

МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ КОМИТЕТ  
ПРИ ПРЕЗИДИУМЕ АКАДЕМИИ НАУК СССР

ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR  
SOVIET GEOPHYSICAL COMMITTEE



*РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ*

**В.А. ЛИПЕРОВСКИЙ, М.И. ПУДОВКИН**

**АНОМАЛЬНОЕ  
СОПРОТИВЛЕНИЕ  
И ДВОЙНЫЕ СЛОИ  
В МАГНИТОСФЕРНОЙ  
ПЛАЗМЕ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1983



*RESULTS OF RESEARCHES  
ON THE INTERNATIONAL GEOPHYSICAL PROJECTS*

V.A. LIPEROVSKY, M.I. PUDOVKIN

ANOMALOUS  
RESISTIVITY  
AND DOUBLE LAYERS  
IN THE MAGNETOSPHERIC  
PLASMA



PUBLISHING HOUSE "NAUKA"

*Moscow 1983*



*РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ*

В.А. ЛИПЕРОВСКИЙ, М.И. ПУДОВКИН

**АНОМАЛЬНОЕ  
СОПРОТИВЛЕНИЕ  
И ДВОЙНЫЕ СЛОИ  
В МАГНИТОСФЕРНОЙ  
ПЛАЗМЕ**



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

*Москва 1983*

Л и п е р о в с к и й В.А., П у д о в к и н М.И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М.: Наука, 1983.

Работы, выполненные по программе "Международные исследования магнитосферы" (МИМ), убедительно показали, что наиболее существенные отклонения представлений, основанных на модели идеальной магнитной гидродинамики, от картины реальных плазменных процессов связаны с наличием в магнитосфере продольных электрических полей, обусловленных развитием волновой электростатической турбулентности, приводящей к коллективным соударениям и аномальному сопротивлению при протекании продольных токов. Появление двойных электростатических слоев в ряде случаев приводит к тем же следствиям, что и аномальное сопротивление.

В монографии изложены результаты теоретических исследований эффектов аномального сопротивления и двойных электростатических слоев в магнитосферной плазме, а также результаты их экспериментальных исследований, полученные на космических аппаратах и при помощи наземных измерений вариаций магнитного поля, спектров высыпавшихся электронов и других характеристик.

Ответственный редактор

кандидат физико-математических наук

С.С.САЖИН

## ВВЕДЕНИЕ

Еще недавно в большинстве теоретических работ, посвященных описанию физических процессов в околоземном и межпланетном космическом пространстве, предполагалось, что проводимость разреженной плазмы, определяемая классическими формулами Спитцера, настолько велика, что диссипативными процессами в ней можно пренебречь и силовые линии магнитного поля считать эквипотенциальными. При этом поле скоростей и магнитное поле в жидкости (плазме) оказываются связанными простыми и физически весьма наглядными соотношениями, известными как "закон вмороженности" магнитного поля в движущуюся плазму [3].

Согласно этим представлениям, силовые линии магнитного поля движутся вместе с высокопроводящей жидкостью, т.е. выносятся потоками жидкости из области их источника в окружающее пространство, вместе с нею "обтекают" различного рода препятствия, и вместе с нею совершают периодические колебания, связанные с распространением различного типа волн.

Такой подход допускал существенное упрощение задач, моделирующих поведение межпланетной и магнитосферной плазмы, вытягивание крупномасштабного магнитного поля Солнца солнечным ветром и формирование межпланетного магнитного поля в виде системы паркеровских спиралей, генерацию электрических полей в магнитосфере и конвекцию магнитосферной плазмы, образование крупномасштабных магнитосферно-ионосферных токовых систем и геомагнитные возмущения, низкочастотные пульсации геомагнитного поля. Таким образом, физические модели, основанные на приближении идеально проводящей плазмы, сыграли весьма заметную роль в развитии физики магнитосферы, что наряду с их относительной простотой, обусловило их широкую популярность среди геофизиков.

Однако в последнее время ситуация заметно меняется и все чаще в геофизической литературе появляются сведения о том, что развитие тех или иных явлений не укладывается в рамки модели идеальной плазмы. Так еще в 1969 г. Карлквист и Бострём [222], наблюдая движение неоднородностей свечения полярных сияний, пришли к выводу о том, что в магнитосфере над дугой полярного сияния должны существовать интенсивные (порядка 0,5 В/см в пересчете на уровень ионосферы) электрические поля. Поскольку столь интенсивные поля непосредственно в ионосфере не наблюдаются, авторы [222] предположили, что указанные поля не достигают ионосферы, затухая где-то в вышележащих слоях экзосферы; соответственно силовые линии магнитного поля в этой области уже не могут рассматриваться как эквипотенциальные.

Это предположение подтверждалось также результатами анализа (проведенного Пудовкиным и др. [136]) вариаций крупномасштабных электрических полей в ионосфере, поведение которых заметно отличалось от предполагаемого поведения электрических полей в магнитосфере Земли.

Последующее исследование энергетическихpitch-угловых характеристик потоков авроральных частиц, в свою очередь, приводило к выводу о существовании в магнитосфере достаточно интенсивных электрических полей, направленных вдоль геомагнитного поля, что также свидетельствовало о неэквипотенциальности силовых линий последнего и соответственно об аномально высоком сопротивлении магнитосферной плазмы.

И, наконец, недавно опубликованные результаты непосредственных измерений интенсивности продольных электрических полей в полярной ионосфере и экзосфере на высотах от 200 до 10 000 км показали ограниченность, а в ряде случаев и непригодность модели идеально проводящей плазмы.

Здесь, по-видимому, следует оговориться. Своим заявлением об ограниченности модели идеальной плазмы авторы вовсе не хотят сказать, что эта модель исчерпала себя. Напротив, сфера ее приложения в настоящее время весьма широка и она с успехом используется при выяснении механизма генерации магнитного поля звезд и планет, при построении модели циклической деятельности Солнца, при исследовании общей конфигурации силовых линий магнитного поля в межпланетной среде и в рукавах галактик и во многих других задачах.

Однако при исследовании более тонких процессов (например, таких, как структура отошедшей ударной волны перед магнитосферой Земли, строение магнитопаузы, пересоединение силовых линий межпланетного и земного магнитных полей) эффекты конечной и относительно низкой проводимости плазмы могут играть весьма важную, иногда решающую роль, в особенности там, где в плазме текут сильные электрические токи. Последнее обстоятельство связано с тем, что плотность токов в магнитосфере и в солнечном ветре весьма часто превышает критическую величину, определяющую применимость классических формул для проводимости и других коэффициентов переноса в плазме, и при оценке последних необходимо учитывать коллективные взаимодействия заряженных частиц с развивающимися в плазме волнами. В связи с этим характеристики реальной космической плазмы могут существенно отличаться от параметров гипотетической среды, принятых в идеализированной модели. По-видимому, именно это обстоятельство дало повод Альвену (при этом заметим, что именно Альвен является создателем магнитной гидродинамики как раздела физики плазмы и автором концепции вмороженности магнитного поля в высокопроводящую плазму) заявить, что магнитная гидродинамика описывает по сути дела поведение не реальной плазмы, а некоей идеальной и довольно абстрактной среды, названной им квазиплазмой [172, 173].

Как видно из таблицы, наиболее существенные отклонения реальной плазмы от модельных представлений связаны прежде всего с наличием в ней продольных (т.е. параллельных магнитному полю) электрических полей, обусловленных, в свою очередь, чаще всего либо развитием аномального сопротивления, либо появлением двойных электростатических слоев. Оба названных явления в ряде случаев приводят к одинаковым результатам, в связи с чем различить вызванные ими эффекты удастся далеко не всегда. К тому же условия возникновения аномального сопротивления и двойных слоев, связанные с достижением электрическими токами некоторой критической плотности, также во многом одинаковы. Таким образом, оба явления могут развиваться одновременно в одних и тех же областях магнитосферы и солнечного ветра, обуславливая чрезвычайную сложность и нерегулярность в протекании геофизических процессов. Именно это обстоятельство побудило авторов рассмотреть эти, казалось бы, весьма разнородные явления в рамках одной книги и, по возможности, с единой точки зрения.

Очевидным результатом существования аномального сопротивления и продольных электрических полей в плазме является, как видно из таблицы, нарушение законов вмороженности даже в явлениях глобального характера. Это обстоятельство приводит к необходимости пересмотра решения таких, казалось бы, уже решенных задач, как, например, передача электрического поля солнечного ветра в ионосферу Земли или электродинамическая связь между ионосферой и магнитосферой Земли. Однако решения задач идеальной магнитной гидродинамики при этом не теряют своего значения, но приобретают смысл граничных или начальных условий для соответствующих проблем физики магнитосферы, рассматриваемых в следующем, более близком к реальности приближении. Попытка такого использования решения уравнений идеальной магнитной гидродинамики применительно к проблеме обтекания магнитосферы солнечным ветром будет представлена ниже.

Другим чрезвычайно существенным моментом, отмеченным в таблице, является достаточно настороженное отношение ее автора к модели пересоединения силовых линий магнитного поля как источника энергии для различного рода крупномасштабных процессов в магнитосфере Земли и в солнечном ветре. И в самом деле, в многочисленных геофизических приложениях эта модель, нередко рассматриваемая весьма упрощенно, приводила к сомнительным или даже явно неверным результатам. При этом наиболее часто повторяющейся ошибкой являлось пренебрежение тем обстоятельством, что процесс пересоединения магнитных полей в стационарном случае является не источником электрического поля, а следствием его существования. Самый же факт появления (или отсутствия) электрического поля в области пересоединения определяется условия-

Первое приближение (псевдоплазма)	Второе приближение (реальная плазма)
Однородные модели	Космическая плазма часто имеет сложную неоднородную структуру
$\sigma = \infty$	Проводимость зависит от плотности тока и часто становится очень малой
$E_{  } = 0$	Часто $E_{  } \neq 0$
Магнитные силовые линии "вморожены" и "движутся" вместе с плазмой	Модель вмороженности часто не соответствует реальной картине
Двойными электростатическими слоями пренебрегают	Двойные электростатические слои имеют решающее значение в физике разреженной плазмы
Электромагнитная ситуация представляется посредством распределения силовых линий	В равной степени важно представить распределение токовых линий и замыкание тока
Скорость выделения энергии рассчитывается на основе модели "пересоединения силовых линий"	Скорость выделения энергии $P = EI$ . Пересоединение силовых линий – концепция, вводящая в заблуждение
Волокнистая структура и токовые слои не рассматриваются или рассматриваются неадекватно	Токи текут в виде волокон или тонких слоев
Максвелловское распределение по скоростям	Эффекты немаксвелловского распределения часто являются решающими
Теория математически элегантна и "хорошо развита"	Теории развиты не очень хорошо и часто являются феноменологическими

ми, внешними по отношению к проблеме пересоединения и с нею не связанными. В частности, топология магнитного поля, характерная для проблем пересоединения, может иметь место и при отсутствии электрического поля. Однако никакого выделения энергии в этом случае не происходит и пересоединение носит чисто геометрический смысл (по терминологии Рёдерера, эта ситуация соответствует простому "соединению" полей).

Более подробный анализ этой проблемы также дается ниже (разд. 4.5).

Таким образом, содержание книги оказывается следующим. Изложены теоретические представления о развитии аномального сопротивления и двойных слоев в токонеющей плазме. При этом наряду с изложением более или менее устоявшихся воззрений на развитие ионно-звуковой турбулентности и связанных с нею "прямых" электростатических слоев особое внимание уделено анализу закономерностей развития ионно-циклотронной неустойчивости, относительно слабо освещенной в отечественной литературе, и связанных с этой неустойчивостью косых двойных слоев.

Поскольку параметры и свойства реальной плазмы могут достаточно сильно отличаться от соответствующих характеристик модельной среды, большое внимание в книге уделяется анализу экспериментальных данных, подтверждающих (или опровергающих) существование волновой турбулентности и двойных слоев в магнитосферной плазме и их связи с различными авроральными явлениями (потoki высыпающихся частиц, полярные сияния, продольные токи).

Однако, так как прямые наблюдения аномального сопротивления магнитосферной плазмы с помощью искусственных спутников Земли все еще редки, в книге приводятся результаты его исследования наземными методами.

Относительно низкая проводимость разреженной плазмы сказывается не только на развитии внутримангитосферных процессов, но и на характере взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. В книге дан анализ этого взаимодействия и связанного с ним процесса пересоединения магнитных полей Земли и солнечного ветра.

В результате возбуждения волновой электростатической плазменной турбулентности и, следовательно, коллективных соударений в космической плазме появляются другие аномальные процессы переноса. Так как подробное рассмотрение этих процессов могло бы составить содержание отдельной книги, авторам пришлось ограничиться лишь избранными вопросами, касающимися аномальной диффузии, теплопроводности и недерсеновской проводимости в околоземной космической плазме.

С кругом рассмотренных эффектов плазменной турбулентности в магнитосфере тесно связана проблема аврорального километрового излучения. В книге дан краткий

обзор последних результатов экспериментальных и теоретических исследований, связанных с этой проблемой.

Таким образом, в предлагаемой книге дается последовательное изложение теоретических основ физики аномального сопротивления и двойных потенциальных слоев, приводятся экспериментальные данные, подтверждающие их существование в магнитосфере, и дается несколько примеров, иллюстрирующих ту роль, которую играют эти явления в физике магнитосферы. В то же время другие, не менее важные следствия существования аномального сопротивления и двойных слоев остались вне рамок книги.

Авторы пользуются приятной возможностью выразить свою искреннюю признательность В.С. Семенову, С.А. Зайцевой, Г.А. Скуридину, С.С. Сажину, В.А. Гудковой, А.А. Волосевич, В.Н. Цытовичу за обсуждение различных разделов книги, а также Л.Л. Немцовой, М. Холевой, А.В. Кустову и особенно С.Л. Шалимову за ценные замечания и помощь при оформлении рукописи.



**АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПЛАЗМЕ  
БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

В этом разделе рассматривается проблема аномального сопротивления в разреженной плазме при протекании тока вдоль силовых линий внешнего магнитного поля в приложении, в частности, к продольным токам в магнитосфере Земли. Известно, что аномальное сопротивление, обусловленное взаимодействием частиц с волнами, возникает, когда в плазме возбуждены волны с фазовыми скоростями  $v_{\phi} = \omega/k$ , меньшими, чем средние тепловые скорости или средние направленные скорости относительного движения электронов и ионов плазмы  $\omega/k \ll v_e, u$ .

Из известных волновых неустойчивостей, возбуждаемых при протекании продольных токов, с явлением аномального сопротивления обычно связывают ионно-звуковую, бунемановскую и ионно-циклотронную неустойчивости. Плазму, в которой возбуждены волны, фазы которых случайны, а амплитуды достаточно велики, принято называть турбулентной. Такую плазму часто рассматривают как смесь газов частиц и волн (плазмонов), существенно взаимодействующих между собой. Рассмотрение проблемы аномального сопротивления начнем с того, что напомним вывод формулы для обычного сопротивления в плазме, обусловленного электронно-ионными соударениями, и обсудим пределы применимости этого рассмотрения.

**1.1. КЛАССИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПЛАЗМЕ И ЭФФЕКТ "УБЕГАНИЯ"**

Пусть на плазму, состоящую из двух сортов электронов и ионов с плотностью  $n_e = n_i = n_0$ , наложено внешнее постоянное однородное электрическое поле  $E$ . Для простоты будем считать плазму однородной и безграничной. Если поле достаточно мало, плазма характеризуется обычным столкновительным сопротивлением. В этом простом случае проведем элементарные рассуждения, как это сделано, например, в книге Цытовича [158] или в обзоре Пападопулоса [402].

Под действием электрического поля электроны приобретают направленную скорость относительно ионов, которая в случае отсутствия соударений росла бы линейно со временем пропорционально  $eEt/m_e$ . Считая, что при каждом соударении электрон полностью теряет направленную скорость и сила, действующая на электроны ( $eEn$ ), уравновешивается силой динамического трения электронов о ионы, равной потере направленного импульса в единицу времени  $f_{\text{тр}} = (m_e n v_{ei})$ , получим среднюю направленную скорость

$$u = eE/m_e v_{ei}, \tag{1.1}$$

где  $v_{ei}$  — средняя частота электронно-ионных соударений.

Рассматривая столкновение электрона с ионом с существенным изменением импульса, при котором его потенциальная энергия  $e^2/r_0$  порядка кинетической  $m_e v^2/2$ , можно оценить  $r_0 = 2e^2/m_e v^2$  и получить сечение соударений

$$\sigma = \pi r_0^2 = 4\pi e^4 / m_e^2 v^4.$$

Соответственно частота столкновений

$$v_{ei} = n v \sigma = \frac{4\pi n e^4}{m_e^2 v^3}. \tag{1.2}$$

Когда направленная скорость движения электронов много меньше средней тепловой скорости ( $u \ll v_e$ ), в формулу (1.2) вместо  $v$  можно подставить  $v_e$  и получить

$$v_{ei} = \frac{4\pi n e^4}{m_e^2 v_e^3} = \frac{\omega_{pe}}{4\pi n \lambda_e^3},$$

где  $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$ ,  $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n/m_e$ ;  $n$  - число частиц в единице объема;  $\lambda_e = v_e/\omega_{pe}$  — дебаевская длина.

Легко видеть, что  $v_{ei}$  при  $u \ll v_e$  не зависит от поля  $E$  и направленной скорости  $u$ . Более подробные вычисления, учитывающие дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия, дают частоту электронно-ионных соударений

$$v_{ei}^0 = \frac{\omega_{pe} \ln \Lambda}{4\pi n \lambda_e^3} \equiv \frac{\omega_{pe}^4 \ln \Lambda}{4\pi n v_e^3}, \quad (1.3)$$

где  $\ln \Lambda$  — так называемый кулоновский логарифм, величина которого слабо зависит от параметров плазмы (см., например, книгу Альвена и Фельтхаммера [3]). Для магнитосферных условий  $\ln \Lambda = 5-10$ .

Подставляя формулу (1.3) в (1.1), получим

$$u = \frac{eE}{m_e v_{ei}^0} = \frac{eE}{m_e} \frac{4\pi n \lambda_e^3}{\omega_{pe} \ln \Lambda}, \quad (1.4)$$

и, следовательно, закон Ома в классическом случае можно представить в следующем виде:

$$j = enu = \sigma_0 E, \quad \sigma_0 = \omega_{pe} n \lambda_e^3 / \ln \Lambda. \quad (1.5)$$

Пропорциональность направленной скорости  $u$  и, следовательно, плотности тока  $j = enu$  электрическому полю  $E$  имеет место только при условии  $u \ll v_e$ . Если направленная скорость достаточно велика, так что  $u \gg v_e$ , в формулу (1.2) вместо  $v$  нужно подставить  $u$ . Тогда  $v_{ei}$  будет зависеть от направленной скорости, как  $1/u^3$ , а, значит, сила динамического трения электронов  $f_{тр}$  убывает с ростом направленной скорости пропорционально  $u^{-2}$ . Таким образом, сила динамического трения электронов о ионы при  $u \gg v_e$  уже не может уравновесить действия внешнего электрического поля (рис. 1.1).

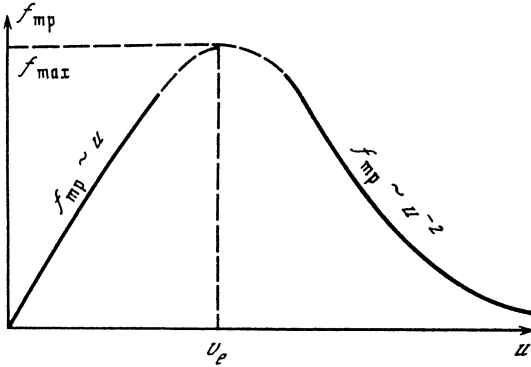


Рис. 1.1. Зависимость силы трения электронов с ионами от скорости  $u$  электронов относительно ионов

Электрическое поле  $E_D$ , называемое часто дрейсеровским [248], при котором сила динамического трения максимальна  $f_{тр} = f_{тр}^{\max}$ , можно оценить, подставив в (1.4)  $u = v_e$ :

$$E_D = m_e v_e v_{ei}^0 / e = e n \Lambda / \lambda_e^2. \quad (1.6)$$

При электрических полях  $E > E_D$  динамическое равновесие электрического поля  $E$  и силы трения при парных столкновениях невозможно. Если учесть только парные соударения, то при  $E > E_D$  все электроны плазмы, помещенной в электрическое поле, должны были бы свободно ускоряться и ток рос бы линейно во времени. Однако, как будет показано в последующих разделах, практически этого не происходит, поскольку в плазме возникает волновая неустойчивость. Хаотические электрические поля нарастающих волн, взаимодействуя с частицами, тормозят их, т.е. доминирующую роль вместо парных электронно-ионных соударений начинают играть коллективные соударения частиц с волнами. Здесь будет уместно напомнить, что дрейсеровское поле  $E_D$  найдено при гидродинамическом подходе к задаче, когда эффект определяется только двумя величинами  $u$  и  $v_e$ . Если же учесть действительное распределение электронов по скоростям, характеризующееся, например, максвелловской функцией распределения, обязательно найдется какое-то количество быстрых электронов, которые попадут в режим неограниченного ускорения, или, как говорят, "убегания", даже при  $E < E_D$

Оценим количество убегающих электронов для случая максвелловского распределения по скоростям. Пусть на плазму наложено некоторое электрическое поле  $E < E_D$ . Если бы все электроны имели одинаковые тепловые скорости, явления убегания не было бы. Однако при наличии теплового разброса существует группа быстрых электронов, которые попадут в режим убегания и при этом малом электрическом поле  $E$ .

Напишем уравнение движения для небольшой группы  $\Delta n'$  быстрых электронов с модулем полной скорости  $v' > v_e$ :

$$m_e n' \frac{du}{dt} = n'(eE - F_{\text{тр}}), \quad (1.7)$$

где  $v'_{ei} = 4\pi n e^4 \ln \Lambda / m_e^2 v'^3 = v_{ei}^0 v_e^3 / v'^3$  при  $u < v'$ ,  $F_{\text{тр}} = m_e u v'_{ei}$ .

Явление убегания в электрическом поле будет иметь место для рассматриваемых частиц, если правая часть уравнения (1.7) будет больше нуля, когда  $F_{\text{тр}} = F_{\text{тр}}^{\text{max}}$ , т.е.  $eE > F_{\text{тр}}^{\text{max}}$ . Учитывая определение дрейсеровского поля  $eE_D = m v_e v_{ei}^0$  и то, что сила динамического трения максимальна при  $u = v'$  и равна  $F_{\text{тр}}^{\text{max}} = v_{ei}^0 m_e v' v_e^3 / v'^3$ , последнее неравенство, определяющее скорость убегания, можно переписать в виде  $v' > v_e (E_D/E)^{1/2}$ .

Итак, электроны со скоростью, большей  $v_e \sqrt{E_D/E}$ , должны попасть в режим убегания. Количество убегающих электронов  $n^*$  может быть оценено для максвелловской функции распределения

$$\frac{n^*}{n} = \int_{v'}^{\infty} f^M(v) dv \sim e^{-E_D/2E}.$$

## 1.2. БУНЕМАНОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

При наложении на электронно-ионную плазму внешнего постоянного электрического поля  $E_0 > E_D$  электроны и ионы начинают ускоряться в противоположных направлениях. Пусть температуры электронов и ионов вначале одинаковы ( $T_e = T_i$ ). В этом случае, когда относительная направленная скорость электронов  $u$  достигнет критической величины порядка электронной тепловой  $v_{Te}$ , начнет развиваться гидродинамическая неустойчивость продольных электронно-ионных электростатических колебаний, приводящая к возникновению плазменной турбулентности и к торможению направленного движения электронов, т.е. к аномальному сопротивлению. Этот эффект был впервые рассмотрен в 1958 г. Бунеманом [213] и исследовался в ряде работ, наиболее важные из которых будут рассмотрены в этом разделе.

Для выяснения физической сущности явления сначала обратимся к случаю, когда направленная скорость  $u$  постоянна. Плазму будем считать для простоты безграничной, однородной и достаточно холодной, пренебрегая тепловыми скоростями по сравнению с направленной, а внешние поля — электрическое и магнитное — положим равными нулю. Повторим известную процедуру исследования неустойчивости для этого случая, используя для анализа уравнения непрерывности и движения для электронов и ионов, а также уравнения Пуассона:

$$\begin{aligned} m_e \left[ \frac{\partial v_e}{\partial t} + (v_e \nabla) v_e \right] &= -eE_1, \quad m_i \left[ \frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \nabla) v_i \right] = eE_1, \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e v_e &= 0, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } n_i v_i = 0, \\ \text{div } E_1 &= 4\pi e(n_i - n_e). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Положим  $v_e = u + v_{e1}$ ,  $v_i = v_{i0} + v_{i1}$ ,  $n_e = n_0 + n_{e1}$ ,  $n_i = n_0 + n_{i1}$ , где  $n_{e1}$ ,  $n_{i1}$ ,  $v_{e1}$ ,  $v_{i1}$  — малые возмущения плотности и скорости электронов и ионов,  $E_1$  — напряженность электрического поля возмущения. Далее будем проводить анализ устойчивости малых возмущений в системе координат, где направленная скорость ионов  $v_{i0} = 0$ .

Любое малое возмущение можно разложить в ряд по плоским волнам. Ограничиваясь одной гармоникой и полагая  $n_{e1}$ ,  $n_{i1}$ ,  $v_{e1}$ ,  $v_{i1}$  пропорциональными  $\exp i(kr - \omega t)$ , где  $k$  — волновой вектор,  $\omega$  — комплексная частота волны, после линеаризации уравнений (1.8)

получим

$$i m_e v_{e1}(\omega - ku) = eE_1, \quad i m_i v_{i1} \omega = -eE_1; \\ -\omega n_{e1} + n_0 k v_{e1} + n_{e1} ku = 0, \quad -\omega n_{i1} + n_0 k v_{i1} = 0.$$

Исключая  $v_{e1}$  и  $v_{i1}$  из первых двух уравнений и подставляя во вторые уравнения, легко получить выражения для  $n_{e1}$  и  $n_{i1}$ :

$$n_{e1} = \frac{-ien_0 k E_1}{m_e(\omega - ku)^2}, \quad n_{i1} = \frac{ien_0 k E_1}{m_i \omega^2}.$$

Наконец, подставляя  $n_{e1}$  и  $n_{i1}$  в уравнение Пуассона, можно увидеть, что оно удовлетворяется лишь тогда, когда имеется вполне определенная связь между частотой  $\omega$  и волновым числом  $k$

$$E^l(\omega, k) \equiv 1 - \omega_{pi}^2/\omega^2 - \omega_{pe}^2/(\omega - ku)^2 = 0. \quad (1.9)$$

Последнее уравнение — дисперсионное, оно определяет зависимость  $\omega(k)$  и при  $\text{Im} \omega(k) > 0$  соответствует экспоненциально нарастающим возмущениям.

Более общая и строгая процедура исследования возможных волновых возмущений в плазме изложена во многих книгах по физике плазмы (см., например [2, 9, 44, 164]). Эта процедура для продольных волн ( $k \parallel E_1$ ), представляющих основной интерес для проблемы аномального сопротивления, сводится к следующему. Сначала на основе кинетических уравнений для частиц или уравнений гидродинамики находят продольную диэлектрическую проницаемость плазмы  $\epsilon^l(\omega, k) = 1 + 4\pi i \sigma^l(\omega, k) \omega^{-1}$ , где  $\sigma^l(\omega, k)$  — продольная проводимость плазмы, после чего исследуют решения дисперсионного соотношения, которое является условием существования волн:

$$\epsilon^l(\omega, k) = 0.$$

Реальная часть полученной из дисперсионного соотношения зависимости  $\omega = \omega(k) = \omega'(k) + i\gamma(k)$  определяет спектр волн  $\omega'(k)$ , т.е. частоту волны при заданном волновом числе возмущения, а мнимая часть  $\gamma(k)$  — декремент затухания (если  $\gamma < 0$ ) или инкремент нарастания (если  $\gamma > 0$ ) волн.

Дисперсионное уравнение (1.9) — уравнение четвертой степени для  $\omega$  при заданном  $k$ , оно имеет четыре комплексных корня. Один из корней можно найти из (1.9) методом последовательных приближений, пренебрегая в нулевом приближении вторым членом:

$$\omega_1 = \left[ 1 + a - \frac{a\left(1 + \frac{a}{2}\right)\delta}{(1+a)^2} \right] \omega_{pe}, \quad a = \frac{ku}{\omega_{pe}}, \quad \delta = \frac{m_e}{m_i}; \quad (1.10)$$

он соответствует незатухающим высокочастотным колебаниям, не представляющим интерес для рассматриваемой задачи. Однако, зная решение (1.10), уравнение (1.9) можно свести к кубическому:

$$p^3 + i \left[ 1 - a - \frac{a(a+2)}{2(a+1)^2} \delta \right] p^2 + \frac{a(a+2)}{(1+a)^2} \delta p - i \frac{\delta a^2}{1+a} = 0. \quad (1.11)$$

Решая уравнение (1.11), получим

$$\frac{\omega}{\omega_{pe}} = -\frac{1}{3} \left[ 1 - a - \frac{a(a+2)}{2(1+a)^2} \delta \right] - iy_{2,3,4},$$

где

$$y_2 = -i(\Phi_+ - \Phi_-), \quad y_3 = (i/2)(\Phi_+ + \Phi_-) - (\sqrt{3}/2)(\Phi_+ - \Phi_-),$$

$$y_4 = (i/2)(\Phi_+ + \Phi_-) + (\sqrt{3}/2)(\Phi_+ - \Phi_-),$$

$$\Phi_{\pm} = \left\{ \left( \frac{1-a}{3} \right)^3 - \frac{a(4+9a+6a^2-a^3)}{18(1+a)^2} \right\}^{\pm}$$

$$\pm \left[ \left( \frac{1-a}{3} \right)^3 \frac{a^2}{1+a} \delta + \frac{a^2(4+9a+6a^2-a^3)}{18^2(1+a)^4} \delta \right]^{\frac{1}{2}} \Bigg\}^{\frac{1}{2}}.$$

Анализ показывает, что решение  $\omega_2$  соответствует также незатухающим высокочастотным ( $\omega_2 \gg \omega_{pi}$ ) колебаниям, решение  $\omega_3$  — затухающим колебаниям, а решение  $\omega_4$  — нарастающим колебаниям.

Область неустойчивости для последнего решения, где  $\text{Im}\omega_4 \equiv \gamma > 0$ , соответствует интервалу  $0 < a < 1 + 3/2\delta^{1/3}$ . При  $(1 - a^2) \gg \delta^{1/3}$  и  $a > 0$  можно из (1.11) получить  $\gamma = \omega_{pi} a (1 - a^2)^{-1/2}$  и  $\omega = \omega_{pi} a \sqrt{\delta(1 - a^2)^2}$ . Инкремент нарастания в зависимости от  $a = ku/\omega_{pe}$  имеет резкий максимум  $\gamma_{\text{max}} = \omega_{pi}(m_i/m_e)^{1/6}(\sqrt{3}/2^{1/3})$  при  $\omega_{pe} = ku$  шириной  $\Delta(ku) \approx 3\omega_{pe}(m_e/m_i)^{1/6}$ , что соответствует  $0,25\omega_{pe}$  для водородной плазмы. Частота  $\omega'$  при этом также порядка  $\omega_{pi}$ , так что бунемановская неустойчивость является аperiодической. Подчеркнем, что анализ неустойчивости плазмы с направленным движением электронов относительно ионов был проведен для холодной плазмы, в которой  $v_{Te} \ll u$ .

Вопрос о том, с какого дрейфа начинает действовать механизм нарастания колебаний, если тепловая энергия электронов сравнима с направленной энергией, рассматривался Бунеманом на основе кинетических уравнений и уравнения Пуассона. Дисперсионное уравнение, учитывающее максвелловское распределение электронов и ионов по скоростям и являющееся обобщением дисперсионного уравнения (1.9), имеет вид

$$g\left(\frac{\frac{\omega}{k}}{(2T/m_i)^{1/2}}\right) + g\left(\frac{\frac{\omega}{k} - u}{(2T/m_e)^{1/2}}\right) = \frac{2k^2 v_e^2}{\omega_{pe}^2}, \quad (1.12)$$

где

$$g(z) = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q \exp(-q^2) dq}{q - z}, \quad \omega = \omega' - i\gamma, \quad v_e = (T_e/m_e)^{1/2}.$$

Бунеман, проанализировав уравнение (1.12), показал, во-первых, что при любой скорости дрейфа могут нарастать только флуктуации с длиной волны больше, чем  $8,3 \sqrt{2} v_e / \omega_{pe}$  и, во-вторых, что нарастание флуктуаций будет иметь место, если направленная скорость будет больше  $1,3v_e$ , т.е. кинетическая энергия направленного движения электронов должна достичь  $0,9T_e$ , чтобы началось нарастание флуктуаций.

При меньших, чем  $8,3 \sqrt{2} v_e / \omega_{pe}$ , длинах волн и энергиях направленного движения меньших, чем  $0,9 T_e$ , затухание Ландау будет преобладать над процессом возрастания амплитуды. Интересен вопрос, как при описанной неустойчивости развивается заданное в начальный момент локальное возмущение?

Проследим пространственно-временную эволюцию локального одномерного возмущения; имеющего форму  $\delta$ -функции при  $t = 0$ , т.е.

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-ik_1 x} dk_1.$$

В момент времени  $t$  возмущение будет иметь вид:

$$f(x, t) = (2\pi)^{-1} \int \exp[i(\omega_4(k)t - kx)] dk,$$

где  $\omega_4(k)$  — нарастающее решение дисперсионного уравнения.

Применяя метод перевала, т.е. разлагая показатель в экспоненте  $\varphi(k) = \omega_4(k)t - kx$  по  $k$  около точки, где  $\partial\varphi/\partial k = 0$ , Бунеман нашел первый, независимый от  $k$  член в экспоненте (в основном определяющий  $\varphi(k)$ ):

$$\varphi(k) = -i\omega_{pe} \frac{x}{u} + \frac{3}{2} i e^{-i\frac{\pi}{3}} \frac{1}{u} [\omega_{pe} \omega_{pi}^2 (ut - x)^2 x]^{1/2}. \quad (1.13)$$

При этом учет в разложении квадратичного члена по  $k$  приводит к множителю, слабо зависящему от  $x$  и  $t$ .

Из последнего выражения видно, что логарифм затухания амплитуды возмущения растет как  $(ut - x)^{2/3} x^{1/3}$ , т.е. с течением времени возмущение как бы "вытягивается" между своим первоначальным положением и положением  $x = ut$ . Возмущение повсюду нарастает, причем неодинаково: максимум возмущения имеет скорость  $u/3$ .

Начало координат, т.е. точка, где возмущение было задано при  $t = 0$ , в таком процессе никогда не "очищается" от первоначального возмущения, что говорит о невозможности применения такого механизма для контролируемого усиления.

Изучение мнимой части выражения (1.13) показывает, что она близка к  $\omega_{pe}x/u$ .

Нарастая со временем из-за неустойчивости, флюктуации будут черпать энергию из энергии направленного движения. В результате должно произойти уменьшение направленного движения электронов до значения  $u < u_{кр}$ , при котором плазма устойчива, т.е. происходит срыв неустойчивости. Следуя Бунеману, время, за которое плотность энергии нарастающих в результате неустойчивости флюктуаций (плотность энергии турбулентности)  $W_{турб}$  станет одного порядка с плотностью энергии направленного движения электронов  $nmu^2/2$ , грубо говоря, можно считать оценкой времени "срыва" неустойчивости  $t_{ср}$ .

Рассмотрим вопрос, с какого уровня интенсивности флюктуаций начинается процесс их нарастания.

В равновесной плазме энергия распределена как среди  $6n$  степеней свободы электронов и ионов, так и среди "свободных" плазменных колебаний. Число степеней свободы, соответствующее незатухающим плазменным колебаниям, оценим следующим образом. Допустим, что до ускорения электронов электрическим полем в плазме имели место колебания всех длин волн. Ввиду наличия в максвелловском распределении по скоростям достаточного количества электронов со скоростями  $v_* = 4,2 v_{Te}$  (условно по Бунеману) волны длиной  $\lambda \leq 2\pi v_*/\omega_{pe}$  будут подвергаться затуханию Ландау, которое определяется равенством фазовой скорости волны и скорости определенной группы электронов. Волны большей длины, грубо говоря, подвергаться затуханию Ландау не будут, так как число частиц со скоростями  $v > v_*$  в максвелловском хвосте ничтожно мало. Отсюда, плазменные колебания с фазовыми скоростями  $v_{ф} > v_*$ , т.е. с  $k < k_* \equiv \omega_{pe}/v_*$ , можно рассматривать как "свободные моды". С другой стороны, если рассматривается плазма с линейным размером  $L$  по одной из осей координат, волновые числа вдоль этой оси должны быть кратными  $2\pi/L$ , т.е. в  $k$ -пространстве волновых чисел точки, соответствующие возможным дискретным волновым векторам, должны лежать на расстояниях  $2\pi/L$  друг от друга по всем трем направлениям. Это дает  $\frac{4}{3}\pi k_*^3 L_x L_y L_z / (2\pi)^3$  свободных осцилляторов, каждый из которых несет энергию (кинетическую и полевую). Здесь  $L_x L_y L_z = V$  — объем плазмы,  $L_x L_y L_z$  — ее линейные размеры. Если полагать, что при неустойчивости будут возрастать флюктуации с  $k_x = \omega_{pe}/u$  на интервале

$$\delta k_x = 3\omega_{pe} (m_e/m_i)^{1/3} u^{-1},$$

то из всего пространства волновых чисел нужно выделить лишь слой толщиной  $\delta k_x$  и радиусом, приблизительно равным  $k_*$ , поскольку расстояние от начала координат в  $k$ -пространстве до шарового слоя, принимаемого приближенно за диск,  $\omega_{pe}/u \ll k_*$ , так как  $u \gg v_{Te}$ .

В рассматриваемом диске в  $k$ -пространстве имеется  $\pi k_*^2 \delta k_x V / (2\pi)^3$  свободных мод, каждая с энергией  $T$ .

Отношение начальной энергии флюктуаций, нарастающих при неустойчивости, к энергии направленного движения на единицу объема будет следующим:

$$\mu = \frac{\delta k k_*^2 \pi T}{(2\pi)^3 n m_e u^2 / 2} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \frac{1}{n} \left(\frac{\omega_{pe}}{2\pi u}\right)^3;$$

для водородной плазмы, например, при  $T_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $u = 1,3v_{Te}$ ,  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ ,  $\mu = 10^{-11}$ . Так как энергия турбулентности растет как  $\exp(2\gamma_{\max} t)$ , где  $\gamma_{\max}$  — максимальное значение инкремента нарастания ( $0,056\omega_{pe}$  для водорода), то время срыва неустойчивости находится из уравнения  $\mu \exp(2\gamma_{\max} t) = 1$ , что для приведенного примера составит 36 плазменных периодов  $2\pi/\omega_{pe}$ .

Теперь после проведенного анализа неустойчивости изотермической плазмы с постоянной скоростью дрейфа электронов относительно ионов ( $u = \text{const}$ ) перейдем к анализу ситуации, когда плазма находится в постоянном электрическом поле.

Направленная скорость в этом случае создается приложенным электрическим полем и считать ее постоянной в общем случае нельзя. Начнем с грубой оценки аномального сопротивления, предполагая, что неустойчивость приводит к некоторому квазистациона-

нарному турбулентному состоянию, характеризующемуся некоторым, также постоянным аномальным сопротивлением и постоянной плотностью тока. Правда, более детальные исследования показали, что последнее предположение не оправдалось, так что приводимые оценки могут быть справедливы лишь для короткого промежутка времени от начала развития неустойчивости порядка сотен плазменных периодов.

Итак, если постоянное электрическое поле вызовет направленное движение электронов со скоростью  $u > u_{кр}$ , разовьется неустойчивость и согласно описанному механизму энергия направленного движения перейдет в энергию турбулентности. Коллективные столкновения турбулентных пульсаций с частицами приведут к уменьшению направленной скорости до значения  $u < u_{кр}$ , и произойдут срыв неустойчивости и превращение энергии турбулентного движения в тепловую.

Однако постоянное электрическое поле снова ускорит электроны до направленной скорости выше критической и снова повторится процесс развития неустойчивости и интенсивного торможения направленного движения. Можно полагать, что время повторения таких процессов интенсивного торможения порядка времени релаксации и равно  $2\pi\beta/\omega_{pi}$  — нескольким ионным плазменным периодам ( $\beta \approx 2$ ).

Следовательно, частота коллективных соударений  $\nu^* \approx \omega_{pi}/2\pi\beta$ , а проводимость [213]

$$\sigma_B \approx \frac{\beta}{2} (m_i/m_e)^{1/2} \omega_{pe}. \quad (\text{Для водородной плазмы } \sigma_B = 50 \omega_{pe}).$$

В последнее время для бунемановской проводимости часто применяют оценку  $\sigma_B = \frac{1}{5} (m_i/m_e)^{1/2} \omega_{pe}$ . (Для водородной плазмы  $\sigma_B \approx 9 \omega_{pe}$ ).

Рассмотрим детально случай, когда электрическое поле умеренной величины медленно увеличивает направленную скорость электронов  $u(t)$ , и в то же время нарастают турбулентные пульсации, в конце концов приводя к динамическому торможению и установлению постоянной скорости [213]. Отметим критерий применимости излагаемого "адиабатического" подхода:

$$eE/m_e \gamma_{max} \ll \omega_{pe}/k = u.$$

т.е. электрическое поле не очень велико, так что за время порядка  $1/\gamma_{max}$  приращение скорости  $\delta u$  благодаря ускорению постоянным электрическим полем много меньше  $u$ . Кривую  $\gamma(ku)$ , имеющую максимум  $\gamma_{max}$  при  $ku = \omega_{pe}$  для грубых оценок удобно заменить "прямоугольной" функцией, т.е. для  $ku$  около величины  $\omega_{pe}$  в интервале ширины  $0,25 \omega_{pe}$  инкремент нарастания равен  $\gamma_{max}$ , а вне этого интервала равен нулю. Нарастание отдельной гармоники с волновым числом  $k$  продолжается только до тех пор, пока величина  $u(t)$  находится внутри интервала  $\delta u = \omega_{pe}/4k$  около  $\omega_{pe}/k$ .

Продолжительность нарастания гармоники с волновым числом  $k$  ограничена временем  $\delta t = (\delta u) m_e/eE$ , и энергия гармоники увеличивается за это время в  $e^{\tau}$  раз, где

$$\tau(k) = 2\gamma_{max} \delta t = 2\gamma_{max} (\omega_{pe}/4k) (m_e/eE),$$

$$u(t) = \omega_{pe}/k = eEt/m_e.$$

В момент  $t$  гармоники с  $k = \omega_{pe}/u(t) = m_e \omega_{pe}/eEt$  неустойчивы. Сначала становятся неустойчивыми гармоники с большими  $k$ , и к моменту  $t_1$  все гармоники с  $k > \frac{m_e \omega_{pe}}{eEt}$  прой-

дут интервал времени нарастания волн. Максимальное нарастание волн будет достигаться более "поздними" гармониками с самыми малыми волновыми числами.

Верхний предел  $k$  определяется дебаевской длиной  $k_* \approx 1/4,2\lambda_e$ . Однако часто еще более серьезное ограничение сверху дает условие адиабатичности  $k \ll \omega_{pe} m_e \gamma_{max}/eE$ . Интегрируя по всем волновым числам, можно найти полное нарастание энергии.

Начальная флуктуационная энергия составляет  $\delta k n e^2 / 36\pi$ . Выразив  $\delta k$  через  $\delta \tau$ :

$$\delta k = - m_e \omega_{pe} \gamma_{max} \delta \tau / 2\tau^2 eE,$$

получим полную турбулентную энергию в зависимости от  $\tau$ :

$$W_{турб} = \frac{e m_e \omega_{pe} \gamma_{max} n}{72\pi E} \int_1^{\tau_1} \exp(\tau) \frac{d\tau}{\tau^2}.$$

Для больших  $\tau = \tau_1 \gg 1$  интеграл малочувствителен к нижнему пределу и может быть оце-

нен как  $\exp(\tau_1)/\tau_1^2$ . Энергия направленного движения в момент  $t_1$

$$W_D = \frac{n(eEt_1)^2}{2m_e} = \frac{2e^2 E^2 n \tau_1^2}{m_e \gamma_{\max}^2},$$

$$\text{учитывая, что } u = \omega_{pe}/k = eEt/m_e, \tau = \frac{\gamma_{\max}}{2} \frac{\omega_{pe}}{k} \frac{m_e}{eE}.$$

Считая, что условие резкого торможения направленного движения и установления постоянного турбулентного тока соответствует  $W_D \approx W_{\text{турб}}$ , получим уравнение для определения  $\tau_1$ :

$$(25E)^3 / n^2 e^3 \tau_1^4 \approx e^{\tau_1}, \quad t_1 = 2\tau_1 / \gamma_m.$$

Численные оценки дают, что для широкого диапазона приложенных полей  $t_1 \sim 10 (2\pi/\omega_{pe})$ .

До сих пор в проведенном анализе допускалось, что электрическое поле  $E$  не слишком велико и за время  $\gamma_{\max}^{-1}$  приращение скорости электронов  $\Delta u = eE/m\gamma_{\max}$  пренебрежимо мало по сравнению с  $u$ , т. е. можно считать, что за время нарастания колебаний пучок движется равномерно (адиабатическое приближение). Необходимо подчеркнуть, что полученным выражением для инкремента бунемановской неустойчивости можно пользоваться, если за время  $\gamma_{\max}^{-1}$  условие резонанса  $|\omega_{pe} - ku| \leq \gamma_{\max}$  не успевает нарушиться из-за наличия ускорения в электрическом поле.

Случай не очень малых электрических полей, когда при рассмотрении эволюции возмущений важен учет ускорения ( $\dot{u} \neq 0$ ), рассматривался в работах Липеровской [96] и Ловецкого и Рухадзе [110]. В работе [96] были получены поправки к инкременту нарастания электронно-ионных колебаний, связанные с наличием ускорения для очень больших полей, а для достаточно больших полей была получена явная зависимость компоненты фурье-возмущения электронной плотности  $\rho_k(t)$  в гидродинамическом приближении. Выражение для  $\rho_k(t)$ , являющееся решением дифференциального уравнения четвертого порядка, достаточно громоздко, и мы его здесь не приводим.

В более общем случае с учетом релятивистских эффектов неадиабатическая теория поведения плазмы в сильном постоянном электрическом поле развита в работе [110]. В ней получено уравнение второго порядка для колебаний неравновесной плотности ионов и найдено его решение.

Из работ [96, 110] следует, что при достаточно больших электрических полях нарастание колебаний при "прохождении" области неустойчивости сравнительно невелико. Критерием прохождения гармоникой с волновым числом  $k$  области неустойчивости без существенного нарастания является неравенство

$$eEk/m_e > \omega_{pe}^2 \sqrt{m_e/m_i}.$$

Если это условие выполняется для всего спектра, т. е.

$$E > E_{\max} = \omega_{pe}^2 \sqrt{m_e/m_i} (ek_{\min}/m_e)^{-1} = 2n_0 eL \sqrt{m_e/m_i}, \quad (k_{\min} = 2\pi/L),$$

где  $L$  — размер системы, то его можно считать условием отсутствия торможения электронного потока при взаимодействии с колебаниями.

Более подробно рассмотрению в адиабатическом приближении ( $\dot{u}^e \ll |\omega|u^e$ ) процесса торможения электронов на турбулентных пульсациях в сильном электрическом поле ( $E > E_D$ ) посвящена работа Шапиро [161].

Исходная система уравнений в этой работе состоит из уравнений Больцмана—Власова для электронов и ионов и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial f^{e,i}}{\partial t} + v \frac{\partial f^{e,i}}{\partial r} \mp \frac{e}{m_{e,i}} (E_0 + E_1) \frac{\partial f^{e,i}}{\partial v} = 0;$$

$$\text{div } E_1 = 4\pi e (\int f^i dv - \int f^e dv).$$

Предполагается, что функции распределения могут быть представлены в виде

$$f^{e,i}(v, r, t) = f_0^{e,i}(v, t) + f_1^{e,i}(v, r, t),$$

(причем  $\langle f_1^{e,i}(v, r, t) \rangle = 1/V \int f_1^{e,i} dr = 0$ , где  $V$  — произвольный макроскопический объем), а  $E_1(r, t) = \Sigma(E_k(t) \cos(kr) + E'_k \sin(kr))$ .



Используя эти предположения, можно получить квазинелинейное кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f_0^{e,i}}{\partial t} \mp \frac{e}{m_{e,i}} E_0 \frac{\partial f_0^{e,i}}{\partial v} \mp \frac{e}{m_{e,i}} \left\langle E_1 \frac{\partial f_1^{e,i}}{\partial v} \right\rangle = 0. \quad (1.14)$$

Умножив (1,14) на  $m_{e,i} v$  и интегрируя по скоростям, можно получить уравнение для направленного импульса электронов и ионов плазмы:

$$dP_0^{e,i}/dt = \pm en_0 E_0 \pm e \langle n_1^{e,i} E_1 \rangle,$$

$$(n_1^{e,i} = \int f_1^{e,i} dv).$$

Все рассмотрение проведено при условии линейности колебаний  $eE_k/m\omega u_0 \ll 1$ , где  $E_k$  — амплитуда колебаний с волновым числом  $k$ .

В [161] проведено вычисление эффективной тормозящей силы:

$$F^e = -e \langle n_1^e E_1 \rangle = -\frac{e}{V} \int \sum_k E_{1k} \sum_{k'} n_{1k}^e dr.$$

При этом были использованы гидродинамические уравнения движения, непрерывности и уравнения Пуассона, а также дисперсионное уравнение (1.9), дающее комплексную частоту колебаний  $\omega - i\gamma$ . Начальная амплитуда колебаний была определена из условия

$$(E_k^2 V/8\pi) = T_{\text{нач}}.$$

В результате вычислений было получено уравнение для направленного импульса в виде

$$\begin{aligned} \frac{dP_{0z}^e}{dt} = & -en_0 E_0 \cdot \left\{ 1 + \frac{m_e}{m_i} \frac{64\pi\sqrt{2\pi}}{|\alpha''(y^e)|^{1/2}} \left(\frac{E_g}{E_0}\right)^3 \times \right. \\ & \left. \times \frac{1}{y^e} \frac{x_r^e x_i^e}{(x_r^{e2} + x_i^{e2})^2} \left[ \frac{y^{e2}}{(y^e - x_r^e)^2} + \frac{x^{e2} - x_i^{e2}}{x_r^e y^e} \right] \frac{e^{\alpha(y^e)\tau}}{\tau^{5/2}} \right\}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где

$$E_g = en_0^{2/3}, \quad \tau = \omega_{pe} t, \quad \alpha(y) = \frac{2}{y} \int_0^y x_i(y') dy',$$

$$x_r^e = \omega(y^e)/\omega_{pe}, \quad x_i^e = \gamma(y^e)/\omega_{pe}, \quad y = -k_x u_0^e/\omega_{pe};$$

$y^e$  определяется из уравнения  $\alpha'(y) = 0$ ;

$\omega = \omega' - i\gamma$  — решение дисперсионного уравнения.

Приближенное интегрирование уравнения (1.15) для водородной плазмы дает

$$P_{0z} = -\frac{en_0 E_0}{\omega_{pe}} \left\{ \tau - \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \left(\frac{E_g}{E_0}\right)^3 \frac{\pi^{3/2} e^{\alpha_e \tau}}{5\alpha_e \tau^{5/2}} \left[ 1 + \frac{5}{2\alpha_e \tau} + \dots \right] \right\}$$

для  $\frac{1}{\alpha_e} \ll \tau \leq \tau_e$ , где  $\alpha_e = 0,049$ ,  $\tau_e/\omega_{pe} = t_e$  — время, соответствующее достижению максимального импульса.

Из написанного выражения видно, что электроны сначала ускоряются линейно со временем, а потом начинают тормозиться благодаря их взаимодействию с турбулентными пульсациями.

Максимальный импульс электронного потока достигается при  $\tau_e$ , определяемом из уравнения

$$1 = \frac{\pi^{3/2}}{5} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \left(\frac{E_g}{E_0}\right)^3 \frac{e^{\alpha_e \tau_e}}{\tau_e^{5/2}}.$$

Максимальное значение направленного электронного импульса определяется формулой

$$P_{0z, \max} = - \frac{en_0 E_0}{\omega_{pe}} \left\{ \tau_e - \frac{1}{\alpha_e} \left( 1 + \frac{5}{2\alpha_e \tau_e} \right) \right\} \approx - \frac{en_0 E \tau_e}{\omega_{pe}},$$

что соответствует максимальной проводимости плазмы

$$\sigma_{B, \max} \approx \frac{\omega_{pe}}{4\pi} \tau_e.$$

Для водородной плазмы  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $E_0 = 10^{-3} \text{ В/м}$ ,  $\tau_e = 320$  и  $\sigma_{B, \max}^* = 25 \omega_{pe}$ . При временах  $t > t_e$  уравнение (1.15) становится неприменимым в связи с ростом электронной температуры, уменьшением инкремента нарастания и появлением нелинейных эффектов.

Оценки, проведенные в [161], показали, что при временах порядка  $t_e$  энергия плазменных колебаний много меньше направленной энергии, а, следовательно, амплитуды колебаний малы по сравнению с теми, при которых значительны нелинейные эффекты взаимодействия волн.

В работе [162] Шапиро была рассмотрена та же задача о торможении электронов на турбулентных пульсациях на основе кинетического уравнения. При переходе к

переменной  $W = v - u_0^{e,i}, u_0^{e,i} = \pm \frac{e}{m_{ei} \omega} \int E_0 d\tau$ , уравнение (1.14) приобретает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} \pm \frac{e}{m_{ei}} \left\langle E \frac{\partial f^{e,i}}{\partial W} \right\rangle = 0.$$

После подстановки в это уравнение разложений

$$E = \sum_k E_k \exp \left\{ i(kr - \int_0^t \omega_k d\tau) \right\}$$

$$f^{e,i} = \sum_k f_k^{e,i} \exp \left\{ i(kr - \int_0^t \omega_k d\tau) \right\}$$

и использования обычных формул линеаризованной теории:

$$f_k^{e,i} = \pm \frac{e}{m_{e,i}} E_k \frac{\partial f^{e,i}(t, W)}{dW} \frac{1}{i[k(W + u_0^{e,i}) - \tilde{\omega}_k]},$$

где  $\tilde{\omega}_k = \omega_r - i\gamma_k$  — решение дисперсионного уравнения, было получено уравнение для  $f^{e,i}$ :

$$\frac{\partial f^{e,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial W_i} (\alpha_i^{e,i} \cdot f_0^{e,i}) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial W_i \partial W_j} (\beta_{ij}^{e,i} f_0^{e,i}).$$

Здесь  $\alpha_i^{e,i}$  и  $\beta_{ij}^{e,i}$  — довольно сложные интегралы, зависящие от параметров  $W, u_0, t$ . Уравнение для фурье-компонент решалось методом последовательных приближений причем как параметр разложения использовалось отношение  $W/u_0$ . В результате были найдены довольно громоздкого вида функции распределения, имеющие различные продольные и поперечные температуры, зависящие от времени:

$$\theta_{\perp}(t) = (\theta_0/2) [1 - \gamma_0 + \sqrt{(1 - \gamma_0)^2 + 4\delta_0}];$$

$$\theta_{\parallel}(t) = \theta_0 (1 + 2\gamma_0);$$

$$\gamma_0 = 18\pi^{3/2} (E_g/E_0)^3 (e^{\alpha_e \tau} / \tau^{7/2}) \ln \left( 1 + \frac{m u_0^2}{3\pi^2 \theta_0} \right);$$

$$\delta_0 = \frac{1,4}{\pi^{3/2}} \frac{E_D}{E_0} e^{\alpha_e \tau} / \tau^{3/2}; \quad E_D = e/\lambda_D^2; \quad \alpha_e \tau \gg 1.$$

Рост тепловой энергии в плазме связан с затуханием Ландау. Интересно отметить, что со временем достигается анизотропия температур, в связи с чем уравнение для импульса (1.15) модифицируется:

$$\frac{dP_{0z}^e}{dt} = en_0 E_0 \left[ 1 - \frac{1,4}{\sqrt{\pi}} \frac{\theta_0}{\theta_{\perp}} \left( \frac{E_g}{E_0} \right)^3 \frac{e^{\alpha e \tau}}{\tau^{5/2}} \right].$$

Максимальный импульс электронного потока достигается при  $\tau_1$ , определяемом из уравнения

$$1 = \frac{1,4}{\sqrt{\pi}} \frac{\theta_0}{\theta_{\perp}(\tau_1)} \left( \frac{E_g}{E_0} \right)^3 \frac{e^{\alpha e \tau_1}}{\tau_1^{5/2}}.$$

При  $\tau_1 \gg \tau_e$  теория, очевидно, неприменима, так как плазма становится неизотермической и аномальное сопротивление уже будет определяться ионно-звуковой неустойчивостью.

Развитую бунемановскую турбулентность, очевидно, нужно рассматривать с позиций сильной турбулентности. Тогда оценить аномальное сопротивление при бунемановской неустойчивости можно следующим образом [40]. Приняв соотношение между энергиями электронов и ионов, согласно [40],  $\Delta \epsilon_i / \Delta \epsilon_e \approx \epsilon_i / \epsilon_e \approx \omega / ku$ , положив  $\gamma^e \approx 2,4 \omega_{pi}$  для водородной плазмы и учитывая, что  $\epsilon_e \approx nm \langle v \rangle^2 / 2$ ,  $\epsilon_i \approx W_{\text{турб}}$  и  $\langle v \rangle \approx u$ , легко получить оценку

$$\nu^* = (mnu^2)^{-1} \int \gamma_k^e W_k \frac{ku}{\omega} \frac{dk}{(2\pi)^3} \approx 1,2 \omega_{pi}$$

и соответственно  $\sigma_B \approx 3 \omega_{pe}$ .

Нелинейная теория бунемановской неустойчивости развивалась далее Давидсоном [242] в одномерном случае. Было найдено, что неустойчивость достигает насыщения при захвате электронов в электростатические "ловушки" и что система приходит к "граничной стабильности" при нагреве электронов вблизи точки, где  $u \approx v_e$ .

Главный эффект нелинейного процесса — это тенденция к изотропии. Довольно острый спектр с  $k = \omega_{pe} / u$ , созданный при линейном нарастании, будет расплываться и в конце концов изотропия будет восстановлена, а энергия направленного движения распределится поровну среди всех возможных плазменных осцилляторов.

Качественно "турбулентное" перемешивание происходит так.

Электронные слои колеблются и воздвигают "стенку" пространственного заряда, от которой последующие электроны отражаются, т.е. происходят "коллективные столкновения".

Первая электронная стенка рассеивает электроны в течение короткого времени, затем пропадает, после чего интенсифицируется снова и вызывает дальнейшие отражения. Некоторые электроны, уже претерпевшие одно отражение, отражаются снова от другой стенки и являются захваченными.

Другие электроны имеют достаточно энергии, чтобы пройти все стенки в обоих направлениях. Появление перемешивания ведет к многопоточности. Очень малая часть энергии порядка  $(m_e / m_i)^{1/3}$  переходит к ионам (в хвост функции распределения). Эти исследования были проведены при предположении о первоначально заданном дрейфе электронов относительно ионов. Аналогичные исследования, явно учитывающие внешнее электрическое поле  $E_0$ , были проделаны в работах [198, 210, 380, 398].

На основе нелинейной теории бунемановской неустойчивости можно ожидать следующую картину. Электроны сначала свободно ускоряются, пока не достигнут пороговой скорости  $u \approx v_{Te}$ , при которой начинается развитие неустойчивости. Далее электроны теряют свой направленный импульс, направленная скорость сохраняется постоянной, а электроны нагреваются до  $v_{Te} > u$ . После этого неустойчивость срывается и процесс повторяется. Численный эксперимент подтвердил такую картину, в которой нет постоянного аномального сопротивления, а имеются только всплески аномального сопротивления во времени, состоящие из почти квадратных импульсов (рис. 1.2).

Основные черты такого режима, согласно [200]:

а) энергия, вкладываемая в систему, расходуется преимущественно на ускорение и нагрев;

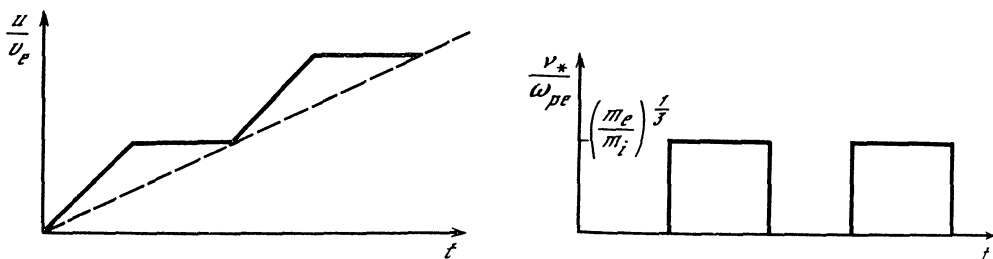


Рис. 1.2. Всплески аномального сопротивления при бунемановской неустойчивости

б) система, по-видимому, развивается некоторым "самоподобным" образом, при котором  $u \sim t$ ,  $v_{Te} \sim t \langle E_1 \rangle^2 / 8\pi n T_e \approx \text{const}$ ,  $\langle k \rangle^{-1} \sim t$ , электронная функция распределения, в частности, остается самоподобной;

в)  $u = v_{Te}$  с достаточно высокой степенью точности.

Таким образом, бунемановская неустойчивость не приводит к квазистационарному аномальному сопротивлению. Одна из деталей "наблюдений" на этом машинном эксперименте состоит в том, что даже в случае, когда темп электронного ускорения много меньше темпа нарастания ионно-звуковой неустойчивости и  $T_e \gg T_i$ , ионно-звуковая неустойчивость в машинном эксперименте не наблюдалась.

Бунемановская неустойчивость одномерна при  $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ , причем в одномерной системе эта неустойчивость не может обеспечить постоянного аномального сопротивления и предотвратить убегания электронов.

Однако двумерный машинный эксперимент [346] показал, что бунемановская неустойчивость переходит в ионно-звуковую, если ее порог превзойден.

В работе [40] также отмечалось, что бунемановская неустойчивость должна переходить в ионно-звуковую, поскольку она приводит к более быстрому нагреву электронов, чем ионов  $T_e'/T_i' \approx \sqrt{m_i/m_e} \gg 1$ .

Численное моделирование эволюции бунемановской неустойчивости [16], [193] показало, что на ее нелинейной стадии происходит образование короткоживущих нестационарных двойных слоев, перепад потенциала в которых нарастает со временем по взрывному закону  $\varphi \sim (t_0 - t)^{-2}$  и достигает величины, более чем на два порядка превышающей тепловую энергию.

Нелинейной теории бунемановской неустойчивости посвящена работа Галеева, Сагдеева, Шапиро и Шевченко [41]. В этой работе получены точные нелинейные решения описывающие эволюцию бунемановской неустойчивости при произвольных начальных условиях. Показано, что при некоторых определенных начальных условиях возможны решения с взрывным ростом во времени электрического потенциала, что согласуется с численным экспериментом [16, 193].

### 1.3. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И КВАЗИЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Неустойчивость ионно-звуковых (IA) волн возникает в неизотермической плазме ( $T_e \gg T_i$ ), когда направленная скорость электронов достигает  $u > u_{кр} \sim c_s$ . Это может осуществиться при наличии внешнего электрического поля  $E > E_1$ , причем  $E_1$  меньше дрейсеровского поля  $E_D = e \ln \Lambda / \lambda_e^2$ :

$$E_1 \approx E_D \frac{u}{v_e} \approx E_D \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$$

Диаграмма неустойчивости плазмы с относительным движением электронов и ионов представлена на рис. 1.3. [115]. В результате развития неустойчивости за время  $t \gg \omega_{pi}^{-1}$  образуется ионно-звуковая (IA) турбулентность.

Кратко остановимся на линейной теории возникновения неустойчивости ионно-звуковых волн. Ионно-звуковые волны существуют только в неизотермической плазме когда  $T_e \gg T_i$ . Ионно-звуковые волны — это продольные волны, дисперсионное урав

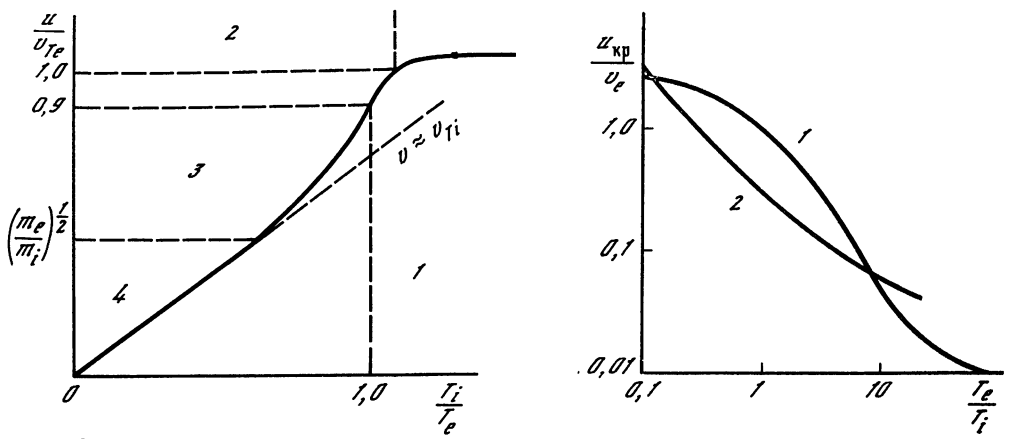


Рис. 1.3. Диаграмма неустойчивости плазмы с относительным движением электронов и ионов  
 1 – область устойчивости: 2–4 – области неустойчивости: 2 – бунемановской, 3 – ионно-звуковых колебаний, 4 – ионных ленгмюровских колебаний

Рис. 1.4. Зависимость критической скорости электронов от отношения температур  $T_e/T_i$  для ионно-звуковой (1) и ионно-циклотронной (2) неустойчивостей

нение которых можно получить из уравнений движения, непрерывности для электронного и ионного газов и уравнения Пуассона [2, 164].

Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в гидродинамическом приближении и в пренебрежении температурой ионов имеет вид

$$1 - (\omega_{pi}^2/\omega^2) + (\omega_{pi}^2/k^2 c_s^2) = 0.$$

Отсюда получается зависимость  $\omega(k)$  в виде

$$\omega = kc_s/\sqrt{1 + k^2 \lambda_e^2}, \quad (1.16)$$

где  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ ,  $\omega$ ,  $k$  – скорость звука, частота и волновое число ионно-звуковых волн.

Чтобы получить неустойчивость ионно-звуковых волн, недостаточно использовать гидродинамическое приближение. Необходимо воспользоваться кинетическими уравнениями для электронного и ионного газов. Использование кинетических уравнений приводит к тому, что в дисперсионном уравнении добавляются еще мнимые члены, а в зависимости  $\omega(k)$  появляется мнимая часть  $\text{Im} \omega = \gamma$  – инкремент (декремент) ионно-звуковых волн.

Дисперсионное уравнение в общем виде для максвелловских функций распределения электронов и ионов имеет вид [2, 115, 164]

$$\epsilon(\omega, k) = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \left[ Z\left(\frac{\omega - ku}{kv_e}\right) + \frac{T_e}{T_i} Z\left(\frac{\omega}{kv_i}\right) \right].$$

При условии  $v_i < \omega/k < v_e + u$  дисперсионное уравнение принимает вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \left[ 1 + \frac{i\sqrt{\pi}(\omega - ku)}{\sqrt{2}kv_e} \right] - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left( 1 + 3 \frac{k^2 v_i^2}{\omega^2} \right) + \frac{i\sqrt{\pi}}{k^2 \lambda_e^2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega}{\sqrt{2}kv_i} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_i^2}\right) = 0.$$

Из дисперсионного уравнения следует критерий неустойчивости

$$u > u_{кр} = \frac{(T_e/m_i)^{1/2}}{(1 + k^2 \lambda_e^2)^{1/2}} \left[ 1 + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{2} - \frac{T_e}{2T_i(1 + k^2 \lambda_e^2)}\right) \right]. \quad (1.17)$$

Общее выражение для спектра волн имеет вид

$$\omega_k = kc_s \sqrt{1 + k^2 \lambda_e^2 + \frac{3T_i}{T_e}}.$$

Инкремент нарастания при максвелловских функциях распределения ионов и электронов и при  $T_e \gg T_i$  имеет вид

$$\gamma^0 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{k^3 c_s^3} \left[ \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{k}{\omega} \left( u \cos \theta - \frac{\omega}{k} \right) - \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_i^2}\right) \right]. \quad (1.18)$$

В выражении (1.18) первый член в квадратных скобках описывает линейную раскачку волн, а второй — линейное затухание волн на резонансных ионах. Волну с данными  $\omega$  и  $k$  возбуждают так называемые резонансные электроны, для которых имеет место условие резонанса  $\omega = kv$ .

Для больших  $\frac{T_e}{T_i} > \ln\left(\frac{T_e}{T_i}\right)^3 \frac{m_i}{m_e}$  минимум критической скорости соответствует  $(k\lambda_e)^2 > 1$ , и в этом случае возбуждаются ионные плазменные волны с частотой

$$\omega = \omega_{pi} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_e^2},$$

а условие неустойчивости имеет вид

$$u > \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2} \ln^{1/2} \left[ \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^3 \frac{m_i}{m_e} \right].$$

Для малых  $T_e/T_i$  неустойчивыми являются волны с  $(k\lambda_e)^2 \ll 1$ , для которых

$$\omega \approx kc_s \left(1 + 3\frac{T_i}{T_e}\right)^{1/2},$$

причем критерий неустойчивости

$$u > \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2} \left[ 1 + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{2} - \frac{T_e}{2T_i}\right) \right].$$

На рис. 1.4 изображена зависимость критической скорости электронов относительно ионов (при которой начинают развиваться электростатические неустойчивости в плазме) от отношения температур  $T_e/T_i$  [336].

Электроны взаимодействуют с ионно-звуковыми плазмонами почти упруго, обмениваясь в основном только импульсом (с сохранением энергии электронов в нулевом приближении по параметру  $\omega/kv_e$ ), так что обмен энергией электронов с плазмонами — значительно более медленный процесс. В процессе взаимодействия электронов с плазмонами выполняется условие резонанса  $\omega = kv \cos \xi$ . Здесь  $\omega = kc_s$  (при  $k\lambda_e \ll 1$ ), а скорость электронов  $|v| \approx v_e$ . Легко видеть, что условие резонанса удовлетворяется только при  $\cos \xi = (m_e/m_i)^{1/2}$ . Таким образом, в резонансе с волной участвуют электроны, движущиеся под почти прямым углом к направлению распространения волны. Приращение скорости  $\Delta v$ , очевидно, параллельно волновому вектору, т.е. перпендикулярно к  $v$ . Естественно,  $|\Delta v| \ll |v|$  в каждом акте взаимодействия, следовательно, в первом приближении приращение энергии равно нулю и только в следующем, втором приближении (по малому параметру  $\sqrt{m_e/m_i}$ ) получается приращение энергии, что весьма существенно при рассмотрении вопроса о турбулентном нагреве. Действительно, приращение скорости  $|\Delta v|^2 = |v|^2 - |v_0|^2$ , где  $v_0$  — скорость в "начальный" момент, и приращение энергии

$$\Delta W = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = \frac{m(\Delta v)^2}{2}, \text{ т.е. } \frac{\Delta W}{W} = \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^2 \approx \cos^2 \xi \approx \frac{m_e}{m_i}.$$

Остановимся теперь кратко на анализе возможной роли в проблеме аномального сопротивления электростатических неустойчивостей, связанных со столкновениями. Как было показано Липеровским [95] и исследовалось в работах Селфа [441], Коппи и Мацукато [231], Кустова и Липеровского [91], в слабоионизированной плазме с током могут развиваться столкновительные токовые неустойчивости. Даже в одномомерном случае дисперсионное уравнение (в гидродинамическом приближении)

$$\frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + u_{0e}k)^2 - k^2 v_e^2 - iq_e \omega - iq_e u_{e0}k} + \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - u_{0i}k)^2 - k^2 v_i^2 - iq_i \omega + iq_i u_{i0}k} = 1$$

при  $u_{0e} \gg \frac{1}{2}v_e$  имеет нарастающее решение [95]; с учетом магнитного поля для волн

под углом к  $B_0$  критерии будут менее жесткие. Здесь столкновительные члены взяты в форме  $-q_e u_e$  и  $-q_i u_i$ , где  $u_e$  и  $u_i$  — скорости электронов и ионов. Для такого рода диссипативных неустойчивостей в плазме с током столкновения электронов с нейтральными атомами и электронов с ионами приводят к раскачке волн, в то время как столкновения ионов с нейтралами, наоборот, к затуханию волн. Имеются экспериментальные наблюдения достаточно больших амплитуд таких волн — до  $\delta n/n \approx 0,9$  [327]. Такие "столкновительные" неустойчивости ожидаются ниже 1000 км над Землей в верхней ионосфере [302, 91]. Очень важно определить, приводят ли они к аномальному сопротивлению? В работах [327, 402] отмечено, что для столкновительных продольных ионных волн

$$v^*/\omega_{pe} \approx (1/2) (v_0/\omega_{pe}) (\delta n/n)^2.$$

Т.е. для  $\delta n/n \approx 1$  имеем  $v^* < v_0$ , где  $v^*$  — эффективная частота столкновений электронов с волнами, а  $v_0$  — с нейтралами или с ионами.

Таким образом, в проблеме аномального сопротивления столкновительные неустойчивости не играют заметной роли.

Однако частота этих волн может иметь достаточно широкий спектр, в частности может соответствовать частотам ионного звука, и при экспериментальном исследовании аномального сопротивления в верхней ионосфере необходимо это иметь в виду.

При развитии ионно-звуковой неустойчивости волны, взаимодействуя с частицами, тормозят их, т.е. вместо парных электрон-ионных соударений возникают коллективные соударения. Другими словами, вследствие неустойчивости электроны теряют часть импульса с излучением волн. Так как электроны, набирающие импульс в электрическом поле, теряют его вследствие рассеяния на волнах, то кажется естественным, что в конце концов амплитуда волн нарастает до такого значения, когда сила "трения" электронов о волны уравнивает действие электрического поля.

Аналогичный процесс происходит и с ионами. Волны, взаимодействуя с ионами, передают им импульс, полученный от электронов. Поэтому можно предположить, что осуществится квазистационарное состояние не при непосредственном взаимодействии электронов с ионами, а при помощи промежуточного агента, как часто говорят, газа ионно-звуковых плазмонов.

Строго говоря, на сегодняшний день вопрос о существовании квазистационарного состояния является открытым. Дело в том, что часть электронов попадает в режим убегания и на них не будут действовать ионно-звуковые волны. Еще полностью не выяснено, какова доля электронов, попадающих в режим убегания. Согласно одной из работ [40], эта доля значительна и отношение направленной скорости электронов  $u$  к тепловой будет порядка единицы. Однако в работе Рудакова [423] предлагался механизм, по которому убегание электронов приостанавливается в результате комбинированного действия ионно-звуковых и ионно-циклотронных волн и устанавливается такое состояние, когда  $u < v_e$ . Кроме того, Берсом и др. [197] и Дюпри [253] развивалась идея о возможности существования в плазме так называемых макрочастиц, в результате чего могут возникнуть возможные ограничения убегания электронов.

Если интересоваться аномальным сопротивлением, возникающим при протекании достаточно больших продольных токов в магнитосфере во время суббури, то здесь

существен уход быстрых электронов через торцы силовых трубок. Одна из точек зрения такова, что в условиях непрерывного теплоотвода возможен квазистационарный режим [50]. В таком режиме при непрерывном отсечении хвоста функции распределения электронов задача очень сильно зависит от граничных условий. Строгое решение подобной задачи чрезвычайно сложно. Поэтому представляется разумным применять для описания аномального сопротивления в продольных токах в магнитосфере нелинейную теорию, игнорируя эффект убегаия. Конечно, такая теория может претендовать только на достаточно грубое описание физики явления, которое все же отражает его главные черты. Оправданием такой экстраполяции теории может служить только дальнейшее подтверждение экспериментом. Итак, линейная теория неустойчивости плазмы с током дает при условии  $u > u_{кр}$  экспоненциальное нарастание волн.

Для описания насыщения нарастания волн и прекращения ускорения электронов в электрическом поле необходимо использовать нелинейную теорию. Это значит, что нужно рассматривать систему кинетических уравнений для волн и для частиц. В кинетических уравнениях для частиц учитываются члены воздействия волн на частицы. В кинетическом уравнении для волн учитывается воздействие частиц на волны и взаимодействие волн между собой. Если оставляются только нелинейные члены, которые описывают воздействие ионно-звуковых волн на осредненные функции распределения электронов и ионов, то такое приближение нелинейной теории называют квазилинейным приближением. Теория, учитывающая также взаимодействие волн между собой, обычно именуется нелинейной теорией. В то время как линейная теория неустойчивости в настоящее время вполне устоялась, нелинейную теорию раздрают противоречия.

При условии  $E > E_1$  экспериментально неоднократно наблюдалось аномально большое сопротивление неизотермической плазмы в электрическом поле, т.е. электроны не ускорялись свободно (см., например, [62, 144, 340]). Для объяснения этого явления рядом авторов развивалась нелинейная теория, из которой следует, что аномальное сопротивление неизотермической ( $T_e \gg T_i$ ) плазмы есть следствие рассеяния электронов на ионно-звуковых волнах большой амплитуды, т.е. при коллективных соударениях. Согласно работам [74, 80, 145], процесс протекания тока при развитии ионно-звуковой неустойчивости описывается системой уравнений для функций распределения электронов и ионов  $f^e$  и  $f^i$  и среднего квадрата компоненты фурье-потенциала ионно-звуковых волн  $|\Phi_k|^2$  или плотности числа ионно-звуковых плазмонов  $N_k$  [62, 79–81, 145, 264] (краткий обзор этих работ содержится в [99]):

$$\frac{\partial f^\alpha}{\partial t} + \frac{e}{m} E \frac{\partial f^\alpha}{\partial v_z} = \frac{\partial}{\partial v_i} D_{ij}^\alpha \frac{\partial f^\alpha}{\partial v_j}, \quad (1.19)$$

$$\text{где } D_{ij}^\alpha = \frac{\pi e^2}{m_\alpha} \int k_l k_j |\Phi_k|^2 \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) d\mathbf{k}, \quad \alpha = e, i, \quad (1.20)$$

$$\partial N_k / \partial t = \gamma_{\text{лин}} N_k + \gamma_{\text{нел}} N_k, \quad \gamma_{\text{лин}} = \gamma_{\text{лин}}^e + \gamma_{\text{лин}}^i, \quad (1.21)$$

$$N_{k, \theta} = k^2 \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right) |\Phi_k|^2 (8\pi)^{-1}$$

(поскольку по углу  $\varphi$  — симметрия)

$$\text{где } \omega = \frac{kc_s}{\sqrt{1 + k^2 \lambda_e^2}}, \quad \lambda_e^2 = \frac{v_e^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{T_e}{m_e \omega_{pe}^2}, \quad c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}, \quad v_i = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}.$$

Здесь в выражении для линейного инкремента учитывается квазилинейный эффект, т.е. функция распределения в небольшой резонансной области генерации волн, соответствующей условию  $\omega = \mathbf{k}\mathbf{v}$ , сама зависит от плотности числа плазмонов  $N_k$  и при достаточно высоком уровне энергии турбулентности производная  $\partial f^e / \partial v$  уменьшается в области, ответственной за генерацию волн. Если не учитывать воздействия ионно-звуковых волн на функцию распределения, то

$$\partial f^{e, i} / \partial v = \partial f_0^{e, i} / \partial v \quad \text{и} \quad \gamma_{\text{лин}}^e = \gamma_0^e,$$



$$\gamma_{\text{лин}}^e = \frac{\pi}{2} \frac{\omega^3}{k^2} \frac{m_i}{m_e n} \int k \frac{\partial f^e}{\partial v} \delta(\omega - kv) dv,$$

$$\gamma_{\text{лин}}^i = \frac{\pi}{2} \frac{\omega^3}{k^2 n} \int k \frac{\partial f^i}{\partial v} \delta(\omega - kv) dv, \quad (1.22)$$

$$\text{причем } \gamma^{i0} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{v_i^3 k^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_i^2}\right),$$

$$\gamma^{e0} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^3}{k^3 c_s^3} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} k \left(u \cos \theta - \frac{\omega}{k}\right), \quad (1.23)$$

если  $f_0^i, f_0^e$  — максвелловские функции распределения.

Иногда имеет смысл рассматривать функцию распределения ионов  $f^i = f_0^i + f_{\text{рез}}^i$ , состоящую из двух частей.

Выражение для нелинейного инкремента имеет вид (соответствующие эффекты об-суждены в следующем разделе)

$$\gamma_{\text{нел}} = \int N_k dk' \frac{(kk')^2}{k^2 (k')^2} \frac{\omega_-}{k^3 v_i^3} \left( [kk']^2 + (kk)^2 \frac{\omega^2}{k^2 v_i^2} \right) \frac{v_i^4}{(2\pi)^{5/2} n_i T_i} \quad (1.24)$$

где

$$\omega_- = \omega_{pi} \left( \frac{k \lambda_e}{1 + k^2 \lambda_e^2} - \frac{k' \lambda_e}{(1 + (k')^2 \lambda_e^2)} \right), \quad k_- = (k - k');$$

$D_{ij}$  — коэффициент диффузии электронов на ионно-звуковых волнах;  $\gamma_k$  — инкремент нарастания  $k$ -й гармонии ионно-звуковых волн.

Как видно из (1.22), раскачку волн сданными  $\omega$  и  $k$  производят резонансные электроны, скорость которых в направлении волнового вектора равна фазовой скорости волны  $\omega = kv$ . Изменение функции распределения электронов связано как с наличием электрического поля, так и с рассеянием электронов на ионно-звуковых волнах.

Необходимо учесть важный в динамике явления "хвост" функции распределения ионов, соответствующий быстрым ионам, которые имеют скорость порядка скорости звука и могут взаимодействовать с волнами.

Декремент затухания волн, связанный с резонансными ионами, падает со временем [74]. Действительно, рассмотрим формулу для декремента в применении к резонансным ионам, подразумевая, что ионы делятся на две части: резонансные и нерезонансные. Написав выражение для декремента применительно к резонансным ионам

$$\gamma_{\text{рез}}^i \sim f' \left( \frac{\omega}{k} \right) \sim (T_i')^{-3/2}; \quad \frac{d(n' T')}{dt} \sim \gamma_{\text{рез}}^i = \alpha (T_i')^{-3/2},$$

где  $\alpha \int dt = n' \int dT_i' (T_i')^{3/2}$ ,  $n'$  — плотность резонансных ионов,  $T_i'$  — их температура, можно видеть, что  $t \approx (T_i')^{5/2}$ ,

$$\gamma_{\text{рез}}^i \approx t^{-3/5}. \quad (1.25)$$

Так как  $\gamma_{\text{рез}}^i$  падает со временем пропорционально  $t^{-3/5}$ , необходимо в первую очередь рассматривать нелинейный процесс с неубывающим инкрементом — нелинейное рассеяние волн на ионах. Это рассмотрение будет проведено в следующем разделе. Здесь же отметим, что рассеяние приводит в первую очередь к изменению направления импульса квазичастицы и изотропизации. Естественно, при учете нелинейного рассеяния на ионах выражение (1.25) перестает быть, строго говоря, справедливым, так как нужно учитывать увеличение числа  $n'$  резонансных ионов и их нагрев наряду с подогревом основной массы нерезонансных ионов.

Исходная система уравнений не учитывает парных соударений, внешнее магнитное поле равно нулю, магнитным полем тока пренебрегается. Функции распределения электронов и ионов предполагаются обычно близкими к максвелловским.

Если в начальный момент времени включается электрическое поле  $E_0$ , электроны начинают ускоряться, и, как только их скорость станет больше  $u_{кр} \approx c_s$ , начнет развиваться неустойчивость ионного звука; сначала экспоненциально, потом инкремент должен обратиться в нуль, так как работа электрического поля над частицами плазмы растёт не быстрее  $t^2$ , а в конечном итоге энергия колебаний черпается из работы поля.

Первый, начальный, наиболее трудный для аналитического решения этап развития неустойчивости был подробно изучен Филдом, Фридом [264] на вычислительной машине. В этой работе было выяснено, что задача является существенно неоднородной. Только при малых временах  $t \ll \omega_{pi}^{-1}$  генерируются волны параллельно приложенному полю, и эта генерация при малых временах играет важную роль. При больших временах становится важной роль волн, направление которых составляет достаточно большие углы с осью  $z$ , вдоль которой направлено электрическое поле; описываемая уравнением (1.19) диффузия происходит в основном по углу  $\theta$  в пространстве скоростей. Было выяснено, что средняя направленная скорость и ток через несколько ионных плазменных периодов достигают максимума, после чего идет дальнейший разогрев электронов.

Второй этап развития процесса подробно изучался в работе Рудакова и Кораблева [145] в предположении о существовании "почти квазистационарного состояния", когда сила динамического трения не даёт свободно ускоряться большей части электронов. В этой работе было найдено решение исходной системы уравнений, соответствующее такому состоянию, в котором волны устойчивы для всех углов  $\theta > \frac{\pi}{2} (\gamma_{k, \theta} < 0)$  и инкремент  $\gamma_{k, \theta} = 0$  для  $\frac{\pi}{2} \geq \theta' \geq 0$ , причем функция распре-

деления волн  $N_{k, \theta} = \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right| k^2 \left| \Phi_k \right|^2 (8\pi)^{-1}$  аппроксимируется формулой  $N_{k, \theta} = N_\theta \delta(k - k_0)$ , где  $k_0$  — определяется условиями  $\gamma(k_0, \theta) = 0$  и  $\frac{\partial}{\partial k} \gamma(k_0, \theta) = 0$

для углов  $\theta$ , не очень близких к нулю. При углах  $\theta$ , близких к нулю, стационарных решений нет, в связи с чем был получен важный результат, что энергия ионно-звуковых колебаний растёт пропорционально времени. Проведенный подробный анализ роли убегающих электронов показал, что их вклад в инкремент незначителен.

Полученное решение соответствует "почти постоянному" току насыщения  $j \approx \approx en_0 c_s$ . Работа электрического поля в промежуток времени

$$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{m_e c_e}{e E_0} \equiv t_{\min} < t < t_0 \equiv \frac{m_e c_e}{e E_0} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad v_0 \approx c_s$$

(т.е. до достижения ионами направленной скорости  $v_i \approx c_s^0 = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$ ) расходится на

увеличение энергии колебаний и нагрев электронов. Далее (в рамках развиваемой теории) в результате подогрева электронов должны появляться убегающие электроны и ток будет расти со временем. Плотность энергии колебания растёт пропорционально времени и при  $t \approx t_0$  достигает  $n T_e$ . В работах [145, 264] не учитывается изменение со временем  $f^i$ , и поэтому в них описывается процесс торможения электронов на IA-волнах для  $t < t_0 = \sqrt{T_e m_i} / e E$  (т.е. до достижения ионами направленной скорости  $v_i^0 \sim c_s$ ) и постоянный участок вольт-амперной характеристик имеет место тоже для  $t < t_0$ . Рассмотренные решения, строго говоря, не являющиеся квазистационарными из-за убегающих электронов, справедливы в случае, е

ли время развития неустойчивости  $t_1 \approx \frac{1}{\gamma_0} \approx \frac{v_e}{\omega_{pi} c_s}$  меньше  $t_0$ , т.е.  $E \ll \sqrt{m_e / m_i} \times \sqrt{4\pi n T_e}$ .

К числу наиболее важных работ, развивающих теорию турбулентности плазмы электрическом поле, следует отнести работу Коврижных [80], в которой были учтены как взаимодействие электронов с ионно-звуковыми волнами, так и парные столкновения (изучению аналогичной задачи в одномерной модели посвящена раб

та [79]) и в результате получено соответствующее аналитическое решение для квазистационарного спектра ионно-звуковых волн.

В работе [80] были явно получены уравнения, определяющие изменение со временем средних кинетических энергий электронов и ионов плазмы, из которых следовало, что наличие ионного поглощения приводит к интенсивному нагреву ионной компоненты плазмы, скорость которого пропорциональна величине внешнего поля  $E$ . Благодаря учету столкновений в работе [80] было найдено значение электрического поля, ниже которого число убегающих электронов пренебрежимо мало. Исходная система уравнений в [80] имеет вид

$$\frac{\partial f^{e, i}}{\partial t} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f^{e, i}}{\partial v_z} = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta} \frac{\partial f^{e, i}}{\partial v_\beta} + \text{St}(f_{e, i}),$$

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = (2\gamma_k - \gamma)N_k,$$

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_{\text{St}},$$

где  $\gamma_i = 2\pi^2 k(\omega/k)^4 f_i(\omega/k)$

описывает затухание Ландау на ионах, а

$$\gamma_{\text{St}} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left( \frac{m_e}{m_i} \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \frac{c_s^2 k^2}{\omega_s^2} \nu_{e, i}$$

– затухание звука из-за ион-ионных соударений,

$$\nu_{e, i} = 4\pi e^4 nL/m_e^2 v_e^3$$

– частота электрон-ионных соударений.

Выражения  $D_{\alpha\beta}$  и  $\gamma_k$  определены по-прежнему (см. (1.20) и (1.22)). Как легко видеть, здесь добавлены только члены столкновений в кинетическом уравнении для ионно-звуковых плазмонов (1.21).

В отличие от работы [145] при учете столкновений существует квазистационарное решение для плотности ионно-звуковых шумов  $N(k)$ .

Выпишем это решение:

$$N(k) = \frac{(2\pi)^3}{\omega_k} \frac{\delta(k - k_0)}{k_0^2} W_0(x),$$

$$W_0(x) = \epsilon_0 \begin{cases} \varphi(x), & x \geq x_0, \\ 0 & x < x_0, \end{cases} \quad x_0^2 = \frac{u_0}{u_T},$$

$$\varphi(x) = \frac{1}{x(1-\lambda x)^2} \left\{ (x^2 - x_0^2) \left[ (x^2 - x_0^2) + 3x^2(1 - \lambda x) \right] - \frac{3}{4} \lambda x_0^2 \ln \frac{x + \sqrt{x^2 - x_0^2}}{x_0} \right\}, \quad \epsilon_0 = \frac{\lambda}{4\pi^3} \frac{m_e}{m_i} \frac{eEn}{k_0 s_0^3} \frac{1}{f_e^0(0)},$$

$$u_T = \frac{3eE}{4\pi v_e^3 f_e^0(0) m \nu_{ii}}, \quad \lambda = \frac{s_0}{u_0} = \frac{\omega_s(k_0)}{k_0 u_0}, \quad x = \cos\theta = \frac{k_z}{k},$$

$$u_0 = s_0 [1 + \gamma(k)/\gamma_s^0(k^0)] = \text{const}, \quad s_0 = \omega_s(k_0)/k_0,$$

$$v_0 = s_0 [1 + \gamma(k_0)/\gamma_s^0(k_0)] = \text{const},$$

$$s_0 = \omega_s(k_0)/k_0,$$

при этом  $k_0$  есть корень уравнения

$$\frac{\partial}{\partial k} \left\{ \gamma_s^0(k) [(v_0 k / \omega(k)) - 1] - \gamma(k) \right\} = 0.$$

В [80] показано, что, так же как и без учета столкновений, на некотором промежутке времени имеет место плоская вольт-амперная характеристика. При этом на некоторой квазистационарной стадии происходит повышение электронной и ионной температур, которое приводит к возрастанию числа убегающих электронов и к выходу их из стационарного состояния, уже не описываемого приведенной системой уравнений.

Подчеркнем, что в [80], так же как и в [145], торможение ионного газа на ионно-звуковых шумах не рассматривалось и все результаты в обоих случаях, строго говоря справедливы для времен  $t < t_0$ .

В работе [80] пренебрегалось анизотропией ионной функции распределения и ее результаты справедливы лишь в случае, когда частота ион-ионных соударений достаточно велика, так что основную роль играет столкновительное, а не черенковское поглощение волн. В работе [81] обобщены результаты [80] на случай, когда существенно не только столкновительное, но и резонансное поглощение волн ионами. Система уравнений работы [81] по сравнению с системой (1.19)–(1.24) дополнена кинетическим уравнением для резонансных ионов и уравнением для средней энергии тепловых ионов. В работе выведены уравнения, описывающие процессы нагрева электронной и ионной компонент плазмы, причем основной акцент сделан на вопросе о нагреве резонансных ионов (имеющих скорости  $v$ , большие минимальной фазовой скорости звуковых волн), детальный анализ которого не может быть проведен без учета анизотропии ионного поглощения и требует совместного решения уравнений как для электронной, так и для ионной функции распределения. Показано, что в определенных условиях (при достаточно сильных электрических полях) процесс нагрева резонансных ионов может привести к появлению высокоэнергичных убегающих ионов и электронов.

Отметим, что при решении задачи в [81], так же как и в [80], полностью пренебрегалось нелинейным взаимодействием волн между собой, и решение для спектра волн искалось в виде  $\delta$ -функции, причем единственность такого решения не была доказана.

