

Е.В. Мишин

Ю.Я. Ружин

В.А. Телегин

*Взаимодействие
электронных
потоков
с ионосферной
плазмой*

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1989

Е.В.Мишин, Ю.Я.Ружин, В.А.Телегин

*Взаимодействие
электронных потоков
с ионосферной
плазмой*

Рецензенты: д-р техн. наук, профессор С. И. Авдюшин,
 д-р физ.-мат. наук, профессор А. Д. Данилов
 (Институт прикладной геофизики имени академика Федорова Е. К.), д-р физ.-мат. наук В. Ю. Трахтенгерц
 (Институт прикладной физики АН СССР)

Научный редактор: академик Р. З. Сагдеев

Монография посвящена проблеме взаимодействия потоков энергичных электронов с нижним слабоионизованным слоем плазменной оболочки Земли — ионосферой. С помощью численных и аналитических методов исследована столкновительная деградация электронов в нейтральной атмосфере в присутствии электрических полей. Представлено современное состояние проблемы бесстолкновительного (коллективного) взаимодействия электронного пучка со слабоионизованной плазмой, связанного с развитием плазменной турбулентности. Построена теория зажигания пучково-плазменного разряда при вторжении интенсивных пучков электронов в слабоионизованную плазму. Проведен анализ данных экспериментов в космосе с искусственной инжекцией электронных пучков, а также наблюдений в плазме полярных сияний авроральной ионосферы.

Показано глубокое сходство явлений в полярных сияниях и пучково-плазменном разряде. Разработана теория «плазменно-турбулентного» слоя, инициируемого вторжением потоков энергичных электронов в E-область ионосферы.

Книга рассчитана на специалистов в области геофизики, физики неравновесной и разрядной плазмы, плазмохимии

The Monograph by E. V. Mishin, Yu. Ya. Ruzhin, V. A. Telegin "Interaction of electron fluxes with the ionospheric plasma" is devoted to the problem of interaction of energetic electron fluxes with the lower weakly ionized layer of the Earth's plasma envelope e. g. the ionosphere. Collisional degradation of electrons in the neutral atmosphere with electric fields is considered by means of numerical and analytical methods. The current state of the problem of collisionless (collective) electron beams — weakly ionized plasma interaction due to plasma turbulence excitation is presented. The theory of beam-plasma discharge following intrusion of powerful electron beams into weakly ionized plasma is developed. The data of active experiments in space with artificial electron beams injection, as well as of the observations in the plasma of polar auroras, are analyzed in details. The deep analogy between auroral phenomena and beam-plasma discharge is shown. The theory of plasma-turbulent layer, which is initiated by intrusion of energetic electrons in the E layer of the ionosphere, is developed.

The book is intended for the specialists interested in the problems of geophysics, physics of as nonequilibrium as discharge plasma and plasmachemistry.

Монография

Евгений Виленович Мишин, Юрий Яковлевич Ружин
 Виктор Алексеевич Телегин

Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой

Редактор Н. Л. Гашина. Художник И. С. Архипов. Технический редактор Н. А. Морозова.
 Корректор Т. В. Алексеева

ИБ № 1844

Сдано в набор 07.09.88. Подписано в печать 30.01.89. М-17516 Формат 60×90¹/₁₆. Бумага офсетная № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 16,5. Кр.-отт. 16,5
 Уч.-изд. л. 18,73 Тираж 1050. Индекс МОЛ-38 Заказ 542 Цена 3 р. 30 к.

Гидрометеониздат 199226, Ленинград, Беринга, 38

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6

М 1805040400-030
 069(02)-89 8-89

© Гидрометеониздат, 1989

ISBN 5-286-00154-8

ПРЕДИСЛОВИЕ

К настоящему времени достигнут заметный прогресс в решении проблемы взаимодействия пучка энергичных электронов с плазмой — одной из фундаментальных проблем для физики плазмы и астрофизики. Немаловажную роль в этом сыграли активные эксперименты с инъекцией электронных пучков в ионосфере Земли. Результаты этих экспериментов оказались существенными и для понимания такого загадочного явления, как полярные сияния.

Полярные сияния являются своеобразной «визитной карточкой» процессов, протекающих в высокоширотной ионосфере во время возмущений магнитосферы Земли. Эти процессы во многом определяют и состояние ионосферы на всех широтах. Необходимость контроля и прогноза состояния ионосферы, по-видимому, в обособлении не нуждается. Для повышения их эффективности необходимо, очевидно, понимание физики процессов и количественное их описание, т. е. построение физической (динамической) модели полярной ионосферы. Одним из ключевых элементов такой модели является процесс взаимодействия потоков энергичных электронов с ионосферой.

За последнее десятилетие в результате как активных экспериментов, так и наблюдений в возмущенной полярной ионосфере получены качественно новые данные о процессе пучково-плазменного взаимодействия в слабоионизованной ионосферной плазме. Необходимость объяснения новых результатов привела к развитию нелинейной теории, основанной на коллективных (бесстолкновительных) эффектах.

Настоящая монография является, по существу, первой попыткой теоретического анализа и обобщения данных, полученных в активных экспериментах с электронными пучками и в зоне полярных сияний. В рамках построенной теории находит объяснение большинство накопленных данных. В итоге, как мы надеемся, удалось продемонстрировать глубокое сходство явлений в полярных сияниях и пучково-плазменном разряде. Тем самым разработаны предпосылки для создания теоретической модели возмущенной полярной ионосферы.

Нельзя сказать, что теория пучково-плазменного взаимодействия является полностью разработанной. Поэтому единственное, к чему мы стремились, — это отразить современное состояние проблемы, а также дать читателю основу для понимания процессов, протекающих в ионосфере при вторжении электронных потоков. Несмотря на то что основной акцент в монографии сделан на специфике плазменных (коллективных) явлений в ионосфере, тем не менее в ней достаточно полно с учетом последних достижений физики газового разряда и молекулярных лазеров изложены традиционные для физики ионосферы представления. Мы

стремились к достаточно последовательной подаче материала, по возможности избегая громоздких выкладок и уравнений и апеллируя к эксперименту. Последние достижения теории пучково-плазменного взаимодействия (особенно в сильнотурбулентной плазме), как правило, слабо отражены в существующих учебниках и лекционных курсах. В настоящей книге сделана попытка в какой-то мере восполнить этот пробел.

Монография построена следующим образом. Первая глава является вспомогательной. В ней приведены основные параметры ионосферной плазмы, диапазон изменения электрических полей и токов, потоков энергичных и надтепловых электронов, а также некоторые характеристики свечения полярных сияний и радиосияний. Словом, здесь очерчена область рассматриваемых явлений и возможных изменений основных физических величин, включаемых в теорию.

Во второй главе на основе численного решения кинетического уравнения для электронов в нейтральном газе в присутствии электрического поля проведено моделирование энергетического баланса в ионосфере E -области. Особое внимание уделено выбору сечений взаимодействия, определение многих из которых стало возможным только в последние годы.

В третьей главе изложены результаты численного и лабораторного моделирования столкновительной деградации энергичных электронов в нейтральном газе. Проведено также сравнение с результатами наблюдений в плазме полярных сияний. Показана неадекватность одночастичного приближения эксперименту, особенно в активных формах полярных сияний.

Четвертая глава посвящена теории бесстолкновительного (коллективного) взаимодействия электронных пучков со слабоионизованной плазмой. Здесь в той или иной степени рассмотрены все режимы взаимодействия пучка нерелятивистских электронов со слабостолкновительной слабозамагниченной плазмой.

В пятой главе развита теория пучково-плазменного разряда, т. е. процесса лавинообразной ионизации нейтрального газа тепловыми электронами, нагретыми и (или) ускоренными возбуждаемой пучком плазменной турбулентностью. На ее основе построена модель пучково-плазменного разряда в околоракетной области применительно к условиям активных экспериментов с инжекцией электронных пучков в ионосфере.

В шестой главе систематизированы и обобщены результаты активных экспериментов с инжекцией электронных пучков в ионосфере. Проведено также сравнение с теоретическими моделями, показывающее хорошее соответствие модели пучково-плазменного разряда эксперименту.

В седьмой, последней, главе начато построение теории «плазменно-турбулентного» слоя, инициируемого вторжением потоков энергичных электронов в E -область ионосферы. В рамках этой теории в настоящее время удастся объяснить многие экспериментальные факты, которые довольно долго считались необъясни-

мыми («аномальными»). В то же время здесь сделаны только первые шаги на пути создания рабочей теоретической модели.

Главы 2, 3 и 7 написаны В. А. Телегиным и Е. В. Мишиным, гл. 5 и 6 — Ю. Я. Ружиным и Е. В. Мишиным, гл. 4 — Е. В. Мишиным, гл. 1 — авторами совместно.

Авторы пользуются возможностью выразить глубокую благодарность академику Р. З. Сагдееву за неизменное внимание и поддержку. Практически все основные теоретические результаты и многие вопросы интерпретации эксперимента обсуждались с А. А. Галеевым и В. Д. Шапиро. Некоторые результаты получены совместно с А. С. Волокитиным (гл. 4, 5) и И. В. Кочетовым (гл. 2, 7).

Авторы выражают им свою искреннюю признательность, а также благодарность А. А. Корочкиной за помощь в подготовке рукописи.

Эксперименты «Зарница-1», «Зарница-2» и АРАКС проводились в рамках программы «Интеркосмос».

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ

ВВЕДЕНИЕ

Характерным для возмущенной полярной ионосферы является наличие интенсивных электрических полей и токов. Токи, текущие поперек силовых линий геомагнитного поля, сосредоточены в узкой области высот $100 < h \text{ км} < 130$. Существование продольных токов, осуществляющих электродинамическую связь ионосферы и магнитосферы, в настоящее время также надежно установлено и не вызывает сомнений. В возмущенные периоды появляются мелкокомасштабные «волокна», плотность тока в которых на 1—2 порядка превышает невозмущенный уровень. При этом заметная часть тока переносится энергичными ($\epsilon_0 \gtrsim \text{кэВ}$) электронами, высыпавшимися в ионосферу. Вторжение потоков энергичных электронов создает сильные возмущения ионосферной плазмы E -область, отражением которых являются полярные сияния. Известно, что интенсивные полярные сияния коррелируют с радиоаворой, всплесками ИК-излучения и др. Эксперименты показывают также сильные изменения состава ионосферной плазмы в районах полярных сияний.

Для теоретического исследования процессов, определяющих динамику возмущенной ионосферной плазмы, необходимо, очевидно, знать диапазон изменения параметров, характерных для того или иного круга явлений. Эта задача сама по себе нетривиальна для ионосферы высоких широт. В настоящей главе мы, не претендуя на возможно более полное описание многообразия явлений в высокоширотной ионосфере, постарались определить область параметров, необходимых для описания процесса взаимодействия потоков энергичных электронов с ионосферной плазмой E -области.

1.1. ОСНОВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Атмосферу Земли принято разделять на области, которые характеризуются градиентами температуры. На рис. 1.1 показан типичный профиль температуры на высотах больше 50 км. Область от 60 до 100 км называется мезосферой и характеризуется уменьшением температуры с увеличением высоты. Выше мезопаузы — в термосфере — температура растет с высотой, достигая значений от 500 до 2000 К на высоте $h \approx 1000$ км. Выше термосферы расположена изотермическая область — экзосфера. Температура

экзосферы является важным параметром, используемым в эмпирических моделях нейтральной атмосферы CIRA-72, Яккия-71, ОГО-6, МСИС и т. д.

Все перечисленные модели используют гидростатическое равновесие

$$P = P_0 e^{-h/H}, \quad \rho = \rho_0 e^{-h/H} \quad (1.1)$$

для представления высотных профилей основных нейтральных компонент N_2 , O_2 , O .

Здесь P_0 и ρ_0 — соответственно давление и плотность на высоте 90 или 120 км. Выше $h \approx 110$ км (высота турбопаузы) рас-

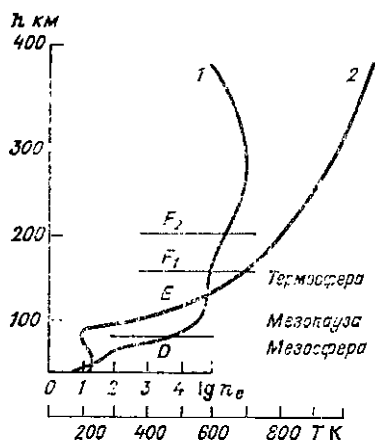


Рис. 1.1. Схема классификации областей атмосферы и ионосферы.

1 — профиль электронной концентрации, 2 — профиль температуры

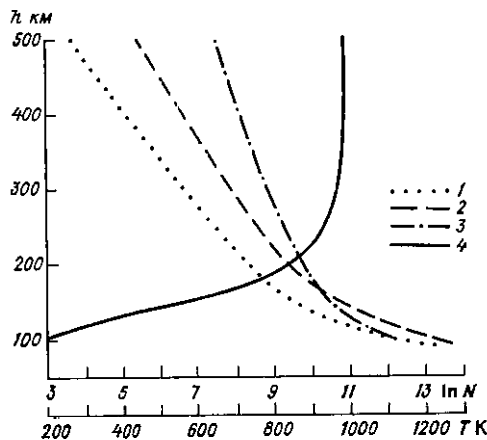


Рис. 1.2. Модель термосферы Яккия-71.

1—3 — профили концентраций O_2 , N_2 , O соответственно, 4 — профиль температуры

пределение каждой компоненты описывается формулой (1.1) со своим значением высоты однородной атмосферы

$$H_i = \frac{kT}{M_i g} = \tilde{H} \left(\frac{T}{200} \right) \left(\frac{28}{M_i} \right), \quad (1.2)$$

где T и M_i — температура и масса нейтральных частиц, \tilde{H} — высота однородной атмосферы для молекул азота при температуре $T=200$ К ($\tilde{H}=6$ км). На рис. 1.2 показаны в качестве примера высотные профили основных нейтральных компонент верхней атмосферы для экзосферной температуры $T_\infty=1000$ К [310].

Видно, что на высотах $h \leq 150$ км основной нейтральной компонентой верхней атмосферы является молекулярный азот, а на больших высотах, в соответствии с выражениями (1.1) и (1.2), — атомарный кислород как более легкая компонента.

Горизонтальные размеры неоднородности значительно больше вертикальных, что позволяет в большинстве случаев не учитывать горизонтальные градиенты. Исключение составляют «мелкомасштабные» структуры авроральной ионосферы, такие, как дуги полярных сияний и электроджеты, поперечные размеры которых не превышают 1... 10 км. В этом случае, строго говоря, необходимо учитывать влияние горизонтальных градиентов на пространственное распределение нейтральных частиц.

Вертикальное распределение основных нейтральных компонент в первую очередь определяется температурой нейтрального газа. В авроральной ионосфере температура нейтральных частиц в периоды возмущений существенно увеличивается. Это приводит к увеличению плотности более тяжелых частиц на больших высотах. Так, во время сильных возмущений плотность молекул азота увеличивается на высоте $h \approx 300$ км в 10... 100 раз [295].

При использовании эмпирических моделей нейтральной атмосферы следует понимать, что все они создавались в основном по спутниковым данным и не очень хорошо воспроизводят нейтральный состав на низких высотах. Обзор ракетных данных по нейтральному составу на высотах области E [349] указывает на большие, по сравнению с моделями, вариации плотности и относительного состава. В соответствии с [349], отношение $[N_2]/[O_2]$ в средних широтах изменяется от 3,6 в мезосфере примерно до 30 в термосфере ($h \leq 250$ км), а $[O]/[N_2]$ соответственно от 0,01 примерно до 30. Анализ немногочисленных данных о нейтральном составе в дугах полярных сияний дает основание считать, что указанный диапазон отношений $[N_2]/[O_2]$ и $[O_2]/[N_2]$ включает все возможные варианты относительного содержания N_2 , O_2 и O в области E полярной ионосферы.

1.2. ЗАРЯЖЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

1.2.1. Электроны

Характерной особенностью верхней атмосферы на высотах $h \geq 50$ км является наличие заряженных частиц (ионов и электронов). Эта область, собственно говоря, и называется ионосферой. Как видно из рис. 1.1, она характеризуется наличием явно выраженных слоев. Слои D , E , F определяются по изменению градиента профиля электронной концентрации. Их образование является результатом одновременного действия целого ряда физических процессов: фотоионизации, ионизации, диффузии, ветра и т. д. Следует отметить, что приведенный на рисунке профиль является более типичным для средних широт, где основным источником ионизации является ультрафиолетовое (УФ) излучение Солнца. Профиль фактически характеризует распределение интенсивности ионизирующего излучения по длинам волн: УФ-излучение сосредоточено в интервале длин волн $\lambda \leq 1027$ Å, кото-

рые поглощаются на высотах $h \gtrsim 150$ км. Здесь соответственно находится и максимум скорости фотоионизации. Реально наблюдаемые профили и формой, и наличием неоднородностей отличаются от приведенного на рис. 1.1. Так, например, на рис. 1.3 а приведен профиль электронной концентрации [227]. Видно, что профиль сильно изрезан. Характерный размер неоднородностей

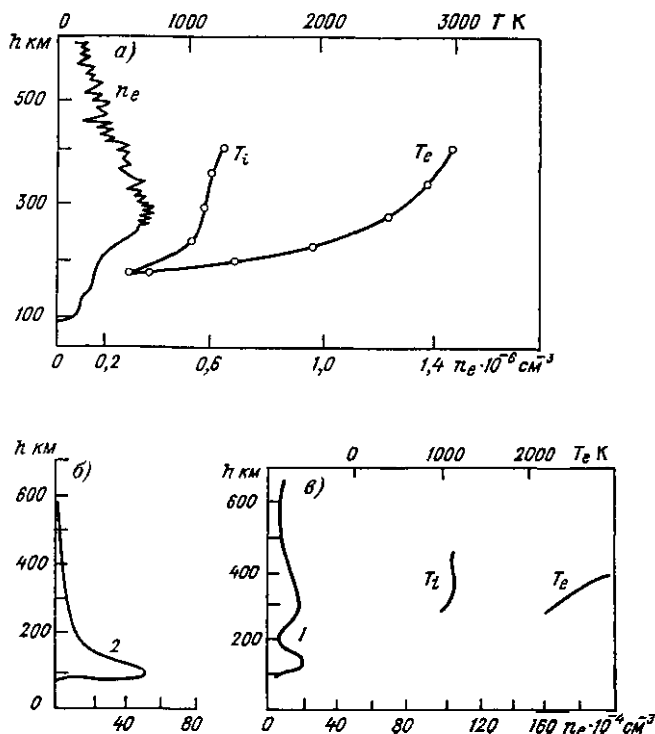


Рис. 1.3. Профили электронной (T_e) и ионной (T_i) температур и электронной плотности (n_e).

составляет примерно 10 км, а отношение $\Delta n/n \approx 0,1 \dots 0,3$. В высоких широтах наряду с УФ-излучением Солнца важную роль в ионизации играют высыпающие энергичные электроны. В зависимости от энергии, они проникают на разные высоты, и максимум скорости ионообразования может оказаться существенно ниже (вплоть до 90 км). Для примера на рис. 1.3 б приведено несколько профилей электронной концентрации [348]. Профиль 1 на высоте $h \gtrsim 200$ км определяется УФ-излучением и характеризуется наличием слоя F2. Ниже 200 км появляется дополнительный максимум, связанный с высыпанием авроральных электронов. При этом концентрация электронов в области E может быть больше, чем в области F. В неосвещенное время суток, во время интенсивных высыпаний, слой F может полностью отсутствовать (профиль 2).

Приведенные примеры позволяют судить о порядке величины плотности электронов на разных высотах. Здесь же приведены типичные профили температуры электронов и ионов, полученные с помощью установки некогерентного рассеяния. Как показывают данные ракетных наблюдений (см. например, [403, 231]), температура электронов начинает превышать температуру нейтрального газа на высотах 110—115 км. Увеличение температуры электронов и ионов обусловлено джоулевым разогревом в полярной ионосфере [243]. Значительным источником разогрева электронов являются также высыпавшиеся электроны [322].

1.2.2. Различные параметры ионосферной плазмы

В этом параграфе целесообразно ввести определения основных физических параметров плазмы, которые будут встречаться в последующих главах.

Плотность нейтральных и заряженных частиц мы будем далее выражать в см^{-3} , а температуру — в К или эВ ($1 \text{ эВ} = 11\,600 \text{ К}$).

Тепловая скорость электронов v_e ($\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$) связана с температурой электронов T_e (эВ) следующим соотношением

$$v_e = 6 \cdot 10^7 \sqrt{T_e}. \quad (1.3)$$

Другим важным параметром плазмы является степень ионизации, которая определяется как отношение концентрации электронов к суммарной концентрации электронов и нейтральных частиц:

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + N}. \quad (1.4)$$

Как видно из приведенных выше профилей концентрации электронов и нейтральных частиц, степень ионизации в ионосфере невелика. (На высотах $h < 200 \text{ км}$ $\alpha_i \leq 10^{-5}$). Это позволяет говорить об ионосферной плазме как о слабоионизованной.

При увеличении степени ионизации все большее влияние на движение заряженных частиц будет оказывать кулоновское взаимодействие. Пространственный масштаб разделения зарядов в плазме — радиус Дебая:

$$r_{D*} = \sqrt{T_e + T_i / 4\pi n_e e^2}. \quad (1.5)$$

Если $T_{e,i}$ выражается в К, то $r_{D*} = 6,9 \sqrt{T/n_e}$, а для T в эВ получаем $r_{D*} = 500 \sqrt{T/n_e}$. В ионосферной плазме радиус Дебая не превышает нескольких сантиметров.

Временной масштаб разделения зарядов в плазме определяется электронной плазменной частотой, называемой ленгмюровской.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}} = 5,65 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}. \quad (1.6)$$

Длина свободного пробега электронов (λ_e) определяется частотой соударения электрона с нейтральными частицами и ионами: $\lambda_e = v_e / \nu$.

В работе [219] была рассчитана частота соударений электронов в интервале высот 50... 500 км (рис. 1.4). Видно, что при $h \leq 150$ км частота соударений определяется нейтральными частицами, на больших высотах — заряженными. В интервале высот

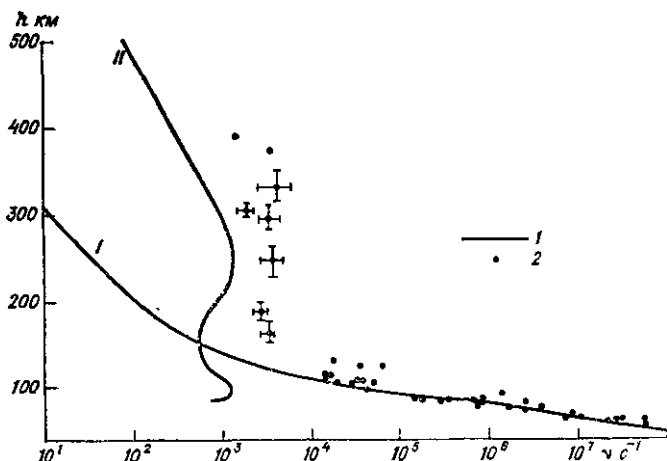


Рис. 1.4. Частота упругих столкновений электронов в ионосфере с нейтральными частицами (I) и ионами (II).

I — теоретические значения, 2 — экспериментальные значения

150... 300 км частота составляет примерно $(1... 3) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Как видно из рис. 1.4, полученная из эксперимента частота соударений $\nu_{\text{эксп}}$ превышает в 3... 5 раз теоретическую. Сам факт расхождения известен давно, однако до сих пор не найдено разумное объяснение. На высоте $h \approx 120$ км экспериментальные и теоретические результаты совпадают и составляют $3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. На меньших высотах расчет совпадает с экспериментом. Таким образом, длина свободного пробега ионосферного электрона $\lambda_e \approx 100 \text{ м}$.

Наличие магнитного поля Земли (B_0) приводит к тому, что электроны (и ионы) двигаются по ларморовским окружностям с частотой $\omega_c (\Omega_c)$, называемой гирочастотой:

$$\begin{aligned} \omega_c &= eB_0/mc \simeq 1,8 \cdot 10^7 B_0, \\ \Omega_c &= eB_0/M_c = (m/M) \omega_c. \end{aligned} \quad (1.7)$$

В ионосферной плазме ленгмюровская частота превышает гирочастоту электронов при плотности электронов $n_e \geq 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Очевидно, что ионосферная плазма является квазинейтральной: $n_e = \sum n_i$. Концентрацию плазмы во многом определяет ионный состав.

1.2.3. Ионный состав

Схема ионно-молекулярных реакций для описания ионосферной плазмы на высотах областей E и F достаточно проста. В результате ионизации энергичными электронами нейтральных частиц N_2 , O_2 , O образуются ионы N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ .

Первоначально образующиеся ионы вступают в ионно-молекулярные реакции (см., например, [77, 143, 395]), причем в каждой реакции образуется ион с меньшим порогом ионизации по сравнению с ионом, вступившим в реакцию. В результате в E -области в основном присутствуют ионы NO^+ и O_2^+ , имеющие самые низкие пороги ионизации — около 10 и 12 эВ соответственно. Как видно из табл. 1.1, где приведены преобладающие в E -области ионно-

Таблица 1.1

Химическая реакция	Константа, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Химическая реакция	Константа, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$7,2 \cdot 10^{-10}$	$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N_2$	$1,2 \cdot 10^{-12}$
$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$2 \cdot 10^{-11}$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$\leq 1,0 \cdot 10^{-15}$	$O^+ + NO \rightarrow NO^+ + O$	$\leq 1,3 \cdot 10^{-12}$
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$N^+ + NO \rightarrow NO^+ + N$	$8 \cdot 10^{-10}$
$N_2^+ + O \rightarrow O^+ + N_2$	$\leq 1,0 \cdot 10^{-11}$	$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N$	$3,5 \cdot 10^{-10}$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$6 \cdot 10^{-11}$	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$3,5 \cdot 10^{-10}$
$N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$	$3,3 \cdot 10^{-10}$		

молекулярные реакции, при увеличении концентрации окиси азота будет доминировать NO^+ . Диссоциативная рекомбинация замыкает эту схему, определяя равновесные концентрации электронов и молекулярных ионов. В табл. 1.2 приведены константы рекомбинации для ионов NO^+ , O_2^+ и N_2^+ , полученные как на основе анализа ионосферных данных, так и в лабораторных экспериментах. Видно, что при низких значениях $T_e \approx 500$ К константы рекомбинации для NO^+ и O_2^+ различаются незначительно (фактор 1, 5).

1.2.4. Малые нейтральные компоненты

Помимо основных компонент N_2 , O и O_2 в ионосфере наблюдаются атомарный азот и окись азота. Фотохимическая схема образования N и NO [300, 304, 357, 389, 394, 396] заключается в следующем: первоначально в результате ионизации и диссоциации

Таблица 1.2

Константы рекомбинации, см ³ ·с ⁻¹	Источник
$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	
$4,1 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,69}$	[402]
$4,6 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$	[235]
$(4,3 \pm 1) \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{- (0,83 \pm 0,16)_{0,08}}$	[400]
$300 < T_e < 3000 \text{ K}$	
$1,4 \cdot 10^{-4} T_e^{-1}$	[21]
$7 \cdot 10^{-6} T_e^{-0,5}$	[300]
$6,1 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{1,5}$	[227]
$4,3 \pm 0,3 \cdot 10^{-7} (T_e/300)^{(-0,37 \pm 0,03)}$	[304]
$380 < T_e < 5470 \text{ K}$	
$4,3 \cdot 10^{-7} (T_e/300)^{-0,83}$	[357]
$700 < T_e < 1200 \text{ K}$	
$5^{(+1,6)_{(-1,0)}} \cdot 10^{-7} (T_e/300)^{-1}$	[396]
$1000 < T_e < 2500 \text{ K}$	
$4,2 \cdot 10^{-7} (T_e/300)^{- (0,85 \pm 0,15)_{0,25}}$	
$700 < T_e < 1000 \text{ K}$	
$2,3 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,7}$	[389]
$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$	
$2,3 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$	[235]
$3,8 \cdot 10^{-6} T_e^{-0,5}$	[21]
$1,1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,7}$	[300]
$2,2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5}$	[227]
$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}$	
$2,2 \cdot 10^{-6} T_e^{-0,3} \cdot T^{-0,02}$	[21]
$8,4 \cdot 10^{-7} \cdot T_e^{-0,2}$	[300]

молекул N_2 и рекомбинации ионов NO^+ и N_2^+ образуются атомы N в основном и возбужденном состоянии; затем в результате окисления атомов азота молекулами кислорода образуется NO. Лимитирует увеличение [N] и [NO] быстрая реакция их взаимной гибели (табл. 1.3). Эта схема почти 10 лет назад уже считалась классической (см. [77]). Существенному изменению подвергались,

Таблица 1.3

№ п/п	Химическая реакция	Константа скорости, см ³ ·с ⁻¹	Источник
1	$N + O_2 \rightarrow NO + O$	$1,1 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{T}{\exp(3150/T)}$	[350]
2	$N + NO \rightarrow N_2 + O$	$2,7 \cdot 10^{-11}$	[350]
3	$N(^2D) + NO \rightarrow N_2 + O$	$6,1 \cdot 10^{-11}$	[350]
4	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$	$6 \cdot 10^{-12}$	[143]
5	$N(^2D) + O \rightarrow N + O$	$6 \cdot 10^{-13}$	[143]

пожалуй, только значения вероятности образования атомов $N(^2D)$ в ионно-молекулярных реакциях и при диссоциативной рекомбинации.

Типичной для средних широт концентрацией окиси азота является $[NO] \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$.

1.3. «АНОМАЛИИ» СОСТАВА ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЫ

На протяжении всего периода времени исследования ионосферы в литературе появлялись сообщения о наблюдениях необычно высоких концентраций окиси азота и атомарного азота и интенсивного инфракрасного излучения ($\lambda \approx 4\text{—}6 \text{ мкм}$). При этом «аномалии» наблюдались в основном в возмущенной полярной ионосфере, а именно, в активных формах полярных сияний (см., например, [370]). В первую очередь необходимо рассмотреть ракетный эксперимент [405], где измерено высокое содержание NO в дуге полярного сияния. В свое время он вызвал горячую дискуссию о проблеме окиси азота в верхних слоях атмосферы.

Как следует из результатов эксперимента [405], на высоте $h = 120 \text{ км}$ наблюдались следующие концентрации нейтральных компонентов $[N_2] = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; $[O_2] = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $[NO] = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $[O] = 6,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Суммарная концентрация составляла $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В то же время известно (см., например, [77]), что никакие изменения классической фотохимической схемы процессов с участием N и NO не могут дать значения концентрации окиси азота, превышающее $0,1 [O_2] \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Исходя из приведенных в табл. 1.3 реакций, можно грубо определить скорость образования окиси азота с концентрацией, наблюдаемой в эксперименте [405], как $q_{\text{ion}} \approx q_* = k_4 [N][NO]$, $q_* \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ при условии, что концентрация $[N] \approx 10^{-2} [NO]$.

Исследуемая дуга характеризовалась большими потоками первичных электронов с энергией в диапазоне $10\text{—}25 \text{ кэВ}$ и большой плотностью ионосферных электронов $n_e = 10^6 \text{ см}^{-3}$. В работе [405]

приведен также высотный профиль интенсивности I отрицательной полосы N_2^+ на длине волны $\lambda = 3914 \text{ \AA}$, который характеризует профиль ионизации энергичными электронами. Согласно оценкам [405], максимум ионизации располагается на высоте $h = 102 \text{ км}$ и составляет $q_{\max} = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. На высоте $h = 120 \text{ км}$ скорость ионизации приблизительно на порядок меньше и составляет $q_{\text{ion}} = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, что на три порядка меньше q_{**} .

Полученное в рамках классической схемы противоречие между минимально необходимой скоростью образования NO и максимально возможной скоростью ионизации привело авторов работы [306] к выводу, что концентрация NO в ионосфере не может превышать величины $0,1 \cdot [O_2]$ ни при каких условиях.

С другой стороны, как показано в работе [193], необычный ионный состав в эксперименте [405] может быть объяснен только при значении концентрации $[NO] \approx [O_2] \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В эксперименте [405] преобладали ионы NO^+ , максимальная концентрация которых достигла значения $n_e \approx 9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высоте $h = 95 \text{ км}$. Необычно высокая концентрация $[O^+] \approx 1,8 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ была зафиксирована на высоте $h \approx 120 \text{ км}$. Крайне низкими были концентрации N_2^+ и O_2^+ (меньше $2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$). Аналогичные результаты по ионному составу были получены во время запуска ракеты в дугу I класса [267]. Здесь также наблюдалось преобладание иона NO^+ , резкое уменьшение $[O_2^+]$ и необычное увеличение $[O^+]$. Как видно из табл. 1.1, концентрации NO, сравнимые с $[O_2]$, должны вызывать значительное изменение ионного состава. Выделив из табл. 1.1 (с учетом нейтрального состава [405], т. е. $[NO] \geq [O_2]$) основные реакции образования и гибели для каждого иона, получим следующие соотношения:

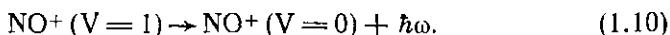
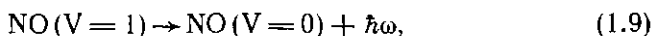
$$\begin{aligned} \frac{[O^+]}{[O_2^+]} &= \frac{q_{O^+} \cdot 7 \cdot 10^{-10}}{q_{O_2^+} \cdot 3 \cdot 10^{-10}} \frac{[NO]}{[O_2]} \approx 10 \frac{[NO]}{[O_2]}, \\ \frac{[NO^+]}{[O_2^+]} &= \frac{q_{\text{ion}} \cdot 7 \cdot 10^{-10}}{q_{O_2} \cdot 2 \cdot 10^{-7}} \frac{[NO]}{n_e} \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \frac{[NO]}{n_e}, \\ \frac{[NO^+]}{[N_2^+]} &= \frac{q_{\text{ion}}}{q_{N_2^+} \cdot \alpha_{\text{чес}}} \frac{[NO]}{n_e} \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{[NO]}{n_e}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

Здесь q_{O^+} , $q_{O_2^+}$, $q_{N_2^+}$ соответственно скорости образования ионов, O^+ , O_2^+ , и N_2^+ в результате ионизации и ионно-молекулярных реакций для выбранного нейтрального состава (с учетом реакций из табл. 1.1 и коэффициентов ионизации [402]).

Отсюда видно, что при $[NO] \approx [O_2] \approx 3 \cdot 10^{10}$ и $n_e \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ отношение $[O^+]/[O_2^+] \approx 10$, а $[NO^+]/[O_2^+] \approx 10^3$. Отношение $[NO^+]/[N_2^+]$ в три раза меньше, чем полученное в эксперименте [405]. Здесь трудно было ожидать лучшего согласия, учитывая неопределенность по таким важным параметрам, как

n_e , NO^+ , T_e , O_2^+ , N_2^+ . Это, собственно, и оправдывает такой упрощенный подход при анализе ионного состава. В результате можно сделать вывод: для создания в ионосферной плазме наблюдаемого ионного состава [405] необходимо, чтобы на высоте $h=120$ км концентрация окиси азота составляла приблизительно $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, можно заключить, что особенности ионного состава подтверждают данные по нейтральному составу. Кроме того, о высоком содержании NO свидетельствуют данные измерений инфракрасного излучения. Обнаружено [144], что большая часть излучения на высотах $h > 90$ км приходится на диапазон длин волн 4...6 мкм. Известно [71], что наибольший вклад в этом диапазоне излучения дают колебательно-возбужденные молекулы и ионы окиси азота:



Интенсивность ИК-излучения резко возрастает во время геомагнитных возмущений и бурь. Так, если для спокойных условий потока излучения не превышают $10 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ [199], то во время сильных геомагнитных бурь они увеличиваются до 10^2 — $10^3 \text{ эрг} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [144]. Согласно современным представлениям об ионосферно-магнитосферном взаимодействии, максимальный поток энергии, подводимой во время сильных возмущений в E -область высоких широт, не превышает $10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [183]. Таким образом, наличие потоков ИК-излучения того же порядка величины требует очень высокой (до 100 %) эффективности трансформации выделяющейся в ионосфере энергии в инфракрасное излучение.

В высотном профиле ИК-излучения также можно выделить слоистую структуру [70], при этом максимум излучения не соответствует максимуму ионообразования [372]. Действительно, как отметили авторы работы [372], наблюдаемый в дуге II класса профиль указывает на увеличение интенсивности ИК-излучения на уровне $h=120$ км, в то время как максимум ионизации находится на высоте около 100 км. Это согласуется с результатами эксперимента [405].

Таким образом, в возмущенной полярной ионосфере необходимо искать новые эффективные механизмы окисления азота.

1.4. ВТОРИЧНЫЕ (НАДТЕПЛОВЫЕ) ЭЛЕКТРОНЫ

Спектр электронов в интервале энергий $\varepsilon \leq 500$ эВ отражает характер деградации энергии высыпавшихся электронов и является важной характеристикой полярных сияний. Можно сразу отметить одну характерную особенность спектров вторичных электронов в дугах полярных сияний [220, 246, 266, 278, 279, 296, 351, 366, 371, 398] — они являются более пологими, чем это можно ожидать в предположении о столкновительном характере диссипации энергии (см. гл. 3).

На рис. 1.5 [246] приведен спектр вторичных электронов, зарегистрированный во время вторжения электронов с энергией $\epsilon_0 \approx 6 \dots 10$ кэВ. Видно, что поток надтепловых электронов в ин-

Рис. 15. Наблюдаемый (1) и рассчитанный (2) спектры электронов. (Спектр первичных электронов (3) аппроксимируется максвелловским распределением с плотностью $n_b = 0,635 \text{ см}^{-3}$, температурой $\Delta = 2,94$ кэВ, средней энергией $E_b = 10,2$ кэВ.

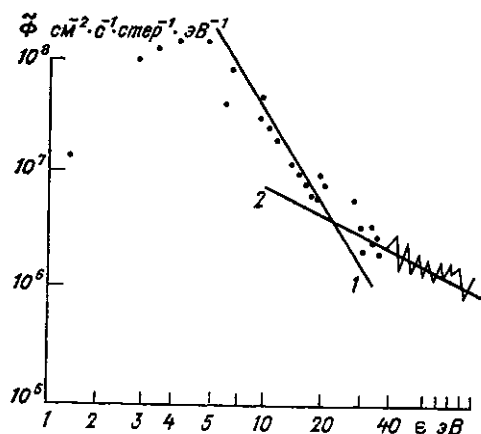
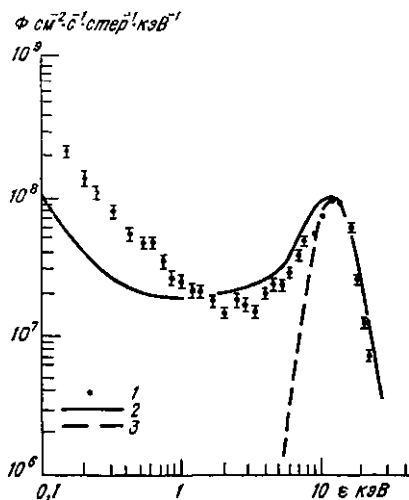


Рис. 16 Спектр электронов в дуге II класса.
1) $\Phi \propto \epsilon^{-3,2}$, 2) $\epsilon^{-0,9}$.

тервале $10^2 \dots 10^3$ эВ спадает пропорционально ϵ^{-1} . Этот закон сохраняется в широком интервале высот (см. [220]). На рис. 1.6 приведен спектр электронов в стабильной диффузной дуге II класса [278]. Видно, что в интервале энергий $6 \dots 20$ эВ спектр электронов хорошо аппроксимируется законом $\tilde{\Phi}(\epsilon) \sim \epsilon^{-3,2}$, а при $\epsilon > 25$ эВ законом $\tilde{\Phi} \sim \epsilon^{-0,9}$.

На основании анализа данных [220, 246, 266, 278, 279, 296, 351, 366, 371, 398] можно сделать следующий вывод: спектр $\tilde{\Phi}(\epsilon)$ спа-

дает пропорционально $\epsilon^{-(1\pm 0,2)}$ в интервале энергий $\epsilon_* \leq \epsilon \leq \epsilon_{**}$, где ϵ_{**} может достигать значений 0,5... 1 кэВ. Нижняя граница зависит от интенсивности пучка авроральных электронов и в дугах II класса составляет порядка 15... 20 эВ. С уменьшением потока первичных электронов ϵ_* смещается в сторону больших значений, а спектр приближается к деградиационному (см. гл. 3).

1.5. ЭНЕРГИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ДУГАХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Согласно спутниковым данным [218, 281], из-за небольшого горизонтального размера полярного сияния потока авроральных

$$\tilde{\Phi} \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$$

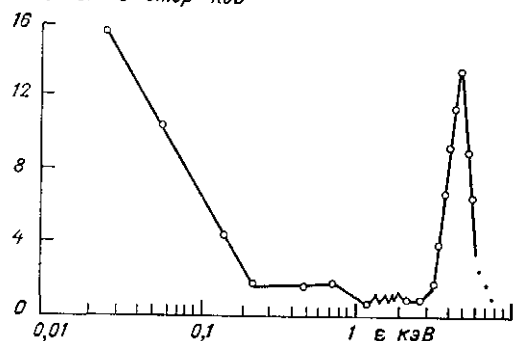


Рис. 1.7. Спектр электронов с малыми питч-углами.

электронов наблюдаются в виде резкого кратковременного увеличения интенсивности. При этом средняя энергия меняется внутри события, достигая наибольшего значения в центре и спадая к краям. За это они получили название события типа «перевернутого V». Характерным для спектров авроральных электронов в структурах типа перевернутого V является наличие участка с по-

ложительной производной $\partial \tilde{\Phi} / \partial \epsilon > 0$, который довольно часто переходит в явно выраженное пучковое распределение. На рис. 1.7 приведен пример спектра квазимоноэнергичных электронов с малым питч-углом ($\theta < 10^\circ$), зарегистрированного в момент пересечения ракетой дуги полярного сияния [221]. Пучки электронов с малыми питч-углами ($\theta \leq 10^\circ$) наблюдаются довольно часто и обладают высокой интенсивностью; например, плотность тока, переносимого электронами с $\epsilon_0 \geq 0,55$ кэВ, составляла $j_{\parallel}^{(b)} \approx \approx 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ [220].

По спутниковым и ракетным данным трудно судить о времени существования пучков авроральных электронов, так как обычно нельзя разделить временные и пространственные вариации. Данные [366], полученные на ракете с двумя разделяющимися голов-

ными частями, показали, что это время изменяется от 0,1 до нескольких десятков секунд. По-видимому, максимальное время совпадает со временем существования стабильных дуг, связанных с умеренными пучками ($\Phi_0 \leq 10 \text{ Эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), и составляет несколько десятков минут.

1.6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И ТОКИ

Целью настоящего параграфа является выявление на основе анализа экспериментальных данных возможного диапазона изменения электрических полей и токов в возмущенной полярной ионосфере.

Измерения продольных электрических токов ($j_{\parallel} \parallel \mathbf{B}_0$) в высокоширотной ионосфере с помощью космических аппаратов проводятся около десяти лет, начиная с пионерских работ [379, 406]. За это время накоплен большой объем данных о распределении крупномасштабных продольных токов ($\Delta L \gtrsim 300 \text{ км}$) в полярной ионосфере, как в спокойных, так и в возмущенных условиях. Известно, что с увеличением магнитной активности их интенсивность возрастает не более чем в два раза по сравнению со спокойными условиями: $j_{\parallel} \approx (1 \dots 2) \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ [88, 364, 379]. О свойствах поперечных электрических полей и токов существует обширная литература (см. например, [4, 147]), поэтому мы их касаться не будем, тем более, что в дальнейшем нам понадобятся сведения только о продольных токах и полях.

Из данных ракетных экспериментов известно [252, 281], что в дугах полярных сияний текут мелкомасштабные продольные токи ($\Delta L \lesssim 10 \text{ км}$) с интенсивностью $j_{\parallel} \approx 10^{-5} \dots 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$. Аналогичные мелкомасштабные структуры с интенсивностью до $2 \times 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ наблюдались и на больших высотах [50, 88, 208].

Дуги полярных сияний обычно располагаются в области вытекающего продольного тока I , часть которого переносится авроральными электронами. Так, в дуге II класса [381] интенсивность продольного тока составила приблизительно $2,4 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$, в то время как полный ток авроральных электронов ($0,5 \text{ кэВ} < \epsilon < 20 \text{ кэВ}$) $j_{\parallel}^{(b)}$ не превышал $5 \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$. Аналогичные результаты были получены во время запуска ракеты в систему дуг II класса [321]: ток, переносимый электронами с энергией $25 \text{ эВ} < \epsilon < 15 \text{ кэВ}$ составил $40 \dots 90 \%$ продольного тока $j_{\parallel} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$. Отсюда следует, что поток авроральных электронов составляет $20 \dots 90 \%$ вытекающего тока. Учитывая тесную связь эмиссий с потоками энергичных электронов, можно ожидать слабую корреляцию между свечением и интенсивностью продольного тока. Так, интенсивность свечения с длиной волны $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ достигала 40 кR в области продольного тока $j_{\parallel} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ [381], в то время как при изменении j_{\parallel} в диапазоне $(1 \dots 9) \times$

$\times 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ интенсивность $\lambda = 5\,577 \text{ \AA}$ не превышала 15 кР [380]. Следовательно, в дуге II класса величина продольного тока может изменяться в широком диапазоне (больше чем на порядок), достигая значений $10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$.

Втекающий продольный ток обычно расположен на расстоянии нескольких километров от вытекающего и имеет равную с ним интенсивность. Продольные токи (втекающий и часть вытекающих [321, 381]) переносятся ионосферными электронами, что указывает на наличие значительных электрических полей E_{\parallel} , параллельных силовым линиям магнитного поля [393].

В работах [334, 344] представлены данные о наблюдении электрических полей $E_{\parallel} \sim 6 \dots 25 \text{ мВ/м}$ на высотах $130 \text{ км} < h < 160 \text{ км}$. Наличие таких больших продольных полей в E -области авторы работ [334, 344] связывают с резким увеличением сопротивления вдоль силовых линий магнитного поля в результате развития ионно-звуковой или ионно-циклотронной неустойчивости в ионосферной плазме.

1.7. НЕКОТОРЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Интенсивное свечение ночного неба в высоких широтах, получившее название «полярное сияние» или «аврора», изучается около 300 лет. За это время были выявлены основные закономерности появления и местонахождения полярных сияний (ПС), выделены характерные типы сияний (см., например, [312, 165, 207]). Долгое время интенсивность и спектральное распределение свечения ПС были единственными источниками информации о потоках высыпавшихся частиц, и сейчас свечение ПС остается важным средством диагностики полярной ионосферы.

За последние годы получены новые данные о тонкой структуре ПС и его спектральных характеристиках. Спектр ПС формируется за счет атомных линий и молекулярных полос следующих основных нейтральных и заряженных составляющих ионосферы: N_2 , O_2 , O , N , NO .

1.7.1. Спектры атомов

Спектры атомов, как правило, являются линейчатыми (см. например, [312], рис. 4.8—4.11). Незначительное расщепление $\Delta\lambda \ll \lambda$ в атомных спектрах возможно в результате спин-орбитального взаимодействия электронов. В атоме кислорода, например, нижний электронный уровень ^3P (основное состояние) является триплетным, т. е. расщепленным на три подуровня. Как следствие, в спектре атомов кислорода при переходе из состояния ^1D в ^3P наблюдается излучение с длиной волны 6300 и 6364 \AA .

1.7.2. Спектры молекул

Отличительной чертой молекулярных спектров является то, что в дополнение к электронному возбуждению молекула может испытывать колебательное и вращательное возбуждение. Последнее приводит к очень слабому расщеплению (менее нескольких ангстрем), измерение которого, в принципе, позволяет оценить температуру газа в плазме полярного сияния.

Колебательное возбуждение приводит к образованию полос в спектрах излучения молекул. При этом длина волны излучения для переходов между одними и теми же электронными уровнями может существенно различаться ($\Delta\lambda/\lambda \leq 0,3$).

Это различие определяется потенциальной энергией взаимодействия ядер в двухатомных молекулах и правилом перехода между электронными уровнями. На рис. 1.8 показан потенциал межъядерного взаимодействия в молекуле азота.

У основания каждой потенциальной ямы формы кривых близки к параболическим (гармонический потенциал); при больших энергиях потенциал является ангармоническим. Правило перехода между электронными уровнями определяется принципом Франко—Кондона: межъядерное расстояние за время электронного перехода остается практически без изменения. Поэтому наиболее вероятным переходом из состояния $X^1\Sigma_g^+$ в состояние $A^3\Sigma_u^+$ является вертикальный, как показано на рис. 1.8. Для определения заселенностей по колебательным уровням используют факторы Франко—Кондона $g(V', V'')$, которые для большинства переходов в молекулах N_2 и O_2 сейчас хорошо известны (см., например, [312]). Здесь V'' соответствует колебательному состоянию нижнего электронного уровня и V' — колебательному состоянию верхнего (возбужденного) уровня. Переход нейтральной частицы в возбужденное состояние происходит, как правило, в результате электронного удара. Обратный переход осуществляется чаще в результате спонтанного излучения, вероятность которого $A(V', V'')$. Здесь V'' — колебательное состояние электронного уровня, из которого происходит спонтанный переход

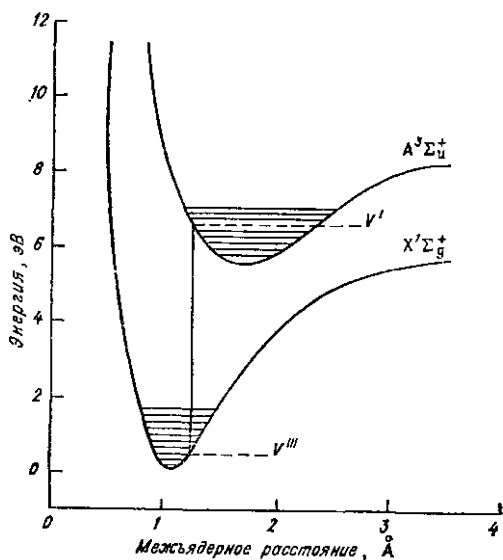


Рис. 1.8. Потенциал межъядерного взаимодействия в молекуле азота.

с излучением кванта $h\nu$. Интенсивность излучения на фиксированной длине волны (или частоте ν) из единичного объема определяется как

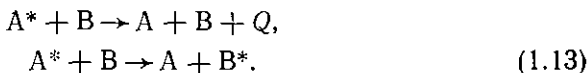
$$I(V, V') = N(V') A(V, V'), \quad (1.11)$$

где $N(V')$ — концентрация возбужденных частиц.

Время жизни возбужденного состояния относительно излучения определяется как

$$\tau(V) = 1 / \sum_{V'} A(V, V'). \quad (1.12)$$

Для разрешенных состояний это время мало ($\tau \ll 1$ с), для метастабильных состояний время жизни может быть очень большим ($\tau \gg 1$ с). В последнем случае важным механизмом перехода частицы из возбужденного состояния в основное является гашение при соударении с другими частицами. При этом возможны два пути:

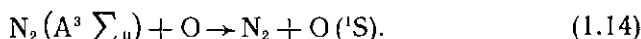


В первом случае вся энергия возбуждения переходит в тепло, во втором часть энергии затрачивается на возбуждение частицы B .

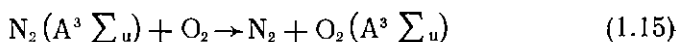
Ионы в возбужденном состоянии образуются в результате ионизации и, как правило, имеют небольшие времена жизни ($\tau \ll 1$ с). Таким образом, интенсивность свечения заряженных частиц пропорциональна скорости ионизации. Так как преобладающей нейтральной компонентой в области E является молекулярный азот, то обычно проводят сопоставление спектров свечения с достаточно интенсивной первой отрицательной системой (ING) полос N_2^+ : $B^2\Sigma_u^- \rightarrow X^2\Sigma_g^+$. Типичными здесь являются переходы $V' = 0 \rightarrow V'' = 0$ ($\lambda = 3914 \text{ \AA}$) и $V' = 0 \rightarrow V'' = 1$ ($\lambda = 4278 \text{ \AA}$).

В отличие от ионов, нейтральные частицы в возбужденном состоянии образуются в результате соударения нейтральной частицы с электроном ($\epsilon \leq 100$ эВ). На рис. 1.9 представлены энергетические уровни основных нейтральных компонент с минимальными порогами возбуждения. Эти уровни метастабильны, тогда как более высоколежащие уровни являются разрешенными ($A(V', V'') \gtrsim 10^4 \text{ с}^{-1}$). Так, в области F , где плотность частиц мала, переход из метастабильного состояния в основное связан со спонтанным излучением (сплошные стрелки на рис. 1.9). В дугах сияния II и III класса переход из возбужденного состояния в основное идет благодаря столкновениям с нейтральными частицами аналогично схеме (1.13). Пунктирными стрелками на рис. 1.9 показано перераспределение энергии в результате соударения возбужденных частиц с O и O_2 . Как показывает анализ данных ракетных экспериментов [262, 263, 277, 377], гашение возбужденных состояний является важным источником возбуждения более низколежащих уровней O и O_2 по сравнению с возбуждением электронным уда-

ром из основного состояния. Так, в работе [377] показано, что в дуге сияния на высотах $h < 150$ км основным источником возбуждения уровня 1S атома кислорода является реакция



Другая реакция



обеспечивает последующее эффективное возбуждение $O(^1D)$, $O_2(B^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$, которые слабо возбуждаются непосредственно электронным ударом [262, 263, 267].

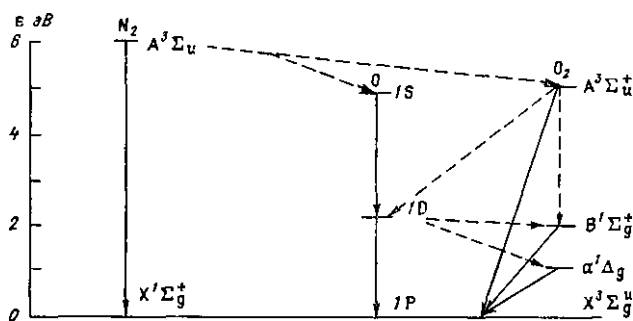


Рис. 1.9. Принципиальная (энергетическая) схема деактивации возбужденных частиц в ионосферной плазме.

1.7.3. Высотные профили свечения

Как отмечалось, интенсивность свечения ПС является хорошим индикатором взаимодействия электронных потоков с ионосферой. Поэтому построение высотных профилей свечения является традиционным в исследовании полярной ионосферы (см. [312, 277]).

В качестве примера на рис. 1.10 показаны высотные профили свечения N_2 и N_2^+ , полученные бортовым спектрометром в ПС I класса [377]. На этом рисунке представлены следующие спектры: $N_2^+(1NG)(O-1) \lambda = 4278 \text{ \AA}$ (кривая 3); $N_2(2PG)(O-O) \lambda = 3371 \text{ \AA}$ (кривая 4); $N_2VK(O-\Sigma V'')$ (кривая 1) и $N_2VK(1-\Sigma V'')$ (кривая 2).

Видно, что отношение интенсивностей разрешенных переходов $N_2^+(1NG)$ и $N_2(2PG)$ остается постоянным во всем интервале высот. Время жизни состояния $A^3\Sigma_u$ молекул азота (полоса Вегарда—Каплана VK) больше 1 с и на высотах $h \leq 120$ км начинает сказываться гашение на частицах O и O_2 . Это приводит к умень-

шению интенсивности свечения на высоте $h \approx 110$ км более чем на порядок.

Обычно высотный профиль свечения ПС II и более высоких классов представляют функцией, монотонно нарастающей с уменьшением высоты, с максимумом на высоте от 100 до 115 км. Вместе с тем, в некоторых ракетных экспериментах, а также наземных наблюдениях с помощью высокочувствительной телевизионной аппаратуры (например, [293, 340]) регистрируются двухмаксимумные профили свечения. Высоты, соответствующие этим максимумам,

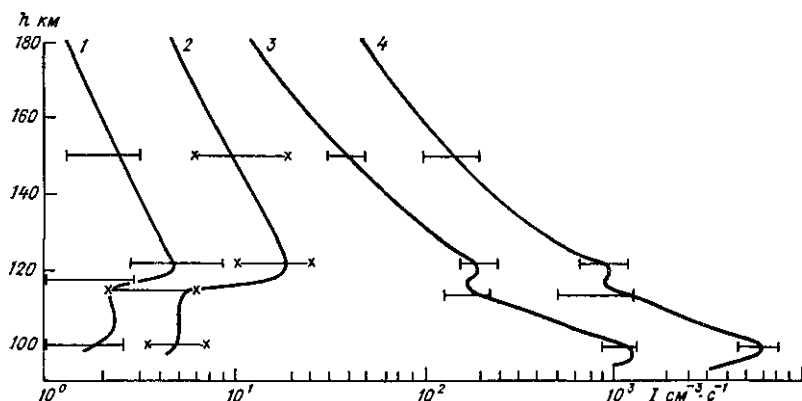


Рис. 1.10. Профиль интенсивности свечения.

мам, отстоят друг от друга на $\Delta h \approx 10 \dots 15$ км, толщина обоих максимумов примерно одинакова (см. п. 3.3 и п. 7.1).

1.8. НЕКОТОРЫЕ РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

В возмущенной ионосфере наряду с оптическим излучением (полярные сияния) обычно наблюдается ряд явлений в радиодиапазоне. К ним относятся: локальное поглощение и рассеяние радиоволн, отражение от спорадического слоя E, ОНЧ-излучения и ВЧ-радишумы в широком диапазоне частот.

1.8.1. Радиоаврора

Во время полярных сияний усиливается обратное рассеяние радиоволн в диапазоне частот до ≤ 3000 МГц, получившее название аврорального рассеяния [239, 174]. Для него характерны преимущественное рассеяние в заднюю полусферу, уширение и сдвиг частоты, а также ярко выраженный ракурсный эффект, т. е. отраженный сигнал регистрируется обычно тогда, когда угол ме-

жду волновым вектором волны и невозмущенным магнитным полем Земли близок к 90° [239].

Сигналы, отраженные от ионосферы в результате аврорального рассеяния, называются авроральными радиоотражениями, образования в ионосфере, на которых происходит это рассеяние, — авроральными неоднородностями, а само явление — радиоавророй.¹

Несмотря на интенсивное изучение радиоавроры, до сих пор нет полной ясности в таких проблемах, как ракурсная чувствительность, физические условия в ионосфере, при которых возникают авроральные неоднородности, глобальная картина «пораженности» высокоширотной ионосферы этими неоднородностями, локализация рассеивающих областей относительно оптических сияний и т. д. Основная причина этого обусловлена тем, что рассеянный сигнал может наблюдаться только при малых углах возвышения зондирующего луча, т. е. на расстоянии нескольких сотен километров от станции наблюдения, когда существенны эффекты рефракции радиоволн.

Обычно в более низкочастотном диапазоне (40—60 МГц) рассеянный сигнал деполаризован, тогда как в высокочастотном диапазоне (100 МГц и выше) плоскость поляризации сигнала сохраняется [326].

В настоящее время пространственный спектр авроральных неоднородностей и его эволюция определены еще недостаточно полно. В первом приближении обычно рассматривают авроральные неоднородности как волны плотности, возбуждаемые в ионосферной плазме в результате развития в ней тех или иных неустойчивостей. Исторически исходной предпосылкой этому является обнаружение на экваторе обратного рассеяния радиоволн УКВ-диапазона, которому также присущ ракурсный эффект [272]. Полагают, что последнее обусловлено рассеянием радиоволн на возбуждаемых в экваториальной электроструе волнах плотности. Одним из подтверждений такого механизма является «пороговый» эффект, который заключается в том, что рассеяние возникает, когда уровень магнитной вариации на поверхности Земли, пропорциональный току электрострун, превышает определенное пороговое значение. Теоретически показано [223, 276], что в экваториальной электроструе могут выполняться условия, необходимые для развития двухпотоковой неустойчивости, приводящей к возбуждению волн плотности, распространяющихся квазиперпендикулярно к магнитному полю Земли.

В авроральном рассеянии также обнаружен пороговый эффект [22, 326]. Кроме того, имеется определенное сходство и между некоторыми характеристиками аврорального и экваториального рассеяния. С другой стороны, характеристики рассеяния радиоволн

¹ Различают два типа радиоотражений: диффузные (B_1) и дискретные (B_2 и B_3). Первые существуют относительно долгое время и с меньшей интенсивностью, чем последние.

в авроральной ионосфере существенно сложнее, чем на экваторе. Так, в результате сопоставления доплеровских сдвигов сигналов на частотах 50 и 90 МГц получено, что авроральные неоднородности с различными масштабами, отвечающие за рассеяние этих сигналов, движутся друг относительно друга, иногда и в противоположных направлениях.

Одновременные наблюдения сигналов на двух частотах [174] показывают также, что области отражения для разных частот находятся на разных высотах (рис. 1.11 а). Высотный профиль ве-

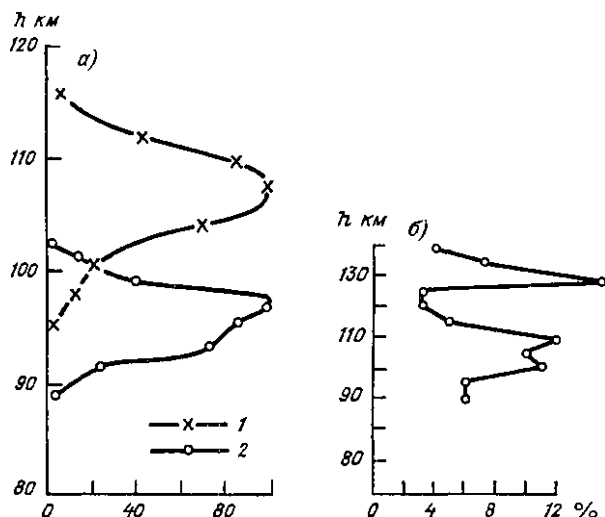


Рис. 1.11. Распределение областей рассеяния по высоте.

1) $\nu=46$ МГц, 2) 90 МГц.

роятности появления радиосияний при наблюдении на одной частоте также имеет два максимума (рис. 1.11 б) [213]. Это указывает, по-видимому, на наличие нескольких механизмов образования флуктуаций плотности в авроральной ионосфере (см. гл. 7). Теория указывает на то, что наилучшие возможности для турбулизации ионосферной плазмы должны существовать при наличии в области токонесущего слоя ионосферы достаточных электрических полей и (или) градиентов (проводимости) плазмы, источником которых могут быть вторгающийся поток частиц, ответственный за оптическую эмиссию. Аномалии проводимости не могут не проявиться в распределении электрического поля и токов, а это, в свою очередь, найдет отражение в форме и положении областей рассеяния. В настоящее время полная физическая картина радиоавроры и ее взаимосвязь с полярными сияниями еще не получена. На основании многих статистических закономерностей можно достаточно уверенно говорить лишь о их функцио-

нальной связи [213]. На рис. 1.12 [186] показана гипотетическая схема связи вторгающихся потоков частиц с оптическими и радиосияниями.

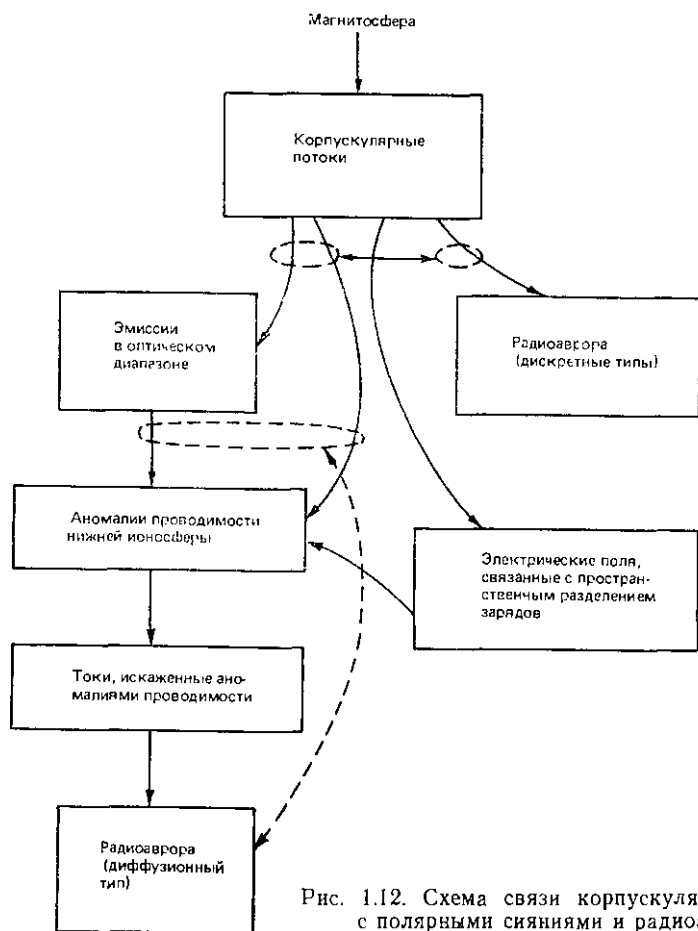


Рис. 1.12. Схема связи корпускулярного потока с полярными сияниями и радиовспорой.

1.8.2. ВЧ-радионизлучение авроральной ионосферы

Спорадическое радионизлучение авроральной ионосферы (РАИ) в диапазоне частот от единиц до тысяч МГц [170, 198, 294] представляет собой одно из наименее изученных явлений в авроральной суббуре. Исследования вариаций интенсивности, характера поляризации, направленности и частотного спектра радионизлучения, а также взаимосвязи РАИ с полярными сияниями являются довольно «свежими» вопросами физики авроральной ионосферы. Приведем поэтому лишь некоторые достаточно надежно установленные результаты.

Собственное радиоизлучение авроральной ионосферы на частотах до 3000 МГц обычно предшествует основным явлениям авроральной суббури. Так, в работе [294] отмечены случаи усиления «медленно меняющейся компоненты» (ММК) радиоизлучения, предшествующие появлению видимых форм сияний. Такое излучение иногда наблюдается на риометрических записях, существенно изменяя ход суточной вариации поглощения.

Наиболее часто встречающимся типом радиоизлучения авроральной ионосферы являются «всплески», предвещающие бухты аврорального поглощения, а иногда наблюдающиеся и на стадии их развития. Как показано в работе [255], такие всплески обычно появляются во время распада полярных сияний, сопровождаемых резкими изменениями горизонтальной составляющей геомагнитного поля. Отмечаются случаи одновременного наблюдения ОНЧ-излучения (на частоте около 8 кГц) и всплесков радиоизлучения [170]. Имеются указания на локализацию источников радиоизлучения на уровнях E , F -областей ионосферы и существенное влияние областей аврорального поглощения на возможность наземной регистрации излучения на частотах порядка десятков МГц [32].

Кроме того, отмечались [255, 294] появления непрерывных серий всплесков радиоизлучения авроральной ионосферы, наблюдавшихся на фоне изменяющегося поглощения. Такие группы всплесков можно по аналогии с классификацией спорадического излучения Солнца назвать шумовыми бурями.

На рис. 1.13 [32] представлены типичные записи радиоизлучения типа всплесков (а) и ММК, переходящей во всплеск (б). Штриховой линией показан средний суточный ход интенсивности космического радиоизлучения в отсутствие возмущений. Во всех представленных случаях шкалы приборов линейны по мощности. Спокойный уровень космического фона (штриховая линия) соответствует 10^{-21} Вт \cdot м $^{-2}$ Гц $^{-1}$. Следует отметить, что в ночное время всплески радиоизлучения иногда предвещают развитие бухты поглощения космического излучения, а иногда наблюдаются на ее фоне. В последнем случае они не только компенсируют поглощение, но и превышают последнее.

Сопоставление данных вертикального зондирования ионосферы с динамикой развития всплесков радиоизлучения указывает на одну общую особенность, характерную как для дневных, так и для ночных всплесков. Развитие группы всплесков на фоне бухты поглощения обычно характеризуется повышением минимальных наблюдаемых частот для слоя E при постоянной критической частоте f_0E . Интенсивность всплесков по мере развития возмущения, как правило, увеличивается, несмотря на увеличение поглощения. С другой стороны, при наличии больших электронных концентраций (до 10^6 см $^{-3}$) и значениях минимально наблюдаемых частот $f_{\text{max}}E \approx 1,5$ МГц всплески радиоизлучения не наблюдались. Это указывает на то, что повышение электронной концентрации в E -области не всегда является достаточным условием для генерации радиоизлучения. Отметим также, что рассматриваемый слу-

чай (см. рис. 1.13) иллюстрирует важное свойство взаимосвязи аврорального поглощения и всплесков: увеличение поглощения не является достаточным условием генерации всплесков. В то же время во всех случаях генерации радиоизлучения повышенное поглощение наблюдалось всегда.

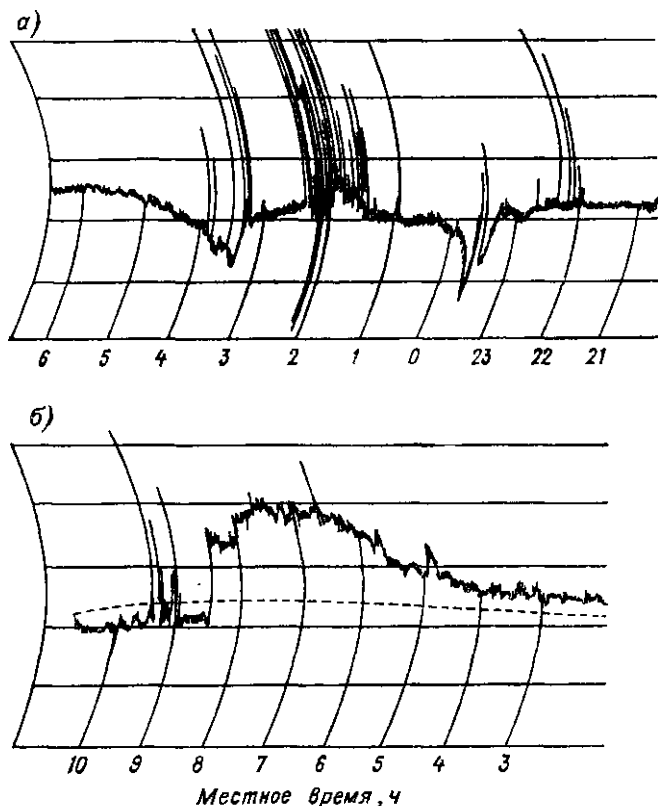


Рис. 1.13. Всплески радиоизлучения в авроральной ионосфере.

Условия в ионосфере в периоды генерации ММК существенно отличаются. Период медленного усиления радиоизлучения (3→7 ч), характеризуется низкими устойчивыми значениями минимальной и незначительными вариациями критической частоты области F . В то же время переход от ММК к всплеску (с 7 ч 45 мин) сопровождается повышенной ионизацией областей E и D и соответствующей экранизацией (повышением минимальных частот) области E . Следовательно, усиление ММК связано с процессами, развивающимися в верхней ионосфере ($h \leq 200$ км). Механизм, ответственный за генерацию этого типа радиоизлучения, пока неясен. Существенно, что все указанные выше случаи регистрации ММК наблюдались в условиях освещенной области F

при отрицательных и малых положительных зенитных углах Солнца. Однако объяснить ММК рассеянием радиоизлучения Солнца на неоднородностях авроральной ионосферы не удастся [294].

Помимо авроральных широт, спорадическое радиоизлучение в метровом и дециметровом диапазонах наблюдается и на средних широтах [159, 160, 198]. Оно получило название радиоизлучения околоземного космического пространства (РОКП). Средняя плотность потока РОКП составляет $10^{-22} \dots 10^{-21}$ Вт · м⁻² · Гц⁻¹. Всплески РОКП могут наблюдаться одновременно в пунктах, находящихся на расстоянии приблизительно 1000 км. Наблюдается хорошее соответствие суточного хода всплесков РОКП с суточным ходом электронной концентрации в слоях *F2*, *F1* и *E*, суточным ходом вероятности существования спорадических слоев.

Сказанное свидетельствует о многообразии свойств радиоизлучения авроральной (и среднеширотной) ионосферы, что стимулировало интенсивные радиофизические исследования при проведении активных экспериментов с инъекцией электронных пучков [178, 342, 374] в ионосфере (см. гл. 6). Для сравнения приведем характерные значения потоков радиоизлучения на поверхности Земли от различных источников (табл. 1.4).

Таблица 1.4

Явление	Плотность потока, Вт · м ⁻² · Гц ⁻¹	Источник радиоизлучения
Полярные сияния (частота 30—3000 МГц)	$10^{-22} \dots 10^{-20}$	Потоки электронов с энергией меньше 10 кэВ ($5 \cdot 10^7 \dots 10^9$ см ⁻² · с ⁻¹)
Высотные ядерные взрывы (частота приема 30 МГц)	$1,84 \cdot 10^{-21}$	Релятивистские электроны
Радиоизлучение околоземного космического пространства	$10^{-22} \dots 10^{-21}$	Вторжение корпускулярных потоков в среднеширотную ионосферу
Инъекция электронных пучков в активных экспериментах	$10^{-18} \dots 10^{-21}$	Пучок электронов (ток 0,5 А, энергия 10 кэВ)
Работа бортового передатчика (телеметрических систем)	$2,51 \cdot 10^{-18} \dots 10^{-19}$	$P=4$ Вт, $f=250$ МГц (франц. ракета «Эридан»)

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

2.1. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Для описания явлений, в которых важную роль играют эффекты, связанные с тепловым разбросом частиц, используют кинетическое уравнение Больцмана. В общем случае состояние газа описывается функцией распределения частиц $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, I, t)$, определяющей число частиц в объеме $d\mathbf{r}$ вблизи точки \mathbf{r} со скоростями от \mathbf{v} до $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$, которые обладают определенным запасом внутренней энергии, выражающимся квантовым числом I . Свободный электрон не имеет внутренних степеней свободы, поэтому функция распределения электронов имеет вид $f = f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$. Обычно для функции распределения электронов используется следующее условие нормировки:

$$\int_0^{\infty} f d^3v = n_e, \quad (2.1)$$

где n_e — концентрация электронов.

Определим интеграл столкновений $\delta f / \delta t$ как число электронов, образующихся в элементе пространства $d\mathbf{r}$ в окрестности точки \mathbf{r} со скоростями от \mathbf{v} до $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ за единицу времени dt . Тогда изменение функции распределения за промежуток времени составит

$$df = f(\mathbf{v} + d\mathbf{v}, \mathbf{r} + d\mathbf{r}, t + dt) - f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = (\delta f / \delta t) dt.$$

Изменения координат и скорости электрона равны соответственно

$$d\mathbf{r} = \mathbf{v} dt \text{ и } d\mathbf{v} = (\mathbf{F}/m) dt,$$

где \mathbf{F} — внешняя сила, действующая на электрон.

В результате это уравнение переходит в кинетическое уравнение Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\delta f}{\delta t}. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2), если \mathbf{F} — самосогласованная сила¹, называется уравнением Больцмана—Власова.

Плотность нейтральных частиц экспоненциально убывает с высотой и на больших высотах ($h \gg 1000$ км) для описания движения электронов можно пользоваться бесстолкновительным урав-

¹ Средняя сила, действующая на заряженную частицу в плазме и самосогласованная с движением заряженных частиц.

нением (2.2), т. е. положив $\delta f / \delta t = 0$. На меньших высотах плотность частиц велика и процессами соударений при решении кинетического уравнения пренебречь нельзя. При этом аккуратный учет всех каналов потери энергии электроном при соударениях с нейтральными и заряженными частицами является сложной задачей, требующей, вообще говоря, численного решения уравнения (2.2).

В общем случае член $\delta f / \delta t$ в уравнении (2.2) имеет следующий вид [66, 76, 134, 215]:

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \iint dv d\Omega q(u, \theta) |u| \{f(v_1) F(v_1) - f(v') F(v'_1)\}. \quad (2.3)$$

Он описывает изменение функции распределения электронов в результате парных соударений, происходящих в одной «точке» пространства. Здесь v и v_1 — скорости электрона и частицы соответственно после удара; v' и v'_1 — скорость до удара соответственно; $u = v - v_1$; $q(u, \theta)$ — дифференциальное сечение рассеяния; $F(v_1)$ — функция распределения рассеивающих частиц; интегрирование проводится по скоростям частиц и углам рассеяния $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ (θ — угол между u и u').

Рассмотрим плазму, находящуюся в состоянии термодинамического равновесия. В отсутствие внешних сил такая плазма будет пространственно однородной. Кинетическое уравнение (2.2) для однородной плазмы, на которую не действуют внешние силы, принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\delta f}{\delta t}. \quad (2.4)$$

Стационарное состояние в такой плазме достигается при условии обращения в нуль интеграла столкновений (2.3), что тождественно выполнению условия

$$f(v) F(v_1) = f(v') F(v'_1). \quad (2.5)$$

Легко показать (см., например, [66]), что условие (2.5) выполняется, когда функции $f(v)$ и $F(v)$ являются максвелловскими:

$$f(v) = f_M(v) \equiv \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m(v - u_1)^2}{2T}\right],$$

$$F(v_1) = F_M(v_1) \equiv \left(\frac{M}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{M}{2T}(v_1 - u_1)^2\right], \quad (2.6)$$

где m и M — масса электрона и рассеивающего центра соответственно; u_1 — направленная скорость движения плазмы в целом; T — равновесная температура электронов и рассеивающих центров. В отсутствие термодинамического равновесия температура частиц разного сорта будет различной ($T \neq T_1$).

При наличии постоянного электрического поля решение кинетического уравнения (2.2) обычно ищут путем разложения функции распределения электронов по полиномам Лежандра. В отсут-

ствие внешнего магнитного поля функция распределения принимает вид

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\cos \theta) f_k(v, z, t) = f_0(v, z, t) + \left(\frac{v_z}{v}\right) f_1 + \dots, \quad (2.7)$$

где ось z направлена вдоль электрического поля. Выражение (2.7) справедливо, когда тепловая скорость электрона значительно превышает среднюю направленную скорость электронов, что, как будет показано, выполняется в ионосфере при изменении электрических полей в широком диапазоне значений. Обычно ограничиваются двумя первыми членами разложения (2.7), т. е. полиномами $P_0=1$ и $P_1=\cos \theta$. При малой степени анизотропии этого оказывается вполне достаточно.

Изотропная составляющая функции распределения (f_0) определяет плотность и среднюю энергию (температуру) электронов. Анизотропная часть (f_1) характеризует направленную вдоль электрического поля (дрейфовую) скорость электронов.

Умножая (2.2) на $P_k(\cos \theta)$ и используя (2.7), после интегрирования по углу нетрудно получить уравнения для f_0 и f_1 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(v)}{\partial t} + \frac{v}{3} \frac{\partial f_0(v)}{\partial z} - \frac{eE}{3mv_2} \frac{\partial}{\partial v} [(v^3 f_1(v))] + \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_0 &= 0, \\ \frac{\partial f_1(v)}{\partial t} + \frac{v}{3} \frac{\partial f_1(v)}{\partial z} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v} + \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_1 &= 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Дальнейшее упрощение кинетического уравнения зависит от характера взаимодействия частиц плазмы, т. е. от вида интеграла столкновений.

2.2. ОПИСАНИЕ ИНТЕГРАЛА СТОЛКНОВЕНИЙ

В качестве первого шага следует выделить два основных вида взаимодействия частиц: упругое и неупругое. Первое происходит с сохранением суммарной кинетической энергии сталкивающихся частиц. При упругом рассеянии электрона на атомах и молекулах энергия электрона практически не меняется, что связано с большим различием их масс ($\mu \equiv m/M \ll 1$).

Это обстоятельство широко используется при упрощении интеграла столкновений.

Неупругие взаимодействия сопровождаются изменением самих сталкивающихся частиц и(или) изменением их суммарной кинетической энергии. Примером столкновений с изменением частиц могут служить процессы ионизации, рекомбинации, прилипания электрона к нейтральной частице и т. д. К неупругим процессам с изменением кинетической энергии электрона относятся возбуждение и девозбуждение вращательных, колебательных и

электронных уровней молекул и атомов. При возбуждении кинетическая энергия электрона уменьшается на величину соответствующего кванта возбуждения (такой процесс принято называть ударом первого рода). При девозбуждении поступательная энергия электрона увеличивается на соответствующую величину энергии квантового перехода (такой процесс называется ударом второго рода). Поскольку различные столкновения происходят независимо друг от друга, то изменение функции распределения в результате соударений является суммой всех изменений функции распределения. Следовательно, для плазмы, содержащей частицы разного сорта, можно записать:

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \sum_e \sum_j \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{ej}. \quad (2.9)$$

Здесь суммирование производится по всем частицам сорта e , присутствующих в плазме, с учетом всех возможных каналов j упругого и неупругого взаимодействия.

2.2.1. Упругие соударения электрона с нейтральными частицами

В случае упругого рассеяния электрона на нейтральной частице можно полагать $v' = v$, $v'_1 = v_1$, $u = v$. При этом в уравнении (2.8) $(\delta f / \delta t)_0 = 0$, а

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_1 = f_1(v, z, t) v \int dv_1 F(v_1) q_s(v, \theta) (1 - \cos \theta) d\Omega, \quad (2.10)$$

где $q_s(v, \theta)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на нейтральной частице. Если плазма состоит из нейтральных частиц одного сорта, интегрирование по dv_1 дает концентрацию этих частиц N . Тогда

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{1s} = v_{en} f_1(v, z, t), \quad (2.11)$$

где $v_{en} \equiv v_s(v) = Nv \int q_s(v, \theta) (1 - \cos \theta) d\Omega$ — частота упругих столкновений. Интеграл

$$\sigma_s(v) = \int q_s(v, \theta) (1 - \cos \theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi q_s(v, \theta) (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta, \quad (2.12)$$

определяющий изменение импульса при упругих соударениях, называется транспортным сечением. Транспортные сечения для различных атомов и молекул определяются экспериментально и в настоящее время они известны с высокой степенью точности (см., например, [204, 224, 245]). На рис. 2.1 приведено полное транс-

портное сечение для молекулярного азота — основной нейтральной компоненты E -области.

Аналогично частоте столкновений вводится время между столкновениями и длина свободного пробега электрона

$$\begin{aligned}\tau_s(v) &= 1/Nv\sigma_s \equiv 1/v_s(v), \\ \lambda_s(v) &= 1/N\sigma_s \equiv v/v_s(v).\end{aligned}\quad (2.13)$$

Выше предполагалось, что изменение энергии при упругом соударении электрона не происходит. В действительности изменение кинетической энергии равно $\Delta\epsilon = \epsilon - \epsilon_1 + (2m/M)\epsilon$. Используя разложение функции распределения по малому параметру $\Delta\epsilon/\epsilon$ и

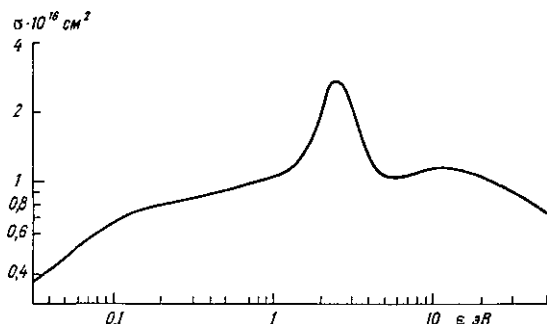


Рис. 2.1. Полное транспортное сечение соударений электрона с молекулой азота.

проводя интегрирование, нетрудно получить из (2.8) следующее выражение [66, 76, 134, 215, 303]:

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{0s} = -\frac{2}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 2\mu v_s(v) \left[v f_0 + \frac{T}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] \right\}. \quad (2.14)$$

При решении практических задач часто используют уравнение теплового баланса, получаемое в предположении максвелловского распределения электронов в интервале энергий меньше 1 эВ (см., например, [129, 260]). Подставляя (2.6) в (2.8), умножая на $\epsilon = mv^2/2$ и интегрируя по скоростям, нетрудно получить это уравнение:

$$\frac{dT_e}{dt} + L_s = Q, \quad (2.15)$$

где Q описывает нагрев электронов, а L_s — охлаждение в результате соударений. В случае упругих потерь функция L_s имеет вид

$$L_s = \tilde{\nu}(T_e) 3(T_e - T), \quad (2.16)$$

где $\tilde{\nu}(T_e) = 1/3 \left\langle v_s(v) \frac{mv^2}{2T_e} \right\rangle$ — эффективная частота соударений электронов; $\langle \Psi \rangle \equiv \int \Psi f_M d^3v$; T_e и T — температура, эВ.

Приведем для определенности аналитические выражения L_s [378] и $\tilde{\nu}(T_e)$ [76], широко используемые при моделировании процессов в ионосферной плазме:

$$\begin{aligned}\tilde{\nu}(N_2) &= 2,9 \cdot 10^{-7} [N_2] T_e (1 + T_e^{1/2})^{-1}, \\ \tilde{\nu}(O_2) &= 1,6 \cdot 10^{-8} [O_2] T_e^{1/2} (1 + 4,5 T_e^{1/2}).\end{aligned}\quad (2.17)$$

Здесь $\tilde{\nu}$ — частота соударений с^{-1} ; T_e — температура, эВ; $[X]$ — концентрация компоненты X , см^{-3} .

$$\begin{aligned}L_s(N_2) &= 1,8 \cdot 10^{-19} (1 - 1,2 \cdot 10^{-4} T_e) T_e (T_e - T), \\ L_s(O_2) &= 1,2 \cdot 10^{-18} (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}) T_e^{1/2} (T_e - T).\end{aligned}\quad (2.18)$$

Здесь L_s — функция охлаждения, эВ $\cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; T_e — температура, К; учтены только упругие соударения.

2.2.2. Упругие соударения электронов с заряженными частицами

Как известно, сечение рассеяния заряженных частиц определяется формулой Резерфорда: $q_s \sim \left(1/v \sin \frac{\theta}{2}\right)^4$. При подстановке его в (2.12) получается расходящийся интеграл из-за вклада далеких столкновений с рассеянием на малые углы ($\theta \rightarrow 0$). Для устранения расходимости необходимо ограничить радиус кулоновского взаимодействия, что связано с экранированием поля каждой заряженной частицы на расстояниях, больших радиуса Дебая. В результате получается транспортное сечение кулоновского взаимодействия

$$\sigma_k = 4\pi \left(\frac{e^2}{mv^2}\right)^2 \Lambda,$$

где $\Lambda \approx 15 \dots 20$ — кулоновский логарифм.

Частота электрон-ионных соударений для максвелловского распределения электронов равна [308]

$$\nu_{ei} = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} n_i \frac{(Ze^2)^2}{m^{1/2}} \frac{\Lambda}{(kT_e)^{3/2}}. \quad (2.19)$$

Скорость охлаждения электронов в ионосфере (эВ $\cdot \text{с}^{-1}$) можно записать как

$$\begin{aligned}\sum_i L_{ei} n_i &= 3,2 \cdot 10^{-8} \frac{(T_e - T_i)}{T_e^{3/2}} \Lambda \{[O^+] + 4[H_e^+] + \\ &+ 16[H^+] + 0,5[O_2^+] + 0,53[NO^+]\}.\end{aligned}\quad (2.20)$$

При выводе формулы (2.20) использовалось следующее свойство ионосферы: в одной точке пространства все ионы имеют одинаковую температуру.

2.2.3. Неупругие соударения электрона с нейтральными частицами

При анализе неупругих соударений электрона с нейтральными частицами используют два приближения: «непрерывных (малых)» и «дискретных» потерь энергии электронов. Первое справедливо, когда энергия электрона значительно превышает энергию возбуждаемого уровня, второе описывает возбуждение электроном уровней, энергия которых сравнима с энергией налетающего электрона.

Так, метод «непрерывных потерь» широко используется для описания возбуждения вращательных уровней молекул N_2 , O_2 , H_2 ($\hbar\omega \approx 10^{-3}$ эВ) электронами с энергией $\epsilon < 1$ эВ. При этом интеграл соударений аналогичен (2.14):

$$\frac{\delta f}{\delta t} = -\frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 v_R \delta_R \left(\frac{T}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} + v f_0 \right) \right]. \quad (2.21)$$

где

$$\delta_R v_R = \sum_i \frac{2\hbar\omega_{Ri}}{mv^2} \frac{\hbar\omega_{Ri}}{T} v_{Ri};$$

$\hbar\omega_{Ri}$ — энергия возбуждения i -го вращательного уровня, v_{Ri} — частота возбуждения i -го вращательного уровня.

При возбуждении колебательных и электронных уровней молекул и атомов, когда энергия электрона незначительно превышает энергию квантового перехода, интеграл столкновений имеет следующий вид:

$$\frac{\delta f}{\delta t} = v_j f, \quad (2.22)$$

где $v_j = N_m^0 v \int q_{jv}(v, \theta) d\Omega$ — частота возбуждения уровня. Здесь предполагается, что образуется электрон с нулевой энергией. Последнее учитывается в кинетическом уравнении для f_0 добавлением члена

$$-\frac{Q_j}{4\pi v^2} \delta(v), \quad (2.23)$$

где $\delta(v)$ — дельта-функция; $Q_j = \frac{dN}{dt} = 4\pi \int_0^\infty v_j f_0 v^2 dv$ — скорость потери энергии электроном при возбуждении j -го уровня.

Составляющие ионосферы обладают большой системой колебательных и электронных уровней, так что вследствие возбуждения образуются электроны с разными энергиями. Кроме того, в результате ударов второго рода электрон может приобретать энергию. Чтобы учесть это многообразие переходов электронов, проводят суммирование по всему ансамблю возбужденных состояний.

В случае максвелловского распределения электронов в ионосферной плазме можно перейти от кинетического уравнения к уравнению теплового баланса (2.15). В этом случае функции L_j определяют охлаждение электронов при возбуждении соответственно вращательных, колебательных и электронных уровней.

Среди неупругих процессов с изменением сталкивающихся частиц отметим ионизацию и рекомбинацию, описываемые интегралом соударений:

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \nu_r(v) f_0 - \int_{\sqrt{2e\omega/m}}^{\infty} \nu_{\text{ion}}(v', v) f_0(v') v' dv' + \left(\frac{\delta f}{\delta t_{\text{ны}}} \right). \quad (2.24)$$

Здесь ν_r — частота рекомбинации; $\nu_{\text{ion}}(v', v) = N_m^0 v' \int q_{\text{ion}}(v', v, \theta) d\Omega$ — частота ионизации; $q_{\text{ion}}(v', v, \theta)$ — двойное дифференциальное сечение ионизации, которое определяет вероятность образования электрона со скоростью v при соударении электрона со скоростью v' . Третий член в (2.24) описывает неупругие потери энергии электроном, производящим ионизацию.

Рассмотрим некоторые примеры аналитических решений кинетического уравнения.

2.2.4. Распределение электронов в электрическом поле при упругом рассеянии

Получим решение уравнений (2.8) в случае, когда существенны только упругие столкновения с нейтральными частицами (степень ионизации $\alpha_i = n_i/N \leq 10^{-5}$). В стационарном состоянии из (2.11), (2.14) и (2.8) нетрудно определить

$$f_1 = \left(\frac{eE}{mv_s} \right) \frac{df_0}{dv}. \quad (2.25)$$

Используя (2.25), можно найти направленную скорость электронов

$$u_e = -\frac{4\pi}{3} \frac{eE}{m} \int_0^{\infty} f_0(v) \frac{d}{dv} \left(\frac{v^3}{v_s} \right) dv.$$

Если частота соударений не зависит от скорости, т. е. $\nu_s = \text{const}$, дрейфовая скорость электронов равна¹

$$u_e = \frac{-eE}{m\nu_s}. \quad (2.26)$$

¹ Это справедливо, если дрейфовая скорость не превышает тепловой скорости электронов. Последнее выполняется, когда напряженность электрического поля меньше дрейфовой: $E < E_D \approx m\nu_s v_s(v_e)/e$.

При больших полях происходит «убегание» электронов.

Для изотропной составляющей функции распределения имеем

$$f_0 = A \exp \left[- \int_0^v \frac{mv dv}{T + e^2 E^2 / 3 \mu v_s^2 m} \right], \quad (2.27)$$

где постоянная A определяется условием нормировки $\int f_0 d^3 v = n_e$.

В случае постоянной частоты столкновений $v_s = \text{const}$, независимо от величины электрического поля функция распределения остается максвелловской, где температура определяется выражением [66]

$$T_e = T + \frac{1}{3} \frac{Me^2 E^2}{m^2 v_s^2}. \quad (2.28)$$

Если v_s — функция скорости, то функция распределения будет отличаться от максвелловской. Так, например, для постоянного сечения столкновений ($v_s = v/\lambda_s$) и $T_e \gg T$ функция распределения имеет вид

$$f_0 = A \exp \left[- \frac{3m^2 v^4 \mu}{4e^2 E^2 \lambda_s} \right]. \quad (2.29)$$

Формула (2.29) называется распределением Дрювестейна.

Рассмотрим теперь противоположный случай, когда определяющим является обмен энергией в результате электрон-электронных столкновений. Он реализуется при условии¹

$$2\mu v_s \ll v_{ee} \text{ или } \alpha_i \simeq \frac{n_e}{N} > \mu \frac{\sigma_s}{\sigma_k}. \quad (2.30)$$

Последнее выполняется при достаточно низких степенях ионизации, тем меньших, чем меньше энергия электронов. В этом случае установившееся распределение является максвелловским. Для определения температуры электронов необходимо использовать уравнение баланса энергии (2.15), из которого следует:

$$eu_e E = 3\mu v_{ei} (T_e - T_i).$$

Направленная скорость электронов u_e в случае $v_{ee} \approx v_{ei} \ll v_s$ определяется формулой (2.26) или в общем случае, используя (2.25), получим

$$u_e = -\gamma \frac{eE}{m(v_s + v_{ei})},$$

где коэффициент γ определяется видом зависимости $v_s(v)$ и соотношением между v_s и v_{ei} .

В случае достаточно высокой степени ионизации, когда $v_{ee} > v_s$, для определения эффективности неупругих процессов можно использовать максвелловское распределение. В частности, если

¹ Отметим, что при этом v_s может быть значительно больше $v_{ee} \approx v_{ei}$.

воспользоваться аппроксимацией сечения ионизации в области порога ионизации

$$\sigma_{\text{ion}} = \sigma_i^{(0)} \left(1 - \frac{v_{\text{ion}}^2}{v^2} \right),$$

где $\sigma_i^{(0)}$ — нормировочный множитель и $\varepsilon_{\text{ion}} = \frac{mv_{\text{ion}}^2}{2}$ — потенциал ионизации, то для частоты ионизации нетрудно получить [66]:

$$v_{\text{ion}} = \int f_M \sigma_{\text{ion}} v d^3 v = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N \sigma_i^{(0)} v_e e^{-\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{T_e}}. \quad (2.31)$$

2.2.5. Функция распределения электронов в магнитном поле

В присутствии внешнего магнитного поля функции распределения электронов следует искать в виде, отличном от (2.7):

$$f(v) = f_0(v) + v \cdot f_1(v)/v,$$

где f_1 — вектор в пространстве координат.

Тогда для случая стационарной однородной плазмы получим из уравнения (2.2)

$$-\frac{e}{3mv^2} \frac{d}{dv} (v^2 \mathbf{E} f_1) + \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_0 = 0,$$

$$\frac{eE}{m} \frac{df_0}{dv} + \frac{e}{mc} [\mathbf{B}_0 \times \mathbf{f}_1] + \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_1 = 0. \quad (2.32)$$

Легко показать (см., например, [66]), что интеграл столкновений имеет вид, аналогичный (2.11):

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_1 = (v_s + v_n) f_1. \quad (2.33)$$

Направим ось Z параллельно магнитному полю, а ось X так, чтобы электрическое поле находилось в плоскости XZ ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + \mathbf{E}_z$). Тогда из (2.32) с учетом (2.33) следует

$$\frac{eE_\perp}{m} \frac{df_0}{dv} - \omega_c f_{1y} - v f_{1x} = 0; \quad \omega_c f_{1x} - v f_{1y} = 0;$$

$$\frac{eE_z}{m} \frac{df_0}{dv} - v f_{1x} = 0; \quad v \equiv v_s + v_n. \quad (2.34)$$

Разрешая это уравнение относительно f_1 , получим

$$f_{1x} = \frac{eE_\perp v}{m(\omega_c^2 + v^2)} \frac{df_0}{dv}; \quad f_{1y} = \frac{eE_\perp \omega_c}{m(\omega_c^2 + v^2)} \frac{df_0}{dv};$$

$$f_{1z} = \frac{eE_z}{mv} \frac{df_0}{dv}. \quad (2.35)$$

Из уравнения (2.35) можно получить выражение для скорости дрейфа электронов, аналогичное (2.26)

$$\left(\frac{u_{ey}}{u_{ex}}\right) = \frac{4\pi}{3} \frac{eE_{\perp}}{m} \int_0^{\infty} \frac{v^3}{(\omega_c^2 + v^2)} \frac{df_0}{dv} dv \left(\frac{\omega_c}{v}\right),$$

$$u_{ez} = \frac{4\pi}{3} \frac{eE_z}{m} \int_0^{\infty} \frac{v^2}{v} \frac{df_0}{dv} dv. \quad (2.36)$$

В случае $v = \text{const}$ получается выражение, аналогичное (2.26)

$$u_{ez} = -\frac{eE_z}{mv}; \quad u_{ex} = -\frac{eE_{\perp}}{m} \frac{v}{(\omega_c^2 + v^2)}; \quad u_{ey} = -\frac{eE_{\perp}}{m} \frac{\omega_c}{(\omega_c^2 + v^2)}. \quad (2.37)$$

Очевидно, магнитное поле не влияет на компоненту скорости, параллельную \mathbf{B}_0 . При $v \rightarrow 0$ направленная вдоль \mathbf{E}_{\perp} скорость в v/ω_c^2 меньше, чем в отсутствие магнитного поля. Скорость $u_y = cE_{\perp}/B_0$ не зависит от v . Она связана с дрейфом в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0$ полях и определяет так называемую холловскую проводимость.

Легко показать, что уравнение для изотропной части функций распределения (2.32) справедливо в общем случае, если ввести эффективное электрическое поле

$$E_{\text{эфф}}^2 = E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2 \frac{v^2}{\omega_c^2 + v^2} = \frac{m}{e} (\mathbf{E} \mathbf{f}_1) \left(\frac{df_0}{dv}\right)^{-1}. \quad (2.38)$$

2.2.6. Распределение электронов в переменном электрическом поле

Как следует из формул (2.8), (2.11) и (2.22), времена установления равновесия для изотропной и направленной составляющей функции распределения сильно отличаются: $\tau_0 \sim 1/v_H \gg \tau_1 \sim 1/v_s$. В зависимости от частоты ω электрического поля можно выделить низкочастотный ($\omega \ll v_H$) случай, когда членами $\partial f_0/\partial t$ и $\partial f_1/\partial t$ можно пренебречь, и функции f_0 и f_1 определяются так же, как в постоянном электрическом поле.

В случае высоких частот ($\omega \gg v_H$) функция распределения не успевает «следить» за изменением поля. При этом f_0 почти постоянна во времени: $f_0 = \text{const} + O(v_H/\omega) f(t)$.

Пусть электрическое поле изменяется по гармоническому закону

$$E = E_0 \cos \omega t. \quad (2.39)$$

Тогда уравнение для f_1 имеет вид

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_s f_1 = \left(\frac{eE_0}{m}\right) \left(\frac{df_0}{dv}\right) \cos \omega t.$$

Вынужденное решение этого уравнения имеет вид

$$f_1(v, t) = f_{11}(v) \cos \omega t + f_{12}(v) \sin \omega t, \quad (2.40)$$

где

$$f_{11} = \frac{eE_0 v_s}{m(\omega^2 + v_s^2)} \frac{df_0}{dv}; \quad f_{12} = \frac{eE_0 \omega}{m(\omega^2 + v_s^2)} \frac{df_0}{dv}.$$

С помощью формул (2.25) и (2.40) определяется направленная скорость электронов в высокочастотном электрическом поле

$$u = u_1 \cos \omega t + u_2 \sin \omega t, \quad (2.41)$$

где в случае $v_s = \text{const}$ амплитуды $u_{1,2} = -\frac{eE_0}{m(\omega^2 + v_s^2)} (v_s; \omega)$.

