

**Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Государственного комитета РФ по высшему образованию**

П р е п р и н т N 418

**ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ,
ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ
С ЧАСТОТАМИ ВБЛИЗИ КРАТНЫХ
ГИРОРЕЗОНАНСОВ**

Нижний Новгород 1995

Грач С. М., Комраков Г. П., Юрищев М. А., Тиде Б., Лейзер Т.

ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ С ЧАСТОТАМИ ВБЛИЗИ КРАТНЫХ ГИРОРЕЗОНАНСОВ

Препринт N 4.8. – Нижний Новгород: НИРФИ, 1995. – 37 с.

УДК 550.388

Приведены результаты исследований ионосферной плазмы, возмущенной мощным радиоизлучением с частотами f_0 , близкими к 4-й и 6-й гармоникам электронной гирочастоты f_c . В процессе эксперимента измерялись спектры искусственного радиоизлучения ионосферы, доплеровские сдвиги частот пробных радиоволн (многочастотное доплеровское зондирование) и их аномальное ослабление. Установлено, что взаимодействие мощной волны с плазмой протекает наименее эффективно при $f_0 \approx n f_c$. При высотах области взаимодействия $h \gtrsim 225$ км и частотах $f_0 < n f_c$ имеет место увеличение концентрации плазмы в области верхнего гибридного резонанса мощной волны за счет дополнительной ионизации нейтральной компоненты ускоренными электронами; на основе данных эксперимента оценены их температура и концентрация. При $f_0 > n f_c$, а также при $h \lesssim 225$ км имеет место уменьшение концентрации в области верхнего гибридного резонанса.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известно, что наиболее интенсивное взаимодействие мощной радиоволны обыкновенной поляризации (волны накачки, ВН) с ионосферной плазмой имеет место вблизи уровня ее верхнего гибридного резонанса (ВГР), где $f_0 = \sqrt{f_{pe}^2 + f_{ce}^2}$ (здесь f_0 , $f_{pe}^2 = 2e^2 N/m$, $f_{ce} = eB/2\pi mc$ соответственно частота волны накачки, электронные плазменная и циклотронная частоты). Это соответствует современным теоретическим представлениям [1, 2], а также обнаружено на экспериментах [3, 4, 5], проведенных методом многочастотного доплеровского зондирования, в которых было обнаружено вытеснение плазмы из области ВГР волны накачки.¹

В экспериментах по исследованию зависимости искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) от частоты волны накачки было обнаружено значительное ослабление ИРИ вблизи гармоник электронной циклотронной частоты, т. е. при $f_0 \sim n f_{ce}$ [6, 7]. Этот факт инициировал серию экспериментов по многочастотному доплеровскому зондированию возмущенной ионосферы при $f_0 \sim n f_{ce}$. Первый такой эксперимент был проведен на стенде в Тромсе при $f_0 \sim 3 f_{ce}$ [5], второй на стенде "Сура" при $f_0 \sim 4 f_{ce}$ [8].

В настоящей работе представлены результаты исследований модификации профиля электронной концентрации в ионосфере под воздействием мощного КВ радиоизлучения с частотами $f_0 \sim n f_{ce}$, выполненных методом многочастотного доплеровского зондирования одновре-

¹ Отметим, что наряду с вытеснением плазмы из области ВГР имеет место также вытеснение из области отражения ВН, где $f_0 \sim f_{pe}$. Эта область оказывается, однако, меньшей как по высоте, так и по величине выдавливания плазмы [4].

менно с измерениями искусственного радиоизлучения ионосферы. Эксперименты проводились в сентябре 1991 и в мае 1993 гг. на стенде "Сура". Предварительные результаты этих исследований опубликованы в [9, 10].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Установка многочастотного доплеровского зондирования и методика измерений, использовавшиеся в данных экспериментах, аналогичны описанным в работе [5]. В процессе измерений передатчик излучает восемь когерентных пробных волн. Отраженные от ионосферы сигналы пробных волн с приемной антенны подаются через разветвитель на соответствующие приемники. После узкополосной фильтрации сигнал из каждого канала с полосой $2\Delta f = 10$ Нз когерентно преобразуется к низкой частоте 5 Нз, и при отсутствии влияния ионосферы на выходе каждого канала должны наблюдаться колебания с постоянной амплитудой и частотой 5 Нз. Преобразованный сигнал с каждого канала записывается на самописец, а также (после оцифровки) на ЭВМ для дальнейшего анализа. Пример записи преобразованного сигнала на самописец приведен на рис. 1, где частоты пробных волн выбирались вблизи частоты мощной радиоволны (волны накачки, ВН) $f_0 = 7815$ кГц. Из рисунка видно, что включение ВН существенно влияет на характер сигнала, приводя к изменению частоты его колебаний (в данном случае — к уменьшению) и к уменьшению его амплитуды (аномальное ослабление).

Дальнейший анализ сигналов пробных волн проводился следующим образом. По записям на ленте самописца определялись частоты их колебаний после включения ВН и до ее включения. Разность этих частот дает величину доплеровского сдвига частоты $f_D(t, f_i)$, связанного с изменением концентрации плазмы по пути распространения волны, и в первую очередь, в области ее отражения. Здесь f_i — частота i -той пробной волны, t — время после включения ВН. Затем, численно интегрируя $f_D(t)$ по времени, мы находили дополнительный набег фазы $\varphi(t, f_i) = \int_0^t f_D(t, f_i) dt$. При разнорасе частот пробных волн, достаточно малом по сравнению с характерным масштабом зависимости $\varphi(f)$, полученные значения $\varphi(t, f_i)$ могут затем использоваться для восстановления модифицированного профиля электронной концентрации в ионосфере с помощью решения обратной задачи [5]. В наших экспериментах выбор пробных частот осуществлялся с целью охвата по возможности более широкого диапазона как вблизи ВГР ($f_{vh}^2 = f_0^2 - f_{ce}^2$), так и точки