Полученная в [81] плоская вольт-амперная характеристика при линейном росте энергии шумов справедлива, строго говоря, лишь для времен  $t < 1/\gamma_{\text{нел}}$ .

В рамках уравнений, применявшихся в [81], было выяснено одно существенное обстоятельство. Если электрическое поле удовлетворяет неравенству

$$E < E_D \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{c_s}{c_0},$$

где  $c_0 \sim b v_{Ti}$ , то число убегающих электронов экспоненциально мало; однако если поле достаточно велико и последнее условие нарушено, то функция распределения будет далека от максвелловской во всей области скоростей и повышение электронной температуры будет сопровождаться появлением большого числа убегающих электронов через время  $t > t_0 \approx m_e v_e^2 / e E c_0$ . Аналогичное утверждение было сделано также и относительно ионов: при  $E \gtrsim E_D (m_e / m_i)^{1/6} (c_s / c_0)$  убегающие ионы появятся через  $t \gtrsim t'_0 = t_0 (m_i / m_e)^{1/3}$ . Отметим, что, как полагает ряд авторов, в действительности явления убегаания могут не наблюдаться благодаря неучитываемым в теории механизмам [423].

В литературе рассматриваются две возможности квазилинейного насыщения неустойчивости. Первая возможность [69] состоит в том, что за время  $t \approx \omega_{pi}^{-1}$  после включения электрического поля  $E$  на функции распределения электронов образуется плато в области  $v_z \approx c_s$ . Это приведет к уменьшению инкремента раскачки  $\gamma^e \approx \left. \frac{\partial f^e}{\partial v_z} \right|_{v_z = c_s}$  до значений, когда  $\gamma^e$  сделается равным инкременту нелинейного рассеяния на ионах  $\gamma_{\text{нел}}^i$ .

Вторая возможность [40] состоит в том, что насыщение неустойчивости достигается вследствие квазилинейной деформации функции распределения ионов, в результате чего даже в неизотермической плазме появляется группа ионов с большими скоростями  $u_i > c_s$ . Резонансное поглощение на таких ионах ионно-звуковых волн, согласно [40], должно уравнивать раскачку колебаний электронами. Такой эффект возможен при малой нелинейности, когда имеется возможность ограничиться только квазилинейным поглощением и пренебречь нелинейными эффектами.

Принимая для относительного темпа турбулентного нагрева электронов и горячих (хвостовых) ионов (имеющих плотность  $\delta n$ , температуру  $T_{ih} \gg T_e$  и тепловую скорость  $v_{ih} > c_s$ ) оценку (учитывающую турбулентный нагрев — см. разд. 1.5)

$$\frac{nT_e'}{\delta n T_{ih}'} \approx \frac{u}{c_s},$$

кроме того, полагая, что  $T_e^3/T_{ih}' \approx T_e/i_{ih}$  и приравнивая линейный инкремент генерации волн  $\gamma^e \approx \omega u/v_{Te}$  линейному декременту затухания волн на горячих ионах  $\gamma^{ih} \approx \omega(\delta n/n)(\omega/kv_{ih})^3$ , Галеев и Сагдеев [40, 427] получили, что, в частности, при  $T_e \sim T_{ih}$  ( $\delta n/n \approx (m_e/m_i)$ ). В этом случае пороговое значение электрического поля

$$E_{xx} \approx 10^{-2} \omega_{pi} c_s [(m_e m_i)^{1/4} / |e|].$$

В режиме слабых полей  $E \approx E_{xx}$  самая сложная проблема связана с высокой чувствительностью порога  $u_{кр}$  к форме резонансного участка ионной функции распределения (далекый хвост функции распределения).

Даже если бы функция распределения была максвелловской при  $t=0$ , она бы очень скоро существенно изменилась из-за того, что только малая часть резонансных ионов взаимодействует с волнами. Таким образом, главная трудность заключается в выяснении эволюции функции распределения ионов. В таких случаях анализ упрощается при нахождении неких самоподобных аргументов [29]. Такой взгляд основан на предположении, что поведение плазмы в режиме аномального сопротивления через достаточно большие промежутки времени не чувствительно к начальным условиям. Это должно бы привести к установлению "самоподобности" и в форме функции распределения. В этом случае группа ионов  $(m_e/m_i)^{1/4}$  находится в черенковском резонансе с волнами, каждый ион имеет тепловую энергию  $T_e$ , причем  $u$  поддерживается около порога  $u_{кр} \sim c_s(m_i/m_e)^{1/4}$ . Самоподобная форма электронной функции распределения имеет универсальную форму  $f \sim \exp[-A(t)v^5]$ .

В реальной плазме при отсутствии парных соударений и наличии коллективных соударений функции распределения ионов и электронов обычно не являются максвелловскими. Однако  $f^e$  может иметь довольно быстро сходящиеся хвосты и в этом случае можно говорить об однотемпературных электронах. Если ионы участвуют только в коллективных соударениях,  $f^i$  не может быть максвелловской, однако часто пользуются максвелловской функцией распределения, понимая, что это описание довольно грубо отражает действительность. Качественный анализ квазилинейного взаимодействия возбуждаемых током IA-волн с частицами приводится в ряде книг (см., например, [9, 40]).

Обратимся к двумерной картине на рис. 1.5. Здесь по оси абсцисс отложена компонента скорости электронов вдоль направления протекания тока  $v_z$ , а по оси ординат — поперечная компонента  $v_1$ . Для максвелловского распределения линии равного значения функции распределения являются окружностями. Взаимодействию волн с частицами соответствует резонанс Ландау  $\omega = kv$ . Волна с фазовой скоростью  $v_\phi = \omega/k$ , распространяющаяся под углом  $\theta$ , взаимодействует со всеми частицами, находящимися вблизи прямой АВ.

Если рассматривать волны различных направлений и значений фазовых скоростей, можно убедиться, что все электроны, находящиеся в той части плоскости  $(v_1, v_z)$ , где возможно провести линию, соответствующую резонансу  $\omega = kv$ , взаимодействуют с волнами. В спектре ионно-звуковых волн имеются волны с фазовыми скоростями, лежащими в интервале

$$v_i^0 \equiv \sqrt{T_i/m} < v_\phi \equiv \omega/k < \sqrt{T_e/m_i} \equiv c_s^0.$$

Пусть линейный инкремент раскачки  $\gamma_e^0 > 0$  только для волн, находящихся в конусе

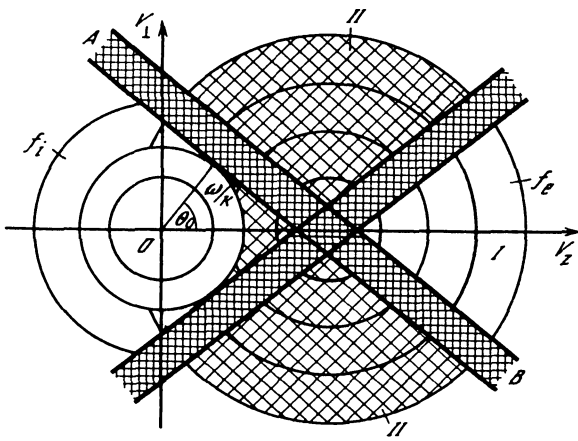


Рис. 1.5. К объяснению механизма квазилинейного взаимодействия

I — нет диффузии, II — конус диффузии

раствором  $\theta < \theta_0$ . Из рис. 1.5 видно, что с волнами взаимодействуют только те частицы, которые не находятся в заштрихованной области (II). Частицы, находящиеся в не заштрихованной области (I), не будут взаимодействовать с волнами и попадут в режим "убегания". Таким образом, убегающие электроны появятся, если только  $\theta_0 < \pi/2$ , т.е. спектр

волн изотропен. Вклад убегающих электронов может сильно уменьшить эффективное сопротивление плазмы. Инкремент раскачки  $\gamma_{\text{max}}^e$  будет максимальным для волн (плазмонов), распространяющихся вдоль тока (ось Z) ( $\gamma^e \approx u \cos \theta - c_s$ ).

Если предположить, что генерируются только плазмоны с  $k = k'_z$ , то с этими "продолными" плазмонами взаимодействуют электроны, движущиеся почти перпендикулярно к току, причем с  $v_{\perp} \approx v_e$ ,  $v_{\parallel} \approx c_s$  ( $v_e \gg c_s$ ), и только такие "почти поперечные" электроны в результате коллективных столкновений будут изменять импульс вдоль оси Z.

Если же генерируются плазмоны в конусе конечного размера ( $\Delta\theta < \pi/2$ ), то число электронов, взаимодействующих с плазмонами, будет больше и передача импульса от электронов к плазмонам становится интенсивнее. Далее, если же путем нелинейной перекатки (из-за нелинейного рассеяния на ионах), появляются почти поперечные плазмоны, то их взаимодействие с электронами, имеющими продольную скорость  $v_{\parallel} > v_e$ , приведет уже к существенному изменению z-составляющей импульса таких электронов и тем самым к торможению их.

Таким образом, учет только квазилинейных эффектов не приводит к квазистационарному аномальному сопротивлению и мы приходим к необходимости рассмотрения нелинейных взаимодействий между волнами.

#### 1.4. НЕЛИНЕЙНЫЕ МЕХАНИЗМЫ НАСЫЩЕНИЯ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Пусть в плазме, помещенной в электрическое поле  $E$ , направленная скорость электронов  $u > u_{\text{кр}}$  (направленную скорость ионов считаем равной нулю). Тогда в плазме возбуждается ионно-звуковая неустойчивость. Экспоненциальный рост энергии турбулентности  $W^s$  прекращается из-за нелинейных или квазилинейных эффектов. При подробном рассмотрении вопроса об аномальном сопротивлении нужно выделить две наиболее важные ситуации. Если температуры электронов и ионов постоянны и счет "внешних" механизмов теплоотвода, явно не уточняемых, можно говорить о какой-либо вольт-амперной характеристике для тока в плазме, помещенной во внешнее электрическое поле  $j(E)$ . Если же рассматривается режим непрерывного нагрева за счет электрического поля, говорить о вольт-амперных характеристиках бессмысленно. В этом случае цель рассмотрения — нахождение функции  $j(E, t)$ .

Обобщая закон Ома в обычной форме  $j = \sigma E$  ( $\sigma = ne^2 / mv_{ei}$  и определяется столкновениями) на случай турбулентной электропроводности без учета зависимости от времени, удобно сразу же поставить вопрос о нахождении функции  $j(E) = enu(E)$ . Для ионно-звуковой турбулентности  $j(E)$  имеет вид, изображенный на рис. 1.6. Ниже будет проведено обсуждение деталей этой вольт-амперной характеристики и степени надежности элементов, предсказанных теоретически.

Потеря импульса электронами благодаря квазилинейной диффузии на ионно-звуковых волнах может быть записана в виде [40]

$$\frac{\partial P_i}{\partial t} = \int m_e v_i \frac{\partial f^e}{\partial t} dv = \frac{e^2}{m_e} \int v_i dv \int k_j \frac{\partial}{\partial v_j} \left| \Phi_k \right|^2 \pi \delta(\omega_k - kv) k \frac{\partial f^e}{\partial v} \frac{dk}{(2\pi)^3} =$$

$$\begin{aligned}
&= \dots \frac{c^2}{m_e} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} |\Phi_{\mathbf{k}}|^2 \pi \delta(\omega_{\mathbf{k}} - \mathbf{k}\mathbf{v}) \mathbf{k} \frac{\partial f^e}{\partial \mathbf{v}} k_j \delta_{ij} d\mathbf{v} = \\
&= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left| \Phi_{\mathbf{k}} \right|^2 \frac{k_i k^2}{4\pi i} \left[ -i\pi \delta(\omega_{\mathbf{k}} - \mathbf{k}\mathbf{v}) \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \mathbf{k} \frac{\partial f^e}{\partial \mathbf{v}} d\mathbf{v} \right] = \\
&= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left| \Phi_{\mathbf{k}} \right|^2 \frac{k_i k^2}{4\pi i} \left[ \text{Im} \int \frac{1}{\omega_{\mathbf{k}} - \mathbf{k}\mathbf{v} + i\delta} \frac{4\pi e^2}{m_e} \mathbf{k} \frac{\partial f^e}{\partial \mathbf{v}} d\mathbf{v} \right] = \\
&= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left| \Phi_{\mathbf{k}} \right|^2 \frac{k_i k^2}{4\pi} \text{Im} \epsilon'_e = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} 2\gamma_{\mathbf{k}}^e \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \Big|_{\omega_{\mathbf{k}}} \frac{k^2 |\Phi_{\mathbf{k}}|^2}{8\pi}; \quad (1.26) \\
\frac{\partial P}{\partial t} &= -2 \int \gamma_{\mathbf{k}}^e W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k}}{\omega} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \equiv -2 \int \gamma_{\mathbf{k}}^e N_{\mathbf{k}} \mathbf{k} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}.
\end{aligned}$$

Здесь учтено:

$$\begin{aligned}
\text{Im} \epsilon'_e &= \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \int \frac{d\mathbf{v}}{(2\pi)^3} \mathbf{k} \frac{\partial f^e}{\partial \mathbf{v}} \text{Im} \frac{1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i\delta}; \\
\gamma_{\mathbf{k}}^e &= - \frac{\omega^2 \text{Im} \epsilon'_e}{(\partial/\partial \omega) \omega^2 \text{Re} \epsilon} \Big|_{\omega = \omega_s},
\end{aligned}$$

где  $W_{\mathbf{k}} = \frac{\partial(\omega \epsilon)}{\partial \omega} \left( k^2 \frac{|\Phi_{\mathbf{k}}|^2}{8\pi} \right)$ ,  $W_{\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}}$ ,

$$\frac{\partial \omega^2 \text{Re} \epsilon}{\partial \omega} \Big|_{\omega_s} = \omega^2 \frac{\partial \text{Re} \epsilon}{\partial \omega} \Big|_{\omega_s}.$$

С другой стороны, скорость изменения импульса при столкновениях записывается в гидродинамике в стандартной форме:

$$\partial P_e / \partial t = -v^* m_e n u. \quad (1.27)$$

Приравняв (1.26), (1.27) и скорость изменения импульса при столкновениях, получим определение эффективной частоты соударений

$$v^* = (m n u^2)^{-1} \int \gamma_{\mathbf{k}}^e W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k} u}{\omega_{\mathbf{k}}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}. \quad (1.28)$$

В случае ионно-звуковой неустойчивости максимальный инкремент раскачки  $\gamma_{\max}^e \approx \approx \omega_{pi} u / v_e$ . Подставляя его в (1.28), получим оценку

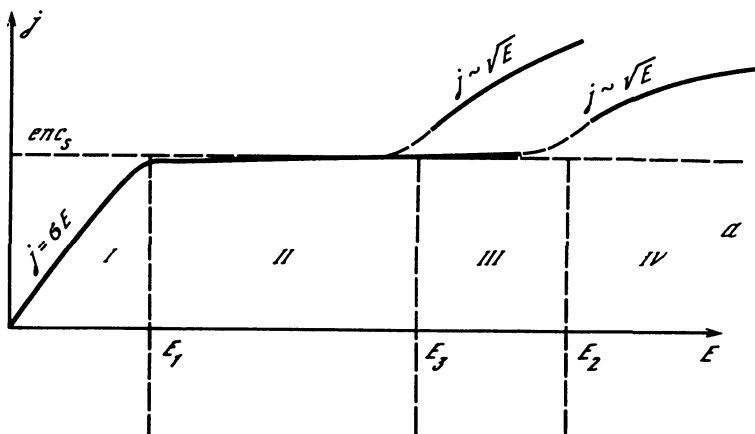
$$v_{\max}^* = \omega_{pe} W / n T_e, \quad (1.29)$$

что значительно меньше, чем частота  $\omega_{pi}$ , поскольку направленная скорость должна быть много меньше средней тепловой скорости электронов при  $T_e \gg T_i$ .

Плотность числа плазмонов  $N_{\mathbf{k}}$  нарастает сначала экспоненциально, а затем, при больших амплитудах, включаются нелинейные эффекты и возможно возникновение квазистационарного состояния. При этом инкремент линейного нарастания  $\gamma_{\text{лин}}^{e, \max}$  становится равным декременту нелинейного затухания, связанного с нелинейным рассеянием на ионах  $\gamma_{\text{нед}}^i$ , откуда можно найти спектр  $W_{\mathbf{k}}$ .

Эффект нелинейного рассеяния на ионах обусловлен наличием знаменателей типа  $\omega - \omega' = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')v$ , соответствующих резонансам Ландау на биениях, возникающих от каждой произвольно выбранной пары волн. Такое взаимодействие ионов с двумя волнами сразу носит резонансный характер и является одним из главных нелинейных эффектов в задаче об аномальном сопротивлении. Соответствующий нелинейный член описывается формулой (1.24). Вопрос о спектре волн при учете указанных эффектов рассмотрен впервые Кадомцевым и Петвиашвили [69]. При этом было получено, что

$$W_{\mathbf{k}} \sim k^{-3} \ln(k_0/k) \text{ при } k\lambda_e \ll 1 \text{ (нормировка } \int W_{\mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = W^s \text{ — полная энергия ионно-}$$



**Турбулентный нагрев**

$T_e \sim t^2$ $T_i \sim t^2$ $\frac{T_e}{T_i} \approx 10$ $v^* \sim t^{-1/2}$ $j \sim Et$	$T_e \sim t^{4/3}$ $T_i \sim e^{\alpha t^{1/3}}$ $j \sim E\sqrt[3]{E}$	$T_e \sim t^{3/2}$ $T_i \sim t^{1/4}$ $j \sim E\sqrt{E}$
--	--	--

Рис. 1.6. Зависимость плотности продольных токов от величины приложенного продольного электрического поля для различных турбулентных режимов

а – при фиксированных температурах  $T_e, T_i$ ; б –  $j(E, t), T_e(t), T_i(t)$  для режимов II, IV при турбулентном нагреве в безграничной плазме.  $E_1 = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{e}{\lambda_e^2} \ln \Lambda, E_2 = \frac{m_e}{m_i} \frac{T_e}{T_i} (10\theta)^2$

$$\times \sqrt{4\pi n T_e}, E_3 = E_2 \theta^2 \frac{T_i}{T_e} \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/2}$$

звуковых волн в единице объема). При  $k\lambda_e \gg 1$  спектр быстро падает [40, 146]. Для промежуточного случая  $k\lambda_e \sim 1$  выражение для спектра пока не получено. Несмотря на то что спектр Кадомцева и Петвиашвили [69] обладает логарифмической расходимостью при  $k \rightarrow 0$ , эта расходимость не проявляется, поскольку при некотором  $k_{min} \approx v^*$  спектр будет иметь уже иной вид. В интересующем нас выражении для  $v^*$  имеется плотность энергии, а потеря импульса электронами и вычисляется интеграл, в который входит множитель  $\gamma^e$ , пропорциональный  $k(\omega = kc_s$  при  $k\lambda_e \ll 1)$ . Поэтому в выражении для  $v^*$  нет расходимости. Напротив, вклад в интеграл дает область  $k\lambda_e \approx 1$ . В предположении, что "обрезание" спектра нужно проводить при больших  $k$  при волновых векторах  $k_0 \lambda_e \sim 1$ , в работе Сагдеева [426] найдено выражение для эффективной частоты соударений  $v^*$ .

Рассмотрев уравнение баланса плазмонов, символически записанное в виде

$$\partial N / \partial t = \gamma_{лин} N - \gamma_{нел} N, \tag{1.31}$$

где  $\gamma_{лин}^{max,e} \approx \omega_{pi} u / v_e$ , а оценка величины  $\gamma_i \equiv \gamma_i^{нел}$  соответствует нелинейному рассеянию IA-волн на ионах [145, 158, 426]

$$\gamma_{нел} \approx \gamma_{нел}^i \approx \omega_{pi} \frac{W^s}{nT_e} \frac{T_i}{T_e} \alpha, \tag{1.31}$$

$\alpha = (10\theta)^2$  – коэффициент, вычисленный Сагдеевым [426] для спектра, найденного Кадомцевым [69], получим

$$\frac{u}{v_e} = \frac{W^s}{nT_e} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2. \tag{1.3}$$



Следовательно,  $\frac{W^s}{nT_e} = \frac{u}{v_e} \frac{1}{(10\theta)^2} \frac{T_e}{T_i}$ , т.е. чем уже конус, в котором существуют волны, тем больший уровень турбулентности должен быть, чтобы обеспечить стационарность за счет нелинейного рассеяния на ионах. Если нет реальной трубки, ограничивающей конус генерируемых волн, то  $\theta = 1$ .

Используя выражение (1.29), получим [426, 40]

$$\nu^* = (10\theta)^{-2} \omega_{pi} \frac{u}{c_s} \frac{T_e}{T_i} = \omega_{pe} \frac{W}{nT_e}. \quad (1.33)$$

Эта формула справедлива для достаточно больших электрических полей (рис. 1.6, IV):

$$E \gg E_2 = \frac{m_e T_e}{m_i T_i} (10\theta)^{-2} \sqrt{4\pi n T_e}. \quad (1.34)$$

Теперь выражение  $j(E)$ , соответствующее частоте коллективных соударений (1.33), можно получить, используя условие динамического равновесия для электронов

$$eE = um_e \nu^* = um_e (10\theta)^{-2} \omega_{pi} \frac{u}{c_s} \frac{T_e}{T_i}, \quad (1.35)$$

$$j = enc_s 10\theta \left[ \frac{T_i}{T_e} \frac{m_i}{m_e} \frac{E}{\sqrt{4\pi n T_e}} \right]^{1/2}.$$

К вопросу об этом участке вольт-амперной характеристики можно подойти и так, как это сделано в [62].

Запишем условие баланса сил, действующих на ионы:

$$enE = \int k \gamma_i(\mathbf{k}) N_{\mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_i. \quad (1.36)$$

Из (1.36) и (1.31) имеем

$$enE = \gamma_{\text{нел}}^i \frac{W^s}{c_s} = \frac{\omega_{pi}}{c_s} n T_i \left( \frac{W^s}{n T_e} \right)^2 (10\theta)^2.$$

При этом плотность турбулентной энергии

$$\frac{W^s}{n T_e} = \sqrt{\frac{E}{\sqrt{4\pi n T_e}}} \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} (10\theta)^{-1} \quad (1.37)$$

Подставив (1.37) в (1.29), получим

$$\nu^* = \omega_{pe} \sqrt{\frac{E}{\sqrt{4\pi n T_e}}} \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} (10\theta)^{-1}.$$

Используя формулы  $eE = um_e \nu^*$  и  $j = enu$ , получим тот же результат.

Отметим, что в [40] на рисунке, аналогичном рис.1,6, изображена зависимость  $j \sim E^{1/3}$ , которая получается, если не считать температуры электронов и ионов заданными и учесть связывающее их при учете турбулентного нагрева оценочное соотношение  $T_e/T_i \approx T_e/T_i \approx u/c_s$ , подставив его в (1.31):

$$j = enc_s (10\theta)^{2/3} \left( \frac{m_i}{m_e} \frac{E}{\sqrt{4\pi n T_e}} \right)^{1/3}.$$

На рис. 1.6 указанная зависимость не отмечена в целях единообразия: все зависимости на рисунке соответствуют приближению постоянных температур электронов и ионов.

Зависимости тока от электрического поля и от времени с учетом турбулентного напора будут рассмотрены ниже.

При достаточно больших электрических полях аргументы, базирующиеся на предположении об индуцированном рассеянии, не являются корректными, поскольку ставятся важными нелинейности более высокого порядка. В [427] приведена простая аргументация, дающая асимптотический предел аномального сопротивления в этом случае. Считая справедливой формулу (1.29) и отмечая, что соотношение  $T_e/T_i \approx T_e/T_i \approx u$  верно только для  $nT_i \gg W$  при  $W \gg nT_i$ , записав  $nT_e/(nT_i + W) \sim u/c_s$  для максимума спектральной энергии  $W_{\max} \gg nT_i$ ,  $nT_e/W_{\max} \approx u/c_s$ , можно получить  $W_{\max} \sim nT_e c_s/u$ . Это дает, согласно [427],  $v_{\max}^* \approx \omega_{pe} c_s/u$ , что соответствует постоянной силе аномально динамического трения, т.е. некоторому режиму "убегания" при больших электрических полях.

Теперь рассмотрим квазилинейный участок II вольт-амперной характеристики следя например, работе [62]. В [144, 145] было показано, что в интервале значений электрического поля  $E_1 < E < E_2$ , если не учитывать явления убегания электронов, вольт-амперная характеристика является почти плоской:

$$j = enc_s.$$

Соответствующий участок II кривой  $j(E)$  изображен на рис. 1.6. Участок I на этом рисунке соответствует обычной проводимости в нетурбулентной плазме.

Поясним, почему имеет место такая зависимость. Инкремент генерации  $\gamma^e$  уменьшается, так что  $\gamma^e \ll \gamma_0^e$  благодаря тому, что на функции распределения электронов области  $v_z \approx c_s$  образуется плато при достаточно высоком уровне амплитуды волн.

Эффект генерации волн, описываемый уменьшенным инкрементом раскачки  $\gamma^e < \gamma_0^e \approx \omega_{pi} u/v_e$ , компенсируется эффектом нелинейного рассеяния на ионах с инкрементом (1.31). Казалось бы естественным, приравняв  $\gamma^e$  (инкремент раскачки, уменьшенный из-за квазилинейного эффекта) инкременту нелинейного рассеяния на ионах  $\gamma_{\text{нел}}^i \approx \gamma^e$ , получить выражение для  $u$  и для  $j = enu = j(E)$ . Но выражение в явном виде для  $\gamma^e$  на участке  $E_1 < E < E_2$  довольно сложно.

Рассмотрим в оценках уравнение баланса сил, действующих на ионный газ:

$$neE \approx 2\gamma^i \frac{W^s}{c_s} \approx \omega_{pi} \frac{W^s}{nT_e} \frac{W^s}{c_s} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2.$$

Отсюда видно, что на участках II и III при изменении  $E$  от  $E_1$  до  $E_2$  плотность энергии ионно-звуковых волн растет пропорционально  $E^{1/2}$  согласно (1.37); соответственно растет и  $\gamma_{\text{нел}}^i$  ( $\gamma_{\text{нел}}^i \sim E^{1/2}$ ). При этом инкремент  $\gamma^e$  (оставаясь равным  $\gamma_{\text{нел}}^i$ ) с ростом должен расти за счет уменьшения обратного воздействия ионно-звуковых волн на функцию распределения электронов также пропорционально  $E^{1/2}$ .

На интервале  $E_1 < E < E_2$  направленная скорость  $u(E)$  растет очень медленно, практически оставаясь постоянной и приблизительно равной  $c_s$ . При росте электрического поля равновесие сил, действующих на электроны,

$$enE = \int k\gamma^e(k)N_k \frac{dk}{(2\pi)^3} \approx \frac{\partial p}{\partial t}$$

поддерживается за счет роста  $\gamma^e \sim \sqrt{E}$  из-за уменьшения квазилинейного эффекта благодаря увеличению изотропии турбулентности, т.е. увеличению относительного числа волн распространяющихся перпендикулярно к току и изменению  $\int N_k dk (2\pi)^3 \sim W \sim \sqrt{E}$ .

Рост  $\gamma^e$  с увеличением  $E$  продолжается до  $\gamma_0^e \approx \omega_{pe} c_s/v_e$ , соответствующего  $E=E_2$ ; это определяется полем, при котором энергия волн  $W^s$ , нужная для удержания  $u$  вблизи  $c_s$ , становится такой большой, что

$$\gamma_{\text{нел}}^i = \gamma_{\text{лин}}^{e0} \equiv \omega_{pi} c_s/v_e.$$

Последовательный учет нелинейных эффектов на основе кинетических уравнений впервые был проведен в работе Кингсеп [74], развивающей работу [145] (однако при этом кинетика ионов не рассматривалась). Кингсеп предположил существование квазистационарного решения для спектра ионно-звуковой турбулентности в виде

$$N_k = \frac{N}{\theta^2/2 + \epsilon(\theta)} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 + \Delta\mathbf{k}(\theta));$$

для нахождения  $\epsilon$  и  $\Delta k(\theta)$  он использовал уравнения

$$\gamma_{\text{лин}} + \gamma_{\text{нел}} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial k} (\gamma_{\text{лин}} + \gamma_{\text{нел}}) = 0,$$

где  $\gamma_{\text{лин}}$  — линейный инкремент, а

$$\gamma_{\text{нел}} = \int N_k \frac{dk}{(2\pi)^{5/2}} \frac{(kk_1)}{k^2 k_1^2} \frac{T_i}{m_i^2 n} \frac{\omega_- [kk_1]^2}{v_i^3 |k_-|^3}, \quad k_- = k - k_1,$$

при  $k_1 \geq 1/\lambda_e$ , соответствующем ионной части ионно-звуковой дисперсионной кривой. Нелинейное затухание, учтенное в работе [74], обеспечивает передачу импульса ионам и тем самым стационарность процесса (аналогично тому, как в [80] стационарность обеспечивало затухание за счет столкновений). Одним из важных результатов, полученных в [74], является вывод о том, что при любой начальной неизотермичности в безграничной токовой плазме устанавливается некоторое "универсальное" отношение температур при турбулентном нагреве:

$$(T_e/T_i)^\infty \sim 2L \equiv 2 \ln[(T_e/T_i)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2}].$$

В [74] оценены границы применимости теории [80, 81], когда квазистационарность достигается за счет столкновений:

$$(T_e/T_i) > 2(n\lambda_e^3) \ln[(T_e/T_i)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2}],$$

т.е. при  $n\lambda_e^3 \approx 10^8 T_e/T_i$  порядка несколько сотен, что в интересующих нас условиях магнитосферы вряд ли осуществляется.

При  $E > E_2$  вольт-амперная характеристика перестает быть плоской, поскольку увеличивается токовая скорость  $u > c_s$  и за счет этого увеличивается линейный инкремент  $\gamma_{\text{лин}}^e > \gamma_{\text{лин}}^{e0}$ .

Процесс нелинейного рассеяния волн на ионах — не единственный нелинейный процесс, который может обеспечить нелинейное насыщение роста энергии турбулентности.

Результаты, полученные в работе [109], дают основания утверждать, что таким процессом может быть также распад одной ионно-звуковой волны на две ионно-звуковые ( $s \rightarrow s' + s''$ ). Распадные процессы в плазме, или, как говорят, эффекты трехволнового взаимодействия, проявляются в слаботурбулентной плазме при наличии трех пакетов волн, удовлетворяющих законам сохранения:

$$k = k' + k'', \quad \omega = \omega' + \omega''.$$

Если волна с частотой  $\omega = \omega' + \omega''$  и волновым вектором  $k = k' + k''$  находится в области прозрачности, т.е. может существовать в плазме практически не затухая, то осуществляется раскочка этой третьей волны. Что же касается ионно-звуковых волн, то система уравнений законов сохранения при дисперсионной зависимости  $\omega_s = kc_s(1 + k^2\lambda_e^2)^{-1/2}$  ( $k\lambda_e \ll 1$ ) не совместна из-за малых добавок  $(k\lambda_e)^2$  [69]. Однако, возрастая, турбулентность приводит к корреляционному уширению и к потере однозначности зависимости  $\omega$  от  $k$ . Таким образом, при достаточно высоком уровне турбулентной энергии  $W_k$  каждому  $k$  соответствует не вполне определенная частота  $\omega$ , а некоторая функция распределения конечной ширины  $\Delta\omega$ . Если  $\Delta\omega/\omega \geq k^2\lambda_e^2$ , то распад  $s \rightarrow s' + s''$  становится возможным.

Максимальный инкремент распада  $s \rightarrow s' + s''$ , согласно [109], в одновременном случае  $\gamma^{sss} \sim \lambda_e^2 c_s k^3$  при  $\frac{W^s}{nT_e} \approx \lambda_e^2 k^2 \Delta k$ .

Грубая оценка формы спектра ионно-звуковых волн в квазистационарном состоянии дает, что  $W_k \sim k^2$  в области  $k \ll 1/\lambda_e$ . Процесс распада ионно-звуковых волн всегда будет превалировать над процессом нелинейного рассеяния на ионах в исследованном в [97] квазиодномерном случае (волновые векторы заключены в конусе  $\Delta\theta \ll 1$ ). В трехмерном случае процесс  $s \rightarrow s' + s''$  играет значительно меньшую роль, так как рассеяние на большие углы происходит лишь "эстафетно" (т.е. путем большого числа актов рассеяния на малые углы). Тем не менее процесс распада  $s \rightarrow s' + s''$  снижает уровень энергии ионно-звуковых волн, перекачивая их в область поглощения на ионных соударениях [97]. В результате учета такого типа процессов, согласно анализу,

проведенному в [481], возможно установление квазистационарного состояния с аномальным сопротивлением.

Зависимость энергии турбулентности от направленной скорости имеет вид

$$\frac{W^s}{nT_e} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{m_e}{m_i} \frac{u}{c_s} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/2} \cong 10^{-2} \frac{u}{v_e} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/2}.$$

Это выражение можно получить из уравнения баланса для волн  $\gamma^e = \gamma^{sss}$  (при пренебрежении  $\gamma_{\text{нел}}^i$  по сравнению с  $\gamma^{sss}$ ),

$$\text{где } \gamma^{sss} = 10^2 \omega_{pi} \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/2} \frac{W}{nT_e}.$$

Предполагаемая вольт-амперная характеристика при этом изменяется (см. рис. 1.6 III), а именно при учете распадов  $s \rightarrow s' + s''$  плоский участок вольт-амперной характеристики может сократиться и зависимость  $j \sim \sqrt{E}$  может начаться уже при полях  $E_3$ . Разберем подробнее этот участок вольт-амперной характеристики. Из уравнения баланса сил для электронов  $neE = nm_e uv^*$ , учитывая, что

$$v^* = \omega_{pe} W^s / nT_e = 10^{-2} \omega_{pe} (u/v_e) (\Delta\omega/\omega)^{1/2},$$

получаем

$$u = 10 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{eE v_e}{m_e \omega_{pe}}}.$$

Зависимость  $j(E)$  имеет вид

$$j = 10enc_s \sqrt{\frac{m_i}{m_e} \frac{E}{\sqrt{4\pi nT_e}}} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/4},$$

откуда из условия сшивки с вольт-амперной характеристикой на участке II получим

$$E_3 = 10^{-2} \frac{m_e}{m_i} \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/2} \sqrt{4\pi nT_e}.$$

Как легко видеть,  $E_3$  в несколько раз меньше  $E_2$ . Эффект распада ионно-звуковых волн как основной эффект, приводящий к формированию спектра и определяющий аномальное сопротивление, был предложен в работе [481] Цытовичем, подвергся критике в [40], ответ автора на которую имеется в [160]. На сегодняшний день вопрос какой из эффектов отражает сущность явления, остается открытым.

В работе [315] были проведены измерения корреляционной ширины для ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой внешним квазистатическим полем  $E_0$ . Наличие большой корреляционной ширины указывает на то, что имеет место распадный процесс.

Если использовать экспериментальные значения корреляционной ширины  $\Delta\omega$ , то уже при всех частотах, меньших  $\omega_{pi}/2$ , согласно теории [424, 481], распадный процесс  $s \rightarrow s' + s''$  определяет спектр. Таким образом, значительная часть спектра попадает в ту область, для которой учет корреляций в нелинейных взаимодействиях существенно сказывается на характере взаимодействия. По форме спектры, предсказываемые в [69] и [481], совпадают с наблюдениями: измеренный спектр приводится в ряде работ и соответствует зависимости  $W_\omega \sim \omega^{-1} \ln \Lambda(\omega)$ . Эффективность взаимодействия, согласно [144, 160], т.е. инкремент нелинейной перекачки, в  $8 T_e/T_i$  раз выше эффективности индуцированного рассеяния на ионах.

Отметим, что при индуцированном рассеянии на ионах нелинейная стабилизация неустойчивости приводит к оттоку энергии из области неустойчивости (черенковского конуса) в любые другие направления с примерно одинаковой вероятностью. Это значит, что если действительно стационарная турбулентность достигнута и спектр сформирован нелинейным взаимодействием  $s \rightarrow s' + i$ , то значительная доля энергии турбулентности должна находиться вне черенковского конуса.

Для распадного взаимодействия  $s \rightarrow s' + s''$ , наоборот, углы в процессе взаимодействия почти не меняются, а энергия лишь постепенно "диффундирует" к границе черенковского конуса с шагом диффузии  $\Delta\theta \sim (\Delta\omega/\omega)^{1/2}$ .

Нелинейные взаимодействия, определяющие нелинейную электропроводность, будут при уменьшении  $\Delta\omega$  в существенно большей области частот описываться индуцированным рассеянием на ионах.

Действительно, корреляционные эффекты усиливают нелинейные взаимодействия лишь при

$$\omega < \omega_{pi}(\Delta\omega/\omega)^{1/2}.$$

При уменьшении  $\Delta\omega/\omega$  эта область отодвигается к все меньшим частотам. В области  $\omega > \omega_{pi}(\Delta\omega/\omega)^{1/2}$  корреляционное уширение несущественно, эффективность распадного взаимодействия падает,  $W_k$  увеличивается, так как нет нелинейного стока энергии волн в сторону меньших частот. Область частот, в которой рассеяние на ионах интегрально, сильно зависит от отношения  $T_e/T_i$ . Критическое значение, разделяющее нелинейные режимы  $s \rightarrow s' + s''$  и  $s \rightarrow s' + i$ , сильно зависит от  $T_e/T_i$  и от  $\Delta\omega/\omega$ . В [481] показано также, что  $\Delta\omega/\omega$  растет со временем, достигая достаточно больших значений. Большая информация может быть получена при детальном численном решении нелинейных уравнений, учитывающих корреляционные эффекты.

В связи с дальнейшими магнитосферными приложениями следует подробнее остановиться на устойчивости спектров ионно-звуковых волн, приводящих к аномальному сопротивлению.

Все рассмотренные формулы для  $\nu^*$  носят приближенный характер, связанный с тем, что стационарный спектр Кадомцева и Петвиашвили получен в приближении изотропного инкремента. В лучшем случае погрешность, допускаемая при использовании такого приближения, порядка рассматриваемой величины. Вопрос об устойчивости спектра Кадомцева и Петвиашвили остается неясным до конца и сейчас. В работе Ахиезера [10] показано, что существуют решения, в которых угол  $\theta$  пульсирует во времени около некоторого среднего значения. (Угол  $\theta$  — это угол раствора в  $k$ -пространстве, в котором генерируются ионно-звуковые волны).

В работе Липеровского и Цытовича [108] рассмотрены медленные малые пульсации плотности турбулентной энергии, по отношению к которым неустойчиво стационарное состояние, определяемое квазилинейными эффектами. Показано, что в случае почти одновременного распространения ионно-звуковых волн в узком конусе ( $\theta \ll 1$ ) возможна неустойчивость медленных волн так называемого II звука с частотой  $\omega \ll \omega_s$ . При этом процессе медленно колеблется как плотность плазмонов, так и наклон функции распределения электронов, определяющей инкремент генерации волн.

Процессы типа II звука могут приводить в магнитосферных условиях к медленным пульсациям аномального сопротивления и, следовательно, продольных токов и энергии быстрых частиц. Для объяснения тонкой структуры полярных сияний подобные идеи развивались в работе Трахтенгерца [155].

Вопрос о сопротивлении плазмы на границе устойчивости ионно-звуковых волн исследовался рядом авторов, в частности в [68, 402]. Основной результат — частота коллективных соударений устойчивой плазмы на границе устойчивости

$$\nu^* = \frac{1}{3} \frac{\omega_{pe}}{\Lambda} (k\lambda_e)^3.$$

Учитывая, что частота парных электрон-ионных кулоновских соударений

$$\nu_{e,i} = \frac{1}{3} \frac{\omega_{pe}}{\Lambda} \ln \Lambda,$$

где  $\Lambda = 4\pi n \lambda_e^3$  (причем  $\ln \Lambda \approx 6-10$  для большинства встречающихся в природе плазм), можно видеть, что флуктуации в устойчивой плазме могут увеличить сопротивление по сравнению со столкновительным не более чем на несколько процентов, так как  $\nu^*/\nu_{e,i} \sim \sim (k_{кр} \lambda_e)^3 / \ln \Lambda$ ,  $k_{кр} \lambda_e \ll 1$ . Здесь  $k_{кр}$  — критическое волновое число для заданной скорости дрейфа в соответствии с формулой Пападопулоса для критической скорости в неизоэнтальной ( $T_e \gg T_i$ ) плазме [402]

$$\nu_{кр}(k_{кр}) = c_s \left[ 1 + \frac{1}{2} (k_{кр} \lambda_e)^2 \right].$$

Худсон [302] продолжила поиски новых волновых механизмов, которые могли бы быть важными в проблеме аномального сопротивления в магнитосфере. Последние

Q-машинные эксперименты показали, что градиенты температуры  $\nabla T$ , вызывая EIC дрейфовую моду, приводят к большему аномальному сопротивлению, чем обычная EIC-неустойчивость. Такое действие  $\nabla T$  связано как с высоким инкрементом процесса так и с непрерывным, похожим на ионно-звуковой спектр. Конечная электронная теплопроводность, учтенная в работе, приводит к эффекту распространения EIC-моды в ионосферной неустойчивости на малые высоты (ниже 1000 км над Землей). С рассмотренной неустойчивостью в [302] сравнивается столкновительная ионно-звуковая мода с малым порогом в процессе генерации аномального сопротивления при  $h < 1000$  км.

Есть еще один эффект, который может обеспечить передачу импульса нерезонансным ионам, а следовательно, и стационарность, — это рассмотренный в [74] сдвиг фазовых скоростей ионно-звуковых волн за счет слабой неоднородности плазмы. Суть эффекта

заключается в следующем. В квазиклассическом приближении  $\left| \frac{\nabla n}{n} \frac{\partial \omega}{\partial k} \right| \ll \gamma_{\text{лин}}^0$ , т.е. когда время нарастания неустойчивости значительно меньше характерного времени затухания, связанного с неоднородностью, функция распределения плазмонов должна удовлетворять уравнению Лиувилля (см, например, [69]):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial k} \nabla N - \nabla \omega \frac{\partial N}{\partial k} = 2\gamma N. \quad (1.38)$$

Последний член в левой части уравнения связан с тем, что частота плазмона в квазиклассическом приближении постоянна, поэтому волновое число плазмонов, распространяющихся в неоднородной плазме, меняется. В частности, из (1.38) следует

$$k^2 + \lambda_e^2(x) = \text{const},$$

откуда получаем, что плазмон, идущий вдоль градиента плотности, "краснеет", т.е. уменьшает свое волновое число, и для него главным механизмом затухания будет слабое затухание на электронах. Наоборот, плазмоны, идущие в направлении уменьшения плотности, увеличивают волновое число  $k$  и быстро попадают в область таких  $k$ , где имеется сильное затухание на резонансных ионах. Анализ, проведенный в [74], показал, что плазмоны в неоднородной плазме, испущенные практически под любым углом поворачивают в сторону, противоположную градиенту плотности, и через время  $\tau \sim ka/\omega_{pi}$  попадают в область сильного затухания (здесь  $\nabla n/n \equiv a^{-1}$ ).

Таким образом, слабую неоднородность в плазме можно грубо учесть инкрементом  $\gamma_i \sim \omega_{pi}/ka$  и этот эффект, как и нелинейное рассеяние на ионах, может обеспечивать квазистационарность. Приведем критерий того случая, когда влияние неоднородности более существенно, чем нелинейные эффекты:

$$E \ll E_2 \frac{m_i}{m_e} \frac{\lambda_e^2}{a^2}, \quad a^{-1} \equiv \frac{\nabla n}{n}.$$

Заканчивая данный раздел, необходимо упомянуть, что многие трудности и противоречия в теории аномального сопротивления были разрешены в работах Хортона и Чоя [227, 300].

В последние годы получила дальнейшее развитие теория модифицированных орбит Дюпри [253, 250], в которой невозмущенные орбиты линейной теории заменялись более точными статистическими орбитами при наличии турбулентных волн конечной амплитуды. Основной эффект состоял в уширении области резонанса при взаимодействии волн с частицами. Уширение резонанса Ландау волн с ионами благодаря эффектам возмущения ионных орбит в турбулентной плазме может увеличить затухание волн. Тогда система будет сохраняться в нелинейном гранично-устойчивом состоянии и требуемое резонансное уширение определит уровень турбулентности. При насыщении  $\text{Im} \epsilon_i^{\text{нел}}(\mathbf{k}, \omega) + \text{Im} \epsilon_e^0(\mathbf{k}, \omega) = 0$ . Величина  $\text{Im} \epsilon_i^{\text{нел}}(\mathbf{k}, \omega)$  подобна  $\text{Im} \epsilon_i^0(\mathbf{k}, \omega)$ , если заменить  $v_i^2 \rightarrow v_i^2 + \Delta v_{ik}^2$ , где

$$\Delta v_{ik} = \left[ \frac{4\sqrt{2}\pi^{3/2} e^2}{3m_i^2} \frac{k_i k_j}{k^3} \sum_k \frac{k'_i k'_j}{k'^3} \frac{W_{\mathbf{k}'}}{\Delta v_{ik'}} \right]$$

— резонансное уширение, вызванное наличием турбулентности со спектральной плотностью энергии  $W_{\mathbf{k}}$ . Исходя из написанных уравнений можно найти уровень стабилизации турбулентности, что сделано Слиперином и др. [448]:  $\nu^* = \omega_{pe} W/nT_e$ .

## 1.5. ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ, ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ТОКА ОТ ВРЕМЕНИ И ГРАНИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В турбулентной плазме работают весьма интенсивные механизмы поглощения турбулентных пульсаций, и в первую очередь поглощение Ландау, которое может намного превосходить поглощение из-за парных соударений.

При этом низкочастотные турбулентные пульсации затухают, как правило, более интенсивно, чем высокочастотные. Поглощение пульсации частицами приводит к турбулентному нагреву плазмы. В процессе турбулентного нагрева плазмы увеличивается температура электронов и ионов. Под температурой электронов и ионов плазмы при турбулентном нагреве условно понимаем средние хаотические энергии компонент. Ход турбулентного нагрева в зависимости от времени особенно интересен с точки зрения приложения результатов теории аномального сопротивления к динамике продольных токов в магнитосфере Земли. Экспериментально динамику продольных токов в магнитосфере можно изучать как по данным прямых измерений на спутниках, так и исходя из наземных магнитовариационных измерений. Чтобы данные экспериментов можно было сравнить с теорией, необходима экстраполяция теории продольных с развитой турбулентностью токов на большие времена порядка времени продолжительности суббури, когда важен турбулентный нагрев [50, 52].

Заметим, что существование токовой неустойчивости не гарантирует появление квазистационарного аномального сопротивления. Необходимо обязательно решить нелинейную задачу и выяснить, не приведет ли аномальное трение и турбулентный нагрев систему в область устойчивости.

При рассмотрении турбулентного нагрева за счет электрического поля  $E$  бессмысленно говорить о вольт-амперной характеристике  $j(E)$ . В этом случае задача состоит в нахождении  $j(E, t)$  для разных интервалов значений электрических полей.

Имея в виду дальнейшее приложение теории к продольным токам в магнитосфере, опишем нагрев плазмы в постоянном электрическом поле  $E$ . В этом разделе рассматривается только случай слабой турбулентности:  $W/nT_e \ll 1$ .

При движении электронов с направленной скоростью  $u$  сила, действующая на электроны со стороны электрического поля, уравнивается силой динамического трения:

$$enE = v^* n m_e u.$$

Энергия, получаемая плазмой от электрического поля, равна работе силы динамического трения (в единицу времени):

$$\frac{\partial n T_e}{\partial t} + \frac{\partial n T_i}{\partial t} = v^* n m_e u^2.$$

Нагрев ионов, происходящий благодаря нелинейному рассеянию ионов на волнах (плазмонах), описывается выражением

$$\frac{\partial n T_i}{\partial t} = \int \gamma^i_{\text{нел}} W \frac{dk}{(2\pi)^3} \approx \omega_{pi} \frac{W^2}{n T_e} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2,$$

так как, согласно [40],

$$\gamma^i_{\text{нел}} \approx \omega_{pi} \frac{W}{n T_e} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2.$$

Кроме того, необходимо записать условие квазистационарности для волн, в котором линейная генерация волн с инкрементом  $\gamma^e_{\text{лин}}$  уравнивалась бы нелинейными процессами. Это условие будет выглядеть по-разному для различных интервалов значений внешнего электрического поля  $E_0$ .

При направленной скорости электронов  $u$ , несколько превышающей  $c_s$ , и электрическом поле  $E_1 < E < E_3$ , где  $E_1 = \frac{e}{\Lambda_e^2} \frac{\ln \Lambda}{2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ ,  $E_3 = \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{\Delta \omega}{\omega}\right)^{1/2} 10^{-2} \sqrt{4\pi n T_e(t)}$ , что соответствует квазилинейному режиму, нагрев описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{T}_e &= e E_0 u(t), \\ \dot{T}_i &= e E_0 c_s(t). \end{aligned} \tag{1.39}$$

Линейный инкремент ионно-звуковой неустойчивости при максвелловских функциях распределения имеет вид

$$\gamma^{(0)} = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \frac{\omega^4}{k^3 c_s^3} \left[ \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{u \cos \theta}{c_s} - 1\right) - \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} e^{-\frac{T_e}{2T_i}} \right],$$

откуда критерий неустойчивости  $u/c_s > 1 + (T_e/T_i)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2} e^{-T_e/2T_i}$ .

Если раскачка происходит вблизи границы области устойчивости, можно положить:

$$u = c_s \left[ 1 + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} e^{-\frac{T_e}{2T_i}} \right].$$

При достаточно большой неизотермичности ( $T_{e0}/T_{i0} > 15$ )  $u \approx c_s$  и процесс турбулентного нагрева будет идти так, что отношение  $T_e/T_i$  для водородной плазмы будет стремиться к константе  $\Lambda_0 = 10$ , как показано в работе [74].

Если же  $T_{e0}/T_{i0} < 10$ , то раскачка ионно-звуковых волн и турбулентный нагрев начнутся при  $u \sim \Lambda_0 c_s$ . При этом турбулентный нагрев электронов будет сильнее и отношение температур  $T_e/T_i$  будет стремиться к тому же самому пределу  $\Lambda_0$ .

Решение уравнения (1.39) при достаточно больших временах и температурах  $T_e \gg T_{e0}$  и  $T_i \gg T_{i0}$  дает

$$T_e \approx t^2 \frac{(\Lambda_0 e E_0)^2}{m_i}, \quad T_i \approx t^2 \frac{\Lambda_0 (e E_0)^2}{m_i}.$$

Соответствующая частота коллективных соударений уменьшается со временем по закону

$$\nu^* \approx \omega_{pe} \frac{E_0^{1/2}}{(4\pi n T_e)^{1/4}} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} (10\theta)^{-1} \sim T_e^{-1/4} \sim t^{-1/2}.$$

При  $u \gg c_s$  и внешнем электрическом поле

$$E_0 \gg \frac{m_e}{m_i} \frac{T_{e0}}{T_{i0}} (4\pi n T_{e0})^{1/2} (10\theta)^{-2}$$

до сих пор остается открытым вопрос о преобладающем режиме: III [481] или IV [40] (см. рис. 1.6).

Приведем уравнения, описывающие нагрев в случае, соответствующем режиму III когда линейная генерация уравновешивается распадами  $s \rightarrow s' + s''$ . Так как направленная скорость  $u$  связана с электрическим полем по закону [481]:

$$u = 10 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^{1/4} \left(\frac{e E_0 v_e}{m_e \omega_{pe}}\right)^{1/2} = 10 c_s \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^{1/4} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{E_0}{\sqrt{4\pi n T_e}}\right)^{1/2}, \quad (1.40)$$

нагрев электронов можно описать уравнением

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = T_e^{1/4} \frac{10 e E_0^{3/2}}{(4\pi n m_e^2)^{1/4}} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^{1/4},$$

откуда при  $T_e \gg T_{e0}$ , полагая здесь и далее  $(\omega/\Delta\omega) = \text{const}$ ,

$$T_e \approx \frac{15 e^{3/2} E_0^2}{(4\pi n m_e^2)^{1/2}} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^{1/3} t^{4/3}. \quad (1.41)$$

Соответственно, согласно [50, 52],

$$\nu^* = \frac{\omega_{pe}}{10} \sqrt{\frac{e E_0}{m_e \omega_{pe} v_e}} \sim T_e^{-1/4} \sim t^{-1/3},$$

т.е.  $\nu^*$  также уменьшается со временем, но более медленно, чем в случае IV.

Нагрев ионов, как и в случае IV, можно описать уравнением

$$\frac{\partial n T_i}{\partial t} = \int \gamma_{k, \text{нел}}^i W \frac{dk}{(2\pi)^3} \approx \omega_{pi} \frac{W^2}{n T_e} (10\theta)^2,$$



откуда, учитывая, что

$$\frac{W_s}{nT_e} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{m_e}{m_i} \frac{u}{c_s} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/2},$$

получим, что при  $T_i \gg T_{i0}$  температура ионов зависит от времени по закону

$$T_i = T_{i0} \exp \left[ 3b(t^{1/3} - t_0^{1/3}) / \left( \frac{4}{3} a \right)^{2/3} \right],$$

$$\text{где } b = \frac{e}{\sqrt{m_i}} \theta^2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{1/2}, \quad a = 10e \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/4} / m_e^{1/2} (4\pi)^{1/4}.$$

В соответствии с формулами (1.40), (1.41) зависимость тока от электрического поля и от времени можно записать в следующем виде:

$$j = Et^{1/3} en \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/3} 2O \left( \frac{e}{4\pi m m_e^2} \right)^{1/3} = \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/3} \frac{5}{2\pi} \left( \frac{15}{2} \right)^{1/2} \omega_{pi} E \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{2/3} (\omega_{pi} t)^{1/3} \sim E \sqrt[3]{t}.$$

После "включения" поля  $E_0$  нагрев электронного газа идет по закону (1.41) до тех пор, пока критическое поле

$$E'_{**}(t) = 10^{-2} \frac{m_e}{m_i} \left( \frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^{1/2} \sqrt{4\pi n T_e(t)}$$

не станет равным  $E_0$ . После этого следует ожидать, что нагрев будет идти в соответствии с [74]. Подставляя  $T_e(t_0)$  в уравнение  $E_0 = E'_{**}(t)$ , получим

$$t_0 = \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{m_i}{m_e} \frac{m_i^{1/2}}{e(4\pi)^{1/2}} \frac{4 \cdot 10^2}{3}.$$

В условиях магнитосферы это время "скатывания" на "квазилинейный" режим тока порядка 10 с. Далее нагрев будет продолжаться в квазилинейном режиме.

При  $u \gg c_s$  и внешнем электрическом поле  $E_0 \gg E_2$  (режим IV), где

$$E_2 = \frac{m_e}{m_i} \frac{T_e}{T_i} (10\theta)^{-2} \sqrt{4\pi n T_e},$$

рассмотрение нагрева основано по-прежнему на законах сохранения импульса и энергии при взаимодействии электронов и ионов с колебаниями.

При движении электронов со скоростью  $u$  энергия, получаемая электронами от электрического поля  $E_0$ , равна работе силы трения, связанной с торможением электронов плазмонами:

$$eE_0 n - \nu^* n m_e u = 0.$$

$$\text{где } \nu^* = (m_e n u^2)^{-1} \int \gamma_k^e W_k \frac{ku}{\omega_k} \frac{dk}{(2\pi)^3} = \omega_{pe} \frac{W}{nT_e}.$$

Работа силы трения затрачивается на нагрев электронов и ионов плазмы:

$$\frac{\partial nT_e}{\partial t} + \frac{\partial nT_i}{\partial t} = eE_0 u n.$$

Нагрев ионов можно описать уравнением

$$\frac{\partial nT_i}{\partial t} = \int \gamma_{\text{нел}}^i(k) W_k \frac{dk}{(2\pi)^3} \cong \omega_{pi} \frac{W^2}{nT_e} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2,$$

$$\text{так как } \gamma_{\text{нел}}^i = \omega_{pi} \frac{W}{nT_e} \frac{T_i}{T_e} (10\theta)^2.$$

Учитывая условие квазистационарности, когда  $\gamma_{\text{нел}}^i = \gamma_{\text{лин}}^e$ , где  $\gamma_{\text{лин}}^e \approx \frac{u}{v_e} \omega_{pi}$ , полу-

чим систему четырех уравнений, описывающих медленное изменение  $T_e(t), T_i(t), u(t), W(t)$ :

$$\partial T_i / \partial t + \partial T_e / \partial t = euE_0, \quad \partial T_i / \partial t = eE_0 \sqrt{T_e / m_i}, \quad (1.42)$$

$$u = 10\theta T_i^{1/2} T_e^{-1/4} \sqrt{\frac{E}{m_e(4\pi n_0)^{1/2}}},$$

$$W = n\sqrt{m_e} u T_e^{3/2} T_i^{-1} (10\theta)^{-2}.$$

Пренебрежем  $\partial T_i / \partial t$  по сравнению с  $\partial T_e / \partial t$  в первом уравнении системы. При  $T_e \gg T_{e0}, T_i \gg T_{i0}$  система (1.42) имеет вид

$$\partial T_e / \partial t = E_0^{3/2} T_i^{1/2} T_e^{-1/4} b, \quad b = \frac{10\theta}{(4\pi n)^{1/4}} \frac{e}{\sqrt{m_e}},$$

$$\partial T_i / \partial t = E_0 T_e^{1/2} a, \quad a = e / \sqrt{m_i}.$$

Решение системы:

$$T_e \approx (t + c/a)^{3/2} E_0^2 (7b/6) (4a/7)^{3/2},$$

$$T_i \approx (t + c/a)^{7/4} E_0^2 (7b/6)^{1/2} (4a/7)^{5/4}.$$

Отсюда вытекает, что  $T_e/T_i \sim t^{-1/4}$ , т.е. неизотермичность уменьшается со временем. Если в начальный момент времени, когда "включается"  $E_0$ ,  $T_{e0} \gg T_{i0}$ , то через какое-то время температуры электронов и ионов должны стать одинаковыми. Это приведет к интенсивному поглощению волн ионами и к прекращению существования ионного звука (при  $T_e/T_i \lesssim 3$ ).

Зависимость тока от электрического поля и от времени в рассматриваемом случае можно переписать в форме, учитывающей явную зависимость от времени:

$$j = enu = \frac{10\theta}{2\pi\sqrt{7}} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \omega_{pi} E (\omega_{pi} t)^{1/2}.$$

Частота коллективных соударений в описываемом режиме уменьшается по закону  $\nu^* \sim 1/\sqrt{t}$ .

Оценки показывают, что если нагрев в указанном режиме осуществится в магнитосфере, например на расстоянии  $r \approx (3 \div 4)R_E$  за время  $t_+ \approx 0,1 \text{ с} \approx 200 \omega_{pi}^{-1} 2\pi$ , то электроны нагреваются до  $15 T_{e0}$ , а ионы — до  $50 T_{i0}$ . Легко видеть, что при больших полях ( $E_0 \gg E_2$ ) в магнитосфере через очень малый промежуток времени произойдет "срыв" ионно-звукового турбулентного режима из-за изотермизации и скорее всего образуется двойной слой.

В условиях магнитосферы трудно ожидать, чтобы поле сохранялось постоянно достаточно большой промежуток времени. Поэтому полезно проанализировать тот же процесс нагрева для какой-либо простой модели падающего во времени поля, например для

$$E = E_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-1}, \quad E_1 < E_0 < E_3, \quad u \sim \Lambda_0 c_s.$$

Нагрев описывается уравнением

$$\frac{\partial n T_e}{\partial t} = \frac{\Lambda e E_0}{1 + t/\tau} n \sqrt{\frac{T_e}{m_i}},$$

а при  $T_e \gg T_{e0}$  электронная температура определяется выражением

$$T_e = \frac{e^2 E_0^2 \Lambda^2 \tau^2}{4m_i} \ln^2 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right),$$

откуда  $T_e \sim t^2$  при  $(t/\tau) \ll 1$  и  $T_e/T_i \approx \Lambda \approx 10$ .

В соответствии с написанными формулами, частота коллективных соударений падает со временем при  $t > \tau$

$$\nu^* = \omega_{pe} E_0^{1/2} (8\pi n T_e)^{-1/4} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} \sim \frac{1}{\sqrt{t}}.$$

В настоящее время еще нет одновременных комплексных измерений на одном и том же космическом аппарате плотности продольных токов, продольных электрических полей, уровня плазменной турбулентности и эффективных температур электронов и ионов. Поэтому экспериментальное исследование продольных токов с аномальным сопротивлением и сравнение измерений с теоретическими представлениями носит фрагментарный характер. Современная теория аномального сопротивления, строго говоря, построена лишь для малых отрезков времени — порядка сотен ионных плазменных периодов после "включения" электрического поля и протекания тока. Времена же существования продольных токов в космическом пространстве соответствуют временам развития суббурь и могут составить десятки минут. Поэтому необходима хотя бы грубая экстраполяция теории аномального сопротивления на большие интервалы времени, когда важен турбулентный нагрев и должны учитываться потери энергии на границах токов. Оправданием такой экстраполяции теории может служить только дальнейшее ее подтверждение экспериментом.

Рассмотрим следующую модельную задачу [51]. Пусть задан отрезок магнитосферной силовой трубки, входящей в полярную ионосферу с поперечным размером  $l$ . В случае достаточно широких силовых трубок турбулентный нагрев плазмы ограничивается благодаря конечной длине силовой трубки. В этом случае при постоянстве тока вдоль силовой трубки ( $u = \text{const}$ ,  $n_0 = \text{const}$ ) электрическое поле вдоль силовой трубки  $E(z)$  не постоянно, т.е. должны образовываться области квазистационарного пространственного заряда.

Проведем рассмотрение основных закономерностей турбулентного тока в силовой трубке постоянного сечения.

Для определенности будем считать, что электрическое поле имеет направление от Земли — в положительном направлении оси  $Z$ , что соответствует вытекающим из ионосферы продольным токам. Примем, что при  $z = 0$  температура ионов  $T_{i0}$  (холодные ионосферные ионы), электрическое поле  $E_0$ , а температура электронов  $T_e^*$  имеет максимальное значение (высыпающиеся в ионосферу электроны продольных токов). Если электрическое поле удовлетворяет условию  $E > E_2 = 10^{-3} \cdot (T_e/T_i)(m_e/m_i)\sqrt{4\pi n_0 T_e^*}$ , то для зависимости тока от электрического поля в стационарном режиме справедлива формула Сагдеева [40, 426]:

$$j = enu = enc_s(10\theta) \left( \frac{T_i}{T_e} \frac{m_i}{m_e} \frac{E}{\sqrt{4\pi n T_e^*}} \right)^{1/2}, \quad (1.43)$$

где  $\theta$  — эффективный конус раствора ионно-звуковых волн (в дальнейшем полагаем  $\theta \approx 1$ ). Условие постоянства тока вдоль силовой трубки дает

$$ET_i/T_e^{1/2} = E_0 T_{i0}/T_e^{*1/2}. \quad (1.44)$$

Турбулентный нагрев электронов и ионов в предположении слабой турбулентности можно грубо описать системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0 T_0}{\partial t} &= eEn_0 u + \frac{\partial T_e}{\partial z} n_0 u, \\ \frac{\partial n_0 T_i}{\partial t} &= eEn_0 c_s - \frac{\partial T_i}{\partial z} n_0 v_i^{(0)}, \end{aligned} \quad (1.45)$$

где  $c_s$  — скорость звука,  $n_0$  — электронная плотность,  $v_i^{(0)}$  — направленная скорость ионов (полагаем  $v_i^{(0)} \approx v_i \equiv \sqrt{T_i/m_i}$ ). В условиях стационарности имеем

$$\partial T_e/\partial z = -eE, \quad \partial T_i/\partial z = \frac{2}{3} eE \sqrt{T_e/T_i}. \quad (1.46)$$

Заметим, что при указанном выборе системы координат  $\frac{\partial T_e}{\partial z} < 0$ . Учтем граничные условия для электрического поля и электронной и ионной температуры:  $E|_{z=0} = E_0$ ,  $T_e|_{z=0} = T_e^*$ ,  $T_i|_{z=0} = T_{i0}$ . Тогда решение системы уравнений (1.44) и (1.46) можно приближенно записать в виде

$$\begin{aligned} T_e/T_e^* &= [1 + 1/\beta_0^3 - (1/\beta_0^5 + \alpha z)^{3/2}]^{2/3}, \\ T_i/T_e^* &= [(T_{i0}/T_e^*)^{5/2} + \alpha z]^{2/3}, \end{aligned} \quad (1.47)$$

$$\text{причем } T_e^{3/2} + T_i^{3/2} = T_e^{*3/2} + T_{i0}^{3/2}, \quad (1.48)$$

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1 - \frac{1}{3}(\alpha z)^{3/5}}{(1 + \alpha \beta_0^5)^{3/5}}, \quad \text{где } \beta_0 = \sqrt{T_e^*/T_{i0}}, \quad \alpha = \frac{5}{2} \frac{eE_0}{T_e^*} \frac{T_{i0}}{T_e^*}. \quad (1.49)$$

На достаточно больших расстояниях при условии  $1 \gg \alpha z \gg (T_{i0}/T_e^*)^{5/2}$  можно записать:

$$T_e/T_e^* \approx 1 - \frac{2}{3}(\alpha z)^{3/5}, \quad T_i/T_e^* \sim (\alpha z)^{2/5},$$

$$E/E_0 \sim T_{i0}/T_e^* (\alpha z)^{-2/5} \left(1 - \frac{1}{3}(\alpha z)^{3/5}\right).$$

Ограничение длины силовой трубки с развитой ионно-звуковой турбулентностью связано с условием существования ионного звука  $T_e/T_i \gg 6$ .

Для разности потенциалов имеем

$$\Phi(z) - \Phi(0) = \frac{2}{3} \frac{T_e^*}{e} \left(\frac{T_i}{T_e^*}\right)^{3/2} = \frac{5}{3} E_0 \frac{T_{i0}}{T_e^*} \frac{(\alpha z)^{3/5}}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{6}(\alpha z)^{3/5}\right).$$

Проведенный анализ правомерен для  $t \gg t_* = \sqrt{2m_e L/eE_0}$ , где  $L$  — продольный масштаб силовой трубки с продольным током и развитым аномальным сопротивлением, и для достаточно широких силовых трубок ( $l \gg l_{кр}$ ), когда  $T_e^{*кр} \gg T_e^{**} \equiv \int_0^L eEdz$  где  $T_e^{*кр}$  — эффективная температура "срыва" квазистационарного состояния из-за эффекта конечного поперечного размера силовой трубки  $l_{кр}$ .

Если же  $T_e^{срыва} < T_e^{**} = \int_0^L eEdz$ , что соответствует достаточно узким силовым трубкам ( $l < l_{кр}$ ), в которых течет продольный ток, то возможны срывы турбулентных квазистационарных состояний из-за эффекта ухода волн через боковую поверхность силовой трубки. Эффективная температура "срыва" определится, если приравнять эффективный "трансляционный" декремент затухания турбулентности  $\gamma^{T^2} \equiv 2\zeta_3$  линейному инкременту  $\gamma_{лин} \simeq \omega_{pi} u/v_e$ , где  $u$  определяется (1.43). В результате получим

$$T_e^{срыва} = (25El^2 e^2 T_i \sqrt{4\pi n})^{2/5}. \quad (1.50)$$

Естественно, мы имеем в виду области силовой трубки вблизи  $z = 0$ , где  $T_e \approx T_e^{max} \equiv T_e^*$ . С учетом (1.50), если считать заданной  $T_e^*$ , можно записать выражение для критической ширины силовой трубки:

$$l_{кр} = \left(\frac{T_e^{5/2}}{25Ee^2 T_i \sqrt{4\pi n}}\right)^{1/2}.$$

Другой возможный случай квазистационарного режима при электрическом поле в пределах  $E_3 < E < E_2$ , где

$$E_3 = 10^{-2} \frac{m_e}{m_i} \sqrt{4\pi n T_e}, \quad u = 10(eEv_e/m_e \omega_{pe})^{1/2},$$

рассмотрен в работе [481].

При учете зависимости электрического поля и электронной и ионной температуры от координат  $z$  уравнения, описывающие турбулентный нагрев, согласно [50], имеют вид

$$n_0 \frac{\partial T_e}{\partial t} = en_0 u E + n_0 u \frac{\partial T_e}{\partial z},$$

$$n_0 \frac{\partial T_i}{\partial t} = en_0 E \frac{T_i}{T_e^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{m_i}} - n_0 \frac{\partial T_i}{\partial z} v_{i(0)}.$$

Стационарное решение (предполагаем, как в предыдущем случае,  $v_i^{(0)} = v_i \equiv \sqrt{T_i/m_i}$ ):

$$\begin{aligned} T_e/T_e^* &= (1 - \alpha z)^{2/3}, \quad T_i/T_e^* = [1 - (1 - \alpha z)^{1/3}]^2, \\ E/E_0 &= (1 - \alpha z)^{-1/3}, \quad \alpha \equiv 3f2eE_0/T_e^*. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Из выражений (1.51) следует, что на очень малых расстояниях  $\alpha z \ll 1$ , температура ионов увеличивается с расстоянием пропорционально  $z^2$ , а электронная температура и электрическое поле незначительно изменяются с расстоянием.

Расстояние  $L$ , на котором значение отношения  $T_e/T_i$  уменьшится примерно до 6, т.е. длина части силовой трубки, в которой может существовать описанное турбулентное состояние, находится из уравнения

$$\frac{T_e}{T_i} = \frac{(1 - \alpha z)^{2/3}}{[1 - (1 - \alpha z)^{1/3}]^2} \approx 6 \quad (1.52)$$

и составляет  $z_0 = 0,65\alpha^{-1}$ .

В случае достаточно узких ( $l < l_{кр}$ ) силовых трубок в описанном режиме также возможны срывы аномального сопротивления. Приравнивая  $\gamma^{tr} \approx \frac{2c_s}{l} \approx \gamma_{лин}$ , получим условие срыва

$$E_0 l^2 = T_e^{*3/2} / (25e^2 \sqrt{4\pi m_0}). \quad (1.53)$$

Используя закон нагрева электронов (1.41) для безграничной плазмы в данном режиме, получим время срыва

$$t^{**} \omega_{pi} = l/E_0 \sqrt{m_e/m_i} \frac{16\pi m_e}{3}.$$

Если величина напряженности приложенного электрического поля  $E$  лежит в интервале  $E_1 < E < E_2$ , где  $E_1 = e(\ln \Lambda) \sqrt{m_e/m_i} 2\lambda_e^2$ ,  $\lambda_e = v_e/\omega_{pe}$ ,  $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$ ,  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм, имеет место режим II, т.е.  $j = neu_0$ ,

$$u_0 \equiv \Lambda_i v_{Ti}, \quad \Lambda_i \sim \ln \left( 2 \frac{T_e}{T_i} \frac{v_{Te}}{v_{Ti}} \Lambda_i \right) \sim 10 \text{ при } T_i \gg T_e.$$

В этом случае нет стационарных решений.

Качественный анализ [51] приводит к выводу, что эволюция крупномасштабной картины ионно-звуковой турбулентности в силовой трубке с продольным током должна идти так, что длина  $L$  трубки с  $E \neq 0$  будет уменьшаться. При заданной разности потенциалов на концах трубки электрическое поле в нижней части будет при этом увеличиваться до значения  $E_2$  (или  $E_3$ ), выше которого может установиться один из рассмотренных выше квазистационарных режимов. Не исключена также и возможность образования двойных электростатических слоев в результате описанной эволюции. Отметим, что в режиме II анализ закономерностей нагрева электронов и ионов, аналогичный предыдущему, не был бы надежным, так как значения фазовой скорости неустойчивых волн  $\omega/k$  весьма чувствительны к виду ионной функции распределения.

Если силовая трубка  $l < l_{кр}$ , то в режиме II возможны срывы турбулентного состояния, связанные с конечной величиной поперечника силовой трубки, естественно, если время срыва  $t^* < t^{**}$ . Причиной таких срывов является уход волн через поперечные границы токовых трубок в окружающую среду.

Проанализируем роль выхода волн из турбулентных токовых трубок в динамике продольных токов на примере грубой модели ограниченных по сечению силовых магнитосферных трубок с поперечным размером  $l$  [31, 51].

Трансляционный член в кинетическом уравнении для волн имеет оценку

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} \nabla W_k^s \sim \frac{2c_s}{l} W_k^s.$$

Обратим внимание на рост этого члена со временем и сравним его с членом  $\gamma_{нел}^i W_k^s$ , описывающим нелинейное рассеяние волн на ионах. (Здесь  $\gamma_{нел} = \omega_{pi}(10\theta)^2 \frac{T_i}{T_e} \frac{W^s}{nT_e}$ , согласно [40]). Сравнив указанные члены, получим, что через вре-

ма  $t^*$  при достижении электронами температуры  $T_e^*$  должны произойти срыв квазистационарного турбулентного состояния и исчезновение аномального сопротивления.

$$(T_e^*)^{3/2} = \frac{(10\theta)^2 \sqrt{\pi}}{4\Lambda_0} e^2 E l^2 \sqrt{n_0},$$

$$t^* = \omega_{pi}^{-1} \sqrt[3]{2} (10\theta \pi l e n_0 / E \Lambda_0^2)^{2/3}.$$

Электронная плоскость вдоль магнитной силовой трубки уменьшается от  $10^6$   $1/\text{см}^3$  на высоте нескольких сот километров до величины порядка  $10$   $1/\text{см}^3$  на расстоянии десятков радиусов Земли. Соответственно в продольных токах могут наблюдаться срывы аномального сопротивления с характерными масштабами от  $0,1$  с в верхней ионосфере до десятков секунд на больших расстояниях от Земли.

Следует ожидать, что после срыва аномального сопротивления должны произойти поляризация и резкое уменьшение электрического поля в магнитосферной части токовой трубки. При этом электрическое поле в ионосфере должно увеличиться, а также должен увеличиться полный ток в магнитосферно-ионосферной токовой цепи в связи с перераспределением падения потенциала. Время восстановления турбулентности по порядку величины должно соответствовать времени прохождения ускоряющегося электрона вдоль силовой трубки.

В случае, когда важен уход волн через боковые стенки трубки, не может образоваться квазистационарное состояние, так как трансляционный член в уравнении баланса энергии волн растет с увеличением температуры, а остальные члены с ростом температуры убывают. Таким образом, из приведенного качественного анализа следует возможность медленных пульсаций продольного тока и плотности энергии электростатических волн, обеспечивающих аномальное сопротивление.

Рассмотренные нестационарные эффекты срывов и восстановления, как было указано, могут наблюдаться лишь в достаточно узких силовых трубках. Критерий для ширины трубки  $l$  можно получить, полагая температуру срыва  $T_e^{\text{срыва}}$ , удовлетворяющей условию  $T_e^{\text{срыва}} \ll T^{**}$ , где

$$T_e^{**} = \int_0^L e E dz,$$

т.е. при

$$e \frac{l^4}{L^3} n_0 \left( \frac{10^2 \sqrt{\pi}}{4\Lambda_0} \right)^2 \ll E.$$

## 1.6. АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ВНЕШНЕЙ ТУРБУЛИЗАЦИИ

До сих пор рассматривались различные механизмы, приводящие к аномальному сопротивлению, возникающему при неустойчивостях, вызванных током, создаваемым большинством электронов.

В этом разделе мы обсудим возможность существования аномального сопротивления в турбулентной плазме с устойчивым током, при этом турбулизиция производится некоторыми внешними источниками. Для слабой заданной ионно-звуковой турбулентности задачи такого типа рассматривались в [31, 57, 312, 355]. В работе [56] было предположено, что такими источниками турбулизиции могут, в частности, быть пучки быстрых частиц. При этом первичный процесс — это генерация высокочастотной ленгмюровской турбулентности, вторичный — распад ленгмюровских волн на ленгмюровские и ионно-звуковые [98, 164], приводящие к аномальному сопротивлению и аномальной диффузии. Естественно, что такой механизм создания аномального сопротивления возможен только в неизотермической плазме ( $T_e \gg T_i$ ).

Другим механизмом турбулизиции во внешней магнитосфере могут быть мощные ударные волны солнечного происхождения [46]. Некоторой трудностью в теории ионно-звуковой турбулентности, объясняющей аномальное сопротивление в верхней ионосфере, является требование довольно большого значения критической токовой скорости  $v_{Te} \approx u_0$  при  $T_e \approx T_i$ . Если взять для верхней ионосферы среднее измеряемое значение тока  $j = 3 \cdot 10^5$   $\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$ , среднее измеряемое значение продольного электрического поля  $E = 1 \cdot 10^{-2}$  В/м, то  $\rho = \frac{1}{\sigma} = 3 \cdot 10^2$  Ом  $\cdot$  м для  $n = 10^5$   $\text{см}^{-3}$  и  $v^* = 10^6$   $\text{с}^{-1}$ . Од-

ко, по оценке [382], скорость относительного движения электронов (для кислорода)  $\frac{v_{Te}}{150} \approx v_{Ti}$ , т.е. ниже необходимой пороговой для возбуждения ионно-звуковой токовой неустойчивости на порядок. Поэтому Пападопулосом и Коффи [403, 404] была исследована ситуация, когда аномальное сопротивление может быть создано в плазме верхней ионосферы при отсутствии токовых неустойчивостей. Низкочастотная турбулентность, приводящая к коллективным соударениям и к аномальному сопротивлению в верхней ионосфере, создается следующим образом. Быстрые электроны (5–20 КэВ) — источник турбулизации — генерируют высокочастотные волны: ленгмюровские и вистлеры. Высокочастотные волны, имеющие фазовые скорости порядка скоростей пучков ( $\sim 10 v_{Te}$ ), сами не могут обеспечить аномальное сопротивление, однако они могут генерировать низкочастотную турбулентность при параметрической неустойчивости (так называемой осциллирующей двухпоточковой неустойчивостью OTS). Таким образом, нелинейно взаимодействующие высокочастотные волны могут генерировать низкочастотные возмущения плотности с малой фазовой скоростью, обеспечивающие эффекты коллективных столкновений электронов.

Нелинейный процесс генерации высокочастотной турбулентности пучком электронов и последующий процесс нелинейной генерации низкочастотных возмущений приводит, как показано в [404], к некоторому квазистационарному состоянию, характеризующемуся достаточно высоким уровнем низкочастотной турбулентности, достаточным для возникновения заметного аномального сопротивления. Частота коллективных соударений при этом может достигнуть значения

$$\frac{\nu^*}{\omega_{pe}} \approx 10^{-3} \div 10^{-4} \approx (k\lambda_e) \left( \frac{\delta n}{n} \right)^2,$$

что выше на 4–5 порядков, чем  $\nu_{ei}$  — частота парных кулоновских столкновений.

Разработка такой модели трудна, но перспективна. При дальнейшей работе, возможно, будет подтверждена предполагаемая самосогласованная картина, когда в плазме с током убегающие электроны создают пучок с  $v_b \approx 10v_{Te}$ , генерирующий высокочастотную турбулентность, и тормозятся на ней. Высокочастотная турбулентность, в свою очередь, при распадных процессах или при OTS-неустойчивости создает низкочастотную, обеспечивающую аномальное сопротивление для основной части электронов и сохранение постоянного продольного электрического поля.

Имеется еще и другая возможность объяснить высокое эффективное аномальное сопротивление в космической плазме, а именно влиянием на эффективное сопротивление гидромагнитных флуктуаций. При этом важные для анализа статистические характеристики турбулентности — корреляционные функции — гипотетически задаются [393]. В то же время представляет интерес попытаться не задавать подобные характеристики, а получить их исходя из данных измерений флюктуирующих электромагнитных полей на ИСЗ. Такая попытка сделана в работе Барсукова [13], в которой автор, основываясь на методике анализа плазменной турбулентности, предложенной в [393], привел столкновительный член в кинетическом уравнении для средней (регулярной) части функции распределения  $f^e$  к виду

$$\left( \frac{\partial f^e}{\partial t} \right) = \frac{1}{4} \frac{e^2}{m_e^2 c^2} S(0) \frac{\partial}{\partial v_i} \left\{ v^3 \left[ \frac{\delta_{ij}}{v} - \frac{v_i v_j}{v^3} \right] \frac{\partial f^e}{\partial v_j} \right\},$$

где  $S(0) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta B_1(r, t) \delta B_1(r, t + \tau) \rangle dt |_{\tau=0} (S_0 - \text{корреляционная функция флуктуаций магнитного поля})$ . Тогда частота коллективных соударений

$$\nu^* = \frac{S(0)}{2} \frac{e^2}{m^2 c^2}.$$

Оценка  $S(0) \approx 10^2 \gamma^2 / \text{Гц}$  по данным, полученным на АТС-1 во время суббури [370], дает значение  $\nu^* = 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Критика подхода, развитого в [13], содержится в работе Сажина [148].

Обратимся теперь к задаче об аномальном сопротивлении, создаваемом заданной сильной ионно-звуковой турбулентностью [93, 355]. Влияние такой турбулентности на спектр электронов в отсутствие внешнего электрического поля рассматривался Лившицем и др. в работе [94], где было показано, что уже относительно невысокой

уровень энергии турбулентности  $\frac{m_e}{m_i} < \frac{W^s}{nT_e} < 1$  может существенно изменить

функции распределения электронов. В частности, при скоростях  $v > v_* = v_{Te} (W/nT_e)^{1/4}$  существуют стационарные решения уравнения для регулярной части функции распределения  $\Phi(v) \sim v^{-\gamma}$ , причем показатель степени  $\gamma$  определяется шириной спектра ионно-звуковых волн. В работе Лившица и др. [93] рассмотрено поведение изотропной плазмы ( $B=0$ ) в постоянном электрическом поле при наличии достаточно сильной заданной ионно-звуковой турбулентности ( $\sqrt{m_e/m_i} < W^s/nT < 1$ ).

Уравнение для функции распределения электронов в электрическом поле при заданной ионно-звуковой турбулентности (в сферических координатах с осью  $z$ , направленной вдоль  $u$ ) было записано в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{m} \left( \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} - \frac{\sin \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{v^3 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \cdot \tilde{A} \frac{\partial f}{\partial \theta} + I(f(v, \theta, t)), \quad (1.54)$$

$$f(v, \theta, t) = \Phi(v, t) + f_1(v, \theta, t),$$

причем

$$f_1 \ll \Phi, I(\Phi(v)) = \frac{1}{v^n} \frac{\partial}{\partial v} \hat{D}(v) \frac{\partial \Phi}{\partial v}.$$

Первый член в правой части (1.54) описывает процесс упругого углового рассеяния электронов и является главным, а член  $I(f)$  описывает слабое неупругое взаимодействие электронов с сильной ионно-звуковой турбулентностью:

$$\tilde{A}(v, \theta) = \pi(e/m)^2 \int k_\theta^2 |\gamma_k|^2 \delta(\omega - kv) v dk.$$

Выражение  $\hat{D}(v)$  и значение  $n$  приведены в [94]. В первом члене не надо учитывать уширение резонансов, которое здесь является малым (поправочным) эффектом. Поправка  $f(v, \theta, t)$  получается аналогично [145]:

$$f_1(v, \theta, t) = \int \left[ \frac{e}{2m} \frac{E}{\tilde{A}} v^3 \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial v} + \frac{1}{v^{n-3}} \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial}{\partial v} \hat{D}(v) \frac{\partial \Phi}{\partial v} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \right] d\theta. \quad (1.55)$$

Умножая теперь (1.54) на  $\sin \theta$ , интегрируя по  $\theta$  от 0 до  $\pi$  и подставляя выражение (1.55) для  $f(v, \theta, t)$ , после ряда выкладок можно показать:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = M \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^5 \frac{\partial \Phi}{\partial v} + N \frac{1}{v^2} v^5 \left[ \frac{1}{v^5} \frac{\partial}{\partial v} \hat{D}(v) \frac{\partial \Phi}{\partial v} \right] + \frac{1}{v^n} \frac{\partial}{\partial v} \hat{D}(v) \frac{\partial \Phi}{\partial v}, \quad (1.56)$$

$$M = - \frac{1}{4} \left( \frac{eE}{m} \right)^2 \int_0^\pi \sin \theta \cos \theta d\theta \int \frac{\sin \theta' d\theta'}{\tilde{A}(v, \theta')},$$

$$N = - \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \int_0^\pi \sin \theta \cos \theta d\theta \int \frac{\cos \theta' d\theta'}{\tilde{A}(v, \theta') \sin \theta'}.$$

При изотропной ионно-звуковой турбулентности  $\tilde{A}(v, \theta)$  не зависит от углов, при этом  $N$  обращается в нуль. Уравнение (1.56) получено в следующем предположении:  $f_1(v, \theta, t) \ll \Phi(v, t)$ . В тех областях пространства скоростей, где это неравенство нарушается, возникает поток убегающих электронов. Поэтому, строго говоря, стационарных решений во всем пространстве скоростей в безграничной плазме не существует. Однако можно предполагать, что влияние области убегания скажется в существовании малой нестационарной добавки к стационарному решению уравнения (1.56), которая тем меньше, чем шире область его применимости. Именно такой смысл вкладывается в полученное ниже стационарное решение уравнения (1.56).

Вместе с тем можно думать, что реально осуществима ситуация, когда возникающие нестационарности во времени (в первую очередь для убегающих электронов в хвосте функции распределения) могли быть скомпенсированы слабой неоднородностью в пространстве (обусловленной, например, большими, но конечными размерами области плазмы с наложенным электрическим полем).



Решение (1.56) можно найти методом возмущений. В области малых скоростей  $v \ll v_{**}$  (или в слабом электрическом поле  $E$ ) стационарное решение имеет вид

$$\Phi(v) = \frac{P}{v^{\gamma}} (1 + Lv^{\delta}),$$

$$L = \frac{\gamma(4 - \gamma)M}{(\gamma - 8)[A(\gamma - 7)(\gamma - 6)(\gamma - 5) - B(\gamma - 7)(\gamma - 6) + C(\gamma - 7) - D]},$$

где  $\gamma$  — функция ширины турбулентного спектра,  $A, B, C, D$  — приведены в работе [94].

Если ионно-звуковые волны генерируются в узкой области вблизи  $k = k_*$  ( $k < k_*$ ), причем уровень турбулентности определяется нелинейным рассеянием на ионах, то

$$I_k = \frac{W_0}{k} \ln \frac{k}{k_0} \begin{cases} 0 & k > k_*, \\ 1 & k < k_* \end{cases}$$

и  $\gamma$  находится, согласно [94]:

$\ln k_*/k_0$	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\gamma$	1,7	2,1	2,5	2,9	3,1	3,3	3,6	3,9	4,1.

Здесь плотность энергии ионно-звуковой турбулентности определяется так:

$$W = \int I_k dk \left| \omega \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right| = \frac{8\pi\omega_{pe}^2}{v_{Te}^2} \int I_k dk = 4\pi W \times$$

$$\times \left( \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}} \right)^2 \begin{cases} \ln^2 \frac{k_*}{k_0}, & k_* \gg k_0 \\ \left( \frac{\Delta k}{k_*} \right)^2, & k_* \gtrsim k_0, \end{cases}$$

где  $\Delta k = k_* - k_0$ .

В противоположном случае (большие скорости  $v > v_{**}$  или большое электрическое поле  $E$ ) основным является первый член в правой части уравнения (1.56) и решение, полученное аналогичным образом, имеет вид

$$\Phi(v) = \frac{P}{v^4} \left[ 1 - \frac{1}{24Mv^8} (210A - 30B + 5C - D) \right]. \quad (1.57)$$

Выражение для функции распределения справедливо в интервале скоростей  $v_* \ll v \ll v_{***}$ :

$$v_{**} = v_* \left( \frac{W}{E^2} \right)^{1/8} \left( \frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}} \right)^{1/4} \frac{1}{2\sqrt[8]{3}} \begin{cases} \ln^{-5/8} \frac{k_*}{k_0} & k_* \gg k_0, \\ 4^{-1/8} & k_* \gtrsim k_0, \end{cases}$$

$$v_* = v_{Te} (W/nT_e)^{1/4}.$$

При  $v \gg v_{**}$  функция распределения электронов описывается выражением (1.57). Неравенство  $f_1(v, \theta, t) \ll \Phi(v, t)$  нарушается в области больших скоростей, где основную роль играет первый член в скобках под интегралом (1.55).

Отсюда видно, что решение (1.57) применимо только при достаточно слабом электрическом поле:

$$v \ll v_{***} \equiv \left( \frac{e}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \left( \frac{W}{E} \right)^{1/2} k_*^{1/2} \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}} \begin{cases} \ln^{-1/2} \frac{k_*}{k_0} \\ 2^{-1/2} \end{cases} = \quad (1.58)$$

$$= v_{**} \left( \frac{W}{E^2} \right)^{1/8} \left( \frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}} \right)^{1/4} (3\pi)^{1/8} \begin{cases} \ln^{1/8} \frac{k_*}{k_0} & k_* \gg k_0, \\ 2^{-1/4} & k_* \gtrsim k_0 \end{cases}$$

Если нарушено условие  $v_{**} < v_{***}$ , то нарушается условие  $v_* < v_{**}$ .

Полученные результаты, как следует из условий (1.58), справедливы при условии достаточно сильной внешней ионно-звуковой турбулентности или достаточно слабого электрического поля (по приближенной оценке  $E^2 < 10W^{\text{внеш}}/v_e$ ), при этом уровень собственной турбулентности должен быть мал ( $W^{\text{собст}} < W^{\text{внеш}}$ ), если  $W^{\text{собст}} \neq 0$ .

Выясним теперь, какой вид примет зависимость  $j = j(E)$  для рассматриваемого случая сильной турбулентности. Приводимые здесь рассуждения и оценки являются очень грубыми, поскольку развитая теория сильной турбулентности при  $\sqrt{m_e/m_i} < W/nT < 1$  не применима в области  $v < v_*$ , а наличие гока убегающих электронов снижает приводимую оценку тока. Условие сшивки  $\Phi(v < v_{**}) = \Phi(v > v_{**})$  приводит к соотношению  $P = P_1 v_{**}^{\gamma-4}$ , причем условие нормировки усеченное (оно связывает коэффициент  $P$  и  $n_1$ , полное количество частиц в хвосте функции распределения):

$$\int_{v_*}^{v_{***}} \Phi(v) dv = n_1,$$

где  $n_1 < n_0$  ( $n_0$  — полная плотность электронов). Использование этого условия известно тем, что нам неизвестна функция распределения электронов при  $v < v_*$  и  $v > v_{***}$ . Предполагается, что  $n_1 \approx \text{const}$ , причем тем точнее, чем шире область применимости уравнения (1.56), т.е. чем дальше расположена область убегания. Тогда можно записать решения в окончательном виде:

$$\Phi(v) = \frac{n_1}{4\pi} \frac{1}{v_{**}^{3-\gamma}} \frac{\gamma-3}{\gamma-4} \frac{1}{v^\gamma} \left[ 1 - \frac{1}{4-\gamma} \left( \frac{v_*}{v_{**}} \right)^{3-\gamma} \right]^{-1}, \quad v_* < v < v_{**},$$

$$\Phi(v) = \frac{n_1}{4\pi} v_{**} \frac{\gamma-3}{\gamma-4} \frac{1}{v^4} \left[ 1 - \frac{1}{4-\gamma} \left( \frac{v_*}{v_{**}} \right)^{3-\gamma} \right]^{-1}, \quad v_{**} < v < v_{***}.$$

Плотность тока электронов со скоростями  $v_* < v < v_{***}$  определена выражением

$$j_z = \frac{e^2 E}{3m\tilde{A}} \int_{v_*}^{v_{***}} v^6 \frac{\partial \Phi}{\partial v} dv = \frac{e^2 E}{3m\tilde{A}} \left\{ \int_{v_*}^{v_{***}} v^6 dv \frac{\partial P}{\partial v} + \int_{v_*}^{v_{***}} v^6 dv \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{P_1}{v^4} \right) \right\} = \frac{e^2 E P_1}{3m\tilde{A}} \left\{ \frac{\gamma}{\gamma-6} (v_{**}^2 - v_{**}^{\gamma-4} v_*^{6-\gamma}) - 2(v_{***}^2 - v_{**}^2) \right\} \approx \\ \approx \frac{4\pi e^2 E P_1 v_{***}^2}{3m\tilde{A}} \approx 0,1 en_1 v_{Te} \left( \frac{W}{nT_e} \right)^{1/4} \left( \frac{W}{E^2} \right)^{1/8} \left( \frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}} \right)^{1/4} \quad (1.59)$$

при  $k_* \gg k_0$ .

Подчеркнем еще раз, что здесь речь идет о плотности тока только неубегающих электронов в области скоростей  $v_* < v < v_{***}$ , ширина которой уменьшается с увеличением электрического поля. Ток убегающих электронов, очевидно, растет с увеличением  $E$ .