Компонента u_1 характеризует движение электрона в фазе с полем, u_2 — движение, сдвинутое по фазе на $\pi/2$. При $\omega \ll v_s$, что соответствует большому числу столкновений электронов за период колебаний, $u_1 \rightarrow u_e$ (2.26), $u_2 \rightarrow 0$. При $\omega \gg v_s$ преобладающей становится компонента u_2 . Изотропная часть функции распределения в случае $\omega \gg v_H$ определяется из (2.8) после подстановки (2.40) и усреднения по периоду колебаний:

$$-\frac{1}{6} \frac{e^2 E_0^2}{m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left[\frac{v_s v^2}{\omega^2 + v_s^2} \frac{df_0}{dv} \right] = v_H f_0. \quad (2.42)$$

Как и в случае уравнения (2.38), можно ввести эффективное поле

$$E_{\text{эфф}}^2 = \frac{1}{2} E_0^2 \frac{v_s^2}{\omega^2 + v_s^2}. \quad (2.43)$$

Таким образом, результаты расчетов f_0 в постоянном электрическом поле можно обобщить и на случай высокочастотного поля.

В случае упругих соударений и $\omega \gg v_s$ функция распределения электронов является максвелловской, причем температура электронов не зависит от частоты соударений:

$$T_e = T + \frac{2e^2 E_0^2}{3m\omega^2}. \quad (2.44)$$

2.3. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В условиях ионосферы температура электронов заведомо не превышает нескольких электронвольт. При этом упругие соударения значительно эффективнее неупругих и, как следствие, функция распределения является слабоанизотропной: $f_0 = f_0(v) \gg f_1 = f_1(v, \theta)$. Удобнее поэтому перейти к функции распределения по

энергии $f_0(v) \rightarrow f(\epsilon)$. В результате из формулы (2.2) получаем [274, 303]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \frac{d}{d\epsilon} \left[\frac{\epsilon}{\sum y_j \sigma_{sj}} \frac{df(\epsilon)}{d\epsilon} \right] + \sum \frac{2m}{M_j} \frac{d}{d\epsilon} \times \\ & \times \left[\epsilon^2 \sigma_{sj} y_j \left(f(\epsilon) + T \frac{df}{d\epsilon} \right) \right] + \sum_{j=2} 6B_j \frac{d}{d\epsilon} \left[\epsilon \sigma_j(\epsilon) y_j \left(f(\epsilon) + T \frac{df}{d\epsilon} \right) \right] + \\ & + \sum [(\epsilon - \epsilon_{ij}) f(\epsilon - \epsilon_{ij}) \hat{\sigma}_{ij}(\epsilon - \epsilon_{ij}) y_j - \epsilon f(\epsilon) \hat{\sigma}_{ij}(\epsilon) y_j] + \\ & + \sum [(\epsilon + \epsilon_{ij}) f(\epsilon + \epsilon_{ij}) \sigma_{ij}(\epsilon + \epsilon_{ij}) y_j - \epsilon f(\epsilon) \sigma_{ij}(\epsilon) y_j] - \\ & - \left(\frac{2\pi}{3} \right) \alpha_i^2 \sqrt{\frac{2q}{m}} \left(\frac{e^4}{q^2} \right) \Lambda \frac{d}{d\epsilon} \left[P(\epsilon) \frac{df(\epsilon)}{d\epsilon} + Q(\epsilon) f(\epsilon) \right] = \\ & = \sqrt{\epsilon} \frac{df(\epsilon)}{d\tau}, \end{aligned} \quad (2.45)$$

где

$$P(\epsilon) = 2 \int_0^\epsilon w^{3/2} f(w) dw + 2\epsilon^{3/2} \int_\epsilon^\infty w f(w) dw; \quad Q(\epsilon) = 3 \int_0^\epsilon w^{1/2} f(w) dw$$

($e = 300q = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ).

Здесь индекс $j=1; 2; 3$ относится соответственно к N_2, O_2, O ; y_j — относительное содержание N_2, O_2, O ; σ_{sj} — транспортное сечение столкновений электрона с N_2, O_2, O ; σ_{ij} — эффективное сечение возбуждения i -го уровня j -й компоненты; ϵ_{ij} — квант i -го процесса возбуждения колебательных уровней (N_2, O_2), тонкой структуры (O), электронных уровней (N_2, O_2, O) или ионизации (N_2, O_2, O); $\sigma_j(\epsilon)$ — сечение возбуждения вращательных уровней N_2 и O_2 ; B_j — вращательная постоянная (для азота $B_1 = 2,49 \times 10^{-4}$ эВ, для кислорода $B_2 = 1,78 \cdot 10^{-4}$ эВ); N — суммарная концентрация N_2, O_2 и O ; y_{ij} — относительные концентрации возбужденных частиц; $\hat{\sigma}_{ij}$ — эффективные сечения девозбуждения.

Члены уравнения (2.45) описывают следующие процессы взаимодействия:

набор энергии электроном в электрическом поле, упругое взаимодействие, возбуждение вращательных уровней, возбуждение электронных уровней и ионизацию, передачу энергии электрону от возбужденной частицы (удары второго рода) и кулоновские соударения. Влияние магнитного поля можно учесть, подставив в (2.45) $E_{эфф}$ из (2.38). Аналогично рассчитывается распределение в высокочастотном электрическом поле.

2.3.1. Сечения неупругих процессов

Прямое измерение сечений неупругих взаимодействий электрона с нейтральными частицами является сложной и часто невыполнимой задачей. Поэтому в работе [282] была предложена

следующая методика: на основе численного решения кинетического уравнения с учетом всех каналов упругого и неупругого взаимодействия определяются скорость дрейфа $v_{др} \equiv u_e$ и отношение коэффициента диффузии к подвижности D/μ_e для разных значений E/N . Затем по известной форме сечения «настраивают» их по абсолютной величине до наилучшего согласия между рассчитанными и измеренными значениями $v_{др}$ и D/μ_e в широком диапазоне значений E/N . Кроме такого подхода существуют традиционные способы определения сечения: оптические методы, метод

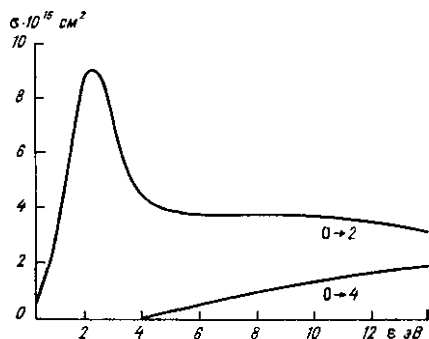


Рис. 2.2. Сечение резонансного возбуждения вращательных уровней молекулы азота.

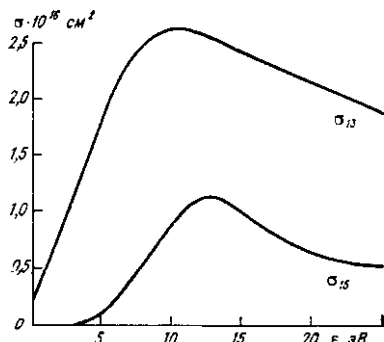


Рис. 2.3. Сечение резонансного возбуждения вращательных уровней молекулы O_2 на два (σ_{13}) и на четыре (σ_{15}) кванта.

электронных ловушек и т. д. (см., например, [175, 204]). В дальнейшем используются сечения из работ [109, 123, 127, 335], отобранные и проверенные или частично исправленные по методике [282].

Молекулы азота и кислорода — основные нейтральные компоненты атмосферы — являются наиболее изученными из двухатомных молекул. На рис. 2.2 и 2.3 приведены сечения возбуждения вращательных уровней N_2 [123, 127] и O_2 [109].

В то же время отсутствие экспериментальных данных не позволяет пока «настроить» сечения упругого рассеяния и возбуждения тонкой структуры атомарного кислорода. Ниже используется сечение возбуждения уровней тонкой структуры атомарного кислорода электронным ударом, предложенное в работе [268]. Сечения возбуждения двух нижних электронных уровней $2P^1D$ и $2P^1S$ взяты из работ [241, 299], а для более высоколежащих уровней используются сечения из работ [335, 390].

2.3.2. Скорость охлаждения электронного газа в ионосфере

При моделировании ионосферной плазмы необходимым элементом является расчет концентрации и температуры электронов. Для корректного определения последней следует решать кинети-

ческое уравнение (2.45). В силу сложности таких расчетов большинство авторов (см., например, [129, 378]) полагают распределение электронов по энергии максвелловским. В результате задача сводится к решению уравнения теплопроводности для электронного газа

$$\frac{dT_e}{dt} = Q_e - L_e + \Delta\Phi_e, \quad (2.46)$$

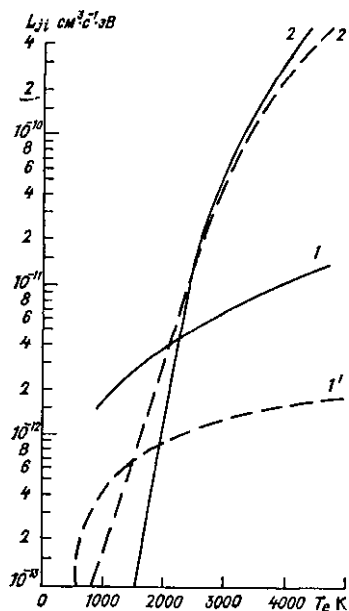


Рис. 2.4. Скорости охлаждения электронного газа в N_2 .

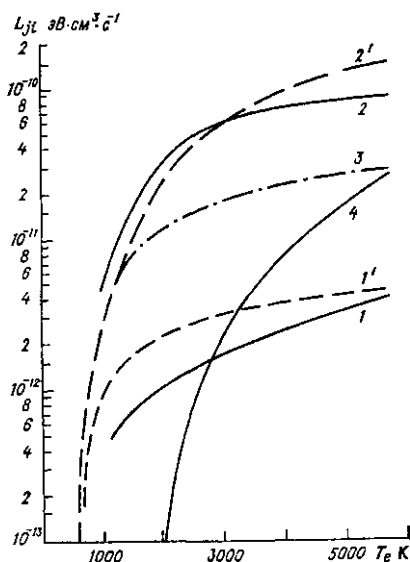


Рис. 2.5. Скорости охлаждения электронного газа при возбуждении вращательных ($1, 1'$), колебательных ($2, 2', 3$) и электронных (4) уровней в молекуле O_2 .

где члены Q_e , L_e и $\Delta\Phi_e$ определяют соответственно нагрев, охлаждение и перенос энергии.

Второй член в правой части уравнения (2.46) можно представить в следующем виде: $L_e = \sum_j N_j (L_j + \sum_i L_{ij}) + n_e L_{кул}$, где N_j — концентрация j -й составляющей нейтральной атмосферы; L_j — скорости потери энергии электроном в результате упругого соударения с нейтральной частицей, индекс $j=1; 2$ относится соответственно к N_2 и O_2 ; L_{ij} — скорость потери энергии электроном в результате возбуждения i -го уровня j -й компоненты; $L_{кул}$ — потери энергии при упругом взаимодействии электрона с ионами.

Анализ величин L_j и L_{ij} показывает, что при температурах электронов $T_e \leq 3000$ К основными являются процессы возбуждения вращательных и колебательных уровней N_2 и O_2 и уровней тонкой структуры О. Скорости охлаждения электронного газа в О рассчитаны в работах [260, 268, 308]. Применяемые обычно (см.

[129, 260, 378]) скорости охлаждения электронного газа в N_2 и O_2 получены с использованием «ненастроенных» сечений [274, 282, 286, 292, 327, 339, 376], отличающихся от приведенных на рис. 2.2 и 2.3¹ (последние дают наилучшее согласие с результатами экспериментов).

На рис. 2.4 приведены скорости охлаждения электронного газа в N_2 , рассчитанные для максвелловского распределения. Видно, что рассчитанное с учетом резонансного возбуждения вращательных уровней [164] значение (кривая 1) значительно превышает обычно используемое [386] (кривая 1') во всем диапазоне температур. В то же время скорость потери энергии на возбуждение колебательных уровней (кривая 2) при $T_e < 2000$ К значительно меньше полученной в работе [386] (кривая 2'). Это связано с тем, что в работах [274, 282] завышено сечение возбуждения уровня $V=1$ в пороговой области (0,29...1,5 эВ).

На рис. 2.5 приведен расчет скорости охлаждения электронного газа в O_2 (штриховые кривые — данные работы [386], штрихпунктирная кривая — данные работы [365], сплошные кривые — данные работы [199]).

Видно, что суммарная скорость охлаждения электронного газа в O_2 оказывается ближе к значению из работы [386], а повсеместно используемые значения из работы [365] являются заниженными [194].

2.3.3. Результаты модельных расчетов ФРЭ

Стационарное решение кинетического уравнения (2.45) зависит от отношения E/N , нейтрального состава, температуры газа, плотности возбужденных частиц и степени ионизации (α_i). Полезно исследовать роль каждого из этих (управляющих) параметров в отдельности. В случае $\alpha_i=0$ и в отсутствие возбужденных частиц для выбранной смеси газов и температуры решение зависит от единственного параметра E/N . Расчет ФРЭ для чистых газов N_2 , O_2 и O в широком диапазоне E/N выполнен в работах [109, 127] и [47] соответственно. В результате получены зависимости ФРЭ, T_e , $v_{др}$, D/μ_e и относительных энерго вкладов от E/N . Основное отличие рассчитанной ФРЭ от максвелловской во всем диапазоне E/N заключается в уменьшении числа электронов в области больших энергий из-за неупругих процессов. Исключение составляет область низких значений E/N , при которых температура электронов сравнима с температурой газа. При увеличении степени ионизации от 0 до 1 температура электронов уменьшается примерно на 1000 К, а ФРЭ приближается к максвелловской. При $a_i \leq 10^{-5}$ кулоновские соударения не оказывают влияние на ФРЭ.

Как было отмечено в работе [5], учет ударов второго рода не приводит к изменению таких характеристик, как T_e , $v_{др}$, D/μ_e ,

¹ Основное отличие связано с тем, что в работах [274, 282] не учтено резонансное возбуждение вращательных уровней N_2 .

Рис. 2.6. Релаксация ФРЭ ($h=120$ км, $T=500$ К).

1) $\tau=0$, 2) $5 \cdot 10^{-5}$ с, 3) 10^{-4} с, 4) $3,1 \times 10^{-4}$ с.

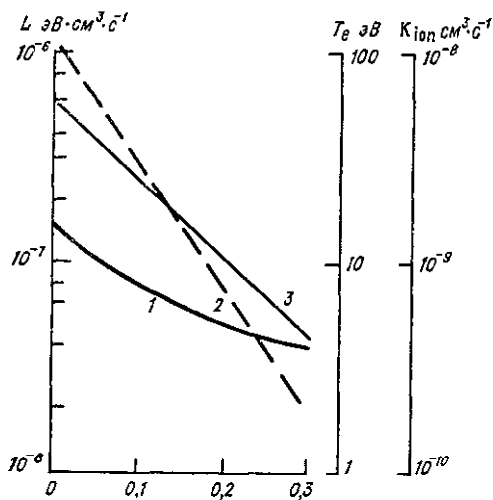
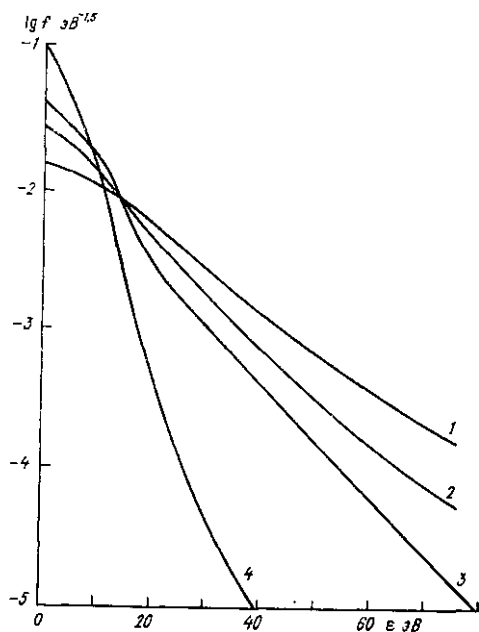


Рис. 2.7а. Изменение во времени температуры электронов (1), константы ионизации (2) и энерговклада на 1 электрон (3).

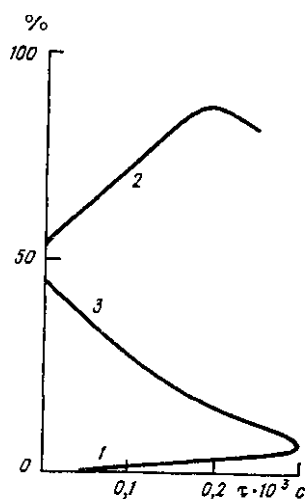


Рис. 2.7б. Изменение во времени относительного энерговклада.

1 — колебательные уровни, 2 — электронные уровни, 3 — ионизация.

Таблица 2.1

Реакция	$T_v=300$ К		$T_v=3000$ К	
	$E/N=10^{16}$ В·см ² , $T_e=7644$ К, $v_{др}=1,744 \cdot 10^6$ см·с ⁻¹	$E/N=2 \cdot 10^{16}$ В·см ² , $T_e=8239$ К, $v_{др}=2,902 \cdot 10^6$ см·с ⁻¹	$E/N=10^{16}$ В·см ² , $T_e=7264$ К, $v_{др}=1,757 \cdot 10^6$ см·с ⁻¹	$E/N=2 \cdot 10^{16}$ В·см ² , $T_e=8633$ К, $v_{др}=2,752 \cdot 10^6$ см·с ⁻¹
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=1) + e$	65,747	48,067	—1,545	9,913
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=2) + e$	15,402	25,757	2,050	14,390
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=3) + e$	7,183	17,998	19,657	22,936
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=4) + e$	0,355	4,700	20,681	17,490
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=5) + e$	0,108	2,138	20,515	13,299
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=6) + e$	0,001	0,315	15,417	10,331
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=7) + e$	0,000	0,052	6,931	4,227
$N_2 + e \rightarrow N_2 (V=8) + e$	0,000	0,007	2,432	1,609
Нагревание газа	12,245	4,676	14,906	6,682

однако может существенно изменить относительные энерго вклады. В табл. 2.1 представлены результаты расчета энерго вкладов (%) для чистого азота при $T=300$ К для $E/N=10^{-16}$ В·см² и $E/N=2 \cdot 10^{-16}$ В·см². В одном случае колебательная температура молекул N₂ была равна температуре газа, а в другом — выше ($T_v=3000$ К). В нижней строчке показана доля энергии, идущая на нагревание газа. Видно, что увеличение колебательной температуры практически не привело к изменению T_e и $v_{др}$. Энерго вклады, напротив, заметно изменились. При $E/N=2 \cdot 10^{-16}$ В·см² тоже произошли изменения относительного энерго вклада, хотя и в меньшей степени. Это связано с тем, что наличие в плазме возбужденных частиц приводит, в первую очередь, к изменению доли энергии, идущей на возбуждение этих частиц. В случае ее малости относительный энерго вклад не изменится.

При моделировании процессов в пульсирующих или быстро перемещающихся полярных сияниях необходимо решение нестационарного кинетического уравнения (2.45), чтобы определить время установления и релаксации ФРЭ. На рис. 2.6 и 2.7 представлены примеры релаксации начального распределения ($T_e(\tau=0) \approx 20$ эВ) для параметров ионосферы на высоте 120 км при $\alpha_i=0$, отсутствии возбужденных частиц и неучете возбуждения O и O₂ (последнее оправдано с точностью около 20 %). Видно, что релаксация ФРЭ происходит за время $\tau=2 \cdot 10^{-4}$ с (T_e уменьшается примерно в 3 раза).

Решение временной задачи для многокомпонентной смеси в настоящее время не представляется возможным из-за чисто вычислительных сложностей. Для оценок можно пользоваться выражением

$$\tau_{уст} \sim \frac{T_e}{(E/N) N v_{др}}. \quad (2.47)$$

Для рассмотренного случая $\tau_{уст} \approx 10^{-4}$ с.

2.3.4. Анализ результатов расчета ФРЭ

На рис. 2.8 и 2.9 представлены результаты расчета ФРЭ с учетом всех членов уравнения (2.45) при $[N_2]=2,1 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $[O_2]=2,1 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $[O]=6,9 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $T=500$ К. Заселенность колебательных уровней молекул N₂ и O₂ и уровней тонкой структуры атомов кислорода определяется распределением Больцмана с температурой газа в качестве параметра; степень ионизации равна нулю. Выбранный состав является характерным для высот 120—130 км; суммарная плотность $N=3 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Выразим через параметр E/N электрическое поле: $E=3(E/N) \cdot 10^{16}$ мВ/м. При $E \leq 0,1$ мВ/м вся энергия идет в основном на прямой нагрев газа через возбуждение уровней тонкой структуры, вращательных уровней N₂ и O₂ и упругое рассеяние. В диапазоне $\tilde{E} \leq 1$ мВ/м менее 20 % энергии идет на возбуждение колебательных уровней молекул азота и кислорода и более 60 % энергии — на нагрев газа.

Вклад в колебательные уровни становится заметным в диапазоне $1 < E < 60$ мВ/м, достигая наибольшего значения (до 90 % энергии) в интервале $4,5 < E < 15$ мВ/м.

Возбуждение электронных уровней эффективно, начиная с 15 мВ/м, причем суммарное возбуждение O и O₂ не превышает 10 % и основная доля энергии идет на возбуждение N₂ (достигая 66 % при $E \sim 60$ мВ/м). При этом около 30 % энергии идет на воз-

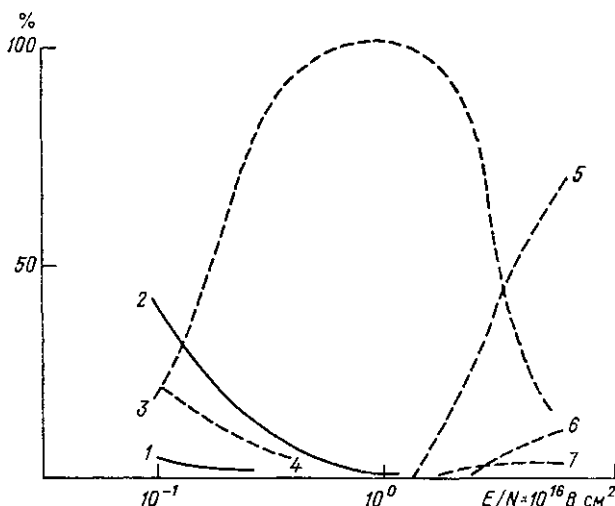


Рис. 2.8. Относительные энерго вклады.

1 — нагревание газа; 2 — возбуждение уровней тонкой структуры; 3, 4, 5 — возбуждение колебательных, вращательных и электронных уровней N₂ соответственно; 6, 7 — возбуждение электронных уровней O₂ и O соответственно.

буждение триплета A³Σ_u, V³Π_g, C³Π_u. При меньших значениях E доля энергии, идущая на возбуждение триплета, падает (приблизительно до 3 % при $E \approx 15$ мВ/м). Отсюда следует, что во всем интервале значений E скорость возбуждения O(¹D) меньше, чем для A³Σ_u. Начиная с 20 мВ/м, заметная доля энергии (до 5 %) идет на ионизацию.

На рис. 2.9 приведена зависимость скорости дрейфа от значения напряженности электрического поля. Видно, что при изменении $E_{||}$ от 1 до 20 мВ/м $v_{др}$ увеличивается в 10 раз. Приведенная на рис. 2.9 зависимость $n_e(E_{||}) = j_{||}/v_{др}(E_{||})e$ ($j_{||} = 2 \cdot 10^{-4}$ А · м⁻²) показывает верхнюю границу для стационарного значения n_e в ионосфере при заданном электрическом поле.¹ Для целого ряда задач важно определить максимально возможный энерго вклад $W = j_{||}E_{||}$ в ионосферную плазму в зависимости от значения на-

¹ Это справедливо только тогда, когда рассеяние электронов обусловлено столкновениями. В случае аномального (турбулентного) рассеяния (см. гл. 4 и 7) эта зависимость нарушается.

пряженности поля. Видно, что он достигает значения $W \approx 2 \times 10^7$ эВ·см⁻³с⁻¹ при $E_{\parallel} \approx 15$ мВ/м (это опять-таки относится к столкновительному рассеянию).

На рис. 2.10 представлены функции распределения электронов для двух значений $E/N = 0,08 \cdot 10^{-16}$ и $0,5 \cdot 10^{-16}$ В·см², соответствующих при $N = 10^{11}$ см⁻³ продольным полям 0,08 и 0,5 мВ/м. Сравнение этих распределений с максвелловским показывает рас-

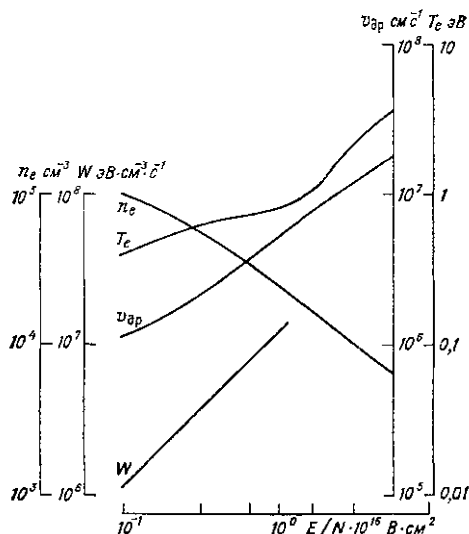


Рис. 2.9. Зависимость параметров ионосферной плазмы от напряженности электрического поля.

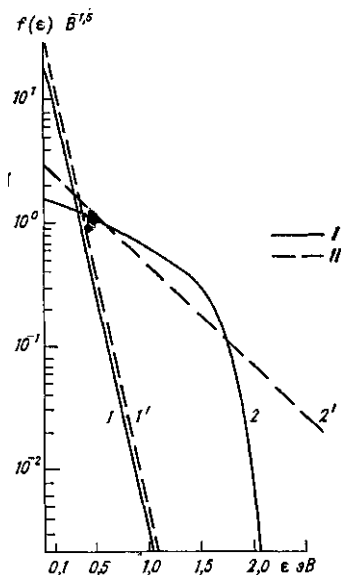


Рис. 2.10. ФРЭ на высоте $h \approx 150$ км, рассчитанные по формулам (2.45) (I) и (2.6) (I').

1, I' — $\bar{\epsilon} = 0,117$ эВ, 2, 2' — $\bar{\epsilon} = 0,534$ эВ.

хождение до порядка величины и более в области энергий $\epsilon \geq 4\bar{\epsilon}$ (при $\bar{\epsilon} \approx 0,5$ эВ), что связано с неупругими потерями энергии. Таким образом, расчет возбуждения уровня с порогом больше $4\bar{\epsilon}$ с использованием максвелловского распределения может приводить к ошибке в несколько порядков.

Итак, выше было рассмотрено влияние продольных электрических полей на функцию распределения и температуру электронов. Анализ был проведен в рамках столкновительного приближения для электронов с небольшой энергией $\epsilon < 10$ эВ. В следующей главе в одночастичном приближении исследована эволюция потоков электронов с энергией до нескольких десятков кэВ, которые вторгаются в E-область ионосферы вдоль геомагнитного поля. Рассмотрены такие эффекты вторжения электронов в нейтральный газ, как ионизация, свечение и образование вторичных (надтепловых) электронов.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМ ГАЗОМ

Задача о распространении в нейтральном газе электронов с энергией ϵ_0 , значительно превышающей потенциал ионизации (ϵ_{ion}), является общей для физики ионосферы, газового разряда, различного рода процессов в плазмохимических реакторах и т. д. Суть ее в следующем. Энергичный электрон, двигаясь в нейтральном (или слабоионизированном) газе, испытывает упругое рассеяние на ядрах и орбитальных электронах, а также теряет свою энергию на ионизацию. При каждом акте ионизации образуется вторичный электрон с энергией ϵ , первичный электрон теряет энергию порядка $(\epsilon + \epsilon_{\text{ion}})$. Из лабораторных измерений хорошо известно, что, например, при распространении электронов с энергией $\epsilon_0 \gtrsim 0,5$ кэВ в воздухе при каждом акте ионизации теряется энергия в среднем порядка $\Delta\epsilon \approx 2\epsilon_{\text{ion}} \approx 32 \dots 35$ эВ. Таким образом, в результате многократной ионизации и других неупругих процессов первичный электрон полностью теряет энергию — деградирует. При постоянном источнике устанавливается стационарный спектр в интервале энергий от долей электронвольта до ϵ_0 , называемый деградационным. Он формируется как за счет вторичных, третичных и т. д. электронов, так и за счет деградировавших первичных электронов. Концентрация вторичных электронов приблизительно в $\epsilon_0/\Delta\epsilon$ раз превышает концентрацию первичных, а энергия их значительно меньше ϵ_0 . Отсюда уже можно сделать заключение о деградационном спектре как о монотонно убывающей в некотором интервале энергий функции, конкретный вид которой целиком определяется сечениями неупругих столкновений. Средняя энергия, теряемая энергичным ($\epsilon_0 \gtrsim 0,5$ кэВ) электроном при одном акте ионизации, не зависит от концентрации газа, наличия неоднородности концентрации и присутствия постоянного магнитного поля. Все перечисленные факторы влияют только на пространственное распределение энергии, теряемой первичными электронами.

Рассмотрим методы, используемые в физике ионосферы для расчета деградационного спектра, и получаемые с их помощью результаты. Как видно из вышеизложенного, задача разделяется на две части: определение эволюции спектра (деградации) первичных электронов и расчет спектра вторичных электронов.

3.1. ДЕГРАДАЦИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

При расчете диссипации потока первичных электронов используются как теоретические расчеты, так и эмпирические закономерности, установленные на основе лабораторных экспериментов. Так, в работе [368] для расчета профиля ионизации использовались лабораторные данные [291] по торможению в воздухе пучков электронов с различными энергиями иpitch-угловыми распре-

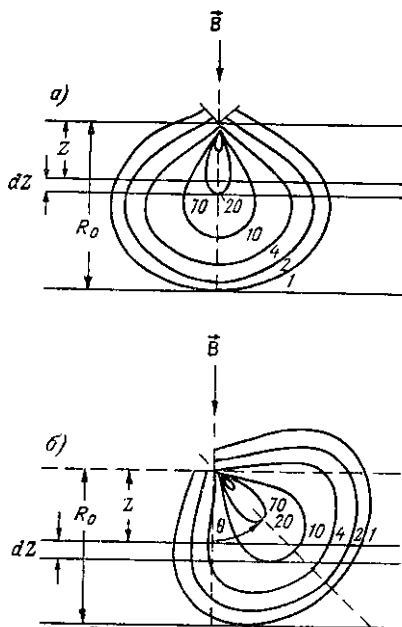


Рис. 3.1. Изолинии интенсивности излучения N_+^2 , вызванного моноэнергичным мононаправленным пучком электронов ($\mathbf{v}_0 \parallel \mathbf{B}$) (а) и пучком с углом инжекции θ (б).

делениями. В эксперименте [291] поглощение энергии электронов пучка определялось по интенсивности свечения первой отрицательной системы полос N_2^+ , которая пропорциональна теряемой электроном в единичном объеме энергии. На рис. 3.1 показаны изолинии равной интенсивности свечения для различных pitch-углов инжекции (θ). На основе полученных данных определяется «функция потерь» $\lambda(Z/R_0)$, которая характеризует долю энергии, теряемую электронами при прохождении количества вещества Z . В случае однородного вещества

$$Z = l \cdot M \cdot N, \quad (3.1)$$

где l — проекция на \mathbf{B}_0 пути, пройденного электроном. Если вещество неоднородно, то

$$Z = \int_0^l M N(x) dx, \quad (3.2)$$

где интегрирование ведется по координате x , параллельной магнитному полю \mathbf{B}_0 .

«Функция потерь»

$$\lambda(Z/R_0) = \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_0} / \left(\frac{dZ}{R_0} \right) \quad (3.3)$$

равна энергии, которую теряет электрон в интервале dZ на «расстоянии» Z от начала отсчета. Здесь R_0 — это максимальное «расстояние», на которое может проникнуть в вещество электрон с энергией ε_0 . Функция $\lambda(Z/R_0)$ является универсальной для выбранного вещества и не зависит от его плотности.

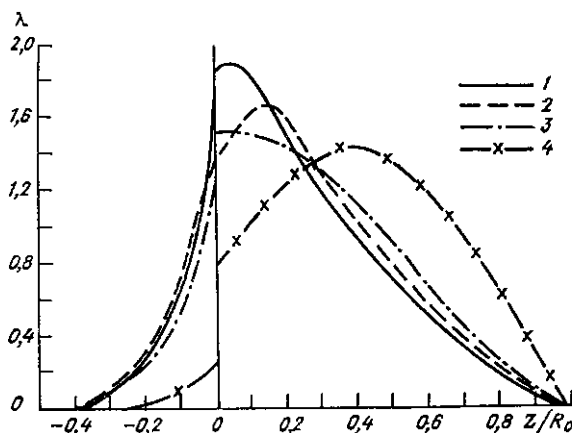


Рис. 3.2. Функция потерь для различных начальныхpitch-угловых распределений.

1, 2 — изотропное (0...80° и 0...70° соответственно), 3 — $f = \cos \theta_0$, 4 — $\theta_0 = 0$.

Как видно из рис. 3.1, функции $\lambda(Z/R_0)$ зависят от pitch-углового распределения. На рис. 3.2 из работы [368] приведены функции $\lambda(Z/R_0)$ для разных pitch-угловых распределений. Отрицательные значения Z/R_0 соответствуют рассеянию электронов в обратном направлении.

Как отмечалось, для электронов с энергией более 0,5 кэВ основным каналом потерь энергии является ионизация. Так как средняя энергия, теряемая такими электронами при одном акте ионизации в воздухе, составляет порядка 35 эВ, то, зная значение функции $\lambda(Z/R_0)$ [291], можно рассчитать скорости ионообразования для воздуха. В работе [368] рассчитаны профили ионообразования для верхней атмосферы с использованием лабораторных данных [291] по поглощению энергии в воздухе. При этом для верхней атмосферы

$$Z = \frac{1}{\cos \theta_0} \sum_i \int_h^\infty M_i N_i dh,$$

где $j=1; 2; 3$ — индексы соответственно для N_2 , O_2 , O ; интегрирование ведется вдоль силовой линии магнитного поля. На основе такого подхода определены высоты, на которые могут проникнуть электроны с заданной энергией ϵ_0 при высыпании из магнитосферы. Вместе с тем, состав нейтральной атмосферы на высотах $h > 100$ км существенно отличается от воздуха, поэтому использование значений $\lambda(Z/R_0)$ из работы [291] не совсем корректно.

С другой стороны, эволюцию спектра первичных электронов можно рассмотреть с помощью кинетического уравнения. В качестве примера приведем результаты одной из первых работ [401], в которой для описания поведения энергичных электронов ($\epsilon \gtrsim 0,5$ кэВ) используется кинетическое уравнение в приближении Фоккера—Плака. При этом учитывалось свободное движение электронов вдоль силовых линий дипольного геомагнитного поля и упругое рассеяние на заряженных рассеивающих центрах. Структура атомов при таком подходе не играет роли и дифференциальное сечение рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$\sigma(\beta, \theta) = \frac{z_i^2 e^4}{4m^2 v^4} (1 - \beta^2) \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^{-4}, \quad (3.4)$$

где θ — угол рассеяния, z_i — заряд рассеивающего центра, $\beta = v/c$.

Основным источником упругого рассеяния для электронов с энергией $\epsilon \gtrsim 10$ кэВ является рассеяние на ядрах; для электронов с меньшей энергией необходимо в (3.4) добавить поправку на рассеяние на орбитальных электронах [225]. При этом диссипация энергии электрона описывается формулой Бете

$$\frac{d\epsilon_0}{dx} \simeq - \frac{4\pi e^4}{\epsilon_0} N \sum_j n_j \ln \left(\frac{4\epsilon_0}{\epsilon_j} \right). \quad (3.5)$$

Здесь ϵ_j — средняя энергия возбуждения нейтральной частицы сорта j ; n_j — число внешних орбитальных электронов нейтральной частицы сорта j . Для основных нейтральных составляющих ионосферы N_2 , O_2 , O ϵ_j равны соответственно 80,5; 92,0; 92,0 эВ.

Эту формулу нетрудно переписать в терминах длины столкновительной диссипации λ_b и частоты ионизации энергичных электронов $\nu_b = \nu_{ion}(\epsilon_0)$. Действительно, как следует из рис. 3.3 [320], где приведено сечение ионизации молекулярного азота, уравнение (3.5) можно представить в виде

$$\frac{d\epsilon_0}{dx} \simeq -\epsilon_0/\lambda_b,$$

где

$$\lambda_b = \frac{v_0}{\sum_j \nu_b^{(j)}} \left(\frac{\epsilon_0}{4\epsilon_{ion}} \right);$$

$$\nu_b^{(j)} = v_0 \sigma_{ion}^{(j)}(\epsilon_0) N \approx N v_0 \frac{\pi e^4 n_j}{\epsilon_{ion}^2} \frac{\ln(\epsilon_0/\epsilon_{ion})}{(\epsilon_0/\epsilon_{ion})}$$

Для однородного газа связь λ_b с R_0 (рис. 3.1, 3.2) очевидна: $\lambda_b = R_0/MN$.

В работе [401] рассмотрена диффузия авроральных электронов из магнитосферы в ионосферу с учетом рассеяния электронов в атмосфере и «зеркального» отражения за счет увеличения дипольного магнитного поля на низких высотах. На рис. 3.4 приведены результаты расчетов потоков электронов с энергиями $\epsilon_0 \geq 25$ кэВ и $\epsilon_0 \geq 43$ кэВ и данные ракетных наблюдений диффузных стабильных высыпаний (высота 134 км) [401]. Расчеты проводились для начального спектра электронов вида $\exp(-\epsilon_0/10)$

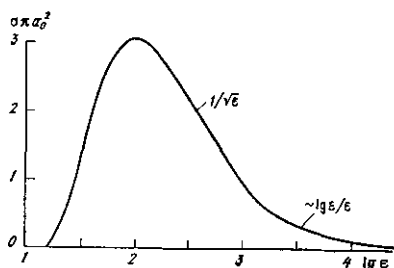


Рис. 3.3. Полное сечение ионизации N_2 .

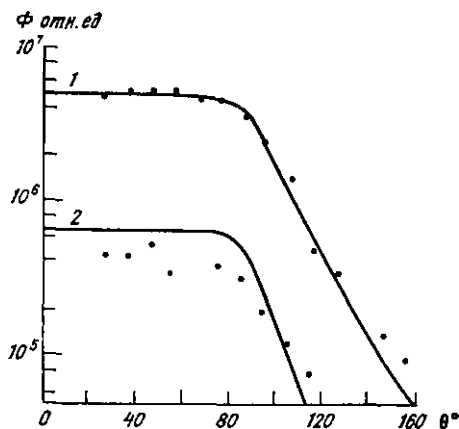


Рис. 3.4. Потоки электронов с энергией $\epsilon > 25$ кэВ (1) и $\epsilon > 43$ кэВ (2) (точками обозначены экспериментальные данные).

с изотропнымpitch-угловым распределением. Видно, что в результате рассеяния на нейтральных частицах и сужения силовых линий магнитного поля pitch-угловое распределение на низких высотах существенно изменяется.

Для решения кинетического уравнения широко используется также метод Монте-Карло. Изложим суть его, следуя в основном работе [189].

Основной прием метода Монте-Карло (М-К) заключается в сведении задачи к расчету математических ожиданий. Это означает, что для расчета некоторой величины Ψ необходимо подобрать такую случайную величину ξ , среднее значение которой $\langle \xi \rangle = \Psi$. Тогда, вычислив K независимых значений ξ_1, \dots, ξ_K , можно определить

$$\Psi = \langle \xi \rangle \approx \frac{1}{K} \sum_i \xi_i.$$

Например, нужно вычислить площадь s плоской фигуры произвольной формы, расположенной внутри единичного квадрата.

Возьмем внутри квадрата K случайных точек. Пусть при этом K_1 точек находится внутри фигуры. Таким образом, площадь s примерно равна отношению $\xi_1 = K_1/K$. В другой реализации внутрь фигуры попадет K_2 точек и $\xi_2 = K_2/K$ и т. д. Среднее значение ξ является, очевидно, наилучшим приближением к истинному значению s . Ясно также, что точность определения тем выше, чем больше K .

Преимуществом метода М-К является простой вычислительный алгоритм, недостатком — необходимость расчета большого числа вариантов, так как погрешность вычислений пропорциональна $K^{-1/2}$. Поэтому наиболее эффективно его использование при решении задач, требуемая точность результата которых превышает 5...10 %. Так как сечения взаимодействия электронов с нейтральными частицами известны с точностью до нескольких процентов, применение этого метода в задачах распространения электронов в ноносфере вполне оправдано.

Схему расчета методом М-К проиллюстрируем задачей о прохождении частиц через слой вещества, взаимодействие с атомами которого сводится к двум процессам: упругого рассеяния и поглощения. Обозначим сечения этих процессов соответственно σ_s и σ_c . Примем для простоты, что энергия частицы ϵ_0 при рассеянии не меняется и рассеяние является изотропным. Необходимо найти вероятности прохождения частицы сквозь слой (P^+), отражения (P^-) и поглощения (P^0).

Длина свободного пробега отдельной частицы λ может принимать любое значение с плотностью вероятности

$$P(\lambda) = e^{-\lambda/\lambda_0}/\lambda_0,$$

где $\lambda_0^{-1} = N(\sigma_c + \sigma_s)$; N — концентрация вещества в слое $0 \leq x \leq h$.

Средняя длина пробега $\langle \lambda \rangle = \lambda_0$, а формула для «разыгрывания» λ :

$$\lambda = \lambda_0 \ln(1/\gamma),$$

где γ — случайное число в интервале от 0 до 1.

Так как задача азимутально симметрична относительно оси X , то направление движения частицы определяется углом φ между осью X и скоростью частицы, значение которого при изотропном рассеянии равномерно распределено в интервале $0 \dots 2\pi$. При этом формула для разыгрывания

$$\mu = \cos \varphi = 2\gamma - 1.$$

Схема расчета такова. Пусть частица испытывает n^e -рассеяние внутри слоя в точке x_n и после этого движется в направлении μ_n . Абсцисса следующего столкновения $x_{n+1} = x_n + \mu_n \lambda_n$, где $\lambda_n = \lambda_0 \ln(1/\gamma)$. Если $x_{n+1} > h$, расчет траектории данной частицы прекращается и к счетчику прошедших частиц прибавляется 1. В противном случае проверяется условие отражения $x_{n+1} < 0$. Если же $0 < x_{n+1} < h$, необходимо разыграть «судьбу» частицы

при $n+1$ столкновении. При $\gamma' < \sigma_c/(\sigma_c + \sigma_s)$ принимается, что частица поглощается веществом, в противном случае разыгрывается угол $\mu_{n+1} = 2\gamma' - 1$ и цикл повторяется.

Начальное значение траектории каждой частицы характеризуется двумя параметрами: $x_0 = 0$ и $\mu_0 = 1$. Пусть после разыгрывания K траекторий K^+ , K^- и K^0 частиц соответственно проходит сквозь слой, отражается и поглощается. Тогда искомые вероятности равны $P^\alpha = K^\alpha/K$.

Отметим, что существуют различные модификации метода М-К, например, когда сразу рассматривается движение ансамбля частиц и т. д.

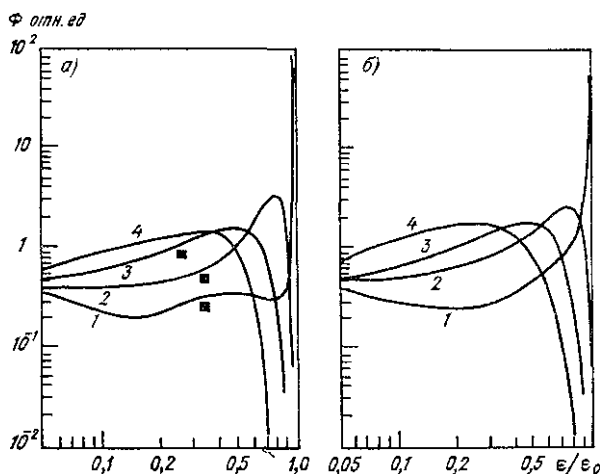


Рис. 3.5. Деградационные спектры мононаправленного (а) и изотропного (б) потоков электронов.

1) $Z/R_0 = 0.03$, 2) $Z/R_0 = 0.37$, 3) $Z/R_0 = 0.7$, 4) $Z/R_0 = 1.04$.

На рис. 3.5 показаны рассчитанные в работе [230] с помощью метода Монте-Карло спектры первичных электронов на различных высотах, характеризующихся параметром Z/R_0 , при вторжении моноэнергичного ($\epsilon_0 = 10$ кэВ) потока с питч-углами $\theta_0 = 0$ (а) и изотропного (б).

По известной функции распределения нетрудно подсчитать поток энергии вторгающегося потока и затем перейти к «функции потерь» $\lambda(Z/R_0)$. Соответствующие расчеты для конкретной модели ионосферы также выполнены в работе [230].

Указанные методы позволяют получить в определенном смысле интегральные характеристики процесса диссипации энергии первичных электронов. На практике требуется знание более детальной картины, в частности, распределения энергии по каналам неупругого взаимодействия. Для определения последнего необходим расчет спектра вторичных электронов.

3.2. СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В однородном газе стационарное уравнение для функции распределения вторичных электронов имеет вид [215]

$$v \frac{\partial f}{\partial z} + q(\epsilon) = \frac{\delta f}{\delta t} \quad (3.6)$$

(ось Z направлена вдоль магнитного поля). Здесь $q(\epsilon)$ — источник образования вторичных электронов с энергией ϵ в результате деградации первичных электронов. Предполагается, что существующие в ионосфере электрические поля не искажают спектры вторичных электронов.

В работе [225] проведено численное решение уравнения (3.6) в области энергий $1 \leq \epsilon \leq 500$ эВ с учетом упругого рассеяния, возбуждения электронных и колебательных уравнений и ионизации. Источник $q(\epsilon)$ определяется из решения уравнения Фоккера—Планка, аналогичного приведенному в работе [401]. Для упрощения уравнения (3.6) в работе [225] использовано «двухпотокное» приближение [345], которое заключается в суммировании по отдельности всех электронов, двигающихся вдоль силовой линии магнитного поля вверх (Φ^+) и вниз (Φ^-):

$$\Phi^\pm(\epsilon, z) = \int \Phi(\epsilon, z, \Omega) d\Omega, \quad (3.7)$$

где знак «+» («—») соответствует интегрированию поpitch-углу θ от 0 до $\pi/2$ (от $\pi/2$ до π); $\Phi(\epsilon) = v f(\epsilon)$ — поток электронов.

В «двухпотковом приближении» кинетическое уравнение принимает вид [225]

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta \rangle \frac{d}{dz} \Phi^\pm(\epsilon, z) = & - \sum_l \sum_j N_l(z) [\sigma_{lj}(\epsilon) + P_l(\epsilon) \sigma_l(\epsilon)] \Phi^\pm(\epsilon, z) + \\ & + \sum_l N_l(z) P_l(\epsilon) \sigma_l(\epsilon) \Phi^\mp(\epsilon, z) + 0,5q(\epsilon, z) + q^\pm(\epsilon, z). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} q^\pm(\epsilon, z) = & \sum_{l,j} N_l(z) \{ P_{lj}(\epsilon + \epsilon_{lj}) \sigma_{lj}(\epsilon + \epsilon_{lj}) \Phi^\mp(\epsilon + \epsilon_{lj}; z) + \\ & + [1 - P_{lj}(\epsilon + \epsilon_{lj})] \sigma_{lj}(\epsilon + \epsilon_{lj}) \Phi^\pm(\epsilon + \epsilon_{lj}; z) \}; \end{aligned}$$

$P_l(\epsilon)$ и $P_{lj}(\epsilon)$ — соответственно вероятности рассеяния электрона назад при упругом и неупругом соударении с частицей сорта l ; $\sigma_l(\epsilon)$ и $\sigma_{lj}(\epsilon)$ — сечение упругого и неупругого рассеяния с возбуждением j -уровня; $\langle \theta \rangle$ — средний pitch-угол.

Первый член в правой части уравнения (3.8) описывает «гибель» электронов с энергией ϵ в результате неупругих процессов и упругого рассеяния назад; второй — увеличение потока за счет упругого рассеяния назад электронов встречного потока; третий и четвертый члены — соответственно вклады источника и ударов первого рода.

На рис. 3.6 приведены результаты расчета потока Φ^- , создаваемого при вторжении в атмосферу моноэнергичного потока электронов с энергией $\epsilon_0 = 10$ кэВ. По известной функции распределения $f \sim \Phi/\sqrt{\epsilon}$ можно рассчитать скорости возбуждения и ионизации.

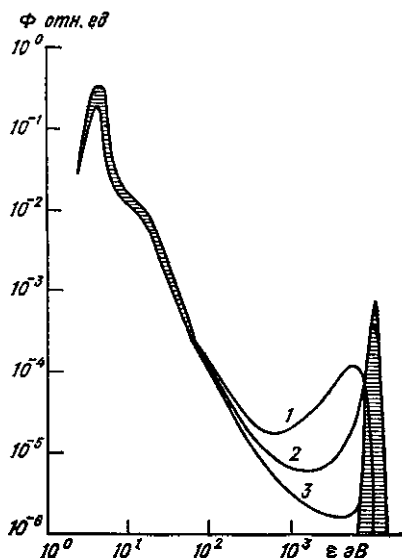


Рис. 3.6. Энергетическое распределение направленных вниз потоков электронов на различных высотах (штриховкой показано начальное распределение пучка).

1) $h=105$ км, 2) $h=130$ км, 3) $h=200$ км.

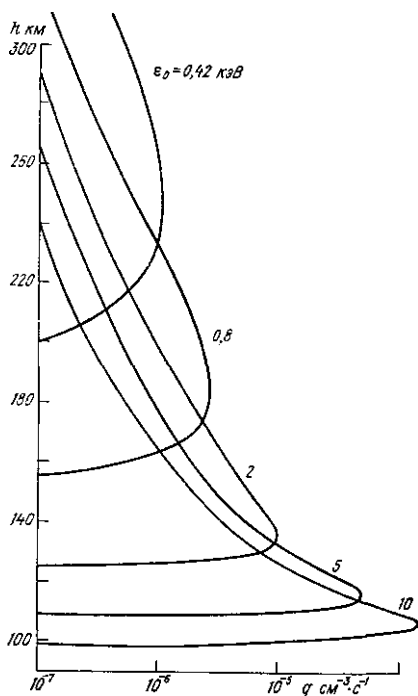


Рис. 3.7. Высотные профили скорости ионизации моноэнергичными электронами.

На рис. 3.7 приведены высотные профили скоростей ионизации при вторжении в атмосферу моноэнергетических электронов [225]. Видно, что увеличение жесткости (энергии) высыпавшихся электронов приводит к уменьшению высоты и полуширины максимума высотного профиля ионообразования. Уменьшение высоты связано с уменьшением сечения соударений при увеличении $\epsilon_0 \geq 0.5$ кэВ, т. е. с возрастанием λ_b и соответственно проникновением электронов в более плотные слои атмосферы. Уменьшение полуширины слоя ионизации связано с уменьшением высоты однородной атмосферы H_i в мезопause. Нетрудно убедиться, что высота нижнего края максимума ионизации определяется следующей простой оценкой: $\lambda_b(N_{\max}) \sim H_i(N_{\max})$.

3.2.1. Приближение «локальных потерь»

В области высот, где длина свободного пробега вторичного электрона $\lambda_s(N) \ll H_l \ll \lambda_b(N)$, для расчета спектра вторичных электронов можно использовать приближение «локальных потерь»: $(\partial f / \partial z) = 0$ (см., например, [371]). В этом случае, полагая справедливым выражение (2.22) для столкновительного члена, из (3.6) получаем

$$f(\epsilon) = q(\epsilon) / v_i(\epsilon). \quad (3.9)$$

Эту формулу удобно использовать для проведения различного рода оценок. Так, с ее помощью легко объяснить подобие спектров вторичных электронов на рис. 3.6. Действительно, член $q(\epsilon)$ определяется фактически двойным дифференциальным сечением ионизации

$$\sigma_{ii}^{(l)}(\epsilon; \epsilon_0) \sim \sigma_{ion}^{(l)}(\epsilon_0) (\text{const} + \epsilon^2)^{-1},$$

которое сохраняет подобие при изменении энергии первичного электрона ϵ_0 (см. [356]). При этом полный интеграл неупругих потерь в знаменателе (3.9) усредняет влияние каждой компоненты, не изменяя формы спектра.

Формула (3.9) получена с использованием аппроксимации (2.22). В общем случае в приближении «локальных потерь» кинетическое уравнение для 3-компонентной ионосферной плазмы можно записать в следующем виде [193]:

$$\begin{aligned} 0 = & \sum_{i=1}^3 y_i [\Phi(\epsilon + \epsilon_{li}) \sigma_{li}(\epsilon + \epsilon_{li}) - \Phi(\epsilon) \sigma_{li}(\epsilon)] + q(\epsilon_0) + \\ & + 2 \sum_{i=1}^3 \frac{m}{M_i} y_i \frac{d}{d\epsilon} [\epsilon \sigma_i(\epsilon) \Phi(\epsilon)] + \sum_{i=1}^2 y_i \frac{d}{d\epsilon} [\epsilon_{iR} \sigma_{iR}(\epsilon) \Phi(\epsilon)] + \\ & + \sum_{i=1}^3 \left\{ y_i \int_{\epsilon_{ion}^{(l)} + \epsilon}^{\epsilon_0} \Phi(\epsilon_p) \sigma_{ii}^{(l)}(\min[\epsilon, \epsilon_p - \epsilon_{ion}^{(l)} - \epsilon]; \epsilon_p) d\epsilon_p - \right. \\ & \left. - \Phi(\epsilon) \sigma_{ion}^{(l)}(\epsilon) \right\}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь ϵ_0 — энергия первичного электрона; y_i — относительный нейтральный состав (индексы 1-1; 2; 3 относятся соответственно к N_2 , O_2 , O); ϵ_{li} и $\sigma_{li}(\epsilon)$ — соответственно порог и сечение возбуждения j -го уровня l -й компоненты; M_i — соответственно массы N_2 , O_2 и O; ϵ_{iR} и $\sigma_{iR}(\epsilon)$ — энергия и сечение возбуждения вращательных уровней молекул N_2 и O_2 ; $\sigma_i(\epsilon)$ — транспортное сечение соударения электрона с нейтральной частицей сорта i ; $\epsilon_{ion}^{(l)}$ и $\sigma_{ion}^{(l)}(\epsilon)$ — соответственно энергия и сечение ионизации l -й компоненты; $\sigma_{ii}^{(l)}(\epsilon_s, \epsilon_p)$ — двойное дифференциальное сечение ионизации электрона

троном с энергией ϵ_p с образованием вторичного электрона с энергией ϵ_s .

Первый член в уравнении (3.10) определяет возбуждение электронных уровней N_2 , O_2 и O , колебательных уровней N_2 , O_2 и уровней тонкой структуры O . Третий член описывает потери энергии при упругих соударениях а четвертый — возбуждение вращательных уровней N_2 и O_2 . Отличие перечисленных интегралов столкновений в уравнении (3.10) от аналогичных в уравнении (2.45) заключается в том, что здесь не учитываются удары второго рода.

Последний член уравнения (3.10) описывает образование новых электронов в результате ионизации и потерю энергии электроном при ионизации. Отличие этого члена от аналогичного в уравнении (2.45) состоит в учете того, что в процессе ионизации электрон образуется с некоторой энергией.

Второй член в уравнении (3.10) определяется умножением потока вторгающихся (первичных) электронов на сечение ионизации

$$q(\epsilon_0) = \sum_{l=1}^3 \frac{1}{\Delta\epsilon} \int_{\epsilon_0}^{\infty} \Phi(\epsilon) \sigma_{\text{ion}}^{(l)}(\epsilon) d\epsilon. \quad (3.11)$$

В работе [124] на основе численного решения кинетического уравнения для воздуха показано, что в «локальном приближении» спектр вторичных электронов имеет одинаковую форму для энергии первичного моноэнергетического электрона $\epsilon_0 = 1; 10$ и 100 кэВ в интервале $\epsilon \leq 100$ эВ. Следовательно, форма спектра первичных электронов в интервале энергий $1 \text{ кэВ} \leq \epsilon_0 \leq 100 \text{ кэВ}$ не влияет на форму деградационного спектра в интервале энергий $\epsilon \leq 100$ эВ. Соответственно несущественно иpitch-угловое распределение первичных электронов.

В уравнение (3.10) не входит явным образом плотность нейтрального газа N , следовательно, его решение зависит только от относительного состава нейтрального газа. Отметим также, что уравнение (3.10) справедливо при нулевой степени ионизации; при его выводе не учитывались электрон-электронные и электрон-ионные столкновения.

По аналогии с ценой ионообразования удобно ввести параметр, называемый энергетической ценой и характеризующий среднюю энергию, затрачиваемую на тот или иной канал неупругих потерь. Определим энергетическую цену U_{jl} возбуждения j уровня l компоненты, как отношение начальной энергии электрона (ϵ_0) к общему числу N_{lj} возбужденных на уровень j частиц сорта l при торможении этого электрона, т. е.

$$U_{jl} = \epsilon_0 / N_{lj}.$$

Как показано в работах [47, 124, 319], энергетическая цена образования возбужденных частиц для определенного относительного состава является постоянной величиной, не зависящей от энергии первичного электрона при $\epsilon_0 \geq 0,5$ кэВ. По определению, она не зависит и от абсолютного значения концентрации. Влия-

нием кулоновских соударений на величину энергетической цены на высотах $h \leq 200$ км из-за низкой степени ионизации в первом приближении можно пренебречь. Энергетические цены ионообразования широко используются [107, 225, 230, 312, 330, 367, 369, 383] для расчета скоростей ионизации. При этом часто используют значение 35 эВ, которое было экспериментально получено для воздуха (33,4... 35,5 эВ) [256, 399]. В ионосфере относительный состав на высотах $h > 90$ км меняется в широком диапазоне и выбор постоянной цены ионизации $U_{\text{ion}} = 35$ эВ (или 32 эВ) ничем не аргументирован и требует дополнительного исследования.

Таким образом, для расчета скоростей возбуждения и ионизации в ионосфере

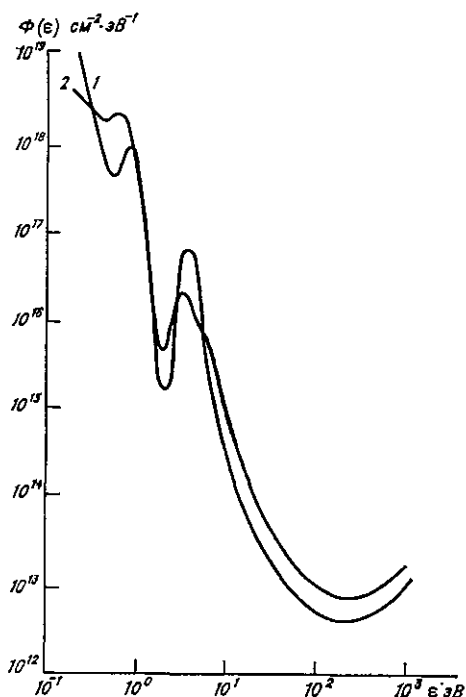


Рис. 3.8. Нормированные функции распределения энергичных электронов для двух вариантов нейтрального состава.

- 1) $[N_2]/[O_2]/[O] = 0,78/0,19/0,03$;
2) $[N_2]/[O_2]/[O] = 0,44/0,06/0,50$.

в области высот $h \leq 200$ км необходимо знать их энергетические цены, которые зависят только от относительного нейтрального состава (N_2 , O_2 , O). Для того чтобы перебрать все возможные состояния нейтральной атмосферы, в интервале высот $h \leq 200$ км взяты 24 набора параметров (табл. 3.1).

Ниже приведены результаты расчета ФРЭ для 24 вариантов относительного состава и энергии первичных электронов $\epsilon_0 = 1$ кэВ. В результате численного решения уравнения (3.10) были определены ФРЭ в диапазоне энергии $1 \dots 10^3$ эВ и энергетические цены возбуждения и ионизации. Расчет проведен с использованием сечений для N_2 и O_2 [124] и для O [335].

На рис. 3.8 приведены нормированные ФРЭ [193]

$$\tilde{\Phi}(\epsilon) = \frac{f(\epsilon) v}{q_{\text{ion}}/N} \quad (3.12)$$

для двух вариантов нейтрального состава.¹ Здесь N — суммарная концентрация нейтральных частиц, $q_{\text{ion}} = q(\epsilon) \epsilon_0 / U_{\text{ion}}$ — скорость

¹ Подчеркнем подобие спектров (рис. 3.6 и 3.8) при $10 \leq \epsilon \leq 100$ эВ.

Таблица 3.1

Параметр	$\lg \left(\frac{[\text{O}]}{[\text{N}_2] + [\text{O}_2]} \right)$								
	-2,5	-2	-1,5	-1	-0,5	0	0,5	1	1,5
$\lg ([\text{N}_2]/[\text{O}_2]) = 1,5$									
$[\text{N}_2]$				0,8812	0,7364	0,4847	0,2329	0,0882	0,0298
$[\text{O}_2]$				0,0279	0,0233	0,0153	0,0074	0,0028	0,0009
$[\text{O}]$				0,0909	0,2403	0,5000	0,7597	0,9090	0,9693
U_{ion}				32	31	29	26	25	24
$\lg ([\text{N}_2]/[\text{O}_2]) = 1,2$									
$[\text{N}_2]$			0,9118	0,8551	0,7146	0,4703	0,2260	0,0856	
$[\text{O}_2]$			0,0575	0,0540	0,0451	0,0297	0,0143	0,0054	
$[\text{O}]$			0,0307	0,0909	0,2403	0,5000	0,7597	0,9090	
U_{ion}			33	32	31	29	26	25	
$\lg ([\text{N}_2]/[\text{O}_2]) = 0,9$									
$[\text{N}_2]$		0,8794	0,8609	0,8074	0,6748	0,4441	0,2134		
$[\text{O}_2]$		0,1107	0,8084	0,1017	0,0849	0,0559	0,0269		
$[\text{O}]$		0,0099	0,0307	0,0909	0,2403	0,5000	0,7597		
U_{ion}		33	33	32	31	29	26		
$\lg ([\text{N}_2]/[\text{O}_2]) = 0,6$									
$[\text{N}_2]$	0,7967	0,7913	0,7747	0,7266	0,6072	0,3996			
$[\text{O}_2]$	0,2001	0,1988	0,1946	0,1825	0,1525	0,1004			
$[\text{O}]$	0,0032	0,0099	0,0307	0,0909	0,2403	0,5000			
U_{ion}	33	33	33	32	31	29			

ионизации, U_{ion} — энергетическая цена образования электронной пары.

Видно, что при одинаковых отношениях q_{ion}/N ФРЭ сильно изменяется при изменении состава. Так, глубокий провал у ФРЭ в области 2...3 эВ связан с большим сечением возбуждения колебательных уровней N_2 и более выражен в составе с большим процентным содержанием азота. В области энергий, превышающих порог ионизации, ФРЭ принимает меньшее значение для большего содержания N_2 и O_2 из-за того, что сечение ионизации последних превышает сечение ионизации O почти в два раза. Также отметим, что наибольшие изменения ФРЭ в зависимости от состава газа происходят в области энергии $\epsilon < 6$ эВ. Этим объясняется относительное постоянство коэффициентов возбуждения с порогом $\epsilon \geq 6$ эВ и ионизации (см. ниже).

Энергетическая цена является функцией сразу двух параметров — относительного состава и ФРЭ (которая, в свою очередь, зависит от состава). Поэтому при исследовании ионизации или возбуждения нейтральных частиц, удобно перейти от цен к нормированным коэффициентам возбуждения, которые зависят от ФРЭ:

$$S_{jl} = U_{jl}/U_{\text{ion}} y_l = \tilde{q}_{jl}/y_l, \quad (3.13)$$

где $q_{jl} \equiv \tilde{q}_{jl} \cdot q_{\text{ion}}$ — скорость возбуждения j -го уровня частиц сорта l .

Как следует из расчетов, при изменении параметра $\tilde{X} = 2,5 + \lg ([O]/[N_2] + [O_2])$ от 0 до 4 коэффициенты ионизации N_2 , O_2 и O возрастают примерно в 1,5 раза и не зависят (с точностью 2 %) от параметра $\tilde{Z} = \lg (N_2/[O_2])$.

Аналогичную зависимость от параметра \tilde{X} имеют все коэффициенты возбуждения с порогом $\epsilon \geq 6$ эВ. Условно можно отождествить нейтральный состав в диапазоне $0 \leq \tilde{X} \leq 2,5$ и $0,6 \leq \tilde{Z} \leq 1,5$ с E -областью. Тогда можно сказать, что коэффициенты возбуждения (и ионизации) с порогом ≥ 6 эВ в E -области изменяются не больше чем на 20 % и не зависят от отношения $[N_2]/[O_2]$. Так, например, коэффициент возбуждения состояния $A^3\Sigma_u$ молекулы азота равен $S_{11} = 0,17$ (при $\tilde{X} > 2,5$ $S_{11} = -0,035 + 0,084\tilde{X}$).

Противоположная картина наблюдается для состояний с порогом возбуждения $\epsilon < 6$ эВ, примером которых является состояние $O^1(D)$ (рис. 3.9). Этот вывод нетрудно понять из рис. 3.8 и табл. 3.1.

Видно, что профилю с меньшим \tilde{X} соответствует больший максимум в интервале от 3 до 7 эВ, что обусловлено резким уменьшением потерь энергии в N_2 в указанном диапазоне энергии.

Зная энергетические цены, нетрудно рассчитать интенсивность излучения соответствующих спектральных линий. Последняя

определяется формулой (1.11), в которой для концентрации возбужденных частиц имеем

$$N(V') \rightarrow N_{il}(V') = q_{il}q_{il}(V', V''')/\tau_{il}(V'). \quad (3.14)$$

Время жизни $\tau(V')$ для разрешенных линий определяется формулой (1.12). Для запрещенных линий необходимо учитывать уменьшение времени жизни метастабильного уровня, вызванное соударениями.

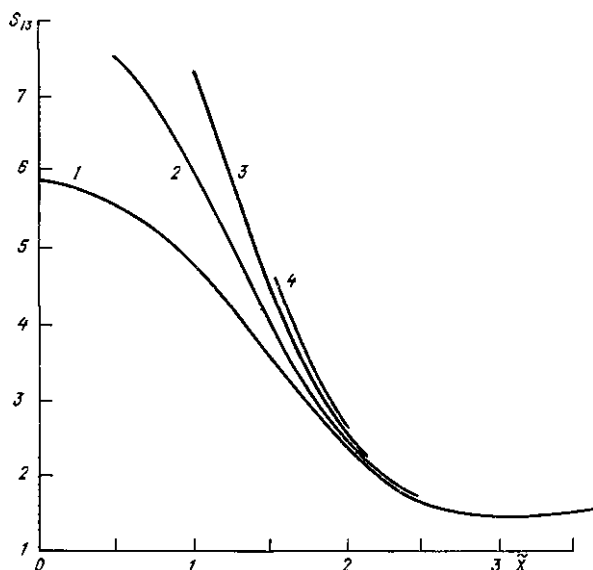


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента возбуждения состояния 1D атома кислорода от параметра \tilde{X} .

1) $\tilde{Z}=0,6$, 2) $\tilde{Z}=0,9$, 3) $\tilde{Z}=1,2$, 4) $\tilde{Z}=1,5$.

Так как коэффициенты возбуждения разрешенных линий (с порогом более 6 эВ) в E -области согласно расчетам изменяются не более чем на 20 %, то отношение их интенсивностей зависит практически только от отношения концентраций соответствующих нейтральных компонент [см. (3.13)]. Подчеркнем, что при этом отношение интенсивностей излучения частиц одного сорта не должно изменяться с высотой в E -области (там, где справедливо неравенство $\lambda_b \gg H_l$).

Итак, мы рассмотрели взаимодействие энергичных электронов с ионосферой в рамках одночастичного приближения и имеем теперь основу для сравнения с данными наблюдений, приведенными в гл. 1. Прежде всего, обратимся к результатам расчетов спектра вторичных электронов (см. рис. 3.6 и 3.8).

Если аппроксимировать деградационный спектр степенной функцией $\tilde{\Phi}(\epsilon) \sim \epsilon^{-\alpha}$, то оказывается, что при изменении ней-

трального состава в пределах, указанных в табл. 3.1, для диапазона энергий 6... 25 эВ $\alpha \approx 3,8$, а для 25... 80 эВ $\alpha \approx 2,5$ [193]. Согласно данным эксперимента спектр в области энергий $\epsilon \geq 20$... 25 эВ (рис. 1.5 и 1.6) имеет существенно более пологий характер, а именно $\alpha \approx 1$. Таким образом, изменением нейтрального состава не удастся «подогнать» деградационный спектр под реально наблюдаемый. Следовательно, можно заключить, что функция распределения надтепловых электронов формируется в ионосфере не только за счет столкновительной деградации высыпающихся электронов.¹

Спектр вторичных электронов связан с интенсивностью излучения, т. е. со свечением полярного сияния. Следовательно, можно ожидать несоответствие рассчитанных параметров ионосферной плазмы в полярном сиянии наблюдаемым. Таким образом, остается рассмотреть высотные профили свечения и ионизации, а также отношение интенсивностей различных линий в полярном сиянии.

Прежде всего отметим, что восстанавливаемые из данных наблюдений профили свечения полярного сияния обычно аппроксимируют кривыми, подобными приведенным на рис. 1.10 (см. [312]), которые согласуются с расчетами (см. рис. 3.7). Однако существует ряд измерений, которые не укладываются в схему одночастичного взаимодействия. Анализу последних посвящен следующий параграф.

3.3. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

В работе [352] приведены результаты наблюдения телевизионной (ТВ) камерой лучистых дуг полярных сияний. Время экспозиции ТВ-камеры 1/60 с, спектральный диапазон 4000... 7000 Å. Максимальная чувствительность используемой в эксперименте [352] пленки соответствует длине волны около 4200 Å (первая отрицательная система полос N_2^+). Отмечено, что в основном наблюдается один максимум интенсивности свечения, который располагается в интервале высот 110—120 км, что соответствует рис. 3.7. Однако в тонких лучистых дугах наблюдаются структуры с двумя максимумами (рис. 3.10 а), нижний из которых расположен на высоте 113—115 км, а верхний — на 10—15 км выше. Аналогичные результаты получены также в работе [82] (рис. 3.10 б). До недавнего времени считалось, что это лишь отдельные, достаточно «экзотические» структуры в полярных сияниях. Однако Хэллинан и др. [293], проанализировав данные нескольких лет наземных наблюдений с помощью высокочувствительных ТВ-установок,

¹ По-видимому, впервые это обстоятельство было отмечено в работе [361].

пришли к выводу, что указанные особенности профилей свечения наблюдаются довольно часто (при благоприятных условиях наблюдений).

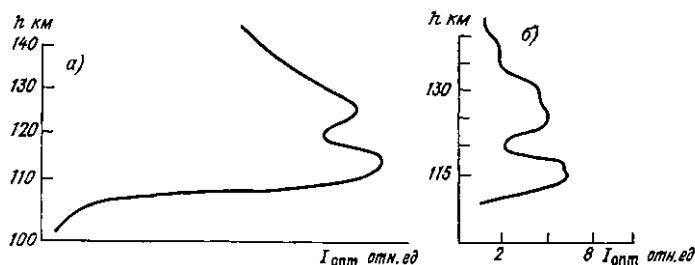


Рис. 3.10. Профили светимости лучей полярных сияний по данным наземных телевизионных установок.

Прямые измерения свечения в различных линиях были проведены в двух ракетных пусках [266]. На борту ракеты были установлены фотометры с фильтром, которые непрерывно измеряли яркость линий $\lambda=5577 \text{ \AA}$ ($O(^1S - ^1P)$), $\lambda=3914 \text{ \AA}$ [$N_2^+(I \text{ отр.})$] и $\lambda=6765 \text{ \AA}$ [$N_2(I \text{ пол.})$]. Одновременно измерялся поток электронов.

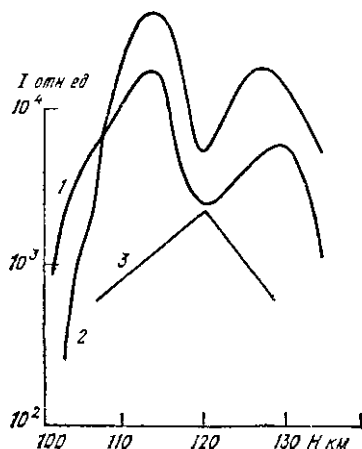


Рис. 3.11. Профили интенсивности свечения в дуге II класса по данным ракетных измерений.

1) $\lambda=3914 \text{ \AA}$, 2) 5577 \AA , 3) 6765 \AA .

В первом случае ракета была запущена в стабильную дугу II класса. На рис. 3.11 приведены профили интенсивностей свечения: $\lambda=3914 \text{ \AA}$ и $\lambda=5577 \text{ \AA}$. Очевидно общее сходство с профилем на рис. 3.10. С хорошей степенью точности совпадают параметры соответственно верхнего и нижнего слоев. В работах [266, 352] предполагается, что двухслойный профиль свечения образуется в результате одновременного вторжения в атмосферу двух пучков электронов: анизотропного пучка с энергией $\varepsilon_0=2,7...$

3 кэВ и изотропного с энергией $\epsilon_0 = 5,9$ кэВ. Этому противоречит то обстоятельство, что вертикальные размеры нижнего и верхнего слоев практически совпадают (ср. с рис. 3.7).

Подчеркнем, что в отмеченных случаях [82, 293, 352] фотографии ПС были выполнены с помощью ТВ-установок с малым временем экспозиции, тогда как в абсолютном большинстве наблюдений время экспозиции велико. По-видимому, с этим связана «экзотичность» тонкой структуры профилей свечения, хотя на скачки яркости вдоль луча сияния указывалось неоднократно [80].

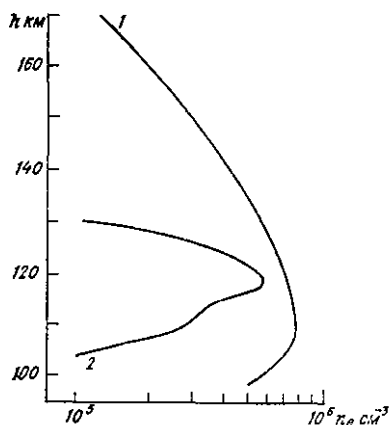


Рис. 3.12. Профили электронной концентрации.

Необходимо также отметить, что наблюдались и лучистые формы, имеющие резкий градиент профиля свечения выше столкновительного максимума (лучи с резким верхним краем свечения [80]).

В средних широтах в ночной авроральной зоне часто наблюдаются быстрые ($\Delta t < 1$ мин) вариации электронной плотности в виде слоев повышенной концентрации плазмы с характерной толщиной 2...10 км (E_s слой) [305, 387]. При этом возможно одновременное появление двух и более слоев. Такие крупномасштабные неоднородности могут развиваться на фоне довольно высокой концентрации ионосферной плазмы $n_e \geq 10^5$ см⁻³.

На рис. 3.12 приведены два профиля электронной концентрации, полученные в двух ракетных пусках [387]. Легко показать, привлекая высотные профили скоростей ионизации (рис. 3.7) [225], что профиль 1 наблюдался во время вторжения потока авроральных электронов с довольно широким энергетическим спектром. Ясно, что во втором случае поток должен быть более моноэнергичным. Резкий нижний край профиля 2 можно объяснить, полагая энергию потока $\epsilon_0 = 7$ кэВ. Видно, что профиль 2 имеет такой же резкий край и выше максимума, где концентрация электронов уменьшается в три раза на расстоянии $\Delta h < 10$ км. Согласно [225], это должно происходить на расстоянии $\Delta h \approx 20$ км. Следовательно, полутолщина слоя (профиль 2) на 10 км тоньше

минимально возможного слоя, полученного в предположении о столкновительной деградации авроральных электронов.

Профиль $n_e(h)$ с двумя максимумами и резким верхним краем можно получить и из рис. 3.10 и 3.11, так как $n_e(h) \sim \sqrt{I_{3914}}$; $\sqrt{I_{4200}}$ (напомним, что основной компонентой здесь является молекулярный азот). Отметим также, что двухмаксимумные профили $n_e(h)$ наблюдались и при $h \leq 110$ км [227], т. е. в области высот пульсирующих сияний [384].

Таким образом, в рамках одночастичного (столкновительного) приближения не удается объяснить тонкую структуру высотных профилей свечения и профилей $n_e(h)$ в области E полярной ионосферы. К такому же выводу приводит анализ отношения интенсивностей свечения I положительной и I отрицательной систем N_2 (см. рис. 3.11).

Действительно, интенсивность свечения в линии $\lambda = 6765$ Å соответствует переходу из состояния $B^3\Pi_g(V' = 4)$ в состояние $A^3\Sigma_u^+(V'' = 1)$ с вероятностью $A = 3,02 \cdot 10^4$ с $^{-1}$. Известно [312], что состояние $B^3\Pi_g$ заселяется при соударении молекулы N_2 с электроном из состояний $X^1\Sigma_g$ и каскадных переходов из состояний $C^3\Pi_u$, $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$, $A^3\Sigma_u^+$. Как показано выше, в интервале высот $h \leq 200$ км коэффициенты возбуждения этих состояний меняются не более чем на 10 %.

Известно также, что на 16 актов ионизации молекул азота высвечивается 1 квант $\lambda = 3914$ Å. Следовательно, коэффициент возбуждения эмиссии $\lambda = 3914$ Å изменяется не более чем на 10 %, аналогично коэффициенту ионизации N_2 . Таким образом, в интервале высот 130 км $\leq h \leq 200$ км отношение эмиссий I_{6765}/I_{3914} должно оставаться постоянным с точностью 20 %. На высотах $h < 130$ км отношение интенсивностей может уменьшиться примерно на 10 % из-за гашения состояния $A^3\Sigma_u^+$. Наблюдаемое изменение отношения I_{6765}/I_{3914} на порядок (см. рис. 3.11) говорит о том, что спектр вторичных электронов не является деградационным.

Как показывает дополнительный анализ, ускорение электронов даже в очень сильном постоянном продольном электрическом поле ($E_{\parallel} \approx 5$ мВ/м) не приводит к согласию деградационных спектров и, следовательно, свечения и ионизации с наблюдениями. Таким образом, для полного описания процессов взаимодействия энергичных электронов с ионосферой необходимо выйти за рамки одночастичного приближения.

Естественным шагом на этом пути является учет взаимодействия энергичных электронов с ионизованной компонентой ионосферной плазмы. Эффективность последнего может быть значительно выше «одночастичного» вследствие развития специфических плазменных不устойчивостей. Анализ плазменных эффектов посвящены последующие главы.

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА СО СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМОЙ

ВВЕДЕНИЕ

Выше при рассмотрении эффектов, вызываемых энергичными электронами и электрическими полями в ионосфере, учитывалось только столкновительное (парное) взаимодействие частиц. При таком одночастичном подходе, как было показано, встречаются непреодолимые трудности при объяснении ряда фундаментальных явлений в авроральной ионосфере. Чтобы обойти эти трудности, необходимо учесть эффекты бесстолкновительного взаимодействия заряженных частиц между собой, т. е. «ввести в игру» плазменные (коллективные) процессы. Этой проблеме более чем за три десятилетия, начиная с пионерских работ Ахизера и Файнберга [20], Бома и Гросса [237], посвящено огромное количество экспериментальных и теоретических исследований, в основном для бесстолкновительной полностью ионизованной плазмы. В настоящее время установлено, что взаимодействие со слабоионизованной плазмой, какой является ионосфера, имеет ряд существенных особенностей. Здесь сделана попытка представить основные результаты, отражающие текущее состояние этой фундаментальной проблемы физики плазмы, с более подробным изложением тех аспектов, которые необходимы для понимания явлений в ионосфере.

В отличие от обычного (нейтрального) газа, плазме присущи процессы коллективного характера. Действительно, из-за дальнего действия кулоновских сил в сфере взаимодействия заряженной частицы находится целый ансамбль (коллектив) частиц. Поэтому на локальное изменение состояния плазмы быстро «откликаются» все частицы, вовлекаясь в коллективные движения — плазменные колебания (и волны)¹. При этом изменение состояния (релаксация) плазмы может происходить не столько благодаря соударениям, как в нейтральном газе, но и за счет возбуждения плазменных колебаний. Таким образом, специфику плазмы определяют именно волновые (коллективные) процессы. Они могут играть важную роль и в слабоионизованной плазме, несмотря на малую долю заряженных частиц. Для этого необходимо выполнение следующих достаточно простых условий.

¹ В линейном приближении «колебания» характеризуют частотой ω , а «волны», кроме частоты, волновым вектором \mathbf{k} (длина волны $\lambda = 2\pi/|\mathbf{k}|$). Это деление довольно условно и далее мы не будем делать различия между ними.

Как известно (см., например, [203, 15]), радиус взаимодействия заряженных частиц в плазме определяется дебаевским радиусом экранирования

$$r_{D*} = \sqrt{\frac{T_e + T_i}{4\pi n e^2}}$$

(здесь и далее температуры частиц взяты в энергетических единицах). Следовательно, для коллективности пламенных движений число частиц в дебаевской сфере должно быть велико¹:

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n r_{D*}^3 \gg 1. \quad (4.1)$$

В слабоионизованной плазме одного этого условия недостаточно. Необходимо также, чтобы длина свободного пробега тепловых электронов существенно превосходила их дебаевский радиус:

$$\lambda_e = v_e / \nu \gg r_D \quad (4.2)$$

или, что то же самое, плазменная частота электронов $\omega_p \gg \nu$ (в полностью ионизованной плазме при $N_D \gg 1$ это условие выполняется автоматически, так как $\nu_{ei} \approx \omega_p \Lambda / N_D$).

Наконец, в задаче о взаимодействии пучков электронов со слабоионизованной плазмой роль коллективных эффектов будет определяющей, если длина столкновительной диссипации энергии пучка $\lambda_b \sim (\epsilon_b / 2\epsilon_{\text{ion}}) (v_b / \nu_b)$ (см. гл. 3 п. 1) велика по сравнению с масштабом l_{rel} , на котором развиваются возбуждаемые пучком волновые процессы.

Используя параметры, приведенные в гл. 1, нетрудно убедиться, что в ионосферной плазме выполняются с большим запасом два первых условия. В справедливости третьего можно убедиться, вообще говоря, только после решения задачи о бесстолкновительном пучково-плазменном взаимодействии², как это сделано ниже.

При изложении мы в основном оперируем качественными оценками, избегая по возможности громоздких выкладок и уравнений.

Тем, кто заинтересован в более детальном знакомстве с теорией и лабораторным экспериментом, рекомендуем работы [15, 42, 100, 120, 162, 192, 242, 375].

4.1. ОСНОВНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ «ПУЧОК—ПЛАЗМА»

Как отмечалось, спецификой плазмы является возможность существования в ней коллективных движений различных типов.

¹ Следует отметить, что при $N_D \gg 1$ энергия кулоновского взаимодействия частиц в плазме мала по сравнению с энергией теплового движения, так что в этом смысле плазма является идеальным газом.

² Сказанное относилось к неограниченной (вдоль направления распространения пучка) плазме. Если же продольный размер плазмы $\Delta L \ll \lambda_b$, то взаимодействие *a priori* будет определяться бесстолкновительными эффектами.

Иными словами, плазма — это не только газ заряженных частиц, но и «газ осцилляторов» — собственных колебаний. В термодинамически равновесной плазме амплитуды этих колебаний малы (так называемые тепловые флуктуации). При отклонении от состояния равновесия возможно нарастание малых волновых возмущений до высокого уровня. Собственно говоря, это и есть неустойчивость. Если она обусловлена присутствием пучка быстрых электронов, говорят о пучковой неустойчивости и т. д.

Описать неустойчивость — значит определить условия и темп нарастания (инкремент) малых колебаний. Точнее говоря, это — линейная стадия неустойчивости, когда рассматриваются малые возмущения стационарного состояния и учитываются только эффекты, линейные по амплитуде (см., например, [6, 40, 146]). Для пучковой неустойчивости наиболее опасны потенциальные высокочастотные (электронные) возмущения, которые и рассмотрены ниже (детальная классификация волн в плазме проведена, например, в [6, 146, 168, 190, 212]).

4.1.1. Потенциальные ВЧ-колебания плазмы

Дисперсионное уравнение

Наиболее общей для описания волн в плазме является система уравнений Максвелла для электромагнитных полей и кинетических уравнений Больцмана—Власова для функций распределения заряженных частиц. Уравнения Максвелла линейны относительно токов и зарядов плазмы, поэтому линеаризации следует подвергнуть лишь уравнение Власова. Полагая $\delta f_j = f_{0j} + \delta f_j$, где δf_j — возмущение функции распределения частиц сорта j под влиянием самосогласованного поля волны, и отбрасывая нелинейные по амплитуде члены, приводим его к виду

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) + \frac{e_j}{m_j c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0] \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] \delta f_j + \frac{e_j}{m_j} \delta E \frac{\partial f_{0j}}{\partial v} = 0. \quad (4.3)$$

Здесь $\delta E = -\nabla \phi$ — возмущение электрического поля, остальные обозначения общеприняты; предполагается, что плазма однородна ($\nabla f_{0j} = 0$).

Возмущения концентрации частиц и плотности тока в уравнениях Максвелла определяются моментами δf :

$$\begin{aligned} \delta n_j &= \int \delta f_j d^3 v, \\ j_a &= \sum e_j \int v_a \delta f_j d^3 v. \end{aligned} \quad (4.4)$$

В итоге получается система линейных интегродифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Поэтому можно без ограничения общности представить возмущение в виде гармонического колебания

$$\begin{aligned} \delta E(\mathbf{r}, t) &= -ik\phi(\mathbf{r}, t) = E_k \omega e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}, \\ \delta f &= \delta f_{\mathbf{k}} \omega e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

При этом из (4.4) следует

$$j_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) \delta E_{\beta}, \quad (4.6)$$

где $\alpha_{\alpha\beta}$ — тензор проводимости ($\alpha, \beta = 1; 2; 3$). Определяя электрическую индукцию $D_{\alpha} = \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) E_{\beta}$ обычным образом

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{\omega} \mathbf{j},$$

получаем связь тензора диэлектрической проницаемости с $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega). \quad (4.7)$$

Из уравнения Пуассона следует система алгебраических уравнений

$$\epsilon_{\alpha\beta} \delta E_{\beta} = 0,$$

описывающая собственные колебания плазмы (потенциальные)¹.

Как известно, решение однородной системы существует, если

$$\det \{\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)\} = 0, \quad (4.8)$$

Это уравнение определяет закон дисперсии (зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k})$) собственных колебаний и называется дисперсионным уравнением

Вообще говоря, решение уравнения (4.8) является комплексным

$$\omega(\mathbf{k}) = \text{Re } \omega(\mathbf{k}) + i \text{Im } \omega(\mathbf{k}) \equiv \omega_{\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}},$$

где $\gamma_{\mathbf{k}} < 0$ — характеризует поглощение волны (в термодинамически равновесной плазме) и называется декрементом затухания.

Очевидно, понятие «гармонических» колебаний имеет смысл лишь тогда, когда $|\gamma_{\mathbf{k}}| \ll \omega_{\mathbf{k}}$. В этом случае собственные частоты можно определить по теории возмущений. Действительно, поглощение энергии колебаний

$$W_{\mathbf{k}} = \partial / \partial \omega_{\mathbf{k}} (\omega_{\mathbf{k}} \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_{\mathbf{k}})) \frac{\delta E_{\alpha} \delta E_{\beta}^*}{8\pi}$$

определяется усредненной за период работой электрического поля:

$$\frac{d}{dt} W_{\mathbf{k}} = -\langle \text{Re } \mathbf{j} \text{ Re } \delta \mathbf{E} \rangle = -\omega_{\mathbf{k}} \epsilon_{\alpha\beta}'' \delta E_{\alpha} \delta E_{\beta}^* / 8\pi. \quad (4.9)$$

Здесь $\epsilon_{\alpha\beta}'' = (\epsilon_{\alpha\beta} - \epsilon_{\beta\alpha}^*) / 2i$ — антиэрмитова часть тензора $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon'_{\alpha\beta} + i\epsilon''_{\alpha\beta}$; $\epsilon'_{\alpha\beta} = (\epsilon_{\alpha\beta} + \epsilon_{\beta\alpha}^*) / 2$ — эрмитова часть. Ясно, что $\gamma_{\mathbf{k}}^* \propto$

¹ В общем случае при $\text{rot } \mathbf{E} \neq 0$ в уравнении (4.8) $\epsilon_{\alpha\beta}$ следует заменить на $\epsilon_{\alpha\beta} + \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2} - \delta_{\alpha\beta} \right)$.

$\propto \epsilon''_{\alpha\beta}$ и, следовательно, для квазигармонических колебаний $\epsilon''_{\alpha\beta} \ll \epsilon'_{\alpha\beta}$. При этом в нулевом приближении частота ω_k определяется уравнением (4.8) с заменой $\epsilon_{\alpha\beta}$ на $\epsilon'_{\alpha\beta}$. В следующем приближении нетрудно получить

$$\gamma_k = -k_\alpha k_\beta \epsilon''_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_k) / k_\alpha k_\beta \frac{\partial \epsilon'_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_k)}{\partial \omega_k}. \quad (4.10)$$

Следует подчеркнуть, что это выражение эквивалентно уравнению баланса (4.9).

Изотропная плазма. Затухание Ландау

Наиболее просто реализуется описанная выше схема в случае изотропной $\mathbf{B}_0 = 0$ плазмы. Из (4.3) и (4.5) следует:¹

$$\delta f_e = \frac{ie}{m} \frac{\delta E \partial f_{0e} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}. \quad (4.11)$$

Подставляя это выражение в формулу (4.4), с помощью формул (4.6) и (4.7) нетрудно найти тензор диэлектрической проницаемости для электронных колебаний

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \tilde{\epsilon}_l(\mathbf{k}, \omega), \quad (4.12)$$

где
$$\tilde{\epsilon}_l(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{mk^2} \int \frac{\mathbf{k} \partial f_{0e} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} d^3v$$

— диэлектрическая проницаемость.

Видно, что подинтегральное выражение имеет особенность (полюс) в точке резонанса $v_z = \omega/k$ (ось z направлена вдоль \mathbf{k}), т. е. там, где скорость частиц равна фазовой скорости волны. Правило обхода полюса указано Л. Д. Ландау при решении задачи об электронных колебаниях плазмы с начальными условиями (строго говоря, корректной является именно такая постановка задачи). При этом вместо преобразования Фурье необходимо пользоваться преобразованием Лапласа, из которого в соответствии с принципом причинности (при $t = -\infty$ возмущение $\delta E = 0$) следует правило обхода Ландау:

$$\omega \rightarrow \omega + i\nu, \quad \nu \rightarrow +0.$$

Это правило можно также сформулировать следующим образом:

$$1/(x - a) \rightarrow P 1/(x - a) - i\pi\delta(x - a),$$

¹ Для высокочастотных ($\omega \gg \omega_{pe}^{1/2}$) колебаний движением ионов можно пренебречь: они не успевают «следить» за более подвижными электронами.

где P означает интеграл в смысле главного значения. В результате диэлектрическую проницаемость можно представить в виде

$$\begin{aligned}\operatorname{Re} \tilde{\epsilon}_l &= 1 + \frac{4\pi e^2}{mk^2} P \int \frac{\mathbf{k} \partial f_{0e} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}} d^3 v, \\ \operatorname{Im} \tilde{\epsilon}_l &= - \frac{4\pi^2 e^2}{mk^2} \int \mathbf{k} \frac{\partial f_{0e}}{\partial \mathbf{v}} \delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}) d^3 v.\end{aligned}\quad (4.13)$$

Отсюда следует, что условие квазигармоничности колебаний $\operatorname{Im} \tilde{\epsilon}_l \ll \operatorname{Re} \tilde{\epsilon}_l$ выполняется, если их фазовая скорость значительно больше тепловой скорости электронов $\omega/k \gg v_e$. При этом в случае максвелловской плазмы дисперсионное уравнение имеет вид

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3k^2 T_e}{m\omega^2} \right) - i \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{\pi}{n_0} \left. \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \right|_{\omega/k} = 0. \quad (4.14)$$

Решением его является

$$\begin{aligned}\omega_k &\equiv \omega_l = \omega_p \sqrt{1 + 3k^2 r_D^2} \approx \omega_p \left(1 + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \right), \\ \gamma_k &\equiv \gamma_l = - \frac{\pi}{2n_0} \frac{\omega_l \omega_p^2}{k^2} \left. \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \right|_{\omega/k} \approx - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p}{k^3 r_D^3} e^{-\frac{1}{2k^2 r_D^2}}.\end{aligned}\quad (4.15)$$

Эти колебания называются электронными ленгмюровскими или плазменными (в узком смысле) колебаниями. Как видно, и в отсутствие соударений ленгмюровские колебания затухают. Бесстолкновительное затухание, называемое затуханием Ландау, обусловлено резонансными ($v_z \approx \omega/k$) электронами. При $\omega_l/k \gg v_e$ или $kr_D \ll 1$ в резонансе находятся частицы на хвосте распределения, поэтому затухание мало.

Физический смысл затухания Ландау легко понять, рассматривая обмен энергией между волной и резонансными электронами. В системе координат, движущейся с волной, потенциал $\delta\phi = \phi_0(t) \cos kz'$, где $\phi_0(t) \propto e^{\gamma_l t}$. Очевидно, частицы со скоростями

$$- \sqrt{\frac{e\phi_0}{m}} < \Delta v_z \equiv v_z - \omega/k < \sqrt{\frac{e\phi_0}{m}} \quad (4.16)$$

захватываются в потенциальные ямы между «горбами» потенциала, а остальные являются пролетными. Захваченные электроны совершают периодическое движение в «ямах» с периодом $\tau_B \approx$

$\approx 1/k \sqrt{e\phi_0/m}$. При отражении от «стенки» частицы, обгоняющие волну ($\Delta v_z > 0$), отдают энергию, а отстающие ($\Delta v_z < 0$) «подхлестываются» волной, отнимая энергию.

Пролетные электроны при движении над профилем потенциала периодически (с периодом порядка времени пролета между «горбами» $\tau_k \sim 1/k|\Delta v_z|$) попадают в области ускорения и торможения. Если $\Delta v_z > \gamma_i/k$, за время заметного изменения амплитуды частица пролетит много длин волны, следовательно, изменением ее энергии можно пренебречь. Таким образом, эффективно взаимодействуют с волной лишь те частицы, которые находятся в резонансной области $\Delta v_z \leq \gamma_i/k$. Из уравнения движения следует, что отстающие частицы большую часть времени находятся в областях ускорения, в среднем отбирая энергию у волны, а обгоняющие в среднем тормозятся волной. В результате баланс энергии волны определяется разницей между числом обгоняющих и «отстающих» частиц, т. е. производной $\partial f_0/\partial v_z$ в точке резонанса. В равновесной плазме $\partial f_0/\partial v_z < 0$, так что колебания затухают.¹

Затухание Ландау обусловлено кинетическими эффектами. В то же время, закон дисперсии ленгмюровских колебаний легко получить, используя гидродинамические уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e \langle \mathbf{v}_e \rangle = 0,$$

движения

$$m n_e \left(\frac{\partial \langle \mathbf{v}_e \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{v}_e \rangle \nabla \langle \mathbf{v}_e \rangle \right) = +e \nabla \phi - \nabla P_e \quad (4.17)$$

и уравнение (4.7) или непосредственно уравнение Пуассона

$$\Delta \phi = 4\pi e (n_e - n_0).$$

Изменение давления электронного газа в бесстолкновительной плазме описывается одномерной адиабатой $P_e \sim n_e^3$.

Подставляя $n_e = n_0 + \delta n$, $\langle \mathbf{v}_e \rangle = \delta \langle \mathbf{v} \rangle$ и $\phi = \delta \phi$, после линеаризации получаем для гармонических колебаний дисперсионное уравнение $1 - \omega_i^2/\omega^2 = 0$, совпадающее при $\omega/kv_e \rightarrow \infty$ с (4.14). Это связано с тем, что «упругой» силой, вызывающей колебания, является электрическое поле, создаваемое разделением зарядов. Кроме того, при $\omega/k \gg v_e$, когда только и существуют ленгмюровские колебания, тепловое движение (нерезонансных) частиц, определяющих дисперсию, несущественно и гидродинамическое приближение вполне оправдано.

¹ Строго говоря, это справедливо при достаточно малых амплитудах волны, когда $\gamma_i \gg \tau_B^{-1}$. В противном случае (так называемое нелинейное затухание Ландау) ширина области захвата (4.16) сравнима с шириной резонансной области и основным является вклад захваченных частиц. Нетрудно понять, что после отражения от «стенки» обгоняющие частицы становятся отстающими и наоборот. При этом затухание волны сменяется нарастанием, чередуясь с периодом $\sim \tau_B$. Затем вследствие фазового «перемешивания» $\partial f_0/\partial v_z|_{\omega/k} \rightarrow 0$ при $t \gg \tau_B$ и установится стационарный уровень.

Магнитное поле существенно меняет волновые свойства плазмы: увеличивается число мод собственных колебаний, меняется их поляризация, причем уже не всегда можно разделить продольные (потенциальные) и поперечные волны. В замагниченной плазме также существуют волны, называемые модами Бернштейна, не имеющие аналога в газодинамике. Диэлектрическая проницаемость магнитоактивной плазмы является тензором (см. Приложение 4.1), и закон дисперсии в явном виде удастся получить лишь в некоторых случаях.

В холодной магнитоактивной плазме ($\omega/kv_e \gg 1$) дисперсионное уравнение для электростатических ($ck/\omega \gg 1$) электронных колебаний принимает следующий вид:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \sin^2 \theta = 0, \quad (4.18)$$

где θ — угол между волновым вектором \mathbf{k} и магнитным полем \mathbf{B}_0 .

Решением уравнения (4.18) являются две ветви колебаний:

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_p^2 + \omega_c^2 \pm \sqrt{(\omega_p^2 + \omega_c^2)^2 - 4\omega_p^2 \omega_c^2 \cos^2 \theta} \right\}.$$

Приведем выражения для $\omega_{1,2}$ в некоторых предельных случаях.

Так, при поперечном ($\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$) распространении $\omega_1 \rightarrow \Omega_{UH}$, где

$\Omega_{UH} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ называется частотой верхнего гибридного резонанса, для частоты нижней ветви ($\omega_2 \sim \cos \theta \rightarrow 0$) при $\cos \theta \sim \mu^{1/2}$ необходимо учитывать движение ионов, что дает $\omega_2 \rightarrow \Omega_{LH}$, где $\Omega_{LH} = \Omega_p (1 + \omega_p^2/\omega_c^2)^{-1/2}$ называется частотой нижнего гибридного резонанса.

При продольном ($\theta \rightarrow 0$) распространении $\omega_1 \rightarrow \max(\omega_p, \omega_c)$ и $\omega_2 \rightarrow \min(\omega_p, \omega_c)$.