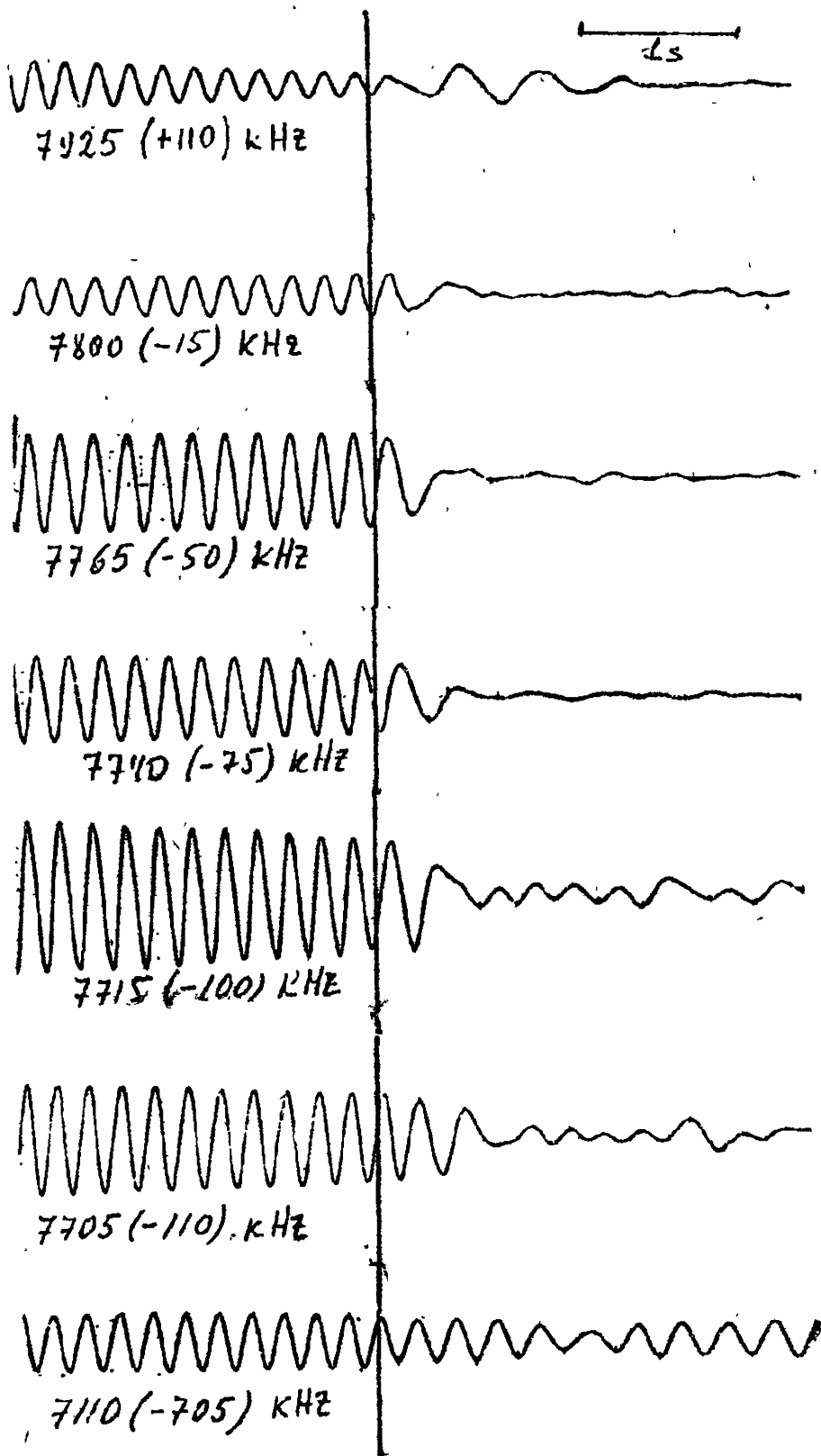


Рис. 1. Пример записи на самописец сигналов пробных волн при $f_0 = 7815$ кГц. Сеанс 22.09.91, 10:50 LT (LT=UT+3 часа).

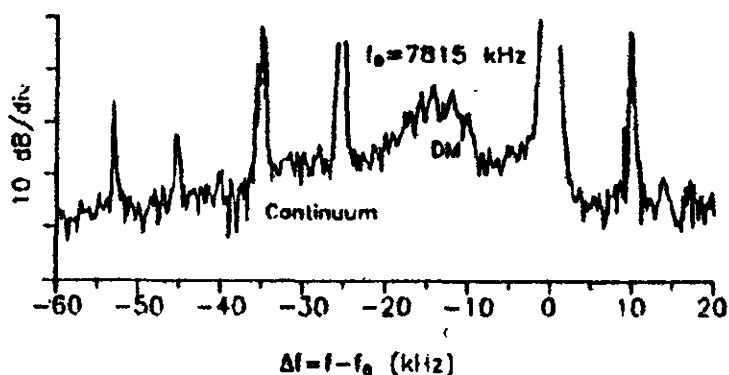


Рис. 2. Спектр ИРИ для $f_0 = 7815$ кГц.

отражения ВН. В связи с этим сетка пробных частот оказалась недостаточно частой для восстановления тонких деталей динамики профиля электронной концентрации. Поэтому мы ограничились при обработке вычислением величины дополнительного набега фазы $\varphi(f_i)$. Отметим, что положительные значения f_D и φ соответствуют увеличению, а отрицательные - уменьшению концентрации плазмы (см. формулу (2) в разделе 4 и комментарий к ней).

Кроме того, в данных экспериментах использовались пробные волны обыкновенной поляризации, что позволяло одновременно с доплеровскими сдвигами частоты определять величину аномального ослабления пробных волн, $k_a(f) = A_s/A_n$, где A_n и A_s - стационарные амплитуды пробных волн во время работы мощного передатчика и во время паузы, а также его время развития τ_a .

Эксперименты проводились в сентябре 1991 г. вблизи шестой гармоники гирочастоты и в мае 1993 г. вблизи четвертой гармоники. В 1991 г. эксперимент проводился следующим образом. Сначала мы выбрали частоту волны накачки наиболее близкой к πf_{ce} . Для этого, изменяя частоту ВН в процессе непрерывного нагрева ионосферы, мы добивались отсутствия главного спектрального максимума (downshifted Maximum, DM) в стационарном спектре ИРИ (см. рис. 3а по сравнению с рис. 3б), измерения ИРИ проводились с помощью спектрального анализатора HP3585A. Согласно [6, 7, 11] DM исчезает при $f_0 = f_{res} \approx \pi f_{ce}$. После 5-15 минутной паузы, необходимой для релаксации возмущений ионосферы и установки частот пробных передатчиков, измерялись

