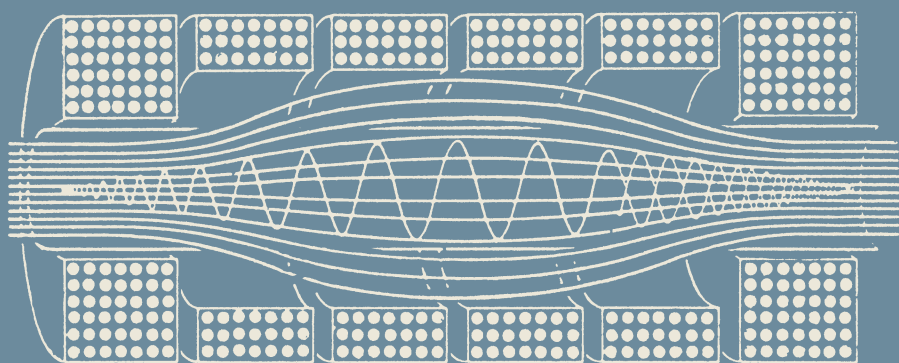


академик Е.К.ЗАВОЙСКИЙ
Л.И.РУДАКОВ



физика плазмы

Е. К. ЗАВОЙСКИЙ,
академик

Л. И. РУДАКОВ,
доктор физико-математических наук

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

(Коллективные процессы в плазме
и турбулентный нагрев)

Издательство «Знание»
Москва 1967

СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
ВВЕДЕНИЕ	3
О КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТАХ В ПЛАЗМЕ . . .	5
1. Некоторые сведения о квазилинейной теории колебания и о неустойчивостях плазмы	5
2. О торможении в плазме пучка электронов	13
3. Торможение ионных пучков в плазме	16
4. Турбулентный нагрев плазмы током	18
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТУРБУЛЕНТНОМУ НАГРЕВУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ТОКОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ	23
1. Турбулентный нагрев плазмы в замкнутых ловушках	24
2. Турбулентный нагрев плазмы в зеркальных ловушках и изучение токовых неустойчивостей в сильных электрических полях	28
3. Заключение	32
ЛИТЕРАТУРА	32

Евгений Константинович Завойский
Леонид Иванович Рудаков
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Редактор *И. Б. ФАЙНБОЙМ*
 Обложка *Л. П. РОМАСЕНКО*
 Худож. редактор *Е. Е. СОКОЛОВ*
 Техн. редактор *Л. А. ДОРОДНОВА*
 Корректор *Е. Э. КОВАЛЕВСКАЯ*

2-3-7
114-67

А 12746. Сдано в набор 13/X 1967 г. Подписано к печати 13/XII 1967 г. Формат бумаги 60×90/16. Бумага типографская № 3. Бум. л. 1,0. Печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,23. Тираж 75 000 экз. Издательство «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4. Заказ 3739. Типография изд-ва «Знание», Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.
 Цена 6 коп.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие в научной и научно-популярной литературе все чаще стали встречаться понятия неустойчивость плазмы и коллективные процессы в плазме. Особенно интенсивно неустойчивости плазмы стали изучаться физиками, работающими над проблемой управляемого термоядерного синтеза. Многочисленные исследования магнитного удержания высокотемпературной плазмы в различных системах показали, что плазма вытекает из магнитных ловушек значительно быстрее, чем это дают расчеты, в которых учитывались только парные столкновения. Теоретики, работающие в этой же области, предсказывали, что в плазме, удерживаемой магнитным полем, существуют многочисленные неустойчивости. Естественно было связать эти экспериментальные и теоретические результаты и объяснить аномальную скорость утечки плазмы ее неустойчивостью. Действительно, если в плазме наблюдалось самопроизвольное возникновение колебаний электрического поля, то утечка плазмы из ловушек была аномально высока.

Эти результаты многолетних исследований больших коллективов заставили физиков отказаться от надежды быстро построить магнитную ловушку, в которой термоядерная плазма была бы устойчива. Практически это означает, что будущий термоядерный реактор окажется значительно сложнее и больше, чем казалось на начальном этапе исследований. Сейчас же физики приступили к широкому изучению многих явлений, происходящих в плазме. Особое внимание уделяется коллективным процессам, вызывающим, в частности, аномально быструю утечку плазмы из магнитных ловушек.

Плазма представляет собой газ, состоящий из заряженных частиц электронов и ионов. Заряженная частица под действием электрического поля соседних частиц меняет траекторию своего движения. Эти кулоновские взаимодействия, а также ионизационные, перезарядочные и другие столкновения заряженных частиц называют парными столкновениями.

Изменение траектории заряженных частиц в плазме может происходить не только в результате парных столкновений, но и под действием электрических и магнитных полей колебаний плазмы. Такие эффекты в противоположность парным столкновениям можно назвать коллективными, так как заряд взаимодействует с полями, возникающими при коллективном движении большого числа заряженных частиц. Плазма, особенно в магнитном поле, отличается от газов тем, что в ней может существовать большое число различных типов колебаний. Колебания могут возбуждаться самопроизвольно (неустойчивость) в неравновесной плазме, у которой функция распределения частиц по скоростям отличается от термодинамически равновесной максвелловской функции или из-за наличия в ней потоков группы частиц—пучков, или текущего по ней тока, или из-за пространственной неоднородности плотностей частиц и энергии. Часто время эксперимента с высокотемпературной плазмой вообще меньше минимального среднего времени между парными столкновениями, так что нет никакой физической причины установления максвелловского распределения. А в ловушках с магнитными пробками функция распределения в принципе не может быть максвелловской и, как предсказывает теория, практически всегда неустойчива.

Простейшим примером влияния коллективных эффектов на движение частиц плазмы является затухание Ландау. Частица, движущаяся вдоль

направления распространения волны со скоростью, близкой к ее фазовой скорости, интенсивно взаимодействует с электрическим полем волны и получает или отдает ей энергию. Суммарный эффект действия многих частиц зависит от вида их функции распределения. При максвелловской функции волна затухает, а частицы ускоряются. Если же в плазме имеется поток частиц, то они могут возбуждать колебания. Если в плазме одновременно возбуждено большое число колебаний, фазы которых слабо связаны, а такую плазму можно назвать турбулентной, то взаимодействие отдельных частиц с колебаниями будет носить случайный характер и отличаться от парных столкновений лишь величиной и функциональной зависимостью от скорости. Ниже мы покажем, что частота рассеяния заряженных частиц на колебаниях, фазовая скорость которых мала в сравнении со скоростью частицы v , в ряде случаев пропорциональна v^{-3} , как и частота кулоновских столкновений, а абсолютная величина может превышать ее в $10^6 \div 10^8$ раз. Этот пример показывает, что коллективные эффекты могут быть гораздо сильнее, чем эффекты парных столкновений, и, в частности, определять скорость ухода плазмы из магнитных ловушек.

Но коллективные эффекты могут приводить не только к печальным последствиям, как в случае магнитного удержания. Они могут быть использованы и уже используются физиками с пользой. На принципах, в основе которых лежат коллективные эффекты, основаны методы преобразования энергии потоков электронов в электромагнитные колебания и строятся мощные генераторы радиоволн, созданы полупроводниковые преобразователи постоянного тока в переменный.

Наконец, в последние годы были выполнены эксперименты, целью которых было получение горячей плазмы, используя коллективные эффекты. Для этого подбирались условия, когда в плазме могли возбуждаться неустойчивости, мелкомасштабные в сравнении с размером устройства. Таким образом, на время нагрева плазма делалась турбулентной, в результате чего увеличивалась частота столкновений частиц плазмы и скорость диссипации электромагнитной энергии, подводимой к плазме. Такой принцип нагрева получил название «турбулентный нагрев». Хотя скорость потерь энергии из плазмы при этом также увеличивалась, но всегда можно было выбрать режим эксперимента, в котором заметная доля энергии, запасенной во внешней цепи, оставалась в плазме после окончания нагрева. Впервые такие эксперименты были поставлены с участием авторов настоящей брошюры и оказались успешными. Плазма грелась при диссипации энергии нелинейной магнитозвуковой волны, создаваемой магнитным поршнем в цилиндрическом плазменном столбе. Сейчас изучение турбулентного нагрева в различных вариантах ведется в ряде лабораторий нашей страны и за рубежом.

В этой брошюре мы постарались кратко изложить достижения в экспериментальном исследовании турбулентного нагрева плазмы током, текущим вдоль магнитного поля, удерживающего плазму. Выбор материала связан с личными интересами авторов в настоящее время. Принцип подбора материала в теоретической части брошюры еще более определенный. Здесь собраны результаты исследований, имеющих отношение к заглавию брошюры, выполненные за последние годы с участием одного из авторов (Л. И. Рудакова). Цель теоретического раздела — убедить читателя, что определяющую роль в процессах диссипации энергии в плазме могут играть коллективные эффекты, а не парные столкновения. Рассмотрены упрощенные модели уже поставленных или возможных экспериментов. Упрощения, введенные в теорию, позволяют в ряде случаев получить точные решения задач, но зато эти решения дают лишь качественную картину реального эксперимента. Это надо помнить при сопоставлении теоретических и экспериментальных результатов.

Брошюра написана научным языком, содержит большое число формул и, возможно, будет понятна только специалистам в этой области физики. Поэтому авторы заранее приносят извинения разочарованным любознательным читателям,

О КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТАХ В ПЛАЗМЕ

1. Некоторые сведения о квазилинейной теории колебания и о неустойчивостях плазмы.

Рассмотрение коллективных эффектов будет производиться на основе уравнений для слаботурбулентной плазмы, которые в случае плазмы без магнитного поля имеют относительно простой вид.

Уравнение для функций распределения частиц сорта s ($s = e, i$ — электроны и ионы):

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_s + \frac{e_s}{m_s} \vec{E} \cdot \nabla_v f_s = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta}^s \frac{\partial f_s}{\partial v_\beta}$$

$$D_{\alpha\beta}^s = \frac{2 \pi \omega_{ps}^2}{n m_s} \int \frac{\kappa_\alpha \kappa_\beta}{\kappa^2} \left(\frac{\partial v}{\partial \omega} \right)^{-1} N_\kappa \delta(\omega - \vec{\kappa} \vec{v}) d\vec{\kappa} \quad (1)$$

Частота колебаний $\omega(\kappa)$ определяется дисперсионным соотношением

$$\epsilon(\omega, \kappa) \equiv 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\kappa^2} \int \left(\vec{\kappa} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right)_{\omega = \vec{\kappa} \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \omega} = 0, \quad (2)$$

Спектральная функция колебаний $N(\vec{\kappa}, \vec{r}, t)$ (мы будем называть ее числом волн) нормирована следующим образом:

$$\int N_\kappa \omega_\kappa d\vec{\kappa} = \int \omega_\kappa d\vec{\kappa} = w$$

(w — плотность энергии колебаний) и удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_\kappa}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial \vec{\kappa}} \cdot \nabla N_\kappa = 2\gamma_\kappa N_\kappa \quad (3)$$

где инкремент (декремент) γ_κ определяется из дисперсионного соотношения (2).

Уравнения (1) — (3) могут быть получены из уравнения Власова с помощью метода теории возмущений в приближении «хаотических фаз». Если применимость метода возмущений всегда может быть оправдана малостью амплитуд колебаний, то проводимое при выводе системы (1) — (3) усечение уравнений с помощью усреднения по фазам колебаний, означающее переход от точного описания к приближенному, статистическому описанию, в котором отсутствуют фазовые соотношения между различными колебаниями, требует обоснования. Теория такого обоснования не дает. Поэтому применимость уравнений (1) — (3) для описания того или иного

физического явления может быть проверена только экспериментом. Тем более важно найти на основе уравнений (1) — (3) точные решения простейших задач, которые могли бы быть экспериментально изучены.