В замагниченной ($\omega_c \gg \omega_p$) плазме

$$\begin{aligned} \omega_1 &\simeq \omega_c + \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} \sin^2 \theta, \\ \omega_2 &\simeq \omega_p \cos \theta. \end{aligned} \quad (4.19)$$

В случае незамагниченной плазмы

$$\begin{aligned} \omega_1 &\simeq \omega_p + \frac{\omega_c^2}{2\omega_p} \sin^2 \theta, \\ \omega_2 &\simeq \omega_c \cos \theta. \end{aligned} \quad (4.20)$$

При учете температуры плазмы необходимо заменить в формулах (4.18—4.20) ω_p на ω_i . Другой эффект, обусловленный конечностью ларморовского радиуса электронов, — появление при квазипоперечном распространении электростатических колебаний

(мод Бернштейна), частоты которых при $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$ стремятся к гармоникам электронной гирочастоты ω_c . Их закон дисперсии можно представить в виде

$$\omega_s = \omega_c (1 + \Delta_s(k)). \quad (4.21)$$

Дисперсионная поправка $\Delta_s(k)$ в общем случае имеет довольно сложный вид (см. [139]). В случае $\omega_p \ll \omega_c$, например, $\Delta_s(k) \approx \approx J_s(\beta) e^{-\beta} / (1 - J_0(\beta) e^{-\beta} + k^2 r_D^2)$, где $\beta = k^2 \rho_e^2$ и $I_s(x)$ — модифицированные функции Бесселя.

Как и в изотропной плазме, следствием теплового движения является бесстолкновительное затухание колебаний на резонансных частицах. В магнитоактивной плазме число таких частиц больше, чем в отсутствие магнитного поля.

Действительно, из общего выражения для $\varepsilon_{\alpha\beta}$ (см. приложение 4.1) видно, что помимо черенковского ($\omega = k_z v_z$) резонанса — единственного в изотропной плазме — существуют циклотронные резонансы $\omega - k_z v_z - s\omega_c = 0$ ($s = \pm 1, \pm 2, \dots$)¹. Их появление легко понять, анализируя возмущенное волной движение частицы в магнитном поле. В нулевом приближении имеем (ось Z направлена вдоль \mathbf{B}_0):

$$v_z = \text{const}, \quad v_{x0} = v_{\perp} \cos(\omega_c t + \alpha_0), \quad v_{y0} = -v_{\perp} \sin(\omega_c t + \alpha_0).$$

Фаза волны при этом равна

$$\mathbf{k} \mathbf{r}_0(t) - \omega t = \mathbf{k} \mathbf{r}_0 - (\omega - k_z v_z) t + k_{\perp} \rho_c [\sin(\omega_c t + \alpha_0) - \sin \alpha_0].$$

В первом приближении сила, действующая на частицу со стороны волны, пропорциональна $e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}_0(t) - i\omega t}$. Используя формулу

$$e^{-i\alpha \sin \varphi} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\alpha) e^{-is\varphi}, \quad \text{где } J_s(\alpha) \text{ — функции Бесселя,}$$

получаем, что $\delta E \sim \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{-i\omega'_s t}$, где $\omega'_s \equiv \omega - k_z v_z - s\omega_c$. Следова-

тельно, в резонансе с волной ($\omega'_s = 0$) оказываются частицы, не только движущиеся с волной ($s=0$), но и совершившие кратное число оборотов по ларморовской окружности. Таким образом, условие малости бесстолкновительного (циклотронного) затухания электронных колебаний в магнитоактивной плазме является более жестким:

$$v_{\text{res}} = \omega - s\omega_c/k_z \gg v_e. \quad (4.22)$$

Декременты затухания в общем случае выражаются довольно громоздкими формулами. Так, в слабомагнитиченной ($\omega_p \gg \omega_c$) плазме

$$\gamma_1 \simeq \frac{\omega_1^2 (\omega_1^2 - \omega_c^2)}{2\omega_1^2 - \Omega_{UH}^2} \frac{\sqrt{\pi} \omega_p^2}{k^3 v_e^3 \cos \theta} e^{-\frac{\omega_1^2}{2k_z^2 v_e^2}}$$

¹ При $s < 0$ скорость резонансной $v_z = (\omega - s\omega_c)/k_z$ частицы больше фазовой скорости ω/k_z , что принято называть аномальным доплеровским эффектом.

и для мод Бернштейна

$$\gamma_s \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\omega_s - s\omega_c)^3}{\omega_s k_z v_e} \exp\left(-\frac{(\omega_s - s\omega_c)^2}{2k_z^2 v_e^2}\right). \quad (4.23)$$

Эффекты столкновений и неоднородности плазмы

До сих пор рассматривалась однородная бесстолкновительная плазма, в которой поглощение колебаний связано с малым числом резонансных электронов. Основная масса (нерезонансных) электронов совершает колебательное самосогласованное с полем волны движение, определяя закон дисперсии волны $\omega = \omega_k$. Энергия колебательного (упорядоченного) движения составляет заметную, а в некоторых случаях — определяющую часть энергии волны: $W_k = \frac{|\delta E|^2}{8\pi} + \langle mn | \delta v|^2/2 \rangle$. Соударения, изменяющие импульс электронов, приводят, очевидно, к стохастизации упорядоченного движения, т. е. к потере энергии волны. Наиболее просто найти столкновительное поглощение, добавляя в левую часть уравнения движения (4.17) слагаемое $-m n_e v_e v$, где v — частота упругих соударений тепловых электронов с тяжелыми частицами (см. гл. 2). Полагая в соответствии с формулой (4.2) $v \ll \omega_k$, получаем вклад столкновительного затухания¹

$$\text{Im } \omega(k) = \gamma_{\text{ст}} \simeq -v/2.$$

Более тонкий эффект — влияние соударений на нелинейное затухание Ландау ($\gamma_{\text{ЛБ}} \ll 1$). Ясно, что если период колебаний захваченных волной частиц $\tau_{\text{Б}}$ больше времени «восстановления» их равновесного распределения $\tau_{\text{res}} \sim v^{-1}(v_{\text{res}}) e\phi_0 / m v_{\text{res}}^2$, то декремент затухания будет постоянен и равен $\gamma_{\text{Л}}$ (как и в случае $\gamma_{\text{ЛБ}} \gg 1$) [39]. Этот эффект существен, когда поглощение колебаний обусловлено резонансными частицами, т. е. $\gamma_{\text{Л}} \gg v$. При этом необходимо выполнение условия $\tau_{\text{res}}^{-1} \gg v$, что в полностью ионизованной плазме ($v \sim v_{ei} \sim v^{-3}$) справедливо при сравнительно малых амплитудах $e\phi_0 / T_e \ll k r_D$. Если же столкновения определяются нейтрами, то при $\tau_{\text{res}} \ll \tau_{\text{Б}}$ или

$$\frac{v(v_{\text{res}})}{\omega_p} \gg \left(\frac{e\phi_0}{m v_{\text{res}}^2} \right)^{3/2} \quad (4.24)$$

это условие удовлетворяется автоматически ($v(v_{\text{res}}) \sim v(v_{\text{res}}/v_e)^a$, где $a > -1$, см. гл. 2).

Аналогично, к «восстановлению» линейного затухания Ландау при $\gamma_{\text{ЛБ}} \ll 1$ приводит неоднородность плазмы [316]. Воспользуемся этим примером для описания эффектов неоднородности в линейной теории.

Рассмотрим слабонеоднородную плазму, когда масштаб неоднородности (концентрации) $L = 1/|\nabla \ln n|$ велик по сравнению

¹ Как следует из вывода кинетического уравнения (2.42) в гл. 2, в общем случае $v \rightarrow \bar{v} = \frac{2}{3} \left\langle 1/v^2 \frac{\partial}{\partial v} (v(v)v^3) \right\rangle$.

с длиной волны колебаний.¹ При этом справедливо приближение геометрической оптики, и колебания можно рассматривать как суперпозицию волновых пакетов (квазичастиц)² с «энергией» ω_k и «импульсом» k . Эволюция пакета подчиняется уравнениям Гамильтона

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \mathbf{r} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \omega_k(\mathbf{r}), \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \omega_k(\mathbf{r}),\end{aligned}\quad (4.25)$$

где зависимость собственной частоты ω_k от \mathbf{r} определяется медленно изменяющимися ($L \gg \lambda$) параметрами плазмы (например, $\omega_l(\mathbf{r}) = \omega_p(n(\mathbf{r})) + \frac{3}{2} k^2 T_e(\mathbf{r}) / m \omega_p(\mathbf{r})$).

Функция распределения квазичастиц (число квантов с импульсом k) $N_k = W_k / \omega_k$ удовлетворяет уравнению Лиувилля (см. [42, 110])

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \omega_k}{\partial \mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \omega_k}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) N_k = 2\gamma_k N_k \quad (4.26)$$

(подчеркнем, что плотность энергии колебаний равна $W = \int \omega_k N_k d\mathbf{k}$).

Физический смысл уравнений (4.25), (4.26) довольно очевиден: движение квазичастицы происходит с групповой скоростью $v_g = \partial \omega_k / \partial k$. При этом ее импульс изменяется под воздействием «силы» $\partial \omega_k / \partial \mathbf{r}$ так, что энергия остается постоянной: $\omega_k = \text{const}$.

В изотропной плазме $\omega_k = \omega_l$, и из (4.15) и (4.25) следует, что плазмоны, движущиеся в сторону уменьшения концентрации ($\mathbf{v}_g \cdot \nabla n < 0$), испытывают «ускорение» ($\frac{d}{dt} k > 0$), а движущиеся в обратном направлении — «торможение». Изменение фазовой скорости плазмонов $v_\phi = \omega_l / k$ в одномерном ($n = n(x) = n_0 + \Delta n(x)$, $|\Delta n| \ll n_0$) случае просто определить из уравнения сохранения энергии ($k \parallel \nabla n$)

$$\Delta \omega_l \simeq \frac{\partial \omega_l}{\partial k} \Delta k + \frac{\partial \omega_l}{\partial x} \Delta x = 0. \quad (4.27)$$

¹ Строго говоря, только при $\lambda/L \rightarrow 0$ можно говорить о «колебаниях», как имеющих определенную длину волны.

² Для ленгмюровских колебаний общепринятое название квазичастиц — плазмоны. Иногда, впрочем, плазмонами называют любые высокочастотные потенциальные колебания плазмы.

Используя разложение $\omega_p(x) \simeq \omega_{p0} \left(1 + \frac{\Delta n(x)}{2n_0}\right)$, откуда можно получить

$$\Delta v_\phi(x) \simeq \frac{v_0^2}{v_{g0}} \frac{\Delta n(x)}{2n_0}. \quad (4.28)$$

Здесь $v_0 \equiv v_\phi(x_0)$; $v_{g0} = v_g(x_0)$; $\omega_{p0} = \omega_p(x_0)$; $n(x_0) \equiv n_0$.

Ясно, что захваченные волной вблизи x_0 электроны при $|\Delta v_\phi(x_*)| \sim \sqrt{e\varphi_0/m}$ выходят из «захвата». Это произойдет на расстоянии $|x_* - x_0| \equiv \Delta x_* \simeq 2Lv_{g0}\sqrt{e\varphi_0/m}/v_0^2$.

Если время пролета электроном этого расстояния меньше периода колебаний в «яме», т. е. $\Delta x_*/v_0 \ll \tau_B$ или

$$1/k_0L \gg (v_g/v_0)e\varphi_0/mv_0^2, \quad (4.29)$$

то распределение частиц не успевает заметно исказиться волной. Другими словами, область резонанса все время обновляется «свежими» частицами, функция распределения которых по-прежнему f_0 , так что декремент затухания остается неизменным.

Особо рассмотрим профиль с локальным понижением плотности плазмы. Пусть x_0 — координата минимума плотности (центр «ямы»), Δn_0 — глубина «ямы»¹, L — ее ширина. Нетрудно понять, что каверна плотности играет роль потенциальной ямы для плазмонов. Действительно, при движении к центру каверны ($dn/dx < 0$) плазмоны ускоряются, от центра — тормозятся ($v_g \rightarrow 0$). Если яма достаточно глубока, т. е.

$$\frac{\Delta n_0}{n_0} > 3k_0^2 r_D^2, \quad (4.30)$$

то плазмон оказывается захваченным.

Наиболее наглядно условие захвата (4.30) можно получить, исходя из аналогии с движением частицы в потенциальном поле. Гамильтониан плазмона

$$H_l = 2 \frac{\omega_l - \omega_{p0}}{3\omega_{p0}r_D^2} = k^2 + \frac{\Delta n(x)}{3n_0r_D^2}$$

есть сумма «кинетической» $\varepsilon(x) = k^2$ и «потенциальной» $V(x) = \Delta n(x)/3n_0r_D^2$ энергии. Для захвата частицы в потенциальную яму, как известно [133], необходимо, чтобы выполнялось $H_l < 0$ или $|V(x_0)| > \varepsilon(x_0)$, откуда следует соотношение (4.30).

4.1.2. Пучковые (поточные) неустойчивости

Рассмотрим теперь плазму, пронизываемую потоком энергичных $\varepsilon \sim \varepsilon_b \gg T_e$ электронов, концентрация n_b и дисперсия $\Delta \varepsilon_b$ которых невелики: $n_b \ll n$ и $\Delta \varepsilon_b \ll \varepsilon_b$. Будем полагать, что поток рас-

¹ Принято также название «каверна плотности» или «плазменная каверна».

пространяется вдоль выделенного направления (ось Z) и $v_x, v_y \sim \Delta v_{\perp} \ll v_z \sim v_b$. Соответствующая функция распределения плазменных (тепловых) и быстрых электронов схематически изображена на рис. 4.1. Видно, что есть участок скоростей, где производная функции распределения положительна. Таким образом, для колебаний, попадающих в резонанс с электронами на этом участке, где быстрых частиц больше, чем медленных, должен иметь место эффект, обратный затуханию Ландау, а именно: нарастание (возбуждение) колебаний, т. е. неустойчивость. В дан-

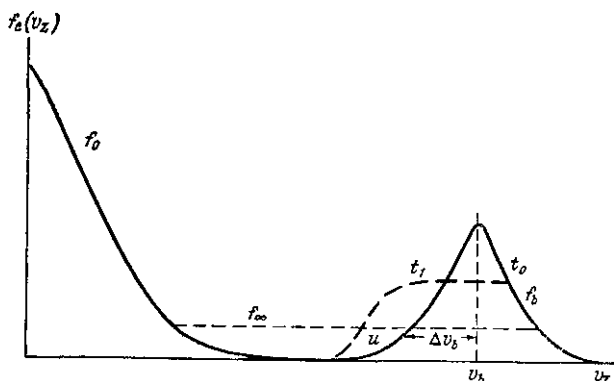


Рис. 4.1. Функция распределения электронов плазмы и пучка (по составляющей скорости в направлении движения пучка) в различные моменты времени от начала инжекции t_0 .

ном случае она связана с направленным (потокowym) движением быстрых электронов. В незамагниченной плазме это единственная причина пучковой неустойчивости. В магнитоактивной плазме (ось $Z \parallel \mathbf{B}_0$) возможна и противоположная ситуация, когда $v_z \ll \ll v_{\perp b} \approx v_b$. Анализ этой и аналогичных ситуаций посвящен п. 4.1.3. Здесь же мы более подробно рассмотрим пучковую (потокую) неустойчивость.

Изотропная плазма

Так как плотность пучка мала по сравнению с плотностью плазмы, следует ожидать, что время нарастания будет значительно больше периода колебаний и их можно рассматривать как квазигармонические. Дисперсионное уравнение для собственных колебаний пучково-плазменной системы получается при замене в уравнениях (4.11) — (4.13) функции распределения тепловых электронов f_{0e} на $f_{0e} + f_b$. При этом $\tilde{\epsilon}_l \rightarrow \tilde{\epsilon}_l^{(0)}(\mathbf{k}, \omega) + \tilde{\epsilon}_l^{(b)}(\mathbf{k}, \omega)$. Нетрудно понять, что изменением действительной части частоты ко-

лебаний можно пренебречь: $\omega_k = \omega_l + 0(n_b/n) \simeq \omega_l$. Для мнимой части из уравнений (4.10) и (4.13) следует:

$$\gamma_k \equiv \gamma_b(k) = \frac{\pi}{2n} \frac{\omega_l \omega_p^2}{k^2} \int k \frac{\partial f_b}{\partial v} \delta(\omega_l - kv) dv. \quad (4.31)$$

Отсюда и из рис. 4.1 видно, что колебания, фазовая скорость которых попадает в интервал $v_b - \Delta v_b \leq \omega_l/k_z \leq v_b$, нарастают: $\gamma_b(k) > 0$. Для почти моноэнергичного $\Delta v_b \ll v_b$ пучка максимум инкремента достигается при $k_z \approx k_0 = \omega_p/v_b$ и в одномерном ($k = k_z$) случае он составляет

$$\gamma_b^{(\max)}(k) \equiv \gamma_b \simeq \frac{\pi}{2} \omega_p \frac{n_b}{n} \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2. \quad (4.32)$$

Следует отметить, что это выражение, так же как и (4.31), справедливо для пучков с достаточно большим тепловым разбросом (кинетический пучок), когда тепловое смещение частиц за время нарастания колебаний превышает длину волны: $\Delta v_b > \gamma_b/k_0$ или $\Delta v_b/v_b > (n_b/n)^{1/2}$. В противоположном предельном случае «холодного» (гидродинамического) пучка дисперсионное уравнение имеет следующий вид:

$$\tilde{\epsilon}_l^{(a)} + \tilde{\epsilon}_l^{(b)} \equiv 1 - \frac{\omega_l^2}{\omega^2} - \frac{\omega_p^2 n_b/n}{(\omega - kv_b)^2} = 0. \quad (4.33)$$

Его легко получить из системы гидродинамических уравнений типа (4.17) для плазмы и пучка. При последовательном выводе с помощью $\tilde{\epsilon}_l^{(b)}$ следует иметь в виду, что в случае холодного пучка $|\omega(k) - kv| \sim \gamma_b \gg k_z \Delta v_b$, так что $\text{Im } \epsilon_l^{(b)} \propto f_b(v_b \pm \gamma_b/k_z) \rightarrow 0$ и основной вклад в дисперсионное уравнение дает

$$\text{Re } \tilde{\epsilon}_l^{(b)} \simeq -\omega_{pb}^2/(\omega - kv_b)^2.$$

Из (4.33) следует, что максимум инкремента гидродинамической пучковой неустойчивости достигается при резонансе (черенковском) между собственными колебаниями плазмы и сносowymi колебаниями пучка $\omega_k \simeq \omega_l \simeq k_z v_b$ и составляет

$$\gamma_b(k) \rightarrow \gamma_h \simeq \frac{\sqrt{3}}{2^{1/3}} \omega_p (n_b/n)^{1/3}. \quad (4.34)$$

Заметим, что в авроральной ионосфере параметры пучков соответствуют кинетическим, тогда как в условиях активных экспериментов важную роль играет и гидродинамическая стадия пучковой неустойчивости.

Возвращаясь к случаю кинетического пучка, приведем выражение для инкремента колебаний, распространяющихся под углом θ к скорости пучка ($\text{tg } \theta = k_{\perp}/k_z$). Если $f_b = (n_b/\pi \Delta v_{\perp}^2) \times$

$\times \tilde{f}_b(v_z) e^{-v_\perp^2 / \Delta v_\perp^2}$, из уравнения (4.31) для колебаний $c \left| \frac{\omega_p}{k_z} - v_b \right| \leq \Delta v_\perp \operatorname{tg} \theta \ll v_b$ следует

$$\gamma_b(k_0, \theta) \simeq \gamma_b / 1 + \operatorname{tg}^2 \theta \left(\frac{\Delta v_\perp}{\Delta v_b} \right)^2. \quad (4.35)$$

Магнитоактивная плазма

Пусть пучок распространяется вдоль магнитного поля $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{v}_b \times \times (\parallel Z)$. В магнитоактивной плазме в резонансе с пучком могут быть несколько ветвей колебаний одновременно. При этом в зависимости от вида резонанса говорят о черенковском и циклотронном взаимодействии. Наиболее отчетливо классификация неустойчивостей проводится в случае холодных плазмы и пучка. Дисперсионное уравнение в этом — гидродинамическом — приближении имеет следующий вид (ср. с уравнениями (4.18) и (4.33)):

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon}_h^{(0)} + \tilde{\epsilon}_h^{(b)} \equiv 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_p^2 \sin^2 \theta}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{n_b}{n} \left[\frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{(\omega - k v_b)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\omega_p^2 \sin^2 \theta}{(\omega - k v_b)^2 - \omega_c^2} \right] = 0. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Видно, что при $n_b/n \ll 1$ ветви собственных колебаний, как и в изотропной плазме, искажаются слабо: $\omega_k \approx \omega_{1,2}$. Ясно также, что наиболее эффективного взаимодействия следует ожидать при «пересечении» этих ветвей и сносных колебаний пучка: $\omega = k_z v_b + s \omega_c$ (s — черенковская ветвь, $s = \pm 1$ — циклотронные ветви).

В случае черенковского резонанса $\omega_{1,2} = k_z v_b$ максимальный инкремент равен ($\omega_p \gg \omega_c$)

$$\gamma_{1,2}^{(\max)} = \gamma_h \cos^{2/3} \theta \left(\frac{\omega_p}{2} \frac{\partial \tilde{\epsilon}_h^{(0)}}{\partial \omega} \right)_{\omega_{1,2}}^{-1/3}.$$

При $\omega_p \gg \omega_c$ отсюда следует

$$\gamma_{1,2}^{(\max)} \simeq \gamma_h \cos^{2/3} \theta \begin{cases} 1; & \omega_1 = \omega_p + \frac{\omega_c^2}{2\omega_p} \sin^2 \theta \\ \frac{\omega_c}{\omega_p} (\cos \theta \sin^2 \theta)^{1/3}; & \omega_2 \simeq \omega_c \cos \theta. \end{cases} \quad (4.37)$$

Отметим, что наибольшим инкрементом в данном случае обладает верхняя ветвь.¹ Подчеркнем также, что пренебречь магнитным полем ($\gamma_l \rightarrow \gamma_h$) для этой ветви можно, если $\gamma_h > \omega_c$, как и должно быть из общих соображений. В противоположном случае

¹ В сильном ($\omega_c \gg \omega_p$) магнитном поле максимум инкремента $\gamma_2^{\max} \simeq \gamma_h \cos \theta$ у нижней ветви $\omega_2 = \omega_p \cos \theta$. Мы ограничимся случаем $\omega_c \leq \omega_p$, характерным для ионосферы.

($[n_b|n]^{1/2} < \omega_c/\omega_p$) возбуждаются преимущественно колебания, распространяющиеся вдоль \mathbf{B}_0 ($\cos \theta \rightarrow 1$).

Для циклотронного взаимодействия $\omega_{1,2} = k_z v_b \pm \omega_c$ из уравнения (4.36) следует, что неустойчивость имеет место лишь при $s = -1$ (аномальный доплеровский эффект). Циклотронный инкремент всегда меньше черенковского:

$$\gamma_{1,2}^{(s)} \simeq \frac{\omega_p}{2} \left(\frac{n_b}{n} \right)^{1/2} \sin \theta \begin{cases} (\omega_p/\omega_c)^{1/2}; & \omega = \omega_1 \\ \frac{\omega_c}{\omega_p} \sin \theta \sqrt{\cos \theta}; & \omega = \omega_2, \end{cases}$$

$$(n_b/n)^{1/3} < \frac{\omega_c}{\omega_p} \ll 1.$$

Гидродинамическое приближение для пучка заведомо нарушается, когда $(n_b/n)^{1/3} < \Delta v_b/v_b$. В этом случае инкремент черенковской неустойчивости можно получить из уравнения (4.10), подставляя $\epsilon'_{\alpha\beta} = k_{\alpha} k_{\beta} \tilde{\epsilon}_h^{(0)}/k^2$ и $\epsilon''_{\alpha\beta} = k_{\alpha} k_{\beta} \text{Im} \tilde{\epsilon}^{(b)}/k^2$ (см. формулу (4.1.8) в приложении 4.1). Как и прежде, максимум инкремента ($\omega_p \gg \omega_c$)

$$\gamma_{1,2}^{(\max)} \simeq \gamma_b \cos^2 \theta \omega_p / (\omega^2 \partial \tilde{\epsilon}_h^{(0)} / \partial \omega)_{\omega_{1,2}}$$

достигается при $k_z \simeq \omega_{1,2}/v_b$. В слабозамагниченной плазме

$$\gamma_{1,2}^{(\max)} \simeq \gamma_b \cos^2 \theta \begin{cases} 1; & \omega = \omega_1 \\ \frac{\omega_c}{\omega_p} \text{tg} \theta; & \omega = \omega_2 \end{cases} \quad (4.38)$$

(здесь $\frac{\omega_c}{\omega_p} > (n_b/n)^{1/3}$; в противном случае $\gamma_1 \rightarrow \gamma_b$).

Кинетический инкремент циклотронной ($s = -1$) неустойчивости $\gamma_1^{(s)} \simeq \gamma_b \sin^2 \theta (\omega_p/\omega_c) \Delta v_b/v_b$, как и в случае холодного пучка, значительно меньше черенковского (4.38). Это утверждение справедливо и для бернштейновских мод: $\gamma_B \ll \gamma_b$.

Таким образом, в слабозамагниченной плазме наиболее благоприятны условия для черенковского возбуждения верхней ветви колебаний ($\omega \simeq \omega_p$), распространяющихся преимущественно вдоль магнитного поля. При $\omega_p \gg \omega_c$ обе ветви нарастают примерно одинаково, причем верхняя ветвь в основном вдоль поля, а нижняя — под углом 45° . В сильном ($\omega_p < \omega_c$) магнитном поле ситуация меняется: возбуждается преимущественно нижняя ($\omega_2 \simeq \omega_p \cos \theta$) ветвь вдоль поля.

Эти выводы относятся к потоковой пучковой неустойчивости, за которую «отвечает» член $s \partial f_b / \partial v_z$ в формуле (4.1.5) (см. приложение 4.1). Вместе с тем, из (4.1.5) видно, что неравновесность по поперечным скоростям ($\partial f_b / \partial v_{\perp} > 0$), равно как и анизотропия температуры, также могут служить причиной неустойчивостей магнитоактивной плазмы. Первые такие неустойчивости были ис-

следованы для распределений типа «газа осцилляторов» ($f \sim \delta(v_{\perp} - v_0)$), а также характерных для магнитных ловушек распределений с конусом потерь (см. [146, 196] и цитируемую там литературу). Это и определило название следующего параграфа.

4.1.3. Конусные (осцилляторные) пучковые неустойчивости

Ограничимся случаем $\omega_p > \omega_c$, представляющим для нас наибольший интерес. Вначале рассмотрим холодную плазму и пучок «электронных осцилляторов»: $f_b(v) = \left(\frac{n_b}{2\pi v_{\perp}}\right) \delta(v_z) \delta(v_{\perp} - v_b)$. По аналогии с потоковой неустойчивостью ($\gamma \rightarrow \max$ при $k_{\perp} \rightarrow 0$) следует ожидать, что условия возбуждения «осцилляторной» неустойчивости наиболее благоприятны при $k_z \rightarrow 0$. В этом случае из формулы (4.1.5) (см. приложение 4.1) получаем дисперсионное уравнение [119, 214]

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{n_b}{n} \omega_p^2 \sum_s \frac{2s J_s(\xi_0) J'_s(\xi_0)/\xi_0}{\omega_s (\omega - s\omega_c)} = 0,$$

где $\xi_0 = kv_0/\omega_c$ (в более общем случае $\langle v_z \rangle_b$, $k_z \neq 0$ $\xi_0 = k_{\perp} v_{\perp b}/\omega_c$). При $n_b \ll n$ частота собственных колебаний $\omega_1 \simeq \Omega_{UH}$ и максимальный инкремент достигается в случае так называемого двойного плазменного резонанса $\omega \simeq \Omega_{UH} \approx s_* \omega_c$ ($|s_*| \geq 2$):

$$\gamma_{s_*}^{(\perp)} = \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \left(\frac{n_b}{n}\right)^{1/2} \left[-\frac{J_{s_*}(\xi_0) J'_{s_*}(\xi_0)}{\xi_0} \right]^{1/2} \simeq 0,1 \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \left(\frac{n_b}{n}\right)^{1/2}. \quad (4.39)$$

Отметим, что ширина неустойчивой зоны невелика: $|\Omega_{UH} - s_* \omega_c| < < 2\gamma_{s_*}$. Для неустойчивости, очевидно, необходимо, чтобы $J_{s_*} J'_{s_*} < 0$, т. е. $\xi_0 > \xi_{s_*} \gtrsim 3$.

В слабомагнитенной плазме $s_* \gg 1$ и $\gamma_{s_*} \rightarrow \omega_p (n_b/n)^{1/2}$. Если же $n_b/n > (\omega_c/\omega_p)^2$, то $\gamma_{s_*} > \omega_c$ и зоны неустойчивости для нескольких гармоник перекрываются. При этом следует использовать приближение «высоких» частот (непрерывного спектра) (4.1.10) (см. приложение 4.1) и дисперсионное уравнение принимает вид

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{n_b}{n} \frac{\omega \omega_p^2}{(\omega^2 - k^2 v_b^2)^{3/2}}.$$

При $\omega \simeq \omega_p \ll kv_b$ инкремент максимален:

$$\gamma_k^{(\perp)} \simeq 1/4 \omega_p (n_b/n)^{2/5} \quad (4.40)$$

(отметим, что здесь $\xi_0 \gtrsim \frac{\omega_p}{\omega_c} \gg 1$).

Тепловой разброс по поперечным скоростям в пучке «осцилляторов» приводит к замене подкоренного выражения в формуле (4.39) на $\langle -J_{s*} J'_{s*} / \xi \rangle$. При этом в случае $k_z = 0$ инкремент можно оценить как

$$\gamma_b^{(\perp)} \simeq \frac{1}{2} \omega_c \left(\frac{n_b}{n} \frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^{1/2}.$$

Если продольная скорость пучка отлична от нуля $\langle v_z \rangle_b = u_b$, то при $k_z \neq 0$ и $\xi_0 \gg 1$ инкремент максимален для колебаний $\omega \simeq \Omega_{UH} \simeq k_z u_b + s \omega_c$ [119, 214]:

$$\gamma_s^{(\max)} \simeq \gamma_h \cos^{2/3} \theta (1/\pi \xi_0)^{1/3}. \quad (4.41)$$

Инкременты конусных неустойчивостей, как видно, существенно меньше аналогичных потоковых. Это связано с тем, что эффективная плотность пучка $v_b^{(s)} \sim n_b \langle J_s^2 \rangle \ll n_b$. Вместе с тем, их важная роль определяется возможностью возбуждения колебаний и при $\langle v_z \rangle \rightarrow 0$. В активных экспериментах такая ситуация реализуется при инжекции под большимиpitch-углами ($u_b \ll v_{\perp b}$).

В холодной плазме возбуждаются верхнегибридные колебания¹, инкремент которых максимален вблизи двойного плазменного резонанса. Этот эффект имеет место и в теплой плазме, когда возможно распространение бернштейновских мод. Рассмотрим более подробно конусную неустойчивость «теплого» пучка в максвелловской слабозамагниченной плазме [93]². В пределе ($k_z \rightarrow 0$) из формулы (4.1.7) (см. приложение) следует ($T_{\parallel} = T_{\perp}$)

$$\tilde{\epsilon}_{\perp}^{(0)} = 1 - \omega_p^2 \sum_1^{\infty} \frac{2s^2 \Lambda_s(\beta)}{\beta (\omega^2 - s^2 \omega_c^2)} = 0$$

$$(\beta = k_{\perp}^2 T_e / m \omega_c^2).$$

Используя асимптотики модифицированных функций Бесселя с большим индексом [26], найдем дисперсионную поправку $\Delta_s(k) = \omega_s - s \omega_c / s \omega_c$ для колебаний вблизи двойного плазменного резонанса $\omega_{s*} \approx s_* \omega_c < \Omega_{UH} < (s+1) \omega_c$ ($s_* \gg 1$; $|\Delta_{s*}| \ll 1$).

Внутри «гибридного» интервала $s_* < \omega_s / \omega_c < s_* + 1$ имеем (при $|\Delta_{s*}| \ll 1/s_*$ основной вклад вносят члены $s = s_*$, $s_* + 1$):

$$\Delta_{s*}(k) \simeq \begin{cases} (3/2) \beta s_*^{-2}; & \beta < 1 \\ s_*^2 \Lambda_{s*}(\beta) / \beta; & 1 < \beta < s_*/2 \text{ или } \beta \gg s_*^2 \\ \tilde{\Delta}_s(\beta); & s_*/2 \leq \beta < s_*^2. \end{cases}$$

¹ Напомним, что при учете температуры плазмы $\omega_p \rightarrow \omega_1$ и $\Omega_{UH} \rightarrow \Omega_{UH}^2 + 3k^2 v_e^2$.

² Для условий естественной ионосферы анализ этой неустойчивости проведен в работах [112, 333]. Как отмечалось, ее эффективность существенно меньше потоковой.

При $\beta < 1$ (точнее, при $\beta \ll s_*$), как и следовало ожидать, $\omega_s \rightarrow \Omega_{UH}$. Для коротковолновых ($\beta \gg s_*$) колебаний закон дисперсии близок к обычному для бернштейновских мод вне «гибридного» интервала ($\Delta_{s*} \rightarrow s_*^2 / \sqrt{2\pi} \beta^{3/2}$). Если же $\frac{1}{2} s_* \leq \beta < s_*^2$, формально

$\Delta_{s*} \rightarrow 1/s_*$, и для определения дисперсионной поправки необходимо суммировать большое число членов. Аналитически это сделать не удастся. Как показывают расчеты [93, 139], в области длин волн $\beta \leq s_*$ дисперсия «аномальна» для бернштейновских мод, а именно: вблизи $\beta \simeq s_*$ групповая скорость изменяет знак $\partial\omega/\partial k_* \leq 0$ при $\beta \geq s_*$). Таким образом, максимальное усиление циклотронных колебаний в радиально ограниченной системе следует ожидать при $\beta < s_*$ (где $\partial\omega/\partial k_{\perp} \rightarrow 0$). Величина инкремента

$$\gamma_B = \left[-\operatorname{Im} \tilde{\epsilon}^{(b)} \right]_{\omega_s} \left/ \frac{\partial \tilde{\epsilon}_{\perp}^{(0)}}{\partial \omega} \right] \text{ для пучка с «конусом потерь»}$$

$$f_b^{(j)} = n_b \frac{v_{\perp}^{2j}}{\pi^{3/2} \Gamma(j+1) \Delta v_b^{3+2j}} e^{-v_{\perp}^2 / \Delta v_b^2},$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция ($j > 0$), или для «теплого» пучка осцилляторов $f_b^{(\text{осц})} \sim e^{-(v_{\perp} - v_{jb})^2 / \Delta v_b^2}$ (где $v_{jb}^2 \simeq (j+1) \Delta v_b^2$) практически не отличается от вычисленного для анизотропного максвелловского пучка¹ ($T_{\parallel b} = m \Delta v_b^2 / 2$ и $T_{\perp b} = (j+1) T_{\parallel b}$).

Предположим, что $T_{\perp b} / T_e \gg s_*$. Тогда с помощью формулы (4.1.7) (см. приложение 4.1) для колебаний в области нормальной дисперсии [$\partial\omega/\partial k_z > 0$ ($\beta < s_*$)] при $k_z \ll \omega_c / \Delta v_b \ll \omega_c / v_e$ получаем, что максимум инкремента

$$\gamma_B^{(s_*)} \simeq \frac{1}{8\sqrt{2\pi}} \omega_c \frac{n_b}{n} \Delta_{s*} \left(\frac{v_{jb}}{\Delta v_b} \right)^2 \leq 0,1 \omega_c \frac{n_b}{n}$$

достигается при $k_z \sim k_{z*} = \omega_{s*} - s_* \omega_c / \sqrt{2} \Delta v_b$ и $k_{\perp} \gg k_{\perp*} \simeq \Omega_{UH} / v_{jb}$ (или $\beta_{*b} = \beta_* \frac{T_{\perp b}}{T_e} \gg s_*^2$) [93].

Как следует из численного анализа [93], при резонансе $\omega_{s*} \rightarrow \Omega_{UH} \rightarrow s_* \omega_c + 0$ инкремент неустойчивости

$$\gamma_B^{(s_*)} \rightarrow \max = \gamma_B^{(m)} \simeq 0,1 \omega_p \frac{n_b}{n}. \quad (4.42)$$

Это нетрудно понять, так как $(\partial \tilde{\epsilon}^{(0)} / \partial \omega_s) \xrightarrow[\substack{\omega_s \rightarrow \Omega_{UH} \\ (\beta \ll \Delta)}]{\omega_s \rightarrow \Omega_{UH}} \min \simeq \frac{2}{\Omega_{UH}}$ и

$$\gamma_B \propto (\partial \tilde{\epsilon}_{\perp}^{(0)} / \partial \omega_s)^{-1}.$$

¹ Нетрудно убедиться, что $v_{jb}^2 = \langle v_{\perp}^2 \rangle_j = (j+1) \Delta v_b^2 = (j+1) \langle v_z^2 \rangle_b$. С другой стороны, $\partial f_b^{(j)} / \partial v_{\perp} > 0$ при $v_{\perp} < v_{jb}$. Таким образом, аналогия между этими тремя типами неустойчивых распределений очевидна.

Отметим, что ширина резонанса невелика: $\Omega_{UH} - s_* \omega_c \leq 0,2\omega_c$, т. е. $\Delta s_* \sim (0,2 \dots 0,3) s_*^{-1}$. Вне этой окрестности $\gamma_b \simeq \gamma_b^{(s*)}$.

Результаты, полученные в п.п. 4.1.2 и 4.1.3, справедливы для пространственно однородной пучково-плазменной системы. В реальных условиях пучки являются ограниченными (в сечении, перпендикулярном u_b), фоновая плазма также может быть неоднородна. Неоднородность плазмы, изменяя волновой вектор колебаний, приводит к расстройке резонанса [см. уравнения (4.25) — (4.28)]. Влияние этого процесса обсуждается в следующем параграфе. Радиальная ограниченность пучка, вообще говоря, затрудняет развитие неустойчивостей. Этот эффект существен для активных экспериментов в ионосфере (и лабораторных), поэтому он рассмотрен в гл. 5.

В слабостолкновительной ($\omega_2 \gg \nu$) плазме условие развития неустойчивостей кинетического пучка принимает вид

$$\gamma_b(\mathbf{k}) \rightarrow \gamma_b(\mathbf{k}) - \nu/2 > 0.$$

В случае холодного (гидродинамического) пучка неустойчивость возможна и при $\gamma_h < \nu/2$. Так, в холодной изотропной плазме из дисперсионного уравнения

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} - \frac{n_b}{n} \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_z v_b)^2} = 0$$

следует [238], что при $\nu \gg \gamma_h$ развивается неустойчивость (диссипативная), инкремент которой равен

$$\gamma_h^{(D)} \simeq \gamma_h \left[\frac{2}{3^{3/2}} \frac{\gamma_h}{\nu} \right]^{1/2}. \quad (4.43)$$

Итак, мы определили условия и темп возбуждения электронных потенциальных плазменных волн в однородной и безграничной пучково-плазменной системе. Механизмом возбуждения является резонансный обмен энергией между собственными колебаниями плазмы и частицами пучка. В пучках с большим тепловым разбросом, превышающим ширину резонансной области ($\approx \gamma/k$), каждая отдельная гармоника взаимодействует со «своей» небольшой группой резонансных частиц. В случае холодного ($\gamma/k \gg \Delta v_b$) пучка в резонансе (черенковском или циклотронном) с неустойчивой волной находятся «все» частицы пучка, что объясняет значительно большие инкременты гидродинамической неустойчивости. Весьма существенным для теории является условие квазигармоничности колебаний $\omega \gg \gamma$, из которого немедленно следует ограничение на плотность пучка $n_b \ll n_0^1$.

Определение инкремента пучковой неустойчивости — первая стадия изучения коллективного пучково-плазменного взаимодей-

¹ Это ограничение получается и из условия зарядовой нейтральности пучково-плазменной системы: $n_b v_b < 1/4 n_0 v_e$. В противном случае процесс инжекции пучка не может быть стационарным.

ствия — проводят в линейном приближении, т. е. в уравнениях, описывающих частнцы и самосогласованные поля, пренебрегают членами второго и более высоких порядков по амплитуде возмущений. Это позволяет выделить отдельные независимые моды собственных колебаний (плазмоны), суперпозицией которых можно выразить произвольное возмущение плазмы. Физический смысл линейного приближения довольно очевиден: не учитывается взаимодействие между модами, а также их обратное воздействие на резонансные частицы (пучка). С другой стороны, именно последний процесс определяет бесстолкновительную релаксацию пучка. Таким образом, необходимо сделать следующий шаг: рассмотреть эффекты, нелинейные по амплитуде колебаний.

Из общих соображений ясно, что взаимодействие нарастающих (вследствие неустойчивости) волновых возмущений приводит пучково-плазменную систему в состояние равновесия, в котором неустойчивость уже не развивается. Энергия, затрачиваемая на перестройку системы, отнимается, очевидно, от частиц пучка.

Темп диссипации «направленной» энергии пучка определяется условием баланса энергии между пучком и возбуждаемыми колебаниями:

$$n_b \frac{d}{dt} \langle mv^2/2 \rangle_b = - \frac{d}{dt} \sum_k W_k \approx - 2\gamma_b^{(\max)} W_0, \quad (4.44)$$

где $W_0 = \sum_k W_k$ — плотность энергии резонансных с пучком колебаний.

Инкремент неустойчивости определяется тонкими деталями структуры функции распределения пучка, естественно поэтому ожидать такого ее искажения, что $\gamma_b(t) \equiv \gamma^b(\bar{f}_b(t)) \xrightarrow[t \gg \nu_b^{-1}]{} 0$.¹

Процедура определения самосогласованной эволюции функции распределения пучка и возбуждаемых волн значительно упрощается, если можно пренебречь взаимодействием между волнами. Взаимодействие «волна—частица» будет тогда единственным нелинейным процессом. Такое приближение корректно при довольно низком уровне колебаний. Более широкая область применимости у теории слабой турбулентности (см. [58, 110, 205]), в рамках которой учитывается слабое взаимодействие между отдельными модами колебаний. При этом, как и в линейном приближении, справедливо разложение по собственным модам с тем отличием, что коэффициенты разложения медленно (по сравнению с масштабом $\sim \omega_h^{-1}$) изменяются во времени. Для интенсивных пучков уровень

¹ Стабилизация неустойчивости может произойти, в принципе, вследствие модификации макроскопических («грубых») характеристик плазмы: n , T_e , $v(T_e)$ и т. д., от которых тоже зависит инкремент. Этот эффект существен для достаточно интенсивных пучков, используемых в активных экспериментах, и поэтому рассмотрен в гл. 5.

колебаний может быть настолько высоким, что дисперсионные свойства плазмы определяются нелинейным взаимодействием. В этом случае, очевидно, нельзя выделить собственные (линейные) моды колебаний и принцип суперпозиции нарушается (сильная турбулентность).

Параметры пучков в естественных условиях и активных экспериментах соответствуют в различных конкретных ситуациях всем этим режимам релаксации. Поэтому рассмотрим их последовательно в указанном порядке.

4.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ «ВОЛНА—ЧАСТИЦА».

СЛАБОТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

4.2.1. Одномодовое приближение (холодный пучок)

Рассмотрим, следуя работам [166, 201, 210], процесс одномерной релаксации в случае гидродинамической потоковой неустойчивости, когда возбуждается узкий ($\Delta k \ll \gamma_h/v_b$) спектр колебаний. Так как ширина резонансной области $|\omega - k v_z| \approx (\gamma_h/k_0) \gg \Delta \omega_b$, можно считать, что возбуждается одна монохроматическая волна $k = k_0 \simeq \omega_p/v_b$ ($\gamma_b(k_0) = \max = \gamma_h$). Взаимодействие пучка с волной можно описать аналогично обсуждавшемуся ранее нелинейному затуханию Ландау, а именно: до тех пор, пока амплитуда волны мала ($\gamma_h \gg \tau_B^{-1}(\Phi_0)$) и число захваченных частиц пучка невелико ($n_{tr} \sim n_b/\gamma_h \tau_B \ll n_b$) [см. формулу (4.16)], нарастание волны происходит в соответствии с линейной теорией: $\delta \Phi \sim e^{\gamma_h t}$. С течением времени область захвата «расширяется»: $\Delta \omega \sim \sqrt{\Phi_0(t)}$. Когда большинство частиц пучка захватится волной, темп диссипации энергии пучка существенно замедляется из-за того, что образующиеся электронные сгустки, осциллируя (с периодом τ_B) в потенциальных ямах, периодически переходят от ускоряющих фаз поля в тормозящие и в среднем не обмениваются энергией с волной. Таким образом, захват частиц пучка волной приводит к стабилизации гидродинамической неустойчивости. Необходимо отметить, что вследствие периодического обмена энергией между сгустками и волной ее амплитуда также испытывает глубокие осцилляции: $|\Delta E/E_0^{(tr)}| \approx 2/3$.

Эта картина полностью соответствует численным экспериментам (например, [166, 176, 217]); типичный результат численного моделирования приведен на рис. 4.2 [166, 217]. Лабораторные эксперименты с инъекцией моноэнергичных пучков в плазму также хорошо согласуются с ней особенно, если пучок предварительно промодулирован частотой $\omega_0 \approx \omega_p$ [120].

Амплитуда волны $E_0^{(tr)}$ определяется условием захвата $\gamma_h \leq \leq \tau_B^{-1}$ [166, 201, 210]:

$$|E_0^{(tr)}|^2 / 4\pi \approx \alpha_h n_b \varepsilon_b \gamma_h / \omega_p$$

$$(\alpha_h \approx 1,5). \quad (4.45)$$

Здесь необходимо отметить следующее. При рассмотрении неустойчивости неявно предполагалось, что пучок возникает в начальный момент времени во всем пространстве — задача с начальными условиями. В большей степени условиям экспериментов от-

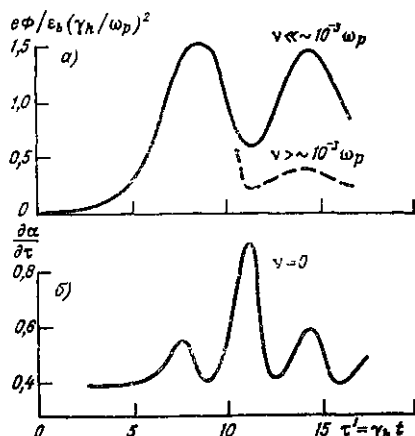


Рис. 4.2. Эволюция наиболее быстро растущей гармоники: изменение амплитуды волны Φ (а) и фазы α (б).

вечает задача с граничными условиями: пучок вторгается (вдоль оси Z) в полупространство ($z > 0$) заполненное плазмой. На границе ($z=0$) заданы потоки частиц $q_b = n_b \langle v_z \rangle_b \big|_{z=0} = n_b u_b$ и энергии $Q_b = n_b \left\langle \frac{mv^2}{2} v_z \right\rangle_b \big|_{z=0} = n_b \varepsilon_b u_b$ в пучке. В такой постановке естественным образом вводится длина релаксации пучка (l_{rel}) как расстояние от границы, на котором происходит стабилизация неустойчивости: $\gamma_b(z > l_{rel}) = 0$.

Эволюция пучка и волновых возмущений в однородной плазме описывается аналогично «начальной» задаче при очевидной замене:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_b \rightarrow \frac{d}{dt} f_b = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) f_b,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} W_k \rightarrow \frac{d}{dt} W_k = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial r} \right) W_k$$

$$(v_g = \partial \omega_k / \partial k). \quad (4.46)$$

Если же плазма неоднородна, вместо второго уравнения (4.46) следует использовать уравнение (4.26).

В граничной задаче вместо (4.44) выполняется условие баланса потоков энергии пучка и волн

$$n_b \frac{\partial}{\partial z} \langle (mv^2/2) v_z \rangle_b = - \frac{\partial}{\partial z} \sum_k v_{gz} W_k \approx 2\gamma_b^{\max} W_0. \quad (4.47)$$

Отсюда следует своеобразный эффект «накопления» [201, 210]: если групповая скорость колебаний значительно меньше скорости пучка, их уровень в стационарном состоянии оказывается гораздо выше, чем в «начальной» задаче. Это связано с тем, что «выход на стационар» в граничной задаче обеспечивается сносом колебаний со скоростью $v_{gz} < u_b$.

Для потоковой неустойчивости холодного пучка вместо условия (4.45) получается [166, 210]¹

$$W_0^{(tr)} = \frac{(E_0^{(tr)})^2}{4\pi} \simeq n_b \epsilon_b \gamma_h / \omega_p \left(\frac{u_b}{v_{gz}} \right)^{4/3}. \quad (4.48)$$

При $E_0 \sim E_0^{(tr)}$ электроны пучка захватываются волной, образуя сгустки, и далее находятся с ней в колебательном равновесии. Эволюция амплитуды волны в пространстве описывается с помощью рис. 4.2 при замене

$$t \rightarrow \frac{z}{u_b} \left(\frac{u_b}{v_{gz}} \right)^{2/3}.$$

Длина релаксации определяется расстоянием, на котором амплитуда волны достигает значения (4.48). По порядку величины она равна (см. рис. 4.2)

$$l_{rel} \rightarrow l_h = u_b \tau_R \approx \Lambda u_b / \gamma_h, \quad (4.49)$$

где $\tau_R \simeq \Lambda \gamma_h^{-1}$ — время релаксации в «начальной» задаче.

Следует отметить, что выражения (4.45) и (4.48) для установившейся амплитуды волны в начальной и граничной задачах получаются из уравнений баланса энергии (4.44) и (4.47) соответственно. Действительно, потери направленной энергии пучка, составляющие величину

$$\Delta (n_b \langle mv^2/2 \rangle_b) \simeq n_b \epsilon_b \frac{\Delta u_b}{u_b} \simeq n_b \epsilon_b \frac{\gamma_h}{\omega_p},$$

должны быть, согласно уравнению (4.44), приравнены W_0 . При этом длину релаксации определяет уравнение (4.47), которое при $\Delta u_b / u_b \ll 1$ достаточно аккуратно может быть записано в виде

$$n_b m v_b^2 \partial / \partial z (\Delta u_b) \approx \gamma_b^{(\max)} W_0.$$

Столкновительное затухание колебаний, как видно из формулы (4.24), может оказаться существенным на нелинейной стадии раз-

¹ В условии (4.48) то же обозначение для установившейся амплитуды волны, что и в (4.45), так как в интересующем нас случае радиально ограниченного холодного пучка $v_{gz} \approx u_b$.

вития неустойчивости и в случае $\gamma_h \gg v^1$. Действительно, численные исследования [176, 217] показывают, что при $v/\omega_p > 10^{-3}$ осцилляции амплитуды волны и сгустков быстро разрушаются (см. рис. 4.2; «развал» сгустков происходит уже на втором периоде осцилляций). Учитывая, что затухание для всех гармоник в расчетах [176, 217] примерно одинаково [$v(\omega/k) \approx v$, $n_b/n \approx 10^{-3}$ и $\epsilon_b/T_l \approx 10^2$], из формул (4.24), (4.45) и (4.34) получаем условие «развала»

$$1 \gg v/\omega_p > v/v_b (\epsilon\phi_0/mv_b^2)^{1/2} \sim 0,1 v/v_b (n_b/n) \approx 10^{-3},$$

соответствующее расчетам [176, 217]. Отметим, что при этом длина релаксации $l_h \ll \lambda_b$.

Насыщение диссипативной ($v \gg \gamma_h$) неустойчивости (4.43) происходит [104], когда тепловой разброс в пучке достигнет значения $\Delta u_b \sim \Delta u_b^{(D)} \simeq \gamma_h^{(D)}/k_0$ и

$$W_0^{(D)} \simeq n_b \epsilon_b [2\gamma_h^{(D)}]^2 / \omega_p v. \quad (4.50)$$

Необходимо отметить, что осцилляции могут разрушаться и вследствие так называемой сателлитной неустойчивости захваченных частиц [210], в результате которой последовательно возникают сателлиты $\omega_{\pm} \simeq \omega_0 \pm 2\pi/\tau_B$, $\omega'_{\pm} \simeq \omega_{\pm} \pm 2\pi/\tau'_B$ и т. д. При этом спектр расширяется постепенно с характерным временем $\approx 10\gamma_{\text{сат}}^{-1} \gg 10\tau_B$. Взаимодействие захваченных частиц с сателлитами «основной» волны приводит [210] к развалу сгустков, дальнейшему уширению пучкового распределения и переходу к кинетическому режиму.

Численное моделирование нелинейной стадии неустойчивости пучка «осцилляторов» проведено в работах [1, 118]. Как следует из расчетов, насыщение неустойчивости для волн, распространяющихся под углом к магнитному полю \mathbf{B} , происходит вследствие расстройки фазового резонанса при изменении как продольной v_z так и поперечной v_{\perp} составляющих скорости частицы под действием поля колебаний. При этом доля продольной энергии, передаваемая колебаниям из-за изменения резонансной фазы за счет эффекта Доплера, невелика [118]:

$$\left(\frac{|E_0|^2}{8\pi} \right)_{\text{osc}}^{(1)} \simeq n_b \epsilon_b \cos^2 \theta (\gamma_s^{(\max)}/\omega_p)$$

$$(\text{tg } \theta_0 = v_{\perp b}/u_b). \quad (4.51)$$

В случае «квазипоперечного» ($k_z < k_z^* \simeq 0,1 (\gamma^{(\perp)}/\omega_c^{1/2}) k_{\perp}$) распространения, как показано в работе [1], насыщение связано с изме-

¹ Следует иметь в виду, что хотя в отличие от нелинейного затухания Ландау здесь речь идет о неустойчивости, тем не менее оценка (4.24) вполне корректна. В данном случае она выражает следующее: за период осцилляций τ_B распределение пучка «размывается» из-за соударений на величину $\Delta u_b \gg \sqrt{\epsilon\phi_0/m}$.

нением v_{\perp} на величину порядка $\omega/k_{\perp} \sim v_{\perp b}$ и изменением азимутального угла в пространстве скоростей на π . При этом колебаниям передается энергия порядка поперечной энергии пучка

$$\left(\frac{|E_0^2|}{8\pi} \right)_{\text{osc}}^{(\perp)} = \eta_{\perp} n_b \varepsilon_b \sin^2 \theta_0, \quad (4.52)$$

где $\eta_{\perp} = 0,4 \dots 0,8$ — коэффициент, который определяется значениями параметров $\xi_0 = k_{\perp} v_{\perp b} / \omega_c$, ω_p / ω_c и $\cos \theta$ [1]. Соответствующие длины релаксации определяются из уравнения (4.47): $l_{\text{rel}}^{(h)} \sim 10 u_b / \gamma$.

4.2.2. Квазилинейное приближение

В случае кинетического ($\Delta v_b \gg \gamma_b / k_0$) пучка генерируется широкий спектр колебаний

$$\Delta k_b \approx k_0 \Delta v_b / v_b; (\omega/k)_{\text{max}} - (\omega/k)_{\text{min}} \equiv \Delta(\omega/k) \simeq \Delta v_b,$$

так что одномодовое приближение нарушается. Действительно, число возбуждаемых волн $N_{\Sigma} \sim \Delta k_b / \delta k_r$ (где $\delta k_r \sim \gamma_b / v_b$ — расстояние между гармониками) велико:

$$N_{\Sigma} \sim \omega_p / \gamma_b \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right) \gg 1.$$

Предположим, что нелинейным взаимодействием между отдельными гармониками можно пренебречь, т. е. его характерное время τ_{NL} велико по сравнению с временем релаксации $\tau_R \sim \Lambda \gamma_b^{-1} \ll \tau_{NL}$. В этом случае единственным учитываемым нелинейным эффектом является изменение функции распределения электронов пучка в результате резонансного взаимодействия с волнами (квазилинейное приближение [39, 269]).

Если области захвата для каждой гармоники $\Delta u_k = (v_z - \omega/k) \sim \sqrt{\epsilon \phi_k / m}$ не перекрываются, то, очевидно, можно рассматривать изменение распределения группы частиц, резонансных с отдельной гармоникой, пренебрегая влиянием других гармоник. Иными словами, для каждой группы частиц задача сводится к одномодовой. В частности, для двух волн это справедливо, если

$$\max(\epsilon \phi_k / m)^{1/2} < \delta(\omega/k) \equiv |(\omega/k)_1 - (\omega/k)_2|.$$

При нарушении этого первенства движение электронов, захваченных в яму волны, сильно возмущается второй волной. В результате электроны переходят из одной области захвата в другую, так что их распределение «размывается» в области $\delta(\omega/k)$. Аналитическое описание этого процесса до сих пор не получено.

Сравнительно простые уравнения, корректно описывающие самосогласованную эволюцию пучково-плазменной системы, удается получить в квазилинейном приближении [39, 269]. Суть его заключается в возможности перехода от динамического описания движения электронов к статистическому (см., например, [15, 58, 205]). Предположим, что спектр возбуждаемых колебаний, с одной стороны, достаточно широк, так что фазы отдельных гармоник некоррелированы (случайны), с другой стороны, области захвата для них взаимно перекрываются. При этом, как нетрудно понять, происходит обмен частицами между

потенциальными ямами соседних гармоник. Если фазы волн случайны, «обмен» происходит также случайным образом, т. е. движение частиц¹ под воздействием такого волнового пакета аналогично броуновскому и может быть описано в терминах процесса диффузии в пространстве скоростей.

Квазилинейные уравнения

Уравнения квазилинейной теории — суть квазилинейное уравнение диффузии для функции распределения, усредненной по броуновским траекториям частиц, и уравнения линейной теории для амплитуд волн (4.26), в которые вместо невозмущенной входит усредненная функция распределения [39, 269].

Для кинетической пучковой неустойчивости условия применимости квазилинейного приближения можно записать, следуя общему анализу [58], таким образом. Представим возмущение электрического поля в виде суперпозиции отдельных гармоник:

$$\delta E(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk E_k e^{ikz - i\omega(k)t}. \quad (4.53)$$

Здесь $E_{-k} = E_k^*$, $\omega(-k) = -\omega^*(k)$; переход к интегралу вместо суммы оправдан, так как размер элементарной «ячейки» для одного колебания $\delta k \sim \pi/L \rightarrow 0$ ($L \rightarrow \infty$ — размер плазмы), а также $N_{\Sigma} \gg 1$.

Энергия колебаний в интервале δk_r по порядку величины равна $\delta W_r \sim |E_k|^2 \delta k_r / 4\pi$; величину потенциала в этом интервале можно оценить как $\delta \phi_r \sim (\delta W_r)^{1/2} k_0$. Условие перекрытия резонансов $\forall \delta \phi_r / m < \delta(\omega/k)$, после несложных преобразований принимает вид

$$\frac{\gamma_b}{v_b} < \delta k_* \approx k_0 \left[k_0 \frac{|E_k|^2}{n T_e} \left(\frac{T_e}{\varepsilon_b} \right) \right]^{1/3} \approx k_0 \left[\frac{v_b}{\Delta v_b} \frac{W_0}{n T_e} \frac{T_e}{\varepsilon_b} \right]^{1/3}.$$

Поясним, что $\delta \left(\frac{\omega}{k} \right) \approx \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{\omega}{k} \right) \delta k \sim -\frac{\omega_p}{k_0^2} \delta k$,

$$W_0 = \frac{1}{4\pi} \int |E_k|^2 dk \sim \frac{1}{4\pi} |E_k|^2 \Delta k. \quad (4.54)$$

Отсюда следует ограничение снизу на уровень колебаний:

$$W_0 \gg n \varepsilon_b \left(\frac{\gamma_b}{\omega_p} \right)^3 \frac{\Delta v_b}{v_b}.$$

Это неравенство в ионосфере выполняется с большим запасом. С другой стороны, частицы могут быть захвачены в потенциальные ямы волновых пакетов шириной $\delta k \sim \delta k_*$ ($\ll k_0$), которые еще перекрываются, т. е.

$$\Delta v_* \approx \left(\frac{e^2 |E_k|^2 \delta k_*}{m^2 k_0^2} \right)^{1/4} \sim v_b \frac{\delta k_*}{k_0} \sim \delta \left(\frac{\omega}{k} \right)_*.$$

Таким образом, характерный масштаб изменения (шаг) скорости частицы в процессе «блуждания по ямам» составляет порядка Δv_* , а шаг по времени — $\tau_{B_*} \equiv \tau_* \sim 1/k_0 \Delta v_*$. Критерий применимости диффузионного приближения для описания этого процесса, как нетрудно понять, можно записать в виде

$$\Delta v_* \ll \Delta(\omega/k) \sim \Delta v_b. \quad (4.55)$$

Отсюда следует ограничение на уровень колебаний сверху

$$W_0 \ll n \varepsilon_b \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^4,$$

¹ Подчеркнем, что имеются в виду резонансные частицы.

что обычно легко выполняется [отметим, что это условие означает также, что ширина всего пакета $\Delta\left(\frac{\omega}{k}\right)$ больше области захвата $\sim (e\sqrt{W_0}/mk_0)^{1/2}$].

Коэффициент квазилинейной диффузии можно оценить обычным образом:

$$D_{QL} \simeq \Delta v_*^2 / \tau_* \sim \frac{e^2}{m^2} \frac{|E_k|^2}{v_b}. \quad (4.56)$$

Наиболее простой метод получения квазилинейных уравнений основан на том, что при выполнении условий (4.54), (4.55) в задаче выделяются два процесса с различными временными масштабами [39, 58, 269]. Быстрый процесс — это изменение фазы резонансных частиц ($\Delta t \sim \tau_*$), медленный — собственно квазилинейная релаксация распределения частиц с характерным временем $\sim \tau_R$, определяемым временем диффузии через весь пакет:

$$\Delta v(\tau_R) \sim \Delta(\omega/k) \sim \Delta v_b,$$

$$\tau_R \sim \Delta v_b^2 / D_{QL} \gg \tau_*,$$

амплитуда колебаний $\Delta t \sim \gamma_b^{-1} \gg \tau_*$ также изменяется медленно.

В соответствии с этим функцию распределения электронов пучка можно разделить на медленно и быстро меняющиеся части (начальная задача):

$$f_b = \bar{f}_b(v, t) + \tilde{f}(v, z, t) \\ (v = v_z). \quad (4.57)$$

Усреднение функции (4.57) по быстрому времени $\tau_* \ll \Delta t \ll \tau_R$ и пространственному интервалу $\Delta z \gg k^{-1}$ дает, по определению,

$$\langle f_b \rangle = \bar{f}_b, \quad \langle \tilde{f} \rangle = 0.$$

Усредняя нелинеаризованное кинетическое уравнение и используя (4.57), нетрудно получить для \bar{f}_b :

$$\frac{d}{dt} \bar{f}_b = \frac{e}{m} \left\langle \delta E \frac{\partial \tilde{f}}{\partial v} \right\rangle. \quad (4.58)$$

Видно, что медленное изменение \bar{f}_b действительно определяется усредненным нелинейным (среднеквадратичным) эффектом быстрых осцилляций поля. Уравнение для быстро осциллирующей «поправки» суть линеаризованное кинетическое уравнение (4.3), в котором вместо $f_0(v)$ следует подставить $\bar{f}_b(v, t)$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{f} + v \frac{\partial}{\partial z} \tilde{f} = \frac{e}{m} \delta E(z, t) \frac{\partial \bar{f}_b}{\partial v}.$$

Изменение \bar{f}_b за период колебаний незначительно, поэтому для \tilde{f} можно использовать разложение (4.53), в котором $E_R \rightarrow E_k(t)$ и $\omega(k) \rightarrow \omega_k \left(\frac{\partial}{\partial t} \ln |E_k| \ll \omega_k \right)$. Соответственно

$$\tilde{f} = \int dk \tilde{f}_k(v, t) e^{ikz - i\omega_k t},$$

где

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \tilde{f}_k \ll \omega_k.$$

Из кинетического уравнения следует:

$$f_k(v, t) = \frac{ie}{m} E_k(t) \frac{\partial \bar{f}_b / \partial v}{\omega_k - kv}.$$

Как и прежде, полюс $\omega_k \approx kv$ обходится с помощью правила Ландау. Следуя общей схеме, приведенной в п. 4.1.1, нетрудно получить, что эволюция амплитуд волн описывается формулами (4.31), (4.26), в которые вместо \bar{f}_b нужно подставить \bar{f}_b . Чтобы замкнуть систему, необходимо Фурье-разложения для δE и \bar{f} подставить в уравнение (4.58) и провести усреднение, учитывая, что

$$\left\langle \frac{1}{2\pi} \int e^{i(k+k')z} dk' \right\rangle = \int \delta(k+k') dk'.$$

В результате система квазилинейных уравнений в простейшем случае одномерной релаксации в изотропной плазме имеет следующий вид:

$$\frac{d\bar{f}_b}{dt} = \frac{\partial}{\partial v} D(v) \frac{\partial \bar{f}_b}{\partial v},$$

$$D(v) = \frac{\pi e^2}{m^2} \int dk |E_k|^2 \delta(\omega_k - kv) = \frac{\pi e^2}{m^2} \frac{|E_k|^2}{v} \Big|_{k \approx \omega_k/v},$$

$$\frac{d}{dt} |E_k|^2 = 2\gamma_k(\bar{f}_b) |E_k|^2,$$

$$\gamma_k(\bar{f}_b) = \frac{\pi}{2n} \omega_k v^2 \frac{\partial \bar{f}_b}{\partial v} \Big|_{v=\omega_k/k}. \quad (4.59)$$

Здесь производные d/dt определены в (4.46) и (4.26). Подчеркнем, что $D(v) \sim D_{QL}$ [см. формулу (4.56)]. Отметим также, что обобщение системы (4.59) на трехмерный случай не представляет труда, а именно: оператор $\frac{\partial}{\partial v} D \frac{\partial}{\partial v} \rightarrow \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial v_\beta}$; $\int dk \psi(k) \rightarrow \int dk \times \times \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \psi(k)$; $\gamma_k \rightarrow \gamma_k^0$ [см. (4.31)].

Квазилинейная теория релаксации электронных пучков является в настоящее время наиболее полно разработанной (см., например, [29, 39, 42, 58, 100, 102, 103, 182, 209, 269]). Она нашла свое подтверждение в ряде экспериментов [96, 136]. Изложим ее основные результаты вначале для бесстолкновительной плазмы ($\gamma_b \gg \nu \rightarrow 0$), следуя в основном работе [42].

Начальная задача

Перепишем систему уравнений (4.59) в следующем виде ($\bar{f}_b \equiv f$):

$$\frac{\partial}{\partial t} f = \frac{\partial}{\partial v} D_0 \frac{W(v, t)}{v} \frac{\partial f}{\partial v},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} W(v, t) = \gamma_0 v^2 \frac{\partial f}{\partial v}(v, t) W(v, t). \quad (4.60)$$

Здесь

$$W(v) = (1/8\pi) |E_k|^2 |_{k=\omega/v}; \quad D = 8\pi e^2/m^2; \quad \gamma_0 = (\pi/n) \omega_p; \quad v = \omega/k.$$

Ясно, что стационарное состояние $\partial/\partial t = 0$ достигается, когда $\partial f/\partial v = 0$ при $W(v, t) \neq 0$ и $\partial f/\partial v < 0$ при $W = 0$ (условие внешней устойчивости). Таким образом, квазилинейная релаксация приводит к образованию *плато* на функции распределения пучка (см. рис. 4.1). Так как возбуждаются колебания, фазовая скорость которых $\omega/k < v_b$, то $D(v, t) \neq 0$ только при $v < v_b$. Следовательно, как и должно быть из общих соображений, пучок «размывается» в направлении малых скоростей, теряя энергию. Число частиц в пучке сохраняется: $\int f dv = n_b$. Отсюда нетрудно определить установившуюся функцию распределения:

$$f_\infty = \begin{cases} n_b/v_b; & 0 < v < v_b, \\ 0; & v > v_b. \end{cases}$$

Энергия пучка при этом составляет $\frac{1}{3} n_b \epsilon_b$, т. е. пучок отдает колебаниям $2/3$ начальной энергии:

$$W_0(t \rightarrow \infty) = W_\infty = \int W(k) dk |_{t \rightarrow \infty} = \frac{2}{3} n_b \epsilon_b. \quad (4.61)$$

Установившийся спектр колебаний определяется с помощью так называемого квазилинейного интеграла уравнений (4.60)

$$f - \frac{2\omega_p}{m} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{W}{v^3} \right) = \text{const} \simeq f_b(t = t_0),$$

откуда при $\Delta v_b \ll v_b$ — и следует

$$W_\infty(v) \simeq \begin{cases} 2n_b \epsilon_b \left(\frac{v}{v_b} \right)^4 k_0^{-1}; & v < v_b, \\ 0; & v > v_b. \end{cases}$$

Переход к конечному состоянию осуществляется следующим образом [102]. Квазилинейное уравнение для функции распределения аналогично уравнению теплопроводности, в котором коэффициент теплопроводности — нелинейная функция температуры. При этом, как известно [99], распространение тепла происходит в виде ударной волны с резким передним фронтом. Подобным же образом происходит и распространение области плато на функции распределения пучка [102]. Из (4.60) видно, что если в начальный момент $W(v, t_0) = 0$ при $v \leq u$, то и в последующие моменты колебания там отсутствуют. Так как $D(v) \sim W(v)$, то это означает,

что область плато, дойдя до $v = u$, остановится (см. рис. 4.1; $t = t_1$):

$$\begin{cases} f(t_1) = \frac{n_b}{v_b - u}, & u < v < v_b; \\ 0; & v \leq u; \end{cases}$$

$$W_t \equiv W(t_1) \approx n_b \varepsilon_b \frac{v_b - u}{v_b}. \quad (4.62)$$

Учет тепловых флуктуаций $W_T \simeq nT/N_D$ приводит к ненулевому коэффициенту диффузии при $v < u$, так что левая граница плато смещается к все меньшим скоростям. При этом скорость движения границы достаточно мала, так что справа от нее успевает устанавливаться плато, т. е. $t_1 - t_0 \gg \tau_R^{(1)} \simeq \frac{(v_b - u)^2}{D(v)}$.

Скорость смещения границы можно определить из уравнений (4.60) достаточно простым способом, используя малый параметр $W_T/W_\infty \sim N_D^{-1}$. Интегрирование уравнения для энергии волны по скорости в окрестности границы $u \pm 0$ дает

$$\begin{aligned} \int_{u-0}^{u+0} \frac{\partial}{\partial t} \ln W dv &= - \frac{du}{dt} \ln \frac{W(u+0)}{W(u-0)} = \\ &= \gamma_0 \int_{u-0}^{u+0} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} dv = \gamma_0 u^2 f(u+0). \end{aligned}$$

Так как слева от границы $W(u) \sim W_T$, можно с логарифмической точностью считать $\ln \frac{W}{W_T} \approx \ln N_D = \Lambda$. При этом нетрудно получить

$$\frac{du}{dt} \simeq - \frac{\pi}{\Lambda} \omega_p \frac{n_b}{n} \frac{u^2}{v_b - u}. \quad (4.63)$$

На начальной стадии релаксации, когда ширина плато $\Delta v = v_b - u \ll v_b$, можно записать формулу (4.63) более наглядным образом [102]:

$$\frac{d}{dt} \ln \Delta v \simeq 2\gamma_b(\Delta v)/\Lambda,$$

где $\gamma_b(\Delta v)$ определяется из формулы (4.32) заменой $\Delta v_b \rightarrow \Delta v$.

Здесь следует подчеркнуть, что реальная ширина границы значительно меньше ширины плато [102]:

$$\Delta u \sim \frac{\min(\Delta u, u)}{\Lambda} \ll u.$$

Это оправдывает приближение «резкой» границы («ступеньки») при интегрировании.

Время квазилинейной релаксации определяется из формулы (4.63):

$$\tau_R \rightarrow \tau_{QL} \approx 0,1 \frac{\Lambda}{\omega_p} \frac{n}{n_b} \sim 1/\gamma_b^{(\infty)},$$

где $\gamma_b^{(\infty)} = 2\gamma_b (\Delta v \sim v_b) \ll \gamma_b^{(0)}$ [см. формулу (4.32)].

Граничная задача

Как отмечалось выше, переход к задаче с граничными условиями сводится к замене (4.46). При этом вместо системы уравнений (4.60) имеем (при стационарной инжекции)

$$\begin{aligned} v \frac{\partial}{\partial z} f(v, z) &= \frac{\partial}{\partial v} \frac{D_0 W(v, z)}{v} \frac{\partial f(v, z)}{\partial v}, \\ v_g(v) \frac{\partial}{\partial z} W(v, z) &= \gamma_0 v^2 \frac{\partial f}{\partial v} W(v, z), \\ v_g(v) &= \partial \omega_l / \partial k = (3T_e / m v^2) v. \end{aligned} \quad (4.64)$$

В этих уравнениях сохраняются поток частиц и суммарный поток энергии¹

$$\begin{aligned} \int u f dv &= \text{const}, \\ \int \frac{mv^2}{2} v f dv + 2 \int v_g W(v) dk &= \text{const}. \end{aligned}$$

Все характерные черты релаксации в граничной задаче полностью отвечают таковым в начальной задаче. В процессе релаксации к плато ($f_\infty = 2n_b/v_b$ при $v < v_b$) распределение имеет вид ступеньки ($\Delta u \ll v_b - u$):

$$f = \begin{cases} \frac{2n_b v_b}{v_b^2 - u^2}; & u < v < v_b, \\ 0, & v < u. \end{cases}$$

Вместо (4.63) имеем

$$v_g(u) \frac{du}{dz} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \omega \frac{n_b}{n} \frac{u^2 v_b}{v_b^2 - u^2}. \quad (4.65)$$

При малой ширине плато ($\Delta v = v_b - u \ll v_b$)

$$v_g \frac{d \ln \Delta v}{dz} \simeq 2\gamma_b (\Delta v) / \Lambda$$

$$[v_g \equiv v_g(v_b)].$$

¹ Напомним, что для ленгмюровских колебаний полная энергия равна удвоенной энергии поля колебаний. $W_k = \frac{\partial}{\partial \omega} \omega \tilde{\epsilon}_l \frac{|E_k|^2}{8\pi} \simeq |E_k|^2 / 4\pi \simeq W(v)$.

В процессе релаксации пучок теряет $1/3$ начальной энергии. При этом плотность энергии колебаний вследствие сохранения потока энергии (эффект «накопления» [201, 210]) оказывается большой:

$$W_0(t \rightarrow \infty) = W_{QL} = \frac{2}{5} n_b \epsilon_b \frac{v_b}{v_g}. \quad (4.66)$$

Длина релаксации, получаемая из формулы (4.65), равна

$$l_{rel} \rightarrow l_{QL} \simeq v_g(v_b) \tau_{QL} \simeq \frac{v_b}{\gamma_b^\infty} \left(\frac{v_g}{v_b} \right).$$

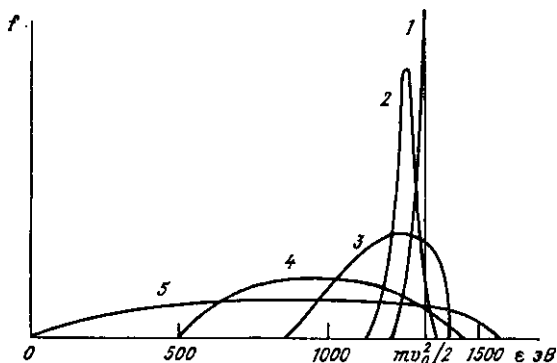


Рис. 4.3. Функция распределения электронов пучка на выходе из плазмы при различных значениях тока пучка.

1) $I_b = 2$ мА (амплитуда уменьшена в 4 раза); 2) 10 мА (амплитуда уменьшена в 2 раза); 3) 12 мА; 4) 16,5 мА; 5) 22 мА.

Эти результаты справедливы для безграничной плазмы ($\Delta L \gg l_{QL}$). Если же размер плазмы (ΔL) меньше длины релаксации, очевидно, релаксация будет неполной: $v_b - u(\Delta L) \rightarrow 0$ при уменьшении $\Delta L/l_{QL}$. В полном соответствии с этим находятся результаты эксперимента [136] (рис. 4.3), в котором измерялось распределение пучка на выходе из плазменного промежутка для различных токов пучка I_b ($l_{QL} \sim I_b^{-1}$).

Релаксация в слабостолкновительной плазме

Рассмотрим эффекты столкновений в процессе квазилинейной релаксации. Сравним длину столкновительной диссипации пучка $\lambda_b \sim v_b/v_b(\epsilon_b/\epsilon_{ion})$ с длиной квазилинейной релаксации. Нетрудно получить, что $l_{QL} \ll \lambda_b$, если

$$n_b/n \gg \frac{v_b}{\omega_p} \frac{\epsilon_{ion}}{\epsilon_b} \frac{v_g}{v_b}.$$

Еще одно ограничение вытекает из условия развития неустойчивости $\gamma_b > \nu/2$:

$$n_b/n > \frac{\nu}{\omega_p} \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2.$$

Нетрудно убедиться, что при $\varepsilon_b \gg \varepsilon_{\text{ion}}$ первое неравенство даже при $v_g \sim v_b$ выполняется автоматически, если справедливо второе. Поэтому будем пренебрегать столкновениями электронов пучка с частицами плазмы.

Время квазилинейной релаксации в бесстолкновительной плазме

$$\tau_{QL} \simeq \frac{n}{n_b} \omega_p^{-1}.$$

Таким образом, столкновительное затухание колебаний необходимо учитывать в процессе релаксации, если $\nu > \tau_{QL}^{-1}$. При этом релаксация заканчивается, когда дисперсия скоростей в пучке достигает величины [52, 154]

$$\Delta v_c \approx v_b (\nu \tau_{QL})^{-1/2}. \quad (4.67)$$

Рассмотрим граничную задачу. Пусть в плазму инжектируется квазимоноэнергичный слаботочный пучок так, что

$$1 \ll \nu \tau_{QL} \ll (v_b/\Delta v_b)^2.$$

Релаксация пучка приводит к увеличению его дисперсии. Когда $2\gamma_b(z)$ сравнивается с ν , нарастание колебаний сменяется затуханием, пучок продолжает «расширяться», пока колебания не затухнут.

С учетом соударений второе из уравнений (4.64) принимает вид

$$v_g(v) \frac{\partial}{\partial z} W(v, z) = \left(\gamma_0 v^2 \frac{\partial f}{\partial v} - \nu \right) W(v, z).$$

В «бесстолкновительном» ($\nu \ll \nu_c$) случае стационарное состояние (плато) достигается путем образования на функции распределения ступеньки, левая граница которой медленно движется в сторону меньших скоростей. В столкновительном режиме ситуация аналогична с той лишь разницей, что правее границы образуется не плато, а следующее распределение:

$$f(v, z) = 2n_b \begin{cases} \frac{v_b + \nu/\nu_c (v_b - u)}{v_b^2 - u^2} - \frac{\nu}{2\nu_c} \frac{1}{v}; & u < v < v_b \\ 0; & v < u. \end{cases} \quad (4.68)$$

Здесь $\nu_c = \pi \omega_p n_b/n \approx \pi/\tau_{QL}$. Отметим, что $\partial f/\partial v > 0$.

Вместо формулы (4.65) имеем

$$v_g(u) \frac{du}{dz} \simeq - \frac{1}{\Lambda n_b} \nu_c f(u + 0).$$

Из условия $du/dz=0$ получаем максимальную дисперсию в пучке:

$$\Delta v_c = (v_b - u)_{\max} \simeq (v_c/v)^{1/2} v_b. \quad (4.69)$$

Уровень колебаний оказывается порядка [52, 154]

$$W_{QL}^{(c)} \simeq \frac{1}{2} n_b e_b \frac{v_b}{v_g} \left(\frac{v_c}{v} \right)^{1/2}, \quad (4.70)$$

а длина релаксации $l_{\text{rel}} \rightarrow l_{QL}^{(c)} \approx v_g/v \simeq \lambda_e \frac{v_g}{v_e}$.

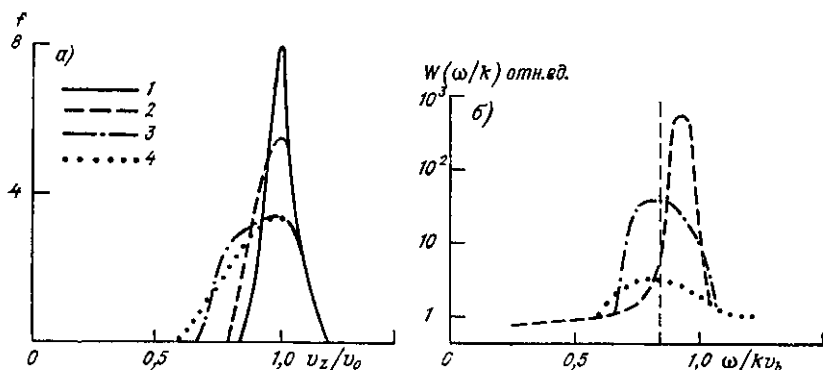


Рис. 4.4. Функция распределения пучка (а) и спектральная плотность энергии (б) на различных расстояниях z от инжектора ($l_c = v_g/v$).

1) $z=0$, 2) $z=2l_c$, 3) $z=10l_c$, 4) $z=20l_c$.

Результаты численного моделирования квазилинейной релаксации в режиме $v \gg v_c$, приведенные на рис. 4.4 [2], полностью соответствуют этой картине.

На рис. 4.5 приведены результаты лабораторного эксперимента [314] по моделированию пучково-плазменного разряда (см. гл. 5). Условия этого эксперимента соответствовали столкновительному $v > v_c$ режиму. Видно хорошее качественное соответствие между рис. 4.4 и 4.5.

Релаксация в неоднородной плазме

Рассмотрим неоднородную вдоль оси $Z \parallel v_b$ плазму. Влияние неоднородности концентрации плазмы на квазилинейную релаксацию может быть весьма существенным [42, 182]. Действительно, согласно формулам (4.27), (4.28), в слабонеоднородной плазме изменение фазовой скорости частицы может быть значительным уже при малом изменении концентрации:

$$\Delta v_\phi \approx \frac{v_b^2}{v_g} \frac{\Delta n}{n_0} \gg v_b \frac{\Delta n}{n_0}.$$

Очевидно, волна выходит из резонанса с пучком, когда изменение фазовой скорости становится порядка ширины пучка: $\Delta v_{\phi} \sim \Delta v_b$. Это произойдет на расстоянии

$$\Delta z_* \simeq L (\Delta n_*/n_0) \approx L \frac{\Delta v_b v_g}{v_b^2}.$$

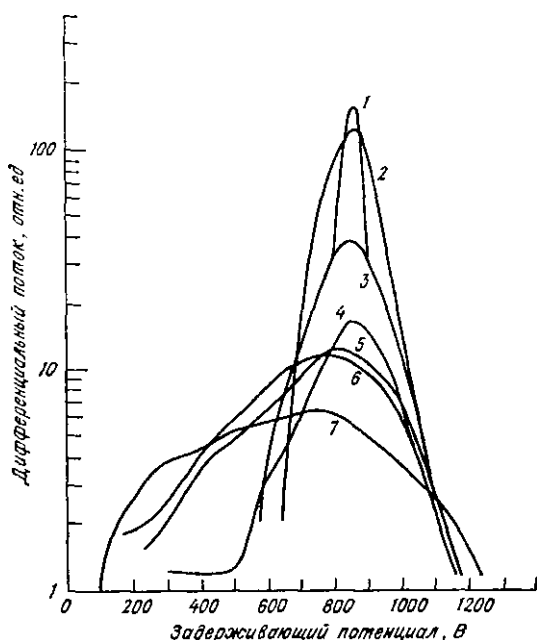


Рис. 4.5. Энергетический спектр на различных расстояниях d от пушки ($P=10^{-4}$ торр; $e_b=848$ эВ; $I_b=16,9$ мА).

1 — начальный спектр, 2 — $d=26$ см, 3 — $d=32$ см, 4 — $d=38$ см, 5 — $d=45$ см, 6 — $d=52$ см, 7 — $d=191$ см.

Для развития неустойчивости необходимо, чтобы за время взаимодействия с пучком ($\Delta t_* \sim \Delta z_*/v_g$) волна успевала заметно нарасти от теплового уровня, т. е. $\gamma_b \Delta t_* > \Lambda$. Отсюда следует, что неоднородность не влияет на релаксацию, если

$$L > \frac{v_b}{\omega_p} \frac{n}{n_b} \Lambda \equiv L_n. \quad (4.71)$$

Если же $L \ll L_n$, релаксация заканчивается при

$$\Delta v \leq \Delta v_n = \frac{\omega_p L}{\Lambda} \frac{n_b}{n} \equiv v_b L/L_n \ll v_b.$$

Следует отметить, что при распространении пучка в плазму с возрастающей концентрацией $v_b \nabla n > 0$ фазовая скорость колебаний увеличивается, что приводит к появлению коэффициента диффузии $D(v) \neq 0$ при $v > v_b$. В результате пучок расширяется не только в сторону малых, но и больших скоростей, т. е. происходит ускорение электронов пучка колебаниями [182]. Максимальная энергия ускоренных таким способом электронов равна $2e\phi$. Аналогичный эффект вызывается крупномасштабными ($q \ll k_0$) флуктуациями плотности с амплитудой $|\delta n_q/n_0| > 3k_0^2 r_D^2$, достаточной для захвата плазмонов [см. формулу (4.30)] [182].

Если же концентрация убывает ($v_b \nabla n < 0$), фазовая скорость уменьшается вплоть до скорости тепловых электронов, что приводит к ускорению последних.

Эффект подавления релаксации пучка неоднородностью плазмы лежит в основе механизма образования волны нагрева [35], возникающей в задаче о нагреве плазмы пучком. Суть его в следующем [35]. Нагрев плазмы происходит в объеме, продольный размер которого составляет длину релаксации, а поперечный имеет порядок диаметра пучка. Образующийся градиент давления «рассасывается» из-за диффузии нагретой плазмы, создавая яму плотности. Если нагрев значителен ($T' \gg T_0$), то, очевидно, $L \sim l_{QL}(1 + T_0/T')^{-1} \ll L_n$ и развитие неустойчивости в нагретой области подавляется, так что область релаксации (нагрева) перемещается дальше. Скорость распространения такой волны нагрева

$$u_{th} \simeq l_{QL}/\tau_{D'},$$

где $\tau_{D'}$ — время диффузии горячей плазмы $\left(\frac{\Delta n}{n} (\tau_{D'}) > \frac{l_{QL}}{L_n} \sim \frac{v_q}{v_b \Delta} \right)$.

По-видимому, это — один из первых примеров «просветления» области релаксации для пучка, т. е. подавления пучковой неустойчивости вследствие изменения свойств плазмы в процессе релаксации.

Вышесказанное относилось к безграничной (вдоль v_b) плазме. Если же продольный размер плазмы сравним с длиной релаксации, то, очевидно, пучково-плазменное взаимодействие будет носить квазипериодический (всплесковый) характер. Действительно, после подавления неустойчивости происходит остывание плазмы и заполнение ямы плотности за время диффузии холодной плазмы (τ_D). Как только масштаб неоднородности $1/|\nabla \ln n|$ станет больше L_n , вновь разовьется неустойчивость, и т. д. Таким образом, характерная длительность всплеска составляет приблизительно τ_{QL} , а период повторения — τ_D . Подобная картина наблюдается в лабораторных экспериментах (рис. 4.6 [137]).

В заключение параграфа 4.2.2 отметим, что в трехмерном случае процесс релаксации описать простым образом не удастся; он еще далеко не изучен. Как показывает анализ [29, 103], и в этом случае процесс релаксации идет квазиодномерным образом:

$k_{\perp} \sim k_0 \Lambda^{-1/2}$. При этом выделяются два этапа, во время первого из которых ($\Delta t \sim \tau_{QL}$) образуется плато по продольным скоростям, а затем идет относительно медленное угловое расширение спектра ($\Delta t_2 \sim \Lambda \tau_{QL}$). Еще менее изучена квазилинейная релаксация пучка при возбуждении циклотронных гармоник.

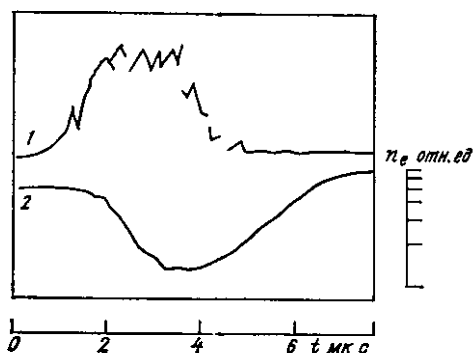


Рис. 4.6а. Огибающая импульса СВЧ-колебаний (1) и сигнал с выхода резонатора (2), демонстрирующий временной ход концентрации плазмы.

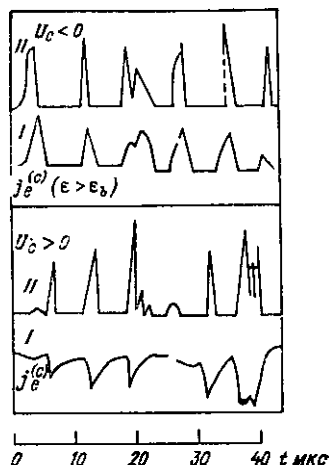


Рис. 4.6б. Осциллограммы переменной составляющей тока на коллектор анализатора энергий i_k (I) и кривые интегральной мощности СВЧ-колебаний (II).

4.2.3. Индуцированное рассеяние волн

Квазилинейная теория является первым шагом в разработке и применении метода теории слабой турбулентности [58, 110, 205, 269]. Сущность этого метода состоит в том, что и при учете слабого нелинейного взаимодействия между модами, как и в линейной теории, произвольное возмущение разлагают по собственным колебаниям. Коэффициенты разложения при этом являются медленно (в масштабе ω^{-1}) меняющимися во времени. Термин «слабое взаимодействие» означает существование в задаче малого параметра — отношение энергии колебаний к полной энергии плазмы. В частности, для электронных потенциальных колебаний этим параметром является $\tilde{W} = W/nT_e$, где $W = \int W_k dk$. Наличие

малого параметра обеспечивает слабость взаимодействия между модами, квазинезависимость колебаний. Кроме того, задача существенно упрощается в предположении об отсутствии корреляции (хаотичности) фаз отдельных гармоник.

Поясним это подробнее. Строго говоря, при наличии взаимодействия под гармоникой подразумевается волновой пакет, до-

статочны узкий в k -пространстве, т. е. $\Delta k \ll k_0$ и $\Delta \omega \ll \omega_0$. Амплитуда пакета является комплексной: $E_h(t) = |E_h| e^{i\alpha_h}$, где α_h — фаза. Пусть τ_α — характерное время изменения фазы ($\Delta\alpha(\tau_\alpha) \sim 1$). Ясно, что $\tau_\alpha \gg 2\pi/\omega_0$ иначе пакет нельзя считать узким. С другой стороны, чтобы фазы волн можно было предполагать случайными в течение какого-либо процесса с характерным временем τ_0 , необходимо, чтобы $\tau_0 \gg \tau_\alpha$.

Поле, состоящее из набора осцилляций с частотой ω_0 и изменяющимися фазами, можно представить в виде волнового пакета шириной $\delta\omega \sim 2\pi/\tau_\alpha \ll \omega_0$ и $\delta k \sim 1/v_g \tau_\alpha \ll k_0$. Таким образом, условие хаотичности фаз в процессе нелинейного взаимодействия можно записать в виде [205]

$$\delta\omega \gg \tau_{NL}^{-1},$$

где τ_{NL} — характерное время взаимодействия. Следовательно, спектр колебаний должен быть достаточно широким.

В приближении случайных фаз можно перейти от динамического описания к статистическому, т. е. усреднение по времени (и пространству) заменить усреднением по статистическому ансамблю:

$$\langle E_k E_{k'}^* \rangle = |E_k|^2 \delta(k - k').$$

Здесь $|E_k|^2$ — спектральная плотность энергии колебаний ($|\delta E|^2 = \int |E_k|^2 dk$). Фактически усреднение по ансамблю использовалось при выводе квазилинейных уравнений. Важность эффектов межволнового взаимодействия заключается в том, что они приводят к изменению характеристик спектра колебаний, иными словами, перекачке энергии по спектру. Ясно, что этот процесс может оказаться существенным в пучково-плазменном взаимодействии, так как спектр возбуждаемых пучком колебаний довольно узок, особенно на начальной стадии релаксации.

В квазилинейной теории релаксации пучка учитываются только эффекты «волна—частица», т. е. индуцированное поглощение и излучение волн частицами пучка. При этом характеристики спектра волн определяются только функцией распределения электронов пучка. Следующим нелинейным эффектом, учитываемым в слаботурбулентной пучково-плазменной системе, является резонансное взаимодействие частиц с биением на разностных частотах между любыми парами плазменных колебаний. Этот эффект в приложении к задаче о релаксации пучка был впервые рассмотрен в работе [206].

Условие черенковского резонанса с биениями имеет вид

$$\Delta\omega_{kk'} = \omega_k - \omega_{k'} = (k - k')v \equiv \Delta kv. \quad (4.72)$$

Это условие нетрудно получить, рассматривая воздействие на незамагниченную частицу одновременно двух потенциальных волн:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v} = \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}(t), t) = \text{Re} [E e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + E_1 e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r} - i\omega_1 t}]$$

$$(e = m = 1). \quad (4.73)$$

Пусть поле слабо возмущает движение частицы, т. е. $\max(|\delta E|/\omega) \ll v$. Тогда можно для решения (4.73) использовать метод возмущений. В нулевом приближении $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 = \text{const}$. В первом приближении

$$\delta \mathbf{r}^{(1)} = \int \delta \mathbf{v}^{(1)} dt = -\text{Re} \left[\frac{\mathbf{E} e^{-i(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}_0) t}}{(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}_0)^2} - \frac{\mathbf{E}_1 e^{-i(\omega_1 - \mathbf{k}_1 \mathbf{v}_0) t}}{(\omega_1 - \mathbf{k}_1 \mathbf{v}_0)^2} \right] + \text{К.С.}$$

Подставляя $\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}_0 t + \delta \mathbf{r}^{(1)}$ в формулу (4.73) и разлагая по малому параметру $|\delta \mathbf{r}|/|\mathbf{r}|$, получаем, что вдали от резонансов ($\omega/k \gg v_0$ и $\omega_1/k_1 \gg v_0$) единственно возможной слабопеременной составляющей силы, действующей на частицу, является

$$\delta E^{(1)} \approx +\frac{1}{2} \text{Im} \left[\frac{\mathbf{E} (k \mathbf{E}_1)}{\omega_1^2} e^{-i[\omega - \omega_1 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_0] t} + (\mathbf{k} \leftrightarrow \mathbf{k}_1, \omega \leftrightarrow \omega_1) \right].$$

Отсюда следует, что $\delta E^{(1)} = \text{const}(t)$ при выполнении условия резонанса (4.72).

Удобно перейти к описанию слаботурбулентных колебаний на языке квазичастиц (плазмонов; см. п. 4.1.1). Условие обычного резонанса Ландау $\omega_k = \mathbf{k} \mathbf{v}$ получается из закона сохранения энергии — импульса при поглощении (излучении) плазмона частицей. Действительно, импульс плазмона мал: $|\hbar \mathbf{k}| \ll |m \mathbf{v}|$, поэтому изменение энергии частицы при излучении $\Delta \varepsilon \simeq m \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} \simeq m v \hbar k$. С другой стороны, $\Delta \varepsilon = \hbar \omega_k$. Аналогичным образом условие (4.72) является следствием закона сохранения при рассеянии частицей плазмона (ω_k, \mathbf{k}) в плазмон $(\omega_{k'}, \mathbf{k}')$. Этот процесс называют индуцированным рассеянием волн¹ [58, 110, 205, 269].

Его значение для релаксации пучка легко усмотреть из условия (4.72). Электронные колебания, рассмотренные в п. 4.1, могут быть в резонансе лишь с небольшой группой надтепловых частиц ($\omega/k \gg v_e$). В то же время фазовая скорость биений $\Delta \omega_{\hbar k}/|\Delta \mathbf{k}|$ может оказаться сравнимой с тепловой скоростью. Таким образом, из-за большего числа рассеивающих частиц темп перекачки по спектру при индуцированном рассеянии может превзойти квазилинейный инкремент, несмотря на наличие малого параметра \tilde{W} .

Система уравнений, описывающая пучково-плазменное взаимодействие в режиме слабой турбулентности, состоит из квазилинейного уравнения диффузии для распределения резонансных электронов² и уравнения для распределения плазмонов (4.26), в котором линейный инкремент γ_k заменяется на

$$\Gamma_k \equiv \gamma_k(\tilde{f}) + \gamma_{WT}(k). \quad (4.74)$$

Здесь $\gamma_{WT}(\mathbf{k})$ — темп перекачки энергии по спектру в интервале $(\mathbf{k}, \mathbf{k} + d\mathbf{k})$.

¹ Индуцированным потому, что его эффективность определяется числом квантов.

² В приближении хаотических фаз по-прежнему можно представить $\tilde{f} = \bar{\tilde{f}} + \tilde{f}$, где $\tilde{f} = \tilde{f}^{(1)} + \tilde{f}^{(2)} + \dots$. После усреднения по ансамблю получается уравнение для $\bar{\tilde{f}}$, совпадающее с квазилинейным с точностью $O(\tilde{W}^2)$.

Отсюда видно, что при достаточно высоком темпе спектральной перекачки ($\gamma_{WT}(k_0) > \gamma_b$) колебания покидают резонансную с пучком область, не успевая эффективно с ним провзаимодействовать. При этом установившийся уровень резонансных колебаний ($W_{WT}^{(0)}$) оказывается значительно меньше квазилинейного: $W_{WT}^{(0)} \ll W_{QL}$. Следовательно, длина релаксации пучка, определяемая из квазилинейного уравнения диффузии или из уравнения баланса (4.47), возрастает по сравнению с квазилинейной:

$$l_{rel}(W_{WT}^{(0)}) \equiv l_{WT} \sim 1/W_{WT}^{(0)} \gg l_{QL}.$$

Методически полезно последовательно вывести выражение для γ_{WT} для ленгмюровских колебаний в изотропной плазме. Прделаем это, следуя работам [58, 110, 205]. Для наглядности вначале проведем анализ в квантовомеханическом представлении [205]. Пусть $w_{\Delta k}(v) \equiv w(v, k, k') \sim \delta[(\Delta\omega)_{\Delta k} - \Delta kv]$ — вероятность рассеяния плазмона (k, ω_k) частицей с импульсом $p = mv$ в плазмоне $(k', \omega_{k'})$. Тогда, балансируя уход плазмонов из области $(k, k + dk)$

$$\left(\frac{\partial N_k}{\partial t}\right)_-(k') = \int N_k(N_{k'} + 1) w_{\Delta k}(v) f(v) dk' dv$$

обратным процессом $\left(\frac{\partial N_k}{\partial t}\right)_+ = \left(-\frac{\partial}{\partial t} N_k\right)(k \rightleftharpoons k')$ и пренебрегая «отдачей» ($\Delta k \ll mv$), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k}{\partial t} \simeq N_k \int dk' dv w_{\Delta k}(v) N_{k'} \Delta k \frac{\partial f(v)}{\partial v} + \\ + \int w_{\Delta k}(v) (N_{k'} - N_k) f(v) dv dk'. \end{aligned} \quad (4.75)$$

Здесь индуцированному рассеянию отвечает первое слагаемое, второе описывает спонтанные процессы.

Из формул (4.75) и (4.72) следует важное свойство индуцированного рассеяния, а именно: в равновесной плазме ($\partial f / \partial v < 0$) перекачка по спектру идет в сторону меньших частот, т. е.

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} < 0 \text{ при } \Delta\omega_{\Delta k'} > 0. \text{ Другими словами, часть энергии погло-}$$

щается рассеивающими частицами. Для большинства мод колебаний, рассмотренных в п. 4.1 (включая моды Бернштейна в области нормальной дисперсии), это означает уменьшение волнового числа, т. е. возрастание ω/k_0 . Таким образом, в отличие от квазилинейной релаксации здесь электроны пучка могут быть ускорены ($D(v > v_b) \neq 0$) и в однородной плазме.