доплеровские сдвиги частот и аномальное ослабление пробных волн в следующем режиме: 1 минута излучения ВН на частоте $f_0 = f_{res}$, 4 мин. — пауза, 1 мин. — излучение на частоте $f_0 = f_{res} - \Delta f$, 4 мин. — пауза, 1 мин. — на частоте $f_0 = f_{res} + \Delta f$, (величина Δf выбиралась в пределах 5–40 кГц). Пробные передатчики включались за 1 мин. до включения ВН на частоте $f_0 = f_{res}$ и выключались через 1 мин. после окончания работы на частоте $f_0 = f_{res} + \Delta f$. После этого вновь измерялись спектры ИРИ с целью определения стабильности ионосферных условий и нового выбора $f_0 = f_{res}$. Кроме того, снимались ионограммы для определения $N-h$ профилей. Изменения величины f_{res} в процессе эксперимента связаны с вертикальными движениями ионосферы и зависимостью геомагнитного поля от высоты. Достаточно длинные паузы в работе мощного передатчика необходимы для того, чтобы избежать т. н. "перегретого режима" воздействия на ионосферу, при котором сказывается последствие предыдущего включения ВН [12]. Такая постановка эксперимента требует стабильных ионосферных условий. В частности, изменение высоты ионосферы за время паузы на $\Delta z \sim L_B \Delta f / f_0$, (L_B — характерный масштаб неоднородности геомагнитного поля, $L_B \sim 2000$ км, при этом соответствующая скорость вертикальных движений ионосферы при $\Delta f = 15$ кГц составляет ~ 20 м/с) может привести к значительным изменениям в условиях эксперимента [11, 13]. Поэтому в экспериментах 1993 г. спектры ИРИ измерялись одновременно с работой доплеровской установки примерно один раз в 5 сек. При этом, несмотря на наличие в спектре ИРИ помех, обусловленных работой импульсных пробных передатчиков (см. рис. 10, 13, 16), по виду спектра можно оценить соотношение f_0 и $n f_{ce}$: отсутствие DM в спектре (панели b на этих рис.) означает совпадение (с известной точностью) f_0 и $n f_{ce}$ в точке верхнего гибридного резонанса ВН ($f_0^2 \simeq f_{pe}^2 + f_{ce}^2 \simeq n^2 f_{ce}^2$, двойной резонанс), присутствие DM и широкого верхнего максимума (broad upshifted maximum, BUM) означает, что $f_0 > n f_{ce}$ (панели c, d), а присутствие DM и отсутствие BUM (панели a) соответствует случаю $f_0 < n f_{ce}$ в точке двойного резонанса [15, 11, 13]. В 1993 г. нагревный передатчик работал в режиме 30 сек. — работа, пауза между включениями ВН в различных сериях измерений составляла 5 мин. 30 сек. и 6 мин. 30 сек. Использовалась максимальная мощность нагревного стенда, составляющая $PG=150$ МВт при $f_0 \sim 5$ МГц $\sim 4 f_{ce}$ и $PG=230$ МВт при $f_0 \sim 8$ МГц $\sim 6 f_{ce}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА.

На рис. 1 представлен пример записи на самописец преобразованного сигнала пробных волн при частоте ВН $f_0 = 7815$ кГц. Частоты пробных волн указаны на соответствующих дорожках. Эксперимент проводился в дневные часы, высота отражения ВН составляла $h \sim 215$ км. При этом в области ВГР ВН ее частота оказывалась на ~ 200 кГц ниже 6-й гармоники гирочастоты. Характерный спектр ИРИ для этого диапазона частот (в котором присутствуют ярко выраженный DM и слабый "continuum") приведен на рис. 2. Из рис. 1 видно, что после включения ВН сигнал пробных волн испытывает сильное аномальное ослабление, которое развивается за время $\tau_a \sim 0.5 - 1$ сек. а частота пробных волн уменьшается, что соответствует вытеснению плазмы из области отражения пробных волн. Максимальные значения доплеровского сдвига частот $f_D \sim (-1) - (-1.5)$ Гц имеют место в первые 4-6 секунд после включения ВН для частот пробных волн $f_0 - f_i = 75, 100$ и 110 кГц.

На рис. 3-5 представлены результаты эксперимента, проведенного в дневные часы 22.09.91 $f_0 \sim 6f_{res}$. На рис. 3 представлены спектры ИРИ для $f_0 = f_{res} = 8029$ кГц и $f_0 = f_{res} + \Delta f = 8034$ кГц. Отметим, что в данном сеансе отмечались стабильные в течение ≈ 30 мин. ионосферные условия, и после окончания работы при $f_0 = 8034$ кГц величина f_{res} , определенная по спектру ИРИ, составляла 8028 кГц. Высота отражения ВН в данном сеансе составляла $h \sim 210 - 220$ км. На рис. 4 приведены зависимости дополнительного доплеровского набега фазы $\varphi_i = \int_0^t f_{D_i} dt$ от частоты пробных волн f_i при частотах ВН $f_0 = 8029, 8024 (= f_{res} - \Delta f)$, и 8034 кГц. На рис. 5 приведены зависимости коэффициента аномального ослабления k_a и времени его развития τ_a от частоты ВН для этого же сеанса, для сравнения здесь же приведены данные для $f_0 = 7815$ кГц, полученные в аналогичных условиях. Из рисунков видно, что $\varphi_i < 0$ для всех f_i , что соответствует уменьшению плотности плазмы на траектории распространения пробной волны; при $f_0 = f_{res}$, при которой спектр ИРИ характеризуется отсутствием DM (рис. 3а), абсолютная величина φ_i минимальна для всех частот пробных волн. Среднее по частоте пробных волн значение k_a также минимально, а значение τ_a максимально при $f_0 = f_{res}$. Величина φ при резонансном нагреве остается минимальной в каждый момент времени после включения ВН. Этот факт проиллюстрирован на рис. 6, где суммированы данные трех сеансов, проведенных в аналогичных условиях, а значения $\varphi(\Delta f)$ взяты для частоты пробной волны,