Система уравнений (1) — (3) может быть интерпретирована на основе представлений колебаний как квазичастиц. Так, уравнение (3) можно получить, суммируя скорость изменения числа квазичастиц-волн N_k вследствие процесса индуцированного черенковского испускания заряженной частицей квазичастицы с импульсом $\hbar\vec{k}$ и энергией $\hbar\omega$, идущего с вероятностью W : $W(v, k) (N_k + 1) f(v)$, и обратного процесса поглощения квазичастицы частицей с импульсом $m\vec{v} - \hbar\vec{k}$, идущего согласно принципу детального равновесия с той же вероятностью: $W(v, k) N_k f(\vec{v} - \frac{\hbar\vec{k}}{m})$. Так как $\hbar k \ll mv$, то, разлагая $f(\vec{v} - \frac{\hbar\vec{k}}{m}) = f(\vec{v}) - \frac{\hbar\vec{k}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}}$, получим для N_k уравнение вида (3).

В каждом элементарном процессе должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. Так, для процесса испускания

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv'^2}{2} + \hbar\omega, \quad m\vec{v} = m\vec{v}' + \hbar\vec{k}.$$

Исключая v' с помощью последнего равенства, получим с точностью до малых членов $\hbar k/mv$

$$\omega - k\vec{v} = 0,$$

что и отражено в уравнении (3) с помощью δ -функции.

Эту систему уравнений можно применять для описания процессов с участием ионнозвуковых и ленгмюровских колебаний. Напомним их основные свойства и в каких условиях они могут существовать и возбуждаться в плазме.

Частота ω и декремент (инкремент) γ ленгмюровских колебаний определяются следующими формулами:

$$\omega = \omega_{pe} + \frac{3}{2} \kappa^2 r_D^2 \omega_{pe},$$

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}, \quad r_D = \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}}, \quad v_{Te} = \left(\frac{2p_e}{nm} \right)^{1/2} \quad (4)$$

$$\gamma \equiv Im\omega = \frac{\pi}{2} \frac{\omega^3}{\kappa^2} \int (\vec{\kappa} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}}) \delta(\omega - k\vec{v}) d\vec{v}, \quad (5)$$

Ленгмюровские колебания можно возбудить с помощью «пучка» электронов. При наличии пучка функция распределе-

ния электронов плазмы по составляющей скорости вдоль средней скорости u пучка при достаточно плотном или моноэнергетическом пучке будет иметь дополнительный максимум (рис. 1). Согласно формуле (5) в этом случае ленгмюровские колебания, фазовая скорость которых попадает в область значений скоростей электронов, где $d\epsilon/dv > 0$, неустойчивы, т. е. должны самопроизвольно нарастать.

Отметим существенное обстоятельство, которое часто упускают из виду при теоретическом исследовании неустойчивости пучков и так называемых «убегающих электронов» (см. ниже). Пучок может возбуждать ленгмюровские колебания и при этом тормозиться и нагреваться даже при малом отношении средней скорости к средней тепловой скорости электронов пучка. Покажем это на частном примере, когда электронная функция распределения состоит из двух максвелловских функций: электронов плазмы с плотностью n и температурой T и электронов пучка с плотностью n' , температурой T' , средней скоростью u . В этом случае выражение для инкремента (5) можно записать в виде

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \left\{ \exp \left(-\frac{\omega^2}{(kv_{Te})^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{n'}{n} \left(1 - \frac{\vec{k} \vec{\kappa} u}{\omega} \right) \frac{v_{Te}}{v'^3_{Te}} \exp \left(-\frac{(\omega - \vec{k} \vec{\kappa} u)^2}{(kv'_{Te})^2} \right) \right\}. \quad (6)$$

Определим значение u , соответствующее границе устойчивости. Из уравнения $\gamma = 0$ мы получим зависимость $u = u(k)$.

Значение k , при котором скорость u минимальна, определяется уравнением $\partial\gamma/\partial k = 0$. Решая совместно эти уравнения, найдем искомое значение u . В практически интересном случае, когда $n' \ll n$, $T' \gg T$,

$$u = v_{Te} \Lambda_e^{1/2}, \quad \Lambda_e = \ln \left[\frac{2n}{n'} \left(\frac{T'_e}{T_e} \right)^{3/2} \Lambda_e \right].$$

Таким образом, минимальная средняя скорость отличается от средней тепловой скорости электронов плазмы v_{Te} лишь численным множителем.

В приведенном выше кратком изложении линейной теории взаимодействия слабых электронных пучков с плазмой молчаливо предполагалось, что присутствие пучка не меняет тип неустойчивых колебаний, находящихся в фазовом резонансе с пучком. Пучок определяет лишь инкремент нарастания колебаний. Это предположение справедливо для пучков с достаточно большими тепловыми скоростями

$$\frac{v'_{Te}}{u} > \left(\frac{n'}{n} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

Выполнение этого неравенства — необходимое требование, чтобы генерирование колебаний электронным пучком можно было описывать на языке квазичастиц или же применимости системы уравнений (1) — (3).

Перейдем теперь к ионнозвуковым колебаниям. В плазме с максвелловскими функциями распределения электронов и ионов частота и декремент затухания (или инкремент раскачки при наличии тока, создаваемого электронами, движущимися с токовой скоростью $u \ll v_{Te}$) определяются формулами

$$\omega = \omega_{pi} \left[1 + 2 (\kappa r_D)^{-2} \right]^{-1} = \kappa c_s \left[1 + \frac{1}{2} \kappa^2 r_D^2 \right]^{-1}, \quad c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (8)$$

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^4}{\kappa^3 v_{Ti}^3} \left[e^{-\left(\frac{\omega}{\kappa v_{Ti}}\right)^2} + \frac{M}{m} \frac{v_{Ti}^3}{v_{Te}^3} \left(1 - \frac{\vec{\kappa} \vec{u}}{\omega} \right) \right].$$

Последнее выражение с точностью до замены $v_{Ti} \rightarrow v_{Te}$, а $v_{Te} \rightarrow v'_{Te}$ и $\frac{M}{m} \rightarrow \frac{n'}{n}$ совпадает с выражением для γ в случае пучка электронов, движущихся через плазму (ф-ла (6) при $u \ll v'_{Te}$). Поэтому мы можем сразу написать, что когда неизомеричность плазмы велика, $T_e > 2 T_i \Lambda_s$, где $\Lambda_s = \ln \left(2 \frac{T_e}{T_i} \frac{v_{Te}}{v_{Ti}} \Lambda_s \right)$, колебания могут раскачиваться током,

если $u > v_{Ti} \Lambda_s^{1/2}$. Значение фазовой скорости неустойчивых колебаний на границе устойчивости равно $v_{Ti} \Lambda_s^{1/2}$. Если же $T_e < 2 T_i \Lambda_s$, то фазовая скорость неустойчивых колебаний равна c_s . Условие неустойчивости таких колебаний следующее:

$$u > c_s \left[1 + \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} e^{-\frac{T_e}{2 T_i}} \right]. \quad (9)$$

Ионнозвуковые колебания могут раскачивать ионные пучки или струи плазмы, движущиеся со средней скоростью, превышающей скорость ионного звука. Уравнения, описывающие неустойчивости ионных пучков с концентрацией ионов n' , средней скоростью u , средней тепловой скоростью ионов v_{Ti} , получаются в результате замены в уравнениях, описывающих неустойчивость электронных пучков, $m \rightarrow M$, $v'_{Te} \rightarrow v'_{Ti}$. Поэтому можно сразу написать необходимые условия неустойчивости в простом, но важном случае $n' \ll n$, $u \gg v'_{Ti}$:

$$T_e > 2 T_i \Lambda_i, \quad \frac{n'}{n} > \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{v_{Ti}^2}{c_s^2};$$

$$\Lambda_i = \ln \left[2 \frac{n}{n'} \left(\frac{T_i'}{T_i} \right)^{3/2} \Lambda_i \right]. \quad (10)$$

В случае одновременного выполнения этих условий инкремент равен

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^4}{\kappa^3 v_{Ti}'} \frac{n'}{n} \left(\frac{\vec{\kappa} \vec{u}}{\omega} - 1 \right) e^{-\left(\frac{\omega - \vec{\kappa} \vec{u}}{\kappa v_{Ti}'} \right)} \lesssim \frac{T_e}{T_i'} \frac{n'}{n} \omega_{pi}. \quad (11)$$

Формулы для размытого пучка справедливы при условии $\frac{\gamma}{\kappa} \ll v_{Ti}'$.

$$\text{т. е. } \frac{v_{Ti}'}{c_s} > \left(\frac{n'}{n} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

В случае струй — потоков плазмы не слишком большой энергии — формулы остаются такими же, что и для ионных пучков, только скорость ионного звука надо рассчитывать по формуле

$$C_s = \left(\frac{n + n'}{n' T' + n T} \right)^{1/2}.$$

Несколько слов о том, когда можно пренебречь влиянием магнитного поля на ленгмюровские и ионнозвуковые колебания. Влиянием магнитного поля на движение ионов в колебаниях можно пренебречь, если частота колебаний выше циклотронной ионной частоты. Это условие легко выполняется для наиболее интересного с точки зрения релаксационных процессов коротковолнового участка спектра ионнозвуковых колебаний, где $\omega \approx \omega_{pi}$. Влиянием магнитного поля на движение электронов в колебаниях можно пренебречь, если частота изменения электрического поля для электрона, движущегося вдоль магнитного поля с тепловой скоростью, $\omega + \kappa_z v_z$ выше электронной циклотронной частоты ω_{He} . Для ионнозвуковых колебаний в коротковолновой части спектра $\kappa r_D \sim 1$ это требование выполняется при условии $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Влиянием магнитного поля на движение надтепловых электронов и электронов пучка в колебаниях с $\kappa r_D \sim 1$ можно пренебречь, если их скорость удовлетворяет неравенству

$$\frac{v}{v_{Te}} \gg \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}.$$

Уравнения (1), (3) сложные нелинейные интегродифференциальные уравнения в частных производных. Естественно,

что общее их решение написать невозможно. Однако в ряде частных, но физически интересных случаях они существенно упрощаются. Это, во-первых, случай, когда частицы совершают одномерное движение и параллельно направлению движения частиц ориентированы волновые векторы колебаний. В этом случае в силу законов сохранения, выражением которых в уравнениях (1), (3) является δ -функция, есть однозначное соответствие между скоростью частиц и фазовой скоростью колебаний (или волновым числом κ). Поэтому в уравнениях (1), (3) можно выполнить интегрирование и привести их к виду

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} D^s(v) \frac{\partial f_s}{\partial v}, \quad D^s(v) = 2\pi\omega_{ps}^2 \frac{\kappa N_\kappa}{nm_s \omega} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right)^{-1}; \quad (13)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \frac{\partial N}{\partial z} = 2\gamma_\kappa N_\kappa, \quad \gamma_\kappa = \frac{\pi}{\partial \varepsilon / \partial \omega} \frac{\omega_{ps}^2}{\kappa^2} \frac{\partial f}{\partial v}; \quad (14)$$

$$\varepsilon(\omega, \kappa) \equiv \text{Re} \left\{ 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\kappa} \int \frac{\partial f_s}{\partial v} \frac{dv}{\omega - \kappa v} \right\} = 0. \quad (15)$$

Здесь κ выражено через v с помощью соотношения $\omega = \kappa v$, так что f и N являются функцией одной переменной v .

Если фазовая скорость колебаний много меньше скорости частиц данного сорта и задача обладает осевой симметрией, то уравнения (1), (3) также существенно упрощаются. В этом случае частица со скоростью $v \gg \omega/\kappa$ может взаимодействовать только с колебаниями, волновой вектор которых лежит в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{v} , что следует из вида $\delta(\vec{\kappa}\vec{v})$ -функции. При этом в каждом акте испускания-поглощения частицей квазичастицы с импульсом $\hbar\vec{\kappa}$ изменение импульса частицы равно $m\Delta\vec{v} = \hbar\vec{\kappa}$, а изменение ее энергии равно $m v \Delta v = \hbar(\vec{\kappa}\vec{v}) \approx 0$, т. е. взаимодействие частиц с колебаниями приводит к упругому рассеянию частиц. В действительности изменение энергии частиц хотя и мало, но конечно. Относительное изменение импульса $\frac{\Delta v}{v}$ в $\frac{\kappa v}{\omega}$ раз больше относительного изменения энергии.