Найдем вероятность рассеяния. Для этого представим $f = f_0 + \tilde{f}$,

$$\text{где } \tilde{f}(v, z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \int f_{k\omega}^{(j)}(v) e^{ikr - i\omega t} dk d\omega.$$

Амплитуды Фурье-гармоник $f_{k, \omega}^{(j)}$ определяются из кинетического уравнения последовательными итерациями:

$$f_{k, \omega}^{(1)} = \frac{ie}{m} \frac{E_{k, \omega}}{\omega - kv} \frac{\partial f / \partial v},$$

$$f_{k, \omega}^{(j)} = \frac{ie}{m} \int \frac{E_{k', \omega'} \partial f_{q, \Omega}^{(j-1)} / \partial v}{\omega - kv} dk' d\omega'.$$

Здесь $q = k - k'$, $\Omega = \omega - \omega'$ (по-прежнему, обход полюса по правилу Ландау).

Отметим, что здесь f означает функцию распределения как электронов, так и ионов. Вклад последних необходимо учитывать, так как для леигмюровских колебаний $\Delta \omega_{kk'} = {}^3/2 \omega_p (k^2 - k'^2) r_D^2 \ll \ll \omega_p$. Поэтому полученные уравнения справедливы и для низкочастотных потенциальных колебаний.

Подставляя \tilde{f} в уравнение Пуассона, вместо формулы (4.12) получим дисперсионное уравнение¹

$$\tilde{\epsilon}_\Sigma(k, \omega) E_{k, \omega} = \int dk' d\omega' \tilde{\epsilon}_{k', q}(\omega', \Omega) E_{k', \omega'} E_{q, \Omega} + O(E_k^3). \quad (4.76)$$

Здесь $\tilde{\epsilon}_\Sigma$ — линейная диэлектрическая проницаемость, описываемая формулой (4.12), в которой учтен вклад ионов:

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon}_\Sigma &= \tilde{\epsilon}_l + \tilde{\epsilon}_i (f_l \rightarrow f_i; m \rightarrow M) \equiv \tilde{\epsilon}_l + \tilde{\epsilon}_i, \\ \tilde{\epsilon}_{k, q}(\omega', \Omega) &= - \sum_{e, l} \frac{e \omega_p^2}{2mk^2 k' q} \int dv \frac{1}{\omega - kv} \times \\ &\times \left[k' \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\Omega - q \cdot v} q \frac{\partial}{\partial v} + q \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\omega' - k' v} k' \frac{\partial}{\partial v} \right] f_0. \end{aligned}$$

Так как взаимодействие слабое, собственные значения динамического уравнения (4.76) не должны сильно отличаться от собственных значений ω_k линейной задачи [$\text{Re} \tilde{\epsilon}_l(k, \omega(k)) = 0$]. Значит, функция $E_{k, \omega} \equiv E_k(\omega)$ является достаточно узкой ($\Delta \omega_k \sim \Gamma_k$) вблизи $\omega = \omega_k$, т. е.

$$E_{k, \omega} = E_k \delta_{ef}(\omega - \omega_k), \quad (4.77)$$

где $\delta_{ef}(x) \rightarrow \delta(x)$ при $\Gamma_k / \omega_k \rightarrow 0$. Полагая $\Gamma_k / \omega_k \rightarrow 0$, в следующем приближении из уравнения (4.76) получим

$$E_{k, \omega}^{(2)} = \int dk' dq \delta(k - k' - q) \frac{\tilde{\epsilon}_{k', q}(\omega_{k'}, \omega_q)}{\tilde{\epsilon}_\Sigma(k, \omega)} E_{k'} E_q \delta(\omega - \omega_{k'} - \omega_q). \quad (4.78)$$

¹ Вообще говоря, учет в уравнении (4.76) членов третьего порядка малости необходим, так как при усреднении по ансамблю $\langle E_k^* E_k E_{k'} \rangle \sim \langle E_k^* E_k E_{k'} E_{k'} \rangle$. Для интересующего нас случая эти члены несущественны.

Используем теперь то обстоятельство, что фазы волн слабо коррелированы, т. е. $\langle E_{\mathbf{k}}^* E_{\mathbf{k}'} \rangle \simeq |E_{\mathbf{k}}|^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$. Домножим уравнения (4.76) на $E_{\mathbf{k}\Omega}^* e^{i(\omega - \Omega)t}$ и проинтегрируем по частотам, учитывая уравнения (4.77) и (4.78)¹. В результате получим уравнение, описывающее эволюцию спектра (кинетическое уравнение для волн) [58, 110, 205, 269]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} |E_{\mathbf{k}}|^2 = & \gamma_{\mathbf{k}}(f_e) |E_{\mathbf{k}}|^2 + \left(\frac{\partial \tilde{\epsilon}_l}{\partial \omega_{\mathbf{k}}} \right)^{-1} 2 \operatorname{Im} \int d\mathbf{k}' d\mathbf{q} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{q}) \times \\ & \times \left\{ \frac{|\tilde{\epsilon}_{\mathbf{k}', \mathbf{q}}(\omega_{\mathbf{k}'}; \omega_{\mathbf{q}})|^2}{\tilde{\epsilon}_{\Sigma}^*(\mathbf{k}, \omega_{\mathbf{k}'} + \omega_{\mathbf{q}})} |E_{\mathbf{k}'}|^2 |E_{\mathbf{q}}|^2 - \right. \\ & \left. - 2 \frac{\tilde{\epsilon}_{\mathbf{k}', \mathbf{q}}(\omega_{\mathbf{k}'}, \omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'}) \tilde{\epsilon}_{\mathbf{k}, -\mathbf{k}'}(\omega_{\mathbf{k}}; -\omega_{\mathbf{k}'})}{\tilde{\epsilon}_{\Sigma}(\mathbf{q}, \omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'})} |E_{\mathbf{k}}|^2 |E_{\mathbf{k}'}|^2 \right\}. \quad (4.79) \end{aligned}$$

Подчеркнем, что здесь опущено слагаемое, возникающее при усреднении члена $O(E_{\mathbf{k}}^3)$ в (4.76). Это слагаемое, отвечающее комптоновскому рассеянию ленгмюровских колебаний тоже имеет порядок $|\tilde{W}|^2$. Однако оно мало из-за того, что рассеяние на самой частице компенсируется рассеянием на ее поляризационном облаке [269].

Физический смысл слагаемых в правой части уравнения (4.79) довольно понятен. Первый член описывает линейное (или квазилинейное) затухание (раскачку) волн. Вторым — процессы слияния волн \mathbf{k}' и \mathbf{q} . Действительно, если $\omega = \omega_{\mathbf{k}'} + \omega_{\mathbf{q}} \rightarrow \omega_{\mathbf{k}}$, то

$\operatorname{Re} \epsilon_l(\mathbf{k}, \omega) \rightarrow 0$ и $\operatorname{Im} 1/\tilde{\epsilon}_l(\mathbf{k}, \omega) \simeq -\pi \delta(\epsilon_l(\mathbf{k}, \omega))$. Для чисто ленгмюровских волн этот член несуществен, так как условия слияния $\mathbf{k}' + \mathbf{k}'' = \mathbf{k}$ и $\omega_{\mathbf{k}'} + \omega_{\mathbf{k}''} = \omega_{\mathbf{k}}$ не выполняются. Однако, если включить в рассмотрение также низкочастотные колебания (для изотропной плазмы — ионно-звуковые), то вклад процесса слияния будет существенным [58, 205]. Если же рассматривать магнитоактивную плазму, роль процессов слияния будет еще значительнее. Особенно важен этот процесс как механизм генерации электромагнитного излучения турбулентной плазмы (см. п. 4.5). Отметим попутно, что последний в нерелятивистской плазме ($v_e/c \ll 1$) описывается тем же уравнением (4.79) [58, 205].

Третье слагаемое включает два процесса, первый из которых физически не отличается от процесса слияния, а именно: это распад $\omega_{\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}'} + \omega_{\mathbf{k}''}$, $\mathbf{k}'' = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$. Для него справедливо все только что сказанное о процессе слияния. Вторым процессом — глав-

¹ Напомним, что $\operatorname{Re} \tilde{\epsilon}_l(\omega_{\mathbf{k}} + \Delta\omega, \mathbf{k}) \simeq \Delta\omega \operatorname{Re} \tilde{\epsilon}_l / \partial \omega_{\mathbf{k}}$ и $i \int \omega d\omega e^{i\omega t} \psi(\omega) =$
 $= \frac{d}{dt} \int d\omega e^{i\omega t} \psi(\omega) = \frac{d}{dt} \psi(t).$

ный для ленгмюровского спектра — собственно индуцированное рассеяние волн: $\omega_k - \omega_q = (k - q)v$.

Полагая спектр колебаний достаточно узким, т. е. $\omega_k - \omega_q \ll |k - q|v_e$, когда основной вклад в мнимую часть вносят ионы, и рассматривая максвелловское распределение ионов, из уравнения (4.79) получаем [58, 110, 205] $[(\partial \varepsilon_l / \partial \omega_k) \simeq -2/\omega_k]$:

$$-\gamma_{WT}(k) \simeq \omega_k \int dq \frac{2e^2 |E_q|^2}{m^2 \omega_k^2 \omega_q^2} \frac{(kq)^2}{k^2 q^2} (k - q)^2 \left| \frac{\tilde{\varepsilon}_l(k - q, \Delta\omega_{kq}) - 1}{\tilde{\varepsilon}_\Sigma(k - q, \Delta\omega_{kq})} \right|^2 \times \\ \times \operatorname{Im} \tilde{\varepsilon}_i(k - q, \Delta\omega_{kq}). \quad (4.80)$$

Здесь $\tilde{\varepsilon}_\Sigma = \tilde{\varepsilon}_l + \tilde{\varepsilon}_i \approx 1 + \frac{1}{(k - q)^2 r_D^2} + \frac{T_e/T_i}{(k - q)^2 r_D^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} \times \right. \\ \times \left. \frac{\Delta\omega_{kq}}{|k - q'|v_i} Z\left(\frac{\Delta\omega_{kq}}{|k - q|v_i}\right) \right]$; $Z(x)$ — функция Крампа [см. приложение 4.1, формулу (4.1.6)].

При $\Delta\omega_{kq}/|k - q|v_i \ll 1$ из формулы (4.80) следует обычно используемое выражение для инкремента индуцированного рассеяния на ионах:

$$-\gamma_{WT}(k) \simeq \frac{\omega_p(\sqrt{\pi}/2)}{(1 + T_e/T_i)^2} \int dq \frac{|E_q|^2}{4\pi n T_i} \frac{(kq)^2}{k^2 q^2} \frac{\Delta\omega_{kq}}{|k - q|v_i} \times \\ \times \exp \left[- \left(\frac{\Delta\omega_{kq}}{|k - q|v_i} \right)^2 \right].$$

Максимум инкремента достигается при $\Delta\omega_{kq}/|k - q|v_i \simeq 1/\sqrt{2}$, т. е. в среднем в каждом акте рассеяния волновое число изменяется на величину $\delta k_* \simeq kv_i \left(\frac{\partial \omega_k}{\partial k} \right) \simeq \frac{1}{r_D} \left(\frac{\mu T_i}{9T_e} \right)^{1/2}$ (где $\mu = m/M$),

а частота, очевидно, на $\Delta\omega_* \leq kv_i \simeq \omega_p k r_D \frac{v_i}{v_e}$.

Так как ширина спектра, возбуждаемого пучком, составляет $\Delta k \sim \Delta k_b \simeq \omega_p \Delta v_b / v_b^2$, то при $\delta k_* > \Delta k_b$ колебания покидают область резонанса с пучком после одного акта рассеяния. В противоположном случае, т. е. когда

$$\Delta v_b \gg \Delta v_b^* \simeq v_b \sqrt{\frac{\mu T_i}{9T_e} \frac{\varepsilon_b}{T_e}},$$

имеет место дифференциальная перекачка. При этом, очевидно, число актов рассеяния для выхода из резонансной области $\sim (\delta k_*/\Delta k_b)^2$, так как процесс случайный. Таким образом, темп оттока энергии резонансных с пучком колебаний при индуцированном рассеянии на ионах можно оценить следующим образом [206]:

$$-\gamma_{WT}(W) \simeq 0,1 \omega_p \frac{W}{\pi T_i} \left(\frac{\Delta v_b^*}{\Delta v_b} \right)^2 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^{-2}.$$

Сравнивая $\gamma_b(\Delta v \sim v_b)$ и $\gamma_{WT}(W_{QL})$, получаем, что индуцированное рассеяние существенно для граничной задачи, если параметр

$$\xi_{WT} \simeq 10^2 \frac{(1 + T_e/T_i)^2}{\mu T_e/l_i} \left(\frac{T_e}{\epsilon_b} \right) \frac{v_g}{v_b} \ll 1. \quad (4.81)$$

При $\xi_{WT} \ll \Lambda^{-1} \ll 1$ уровень резонансных колебаний оказывается порядка $W_{WT} \simeq \Lambda \xi_{WT} \cdot W_{QL}$ и длина релаксации $l_{WT} \simeq \simeq l_{QL} (\Lambda \xi_{WT})^{-1}$ [206].

Для характерных параметров пучков и плазмы в E -области ионосферы $\mu \simeq 1,6 \times 10^{-5}$, $T_e/T_i \simeq 2$, $T_e/\epsilon_b \sim 10^{-4}$ значение $\xi_{WT} \sim \sim 10^{-4}$. Следовательно, индуцированное рассеяние необходимо учитывать при описании взаимодействия пучка с ионосферной плазмой. Сравнивая l_{WT} и λ_b , нетрудно убедиться, что длина столкновительной диссипации при $\gamma_b \gg \gamma_b \cdot 10^{-3}$ значительно превосходит l_{WT} . Это условие довольно мягкое и легко выполняется в ионосфере на высотах, где развивается неустойчивость.

4.2.4. Взаимодействие «волна—волна»

Как отмечалось, кинетическое уравнение для волн содержит члены $\omega_{k \pm q} = \omega_k \pm \omega_q$, описывающие процессы взаимодействия внутри «газа» плазмонов без участия резонансных частиц. В изотропной плазме в изотермическом ($T_e \sim T_i$) случае, когда возможна только ветвь ленгмюровских колебаний, эти процессы запрещены законами сохранения. В неизотермической плазме с горячими электронами ($T_e \gg T_i$) появляется также низкочастотная ветвь колебаний, называемых ионно-звуковыми (s). При этом законы сохранения энергии-импульса $\mathbf{k} = \mathbf{k}' \pm \mathbf{q}$, $\omega_l(\mathbf{k}) = \omega_l(\mathbf{k}') \pm \pm \omega_s(\mathbf{q})$ — разрешают процессы слияния и распада: плазмон (l) \rightleftharpoons плазмон (l) + фонон (s). Если вначале в плазме присутствует одна волна $l_0(\mathbf{k}_0, \omega_0)$ — волна накачки, то в результате межволнового взаимодействия возбуждаются из теплового шума колебания $l_1(\mathbf{k}_1, \omega_1)$ и $s(\mathbf{q}, \omega_q)$, связанные условиями резонанса (сохранения). Это процесс, называемый распадной неустойчивостью, — один из примеров параметрических неустойчивостей волн в плазме. Впервые он был открыт и исследован Р. З. Сагдеевым и В. Н. Ораевским [169]. В настоящее время теория параметрических неустойчивостей в магнитоактивной плазме является хорошо разработанной (см., например, [58, 145, 167, 205]). На ее основе объяснены многие наблюдаемые в астрофизике и физике лабораторной плазмы явления. О некоторых из них будет сказано ниже. Здесь же мы рассмотрим более подробно процесс $l \rightleftharpoons l + s$.

Очевидно, его роль для процесса пучково-плазменного взаимодействия аналогична роли рассмотренного выше процесса индуцированного рассеяния на ионах и заключается в перекачке энергии в длинноволновую часть спектра ($\omega_{k'} = \omega_k - \omega_q$, $\mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{q}$).

Закон дисперсии ионно-звуковых колебаний хорошо известен:

$$\operatorname{Re} \tilde{\epsilon}_s(\mathbf{q}, \omega) \equiv 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} + \frac{1}{q^2 r_D^2} = 0,$$

$$\omega_q^{(s)} \equiv \omega_s = qc_s / \sqrt{1 + q^2 r_D^2},$$

$$\operatorname{Im} \omega(\mathbf{q}) = \gamma_s(\mathbf{q}) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q \mathbf{u}_e - \omega_s}{qv_e} - \gamma_i - \gamma_{\text{CT}} \equiv \gamma_e - \tilde{\gamma}_s,$$

$$\gamma_i(\mathbf{q}) = \pi^2 \omega_s (\omega_s/q)^3 f_i(\omega_s/q),$$

$$\gamma_{\text{CT}}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{qc_s}{\omega_s} \right)^2 v_i(T_e). \quad (4.82)$$

Здесь $c_s = \sqrt{T_e/M}$ — скорость ионного звука; \mathbf{u}_e — средняя (токовая) скорость тепловых электронов; $v_i \equiv v_{ii}(T_e) + v_{in}(T_e)$ — частота соударений ионов, вычисленная для энергии $\varepsilon = T_e$ ($v_i \sim \sim \mu^{1/2} v$).

Поясним, что условие неизотермичности плазмы ($T_e \gg T_i$) обеспечивает малость затухания Ландау на ионах, т. е. $\omega_{s/q} \sim c_s \simeq v_i(T_e/T_i)^{1/2} \gg v_i$.

Выражение для инкремента распадного процесса нетрудно получить из кинетического уравнения для волн, подразумевая, что моды \mathbf{k} и $\mathbf{k} \pm \mathbf{q}$ — ленгмюровские (плазмоны), а моды \mathbf{q} — ионно-звуковые (фононы). Однако полезно получить его простым способом [15, 58, 375], наглядно раскрывающим физический механизм этого процесса.

Рассмотрим одномерные достаточно длинноволновые ($qr_D \ll 1$) квазинейтральные колебания, когда можно пренебречь кинетическими эффектами и рассматривать движение частиц в рамках бесстолкновительной гидродинамики. Плотность частиц представляется в виде: $n_i = n_0 + \delta n_q$; $n_e = n_0 + \delta n_s + \delta n_k + \delta n_{k_0}$, где $\delta n_q = \delta n_s e^{i(qz - i\Omega t)}$ — флуктуации плотности в ионно-звуковой волне и $\delta n_k + \delta n_{k_0}$ — в ленгмюровских волнах $\left(\delta n_k/n_0 = -i \frac{ek\delta E_k}{m\omega_k^2} \right)$; $\delta E_0 = E_0 \times \times e^{ik_0 z - i\omega_0 t}$; $\delta E_k e^{ikz - i\omega_k t}$.

В отсутствие взаимодействия уравнения для электрического поля ленгмюровских волн и флуктуации плотности в ионно-звуковых колебаниях имеют вид соответственно

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\nu\omega_p - \frac{3}{2} v_e^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \delta E = -\omega_p^2 \delta E, \quad (4.83)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + i\tilde{\nu}_s \Omega \right) \delta n_s = 0. \quad (4.84)$$

Чтобы учесть влияние ионно-звуковой флуктуации плотности на плазмоны, нужно в правую часть уравнения (4.83) подставить «полную» ленгмюровскую частоту $\omega_p(n_0 + \delta n_s)$, т. е. $\omega_p \simeq \omega_{p0}(1 + \delta n_s/2n_0)$.

Воздействие плазмонов на фононы связано с силой ВЧ-давления (ponderomotorной силой) плазмонов, возникающей при учете нелинейного слагаемого

$\nabla \delta P_{Bq} = m(v \nabla) v$ в уравнении движения электронов. Действительно, как известно, уравнение (4.84) получается в пренебрежении инерцией электронов, когда возмущение их теплового давления компенсируется электрическим (по смыслу, амбиполярным) полем. Таким образом, уравнение (4.84) нужно дополнить следующим слагаемым (поясним, что $\text{Re } AB = \frac{1}{2} AB^*$):

$$-\frac{1}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta P_{II'} = -\frac{\omega_p^2 / \omega_0 \omega_l}{16\pi M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta E_l \delta E_0^* = (\omega_p^2 / \omega_0 \omega_l) / 16\pi M \times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_0^* E_l e^{i(k_0 - k)z - i(\omega_0 - \omega_k)t}.$$

Полагая выполненными условия резонанса (распада), из модифицированных указанным образом уравнений (4.83), (4.84) получим дисперсионное уравнение, описывающее параметрические неустойчивости монохроматической волны с частотой $\omega_0 \simeq \omega_p$:

$$\Omega(\Omega + i\nu_s) - \omega_s^2 = \omega_s^2 \frac{\omega_p |E_0^2|}{32\pi n l_e} \left(\frac{1}{\delta_+ + \Omega + i\nu} + \frac{1}{\delta_- - \Omega - i\nu} \right). \quad (4.85)$$

Здесь $\delta_{\pm} = \omega_0 - \omega_l(k \pm q)$; $\omega_s = qc_s$.

Отсюда для длинноволнового «сателлита» $[\omega_l(k - q)]$ в отсутствие диссипации ($\nu, \nu_s \rightarrow 0$) получим максимальный инкремент распадающей неустойчивости [169]:¹

$$\gamma_p^{(\max)} \equiv \gamma_d(E_0) = \frac{\omega_p^2}{\omega_0} \left[\frac{\omega_s}{\omega_l} (|E_0|^2 / 64\pi n_0 T_e) \right]^{1/2}. \quad (4.86)$$

Ширина резонансной зоны $\Omega - \omega_s \equiv \Delta = \omega_0 - \omega_{k-q} - \omega_s(q)$ невелика: $\Delta < 2\gamma_d$. Внутри нее инкремент равен:

$$\gamma_p = (\gamma_d^2 - \Delta^2/4)^{1/2}.$$

Условие резонанса ($\Delta = 0$), при котором достигается максимум инкремента, в данном случае можно записать в виде

$$\frac{3}{2} q(k_0 + k) r_D^2 = \omega_s / \omega_p = q r_D \mu^{1/2}.$$

Отсюда следует, что распад возможен для относительно коротковолновых плазмонов $k_0 r_D > \mu^{1/2}$. Если это неравенство сильное, то $k \simeq -k_0$ ($q \simeq -2k_0$), т. е. при распаде возбуждается плазмон, движущийся навстречу исходному. Шаг перекачки в длинноволновую область спектра составляет порядка $\delta k_d \simeq \left(\frac{2}{3} r_D \right)^{-1} \mu^{1/2}$.

Роль неоднородности плазмы в процессе распада оказывается довольно существенной (см., например, [58, 167]). Действительно,

¹ Следует отметить, что такой же вид имеет инкремент распада электромагнитной волны (t) на плазмон и фотон (процесс $t \rightarrow t+s$) и $t \rightarrow t'+s$ (обратное параметрическое рассеяние). При этом следует понимать в уравнении (4.85) под ω_0 частоту волны накачки, а под ω_l во втором процессе — частоту рассеянной волны (см., например, [58]).

в неоднородной плазме условие резонанса может быть выполнено только в одной точке (z_0). При распространении взаимодействующих пакетов их длины волн изменяются в соответствии с уравнениями (4.25) — (4.27). Тогда частота резонансного фоновина изменяется как ($T_e = \text{const}$) $\Delta\omega_s \simeq c_s \left(\frac{dk_0}{dz} - \frac{dk_l}{dz} \right) (z - z_0)$. Таким образом, возникает расстройка частоты $\Delta(z)$ и при $\Delta(z_*) = 2\gamma_d$ рост возмущений прекращается. Нетрудно понять, что только при достаточно большой амплитуде волны накачки, когда коэффициент усиления

$$\gamma_d = \int_{z_0}^{z_*} \gamma_p(\Delta(z)) dz (\partial\omega_l/\partial k_l)^{-1} \gg \Lambda,$$

распадная неустойчивость сможет развиваться.

При наличии затухания колебаний (столкновительного или бесстолкновительного) неустойчивость возникает лишь при амплитудах волны накачки выше пороговой $E_0 > E_d$, определяемой условием

$$\gamma_d^2 (E_0 \geq E_d) \geq \tilde{\nu} \nu_s. \quad (4.87)$$

Вдали от порога $\gamma_p \rightarrow \gamma_d$. Если $\nu_s \gg \gamma_d$ и затухание ВЧ-волн невелико, т. е.

$$\nu \ll \nu_s, \text{ то } \gamma_p^{(s)} = \frac{\gamma_d^2}{\tilde{\nu}_s} - \nu \ll \tilde{\nu}_s.$$

Если же $\tilde{\nu}_s \rightarrow 0$ и $\nu \gg \gamma_d$, то инкремент неустойчивости равен $\gamma_p^{(e)} = \gamma_d^2/\nu$.

С увеличением амплитуды волны накачки $\gamma_d \rightarrow \omega_s$, так что при

$$\frac{|E_0^2|}{8\pi n f_e} > 16\mu^{1/2} k_0 r_D. \quad (4.88)$$

ВЧ-давление становится больше возмущения теплового давления и частота фоновина становится меньше инкремента. Ясно, что при этом медленные движения, вызванные пондеромоторной силой плазмонов, не совпадают с ионно-звуковыми (собственными) колебаниями. Это вынужденные колебания плотности. В данном случае имеет место так называемая модифицированная распадная неустойчивость [12, 211]:

$$\gamma_p \rightarrow \gamma_{Mf}^{(\max)} \simeq \frac{\sqrt{3}}{2} (\omega_s \gamma_d^2)^{1/3}. \quad (4.89)$$

Необходимо отметить, что при получении этих формул молчаливо предполагалось, что идет взаимодействие только с одним сателлитом ($\omega_{k_0 - q}$), а второй ($\omega_{k_0 + q}$) не попадает в резонанс (не возбуждается). При больших накачках это требование может нарушаться. Условие его выполнимости в случае модифицированного распада

$$|E_0|^2 / 12\pi n_0 T_e < (2k_0 r_D)^4 \mu^{-1}. \quad (4.90)$$

Оно совместно с условием (4.88), если $k_0 r_D > (\mu/3)^{1/2}$. В противном случае, при выполнении условия (4.90) [а также для любых k_0 при его нарушении] с волной накачки взаимодействуют оба сателлита. Здесь, однако, приближение слабой турбулентности нарушается. Этот случай рассмотрен в следующем параграфе.

Возвращаясь к процессу релаксации пучка, заметим, что, как видно из кинетического уравнения для волн, по порядку величины вклад распадных процессов можно оценить так же, как и для индуцированного рассеяния¹ с отличием лишь в увеличении шага перекачки (в $\sim \sqrt{T_e/T_i}$). Таким образом, в неизотермической изотропной плазме распадные процессы более эффективны, чем процессы индуцированного рассеяния.

В естественной ионосфере $T_e \sim T_i$, поэтому ионно-звуковые колебания обычно не возбуждаются. В условиях активных экспериментов и в плазме полярных сияний (см. гл. 7) отношение T_e/T_i может достигать больших значений и рассмотренный процесс необходимо учитывать.

В слабомагнитизированной ($\omega_p > \omega_c$) ионосферной плазме, как следует из п. 4.1, возможно возбуждение двух (I и II) ветвей колебаний, которые могут взаимодействовать между собой (при $T_e \sim T_i$). Действительно, как показано в работе [191], при $\omega_p/\omega_c \ll \mu^{-1/2}$ законами сохранения разрешен процесс $l_1 \rightleftharpoons l_1 + l_2$. Инкремент этого процесса по порядку величины оценивается как [191]

$$\gamma_p^{(1)} \approx \omega_p \left(\frac{|E_0|^2}{16\pi n_0 T_e} \right)^{1/2} k_0 r_D. \quad (4.91)$$

Шаг перекачки в этом случае при $\omega_p \gg \omega_c$ составляет $\delta k_1 \simeq \frac{\Omega_{LH}}{3\omega_p} \times \frac{1}{k_0 r_D^2}$.

4.2.5. Рассеяние на флуктуациях плотности

В заключение этого параграфа рассмотрим, следуя работам [33, 347], рассеяние возбуждаемых пучком колебаний на длинноволновых ($q \ll k_0$) хаотических флуктуациях плотности при $|\delta n_q/n_0| \ll 3k_0^2 r_D^2$. Оно приводит к изотропизации спектра колебаний и поглощению их пучком. Эта задача имеет определенный интерес для ионосферы, так как флуктуации плотности нужного масштаба могут возбуждаться интенсивными продольными токами, которые наблюдаются одновременно с пучками в естественных условиях (см. гл. 1). В активных экспериментах такие токи возникают в ионосфере при нейтрализации заряда инжектируемого пучка. Наконец, эти неоднородности могут образовываться при модуляционной неустойчивости (см. ниже) «конденсата» плазмоннов, образующегося вследствие индуцированного рассеяния возбуждаемых пучком колебаний [347].

Итак, пусть в плазме существуют неоднородности плотности, хаотически распределенные в пространстве, что позволяет рас-

¹ Отметим также, что в обоих процессах сохраняется число плазмоннов $d/dt \int N_l(k) dk = 0$, т. е. $N_l = \text{const}$. Таким образом, плазмоны просто перекачиваются («конденсируются») в длинноволновую область.

смаатривать их воздействие как случайный процесс. Амплитуды их невелики: $\max |\delta n/n_0| \ll 3k_0^2 k_D^2$, так что захвата плазмонов не происходит (см. формулу (4.30)), и воздействие носит характер рассеяния. Если еще выполнены условия $q \ll k_0$ и $v_g \gg c_s$, то процесс рассеяния аналогичен упругому ($\Delta k \sim q \ll k_0$) рассеянию легких частиц на покоящихся тяжелых. Наконец, при $q \gg \gamma_b/v_g$ за характерное время развития неустойчивости произойдет много актов рассеяния.

Выполнение этих условий позволяет описывать процесс рассеяния как диффузию плазмонов по углам [347]. Коэффициент диффузии $D_{\theta\theta}$ можно оценить обычным образом: $D_{\theta\theta}(q) \sim \left(\frac{\Delta k}{k_0}\right)^2 \frac{1}{\tau}$,

где $\Delta k \sim \frac{dk_0}{dt} \Delta t \sim \Delta t q \frac{\delta n_q}{n_0} \omega_p$ — изменение импульса плазмона в одном акте рассеяния; Δt — время взаимодействия; τ^{-1} — частота рассеяния. Так как неоднородности распределены случайно, то $\Delta t \sim \tau \sim 1/qv_g$. В результате получаем [347]

$$D_{\theta\theta} \simeq \omega_p \frac{q}{k_0} \left\langle \left| \frac{\delta n_q}{n_0} \right|^2 \right\rangle / 3k_0^2 r_D^2. \quad (4.92)$$

Подчеркнем, что это выражение справедливо для достаточно слабых пучков $\gamma_b/\omega_p \ll (q/k_0) 3T_e/\epsilon_b$. Таким образом, $D_{\theta\theta} \sim \gamma_b$ при довольно низком уровне флуктуаций:

$$\left\langle \left| \frac{\delta n_q}{n_0} \right|^2 \right\rangle \sim \frac{\gamma_b}{\omega_p} \frac{k_0}{q} \left(\frac{3T_e}{\epsilon_b} \right) \ll \left(\frac{3T_e}{\epsilon_b} \right)^2.$$

Завершая этот вынужденно беглый обзор некоторых основных результатов теории слабой турбулентности, необходимых при анализе пучково-плазменного взаимодействия в ионосфере, отметим, что она применима при не слишком высоких уровнях энергии ленгмюровской турбулентности, а именно [58, 98]:

$$\frac{\langle |E_0^2| \rangle}{4\pi n T_e} < 3k_0 \Delta k r_D^2. \quad (4.93)$$

При нарушении этого неравенства для описания динамики плазменных волн необходимо использовать уравнения так называемой сильной турбулентности [41, 59, 73, 97, 98, 116, 375]. Этому посвящен следующий п. 4.3.

4.3. СИЛЬНОТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Физический смысл условия (4.93) заключается в том, что при таком уровне колебаний не происходит их самопроизвольной локализации в пространстве. Действительно, сила ВЧ-давления плазмонов выталкивает плазму из тех областей, где уровень колебаний выше, т. е. $\delta n/n \approx -\delta W/nT_e$. Подставляя это значение в ус-

ловие захвата плазмонов в яму плотности (4.30), получаем неравенство, обратное (4.93). Ясно, что локализованные в яме плазмоны уже не будут независимы, и кинетическое уравнение для волн, полученное усреднением по случайным фазам, при этом неприменимо.

Таким образом, теория слабой турбулентности справедлива для относительно слабых пучков, когда плотность энергии резонансных колебаний ниже пороговой: $W_{th}/nT_e \simeq 3k_0^2 r_D^2 \simeq 3T_e/\epsilon_b$. В противном случае, возбуждаемые колебания неустойчивы по отношению к самопроизвольной модуляции их амплитуды [41] и последующему коллапсу [97] образующихся плазменных каверн (зон пониженной плотности плазмы) с запертыми в них ленгмюровскими колебаниями. При этом, как и в слаботурбулентном режиме, процесс релаксации пучка замедлится из-за диссипации энергии резонансных колебаний, обусловленной развитием сильной ленгмюровской турбулентности (впервые этот эффект обсуждался, по-видимому, Л. И. Рудаковым [179]).

Подставляя в формулу (4.93) значения W_{QL} и W_{WT} , получаем, что режим сильной турбулентности «работает», начиная с достаточно малых концентраций электронных пучков [63, 283, 360, 375]:

$$n_b > n_b^{(th)} \simeq n \begin{cases} 10 (T_e/\epsilon_b) \left(\frac{v_g}{v_b} \right)^2 & \text{при } \xi_{WT} \geq 1, \\ \mu T_i/T_e \Lambda & \text{при } \xi_{WT} \ll 1. \end{cases} \quad (4.94)$$

В интересующих нас приложениях это условие почти всегда выполняется. Поэтому изложим результаты теории сильной ленгмюровской турбулентности по возможности более полно.

4.3.1. Модуляционная неустойчивость

и коллапс ленгмюровских колебаний в изотропной плазме

Инкремент неустойчивости

Как отмечалось, в плазме с высоким уровнем ленгмюровской турбулентности, когда нарушается условие (4.93), возможна самопроизвольная локализация поля плазменных колебаний, сопровождаемая модуляцией плотности плазмы. Начальная стадия этого процесса получила название модуляционной неустойчивости [41].

Достаточно наглядно условие модуляционной неустойчивости (МН) можно получить, исходя из аналогии [15, 375] между распределением плазмонов в плазме с неоднородным профилем плотности $n = n_0 + \delta n(r)$ и больцмановским распределением заряженных частиц в потенциальном поле $f(v, r) \sim \exp[-H(\epsilon, r)/T]$, где H — гамильтониан частицы. Действительно, как следует из урав-

нений (4.25)–(4.27), функцию распределения плазмонов можно представить в виде

$$N_k = \frac{W}{\pi^{3/2} \kappa^3 \omega_k} \exp(-H_l(k, r)/\kappa^2 r_D^2),$$

где κ — среднее волновое число в спектре колебаний; $H_l = k^2 + \frac{\delta n}{3n_0 r_D^2}$ — гамильтониан плазмона (см. п. 4.1.1); $W = \langle |E|^2 / 8\pi \rangle$ — плотность энергии ленгмюровских колебаний (равновесное давление плазмонов).

Полная плотность плазмонов, очевидно, равна

$$N_{pl} = \int dk N_k \simeq \frac{W}{\omega_{p0}} \exp\left(-\frac{\delta n}{3n_0 \kappa^2 r_D^2}\right) \\ (\omega_k \approx \omega_{p0} \text{ при } \delta n \ll n_0).$$

Возмущение давления плазмонов $\delta P_{pl} \simeq -W_0 (\delta n / 3n_0 \kappa^2 r_D^2)$, т. е. действительно плазмоны скапливаются в областях пониженной плотности плазмы, что собственно и приводит к МН.

Подставляя суммарное возмущение давления $\delta P = T_e \delta n + \delta P_{pl}$ в дисперсионное соотношение для медленных (звуковых) колебаний плотности $\omega_\kappa^2 = \kappa^2 \delta P / M \delta n$, получаем, аналогично распадной неустойчивости, критерий МН: $\omega_\kappa^2 < \omega_{th}^2 = 0$ [41] (ср. условием (4.93)):

$$W/nT_e > W_{th}/nT_e = 3\kappa^2 r_D^2. \quad (4.95)$$

При выполнении этого, обратного (4.93), неравенства амплитуда отрицательной модуляции плотности с захваченными в ней плазмонами со временем возрастает. Вдали от порога ($W \gg W_{th}$) инкремент неустойчивости, определяющий темп углубления (схлопывания) ямы плотности (каверны), равен

$$\text{Im } \omega = \gamma_{Md}(W) \simeq \omega_p (\mu W / 3nT_e)^{1/2}. \quad (4.96)$$

Отметим, что такое наглядное представление справедливо, вообще говоря, для каверны, достаточно медленно изменяющейся во времени: $\gamma_{Md} \ll \kappa u_g$ (в противном случае гамильтониан H_l не сохраняется). Отсюда следует условие так называемого сверхзвукового приближения $W/nT_e > 3\kappa^2 r_D^2 \gg \mu$.

В общем случае исследование МН можно проводить на основе уравнения (4.85) в пределе модифицированного распада (4.88), когда уширение резонанса превышает ω_s . При этом возможно одновременное возбуждение как длинноволновых ($k < k_0$), так и коротковолновых ($k > k_0$) возмущений. Для инкремента коротковолновой неустойчивости в бесстолкновительной плазме из уравнения (4.85) получим [97, 98, 211]:

в «дозвуковом» ($W/nT_e < \mu$) пределе

$$\gamma_{Md}^{(<)} \simeq \omega_p W / 4nT_e \text{ при } k \simeq 1/r_D (W/6nT_e)^{1/2} \gg k_0;$$

в «сверхзвуковом» пределе зависимость инкремента от волнового числа довольно сложная, а именно: при $k \leq k_m \simeq 1/r_D (\mu W / 3nT_e)^{1/4}$ инкремент нара-

стает линейно $\gamma_{\text{мд}}^{(>)} \approx \omega_p k k_m r_D^2$, достигая максимума $\gamma_{\text{мд}}^{(>)} = \gamma_{\text{мд}}$ при $k = k_m \approx 1/r_D \left(\mu^{1/2} \frac{W}{3nT_e} \right)^{1/3}$, и затем выходит на плато $\gamma_{\text{мд}}^{(>)} \approx \text{const} \approx \gamma_{\text{мд}}$ вплоть до верхней границы, близкой к порогу неустойчивости, т. е. $k \sim k_{\text{th}}(W) \approx (W/3nT_e)^{1/2} r_D^{-1}$. Так как $W/nT_e \gg \mu$, именно область плато ($k \leq k_{\text{th}}$) определяет основной фазовый объем возбуждаемых колебаний, что весьма существенно для понимания динамики ленгмюровской турбулентности, возникающей вследствие МН. В дальнейшем ограничимся анализом сверхзвукового режима турбулентности.

Коллапс

В результате модуляционной неустойчивости ленгмюровские колебания локализуются в схлопывающихся (коллапсирующих) кавернах. Возможность коллапса отдельной каверны в зависимости от ее размерности может быть исследована с помощью простых соображений [375], основанных на постоянстве числа захваченных в каверне плазмонов

$$N_l = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d\mathbf{r} |\mathbf{E}|^2}{\omega_l} = \text{const} / \omega_p \quad (4.97)$$

и условия захвата (4.30), в котором $\Delta n \rightarrow \delta n$:

$$k^2 r_D^2 \leq |\delta n| / 3n_0.$$

Поскольку амплитуда модуляции плотности невелика $|\delta n|/n_0 \ll 1$, то из формулы (4.97) следует соотношение $|\mathbf{E}|^2 \sim \Delta l^{-s}$, где $\Delta l \sim 1/k$ — характерный размер каверны, $s = 1; 2; 3$ — ее размерность. Давление вытесняемой из каверны плазмы, согласно (4.30), возрастает как $|\delta n| T_e \sim k^2 \sim \Delta l^{-2}$. Так как для схлопывания необходимо, чтобы $\delta P_{pl} > |\delta n| T_e$, то в одномерном случае при некотором Δl установится баланс давлений и схлопывание прекратится. При $s = 2$, если в начальный момент времени давление плазмонов в каверне превышало газикинетическое, то в дальнейшем процесс схлопывания не остановить. Наконец, в трехмерном случае коллапс является неизбежным.

Закон автомодельного схлопывания каверны [59, 62, 73, 97, 98] следует из уравнения для медленной вариации плотности [97]

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta n \approx \frac{1}{16\pi M} \Delta |\mathbf{E}|^2, \quad (4.98)$$

а также условий (4.97) и (4.30) или, более строго, из уравнения для амплитуды $\mathbf{E} = (1/2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_p t} + \text{К. С.}$ поля плазменных колебаний [97]

$$\text{div} \left[i \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{3}{2} \omega_p r_D^2 \nabla \text{div} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \right] = \frac{\omega_p}{2n_0} \text{div} (\delta n \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)). \quad (4.98')$$

Отсюда следует, что электрическое поле и вариация плотности в центре схлопывающейся каверны нарастает взрывным образом [59, 62, 97, 98]:

$$\begin{aligned} |E(t)| &\sim (t_0 - t)^{-1}, \\ |\delta n(t)| &\sim \Delta l^{-2}(t) \sim (t_0 - t)^{-4/5}. \end{aligned} \quad (4.99)$$

Здесь $t_0 \sim \gamma_{\text{Мд}}^{-1}$ — время схлопывания.

Схлопывание происходит до столь малых масштабов¹ $\Delta l \ll \Delta l_* \sim 1/k_*$, что фазовая скорость колебаний $\omega/k \ll \omega_p/k_*$ становится сравнимой с тепловой скоростью электронов и «включается» затухание Ландау запертых в каверне плазмонов, что приводит к ускорению электронов плазмы и образованию надтеплого «хвоста» на электронной функции распределения [59, 62, 73]. Этот эффект является одним из важнейших макроскопических проявлений коллапса. Как будет показано ниже, в определенных условиях, реализуемых в ионосфере, именно ускоренные электроны поглощают теряемую пучком энергию.

Чтобы определить темп бесстолкновительной диссипации энергии пучка и длину релаксации, необходимо, в соответствии с уравнением баланса (4.47), найти установившийся уровень резонансных колебаний: $W_0 = \left\langle \frac{|E_{k \sim k_0}|^2}{8\pi} \right\rangle$. Для этого нужно знать скорость оттока энергии из резонансной области. По аналогии со слаботурбулентным режимом можно было бы предположить, как это сделано К. Пападопулосом [360], что при $\gamma_{\text{Мд}}(W_{\text{QL}}) \gg \gamma_b$ темп диссипации энергии пучка определяется как $\nu_{\text{ef}} \sim \gamma_{\text{Мд}}(W_0)$. Однако эта оценка некорректна, так как не учитывает то обстоятельство, что энергия развитой турбулентности сосредоточена в основном в области плато ($k \sim k_{\text{th}}(W) \gg k_0$) [59, 62, 211, 375]. Хотя строгая теория сильной ленгмюровской турбулентности в настоящее время еще далека от завершения, тем не менее на основе численного моделирования построена полуфеноменологическая модель [59, 62, 185, 211], в рамках которой удается с достаточной надежностью определить основные параметры турбулентности, в том числе, темп диссипации волны накачки ν_{ef} в бесстолкновительной плазме. Суммируем основные результаты теории с тем, чтобы попытаться применить их и для столкновительной слабоионизованной плазмы ионосферы и пучково-плазменного разряда.

4.3.2. Сильная ленгмюровская турбулентность изотропной плазмы

Изотермическая плазма

Итак, в результате МН первоначально однородное в пространстве длинноволновое поле накачки оказывается локализованным

¹ Подчеркнем, что в отличие от слаботурбулентного режима здесь перекачка по спектру идет в коротковолновую область: $k \sim 1/\Delta l \rightarrow k^* \gg k_0$.

в схлопывающихся кавернах. При постоянно действующем источнике длинноволновых колебаний ($W_{k \sim k_0} = W_0$) в конечном счете устанавливается турбулентное состояние, в котором основная доля энергии ленгмюровских колебаний $W_L \gg W_0$ сосредоточена в большом числе хаотически расположенных каверн, находящихся на различных стадиях схлопывания [59, 62, 211, 375]. Динамику плазменной турбулентности при этом удобно описывать на языке k -представлений. Тогда, аналогично Колмогоровской теории турбулентности несжимаемой жидкости, можно выделить в спектре ленгмюровской турбулентности три области [59, 62]: область накачки энергии в турбулентность, верхняя граница которой определяется порогом модуляционной неустойчивости $k_{th}(W_L) \equiv k_L \simeq r_D^{-1}(W_L/3nT_e)^{1/2}$; инерционный интервал через который энергия проносится схлопывающимися кавернами к коротким масштабам; и коротковолновая область поглощения ($k \gg k_* \approx (1/3 - 1/5)r_D^{-1}$).

Спектр турбулентности в инерционном интервале определяется условием постоянства потока энергии по спектру $W_k dk/dt = \text{const}$, из которого с учетом (4.99) следует $W_k \sim 1/k^{1+s/2}$. Таким образом, в трехмерном случае энергия коротковолновых плазменных шумов равна $W' \simeq W_L (k_L/k_*)^{3/2}$. Граница инерционного интервала определяется затуханием Ландау на электронах: $\gamma_l(k_*)W' \sim \gamma_{md}(W_L)W_L$, откуда следует $k_* \simeq 1/r_D(1/3 - 1/5)$. Отметим, что это справедливо при не слишком больших накачках, когда область накачки отделена от области поглощения ($k_L \ll k_*$) [62, 185].

Отток энергии от источника связан со «сбоем» фаз рождающихся из волны накачки длинноволновых ($k \leq k_L$) плазмонов при рассеянии на коллапсирующих кавернах плотности. Эффективная частота рассеяния, определяющая темп диссипации энергии волны накачки, равна [59, 62]:

$$v_{ef} \sim v_g(k_L)/k_L^{-1} \sim \omega_p \sqrt{\left\langle \left| \frac{\delta n}{n_0} \right|^2 \right\rangle} = \alpha \omega_p W_L/n_0 T_e. \quad (4.100)$$

Здесь $\sqrt{\langle |\delta n|^2 \rangle}$ — среднеквадратичный уровень длинноволновых флуктуаций плотности, создаваемых схлопывающимися кавернами ($\sqrt{\langle |\delta n|^2 \rangle}/n_0^2 \sim k_L^2 r_D^2$ при $W_L \gg |E_0|^2/8\pi$); $\alpha \approx 0,3$ — коэффициент, определенный из численных экспериментов.

В стационарном состоянии приток энергии в турбулентность из волны накачки балансируется коротковолновой перекачкой, темп которой определяется скоростью схлопывания каверн $\gamma_{md}(W_L)$:

$$v_{ef}W_0 = \gamma_{md}(W_L)W_L. \quad (4.101)$$

Отсюда и из формулы (4.100) следует

$$v_{ef}(W_0) \simeq \omega_p \frac{\alpha^2}{\mu} \left(\frac{W_0}{nT_e} \right)^2. \quad (4.102)$$

Нетрудно убедиться, что $W_L \gg W_0$ и $v_{ef} \gg \gamma_{md}$ при $W_0/nT_e \gg \mu/\alpha$. Из условия существования инерционного интервала $k_L \ll k_*$ с уче-

том формул (4.100), (4.102) нетрудно получить ограничение на энергию волны накачки:

$$W_0 \ll W_{\text{ин}} \simeq (\mu/3\alpha^2)^{1/2} k_* r_D 8\pi n T_e.$$

При больших накачках колебания, возникающие вследствие МН, сразу попадают в область поглощения — так называемая сверхсильная турбулентность [62, 185]. При этом уравнением баланса вместо (4.101) является следующее:

$$\gamma_{\text{ef}} W_0 \simeq \gamma_l(k_L) W_L, \quad (4.103)$$

где γ_l — декремент затухания Ландау [см. формулу (4.15)].

Неизотермическая плазма ($T_e \gg T_i$)

В неизотермической плазме, как показывают численные эксперименты (например, [59, 62, 78, 67, 211, 284]), происходит накопление коротковолновых ($k_s \sim k_*$) ионно-звуковых колебаний, излучаемых схлопывающимися кавернами в области поглощения вследствие нарушения баланса между ВЧ-и газокINETическим давлением. При этом энергия звуковых колебаний, излучаемая из одной каверны, составляет порядка $W_{\text{кав}} \cdot k_*^2 r_D^2$, и баланс энергии звуковых колебаний можно записать в виде [60, 62]

$$\frac{d}{dt} W_s = \gamma_{\text{Мд}}(W_L) W_{\text{кав}} k_*^2 r_D^2 - \tilde{\gamma}_s W_s. \quad (4.104)$$

Здесь $W_s = \sum_k \frac{|\delta n_k|^2}{2n_0^2} n T_e$ — энергия звуковых колебаний; $W_{\text{кав}}$ — энергия плазменных колебаний, которая транспортируется кавернами через инерционный интервал в область поглощения; $\tilde{\gamma}_s \approx \gamma_s^{(e)} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} \omega_p \mu k_* r_D$ — декремент затухания ионного звука.

Взаимодействие (конверсия $l+s \rightarrow l'$) длинноволновых плазмонов с коротковолновыми фононами перебрасывает первые непосредственно в область поглощения ($k_l \rightarrow k_*$), минуя инерционный интервал. Другими словами, процесс конверсии создает конкуренцию захвату плазмонов в каверны, препятствуя коллапсу.

Темп конверсии в случае изотропной и слабой $W_s/nT_e \ll 9k_*^4 r_D^4$ звуковой турбулентности равен [60]

$$\gamma_{\text{конв}} = \frac{1}{18} \sum_q \left| \frac{\delta n_q}{n_0} \right|^2 \frac{\gamma_l(q)}{q^4 r_D^4} \sim 0,1 \frac{W_s}{n T_e} \gamma_l(k_*) / k_*^4 r_D^4. \quad (4.105)$$

Очевидно, если $\gamma_{\text{конв}} < \gamma_{\text{Мд}}$, основным каналом коротковолновой перекачки является коллапс, так как $W_{\text{кав}} \simeq W_L$. В противоположном случае, т. е. $W_L(W_0) \gg W_{\text{пор}} \simeq (81 \mu)^{2/3} k_*^2 r_D^2$ звуковая турбулентность изменяет динамику лентмюровской. Действительно, из «сверхзвукового» уравнения для модуляции плотности нетрудно показать, что при $\gamma_{\text{конв}} \gg \gamma_{\text{Мд}}$ создаваемая давлением плазмонов яма плотности недостаточно глубока для захвата: $\delta n/n_0 \sim (\gamma_{\text{Мд}}/\gamma_{\text{конв}})^{2/3} \times k_*^2 r_D^2$, и коллапс стабилизируется. С другой стороны, коротковолновые фононы рождаются именно в коллапсирующих кавернах, так что полной стабилизации коллапса произойти не может. Поэтому в стационарном состоянии коллапс разрешен лишь в той степени, которая необходима для поддержания порогового уровня [60, 62]:

$$\frac{W_s^{(\text{пор})}}{n T_e} = 9 (k_* r_D)^{3/2} (W_L/n T_e)^{3/4}. \quad (4.106)$$

При этом доля энергии длинноволновой турбулентности, перекачиваемая сло-
пающимися кавернами, определяется из (4.104) и (4.105):

$$W_{\text{кав}} \approx W_L^{1/4} W_{\text{пор}}^{3/4}.$$

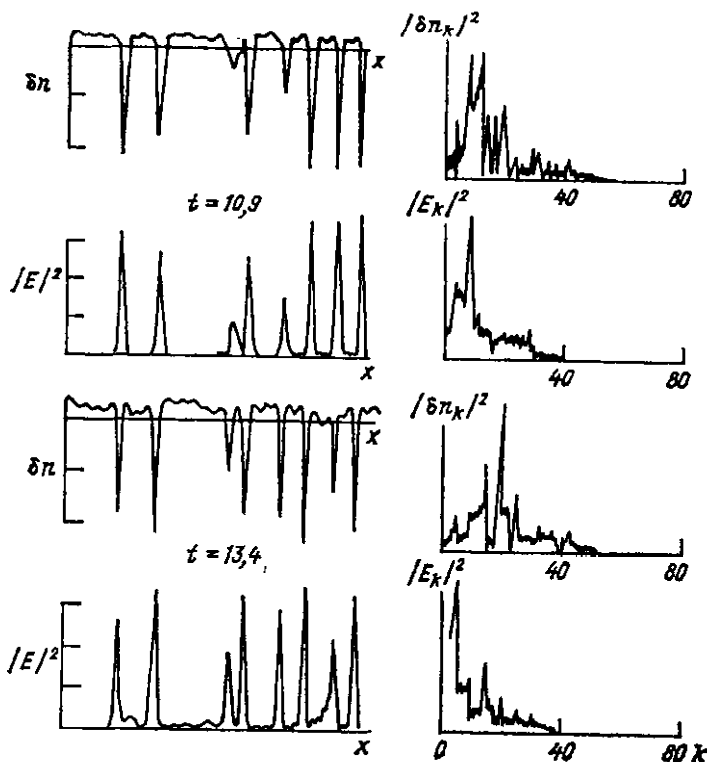
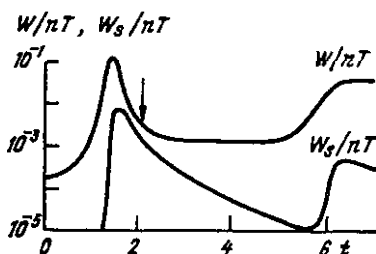


Рис. 4.7а. Пространственное распределение возмущений плотности плазмы δn , электрического поля ленгмюровских колебаний $|E|^2$ и соответствующие спектральные распределения (k в единицах $1/120 \cdot r_D$).

Рис. 4.7б. Эволюция плотности энергии ленгмюровских (W) и ионно-звуковых (W_s) колебаний во времени при пучково-плазменном взаимодействии ($\gamma_b = 2 \cdot 10^{-4} \omega_p$), t в единицах $6000 \omega_p^{-1}$.



В результате вместо выражения (4.100) получаем [62, 211]

$$v_{\text{ef}} = \alpha \omega_p \frac{W_L^{1/4} W_{\text{пор}}^{3/4}}{n T_e} + \gamma_{\text{конв}}. \quad (4.107)$$

В режиме развитой конверсии, пока существует инерционный интервал¹, эффективная частота $\nu_{ef} \sim W_0^{1/2}$, и не превышает $\mu^{1/2} \omega_p$.

Проиллюстрируем сказанное двумя примерами из множества результатов численного моделирования. На рис. 4.7 [284] показана эволюция ленгмювской турбулентности, возбуждаемой заданным электронным пучком. Видно, как на начальной стадии образуются каверны, в которые захватывается ВЧ-поле. Затем каверны коллапсируют, излучая коротковолновый звук. Видно также, что полная энергия ленгмювской турбулентности значительно больше W_0 . Рисунок 4.8 [67] иллюстрирует изменение полной энергии ВЧ- и НЧ-турбулентности, а также темпа диссипации энергии волны накачки в неизотермической плазме в отсутст-

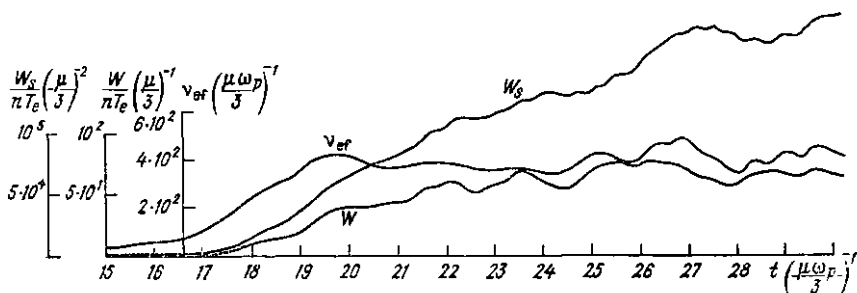


Рис. 4.8. Эволюция энергии ленгмювских (W), ионно-звуковых (W_0) колебаний и эффективной частоты (ν_{ef}).

вне конверсии. Видно, что $\nu_{ef} \sim W_L$. Рисунок 4.9 [62] демонстрирует (схематически) спектр волны и частиц в возбуждаемой пучком сильной ленгмювской турбулентности.

«Сверхсильная» турбулентность

Если $k_L \geq k_*$, то инерционный интервал отсутствует, и модуляционная неустойчивость развивается во всей области от накачки $k \sim k_0$ до поглощения $k \sim k_*$ (так называемая сверхсильная турбулентность [185, 211]). Как следует из численного моделирования [10, 211], в режиме сверхсильной турбулентности энергия колебаний оказывается примерно равномерно распределенной по масштабам. Темп диссипации энергии волны накачки оценивается по результатам численного моделирования следующим образом [10, 211]:

$$\nu_{ef} \sim \omega_p \sqrt{\left\langle \left| \frac{\delta n}{n} \right|^2 \right\rangle_m} \sim \omega_p k_m^2 r_D^2 \approx (3-4) \gamma_{Md}(W), \quad (4.108)$$

где $k_m^{-1} \approx (3nT_e/\mu W_L)^{1/4} r_D$ — характерный масштаб сверхзвуковой МН.

Эта оценка основана на анализе инкремента МН, который при $k_0 \rightarrow 0$ приближается к максимальному при $k \approx k_m$. Однако основная доля энергии плазменной турбулентности в установившемся состоянии заключена в области $k \gg k_0$, имеющей наибольший фазовый объем. Поэтому развитие МН определяется именно этими колебаниями, что и обуславливает зависимость $\gamma_{Md} \approx \gamma_{Md}(W_L)$ [62]. В «сверхзвуковом» режиме $W/nT_e \gg \mu$ имеем $k_m r_D > \sqrt{\mu}$, и для анализа необходимо использовать выражение для инкремента «модифицированной» распадающей неустойчивости (см. [12, 211]), максимальное значение которого, при-

¹ Условие $W_L \gg W_0$ (или $\nu_{ef} \gg \gamma_{конв}$) практически совпадает с условием существования инерционного интервала. Последнее обеспечивает и выполнение того, что звуковая турбулентность (4.106) является слабой.

мерно совпадающей с $\gamma_{\text{Мд}}(W)$, достигается при $k \approx k_m \approx \mu^{1/3} (W/3nT_e)^{1/3} r_D^{-1} > k_m$ (см. п. 4.3.1).

Таким образом, представляется более корректной следующая оценка [153]:

$$v_{\text{ef}} \sim v_{\text{ef}}^{(m)} \approx \omega_p x_m^2 r_D^2 \approx \omega_p \mu^{1/3} (W_L/3nT_e)^{2/3} \gg \gamma_{\text{Мд}}, \quad (4.109)$$

которая не противоречит результатам численного моделирования [10, 185, 211].

Таким образом, темп диссипации энергии волны накачки оказывается значительно больше $\gamma_{\text{Мд}}$. Используем эти результаты для описания взаимодействия интенсивных ($n_L > n_b^{(\text{th})}$) пучков с плазмой.

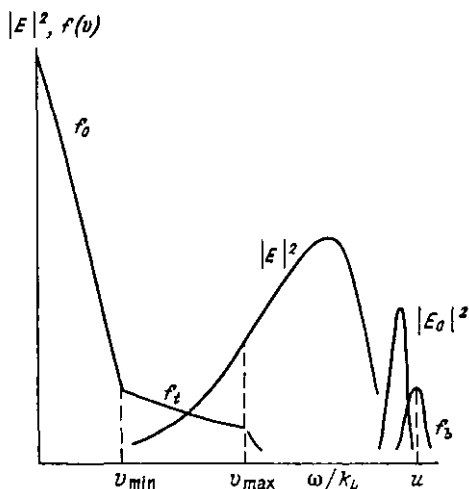


Рис. 4.9. Спектр волн и частиц в сильной турбулентности.

4.3.3. Релаксация пучка в сильнотурбулентной плазме

Бесстолкновительная плазма

Роль длинноволновой накачки в задаче о релаксации пучка играют резонансные с пучком колебания, уровень которых определяется условием баланса энергии, получаемой от пучка и отдаваемой в плазменную турбулентность [63, 283, 360]. Скорость диссипации велика, так что при $n_b > n_b^{(\text{th})}$ обычно $v_{\text{ef}}(W_L^{(\text{th})}) \equiv v_{\text{ef}}^{(\text{th})} \gg \gamma_b$, и возбуждаемые пучком колебания «замораживаются» на пороговом уровне: $W_{\text{th}} \approx 3k_0^2 r_D^2 \approx 3T_e/\epsilon_b$. При этом из уравнения баланса (4.47) следует, что длина релаксации не зависит от концентрации пучка:

$$l_{\text{rel}} \rightarrow l_{\text{th}} \approx \alpha \frac{v_b}{\omega_p} \left(\frac{\epsilon_b}{T_e} \right)^2 \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^3. \quad (4.110)$$

Этот режим (режим плато, $\partial l_{\text{rel}}/\partial n_b = 0$ [63]) реализуется в диапазоне плотностей пучка, верхняя граница которого $n_b^{(V)}$ определяется условием $\gamma_b^{(V)} = \gamma_{\text{ef}}^{(\text{th})}$. Для пучков, плотность которых превышает

шает $n_b^{(v)}$, уровень резонансных колебаний находится из баланса энергии [63, 283]

$$\gamma_b W_0 = v_{ef} W_0. \quad (4.111)$$

Отсюда получаем, например, при $T_e \sim T_i$ [63]

$$\frac{(W_0)_{M_d}}{n T_e} \simeq (\mu \gamma_b / 3 \alpha^3 \omega_p)^{1/2},$$

$$l_{rel} \rightarrow l_{M_d} \simeq (v_b / \omega_p) (\varepsilon_b / T_e) \left(n_0 / n_b \frac{\alpha^3}{\mu} \right)^{1/2} (\Delta v / v_b)^4. \quad (4.112)$$

Условие существования инерционного интервала удовлетворяется, если

$$\gamma_b < \gamma_b^{(ин)} \simeq \alpha \omega_p (k_* r_D)^2 \begin{cases} 1, & T_e \sim T_i, \\ 9 \mu^{1/2}, & T_e \gg T_i. \end{cases}$$

Это неравенство совместно с условием $n_b > n_b^{(v)}$ лишь при [153]

$$\frac{T_e}{\varepsilon_b} < k_* r_D \begin{cases} (\mu/3)^{1/2}, & T_e \sim T_i, \\ 1/27 \alpha, & T_e \gg T_i. \end{cases}$$

Последнее неравенство также определяет существование инерционного интервала при $n_b < n_b^{(v)}$.

Если же инерционный интервал отсутствует, $v_{ef} \sim v_{ef}^{(m)}$ и

$$\frac{W_L}{n T_e} \simeq 3 \left(\frac{\gamma_b}{\omega_p} \right)^{3/2} \mu^{-1/2} \gg \frac{W_0}{n T_e} \simeq \mu^{-1/4} \left(\frac{\gamma_b}{\omega_p} \right)^{1/4}. \quad (4.113)$$

Таким образом, при $n_b > n_b^{(v)}$ имеем следующую зависимость длины релаксации от плотности пучка: $l_{rel} \sim n_b^{-a}$, где при $k_L < k_*$ показатель $a = 1/2$ ($T_e \sim T_i$), $a = 5$ ($T_e \gg T_i$) и при $k_L > k_*$ $a = 5/4$.

Необходимо отметить, что эти результаты справедливы лишь тогда, когда длина волны накачки ($\sim k_0^{-1}$) превосходит характерные масштабы возникающей турбулентности. Последнее выполняется автоматически (при $T_e |\varepsilon_b| > \mu |\alpha|$), если существует инерционный интервал. В режиме сверхсильной турбулентности для этого необходимо выполнение условия $T_e |\varepsilon_b| < \gamma_b |\omega_p|$ ($k_0 < k_m$). В противном случае масштаб плазменной турбулентности сравним с длиной волны резонансных с пучком колебаний (см. [162, 404]). Здесь, вообще говоря, возникают две возможности [153]. Во-первых, как показывает анализ [34], режим возбуждения (длинноволновой) модуляционной неустойчивости является жестким: независимо от величины надпороговости длинноволновые ($k \ll k_0$) возмущения концентрации плазмы достигают уровня $|\delta n| n_0 \sim 3 k_0^2 r_D^2$, а их пространственный масштаб сравнивается с k_0 . Во-вторых, возможно развитие «модифицированной» распадной неустойчивости с масштабом $\kappa^{-1} \sim k_0^{-1}$, инкремент которой $\gamma_{Mt}^{(0)} \simeq \omega_p (\mu k_0^2 r_D^2 W / n T_e)^{1/3}$.

Эффективную частоту при этом можно оценить как $v_{ef}^{(0)} \simeq \omega_p k_0^2 r_D^2 > \gamma_{Mt}^{(0)}$. При $T_e |\varepsilon_b| > \gamma_b |\omega_p|$ она превышает γ_b , и тогда пучковая неустойчивость стабилизируется (плазма «просветляется» для пучка). После затухания флуктуаций

плотности, источником которых являются возбуждаемые пучком колебания, вновь «включается» пучковая неустойчивость и т. д. В этом случае взаимодействие пучка с плазмой существенно нестационарно и носит автоколебательный характер. Длительность «всплеска» определяется временем нарастания флуктуаций плотности $\Delta t \geq \gamma_{Mf}^{-1}$, период повторения τ_{osc} — декрементом их затухания $\bar{\nu}_s$. В ряде экспериментов (например, [171, 247]) действительно

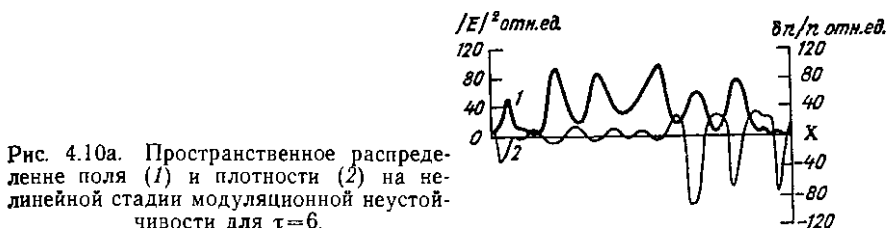


Рис. 4.10а. Пространственное распределение поля (1) и плотности (2) на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости для $\tau=6$.

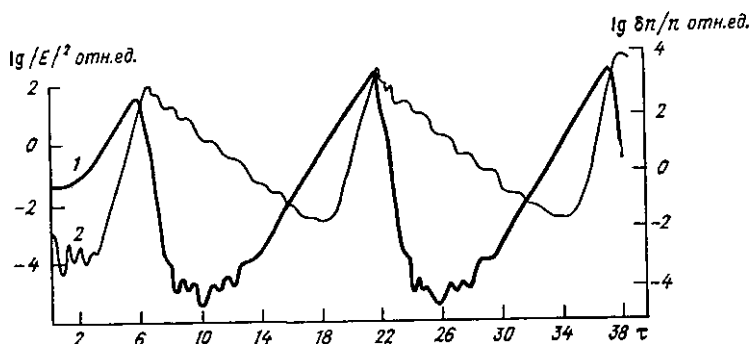


Рис. 4.10б. Зависимость энергии поля (1) и флуктуации плотности (2) от времени.

наблюдается подобная картина взаимодействия пучка с плазмой. Так, по данным работы [247], наблюдаемые срывы пучковой неустойчивости (подавление ВЧ-колебаний) сопровождались интенсивной низкочастотной модуляцией плотности, повторяясь с периодом порядка времени столкновений. В условиях эксперимента [171] выполнялись неравенства $T_e/\epsilon_b \geq \gamma_b/\omega_p \approx 0,03$ и $k_0 > \kappa_m \sim \sim 0,2 r_D^{-1}$. При этом всплески ВЧ-колебаний $\omega \approx \omega_p$ имели длительность $\Delta t \approx \approx 4 \gamma_{Mf}^{-1} \approx 410^{-9}$ с и повторялись с периодом $\tau_{osc} \approx 4 \pi/\omega_p \mu^{1/2} \approx 2/\omega_s \approx 210^{-8}$ с, сопровождаясь всплесками потенциала $\delta\phi \sim T_e/e \sim 10$ В. Так как $|\delta n|/n \sim \sim e\phi/T_e \sim 1$, то $T_i \approx T_e(|\delta n/n|^2) \sim T_e$ и, следовательно, $\bar{\nu}_s \approx \omega_s (\approx \tau_{osc}^{-1})$ в согласии с экспериментом.

Следует подчеркнуть, что такой — всплесковый характер взаимодействия, по-видимому, присущ сильнотурбулентным пучково-плазменным системам, в которых возможно накопление звуковых колебаний. Как впервые показано в численном моделировании [9], из-за накопления звука при $n_i/n > 10^{-4}$ конверсия подавляет пучковую неустойчивость $\gamma_{пуч} > \gamma_b$; после затухания ионно-звуковых флуктуаций процесс повторяется ($\tau_{osc} \sim \nu_s^{-1}$; рис. 4.10 [9]). Подобная картина, наблюдаемая в лабораторном эксперименте, показана на рис. 4.11 [257]. Другие возможности возникновения всплескового режима рассмотрены в п. 4.4.

Перед тем как перейти к анализу эффектов столкновений в сильнотурбулентном режиме, рассмотрим упругое рассеяние пучка коротковолновыми ($k \gg k_0$) колебаниями.

Упругое рассеяние (мононаправленного) пучка в сильнотурбулентной плазме

Выше в рамках общепринятых представлений рассматривалась диссипация направленной энергии пучка при взаимодействии

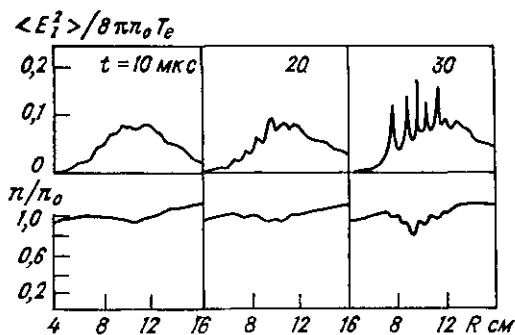


Рис. 4.11а. Пространственные профили кавитонов ВЧ-поля и возмущений плотности вдоль оси инжекции пучка ($f_{pi}^{-1} < 30$ мкс).

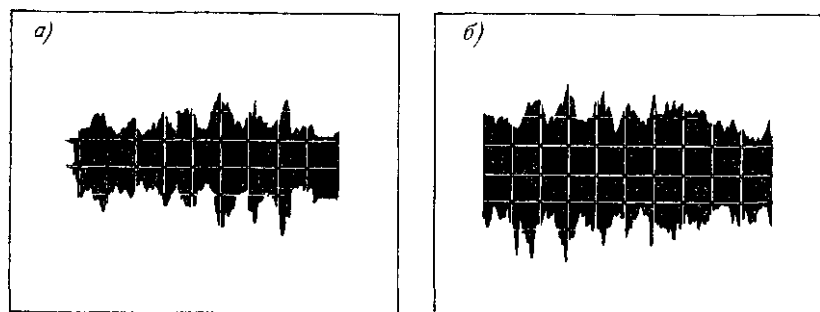


Рис. 4.11б. Структура всплесков в реальном времени в масштабе 2 мкс/дел (а) и 200 мкс/дел (б). Время повторения всплесков $f_{pi}^{-1} < \tau < f_{ci}^{-1}$.

с возбуждаемыми пучком почти одномерными колебаниями $k_z \sim k_0 \sim \omega_p / u_b$. В то же время основная доля энергии сильной турбулентности сосредоточена в области $k \sim k_L$ (или $\chi_m, k_m \gg k_0$). Причем эта турбулентность является изотропной из-за хаотической ориентации каверн в пространстве.

Сразу отметим, что при $k \gg k_0$ фазовая скорость колебаний $\sim \omega_p / k \ll u_b$, так что взаимодействие пучка с ними сводится к упругому рассеянию, аналогично рассеянию тепловых электронов ионно-звуковыми колебаниями в задаче об аномальном сопротивлении (см. [58]). С другой стороны, в неизотермической плазме происходит накопление ионно-звуковых колебаний, что также необходимо учитывать.

Имея в виду интересующие нас приложения (гл. 6), ограничимся следующей постановкой задачи: узконаправленный пучок рассеивается на «сильной плазменной турбулентности», возникающей вследствие развития модуляционной неустойчивости возбуждаемых пучком колебаний. Это дает возможность определить эффективную частоту упругого рассеяния через «заданные пучком» параметры турбулентности. Такая постановка задачи аналогична рассмотренной в работе [30] в квазилинейном приближении; уместно отметить, что эффекты сильной турбулентности могут существенно изменить картину [30] разлета плотного облака быстрых электронов из-за дополнительной изотропизации спектра (аналогично эффектам индуцированного рассеяния в работе [131]).

Рассеяние электронов пучка описывается уравнением [30, 58]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\xi} \frac{\partial}{\partial z}\right) f_b = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left(D_{vv} \frac{\partial}{\partial v} + D_{v\xi} \frac{\sqrt{1-\xi^2}}{v} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) f_b + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(D_{v\xi} \sqrt{1-\xi^2} \frac{\partial}{\partial v} + D_{\xi\xi} \frac{1-\xi^2}{v} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) f_b. \quad (4.114)$$

Здесь

$$\left. \begin{matrix} D_{vv} \\ D_{v\xi} \\ D_{\xi\xi} \end{matrix} \right\} = \left(\frac{4\pi e}{m} \right)^2 \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 dk k^2 d\eta \frac{W_k}{kv} \operatorname{Re} \left[1 - \xi^2 - \eta^2 - \frac{\omega_k}{kv} \left(\frac{\omega_k}{kv} - 2\xi\eta \right) \right]^{-1/2} \left\{ \begin{matrix} (\omega_k/kv)^2, \\ (\omega_k/kv) \left(\eta - \frac{\omega_k \xi}{kv} \right), \\ \left(\eta - \frac{\omega_k \xi}{kv} \right)^2; \end{matrix} \right.$$

$\xi = \cos \theta_0 = (\mathbf{v} \mathbf{e}_z)/v$; $\eta = k_z/k = \cos \theta'$ (сферическая система координат с осью Z вдоль \mathbf{v}_b); W_k — спектральная плотность энергии коротковолновых $\omega/k \ll v_b$ колебаний, как ленгмюровских, так и звуковых.

Очевидно, $D_{vv}/D_{v\xi}/D_{\xi\xi} \sim \left(\frac{\omega}{kv} \right)^2 / \left(\frac{\omega}{kv} \right)/1$, т. е. основной является диффузия по углу. Оставляя в правой части уравнения (4.114) последний член, описывающий упругое рассеяние, и проводя интегрирование для изотропной турбулентности, получим

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_z \frac{\partial}{\partial z}\right) f_b \simeq \frac{\partial}{\partial \xi} (1 - \xi^2) v_0 \frac{\partial f_b}{\partial \xi}.$$

Здесь эффективная частота упругого рассеяния определяется как

$$v_0 = 2D_{\xi\xi}/v_b^2 \simeq \omega_p \left[\left(\frac{W_L}{nI_e} \right)^{1/2} + \frac{W_s}{nT_e k_s r_D} \right] \left(\frac{T_e}{\varepsilon_b} \right)^{3/2}. \quad (4.115)$$

Длина изотропизации равна, очевидно, $l_0 \sim v_b/v_0$.

Отметим, что при $k_L \ll k$ основным является упругое рассеяние на ленгмюровских волнах, т. е. $v_0 \approx \omega_p k_{LD} (T_e/\varepsilon_b)^{1/2}$. В «сверхсильной» турбулентности при $v_b < \omega_p T_e/\varepsilon_b$ ($k_0 \gg k_m$) изотропиза-

ция происходит из-за рассеяния на звуковых колебаниях $k_s \sim \sim k_0 (\omega_s \ll k_0 v_b \sim \omega_p)$. При этом

$$v_\theta \sim v_\theta^{(s)} \simeq \omega_p (W_s / k_0 r_D n T_e) \left(\frac{T_e}{\epsilon_b} \right)^{3/2} \gg \omega_p \left(\frac{T_e}{\epsilon_b} \right)^3. \quad (4.116)$$

Этот эффект играет важную роль в активных экспериментах (см. гл. 6).

Эффекты столкновений в режиме сильной турбулентности

Нетрудно убедиться, что длина релаксации в сильно турбулентном режиме ($l_{\text{Мд}}$) меньше длины столкновительной диссипации (λ_b) в E -области ионосферы там, где развивается пучковая неустойчивость, т. е. $v_b > v/2$. Поэтому по-прежнему будем пренебрегать соударениями электронов пучка с частицами плазмы, учитывая линейную диссипацию колебаний из-за столкновений тепловых электронов.

Дисперсионное уравнение (4.85) в случае коротковолновой ($k \gg k_0$) ¹ модуляционной неустойчивости в слабостолкновительной $v \ll \omega_p$ плазме принимает вид (при $\omega_p \delta_k \gg \gamma_{\text{Мд}}$ и/или при $v \gg \gamma_{\text{Мд}}$)

$$\Omega = \omega_a \left[\frac{\mu}{3} \left(\delta_k - \frac{W_0}{n T_e} \frac{\delta_k}{\delta_k^2 + v^2 / \omega_p^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (4.117)$$

где $\delta_k \equiv 3k^2 r_D^2$; $v \gg \mu \omega_p$.

Отсюда следует, что пороговая для неустойчивости плотность энергии равна $(W_0 / n_0 T_e)_{\text{th}}^{(c)} = 2v / \omega_p$.

Вблизи порога максимум инкремента достигается при $k \simeq k_{\text{ТС}} = = r_D^{-1} (v / 3 \omega_p)^{1/2}$ и равен $\gamma_{\text{Мд}}^{(c)} (W_0) \simeq \omega_p (\mu W_0 / 6 n T_e)^{1/2} \simeq \gamma_{\text{Мд}}$.

Численное моделирование показывает [31], что столкновительная диссипация замедляет рост энергии ленгмюровской турбулентности (W_L), но не останавливает, и стационарное состояние возможно только при учете затухания Ландау (коллапса). Действительно, рассмотрим баланс энергий в длинноволновой части спектра турбулентности без учета коллапса:

$\frac{d}{dt} W_L = v_{\text{ef}} W_0 - v W_L$. Полагая $W_L \gg W_0$ и $v_{\text{ef}} = \alpha \omega_p W_L / n T_e$, получаем $d/dt W_L > 0$

при $W_0 > W_0^{(tc)} = (v / \alpha \omega_p) n_0 T_e = \frac{1}{2\alpha} W_{\text{th}}^{(c)} \simeq W_{\text{th}}^{(c)}$.

Вдали от порога ($W_0 \gg W^{(tc)}$), как следует из уравнения (4.117) неустойчивы возмущения с $\delta_k \gg v / \omega_p$ вплоть до $\delta_k \leq \leq W_0 / n T_e$, как и в отсутствие столкновений. Это позволяет использовать «бесстолкновительную» формулу для v_{ef} (при $T_e \sim T_*$) и при $v > k_0^2 r_D^2 \omega_p$. Действительно, в развитой турбулентности роль

¹ Длинноволновые ($k < k_0$) возмущения имеют значительно более высокий порог неустойчивости.

волны накачки выполняет вся длинноволновая часть спектра плазменных шумов (см. [62, 211]). Поэтому при $W_L \gg W_0 > W_0^{(tc)}$ имеем $\delta_{kL} \simeq W_L/nT_e \gg v/\omega_p$, так что для «энергонесущей» области турбулентности МН развивается, как в бесстолкновительной плазме, и $v_{ef} \sim \omega_p < |\delta n/n|^2_L \sim \omega_p k_L^2 r_D^2 \gg v$.

Таким образом, на первый взгляд, наличие столкновительного затухания лишь изменяет порог МН. С другой стороны, так как эффективная частота $v_{ef} \gg \gamma_{md}$ связана с коллапсирующими кавернами ($v_{ef} \sim W_{кав}$), то картина турбулентности должна изменяться, если темп коллапсирования $\gamma_{md}(W_L) < v$ [52, 154]. Действительно, при этом скорость схлопывания каверн меньше темпа затухания в них поля и глубокие каверны не образуются. Последнее означает, что механизм, создающий v_{ef} , подавляется соударениями (аналогично эффекту конверсии на коротковолновом звуке). Это приводит [52, 154] к увеличению уровня турбулентности, и в силу указанной аналогии следует ожидать $\gamma_{md}(W_L) \simeq v$ [153].

В изотермической плазме столкновительное затухание «вступает в игру» при $v > v_m \simeq \omega_p 3T_e/\epsilon_b \gg \mu\omega_p$. Из уравнения баланса энергии $\gamma_b = v_{ef} = \alpha\omega_p W_L/nT_e$ имеем $W_L/nT_e = \gamma_b/\alpha\omega_p$, так что условие $\gamma_{md}(W_L) > v$ выполняется при $\gamma_b > \gamma_b^{(U*)} \simeq 3\alpha v^2/\mu\omega_p$.

В этом случае результат не должен заметно отличаться от бесстолкновительного. Условие $\gamma_b < \gamma_b^{(U*)}$ или [52, 153]

$$v > v_* = (\mu\gamma_b\omega_p/3\alpha)^{1/2} \gg \mu\omega_p \quad (4.118)$$

определяет границу перехода от бесстолкновительного ($v < v_*$) режима к столкновительному ($v > v_*$). Формально при $\gamma_b \rightarrow \gamma_b^{(U*)} + 0$, как следует из уравнений баланса $\gamma_b = v_{ef} \simeq \gamma_{md}(W_L) \times W_L/W_0$, энергия резонансных колебаний $W_0 \rightarrow W_0^{(tc)} + 0$.

Таким образом, при $v > v_*$ имеет место режим (аналогичный режиму плато в бесстолкновительной плазме), в котором энергия возбуждаемых пучком колебаний «заморожена» на пороговом уровне $W_0 \simeq W^{(tc)}$ и $\gamma_{md}(W_L^*) \gtrsim v$. Длина релаксации при этом равна [153]

$$l_{rel} \rightarrow l_{tc} \simeq 0,2\lambda_e \left(\frac{\epsilon_b}{T_e}\right)^{3/2} \left(\frac{\Delta v}{v_b}\right)^3. \quad (4.119)$$

Отметим, что $l_{QL} \ll l_{tc} \ll l_{md}$. Подчеркнем также, что в столкновительном ($v > v_*$) режиме энергия турбулентности $W_L^*/nT_e \simeq \frac{3}{\mu} \left(\frac{v}{v_*}\right)^2$ больше, чем в бесстолкновительном, и вместе с тем доля коллапсирующих каверн невелика:

$$\frac{W_L}{W_L^*} \simeq \frac{W_{кав}^*}{W_L^*} \simeq (v_*/v)^2. \quad (4.120)$$

Условие существования инерционного интервала $k_L < k_*$ ограничивает частоту соударений сверху:

$$v < v_{ин} = \omega_p k_* r_D \sqrt{\mu} \sim 10^{-3} \omega_p.$$

В ионосфере это условие выполняется вплоть до высот $h \leq 110$ км.

Для полноты изложения обсудим эффекты в неизотермической плазме. Как было показано в п. 4.3.2, конверсия ленгмюровских колебаний на коротковолновых ионно-звуковых флуктуациях ограничивает рост W_L . Поэтому и при $v < v_*$ может быть $\gamma_{md}(W_L) < v$. Последнее выполняется, если

$$\gamma_b < \gamma_v \equiv \frac{(v v_{**}^3)^{1/2}}{\mu \omega_p} \quad \text{при } \gamma_b > \gamma_b^{(U)}. \quad (4.121)$$

Здесь $v_{**} = \omega_p (9 \alpha)^{2/3} k_B r_D \mu^{5/3} \simeq \mu^{5/3} \omega_p$. При этом уровень плазменной турбулентности возрастает по сравнению с бесстолкновительным так, чтобы $\gamma_{md}(W_L^{**}) \geq v$. В свою очередь, плотность энергии ионно-звуковой турбулентности и эффективная частота $\nu_{ef} \sim W_{\text{наб}}$ могут быть определены условиями $\gamma_{\text{конв}}^{(W_s)} \simeq \gamma_{md}(W_L) \simeq v$ и $W_s \simeq W_s^{(\text{пор})}$ [см. формулу (4.106)]. При этом ν_{ef} равна $\nu_{ef}^{(*)} \simeq \gamma_v$, так что режим бесстолкновительного плато продолжается вплоть до $\gamma_b^{(U_{**})} = \gamma_v$, а релаксация более интенсивных пучков происходит, как в отсутствие соударений.

Если же $v > v_m$, v_{**} , то при $\gamma_b < \gamma_v$ режим релаксации близок к бесстолкновительному; в противоположном пределе должны выполняться те же условия баланса, что и для случая $v < v_m$. Пороговый уровень резонансных колебаний при этом можно определить из уравнения баланса $\nu_{ef}^{(*)} W_0 \geq v W_L$. В результате получаем

$$W_0^{(tc^*)} / n T_e \simeq v^{5/2} / \omega_p v_{**}^{3/2}.$$

Таким образом, в неизотермической плазме «критической» частотой столкновений является [153]

$$v_*^{(*)} = \gamma_b^2 / v_{\text{ин}}^{(*)},$$

где $v_{\text{ин}}^{(*)} = (9 \alpha k_B r_D)^2 v_{\text{ин}} \simeq v_{\text{ин}}$.

При $v_{\text{ин}}^{(*)} > v > v_*^{(*)}$ длина релаксации составляет

$$l_{\text{rel}} \rightarrow l_{\text{tc}}^{(*)} \simeq \lambda_e \left(\frac{\varepsilon_b}{T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^3 \left(\frac{v_{**}}{v} \right).$$

4.3.4. Ускорение надтепловых электронов

Как было отмечено в п. 4.3.1, 4.3.2, одним из важнейших макроскопических проявлений коллапса является ускорение небольшой доли плазменных электронов до значительной ($\varepsilon \gg T_e$) энергии — образование надтеплого «хвоста». В слабоионизованной ионосфере этот процесс может значительно отличаться от случая бесстолкновительной плазмы. Во-первых, изменяются уровни энергии турбулентности и поток энергии в коллапсирующих кавернах (см., например, (4.120)). Во-вторых, что более важно, с ростом энергии возрастают неупругие потери (см. соответствующие сечения в гл. 2), т. е. «отрастание хвоста» может замедлиться по сравнению с бесстолкновительным случаем [62, 73].

Принципиальное отличие коллективного ускорения от обычного нагрева в ВЧ-поле (см. гл. 2) состоит в том, что первое происхо-

дит благодаря резонансному взаимодействию с волнами (затухание Ландау), а второй — за счет стохастизации движения электронов при соударениях. Нагрев нерезонансных электронов при $W/nT_e \ll 1$ описывается кинетическим уравнением, которое можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f_0 + \hat{S}t f_0 - \hat{Q} &\equiv \frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} D_{\text{ст}} \frac{\partial f_0}{\partial v} = \\ &= \frac{2}{3} \frac{W}{mn} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v(v) v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \\ (\omega \simeq \omega_p). \end{aligned} \quad (4.122)$$

Напомним, что здесь $v(v)$ — суммарная частота передачи импульса при столкновении электрона с энергией $\epsilon = mv^2/2$ с тяжелыми частицами (нейтралями и ионами); $\hat{S}t f_0$ — интеграл неупругих соударений; $f_0(v)$ — симметричная часть функции распределения; \hat{Q} — описывает рождение и гибель частиц из-за ионизации и рекомбинации.

Из уравнения (4.122) следует, что доля энергии плазменной турбулентности, поглощаемая в 1 с тепловыми электронами, равна $Q_{\text{ст}} = vW$, где $v = \frac{2}{3} \langle (1/v^2) \partial/\partial v (v(v) v^3) \rangle$.

Поток энергии, перекачиваемый в малые масштабы и идущий на ускорение надтепловых («хвостовых») электронов, равен:

$$Q_t \simeq \gamma_{\text{Мд}}(W_L) W_{\text{кав}} + \gamma_{\text{конв}} W_L.$$

Введем коэффициент эффективности ускорения [153]

$$\eta_t \equiv Q_t/Q_{\text{ст}} \simeq \begin{cases} \gamma_{\text{Мд}} W_{\text{кав}}/v W_L; & T_e \sim T_i, \\ \gamma_{\text{Мд}}(W_L)/v; & T_e \gg T_i. \end{cases} \quad (4.123)$$

В изотермической плазме при $v < v_*$ основным механизмом диссипации энергии, поступающей от пучка в плазму, является затухание Ландау воли в схлопывающихся кавернах: $\eta_t = v_*/v > 1$. При $v_{\text{ни}} \gtrsim v \gtrsim v_*$ определяющим является столкновительный нагрев $\eta_t = v_*^2/v^2 < 1$.

В случае неизотермической плазмы $\eta_t < 1$, если выполняется условие (4.121).

Хотя основная доля энергии пучка может идти на нагрев тепловых электронов, тем не менее часто именно надтепловые электроны определяют макроскопические возмущения плазмы. Так,

если средняя энергия тепловых электронов $\bar{\epsilon} = (2/3) \langle mv^2/2 \rangle$ меньше энергии ионизации $\epsilon_{\text{ion}} \simeq 10 \dots 20$ эВ, ионизация нейтрального газа производится (помимо электронов пучка) именно «хвостовыми» электронами. Чтобы найти их распределение, добавим в уравнение (4.122) слагаемое, описывающее резонансное

ускорение электронов (квазилинейную диффузию) изотропной леигмюровской турбулентностью [59, 62]:

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial t}\right)_t \equiv \frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} D_t \frac{\partial f_0}{\partial v} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\omega_p^4}{4\pi n v} \int_{\omega_p/v}^{\infty} \frac{W_k}{k^3} dk \frac{\partial f_0}{\partial v} \right)$$

$$(W_k = |E_k|^2 k^2 / 4\pi).$$

Если $\bar{\epsilon} \ll \epsilon_{\text{ion}}$, что реализуется при $^1 W_L / n \epsilon_{\text{ion}} < 10^{-3}$, число ионизирующих электронов невелико. Поэтому можно пренебречь \hat{Q} и $\partial f_0 / \partial t$, и уравнение принимает вид

$$\frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} (D_t + D_{\text{ст}}) \frac{\partial f_0}{\partial v} = \hat{S} t f_0. \quad (4.124)$$

Как обсуждалось в гл. 2, при $\bar{\epsilon} \leq \epsilon \text{ В}$ основными неупругими процессами для хвостовых ($\epsilon \gg \bar{\epsilon}$) частиц являются возбуждение колебательных и оптических уровней и ионизация. При этом интеграл неупругих соударений можно записать как [215]

$$\hat{S} t f_0 \equiv \frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} J_n = \nu_n f_0,$$

где $\nu_n(\epsilon) \equiv \nu_n$ — суммарная частота неупругих соударений.

Для основных нейтральных составляющих ионосферы (см. сечения в гл. 2, 3) ν_n монотонно возрастает с ростом энергии, исходя при $\epsilon_m \approx (1.5 \dots 2) \cdot 100 \text{ эВ}$ на плато $\nu_n^{(m)} \approx 10^{-7} N$, вплоть до $\epsilon_m^{(*)} \approx 1 \text{ кэВ}$.

Отрастание хвоста замедлится, когда поток частиц в область малых энергий из-за неупругих потерь становится сравнимым с $D_t \partial f_0 / \partial v$. Это произойдет, если при $\epsilon \geq \epsilon_0$ эффективный потенциал $\chi_f^2 \equiv (4\pi \nu_n v^2 / D_t) \gtrsim 1/v^2$ или [150, 153]

$$\nu_n(\epsilon) \gtrsim \nu_n(\epsilon_0) \equiv \nu_n^{(0)} \simeq \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_0} \right)^{1/4} \left(\frac{W_L}{n\epsilon} \right)^{7/4} \omega_p \quad (4.125)$$

(учтено, что в инерционном интервале $W_k \sim k^{-5/2}$).

При $\chi_f v \gg 1$ решение можно искать в рамках квазиклассического приближения:

$$f_0^{(t)}(v) = G_t (\chi_f D_t)^{-1/2} \exp \left(- \int_{v_0}^v \chi_f dv \right).$$

Константа G_t определяется условием «сшивки» решений на границе $v := v_0 = \sqrt{2\epsilon_0/m}$.

Для $\bar{\epsilon} \ll \epsilon < \epsilon_0$ потенциал $\chi_f^2 > 1/v^2$. В этом случае неупругими столкновениями можно пренебречь и искать распределение хвостовых электронов, как в бесстолкновительной плазме [62, 73, 284].

¹ Отметим, что это условие совместно с условием $\gamma_{\text{ма}} > v \gg v_{\text{ion}}$ при $v < (0,1/k^* r_D) \nu_{\text{нн}} \leq \nu_{\text{нн}}$.

Для этого совместно с уравнением (4.124) необходимо решать уравнение для спектральной плотности коротковолновых плазменных шумов [59, 62, 211]

$$\frac{\partial}{\partial t} W_k + \frac{\partial}{\partial k} \left(W_k \frac{dk}{dt} \right) = -2\gamma_l W_k,$$

где $\gamma_l = \frac{\pi^2}{n} \frac{\omega_p^4}{k^3} f_t(\omega_p/k)$ — декремент затухания Ландау на хвостовых электронах (предполагается изотропия спектров волн и частиц; $\gamma_l \gg \nu$).

Поток частиц в хвост определяется интегралом

$$J(v) = D_t \frac{\partial f_t}{\partial v} = \frac{\pi \omega_p^4}{mnv} \int_{\omega_p/v}^{\infty} \frac{dk}{k^3} W_k \frac{\partial f_t}{\partial v}.$$

В «стационарном» состоянии $\partial J / \partial v = 0$ в области $v \leq v_*$, где $v_* = \omega_p/k_*$ — верхняя граница хвоста, и $\gamma_l \propto \tau^{-1}(k)$. Здесь $(t_0 - t)^{-1} \equiv \tau^{-1}(k) = (d/dt) \ln k(t)$ определяется законом схлопывания каверны (полагаем, что он остается автомодельным).

Стационарное решение имеет вид

$$W_k = B k^{-3} \tau(k) \quad \text{при} \quad k \geq k_* = \omega_p/v_*,$$

$$f_t(v) = \tilde{A} v^{-3} \tau^{-1}(\omega_p/v) \quad \text{при} \quad v \leq v_*. \quad (4.126)$$

Если закон схлопывания каверны в области поглощения ($k \geq k_*$) остается таким же, как в инерционном интервале ($\tau \propto k^{-1/2}$), то $f_t \propto v^{-3/2}$. Однако вследствие затухания Ландау каверна теряет плазмоны. Поэтому предположение о постоянстве потока энергии по спектру (по масштабам каверы) становится несправедливым. Вместе с тем, поток каверн по спектру по-прежнему должен сохраняться, т. е. $N(k) \propto \tau(k)/k$.

С другой стороны, зависимость $E_{\max}^{(t)} \propto \tau^{-1}$ для электрического поля в центре коллапсирующей со сверхзвуковой скоростью каверны следует из уравнения для $\delta n(t)$ [и условия захвата (4.30)] и поэтому не зависит от поглощения.

С учетом того, что

$$|E_{\max}| \simeq \left(\frac{\epsilon_k}{\Delta l^3} \right)^{1/2} \simeq \left(\frac{W_k}{N(k)} k^3 \right)^{1/2},$$

где ϵ_k — энергия в каверне масштабом $\Delta l \sim 1/k$, получаем

$$W_k \propto 1/k^4 \tau(k).$$

Отсюда и из формул (4.126) получаем закон (автомодельный) коллапс в области поглощения [211, 363] $\tau \propto k^{-1/2}$ и спектры волн и частиц

$$\begin{aligned} W_k &= \tilde{B} k^{-7/2}; \quad k \geq k_*, \\ f_t(v) &= A v^{-7/2}; \quad v_{\min} \leq v \leq v_*, \end{aligned} \quad (4.127)$$

где $\varepsilon_{\min} = mv_{\min}^2/2$ — нижняя граница хвоста; \tilde{B} — определяется условием нормировки $\int_{k_*} W_k dk = W' \simeq W_L \left(\frac{k_L}{k_*} \right)^{3/2}$.

Из условия баланса энергии, перекачиваемой в короткие длины и поглощаемой резонансными частицами, находим концентрацию частиц в хвосте ($n_t \simeq 8\pi A v_{\min}^{-1/2}$):

$$n_t \approx (1/2) n \left(\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_{\min}} \right)^{1/4} \left(\frac{n\bar{\varepsilon}}{W_L} \right)^{3/4} \left(\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_*} \right)^{1/2} (Q_t/\omega_p W_L).$$

Из условия сшивки при $v_{\min} \ll v_0$ получаем [153]

$$G_t = \frac{n_t}{8\pi} \frac{(v_{\min} v_H^{(0)})^{1/2}}{v_0^3}.$$

Минимальная энергия электронов хвоста определяется условием [73]

$$\gamma_l(f_0^{(\text{cr})}(v_{\min})) = \gamma_{\text{Md}}(|E_{k_m}|),$$

где $k_m = \omega_p/v_{\min}$; E_k — амплитуда поля в каверие масштаба $\sim 1/k$; $f_0^{(\text{cr})}$ — функция распределения нерезонансных электронов, определяемая из уравнения (4.122) ¹.

Расчеты $f_0^{(\text{cr})}$ с учетом всевозможных неупругих процессов были проделаны ранее в гл. 2. Здесь получим аналитическое решение, воспользовавшись тем, что при $\bar{\varepsilon} \sim 1$ эВ в области $\varepsilon \ll \bar{\varepsilon}$ справедливо приближение «малых потерь» ($\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$). В этом случае [215]

$$\widehat{\text{St}} f_0 \simeq -\frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 R(v) f_0),$$

где $R(v) = \sum_j v_j \Delta\varepsilon_j/\varepsilon$ — функция энергетических потерь; v_j — частота соударений с потерей электроном кванта энергии $\Delta\varepsilon_j$. Пренебрегая в уравнении (4.122) \widehat{Q} и $\partial f_0/\partial t$, получаем

$$f_0^{(\text{cr})} = n_0 G_0 \exp\left(-\frac{mn}{W} \int v dv \delta(v)\right),$$

где $\delta(v) = (3/4)R(v)/v(v)$ — коэффициент неупругих потерь (при $\varepsilon \sim 1$ эВ $\delta \sim 10^{-2}$, и при $\varepsilon \sim 0,1$ эВ $\delta \sim 10^{-3}$).

Если $\delta(v) = \text{const} \equiv \delta_0$, функция распределения является максвелловской: $\bar{\varepsilon} = T_0 = W/n\delta_0$.

¹ Строго говоря, необходимо учитывать и электроны деградационного спектра (см. гл. 3), вклад которых доминирует при $\bar{\varepsilon} \ll 1$ эВ.

В общем случае $\bar{\epsilon} \sim T_* \approx 1$ эВ при $W/nT_* \sim \delta_0 \sim 10^{-2}$ и $\bar{\epsilon} \sim 0,1$ эВ при $W/nT_* \sim 10^{-3}$ (это следует из численных расчетов, приведенных в гл. 2).