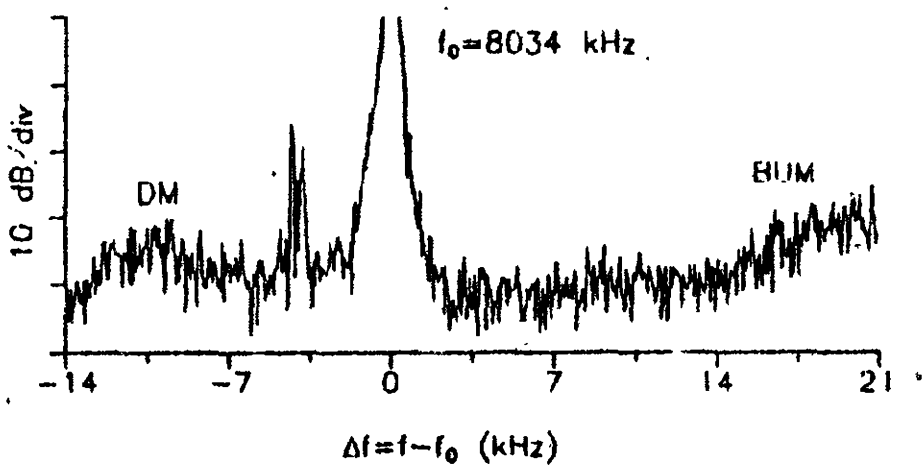
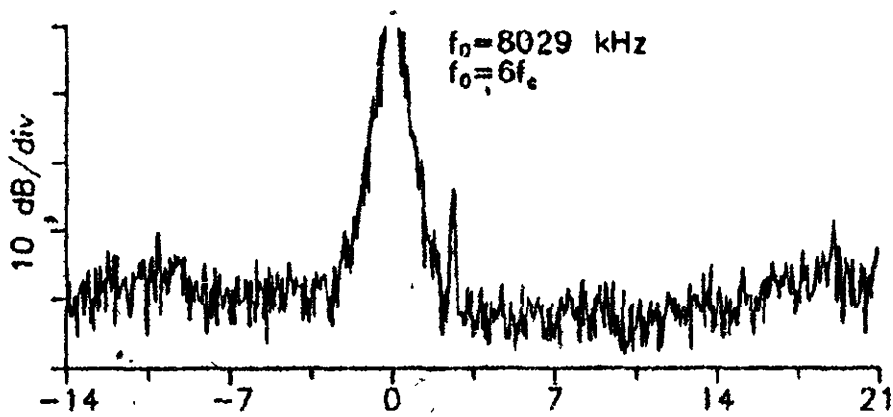


Рис. 3. Спектры ИРИ для $f_0 = 8029 \text{ кГц}$ (13:05 ЛТ, 22.09.91) и $f_0 = 8034 \text{ кГц}$ (13:29 ЛТ, 22.09.91).

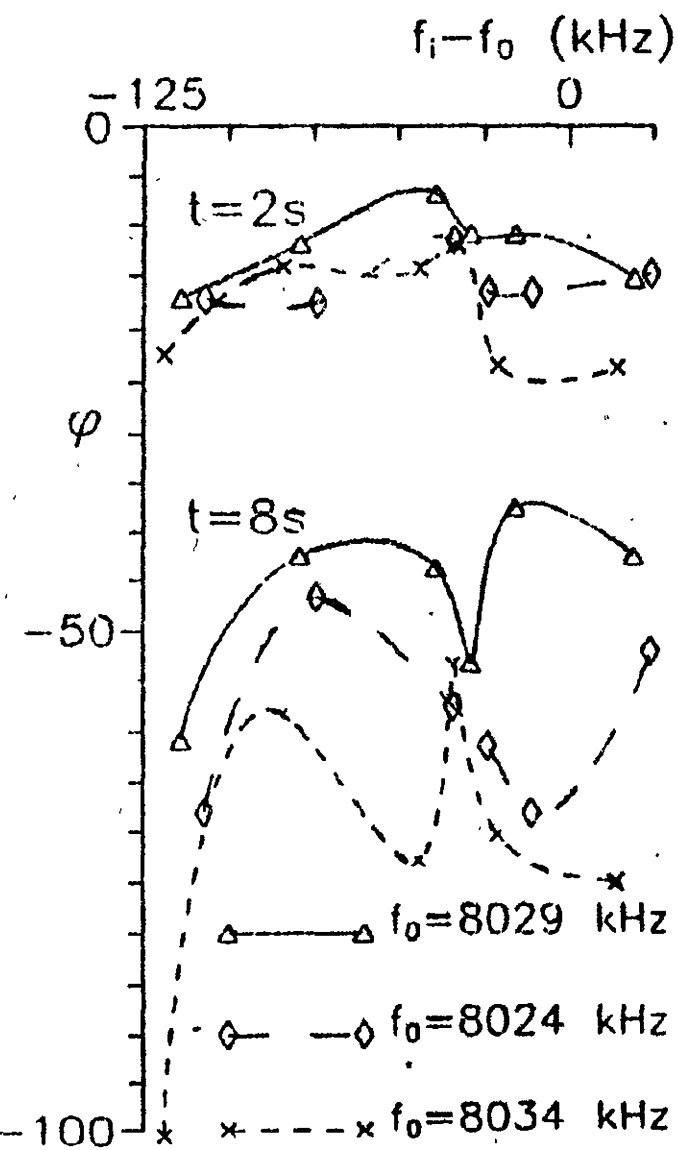


Рис. 4. Доплеровские набегі фазы φ в зависимости от $f_i - f_0$, полученные 22.09.91 в моменты времени $t = 2$ и 8 сек. после включения ВН для $f_0 = 8029$ кГц (13:15 ЛТ), $f_0 = 8024$ кГц (13:20 ЛТ) и $f_0 = 8034$ кГц (13:25 ЛТ).