Этот характер взаимодействия частиц с колебаниями определяет вид кинетического уравнения (1): главным членом в правой части уравнения должен быть член Фоккера—Планка, описывающий упругое рассеяние частиц по углам. Последовательные преобразования уравнений (1), (3) приводят в рассматриваемом случае к следующей системе уравнений:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \Theta \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m} \vec{E} \frac{\partial f}{\partial v} =$$

$$= \frac{1}{v^3 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \sin \Theta \left(A \frac{\partial f}{\partial \Theta} - B \frac{\partial f}{\partial v} \right) + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} - B \frac{\partial f}{\partial \Theta} \right), \quad (16)$$

где

$$\left. \begin{matrix} A \\ B \\ D \end{matrix} \right\} = \frac{8 \pi \omega_{pe}^2}{nm} \int \frac{d\kappa}{\kappa} \frac{\partial \omega}{\partial \omega} \int_0^1 \frac{N_\kappa dx}{(1-x^2)^{1/2}} \left\{ \frac{\kappa^2 x^2}{\omega \kappa x}; x = \frac{\cos \Theta'}{\sin \Theta} \right.$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \cos \Theta' \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \frac{\partial N}{\partial z} = 2 \gamma N$$

$$\gamma = - \frac{2 \pi}{\kappa^2} \frac{\partial g}{\partial \omega} \sum_s \omega_{ps}^2 \int \frac{\frac{\omega}{\kappa} f_s \left(\frac{\omega}{\kappa}, \Theta \right) \sin \Theta + \cos \Theta' \frac{\partial}{\partial \Theta} \int_0^\infty f_s dv}{(\sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta')^{1/2}} d\Theta. \quad (17)$$

Уравнения написаны в сферической системе координат с полярной осью, параллельной оси симметрии задачи, Θ и Θ' — полярный угол для векторов \vec{v} и $\vec{\kappa}$.

Отметим важное обстоятельство. Старший, первый член правой части уравнения (16), описывающий упругое рассеяние заряженных частиц на колебаниях, зависит от скорости как v^{-3} , т. е. так же, как столкновительный член, описывающий упругое рассеяние электронов на ионах при кулоновских столкновениях. Различие между ними только в том, что эффективная частота рассеяния заряженных частиц на колебаниях $\nu_{эф} = A(\Theta) v^{-3}$ может зависеть от угла Θ и на много порядков величины превышать частоту кулоновского рассеяния ν_{cm} . Полезно оценить максимально возможное значение $\frac{\nu_{эф}}{\nu_{cm}}$. Максимальное значение плотности энергии колебаний с волновыми векторами $\kappa r_D \sim 1$, наиболее эффективно взаимодействующими с частицами, едва ли может быть больше nT_e (иначе станут существенными нелинейные процессы с участием волн и частиц более высокого порядка: рассеяние колебаний на частицах, волны на волне, приводящие к «перекачке» колебаний в область меньших значений κ). Поэтому, полагая $\int \omega N_\kappa d\vec{\kappa} \approx nT$, $\kappa r_D \approx 1$, получим $\frac{\nu_{эф}}{\nu_{cm}} \approx n r_D^3$. В плотной горячей плазме это отношение очень велико.

При относительно малых значениях электрического поля

(или энергии частиц) $\frac{e}{m} E v^2 \ll A$ частицы успевают хаотизировать при рассеянии на колебаниях энергии, набранную в электрическом поле. В этих условиях скорость нагрева заряженных частиц описывается уравнением для функции распределения $f(v)$, которое получается из уравнения (16) как результат интегрирования по всем значениям телесного угла:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{2v} \int_0^\pi \left(D - \frac{B^2}{A} \right) \sin \Theta d\Theta + \right. \\ & \left. + \frac{e^2}{8m^2} E^2 v^5 \int_0^\pi \frac{\sin^3 \Theta d\Theta}{A(\Theta)} \right] \frac{\partial f}{\partial v}. \end{aligned} \quad (18)$$

Скорость нарастания шумов можно выразить через $f(v)$ и плотность частиц

$$\begin{aligned} \gamma(\kappa, \Theta') = & - \frac{2\pi}{\kappa^2 \partial \epsilon / \partial \omega} \sum_s \omega_{ps}^2 \left\{ \frac{\omega}{\kappa} f_s \left(\frac{\omega}{\kappa} \right) \left[\pi - \right. \right. \\ & \left. \left. - \int \frac{\kappa B}{\omega A} \frac{\cos \Theta' d\Theta}{(\sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta')^{1/2}} \right] - \frac{3}{8\pi} \frac{e}{m} E n \int \frac{\cos \Theta' \sin \Theta d\Theta}{A (\sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta')^{1/2}} \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Интересно, что если имеется резкая анизотропия шумов, как в случае задачи о неустойчивости тока, то скорость поглощения частицами энергии колебаний может быть существенно меньше, чем по формуле, не учитывающей возникающей под действием шумов анизотропии функции распределения (для симметричной функции распределения в правой части уравнения (19) остается лишь первое слагаемое).

Первый член в правой части уравнения (18) описывает нагрев при поглощении шумов, второй член — омический нагрев. Если характерное время нагрева при поглощении колебаний растет с ростом скорости как v^5 , то скорость омического нагрева падает как v^{-1} . Поэтому омический нагрев будет играть определяющую роль для частиц большой энергии. Как и в случае так называемой лоренцевой плазмы, в которой учитываются только кулоновские столкновения электронов с бесконечно тяжелыми ионами, почти упругое рассеяние частиц на шумах не предотвращает появление большого числа убегających частиц через время, равное примерно времени удвоения их средней энергии. Это связано с тем, что характерное время омического нагрева падает с ростом энергии частиц как v^{-1} и последующее удвоение энергии произойдет быстрее и т. д., пока энергия частицы не достигнет значения $\frac{m v^2}{2} \sim \frac{m^2 A}{e E}$ и она не начнет свободно ускоряться элект-

рическим полем. В уравнении (18), в отличие от уравнения для нагрева при кулоновских столкновениях в реальной плазме, нет члена с «динамическим трением», приводящим к потере энергии быстрыми частицами и установлению максвелловского распределения.

2. О торможении в плазме пучка электронов

Как мы увидим ниже, существует количественная теория торможения пучков. Поэтому такие эксперименты, простые по постановке, могут быть пробным камнем квазилинейной теории.

Рассмотрим временную эволюцию начального состояния, изображенного на рис. 1, *1*.

Эта функция распределения описывает пучок электронов с плотностью n' , движущихся через плазму со скоростью u . Как уже отмечалось на стр. 7, такое состояние плазмы является неустойчивым относительно возбуждения ленгмюровских колебаний. В результате функция распределения переходит в устойчивое состояние 3. Этот процесс описывается системой уравнений (13) — (15), куда для данного случая надо подставить $\omega = \omega_{pe}$, $\partial \varepsilon / \partial \omega = 2 / \omega_{pe}$ и положить равной нулю $\partial f / \partial z$ и $\partial N_k / \partial z$. Если теперь ввести удобные безразмерные переменные и функции

$$F = \pi \frac{n}{n'} u f, \quad \varepsilon = \frac{\omega_k \omega_{pe}}{2 n' m u^3}, \quad \tau = \omega_{pe} \frac{n'}{n} t, \quad V = \frac{v}{u},$$

то уравнения (13) — (15) примут следующий вид:

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial V} \left(\varepsilon V^2 \frac{\partial F}{\partial V} \right), \quad \frac{1}{\pi} \int F dV = 1, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} = \varepsilon V^2 \frac{\partial F}{\partial V}. \quad (21)$$

Из уравнений (20) и (21) следует соотношение, простым образом связывающее функцию распределения и шум:

$$F - F_0 = \frac{\partial}{\partial V} (\varepsilon - \varepsilon_0), \quad (22)$$

где F_0 и ε_0 — функция распределения и функция ε в начальный момент времени. Чтобы получить его, надо подставить $\varepsilon V^2 \partial F / \partial V$ из уравнения (21) в уравнение (20) и проинтегрировать по τ .

С помощью соотношения (22) можно исключить F из уравнения (21) и получить уравнение, содержащее только $\varepsilon(V, \tau)$:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} = V^2 \varepsilon \frac{\partial^2 (\varepsilon - \varepsilon_0)}{\partial V^2} + V \varepsilon \frac{\partial F_0}{\partial V}. \quad (23)$$

Уравнение (23) в области, где $\partial F_0 / \partial V = 0$, отдаленно напоми-

нает уравнение, описывающее распространение тепла в пространстве, когда коэффициент теплопроводности есть степенная функция количества тепла. Как известно, в этом случае тепло распространяется в виде волны с крутым фронтом, причем существуют такие области, до которых волна еще не дошла и температура там равна начальной. При некотором специальном виде граничных и начальных условий для уравнения, описывающего такую волну, удастся получить автомодельные решения.

Попытаемся, как и в теории тепловой волны, найти автомодельное решение нашей задачи. Будем рассматривать те моменты времени, когда функция распределения пучка расширилась в сторону меньших V вплоть до $V = V_m$ таких, что

$$v_T' / u \ll 1 - V_m \ll 1. \quad (24)$$

Начальная стадия процесса квазилинейной релаксации, приводящая к сглаживанию функции распределения пучка, конечно, зависит от начального вида f_0 . Однако можно надеяться, что в последующей фазе процесса, когда выполняется левое неравенство (24), детальный вид начальной функции распределения электронов пучка не влияет на решение, аналогично тому, как закон распространения тепловой волны при достаточном удалении от области взрыва определяется лишь количеством тепла, выделившегося при взрыве.

При выполнении правого неравенства (24) можно заменить в уравнении (23) V^2 на 1, а $\epsilon_0(V)$ на $\epsilon_0(1)$. После такого упрощения уравнение (23) явно не зависит от скорости, что существенно облегчает поиски автомодельности.

В области $V_m < V < V_1$ (V_1 — точка, где F_0 пренебрежимо мала) уравнения (22) и (23) явно от F_0 не зависят. При этом из уравнения (22) следует, что

$$\epsilon(1) - \epsilon_0(1) = - \int_{V_1}^{V_m} F dV = \pi = - \int_{V_2}^{V_1} F_0 dV. \quad (25)$$

Последнее равенство приближенное. Оно справедливо с точностью до членов порядка $(1 - v_1) / (1 - v_m)$ и в основе его лежит предположение, что процесс квазилинейной релаксации приводит к сглаживанию функции распределения.

Чтобы убедиться, что действительно существует автомодельное решение задачи, удовлетворяющее граничному условию (25), введем в уравнениях (22) и (23) новую переменную и функцию

$$\xi = \frac{1 - V}{(\pi\tau)^{1/2}}, \quad \varphi = \frac{\epsilon - \epsilon_0(V)}{\pi}.$$

Тогда они примут вид

$$F = - \left(\frac{\pi}{\tau} \right)^{1/2} \varphi'; \quad (26)$$

$$- \frac{1}{2} \xi \varphi' = (\varphi + \varphi_0) \varphi'', \quad (27)$$

где штрих означает дифференцирование по ξ , а $\varphi_0 = \frac{\gamma}{\pi} \epsilon_0$.

Так как F по определению положительна, то, согласно уравнению (26), физический смысл имеют лишь те решения уравнения (27), для которых $\varphi'(\xi) \ll 0$ при всех ξ .

