹³ сборник, p. 315.
26. А. В. Жаринов, АЭ 7, 215 (1959).
27. А. В. Жаринов, *ibid.* 10, 368 (1962).
28. Л. И. Елизаров, А. В. Жаринов, Яд. синтез, Дополнение, ч. 2, 699 (1962).
29. H. Schlüter, Zs. Naturforsch. 15a, 744 (1960).
30. L. W. Davies, Proc. Phys. Soc. B66, 33 (1953).
31. R. Geller, Phys. Rev. Lett. 9, 248 (1962).
32. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, ЖТФ 30, 745 (1960).
33. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, ЖТФ 32, 127 (1962).
34. С. Г. Алиханов, Р. А. Демирханов, А. В. Комин, Г. Г. Подлесный, Г. Л. Хорасанов, *ibid.*, стр. 1205.
35. F. C. Hoh, Rev. Mod. Phys. 34, 265 (1962).
36. А. А. Ганичев, В. Е. Голант, Б. З. Хотимский, В. Н. Шилин, ЖТФ 34, 77 (1964).
37. А. И. Анисимов, В. Н. Будников, В. Е. Голант *ibid.*, стр. 89.
38. С. I. Chen, J. Appl. Phys. 37, 419 (1966).
39. I. F. Bonnaal, G. Brifford, C. Manus, Phys. Rev. Lett. 6, 665 (1961).
40. I. F. Bonnaal, G. Brifford, M. Gregoire, C. Manus, Nucl. Fusion, Suppl. 3, 955 (1962).
41. А. В. Тимофеев, ДАН СССР 152, 84 (1963).
42. S. A. Self, J. Plasma Phys. 4, 693 (1970).
43. В. Н. Швилкин, М. Я. Васильева, А. А. Зайцев, Изв. вузов, сер. «Радиофизика» 7, 844 (1964).
44. J. C. Woo, D. I. Rose, Phys. Rev. Lett. 19, 104 (1967).
45. E. I. Powers, Phys. Fluids 8, 1155 (1965).
46. J. Polman, Plasma Phys. 9, 471 (1967).
47. Р. В. Mumola, E. J. Powers, Phys. Rev. Lett. 22, 991 (1969).
48. D. R. Pigache, G. N. Harding, Plasma Phys. 11, 805 (1969).
49. Т. Dodo, *ibid.*, p. 881.
50. В. Л. Вдовин, В. Д. Русанов, Д. А. Франк-Каменецкий, Яд. синтез 6, 169 (1966).
51. В. Н. Швилкин, А. А. Зайцев, в кн. Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Минск, 1968, стр. 302; см. также в кн. Колебания и волны в плазме, Минск, «Наука и техника», 1971, стр. 116.
52. Л. В. Бржечко, Ю. К. Кузнецов, О. С. Павличенко, ЖТФ 38, 1293 (1968).
53. A. Simon, Phys. Rev. 98, 317 (1955).
54. A. Simon, Phys. Fluids 6, 382 (1963).
55. F. C. Hoh, *ibid.*, p. 1184.
56. М. А. Власов, Письма ЖЭТФ 2, 274 (1965).

57. А. В. Недоспасов, С. С. Соболев, ЖТФ 36, 1758 (1966).
58. Y. Nishida, Y. Hatt a, J. Phys. Soc. Japan 29, 1341 (1970).
59. Б. Н. Швилкин, Т. Л. Блинова, С. А. Постников, Радиотехн. и электрон. 16, 2224 (1971).
60. Б. А. Альтеркоп, Б. Н. Швилкин, ЖТФ 41, 985 (1971).
61. B. N. Shvilkin, S. A. Postnikov, in: Proc. of 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, London, 1971, p. 276.
62. B. N. Shvilkin, S. A. Postnikov, A. A. Skovoroda, in: Proc. of 11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, 1973, p. 314.
63. Б. Н. Швилкин, С. А. Постников, А. А. Скворода, Радиотехн. и электрон. 18, 2644 (1973).
64. С. А. Постников, Б. Н. Швилкин, Физика плазмы 1, 884 (1975).
65. В. Г. Наумовец, Л. Л. Пасечник, С. А. Попович, ЖТФ 42, 270 (1972).
66. M. W. Alcock, B. E. Keen, J. Phys. A3, 21 (1970).
67. B. E. Keen, M. W. Alcock, ibid. A5, 1095 (1972).
68. Н. С. Бучельникова, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 1, Новосибирск, 1970.
69. Н. Д. Анджело, в кн. Физика высокотемпературной плазмы, М., «Мир», 1972, стр. 214.
70. H. W. Hendel, B. Corpi, F. Perkins, P. A. Politzer, Phys. Rev. Lett. 18, 439 (1967).
71. H. W. Hendel, T. K. Chu, P. A. Politzer, Phys. Fluids 11, 2426 (1968).
72. L. G. Schlitt, H. W. Hendell, ibid. 15, 1578 (1972).
73. M. N. Rosenbluth, N. A. Krall, N. Rostoker, Nucl. Fusion, Suppl. Pt. 1, 143 (1962).
74. T. D. Rognlien, S. A. Self, J. Plasma Phys. 7, 13 (1972).
75. R. E. Rowberg, A. Y. Wong, Phys. Fluids 13, 661 (1970).
76. F. F. Chen, J. Nucl. Energy (Plasma Phys.) 7, 399 (1965).
77. Б. Н. Швилкин, ДАН СССР 199, 1286 (1971).
78. С. А. Постников, А. А. Скворода, Б. Н. Швилкин, З. А. Адилова, в кн. Труды IV Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1975, стр. 99.
79. С. В. Путвинский, А. В. Тимофеев, ЖТФ 44, 2085 (1974).
80. P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, M. Krook, Phys. Rev. 94, 511 (1954).
81. С. А. Постников, А. А. Скворода, Б. Н. Швилкин, ЖТФ 45, 508 (1975).
82. А. П. Жилинский, ЖТФ 42, 925 (1972).
83. В. В. Буланин, А. П. Жилинский, ibid., стр. 1839.
84. C. A. Ventrice, C. E. Brown, J. Appl. Phys. 43, 368 (1972).
85. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, М., «Наука», 1970.
86. А. А. Фридман, ДАН СССР 154, 567 (1963).
87. E. J. Powers, P. B. Mumola, Phys. Lett. A24, 220 (1967).
88. D. Brooks, H. Perin, Can. J. Phys. 48, 784 (1970).
89. E. J. Powers, P. B. Mumola, Plasma Phys. 13, 847 (1971).
90. P. B. Mumola, E. J. Powers, Phys. Rev. Lett. 22, 991 (1969).
91. С. Д. Вагнер, Н. А. Крылов, Б. В. Шляев, ЖЭТФ 57, 1543 (1969).
92. A. J. Duncan, J. R. Forrest, F. W. Crawford, S. A. Self, Phys. Fluids 14, 1959 (1973).
93. В. Л. Вдовин, В. Д. Русанов, Д. А. Франк-Каменецкий, Письма ЖЭТФ 10, 120 (1969).