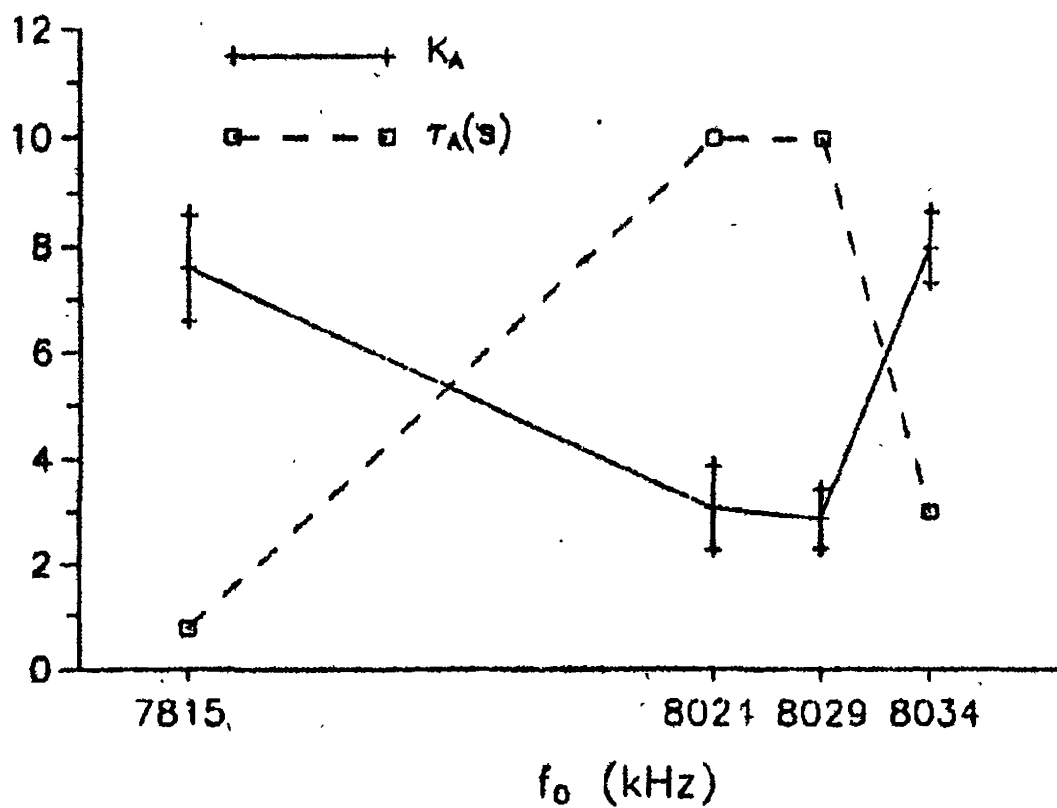


Рис. 5. Зависимость K_A и τ_A от f_0 для $f_0 = 8029$ кГц (13:15 ЛТ), $f_0 = 8024$ кГц (13:20 ЛТ) и $f_0 = 8034$ кГц (13:25 ЛТ 22.09.91).

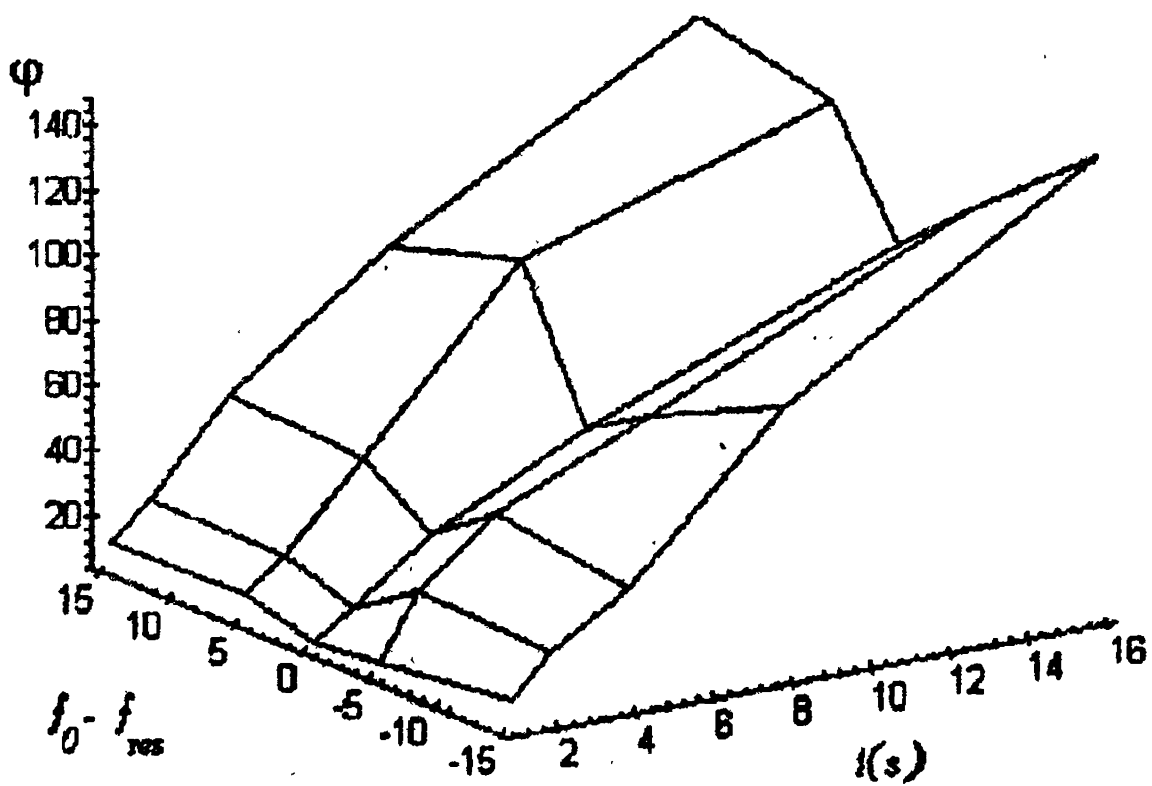


Рис. 6. Зависимость φ от $f_0 - f_{res}$, t при $f_i \sim f_{ch}$, полученная 22.09.91 в дневные часы.

наиболее близкой к верхнегибридной ($f_i \sim f_{uh}$). Отметим также, что наибольшие значения $|\varphi_i|$ и $|f_{Di}|$ имели место при $f_i \sim f_{uh}$. Величины $f_{Di}(f_i \sim f_{uh})$ при $f_0 \neq f_{res}$ в первые 5–10 сек. после включения нагрева достигали $-(1.5-2.5)$ Гц уменьшаясь затем до $-(0.5-1.5)$ Гц. Общая длительность эффекта вытеснения плазмы достигала 30–40 сек., в то время как на при частоте f_0 , далекой от резонанса (7815 кГц), она составляла всего 5–10 сек.

Иные результаты были получены при $f_0 \sim 6f_{ce}$ в вечерние часы 21.09.91 при высотах отражения ВН $\sim 260-270$ км. На рис. 7 приведены зависимости $\varphi(f_i - f_0)$ при $f_0 = 7850$ кГц (высота отражения $h \sim 255$ км, $f_0 \lesssim f_{res}$) и $f_0 = 7890$ кГц (высота отражения $h \sim 270$ км, $f_0 > f_{res}$). Соответствующие спектры ИРИ приведены на рис. 8.² Из рис. 7 видно, что при $f_0 > f_{res}$ значения $|\varphi|$ оказываются существенно меньшими, чем на более низких высотах, а при $f_0 \lesssim f_{res}$ величины φ_i (как и f_{Di}) оказываются положительными (что соответствует увеличению электронной концентрации) в достаточно широкой полосе частот пробных волн $-150 \lesssim f_i - f_0 \lesssim 0$ кГц ($-40 \lesssim f_i - f_{uh} \lesssim 110$ кГц), причем максимальные значения φ имели место при $f_{im} \lesssim f_{uh}$. В этом случае значения f_{Di} достигали в первые 4–6 секунд после включения нагрева $+3$ Гц, уменьшаясь затем до $\sim +0.5$ Гц. Высотный размер области с $f_{Di} > 0$ составлял по крайней мере 4 км. Отметим также, что коэффициент аномального ослабления пробных волн составлял $k_a \sim 2-3$ для обеих частот ВН.

