

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 191

АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ИОНОСФЕРУ

(Лекция, прочитанная на VI Международной школе
по физике ионосферы, Сочи, 1983 г.)

Н. А. Митяков

Горький 1985

УДК 551.510.535

Кратко изложены физические основы активных экспериментов в ионосфере. Рассмотрены различные способы создания искусственных ионосферных возмущений: выбросы химических реагентов, инъекция пучков электронов, воздействие инфразвуком и мощными пучками радиоволн. Приведены некоторые результаты активных экспериментов. Обсуждаются новые методы диагностики ионосферы с использованием искусственных ионосферных возмущений. Основное внимание уделено теоретическим и экспериментальным исследованиям взаимодействия мощных радиоволн с ионосферной плазмой.

Активные эксперименты в околоземном пространстве проводятся с целью более глубокого изучения ионосферы и магнитосферы Земли и исследования солнечно-земных связей. Анализ естественных ионосферных возмущений часто затруднен отсутствием количественных данных об источниках возмущений таких, как вспыски Солнца волновой и корпускулярной природы, высыпания энергичных частиц из радиационных поясов, электрические поля и движения плазмы, вызывающие различного рода неустойчивости и т.д. В активных экспериментах, как правило, известны характеристики агентов, вызывающих возмущения: мощность пучка радиоволн, энергия взрыва, энергия и мощность пучка электронов, масса и скорость выбрасываемого бария и т.д. В результате мы имеем дело с дозированными источниками, которые можно включать на нужных высотах, в моменты времени с наиболее благоприятными геофизическими условиями, в экваториальных, среднеширотных или полярных районах. Хорошо развитые методы диагностики ионосферной плазмы позволяют исследовать отклик ионосферы на искусственное воздействие: повышение температуры, изменение концентрации плазмы, турбулентацию плазмы, индуцированное излучение в оптическом и радиодиапазонах, возмущение геомагнитного поля и т.д. Как правило, удаётся проследить динамику развития и релаксации возмущений. Все это в ряде случаев даёт возможность создать теорию искусственных возмущений и уточнить такие важные параметры ионосферы, как коэффициенты диффузии и теплопроводности, коэффициенты микропроцессов, характеристики ионосферных неоднородностей, данные о движениях и токовых системах в ионосфере. Искусственные воздействия на ионосферу и магнитосферу являются, по существу, физическими экспериментами в плазме. Физика явлений здесь разнообразна и охватывает значительную часть физики плазмы. Изменяя степени ионизации с высотой в естественной ионосфере позволяют проводить исследования как в сильно столкновительной, так и в бес-

столкновительной плазме. В том случае, когда естественная плазма находится в неравновесном состоянии, искусственные воздействия могут приводить к стимулированным геофизическим эффектам: полярным сияниям, вспышкам энергичных частиц, вариациям геомагнитного поля. Важным фактом является то, что искусственные ионосферные возмущения могут радикально влиять на ионосферное распространение радиоволн.

Проблема искусственного воздействия на ионосферу актуальна в связи с ростом энергетического потенциала человечества и заметного антропогенного влияния на околоземное космическое пространство (тепловыделение крупных промышленных центров, электромагнитные поля мощных энергосистем и радиостанций, выбросы активных химических примесей, промышленные взрывы и т.д.).

Методы искусственного воздействия на ионосферу можно разделить на методы, использующие чисто корпускулярные источники (выбросы паров бария и инъекция энергичных электронов), и методы, использующие волновые источники (воздействие инфразвуком и мощными пучками радиоволн). Если в первой группе методов обязательно применение ракетной техники, то волновые источники возмущений могут находиться на поверхности Земли.

I. Выбросы химических реагентов

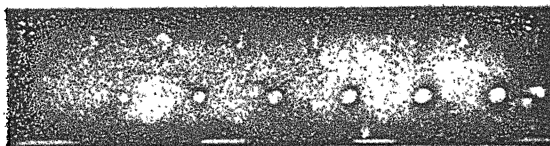
Каждый запуск искусственного спутника Земли сопровождается образованием "дыры" в ионосфере. Это обусловлено работой ракетного двигателя, в продуктах горения которого имеется водяной пар. Присутствие воды резко увеличивает коэффициент рекомбинации плазмы и на высотах E- и F-областей в струе ракетн существенно уменьшается плотность плазмы [1]. Другая ситуация - увеличение электронной концентрации - имеет место при выбросах с борта ракет паров щелочных элементов, потенциал ионизации которых ниже потенциала ионизации кислорода и азота (для бария, например, потенциал ионизации составляет 5,21 эв). Эксперименты проводятся обычно в сумеречное время, когда область инъекции освещена Солнцем, а станции оптического наблюдения за облаком находятся в тени. Подходящими элементами для инъекции являются барий, европий, стронций, литий и т.д. Однако наибольшее применение имеет инъекция бария, поскольку время фотоионизации атомов бария наиболее короткое (~20 сек), а эмиссия нейтрального и ионизованного облака бария лежат в видимой части спектра. Существенно-

от два метода испарения бария: термохимический и комулятивный. В термохимическом методе используется реакция сгорания термитной смеси

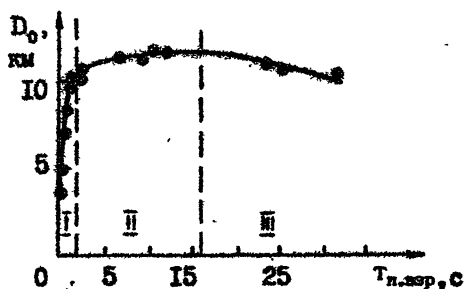


В комулятивном методе с помощью взрыва выбрасывается направленная струя бария с начальной скоростью 10–20 км/с. Эксперименты с бариевыми облаками были осуществлены в широком диапазоне изменения параметров: масса бария от сотен грамм до сотен килограмм, высоты инжекции от 90 до 3100 км. Эмиссия возбужденных линий атомов и ионов бария идет в ряде спектральных линий; основные из них: $Ba \lambda = 5535 \text{ \AA}$, $Ba^+ \lambda = 4554 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6496 \text{ \AA}$. Это позволяет разделить оптическое излучение нейтрального и ионизированного облака и проследить их эволюцию. Интенсивность свечения такова, что обычным фотоаппаратом можно сфотографировать бариевое облако при экспозиции 1 с, если на 1 см^2 приходится более 10^9 частиц.

Рассмотрим отдельно нейтральную и ионизированную составляющие на примере экспериментов "Спалок-1" (4 сент. 1975 г., 19 час. 35 мин, масса бария 120 г, скорость струи 12–15 км/с, высота инжекции 170,1 км) и "Спалок-2" (29 июня 1978 г., 21 час. 05 мин, высота 155,5 км). Описание экспериментов имеется, например, в диссертации И.С. Ивченко [2] и в работе [3]. Нейтральное облако бария фотографировалось в линии 5535 \AA и его видимый диаметр изменялся во времени (рис. 1.1).



а) Последовательные снимки облака с экспозицией 0,2 с



б) Зависимость диаметра облака от времени

Рис. 1.1

Можно выделить три стадии развития: I - быстрый (за 2 с) рост диаметра облака до 10 км, II - медленный рост диаметра облака за 10-15 с, III - медленное уменьшение диаметра облака.

Первая стадия начинается большими плотностями облака ($N_0 \gg N_m$) и сверхтепловой ($T_0 \gg T_m$) скоростью частиц. Облако быстро расширяется, выметая на пути нейтральные частицы атмосферы (свободный разлёт или модель "снегового плуга"). Эта стадия продолжается до тех пор, пока парциальное давление облака не сравняется с давлением атмосферы:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 n_m T_m = V_0 N_0 T_0 = \xi, \quad (I.1)$$

где R - радиус облака, ξ - энергия взрыва. Для $\xi = 5 \cdot 10^8$ Дж получаем $R = 4$ км, что согласуется с экспериментом. Вторая стадия - диффузионное расширение облака и установление теплового равновесия. Третья стадия - диффузия и фотоионизация облака. За счёт фотоионизации видимые размеры облака несколько уменьшаются. На этой стадии эволюция облака хорошо описывается диффузионным уравнением

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \Delta N, \quad (I.2)$$

где D - коэффициент диффузии. Концентрация облака определяется по интенсивности свечения линиям нейтрального бария, что позволяет определить коэффициент диффузии. Для эксперимента "Сполах-1" величина $D = 8 \cdot 10^8$ см²/с ($h = 170$ км), для "Сполах-2" $D = 6 \cdot 10^8$ см²/с ($h = 150$ км). Смещение центра нейтрального облака по горизонтали целиком обусловлено движениями нейтрального газа атмосферы, поэтому эксперименты с бариевым облаком позволяют определить направление и скорость ветра в атмосфере. Вертикальное перемещение облака определяется, в основном, действием силы тяжести Mg и начальной скоростью облака по вертикали v_0 .

Более сложная картина явлений имеет место для ионизованной компоненты. Механизм прямой ионизации Ba излучением $\lambda < 2300 \text{ \AA}$ не эффективен, поскольку приводит к времени ионизации

$$\tau_n = \frac{\epsilon_i}{\sigma S_\lambda} \sim 2 \cdot 10^3 \text{ с} \quad (I.3)$$

(здесь σ - сечение ионизации, ϵ_i - потенциал ионизации, $S_\lambda = \int_0^\lambda \theta_\lambda d\lambda$ - интегральный поток солнечной радиации). Более эффективен двухступенчатый процесс: сначала образуется метастабильный барий с уровнем 3D или $6S5d'D$, а затем - ионизация излу-

нием $\lambda < 3260 \text{ \AA}$. Дело в том, что заселение метастабильных уровней идёт быстро ($\tau \sim 1 \text{ с}$), а поток излучения Солнца $\lambda < 2300 \text{ \AA}$ и $\lambda < 3200 \text{ \AA}$ различаются почти на два порядка:

$$S_{2200} = 5 \cdot 10^{13} \frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2}, \quad S_{3200} = 4,6 \cdot 10^{15} \frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2}.$$

Именно такой двухступенчатый процесс обеспечивает время ионизации основного ионного сгустка $\tau \approx 20 \text{ с}$, которое наблюдается в экспериментах.

Механизм ударной ионизации Вд имеет место, если энергия струи бария превышает потенциал ионизации бария, что выполняется при скоростях $v > 7 \text{ км/с}$. Время ударной ионизации

$$\tau_y = \frac{1}{v \sigma n_m} \approx 0,1 \text{ с}, \quad (\text{I.4})$$

где $n_m = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ - плотность атмосферы, σ - сечение соударений ($\sigma \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$). На рис. I.2 показан временной ход интенсивности линии излучения Вд⁺ 4554 Å в зависимости от времени, который хорошо иллюстрирует оба механизма ионизации в эксперименте "Сполах-1".

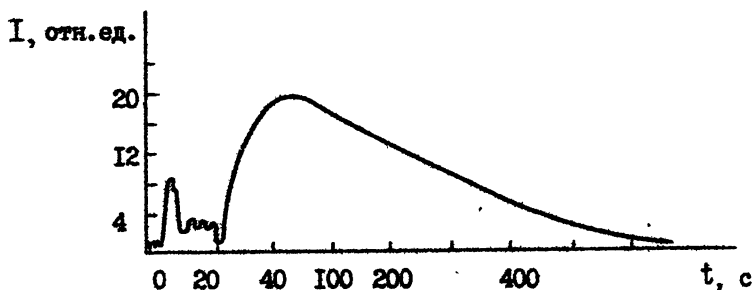


Рис. 1.2

В последнее время обсуждается ещё один механизм ионизации - разряд Альфвена. В 1954 г. Альфвен предсказал, что при движении нейтрального газа в замагниченной плазме возникает разряд, если скорость нейтрального газа превышает критическую скорость, определяемую из условия

$$\frac{Mv_k^2}{2} = \varepsilon_i, \quad (1.5)$$

где M — масса иона, ε_i — потенциал ионизации газа. Для кислорода, например, $v_k \approx 12,7$ км/с, так что по оценкам Panopoulos [4] перед спутником должен наблюдаться поток ионов, возникших в результате разряда при отрезании молекул от спутника со скоростью $2v_c = 16$ см/с. Для бария критическая скорость $v_k \approx 8$ км/с, поэтому должен наблюдаться разряд при инжекции пучка с $v \geq 8$ см/с. Так или иначе, атомы Ba ионизуются, причём максимальная концентрация Ba^+ (по заниженным оценкам, полученным из оптических измерений) для экспериментов "Сполах" превышала 10^7 эл/см³. Эти оценки не противоречат результатам радиолокационных наблюдений на частотах 22 и 33,8 МГц. Нейтральное облако имеет вид сферы с изменяющимся радиусом, центр которой движется со скоростью нейтрального ветра. Эволюция заряженной компоненты выглядит значительно сложнее. Если нейтральное облако можно наблюдать в оптическом диапазоне всего 1–2 мин, то ионизованная компонента наблюдается до 5–30 мин, поскольку линия 4554 Å имеет большую яркость. Через несколько секунд после инжекции регистрируется яркое образование, вытянутое вдоль геомагнитного поля с размерами ~ 5 –10 км вдоль поля и 300–400 м поперек поля (основной ионный ступок). Через 30–40 с от основного ступка начинают отходить страты, а через 100 с наблюдается 3–5 отходящих страт, которые образуют стратифицированный хвост. Если в основном ступке $N_i > 10^7$, то в хвосте $N_i \sim 2 \cdot 10^5$, что близко к фоновой концентрации, хотя в центре страт концентрация превосходит фоновую. Нейтральный ветер \vec{v}_n и постоянное электрическое поле \vec{E}_\perp перемещают ионный ступок со скоростью

$$\vec{V} = \frac{\nu_{in}}{\omega_{ni}} \frac{2}{1+\lambda^*} \left(\frac{\vec{E}_\perp}{B} + \frac{\vec{v}_n \vec{B}}{B} \right) + \frac{2}{1+\lambda^*} \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B^2} + \left(1 - \frac{2}{1+\lambda^*} \right) \vec{v}_n, \quad (1.6)$$

где ω_{ni} — гириочастота ионов, ν_{in}^* — частота столкновений ионов с нейтралами, λ^* — отношение проинтегрированной по высоте проводимости Педерсена внутри облака к проводимости фоновой плазмы. На достаточно низких высотах ($h < 150$ км) $\nu_{in}^*/\omega_{ni} \ll 1$ и если концент-

рация баревой плазмы существенно превышает остовую, то скорость струйки совпадает со скоростью нейтрального ветра. Наоборот, если $\lambda^* \approx 1$, то основной вклад даёт электрическое поле и неоднородность будет дрейфовать со скоростью

$$\vec{V} = \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B^2}. \quad (I.7)$$

Во время эксперимента "Спалок" основной ступок, как это и следует из теории, движется со скоростью, совпадающей со скоростью нейтрального ветра. Стратифицированный хвост двигался с другой скоростью (рис. I.3), причём оценки поля по (I.7) даёт $E_\perp = 2,4$ мв/м.