Граничное условие (25) при такой замене записывается в виде $\varphi(0) = 1$, а граничное условие при $\xi = \infty$ имеет вид $\varphi(\infty) = 0$, так как перед фронтом распространяющейся волны шумы равны начальным, а функция распределения равна нулю.

Реальное для пучков с относительно большой плотностью частиц отношение $1/\varphi_0$, равное отношению энергии конечных и начальных шумов, является очень большой величиной. Так, если вначале шумы были на уровне тепловых, то $1/\varphi_0 \sim \sim N_D \frac{n'}{n}$, где N_D — число частиц в дебаевской сфере. Другими словами, $\ln 1/\varphi_0$ почти равен кулоновскому логарифму. Последний же в типичных для эксперимента условиях равен примерно 20.

В случае, когда $\ln(\varphi/\varphi_0) \gg 1$, можно написать приближенное аналитическое решение уравнения (27):

$$\varphi(\xi) = -\frac{1}{2}\xi_0(\xi_0 - \xi) \ln \frac{\varphi}{\varphi_0} + \frac{1}{2}(\xi_0 - \xi) - \frac{1}{2}(\xi_0 - \xi)^2 \simeq \frac{1}{2}\xi_0(\xi_0 - \xi) \ln \frac{1}{\varphi_0}. \quad (28)$$

Последние два члена в (28) малы по сравнению с первым, но они дают существенный вклад в φ'' и поэтому мы их удержали. Константа ξ_0 определяет координату фронта волны. Ее величину можно найти из граничного условия

$$\xi_0 \simeq \sqrt{2} \left(\frac{1}{\varphi_0} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Найдем теперь время, за которое происходит квазилинейная релаксация пучка на интервале ΔV . Оно равно времени, за которое фронт волны пройдет в пространстве скоростей расстояние Δv . Из формулы (29) и определения ξ получаем

$$\tau = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta v}{v_0 \xi_0} \right)^2,$$

т. е.

$$t = \frac{1}{\gamma} \xi^{-2}_0 = \frac{1}{2\gamma} \ln \frac{1}{\varphi_0}, \quad \gamma = \pi \omega_{pe} \frac{n'}{n} \left(\frac{u}{\Delta v} \right)^2$$

Полученные результаты можно наглядно объяснить следующим простым образом. За время $1/\gamma$ фронт волны проходит путь в пространстве скоростей, примерно равный

$\Delta v / \ln 1/\varphi_0$. За фронтом волны, где шумы уже почти равны конечным, за то же время $1/\gamma$ происходит образование плато. Если бы уровень шумов перед фронтом был равен нулю, то «волна» стояла бы на месте и фронт ее был бы бесконечно крутым. В действительности крутизна фронта конечна, но велика из-за того, что волна движется довольно медленно в масштабе времени $1/\gamma$.

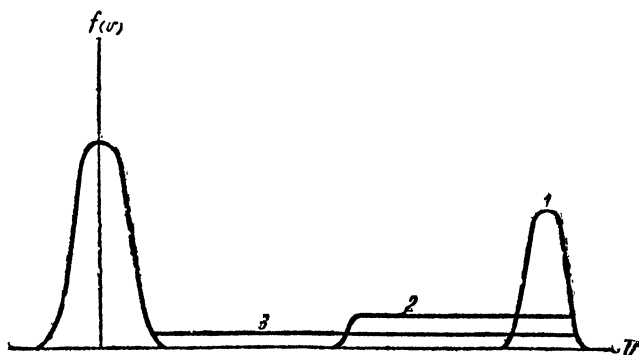


Рис. 1. Функция распределения электронов при наличии пучка. Показаны последовательные стадии размытия пучка.

3. Торможение ионных пучков в плазме

О линейной теории ионных пучков мы уже говорили. Если разброс скоростей ионов в пучке удовлетворяет неравенству (12), а средняя скорость u много больше скорости звука c_s , то для описания торможения пучка можно использовать систему уравнений (16), (17). В этом случае ионы пучка, возбуждая ионнозвуковые колебания, распространяющиеся почти перпендикулярно к направлению скорости частиц $\frac{\pi}{2} - \Theta' \simeq \frac{c_s}{u}$, испытывают почти упругое рассеяние. Изменение энергии частиц пучка происходит в $(\frac{c_s}{u})^2$ раз медленнее рассеяния по углам.

Формально наличие малого параметра $\frac{c_s}{u}$ позволяет существенно упростить квазилинейные уравнения. В правой части уравнения (16) можно оставить только первый член, описывающий упругое рассеяние, а в уравнении (17) — последний член. Если к тому же ограничиться изучением начального этапа торможения пучка, пока разброс частиц по углу Θ еще мал, и заменить $\sin \Theta$ на Θ , а $\cos \Theta'$ на $\frac{\pi}{2} -$

— $\Theta' = \psi$, то получится совсем «простая» система уравнений ($E=0!$).

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} + \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\int_0^{\Theta} \frac{\psi^2 d\psi}{(\Theta^2 - \psi^2)^{1/2}} \int \bar{N}(\psi) \frac{\kappa^2 \partial \kappa}{\kappa^3} \right] \frac{\partial F}{\partial \Theta}, \quad (30)$$

$$\frac{\partial \bar{N}}{\partial \tau} + \frac{1}{u} \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \psi \frac{\partial \bar{N}}{\partial z} = -\bar{N} \psi \int_{\psi}^{\infty} \frac{d\Theta}{(\Theta^2 - \psi^2)^{1/2}} \frac{\partial F}{\partial \Theta}. \quad (31)$$

$$\tau = 2 \frac{\omega^3(\kappa_0)}{\kappa_0^2 u^2} \frac{n'}{n} t, \quad F(\Theta) = \frac{2\pi}{n'} \int f' v^2 dv,$$

$$\bar{z} = z \frac{2 \omega^3(\kappa_0)}{\kappa_0^2 u^3} \frac{n'}{n}, \quad \bar{N}(\psi) = \frac{\kappa_0 u}{\omega(\kappa_0)} \frac{4\pi N \omega(\kappa_0)}{n' M u^2}.$$

Здесь введена удобная нормировка: время измеряется в характерных временах развития неустойчивости $1/\gamma_{\max}(\kappa_0)$. γ как функция κ максимальна при $\kappa = \kappa_0 = r_D$. Расстояние вдоль направления пучка z измеряется в единицах u/γ_{\max} . Функция распределения ионов пучка нормирована на единицу и предположено, что в начале и в течение процесса торможения разброс абсолютных значений скоростей мал. Плотность энергии шумов ωN нормирована на плотность энергии частиц пучка. В уравнении (31) мы опустили члены, учитывающие затухание ионнозвуковых колебаний на электронах и ионах плазмы. С другой стороны, мы не будем учитывать изменение частоты колебаний под влиянием пучка. Эти пренебрежения оправданы для неизотермической плазмы $T_e \gg T_i$ и достаточно плотных или узких пучков (см. формулы (10), (11); $\bar{\Theta}$ — угловая ширина пучка.

$$\sqrt{\frac{m}{M}} \frac{u^2}{c^2 s} \bar{\Theta}^2 < \frac{n'}{n} \ll 1, \quad (32)$$

Рассмотрим практически легко реализуемую задачу о стационарной инжекции пучка электронов в плазму ($\frac{\partial F}{\partial \tau} = \frac{\partial \bar{N}}{\partial \tau} = 0$). Предположим, что функция распределения зависит лишь от переменной $\xi = \bar{\Theta}/\bar{\Theta}(z)$ и спектральная плотность ионнозвуковых шумов \bar{N} от κ и $\eta = \psi/\bar{\Theta}(z)$. Величина $\bar{\Theta}(z)$ имеет смысл ширины функций F и \bar{N} . В стационарных условиях должен выполняться закон сохранения потока частиц по направлению z . Поэтому функция распределения по мере увеличения $\bar{\Theta}$ должна уменьшаться как $\bar{\Theta}^{-2}$: $f(\xi) = F(\xi) \bar{\Theta}^2$. После перехода к новым переменным ξ и η уравнения для

$N(\kappa, \eta) = \psi N \frac{1}{u} \frac{\partial \omega}{\partial \kappa}$ и $f(\xi)$ не будут содержать координаты, если $\frac{1}{u} \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} - \bar{\Theta}^2 \frac{d\bar{\Theta}}{dz} = \alpha$. Установившееся значение плотности энергии шумов ωN при заданной мощности источника зависит от скорости сноса их вдоль потока $\psi \frac{\partial \omega}{\partial \kappa}$. Этим и объясняется появление множителя $\frac{1}{\psi}$ в выражении для \bar{N} . Константа α определяется из условия нормировки F и \bar{N} . Сами уравнения получаются довольно сложными. Качественное их исследование показывает, что при $\xi, \eta > \bar{\Theta}$ функции $f(\xi)$ и $N(\eta)$ экспоненциально быстро уменьшаются, Уравнение для $\bar{\Theta}$ легко интегрировать:

$$\bar{\Theta} = (3 \bar{\alpha} \bar{u} / \frac{\partial \omega}{\partial \kappa})^{1/3}. \quad (33)$$

Было бы важно для обоснования квазилинейной теории исследовать эту зависимость экспериментально.

Таким же способом можно найти решение задачи о временной эволюции первоначально узкого пучка ионов. Вот ее ответ:

$$\begin{aligned} F(\xi, t) &= f\left(\frac{\Theta}{\bar{\Theta}(t)}, \alpha\right) \bar{\Theta}^{-2}, \quad \bar{N}(\kappa, \psi, t) = \\ &= N\left(\frac{\psi}{\bar{\Theta}(t)}, \kappa\right) \bar{\Theta} = (2 \alpha \tau)^{1/2}. \end{aligned} \quad (34)$$

Интересно, что к моменту $\tau \approx 1$, когда функция распределения ионов пучка станет почти сферически симметричной, энергия колебаний будет меньше в C_s/n раз энергии пучка. Строго говоря, найденные решения справедливы при $\bar{\Theta} \ll 1$, но для оценок ими можно пользоваться и при $\bar{\Theta} \approx 1$.

4. Турбулентный нагрев плазмы током

Покажем, что сопротивление неизотермической плазмы, температура электронов которой существенно выше температуры ионов, может быть аномально большим. Итак, пусть в плазме создано электрическое поле. Оно достаточно большое, так что если бы электроны плазмы никаких иных, кроме парных столкновений с ионами, не испытывали, то они бы «ушли в просвист» и ток рос бы линейно со временем. Однако такое состояние плазмы неустойчиво. Как только токовая скорость u превысит критическую скорость $u_0 \approx v_{Te} \Lambda_s^{1/2} \approx c_s$, в плазме вследствие индуцированного эффекта Черенкова начнут возбуждаться ионнозвуковые колебания.

По мере нарастания энергии колебаний начнут сказываться квазилинейные эффекты, описываемые системой уравнений (1—3) или (16) — (19). Как мы уже отмечали, для частиц, скорость которых много больше

фазовой скорости колебаний, а таких электронов в максвелловском распределении подавляющее большинство, главный эффект взаимодействия с колебаниями — это упругое рассеяние, причем частота рассеяния зависит от скорости как v^{-3} . Вследствие рассеяния электроны теряют импульс, набранный в электрическом поле, т. е. на них будет действовать сила трения. Сила трения будет расти по мере роста энергии колебаний до тех пор, пока она не уравнивает действие электрического поля. Если окажется, что в этом состоянии токовая скорость заметно превышает критическую, то шумы и сила трения будут по-прежнему нарастать, а токовая скорость будет падать, пока не опустится до значения, близкого к u_0 . Меньше u_0 токовая скорость стать не может, так как при этом колебания будут затухать, а сила трения уменьшаться.