На рис. 9 – 17 приведены результаты экспериментов, проведенных 24 и 25 мая 1993 г. На рис. 9, 12 и 15 приведены зависимости $\varphi(f_i - f_0)$ для различных частот f_0 , указанных на рисунках. Соответствующие спектры ИРИ приведены на рис. 10, 13 и 16, а зависимости величины аномального ослабления и времени его развития от f_0 — на рис. 11, 14 и 17. Рис. 9 – 11 соответствуют высотам отражения ВН $h \sim 210 - 220$ км, рис. 12 – 14 — высотам $h \sim 220 - 225$ км, рис. 15 – 17 — высотам $h \sim 230 - 235$ км. Высота отражения определялась грубо по ионограммам, регистрировавшимся раз в 15 мин., а также по соответствию величины f_{ce} , определенной как $f_0/4$ при отсутствии DM в спектре ИРИ существующей модели высотной зависимости магнитного поля над стендом "Сура". Отметим, что относительные изменения высоты отражения ВН от сеанса к сеансу определяются по ионограммам с существенно большей точностью, чем ее абсолютное значение.

²Во время измерений при $f_0 = 7890$ кГц спектр ИРИ не регистрировался, соотношение f_0 и f_{res} для $f_0 = 7890$ кГц определялось по ионограмме. На рис. 8 приведен спектр ИРИ, зарегистрированный в аналогичных условиях часом раньше.

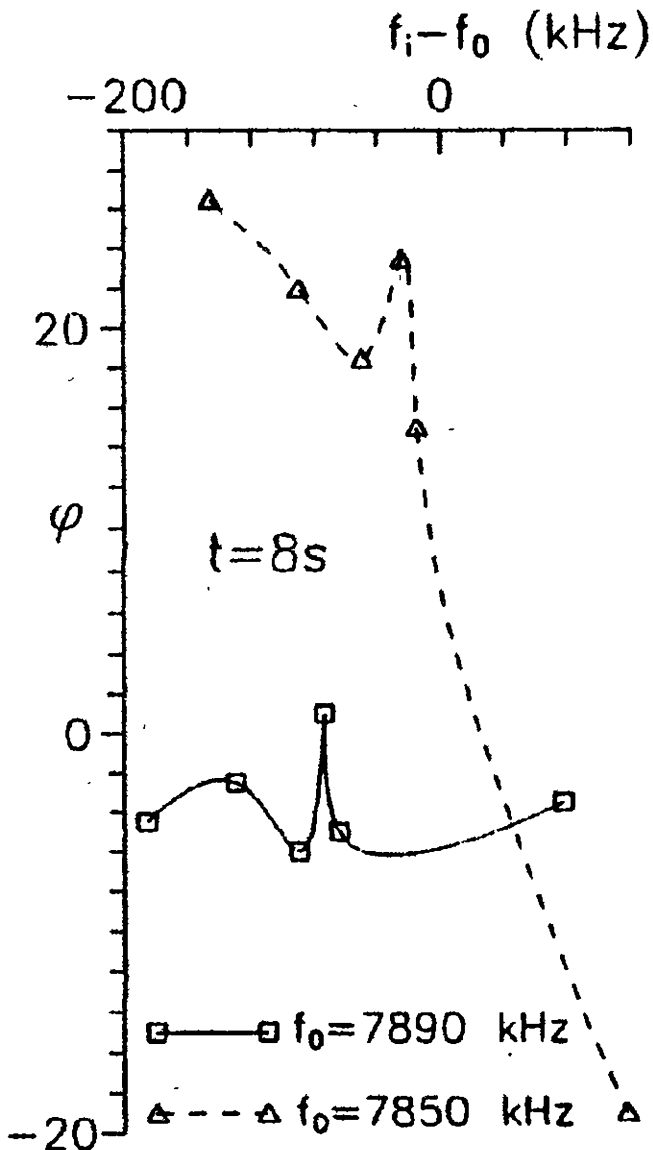


Рис. 7. Доплеровские набегі фазы φ в зависимости от $f_i - f_0$, полученные 21.09.91 в моменты времени $t = 2$ и 8 сек. после включения ВН для $f_0 = 7850$ кГц (19:45 LT) и $f_0 = 7890$ кГц (20:30 LT).

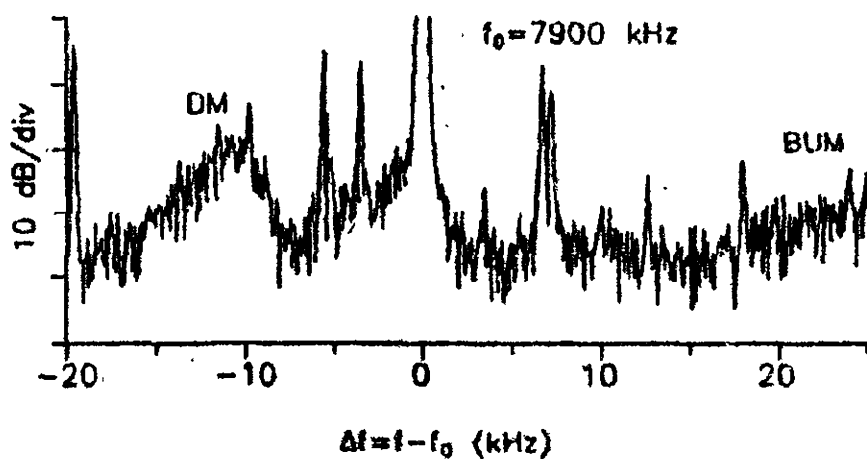
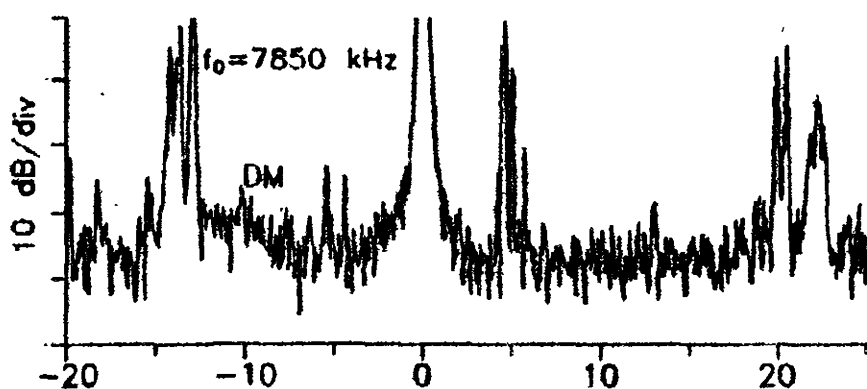


Рис. 8. Спектры ИРИ для $f_0 = 7850$ кГц (19:37 ЛТ, 21.09.91) и $f_0 = 7900$ кГц (19:23 ЛТ, 21.09.91).