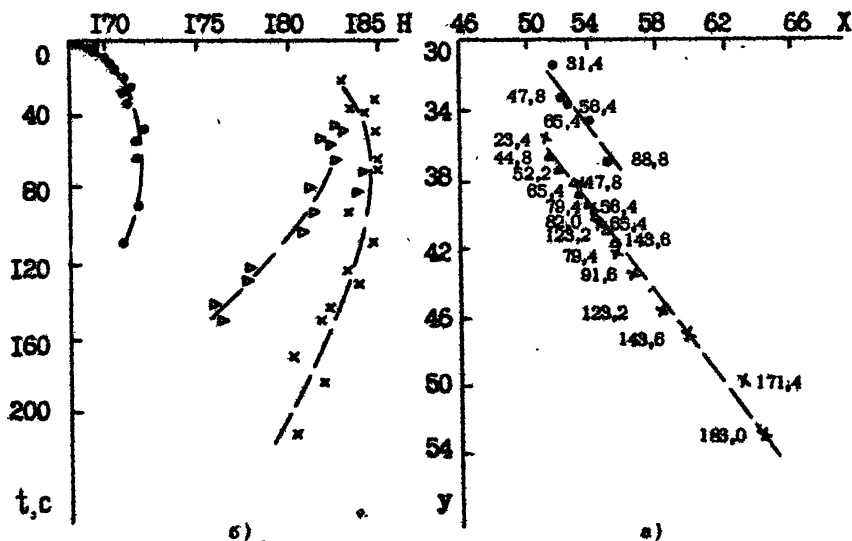


Рис. I.3 Изменение пространственного положения плазменного образования в эксперименте "Спалок-1"

- центр нейтрального облака,
- х центр основного ионного ступка,
- Δ центр последней струйки в конце хвоста выходящей плазмы

- а) горизонтальная проекция движения (расстояние в километрах),
 б) изменение высоты в зависимости от времени

Вместе с крупномасштабными стратами с $l_{\perp} \approx 0,1-1$ км возникает мелко-масштабное расслоение с $l_{\text{min}} \sim 1$ м. Обычно стратификация бариевого облака объясняется градиентно-дрейфовой неустойчивостью, когда внешнее поле E_0 и ∇N образуют с магнитным полем перпендикулярную тройку векторов. В этом случае флуктуации N вдоль ∇N будут нарастать с инкрементом

$$\gamma \approx \frac{E_0}{BL} = \frac{v}{L}, \quad (1.8)$$

где L - характерный масштаб плазмы. Для $L = 1$ км, $E_0 = 1$ мВ/м, $H_0 = 1$ гаусс получаем $\gamma = 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, что не противоречит эксперименту. В дальнейшем крупные страты могут разбиваться на более мелкие и создавать плазменную турбулентность [4]. Несомненно, что картина развития плазменного стружка достаточно сложная и в деталях далеко не все ясно. Так, например, теория даёт преимущественную стратификацию там, где максимальны градиенты стружка. На эксперименте же отчётливо заметно, что стратификация идёт со стороны более расплывчатого края стружка, а противоположный край имеет резкую границу. Тем не менее ясно, что эксперименты с инжекцией бария в ионосфере позволяют измерять коэффициент диффузии, движения нейтрального газа и электрические поля в ионосфере. Проводились также эксперименты с выбросом бария в верхней ионосфере и магнитосфере [6]. Так, в совместном эксперименте США и ФРГ (1970 г.) заряд бария в окиси меди весом 16 кг был взорван на высоте 31500 км. Сферически симметричное нейтральное облако расширялось со скоростью 1,2 км/с. Его свечение ослабевало и постепенно появлялось свечение ионизированного облака, вытянутого вдоль H_0 . Через 2 мин нейтральное облако почти исчезло, а размер ионного веретена превышал 300 км. Через 10-15 мин началась стратификация ионного стружка, причём страты уходили на восток. Скорость дрейфа соответствует полю $E \approx 0,46$ мВ/м. В 1977 г. в США был проведён эксперимент с бариевой струей, направленной вдоль силовой линии на высоте 467 км. Свечение наблюдалось вдоль всей силовой линии $L = 1,25$, причём фронт свечения двигался в Южное полушарие со скоростью 13,5 км/с. Измеренная напряжённость электрического поля составляла 1 и 0,7 мВ/м соответственно в Северном и Южном полушариях. В эксперименте "Спалок-2" было обнаружено явление стимулированного инжекцией бария пульсирующего выпячивания электронов из магнитосферы [7]. После подрыва заряда с барием от-

чётливо появилась спектральная линия $F = 0,1 \text{ Ц}$ в скорости счёта частиц с энергией $\sim 40 \text{ эВ}$. Это связывается с возбуждением альфвеновских колебаний, время распространения которых до зеркальной точки и обратно составляет $\sim 11 \text{ с}$. Колебания геомагнитного поля в основании силовой трубки изменяют высоту зеркального отрезания энергичных частиц, что и обеспечивает периодический характер высвешиваний.

2. Инжекция пучков электронов

Какие физические процессы происходят во время инжекции пучка электронов с борта ракеты? В отсутствии плазмы ракета (шар) за время $\tau_3 = RC$ (как конденсатор ёмкостью $C = 4\pi R_0$) зарядится до потенциала пучка φ_0 (здесь R_0 - радиус шара, $R = \varphi_0 / I_0$ - эквивалентное сопротивление пучка). Время заряда τ_3 для $R_0 = 10^2 \text{ см}$, $I_0 = 1 \text{ А}$, $\varphi_0 = 10 \text{ кВ}$ составляет $\tau_3 = 10 \text{ мкс}$. Как только ракета зарядится до потенциала пучка, ток прекратится и электроны будут возвращаться на поверхность шара. Наличие плазмы вокруг ракеты резко меняет картину. Корпус ракеты начинает притягивать тепловые электроны и возникает противоток

$$I = 4\pi R_c^2 e N_e v_{Te} \frac{R_c^2}{R_0^2}, \quad (2.1)$$

где N_e - концентрация плазмы, R_c - радиус пространственного заряда, образующегося вокруг ракеты. В стационарных условиях $I = I_0$ и для $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кул}$, $v_{Te} = 10^7 \text{ см/с}$, $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ получаем $R_c = 7 \text{ м}$, т.е. область пространственного заряда R_c существенно превышает радиус Дебая $r_d = v_{Te} / \omega_{pe} = 0,5 \text{ см}$. Потенциал ракеты определяется уравнением Пуассона

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) = -4\pi \rho, \quad (2.2)$$

где $\rho = e(N_i - N_e)$ - плотность заряда. Если полагать, что N_i определено по формуле Больцмана

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right),$$

то для больших потенциалов $e\varphi \gg kT$ в области пространственного заряда ионы практически отсутствуют. Концентрация притягиваемых

электронов N_e должна быть такой, чтобы сохранялся их полный поток $N_e v_e R^2 \propto N_e \sqrt{\varphi} R^2$, откуда $N_e \propto 1/R^2 \sqrt{\varphi}$.

В этом случае уравнение Пуассона приобретает вид [8]

$$\frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\varphi^*}{d\eta} \right) = \frac{0,415}{\sqrt{\varphi^*}}, \quad (2.3)$$

известный из теории зонда Ленгмюра. Здесь

$$\eta = \frac{R}{R_c}, \quad \varphi^* = \frac{e\varphi}{\alpha T} \left(\frac{r_d}{R_c} \right)^{4/3},$$

$$R_c = 0,803 R_0 \left[\frac{e\varphi_0}{\alpha T} \left(\frac{r_d}{R_0} \right)^{4/3} \right]^{3/7}.$$

Решение уравнения получено Ленгмюром; для $R < 0,1 R_c$ его можно аппроксимировать формулой

$$\varphi^* \approx \left(1,67 \frac{1}{\eta} - 1,5 \right). \quad (2.4)$$

Это означает, что при больших потенциалах пространственный заряд не играет существенной роли и поле убывает по закону Кулона:

$$\varphi = \varphi_0 \frac{R_0}{R}. \quad (2.5)$$

Следовательно потенциал ракеты будет мало отличаться от потенциала пучка и пучок снова должен запереться. Чтобы этого не произошло, для нейтрализации заряда искусственно увеличивает площадь ракеты. Так, в первых экспериментах Хесса в США по выбросу пучка электронов (1969 г.) ракеты оснащались майларовыми зонтиками с $R_3 \approx R_c$, т.е. радиусом около 20 м [5]. Однако первые советские эксперименты "Аракс" и "Зарница" [9] проводились без устройств нейтрализации заряда, а потенциал ракеты имел неожиданно низкие значения ($\varphi \leq 1$ кВ). Обычно для объяснения этого экспериментального факта привлекается гипотеза о закипании в окрестностях области разряда, горячие электроны которого вносят главный вклад в ток нейтрализации [9]. Дело в том, что электроны, ответственные за ток нейтрализации, ускоряются до энергии $e\varphi$, превращаясь в потенциал ионизации молекул воздуха. Время ионизации

$$\tau_{и} = (N_m \sigma v_e)^{-1}. \quad (2.6)$$

Для $e\varphi \sim 30$ эВ сечение ионизации молекул \ddot{O}_2 , N_2 составляет

$\epsilon_n \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Отсюда на высотах $h \approx 120 \text{ км}$ для $N_m \approx 10^{12}$ получаем $\tau_n > 1 \text{ мс}$, что превышает время установления потенциалов решетки. Таким образом, на больших высотах необходимы другие механизмы нейтрализации заряда, увеличивающие ток тепловой плазмы. Один из таких механизмов предложен Волокитиним и Мадьями [10]. Он основан на увеличении температуры (и, следовательно, тепловой скорости) электронов в результате пучковой неустойчивости. Инкремент такой неустойчивости равен

$$\gamma_s = \omega_{pe} \left(\frac{n_s}{n_0} \right)^{1/3}, \quad (2.7)$$

где плотность пучка $n_s = I_0 / \pi r_s^2 v_s \cos \theta$, θ -pitch угол, $r_s = v_s \sin \theta / \omega_{ne}$ - гирорадиус электрона. Для $\theta < 10^\circ$, $I_0 = 1 \text{ А}$ получаем $(n_s/n_0)^{1/3} \sim 0,5$. За время $\tau_s = \Lambda \gamma_s^{-1} \sim 5 / \omega_{pe}$ возникают плазменные волны с интенсивностью

$$\frac{E^2}{8\pi} \approx n_s v_s^2 m \left(\frac{n_s}{n_0} \right)^{1/3}. \quad (2.8)$$

Поскольку $E_0^2/n_0 T \gg 1$, то плазменные волны вызывают параметрическую неустойчивость из-за рассеяния на ионном звуке, что сопровождается бесстолкновительным нагревом плазмы за время

$$\tau \sim \omega_{pe}^{-1} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/3}. \quad (2.9)$$

до температур, удовлетворяющих условию $n_0 T_e \sim E_0^2 / 8\pi$. С учётом геомагнитного поля противосток электронов равен

$$I = en_0 v_{Te} \pi r_{ne}^2, \quad (2.10)$$

где $r_{ne} = (e\varphi_0 / m\omega_{ne}^2)^{1/2}$ - гирорадиус тепловых электронов. Поэтому из двух последних выражений можно определить потенциал :

$$\varphi_0 = 2 \cdot 10^3 \left(\frac{\sin^4 \theta_0}{\cos \theta_0} \right)^{1/3} \left(\frac{10^5}{n_0} \right)^{1/3} \left(\frac{H_0}{0,5} \right)^2 I_0 \text{ (В)}. \quad (2.11)$$

Для $\theta \sim 30^\circ$ имеем $\varphi_0 \approx 800 \text{ В}$.

Вторая возможность указывается Федоровым [11], который считает, что на начальном этапе нельзя пользоваться обычным уравнением зонда

в плазме, поскольку время вылета ионов из области пространственного заряда

$$\tau = \frac{R_c}{v_{Ti}} \sim \frac{10^3}{10^5} = 10^{-2} \text{ с} \quad (2.12)$$

существенно превышает все указанные выше времена. Поэтому в уравнении Пуассона следует считать, что ионы не возмущены. Это приводит к существенно более медленному темпу спада потенциала ($\varphi = \varphi(R_0/R)^{1/2}$ вместо $\varphi = \varphi_0 \frac{R_0}{R}$) и значительно (на порядок) более низким потенциалом ракеты.

Первые эксперименты по инжекции пучков электронов на высотах Е-области были выполнены в США в 1969-1970 гг. Советские эксперименты "Зарница" и советско-французский эксперимент "Аракс" (Artificial radiation and aurora Kerguelen and Soviet Union) проведены в 1973 и 1975 гг. [9]. В эксперименте "Зарница" ракета поднималась до высоты 146 км. Электронная пушка испускала пучок электронов с энергией около 10 кэВ и силой тока около 0,5 А;pitch-угол из-за вращения ракеты изменялся от 30 до 85°. В эксперименте "Аракс" были запущены две ракеты на о. Кергелен, несущие инжектор электронов с энергиями 15 и 27 кэВ силой тока 0,5 А. Высота подъема ракет составляла 200 км. Инжекция электронов вызывала оптическое излучение, радиолокационные отражения, а также высокочастотные (44,5, 50 и 75 МГц) и ОНЧ (4,5 и 3,8 кГц) излучения. Эффекты наблюдались как в области инжекции (в момент инжекции), так и в магнитосферной области (через 3-4 с после инжекции). Эксперименты по инжекции электронов обсуждались на симпозиуме по активным экспериментам в космической плазме, проходившем в мае 1983 года в Австрии [4]. Судя по резкому вниманию в докладах ученых из Норвегии (Ingvald) и США (Szauszewich) уделялось плазменному разряду. В советском эксперименте (Галебанов, Мангадзе) на ракете "Вертикаль" (18 сентября 1981 г.) пучок с $\varphi = 6,5$ кэВ, $I = 0,5$ А испускался импульсами длительностью 0,6 с с паузами 5 с до высоты 1514 км [4]. Плазменный разряд наблюдался от 160 до 650 км; порог разряда увеличивался от 0,18 до 0,48 А. На высоте 160 км область разряда имела размер около 100 м, концентрация электронов через 2-3 мкс достигала $N_e \approx 10^8$ эл/см³ с температурой $T_e \approx 10$ эВ. Из сказанного следует, что процесс, происходящий при инжекции пучка с борта ракеты достаточно сложен, и трудно предсказать, какие явления будут иметь место при значительном увеличении мощности пучка. Наблюдаемые на экспериментах явления оптического свече-

ния, увеличения температуры и концентрации плазмы, радиолокационные отражения и электромагнитное излучение качественно объясняются процессами пучковой неустойчивости и плазменного разряда вблизи ракеты.

Заключившая раздел по инжекции быстрых пучков электронов, еще раз подчеркнем, что важную роль в процессах, сопровождающих инжекцию, играют статические поля, возникающие при инжекции, и связанные с ними процессы плазменных неустойчивостей, нагрева и разряда плазмы. В этой связи остановимся на проекте, предложенном Райтом (Raitt, США) на симпозиуме в Австрия [4]. Он заметил, что проводник, движущийся в магнитном поле Земли, имеет разность потенциалов $\varphi = [\vec{v} \times \vec{B}] \vec{e}$, что при скорости спутника $v = 7$ км/с составляет 1/4 В/м. Если натянуть между двумя ИСЗ проволоку $l = 10$ км, то ЭДС составит 2,5 кВ. Ток будет зависеть от величины коллекторов на концах и может быть равен 1-5 А, так что мощность такой установки будет составлять 2-10 кВт.