Оценка аномального сопротивления, получаемая из (1.59):

$$\rho_* = \sigma^{-1} = \frac{E}{j} = \left[ 0,1 env_{Te} \left( \frac{W}{nT_e} \right)^{1/4} \left( \frac{W}{E^2} \right)^{1/8} \left( \frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}} \right)^{1/4} + j_z \right]^{-1} E. \quad (1.60)$$

Учет тока убегающих электронов может только понизить аномальное сопротивление. Сравнение аномального сопротивления, выражаемого (1.60), с оценкой аномального сопротивления (получающейся при экстраполяции результатов теории слабой турбулентности)

$$\rho_* \approx 4\pi W / \omega_{pe} nT_e$$

показывает, что в случае заданной "сильной" турбулентности аномальное сопротивление, достигнув некоторого уровня, оказывается во всяком случае, меньше, чем можно было бы ожидать при экстраполяции результатов, соответствующих теории слабой турбулентности при

$$E < (W/nT_e)^{3/8} \sqrt{W}.$$

Отметим, что квазилинейный механизм образования высокоэнергичных хвостов на функции распределения ионов для IA-турбулентности исследовался в [313].

Интересуясь структурой возможной области волновой электростатической турбулентности при заданной сильной ионно-звуковой турбуликации, согласно работе Липеровского, Волосевич и др. [31, 485] напишем уравнение переноса тепла для электронов плазмы, следуя, например, [21]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n T_e}{\partial t} + \operatorname{div} \left( \frac{3}{2} n T_e \mathbf{u} \right) + n T_e \operatorname{div} \mathbf{u} + \operatorname{div} \mathbf{q} = Q,$$

где  $Q$  соответствует выделению тепла,

$$Q = \int \frac{m(v')^2}{2} \left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dv,$$

$[\partial f / \partial t]_{st}$  — столкновительный член в кинетическом уравнении,  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{u}$ ,  $\mathbf{u}$  — средняя направленная скорость электронов,  $\mathbf{q}$  — поток тепла из-за теплопроводности.

Чтобы найти член, описывающий нагрев электронов, нужно умножить (1.54) на  $m(v')^2/2$  и проинтегрировать по  $dv$ . Результат интегрирования дает, что основной член, как и следовало ожидать,  $Q = enuE$ , а вклад, связанный с внешним возбуждением ионно-звуковой турбулентности, по порядку величины много меньше нагрева электрическим полем.

Ограничимся описанием одномерной модельной задачи. Рассмотрим отрезок магнитной силовой трубки с поперечным размером  $l$ . Для определенности будем считать, что электрическое поле  $E$  направлено в положительном направлении оси  $Z$  вдоль магнитной силовой трубки. Примем, что при  $z = 0$  температура электронов максимальна ( $T_e^*$ ), а температура ионов минимальна ( $T_i = 0$ ) (например, это холодные ионосферные ионы). Турбулентный нагрев в стационарном случае опишется тогда уравнением

$$-\frac{3}{2} \partial / \partial z n T_e u - n T_e \partial u / \partial z + \partial q_z / \partial z = |e| E u n + 0,71 u_0 n_0 \partial T_e / \partial z,$$

где  $q_z = 0,71 n T_e u$ , а второй член в правой части уравнения соответствует работе термосилы. Переносом тепла из-за столкновений пренебрегаем. Используя уравнение непрерывности  $ni = n_0 u^*$ , легко получить

$$-T_e \partial n / \partial z + \frac{3}{2} n \partial T_e / \partial z + |e| E n = 0.$$

Уравнение движения в стационарном случае дает

$$0 = -\partial n T / \partial z - |e| n E + n m u v^*,$$

где  $v^*$  — частота коллективных столкновений. Используя (1.59)

$$u_0 = \alpha V_{Te} \left( \frac{W}{n T} \right)^{1/4}, \quad \alpha = 0,1 \quad \text{и} \quad -|e| E + f_{\text{TP}} = 0,$$

где  $f_{\text{TP}} = m u v^*$ , можно получить выражение для эффективной частоты столкновений:

$$v_{\text{max}}^* = \frac{f_{\text{TP}}}{m u_*} = \frac{|e| E}{m v_{Te}} \left( \frac{n T_e}{W} \right)^{1/4} 10 \left( \frac{E^2}{W} \right)^{1/8}.$$

Система уравнений, описывающая зависимость  $n$ ,  $u$ ,  $E$ ,  $T_e$  от координаты в стационарных условиях:

$$ni = n_0 u_0;$$

$$0 = \frac{3}{2} n \partial T_e / \partial z - T_e \partial u / \partial z + |e| n E;$$

$$\partial n T_e / \partial z = |e| n E (u / u_* - 1), \quad u_* = \beta T_e^{1/4}$$

при предположении  $n = \text{const}$  не имеет решений. Для получения зависимостей  $E(z)$ ,  $T_e(z)$ ,  $T_i(z)$ ,  $n(z)$  необходима, очевидно, информация о ходе одной из этих величин, полученная из эксперимента.

Отметим возможную роль плазменных областей с волновой электростатической турбулентностью (ОВЭТ) в процессах проникновения частиц и энергии солнечного ветра в магнитосферу в области дневных полярных каспов [31].

## АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

## 2.1. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ЭФФЕКТ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

До сих пор при рассмотрении бунемановской и ионно-звуковой неустойчивости плазмы с током полностью пренебрегалось эффектами, связанными с наличием внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ , параллельно которому задавалось внешнее электрическое поле  $\mathbf{E}$ . Действительно, если внешнее магнитное поле достаточно мало, его роль в безграничной и бесстолкновительной плазме сводится только к тому, что оно определяет направление макроскопического тока. И в этом случае мы говорим о продольном токе, т.е. о токе вдоль силовых линий основного внешнего магнитного поля, пренебрегая эффектами, связанными с магнитным полем тока.

Учитывая, что в космической плазме осуществляется очень широкий спектр всевозможных значений параметров — индукции магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ , плотности  $n$ , температур  $T_e$ ,  $T_i$ , электрического поля  $\mathbf{E}$ , более подробно остановимся на эффектах, связанных с наличием магнитного поля, и на критериях применимости формул для ионно-звуковой неустойчивости и аномального сопротивления, обсуждаемых нами.

Не вызывает сомнений, что теории аномального сопротивления [145, 264] не видоизменяются для слабого магнитного поля  $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$ , т.е.

$$\omega_{Hi} \ll \sqrt{m_e/m_i} \omega_{pi} \quad \text{или} \quad B \ll 3,2 \cdot 10^{-3} \sqrt{n}.$$

Однако до сих пор нет единого мнения среди исследователей по вопросу об аномальном сопротивлении в достаточно сильном магнитном поле.

В магнитном поле, когда  $\omega^s \approx \omega_{pi}$  и  $\omega_{pi} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \gg \omega_{Hi}$ , распространение, генерация и нелинейное взаимодействие ионно-звуковых волн остаются практически такими же, как и без магнитного поля, только спектр ионно-звуковых волн ограничен снизу ( $\omega_{Hi} < \omega_s < \omega_{pi}$ ), так как при  $\omega \approx kc_s \sim \omega_{Hi}$  ионно-звуковые волны испытывают сильное циклотронное поглощение на ионах. При еще меньших частотах ( $\omega < \omega_{Hi}$ ) возможны медленные магнитозвуковые волны с законом дисперсии  $\omega(k) = kc_s \cos\theta$ . Необходимое условие существования таких волн в плазме ( $V_A \gg c_s$ ) ограничивает магнитное поле "снизу". Таким образом, учет внешнего магнитного поля необходим для установления механизмов поглощения турбулентной энергии ионно-звуковых волн, среди которых обсуждается поглощение при ионно-циклотронном резонансе и при нелинейных взаимодействиях с вистлерами [72].

В сильном магнитном поле ( $\omega_{He} > \omega_{pe}$ ) ионно-звуковые волны с  $k\lambda_e \leq 1$  имеют одномерный характер, поэтому их воздействие на электроны, скорость которых  $\mathbf{v}$  имеет направление, близкое к направлению  $\mathbf{B}_0$ , несущественно.

Результаты первых измерений аномального сопротивления на токамаке ТМ-3 были представлены в виде зависимости степени аномальности  $v^*/v_{ei}$  от отношения  $\omega_{He}/\omega_{pe}$ . Из этих результатов следовало, что аномальность проявляется при  $(\omega_{He}/\omega_{pe}) > 1$  и даже увеличивается с ростом этого параметра. Имея в виду эти результаты, в работе [71] Кадомцев и Погуце, проанализировав роль ионно-звуковой неустойчивости, сделали вывод о том, что ионно-звуковая турбулентность при протекании электрического тока вдоль сильного магнитного поля при  $\omega_{He} > \omega_{pe}$  не может предотвратить убегающей основной части электронов и сильно увеличить сопротивление в плазме. Эксперименты по аномальному сопротивлению в сильном магнитном поле  $\mathbf{B}_0$  [20] подтвердили, что аномальное сопротивление слабо зависит от магнитного поля.

В [422] эта же проблема существования аномального сопротивления при  $\omega_{He} > \omega_{pe}$  исследовалась численными методами при возбуждении когерентных ЕИС-волн большой амплитуды и при предположении о том, что основным нелинейным эффектом, приводящим к насыщению амплитуды ЕИС-волн, является захват электронов. Полученный результат оказался противоположным, а именно на "хвосте" функции распределения электронов образуется пик, соответствующий скорости  $v_c \approx 3(\omega_{He}/\omega_{pe})v_e$  ("бим"), а электроны с  $v_{\parallel} > v_c$  эффективно тормозятся [422].

В работе [144] на основе теории аномального сопротивления [145] дается интерпретация экспериментов [20].

Однако следует учесть, что в [144] для объяснения наблюдаемого аномального сопротивления привлекаются уже не ионно-звуковые волны с  $k\lambda_e \approx 1$ . Выяснилось, что в сильном магнитном поле эффективнее взаимодействие электронов с более коротковолновыми колебаниями  $k_z v_z / \omega_{He} \approx 1$ . В этом случае возможен электронно-циклотронный резонанс  $\omega - l\omega_{He} = k_z v_z$  ( $l = \pm 1, \pm 2, \dots$ ), приводящий к рассеянию по углу частиц с  $v_z > 0$  и с  $v_z < 0$ . Одновременный учет нескольких резонансов в формулах квазилинейной теории приводит к уравнениям, описывающим квазиупругое рассеяние электронов с частотой [73, 144]

$$v^{*e}(v) = \frac{\pi e^2}{m^2 v^2} \int k^2 |\Phi_k|^2 \delta(\omega - kv) dk \approx \omega_{pe} \frac{W^s}{nT_e} \left(\frac{v_e}{v}\right)^3, \quad (2.1)$$

обычно используемой для случая слабого магнитного поля.

Рассматриваемые  $IA$  колебания с  $k_z \lambda_e > \omega_{He} / \omega_{pe} > 1$  и с частотой  $\omega \approx \omega_{pi}$  при фиксированной температуре ионов испытывают сильное затухание Ландау на резонансных ионах. Но в условиях турбулентного нагрева, когда  $T_e$  и  $T_i$  растут со временем, согласно [144], может установиться такой режим, когда условие неустойчивости колебаний  $k_z \lambda_e > \omega_{He} / \omega_{pe} > 1$  остается выполненным все время. Отметим, что последние соображения вряд ли относятся к случаю очень сильного магнитного поля  $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ .

Вопрос об аномальном сопротивлении в магнитосфере Земли с учетом продольного магнитного поля  $B_0$  рассматривался в работе Оссакова [399], где отмечено, что обычные результаты теории аномального сопротивления в неизотермической плазме и магнитном поле справедливы при  $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$  (т.е. при  $B_0 \ll \sqrt{4\pi m_e c^2 n} \approx 3 \cdot 10^{-3} \sqrt{n}$  Гс) и что поэтому в плазмосфере при плотностях  $n \gtrsim 10^2 \text{ см}^{-3}$  применима, в частности, квазилинейная теория.

В условиях магнитосферы, как отмечается в [399], за плазмопаузой, где плотность падает более чем на порядок и  $\omega_{He} \approx 3\omega_{pe}$ , уже нельзя количественно описывать ионно-звуковую турбулентность и аномальное сопротивление в рамках квазилинейной теории, не учитывающей продольного магнитного поля.

В области дневных полярных каспов, где аномальное сопротивление, возможно, играет довольно важную роль, условие  $\omega_{He} < \omega_{pe}$  выполняется, хотя и без "запаса" внутри каспов, заполненных плотной плазмой переходной области магнитосферы, с  $n \approx 10 \text{ см}^{-3}$ , а в областях магнитосферы за магнитопаузой, где  $n \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$ , очевидно,  $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$  (на порядок). Поэтому вопрос о возможности существования аномального сопротивления в областях магнитосферы, где  $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ , носит острый характер.

Анализ, выполненный в работе Оссакова [399], привел к критерию очень сильного продольного магнитного поля, когда квазилинейные механизмы, приводящие к аномальному сопротивлению, перестают работать,  $\omega_{He} \gg \frac{3}{2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \omega_{pe}$  или

$$B \gg B^* = 4,8 \cdot 10^{-3} (m_i/m_e)^{1/2} \sqrt{n}.$$

Этот последний критерий, как показывает анализ, в магнитосфере Земли никогда не выполняется.

Обсудим теперь вопрос об ускорении электронов в областях развитого аномального сопротивления. Попытаемся сначала проанализировать условия, при которых наличие аномального сопротивления может приводить к ускорению частиц. На первый взгляд кажется странным, что при увеличивающейся силе динамического трения могут ускоряться частицы. Этот парадокс разрешается так.

Рассмотрим зависимость частоты соударений от скорости частиц. Согласно формуле (2.1)

$$v^{*e} \approx v^{*e0} (v_e/v)^3,$$

где  $v^{*e0}$  — частота коллективных соударений, найденная для основной массы электронов ( $v \approx v_e$ ). Таким образом, в плазме с развитой турбулентностью на быстрые (по сравнению с тепловыми) электроны действует сила динамического трения, связанная с индуцированным черенковским эффектом, уменьшающаяся с ростом скорости.

Скорость убегания пробного электрона  $v_r = v_{||}$  может быть найдена, если приравнять силу аномального трения  $m_e v^* e(v_r) v_r$  силе, действующей со стороны электрического поля  $eE$ , что приведет к выражению

$$v_r = \sqrt{v^* e^0 v_e^3 m_e / eE}.$$

Заметив, что  $u = eE / m v^* e^0$ , найдем для  $u \leq v_e$

$$v_r = v_e \sqrt{v_e / u}.$$

Доля убегających частиц для случая максвелловского распределения описывается формулой

$$\frac{n_r}{n} = \int_{v_r}^{\infty} f_e(v_{||}) dv_{||} \approx \exp\left(-\frac{v_r^2}{2v_e^2}\right) = \exp\left(-\frac{v_e}{2u}\right). \quad (2.2)$$

Этот результат получен для частоты коллективных соударений, связанных с ионно-звуковой турбулентностью. В других случаях необходимо проводить аналогичное рассмотрение вопроса заново.

Из формулы (2.2) можно вывести некоторые следствия по поводу источников быстрых высыпающихся электронов. Неустойчивости с низкими порогами или достаточно холодные токи с низкой дрейфовой скоростью  $u < v_e$  не могут создать значительные потоки убегających электронов. Однако какое-то количество частиц, существовавших независимо от тока в плазме со скоростями  $v > v_r$ , будет ускорено.

Неустойчивости с порогами вблизи  $v_e$ , как, например, ионно-звуковая, переходящая в бунемановскую при  $T_e \approx T_i$ , могут привести к тому, что 30–60% частиц попадут в режим убегания и силовая трубка с продольным турбулентным током будет являться мощным источником ускоренных частиц.

Согласно [332, 382], из измерений потоков частиц следует, что большие дрейфовые скорости должны наблюдаться на очень больших высотах над Землей. Поэтому можно думать, что формирование потоков убегających частиц имеет место на высотах  $h > 10$  тыс. км независимо от того, как они ускорились: непосредственно в силовой трубке с аномальным сопротивлением или были инжектированы предварительно из магнитосферы в эту силовую трубку.

Если же в некоторый момент образовался пучок с энергией частиц, на порядок большей, чем температура, такой пучок будет далее непрерывно ускоряться, пока не высыпется в ионосферу.

В случае, когда  $u > v_e$ , все электроны становятся убегающими. Известно, что в одном из машинных экспериментов получается такой же эффект, несмотря на развитую бунемановскую неустойчивость, причем эффект неустойчивости приводит к передаче половины получаемой энергии в хаотическую энергию электронов, образуя всплески горячих электронов. Такие всплески, по-видимому, приводят к быстрым электронным пучкам, ускоряющимся в силовой трубке с аномальным сопротивлением. Заметим, что практически при условии бунемановской неустойчивости могут образоваться двойные слои ( $u > v_e$ ). Так что, если образуется двойной слой, он формирует пучок, который потом может ускориться в силовой трубке с аномальным сопротивлением.

С учетом указанных соображений Пападопулос [402] предлагает следующую самосогласованную картину. Пучок создает высокочастотную ленгмюровскую неустойчивость, а при OTS-неустойчивости — аномальное сопротивление, которое приводит к существованию электрических полей  $E > E_D$ . Эти поля ускоряют быстрые электроны, образуя пучок электронов, а сила, действующая на основную часть электронов, уравновешивается аномальным трением. В такой модели ток, связанный с основной массой частиц, достаточно мал, и выделяемая теплота может легко отводиться из трубки с турбулентным током.

Таким образом, поскольку быстрые электроны упруго рассеиваются с частотой  $\nu \approx \nu^{-3}$ , можно ожидать появления потоков почти моноэнергичных электронов вдоль магнитного поля. Более медленные электроны должны иметь тенденцию к изотропии.

Ионно-звуковые волны или низкочастотные вторичные волны, возбужденные параметрической неустойчивостью высокочастотными ленгмюровскими волнами, должны приводить к широким хвостам функции распределения электронов с энергиями порядка энергии первоначального потока.

Наличие флюктуаций плотности понижает плотность тока независимо от направления и допускает существование электрических полей любых направлений. Последний эффект, возможно, приведет к высыпанию ускоренных электрическим полем  $E_0$  ионов в областях, где предварительно ускоренные электроны будут создавать турбулизацию, замедляться и также высыпаться. Нужно иметь в виду, что могут сформироваться хвосты ионной функции распределения, приводящие к затуханию флюктуации ионов. Энергия этих хвостов зависит от нелинейной частоты ионных волн, соответствующая скоростям, превосходящим в несколько раз скорость ионного звука. Здесь следует остановиться на одной из последних работ, посвященных аномальному сопротивлению, — работе Кивамото и соавт. [340], в которой найдены экспериментальные подтверждения механизма аномального сопротивления, предложенного Пападопулосом и Коффи [402, 404]. В работе [340] изучалась повышенная эффективная частота коллективных соударений  $\nu_e^*$  в турбулентной плазме, полученной благодаря сильному электрическому полю в небольшой тороидальной установке. Частота  $\nu_e^*$  представлена авторами как функция  $E$  и  $u$ . Идентифицированы два режима турбулентности. В первом из них  $\nu_e^* \sim E^{1/2}$  (т.е.  $j \sim \sqrt{E}$ ), процессы определяются наличием ионно-звуковой турбулентности, вызванной током. Во втором режиме  $\nu_e^* \sim E$  (т.е.  $j \approx \text{const}$ ), при этом в [340] на основе работ [69, 144, 319, 402, 404] предложена улучшенная теоретическая модель аномального сопротивления, находящаяся в хорошем согласии с экспериментом. Авторы получили теоретически самосогласованную модель электронной функции распределения с вытянутым хвостом убегающих электронов, вызывающих раскачку высокочастотных колебаний. Эти последние при параметрической неустойчивости генерируют ионно-звуковую турбулентность и коллективные соударения, приводящие к аномальному сопротивлению. Вопросам "убегания" электронов в авроральной магнитосферной плазме при протекании продольных токов уделено внимание в работах [359, 363].

Вопросам "убегания" электронов в авроральной магнитосферной плазме при протекании продольных токов и относительной важности вклада в ток тепловых и "надтепловых" электронов уделено внимание в работах [359, 363].

Как указано в работе [223], решение вопроса об относительной важности тока, переносимого тепловыми или "надтепловыми" электронами, требует, в свою очередь, установки на космических аппаратах приборов с более хорошим разрешением по времени, углам и энергиям.

## 2.2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ИОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ЗАДАЧЕ ОБ АНОМАЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ

Для дрейфовых скоростей  $u_{кр} \ll v_{Te}$  рассмотренная выше ионно-звуковая неустойчивость имеет место только при  $T_e \gg T_i$ . При  $T_e \approx T_i$  в случае меньших скоростей дрейфа  $u_{кр} < v_{Te}$  в магнитном поле может возбуждаться электростатическая ионно-циклотронная (EIC) неустойчивость, линейная теория которой была впервые разработана Драммондом и Розенблютом [249] и Ломинадзе и Степановым [112], а в лаборатории EIC-волны наблюдались впервые Д'Анжело и Мотли [381].

В последние годы резко повысился интерес к исследованию EIC-турбулентности в связи с рядом новых измерений в околоземном космическом пространстве.

Прежде чем приступить к изложению последних работ, посвященных аномальному сопротивлению в магнитосфере, связанному с EIC-турбулентностью, напомним основные известные положения теории EIC-неустойчивости. Для исследования EIC-моды принципиально необходимо использовать кинетическое уравнение, так как гидродинамическая теория колебаний магнитоактивной плазмы оказывается недостаточной, поскольку она не учитывает в должной мере теплового движения частиц плазмы. Благодаря учету теплового движения частиц плазмы в кинетическом приближении появляется ряд новых ветвей колебаний магнитоактивной плазмы [111, 164]: слабо- и сильнозатухающих, длинно- и коротковолновых, — причем, все они отсутствуют в холодной плазме. В частности, при учете конечности ларморовского радиуса частиц появляется волновая EIC-мода Драммонда—Розенблюта с частотой  $\omega \approx n\omega_{Hi}$  и с волновыми векторами, направленными под углами, близкими к  $\pi/2$ , по отношению к магнитному полю.

Существование и дисперсия волн существенно зависят от близости угла  $\theta$  к  $\pi/2$ . Важные в проблеме аномального сопротивления EIC-волны соответствуют случаю,

когда фазовая скорость волны вдоль магнитного поля значительно меньше  $v_{Te}$ , но намного больше  $v_{Ti}$ , т.е.  $v_{Ti} \ll \omega/k_{\parallel} \ll v_{Te}$ ; и тогда говорят о квазипоперечном распространении ионно-циклотронных волн. В случае  $\omega/k_{\parallel} > v_{Te}$ , т.е. при углах  $\theta$ , очень близких к  $\pi/2$ , говорят о поперечном распространении волн и эти последние не играют никакой роли в проблеме аномального сопротивления.

Для случая достаточно малого давления  $8\pi n T_e / B_0^2 \ll \cos^2 \theta \ll 1$  применительно, в частности, к магнитосфере и при выполнении условий

$$\frac{\omega - n \omega_{Hi}}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti}} \gg 1, \quad n = 0, \pm 1 \dots$$

дисперсионное уравнение для максвелловских функций распределения имеет следующий вид [112, 115, 336]:

$$1 + \epsilon_i + \epsilon_e = 0, \quad \epsilon_e = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} (1 + i\sqrt{\pi} z_e),$$

$$z_e = (\omega - k_{\parallel} u) / \sqrt{2} k_{\parallel} v_{Te},$$

$$\epsilon_i = \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} \left[ 1 - \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\omega - n \omega_{Hi}} \Gamma_n(k_{\perp}^2 \rho_i^2) \right] +$$

$$+ i\sqrt{\pi} \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} z_0 \sum_{-\infty}^{\infty} \Gamma_n(k_{\perp}^2 \rho_i^2) \exp(-z_n^2), \quad \rho_i = \frac{v_{Ti}}{\omega_{Hi}},$$

$$\Gamma_n(\mu) = e^{-\mu} I_n(\mu), \quad z_n = \frac{\omega - n \omega_{Hi}}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti}},$$

где  $I_n(\mu)$  – модифицированная функция Бесселя.

При ограничении первой гармоникой дисперсионное уравнение упрощается:

$$\epsilon(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left[ 1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - k_{\parallel} u}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Te}} \right] -$$

$$- \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} e^{-\mu} I_n(\mu) \left[ \frac{\omega}{\omega - \omega_{Hi}} - i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Ti}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega - \omega_{Hi}}{k_{\parallel} v_{Ti}} \right)^2 \right] \right],$$

где  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ ,  $\mu = k_{\perp}^2 \rho_i^2$ ,  $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$ .

Анализ дисперсионного уравнения, приведенный в [164, 336], показал, что зависимость  $\omega(\mathbf{k})$  для различных отношений температур имеет вид, приведенный на рис. 2.1

В предельных случаях  $k\rho_i \ll 1$  и  $k\rho_i \gg 1$  частоты  $\omega^{(n)}(\mathbf{k})$  близки к  $n\omega_{Hi}$ . Учитывая это обычно записывают закон дисперсии в виде

$$\omega^{(n)}(k) = n\omega_{Hi} [1 + \Psi_n(k)], \quad (2.1)$$

где, согласно Ломинадзе и Степанову [216],

$$\Psi_n(k) = \frac{\Gamma_n(k_{\perp}^2 \rho_i^2)}{1 + (T_i/T_e) - \sum_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{n}{m-n} \right] \Gamma_m(k_{\perp}^2 \rho_i^2)}.$$

В случае  $T_i \gg T_e$ , т.е. в плазме с холодными электронами и горячими ионами (что имеет, например, место достаточно часто в переходной области магнитосферы и в области дневных полярных каспов),

$$\omega^{(n)}(k) = n\omega_{Hi} [1 + T_e/T_i \Gamma_n(k_{\perp}^2 \rho_i^2)].$$

Здесь следует отметить, что, вероятно, по недосмотру автора в известном обзор Пападопулоса [402] не оговорена область применения последней формулы.



При  $T_e \approx T_i$  для первой гармоники  $n = 1$  закон дисперсии имеет вид

$$\omega = \omega_{Hi}(1 + \Delta), \quad \Delta = \frac{\Gamma_1(\mu)}{1 - G(\mu) + T_i/T_e},$$

где  $G(\mu) = \Gamma_1(\mu) + \frac{1 - \Gamma_0(\mu)}{\mu}$ ,  $\Gamma_n(\mu) = e^{-\mu} I_n(\mu)$ .

Легко заметить, что  $\Delta < 0,2$  при  $T_e/T_i \approx 1$  (для  $\Gamma_1 \approx 0,2$  и  $\mu = 1,5$ ) и  $\omega = 1,2\omega_{Hi}$  [336]. При уменьшении  $T_e/T_i$  поправка  $\Delta$  уменьшается: при  $T_e/T_i \gg 1$  и малом  $\mu$  поправка  $\Delta$  может быть достаточно большой.

Для  $T_e \lesssim T_i$  приближение, учитывающее только один член в сумме по  $n$ , является достаточно хорошим. В то же время для  $T_e \gg T_i$  необходимо использовать полное дисперсионное уравнение и суммировать большое количество членов ряда. Например, для  $n = 1$ ,  $T_e = T_i$  максимум, даваемый (2.3) при  $\mu \approx 1,5$ , приводит к  $\omega = 1,21\omega_{Hi}$ , а с учетом всех членов ряда имеем  $\omega = 1,16\omega_{Hi}$ . Поправки особенно существенны для  $\mu \gg 1$ .

Выражение для инкремента первой гармоники ( $n = 1$ ):

$$\gamma = \gamma_e + \gamma_i = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{T_e}{T_i} e^{-\mu} I_1(\mu) \left\{ \omega_{Hi} \left( \frac{u}{v_{Te}} - \frac{\omega}{k_{||} v_{Te}} \right) - \omega \left( \frac{\omega - \omega_{Hi}}{k_{||} v_{Ti}} \right) \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega - \omega_{Hi}}{k_{||} v_{Ti}} \right)^2 \right] \right\}. \quad (2.4)$$

Из выражения для инкремента можно найти порог ЕИС-неустойчивости:

$$u > u_{кр} \approx 15 \frac{T_i}{T_e} v_{Ti} = 15 \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} v_{Te}, \quad (2.5)$$

что дает для водородной плазмы

$$u/v_{Te} > \frac{1}{3} (T_i/T_e)^{3/2}. \quad (2.6)$$

Уточненные зависимости пороговой (критической) скорости неустойчивости от отношения температур из работы [336] приведены на рис. 2.2.

На рис. 2.2 представлена критическая частота, параметр  $\mu_i = (k_{\perp}^2 v_{Ti}^2) / \omega_{Hi}^2$  и отношение  $k_{\perp} / k_{||}$  в зависимости от  $T_e/T_i$ .

Короткие волны с  $\omega \approx \omega_{Hi}$  и  $(k_{\perp} / k_{||}) \gg 1$  возбуждаются при малых  $T_e/T_i$ . При больших  $T_e/T_i$  частота  $\omega \approx \frac{3}{2} \omega_{Hi}$  и волны распространяются почти параллельно магнитному полю, причем  $(u_{кр} / v_{Ti}) \approx 8$ . Анализ инкрементов раскачки показал, что низшая гармоника  $n = 1$  для всех  $T_e/T_i$  более неустойчива при меньших токах, чем высшие гармоники. Инкремент раскачки для любых гармоник в пренебрежении последним членом в (2.4) может быть представлен в виде

$$\frac{\gamma}{m\omega_{Hi}} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{T_e}{2} \Gamma_m \left( \frac{u}{v_{Te}} - \frac{\omega}{k_{||} v_{Te}} \right). \quad (2.7)$$

Исследование ЕИС-неустойчивости в предположении об анизотропии температур как электронов ( $T_{e||} \neq T_{e\perp}$ ), так и ионов ( $T_{i||} \neq T_{i\perp}$ ) выполнено в работе Ли [350]. Учет такой анизотропии температур важен для магнитосферных условий при рассмотрении механизмов насыщения неустойчивости при турбулентном нагреве [303].

В работе [234] были детально изучены свойства электростатической ионно-циклотронной неустойчивости. Экспериментально исследованы условия возникновения и нарастания моды со временем. Получено хорошее согласие эксперимента с линейной теорией. Авторам работы для объяснения ряда деталей эксперимента пришлось уточнить некоторые формулы линейной теории.

Ионно-циклотронная неустойчивость исследовалась подробно применительно к верхней ионосфере Кинделом и Кеннелом [336]. Ими рассматривались параллельно две

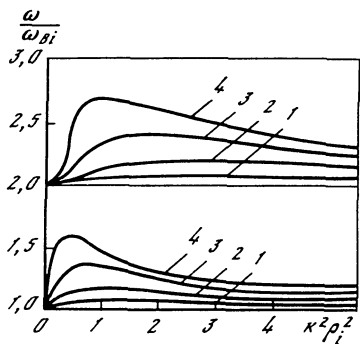


Рис. 2.1. Зависимость частот продольных ионно-циклотронных колебаний от  $(k\rho_i)^2$  для различных значений параметра  $T_i/T_e$

Кривым 1–4 соответствуют значения  $T_i/T_e$ , равные 0, 1, 0,3, 1 и 3

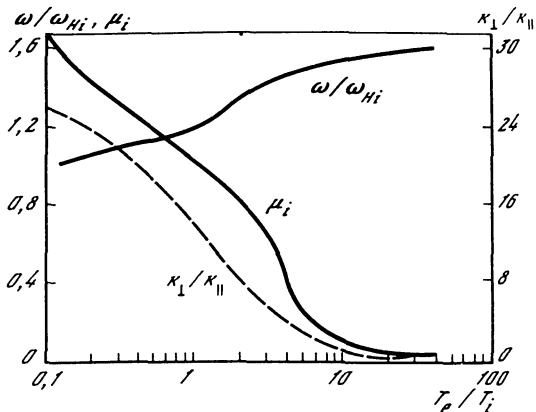


Рис. 2.2. Зависимость критической частоты  $\omega/\omega_{Hi}$  соответствующей границе неустойчивости, параметра  $\mu_i = k_{\perp}^2 v_i^2 / 2\omega_{Hi}^2$  и отношения  $k_{\perp}/k_{\parallel}$  от отношения температур  $T_e/T_i$  для водородной плазмы

возможные неустойчивости: ионно-звуковая и ионно-циклотронная, при этом анализировались неустойчивости для токов порядка ожидаемых в авроральной зоне. Показано, что для широкой области значений параметров  $T_e$ ,  $T_i$ , для условий полярной ионосферы ионно-циклотронная мода неустойчива при меньших токах, чем ионно-звуковая. Обе неустойчивости анализируются в одно- и многокомпонентных плазмах. Зависимости критических токов от высоты показывают, что, поскольку они текут через верхнюю ионосферу, токи с плотностью  $10^9 - 10^{10}$  эл/с·см<sup>2</sup> при  $h \approx 200$  км будут раскачивать только ЕИС-волны. Продольные токи протекают по верхней ионосфере в бесстолкновительной, но многокомпонентной плазме, состав которой зависит от высоты. В [336] выяснено, какие моды неустойчивы при минимальных токах для данных высот (выше F-слоя), причем порог возникновения ионно-циклотронной неустойчивости оказался чувствителен к малым примесям других ионов. В частности, в  $(O^+ - H^+)$ -плазме неустойчивость с  $\omega_{Hi}(O^+)$  возникает при существенно меньшем пороге, даже если плазма водородная на 90% по количеству ионов.

В [336] отмечено также, что ион-нейтральные соударения подавляют ионно-циклотронную неустойчивость при высотах, меньших  $F_{max}$ , т.е. чем плотнее ионосфера, тем больше  $j_{кр}$  (критические для возбуждения неустойчивости токи). При этом картина возбуждения ЕИС-неустойчивости в ионосфере такова. При малых токах сначала ЕИС-волны с  $\omega_{Hi}(H^+)$  возбуждаются на больших высотах; при увеличении тока неустойчивая область движется вниз, пока не возбуждятся волны с частотами, соответствующими  $\omega_{Hi}(O^+)$ .

Плазма в работе [336] предполагается имеющей максвелловское распределение по скоростям. Кан в [325] показал, что, поскольку магнитное поле неоднородно из-за продольных токов, требование баланса давлений приводит к требованию такого градиента давлений, который приводит к дрейфовой неустойчивости с низким пороговым значением тока. Этот эффект важен при  $\beta > 10^{-2}$  (т.е., например, в области дневного полярного каспа) и не важен для верхней ионосферы.

Теперь остановимся на возможном механизме генерации ионно-циклотронной неустойчивости не в плазме с током, а при наличии встречных пучков ионов [156]. В плазменном слое хвоста магнитосферы развитие взрывной фазы суббури сопровождается появлением горячей плазмы, движущейся вдоль слоя со среднemasсовой скоростью, превышающей 600–1000 км/с [299, 409]. Считается, что эти потоки формируются в области генерации нейтральной точки на геоцентрических расстояниях от Земли менее чем  $15R_E$ . Инжекция плазмы к Земле со скоростями вдоль геомагнитного поля, значительно превышающими скорость поперечного дрейфа, может вызывать образование встречного потока плазмы вследствие отражения первого потока от зеркальных точек вблизи ионосферы. При некоторых условиях в такой системе возможно развитие раз-

личных неустойчивых мод, в частности электростатической ионно-циклотронной, которая является вероятной причиной развития аномального сопротивления в авроральной трубке. Результаты спутниковых измерений [285] показывают, что квазиэлектростатический шум появляется в области плазменного слоя, а также в авроральных трубках одновременно с фиксацией продольных потоков протонов.

В этой связи представляет интерес задача определения условий развития электростатических ионно-циклотронных волн в плазме, характеризующейся наличием вдоль однородного магнитного поля двух встречных потоков горячих анизотропных протонов при наличии анизотропных электронов без учета скорости дрейфа вдоль магнитного поля. Решение дисперсионного уравнения для электростатических волн магнитоактивной плазмы проведено для функций распределения частиц по скоростям вида

$$f_e(v_{||}, v_{\perp}) = \left( \frac{m_e}{2\pi T_{e||}} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2\pi T_{e\perp}} \exp \left( -\frac{m_e v_{||}^2}{2T_{e||}} - \frac{m_e v_{\perp}^2}{2T_{e\perp}} \right) n_e; \quad (2.8)$$

$$f_i(v_{||}, v_{\perp}) = \left( \frac{m_i}{2\pi T_{i||}^{(1)}} \right)^{1/2} \frac{m_i n_i^{(1)}}{2\pi T_{i\perp}^{(1)}} \exp \left[ -\frac{m_i v_{\perp}^2}{2T_{i\perp}^{(1)}} - \frac{m_i (v_{||} - v^{(1)})^2}{2T_{i||}^{(1)}} \right] + \\ + \left( \frac{m_i}{2\pi T_{i||}^{(2)}} \right)^{1/2} \frac{m_i n_i^{(2)}}{2\pi T_{i\perp}^{(2)}} \exp \left[ -\frac{m_i v_{\perp}^2}{2T_{i\perp}^{(2)}} - \frac{m_i (v_{||} + v^{(2)})^2}{2T_{i||}^{(2)}} \right], \quad (2.9)$$

где учтены встречные потоки протонов с температурами  $T_{i||}$  и  $T_{i\perp}$ , плотностью  $n_i$  и скоростью дрейфа  $v$ .

Результаты численного решения приведены на рис. 2.3. Решением являются точки пересечения прямой  $-\Delta\tau$  с семейством кривых

$$f\left(\frac{\omega}{\omega_{Hi}}\right) = \sum_{n=-7}^7 \Gamma_n(\mu_i) n \left( \frac{1}{\tilde{\omega} + n - s} + \frac{1}{\tilde{\omega} + n + s} \right).$$

Полученное в [156] условие раскачки ЕИС-волн для первой гармоники имеет вид

$$\frac{T_e}{T_{i\perp}} < \frac{4}{\Gamma_1(\mu_i)} \left( \frac{v}{v_e} \right)^2, \quad (2.10)$$

где  $v_e$  – тепловая скорость электронов.

Неравенство (2.10) выполняется при относительно больших отношениях температур  $T_{i\perp}/T_{e||}$ , дрейфовой скорости потока протонов  $v$  и относительно больших  $k_{\perp} \rho_i$ . Параметры магнитосферной плазмы во время развития взрывной фазы суббури отвечают условиям, полученным выше. Наблюдаемые ионно-циклотронные волны могут раскачиваться в магнитосферной плазме при взаимодействии встречных потоков горячих протонов с большой температурой  $T_{i\perp}$ .

Ионно-циклотронная турбулентность, создаваемая при помощи описанного механизма, как показывают оценки в [157], может вызвать достаточно заметное аномальное сопротивление во время суббури.

ЕИС-неустойчивость может возбуждаться также ионным пучком, движущимся вдоль магнитного поля [208, 292], а также, когда в плазме присутствуют оба источника свободной энергии (ионные пучки и дрейфующие электроны) [293]. Работы [339, 223], в которых на основе анализа данных со спутника S3-3 обсуждался вопрос об источнике ЕИС-волн в авроральной магнитосфере, подчеркивают именно последнюю возможность.

Необходимо отметить, что при инжекции в плазму ионных пучков перпендикулярно к магнитному полю может возбуждаться на частоте  $\sim \omega_{Hi}$  так называемая ионно-циклотронная гармоническая мода ( $s k_{||} = 0$ ). Как подчеркивалось в [337], эту моду, не играющую никакой роли для возникновения аномального сопротивления, но также наблюдающуюся в волновом эксперименте на S3-3, следует отличать от ЕИС-моды.

Одним из возможных механизмов нелинейного насыщения ЕИС-неустойчивости может служить механизм насыщения, связанный с уширением ионных резонансов и рассмотренный Думом и Дюпри [250].

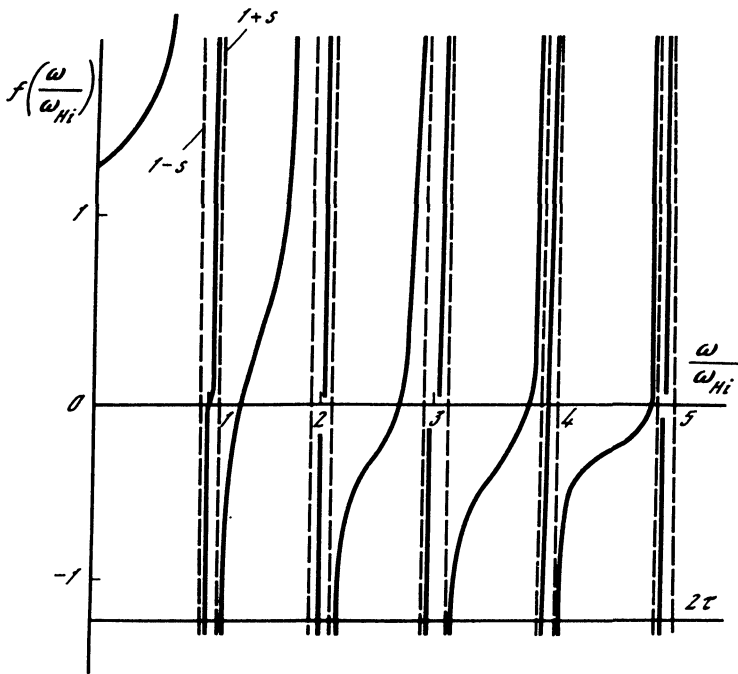


Рис. 2.3. Результаты численного решения для 15 первых членов суммы

Согласно теории Дума и Дюпри нелинейный инкремент  $\gamma_{\text{нел}}$  равен линейному  $\gamma_{\text{лин}}$  дополненному членом, соответствующим нелинейному затуханию  $\Delta\omega$ :

$$\gamma_{\text{нел}} = \gamma_{\text{лин}} - \Delta\omega, \quad (2.11)$$

если амплитуда волн превосходит критическую величину  $(\delta n/n)_{\text{кр}}$ . Величина  $\Delta\omega$  связана с амплитудой волны формулой

$$\frac{\Delta\omega}{\omega - \omega_{Hi}} = \left\{ \left[ \frac{\delta n/n}{(\delta n/n)_{\text{кр}}} \right]^2 - 1 \right\}^{1/2}. \quad (2.12)$$

При этом насыщение амплитуд волн определяется условием

$$\Delta\omega_* = \gamma_{\text{лин}}.$$

Выражение для критической плотности флуктуаций, полученное в [250]:

$$\left( \frac{\delta n}{n} \right)_{\text{кр}} = \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{s} \left( \frac{\omega - \omega_{Hi}}{\omega_{Hi}} \right) \frac{1}{[F_1(s)]^{1/2}}, \quad (2.13)$$

где

$$F_1(s) = \frac{1}{4} [ J_0^2(s) + 2J_1^2(s) + J_2^2(s) ], \quad s = k_1 \rho_i.$$

Если теперь пренебречь в выражении для линейного инкремента  $\gamma_{\text{лин}} = \gamma_e^{\text{лин}} + \gamma_i^{\text{лин}}$  членом резонансного затухания волн на ионах, тогда оценка уровня турбулентности согласно (2.11)–(2.13) определится формулой [250, 310, 400]:

$$\epsilon_1 = \frac{W}{nT_e} = \frac{k_1^2 T_i^2}{2\pi^2 e^2} \frac{(\omega - \omega_{Hi})^2}{\omega_{Hi}^2} \frac{1}{nT_e} \approx 0,1 \frac{\omega_{Hi}^2}{\omega_{pi}^2}. \quad (2.14)$$

Экспериментальное подтверждение нелинейной стабилизации ЕИС-неустойчивости, согласно механизму Дума-Дюпри [250], впервые было получено в лабораторном эксперименте [234] и подтверждено в экспериментах [207].

Принято делить эволюцию ЕИС-турбулентности на несколько стадий. Первая стадия – от возникновения неустойчивости до нелинейного насыщения (соответствующего уровню  $\epsilon_1$ ), о котором только что шла речь. Далее следует вторая стадия эволюции ЕИС-тур-

булентности, связанная с турбулентным нагревом. На этой стадии происходит преимущественно "перпендикулярный" нагрев ионов, причем общий темп нагрева ионов не меньше темпа нагрева электронов, благодаря чему повышается порог неустойчивости почти до  $u$  (см. формулу 2.6) и, следовательно, система приближается к границе устойчивости (условием неустойчивости является  $u > u_{кр}$ ). Такое самоограничение неустойчивости, когда полный линейный инкремент становится очень малым при более низком уровне турбулентности, приводит соответственно и к замедлению темпа турбулентного нагрева. Окончательное стационарное турбулентное состояние определится далее из энергетического баланса, при котором скорость турбулентного нагрева в состоянии, близком к границе устойчивости, должна уравновеситься эффективной скоростью теплоотвода.

Поскольку для приложений особенно важно понимание природы этого окончательного стационарного состояния, определяющего уровень турбулентности и аномальное сопротивление, подробнее рассмотрим вопрос о турбулентном нагреве и о механизмах его насыщения.

Осредненная по времени плотность энергии волны для  $n$ -й гармоники (кинетическая плюс электростатическая)

$$W = \frac{E_k^2}{8\pi} \frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} = \frac{E_k^2}{8\pi} \left\{ 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e \Gamma_n} \right) \right\}.$$

Первый член выражения соответствует электростатической энергии волн, последующие два члена – кинетическая энергия электронов и ионов соответственно. Поскольку обычно в магнитосфере  $k\lambda_e \ll 1$ , постольку кинетическая энергия много больше энергии поля, а ионная кинетическая энергия в  $\Gamma_n^{-1}$  раз больше кинетической энергии электронов. Принимая, что  $E_k \sim \exp(\gamma t)$ , темп роста кинетической энергии ионов в волне в процессе развития неустойчивости запишется так:

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} = \frac{E_k^2}{4\pi} \frac{\gamma}{(k\lambda_e)^2} \frac{T_i}{T_e \Gamma_1}. \quad (2.15)$$

Рассмотрим процесс превращения энергии ЕИС-волн в тепловую энергию ионов в рамках квазилинейной теории [40, 237]. Уравнение для функции распределения ионов  $f_i$  имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial t} = & \sum_k \sum_n \frac{\pi e^2}{m_i^2} \left( k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} + \frac{n\omega_{Hi}}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \right) \times \\ & \times J_n^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{Hi}} \right) \delta(\omega_k - n\omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel}) \frac{\langle E_k^2 \rangle}{k^2} \left( k_{\parallel} \frac{\partial f_i}{\partial v_{\parallel}} + \frac{n\omega_{Hi}}{v_{\perp}} \frac{\partial f_i}{\partial v_{\perp}} \right). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Здесь  $\omega_k$  – частота моды, соответствующая линейной теории;  $J_n$  – функция Бесселя. Далее при вычислениях используется максвелловская функция распределения. Определим темп нагрева как

$$\gamma_h = \frac{1}{\epsilon_i} \frac{\partial \epsilon_i}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_i} \int d^3 v \frac{1}{2} n_i m_i (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) \frac{\partial f_i}{\partial t}.$$

Сначала обратим внимание на перпендикулярный нагрев

$$\frac{\partial \epsilon_{i\perp}^R}{\partial t} = \int d^3 v \frac{1}{2} n_i m_i v_{\perp}^2 \frac{\partial f_i}{\partial t}.$$

Используя (2.16) и соотношение

$$\int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} J_1^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{v_i^2}\right) = v_i^2 \Gamma_1(\mu_i),$$

после преобразований можно получить

$$\frac{\partial \epsilon_{i\perp}^R}{\partial t} = \frac{\pi \omega_{pi}^2 \omega_{Hi}}{2(2\pi)^{3/2} v_i^3} \sum_n \sum_k \frac{\langle E_k^2 \rangle}{k^2 k_{\parallel} \omega_k} n^3 \Gamma_n (1 + \Delta_n)^2 \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta_n \omega_{Hi}}{k_{\parallel} v_i}\right)^2\right],$$

$$\Delta_n \omega_{Hi} = \omega_k - n\omega_{Hi}.$$

Вспоминая выражение для члена затухания на ионах в (2.4), получим (для среднего  $\bar{k}$  и  $n = 1$ )

$$\frac{\partial \epsilon_{i\perp}^R}{\partial t} = \frac{T_i}{T_e \Gamma_1} |\gamma_i| \frac{E_k^2}{4\pi(\bar{k}\lambda_e)^2} \quad (2.17)$$

Аналогично, для параллельного нагрева ( $n = 1$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon_{i\parallel}^R}{\partial t} &= \frac{\pi \omega_{pi}^2 \omega_{Hi}}{2(2\pi)^{3/2} v_i^3} \sum_k \frac{\langle E_k^2 \rangle}{k^2 k_{\parallel} \omega_k} \Gamma_1 \times \\ &\times \Delta_1 (1 + \Delta_1)^2 \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\Delta_1 \omega_{Hi}}{k_{\parallel} v_i} \right)^2 \right] \approx \Delta_1 \frac{\partial \epsilon_{i\perp}^R}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где  $\Delta_1 \approx 0,15$  для  $T_i \approx T_e$ .

Таким образом, из (2.17), (2.18) видно, что нагрев ионов в направлении, параллельном магнитному полю, на порядок величины меньше, чем нагрев ионов в перпендикулярном направлении. Результаты недавно проведенных машинных расчетов [396] подтверждают этот вывод квазилинейной теории.

Рассмотрим теперь, следуя [237], так называемое нерезонансное взаимодействие ионов и волн, для которого вместо  $\pi \delta(\omega_k - \omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel})$  нужно записать

$$\gamma_k / \pi [(\omega_k - \omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel})^2 + \gamma_k^2].$$

При интегрировании по  $v_{\perp}$  с исключением области  $(\omega - \omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel})^2 \ll \gamma_k^2$  и с учетом того, что основной вклад дает область  $k_{\parallel} v_{\parallel} \ll \omega_k - \omega_{Hi} \equiv \Delta_1 \omega_{Hi}$ , получим

$$\frac{\partial \epsilon_{i\perp}^{NR}}{\partial t} \approx \frac{T_i}{T_e \Gamma_1} \gamma_{\bar{k}} \frac{E_k^2}{4\pi(\bar{k}\lambda_e)^2} \quad (2.19)$$

В параллельном магнитному полю направлении  $\partial \epsilon_{i\parallel}^{NR} / \partial t \approx 0$  [237].

Любопытно, что квазилинейная формула (2.19) для скорости нерезонансного нагрева ионов идентична (2.15), описывающей передачу энергии волне согласно линейной теории.

Подчеркнем, что эффект нерезонансного нагрева — кажущийся в том смысле, что он описывает отклик нерезонансных частиц на изменение амплитуды волны [40]. Иная ситуация возникает, когда резонансные условия  $(\omega_k - \omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0)$  искажаются при наличии достаточно высокого уровня турбулентности [233, 250]. Тогда в отличие, например, от [305],  $\delta$ -функция заменяется на

$$\begin{aligned} &\frac{\gamma_k + k_{\perp}^2 D_{\perp}}{(\omega_k - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_{Hi})^2 + (\gamma_k + k_{\perp}^2 D_{\perp})^2}, \\ k_{\perp}^2 D_{\perp} &= \frac{k_{\perp}^2 c^2}{B^2} \sum_k R_1(\mu^{1/2}) E_k^2 \frac{k_{\perp}^2 D_{\perp}}{(\omega_k - \omega_{Hi} - k_{\parallel} v_{\parallel}) + (k_{\perp}^2 D_{\perp})^2}, \\ R_1(\mu^{1/2}) &= \frac{1}{4} [J_0^2(\mu^{1/2}) + 2J_1^2(\mu^{1/2}) + J_2^2(\mu^{1/2})], \end{aligned} \quad (2.20)$$

где  $\gamma_k$  — полный инкремент нарастания волн ( $\gamma_k = \gamma_k^{\text{лин}} - \Delta\omega$ ), который равен нулю в состоянии насыщения неустойчивости. Такая замена приводит к уширению резонансов между волнами и частицами, позволяя волновым полям "добавлять" хаотические доплеровские сдвиги при движении ионов. В области  $|\omega_k - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_{Hi}| \leq k_{\perp}^2 D_{\perp}$  выражение аппроксимировалось  $\delta$ -функцией. Вдали от области резонанса, где  $|\omega_k - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_{Hi}| \gg k_{\perp}^2 D_{\perp}$ , величина  $k_{\perp}^2 D_{\perp}$  была заменена на ее среднее значение

$$\Delta\omega_k = \int k_{\perp}^2 D_{\perp}(v) f_i(v) dv.$$

В результате для темпа нагрева ионов [233] было получено выражение

$$\frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \approx \frac{\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\omega_{\bar{k}}}{\omega_{Hi} \Gamma_1(\mu_i)} < \left| \frac{\delta n}{n} \right|_{\bar{k}}^2 > \gamma_{\bar{k}}^{\text{лин}} \quad (2.21)$$

или, если учесть, что для электростатических мод  $E_k = ik\Phi_k$  и  $e\Phi_k/T_e = \delta n/n$ , получим

$$n \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\sqrt{2\pi}}{3\Gamma_1} \left( \frac{\omega_{\tilde{k}}}{\omega_{Hi}} \right) \frac{\langle E_{\tilde{k}}^2 \rangle}{4\pi(\tilde{k}\lambda_e)^2} \left( \frac{T_i}{T_e} \right) \gamma_{\tilde{k}}^{\text{лин}}.$$

Отметим, что в (2.21)  $\Delta\omega_{\tilde{k}}$  заменено на  $\gamma_{\tilde{k}}^{\text{лин}}$ , поскольку насыщение моды соответствует обращению в нуль полного инкремента  $\gamma_k = \gamma_k^{\text{лин}} - \Delta\omega_k = 0$ . Здесь также пренебрежено линейным затуханием на ионах.

Хотя уравнение описывает эволюцию температуры ионов без разделения на  $T_{i\perp}$  и  $T_{i\parallel}$ , в действительности можно считать, что речь идет о  $T_{i\perp}$ , поскольку, как показано в [237, 396], при ионно-циклотронном нагреве поперечная температура значительно больше продольной. Пренебрежение резонансным ионным затуханием справедливо лишь на первой стадии турбулентного нагрева, когда  $u \gg u_{кр}$ .

При турбулентном нагреве порог повышается и при дальнейшей более медленной генерации турбулентности вблизи порога неустойчивости [400] резонансное ионное затухание уже существенно.

Если в формуле (2.21) для скорости ионного нагрева положить  $s = 1,5$ ,  $\Gamma_1(s) = 0,22$ ,  $\omega/\omega_{Hi} = 1,0$ , то получим

$$\frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \approx 4,2 \left| \frac{\delta n}{n} \right|^2 \gamma^{\text{лин}}. \quad (2.22)$$

Эта формула по порядку величины дает такую же скорость нагрева, как и формула, предложенная в работе [400]:

$$\frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \approx \frac{k_{\perp}}{2k^2} \gamma^L = \frac{1}{2} \gamma^{\text{лин}}. \quad (2.23)$$

Однако (2.22) носит более общий характер, поскольку годится для случая насыщения амплитуд волн не только из-за резонансного уширения [250], но и для возможного насыщения амплитуд волн с помощью конвекционных эффектов в ограниченной плазме.

Искажение резонансных условий между скоростями частиц и фазовой скоростью волн позволяет большей части ионной функции распределения обмениваться энергией с электростатическими ионно-циклотронными полями. В результате скорость увеличения ионной температуры пропорциональна полному линейному инкременту.

Заметим, что если бы рассматривались только резонансные частицы при использовании  $\delta(\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} - n\omega_{Hi})$ , то скорость нагрева ионов  $\partial T_i/\partial t$  была бы пропорциональна только  $\gamma_i^{\text{лин}}$ , линейному инкременту затухания волн на ионах. В условиях, когда  $|\gamma_i^{\text{лин}}| \ll |\gamma^{\text{лин}}|$ , описанное различие в скорости нагрева оказывается существенным [237].

Рассмотрим механизмы насыщения турбулентного нагрева для ЕИС-турбулентности.

Поскольку первые эксперименты, в которых изучался турбулентный нагрев и его следствие, проводились в лабораторных условиях при достаточно небольших размерах установки, теоретические построения принимали конвективную модель для механизма теплоотвода. Соответственно уравнение теплового баланса имело вид [425]

$$(\partial T_i/\partial t)_{\text{турб}} = (T_i - T_{i0}) v_{Ti}/L,$$

где  $L$  — размер системы.

Аналогичный подход к насыщению турбулентного нагрева в продольных магнитосферных токах был развит в работе [400].

Принимая, что ЕИС-неустойчивость насыщается механизмом уширения ионных резонансов, авторы [400] получили для скорости ионного нагрева выражение

$$\frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \Big|_{\text{турб}} \approx \frac{\gamma^{\text{лин}}}{2},$$

где  $\gamma^{\text{лин}}$  — линейный инкремент ЕИС-неустойчивости.

Величина  $\gamma^{\text{лин}}$  уменьшается с ростом ионной температуры  $T_i$  (см. (2.4)). Поскольку неустойчивость имеет место, когда  $u > u_{кр}$ , а  $u_{кр}$  увеличивается с ростом  $T_i$  [336],

следовательно, с ростом ионной температуры  $u_{кр} \rightarrow u$ , а  $\gamma^{лин}(T_i) \rightarrow 0$  и  $\left. \frac{\partial T_i}{\partial t} \right|_{турб} \rightarrow 0$ .

Таким образом, эффект турбулентного нагрева сам себя ограничивает. В состоянии на границе устойчивости "остаточная" турбулентность нагревает ионы с такой скоростью, с которой процессы теплоотвода выводят энергию из области турбулентности. В этом случае можно написать уравнение баланса энергии:

$$\partial T_i / \partial t|_{турб} + \partial T_i / \partial t|_{теплоотв} = 0, \quad \partial T_i / \partial t|_{теплоотв} \approx T_i v_i / L.$$

Неоднократно высказывалась точка зрения [400], что в отсутствие теплоотвода, поскольку турбулентный нагрев по (2.23) очень быстрый, ЕИС-неустойчивость будет приводить к вспышкам турбулентности и к локальным "пятнам" горячих ионов. Так что, согласно [400, 402], ЕИС-неустойчивость может в некоторых случаях играть роль, аналогичную бунемановской неустойчивости, а именно приводить к кратким вспышкам аномального сопротивления, а не к длительным квазистационарным состояниям.

Другой механизм теплоотвода, обеспечивающий насыщение турбулентного нагрева, был предложен Ионсоном и соавторами [310, 311]. В этой работе уровень  $\epsilon_2$  был найден из условия баланса перпендикулярного нагрева ионов и процесса ион-ионных столкновений, перекачивающего энергию от  $T_{i\perp}$  к  $T_{i\parallel}$ :

$$\epsilon_2 \approx \frac{m_i}{e^2} \frac{\omega_{Hi}}{nT_e} T_{i\perp} \nu_{ii}, \quad \text{причем } \epsilon_2 < \epsilon_1. \quad (2.24)$$

При этом считалось, что  $T_{e\parallel} = \text{const}$ , а порог неустойчивости (т.е.  $u_{кр}$ ) растет с увеличением  $T_{i\perp}/T_{e\parallel}$  из-за перпендикулярного нагрева ионов.

Эксперименты на спутнике S3-3 [303, 338] заставили еще раз внимательно проанализировать вопрос о механизмах насыщения турбулентного нагрева. При этом оказался принципиально важным учет анизотропии температур ионов и электронов.

Уровень турбулентности на первой стадии, согласно [250, 303], определяется формулой (2.14):

$$W/nT_e = \epsilon_1 = 0,1 \omega_{Hi}^2 / \omega_{pi}^2.$$

В работе [303] был сделан однако, вывод, что вторая стадия (турбулентный перпендикулярный нагрев) не изменяет существенно величины  $\epsilon_1$ . Вывод этот был сделан на основании измерений на спутнике S3-3, показавших, что уровень  $\epsilon$  близок к  $\epsilon_1$ , а  $\epsilon_1$  вычислялся по измерениям на том же S3-3 по формуле (2.14) и снижение уровня ЕИС-турбулентности в начале второго этапа, ожидаемого согласно (2.24), не имеет места. Поэтому в [303] принималось, что  $\epsilon \approx \epsilon_1 \approx \epsilon_2$ , где  $\epsilon_2$  — уровень турбулентности на второй стадии эволюции ЕИС-неустойчивости. Физически равенство  $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$  объясняется тем [303], что отношение  $T_{i\perp}/T_{e\parallel}$  в процессе турбулентного нагрева остается почти постоянным, так как обе температуры растут приблизительно с одинаковой скоростью, так что  $u_{кр} = (T_{i\perp}/T_{e\parallel}) \nu_{ii}$  приближается к  $u$  очень медленно. Соответственно, уровень турбулентности  $\epsilon_2$  (заметим, что  $\epsilon_2 < \epsilon_1$ ) тоже медленно приближается к некоторому значению  $\epsilon_2^\infty$ , которое он примет на границе устойчивости.

Согласно [303], если в формуле (2.24) из работы [310] величину  $\nu_{ii}$  заменить на величину  $\nu_i^* \approx 0,1 \nu_e^*$  из [303, 335], то можно получить величину  $\epsilon_2$  порядка  $\epsilon_1$ , совпадающую с измеренным уровнем турбулентности.

На основе проведенного анализа авторы [303] делают вывод о том, что приведение уровня турбулентности к границе устойчивости при достижении  $u$  значения  $u_{кр}$  не является достаточным для установления окончательного уровня турбулентности.

Ионный нагрев на ЕИС-турбулентности далее экспериментально изучался в ряде работ, в частности в [237, 425], а также численно в работах [184, 185, 254, 396] для объяснения явления образования конических распределений ионов в авроральной магнитосфере.

При критическом сравнении эксперимента с теорией, проведенном в работе [233], определен временной темп изменения плазменной ионной температуры при импульсном возникновении ЕИС-неустойчивости. Получено, что эта скорость нагрева находится в согласии с теорией [233, 305], в которой учитывается уширение резонансов при взаи-



модействии частиц с волнами. насыщение ионной температуры в этом эксперименте достигалось теплоотводом, связанным с ограниченностью плазмы.

В работе Бемера и Форнака экспериментально исследовались эффекты, связанные с EIC-турбулентностью [207]. Сделанные на лабораторной установке измерения подтвердили ионный нагрев при развитии EIC-неустойчивости. Экспериментально была исследована ионная функция распределения. Кроме того, в этих экспериментах были получены данные, указывающие на возможность филаментации тока при неустойчивости на появление надтепловых электронов в согласии с измерениями, проведенными на спутнике S3-3 [303].

В этой же работе [207] экспериментально получен и еще один важный результат. Как и в случае аналогичных структур в магнитосфере, обнаружено уменьшение плотности внутри токнесущего канала при ионном нагреве, до тех пор пока ларморовский радиус не станет порядка или больше размеров структуры. Экспериментально получено, что результирующий перенос энергии перпендикулярно к магнитному полю может влиять на механизм насыщения неустойчивости и может приводить к филаментации.

Согласно наблюдениям [470] EIC-волны в областях протекания продольного тока иногда наблюдаются в виде почти синусоидальных цугов, когда характерное время сбоя фазы на порядок больше периода волн.

При исследовании взаимодействия этих волн с частицами уже непременно приближение случайных фаз, поэтому авторы [360] проводят его с позиций "сильной турбулентности", рассматривая взаимодействие одной частицы с совокупностью волн достаточно большой амплитуды, когда  $e\Phi_k/T_e \ll 1$ , при фиксированных фазах волн.

Аномальное сопротивление в этом случае, по-видимому, связано с явлениями типа электронного захвата. Подобные процессы подробно рассмотрены в [359]. Согласно этой работе, вольт-амперная характеристика в этом случае имеет вид

$$j_{\parallel} = j_{\parallel}^0 + \xi E_{\parallel}^{1/3}, \quad \text{где } j_{\parallel}^0 = 0,2 \frac{\text{мкА}}{\text{м}^2}, \quad \xi = 0,9 \frac{\text{мкА}}{\text{м}^2} \left( \frac{\text{м}}{\text{мВ}} \right)^{1/3}.$$

Для  $E_{\parallel} \sim 1$  мВ/м,  $j_{\parallel} \sim 1,1$  мкА/м<sup>2</sup> и джоулев нагрев  $j_{\parallel} E_{\parallel} \sim 6,6$  кэВ см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>. Авторы [359] полагают, что значительная часть этого тепла должна передаваться убегающим электронам.

Авторы [360] предприняли попытку изучить турбулентный нагрев ионов в этом случае и в результате получили формулу для темпа "перпендикулярного" нагрева "горячего" пробного иона

$$\frac{dW_{\perp}}{dt} = e\Phi_k \omega_{Hi} \left[ \frac{2m_i \omega_{Hi}^2}{\pi^2 k_{\perp}^2 W_{\perp}} \right]^{1/4},$$

где  $W_{\perp}$  — "перпендикулярная" энергия иона.

Сравнение такого темпа нагрева с обычным квазилинейным показывает, что ионный нагрев более эффективен в случае "сильной турбулентности".

Анализ перпендикулярного нагрева пробного иона в авроральной зоне в предположении, что основным механизмом отвода энергии является трансформация перпендикулярной энергии в параллельную из-за действия "зеркальной" силы, показал, что при наличии однородной сильной EIC-турбулентности в авроральной зоне может осуществиться эффективный нагрев ионов до нескольких сот электронвольт.

При проведении волюного эксперимента на S3-3 также было отмечено уменьшение плотности в областях с развитой EIC-турбулентностью по сравнению с соседними областями [223]. В эксперименте [207] было получено также, что наличие энергичных электронов зависит от магнитного поля в соответствии с теорией аномального сопротивления, развитой Кинделом [335].

Перейдем теперь к рассмотрению аномального сопротивления, связанного с EIC-турбулентностью. Для скорости изменения электронной функции распределения из-за взаимодействия с волнами можно написать (см., например, [40, 237]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_e}{\partial t} = & \sum_n \sum_k \frac{e^2}{m_e^2} \left( k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} + \frac{n \omega_{He}}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \right) \frac{J_n^2 \langle E_k^2 \rangle}{k^2 i(-\omega_k + k_{\parallel} v_{\parallel} + n \omega_{He})} \times \\ & \times \left( k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} + \frac{n \omega_{He}}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \right) f_e. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Определением  $v^*$  является формула

$$n_e m_e v^* u = n_e m_e \int v_{\parallel} \frac{\partial f_e}{\partial t} d^3 v: \quad (2.26)$$

Для ЕИС-волн  $\omega_k \sim \omega_{Hi} \ll \omega_{He}$ , поэтому в (2.25) остается только член с  $n=0$ . Для максвелловской функции распределения  $f_e = f_e(v_{\perp}^2, (v_{\parallel} - u)^2)$  после интегрирования (2.26) примет вид

$$n_e m_e v^* u = \sum_k \frac{\pi \omega_{pe}^2 \Gamma_0(\mu_e) \langle E_k^2 \rangle}{k \lambda_e^3 v_e^3 k^2} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_k - k_{\parallel} u}{k_{\parallel} v_e} \right)^2 \right] (\omega_k - k_{\parallel} u).$$

Учитывая, что  $(\omega_k - k_{\parallel} u)/k_{\parallel} v_e \ll 1$ ,  $\Gamma_0(\mu_e) \approx 1$  при  $\mu_e \ll 1$ , и вспоминая выражение для  $\gamma_k^e$  из (2.4), окончательно получим

$$n_e m_e v^* u = \sum_k \frac{\langle E_k^2 \rangle}{4\pi (k \lambda_e)^2} \gamma_k^2 \left( \frac{k_{\parallel}}{\Delta_1 \omega_{Hi}} \right),$$

или

$$v^* \approx \left( \frac{\epsilon_w}{\epsilon_d} \right) \left( \frac{u}{\Delta_1 \omega_{Hi}/k_{\parallel}} \right) \frac{\gamma_k^e}{2}, \quad \epsilon_d = \frac{1}{2} n_e m_e u^2,$$

где  $\gamma_k^e$  — линейный инкремент, вычисленный для среднего  $k$ . Эффективная величина аномального сопротивления [237]

$$\eta^* = \frac{m_e v^*}{n e^2} = 2\pi \frac{\epsilon_w}{\epsilon_d} \frac{u}{(\Delta_1 \omega_{Hi}/k_{\parallel}) \omega_{pe}^2}.$$

Джоулев нагрев выражается формулой

$$P = \eta^{*j^2} = \sum_k \frac{\langle E_k^2 \rangle}{4\pi (k \lambda_e)^2} \gamma_k^e \frac{u}{(\Delta_1 \omega_{Hi}/k_{\parallel})}.$$

Интересно отметить, что для начала процесса протекания тока с аномальным сопротивлением, обусловленным ЕИС-турбулентностью, поперечный нагрев ионов идет в основном за счет нерезонансных частиц (так как  $\gamma_e \gg |\gamma_i|$ ). В то же время эффективная частота столкновений  $v^*$ , определяющая потерю импульса при коллективных столкновениях, определяется резонансными частицами. Однако при дальнейшем развитии ЕИС-турбулентности, связанном с турбулентным нагревом, уже не будет выполняться  $\gamma_e \gg |\gamma_i|$  и ионный нагрев не будет всецело определяться нерезонансными частицами.

Аномальное сопротивление для ЕИС-турбулентности, имеющей уровень

$$\epsilon_1 \approx 0,1 (\omega_{Hi}/\omega_{pi})^2 \quad \text{при} \quad T_i \approx T_e,$$

в соответствии с результатами, полученными Думом и Дюпри [250], было вычислено Ионсоном в [309]. Автор исходил из первого момента кинетического уравнения

$$-\frac{e}{m_e} E_{\parallel} \frac{\partial f_e}{\partial v_{\parallel}} - \frac{e}{m_e} \left( \frac{v_{\perp} B_0}{c} \right) \frac{\partial f_e}{\partial v_{\perp}} = \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} D_{\parallel}^e(v, \epsilon_1) \frac{\partial f_e}{\partial v_{\parallel}},$$

дающего

$$E_{\parallel} = -\frac{m_e}{n e} \int d^3 v D_{\parallel}^e(v, \epsilon_1) \frac{\partial f_e}{\partial v_{\parallel}},$$

в котором учитывался в коэффициенте диффузии в пространстве скоростей  $D_{\parallel}^e$  упомянутый уровень турбулентности  $\epsilon_1$ , а электронная резонансная функция была аппроксимирована гауссоидой:

$$D_{\parallel}^e = \frac{e^2}{m_e^2} \sum_n \int d^3 k \frac{E_k^2 J_n^2(\lambda_e)}{i(k_{\parallel} v_{\parallel} + n \omega_{He} - \omega)} \frac{k_{\parallel}^2}{k^2}.$$

Здесь  $J_n$  — функция Бесселя порядка  $n$ ,

$$\frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{He}} = P \frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{He}} + i R_e,$$

$$R_e \approx \frac{1}{(2\pi k_{\parallel}^2 W_{\frac{1}{2}}^2)^{\frac{1}{2}}} \exp [ - (k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega)^2 / 2k_{\parallel}^2 W_{\frac{1}{2}}^2 ],$$

$$W_{\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{k_{\parallel}} [k_{\parallel}^2 D_{\parallel}^e (v_{кр}, \epsilon_1) / 3]^{\frac{1}{3}},$$

где  $W_{\frac{1}{2}}$  — полуширина резонанса, а  $v_{кр}$  — критическая скорость, при которой диффузионный коэффициент имеет максимум

$$(\bar{\omega} - k_{\parallel} v_{кр}) \approx [k_{\parallel}^2 D_{\parallel}^e (v_{кр}, \epsilon_1) / 3]^{\frac{1}{3}}.$$

Таким образом, рассматривая вместо интегрального уравнения для  $D_{\parallel}^e$  аппроксимацию  $D_{\parallel}^e$  в подынтегральном выражении, получающуюся при соответствующей замене  $R_e (D_{\parallel}^e)$  гауссоидой, Ионсон вывел величину аномального сопротивления

$$\eta = 0,06 \left( \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{pe}} \right) \left( 1 - 12 \frac{v_i}{u} \right) \omega_{pe}^2,$$

следовательно,

$$\nu^* = \frac{1}{4\pi} 0,06 \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{pe}} \left( 1 - 12 \frac{v_i}{u} \right) \omega_{pe} \approx 0,2 \omega_{Hi}$$

практически в соответствии с результатом Киндела [335], где было получено  $\nu^* \approx \omega_{Hi}$ .

После опубликования результатов измерений на спутнике S3-3 [303, 338, 470] выяснилось, что ионно-циклотронная мода Драммонда—Розенблюта играет одну из основных ролей в проблеме аномального сопротивления в магнитосфере. Эти измерения доказали наличие достигнутого уровня ионно-циклотронной турбулентности

$$\epsilon = |\tilde{E}_{\perp}|^2 / 8\pi n T_e \approx \frac{1}{2} \frac{W}{n T_e} \approx 7 \cdot 10^{-4},$$

что позволило авторам утверждать, что в наблюдаемых областях электростатической ионно-циклотронной турбулентности на функции распределения плато не образуется, так как для измеренного уровня  $e\Phi/T_e \lesssim 1$ , а квазилинейная теория предсказывает  $e\Phi/T_e \approx 10^{-3}$  [249].

Вычисление аномального сопротивления на основе измеренных параметров турбулентности было выполнено в [303] исходя из закона сохранения импульса  $m_e u \nu^* = eE$ :

$$\nu^* = \frac{e (Eu)}{m_e u^2} = \frac{e^2}{m_p^2 u^2 \omega_{pe}^2} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} d\omega(k, \omega) \operatorname{Im} \epsilon_e |E_{k, \omega}|^2,$$

где  $\nu^*$  — эффективная частота коллективных соударений, по Пападопулосу [402].

Принимая приближение случайных фаз при интегрировании и монохроматический спектр с  $k = k_0$ , можно получить

$$\nu^* = \frac{2}{8\pi m_e n u^2 \omega} k_{\parallel 0} u \operatorname{Im} \epsilon_e |\tilde{E}|^2,$$

где интегрирование по  $dk d\omega$  привело от  $|E_{k, \omega}|^2$  к  $|\tilde{E}|^2$ .

Используя значение  $\operatorname{Im} \epsilon_e$ , полученное в линейной теории, имеем:

$$\nu^* = \frac{2}{k^2 \lambda_e^2} \gamma_{\text{лин}} \frac{u}{v_{\parallel}} \left( \frac{v_{Te}}{u} \right)^2 \frac{|\tilde{E}|^2}{8\pi n T_e}.$$

Учитывая, что согласно (2.4)

$$\gamma_{\pi}/\omega = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} 0,2 \left( u - \frac{\omega_{Hi}}{k_{\parallel}} \right) \frac{1}{v_{Te}},$$

получим

$$\nu^* = \frac{\sqrt{2} \omega_{pe}^2}{v_{Te}^2 k_{\perp}^2} \frac{\sqrt{\pi} 0,2}{v_{Te}} \left( u - \frac{\omega_{Hi}}{k_{\parallel}} \right) \frac{v_{Te}^2}{u^2} u k_{\parallel} \frac{|\tilde{E}|^2}{8 \pi n T_e}.$$

Взяв  $k_{\parallel}/k_{\perp} \approx 0,1$ ,  $k_{\perp} \approx 0,05 \text{ м}^{-1}$ ,  $T_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $v_{Te} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $\omega_{Hi} = 6 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $j = 10^{-5} \text{ А/м}^2$ ,  $u = 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , получим, что  $\nu^* \approx 0,6 \omega_{pe}$ ,  $W/nT_e \approx 4 \cdot 10^{-4}$  и соответственно  $\eta \approx 2 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , а напряженность поля, обусловленного аномальным сопротивлением,  $E_{\parallel} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ В/м}$ .

Нужно сказать, что эти оценки в [303] сделаны в предположении, что ионно-звуковая турбулентность отсутствует, хотя при  $u \approx v_{Te}$  ионно-звуковая или бунемановская турбулентность должна возбуждаться. На это обстоятельство указано в работах [36, 64].

Оценку эффективной частоты коллективных соударений можно получить непосредственно из уравнения (2.25) [104]. В указанной работе выделялись перпендикулярная и параллельная (по отношению к магнитному полю) частоты коллективных соударений  $\nu_{\perp}^*$  и  $\nu_{\parallel}^*$ . Учет такой анизотропии коллективных частот обусловлен тем, что фазовые скорости распространения волн вдоль и поперек магнитного поля различны из-за условия  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ . С использованием определения уровня турбулентности  $\epsilon = E_k^2/8\pi n T_e$  для  $\nu_{\parallel}^*$  в [104] получено:

$$\nu_{\parallel}^* \approx \left( \frac{\bar{k}_{\parallel}}{k} \right)^2 \left( \frac{m_i}{m_e} \right) \frac{5 \omega_{pi}^2}{\omega_{Hi}} \epsilon,$$

где  $\bar{k}_{\parallel}$  — эффективное волновое число. Для уровня EIC-турбулентности (2.14)  $\nu_{\parallel}^* \approx 5 \omega_{Hi}$  в соответствии с [335].

Полученные формулы аномального сопротивления основывались на механизмах насыщения, где не учитывались границы силовых трубок в магнитосфере. Поскольку, согласно современным воззрениям (см., например, [36, 326]), возможна микроволонистая структура продольных токов, приведем оценку аномального сопротивления из работы [400], которая учитывает границы.

Из уравнения

$$\frac{3}{2} n_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial t} \right|_{\text{турб}} = j_{\parallel} E_{\parallel} = \eta j_{\parallel}^2,$$

где  $\eta$  — аномальное сопротивление, а

$$\left. \frac{\partial T_i}{\partial t} \right|_{\text{турб}} = \left. \frac{\partial T_i}{\partial t} \right|_{\text{теплоотв}} = \frac{T_i v_i}{L},$$

было получено

$$\eta = \frac{\nu^* m_e}{n_e e^2}, \quad \text{где } \nu^* < \left( \frac{v_e}{u} \right)^2 \left( \frac{T_i}{T_e} \right) \left( \frac{v_i}{L} \right).$$

Заметим, что в [400] предполагалось максвелловское распределение по скоростям и речь шла о нагреве ионного газа в целом. Кроме того, механизм теплоотвода не конкретизировался и лишь оценивался указанным модельным членом.

Детальное исследование теплового баланса в ограниченных областях с EIC-турбулентностью, при протекании продольных токов на авроральных силовых линиях, проведено в [106]. Авторы пришли к выводу, что, по-видимому, наиболее эффективным

может быть механизм, при котором энергия турбулентного нагрева отводится из области турбулентности небольшим количеством "горячих" ионов при аномальной диффузии через поперечные "границы" этих областей. При таком процессе "поперечная" функция распределения ионов — не максвелловская и имеет длинный "хвост" (до нескольких кэВ) "горячих" ионов [354, 106].

При рассмотрении баланса джоулева нагрева, связанного с протеканием продольного тока, и турбулентного "перпендикулярного" нагрева ионов, который, в свою очередь, сбалансирован теплоотводом из области турбулентности через ее поперечные границы, в [106] получено  $\nu^* \approx \omega_{Hi}$  в соответствии с предыдущими результатами.

Отметим, что машинные расчеты подтверждают формирование немаксвелловского "хвоста" на "перпендикулярной" функции распределения ионов при развитой ЕС-турбулентности [184]. Для проблемы стационарного аномального сопротивления при развитой ЕС-турбулентности, естественно, важен одновременный учет турбулентного нагрева и ограниченности областей волновой электростатической турбулентности. Только рассматривая тепловой баланс с учетом обоих эффектов, можно дать полностью ответ на вопрос о стационарном (нестационарном) аномальном сопротивлении на авроральных силовых линиях. Попытки рассмотрения этой проблемы содержатся в работах [106, 184].

### Глава 3

## ДВОЙНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СЛОИ (ПРЯМЫЕ И НАКЛОННЫЕ)

В предыдущей главе мы рассмотрели основные теоретические предпосылки и экспериментальные данные о развитии турбулентности в плазме, через которую протекают достаточно сильные электрические токи. При этом, как мы видели, в результате взаимодействия частиц с волнами сопротивление плазмы электрическому току резко возрастает, что приводит к появлению продольных (по отношению к магнитному полю) электрических полей. Однако появление продольных полей в разреженной плазме может быть связано не с ее турбулизацией, а с появлением двойных электрических слоев. Физическая природа таких слоев, условия их возникновения и существования, а также их параметры детально исследованы в работах Ленгмюра [347], Торвена [475], Альвена и Карлквиста [174, 221], Блока [201], Свифта [462, 466] и др. Результаты этих исследований суммированы в весьма детальных обзорах Блока [202, 203] и Свифта [464]. В связи с этим мы в своем обзоре, опираясь на названные выше работы, напомним лишь основные сведения о свойствах двойных слоев, сосредоточив основное внимание на геофизических следствиях возможного существования таких слоев в магнитосфере.

### 3.1. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ И ДВОЙНЫХ СЛОЕВ

Многочисленные исследования, выполненные в лабораторной плазме и непосредственно в космическом пространстве, показали, что различного рода разрывы или резкие изменения электростатического потенциала представляют собой весьма частое явление. Ввиду многообразия форм таких разрывов прежде всего уточним используемую в дальнейшем терминологию.

Простейшей формой электростатического разрыва является одиночное, локализованное в пространстве возмущение (импульс) электростатического поля, движущееся через плазму, не изменяя ее параметров; такое возмущение иногда называют солитонным (Худзон и Мозер [304], Свифт [464]). Если диссипация энергии движущейся волны приводит к изменению параметров плазмы, в которой она движется, то параметры среды, через которую волна уже прошла, будут отличаться от параметров невозмущенной среды перед фронтом волны. На этой стадии солитон переходит в электростатическую ударную волну или двойной слой. Соответственно двойной слой представляет собой переходную область между двумя средами, находящимися в разных состояниях (характеризующихся, например, температурой, концентрацией частиц, их скоростью).

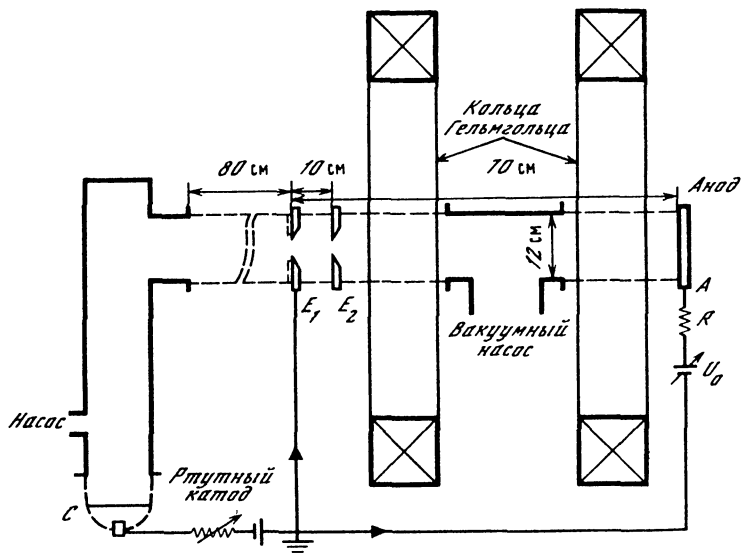


Рис. 3.1. Схема установки для изучения двойных потенциальных слоев в плазме

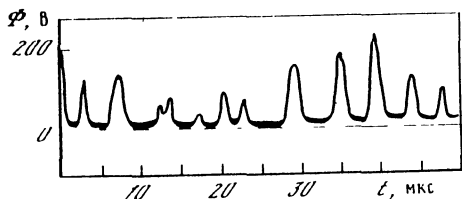
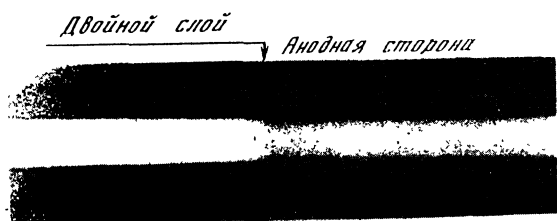


Рис. 3.2. Фотография плазменного шнура с двойным слоем

Внизу — временные вариации разности потенциалов в двойном слое

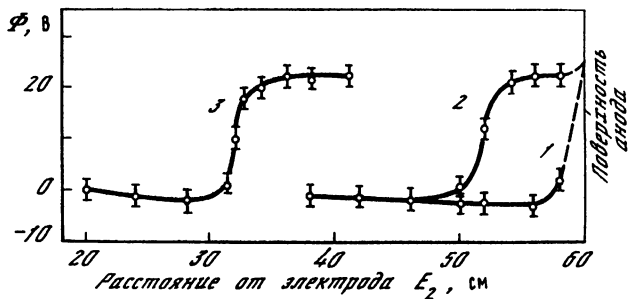
Плоский разрыв, электрическое поле в котором параллельно магнитному полю (или последнее отсутствует вообще), обычно называют просто двойным слоем (Блок [202], Свифт [464]) или, имея в виду тип волны, из которой, как мы увидим дальше, он развивается и возникает в виде звукового разрыва (Худзон и Мозер [304]).

Электростатический разрыв, в котором электрическое поле направлено под углом к магнитному, чаще всего называют наклонным (косым) разрывом или, опять-таки имея в виду тип волны, ответственной за его появление, ионно-циклотронным слоем (Худзон и Мозер [304]).

В лабораторных условиях наиболее детально исследованы характеристики и условия существования двойных слоев первого типа, т.е. прямых ионно-звуковых слоев [113, 178, 187, 229, 417, 477–479]. Ознакомимся подробнее с этими исследованиями.

На рис. 3.1 представлена схема установки, используемой при исследовании двойных слоев в работах [477, 478]. Источником плазмы в этой установке является дуговой разряд (сила тока  $I = 40$  А) в паре ртути между катодом С и электродом  $E_1$ . Через отверстия в электродах  $E_1$  (диаметр отверстия  $d_1 = 3$  см) и  $E_2$  ( $d_2 = 1$  см) плазма проникает в вакуумную камеру, в которой поддерживается давление, примерно на порядок меньше, чем в камере с источником. С помощью колец Гельмгольца в вакуумной камере создается однородное аксиальное магнитное поле с интенсивностью в несколько десятков или даже сотен гауссов, в результате чего между электродом  $E_2$  и анодом А образуется цилиндрический плазменный шнур с диаметром порядка 1 см, параллельный магнитному полю (рис. 3.2). При типичных для рассматриваемого эксперимента параметрах плазмы ( $n_e = 10^9$  см $^{-3}$ ,  $T \approx 2$  эВ,  $B = 100$  Гс) дебаевская длина

Рис. 3.3. Распределение потенциала вдоль плазменного шнура при различном анодном напряжении ( $\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$ )



и гирорадиус электронов оказываются приблизительно одинаковыми:  $\lambda_D \approx R_L \approx \approx 0,3$  мм. Ларморовский радиус ионов при этом оказывается больше диаметра плазменного цилиндра, и ионы удерживаются в нем радиальным электрическим полем  $E_r \approx \approx 0,01$  В/см, возникающим в результате пространственного разделения зарядов.

При увеличении потенциала анода  $\Phi_a$  ток, текущий вдоль плазменного столба, возрастает, однако лишь до тех пор, пока потенциал анода не станет равным потенциалу плазмы ( $\Phi_a \approx \Phi_p$ ). При этом вблизи анода образуется переходный слой, обогащенный электронами, в котором и сосредоточена вся избыточная разность потенциалов; во всей остальной плазме потенциал остается постоянным и равным потенциалу плазмы в отсутствие тока (рис. 3.3 из [478], кривая 1).

При дальнейшем увеличении потенциала  $\Phi_a$ , когда токовая скорость электронов достигает  $u_{кр} \approx \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2}$ , анодный слой переходит в двойной слой, отчетливо видимый на кривых 2 и 3 рис. 3.3, а также на рис. 3.2. При этом плотность тока в плазменном шнуре вновь начинает заметно увеличиваться с ростом потенциала  $\Phi_a$ .

Толщина двойного слоя, как видно из рис. 3.3, оказывается равной приблизительно 1,5 см, что при указанных выше параметрах плазмы составляет около  $30 \lambda_D$ .

Суммируя результаты различных лабораторных исследований двойных слоев, Блок [202] отмечает следующие особенности последних: 1) плотность плазмы в двойном слое много меньше, чем вне его; 2) в слое наблюдается существенное отклонение от квазинейтральности плазмы; 3) объемный заряд, проинтегрированный по всей толщине слоя, пренебрежимо мал; 4) толщина двойного слоя меньше длины свободного пробега и составляет несколько дебаевских радиусов; 5) интенсивность электрического поля в двойном слое намного больше интенсивности поля, которое может существовать в невозмущенной плазме; 6) разность потенциалов поперек слоя имеет величину порядка нескольких единиц  $kT/e$  или больше, где  $T$  — температура плазмы.

В случае, когда скачок потенциала в слое  $\Delta\Phi \gg kT/e$ , слой называют сильным. Электрическое поле, существующее в слое, ускоряет пересекающие его заряженные частицы, в результате чего в слое могут генерироваться интенсивные, почти моноэнергетические потоки частиц. Пример такого пучка представлен на рис. 3.4 [178, 202, 203], на котором показаны энергетические спектры электронов в области между двойным слоем и анодом на различных расстояниях от этого слоя. Пик, наблюдаемый на энергиях порядка 12 эВ, соответствует электронам, ускоренным в слое (второй пик, на малых энергиях, соответствует электронам, отраженным слоем). Как видно из рис. 3.4, по мере удаления от слоя энергичные электроны рассеиваются и термализуются, так что на расстояниях от слоя  $l \geq 6$  см пик исчезает полностью. Учитывая, что при тех параметрах плазмы, которые имели место в обсуждаемом эксперименте, это расстояние соответствует средней длине свободного пробега электронов (Блок, [203]), можно полагать, что неустойчивость, связанная с прохождением пучка энергичных электронов через плазму, в данном случае не развивалась. Однако заметим, что плотность плазмы в последнем случае была относительно велика (давление в камере с источником составляло около 1 мм рт. ст.). В последующих экспериментах концентрация частиц в плазме была существенно меньше (например, в описанных выше экспериментах Торвена давление паров ртути в камере с источником составляло около  $10^{-3}$  мм рт. ст.), так что средняя длина свободного пробега энергичных электронов, обусловленная парными столкновениями, оказывалась больше длины плазменного столба. Тем не менее пучок энергичных электронов, ускоренных в слое, затухал на

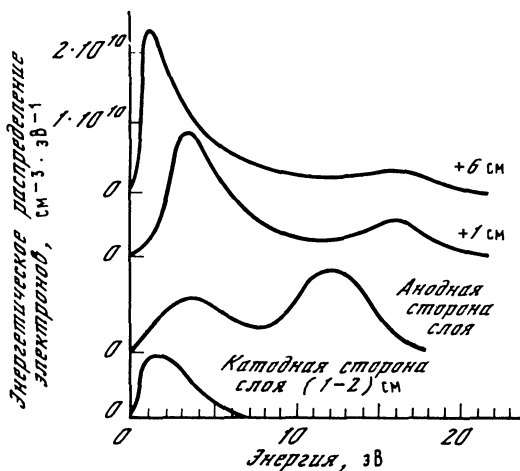


Рис. 3.4. Энергетический спектр пучка электронов, ускоренных в слое, на различных расстояниях от слоя

Давление в каждой камере 0,87 Тор, ток разряда 0,9 А

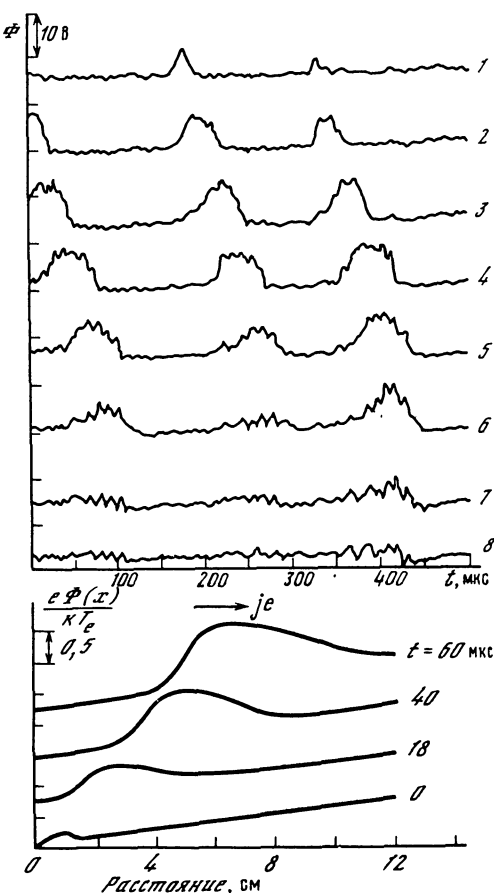


Рис. 3.5. Формирование солитона в плазменном шнуре

*a* – вариации потенциала в различных точках (1–8) плазменного шнура; *б* – распределение потенциала вдоль шнура

расстояниях порядка нескольких десятков (иногда сотен) дебаевских радиусов [178, 229, 244, 417]. При этом в области затухания пучка наблюдалась турбулентность плазмы с максимумом интенсивности на частотах порядка плазменной или кратной ей [187].

Достаточно интенсивная турбулентность имеет место и в области низкого потенциала между двойным слоем и катодом, обусловленная, по-видимому, взаимодействием с плазмой пучка энергичных ионов, ускоренных в слое [417].

Таким образом, развитие плазменной турбулентности является естественным следствием развития двойного слоя. Вместе с тем, как показывают лабораторные исследования, достаточно интенсивная турбулентность является в ряде случаев и необходимым условием существования двойного слоя. Так, например, в эксперименте Коуна и Вонга [417] именно взаимодействие весьма интенсивной плазменной турбулентности с энергичными электронами пучка вызывало термализацию последнего и тем самым обеспечивало необходимый для существования слоя набор тепловых электронов, отражаемых слоем (Торвен [477, 478, 479]).