Приведенные выше рассуждения, по существу, определяют вольтамперную характеристику плазмы в установившемся режиме неустойчивого тока. Плотность тока в широком диапазоне значений электрического поля остается постоянной, а проводимость σ обратно пропорциональна E . E_{min} определяется значением, при котором токовая скорость, рассчитанная при учете лишь парных столкновений, меньше u_0 ; E_{max} определяется полем, при котором плотность энергии шумов, нужных для удержания токовой скорости около значения u_0 , становится настолько большой, что нелинейный декремент поглощения или рассеяния шумов становится больше линейного инкремента, рассчитанного по формуле (19) для $u \approx 2u_0$. Тогда для поддержания шумов на необходимом уровне должен увеличиться линейный инкремент за счет увеличения токовой скорости. Значения E_{max} и зависимость проводимости от E при $E > E_{\text{max}}$ мы оценим в конце этого пункта. Мы получим основные сведения о порядке величины энергии ионнозвуковых шумов в установившемся режиме протекания тока из интегральных соотношений, выражающих условие баланса сил, действующих на электроны и ионы:

$$-en\vec{E} = \int \gamma_e \kappa N_e \vec{d}_\kappa en\vec{E} = \int \gamma_i \kappa N_e \vec{d}_\kappa \vec{E} \quad (35)$$

Из первого уравнения следует, что сила трения может уравнивать действие электрического поля, если плотность энергии шумов ω_0 не меньше чем

$$\omega_0 \gg nT_e \left(\frac{E^2}{8\pi nT_e} \frac{M}{m} \right)^{1/2}. \quad (36)$$

(Здесь и везде ниже в пункте 4 в оценках мы будем полагать $\kappa \sim \frac{\omega p l}{c_s} \times u \approx c_s$). А из второго уравнения следует, что в установившемся состоянии значение ω должно быть существенно больше

$$\omega \sim nT_e \left(\frac{E^2}{8\pi nT_e} \frac{M}{m} \right)^{1/2} \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \sim \frac{enE}{\gamma_i} c_s. \quad (37)$$

Эти две оценки будут не противоречивы, если допустить, в соответствии с точным решением, что волновые векторы шумов ориентированы преимущественно вдоль направления тока электронов.

В формулах (35), (37) нельзя ограничиться учетом только линейного поглощения колебаний резонансными ионами, описываемого уравнением (19). Хотя резонансные ионы в начале процесса развития неустойчивости быстро поглощают энергию колебаний, но их число n' мало и не меняется, а функция распределения уменьшается с ростом их средней энергии T_i ,

как $\frac{n'}{T_i'^{3/2}}$. Декремент затухания ионнозвуковых колебаний согласно формуле (19) пропорционален $\Gamma\left(\frac{\omega}{\kappa}\right) \sim n'/T_i'^{3/2}$. Поэтому скорость роста

плотности энергии резонансных ионов из-за поглощения колебаний можно оценить так¹:

$$\frac{d}{dt} n' T_i' \cong \int \gamma_i \omega_k N_k d\bar{\kappa} \cong \frac{\omega_0}{T_i'^{3/2}} T_{i0}'^{3/2} \gamma_0. \quad (38)$$

(γ_0 и T_{i0}' — начальный декремент затухания колебаний на ионах и температура ионов). Из этого уравнения получаем, что $T' \sim t^{2/5}$, а $\gamma_i \sim t^{-3/5}$, т. е. скорость поглощения ионнозвуковых колебаний резонансными ионами падает как $t^{-3/5}$ и при больших временах нагрева (но меньших времени между кулоновскими столкновениями ионов!) становится пренебрежимо малой.

В реальных экспериментах, где ток течет по плазменному шнуру, ионнозвуковые колебания могут уходить на периферию шнура или на стенку камеры и там поглощаться. Декремент такого затухания можно найти из

уравнения (19), где член $\frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \nabla N_k$ описывает изменение N_k вследствие

движения квазичастиц к стенке с групповой скоростью $\frac{\partial \omega}{\partial \kappa} : 2 \gamma \approx \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \approx$

$\approx \omega_{pi} \frac{r_D}{a}$ (a — поперечный размер плазменного шнура). Реально величина

этого дополнительного затухания не очень мала, а может быть и сравнима с характерной величиной инкремента ионнозвуковых колебаний.

Если же поперечный размер шнура плазмы достаточно большой, то энергия ионнозвуковых колебаний будет расти до тех пор, пока не включатся те механизмы нелинейного взаимодействия волн, при которых импульс колебаний может отдаваться ионам. В слаботурбулентной плазме в слабом магнитном поле существует лишь один нелинейный эффект с участием двух квазичастиц. Это рассеяние ионнозвуковых колебаний ионами, приводящее главным образом к изменению направления импульса квазичастицы. Оно происходит с характерной частотой

$$\omega_H \cong \omega_{pi} \frac{\omega}{nM \left(\frac{\omega}{\kappa} \right)^2}. \quad (39)$$

С учетом вышеуказанного из формулы (37) можно получить следующую грубую оценку установившегося значения плотности энергии ионнозвуковых шумов

$$\omega \cong n T_e \frac{E^{1/2}}{(8\pi n T)^{1/4}}. \quad (40)$$

Скорости нагрева электронной и ионной компоненты плазмы в режиме установившегося тока определяются из интегральных соотношений (35) и нижеследующих:

$$\frac{d}{dt} \frac{3}{2} (p_e + p_i) = enEu; \quad (41)$$

¹ Резонансные ионы греются еще за счет диссипации энергии, полученной от электрического поля при квазиупругом рассеянии на колебаниях,

$$\frac{d}{dt} \frac{3}{2} p_i = \int \gamma_i \omega N_k d\kappa.$$

Граничная токовая скорость u лишь для движущейся максвелловской функции распределения электронов по скоростям совпадает с минимальной фазовой скоростью $\frac{\omega}{\kappa} = v_{Ti} \Lambda_s^{1/2}$. В нашем случае u отличается от $\frac{\omega}{\kappa}$ численным коэффициентом. Так, если f_0 максвелловская функция, то $u \approx 2 \frac{\omega}{\kappa}$.

С помощью этих соотношений скорость нагрева ионов вследствие передачи энергии при рассеянии на них ионнозвуковых колебаний можно выразить через скорость нагрева электронов

$$\frac{\frac{dp_i}{dt}}{\frac{d(p_e + p_i)}{dt}} = \frac{\int \gamma_i \omega N_k d\kappa}{enEu} = \frac{1}{u} \frac{\int \gamma_i \omega N_k \overline{d\kappa}}{\int \gamma_i \kappa_z N d\kappa} \approx \frac{\omega/\kappa}{u}. \quad (42)$$

Это отношение зависит от значения p_i и p_e , но всегда меньше единицы.

В общем виде проанализировать закономерности нагрева электронов и ионов трудно, и такой анализ был бы ненадежен, так как значения токовой скорости и фазовой скорости неустойчивых колебаний весьма чувствительны к виду ионной функции распределения (см. формулы (8), (9)). Из вида уравнений (41) можно лишь заключить, что плотность тепловой энергии электронов удваивается за характерное время $\approx \frac{T_e}{eE\kappa_s}$ и что если в начале процесса разрыв в значениях давлений был велик, $p_e \gg p_i$, то он будет сокращаться, и наоборот. В пределе

$$\frac{p_i}{p_e} \approx \frac{\omega}{\kappa u} \quad (43)$$

(при максвелловском распределении ионов по скоростям $\left(\frac{T_i}{T_e}\right)_{\max} \leq \frac{1}{2\Lambda_s}$).

Вернемся к вопросу о нагреве резонансных ионов. Выше было показано, что в рамках только квазилинейных эффектов и в пренебрежении столкновениями резонансные ионы поглощают малую часть от энергии, переданной плазме. Но как только мы учтем подогрев основной, нерезонансной, массы ионов, например при нелинейном рассеянии ионнозвуковых колебаний на ионах, необходимо учитывать увеличение числа и нагрев резонансных ионов, и он может быть не мал. Это связано с тем, что ионы, попадая в область фазового резонанса $v > \left(\frac{\omega}{\kappa}\right)_{\min}$, начинают быстро нагреваться, поглощая энергию колебаний. За характерное время удвоения числа резонансных ионов, примерно равное времени удвоения энергии нерезонансных частиц, они могут существенно увеличить свою энергию. Поэтому при нагреве плазмы в режиме неустойчивого тока наряду с увеличением плотности тепловой энергии основной массы ионов можно ожидать появление малого числа энергичных ионов.

При больших электрических полях режим нагрева может существенно измениться из-за явления «убегания электронов». Энергия электрона, соответствующая началу убегания, равна

$$\frac{mv^2}{2} \approx T_e \frac{mv_{эф}(T_e) v_{Te}}{eE} \approx T_e \frac{v_{Te}}{u}. \quad (44)$$

При получении этой оценки мы воспользовались тем, что для частицы со средней тепловой скоростью $eE = v_{эф}(T_e) m u$. В режим убегания попадают частицы, энергия которых примерно всего лишь в $\sqrt{\frac{M}{m}}$ раз больше

T_e , независимо от значения электрического поля. Убегающих электронов будет экспоненциально мало, если электрическое поле таково, что удвоение энергии электронов, еще не попавших в режим убегания, происходит медленнее, чем установление максвелловского распределения при кулоновских столкновениях:

$$E < E_{кр} \sqrt{\frac{M}{m}}$$

[$E_{кр}$ определено формулой (51)].

В случае больших электрических полей кулоновскими столкновениями можно полностью пренебречь. Поэтому через время $t \sim \frac{T_e}{eEu}$ замедляющая доля от общего числа электронов попадет в режим непрерывного ускорения.

Если бы уровень энергии шумов, определяющий величину $v_{эф}$, возрастал при быстром нагреве малой, но энергичной доли электронов, то убегающих электронов могло бы не быть. Однако из выражения для инкремента видно, что если функция распределения быстрых частиц «на хвосте» распределения падает быстрее, чем v^{-2} , (а из закона сохранения полного числа частиц следует, что $f(v)$ должна падать в среднем не медленнее, чем v^{-3}), то быстрые частицы вклада в инкремент ионнозвуковой неустойчивости не дают, хотя электрическое поле действует на них сильнее и они могут переносить большой ток. Таким образом, ионнозвуковая неустойчи-

вость при больших электрических полях $E > E_{кр} \sqrt{\frac{M}{m}}$ ограничивает рост

тока лишь на время $t = \frac{T_e}{eEu}$. Правда, существуют иные механизмы торможения быстрых электронов, связанные, например, с возбуждением ленгмюровских колебаний (см. формулу (6), не учитываемые в нашей теории, так что явление убегания может не наблюдаться.

Исследуем качественно вид зависимости плотности тока и энергии шумов от электрического поля для весьма больших его значений

$E > \sqrt{8\pi n T_e \frac{m}{M}}$. В этом случае главная причина поглощения колебаний — нелинейные эффекты. Для ионного звука таким процессом, как мы уже отмечали, является рассеяние колебаний на ионах. Оценка декремента затухания колебаний из-за такого процесса дается формулой (39). Раскачка же колебаний током определяется по-прежнему последним членом формулы (19). Поэтому плотность энергии шумов в установившемся состоянии, если оно реализуется, дается следующей оценкой:

$$\omega \approx \frac{E}{(8\pi n T_e)^{1/2}} n T_e. \quad (45)$$

а плотность тока будет зависеть от E по закону

$$j \approx enc_s \left[\frac{E}{(8\pi n T_e)^{1/2}} \frac{M}{m} \right]^{1/2}. \quad (46)$$

Эти качественные зависимости должны быть справедливы вплоть до $E < (8 \pi n T_e)^{1/2}$.

Как мы видели при обсуждении механизмов нагрева ионов плазмы, основным фактором, ограничивающим скорость их нагрева, является то обстоятельство, что ион может попасть в область $v > c_s$, где скорость нагрева велика лишь в результате относительно медленных процессов или неупругого столкновения или поглощения энергии при нелинейном рассеянии ионнозвуковых колебаний. Если же в такую турбулентную плазму инжектировать пучки ионов или струи плазмы со скоростью, большей чем c_s , то можно увеличить работу электрического поля над ионами.