3. Воздействие инфразвуком

Уже давно было обнаружено влияние на ионосферу Земли сильных землетрясений, извержений вулканов и других наземных явлений. Обычно это связывают с генерацией инфразвуковых волн, которые распространяются до ионосферных высот и вызывают возмущения как нейтральной, так и заряженной компоненты атмосферы. В этом отношении представляются перспективными эксперименты с мощными наземными взрывами. По проекту МАССА (магнитосферно-атмосферные связи при сейсмо-акустических явлениях) 28 ноября 1981 г. в районе г.Алма-Аты был проведен взрыв 288 т ТНТ [4, 14]. Через 8 минут акустическая волна взрыва достигла ионосферных высот с характерной длительностью 10 ± 100 с и энергией 10^{12} Дж. Для регистрации изменений электронной концентрации в ионосфере под действием акустической волны проводилась регистрация доплеровских сдвигов отраженных от ионосферы радиосигналов (при углах падения, близких к вертикали) на частотах 4,9 и 2 МГц. Волны с частотой 4,9 МГц отражались от уровня, примерно к 200 км, а с частотой 2 МГц - около 100 км. Записи доплеровского смещения частоты приведены на рис. 3.1 (момент взрыва 2 часа 31 мин UT). По времени начала возмущений можно оценить скорость акустической волны, равную 290-320 м/с, до высоты 100 км (что соответствует температуре 230-270°K) и 450-670 м/с ($T = 550-1200^\circ K$). Еще

100 км. Форма доплеровской записи соответствует форме акустического сигнала, отражённого от высоты 105 км (см. рис.3.2). На рис.3.3 приведены ионограммы, снятые в Кераганде (700 км), Ташкенте (700 км) и Алма-Ате во время взрыва. Видны характерные серповидные расщепления

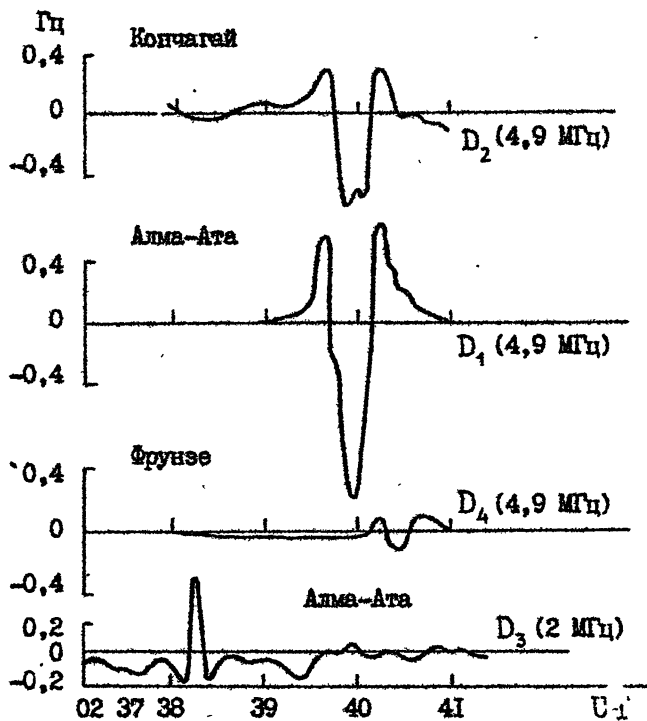


Рис. 3.1

ионограмм вблизи максимума F-слоя. Были проведены измерения доплеровских сдвигов частот сигналов КВ радиопередатчиков на трассах Тегеран-Томск (15 МГц, расстояние до взрыва 900 км), Ашхабад-Томск (16 МГц, 750 км), Ташкент-Томск (11,5 МГц, 450 км), Алма-Ата-Томск (9,8 МГц, 350 км). Соответствующие записи динамических спектров приведены на рис.3.4. Запаздывания возмущений соответствует скорости акустической волны около 500 м/с. В момент входа в ионосферу акустической волны на магнитной силовой линии находился советско-французский спутник Орел-3 (на высоте 720 км). Было зарегистриро-

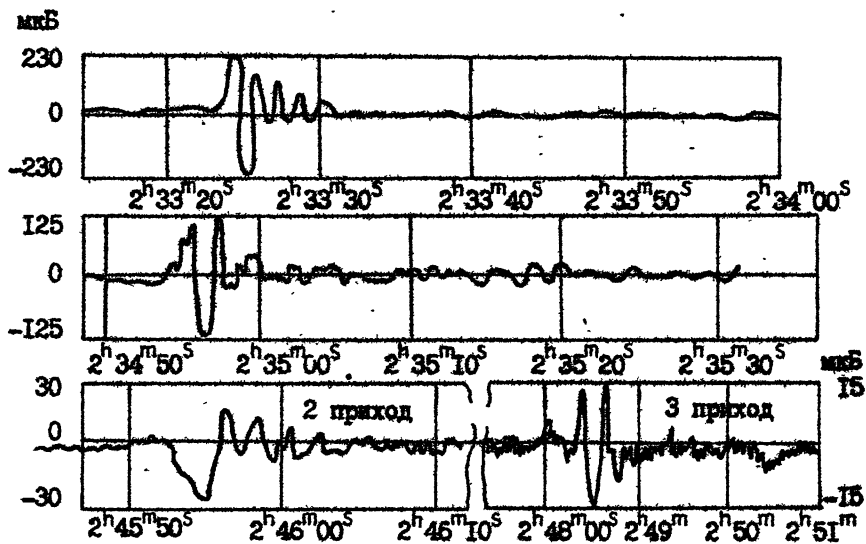


Рис. 3.2 Осциллограммы акустической волны, принятой в 200 км от места взрыва

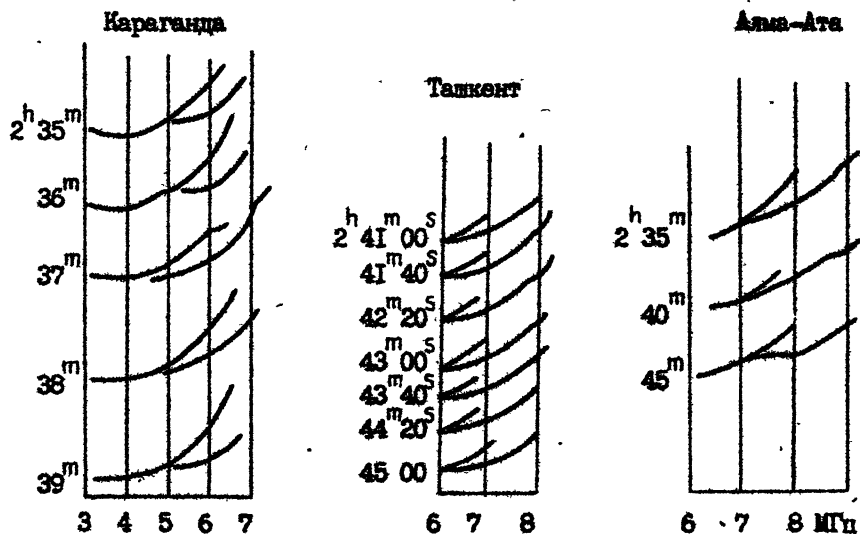


Рис. 3.3

вано 10-кратное увеличение уровня ОНЧ-шумов на частоте 15 кГц в возмущения ($\sim 100\gamma$) горизонтальной составляющей геомагнитного поля.

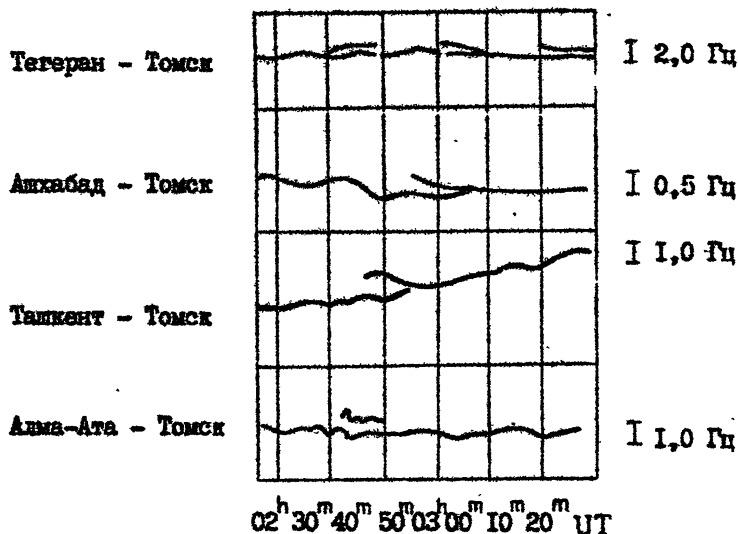


Рис. 3.4

Следует сказать ещё об одном мощном источнике инфразвука - метеотроне [12]. Речь идёт о кепловой установке мощностью (0,1 + 1) млн кВт, использующей открытые гигантские форсунки на жидком топливе. Весьма успешно метеотрон был применен для вентиляции горных карьеров, одним из которых является смог. Создание мощного восходящего воздушного потока позволило кардинально решить эту проблему [13]. Метеотрон можно использовать для искусственного воздействия на ионосферу как источник мощного инфразвука. Действительно, если метеотрон включать с периодом 10 + 20 с, то энергия каждого 10-секундного импульса будет составлять 10^{10} Дж, что всего на 2 порядка меньше энергии взрыва 300 т ТНТ. Применение методов накопления позволит реализовать измерение искусственных ионосферных возмущений, вызванных инфразвуком метеотрона.

4. Воздействие на ионосферу мощными пучками радиоволн

Исследования искусственных ионосферных воздействий на ионосферу мощными пучками радиоволн являются сравнительно новыми в радиофизических исследованиях ионосферы. Этот метод искусственного воздействия выгодно отличается от других методов: он не приводит к экологическим последствиям, поскольку радиоволны лишь незначительно нагревают атмосферу и не вносят каких-либо загрязнений в окружающую среду; он сравнительно не дорог, поскольку после строительства исследовательского радиопередатчика требуются лишь затраты на его эксплуатацию; наконец, он позволяет проводить регулярные исследования верхней атмосферы с использованием искусственных возмущений среды. Все это привело к тому, что метод воздействия на ионосферу мощными потоками радиоволн является в настоящее время наиболее результативным.

Возможность изменения свойств ионосферы под воздействием мощного радиовозлучения рассматривались ещё полвека назад. Началом этих работ можно считать открытие люксембург-горьковского эффекта. Он хорошо известен: модулированное излучение мощной станции в такт с модуляцией нагревает ионосферу и изменяет её свойства, что приводит к модуляции сигнала более слабых станций, волны которых проходят через нагретую область ионосферы.

Бэйли в 1925 году считал, что нагрев E-области ионосферы следует проводить на гирочастоте электронов, что может вызвать тлеющий разряд в ионосфере. Частично эти идеи были реализованы в экспериментах И. С. Шюгера [26], которых нагрев ионосферы на гирочастотах сопровождался увеличением температуры электронов более чем в 10 раз. Нелинейные эффекты в нижней ионосфере широко использовались для диагностики ионосферы. Кроссмодуляционный метод измерения электронной концентрации в нижней ионосфере до сих пор успешно конкурирует с другими методами. Определенную роль в теоретической проработке эффектов кроссмодуляции и самовоздействия радиоволн в ионосфере принадлежит советским учёным: В. Л. Гинзбургу, И. М. Вельскому, А. В. Тураничу и многим другим. Последовательное изложение нелинейной теории распространения радиоволн в ионосфере приведено в книге А. В. Туранича и А. Б. Шварцбурга [15]. Большой цикл пионерских исследований по воздействию на ионосферу мощным радиовозлучением выполнен в Горьком под руководством Г. Г. Петманцева; эти исследования широко ведутся и сей-

час после его смерти.

Ещё в 1960 г. В. Л. Гинзбург и А. В. Гуревич [16] предсказали возможность нагрева мощными радиоволнами F -области ионосферы и возможность создания в ионосфере электромагнитных полей на комбинационных частотах мощных радиостанций. Эти эффекты были экспериментально обнаружены в США и в СССР после того, как были созданы специальные экспериментальные установки для изучения эффектов воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением. Сильные возмущения создаются в -области вертикальным пучком радиоволн с обыкновенной поляризацей на частотах ниже критической частоты ионосферы. Первые исследовательские установки в начале 70-х годов в Боулдере, Аресибо [17] и в Горьком [18] имели потенциал PG (P - мощность передатчика, G - коэффициент усиления антенны), равный соответственно 150, 25 и 20 МВт. На этих установках были обнаружены и исследованы основные эффекты воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением; стрижционная и тепловая параметрическая неустойчивость, в результате которой образуется искусственная плазменная турбулентность [18, 19], самофокусирующая неустойчивость [17], оптическое свечение нагретой области [17], искусственное низкочастотное излучение ионосферы [20], искусственные ионосферные решетки [21]. Результаты первых экспериментов на этих установках были неожиданными. Наблюдаемый эффект нагрева и величины напряжённости искусственных низкочастотных полей превосходили теоретические оценки. Оказалось, что при нагреве F -слоя волнами с обыкновенной поляризацией вблизи уровня отражения волны имеют место параметрические взаимодействия поперечной волны с продольными волнами в плазме, в результате чего возникает аномальное поглощение нагревной волны, достигающее десятков децибелл. Таким образом, КПД "нагрева" F -области ионосферы близок к 100%, тогда как обычные омические потери слабой волны в F -слое не превышают 5%. Чрезвычайно большой обмен энергией сильной волны с плазмой резко повышает эффективность искусственной турбулизации плазмы. Искусственные ионосферные неоднородности, вытянутые вдоль геомагнитного поля, вызывают аномальное ослабление волн, рекурсивное рассеяние радиоволн КВ и УКВ диапазонов, искусственные мерцания радиоизлучения ИСЗ и дискретных источников. Искусственные плазменные волны приводят к ускорению надтепловых электронов. Энергичные электроны, в свою очередь, вызывают свечение ночного неба и являются источником дополнительной ионизации.

В 1974-76 гг. в Горьком, а затем в полярной ионосфере на Камском полуострове были проведены измерения напряженности низкочастотного поля, возникающего в ионосфере под воздействием модулированного излучения коротковолнового передатчика. На частотах 1-7 кГц искусственное низкочастотное излучение возникает на высоте 70-80 км вследствие модуляции естественных квазистационарных ионосферных токов путем периодического нагрева и изменения проводимости ионосферы в такт с модуляцией мощного передатчика. Оказалось, что другие механизмы генерации нелинейных ионосферных токов не позволяют объяснить экспериментальные данные. Возможности модуляции естественных ионосферных токов могут быть эффективно использованы для изучения динамики нижней ионосферы. Особенный интерес представляют полярные и экваториальные токовые системы.

В 1975 г. были зарегистрированы искусственные короткопериодические пульсации магнитного поля Земли на частоте около 3 Гц. Это открывает новые возможности для широкого класса геофизических исследований, связанных с физикой магнитосферы Земли. Многообразие явлений, возникающих при распространении сильных волн в ионосферной плазме, дало толчок теоретическим исследованиям. Фактически ионосфера стала большой плазменной лабораторией, в которой количественно проверяется эффективность тех или иных процессов взаимодействия радиоволн в плазме.

Следует подчеркнуть, что энергетический потенциал установок, используемых для нагрева ионосферы, достаточно высок. Мощность установок составляет сотни и тысячи киловатт. При этом энергия концентрируется в пучке, размеры которого на уровне E-слоя составляют 20 x 20 км². На высоте 100 км поток энергии электромагнитного излучения такой установки равен $3 \cdot 10^{-3}$ Вт/м², что сравнимо с потоком ионизирующего излучения Солнца ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$). В последние годы были введены в действие мощные установки в Тромсё (PG = 200 МВт) и в Горьком (PG = 150-300 МВт) [22, 23]. С их помощью обнаружено широкополосное излучение вблизи частоты волны накачки, искусственные геомагнитные пульсации, искусственная ионизация F-области быстрыми электронами, ускоренными в результате параметрических эффектов. Разработана теория взаимодействия мощного радиосигнала с ионосферной плазмой, которая хорошо объясняет основные результаты экспериментов [24].