Таковы наблюдаемые в лабораторной плазме характеристики прямых двойных слоев. Что касается условий их возникновения, то мы уже упоминали результаты исследований Торвена и др. [478], согласно которым двойной слой формируется тогда, когда токовая скорость электронов становится порядка или больше их тепловой скорости. Аналогичные выводы были получены также и в ходе численного моделирования двойных слоев [244, 277, 318, 343, 429].

В экспериментах Торвена и Бабица [479], Коуна и Вонга [417] было обнаружено еще одно чрезвычайно интересное явление: при скорости дрейфа электронов чуть ниже критической, т.е. еще до образования двойного слоя, в плазме появляются электростатические импульсы (солитоны), движущиеся от катода по направлению к аноду. Пример такого импульса и его временной эволюции представлен на рис. 3.5 [479], на котором показано распределение электрического потенциала вдоль плазменного столба в различные моменты времени. Как видно из рис. 3.5, появившийся в некоторый



момент времени вблизи электрода  $E_2$  небольшой импульс  $\Phi$  движется, нарастая по амплитуде, вдоль тока со скоростью порядка  $10^5$  см/с, близкой к скорости ионно-звуковой волны. Достигнув амплитуды порядка  $\Phi \approx kT_e/e$ , импульс распадается. Если скорость дрейфа электронов увеличить до значения, несколько большего критического, то движущийся в плазме солитон может перейти в двойной слой. Однако и в этом случае продолжают квазипериодическая генерация и движение мощных импульсов. По-видимому, именно этим объясняются интенсивные флуктуации  $\Delta\Phi$  в стационарном двойном слое, наблюдаемые, например, в эксперименте Торвена и Бабица (см. рис. 3.2) [479].

Импульсы поля, аналогичные представленному на рис. 3.5, наблюдаются также и при численном моделировании двойного слоя (Джойс и Хаббард [318]).

Таковы результаты лабораторных исследований двойных слоев. Теоретическое описание двойного слоя дано в обзорах Блока [201–204] и Свифта [464], основные результаты которого излагаются ниже.

### 3.2. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И СУЩЕСТВОВАНИЯ ДВОЙНЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ИОННО-ЗВУКОВОГО ТИПА

Поскольку двойной слой представляет собой область, где квазинейтральность плазмы нарушается, распределение потенциала в нем описывается уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) = -4\pi e [n_i(\mathbf{r}) - n_e(\mathbf{r})], \quad (3.1)$$

где  $n_i$  и  $n_e$  — концентрации ионов и электронов

$$\begin{cases} n_i(\mathbf{r}) = \int f_i(v, \mathbf{r}) dv, \\ n_e(\mathbf{r}) = \int f_e(v, \mathbf{r}) dv, \end{cases} \quad (3.2)$$

где  $f_{i,e}$  — функция распределения частиц соответствующего сорта.

Изменение функции распределения  $f(v, \mathbf{r})$  по мере движения частиц через слой или в процессе их отражения от слоя описывается, вообще говоря, кинетическим уравнением Власова. Однако решение рассматриваемой проблемы на кинетическом уровне сталкивается со значительными трудностями и в общем случае не получено. В связи с этим в работах Карлqvиста [220, 221] и Блока [201–204], посвященных исследованию потенциальных слоев, используется приближение двухжидкостной гидродинамики, что, безусловно, ограничивает применимость полученных ими результатов. Тем не менее основные характеристики двойных слоев, полученные в гидродинамическом приближении, достаточно хорошо согласуются с экспериментом, что, по-видимому, оправдывает его применение.

Итак, рассмотрим следующую задачу. Пусть электрический ток течет параллельно оси  $Z$  вдоль вертикальной магнитной силовой трубки с сечением  $A(z)$ . При этом вслед за авторами [203, 220, 465] мы будем считать, что:

1) токовая скорость всех электронов одинакова и равна  $u_e$  (соответственно токовая скорость ионов —  $u_i$ );

2) распределение частиц по скоростям — максвелловское в системе отсчета, движущейся со скоростью, равной токовой скорости частиц данного сорта, т.е. макроскопические свойства плазмы могут быть выражены через эквивалентные температуры  $T_i$  и  $T_e$ .

Кроме того, для простоты выкладок будем считать, что параметры плазмы и токов в горизонтальном направлении не меняются.

При выполнении перечисленных выше условий поведение частиц сорта  $\alpha$  ( $\alpha = i$  для ионов и  $\alpha = e$  для электронов) описывается уравнениями движения, непрерывности, состояния.

#### 1. Уравнение движения

$$\begin{aligned} n_\alpha m_\alpha \left( \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial u_\alpha}{\partial z} \right) &= n_\alpha (e_\alpha E_z - m_\alpha g_z + F_{v\alpha}) - \\ &- \frac{\partial}{\partial z} (n_\alpha T_\alpha) - Q m_\alpha (u_\alpha - u_n), \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $n_\alpha$  – концентрация частиц сорта  $\alpha$ ,  $m_\alpha$  – их масса,  $e$  – заряд частицы ( $e_i = e$ ,  $e_e = -e$ ),  $E_z$  – интенсивность электрического поля,  $Q$  – скорость ионизации,  $T_\alpha$  – температура (в энергетических единицах),  $u_n$  – скорость нейтрального газа,  $F_{v\alpha}$  – сила трения, действующая на частицу сорта  $\alpha$  в результате ее столкновений с частицами другого сорта.

Последний член в правой части равенства (3.3) появляется вследствие того, что заряженные частицы, образующиеся в результате ионизации нейтральных молекул газа, обладают первоначально скоростью, в среднем равной скорости нейтрального газа, в среднем равной скорости нейтрального газа  $u_n$ . Увлекаемые затем потоком частиц соответствующего сорта, вновь появившиеся частицы приобретают скорость  $u_\alpha$ , на что, естественно, тратится определенная энергия. Таким образом, частицы, образующиеся в процессе ионизации, оказывают на поток частиц сорта  $\alpha$  тормозящее действие, интенсивность которого в равновесных условиях определяется величиной вида  $Q m_\alpha (u_\alpha - u_n)$ .

2. Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial z} (A n_\alpha u_\alpha) = A \left( Q - R - \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} \right), \quad (3.4)$$

где  $R$  – скорость рекомбинации.

3. Уравнение состояния, описывающее изменения температуры частиц, плотность которых по мере их движения меняется,

$$\frac{dT_\alpha}{T_\alpha} = (\gamma - 1) \frac{dn_\alpha}{n_\alpha}. \quad (3.5)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты, в случае одномерного расширения равный 3.

Прежде всего выясним, при каких условиях в рассматриваемой плазме может возникнуть двойной слой. Выше мы уже говорили о том, что такой слой характеризуется резким понижением (по сравнению с окружающей средой) плотности плазмы. Таким образом, рассматривая условия образования двойного слоя, мы по сути дела должны найти условия развития некоторой неустойчивости, приводящей к нарастанию первоначально малого возмущения плотности плазмы. Для этого воспользуемся приведенными выше уравнениями (3.4), (3.5). Определив из равенства (3.4)  $\partial u_\alpha / \partial z$  и подставляя ее в (3.3), получаем

$$S_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} = n_\alpha \left( e_\alpha E_z - F_{\alpha z} - \frac{\partial T_\alpha}{\partial z} \right) - \frac{\partial I_\alpha}{\partial t} + 2 m_\alpha u_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial t}, \quad (3.6)$$

где  $S_\alpha = T_\alpha - m_\alpha u_\alpha^2$ ,

$$F_{\alpha z} = m_\alpha g_z - m_\alpha u_\alpha^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dz} - F_{v\alpha z} - \left\{ 2Q \left( 1 - \frac{u_n}{u_\alpha} \right) - R \right\} \frac{m_\alpha u_\alpha}{n_\alpha} \quad (3.7)$$

– суммарная (за исключением электростатической и силы газового давления) сила, действующая на частицу сорта  $\alpha$ , и

$$I_\alpha = n_\alpha m_\alpha u_\alpha$$

– плотность потока массы, несомой частицами сорта  $\alpha$ .

Используя (3.5), равенство (3.6) можно привести к виду

$$S'_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} = n_\alpha (e_\alpha E_z - F_{\alpha z}) - \frac{\partial I_\alpha}{\partial t} + 2 m_\alpha u_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial t},$$

$$S'_\alpha = \gamma T_\alpha - m_\alpha u_\alpha^2. \quad (3.8)$$

Учитывая, что мы сейчас рассматриваем плазму, удовлетворяющую условиям квазинейтральности ( $n_i = n_e = n$ ), и суммируя (3.8) по  $\alpha$ , получаем

$$S' \frac{\partial n}{\partial z} = - n F_z - \frac{\partial I}{\partial t} + 2 m_i u_i \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (3.9)$$

$$S' = S'_i + S'_e = \gamma (T_i + T_e) - m_i u_i^2 - m_e u_e^2, \quad F_z = F_{iz} + F_{ez}, \quad (3.10)$$

$$I = I_i + I_e = n(m_i u_i + m_e u_e).$$

Из выражения (3.9) следует, что в стационарном случае пространственное распределение плотности невозмущенной плазмы ( $n_0$ ) описывается соотношением

$$S'_0 \, dn_0/dz = -n_0 F_{0z}. \quad (3.11)$$

Допустим, что в плазме появилось некоторое возмущение плотности  $\eta$ , такое, что

$$n = n_0 + \eta; \quad \eta \ll n_0, \quad (3.12)$$

приводящее к возмущению в поле  $F_z$  и  $S'$ :

$$F_z = F_{0z} + dF_z, \quad (3.13)$$

$$S' = S'_0 + dS'. \quad (3.14)$$

Подставляя выражения (3.12)–(3.14) в (3.10), учитывая (3.11) и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем

$$\frac{\partial I}{\partial t} = -\eta F_{0z} - n_0 dF_z - S' \frac{\partial \eta}{\partial z} - dS' \frac{\partial n_0}{\partial z} + 2 m_i u_{i0} \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (3.15)$$

В системе отсчета, движущейся вместе с невозмущенной плазмой,  $u_{i0} = 0$ , и последний член в равенстве (3.15) может быть опущен. Очевидно, что неустойчивость возникает, если изменение потока  $I$  увеличивает первоначальное отклонение  $\eta$  концентрации  $n$  от равновесного значения.

Допустим для простоты расчетов, что все внешние силы отсутствуют, т.е.  $F_{0z} = 0$  и  $dF_z = 0$ . Тогда, как видно из (3.11),  $dn_0/dz = 0$ , т.е. в стационарном состоянии плазма однородна. В этом случае уравнение (3.15) упрощается, принимая вид

$$dI/dt = -S' \partial \eta / \partial z. \quad (3.16)$$

Проследим движение плазмы в области ее случайного разрежения или уплотнения (рис. 3.6) [203]. Из равенства (3.16) видно, что в случае  $S' < 0$  (в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой так, что  $u_i = 0$ ,  $I_{i0} = 0$ , это условие соответствует согласно (3.10) неравенству  $m_e u_e^2 > \gamma (T_i + T_e)$  знак  $\partial I / \partial t$  совпадает со знаком  $\partial \eta / \partial z$ . Таким образом, в области разрежения плазмы дополнительный поток, связанный с возмущением, направлен от центра возмущения, что приводит к еще большему разрежению плазмы, т.е. к нарастанию возмущения. В то же время в области уплотнения плазмы дополнительные потоки направлены к центру возмущения, что также приводит к его нарастанию.

В случае  $S' > 0$  (что соответствует в системе отсчета, движущейся с плазмой, условию  $m_e u_e^2 < \gamma (T_i + T_e)$ ) направление потоков оказывается противоположным и дополнительные потоки плазмы, вызванные случайным возмущением ее плотности, гасят это возмущение.

Итак, компрессивная неустойчивость возникает в плазме в том случае, когда

$$m_e u_e^2 > \gamma (T_i + T_e), \quad (3.17)$$

т.е. когда токовая скорость электронов превышает их тепловую скорость. Заметим, что это условие приблизительно совпадает с условием развития рассмотренной выше ионно-звуковой неустойчивости.

Дальнейшее развитие процесса в области разрежения было рассмотрено в общих чертах Карлквистом [220]. Согласно предложенной им схеме, образование двойного слоя происходит следующим образом. Как мы уже видели, при выполнении условия (3.17) в области разрежения плазмы возникают силы, направленные от центра депрессии. В силу того что масса электронов много меньше массы ионов, последние ускоряются относительно медленно, в результате чего в центре области разрежения оказывается некоторый избыток положительного заряда. Обусловленное этим зарядом поле  $E$  направлено от центра возмущения. Это поле ускоряет электроны, входящие в область разрежения и движущиеся к ее центру, и замедляет электроны, движущиеся от центра, обеспечивая тем самым непрерывность электрического тока при изменяющейся плотности частиц и самосогласованность развивающегося процесса.

Таким образом, на первой стадии процесса образуется структура, состоящая по сути из двух двойных слоев, включенных навстречу друг другу. При этом суммарное ускорение частиц, прошедших оба двойных слоя, оказывается равным нулю.

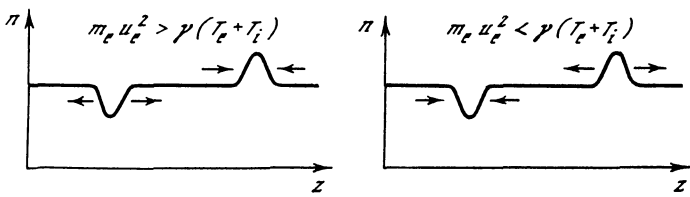


Рис. 3.6. К механизму развития двойного слоя

При дальнейшем уменьшении концентрации частиц в области депрессии ниже некоторого критического уровня электроны плазмы оказываются уже не в состоянии обеспечить необходимую плотность тока и непрерывность тока нарушается. При этом на краях области депрессии накапливаются избыточные заряды, создающие поле, направленное вдоль тока во всей области депрессии. Карлквист предполагает, что положительный заряд, находящийся в центре депрессии, при этом разрушается и два двойных слоя с антипараллельными полями сливаются в единый двойной слой. Однако последний процесс описан в работе [220] весьма схематично и при весьма сильных предположениях, в связи с чем механизм образования двойного слоя в рамках модели Карлквиста остается не вполне понятным.

Тем не менее приведенные выше экспериментальные данные [187, 417, 475, 477, 479] и результаты исследования машинной плазмы [277] показывают, что условие (3.17) действительно определяет возникновение двойных слоев.

Выясним теперь условия существования стационарного двойного слоя. Для этого рассмотрим двойной слой, представляющий собой границу раздела между двумя пространствами, заполненными плазмой с существенно различными свойствами. Предполагая, что электрический ток, ответственный за появление слоя, течет вверх, будем считать, что в верхнем полупространстве ( $V_0$ ) направленная скорость тепловых (т.е. неускоренных слоев) ионов пренебрежимо мала:

$$(m_i u_{i0}^2)_{V_0} \ll (T_{i0})_{V_0}, \quad (3.18)$$

в то время как электроны движутся вниз с достаточно большой скоростью; электростатический потенциал в этом полупространстве постоянен и равен  $\Phi_0$ . В нижнем полупространстве ( $V_1$ ), напротив, тепловые электроны предполагаются неподвижными:

$$(m_e u_{e1}^2)_{V_1} \ll (T_{e1})_{V_1}, \quad (3.19)$$

в то время как ионы — движущимися к слою; потенциал в этом полупространстве примем равным  $\Phi_1$ .

Выберем систему координат таким образом, чтобы уровень  $z = 0$  соответствовал верхнему краю рассматриваемого слоя, а уровень  $z = z_1$  — нижнему.

Нулевым индексом будем обозначать частицы, поступающие в слой сверху, а единичным — частицы, поступающие в него снизу. Таким образом, в слое существует четыре сорта частиц: электроны и ионы, движущиеся снизу и сверху. Применительно к магнитосфере подобную ситуацию иллюстрирует рис. 3.7 из [464].

Для частиц, отражающихся от слоя, уравнение (3.6) в стационарном случае и при учете (3.18) и (3.19) принимает следующий вид для ионов:

$$T_{i0} \frac{dn_{i0}}{dz} = n_{i0} (e E_z - F_{i0z}) \quad (3.20)$$

и для электронов:

$$T_{e1} \frac{dn_{e1}}{dz} = n_{e1} (-e E_z - F_{e1z}). \quad (3.21)$$

При получении равенства (3.20) предполагалось, что температура частиц при их отражении от слоя не меняется и

$$dT_{i0}/dz = dT_{e0}/dz = 0.$$

Электроны, поступающие в слой сверху, и ионы, поступающие в него снизу, очевидно, ускоряются существующим в нем полем. При этом концентрация и температура

ускоряемых частиц меняются, в связи с чем поведение этих частиц в слое описывается равенством (3.7), принимающим в стационарном случае следующий вид для электронов:

$$S'_{e0} \frac{dn_{e0}}{dz} = n_{e0}(-eE_z - F_{e0z}). \quad (3.22)$$

и для ионов:

$$S'_{i1} \frac{dn_{i1}}{dz} = n_{i1}(eE_z - F_{i1z}), \quad (3.23)$$

где в соответствии с (3.8)

$$S'_{e0} = \gamma T_{e0} - m_e u_{e0}^2, \quad S'_{i1} = \gamma T_{i1} - m_i u_{i1}^2.$$

Равенства (3.20) – (3.23), определяющие распределение концентрации заряженных частиц в слое, позволяют тем самым рассчитать распределение электрического поля в слое. Кроме того, эти же равенства позволяют определить и искомые условия существования двойного слоя. В самом деле, для того чтобы в слое существовало электрическое поле, направленное вдоль тока (в рассматриваемом случае – вверх), необходимо, чтобы вблизи нижней границы слоя плотность положительных зарядов была больше, чем отрицательных:

$$(n_i)_{z=z_1} > (n_e)_{z=z_1} \quad (3.24)$$

или при условии нейтральности плазмы на уровне  $z = z_1$   $n_{i1} \Big|_{z=z_1} = n_{e1} \Big|_{z=z_1}$

$$(dn_i/dz)_{z=z_1} < (dn_e/dz)_{z=z_1}. \quad (3.24a)$$

У верхней границы слоя картина должна быть противоположной:

$$(n_e)_{z \approx 0} > (n_i)_{z \approx 0} \quad (3.25)$$

или  $(dn_i/dz)_{z \approx 0} < (dn_e/dz)_{z \approx 0}$ . (3.26)

Рассмотрим для простоты сильный двойной слой. В этом случае вблизи нижней границы слоя концентрация  $n_{i0}$  ионов, движущихся из верхнего полупространства, оказывается пренебрежимо малой вследствие того, что они весьма эффективно отражаются слоем и практически не проникают в него до уровня  $z = z_1$ . Концентрация электронов, движущихся из верхнего полупространства, несмотря на то что они не отражаются, а ускоряются слоем, также оказывается вблизи уровня  $z = z_1$  достаточно малой, поскольку в силу непрерывности потока частиц ( $nu = \text{const}$ ) увеличение скорости потока сопровождается уменьшением концентрации образующих его частиц. Таким образом, вблизи нижней границы слоя ( $z = z_1$ ) условие (3.24) можно записать в виде

$$\left( \frac{dn_{i1}}{dz} \right)_{z \approx z_1} < \left( \frac{dn_{e1}}{dz} \right)_{z \approx z_1}, \quad (3.27)$$

что при учете равенств (3.21), (3.23) и того обстоятельства, что  $E_z = -E$ , дает

$$(m_i u_{i1}^2)_{z \approx z_1} > (\gamma T_{i1})_{z \approx z_1} + \left( T_{e1} \frac{eE + F_{i1z}}{eE - F_{e1z}} \right)_{z \approx z_1}. \quad (3.28)$$

Аналогичным образом можно показать, что вблизи верхней границы сильного потенциального слоя должно выполняться условие

$$(m_e u_{e1}^2)_{z=0} > (\gamma T_{e0})_{z=0} + \left( T_{i0} \frac{eE - F_{e0z}}{eE + F_{i0z}} \right)_{z \approx 0}. \quad (3.29)$$

Из неравенств (3.28) и (3.29) следует, что для существования двойного слоя необходимо, чтобы поступающие в него частицы были предварительно ускорены приблизительно до звуковой скорости. Таким образом, условие существования слоя в целом совпадает с условием (3.17) развития компрессивной неустойчивости плазмы, благоприятной для его появления.

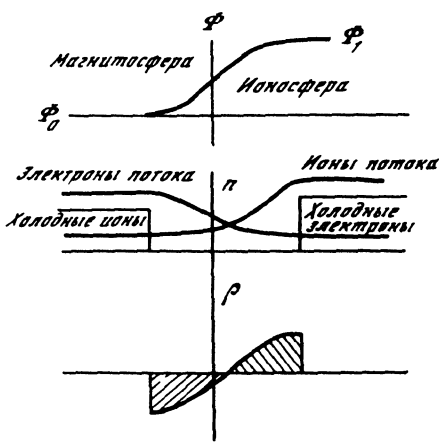


Рис. 3.7. Схематическое распределение потенциала  $\Phi$ , плотности частиц  $n$  и плотности объемного заряда  $\rho$  в двойном слое

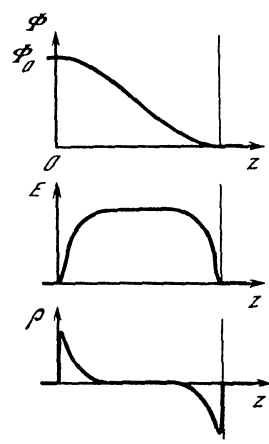


Рис. 3.8. Результаты численного расчета параметров двойного слоя

Если в выражении (3.28) пренебречь всеми силами, кроме электростатических ( $F_{i1} = F_{e1} = 0$ ), а также температурой ионов ( $T_{i1} = 0$ ), то условие существования слоя можно записать в виде

$$m_i u_{i1}^2 > T_{e1}, \quad (3.30)$$

что совпадает с известным критерием Бома [206] для существования поверхностного слоя в газовом разряде.

Неравенства (3.28) и (3.29) характеризуют условия существования сильного двойного слоя. В случае, когда слой не является сильным, необходимо учитывать все четыре указанных выше сорта частиц, что, очевидно, приведет к более сложной форме условия существования слоя.

Рассчитаем теперь распределение в слое плотности электрического заряда, интенсивности электрического поля и потенциала. Для этого воспользуемся уравнением Пуассона (3.1), в рассматриваемом нами одномерном случае сводящимся к

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi}{dz^2} &= -4\pi e [n_i(z) - n_e(z)] = \\ &= -4\pi e [n_{i0}(z) + n_{i1}(z) - n_{e0}(z) - n_{e1}(z)], \end{aligned} \quad (3.31)$$

концентрация частиц при этом определяется равенствами (3.20)–(3.23).

Учитывая, что все величины в равенстве (3.31) зависят лишь от одной переменной  $z$ , однозначно связанной с потенциалом  $\Phi$ , выберем в качестве независимой переменной величину последнего. При этом  $d^2 \Phi / dz^2 = \frac{1}{2} \frac{d}{d\Phi} (\Phi')^2$ , где  $\Phi' = d\Phi/dz$ , и равенство (3.31) принимает вид

$$\frac{d}{d\Phi} (\Phi')^2 = -8\pi e [n_i(\Phi) - n_e(\Phi)], \quad (3.32)$$

откуда

$$(\Phi')^2 = -8\pi e \int [n_i(\Phi) - n_e(\Phi)] d\Phi. \quad (3.33)$$

В предельном случае бесконечно интенсивного слоя температурой частиц  $T_i$ ,  $T_e$  и всеми внешними силами  $F_i$ ,  $F_e$  можно пренебречь. Тогда концентрация частиц, отраженных слоем, в самом слое оказывается пренебрежимо малой, т.е.  $n_{e1} = n_{i0} = 0$ , и

$$n_i(\Phi) - n_e(\Phi) = n_{i1}(\Phi) - n_{e0}(\Phi). \quad (3.34)$$

Концентрация частиц, ускоряемых в слое, легко находится из условия непрерывности потока частиц

$$\begin{aligned} n_{i1} u_{i1} &\equiv \varphi_i = \text{const}, \\ n_{e0} u_{e0} &\equiv \varphi_e = \text{const}, \end{aligned} \quad (3.35)$$

и скорость частиц  $u_{i, e}$  определяется из закона сохранения энергии

$$\begin{aligned} \frac{m_i u_{i1}^2}{2} &= e(\Phi_1 - \Phi), \\ \frac{m_e u_{e0}^2}{2} &= e\Phi. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Подставляя (3.35) и (3.36) в (3.34), находим

$$\begin{aligned} (\Phi')^2 &\equiv E^2(\Phi) = -8\pi e \int \left( \frac{\sqrt{m_i} \varphi_i}{\sqrt{2e(\Phi_1 - \Phi)}} - \frac{\sqrt{m_e} \varphi_e}{\sqrt{2e\Phi}} \right) d\Phi = \\ &= 8\pi \sqrt{2e m_e} [\varphi_e \sqrt{\Phi} + \mu \varphi_i (\sqrt{\Phi_1 - \Phi} - \sqrt{\Phi_1})], \end{aligned} \quad (3.37)$$

где  $\mu = \sqrt{m_i/m_e}$ .

Проинтегрировав уравнение (3.37) по  $z$  (на этот раз численно), можно найти распределение электростатического потенциала, а отсюда интенсивность электрического поля и плотность электростатического заряда в слое. Результаты такого расчета представлены по данным [202] на рис. 3.8, иллюстрирующие типичное распределение рассматриваемых параметров в сильном двойном слое.

Выражение (3.37) позволяет оценить также толщину двойного слоя в зависимости от заданных параметров последнего (скачок потенциала  $\Delta\Phi = \Phi$  и плотность потока быстрых частиц) [464]. В самом деле, полагая, что электроны и ионы вносят приблизительно равный вклад в создание электрического поля в слое, можно записать среднюю величину поля  $|E| = |\partial\Phi/\partial z|$ , используя (3.37):

$$|\partial\Phi/\partial z|^2 \approx 4\pi \sqrt{2e m_e} \mu \varphi_i \sqrt{\Delta\Phi}.$$

Отсюда непосредственно следует, что толщина слоя

$$D_0 \approx \frac{\Delta\Phi}{|\partial\Phi/\partial z|} = \frac{(\Delta\Phi)^{3/2}}{(4\pi \sqrt{2e m_e} \mu \varphi_i)^{1/2}} = \frac{(\Delta\Phi)^{3/2}}{[4\pi \sqrt{2e m_e} (n_{i1} v_{i1})]^{1/2}}.$$

Таким образом, если концентрация ионов в первичном потоке еще не ускоренных частиц составляет  $(n_{i1})_{\Phi=\Phi_1} = 10 \text{ см}^{-3}$ , их энергия равна 10 эВ и  $\Phi = 1 \text{ кВ}$ , толщина двойного слоя оказывается равной 300 м [464], т.е. порядка дебаевского радиуса, что вполне согласуется с результатами лабораторных экспериментов.

Из выражения (3.37) следует еще одно существенное свойство двойных слоев. Если в соответствии с экспериментом предположить, что электрическое поле вне слоя мало ( $E|_{\Phi=0} = 0$  и  $E|_{\Phi=\Phi_1} = 0$ ), то, как видно из (3.37),

$$\varphi_e/\varphi_i = \mu = \sqrt{m_i/m_e}, \quad (3.38)$$

$$n_{e0}/n_{i1} = \sqrt{W_{i1}/W_{e0}}.$$

Соотношение (3.38), представляющее собой известное условие Ленгмюра [347], свидетельствует о том, что в случае сильного стационарного двойного слоя потоки положительно и отрицательно заряженных частиц, поступающих в слой соответственно снизу и сверху, не независимы, но связаны определенным соотношением. Существенно отметить, что связь между потоками ионов и электронов существует в системе отсчета, связанной со слоем. А это, в свою очередь, означает, что в системе отсчета, связанной с плазмой, двойной слой должен двигаться со скоростью, определяемой (3.38). И в самом деле, движущиеся двойные слои — весьма частое явление в лабораторной плазме [202, 203].

### 3.3. МОДЕЛЬ НАКЛОННОГО ДВОЙНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО СЛОЯ

В предыдущих разделах мы ознакомились с результатами экспериментальных и теоретических исследований двойных слоев ионно-звукового типа. При наличии магнитного поля движение частиц в общем случае существенно усложняется и вся изложенная выше теория оказывается применимой лишь в том случае, когда нормаль к слою и соответственно электрические поля в нем направлены строго вдоль силовых линий магнитного поля. В то же время непосредственные измерения электрических полей в ионосфере и нижних слоях магнитосферы показывают (см. гл. 4), что продольные электрические поля, как правило, существенно меньше поперечных даже в областях, отождествляемых с двойными электростатическими слоями. В связи с этим чрезвычайно интересной представляется предложенная Свифтом [461–464, 466] модель наклонного двойного слоя, допускающая существование компоненты электрического поля, перпендикулярной к магнитному полю, и учитывающая влияние последнего на движение частиц.

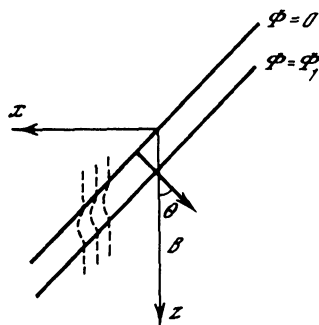


Рис. 3.9. К расчету наклонного двойного слоя  
Штриховые линии — траектории ионов

Строгое рассмотрение указанной проблемы требует, как мы уже говорили, решения кинетического уравнения для частиц всех сортов, участвующих в создании слоя. Однако, как было показано Свифтом, в том случае, когда электрическое поле мало меняется на расстояниях порядка ларморовского радиуса ионов, задача значительно упрощается и сводится к решению уравнений магнитной гидродинамики, в целом аналогичных уравнениям, описывающим двойной электростатический слой в немагнитной плазме. При этом учет токов поляризации, возникающих в результате инерционного дрейфа ионов в неоднородном электрическом поле, сводится к введению в уравнение поля (3.1) или (3.33) отличной от единицы диэлектрической проницаемости плазмы  $\epsilon = c^2/v_A^2$ , где  $v_A^2 = B^2/4\pi\rho$  — скорость альвеновских волн. Представленный выше аппарат, развитый для расчета параметров и условий существования прямого электростатического слоя, оказывается применимым и для описания наклонных электростатических слоев.

Рассмотрим этот вопрос подробнее [461, 462, 464]. Как и ранее, будем рассматривать четыре сорта частиц, изображенные на рис. 3.7: тепловые ионы и быстрые движущиеся вниз электроны выше слоя и тепловые электроны и движущиеся вверх быстрые ионы в области ниже слоя.

Геометрия исследуемой задачи представлена на рис. 3.9, на котором ось  $Z$  направлена вниз вдоль магнитного поля и ось  $X$  — ортогонально последнему; нормаль к слою образует с направлением магнитного поля угол  $\theta$ . Предполагается, что параметры плазмы вдоль слоя не меняются.

Для описания распределения электростатического потенциала в слое мы вновь должны воспользоваться уравнением Пуассона (3.1); однако концентрация частиц  $n_i$  и  $n_e$  в слое в случае замагниченной плазмы уже не описывается равенствами (3.35), но должна быть рассчитана с учетом влияния магнитного поля на движение частиц.

Полагая, что функция распределения не зависит от фазы циклотронного вращения частиц, перепишем (3.2) в виде

$$n = 2\pi \int f(u_{\parallel}, u_{\perp}) u_{\perp} du_{\perp} du_{\parallel} = \int F(u_{\parallel}) du_{\parallel}, \quad (3.39)$$

где  $f(u_{\parallel}, u_{\perp})$  — функция распределения частиц соответствующего сорта по скоростям (значки  $i$  или  $e$  для краткости опущены), соответственно параллельным или перпендикулярным по отношению к магнитному полю, удовлетворяющая уравнению Власова,



в стационарном случае имеющему вид

$$\mathbf{u} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \left( -\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}} = 0. \quad (3.40)$$

Решение уравнения (3.40) может быть записано в виде произвольной функции от интегралов движения частиц [85]. Эта функция полностью определяется заданием граничных условий. Для отыскания необходимых интегралов движения (в данном случае по меньшей мере двух) воспользуемся тем обстоятельством, что в случае, когда поперечные размеры слоя много больше ларморовского радиуса ионов (в справедливости этого предположения мы убедимся позже), движение частиц может быть описано в рамках дрейфового приближения. Тогда, как было показано Свифтом [462], можно ввести следующие интегралы движения:

$$k_1 \equiv e \Phi + \frac{1}{2} m u_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m c^2 \left( \frac{\nabla_{\perp} \Phi}{B} \right)^2 = e \Phi^{\text{H}} + \frac{1}{2} m (u_{\parallel}^{\text{H}})^2 \quad (3.41)$$

и при учете инерционного дрейфа частиц

$$k_2 \equiv u_{\perp} \left( 1 + \frac{e}{m \omega_H^2} \nabla_{\perp}^2 \Phi \right)^{-1/2} = u_{\perp}^{\text{H}}, \quad (3.42)$$

где  $u^{\text{H}}$  — начальная скорость движения частиц в слое ( $u^{\text{H}} = u_0$  для электронов и  $u^{\text{H}} = u_1$  для ионов); соответственно  $\Phi^{\text{H}} = \Phi_0$  для электронов и  $\Phi^{\text{H}} = \Phi_1$  для ионов;  $\omega_H$  — гирочастота частицы;  $\nabla_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x}$  и  $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$  вычисляются в точке расположения ведущего центра частицы.

Используя интегралы движения (3.41) и (3.42), запишем решение уравнения (3.40) в виде

$$f(u_{\perp}, u_{\parallel}) = f^{\text{H}}(u_{\perp}^{\text{H}}, u_{\parallel}^{\text{H}}). \quad (3.43)$$

Действительно, имея в качестве аргумента интегралы движения, эта функция удовлетворяет уравнению (3.40) и, совпадая с заданной на границе слоя начальной функцией распределения частиц по скоростям, она удовлетворяет и граничным условиям.

Подставляя (3.43) в (3.39), получаем

$$n = 2\pi \int f^{\text{H}}(u_{\parallel}^{\text{H}}, u_{\perp}^{\text{H}}) u_{\perp} du_{\perp} du_{\parallel}, \quad (3.44)$$

где величины  $u_{\perp}$  и  $u_{\parallel}$  связаны с величинами  $u_{\perp}^{\text{H}}$  и  $u_{\parallel}^{\text{H}}$  соотношениями (3.41) и (3.42), из которых следует

$$u_{\perp} du_{\perp} = \left( 1 + \frac{e}{2m \omega_H^2} \nabla_{\perp}^2 \Phi \right) u_{\perp}^{\text{H}} du_{\perp}^{\text{H}} \quad (3.45)$$

и

$$du_{\parallel} = \frac{u_{\parallel}^{\text{H}} du_{\parallel}^{\text{H}}}{u_{\parallel}} = \frac{u_{\parallel}^{\text{H}} du_{\parallel}^{\text{H}}}{\left[ (u_{\parallel}^{\text{H}})^2 + \frac{2e}{m} (\Phi^{\text{H}} - \Phi) - c^2 \frac{(\nabla_{\perp} \Phi)^2}{B^2} \right]^{1/2}}. \quad (3.46)$$

Если скорость электрического дрейфа мала по сравнению со скоростью продольного движения  $u_{\parallel}$  выражение (3.46) значительно упрощается и принимает вид

$$du_{\parallel} = \frac{u_{\parallel}^{\text{H}} du_{\parallel}^{\text{H}}}{u_{\parallel}^*} \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{c^2 (\nabla_{\perp} \Phi)^2}{(u_{\parallel}^*)^2 B^2} \right],$$

где

$$u_{\parallel}^* = \left[ (u_{\parallel}^{\text{H}})^2 + \frac{2e}{m} (\Phi^{\text{H}} - \Phi) \right]^{1/2} \quad (3.47)$$

представляет собой скорость, которой бы обладала частица, если бы электрическое поле было строго параллельно магнитному.

Подставляя выражения (3.45) и (3.46) в (3.44), находим концентрацию частиц:

$$n = \left( 1 + \frac{e}{2m\omega_H^2} \nabla_{\perp}^2 \Phi \right) \left( n^* + \frac{1}{2} \frac{c^2 (\nabla_{\perp} \Phi)^2}{B^2} \int \frac{F(u_{\parallel}^H) u_{\parallel}^H du_{\parallel}^H}{(u_{\parallel}^*)^3} \right), \quad (3.48)$$

где

$$F(u_{\parallel}^H) = 2\pi \int f^H(u_{\parallel}^H, u_{\perp}^H) u_{\perp}^H du_{\perp}^H, \quad (3.49)$$

$$n^* = \int \frac{u_{\parallel}^H F(u_{\parallel}^H)}{u_{\parallel}^*} du_{\parallel}^H. \quad (3.50)$$

Здесь  $n^*$  – плотность частиц, соответствующая электрическому полю с  $E_{\perp} = 0$ .

Из выражений (3.47), (3.49) и (3.50) следует, что

$$\nabla_{\perp} n^* = - \int \frac{u_{\parallel}^H \nabla_{\perp} u_{\parallel}^* F(u_{\parallel}^H) du_{\parallel}^H}{(u_{\parallel}^*)^2} = \frac{e}{m} \nabla_{\perp} \Phi \int \frac{u_{\parallel}^H F(u_{\parallel}^H)}{(u_{\parallel}^*)^3} du_{\parallel}^H,$$

и окончательное выражение для плотности ионов имеет вид

$$n_i = \left( 1 + \frac{e}{2m\omega_{Hi}^2} \nabla_{\perp}^2 \Phi \right) \left( n_i^* + \frac{1}{2} \frac{m_i c^2}{eB^2} \nabla_{\perp} n^* \nabla_{\perp} \Phi \right). \quad (3.51)$$

Ввиду относительно малой массы электронов поправки, связанные с их инерционным дрейфом в неоднородном электрическом поле (в выражении (3.51) члены, пропорциональные  $\nabla_{\perp}^2 \Phi$  и  $\nabla \Phi$ ), оказываются пренебрежимо малыми и

$$n_e = n_e^*. \quad (3.52)$$

Подставляя полученные выражения для концентрации частиц в уравнение Пуассона (3.1), получаем

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi - \nabla_{\perp}^2 \Phi + \frac{1}{2} \frac{4\pi m_i c^2}{B^2} \nabla_{\perp} n_i^* \nabla \Phi + \left( \frac{4\pi e^2 n_i^*}{m_i \omega_{Hi}^2} + 1 \right) \nabla_{\perp}^2 \Phi = \\ = -4\pi e (n_i^* - n_e). \end{aligned} \quad (3.53)$$

Учитывая, что в рассматриваемом двумерном случае  $\nabla_{\perp}^2 = \nabla_x^2$  и  $\nabla^2 = \nabla_x^2 + \nabla_z^2$ , и вводя альвеновскую диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_A = 1 + c^2/v_A^2$ , где  $v_A^2 = B^2/4\pi n_i^* m_i$ , выражение (3.53) можно переписать в форме

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi + \epsilon_A \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi + \frac{1}{2} \frac{\partial \epsilon_A}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -4\pi e (n_i^* - n_e).$$

Однако координаты  $x$  и  $z$ , введенные так, как это показано на рис. 3.9, не очень удобны для анализа рассматриваемой задачи, поскольку границы рассматриваемого слоя в этой системе не являются координатными линиями. В связи с этим введем новую переменную  $\eta = z - \alpha x$ , где  $\alpha = \text{tg } \theta$  (см. рис. 3.9); в этих координатах границы слоя представляются плоскостями  $\eta = 0$  и  $\eta = \eta_1$ . При этом окончательное выражение для уравнения Пуассона имеет вид

$$(1 + \epsilon_A \alpha^2) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \epsilon_A}{\partial \eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = -4\pi e (n_i^* - n_e). \quad (3.54)$$

Переходя, как и раньше, к переменной  $\Phi$ , получаем

$$\frac{d}{d\Phi} [(1 + \alpha^2 \epsilon_A) (\Phi')^2] = -8\pi e (n_i^* - n_e), \quad (3.55)$$

где  $\Phi' = \partial \Phi / \partial \eta$ .

Полученное уравнение совпадает с рассмотренным выше уравнением (3.32), описывающим распределение потенциала в двойном слое при отсутствии внешнего магнит-

ного поля, с той лишь разницей, что в левой части (3.55) стоит множитель  $(1 + \alpha^2 \epsilon_A)$ , обычно много больший единицы. Величины  $n_i^*$  и  $n_e$  рассчитываются, как мы видели, таким образом, как если бы поперечная по отношению к магнитному полю компонента электрического поля отсутствовала, т.е. как и в случае прямого двойного слоя. Это обстоятельство позволяет, не повторяя математических выкладок, использовать полученные в разд. 3.2 результаты применительно к наклонному двойному слою. В частности, как нетрудно видеть из (3.55), толщина наклонного слоя вдоль оси  $\eta$  (или вдоль оси  $Z$ ) при не очень малых  $\alpha$

$$D_\eta = \frac{\Delta \Phi}{|\partial \Phi / \partial \eta|} = D_0 (1 + \epsilon_A \alpha^2)^{1/2} \approx D_0 \alpha \sqrt{\epsilon_A},$$

откуда непосредственно следует, что толщина слоя в поперечном к нему направлении

$$D = D_\eta \cos \theta \approx D_\eta 1/\alpha = D_0 \sqrt{\epsilon_A} = D_0 c/v_A. \quad (3.56)$$

Величина  $D_0$  составляет, как мы видели, несколько дебаевских длин  $D_0 = a \lambda_D$ . Подставляя  $\lambda_D$  в выражение (3.56), находим, что толщина наклонного двойного слоя  $D_\eta \approx a R_L$ , т.е. составляет несколько ларморовских радиусов ионов. Таким образом, сделанное выше предположение о том, что толщина двойного слоя велика по сравнению с ларморовским радиусом ионов, по-видимому, выполняется.

Распределение электростатического потенциала в слое в целом совпадает с таковым в прямом двойном слое (см. рис. 3.8, естественно, с учетом разницы в масштабах).

Однако приведенные выше численные оценки параметров наклонного двойного слоя являются весьма приближительными. Дело в том, что в этих расчетах мы полагали  $\epsilon_A$  постоянной в слое, в то время как она существенно меняется в направлении нормали к нему. В связи с этим рассмотрим параметры слоя и условия его существования более подробно.

Обратимся вновь к рассмотренной в предыдущем разделе упрощенной (гидродинамической) модели, в которой температура пучков быстрых ионов и быстрых электронов предполагается пренебрежимо малой ( $T_i = T_e = 0$ ). В этом случае распределение частиц потока по продольным скоростям описывается дельта-функцией и равенство (3.39) сводится к

$$F_{i,e}(u_{\parallel}^H) = n_{i,e}^H \delta(u_{\parallel}^H - u_{\parallel}^H). \quad (3.57)$$

Подставляя  $F_{i,e}$  из (3.57) в равенства (3.44) и переходя к интегрированию по  $u_{\parallel}^H$ , используя равенство (3.46), получаем концентрацию ионов в виде

$$n_i = n_{i1} \left( 1 + \frac{e}{m_i \omega_{Hi}^2} \alpha^2 \Phi'' \right) \left( \frac{2W_{i1}}{m_i} \right)^{1/2} \left[ \frac{2W_{i1}}{m_i} + \frac{2e}{m_i} (\Phi_1 - \Phi) - \frac{c^2 \alpha^2 (\Phi')^2}{B^2} \right]^{-1/2}, \quad (3.58)$$

где, как и ранее,  $\Phi' = \partial \Phi / \partial \eta$ ,  $W_i = \frac{1}{2} m_i u_i^2$  — кинетическая энергия частиц.

Концентрация электронов, скорость инерционного дрейфа которых пренебрежимо мала, составляет

$$n_e = n_{e0} \left( 1 + \frac{e\Phi}{W_{e0}} \right)^{-1/2}. \quad (3.59)$$

Подставляя равенства (3.58) и (3.59) в уравнение Пуассона (3.1), можно получить выражение, определяющее распределение потенциала  $\Phi$  в слое. Однако полученное таким образом уравнение весьма сложно и с трудом поддается анализу. В связи с этим Свифт [462] еще более упростил задачу, предположив электрические заряды сосредоточенными главным образом вблизи границ слоя, тогда как внутри него выполняется условие квазинейтральности  $n_i = n_e$  (условие, справедливое лишь в том случае, когда толщина слоя много больше дебаевского радиуса, и потому неприменимое по отношению к ионно-звуковому слою, рассмотренному в предыдущем разделе).

Приравняв выражения (3.58) и (3.59), получаем

$$\Phi'' = \frac{m_i \Omega_i^2}{e \alpha^2} \left\{ 1 - \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \left( \frac{W_{i1}}{W_{e0}} \right)^{1/2} \frac{(W_{e0} + e\Phi)^{1/2}}{\left[ W_{i1} + e(\Phi_1 - \Phi) - \frac{\alpha^2 e^2}{2m_i \Omega_i^2} (\Phi')^2 \right]^{1/2}} \right\} \quad (3.60)$$

или в безразмерной форме

$$\Phi'' = 1 - \frac{n_{i1}}{n_{e0}} \left( \frac{W_{i1}}{W_{e0}} \right)^{1/2} \left\{ \frac{\Phi + W_{e0}}{1 + W_{i1} - \Phi - \frac{1}{2} (\Phi')^2} \right\}. \quad (3.61)$$

Здесь  $\Phi$  измеряется в единицах  $\Phi_1$ ,  $W_{e0}$  и  $W_{i1}$  — в единицах  $e\Phi_1$ , расстояния — в единицах  $(\alpha^2 e\Phi_1/m_i \Omega_i^2)^{1/2} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha R_L$ , где  $R_L$  — ларморовский радиус иона с энергией  $W = e\Phi_1$ .

Уравнение (3.61) интегрируется численно при заданных значениях  $W_{e0}$  и  $W_{i1}$  и фиксированных граничных условиях  $\Phi(0) = \Phi'(0) = 0$  при различных значениях  $(n_{i1}/n_{e0})$ , и в качестве решения выбирается такое, в котором при  $\Phi = 1$ ,  $\Phi' = 0$ . Результаты такого интегрирования при  $W_{e0} = 0,1$  и  $W_{i1} = 0,001$  представлены на рис. 3.10, где по оси  $X$  отложена величина  $\eta/\alpha \approx \eta \cos\theta$ , т.е. расстояние (в выбранных выше единицах) в направлении, перпендикулярном слою. Заметим, что отношение  $n_{i1}/n_{e0}$  оказалось при этом равным 0,6, а не 0,1, как это следует из условия Ленгмюра (3.38), что свидетельствует о явной приближенности расчетов. Толщина слоя, как видно из рис. 3.10, оказалась равной двум указанным выше единицам, т.е. около  $1,5 R_L$ , что достаточно хорошо согласуется с приведенными выше грубыми оценками этой величины.

Во всех приведенных выше расчетах температура пучка ионов и пучка электронов предполагалась пренебрежимо малой. Как показал Свифт [464], учет конечной температуры частиц пучка не изменяет основного вывода о существовании решения (3.60) для произвольного значения  $\Phi_1$  и эффект конечной температуры пучка сводится в основном к увеличению толщины слоя, что лишь улучшает условия применимости обсуждаемой модели, основанной на предположении, что толщина слоя много больше ларморовского радиуса энергичных ионов.

Влияние температуры энергичных ионов на ширину наклонного слоя можно проиллюстрировать рис. 3.11 [464], на котором показано распределение потенциала в слое в модели, содержащей пучок холодных электронов выше слоя и ионы двух сортов — холодные и горячие — ниже слоя. Как видно из рис. 3.11, увеличение температуры горячих ионов действительно приводит к значительному (до  $\eta/\alpha = 10$ ) увеличению толщины слоя.

Таковы предполагаемые на основе теоретического рассмотрения параметры наклонных двойных слоев. В лабораторных условиях такие слои до сих пор не исследовались, в связи с чем экспериментальную проверку выводов теории мы отложим до следующей главы, посвященной анализу геофизических проявлений аномального сопротивления и двойных слоев.

Условия существования наклонного двойного слоя в работах Свифта по сути дела не исследовались. Дело в том, что в модели холодных пучков в холодной плазме, описанной выше, эти условия сводятся по существу к условию Ленгмюра (3.38). В связи с этим обратимся вновь к условиям существования прямого двойного слоя (3.24) и (3.25). Эти условия записаны в достаточно общем виде и справедливы также и по отношению к наклонному слою; при этом концентрация частиц в слое описывается равенствами типа (3.48). Однако если скорость электрического дрейфа частиц много меньше их продольной скорости, то в выражении (3.48) можно пренебречь членами, содержащими величину  $v_{\perp}$ , и оно принимает форму (3.35), где  $u_{i,e}$  определяется равенствами (3.36); при этом условия существования наклонного двойного слоя сводятся к равенству (3.30), т.е.

$$u_i > \sqrt{T_i/m_i}.$$

Процесс формирования наклонного двойного слоя и условия его развития подробно также не исследовались. Тем не менее некоторые качественные соображения на этот

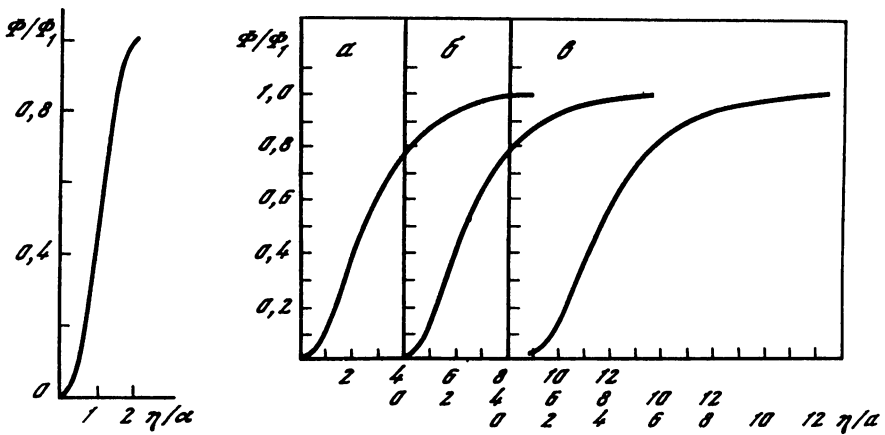


Рис. 3.10. Распределение электрического потенциала поперек наклонного двойного слоя в холодной плазме ( $W_{e0} = 0,1; W_{i1} = 0,001; n_1 = 0,62 n_0$ )

Рис. 3.11. Распределение потенциала поперек наклонного двойного слоя в горячей плазме

*a* —  $T_e = 0, T_c = 0,025$  кэВ,  $T_h = 1,161$  кэВ,  $W_{c0} = 0,05$  кэВ,  $n_h/n_c = 1,06$ , *б* —  $T_e = 0, T_c = 0, T_h = 1,258$  кэВ,  $W_{c0} = 0,1$  кэВ,  $n_h/n_c = 2,0$ ; *в* —  $T_e = 0; T_c = 0,05$  кэВ,  $T_h = 1,365$  кэВ,  $W_{c0} = 0,1$  кэВ,  $n_h/n_c = 1,7$ . Величины  $n_h$  и  $n_c$  — концентрации горячих и холодных ионов соответственно

счет существуют. Так, Свифт в работе [462] рассмотрел условия раскачки циклотронной ( $n = 0$ ) неустойчивости (в результате которой, скорее всего и развивается наклонный двойной слой) и показал, что указанная неустойчивость развивается в том случае, когда относительная скорость электронов превышает пороговое значение:

$$v_e^{кр} = a \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}$$

(где  $\alpha$  — фактор порядка 10 [402]), что ниже порога развития ионно-звуковой неустойчивости, хотя и несколько выше скорости, соответствующей порогу раскачки циклотронной неустойчивости при  $n = 1$  (см. гл. 2).

Если же плазма содержит ионы двух сортов (холодные и горячие), то пороговое значение скорости пучка электронов

$$v_e^{кр} = \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{T_{ih}} \right)^{1/2} \frac{n_{ih}}{[n_0(n_0 - n_{ih})]^{1/2}},$$

где  $T_{ih}$  и  $n_{ih}$  — соответственно температура и концентрация горячих ионов;  $n_0$  — концентрация электронов. Из выражения (3.27) видно, что если плотность холодных ионов мала (так, что  $n_{ih} \approx n_0$ ), порог развития рассматриваемой неустойчивости резко возрастает. Таким образом, наличие относительно холодных ионов является необходимым условием развития ионно-циклотронной неустойчивости и соответственно появления наклонных двойных слоев.

В рассмотренной выше модели наклонного двойного слоя, как и в модели прямого двойного слоя, предполагается, что как выше слоя, так и ниже его плазма является однородной. В реальной магнитосфере это, конечно, не так; в экзосфере плотность плазмы меняется приблизительно по экспоненциальному закону с характерной шкалой высот  $h = kT/m_{ig}$ . В связи с этим Свифт [462] предполагает, что область возможного существования наклонного слоя простирается вдоль силовой линии геомагнитного поля на расстоянии порядка  $h$ ; ниже и выше этой области силовые линии магнитного поля можно считать эквипотенциальными. Возможная при этом конфигурация эквипотенциалов представлена на рис. 3.12 [426]. На этом же рисунке показано распределение (вдоль меридиана) энергии ускоренных в слое электронов, а также интенсивности электрического поля на уровне ионосферы.

Рис. 3.12*а* соответствует описанной выше простейшей ситуации ограниченного по высоте одиночного наклонного слоя. Как видно из рис. 3.12, поле  $E$  в ионосфере достигает максимума в центре слоя. Энергия ускоренных электронов также имеет характерный широтный профиль с максимумом вблизи "нижней" границы слоя. При этом

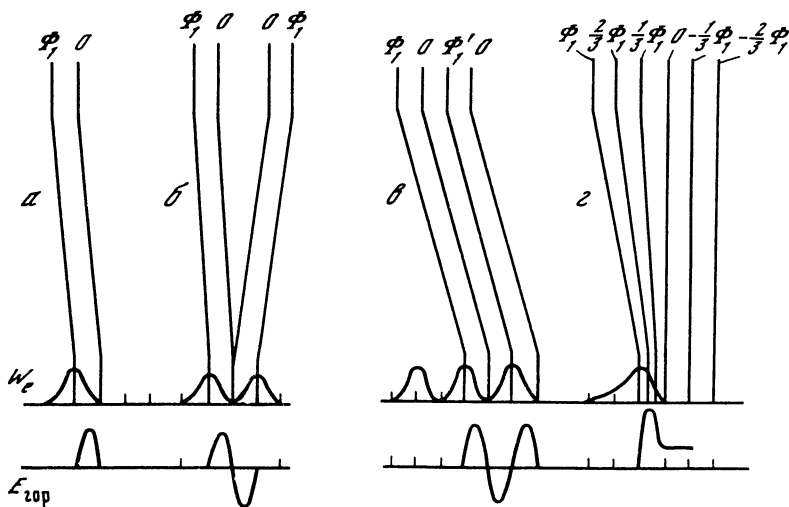


Рис. 3.12. Возможные конфигурации (а–г) эквипотенциалов электрического поля во внешней ионосфере и соответствующие им распределения энергии  $W_e$  выпадающих электронов и горизонтального электрического поля  $E_{гор}$  в ионосфере

характерный масштаб картины в меридиональном направлении составляет, как мы видели, 1–2 ларморовских радиуса энергичных ионов, т.е. 1–2 км на уровне ионосферы.

На рис. 3.12,б представлены два примыкающих друг к другу слоя, в которых горизонтальная компонента электрического поля направлена в противоположные стороны.

На рис. 3.12,в показана мультиплетная структура двойных слоев и соответствующих им областей высыпания ускоренных частиц.

И наконец, рис. 3.12,г соответствует случаю, когда двойной слой примыкает к области существования электрического поля, направленного строго перпендикулярно по отношению к магнитному полю, так что силовые линии последнего являются эквипотенциальными.

Ограниченность области ускорения частиц по высоте и, соответственно вдоль меридиана приводит к интересному эффекту, доступному для наземного наблюдателя. Дело в том, что, как мы уже говорили, в случае неподвижных относительно наземного наблюдателя ионов наклонный двойной слой должен двигаться относительно ионов вверх или вниз и соответственно относительно наблюдателя к северу или к югу со скоростью, определяемой условием Ленгмюра (3.38). Это условие требует, чтобы слой

двигался вдоль силовой линии со скоростью порядка  $v_{i1} = v_{e0} \frac{n_e}{n_i} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ , что дает

при условиях  $n_e/n_i \approx 1$  и  $v_{e0} \approx 3 \cdot 10^9$  см/с ( $W_e = 2,5$  кэВ) величину  $v_i = 2 \cdot 10^7$  см/с. При этом скорость движения слоя (и соответственно дуги полярного сияния) вдоль меридиана равна  $v_i/\alpha$ , и при  $\alpha \approx 10^3$  эта скорость оказывается порядка 20 м/с, что не противоречит экспериментальным данным.

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ МАГНИТОСФЕРЫ, СВЯЗАННЫЕ С ПРОБЛЕМОЙ АНОМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ДВОЙНЫХ СЛОЕВ

Рассмотрев основные закономерности развития и существования аномального сопротивления и двойных потенциальных слоев в разреженной плазме, обратимся к анализу реальных условий в магнитосфере и верхней атмосфере Земли и постараемся выявить возможные признаки и следствия существования исследуемых явлений. Сначала остановимся на развитии представлений о турбулентных продольных токах в магнитосфере Земли и напомним вкратце строение магнитосферы и характеристики заполняющей ее плазмы.

### 4.1. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ОБ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И АНОМАЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ В МАГНИТОСФЕРНЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ТОКАХ

Впервые гипотеза о магнитосферных продольных токах, являющихся продолжением горизонтальных ионосферных токов, ответственных за магнитные возмущения в высокоширотной ионосфере, была выдвинута Биркеландом в 1908 г. [198]. После этого в течение почти полувека внимание исследователей-геофизиков было всецело поглощено ионосферными горизонтальными токами, хотя в конце тридцатых годов аналогичную гипотезу развивал Альвен [170]. И только в 1964 г. новое рассмотрение старой проблемы продольных биркеландовских токов в магнитосфере, проведенное Бострёмом [211], снова обратило внимание исследователей к этой проблеме. Вопросами, связанными с продольными токами, начали заниматься и в Советском Союзе. В частности, крупный вклад в исследование продольных токов был сделан в серии работ В.М. Мишина и др. [116, 120–122, 131]. Большую роль в развитии советских исследований физических явлений, связанных с продольными токами, сыграли инициатива и энергия Л.Л. Ваньяна, выполнившего и стимулировавшего ряд интересных работ в этой области [22–25].

Первый вопрос, занимавший исследователей, о том, где расположены основные источники продольных токов (в ионосфере или магнитосфере), каковы наземные магнитные поля, создаваемые продольными токами. Второй — о сопротивлении вдоль силовых линий магнитного поля.

При построении теории магнитосферы и внутримангнитосферных явлений, а также в теории магнитных вариаций почти до 70-х годов широко использовалось представление о "вмороженности" магнитных силовых линий в окружающую плазму и об эквипотенциальности силовых линий геомагнитного поля. Такие представления справедливы только в случае, когда проводимость магнитосферной плазмы практически бесконечна, т.е. сопротивление равно нулю. Считать проводимость бесконечной можно, если учитывать лишь парные электрон-ионные соударения, в разреженной космической плазме достаточно редкие.

В середине 60-х годов в связи с бурным развитием физики плазменных неустойчивостей и плазменной турбулентности выяснилось, что плазма с током должна быть турбулентной при достижении током критических значений. Если источником тока является продольное электрическое поле, то такая турбулиизация обязательно должна произойти и привести к аномально высокой частоте коллективных соударений и аномальному сопротивлению. В результате использования этих новых в 60-х годах представлений о плазменной турбулентности в продольных токах большое количество работ по космофизике в предположении  $\sigma \rightarrow \infty$  оказались ошибочными.

Из наиболее важных теоретических работ по волновой электростатической турбулентности и аномальному сопротивлению в изотермической плазме с током нужно назвать работы Бунемана 1959 г. [213], Шапиро [161, 162], Коврижных [78] и Коврижных и Рухадзе [82]. Проблема аномального сопротивления рассматривалась в основном для неизотермической плазмы ( $T_e \gg T_i$ ) и связывалась с возбуждением ионно-звуковых волн, так как стало ясно, что преимущественный турбулентный нагрев электронов в первоначально изотермической плазме ( $T_e = T_i$ ) должен неизбежно привести к неизотермичности. Экспериментально явление аномального сопротивления было открыто Завойским с сотрудниками в 1962 г. [62].

Теория аномального сопротивления, связанного с ионно-звуковой турбулентностью, разрабатывалась далее в квазилинейном приближении в работах Филда и Фрида [264], Рудакова и Кораблева [145], Коврижных [79], а с учетом нелинейных эффектов взаимодействия волн между собой – в работах Коврижных [80, 81], Сагдеева [426], Цытовича и Липеревского [97, 109, 481], Кингсепы [74], Векштейна, Рютова и Сагдеева [27, 28], Кингсепы [75], Рудакова [144, 423], Кадомцева и Погуде [71], Хортон, Чоя и Коха [227, 300] и Дума [251]. Из наиболее важных экспериментальных работ, исследовавших аномальное сопротивление, связанное с ионно-звуковой турбулентностью в плазме с током, следует отметить работы [20, 72, 315, 340]. Основные результаты исследований по аномальному сопротивлению отражены в книгах и обзорах [9, 36, 40, 62, 70, 73, 99, 102, 146, 159, 160, 402, 427].

В приложении к магнитосферным продольным токам новых физических представлений о неустойчивости, турбулентности и аномальном сопротивлении, как нам представляется, первой была статья Свифта [460]. Свифт предполагал, что в магнитосфере Земли может возникать разделение зарядов, вызывающее токи, текущие вдоль магнитных силовых линий и соединяющие области пространственных зарядов с проводящей ионосферой (рис. 4.1). Достаточно сильные токи могут вызвать бунемановскую, или ионно-звуковую, неустойчивость, ведущую к аномальному сопротивлению плазмы и к турбулентному нагреву электронов до киловольтных энергий. Поток таких горячих электронов, получивших энергию при турбулентном нагреве, способен вызвать полярные сияния и сопровождающее их ионосферное поглощение. Развивая свою теорию, Свифт основывался на экспериментальных данных О'Брайна [394], согласно которым авроральные электроны ускоряются в магнитосфере во время каждого высыпания, а не вносятся из соответствующей ловушки, поскольку не наблюдалось видимого обеднения электронов с энергией порядка 40 кэВ в радиационных поясах во время высыпания, и на результатах Фримена [271], показавших, что поток захваченных электронов с энергией 40 кэВ даже усиливается во время суббури.

Турбулентным нагревом Свифт объяснил исследованное в 1964 г. Ансари [179] увеличение жесткости энергетического спектра высыпающихся электронов во время авроральной суббури при тенденции к уменьшению потока электронов.

Анализ ОНЧ-шума и авроральных данных, проведенный многими исследователями в начале космической эры, т.е. до середины 60-х годов, показал, что ОНЧ-шум и световая интенсивность имеют тенденцию к одновременному изменению, причем ОНЧ-шум генерируется в той же области пространства, где высыпаются электроны, и продолжается в течение времени высыпания. Амплитуда ОНЧ-шума на спутниковых высотах на много порядков больше, чем на Земле. Однако на стадии "брейк-ап" имеется резкий подъем интенсивности шума, за которым следует резкое падение интенсивности почти до нуля.

Свифт предложил интерпретировать ОНЧ-шум как проявление ионно-звуковой турбулентности в продольных токах, а явление "брейк-ап" связать с прекращением турбулентного состояния из-за разбиения тока на тонкие нити с относительно большой боковой поверхностью, через которые быстро "уходят" волны, обеспечивающие аномальное сопротивление и нагрев. Электронная температура  $T_e$  связана с разностью потенциалов (по порядку величин) формулой  $T_e \approx e(\Phi_m - \Phi_i)$ , где  $\Phi_m$  и  $\Phi_i$  – потенциалы магнитосферы и ионосферы. За возбуждение полярных сияний ответствен поток "горячий" электронов, получаемых благодаря току через силовую трубку с аномальным сопротивлением.

Свифт предположил, что конечное продольное аномальное сопротивление из-за коллективных соударений тесно связано с ускорением авроральных электронов и с потоком энергичных частиц вдоль магнитных силовых линий в ионосферу. Свифт проделал простые оценки, показавшие, что интенсивность продольного тока достаточна для возникновения и существования ионно-звуковой неустойчивости и развития турбулентности.

Если расстояние между авроральной дугой (где продольный ток вытекает) и областью водородной эмиссии (где продольный ток втекает) равно  $a$ , тогда плотность тока Холла, средняя по "области динамо",

$$j_H = I_H/a, \quad (4.1)$$

где  $I_H$  – полный холловский ток электроджета.

Принимая отношение холловской проводимости к педерсеновской  $\Sigma_H/\Sigma_p \approx 3,5$ ,



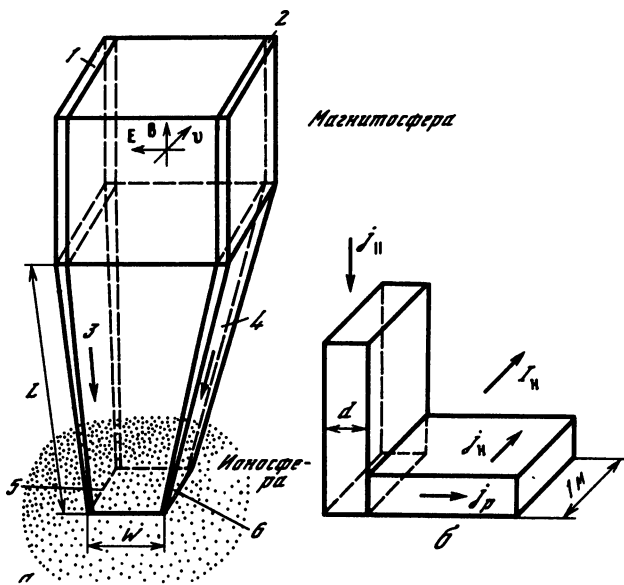


Рис. 4.1. Модель генерации электрических полей и связанных авроральных явлений (а) и геометрия области втекания продольного тока (б)

1,2 – отрицательный и положительный пространственные заряды соответственно; 3 – поток электронов, вторгающихся в ионосферу (ионы движутся из ионосферы); 4 – поток ионов, вторгающихся в ионосферу (электроны движутся из ионосферы); 5 – область авроральной дуги; 6 – область водородной эмиссии. Поверхностные и линейные плотности тока измерены соответственно в  $A/m^2$  и  $A/m$

можно оценить проинтегрированный по высоте педерсеновский ток, отнесенный к единице длины авроральной дуги:

$$j_P = I_H / 3,5a = \frac{I_H}{a} \frac{\Sigma_P}{\Sigma_H}.$$

Если ширина авроральной дуги  $d$ , то плотность продольного тока

$$j_{\parallel} = \frac{B}{B_0} \frac{\Sigma_P}{\Sigma_H} \frac{j_H}{d},$$

где  $B/B_0$  – скалярный множитель, введенный для учета расширения токовой трубки вдоль силовых линий из ионосферы в магнитосферу.  $B_0$  здесь магнитное поле в ионосфере, а  $B$  – магнитное поле некоторой рассматриваемой точки магнитосферы вдоль силовых линий, идущих к авроральной дуге. Если учесть, что амплитуда геомагнитной бухты в области электроджета  $\delta H_{\max} = 2\pi \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} dj_{\parallel} \frac{B_0}{B}$ , то можно получить плотность продольного тока в магнитосфере. Взяв в качестве примера вычисленный из магнитных данных ток электроджета  $I_H = 10^5 A$ ,  $a = 10$  км,  $d = 1$  км,  $B/B_0 \sim \frac{1}{64}$  (4 радиуса от Земли в магнитосферу), можно получить  $j_{\parallel} = 5 \cdot 10^{-5} A/m^2$ .

Оценивая критический ток, ведущий к ионно-звуковой неустойчивости, при  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 2000K$  Свифт получил.

$$j_{кр} = nev_{Te} \sim 0,4 \cdot 10^{-4} A/m^2.$$

Эта оценка относится к началу процесса, которое определяется бунемановской неустойчивостью, так как  $T_e = T_i$ . Развитие этой неустойчивости очень быстро приводит к росту электронной температуры до  $T_e \gg T_i$ . А в неизотермической плазме для поддержания ионно-звуковой неустойчивости требуется направленная скорость всего порядка  $6v_{T_i}$ , т.е. практически на порядок меньше  $u_{кр}$  при  $T_e \gg T_i$ .

Таким образом, оценки подтвердили реальность предполагаемой модели продольных токов с аномальным сопротивлением.

Наконец, интересно привести проведенное в [460] сравнение сопротивлений  $R_m$  и  $R_i$  магнитосферной и ионосферной частей токовой цепи. Если принять, что в магнитосфере  $\sigma = 50\omega_{pe}$ ;  $\nu_*^e = \frac{\omega_{pe}}{200\pi} = 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma \approx 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$  при  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а проинтегрированная по высоте проводимость ионосферы  $\int \sigma_1 dh = 5 \text{ Ом}^{-1}$ , то получим, что сопротивление ионосферного участка цепи  $R_i = a/b \int \sigma_1 dh$ , а магнитосферное сопротивление  $R_m = \frac{L}{\sigma_A d B_0 b}$ , где  $L$  – расстояние между объемом плазмы и ионосферой,  $d$  – ширина авральной дуги,  $b$  – длина.

Отношение  $(R_m/R_i) = (B/B_0) \cdot 10^3 > 1$  при  $L = 2 \cdot 10^7 \text{ м}$ ,  $a = 10^4$ ,  $d = 10^3 \text{ м}$ , т. е. главная часть мощности, генерируемой в течение авральной суббури, будет диссипировать из-за турбулентного нагрева в магнитосфере. Аналогичная оценка, сделанная при предположении о ионно-звуковой турбулентности в продольном токе (а не бунемановской, как у Свифта), согласно формулам (1.33)

$$\text{для } E \approx E_2 = \frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{T_e}{T_e} \cdot 10^{-2} \sqrt{4\pi n T_e}, j = enc_s$$

$$\text{и } \nu_*^e \approx 10^{-2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot \frac{T_e}{T_i} \omega_{pe} \approx \omega_{pe}/700 \text{ при } T_e/T_i \approx 6 \text{ дает практически такой же результат.}$$

Аналогичная оценка для ЕИС-турбулентности, согласно [104] (см. разд. 2.2), дает  $\nu_*^e = 5\omega_{Hi} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ с}$  на высотах порядка  $R_E$  и приводит к тому же выводу.

Уже к 1970 г. было выполнено достаточное количество экспериментальных работ (см. обзор [334]), свидетельствующих о существовании плазменных волн большой амплитуды в верхней ионосфере и магнитосфере. В теории аномального сопротивления в применении к магнитосфере весьма важным шагом была работа Киндела и Кеннела [336]. В работе [336] впервые был поставлен вопрос о возможной важной роли в магнитосфере наряду с ионно-звуковой также ионно-циклотронной неустойчивости (мода Драммонда–Розенблюта).

Авторы работы [336] уже в 1970 г. считали, что выводы Свифта "открыты для модификаций, если не для полного пересмотра". Во всяком случае, оценки аномального сопротивления в [336] другие. Согласно циклу работ Кеннела, Коронити и Киндела [232, 333, 336], аномальное сопротивление в продольных магнитосферных токах играет исключительно важную роль в общем ходе развития суббурь. Опишем кратко, как представляется в этих работах процесс развития суббури до стадии "брейк-ап".

Совокупность большого числа последних экспериментальных работ привела к представлению о том, что фаза роста суббури инициируется скачкообразным появлением южной компоненты в магнитном поле солнечного ветра  $\Delta B_0$ . Когда скачок достигает лобовой точки магнитосферы, начинаются процесс пересоединения силовых линий и приближение к Земле границы магнитосферы – магнитопаузы. Одновременно с этим появляется индукционное электрическое поле  $E_0$  от утренней стороны к вечерней, вызывающее конвективный поток плазмы в магнитосфере по направлению к границе. Однако магнитопауза, оказавшаяся во "внешнем" электрическом поле  $E_0$ , соединена силовыми линиями с высокопроводящей дневной ионосферой, по которой протекают большие педерсеновские токи. Таким образом, образуется "дневная" магнитосферно-ионосферная токовая цепь. В этой цепи в авральную ионосферу текут продольные токи от магнитопаузы, направленные к Земле в утренние часы и от Земли – в вечерние.

Вдоль магнитопаузы указанные токи продолжают как эквивалентный ток с востока на запад. Последний ток физически связан с увеличивающимся  $\nabla V$  при "поджати" магнитосферы из-за пересоединения силовых линий. По-видимому, в этой цепи еще имеется скопление зарядов, частично компенсирующее внешние поля, так что в стационарном состоянии ток был по всей цепи один и тот же. Очевидно, что где-то в окрестности дневного каспа должен наблюдаться эффект изменения направления тока.

При этом на ночной стороне ионосферы направленное на запад "внешнее" электрическое поле  $E_0$  движет к северу холловский ток  $I_H$ .

Плавное к северу и резкое к югу уменьшение электронной плотности заставляет  $I_H$  замыкаться в магнитосферном пространстве, конкретно — в плазменном слое хвоста магнитосферы. С развитием суббури, ближе к фазе "брейк-ап", продольные токи, замыкающиеся на южной стороне овала, становятся неустойчивыми, в результате чего развиваются аномальные сопротивления и продольное электрическое поле  $E_{||}$ . Тогда холловский ток приводит к поляризации, почти запираясь, и поляризационное электрическое поле  $E_{\perp}$  движет на запад мощный каулинговский электроджет (рис. 4.2).

Направленные к Земле продольные токи наиболее велики на южном краю овала, в то время как токи, направленные от Земли, на севере имеют меньшую плотность. Заметим, что "южные" продольные токи переносятся холодными ионосферными электронами.

Во время фазы роста суббури образование  $E_0$  вместе с увеличившимся высыпанием горячих электронов усиливает токи вдоль силовых линий на южной границе овала. Для типичных параметров до фазы "брейк-ап" параллельный поток холодных электронов оценен в [333]:  $I \approx 5 \cdot 10^9$  эл/см<sup>2</sup>с. Вычисления Киндела и Кеннела [336] показали, что, когда поток электронов превышает  $3 \cdot 10^9$  эл/см<sup>2</sup>с, в верхней ионосфере развивается электростатическая ионно-циклотронная неустойчивость; несколько большие потоки необходимы для раскачки ионно-звуковых волн. При этом, как подчеркивается в [232], возможно одновременное существование ионно-звуковой и ионно-циклотронной неустойчивостей.

Вычисления, приведенные в [116] на основе анализа магнитных данных, дают  $j \approx i_{кр}$ , что также подтверждает существование аномального сопротивления в магнитосфере во время суббури.

Вопрос о величине "критического" тока, при котором в магнитосферных силовых трубках возникает аномальное сопротивление, рассматривался также в [130, 131], причем отмечалось, что порог устойчивости может быть снижен за счет неоднородности и, кроме того, возможна ситуация, когда ток протекает в среде, турбулизованной внешним генератором.

Непосредственные измерения продольных токов были выполнены в начале 70-х годов [494, 495]. Обзор результатов измерений, выполненных до 1975 г., имеется в работе Андерсена и Вондрака [177]. Из измерений продольных токов после 1975 г. следует отметить работы [306–308, 367, 442, 457]. Непосредственные измерения продольных электрических полей [76, 303, 383, 387] на космических аппаратах в совокупности с измерениями продольных токов и с волновыми измерениями [285, 286, 435] привели к необходимости детального изучения вопроса об аномальном сопротивлении в продольных электрических полях и двойных слоях в магнитосфере Земли. Поэтому в последние годы число теоретических и интерпретационных работ, так или иначе связанных с проблемой аномального сопротивления в магнитосфере, резко увеличилось. Результаты исследований, проведенных в Советском Союзе по проблеме аномального сопротивления в космической плазме, отражены в обзорах Сагдеева [427], Галева [273], Галева и др. [36], Гудковой и др. [50], Липеровского и Пудовкина [102, 353]. Из обзоров зарубежных авторов по проблемам биркеландовских токов, продольных электрических полей и аномального сопротивления следует отметить в первую очередь Пападопулоса [402], Феддера [261], Блока и Фельтхаммера [204], Андерсона [176], Фельтхаммера [258], Альвена [173].

При рассмотрении вопроса о генерации продольных электрических полей нужно иметь в виду, что аномальное сопротивление — не единственное явление, приводящее к продольным электрическим полям и продольному ускорению частиц [204]. Среди других возможных механизмов, приводящих к аномальным эффектам продольного ускорения частиц, как выяснилось, имеет место процесс образования двойных электростатических слоев. Разработка теории двойных электростатических слоев в применении к магнитосфере была выполнена в серии работ Блока, Фельтхаммера и Свифта [201–204, 464].

Проблема замыкания продольных биркеландовских токов в магнитосфере и ионосфере, привлекавшая внимание исследователей два десятилетия назад, не решена окончательно и на сегодняшний день.

Большинство исследователей согласны с общей качественной схемой авроральной токовой системы, изображенной на рис. 4.3. В последнее время вытекающие продоль-

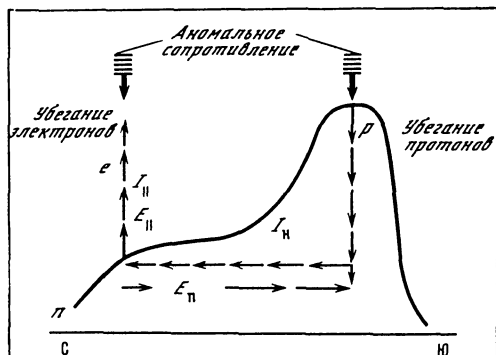


Рис. 4.2. Схема явлений, связанных с аномальным сопротивлением из-за токовых неустойчивостей в магнитосфере

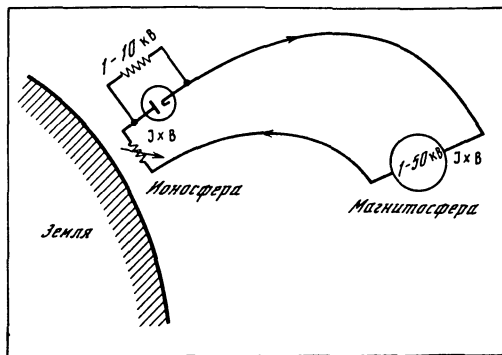


Рис. 4.3. Схема токовой системы

Дуги представлены вакуумным диодом со скачком потенциала от 1 до 10 кВ. Сопротивление, параллельное диоду, обозначает аномальное сопротивление. Переменное сопротивление определяет сопротивление ионосферы в соответствии с изменениями проводимости из-за высыпаний. Падение напряжения генератора токовой системы от 1 до 50 кВ

ные токи связываются многими исследователями с авроральными дискретными дугами. Поэтому возросший интерес к физике авроральных дуг и лучей неразрывно связан с механизмами аномального сопротивления и двойных слоев в магнитосферной плазме [36, 42, 180]. Замыкание продольных токов в E-области ионосферы не вызывает принципиальных разногласий. Разногласия возникают при решении вопроса о замыкании токов в магнитосфере и, следовательно, об источниках токов [180].

В последние годы резко повысился интерес к исследованию электростатической ионно-циклотронной (ЕИС) турбулентности в связи с новыми измерениями, проведенными в околоземном космическом пространстве [303, 338].

Линейная теория ЕИС-неустойчивости впервые была разработана Драммондом и Розенблютом [249] и Ломинадзе и Степановым [112]. Нелинейная теория ЕИС-неустойчивости разрабатывалась в работах Петвиашвили [124], Дума и Дюпри [250], Ишима-ру и Розенблюта [305] и др.

Рассмотрение задачи об аномальном сопротивлении, вызванном турбулентностью плазмы, было проведено Сагдеевым [146, 426, 427], Сагдеевым и Галеевым [40], а также в книге Арцимовича и Сагдеева [9]. Кинделом [335], Ионсоном [309], Ионсоном и др. [310], Дэкином и др. [237], Петвиашвили и др. [125], Худсон и др. [303] подобная задача рассматривалась в связи с ЕИС-турбулентностью.

Экспериментальные лабораторные исследования ЕИС-турбулентности были проведены в ряде работ, наиболее важными из которых являются эксперименты Корелла и др. [233, 234], Бемера и Форнака [207].

Применительно к продольным токам в авроральной зоне магнитосферы роль ЕИС-неустойчивости была впервые проанализирована Кинделом и Кеннелом [336], которые нашли, что среди трех основных волновых неустойчивостей, возбуждаемых в плазме с током (бунемановской, ионно-звуковой и ЕИС-неустойчивости), ЕИС-неустойчивость имеет самый низкий порог возбуждения в магнитосфере. В 1963 г. Петвиашвили показал, что в рамках одномерной квазилинейной теории в безграничной однородной плазме появление плато на функции распределения электронов стабилизирует ЕИС-волны [124]. Эффективная частота соударений в случае ЕИС-турбулентности

$$\nu^* = \nu_{ei} \left( 1 + \frac{u}{v_{Te}} \right).$$

Столь малым эффектом коллективных соударений, естественно, следует пренебречь [40].

Поэтому долгое время считалось, что ЕИС-неустойчивость, несмотря на более низкий порог возбуждения по сравнению с ионно-звуковой и несмотря на отсутствие требования неизотермичности, все же не существенна в проблеме аномального сопротивления в магнитосфере.

Согласно другим авторам (Веденову [26], Кадомцеву [69], Думу и Дюпри [250]), столкновения, пространственные эффекты и наличие продольных постоянных электрических полей предотвращают образование плато и насыщение уровня турбулентности осуществляется на более высоком ее уровне (при действии некоторых других механизмов насыщения). Тогда аномальное сопротивление, связанное с EIC-волнами, оказывается значительно больше. Эксперимент [303] подтвердил, что плато не образуется, а в работах Лизака и др. [359, 360] было показано, что постоянное электрическое поле, образованное вследствие аномального сопротивления, разрушает квазилинейное платообразование.

В космических экспериментах [303, 330, 338] обнаружено, что уровень EIC-турбулентности, связанной с продольными токами, достаточно велик, так что возникающая частота коллективных соударений частиц с волнами приводит к достаточно высокому значению аномального сопротивления в продольных токах. EIC-турбулентность регистрировалась во многих волновых спутниковых экспериментах. EIC-волны наблюдались в области дневных полярных каспов на спутнике OGO-5 [269] во время сильной магнитной бури 1.11.68 г., в ракетном эксперименте [330] на высоте около 600 км над Землей. При этом наблюдаемая частота, соответствующая максимуму интенсивности волн, находилась в промежутке от 0,67 до 0,87  $\omega_{Hi}$ . Электростатическая волновая турбулентность подробно изучалась в работах Гарнета и Франка [285, 286], где отмечался достаточно высокий уровень энергии волн на частотах, близких к  $\omega_{Hi}$ . В этих экспериментах, однако, EIC-волны специально не изучались.

Обзор американских работ, касающихся EIC-турбулентности в космической плазме, за последние несколько лет имеется в [443].

Важным шагом в изучении волновой турбулентности в магнитосфере явились исследования группы Мозера, выполненные на основе измерений на спутнике S3-3 [303, 338, 377, 388, 103].

Комплекс волновых экспериментов, выполненных на спутнике S3-3, дает богатую экспериментальную информацию, необходимую для анализа природы электростатической волновой турбулентности и аномального сопротивления в магнитосфере. Авторы работы [303] полагают, что определяющая роль в явлениях играет ионно-циклотронная неустойчивость. Однако, с нашей точки зрения, можно лишь утверждать, что ионно-циклотронная турбулентность реально существует, и далее исследовать ее относительную важность по сравнению с ионно-звуковой и бунемановской турбулентностями в магнитосфере.

Отметим, что в самое последнее время с проблемой аномального сопротивления связывают также и нижнегибридную неустойчивость [472, 360].

Вслед за появлением надежных измерений на S3-3 и на ISEE-1,2 в самое последнее время резко увеличился поток теоретических и интерпретационных работ. Исследованию вопросов о возникновении продольных токов, аномального сопротивления, продольных электрических полей на авроральных силовых линиях, механизмам ускорения электронов над дискретными сияниями посвящены работы [4, 6, 86–89, 263, 294, 342, 356, 358, 366, 422].

С проблемой аномального сопротивления и двойных слоев на авроральных силовых линиях тесно связано построение теории дуг полярных сияний [186, 225, 226, 228, 326, 364, 446, 471]

#### 4.2. СТРОЕНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ И ОБЛАСТЬ ВЕРОЯТНОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ АНОМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ДВОЙНЫХ СЛОЕВ

На рис. 4.4 представлена модель магнитосферы, в которой схематически показана конфигурация силовых линий магнитного поля и различные области локализации магнитосферной плазмы, основными из которых являются следующие.

1. Магнитопауза – относительно тонкий (толщиной порядка нескольких сотен километров) слой, вдоль которого текут интенсивные токи  $j \approx 10^{-11}$  А/см<sup>2</sup>, – экранирующая полностью или частично геомагнитное поле во всем внешнем по отношению к магнитосфере пространстве. Особенно сильные токи на магнитопаузе текут вблизи экваториального сечения магнитопаузы в лобовой ее части. Интенсивность этих токов может достигать величины, достаточной для развития аномального сопротивления. Существование стационарных двойных слоев на дневной магнитопаузе представляется

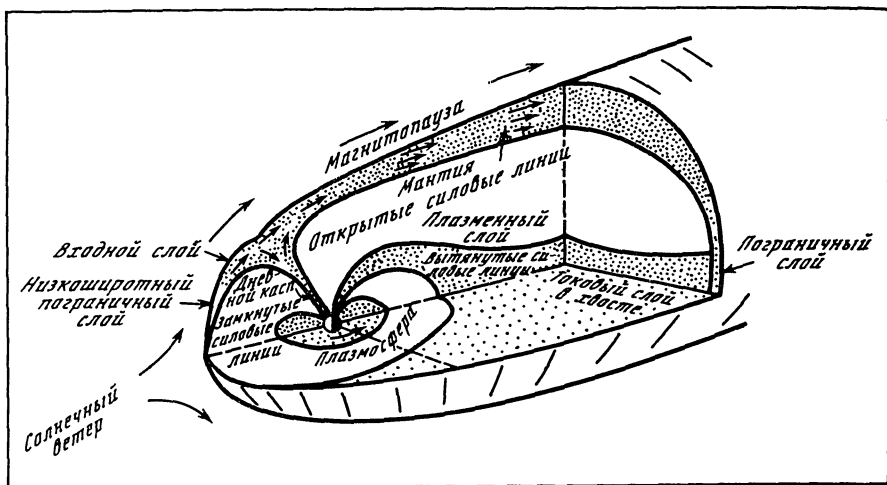


Рис. 4.4. Схема основных плазменных областей в магнитосфере

маловероятным ввиду весьма сложной и динамичной структуры плазмы и токов в этой области.

2. Входной слой и плазменная мантия – области с толщиной от 1 до 10–20 тыс. км, примыкающие с внутренней стороны к магнитопаузе и заполненные относительно горячей плазмой ( $T_i \approx 10^6 \text{ K}$ ) с концентрацией  $n \approx 1-10 \text{ см}^{-3}$  [406]. Интенсивность электрических токов, текущих в этих областях, очень мала, в связи с чем трудно ожидать появления в них аномального сопротивления или двойных слоев.

3. Дневные каспы – область непосредственного проникновения плазмы переходного слоя в глубь магнитосферы. Концентрация частиц здесь также составляет около  $1-10 \text{ см}^{-3}$ , а их энергия – около 0,1 кэВ для электронов и около 0,5 кэВ для протонов [406, 407]. Наблюдения, выполненные Скарфом и др. [433], а также данные, полученные Ииджима и Потемра на спутнике TRIAD [306], показывают, что в области каспов наблюдаются продольные (т.е. параллельные магнитному полю) токи с интенсивностью порядка  $10^{-10} \text{ A/см}^2$ , достаточной для развития аномального сопротивления и двойных слоев.

4. Высокоширотные области хвоста магнитосферы, заполненные чрезвычайно разреженной ( $n \leq 0,01 \text{ см}^{-3}$  [490]) плазмой, гидродинамическое описание которой (включая понятие о проводимости) вряд ли возможно.

5. Плазменный слой, образованный относительно горячей ( $W_i = 1-5 \text{ кэВ}$ ,  $W_e = 0,2-1 \text{ кэВ}$ ) плазмой с концентрацией  $n \approx 1 \text{ см}^{-3}$ . Плотность токов в этой области составляет в среднем около  $(1-5) \cdot 10^{-14} \text{ A/см}^2$  и может резко возрастать во время геомагнитных возмущений, в связи с чем развитие аномального сопротивления в этой области, особенно вблизи нейтральных линий магнитного поля, представляется весьма вероятным.

6. Пояс DR-токов, состоящий из достаточно горячей ( $W_i = 30-100 \text{ кэВ}$ ) и относительно плотной ( $\beta = 8\pi n T_i v^2 / B^2 \geq 1$ ) плазмы, имеющей преимущественно экваториальное распределение частиц по питч-углам. Токи, текущие в этой области, создаются в основном дрейфовым и циклотронным движением энергичных частиц. Основными видами плазменных неустойчивостей, развивающихся в DR-поясе, являются, по-видимому, циклотронная (на частотах  $\omega \approx \omega_{He}$ ) и гидродинамическая (обусловленная анизотропией температуры  $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ).

7. Плазмосфера – область, заполненная плотной ( $n > 100 \text{ см}^{-3}$ ), изотропной и большей частью холодной ( $T < 10^4 \text{ K}$ ) плазмой ионосферного происхождения. Температура плазмы резко возрастает (до  $(5-10) \cdot 10^4 \text{ K}$ ) в периферийных областях плазмосферы [47]. Плотность продольных (по отношению к магнитному полю) электрических токов в плазмосфере, связанных с асимметрией ионосферных  $S_q$ -токовых систем, относительно мала [117, 118], в связи с чем в этой области трудно ожидать появления аномального сопротивления или двойных слоев.

8. Высокоширотная внешняя (выше максимума электронной концентрации в области F2) ионосфера. Во всей этой области наблюдаются продольные токи, интенсивность

которых, однако, весьма неоднородна. Максимальных значений (порядка  $10^{-10}$ – $10^{-8}$  А/см<sup>2</sup> [306, 307]) плотность этих токов достигает над авроральным овалом и в области дневных каспов. Здесь развитие аномального сопротивления и появление двойных слоев представляются наиболее вероятными и их роль в развитии геофизических явлений — наиболее существенной.

Результаты экспериментальных исследований естественного электромагнитного излучения магнитосферной плазмы, выполненных на спутниках OGO-5, IMP-6, представлены Скарфом [430, 431] на рис. 4.5. На нем показаны типичные сонограммы наблюдаемых излучений и области их существования в магнитосфере. Как видно из рис. 4.5, характерные для плазмы с развитым аномальным сопротивлением ионно-звуковые волны на частотах  $\omega \approx \omega_{pi}$ , как и следовало ожидать, чаще всего наблюдаются на фронте отошедшей ударной волны вне магнитосферы, в области дневных каспов и над авроральным овалом в магнитосфере. Эти наблюдения в значительной степени подтверждают предположение о том, что продольные токи на L-оболочках, связанных с авроральной зоной, сопровождаются развитием аномального сопротивления.

Как особенно интересное явление Скарф отмечает наблюдаемое над авроральными дугами чрезвычайно интенсивное излучение с длиной волны в километровом диапазоне, общая мощность которого составляет, согласно оценкам Гарнета [283], около  $10^9$  Вт, т.е. порядка 1% от полной энергии, теряемой вторгающимися электронами. По мнению Скарфа, столь высокая интенсивность излучения вряд ли может быть объяснена каким-либо механизмом некогерентного излучения и обусловлена скорее всего нелинейным взаимодействием волн. Этот вопрос будет рассмотрен в разд. 4.7. Но каков бы ни был механизм генерации наблюдаемых волн, сам факт их существования и чрезвычайно высокая интенсивность явно свидетельствуют о турбулентности ионосферной плазмы в области существования продольных токов, связанных с авроральными возмущениями. В связи с этим рассмотрим параметры плазмы и электрических токов во внешней ионосфере более подробно.

Экспериментальные исследования продольных токов с помощью магнитометров, установленных на искусственных спутниках Земли, были выполнены в серии работ Жмуды и Армстронга [494, 495], Сугиура и Потемра [458], Ииджима и Потемра [306, 308] и Потемра [433]. На рис. 4.6 представлена схема области существования продольных токов во внешней ионосфере, построенная по данным спутника TRIAD [306]. Показаны токи, текущие в ионосферу, т.е. вниз, и токи, текущие из ионосферы. Как видно из рис. 4.6, продольные токи чаще всего наблюдаются в трех областях: в высокоширотной области 1, расположенной приблизительно вдоль приполюсной кромки аврорального овала; в относительно более низкоширотной области 2 и в области дневных каспов 3. В области 1 токи текут вниз в утренние часы, а вверх — в вечерние; в области 2 направление токов противоположно, т.е. они текут вниз в вечерние часы и вверх — в утренние; в области 3 токи текут вниз в послеполуденные часы и вверх — в предполуденные. Интенсивность токов, текущих во всех трех областях (весьма неоднородная в пространстве), меняется со временем. В частности, в высокоширотной зоне 1 интенсивность продольных токов достигает максимума в 07 и в 17 ч MLT, а в зоне 2 — соответственно в 23 и 02 ч MLT.