В результате получаем $\epsilon_{\min} \approx 7\bar{\epsilon}$ при $\bar{\epsilon} \sim 1$ эВ, $n_t \approx 0,05 \delta_0^{-3/4} \times (Q_t/\omega_p W_L) n$. Полагая $\epsilon_0 \gg \epsilon_{\text{ion}}$, определим частоту ионизации хвостовыми электронами:

$$\nu_{\text{ion}}^{(t)} \equiv \frac{N}{n} \int v \sigma_{\text{ion}}(v) f_t(v) d^3v = \frac{4\pi N}{n} \int_{v_{\text{ion}}}^{\infty} dv v^3 \sigma_{\text{ion}}(\epsilon) f_t(v).$$

Поскольку при $\epsilon > \epsilon_{\text{ion}}$ функция распределения быстро убывает, основной вклад в интеграл вносит область $\epsilon \approx \epsilon_{\text{ion}} \equiv m v_{\text{ion}}^2/2$, в которой можно аппроксимировать $\sigma_{\text{ion}}(\epsilon)$ как

$$\sigma_{\text{ion}}(\epsilon) = \begin{cases} 0; & \epsilon < \epsilon_{\text{ion}}, \\ 10^{-16} (\sqrt{\bar{\epsilon}} - 1); & 2 > \bar{\epsilon} \equiv \epsilon/\epsilon_{\text{ion}} > 1. \end{cases}$$

В результате получаем [150, 153]

$$\nu_{\text{ion}}^{(t)} \approx \left(\frac{Q_t}{n \epsilon_{\text{ion}}} \right) \frac{10^{-9} N (\epsilon_{\text{ion}}/T_*)^{1/2}}{v_n(\epsilon_{\text{ion}}) (\bar{\epsilon}'/\epsilon_{\min})^{3/4}} \rightarrow \left(\frac{1}{2} \right) Q_t/2n\epsilon_{\text{ion}}. \quad (4.128)$$

Как нетрудно убедиться, ионизация хвостами гораздо эффективнее ионизации непосредственно электронами пучка:

$$n_b \nu_{\text{ion}}(\epsilon_b)/n \nu_{\text{ion}}^{(t)} \approx \frac{n_b}{n} \frac{\nu_{\text{ion}}(\epsilon_b)}{v_{\text{Md}}} \frac{n \epsilon_{\text{ion}}}{W_L} \leq 10^3 \frac{n_b}{n} \ll 1$$

[при $\epsilon_b \gg 1$ кэВ $\nu_{\text{ion}}(\epsilon_b) \approx 210^{-7}$, $N \hat{\epsilon}_b^{-1/2} \sim v(T_*)$].

Формула (4.128) довольно очевидна. Действительно, Q_t — это поток энергии турбулентности, идущий на ускорение хвостовых электронов, а $2\epsilon_{\text{ion}}$ — энергия, затрачиваемая (в среднем) на образование одной электрон-ионной пары. С возрастанием ϵ_0 $\nu_{\text{ion}}^{(t)} \rightarrow Q_t/2n\epsilon_{\text{ion}}$ до тех пор, пока $\partial/\partial \epsilon [v_n(\epsilon)\epsilon^{1/4}] > 0$ и $\epsilon_0 < \epsilon_L \equiv \bar{\epsilon}(n\bar{\epsilon}/W_L) \leq 1$ кэВ.

Получим концентрации нейтральной и ионизованной компонент, когда соотношение (4.125) остается справедливым при $\epsilon_0 < \epsilon_L$. Для этого заметим, что $\delta(\bar{\epsilon}) \sim 10^{-2}$ при $\bar{\epsilon} \geq T_*$ и по порядку величины $\bar{\epsilon} \approx 10^2 W_L/n$; $\epsilon_L \approx 10^4 W_L/n$. С другой стороны, v и $v_n(\epsilon)$ по порядку величины можно аппроксимировать как [89, 215]

$$v \approx 10^{-7} N \begin{cases} \bar{\epsilon}^{1/2} & \text{при } \epsilon \geq 1 \text{ эВ,} \\ 2\bar{\epsilon}^{5/6} & \text{при } 0,1 \leq \bar{\epsilon} \leq 1 \text{ эВ,} \end{cases}$$

$$v_n(\epsilon) \approx 2 \cdot 10^{-7} N \sqrt{\bar{\epsilon}}/(\bar{\epsilon} + 8) \text{ при } 1 < \bar{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_{\text{ion}} < 10^2.$$

В результате получаем искомое условие

$$N > N_L \approx 2 \cdot 10^{10} (n/10^5)^{1/2}. \quad (4.129)$$

Заметим, что из (4.125) при $W_L/n\bar{e} = \text{const}(N)$ следует

$$\epsilon_0/\epsilon_L \simeq \begin{cases} (N_L/N)^{1/2} & \text{при } \epsilon_0 \leq \epsilon_m, \\ (N_L/N)^4 & \text{при } \epsilon_0 > \epsilon_m. \end{cases} \quad (4.130)$$

Отметим также, что, согласно [128, 211], наличие слабого магнитного поля $B_0 \parallel V_b$ практически не меняет скорость диссипации энергии длинноволновых колебаний (волны накачки) v_{et} , так что полученные результаты справедливы и в слабозамагниченной ($\omega_c/\omega_p \ll 1$) плазме, какой и является нижняя ($h \leq 1000$ км) ионосфера. Вывод о смене режима релаксации при $v > v_*$ [52, 153, 154] соответствует результатам лабораторного эксперимента [229], в котором роль соударений играет трансформация ленгмюровских колебаний в схлопывающихся кавернах в электромагнитное излучение. Данные, подтверждающие этот вывод, получены также в активных экспериментах (см. гл. 6). Наконец, ряд явлений в полярных сияниях весьма удовлетворительно объясняется с помощью этого эффекта соударений (см. гл. 7).

4.4. ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕОДНОРОДНО НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РЕЛАКСАЦИЮ ПУЧКА

Как отмечалось, взаимодействие интенсивного пучка с плазмой может иметь характер квазипериодических «всплесков взаимодействия» (релаксационных колебаний) из-за подавления пучковой неустойчивости в той области плазмы, где происходит релаксация пучка¹. Выше обсуждались два механизма подавления: образование неоднородности концентрации из-за диффузии нагретой плазмы и конверсия на коротковолновой звуковой турбулентности, возникающей вследствие нелинейного процесса (коллапса). Здесь мы рассмотрим возбуждение ионно-звуковой турбулентности в области релаксации пучка, связанное с тепловым потоком в неоднородно-нагретой плазме². Эффекты нарастания во времени концентрации плазмы из-за ионизации нейтрального газа рассмотрены в гл. 5.

Как впервые показано в работе [280], в неоднородной $\nabla n, \nabla T_e \parallel B_0 \parallel Z$ бестоковой ($u_e = 0$) плазме возможно развитие НЧ-не-

¹ Следует отметить, что в безграничной ($\Delta L \gg l_{rel}$) плазме (всплески) будут проявляться только для «наблюдения» внутри области релаксации. Вне плазменного промежутка перемещение области релаксации от границы инжекции происходит в виде «волны нагрева» и характеристики пучка на выходе, вообще говоря, стационарны. В ограниченной ($\Delta L \leq l_{rel}$) системе эффект инвариантен относительно области локализации средств наблюдения.

² Отметим, что в активных экспериментах существенную роль в генерации НЧ-турбулентности может играть ток, создаваемый ионосферными электронами для нейтрализации заряда (нерелятивистского) пучка.

устойчивостей, если достаточно велико искажение функции распределения электронов, связанное с тепловым потоком:

$$\delta f_e^{(T)} \sim (q_T/nT_e v_e) f_0 \sim \lambda_e/L_T f_0,$$

где $q_T \sim \langle v^2 v \rangle \sim -\lambda_e \nabla T_e$ — тепловой поток электронов; $L_T = |T_e/\nabla T_e|$.

Ионно-звуковая неустойчивость плазмы с током, как следует из формулы (4.82), развивается, когда токовая скорость электронов (u_e) достаточно велика и $\gamma_e > \tilde{v}_s$. В бесстолкновительной плазме с $T_e/T_i \gg 1$ это выполняется при $u_e > \omega_s/k \sim c_s$. Механизм токовой неустойчивости аналогичен пучковому, т. е. $\gamma_e(\omega/k) \sim \sim \partial f_e / \partial v|_{\omega/k} > 0$.

То же относится и к неустойчивости теплового потока [280]. Действительно, неоднородность плазмы вызывает искажение функции распределения. Положение максимума распределения определяется как $u_T \sim q_T/nT_e \sim (\lambda_e/L_T)v_e$. Таким образом, при $(\omega/k)_s \sim c_s < u_T$ или $L_T < L_T^{(*)} \simeq \lambda_e \mu^{-1/2}$ в неизотермической плазме нарастают ионно-звуковые колебания с инкрементом [53, 151, 152, 280]

$$\gamma_s \simeq (\lambda_e/L_T) \Omega_p. \quad (4.131)$$

С течением времени ($\Delta t \gg \gamma_s^{-1}$) рассеяние электронов на колебаниях станет доминирующим $v_{ef}^{(s)} > v$, так что поток тепла электронов будет определяться плотностью энергии колебаний (аномальная теплопроводность). При уменьшении длины свободного пробега ($\lambda_{ef} \sim v_e/v_{ef}^{(s)} < \lambda_e$) уменьшается инкремент неустойчивости. В результате устанавливается стационарное состояние, параметры которого в рамках квазилинейного приближения определены в работах [53, 151, 152], а с учетом процесса индуцированного рассеяния на ионах — в работе [161]. Отметим, что результаты [161] в интересующем нас коротковолновом $k \ll r_D^{-1}$ режиме практически не отличаются от полученных в работах [53, 151, 152]. Ограничимся обсуждением квазилинейной теории, уравнения которой для ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой электрическим током, были получены в работах [121, 180]. Они совпадают с уравнением (4.114), если в левую часть добавить член с «амбиполярным» электрическим полем $(-e/m)E_z \partial f / \partial v_z$, определяемым условием отсутствия тока $\langle v_z \rangle = u_e = 0$, а под W_k и ω_k понимать плотность энергии и частоту ионно-звуковых колебаний.

Нетрудно показать, что $D_{\theta\theta} \sim v_e/c_s D_{v\theta} \sim (v_e/c_s)^2 D_{vv}$, т. е. упругое рассеяние по углу $\theta = \arccos \xi$ доминирует. Частота упругого рассеяния основной массы ($\epsilon \sim T_e$) электронов определяется аналогично соотношению (4.115):

$$v_{ef}^{(s)} \simeq \omega_p (W_s/nT_e). \quad (4.132)$$

Распределение электронов в стационарном состоянии почти изотропно: $f_e = f_e^{(0)}(v, z) + \delta f_e(v, \theta, z)$, где $\delta f_e \sim (\lambda_{et}/L_T) f_e^{(0)}$. Сложнее обстоит дело с ионным распределением, так как в резонансе с колебаниями находится лишь небольшая группа ионов на хвосте распределения ($v \sim c_s \gg v_i$), а основная масса ионов поглощает энергию за счет соударений [$\gamma_{ст}$ в формуле (4.82)]. В случае «редких» соударений ($\gamma_{ст} \ll \gamma_i$) хвост ионного распределения сильно деформируется. В обратном предельном случае («частые» соударения) распределение ионов остается приблизительно максвелловским [121]. В этом случае полная энергия колебаний и поток тепла в установившемся состоянии соответственно составляют [53, 151]

$$\begin{aligned} W_s/nT_e &\simeq (8\pi/3) r_D/\mu^{1/2} L_T (v/\Omega_p)^{2/3}, \\ q_{et} &\simeq (32/\pi) n T_e c_s (v/\Omega_p)^{2/3} \end{aligned} \quad (4.133)$$

(здесь $v < \Omega_p$; при $v > \Omega_p$ получаются более громоздкие выражения). Как и должно следовать из общих соображений, $q_{et} \sim (v/v_{et}^{(s)}) q_T$.

Выражения (4.133) справедливы при

$$v > v^{(s)} \simeq \Omega_p (T_i/T_e)^{1/2} \left[\ln \left(\frac{4}{\mu} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^3 \right) \right]^{1/2}.$$

В случае редких ($v < v^{(s)}$) соударений ионное распределение искажается в области больших ($v \gg c_s$) скоростей, так как энергию колебаний поглощает лишь малая доля ионов. Их распределение можно найти, полагая, что хвостовые ионы «отрываются» от основной части и образуют независимое распределение [44]:

$$T'_i \equiv T_{\text{hot}} \gg T_e \text{ и } n'_i \equiv n_{\text{hot}} \ll n.$$

В результате получим [152]

$$\begin{aligned} W_s/nT_e &\simeq (r_D^2/2\mu^{1/2}\lambda_e L_T)^{1/2} \left(\frac{T_e}{4T_i} \right)^{1/4}, \\ q_{et} &\simeq n T_e v_e \mu^{1/4}; \quad \frac{n_{\text{hot}}}{n} \sim \frac{T_e}{T_{\text{hot}}} \sim \left(\frac{\lambda_e}{L_T} \sqrt{\mu \frac{T_i}{T_e}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.134)$$

Найдем темп конверсии возбуждаемых пучком ленгмюровских колебаний на ионно-звуковых колебаниях (4.133), (4.134). Аналогично соотношению (4.105), получаем ($k_s r_D \leq 1$)

$$\gamma_{\text{конв}}^{(s)} \simeq 0,5 W_s/nT_e \sim v_{et}^{(s)}. \quad (4.135)$$

Возвращаясь к задаче о нагреве плазмы пучком, отметим, что рассмотренный эффект оказывает заметное влияние на квазилинейный режим релаксации.

В режиме частых соударений, например при $L_T < L_T^{(*)}$, конверсия стабилизирует пучковую неустойчивость (т. е. $\gamma_{\text{конв}}^{(s)} > \gamma_b$) при $\gamma_b < 3 \cdot 10^{-3} \omega_p$. Таким образом, как только в нагретом участке разовьется ионно-звуковая турбулентность, релаксация пучка на этом участке будет подавлена. Характерное время «срыва» релаксации, очевидно, порядка времени развития ионно-звуковой не-

устойчивости, так что скорость «волны нагрева» составляет $u_T^{(s)} \sim \sim l_{\text{rel}}/\tau_s$ (время развития неустойчивости включает в себя и время нагрева электронов до $T_e \gg 10 \cdot T_i$).

В замагниченной ($v \ll \omega_c$) плазме время диффузии может быть больше τ_s , тогда рассмотренный эффект будет определять параметры «волны нагрева». С другой стороны, развитие ионно-звуковой турбулентности увеличивает диффузию плазмы поперек магнитного поля в $\sim v_{\text{eff}}^{(s)}/v$ раз (см., например, [270]), что играет важную роль, например, в теории пучково-плазменного разряда (см. ниже). Подобные эффекты неоднократно наблюдались в лабораторных экспериментах (например, [16, 388]), где скорость диффузии потерь из-за рассеяния на флуктуациях плотности ионно-звукового типа на порядок и более превышает столкновительную.

В заключение гл. 4 отметим, что здесь и выше рассматривались, так сказать, «локальные» следствия возбуждаемой пучком плазменной турбулентности, наблюдаемые непосредственно в зоне релаксации. Представляют интерес и эффекты, наблюдаемые в «дальней» зоне, такие, как оптическое и радиоизлучение. Они будут рассмотрены в гл. 5.

До сих пор при обсуждении пучково-плазменного взаимодействия нас интересовало, как изменяется (релаксирует) пучок и в меньшей степени — изменение параметров плазмы. С другой стороны, как видно на примере волны нагрева, модификация плазмы, возбуждаемой турбулентностью, может существенно повлиять на процесс релаксации пучка.

Особенно сильные возмущения возникают в слабоионизированной плазме, степень ионизации и температура которой могут значительно возрастать из-за воздействия пучка. Эти эффекты играют важную роль в динамике ионосферы, как в активных экспериментах, так и в условиях возмущенной полярной ионосферы.

Приложение 4.1

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

Следуя общей схеме (4.4) — (4.7) (см. п. 4.1.1), найдем диэлектрическую проницаемость $\bar{\epsilon}^{(0)}(\mathbf{k}, \omega) = k_\alpha k_\beta \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)/k^2$ для электронных потенциальных колебаний¹. Для этого необходимо найти решение линеаризованного уравнения (4.3). Перепишем его в следующем виде ($\delta f = \delta f_e$, $f_0 = f_{0e}$):

$$\frac{d}{dt} \delta f = \left(-\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) + [\mathbf{v}, \omega_c] \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \delta f = + \frac{e}{m} \delta E \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}. \quad (4.1.1)$$

¹ Из уравнения непрерывности $\frac{\partial}{\partial t} \delta n_e + \text{div } n_0 \delta \mathbf{v}_e = 0$ и определения $\epsilon_{\alpha\beta}$ (4.7) следует: $\delta n_e = (-1/4\pi e) (\epsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}) k_\alpha k_\beta \varphi$. Подставив это выражение в уравнение Пуассона, нетрудно убедиться в том, что дисперсионное уравнение для потенциальных колебаний принимает вид $\bar{\epsilon}^{(0)} = k_\alpha k_\beta \epsilon_{\alpha\beta} / k^2 = 0$.

Здесь $f_0 = f_0(v_{\perp}, v_z)$ — произвольная функция интегралов движения частицы в магнитном поле (\mathbf{B}_0/Z).

Для решения уравнения (4.1.1) удобно воспользоваться методом интегрирования по траекториям (см., например, [146, 212]). Для этого перейдем к ли-гранжевым переменным $\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t$, которые определяются обычным образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t) = \mathbf{r}_0 + \int_{t_0}^t \mathbf{v}(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t') dt', \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t) = \mathbf{v}_0 + \int_{t_0}^t \mathbf{a}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t') dt', \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

где $\mathbf{a}_0 = [\mathbf{v}, \omega_c]$; t_0 — произвольный (начальный) момент времени.

В новых переменных $\frac{d}{dt} \delta f = \left(\frac{\partial}{\partial t} \delta f \right)_{\mathbf{r}_0 \mathbf{v}_0}$, и решение (4.1.1) имеет вид

$$\delta f(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t) = \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t \delta E(\mathbf{r}(t'), t') \frac{\partial f_0(\mathbf{v}(t'))}{\partial \mathbf{v}} dt' \quad (4.1.3)$$

(полагаем $t_0 = -\infty$ и $\delta f(t = -\infty) = 0$ в соответствии с принципом причинности). Подставляя $\delta E(\mathbf{r}, t) = ik\Phi_{\mathbf{k}\omega} e^{ik\mathbf{r}(t) - i\omega t}$ и учитывая, что $\partial f_0 / \partial v_z$ и $\partial f_0 / \partial v_{\perp}$ являются интегралами движения, из формулы (4.1.3) получаем

$$\delta f = \frac{e\varphi}{m} \left\{ \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + iG(\mathbf{v}, \mathbf{k}, \omega) \left[(\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \right] \right\},$$

где $G(\mathbf{v}, \mathbf{k}, \omega) = \int_0^{\infty} e^{-i\psi(t')} dt'$.

Значение фазы

$$\psi(t') = -\omega t' + \mathbf{k} \cdot \int_{t-t'}^t \mathbf{v}(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t'') dt''$$

легко вычислить, зная скорость движения частицы в магнитном поле

$$\begin{aligned} v_x(t) &= v_{\perp} \cos(\omega_c t + \alpha_0), \quad v_y(t) = v_{\perp} \sin(\omega_c t + \alpha_0), \\ v_z(t) &= v_z. \end{aligned}$$

В результате имеем

$$-\psi(t') = (\omega - k_z v_z) t' + k_{\perp} \rho_c [\sin(\alpha' - \alpha + \omega_c t') - \sin(\alpha' - \alpha)],$$

где $\alpha' = \arctg k_y/k_x$, $\rho_c = v_{\perp}/\omega_c$ и $\alpha = \omega_c t + \alpha_0 = \arctg v_y(t)/v_x(t)$

Используя разложение

$$e^{-i\xi \sin \alpha} = \sum_{-\infty}^{\infty} J_s(\xi) e^{-is\alpha},$$

($J_s(\xi)$ — функция Бесселя), а также правило обхода Ландау, находим

$$G(\mathbf{v}, \mathbf{k}, \omega) = +ie^{+i\xi \sin(\alpha - \alpha')} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{J_s(\xi) e^{-is(\alpha - \alpha')}}{\omega - s\omega_c - k_z v_z}. \quad (4.1.4)$$

Здесь $\xi = k_{\perp} \rho_c$ (интеграл типа $-i \int_0^{\infty} e^{i\omega t} dt' = \lim_{\nu \rightarrow +0} (1/\omega + i\nu) = 1/\omega$).

Вычисляя с помощью δf возмущенную плотность электронов $\delta n = \int \delta f d^3v$, из уравнения Пуассона получим искомое дисперсионное уравнение [146]

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}^{(0)}(k, \omega) - 1 = & + \frac{4\pi e^2}{mk^2} \left\langle -\frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{J_s^2(\xi)}{\omega - s\omega_c - k_z v_z} \times \right. \\ & \times \left[(\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \right] \Bigg\rangle = \frac{4\pi e^2}{mk^2} \sum_{-\infty}^{\infty} \left\langle \frac{J_s^2(\xi)}{\omega - s\omega_c - k_z v_z} \times \right. \\ & \times \left. \left(k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} + s\omega_c \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} \right) \right\rangle. \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Здесь $\langle \psi \rangle = 2\pi \int \psi v_{\perp} dv_{\perp} dv_z$; интегрирование по углу α выполнено с помощью формулы

$$J_s(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha e^{i(x \sin \alpha - s\alpha)};$$

Учтено также, что $\sum_s J_s^2(x) = 1$.

Приведем, следуя [146], выражения для $\bar{\epsilon}^{(0)}$ в некоторых частных случаях. В максвелловской плазме

$$f_0 = \frac{n^{-3/2}}{v_T_{\parallel} v_{T\perp}^2} e^{-v_z^2/v_{T\parallel}^2 - v_{\perp}^2/v_{T\perp}^2},$$

интегралы по поперечным скоростям берутся с помощью формулы

$$\int_0^{\infty} J_s^2(bx) e^{-x^2/2a^2} x dx = a^2 I_s(b^2 a^2) e^{-a^2 b^2}$$

(где I_s — модифицированная функция Бесселя), а по продольным — сводятся к функции Крампа¹

$$Z(x) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{x - y} = e^{-x^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{y^2} dy \right). \quad (4.1.6)$$

В результате из формулы (4.1.5) получаем

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}^{(0)} - 1 = & \frac{1}{k^2 r_D^2_{\parallel}} \left\{ 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega}{k_z v_{T\parallel}} \sum_s \left[1 - \frac{s\omega_c}{\omega} \left(1 - \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \right) \right] \times \right. \\ & \times \left. Z \left(\frac{\omega - s\omega_c}{k_z v_{T\parallel}} \right) \Lambda_s(\beta_{\perp}) \right\}. \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

Здесь $r_{D\parallel} = r_D(T_{\parallel})$; $\beta_{\perp} = \beta(T_{\perp}) = k_{\perp}^2 T_{\perp} / m\omega_c^2$; $\Lambda_s(x) = I_s(x) e^{-x}$ (учтено, что $\sum_s \Lambda_s(x) = 1$).

¹ Функцию Крампа называют также плазменная дисперсионная функция.

Если средняя скорость частиц вдоль \mathbf{B}_0 отлична от нуля $\langle v_z \rangle = v_b$, в формуле (4.1.7) следует заменить $\omega \rightarrow \omega - k_z v_b$. При этом в случае $\beta \rightarrow 0$ из формулы (4.1.7) следует $\langle T_{\parallel b} \rangle = m \Delta v_b^2 / 2$

$$\bar{\epsilon}^{(b)} = \frac{\omega_{pb}^2}{k^2 T_{\parallel b}} \left\{ 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega - k_z v_b}{k_z \Delta v_b} Z \left(\frac{\omega - k_z v_b}{k_z \Delta v_b} \right) \right\}. \quad (4.1.8)$$

В низкочастотном ($|\omega - k_z v_z| \ll \omega_c$) пределе при $\xi \ll 1$ из уравнения (4.1.5) имеем

$$\bar{\epsilon}^{(0)} - 1 \simeq \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \sin^2 \theta + \frac{\omega_p^2}{nk^2} \left\langle \frac{k_z \partial f_0 / \partial v_z}{\omega - k_z v_z} \right\rangle$$

$$(\theta = \arcsin k_{\perp} / k). \quad (4.1.9)$$

В случае высоких частот $|\omega - k_z v_z| \gg \omega_c$ и $k v_{\perp} > \omega_c$ магнитное поле практически не влияет на движение частиц, так что при вычислении интеграла $G(\mathbf{k}, \mathbf{v})$ можно полагать $\mathbf{v} \simeq \text{const} = \mathbf{v}_0$. При этом $G = -i/\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$, и после интегрирования по азимутальному углу получаем

$$\bar{\epsilon}^{(0)} - 1 = \frac{\omega_p^2}{nk^2} \left\langle -\frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + \frac{(\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z}}{\sqrt{(\omega^2 - k_z v_z)^2 - k_{\perp}^2 v_{\perp}^2}} \right\rangle.$$

При $\omega \gg k_z v_z$ отсюда следует

$$\bar{\epsilon}^{(0)} - 1 \simeq -\frac{\omega_p^2}{nk^2} \left\langle \frac{\partial f_0}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} \left[1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2 v_{\perp}^2}} \right] \right\rangle.$$

Если же распределение частиц имеет форму «кольца» в пространстве скоростей: $f_0 \sim \frac{1}{v_{\perp}} \delta(v_{\perp} - v_0)$ (его называют также распределением осцилляторов), то

$$\bar{\epsilon}^{(0)} - 1 \simeq -\frac{\omega_p^2 \omega}{(\omega^2 - k_{\perp}^2 v_0^2)^{3/2}}. \quad (4.1.10)$$

Последние формулы корректны, если $k_z v_z > \omega_c$ или $\text{Im } \omega > \omega_c$.

ТЕОРИЯ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ИОНОСФЕРЕ

5.1. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Согласно общепризнанным представлениям, первостепенную роль в активных экспериментах с инжекцией электронных пучков в ионосфере играет открытый в [200, 287] пучково-плазменный разряд (ППР) — лавинообразная ионизация нейтрального газа плазменными электронами, нагретыми и(или) ускоренными возбуждаемой пучком турбулентностью. Иными словами, ППР — это в определенном смысле аналог классического высокочастотного (ВЧ) разряда (см. [337]), в котором ВЧ-волны ($\omega \gg \nu$) возбуждаются пучком.

В теории ВЧ-разряда основным параметром является пороговая для пробоя амплитуда ВЧ-поля как функция частоты, давления нейтрального газа и размеров разрядного промежутка ($E = E_{кр}(\omega, P, \Delta L)$). Условие зажигания разряда (условие Таунсенда) имеет простой физический смысл: электрон должен набрать энергию, достаточную для ионизации, и произвести хотя бы один акт ионизации прежде, чем покинет область разряда. Иными словами, время «потери» электронов из разряда (τ_{loss}) должно превышать суммарное время нагрева (τ_h) и ионизации τ_{ion} . Потери электронов определяются, главным образом, диффузией и рекомбинацией.

Нагрев электронов ВЧ-полем описывается кинетическим уравнением типа (2.42) или (4.122), где следует заменить $W \rightarrow W \times \chi \omega_p^2 / \omega^2$. Для оценок удобно использовать следующую простую формулу (пренебрегая неупругими потерями $\sim \nu(\epsilon) \delta(\epsilon) n \epsilon$):

$$\frac{d\epsilon}{dt} \simeq \nu(\epsilon) \frac{|E|^2}{12\pi n} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \nu(\epsilon) \frac{e^2 |E|^2}{3m\omega^2}. \quad (5.1)$$

Время нагрева много больше τ_{ion} , и условие Таунсенда для ВЧ-разряда принимает вид [337]

$$\tau_h < \tau_{loss}. \quad (5.2)$$

Первый шаг в построении теории ППР — определение пороговой для пробоя концентрации пучка $n_b^{(c)}$ в зависимости от давления ($P \sim N$) нейтрального газа, энергии пучка и геометрии задачи. Последняя определяется конфигурацией внешнего магнитного поля, размерами разрядного промежутка и пучка и т. д. Ясно, что необходимым для зажигания ППР является условие возбуждения наиболее «быстрой» пучковой неустойчивости, посредством кото-

¹ Необходимость (и возможность) зажигания ППР в активных экспериментах впервые была показана в работе [57].

рой энергия пучка передается электронам плазмы. Поэтому обычно при инъекции в нейтральный газ $n_b^{(c)}$ определяют следующим образом [135]. Пусть $n_{кр}$ — минимальная концентрация плазмы, при которой возможно развитие неустойчивости, т. е. $\gamma_b(n \geq n_{кр}) \geq 0$. Если плазма, образуемая пучком путем прямой ионизации («вторичная» плазма; см. гл. 3), не достигает концентрации $n \geq n_{кр}$, то, очевидно, разряд не зажигается. Таким образом, пороговую плотность $n_b^{(c)}$, необходимую (но, вообще говоря, недостаточную) для зажигания ППР, можно оценить из уравнения баланса ионизации

$$n \simeq n_b v_b + n v_{ion}(\epsilon) \Theta(n - n_{кр}) - n/\tau_{loss},$$

где τ_{loss} — характерное время потерь вторичной плазмы; $\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x > 0 \end{cases}$ — функция Хевисайда. Отсюда следует ограничение на минимальную плотность пучка

$$n_b > n_b^{(c)} \sim n_{кр} (v_b \tau_{loss})^{-1}. \quad (5.3)$$

Отметим, что в литературе (например, [373]) часто используется величина порогового тока пучка $I_b^{(c)} \equiv I^c$ (поясним, что $I_b = n_b e s_{\perp}^{(b)} u_b$, где $s_{\perp}^{(b)}$ — поперечное сечение пучка). Эта величина, на первый взгляд удобная для интерпретации эксперимента, не имеет большого физического смысла.

При выполнении условия (5.3) развивается пучковая неустойчивость. Если «макроскопические» масштабы времени (τ_n , τ_{ion} , τ_{loss} и т. д.) существенно больше времени развития неустойчивости, система успевает релаксировать к стационарному состоянию. При этом, как и в ВЧ-разряде, условием зажигания является (5.2), где под τ_n понимается время, начиная с которого темп ионизации плазменными электронами ($n v_{ion}$) превышает скорость ионизации пучком ($n_b v_b$). Неравенство

$$n v_{ion}(\bar{\epsilon}) \geq n_b v_b \quad (5.4)$$

определяет, очевидно, начало образования пробоя («лавины»).

Если ионизация определяется нерезонансными тепловыми электронами, то τ_n — время нагрева — можно оценить так же, как и в ВЧ-разряде [см. формулу (5.1)].

Из формулы (5.1) видно, что основная роль в нагреве принадлежит ВЧ-колебаниям вблизи частоты $\omega_0 \simeq \omega_p$ (ветвь 1 при $\omega_p \gg \omega_c$ и ветвь 2 при $\omega_p < \omega_c$). Это связано как с множителем ω_p^2/ω_0^2 при $|E_0|^2$, так и с большими инкрементами нарастания таких колебаний (см. п. 4.1). Отметим также, что оценка (5.1) справедлива для плазменных волн лишь при $W/nT_e < 1$ (см. ниже).

Подставим в выражение (5.1)

$$W \equiv (\omega_p^2/\omega^2) \frac{|E|^2}{8\pi} = \alpha_b n_b \epsilon_b, \quad (5.5)$$

где α_b определяется процессом релаксации пучка, исходя из конкретной геометрии эксперимента, соотношений параметров T_e/ϵ_b , $v/\omega_p(n_{кр})$, ω_c/ω_p и т. д. (см. гл. 4).

Тогда $\tau_n \simeq \frac{3 \dots 5}{v(\epsilon_{ion})} \frac{n_{кр} \epsilon_{ion}}{\alpha_b n_b \epsilon_b}$ и из условия (5.2) нетрудно получить концентрацию пучка, достаточную для зажигания ППР:

$$n_b > n_b^{(*)} \simeq n_b^{(c)} \frac{\epsilon_{ion}}{\alpha_b \epsilon_b} \frac{v_b (3 \dots 5)}{v(\epsilon_{ion})}. \quad (5.6)$$

Обычно $v_b \sim (0,2 \dots 0,3) v(\epsilon_{ion})$, так что при $\alpha_b > \alpha_b^{(*)} \simeq \epsilon_{ion}/\epsilon_b \sim 10^{-3} \dots 10^{-2}$ условие (5.6) выполняется автоматически, если $n_b > n_b^{(c)}$.

Следует иметь в виду, что при быстром ($\tau_n < \tau_{ion}$) нагреве, характерном для ППР в ионосфере, условие Таунсенда записывается как $\tau_{ion} < \tau_{loss}$.

Как следует из неравенства (5.4), это условие также выполняется автоматически при $n_b > n_b^{(c)}$. Следовательно, если уровень возбуждаемых колебаний достаточен для нагрева тепловых электронов до температуры, при которой выполняется условие «лавины» (5.4), то для $\alpha_b > \alpha_b^{(*)}$, независимо от соотношения $v_{ion} \tau_n \ll 1$, условие Таунсенда оказывается более мягким, чем (5.3).

Таким образом, учитывая зависимость функции охлаждения от ϵ (см. гл. 2, рис. 2.4, 2.5), нетрудно получить, что для образования (и поддержания) «лавины» в воздухе, наряду с (5.3), необходимо и достаточно выполнение условия ¹

$$W > W_n \sim (2 \dots 3) 10^{-3} n \epsilon_{ion}. \quad (5.7)$$

Отсюда и из соотношения (5.5) следует ограничение на концентрацию плазмы в разряде

$$n < (3 \dots 5) 10^2 n_b \frac{\alpha_b \epsilon_b}{\epsilon_{ion}}. \quad (5.8)$$

Так, если пучок теряет в разрядном промежутке около 20 % энергии ($\alpha_b \sim 0,2$), то предельная концентрация плазмы в разряде $n_{max} \simeq 10^2 n_b \epsilon_b / \epsilon_{ion}$.

Особенностью ППР в ионосфере является присутствие начальной плазмы, концентрация которой n_0 может превышать критическую. При этом пороговая плотность пучка вместо условия (5.3) определяется условием нагрева типа (5.7).

Подчеркнем, что сказанное относится к случаю, когда, во-первых, нагрев и ионизация не отражаются на процессе релаксации пучка и, во-вторых, ускоренные турбулентностью электроны не играют заметной роли в пробое. Предполагается также, что нагрев электронов связан с упругим рассеянием на нейтралах. Эти

¹ Нетрудно убедиться, что при $n \gg n_b$ условие «лавины» (5.4) может быть выполнено при сравнительно небольшой средней энергии электронов $\epsilon/\epsilon_{ion} \geq 0,2 \dots 0,3$ даже при ионизации максвелловскими «хвостами» ($\epsilon/\epsilon \geq 3 \dots 5$).

предположения в реальной ситуации выполняются не всегда. Далее мы сосредоточимся на теории ППР в ионосфере, т. е. в условиях, характерных для активных экспериментов. Вместе с тем, полученные результаты являются достаточно общими для пучково-плазменных систем, в которых плазма создается пучком.

Задачу об эволюции ППР условно можно разделить на две части: пучковую и разрядную. В первой определяются (при заданной концентрации плазмы n) размер области генерации и уровень плазменной турбулентности, а также темп нагрева (ускорения) плазменных электронов; во второй — темп нарастания n . При этом решение пучковой задачи зависит от разрядной. На начальной стадии зажигания разряда концентрация $n \sim n_0$ обычно незначительно превышает концентрацию пучка n_b . Поэтому оправдано приближение «холодного» пучка. Начальная стадия выделяется также тем, что плотность энергии в пучке велика по сравнению с газокINETическим давлением фоновой плазмы, т. е. $n_b \epsilon_b \gg n_0 T_0$. При этом можно ожидать, что процесс взаимодействия пучка с плазмой будет нестационарным («всплесковым») [51, 56, 154, 341, 343].

По мере нарастания концентрации разрядной плазмы становится необходимым учет теплового разброса в пучке — переход к кинетической стадии релаксации. В то же время роль поперечной неоднородности, связанной с радиальной ограниченностью пучка, уменьшается, так что анализ можно проводить в рамках однородной задачи. При этом параметр $n_b \epsilon_b / n \epsilon_{ion}$ становится малым и можно ожидать, что процесс взаимодействия будет квазистационарным.

Обсудим, в какой степени нарастание концентрации плазмы влияет на релаксацию пучка. Для этого следует сравнить характерное время изменения параметров плазмы (τ_{pl}) с временами развития тех или иных процессов, определяющих процесс релаксации (см. п. 4.2, 4.3). Если $\Delta \gamma_j^{-1}$ — время установления того или иного режима релаксации, то для того, чтобы пренебречь изменением концентрации, необходимо выполнение условия $\Delta \gamma_j^{-1} < \tau_{pl}^{(j)}$.

Для колебаний вблизи плазменной частоты изменение концентрации суть изменение частоты $\omega \simeq \omega_p \sim \sqrt{n(t)}$.

При медленном (адиабатическом) $v_{ion} \ll \omega_p$ изменении концентрации в данный момент времени t пучок возбуждает волны, для которых выполнены условия резонанса

$$k_0(t) \sim \omega_p(t)/v_b,$$

$$\Delta k_b/k_0^{(t)} \leq \Delta v_b/v_b.$$

Таким образом, в квазилинейном приближении $\tau_{pl} \simeq \Delta k_b/(dk_0/dt)^{-1} \simeq (\Delta v/v)_b v_{ion}^{-1}$, так как $dk_0/dt \simeq k_0(d/dt) \ln n$ и ширина резонансной области $\Delta k_b \sim k_0(\Delta v/v)_b$. Из условия насыщения неустойчивости $\gamma_b \tau_{pl} > \Lambda$ следует (аналогично задаче о релаксации пучка в неоднородной плазме, п. 4.2.2, что изменение концентрации плазмы в разряде существенно, если

$$v_{ion} > v_{ion}^{(q)} = (v v_c)^{1/2} / \Lambda \quad (5.9)$$

(напомним, что $v_c = \pi \omega_p n_b / n$).

При этом релаксация заканчивается, когда разброс скоростей в пучке достигает $\Delta v \simeq \Delta v_c^{(i)} = v_b(v_c/\Lambda v_{ion}) < \Delta v_c$.

Для насыщения гидродинамической неустойчивости необходимо, чтобы

$$v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(h)} = v_h^2 / \omega_b \Lambda. \quad (5.10)$$

Отметим, что при $v_{\text{ion}} > v_{\text{ion}}^{(*)} = v^2 / \omega_p \Lambda$ условие (5.10) является более жестким, чем условие развития неустойчивости $\gamma_h > v$. Это связано с малой шириной области резонанса $\Delta k / k_0 \simeq \gamma_h / \omega_p$. Если же $v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(*)}$, то при $\gamma_h > v$ условие (5.10) выполняется автоматически.

При $\gamma_h < v$ возможно развитие диссипативной неустойчивости [см. формулу (4.43)], для насыщения которой необходимо $v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(h)} (\gamma_h / v)^{1/2}$. При $v_{\text{ion}} > v_{\text{ion}}^{(*)}$ последнее противоречит условию $\gamma_h / v < 1$. Таким образом, диссипативная неустойчивость может обеспечить лишь относительно слабый темп ионизации $v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(*)}$.

Для получения условия развития модуляционной неустойчивости в плазме с изменяющейся концентрацией запишем вместо (4.98) и (4.98') уравнения для амплитуды плазменных колебаний и модуляции плотности, полученные в адиабатическом приближении:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + iv + \left(\frac{3}{2} \right) \omega_p r_D^2 \Delta \right) \tilde{E}_i = \omega_{p0} \frac{\tilde{\Psi}}{2} \tilde{E},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\Psi} - c_s^2 \Delta \tilde{\Psi} = \Delta \frac{|\tilde{E}|^2}{16\pi n_0 M} \left(\frac{n_0}{n} \right)^{1/2}. \quad (5.11)$$

Здесь $\tilde{\Psi} = (n/n_0) \sqrt{n/n_0}$; $\tilde{E} = (n_0/n)^{1/4} E$. Отметим, что \tilde{E} и $\tilde{\Psi}$ являются адиабатическими инвариантами относительно изменения концентрации $n = n(t)$.

Из уравнений (5.11) следует, что нарастание концентрации не влияет на развитие модуляционной неустойчивости и последующий коллапс, если $\gamma_{\text{Md}} \gg v_{\text{ion}}$. Таким образом, в нарастающей плазме разряда дополнительным к «пороговому» $W_0 > W_{\text{th}}$ или $W_{\text{th}}^{(c)}$ является условие [154, 341]

$$v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(\text{Md})} \simeq \gamma_{\text{Md}} (W_0 / \Lambda). \quad (5.12)$$

При $v_{\text{ion}} < v_{\text{ion}}^{(\text{th})} \simeq \gamma_{\text{Md}} (W_{\text{th}}) / \Lambda$ условие (5.12) является более жестким и именно оно определяет установление плазменной турбулентности при развитии модуляционной неустойчивости в ППР (при $v_{\text{ion}} \sim v / \Lambda$ условие (5.12) практически совпадает с пороговым для возбуждения длинноволновой $k < k_0$ модуляционной неустойчивости в столкновительной плазме).

5.2. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ЗАЖИГАНИЯ ППР В ИОНОСФЕРЕ

5.2.1. Пучковая часть (определение размеров разряда и темпа нагрева)

Модель пучка

В отличие от гл. 4, рассмотрим цилиндрический пучок, ограниченный в сечении, поперечном оси $Z \| \mathbf{u}_b \| \mathbf{B}_0$: $(s_{\perp}^{(b)} \equiv \pi \rho_{\perp}^2)$.

Функция распределения электронов пучка может быть представлена в виде

$$f_b(\mathbf{v}, \rho) = \begin{cases} 0; & \rho > \rho_{\perp}, \\ n_b(\rho) f_{\parallel}(v_z - u_b / \Delta u) f_{\perp}(v_{\perp}); & \rho \leq \rho_{\perp}. \end{cases} \quad (5.13)$$

Функции f_{\parallel} и f_{\perp} удовлетворяет условиям $f_{\parallel, \perp}(x) \rightarrow 0$; $\int f_{\parallel} f_{\perp} d^3v = 1$. Радиус пучка ρ_{\perp} определяется размером катода и, если плотность пучка на выходе из инжектора ($n_b^{(0)} = I_b / \pi \rho_{\perp 0}^2 \times \times e u_b$) превышает концентрацию фоновой плазмы, — электростатическим расталкиванием.

Пусть инжекция производится под малым питч-углом

$$\theta_0 \leq \theta_c \simeq \frac{\omega_c}{\omega_{p0}} (I_b / I_c)^{1/2}, \quad (5.14)$$

где $I_c = v_b \epsilon_b / e \simeq 30 \epsilon_b^{3/2}$; $\epsilon_b \equiv 10 \epsilon_b$ (при $\epsilon_b = 10$ кэВ, $I_c \simeq 30$ А). При $n_b^{(0)} \gg n_0$ вследствие электростатического расталкивания пучок на-

чинает расширяться, т. е. $\frac{d\rho_{\perp}(z)}{dz} > 0$. Если начальный дебаев-

ский радиус $r_{\text{Db}}^{(0)} = \sqrt{\epsilon_b / 2\pi n_b^{(0)} e^2} \leq \rho_{\perp 0}$ или $I_b \geq I_c$, происходит за-
пирание пучка образующимся пространственным зарядом. Таким
образом, необходимым ограничением в задаче является $I_b \ll I_c$
[8, 177, 285].

В случае $I_b \ll I_c$ расширение происходит достаточно медленно
($d\rho_{\perp}/dz \ll 1$) и установившийся размер пучка можно оценить, ап-
проксимируя в первом приближении поперечное сечение пучка ци-
линдром с изменяющимся радиусом. Тогда напряженность элект-
ростатического поля на поверхности пучка оценивается как

$$E_r(z) \simeq 2\pi e n_b(z) \rho_{\perp}(z) = 2I_b / v_b \rho_{\perp}(z).$$

На достаточном удалении от инжектора, когда $\rho_{\perp} \gg \rho_{\perp 0}$, из урав-
нения движения незамагниченных электронов пучка нетрудно оце-
нить

$$\rho_{\perp}(z) \sim \frac{e E_r(z)}{2m} \left(\frac{z}{v_b} \right)^2 \sim \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^{1/2} z.$$

Таким образом [8, 177, 285], $n_b \leq n_0$ на расстоянии ¹ $z \geq z_* \simeq v_b / \omega_{p0}$
и

$$\rho_{\perp}(z_*) \sim \rho_* = \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^{1/2} \frac{v_b}{\omega_{p0}}. \quad (5.15)$$

В результате «расталкивания» появляется разброс по скоро-
стям $\Delta \epsilon_{\parallel} \sim \Delta \epsilon_{\perp} \sim (I_b / I_c) \epsilon_b$.

¹ Это справедливо при $\omega_{p0} > \omega_c$. В противном случае «расталкивание» про-
исходит до тех пор, пока пучок не «замагнитится», т. е. $E_r(z_{**}) \leq B_0$. Это дает
 $\rho_{\perp}(z_{**}) \sim \rho_b = (v_b / \omega_c) (I_b / I_c)^{1/2}$ и $n_b(z_{**}) \sim n_0 (\omega_c / \omega_{p0})^2$ [177, 285].

Как видно из формулы (5.15), электростатическое расталкивание в определенном смысле эквивалентно инжекции с питч-углом θ_c (5.14). Разумеется, это справедливо, если за время расталкивания, примерно равное $1/\omega_{p0}$, не произойдет ионизация, т. е. $\omega_{p0} \gg \nu_b$. В дальнейшем полагаем выполненными более сильные неравенства

$$\omega_{p0} \gg \omega_c \gg \nu \gg \nu_b. \quad (5.16)$$

Если инжекция происходит с питч-углами $\theta_0 \gg \theta_c$, поперечный размер пучка должен устанавливаться [154, 343] как в результате электростатического расталкивания, так и квазилинейной диффузии по поперечным скоростям из-за осцилляторных неустойчивостей (п. 4.1.3). При этом радиус пучка оказывается порядка ларморовского радиуса инжектируемых электронов:

$$\rho_{\perp} \sim \rho_b = v_b \sin \theta_0 / \omega_c \simeq 4 \cdot 10^2 \epsilon_b^{1/2} \frac{\sin \theta_0}{B_0}.$$

В простейшем случае однородного цилиндрического пучка концентрация составляет

$$n_b = I_b / \pi e \rho_b^2 u_b = n_0 \frac{\omega_c^2}{\omega_{p0}^2} \frac{I_b}{I_c} \sin^{-2} \theta_0 \cos^{-1} \theta_0. \quad (5.17)$$

Имея в виду, что в конфигурации «полого» цилиндра результаты качественно не меняются, ограничимся случаем (5.17) (обсуждение структуры пучка вблизи инжектора, помимо работ [8, 177, 285], дано в работах [325, 329]; экспериментальные данные, согласующиеся с моделью «цилиндра» (5.17), приведены в работах [226, 232, 233, 332]).

Неустойчивость радиально-ограниченного холодного пучка

Исследуем устойчивость пучка с распределением (5.13) в безграничной плазме, предполагая выполненными условия $n_b < n_0$ и (5.16). Кроме того, полагаем $\partial f_{\perp} / \partial v_{\perp} < 0$, исключая из рассмотрения осцилляторные (конусные) неустойчивости (п. 4.1.3), которые превалируют при $\omega_p / \omega_c < 1$ и (или) при питч-угле инжекции $\theta_0 \rightarrow \pi/2$. Таким образом, здесь мы ограничимся случаем умеренных питч-углов инжекции $\theta_0 < 60^\circ$ (анализ ППР для случая $\partial f_{\perp} / \partial v_{\perp} > 0$ проведен в работах [154, 343]; см. ниже п. 5.4).

Начальный тепловой разброс в пучке невелик: $\Delta u / v_b \sim \Delta \theta_0 \sim 10^{-2} \gg I_b / I_c$ ($\Delta \theta_0$ — начальный питч-угловой разброс). Поэтому, как отмечалось выше, на начальной стадии можно ограничиться приближением «холодного» пучка.

Гидродинамическая неустойчивость радиально ограниченного пучка в безграничной плазме при $\omega_p / \omega_c > 1$ детально изучена в работе [8]. Ниже приведены некоторые необходимые результаты анализа [8].

Как и в гл. 4, рассмотрим возбуждение потенциальных $[\delta E = -\Delta \phi(r, t)]$ электронных колебаний. Полагая азимутальную симметрию колебаний, т. е. $\Phi(r, t) = F(\rho) e^{ikz - i\omega t}$ (где $F(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$), из уравнения Пуассона

$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \hat{e}_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \varphi = 0$, где $\hat{e}_{\alpha\beta} \delta E_\beta = \int dk_\perp e^{i \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}} \varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_\perp, k, \omega) \delta E_\beta(\mathbf{k}_\perp)$, вместо уравнения (4.36) получаем

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \tilde{e}_\perp \frac{\partial F}{\partial \rho} - k^2 \tilde{e}_\parallel F = 0, \quad (5.18)$$

где

$$\tilde{e}_\perp = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{n_b}{n_0} \frac{\omega_p^2}{(\omega - k u_b)^2 - \omega_c^2} \equiv \tilde{e}_{UH} + \delta \tilde{e}_\perp,$$

$$\tilde{e}_\parallel = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{n_b}{n_0} \frac{\omega_p^2}{(\omega - k u_b)^2} \equiv \tilde{e}_i + \delta \tilde{e}_\parallel.$$

Решением уравнения (5.18) является

$$F(\rho) = \begin{cases} c_1 J_0(\kappa \rho); & \rho < \rho_\perp, \\ c_2 K_0(\kappa_0 \rho); & \rho > \rho_\perp, \end{cases} \quad (5.19)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда; $\kappa^2 = -k^2 \tilde{e}_\perp / \tilde{e}_\parallel$; $\kappa_0^2 = k^2 \tilde{e}_i / \tilde{e}_{UH}$; отметим, что $F(0) \neq 0$ и $F(\rho \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Из условия непрерывности потенциала и индукции при $\rho = \rho_\perp$ получаем дисперсионное уравнение [8]

$$\kappa \rho_\perp \frac{J_1(\kappa \rho_\perp)}{J_0(\kappa \rho_\perp)} = \kappa_0 \rho_\perp \frac{\tilde{e}_i}{\tilde{e}_\parallel} \frac{K_1(\kappa_0 \rho_\perp)}{K_0(\kappa_0 \rho_\perp)}. \quad (5.20)$$

Анализ этого уравнения достаточно громоздок. Поэтому ограничимся двумя предельными случаями, а именно: «тонкого» пучка ($\rho_\perp \omega_{p0}/u_b \sim k_0 \rho_\perp \ll 1$; поверхностные волны) и «толстого» пучка ($n_b/n_0 < \omega_c^2/\omega_{p0}^2$).

В последнем случае, который реализуется приpitch-углах инжекции $\theta_0 > (I_b/I_c)^{1/2}$, максимум инкремента достигается при $\omega \simeq \Omega_{UH} \simeq k u_b$ и равен [8]

$$\gamma_{hj}^{(0)} \simeq \gamma_h \left[1 + (\xi_j/k_0 \rho_\perp)^2 \right]^{-1/3}, \quad (5.21)$$

где $\xi_j > 1$ — корни функции Бесселя ($J_1(\xi_j) = 0$); γ_h определяется по формуле (4.34)

Как и должно быть из общих соображений, ограниченность пучка не влияет на развитие неустойчивости, если $k_0 \rho_\perp \gg 1$. Для этого необходима плотность плазмы

$$n_0 > n_\xi \simeq (\xi_j u_b / 6 \cdot 10^4 \rho_b)^2 \simeq 2 \cdot 10^6 B_0^2 \text{ctg}^2 \theta_0.$$

При $n_0 < n_\xi$ с учетом формулы (5.17) формулу для инкремента можно записать в виде

$$\gamma_{hj}^{(0)} \simeq \gamma_h (k_0 \rho_\perp / \xi_j)^{2/3} \simeq \omega_{p0} (I_b / 2 \xi_j^2 I_c)^{1/3} \cos^{-1} \theta_0. \quad (5.22)$$

Следует отметить, что при определении инкремента неустойчивости не учитывается столкновительное затухание. Это справедливо для высот $h > 110$ км [154, 343].

Для «тонкого» пучка при $n_b/n_0 > \omega_c^2/\omega_{p0}^2 - \omega_c^2$ максимальный инкремент достигается для $\omega \simeq \omega_c \sqrt{1 + n_0/n_b} \simeq k u_b$. При этом, учитывая формулу (5.15), трудно получить следующую оценку:

$$\gamma_{\max}^{(c)} \simeq \omega \left(\frac{\omega_c}{\omega_{p0}} \right)^{1/2} \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^{1/4}. \quad (5.23)$$

Если же $n_b/n_0 < \omega_c^2/\omega_{p0}^2 - \omega_c^2$, величина инкремента оказывается того же порядка, что и в формуле (5.22).

Как видно из формулы (5.22), $\gamma_h^{(0)} \sim (k_0 \rho_\perp)^{2/3} \rightarrow 0$ при $\rho_\perp \rightarrow 0$. Это справедливо лишь для азимутально-симметричных мод и объясняется тем, что для них область взаимодействия определяется радиусом пучка. Несимметричные моды обладают конечными инкрементами и при $k \rho_\perp \rightarrow 0$ [114]. Так, при $n_b/n_0 < \omega_c^2/\omega_{p0}^2 - \omega_c^2$ и $k_0 \rho_\perp \rightarrow 0$ максимум инкремента достигается для $\omega \simeq \Omega_{UH} \simeq \simeq k u_b$ и равен [114]

$$\gamma_{\max} \simeq \frac{\omega_{p0}}{2} \left(\frac{n_b}{n_0} \frac{\omega_{p0}}{\omega_c} \right)^{1/2}. \quad (5.24)$$

Итак, возбуждение колебаний радиально ограниченным пучком происходит достаточно эффективно. Весьма существенным для ППР является то обстоятельство, что область генерации колебаний не ограничена диаметром пучка. Действительно, как следует из формулы (5.19), характерный радиус области возбуждения колебаний составляет .

$$(1/k) \omega/\gamma \left| \frac{\omega^2 - \Omega_{UH}^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \right|^{1/2}.$$

Таким образом, поперечный размер разряда ($2\rho_d$) значительно больше диаметра пучка ($2\rho_\perp \sim 2\rho_b$ при $\theta_0 > \theta_c$ и $\sim 2\rho_*$ [см. формулу (5.15)] при $\theta_0 \leq \theta_c$):

$$\rho_d \simeq \begin{cases} \rho_b (n_b/n_0)^{1/2} & \text{при } \theta_0 > \theta_c, \\ \left(\frac{I_c}{I_b} \right)^{1/4} \frac{v_b}{\omega_c} & \text{при } \theta_0 < \theta_c. \end{cases} \quad (5.25)$$

Примечательно, что при малых питч-углах инжекции $\theta_0 \rightarrow 0$ радиус разряда определяется гирорадиусом, которым обладал бы электрон пучка, инжектированный перпендикулярно магнитному полю.

Следует подчеркнуть, что размер ρ_d выбран в значительной мере условно, так как при $\rho > \rho_d$ также существуют интенсивные колебания, хотя и убывающие по амплитуде как $\sim \rho^{-1/2} \times \exp(-\rho/\rho_d)$. При этом, например, функции распределения плазменных электронов при $\rho < \rho_d$ и $\rho > \rho_d$ могут значительно отличаться. В частности, если $|E|^2/8\pi n T_e > 1$ при $\rho < \rho_d$, тогда как $|E|^2/8\pi n T_e < 1$ при $\rho > \rho_d$, то «внутри» будет происходить нагрев основной массы электронов (см. ниже), а «снаружи» — «отрастание» электронных хвостов. Для простоты мы не учитываем это обстоятельство, рассматривая процессы только при $\rho \leq \rho_d$.

В лабораторных исследованиях ППР часто действительно диаметр разряда составляет несколько диаметров пучка [173, 176, 232, 234, 313]. На рис. 5.1а [313] и 5.1б [234] приведены результаты измерений радиальных профилей ВЧ-электрических полей и оптического свечения в ППР. Видно, что размер разряда в 5—8 раз превышает размер пучка. На рис. 5.2 [234] приведены за-

зависимости радиуса разряда от v_b ($B_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ Гс), B_0 ($v_b = 1,6$ кэВ) и I_b ($v_b = 1,6$ кэВ, $B_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ Гс) приpitch-угле инжекции $\theta_0 = 0^\circ$, которые можно аппроксимировать как $\rho_d \sim v_b/B_0$ в согласии с соотношением (5.25).

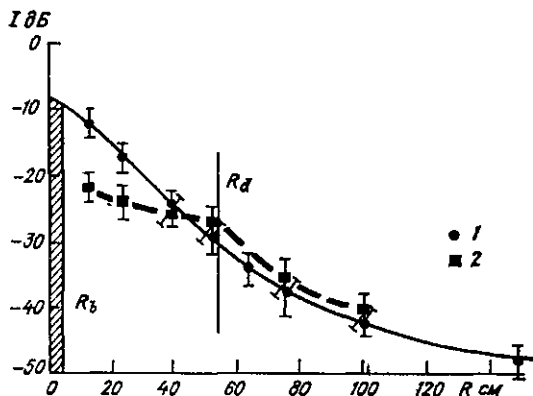


Рис. 5.1а. Радиальная зависимость компонент E_{\perp} (1) и E_{\parallel} (2) напряженности электрического поля.

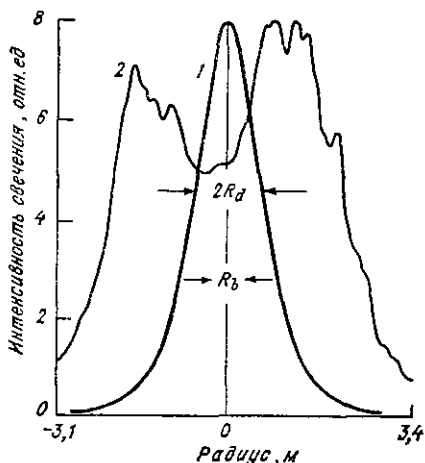


Рис. 5.1б. Радиальный профиль интенсивности излучения с длиной волны $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ в ППР ($v_b = 1$ кэВ, $B_0 = 0,9 \cdot 10^{-4}$ Гс, $I_b = 24$ мА, $2R_d = 2,34$ м, $2R_b = 0,21$ м).

1) $\theta = 0^\circ$, 2) $\theta = 75 \dots 80^\circ$.

Насыщение неустойчивости. Продольный размер разряда

Численное исследование эволюции гидродинамической неустойчивости ограниченного в поперечном сечении пучка показало следующее [11]. Вследствие зависимости периода фазовых колебаний захваченных частиц от поперечной координаты происходит нарушение синхронизма обмена энергией между частицами пучка и волной. Это приводит в совокупности с эффектом столкновений к затуханию осцилляций амплитуды волны (см. п. 4.2.1). В результате получаем, что характерный размер области генерации в данном случае ($v_g \sim u_b$) составляет

$$l_{\parallel} \sim l_h^{(0)} \sim 10 u_b / v_h^{(0)}$$

(здесь и далее ограничимся случаем $\theta_0 \gg \theta_c$), а амплитуда волны в этой области

$$|E_{k_0}| \equiv E_0^{(h)} \simeq \left[8\pi n_b e_b \cos^2 \theta_0 \left(\frac{\gamma_h^{(0)}}{\omega_{p0}} \right) \right]^{1/2}. \quad (5.26)$$

Определение размеров области генерации колебаний и амплитуды волны составляет лишь первую часть пучковой задачи. Далее необходимо найти темп нагрева и (или) ускорения плазменных электронов.

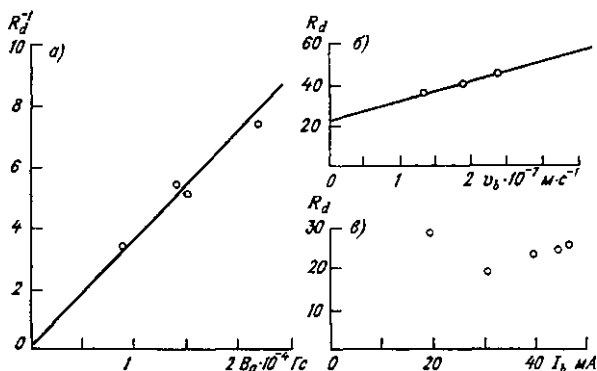


Рис. 5.2. Зависимость диаметра ППР R_d при инъекции вдоль B_0 от напряженности магнитного поля ($e_b = 1,6$ кэВ) (а), скорости пучка ($B_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ Гс) (б) и тока пучка (в).

Нагрев плазменных электронов.

Если пучок достаточно слабый $|E_0^{(h)}|^2 / 8\pi n_0 T_0 < 1$, нагрев, происходит как в ВЧ-разряде, а «ускорение» определяется, как в п. 4.3.4. Более интересным является случай $|E_0^{(h)}|^2 / 8\pi n_0 T_0 \gg 1$, который реализуется в большинстве активных экспериментов. При этом скорость осцилляций тепловых электронов $v_E = |eE_0| / m\omega_p$ значительно превышает их невозмущенную тепловую скорость. Здесь, как впервые было указано в работах [51, 154], главную роль в транспортировке энергии колебаний к электронам играет апериодическая параметрическая неустойчивость, связанная с возбуждением низкочастотных флуктуаций плотности $E_0 \rightarrow \delta E_p + \delta n_p$ [187]. Максимум инкремента неустойчивости достигается при $k = k_p \simeq 1,8 \gamma_E / r^2$ (где $\gamma_E = v_E / \omega_p$, k — волновой вектор возбуждаемых колебаний) и равен [187]

$$2\gamma_{\max}^{(p)} \equiv \gamma_p \simeq \mu^{1/3} \omega_p. \quad (5.27)$$

Численное моделирование нелинейной стадии неустойчивости для одномерного и однородного случая показывает [264], что насыщение неустойчивости происходит в результате захвата основ-

ной массы электронов полем нарастающих колебаний. Этот вывод остается справедливым и в трехмерной ситуации [13].

Как следует из расчетов [264], за время $\tau_p \simeq 10\gamma_p^{-1}$ возмущения достигают значений $\langle |E_p|^2 \rangle \simeq 4\pi n_0 T_0$, после чего происходит эффективный нагрев электронов плазмы из-за пересечения электронных траекторий. Быстрый (за время $\sim \omega_p^{-1}$) нагрев повышает температуру плазменных электронов до

$$T_E \simeq m v_E^2 / 2 = |E_0^{(h)}|^2 / 8\pi n_0. \quad (5.28)$$

При этом рост наиболее неустойчивых гармоник ($k \sim k_p$) прекращается и далее нагрев производится нарастающими длинноволновыми колебаниями. В установившемся турбулентном состоянии уровень плазменных колебаний определяется захватом тепловых электронов: $e|E_p|/k \simeq \frac{1}{2} m(\omega_p/k)^2$ или

$$\langle |E_p|^2 \rangle \simeq \pi n_0 T_0 / 2 k_p^2 r_{Dq}^2 \simeq \frac{1}{20} |E_0^{(h)}|^2.$$

Эффективная частота нагрева электронов ($\nu_{ef}^{(p)}$), полученная при моделировании [264]:

$$\nu_{ef}^{(p)} \equiv \frac{d}{dt} (n T_e) \frac{8\pi}{|E_0^{(h)}|^2} \simeq 0,1 \mu^{1/3} \omega_p \simeq \tau_p^{-1}, \quad (5.29)$$

как нетрудно убедиться, удовлетворяет условию баланса энергии [324]

$$\frac{d}{dt} n T_e \simeq 2 \nu_{\max}^{(p)} \langle |E_p|^2 \rangle / 4\pi. \quad (5.30)$$

Таким образом, при $|E_0|^2 / 4\pi n T_e \gg 1$ поток энергии в турбулентность идет на нагрев основной массы электронов.

Как отмечалось, результаты [264] получены для однородной накачки ($k_0 = 0$). Если же исходная волна генерируется пучком, их применимость определяется условием $k_0 r_E \ll 1$, что в интересующем нас случае заведомо выполняется. Необходимо также отметить, что в столкновительной плазме эти результаты справедливы при $\nu(T_E) < \tau_p^{-1}$, что в условиях ионосферы выполняется на высотах $h \gtrsim 120$ км [154].

«Просветление»

Из расчетов [264] также следует, что при насыщении неустойчивости амплитуды низкочастотных ($\omega_s \simeq \Omega_p = \mu^{1/2} \omega_p$) и высокочастотных ($\omega \simeq \omega_p$) колебаний оказываются практически равными. Это означает, что кинетическая энергия ионов достигает энергии ВЧ-поля: $M n_0 |\tilde{v}_p|^2 / 2 \simeq |E_p|^2 / 8\pi$ (где \tilde{v}_p — возмущение скорости ионов). Подставляя $\tilde{v}_p \simeq (\delta n_p / n_0) (\gamma_p / k)$ и учитывая, что после на-

грева $k_{prD} \sim k_{prE} \sim 1$, находим уровень модуляции плотности [51]:

$$\langle |\delta n_p / n_0|^2 \rangle \simeq \frac{\langle |E_p|^2 \rangle k_{prD}^2}{4\pi n_0 T_E} \simeq 2\mu^{1/3}. \quad (5.31)$$

(Существенно, что НЧ-колебания возникают при $t \gtrsim \tau_p$ за время $\sim \gamma_p^{-1} \ll \tau_p$.)

Появление НЧ-колебаний плотности приводит к затуханию ленгмюровских колебаний из-за конверсии (см. п. 4.3.2). Темп конверсии возбуждаемых пучком колебаний на коротковолновых ионно-звуковых флуктуациях равен

$$\gamma_{\text{конв}}^{(T)} \simeq \omega_p \sum_k \left| \frac{\delta n_k}{n_0} \right|^2 \text{Im} \frac{1}{\tilde{\epsilon}_l(\omega_p, k)} \simeq \omega_p \left\langle \left| \frac{\delta n_p}{n_0} \right|^2 \right\rangle. \quad (5.32)$$

С учетом формулы (5.31) получаем, что при $\gamma_h^{(0)} < 2\mu^{1/3}\omega_p$ конверсия стабилизирует пучковую неустойчивость¹. Таким образом, нагретая плазма «просветляется» для пучка и его релаксация происходит в следующем участке, прилегающем к нагретому. По мере затухания модуляции плотности $\gamma_{\text{конв}}$ уменьшается ($\partial \gamma_{\text{конв}} / \partial t < 0$). При $\gamma_{\text{конв}} (t \equiv \tau_{\text{osc}}) < \gamma_h^{(0)}$ вновь «включается» пучковая неустойчивость в первоначальном участке, и т. д., т. е. имеет место квази-колебательный процесс с периодом $\sim \tau_{\text{osc}}$. Как будет показано, в интересующих нас случаях $\tau_{\text{osc}} \gg \tau_p$, так что область нагрева перемещается по плазме со скоростью [341, 343]

$$u_T^{(p)} \simeq l_{\parallel} / \tau_p \simeq u_{\gamma p} / \gamma_h^{(0)}.$$

При этом, очевидно, продольный размер нагретой плазмы составляет $l_{\Sigma} \simeq u_T^{(p)} \tau_{\text{osc}}$.

Определение τ_{osc}

В период просветления наряду с обычным затуханием звуковых флуктуаций необходимо учитывать, что при уменьшении температуры и возрастания плотности электронов во время просветления колебания становятся все более «длинноволновыми» ($\partial k r_D / \partial t \sim k \partial / \partial t (T_e / n)^{1/2} < 0$). Если изменение параметров плазмы происходит достаточно медленно

$$(\tau_T^{-1} = |\partial / \partial t \ln T_e|; \quad \tau_n^{-1} = |\partial / \partial t \ln n|) \ll \omega_s,$$

то относительная амплитуда колебаний плотности, как следует из сохранения адиабатического инварианта², изменяется, как

$$\sqrt{\left\langle \left| \frac{\delta n}{n} \right|^2 \right\rangle} \sim n^{-1/2} T_e^{-1/4}.$$

¹ В принципе, развитие параметрической неустойчивости может предотвратить захват частиц пучка волной и ограничить ее амплитуду до насыщения. Для этого, однако, требуется $\Lambda \gamma_b < \gamma_p$, что в данном случае не выполняется.

² При $\tau_p^{-1} > \nu(T_E)$ условие адиабатичности заведомо выполняется. В противном случае декремент затухания порядка ω_s .

В результате из формул (4.105) и (5.32) получаем

$$\gamma_{\text{конв}}^{(\text{ад})}(t) \sim \gamma_{\text{конв}}^{(p)} \left(\frac{n_r(t)}{n_0} \right)^3 \left(\frac{T_E}{T_r} \right)^4 \exp \left(1 - \frac{n_r T_E}{n_0 T_r} \right),$$

где $T_r(t)$, $n_r(t)$ — соответственно температура и концентрация нагретых электронов.

Таким образом, характерное время уменьшения $\gamma_{\text{конв}}$ из-за адиабатического изменения T_r и n_r примерно равно

$$\tau_{\text{осц}}^{(\text{ад})} \simeq 3\tau_T \tau_n / (\tau_T + \tau_n) \gg \tau_p. \quad (5.33)$$

Определим темп уменьшения $\gamma_{\text{конв}}$ из-за нелинейной эволюции спектра ионо-звуковой турбулентности, который в начальный момент времени (см. [264]) можно представить в виде

$$|\delta n_k|^2 = \begin{cases} (|\delta n_p|^2) \Psi \left(\frac{k_z - k_p}{\Delta k_p} \right) \delta(k_x) \delta(k_y) & \text{при } \rho \leq \rho_d, \\ \text{тепловой шум} & \text{при } \rho > \rho_d, \end{cases}$$

где $\Delta k_p \ll k_p \sim 1/r_D$; $\Psi(x) \xrightarrow{|x| \rightarrow \infty} 0$; $\int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x) dx / 2\pi = 1$.

Основным нелинейным процессом для одномерного коротковолнового спектра является индуцированное рассеяние на ионах (см. п. 4.2, 4.3), создающее перетекание энергии в длинноволновую область $\left(\frac{\partial}{\partial t} \langle k \rangle < 0 \right)$ и изотропизацию спектра. Последнее, несмотря на сохранение числа волн при рассеянии, может оказаться существенным из-за выноса «косых» колебаний поперек пучка и появления электронного затухания $\gamma_s^{(e)} \sim \mu \omega_p$ в неоднородном спектре.

Процесс индуцированного рассеяния звука на ионах описывается аналогично таковому для ленгмюровских колебаний (см. п. 4.2, 4.3). При $T_i \ll T_e$ наиболее эффективно взаимодействие вблизи «резонансной» поверхности

$$\frac{\omega_k - \omega_{k'}}{v_i} \leq \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \text{т. е. для колебаний одного масштаба } (|k - k'| = \delta k \leq k_{\text{dit}} = k(T_i/T_e)^{1/2})$$

с углом между волновыми векторами $\theta_{kk'}$, таким, что $\sin \theta_{kk'} / 2 \gg k_{\text{dit}} / k$. Иными словами, индуцированное рассеяние эквивалентно неустойчивости одномерного спектра относительно «косых» возмущений. Для инкремента неустойчивости при $k_{\text{dit}} \gg \Delta k_p$ можно получить следующую оценку:

$$\gamma_{NL} \leq \gamma_{NL}^{(\theta)} \sim \Omega_p \left\langle \left| \frac{\delta n_p}{n} \right|^2 \right\rangle (1 + k^2 r_D^2)^{3/2} \cos^2 \theta_k (1 + \cos \theta_k).$$

Таким образом, за время

$$\tau_{\theta} \sim \Lambda / \gamma_{NL}^{(\theta)} \leq 30 \Omega_p^{-1} \quad (5.34)$$

происходит «изотропизация» практически без изменения масштаба, затем — «смещение» спектра в длинноволновую область. Скорость смещения равна (ср. с [36])

$$\tau_{\Delta k}^{-1} \simeq (1 + k^2 r_D^2)^3 \left(\frac{k d_{if}}{\Delta k} \right)^2 \left\langle \left| \frac{\delta n_p}{n} \right|^2 \right\rangle \Omega_p \sim \frac{T_i}{T_r} \left(\frac{k_p}{\Delta k} \right)^2 \Omega_p.$$

Здесь необходимо отметить, что при определении $\tau_{\Delta k}$, вообще говоря, следует учитывать нагрев ионов, поглощающих «избыток» энергии колебаний при длинноволновой перекачке. Если же на ионном распределении появляются хвосты энергичных ионов, темп индуцированного рассеяния возрастает еще значительнее, так как ядро взаимодействия пропорционально $f_i(\omega_k - \omega_{k'}/|k - k'|)$.

Кроме того, усиливается и поглощение коротковолновых колебаний хвостовыми ионами. Как показывает численное моделирование [28] процесса релаксации одномерного ионно-звукового спектра с близкими данному случаю параметрами, на заключительной стадии распределение ионов существенно отличается от максвелловского. При этом $\tau_\theta \simeq (15 \dots 20) \Omega_p^{-1}$ и $\tau_{\Delta k \sim k} \simeq 10^2 \Omega_p^{-1}$ [28].

В результате характерное время уменьшения $\gamma_{\text{ионв}}$ вследствие индуцированного рассеяния на ионах по порядку величины равно

$$\tau_{\text{osc}}^{(NL)} \gtrsim \min \tau_{\Delta k \sim k} \simeq 10^2 \Omega_p^{-1} \simeq 10^2 \tau_p. \quad (5.35)$$

(Отметим, что $\tau_{\text{osc}}^{(NL)}$ оказывается меньше времени линейного затухания на электронах $1/\mu\omega_p$.)

5.2.2. «Разрядная» часть

Дальнейший сценарий зажигания ППР определяется динамикой первоначально нагретой области. Найдем τ_T и τ_n , определив

$$\tau_{\text{osc}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{osc}}^{(NL)}} + \frac{1}{\tau_{\text{osc}}^{(ад)}} \right)^{-1}.$$

Определение τ_T

Потери энергии электронного газа в слабоионизованной неоднородно нагретой плазме обусловлены неупругими соударениями и теплопереносом. В данном случае, когда температура горячих электронов ($T_r \sim T_E$) значительно превышает температуру окружающей плазмы, холодные электроны не могут обеспечить квазинейтральность при разлете горячих, так как $n_0 v_{T_0} \ll n_r v_{T_r}$ ($n_r \sim n_0$). При этом даже в случае бесстолкновительного разлета тепловой поток не превышает величины $q_{\parallel}^{(r)} = n' v_{T_r} T_r \leq n_0 v_{T_0} T_r$ (волна

¹ В действительности $q_{\parallel}^{(r)}$ значительно меньше, так как, во-первых, горячие электроны возбуждают в холодной плазме пучковую неустойчивость с инкрементом $\gamma_b^{(r)} \sim \omega_{p0}(T_0/T_r)^{1/2}$ [183]. Во-вторых, как легко показать, встречный поток холодных электронов неустойчив относительно генерации НЧ-колебаний (см [100, 105]). В данном случае скорость распространения по холодной плазме такого «теплового» возмущения гораздо меньше $u_T^{(p)}$, и эти эффекты несущественны. Однако они играют важную роль, например, при $\tau_{\text{osc}} \sim 10/\gamma_h^{(0)}$ или после окончания инжекции (в последнем случае задача аналогична рассмотренной в работе [197]).

«замещения» [101]). Основная часть горячих электронов распространяется со скоростью амбиполярной диффузии (в данном случае — термодиффузии)

$$v_D^{(\parallel, \perp)} = D_{\parallel, \perp}^{(A)} \nabla_{\parallel, \perp} \ln T_r.$$

Здесь

$$D_{\parallel}^{(A)}(l_{\parallel}) \simeq \begin{cases} \frac{c_s^2}{v_{ir} + \mu \tilde{v}_r} \approx \frac{c_s^2}{v_{ir}} & \text{при } l_{ir} < l_{\parallel}, \\ c_s l_{\parallel} & \text{при } l_{ir} > l_{\parallel}, \end{cases}$$

$$D_{\perp}^{(A)}(\rho) \simeq \frac{D_{\parallel}^{(A)}(\rho)}{1 + \mu \omega_c^2 / v_{ir} \tilde{v}_r} \approx \begin{cases} D_{\parallel}^{(A)}(\rho) & \text{при } \omega_c < \omega_c^{(*)} \equiv \sqrt{\frac{v_{ir} \tilde{v}_r}{\mu}}, \\ \frac{v_e^2}{\omega_c^2} \tilde{v}_r & \text{при } \omega_c > \omega_c^{(*)}, \end{cases} \quad (5.36)$$

где $l_{ir} = c_s / v_{ir} \simeq 10^{15} / N$ — длина свободного пробега диффундирующих ионов ($v_{ir} \equiv v_{in}(T_r \simeq 10^{-15} N c_s \sim \mu^{1/2} v_r$; $\tilde{v}_r \equiv v_r + v_{ef}^{(s)}$; $v_r \equiv v(T_r)$; $v_{ef}^{(s)} \simeq (0, 1/2\pi) < k r_D > < \left| \frac{\delta n_p}{n} \right|^2 > \omega_p \sim 0, 1 \Omega_p$ — эффективная частота

рассеяния горячих электронов на изотропных ионно-звуковых флуктуациях (см. п. 4.4).

В результате с учетом условия $\tau_p^{-1} > \nu(T_E) \gg \nu_r$ получаем, что характерное время остывания из-за теплопереноса оказывается порядка

$$\tau_r^{(x)} \sim \tau_{D\perp} \simeq \frac{\rho_d^2}{D_{\perp}^{(A)}} \simeq \frac{(\rho_d / \rho_b)^2 \epsilon_b \sin^2 \theta_0}{T_r \tilde{v}_r} \gg \tau_p. \quad (5.37)$$

Релаксация распределения горячих электронов при соударениях с нейтральными компонентами ионосферной плазмы описывается уравнением (4.122) с нулевой правой частью. Расчет релаксации ФРЭ с параметрами газа, характерными для высоты $h = 120$ км, и приведен на рис. 2.6 и 2.7. Не представляет труда рассчитать это для любой высоты. Однако здесь мы ограничимся оценками по порядку величины чтобы сделать яснее физический смысл.

При $5 \text{ эВ} \leq T_r \leq (6 \dots 8) \epsilon_{ion}$ справедливо приближение $\frac{\partial f_r}{\partial t} \simeq -\nu_{\Pi} f_r$, так что $\tau_T^{(H)} \sim \nu_{\Pi}^{-1}(T_r)$, где $\nu_{\Pi}(T_e) \simeq 10^{-8} N \sqrt{T_e}$ при $T_e < \epsilon_{ion}$ и $\nu_{\Pi}(T_e) \simeq \nu_{ion}(T_e)$ при $T_e > \epsilon_{ion}$.

В режиме «малых потерь» (при $T_r > (6 \dots 8) \varepsilon_{\text{ion}}$ или $1 \geq T_r < 5$ эВ), «смещение» распределения в область малых энергий подчиняется уравнению $f_r(v, t) = f_r^{(0)}(\omega) \frac{\omega^3 R(\omega)}{v^3 R(v)}$, где $f_r^{(0)}(v)$ — функция распределения горячих электронов в начальный момент времени; $\omega(v, t)$ — лагранжева переменная:

$$t = -2 \int_{\omega}^v dx/xR(x).$$

Отсюда в режиме «малых потерь» $\tau_e \sim \Delta\varepsilon/\varepsilon R(\varepsilon)$, так что $\tau_T^{(H)} \sim v_{\text{ion}}^{-1}(T_r)/(2\varepsilon_{\text{ion}}/T_r)$ при $T_r > (6 \dots 8) \varepsilon_{\text{ion}}$, а при $T_r < 5$ эВ — $\min \tau_T^{(H)} \sim 1/\max R \simeq 10^8/N$. Наконец, при $T_r \leq 1$ эВ имеем $\tau_T^{(H)} \sim 1/\delta v_r \sim 10^2/v_r$ (см. рис. 2.4, 2.5).

Таким образом, полное время остывания $T_r \rightarrow T_0$ из-за неупругих потерь оказывается порядка

$$\tau_{T_0}^{(H)} \gtrsim 10^9/N > 10^2/v_r > 10^2\tau_p.$$

Вместе с тем, релаксация до температур $T_r \sim 1$ эВ $\gg T_0$ происходит за времена

$$\tau_r^{(H)} \simeq 10v_r^{-1} > 10\tau_p. \quad (5.38)$$

Определение τ_n

Скорость изменения концентрации плазмы в нагретой области при $t < \tau_{\text{osc}}$ можно найти из следующего уравнения:

$$n_r = n_b v_b + n_r v_{\text{ion}}(T_r) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho D_{\perp}^{(A)} \frac{\partial n_r}{\partial \rho}. \quad (5.39)$$

Частота ионизации горячими электронами может быть аппроксимирована следующим выражением (см. формулу (2.31) и рис. 3.3):

$$v_{\text{ion}}(T_r) = N \langle \sigma_{\text{ion}} v \rangle \simeq 10^{-8} N \begin{cases} \simeq 10; & 10 \leq T_r/\varepsilon_{\text{ion}} \leq 10^2, \\ T_r^{1/2}; & 2 \leq T_r/\varepsilon_{\text{ion}} < 10, \\ T_r/\sqrt{2\varepsilon_{\text{ion}}}; & 1 < T_r/\varepsilon_{\text{ion}} < 2, \\ \left(\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{\pi T_r}\right)^{1/2} \exp(-\varepsilon_{\text{ion}}/T_r); & T_r \ll \varepsilon_{\text{ion}}. \end{cases} \quad (5.40)$$

Температуру горячих электронов удобно представить в виде

$$\begin{aligned} T_r \sim T_E \equiv \hat{T}_E \varepsilon_{\text{ion}} &\simeq \varepsilon_{\text{ion}} \left(\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_{\text{ion}}} \right) \left(\frac{\omega_c^2}{\omega_{p0}^2} \right) \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^{1/3} (2\varepsilon_i^2)^{-1/3} \sin^{-2} \theta_0 \simeq \\ &\simeq \varepsilon_{\text{ion}} \left(\frac{2\omega_c}{\omega_{p0}} \right)^2 I_b^{1/3} \varepsilon_b^{-1} \sin^{-2} \theta_0. \end{aligned} \quad (5.41)$$

Если

$$I_b > I_E = \left(\frac{\omega_{p0}}{2\omega_c} \right)^{3/2} \hat{\epsilon}_b^{3/4} \sin^{1/2} \theta_0, \quad (5.42)$$

то температура горячих электронов больше ϵ_{ion} , т. е. $\hat{T}_E > 1$.

Условие Таунсенда, как следует из формулы (5.39), имеет вид (для $n_b < 0,1 n_T \hat{\epsilon}_b^{1/2}$)

$$\nu_{ion}(T_r) > \tau_D^{-1} \simeq 10^{-3} \tilde{\nu}_r \hat{T}_E / \epsilon_b (\rho_d / \rho_b)^2 \sin^2 \theta_0 \quad (5.43)$$

(время нагрева электронов $\tau_p < \nu_{ion}^{-1}(T_r)$).

С учетом (5.36) находим, что при $\nu_r > 0,1 \Omega_p$ или

$$N > N_r(\theta_0) \simeq 3 \cdot 10^{10} \hat{T}_E^{-1/2} (n/10^5)^{1/2} \quad (5.44)$$

условие (5.43) заведомо выполняется. Если же $N < N_r(\theta_0)$, т. е. $\tilde{\nu}_r \simeq \nu_{ef}^{(s)} \simeq 0,1 \Omega_p$, то необходимо

$$N > N_{min}^{(D)}(\theta_0) \simeq 3 \cdot 10^8 \left(\frac{n}{10^5} \right)^{1/2} \hat{\epsilon}_b^{-1} \begin{cases} 1; & \hat{T}_E < 2, \\ \left(\frac{\hat{T}_E}{2,5} \right)^{1/2}; & 10 > \hat{T}_E \geq 2. \end{cases} \quad (5.45)$$

При выполнении условия (5.43) концентрация плазмы нарастает с характерным временем

$$\tau_n \sim \tau_{ion} \simeq \nu_{ion}^{-1}(T_E) \geq \tau_r^{(n)} \simeq 10 \nu_r^{-1}. \quad (5.46)$$

В результате получаем, что при $\hat{T}_E > 1$

$$\tau_{osc} \simeq \begin{cases} (1 \dots 2) 10 \nu_r^{-1} & \text{при } N > (1 \dots 2) N_r(\theta_0), \\ \simeq 10^2 \tau_p & \text{при } N < (1 \dots 2) N_r(\theta_0). \end{cases} \quad (5.47)$$

При $\hat{T}_E < 1$ порядок величины τ_{osc} остается прежним, а значения τ_n и $N_{min}^{(D)}$ увеличиваются как $\exp(1/\hat{T}_E)$. Можно показать, что при этом условие (5.43) может быть выполнено только для достаточно больших $\hat{T}_E > 0,15$, т. е. при

$$I_b > I_{nop}^{(D)} \simeq 0,18 I_E. \quad (5.48)$$

В противном случае концентрация плазмы в нагретой области вследствие термодиффузии убывает. Отметим, что вытеснение незамагниченной ($\omega_c \rightarrow 0$) плазмы из области интенсивных ленгмюровских колебаний, возбуждаемых электронным пучком, наблюдалось в экспериментах [17, 254]. Время вытеснения для условий [17, 254] составляет несколько $\rho_{\perp} / c_s \sim 10 \Omega_p^{-1}$.

В условиях активных экспериментов необходимо учитывать вынос пучка из области нагрева (разряда) при движении ракеты поперек геомагнитных силовых линий [57, 154]. Время выноса равно

$$\tau_R = \rho_d / v_{\perp R} = 4 \cdot 10^{-3} (\rho_d / \rho_b) \sin \theta_0 \hat{\epsilon}_b^{1/2} / B_0 v_{\perp R}, \quad (5.49)$$

где $v_{\perp R}$ — перпендикулярная \mathbf{B}_0 скорость ракеты, км/с. (Заметим, что срыв ППР при скорости выноса, превышающей диффузионную, наблюдался в лабораторных экспериментах [46].)

Сравнивая τ_R и $\tau_{D\perp}$ из формулы (5.37), получаем, что на начальной стадии диффузия является определяющей, т. е. $\tau_R > \tau_{D\perp}$ если [154, 341, 343]:

$$\theta_0 < \theta_R = \arcsin \begin{cases} \frac{\omega_c}{\omega_{p0}} \left[\left(\frac{N}{10^{11}} \right) I_b^2 \hat{\epsilon}_b^{-2} v_{\perp R}^{-1} \right]^{1/3}; & N > N_r(\theta_0), \\ \left(\frac{\omega_c}{\omega_{p0}} \right)^{1/2} [0,2 I_b^{1/3} B_0^{2/3} \hat{\epsilon}_b^{-3/2} v_{\perp R}^{-1}]^{1/3}; & N < N_r(\theta_0) \end{cases} \quad (5.50)$$

(в условиях экспериментов «Зарница-1, 2» и АРАКС θ_R составляет менее 10° при $N < N_r(\theta_0)$ и менее 20° при $N \simeq 10^{11} > N_r(\theta_0)$).

Когда $\theta_0 > \theta_R$, диффузия не играет роли (ППР является «импульсным»). В этом случае для зажигания разряда необходимо выполнение условия

$$\tau_{\text{ion}} < \tau_R. \quad (5.51)$$

Отсюда при $\hat{T}_E > 1$ вместо условия (5.45) получаем

$$N > N_{\min}^{(R)}(\theta_0) \simeq 3 \cdot 10^{10} B_0 v_{\perp R} \hat{\epsilon}_b^{-1/2} \begin{cases} \hat{T}_E^{-1}; & \hat{T}_E < 2, \\ 1/(2\hat{T}_E)^{1/2}; & 2 \leq \hat{T}_E \leq 10, \\ 0,2; & 10 < \hat{T}_E \leq 10^2. \end{cases} \quad (5.52)$$

Следует отметить, что неравенства $\hat{T}_E > 1$ и $\theta_0 > \theta_R$ совместны, если

$$v_{\perp R} > v_{\perp R}^{(0)} \simeq \hat{\epsilon}_b^{-1/2} \begin{cases} N/8 \cdot 10^{11}; & N > N_r(\theta_0) \\ \left(\frac{\omega_{p0}}{2\omega_c} \right) 0,1 B_0^{2/3}; & N < N_r(\theta_0) \end{cases} \simeq \frac{0,1 - 0,2}{\hat{\epsilon}_b^{1/2}}$$

(напомним, что $v_r < \tau_p^{-1}$ или $N \leq 10N_r(\theta_0)$). В активных экспериментах в ионосфере это условие легко выполняется.

При $\hat{T}_E < 1$ для выполнения условия (5.51) необходимо

$$N > \sqrt{\pi} v_{\perp R} \left(\frac{\omega_c}{\omega_{p0}} \right) \hat{T}_E \exp(1/\hat{T}_E) \hat{\epsilon}_b^{-1/2} N_r(\theta_0).$$

Последнее, как можно показать, выполняется, если ($\hat{T}_E > 0,2$)

$$I_b > I_{\text{пор}}^{(R)} \simeq 0,25 I_E. \quad (5.53)$$

Итак, необходимым условием зажигания ППР в ионосфере при $N \leq 10N_r(\theta_0)$ (высоты $h > 120 \dots 130$ км) является $I_b > I_{\text{пор}}^{(D, R)}$.

При этом минимальное значение $I_{\text{пор}}$ достигается при минимальных питч-углах инжекции¹.

Это связано с тем, что при $\theta_0 \rightarrow \min \sim \theta_c$ [см. формулу (5.14)] возрастает концентрация пучка и плотность энергий колебаний $|E|^2 \sim n_b \cos^2 \theta_0$ (при $n_0 < n_E$), в то время как поперечный размер разряда $\rho_d \approx \text{const}$.

Рассмотрим начальную стадию ППР при $\theta_0 \leq \theta_c$. Для этого заметим, что радиус разряда ρ_d [см. формулу (5.25)] практически не зависит от концентрации фоновой плазмы. Подставив в (5.26) значение инкремента (5.23), нетрудно убедиться в том, что при токах инжекции $I_b \gg 10^{-4}$ А условием зажигания является

$$v_{\text{ion}}(T_E) > 10^{-3} \left(\frac{\hat{T}_E}{2\epsilon_b} \right) \tilde{v}_r. \quad (5.54)$$

При $N > N_r^{(0)} \simeq 10^{10}$ ($n_0/10^5$)^{1/2} см⁻³, $\tilde{v}_r \simeq v_r$ и условие (5.54) выполняется автоматически, если $\hat{T}_E < \hat{T}_E^{(\max)} \simeq 200\epsilon_b$ или

$$I_b < I_{\max} \simeq 0,2 B_0^{-2} \epsilon_b^{3/2} (n_0/10^5).$$

В противном случае зажигание разряда «срывается» из-за перегрева ($D_{\perp}^{(A)} \sim T_e$). Это справедливо и при $N_r < N_r^{(0)}$.

Таким образом, при $\theta_0 \leq \theta_c$ условие Таунсенда приведет к ограничению тока инжекции практически только сверху.

Здесь необходимо подчеркнуть, что при $I_b > I_{\max}$ перегрев происходит лишь в области $\rho \leq \rho_d$. При $\rho > \rho_d$ температура убывает как $\exp(-\rho/\rho_d)$, так что условие зажигания может быть выполнено на «периферии» области нагрева.

Время нарастания концентрации плазмы значительно превышает время «расталкивания» ($\sim 1/\omega_p$), поэтому концентрация пучка успевает «подстроиться» под изменение n_r : $n_b(t) \simeq n_r(t) \sim \sim \rho_{\perp}^{-2}(t)$. Таким образом, при $t > \tau_{\text{osc}}$ условия для пучковой неустойчивости практически не меняются ($v_h^{(\max)} \sim n_r^{-1/4}$), параметр неоднородности $\omega_p \rho_{\perp} / u = (I_b/I_c)^{1/2} = \text{const}$, и концентрация при $I_b \gg 10^{-4}$ А нарастает как $\exp(v_{\text{ion}}^{(\max)} t)$ до тех пор, пока выполняется условие (5.54), в котором $n_0 \rightarrow n_r$. Это справедливо, очевидно, если образуемая в разряде плазма успевает в течение периода «просветления» продиффундировать к «точке» инжекции, т. е. $\tau_{\text{дл}} < \tau_{\text{osc}}$. Последнее выполняется при $\hat{T}_E > \approx 40\epsilon_b$. В противном случае $n_b \sim n_0$ и $\omega \simeq \omega_p(\hat{\omega}_c/\omega_{p0})$. При этом, независимо от величины $\omega_p \rho_{\perp} / u \sim \sqrt{n_r}$, инкремент неустойчивости определяется

¹ Необходимо подчеркнуть, что $\min I_{\text{пор}} = I_{\text{пор}}(\theta \min)$, когда рассматривается только пучковая неустойчивость. При учете «конусных» неустойчивостей оптимальные условия для зажигания разряда достигаются также при больших питч-углах $\theta_0 \sim 80^\circ$ [154, 343] (см. п. 5.4). Это согласуется с данными ракетных [106, 154] (см. гл. 6) и лабораторных [234] экспериментов.

по формуле (5.23), а размер «области нагрева» $\rho_d(t) \sim 1/k \sim \rho_d(0) \left(\frac{n_0}{n(t)} \right)^{1/2}$. В результате получаем, что в данном случае концентрация плазмы в разряде не превышает значения

$$n_{\max}^{(0)} \simeq n_0 10^2 \left(\frac{2\hat{\epsilon}_b}{\hat{T}_E} \right). \quad (5.55)$$

Оценим, до какой предельной концентрации $n_m = n_m(N, \theta_0, n_b, \epsilon_b)$ может нарасти концентрация в разряде при $\theta_0 > \theta_c$ [см. формулу (5.14)]. Ограничимся случаем $I_b \gg I_{\text{пор}}^{(\text{mlm})} \sim 0,03$ А и $\theta_0 > \theta_R$ (соответствует активным экспериментам в области высот $h \gtrsim 130$ км), когда для зажигания разряда достаточно выполнения условия (5.52).

Возрастание концентрации плазмы (и уменьшение температуры) в течение периода «просветления», как можно показать, при $T_r \gg \epsilon_{\text{ion}}$ подчиняется уравнению

$$n_r(t) \simeq n_0 T_E / T_r(t) + {}^{4/3} \epsilon_{\text{ion}}$$

(при $T_r \gg \epsilon_{\text{ion}}$ коэффициент ${}^{4/3} \rightarrow {}^{2/3}$).

Таким образом, при $T_r(\tau_{\text{osc}}) \gg \epsilon_{\text{ion}}$ отношение $|E_0^{(h)}|^2 / 8\pi n_r T_r \gg {}^{1/2}$ (напомним, что $\gamma_h^{(0)} / \omega_p = \text{const}$ при $n_r < n_\epsilon$). Исходя из результатов, полученных в гл. 4, можно полагать, что при этом темп нагрева электронов и накопления коротковолновых флуктуаций плотности составляет порядка $\gamma_{\text{Мд}}^{(\text{max})} \sim \Omega_p \gg v_{\text{ion}}(T_E)$. В результате, несмотря на просветления, концентрация плазмы будет нарастать. При $|E_0^{(h)}|^2 / 8\pi n_r T_r \lesssim {}^{1/2}$ основная доля энергии $\sim \Omega_p |E_0^{(h)}|^2 / 8\pi$ идет на ускорение надтепловых электронов. В то же время с ростом концентрации уменьшается влияние радиальной ограниченности пучка, так что изменяются характерные времена диффузии, выноса и т. д. Описать аналитически этот переходный процесс в общем случае не удастся. Можно, однако, указать [154, 341] некоторые его качественные особенности, а именно: на фоне нарастания плотности происходят «всплески» интенсивности ленгмюровских колебаний и потоков надтепловых электронов, сопровождаемые коротковолновой модуляцией плотности (длительность всплесков $\Delta t \sim \tau_p$, период повторения $\sim \tau_{\text{osc}}$).

Следует подчеркнуть, что развитие каждого последующего всплеска происходит независимо от предыдущих (определяется только макроскопическими параметрами плазмы: плотностью и температурой), так как изменение концентрации в период просветления достаточно велико:

$$\frac{\Delta \omega_p}{\omega_p} \sim \frac{\Delta n}{n_r} \gtrsim v_{\text{ion}} \tau_{\text{osc}}^{(NL)} > \frac{\tau_{\text{osc}}^{(NL)}}{\tau_{D\perp}} \sim 10^{-2} \hat{T}_E / \hat{\epsilon}_b \gg \mu^{1/2}.$$

Таким образом, в каждом цикле (всплеске) не происходит «размешивания» фаз рождающихся из волны накачки солитонов и

система «пучок—плазма» не переходит в квазистационарное состояние.

С течением времени (несколько v_{ion}^{-1}) концентрация плазмы увеличится, так что параметр нелинейности (в данном случае $n_b \epsilon_b / n_T \epsilon_{\text{ion}} \equiv n_*/n_T$) станет малым. При этом обычно влияние радиальной неоднородности на развитие пучковой неустойчивости можно не учитывать. Таким образом, «пучковая часть» в дальнейшей эволюции разряда достаточно аккуратно может быть описана в рамках теории релаксации пучка в однородной плазме.

В заключение подчеркнем, что для «начальной» стадии разряда (при $I_b \gg I_{\text{пор}}^{(\text{min})}$) характерны большие температуры электронов, обусловленные быстрыми (нелинейными) механизмами нагрева. Это обеспечивает быстрый темп ионизации $\tau_n^{-1} \sim v_{\text{ion}}^{(\text{max})}$ до тех пор, пока концентрация не возрастет до значений $n \gtrsim n_* \sim n_b \epsilon_b / \epsilon_{\text{ion}}$. Отметим также, что данные, указывающие на большие электронные температуры на начальной стадии ППР, получены в экспериментах [17, 117, 222, 288]; «всплесковый» характер взаимодействия пучка с ионосферной и разрядной плазмой наблюдался в экспериментах, описанных в работах [45, 117, 222, 288, 315].

5.3. «СТАЦИОНАРНЫЙ» РАЗРЯД

При $n > n_* \sim 10^3 n_b$ и $\theta_0 \gg \left(\frac{I_b}{I_c}\right)^{1/2}$ радиальную ограниченность пучка практически можно не учитывать. Кроме того, $(n_b/n)^{1/3} < 0,1$ немногим больше начального теплового разброса в пучке $(\Delta u/u)_0 \sim \Delta \theta_0$, поэтому необходимо рассмотреть кинетической стадии релаксации. Таким образом, задача аналогична рассмотренной в п. 4.2.3.

Рассмотрим область параметров, где условие (5.12) выполняется и динамика ППР (релаксация пучка) определяется развитием сильной плазменной турбулентности.

5.3.1. «Сильнотурбулентный» режим ППР

Результаты этого раздела справедливы в диапазоне концентраций нейтрального газа, где $n > n_*$ и $N < N_{\text{мд}} \simeq 2 \cdot 10^{11} (n_b/10^8)^{1/2} (h \geq 130-140 \text{ км})$. Если же $n_{\text{max}}(N) \leq n_*$, что в условиях активных экспериментов выполняется при

$$N \leq N_* \simeq 10^7 \Lambda / \tau_R \simeq 10^{11} B_0 v_{\perp R} \hat{\epsilon}_b^{-1/2},$$

($\theta_0 > \theta_R$; $h \geq 160-170 \text{ км}$) режим начальной стадии имеет место все время инжекции (выноса) [154, 341, 343].

Прежде всего необходимо определить частоту ионизации, так как аппроксимационная формула (5.40) для v_{ion} справедлива при максвелловском распределении тепловых электронов. Это оправдано на начальной стадии зажигания, так как при $W_0/nT_c \gg 1$ нагрев электронов приводит к максвелловской функции распределения с температурой, как минимум, несколько эВ, так что условие лавины (5.4) выполняется уже для $n_b \leq 0,1 n$.

В случае $I_b \gg I_{\text{пор}}$ электронная температура велика: $T_p \gtrsim \epsilon_{\text{ion}}$. Поэтому вклад в ионизацию тепловых электронов, несмотря на присутствие хвостовых

частиц, является определяющим¹. При этом можно не интересоваться деталями распределения хвостовых ($\varepsilon \gg \varepsilon_{\min} \gg T_e$) частиц.