Распространение волн с большой амплитудой описывается нелинейным волновым уравнением

$$\Delta \vec{E} - \text{grad div } \vec{E} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\sigma} \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\epsilon} \vec{E}) = 0, \quad (4.1)$$

где тензоры проводимости $\hat{\sigma}$ и диэлектрической постоянной $\hat{\epsilon}$ зависят от поля волны E . Обычно уравнение (4.1) преобразуют в укороченное уравнение для медленной амплитуды поля $A(r, t)$, которая вводится следующим образом:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{a} A(r, t) \exp \left[i \left(\omega_0 t - \int \vec{k}_0 d\vec{r} \right) \right], \quad (4.2)$$

где \vec{a} - единичный вектор поляризации, ω_0 и k_0 - частота и волновой вектор невозмущенной волны. Укороченное квазиоптическое уравнение в изотропной однородной среде для $A(r, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial A}{\partial t} + v_{\text{гр}} \frac{\partial A}{\partial r} + \gamma_{\text{л}} A = \frac{iJ}{2k_0} v_{\text{гр}} \exp \left[- (i\omega_0 t - \int k_0 dr) \right]. \quad (4.3)$$

Здесь $\gamma_{\text{л}}$ - линейное затухание, $v_{\text{гр}}$ - групповая скорость волны,

$$J = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \epsilon(E) + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \sigma(E) - \quad (4.4)$$

нелинейный ток, $\Delta \epsilon$ и $\Delta \sigma$ - зависящие от поля части диэлектрической проницаемости и проводимости плазмы. Важно, что нелинейный ток J может иметь частоту ω , отличную от частоты волны накачки ω_t : $\omega = \omega_t + \Omega + i\chi_{\text{н}}$, поскольку в нелинейном взаимодействии могут участвовать несколько нормальных волн, например, поперечные t , плазменные l и ионно-звуковые s . В определенных условиях мнимая добавка к частоте $i\chi = i\chi_{\text{л}} - i\chi_{\text{н}}$ ($\chi_{\text{л}}$ - линейная, $\chi_{\text{н}}$ - нелинейные части) может сменить знак и стать инкрементом. В результате этого поля будут экспоненциально нарастать и начнется процесс параметрической неустойчивости (или распада волн) типа $t \rightarrow t + s$. При этом диэлектрическая постоянная может изменяться не только под действием волны накачки E_t , но и под воздействием полей рождающихся волн. Другими словами, ϵ' будет функцией суммарного поля $E = E_t + E_l$. По характеру воздействия нелинейность может быть стрикционной или тепловой. Стрикционная нелинейность является результатом выталкивания плазмы из области сильного поля стрикционной силой, которая в изотропном случае равна

$$f_c = \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} \nabla \langle E E^* \rangle. \quad (4.5)$$

При этом электронная концентрация устанавливается по закону Больцмана:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (4.6)$$

где $\Phi = \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} \langle E E^* \rangle$ - потенциал стрикционной силы. Естественно, что изменения электронной концентрации $\Delta N = N_0 \frac{\Phi}{kT}$ приводят к появлению нелинейных токов J . Пусть поле \vec{E} в (4.5) есть сумма полей продольной и поперечной волн:

$$\vec{E} = \vec{E}_l + \vec{E}_t, \quad (4.7)$$

тогда

$$\langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle \langle E_t^2 \rangle + \langle E_l^2 \rangle + 2 \langle E_t E_l^* \rangle, \quad (4.8)$$

где $\langle E_t^2 \rangle$ и $\langle E_l^2 \rangle$ - интенсивности поперечной и продольной волн, которые медленно зависят от времени, а смешанная часть $2 \langle E_t E_l^* \rangle$ изменяется во времени с разностной частотой $\Omega = \omega_t - \omega_l$, а в пространстве - с волновым вектором $\vec{\alpha} = \vec{k}_t - \vec{k}_l$. Если при этом разностные частоты Ω и $\vec{\alpha}$ связаны соотношением

$$\Omega = \vec{\alpha} \vec{v}_s,$$

где v_s - скорость ионного звука, то, как видно из (4.6), электронная концентрация, а следовательно, и нелинейная часть ε будет являться бегущей волной ионного звука и начнется процесс распада $t \rightarrow l + s$.

В изотермической плазме ($T_e \approx T_i$) ионный звук сильно затухает, поэтому здесь имеет место не распадающийся процесс $t \rightarrow l + s$, а индуцированное рассеяние поперечной волны на флуктуациях плазмы. Из укороченного уравнения геометрической оптики для медленных амплитуд получают уравнения переноса для интенсивностей:

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (v_k W_k) = \omega_{tk} W_t W_k - \gamma_k W_k - W_k \int W_{k'} \omega_{kk'} dk', \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial W_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_t W_t) = -W_t \int \omega_{kt} W_k dk - \gamma_k W_t,$$

$$w_{tk} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\cos^2(\vec{a}_k \vec{a}_t)}{N_e T_e} F\left(\frac{\Delta\omega}{k v_{Ti}}, \frac{T_e}{T_i}\right), \quad F_{\max} \approx 1.$$

Эти уравнения полностью описывают параметрическое взаимодействие сильной поперечной волны с плазмой. На линейной стадии ($W_t = \text{const}$, $W_k \ll W_t$) имеем

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} \approx F_{\max} \frac{W_t W_k}{N_e T_e} - \gamma_k W_k \quad (4.10)$$

Амплитуда продольной волны будет нарастать во времени, если выполняется условие $\gamma_n > \gamma_k$, т.е. если поле волны накачки больше порогового поля

$$E > E_n, \quad \frac{E_n^2}{8\pi N_e T_e} = \frac{\gamma_k}{\omega} \quad (4.11)$$

Инкремент неустойчивости равен

$$\gamma_n = \gamma_k \frac{E^2}{E_n^2}, \quad \gamma_k \approx \frac{\nu}{2} + \gamma_l, \quad (4.12)$$

где N_e , T_e - концентрация и температура электронов, ν - частота соударений электронов с тяжёлыми частицами. В результате индуцированного рассеяния поперечной волны накачки на ионном звуке интенсивность плазменной волны нарастает от затравочных (тепловых) флуктуаций до значений $W_k > W_t$, причём частота плазменной волны сдвинута вниз от частоты волны накачки на $\Omega = \alpha v_{Ti} \approx k_l v_{Ti}$ (поскольку $k_t \ll k_l$). В свою очередь, плазменная волна становится волной накачки и идёт процесс $l \rightarrow l + S$ вновь со сдвигом частоты и т.д. пока поле n -го сателлита не станет ниже порогового. Полный спектр плазменных волн в результате такой нелинейной перекачки будет равен $\Delta\omega = \pi k_l v_{Ti}$, где $n = E_t^2 / E_n^2$ - число сателлитов. Энергия поперечной волны переходит в энергию плазменных волн и убывает с ростом числа сателлитов (подробнее см. [25]). Эксперименты по изучению стрикционной параметрической неустойчивости в ионосфере проводились в Аресибо [26] и в Торьком [27]. Параметри-

ческая неустойчивость возбуждалась только при облучении ионосферы волновой накачки с обыкновенной поляризацией вблизи уровня её отражения, т.е. там, где разрешено распространение плазменных волн. Пороговая мощность передатчика $(PG)_n \approx 5$ МВт, что с учётом разбужения поля соответствует (4.8). Амплитуда волны накачки после включения передатчика убывает во времени и через 1-2 мс выходит на стационарное значение (рис.4.1 - теория и эксперимент). Спектр плаз-

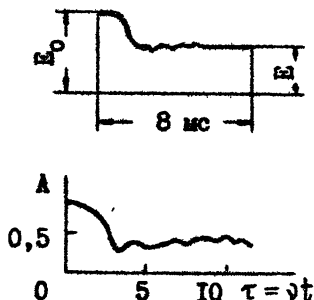
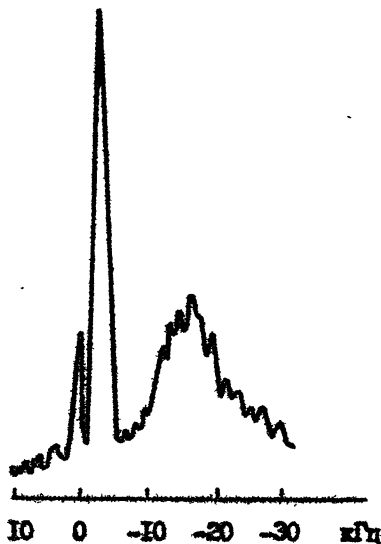


Рис. 4.1 а) Зависимость от времени амплитуды отраженного от ионосферы сигнала на частоте 5,7 МГц. Эффективная мощность $PG = 20$ МВт, длительность импульса 8 мс, E_0 - амплитуда волны в начале, E - в конце импульса;

б) Теоретическая зависимость от времени амплитуды волны накачки при 4-кратном превышении интенсивности волны над порогом. Масштаб времени $\tau = \nu t$, ν - частота соударения электронов с тяжелыми частицами.

менных волн (рис.4.2), измеренный методом некогерентного рассеяния

Рис. 4.2 Спектр плазменной линии на комбинационной частоте локатора $f = 430 + 5,6$ МГц при возбуждении стрихионной параметрической неустойчивости пучком радиоволн с обыкновенной поляризацией ($f = 5,6$ МГц, $PG = 15$ МВт).



на частоте докатора 430 МГц, составляет $\Delta f \approx 30$ кГц, что для $\alpha = 2k_{\alpha} = 0,19 \text{ см}^{-1}$ и $v_{Ti} = 10^5 \text{ см/с}$ составляет $n = 2\pi\Delta f / kv_{Ti} \approx 10$ актов перекачки. В этих экспериментах передатчик волны накачки имел эквивалентную мощность 20 МВт на частоте около 6 МГц.

Мы рассмотрим стрикционную нелинейность в связанную с ней плазменную турбулентность. Рассмотрим далее тепловую нелинейность. Речь идёт об обычных омических потерях волны в плазме, в результате чего волна передаёт плазме энергию $\vec{E} \hat{S} \vec{E}^*$. В однородном электрическом поле уравнение баланса энергии электронов имеет вид

$$\frac{d}{dt} \frac{3}{2} NT_e = \vec{E} \hat{S} \vec{E}^* - \frac{3}{2} \delta \nu N (T_e - T). \quad (4.13)$$

Последнее слагаемое в (4.13) определяет поток энергии от электронов к тяжёлым частицам (δ - доля энергии, теряемая электроном при одном соударении). В изотропной плазме

$$\sigma = \frac{e^2 N \nu}{m(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (4.14)$$

и решим уравнения (4.13) после включения поля $E = \text{const}$ в момент $t = 0$ будет

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \frac{E^2}{E_p^2} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (4.15)$$

где $E_p = \left(\frac{3m\delta T(\omega^2 + \nu^2)}{e^2} \right)^{1/2}$ - характерное плазменное поле, $\tau = (\delta\nu)^{-1}$ - характерное время установления температуры. Мы не учитываем нагрев молекул ($T = \text{const}$), поэтому за время $t \gg \tau$ устанавливается стационарная температура T_{∞} , причём

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_{\infty} - T}{T} = \frac{E^2}{E_p^2}. \quad (4.16)$$

В сильном поле ($E > E_p$) нагрев электронов будет большим ($\Delta T > T$). В качестве ориентировки в табл. I приведены значения τ с, а также $\Delta T/T$ для передатчика мощностью $P_G = 20$ МВт на частоте 4,5 МГц для высот от 60 до 250 км.

Таблица I

h, км	60	70	90	100	150	200	250
T ₀ , °K	270	200	190	210	670	1000	1300
δ	2·10 ⁻³	2·10 ⁻³	2·10 ⁻³	2·10 ⁻³	3·10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴
τ, с	1,3·10 ⁻⁵	6·10 ⁻⁵	3·10 ⁻³	10 ⁻²	3	10	
$\frac{\Delta T}{T}$	0,07	0,13	0,08	0,06	0,06	0,07	0,15

Величина $\frac{\Delta T}{T}$ меняется незначительно и не превышает 15%, тогда как τ увеличивается с ростом высоты от 10⁻⁵ до 20 с. Параметр δ всегда больше, чем $2m/M = 3 \cdot 10^{-5}$; резина наиболее существенна внизу, где преобладают неупругие соударения электронов с молекулами. При сильном нагреве плазмы нужно учитывать зависимость δ и ν от температуры электронов. Для соударений с молекулами $\nu_{em} = \nu_0 \left(\frac{T_e}{T_0}\right)^{5/6}$; с ионами $\nu_{ei} \approx \nu_{e0} \left(\frac{T_e}{T_0}\right)^{-3/2}$.

Величина δ для воздуха падает от $2,5 \cdot 10^{-3}$ до $0,8 \cdot 10^{-3}$ в интервале температур от 300 до 700°, а при дальнейшем возрастании температуры медленно нарастает. В нижней ионосфере, где преобладают столкновения с молекулами, на падающем участке $\delta(T_e)$ возможно неустойчивое решение уравнения (4.13). Эта, так называемая, перегретная неустойчивость, приводит к резкому возрастанию температуры электронов и сильной деформации функции распределения электронов по скоростям. В верхней ионосфере, где преобладают соударения с ионами, зависимость $\nu_e(T_e)$ имеет падающий характер и уравнение (4.13) вновь допускает решение типа перегретной неустойчивости. В стационарном состоянии ($\frac{d}{dt} = 0$) зависимость $T_e(E^2)$ при $\omega < 0,2 \nu_0$ имеет гистерезисный характер с двумя устойчивыми состояниями T_e . В постоянном поле ($E = 0$) устойчивое решение (4.13) вообще отсутствует, электроны не испытывают соударений и непрерывно ускоряются вдоль поля ("убегание" электронов). Уравнение баланса энергии электронов (4.13) написано для однородного поля. В неоднородном поле источник тепла $\vec{E} \hat{=} \vec{E}^*$ будет функцией координат и нужно учитывать теплопроводность и термодиффузию плазмы. Кроме того, нагрев

плазмы приводит к изменению коэффициента диссоциативной рекомбинации, а в сильных полях возможна дополнительная ионизация газа ускоренными электронами. Следовательно, изменение температуры плазмы вызывает изменение ϵ - и ϵ -среды, что может радикально влиять на распространение как сильной волны, так и других волн, проходящих через возмущенную область. В целом картина достаточно сложна, поэтому мы ограничимся частными случаями, которые можно проиллюстрировать экспериментальными данными.

1) Самовоздействие и кроссмодуляция волн в нижней ионосфере. В нижней ионосфере можно ограничиться уравнением баланса температуры вида (4.13). Для интенсивности волны $u = E^2/E_p^2$ напомним уравнение переноса

$$\frac{1}{c} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma(1+u)u, \quad (4.17)$$

где предположена линейная зависимость $\gamma = \gamma_0 \frac{T_e}{T_0}$, $\epsilon \approx 1$, $\omega^2 \gg \gamma^2$. В самосогласованной задаче вместо линейного коэффициента поглощения γ в уравнении (4.17) входит нелинейный коэффициент $\gamma_H = \gamma(1+u)$. Решение (4.17) в стационарном случае $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ имеет вид

$$\frac{u}{1+u} = \frac{u_0}{1+u_0} \exp\left(-\int_0^{z_0} \gamma dz\right), \quad (4.18)$$

где u_0 - интенсивность волны на входе в слой ($z = 0$). В случае слабого поля ($u_0 \ll 1$) решение (4.18) является обычным:

$$u = u_0 \exp\left(-\int \gamma dz\right). \quad (4.18a)$$

Наоборот, для сильного поля ($u_0 \gg 1$) решение не зависит от граничных условий:

$$u = \exp\left(-\int \gamma dz\right). \quad (4.18b)$$

Если сильная волна прошла поглощающий слой, отразилась от уровня $E = 0$ и вернулась на Землю, то для сильного поглощения

$$u = \frac{u_0}{(1+u_0)^2} \exp\left(-2\int \gamma dz\right). \quad (4.18b)$$

В этом случае зависимость $\mu(\mu_0)$ имеет максимум при $\mu_0 \approx 1$. Именно такой характер самовоздействия наблюдался в экспериментах И.С. Шюгера [28]. На частоте 1,4 МГц излучались вертикально вверх импульсы длительностью 500 мкс с эффективной мощностью $P_{\text{эф}} = 1000$ МВт. При этом на высотах 70–80 км температура возрастала от 300 до 3500°K за время $\tau \sim 100$ мкс. Зависимость $\mu(\mu_0)$ имела характерный максимум, предсказываемый теорией.