Мы получили в предыдущем разделе, что уже неустойчивость плазмапучок приводит к весьма быстрому торможению пучка и изотропизации его функции распределения. Ионнозвуковые шумы, создаваемые током, будут лишь ускорять этот и без того быстрый процесс. Так что по прошествии стадии упругого торможения, в течение которой сопротивление плазмы может возрасти, функцию распределения инжектированных в плазму ионов можно считать изотропной. Нагрев резонансных ионов мы обсуждали и показали, что их средняя энергия растет не медленнее, чем по закону (при $T_e = \text{const}$).

$$T'_i \approx \left[\left(\frac{Mu^2}{2} \right)^{5/2} + \frac{E}{(8 \pi n T_e)^{1/2}} T_e^{5/2} \omega_{pe} t \right]^{2/5}. \quad (47)$$

Отметим, что условие существования ионнозвуковой неустойчивости накладывает слабое ограничение на плотность энергии резонансных ионов

$$n' T'_i < n T_e - \frac{u}{c_s} \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{5/2}, \quad (48)$$

если средняя энергия T'_i резонансных ионов велика.

Эксперименты по турбулентному нагреву и исследованию токовых неустойчивостей

Как было показано в первой части брошюры, ток в плазме становится неустойчивым, если токовая скорость электронов превышает некоторое критическое значение. Неустойчивость тока приводит к раскачке в плазме колебаний, плазма становится турбулентной, а токовые электроны, рассеиваясь на плазменных волнах, испытывают дополнительное трение, вследствие чего плазма нагревается. Хотя количественные оценки этих существенно нелинейных эффектов в конкретных условиях опытов пока не могут быть даны с достаточной точностью, есть хорошая возможность качественного сравнения теории с экспериментом. Это объясняется тем, что возбуждение коллективных движений в плазме относится к числу сильных взаимодействий в плазме и поэтому надежно регистрируется в эксперименте. Так легко может быть наблюден порог возникновения токовой неустойчивости по появлению аномального сопротивления плазмы. При этом сопротивление плазмы будет превосходить рассчитанное по парным столкновениям на много порядков величины. Переход плазмы в турбулентное состояние должен сопровождаться излучением из плазмы шумов, а уровень излучения в условиях рассматриваемых ниже экспериментов на 6—8 порядков величины может превосходить равновесное тепловое излучение.

Опыт и теория могут быть также качественно сравнены по эффективности турбулентного нагрева, которая должна быть на много порядков выше джоулевого нагрева за счет парных столкновений.

Эксперименты, которые ставились по наблюдению токовых неустойчивостей, были проведены в зеркальных и замкнутых ловушках, а также в прямых разрядах в однородном магнитном поле. Из опытов следует, что, по-видимому, коллективные процессы развиваются во всех случаях в общих чертах одинаково. Все авторы наблюдают те явления, о которых было сказано выше. Но точка зрения на механизм явления у разных авторов различна. Часть авторов придает большее значение компоненте тока, обязанной убегающим электронам, считая, что именно эти электроны вызывают неустойчивость типа плазма—пучок. В экспериментах действительно наблюдались убегающие электроны, но, как нам кажется, этого пока недостаточно, чтобы делать категорическое утверждение о механизме явления в целом. Вероятно, процесс развития токовых неустойчивостей более сложен, возможно проходит через ряд стадий, которые сильно зависят от условий опыта. Мы считаем, что при выборе механизма явления большую роль должно сыграть детальное изучение спектра колебаний турбулентной плазмы на разных стадиях протекания тока. О механизме явления в целом можно также судить по аномальному сопротивлению плазмы и ее нагреву. Однако конечная величина нагрева определяется тепловой изоляцией плазмы в процессе нагрева, которая, в частности, зависит от спектра частот турбулентной плазмы. Кроме того, в процессе и после нагрева в плазме могут развиваться крупномасштабные неустойчивости, вызываемые током или связанные с типом ловушки и приводящие к быстрому охлаждению плазмы. Аномальная проводимость и уровень шумов зависят от величины напряженности электрического поля, которая в свою очередь зависит от метода возбуждения тока в плазме. Поэтому, несмотря на возможную общность физических процессов раскачки коллективных движений током в разных видах ловушек, каждая из них может обладать специфическими особенностями. В тороидальных ловушках легко создавать электрическое поле в условиях безэлектродного разряда, но пока мало разработаны методы заполнения ловушки плазмой. В простейших тороидальных конфигурациях сказывается тороидальный дрейф и пока недостаточно надежных сведений об устойчивости горячей плазмы. Зеркальные ловушки подкупают своей простотой, но для создания тока в них требуется введение электродов, процессы на которых могут изменить картину явления. Учитывая все это, мы рассмотрим замкнутые и открытые ловушки отдельно.

1. Турбулентный нагрев плазмы в замкнутых ловушках

Эксперименты по турбулентному нагреву плазмы в замкнутых ловушках были начаты в 1962 г. в Институте атомной энергии имени И. В. Курчатова (ИАЭ). Помимо полученных к тому времени обнадеживающих результатов по турбулентному нагреву плазмы в пробкотроне при распространении сильной цилиндрической волны, эти эксперименты были в известной мере стимулированы трудностями, встретившимися на пути осуществления «плазменного бетатрона». Высказывались предположения, что нарушение процесса ускорения «убегающих» электронов в опытах по созданию «плазменного бетатрона», возможно, возникало по причине развития в плазме плотностью 10^9 — 10^{10} частиц/см³ пучковой неустойчивости, рассмотренной Бунеманом.

Поэтому не случайно первая установка по турбулентному нагреву плазмы в замкнутой ловушке «Вихрь-1» внешне напоминала «плазменный бетатрон», хотя и отличалась от него. Во-первых, и это самое главное, все параметры установки были выбраны исходя из того, что основная цель опытов заключалась не в разгоне убегающих электронов до высоких энергий, а в нагреве плазмы за счет коллективных взаимодействий с ней пучка

тормозящихся электронов. В соответствии с этим плотность плазмы была выбрана значительно большей, чем в «плазменных бетатронах», а именно 10^{11} — 10^{13} частиц/см³. Наконец, в плазме не создавались условия для осуществления устойчивой бетатронной орбиты. Конструкция установки «Вихрь-1» ясна из рис. 2. В тороидальной разрядной камере размером 30×3 см предварительно создавалась распадающаяся плазма, плотность которой за 10^{-4} сек снижалась с 10^{13} до 10^{11} частиц/см³. Плазма находилась в квазистационарном тороидальном магнитном поле напряженностью до 1—3 кэ. В заданный момент времени, выбор которого определял начальную плотность плазмы, на обходе тора создавалось продольное электрическое поле E с амплитудой 150 в/см, что значительно превышало критическое поле Дрейсера:

$$E_{кр} = 2 \cdot 10^{-12} \frac{n}{I} \text{ (в/см)}, \quad (49)$$

где n и T начальные плотность и температура плазмы. Электрическое поле возбуждало в плазме ток вдоль магнитного поля амплитудой до 700 а на время 10^{-7} — 10^{-8} сек. При этом было обнаружено, во-первых, аномальное активное сопротивление, намного превышающее сопротивление, определяемое парными столкновениями электронов, и, во-вторых, нагрев плазмы с плотностью 10^{12} частиц/см³ до 10^2 — 10^3 эв. В режим убегания уходила лишь незначительная доля электронов, которая давала рентгеновское излучение с энергией до 30 кэв.

В последующих работах исследовались природа аномального сопротивления плазмы в сильном электрическом поле, а также возможности нагрева и удержания плазмы в этих условиях. На установке «Вихрь-1» было найдено, что при $E > E_{кр}$ сопротивление плазмы не может быть объяснено парными столкновениями токовых электронов ни с ионами, ни с нейтральными атомами, ни со стенками камеры, причем эффективная частота столкновений токовых электронов в плазме составляет

$$\nu_{эф} = eE/mv \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Впоследствии аномальное сопротивление плазмы в замкнутых системах наблюдалось в работах других авторов.

В цикле работ ИАЭ были получены доказательства сильной турбулизации плазмы за счет возбуждения мелкомасштабных неустойчивостей и колебаний в условиях, когда наблюдается аномальное сопротивление. В этих условиях было обнаружено надтепловое СВЧ-излучение плазмы на

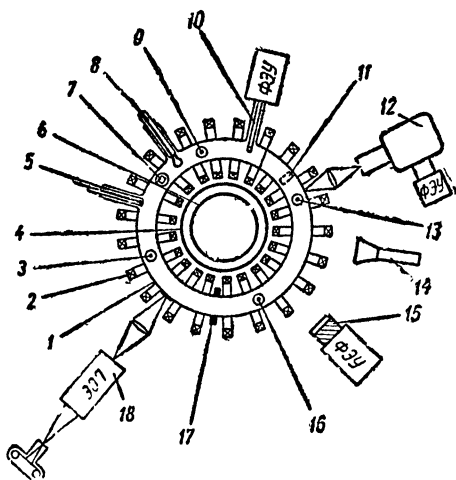


Рис. 2. Тороидальная установка «Вихрь-1» для турбулентного нагрева плазмы.

1 — стеклянная разрядная камера; 2 — катушки магнитного поля; 3 — 7, 13, 16 — титановые инжекторы для создания предварительной водородной плазмы; 6 — ВЧ-контур на частоте 5 (или 2,5 мГц) для создания электрического поля на обходе тора; 5—8 зонды; 4 — проводящий кожух для выравнивания электрического поля вдоль обхода тора; 10—15 — датчики рентгеновского излучения; 11, 14 — СВЧ-диагностики; 12, 18 — оптическая диагностика; 17 — пояс Роговского.

частотах ω_{pe} и $2\omega_{pe}$, которое уже само по себе свидетельствует о высоком уровне ленгмюровских колебаний (с частотой $\approx \omega_{pe}$) и неких низкочастотных колебаний (с частотой $\ll \omega$). Если отождествить последние с ионным звуком (который согласно теории должен был возбуждаться в этих опытах), то из соотношения интенсивностей излучения на частотах ω_r и $2\omega_{pe}$ можно сделать вывод, что плотность энергии ионнозвуковых и ленгмюровских колебаний в плазме была одного порядка.

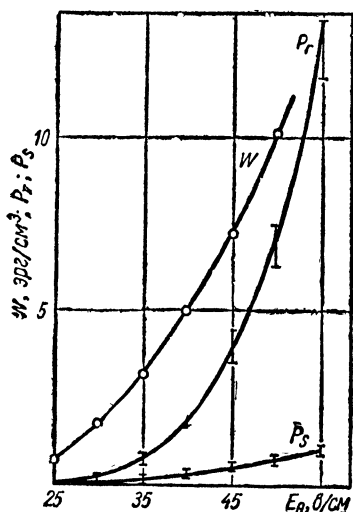


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения P_r на двойной плазменной частоте, сигнала P_s комбинационного рассеяния и плотности энергии W плазменных колебаний от электрического поля E в установке «Вихрь-1».

В тех же условиях был обнаружен эффект комбинационного рассеяния электромагнитных волн на ленгмюровских колебаниях плазмы. Электромагнитная волна с $\lambda = 3,14$ см генерировалась магнетроном и рассеивалась на плазме с изменением частоты на величину ω_{pe} . На рис. 3. показано, как возрастает сигнал P_r -излучения на двойной плазменной частоте и сигнал P_s комбинационного рассеяния с увеличением поля E . Оба сигнала наблюдались только в условиях аномального сопротивления плазмы. Сопоставление величин P_r и P_s позволило оценить энергию W плазменных колебаний в единице объема и показать, что при $E > E_{кр}$ в установке «Вихрь-1» $\frac{W}{nT} \geq 0,1$, т. е. уровень плазменных колебаний на много порядков превышает термодинамически равновесную величину.