Для определенности приведем некоторые параметры задачи (см. п. 4.3.3), характерные для экспериментов типа «Зарница-1, -2» и АРАКС:

$$\begin{aligned}\frac{v_M}{\omega_p} &\equiv \frac{3}{2} \frac{T_e}{\varepsilon_b} \simeq 10^{-3} (T_e/\varepsilon_{\text{ion}} \hat{\varepsilon}_b), \\ \gamma_b^{(\text{ин})} &\simeq 2\gamma_b^{(U)} \simeq 10^{-3} \omega_p, \\ v/\omega_p &\simeq 10^{-4} (T_e/\varepsilon_{\text{ion}})^{1/2} (N/N_{\text{Md}}) \geq 10^{-4}, \\ v_v/\omega_p &\simeq 6 \cdot 10^{-2} \sqrt{v/\omega_p} \geq 6 \cdot 10^{-4}.\end{aligned}\quad (5.56)$$

Очевидно, $v_M \gg v$ (бесстолкновительный режим) и $v_M \geq \gamma_b^{(\text{ин})} \geq \gamma_v$. Таким образом, имеем $W/nT_e \simeq 3(\gamma_b/\omega_p)^{3/2} \mu^{-1/2}$ [см. формулу (4.113)], и действительно может быть реализован квазистационарный режим с высокой температурой $T_e \gg \varepsilon_{\text{ion}}$ (отметим, что $\gamma_b/\omega_p > \frac{n_b}{n_*} \sim 10^{-3}$).

Когда $T_e \gg \varepsilon_{\text{ion}}$, частота ионизации сравнима с частотой соударений ($\nu_{\text{ion}} \geq 0,1 \nu$). При этом, в отличие от случая $\varepsilon \ll \varepsilon_{\text{ion}}$, важную роль в формировании функции распределения тепловых электронов играют ионизационные процессы. Если T_e заметно превышает ε_{ion} ($\varepsilon > 2 \varepsilon_{\text{ion}}$), потерями на ионизацию можно пренебречь и главными в кинетическом уравнении (4.122), помимо накачки в правой части, являются члены $\partial f_0/\partial t$ и $\bar{Q} = n\delta(v)/4\pi v^2$ (поскольку средняя энергия вновь рождающихся электронов меньше $10 \text{ эВ} \ll T_e$, такая аппроксимация \bar{Q} представляется оправданной). Другими словами, поглощаемая энергия затрачивается в основном на то, чтобы довести энергию вновь образующихся электронов до $T_e \gg \varepsilon_{\text{ion}}$. Потери на неупругие процессы $\sim \nu_{\text{ion}} \varepsilon_{\text{ion}}$ при этом малы и членом δf можно в первом приближении пренебречь. В результате вместо уравнения (4.122) имеем

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} D_{\text{ст}} \frac{\partial f_0}{\partial v} + n \frac{\delta(v)}{4\pi v^2}, \quad (5.57)$$

где

$$n = n\nu_{\text{ion}}; \quad D_{\text{ст}} = \frac{2}{3} \frac{W}{mn} \nu(v) v^2.$$

Решение этого уравнения нетрудно получить, построив, следуя [75], соответствующую функцию Грина. Эти вычисления хотя и просты, однако достаточно громоздки. Поэтому приведем лишь окончательный результат, который заключается в следующем утверждении: с хорошей степенью точности для решения задачи можно ограничиться (гидродинамической) моделью среднего электрона [337]². Суть ее в том, что среднюю энергию (температуру) электронов можно определить из уравнения баланса энергии [второй момент (5.57); ср. с (5.1)]

$$n \frac{d}{dt} T_e = \bar{v} W - n\nu_{\text{ion}} T_e,$$

где $\bar{v} = a_v \nu(T_e)$ и $\nu_{\text{ion}} = a_{\text{ion}} \nu_{\text{ion}}(T_e)$; $a_v, a_{\text{ion}} \geq 1$.³

¹ Это справедливо при $n_i/n_e \ll 0,1$.

² Совпадение результатов модели «среднего электрона» и кинетического подхода для ВЧ разряда как в случае $W/n\bar{\varepsilon} \ll 1$, так и $W/n\bar{\varepsilon} \gg 1$ ($\bar{\varepsilon} \sim \varepsilon_{\text{ion}}$), было показано в [14, 19]. Очевидно, это является следствием того, что в данной задаче искомыми являются средние характеристики электронного распределения.

³ Так, если аппроксимировать $\nu(\varepsilon) = \nu_0 (\varepsilon/\varepsilon_{\text{ion}})^b$ и $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) = \sigma_{\text{ion},0} (\varepsilon/\varepsilon_{\text{ion}})^{b_1}$, то $\nu_{\text{ion}} = a_{\text{ion}}(b, b_1) \nu_{\text{ion}}(T_e)$ и $\bar{v} = a_v(b) \nu(T_e)$. При этом коэффициент $a_{\text{ion}}(b, b_1) \simeq 2,5$ при $b = b_1 = 1/4$, $a_{\text{ion}} \simeq 1,5$, при $b = b_1 = 1/2$, а $a_v(b) \simeq 1,5$ при $b = 1/2$, $a_v \rightarrow 1$ при $b \rightarrow 0$.

Подчеркнем, что в данном случае условие $W/nT_e < 1$ выполняется, если $v_{ion} < v$, т. е. в области энергий $T_e < 100 \dots 200$ эВ. При больших амплитудах распределение будет «анизотропным» и $v \sim v_{ion} \rightarrow v_{ion} (W/n) \approx \text{const}$ вплоть до $\bar{e} \sim 10^3$ эВ (см. рис. 3.3).

Предположим, что диффузия незначительна, т. е. $v_{ion} \gg \tau_D^{-1}$. Тогда с учетом формулы (4.113), аппроксимируя частоты степенными функциями e , получим уравнения, описывающие в рамках модели «среднего электрона» эволюцию ППР в сильнотурбулентном режиме:

$$\frac{1}{Y} \frac{dY}{d\tau} = a_e Y^b X^{-\lambda} - Y^{b_1 + 1/2},$$

$$\frac{1}{X} \frac{dX}{d\tau} = Y^{1/2 + b_1}. \quad (5.58)$$

Здесь $Y = T_e/e_{ion}$; $X = n/n_*$; $a_e = \frac{a_v}{a_{ion}} \frac{\sigma_0}{\sigma_{i,0}} \mu^{-1/2} \left[\frac{Y_b(n_*)}{\omega_p(n_*)} \right]^{3/2}$; $\tau = a_{ion} v_{i,0} t$; $v_{ion} = a_{ion} v_{i,0}$; $Y^{1/2 + b_1}$; $v = a_v v_0 Y^b$; $b \sim b_1 \approx 1/2$; $\lambda = 1/2$ для холодного пучка.

Параметр $a_e \gg 1$. Поэтому вновь рождающиеся электроны быстро («взрывным» образом с временем «взрыва» $\tau_0 \approx X^{1/2}/a_e < 1$) приобретают энергию $\sim Y_m \sim a_e^2/X$. При $\tau \geq 1$ рост концентрации происходит почти линейно: $n \sim \tau^{\xi}$ ($\xi \approx 1$). Таким образом, если условия применимости системы (5.58) выполняются при $t \sim \tau_R$, то максимум концентрации в ППР при $\theta_0 > \theta_R$ определяется как

$$n_{\max} \approx a_e^2 n_{*,0} \tau_R \sim n_b \epsilon_b N / v_{R\perp}. \quad (5.59)$$

Следует подчеркнуть, что это выражение может быть получено и из условия Таунсенда: $v_{ion}(Y_m(n_{\max})) \approx v_{i,0} Y_m \geq \tau_R^{-1}$ [343].

С увеличением концентрации нейтрального газа (понижением высоты) наступает момент, когда $Y_m(n_{\max}) < 1$. При этом ионизация производится надтепловыми электронами. Если $N_{md} > N > N_L$ и $T_e \ll e_{ion}$, то, согласно (4.128), $n = n v_{ion}^{(t)} \approx Q_i / 2e_{ion} \approx \gamma_b W_0 / 2e_{ion}$ и условие Таунсенда принимает вид

$$\gamma_b = \frac{W_0}{2n e_{ion}} < \tau_R^{-1}. \quad (5.60)$$

Наконец, при $N > N_{md}$ [см. формулу (5.12)] эволюцию ППР определяют квазилинейные эффекты.

5.3.2. «Квазилинейный» режим ППР

При $N > N_{md}$ (и $n > n_*$), как нетрудно убедиться, выполняется неравенство $v > v_c$ (см. п. 4.2.2, а при $v_{ion} \gg 0,1$ в также и (5.9)). Таким образом, плотность энергии колебаний равна $(v_g \sim u_b) W_0^{(i)} \approx n_b \epsilon_b (v_c / \Delta v_{ion})$. Параметр $\hat{W}_0^{(i)} \equiv W_0^{(i)} / n e_{ion} \sim \frac{n_*}{n} \frac{v_c}{\Delta v_{ion}}$, определяющий \bar{e} , зависит от концентрации неявным образом: $\hat{W}_0^{(i)} \sim n^{-3/2} / v_{ion} (\bar{e}(n))$. Пусть $W_0^{(i)} \gg 10^{-2}$. Тогда эволюцию разряда, как и в предыдущем параграфе, можно описать уравнениями баланса энергии и ионизации. Не составляет труда провести расчет $n(t)$ и в этом случае. По-прежнему, n_{\max} можно определить из условия Таунсенда: $v_{ion}(Y_m(n_{\max})) \approx \tau_R$. Однако, так как $Y_m \sim n^{-3/2}$ и $v_{ion} \sim \sqrt{Y_m} - 1$ при $Y_m \rightarrow 1$, то с ростом n прежде нарушается условие (5.9), так что $W_0 \rightarrow W_0^{(c)} \approx n_b \epsilon_b \cdot (v_c/v)^{1/2} \cos^2 \theta_0$.

При $W_0^{(c)}/n\epsilon_{ion}$ получаем [154, 343]

$$Y_m = 1 + \frac{10}{\sqrt{0,25\epsilon_{ion}}} \frac{W_{QL}^{(c)}}{n\epsilon_{ion}} \leq 2, \\ \frac{n_{max}}{n_*} \simeq 10 \left(\frac{n_b}{10^3} \right)^{2/5} v_{R\perp}^{-1/5} \left(\frac{N}{N_{Md}} \right)^{2/5} \text{ при } \theta_0 > \theta_R. \quad (5.61)$$

Эти результаты справедливы, пока $(\Delta u/u)_c \geq 0,1$ или при [154, 343]

$$N < N_c \simeq 2 \cdot 10^{13} n_b / \sqrt{n}. \quad (5.62)$$

В противном случае кинетическая неустойчивость не развивается и следует учитывать только гидродинамическую пучковую неустойчивость. При этом также можно пренебречь выносом, так как $\theta_R \rightarrow \pi/2$.

Развитие гидродинамической неустойчивости контролируется условиями (5.10) и $\gamma_h > \nu$. При их выполнении соударения не влияют на развитие и насыщение неустойчивости. Аналогично предыдущему можно определить n_{max} и в этом случае, подставив в уравнение (5.58) соответствующее выражение для плотности энергии колебаний. Более интересно, однако, определить предельную концентрацию нейтрального газа, при которой возможна генерация достаточно интенсивных колебаний. Подставив (5.22) в (5.10), найдем зависимость от концентрации нейтрального газа минимальной концентрации плазмы, требуемой для выполнения условия насыщения неустойчивости (при $\theta_0 \gg \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^{1/2}$):

$$n_{min}(N) = 4 \cdot 10^6 (N/10^{13})^2 \left(\frac{10^3}{n_b} \right)^{2/2} \\ (v_{ion} \sim 3 \cdot 10^{-8} N). \quad (5.63)$$

При $N > N_0 \simeq 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ имеем $n_{min}(N) > n_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ и несмотря на то, что $\gamma_h > \nu$, уровень ленгмюровских колебаний в диапазоне частот $f < f_p(n_{min})$ будет низок по сравнению с таковым при $n > n_{min}$. Это, однако, справедливо лишь тогда, когда $v_{ion} > v_{ion}^{(h)}$ в течение всего промежутка времени возрастания концентрации от n_0 до n_{min} . Если же $n_b/n < \gamma_h^2/\omega_p \nu \Lambda$, то темп ионизации электронами пучка относительно невысок:

$$v_{ion}^{(b)} = \frac{n_b}{n} v_{ion}(e_b) \approx \frac{n_b}{n} \nu < v_{ion}^{(h)}.$$

Если при этом плотность энергии колебаний при насыщении неустойчивости достаточно велика, так что $v_{ion}(e) > v_{ion}^{(h)}$, то уровень колебаний и темп роста концентрации (от n_0 до n_{min}) могут быть модулированы во времени.

Действительно, если $v_{ion}(T_e(n)) < v_{ion}^{(h)} < v_{ion}(Y_m)$, реализуется режим релаксационных колебаний, а именно: после насыщения неустойчивости ($E_0 \sim E_0^{(h)}$) происходит разогрев электронов ($Y \rightarrow Y_m$) и увеличение темпа ионизации, что приводит к срыву неустойчивости, и уровень колебаний уменьшается. Вслед за этим происходит охлаждение плазмы, так что $v_{ion} < v_{ion}^{(h)}$ и т. д. (этот случай аналогичен волне нагрева, см. п. 4.2.2). Характерные времена этого процесса определяются временами нагрева τ_H и охлаждения $\tau_T \sim 10 v_T^{-1}$ (времена насыщения колебаний $\sim \Lambda/\gamma_h$ и их затухания $\sim 1/v_T$ малы). При этом скорость распространения волны нагрева определяется, очевидно, как $u_T^{(*)} \simeq l_{rel}/\tau_H \simeq u_b v_T n_*/n \omega_p$.

Верхняя граница диапазона концентраций нейтрального газа, где возможно возбуждение колебаний (пучково-плазменный разряд), определяется условием [154, 343]

$$n_{\min}(N_{\max}) = n_{\max}^{(0)} = n_b (u_b/\Delta u)_0^3,$$

где $(\Delta u/u_b)_0 \sim \Delta\theta_0 \sim 0,03$ — начальная дисперсия скоростей в пучке.
Отсюда

$$N_{\max} \simeq 3 \cdot 10^{13} (n_b/10^3)^{1/2}. \quad (5.64)$$

5.4. МОДЕЛЬ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ОКОЛОРАКЕТНОЙ ОБЛАСТИ

5.4.1. «Осцилляторные» моды

Для построения модели ППР в условиях активных экспериментов необходимо прежде всего учесть неустойчивости пучка, связанные с неравновесностью распределения по поперечным скоростям ($\partial f_b/\partial v_{\perp} > 0$). В условиях экспериментов реализуются практически любые значения питч-углов инъекции $\theta_0 \in (0, \pi)$, и вклад этих неустойчивостей должен быть включен в модель ППР в околоракетной области. Таким образом, заменим $f_{\perp}(v_{\perp})$ на $f_{\perp}(v_{\perp} - v_{\perp b}/\Delta v_{\perp})$, где $v_{\perp b} = v_b \sin \theta_0$ и $\Delta v_{\perp} \simeq v_b \Delta\theta_0$. При $\sin \theta_0 \gg \Delta\theta_0$ и $\theta_0 < (n_b/n)^{1/2}$ можно заменить $f_{\perp} \rightarrow \delta(v_{\perp} - v_{\perp b}) \times \times 2\pi v_{\perp b}^{-1}$, так что имеем неустойчивость газа осцилляторов (п. 4.1.3 и 4.2.1).

Как следует из п. 4.2.1, в однородном случае возбуждаются колебания практически с любым отношением $\xi_0 \equiv k_{\perp} v_{\perp b} / \omega_c$. Учет радиальной неоднородности пучка $\Delta r \sim \rho_{\perp} \sim v_{\perp b} / \omega_c$ для таких колебаний довольно сложен и поэтому мы ограничимся случаем относительно коротковолновых колебаний $\xi_0 \gg 1$, когда неоднородность менее существенна. Подчеркнем, что это ограничение практически не влияет на конечные результаты, так как в наиболее интересном случае ($\omega_p/\omega_c \gg 1$) максимальным инкрементом обладают колебания с частотой вблизи двойного плазменного резонанса $\omega \simeq \Omega_{UH} \simeq \omega_p \simeq s\omega_c$, для которых $\xi_0 \sim \omega/\omega_c \sim s \gg 1$ [см. формулы (4.39) и (4.42)]. Нетрудно убедиться, что коэффициент усиления колебаний при их выносе поперек пучка ($\Gamma_{\text{osc}} \equiv \gamma_{\text{osc}} \rho_{\perp} (\partial \omega_k / \partial k_{\perp})^{-1}$) для $I_b \gg 10^{-2}$ А и $\theta_0 > 60^\circ$ достаточно велик: $\Gamma_{\text{osc}} \gg \Lambda$, так что влияние радиальной неоднородности на развитие осцилляторной неустойчивости практически несущественно. Подчеркнем, что инкременты последней значительно меньше инкремента потоковой неустойчивости ($\gamma_{\text{osc}} < \gamma_h$).

Как следует из (4.51) и (4.52), максимальное энергосодержание следует ожидать при $\theta_0 \rightarrow \theta_{\max}$, где $\theta_{\max} < \pi/2$. Последнее является следствием продольной ограниченности пучка при инъекции поперек магнитного поля. Действительно, чтобы для оценки

уровня колебаний можно было воспользоваться выражением (4.52), продольный размер пучка Δz должен удовлетворять условию $\Delta z k_z^* \gg 1$.

Подставляя $\Delta z_{\text{osc}} \Lambda v_b \Delta \theta_{\text{ef}} / \gamma_{\text{osc}}$, где $\Delta \theta_{\text{ef}} = [(\Delta \theta_0)^2 + (\pi/2 - \theta_{\text{max}})^2]^{1/2}$, получаем следующее ограничение:

$$\Delta \theta_{\text{ef}} > \Delta \theta_{\text{ef}}^{(*)} \simeq \frac{3}{\Lambda} \frac{\omega_c}{\omega_p} \left(\frac{\gamma_{\text{osc}}}{\omega_c} \right)^{1/2}.$$

Ограничение на Δz возникает также из условия зажигания разряда, а именно: $\tau_{D\parallel} \sim \Delta z / c_s > \max(\tau_n, \nu_{\text{ion}}^{-1})$, где время нагрева при $n < n_*$, составляет $\tau_n \sim \Lambda / \gamma_{\text{osc}}$. Отсюда следует неравенство (при $\tau_n < \nu_{\text{ion}}^{-1}$)

$$\Delta \theta_{\text{ef}} > \Delta \theta_{\text{ef}}^{(**)} \simeq \frac{\gamma_{\text{ion}}}{\nu_{\text{ion}} \Lambda} (\mu \epsilon_{\text{ion}} / \epsilon_b)^{1/2}.$$

Полагая $\gamma_{\text{osc}} < \omega_c \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $\nu_{\text{ion}} \sim 0,1 \nu \gg 10^3 \text{ с}^{-1}$, имеем $\Delta \theta_{\text{ef}}^{(**)} \leq \Delta \theta_{\text{ef}}^{(*)} \leq 0,1$ и, таким образом, $\theta_{\text{max}} = \pi/2 - \Delta \theta_{\text{ef}}^{(*)} \sim 80^\circ$.

При $\gamma_{\text{osc}} < \omega_c$ критической для подавления неустойчивости является концентрация нейтрального газа $N_{\text{max}}^{(\text{osc})}$, определяемая условием $\nu(N \geq N_{\text{max}}^{(\text{osc})}) \geq \gamma_{\text{osc}}$ или [154, 343] $N_{\text{max}}^{(\text{osc})} \simeq 3 \cdot 10^{12} \times (n_b / 10^3)^{1/2}$, т. е. осцилляторная неустойчивость стабилизируется гораздо раньше пучковой.

Плотность плазмы в разряде на высотах, где $N \ll N_{\text{max}}^{(\text{osc})}$ можно определить из условия Таунсенда, в котором «время потерь» электронов из разряда при $\theta_0 \rightarrow \pi/2$ определяется продольной диффузией $\tau_{D\parallel}$, а при $\theta_0 < \theta_{\text{max}}$ — выносом. В результате имеем

$$n_{\text{max}} \simeq 10^2 n_b \left(\frac{\epsilon_b}{\epsilon_{\text{ion}}} \right) \left(\frac{N}{10^{11}} \right) v_{\perp R}^{-1} \sin^3 \theta_0; \quad \theta_0 \leq \theta_{\text{max}}. \quad (5.65)$$

5.4.2. Модуляция скорости выноса вращением ракеты

Существенным для ракетных экспериментов является вращение ракеты, которое модулирует скорость перемещения пучка поперек силовых линий геомагнитного поля. Последняя равна [87, 154, 343]

$$v_{\text{вынос}} \equiv v_{\perp B} = [v_{\perp R}^2 + (\rho_b \omega_R)^2 \sin^2 \theta_0 + 2 v_{\perp R} \rho_b \omega_R \sin \theta_0 \cos \tilde{\psi}_R]^{1/2},$$

где $T_{\text{вр}} = 2\pi / \omega_R$ — период вращения ракеты; $\tilde{\psi}_R$ — угол между скоростью ракеты поперек $\mathbf{B}_0(v_{\perp R})$ и скоростью вращения центра ларморовской окружности вокруг ракеты ($\Delta \mathbf{v}_{\text{вр}} = \rho_b \times \omega_R$). Этот угол определяет фазу вращения (инжекции): $\tilde{\psi}_{0R} = \tilde{\psi}_R - \omega_R t$. Момент $\tilde{\psi}_R = \pi$, когда скорость выноса минимальна ($\tilde{\psi}_{0R} = \tilde{\psi}_{\text{опт}}$), достигается при инжекции вдоль $v_{\perp R}$ (АРАКС) или в противоположном направлении («Зарница-2») [154, 343].

Таким образом, во всех формулах, где фигурирует $v_{\perp R}$, необходимо заменить $v_{\perp R}$ на $v_{\perp B}$ (в условиях АРАКС, например, $|v_{\perp B} - v_{\perp R}| \approx 0,3$). Иначе говоря, при $\theta_0 > \theta_R$ параметры ППР в околоракетной области зависят не только от питч-угла, но и фазы инжекции.

5.4.3. Высотная зависимость

Определяя изменение концентрации нейтральной атмосферы с помощью рис. 1.2, получим, что сильнотурбулентный режим раз-

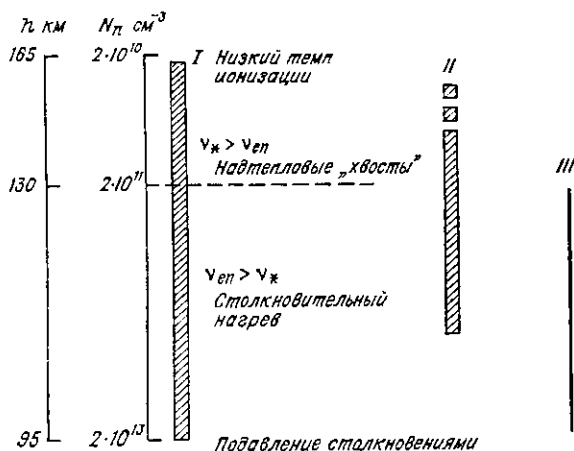


Рис. 5.3. Диапазон высот h и концентраций нейтрального газа N_n , в котором возможно зажигание ППР.

I — модель Мишина и Ружина (1978, 1980 гг.); II — лабораторный эксперимент Берштейна и др.; III — эксперименты «Эксид» и «Пресид».

ряда имеет место на высотах $h > h_{Md}(N_{Md}) \approx 130$ км; режим начальной стадии $n < n_*$ — при $h > h_*(N_*) \approx 160$ км. Преобладание диффузионных потерь (в сравнении с выносом) при любых питч-углах начинается с высоты $h \leq 110$ км (здесь пропадает зависимость от фазы вращения). Кинетическая пучковая неустойчивость подавляется соударениями на высотах $h(N_c) \leq 105 \dots 110$ км, гидродинамическая — при $h \leq h_{min}(N_{max}) \leq 95$ км. Осцилляторная неустойчивость стабилизируется соударениями на высотах $h_{osc} \leq 105$ км. Верхняя граница для зажигания разряда соответствует высоте $h_{max}(N_{min}) \approx 160 \dots 180$ км. Выше h_{max} плотность плазмы остается порядка фоновой, здесь процесс взаимодействия пучка с плазмой носит всплесковый характер на протяжении всего времени инжекции.

Продольный размер ППР изменяется с высотой. В сильнотурбулентном режиме $l_{||}(n_{max})$ составляет сотни метров (при $\theta_0 \geq \theta_c$). В то же время полный размер области генерации колебаний со-

ставляет десятки километров. Это легко понять, если учесть, что $l_{\text{мд}} \sim (\Delta u / u_b)^{a_l}$ и $W_L \sim (u_b / \Delta u)^{a_w}$, где $a_l > a_w > 1$ (напомним, что в бесстолкновительном режиме (см. п. 4.3.3) $W_L \sim \gamma_b \sim (u_b / \Delta u)^2$; $l_{\text{мд}} \sim (\Delta u / u_b)^4$). Так как темп ионизации определяется в конечном счете уровнем колебаний W , то характерный размер и концентрация плазмы определяются однозначно дисперсией пучка или, что то же самое, долей теряемой им энергии. Выше под размером разряда («стационарного») понимался размер, на котором пучок теряет около 10 % энергии.

В заключение приведем рис. 5.3 [328], на котором схематически изображены режимы ППР [154, 343] в зависимости от высоты инжекции.

5.5. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ

5.5.1. Оптическое излучение

Зажигание ППР, по определению, сопровождается значительным увеличением, по сравнению с одночастичным, темпа ионизации и возбуждения нейтральных компонент ионосферы, что приводит к усилению оптического излучения. Определим поток оптического излучения из области разряда [106, 154]. Для этого примем, что излучение генерируется в области размерами $l_{\parallel} \simeq l_{\Sigma} = u_T \tau_{\text{osc}} \gg l_{\text{rel}}$ и $\rho \simeq \rho_d$ с плотностью плазмы $n = n_r$, электронной температурой $T_e = T_r$ и надтепловыми электронами (энергии $\epsilon \gg \epsilon_{\text{min}}$, концентрация n_t).

Число квантов в оптическом диапазоне длин волн ($\epsilon_{\lambda} = \hbar \times \times 2\pi c / \lambda \leq \epsilon_{\text{ion}}$), излучаемых в единице объема в 1 с, равно

$$\frac{dF_{\text{опт}}}{d^3r} = N \sum_{\lambda} \int \sigma_{\lambda}(\epsilon) v f_{\epsilon}(v) d^3v \equiv \bar{v}_{\lambda} n_{\lambda},$$

где σ_{λ} — сечение неупругих $e - n$ соударений с излучением кванта с энергией ϵ_{λ} ; n_{λ} — концентрация частиц с энергией $\epsilon > \epsilon_{\lambda}$.

Плотность потока излучения из ППР на расстоянии $R \gg l_{\Sigma}$, ρ_d в изотропном случае и в отсутствие поглощения равна

$$\frac{F_{\text{опт}}}{4\pi R^2} = \left(\frac{dF_{\text{опт}}}{d^3r} \right) \rho_d^2 l_{\Sigma} (4R^2)^{-1}.$$

Предположим, что $T_r > \epsilon_{\lambda}$. Тогда $n_{\lambda} = n$ и $\bar{v}_{\lambda} \simeq v_n(T_r)$. (Если же $T_r < \epsilon_{\lambda} < \epsilon_{\text{min}}$, то $\bar{n}_{\lambda} = n_t$ и $\bar{v}_{\lambda} \simeq v_n(\epsilon_{\text{min}})$). В результате имеем

$$F_{\text{опт}} \simeq n v_n(T_r) \pi \rho_d^2 l_{\Sigma} \simeq 3 \cdot 10^{19} \left(\frac{N}{10^{10}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_r(N)}{\epsilon_{\text{ion}}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_b}{10^3} \right)^{1/2};$$

$$N < N_{\text{мд}}.$$

Отсюда получаем кпд трансформации энергии пучка в оптическое излучение [154, 341]

$$\eta_{\text{опт}} = \sum_{\lambda} \frac{F_{\text{опт}} \varepsilon_{\lambda}}{I_{be} b/e} \simeq 10^{-2} (N/10^{10})^{1/2} (n_b/10^3)^{1/2} \left(\frac{T_r(N)}{\varepsilon_{\text{ion}}} \right)^{1/2};$$

$$N < N_{\text{Мд}}. \quad (5.66)$$

Видно, что при $N < N_{\text{Мд}}$ поток оптического излучения из ППР почти не меняется с изменением N , так как с увеличением концентрации нейтралов (и увеличением n) уменьшается температура и объем разряда. При этом $\eta_{\text{опт}} \geq 10^{-2}$. При больших ($N > N_{\text{Мд}}$) концентрациях $l_{\Sigma} \sim l_{\text{QL}}^{(c)} \sim 1/v \sim 1/N$ ($\theta_0 > \theta_R$) и $F_{\text{опт}} \sim n_{\text{max}} \sim N^{2/3}$ до тех пор, пока $T_r(n_{\text{max}}) > \varepsilon_{\lambda}$. При этом $\eta_{\text{опт}}$ также составляет порядка 1 %. Таким образом, плотность потока на расстояниях около 300 км составляет порядка 10^4 квант/см²·с, что сравнимо с блеском звезды 6...7 величины.

5.5.2. Радиоизлучение из ППР

Уровень электростатической турбулентности в области ППР достаточно высок. Поэтому следует ожидать излучение электромагнитных (радио) волн из области разряда, как это и наблюдается в лабораторных экспериментах (например, [45, 229, 254, 385]).

Одним из наиболее эффективных механизмов трансформации ленгмюровских колебаний в электромагнитные волны, как известно [205], является конверсия на НЧ-флуктуациях плотности¹: $l+s \rightarrow t$. При этом частота излучаемой волны составляет порядка f_p . Первые оценки потока радиоизлучения из области генерируемой пучком сильной ленгмюровской турбулентности были сделаны в работе [57], где полагалось, что флуктуации плотности созданы турбулентностью $(\delta n/n)_{\text{e}} \approx W_L/nT_e$, а при получении мощности излучения использовалось фактически приближение слабой турбулентности. Более последовательный подход применен в работах [54, 55, 130]. В последней работе при расчете излучаемой мощности использовалась та же гипотеза, что и при получении v_{ef} (см. п. 4.3.2), а именно: «размешивание» фаз длинноволновых ($k \sim k_L$) плазмонов при рассеянии на флуктуациях плотности, темп которого $v_{\text{сог}} \sim v_{\text{ef}} \sim \omega_p (|\delta n/n|^2)^{1/2} \sim \omega_p W_L/nT_e$ [см. формулу (4.100)]. При этом мощность излучения из единицы объема равна [130]

$$\frac{d}{dt} W_{fp}^{(t)} \simeq \frac{\omega_p}{4} W_L (W_L/nT_e) \left(\frac{v_e}{c} \right)^3. \quad (5.67)$$

(Отметим, что формула (5.67) практически совпадает с результатом [54, 57].)

¹ Прекрасной иллюстрацией этому служит рис. 5.4 [385], из которого видно, что электромагнитное излучение становится заметным при развитии ионно-звуковой турбулентности.

Для сравнения с экспериментом необходимо определить спектральную плотность потока радиоизлучения

$$P_{fp} \simeq \frac{d}{dt} W_{fp}^{(t)} \pi r_d^2 l_z / R^2 \Delta \Omega \Delta f,$$

где $\Delta \Omega$ — телесный угол, в котором распространяется излучение; Δf — ширина излучаемого спектра. Важной характеристикой является также КПД трансформации энергии пучка в радиоизлучение

$$\eta_{fp} = \frac{d}{dt} W_{fp}^{(t)} \pi r_d^2 l_z / l_b (e_b/e). \quad (5.68)$$

В результате получаем [57, 154], что на расстояниях $R \simeq 300$ км характерные потоки радиоизлучения на частотах $f \sim f_{p_{\max}} \gtrsim 30$ МГц составляют $10^{-21} \dots 10^{-20}$ Вт/м² Гц (при $\Delta f/f \sim \sim W_L/nT_e$ и $\Delta \Omega \sim 4\pi$), а η_{fp} достигает нескольких процентов.

Для излучения на двойной плазменной частоте (процесс $l+l \rightarrow t$) имеем [54, 55, 130]

$$\frac{d}{dt} W_{2fp}^{(t)} \simeq 0,1 \omega_p W_L \left(\frac{v_e}{c} \right)^5. \quad (5.69)$$

Из (5.67) и (5.69) следует, что при $W_L/nT_e > (v_e/c)^2$ доминирует излучение на первой гармонике плазменной частоты. Это неравенство в условиях ПР в околоракетной области заведомо выполняется.

Радиоизлучение на первой и второй гармониках плазменной частоты является, можно сказать, традиционным типом радиоизлучения космической плазмы (см. [92]), особенно в задачах о распространении в немагнитной плазме пучка электронов.

Относительно мало используемыми являются механизмы генерации радиоизлучения на частотах $\omega \gg \omega_p$ и $\omega \simeq 2\omega_p \lesssim 2\Omega_p$. Первый из них связан с нелинейным (переходным) излучением электронов пучка в плазме с низкочастотными коротковолновыми ($k_s \gg \omega_p/v_b$) флуктуациями плотности ионно-звукового типа (см., например, [205]). Он применялся в задачах взаимодействия электронного пучка с околоземной плазмой для объяснения километрового излучения Земли [359] и так называемого радиоизлучения

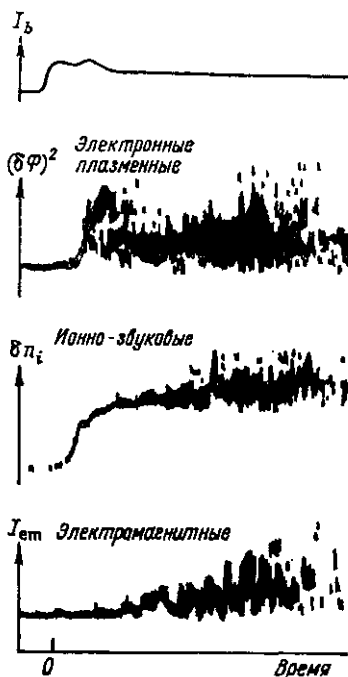


Рис. 5.4. Динамика характерных мод в пучково-плазменной системе. Генерация электромагнитных волн связана с развитием ионно-звуковой турбулентности при наличии интенсивных плазменных волн.

авроральной ионосферы (РАИ) (см. п. 1.8) [90]. В этих работах источник НЧ-флуктуаций рассматривался независимым от пучка. В работе [149] обращено внимание на то, что в сильной ленгмюровской турбулентности этим источником является сама турбулентность.

Характерные частоты спектра излучения определяются соотношением (для нерелятивистского случая) $\omega_t = k_s v$.

При $k_s \ll r_D^{-1}$ имеем $\omega_t \ll \omega_p (\epsilon_b / T_e)^{1/2}$. Интенсивность переходного излучения определяется в рамках слабой турбулентности в работе [205] [аналогично формулам (4.75), (4.79)].

В результате получаем

$$\frac{d}{dt} W_{\omega_t} \simeq \frac{\omega_p}{8\pi} \left\langle \left| \frac{\delta n_s}{n} \right|^2 \right\rangle \left(\frac{T_e}{mc^2} \right) (T_e / \epsilon_b)^{1/2} n_b T_e \quad (5.70)$$

(предполагается $\Delta u \ll u_b$, $(\Delta k/k)_s \ll 1$).

Так как $(\delta n/n)_s \ll 0,1$, отсюда получаем, что поток излучения, как минимум, на порядок меньше, чем определяемый формулой (5.67).¹

К генерации радиоволн в диапазоне $\omega \leq 2\Omega \ll \omega_c$ (вистлеры) приводят процессы слияния и рассеяния на частицах нонно-звуковых колебаний. Этот механизм впервые привлекался в работе [115] для объяснения результатов экспериментов [113]. В случае изотропной звуковой турбулентности доминирует процесс слияния, в котором излучается волна на удвоенной звуковой частоте $\omega_t \simeq 2\omega_s$. В наиболее простом для вычислений случае коротковолновой ($k_s r_D \sim 1$) звуковой турбулентности интенсивность свистовых волн нарастает следующим образом [115] (см. также работу [111]):

$$\frac{(\delta B_q)^2}{8\pi n T_e} \simeq \left| \frac{\partial n_s}{n} \right|^4 \left(\frac{T_e}{Mc^2} \right) \Omega_p t, \quad (5.71)$$

где \mathbf{q} — волновой вектор излучаемого вистлера $\left(q^2 \simeq \frac{2\Omega_p}{\omega_c} \frac{\omega_p^2}{c^2} \right)$.

Так как область турбулентности (генерации) ограничена, максимальная амплитуда вистлера определяется временем пролета через эту область: $\delta B_q^2 \sim \tau_q \simeq \min(l_z / v_{q\parallel}, r_d / v_{q\perp})$, где $v_q = \partial \omega_q / \partial q \simeq c(2\mu \omega_c / \Omega_p)^{1/2} q$. При $l_z \gg r_d$ из (2.88) при $\tau_{osc} \sim 10^2 \Omega_p^{-1}$ получаем $\Omega_p \tau_q \sim 10^2 u / v_{q\parallel} \sim 10^2$ и

$$\delta B_q \sim \left| \frac{\delta n_s}{0,1} \right|^2 \left(\frac{T_e}{100} \right) \left(\frac{n}{10^7} \right)^{1/2} 10^{-6}, \quad (5.72)$$

что значительно превышает типичные амплитуды свистовых волн, регистрируемых в естественных условиях (см., например, [138]).

¹ Отметим, что широкополосное радиоизлучение из пучково-плазменной системы на частотах $\omega \gg \omega_p$, наблюдаемое в экспериментах [317], интерпретируется авторами [317] указанным образом.

5.5.3. Затухание (пробной) ВЧ-волны в области ППР

В активных экспериментах информация с борта КА передается на Землю радиосигналами высокой ($\geq 10^2$ МГц) частоты [телеметрические (ТМ) сигналы]. Хорошо известно [205], что при распространении электромагнитной (t) волны в турбулентной плазме происходит ее эффективное затухание из-за трансформации в электростатические моды и комбинационного рассеяния (одной из первых в этой области была работа [261]); среди последних публикаций отметим [37, 38]).

В интересующем нас случае $\omega_t = k_t c \gg \omega_p$ затухание t волны, как легко показать, связано с комбинационным рассеянием:

$$v_{\text{ef}}^{(\text{KM}\delta)}(\omega, \mathbf{k}) \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\omega_p^4}{\omega^4} \sum_{\sigma=l, s} \frac{dk'}{(2\pi)^3} \frac{W_{\sigma}(k')}{nT_e} \left\{ \frac{|\mathbf{k} - \mathbf{k}', \mathbf{e}_t|^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} \times \right. \\ \left. \times \delta \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{c^2 (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2}{\omega^2} \right] + (\mathbf{k}' \rightarrow -\mathbf{k}') \right\}, \quad (5.73)$$

где $\mathbf{e}_t = \mathbf{E}_t / |\mathbf{E}_t|$.

В случае изотропной турбулентности отсюда получаем

$$v_{\text{ef}}^{(\text{KM}\delta)} \simeq \frac{\pi}{4} \frac{\omega_p^4}{\omega^2 c} \sum_{\sigma} \int_{k_{\min}^{(\sigma)}}^{2\omega/c} d\xi \xi W_{\sigma}(\xi) / nT_e.$$

Пусть $k_0 \sim \omega_p / u < 2\omega_t / c < k_L$ или $10^{-2} < \omega_p^2 / \omega_t^2 \equiv n / n_c < 8\epsilon_b / mc^2 \simeq \simeq 1/\epsilon_b$, тогда в рассеянии участвуют только длинноволновые

($k \sim k_0$) колебания, и $v_{\text{ef}}^{(\text{KM}\delta)} \simeq \frac{\omega_p^3}{\omega_t^2} \frac{u}{c} \frac{W_p(k \sim k_0)}{nT_e}$. Коэффициент затухания равен (при $n_b / n \geq 10^{-4}$, $\epsilon_b / T_e \geq 10^3$) [18]

$$\max \text{Im } k_t \simeq \frac{v_{\text{ef}}^{(\text{KM}\delta)} l_{\Sigma}}{c} \simeq \frac{n_b}{n_c} \left(\frac{u_b}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_b}{T_e} \frac{\omega_p}{\gamma_b} \simeq 3\hat{\epsilon}_b^3,$$

т. е. амплитуда ТМ-сигнала уменьшается примерно в 10 раз. С уменьшением n (ростом высоты) увеличивается плотность энергии колебаний, участвующих в рассеянии ($k \rightarrow k_L$), поэтому $\text{Im } k_t$ почти не изменяется до тех пор, пока $n/n_c \geq 10^{-2}$.

5.5.4. Ускорение электронов пучка в ППР

Как отмечалось, в нарастающей плазме разряда происходит нарушение резонанса между волной и пучком из-за изменения фазовой скорости волны: $\omega(t)/k_0 \simeq \sqrt{n(t)/n(t_0)} u_b$. Иными словами, фазовая скорость волны растет со временем, как при движении волны в плазму с возрастающей в пространстве концентрацией

(см. п. 4.1.14). Таким образом, по аналогии можно ожидать ускорения частиц пучка в нарастающей плазме ППР. Особенно наглядно этот эффект должен проявляться в «импульсном» ППР, в котором $\dot{n} > 0$ все время инжекции ($t \leq \tau_R$). Чтобы описать его, воспользуемся квазилинейным уравнением (4.54) для $v \geq u_b$ (аналогично неоднородной задаче):

$$\frac{d}{dt} f_b(v) = v_c \frac{2\omega_p}{m} \frac{\partial}{\partial v} \frac{W(\omega/k=v)}{v} \frac{\partial f_b}{\partial v}. \quad (5.74)$$

Предположим, что $v_{\text{ion}} \ll v_c$ и пучок релаксирует как в стационарном случае (возбуждаемая турбулентность успевает «подстроиться» под адиабатическое изменение концентрации), т. е. $W(\omega/k \leq u_b) = W^{(0)}(\omega/k)$. Так как фазовая скорость колебаний $v_0 \approx \omega_p/k$ растет пропорционально $\sqrt{n(t)}$, «поток» энергии в область больших $(\omega/k > u)$ фазовых скоростей равен $Q_n(v)|_{v=u} = (\dot{n}/2n) \times \times W^{(0)}(u)$. В результате столкновительного затухания, непрерывного возбуждения резонансных $(\omega/k \sim u_b)$ колебаний и переноса в область $\omega/k > u_b$ устанавливается стационарное распределение шумов в области фазовых скоростей, больших скорости пучка:

$$W(v) = W^{(0)}(u) \exp(-v\tau(v, v_0)). \quad (5.75)$$

Здесь $\tau(v, v_0)$ определяется из уравнения «характеристики» $v(t) = v_0 + \int_t^{t_0} \dot{v}(t') dt'$. В случае $v \gg v_{\text{ion}}$ можно аппроксимировать $\tau(v, v_0)$ как $2v_{\text{ion}}^{-1}(v/v_0 - 1)$.

Подставляя (5.75) в (5.74), получаем для $f_b(v)$ уравнение диффузии с коэффициентом диффузии

$$D(v) \simeq v_c \frac{2\omega_p}{m} W^{(0)}(u) \exp\left[-2\left(\frac{v}{u} - 1\right)v/v_{\text{ion}}\right] \sim \\ \sim \exp\left[-\frac{2v}{v_{\text{ion}}} \frac{v}{u_b}\right].$$

Таким образом, можно заключить, что максимальная скорость ускоренных частиц будет близка величине $v_{\text{max}} = u_b(1 + v_{\text{ion}}/2v)$. При типичном для стационарного разряда отношении $v_{\text{ion}}/v \sim \sim 0,1 \dots 0,2$ приращение энергии может достигать $\Delta\epsilon_b/\epsilon_b \simeq \simeq v_{\text{ion}}/v \sim \sim 0,1 \dots 0,2$. В то же время на начальной стадии зажигания разряда, когда v_{ion} достигает $\sim v$, эффект ускорения может быть значительным. Однако в этом случае спектр $W(v)$ не удастся представить в таком простом виде, как (5.75), и необходимы численные расчеты.

Отметим, что данные, которые можно интерпретировать как ускорение электронов пучка на $\Delta\epsilon \approx 1$ кэВ $\approx 0,15\epsilon_b$, получены, например, в экспериментах «Зарница-1, -2» в оптических наблюде-

ниях нижнего края искусственных полярных сияний [3] (см. рис. 6.5). В заключение отметим, что важным следствием сильной ленгмюровской турбулентности в ППР является также упругое рассеяние электронов пучка (см. п. 4.3.3). Действительно, сравним величину v_θ [см. формулу (4.115)] с

$$v_\theta^{(ст)} \sim v_b (2\epsilon_{ion}/\epsilon_b) \sim 3 (N/10^{10}) \hat{\epsilon}_b^{-3/2}.$$

При $n \geq n_0 \simeq 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e/\epsilon_b \sim 10^{-2} \dots 10^{-3}$ отношение $v_\theta/v_\theta^{(ст)} \sim (10^{10}/N) (10^3 \dots 10^2)$, т. е. поток рассеянных «назад» электронов пучка на высотах $h > 150 \text{ км}$ должен превышать на 2—3 порядка рассчитанный в одночастичном приближении (см. гл. 3).

ВОЗМУЩЕНИЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ИОНОСФЕРНЫХ ПУЧКОВ В АКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Новый этап в изучении космоса открыли управляемые (активные) эксперименты с инжекцией энергичных частиц в околоземном космическом пространстве. Ниже рассмотрены результаты экспериментов с инжекцией электронных пучков в ионосфере.

Впервые контролируемая инжекция мощного электронного пучка с борта ракеты проведена группой Хесса [301] в 1969 г. Основным результатом этого эксперимента является создание искусственного полярного сияния на расстоянии около 150 км от точки инжекции. Лучи сияния, вызванные четырьмя наиболее мощными импульсами инжекции (ток пучка $I_b = 0,5$ А, энергия электронов $\epsilon_b = 8,7$ кэВ), были зарегистрированы наземными телевизионными камерами.

Целью второго ракетного эксперимента с электронным пучком (апогей — около 350 км, $I_b = 0,07$ А, ϵ_b от 35 до 45 кэВ) [249, 297] был перехват электронов, отразившихся в магнитно-сопряженном полушарии — «электронного эха». Этот эксперимент подтвердил основной результат исследования [301], что электронный пучок способен проходить большие расстояния без заметных потерь энергии. Было также зарегистрировано спонтанное излучение электронов пучка на расстоянии нескольких километров от точки инжекции.

Советская программа активных экспериментов с электронными пучками начата в 1973 г. экспериментом «Зарница-1», целью которого являлось создание искусственного полярного сияния и отработка методики [248]. Эксперимент продемонстрировал возможность инжекции достаточно интенсивного пучка электронов с борта ракеты в ионосферу без искусственной компенсации заряда пучка. Получено около 300 снимков искусственного полярного сияния (ИПС), исследована эволюция лучей ИПС. Были обнаружены и новые явления, связанные с сильным возмущением ионосферы в околоракетной области. Опишем эти результаты эксперимента «Зарница-1» более подробно.

6.1. ВЧ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ И ДРУГИЕ НЕОЖИДАННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «ЗАРНИЦА-1»

Эксперимент был проведен 29.05.1973 г. в 23 ч (местное время) в районе Волгограда при слабой геомагнитной активности [184].

Ускоритель электронов [172] был установлен на борту метеорологической ракеты МР-12 (апогей 161,5 км) под углом 60° к оси ракеты. Ось ракеты составляла угол 25° с геомагнитным полем и вращалась с периодом 0,22 с, что приводило к изменению питч-угла инжектируемых электронов в пределах $35 \dots 85^\circ$ (инжекция вниз; питч-угловой разброс $\Delta\theta \sim \Delta\epsilon/\epsilon \sim 10^{-2}$). Инжекция началась на 90 с полета (высота около 110 км) со следующими параметрами пучка: ток $I_b = 0,3$ А, энергия $\epsilon_b = 8,9$ кэВ, длительность импульса инжекции 0,8 с, частота повторения 0,5 Гц.

Во втором режиме инжекции (150... 252 с полета; высоты 152... 161; 5... 148 км) параметры пучка составляли $I_b = 0,44$ А, $\epsilon_b = 6,4$ кэВ. Начиная с высоты 148 км (252 с), производилась непрерывная инжекция (III режим) без изменения параметров пучка вплоть до 332 с полета (высота 75 км).

В эксперименте проводились наземные оптические и радиофизические наблюдения. Искусственное сияние регистрировалось с помощью телевизионной установки в диапазоне длин волн 3800... 8200 Å (порог обнаружения звезд яркостью 10,5 звездной величины) [84]. Изображение фотографировалось с экрана монитора с частотой съемки 1 кадр/с. Радиофизические наблюдения включали радиолокационные измерения с помощью радиолокационной станции (РЛС; $f_{\text{РЛС}} = 44,5$ МГц) и регистрацию амплитуды сигнала бортового телеметрического (ТМ) передатчика. РЛС находилась в 300 км от старта ракеты в пункте с благоприятными ракурсными условиями для искусственной радиоавроры (см. п. 1.8) в области вторжения инжектируемого пучка. Минимальное пороговое значение спектральной плотности потока радиоизлучения, которое могло быть зарегистрировано РЛС, составляло $P_f \approx 10^{-22}$ Вт/Гц · м².

Для изучения влияния эффектов инжекции на прохождение УКВ-радиоволн проводилась регистрация амплитуды сигнала на несущей частоте (~ 75 МГц) ТМ-передатчика на антенну с круговой поляризацией. Проводились также измерения вращения плоскости поляризации сигнала ТМ-передатчика с помощью скрещенных антенн с линейной поляризацией.

6.1.1. Свечение околоракетной области

На начальном участке траектории (в магнитном зените) луч ИПС наблюдается в виде квазизвездного объекта, эквивалентного звезде пятой звездной величины. При благоприятных условиях наблюдения протяженность луча составляет несколько десятков километров от точки инжекции (ракеты). Одним из неожиданных результатов оптических наблюдений является обнаружение свечения вокруг ракеты при инжекции электронного пучка [84, 184, 248]. На рис. 6.1 хорошо видна эта светящаяся область (далее ОРС), из которой выходит луч ИПС. Яркость ОРС эквивалентна звезде 5... 7 звездной величины, минимальная яркость

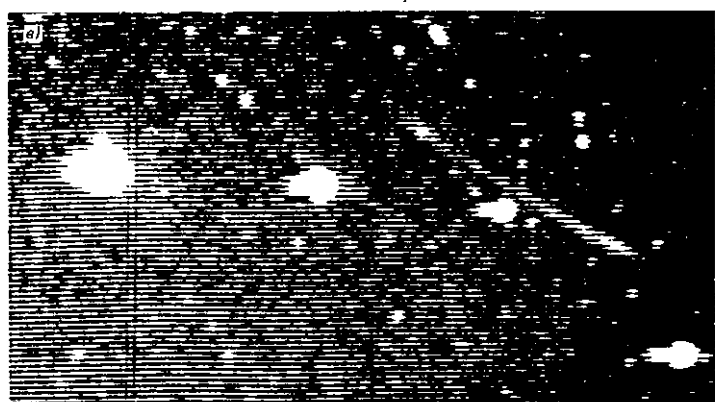
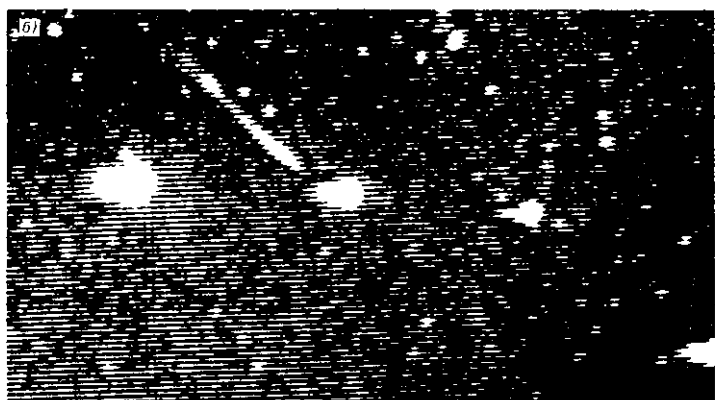
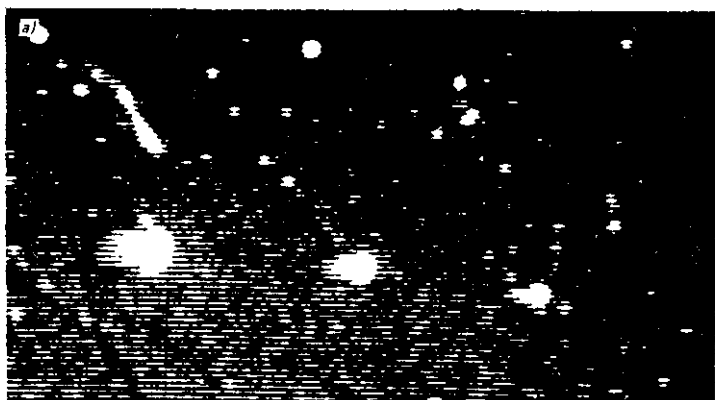


Рис. 6.1. Искусственное полярное сияние и околоракетное свечение.

соответствует апогею траектории. Характерный размер области ОРС не превышает 1—2 км вдоль магнитного поля.

В работе [84] оценена мощность оптического излучения ОРС в диапазоне спектра ТВ-установки. В I режиме инъекции она составляет около 50 Вт, во II режиме — около 20 Вт и в III режиме около 25 Вт. Таким образом, кпд оптического излучения ОРС $\eta_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} \equiv P_{\text{ОРС}}/P_b$ (где $P_{\text{ОРС}}$ — мощность оптического излучения ОРС и $P_b = I_b e b / e = I_b V_b$ — мощность инжектора) достигает 1—2 %.

6.1.2. Радиоизлучение на частоте 44,5 МГц и радиоаврора

В ходе наблюдений на РЛС обнаружено, что наряду с радиоавророй появляются всплески радиоизлучения на частоте РЛС. Наибольшая амплитуда всплесков зарегистрирована при инъекции на высотах 111...113 км в I режиме и 108...115 км в III режиме. Поток радиоизлучения убывает с увеличением высоты, исчезая на высотах более 125 км. Вновь сигналы появляются сразу после перехода на III режим, причем амплитуда их остается почти неизменной до высоты инъекции 117 км и наблюдается в виде одного-двух всплесков за оборот ракеты. Наибольшая спектральная плотность потока для этого периода инъекции достигает 10^{-21} Вт/м² · Гц.

В эксперименте зарегистрированы также интенсивные отражения двух видов: пульсирующее с частотой вращения ракеты и непрерывное [248]. Последнее отождествлено с отражением от области возмущения вблизи ракеты. (Расчеты показывают [248], что разница в расстояниях до области нижнего края ИПС и до ракеты больше суммарной ошибки.)

6.1.3. Возмущения сигнала бортового телеметрического передатчика

Во время инъекции электронного пучка наблюдаются сбои телеметрической информации, зависящие от периода вращения ракеты. Длительность сбоев изменяется в зависимости от высоты инъекции. Импульсное ослабление амплитуды несущей волны ($f_0 \sim 75$ МГц) возникает сразу после включения ускорителя на 90 с. Амплитуда ослабления возрастает до 110 с (высота 126 км), достигая 50 Дб, и затем постепенно уменьшается. В момент перехода ускорителя во II режим амплитуда ослабления снова несколько возрастает. При работе инжектора в непрерывном III режиме ослабление модулировано вращением ракеты.

Помимо амплитудных изменений, наблюдалось также вращение плоскости поляризации ТМ-сигнала (эффект Фарадея). По

углу поворота плоскости поляризации можно оценить полное электронное содержание вдоль пути распространения радиоволны:

$$n_{\Sigma} = \int_h n(h) dh \frac{\Delta\Omega f_0^2}{2,4 \cdot 10^4 B_0 \cos \theta \sec \chi}.$$

Здесь f_0 выражена в Гц; $\Delta\Omega$ — угол поворота; θ — угол между магнитным полем и направлением приема; χ — угол между местной вертикалью и направлением приема.

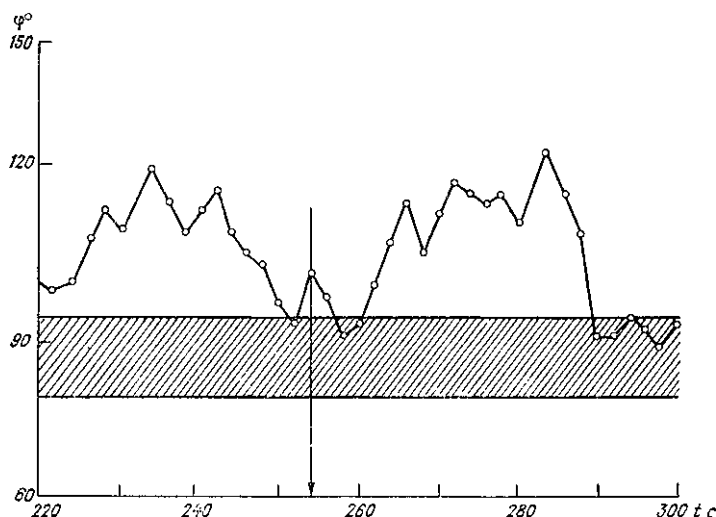


Рис. 6.2. Вращение плоскости поляризации ТМ-сигнала.

При известной ориентации электрического вектора у источника (ТМ-антенна) можно вычислить n_{Σ} . На рис. 6.2 приведены результаты первичной обработки данных для участка траектории, где произошла смена второго режима инъекции третьим (указано стрелкой). Заштрихованный участок соответствует диапазону колебаний угла поворота плоскости поляризации только за счет прецессии ракеты. Видно значительное отклонение плоскости поляризации, вызванное инъекцией.

Оценим размеры области возмущения. На 265 с (высота около 140 км) $\Delta\Omega \approx 20^\circ$ и полное электронное содержание составляет $n_{\Sigma} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Учтем, что радиоизлучение на частоте $f_{\text{РЛС}} = 44,5 \text{ МГц}$ появляется сразу после перехода на непрерывный режим. Поэтому предположим, что в окрестности ракеты создается плазма с концентрацией $n_{\text{ОРО}} \approx 10^{-8} f_{\text{РЛС}}^2 \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. В результате размер области возмущения можно оценить как $L_{\text{ОРО}} = \frac{n_{\Sigma}}{n_{\text{ОРО}}} \approx 10^4 \text{ см}$. Если возмущенные плотности плазмы вблизи ракеты имеет некоторое ядро с повышенной концентрацией, посте-

пенно спадающей на периферии до уровня фоновой плотности, то размер L_{00} увеличивается в несколько раз.

Все эти явления указывают на то, что при инжекции электронного пучка вблизи ракеты создается область сильного возмущения ионосферной плазмы, размер которой не превышает 1—2 км вдоль силовой линии геомагнитного поля.

6.1.4. Столкновительная ионизация в околоракетной области

В качестве первого шага анализа результатов измерений необходимо оценить эффективность столкновительного взаимодействия

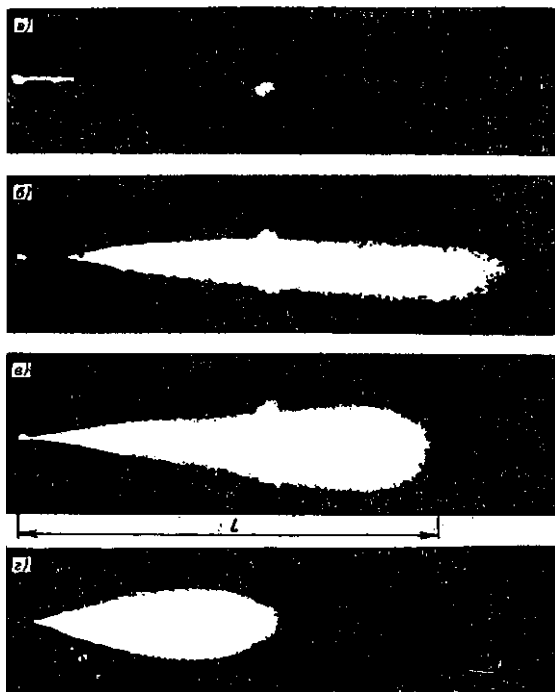


Рис. 6.3. Формирование пучково-плазменного разряда ($P_r > P_n > P_c > P_a$).

электронного пучка с атмосферой вблизи ракеты (см. гл. 3). Плотность пучка n_b^0 на выходе инжектора составляет около $n_b^0 \approx I_b / e \rho_{\perp 0}^2 v_b \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, где $\rho_{\perp 0} \sim 0,3 \text{ см}$. Поэтому пучок будет свободно расширяться (см. п. 5.2.1) до размера ρ_{**} , при котором начинается стабилизация процесса расширения магнитным полем ($\omega_{p0} < \omega_c$). Оценку этого размера можно получить из уравнения [177]

$$\ln(\rho_{**} / \rho_{\perp 0}) \simeq 1,7 \cdot 10^{-39} (v_b^2 / e^2 I_b^2) \rho_{**}^2.$$

Соответственно плотность пучка порядка [309] $n_b \sim I_b / e \nu_p^2$, $\nu_b \sim 3 \cdot 10^4$ см⁻³. Оценка скорости ионообразования нейтралов атмосферы в окрестности ракеты пучком получена, как и в гл. 3, с использованием модели нейтральной атмосферы [258]. Время нарастания плотности плазмы оценивается как $\tau = \min(\tau_R, \tau_D)$ [см. формулы (5.37) и (5.49)], где $\rho_d \rightarrow \rho_{**}$. Как следует из расчета [309], ленгмюровская частота «вторичной» плазмы вблизи ракеты достигает f_{PLS} на высотах ≤ 115 км, т. е. столкновительное взаимодействие недостаточно эффективно (см. также п. 6.3.3).

С другой стороны, интенсивное ВЧ-радиоизлучение указывает на возбуждение плазменных колебаний ($f \sim f_p$), т. е. естественно привлечь для объяснения механизм ППР (см. гл. 5). Приведем лишь одну фотографию ППР в лабораторной установке (рис. 6.3 [173]), демонстрирующую качественное сходство с ОРС. Исторически именно неожиданные результаты «Зарницы-1» привлекли внимание к процессам в околоракетной области, стимулировали их изучение в последующих экспериментах «Зарница-2», «АРАКС» [178, 184, 265] и др. (см. ниже).

6.2. УСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕЧЕНИЯ ИПС И ОРС

Основной задачей эксперимента «Зарница-2», схема которого показана на рис. 6.4¹, являлось моделирование процессов в полярном сиянии. Важной характеристикой сияний является высота нижнего края профиля свечения, которая в одночастичном приближении определяется энергией вторгающегося пучка и концентрацией нейтральной атмосферы.

6.2.1. Высота нижнего края лучей ИПС

Изменение высоты нижнего края лучей ИПС в эксперименте «Зарница-2» показано на рис. 6.5 [3]. Кружками обозначены средние значения H_b в интервалах 10 с, указан также средний разброс экспериментальных измерений, обусловленный ошибками измерений и зависимостью от питч-угла инжекции. Показаны также рассчитанные одночастичные значения H_b для энергий пучка $e_b = 9,4$ и $7,2$ кэВ, реализованных в эксперименте, и модели атмосферы CIRA-65 (кривая 2) [258].

Как видно из рис. 6.5, измеренные и вычисленные значения значительно различаются на восходящей ветви траектории. Особенно интересен тот факт, что при изменении энергии электронов ($9,4 \rightarrow 7,2$ кэВ) на 130-й секунде полета не наблюдается резкого увеличения H_b . Подобный эффект зарегистрирован и в эксперименте «Зарница-1» [163].

¹ Временное разрешение оптических измерений в «Зарнице-2» 20 мс, порог обнаружения — звезды 9 величины [346].

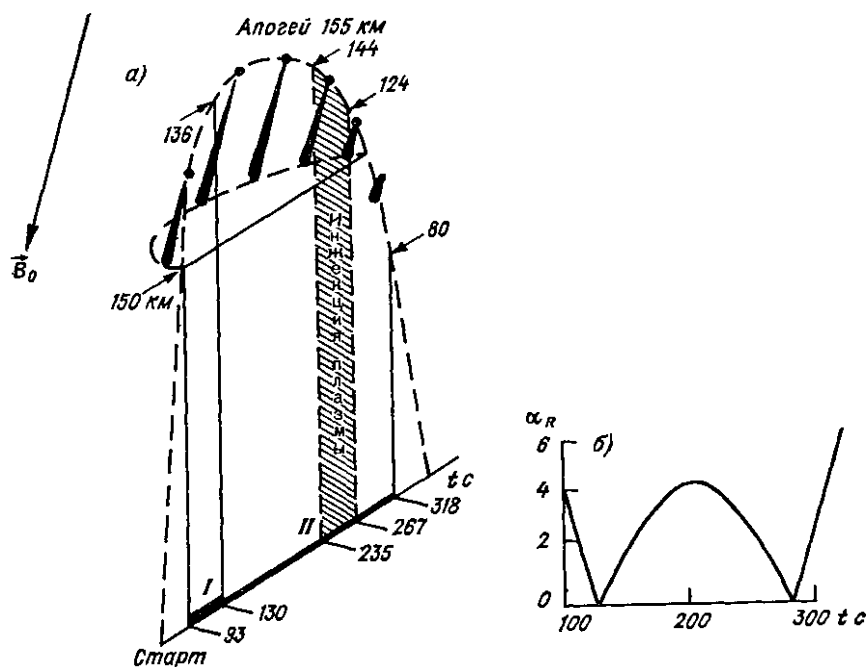


Рис. 6.4. Основные параметры инъекции в эксперименте «Зарница-2» (а) и изменение ракурсного угла околоракетной области для РЛС (б).

I, II — режимы инъекции.

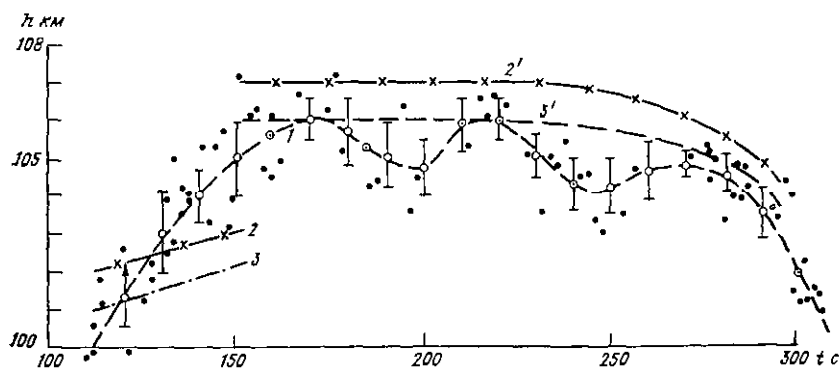


Рис. 6.5. Высота нижнего края искусственного полярного сияния в эксперименте «Зарница-2».

1 — экспериментальные данные; 2, 3 — результаты расчета для $E_0 = 7,2$ кВ и $E_0 = 9,4$ кВ соответственно.

Следует отметить некоторое увеличение средней высоты нижнего края лучей ИПС и разброса значений H_k во время одновременной инжекции плазменной струи (235... 267 с). Инжекция плазмы должна улучшать условия нейтрализации ракеты, и H_k должна была уменьшиться, если без инжекции плазмы ракета имеет значительный положительный потенциал. Это противоречие свидетельствует о незначительном потенциале ракеты, что согласуется с прямыми измерениями [87, 265]. Отмеченный эффект может быть вызван увеличением рассеяния электронов пучка в облаке плазмы (см. п. 5.5). Как показывает сравнение экспериментальных и расчетных значений H_k , средние потери энергии электронов пучка в околоракетной области не превышают 20 % начальной энергии. Уменьшение H_k по сравнению с расчетом указывает, по-видимому, на наличие ускоренных ($\Delta e_b \approx 1$ кэВ) электронов в пучке.

6.2.2. Некоторые спектральные характеристики

На снимках спектров ИПС и ОРС [83] отождествлены основные эмиссии, наблюдаемые в естественных полярных сияниях: $O(I'S)$ ($\lambda=5577$ Å), первой отрицательной системы $1NN_2^+$ ($\lambda=3914; 4278; 4709$ Å). Эмиссии первой положительной системы полос $1PN_2$ (в диапазоне $\lambda=6400... 7500$ Å) налагаются друг на друга из-за низкой дисперсии призмы в этой области спектра. Излучение в линии $\lambda=5577$ Å и частично в системе $1PN_2$ регистрируется, начиная с высоты 140 км, полосы $1NN_2^+$ — с высоты 100 км и до 82 км. Кроме авроральных эмиссий, для двух длинных импульсов инжекции на высоте около 107 км, зарегистрирован непрерывный спектр излучения в интервале $\lambda=5000... 7500$ Å, подобный спектру свечения ночного неба.

Излучение $\lambda=5577$ Å появляется через 0,3—0,5 с после начала инжекции. Максимум излучения сдвинут относительно эмиссий $1PN_2$ на 0,2... 0,5 с. Эта величина много меньше характерного радиационного времени эмиссии $\lambda=5577$ Å, что свидетельствует о значительной эффективности гашения этой эмиссии столкновениями на высотах менее 108 км.

Определено также изменение отношения интегральной интенсивности эмиссий $1PN_2$ в диапазоне ($\lambda=6400... 7500$ Å) к интенсивности $\lambda=5577$ Å во время импульсов инжекции. Наибольшее значение (5... 7) оно приобретает через 0,4 с после начала импульса, а затем быстро уменьшается, приближаясь к единице к концу инжекции. Это отношение также зависит от высоты инжекции. Например, для высоты 130 км $I_{1PN_2}/I_{5577} \approx 1,8$ (в среднем за импульс), а для 109 км — около 2,6. Увеличение отношения, по-видимому, обусловлено ростом дезактивации линии $\lambda=5577$ Å и концентрации N_2 при уменьшении высоты инжекции. Отношение I_{3914}/I_{5577} для высоты 93 км составляет около 0,85. Близкое значе-

ние получено также в ракетном эксперименте «Эксид-2» [355] в диапазоне высот 120—135 км.

Эти результаты описывают усредненную картину взаимодействия инжектированного пучка с ионосферой, что аналогично обычным условиям наблюдений за полярными сияниями. Далее рассмотрены более тонкие пространственно-временные характеристики возмущений ионосферы, создаваемых инъекцией.

6.3. ДИНАМИКА СВЕЧЕНИЯ ОКОЛОРАКЕТНОЙ ОБЛАСТИ ВО ВРЕМЯ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В настоящем параграфе приведены результаты наземных и бортовых оптических наблюдений околоракетного свечения (ОРС). Основой являются данные, полученные в эксперименте «Зарница-2» [106].

Высокая скорость регистрации (5 кадр/с) используемых в «Зарнице-2» ТВ установок с суперортиконом [346] позволяет исследовать тонкие временные характеристики ОРС на различных высотах инъекции. Пороговая для регистрации плотность потока излучения на поверхности Земли составляет примерно $2,5 \times 10^3$ квант/см²·с. Удобно ввести эквивалентный поток $F_0 = 2,5 \times 10^{18}$ квант/с, который создавала бы «точечная» звезда девятой величины, удаленная на расстояние 100 км от наблюдателя.

На рис. 6.6 *a* приведен снимок ОРС (указано стрелкой) вместе с лучом ИПС, когда ракета находилась на нисходящей ветви траектории. Как показывает анализ, ОРС появляется одновременно с началом импульса инъекции и исчезает по окончании импульса. Как правило, ОРС появляется раньше луча ИПС или одновременно с ним. На некоторых снимках, соответствующих переднему фронту длинного (0,8 с) импульса инъекции, присутствует только ОРС (рис. 6.6 *б*), а луч ИПС появляется только на следующем кадре. На нескольких снимках, полученных во время коротких импульсов инъекции (0,07 с), также зарегистрировано только ОРС. Как показывает анализ, это наблюдается только при небольших пич-углах инъекции.

6.3.1. Зависимость от высоты инъекции

Изменение потока ОРС (F_R в единицах F_0) в течение полета в «Зарнице-2» показано на рис. 6.7 *a* [106]. Значения потока получены усреднением по 3—4 смежным снимкам. Средняя дисперсия значений F_R составляет ± 3 единицы потока. Сплошной линией на рис. 6.7 *a* показано изменение концентрации нейтральных частиц N [258]. Штриховая кривая показывает тенденцию изменения потока.

Как видно из рис. 6.7 *a*, поток излучения ОРС сложным образом зависит от N (высоты инъекции). Вначале поток убывает

с увеличением высоты (уменьшением N), затем, начиная с $H_R \simeq 115$ км, растет, достигая максимума при $H_R \simeq 125$ км, и далее до 135 км монотонно уменьшается по закону $F_R \propto N^k$, где $k \simeq 0,5$.

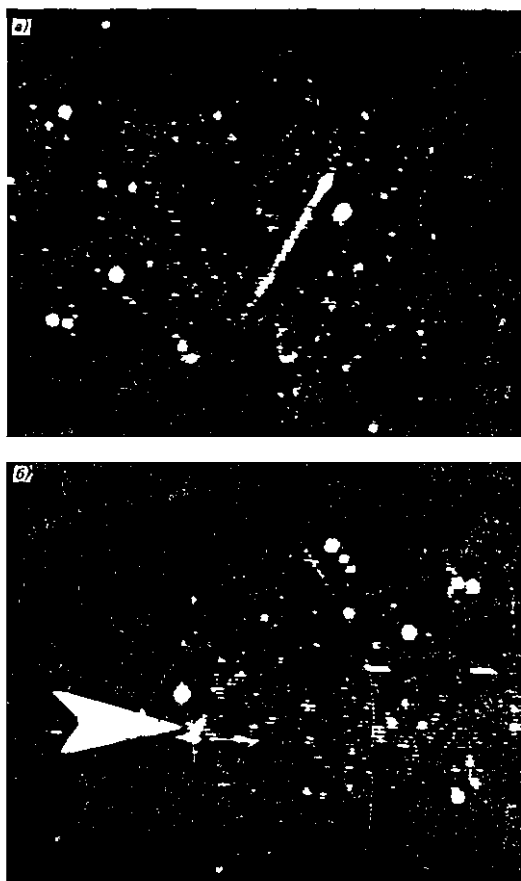


Рис. 6.6. Свечение околоракетной области и луча ИПС.

Во время смены режима (129 с) телекамеры потеряли ракету из виду вплоть до 150 с, чем объясняется отсутствие данных на этом участке траектории.

На высотах $H_R > 140$ км поток практически не изменяется. Этот результат подтверждается данными наблюдений бортового фотометра в экспериментах «Полар-5» [311] (рис. 6.7 б), «Грузия-СПУРТ» [24]. Разброс значений F_R в интервале 180... 220 с и отсутствие информации с 220 по 245 с обусловлены нестабильностью работы телевизионной аппаратуры.

Во время инжекции плазменной струи (236—267 с, нисходящая ветвь) интенсивность излучения ОРС растет пропорционально кон-

центрации нейтралов ($F_R \propto N$). Такая же зависимость наблюдается на участке с 285 с и до конца регистрации.

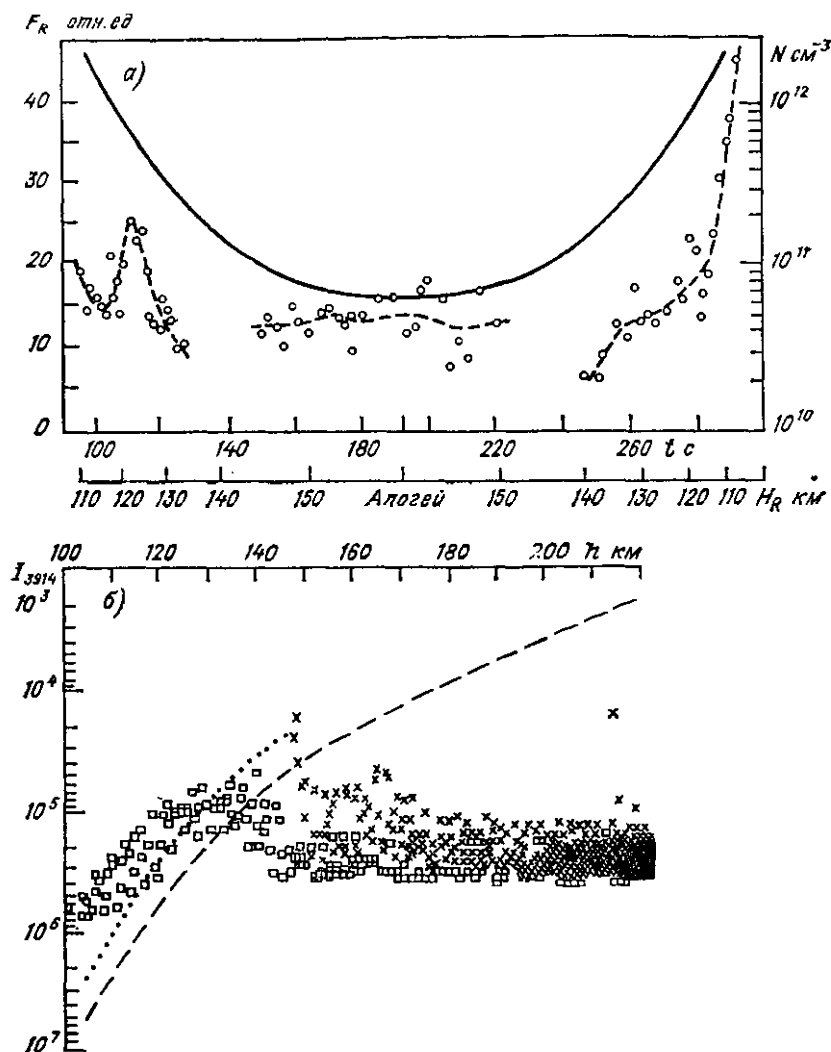


Рис. 6.7. Изменение потока излучения ОРС в течение полета в экспериментах «Зарница-2» (а) и «Полар-5» (б).

Отметим, что потоки излучения ОРС в апогейной части траектории и на высотах $H_R \approx 115 \dots 120$ км почти одинаковы, хотя концентрация нейтральной атмосферы отличается в 20... 40 раз.

На некоторых снимках (рис. 6.8) вблизи апогея (интервал 164... 205 с полета) помимо ОРС (1) и луча искусственного полярного сияния (3) выделяется третья область свечения — «хвост»

(2). Ее появление и длина вдоль геомагнитного поля контролируются, по-видимому, питч-углом инъекции, однако, по имеющимся данным, это нельзя установить достаточно надежно. Выделить область подракетного свечения позволяет то, что между ОРС и началом луча ИПС (вдоль силовой линии) существует промежуток, где свечение не наблюдается. Размеры ПРС достигают 2...7 км,

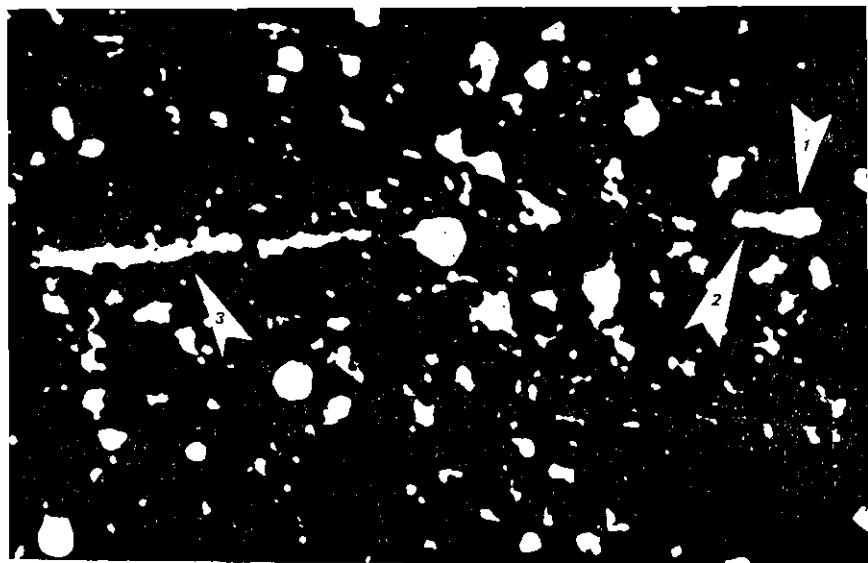


Рис. 6.8. Одновременное наблюдение области ОРС (1), подракетного свечения (2) и ИПС (3).

интегральный блеск, редуцированный на стандартную дальность 100 км, изменяется в пределах 6,9... 5,7 звездной величины, среднее значение 6,3. Блеск ПРС в среднем на 0,3 (в 1,3 раза по потоку) меньше блеска ОРС.

Определение размеров ОРС по оптическим наблюдениям и сопоставление их с радиолокационными данными (см. ниже) позволяет заключить [74], что в апогейной части траектории область ОРС имеет вид вытянутого эллипса с поперечником не более 50 м и большой осью (l_{\parallel}) не более 400... 500 м. С уменьшением высоты l_{\parallel} уменьшается и на высоте $H_R \simeq 130$ км составляет $\simeq 200$ м. На малых высотах ($H_R < 130$ км) размеры ОРС по оптическим данным определить не удастся, можно только сказать, что область свечения более симметрична, чем вблизи апогея. Когда луч ИПС отсутствует, продольный размер области ОРС не превышает 220 м, причем $l_{\perp} < l_{\parallel}$.

6.3.2. Зависимость от питч-угла инъекции

Зависимость потока излучения ОРС от питч-угла инъекции электронов (рис. 6.9) определена следующим образом [106]. Для середины экспозиции каждого кадра был определен соответствующий питч-угол инъекции. Так как длительность экспозиции ($0,15$ с) сравнима с периодом вращения ракеты ($T_{\text{эксп}} \leq 0,5 T_{\text{вр}}$), то зависимость $F_R(\theta_0)$ можно выделить усреднением по нескольким обо-

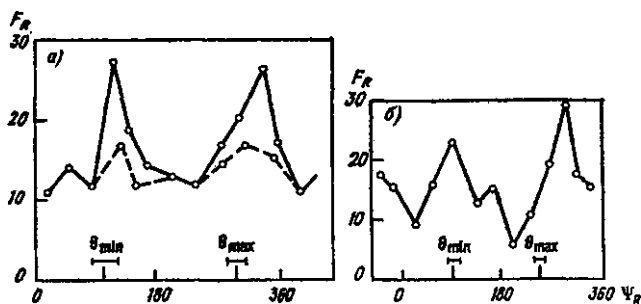


Рис. 6.9. Изменение потока излучения ОРС в течение оборота ракеты.

а — усреднение по трем снимкам, б — по началу импульса инъекции

ротам ракеты. Искажение, вносимое излучением в линии $\lambda = 5577 \text{ \AA}$, нарастающим примерно через $0,6$ с от начала инъекции [83], уменьшалось отбором снимков, полученных не позже $0,6$ с от начала инъекции, или только снимков, попадающих на начало.

Сплошная кривая на рис. 6.9 а построена по результатам усреднения значений F_R в интервале $T = 150 \dots 290$ с. При этом усреднение для данного θ_0 производилось по $7 \dots 14$ периодам вращения ракеты. Штриховая кривая построена по данным, полученным в результате измерений в апогейной части траектории ($T = 180 \dots 220$ с). График зависимости $F_R(\theta_0)$ на рис. 6.9 б получен усреднением по $3 \dots 8$ периодам $T_{\text{вр}}$ значений потока, соответствующих началам импульсов инъекции. Среднее квадратическое отклонение для значений F_R не превышает ± 5 . Отрезками прямых в нижней части рисунков указана точность временной привязки данных оптических наблюдений к единому времени в эксперименте. Стрелками показаны положения областей минимальных и максимальных питч-углов инъекции.

Как видно, поток излучения ОРС максимален вблизи экстремальных значений θ_0 , минимумы зависимости $F_R(\theta_0)$ попадают на промежуточные питч-углы $50 \dots 60^\circ$. Полученная глубина модуляции является, по-видимому, нижним пределом, что связано с инерционностью телевизионной аппаратуры (это подтверждается меньшей глубиной модуляции на рис. 6.9 а по сравнению с рис.

6.9 б). Поток излучения при переходе от промежуточных питч-углов к экстремальным увеличивается примерно в 2,5 раза по данным рис. 6.9 а и примерно в 3 раза (рис. 6.9 б). При уменьшении (в апогее) диапазона изменения питч-углов от $\theta_0 = 30^\circ \dots 90^\circ$ до $\theta_0 = 45^\circ \dots 75^\circ$ модуляция потока уменьшается. Следует также отметить, что во время работы плазмогенератора зависимость $F_R(\theta_0)$ не обнаружена.

6.3.3. КПД трансформации энергии пучка в оптическое излучение

Искомый КПД $\eta_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} = P_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} / P_b$ (где $P_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} = F_R F_0 \bar{\epsilon}_\lambda$ и $\bar{\epsilon}_\lambda \approx \approx 2$ эВ — энергия излучаемых квантов) получен по данным рис. 6.9

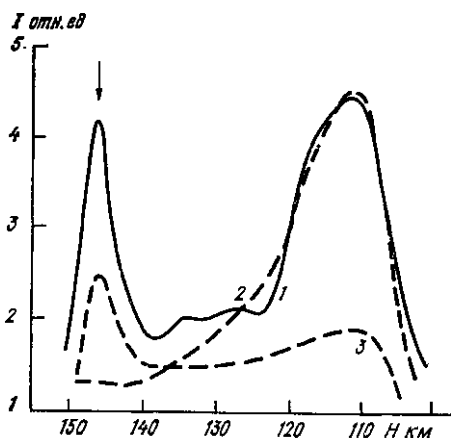


Рис. 6.10. Экспериментальный (1) и расчетные (2, 3) профили яркости свечения атмосферы при инжекции электронного пучка ($H_R = 155$ км).

1, 2 — изменение питч-угла инжекции в диапазоне $42^\circ \dots 78^\circ$, 3 — в диапазоне $85^\circ \dots 90^\circ$. Положение области ОРС отмечено стрелкой.

и 6.7 а. Вблизи апогея поток $F_R \cdot F_0 \approx (3 \div 10) 10^{19}$ квант/с и $P_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} \approx 10 \div 30$ Вт. Таким образом $\eta_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})} \approx 0,3 \dots 1\%$, что согласуется с результатами «Зарницы-1» и [353, 355]. Такой же порядок величины получается и для $\eta_{\text{опт}}^{(\text{ПРС})}$. Столь высокий КПД (как и примерное постоянство F_R на больших высотах) противоречит столкновительному механизму. Действительно, энергия, излучаемая в 1 с из области ОРС, из-за столкновительного взаимодействия пучка с нейтралами не превосходит величины $P_{\text{ст}} \approx 2n_b v_b \times \times \epsilon_{\text{ion}} \cdot s_{\perp}^{(b)} l_{\parallel}$, где l_{\parallel} — продольный размер ОРС. Так как $n_b = = I_b / s_{\perp}^{(b)} e u_b$, то $\eta_{\text{ст}} = P_{\text{ст}} / P_b \approx (v_b / u_b) (2\epsilon_{\text{ion}} / \epsilon_b) l_{\parallel} \approx 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{N'}{10^{11}} \right) l_{\parallel} \times \times (m) / 300$. Очевидно, $\eta_{\text{ст}}^{(\text{опт})} \gg \eta_{\text{опт}}^{(\text{ОРС})}$ в диапазоне высот $H_R > 110$ км.

Кроме того, «столкновительная» интенсивность свечения в около-ракетной области изменяется в диапазоне высот 110—150 км на два порядка величины, тогда как наблюдаемое изменение ≤ 3 . Для ПРС получаем $\eta_{\text{опт}}^{(\text{ПРС})} \sim 10 \eta_{\text{ст}}^{(\text{ПРС})}$ (для $H_R = 150$ км).

На рис. 6.10 показаны результаты расчетов методом Монте-Карло профилей яркости свечения атмосферы в линии $\lambda 3914 \text{ \AA}$

[107] и экспериментальный профиль ($H_R \approx 150$ км). Рассчитанная интенсивность свечения ОРС выше порога обнаружения только при инжекции с $\theta_0 \approx 90^\circ$, в то время как наблюдается свечение (примерно в 2,5 раза выше расчетного для $\theta_0 = 90^\circ$) в диапазоне $\theta_0 = 42^\circ \dots 78^\circ$.

«Столкновительное» значение ПРС также находится ниже порога ТВ установки. Таким образом, наблюдаемый поток излучения из ПРС на высоте около 150 км, примерно на порядок больше столкновительного. Чтобы объяснить наблюдения ПРС на этих высотах столкновительным взаимодействием, необходима на порядок более высокая концентрация нейтрального газа в области с продольным размером около 5 км вблизи ракеты. Этот вывод согласуется с данными наблюдений. Действительно, искомая концентрация нейтралов определяется той высотой инжекции, на которой промежуток свечения между околоракетной областью и верхним краем луча ИПС исчезает. В эксперименте это происходит на высоте $H_R \approx 120$ км, где по модели [258] $N = (3 \dots 5) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [$N(H_R = 150 \text{ км}) \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$].

Таким образом, появление и динамику свечения наблюдаемой интенсивности вблизи ракеты на высотах более 120 км нельзя объяснить в рамках столкновительного механизма взаимодействия электронов пучка с естественной атмосферой.

Обсудим роль положительного потенциала, приобретаемого ракетой при инжекции электронов. Вообще говоря, ускоренные в поле потенциала ионосферные электроны, натекающие на ракету для компенсации тока инжекции, могут служить причиной ОРС. Как показывают прямые измерения (см. также п. 6.2), максимальное стационарное значение потенциала ракеты (φ_R) не превышает 100 В [87, 265]. Подобные значения потенциала ракеты зарегистрированы и в других экспериментах с инжекцией мощных электронных пучков на малых высотах ($\varphi_R^{\text{max}} \leq 200$ В) [288, 353, 355]. Нетрудно показать [57], что такой потенциал не обеспечит наблюдаемую интенсивность и размеры свечения в околоракетной области. Кроме того, как показывают измерения [87, 265], во время работы плазмогенератора φ_R близок к нулю, однако интенсивность ОРС в это время изменяется незначительно. Еще одним из аргументов против определяющей роли потенциала ракеты в появлении ОРС является модуляция интенсивности ОРС при изменении питч-угла инжекции. Действительно, из условия нейтрализации тела ракеты $I_n(\varphi_R) = I_b$ следует, что φ_R не должен зависеть от питч-угла инжекции, т. е. $F_R(\varphi_R)$ не будет изменяться при вращении ракеты.

Таким образом, можно заключить, что ОРС вызвано в основном диссипацией энергии пучка при взаимодействии с ионосферой, причем столкновительное взаимодействие неэффективно.

Следует отметить, что некоторые оптические эффекты, зарегистрированные в эксперименте, на первый взгляд, могут быть связаны с потенциалом ракеты. Это — эффекты в начале импульса

инжекции — появление ОРС при отсутствии луча ИПС. Причиной может служить резкий всплеск потенциала на переднем фронте импульса тока инъекции, существование которого предполагается в работах [202, 228, 353] (альтернативой является быстрая релаксация пучка на начальной стадии). В работах [202, 228] показано, что в начальный момент инъекции положительный потенциал ракеты возрастает и после серии осцилляций уменьшается до стационарного состояния. Например, для условий эксперимента [353] устойчивое состояние потенциала ($\varphi_R \leq 30$ В) достигается за время около 50 мкс для $H_R \sim 100$ км.

Подобные эффекты регистрировались в серии японских экспериментов с инъекцией электронов [315]. В условиях, близких к условиям эксперимента «Зарница-2», были обнаружены осцилляции плавающего потенциала на переднем фронте импульсов ($\varphi_R^{(пл)} > 300$ В) длительностью менее 10 мс ($H_R \simeq 150$ км), после чего устанавливалось квазистационарное состояние $\varphi_R^{(пл)} \leq 200$ В. Однако, более вероятная причина появления всплесков $\varphi_R^{(пл)}$ — одновременно наблюдавшиеся всплески потоков надтепловых электронов [315].

В эксперименте «Зарница-2» максимум потенциала $\varphi_R \leq 100$ В наблюдается через 10—20 мс от начала инъекции. Это, однако, не исключает возможных всплесков потенциала $\varphi_R \leq 100$ В на переднем фронте длительностью меньше постоянной времени датчика потенциала 10 мс. С другой стороны, данные радиофизических наблюдений (см. ниже) показывают, что плазма с концентрацией, значительно превышающей $n_0 \approx 10^4$ см⁻³, образуется за несколько мс. Таким образом, всплеск потенциала может длиться лишь несколько мс, что значительно превышает время нагрева τ_p (см. формулу (5.27)).

Оценим концентрацию n_λ «горячих» электронов с энергией $\varepsilon_\lambda > 10$ эВ в околоракетной области. На высотах $H_R \geq 120$ км излучение области ОРС наблюдается главным образом в эмиссиях $1P_{N_2}$ и $O(^1S)$. С учетом соотношения интенсивностей этих эмиссий, поток излучения области ОРС в системе $1P_{N_2}$ (6400... 7500 А)

$$F_0 F_{R, 1P_{N_2}} = \sigma_\lambda v_\lambda n_\lambda [N_2] \pi l_\perp^2 l_\parallel,$$

где $\sigma_\lambda \leq \sigma_m \simeq 4 \cdot 10^{-17}$ см² при $\varepsilon_\lambda = mv_\lambda^2/2 = 10$ эВ, равен 3×10^{19} квант/с.

Отсюда следует, что $n_\lambda \geq 3 \cdot 10^5 (10^{11}/[N_2])$. Это указывает на сильное возмущение концентрации ионосферы и значительный нагрев ионосферной плазмы. Последнее наблюдается и в экспериментах [250, 288, 311, 315, 353, 355] (см. п. 6.6).

6.4. ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОКОЛОРАКЕТНОЙ ОБЛАСТИ

После «Зарницы-1» целенаправленные исследования свойств радиоизлучения с частотой, значительно превышающей характерные частоты невозмущенной ионосферы, были проведены в экспериментах АРАКС и «Зарница-2» [95, 154, 178, 265, 342]. В АРАКС измерения проводились на пяти фиксированных частотах 10; 15; 25; 50 и 75 МГц [374], а в «Зарнице-2» были еще использованы радиоспектрограф в диапазоне 27... 51 МГц с временем свнппирования 20 мс [336] и двухчастотная РЛС ($f_1=22,5$ и $f_2=33,8$ МГц) [86]. Пороговые потоки радиоизлучения составляют около 10^{-21} Вт/м² Гц.

В обоих экспериментах использовались модификации ускорителя электронов [172]. В эксперименте АРАКС длительность импульсов инжекции составляет: а) 20 мс с паузой 20 мс (короткие импульсы) и б) 1,28 с (длинный импульс). В начале каждого импульса имеются всплески тока амплитудой до 0,75 А, тогда как среднее значение $I_b=0,5$ А. Ток пучка пульсирует с частотой примерно 2 кГц, уменьшаясь до нуля, с длительностью паузы около 30 мкс (т. е. $\tau_{\text{имп}} \simeq 450$ мкс; $\Delta\tau_{\text{имп}} \simeq 30$ мкс).

6.4.1. Динамика ВЧ-радиоизлучения в эксперименте АРАКС

Программа работы ускорителя состояла из циклов длительностью 12,8 сек. Каждый цикл содержал серии импульсов электронов различной длительности, которые инжектируются в трех фиксированных направлениях относительно оси ракеты: 30; 70; 140° (запуск EAST). Из-за вращения ракетыpitch-углы инжекции изменяются для каждой серии соответственно в диапазонах 0... 60°, 40... 100°, 170... 110°. Радиоприемный комплекс находился в месте старта ракеты, так что условие ракурсности не выполнено в течение всего полета ракеты.

Регистрация излучения началась при инжекции вниз (серия 140°) на высоте около 161 км после включения плазмогенератора и перехода на второй режим инжекции ($\epsilon_b=13$ кэВ).

Как показывает анализ [154, 342], вплоть до высот $H_R \simeq 120$ км генерация излучения на частотах 50 и 75 МГц вызвана взаимодействием с плазмой, инжектируемой плазмогенератором. Поэтому здесь мы ограничимся данными о динамике излучения на $f=50,75$ МГц, полученными после выключения плазмогенератора ($H_R \leq 118$ км). Плотность потока радиоизлучения превышает 10^{-21} Вт/м² Гц (порог обнаружения), достигая $2 \cdot 10^{-20}$ Вт/м² Гц.

На рис. 6.11 показана типичная картина эволюции радиоизлучения. В нижней части рисунков приведена телеметрическая запись импульсов тока инжекции. Видно, что всплески радиоизлучения появляются с задержкой $\tau_f=5...7$ мсек относительно начала инжекции. С уменьшением высоты $\tau_f \rightarrow 0$.

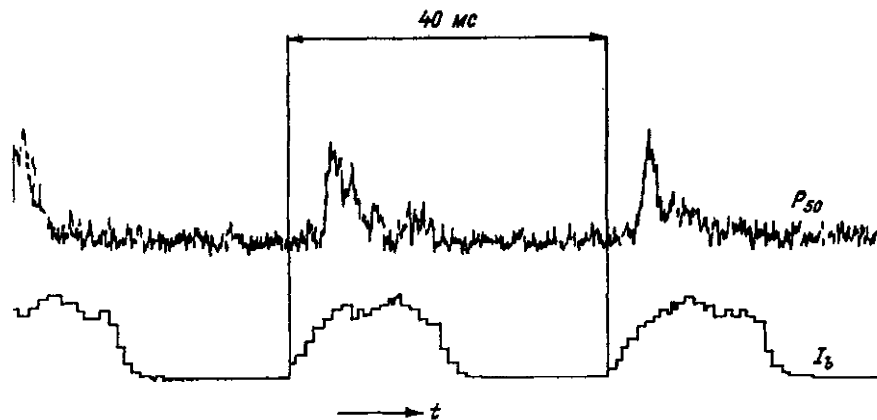


Рис 6 11а. Запозывание радиоимпульса относительно начала инъекции (частота 50 МГц).

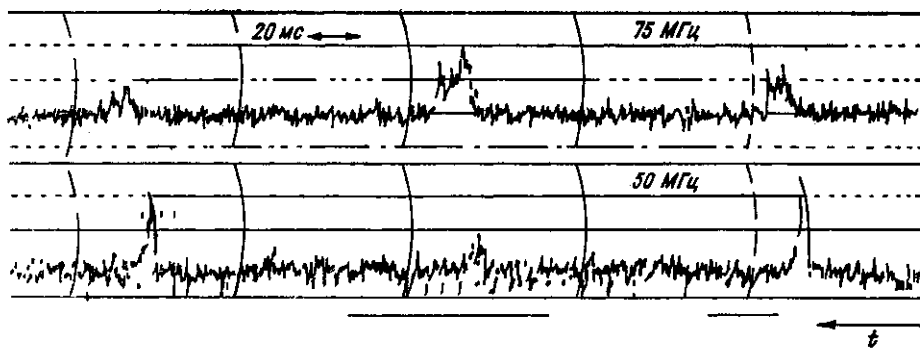


Рис 6 11б Запозывание появления более высокой частоты.

Кроме задержки относительно начала инъекции, имеется задержка в появлении более высокой частоты ($\tau_{\Delta f}$), что иллюстрирует рис. 6.116 (серия 140°). В данном случае $\tau_{\Delta f}$ достигает 4—

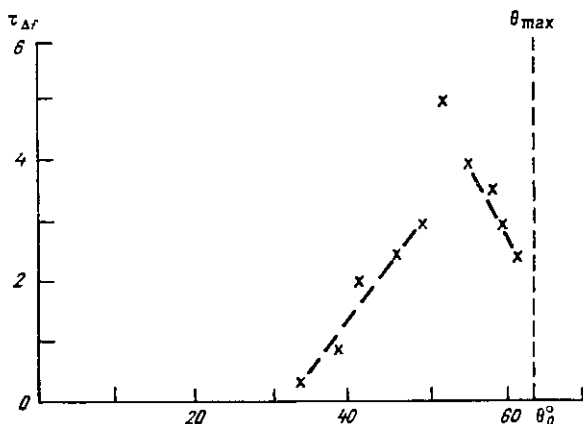


Рис. 6.12а. Зависимость $\tau_{\Delta f}$ от питч-угла θ_0 инъекции.