Рассмотрим случай модулированной волны

$$E = E_0 (1 + m \cos \Omega t). \quad (4.19)$$

Под действием модулированной волны возмущение температуры электронов на частоте Ω имеет вид

$$\frac{T_{\Omega}}{T} = \frac{E_0^2}{E_p^2} \frac{2m}{\Omega^2 + \delta_0^2 \nu_0^2} (\delta_0^2 \nu_0^2 \cos \Omega t + \Omega \delta_0 \nu_0 \sin \Omega t). \quad (4.20)$$

Максимальное возмущение имеет место на низкой частоте $\Omega^2 \ll \delta_0^2 \nu_0^2$, причём фаза температурных возмущений совпадает с фазой модуляции волны. На высоких частотах ($\Omega^2 \gg \delta_0^2 \nu_0^2$) эффект уменьшается в $\Omega/\delta_0 \nu_0$ раз и его фаза сдвинута на $\pi/2$ относительно модуляции волны. Если $\omega^2 \gg \nu^2$, то пропорционально температуре промодулирована и проводимость плазмы

$$\frac{\sigma_{\Omega}}{\sigma} = \frac{T_{\Omega}}{T}. \quad (4.21)$$

В факт с проводимостью изменяется поглощение волн, прошедших возмущенную область (кроссмодуляции волн). Измерения амплитуды и фазы перекрестной модуляции волн даёт возможность определить параметр δ_0 , а также концентрацию электронов N_e в области взаимодействия. Такой метод диагностики до сих пор используется для исследования нижней ионосферы.

2) Модуляция токовых струй в ионосфере (эффект Гетманцева) [4] Периодический нагрев нижней ионосферы модулированным радиолучением, как мы выяснили, изменяет проводимость ионосферной плазмы. Как известно, в динамообласти (высота 80–120 км) текут постоянные ионосферные токи (токовые системы), причём плотность тока

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}. \quad (4.22)$$

нагретой области в такт с модуляцией проводимости изменяется ток j :

$$\vec{j}_{\Omega} = \hat{\sigma}_{\Omega} \vec{E}. \quad (4.23)$$

Возникает источник переменного поля в ионосфере, который можно представить в виде горизонтального магнитного диполя:

$$M = \frac{1}{c} j_{\Omega} S \lambda^2, \quad (4.24)$$

где S - площадь области нагрева, λ - толщина скин-слоя в ионосфере на частоте Ω . В анизотропной ионосфере ($\nu < \omega_{He}$) амплитуда переменной составляющей тока j_{Ω} определяется перпендикулярной проводимостью $\sigma_{\perp} = \frac{e^2 N}{m} \frac{\nu}{\omega_H^2 + \nu^2}$. Очевидно, что эффективная высота источника $h_{эфф}$ определяется из условия равенства скин-слоя и характерного масштаба изменения параметров ионосферы. В изотропном случае ($h \leq 70$ км)

$$M = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{E_0^2}{NT} \frac{\nu}{(\Omega^2 + \delta^2 \nu^2)^{1/2}} \frac{SE_{\infty}}{2\pi k_0}, \quad (4.25)$$

где E_{∞} - постоянное поле, которое совпадает с истинным полем в полярной ионосфере, а на низких и средних широтах $E_{\infty} = \frac{V_m H_0}{c}$, где V_m - скорость нейтрального ветра. В анизотропном случае ($h > 70$ км) следует домножить правую часть (4.25) на фактор ν/ω_H . Частотная зависимость магнитного момента определяется отношением $\Omega/\delta\nu$:

$$\begin{aligned} M &\propto \Omega^{-1}, & \Omega < \delta\nu, \\ M &\propto \Omega^{-2}, & \Omega > \delta\nu. \end{aligned}$$

На высоте 70 км $\delta\nu = 10^4 \text{ с}^{-1}$. Поле магнитного диполя на Земле зависит от величины $k_0 h$. При $k_0 h > 1$ (длина волны меньше размера волновода Земля-ионосфера) на малых расстояниях от источника $\rho < h$ имеем

$$H = \frac{2k_0 M}{r}. \quad (4.26)$$

На больших расстояниях ($\rho \gg h$) поле является набором собственных мод волновода. В другом предельном случае больших длин волн ($k_0 h < 1$) поле вблизи источника ($\rho < h$) определяется квази-

статистической формулой для магнитного диполя:

$$H = \frac{2M}{r^3}, \quad E = k_0 \rho H. \quad (4.27)$$

На больших расстояниях ($\rho \gg h$) основной вклад в поле дает главная мода

$$E_z = H_\varphi = \frac{k_0 M}{H} \sqrt{\frac{2\pi}{k_0 \rho}} \sin \psi e^{i k_0 \rho + i \frac{\pi}{4}} \quad (4.28)$$

В частности, на частоте $\Omega / 2\pi = 1,5$ кГц на близких расстояниях, полагая $E_{00} = 1$ мВ/м, $T_\Omega / T = 0,1$, $h = 70$ км, имеем $H = 2 \cdot 10^9$ что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Эксперименты по модуляции токковых струй проводились в Горьком и Апатитах (СССР) и в Тромсё (Норвегия). Наиболее полные данные получены в Горьком, где наблюдения проводятся с 1973 г. Периодический нагрев ионосферы с целью возбуждения низкочастотного излучения ионосферы проводился в Зименках вблизи Горького с помощью передатчика мощностью 150 кВт, работающего на двух частотах: 4,6 и 5,75 МГц. Частота амплитудной модуляции варьировалась в пределах от 1 до 10 кГц. Антенна передатчика имела вертикальную диаграмму направленности с коэффициентом усиления $G = 100-150$. Приём сигналов низкой частоты осуществлялся на рамочные антенны с последующим усилением, гетеродированием на частоту $\sim 0,1$ Гц и усреднением с постоянной времени $\tau = 4$ с 20. Пример записи сигнала на частоте 4,0 кГц приведён на рис. 4.3. Амплитуда сигнала максимальна в полуденные часы. Спектр сигнала вблизи источника имеет максимум на частоте 2,5 кГц. Фазово-частотная характеристика сигнала имеет наклон $d\varphi/d\Omega$, соответствующий эффективной высоте 70-85 км. Поляризация сигнала эллиптическая - от линейной до круговой, с направлением вращения осяевой моды. Поворот плоскости поляризации соответствует повороту направления ветра на соответствующих высотах. На рис. 4.4 приведён осяевой ход основных характеристик сигнала низкой частоты в диапазоне 1-5 кГц. На частоте 1,5 кГц были приведены трассовые измерения поля до расстояний 600 км. Результаты этих измерений и теоретические расчёты приведены на рис. 4.5.

В полярных районах (Апатиты) обнаружена четкая связь амплитуды сигнала с вариациями геомагнитного поля (рис. 4.6). Очевидно, что

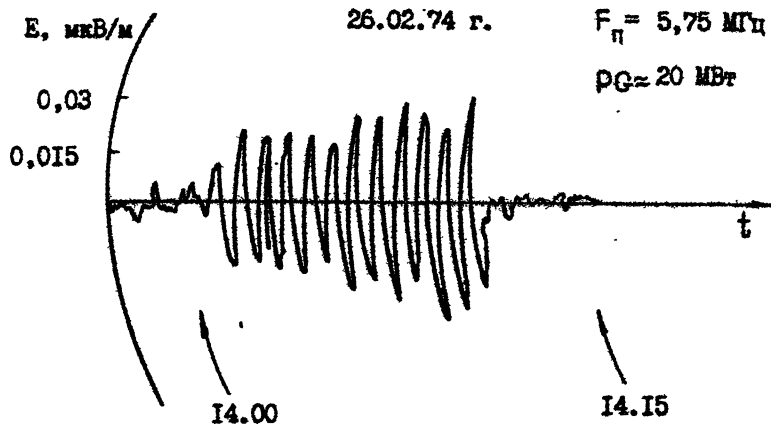
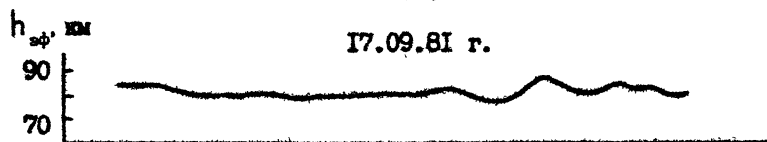
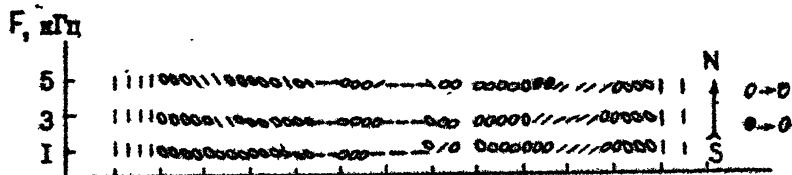


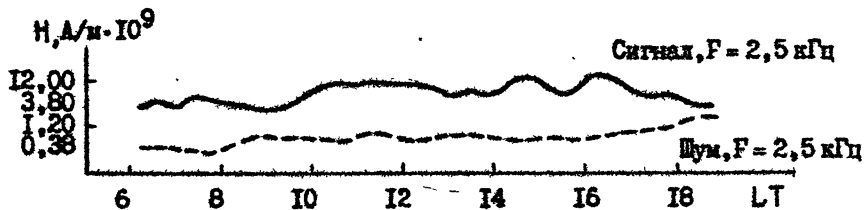
Рис. 4.3



а) Эффективная высота излучателя на частоте 2,5 кГц



б) Поляризация излучения в диапазоне 1 - 5 кГц



в) Амплитуда сигнала и шума на частоте 2,5 кГц

Рис. 4.4

$$\left| \frac{H_p}{H_d} \right|$$

$$F = 1562,5 \text{ Гц}$$

H_p - поле на трассе

H_d - поле в стационарном пункте

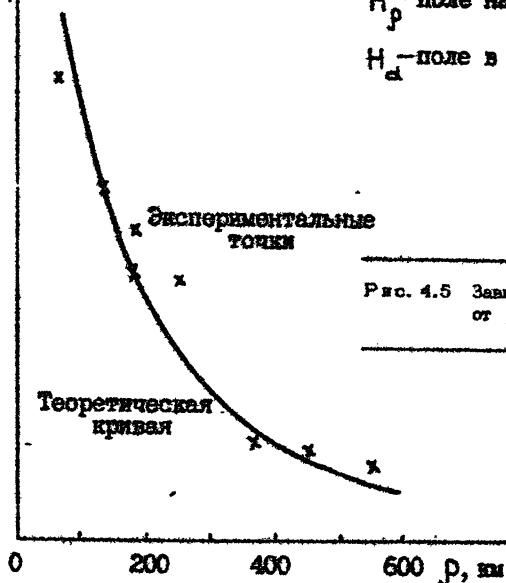


Рис. 4.5 Зависимость амплитуды сигнала от расстояния

максимальные вариации геомагнитного поля соответствует приближению полярной токовой струи в возмущённой области, с чем и связано увеличение амплитуды сигналов. Аналогичные эксперименты по искусственному низкочастотному излучению ионосферы проводятся на стенде в Тромсё. В Горьком и Тромсё были приведены эксперименты по возбуждению искусственных геомагнитных пульсаций. Первый успешный эксперимент в Горьком [29] показал наличие геомагнитных пульсаций с амплитудой $H = 1 \text{ мГ}$ на частоте 3,1 Гц при работе мощного КВ передатчика в импульсном режиме с частотой повторок 3,1 Гц. Подобный же результат был получен в Горьком в 1980 г. в диапазоне частот 1-5 Гц, где амплитуда пульсаций не превышала 10^{-4} Г . Неожиданно сильные геомагнитные пульсации были обнаружены в Тромсё [30] $H = 10 \text{ Г}$ для периодов модуляции $T = 10 \text{ мин}$ и $H = 5 \text{ Г}$ для $T = 5 \text{ мин}$. Основная часть экспериментальных результатов была получена при возбуждении низкочастотных сигналов передатчиками в КВ диапазоне. Од-

наке проводились эксперименты по генерации сигналов с использованием СДВ передатчиков [31]. Мы не будем останавливаться на подобных экспериментах, поскольку физическая картина нагрева ионосферы в СДВ диапазоне мало отличается от картины в КВ диапазоне.

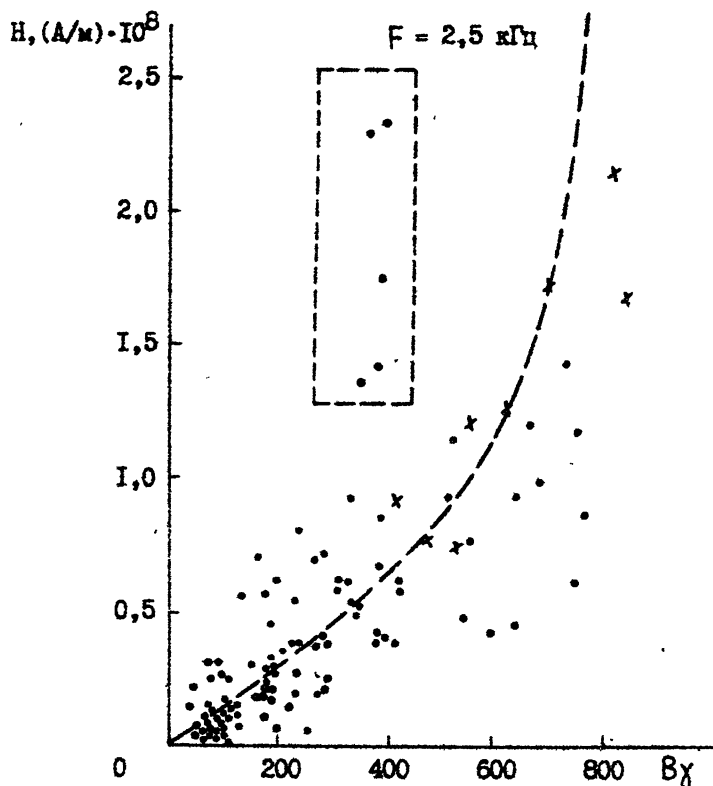


Рис. 4.6 Зависимость амплитуды сигнала от вариаций геомагнитного поля

3) Нарушение баланса ионизации при нагреве ионосферы [15]. Изменение концентрации электронов при нагреве ионосферы описывается уравнениями теплопроводности и баланса ионизации

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\nabla \hat{\alpha}_t \nabla T_e}{N_e} + \frac{2}{3N_e} \vec{E} \hat{\sigma} \vec{E} - \delta \nu (T_e - T) + \frac{2}{3N_e} Q,$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \nabla D_a \left[\nabla N_e - \frac{N_e K_T}{T_e + T_i} \nabla T_e + \frac{N_e}{T_e + T_i} M \vec{g} \right] + q_i - \beta N_e, \quad (4.29)$$