Первые измерения зависимости эффективной проводимости $\sigma_{эф}$ от E в районе $E_{кр}$ были выполнены в прямом разряде в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) и на стеллараторе «Сириус». В обоих случаях было обнаружено, что при превышении полем E предела $E_{кр}$ проводимость $\sigma_{эф}$ падает скачком. Этот результат был подтвержден в работе, выполненной в ИАЭ, где зависимость $\sigma_{эф}(E)$ была прослежена в гораздо более широком диапазоне изменения поля E . Как видно на рис. 4, после скачкообразного спада проводимости в районе $E = E_1 \approx E_{кр}$ наблюдалось постоянство величины проводимости вплоть до $E \approx E_3$, после чего проводимость снова обнаруживала тенденцию к спаду. Скачок проводимости в области от E_1 до E_2 сопровождался появлением надтеплового СВЧ-излучения в районе электронной плазменной частоты. Участок кривой $E_1 E_3$ может быть объяснен с точки зрения возбуждения током в плазме ионно-звуковой неустойчивости. Рассмотренные выше опыты на установке «Вихрь-1», включая представленные на рис. 4 кривые P_r , P_s , W , относятся к области полей $E_e > E_3$.

Первые опыты по турбулентному нагреву плазмы в установке «Вихрь-1» были выполнены в простом тороидальном магнитном поле, где мог иметь место тороидальный дрейф плазмы. В этих опытах плазма с плотностью $\approx 10^{12}$ частиц/см³ и $T_e \approx 10^2 - 10^3$ эв существовала не более $10^{-7} - 10^{-6}$ сек после прекращения нагрева.

Турбулентный нагрев был также осуществлен в Сухумском физико-техническом институте и на стеллараторе «Сириус» в ХФТИ, где электри-

ческое поле E индуцировалось в предварительно созданном тороидальном шнуре плазмы при пропускании вдоль металлической камеры стелларатора импульса тока, создаваемого разрядом конденсаторной батареи. В случае продольного электрического поля E , превышающего $E_{кр}$, в плазме наблюдались характерные признаки неустойчивости: микроволновое и рентгеновское излучение, а также аномальное сопротивление. При этом происходил нагрев значительной доли электронов плазмы до температуры 9 кэв. Эти эксперименты позволили начать на установке «Сириус» исследования удержания высокотемпературной плазмы.

Эффективность нагрева и возможность удержания турбулентно нагретой плазмы были проверены в опытах с установкой «Вихрь-2» ИАЭ. На обходе оторванного от стенок камеры и удерживаемого в сильно гофрированном магнитном поле ($\frac{H_{max}}{H_{min}} = 20$)

кольцевого плазменного шнура создавалось электрическое поле с амплитудой $E \approx 100$ в/см. Через 1 мксек поле выключалось, в результате чего пре-

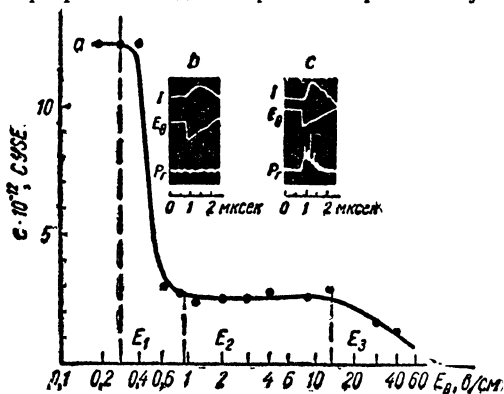


Рис. 4. Зависимость эффективной проводимости $\sigma_{эф}$ от электрического поля на обходе тора в установке «Вихрь-2»:

a — кривая проводимости $\sigma_{эф}(E)$; b — осциллограммы тока I , поля E и мощности P_r СВЧ-излучения при $E \leq E_{кр}$; c — то же при $E > E_{кр}$. Чувствительность осциллограммы для сигнала P_r в 10 раз меньше, чем в случае a .

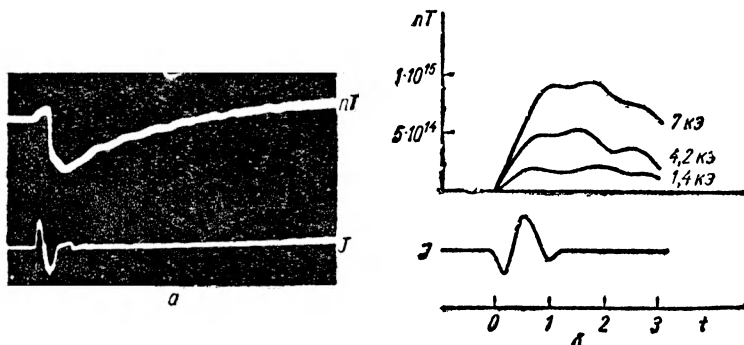


Рис. 5. Диамагнитные измерения при турбулентном нагреве плазмы током в установке «Вихрь-2»:

a — диамагнитный сигнал и ток в плазме; b — изменение во времени величины nT в фазе нагрева током в зависимости от величины удерживающего магнитного поля, измеренного в месте, где расположен диамагнитный зонд. Плотность плазмы $n \approx 5 \cdot 10^{12}$ частиц/см³.

рывался ток и прекращался нагрев. Сравнение осциллограмм тока и диамагнитного сигнала (рис. 5, а) показывает, что плазма с $T_e \approx 10^2$ эв удерживалась в ловушке после прекращения нагрева еще в течение $\approx 10^{-6}$ сек, что превышает как время тороидального дрейфа, так и время бомовской диффузии. С увеличением удерживающего магнитного поля (рис. 5, б) возрастала и величина nT_e . При этом значения $\beta = \frac{nT}{H^2 \frac{m}{n}} \frac{1}{8\pi}$

достигали величины $\approx 10^{-1}$, а к. п. д. нагрева составлял несколько процентов.

2. Турбулентный нагрев плазмы в зеркальных ловушках и изучение токовых неустойчивостей в сильных электрических полях

Впервые турбулентный нагрев плазмы током в зеркальной ловушке наблюдался в ИАЭ. В дальнейшем это явление исследовалось в работах ряда авторов. В типичных условиях опытов в магнитные пробки ловушки помещались титановые инжекторы, которые заполняли ловушку высокоионизованной плазмой. Инжекторы одновременно выполняли роль электродов, с помощью которых в плазме создавался ток вдоль магнитного поля. Выбирая момент включения тока относительно времени срабатывания инжекторов, можно было наблюдать неустойчивости тока при разных условиях заполнения ловушки плазмой. Так, при малой задержке ловушка была неравномерно заполнена относительно редкой плазмой, плотность которой со временем быстро увеличилась. При больших задержках плотная плазма равномерно заполняла всю ловушку. Диапазон концентрации плазмы обычно составлял до $10^{12} - 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, сила тока достигала 5—20 кА при радиусе плазменного столба от 3 см до 4,5 см. Напряженность магнитного поля в средней части пробкотрона изменялась от 2 кэ до 22 кэ при пробочном отношении 2. Расстояние между магнитными пробками составляло в разных экспериментах 1—2 м.

На рис. 6 показаны осциллограммы напряжения, тока и диамагнитного эффекта плазмы, снятые на установке ТН-4 ИАЭ, а также рассчитанные значения мощности разряда и коэффициента полезного действия турбулентного нагрева в разные моменты времени. Здесь характерен очень быстрый нагрев плазмы: если кривую сигнала диамагнитного зонда пересчитать с учетом давления магнитного поля тока, то будет видно, что нагрев плазмы практически заканчивается за время около 0,5 мксек, т. е. приблизительно тогда, когда ток достигает максимального значения. С этим связано уменьшение к. п. д. нагрева, так как ток, достигнув максимума, перестает нагревать плазму, энергия, оставшаяся к этому времени в конденсаторе, перестает передаваться плазме и среднее значение к. п. д. нагрева падает. Отметим, что максимально достигаемая величина давления плазмы в разных условиях эксперимента может быть меньше, равной или больше максимального значения давления магнитного поля тока на границе плазменного столба. Рис. 6 относится к случаю, когда эти давления приблизительно равны. Измерения показали, что нагрев плазмы растет с увеличением магнитного поля ловушки, а при значениях H больших 10 кэ слабо зависит от магнитного поля.

Были описаны эксперименты по турбулентному нагреву в пробкотроне, где предварительная плазма готовилась пеннинговским разрядом между алюминиевыми электродами, помещенными в магнитных пробках. Концентрация плазмы была около $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и мало изменялась в процессе протекания тока через плазму. Авторами был обнаружен сильный бесстолкновительный нагрев плазмы до $nT \approx 10^{16}$ эв см $^{-3}$ за время порядка 1 мксек и уход горячей плазмы из ловушки за время, сравнимое с временем кулоновского

рассеяния электронов. На рис. 7 показаны осциллограммы диамагнитного зонда при разных напряжениях разряда. Вычисленная температура электронов из величины давления плазмы по измеренной плотности удовлетворительно совпала с определенной по жесткости рентгеновского излучения и оказалась 10—20 кэв. Проводились исследования турбулентного нагрева плазмы током и изучение устойчивости в хороших вакуумных условиях. Предварительная плазма готовилась титановым инжектором, распо-

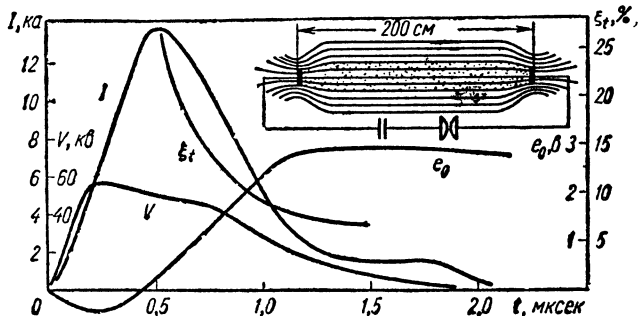


Рис. 6. Результаты измерения и обработки данных опыта по турбулентному нагреву дейтериевой плазмы в зеркальной ловушке ТН-4 длиной 2 м, пробочным отношением 2,6, напряженностью магнитного поля в центре 2,9 кэ и радиусом плазменного столба 3 см.

По оси абсцисс отложено время с момента включения напряжения V_{np} на плазму, I — ток, протекающий через плазму, e_0 — интеграл от напряжения на диамагнитном зонде, по которому вычислено давление nT плазмы после прекращения тока.

$P = IV_{np}$ мощность, ξ_t — мгновенное значение к. п. д. нагрева, вычисленное по e_0 , V_{np} и I . Условия опыта: $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, емкость прямого разряда 0,2 мкф, напряжение на инжекторе 18 кэ.

женным в районе магнитной пробки, а ток пропусклся вдоль оси пробкотрона между инжектором и хорошо обезгаженным электродом, находящимся в другой пробке. Концентрация плазмы менялась от $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, напряжение разряда достигало 100 кэ, а ток не превышал 3—5 ка. Форма осциллограммы тока в плазме обычно носила аperiодический характер. Наблюдался нагрев плазмы до явления нескольких единиц на $10^{16} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3}$, и определенная по рентгеновскому спектру температура электронов оказалась 30—40 кэв. Авторы считают, что при высоком вакууме, когда имеются адсорбирующие газ стенки, концентрация холодной плазмы после турбулентного нагрева мала (менее 10%), но может быть сравнимой или даже превышать в 5—10 раз концентрацию горячей плазмы, если вакуум недостаточно высок. Холодная плазма образуется в результате ионизации остаточного газа. При больших магнитных полях (около 5 кэ) наблюдался сильный нагрев ионов (до 5 кэв).

При исследовании шумов при турбулентном нагреве плазмы в пробкотроне было показано, что уровень шумов на плазменной частоте на 6—8 порядков величины превышает тепловой уровень, а отношение энергии шумов к nT достигает 10^{-1} — 10^{-2} . В работе сопоставлено распределение шумов и электрического поля вдоль оси ловушки. Показано, что интенсивность шумов выше в области больших напряженностей электрического поля в плазме.