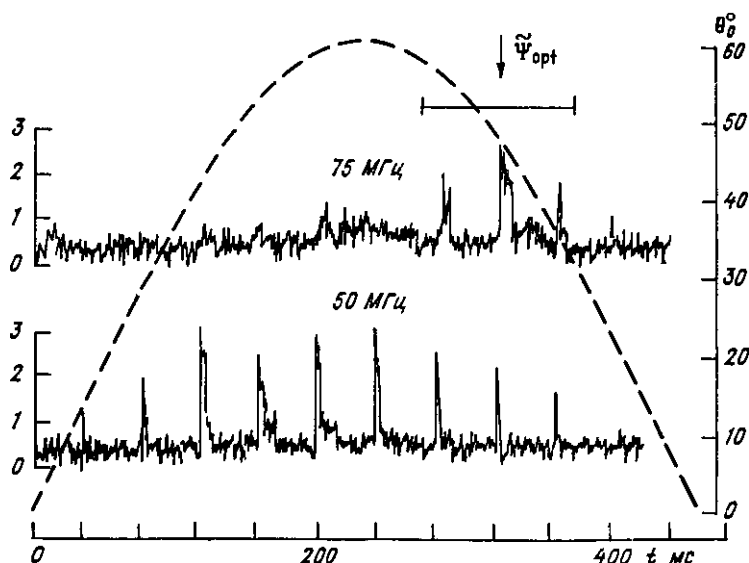


Рис. 6.126. Динамика радиоизлучения в течение оборота ракеты.

5 мс. На следующем рис. 6.12а показана зависимость $\tau_{\Delta f}$ от питч-угла инъекции. Видно, что при $\theta_0 \approx 50 \dots 55^\circ$ $\tau_{\Delta f}$ достигает максимума (ср. с рис. 6.9).

На рис. 6.126 приведен фрагмент регистрации для импульсной инъекции, демонстрирующий зависимость спектра от питч-угла инъекции и скорости выноса пучка (стрелкой указан

момент, когда скорость выноса минимальна; см. п. 5.4.2). Хорошо видно, что при минимальном выносе «центр тяжести» спектра излучения смещается в сторону высоких частот. Аналогичный результат получается и для непрерывного режима инъекции.

Общим для непрерывного и импульсного режимов инъекции является начальный питч-угол $\theta_0 \approx 20^\circ$, при котором появляется радиоизлучение и ослабление интенсивности излучения в интервале питч-углов $50 \dots 55^\circ$ (рис. 6.13).

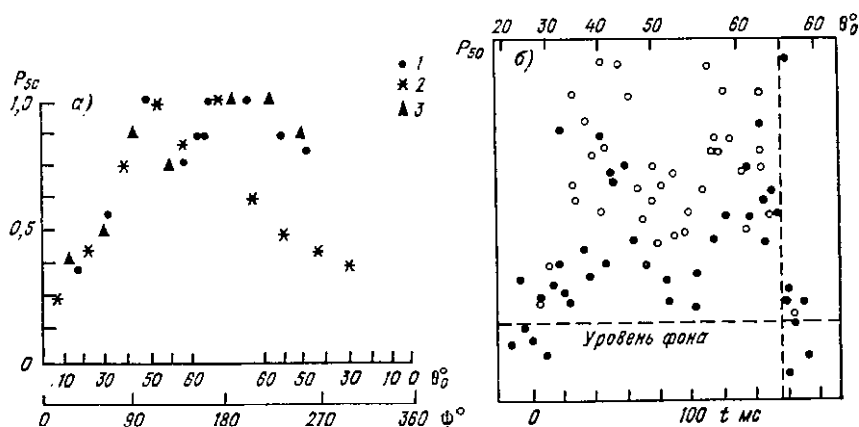


Рис. 6.13. Особенность амплитудных изменений излучения в области питч-углов инъекции $\theta \approx 55^\circ$.

a — импульсная инъекция ($f=50$ МГц), *б* — непрерывная инъекция; 1–3 — различные серии инъекции.

Относительно изменения спектра и его зависимости от θ_0 и $\tilde{\psi}_R$ с изменением высоты инъекции можно сказать следующее. На высотах $H_R < 105$ км исчезает излучение на частотах менее 25 МГц. Излучение на частотах 50 и 75 МГц появляется только при $20^\circ < \theta_0 < 50^\circ$. Хорошей иллюстрацией этому служит рис. 6.14а (высоты 100... 93 км; импульсная инъекция), где показана динамика излучения на 50 МГц непосредственно перед исчезновением регистрируемого сигнала. Радиоизлучение возникает только при питч-углах $\theta_0 \approx 20^\circ \dots 40^\circ$ при инъекции в «след» ракеты, причем при больших питч-углах из этого диапазона амплитуда сигнала меньше.

Из анализа динамики излучения в течение оборота ракеты следует, что на высотах $H_R > 110$ км излучение на максимальной частоте возникает при сочетании трех условий: $\theta_{opt} \leq 90^\circ$; $\tilde{\psi}_R \rightarrow \tilde{\psi}_{opt}$; ведущий центр электронов пучка находится впереди по движению ракеты. На малых ($H_R \leq 102$ км) высотах ситуация обратная: $\theta_{opt} \rightarrow 30^\circ$; ведущий центр — в следе ракеты; зависимость от $\tilde{\psi}_R$ не наблюдается.

На рис. 6.146 показана зависимость амплитуды 50 МГц излучения для наиболее перекрывающегося диапазона питч-углов в трех сериях инъекции. Видно, что $P_{50} = \max$ на высотах вблизи 105—110 км.

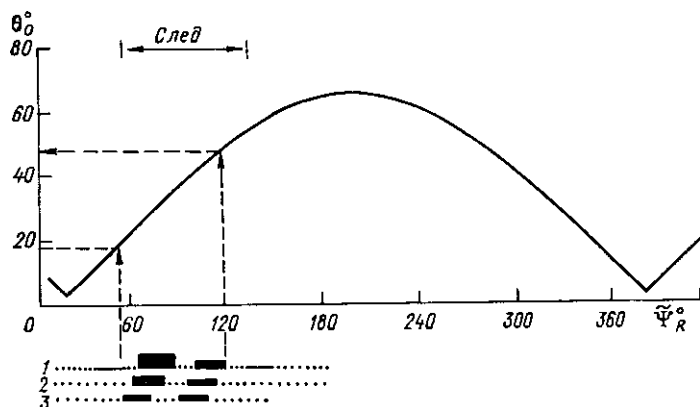


Рис. 6.14а. Зависимость генерации излучения на частоте 50 МГц от питч-угла инъекции и фазы вращения ракеты на малых высотах.

Темные прямоугольники — всплески излучения, цифры — номера оборотов ракеты.

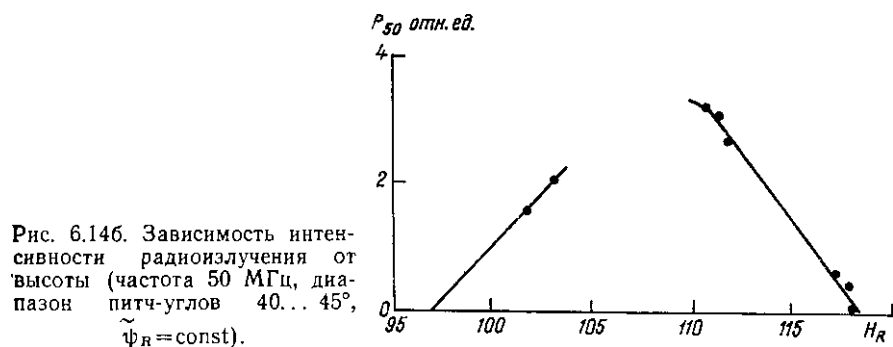


Рис. 6.146. Зависимость интенсивности радиоизлучения от высоты (частота 50 МГц, диапазон питч-углов 40... 45°, $\tilde{\psi}_R = \text{const}$).

6.4.2. Радиоизлучение в эксперименте «Зарница-2»

Общие свойства спектра

Регистрация радиоизлучения начинается с первого импульса инъекции ($H_R \approx 109$ км, восходящая ветвь траектории) и продолжается вплоть до $H_R \approx 95$ км (нисходящая ветвь), ниже которой излучение в диапазоне спектрографа не наблюдается. Параметры спектра (высоко- и низкочастотные границы и интенсивность) испытывают как регулярные изменения, связанные с изменением высоты и питч-угла инъекции, так и резкие изменения

в связи со сменой режимов инжекции и работой плазмогенератора.

Фрагмент регистрации изображен на рис. 6.15. Видно, что интенсивность излучения модулирована вращением ракеты. Возможности яркостной регистрации позволяют только оценить спектральную плотность потока излучения, максимум которой около 10^{-20} Вт/м² Гц. Во время работы плазмогенератора максимальная частота (f_{\max}) спектра увеличивается выходя за диапазон спектрографа.

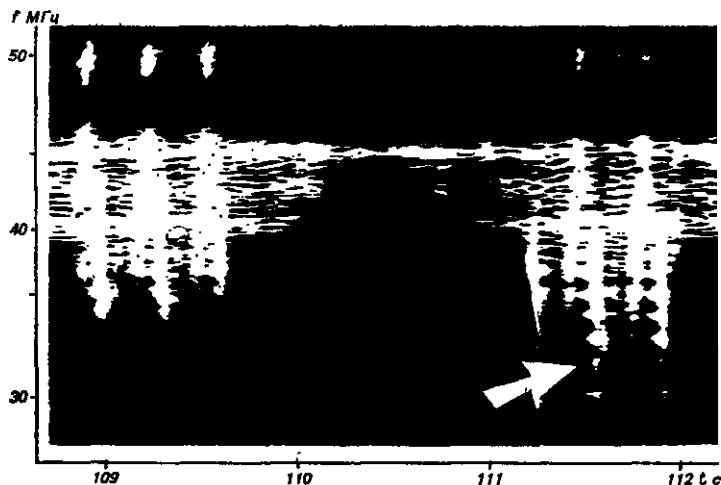


Рис. 6.15. Модуляция спектра излучения вращением ракеты. Стрелкой отмечено излучение на гармонике гирочастоты электронов на высоте инжекции.

Изменение f_{\max} с высотой инжекции приведено на рис. 6.16 а (кривые 1 и 2 относятся к первому и второму режимам инжекции соответственно). Как видно из рис. 6.16, высокочастотная граница спектра попадает в диапазон спектрографа ($f_{\max} \leq 51$ МГц), начиная с высоты $H_R \approx 120$ км, и далее уменьшается. При переходе на второй режим инжекции f_{\max} увеличивается примерно в 1,4 раза. Поскольку переход с одного режима инжекции на другой произошел в течение примерно 1 с ($\Delta H_R \leq 1$ км), то наблюдаемое увеличение f_{\max} связано, главным образом, с изменением параметров пучка. При этом с точностью около 5 % выполняется

$$f_{\max}^{(2)} / f_{\max}^{(1)} \approx [I_2 \varepsilon_2^{-1/2} / I_1 \varepsilon_1^{-1/2}]^{1/2},$$

где I_j , ε_j — соответственно ток и энергия пучка в j -ом режиме.

Сравнение рис. 6.16 а с моделью атмосферы [258] показывает, что в диапазоне высот 120—130 км $f_{\max} \sim N^{1/4-1/5}$, а при 135 км $< H_R \leq 155$ км $f_{\max} \propto N^{1/2}$.

Рис. 6.17 иллюстрирует асимметрию f_{\max} относительно апогея. Как показывает анализ, асимметрия связана с различием скорости движения ракеты поперек геомагнитного поля \mathbf{B}_0 до и после апогея (вертикаль составляет с \mathbf{B}_0 угол $\approx 23^\circ$). Из сравнения рис. 6.17 а и б следует, что на высотах 136—155—142 км $f_{\max} \propto v_{R\perp}^{-1/2}$ (например, $f_{\max}^{(a)}/f_{\max}^{(b)} = [v_{R\perp}^{(b)}/v_{R\perp}^{(a)}]^{1/2}$ с точностью $\sim 20\%$). Таким образом, в указанном диапазоне высот верхнюю границу спектра можно аппроксимировать как

$$f_{\max} = \text{const} \left[\frac{I_b}{\sqrt{\epsilon_b}} \frac{N}{v_{R\perp}} \right]^{1/2}.$$

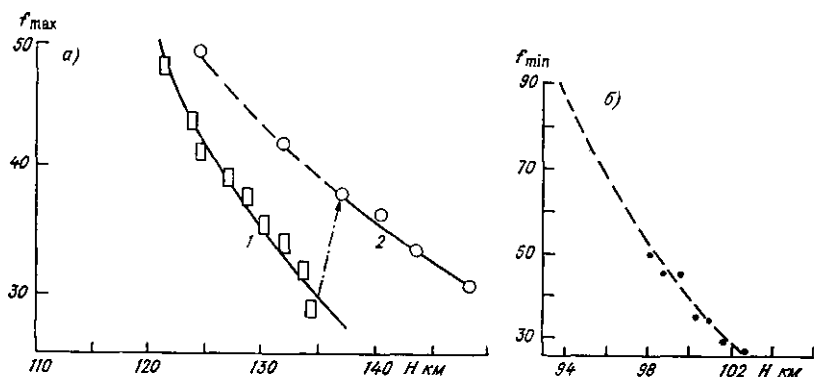


Рис. 6.16. Изменение границ спектра с высотой.

Что касается низкочастотной границы спектра (f_{\min}), то в течение большей части эксперимента она находится за пределами диапазона спектрографа ($f_{\min} < 27$ МГц). На малых высотах ($H_R \leq 102$ км) f_{\min} смещается вверх по частоте (рис. 6.16 б), следуя изменению концентрации нейтралов: $f_{\min} \propto N^k$ ($1 \leq k < 1,5$).

Структура всплесков излучения

Как отмечалось, спектр радиоизлучения модулирован вращением ракеты. Модуляция, как видно из рис. 6.15, связана не только с питч-углом, но и фазой инжекции.

Структура, показанная на рис. 6.15, отчетливо прослеживается с 6 по 12 импульс инжекции; начиная с 13 импульса ($H_R > 128$ км), остается видимой только ее высокочастотная часть. В ней можно выделить: широкополосный высокочастотный всплеск, дрейфовую компоненту и широкополосный всплеск, но уже в области более низких частот. Как показывает анализ, высокочастотный всплеск представляет собой быстрый дрейф от низких частот к высоким за время, не превышающее времени свипирования (20 мс). При этом ширина излучаемого спектра 5—10 МГц. Дрейфовая компонента представляет собой полосу шириной ~ 10 МГц,

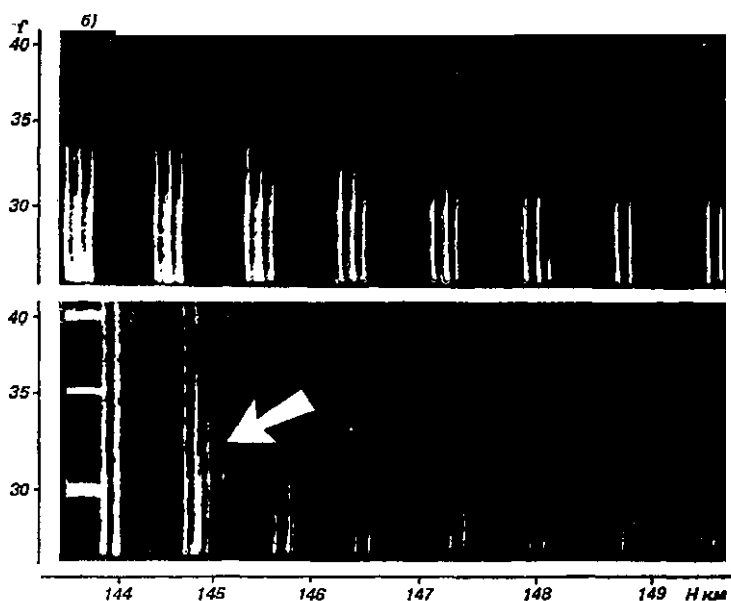
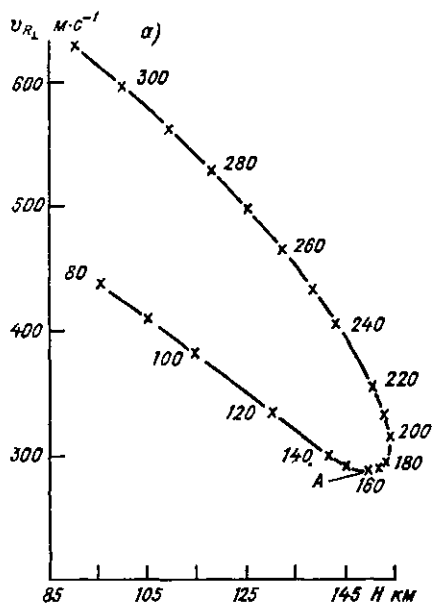


Рис. 6.17. Зависимость максимальной частоты f_{\max} от составляющей скорости ракеты, направленной поперек геомагнитного поля ($v_{R\perp}$).

a — изменение $v_{R\perp}$ с высотой (цифры — время полета, с), b — фрагменты спектра для восходящей (вверху) и нисходящей (внизу) ветвей траектории.

медленно сдвигается при вращении ракеты к низким частотам. Скорость дрейфа достигает нескольких десятков мегагерц в секунду. При переключении режима инжекции картина становится иной. Излучение существует в широкой полосе частот без четкой структуры в течение более половины периода вращения ракеты. С увеличением высоты инжекции длительность существования радиоизлучения в течение оборота ракеты уменьшается и импульс излучения дробится на два всплеска. В то же время, как показывает анализ данных РЛС, в районе апогея излучение на частоте 22,5 МГц существует в течение всего импульса инжекции. На

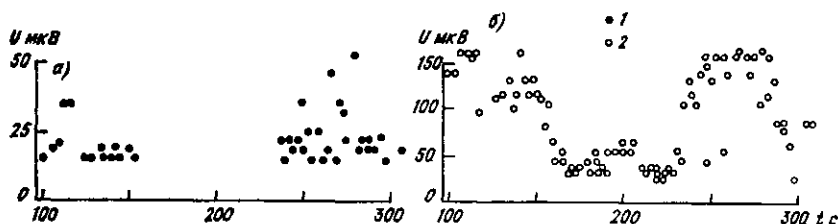


Рис. 6.18. Зависимость интенсивности радиоизлучения от высоты инжекции.

а — $\lambda = 8,87$ м, б — $\lambda = 13,3$ м.

малых высотах излучение на частоте 22,5 МГц и 33,8 МГц появляется в виде всплесков дважды за оборот ракеты. Новым свойством спектра радиоизлучения, установленным в эксперименте «Зарница-2», является присутствие эквидистантных максимумов интенсивности излучения во время существования дрейфовой компоненты (см. утолщения, отмеченные стрелкой на рис. 6.15). Расстояние между центрами утолщений меняется от импульса к импульсу пропорционально изменению с высотой геомагнитного поля (B_0) и равно $f_c = \omega_c/2\pi$ на высоте инжекции. Ширина «максимумов» $\Delta f \approx 0,6 \dots 0,8$ МГц $\leq 0,5f_c$, а их центры соответствуют полум целым гармоникам гирочастоты электронов $f_s = (s + 1/2)f_c$ на высоте инжекции.

Необходимо отметить эффект модуляции интенсивности радиоизлучения пульсациями тока пучка с частотой ~ 2 кГц, наблюдаемый на высотах $H_R \leq 140$ км. Отметим также, что аналогично эксперименту АРАКС, на высотах $H_R \leq 105$ км максимум интенсивности излучения расположен в области небольшихpitch-углов; с уменьшением высоты эта область сужается.

В заключение оценим КПД трансформации мощности пучка в радиоизлучение. Как отмечалось, плотность потока радиоизлучения достигает $P_f^{(\max)} \approx 10^{-20}$ Вт/м² Гц. При изотропной диаграмме направленности, расстоянии до излучающей области $R \approx 300$ км и ширине спектра $\Delta f \approx 10$ МГц получаем $P_f^{(\max)} \approx 10^2$ Вт, т. е. $\eta_f^{(\max)} \approx 3\%$.

На рис. 6.18 приведено изменение максимальной амплитуды на входе приемника РЛС в течение полета. Видно, что она

минимальна в районе апогея. Включение генератора плазмы привело к возрастанию интенсивности радиоизлучения. Наконец, на высотах $H_R < 105$ км радиоизлучение на этих частотах не наблюдается. Найдем выделяемую в данном частотном диапазоне мощность (P_f) для изотропной диаграммы направленности. Мощность на входе приемника равна [188]: $P_{\text{пр}} \approx P_f \lambda^2 / 4\pi R^2$, где $R \approx 300$ км — расстояние до источника излучения, λ — длина волны.

Поскольку $P_{\text{пр}} = U_{\lambda}^2 / R_{\text{вх}}$, где U_{λ} — амплитуда сигнала, $R_{\text{вх}}$ — входное сопротивление приемника, получаем для максимальных амплитуд сигналов 150 и 50 мкВ (см. рис. 6.18) соответственно $P_{f1} \approx 2,5$ Вт и $P_{f2} = 0,6$ Вт. Таким образом, максимальная эффективность преобразования энергии пучка в радиоизлучение в полосе частот 10 МГц превышает 1 %.

6.5. РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЕ ОКОЛОРАКЕТНОЙ ОБЛАСТИ И ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАВРОРА

Приведем некоторые результаты анализа [154, 253] измерений амплитуды принимаемых на Земле сигналов от бортовых ТМ-передатчиков, несущие частоты которых равны 252 МГц (АРАКС) и 75 МГц («Зарница-2»). Существует значительное различие в динамике ТМ сигнала как в первом (NORD) и втором (EAST) запусках в эксперименте АРАКС, так и между экспериментами «Зарница-2» и АРАКС. Это связано с тем, что угол между «лучом зрения» (μ_t) приемной антенны и геомагнитным полем \mathbf{B} в первом и втором запусках резко отличается, а именно: в первом он составляет менее 10° , во втором — примерно $30\text{—}40^\circ$. В эксперименте «Зарница-2» этот угол примерно равен 40° и отличие от запуска EAST связано с отличием рабочих частот ТМ-передатчиков.

На рис. 6.19 приведены фрагменты регистрации ТМ-радиосигналов в эксперименте АРАКС (NORD) и «Зарница-2». Отметим, что поглощение возникает как при инжекции вниз, так и вверх (серии 0° и 70° — АРАКС) и модулировано вращением ракеты в обоих экспериментах. Модуляция вращением видна как при импульсной, так и при непрерывной инжекции. Однако в последнем случае она выражена слабее. Это связано, по-видимому, с инерционностью источника поглощения, особенно ясно заметной во время импульсной инжекции. Как видно из рис. 6.19а время релаксации на высоте около 140 км больше 20 мс. Характерное время усиления поглощения на переднем фронте импульса около 15 мс. При этом ослабление составляет около 10 дБ, т. е. мощность принимаемого сигнала уменьшается в 10 раз. Важно также, что в запуске NORD наблюдается один максимум поглощения ТМ-сигнала за оборот ракеты. Это указывает на то, что эффективность поглощения кроме питч-угла инжекции зависит и от фазы враще-

ния ракеты. Это наиболее очевидно именно для запуска NO_{KL} , где $\langle n_t \mathbf{B}_0 \rangle < 10^\circ$.

С ростом высоты увеличивается время релаксации ТМ-сигнала к нормальному уровню. Как видно из рис. 6.19б, на высотах более 140 км поглощение существует в течение всей паузы между инъекциями (0,8 с), что хорошо согласуется с данными радиоло-

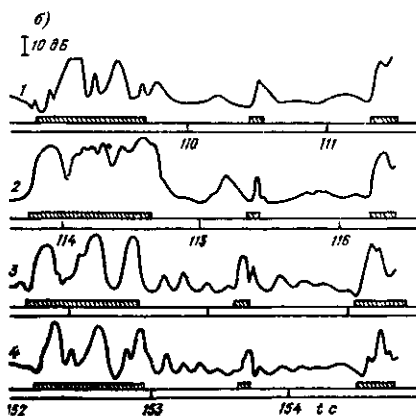
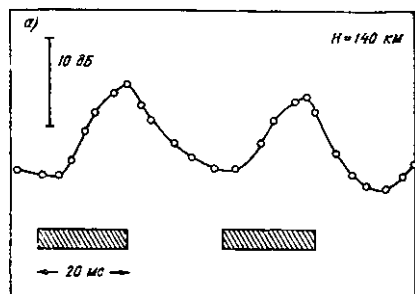


Рис. 6.19. Затухание ТМ-сигнала в экспериментах АРАКС (а) и «Зарница-2» (б) (штриховкой показаны импульсы тока инъекции).

1) $H = 122$ км, 2) 126 км, 3) 143 км, 4) 147 км.

кационных наблюдений (см. ниже). Поглощение в паузе модулировано вращением ракеты, причем в течение оборота наблюдаются два максимума поглощения. Их существование связано с наличием двух передающих ТМ-антенн, а именно: поглощение усиливается, когда минимум диаграммы направленности антенны совпадает с направлением приема (n_t) и пересекает ось плазменного цилиндра, образованного пучком. В целом эффективность поглощения уменьшается с ростом высоты.

Данные радиопросвечивания околоракетной области естественно дополняются данными [86, 154] радиолокационного зондирования, полученными с помощью двухчастотной РЛС. Последняя представляет собой два радиолокатора с общим синхронизатором и индикатором. Передатчики возбуждаются от единого задающего генератора. Такая схема позволяет применять когерентно-импульсный

метод и измерять не только дальность R до цели и амплитуду $u_{1,2}$ сигналов на двух частотах, но и их фазы с разрешением по времени 10 мс.

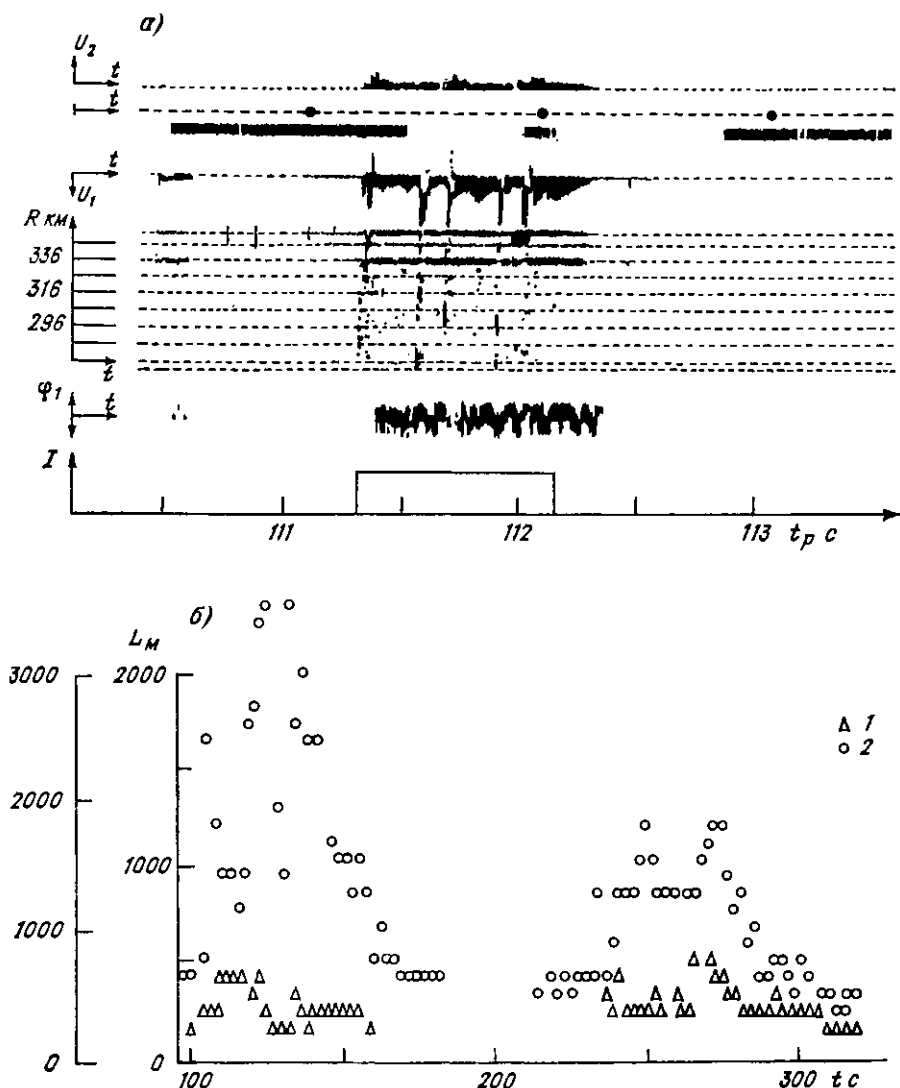


Рис. 6.20. Фрагмент регистрации (а) и радиус «отражающей» поверхности по данным РЛС (б).

1) $\lambda = 8.87 \text{ м}$, 2) $\lambda = 13.3 \text{ м}$ (левая шкала).

На рис. 6.20 а показаны амплитудные и фазовые характеристики, полученные во время длинного и короткого импульсов инжекции. Отчетливо видны отражения от цели в виде двух парал-

лельных горизонтальных линий (наличие двух линий обусловлено кодированием посылки). Всплески радиоизлучения проявляются в виде вертикальных линий одновременно на всех или почти на всех дальностях.

Как видно из рис. 6.20 б, отражения для $\lambda_2 = 8,87$ м существуют примерно до высоты 145 км. Кроме сигнала во время инъекции, начиная с высоты примерно 130 км, наблюдается сигнал и в паузах между импульсами инъекции. Включение генератора плазмы существенно увеличивает амплитуду отраженного сигнала.

Значительно более обширная информация получена о радиоотражениях на $\lambda_1 = 13,3$ м. Отражения во время импульсов инъекции существуют на большей части траектории, исчезая лишь в апогее при плохих ракурсных условиях ($\alpha_R \geq 5^\circ$). На больших высотах (при $\alpha_R < 5^\circ$) наблюдается задержка во времени появления отражения по отношению к началу импульса инъекции. Отметим, что существует интервал времени в районе апогея, где отсутствуют отражения внутри импульса инъекции, но наблюдаются отражения в паузе.

Эффективная поверхность рассеяния отражающей области ($S_{эф}$) оценивается с помощью уравнения радиолокации [188]:

$$P_{пр} = (\tilde{P} \lambda^2 / (4\pi)^2 R^4) S_{эф}(\lambda),$$

где \tilde{P} — постоянная приемника РЛС.

Линейные размеры цели в первом приближении можно охарактеризовать величиной $L = S_{эф}^{1/2}$, которая имеет смысл линейного размера сферической области, в которой электронная плотность выше критической для данной частоты. На рис. 6.20 б приведена зависимость L от времени полета для отражений во время инъекции, полученные по максимальным амплитудам отраженных сигналов. При приближении к апогею амплитуды отраженных сигналов (L) уменьшаются. Во время работы плазменного генератора происходит увеличение размеров отражающей области. Линейные размеры отражающей области в паузе не превышают 1 км для λ_1 и 0,5 км для λ_2 . Скорость расширения отражающей области вдоль луча зрения локатора, определяемая по изменению фазы, более 200 м/с во время инъекции и около 10 м/с в паузах.

В заключение отметим, что в момент появления радиоизлучения резко изменяется амплитуда и фаза отраженного сигнала. Это указывает на то, что отражающая область (вблизи ракеты) и область локализации источника радиоизлучения совпадают.

Отметим, также, что размер L является довольно условным, так как четко выраженный ракурсный эффект указывает на вытянутость отражающей области поперек луча зрения локатора (вдоль B_0): $l_{\parallel} \ll l_{\perp} \ll \lambda$. Таким образом, $S_{эф} \approx l_{\parallel} l_{\perp}$. Принимая $l_{\perp} \approx 10\lambda$, получаем $l_{\parallel} \approx S_{эф}/l_{\perp} \approx 10$ км.

6.6. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПУЧКА ВБЛИЗИ РАКЕТЫ И НАДТЕПЛОВЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ

Опишем некоторые результаты бортовых измерений потоков электронов в активных экспериментах, которые дополняют приведенные выше данные о механизме взаимодействия инжектируемого пучка с ионосферой. Уже при анализе эксперимента «Эхо-1, -2» [298, 307] отмечено, что рассеяние электронов пучка не описыва-

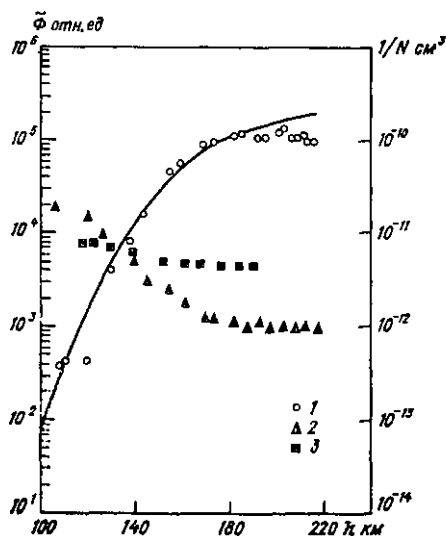


Рис. 6.21. Зависимость от высоты инжекции потока надтепловых электронов (1) и рассеянных электронов пучка (2, 3). 1 — «Эхо-5», 0,5 кэВ, 2 — «Эхо-5», 8 кэВ, 3 — «АРАКС», 13 кэВ.

ется в рамках столкновительного взаимодействия. Измерения потоков рассеянных вблизи ракеты электронов ($\Delta t_{\text{расс}} = t - t_{\text{инж}} < 1$ мс), проведенные в экспериментах АРАКС [289, 331], «Зарница-2» [141], «Полар-5» [332], и «Эхо-5» [222], показывают, что рассеяние на один—два порядка эффективнее столкновительного. Это убедительно иллюстрирует рис. 6.21 [289] и [222], из которого следует, что при изменении концентрации нейтралов примерно в 100 раз ($N_R = 110 \dots 200$ км) поток рассеянных назад электронов (при инжекции вверх с $\theta_0 \approx 0^\circ$) изменяется не более чем в 2 раза, тогда как в рамках одночастичного приближения он должен изменяться примерно в 30 раз. Существенно, что на высотах $N_R > 150$ км величина рассеянного потока практически не изменяется с высотой.

Как следует из измерений в эксперименте («мать—дочь») «Полар-5» [332], схема которого показана на рис. 6.22, разброс поpitch-углам первоначального узкого ($\Delta\theta_0 < 3^\circ$) пучка составляет $\Delta\theta = 35^\circ \dots 40^\circ$ менее чем за период ларморовского вращения (около 1 мкс). При этом наряду с ядром пучка наблюдается гало,

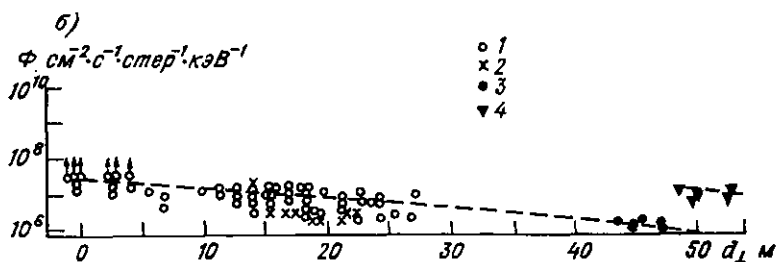
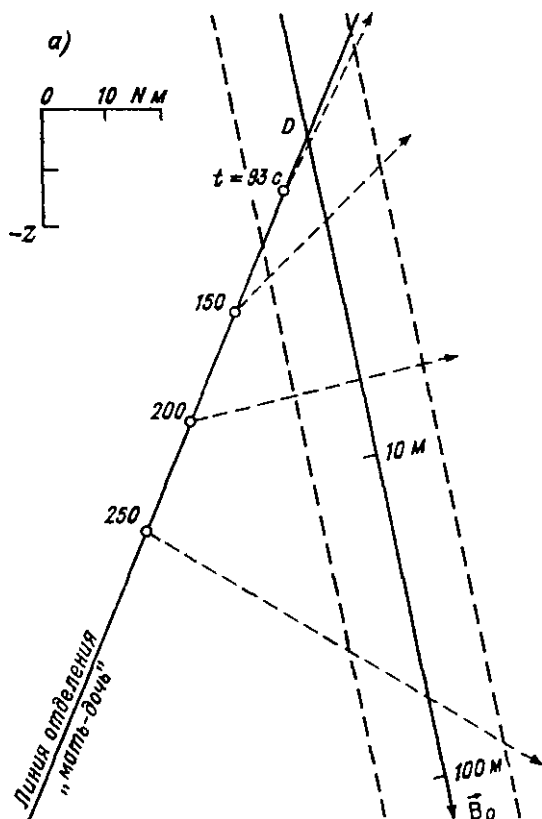


Рис. 6.22. Схема эксперимента «Поляр-5» («мать—дочка») (а) и зависимость потоков рассеянных электронов пучка от расстояния d_{\perp} от инжектора перпендикулярно B_0 (б).

	1	2	3	4
t с	107—135	200—275	350—360	360—382
H км	150—180	215—220	155—146	146—118

состоящее из электронов с энергией порядка энергии пучка, рассеянных на большие (вплоть до π) углы. Следует отметить, что для различных диапазонов высот зависимость интенсивности потока электронов в гало от расстояния (d_{\perp}) поперек \mathbf{B}_0 между инжектором («дочь») и ракетой («мать») различна (см. рис. 6.22 б). Так, в диапазоне высот 150... 180 км изменение потока описывается как [332]:

$$I_{\text{экс}} = 3 \cdot 10^7 \exp(-0,07d_{\perp}).$$

На высотах 215... 220 км величина $I_{\text{экс}}$ в несколько раз меньше, а ниже 145 км больше, чем следует из этой формулы. Для сравнения укажем, что столкновительный показатель экспоненты порядка $0,004 \cdot (N/3 \cdot 10^{10})d_{\perp}$, и $I_{\text{столкн}} \approx (3 \cdot 10^{-3} \dots 10^{-2})I_{\text{экс}}$. Аналогичный вывод можно сделать и из данных табл. 6.1 [271], в которой приведены значения расстояний d_{\perp}^* , на которых еще наблюдаются электроны пучка, в зависимости от параметров инжекции.

Таблица 6.1

ϵ_b кэВ	I_b мА	θ_0°	d_{\perp}^* м	d_{\perp}^*/ρ_b
2	10	69	5,7	2,26
2	100	57,1	5,9	2,33
4	10	77,5	13,22	3,60
4	100	73,3	22,6	6,16
8	10	84,6	5,3	0,89
8	100	86,9	30,2	5,79

Для описания характеристик надтепловых ($T_e \ll \epsilon < \epsilon_b$) электронов необходимо, очевидно, знать температуру электронов. Как отмечалось, инжекция электронного пучка сопровождается значительным нагревом ионосферных электронов. Так как параметры пучков в различных экспериментах сильно различаются, неудивительна и большая разница измеренных значений температуры электронов во время инжекции. В силу этих обстоятельств сравнение данных различных экспериментов на количественном уровне крайне затруднено. Тем не менее имеются некоторые качественные закономерности (тенденции), общие для большей части проанализированных данных. На них мы и остановимся. В качестве примера обратимся к рис. 6.23 [288], где представлена зависимость электронной температуры вблизи ракеты от высоты инжекции в эксперименте АРАКС (запуск NORD, серия 0°). Видно, что температура растет с увеличением высоты инжекции вплоть до $H_R \approx 150$ км и затем в пределах точности определения не изменяется: $T_e \approx \text{const} \approx 100 \dots 150$ эВ [напомним о постоянстве потоков рассеянных назад электронов пучка в этом диапазоне высот (рис. 6.21)]. Как показывает анализ данных эксперимента АРАКС

[288, 289], поток электронов с энергией $1 \div 3$ кэВ на высотах более 140... 150 км также изменяется незначительно, достигая около 10 % от потока тепловых ($\epsilon < 200$ эВ) электронов. Начиная

Рис. 6.23. Зависимость возмущенной электронной температуры от высоты инжекции вблизи ракеты.

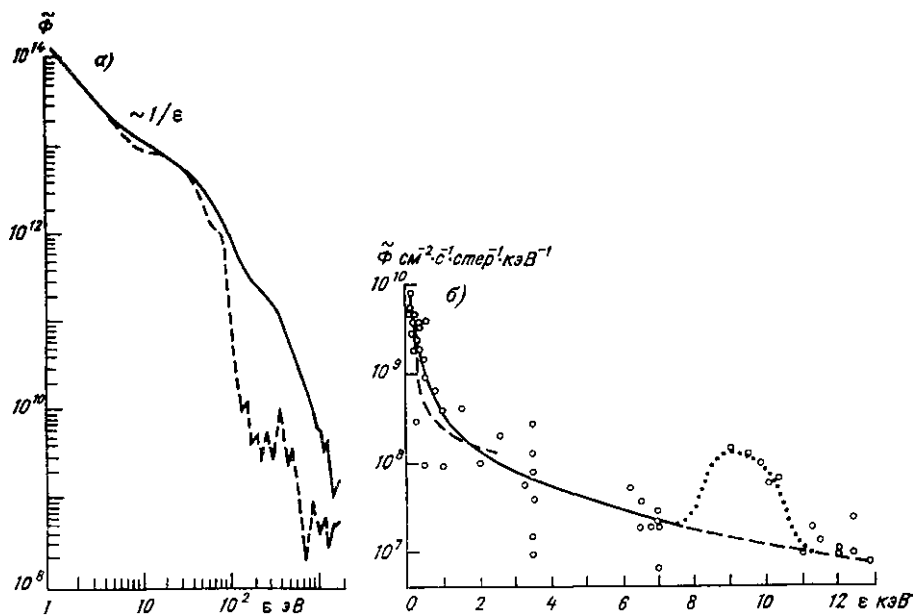
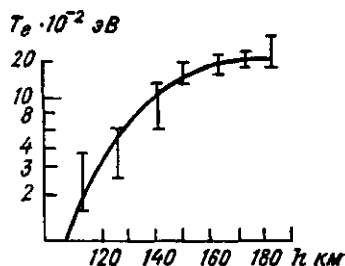


Рис. 6.24. Спектр надтепловых электронов во время инжекции.

с высоты примерно 140 км, величина потока убывает и ниже 126 км электроны с энергией 1... 3 кэВ не наблюдаются. Аналогичная тенденция наблюдается для электронов с энергией 0,5 кэВ (рис. 6.21 [222]).

На рис. 6.24 [222, 232] приведен спектр надтепловых электронов во время инжекции. Показан также спектр при одновременных выбросах с борта ракеты нейтрального газа (рис. 6.24 а, штриховая кривая). Видно резкое уменьшение потоков электронов с энергией $\epsilon > 100$ эВ при повышении концентрации нейтралов вблизи ракеты в соответствии с отмеченным выше высотным

ходом. Изменение режима пучково-плазменного взаимодействия при переходе высоты примерно 130 км отмечено также в [311] на основании анализа измерений температуры электронов и оптического излучения.

Как следует из рис. 6.24 а («Эхо-5» [222]), в диапазоне энергий 5... 100 эВ поток электронов спадает как $\tilde{\Phi} \sim \epsilon^{-1}$. Аналогичный результат получен и в эксперименте «Полар-5» [332] (рис. 6.24 б, пунктирная кривая) как внутри пучка, так и в области гало на высоте 150... 170 км ($\tilde{\Phi} = 3 \cdot 10^8$, $\epsilon^{-1,3}$ см⁻² с⁻¹ стер⁻¹ × кэВ⁻¹). Подчеркнем, что поток при этом примерно в 250 раз превосходит деградационный [штриховая кривая — увеличенный в 250 раз деградационный спектр (см. гл. 3)]. Надтепловые частицы в области гало вплоть до расстояний $d_{\perp}^{**} \sim (5 - 6) \rho_b$ отмечены также в эксперименте [271] (табл. 6.2).

Таблица 6.2

ϵ_b кэВ	I_b мА	θ_0°	d_{\perp}^{**} м	d_{\perp}^{**}/ρ_b
2	10	23,7	9,7	3,83
2	100	36,1	9,85	3,89
4	10	77,5	13,22	3,60
4	100	73,3	22,6	6,16
8	10	84,6	5,3	0,89
8	100	86,9	30,2	5,79

В заключение укажем на временные флуктуации (всплески) потоков надтепловых электронов, отмеченные в [24, 222, 288, 290, 315]. Период модуляции потоков не превышает 30 мс, глубина модуляции достигает 100 %. Соответственно модулирована и интенсивность свечения и величина плавающего потенциала [222, 315].

6.7. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОДЕЛЬЮ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ОКОЛОРАКЕТНОЙ ОБЛАСТИ

Как отмечалось, весь комплекс данных описывает одно явление — образование вблизи ракеты области плазмы повышенной температуры и концентрации. Действительно, от возмущения плотности плазмы вблизи ракеты зависят величины отраженного радиолокационного сигнала и поглощения (рассеяния) ТМ-радиоволн. Концентрацией горячих ($\epsilon > \epsilon_d \geq 2$ эВ) электронов определяется интенсивность свечения околоракетной области. Естественное предположение, что частота ВЧ-радиоизлучения определяется плазменной частотой и позволяет связать f_{\max} с электронной

концентрацией в ОРО: $n_{\max} \approx 10^{-8} f_{\max}^2$. Поскольку нелинейные механизмы трансформации плазменных колебаний в электромагнитные обеспечивают наблюдаемые потоки радиоизлучения $P_f \approx 10^{-21}$ Вт/м² Гц (см. п. 5.5), то достаточно сравнить изменение спектра с изменением плотности плазмы в разряде в течение полета.

1. Зависимость плотности плазмы в разряде от N (высоты инжекции) на высотах $H_R > 130$ км при $\theta_0 > \theta_R$, что выполняется в эксперименте «Зарница-2» для всей области высот, дается формулами (5.59) и (5.65), из которых следует

$$f_{p \max} \sim \sqrt{n_{\max}} \sim \sqrt{n_b \epsilon_b N / v_{R\perp}} \sim [I_b N / \sqrt{\epsilon_b v_{R\perp}}]^{1/2}.$$

Это совпадает с экспериментальной зависимостью f_{\max} (см. рис. 6.16). На меньших высотах $n_{\max} \sim N^{2/3}$ [см. формулу (5.61)], что также не противоречит экспериментальным данным (рис. 6.16). Увеличение f_{\max} при включении плазменного генератора вызвано, очевидно, взаимодействием пучка с инжектируемой плазмой, плотность которой для параметров плазмогенератора составляет примерно 10^8 см⁻³ на расстоянии 10... 20 м от ракеты.

2. «Обрезание» $f_{\min} = f_{\min}(N)$ спектра излучения со стороны низких частот на высотах $H_R < 102$ км неплохо согласуется с формулой (5.63), т. е. $f_{\min} \approx f_{p \min} \approx 10^4 n_{\min}^{1/2}$. Существенно, что излучение в экспериментах АРАКС и «Зарница-2» на малых высотах ($H_R \leq 105$ км) существует лишь при небольших питч-углах инжекции. Это объясняется подавлением соударениями осцилляторной неустойчивости, которая наиболее эффективна при больших питч-углах (см. п. 5.4.1).

3. Концентрация нейтралов N_{\max} [см. формулу (5.64)], выше которой разряд не зажигается, соответствует высотам около 95 км. Во всех экспериментах ниже 95 км радиоизлучение исчезало.

4. Наиболее эффективно возбуждаются колебания в области двойного плазменного резонанса $\omega_p \approx \omega_{ce}$, поэтому увеличение интенсивности излучения на гармониках гирочастоты (см. рис. 6.15), является очевидным. Большая ширина «максимума» и его положение, по-видимому, связаны с радиальной ограниченностью пучка, так как максимум коэффициента усиления колебаний при выносе поперек пучка Γ_{osc} достигается при $f \approx (s + 1/2) f_c$, причем $\Delta f \approx 0,5 f_c$.

5. Для интерпретации эффекта модуляции радиоизлучения пульсациями тока пучка оценим, успеют ли колебания затухнуть за время $\Delta \tau_{имп} \approx 30$ мкс (плотность и температура плазмы не успевают заметно измениться за это время). Условие $v \Delta \tau_{имп} < 1$ выполняется в области разряда при $N < 10^{11}$ см⁻³ ($H_R > 140$ км), что согласуется с экспериментом.

6. Обратимся к рис. 6.14а, на котором показана эволюция радиоизлучения непосредственно перед его исчезновением. В это время есть излучение только на $f = 50$ МГц (так же, как и в «Зар-

нице-2»), что хорошо согласуется с оценкой n_{\max} [см. формулу (5.59)]. Существование излучения только при $\theta_0 > 15^\circ$ объясняется влиянием радиальной неоднородности пучка при меньших питч-углах на развитие неустойчивости и диффузию плазмы. Уменьшение интенсивности излучения с ростом питч-угла инжекции и исчезновение его при $\theta_0 \gtrsim 50^\circ$ связано с тем, что на этих высотах осцилляторные моды, наиболее эффективные при больших θ_0 уже застabilизированы, а энергия пучковой моды с ростом θ_0 быстро уменьшается.

7. Зависимость n_{\max} от фазы вращения ракеты находится в качественном согласии с наблюдаемой (см. рис. 6.12, 6.13). Действительно, на высотах $H_R > 110$ км выделяется фаза вращения

ракеты $\tilde{\psi}_{\text{орт}}$; на меньших высотах в соответствии с определением [(см. формулу (5.50))] $\theta_R \approx 90^\circ$ и зависимость от фазы исчезает. Различие поведения интенсивности излучения при непрерывной и импульсной инжекции объясняется следующим образом. При импульсной инжекции в паузе между импульсами ракета перемещается примерно на 20 м поперек \mathbf{B}_0 и попадает практически в невозмущенную среду. При этом начальные условия для зажигания разряда почти одинаковы для каждого питч-угла (импульса) инжекции. Во время непрерывной инжекции на изменение параметров пучка (и разряда), связанное с вращением ракеты, накладывается изменение начальных условий, вызванное диффузией разрядной плазмы. Это качественно согласуется с различием в эффективности поглощения ТМ-сигнала при импульсной и непрерывной инжекции.

8. Уменьшение интенсивности радиоизлучения при $H_R < 105$ км (см. рис. 6.14б), можно объяснить подавлением кинетической неустойчивости на этих высотах. Таким же образом объясняется и максимум в свечении ОРО на высоте около 125 км в «Зарнице-2» (см. рис. 6.7а). Действительно, ток инжекции здесь примерно в два раза меньше, чем в АРАКС, и условие $N < N_c$ [формула (5.62)] нарушается на большей высоте.

9. Модуляцию вращением ракеты, характерную для всех видов измерений, естественно связывать с зависимостью параметров пучка и разрядной плазмы от питч-угла инжекции. При малых питч-углах главную роль играет пучковая неустойчивость, а при больших — осцилляторная, и параметр $n_b \cdot (\eta_{\perp} \sin^2 \theta_0 + \eta_{\parallel} \cos^2 \theta_0)$ минимален в области промежуточных питч-углов $\theta_0 \approx 50 \dots 60^\circ$. Таким образом, «эффективность» разряда при $\theta_0 \approx 50 \dots 60^\circ$ минимальна. Это не противоречит рис. 6.9, 6.12, 6.13; особенно наглядно увеличение глубины модуляции свечения ОРО (см. рис. 6.9б) при расширении диапазона питч-углов инжекции.

10. Зависимость потока ОРС F_R от высоты инжекции (см. рис. 6.7) согласуется с выводами п. 5.5.1. Зависимость $F_R \sim N$ во время работы плазмогенератора можно объяснить тем, что в это время плотность плазмы вблизи ракеты и характерный размер

определяются плазменной струей, а не разрядом, и в результате $F_R \sim v_{\text{ion}} \sim N$.

Ниже 130 км имеет место «квазилинейный» режим ППР, в котором $l_{\parallel} \sim v^{-1}$ и $n_{\text{max}} \sim N^{2/5}$. Таким образом, обращаясь к рис. 6.7 и 6.16, видим, что f_{max} и излучение в оптическом диапазоне при $H_R < 130$ км соответствуют зависимостям

$$F_R \sim n_{\text{max}} \sim f_{\text{max}}^2 \sim N^{2/5}.$$

11. Естественным образом объясняется и рис. 6.8, где наряду со свечением ОРО и ИПС имеется область подракетного свечения. Вблизи апогея динамика разряда определяется модуляционной неустойчивостью и $W \sim \Delta^{-a_w}$, где Δ — доля теряемой пучком энергии. При этом $F_R \sim n \sim W$ уменьшается от ракеты как Δ^{-a_w} . В то же время $\Delta \sim l_{\parallel}^{1/a_e}$, так что $F_R \sim l_{\parallel}^{-a_w/a_e} \sim l_{\parallel}^{-1/2}$. Размер, на котором $F_R/F_R^{(\text{ОРО})} \approx 1/3 - 1/4$, составляет порядка $10 l_{\text{ОРО}} \approx 1 \dots 5$ км, что согласуется с данными радиолокационных измерений (рис. 6.20).

12. Величина затухания ТМ-сигнала (см. рис. 6.19) и аномального рассеяния электронов пучка (см. рис. 6.21, 6.22) вблизи ракеты согласуется с формулами (5.73) и (4.115) соответственно.

13. Изменение характеристик потоков надтепловых электронов с высотой естественным образом объясняется изменением концентрации и температуры плазмы при изменении концентрации нейтралов с высотой. Так, например, $T_e \sim \epsilon_m \sim 1/n$ в «сильнотурбулентном» режиме ППР, где $n \sim N$ при $N > N_{\text{min}} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $n = \text{const}$ при $N < N_{\text{min}}$ (ср. с рис. 6.23). Концентрацию надтепловых электронов с $\epsilon > \epsilon_{\text{min}}$ можно оценить как

$$n'(\epsilon) \sim n_t (\epsilon_{\text{min}}/\epsilon)^2,$$

где $n_t \approx 10^{-3} n$ — полное число частиц в хвосте, $\epsilon_{\text{min}} \approx 7 T_e$.

Отсюда для $T_e \approx 20$ эВ ($H_R = 130$ км) и $T_e \approx 100$ эВ ($H_R \approx 150$ км) имеем соответственно $n' (1,5 \text{ кэВ})/n_t \sim 5 \cdot 10^{-3}$ и $0,15$ в согласии с данными [288, 289]. Исчезновение хвостовых частиц на высотах $H_R < 120 \dots 130$ км объясняется подавлением модуляционной неустойчивости соударениями (см. рис. 5.3) в соответствии с данными по оптическому и радиоизлучению.

Сильную временную модуляцию потоков надтепловых частиц (всплески) можно объяснить автоколебательным характером пучковоплазменного взаимодействия на больших ($N < N_{\text{Ma}}$) высотах. Действительно, периодичность всплесков определяется временем затухания звуковых колебаний, которое при $N < N_r(\theta_0)$ [формула (5.44)] порядка $10^2 \tau_p \sim 10^{-2}$ с.

14. Поперечный размер области нагрева и ускорения электронов (см. табл. 6.1 и 6.2, рис. 6.22, 6.24 б, оптические данные в п. 6.3.1) оказывается порядка нескольких ларморовских радиусов пучка, что также согласуется с теорией [см. формулу (5.25)].

Итак, основные характеристики системы «инжектируемый пучок — ионосферная плазма» вблизи инжектора удается объяснить

в рамках модели пучково-плазменного разряда в околоракетной области. Ключевым для модели является то, что соударения тепловых электронов с нейтральной компонентой ионосферы контролируют бесстолкновительное взаимодействие электронов пучка с ионизованной компонентой, определяя, в частности, границу подавления сильной турбулентности (см. рис. 5.3).

С другой стороны, если длина релаксации пучка, вторгающегося в ионосферу, велика по сравнению со шкалой высот нейтральной атмосферы, то можно ожидать, что режимы релаксации и соответственно параметры возмущения ионосферы пучком на разных высотах будут различными. Именно эти соображения привели к предсказанию образования «ПТ-слоя» в E -области ионосферы при вторжении энергичных электронов [52, 82, 108].

«ПЛАЗМЕННО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ» СЛОЙ В ИОНОСФЕРЕ, ИНИЦИИРУЕМЫЙ ВТОРЖЕНИЕМ ПУЧКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

7.1. АНОМАЛЬНЫЙ СЛОЙ В ОБЛАСТИ E

Как отмечалось, в области полярных сияний следует более корректно, чем в классической схеме, учитывать влияние потоков

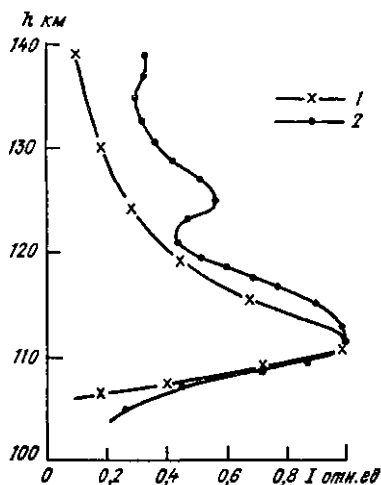


Рис. 7.1. Профиль свечения луча искусственного полярного сияния (1) и расчетный столкновительный профиль (2).

энергичных электронов. Выше показано, что, несмотря на малую степень ионизации, генерация плазменных колебаний может значительно изменить темп диссипации энергии электронных потоков в E -области, по сравнению со столкновительными моделями [225, 230, 368]. Параметры плазмы в полярном сиянии определяются теряемой энергичными электронами энергией, так что по высотным профилям свечения можно судить о механизме диссипации. Прежде всего, это относится к лучам полярных сияний, профили интенсивности которых прямо показывают долю энергии, «высвечиваемую» вторгающимися электронами в элементе объема на разных высотах. При этом наблюдения искусственных полярных сияний (см. пп. 6.2, 6.3) имеют особую ценность, так как контролируются параметры пучка и силовой трубки, где происходит вторжение.

Микрофотометрической обработкой снимков лучей искусственных полярных сияний (эксперимент «Зарница-2») получены высотные профили свечения $I_{\text{опт}}(h)$ [82, 340], пример которых показан на рис. 7.1. Для сравнения дан расчетный (столкновительный)

профиль свечения. Видно, что распределение светимости вдоль луча существенно отличается от столкновительного на высотах $h > 120$ км, тогда как на меньших высотах отличие весьма незначительно. Анализ снимков лучей ИПС с двугорбым профилем яркости показывает, что параметры нижнего максимума согласуются со столкновительным. Верхний максимум обычно располагается на высоте $h_m \approx 125$ км и имеет протяженность по высоте $\Delta h \approx 4 - 6$ км (аналогично рис. 3.8 и 3.9).

Представляется очевидным (см. п. 3.3), что в рамках одночастичного взаимодействия невозможно объяснить параметры верхнего максимума. Таким образом, можно заключить, что существ-

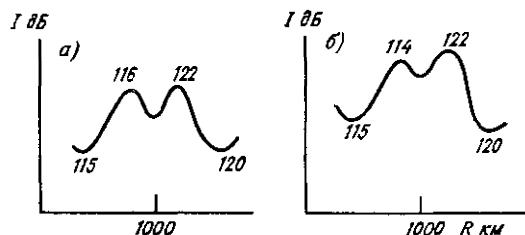


Рис. 7.2. Двухслойная структура радиоавроры (наблюдения 12.02.79 г.).

а — 2 ч 20 мин 30 с, б — 2 ч 20 мин 49 с (местное время), цифры — высота, км.

ует механизм диссипации пучка, который наиболее эффективен в слое вблизи h_m толщиной несколько километров и «выключается» на малых (здесь $h < 120$ км) высотах. Аналогичные проблемы возникают при интерпретации узких E_s слоев с резким верхним краем на высотах $h > 110$ км. Как было показано, профиль 2 на рис. 3.10 тоньше на 10 км минимально возможного слоя, полученного в предположении о столкновительной деградации авроральных электронов (отметим качественное сходство резкого верхнего края в профиле 2 и профилях на рис. 3.9 и 7.1).

В наблюдениях на двухвысотном радаре ($f_0 = 90$ МГц) во время исключительно сильной радиоавроры была обнаружена [195, 392] двухслойная высотная структура области отражения, связанная с вторжением интенсивных электронных потоков. Один из примеров такой структуры приведен на рис. 7.2. Разность высот слоев составляет от 5 до 10 км, толщина верхнего слоя — около 2 км. Для объяснения такой структуры в рамках традиционных механизмов образования радиоавроры [276] необходимо предполагать наличие резких высотных градиентов электрического поля и/или ионизации. Таким образом, проблема двухслойной радиоавроры смыкается с изложенными выше. Здесь следует отметить результаты наблюдений радиоавроры в области высот $h \sim 130$ км, имеющей толщину несколько километров [195, 392] (см. также рис. 1.11 б), что не может быть объяснено в рамках теории [276].

Приведенные примеры, хотя и получены в различных условиях, однако, на наш взгляд, убедительно показывают необходимость привлечения дополнительных механизмов взаимодействия элек-

тронных потоков с ионосферной плазмой. Последние должны быть особенно эффективны в области высот $120 \leq h \leq 130$ км.

Заметим, что пучковое распределение типа рис. 1.7 указывает на наличие области ускорения с перепадом потенциала $\Delta\phi \sim \epsilon_b/e$ вдоль силовых линий геомагнитного поля [275]. В настоящее время вопрос о продольном размере области ускорения остается открытым. Лабораторные эксперименты ([140, 236] и ссылки), численное моделирование [27] и аналитические расчеты [49, 61] показывают, что при образовании локализованного скачка потенциала $\Delta\phi$ (двойной слой) формируется электронный пучок с энергией $\epsilon_b \sim e\Delta\phi$, переносящий основную часть продольного электрического тока. Представляется очевидным, что при достаточно протяженной области перепада потенциала тепловой разброс ускоренных электронов будет сравним с ϵ_b (убегающие электроны). Этот вопрос, однако, выходит за рамки книги.

Ниж мы полагаем, что наблюдаемые почти моноэнергичные ($\Delta\epsilon \ll \epsilon_b$) узконаправленные ($\theta \leq 10^\circ$) потоки энергичных электронов формируются при образовании в магнитной силовой трубке двойного (электрического) слоя. Отметим, что параметры плазмы и продольного тока, наблюдаемые в эксперименте (см., например, [50, 252]), удовлетворяют требованиям [27, 49, 61], необходимым для образования двойного слоя.

7.2. ТЕОРИЯ «ПЛАЗМЕННО-ТУРБУЛЕНТНОГО» СЛОЯ

Итак, пусть в ионосферу вторгается электронный пучок. Покажем, что при транспортировке пучка от области его формирования ($h_0 \sim 10^3 \dots 10^4$ км) до нижней ионосферы сохраняется его пучковая структура. Искажение функции распределения из-за соударений с нейтральными частицами на высотах $h \leq 150$ км (выше влияние соударений незначительно) рассчитано методом Монте-Карло. Предполагается, что на высоте $h_0 = 150$ км электроны имеют энергию $\epsilon_b = 10\hat{\epsilon}_b$ кэВ и разброс поpitch-углам $\Delta\theta_0 = 2^\circ$. Как следует из расчетов, анизотропные ($\theta_0 < 30^\circ$) потоки сохраняют свою пучковую структуру при рассеянии на нейтралах вплоть до высот E-слоя (рис. 7.3) [108].

Концентрацию электронов в узконаправленном почти моноэнергичном ($\Delta\epsilon \ll \epsilon_b = m\hat{\epsilon}_b^2/2$) пучке удобно выражать через плотность потока энергии Φ_ϵ или плотность потока $\Phi = \Phi_\epsilon/\epsilon_b$, а именно:

$$n_b = \Phi/u_b = \Phi_\epsilon/u_b\epsilon_b \simeq \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \hat{\epsilon}_b^{-1/2} \simeq \left(\frac{\Phi_\epsilon}{\Phi_{\epsilon 0}}\right) \hat{\epsilon}_b^{-3/2}, \quad (7.1)$$

где $\Phi_0 = 6 \cdot 10^9$ см⁻² с⁻¹; $\Phi_{\epsilon 0} = 100$ Эрг/см² с.

Заметим, что плотность продольного тока, переносимого пучком, равна $j_{\parallel}^{(b)} = en_b u_b \simeq 10^{-5} (\Phi/\Phi_0)$ А/м². При $\hat{\epsilon}_b = 0.5 \dots 1$ и $\Phi_\epsilon = 30 \dots 300$ Эрг/см² с имеем характерные для нашей задачи

значения: $n_b \simeq 0,3 \dots 10$ и $j_{\parallel}^{(b)} = 3 \cdot 10^{-6} \dots 10^{-4}$ А/м². При этом отношение $\gamma_b/\omega_p \simeq 3(10^{-5} \dots 10^{-3})$. Условие развития пучковой неустойчивости на высотах $h \leq 150$ км, где преобладают столкновения с нейтралами, выполняется, если

$$N < N_T \simeq 3 \cdot 10^{15} (\gamma_b/\omega_p) \left(\frac{0,1}{T_e} \right) \left(\frac{n_0}{10^5} \right)^{1/2}. \quad (7.2)$$

Таким образом, при $T_e \sim 0,1$ эВ необходимым для возбуждения пучковой неустойчивости на высотах $h \gtrsim 120$ км ($N_T \leq 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³)

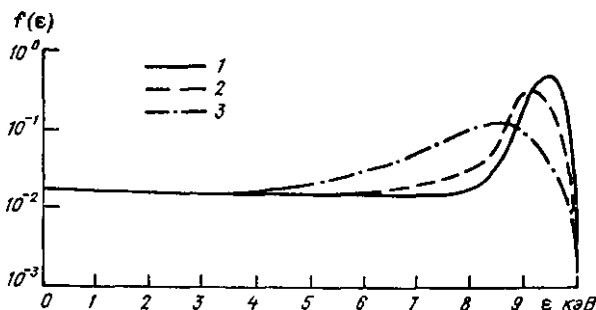


Рис. 7.3. Функция распределения на высоте $h=115$ км пучка, инжектируемого на высоте $h_0=150$ км с питч-углом θ_0 и энергией $\epsilon_0=10$ кэВ.

1) $\theta_0 \leq 10^\circ$, 2) $\theta_0 = 29 \dots 31^\circ$, 3) $\theta_0 = 59 \dots 61^\circ$.

является неравенство $\gamma_b/\omega_p \gtrsim 10^{-4} \gg \mu$. Легко показать, что условие развития модуляционной неустойчивости здесь также выполняется. Длина релаксации пучка при этом $l_{\parallel} \sim l_{md} \sim 10^3 \dots 10^4$ км (при $\Delta u/u_b \sim 0,2 \dots 0,3$) [283], что согласуется с наблюдениями пучковых структур на малых высотах (см. гл. 1).

В условиях эксперимента «Зарница-2» длина релаксации в режиме сильной турбулентности составляет несколько десятков км и также много больше шкалы высот (при $h \leq 130 - 140$ км). Радиус пучка на высоте ~ 130 км (при инжекции на высотах $H_R \sim \sim 150$ км) оказывается порядка $\rho_{\perp} \sim 100$ м [107], так что $n_b^{(\infty)} = I_b/\pi r^2 \infty e u b \sim 1$ см⁻³. Таким образом, параметры искусственно инжектируемого пучка (на высотах ~ 130 км) и наблюдаемых в естественных условиях довольно близки, что позволяет сравнивать данные наблюдений ИПС и ПС.

Бесстолкновительный режим сильной турбулентности заканчивается, если частота столкновений превышает величину $\nu_* =$

$$= \sqrt{\mu \gamma_b \omega_p / \alpha} \quad (4.118) \quad \text{или}$$

$$N > N_* \simeq 3 \cdot 10^{10} (0,1/T_e) (u_b/\Delta u) n_b^{1/2} \quad (7.3)$$

$(T_e \sim T_i)$

(нетрудно убедиться, что $N_* < N_T$ при $\gamma_b/\omega_p > 10^{-5}$). При $u_b/\Delta u \sim 3-5$ и $n_b \sim 0,3-3$ значение $N_* \simeq 6 \cdot 10^{10} \dots 3 \cdot 10^{11}$, что соответствует высотам $h_* \simeq 140 \dots 120$ км. В этой области высот уровень плазменной турбулентности значительно больше, чем в верхней ($N < N_*$) области (см. (4.120)). Размер области (слоя) повышенной турбулентности (ПТ-слой) определяется длиной релаксации и/или условием подавления неустойчивости соударениями и составляет несколько километров. Ниже слоя неустойчивость не развивается и взаимодействие чисто столкновительное.

Найдем температуру электронов в слое и вне его. Для этого воспользуемся уравнением баланса (2.46), из которого следует, что нагрев электронов плазменными колебаниями происходит до «температуры» $T_e = \bar{\epsilon} (Q_e = \nu W_L)$:

$$\delta(\bar{\epsilon}) = L_e N / \nu \bar{\epsilon} = W_L / n \bar{\epsilon} \simeq \frac{\gamma_b}{\omega_p} \begin{cases} 1; & N < N_*, \\ (\nu/\nu_*)^2; & N > N_*. \end{cases} \quad (7.4)$$

Отсюда (и рис. 2.4) нетрудно получить, что для потоков $\Phi \geq \Phi_0$ (или $\gamma_b/\omega_p > (2-3) \cdot 10^{-4}$), когда $h_* \leq 130$ км, температура — в ПТ-слое достигает значений около 0,5 эВ. Выше слоя ($N < N_*$), температура, определяемая из (7.4), не превышает 0,2 эВ.

Следует отметить, что основная энергия тепловых электронов в ПТ-слое идет на возбуждение колебательных уровней N_2 . Учет этого будет проведен ниже. Здесь же мы рассмотрим эффекты, связанные с ускорением плазменных электронов турбулентностью.

Как отмечалось в гл. 3, распределение надтепловых электронов в ПС отличается от деградиационного спектра. Действительно, наблюдаемые (см. п. 1.4) спектры электронов в диапазоне энергий 5... 7 эВ $\leq \epsilon \leq 500$ эВ обладают следующими свойствами: 1) изотропия по питч-углам; 2) функция распределения убывает как $f_i^{(ак)} \sim \epsilon^{-\alpha_\epsilon}$, где $\alpha_\epsilon \simeq 4 \dots 5$ при 5... 7 эВ $\leq \epsilon < \epsilon_*$ и $\alpha_\epsilon \simeq 1,8 \dots 2$ при $\epsilon_* \leq \epsilon \leq 500$ эВ; 3) ϵ_* лежит в диапазоне 15... 60 эВ; 4) концентрация надтепловых электронов в области энергий $\epsilon \geq \epsilon_*$ достигает $n_i \leq n_i^{\max} \simeq 10 \text{ см}^{-3} \sim 10^{-4} n_0$, где $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$ — типичная концентрация ионосферных электронов.

Подчеркнем, что $\epsilon_* \geq 100 T_e$. Также отметим, что плотность потока вторгающихся электронов не превышает $(1 \dots 3) \Phi_0$, т. е. их концентрация $n_b \leq 1 \text{ см}^{-3}$.

Деградиационный спектр (см. рис. 3.8) [124, 193] можно аппроксимировать следующим образом:

$$f_{ст}(\epsilon) \simeq \frac{4 + 2\beta}{4\pi v_c^3} n_{ст} \begin{cases} (\epsilon_c/\epsilon)^{3,5+\beta} & \text{при } \epsilon_c \leq \epsilon \leq \epsilon_c^*, \\ (\epsilon_c/\epsilon_c^*)^{3,5+\beta} (\epsilon_c^*/\epsilon)^3 & \text{при } \epsilon > \epsilon_c^*. \end{cases} \quad (7.5)$$

Здесь $\beta \simeq 1$; $\epsilon_c = mv_c^2/2 \simeq 6$ эВ; $\epsilon_c^* \simeq 20-40$ эВ; $n_{ст} \simeq [30 \sqrt{\epsilon_c}/(2,5 + \beta)] n_b \simeq 30 n_b$; в области $\epsilon < \epsilon_c$ вид функции распределения сильно зависит от нейтрального состава.

Таким образом, в области малых ($\epsilon < \epsilon_*$) энергий спектр надтепловых электронов близок к деградиационному, а при $\epsilon > \epsilon_*$ он существенно более пологий.

С другой стороны, свойства спектра хвостовых электронов, определяемого в теории сильной ленгмюровской турбулентности (см. 4.3.4), таковы: 1) $f_t \sim \epsilon^{-\alpha_l}$, где $\alpha_l = 1,75 \dots 2$ в зависимости от размерности задачи и модели коллапса; 2) минимальная энергия электронов хвоста $\epsilon_{\min}^l \leq 10T_e$, а их концентрация $n_t \gtrsim 10^{-3}n_0$.

Следовательно, хотя $\alpha_l \simeq \alpha_e$ при $\epsilon > \epsilon_*$, однако $\epsilon_{\min}^l \ll \epsilon_*$ и $n_t \gg n_t^{\max}$.

Это различие вызвано тем, что в гл. 4 рассматривается ускорение хвоста тепловых электронов. В действительности, спектр надтепловых электронов в ПС (или, в более общем случае, в плазме пучково-плазменного разряда) образуется в результате ускорения ленгмюровской турбулентностью электронов деградиационного спектра, которых значительно больше (при $\epsilon \gg T_e$), чем в максвелловской плазме. Таким образом, затухание Ландау в слабоионизованной плазме, создаваемой пучком, является более эффективным и сказывается в процессе коллапса плазменных каверн на более ранней стадии схлопывания, чем в полностью ионизованной плазме.

Размер каверны $\Delta \sim 1/k$ однозначно связан со скоростью ускоряемых электронов: $v \sim \omega_p/k$. Минимальный размер каверны определяется условием

$$\gamma_l(k_m = 1/\Delta_{\min}) = \gamma_{\text{мд}}(|E_{k_m}|^2), \quad (7.6)$$

где $\gamma_l(k) = (\pi^2/n_0)(\omega_p^4/k^3)f_{\text{ст}}(\omega_p/k)$ — декремент затухания Ландау (в изотропной турбулентности) на деградиационных электронах; $\gamma_{\text{мд}}(|E|^2) \simeq 0,3\omega_p(\mu|E|^2/\pi n_0 T_e)^{1/2}$ — инкремент автомодельного схлопывания каверны; E_k — амплитуда поля плазменных колебаний в каверне масштабом $\Delta \sim 1/k$.

Полагая $\epsilon_{\min} \leq \epsilon_c^*$, из (7.5) и (7.6) получаем [156]

$$\epsilon_{\min} \simeq \epsilon_c \left[3 \cdot 10^3 (n_{\text{ст}}/n_0) (8\pi n_0 T_e / |E_{k_m}|^2)^{1/2} \right]^{\beta+1/2}. \quad (7.7)$$

Отсюда следует, что при $n_b/n_0 \gtrsim 10^{-5}$ (и $|E_{k_m}|^2/8\pi n_0 T_e < 1$) нижняя граница хвоста $\epsilon_{\min} \gtrsim \epsilon_c \gg \epsilon_{\min}^l$.

При $v < v_*$ справедлива следующая оценка $|E_{k_m}|^2/8\pi n_0 T_e \sim 10\gamma_b/\omega_p$ и при $\beta = 1$

$$\epsilon_{\min} \simeq \epsilon_c \left[\frac{n_{\text{ст}}}{n_0} (3\mu\gamma_b/\omega_p)^{-1/2} \right]^{2/5} \simeq 3\epsilon_c \epsilon_{\min} \simeq 20 \text{ эВ}$$

(для $n_b/n_0 \sim 10^{-5}$ и $\Delta u/u_b \sim 0,3$). Число частиц в ускоренном хвосте оказывается порядка

$$n'_t \sim \int_{\epsilon_{\min}}^{\infty} f_t(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon \simeq 0,3n_{\text{ст}} \simeq 10^{-4}n_0.$$

Следует отметить, что в данном случае n'_e превышает в ≈ 3 раза концентрацию электронов в деградиационном спектре с $\varepsilon > \varepsilon_c^*$. При $\nu > \nu_*$ (в ПТ-слое) плотность энергии турбулентности, согласно (4.120), увеличивается. Как нетрудно убедиться, условие (7.6) в ПТ-слое может быть выполнено при $\varepsilon_{\min} \approx 1,5\varepsilon_c$. Таким образом, число хвостовых электронов в ПТ-слое увеличивается в 10—20 раз по сравнению с таковым вне слоя. Вклад в ионизацию вторичных электронов ($1 \leq \varepsilon \text{ эВ} \leq 100$) составляет около 40 % и если их концентрация увеличится на порядок, то соответственно возрастет скорость ионизации.

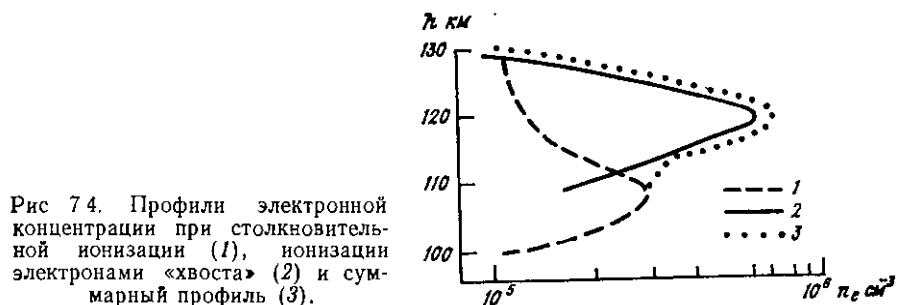


Рис. 7.4. Профили электронной концентрации при столкновительной ионизации (1), ионизации электронами «хвоста» (2) и суммарный профиль (3).

Рассмотрим, к каким изменениям профиля электронной концентрации приведет этот эффект. Для этого зададим ряд начальных параметров: $n_e^{(0)} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ — начальная фоновая концентрация электронов ионосферной плазмы, $\hat{\varepsilon}_b = 1$, $\Phi = \Phi_0$, $n_b = 1 \text{ см}^{-3}$. Ограничимся временами менее 1 с, пренебрегая рекомбинацией. Тогда профиль электронной концентрации можно получить с помощью следующего выражения:

$$n_e(h) = [q_{\text{ст}}(h) + q_t(h)]t + n_e^{(0)}.$$

Здесь $q_{\text{ст}}(h)$ — высотный профиль скорости столкновительной ионизации (см. рис. 3.7); q_t — скорость ионизации электронами хвоста (4.128) в слое ($\Delta h \approx 5 \text{ км}$), верхняя граница которого для данных параметров лежит на высоте $h_* \approx 130 \text{ км}$.

На рис. 7.4 приведены профили электронной концентрации через 1 с после начала высыпания. Видно, что рассчитанный профиль согласуется качественно с экспериментальным профилем 2 на рис. 3.12 и воспроизводит его основные особенности: небольшой провал концентрации в интервале высот $110 < h \text{ км} < 120$, который определяется наличием двух максимумов в скорости ионообразования (коллективного и столкновительного), разнесенных по высоте приблизительно на 10 км; резкое обрезание слоя n_e на верхней границе.

Профили свечения полярных сияний объясняются аналогичным образом.

Обратимся к двухслойной структуре в радиоавторе (см. рис. 7.2). Верхний из слоев рассеяния естественно связывать [157] с ПТ-слоем. Действительно, в слое и выше его генерируются флуктуации плотности, уровень и масштабы которых определяются сильной турбулентностью. Однако выше слоя, хотя характерный масштаб флуктуаций $1/k_L \sim r_D(nT_e/W_L)^{1/2} \leq c/\omega_0 \sim 1$ м, уровень

их $\sqrt{\langle |\delta n_h/n_0|^2 \rangle} \sim W_L/nT_e \sim 3\gamma_b/\omega_p < 10^{-2}$ недостаточен для создания радиоавторы. В ПТ-слое в области $\nu \sim \nu_{\text{нн}}$ уровень флуктуаций с масштабом $1/\kappa_m \sim r_D(\omega_p/\gamma_b)^{1/2} \leq c/\omega_0$ достигает значений $(\delta n/n)_{\kappa_m} \sim 3(\gamma_b/\omega_p)^{3/2} \cdot \mu^{-1/2} \leq 0,1$, достаточных для создания рассеянного сигнала, регистрируемого на 90 МГц радаре.

Второй (нижний) слой рассеяния, очевидно, связан с традиционными механизмами генерации радиоавторы [276], так как условие $\gamma_b/\omega_p \geq 3 \cdot 10^{-4}$ требует довольно большой плотности продольного тока $j_{\parallel}^{(b)} > 10^{-5}$ А/м², замыкание которого в ионосфере создает ток, превышающий пороговый для неустойчивости Фарли—Бунемана.

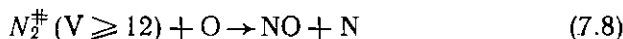
Рассмотрим далее следствия возбуждения колебательных и электронных уровней молекул N₂ в ПТ-слое.

7.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ NO В ПТ-СЛОЕ

7.3.1. Энерговклад

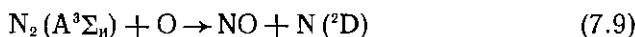
Как отмечалось в п. 1.3, никакие изменения классической фотохимической схемы не могут привести к концентрации окиси азота, превышающей $[\text{NO}]_c \sim 0,1$, $[\text{O}_2] \approx 10^9$ см⁻³. Это связано с тем, что окисляемые возбужденные атомы азота N(²D) и N(⁴S) здесь появляются в основном из-за рекомбинации ионов NO⁺ и N₂⁺ и, следовательно, темп образования NO ограничен темпом ионизации.

С другой стороны, в работе [181] показано, что важную роль в окислении колебательно-возбужденного ($T_v \geq 0,3$ эВ) азота играет реакция



с константой [85] $K_{\pm} \simeq 10^{-11}$ см³ · с⁻¹.

Возможна также реакция



($K_{\pm} \simeq 2 \cdot 10^{-11}$ см³ с⁻¹), которая рассматривается в работе [354] как дополнительный источник образования атомов N(²D)¹. Таким об-

¹ На наличие электронно-возбужденных молекул азота указывает, в частности, интенсивное свечение первой положительной системы N₂ в дуге ПС [266].

разом, возбужденные атомы и окись азота могут появляться одновременно.

В работах [48, 68] показано, что реакция (7.8) приводит к значительному увеличению NO в возмущенной ионосфере. Колебательное возбуждение N_2 вызвано в основном электронными ударами и в стационарном состоянии колебательная температура $T_v \leq 2T_e$. Таким образом, необходимы механизмы, обеспечивающие энерговклад $Q_* \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для нагревания электронного газа на высотах 120 км до $T_e \geq 0,3 \text{ эВ}$. В работе [68] рассматривалось нагревание постоянным продольным электрическим полем, а в [48] — возбуждаемой пучком турбулентностью. При этом для получения $Q \sim Q_*$ в расчетах [68] необходимы значения продольных токов $j_{\parallel} \sim 10^{-2} \text{ А/м}^2$ (при $[N_2] = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [405]), что на два порядка превышает когда-либо наблюдавшиеся. Кроме того, в работе [68] не обосновано выделение малого по высоте слоя.

С другой стороны, соответствующий Q_* поток электронов с энергией $\varepsilon_8 = 10 \text{ кэВ}$ составляет $\Phi_* \sim 10\Phi_0$, что должно опустошить силовую трубку за время менее 10 с и создать сияние IV класса. Это противоречит результатам эксперимента [405], в котором запуск ракеты был произведен в стабильную дугу II класса.

Возможный выход из противоречия состоит в следующем [155]. Плазма в ПТ-слое является неизотермичной ($T_e \geq 0,3 \text{ эВ} \gg T_i$), причем нагревание электронов при энерговкладе $Q \geq 10^7 \text{ эВ см}^{-3} \times \times \text{с}^{-1}$ турбулентностью происходит достаточно быстро ($\tau_n < < 10^{-2} \text{ с}$). Вторжение энергичных электронов, как правило, происходит на фоне интенсивных продольных токов [$j_{\parallel}^{(b)} \sim (0,2 - - 0,5)j_{\parallel}$]; токовая скорость достаточно велика:

$$\frac{u_d}{v_e} = \left(\frac{j_{\parallel}}{10^{-4}} \right) \left(\frac{10^5}{n_0} \right) \left(\frac{1}{T_e} \right)^{1/2} 10^{-2} \gg \mu^{1/2}.$$

При этом, как нетрудно убедиться, в области высот $h \geq 120 \text{ км}$ возможно развитие ионно-звуковой неустойчивости и возникновение аномального сопротивления (см. [44, 58, 121, 180]). Существенно, что время развития неустойчивости $^1 \sim 10/\Omega_p (u_d/v_e) \sim \sim 10^{-3} \text{ с} \ll \tau_H$.

Эффективная частота рассеяния $v_{ef}^{(s)} \simeq \omega_p W_s / n T_e$ (4.132). Значение параметра $\alpha_s \equiv v_{ef}^{(s)} / \omega_p$ превышает $\alpha_s^{(mln)} \simeq 10^{-2}$, достигая в некоторых случаях значения 0,1 [58, 121, 122, 180]. При этом продольное электрическое поле в слое возрастает в $v_{ef}^{(s)} / v \geq 10^2$ по сравнению с первоначальным ($j_{\parallel} = \text{const}$) и достигает значений $E_{\parallel} \geq 10 \text{ мВ/м}$.

Таким образом, кратковременное высыпание интенсивного пучка электронов может инициировать развитие в ПТ-слое ионно-

¹ Подчеркнем, что для $n_0 \geq 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $j_{\parallel} \leq 2 \cdot 10^{-4} \text{ А/м}^2$ температура электронов при нагреве в продольном электрическом поле ($E_{\parallel} = j_{\parallel} / \sigma_{\parallel} = 4\pi v j_{\parallel} / \omega_p^2$) не превышает 0,1 эВ [47, 155, 193].

звуковой турбулентности, поддерживающей температуру электронов на уровне $\geq 0,3$ эВ в течение времени существования продольных токов. Джоулев нагрев в этом слое обеспечивает величину энерговклада [155]

$$Q_{ef} = \frac{j_{\parallel}^2}{\sigma_{\parallel ef}} = \left(\frac{j_{\parallel}}{10^{-4}} \right)^2 \left(\frac{10^8}{n} \right)^{1/2} a_s \cdot 3 \cdot 10^8, \quad (7.10)$$

т. е. порядка Q_* при разумных значениях $j_{\parallel} \leq 2 \cdot 10^{-4}$ А/м².

7.3.2. Эффект колебательно- и электронно-возбужденных молекул азота

Оценим возможный вклад в образование окиси азота реакций (7.8) и (7.9) в совокупности с реакциями из табл. 1.3. Для этого запишем уравнения баланса числа частиц в стационарном состоянии

$$q_1 + q_2 - k_1 [N][O_2] - k_2 [N][NO] = 0,$$

$$q'_1 + q'_2 - k_3 [N'] [O_2] - k_4 [N'] [NO] = 0,$$

$$q_2 + q'_2 - k_2 [N][NO] - k_4 [N'] [NO] + k_1 [N][O_2] + k_3 [N'] [O_2] = 0, \quad (7.11)$$

где $[N]$ и $[N']$ — концентрации атомов $N(^4S)$ и $N(^2D)$; q_1 и q'_1 — скорости образования N и N' в классической схеме. q_2 и q'_2 — скорости реакций (7.8) и (7.9).

Отсюда следует

$$[NO]_b = \frac{2(q_2 + q'_2) + q_1 + q'_1}{q_1 + q'_1} [NO]_c, \quad (7.12)$$

где

$$[NO]_c = \frac{k_1 + k_3 ([N']/[N])}{k_2 + k_4 ([N']/[N])} [O_2] - \quad (7.13)$$

стационарная концентрация окиси азота, получаемая в классической схеме. При $q_2 = q'_2 = 0 = [N']/[N]$, что характерно для среднеширотной ионосферы, выражение (7.12) переходит в хорошо известное соотношение

$$[NO]_b \rightarrow [NO]_c^{(0)} \rightarrow \frac{k_1}{k_2} [O_2], \quad (7.14)$$

что для $T \sim 300^\circ$ приводит к значению $[NO]_c^{(0)} \sim 10^{-3} [O_2]$. Константа k_1 (см. табл. 1.3) возрастает с ростом температуры газа,

поэтому в возмущенной ионосфере нагревание нейтралов приводит к увеличению $[\text{NO}]^{(0)}$. Кроме того, в полярной ионосфере увеличивается доля возбужденных атомов $\text{N}(^2\text{D})$ в результате выпадения энергичных электронов. Из (7.13) следует, что отношение $[\text{NO}]/[\text{O}_2]$ при $q_2 = q'_2 = 0$ и различных температурах газа не превышает 0,1 [306, 405].

Картина коренным образом изменяется, если учесть любую из реакций (7.8) или (7.9). Как показано в гл. 2 (см. табл. 2.1 и рис. 2.8), скорость возбуждения в электрическом поле $\text{N}_2(\text{V})$ или $\text{N}_2(\text{A}_2\Sigma_u)$ (т. е. q_2 или q'_2) может значительно превышать скорость ионизации (т. е. q_1 и q'_1). При этом, как видно из (7.12), отношение

$[\text{NO}] \sim [\text{O}_2]$ увеличивается в $\frac{2(q_2 + q'_2)}{q_1 + q'_1}$ раз. Ясно, что, увели-

чивая скорость возбуждения, можно добиться $[\text{NO}] \sim [\text{O}_2]$. При этом большая скорость ионизации не нужна, что снимает одно из основных противоречий между классической схемой образования NO и экспериментом [405] (см. п. 1.3).

Следует подчеркнуть, что в приведенных оценках (как и в расчетах [48, 68, 181]) не учитывается рост температуры газа из-за протекания химических реакций и процесса $\text{V} \rightarrow \text{T}$ релаксации¹. Следствием этого является уменьшение заселенности высоколежащих колебательных уровней N_2 и соответственно выхода окислов азота. Таким образом, необходимо решение нестационарной задачи с учетом изменения температуры газа. Такая задача необходима еще и потому, что условия в полярных сияниях, вообще говоря, далеки от стационарных.

7.3.3. Основные уравнения

Для моделирования процесса окисления колебательно- и электронно-возбужденных молекул азота используется численная схема [5, 23], позволяющая рассчитать 50 колебательных уровней N_2 в приближении ангармонического осциллятора, в которую включены процессы $\text{V} \rightarrow \text{T}$ гашения и окисления N_2 на атомах O [см. формулы (7.8) и (7.9)], а также химические реакции для O , O_2 , $\text{O}_2(\text{V}=1)$, NO , $\text{NO}(\text{V}=1)$ и N (см. табл. 7.1 и 1.3). В уравнение, определяющее температуру газа [5, 23], добавлены члены, учитывающие нагревание при протекании химических реакций и охлаждения из-за ИК-излучения на длине волны $\lambda = 5,3$ мкм (1.9). В результате в рамках однородной задачи (что оправдано при

¹ Процесс столкновений молекул, при котором происходит одновременное изменение колебательных квантов каждой молекулы, называется колебательно-колебательным или $\text{V} \rightarrow \text{V}$ обменом. Если колебательный квант изменяется только у одной молекулы, то это процесс колебательно-поступательный или $\text{V} \rightarrow \text{T}$ релаксации.

Таблица 7.1

№ п/п	Химическая реакция	Константа	Источник
1	$N_2 (A^3\Sigma_u) + O \rightarrow NO + N (^2D)$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	[354]
2	$N_2 (A^3\Sigma_u) + O \rightarrow N_2 + O (^1S)$	$6 \cdot 10^{-12}$	То же
3	$N_2 (A^3\Sigma_u) \rightarrow N_2 + h\nu$	$0,5 \text{ с}^{-1}$	»
4	$N_2 (A^3\Sigma_u) + NO \rightarrow N_2 + NO (A^2\Pi)$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	»
5	$N_2 (A^3\Sigma_u) + O_2 \rightarrow N_2 + 2O$ $\searrow N_2 + O_2$	$5 \cdot 10^{-12}$ $1 \cdot 10^{-12}$	» [43]
6	$N (^2D) + O \rightarrow N + O (^1D)$	$6 \cdot 10^{-13}$	[143]
7	$N (^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$	$6 \cdot 10^{-12}$	То же
8	$N (^2D) + NO \rightarrow N_2 + O$	$7 \cdot 10^{-11}$	»
9	$O_2 (V) + O \rightleftharpoons (V-1) + O$	$6,88 \cdot 10^{-9}$ $\text{exp}(76,75 \text{ T}^{1/3})$	[391]

размере ПТ-слоя $\Delta h \geq 5$ км на временах $\Delta t \leq 10^3$ с) необходимо решать следующую систему уравнений:

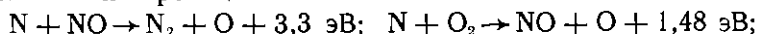
$$\frac{d}{dt} N_V = \Pi_{V+1} - \Pi_V + q_V - \frac{N_V}{T} \frac{dT}{dt} + x_2 x_3 k_3 \alpha_V - N_V k_{\#} x_5;$$

$$\Pi_{V+1} = \sum_{V'=0}^{V=V_g} [(Q_{V+1, V'}^{V, V+1} N_V, N_{V+1} - Q_{V, V+1}^{V', 1} N_{V'} N_V) + \\ + Q_{V+1, V} N_{V+1} N_{V'} - Q_{V, V+1} N_V N_{V'}] + (P_{V+1, V} N_{V+1} - P_{V, V+1} N_V) x_5;$$

$$c_V \frac{dT}{dt} = - \sum_0^{V_g} (\Pi_{V+1} - \Pi_V) E_V + q_T + Q_{\text{хим}} - 0,233 A_4 x_4;$$

$$V=0, 1, \dots, V_g; \quad \sum_0^{V_g} N_V = 1; \quad dx_j/dt = \hat{Q}_j - L_j; \quad j=2, \dots, 6. \quad (7.15)$$

Здесь N_V — число молекул N_2 на V -м колебательном уровне (нормировка на $[N_2]$), q_V — скорость возбуждения на V -й уровень; T — температура газа; $Q_{V+1, V}^{V, V+1}$, $Q_{V+1, V}$ — соответственно частоты $V \rightarrow V+1$ и $V \rightarrow T$ процессов между молекулами азота; $P_{V+1, V}$ — частота $V \rightarrow T$ гашения при соударении молекул азота с атомами кислорода; $V_g=50$ — последний колебательный уровень, учитываемый при моделировании; c_V — теплоемкость газа; q_T — скорость прямого нагрева газа; $Q_{\text{хим}}$ — нагрев газа в результате протекания химических реакций:



k_3 — константа реакции (3) в табл. 1.3; α_V — вероятность образования молекул N_2 на колебательном уровне V ; x_j — относительная концентрация нейтральных частиц ($j=2; 3; 4; 5; 6$ для $[NO]$, $[N]$, $[NO (V=1)]$, $[O]$, $[O_2]$ соответственно); $A_4=11,8 \text{ с}^{-1}$ вероятность ИК-излучения NO в (1.9); \hat{Q}_j и L_j — скорости образования и гибели частиц j -го сорта.

Константы $V \rightarrow V$ и $V \rightarrow T$ обмена молекул азота приведены в работе [5]. Хотя и молекула азота является одной из наиболее изученных, тем не менее, по этим константам существует значительная неопределенность. В работе [5] методом «настройки» получены константы $V \rightarrow V$ обмена на порядок меньше, а $V \rightarrow T$ гашения на два порядка больше, чем в [240, 323]. Поэтому в расчетах эти величины варьируются в указанном диапазоне ($10^{-20} — 10^{-18} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$).

7.3.4. Окисление колебательно-возбужденного азота (аналитические методы)

Скорости процессов в (7.15) определяются из баланса энергии типа рис. 2.8, который рассчитывается из системы (2.45) для конкретной смеси при заданной накачке E/N . Если определен энергобаланс, основную трудность при решении системы (7.15) представляет расчет колебательной релаксации. Этот вопрос относительно слабо освещен в геофизической литературе, поэтому для лучшего понимания физической основы рассмотрим его вначале на качественном уровне.

Кинетическое уравнение, описывающее колебательную релаксацию молекул, имеет вид (см., например, [72, 142])

$$\frac{dN_V}{dt} = \sum_{j, j', V'} [P_{V', j'}^{j', j} N_{V'}, N_{j'} - P_{V, j}^{j', j} N_V N_{j'}]. \quad (7.16)$$

Здесь N_V — заселенность V -колебательного уровня; $P_{V', j'}^{j', j}$ — константа скорости столкновения двух молекул в состоянии V' и j' , при котором происходит переход $V' \rightarrow V$ и $j' \rightarrow j$.

В соответствии с принципом детального равновесия

$$P_{V, j}^{j', j} = P_{V', j'}^{j', j} \exp\left(-\frac{\epsilon_{j'} + \epsilon_{V'} - \epsilon_V - \epsilon_j}{T}\right), \quad (7.17)$$

где ϵ_V — энергия V -колебательного уровня (для гармонического осциллятора $\epsilon_V = V\epsilon_1$); T — температура газа¹.

Величина $\Delta\epsilon_{V, j}^{j', j} = \epsilon_{V'} + \epsilon_{j'} - \epsilon_V - \epsilon_j$ характеризует резонансный характер перехода и называется дефектом резонанса. Для $V \rightarrow T$ процессов дефект резонанса порядка энергии колебательного кванта, поэтому $V \rightarrow T$ релаксация обычно происходит значительно медленнее $V \rightarrow V$ обмена. Вместе с тем, скорости $V \rightarrow T$ процессов быстро увеличиваются с увеличением номера уровня и температуры газа.

¹ Равновесие по вращательным и поступательным степеням свободы устанавливается значительно быстрее, чем по колебательным. Поэтому при анализе колебательной релаксации распределение по вращательным и поступательным степеням свободы считается бoльцмановским (с температурой T).

В стационарном состоянии решением (7.16) является бoльцмановское распределение

$$N_V^{(\text{равн})} = N_0 e^{-\epsilon_V/T}. \quad (7.18)$$

В приближении гармонического осциллятора оценим время колебательной релаксации для смеси молекулярного и атомарного газов. При этом существенное упрощение вносит предположение об одноквантовом ($\Delta V = \pm 1$) характере переходов. Константы $P_{V+1, V}^j$, $P_{V-1, V}^j$ практически не зависят от j , так что независимо от распределения можно записать

$$P_{V+1, V} = \frac{1}{N_m} \sum_j P_{V+1, V}^j, \quad (7.19)$$

где $N_m = \sum_V N_V$.

Пусть молекулы являются малой добавкой ($N_a \gg N_m$). Тогда заселенность уровня V определяется V -Т релаксацией молекул на атомах и (7.16) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_Q} \frac{d}{dt} N_V = & P_{V+1, V} (N_{V+1} - e^{-\epsilon_1/T} N_V) - \\ & - P_{V-1, V} (N_V - e^{-\epsilon_1/T} N_{V-1}). \end{aligned} \quad (7.20)$$

Умножим (7.20) на ϵ_V/ρ , где ρ — плотность газа, и просуммировав по всем уровням, получим

$$\frac{d\epsilon_\Sigma}{dt} = \frac{\epsilon_{\text{равн}} - \epsilon_\Sigma}{\tau_V},$$

где $\epsilon_\Sigma = \frac{\epsilon_1}{\rho} \sum_0^\infty V N_V$ — колебательная энергия в единице объема газа;

$\epsilon_{\text{равн}} = \epsilon_\Sigma (N_V = N_V^{(\text{равн})})$.

Характерное время релаксации (формула Ландау—Теллера)

$$\tau_V^{(A-T)} = 1/N_a P_{1,0} (1 - e^{-\epsilon_1/T}). \quad (7.21)$$

Константы V - V обмена обычно значительно больше, чем для V - T взаимодействия, поэтому в молекулярном газе можно рассматривать колебательную релаксацию в два этапа. Вначале V - V обмен устанавливает бoльцмановское распределение с некоторой температурой $T_V(0)$. Вследствие V - T взаимодействия система приближается к равновесию (7.18), проходя промежуточные состояния с температурой $T_V(t)$. В результате время установления равновесия определяется (7.21) с заменой $N_a \rightarrow N_m$ и $P_{1,0} \rightarrow Q_{1,0}$.

Такой подход оправдан в рамках приближения гармонического осциллятора, когда быстрый V - V обмен перераспределяет энергию между уровнями, сохраняя бoльцмановское распределение. При описании процессов с участием высоколежащих уровней [типа (7.8)] существенны эффекты ангармоничности. В настоящее время модель ангармонического осциллятора [69, 94, 240, 273, 323, 397, 5] широко используется в задачах колебательной кинетики. При учете ангармоничности ϵ_V и константы V - V и V - T процессов — нелинейные функции квантового числа V .