где продольные и поперечные составляющие тензора теплопроводности и диффузии имеют вид

$$\alpha_{\parallel} = \frac{2N_e T_e}{m \nu}, \quad \alpha_{\perp} = \frac{3N_e T_e \nu}{m \omega_H^2},$$

$$D_{a\parallel} = \frac{T_e + T_i}{M \nu_{im}}, \quad D_{a\perp} = \frac{T_e + T_i}{m \omega_H^2},$$

Q - естественный источник тепла в ионосфере, $K_T \sim 1$ - термодиффузионное отношение, M - масса иона, q_i - интенсивность ионизации, β - скорость рекомбинации. В естественных условиях, когда источник тепла $\vec{E} \nabla \vec{E}$ отсутствует, уравнения (4.29) определяют высотные профили температуры и концентрации $T_e(h)$, $N_e(h)$. В нижней ионосфере ($h < 200$ км) процессы переноса не играют существенной роли, а скорость рекомбинации определяется диссоциативной рекомбинацией $\beta = \alpha N_e$ и в стационарном случае

$$N_e = \sqrt{\frac{q_i}{\alpha}}.$$

Выше максимума F-слоя основную роль играет амбиполярная диффузия, и концентрация электронов в первом приближении имеет барометрическое распределение

$$N_e = \exp\left(-\frac{h}{H}\right),$$

где $H = \frac{T_e + T_i}{Mg}$ - шкала высот ионосферы. Максимум слоя F как раз и получается в результате конкуренции механизмов рекомбинации и переноса плазмы. При выключении высокочастотного поля за время $\tau \sim (\delta\nu)^{-1}$ устанавливается стационарное температурное распределение, причём в однородном поле (локальный нагрев) $\Delta T/T = E^2/E_p^2$. В неоднородном поле (например, вблизи точки отражения волны) необходимо учитывать теплопроводность. Для нелокального нагрева $E^2 = \delta(h-h_0) \times \int E^2 dh$ решение уравнения для температуры имеет вид

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\int E^2 dh}{2L_T E_p^2} \exp\left(-\frac{|h-h_0|}{L_T}\right), \quad (4.30)$$

где $L_T = \frac{l_e}{\sqrt{6}}$ - характерная длина теплопроводности, $l_e = \frac{v_{Te}}{\nu}$ - длина свободного пробега электрона. Для ориентировки величина $L_T = 15-30$ км на высоте $h = 200$ км. Дополнительный нагрев ионосферы сопровождается нарушением баланса ионизации, поскольку в уравнение входит термодиффузионный член, а коэффициент диссоциативной рекомбинации падает с ростом температуры:

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{-\lambda}, \quad (4.31)$$

где показатель степени λ в области температур 10^3-10^4 К для ионов O_2^+ и NO^+ изменяется в пределах 0,5-1,5. Поэтому в нижней ионосфере ($h < 200$ км) за счёт уменьшения α при нагреве концентрация электронов возрастает, а в верхней ионосфере за счёт диффузии вдоль геомагнитного поля образуется область пониженной концентрации, причём $\left(\frac{\Delta N}{N} \right)_{\text{max}} = - \frac{\Delta T}{T_e + T_i}$. Увеличение электронной концентрации в ионосфере при нагреве вблизи максимума F -слоя приводит к образованию ионосферной линзы. Это дало повод Блюку [32] предложить искусственную ионосферную линзу для создания гигантской радиострономической антенны, фокусирующей на Землю радиовлучение дискретных источников. Параметры искусственной ионосферной линзы в настоящее время изучаются достаточно активно [33]. Как в нижней, так и в верхней ионосфере концентрация электронов может возрастать за счёт дополнительной ионизации нейтрального газа. Источником ионизации могут быть быстрые электроны, которые образуются в результате ускорения плазменными волнами, индуцированными мощной волной накачки [34], либо высокочастотной пробой воздуха пучками волн в дециметровом диапазоне [35].

4) Самофокусировка волн в ионосфере. Пучок радиоволн в плазме на частотах, превышающих гирочастоту и плазменную частоту, увеличивает температуру плазмы $\frac{\Delta T}{T} \approx E^2/E_p^2$. В верхней ионосфере это приводит к уменьшению концентрации электронов $\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{\Delta T}{(T_e + T_i)}$ и увеличению показателя преломления волны $n = \sqrt{1 - 4\pi N_e^2 / m\omega^2}$. Создается линзовый эффект, который приводит к фокусировке пучка и к ещё большему нагреву плазмы вблизи фокуса линзы. Широкий пучок в результате самофокусировочной неустойчивости разбивается на ряд нитей. Очевидно, что повышение концентрации при нагреве нижней ионосферы приводит к дефокусировке пучка, если $\omega > \omega_{pe}$, ω_H , т.е. если

показатель преломления уменьшается с ростом концентрации электронов ($\frac{\partial n}{\partial N} < 1$). Самофокусировка в нижней ионосфере имеет место лишь на частотах ниже гирочастоты электронов, где имеется участок дисперсионной характеристики, на котором и возможна фокусировка пучка с увеличением электронной концентрации вдоль его траектории [36]. Процессы самофокусировки волн описываются параболическим уравнением для амплитуды поля [24]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c^2} \Delta \varepsilon(E) = 0$$

вместе с уравнениями баланса тепла и концентрации (4.29). Здесь z - продольная, x, y - поперечные координаты, $\Delta \varepsilon = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\Delta N}{N}$, $\frac{\Delta N}{N} = \alpha \frac{\int E^2 dz}{E_p^2}$. В анизотропном случае уравнение (4.30) усложняется коэффициентами, зависящими от ω_H и угла между \vec{k} и H_0 . Будем искать решение параболического уравнения в виде

$$E = E_0 \left[1 + (a_1 e^{i\alpha_x x} + a_2 e^{-i\alpha_x x}) e^{\gamma z} \right], \quad (4.32)$$

где E_0 - решение линейного уравнения, a_1, a_2 - амплитуды возмущений волны, α_x - проекция волнового вектора \vec{k} на ось x , γ - инкремент неустойчивости вдоль оси z . Дисперсионное уравнение будет иметь вид

$$\gamma^2 = \frac{\alpha_x^2}{2k} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\Delta \varepsilon}{2k} - \frac{\alpha_x^2}{2k} \right). \quad (4.33)$$

Неустойчивость ($\gamma > 0$) носит пороговый характер и возможна при $\Delta \varepsilon > \alpha_x^2 / k_0^2$ ($k_0 = \frac{\omega}{c}$). Очевидно, что максимальный инкремент определяется масштабом слоя плазмы, т.е. $\gamma^{-1} \leq L$, $L = \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \right)^{-1}$. Поэтому для заданного поля E_0 сразу же определяется характерный масштаб α_x^{-1} расслоения, образуемого в результате самофокусировки. Очевидно, что параметрическая неустойчивость увеличивает диссипацию обыкновенной волны вблизи её точки отражения. Это существенным образом влияет на самофокусировку отраженной волны с обыкновенной поляризацией. Таким образом, в результате самофокусировочной неустойчивости плоская волна распадается и образует квазипериодическую структуру с глубиной модуляции поля порядка единицы. Характерный пространственный масштаб этого расслоения зависит от интенсивности волны накачки,

причём $\chi_{\perp}^{-1} > \frac{\lambda_0}{2\pi}$, где λ_0 - длина волны накачки. Экспериментально самофокусирующая неустойчивость регистрируется в виде появления F_{spread} на монограммах, снятых во время нагрева ионосферы (см. рис. 4.7). Неоднородности, возникающие в результате самофокусировки приводят к "пятнистой" структуре области отражения (на рис. 4.7 приведены полученные с помощью синтеза диаграммы приёмной антенны - угловые распределения отражённого от ионосферы радиосигнала, снятые

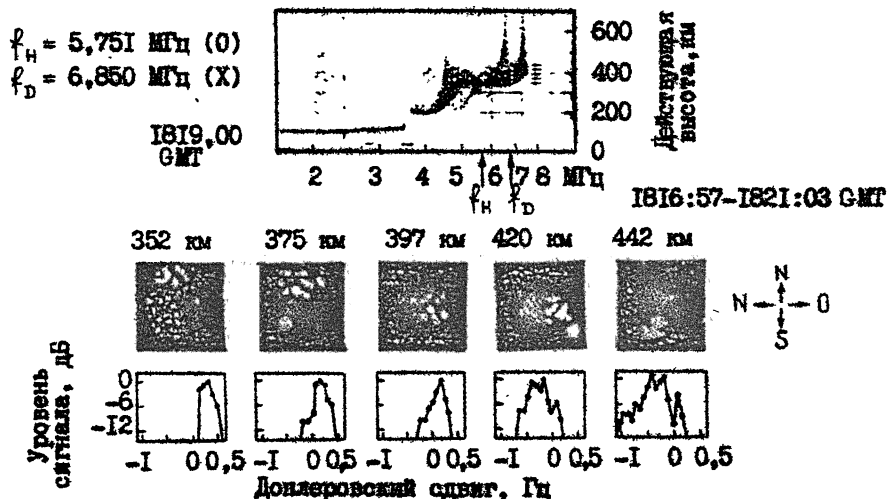


Рис. 4.7 Характеристики искусственного F-рассеяния при нагреве пучком радиоволн обыкновенной поляризации на частоте 5,751 МГц: а) монограмма, б) угловые, в) доплеровские характеристики отражённого от различных высот сигнала с необыкновенной поляризации на частоте 6,850 МГц

на различных высотах отражения. Искусственные неоднородности вызывают мерцания амплитуды сигналов ИСЗ и дискретных источников радиоизлучения (рис. 4.8, в 4.9).

Полученный по экспериментальным данным пространственный спектр искусственных неоднородностей для размеров 50 м - 1 км имеет степенной характер [24]

$$\delta N_{\chi}^2 \propto \chi_{\perp}^{-p}, \quad (4.34)$$

где показатель p лежит в пределах 1,5 - 3, а величина относи-

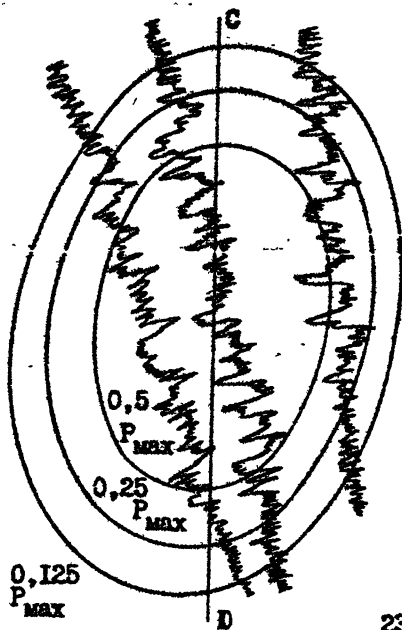
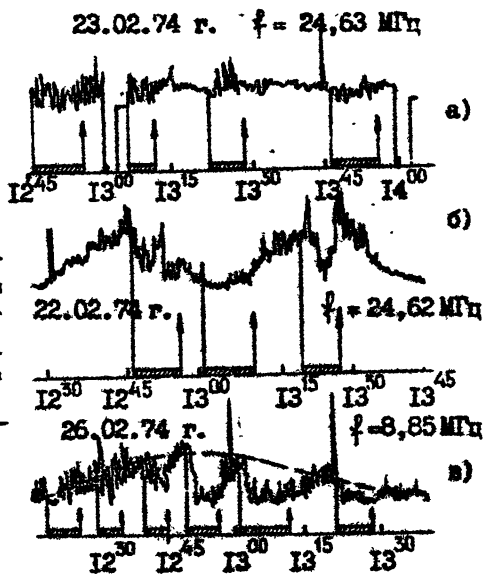


Рис. 4.8 Флуктуации интенсивности МСЭ на частоте 20 МГц для трех пересечений спутником мощного луча радиоволны (нагрев на частоте 5,7 МГц, эффективная мощность в центре луча $P_{\text{max}} = 20 \text{ МВт}$)

Рис. 4.8 Флуктуации интенсивности дискретного источника Кассиопея А на частоте 24,63 МГц (а,в) и 8,85 МГц (с). Периоды включения мощного передатчика обозначены штриховкой на ось времени



тельной дисперсии электронной концентрации $\delta N^2 = \int \delta N_e^2 d\alpha = 10^{-3} - 10^{-4}$. Важно, что спектр искусственных неоднородностей различен на разных высотах. На малых высотах (240-280 км) спектр пологий ($\rho \sim 1$), а выше (240-280 км) спектр более крутой и его наклон не отличается от наклона спектра естественных неоднородностей. На малых высотах, таким образом, самофокусирующая неустойчивость приводит к появлению мелкомасштабной части спектра, а на больших высотах - к усилению естественных неоднородностей.

5) Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосфере [4]. Из уравнений теплопроводности и диффузии следует, что искусственные возмущения температуры и концентрации в ионосфере должны быть вытянуты вдоль геомагнитного поля, поскольку продольные коэффициенты диффузии и теплопроводности существенно (в ω_H^2/ν^2 раз) превышают поперечные коэффициенты. Пусть в ионосфере имеются "загравочные" неоднородности, вытянутые вдоль магнитного поля, так что

$$\Delta N = N_e \exp(i\Omega t - i\vec{\alpha}\vec{r}), \quad (4.35)$$

причём $\vec{\alpha} \perp \vec{H}_0$. Поперечная волна с обыкновенной поляризацией будет рассеиваться на этой решетке, трансформируясь в необыкновенную волну с показателем преломления $n_x > 1$ ниже уровня $\nu = \omega_{pe}^2/\omega^2 = 1$. Дисперсионное уравнение для медленной необыкновенной волны имеет вид [37]

$$3\mu\nu k_l^4 \rho_H^2 - (1 - \mu - \nu + \mu\nu \cos^2\theta) k_l^2 + [2(1-\nu)^2 + \mu\nu \cos^2\theta - \mu(2-\nu)] k_0^2 = 0, \quad (4.36)$$

где k_l - волновой вектор, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, θ - угол между \vec{k}_l и \vec{H}_0 , $\mu = \omega_{ne}^2/\omega^2$, $\rho_H = \nu_{Te}/\omega_{ne}$ - гирорадиус электрона. Отсюда получается, в частности, что для верхнего гибридного резонанса $1 - \mu - \nu = 0$ при $\theta = \pi/2$, $\mu \ll 1$

$$n_l^2 = \frac{k_l^2}{k_0^2} = \frac{2}{3} (k_0 \rho_H)^{-1} \gg 1. \quad (4.37)$$

Обыкновенная волна в квазипродольном приближении описывается дисперсионным уравнением

$$n_0^2 = \frac{k_l^2}{k_0^2} = 1 - \frac{\nu}{1 + \sqrt{\mu} \cos\alpha}, \quad (4.38)$$

где K_t - волновое число, α - угол между \vec{K}_t и \vec{H}_0 . Таким образом, вблизи (ниже) уровня $\nu = 1$ для обыкновенной волны $K_t \gg k_0$, для необыкновенной волны $K_t \ll k_0$. При рассеянии обыкновенной волны на решетке (4.35) должны выполняться условия синхронизма

$$\vec{K}_l = \vec{K}_t + \vec{\alpha}, \quad \omega_l = \omega_t + \Omega, \quad (4.39)$$

причем $\Omega \ll \omega_t, \omega_l, K_t \ll k_l, \alpha$. Следовательно, $\vec{\alpha} \approx \vec{k}_l \perp \vec{H}_0$. Суммарное поле $\vec{E} = \vec{E}_t - \vec{E}_l$ образует источник нагрева плазмы $\vec{E} \hat{=} \vec{E}$, который имеет слабое, пропорциональное $\exp(i\Omega t - \vec{\alpha} \vec{r})$. При этом температурные возмущения плазмы описываются уравнением

$$\frac{d^2 T_{\alpha}}{dz^2} - L_T^{-2} T_{\alpha} = -q_{\alpha}, \quad (4.40)$$

а возмущения концентрации плазмы

$$\frac{d^2 N_{\alpha}}{dz^2} - L_N^{-2} N_{\alpha} = -\frac{N_e}{T_e} \left(\frac{d^2 T_{\alpha}}{dz^2} - \frac{\delta_1 \nu}{D_N} T_{\alpha} \right), \quad (4.41)$$

где $L_T = \frac{D_T}{i\Omega + (\delta + \delta_1)\nu}$, $L_N = \frac{D_N}{i\Omega + 2\delta_1\nu}$, $\delta_1 = \alpha^2 \rho_H^2$, $\rho_H^2 = \frac{T}{m} \omega_H^2$, $D_T = \frac{T}{m\nu} \cos^2 \alpha$, $D_N = \frac{2T}{m\nu} \cos^2 \alpha$, α - угол между z и \vec{H}_0 , $q_{\alpha} = \frac{2}{3} (D_T N_e)^{-1} (\vec{E} \hat{=} \vec{E})_{\alpha}$.