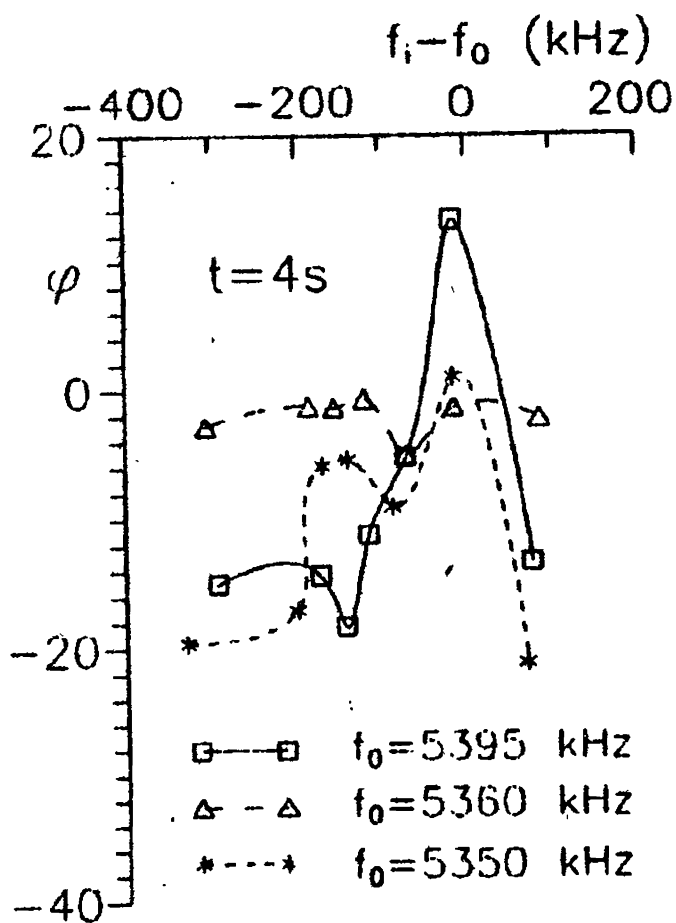


Рис. 9. φ в зависимости от $f_i - f_0$ через $t = 4$ сек. после включения ВН для $f_0 = 5395$ кГц (18:56 LT, 24.05.93), $f_0 = 5360$ кГц (19:59 LT, 24.05.93) и $f_0 = 5350$ кГц (18.06 LT, 25.05.93). Высота отражения ВН $h \sim 210 - 220$ км.

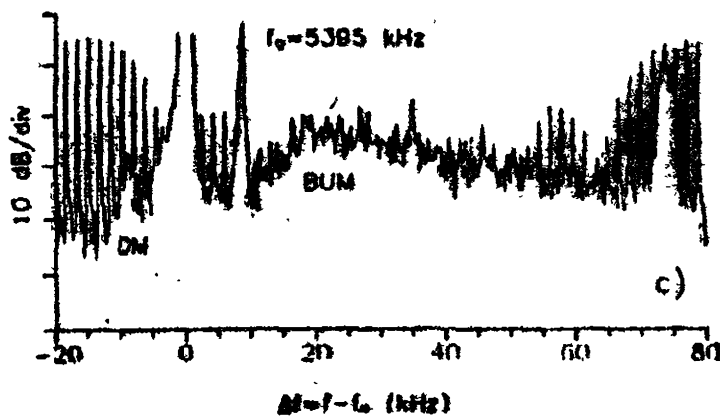
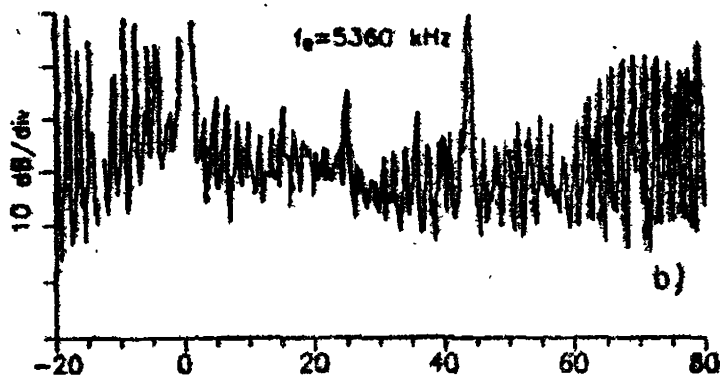
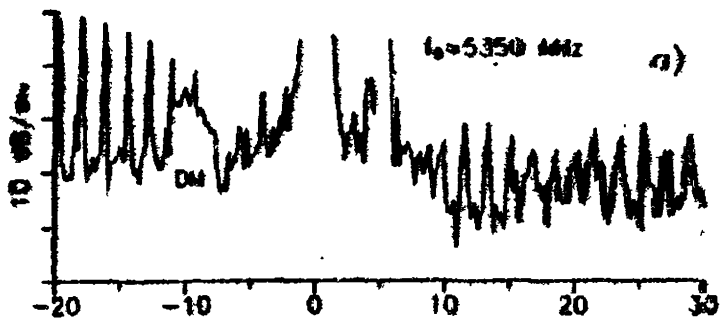


Рис. 10. Спектры НРД для сеансов, соответствующих рис. 9.