Интересные работы по токовым неустойчивостям выполнены в ХФТИ.

Здесь исследовалось главным образом явление убегания электронов в сильноточных разрядах в однородных магнитных полях при больших напряженностях электрического поля в плазме.

В этих работах экспериментально исследовалось взаимодействие плотного потока убегающих электронов (15 кка/см^2) с плазмой в условиях прямолинейного газового разряда (расстояние между электродами 25 см), стабилизированного сильным (до 15 кэ) однородным магнитным полем. Потоки убегающих электронов создавались в плазме с плотностью $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за счет, больших электрических полей (до 800 в/см), превышающих критическое дрейсеровское значение. Как показали магнитные зондовые измерения, убегающие электроны образуются только вблизи оси системы, где плотность тока близка к критической. Экспериментально было установлено, что если электрическое поле превышает критическое значение, то в плазме развивается неустойчивость, сопровождающаяся срывом тока убегающих электронов и скачкообразным возникновением интенсивного микроволнового излучения, мощность которого на несколько поряд-

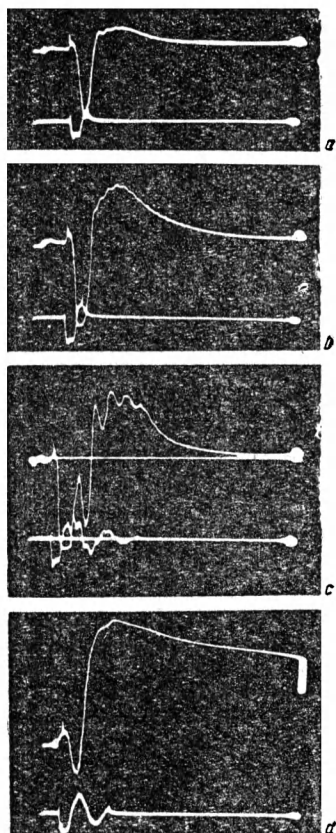


Рис. 7. Осциллограммы показаний диамагнитного зонда, измеряющего магнитный поток ΔH , вытесненный из плазмы. Верхний луч — ΔH (диамагнетизм отвечает отклонению луча вверх), нижний — производная тока разряда по времени. Рисунок *a* — напряжение на емкости прямого разряда 12 кэ , *b* — 16 кэ , *c* — 18 кэ , *d* — 20 кэ . Данные установки: диаметр плазмы 8 см , длина 1 м , $H = 4 \text{ кэ}$, пробочное соотношение $1,5$, емкость 2 мкф , плотность плазмы $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, длительность полупериода тока 5 мксек .

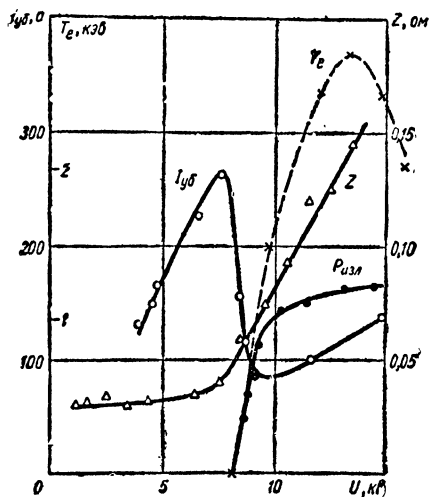


Рис. 8. Зависимость тока убегающих электронов ($I_{y\delta}$), мощности микроволнового излучения из плазмы ($P_{изл}$), сопротивления разряда (Z) и электронной температуры (T_e), измеренной по рентгеновскому излучению, от напряжения, приложенного к разрядному промежутку.

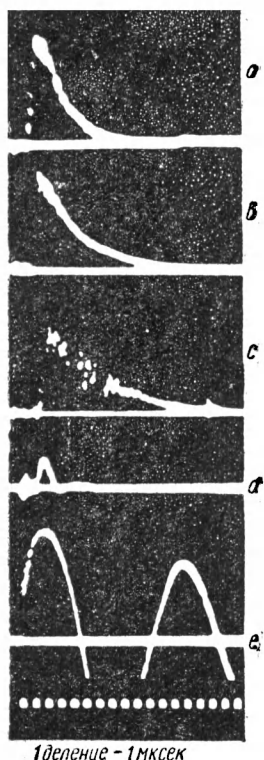


Рис. 9. Осциллограммы: *a, в* — продольного и поперечного рентгеновского излучения; *с* — микроволнового излучения из плазмы; *д* — тока убегающих электронов; *е* — общего разрядного тока.

давления имеют пороговый характер (рис. 8). Во время существования неустойчивости (это время 1,5—2 мксек) наблюдается значительный диамагнитный эффект.

С помощью корпускулярной диагностической аппаратуры было установлено, что во время развития неустойчивости и возбуждения высокочастотных колебаний в плазме наблюдаются потоки быстрых ионов, вылетающие вдоль и поперек магнитного поля. Ионные потоки возникают только тогда, когда электрическое поле не меньше некоторого порогового значения.

На линейном бетатроне ХФТИ изучалось ускорение электронов в плазме, в которой создаются вихревые электрические поля до 1 кВ/см и магнитные продольные поля до 5000 эрст. Плотность плазмы $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, длительность поддержания электрического поля 0,5 мксек. Получен ток ускоренных электронов до 500 а при плотности тока до 250 а/см^2 , растущий с увеличением плотности плазмы. Средняя энергия ускоренных электронов

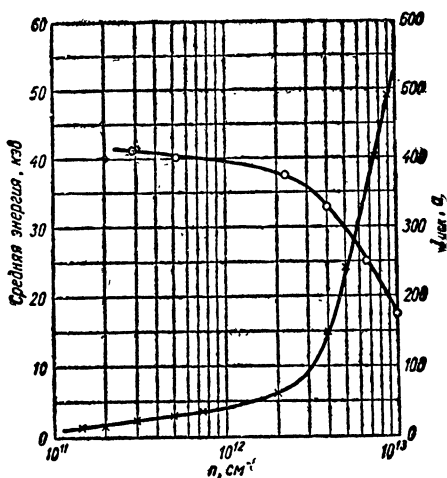


Рис. 10. Зависимость средней энергии электронов и тока от плотности плазмы в установке «линейный бетатрон».

ков превышает тепловое излучение из плазмы (рис. 8). При этом наблюдался рост сопротивления разряда и плазма поглощала до 18% энергии внешнего источника.

Наблюдалось также интенсивное рентгеновское излучение из мишени, помещенной у стенки разрядной камеры и регистрирующей поток электронов из плазмы как в продольном направлении по отношению к внешнему магнитному полю, так и поперек него (рис. 9). Анализ кривых поглощения рентгеновского излучения в тонких фольгах показал, что в процессе развития неустойчивости электронная температура плазмы достигает нескольких кэв. При этом одновременно измеренная в поперечном и продольном направлениях электронная температура имеет примерно одинаковую величину. Зависимости электронной температуры от приложенного электрического поля и начального

зависит от плотности плазмы и находится в пределах 15—40 кэв при полном приложенном напряжении 60 кэ (рис. 10). Спектр энергий электронов размыт. Измерение распределения тока по радиусу показало, что максимальная плотность тока находится на оси ускорительной камеры, что указывает на отсутствие скин-эффекта.

3. Заключение

В настоящее время экспериментально установлено, что при пропускании через плазму тока проводимость плазмы в известных условиях становится аномально малой и в плазме при этом возбуждаются интенсивные высокочастотные колебания, плотность энергии которых достигает 0,1—0,01 от nT . Полученная в этих условиях турбулентная плазма имеет высокую электронную и ионную температуру, которая не может быть достигнута за то же время при парных столкновениях.

Совокупность этих явлений возможно сопоставить с нелинейной теорией токовых неустойчивостей, согласно которой ток в плазме неустойчив, если токовая скорость превышает некоторое критическое значение. Пороговый характер явления подтверждается экспериментально. Также соответствуют измерениям теоретические оценки проводимости плазмы. Однако более полное количественное сопоставление теории и эксперимента затруднено из-за недостатка опытных данных. Необходимо более подробно исследовать спектр колебаний плазмы, измерить критические токовые скорости электронов, электронные и ионные функции распределения.

Исследования токовых неустойчивостей и турбулентного нагрева представляют интерес с точки зрения получения термоядерной плазмы. Турбулентный нагрев с большой эффективностью при высоких температурах должен заменить обычный джоулев нагрев в тех случаях, когда требуется нагреть плазму до высоких температур. Вместе с тем всестороннее исследование комплекса явлений, происходящих при турбулентном нагреве, представляет большую научную ценность для развития физики высокотемпературной плазмы. Турбулентный нагрев — первый пример применения турбулентности плазмы для практических задач.

ЛИТЕРАТУРА

- А. А. Веденов. Вопросы теории плазмы. 3. Госатомиздат, 1963.
Я. Б. Файнберг. Атомная энергия, 11, 313, 1961.
Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220 (1966).
Л. М. Коврижных. ЖЭТФ, 52, 1406 (1967).
С. Д. Фанченко, Б. А. Демидов, Н. И. Елагин, Д. Д. Рютов. ЖЭТФ, 46, 497 (1964).
Е. К. Завойский. Атомная энергия, 14, 56, (1963).
Б. А. Демидов, С. Д. Фанченко. Атомная энергия, 20, 516, (1966).
Б. А. Демидов, Н. И. Елагин, С. Д. Фанченко. ДАН СССР, 174, 327 (1967) 11 мая.
М. В. Бабыкин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, С. Л. Недосеев, Л. И. Рудаков, В. А. Скорюпин. ЖЭТФ, т. 52, 643 (1967).
Д. Н. Лин, В. А. Скорюпин. ЖЭТФ, 53, 1967.
Л. В. Дубовой, В. П. Федяков. ДАН СССР, 167, 553, (1966).
В. А. Симонов, В. В. Абозовик, В. В. Игнатьев. Доклад на Международной конференции по плазме в Калеме (Англия) — 21/167, 1966.
В. А. Супруненко, Я. Б. Файнберг, В. Т. Толок, Е. А. Сухомлин, Н. И. Рева, П. Я. Бурченко, Е. Д. Волков, Н. И. Руднев. Атомная энергия, 14, 349, 1963.

ДОРОГИЕ ТОВАРИЩИ!

ПОСТАРАЙТЕСЬ СВОЕВРЕМЕННО
ВЫПИСАТЬ НА 1968 ГОД
СЕРИЮ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫХ БРОШЮР
«ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ»

Индекс 70072

Серия знакомит читателей с новейшими достижениями в области физики, астрономии и пограничных с ними наук.

В 1968 году подписчики получают следующие брошюры:

Арцимович Л. А., академик.

Движение заряженных частиц.

Губанов А. И., докт. физ.-мат. наук.

Электронные свойства тел.

Гуревич Л. Э., докт. физ.-мат. наук.

Общая теория относительности в физической картине мира.

Сморodinский Я. А., докт. физ.-мат. наук.

Новые данные об элементарных частицах.

Соколов А. А., докт. физ.-мат. наук.

Синхротронное излучение и квантовая механика.

Франк И. М., чл.-корр. АН СССР.

Физика ядра и атомная энергия.

Фриш С. Э., чл.-корр. АН СССР.

Современная оптика.

Шебалин О. Д., канд. физ.-мат. наук.

Физика жидкостей.

Щелкин К. И., чл.-корр. АН СССР.

Взрывы.

Резерв — 2 брошюры.

12 брошюр в год средним объемом 48 стр.

Подписная плата на 12 мес. — 1 руб. 08 коп.

В каталоге «Союзпечати» серия «Физика, астрономия» расположена в разделе «Научно-популярные журналы» под рубрикой «Брошюры издательства «Знание».

Подписка принимается общественными распространителями печати по месту работы и учебы, а также в пунктах подписки и агентствах «Союзпечати», отделениях связи и почтамтах.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»