Уравнение переноса для амплитуды необыкновенной волны имеет вид

$$\frac{\partial A_l}{\partial t} + \nu_z \frac{\partial A_l}{\partial z} + \gamma_l A_l = \beta N_{\alpha} E_t, \quad (4.42)$$

где $\gamma_l = \nu$ - инкремент волны, β - коэффициент взаимодействия, E_t - амплитуда обыкновенной волны.

Полагая $n_{\alpha} \propto T_{\alpha} \propto \exp(i\Omega t - i\vec{\alpha} \vec{r})$, получаем из (4.40-4.42) дисперсионное уравнение для $\Omega = S - i\rho$ в однородной среде ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$):

$$(i\Omega + 2\delta_1\nu)(i\Omega + \delta\nu + \delta_1\nu) = \omega \frac{\omega^2 \Delta\omega}{\Delta\omega^2 + \nu^2} \frac{4}{3} \frac{\nu}{\omega} \delta_1\nu, \quad (4.43)$$

где $\omega = E_t^2 / 8\pi N_e T_e$, $\Delta\omega = \omega_t - \omega_{l0}$, ω_{l0} - частота необыкновенной волны в линейном приближении.

Из (4.43) следует, что действительная часть частоты $S = 0$. Мнимая часть (или инкремент) ρ максимальна, если $\Delta\omega = \nu$. Порог неустойчивости ($\rho = 0$) определяется выражением

$$\omega_n = \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\omega} (\delta + \delta_1), \quad (4.44)$$

а инкремент при сильной надпороговости

$$\rho = \omega \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\gamma}{\omega} \omega}. \quad (4.45)$$

Мы получали, что тепловая параметрическая неустойчивость в однородной среде имеет порог в $(\delta + \delta_1)^{-1} \gg 1$ раз меньше, чем стрикционная неустойчивость (см. (4.11)).

В неоднородной среде источник тепла оказывается локализованным в пространстве на длине синхронизма $l_c = \left(\frac{1}{\pi} \frac{\partial \kappa_1 - \kappa_2}{\partial z} \right)^{-1/2}$, так что источник тепла в (4.40) уменьшается в L_T / l_c раз. Кроме того, существенным оказывается пространственный вынос необыкновенных (плазменных) волн из области синхронизма. Все это резко увеличивает порог тепловой параметрической неустойчивости (ТПН), который в неоднородной среде приобретает вид

$$\omega_n = \frac{3}{4\pi} (\delta + \delta_1) \frac{L_{T0}}{L}, \quad (4.46)$$

где $L = \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \right)^{-1}$ - масштаб слоя плазмы, $L_{T0} = \frac{D_T}{(\delta + \delta_1)\gamma}$ - значение L_T^2 при $\Omega = 0$. Инкремент неустойчивости ρ определяется из уравнения

$$\left(\frac{\rho}{\delta\gamma} \right)^{1/2} + \left(1 + \frac{\rho}{\delta\gamma} \right)^{1/2} = \frac{\omega}{\omega_n}. \quad (4.47)$$

Оценим величину порогов для реальных ионосферных условий. Минимальные пороги имеют место при $\delta_1 < \delta$, когда не существенна поперечная диффузия плазмы. Это неравенство выполняется для масштабов

$$\frac{2\pi}{\alpha_\perp} > \frac{2\pi\rho_n}{\sqrt{\delta}} = 10 \text{ м.}$$

Мощность наземного передатчика связана с квадратом поля волны выражением

$$\frac{v_t E_t^2}{8\pi} = \frac{Pg}{4\pi h^2},$$

где v_t - групповая скорость волны накачки, h - высота точки отражения. Отсюда

$$(PG)_n = 4\pi v_t N_L T_L h^2 \omega_n.$$

Для $\frac{\omega_t}{2\pi} = 6$ МГц, $h = 250$ км, $L_{T0} = 30$ км, $T = 10^3$ К имеем $(PG)_n = 5$ МВт.

В случае сильной надпороговости ($PG \gg PG_n$) инкремент неустойчивости

$$\rho = \delta \sqrt{\frac{PG}{(PG)_n}}. \quad (4.47a)$$

Для $\delta \gg 1$ и $PG = 6 PG_n$ имеем $\rho = 0,4$ с⁻¹.

Мы рассмотрели линейную стадию ТИП. Развитие ТИП приводит к аномальному ослаблению волны накачки вследствие её рассеяния в продольные волны на вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностях электронной концентрации. Кроме того, по мере накопления плазменных волн начинается их перерассеяние, что формирует пространственный спектр плазменной турбулентности. В результате устанавливается стационарное состояние, когда интенсивность волны накачки на выходе из слоя

$$E_t^2 = E_{t0}^2 e^{-\Gamma}, \quad (4.48)$$

полное ослабление волны

$$\Gamma = \frac{2\pi \omega L}{2v_t} \frac{\delta N^2}{N^2}. \quad (4.49)$$

Спектр низкочастотных флуктуаций определяется выражением

$$\delta N_{\omega_1}^2 = \frac{\delta N^2 \rho_n^2 \delta^{1/2}}{\pi^2 \alpha_1^2 (1 + \alpha_1^2 \rho_n^2 \delta^{-1})}, \quad (4.50)$$

а пространственный спектр плазменных волн оказывается значительно более широким и достигает в коротковолновой области дебревских масштабов.

Существенно, что зависимость $\Gamma(E_t^2)$ имеет гистерезисный характер: при превышении порога $E_t^2 > E_n^2$ величина Γ имеет конечное значение, которое увеличивается с дальнейшим увеличением E_t :

$$\Gamma \propto E_t^{4/3}. \quad (4.51)$$

При уменьшении мощности стационарное значение Γ уменьшается вплоть до $E^2 = E_{n1}^2 \ll E_n^2$. Только при $E < E_{n1}$ наступает срыв неустойчивости и значение Γ становится равным нулю. Если имеются затравочные неоднородности δN_0 конечной величины, которые определяют начальную величину ослабления Γ_0 в отсутствие волны накачки, то пороговое значение интенсивности волны накачки снижается:

$$\omega_{no} = \frac{\omega_n}{1 + \alpha \Gamma_0} \quad (4.52)$$

Таким образом, в результате ТИН образуются вытянутые вдоль геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации с поперечными размерами $\Lambda < \lambda_0$, где λ_0 - длина волны накачки. Эти неоднородности приводят к ослаблению волны накачки и пробоям волн, отраженных от ионосферы. Кроме того, вытянутые неоднородности вызывают рекурсивное рассеяние радиоволн, длина волны которых удовлетворяет условию синхронизма

$$\lambda = \Lambda / 2 \sin \frac{\theta}{2}, \quad (4.53)$$

где θ - угол рассеяния. При этом рассеянная энергия сосредоточена на поверхности рекурсивного конуса, который находится из условия

$$\vec{k}_s = \vec{k}_0 + \vec{\alpha},$$

где \vec{k}_0 и \vec{k}_s - волновые векторы падающей и рассеянной волн, а волновой вектор неоднородностей плазмы $\vec{\alpha} \perp \vec{H}_0$. Пересечение поверхности рекурсивного конуса с поверхностью Земли определяет рекурсивные зоны, в которых могут быть приняты рассеянные сигналы (рис. 4.10). С помощью рекурсивного рассеяния радиоволн можно определить спектр низкочастотных флуктуаций плазмы. Для этого используются приёмо-передающие установки в КВ- и УКВ диапазонах волн. Экспериментальные исследования искусственной мелкомасштабной турбулентности ионосферной плазмы проводились в Горьком [24] и Боулдере [17] методами рекурсивного рассеяния и знакомого ослабления радиоволн. Пороги возбуждения мелкомасштабной турбулентности составляет $(PG)_n \approx 1,5-3$ МВт. Теоретическое значение PG_n , определенное из (4.46) для $f = 5,7$ МГц, $T = 1500^\circ\text{K}$, $N^n = 4,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\delta = 10^{-4}$, $l = 300$ м, $L = 150$ км, составляет 10 МВт. Отличие в 3-6 раз экспериментальных и теоретических значений можно объяснить наличием "затравочных" неоднородностей плазмы, которые уменьшают пороговую мощность (см. (4.52)).

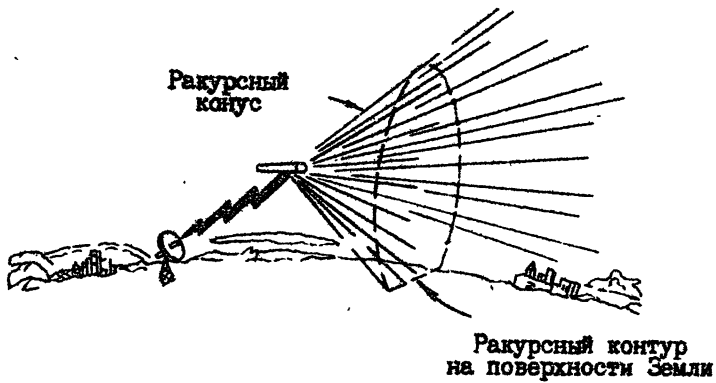


Рис. 4.10 Геометрия ракурсного рассеяния радиоволн

На рис. 4.11 приведены экспериментальные значения инкрементов возбуждения ρ в зависимости от мощности PG . На этом же рисунке

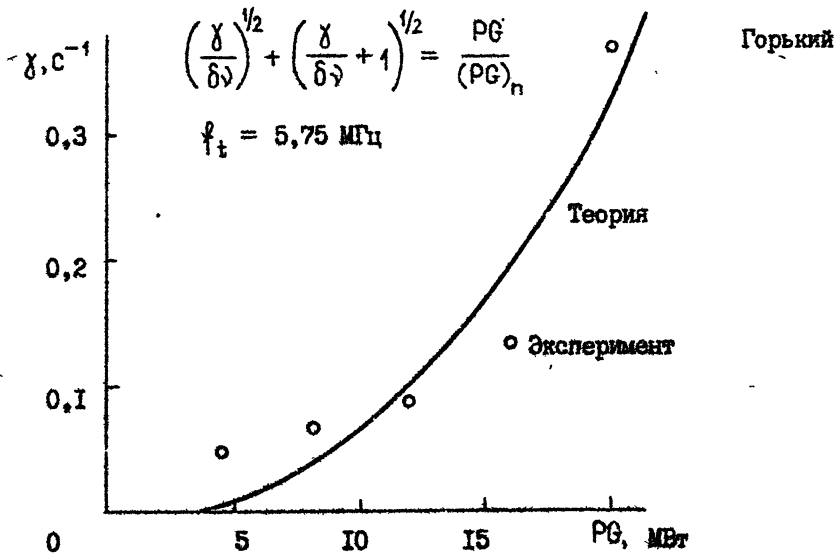


Рис. 4.11 Зависимость инкремента тапловой параметрической неустойчивости от эффективной мощности PG

показана теоретическая зависимость $\rho(PG)$, построенная по формуле (4.47) при $PG_{\Pi} = 3,5 \text{ МВт}$, $\delta\gamma = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Согласно измерениям в Горьком и Боулдере, степенной спектр низкочастотных фликтуаций плазмы в области масштабов $20 \text{ м} > \Lambda > 3 \text{ м}$ является степенным с показателем степени, близким к трем, что соответствует теоретическим расчётам. Экспериментальные значения для различных масштабов приведены на рис. 4.12, где сплошной линией показана теоретическая зависимость $N_{\alpha} \propto \alpha^{-3}$. Видно, что теория не описывает детали спектра. Не ясной остается, например, причина

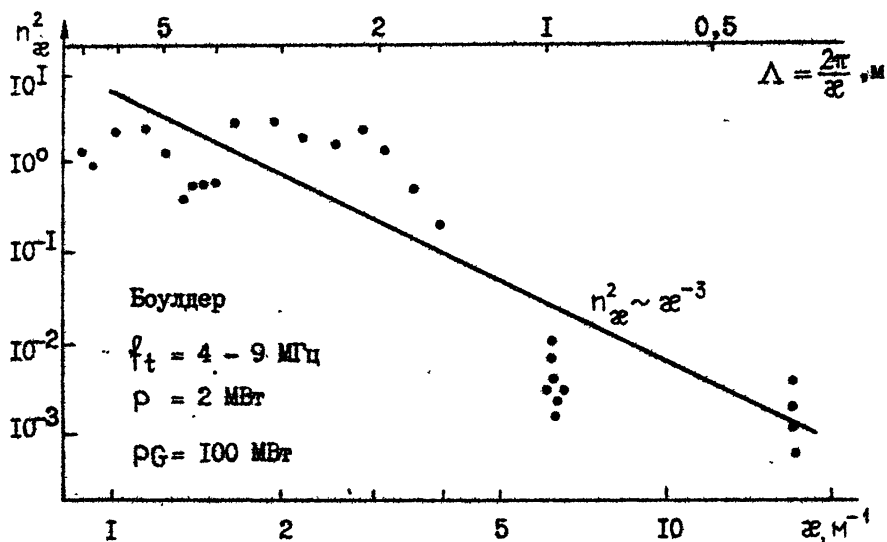


Рис. 4.12 Пространственный спектр искусственной низкочастотной турбулентности

излома спектра на масштабе $\Lambda \sim 1,5 \text{ м}$. Этот излом особенно отчетливо проявляется на зависимости от длины волны эффективного поперечника рассеяния возмущенной области (рис. 4.13).

Важным аргументом в пользу ТПН является тот факт, что пространственный спектр плазменных волн оказывается значительно шире спектра низкочастотных фликтуаций плазмы. Об этом свидетельствуют измерения интенсивности комбинационного рассеяния радиолокационного сигнала на 157 и 435 МГц [17].