Зависимость плотности продольных токов от уровня геомагнитной возмущенности представлена на рис. 4.7: Как видно из рисунка, плотность токов в обеих зонах возрастает с уровнем магнитной возмущенности. При этом в зоне 1 средняя интенсивность продольных токов изменяется от  $j = 0,5 \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> в спокойных условиях до  $j = 2 \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> во время возмущений; в зоне 2 соответственно от  $j < 10^{-11}$  А/см<sup>2</sup> до  $j \approx 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup>. Над яркими дискретными формами полярных сияний интенсивность продольных токов в отдельные моменты времени может достигать  $j = 10^{-9}$ – $10^{-8}$  А/см<sup>2</sup>.

В работе Каттель и др. [224] анализируются различия между областями втекания и вытекания продольных токов. Все различия легко понять, если принять во внимание, что втекающие и вытекающие токи образованы различными группами частиц. Токи, втекающие в ионосферу, образуются за счет электронов ионосферы, а вытекающие — за счет более горячих магнитосферных электронов. В работе описаны статистические данные (полученные на спутнике S3-3) по пространственно-временному распределению продольных токов, волновой турбулентности, электростатических разрывов (ЭР) и по питч-угловому распределению ионов. Пространственное распределение продольных токов, полученное в [224], в основном совпадает с распределением, полученным в [306]. Вечером ток втекает на экваториальной границе аврорального овала и вы-

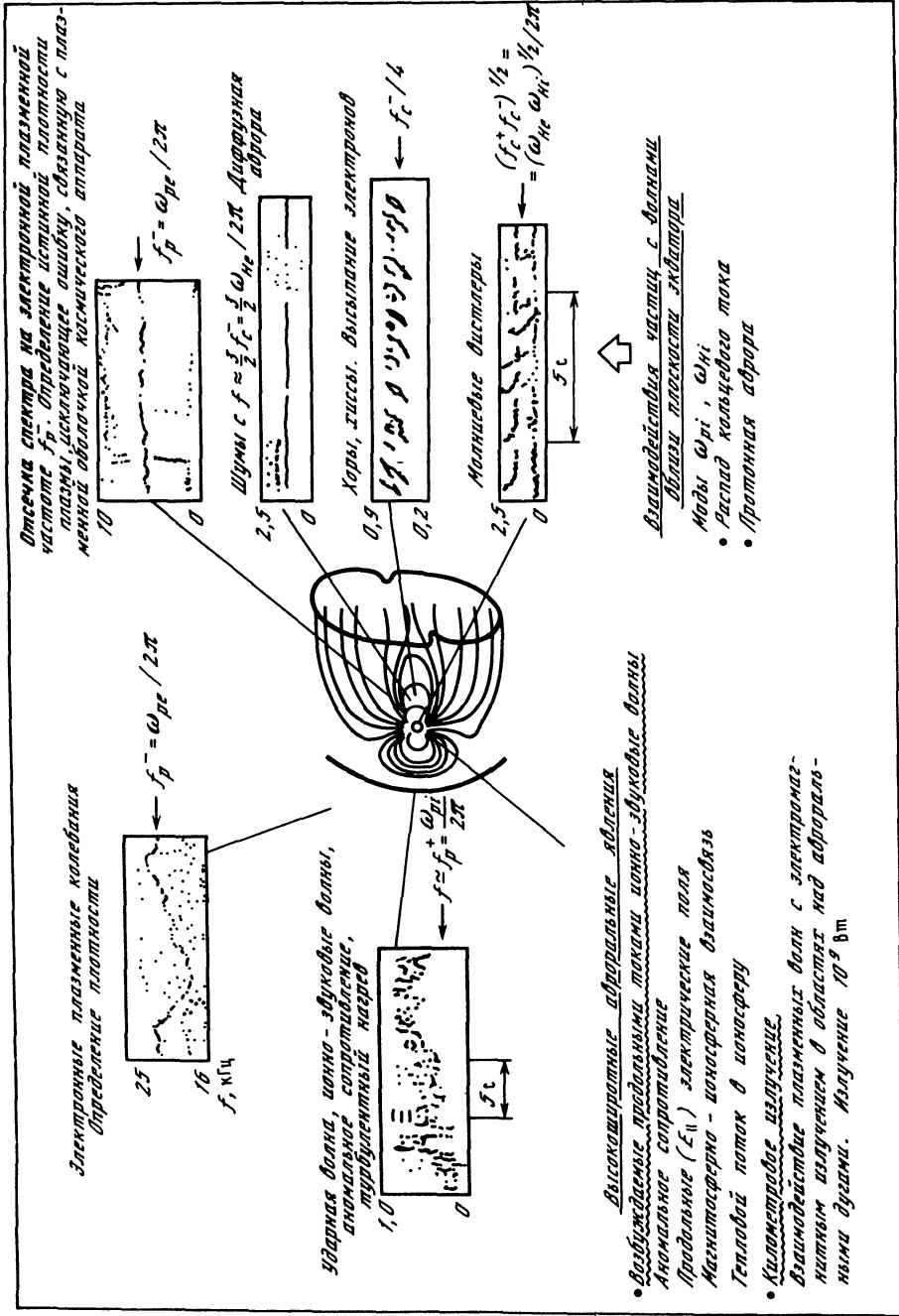


Рис. 4.5. Результаты экспериментальных исследований естественного электромагнитного излучения магнитосферной плазмы



текает на полярной, утром области меняются местами. Часто имеется дополнительная ветвь втекания тока в полярной шапке в основном утром. В областях протекания достаточно интенсивных токов наблюдалась повышенная волновая активность на гирочастоте  $\omega_{Hi}$  ( $O^+$ ). Однако максимум активности обычно наблюдался на границе области конвекции в полярной шапке (северная часть овала сияний). Как вкрапления в области волновой турбулентности на гирочастоте  $\omega_{Hi}$  ( $O^+$ ) наблюдались электростатические ударные волны. Чаще всего они наблюдались на границе конвекции полярной шапки. Наиболее сильные ЭР развивались в сильных вытекающих токах. Высоты наблюдения ЭР обычно были больше 4500 км, причем сильные ЭР чаще бывали вечером, чем утром.

Анализ, проведенный в [224], показал, что наблюдалось два типа пич-углового распределения ионов. Как во втекающих, так и в вытекающих токах наблюдалось коническое пич-угловое распределение ионов ("коники"), начиная с высоты 1500 км. При этом энергия ионов была больше при больших токах. Появление конических распределений не зависит от местного времени и слабо зависит от высоты. Второй тип распределения — пучки ионосферных ионов. Они наблюдались только в вытекающих токах и, чаще, на границе области конвекции полярной шапки (вечером). Пучки обычно наблюдались на больших высотах, редко ниже 4500 км, где легче возбуждаются токовые неустойчивости. Отметим, что детальное исследование распределения пучков и "коники" ниже 8000 км содержится в [279].

Авторы работы [224] считают, что конические распределения ионов образуются из-за резонансного взаимодействия частиц с ЕИС-волнами. Другой возможный источник энергии ионов — волны на нижнегибридной частоте. Так как пучки наблюдались только в вытекающих токах, это свидетельствует о наличии в них продольного электрического поля  $E_{||}$ , а во втекающих — если и есть  $E_{||}$ , то очень малое. Асимметрия в наблюдениях  $E_{||}$  для втекающего и вытекающего токов объясняется в [224] тем, что для тока, втекающего в ионосферу, всегда достаточно носителей — ионосферных электронов, которые могут легко нейтрализовать любое разделение зарядов вдоль силовых линий, а для тока, вытекающего из ионосферы, число носителей заряда ограничено. Если силовые линии эквипотенциальны, то любая разность потенциалов, возникающая в экваториальной плоскости, будет приводить к перпендикулярным ионосферным токам. Однако токи вдоль  $B_0$ , как указывалось, ограничены, значит замыкающие цепь ионосферные токи тоже ограничены. Следовательно, ионосферное падение потенциала при некотором минимуме сопротивления в ионосфере также ограничено. Поэтому если в экваториальной плоскости возникает разность потенциалов больше максимально возможной в ионосфере, то получается излишек падения потенциала вдоль  $B_0$ . А поскольку плазма в двух областях магнитосферного тока различна, это должно приводить к возникновению в авроральной плазме диодоподобных областей и областей с аномальным сопротивлением, продольным электрическим полем и электростатическими ударными волнами.

Для того чтобы судить о том, насколько наблюдаемые продольные токи эффективны в генерации плазменной турбулентности, рассмотрим параметры внешней ионосферы. Строение внешней высокоширотной ионосферы схематически представлено в табл. 4.1, взятой из обзора [102], в которой дано распределение по высоте таких параметров ионосферы (плазмосферы), как сечение магнитной силовой трубки  $A$  с единичным сечением на уровне ионосферы (в дипольном приближении), электронная концентрация  $n_e$ , температура электронов  $T_e$  и отношение электронной и ионной температур  $T_e/T_i$  для двух областей: внутри плазмосферы и вне ее. К сожалению, температура различных компонент плазмы в магнитосфере известна достаточно плохо, в связи с чем приведенные в табл. 4.1 цифры следует рассматривать как весьма предварительные.

Анализ развития плазменных неустойчивостей во внешней ионосфере в области существования продольных токов был выполнен Кинделом и Кеннелом [336]. На рис. 1.4, заимствованном нами из этой работы, представлена критическая скорость электронов, соответствующая развитию циклотронной (кривая 1) и ионно-звуковой (2) неустойчивостей, в зависимости от соотношения между электронной и ионной температурами в плазме. Из рис. 1.4 видно, что при  $T_e/T_i > 10$  легче развивается ионно-звуковая неустойчивость, при  $T_e/T_i \approx 1$  переходящая в бунемановскую. Однако, как видно из табл. 4.1, во внешней ионосфере  $T_e \approx T_i$  (по крайней мере, в спокойных усло-

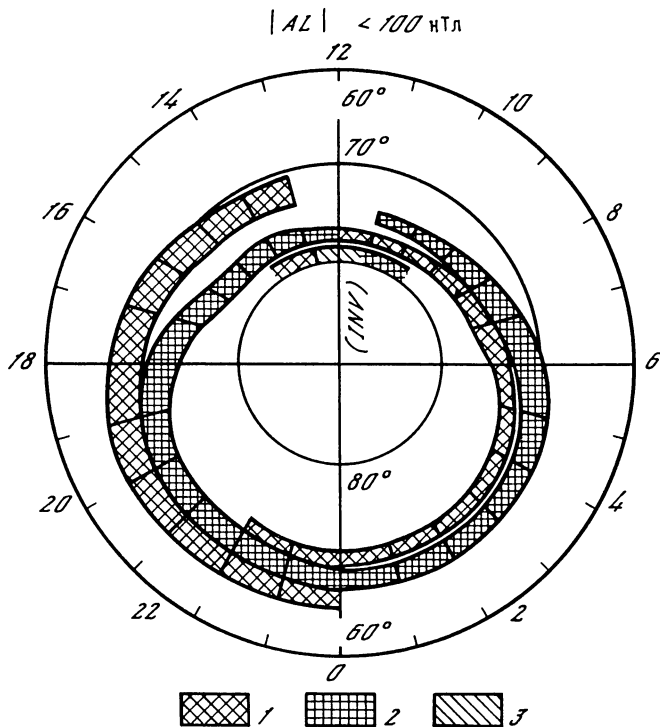


Рис. 4.6. Схема областей существования продольных токов во внешней ионосфере  
1-3 – токи в ионосферу (1), из ионосферы (2) и в области дневного каспа (3)

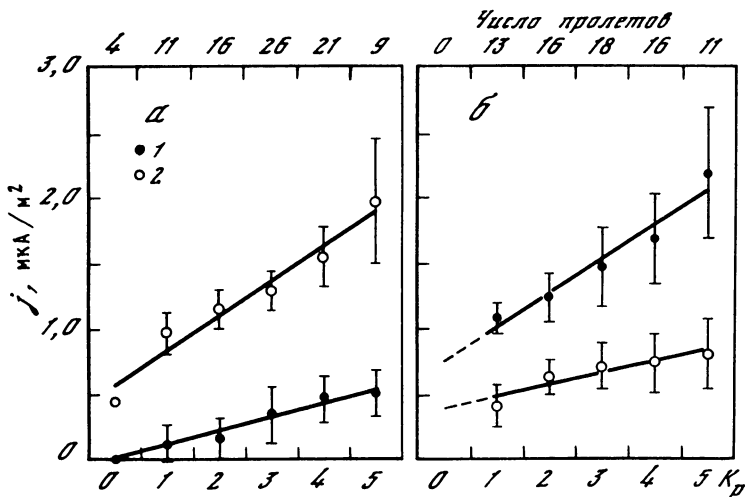


Рис. 4.7. Зависимость плотности продольных токов в ионосферу (1) и из ионосферы (2) от магнитной активности ( $K_p$ -индекса)

*a* – 13 ч 00 мин – 17 ч 00 мин MLT; *б* – 4 ч 00 мин – 9 ч 00 мин MLT

виях). Из рис. 1.4 следует, что в этом случае более вероятным является развитие циклотронной неустойчивости, хотя разница в критических скоростях, соответствующих развитию обеих неустойчивостей, невелика. При  $T_e \approx T_i$  эти скорости, как видно из рис. 1.4, следующие: для циклотронной неустойчивости

$$u_{кр1}^e = 0,3 \sqrt{2T_e/m_e} \quad (4.2)$$

и для ионно-звуковой неустойчивости

$$u_{кр2}^e = \sqrt{2T_e/m_e} \cdot \quad (4.3)$$

Параметры внешней ионосферы

Высота, км	$A, \text{см}^2$	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$T_e/T_i$	$G(A)$
Субавроральная ночная экзосфера (внутри плазмосферы)					
200	1,0	$3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	1,5	$0,9 \cdot 10^{-7}$
300	1,1	$2 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^3$	2,0	$5 \cdot 10^{-7}$
500	1,25	$(1 \cdot 10^5) *$	$2,5 \cdot 10^3$	2,0	$5 \cdot 10^{-7}$
1000	1,5	$7 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^3$	1,0	$4,5 \cdot 10^{-9}$
3000	3,2	$4 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^3$	(1) *	$7 \cdot 10^{-9}$
5000	5,7	$2,5 \cdot 10^2$	$8,0 \cdot 10^3$	(1) *	$1 \cdot 10^{-8}$
10000	17,0	$1,5 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^4$	(1) *	$2 \cdot 10^{-8}$
30000	180,0	$0,7 \cdot 10^2$	$(2-7) \cdot 10^4$	0,3	$2 \cdot 10^{-7}$
60000	$> 10^3$	$\sim 1$	$> 10^7$	0,2	$3,3 \cdot 10^{-7}$
Полярная ночная экзосфера (вне плазмосферы)					
200	1,0	$3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	1,5	$0,9 \cdot 10^{-7}$
300	1,1	$2 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$	2,0	$5 \cdot 10^{-7}$
500	1,25	$(1 \cdot 10^5) *$	$2,5 \cdot 10^3$	2,0	$5 \cdot 10^{-7}$
1000	1,5	$7 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^3$	1,0	$4,5 \cdot 10^{-8}$
3000	3,2	$2 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^3$	(1) *	$3,6 \cdot 10^{-9}$
5000	5,7	$2 \cdot 10$	$8 \cdot 10^3$	(1) *	$8,2 \cdot 10^{-10}$
10000	17	2	$1,0 \cdot 10^4$	(1) *	$2,7 \cdot 10^{-10}$
30000	180	—	—	—	—
60000	$> 10^{-3}$	$\sim 1$	$> 10^7$	0,2	$3,3 \cdot 10^{-7}$

\* Экспериментальных данных в этой области нет. Указанные в скобках цифры представляют собой результаты интерполяции и являются весьма условными.

Условия развития ионно-звуковых двойных слоев определяются, как мы видели, соотношениями (3.25) и (3.27). В системе отсчета, движущейся вместе с плазмой,  $u_i = 0$ , в результате чего выражение (3.27) при отсутствии посторонних сил ( $F = 0$ ) и при условии  $T_i \approx T_e$  принимает вид  $u_{кр,3}^e = \sqrt{(\gamma + 1) T_e/m_e}$ , или, поскольку при одномерном расширении газа  $\gamma = 3$ ,

$$u_{кр,3}^e = 1,4 \sqrt{2T_e/m_e} . \quad (4.4)$$

Сопоставляя выражения (4.2)–(4.4), видим, что появление прямых двойных слоев связано с несколько большими токами по сравнению с циклотронной или ионно-звуковой неустойчивостями. Этим, по-видимому, объясняется то отмеченное выше обстоятельство, что еще до появления двойного слоя в плазме наблюдается интенсивное излучение, свидетельствующее о турбулентном состоянии плазмы.

Появление наклонных двойных слоев связано с развитием ионно-циклотронной неустойчивости и определяется соотношением (4.2).

Зная критическую скорость электронов, соответствующую развитию той или иной неустойчивости в плазме, нетрудно подсчитать критическую плотность тока  $j_{кр} = n_e u_{кр} e$ . Следует, однако, учесть, что экспериментальные исследования интенсивности продольных токов проводились большей частью на высотах верхней ионосферы. В связи с этим имеет смысл перейти от  $j_{кр}$  к  $I_{кр}$  — силе тока, текущего на заданной высоте вдоль силовой трубки с сечением  $1 \text{ см}^2$  на уровне ионосферы:

$$I_{кр} = j_{кр} A = a_k n_e e A \sqrt{2T_e/m_e} \equiv a_k G,$$

где  $k = 1, 2$  или  $3$ ;  $a_1 = 0,3$ ;  $a_2 = 1,0$ ;  $a_3 = 1,4$  (см. формулы (4.2)–(4.4));  $G \equiv n_e e A \sqrt{2T_e/m_e}$  — величина, определяемая лишь свойствами ионосферы и не зависящая от типа рассматриваемой (из числа трех рассмотренных выше) неустойчивости (значение  $G$  приведено также в табл. 4.1).

Очевидно, что развитие рассматриваемых неустойчивостей наиболее вероятно в области, где  $G$  максимально. В то же время из табл. 4.1 видно, что в обоих рассмотренных моделях экзосферы  $G$  меняется с высотой в достаточно большом диапазоне. При этом на субавроральных силовых линиях геомагнитного поля, погруженных в плазму-

сферу.  $G$  достигает глубокого и достаточно резкого минимума на высотах 1000–3000 км. По-видимому, именно здесь, т.е. на относительно малых высотах над ионосферой, и следует ожидать появления аномального сопротивления и двойных слоев.

В полярной экзосфере  $G$  также быстро уменьшается с высотой, однако это уменьшение монотонно продолжается до высот в 10000 км, где  $G = 2,7 \cdot 10^{-10}$  А. Дальнейший ход параметров экзосферы в этой области неизвестен. Однако можно полагать, что величина  $G$  остается малой до того момента, когда силовая линия геомагнитного поля входит в плазменный слой (см. нижнюю строку табл. 4.1). Ниже максимума электронной концентрации в области  $F_2$   $G$  вновь быстро убывает. Однако на этих высотах вместе с уменьшением  $G$  происходит быстрое увеличение частоты столкновений электронов с ионами, а затем и с нейтральными молекулами атмосферных газов, в связи с чем рассмотренная выше теория, развитая применительно к бесстолкновительной плазме, оказывается неприменимой.

Отметим, что аналогичный анализ условий наиболее благоприятного возбуждения ЕС-волн в зависимости от высоты проведен в [359], где учитывалось, что плотность продольного тока пропорциональна  $B_0$ , соответственно чему дрейфовая скорость токонесущих электронов достигает максимума там, где достигает максимума величина  $B_0/n$ ; поэтому в области максимума  $B_0/n$  наиболее вероятно возбуждение ЕС-волн. По измерениям S3-3  $n \sim h^{-1.55}$ , где  $h$  – высота над Землей, и, используя дипольное приближение для  $B_0$ , авторы [359] нашли, что дрейфовая скорость электронов максимальна на высоте 6600 км над Землей.

Подчеркнем, что эти результаты имеют смысл только в "начальный момент" времени, т.е. определяется наиболее вероятная область возникновения аномального сопротивления. При эволюции турбулентности и установлении нового самосогласованного профиля "n" вдоль данной силовой трубки в стационарных условиях область наиболее вероятного существования турбулентности может находиться и на другой высоте. Тем не менее, наиболее вероятной областью развития аномального сопротивления и двойных слоев является внешняя ионосфера на высотах от одной до десяти тысяч километров. Но насколько вероятно их появление? Сравнивая приведенные в табл. 4.1 цифры с интенсивностью реально наблюдаемых в ионосфере продольных токов [349], можно видеть, что последняя даже в относительно спокойных условиях близка к критической и явно превосходит ее во время возмущения (по крайней мере на силовых линиях вне плазмосферы). В связи с этим развитие аномального сопротивления и, по-видимому, двойных слоев в возмущенной экзосфере представляется неизбежным.

Ранее мы уже говорили о том, что развитие аномального сопротивления и двойных слоев связано с появлением продольных электрических полей. Существование этих полей, в свою очередь, приводит к ускорению заряженных частиц и тем самым влияет на энергетический спектр иpitch-угловое распределение вторгающихся частиц. Однако результаты такого воздействия продольного электрического поля на потоки авроральных частиц оказываются несколько различными в случае аномального сопротивления и в случае двойных слоев [203, 430]. Действительно, в двойном слое ускорение частиц происходит, как мы видели, в условиях ламинарного потока, и все частицы, прошедшие через слой, получают соответствующее приращение энергии, при этом образуется направленный вдоль магнитного поля поток энергичных частиц. Так, например, в случае направленного вверх тока ниже слоя должны наблюдаться продольные пучки электронов с энергией  $W_e = e\Delta\Phi$  (где  $\Delta\Phi$  – скачок потенциала в слое): в то же время выше слоя должны существовать пучки положительных ионов с той же самой энергией  $W_i = W_e$ . При этом энергичные частицы пучка должны нести основную часть электрического тока: приобретенную в процессе ускорения энергию частицы пучка теряют в нижней ионосфере в результате столкновений с заряженными и нейтральными частицами.

Если же продольное электрическое поле возникает в области аномального сопротивления, то приобретаемая частицами в результате ускорения полем энергия тратится в основном на раскачку плазменных волн: при этом среднее ускорение создающих ток электронов при прохождении ими области существования продольного поля оказывается весьма незначительным. Однако, как видно, например, из формулы (2.1), эффективность взаимодействия волн с частицами определяется скоростью (энергией) последних, и при достаточно большой начальной скорости частиц  $v \gg v_{Te}$  это взаимодействие оказывается пренебрежимо малым. Такие частицы практически не рассеиваются на волнах (аналог убегающих электронов, рассмотренных выше, в разд. 2.1) и, проходя через область существования продольного поля, получают соответствующее

ускорение  $\Delta W = e\Delta\Phi$ . Таким образом, в области аномального сопротивления также может сформироваться направленный вдоль магнитного поля пучок энергичных электронов. Однако для существования аномального сопротивления необходимо, чтобы ток убегающих электронов был мал по сравнению с полным током.

Рассмотрим, насколько экспериментальные данные согласуются с изложенными выше представлениями.

#### 4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБ АНОМАЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ И ДВОЙНЫХ СЛОЯХ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Основные физические величины, измерения которых позволяют судить о наличии аномального сопротивления — это плотность продольного тока  $j_{\parallel}$ , напряженность продольного электрического поля  $E_{\parallel}$ , функции распределения электронов и ионов или хотя бы температуры электронов и ионов  $T_e$  и  $T_i$ , а также характеристики энергии плазменных волн  $|E_k|^2$ ,  $|B_k|^2$  и закон дисперсии волн  $\omega(k)$ .

К настоящему времени одновременные измерения на одном космическом аппарате всех искомых физических величин чрезвычайно редки. В связи с этим рассмотрим данные относительно интересующих нас параметров последовательно.

Непосредственные измерения продольных электрических полей. Результаты непосредственных измерений продольных электрических полей в ионосфере на высотах от 100 до 400 км, выполненных до 1975 г. с помощью двойных зондов, устанавливаемых на ракетах, проанализированы и суммированы Мозером [383] (табл. 4.2).

Как видно из приведенных в табл. 4.2 данных, в ночное время на широтах зоны сияний поле  $E_{\parallel}$  может достигать 10–20 мВ/м преимущественно в возмущенных условиях, на дневной стороне аврорального овала поля оказываются значительно меньше.

Интересной особенностью наблюдаемых полей, отмеченной Мозером, является то, что почти во всех случаях они были направлены вниз.

Результаты ракетных измерений  $E_{\parallel}$  рассматривались также и Мейнардом [365], который пришел к выводу, что полученные данные могут быть ошибочными. Дело в том, что при расчетах предполагается, что интенсивности  $E_{\perp}$  и  $E_{\parallel}$  остаются неизменными по крайней мере в течение нескольких периодов прецессии ракеты, т.е. нескольких десятков секунд, что вряд ли имеет место в действительности. В связи с этим чрезвычайно полезным представляются одновременные измерения электрического поля в ионосфере, выполненные Мозером с помощью зондов, установленных на ракете, и Хэрнделем по движению бариевых облаков. Сопоставление этих результатов [289, 331, 383] показало, что значения  $E_{\perp}$ , полученные обоими методами, совпадают, что подтверждает достоверность ракетных измерений  $E_{\perp}$  и  $E_{\parallel}$ , ибо от выбора последней зависит расчетная величина  $E_{\perp}$ . В то же время величина  $E_{\parallel}$ , по данным наблюдений этими двумя методами, оказывается существенно различной. Это расхождение, по мнению Хэрнделя, может объясняться тем, что подвижность ионов и соответственно скорость их движения вдоль силовой линии геомагнитного поля под действием продольного электрического поля определяется не кулоновскими столкновениями ионов с электронами, как это было принято в расчетах, а их взаимодействием с плазменными волнами.

Тщательный анализ дополнительных ошибок эксперимента, связанных с различием в контактной разности потенциалов электродов, высоким сопротивлением окружающей среды, ошибками в оценках индуцированного поля  $E = \frac{1}{c} [VB]$  и возможностью нахождения одного из электродов в следе от ракеты, проведенный Мозером [383], показал, что эти ошибки должны быть существенно меньше значений измеряемой величины  $E_{\parallel} = 10\text{--}20$  мВ/м.

Аналогичные наблюдения, выполненные на спутнике S 3-3 на высотах 2000–8000 км, показали существование в экзосфере и магнитосфере Земли продольных полей  $E_{\parallel} \approx 1$  мВ/м [205, 303, 384, 391, 474].

Таким образом, результаты прямых измерений убедительно свидетельствуют о существовании в возмущенной авроральной ионосфере полей  $E_{\parallel}$  с интенсивностью до 20 мВ/м на высотах около 200 км и порядка 1 мВ/м на высотах в несколько тысяч километров. Однако количество таких измерений невелико, в связи с чем значительный интерес представляют также данные косвенных наблюдений продольных электрических полей в ионосфере и магнитосфере Земли.

Результаты измерения электрических полей на ракетах [383]

Дата	Место запуска	Условие	$E_{\perp}$ , мВ/м	$E_{\parallel}$ , мВ/м	Диапазон высот, км	Источник
17.10.66 г.	Норвегия	Отрицательная бухта, $\Delta V = -200$ нТл	40-70	+20 - в первую половину полета, 0 - в остальное время	120-350	[386], [390] [332]
18.03.68 г.	Форт Черчилл	Спокойно, около полудня	1-8	$0 \pm 5$		
20.08.68 г.	То же	$\Delta V_{\chi} = -50$ нТл, интенсивность сияния 5 кРэлей	10-40	+20 В течение всего полета	200-280	То же
3.11.68 г.	Норвегия	Раннее утро $\Delta V = 500$ нТл	20-40	10-15	200-400	Брустон и Фалесон (частное сообщение) [362]
12.69 г.	Форт Черчилл	Интенсивность сияния 4 кРэлей	40	-15 - в начале полета; 0 - в апогее; +10 - в конце полета	120-165	
24.02.70 г.	Швеция	20 ч LT дискретная дуга и протонные сияния	20	+ (10-15) в первую половину полета; в остальное время 0	120-190	[482]
17.08.70 г.	Форт Черчилл	Отрицательная бухта $\Delta V = -2000$ нТл	50-80	+ (15-25) в течение 2/3 полета; 0 - в остальное время	150-260	[331]
1.02.71 г.	Флорида	Вечер, $\Delta V = 100$ нТл ранний вечер	0-5	$0 \pm 2$		[439]
24.03.72 г.	Кируна		25-50	+ (5-15) в течение всего полета	120-190	Петерсен и Фалесон (частное сообщение)
2.07.74 г.	Зондре-Штормф-корд (Гренландия)	Дневной касп, около полудня	40	+10 в течение полета 5 с (связано с высыпанием); в остальное время 0	180	То же

Чрезвычайно интересные исследования в этой области были выполнены Хэрнделем [289]. В этих исследованиях использовалась специальная техника запуска бариевых облаков, позволяющая создать направленный вдоль силовых линий геомагнитного поля пучок плазмы и тем самым "высветить" участок этой линии длиной до 10 000 км и более. В результате оказывается возможным проследить как форму силовой линии, так и движение отдельных ее участков, т.е. изменение поля  $E_{\perp}$  вдоль силовой линии. При этом, в частности, выяснилось, что даже в средних широтах на  $L = 1,4$ , т.е. в области относительно плотной и маловозмущенной плазмы, скорость движения плазмы и соответственно поле на одном конце силовой линии может быть в 2 раза больше, чем на другом, что свидетельствует о неэквипотенциальности силовой линии и, следовательно, о существовании продольного поля  $E_{\parallel}$ .

Не менее интересными оказались результаты эксперимента в высоких широтах  $L = 13$ . Так, например, одновременное измерение поля  $E_{\perp}$  в магнитосфере и ионосфере (в последней с помощью зондов, устанавливаемых на баллонах) показало, что поле в указанных областях было направлено в противоположные стороны, что также свидетельствует о неэквипотенциальности силовых линий геомагнитного поля.

Заметное изменение  $E_{\perp}$  и, следовательно, существование  $E_{\parallel}$  наблюдаются также по данным некогерентного рассеяния [383].

С вопросом о происхождении электродвижущей силы, приводящей к возникновению продольных токов и электрических полей, читатель может познакомиться, обратившись к работам [3, 4, 24, 86–89, 121, 180, 232] (см. разд. 4.5).

Энергетический спектр и питч-угловое распределение вторгающихся электронов. О существовании в верхней ионосфере и магнитосфере Земли интенсивных продольных электрических полей можно судить также и по характерному питч-угловому и энергетическому распределению авроральных электронов, связанных с особыми формами полярных сияний (так называемые продольные вторжения) [181, 182].

На рис. 4.8, по данным Эванса [256, 257], показана характерные энергетические спектры электронов, наблюдавшиеся во время одного из таких событий, в различных интервалах питч-углов. Приведенные кривые иллюстрируют две наиболее яркие черты обсуждаемых вторжений: во-первых, в энергетическом спектре вторгающихся электронов наблюдается четкий пик на энергиях порядка нескольких (в данном случае двух) килоэлектронвольт; во-вторых, этот пик имеет место не на всех, а лишь на малых ( $\alpha < 30^\circ$ ) питч-углах, т.е. наблюдается направленный вдоль магнитного поля поток относительно энергичных электронов. Как на больших, так и на меньших энергиях питч-угловое распределение частиц приближается к изотропному.

Возникновение направленного вдоль магнитного поля потока ускоренных заряженных частиц естественно объяснить существованием соответствующей продольной разности потенциалов.

Изотропизацию потока частиц при больших энергиях также нетрудно понять в рамках этой модели. В самом деле, очевидно, что чем больше начальная энергия ускоренных частиц, тем меньше воздействие на их питч-угловое распределение оказывает фиксированное по величине дополнительное электрическое поле.

Малознергичные электроны, согласно гипотезе Эванса [255], являются вторичными и образуются в результате взаимодействия первичного пучка энергичных электронов с атмосферой. Отражаясь от области существования продольного электрического поля, эти электроны появляются вновь на высотах спутника или ракеты уже как высыпавшиеся частицы. При этом поток отраженных полей частиц, движущихся вниз, равен потоку частиц, движущихся из ионосферы вверх, чем и объясняется изотропность потоков в малознергетической части спектра.

Предложенная Эвансом модель формирования энергетического спектра и питч-углового распределения авроральных электронов подтверждается также и численными расчетами [256]. Действительно, на рис. 4.9 точками представлен полученный Арнольди и др. [182] энергетический спектр электронов с малыми ( $0-10^\circ$ ) питч-углами. Как и в предыдущем случае (см. рис. 4.8), рассматриваемый спектр характеризуется резким пиком на относительно высоких энергиях (порядка 5 кэВ) и интенсивным возрастанием потока электронов с энергией менее 0,1 кэВ. На рис. 4.9 показан рассчитанный теоретически спектр, полученный в предположении, что первоначальный пучок электронов с плотностью  $n = 2 \text{ см}^{-3}$  и максвелловским распределением по скоростям при  $W_0 = 750 \text{ эВ}$  ускоряется продольным электрическим полем с разностью потенциалов  $\Delta\Phi = 4,5 \text{ кВ}$ . Кроме того, предполагается, что ускоренные этим полем энергичные электро-

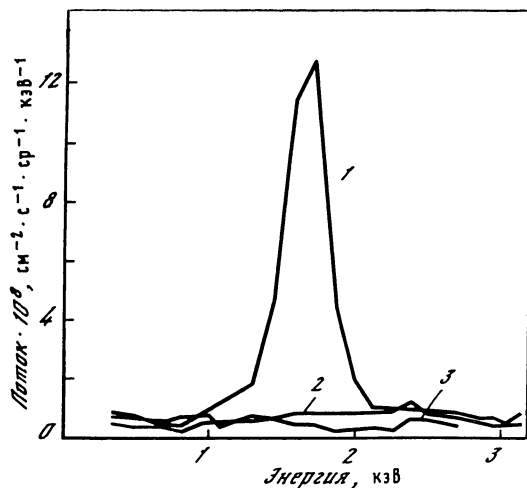


Рис. 4.8. Характерные энергетические спектры электронов в различных интервалах питч-углов 1 —  $\alpha < 30^\circ$ , 2 —  $40^\circ < \alpha < 60^\circ$ , 3 —  $80^\circ < \alpha < 100^\circ$

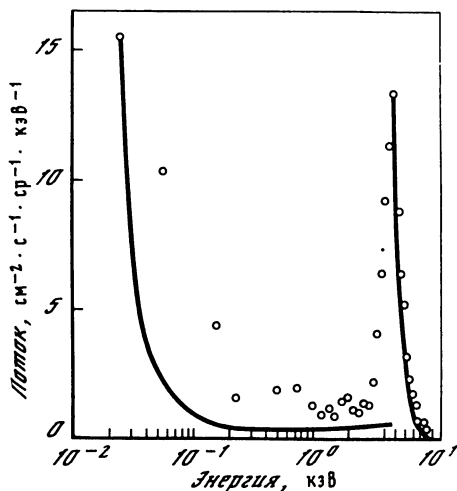


Рис. 4.9. Энергетический спектр электронов в продольном пучке  
Кривая — расчетные данные, точки — экспериментальные

ны порождают вторичные электроны, спектр которых также рассчитывается. Из рис. 4.9 видно, что теоретические и экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются друг с другом.

Приведенные расчеты, не учитывающие рассеяние энергичных частиц на волнах и тем не менее хорошо согласующиеся с экспериментом, казалось бы, свидетельствуют в пользу модели ускорения электронов в двойном слое. Однако принятая в расчетах Эванса начальная энергия ускоряемых частиц ( $W_0 = 750$  эВ) более чем на два порядка превосходит среднюю энергию тепловых электронов в экзосфере, в связи с чем ускоренные частицы, если они не являются основным носителем электрического тока, с самого начала могут оказаться "убегающими", т.е. не рассеиваться на волнах (см. разд. 2.7). В этом случае расчеты Эванса равным образом применимы и к моделям с аномальным сопротивлением.

Исследования энергетического спектра и питч-углового распределения авроральных электронов позволяют оценить также и высоту области их ускорения, т.е. области существования продольных электрических полей. Обзор и детальный анализ соответствующих данных представлены в работе Эванса [256]. Воспроизведем из этого обзора следующее весьма наглядное рассуждение.

Представим себе на высоте низко летящего спутника или зондирующей ракеты в точке с магнитным полем  $B$  пучок электронов с энергией  $W$  и питч-углами в конусе с углом  $\alpha$ . Возьмем типичные значения этих параметров:  $W = 2$  кэВ,  $\alpha = 20^\circ$  и  $B = 0,4$  Гс. Для того чтобы объяснить вытянутость пучка вдоль магнитного поля, предполагается, что некоторая совокупность электронов с максвелловским распределением по скоростям вводится в область с продольным электрическим полем (длина этой области предполагается малой по сравнению с длиной силовой линии) и ускоряется вниз. В результате этого ускорения все частицы получают одинаковое приращение энергии  $\Delta W_{\parallel} = e\Delta\Phi$  и поток выходит из области ускорения с питч-углами в конусе, размер которого зависит от значения  $\Delta\Phi$  и от первоначальной поперечной энергии частиц  $W_{\perp}$ .

Если предположить, что магнитный момент частиц при их движении вдоль силовой линии сохраняется, то параметры пучка, известные в точке наблюдения, можно пересчитать вдоль силовой линии вверх вплоть до области ускорения. В частности, если параметры продольного пучка, описанного выше, пересчитать вдоль силовой линии в экваториальную область ( $B = 0,0015$  Гс), то угол конуса коллимации окажется равным всего  $1^\circ$ . При этом поперечная энергия частиц (при полной энергии 2 кэВ) оказывается равной всего 1 эВ. Как степень коллимированности пучка, так и столь малая величина поперечной энергии ускоряемых частиц кажутся маловероятными, в связи с чем предположение о локализации области ускорения частиц в экваториальной плоскости является нереальным.



Если же среднюю поперечную энергию первичных частиц принять равной более разумной величине, например 200 эВ (что соответствует измерениям в плазменном слое), то такие частицы, свободно ускоряемые продольным полем до энергии  $W = 2000$  эВ, обладали бы питч-углами в конусе с углом раствора около  $18^\circ$ , достаточно близким к наблюдаемому углу  $\alpha = 20^\circ$ . Но такая неизменность конуса коллимации при движении частиц вдоль сужающейся силовой трубки геомагнитного поля возможна лишь в том случае, когда область ускорения частиц близка к области наблюдения, т.е. расположена на малых высотах.

Более тщательное рассмотрение, учитывающее, например, градиент магнитного поля в области ускорения частиц, не меняет основного вывода о локализации продольных полей на малых высотах.

С другой стороны, судя по интенсивности потоков высыпающихся в ионосферу частиц (до  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), высота области их ускорения не может быть и очень малой и составляет, согласно [5, 7, 8], около 20000 км.

Анализ запаздывания друг относительно друга быстрых вариаций интенсивности потока частиц разных энергий свидетельствует о том, что область модуляции этих потоков продольными переменными электрическими полями расположена на высотах 500–1500 км, т.е. также непосредственно над ионосферой.

Таким образом, судя по экспериментальным данным, область существования продольных электрических полей как квазистационарных, так и переменных локализована примерно на тех же высотах, что и область наиболее вероятного развития аномального сопротивления и двойных слоев, что еще раз подтверждает связь между этими явлениями. Вместе с тем и аномальное сопротивление, и двойные слои связаны, как мы видели ранее, с относительно сильными электрическими токами (в магнитосфере — продольными). В связи с этим было бы интересно знать, насколько связаны с продольными токами описанные выше продольные пучки авроральных электронов.

Исследование связи продольных электронных пучков с видимыми формами полярных сияний показало, что такие пучки чаще всего наблюдаются либо над краями ярких дискретных сияний [192, 223, 226, 247, 297, 298, 301, 323, 324, 357, 376, 429, 440, 489, 491], либо над малоинтенсивными диффузными сияниями, смещенными на значительное расстояние от дискретных форм [255–257]; с другой стороны, известно, что именно с краями ярких дискретных сияний связаны и наиболее сильные продольные токи. Действительно, на рис. 4.10, по данным Бойда и Дэвиса [243], показано пространственное распределение интенсивности потока высыпающихся электронов ( $a$ ) и плотности продольных токов ( $b$ ). Как видно из рис. 4.10, продольные токи в центре области высыпания заметно ослаблены и достигают максимальной интенсивности вблизи кромок дуги.

Дополнительным свидетельством существования относительно интенсивных продольных электрических полей над областью полярных сияний является обнаружение во внешней ионосфере и в магнитосфере на авроральных силовых линиях положительных ионов ионосферного происхождения (например,  $O^+$ ), обладающих энергией порядка нескольких килоэлектронвольт, что существенно больше тепловой энергии ионов в ионосфере [64, 341, 375, 381]. При этом существенным является то обстоятельство, что питч-угловое распределение ускоряемых ионов часто оказывается, подобно питч-угловому распределению высыпающихся электронов, вытянутым вдоль силовых линий магнитного поля [276, 438, 444].

Диффузные сияния связаны с наиболее мощными горизонтальными токами в ионосфере [132], поэтому можно предполагать, что и продольные токи в этой области также достаточно интенсивны, о чем свидетельствуют и результаты прямых наблюдений.

Таким образом, представленные в литературе экспериментальные данные, по-видимому, подтверждают предположение о том, что продольные электронные потоки и, следовательно, продольные электрические поля, приурочены к силовым трубкам, вдоль которых текут интенсивные продольные токи. Последний вывод подтверждается также и результатами непосредственных наблюдений. Действительно, на рис. 4.11,  $a$ , по даннымOGO = 5 [435], показаны энергетические спектры авроральных электронов вблизи дневного каспа на высоте порядка 1500 км над поверхностью Земли во время магнитного возмущения 7.09.68 г. На двух центральных кривых этой диаграммы отчетливо видны пики в спектре электронов на энергиях 0,3–0,4 кэВ; на рис. 4.11,  $b$  показаны вариации компонент магнитного поля. Интенсивные (до 50 нТл) флюктуации горизонтальных компонент поля свидетельствуют о наличии в этой области продольных то-

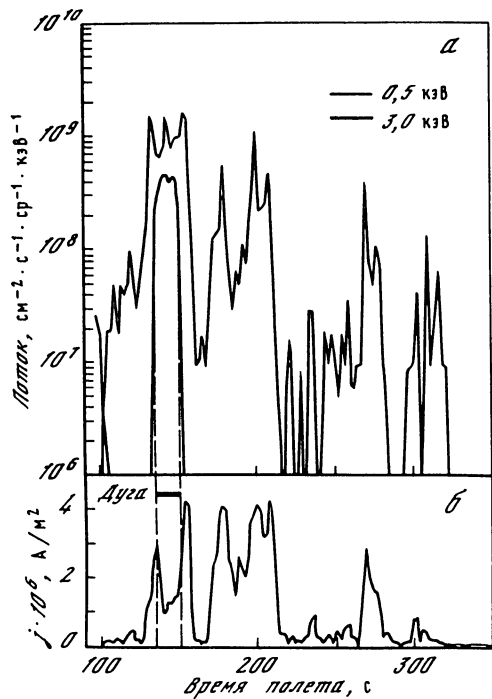


Рис. 4.10. Распределение потоков выпадающих электронов (а) и плотности продольных токов (б)

ков с интенсивностью порядка  $2 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2$  [270] на высоте полета спутника. Таким образом, по крайней мере в рассматриваемом случае продольные потоки ускоренных электронов и соответственно продольные электрические поля действительно наблюдались в области существования продольных токов. Этот вывод убедительно подтверждается также данными, полученными на спутнике S3-3 [303, 474].

С чем же связано возникновение продольного электрического поля — с аномальным сопротивлением или с двойными потенциальными слоями? Относительно приведенного выше события 7.09.68 г. на этот вопрос ответить, по-видимому, просто. В самом деле, непосредственные измерения переменного электрического поля, выполненные

на космическом аппарате OGO-5 (см. рис. 4,11, а), показали, что продольные токи сопровождались интенсивными электростатическими волнами с амплитудой  $\tilde{E} \ll 10 \text{ мВ/м}$ . Взаимодействуя с этими волнами, низкоэнергичные токонесящие электроны рассеиваются. Эффективность этого рассеяния может быть оценена эффективной частотой столкновений электронов (см. формулу (1.29))  $\nu^* = \omega_{pe} W/nT_e$ , где  $W \approx E^2/2$ , при  $\omega_{pe} = 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu^* = 10 \text{ с}^{-1}$ . Соответственно продольная проводимость плазмы в турбулентной области

$$\sigma = ne^2/m_e \nu^* = 2 \cdot 10^9 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Полученная таким образом продольная проводимость турбулизованной плазмы означает, что при плотности тока порядка  $10^{-10} - 10^{-9} \text{ A/cm}^2$  и при длине области аномального сопротивления  $l = 10^4 \text{ км}$  вдоль силовой линии должна существовать разность потенциалов порядка

$$\Delta\phi = j l / \sigma = 50 - 500 \text{ В}.$$

Такой разности потенциалов вполне достаточно, чтобы объяснить появление наблюдаемых в энергетическом спектре вторгающихся электронов пиков на энергиях 0,3–0,4 кэВ.

Но можно ли влиянием аномального сопротивления объяснить существование потоков электронов с большей энергией, типичной для интенсивных полярных сияний ( $W \approx 5 - 10 \text{ кэВ}$ )? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим соответствующие экспериментальные данные [270, 285, 303, 338].

Исследования волновой турбулентности плазмы в магнитосфере. Остановимся подробнее на измерениях волн в плазме, выполненных на спутниках IMP-6, IMP-8 "Hawkeye-1". Эти измерения показали, что широкая область интенсивной низкочастотной электростатической турбулентности находится на высокоширотных авроральных силовых линиях (начиная от широт  $70^\circ$  вблизи Земли) в диапазоне высот от нескольких сотен километров в ионосфере до нескольких земных радиусов (до  $40 R_E$ ) в дальней магнитосфере и образует непрерывный пояс вокруг Земли. Турбулентность более интенсивна в период авроральной активности. Спутники IMP-6 и "Hawkeye-1" пересекали авроральные L-оболочки относительно близко к Земле ( $5 - 10 R_E$ ), IMP-8 пересекал область нейтрального слоя в дальнем хвосте магнитосферы на  $r \approx 30 R_E$  (рис. 4.12). Наблюдаемый спектр электромагнитного излучения простирается от 10 Гц до нескольких килогерц с максимумом интенсивности на частотах от 10 до 50 Гц (рис. 4.13). Максимальное значение  $\tilde{E}_{\text{max}} \approx 36 \text{ мВ/м}$ , среднее квадратическое  $E \sim 10 \text{ мВ/м}$ . Вспышки магнитных шумов с меньшей энергией детектируются в тех же областях. Примеры

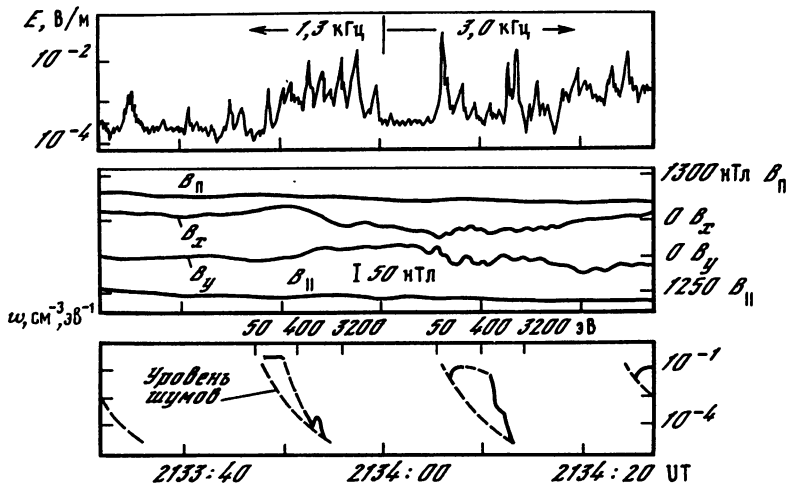


Рис. 4.11. Интенсивности поперечного электрического (а) и магнитного полей (б) и энергетический спектр высыпавшихся электронов (в) по измерениям на OGO-5 7.IX.68 г.

$r = 3,4 R_E$ ;  $L = 7,4$ ;  $LT = 15$  ч 04 мин;  $Mlat = 46,7^\circ$ ; инвариантная широта равна  $64^\circ$

измерений на IMP-6 и "Hawkeye-1" приведены на рис. 4.14, 4.15. На них показаны амплитуды магнитного поля и его направление (а), интенсивности магнитного (б) и электрического (в) поля плазменных волн. Шкала интенсивности для каждого канала пропорциональна логарифму напряженности поля. Для данных спутника IMP-6 точки соответствуют максимуму интенсивности шумов, а вертикальные линии дают ее среднее значение. Во время этого полета измерялись различные типы плазменных волн. Для примера, представленного на рис. 4.15, при пересечении относительно близких к Земле L-оболочек в местное утро "Hawkeye-1" внутри плазмосферы до 16 ч 25 мин UT плазмосферные шумы регистрировались и электростатическим и магнитным каналами на частотах от 178 Гц до 5,6 кГц. Вне плазмопаузы (после 16 ч 25 мин UT) наблюдались шумы при нескольких больших частотах, соответствующие, по-видимому, серии  $(n + \frac{1}{2})f_g^-$ . Колебания на частотах электростатических циклотронных гармоник и широкий непрерывный спектр излучения наблюдались на больших радиальных расстояниях, начиная от 18.25 до 19 ч 40 мин UT. Поскольку шумы в широком диапазоне частот наиболее яркие для электростатического поля, о них говорится как об электростатических волнах, хотя наблюдались также и слабые всплески магнитных шумов. Начиная с 18 ч 25 мин UT, одновременно с появлением широкополосного электростатического шума наблюдается прекращение излучения в каналах 13,3 и 17,8 кГц. Это показывает, что космический аппарат вошел в область достаточно большой плотности плазмы, где появляются широкополосные электростатические шумы. В то же время флуктуации в направлении магнитного поля (угол  $\Theta$ ) и колебания плотности плазмы показывают, что космический аппарат вошел в область высокого  $\beta$ , характеризующего полярный касп или входной слой на дневной стороне магнитосферы.

На ночной стороне магнитосферы также наблюдается качественно подобная плазменно-волновая турбулентность как вблизи Земли, так и в дальнем хвосте магнитосферы. Рис. 4.14 показывает типичный пролет IMP-6 через высокоширотный район вблизи Земли в местный вечер.

Во время этого пролета ясно выделяются различные области с интенсивными широкополосными электростатическими шумами. Повышенная интенсивность электростатических шумов в этих областях на L-оболочках от 8 до 10 ясно различима, в частности, при измерении максимальной напряженности. Отдельные хорошо различимые возмущения магнитного поля  $\Delta B_{\perp}$  показывают, что имеются значительные продольные токи между дальней магнитосферой и ионосферой.

Подобная, но менее интенсивная электростатическая турбулентность наблюдается также вблизи плазмопаузы во время магнитных бурь. Турбулентность в этой области возбуждается относительно редко и, очевидно, связана с взаимодействием горячей плазмы кругового тока с плазмосферой во время магнитных бурь. После проведения

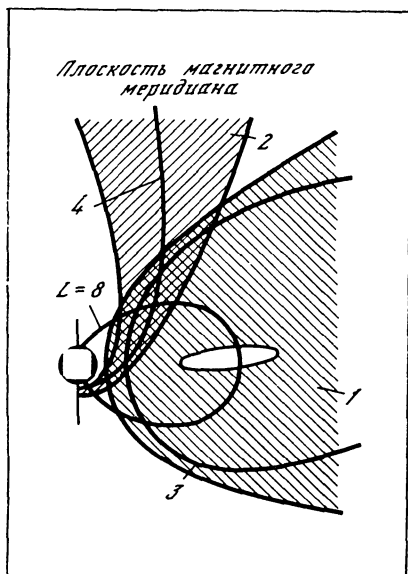


Рис. 4.12. Области магнитосферы, исследованные спутниками IMP-6 (1) и "Hawkeye-1" (2)  
3,4 – типичные траектории IMP-6 и "Hawkeye-1" соответственно

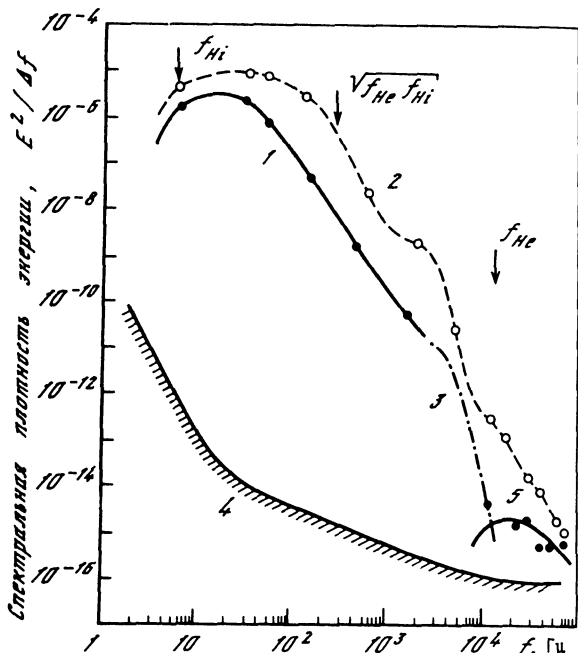


Рис. 4.13. Спектр электростатических волн, измеренный на "Hawkeye-1" 16.X.74 г. в 12 ч 40 мин – 12 ч 43 мин UT

Среднеквадратичное  $E \approx 10,8$  В/м, пиковое  $E_{\max} \approx 36$  В/м, 1 – средняя спектральная плотность, 2 – пиковая, 3 – широкополосный электростатический шум, 4 – уровень приборных шумов, 5 – континуум-излучение

исследований остается много вопросов, касающихся плазменных волновых мод, соответствующих этой турбулентности.

Низкочастотные вспышки магнитных шумов, обнаруженные на IMP-6 и IMP-8 и на других космических аппаратах одновременно с электростатическими шумами, как было выяснено в результате анализа, соответствуют вистлерам. На тех же  $L$ -оболочках магнитосферы, где развита низкочастотная электростатическая турбулентность, наблюдаются высыпания электронов типа "перевернутого V". Более того, наличие ОНЧ-шума может служить индикатором высыпания электронов типа "перевернутого V".

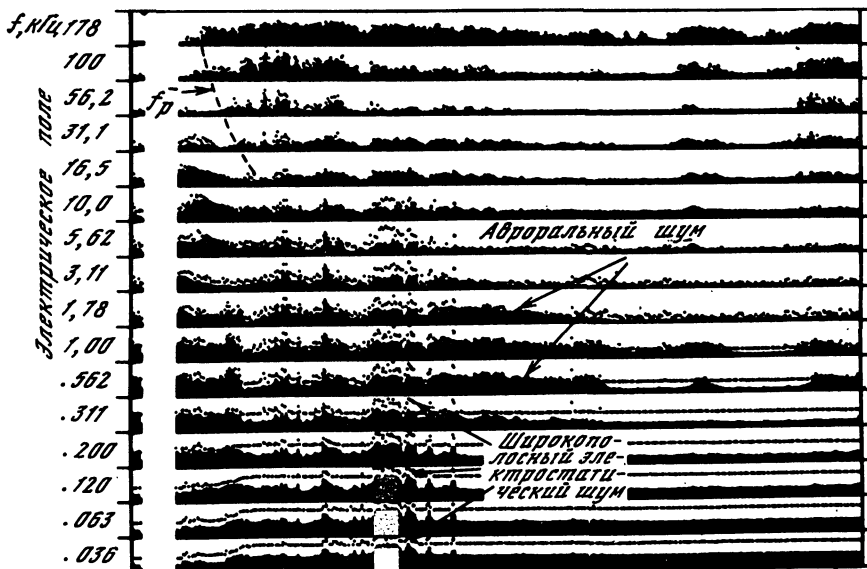
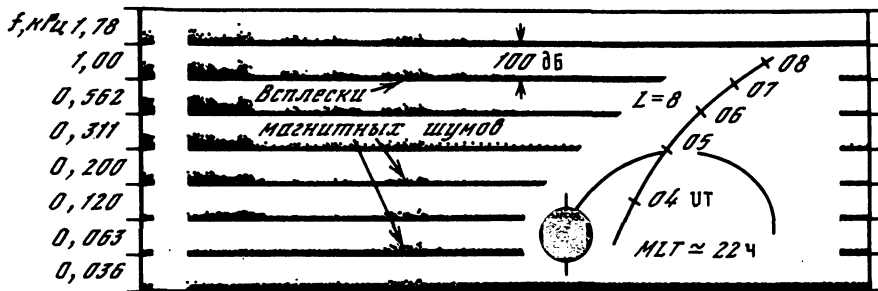
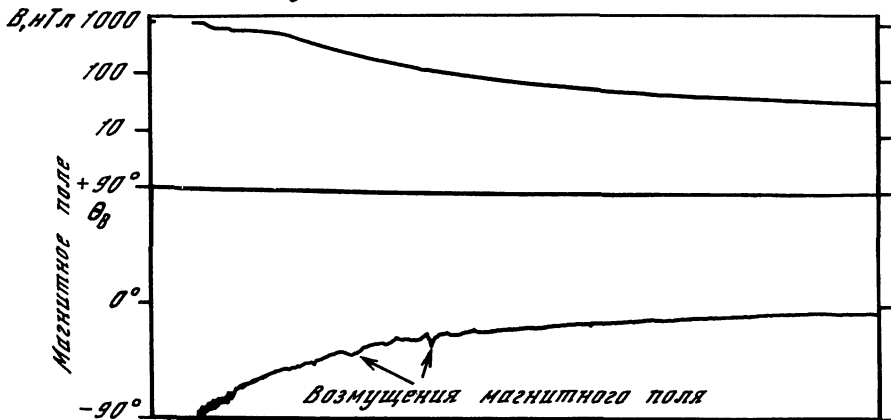
Широкополосные электростатические шумы имеют место в области, соответствующей приполюсной границе захваченных электронов с энергией 45 кэВ. На низких высотах области высыпания электронов типа "перевернутого V" также соответствуют границе захваченных электронов с  $E > 45$  кВ.

Согласно Франку и Гарнету [285], грубая оценка аномального сопротивления, вытекающая из существования широкополосной электростатической турбулентности, детектируемой в областях продольных токов на больших высотах ( $R > 4R_E$ ), показывает, что такая турбулентность может привести только к разности потенциалов порядка 100 В между  $R \approx 4R_E$  и дальней магнитосферой.

Тем не менее турбулентность становится сильнее на меньших высотах. Франк и Гарнет полагают, что необходимы измерения на высотах от  $1,8 R_E$  до  $4,0 R_E$ , чтобы обеспечить достаточную информацию для понимания роли этой турбулентности в ускорении авроральных частиц.

Отметим, что эксперименты на IMP-6, IMP-8 и "Hawkeye-1" согласуются с экспериментами на OGO-5. Во всех случаях интенсивная электростатическая турбулентность наблюдается вблизи границы захваченных электронов с энергией 45 кэВ и в области больших продольных токов. Однако имеются и различия. На OGO-5 частоты ниже 500 Гц не измерялись, электростатическая турбулентность обычно состояла из нескольких вспышек, продолжавшихся несколько секунд. В противоположность этому элект-

Плазмпоза



UT, ч	04	05	06	07	08	09	10	11
$\lambda_m$ , град	24,8	39,5	41,6	41,0	39,2	36,8	34,1	31,2
L	3,3	8,2	12,4	15,1	16,8	17,9	18,6	19,1
$\gamma$ , Re	2,9	5,0	6,9	8,6	10,1	11,5	12,8	14,0
MLT, ч	18,7	20,9	22,0	22,5	22,9	23,2	23,6	23,6

Рис. 4.14. Пример измерения электрического и магнитного полей на IMP-6 14.VIII.71 г.

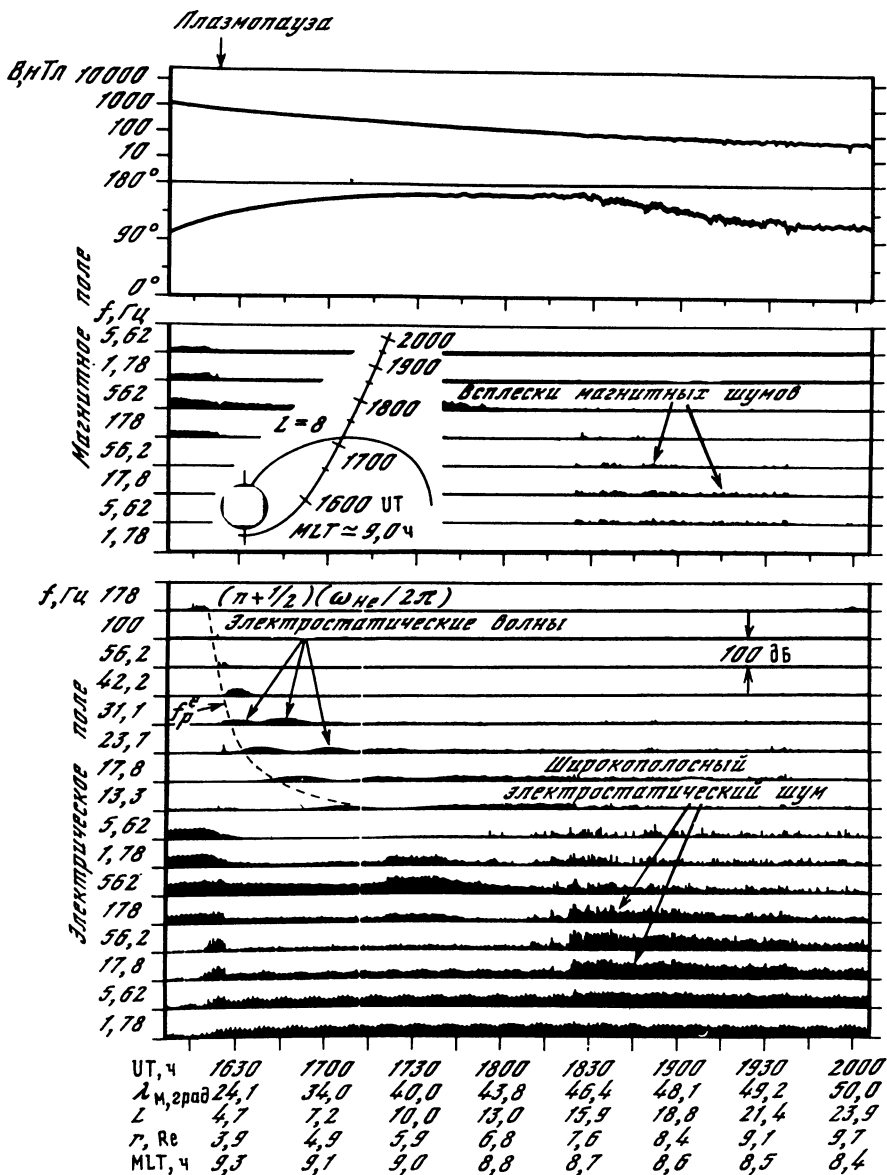


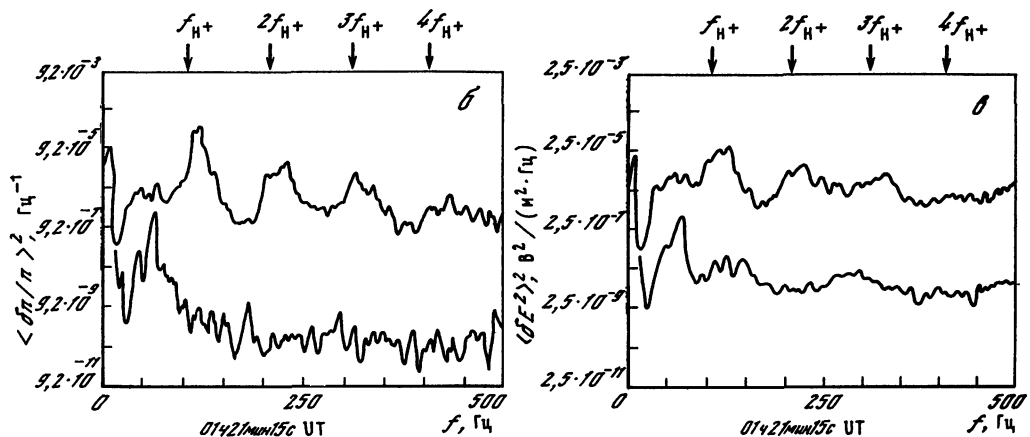
Рис. 4.15. Пример измерения электрического и магнитного полей на "Hawkeye-1" 19.II.75 г.

ростатический шум на IMP-6, IMP-8, "Hawkeye-1" наблюдался достаточно долго при почти постоянной интенсивности вдоль траектории полета космического аппарата.

Отметим, что в экспериментах Гарнета и Франка измерялась лишь волновая активность, продольные токи при этом хотя и регистрировались, но не изучались с достаточной степенью точности.

Важным шагом в изучении волновой турбулентности в магнитосфере явились исследования группы Мозера, выполненные на основе измерений на спутнике S3-3 [303, 338]. В этом эксперименте на высотах около  $R_E$  в авроральной зоне одновременно измерялась напряженность постоянного электрического поля (все три компоненты), переменного — до частот  $f \leq 500$  Гц, а также колебания плотности  $\Delta n$  плазмы. Измерения показали наличие области сильного продольного электрического поля и волновой электростатической турбулентности. Такие области были неоднократно обнаружены в различное местное время LT на L-оболочках ( $4,7 < L \leq 6$ ). Типичные размеры областей составляют около 35 км на высоте спутника  $h \approx R_E$ , что соответствует 10 км в ионосфере. Например, в течение 4 августа 1976 г. наблюдались три локализованные области сильного постоянного электрического поля ( $E > 500$  мВ/м), широкополосного электростатического шума и значительных флуктуаций  $\delta n/n$ .

Рис. 4.16. Пример данных измерений на S3-3 постоянного электрического поля и спектральных мощностей  $(\delta n/n)^2$  и  $(\delta E)^2$  4.VIII.76 г.



Пример данных измерений (для этого дня) постоянного электрического поля  $E$  и спектральных мощностей вариаций  $\delta n/n$  и  $\delta E$  приведен на рис. 4.16 (а–в).

Кроме этих основных измерений, были выполнены (очевидно, с меньшей точностью) измерения магнитного поля, позволившие грубо оценить плотность продольных токов.

Средние (или типичные) значения измеренных параметров:  $E_{\parallel} \approx 10^{-3}$  В/м,  $\delta E_{\perp} \approx 50 \times 10^{-3}$  В/м,  $j_{\parallel} \approx 10^{-5}$  А/м<sup>2</sup>,  $n_e \approx 10^2$  см<sup>-3</sup>,  $\omega_{Hi}/2\pi = 100$  Гц.

Анализ полученных данных позволил авторам [303, 474] утверждать, что наблюдаемая турбулентность является электростатической ионно-циклотронной, соответствующей моде Драммонда–Розенблюта. Этот вывод является одним из наиболее важных в работе и был сделан на основе ряда аргументов.

Во-первых, в приведенных спектрах ясно видны максимумы спектральной мощности на частотах, чуть больших  $\omega_{Hi}$ ,  $2\omega_{Hi}$  и  $3\omega_{Hi}$ , как это и должно быть согласно линейной теории ионно-циклотронной неустойчивости Драммонда–Розенблюта.

В одном из типичных примеров  $\omega/\omega_{Hi} = 1,4$ , и это согласно линейной теории (см. рис. 2.1) соответствует отношению  $T_e/T_i$ , несколько большему 1. Так что, хотя непосредственных измерений  $T_e$  и  $T_i$  выполнено не было, некоторая информация о соотношении температур была извлечена авторами работы из совокупности экспериментальных данных и предположения о справедливости линейной теории ионно-циклотронной неустойчивости для этого случая.

Во-вторых, в некоторых случаях (когда время прохождения области электростатической волновой турбулентности было больше периода оборота спутника) была определена поляризация низкочастотных колебаний. При исследовании поляризации было выяснено, что напряженность переменного электрического поля максимальная в направлении, перпендикулярном к основному магнитному полю  $B_0$  (точность  $\pm 15^\circ$ ). Этот вывод является очень важным подтверждением того, что наблюдаемые волны соответствуют ионно-циклотронной моде Драммонда–Розенблюта. Вспомним, что флуктуации электрического поля  $\delta E$  и плотности электронов  $\delta n$  для медленных волн связаны соотношением  $en\delta E = \nabla p = \nabla \delta n T_e = k \delta n T_e$ , где  $k$  – волновое число. Используя измерение  $\delta E$  и  $\delta n/n$ , авторы работы определили произведение волнового числа  $k_{\perp}$  на температуру  $T_e$  электронов:  $k_{\perp} T_e \approx 5 \cdot 10^{-2}$  эВ/м. Учитывая при измерении частот доплер-эффект, связанный с движением спутника, на основе результатов теории, развитой в работе Фредерикса и Коронити [268], авторы [338] оценили фазовую скорость волн и их волновое число  $k_{\perp} \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$  м<sup>-1</sup>, что позволило оценить температуру  $T_e \approx 3,4$  эВ.

В третьих, при прямой подстановке полученных оценок параметров волн в действительную часть соответствующего дисперсионного уравнения для EIC-волн оно удовлетворяется с достаточной степенью точности.

Необходимо отметить, что в этих исследованиях не было проведено измерений колебаний магнитного поля и, следовательно, экспериментально не доказано, что волны носят только электростатический характер. Чрезвычайно существенным недостатком обсуждаемых наблюдений является то, что измерения переменного электрического поля были выполнены лишь для частот  $\leq 500$  Гц, в то время как плазменная ионная частота  $\omega_{pi} = 2 \cdot 10^3$  Гц, и, возможно, существующая одновременно с циклотронной ионно-звуковая турбулентность могла оказаться незамеченной.

Оценки плотности тока  $j \approx 10^{-5}$  А/м<sup>2</sup> соответствуют направленной скорости электронов выше пороговой как для ионно-циклотронной моды, так и для ионно-звуковой. Поэтому из анализа измерений нельзя сделать однозначного вывода о том, что наблюдаемое аномальное сопротивление обусловлено только ионно-циклотронной модой. Сделанные в работе [303] оценки возможного аномального сопротивления, обусловленного измеряемым уровнем ионно-циклотронной турбулентности ( $\epsilon = \langle \tilde{E}_1 \rangle^2 / 8\pi n T_e \approx 7 \cdot 10^{-4}$ ), дают  $E \approx 1$  мВ/м для тока  $j \approx 10^{-5}$  А/м<sup>2</sup>. Такие поля, по оценкам [303], дали бы падение потенциала в несколько киловольт на расстоянии в несколько тысяч километров. Однако в эти оценки входят множители  $k_{\perp} / k_{\parallel}$  и линейный инкремент неустойчивости  $\gamma$ , точность оценки которых невелика, и результат легко может оказаться завышенным или заниженным на порядок.

Итак, комплекс волновых экспериментов, выполненных на спутнике S3-3, дает богатую информацию, необходимую для анализа природы электростатической волновой турбулентности в магнитосфере. В цикле работ Мозера по исследованию явлений аномального сопротивления, двойных слоев и электростатических ударных волн на основе этих данных и ряда предположений делается вывод, что определяющую роль в этих явлениях играет ионно-циклотронная неустойчивость. Однако совокупность полученных экспериментальных данных, с нашей точки зрения, еще не достаточна для надежного утверждения об определяющей роли ионно-циклотронной моды Драммонда—Розенблюта в проблеме аномального сопротивления в магнитосфере.

Подробное описание измерительных приборов, а также методов анализа данных, полученных на спутнике S3-3, имеется в работе Мозера и др. [389]. Согласно этой работе, на спутнике S3-3 проводились измерения на частотах, соответствующих возможному возбуждению ионно-звуковой турбулентности, и на приведенных примерах спектрограмм можно видеть наличие заметной амплитуды шумов на этих частотах. Однако в [389] вопрос об идентификации ионно-звуковой (IA) турбулентности не рассматривается. Можно лишь утверждать, что ионно-циклотронная турбулентность реально существует, при этом вопрос о возможной роли ионно-звуковой турбулентности не снимается.

Таким образом, в настоящее время отсутствуют комплексные детальные измерения на одном и том же космическом аппарате продольных токов, продольного электрического поля, уровня плазменной турбулентности  $\epsilon$  на частотах как ионно-циклотронных, так и ионно-звуковых волн и эффективных температур электронов и ионов. Поэтому сравнение измерений с теорией носит фрагментарный характер и оставляет богатую почву для разноречивых мнений, связанных также и с тем, что теория аномального сопротивления в применении к магнитосфере с учетом границ и временной эволюции еще не разработана.

Тем не менее приведенные выше данные, свидетельствующие о том, что амплитуда волн в области турбулентной плазмы может достигать нескольких десятков милливольт на метр [430], а плотность продольных токов  $j \approx 5 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>, позволяют утверждать, что продольная разность потенциалов в области аномального сопротивления может достигать более чем 10 кВ. При этом оказывается возможным объяснить основные закономерности авроральных электронных вторжений.

Таким образом, факт существования аномального сопротивления в магнитосферной плазме и его влияние на развитие авроральных процессов в настоящее время не вызывают сомнений.

Что же касается существования и параметров двойных электростатических слоев непосредственно в ионосфере или магнитосфере Земли, то сведения о них до последнего времени были весьма скудными, и только наблюдения на спутниках S3-3 и ISEE-1



позволили получить достаточно подробную информацию [384, 385, 467, 474] об их размерах, высоте появления, интенсивности электрического поля в них и их связи с авроральными явлениями.

Рассмотрим вкратце эти наблюдения.

**Двойные потенциальные слои в магнитосфере.** Типичное поведение всех трех компонент квазистационарного электрического поля при пересечении спутником зоны сияний показано на рис. 4.17 [474] (три нижние кривые). Из приведенных на рисунке данных видно, что на силовых линиях магнитного поля, пересекающих ионосферу на широтах  $68-72^\circ$ , наблюдаются чрезвычайно неоднородные электрические поля, поперечные по отношению к магнитному полю,  $E_{\perp}$  — до 300 мВ/м и  $E_{\parallel}$  — до 30 мВ/м. При этом, судя по времени пролета спутника через область сильного электрического поля, размеры этой области вдоль траектории спутника составляют не более нескольких километров. Столь малые размеры области существования поля, равно как и его аномально высокая интенсивность, позволяют отождествить эту область с двойным электростатическим слоем. Указанные выше соотношения между продольной и поперечной компонентами электрического поля свидетельствуют о том, что этот слой является наклонным по отношению к магнитному полю и соответствует, по-видимому, описанной выше модели наклонного ионно-циклотронного слоя. Это предположение подтверждается также тем обстоятельством, что рассматриваемая область, как можно видеть из приведенных на рис. 4.17 данных, погружена в более широкую область интенсивной электростатической турбулентности, что вполне согласуется с предложенной Свифтом теоретической моделью слоя.

Детальный анализ всего обширного материала, полученного на спутнике S3-3, позволил авторам работ [304, 474] прийти к следующим выводам относительно параметров двойных слоев в магнитосфере.

1. Двойные слои обнаружены во всем диапазоне высот действия спутника S3-3 (от 1000 до 8000 км), причем вероятность появления слоя увеличивается с ростом высоты.

2. Размеры двойного слоя вдоль меридиана составляют (в пересчете на уровень 100 км) от 200 м до 10 км.

3. Поперечная компонента электрического поля в слое достигает нескольких десятых вольт на метр вплоть до 1 В/м. Аналогичные результаты были получены ранее по данным запусков барьерных облаков (струй) на высоты в несколько тысяч километров [316, 486]. Продольная компонента поля  $E_{\parallel}$  оказывается в среднем на порядок слабее  $E_{\perp}$ .

4. Суммарная разность потенциалов поперек слоя составляет несколько (до 10 и более) киловольт.

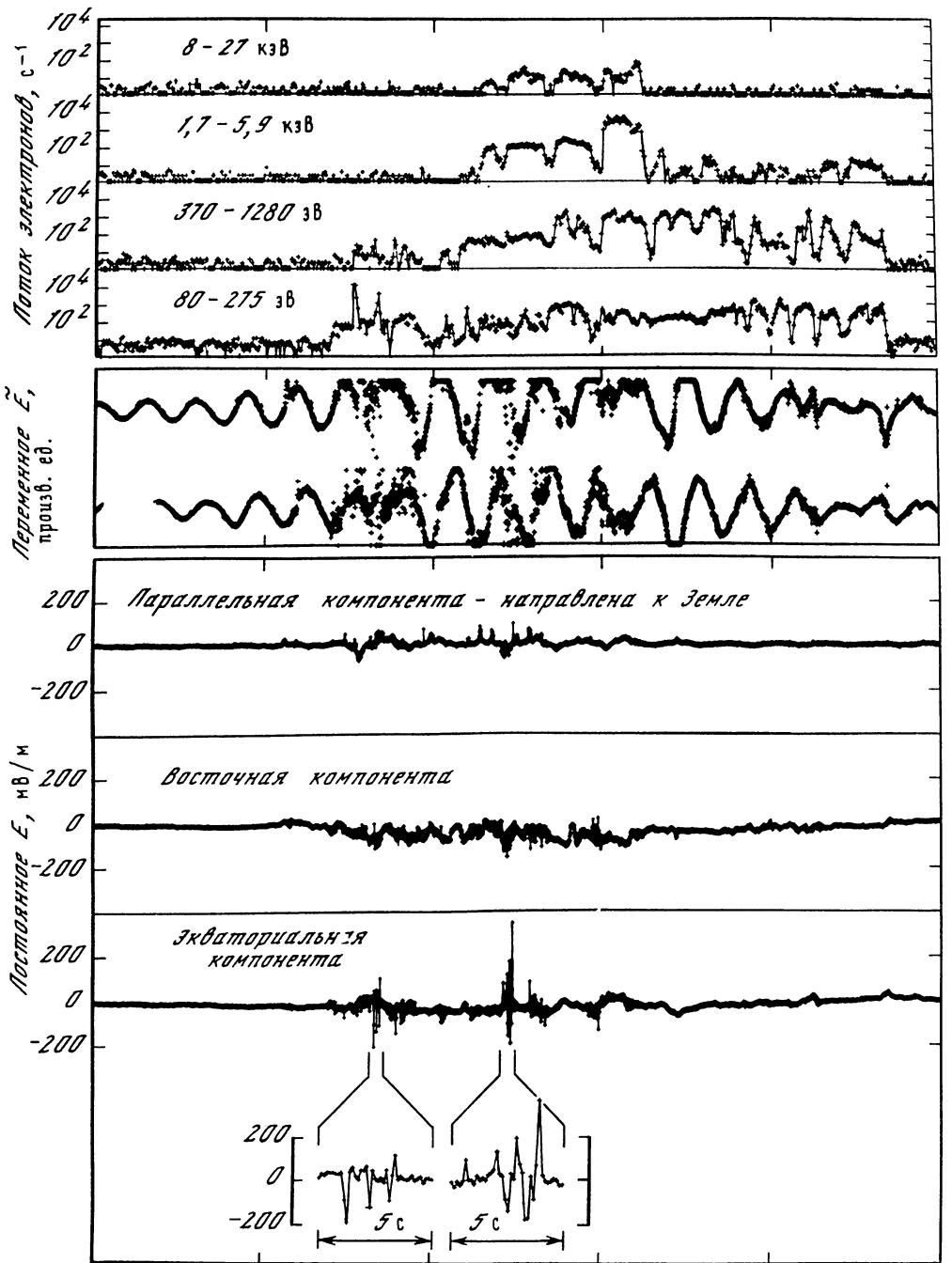
5. Двойные слои наблюдаются в области относительно интенсивных продольных токов ( $j \approx (1 \div 10) \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup>) и сопровождаются плазменной турбулентностью с амплитудой флуктуаций поля до 50 мВ/м. О мелкокомасштабной структуре электростатических разрывов см. работу [468]. Результаты наблюдений двойных слоев в авроральной плазме содержатся также в [469].

Нетрудно видеть, что наблюдаемые характеристики двойных слоев в магнитосфере в целом достаточно близки к их предсказываемым теорией свойствам.

Существующая поперек слоя разность потенциалов при этом оказывается вполне достаточной для ускорения авроральных электронов до наблюдаемых энергий. Это обстоятельство позволяет предположить, что наблюдаемые в магнитосфере двойные слои должны быть связаны с яркими дискретными формами полярных сияний. И в самом деле, непосредственное сопоставление конкретных случаев наблюдения двойных слоев с полярными сияниями убедительно подтверждает такое предположение [474].

Исследование связи между двойными слоями в магнитосфере и полярными сияниями может быть в значительной степени расширено и углублено, в частности применительно к высыпаниям типа "перевернутого V".

Впервые о высыпаниях указанного типа было сообщено Франком и Аккерсоном [65, 267]. Суть этого явления состоит в следующем. На рис. 4.18 [183] показано распределение плотности потока энергии высыпающихся электронов и их энергии ( $a$ ) (в области спектрального пика) и интенсивности свечения сияний ( $b, в$ ) (вдоль траектории ракеты). Как видно из рис. 4.18, при пересечении дуги сияния энергия электронов возрастает, достигает некоторого максимума (в данном случае более 10 кэВ) и затем вновь уменьшается, выписывая на графике фигуру, по форме напоминающую пе-



UT 15ч13мин	15:14	15:15	15:16	15:17	15:18
h, км 2556	2411	2264	2120	1976	1834
65,1°	67,1	69,3	71,7	74,2	76,8
<i>Инв. широта</i>					

Рис. 4.17. Электрическое поле и поток электронов во время типичного прохождения спутника S3-3 через области с парными электрическими ударными волнами

Внизу дана более подробная развертка по времени в масштабе, соответствующем ширине дуги

ревернутую латинскую букву V. Для объяснения указанных особенностей в распределении интенсивности потока энергии и энергии высыпающихся частиц Гарнет [284] предположил, что высыпания рассматриваемого типа связаны с существованием в верхней ионосфере электрического поля, характерное распределение которого в пространстве описывается системой эквипотенциалей, представленной на рис. 4.19. Действительно,

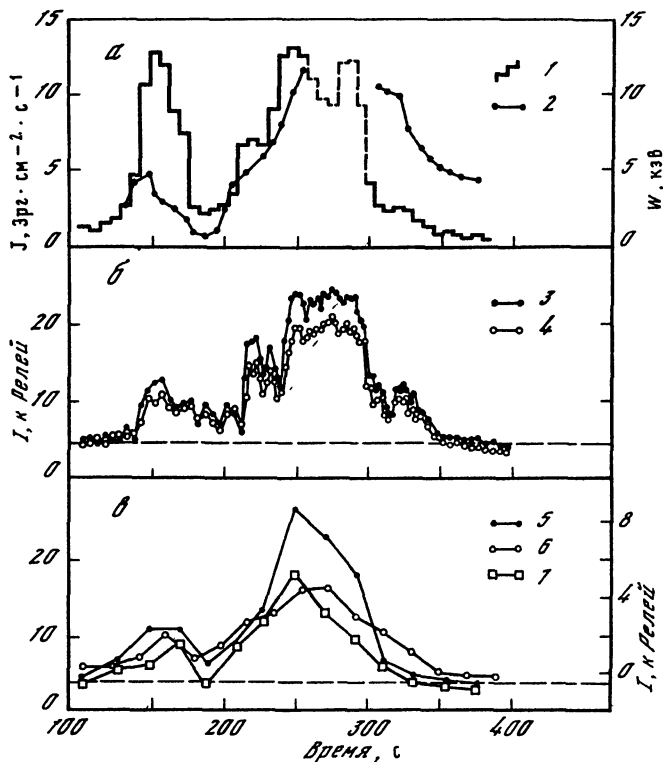


Рис. 4.18. Распределение интенсивности ( $J$ ) высыпавшихся электронов по данным спутника (а) и яркости сияния ( $I$ ) по данным спутника (б) и наземных станций (в)

1 — поток энергии; 2 — спектральный пик ( $W$ ); 3, 4 — показания фотометра на длинах волн  $\lambda 5577$  и  $\lambda 3914$  соответственно; 5, 7 — показания фотометров на Форт Юкон ( $\lambda 5577$ , шкала слева и  $\lambda 4278$ , шкала справа); 6 — на Эстер Дом ( $\lambda 5577$ , шкала слева)

нетрудно видеть, что в этом случае частицы, движущиеся вдоль центральной оси фигуры, пересекают наибольшее число эквипотенциалей и соответственно получают максимальное ускорение; по мере удаления от оси фигуры энергия высыпавшихся частиц уменьшается.

Заметим, что несколько ранее аналогичная модель пространственного распределения электрического поля в авроральной ионосфере и описывающих его эквипотенциалей была предложена Карлквистом и Бострёмом [222]. В основу предложенной ими модели были положены результаты наблюдений движения неоднородностей (лучей) полярных сияний в авроральных дугах [222, 291]. Эти наблюдения показали, что неоднородности, наблюдаемые к югу и к северу от центральной оси дуги, движутся вдоль дуги в разные стороны со скоростью, требующей для своего существования электрического поля  $E_1 \approx 0,5$  В/м в пересчете на уровень ионосферы. Поскольку такие интенсивные поля никогда не наблюдались непосредственно в ионосфере, авторы [222] и предложили модель, аналогичную изображенной на рис. 4. 19.

Непосредственные наблюдения электрических полей в магнитосфере, выполненные на спутнике S3-3, показывают, что двойные слои чаще всего встречаются парами или даже сериями, причем такими, что электрическое поле  $E_1$  в смежных слоях направлено в разные стороны [387, 474].

Теоретическое обоснование указанного распределения электростатического потенциала дано Свифтом [462, 464]. Предложенная им модель представляет собой развитие рассмотренной выше (см. гл. 3) модели наклонного двойного слоя и состоит в следующем. Пусть вне области ( $-a \leq x \leq a$ ) продольное электрическое поле отсутствует; внутри указанного интервала задано распределение потенциала над слоем на уровне  $z = z_0$  и ниже слоя на уровне  $z = z_1$  ;

$$\Phi(x)|_{z=z_0} = \Phi_0(x), \quad (4.5)$$

$$\Phi(x)|_{z=z_1} = \Phi_1(x).$$

На центральной оси фигуры в силу ее предполагаемой осесимметричности

$$(\partial\Phi/\partial x)|_{x=0} = 0.$$

Распределение потенциала в слое, т.е. в области  $|x| \leq a$  и  $z_0 > z > z_1$ , дается уравнением Пуассона (3.54). Так как в рассматриваемом нами двумерном случае решение этого уравнения оказывается чрезвычайно сложным, введем следующие упрощения. Поскольку, как следует из эксперимента,  $E_{||} \ll E_{\perp}$  предположим, что всюду, за исключением оси в слоях ( $x = 0$ ),  $\epsilon_a \partial^2/\partial x^2 \gg \partial^2/\partial z^2$  и  $\frac{\partial \epsilon_a}{\partial x} \frac{\partial^2}{\partial x} \gg \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ . Тогда уравнение (3.54) принимает вид

$$\epsilon_a \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi + \frac{1}{2} \frac{\partial \epsilon_a}{\partial x} = -4\pi en_e^* \left( \frac{n_{i1}^*}{n_e^*} - 1 \right). \quad (4.6)$$

Концентрация частиц, входящих в правую часть уравнения (4.6), определяется искомым распределением потенциала, начальной энергией  $W_{e0}$  быстрых электронов выше слоя и  $W_{i1}$  быстрых ионов ниже слоя, а также распределением вдоль оси  $X$  и их концентрации  $n_{e0}(x)$  и  $n_{i1}(x)$ . Однако произвольное задание двух последних величин оказывается невозможным, поскольку соотношение между ними определяет скачок  $\Delta\Phi(x) = \Phi_1 - \Phi_0$ , который уже задан.

В связи с этим Свифт предлагает следующую процедуру решения уравнения (4.6). Выберем некоторую величину  $\Phi(0) = \Phi_2(0)$ , где  $\Phi_2(0)$  чуть меньше  $\Phi_1(0)$ , и проинтегрируем численно уравнение (4.6) при граничных условиях (4.5). Интегрирование ведется до тех пор, пока в некоторой точке  $x_2 < a$  не будет выполнено равенство  $\Phi_2(x_2) = \Phi_1(x_2)$ . Однако, для того чтобы плотность заряда всюду оставалась конечной, потребуем дополнительно, чтобы  $(\partial\Phi/\partial x)_{x_2} = (\partial\Phi_1/\partial x)_{x_2}$ . Это условие может быть удовлетворено лишь соответствующим подбором отношения первичной плотности быстрых ионов в области  $z \geq z_1$  к плотности быстрых электронов в области  $z \leq z_0$  в точке  $x_2$  ( $R(x_2) = n_{i1}/n_{e0}$ ). Выбрав  $R(x_2)$  нужным образом, вновь интегрируем уравнение (4.6) в предположении о линейной зависимости  $R(x)$  в интервале  $0 \leq x \leq x_2$ . Затем выбираем новое значение потенциала на оси фигуры  $\Phi_3(0) < \Phi_2(0)$  и уравнение (4.6) интегрируем при тех же граничных условиях до точки  $x_3$ , в которой  $\Phi_3(x_3) = \Phi_1(x_3)$ , и подбираем новое значение  $R(x_3)$ . Этот процесс повторяется многократно до тех пор, пока не будет получено достаточное количество профилей  $\Phi(x)$ , соответствующих различным значениям  $\Phi(0)$ , т.е. пересекающих центральную ось на разных высотах. Результаты такого расчета представлены на рис. 4.20 [464]. Полученные таким образом изолинии  $\Phi$  представлены на рис. 4.21. В нижней части этого же рисунка показано распределение вдоль оси  $x$  энергии ускоренных в слое электронов. Из рис. 4.21 видно, что конфигурация изолиний  $\Phi$  и распределение энергии высыпавшихся частиц, полученные в модели, качественно совпадают с аналогичными характеристиками высыпаний типа "перевернутого V".

Выполненный Свифтом анализ возможности существования V-образного двойного слоя содержит также, хотя и в неявном виде, ответ на вопрос, чем обусловлена характерная форма слоя. Действительно, как мы только что видели, для существования слоя указанной формы необходимо определенное распределение поперек слоя величины  $R(x) = n_{i1}(x)/n_{e0}(x)$ . Допустим, что появление двойного слоя обусловлено вторжением в однородную (т.е.  $n_i = \text{const}$ ) ионосферу энергичных электронов. Но сам факт существования V-образного слоя и его положение в пространстве, а также, по-видимому, и размеры определяются распределением  $n_{e0}(x)$ . Таким образом, в зависимости от распределения интенсивности пучка первичных электронов может появиться как V-образный слой произвольной ширины (напомним, что в случае однородного пучка в однородной плазме образуется плоский слой с шириной порядка нескольких ларморовских радиусов), так и простой слой той или иной конфигурации (см. рис. 3.12).

Итак, рассмотренные экспериментальные данные позволяют утверждать, что двойные потенциальные слои представляют собой столь же распространенное явление, как и аномальное сопротивление, и существующая в них разность потенциалов соизмерима с падением напряжения в области аномального сопротивления и достаточна для ускорения частиц до типичных авроральных энергий. Таким образом, в настоящее время, по-видимому, трудно сказать, какое из обсуждаемых явлений может рассматриваться в качестве основного механизма ускорения авроральных электронов вдоль силовых линий магнитного поля. Следует однако, заметить, что, поскольку двойные слои во всех

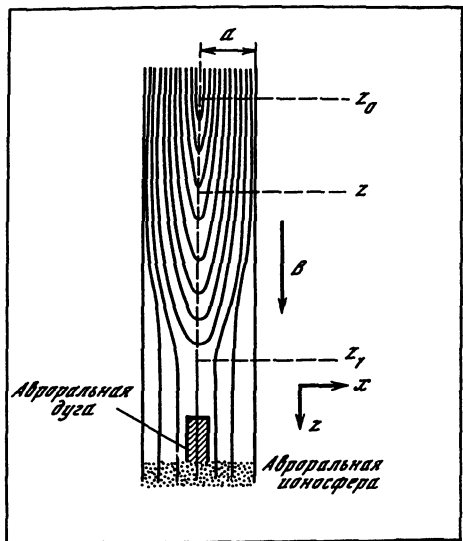


Рис. 4.19

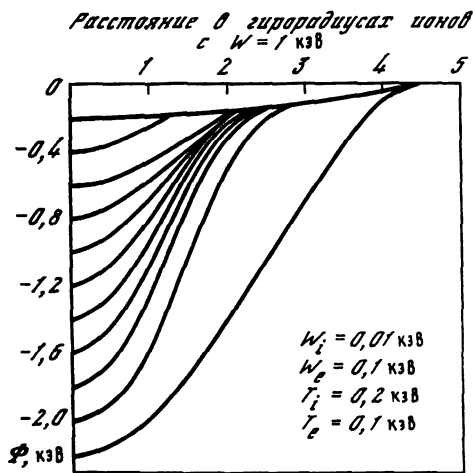


Рис. 4.20

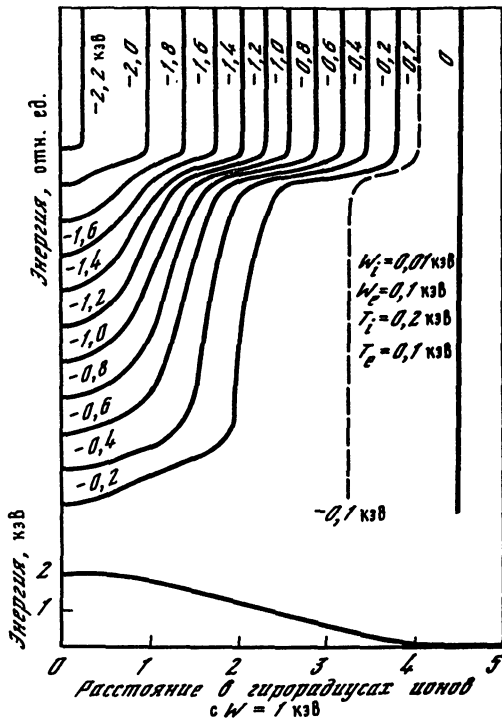


Рис. 4.21

Рис. 4.19. Распределение эквипотенциалей электрического поля в модели V-ударной волны

Рис. 4.20. Расчетное распределение электрического потенциала в V-ударной волне в параметрическом пространстве

Рис. 4.21. Пространственное распределение потенциала

случаях (когда они наблюдались) были погружены в сильно трубулизованную плазму, а их поперечные размеры на один-два порядка меньше типичной ширины зоны высыпания энергичных электронов, можно полагать, что они играют второстепенную роль в энергетике авроральных явлений, будучи ответственными скорее всего лишь за относительно узкие и короткоживущие, хотя и яркие, дискретные формы сияний. Таким образом, двойные слои в магнитосферной плазме представляют собой, по-видимому, некоторый вторичный эффект или частное (хотя, может быть, и экстремальное) проявление интенсивной электростатической турбулентности плазмы при наличии сильных продольных токов.