На рис. 7.5 приведены константы $P_{V+1, V}^{0,1}$ и $P_{V+1, V}$ для молекулы N_2 [397]. Видно, что при низких температурах газа существует область квантовых чисел, в которой V - T взаимодействие несущественно. В этой области стационарное решение (7.16) имеет вид (Триноровское распределение) [397]

$$N_V = N_0 e^{-\gamma V} e^{-\epsilon_V/T}, \quad (7.22)$$

значительно отличающийся от бoльцмановского.

Введем колебательную температуру V -уровня как

$$T_V \equiv \epsilon_V / \ln(N_0/N_V). \quad (7.23)$$

Из (7.22) и (7.23) нетрудно получить

$$N_V = N_0 \exp \left[-\frac{V\epsilon_1}{T_1} - \frac{\epsilon_V - V\epsilon_1}{T} \right], \quad (7.24)$$

где $T_1 \equiv T_V = 1$. Видно, что при $T \rightarrow T_1$ распределение (7.24) переходит в больцмановское (7.18), что соответствует равновесию между колебательными и поступательными степенями свободы.

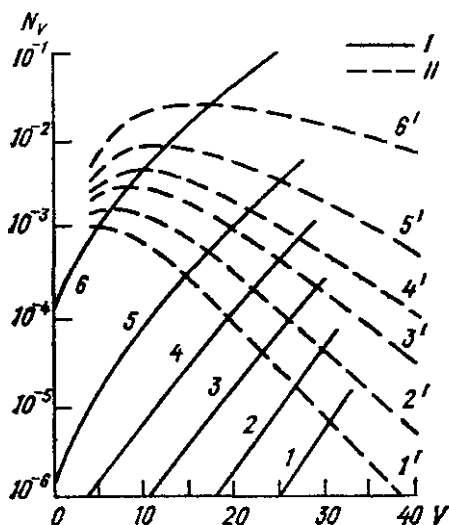


Рис. 7.5. Константы $V-T$ (I) и $V-V$ (II) процессов в молекулах N_2 .

Кривая 1, 1' 2, 2' 3, 3' 4, 4' 5, 5' 6, 6'
T K 334 500 750 1000 1500 3340

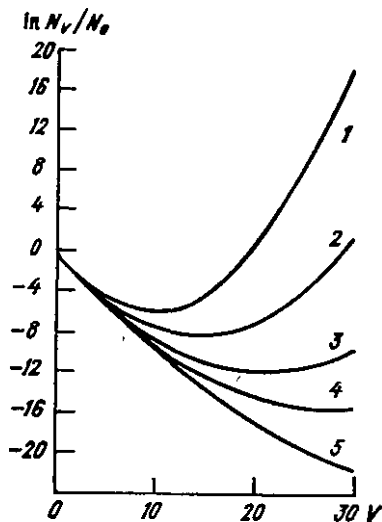


Рис. 7.6. Распределение по колебательным уровням молекул N_2 ($T_1 = 3000^\circ K$).

Кривая 1 2 3 4 5
T K 334 500 750 1000 1500

На рис. 7.6 показано распределение N_V для молекул азота при $T_1 = 3000$ K и различных температурах газа [397]. Видно, что с ростом температуры уменьшается заселенность высоколежащих уровней, а для уровней $V \leq 5$ она соответствует больцмановской с $T = T_1$. Это обусловлено тем, что энергия колебательного кванта уменьшается ($\epsilon_V < V\epsilon_1$) начиная с $V > 5$. Из рис. 7.6 видно также, что начиная с некоторого уровня V^* появляется инверсия в населенности. Это связано с соотношением (7.17) между прямым и обратным процессами $V-V$ обмена. Действительно, дефект резонанса для ангармонического осциллятора $\Delta\epsilon_{VV'} = (\epsilon_V - \epsilon_{V-1}) - (\epsilon_{V'+1} - \epsilon_{V'})$ при $V > V'$ положителен¹. Таким образом, скорость прямого процесса превышает скорость обратного в $\exp(-\Delta\epsilon_{VV'}/T)$ раз. С увеличением V величина дефекта резонанса растет, что приводит к преимущественному заселению высоколежащих уровней, т. е. к инверсии.

¹ Отметим, что выделяемая энергия идет в поступательные и вращательные степени свободы, т. е. на нагрев газа (см. ниже).

Распределение (7.24) справедливо, когда можно пренебречь $V \rightarrow T$ процессами. Как видно из рис. 7.5, для любых соотношений между T и T_1 существует значение V , начиная с которого преобладают $V \rightarrow T$ процессы. Для этих уровней распределение будет бoльцмановским с температурой T . Таким образом, на нижних уровнях реализуется триноровское распределение, на верхних — бoльцмановское.

До сих пор отклонение от равновесия рассматривалось без обсуждения его причины. В реальных условиях накачка колебательных уровней происходит в результате соударений электронов с молекулами. Время колебательной релаксации τ_V хорошо измеряется в эксперименте. Как следует из данных экспериментов (напр., [25]), характерные времена релаксации в случаях, когда эффективно возбуждаются верхние колебательные уровни, на два порядка меньше чем (7.21), что связано с эффектами ангармоничности.

Развитая в [69, 94] стационарная теория колебательной релаксации для ангармонических осцилляторов дает при $T_V \gg T$ времена релаксации, существенно меньшие $\tau_V^{(\Lambda-T)}$. Как показано в [23], выделение тепла в процессе установления распределения молекул по колебательным уровням приводит к сильному разогреву газа. На рис. 7.7 [23] показана эволюция функции распределения в импульсном разряде при давлении азота 100 тор ($E/N = 7 \cdot 10^{-16}$ В·см², $\tau_{\text{имп}} \sim 1$ мкс, энерговклад $W = 0,5$ Дж·см⁻³/атм; $T_0 = 300$ К — начальная температура). Как видно из расчетов [23], соответствующих эксперименту [25], температура нейтрального газа увеличивается на величину порядка нескольких сотен градусов за промежутки времени порядка сотен микросекунд. Аномально быстрый нагрев обусловлен переходом колебательной энергии в поступательные степени свободы в основном за счет дефекта резонанса при $V \rightarrow V$ обмене. Из рис. 7.7 видно также, что на функции распределения устанавливается плато в интервале квантовых чисел

- 1) $t = 30$ мкс, 2) 117 мкс,
3) 205 мкс, 4) 319 мкс, 5) 500 мкс.

при $V \geq 40$ формируют близкое бoльцмановское распределение с температурой T . На уровнях $V < V^* \approx 10$ функция распределения определяется выражением (7.24). Процессы $V \rightarrow V$ обмена приводят к начальному разогреву газа перед тем, как начнется ускоренная релаксация колебательной энергии через верхние уровни за счет $V \rightarrow T$ процессов. Процесс нагрева идет с задержкой, величина которой зависит от энерговклада, а сама она обусловлена накоплением энергии на нижних уровнях для обеспечения формирования плато и заселения верхних уровней. Только после того, как газ разогреется на несколько сот градусов, включается $V \rightarrow T$ релаксация (см. рис. 7.5) с верхних колебательных уровней.

Таким образом, одно из основных (принципиальных) отличий приближения ангармонического осциллятора заключается в том, что при большом запасе энергии на колебательных уровнях ($T_V \gg T$) релаксацию функции распределения определяют $V \rightarrow T$ процессы верхних уровней. В [91] для случая постоянной накачки колебательных уровней предложено автомодельное решение кинетического уравнения в чистом азоте, которое определяет характерные времена релаксации и запас энергии на колебательных уровнях. Рассмотрим, сле-

дуя [91, 193], процесс образования плато у функции распределения в условиях ионосферы (ПТ-слоя), когда в газе присутствует значительная доля атомов кислорода, V—T релаксация на которых значительно превышает скорость гашения нижних колебательных уровней молекул азота.

При постоянной накачке распределение двухатомных молекул (азота) по колебательным уровням N_V имеет вид [69]

$$N_V \approx \frac{C_V}{V+1} \quad \text{при } V^* \leq V \leq V^{**}, \quad (7.25)$$

где $V^* = \frac{\varepsilon_1}{2\Delta\varepsilon} \frac{T}{T_V} + \frac{1}{2}$ — число Тринора; $\varepsilon_1 = 0,29$ эВ — энергия первого колеба-

тельного кванта; $\Delta\varepsilon = 20^\circ\text{K}$ — энергия ангармонизма; $C_V = \left(\frac{W_{VV}}{\varepsilon_1 \cdot \nu_V \cdot [N_2]} \right)^{1/2}$;

$\nu_V = 1,3 \cdot 10^{-17} [N_2] \cdot T^2$ — эффективная частота V—V обмена; W_{VV} — мощность колебательной накачки; V^{**} — квантовое число, при котором сравниваются скорости V—V и V—T процессов

$$V^{**} \approx \delta_{V-T} \ln \left[\frac{2C_V V \delta_{V-T} [N_2]}{P_{1,0} [O]} \right], \quad \delta_{V-T} \approx \frac{6,8}{\sqrt{T}}.$$

$P_{1,0} = 1,3 \cdot 10^{-13} \exp \left(-\frac{23}{T^{1/3}} \right) \text{ см}^3/\text{с}$ — константа гашения I колебательного уровня

N_2 на атомарном кислороде [338, 273]. Полагая $V^*(T_V) < V_0 \approx 12$ [энергия кванта V_0 — порядка энергии активации реакции (7.8)], получим, что выход на стационар (7.25) в области $V \leq V_0$ происходит по закону [91]:

$$N_V = \frac{C_V}{V+1} - \frac{1}{2\nu_V(t-t_0)}, \quad t > t_0, \quad (7.26)$$

где t_0 определяется как [79]

$$t_0 \approx \frac{\varepsilon_1 [N_2]}{W_{VV}} \left[\exp \left(\frac{\varepsilon_1}{T_V} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (7.27)$$

Согласно [79], в интервале $0 < t < t_0$ устанавливается квазистационарное распределение на колебательных уровнях $V < V^*$. Для условий в полярных сияниях (в ПТ-слое): $W_{VV} \sim 10^8$ эВ/см³·с, $[N_2] = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $T_V \geq 2500$ К из (7.27) получаем $t_0 \approx 2,4 \cdot 10^2$ с.

При $t > t_0$ происходит заселение высоколежащих $V > V^*$ колебательных уровней. Как следует из (7.26), уровень $V_0 \approx 12$ начинает заселяться лишь при

$$t \geq t_1 = t_0 + \frac{V_0 + 1}{2\nu_V C_V} \approx 4 \cdot 10^2 \text{ с.}$$

Реакция (7.8) приводит к «гибели» возбужденных молекул $N_2(V \geq 12)$. Ее константа значительно больше константы V—T релаксации в чистом азоте ($\sim 5 \cdot 10^{15}$ см³/с), поэтому в условиях ионосферы основным механизмом гибели возбужденных молекул $N_2(V \geq 12)$ является реакция (7.8). Поскольку в область квантовых чисел $V \approx V_0$, где происходит реакция окисления (7.8), «поставляют» процессы V—V обмена, то скорость образования NO будет определяться скоростью последних.

Сравним (при $V \approx V_0$) поток энергии в область высоких квантовых чисел за счет V—V процессов $\Phi_{V-V} = \nu_V C_V^2$ и поток энергии в реакцию (7.8) $\Phi_{\#} =$

$= V_0 K_{\#} N_{V_0} [O]$. Легко убедиться, что $\Phi_V - v \ll \Phi_{\#}$. Таким образом, скорость образования NO на временах, больших t_1 , можно оценить как

$$\frac{d[NO]}{dt} = \frac{\Phi_V - v \epsilon_1 [NO]}{\epsilon_0} = \frac{W_{VV}}{\epsilon_0}, \quad (7.28)$$

что соответствует [48]. Используя (7.28), легко получить оценку времени образования наблюдаемой в эксперименте [405] концентрации $[NO]: t_{NO} = t_1 + \frac{[NO]_{\text{эксп}} \epsilon_0}{W_{VV}} \simeq 1,4 \cdot 10^3$ с, что сравнимо со временем существования дуги ПС.

Следует отметить, что образование высоких концентраций NO сопровождается увеличением температуры газа на величину [23]

$$\Delta T = \frac{2}{3c_p} \Delta \epsilon V^2 C_V^3 (t - t_0) + \frac{W_T t}{[N_2] c_p} + L_{V-T}, \quad (7.29)$$

где c_p — теплоемкость; W_T — прямой нагрев газа; L_{V-T} — нагрев газа за счет $V-T$ процессов. Первый член в (7.29) описывает нагрев за счет дефекта энергии при $V-V$ обмене. Нетрудно показать, что изменение температуры за время $\leq t_1$ (при условии $W_T \leq 0,1 W_{VV}$) составляет примерно 50 К. Заметное (до $\Delta T \sim 500$ К) увеличение температуры произойдет при $t > t_1$, когда «подключится» реакция (7.8). При этом для указанных параметров уже за время $\Delta t \simeq 30$ с в ионосферной плазме накапливается достаточное количество N и NO и происходит эффективный нагрев из-за протекания химических реакций (см. табл. 1.3). Начиная с этого времени аналитическая теория [91] неприменима и необходимо численное решение уравнений (7.15).

7.3.5. Результаты численного моделирования

На рис. 7.8 приведены результаты численного решения системы (7.15) без учета реакции (7.9) для начального нейтрального состава, близкого к условиям эксперимента [405] (т. е. $[N_2] = 3 \times 10^{11}$ см $^{-3}$, $[O_2] = 0,1 [N_2]$, $[O] = 2 [O_2]$), при мощности постоянной накачки $Q_2 = q_V + q_T + q_i = 10^{-3}$ эВ/с · мол. $^{-1}$ При этом, как следует из расчета баланса энергии, примерно 10 % энергии идет в нагрев нейтрального газа и около 90 % — на возбуждение колебательных уровней молекул N_2 .

Как отмечалось, константы некоторых реакций в (7.15) установлены не достаточно надежно. Поэтому проведена серия расчетов с различными константами. Наибольшее влияние оказывают константы $V-T$ процессов между молекулами N_2 , поэтому на рис. 7.8 приведены решения с обычно используемыми $V-T$ константами из [72] (сплошная кривая) и [323] (штриховая кривая).

Как видно из рис. 7.8, различие в константах $V-T$ релаксации приводит к отличию в динамике колебательной температуры и температуры газа. Однако, независимо от выбора $V-T$ констант, начиная с некоторой температуры газа $T_0 \simeq 800$ К, колебательная температура падает. Вследствие уменьшения колебательной темпе-

¹ Отметим, что такое значение Q_2 соответствует условиям [48, 68]. При большей величине энерговклада отличие состоит лишь в уменьшении времени разогрева газа.

ратуры уменьшается скорость образования NO (это иллюстрируется также поведением заселенности уровня $V=12$, начиная с которого идет окисление). В результате рост концентрации окиси азота идет по классической схеме и не превышает $0,1 [O_2]$. Следует

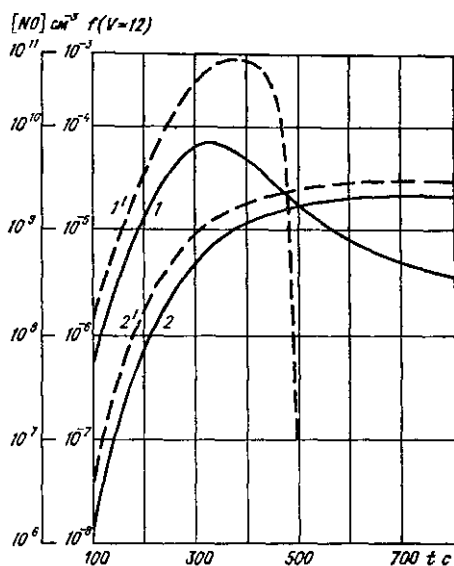


Рис. 7.8а. Образование NO окислением N_2 в колебательно-возбужденном состоянии.

1, 1' — заселенность 12-го колебательного уровня; 2, 2' — концентрация NO

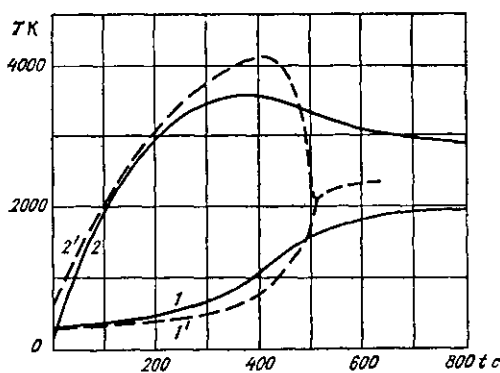


Рис. 7.8б. Изменение температуры газа (1, 1') и колебательной температуры (2, 2').

отметить, что вследствие роста $[NO]$ и T быстро растет интенсивность ИК-излучения, в которое с момента $t \gtrsim 600$ с трансформируется до 90 % затрачиваемой энергии.

Определим «цену» образования молекулы NO как отношение затраченной энергии к числу образованных молекул. Из рис. 7.8 следует, что $\epsilon_{NO} = \min \approx 50 - 60$ эВ при $t \sim 500 - 600$ с. В эксперименте эта величина порядка $10 - 20$ эВ (см. [181]).

На основе серии численных экспериментов для различных мощностей накачки, начальных условий и констант реакций можно сделать следующие выводы [125, 126]:

1) Из-за срыва колебательной температуры вследствие разогрева газа реакция (7.8) не может быть источником образования $[\text{NO}] \sim [\text{O}_2]$.

2) $V-T$ гашение на атомах O соответственно за время достижения критической температуры T_c , начиная с которой разогрев газа происходит из-за гашения на молекулах N_2 .

Таким образом, для образования высоких концентраций окиси азота в схеме окисления колебательно-возбужденного азота наличие мощной накачки колебательных уровней необходимо, но не достаточно, так как существует температурный барьер, приводящий к срыву колебательной температуры прежде, чем концентрация NO достигнет значения концентрации O_2 .

Рассмотрим роль процесса окисления электронно-возбужденных молекул N_2 [см. реакцию (7.9)]. Как видно из рис. 2.8, при $Q > 10^7$ эВ $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ заметная доля энергии идет на возбуждение электронных уровней молекулы N_2 (в основном на возбуждение метастабильного уровня $A^3\Sigma_u$).

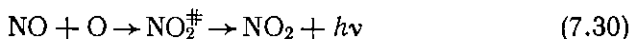
Рис. 7.9. Образование NO с учетом возбуждения $A^3\Sigma_u$ молекулы N_2 .

На рис. 7.9 приведены результаты расчета при энерговкладе $Q_8 = 0,003$ эВ/с · мол (при меньшем энерговкладе увеличивается лишь время выхода на стационар). В этом расчете 30 % энергии идет на возбуждение колебательных уровней молекулы N_2 и 60 % — на возбуждение уровня $A^3\Sigma_u$; оставшиеся 10 % — на возбуждение электронных уровней атомов O и молекул O_2 . Видно, что концентрация NO (кривая 3) достигает наблюдаемых в эксперименте значений $[\text{NO}] \approx [\text{O}_2] \approx 0,1 [\text{N}_2]$. Концентрация молекул кислорода (кривая 1) уменьшается из-за диссоциации и соударений с $\text{N}_2(A^3\Sigma_u)$, что приводит к росту $[\text{O}]$ (кривая 3). Подчеркнем, что характер изменения колебательной температуры N_2 (кривая 5) аналогично таковому на рис. 7.8. Отличие заключается в меньшем значении температуры газа (кривая 6) при большем энерговкладе, что связано с более эффективным охлаждением из-за высокого содержания NO. Из-

рис. 7.9 также следует, что при $t \geq 200$ с $\epsilon_{\text{NO}} = \min \approx 20$ эВ. Существенно, что за время $t \geq 500$ с ионосфера «перестраивается» таким образом, что «пропускает» большой поток энергии, трансформируя его в излучение в УФ (до 30 %) и ИК (~ 60 %) диапазонах (кривая 4). При характерном размере ПТ-слоя $\Delta h \sim 5$ км это приведет к интенсивности ИК-излучения в столбе ~ 300 эрг/см²·с в соответствии с наблюдениями [144].

В заключение этого раздела обсудим возможный механизм генерации континуума в излучении ИПС (см. п. 6.2) [81]. Принимая объем свечения $\leq 10^{10}$ см³ [343], по известной величине потока $F_c \approx 5 \cdot 10^{18}$ квант/с, определяем объемную интенсивность свечения в континууме $\geq 3 \cdot 10^8$ см⁻³ с⁻¹. Существенно, что континуум появляется через 0,2 — 0,3 с от начала инжекции пучка и исчезает сразу после ее окончания. Спектр его резко ограничен со стороны коротких волн ($\lambda > 5700$ Å) и плавно спадает в длинноволновой (~ 8000 Å) области.

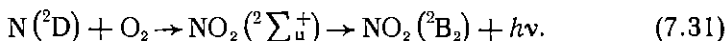
В настоящее время общепринято, что континуум свечения ночного неба обусловлен хемилуминесцентной реакцией [143]



с константой $k_x = 8 \cdot 10^{-12}$ см⁻³ с⁻¹.

Естественно исследовать вклад этой реакции. Очевидно, основным здесь является вопрос о динамике образования NO. Используя результаты, приведенные в п. 3.4, и то, что вкладываемая мощность порядка $P_b/10^{10} \sim 3 \cdot 10^{12}$ эВ/см³·с, нетрудно показать, что реакция (7.8) в данном случае неэффективна. Наиболее вероятными являются реакции (7.9) и № 7 из табл. 7.1 с характерным временем около 0,2... 0,5 с. Полагая $\epsilon_{\text{NO}} \approx 20$ эВ, оценим максимальную концентрацию NO через 0,3 с после начала инжекции: $[\text{NO}]_m \approx 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При этом из (7.30) следует, что интенсивность свечения $F_1 \approx 5 \cdot 10^5$ см⁻³ с⁻¹ (для $[\text{O}] \sim 10^{11}$ см⁻³ и $T \sim 300$ К) на три порядка меньше наблюдаемой. Таким образом, реакцией (7.30) нельзя объяснить вспышки континуума ИПС.

В [81] предложена следующая схема:



Порог у этой реакции составляет 0,3 эВ. Известно, что в результате диссоциации и рекомбинации образуются атомы $\text{N}(^2\text{D})$ с энергией $\sim 0,3$ эВ. Следовательно, в реакцию (7.31) могут вступать не успевшие термализоваться атомы $\text{N}(^2\text{D})$. Темп термализации достаточно высок, поэтому трудно предполагать заметное заселение уровней $V > 0$ состояния $^2\Sigma_v^+$. Переход $^2\Sigma_v^+(V=0) \rightarrow ^2\text{B}_2(V=0)$ дает коротковолновую границу свечения ~ 5700 Å в согласии с экспериментом.

Константу этой реакции можно оценить по наблюдаемой величине потока свечения. Величина ее оказывается $\sim 10^{-13}$ см³ с⁻¹ [81].

7.4. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ПТ-СЛОЯ

Во время авроральных возмущений часто регистрируется широкий спектр радиоизлучения от нескольких килогерц до 1000 МГц, интенсивность которого значительно превышает фоновую (см. п. 1.8 и работу [138]). Покажем, что определенная часть спектрального диапазона может генерироваться в ПТ-слое [148, 149].

Действительно, рассмотрим частоты УКВ-диапазона (> 10 МГц). Эту часть спектра, получившую название Радионизлучение Авроральной Ионосферы, пытались объяснить с помощью механизма тормозного излучения. Однако, нетрудно показать, что для обеспечения наблюдаемой интенсивности требуется плотность потока > 20 кэВ электронов $\sim 10^{11}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Это на 2—3 порядка превышает наблюдавшиеся значения потоков для данной энергии. Первая попытка использовать плазменные механизмы для объяснения РАИ была сделана в работе [90], в которой рассмотрено переходное излучение высыпающихся энергичных электронов в плазме с мелкомасштабными неоднородностями ионно-звукового типа, создаваемыми в области электроструи неустойчивостью Фарли—Бунемана [276]. При этом для разумных параметров вторгающегося потока $\Phi \sim \Phi_0$ и спектра флуктуаций плотности удается получить удовлетворительное согласие с наблюдаемыми значениями. Однако здесь имеется следующая трудность. Дело в том, что излучаемая частота $\omega_t = k_s V_b$ попадает в интересующий нас диапазон при условии $(k_s)_\parallel \sim (10^{-2} \dots 1) \hat{\varepsilon}_b^{-1/2}$. Таким образом $(\lambda_s)_\parallel \sim 10^2 \dots 1$ см. Однако, неоднородности, генерируемые неустойчивостью Фарли—Бунемана, имеют поперечные размеры такого порядка величины, причем $\lambda_\perp \ll \lambda_\parallel$.

Мы полагаем, что неоднородности плотности искомого размера генерируются также в ПТ-слое при развитии сильной плазменной турбулентности. Используя результаты, полученные в п. 5.5 для параметров, характерных для дуги полярного сияния, получаем плотность потока радиоизлучения из ПТ-слоя на поверхности Земли:

$$P_f = W_{\omega_f} \pi l_\parallel^2 / 4\pi R^2 \Delta f = 10^{-21} \left(\frac{\delta n}{0,1} \right)^2 n_b T_l^{3/2} \left(\frac{\omega_p}{\Delta f} \right) \hat{\varepsilon}_b^{-1/2},$$

что при разумных значениях параметров ($\Delta l_\parallel \sim 5$ км, $\rho_\perp \sim 10$ км) качественно согласуется с экспериментом.

Рассмотрим ОНЧ-область спектра. Известно, что в районе аврорального овала в периоды магнитосферных возмущений наблюдаются интенсивные шумовые излучения на частотах около 10 кГц, область генерации которых находится на высотах нижней ионосферы. Появление этого излучения коррелировано с электронным полярным сиянием, однако его трудно объяснить механизмом резонансного возбуждения высыпающимися электронами, так как для этого необходимы интенсивные потоки электронов релятивистских энергий.

Вероятным механизмом генерации может служить слияние в «ПТ-слое» двух ионно-звуковых колебаний в электромагнитную волну [115]. Как и в п. 5.5, находим амплитуду излучения на частоте $\simeq 2k_z r_D \Omega_p / 2\pi \sim 10$ кГц

$$\delta B \left(\frac{\delta n}{0,1} \right)^2 T_e (n/10^5)^{1/2} 10^{-8} \sim 1 \text{ мГс},$$

что находится в пределах чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Итак, коллективное взаимодействие интенсивных пучков энергичных электронов, вторгающихся в E -область ионосферы, приводит к образованию узкого по высоте слоя повышенной плазменной турбулентности (ПТ-слой). Стационарное состояние поддерживается развитием ионно-звуковой неустойчивости в не-изотермической плазме ПТ-слоя при наличии интенсивных продольных токов. Этим обеспечивается энерговыход, необходимый для эффективной перестройки нейтрального состава. Как было продемонстрировано, введение в структуру возмущенной авроральной ионосферы нового элемента — ПТ-слоя — позволяет объяснить целый комплекс наблюдаемых явлений¹. Для более надежного сопоставления с экспериментом и уточнения модели необходимы измерения распределения высыпающихся электронов, интенсивности плазменных колебаний и параметров плазмы одновременно с наземными радиофизическими и оптическими наблюдениями. В настоящее время имеются лишь разрозненные измерения отдельных параметров из этого ряда, в том числе данные о ленгмюровской турбулентности в авроральной ионосфере [318, 358, 282].

В заключение отметим, что увеличение эффективной частоты соударений тепловых электронов в ПТ-слое (и выше) должно привести к увеличению поперечной проводимости. Возможно с этим связаны двухвысотная токовая структура [243]. Попутно отметим, что наличие последней равно как и нагрев нейтралов в ПТ-слое должно привести к генерации как МГД, так и внутренних гравитационных волн, распространяющихся вплоть до низких широт. Кроме того, наряду с рассеянием (радиоаврора) должно наблюдаться и эффективное затухание радиоволн в ПТ-слое (см. п. 5.5). Вклад последнего может быть весьма существенным. Эти эффекты также нуждаются во всестороннем исследовании.

¹ В рамках данной модели так же удается объяснить [244] двухмаксимумные профили электронной концентрации в ночной ионосфере Венеры.

1. Абурджания К. Д., Киценко А. Б., Панкратов И. М. Нелинейная стадия взаимодействия потока заряженных частиц с плазмой в магнитном поле.— *Физика плазмы*, 1978, т. 4, № 1, с. 227—234.
2. Агапов А. В. и др. Квазилинейная релаксация в условиях столкновительного затухания ленгмюровских волн.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по физике низкотемп. плазмы. Тезисы докл. Т. 1. Л., 1983, с. 335—337.
3. Адейшвили Т. Г. и др. Высоты нижнего края искусственных авроральных лучей по базисным наблюдениям в эксперименте «Зарница-2». — *ИКИ АН СССР*, № 424, М., 1978, с. 6.
4. Акасофу С. И. Полярные и магнитосферные суббури.— М.: Мир, 1971.— 317 с.
5. Акишев Ю. С. и др. Определенные константы колебательного обмена в N_2 по нагреву газа.— *ТВТ*, 1982, т. 20, № 15, с. 818—827.
6. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы.— М.: Высшая школа, 1978. 406 с.
7. Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты азотной плазмы.— *Физика плазмы* 1978, т. 4, № 5, с. 1182—1187.
8. Алехин Ю. К., Карпман В. И., Рютов Д. Д., Сагдеев Р. З. Устойчивость электронного пучка, инжектируемого вдоль геомагнитных силовых линий.— *Космич. электродинамика*, 1972, т. 2, № 2, с. 280—291.
9. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Тараканов В. П. Параметрические эффекты при взаимодействии электронного пучка с плазмой.— *ДАН СССР*, 1977, т. 234, № 4, с. 806—809.
10. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Тараканов В. П. О взаимодействии моноэнергетического электронного пучка с сильнотурбулентной плазмой.— *ЖЭТФ*, 1980, т. 50, № 12, с. 2234—2236.
11. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Росинский В. Е. и др. Нелинейная динамика пучковой неустойчивости в пространственно-ограниченной плазме.— *Физика плазмы*, 1977, т. 3, № 1, с. 173—175.
12. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. К нелинейной теории «модифицированной» распадной неустойчивости.— *Письма в ЖЭТФ*, 1973, т. 13, № 1, с. 46—48.
13. Андреев Н. Е., Силин В. П., Стенчиков Г. Л. О насыщении параметрической неустойчивости плазмы в сильном электромагнитном поле.— *Физика плазмы*, 1977, т. 3, № 5, с. 1088—1096.
14. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. К теории пробоя электромагнитными полями большой амплитуды.— *Физика плазмы*, 1979, т. 5, № 3, с. 702—704.
15. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. *Физика плазмы для физиков*.— М.: Атомиздат, 1979, 314 с.
16. Астрелин В. Т., Бучельникова Н. С., Кудрявцев А. М. Нагрев ионов и диффузия при низкочастотной неустойчивости в плазме с электронным пучком.— *ЖЭТФ*, 1970, с. 30, № 6, с. 1185—1192.
17. Астраханцев Н. В., Волков О. Л., Караваев Ю. С., Кнчиги Г. Н. Модуляционная неустойчивость ленгмюровских колебаний в пучково-плазменном эксперименте.— *СИБИЗМИР*, Иркутск, 1983, с. 9.
18. Атаманюк Б., Мишин Е. В. О механизме затухания радиоволн в ионосфере при инжекции электронного пучка.— *Геомагнетизм и аэронавтика*, 1986, т. 26, № 4, с. 665—666.
19. Афанасьев Ю. В., Беленков Э. М., Крохин О. Н. Лавинная ионизация газа мощным ультракоротким импульсом света.— *ЖЭТФ*, 1969, т. 56, № 1, с. 256—263.
20. Ахмезер А. И., Файнберг Я. Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой.— *ДАН СССР*, 1949, т. 69, № 4, с. 555—556.
21. Аэрономические реакции в верхней атмосфере/Пер. с англ.— М.: 1966. 113 с.

22. Багряцкий Б. А., Фельдштейн Я. И. Особенности авроральных радиоотражений и связь их с постоянным магнитным полем и ионосферными токами.— В сб.: Полярные сияния. М.: Наука, 1965, № 12, с. 46.

23. Баиадзе К. В. и др. Аномальный нагрев азота в разряде.— Физика плазмы, 1979, т. 5, № 4, с. 923—928.

24. Балебанов В. М. и др. Особенности плазменных процессов, возникающих в зоне инжекции пучка электронов с высотного зонда. Исследование пучково-плазменного разряда.— ИКИ, № 781, М., 1983, с. 32.

25. Баранов В. Ю., Ннзьев В. Г., Пигульский С. В. О скорости передачи энергии в поступательные степени свободы после импульсного разряда в азоте.— Физика плазмы 1977, т. 3, № 6, с. 1380—1382.

26. Бейтмен Т., Эрдейн А. Высшие трансцендентные функции. Т. 2.— М.: Наука, 1974, 288 с.

27. Белова Н. Г., Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Сигов Ю. С. Явление коллапса электрического поля в двойных слоях.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 9, с. 550—554.

28. Березовский М. А., Петров И. В., Конкашбаев И. К., Рубенчик А. М. О турбулентной релаксации встречных плазменных потоков. Результаты численного моделирования на ЭВМ М-10.— ДАН СССР, 1983, т. 286, № 6, с. 1369—1371.

29. Беспалов П. А. Квазилинейная релаксация системы «пучок — изотропная плазма».— Физика плазмы, 1977, т. 3, № 5, с. 1118—1127.

30. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. О турбулентном разлете облака быстрых частиц в плазме.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 9, с. 969—978.

31. Бернштам В. А., Панченко И. П. Модуляционная неустойчивость в столкновительной плазме.— Физика плазмы, 1980, т. 6, № 3, с. 546—550.

32. Божков А. И., Осипов Н. К. О собственном радиоизлучении авроральной ионосферы.— Геомагнетизм и аэрномия, 1971, т. 11, № 6, 1021—1025.

33. Брейзман Б. Н., Ерофеев В. И. Релаксация электронного пучка в магнитоактивной плазме со случайными неоднородностями плотности.— ИЯФ, Новосибирск, 1983, с. 31.

34. Брейзман Б. Н., Малкин В. М. Динамика модуляционной неустойчивости широкого спектра ленгмюровских волн.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 9, с. 857—868.

35. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д., Чеботаев П. З. Нелинейные эффекты при взаимодействии ультрарелятивистского электронного пучка с плазмой.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 10, с. 1409—1425.

36. Быченков В. Ю., Силин В. П. Ионно-звуковая турбулентность плазмы.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 10, с. 1886—1903.

37. Быченков В. Ю., Силин В. П. Об аномально большом поглощении и аномально большом рассеянии в турбулентной лазерной плазме.— Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 282—287.

38. Быченков В. Ю., Натанзон А. М., Силин В. П. Об аномальном поглощении излучения на ионно-звуковых флуктуациях.— Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 505—507.

39. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Квазилинейная теория колебаний плазмы.— Ядерный синтез, 1962, приложение, ч. 2, с. 465—476.

40. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Устойчивость плазмы.— УФН, 1961, т. 73, с. 701—766.

41. Веденов А. А., Рудаков Л. И. О взаимодействии волн в сплошных средах.— ДАН СССР, 1964, т. 159, № 4, с. 767—770.

42. Веденов А. А., Рютов Д. Д. Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 6. М.: Атомиздат, 1972, с. 3—69.

43. Велихов Е. П., Клоповский К. С., Ковалев А. С. Возбуждение метастабильных состояний молекул кислорода в газовом разряде.— ДАН СССР, 1983, т. 273, № 3, с. 600—604.

44. Векштейн Г. А., Рютов Д. Д., Сагдеев Р. З. Асимптотическое решение в задаче о аномальном сопротивлении плазмы.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 419—422.

45. Власенко С. И., Попович В. П., Харченко И. Ф. Излучение и флуктуации плотности пучково-плазменного разряда без магнитного поля.— *Физика плазмы*, 1976, т. 2, № 2, с. 277—284.
46. Власенко С. И., Попович В. П., Харченко И. Ф. Формирование пучково-плазменного разряда при инжекции электронного пучка в поток газа.— *Физика плазмы*, 1976, т. 2, № 2, с. 272—276.
47. Власов М. Н., Кочетов И. В., Мишин Е. В. и др. Функция распределения электронов по энергиям и тепловой баланс ионосферной плазмы при наличии электрических полей.— *ИЗМИРАН*, М., 1981, 24 с.
48. Власов М. И., Мишин Е. В., Телегин В. А. О механизме образования высоких концентраций окиси азота в полярной ионосфере.— *Геомагнетизм и аэрономия*, 1980, т. 20, № 1, с. 57—61.
49. Волокитин А. С., Красносельских В. В. Динамические всплески потенциала при развитии длинноволновой бунемановской неустойчивости.— *Физика плазмы*, 1982, т. 8, № 4, с. 800—807.
50. Волокитин А. С., Красносельских В. В., Мишин Е. В. и др. О мелкомасштабной структуре интенсивных продольных токов в высоких широтах.— *Космические исследования*, 1984, т. 22, № 5, с. 749—755.
51. Волокитин А. С., Мишин Е. В. Начальная стадия нейтрализации ракеты при инжекции электронного пучка в ионосферу.— *Физика плазмы*, 1978, т. 4, вып. 4, с. 947—948.
52. Волокитин А. С., Мишин Е. В. О релаксации электронного пучка в плазме с редкими столкновениями.— *Физика плазмы*, 1979, т. 5, № 5, с. 1166—1169.
53. Галеев А. А., Натанзон А. М. Подавление электронной теплопроводности ионно-звуковой турбулентностью.— *Физика плазмы*, 1982, т. 8, с. 1151—1155.
54. Галеев А. А., Красносельских В. В. Механизмы генерации радиоизлучения пучками авроральных электронов.— *Физика плазмы*, 1978, т. 4, № 1, с. 111—119.
55. Галеев А. А., Красносельских В. В. Сильная ленгмюровская турбулентность в магнитосфере Земли как источник километрового излучения.— *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, № 10, с. 558—561.
56. Галеев А. А., Мишин Е. В. Теория пучково-плазменного взаимодействия.— В кн.: Тезисы докладов 26-й сессии КОСПАР, Тулуза, 1986.
57. Галеев А. А., Мишин Е. В., Сагдеев Р. З. и др. Разряд в около-ракетной области при инжекции электронных пучков в ионосферу.— *ДАН СССР*, 1976, т. 231, № 71—74.
58. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. Т. 7. М.: Атомиздат, 1973.
59. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Сигов Ю. С. и др. Нелинейная теория модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн.— *Физика плазмы*, 1975, т. 1, № 1, с. 10—20.
60. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Влияние звуковой турбулентности на коллапс ленгмюровских волн.— *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, № 1, с. 25—29.
61. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. К нелинейной теории бунемановской неустойчивости.— *ЖЭТФ*, 1981, т. 81, № 2, с. 572—580.
62. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Ленгмюровская турбулентность и диссипация высокочастотной энергии.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 73, № 10, с. 1352—1361.
63. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Релаксация сильнооточных электронных пучков и модуляционная неустойчивость.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, вып. 2, с. 507—517.
64. Гершман В. Н. Динамика ионосферной плазмы.— М.: Наука, 1974.
65. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967, с. 683.
66. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы.— М.: Атомиздат, 1977, 384 с.

67. Горбушина Т. А. и др. Одномерная турбулентность ленгмюровских волн. ИПМ АН СССР, М., 1978, с. 47.

68. Гордиец Б. Ф. Колебательная релаксация ангармоничных молекул и концентрация окиси азота в возмущенной термосфере.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1977, т. 17, № 5, с. 872—878.

69. Гордиец Б. Ф., Мамедов И. С. Функция распределения и скорость релаксации колебательной энергии в системе ангармонических осцилляторов.— ПМТФ, 1974, № 3, с. 13.

70. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н. ИК-излучение и концентрация в существенно разогретой верхней атмосфере.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1983, т. 23, с. 446—450.

71. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А. Теория инфракрасного излучения околоземного космического пространства.— Труды ФИАН, 1978, т. 105, с. 7—71.

72. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.— 512 с.

73. Горев В. В., Кингсеп А. С., Рудаков А. И. Сильная ленгмюровская турбулентность плазмы.— Радиофизика, 1976, т. 19, № 5—6, с. 691—715.

74. Грицай З. И., Ивченко В. Н., Милиневский Г. П., Мойся Р. И. О размерах области околоракетного свечения (эксперимент «Зарница-2»).— В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наукова думка, 1979, вып. 12, с. 52—55.

75. Гуревич А. В., Миших Г. М., Шлюгер И. С. Кинетика электронов в низкотемпературной молекулярной плазме (ионосфере).— ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 5 (11), с. 1640—1653.

76. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973, 272 с.

77. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973, с. 200.

78. Дегтярев Л. М., Захаров В. Е., Рудаков Л. И. Динамика ленгмюровского коллапса.— Физика плазмы, 1976, т. 2, № 3, с. 438—449.

79. Демьянов А. В. и др.— Влияние уровня накачки на динамику установления распределения двухатомных молекул по колебательным уровням.— ПМТФ, 1981, № 3, с. 5—10.

80. Дзюбенко Н. И. Структура полярных сияний.— В кн.: Проблемы космической физики. Киев: Выща школа, 1968, вып. 3, с. 161—195.

81. Дзюбенко Н. И. и др. О континууме в излучении искусственного полярного сияния.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1986, № 3, с. 514—515.

82. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Милиневский Г. П., Мишин Е. В. Влияние плазменных коллективных эффектов на структуру лучей полярных сияний.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 643—646.

83. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Милиневский Г. П., Терехов А. Г. Спектральные наблюдения околоракетной области в эксперименте «Зарница-2».— Астрометрия и астрофизика, 1978, № 37, с. 70—72.

84. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Несмеянович А. Г., Грицай З. И. Общий блеск околоракетного свечения в эксперименте «Зарница-1».— В кн.: Проблемы космической физики. Киев: КГУ, 1979, вып. № 4, с. 10—15.

85. Дмитриева И. К., Зенкевич В. А. Расчет уровней констант скорости реакции окисления колебательно-возбужденного молекулярного азота атомарным кислородом.— ИТМО АН БССР, Минск, 1983, с. 27.

86. Докукин В. С., Мишин Е. В., Мойся Р. И., Ружин Ю. А. и др. Двухчастотные радиолокационные наблюдения в эксперименте «Зарница-2».— Геомагнетизм и аэронавтика, 1982, т. 22, № 1, с. 70—74.

87. Докукин В. С., Ружин Ю. Я. Потенциал ракеты в эксперименте с инжекцией пучка электронов.— ИЗМИРАН, М., 1982, с. 13.

88. Долгинов Ш. Ш., Жузгов Л. Н., Косачева В. П. и др. Динамика продольного тока во время магнитной бури.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1984, т. 24, № 1, с. 77—83.

89. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Элементарные процессы в плазме.— В кн.: Основы физики плазмы/Под ред. А. Галеева и Р. Судана. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 58—81.

90. Ермакова Е. Н., Трахтенгерц В. Ю. О переходном механизме КВ и УКВ-радиоизлучения в полярной ионосфере.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1981, т. 21, № 1, с. 82—86.

91. Жданок С. А., Напартович А. П., Старостин А. Н. Установление распределения двухатомных молекул по колебательным уровням.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 1, с. 130—139.

92. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме.— М.: Наука, 1977, с. 432.

93. Железняков В. В., Злотник Е. Я. Моды Бернштейна и плазменные волны вблизи гибридной частоты.— АЖ, 1975, т. 43, № 1, с. 431—443.

94. Железняк М. Б., Ликальтер А. А., Найдис Г. В. Колебательная релаксация сильно возбужденных молекул.— ПМТФ, 1976, т. 11, № 6.

95. Жулин И. А., Маркеев А. К., Мишин Е. В., Ружин Ю. А. и др. Спектральные наблюдения ВЧ-радиоизлучения при инжекции электронного пучка в ионосферу в эксперименте «Зарница-2».— Физика плазмы, 1981, т. 7, № 3, с. 575—582.

96. Закаатов Л. П., Плахов А. Г. Торможение мощного электронного пучка в плотной плазме.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 3, с. 588—593.

97. Захаров В. Е. Коллапс ленгмюровских волн.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 5, с. 1745—1759.

98. Захаров В. Е. Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн.— В кн.: Основы физики плазмы/Под ред. Галеева А. и Судана Р. Т. 2. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 79—118.

99. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: ГИФМЛ, 1963, 632 с.

100. Иванов А. А. Физика сильно неравновесной плазмы.— М.: Атомиздат, 1977, 346 с.

101. Иванов А. А., Козоровицкий Л. Л., Русанов В. Д. Распространение тепла в плазме вдоль магнитного поля (волна замещения).— ДАН СССР, 1969, т. 184, № 4, с. 811—814.

102. Иванов А. А., Рудаков Л. И. Динамика квазилинейной релаксации бесстолкновительной плазмы.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 5, с. 1522—1534.

103. Иванов А. А., Соболева Т. К., Юшманов П. Н. Трехмерная квазилинейная релаксация.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 12, с. 2023—2041.

104. Иванов А. А., Парайл В. В., Соболева Т. К. Нелинейная теория взаимодействия моноэнергетического пучка с плотной плазмой.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, вып. 5 (1), с. 1678—1685.

105. Иванов А. А., Русанов В. Д., Сагдеев Р. З. Электронные ударные волны в бесстолкновительной плазме.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, № 1, с. 29—33.

106. Ивченко В. Н., Милиневский Г. П., Мишин Е. В., Ружин Ю. Я. Оптические наблюдения околоракетного свечения в эксперименте «Зарница-2».— Геомагнетизм и аэронавигация, 1981, т. 21, № 2, с. 309—314.

107. Ижовкина Н. И. Распыливание функции распределения электронного пучка в ионосфере в зависимости от расстояния до точки инжекции.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1978, т. 18, № 3, с. 525—526.

108. Ижовкина Н. И., Мишин Е. В. О возможности зажигания плазменно-пучкового разряда при вторжении авроральных электронов в ионосферу.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, № 3, с. 585—586.

109. Исламов Р. Ш., Кочетов И. В., Певгов В. Г. Анализ процессов взаимодействия электронов с молекулой кислорода.— ФИАН, № 169, М. 1977, 27 с.

110. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964, с. 188—339.

111. Кадомцев Б. Б., Петвиашвили В. И. Слаботурбулентная плазма в магнитном поле.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, № 6, с. 2234—2246.

112. Каладзе Т. Д., Кринберг И. А. Возбуждение электростатических циклотронных колебаний ионосферной плазмы при фотоионизации.— Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1978, т. 21, № 4, с. 494—504.

113. Калинин Ю. Г. и др. Наблюдение шумов плазмы при турбулентном нагреве.— ДАН СССР, 1969, т. 189, № 2, с. 256—259.

114. Калмыков А. М., Коцаренко Н. Я., Лизунов Г. В. Неустойчивость несимметричных колебаний электронного пучка, искусственно инжектированного в ионосферу.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1985, т. 25, № 5, с. 583—586.

115. Кингсеп А. С. Нелинейные взаимодействия нонно-звуковых волн и телионов в плазме.— ПМТФ, 1970, т. 6, № 6, с. 18—25.

116. Кингсеп А. С. Сильная ленгмюровская турбулентность и турбулентный нагрев плазмы.— В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1983, т. 4, с. 48—112.

117. Кирага А. и др. Исследование в условиях лаборатории основных характеристик пучково-плазменного разряда, возникающего в ракетных экспериментах.— ИКИ, М., 1981, с. 34.

118. Киценко А. Б., Панкратов И. М., Степанов К. Н. Нелинейная стадия возбуждения монохроматических колебаний в магнитном поле, возбуждаемых спиральным пучком.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 1, с. 167—174.

119. Киценко А. Б., Степанов К. Н. О прохождении пучка заряженных частиц через магнитоактивную плазму.— В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Киев: Наукова думка, вып. 2, 1963, с. 144—151.

120. Коваленко В. П. Электронные сгустки в нелинейном коллективном взаимодействии пучков с плазмой.— УФН, 1983, т. 139, вып. 2, с. 223—263.

121. Коврижных Л. М. Нелинейная теория токовой неустойчивости неизотермической плазмы.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1795—1810.

122. Коллективные эффекты в токнесущей плазме. Тематический сборник.— Киев: Наукова думка, 1979, 186 с.

123. Конев Ю. В., Кочетов И. В., Марченко В. С., Певгов В. Г. Влияние резонансного возбуждения вращательных уровней на баланс энергии в плазме газового разряда в смесях N_2 , O_2 , N и NO — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 6, с. 1359—1361.

124. Коновалов В. П., Сон Э. Е. Функция распределения электронов и состав молекулярной плазмы, возбуждаемой пучком электронов.— ЖТФ, 1980, т. 50, вып. 2, с. 300—310.

125. Кочетов И. В., Мишин Е. В., Телегин В. А. Образование NO в полярных сияниях, инициируемых вторжением энергичных электронов.— ИЗМИРАН, М., 1984, с. 14.

126. Кочетов И. В., Мишин Е. В., Телегин В. А. Окисление азота в неравновесной слабоионизованной плазме.— ДАН СССР, 1986, т. 291, № 6, с. 1351—1354.

127. Кочетов И. В., Певгов В. Г., Полак Л. С., Словецкий Л. И. Скорости процессов, инициируемых электронным ударом в неравновесной плазме. Молекулярный азот и двуокись углерода.— В кн.: Плазмохимические процессы. М.: Наука, 1979, с. 4—43.

128. Красносельских В. В., Сотников В. И. Коллапс ленгмюровских волн в магнитном поле.— Физика плазмы, 1977, т. 3, № 4, с. 872—880.

129. Кринберг И. А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере. 1-е изд.— М.: Наука, 1978, 215 с.

130. Кручина Е. Н., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д. Сильная ленгмюровская турбулентность как источник радионизлучения.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 6, с. 443—447.

131. Курт В. Г., Мишин Е. В., Писаренко Н. Ф. Распространение нерелятивистских электронов в солнечном ветре и радионизлучение III типа.— Письма в АЖ, 1977, т. 3, № 4, с. 170—174.

132. Ландау Л. Д. О колебаниях электронной плазмы.— ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 574—585.

133. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.—Л.: ГИТТЛ, 1948, 567 с.

134. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— Гос-техиздат, 1953, 567 с.
135. Лебедев П. М. и др. Теория пучково-плазменного разряда.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 407—417.
136. Левитский С. М., Шашури И. П. Пространственное развитие плазменно-пучковой неустойчивости.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 2, с. 350—356.
137. Левитский С. М., Шаповал В. З. Прерывистая генерация СВЧ-колебаний при плазменно-пучковом взаимодействии.— Радиотехника и электроника, 1973, т. 17, № 7, с. 1445—1451.
138. Лихтер Я. И. Волновые явления в магнитосферах Земли и планет.— В кн.: Итоги науки и техники. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. Т. 7. М.: ВИНТИ, 1984, с. 5—113.
139. Ломинадзе Д. Г. Циклотронные волны в плазме.— Тбилиси: Мец-ниереба, 1975.
140. Луценко Е. И., Середа Н. Д., Концевой Л. М. Исследование образования слоев объемного заряда в плазме.— Физика плазмы, 1976, т. 2, № 1, с. 72—81.
141. Ляхов С. Б., Манагадзе Г. Г. Пучково-плазменный разряд вблизи ракеты в эксперименте «Зарница-2».— Физика плазмы, 1977, т. 3, № 6, с. 1370—1379.
142. Мак-Даниэль И., Ниган У. Газовые лазеры.— М.: Мир, 1986, с. 540.
143. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978, с. 375.
144. Марков М. Н., Петров В. С. Экспериментальные исследования инфракрасного излучения околоземного космического пространства.— Труды ФИАН, 1978, т. 105, с. 72—108.
145. Мима К., Нишикава К. Параметрические неустойчивости и диссипация волн в плазме.— В кн.: Основы физики плазмы, Т. 2/Под ред. А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 434—497.
146. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. 2-е изд. Т. 1: Неустойчивости однородной плазмы.— М.: Атомиздат, 1975, с. 272.
147. Мишин В. М. Магнитосферные и магнитные суббури.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1978, т. 18, № 7, с. 967—991.
148. Мишин Е. В. Коллективные эффекты при взаимодействии электронных пучков с ионосферой.— В кн.: Международный симпозиум по физике ионосферы и магнитосферы Земли и солнечного ветра. Программа и тезисы докладов. М.: ИКИ, 1981.
149. Мишин Е. В. Макроскопические следствия плазменной турбулентности, возбуждаемой пучками заряженных частиц, инжектируемых с КА.— В кн.: Международный симпозиум по физике ионосферы и магнитосферы Земли и солнечного ветра. Тезисы докладов. М.: ИКИ, 1983.
150. Мишин Е. В. О коллективном механизме диссипации энергии электронных потоков и динамике авроральной ионосферы.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. М.: Наука, 1982, т. 61, с. 79—92.
151. Мишин Е. В. О температуре плазменной короны D—Т капли, нагрываемой лазером.— ДАН СССР, 1974, т. 215, № 1, с. 565—567.
152. Мишин Е. В. Перенос тепла в солнечном ветре.— Космическая электродинамика, 1974, т. 27, № 2, с. 350—366.
153. Мишин Е. В. Релаксация электронных пучков в слабоионизированной плазме.— В кн.: VI Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Тезисы докладов. Т. 1. Ленинград, 1983, с. 294—295.
154. Мишин Е. В., Ружин Ю. Я. Плазменно-пучковый разряд при инжекции электронных пучков в ионосферу и динамика околоракетной области в экспериментах «АРАКС» и «Зарница-2».— ИЗМИРАН, 1978, с. 52.
155. Мишин Е. В., Телегин В. А. О динамике турбулентного слоя в авроральной ионосфере, создаваемого вторжением пучков энергичных электронов.— ИЗМИРАН, М., 1982, с. 10.
156. Мишин Е. В., Телегин В. А. О спектре надтепловых электронов в плазме полярных сияний.— Физика плазмы, 1986, т. 12, № 12, с. 882—884.

157. Мишин Е. В., Тимофеев Е. Е. О возможности механизме образования высотной радиоволны.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1981, т. 21, № 1, с. 201—202.

158. Морфология и физика полярной ионосферы.— Л.: Наука, 1971.

159. Мусатенко С. И. Радиоизлучение околоземного пространства как результат воздействия солнечных вспышек на магнитосферу и ионосферу Земли.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1980, т. 20, № 5, с. 884—888.

160. Мусатенко С. И., Кравченко В. А. Проявление ионосферных и магнитосферных возмущений в радиоизлучении в средних широтах.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, № 2, с. 257—261.

161. Натанзон А. М. О влиянии индуцированного рассеяния волн на спектр ионно-звуковой турбулентности плазмы.— ИКИ АН СССР, М., 1983, с. 16.

162. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме.— М.: Энергоиздат, 1982, с. 263.

163. Несмеянович А. Т. и др. Определение высот нижнего края искусственных авроральных лучей в эксперименте «Зарница-1».— В кн.: Космические исследования на Украине, 1978, вып. 12, с. 83—88.

164. Оксюк Ю. Д. Возбуждение вращательных уровней двухатомных молекул при электронном ударе в адиабатическом приближении.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 4 (10), с. 1261—1273.

165. Омхольт М. Полярные сияния.— М.: Мир, 1974, с. 248.

166. Онищенко И. Н. и др. К нелинейной теории возбуждения монохроматической плазменной волны электронным пучком.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, вып. 8, с. 407—411.

167. Ораевский В. Н. Параметрические неустойчивости магнитоактивной плазмы.— В кн.: Основы физики плазмы/Под ред. Галева А. и Судана Р. Т. 2. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 7—47.

168. Ораевский В. Н. Периодические волны в бесстолкновительной плазме.— В кн.: Основы физики плазмы. Т. 1/Под ред. А. Галева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 241—278.

169. Ораевский В. Н., Сагдеев Р. З. Об устойчивости установившихся продольных колебаний плазмы.— ЖТФ, 1962, т. 32, № 6, с. 1291—1303.

170. Осипов Н. К., Шевелев Ю. Г. Два типа радиоизлучения авроральной ионосферы и ионосферные возмущения.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, т. 13, № 4, с. 674—677.

171. Пасечник Л. Л., Романюк Л. И., Савильный Н. Е. «Быстрые» процессы при пучково-плазменном взаимодействии в газоразрядной плазме.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 18, № 4, с. 985—992.

172. Патон Б. Е. и др. Формирование пучков электронов для технологических и исследовательских работ в космосе.— В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наукова думка, вып. 6, с. 3—7.

173. Попович В. П., Новскова Т. А., Харченко И. Ф., Шустин Е. Г. Исследование условий образования плазменно-пучкового разряда без магнитного поля.— Радиофизика, 1973, т. XVI, № 6, с. 1109—1117.

174. Пятси А. Х. Авроральное рассеяние радиоволн. Радиоаврора.— В кн.: Высокоширотные геофизические явления. Л.: Наука, 1974, с. 260—298.

175. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980, 415 с.

176. Рогашкова А. И. Теория физических явлений, возникающих при инжекции электронных пучков в слабоионизованную газовую среду.— Автореф. дисс. на соискание ученой степени доктора наук. М.: ИРЭ, 1983, с. 30.

177. Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Динамика плотного электронного пучка, инжектируемого в плазму.— ЖТФ, 1972, т. 42, № 3, с. 511—521.

178. Ружин Ю. Я. Высокочастотное радиоизлучение при искусственной инжекции пучка электронов в космосе.— В кн.: Динамика космической плазмы. М.: ИЗМИРАН, 1976, с. 145—154.

179. Рудаков Л. И. Торможение электронных пучков в плазме с высоким уровнем ленгмювской турбулентности.— ДАН СССР, 1972, т. 207, № 2, с. 821—823.

180. Рудаков Л. И., Кораблев Л. В. Квазилинейная теория неустойчивости тока в плазме.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 220—231.

181. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы.— М.: Наука, 1985, 415 с.
182. Рютов Д. Д. Квазилинейная релаксация электронного пучка в неоднородной плазме.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 1, с. 232—246.
183. Рютов Д. Д., Сагдеев Р. З. О квазигазодинамическом описании расширения облака горячих электронов.— ЖЭТФ, 1970, т. 62, № 3, с. 432—441.
184. Сагдеев Р. З., Жулин И. А. Активные эксперименты в ионосфере и магнитосфере.— Вестник АН СССР, 1975, № 12, с. 84—91.
185. Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Диссипация мощной электромагнитной волны в неоднородной плазме и «сверхсильная» плазменная турбулентность.— Физика плазмы, 1980, т. 6, № 2, с. 377.
186. Свездлов Ю. Л., Сергеева И. Г., Волошинов Н. Н. Планетарное распределение вероятности возникновения радиоавроры.— В кн.: Явления в полярной ионосфере. Л.: Наука, 1978, с. 31—38.
187. Силин В. П. К теории параметрического взаимодействия СВЧ поля с плазмой.— ЖЭТФ, 1965, т. 57, № 7, с. 183—195.
188. Современная радиолокация/Под ред. Л. А. Кобзарева.— М.: Сов. радио, 1969, с. 327.
189. Соболев И. М. Метод Монте-Карло.— М.: Наука, 1985, с. 76.
190. Стикс Т. Х. Теория плазменных волн.— М.: Атомиздат, 1965, 343 с.
191. Стурман Б. И. О взаимодействии потенциальных колебаний в магнитоактивной плазме.— Известия ВУЗов. Радиофизика, 1974, т. 17, № 12, с. 1765.
192. Судан Р. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой.— В кн.: Основы физики плазмы. Т. 2 (дополнение)/Под ред. А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 38—82.
193. Телегин В. А. Неравновесные процессы в области E полярной ионосферы при вторжении пучков энергичных электронов.— Автореф. дисс. на соискание ученой степени кандидата наук. М.: ИПГ, 1984, с. 11.
194. Телегин В. А. Об охлаждении электронного газа в ионосфере.— Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т. 23, № 5, с. 863—865.
195. Тимофеев Е. Е. и др. Взаимосвязь параметров авроральных высыпаний с высотами слоев диффузной радиоавроры.— В кн.: Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты, 1984, с. 29—41.
196. Трахтенгерц В. Ю. Релаксация плазмы с анизотропным распределением.— В кн.: Основы физики плазмы. Т. 2/Под ред. А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 498—533.
197. Трахтенгерц В. Ю. Эффекты турбулентного разлета при параметрическом нагреве плазмы.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 7, с. 330—331.
198. Троицкий В. С. и др. Поиск спорадического радиоизлучения из космоса на сантиметровых и дециметровых волнах.— Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1973, т. 16, № 3, с. 323—341.
199. Тулинов В. Ф. Результаты измерений потока ИК излучения верхней атмосферы в диапазоне 4—6 мкм.— Космические исследования, 1979, т. 17, № 2, с. 164—166.
200. Файнберг Я. Б. и др. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле.— ЖЭТФ, 1961, т. 31, № 2, с. 761—768.
201. Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д. Взаимодействие модулированного потока с плазмой.— Атомная энергия, 1965, т. 19, вып. 4, с. 336—342.
202. Федоров В. А. Изменение потенциала ИСЗ на начальном этапе проведения активных экспериментов в ионосфере.— Физика плазмы, 1983, т. 9, № 4, с. 874—880.
203. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы.— М.: Атомиздат, 1964, 283 с.
204. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах.— М.: Мир, 1977, 672 с.
205. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы.— М.: Атомиздат, 1971, с. 422.
206. Цытович В. Н., Шапиро В. Д. Нелинейная стабилизация пучковых неустойчивостей плазмы.— Ядерный синтез, 1965, т. 5, № 1, с. 228—234.

207. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы.— М.: ИЛ, 1963, 777 с.
208. Чмырев В. М. и др. Тонкая структура интенсивных мелкомасштабных электрических и магнитных полей в высокоширотной ионосфере по данным ИСЗ «Интеркосмос—Болгария 1300». — ИЗМИРАН, М., 1983, 13 с.
209. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Квазилинейная теория релаксации электронного пучка в магнитоактивной плазме.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 4, с. 1187—1202.
210. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. К нелинейной теории релаксации «моноэнергетического» пучка в плазме.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 3, с. 1023—1035.
211. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Сильная турбулентность плазменных колебаний.— В кн.: Основы физики плазмы/Под ред. Галева А. и Судана Р. Т. 2. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 119—174.
212. Шафранов В. Д. Электромагнитные волны в плазме.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 3/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963, с. 3—140.
213. Шафран В. А., Пономарев Е. А., Васильев И. Н., Антипин С. В. Радиосияния (геофизические аспекты).— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца. М.: Наука, 1981, вып. 53, с. 39—81.
214. Шевченко В. И. Взаимодействие пучка электрических осцилляторов с плазмой в магнитном поле.— В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 2. Киев: Наукова думка, 1963, с. 156—163.
215. Шарофский И., Джонсон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы.— М.: Атомиздат, 1969, 396 с.
216. Шустин Е. Г., Попович В. П., Харченко И. Ф. Исследование функции распределения электронного пучка в плазменно-пучковом разряде.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 6, с. 993—1000.
217. Abe H., Fukumasa O., Itatani R. Computer simulation of nonlinear interaction between a cold beam and a weakly collisional plasma.— Phys. Fluids, 1979, v. 22, N 2, p. 310—320.
218. Ackerson K. L., Frank L. A. Correlated satellite measurements of low-energy electron precipitation and ground-based observations of a visible auroral arc.— J. Geophys. Res., 1972, v. 77, N 7, p. 1128—1136.
219. Aggarwal K. M., Narinder N., Setty C. S. J. K. Collision frequency and transport properties of electrons in the ionosphere.— Planet. Space Sci., 1979, v. 27, N 2, p. 753—768.
220. Arnoldy R. L., Choy L. W. Auroral electrons of energy less than 1 keV observed at rocket altitudes.— J. Geophys. Res., 1973, v. 78, N 13, p. 2187—2200.
221. Arnoldy R. L., Lewis P. B., Isaacson P. O. Field-aligned auroral electron fluxes.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, N 28, p. 4208—4221.
222. Arnoldy R. L., Pollock C., Winkler J. R. The energization of electrons and ions by electron beams injection in the ionosphere.— Preprint Univ. of Minnesota N 194, 1984, p. 34.
223. Balsley B. B., Farley D. T. Radar observations of two-dimensional turbulence in the equatorial electrojet.— J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 7471—7476.
224. Banks P. M. Collision frequencies and energy transfer of electrons.— Planet. Space Sci., 1966, v. 14, N 11, p. 1085—1102.
225. Banks P. M., Chappel C. R., Nagy A. F. A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: spectral degradation, backscatter, optical emission and ionization.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, N 10, p. 1459—1470.
226. Banks P. M., Williamson P. R., Raitt W. J. et al. Electron beam experiment from the Space Shuttle.— In: Proc. of Intern. Symp. on Active Experiments in Space (Alpbach, Austria, 1983), Paris: ESA SP-195, 1983, p. 171—175.
227. Baron M. J. Electron densities within aurorae and other auroral E-region characteristics.— Radio Sci., 1974, v. 9, N 2, p. 341—348.

228. Baum H. R., Bien F., Tait K. An analysis of transient vehicle charging in the Excede experiment.—Rep. RR-65, Aerodyne Res. Ins. Bedford, Mass., 1975.
229. Benford D., Smith D. F. Weak turbulence theory of intense beam microwave experiments.—Phys. Fl., 1982, v. 25, N 8, p. 1450—1455.
230. Berger M. S., Seltzer S. M., Maeda K. Some new results on electron transport in the atmosphere.—J. Atm. Terr. Phys., 1974, v. 36, N 4, p. 591—618.
231. Bertheller J. J., Godard R. Electron density and temperature profiles during a moderate auroral event.—Space Res. 1972, XII, N 2, p. 1357.
232. Bernstein W., Leinbach H., Kellogg P. et al. Electron beam injection experiment: the beam-plasma discharge at low pressures and magnetic field strength.—Geophys. Res. Lett., 1978, v. 5, N 2, p. 127—130.
233. Bernstein W., Leinbach H., Kellogg P. et al. Further laboratory measurements of beam-plasma discharge.—J. Geophys. Res., 1979, v. A84, N 12, p. 7271—7278.
234. Bernstein W., Mantjoulis G., Leinbach F. H., Hallinan T. Optical measurements of a large scale laboratory BRD.—In: Proc. Intern. Symp. on Active Experiments in Space (Alpbach Austria, 1983). Paris: ESASP-195, 1983, p. 177—180.
235. Biondi M. A. Atmospheric electron-ion and ion-ion recombination processes.—Can. J. Chem., 1969, v. 47, N 10, p. 1711—1719.
236. Block L. P. Double layers.—In: Phys. of hot plasma in the magnetosphere (Ed. B. Hultquist and L. Stenflo), N.-Y.—London: Plenum Press, 1975, p. 229—250.
237. Bohm D., Gross E. P. Theory of plasma oscillations.—Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 1851—1864.
238. Böhmer H., Chang J., Raether M. Influence of collisions on the instability of cold and warm beams in plasma.—Phys. Fluids, 1971, v. 24, N 1, p. 150—161.
239. Booker H. G. A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora.—J. Atm. and Terr. Phys., 1956, 8, p. 204—221.
240. Bray K. N. L. Vibrational relaxation of anharmonic oscillator molecules: relaxation under isothermal conditions.—J. Phys. B, 1968, v. 1, N 2, p. 705—711.
241. Breig E. U., Lin C. C. Excitation of the spin multijets of the ground state of oxygen by slow electrons.—Phys. Rev., 1966, v. 151, N 1, p. 67—69.
242. Breizman B. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum: Theory.—Nucl. Fusion., 1974, v. 14, N 2, p. 873—897.
243. Brekke A., Pino C. L. High resolution altitude profiles of the auroral zone energy dissipation due to ionospheric currents.—J. Geophys. Res., 1978, v. 83, N A6, p. 2517—2523.
244. Breus T. K., Volokitin A. S., Mishin E. V. On ionization sources in the high ionosphere of Venus.—Adv. Space Res., 1981, v. 1, N 2, p. 27—32.
245. Bridge N. J., Buckingham A. D. The polarization of laser light scattered gases.—Proc. Roy. Soc., 1966, ser. A, v. 295, p. 334—349.
246. Bryant D. A., Hall D. S., Lepine D. R. Electron acceleration in an array of auroral arcs.—Planet Space Sci., 1978, v. 26, N 1, p. 81—90.
247. Cabral I. A. Nonlinear space-time evolution of the electron cyclotron instability in a beam-plasma experiment.—Plasma Phys., 1976, v. 18, N 1, p. 719—735.
248. Cambou F., Dokukin V. S., Ivchenko V. N. et al. The ZARNITZA rocket experiment on electron injection.—Space Res. XV, Berlin, 1975, p. 491—500.
249. Cartwright D. C., Kellogg P. I. Controlled experiment on wave-particle interactions in the ionosphere.—Nature, 1971, N 231, p. 11—12.
250. Cartwright D. G., Monson S. J., Kellogg P. J. Heating of the ambient ionosphere by an artificially-injected electron beam.—J. Geophys. Res., 1978, v. 83, p. 16—24.

251. Cartwright D. G., Trajmar S., Williams W. Vibrational population of the $A^3\Sigma_u^+$ and $B^3\Pi_g$ states of N_2 in normal auroras.—*J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, N 34, p. 8368—8377.
252. Casserly R. T., Jr., Cloutier P. A. Rocket-based magnetic observations of auroral birkeland currents in association with a structure auroral arc.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 16, p. 2165—2168.
253. Charles G., Dokukin V. S., Mishin E. V. et al. Telemetry signal damping during rocket electron beam injection.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 397—400.
254. Chung P. Y., Wong A. Y., Darrow C. B., Qian S. J. Simultaneous observations of Caviton formation, Spiky turbulence and electromagnetic radiation.—*Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, N 19, p. 1348—1351.
255. Chivers J. A., Wells H. W. Observations of unusual radiofrequency noise emission and absorption at 80 mc/s.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1959, v. 17, N 1, p. 13—18.
256. Christophorov L. G. Atomic and molecular radiation physics.—New-York, Wiley—Interscience, 1971, p. 672.
257. Christiansen P. J., Jain V. K., Bond J. W. Laboratory beam—plasma interaction—linear and nonlinear.—In: Artificial particle beams in space plasma studies/Ed B. Grandal. N.-Y.—London: Plenum Press, 1982, p. 439—470.
258. COSPAR International Reference Atmosphere. North-Holland, Amsterdam, 1965, p. 365.
259. Covington A. E. Microwave sky noise.—*J. Geophys. Res.*, 1950, v. 55, N 1, p. 33—37.
260. Dalgarno A., Degges T. P. Electron cooling in the upper atmosphere.—*Planet. Space Sci.*, 1968, v. 16, N 1, p. 125—127.
261. Dawson J., Oberman C. High frequency conductivity and the emission and absorption coefficients of a fully ionized plasma.—*Phys. Fluids.*, 1962, v. 5, p. 517—524.
262. Deans A. J., Shepherd G. G. Rocket measurements of oxygen and nitrogen emissions in the aurora.—*Planet Space Sci.*, 1978, v. 26, N 2, p. 319—332.
263. Deans A. J., Shepherd G. G., Evans W. F. A rocket measurements of the $O_2(B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-)(O-O)$ atmospheric band in aurora.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 19, p. 6227—6232.
264. DeGroot J. S., Katz J. I. Anomalous plasma heating induced by a very strong high-frequency electric field.—*Phys. Fl.*, 1973, v. 16, N 3, p. 401—407.
265. Dokukin V. S., Ivchenko V. N., Markeev A. K., Mishin E. V. et al.—Results of ZARNITSA-2, a rocket experiment on artificial electron beam injection in the ionosphere.—*Adv. Space Res.*, 1981, v. 1, N 2, p. 5—15.
266. Donahue T. M., Parkinson T. D., Zipf E. C. et al. Excitation of the auroral green line by dissociative recombination of the oxygen molecular ion: Analysis of two rocket experiments.—*Planet. Space Sci.*, 1968, v. 16, N 6, p. 737—748.
267. Donahue T. M., Zipf E. C., Parkinson T. D. Ion composition and ion chemistry in an aurora.—*Planet. Space Sci.*, 1970, v. 18, N 2, p. 171—186.
268. Dourneuf M., Nesbet R. K. Electron impact excitation of the fine-structure levels of atomic oxygen.—*J. Phys. B.*, 1976, v. 9, N 9, p. L241—L243.
269. Drummond W. E., Pines D. Nonlinear stability of plasma oscillations.—*Nuclear Fusion, Supplement*, 1962, Pt. 3, p. 1049—1056.
270. Dum C. T. Anomalous electron transport equations for ion sound and related turbulent spectra.—*Phys. Fluids*, 1978, v. 21, N 6, p. 956—969.
271. Duprat G. R., McNamara A. G., Whalen B. A. Charged particle measurements from a rocket-born electron accelerator experiment.—In: Artificial particle beams in space plasma studies (ed. B. Grandal). N.-Y.—London: Plenum Press, 1982, p. 65—74.
272. Dyce R. B. et al. Aurora-line radar echoes observed from 17° latitude.—*J. Geophys. Res.*, 1959, 64, p. 1813.
273. Echstrom D. J. Vibrational relaxation of shock-heated N_2 by atomic oxygen using the IR tracer method.—*J. Chem. Phys.*, 1973, v. 59, N 6, p. 2787—2795.

274. Engelhardt A. C., Phelps A. V., Riak C. G. Determination of momentum transfer and inelastic collision cross sections for electrons in nitrogen using transport coefficients.—*Phys. Res.*, 1964, v. 135, N 6A, p. 1566—1574.
275. Evans D. S. Evidence for the low altitude acceleration of auroral particles.—In: *Phys. of the hot plasma in the magnetosphere* (Ed. B. Hultquist and L. Stenflo). N.-Y.—London: Plenum Press, 1975, p. 319—341.
276. Farley D. T. A plasma instability resulting in field aligned irregularities in the ionosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, N 20, p. 6083—6097.
277. Feldman P. D. Auroral excitation of optical emissions of atomic and molecular oxygen.—*J. Geophys. Res.*, 1978, v. 83, N A, p. 2511—2516.
278. Feldman P. D., Doering J. P. Auroral electrons and the optical emissions of nitrogen.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 19, p. 2808—2812.
279. Feldman P. D., Doering J. P., Moore J. H. Rocket measurements of the secondary electron spectrum in an aurora.—*J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, N 7, p. 1738—1745.
280. Forslund D. W. Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, N 1, p. 17—28.
281. Frank L. A., Ackerson K. L. Observations of charged particle precipitation into the auroral zone.—*J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, N 16, p. 3612—3643.
282. Frost L. S., Phelps A. V. Rotational excitation and momentum transfer cross sections for electrons in H_2 and N_2 from transport coefficients.—*Phys. Rev.*, 1962, v. 127, N 5, p. 1621—1633.
283. Galeev A. A. Plasma turbulence in the magnetosphere with special regards to plasma heating.—In: *Phys. of the hot plasma in the magnetosphere*. (Ed. by B. Hultquist and L. Stenflo). N.-Y.—London: Plenum Press, 1975, p. 251—270.
284. Galeev A. A., Sagdeev R. Z., Shapiro V. D., Shevchenko V. I. Beam plasma discharge and suprathermal electron tails.—In: *Active experiments in space*. Symposium at Alpbach. Paris: ESASP-195, 1983, p. 151—155.
285. Gendrin R. Initial expansion phase of an artificially injected electron beam.—*Planet. Space Sci.*, 1974, v. 22, N 4, p. 613—615.
286. Gerjohy E., Stein S. Rotational excitation by slow electrons.—*Phys. Rev.*, 1955, v. 98, N 6, p. 1671—1677.
287. Getty W. D., Smullin L. D. Beam-plasma discharge: buildup of oscillations.—*J. Appl. Phys.*, 1963, v. 34, N 12, p. 3421—3429.
288. Gringaus K. I., Mishin E. V., Shutte N. M., Volokitin A. S. Rocket potential measurements during electron beam injection into the ionosphere.—*Adv. Space Res.*, 1981, v. 1, N 2, p. 69—76.
289. Gringaus K. I., Smirnova L. P., Shutte N. M. et al. Natural precipitation of electrons and effects observed during the operation of the electron gun during the ARAKS experiment.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 363—370.
290. Gringaus K. I., Shutte N. M. The study of electron fluxes with energy ≤ 3 keV in the ARAKS experiment of January 26, 1975.—*ibid.*, p. 381—388.
291. Grün A. E. Lumineszenz, photometrische messungen der energie absorption in strohlungsfeld von electronenquellen eindimensionaler fall in luft.—*Z. Naturforsch.*, 1957, Bd 12A, S. 89.
292. Hake R. D., Phelps A. V. Momentum—momentum transfer and inelastic-collisions cross sections for electrons in O_2 , CO and CO_2 .—*Phys. Rev.*, 1967, v. 158, N 1, p. 70—80.
293. Hallinan T. J. et al. Enhanced aurora.—*J. Geophys. Res.*, 1985, v. 90, N A9, p. 8461—8475.
294. Harang L. Radio noise from aurora.—*Pl. Space Sci.*, 1969, v. 17, N 5, p. 869—877.
295. Hedin A. E. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometry and incoherent scatter data MSIS. 2. Composition.—*J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, N 16, p. 2148—2156.
296. Heikkila W. J., Matthews D. L. Direct observation of low-energy electrons in the disturbed ionospheric E-region.—*Nature*, 1964, v. 202, N 4934, p. 789—790.
297. Hendrickson R. A., McEntire R. W., Winckler G. R. Electron echo experiment: A new magnetospheric probe.—*Nature*, 1971, N 230, p. 564—566.

298. Hendrickson R. A., McEntire R. W., Winckler G. R. Echo I: an experimental analysis of local effects and conjugate return echoes from an electron beam injection into magnetosphere by a sounding rocket.—*Planet. Space Sci.*, 1975, v. 23, p. 1431—1444.
299. Henry R. J. W., Burke P. G., Sinfailam A. U. Scattering of electrons by C, N, O, N⁺, O⁺ and O⁺⁺.—*Phys. Rev.*, 1969, v. 178, N 1, p. 218—224.
300. Heroux L., Cohen M., Higgins J. E. Electrodensities between 110 and 300 km derived from solar EUF fluxes of August 23, 1972.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 34, p. 5237—5244.
301. Hess W. N., Trichel M. C., Davis T. N. et al. Artificial auroral experiment and principal results.—*J. Geophys. Res.*, 1971, N 76, p. 6067—6081.
302. Hoegy W. R. New fine structure colling rate.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 3, p. 541—544.
303. Holstein T. Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges.—*Phys. Res.*, 1946, v. 70, N 5, p. 367—384.
304. Huang C. M., Biondi M. A., Johnsen R. Variation of electron —NO⁺ ion recombination coefficient with electron temperature.—*Phys. Res.*, 1975, v. 11, N 3, ser. A, p. 901—905.
305. Hunsucker R. D. Chatanika radar investigation of high latitude E-region ionization structure and dynamics.—*Radio Sci.*, 1975, v. 10, N 3, p. 277—285.
306. Hyman E., Strikland D. L., Julianne P. S., Strobel D. F. Auroral NO concentrations.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 25, p. 4765—4769.
307. Israelson G., Winckler J. R. Measurements of 3914-light production and electron scattering from electron beams artificially injected ionosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 25, p. 3709—3712.
308. Itikawe Y. Effective collision frequency of electrons in atmospheric gases.—*Planet. Space Sci.*, 1971, v. 19, N 8, p. 993—1007.
309. Izhevskina N. I., Ruzhin Yu. Ya. Rate of plasma production by electron pulses in the immediate vicinity of the rocket and HF radioemission in ARAKS and ZARNITZA experiment.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 411—414.
310. Jacchia U. G. Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles.—*Space Rep.*, N 332, Smithsonian Astrophys. Observ. Cambridge Mass., 1971.
311. Jacobson T. A. Observations of plasma heating effects in the ionosphere by a rocketborne electron accelerator.—In: *Artificial particle beams in space plasma studies* (Ed. B. Grandal). Plenum Press N.-Y.—London, 1982, p. 175—197.
312. Jones A. V. Aurora.—*Geophysics and astrophysics monographs.*, 1974, v. 9, p. 301.
313. Jost R. J., Anderson H. R., Bernstein W., Kellogg P. J. Radial dependence of HF wave field strength in the BPD column.—In: *Artificial particle beams in space plasma studies*. (Ed. B. Grandal). Plenum Press, N.-Y.—London, 1982, p. 431—438.
314. Jost R. S., Anderson H. R., McCarty J. O. Electron beam energy distribution measured during electron beam-plasma interactions.—*Geophys. Res. Lett.*, 1980, v. 7, N 7, p. 509—512.
315. Kaneko O., Sasaki S., Kawashima N. Active experiment in space by an electron beam.—Preprint-Report. Inst. of Space and Aero. Science, Univ. of Tokio, Japan, 1979, p. 40; Auroral simulation experiments with a high power electron beam.—*Antarct. Res.*, 1979, v. 63, p. 42—52.
316. Karpman V. I., Istomin Ya. N., Shklyar D. R. Effect of nonlinear interaction of monochromatic waves with resonant particles in the inhomogeneous plasma.—*Physica Scripta*, 1975, v. 11, p. 278—284.
317. Kato K. G., Benford G., Tzach D. Detailed spectra of high power broadband microwave radiation from interactions of relativistic electron beams with weakly magnetized plasma.—*Phys. Fluids.*, 1983, v. 26, N 12, p. 3636—3649.
318. Kellogg P. J., Monson S. J., Whalen B. A. Rocket observation of high frequency waves over a strong aurora.—*Geophys. Res. Lett.*, 1978, v. 5, N 1, p. 47—50.

319. Khare S. P., Kumar Jr. A. Mean energy expended per ion pair by electrons in molecular nitrogen.—*J. Phys. B.*, 1977, v. 10, N 11, p. 2239—2251.
320. Kieffer L. J., Dunn G. H. Electron impact ionization cross section data for atoms, atomic ions, diatomic molecular: experimental data.—*Reviews of Modern Physics*, 1966, v. 38, N 1, p. 1—35.
321. Kintner P. M., Cahil L. J., Arnoldy R. L. Current system in an auroral substorm.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 28, p. 4326—4330.
322. Koh-Schiro O., Kurio H. Cross features of electron temperatures profile of polar ionosphere.—*Mem. Nat. Inst. Polar. Res.*, 1981, spec. N 18, p. 330—334.
323. Kovacs M. A., Mack M. E. Vibrational relaxation times of diatomic molecules.—*Appl. Phys. Lett.*, 1972, v. 20, N 12, p. 487—490.
324. Krueer W., Dawson J. Anomalous heating of plasma electrons driven by a large transverse field at $\omega \simeq \omega_p$.—*Phys. Fluids*, 1971, v. 14, N 5, p. 1003—1005.
325. Lavergnat J., Pellat R. High-frequency spontaneous emission of a electron beam injection into ionospheric plasma.—*J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, N A12, p. 7223—7238.
326. Leadabrant R. H., Schlobohm J. C., Baron M. J. Simultaneous very high frequency and ultra high frequency observations of the aurora at Fraserburgh, Scotland.—*J. Geophys. Res.*, 1965, 70, p. 4235.
327. Linder F., Smidt H. Experimental study of low energy $e-O_2$ collisions processes.—*Naturforsch.*, 1971, v. 26, ser. A, N 10, p. 1617—1625.
328. Linson L. M. Charge neutralization as studied experimentally and theoretically.—In: *Artificial particle beams in space plasma studies* (ed. B. Grandal). N.-Y.—London: Plenum Press, 1982, p. 573—596.
329. Linson L. M., Papadopoulos K. Review of the status of theory and experiment for injection of energetic electron beam in space.—*SAI Tech. Report No. LAPS 69*, 1980, p. 121.
330. Luhmann J. G. Auroral electron spectra in the atmosphere.—*J. Atm. Terr. Phys.*, 1976, v. 38, N 6, p. 605—610.
331. Lyakhov S. B., Managadze G. G. Observations of fluxes of electrons scattered by the atmosphere in the second ARAKS experiment of January 26, 1975.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 375—380.
332. Maehlum B. N., Grandal B., Jacobsen T. A., Troim J. Polar 5—An electron accelerator experiment within an aurora: 2. Scattering of an artificially produced electron beam in the atmosphere.—*Planet Space Sci.*, 1980, v. 28, p. 279—289.
333. Maggs J. E. Electrostatic noise generated by the auroral electron beam.—*J. Geophys. Res.*, 1978, v. 83, p. 3173—3188.
334. Mahon H. P., Smiddy M., Nagalyn R. C. Electric field measurements in the auroral E-region.—*Radio Sci.*, 1975, v. 10, N 3, p. 401—407.
335. Mantas G. P. Electron collision processes in the ionosphere.—*Aeronomy Report N 54*. University of Illinois, 1973, p. 359.
336. Markeev A. K., Fomichev V. V., Karachun A. M. Radio-spectrograph in the frequency range of 25 to 51 MHz.—*Space Sci. Instr.*, 1978, v. 4, N 2, p. 251—252.
337. McDonald A. D. Microwave breakdown in gases.—N.-Y.—London Sydney: John Wiley and Sons Inc., 1966.
338. McNeal R. J., Whitson Jr. M. E., Cook G. R. Quenching of vibrationally excited N_2 by atomic oxygen.—*Chem. Phys. Letters*, 1972, v. 16, N 3, p. 507—510.
339. Mentrone M. H., Rao R. V. Rotational excitation of electron relaxation in nitrogen.—*Phys. Rev.*, 1963, v. 130, p. 2312—2316.
340. Mishin E. V., Ivchenko V. N., Milinevsky G. P. Fine structure of artificial auroral rays.—*Adv. Space Res.*, 1981, v. 1, N 2, p. 163—165.
341. Mishin E. V., Ruzhin Yu. Ya. Beam-plasma discharge in near rocket region.—*Adv. Space Res.*, 1981, v. 1, N 2, p. 47—59.
342. Mishin E. V., Ruzhin Yu. Ya. The dynamics of HF radio emission in the ARAKS experiment.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 357—362.

343. Mishin E. V., Ruzhin Yu. Ya. The model of beam-plasma discharge in the rocket environment during an electron beam injection in the ionosphere.—*Ann. Geophys.*, 1980, v. 36, N 3, p. 423—432.
344. Mozer F. S. Observations of large parallel electric field in the auroral ionosphere.—*Ann. Geophys.*, 1976, v. 32, N 2, p. 97—107.
345. Nagy A. F., Banks P. M. Photoelectron fluxes in the ionosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, p. 6260.
346. Nesmyanovich A. T., Ivchenko V. N., Milinevsky G. P. Television system for observation of artificial aurora in the conjugate region during the ARAKS experiment.—*Space Sci. Instr.*, 1978, v. 4, N 2, p. 251—252.
347. Nishikawa K., Ryutov D. D. Relaxation of relativistic electron beam in a plasma with random density inhomogeneities.—*J. Phys. Soc. of Japan*, 1976, v. 41, N 5, p. 1757—1765.
348. Nunsucher R. D. Chatanica radar investigation of high latitude E-region ionization. Structure and dynamics.—*Radio Sci.*, 1975, v. 10, N 3, p. 277—288.
349. Offerman D. Composition variations in the lower thermosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 28, p. 4281—4293.
350. Ogawa T., Shimazaki T. Diurnal variations of odd nitrogen and ionic densities in the mesosphere and lower thermosphere: simultaneous solution of photochemical-diffusive equations.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 28, p. 3945—3960.
351. Ogilvie K. W. Auroral electron energy spectra.—*J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, N 7, p. 2325—2332.
352. Oguti T. Two-tiered auroral band.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1975, v. 37, N 11, p. 1501—1504.
353. O'Neil R. R., Brien F., Burd D. et al. Summarized results of the artificial aurora experiment, precede.—*J. Geophys. Res.*, 1978, v. 83, N A7, p. 3273—3280.
354. O'Neil R. R., Lee E. T. B., Huppi E. R. Auroral O (¹S) production and loss processes: ground-based measurements of the artificial auroral experiment precede.—*J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, N A3, p. 823—833.
355. O'Neil R. R., Sherherd O., Reidy W. P. et al. Excede 2 test an artificial auroral experiment: ground-based optical observations.—*J. Geophys. Res.*, 1978, v. 83, N A7, p. 3281—3288.
356. Opal C. B., Beatty E. C., Peterson W. K. Secondary-electron-production cross section.—*Atomic Data*, 1972, v. 3, N 3, p. 1459—1470.
357. Oppenheimer M., Delgarno A., Brinton H. C. Molecular oxygen abundances in the thermosphere from atmosphere Explorer-C ion composition measurements.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 25, p. 4678—4684.
358. Oya H., Miyoka H., Miyatake S. Observations of HF plasma wave emissions at ionospheric level using sounding rockets S-310Ja-1,2 in Antarctica.—*Antract. Res.*, 1979, v. 64, p. 30—41; *ibid.*, 1980, v. 69, p. 37—51.
359. Palmadesso P., Coffey T. P., Papadopoulos K. Generation of terrestrial kilometric radiation by a beam-driven electromagnetic instability.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 76, N 10, p. 1762—1770.
360. Papadopoulos K. Nonlinear stabilization of beam plasma interactions by parametric effects.—*Phys. Fluids*, 1975, v. 18, N 12, p. 1769—1777.
361. Papadopoulos K., Coffey T. Nonthermal features of the auroral plasma due to precipitating electrons.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 4, p. 674—676.
362. Papadopoulos K. Scaling of BPD for low magnetic fields.—*J. Geophys. Res.*, v. 91, N A2, p. 1627—1631.
363. Pelleiter G. Generation of a high energy electron tail by strong Langmuir turbulence in a plasma.—*Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, N 11, p. 782—785.
364. Poterma T. A. Current systems in the Earth magnetosphere, a review of VS progress for the 1975—1978.—*IVGG Quadrennial Report Preprint*, 1979, 33 p.
365. Prasad S. S., Furman D. R. Electron cooling by molecular oxygen.—*J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 28, p. 6701—6708.

366. Reasoner D. L., Chappell C. R. Twin payload observation of incident and backscattered auroral electrons.—*J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 13, p. 2176—2186.
367. Rees M. N. Auroral electrons.—*Spac Sci. Rev.*, 1969, v. 10, N 3, p. 413—441.
368. Rees M. N. Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons.—*Planet. Space Sci.*, 1963, v. 11, p. 1209—1218.
369. Rees M. N., Maeda K. Auroral electron spectra.—*J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 34, p. 8391—8394.
370. Rees M. N., Roble P. G. The morphology of N and NO in auroral substorms.—*Planet. Space Sci.*, 1979, v. 27, N 4, p. 453—462.
371. Rees M. N., Stenward A. I., Walker J. C. G. Secondary electrons in aurora.—*Planet. Space Sci.*, 1969, v. 17, N 12, p. 1997—2008.
372. Reidy W. P., Degges T. C., Hurd A. G. et al. Auroral nitric oxide concentration and infrared emission.—*J. Geophys. Res.*, 1982, v. 87, N 5A, p. 3591—3598.
373. Rowland H. L., Chang C. L., Papadopoulos K. Scaling of the beam-plasma discharge.—*J. Geophys. Res.*, 1981, v. 86, N A11, p. 9215—9218.
374. Ruzhin Yu. Ya. Ground based observations of HF radio emission in ARAKS.—*Space Sci. Instr.*, 1978, v. 4, N 2, p. 263—264.
375. Sagdeev R. Z. The 1976 Oppenheimer lectures: Critical problems in plasma astrophysics: 1. Turbulence and nonlinear waves. 2. Singular layers and reconnection.—*Rev. Mod. Phys.*, 1979, v. 51, N 1, p. 1—20.
376. Schulz G. I. Vibrational excitation of N₂, CO and H₂ by electron impact.—*Phys. Rev. A*, 1964, v. 135, p. 988—994.
377. Sharp W. E. Rocket-borne spectroscopic measurements in the ultraviolet aurora: nitrogen Vegard-Kaplan bands.—*J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, N 4, p. 987—1005.
378. Shunk R. W., Nagy A. F. Electron temperatures in the F-region of the ionosphere: Theory and observations.—*Rev. Geophys. Space Phys.*, 1978, v. 16, N 3, p. 355—399.
379. Iijima I., Potemra T. A. The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitude observed by Triad.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 13, p. 2165—2174.
380. Sesiano S., Cloutier P. A. Measurements of field-aligned currents in a multiple auroral arc system.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 1, p. 116—122.
381. Spiger R. J., Anderson H. R. Electron currents associated with an auroral band.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 16, p. 2161—2164.
382. Spiger R. J., Murfree J. S., Anderson H. L. et al. Modulation of auroral electron fluxes in the frequency range 50 kHz to 10 MHz.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 7, p. 1268—1276.
383. Srivastava B. N. Auroral spectral intensities by electron impact excitation.—*Indian J. Phys.*, 1978, v. 52B, N 2, p. 271—280.
384. Stenback-Nielson H. C., Hallinan T. J. Pulsating aurora: evidence for non-collisional thermalisation of precipitating electrons.—*J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, N 7, p. 3257—3272.
385. Stenzel R. L., Whelan D. A. Electromagnetic radiation from beam-plasma instabilities.—*Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 47, N 2, p. 95—98.
386. Stuble P., Varnum V. S. Electron energy transfer rates in the ionosphere.—*Planet. Space Sci.*, 1972, v. 20, N 8, p. 1121—1126.
387. Swider W., Narcisi R. S. Auroral-region: ion composition and nitric oxide.—*Planet Space Sci.*, 1977, v. 25, N 1, p. 103—106.
388. Szuszczewicz E. P., Walker O. N., Holmes O. S., Leinbach H. Plasma diffusion in a space-simulation beam-plasma discharge.—*Geophys. Res. Lett.*, 1979, v. 6, N 3, p. 201—204.
389. Taleb C., Scialom G., Kockarts G. A dynamical effect in the ionospheric F₁ layer.—*Planet. Space Sci.*, 1978, v. 26, N 11, p. 1007—1016.
390. Tambe B. R., Henry R. J. W. Excitation of the fine structure levels of atomic oxygen by slow electrons.—*Phys. Rev.*, 1974, v. 10, N 6, p. 2087—2092.
391. Taylor R. L. Energy transfer processes in the stratosphere.—*Can. J. Chem.*, 1974, v. 52, N 8, p. 1436—1451.

392. Timofeev E., Miroshnikov Y. Altitude characteristics of radar aurora as seen by 90 MHz double-altitude radar system operated at Karmaselga, Karelia.—*J. Geophys. Res.*, 1982, N 51, N 1, p. 44—54.
393. Torbet R. B., Carlson C. W. Evidence for parallel electric field particle acceleration in the dayside auroral oval.—*J. Geophys. Res.*, 1980, v. 86, N A6, p. 2909—2914.
394. Torr D. G., Richards P. G., Torr M. P. Destruction of $N(^2D)$ by O_2 , a major source of 6300 Å dayglow emission.—*Geophys. Res. Lett.*, 1980, v. 7, N 5, p. 410—412.
395. Torr D. G., Torr M. R. Chemistry of the thermosphere and ionosphere.—*J. Atm. Terr. Phys.*, 1979, v. 41, N 8, p. 798—839.
396. Torr D. C., Torr M. R., Walker J. C. G. et al. Recombination of NO^+ in the ionosphere.—*Geophys. Res. Lett.*, 1976, v. 3, N 4, p. 209—212.
397. Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. G. Vibrational relaxation of unharmonic oscillators.—*J. Chem. Phys.*, 1986, v. 48, N 4, p. 1798—1807.
398. Ulwick J. Rocket measurements of auroral parameters, aurora and airglow.—New-York: Reinhold, 1967, p. 225.
399. Valentine J. M., Curran S. C. Average energy expenditure per ion pair in gases and gas mixtures.—*Physical Society*, 1958, v. 21, p. 1—29.
400. Walls F., Dunn G. H. Measurement of total cross sections for electron recombination with NO^+ and O_2^+ using ion storage techniques.—*J. Geophys. Res.*, 1974, N 13, p. 1911—1915.
401. Walt M., McDonald W. M., Francis W. E. Penetration of auroral electrons into the atmosphere.—In: *Physics of the magnetosphere*. Ed. by R. L. Carovillano. D. Reidel, Dordrecht, 1969, p. 534—555.
402. Weller C. S., Biondi M. A. Recombination, attachment and ambipolar diffusion of electrons in photo-ionized NO afterglows.—*Phys. Rev.*, 1968, v. 172, N 1, p. 198—206.
403. Wickwar V. B., Sathuillers C., Koifman W., Sejume C. Elevated electron temperatures in the auroral E layer measured with the Chata-nika radar.—*J. Geophys. Res.*, 1981, v. A86, N 6, p. 4721—4730.
404. Wong A. Y., Quon B. H. Spatial collapse of beam driven plasma waves.—*Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 33, N 10, p. 886—890.
405. Zipf E. C., Borst M. X., Donahue T. M. A mass spectrometer observation of NO in an auroral arc.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, N 31, p. 6371—6377.
406. Zmuda A. J., Armstrong I. G. The diurnal variation of the region with vector magnetic field changes associated with field-aligned currents.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 16, p. 2501—2502.

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Глава 1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ	6
Введение	6
1.1. Основные компоненты верхней атмосферы (6). 1.2. Заряженные компоненты (8). 1.3. «Аномалии» состава полярной ионосферы (14). 1.4. Вторичные (надтепловые) электроны (16). 1.5. Энергичные электроны в дугах полярных сияний (18). 1.6. Электрические поля и токи (19). 1.7. Некоторые спектральные характеристики полярных сияний (20). 1.8. Некоторые радиофизические аспекты (24).	
Глава 2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	31
2.1. Кинетическое уравнение (31). 2.2. Описание интеграла столкновений (33). 2.3. Кинетическое уравнение для многокомпонентной ионосферной плазмы (42).	
Глава 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМ ГАЗОМ	52
3.1. Деградация энергичных электронов (53). 3.2. Спектр вторичных электронов (59). 3.3. Тонкая структура высотных профилей свечения полярных сияний и электронной концентрации (67).	
Глава 4. БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА СО СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМОЙ	71
Введение	71
4.1. Основные неустойчивости системы «пучок—плазма» (72). 4.2. Взаимодействие «волна—частица». Слаботурбулентный режим взаимодействия (92). 4.3. Сильнотурбулентный режим пучково-плазменного взаимодействия (120). 4.4. Ионно-звуковая неустойчивость неоднородно нагретой плазмы и ее влияние на релаксацию пучка (142).	
ПРИЛОЖЕНИЕ 4.1. Диелектрическая проницаемость магнитоактивной плазмы	145
Глава 5. ТЕОРИЯ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ИОНОСФЕРЕ 149	
5.1. Качественные оценки (149). 5.2. Начальная стадия зажигания ППР в ионосфере (153). 5.3. «Стационарный» разряд (170). 5.4. Модель пучково-плазменного разряда в околоракетной области (174). 5.5. Макроскопические следствия плазменной турбулентности в пучково-плазменном разряде (177).	
Глава 6. ВОЗМУЩЕНИЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В АКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ 184	
6.1. ВЧ-радиоизлучение и другие неожиданные результаты в эксперименте «Зарница-1» (184). 6.2. Усредненные характеристики свечения ИПС и ОРС (190). 6.3. Динамика свечения околоракетной области во время инъекции электронного пучка (193). 6.4. Высокочастотное радиоизлучение из околоракетной области (201). 6.5. Радиопросвечивание околоракетной области и искусственная радиоаврора (210). 6.6. Рассеяние электронов пучка вблизи ракеты и надтепловые электроны (214). 6.7. Сопоставление результатов активных экспериментов с моделью пучково-плазменного разряда в околоракетной области (218).	
Глава 7. ПЛАЗМЕННО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ СЛОЙ В ИОНОСФЕРЕ, ИНИЦИИРУЕМЫЙ ВТОРЖЕНИЕМ ПУЧКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ	223
7.1. Аномальный слой в области E (223). 7.2. Теория «плазменно-турбулентного» слоя (225). 7.3. Моделирование образования NO в ПТ-слое (230). 7.4. Радиоизлучение из ПТ-слоя (244).	