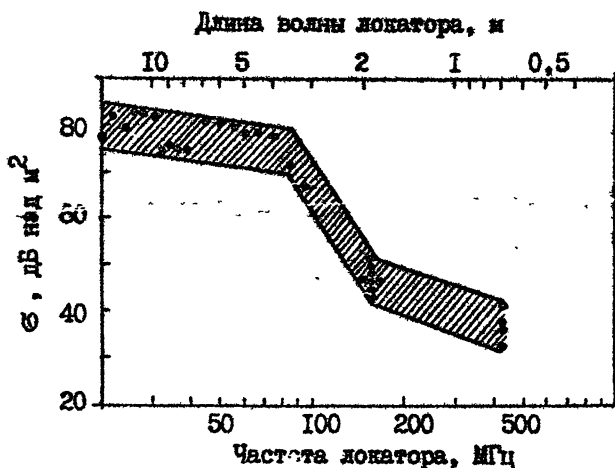


Рис. 4.13 Зависимость от частоты поперечника радиолокационного рассеяния возмущенной области ионосферы (случай обратного рассеяния)

На развитой стадии ТН коэффициент ослабления волны накачки возрастает с ростом мощности передатчика радиостанции. Экспериментальная зависимость $\Gamma(PG)$ показана точками на рис. 4.14, там же приведены

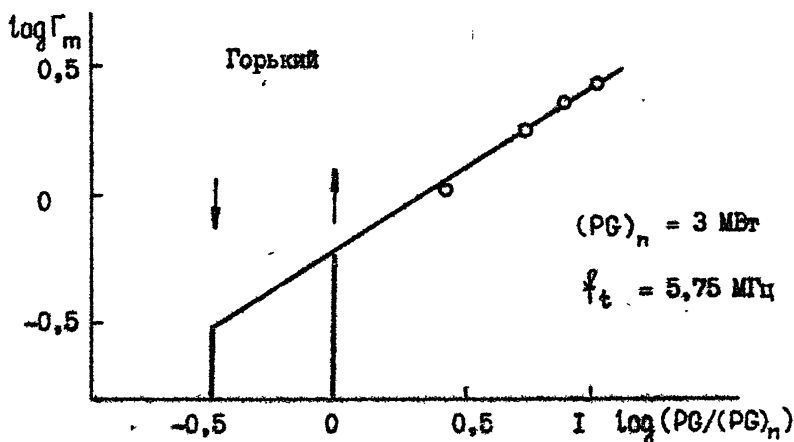


Рис. 4.14 Зависимость от мощности коэффициента аномального ослабления отраженной от ионосферы радиоволны

дена теоретическая кривая (4.51). Стрелками на рисунке показаны пороги возбуждения (\uparrow) и срыва (\downarrow) неустойчивости. Аналогичная зависимость имеет место и для интенсивности рекурсивного рассеяния радиоволн (рис. 4.15).

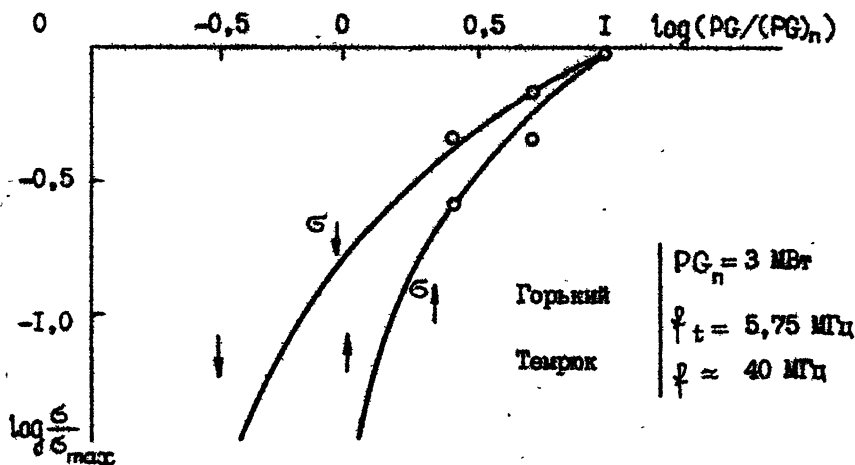


Рис. 4.15 Зависимость от мощности поперечника радиолокационного рассеяния на частоте 40 МГц (нагрев на частоте 5,75 МГц)

Релаксация сигналов рекурсивного рассеяния после выключения нагревного передатчика позволяет оценить коэффициенты диффузии ионосферной плазмы. Определенный из эксперимента поперечный коэффициент диффузии примерно равен $D_{\perp} = 10^2 - 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$, что соответствует электронной поперечной диффузии. Коэффициент продольной диффузии $D_{\parallel} = (2-5) \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$, что близко к ионной продольной диффузии. Однако в ночные часы наблюдаются аномально большие времена релаксации, которые соответствуют $D_{\perp} < 10^2$. Возможно, здесь имеют место другие процессы, приводящие к переключению турбулентности в другие масштабы.

Высокий уровень плазменных волн, образующихся в результате ТИН, может привести к стрижонной неустойчивости, которая существенно расширяет временной спектр плазменной турбулентности. В пользу этого свидетельствуют эксперименты по индуцированному излучению ионосферы, нагретой мощным радиовлучением. Ширина спектра индуцированного излучения составляет десятки кГц [38]. Вопросы конкуренции тепловой и стрижонной параметрии требуют дальнейшего изучения.

Ракурсное рассеяние радиоволн на искусственных ионосферных неоднородностях можно использовать не только для физических исследований верхней ионосферы, но и для целей загоризонтной УКВ радиосвязи. В качестве примера на рис. 4.16 приведено факсимильное сообщение, переданное по проводам (рис. 4.16а) и через нагретую радиоизлучением область ионосферы в результате ракурсного рассеяния радиоволн (рис. 4.16в,с). Этот рисунок заимствован из [17].



По телефонной
линии



Через возмущенную
область
30 МГц



Через возмущенную
область
50 МГц

Рис. 4.16

6) Квазипериодические ионосферные решетки. При облучении ионосферы интенсивным радиоизлучением возникает слабое обратное рассеяние пробных волн с высот, расположенных несколько ниже точки отражения мощной волны [21]. Возмущающий передатчик излучал волну обыкновенной поляризации на частоте 4,6 МГц импульсами длительностью 0,3 с, с эквивалентной мощностью 12 МВт. Зондирование проводилось пробными волнами с необыкновенной поляризацией в диапазоне частот 5,5 - 5,7 МГц. Появление и пропадание рассеянного сигнала сопровождалось возбуждением быстро затухающего колебательного процесса с периодом $T = 2\pi/\Omega = 60$ мс и декрементом $\gamma \approx 45$ с⁻¹. Интенсивность рассеянного сигнала была на 90-100 дБ ниже интенсивности зеркального отраженного сигнала.

Очевидно, что обратное рассеяние радиоволн вызвано квазипериодическими неоднородностями плазмы, возникающими в поле стоячей волны мощного радиоизлучения. В F-области, где длина свободного пробега

существенно превышает длину волны накачки, такие неоднородности создаются под действием стрижонных сил, причём в стационарном состоянии согласно формуле Больцмана

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{e^2 E^2}{8m \omega^2 T} \quad (4.54)$$

При внезапном включении (или выключении) волны накачки возбуждаются ионно-звуковые волны с пространственным масштабом $\lambda = 2K$, где K — волновое число волны накачки. Частота и декремент затухания этих волн при заданном λ определяются температурой электронов и ионов и массой ионов согласно дисперсионному соотношению

$$\varepsilon(\lambda, x) = 1 + (\lambda d_e)^{-2} \left(1 + \frac{i\sqrt{\pi} v_{Ti}}{v_{Te}} x \right) + (\lambda d_i)^{-2} \left(1 + i\sqrt{\pi} x W(x) \right) = 0,$$

$$W(x) = e^{-x} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt \right), \quad (4.55)$$

$$d_e = \frac{v_{Te}}{\omega_{0e}}, \quad d_i = \frac{v_{Ti}}{\omega_{0i}}, \quad x = \frac{\Omega - i\gamma}{\lambda v_{Ti}}.$$

Экспериментальные значения T и γ соответствуют $T_i = 1000^\circ$, $M = 20$, $T_e/T_i = 1,4$. Важным условием для обратного рассеяния является пространственный синхронизм решетки с пробной волной: волновое число пробной волны K_S должно совпадать с волновым числом волны накачки K . При использовании в качестве пробных волн и волны накачки волн с различными частотами и знаками поляризации необходимо, чтобы их показатели преломления совпадали на некоторой высоте. Именно с этой высоты и будут приходить рассеянные сигналы. Такое свойство искусственной ионосферной решетки можно использовать, например, при исследовании распределения электронной концентрации в долине между E- и F-слоями.

На низких высотах ($h < 100$ км) длина свободного пробега электронов становится меньше длины волны накачки и решетка создается под действием сил давления $\nabla N_e T_e$ в результате термодиффузии. При этом величина ΔN решетки оказывается в δ^{-1} раз больше, чем для стрижонных сил, а процессы установления носят аperiodический характер, определяемый временем диффузии плазмы $\tau = 1/\lambda^2 D$. Величина τ увеличивается с понижением высоты до $h = 70$ км. Ниже

70 км время релаксации снова снижается, что может явиться результатом турбулентной диффузии. На ещё более низких уровнях (50–60 км) определяющую роль в формировании решетки играют процессы прилипания и отщипывания электронов с характерным временем $\sim 0,1$ – 1 с.

Таким образом, квазипериодические ионосферные решетки, возникающие в стоячем поле мощной волны, служат удобным средством диагностики важнейших параметров ионосферы, начиная с самой нижней части слоя D до максимума слоя F [39].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Mendillo M., Forbes Tefrey M. Artificially created holes in the ionosphere. - *J.Geophys.Res.*, 1978, 83A, N 1, p.151 - 162.
2. Ивченко И.С. Эволюция плазменных неоднородностей, создаваемых в ионосфере при кумулятивной инжекции бария. Диссертация. Киев, 1982.
3. Рудин Ю.Я., Скомаровский В.С. О результатах комплексного ракетного эксперимента "Спалок-2". - В сб.: Физические процессы в ионосфере и магнитосфере. - М.: ИЗМИРАН, 1979, с. 35–45.
4. Active experiments in Space. Proc.of an International Symposium held at Alpbach, Austria, 24 May 1983.
5. Davis T.N. - *Rep.Prog.Phys.*, 1979, v.24, N 9, p.1565 - 1604.
6. Подгерный И.М. Активные эксперименты в космосе. - М.: Знание, 1974.
7. Жулин И.А., Кученко Ю.М., Костин В.М. и др. - *Геоматн. и аэрон.*, 1980, т.20, № 6.
8. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Пятаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. - М.: Наука, 1964.
9. Сатдеев Р.З., Жулин И.А. Активные эксперименты в ионосфере и магнитосфере. - *Вестник АН СССР*, 1975, № 12, с. 84–91.
10. Волокитин А.С., Мишин Е.В. - *Физика плазмы*, 1978, т.4, № 4, с. 947.
11. Федоров В.А. - *Физика плазмы*, 1983, т.9, с. 847.
12. Кониспесов Н.Т., Кунин В.Н. Тезисы школы-семинара "Приём и анализ сверхвысокочастотных колебаний". Владимир, 1980.

13. Кочурин Л.Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. - Л.: Гидрометиздат, 1973.
14. Альперович Л.С., Вугмейстер Б.О., Гохберг М.Б., Дробжев В.И. и др. Об опыте моделирования магнитосферно-ионосферных эффектов при сейсмических явлениях. - ДАН СССР, 1983, т.289, № 3, с. 573-578.
15. Туревич А.В., Шверцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1973.
16. Гинзбург В.Л., Туревич А.В. - УФН, 1960, т.70, с. 201-393.
17. Radio Science, special issue, 1974, 9, N 11.
18. Гетманцев Г.Г., Комраков Г.П., Коробков Ю.С. и др. Некоторые результаты исследований нелинейных явлений в F-слое ионосферы. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, № 10, с. 621-624.
19. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. Новые результаты исследований нелинейных явлений в ионосфере. - Изв.вузов - Радиофизика, 1975, т.18, № 4, с. 516-526.
20. Гетманцев Г.Г., Зуйков Н.А., Котик Д.С. и др. Обнаружение комбинационных частот при воздействии мощного коротковолнового радиозлучения с ионосферной плазмой. - Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 4, с. 229-232.
21. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Иткина М.А. и др. Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы. - Изв.вузов - Радиофизика, 1977, т.20, № 12, с.1821-1826.
22. Stubbe P., Korja H., Dowden R.L. - J.Geoph.Res., 1981, v.86, N All, p.9073 - 9078.
23. Белов И.Ф., Бенедиктов Е.А., Бычков В.В. и др. Экспериментальный комплекс "Сура" и первые результаты проведенных на нем исследований по нагреву ионосферы. - Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. - М.: Наука, 1981.
24. Тепловые нелинейные явления в плазме. Сб. научных трудов. - Горький: ИИФ АН СССР, 1979.
25. Альбер Я.И., Кротова З.Н., Мятяков Н.А., Рапопорт В.О., Трехтенгерц В.Ю. Об эффектах индуцированного рассеяния при падении электромагнитного импульса на слой плазмы. - ЖЭТФ, 1974, т.66, в.2, с. 574-578.
26. Kantor I.J. - J.Geoph.Res., 1974, v.79, N 1, p.199.
27. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мятяков Н.А., Фролов В.Л. Экспериментальные исследования стрикционной параметрической неустойчи-

- восты в ионосфере. - Изв.вузов - Радиофизика, 1982, т.25, № 5.
28. Гуревич А.В., Шапгер И.С. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиопульса в нижних слоях ионосферы. - Изв.вузов - Радиофизика, 1975, т.18, № 9, с. 1237-1260.
 29. Гетманцев Г.Г., Гульельми А.В., Клайн Б.Н. и др. Возбуждение магнитных пульсаций при воздействии на ионосферу излучением мощного коротковолнового передатчика. - Изв.вузов - Радиофизика, 1977, т.20, № 7, с. 1017-1019.
 30. Stubbe P., Корка Н. - J.Geophys.Res., 1981, A-86, N 3, p.1606 - 1608.
 31. Молчанов О.А., Копытенко А.Ю., Моголевский М.М. и др. Демодуляция мощных низкочастотных волн в субвзвросальной атмосфере в диапазоне геомагнитных пульсаций. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, в.5, с. 237-240.
 32. Блиох П.В., Брикдонецкий А.С. Фокусировка радиоволн искусственно созданной ионосферной линзой. - Геомагн. и аэрон., 1969, т.9, № 3, с. 545-549.
 33. Бенедиктов Е.А., Горохов Н.А., Игнатъев П.А., Матигин С.Н., Митяхин Ю.В. Влияние искусственно возмущенной области ионосферы на амплитуду сигналов КВ диапазона. - Изв.вузов - Радиофизика, 1980, т.23, № 4, с. 502-504.
 34. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Нагрев ионосферы электромагнитным полем в условиях резкой параметрической неустойчивости. - Изв.вузов - Радиофизика, 1975, т.18, № 1, с. 27-33.
 35. Гуревич А.В. - УФН, 1980, т.132, с. 685.
 36. Сигал Г.Б. - Изв.вузов - Радиофизика, 1982, т.25, № 3, с. 269.
 37. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967.
 38. Метелев С.А., Фролов В.Л. Динамические характеристики стимулированного радиовызлучения ионосферной плазмы. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума "Эффекты искусственного воздействия мощным радиовызлучением на ионосферу Земли", М., 1983.
 39. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Терина Г.И. Там же.
 40. Котик Д.С., Митяков С.Н., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Генерация низкочастотного электромагнитного излучения при периодическом нагреве ионосферы мощным радиовызлучением. - Препринт № 45, ИГиАН, Горький, 1982.

Николай Анатольевич Метяков
АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ИОНОСФЕРУ

Подписано в печать 11.03.85 г. МЦ 00638. Формат 60x84/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Объем 3,31 усл. печ. л.

Тираж 120. Заказ 4154. Бесплатно.

Отпечатано на ротационте НИРФИ.