#### 4.4. ИЗУЧЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРОДОЛЬНЫХ ТОКАХ ПО НАЗЕМНЫМ МАГНИТОВАРИАЦИОННЫМ И РАДИОЛОКАЦИОННЫМ ДАННЫМ

Изучение плазменной турбулентности в магнитосфере возможно не только при измерениях на космических аппаратах, но также и по наземным данным. В частности, можно получить информацию о магнитосферной плазменной турбулентности, анализируя параметры геомагнитных пульсаций, таких, как амплитуда, период, декремент затухания.

В работе [15] Барсуков и Пудовкин предложили оценивать проводимость плазмы в магнитосфере во время суббури, т.е. при протекании достаточно сильных продольных токов, по затуханию короткопериодических пульсаций  $Pf_2$ , на-

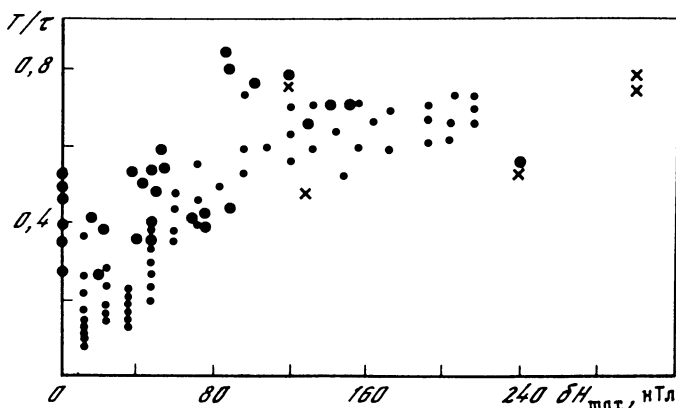


Рис. 4.22. Зависимость затухания пульсаций  $Pi2$  от максимальной величины бухты

блюдаемых на Земле. Действительно, если, как это обычно предполагается [58, 141], пульсации типа  $Pi2$  соответствуют собственным колебаниям силовых линий геомагнитного поля, возбуждаемым импульсным источником, то длительность цуга  $Pi2$  определяется (наряду с другими параметрами) сопротивлением магнитосферной плазмы. Интенсивные продольные токи в магнитосфере, связанные с развитием суббури, сопровождаются турбулизацией плазмы, появлением коллективных столкновений частиц с волнами и аномальное сопротивление. С учетом этого в работе [15] была проанализирована зависимость декремента затухания пульсаций от максимальной величины бухты  $\delta H_{\max}$ , на фоне которой наблюдались эти короткопериодические пульсации. Основной результат, полученный в этой работе, подтвержденный и уточненный на достаточно большом статистическом материале в работах Гудковой [48] и Гудковой, Барсукова и др. [49], состоит в следующем. При  $\delta H_{\max}$  более 80–100 нТл декремент затухания заметно выше, чем при меньших бухтах, причем рост интенсивности геомагнитных бухт свыше 100 нТл не сопровождается соответствующим ростом декремента затухания пульсаций  $Pi2$ . На рис. 4.22, суммирующем результаты работ [15, 48, 49], изображена зависимость отношения декремента затухания к частоте  $(\gamma/\omega)2\pi = T/\tau$  от максимальной величины бухты  $\delta H_{\max}$ . Здесь  $T$  – период пульсаций  $Pi2$ , составляющий 40–200 с,  $\tau = 1/\gamma$  – время, за которое амплитуда пульсаций  $Pi2$  уменьшается в  $e$  раз. Амплитуда бухты  $\delta H_{\max}$  при этом предполагается пропорциональной продольному току,  $\delta H_{\max} = 2\pi I_{\parallel} (B_0/B) (\Sigma_H/\Sigma_P)$  [15, 460]. Поскольку возбуждение стационарной турбулентности, очевидно, имеет некоторый порог, определяемый значением магнитосферного продольного электрического поля  $E_{\parallel}$  и поперечными размерами магнитных силовых трубок с током, как было показано Волосевич и Липеровским в [31], можно думать, что отражением этого факта является заметный скачок декремента затухания при  $\delta H_{\max} \gtrsim 80$ –100 нТл. Явление “насыщения” в обсуждаемой зависимости при достаточно больших  $\delta H_{\max}$ , видимо, связано с тем, что при больших продольных токах турбулентность становится сильной и частота коллективных соударений в этом случае очень слабо зависит от энергии турбулентности  $\{\sim(W/nT)^{1/2}\}$  [54, 93, 424] и от плотности тока, в большей степени переносящегося убегающими электронами.

Имеется не одна точка зрения на механизм генерации, распространения и затухания пульсаций  $Pi2$ . Так, Мальцев и Леонтьев в [114] предлагают связать затухание пульсаций с потерями в ионосферной плазме, когда силовые трубки, в которых возбуждены собственные стоячие гидромагнитные волны, проявляющиеся на Земле как пульсации  $Pi2$ , скользят по ионосфере. При таком скольжении наводятся электрические поля и токи, что и приводит в конце концов к потере энергии и затуханию пульсаций.

В работе [114] для некоторой идеализированной модели теоретически получена зависимость декремента затухания от возмущения на Земле  $\delta H$ . Эта зависимость имеет максимум при  $\delta H \approx (50$ – $80)$  нТл и слишком большую абсолютную величину декремента затухания, что плохо согласуется с экспериментальными данными работ [15, 48, 49]. Что же касается учета ионосферного затухания  $Pi2$ , то как в работах [15,

48, 49], так и в [52, 53, 55, 84] принималось, что дуги  $Pi2$  — это стоячие магнитогиродинамические волны, связанные с силовыми трубками в авроральной зоне [58], и что декремент затухания этих волн  $\gamma$  равен сумме декрементов  $\gamma_0 + \gamma_*$ , где  $\gamma_0$  связан с ионосферными факторами [45], а  $\gamma_*$  — с турбулизацией плазмы и с коллективными соударениями. Отметим, что в приведенном анализе всюду рассматривается зависимость затухания от максимальной величины бухты  $\delta H_{\max}$ , а не от  $\delta H(t)$  — величины возмущения магнитного поля бухты в момент появления дуга  $Pi2$ . Такой подход согласуется с моделью суббури (Кеннела и Коронити) [232, 333], согласно которой именно амплитуда бухты  $\delta H_{\max}$ , грубо говоря, пропорциональна первоначальному электрическому полю, определяющему турбулизацию.

Чтобы установить связь затухания пульсаций  $Pi2$  с характеристиками турбулентности в магнитосфере, в работах Липеровского и Мартынова [101], Липеровского и Хакимовой [107] было проанализировано затухание плоских альвеновских волн в безграничной плазме с однородным магнитным полем при наличии заданной ионно-звуковой турбулентности. Из этих работ следует, что без специального анализа даже в оценке нельзя просто заменять в формуле для затухания альвеновских волн частоту парных соударений  $\nu_{e,i}$  на частоту коллективных соударений  $\nu_*$ . При подобной замене можно ошибиться на несколько порядков. Чтобы это пояснить, напомним, как находят декремент затухания гидромагнитных волн в обычной линейной теории с учетом парных электрон-ионных соударений. Используя гидродинамические уравнения

$$-i\omega m v_e = -e \left( E + \frac{1}{c} [v_e B] \right) - m v_{ei} (v_e - v_i),$$

$$-i\omega M v_i = e \left( E + \frac{1}{c} [v_i B] \right) + m v_{ei} (v_e - v_i), \quad (4.7)$$

легко получить тензор  $\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}$ , приведенный, например, в [43]. Для плоских гидромагнитных волн, распространяющихся вдоль оси  $z$ , дисперсионное уравнение

$$k^2 c^2 / \omega^2 = \epsilon_{xx} \pm i \epsilon_{xy}$$

дает

$$\omega^2 = k^2 v_A^2 \left( 1 \pm \frac{\omega}{\omega_{Hi}} - i \frac{\nu_{e,i}}{\omega_{He}} \frac{\omega}{\omega_{He}} \right),$$

откуда получается известная формула для декремента затухания гидромагнитных волн из-за электрон-ионных соударений:

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_{Hi}} \frac{\nu_{e,i}}{\omega_{He}} \omega. \quad (4.8)$$

Когда говорится о коллективных соударениях электронов и ионов с ионно-звуковыми волнами, то подразумевается, что в плазме существует как бы третий сорт частиц (плазмоны). При этом обмен импульсом между электронами, ионами и плазмонами описывается членами турбулентного трения  $F_{es}$  и  $F_{is}$ . Взаимодействие электронов с плазмонами соответствует резонансному черенковскому взаимодействию. Частота коллективных соударений электронов оценивается формулой

$$\nu_* = \omega_{pe} (k_1^0 \lambda_e) \frac{W^s}{n T_e}. \quad (4.9)$$

Здесь  $k_1^0$  соответствует максимуму в спектре  $W(k)$ . Для случая ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой собственным током,  $k_1^0 \approx 1/\lambda_e$ , значит  $\nu_* = \omega_{pe} W^s / n T_e$ .

Обсудим теперь член, соответствующий столкновениям ионов с ионно-звуковыми волнами. Пусть частота рассматриваемых гидромагнитных волн достаточно мала, так что (см. [160])

$$\omega \ll 1/\tau^*, \quad (4.10)$$

где  $\tau^*$  — характерное время нелинейной релаксации, приводящей к образованию предполагаемого стационарного состояния с симметричной относительно оси  $Z$  спектральной функцией  $W_k = W_k, \theta$ . По порядку величины это время равно времени изотропизации при нелинейном рассеянии на ионах неизотропного спектра ионно-звуковых волн, если "выключить" генерацию волн:  $1/\tau^* = \omega_s W^s / nT_e$ . Для получения члена  $F^{is}$  можно воспользоваться выражением, описывающим нелинейное рассеяние ионно-звуковых волн на ионах [159], помножая его на  $p_j$  и интегрируя по  $d p$ :

$$F_j^i = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_j = \int p_j \frac{\partial}{\partial p_\alpha} D_{\alpha\beta}^i \frac{\partial f^i(p)}{\partial p_\beta} \frac{dp}{(2\pi)^3},$$

где

$$D_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \int (k_\alpha - k'_\alpha) (k_\beta - k'_\beta) N_k N_{k'} \omega(p, k, k') \frac{dk dk'}{(2\pi)^6},$$

$$\omega(p, k, k') = \frac{(k k')^2}{k^2 k'^2} \frac{[k k']^2}{k_-^2} \frac{\pi^2 v_i^2}{n^2} \sigma(\omega_- - k_- v), \quad \omega_- = \omega - \omega',$$

$$k_- = k - k'; \quad W_k = \frac{N_k \omega_s}{(2\pi)^3}.$$

При выполнении (4.10) можно считать с достаточной степенью точности, что спектр волн слабо зависит от угла  $\varphi$ . Эта слабая зависимость объясняется медленным движением ионов, связанным с поперечной магнитогидродинамической волной. При отсутствии этой слабой зависимости перпендикулярная к  $B_0$  составляющая силы динамического трения  $F_{\perp}^{is} = 0$ , а учет ее приводит, как показывает анализ, проведенный в [101], к увеличению "эффективной" массы иона:  $m_{i \text{эфф}} = m_i + \Delta m$ , причем  $\Delta m \ll m_i$ :

$$\Delta m_i = m_i \frac{\pi}{2} \theta \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \frac{W^s}{nT_e}.$$

В уравнениях (4.7) член, описывающий динамическое трение электронов  $F_1^e$ , равен по величине и противоположен по направлению члену, описывающему динамическое трение ионов  $F^i$  (по третьему закону Ньютона), так как рассматриваются лишь два типа частиц. При получении тензора  $\epsilon_{ij}$  это приводит к компенсации соответствующих слагаемых при вычислениях и к множителю порядка  $\left( \frac{\omega}{\omega_{Hi}} \right) \ll 1$  в

выражении для декремента (4.8). В уравнениях (4.7) учтено, что сила динамического трения электронов пропорциональна скорости электронов относительно ионов  $v_{e\perp} - v_{i\perp}$ , а скорости  $v_{e\perp}$  и  $v_{i\perp}$  отличаются друг от друга в магнитогидродинамических волнах на малую величину  $|v_{e\perp} - v_{i\perp}| \ll v_{e\perp}$ . Это приводит к компенсации

соответствующих слагаемых при вычислениях и еще к одному множителю  $\left( \frac{\omega}{\omega_{Hi}} \right)$  в выражении для декремента.

При наличии ионно-звуковой турбулентности, т.е. газа квазичастиц (плазмонов), нет оснований брать члены электронного и ионного трения равными по величине и противоположными по направлению. В этом случае представляется разумным для описания турбулентной диссипации поперечных магнитогидродинамических волн в первом уравнении (4.7) заменить  $v_e, i$  на  $v_e^*$  и получить  $F^{es} = m v_e^* (v_e - v_i)$ , поскольку при условии  $\omega \tau^* \ll 1$  ионно-звуковые плазмоны увлекаются ионами в их поперечном движении, а во втором уравнении (4.7) опустить последний член, заменив  $m$  на  $m_{\text{эфф}}$ . При таком описании турбулентного динамического трения

$$\gamma = (1/2) (\omega v_e^* / \omega_{He}). \quad (4.11)$$

Передача импульса от электронов к ионам при развитой ионно-звуковой турбулентности осуществляется не непосредственно, а через ионно-звуковые волны. При этом уход ионно-звуковых волн из области, в которой им передан импульс магнитогидро-



динамической волны с  $\omega \ll \omega_s$ , приводит к нелокальности результирующей передачи импульса от электронов к ионам.

Взяв, например,  $W^s/nT \approx 0,1$ ,  $n = 1,6 \cdot 10^2$ ,  $\omega_{pe} = 7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{He} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , получим  $\gamma/\omega \approx 25$ , что согласуется с наблюдениями.

Для случая развитой ионно-циклотронной турбулентности, приняв, согласно [104, 275],  $\nu_{e\perp}^* = 40 \omega_{Hi}$ , можно получить [54]  $\gamma^* = \omega \nu_{e\perp}^* / 2 \omega_{He}$ . Интересно остановиться на результатах более общего анализа турбулентной диссипации, предпринятого в работе [107].

Если уровень низок, т.е.  $\frac{W}{nT} < \frac{T_i}{T_e} \frac{m_e}{m_i}$ , в выражениях для членов столкновений частиц с волнами практически можно ограничиться только членами, линейными по энергии турбулентности. В этом случае газ плазмонов не увлекается ионами плазмы при поперечных колебательных движениях в магнитогидродинамической волне, нет компенсации основных членов при вычислениях  $\epsilon_{ij}$  и подсчет декремента затухания на основе кинетического уравнения дает  $\gamma = -\frac{1}{2} \frac{m_e}{m_i} \nu^*$ ,

$$\nu^* = \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \frac{m_i}{m_e} \frac{v_e}{nT_e} \int 2\pi k_1^2 W(k_1, x) (1-x^2) \frac{\omega_{k_1}^2}{k_1 v_e} dk_1 dx,$$

где  $W^s = W^s \delta(k - k_0)$ . Для спектра  $W_k = W^s \delta(k - k_0)$  при  $k_0 \approx 1/\lambda_e$  получим

$$\gamma = -\frac{\sqrt{2\pi}}{12} \frac{W^s}{nT_e} \frac{m_e}{m_i} \omega_{pe}.$$

Полученные результаты пригодны, когда  $\gamma \ll \omega$ . Отсюда находим условие, накладываемое на  $\omega$ , при котором затухание будет еще слабым, т.е. оно будет происходить за время, большее периода:

$$\omega > \omega_{\min} = \frac{1}{4} \frac{W^s}{nT_e} \frac{m_e}{m_i} \omega_{pe}.$$

Применительно к магнитосфере, например при  $W^s/nT_e = 1,3 \cdot 10^{-4}$ ,  $\omega_{pe} \approx 7 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{\min} \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Все частоты, меньшие  $\omega_{\min}$ , сильно затухают, поэтому колебания с  $\omega \ll \omega_{\min}$  не должны наблюдаться при наличии ионно-звуковой турбулентности.

При частотах, существенно меньших  $\omega_{\min}$ , интеграл столкновений в кинетическом уравнении не является малой поправкой к левой части кинетического уравнения для электронов, и в этой области свойства плазмы меняются очень сильно, так что здесь можно ожидать появления новых мод и неустойчивостей [160].

При увеличении уровня турбулентности увеличивается взаимодействие ионов с волнами, определяющееся эффектом нелинейного рассеяния. Газ плазмонов "увлекается" ионами, и турбулентное затухание уменьшается, т.е. инкремент становится меньше на множитель  $\frac{\omega}{\omega_{Hi}}$ , в соответствии с формулой (4.11).

Остановимся теперь на другом важном случае, когда частота гидромагнитных волн  $\omega$  больше характерного инкремента изотропизации  $1/\tau$ . В этом случае можно считать, что газ плазмонов имеет цилиндрически симметричную функцию распределения в системе координат, относительно которой рассматриваются колебательные движения электронов и ионов в магнитогидродинамической волне. В уравнениях движения (4.7) в рассматриваемом случае члены трения имеют вид  $\nu_e^* m_e v_e$ ,  $\nu_i^* m_i v_i$ , где  $\nu_e^*$  по-прежнему описывается формулой (4.9), а

$$\nu_i^* = 2\theta_0 \omega_s \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \left( \frac{W^s}{nt} \right)^2.$$

Полагая для грубой оценки  $T_e/T_i \approx 10,0$ ,  $\theta = 1/6$ , получим  $\nu_i^* = \omega_{pi} (W/nT)^2$ . В рассматриваемом случае выражения для компонент тензора  $\epsilon_{ij}$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= 1 - \frac{i\omega_{pe}^2}{\omega} \left( \nu_i^* + \nu_e^* \frac{m_e}{m_i} + i\omega \right) \times \\ &\times \frac{(\nu_i^* \nu_e^* + \omega_{Hi} \omega_{He}) + i\omega(\nu_i^* + \nu_e^*)}{(\nu_i^{*2} + \omega_{Hi}^2)(\nu_e^{*2} + \omega_{He}^2) + 2i\omega \nu_i^* (\nu_i^* \nu_e^* + \nu_e^{*2} + \omega_{He}^2)}, \\ \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} &= -i \frac{\omega_{pe}}{\omega} \left( \nu_i^* + \nu_e^* \frac{m_e}{m_i} + i\omega \right) \times \\ &\times \frac{(\nu_e^* \omega_{Hi} - \nu_i^* \omega_{He}) - i\omega \omega_{He}}{(\nu_i^{*2} + \omega_{Hi}^2)(\nu_e^{*2} + \omega_{He}^2) + 2i\omega \nu_i^* (\nu_i^* \nu_e^* + \nu_e^{*2} + \omega_{He}^2)}, \\ \epsilon_{zz} &= -i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{(\nu_i^* + \nu_e^* \frac{m_e}{m_i} + i\omega)}{(-\omega^2 + \nu_i^* \nu_e^* + i\omega(\nu_i^* + \nu_e^*))}. \end{aligned}$$

Затухание  $\gamma$  в этом случае больше, чем в рассмотренном ранее:

$$\gamma = \frac{1}{2} \omega \frac{\nu_e^*}{\omega_{He}} \frac{\omega_{Hi}}{\omega}.$$

Интересно заметить, что по найденному экспериментально добавочному турбулентному затуханию пульсации  $Pi2$  во время бухт с  $\delta H_{\max} > 100\gamma$ , в [49] было оценено эффективное значение частоты турбулентных столкновений в магнитосфере. Например, применяя формулы (4.11) и (4.9), получим  $\nu_e^* = 0,06 \omega_{He}$  и соответствующее ему значение  $\frac{W}{nT_e} = 0,008$  при  $B = 8 \cdot 10^{-3}$  Гс,  $n = 4 \cdot 10^2$  см $^{-3}$  на расстоянии  $4R_E$  от центра

Земли. Если использовать формулу (1.36), связывающую  $\epsilon = W/nT_e$  и  $E_{\parallel}$ , например для режимов II, IV (см. рис. 1.6), то при  $T_e/T_i \approx 6$  и  $T_e = 100$  эВ,  $E_{\parallel} \approx 0,3 \cdot 10^{-5}$  В/см.

Вернемся к рассмотрению экспериментальных данных по затуханию пульсаций  $Pi2$  для получения информации о турбулентности в магнитосфере. Достаточно большой разброс точек на рис. 4.22 связан с тем, что декремент затухания пульсаций, а также и период их зависят от времени. Поэтому последующие экспериментальные работы были направлены на выявление этой зависимости.

Из рассмотрения турбулентного нагрева безграничной плазмы при возбуждении током ионно-звуковой турбулентности в работе [52] было получено, что в квазилинейном режиме из-за нагрева частота коллективных соударений  $\nu_e^*$  уменьшается со временем ( $\sim t^{-1/2}$ ). Эта зависимость справедлива как для постоянного во времени, так и для медленно уменьшающегося электрического поля. Учитывая, что время существования продольного электрического поля в отдельных силовых трубках, очевидно, много меньше продолжительности суббури и что часть нагреваемых электронов высыпается в ионосферу, можно думать, что средний темп нагрева будет меньше, частота коллективных соударений  $\nu^*$  и затухание гидромагнитных волн  $\gamma_* = \frac{1}{2} \nu_e^* \frac{\omega}{\omega_{He}}$

должны уменьшаться со временем в среднем также несколько слабее.

Для проверки такого рода зависимости декремента затухания в работе [52] было предложено рассмотреть декременты затухания цугов  $Pi2$ , наблюдаемых на фоне одной и той же индивидуальной бухты.

На рис. 4.23 приведены, согласно работам [48, 52], результаты такого анализа магнитограмм, полученных в авроральной (ст. Ловозеро) и в субавроральной (Якутск, Борок, Подкаменная Тунгуска) зонах.

По оси абсцисс на рис. 4.23 отложена величина  $t/D$ , где  $t$  — время, отсчитываемое от начала бухты, на которой наблюдался цуг  $Pi2$ , а  $D$  — длительность бухты. По оси ординат — отношение декремента затухания к частоте ( $\gamma/\omega$ )  $2\pi = T/\tau$ . Как можно видеть из рис. 4.23, в большей части рассмотренных случаев декремент уменьшается со временем, что качественно согласуется с теоретическими представлениями об эволюции ионно-звуковой турбулентности. В работе [55], посвященной развитию и уточнению этого же метода диагностики эволюции магнитосферной турбулентности, сде-

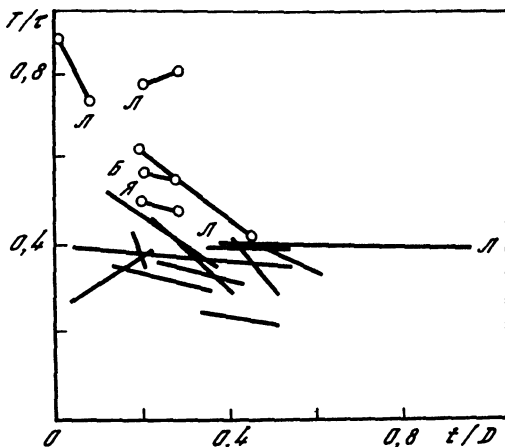


Рис. 4.23. Относительные декременты затухания цугов  $Pi2$ , наблюдаемые на фоне одной и той же бухты, в зависимости от времени Л—Ловозеро, Б—Борок, Я—Якутск. Остальные результаты получены из наблюдений на станции Подкаменная Тунгуска

лана попытка выделить функциональные зависимости аномального затухания  $\gamma_* = \gamma_*(\delta H_{\max}, \frac{t}{D})$  пульсаций  $Pi2$  от времени и от максимальной величины бухты. Исходя из результатов предшествующего анализа, авторы решили разделить весь имеющийся в наличии материал по затуханию двух или более цугов  $Pi2$  на фоне бухт на три части, соответствующие трем интервалам величин бухт:

$$\delta H_{\max} < 20 \text{ нТл}, 20 \text{ нТл} < \delta H_{\max} < 80 \text{ нТл}, \delta H_{\max} > 80 \text{ нТл}.$$

В качестве экспериментального материала в работе использовались записи геомагнитного поля, полученные в обсерватории Петропавловск-Камчатский за 1974–1976 гг. Полученные результаты приведены на рис. 4.24. Как легко видеть, для цугов  $Pi2$  на фоне бухт в среднем интервале получается та же зависимость затухания  $\left(\frac{T}{\tau}\right)$  цугов  $Pi2$  от времени  $t/D$ , что и в работах [48, 52].

Для цугов на фоне бухт менее 20 нТл декремент затухания примерно один и тот же по всей бухте. Если считать, что малым бухтам соответствуют в среднем малые продольные токи, при которых турбулентность практически не развивается, то аномальное затухание отсутствует и  $\gamma_* = 0$ .

При больших бухтах ( $\delta H_{\max} > 80$  нТл) декремент затухания может увеличиться как за счет увеличения  $\gamma_0$  (при большой возмущенности меняются условия в ионосфере), так и за счет увеличения  $\gamma_*$ . Кроме того, нужно иметь в виду, что бухтам 80–90 нТл на широте 40–50° соответствуют в авроральной зоне понижения горизонтальной составляющей магнитного поля  $\delta H \approx (600 \div 200)$  нТл. Таким большим бухтам соответствуют очень большие продольные токи, в которых, возможно, развивается сильная турбулентность.

В рассмотренных работах [48, 52, 55] анализировались лишь цуги  $Pi2$  на фоне бухт и соответственно практически исследовалась зависимость декрементов затухания в фазе развития и в фазе восстановления магнитосферной суббури. Ясно, что полученная картина динамики явления не полна, поскольку состояние магнитосферной плазмы существенно меняется с фазой бури. В связи с этим в работе [84] рассмотрена эво-

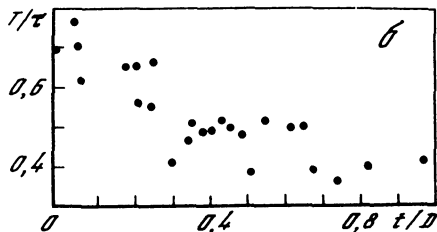
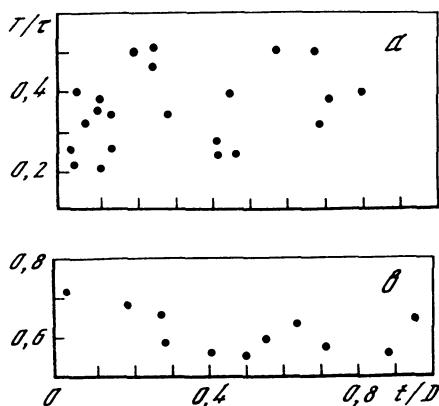


Рис. 4.24. Эволюция декремента затухания цугов  $Pi 2$  в ходе суббури для трех интервалов значений  $\delta H_{\max}$  бурт, на фоне которых наблюдается  $Pi 2$

$a - \delta H_{\max} < 20$  нТл;  $b - 20$  нТл  $< \delta H_{\max} < 80$  нТл;  $c - \delta H_{\max} > 80$  нТл

люция декремента затухания пульсаций  $Pi 2$  в ходе суббури, включая предварительную фазу суббури.

Для анализа были отобраны 29 геомагнитных бурь, развивающихся на спокойном фоне; декремент затухания пульсаций определяется лишь для цугов относительно правильной формы при условии мало изменяющегося от колебания к колебанию периода. Полученные результаты представлены на рис. 4.25. По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое от момента начала взрывной фазы, по оси ординат — относительная величина декремента затухания ( $\gamma_{отн}$ ) пульсаций  $Pi 2$ . За единицу принималось максимальное (в ходе каждой из рассматриваемых бурь) значение  $\gamma$ . Непрерывными линиями показано изменение средних значений  $\gamma$ ; тонкие вертикальные отрезки соответствуют удвоенному среднеквадратическому отклонению.

Из рис. 4.25 видно, что наблюдается достаточно отчетливый рост  $\gamma_{отн}$  во время предварительной фазы суббури. При этом диапазон изменений  $\gamma_{отн}$  составляет в среднем полпорядка и свидетельствует о заметном уменьшении продольной проводимости магнитосферной плазмы. Максимальной величины декремент затухания пульсаций  $Pi 2$  достигает во время взрывной фазы (может быть, за несколько минут до ее начала); можно полагать, что эта фаза бури соответствует периоду максимального развития аномального сопротивления в магнитосферной плазме.

Последующие вариации величины  $\gamma_{отн}$  оказываются значительно более сложными. Судя по приведенным на рис. 4.25 данным, на этой стадии развития бури в ходе  $\gamma(t)$  можно выделить две ветви: 1) ниспадающую, соответствующую затуханию турбулентности в магнитосферной плазме, согласно результатам работ [48, 55]; 2) верхнюю, соответствующую сохранению предельной величины  $\gamma_{отн}$ . Появление последней ветви объясняется скорее всего воздействием дополнительных вспышек сияний (вторичных), характерных для фазы развития авроральной суббури. Верхняя ветвь имеет определенный физический смысл: постоянство  $\gamma_{отн}$  после взрывной фазы указывает, по-видимому, на то, что степень турбулентности магнитосферной плазмы в момент взрывной фазы достигает не просто какой-то большой, но некоторой предельной величины, характерной для плазмы с параметрами, соответствующими той или иной индивидуальной буре.

Известно, что цуги  $Pi 2$ , имеющие максимум интенсивности в полуночном секторе южной границы аврорального овала, наблюдаются на очень большой территории. Определенно неизвестно, в каких областях магнитосферы или ионосферы они генерируются и каким образом распространяются по земной поверхности. Однако при изучении пульсаций  $Pi 2$  в целях диагностики магнитосферной турбулентности очень важно знать, о каких областях магнитосферы несет информацию затухание этих пульсаций. Поэтому в работе [53] рассмотрена зависимость декрементов затухания  $Pi 2$  от широты по меридиональному профилю: Ловозеро—Кемь—Карпогоры—Согра—Суйсарь—Красное Озеро—Борок—Боровое—Ашхабад.

Результаты обработки магнитограмм одновременной записи с учетом вращения плоскости поляризации пульсаций приведен на рис. 4.26. На основе рассмотрения 11 случаев выявлена зависимость  $T/\tau$  от  $\Phi$  для интервала  $\Phi = 32-63^\circ$  и  $\lambda = 130 \pm 10^\circ$ . Видно, что в области проекции плазмопаузы ( $\Phi \approx 56-60^\circ$ ) значения  $T/\tau$  обнаруживают

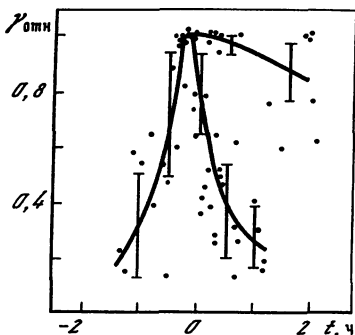


Рис. 4.25. Эволюция декремента затухания цугов  $Pi 2$  в ходе суббури, включая предварительную фазу суббури

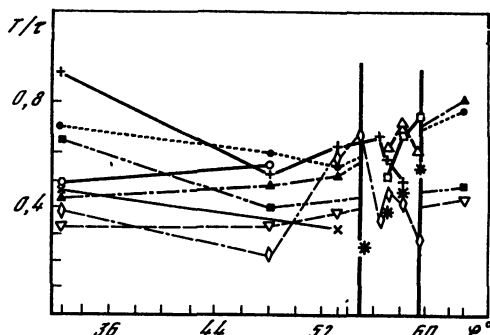


Рис. 4.26. Зависимость затухания пульсации  $Pi 2$  от широты

большие изменения. Эти изменения происходят на сравнительно небольших расстояниях (до  $1^\circ$ ). В этой области (назовем ее "особой"), возможно, включаются какие-то неизвестные механизмы затухания и усиления колебаний. В основной области (исключая особую область), зависимость  $T/\tau$  от  $\Phi$  носит довольно плавный характер. При этом в районе широт  $49-54^\circ$  намечается минимум затухания. Декремент затухания в минимуме в среднем в 1,5 раза меньше, чем на краях профиля. Зависимость  $\gamma^*$  от MLT рассмотрена в работах [54, 28]. Она согласуется с суточным ходом энергии авроральных электронов [63] и средней плотностью продольных токов [308].

Интересно отметить, что если на фоне больших бухт наблюдается два цуга  $Pi 2$ , то затухание первых цугов может быть одинаковым в пределах погрешности для довольно далеко расположенных друг от друга станций (Ашхабад и Боровое; Монды и Якутск), а затухания вторых цугов могут значительно отличаться, т.е. процессы турбулизации протекают различно и в близко расположенных трубках.

Если  $Pi 2$  — вынужденные колебания в некотором резонаторе над авроральной зоной, которые затем распространяются в ионосфере с помощью ионосферной токовой системы, то на всей наблюдаемой площади  $Pi 2$  при одном видимом периоде, казалось бы, должны иметь один и тот же декремент затухания  $\gamma$ . Приступая к работе, авторы ожидали именно такой результат. Однако оказалось, что декремент различен для разных точек наблюдения (отличие декрементов затухания в разных точках заметно превышает погрешность). Если принять, что  $Pi 2$  генерируются над авроральной зоной, то одним из возможных объяснений может быть следующее. Известно, что в результате перегретой неустойчивости [144], исследованной на токамаках, турбулентный ток расслаивается на волокна, где и выделяется тепло. Таким образом, в плазме с током возможно существование довольно тонких слоев с разной степенью турбулизации, с разным аномальным сопротивлением и, следовательно, с разной частотой коллективных соударений.

Аналогичное расслоение турбулентного тока может иметь место и для магнитосферных токов. Соответственно вместо одного резонатора, проектирующегося в авроральную зону, можно предположить существование совокупности таких резонаторов, имеющих практически один и тот же период  $T$ , но разные декременты затухания. Тогда колебания от разных (в смысле затухания) резонаторов будут распространяться по ионосфере, перенося в разные точки наблюдения возмущения, соответствующие разным резонаторам.

Таким образом, если принять в качестве рабочей гипотезы турбулентный механизм затухания пульсаций  $Pi 2$ , то декремент затухания цугов  $Pi 2$  на фоне достаточно больших бухт может служить не глобальной характеристикой турбулентности в магнитосфере, а локальной, характеризующей турбулентности отдельных силовых трубок авроральной зоны.

Можно пытаться получить сведения об интересующих нас величинах по экспериментальным данным о пульсациях, используя другой метод, предложенный в работе [59]. Метод оценки эффективной продольной проводимости  $\sigma_{||}$ , осредненной вдоль всей силовой трубки, основывался на рассмотрении процесса распространения от не-

которого источника в магнитосфере гидромагнитных волн, соответствующих пульсациям с периодами от долей до десятков минут. В основу рассмотрения взята плоская слоистая модель среды, в которой магнитосфера заключена между двумя сопряженными "ионосферами", а источник пульсаций предполагается локальным дипольным источником электрического типа, помещенным в некоторой точке магнитосферы.

Исходя из общего решения, имеющегося в монографии [60] для величины магнитной индукции магнитного поля пульсаций на поверхности Земли, вычислялись "площади пульсаций", которые оказались наиболее устойчивыми интегральными характеристиками пульсаций

$$\Phi^{c, ю} = \int_{-\infty}^{\infty} B_x^{c, ю}(t) dt$$

для сопряженных (или близких к сопряженным) точек в северном (с) и южном (ю) полушариях. Отношение "площадей пульсаций"  $\Phi^c/\Phi^{ю}$  является функцией средней эффективной продольной проводимости магнитосферы  $\sigma_{||}$ , периода пульсаций  $T$  и ряда других параметров, характеризующих положение источника и точек наблюдения. Используя эту связь между величинами и информацию, полученную при измерениях в магнитосопреженных точках, можно получить оценку  $\sigma_{||}$ . Для конкретного цуга  $Pi2$ , зарегистрированного в точках пос. Согра (СССР) и о-ва Кергелен (Индийский океан) 10.03.66 г. в 20 ч 32 мин получено значение  $\sigma_{||} \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Вычисление  $\sigma_{||}$  было выполнено численными методами, в силу того что конкретное выражение для  $\Phi^{c, ю}$  содержит довольно сложные интегралы, в которые  $\sigma_{||}$  входит в качестве параметра. Автор работы [59] подчеркивает, что полученная оценка довольно груба, поскольку ошибки в исходных данных могут изменить полученную  $\sigma_{||}$  на 1–2 порядка. Но даже и с учетом этого ясно, что такая малая величина проводимости безусловно соответствует высокой частоте коллективных столкновений  $\nu^* \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

В [59] отмечено, что аналогичным образом можно обрабатывать вертикальную составляющую  $E_z$ -пульсаций атмосферного электричества, причем параметры горизонтально-слоистой Земли и холловская проводимость нижней ионосферы в низкочастотном диапазоне не влияют на  $E_z$ .

Достоинствами предложенного в [59] метода диагностики продольной проводимости плазмы является, как указывает автор метода, полное отсутствие какого либо влияния горизонтально-слоистой Земли и отсутствие связи с альвеновской скоростью. Недостатками метода являются необходимость обязательного использования сопряженных точек и необходимость ряда предположений о характере и положении предполагаемого источника.

Итак, из-за большого количества допущений и предположений убедительность выводов каждой из рассмотренных работ невелика, однако совокупность всех этих работ, выполненных разными авторами независимо и согласие в оценках, получаемых на основе разных подходов, приводят к выводу о том, что наземные методы исследования магнитосферной турбулентности в целом дают достаточно важную и надежную информацию и являются ценным добавлением к прямым методам исследования турбулентности в магнитосфере на космических аппаратах.

В настоящее время считается возможным изучать волновую плазменную турбулентность и аномальное сопротивление в магнитосфере, используя наземные радиолокационные измерения.

Известно, что в  $E$ -области полярной ионосферы одновременно с магнитными возмущениями возникают мелкомасштабные неоднородности, ориентированные вдоль магнитного поля Земли, вызывающие интенсивное отражение радиолокационных сигналов УКВ-диапазона [163, 262].

Характерной особенностью этих радиотражений является сильная зависимость интенсивности рассеянного сигнала от угла между нормалью к фронту падающей волны и плоскостью, перпендикулярной вектору магнитного поля Земли. Радиотражения происходят, согласно [209], от слабых ( $\Delta n/n \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ ) неоднородностей плотности плазмы, имеющих форму вытянутых вдоль магнитного поля столбов с продольными размерами 10–20 м и поперечными 3–5 м и расположенных в объеме рассеяния статистически независимо. Измерения концентрации электронов на ракете [369] подтвер-

дрили существование таких неоднородностей с максимальным значением  $\frac{\Delta n}{n} \approx 5\%$

в области частот  $f \approx 1-2$  кГц [260]. С этими измерениями согласуется представление что эти неоднородности — плоские волны, распространяющиеся со звуковой скоростью поперек магнитного поля. Для объяснения происхождения этих неоднородностей применяют теорию плазменных неустойчивостей, развитую для слабоионизованной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Закон дисперсии и инкремент нарастания неустойчивости волн Бунемана—Фарлея определяется формулами, вывод и обсуждение которых можно найти, например, в обзоре Волосевич, Липеровского и Свердлова [35] и в работе [34]:

$$\gamma = \frac{\kappa}{\nu_i (1+R)} [\omega^2 + \nu_i \omega \eta - k^2 c_s^2] - 2\alpha n_0 - \gamma_{\text{нел}}.$$

$$\omega = \frac{k v_0}{1+R}, \quad R = \frac{\nu_i \hat{\nu}_e}{\omega_{He} \omega_{Hi}}, \quad \hat{\nu}_e = \nu_e \left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{\nu_e^2} \sin \psi\right), \quad (4.12)$$

$$\eta = \kappa_{\perp} \omega_{He} k_{\perp} / k^2 \hat{\nu}_e, \quad \kappa = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial r},$$

где  $\nu_i, \nu_e$  — частоты столкновений ионов и электронов с нейтралами,  $\omega_{Hi}, \omega_{He}$  — гирочастоты,  $c_s = [(T_i + T_e)/m_i]^{1/2}$  — скорость звука,  $n_0$  — плотность электронов,  $v_0$  — дрейфовая скорость электронов относительно ионов,  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации,  $\gamma_{\text{нел}}$  — нелинейный инкремент,  $k$  — волновой вектор,  $\psi$  — угол между вектором  $k$  и плоскостью, нормальной магнитному полю Земли (ракурсный угол).

Из (4.12) видно, что возможны два типа неустойчивостей: тип I, соответствующий  $n = \text{const}$ , и при  $\eta = 0$  — тип II. Для неустойчивости типа I (Бунемана—Фарлея) фазовая скорость волн больше скорости звука  $v_0 \geq c_s$ , волны возбуждаются в высокочастотной области; существует пороговое значение дрейфовой скорости, которое выше для больших  $k$  и ракурсных углов  $\psi$ . Для неустойчивости типа II (дрейфово-градиентная) характерно возбуждение при низких дрейфовых скоростях электронов  $v_0 < c_s$  (практически отсутствие порога), при этом фазовая скорость волн может быть существенно меньше скорости звука ( $\omega^2 \ll k^2 c_s^2$ ).

В работе Хагфорса и Ионсона [290] указывалась возможность объяснения авроральных радиоотражений на ионно-циклотронных волнах (рассмотренных в разд. 2.2 для бесстолкновительной плазмы) при учете слабых столкновений. Возникшие волны распространяются почти ортогонально магнитному полю с законом дисперсии [241]:

$$\omega = (\omega_{Hi}^2 + k^2 c_s^2)^{1/2},$$

причем неустойчивы, если дрейфовая скорость

$$v_0 > (\omega_{Hi}^2 + k_{\perp}^2 c_s^2)^{1/2} / k_{\perp}.$$

Эта ветвь соответствует волнам, фазовая скорость которых может намного превышать  $c_s$ .

В работе [241] предпринята попытка объяснить спектры типа III авроральных радиоотражений, о которых сообщалось в работах [189, 190], возникновением ЕС-турбулентности.

В последнее время многие авторы пытаются выяснить связь магнитосферных продольных токов с явлениями в полярной ионосфере. Несмотря на обнаруженную корреляцию авроральных радиоотражений с магнитными возмущениями, полярными сияниями, вторгающимися потоками частиц и продольными токами, детальная взаимосвязь этих геофизических явлений до конца не установлена.

Корреляция авроральных радиоотражений со структурой электронного высыпания экспериментально обнаружена Лидебрандом [348], однако корреляции с протонными вторжениями не обнаружено. В противоположность этому результату в работе [290] при сопоставлении спутниковых измерений электронного и протонного высыпания

с радиоотражениями обнаружено пространственное совпадение областей протонного высыпания и радиоотражений. В работе [480] на основе измерений на спутнике отмечена корреляция диффузных радиоотражений с текущими вниз продольными магнитосферными токами. Корреляция авроральных радиоотражений с видимыми формами полярных сияний подтверждается многочисленными работами, однако области радиоотражений и полярных сияний только иногда совпадают в пространстве. Отметим, что в периоды регистрации радиоотражений отмечаются возмущения магнитного поля. В работе [412] высказывалась мысль о том, что наблюдения радиоотражений соответствующих неустойчивости Бунемана—Фали, открывают возможность вычислять электрические поля в полярной шапке путем измерения доплер-сдвига отраженного сигнала.

В ряде работ делается попытка найти связь между протеканием продольных токов в магнитосферно-ионосферной цепи и экспериментально наблюдаемыми радиоотражениями [32, 51, 483]. Так, в работах [32, 51] исследуется возможность осуществления квазистационарного состояния ионно-звуковой турбулентности при протекании продольного тока за счет неоднородности газа плазмонов в пространстве. Условие возникновения квазистационарного уровня с учетом этого эффекта:

$$EL^2 \gg 0,4 T_e^{3/2} / e^2 n_0^{1/2}, \quad (4.13)$$

где  $L$  — поперечный размер силовой трубки продольного тока, по предположению соответствующий  $l = L (R_E/R)^{3/2}$  толщине видимой авроральной формы,  $n_0$  — плотность электронов.

Из неравенства (4.13) видно, что должно существовать критическое значение  $l$  для возникновения достаточно высокого уровня турбулентности. Эффект порога для существования в магнитосфере стационарных областей с ионно-звуковой турбулентностью и аномальным сопротивлением может также проявиться и в наблюдениях радиоотражений в полярной ионосфере. Из анализа инкрементов нарастания дрейфово-градиентной неустойчивости (4.12) можно заключить, что горизонтальные градиенты электронной плотности существенным образом влияют на возникновение радиоотражений, соответствующих дрейфово-градиентной неустойчивости. Горизонтальные градиенты электронной плотности могут образовываться при втекании магнитосферного продольного тока; кроме того, градиенты электронной плотности определяются толщиной авроральной дуги. Поэтому для возникновения дрейфово-градиентной неустойчивости должна существовать критическая толщина  $l$  при данном электрическом поле. При малых толщинах авроральных дуг основным механизмом радиоотражений в авроральной ионосфере должен являться дрейфово-градиентный, а при больших толщинах (малых градиентах) — токовая неустойчивость Бунемана—Фали. Заметим, что весьма информативным исследованием, дающим возможность разделить принимаемые радиоотражения по типам, может служить экспериментальное определение зависимости доплер-сдвига радиоотражений от частоты, азимутального и ракурсного углов. По типу радиоотражений можно судить о поперечных масштабах продольного тока, втекающего в полярную ионосферу.

Аналогичные вопросы для дрейфово-градиентной неустойчивости рассматривались также в [395]. Другой возможный эффект воздействия ионно-звуковой турбулентности продольного тока на генерацию мелкомасштабных неоднородностей рассмотрен в работе [33]. Показано, что при превышении электрическим полем некоторого порогового значения возникает ионно-звуковая турбулентность, которая может привести к тому, что эффективная частота столкновений электронов с плазмонами станет больше частоты столкновений электронов с нейтралами (особенно в верхней части  $E$ -области ионосферы)  $\nu_e^* > \nu_{en}$ . Этот эффект должен сказаться на том, что при одной и той же степени надкритичности диапазон возможных ракурсных углов существенно увеличивается. Таким образом, появляется возможность объяснить экспериментально наблюдаемые радиоотражения под большими ракурсными углами во время турбулизации ионосферной плазмы продольными токами, коррелирующими с вторгающимися потоками заряженных частиц. Изучение корреляции диапазона ракурсных углов принимаемых радиоотражений с наблюдаемыми бухтообразными магнитными возмущениями и с измеряемыми одновременно продольными токами может также дать информацию о динамике изучаемых турбулентных процессов.

Еще одним возможным методом диагностики турбулентности продольного тока является изучение динамических спектров ОНЧ-сигналов. При изучении нестационарных



процессов, связанных с турбулентным нагревом, этот метод является наиболее перспективным. Он позволяет регистрировать быстрое изменение характерных длин волн ионно-звуковой турбулентности и соответствующее изменение частот ОНЧ-сигнала.

Существуют две возможности радиолокационных измерений, которые могли бы дать информацию по интересующему нас вопросу. Об одной из этих возможностей указывалось в работе [154]. В основе этого радиолокационного метода лежит измерение частотных сдвигов сигнала, отраженного от области, в которой развита волновая турбулентность. Если радиолокационный сигнал, соответствующий волновому числу  $k_r$  и частоте  $\omega_r$ , посылается в область магнитосферы с развитой волновой турбулентностью, с соответствующими параметрами  $k_s$  и  $\omega_s$ , то, используя законы сохранения  $k_r = k_r' + k_s$  и  $\omega_r = \omega_r' + \omega_s$  (где  $k_r'$ ,  $\omega_r'$  — параметры отраженного сигнала), можно получить информацию о волновом числе и частоте ( $k_s$ ,  $\omega_s$ ) волн, отражающих сигнал. Если волны возбуждаются в нестационарных токах, рассмотренных в разд. 1.6, 1.7, то длина волны ионно-звуковых волн  $\lambda \approx 2\pi v_{Te}/\omega_{pe}$  за время турбулентного нагрева изменится на несколько порядков и соответственно этому должен изменяться сдвиг частоты отраженного сигнала.

В последние годы идет интенсивное экспериментальное изучение характеристик авроральных радиоотражений в связи с динамикой продольных токов и высыпанием энергичных частиц. В работе [368] области радиоавроральных отражений в дневном авроральном овале сравнены с областями продольных токов и энергичных частиц, наблюдавшихся на *ISIS-2*. В послеполуденный период наблюдалась диффузная радиоаврора как в области ниже слоя с продольным током, так и под областью высыпания протонов с  $E > 3$  кэВ. Известны наблюдения дискретной радиавроры под областью замыкания продольного тока. Если радиолокационные измерения проводятся на фиксированной частоте, то можно ожидать радиоотражения только в моменты времени, когда в динамике турбулентного нагрева выполняются законы сохранения для частот и волновых чисел. Поскольку создание радиолокационных установок с частотой, изменяющейся за доли секунды на несколько порядков, вряд ли возможно, весьма перспективным является одновременное измерение на нескольких частотах авроральных радиоотражений от одной и той же отражающей области с достаточно точным определением разности времен и с одновременным измерением частотных сдвигов отраженных сигналов.

В случае стационарной турбулентности для достаточно широких токовых трубок, когда характерное волновое число турбулентности сохраняется постоянным достаточно длительное время, получение радиоотражений на одной частоте возможно сравнительно длительное время. В этом случае весьма актуально измерение спектра турбулентности с использованием радиоотражения на нескольких частотах.

В заключение этого раздела отметим еще один возможный путь изучения магнитосферной электростатической турбулентности — по наблюдениям пульсирующих авроральных биструктур [14, 83].

#### 4.5. ТЕОРИЯ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В МАГНИТОСФЕРЕ

Приведенные в разд. 4.3 экспериментальные данные уверенно свидетельствуют о существенной роли аномального сопротивления и двойных слоев в физике авроральных явлений, в частности в процессе передачи крупномасштабных электрических полей из магнитосферы в ионосферу, в генерации продольных электрических полей и в ускорении заряженных частиц, высыпающих из магнитосферы в ионосферу или, наоборот, поступающих из ионосферы в магнитосферу. Вместе с тем очевидно, что весь указанный комплекс процессов оказывается возможным лишь в том случае, когда имеется внешний (по отношению к области аномального сопротивления или к двойному слою) источник энергии, обеспечивающий генерацию достаточно интенсивных продольных токов, необходимых для развития плазменной турбулентности, и электрических полей, поддерживающих эти токи в условиях аномально высокого сопротивления. В настоящее время появление крупномасштабных электрических полей в магнитосфере чаще всего связывают с процессами пересоединения силовых линий магнитного поля и трансформации его энергии в окрестностях нейтральных линий в лобовой части магнитопаузы и в хвосте магнитосферы. Предполагаемая при этом по-

следовательность процессов в различных областях магнитосферы подробно обсуждается в работах Данжи [252], Обаяши [123], Чемпена и Акасофу [1], Пудовкина и др. [133–136], Стерна [455], Акасофу [166, 167], Мишина [11, 119] и др. В связи с этим мы опустим детальное описание обсуждаемой модели и напомним лишь ее основные черты.

Физическая картина пересоединения силовых линий магнитного поля. На рис. 4.27 представлена широко известная "открытая" модель магнитосферы, предложенная Данжи [252]. Наиболее существенной чертой этой модели является то, что силовые линии геомагнитного поля, выходящие из полярных шапок Земли, пересоединяются с силовыми линиями магнитного поля солнечного ветра и движутся вместе с ним.

При этом электрическое поле  $E = \frac{1}{c}[\mathbf{v} \mathbf{B}]$ , существующее в солнечном ветре в неподвижной относительно Земли системе отсчета, передается вдоль силовых линий магнитного поля в глубь магнитосферы и в ионосферу Земли, вызывая там весь комплекс явлений, образующих авроральную суббурию.

Таким образом, "открытая" модель магнитосферы, основанная на предположении о пересоединении силовых линий магнитосферного и межпланетного магнитных полей, качественно описывает процесс взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой достаточно правдоподобно. Однако, для того чтобы судить о том, насколько хорошо эта модель описывает развитие суббурии с количественной точки зрения, необходимо выяснить, какие именно параметры электромагнитного поля и течения плазмы и с какой степенью уверенности предсказываются этой моделью. В частности, для количественного описания процессов развития суббурии необходимо знать хотя бы размеры области существования электрического поля в магнитосфере и ионосфере Земли и интенсивность последнего. В связи с этим рассмотрим подробнее процесс пересоединения силовых линий магнитного поля и выясним параметры плазмы и ее движения, определяющие скорость этого пересоединения. При этом мы воспользуемся результатами анализа рассматриваемой проблемы, представленного в обзорных работах Пудовкина и др. [136] и Василюнаса [484].

Прежде всего рассмотрим следующую элементарную задачу [492]. Пусть в однородной и несжимаемой жидкости или плазме с проводимостью  $\sigma$  в некоторый момент времени  $t = 0$  задано магнитное поле  $\mathbf{B} = \pm B_0 e_y$  при  $x \geq 0$  соответственно (рис. 4.28).

Для описания последующих изменений интенсивности и пространственного распределения поля  $\mathbf{B}$  воспользуемся законом Ома, в случае изотропной магнитной гидродинамики имеющим вид

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v} \mathbf{B}] = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j}, \quad (4.14)$$

где  $E$  — интенсивность электрического поля в неподвижной относительно наблюдателя системе отсчета;  $\mathbf{B}$  — интенсивность магнитного поля;  $\mathbf{v}$  — скорость движения плазмы;  $\mathbf{j}$  — плотность тока.

Применяя операцию  $\text{rot}$  к обеим частям равенства (4.14) и используя уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$

получаем искомое уравнение, описывающее изменение магнитного поля в проводящей среде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (4.15)$$

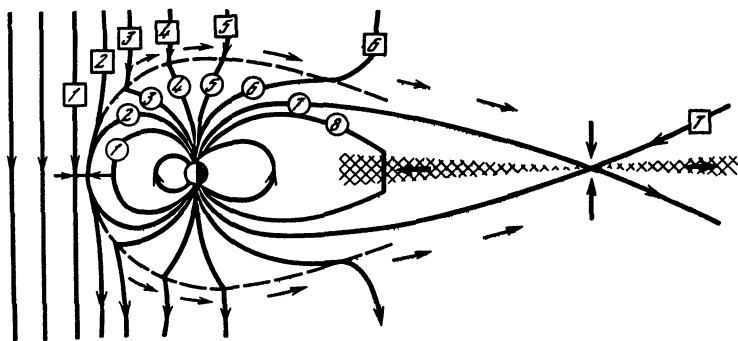


Рис. 4.27. Модель открытой магнитосферы

Цифрами указано положение (в последовательные моменты времени) силовой линии ММП, пересекающейся с силовыми линиями геомагнитного поля

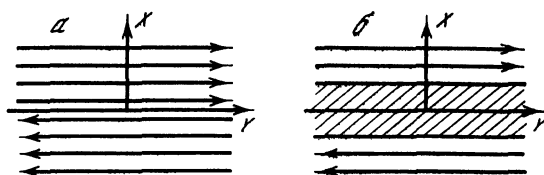


Рис. 4.28. Конфигурация силовых линий магнитного поля вблизи области аннигиляции последнего в начальный момент времени (а) и по прошествии некоторого времени (б)

В случае неподвижной плазмы ( $v = 0$ ) уравнение (4.15) при выбранной нами геометрии задачи (см. рис. 4.28) принимает вид

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \quad (4.16)$$

и соответственно имеет решение

$$B_y(x, t) = \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}} B_0 \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{\pi\sigma x^2}{c^2 t}} \right). \quad (4.17)$$

Из равенства (4.17) видно, что толщина переходного слоя, характеризующегося пониженной интенсивностью магнитного поля, равна  $\delta = (c^2 t / \pi\sigma)$  и увеличивается со временем. Таким образом, в ходе рассматриваемого процесса интенсивность магнитного поля в области, прилегающей к плоскости  $x = 0$  (на рис. 4.28, б заштрихована), непрерывно уменьшается; однако противоположно направленные силовые линии магнитного поля не имеют общей касательной, т.е. не пересоединяются, и их следует рассматривать как аннигилирующие при слиянии в нейтральном слое  $x = 0$ . При этом энергия аннигилирующего магнитного поля непосредственно превращается в тепло.

В то же время равенство (4.17) показывает, что скорость диффузии, равная  $d\delta/dt = (1/2) (c^2 / \pi\sigma t)^{1/2}$ , уменьшается со временем, вследствие чего процесс слияния силовых линий магнитного поля затухает. Очевидно, что для поддержания скорости диффузии на достаточно высоком уровне необходимо обеспечить существование достаточно большого градиента интенсивности магнитного поля. Соответствующий градиент магнитного поля может быть создан и может поддерживаться в результате движения жидкости (например, под действием электрического поля, перпендикулярного к магнитному) по направлению к нейтральному слою (Паркер [405], Свит [459]). Действительно, в этом случае изменение магнитного поля со временем описывается уравнением (4.15), принимающим в случае рассматриваемой нами одномерной задачи форму

$$\partial B_y / \partial t = -v_x (\partial B_y / \partial x) + (c^2 / 4\pi\sigma) (\partial^2 B_y / \partial x^2). \quad (4.18)$$

Очевидно, что при выполнении равенства

$$v_x (\partial B_y / \partial x) = (c^2 / 4\pi\sigma) (\partial^2 B_y / \partial x^2) \quad (4.18a)$$

скорость изменения интенсивности поля  $B_y$  со временем  $\partial B_y / \partial t = 0$ , т.е. мы получаем стационарный поток жидкости, обеспечивающий постоянную скорость слияния и аннигиляции силовых линий магнитного поля.

Интегрируя равенство (4.18), можно найти распределение поля  $B$  поперек переходного слоя, соответствующее рассматриваемому нами стационарному случаю:

$$B_y = \pm B_{0y} \left[ 1 - \exp \left( \frac{-4\pi\sigma v_x x}{c^2} \right) \right].$$

При этом полутолщина переходного слоя, равная

$$\delta = c^2 / 4\pi\sigma |v_x|, \quad (4.19)$$

поддерживается постоянной в результате баланса конвекции и диффузии силовых линий магнитного поля.

Несмотря на то что скорость диффузии силовых линий магнитного поля явно зависит от проводимости среды (равенство (4.16)), скорость слияния последних при указанных выше условиях оказывается не связанной с проводимостью плазмы и определяется лишь скоростью конвекции  $v_x$ , т.е. в конечном счете интенсивностью наложенного извне электрического поля. Проводимость среды в этом случае определяет лишь распределение интенсивности магнитного поля в переходном слое и соответственно толщину последнего.

Следует заметить, однако, что приведенное выше рассмотрение не вполне корректно, поскольку мы предполагали, что плазма, дрейфующая к нейтральному слою, каким-то образом выводится из него, никак не влияя на дальнейший ход процесса. В действительности же плазма, поступающая в нейтральный слой, находится в нем в течение конечного времени, тормозя движение прилегающих к нему слоев. Итак, в любой реальной ситуации скорость движения плазмы к нейтральному слою и соответственно скорость слияния силовых линий магнитного поля определяются не только интенсивностью внешнего электрического поля, но и эффективностью процессов, обеспечивающих удаление жидкости из нейтрального слоя.

Рассмотрим в связи с этим предложенную Паркером [405] и Свитом [459] диффузионную модель пересоединения силовых линий магнитного поля. В этой модели в некоторой области с характерными размерами  $2L$  вдоль оси  $Y$  стационарная конфигурация магнитного поля имеет вид, представленный на рис. 4.29. Плазма, предполагаемая несжимаемой, движется по направлению к нейтральному слою со скоростью  $v_x$ , равной скорости диффузии, определяемой равенством (4.18a). При этом полутолщина переходного слоя  $\delta$  неизвестна и должна быть определена из условий задачи. Вдоль слоя плазма движется со скоростью  $v_y$ , величина которой также неизвестна.

Для отыскания величины  $v_y$  воспользуемся условием непрерывности потока плазмы

$$L v_x = \delta v_y, \quad (4.20)$$

откуда

$$v_y = (L/\delta) v_x. \quad (4.21)$$

Таким образом, попадая в нейтральный слой, каждый элементарный объем рассматриваемой плазмы приобретает кинетическую энергию  $W \approx 1/2 \rho v_y^2$ . Поскольку единственным источником энергии в рассматриваемой задаче является аннигилирующее магнитное поле, можно полагать, пренебрегая магнитной и тепловой энергией плазмы в слое и учитывая неравенство  $v_y \gg v_x$ , что

$$\frac{1}{2} v_y \delta \rho v_y^2 \leq \frac{1}{8\pi} v_x L B_0^2,$$

откуда при учете (4.21) следует

$$v_y^2 \lesssim B_0^2 / 4\pi\rho = v_A^2.$$

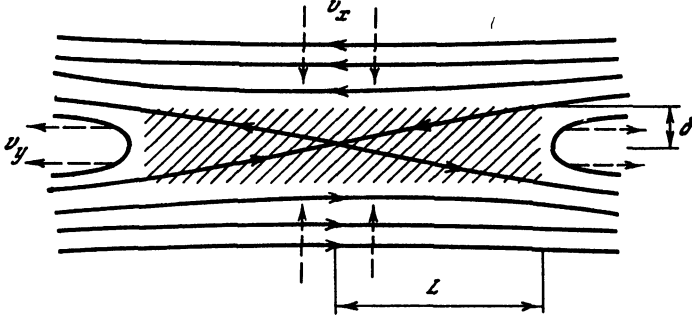


Рис. 4.29. Конфигурация силовых линий магнитного поля в области их пересоединения в модели Паркера–Свита

Таким образом, жидкость растекается вдоль нейтрального слоя со скоростью, не превышающей альвеновскую скорость в прилегающей к слою среде.

Подставляя величину скорости  $v_y$  в равенство (4.21), можно оценить толщину переходного слоя  $\delta = L v_x / v_A$ . Отсюда, используя равенство (4.15), находим, что полутолщина переходного слоя равна

$$\delta = c \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma v_A}}, \quad (4.22)$$

при этом скорость слияния силовых линий оказывается равной

$$v_x = v_A / (\text{Re}_m)^{1/2}, \quad (4.23)$$

где  $\text{Re}_m \equiv 4\pi\sigma v_A L / c^2$  — магнитное число Рейнольдса. Таким образом, в отличие от рассмотренной выше упрощенной задачи, в модели Паркера–Свита скорость пересоединения силовых линий явно зависит от проводимости плазмы. Физический смысл такой зависимости очевиден. В самом деле, из равенства (4.22) видно, что, как и в предыдущем случае, толщина переходного слоя определяется наряду с прочими условиями задачи также и проводимостью плазмы. В свою очередь, толщина этого слоя при фиксированной величине  $v_y \ll v_A$  определяет величину полного потока плазмы, вытекающей из области пересоединения, и тем самым величину потока плазмы, поступающей в область пересоединения, т.е. величину  $v_x$ .

В реальных условиях, характерных для магнитосферы Земли и солнечного ветра, магнитные числа Рейнольдса очень велики. Так, например, при  $n = 5 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 10^5 \text{ К}$  (цифры, типичные для солнечного ветра) классическая величина проводимости  $\sigma$ , определяемая, согласно Спитцеру [153], выражением

$$\sigma = 1,4 \cdot 10^8 \frac{T^{3/2}}{\ln \Lambda}, \quad (4.24)$$

равна  $\sigma \approx 2,2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  и при  $v_A = 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  и  $L = 10^{10} \text{ см}$  (размеры магнитосферы)  $\text{Re}_m = 10^{11}$ . Таким образом, скорость пересоединения силовых линий магнитного поля оказывается много меньше альвеновской и совершенно недостаточна для объяснения наблюдаемых в магнитосфере полей и потоков энергичных частиц. В то же время толщина области пересоединения становится настолько малой, что гидродинамическое описание плазмы оказывается неприменимым. В связи с этим в ряде работ процесс пересоединения силовых линий магнитного поля рассматривался не в гидродинамическом, а в одночастичном приближении, т.е. вместо движения элементов объема плазмы исследовалось движение отдельных частиц [171, 235, 236, 245, 246]. Поскольку результаты такого рассмотрения заметно отличаются от выводов магнитогидродинимических моделей, возникли вполне понятные сомнения в применимости последних в случае разреженной космической плазмы. Однако Василиюнасом [484] было показано, что обе модели (магнитогидродинимическая и одночастичная) не противоречат друг другу, но описывают лишь различные состояния плазмы (соответственно плотную или разре-

женную) и можно построить более общую модель, пригодную для описания обоих случаев. Дело в том, что при получении выражений (4.22) и (4.23), описывающих параметры переходного слоя и скорость пересоединения силовых линий магнитного поля, мы вслед за авторами [337, 405, 459] воспользовались упрощенной формой закона Ома (выражение (4.14)), не учитывающей инерции электронов и справедливой лишь в случае достаточно плотной плазмы. В случае промежуточной или низкой плотности плазмы закон Ома следует записать в более общей форме [85, 143, 484]:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v} \mathbf{B}] = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} + \frac{1}{cne} \mathbf{j} \mathbf{B} + \frac{m_e}{ne^2} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{j}. \quad (4.25)$$

Следуя методике [484], спроектируем уравнение (4.25) на ось  $z$  и проинтегрируем его по площади одного квадранта поперечного сечения переходного слоя. При этом примем во внимание, что  $z$ -компонента векторного произведения  $[\mathbf{j} \mathbf{B}]$  равна нулю и что в диффузионной области  $E \gg \frac{vB}{c}$ , так что вторым членом в левой части (4.25) можно пренебречь; кроме того, для простоты выкладок предположим, что скорость вытекания плазмы  $v_y$  не зависит от координаты  $x$ . В результате получим

$$E \delta L = \frac{1}{\sigma} \int j dx dy = \frac{m_e}{ne^2} v_y \int j dx. \quad (4.26)$$

При вычислении правой части (4.26) воспользуемся уравнением Максвелла, в интегральной форме применительно к нашей задаче имеющим вид

$$\frac{4\pi}{c} \int j dx dy = B_y L - B_x \delta \approx BL. \quad (4.27)$$

Кроме того, предположим, что электрическое поле  $E$  в переходном слое однородно и равно полю  $E$  вблизи внешних границ области, где справедливо условие вмороженности

$$|\mathbf{E}| = \frac{1}{c} |\mathbf{v} \mathbf{B}|. \quad (4.28)$$

Подставляя равенства (4.27) и (4.28) в (4.25) и учитывая (4.20), получаем

$$\delta^2 - \frac{c^2}{4\pi\sigma v_x} \delta - \frac{c^2}{4\pi n e^2} = 0. \quad (4.29)$$

Из выражения (4.29) видно, что в случае, когда плотность плазмы  $n$  велика, инерционным членом в (4.29) можно пренебречь и  $\delta = c^2/4\pi\sigma v_x$ , что полностью совпадает с полученной ранее оценкой  $\delta_{\text{диф}}$  (4.19). Однако по мере уменьшения плотности плазмы инерционный член в выражении (4.29) становится все более важным и при  $n \rightarrow 0$  толщина переходного слоя определяется выражением

$$\delta_{\text{ин}} = c(m_e/4\pi n e^2)^{1/2}.$$

Нетрудно видеть, что при типичных для солнечного ветра параметрах  $\delta_{\text{ин}} \gg \delta_{\text{диф}}$ . Однако и в этом случае область пересоединения силовых линий магнитного поля оказывается очень малой.

Ранее (см. гл. 1, 2) мы видели, что проводимость разреженной плазмы может резко уменьшаться в результате развития в ней интенсивной волновой турбулентности. Естественно, возникает вопрос, нельзя ли улучшить характеристики процесса пересоединения (его скорость и размеры области существования), вводя в рассмотрение эффекты коллективных столкновений. В качестве иллюстрации оценим величину турбулентной проводимости в солнечном ветре:

$$\sigma_{\text{турб}} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu^*} = \frac{n_e e^2}{m_e \omega_{pe}} \frac{nkT}{W_e},$$

где  $\omega_{pe}$  — Ленгмюрова частота;  $T$  — температура плазмы;  $W_e$  — плотность энергии электростатических волн. При  $n = 5 \text{ см}^{-3}$  и  $W/nkT \approx 10^{-4}$ ,  $\alpha \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ , что примерно на шесть порядков меньше спитцеровской проводимости (см. выражение (4.24)) плазмы солнеч-

Характерные длины в проблеме пересоединения [484]

Модель	Характерная длина	Численные значения характерной длины	Примечания
Резистивная	$\lambda_{\eta_{\text{КЛ}}} = c^2 / 4\pi\sigma_{\text{КЛ}}v_A$	$10^{-5}$ см (1 кэВ/кТе) <sup>3/2</sup> x x 20 нТ/В ( $n/1$ см <sup>-3</sup> )	Классическая проводимость Аномальная проводимость
	$\lambda_{\eta_a} = c^2 / 4\pi\sigma_a v_A$	13 км · 20 нТ/В	
Инерционная электронная	$\lambda_{e,\text{ин}} = c \left( \frac{m_e}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} = \frac{c}{\omega_{pe}}$	5,3 км (1 см <sup>-3</sup> /n) <sup>1/2</sup>	—
Инерционная ионная	$\lambda_i = \left( \frac{m_i}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} = \frac{v_A}{\omega_{Hi}}$	230 км (1 см <sup>-3</sup> /n) <sup>1/2</sup>	—

ного ветра. Таким образом, учет аномального сопротивления позволяет существенно увеличить как толщину области пересоединения, так и его скорость. Однако и в этом случае величина магнитного числа Рейнольдса оказывается порядка  $10^5 L/1$  см, что дает для магнитосферы величину  $Re_m \approx 10^5$ . При этом максимально возможная скорость стационарного пересоединения силовых линий не превышает величину  $0,01v_A$ .

Сводка основных характерных размеров, фигурирующих в проблеме пересоединения в различных ее моделях, дана Василиюнасом [484] в табл. 4.3. Как видно из нее, ни аномальное сопротивление, ни учет инерционных членов в обобщенном законе Ома не позволяют увеличить скорость пересоединения силовых линий магнитного поля в рамках модели Паркера—Свита до величины, необходимой для объяснения экспериментальных данных относительно интенсивности потока энергичных частиц и скорости переноса потока магнитного поля в хвост магнитосферы во время магнитосферных возмущений.

Однако, как было указано Петчеком [409], модель Паркера—Свита не вполне удовлетворительна по следующим причинам. Во-первых, в ней не учитывается тот факт, что скачок или область резкого градиента магнитного поля могут распространяться в плазме не только в результате диффузии, но и в виде магнитогидродинамической волны. Кроме того, предположение о постоянной толщине переходного слоя также является, как мы увидим ниже, необоснованным. В связи с этим Петчеком [409] была предложена модель движения несжимаемой и высокопроводящей жидкости, представленная на рис. 4.30. Как видно из него, в этой модели переходный слой ограничен двумя волновыми фронтами, на которых имеет место резкое изменение направления и интенсивности магнитного поля. Поскольку в несжимаемой среде скорость звука  $c_s = \infty$ , искомая волна должна распространяться со скоростью, меньшей  $c_s$ , в то же время обеспечивая скачок интенсивности магнитного поля на своем фронте. Единственным типом МГД-волн, удовлетворяющим этим условиям, является замедленная магнито-звуковая волна, в случае конечной амплитуды возмущения переходящая в замедленную ударную волну.

В рассматриваемом нами стационарном случае фронты этих волн неподвижны относительно нейтрального слоя, в то время как жидкость движется через них по направлению к этому слою с альвеновской скоростью  $v_n = B_n / (4\pi\rho)^{1/2}$  (Ландау и Лифшиц [92]). Предполагая, что угол наклона волновых фронтов по отношению к оси  $Y$  мал, легко видеть, что в первом приближении

$$v_x \approx v_n = B_x / (4\pi\rho)^{1/2} = B_y (4\pi\rho)^{1/2} B_x / B_y, \quad (4.30)$$

где  $b_x = B_x / B_y$ ,  $v_A = B_y / (4\pi\rho)^{1/2}$  — альвеновская скорость в жидкости вне переходного слоя.

Параметры переходного слоя и скорость растекания жидкости вдоль него можно оценить, правда достаточно грубо, следующим образом. Используя, как и в предыдущей модели уравнения непрерывности потока массы

$$v_x y = v_y \delta \quad (4.31)$$

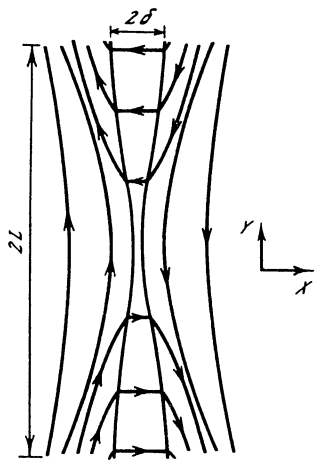


Рис. 4.30. Конфигурация силовых линий магнитного поля в области их пересоединения в модели Петчека

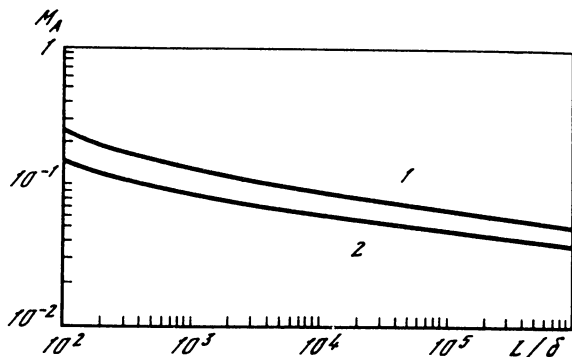


Рис. 4.31. Предельная скорость  $M_A$  пересоединения силовых линий магнитного поля в модели Петчека в зависимости от величины  $L/\delta$

1 – резистивная модель,  $\delta = \delta_{\text{диф}}$ ; 2 – инерционная модель,  $\delta = \lambda_e$

и количества движения

$$\frac{d}{dy} (\rho v_y^2 \delta) = -B_y B_x / 4\pi,$$

находим, что

$$\frac{v_x^2}{v_A^2} \frac{d}{dy} \left( \frac{y^2}{\delta} \right) = - \frac{B_x}{B_y} \quad (4.32)$$

Подставляя в равенство (4.32) значение  $v_x$  из (4.30), легко видеть, что толщина переходного слоя  $\delta$  зависит от координаты  $y$ , и если интенсивность поля  $B_x$  принять в конвективной зоне области пересоединения постоянной, то  $\delta$  растет по мере удаления от нейтральной точки по линейному закону  $\delta = b_x |y|$ . При этом скорость растекания жидкости вдоль слоя  $v_y = v_A$ , как видно из равенства (4.30) и (4.31), т.е., как и в модели Паркера–Свита, она равна скорости альвеновских волн вне слоя и не зависит от интенсивности приложенного извне электрического поля.

То обстоятельство, что толщина переходного слоя в рассматриваемой модели увеличивается с ростом  $y$ , снимает те весьма жесткие ограничения, которые накладываются на скорость слияния магнитных силовых линий  $v_x$  уравнением непрерывности (4.20) при условии  $v_y \leq v_A$  и  $\delta = \text{const}$ . В результате этого величина  $v_x$  оказывается в значительной мере произвольной и определяется в основном интенсивностью внешнего электрического поля. Равенство (4.30) в этом случае определяет не столько величину  $v_x$ , сколько  $b_x$ , т.е. угол наклона фронта волны к оси  $Y$ , устанавливающийся при изменении поля  $E$  каждый раз таким, чтобы нормальная компонента скорости пересечения жидкостью фронта волны равнялась величине  $B_n / (4\pi\rho)^{1/2}$ .

Однако полученное таким образом решение справедливо лишь в той области пространства, где волновые процессы являются основным механизмом распространения возмущений магнитного поля, т.е. на определенном удалении от нейтральной точки. В непосредственной окрестности этой точки градиенты магнитного поля оказываются настолько большими, что процессы диффузии являются в этой области преобладающими. Кроме того, на оси  $Y = 0$  в силу симметрии задачи магнитное поле ортогонально потоку плазмы и скорость замедленной волны в этом направлении равна нулю. Таким образом, решение, полученное для волновой области, должно быть согласовано с паркерским решением для зоны диффузии. В этом случае скорость слияния силовых линий магнитного поля оказывается ограниченной и не превышает, согласно расчетам Петчека [409], величины

$$v_{x,m} = \pi v_A / 4 \ln(\text{Re}_m).$$



Величина  $\ln(\text{Re}_m)$  в условиях магнитосферы и солнечного ветра редко превышает 10–20, так что

$$v_x \leq 0,1v_A. \quad (4.33)$$

Более детальный анализ рассматриваемой проблемы, выполненный в [484] для двух предельных случаев  $\delta_{\text{диф}} \gg \delta_{\text{ин}}$  (резистивная модель) и  $\delta_{\text{диф}} \ll \delta_{\text{ин}}$  (инерционная модель), показал, что результаты, полученные Петчеком, остаются справедливыми в достаточно широком диапазоне значений плотности плазмы и магнитного числа Рейнольдса. Результаты расчетов Василиюнаса представлены на рис. 4.31, на котором показана зависимость скорости пересоединения ( $M_A = v_{\infty}/v_A$ ) от величины  $L/\delta$  (при  $\delta = \delta_{\text{диф}}$  эта величина соответствует магнитному числу Рейнольдса). Как видно из рис. 4.31, при изменении величины  $L/\delta$  на четыре порядка величина скорости пересоединения силовых линий меняется всего в четыре раза; при этом переход от диффузионного приближения, соответствующего плотной плазме, к инерционному, соответствующему "вакуумной" модели, изменяет величину рассматриваемой скорости не более чем в 2 раза.

После опубликования фундаментальной работы Петчека [409] появилось большое количество работ, в которых проблема пересоединения силовых линий магнитного поля рассматривается несколько более строго с математической точки зрения [492, 493]. При этом выяснилось, что в зависимости от граничных условий и предполагаемой конфигурации течения плазмы и силовых линий магнитного поля предельная величина скорости пересоединения может достигать величины  $v_A$ , так что

$$v_x \leq v_A. \quad (4.34)$$

Таким образом, в отличие от модели Паркера–Свита в модели Петчека и других "волновых" моделях удастся получить относительно высокую скорость пересоединения силовых линий магнитного поля, достаточную для эффективного преобразования энергии магнитного поля в кинетическую энергию частиц, что как будто подтверждает предположение о существенной роли рассматриваемого механизма в процессах, развивающихся на магнитопаузе, в частности в генерации крупномасштабных электрических полей в магнитосфере. И тем не менее это не совсем так. В самом деле, во всех перечисленных выше моделях электрическое поле никоим образом не являлось результатом пересоединения, но вводилось как внешний и независимый от прочих условий задачи параметр, полностью (т.е. независимо от электропроводности плазмы) определяющий скорость пересоединения.

Это обстоятельство на первый взгляд противоречит выводу о том, что скорость пересоединения не может превышать величины  $(0,1-1)v_A$ . Однако, как было показано Василиюнасом [484], в действительности никакого противоречия здесь нет, и формула (4.33) по сути дела определяет не столько скорость пересоединения  $v_x$ , зависящую лишь от интенсивности полей  $E$  и  $B$  в волновой зоне (формула (4.28)), сколько величину  $v_A$  (соответственно интенсивность магнитного поля) вблизи границ диффузионной области. Так, например, если при заданной интенсивности поля  $B$  напряженность электрического поля  $E$  (и соответственно скорость пересоединения) оказывается такой, что неравенство (4.33) не выполняется, стационарность процесса нарушается и поле  $B$  вблизи границ диффузионной области начинает возрастать и растет до тех пор, пока неравенство (4.33) или (4.34) не будет удовлетворено.

Таким образом, интенсивность электрического поля непосредственно теорией пересоединения силовых линий не определяется и должна быть найдена из каких-либо дополнительных соображений.

Рассмотрим эти соображения.

**Модель открытой магнитосферы.** Обратимся вновь к рис. 4.27. В схематической модели магнитосферы, предложенной Данжи, топология магнитного поля и конфигурация его силовых линий в окружающем Землю пространстве определялись простым сложением дипольного поля Земли и однородного поля солнечного ветра. В результате такого сложения все силовые линии геомагнитного поля, выходящие из полярных шапок, оказываются погруженными в солнечный ветер. При обычном предположении о чрезвычайно высокой проводимости (и соответственно эквипотенциальности) силовых линий магнитного поля электрическое поле солнечного ветра полностью переносится в полярную ионосферу. В этом случае при типичных значениях параметров солнечного ветра ( $v = 4 \cdot 10^7$  см/с и  $B = 5$  нТл) и диаметре магнитосферы  $D_m = 40R_e$  разность потен-

циалов через полярную шапку ( $\Delta\Phi$ ) оказывается порядка 500 кВ [455, 456]. В действительности столь большие разности потенциалов в полярных шапках не наблюдаются:  $\Delta\Phi$  редко превышает 100 кВ, т.е. оказывается меньше теоретической величины по крайней мере в 5 раз. В связи с этим для согласования экспериментальных данных с предсказаниями модели рядом исследователей вводятся дополнительные предположения, ограничивающие величину  $\Delta\Phi$  в магнитосфере. Так, например, в работе Леви, Петчека и Сискоу [352] предполагается, что в процессе пересоединения с геомагнитным полем участвуют не все набегающие на магнитосферу силовые линии магнитного поля, а лишь 20% последних; механизм такого избирательного поведения силовых линий магнитного поля при этом не обсуждается. С другой стороны, в работах Морфила и Шолера [379], Сискоу и Крукер [447] и Стерна [454] в пересоединении участвуют все силовые линии, поступающие в область пересоединения. Однако при этом предполагается, что сам процесс пересоединения силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра имеет место не на всей магнитопаузе, а лишь вдоль некоторой линии в ограниченном долготном секторе ( $L_n = 3 \div 8R_E$ ) последней. Чем физически определяется длина области пересоединения, остается при этом неясным, и размеры ее находятся из тех соображений, чтобы разность потенциалов вдоль этой линии равнялась разности потенциалов, наблюдаемой в полярной ионосфере.

Столь противоречивые представления о природе процессов, развивающихся на магнитопаузе, определяются, по-видимому, тем, что "вакуумная" модель Данжи с количественной стороны описывает взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем весьма приближенно и для более строгого описания этого взаимодействия необходимо учесть гидродинамические аспекты проблемы обтекания магнитосферы потоком высокопроводящей солнечной плазмы.

Рассмотрим этот вопрос подробнее [138, 139, 152, 452].

**Физическая картина обтекания магнитосферы потоком замагниченной плазмы.** Если течение плазмы задано, то уравнения магнитной гидродинамики сводятся к уравнениям Максвелла, описывающим поведение магнитного и электрического полей в движущейся плазме, записываемым обычно в форме (4.15). Относительная величина первого и второго членов в правой части этого уравнения определяется магнитным числом Рейнольдса, и при значениях  $Re_m$ , типичных для взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли (выше мы видели, что применительно к магнитофере  $Re_m = 10^5 - 10^{11}$ ), последний (диффузионный) член оказывается достаточно малым. В этом случае, как показывает общая теория [30], решение уравнения (4.15) в большей части пространства достаточно хорошо описывается решением укороченного уравнения, получаемого при  $Re_m \rightarrow \infty$  и имеющего соответственно вид

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot} [\mathbf{v} \mathbf{B}], \quad (4.35)$$

и лишь в узком (с толщиной порядка  $\delta_m = \frac{2D_m}{\sqrt{Re_m}}$ , где  $D_m$  — диаметр магнитосферы)

пограничном слое существенными оказываются эффекты, связанные с конечной проводимостью. На границе этого слоя решение укороченного уравнения (4.35), справедливое для внешней области, должно быть согласовано с решением точного уравнения (4.15), описывающего поведение поля в пограничном слое. Таким образом, решение укороченного уравнения (4.35) является граничным условием для полного уравнения (4.15) и без знания этого упрощенного решения построение полного решения оказывается невозможным. Поэтому прежде всего рассмотрим уравнение (4.35) и вытекающие из него следствия.

Уравнение (4.35) представляет собой хорошо известное в магнитной гидродинамике уравнение в стационарности магнитного поля в движущуюся идеально проводящую жидкость и в стационарном случае может быть записано в форме (см. например, [127])

$$(\mathbf{v} \nabla) \frac{\mathbf{B}}{\rho} = \left( \frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \right) \mathbf{v}. \quad (4.36)$$

Последнее равенство выражает тот факт, что величина отношения  $\mathbf{B}/\rho$  (в случае несжимаемой жидкости — интенсивность магнитного поля  $\mathbf{B}$ ) пропорциональна растяжению силовой линии.

Используем этот результат при анализе обтекания магнитосферы солнечным ветром [138, 139].

Итак, пусть магнитосфера обтекается потоком идеально проводящей намагниченной плазмы. Магнитное поле в солнечном ветре на большом удалении от магнитосферы будем считать однородным и перпендикулярным вектору скорости  $v$ , а течение плазмы вблизи границ магнитосферы — чисто гидродинамическим, т.е. имеющим застойную точку в "носовой" части магнитопаузы (рис. 4.32, а) [152].

Рассмотрим отрезок  $AC$  силовой линии, проходящей на расстоянии  $r_0$  от лобовой токовой линии. Обтекающая магнитосферу вместе с плазмой, он займет в последующие моменты времени положение  $A'C'$ ,  $A''C''$  и т.д. При этом согласно равенству (4.36) средняя величина отношения  $B/\rho$  на рассматриваемом участке силовой линии возрастает пропорционально ее растяжению:

$$\left(\frac{B}{\rho}\right)_1 = \left(\frac{B}{\rho}\right)_\infty \frac{A'C'}{AC}; \quad \left(\frac{B}{\rho}\right)_2 = \left(\frac{B}{\rho}\right)_\infty \frac{A''C''}{AC} \approx \left(\frac{B}{\rho}\right)_\infty \frac{D_m}{2r_0}, \quad (4.37)$$

где  $D_m$  — диаметр магнитосферы в сечении  $A''C''$ . Нетрудно видеть, что вблизи поверхности магнитосферы величина прицельного расстояния  $r_0$  соответствующих токовых линий стремится к нулю и  $(B/\rho)$  стремится к бесконечности. Таким образом, вблизи границы обтекаемого тела либо интенсивность магнитного поля должна неограниченно возрастать, либо плотность плазмы должна стремиться к нулю. Более строгое решение рассматриваемой проблемы [18, 151] показало, что неограниченное возрастание величины  $B/\rho$  должно наблюдаться не только вблизи границ обтекаемого тела, но и в бесконечно длинном следе, тянущемся вниз по потоку за обтекаемым телом.

В работах [126, 175, 453] предполагается, что в условиях реальной магнитосферы осуществляется вторая возможность и усиливающееся в результате растяжения силовых линий магнитное поле выталкивает плазму из окрестностей магнитопаузы.

В условиях реальной плазмы с конечной проводимостью уравнение (4.35) и эквивалентное ему равенство (4.36) справедливы, как уже говорилось, лишь в области вне переходного слоя. Однако в случае  $Re_m \gg 1$  этот слой достаточно тонок, в связи с чем можно ожидать, что в рассматриваемом случае течения с изолированной застойной точкой должно наблюдаться значительное уменьшение плотности плазмы вдоль всей внешней границы пограничного слоя и в следе за обтекаемым телом. Поскольку экспериментальные данные не подтверждают такого предположения, решение с  $\rho \rightarrow 0$  представляется маловероятным.

Очевидно, что и первое решение с неограниченно возрастающим магнитным полем (см., например, [139, 152]) также является физически неудовлетворительным. Дело в том, что в этом случае при приближении к магнитопаузе интенсивность магнитного поля не просто стремится к бесконечности, но возрастает таким образом, что его энергия в любом сколь угодно малом объеме, охватывающем границу магнитосферы на любом ее участке, оказывается бесконечно большой. Кроме того, бесконечно интенсивное магнитное поле должно наблюдаться и в следе за обтекаемым телом. Очевидно, что столь сильное магнитное поле должно существенно изменить течение плазмы в окрестностях магнитосферы. То обстоятельство, что полученное решение опять-таки справедливо лишь вне пограничного слоя, не спасает положения, поскольку при малой толщине этого слоя, соответствующей условию  $Re_m \gg 1$ , магнитное поле должно быть большим уже на внешней границе этого слоя, причем, как было показано в [18, 151], не только в окрестностях лобовой точки, но и на всей магнитопаузе.

Таким образом, течение с изолированной застойной точкой оказывается неприемлемым с физической точки зрения.

Для того чтобы понять, каким должно быть течение плазмы в окрестностях магнитопаузы, выясним, какие именно его особенности и почему приводят к отмеченным выше неудовлетворительным результатам. При этом, как было показано в работах [139, 152, 416], удобно использовать специальную систему координат  $(t, \alpha, \varphi)$ , базисные векторы которой, в общем случае неортогональные друг другу, имеют вид

$$e_t = v; \quad e_\alpha = B/\rho, \quad (4.38)$$

и  $e_\varphi$  находится из условия

$$(v[B, e_\varphi]) = C. \quad (4.39)$$

Одним из преимуществ этой системы координат является то, что силовые линии магнитного поля и линии тока являются прямыми координатными линиями в прост-

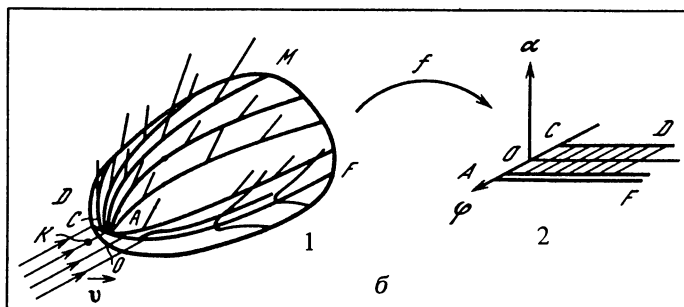
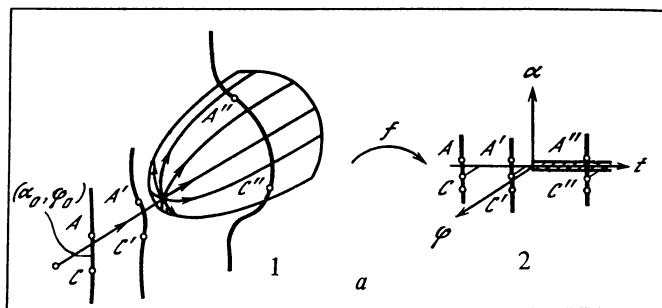


Рис. 4.32. Конфигурация течения и силовых линий магнитного поля при обтекании магнитосферы солнечным ветром в случае изолированной застойной точки (а) и в случае застойной линии (б)  
 1 – в физическом пространстве; 2 – в пространстве параметров  $t, \alpha, \varphi$

пространстве  $(t, \alpha, \varphi)$ . Это обстоятельство позволяет довольно сложную картину течения плазмы и конфигурацию силовых линий магнитного поля, изображенную в физическом пространстве на рис. 4.32, а (1), представить в пространстве параметров  $(t, \alpha, \varphi)$  в виде, приведенном на рис. 4.32, а (2).

Как видно из рисунка, все линии тока, образующие поверхность обтекаемого тела, проходят через одну и ту же застойную точку и соответствуют одной и той же токовой линии, определяемой на бесконечности параметрами  $\alpha_0, \varphi_0$ . Таким образом, вся поверхность обтекаемого тела в пространстве параметров  $(t, \alpha, \varphi)$  переходит либо в одну точку  $(-\infty, \alpha_0, \varphi_0)$ , если застойная точка аналитическая, либо, если застойная точка неаналитическая, в прямую  $(t_0 < t < t_1, \alpha_0, \varphi_0)$ , изображенную на рисунке. В обоих случаях в окрестностях образа поверхности можно выбрать сколь угодно малый отрезок  $\Delta\alpha$ , который при обратном отображении в физическое пространство соответствует отрезку  $\Delta S$  магнитной силовой линии, длина которого определяется размерами тела. Коэффициент пропорциональности между величинами  $\Delta\alpha$  и  $\Delta S$  согласно (4.38) равен  $B/\rho$ , и, так как бесконечно малой величине  $\Delta\alpha$  соответствует конечная величина  $\Delta S$ ,  $B/\rho \rightarrow \infty$ . Отсюда видно, что с математической точки зрения сингулярность в функции  $B/\rho$  появилась в результате того, что поверхность обтекаемого тела, будучи двумерным многообразием, отображается в пространстве  $(t, \alpha, \varphi)$  на многообразие меньшей размерности (линия или даже точка). При этом на поверхности обтекаемого тела нарушаются непрерывность и взаимнооднозначность отображения. Следовательно, для того чтобы устранить указанную сингулярность, необходимо чтобы отображение области течения в пространство параметров было непрерывным и взаимнооднозначным всюду, включая границы обтекаемого тела. Нетрудно видеть, что такое взаимнооднозначное соответствие восстанавливается, если в пространстве параметров ввести разрез, который является образом обтекаемой поверхности; точки на разных берегах разреза следует считать различными в соответствии с тем, что различны прообразы этих точек в физическом пространстве.

Если обтекаемое тело осесимметрично, а вмороженное в поток магнитное поле на большом удалении от тела ортогонально скорости, то течение имеет две плоскости симметрии и такую же симметрией обладает разрез в пространстве параметров. Теоретически возможны два вида течения, соответствующие разрезам, лежащим либо в плоскости, параллельной плоскости  $v, B$ , либо в плоскости, ортогональной  $B$ . При

этом, как было показано из энергетических соображений Семеновым [150], применительно к магнитосфере первый случай соответствует полю солнечного ветра, направленному на север, а второй — полю, направленному на юг. Поскольку нас сейчас интересуют процессы, связанные с пересоединением силовых линий магнитного поля, исследуем подробнее второй случай, т.е. течение с разрезом, лежащим в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{V}_\infty$ .

Рассматриваемый разрез схематически представлен на рис. 4.32, б (2) [152], а соответствующее ему течение плазмы в физическом пространстве — на рис. 4.32, б (1). Переднее ребро разреза (линия  $AE$  в пространстве параметров) соответствует в физическом пространстве застойной ( $v = 0$ ) линии в "носковой" части магнитопаузы ( $AC \equiv L_n$ ).

Что же дает переход от течения с изолированной застойной точкой к течению с застойной линией? Прежде всего заметим, что в отличие от предыдущей модели (см. рис. 4.32а) в рассматриваемом случае (см. рис. 4.32б) боковая поверхность магнитопаузы обтекается токовыми линиями, проходящими не через лобовую точку, а вблизи концов лобовой линии. При этом величина  $r_0$  не может быть меньше величины  $L_n/2$ , в результате чего средняя интенсивность магнитного поля на флангах магнитосферы, описываемая, как и ранее выражением (4.37), оказывается конечной и равной

$$\frac{B_0}{\rho_0} = \frac{B_\infty D_m}{\rho_\infty L_n}. \quad (4.40)$$

Рассмотрим теперь течение жидкости вдоль токовой линии, проходящей через застойную линию, в ее окрестностях.

Пусть по мере удаления от застойной линии скорость плазмы увеличивается с расстоянием  $r$  по закону

$$v \sim \left(\frac{r}{a}\right)^\mu, \quad (4.41)$$

где  $a$  — характерный масштаб задачи:  $\mu > 0$  — некоторый параметр. Для того чтобы плазма прошла путь от точки  $K$  до точки  $O$  на застойной линии (см. рис. 4.32б), потребуется время

$$t = \int_K^0 \frac{dr}{v} \sim \int_K^0 \frac{dr}{r^\mu}. \quad (4.42)$$

В случае обычного гидродинамического течения с аналитической застойной точкой  $\mu = 1$  и интеграл (4.42) логарифмически расходится. Именно в силу этого обстоятельства силовая линия магнитного поля, вмороженного в плазму, останавливается в застойной точке, в то время как другие ее части продолжают двигаться вместе с потоком, в результате чего растяжение силовой линии оказывается бесконечно большим. Очевидно, что для сходимости интеграла (4.42) необходимо, чтобы параметр  $\mu$  имел величину

$$0 < \mu < 1. \quad (4.43)$$

В этом случае плазма вместе с вмороженным в нее магнитным полем "проскальзывает" через застойную точку за конечное время. При этом концы силовых линий магнитного поля скользят вдоль магнитопаузы, как показано на рис. 4.32б. Поскольку магнитное поле бездивергентно, это означает, что магнитное поле проникает внутрь магнитосферы, т.е. в окрестностях лобовой застойной линии магнитопауза прозрачна для внешнего магнитного поля.

Существование нормальной компоненты магнитного поля, в свою очередь, означает, что в окрестностях застойной линии существует ненулевая тангенциальная компонента электрического поля, разность потенциалов которого равна  $\Delta\Phi = -\frac{1}{c} ([v_\infty V_\infty] L_n)$ .

Заметим, что ранее вывод о проникновении магнитного поля солнечного ветра внутрь магнитосферы был получен из совершенно других соображений Ковнером и Фельдштейном [77, 344] и ими же была дана физическая интерпретация этого явления. В частности, авторы [344] показали, что во всех рассмотренных ими случаях скачок

магнитного поля при переходе через магнитопаузу оказывается таким, что относительная скорость электронов и ионов, необходимая для создания этого скачка, была равна или превышала критическую скорость  $v_{кр} = v_{Ti}$  (где  $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$  – тепловая скорость ионов), соответствующую порогу раскачки ионно-звуковой неустойчивости. Таким образом, дальнейшее увеличение интенсивности токов на магнитопаузе оказывалось невозможным, чем и объяснялось заметное уменьшение экранирующего действия последней.

Нетрудно показать, что ситуация, наблюдавшаяся авторами в рассмотренных ими случаях, должна практически всегда иметь место в лобовой части магнитопаузы при южной ориентации межпланетного магнитного поля. Рассмотрим токи и поля на магнитопаузе в отсутствие внешнего магнитного поля. Тогда поле  $B_i$  вблизи подсолнечной точки равно

$$B_i = (4\pi/c) I = (4\pi/c) nev\delta,$$

где  $\delta$  – толщина токового слоя. Выбирая в качестве  $\delta$  максимальную из приведенных в табл. 4.1 характерных длин величину  $\lambda_i$ , равную ларморовскому диаметру иона, и в качестве предельно возможной относительной скорости электронов величину  $v_{кр} = v_{Ti}$ , получаем

$$B_{i,кр}^2 = 4\pi m_i v_{Ti}^2 \approx 4\pi r. \quad (4.44)$$

В то же время баланс давлений на магнитопаузе требует, чтобы

$$B_i^2 = 8\pi r. \quad (4.45)$$

Сопоставляя выражения (4.44) и (4.45), можно видеть, что условия равновесия соответствуют критическому режиму токов на магнитопаузе. Поэтому экранировка межпланетного магнитного поля южного направления, требующая усиления токов вблизи подсолнечной точки, оказывается невозможной. Нетрудно видеть, что анализ, выполненный в работе [344], не только не противоречит, но совершенно естественно дополняет результаты, полученные в [139, 152]. В самом деле, в работе [152] исследуется течение солнечного ветра вне магнитосферы и пограничного слоя и делается вывод о том, что это течение при южном направлении межпланетного магнитного поля возможно лишь в случае проникновения последнего внутрь магнитосферы. С другой стороны, в работе [344] исследуется ситуация непосредственно в пограничном слое и выясняется, в результате чего и каким именно образом происходит указанное проникновение внешнего магнитного поля через магнитопаузу.

Исследуем теперь поведение магнитного поля вблизи застойной линии [415]. Для этого воспользуемся равенством (4.39), устанавливающим связь между базисными векторами:  $vB \sin \gamma e_\varphi = c$ , где  $\gamma$  – угол между векторами  $v$  и  $B$ . В случае рассматриваемой модели ( $v_\infty \perp B_\infty$ ) на токовых линиях, проходящих через застойную линию (и слева от нее),  $\gamma = \frac{\pi}{2}$  и если величина  $e_\varphi$  меняется не слишком сильно, то при учете (4.41).

$$B \approx 1/v \approx r^{-\mu}. \quad (4.46)$$

Видно, что при  $r \rightarrow 0$  и  $\mu$ , удовлетворяющем (4.43),  $B \rightarrow \infty$ .

Таким образом, сингулярность магнитного поля вблизи застойной линии полностью не исчезает, однако сингулярность, как мы увидим, оказывается в этом случае "хорошей". В самом деле, энергия магнитного поля в элементарном объеме, охватывающем застойную линию, в случае цилиндрической симметрии этого тока, очевидно, равна

$$\int \frac{B^2}{8\pi} dv \approx \int r^{-2\mu} r dr^1 \approx r^{2(1-\mu)}.$$

Поскольку величина  $\mu$ , как мы только что выяснили, должна быть меньше единицы, этот интеграл при  $r \rightarrow 0$  также стремится к нулю, и, следовательно, магнитное поле, даже будучи бесконечно интенсивным, не разрушает течения. При этом включение конечной проводимости, необходимой для разрыва силовых линий магнитного поля в окрестности застойной линии, несущественно изменяет движение плазмы вдоль магнитопаузы. Это обстоятельство позволяет надеяться, что выводы, полученные из рассмотрения идеальной модели [139, 152, 415], окажутся справедливыми и в случае реального обтекания

магнитосферы солнечным ветром. При этом наиболее существенными с точки зрения рассматриваемой проблемы результатами являются следующие:

- 1) магнитное поле солнечного ветра меняет топологию течения таким образом, что в лобовой части магнитопаузы вместо изолированной застойной точки образуется застойная линия конечной длины  $L_n$  (величина которой еще должна быть найдена);
- 2) интенсивность магнитного поля на магнитопаузе конечна и равна в среднем

$$B = B_\infty \frac{D_m \rho_m}{L_n \rho_0};$$

3) магнитопауза в окрестностях лобовой застойной линии прозрачна для внешнего магнитного поля, в результате чего последнее проникает в глубь магнитосферы;

4) в результате существования нормальной к магнитопаузе компоненты магнитного поля оказывается отличной от нуля тангенциальная компонента электрического поля, соответственно также проникающего внутрь магнитосферы.

Перечисленные выше особенности течения плазмы и магнитного поля в окрестностях магнитопаузы, а также существование электрического поля вдоль застойной линии создают условия, благоприятные для развития процесса пересоединения силовых линий магнитного поля. Поэтому вполне естественным представляется дополнить эти особенности обтекания граничными условиями на магнитопаузе, вытекающими из теории пересоединения, в результате чего оказывается возможным рассчитать параметры солнечного ветра в переходной области.

Магнитное поле в переходной области и локализация дневной магнитопаузы в зависимости от параметров солнечного ветра. К сожалению, последовательное и строгое решение системы МГД-уравнений, описывающих ту или иную конкретную ситуацию, чаще всего представляет собой неразрешимую в настоящее время математическую задачу. В связи с этим попытаемся сначала оценить хотя бы знак или направление тех изменений в решении проблемы обтекания магнитосферы солнечным ветром, которые определяются представленной выше моделью течения с застойной линией. В связи с этим ограничим наше рассмотрение такой моделью, хотя бы и очень грубой, которая, с одной стороны, имела бы достаточно простое и наглядное решение, а с другой — содержала бы в себе все основные черты обсуждаемой модели. В качестве таковой воспользуемся моделью холодной плазмы, разработанной в серии работ Пудовкина и др. [90, 133–135, 345].

Прежде всего найдем интенсивность магнитного поля  $B_{0e}$  и величину динамического давления газа на внешней границе диффузионной зоны области пересоединения силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра. Для этого воспользуемся приведенным выше результатом анализа Василюнаса [484], согласно которому интенсивность магнитного поля на внешней границе диффузионной области возрастает до тех пор, пока не будет выполнено условие Петчека

$$v_d = c \frac{E_e \times B_{0e}}{B_{0e}^2} = \frac{1}{g} \frac{B_{0e}}{\sqrt{4\pi\rho_{0e}}}, \quad (4.47)$$

где индекс  $0e$  соответствует значениям переменных в переходной области вблизи лобовой застойной линии, а  $g$  — некоторый постоянный фактор порядка нескольких единиц.

Для определения величины  $\rho_{0e}$  используем уравнение неразрывности

$$\operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (4.48)$$

в случае  $\partial B/\partial t = 0$  и при учете (4.47) принимающее вид

$$\left( \frac{[\mathbf{E}, \mathbf{B}]}{B^2} \nabla \right) \rho - \frac{\rho}{B^2} (\mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{B}) = 0. \quad (4.49)$$

В случае потенциального магнитного поля ( $\operatorname{rot} \mathbf{B} = 0$ ) второй член в уравнении (4.49) равен нулю, и оно сводится к полученному ранее Саенко [147] условию  $(v \nabla) \frac{\rho}{B^2} = 0$ , означающему, что величина  $\rho/B^2$  остается постоянной вдоль линии тока.

В реальном случае обтекания магнитосферы солнечным ветром магнитное поле в переходной области, конечно, не потенциально. Очевидно, что степень влияния второго

члена в левой части (4.49), связанного с непотенциальностью поля  $B$ , зависит от его относительной величины. Постараемся ее оценить, при этом для простоты расчетов перейдем к двумерной задаче.

Будем считать, что электрическое поле в рассматриваемой модели направлено вдоль оси  $Z$  системы координат (рис. 4.33) (т.е. вдоль оси  $Y$  солнечно-магнитосферной системы координат). Магнитное поле в переходной области представим в виде

$$\mathbf{B} = B_{\infty} + \frac{B_0}{\xi^{1+\alpha}} \mathbf{e}_{\varphi}, \quad (4.50)$$

где  $B_{\infty}$  – межпланетное магнитное поле южного направления;  $\xi = r/a$  – безразмерное расстояние;  $\alpha \ll 1$  – параметр, характеризующий степень непотенциальности поля (нетрудно видеть, что  $\text{rot } B/(\partial B_{\text{по} \xi}/\partial r) \approx \alpha$ ).

Рассмотрим изменение плотности плазмы вдоль токовой линии, проходящей через подсолнечную точку на магнитопаузе.

На этой линии уравнение (4.49) сводится к

$$\frac{d\rho}{dr} - \frac{2\rho}{B} \frac{dB}{dr} + \frac{\rho}{B} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rB_{\varphi}) = 0 \quad (4.51)$$

или при учете (4.50) к

$$\frac{d\rho}{d\xi} = -(2+\alpha) \frac{B_0}{\xi^{2+\alpha}} \frac{\rho}{B} = \frac{\rho}{B} \frac{dB}{d\xi} \frac{2+\alpha}{1+\alpha}. \quad (4.52)$$

Интегрируя последнее уравнение, находим, что

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left( \frac{B}{B_0} \right)^{\frac{2+\alpha}{1+\alpha}} \approx \left( \frac{B}{B_0} \right)^{2-\alpha} \quad (4.53)$$

Подставляя величину  $\rho$  из (4.53) в граничные условия (4.47) и полагая  $E = \frac{1}{c} v_{\infty} B_{\infty}$ , находим

$$B_{0e} = \beta^{\alpha/(2+\alpha)} g \sqrt{4\pi p_{d\infty}}, \quad (4.54)$$

где  $\beta = B_{\infty}/\sqrt{4\pi p_{d\infty}}$  и  $p_{d\infty} = m_p n_{\infty} v_{\infty}^2$ .

Теоретическая зависимость интенсивности магнитного поля вблизи магнитопаузы  $B_{0e}/\sqrt{4\pi p_{d\infty}}$  от величины  $\beta$  при  $g = 1$  для различных значений  $\alpha$  представлена на рис. 4.34. Как видно из него, при любом  $\alpha > 0$  поле  $B_{0e}$  при малых значениях  $\beta$  тоже мало; однако в случае  $\alpha \leq 0,1$  величина  $B_{0e}$  очень быстро растет с ростом величины  $\beta$  и уже при  $B_{\infty} \approx 0,05 \sqrt{4\pi p_{d\infty}}$  (что соответствует при типичной для солнечного ветра величине  $p_{d\infty} = 10^{-8}$  дин/см<sup>3</sup> значению  $B_{\infty} \approx 2\gamma$ ) приближается к своему асимптотическому значению  $B_{0e} = \sqrt{4\pi p_{d\infty}}$ .

На рис. 4.34 точками указаны экспериментальные значения рассматриваемых величин. Несмотря на явно недостаточное количество экспериментальных данных, можно сделать следующие выводы:

а) при относительно сильном магнитном поле в солнечном ветре ( $\beta > 0,05$ )  $B_{0e}$  действительно приближается к своему асимптотическому значению  $B_{0e} = \sqrt{4\pi p_{d\infty}}$ . Можно полагать, что величина  $\alpha$  в этом случае не превышает 0,2, т.е. магнитное поле в переходной области близко к потенциальному;

б) с уменьшением интенсивности магнитного поля в солнечном ветре эффекты, обусловленные непотенциальностью магнитного поля, заметно возрастают, и при  $\beta \approx 0,03$  параметр  $\alpha$  достигает уже величины 0,5.

Равенство (4.54) позволяет найти также величину динамического давления плазмы вблизи внешней границы диффузионной области. В самом деле, используя (4.47) и (4.53), находим

$$p_{d0} = \rho_0 v_0^2 = p_{d\infty} (\beta/g)^{\alpha/(1+\alpha)}. \quad (4.55)$$



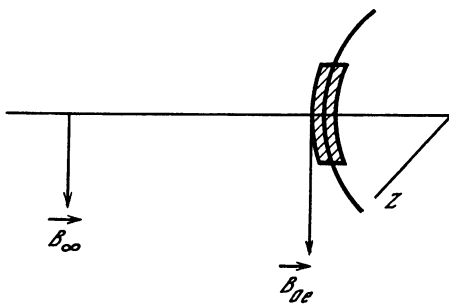


Рис. 4.33. К расчету интенсивности магнитного поля  $B_{0e}$  вблизи подсолнечной точки

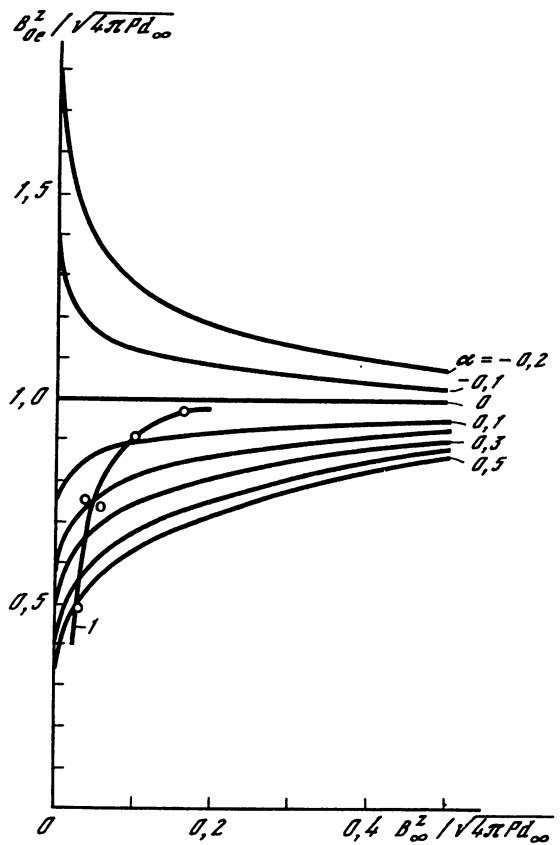


Рис. 4.34. Расчетное поле  $B_{0e}$  в зависимости от  $B_{\infty}$  при различных индексах  $\beta$ , характеризующих степень непотенциальности магнитного поля в окрестностях лобовой застойной линии

1 — кривая, соответствующая экспериментальным значениям

Оценив величину динамического давления и интенсивность магнитного поля вблизи лобовой части магнитосферы, нетрудно рассчитать также и расстояние  $L_0$  от Земли до подсолнечной точки на магнитопаузе. Действительно, если в соответствии с экспериментальными данными [344] и модельными представлениями [139, 152] предположить, что в случае южного направления ММП поле  $B_{0e}$  полностью проникает в глубь магнитосферы, то баланс давлений на магнитопаузе может быть записан в виде

$$p_{d0} + \frac{1}{8\pi} (B_{0e})^2 = \frac{1}{8\pi} \left( 2.4 \frac{M'_E}{(L_0 R_E)^3} - (B_{0e})^2 \right), \quad (4.56)$$

где  $M'_E$  — магнитный момент Земли и DR-токов, равный приблизительно  $1,25 M'_E$ . [437, 438]. Подставляя величину  $p_{d0}$  и  $B_{0e}$  из (4.55) и (4.54) соответственно, получаем

$$L_0 = L_0^M 2^{1/6} \beta^{-\alpha/3(2+\alpha)} \{g + [g^2 + 2]^{1/2}\}^{-1/3}, \quad (4.57)$$

где  $L_0^M = \frac{1}{R_E} \left\{ \frac{(2,44M'_E)^2}{8\pi p_{d\infty}} \right\}^{1/6}$  — величина  $L_0$ , рассчитанная в рамках модели Мида-Бирде [371, 372].

Полученные соотношения позволяют определить также как величину магнитного поля в магнитосфере, так и связь между интенсивностью магнитного поля по обе стороны магнитопаузы.

Так, из формулы (4.56) видно, что

$$B_{0i} = B_M^P \left[ (\beta/g)^{\alpha/(1+\alpha)} + \frac{1}{2} g^2 \beta^{2\alpha/(2+\alpha)} \right]^{1/2}, \quad (4.58)$$

где  $B_M^P = \sqrt{8\pi p_{d\infty}}$  — интенсивность поля  $B_{0i}$  в подсолнечной точке, рассчитанная в модели Мида при заданном динамическом давлении солнечного ветра. Если же величина мидовского поля оценивается не по величине  $p_d$ , а по известному из эксперимента по-

ложению магнитопаузы (назовем эту величину поля  $B_M^L$ ), то из той же формулы (4.56) следует

$$|B_{0i}| = B_M^L - |B_{0e}| = B_M^L - \beta^{\alpha/(2+\alpha)} g \sqrt{4\pi p_{d\infty}}. \quad (4.59)$$

Кроме того, из выражений (4.54) и (4.58) находим, что

$$B_{0i} = B_{0e} \sqrt{1 + 2/g^{2+\alpha}}. \quad (4.60)$$

Из полученных выражений видно, что интенсивность магнитного поля вблизи магнитопаузы (как вне магнитосферы, так и внутри нее), рассчитанная в рамках обсуждаемой модели, определяется такими параметрами солнечного ветра, как его магнитное поле (характеризуемое величиной  $\beta$ ), динамическое давление и степень непотенциальности магнитного поля в переходной области. Что касается последнего параметра, то, как было показано выше, при достаточно сильном ММП величина  $\alpha$  мала и в нулевом приближении может быть принята равной нулю.

Вопрос о величине второго параметра ( $g$ ) оказывается значительно сложнее. Дело в том, что, если следовать более или менее строгой теории, развиваемой, например, Петчеком, величину  $g$  следовало бы принять равной 5–10. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что, ограничив свое рассмотрение моделью холодной плазмы, авторы [133, 134] полностью пренебрегли тепловым давлением последней. Это обстоятельство должно привести к заметному нарушению баланса сил на магнитопаузе, и для его восстановления необходимо увеличить расчетную величину динамического давления плазмы и, в частности, величину фактора  $g$ . Какая именно должна быть эта "эффективная" величина  $g$ , из одних лишь теоретических соображений сказать трудно, в связи с чем мы попытаемся найти ее из условия наилучшего совпадения модели с экспериментом.

С этой целью на рис. 4.35 – 4.37 даны (точками) экспериментальные данные, представленные в форме, соответствующей выражениям (4.54), (4.59) и (4.60) соответственно; на этих же рисунках приведены значения рассматриваемых величин, рассчитанные в рамках обсуждаемой модели при различных значениях фактора  $g$ . Как видно из рисунков, модельные представления достаточно хорошо согласуются с экспериментом; при этом величина  $g$ , оцениваемая по результатам трех независимых комбинаций экспериментальных данных, оказывается примерно одинаковой и равной 0,5–1,2.

На рис. 4.38 показана зависимость наблюдаемого положения магнитопаузы от величины динамического давления солнечного ветра при ММП южного направления. Сплошными линиями на рисунке показаны положения магнитопаузы, рассчитанные в рамках модели Мида (верхняя кривая) и в рамках модели [133, 134] при  $g = 1$ . Как видно из рис. 4.38, и в этом случае экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся вдоль теоретической кривой. Кроме того, из него видно, что в случае южной направленности ММП расстояние до дневной магнитопаузы оказывается на 1,5–2  $R_E$  меньше, чем в случае северного ММП, что полностью согласуется с выводами работы Маезава [361].

Таким образом, экспериментальные данные, несмотря на свою явную и весьма огорчительную малочисленность, в целом согласуются с предсказаниями теории. Это обстоятельство подтверждает правильность обсуждаемой модели и положенных в ее основу физических допущений (см. с. 143).

Оценим длину лобовой застойной линии. Для этого мы воспользуемся равенством (4.40), выражающим связь между средней величиной отношения  $B/\rho$  на магнитопаузе и в солнечном ветре. Принимая во внимание, что дневная поверхность магнитосферы близка к полусфере, можно полагать, что интенсивность магнитного поля на флангах магнитосферы приближенно равна таковой в лобовой части магнитопаузы:  $B_m \approx B_{0e}$ . Подставляя эту величину  $B_m$  в (4.40) и полагая в соответствии с экспериментом, что плотность плазмы в переходной области вне конуса Маха меняется незначительно, получаем

$$L_n = \frac{D_m B_{\infty}}{g \sqrt{4\pi p_{d\infty}}} \beta^{-\alpha/(1+\alpha)} \approx \frac{D_m B_{\infty}}{\sqrt{4\pi p_{d\infty}}}. \quad (4.61)$$

Следует, однако, иметь в виду, что при обтекании магнитосферы реальным солнечным ветром с  $T \neq 0$ , в последнем формируется отошедшая ударная волна, на фронте

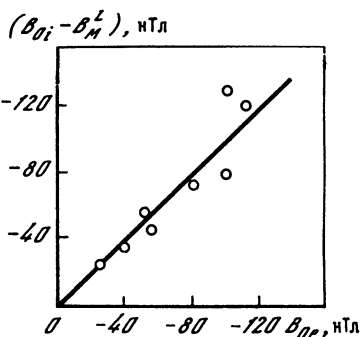
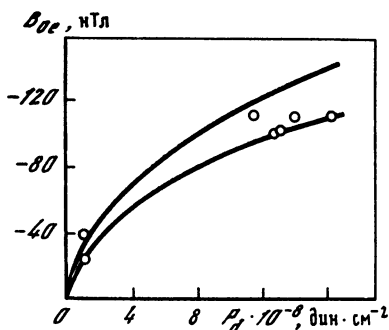


Рис. 4.35. Поле  $B_{oe}$  в зависимости от величины динамического давления солнечного ветра

Непрерывные линии — модельные расчеты:  $g = 1$  — верхняя кривая;  $g = 0,6$  — нижняя; точки — экспериментальные данные

Рис. 4.36. Разность между  $B_{oi}$  и  $B_M^L$  в зависимости от поля  $B_{oe}$  ( $g = 1$ )

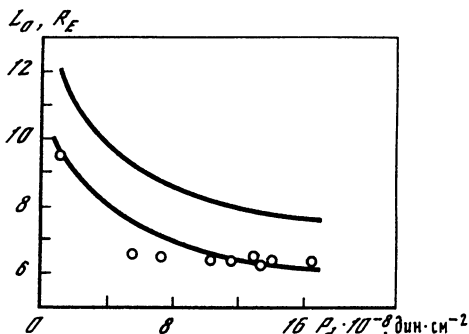
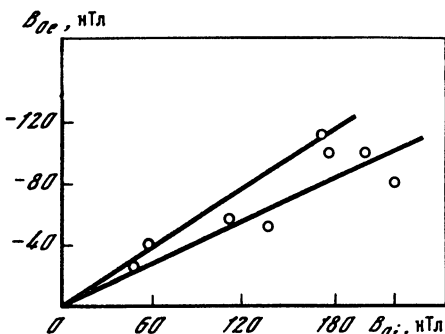


Рис. 4.37. Связь между интенсивностями полей  $B_{oe}$  и  $B_{oi}$

Прямые линии — модель:  $g = 1,4$  — верхняя кривая;  $g = 0,6$  — нижняя; точки — экспериментальные данные

Рис. 4.38. Расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе в модели Мида-Бьернда и в модели [345]

Точки — экспериментальные данные

которой интенсивность магнитного поля возрастает приблизительно в 3 раза (при показателе адиабаты  $\gamma = 2$ , что соответствует движению плазмы поперек сильного магнитного поля) независимо от существования застойной линии. В связи с этим в выражение (4.61) следует ввести соответствующий коэффициент, учитывающий этот скачок поля, т.е.

$$L_n \approx \frac{3D_m B_\infty}{\sqrt{4\pi\rho_\infty}} \quad (4.62)$$

При средних значениях параметров солнечного ветра ( $p_d = 10^{-8}$  дин·см<sup>-2</sup>;  $D_m = 30R_E$  и  $B_\infty = (1 \div 5) \gamma$ ) длина застойной линии оказывается порядка (2–10)  $R_E$ , что согласуется с оценками этой величины, полученными из совершенно других соображений в [447].

Зная длину застойной линии, нетрудно подсчитать и величину разности потенциалов электрического поля, проникающего в магнитосферу:

$$\Delta\Phi = E_\infty L_n \approx \frac{3}{c} \frac{D_m}{\sqrt{4\pi\rho_\infty}} B_\infty^2 \quad (4.63)$$

Величина  $D_m$  рассчитываемая в рамках модели Мида, относительно слабо зависит от величины динамического давления солнечного ветра; при этом величина  $\Delta\Phi$  в магнитосфере (и соответственно в полярной ионосфере) определяется в основном интенсивностью южной компоненты межпланетного магнитного поля и почти не зависит от скорости солнечного ветра.

Обобщение рассматриваемой модели на случай ММП произвольного направления (но при условии  $B_\infty \perp v_\infty$ ) было выполнено в работе [135] при следующих предположениях: а) независимо от направления ММП, интенсивность магнитного поля в переходной области вблизи подсолнечной точки определяется равенством (4.54); б) ориентация застойной линии на магнитопаузе, характеризуемая углом  $\varphi$ , отсчитываемым от оси  $Z$  солнечно-магнитосферной системы координат, определяется формулой

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{-3 \pm \sqrt{9 + 8 \operatorname{tg}^2 \theta}}{2 \operatorname{tg} \theta}, \quad (+) \text{ при } 0 < \theta < \frac{\pi}{2}, \quad (4.64)$$

$$(-) \text{ при } \frac{\pi}{2} < \theta < \pi,$$

где  $\theta$  – угол, образуемый вектором  $B_\infty$  с осью  $Z$ .

Нетрудно показать, что в этом случае расстояние до подсолнечной точки  $L_0$  определяется равенством

$$L_0 = L_0^M \beta^{-\alpha/3(2+\alpha)} f(\theta), \quad (4.65)$$

где

$$f(\theta) = 2^{1/6} \{ g \sin(\theta - \varphi) \sin \varphi + [g^2 \sin^2(\theta - \varphi) \sin^2 \varphi + g^2 \cos^2(\theta - \varphi) + 2 \sin^4(\theta - \varphi)]^{1/2} \}^{1/3}.$$

Вид функции  $f(\theta)$  при различных значениях параметра  $g$  представлен на рис. 4.39. Как видно из рисунка, величина  $f(\theta)$  существенно меняется с изменением угла  $\theta$ , уменьшаясь, например, в случае  $g = 1$  от 1,12 при  $\theta = 0$  (ММП направлено на север) до 0,81 при  $\theta = 180^\circ$  (ММП направлено на юг), что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Обращаясь к разности потенциалов через магнитосферу, заметим, что в случае произвольного направления ММП электрическое поле на магнитопаузе, направленное строго вдоль застойной линии, имеет две компоненты, вдоль осей  $Y$  и  $Z$ , солнечно-магнитосферной системы координат:

$$E_y = E_\infty \sin(\theta - \varphi) \sin \varphi, \quad (4.66)$$

$$E_z = E_\infty \sin(\theta - \varphi) \cos \varphi,$$

и соответственно разность потенциалов вдоль этих осей равна

$$\Delta\Phi_y = E_\infty L_n \sin(\theta - \varphi) \sin \varphi |\sin \varphi|, \quad (4.67)$$

$$\Delta\Phi_z = E_\infty L_n \sin(\theta - \varphi) \cos \varphi \cos \varphi,$$

Подставляя величину из (4.61) в (4.67), получим

$$\Delta\Phi_y = \frac{3B_\infty^2 D_m}{c \sqrt{4\pi m_p n_\infty}} \beta^{-\alpha/(2+\alpha)} \sin(\theta - \varphi) \sin \varphi |\sin \varphi|, \quad (4.68)$$

$$\Delta\Phi_z = \frac{3B_\infty^2 D_m}{c \sqrt{4\pi m_p n_\infty}} \beta^{-\alpha/(2+\alpha)} \sin(\theta - \varphi) \cos^2 \varphi. \quad (4.69)$$

Результаты расчетов  $\Delta\Phi_y$ , выполненных по формуле (4.68), сопоставляются с данными спутниковых наблюдений [418] на рис. 4.40. Из него видно, что а) большая часть экспериментальных значений  $\Delta\Phi_y$  достаточно хорошо согласуется с предсказаниями модели, что еще раз подтверждает ее разумность; б) все экспериментальные значения  $\Delta\Phi_y$  оказываются в среднем на 30 кВ больше теоретических, что объясняется, согласно [418], эффектами квазивязкого взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Последний результат, в свою очередь, свидетельствует о существенной роли коллективных столкновений в процессе взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем, поскольку парные кулоновские столкновения частиц солнечного ветра не могут обеспечить притока энергии в полярную ионосферу, необходимого для поддержания указанной разности потенциалов.

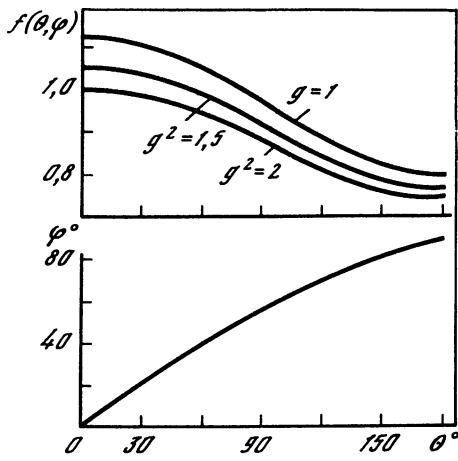
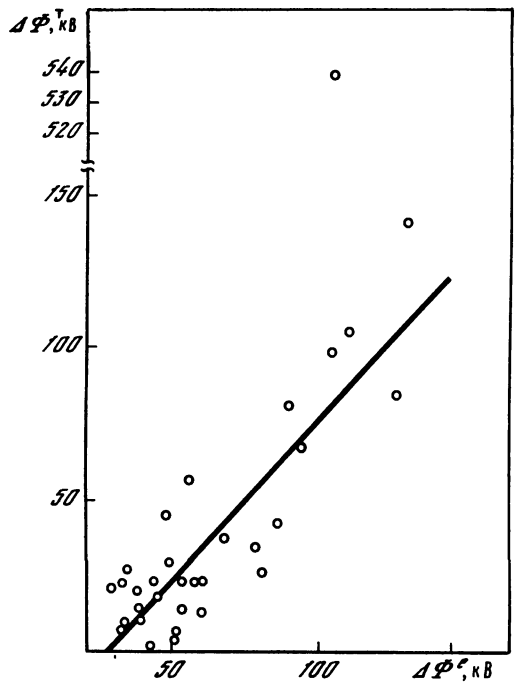


Рис. 4.39. Вид функций  $f(\theta, \varphi)$  и  $\varphi(\theta)$  при различных значениях параметра  $g$

Рис. 4.40. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных о разности потенциалов поперек полярной шапки



Таким образом, представленная выше модель обтекания магнитосферы солнечным ветром в приближении холодной плазмы, несмотря на всю свою упрощенность, в целом правильно описывает процесс взаимодействия солнечного ветра и вмороженного в него магнитного поля с геомагнитным полем. Вместе с тем очевидно, что непосредственно плазменные параметры солнечного ветра ( $T, n, P_T$ ) описываются этой моделью достаточно плохо. Анализ рассматриваемой проблемы при учете теплового давления плазмы был выполнен Пудовкиным и др. [413, 414]. В результате этого анализа удалось получить распределение искомых параметров и интенсивностей магнитного поля поперек переходной области в зависимости от интенсивности и направления ММП в невозмущенном солнечном ветре. При этом выяснилось, что приближенные формулы (4.44), (4.62), (4.65), (4.66) и (4.68) дают результаты, неплохо согласующиеся с численными результатами более точной модели. В то же время эти формулы обладают тем преимуществом, что позволяют легко рассчитать искомые величины при самых различных значениях параметров солнечного ветра (конечно, в диапазоне их допускаемых моделью значений).

Приведенные выше данные позволяют представить процесс взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли следующим образом.

При северном направлении вмороженного в солнечный ветер магнитного поля скачок магнитного поля на дневной магнитопаузе относительно мал и токи, текущие в переходном слое, полностью экранируют магнитосферу от проникновения в нее поля солнечного ветра. При этом в носовой части магнитопаузы образуется продольная, т.е. параллельная  $B$ , застойная линия. Интенсивность тангенциальной компоненты электрического поля и нормальной компоненты магнитного поля в этом случае мала, и магнитосфера находится в "закрытом" состоянии. Однако и в этом случае уровень волновой турбулентности в плазме солнечного ветра в переходной области оказывается, по-видимому, достаточно высоким, чтобы обеспечить эффективное квазивязкое взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли, в результате чего в последней постоянно существует электрическое поле в направлении утро-вечер, общая разность потенциалов которого составляет около 30 кВ.

В случае ММП южного направления скачок магнитного поля на магнитопаузе оказывается больше критического, что приводит к развитию плазменных неустойчивостей и аномального сопротивления в токовом слое и в результате к возникновению процесса пересоединения силовых линий магнитного поля. При этом течение переходит в режим обтекания с поперечной застойной линией, на магнитопаузе появляется нормальная компонента магнитного и тангенциальная компонента электрического полей [392], т.е.

магнитосфера переходит в "открытое" состояние. Дневная магнитопауза в приэкваториальной области магнитосферы становится прозрачной для внешнего магнитного поля, которое, проникая внутрь магнитосферы, нарушает баланс давлений на магнитопаузе, вызывая тем самым заметное смещение последней по направлению к Земле, сопровождаемое смещением полярных каспов к экватору [214, 215, 316].

Электрическое поле, также проникающее внутрь магнитосферы и проектирующееся вдоль силовых линий магнитного поля в полярную ионосферу, генерирует в ней крупномасштабные токовые системы, ответственные за  $DP2$ ,  $DP4$ , и частично,  $DP3$  магнитные возмущения.

#### 4.6. АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ, ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ПЕДЕРСЕНОВСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

В последние годы многими исследователями развивалась идея прорыва плазмы магнитопаузы (переходного слоя) в ионосферу в областях полярного каспа [19, 128, 129] (см. рис. 4.41) [265–267, 287, 288, 295]. В спокойные периоды пересечение полярного каспа с авроральной зоной, как мы видели выше (см. разд. 4.5), соответствует широте  $79 \pm 1^\circ$ .

Характерными особенностями структуры дневных полярных каспов являются очень резкие поперечные градиенты давления частиц, наличие токов вдоль силовых линий [239, 416], а иногда и двойных токовых слоев [188, 270], чрезвычайно высокий уровень волновой активности [238, 432, 433].

Другая область в магнитосфере, в которой имеются достаточно большие градиенты плотности, — плазмопауза.

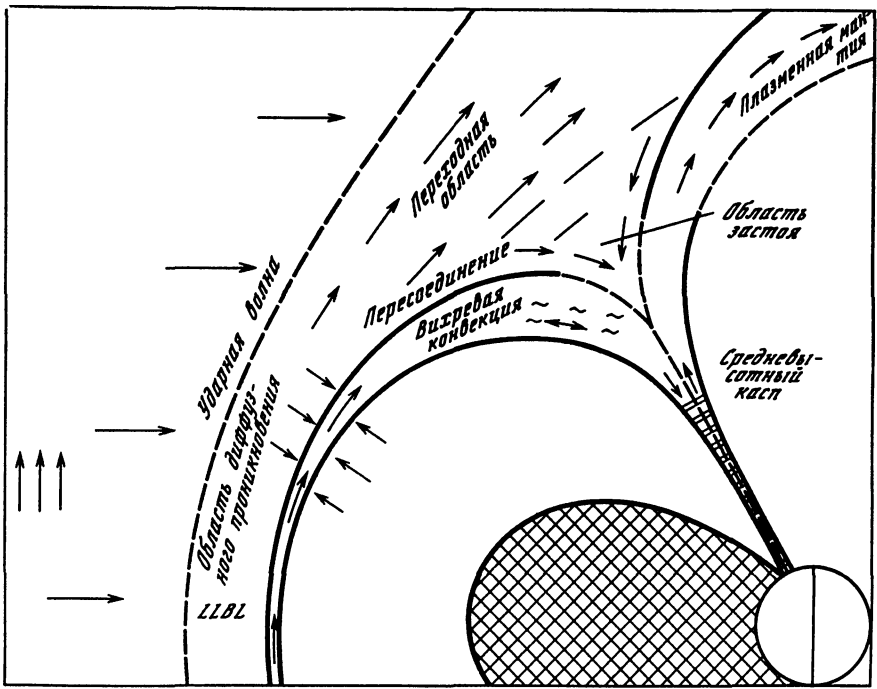
Плазмопауза — резкий обрыв плотности плазмы (относительно плотной и низкоэнергичной  $T_e$ ,  $T_i \leq 1$  эВ) в магнитосфере, располагающийся в экваториальной плоскости на расстоянии  $R \approx (4-5) R_E$  с вечерним выступом до  $6R_E$ .

Она часто отождествляется с последней замкнутой вокруг Земли линией конвекции. Плазмопауза была обнаружена экспериментально в результате прямых измерений концентрации ионов. На спутниках "Прогноз", OGO-3, OGO-5 в области плазмопаузы неоднократно наблюдались резкие градиенты концентрации, в которых имелись перепады концентрации ионов на характерных расстояниях  $(0,05-0,5) L$  [47].

Интересуясь далее эффектами турбулизации плазмы в указанных областях резких градиентов, кратко остановимся на некоторых результатах экспериментального исследования этих областей. О высокой волновой активности в области дневных полярных каспов свидетельствует наличие километрового излучения [320]. В частности, особое внимание привлекают отчетливо регистрируемые пульсации с частотами  $\omega = n\omega_{Hi}$  [269] (особенно велика амплитуда волн  $|\Delta B| < 2\%$  от  $B_0$  на частотах от 0,67 до 0,87  $\omega_{Hi}$ ), наблюдаемые одновременно с продольными токами и резкими градиентами  $\nabla n$  во время магнитной бури 1.11.68 г. на OGO-5.

В работе [239] описаны измерения флуктуаций магнитного поля и низкоэнергичных частиц при пересечении полярного каспа спутником "Neos-2". Возможный источник флуктуаций — это неустойчивость Кельвина—Гельмгольца, возбуждаемая на границах каспа при наличии шира в ионном потоке. Высокий уровень плазменной волновой турбулентности в каспе был обнаружен также на спутнике OGO-5 во время большой бури, когда касп был смещен на низкие широты. На электрической антенне OGO-5 были приняты высокие частоты (от 1 до 70 кГц), а магнитные флуктуации наблюдались в области ОНЧ (от 0,07 до 30 Гц) с амплитудой от долей нанотеслы до нескольких нанотесл. Самые интенсивные волны наблюдались вблизи границы каспа, граница которого определялась по наблюдениям энергичных электронов. Было установлено, что в каспе имеют место сильные магнитные шумы с  $\omega < \omega_{Hi}$  [432]. В работе [240] магнитные шумы на OGO-5 интерпретируются как проявление неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, возбуждаемой на границах каспа при наличии потока протонов вниз к Земле.

В работе Ледли и Фартинга [349] описаны результаты измерений вектора магнитного поля в северном полушарии в области полярного каспа для относительно невозмущенной магнитосферы. Были измерены (разрешение в пространстве 100 м) три компоненты магнитного поля  $\Delta B(x, y, z)$  в зависимости от высоты над Землей и обнару-



Низкоширотный граничный слой

Рис. 4.41. Дневной полярный касп

жены существенные возмущения магнитного поля. Из этого следует, что наблюдаются продольные токи, соответствующие спектрам поперечных вариаций магнитного поля с  $f \sim 0,2 - 0,7$  Гц, имеющие тонкую структуру (токовые слои, или волокна) — в поперечном направлении  $l \approx 1$  км, а плотность тока  $j \approx 10^{-4}$  А/м<sup>2</sup>.

Области "дневных" полярных каспов на высотах  $E$  и  $F$  областей ионосферы обычно идентифицируются с областями наблюдений высыпания мягких электронов и протонов на "дневной" стороне высокоширотной ионосферы и достаточно интенсивных продольных токов. Эти измерения, а также измерения на OGO-5 [270] в области "дневных" полярных каспов во время суббури дают возможность считать, что, действительно, коллективные соударения и аномальное сопротивление являются необходимым элементом в таком глобально важном процессе, как проникновение энергии и частиц солнечного ветра в магнитосферу в области "дневных" полярных каспов.

Перейдем теперь к изложению ряда теоретических работ, в которых исследовались эффекты коллективных соударений, возникающие при турбулизации плазмы в тех областях магнитосферы, где имеются резкие градиенты плотности, температуры и поперечного электростатического поля.

Остановимся теперь на возможном, связанном с коллективными соударениями механизме проникновения частиц солнечного ветра в магнитосферу в области "дневных" полярных каспов, следуя работам Гудковой, Липеровского и Шалимова [56, .57].

В неоднородной плазме при наличии градиента плотности  $\nabla n$  диффузия в сторону меньших плотностей может происходить только за счет соударений. В нетурбулентной полностью ионизованной плазме средняя скорость дрейфа поперек магнитного поля может быть оценена по формуле, взятой, например, из книги Спитцера [153]:

$$v_{\perp} = - \frac{c^2 T_e \nabla n}{\sigma B^2} = - \frac{T_e \nu_{e,i} \nabla n}{m_e \omega_e^2 H_e n}, \quad (4.70)$$

$$\text{где } \sigma = \omega_{pe}^2 / 4\pi \nu_{e,i}, \quad \nu_{e,i} = \frac{\omega_{pe}}{n \lambda_e^3} \frac{3 \ln \Lambda}{16\pi}.$$

В области "дневных" полярных каспов имеется значительный градиент плотности плазмы. Примем, например, что на границе области "дневных" каспов магнитосферы

плотность падает от значений  $n = 10 \text{ см}^{-3}$ , соответствующих плазме переходной области, до  $n = 0,1 \text{ см}^{-3}$ , соответствующих плотности плазмы в высокоширотной области хвоста магнитосферы, на расстояниях порядка толщины магнитопаузы, т.е. порядка ларморовского радиуса протонов  $\rho_i \sim (v_{Ti}/\omega_{Hi}) \sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}$  (либо гибридного гирорадиуса  $\sqrt{\rho_i \rho_e} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ см}$ ) при значениях  $T_e = 60 \text{ эВ}$ ,  $T_i = 200 \text{ эВ}$ ,  $B = 25 \text{ нТл}$ , выбранных в соответствии с оценками работы [488]. При использованных значениях параметров  $\nabla n$  имеет величину  $\sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ .

Оценки скорости дрейфа частиц через боковую поверхность каспа по формуле (4.70) дают общий поток энергии

$$Q = S v_{\perp} n T_e \sim 2 \cdot 10^8 \text{ (эрг/с)}, \quad (4.71)$$

где  $S = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  – площадь "боковой" поверхности каспа, принимаемой за конус с радиусом основания  $3,5 R_E$  и высотой  $4 R_E$  [488], что пренебрежимо мало по сравнению с потоком энергии через "острие" каспа, который, по оценкам [488], порядка  $10^{15} \text{ эрг/с}$ .

Наличие ионно-звуковой турбулентности в плазме может существенно изменить картину проникновения частиц солнечного ветра в магнитосферу в области каспов. Известно, что в плазме переходной области обычно в спокойных условиях  $T_e < T_i$ . Наше рассмотрение проводится далее в предположении о выполнении противоположного условия  $T_e \gg T_i$ , поскольку быстрый нагрев электронов плазмы представляется естественным во время возмущений при появлении токов. При турбулизации эффективная частота соударений электронов  $\nu^* = \omega_{pe} W/nT_e$ , что превосходит частоту кулоновских соударений в  $7 \cdot 10^{11} (W/nT_e)$  раз. Это увеличит поток через боковую поверхность каспа по формуле (4.71) до  $Q \approx 10^{18} \text{ эрг/с}$ , что достаточно для большинства геофизических явлений в верхней атмосфере Земли.

Приведенная оценка  $Q$  очень груба, поскольку она получена путем простой замены  $\nu_{ei}$  на  $\nu^*$ . Для более корректных оценок в работе [56] рассмотрена система уравнений двухжидкостной гидродинамики и уравнения Пуассона с учетом коллективных соударений. Причем были исследованы процессы турбулентной амбиполярной диффузии поперек силовых линий магнитного поля с учетом образования пространственных зарядов и локального поперечного электрического поля. При этом основное внимание было уделено исследованию нестационарных процессов аномальной амбиполярной диффузии. Коллективные соударения, рассматриваемые как заданные внешними источниками, могут быть связаны с различными типами волн в каспе. Аналогичная задача для случая ионно-циклотронной турбулентности рассмотрена в [104]. При рассмотрении различных типов неустойчивостей, которые могли бы быть ответственными за аномальную диффузию частиц солнечного ветра в магнитосферу, в работе Зеленого [66] был проведен анализ возможного стабилизирующего эффекта продольных токов, создающих шир магнитного поля, на раскачку ионно-циклотронной неустойчивости. Было выяснено, что при токовых скоростях  $u_{др} \approx v_{Ti}$ , зарегистрированных в каспе, при имеющихся там резких градиентах плотности с характерным размером  $a \approx \rho_i$  ионно-циклотронная неустойчивость в отличие от дрейфовой оказывается неустойчивой широм и может приводить поэтому к аномальной диффузии. Грубо описывая коэффициент аномальной диффузии как  $D_{\perp} \sim \gamma^2/\omega k_{\perp}$ , где в сильно неоднородном случае  $\gamma_k \sim (\rho_i/a)^2 (m_e/m_i)^{1/2} \omega_{Hi}$  для высокочастотной ионно-циклотронной ветви, в [66] было показано

$$D_{\perp} \sim \left( \frac{\rho_i}{a} \right)^3 \sqrt{\frac{m}{M}} D_B,$$

где  $D_B = \rho_i v_{Ti}$  – боровский коэффициент диффузии. Считая площадь поверхности каспа  $S = 10^{20} \text{ см}^2$ , энергию диффундирующих частиц  $E \approx 0,7 \text{ кэВ}$ ,  $n = 10 \text{ см}^{-3}$ , можно получить поток энергии  $Q \approx Q_0 \approx 10^{18} \text{ эрг/с}$ . Теперь остановимся на рассмотрении эффектов амбиполярной диффузии и турбулентной генерации электрических полей в магнитосферной плазме при наличии резких поперечных градиентов [57]. Вместо парных электронно-ионных соударений с частотой  $\nu_{ei}$  при наличии турбулентности нужно рассматривать некоторые эффективные частоты соударений электронов и ионов с плазмонами  $\nu_i^* \gg \nu_{ei}$  и  $\nu_e^* \gg \nu_{ei}$ . Процесс диффузии плазмы поперек магнитного поля



в гидродинамическом приближении описывается следующей системой уравнений:

$$m_e \left( \frac{\partial \mathbf{v}_\perp^e}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp^e \frac{\partial \mathbf{v}_\perp^e}{\partial r} \right) = -e \left( \mathbf{E}_\perp + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\perp^e \mathbf{B}] \right) - \frac{T_e}{n_e} \nabla n_e + \mathbf{F}_{st}^e, \quad (4.72)$$

$$m_i \left( \frac{\partial \mathbf{v}_\perp^i}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp^i \frac{\partial \mathbf{v}_\perp^i}{\partial r} \right) = e \left( \mathbf{E}_\perp + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\perp^i \mathbf{B}] \right) - \frac{T_i}{n_i} \nabla n_i + \mathbf{F}_{st}^i, \quad (4.73)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_\perp = 4\pi e (n_i - n_e), \quad (4.74)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} (n_i \mathbf{v}_\perp^i) = 0, \quad (4.75)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} (n_e \mathbf{v}_\perp^e) = 0. \quad (4.76)$$

При этом предполагается, что  $n_e = n_e(x, t)$ ,  $n_i = n_i(x, t)$ ,  $\nabla n_{e,i} = \partial n_{e,i} / \partial x$ ,  $v_\perp^e, v_\perp^i \ll v_{Ti}, T_e = \text{const}, T_i = \text{const}$ , т.е. турбулентный нагрев в рассматриваемой модельной задаче не учитывается. Искажением магнитного поля из-за возникающих токов пренебрегается.

Вопрос о виде столкновительного члена в уравнениях (4.72) и (4.73) при наличии внешней турбуликации до сих пор остается открытым. Можно рассмотреть две модели. В первой — столкновительный член по аналогии с членом электронно-ионных столкновений в полностью ионизованной плазме берется в виде

$$\mathbf{F}_{st}^e = -m_e \nu^* (\mathbf{v}_\perp^i - \mathbf{v}_\perp^e) = -\mathbf{F}_{st}^i,$$

где  $\nu^*$  — эффективная частота коллективных соударений. При таком подходе априорно принимается, что газ плазмонов не отбирает импульс у частиц при коллективных столкновениях, а является лишь передаточным звеном.

На самом же деле весьма возможно, что газ плазмонов при взаимодействии с электронами и ионами изменяет свой импульс со временем или передает его от одного сорта частиц к другому нелокально. В этом случае для члена столкновений (по аналогии с членом столкновений электронов и ионов с нейтралами в слабоионизованной плазме) принимается модель

$$\mathbf{F}^e = -m_e \nu_e^* \mathbf{v}_\perp^e, \quad \mathbf{F}^i = -m_i \nu_i^* \mathbf{v}_\perp^i. \quad (4.77)$$

Эта модель, по-видимому, соответствует действительности в тех областях, где имеются резкие градиенты плотности частиц.

Сначала рассматривается система уравнений (4.72) — (4.77) с членами столкновений в виде (4.77). Пусть плотность числа частиц имеет градиент только по оси  $X$ , а магнитное поле однородно и направлено по оси  $Z$ . Ограничимся медленными процессами, при которых можно не учитывать инерционные члены в уравнениях движения, пренебрежем в нулевом приближении нелинейными членами  $\mathbf{v} \partial \mathbf{v} / \partial \mathbf{r}$  и будем считать, что  $E_x = E_x(x, t)$ ,  $v_x^{e,i} = v_x^{e,i}(x, t)$ ,  $v_y^{e,i} = v_y^{e,i}(x, t)$ . Также предположим, что разделение заряда по оси  $Y$  не приводит к их накоплению, т.е. заряды каким-то образом "уходят" и  $E_y = 0$ .

Удобно рассматривать два временных интервала. В первом от  $t = 0$  до  $t = t^*$  идет процесс турбулизации, растет эффективная частота соударений, происходит разделение заряда и образуется электрическое поле  $E_x$ . Модель турбулизации можно задать, например, в виде

$$\nu_e^* = \nu_e^0 (1 - e^{-t/t^*}), \quad \nu_i^* = \nu_i^0 (1 - e^{-t/t^*}).$$

При  $t > t^*$  можно считать, что уровень турбулентности достиг насыщения ( $\nu_i \approx \nu_i^0$ ,  $\nu_e \approx \nu_e^0$ ) и развивается процесс распыливания заряда в результате диффузии. Анализ

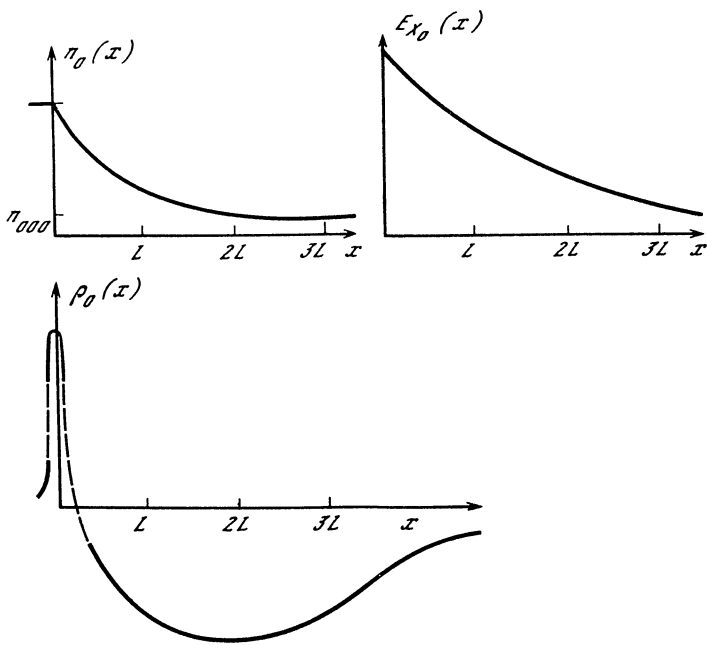


Рис. 4.42. Профили  $n_0(x)$ ,  $\rho_0(x)$ ,  $E_x(x)$ , возникающие при внешней турбуликации неоднородной плазмы в магнитном поле

показывает, что в первом временном интервале процесс образования заряда  $\rho(x, t)$  идет значительно быстрее, чем изменения  $n_e(x, t)$  и  $n_i(x, t)$  со временем за счет диффузии.

В таких предположениях для эволюции поперечного электрического поля  $E_x$ , при  $E_x|_{x=\pm\infty} = 0$ ,  $\partial n/\partial x|_{x=\pm\infty} = 0$ , на основе написанной системы уравнений в работе [57] получено

$$E_x = E_{x0} (1 - \exp[-A(t - t^* + t^* e^{-t/t^*})]),$$

где локальное поперечное электрическое поле, возникающее благодаря внешней турбуликации,

$$E'_{x0} = \frac{(\partial n_e^0/\partial x)(\alpha_i^0 T_i - \alpha_e^0 T_e)}{en_e^0(\alpha_i^0 + \alpha_e^0)}, \quad A = 4\pi e^2 n_e^0 (\alpha_e^0 + \alpha_i^0),$$

$$\alpha_{e,i}^0 = v_{i,e}^*/m_{i,e} \omega_{H_{i,e}}^2,$$

$$\rho_0 = \frac{(\alpha_i^0 T_i - \alpha_e^0 T_e)}{4\pi e (\alpha_i^0 + \alpha_e^0)} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right),$$

$\rho_0$  — плотность заряда.

Если, например, при  $x > 0$  задать  $n(x)$  в виде

$$n_0(x) = (n_{00} e^{-x/L} + n_{000}) \text{ см}^{-3},$$

а при  $x < 0$ ,  $n(x) = n_{000} + n_{00} = \text{const}$ , то легко получить, что

$$E_{x0}(x) = \frac{(\alpha_i^0 T_i - \alpha_e^0 T_e)}{e(\alpha_i^0 + \alpha_e^0)} \frac{n_{00} e^{-x/L}}{(n_{00} e^{-x/L} + n_{000})} \left( -\frac{1}{L} \right)$$

$$\rho_0(x) = \frac{(\alpha_i^0 T_i - \alpha_e^0 T_e) n_{00} n_{000} e^{-x/L}}{4\pi e (\alpha_i^0 + \alpha_e^0) L^2 (n_{000} + n_{00} e^{-x/L})^2}. \quad (4.78)$$

Следует заметить, что  $\rho_0 \neq 0$  только для  $x > 0$ , так как согласно предположениям  $\partial n/\partial x = 0$  для  $x < 0$ . Графики соответствующих функций приведены на рис. 4.42. По-

сколько при  $x = 0$  имеют место разрыв производной  $\partial n/\partial x$  и соответствующий скачок электрического поля от 0 до  $E_{x0}$ , можно считать, что при  $x = 0$  как бы имеется заряженная поверхность с поверхностной плотностью  $\sigma = E_{x00}/4\pi$ ,  $E_{x0} = E_{x00}$  при  $x \rightarrow +0$ . Максимум отрицательного пространственного заряда соответствует  $x_{\max} = L \ln(n_{00}/n_{000})$ , где  $L$  — линейный размер области градиента.

Конечные значения электрического поля и соответствующего ему заряда в первом временном интервале можно принять за начальные значения для второго временного интервала. На втором временном интервале происходит медленное выравнивание плотности, сопровождающееся медленным уменьшением электрического поля и заряда и описываемое уравнением диффузии

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2},$$

где

$$a^2 = \frac{\alpha_e \alpha_i}{\alpha_i + \alpha_e} (T_e + T_i).$$

Если заряды по оси  $Y$  не "уходят", то скопление зарядов приводит к возникновению электрического поля  $E_y$ . При этом  $E_y \sim (v_i^*/\omega_{Hi}) E_x$ .

В случае, когда импульс при коллективных соударениях остается в системе и члены столкновений имеют вид

$$\mathbf{F}_{st}^e = -m_e v_e^* (\mathbf{v}_\perp^i - \mathbf{v}_\perp^e) = -\mathbf{F}_{st}^i,$$

анализ, проведенный в работе [57], показал, что  $E_x = 0$ , а

$$E_y \simeq \frac{v_e^* (T_i + T_e)}{\omega_{He} e n} \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Следует подчеркнуть, что описанный эффект образования электрического заряда и электрического поля  $E_x$  осуществляется только при такой модели столкновений частиц с плазмонами, когда часть импульса уносится плазмонами [57].

$$\mathbf{F}_e = -m_e v_e^* \mathbf{v}_\perp^e, \quad \mathbf{F}_i = -m_i v_i^* \mathbf{v}_\perp^i.$$

Итак, если задана низкочастотная квазистационарная турбулентность, характеризующаяся частотой коллективных соударений  $v^*$ , скорость аномальной диффузии в направлении градиента плотности в  $v^*/v_{e,i}$  раз больше, чем при учете только парных соударений. Причем скорость диффузии ионов и электронов несколько различна, что ведет к образованию электрического поля как вдоль градиента, так и перпендикулярно к нему.

Известно, что градиент плотности в плазме порождает универсальную неустойчивость (см., например, [115]), которая неоднократно рассматривалась в применении к земной плазмопаузе и связывалась с геомагнитными микропульсациями. Кроме того, имеется ряд других механизмов возмущений в неоднородной плазме, приводящих к аperiodическим процессам. В работе [57] эти неустойчивости не принимались во внимание для выяснения специфики процессов, возникающих при внешней турбулентности.

Турбулентность, дающая  $v_e^* \gg v_{e,i}$  и  $v_i^* \gg v_{e,i}$ , может быть ионно-циклотронной, дрейфовой, если имеет место  $\nabla n \neq 0$ ,  $\nabla T \neq 0$ ,  $\nabla B \neq 0$ , или ионно-звуковой. Согласно измерениям на "Hawkeye-1", IMP-6 и IMP-8, анализ которых выполнен в работе Гарнета и Франка [285], в области плазмопаузы наблюдалась интенсивная электростатическая турбулентность с  $\Delta E \approx 3 \cdot 10^{-2}$  В/м.

В случае ионно-звуковой турбулентности, создаваемой некими "внешними" источниками,  $v_e^* = \omega_{pe} W/nT_e$ ,  $v_i^* = \omega_{pi} (W/nT_e)^2$ .

В области плазмопаузы  $v_i^* \approx 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $v_e^* \approx 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  при  $W/nT_e \approx 10^{-2}$ . Для ионного звука время раскачки  $t = \omega_{pi}^{-1} \sqrt{m_e/m_i} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ , а время становления электрического поля  $t^{**} > 1/A \approx 10^{-5} \text{ с}$ . Таким образом, электрическое поле  $E_x \approx T_e/eL$  дости-

гает своего максимального значения за время  $t \approx 10^{-4}$  с, а оценка для времени рассасывания поля и заряда за счет диффузии дает  $\tau \approx L^2/\alpha^2$ .

Рассматривая район плазмопаузы, следует отметить, что линейный масштаб неоднородности меняется в достаточно широких пределах — от  $L_{\min} \approx \sqrt{\rho_i \rho_e}$  до  $L_{\max} \approx \approx (0,2 - 0,5) R_E$ , причем в районе плазмопаузы при  $L_{\min}$  и  $L_{\max}$  градиент порядка  $10^{-1} \text{ см}^{-4}$  и  $10^{-6} \text{ см}^{-4}$ . Соответственно,  $\tau$  может иметь значения в пределах от  $\tau_{\min} = = 10^{-1}$  с (при  $L_{\min}$ ) до  $\tau_{\max} \approx 10^8$  с (при  $L_{\max}$ ) при  $T_e \approx 1$  эВ,  $T_i \approx 0,3$  эВ. Соответствующие электростатические поля порядка  $10^{-3} - 10^{-8}$  В/см.

При рассмотренном механизме генерации электрических полей из-за турбулизации в районе плазмопаузы поперечные электрические поля, в свою очередь, должны возбудить токи и магнитные аперриодические возмущения, наблюдаемые на Земле. Естественно, возмущения будут иметь заметную амплитуду на Земле при градиентах, близких к максимальному. Характерные черты таких возмущений проанализированы в [57].

Нужно сказать, что развиваемая теория турбулентной генерации поперечных электрических полей в области плазмопаузы стимулируется измерениями интенсивных поперечных электрических полей, направленных к полюсу вблизи ионосферной проекции плазмопаузы [449].

Отметим, что такого рода турбулентная генерация локальных поперечных электрических полей приводит к "поперечному" ускорению ионов [64]. Отметим, что существует интересная возможность турбулентной генерации поперечного электрического поля в магнитоактивной однородной плазме при внешней турбулизации, когда турбулентность анизотропна в системе координат, дрейфующей с плазмой [149].

Далее возможность турбулентной генерации поперечных электрических полей в авральной зоне (до 1 В/м) исследовалась в работе Кропоткина [89]. Предлагаемый в этой работе механизм связан с учетом ограниченности областей электростатической турбулентности (ЕИС) вдоль силовых трубок и с резкой неоднородностью в поперечном направлении плотности продольного тока.

Наконец, отметим еще один эффект турбулентной генерации электрического поля (как продольного, так и поперечного). В [358] учтено влияние коллективных соударений на движение электронов и ионов в альвеновской волне. При условии  $\beta < m_e/m_i$  в альвеновской волне возникает дрейф электронов относительно ионов, который приводит к возбуждению ЕИС-турбулентности. Возникающие коллективные соударения частиц с волнами приводят, с одной стороны, к диссипации энергии волны, а с другой — к возникновению аномального сопротивления, образованию значительных продольных и поперечных электрических полей, ускорению авральных электронов и к поперечному нагреву ионов. Полученные поперечные масштабы полей соответствуют поперечным размерам наблюдаемых дискретных дуг.

Все перечисленные в этой главе механизмы турбулентной генерации электрических полей по сути являются механизмами генерации мелкомасштабных (в отличие от [465]) низкочастотных полей. Подтверждение действия того или иного механизма может быть получено только экспериментальным путем. В настоящее время мы располагаем не слишком богатым экспериментальным материалом, однако некоторые экспериментальные указания на существование мелкомасштабных низкочастотных электрических полей уже имеются. В [366] по результатам измерений на ISEE-1 было показано существование интенсивных турбулентных электрических полей на  $L$ -оболочках авральной зоны магнитосферы во время суббурь. Частоты электрических полей, исследованных в этом эксперименте, от 0,01 Гц до 14 Гц. В интервале частот от 1 до 10 Гц напряженность электрического поля достигала 40 мВ/м с уровнем спектральной мощности  $\sim 10 \text{ мВ}^2/\text{м}^2$  Гц и достаточно плоским спектром.

Одним из наиболее важных динамических процессов в магнитосфере, приводящим к проникновению частиц плазмы солнечного ветра в магнитосферу, является рассмотренный выше, в разд. 4.5, процесс пересоединения силовых линий магнитного поля, связанный с возникновением коллективных соударений и аномального сопротивления.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что из-за очень больших математических трудностей современная теория рассматривает обычно только стационарные одномерные и двумерные случаи, а пересоединение в природе и в лаборатории носит трехмерный характер и, кроме того, это — нестационарный процесс. Такого рода процессы могут приводить к аномальным импульсным прорывам частиц солнечного ветра в магнитосферу. В [450] рассмотрены стационарный (см. разд. 4.5) и импульсный процессы пере-

соединения, связанные с токовой неустойчивостью (бунемановской), приводящей к аномальному сопротивлению.

Для условий, соответствующих магнитосферным суббурям, подобное пересоединение возможно вблизи дневных полярных каспов (см. рис. 4.42). Такого рода процесс экспериментально исследовался в работе [191], где наблюдался импульсный процесс быстрого пересоединения, когда сопротивление становилось аномальным. Процесс сопровождался ускорением электронов и рентгеновским излучением.

Согласно [450], в процессе сжатия области пересоединения после выполнения условия неустойчивости начинает развиваться аномальное сопротивление. При этом токовый слой продолжает сжиматься, достигая толщины меньшей, чем стационарная (при развитии аномального сопротивления). Далее слой расширяется до толщины, большей квазистационарной толщины с аномальным сопротивлением. Как только толщина токового слоя при расширении превзойдет значение, соответствующее критической плотности тока, аномальное сопротивление быстро исчезнет и весь процесс повторится.

Магнитная энергия в таком процессе передается частицам плазмы в каждом импульсе.

Полное время периода пульсации состоит из времени развития неустойчивости  $\tau_1 \approx 20$  с для  $n = 10 \text{ см}^{-3}$  в области каспов и времени расширения слоя  $\tau_2$ , которое зависит от граничных условий, и автором [450] не найдено.

Другой возможный механизм импульсного проникновения заряженных частиц в области дневного полярного каспа предложен в [100, 105]. Этот механизм может иметь место в тех областях магнитосферы, где токи достаточно интенсивны, так что их собственное магнитное поле соизмеримо по величине с внешним магнитным полем Земли. Оценки, проведенные на основе измерений спутника OGO-5 [270], показывают, что дальний дневной касп ( $\sim 10 R_E$ ) — одна из упомянутых областей в магнитосфере.

Согласно [100, 105], в таких областях могут образоваться структуры типа альвеновского "магнитного каната" [3]. Поскольку подобные структуры являются токонесящими образованиями, ясно, что превышение током некоторых критических значений приведет к развитию токовых неустойчивостей, и в частности к развитию слабой IA-турбулентности и аномального сопротивления. Структуры типа "магнитного каната" не являются стационарными и на той стадии, когда в них возбуждается IA-турбулентность. Дальнейшая эволюция структур происходит по следующей схеме.

Большие значения электрических полей в направлении оси структуры при развитой IA-турбулентности и достаточно большой величине аномального сопротивления должны приводить к более быстрому темпу сжатия вещества в "магнитных канатах" (по сравнению со случаем отсутствия турбулентности). Само сжатие каната, которое происходит одновременно с турбулентным нагревом, согласно [100, 105], должно приводить к срыву квазистационарной турбулентности и аномального сопротивления при достижении некоторого критического поперечного размера

$$b_{кр} = (T_{e, \max}^{5/2} / 25 E e^2 T_i \sqrt{4\pi n})^{1/2}. \quad (4.79)$$

Аномальное сопротивление развивается тогда, когда в процессе сжатия плотность достигает значения  $j = enu$ , при котором удовлетворится условие неустойчивости  $u > v_e$ . При этом время ( $\tau$ ) существования структур с аномальным сопротивлением на ионном звуке достигает нескольких десятков секунд [100, 105].

Таким образом, во время сильных магнитных возмущений возможны процессы образования и разрушения структур типа альвеновского "магнитного каната", в которых может иметь место импульсное ускорение надтепловых электронов и ионов плазмы, "не чувствующих" коллективные соударения и свободно ускоряющихся в поле "магнитного каната".

Остановимся кратко на одной экспериментальной работе, возможно подтверждающей существование описанных импульсных процессов прорыва ионов в магнитосферу. Торберт и Карлсон [473] нашли из измерений на ракете в области "дневного" полярного каспа 18.12.74 г. явное подтверждение импульсной инъекции двух ионных потоков с временем инъекции порядка 30 с, разделенных интервалом времени порядка 100 с. Эти ионы были ускорены при сохранении функции распределения, соответствующей переходному слою. Возможно, что наблюдаемый эффект связан также с развитием больших локальных электрических полей в области аномального сопротивления, исследованных в работе Фридмана [272].

Анализ процессов аномальной диффузии плазмы на авроральных силовых линиях, как становится очевидным из предыдущего рассмотрения, не обходится без знания частот коллективных соударений и связанных с ними процессов аномальной теплопроводности, аномальной вязкости и т.д. Расчет указанных характеристик плазмы для ряда электростатических неустойчивостей проведен в [104, 185, 219, 275, 397]. При этом в [185] было показано, что электростатический шум, наблюдаемый на силовых авроральных линиях, приводит к сильной диффузии и высыпанию ионов плазменного слоя, вызывающих диффузную аврору.

В работе Мишина [374] рассмотрена проблема аномальной теплопроводности и показано, что эффективные соударения между частицами и турбулентными пульсациями приводят к значительному уменьшению электронного теплового потока и электронной температуры и к увеличению ионной температуры (по сравнению со случаем учета только  $\nu_{e,i}$ ).

Задача об аномальной теплопроводности в работе [374] поставлена следующим образом. Плазма предполагается неизотермической ( $T_e \gg T_i$ ), однако, кроме того, еще предполагается наличие горячих ионов ( $T_h \gg T_e$ ,  $n_h \ll n$ ), которые, являясь резонансными при взаимодействии с волнами  $\nu \approx \sqrt{T_e/m_i}$ , могут эффективно нагреваться, поглощая энергию волн [29]. При этом холодные ионы  $T_i \simeq 0$  определяют закон дисперсии, обеспечивая квазинейтральность, и участвуют в электрон-ионных соударениях.

Неоднородная плазма неустойчива по отношению к возбуждению ионно-звуковых волн при условии

$$\frac{\lambda_e}{L} > \frac{1}{3} \left[ \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{T_e}{2T_i} - \frac{3}{2} \right) \right], \quad (4.80)$$

которое считается выполненным. Задача рассматривается в квазилинейном приближении, так что плотность энергии турбулентности предполагается настолько малой, что чисто нелинейными эффектами взаимодействия волн можно пренебречь. Решение кинетического уравнения с квазилинейной правой частью, учитывающее столкновения электронов с электронами и с ионами, а также ион-ионные соударения, приводит к выражению для теплового потока  $q \approx 50 n T_e \sqrt{(\nabla T_e) v_s / m \nu_{e,e}}$ , где  $\nu_{e,e} \simeq 4\pi n e^4 \ln \Lambda / (m^{1/2} T_e^{3/2})$  — частота электрон-электронных соударений. Этот тепловой поток значительно ниже потока, рассчитанного только с учетом парных электрон-ионных соударений. Соответственно пониженная из-за коллективных соударений теплопроводность приводит к значениям ионной температуры в солнечном ветре, соответствующим наблюдениям.

Аналогичные вопросы, связанные с аномальной теплопроводностью вдоль и поперек силовых линий магнитного поля при возбуждении в магнитосфере ЕС-турбулентности, рассматривались в [106, 311].

Вопросы, связанные с ролью аномально высокой частоты коллективных соударений при процессах передачи импульса частиц солнечного ветра частицами в магнитосфере Земли (аномальная вязкость), рассматривались в работе Ромащенко [142].

Возникновение педерсеновской проводимости в ионосфере при наличии постоянного и однородного поперечного электрического поля  $E_{\perp}$  связано с отдачей направленного импульса дрейфующих в поперечном направлении электронов и ионов нейтральным частицам. В магнитосфере на высотах, больших 500 км, столкновения электронов и ионов с нейтральными частицами крайне редки, поэтому можно ожидать, что здесь классическая педерсеновская проводимость равна нулю. Однако такое предположение противоречит наблюдениям [419]. В указанной статье представлены почти одновременные наблюдения электрических и магнитных полей на различных высотах в авроральной зоне полярной шапки. При этом сопоставлялись результаты, полученные со спутников S3-2 (апогей 1500 км) и S3-3 (апогей 8000 км). Эти данные подтверждают предположение о том, что между 1000 км и 8000 км должен течь ток поперек силовых линий магнитного поля Земли.

В магнитосфере при турбулизации, если не предполагать наличия у заряженных частиц начального направленного импульса в направлении, перпендикулярном магнитному полю (а в процессе развития турбулентности они его не приобретут в силу того, что система частиц и волн — плазмонов — является замкнутой системой), поперечные токи также не возникают, что легко понять, перейдя в систему координат, дрейфующую

с плазмой в скрещенных полях; так что турбулентность сама по себе не может служить источником педерсеновской проводимости. С этой точки зрения, отождествление турбулентных пульсаций с нейтральными квазичастицами, как это сделано в [61, 65, 140], некорректно. Ситуация может существенно измениться, если перейти к рассмотрению пространственно неоднородной плазмы и влиянию неоднородности на распространение и отражение волн, как это сделано в работе Пудовкина и Сажина [137].

Аналогично при учете поперечной неоднородности плотности и неоднородности электрического поля из уравнений двухжидкостной гидродинамики, учитывая нелинейные по скорости члены, можно получить эффект поперечного тока с плотностью до  $10^{-9}$  А/м<sup>2</sup> при наблюдаемых экспериментально значениях градиентов плотности и электрического поля.

Поперечные градиенты электрических полей, наблюдаемые в авроральной области, бывают достаточно резкими. Например, согласно Мозеру [388], внутри ЭР при измерениях с хорошим разрешением получено изменение электрического поля порядка 30 мВ/м за 1,3 с, что соответствует градиенту электрического поля порядка 7 мВ/м<sup>2</sup> (т.е. характерный пространственный масштаб изменения электрического поля  $E_x$  порядка 10 м). О наличии резких градиентов поперечных электрических полей также свидетельствует работа [366].

Нужно сказать, что большая часть эффектов, рассмотренных в настоящем параграфе, исходит из предположения о внешней турбуликации, приводящей к коллективным столкновениям. В качестве механизмов внешней турбуликации могут быть, в частности, механизмы (обсуждаемые в последнее время) возбуждения ионными пучками ("коники", "бимы"), наблюдаемыми в авроральной магнитосфере [388].

Вопросы возбуждения ионными пучками ионно-звуковой турбулентности обсуждаются в работе [317], а EIC-турбулентности – в [292, 293].

#### 4.7. КИЛОМЕТРОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗЕМЛИ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В МАГНИТОСФЕРЕ

Плазменные турбулентные процессы в магнитосфере чрезвычайно разнообразны. И если одни определяют аномальное сопротивление и в конечном счете электромагнитную связь магнитосферы с ионосферой, то многие другие процессы могут быть интересны с точки зрения диагностики магнитосферы Земли, а также других планет и ряда астрофизических объектов. В частности, с продольными токами и аномальным сопротивлением в магнитосфере тесно связана проблема генерации аврорального километрового излучения.

Обнаружение того факта, что Земля является возможным источником километрового радиоизлучения [17], поставило ее в один ряд с космическими объектами, обладающими ярко выраженной магнитосферой и излучающими электромагнитные волны при взаимодействии окружающей объект плазмы с их магнитосферами. Как выяснилось, к настоящему времени источниками электромагнитного километрового излучения являются мощные потоки высыпающихся электронов. Преобразование потока энергии электронов в электромагнитные волны происходит посредством возбуждения различного рода плазменных колебаний.

При изучении километрового излучения Земли была замечена корреляция между радиовсплесками и интенсивными вспышками дискретных дуг полярных сияний, наблюдаемых обычно при вторжениях энергичных 1–10 кэВ пучков авроральных электронов с функцией распределения типа "перевернутого V" [284].

Наблюдения километрового излучения, проведенные на высокоапогейных спутниках (ISIS-1), позволили установить, что источники наиболее мощных всплесков излучения расположены где-то на высотах  $0,5 R_E$  в ночной области авроральной магнитосферы, где текут продольные токи, возникает аномальное сопротивление или двойные слои и, как следствие этого, на перепаде потенциала вдоль магнитных силовых линий [265] происходит ускорение авроральных электронов.

При изучении спектра радиоизлучения было выяснено, что максимум спектральной интенсивности соответствует частотам в диапазоне 150–500 кГц, причем частота максимума одного порядка с  $\omega_{He}/2\pi$ . Полуширина спектра составляет приблизительно половину частоты, соответствующей максимуму интенсивности, а мощность авроральных радиовсплесков, по оценкам Гарнета [283], достигает  $10^9$  Вт, что соответствует

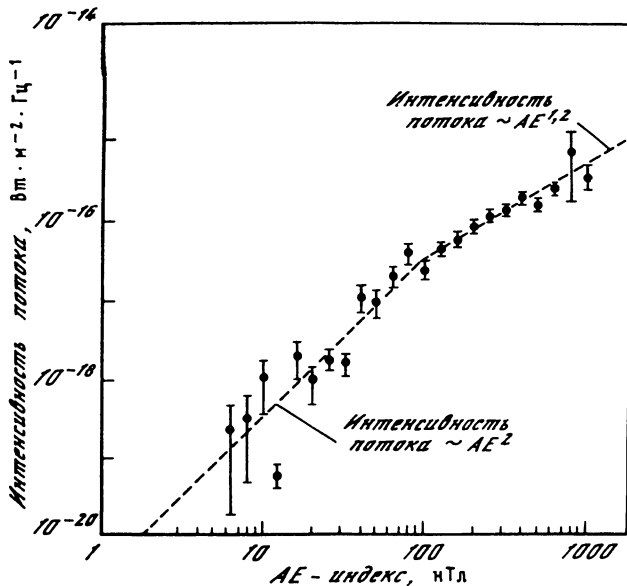


Рис. 4.43. Зависимость интенсивности излучения от величины AE-индекса

приблизительно одной сотой от скорости диссипации энергии во время авроральных суббурь. В результате дальнейшего экспериментального изучения получена зависимость интенсивности излучения от величины AE-индекса, пропорционального величине продольного тока. Эту зависимость, важную для идентификации механизма километрового радиоизлучения, можно видеть на рис. 4.43. Как видно из него, для слабых всплесков интенсивность пропорциональна квадрату тока  $I^2$ , а для сильных —  $I^{1,2}$ . Дальнейшие исследования на спутниках ISEE-1,2 выявили еще одну закономерность (см. обзор [282]). В процессе радиовсплеска происходит, как правило, дрейф частоты максимума спектральной интенсивности, причем частота увеличивается со временем. Например, при частотах  $f \approx 500$  кГц скорость дрейфа частоты в одном из случаев имела порядок  $\Delta f / \Delta t \approx 2$  кГц/с. Следует заметить, однако, что наблюдались также всплески радиоизлучения, когда частота сначала нарастала, а потом, пройдя через максимум, уменьшалась. Измерения поляризации излучения, выполненные на "Voyager" показали, что в основном имеет место излучение на правополяризованной необыкновенной моде [321].

Источники аврорального километрового излучения расположены в тех же областях магнитосферы (по-видимому, на одних и тех же силовых линиях, но на разных высотах), где развиваются аномальное сопротивление и двойные слои, поэтому, интересуясь локализацией в магнитосфере областей наиболее частого возникновения аномального сопротивления и двойных слоев, естественно обратиться к экспериментам последних лет, в которых систематически и подробно изучалось расположение источников аврорального километрового излучения.

В работе Бенсона и Калверта [195] анализировались наблюдения аврорального километрового излучения на спутнике ISIS-1 в области источника излучения. Было найдено, что генерируется электромагнитное излучение, соответствующее необыкновенной моде и направленное почти перпендикулярно магнитному полю. Оказалось, что области расположения источников излучения соответствуют локальным областям уменьшения электронной плотности, где отношение  $\omega_{pe} / \omega_{He} \leq 0,2$ , а последние исследования показали, что иногда  $\omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2 < 10^{-3}$  [280]. Такие области ограничены снизу высотами  $\sim 2000$  км.

В частности, в таких областях, связанных, возможно, с образованием в авроральной магнитосфере двойных электростатических слоев, особенно эффективен механизм генерации АКР, предложенный в [68].

Излучение наблюдалось над ночной авроральной зоной в широком долготном диапазоне как интенсивный источник, расположенный вблизи 22 ч MLT в пределах от 68 до 72° инвариантной широты.



В работе Галлагера и Гарнета [274] изучалось расположение источников аврорального километрового излучения при осреднении по времени большого количества результатов наблюдений, полученных за последние пять лет на "Hawkeye-1", IMP-6. Измерения проводились в узких частотных интервалах вблизи 56,2, 100 и 178 кГц. В результате осреднения данных было найдено, что локализация основных двух источников аврорального километрового излучения приходится на области вблизи  $65^\circ$  инвариантной широты соответственно в северном и южном полушариях, которые расположены между 22 и 24 ч MLT на высоте около  $2,5 R_E$ .

Было найдено, что полная осредненная по времени мощность генерации соответствует  $10^7$  Вт в предположении, что ширина спектра порядка 200 кГц.

Оказалось, что излучение распространяется от источника в определенных резко ограниченных конусах (4,1 ср на 178 кГц, 22 ср на 100 кГц, 1,5 ср на 56,2 кГц). До последнего времени считалось, что существует мощный источник излучения в области дневного полярного каспа на расстоянии нескольких  $R_E$ .

Результаты [274] дают основание полагать, что области дневного каспа, облучаемые авроральным километровым излучением, служат вторичными источниками, рассеивая это излучение. Рассеивающими областями являются, по-видимому, области развитой низкочастотной электростатической турбулентности и аномального сопротивления. Вся упомянутая совокупность экспериментальных данных указывает на то, что источником аврорального километрового излучения является плазменная турбулентность, возбуждаемая пучками авроральных электронов. Поэтому, естественно, обсуждение механизмов аврорального километрового радиоизлучения идет по пути анализа различных процессов переизлучения наиболее вероятно возбуждаемых мод, соответствующих этой турбулентности, в электромагнитные волны, способные выйти из магнитосферной плазмы. Еще несколько лет назад считалось, что в областях генерации излучения  $\omega_{pe} \geq \omega_{He}$ . Далее появились экспериментальные данные, надежно свидетельствующие о выполнении в этих областях условия  $\omega_{pe} < \omega_{He}$  и даже  $\omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2 < 10^{-3}$ . Не было данных о ленгмюровской турбулентности на авроральных силовых линиях в интервале высот (0,5–3)  $R_E$ . Поэтому было предложено большое количество механизмов генерации.

Один из механизмов линейной конверсии плазменных волн с частотами вблизи верхнего гибридного резонанса в магнитном поле Земли предложен Бенсоном [194]. Этот механизм критиковался в [39], поскольку он дает слишком малую эффективность преобразования энергии плазменной турбулентности в радиоизлучении (КПД около 1%).

Мельроуз [373] в качестве механизма непосредственной генерации радиоизлучения предложил электронно-циклотронную неустойчивость плазмы с анизотропным давлением. Однако анализ, проведенный в [39], показал, что анизотропия, требуемая для развития неустойчивости, согласно критерию Сагдеева–Шафранова, нереально высока.

Пальмадессо и др. в [401] в качестве механизма генерации радиоизлучения на этих высотах рассмотрели конверсию ионно-звуковых волн, возбуждаемых токами, текущими вдоль магнитных силовых линий из магнитосферы в ионосферу, на виртуальных ленгмюровских колебаниях в электромагнитное излучение. Этот механизм критиковался в [39], поскольку из самых общих свойств резонансного взаимодействия трех волн [40] такой процесс должен приводить к поглощению, а не к усилению электромагнитных волн.

Из работ, выполненных в Советском Союзе по механизмам генерации электромагнитного излучения, следует отметить, во-первых, работу Галева и Красносельских [38], где в качестве источника радиоизлучения Земли рассматривается сильная ленгмюровская турбулентность, возбужденная пучком электронов, с последующим переизлучением их энергии на двойной плазменной частоте. Вычисления отношения темпа переизлучения ленгмюровских колебаний, возбуждаемых пучком авроральных электронов, в электромагнитное излучение на двойной плазменной частоте к темпу коллапса ленгмюровских волн с последующим поглощением электронами из хвоста функции распределения дают в наиболее благоприятных условиях КПД преобразования примерно  $20 (m_i / m_e)^{1/2} (T_e / m_e c^2)^{3/2}$ . Такой КПД способен объяснить генерацию радиоизлучения из областей сравнительно теплой плазмы  $T_e \geq 100$  эВ. Эта ситуация может реализо-

ваясь в областях дневных полярных каспов, где наблюдаются сильные продольные токи, плазменная турбулентность [270] и слабое километровое излучение из этой области [320, 322].

Особенностью этого процесса в магнитосфере является необходимость модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн, так как при наблюдаемой интенсивности радиоизлучения уровень ленгмюровской турбулентности должен быть очень высоким.

Сильную ленгмюровскую турбулентность при этом обычно представляют в виде набора блинообразных сгустков ленгмюровских волн, имеющих тенденцию к коллапсу в слабом магнитном поле  $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ . В случае коллапсирующих блинообразных сгустков ленгмюровских волн эффективность излучения на двойной плазменной частоте оказывается слишком малой, а в случае стационарных сгустков она выше.

Хотя эффективность преобразования энергии ленгмюровских волн в радиоизлучение оказывается при таком механизме достаточно высокой, тем не менее при таком подходе не удастся объяснить преимущественно правую поляризацию выходящего излучения.

В другой работе тех же авторов [39] предложено в качестве возможного механизма переизлучения высокочастотных плазменных колебаний, возбуждаемых пучком выходящих электронов, слияние высокочастотных колебаний с ионно-звуковыми при условии  $T_e \gg T_i$ . При этом предполагалось, что продольный ток переносится в авральной магнитосфере пучком электронов (1–10 кэВ), а ионно-звуковая турбулентность появляется в результате нелинейного взаимодействия высокочастотных волн.

В работах Истомина, Петвиашвили и Похотелова [67], Кола и Похотелова [230] предложен и проанализирован механизм радиоизлучения Земли, основанный на том, что циклотронные волны, возбуждаемые пучком энергичных электронов, могут образовывать трехмерные солитоны. Интенсивность электрического поля в них может достигать такой величины, что возможна эффективная генерация радиоизлучения на второй гармонике. В работе [411] далее была установлена сильная зависимость эффективности радиоизлучения от анизотропии температуры. Далее теми же авторами для объяснения наблюдаемого излучения в [68] был предложен механизм линейной трансформации медленной необыкновенной волны в быструю вблизи верхнего гибридного резонанса из-за неоднородности магнитного поля. Теория, развитая в [68, 230, 411] применительно к магнитосфере, объясняет многие черты километрового излучения Земли (включая вид спектральной мощности излучения при 200 кГц и величину полной мощности излучения, источником которого служат энергичные электронные пучки (1–10 кэВ) в холодной магнитосферной плазме), локализацию мощных источников километрового излучения Земли и, качественно, зависимость интенсивности аврального километрового излучения от  $AE$ -индекса.

В упомянутых работах в качестве источника энергии для километрового электромагнитного излучения предполагались мощные электронные пучки. Однако к таким же эффектам могут приводить и ионные пучки. Механизм генерации километрового излучения в магнитосфере в случае, когда источником энергии являются ионы, поднимающиеся вдоль магнитных силовых линий вверх от Земли, рассмотрен в работе Босуела [212].

Основная цель этой работы -- показать, что наблюдаемые ионные потоки достаточны для генерации электростатических волн большой амплитуды. Механизмы конверсии электростатических волн в электромагнитные аналогичны рассмотренным в предыдущих работах, где источником излучения были электронные пучки.

Линейное и нелинейное взаимодействия мод приводят к тому, что плазменные волны вблизи верхней гибридной частоты конвертируются в электромагнитное излучение, которое затем распространяется вверх как левополяризованная обыкновенная волна.

Такое же взаимодействие может привести и к конверсии плазменных волн (вблизи плазменной частоты) в ОНЧ-хиссы (т.е. в правополяризованные вистлеры). При этом оба типа излучения обусловлены одним источником. Заметим, что поднимающиеся вверх от Земли ионы генерируют излучение, в основном направленное вверх.

В этой же работе указано, что на малых неоднородностях плотности могут преломляться электромагнитные волны и это может приводить к их распространению в ка-

честве километрового излучения в магнитосфере. Наконец, заметим, что обнаружение ямок плотности и отсутствие значительной ленгмюровской турбулентности на авроральных силовых линиях магнитного поля Земли указывает на неприменимость моделей, основанных на возбуждении ленгмюровских волн пучком [39, 212, 322, 373], к земной магнитосфере.

Учитывая, что дециметровое излучение Юпитера и радиоизлучение Сатурна имеют поразительное сходство с километровым радиоизлучением из земной магнитосферы [322], видим что рассмотренные механизмы могут играть важную роль в процессах генерации радиоизлучения для этих планет. В частности, упомянутые модели, основанные на возбуждении АКР пучком ленгмюровских волн, оказываются полезными для объяснения километрового излучения Юпитера и Ио.

В заключение этого раздела отметим, что результаты недавних и достаточно спорных исследований по проблеме аврорального километрового излучения содержатся также в работах [169, 196, 216, 217, 218, 263, 274, 281, 421]. Многие из них критически проанализированы в обзоре [280].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблема аномального сопротивления еще далека от решения, поэтому чрезвычайно желательны дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

Для решения проблемы аномального сопротивления, в частности для надежного экспериментального выяснения роли различных волновых мод, ответственных за аномальное сопротивление в различных условиях, и идентификации механизмов возбуждения неустойчивостей, желательны одновременные измерения на высокоапогейных спутниках продольных электрических полей и токов, спектров флюктуаций электрического и магнитного полей, плотности и температуры, функций распределения электронов и ионов, а также поперечных размеров силовых трубок с током. Поскольку на одном спутнике невозможно исследование временной эволюции указанных величин, необходимо привлечение наземных наблюдений и ракетных измерений. Только измерения плазменных параметров магнитовариационными и радиолокационными методами, а также измерения ОНЧ одновременно со спутниковыми и ракетными измерениями позволили бы изучить динамику продольных токов и аномального сопротивления.

Комплекс волновых экспериментов, выполненных на спутнике S3-3, дал богатую экспериментальную информацию для анализа природы электростатической волновой турбулентности в магнитосфере. В цикле работ группы Мозера по исследованию явлений аномального сопротивления, двойных слоев и электростатических ударных волн на основе этих данных и ряда предположений делается вывод, что определяющую роль в этих явлениях играет ионно-циклотронная неустойчивость. Однако совокупность полученных экспериментальных данных, с нашей точки зрения, еще недостаточна для надежного утверждения об определяющей роли ионно-циклотронной моды Драммонда—Розенблюта в проблеме аномального сопротивления в магнитосфере.

Можно лишь утверждать, что ионно-циклотронная турбулентность реально существует. При этом вопрос о возможной определяющей роли ионно-звуковой турбулентности в этой проблеме не снимается.

Таким образом, в настоящее время отсутствуют комплексные детальные измерения на одном и том же космическом аппарате продольных токов, продольного электрического поля, уровня плазменной турбулентности на частотах как ионно-циклотронных, так и ионно-звуковых волн и эффективных температур электронов и ионов. Поэтому сравнение измерений с теорией носит фрагментарный характер и оставляет богатую почву для спекуляций, связанных также и с тем, что теория аномального сопротивления в применении к магнитосфере с учетом границ и временной эволюции явлений еще не разработана.

В связи с проблемой турбулентных токов, аномального сопротивления и аномальной диффузии особенно интересны исследования на спутниках верхней ионосферы в области дневного полярного каспа, где наблюдаются наиболее интенсивные продольные токи и волновая активность, в зоне полярных сияний, и вблизи проекции плазмопаузы.

Следует отметить, что исследования магнитосферных турбулентных токов и их динамики могут помочь решению общей проблемы турбулентной электропроводности в плазме, поскольку турбулентная плазма в космосе находится в таких условиях, какие невозможно смоделировать в лаборатории. В лаборатории невозможно выяснить, как будут протекать токи в бесстолкновительной и безграничной плазме малой плотности, помещенной в электрическое поле, через достаточно большой промежуток времени в квазистационарных условиях.

Исследования аномального сопротивления в космической плазме, наоборот, дадут возможность изучить, как осуществляются эти крупномасштабные процессы во времени. Таким образом, можно ожидать, что магнитосферные исследования проблемы аномального сопротивления и двойных слоев приведут к более полному пониманию многих вопросов в физике турбулентной плазмы и, далее, к применению полученных результатов при решении проблем физики Солнца и в астрофизике.

## ABSTRACT

Comparison of the characteristics of the real plasma in space with those supposed by ideal magnetic hydrodynamics (infinitely great plasma conductivity and accordingly a freezing-in of geomagnetic field lines in a moving plasma) shows significant disagreement between them, which happens mainly because of collective collision, anomalous resistivity and field-aligned electric fields associated with field-aligned currents of sufficient intensity.

In a number of cases existence of double electrostatic layers leads to the same results as a development of collective collisions. Conditions at which both phenomena take place are determined by the threshold intensity of the field-aligned currents. Effects of the wave turbulence, of collective collisions and of double layers are known to play decisive role in a number of major magnetospheric processes like charged particles acceleration and plasma anomalous diffusion across geomagnetic field lines. Behaviour of precipitated particle beams and generation of kilometric emission are also determined with those effects.

The monograph reviews results of theoretical research in physics of collective collisions and of double electrostatic layers within the magnetospheric plasma as well as the experimental data on the magnetic field variations, on precipitated electron spectra and on other phenomena.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Акасофу С.-И., Чепмен С.* Солнечно-Земная физика. М.: Мир, 1975. 512 с.
2. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
3. *Альвен Г., Фельтхаммар К.Г.* Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967. 260 с.
4. *Антонова Е.Е.* О продольных токах в полярной магнитосфере и ионосфере. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, с. 676–679.
5. *Антонова Е.Е.* О крупномасштабном двойном слое. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, с. 877–883.
6. *Антонова Е.Е.* Об образовании продольной разности потенциалов, изотропных и коллимированных потоков электронов в вечернем секторе авроральной магнитосферы. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, с. 1064–1069.
7. *Антонова Е.Е., Тверской Б.А.* О природе полосы высыпания электронов типа перевернутое V и разрыве Харанга в вечернем секторе авроральной ионосферы. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1975, т. 15, с. 105–111.
8. *Антонова Е.Е., Тверской Б.А.* Об ускорении авроральных электронов стационарным двойным слоем. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1975, т. 15, с. 563–565.
9. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
10. *Ахизер И.А.* К теории турбулентности в двухтемпературной плазме. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 2269–2275.
11. *Базаржапов А.Д., Матвеев М.И., Мишин В.М.* Геомагнитные вариации и бури. Новосибирск: Наука, 1979. 245 с.
12. *Барсуков В.М.* Учет конечной проводимости магнитосферной плазмы. — Косм. исслед., 1971, т. 9, с. 617–619.
13. *Барсуков В.М.* Определение эффективной проводимости турбулентной магнитосферы плазмы. — В кн.: Суббури и возмущения в магнитосфере. Л.: Наука, 1975, с. 92–97.
14. *Барсуков В.М., Ваньян Л.Л., Пудовкин М.И.* О возможности ускорения авроральных электронов электрическим полем пульсаций. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1972, т. 12, с. 569–570.
15. *Барсуков В.М., Пудовкин М.И.* Проводимость вдоль силовых линий и параметры КПК. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1970, т. 10, с. 663–667.
16. *Белова Н.Г., Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сизгов Ю.С.* Явление коллапса электрического поля в двойных слоях. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 551–555.
17. *Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Сазонов Ю.А., Тарасов А.Ф.* Предварительные результаты измерения интенсивности распределенного космического радиоизлучения на частотах 725 и 1525 кГц на спутнике "Электрон-2". — Косм. исслед., 1965, т. 3, с. 614–617.
18. *Берников Л.В., Семенов В.С.* О задаче МГД-обтекания магнитосферы. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, с. 671–675.
19. *Бобров М.С.* Типы иррегулярных геомагнитных возмущений и механизмы воздействия солнечного корпускулярного потока на внешнюю атмосферу. — Астрон. журн., 1960, т. 37, с. 410–424.
20. *Бобровский Г.А., Кузнецов Э.И., Рачумова К.И.* Зависимость коэффициентов переноса от параметров плазмы на установке ТОКОМАК. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1103–1114.
21. *Брагинский С.И.* Явления переноса в плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, с. 183–272.
22. *Ваньян Л.Л., Абрамов Л.А., Альперович Л.С.* Геомагнитные пульсации. М.: Наука, 1973. 95 с.
23. *Ваньян Л.Л., Гальперин Ю.И., Дебабов А.С.* и др. Авроральные электроны и магнитная суббури 24.12.1968 г. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, т. 13, с. 716–729.
24. *Ваньян Л.Л., Дебабов А.С., Осипова И.Л.* О природе авроральной электроструи. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, т. 13, с. 325–329.
25. *Ваньян Л.Л., Кожевников А.С., Турбин Ю.Г.* Трехмерная токовая система длиннопериодных пульсаций. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1975, т. 15, с. 128–133.
26. *Веденов А.А.* Теория турбулентной плазмы. М.: ВИНТИ, 1965. 103 с.
27. *Векштейн Г.Е.* Нелинейные эффекты в задаче об аномальном сопротивлении плазмы. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 588–593.
28. *Векштейн Г.Е., Рютов Д.Д., Сагдеев Р.З.* Асимптотическое решение задачи об аномальном сопротивлении плазмы без столкновений. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 2142–2154.
29. *Векштейн Г.Е., Сагдеев Р.З.* Аномальное сопротивление при ионно-звуковой турбулентности. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 297–300.
30. *Вишик Я.И., Люстерник Л.А.* Регулярное возникновение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром. — УМН, 1957, т. 12, с. 3–120.
31. *Волосевич А.В., Волков М.А., Липеровский В.А., Скуридин Г.А.* О структуре и динамике областей волновой электростатической турбулентности. — Магнитосфер. исслед., 1983, № 3, с. 29–35.

32. *Волосевич А.В., Липеровский В.А.* О пороге возникновения аномального сопротивления для продольных токов в магнитосфере. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1972, т. 12, с. 767–770.
33. *Волосевич А.В., Липеровский В.А.* Генерация мелкомасштабных неоднородностей в турбулизованной плазме и радиоаврора. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1975, т. 15, с. 74–77.
34. *Волосевич А.В., Липеровский В.А., Пятси А.Х.* К вопросу о механизмах авроральных неоднородностей. — В кн.: *Явления в полярной ионосфере*. Л.: Наука, 1978, с. 61–66.
35. *Волосевич А.В., Липеровский В.А., Свердлов Ю.Л.* Плазменные неустойчивости и модель радиоавроры: Препринт. М.: ИКИ АН СССР, 1974. 47 с.
36. *Галеев А.А., Гальперин Ю.И., Липеровский В.А., Захаров А.В., Красносельских В.В., Пудовкин М.И.* Плазменные процессы в авроральной магнитосфере: Препринт № 519. М.: ИКИ АН СССР, 1979. 118 с.
37. *Галеев А.А., Карпман В.И., Сагдеев Р.З.* Многочастичные аспекты теории турбулентной плазмы. — *Ядерный синтез*, 1965, т. 5, с. 20–40.
38. *Галеев А.А., Красносельских В.В.* Сильная ленгмюровская турбулентность в магнитосфере Земли как источник километрового излучения. — *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, с. 558–561.
39. *Галеев А.А., Красносельских В.В.* Механизмы генерации радиоизлучения пучками авроральных электронов. — *Физика плазмы*, 1978, т. 4, с. 111–119.
40. *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* Нелинейная теория плазмы. — В кн.: *Вопросы теории плазмы*. М.: Атомиздат, 1973, вып. 7, с. 5–145.
41. *Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И.* К нелинейной теории бунемановской неустойчивости. — *ЖЭТФ*, 1981, т. 81, с. 572–580.
42. *Гальперин Ю.И.* Полярные сияния в магнитосфере. М.: Знание, 1975. 64 с.
43. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 552 с.
44. *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. 255 с.
45. *Гохберг М.Б., Богаевский В.Н., Ваньян Л.Л., Повзнер А.Я.* Обратная задача магнитосферного резонатора. — *Докл. АН СССР*, 1971, т. 197, с. 1308–1312.
46. *Гриб С.А.* Ударные волны солнечного ветра и магнитосферы Земли. — В кн.: *Суббури и возмущения в магнитосфере*. Л.: Наука, 1975, с. 97–103.
47. *Грингауз К.И., Безруких В.В.* Плазмосфера Земли. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1977, т. 17, с. 784–803.
48. *Гудкова В.А.* Об одной возможности изучения плазменной турбулентности в магнитосфере. — *Косм. исслед.*, 1978, т. 16, с. 152–154.
49. *Гудкова В.А., Барсуков В.М., Зеленый Л.М., Волосевич А.В., Логинов Г.А., Липеровский В.А.* Турбулентность в магнитосферной плазме и затухание вариаций  $Pi2$ . — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1974, т. 14, с. 764–766.
50. *Гудкова В.А., Волосевич А.В., Липеровский В.А.* Эффекты магнитосферной ионно-звуковой турбулентности в связи с магнитовариационными и радиолокационными изменениями. — В кн.: *Структура магнитосферной ионосферных и авроральных возмущений*. Л.: Наука, 1977, с. 24–32.
51. *Гудкова В.А., Волосевич А.В., Липеровский В.А., Скуридин Г.А.* Динамические процессы развития турбулентности в продольных токах. — *Косм. исслед.* 1979, т. 17, с. 60–68.
52. *Гудкова В.А., Зеленый Л.М., Липеровский В.А.* О динамике продольных токов в магнитосфере. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1973, т. 13, с. 318–324.
53. *Гудкова В.А., Копытенко Ю.А., Липеровский В.А., Располов О.М.* Об изучении распределения затухания пульсаций  $Pi2$  по меридиональному профилю. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1976, т. 16, с. 1097–1100.
54. *Гудкова В.А., Корнилова Т.А., Липеровский В.А., Пудовкин М.И.* Аномальные затухание пульсаций  $Pi2$  и коллективные соударения в магнитосфере: Препринт. М.: ИФЗ АН СССР, 1982, № 9. 39 с.
55. *Гудкова В.А., Липеровский В.А., Назарец В.П.* Об изучении ионно-звуковой турбулентности в магнитосфере по затуханию  $Pi2$ . — В кн.: *Явления в полярной ионосфере*. Л.: Наука, 1978, с. 79–82.
56. *Гудкова В.А., Липеровский В.А., Шалимов В.П.* О возможных эффектах турбулентности в области дневных полярных каспов. — *Косм. исслед.*, 1974, т. 12, с. 62–66.
57. *Гудкова В.А., Липеровский В.А., Шалимов В.П.* Об эффектах внешней турбулизации в неоднородной магнитоактивной плазме. — *Косм. исслед.*, 1975, т. 13, с. 687–694.
58. *Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.
59. *Давыдов В.М.* Метод определения продольной проводимости магнитосферы при помощи пульсаций магнитного поля типа  $Pi2$ . — *Докл. АН СССР*, 1970, т. 208, с. 1071–1073.
60. *Давыдов В.М.* Теория низкочастотных электромагнитных полей в средах с тонкими анизотропными слоями и ее геофизические приложения. Новосибирск: Наука, 1976. 267 с.
61. *Данилова В., Крымский Г.Ф.* Определение коэффициентов переноса для плазмы с квази-столкновениями. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1977, т. 17, с. 727–734.
62. *Завойский Е.К., Рудаков Л.И.* Физика плазмы. Коллективные процессы в плазме и турбулентный нагрев. М.: Знание, 1967. 32 с.
63. *Зайцева С.А., Излиев Д.М., Пудовкин М.И.* Суточный ход энергии авроральных электронов. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1970, т. 9, с. 108–120.
64. *Захаров А.В., Липеровский В.А., Шалимов С.Л.* О возможном механизме поперечного ускорения ионов в авроральной области. — *Косм. исслед.*, 1981, т. 19, с. 889–895.
65. *Захарченко В.Ф., Чистосердов Б.М.* К теории электропроводности турбулентной магнитосферной плазмы. — *Геомагнетизм и аэрномия*, 1979, т. 19, с. 292–297.
66. *Зеленый Л.М.* Дрейфовая ионно-циклотронная неустойчивость в магнитном поле с шириной при конечных значениях  $\beta$ . — *Физика плазмы*, 1975, т. 1, с. 574–585.
67. *Истомин Я.Н., Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Генерация километрового излучения Земли циклотронными солитонами. — *Физика плазмы*, 1978, т. 4, с. 134–139.

68. *Истомин Я.Н., Похотелов О.А.* Линейная трансформация медленной необыкновенной волны в быструю вблизи верхнего гибридного резонанса и километровое излучение Земли. — Физика плазмы, 1982, т. 8, с. 632–642.
69. *Кадомцев Б.Б.* Турбулентность плазмы. — В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1964, т. 4, с. 188–339.
70. *Кадомцев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 238 с.
71. *Кадомцев Б.Б., Позуце О.П.* Электропроводимость плазмы в сильном поле. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 2025–2033.
72. *Калинин Ю.Г., Лин Д.Н., Рудаков Л.И.* и др. Наблюдение шумов плазмы при турбулентном нагреве. — Докл. АН СССР, 1969, т. 189, с. 284–289.
73. *Каплан С.А., Цытович В.Н.* Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972. 440 с.
74. *Кингсен А.С.* Влияние нелинейных эффектов на неустойчивость тока в плазме. — ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1309–1320.
75. *Кингсен А.С.* О роли нелинейных эффектов в задаче об аномальном сопротивлении плазмы. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 498–501.
76. *Климов С.И.* Электрические поля в дневном каспе. — В кн.: Тр. Междунар. симпоз. ученых соц. стран — участников программы "Интеркосмос" по физике ионосферы, магнитосферы Земли и солнечного ветра. Калуга, 1976, с. 49.
77. *Ковнер М.С., Руднева Н.М., Фельдштейн Я.И.* О положении дневной магнитопаузы: Препринт. М.: ИЗМИРАН. 1972. 18 с.
78. *Коврижных Л.М.* О неустойчивости продольных колебаний электронно-ионной плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле. — ЖТФ, 1960, т. 30, с. 1186–1192.
79. *Коврижных Л.М.* О квазилинейной теории ионно-звуковых волн. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 915–920.
80. *Коврижных Л.М.* Нелинейная теория токовой неустойчивости неизоотермической плазмы. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1795–1810.
81. *Коврижных Л.М.* О турбулентном нагреве ионов в токовой неизоотермической плазме. — ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1406–1421.
82. *Коврижных Л.М., Рухадзе А.А.* О неустойчивости продольных колебаний электронно-ионной плазмы. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 850–853.
83. *Корнилова Т.А., Колосова Т.Н., Пудовкин М.И.* и др. Пульсирующие авроральные биструктуры и проводимость магнитосферной плазмы. — В кн.: Высокоширотные проявления магнитосферных процессов. Л.: 1982, с. 1–144.
84. *Корнилова Т.А., Пудовкин М.И.* Вариации параметров пульсаций  $P_2$  с развитием суббури. — Геомагнетизм и аэрномия, 1976, т. 16, с. 327–330.
85. *Кролл Н., Трайвеллис А.* Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 525 с.
86. *Кропоткин А.П.* О природе продольных электрических полей на авроральных силовых линиях. — Геомагнетизм и аэрномия, 1979, т. 19, с. 686–690.
87. *Кропоткин А.П.* Роль плазменного слоя в формировании высокоширотных электрических полей и продольных токов. — Геомагнетизм и аэрномия, 1980, т. 20, с. 1067–1072.
88. *Кропоткин А.П.* О возникновении аномально сопротивления и продольных электрических полей на авроральных силовых линиях. — Геомагнетизм и аэрномия, 1981, т. 21, с. 501–505.
89. *Кропоткин А.П.* Электрические поля ускорения электронов над дискретными сияниями. — Геомагнетизм и аэрномия, 1981, т. 21, с. 689–692.
90. *Кузнецова Т.В., Пудовкин М.И., Зайцева С.А.* Влияние  $B_z$  МПП и динамического давления солнечного ветра на положение магнитопаузы и полярного каспа. — Геомагнитные исследования, 1980, № 28, с. 25–35.
91. *Кустов А.В., Липеровский В.А.* О столкновительных неустойчивостях продольного втекающего тока в полярной ионосфере. — Геомагнетизм и аэрномия, 1981, т. 21, с. 1121–1124.
92. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 532 с.
93. *Лившиц М.А., Томозов В.М., Липеровский В.А.* О функции распределения электронов в электрическом поле при наличии сильной ионно-звуковой турбулентности. — Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т. 23, с. 1399–1405.
94. *Лившиц М.А., Томозов В.М., Федотюк М.В., Цытович В.Н.* О спектре электронов, взаимодействующих с сильной ионно-звуковой турбулентностью. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1414–1426.
95. *Липеровский В.А.* Об анизотропии при распространении продольных электроакустических колебаний в дрейфующей плазме. — ЖЭТФ, 1960, т. 30, с. 1363–1366.
96. *Липеровский В.А.* К вопросу о колебаниях электронно-ионной плазмы в сильном электрическом поле. — ЖТФ, 1965, т. 35, с. 358–361.
97. *Липеровский В.А.* Спектры ионно-звуковых колебаний при токовой неустойчивости в частично-ионизованной плазме. — In: Proc. 8th. intern. conf. on phenomena in ionized gases. Vienna, 1967, p. 412.
98. *Липеровский В.А.* О роли распада лентгмюровских волн на ионно-звуковые при взаимодействии электронного пучка с неизоотермической плазмой. — ПМТФ, 1967, № 2, с. 23–30.
99. *Липеровский В.А.* Современное состояние вопроса о турбулентной электропроводности в плазме и некоторые вопросы динамики магнитосферы: Препринт № ОБС. М.: ИКИ АН СССР, 1970. 60 с.
100. *Липеровский В.А., Лившиц М.А., Шалимов С.Л.* О структуре типа "магнитного каната" в магнитосфере. — Магнитосфер. исслед., 1983, № 3, с. 20–28.
101. *Липеровский В.А., Мартынов С.А.* О затухании гидромагнитных волн в турбулентной плазме. — Геомагнетизм и аэрномия, 1973, т. 13, с. 311–317.
102. *Липеровский В.А., Пудовкин М.И.* Продольные токи и аномальное сопротивление в магнитосфере. — Геомагнит. исслед., 1979, т. 25, с. 5–40.
103. *Липеровский В.А., Пудовкин М.И., Скуридин Г.А., Шалимов С.Л.* Ионно-циклотронная турбулентность и косые двойные слои в магнитосферной плазме: Препринт № 609. М.: ИКИ АН СССР, 1980. 50 с.
104. *Липеровский В.А., Скуридин Г.А., Шалимов С.Л.* О некоторых эффектах ионно-



- циклотронной турбулентности в магнитосфере. — Косм. исслед., 1981, т. 19, с. 568–573.
105. Липеровский В.А., Скуридин Г.А., Шалимов С.Л. О возможном механизме ускорения ионов в области дневных полярных каспов. — Косм. исслед., 1983, т. 21, с. 139–141.
  106. Липеровский В.А., Скуридин Г.А., Шалимов С.Л. Мелкомасштабная структура биркеландовских токов с аномальным сопротивлением и проблема теплового баланса. — Косм. исслед., 1983, т. 21, с. 95–105.
  107. Липеровский В.А., Хакимова М. Аномальная диссипация магнито-гидродинамических волн в магнитосфере при развитой ионно-звуковой турбулентности. — Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т. 18, с. 833–839.
  108. Липеровский В.А., Цытович В.Н. О спектрах колебаний слаботурбулентной плазмы. — ЖТФ, 1966, т. 36, с. 575–587.
  109. Липеровский В.А., Цытович В.Н. О нелинейном взаимодействии ионно-звуковых волн в турбулентной плазме. — ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1623–1629.
  110. Ловецкий Е.Е., Рухадзе А.А. Об ускорении электронов в плазме, помещенной в сильное электрическое поле. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 514–525.
  111. Ломинадзе Д.Г. Циклотронные волны в плазме. Тбилиси: Мецниереба, 1975. 223 с.
  112. Ломинадзе Д.Г., Степанов К.Н. Возбуждение низкочастотных продольных колебаний в плазме, находящейся в магнитном поле. — ЖТФ, 1964, т. 34, с. 1823–1834.
  113. Луценко Б.И., Середа Н.Д., Концевой Л.М. Двойные электрические слои в прямом разряде. — ЖТФ, 1975, т. 45, с. 789–796.
  114. Мальцев Ю.П., Леонтьев С.В. Проводимость ионосферы и затухание пульсаций  $Pi2$ . — Геомагнетизм и аэронаомия, 1977, т. 17, с. 142–144.
  115. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1975, т. 1. 272 с.
  116. Мишин В.М. О продольных токах в магнитосфере и природе  $S_q$  = вариаций. — В кн.: Физика магнитосферы и полярные бури. Иркутск, 1968.
  117. Мишин В.М. Динамика глобальных  $S_q$ -токов и продольные токи в магнитосфере Земли: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Иркутск: СибИЗМИР, 1970. 405 с.
  118. Мишин В.М. Спокойные геомагнитные вариации и токи в магнитосфере. Новосибирск: Наука, 1976. 302 с.
  119. Мишин В.М. Магнитосферные и магнитные суббури. — Геомагнетизм и аэронаомия, 1978, т. 18, с. 961–991.
  120. Мишин В.М., Жулин И.А., Попов Г.В. О волочной структуре токов в магнитосфере. — Косм. исслед., 1968, т. 6, с. 863–869.
  121. Мишин В.М., Попов Г.В. О продольных токах в магнитосфере: Доклад, представленный на ассамблею МАГА (Мадрид, 1969 г.): Препринт. Иркутск: СибИЗМИР, 1969. 22 с.
  122. Мишин В.М., Попов Г.В. Основные зоны авроральной активности, электроджеты и строение магнитосферы: Доклад, представленный на ассамблею МАГА (Мадрид, 1969 г.): Препринт., Иркутск: СибИЗМИР, 1969. 20 с.
  123. Обяляш Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях. — В кн.: Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1968, с. 172–242.
  124. Петвашивили В.И. Нелинейные колебания и некоторые эффекты, связанные с продольными токами в плазме. — ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1467–1472.
  125. Петвашивили В.И., Рамазашвили Р.Р., Цинцадзе Н.Л. Электропроводность турбулентной плазмы. — Ядерный синтез, 1965, т. 5, с. 315–317.
  126. Лыоваров В.Г., Ерхаев Н.В. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Новосибирск: Наука, 1978. 205 с.
  127. Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966. 408 с.
  128. Плетнев В.Д., Скуридин Г.А., Шалимов В.П., Швачунов И.Н. Процессы прорыва в магнитосферу Земли, захвата и ускорения частиц солнечного потока и их роль в динамике геомагнитной ловушки. — В кн.: Исследования космического пространства. М.: Наука, 1965, с. 285–314.
  129. Плетнев В.Д., Скуридин Г.А., Шалимов В.П., Швачунов И.Н. О динамике геомагнитной ловушки и происхождении радиационных поясов Земли. — Косм. исслед., 1965, т. 3, с. 336–340.
  130. Попов Г.В. Избранные вопросы космофизики в их взаимосвязи с физикой лабораторной плазмы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Иркутск: СибИЗМИР, 1969. 214 с.
  131. Попов Г.В. Проводимость силовой трубки в магнитосфере. — В кн.: Исследования по геомагнетизму и аэронаомии и физике Солнца. Иркутск, 1970, вып. 8, с. 95–111.
  132. Пудовкин М.И., Евлашин Л.С. Пространственная связь полярных сияний с электрическими токами в ионосфере. — Геомагнетизм и аэронаомия, 1962, т. 2, с. 659–663.
  133. Пудовкин М.И., Зайцева С.А., Кузнецова Т.В. Влияние параметров солнечного ветра на положения проекции на ионосферу полярного каспа: Препринт № 14. М.: ИЗМИРАН, 1981. 10 с.
  134. Пудовкин М.И., Зайцева С.А., Кузнецова Т.В. Влияние параметров солнечного ветра на характеристики дневной магнитопаузы: Препринт № 15. М.: ИЗМИРАН, 1981. 15 с.
  135. Пудовкин М.И., Кузнецова Т.В., Зайцева С.А. Локализации дневной магнитопаузы в зависимости от ММП произвольного направления: Предпринт № 24. М.: ИЗМИРАН, 1981. 22 с.
  136. Пудовкин М.И., Расповов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 219 с.
  137. Пудовкин М.И., Сажин С.С. Педерсеновская проводимость магнитосферной плазмы. — Геомагнетизм и аэронаомия, 1979, т. 19, с. 88–91.
  138. Пудовкин М.И., Семенов В.Г. Генерация электрических полей в магнитосфере. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронаомии и физике Солнца. Иркутск, 1976, вып. 39, с. 90–110.
  139. Пудовкин М.И., Семенов В.С. Особенности решения МГД-уравнений в окрестностях магнитопаузы и генерация электрических полей в магнитосфере. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронаомии и физике Солнца. Иркутск, 1976, вып. 39, с. 101–111.

140. Пудовкин М.И., Уваров В.М. Анизотропия проводимости турбулентной магнитоактивной плазмы и ее эффекты. – Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, с. 1033–1036.
141. Распопов О.М. Геомагнитные пульсации и их связь с динамикой и структурой магнитосферы во время суббури: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Л.: ЛГУ, 1972. 356 с.
142. Ромащенко Ю.А. Связь физических процессов в ионосфере и магнитосфере Земли с параметрами солнечного ветра: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Якутск: ИКФИА, 1977. 120 с.
143. Росси Б., Ольберт С. Введение в физику космического пространства. М.: Мир, 1974. 391 с.
144. Рудаков Л.И. О природе турбулентного нагрева в установке ТОКОМАК ТМ-3. – ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 2134–2141.
145. Рудаков Л.И., Кораблев Л.В. Квазилинейная теория неустойчивости тока в плазме. – ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 220–231.
146. Сагдеев Р.З. Аномальное сопротивление плазмы. – В кн.: Проблемы теории плазмы. Киев: Наук. думка, 1972, с. 278–289.
147. Саенко Ю.С. Влияние нестационарных электрических полей на экваториальные профили концентрации в плазмосфере: Препринт № 25. М.: ИЗМИРАН, 1976. 168 с.
148. Сажин С.С. О проводимости плазмы солнечного ветра. – Письма в "Астрон. журн.", 1978, т. 4, с. 321–322.
149. Сажин С.С. Самополяризация турбулентной магнитоактивной плазмы. – ЖТФ, 1979, т. 49, с. 648–650.
150. Семенов В.С. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем в МГД-приближении: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 128 с.
151. Семенов В.С., Берников Л.В. Структура магнитного поля и течения в идеально проводящей плазме. – Геомагнит. исслед., 1979, т. 26, с. 40–48.
152. Семенов В.С., Пудовкин М.И. К теории стационарной магнитосферной конвекции. – Геомагнит. исслед., 1978, № 23, с. 66–84.
153. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 112 с.
154. Трахтенгерц В.Ю. Об индуцированном и комбинационном рассеянии радиоволн в ионосфере и магнитосфере. – Изв. вузов. Радиофизика, 1968, т. 12, с. 1819–1828.
155. Трахтенгерц В.Ю. О возможной природе тонкой структуры полярных сияний. – Геомагнетизм и аэрономия, 1968, т. 8, с. 966–969.
156. Цветков А.В. Развитие ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосферной плазме при наличии встречных потоков протонов. – Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, с. 813–816.
157. Цветков А.В. Исследование электрической связи аврорального электроджета с магнитосферой во взрывную фазу суббури: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 130 с.
158. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967. 286 с.
159. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 422 с.
160. Цытович В.Н. Развитие представлений о плазменной турбулентности. – УФН, 1972, т. 108, с. 143–176.
161. Шапиро В.Д. Проводимость плазмы в сильном электрическом поле. – ЖТФ, 1961, т. 31, с. 522–528.
162. Шапиро В.Д. О влиянии электростатических неустойчивостей на электропроводность и температуру плазмы. – Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т. 4, с. 867–874.
163. Шафтан В.А., Пономарев Е.А., Васильев И.Н., Антулин С.В. Радиосияния (геофизические аспекты) – В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1981, вып. 53, с. 39–81.
164. Электродинамика плазмы/Под ред. А.И.Ахизера, М.: Наука, 1974. 705 с.
165. Ackerson K.L., Frank L.A. Correlated satellite measurements of low-energy electron precipitation and ground-based observations of a visible arc. – J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 1128–1136.
166. Akasofu S.-I. Electrodynamics of the magnetosphere geomagnetic storms. – Space Sci. Revs, 1966, vol. 6, p. 21–143.
167. Akasofu S.-I. The interaction between a magnetized plasma flow and a magnetized celestial body: a review of magnetospheric studies. – Ibid., 1978, vol. 21, p. 489–526.
168. Alexander J.K., Kaiser M.L. Terrestrial kilometric radiation 1. Spatial structure studies. – J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, p. 5948–5956.
169. Alexander J.K., Kaiser M.L., Rodriguez P. Scattering of terrestrial kilometric radiation at very high altitudes. – J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, p. 2619–2629.
170. Alfven H. A theory of magnetic storms and of the aurorae. 1. – Kgl. svenska vet.-Acad. handl., 1939, vol. 18, N 3.
171. Alfven H. Some properties of magnetospheric neutral surface. – J. Geophys. Res., 1968, N 13, vol. 73, p. 4379–4381.
172. Alfven H. Electric current structure of the magnetosphere. – In: Physics of the hot plasma in the magnetosphere. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 1–22.
173. Alfven H. Electric currents in cosmic plasma. – Revs Geophys. and Space Phys., 1977, vol. 15, p. 271–284.
174. Alfven H., Carlqvist P. Currents in the solar atmosphere and a theory of solar flares. – Solar Phys., 1967, vol. 1, p. 200–228.
175. Alksne A.Y. The steady-state magnetic field in the transition region between the magnetosphere and the bow shock. – Planet. and Space Sci., 1967, vol. 15, p. 239–245.
176. Anderson H.R. Birkeland currents and auroral structure. – J. Geomagn. and Geoelec., 1978, vol. 30, p. 381–394.
177. Anderson H.R., Vondrak R.R. Observation of Birkeland currents at auroral latitudes. – Revs Geophys. and Space Phys., 1975, vol. 13, p. 243–262.
178. Anderson D., Babic M., Sandahl S., Torven S. On the maximum current carrying capacity of a low pressure discharge. – In: Proc. of the 9th Intern. conf. on ionized gases. Bucharest, 1969, p. 142.
179. Ansari Z.A. The aurorally associated absorption of cosmic noise at College, Alaska. – J. Geophys. Res., 1964, vol. 69, p. 4493–4514.
180. Atkinson G. Review of auroral currents and auroral arcs. – J. Geomagn. and Geoelec., 1978, vol. 30, p. 435–447.

181. *Arnoldy R.L.* Auroral particle precipitation and birkeland currents. — *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1974, vol. 12, p. 217–231.
182. *Arnoldy R.L., Lewis P.B., Isaakson P.O.* Field-aligned auroral electron fluxes. — *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, p. 4208–4221.
183. *Arnoldy R.L., Lewis P.B.* Correlation of ground-based and topside photometric observation with auroral electron spectra measurements at rocket altitudes. — *Ibid.*, 1977, vol. 82, p. 5563–5572.
184. *Ashour-Abdalla M., Okuda H.* Plasma physics on auroral field lines: the formation of ion conic distributions. — In: Nobel Symposium. Kiruna, Sweden, 1982. 24 p.
185. *Ashour-Abdalla M., Thorne R.M.* Toward a unified view of diffuse auroral precipitation. — *J. Geophys. Res.* 1978, vol. 83, p. 4755–4766.
186. *Atkinson G.* Inverted V's and/or discrete arcs: a three-dimensional phenomenon at boundaries between magnetic flux tubes. — *Ibid.*, 1982, vol. 87, p. 1528–1534.
187. *Babic M., Torven S.* Current limiting space charge sheaths in a low pressure arc plasma. Stockholm: Dep. of Electron. Phys. Roy. Inst. of Technol., 1974. 30 p. (Techn. Rep. TRITA-EPP-74-02).
188. *Bahnson A., D'Angelo N., Hansen A.N.* On double current layers in the polar cusp. — *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 201–202.
189. *Balsley B.B., Ecklund W.D.* VHF power spectra of the radar aurora. — *Ibid.*, 1972, vol. 77, p. 4746–4760.
190. *Balsley B.B., Ecklund W.L., Greenwald R.A.* VHF Doppler spectra of radar echoes associated with visual auroral form. — *Ibid.*, 1973, vol. 78, p. 1681–1687.
191. *Baum P.J., Bratenahl A., Kao M., White P.S.* Plasma instability at an X-type magnetic neutral point. — *Phys. Fluids*, 1973, vol. 16, p. 1501–1504.
192. *Beaujardiere de la O., Vondrak R., Heelis R.* et al. Auroral arc electrodynamic parameters measured by AE-C and the Chatanika radar. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 4671–4675.
193. *Belova N.G., Galeev A.A., Sagdeev R.Z., Sigov Yu.S.* Double layers as a result of Buneman instability in collisionless plasmas. — In: Phenomena in ionized gases: 15 Intern. Conf. on phenomena in ionized gases. Minsk, 1981, Contributed papers, part I, p. 261–262.
194. *Benson R.F.* Source mechanism for terrestrial kilometric radiation. — *Geophys. Res. Lett.*, 1975, vol. 2, p. 52–55.
195. *Benson R.F., Calvert W.* ISIS-1 observation at the source of auroral kilometric radiation. — *Geophys. Res. Lett.*, 1979, vol. 6, p. 479–482.
196. *Benson R.F., Calvert W., Klumpar D.M.* Simultaneous wave and particle observations in the auroral kilometric radiation source region. — *Geophys. Res. Lett.*, 1980, vol. 7, p. 959–962.
197. *Bers A., Coppi B., Dupree T., Kulsrud R., Santini F.* Turbulence in confined plasmas at high electric fields. — In: Proc. 4th Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion. Vienna: IAEA, 1971, vol. 2, p. 247–263.
198. *Birkeland K.* The Norwegian auroral polaris expedition 1902–1903. Christiania (Norway): H. Aschehoug, 1913, vol. 1, sec. 2.
199. *Biskamp D.* On conventional and unconventional theory of ion sound turbulence. — *Nucl. Fusion*, 1972, vol. 12, p. 85–95.
200. *Biskamp D., Chodura R.* Asymptotic behaviour of the two-stream instability. — *Phys. Fluids*, 1973, vol. 16, p. 888–892.
201. *Block L.P.* Acceleration of auroral particles by electric double layers. Stockholm: Dep. of Electron Phys. Roy. Inst. of Technol., 1971. 35 p. (Techn. Rep. TRITA-EPP-71-16).
202. *Block L.P.* Potential double layers in the ionosphere. — *Cosmic Electrodyn.*, 1972, vol. 3, p. 349–376.
203. *Block L.P.* Double layers. — In: *Physics of the hot plasma in the magnetosphere*. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 229–249.
204. *Block L.P., Falthammar C.G.* Mechanism that may support magnetic-field-aligned electric field in the magnetosphere. — *Ann. geophys.*, 1976, vol. 32, p. 161–174.
205. *Boehm M.H., Mozer F.S.* An S3-3 search for confined regions of large parallel electric fields. — *Geophys. Res. Lett.*, 1981, vol. 8, p. 607–610.
206. *Bohm D.* Minimum ionic kinetic energy for a stable sheath. — In: *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields*. N.Y.: McGraw-Hill, 1949, p. 77–86.
207. *Böhmer H., Fornaca S.* Experiments on non-linear effects of strong ion cyclotron wave turbulence. — *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 5234–5240.
208. *Böhmer H., Hauck J.P., Rynn N.* Ion beam excitation of electrostatic ion-cyclotron waves. — *Phys. Fluids*, 1976, vol. 19, p. 450–452.
209. *Booker H.C.* A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. — *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 1956, vol. 8, p. 204–221.
210. *Boris J.P., Dawson J.M., Orens J.H., Roberts K.V.* Computations of anomalous resistance. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 25, p. 706.
211. *Boström R.* Currents systems in the ionosphere and magnetosphere. — In: *The Birkeland symp. on aurora and magnetic storms*/Ed. by Egeland A. and Holter J. Sandefjord (Norway), 1967, p. 445–465.
212. *Boswell R.W.* Energetic ions and electromagnetic radiation in auroral regions. — *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, p. 395–398.
213. *Buneman O.* Dissipation of currents in ionized media. — *Phys. Rev.*, 1959, vol. 115, p. 503–517.
214. *Burch J.L.* Precipitation of low-energy electrons at high latitudes: effects of interplanetary magnetic field and dipole tilt angle. — *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, p. 6696–6707.
215. *Burch J. L.* Rate of erosion of day side magnetic flux based on a quantitative study of the dependence of polar cusp latitude on the interplanetary magnetic field. — *Radio Sci.*, 1973, vol. 8, p. 955–961.
216. *Calvert W.* Ducted auroral kilometric radiation. — *Geophys. Res. Lett.*, 1982, vol. 9, p. 56–59.
217. *Calvert W.* The signature of auroral kilometric radiation on Isis 1 ionograms. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 1091–1094.
218. *Calvert W.* The simulation of auroral kilometric radiation by type III solar radio bursts. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 76–82.
219. *Caponi M.Z., Krall N.A.* Anomalous heat conduction along the field lines for turbulently

- heated plasmas. — *Phys. Fluids*, 1975, vol. 18, p. 699–709.
220. *Carlqvist P.* On the formation of double layers in plasma. — *Cosmic Electrodyn.*, 1972, vol. 3, p. 377–388.
  221. *Carlqvist P.* Studies of electrostatic double layers with application to cosmic plasmas: Prepr. TRITA-EPP-80-03. Stockholm, 1981. 21 p.
  222. *Carlqvist P., Boström R.* Space charge regions above the aurora. — *J. Geophys. Res.*, 1970, vol. 75, p. 7140–7146.
  223. *Cattell C.* The relationship of field-aligned currents to electrostatic ion-cyclotron waves. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 3641–3645.
  224. *Cattell C., Lysak R., Torbert R.B., Mozer F.S.* Observations of differences between regions of current flowing into and out of the ionosphere. — *Geophys. Res. Lett.*, 1979, vol. 6, p. 621–624.
  225. *Chiu Y.T., Cornwall J.M.* Electrostatic model of a quiet auroral arc. — *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, p. 543–556.
  226. *Chiu Y.T., Newman A.L., Cornwall J.M.* On the structures and mapping of auroral electrostatic potentials. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 10029–10037.
  227. *Choi D., Horton W.* Modified Kadomtsev spectrum from renormalized plasma theory. — *Phys. Fluids*, 1974, vol. 17, p. 2048–2060.
  228. *Cornwall J.M., Chiu Y.T.* Ion distribution effects of turbulence on a kinetic auroral arc model. — *J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, p. 1517–1527.
  229. *Coakley P., Herschkowitz N., Hubbard R., Joyce G.* Experimental observations of study doubly layers. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, vol. 40, p. 230–233.
  230. *Cole K.D., Pokhotelov O.A.* Cyclotron solitons — source of Earth's kilometric radiation. — *Plasma Phys.*, 1980, vol. 22, p. 595–608.
  231. *Coppi B., Mazzucato E.* Anomalous resistivity in low electric fields. — *Phys. Fluids*, 1974, vol. 14, p. 134–149.
  232. *Coroniti F.V., Kennel C.F.* Changes in magnetospheric configuration during the substorm growth phase. — *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, p. 3361–3370.
  233. *Correll D.L., Böhmer H., Rynn N., Stern R.A.* Temporal evolution of ion temperatures in the presence of ion cyclotron instabilities. — *Phys. Fluids*, 1977, vol. 20, p. 822–828.
  234. *Correll D.L., Rynn N., Böhmer H.* Onset, growth and saturation of the current-driven ion cyclotron instability. — *Ibid.*, 1975, vol. 18, p. 1800–1809.
  235. *Cowley S.W.H.* The adiabatic flow model of neutral sheet. — *Cosmic Electrodyn.*, 1971, vol. 2, p. 90–104.
  236. *Cowley S.W.H.* A self-consistent model of simple magnetic neutral sheet system surrounded by a cold collisionless plasma. — *Ibid.*, 1973, vol. 3, p. 448–501.
  237. *Dakin D.R., Tajima T., Benford G., Rynn N.* Ion heating by the electrostatic ion cyclotron instability: Theory and experiment. — *J. Plasma Phys.*, 1976, vol. 15, p. 175–195.
  238. *D'Angelo N.* Plasma waves and instabilities in the polar cusp: A Review. — *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1977, vol. 15, p. 299–307.
  239. *D'Angelo N., Bahnson A., Rosenbauer H.* Wave and particle measurements at the polar cusp. — *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, p. 3129–3134.
  240. *D'Angelo N.* VLF fluctuations at the polar cusp boundaries. — *Ibid.*, 1973, vol. 78, p. 1206–1209.
  241. *D'Angelo N.* Type III spectra of radar aurora. — *Ibid.*, p. 3987–3990.
  242. *Davidson R.C., Krall N.A., Papadopoulos K., Shanny P.* Electron heating by electron-ion stream instabilities. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 24, p. 579–582.
  243. *Davis T.N.* Observed characteristics of auroral forms. — *Space Sci Revs*, 1978, vol. 22, p. 77–113.
  244. *DeCroot J.C., Barnes C., Walstead A.E., Buneman O.* Localized structure and anomalous dc resistivity. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, vol. 38, p. 1283–1286.
  245. *Dessler A.J.* Vacuum merging: a possible course of the magnetospheric cross-tail electric field. — *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 3174–3176.
  246. *Dessler A.J.* Magnetic merging in the magnetospheric tail. — *Ibid.*, 1968, vol. 73, p. 209–214.
  247. *Doyle M.A., Rich F.J., Burke W.J., Smiddy M.* Field-aligned currents and electric field observed in the region of dayside cusp. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 5656–5664.
  248. *Dreiser H.* Electron and ion runaway in a fully ionized gas. — *Phys. Rev.*, 1959, vol. 115, p. 238–249.
  249. *Drummond W.E., Rosenbluth M.N.* Anomalous diffusion arising from micro-instabilities in a plasma. — *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, p. 1507–1513.
  250. *Dum C.T., Dupree T.H.* Nonlinear stabilization of high-frequency instabilities in a magnetic field. — *Ibid.*, 1970, vol. 13, p. 2064–2081.
  251. *Dum C.T.* Anomalous heating by ion sound turbulence. — *Ibid.*, 1978, vol. 21, p. 945–955.
  252. *Dungey J.W.* Interplanetary magnetic field and the auroral zones. — *Phys. Rev. Lett.*, 1961, vol. 6, p. 47–48.
  253. *Dupree T.H.* Theory of resistivity in collisionless plasma. — *Ibid.*, 1970, vol. 25, p. 789–792.
  254. *Dusenbery P.B., Lyons L.R.* Generation of ion-conic distribution by upgoing ionospheric electrons. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 7627–7638.
  255. *Evans D.S.* Precipitation electron fluxes formed by magnetic field-aligned potential difference. — *Ibid.*, 1974, vol. 79, p. 2853–2858.
  256. *Evans D.S.* Evidence for low altitude acceleration of auroral particles. — In: *Physics of hot plasma in the magnetosphere*. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 319–340.
  257. *Evans D.S., Machlum B., Wedde T.* High-latitude observation of field-aligned electron beams. — In: *EOS. Trans. Amer. Geophys. Union*, 1972, vol. 53, p. 731.
  258. *Fälthammar C-G.* Problems related to macroscopic electric fields in the magnetosphere. — *Revs Geophys and Space Phys.*, 1977, vol. 15, p. 457–466.
  259. *Fälthammar C-G.* Generation mechanisms for magnetic-field-aligned electric fields in the magnetosphere. — *J. Geomagn. and Geoelec.*, 1978, vol. 30, p. 419–434.
  260. *Farley D.T.* A plasma instability resulting in field-aligned irregularity in the ionosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1963, vol. 68, p. 6083–6097.
  261. *Fedder J.A.* Effects of anomalous resistivity on auroral Birkeland current systems. — *Ann. géophys.*, 1976, vol. 32, p. 175–184.

262. *Fier B.G., Kelley M.C.* Inospheric irregularities. — *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1980, vol. 18, p. 401–454.
263. *Feldstein Ya.I., Levitin A.E., Afonina R.G., Belov B.A.* Geomagnetic variations and field-aligned currents in the high latitudes and its connection with the parameters of the solar wind. — *Philosophical Transaction Royal Soc.*, 1982, vol. A-304, p. 253–301.
264. *Field E.C., Fried B.D.* Solution of the kinetic equation for an unstable plasma in an electric field. — *Phys. Fluids*, 1964, vol. 7, p. 1937–1951.
265. *Formizano V., Bavassano-Cattaneo M.B.* Plasma properties in the dayside cusp region. — *Planet. and Space Sci.*, 1978, vol. 26, p. 993–1066.
266. *Frank L.A.* Plasma in the Earth's polar magnetosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 5202–5219.
267. *Frank L.A., Ackerson K.L.* Observation of charged particles precipitated into the auroral zone. — *Ibid.*, 1971, vol. 76, p. 3612–3643.
268. *Fredricks R.W., Coroniti F.V.* Ambiquities in the deduction of rest frame fluctuation spectrums from spectrums computed in moving frames. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 5591–5595.
269. *Fredricks R.W., Russel C.T.* Ion cyclotron waves observed in the polar cusp. — *Ibid.*, 1973, vol. 78, p. 2917–2925.
270. *Fredricks R.W., Scarf F.L., Russel C.T.* Field-aligned currents, plasma waves and anomalous resistivity in the disturbed polar cusp. — *Ibid.*, p. 2133–2141.
271. *Freeman J.W.* The morphology of the electron distribution in the outer radiation zone and near the magnetospheric boundary as observed by Explorer 12. — *Ibid.*, 1964, vol. 69, p. 1691–1724.
272. *Friedman M.H.* Possible mechanism for the acceleration of ions in some astrophysical phenomena. — *Phys. Rev.*, 1969, vol. 183, p. 1408–1414.
273. *Galeev A.A.* Plasma turbulence in the magnetosphere with special regarded to plasma heating. — In: *Physics of the hot plasma in the magnetosphere*. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 251–269.
274. *Gallagher D.L., Gurnett D.A.* Auroral kilometeric radiation: Time averaged source location. — *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 6501–6509.
275. *Gary P.S.* Wave particle transport from electrostatic instabilities. — *Phys. Fluids*, 1980, vol. 23, p. 1193–1204.
276. *Geiss J., Balsiger H., Eberhardt P.* et al. Dynamics of magnetospheric ion composition as observed by the GEOS mass-spectrometer. — *Space Sci. Revs.*, 1978, vol. 22, p. 537–566.
277. *Goertz C.K., Joyce G.* Numerical simulation of the plasma-double layer. — *Astrophys. and Space Sci.*, 1975, vol. 32, p. 165–173.
278. *Golikov Yu.V., Troitskaya V.A., Pustovalov V.V.* et al. VLF emission in the region of the polar cusp: Preprint Geophys. Inst. Univ. of Alaska N R=261. Fairbanks, 1978. 30 p.
279. *Gorney D.T., Clarke A., Croley D.* et al. The distribution of ion beams and conics below 8000 km. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 83–90.
280. *Grabbe C.L.* Auroral kilometeric radiation: A theoretical review. — *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1981, vol. 19, p. 627–633.
281. *Grabbe C.L., Papadopoulos K., Palmadesso P.J.* A coherent nonlinear theory of auroral kilometeric radiation I, Steady state model. — *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, p. 3337–3346.
282. *Gučkova V.A., Baransky L.N., Liperovsky V.A.* et al. Field aligned currents and anomalous damping of  $Pf2$  pulsations. — In: 4th IAGA Sci. Assembly, Edinburgh, August 3–15, 1981: Programme and abstr. Edinburgh, 1981, p. 406.
283. *Gurnett D.A.* Terrestrial kilometeric radio emissions. — *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, p. 4227–4238.
284. *Gurnett D.A.* The Earth as a radio source. — In: *Magnetospheric particles and fields*. Dordrecht (Holland): D.Reidel Publ. Co, 1976, p. 197–208.
285. *Gurnett D.A., Frank L.A.* A region on intense turbulence on auroral field lines. — *J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, p. 1031–1050.
286. *Gurnett D.A., Frank L.A.* ELF noise bands associated with auroral electron precipitation. — *Ibid.*, 1972, vol. 77, p. 3411–3417.
287. *Haerendel G., Pashmann G.* Entry of solar plasma into the magnetosphere. — In: *Physics of the hot plasma in the magnetosphere*. N.Y. L.: Plenum press, 1975, p. 23–33.
288. *Haerendel G., Paschmann G., Sckope N.* et al. The frontside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection. — *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, p. 3195–3216.
289. *Haerendel G.* Result from barium cloud releases in the ionosphere and magnetosphere. — *Space res.*, XIII, 1973, p. 601–615.
290. *Hagfors T., Jonson R.* Simultaneous observations of proton precipitation and Aurora Radar echoes. — *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 6093–6098.
291. *Hallinan T.J., Daves T.N.* Small-scale auroral arc distortion. — *Planet. and Space Sci.*, 1970, vol. 18, p. 1735–1744.
292. *Hauck J.P., Böhmer H., Rynn N., Benford G.* Ion beam excitation of ion-cyclotron waves and ion heating in plasmas with driftions. — *J. Plasma Phys.*, 1978, vol. 19, p. 237–252.
293. *Hauck J.P., Böhmer H., Rynn N., Benford G.* Ion beam excitation of ion cyclotron waves and ion heating in plasmas with drifting electrons. — *Ibid.*, 1978, vol. 19, p. 253–265.
294. *Heikkila W.J., Pellinen R.J., Fällhammar C.-G., Block L.R.* Potential and inductive electric fields in the magnetosphere during auroras. — *Planet. and Space Sci.*, 1979, vol. 27, p. 1383–1390.
295. *Heikkila W.J., Winningham J.D.* Penetration of magnetosheath plasma to low altitudes through the dayside magnetospheric cusps. — *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 883–891.
296. *Heikkila W.J.* Magnetospheric plasma regions and boundaries. — In: *Physics of the hot plasma in the magnetosphere*. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 69–90.
297. *Heppner J.P., Miller M.L., Pongratz M.B.* et al. The Cameo barium releases:  $E_{||}$  fields over the polar cap. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 3519–3542.
298. *Hershkowitz N.* Double layers and electrostatic shocks. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 3307–3310.
299. *Hones E.W., Bame S.J., Asbridge J.R.* Proton flow measurements in the magnetotail plasma sheet made with IMP 6. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 227–234.

300. *Horton W., Choi D., Koch R.A.* Ion acoustic heating from renormalized turbulence theory. — *Phys. Rev. Sect. A*, 1975, vol. 14, p. 424–433.
301. *Hruska A.* Field-aligned currents and the structure of the auroral zone ionosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 10002–10008.
302. *Hudson M.K.* Additional free energy sources for anomalous resistivity to field aligned currents. — In: *Proc. of XVI IUGG Gen. Assembly (Grenoble, 1975)*, Pap. SM 14-20. Grenoble, 1975.
303. *Hudson M.K., Lysak R.L., Moser F.S.* Magnetic field-aligned potential drops due to electrostatic ion cyclotron turbulence. — *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, p. 143–146.
304. *Hudson M.K., Moser F.S.* Electrostatic shocks, double layer and anomalous resistivity in the magnetosphere. — *Ibid.*, p. 131–134.
305. *Ichimaru S., Rosenbluth M.N.* Relaxation processes in plasmas with magnetic field, Temperature relaxation. — *Phys. Fluids*, 1970, vol. 13, p. 2778–2789.
306. *Iijima T., Potemra T.S.* The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by TRIAD. — *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 2165–2174.
307. *Iijima T., Potemra T.A.* Field-aligned currents in the dayside cusp observed by TRIAD. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 5971–5979.
308. *Iijima T., Potemra T.A.* Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms. — *Ibid.*, 1978, vol. 83, p. 599–615.
309. *Ionson J.A.* Anomalous resistivity from electrostatic ion cyclotron turbulence. — *Phys. Lett.*, 1976, vol. 58A, p. 105–107.
310. *Ionson J.A., Ong R.S., Fontheim E.G.* Anomalous resistivity of the auroral plasma in the topside ionosphere. — *Geophys. Res. Lett.*, 1976, vol. 3, p. 549–552.
311. *Ionson J.A., Ong R.S., Fontheim E.G.* Turbulent transport and heating in the auroral plasma of the topside ionosphere. — *Planet. and Space Sci.*, 1979, vol. 27, p. 203–210.
312. *Ishikawa Y.H.* Ion oscillations in a weakly turbulent plasma. — *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, p. 1454–1463.
313. *Ishihara O., Hirose A.* Quasilinear mechanism of high-energy ion-tail formation in the ion-acoustic instability. — *Phys. Rev. Lett.*, 1981 vol. 46, p. 771–773.
314. *Jackson E.A.* Drift instabilities in a Maxwellian plasma. — *Phys. Fluids*, 1960, vol. 3, p. 786–792.
315. *Jankarik J., Hamberger S.M.* Dependence of "anomalous" conductivity of plasma on the turbulent spectrum. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 25, p. 999–1002.
316. *Jeffries R.A., Roach W.H., Hones E.W.* et al. Two plasma injections into the northern magnetosphere cleft. — *Geophys. Res. Lett.*, 1975, vol. 3, p. 285–288.
317. *Jornada E.H.D., Caffey J.D., Caponi M.Z.* Electrostatic instabilities and anomalous transport excited by energetic ion beam. — *J. Plasma Phys.*, 1981, vol. 26, p. 193–200.
318. *Joyce G., Hubbard R.F.* Simulation of plasma double layers. — *J. Plasma Phys.*, 1978, vol. 20, p. 391–404.
319. *Kadomtsev B.B., Pogutse O.P.* Collisionless relaxation in systems with coulomb interactions. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 25, p. 1155–1157.
320. *Kaiser M.L., Alexander J.K.* Kilometer wave radio emission from the cusp: Pap. present. at 2nd Magnetospheric cleft symp. Amer. Geophys. Union (St. Jovite, 5–8, 1976).
321. *Kaiser M.L., Alexander J.K., Riddle A.C.* et al. Direct measurements by Voyagers 1 and 2 of the polarization of terrestrial kilometric radiation. — *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, p. 857–860.
322. *Kaiser M.L., Stone R.G.* Earth as an intense planetary radio source: similarities to Jupiter and Saturn. — *Science*, 1975, vol. 189, p. 285–287.
323. *Kamide Y., Akasofu S.-I.* The location of the field-aligned currents with respect to discrete auroral arcs. — *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 3999–4003.
324. *Kamide Y., Akasofu S.-I.* The auroral electrojet and field-aligned current. — *Planet. and Space Sci.*, 1976, vol. 24, p. 203–213.
325. *Kan J.R.* Ion-wave instabilities and anomalous resistivity. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 25, p. 348–350.
326. *Kan J.R.* Towards a unified theory of discrete aurora. — *Space Sci. Rev.*, 1982, vol. 31, p. 71–117.
327. *Karatzas N., Anastassiadis A., Papadopoulos K.* Generation and behaviour of large amplitude ion acoustic waves. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, vol. 35, p. 33–36.
328. *Karlson E.T.* Streaming of a plasma through a magnetic dipole field. — *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, p. 708–722.
329. *Kawai Y., Guyot M.* Observation of anomalous resistivity caused by ion-acoustic turbulence. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, vol. 39, p. 1141–1144.
330. *Kelley M.C., Bering E.A., Moser F.S.* Evidence that the electrostatic ion cyclotron instability is saturated by ion heating. — *Phys. Fluids*, 1975, vol. 18, p. 1590–1591.
331. *Kelley M.C., Haerendel G., Kappler H.* et al. Electric field measurements in a major magnetospheric substorm. — *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 3181–3195.
332. *Kelley M.C., Moser F.S., Fahleson U.V.* Electric fields in the nighttime and daytime auroral zone. — *Ibid.*, 1971, vol. 76, p. 6054–6066.
333. *Kennel C.F., Coroniti F.V.* Magnetospheric substorms. Invited paper IAGA symposium on magnetospheric substorm: Prepr. Moscow, 1971.
334. *Kennel C.F., Fredricks R.W., Scarf F.L.* High frequency electrostatic waves in the magnetosphere. — In: *Particles and fields in the magnetosphere*. Dordrecht (Holland): D.Reidel Publ. Co, 1970, p. 257–265.
335. *Kindel J.M.* Field aligned current instabilities in the high latitude ionosphere. Ph.D. Thesis. Los Angeles: Univ. of Calif., 1970. 303 p.
336. *Kindel J.M., Kennel C.F.* Topside current instabilities. — *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 3055–3078.
337. *Kintner P.M.* On the distinction between electrostatic ion-cyclotron waves and ion-cyclotron harmonic waves. — *Geophys. Res. Lett.*, 1980, vol. 7, p. 585–588.
338. *Kintner P.M., Kelley M.C., Moser F.S.* Electrostatic hydrogen cyclotron waves near one earth radius altitude in the polar magnetosphere. — *Ibid.*, 1978, vol. 5, p. 139–142.
339. *Kintner P.M., Kelley M.C., Sharp R.D.* et al. Simultaneous observation of energetic (Kev) upstreaming ions and electrostatic hydrogen cyclotron waves. — *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 7201–7212.

340. *Kiwamoto Y., Kuwahara H., Tanaka H.* Anomalous resistivity of a turbulent plasma in a strong electric field. — *J. Plasma Phys.* 1979, vol. 21, pt. 3, p. 475–500.
341. *Klumper D.M.* Transversely accelerated ions: On ionospheric source of hot magnetospheric ions. — *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 4229–4232.
342. *Klumper D.M.* Relationships between auroral particle distributions and magnetic field perturbations associated with field-aligned currents. — *Ibid.*, p. 6524–6532.
343. *Knorr G., Goertz Ch.K.* Existence and stability of strong potential double layers. — *Astrophys. Space Sci.*, 1974, vol. 31, p. 209–223.
344. *Kovner M.S., Feldstein Y.I.* On solar wind interaction with the Earth's magnetosphere. — *Planet. and Space Sci.*, 1973, vol. 21, p. 1191–1212.
345. *Kuznetsova T.V., Pudovkin M.I.* Peculiarities of solar wind flow around the magnetosphere and magnetopause position. — *Ibid.*, 1978, vol. 26, p. 229–236.
346. *Lampe M., Haber J., Orens J.H., Boris J.P.* Two-dimensional study of electron-ion streaming instabilities. — *Phys. Fluids*, 1974, vol. 17, p. 428–439.
347. *Langmuir I.* The interaction of electron and position space changes in cathode sheaths. — *Phys. Rev.*, 1929, vol. 33, p. 954–989.
348. *Leadbrand R.L., Hodges J.C.* Correlation of radar echoes from the aurora with satellite-measured auroral particle precipitation. — *J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 72, p. 5311–5317.
349. *Ledley B.G., Farthing W.H.* Field-aligned current observation in the polar cusp ionosphere. — *Ibid.*, 1974, vol. 79, p. 3124–3128.
350. *Lee K.F.* Ion cyclotron instability in current-carrying plasma with anisotropic temperatures. — *J. Plasma Phys.*, 1972, vol. 8, p. 379–386.
351. *Levine J.S., Ilic D.B., Crawford F.W.* Laboratory observations of plasma double-layers. — *J. Geomagn. and Geoelec.*, 1978, vol. 30, p. 461–462.
352. *Levy R.H., Petschek H.E., Siscoe G.I.* Aerodynamic aspects of magnetospheric flow. — *AIAA J.*, 1964, vol. 2, p. 2065–2076.
353. *Liperovsky V.A., Pudovkin M.I.* Plasma turbulence, anomalous resistivity and generation of kilometric electromagnetic radiation in the magnetosphere: Rep. on scientific activity 1975–1980 presented to IAGA for the XVII Gen. Assembly of the Intern. Union of Geodesy and Geophys. Moscow: 1980, p. 69–72.
354. *Liperovsky V.A., Skuridin G.A., Soshnikov V.N., Shalimov S.L.* On the ion distribution function at developed electrostatic ion-cyclotron turbulence. — In: *Phenomena in ionized gases: 15 Intern. Conf. on phenomena in ionized gases.* Minsk, 1981, pt. 1, p. 275–276.
355. *Livshits M.A., Liperovsky V.A., Tomozov V.M., Tsyrovich V.N.* The strong ion-acoustic turbulence and the electron spectrum in an electric field. — *J. Physique. Colloque C7*, 1979, vol. 40, N 7, Suppl., p. 627–628.
356. *Lyons L.R.* Generation of large-scale regions of auroral currents, electric potentials and precipitation by the divergence of the convection electric field. — *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, p. 17–24.
357. *Lyons L.R.* Discrete aurora as the direct result of the inferred high-altitude generating potential distribution. — *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 1–8.
358. *Lysak R.L., Carlson C.W.* The effect of microscopic turbulence on magnetosphere-ionosphere coupling. — *Geophys. Res. Lett.*, 1981, vol. 8, p. 269–272.
359. *Lysak R.L., Hudson M.K.* Coherent anomalous resistivity in the region of electrostatic shocks. — *Ibid.*, 1979, vol. 6, p. 661–663.
360. *Lysak R.L., Hudson M.K., Temerin M.* Ion heating by strong electrostatic ion cyclotron turbulence. — *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, p. 678–686.
361. *Maewawa K.* Dependence of the magnetopause position on the southward interplanetary magnetic field. — *Planet. and Space Sci.*, 1974, vol. 22, p. 1443–1453.
362. *Mahon H.P., Smiddy M., Sagalin R.C.* Parallel B electric fields between 120 and 165 km. — *EOS Trans. Amer. Geophys. Union.*, 1973, vol. 54, p. 395.
363. *Maier E.J., Kayser S.E., Burrows J.R., Klumper D.M.* The super thermal electron contribution to high-latitude Birkeland currents. — *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, p. 2003–2010.
364. *Marklund G., Sandahl I., Opgenoorth H.* A Study of the dynamics of a discrete auroral arc. — *Planet. and Space Sci.*, 1982, vol. 30, p. 179–198.
365. *Maynard R.C.* Electric fields in the ionosphere and magnetosphere. — In: *Proc. in the advanced study inst. on magnetosphere-ionosphere interaction.* Oslo, 1971, vol. 15, p. 5–15.
366. *Maynard N.C., Heppner J.P., Aggson T.L.* Turbulent electric field in the nightside magnetosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, p. 1445–1454.
367. *McDiarmid I.B., Budrinski E.E., Wilson M.D., Burrows J.R.* Reverse polarity fields-aligned currents at high latitudes. — *Ibid.*, 1977, vol. 82, p. 1513–1518.
368. *McDiarmid D.R., McNamara A.G.* Radio aurora in the dayside auroral oval. 1. Spatial relationship with field aligned currents and energetic particles. — *Ibid.*, 1978, vol. 83, p. 3226–3234.
369. *McNamara A.G.* Survey of radio reflection from aurora. — In: *Radiating atmosphere.* Dordrecht (Holland): D. Reidel Publ. Co., 1971, p. 301–313.
370. *McPherron R.L., Coleman P.I.* Magnetic fluctuations during magnetospheric substorms. — *J. Geophys. Res.*, 1970, vol. 75, p. 3927–3930.
371. *Mead G.D.* Deformation of the geomagnetic field by the solar wind. — *Ibid.*, 1964, vol. 69, p. 1181–1195.
372. *Mead G.D., Beard D.B.* Shape of the geomagnetic field solar wind boundary. — *Ibid.*, p. 1169–1179.
373. *Melrose D.B.* An interpretation of Jupiter's decametric radiation and the terrestrial kilometric radiation as direct amplified gyroemission. — *Astrophys. J.*, 1976, vol. 207, p. 651–662.
374. *Michin E.V.* Heat transport in the solar wind. — *Astrophys. Space Sci.*, 1974, vol. 27, p. 367–382.
375. *Mizera P.F., Fennel J.F.* Signatures of electric fields from high and low altitude particles distributions. — *Geophys. Res. Lett.*, 1977, vol. 4, p. 311–314.
376. *Mizera P.F., Fennel J.F., Croley D.R., Gorney D.J.* Charged particle distributions and elec-

- ctrostatic field measurements from S3-3. - *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 7566-7576.
377. *Mizera P.F., Fennell J.F., Croley D.R.* et al. The aurora inferred from S3-3: particles and fields. - *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 2329-2340.
378. *Mizera P.F., Fennell J.F., Vampola A.L.* Charged-particle distributions in the presence of large DC electric fields. - *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1977, vol. 58, p. 472.
379. *Morfill G., Scholer M.* Reconnection of the geomagnetic tail deduced from solar particles observations. - *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, p. 4021-4026.
380. *Morse R.L., Mielson C.W.* Studies of turbulent heating of hydrogen plasmas by numerical simulation. - *Phys. Rev. Lett.*, 1971, vol. 26, p. 3-6.
381. *Motley R.W., D'Angelo N.* Excitation of electrostatic plasma oscillation near the ion cyclotron frequency. - *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, p. 296-300.
382. *Mozer F.S.* Anomalous resistivity and parallel electric fields. - In: *Magnetospheric particles and fields*. Dordrecht (Holland): D.Reidel Publ. Co, 1976, p. 125-136.
383. *Mozer F.S.* Observations of large parallel electric field in the auroral ionosphere. - *Ann. géophys.*, 1976, vol. 32, p. 97-107.
384. *Mozer F.S.* On the lowest altitude S3-3 observations of electrostatic shocks and parallel electric field. - *Geophys. Res. Lett.*, 1980, vol. 7, p. 1097-1098.
385. *Mozer F.S.* ISEE-1 observation of electrostatic shocks on auroral zone field lines between 2.5 and 7  $R_E$ . - *Ibid.*, 1981, vol. 8, p. 823-826.
386. *Mozer F.S., Bruston P.* Electric field measurements in the auroral ionosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 72, p. 1109-1114.
387. *Mozer F.S., Carlson C.W., Hudson M.K.* et al. Observation of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere. - *Geophys. Res. Lett.*, 1977, vol. 38, p. 292-295.
388. *Mozer F.S., Cattell C.A., Hudson M.K.* et al. Satellite measurements and theories of low altitude auroral particle acceleration. - *Space Sci. Rev.*, 1980, vol. 27, p. 155-213.
389. *Mozer F.S., Cattell C.A., Temerin M.* et al. The dc and ac electric field, plasma density, plasma temperature, and field-aligned current experiments on the S3-3 satellite. - *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 5875-5884.
390. *Mozer F.S., Fahleson U.V.* Parallel and perpendicular electric fields in an aurora. - *Planet. and Space Sci.*, 1970, vol. 18, p. 1563-1571.
391. *Mozer F.S., Torbert R.B.* An average parallel electric field deduced from the latitude and altitude variations of the perpendicular electric field below 8000 kilometers. - *Geophys. Res. Lett.*, 1980, vol. 7, p. 219-221.
392. *Mozer F.S., Torbert R.B., Fahleson U.Y.* et al. Direct observation of a tangential electric component at the magnetopause. - *Ibid.*, 1979, vol. 6, p. 305-308.
393. *Newman C.E., Sturrok R.A.* Electrical conductivity of collisionless magnetoplasma in a weekly turbulent magnetic field. - *Phys. Fluids*, 1969, vol. 12, p. 2533-2558.
394. *O'Brien B.J.* High-latitude geophysical studies with satellite Injun-3. III. Precipitation of electrons into the atmosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1964, vol. 69, p. 13-44.
395. *Ogawa T., Sato T.* New mechanism of auroral arcs. - *Planet. and Space Sci.*, 1971, vol. 19, p. 1393-1412.
396. *Okuda H., Ashour-Abdalla M.* Formation of a conical distribution and intense ion heating in the presence of hydrogen cyclotron waves. - *Geophys. Res. Lett.*, 1981, vol. 8, p. 811-814.
397. *Okuda H., Cheng C.Z., Lee W.W.* Anomalous diffusion and ion heating in the presence of electrostatic hydrogen cyclotron instabilities. - *Phys. Rev. Lett.*, 1981, vol. 46, p. 427-430.
398. *Orens J.H., Dawson J.M.* Anomalous dc plasma resistivity due to ion acoustic turbulence. 1974. 43 p. (NRL Memo Rep. 2850).
399. *Ossakov S.L.* Anomalous resistivity along lines of force in the magnetosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1968, vol. 73, p. 6366-6369.
400. *Palmadesso P.J., Coffey T.P., Ossakov S.L., Papadopoulos K.* Topside ionosphere ion heating due to electrostatic ion cyclotron turbulence. - *Geophys. Res. Lett.*, 1974, vol. 1, p. 105-108.
401. *Palmadesso P.J., Coffey T.P., Ossakov S.L., Papadopoulos K.* Generation of terrestrial kilometric radiation by a beam-driven. - *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 1762-1770.
402. *Papadopoulos K.* A review of anomalous resistivity for the ionosphere. - *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1977, vol. 15, p. 113-127.
403. *Papadopoulos K., Coffey T.* Non-thermal features of the auroral plasma due to precipitating electrons. - *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79.
404. *Papadopoulos K., Coffey T.* Anomalous resistivity in the auroral plasma. - *Ibid.*, p. 1558-1561.
405. *Parker E.N.* Sweet's mechanism for merging magnetic field in conducting fluids. - *Ibid.*, 1957, vol. 62, p. 509-520.
406. *Paschmann G., Haerendel G., Scopke N., Rosenbauer H., Hedgecock P.C.* Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon: the entry layer. - *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 2883-2899.
407. *Paschmann G., Scopke N., Grumwaldt H.* Plasma in the polar cusp and plasma mantle. - In: *Magnetospheric particles and fields*. Dordrecht (Holland): D. Reidel Publ. Co, 1976, p. 37-46.
408. *Petelski E.F., Fahleson U.Y., Shawhan S.W.* Models for quasiperiodic electric fields and associated electron precipitation in the auroral zone. - *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, p. 2489-2498.
409. *Petschek H.E.* Magnetic field annihilation. - In: *AAS-NASA Symp. on the phys. of solar flares*/ Ed. by Hess W.N. NASA SP-50. New York, 1964, p. 425-439.
410. *Potemra T.A.* Current systems in the Earth's magnetosphere. - *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1979, vol. 17, p. 640-656.
411. *Pokhotelov O.A., Khobazin Yu.G., Cole K.D.* The control of radio emission of cyclotron solitons by temperature anisotropy. - *Plasma Phys.*, 1982, vol. 24, p. 229-231.
412. *Primdahl F., Olesen J.K., Spangsvlev F.* The farley instability and polar cap E-field. - *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 3698-3700.
413. *Pudovkin M.I., Heyn M.F.* Influence of the solar wind magnetic field on the structure of the



- magnetosheath and the location of the magnetopause: Prepr. INW 8110. Technische Univ. Graz., 1981. 31 p.
414. *Pudovkin M.I., Heyn M.F., Lebedeva V.V.* Magnetosheath's parameters in dependence of the direction of the solar wind magnetic field: Prepr. INW 8111. Technische Univ. Graz, 1981. 16 p.
  415. *Pudovkin M.I., Semenov V.S.* Peculiarities of the MHD-flow by the magnetopause and generation of the electric field in the magnetosphere. — Ann. géophys., 1977, vol. 33, p. 423–427.
  416. *Pudovkin M.I., Semenov V.S.* Stationary frozen in coordinate system. — Ibid., p. 429–433.
  417. *Quon B.H., Wong A.Y.* Formation of potential double layers in plasmas. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 37, p. 1393–1396.
  418. *Reiff P.H., Spiro R.W., Hill T.W.* Dependence of polar cap potential drop on interplanetary parameters. — J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, p. 7639–7648.
  419. *Rich F.J., Cattell C.A., Kelley M.C., Burke W.J.* Simultaneous observation of auroral zone electrodynamics by two satellites: evidence for height variations in the topside ionosphere. — Ibid., p. 8929–8940.
  420. *Roelof E.C., Keath E.P., Bostrom C.O., Williams D.J.* Fluxes of 50 Kev protons and 30 Kev electrons at 35  $R_E$ . I. Velocity anisotropies and plasma flow in the magnetotail. — Ibid., 1976, vol. 81, p. 2304–2314.
  421. *Roux A., Pellat R.* Coherent generation of the auroral kilometric radiation by nonlinear bearing between electrostatic waves. — Ibid., 1979, vol. 84, p. 5189–5198.
  422. *Rowland H.L., Palmadesso P.J., Papadopoulos K.* Anomalous resistivity of auroral field lines. — Geophys. Res. Lett., 1981, vol. 8, p. 1257–1260.
  423. *Rudakov L.I.* The mechanism of turbulent heating and of losses in tokamak devices. — In: Proc. 4th Conf. on plasma phys., and controlled nuclear fusion. Vienna: IAEA, 1971, vol. 2, p. 235–245.
  424. *Rudakov L.I., Tsytoich V.N.* The theory of plasma turbulence for strong wave-particle interaction. — Plasma Phys., 1971, vol. 13, p. 213–228.
  425. *Rynn N., Dakin D.R., Corell D.L., Benford G.* Ion heating by the current-driven ion cyclotron instability. — Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 33, p. 765–770.
  426. *Sagdeev R.Z.* On Ohm's law resulting from instability. — In: Proc. of Symp. in appl. math.: Magneto Fluid and Plasma Dynamics. 1967, vol. 18, p. 281–286.
  427. *Sagdeev R.Z.* The Oppenheimer lectures: critical problems in a plasma astrophysics. I. Turbulence and nonlinear waves. — Revs Mod. Phys., 1979, vol. 51, p. 1–9.
  428. *Sato N., Hatakeyama R., Iizuka S.* et al. Ultrastrong stationary double layers in a nondischarge magnetoplasma. — Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 46, p. 1330–1333.
  429. *Sato T., Okuda H.* Numerical simulations on ion acoustic double layers. — J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, p. 3357–3368.
  430. *Scarf P.L.* Characteristics of instabilities in the magnetosphere deduced from wave observations. — In: Physics of the hot plasma in the magnetosphere. N.Y.; L.: Plenum press, 1975, p. 271–290.
  431. *Scarf F.L.* Plasma physics and wave-particle interaction at Jupiter. — In: Jupiter/ Ed. by Tom Gehrels. Arizona: Univ. Arizona press, 1975. Vol. 3. Magnetosphere and Radiation Belts, p. 870–895.
  432. *Scarf F.L., Fredericks R.W., Green I.M., Russel C.T.* Plasma waves in the dayside polar cusp. I. Magnetospheric observations. — J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 2274–2293.
  433. *Scarf F.L., Fredericks R.W., Neugebauer M., Russel C.T.* Plasma waves in the dayside polar cusp. II. Magnetopause and polar magnetosheath. — Ibid., 1974, vol. 79, p. 511–520.
  434. *Scarf F.L., Fredericks R.W., Russel C.T.* et al. Observation of a current driven plasma instability at the outer zone plasma sheet boundary. — Ibid., 1973, vol. 78, p. 2150–2165.
  435. *Scarf F.L., Fredericks R.W., Russel C.T.* et al. Current-driven plasma instabilities at high latitudes. — Ibid., 1975, vol. 80, p. 2030–2040.
  436. *Shepherd G.G., Fälthammar C.G.* Implication of extreme thinnes of pulsating auroral structures. — Ibid., 1980, vol. 85, p. 217–218.
  437. *Shield M.A.* Pressure balance between solar wind and the magnetosphere. — Ibid., 1969, vol. 74, p. 1275–1286.
  438. *Shield M.A.* Correction to pressure balance between solar wind and magnetosphere. — Ibid., p. 5189–5190.
  439. *Schulz S., Adams G., Mozer F.S.* Probe electric field measurements near a midlatitude ionospheric barium release. — Ibid., 1973, vol. 78, p. 6634–6642.
  440. *Shuman B.M., Vancour R.R., Smiddy M.* et al. Field-aligned current convective electric field and auroral particle measurement during a major magnetic storm. — Ibid., 1981, vol. 86, p. 5561–5576.
  441. *Self S.A.* Ion waves, drift waves and instability in a weakly ionized magnetoplasma. — J. Plasma Phys., 1970, vol. 4, p. 693–728.
  442. *Sesiano I., Cloutier P.A.* Measurements of field-aligned currents in a multiple auroral arc system. — J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, p. 116–122.
  443. *Shawhan S.D.* Magnetospheric plasma wave research 1975–1978. — Revs Geophys. and Space Phys., 1979, vol. 17, p. 705–723.
  444. *Shelley E.G., Johnson R.C., Sharp R.D.* Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm. — J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 6104–6110.
  445. *Shelley E.G., Sharp R.D., Johnson R.G.* Satellite observations of an ionospheric acceleration mechanism. — Geophys. Res. Lett., 1976, vol. 3, p. 654–656.
  446. *Silvitch M.B.* On a theory of temporal fluctuations in the electrostatic potential structures associated with auroral arcs. — J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, p. 3573–3582.
  447. *Siscoe G., Crooker N.* A theoretical relation between  $D_{ST}$  and the solar wind merging electric field. — Geophys. Res. Lett., 1974, vol. 1, p. 17–19.
  448. *Sleeper A.M., Weinstock J., Bezzerides B.* Non-linear theory and angular spectrum of the ion acoustic instability. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, p. 1508–1518.
  449. *Smiddy M., Kelley M.C., Burke W.* et al. Intense poleward-directed electric fields near the ionospheric projection of the plasmapause. — Geophys. Res. Lett., 1977, vol. 4, p. 543–546.

450. *Smith D.F.* Current instability in reconnecting current sheets. — *J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, p. 704–708.
451. *Smith D.F., Priest E.R.* Current limitation in solar flares. — *Astrophys. J.*, 1972, vol. 176, p. 484–495.
452. *Sonnerup B.U.O., Paschmann G., Papamastorakis I.* et al. Evidence for magnetic field reconnection at the Earth's magnetosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 10049–10067.
453. *Spreiter J.R., Alksme A.Y.* Plasma flow around the magnetosphere. — *Revs Geophys.*, 1969, vol. 7, p. 11–50.
454. *Stern D.P.* The source of the electric field in the nightside magnetosphere. — In: *Goodard Space flight center document X-602-75-17*. Goddard, 1975. 35 p.
455. *Stern D.P.* Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. — *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1977, vol. 15, p. 156–194.
456. *Stern D.P.* The electric fields and global electrodynamics of the magnetosphere. — *Ibid.*, 1979, vol. 17, p. 626–640.
457. *Sugiura M.* Identification of the polar cap boundary and the auroral belt in the high-altitude magnetosphere: A model for field-aligned currents. — *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 2057–2068.
458. *Sugiura M., Potemra T.A.* Net field aligned currents observed by TRIEAD. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 2155–2164.
459. *Sweet P.A.* The neutral point theory of solar flares. — In: *Proc. of the IAU Symp. on electromagnetic phenomena in cosmic plasma*. N.Y., 1958, p. 123–131.
460. *Swift D.W.* A mechanism for energizing electrons in the magnetosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1965, vol. 70, p. 3061–3073.
461. *Swift D.W.* An equipotential model for auroral arcs. 2. Numerical solutions. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 3935–3943.
462. *Swift D.W.* On the formation of auroral arcs and acceleration of auroral electron. — *Ibid.*, 1975, vol. 80, p. 2096–2108.
463. *Swift D.W.* Acceleration mechanisms for auroral electrons. — *J. Geomagn. and Geoelec.*, 1978, vol. 30, p. 449–459.
464. *Swift D.W.* Mechanisms for the discrete aurora-ravine. — *Space Sci. Revs*, 1978, vol. 22, p. 35–75.
465. *Swift D.W.* Mechanism for auroral precipitation: A review. — *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1981, vol. 19, p. 185–212.
466. *Swift D.W., Stenback-Nielsen H.C., Hallinan T.Y.* An equipotential model for auroral arcs. — *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 3931–3934.
467. *Temerin M., Boehm M.H., Mozer F.S.* Paired electrostatic shocks. — *Geophys. Res. Lett.*, 1981, vol. 8, p. 799–802.
468. *Temerin M., Cattell C., Lysak R.* et al. The small-scale structure of electrostatic shocks. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 11278–11298.
469. *Temerin M., Cerny K., Lotko W., Mozer F.S.* Observation of double-layers and solitary waves in the auroral plasma. — *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 48, p. 1175–1179.
470. *Temerin M., Woldorff M., Mozer F.S.* Nonlinear steepening of the electrostatic ion-cyclotron waves. — *Ibid.*, 1979, vol. 43, p. 1941–1943.
471. *Theile B., Wilhelm K.* Field-aligned currents above an auroral arc. — *Planet. and Space Sci.*, 1980, vol. 28, p. 351–355.
472. *Tonaka T., Sato T.* Simulations of lower hybrid drift instability and anomalous resistivity in the magnetic neutral sheet. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 5541–5552.
473. *Torbert R.B., Carlson C.W.* Impulsive ion injection into the polar cusp. — In: *Magnetospheric particles and fields*. Dordrecht (Holland): Reidel Publ. Co, 1976, p. 47–53.
474. *Torbert R.B., Moser F.S.* Electrostatic shocks as the source of discrete auroral arcs. — *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, p. 135–138.
475. *Torven S.* Current limitation and electrical gas clear up in a low pressure discharge. — *Arch. phys.*, 1968, vol. 35, p. 513–521.
476. *Torven S.* Double layers — theory and experiment: Prepr. TRITA-EPP-80-04. Stockholm, 1981. 17 p.
477. *Torven S., Andersson D.* Observation of electric double layers in a magnetized plasma column: Prepr. TRITA-EPB-78-12. Stockholm, 1979, p. 717–722.
478. *Torven S.* Formation of double layers in laboratory plasmas: Prepr. TRITA-EPB-78-13. Stockholm, 1978. 30 p.
479. *Torven S., Babic M.* Current chopping space charge layers in a low pressure arc plasma. — In: *Proc. 12th Intern. Conf. of phenomena in ionized gases*. Eindhoven: North-Holland Publ. Co, 1975, pt. 1, p. 124–125.
480. *Tsunoda R.T., Presnell I., Potemra T.A.* The spatial relationship between the evening radar aurora and field-aligned currents. — *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 3791–3802.
481. *Tsyrovich V.N.* The spectra and correlation function for ion sound turbulence. — *Plasma Phys.*, 1971, vol. 13, p. 741–756.
482. *Ungstrup E., Obayashi H., Iverson I.B., Bahnsen A.* Parallel and perpendicular electric field in a proton aurora. — *EOS Trans. Amer. Geophys. Union*, 1972, vol. 53, p. 729.
483. *Unwin R.S.* The evening diffuse radio aurora, field-aligned currents and particle precipitation. — *Planet. and Space Sci.*, 1980, vol. 28, p. 847–858.
484. *Vasyliunas V.M.* Theoretical models of magnetic field line merging. — *Revs Geophys. and Space Phys.*, 1975, vol. 13, p. 303–336.
485. *Volosevich A.V., Livshits M.A., Liperovsky V.A., Skuridin G.A.* About the stationary turbulence regions and anomalous resistance in the magnetosphere plasma. — *J. Physique Colloque C7*, 1979, vol. 40, Suppl., p. 625–626.
486. *Wescott E.M., Stenback-Nielsen H.C., Davis T.N.* et al. The L-6.6 Oosik barium plasma injection experiment and magnetic storm of March 7, 1972. — *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 951–967.
487. *Wescott E.M., Stenback-Nielsen H.C., Hallinan T.J.* et al. The Skylab injection experiments. II. Evidence for a double layer. — *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 4495–4502.
488. *Willis D.M.* The influx of charged particles at the magnetic cusps on the boundary of the magnetosphere. — *Planet. and Space Sci.*, 1969, vol. 17, p. 339–348.
489. *Yau A.W., Whalen B.A., Crentzberg F.* Rocket-borne observation of ion convection and electric fields in dayside and nightside visual auroral arcs. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, p. 6899–6907.

490. *Yeger D.M., Frank L.A.* Low-energy electron intensities at large distances over the Earth's polar cap. – *Ibid.*, 1976, vol. 81, p. 3966–3976.
491. *Yeh H., Hill T.W.* Mechanism of parallel electric fields inferred from observation. – *Ibid.*, 1981, vol. 86, p. 6706–6712.
492. *Yeh T., Axford W.I.* On the re-connection of magnetic field lines in conducting fluids. – *J. Plasma Phys.*, 1970, vol. 4, p. 207–229.
493. *Yeh T., Dryer M.* On the reconnection of magnetic field lines in compressible conducting fluids. – *Astrophys. J.*, 1973, vol. 82, p. 301–315.
494. *Zmuda A.J., Armstrong J.C.* The diurnal variation of the region with vector magnetic fields changes associated with field-aligned currents. – *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, p. 2501–2502.
495. *Zmuda A.J., Armstrong J.G.* The diurnal flow pattern of field-aligned currents. – *Ibid.*, p. 4611–4619.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Аномальное сопротивление в плазме без магнитного поля	9
1.1. Классическое сопротивление в плазме и эффект "убегания"	9
1.2. Бунемановская неустойчивость и аномальное сопротивление	11
1.3. Линейная теория ионно-звуковой неустойчивости, квазилинейные эффекты	20
1.4. Нелинейные механизмы насыщения ионно-звуковой неустойчивости и аномальное сопротивление	30
1.5. Турбулентный нагрев, зависимость плотности тока от времени и учет граничных эффектов	39
1.6. Аномальное сопротивление при внешней турбуликации	46
Глава 2. Аномальное сопротивление в магнитоактивной плазме	52
2.1. Влияние магнитного поля на аномальное сопротивление и эффект ускорения электронов в турбулентной плазме	52
2.2. Электростатическая ионно-циклотронная турбулентность в задаче об аномальном сопротивлении	55
Глава 3. Двойные потенциальные слои (прямые и наклонные)	69
3.1. Общие характеристики электростатических разрывов и двойных слоев	69
3.2. Условия возникновения и существования двойных потенциальных слоев ионно-звукового типа	73
3.3. Модель наклонного двойного потенциального слоя	80
Глава 4. Некоторые вопросы физики магнитосферы, связанные с проблемой аномального сопротивления и двойных слоев	87
4.1. Развитие представлений об электростатической турбулентности и аномальном сопротивлении в магнитосферных продольных токах	87
4.2. Строение магнитосферы и области вероятного существования аномального сопротивления и двойных слоев	93
4.3. Экспериментальные данные об аномальном сопротивлении и двойных слоях в магнитосферной плазме	101
4.4. Изучение турбулентности в продольных токах по наземным магнитовариационным и радиолокационным данным	117
4.5. Теория пересоединения силовых линий магнитного поля и генерация электрических полей в магнитосфере	129
4.6. Аномальная диффузия, теплопроводность и педерсеновская проводимость в космической плазме	150
4.7. Километровое излучение Земли как проявление плазменной турбулентности в магнитосфере	159
Заключение	164
Abstract	165
Литература	166

## CONTENTS

<b>Introduction</b> .....	5
<b>Chapter 1. Anomalous resistivity in plasma without magnetic field</b> .....	9
1.1. Classical resistivity in plasma and runaway effect .....	9
1.2. Buneman instability and anomalous resistivity .....	11
1.3. Linear theory of ion-acoustic instability and quasilinear effects .....	20
1.4. Non-linear saturation mechanisms for ion-acoustic instability and anomalous resistivity . . .	30
1.5. Turbulent heating, dependence of current density on time and effects of boundaries .....	39
1.6. Anomalous resistivity by the outer turbulisation .....	46
<b>Chapter 2. Anomalous resistivity in magnetofactive plasma</b> .....	52
2.1. Effect of magnetic field on anomalous resistivity and acceleration of electrons in turbulent plasma .....	52
2.2. Electrostatic ion-cyclotron turbulence in the problem of anomalous resistivity .....	55
<b>Chapter 3. Double potential layers (linear and tilted)</b> .....	69
3.1. General characteristics of electrostatic shocks and double layers .....	69
3.2. Conditions for appearance and existence of double potential layers of the ion-acoustic type .	73
3.3. Model of tilted double potential layer .....	80
<b>Chapter 4. Certain problems of magnetospheric physics related to anomalous resistivity and double layers</b> .....	87
4.1. Development of concepts about electrostatic turbulence and anomalous resistivity in magnetospheric field-aligned currents .....	87
4.2. Structure of magnetosphere and regions of possible existence of anomalous resistivity and double layers .....	93
4.3. Experimental data on anomalous resistance and double layers in magnetospheric plasma . . .	101
4.4. Study of turbulence in the field-aligned currents according to ground magnetovariation and radar data .....	117
4.5. Theory of re-connections of magnetic force lines and generation of electric fields in the magnetosphere .....	129
4.6. Anomalous diffusion, thermoconductivity and Pedersen's conductivity in the space plasma .	150
4.7. Kilometric radiation of the Earth as evidence of plasma turbulence in the magnetosphere . .	159
<b>Conclusions</b> .....	164
<b>Abstract</b> .....	165
<b>References</b> .....	166

**Виктор Андреевич Липеровский,  
Михаил Иванович Пудовкин**  
**АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ  
И ДВОЙНЫЕ СЛОИ В  
МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ**

*Утверждено к печати  
Межведомственным геофизическим комитетом  
при Президиуме Академии наук СССР*

Редактор *Г.В. Скаткина*  
Редактор издательства *Л.Е. Кочарьянц*  
Технический редактор *М.К. Серегина*  
Корректор *Л.А. Агеева*

ИБ № 27052

Подписано к печати 01.02.83. Т — 02720  
Формат 70x108 1/16. Бумага офсетная № 1  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 16,1  
Усл.кр.-отт. 16,4. Уч.-издл. 18,0  
Тираж 1000 экз. Тип.зак 104 . Цена 2 р. 80 к.

Издательство "Наука", 117864 ГСП-7,  
Москва, В-485, Профсоюзная ул., д. 90  
Ордена Трудового Красного Знамени  
1-я типография издательства "Наука",  
199034, Ленинград, В-34, 9-я линия, 12