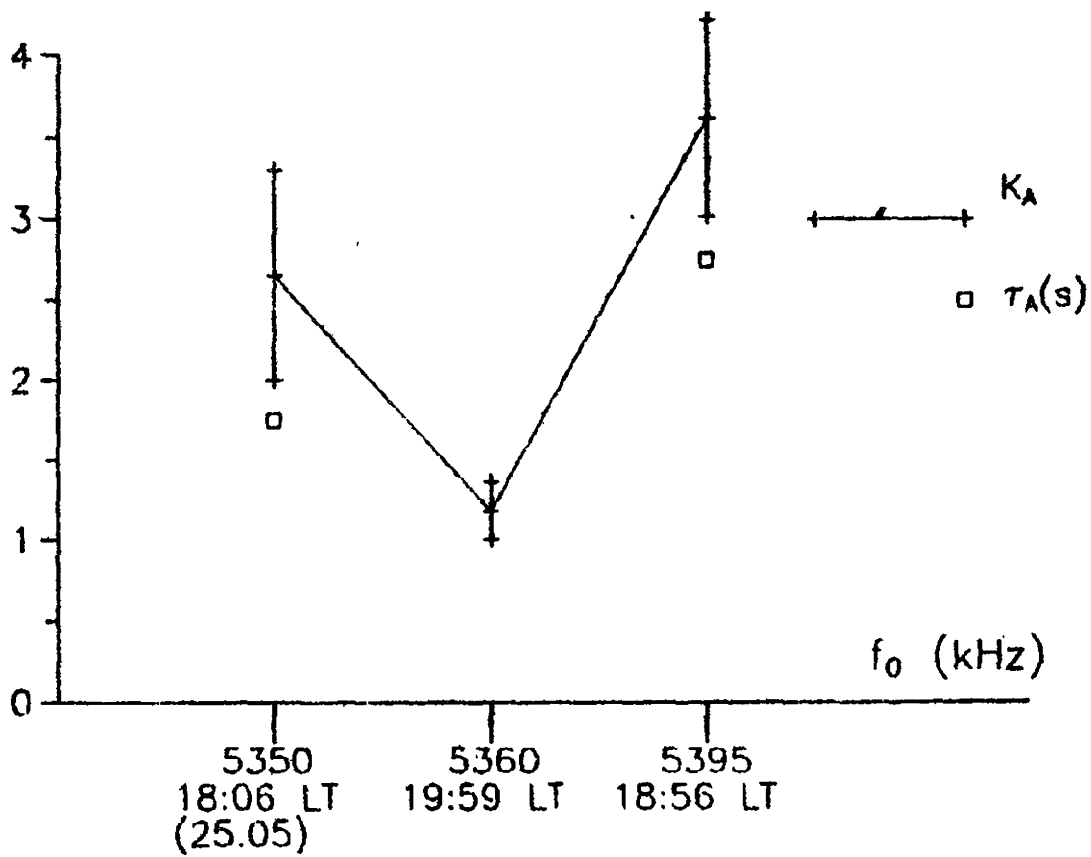


Рис. 11. Зависимость k_e и τ_e от f_0 для сеансов, соответствующих рис. 9.

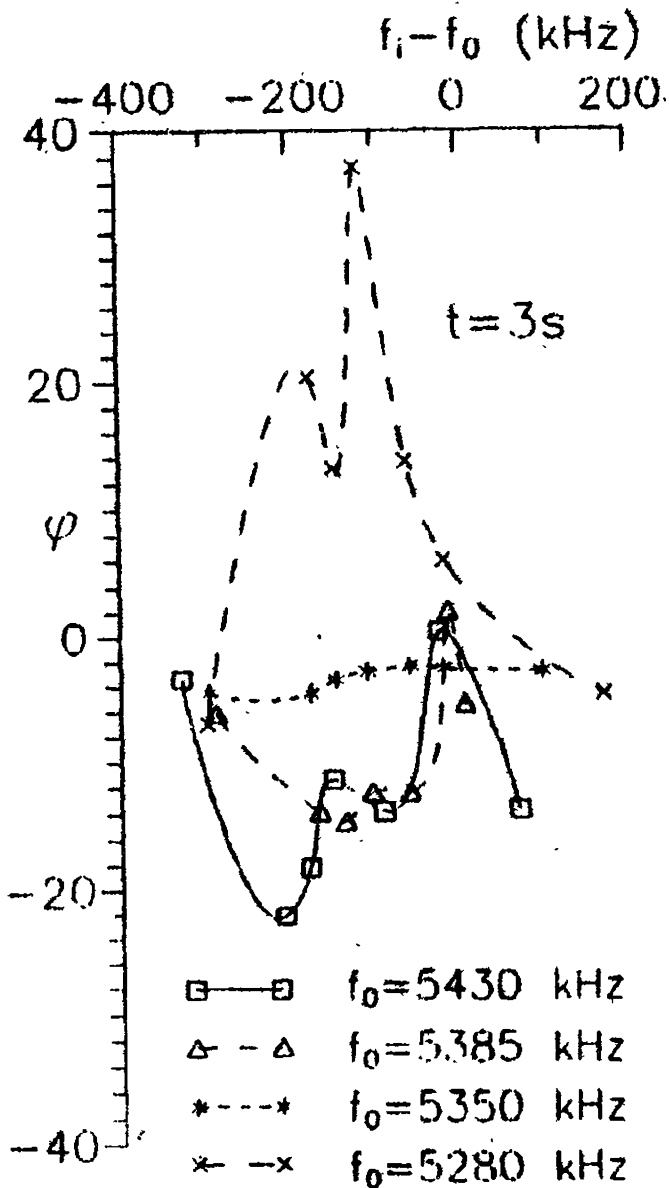


Рис. 12. φ в зависимости от $f_i - f_0$ через $t = 3$ сек. после включения ВН для $f_0 = 5430$ кГц (18:21 ЛТ, 24.05.93), $f_0 = 5385$ кГц (19:10 ЛТ, 24.05.93), $f_0 = 5350$ кГц (20:13 ЛТ, 24.05.93) и $f_0 = 5280$ кГц (21.02 ЛТ, 25.09.93). Высота отражения ВН $h \sim 220 - 225$ км.

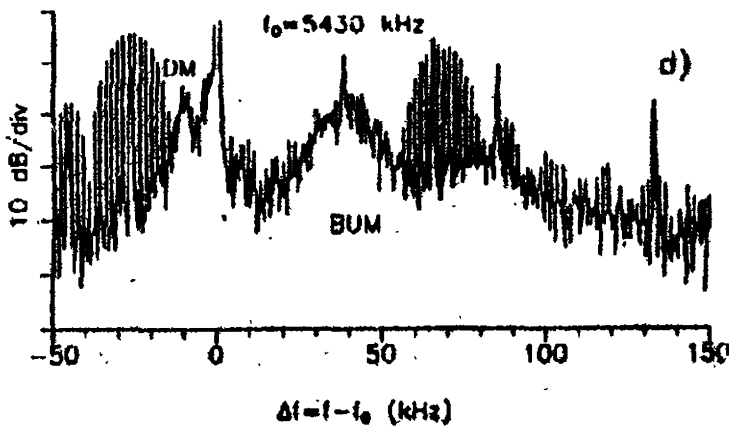
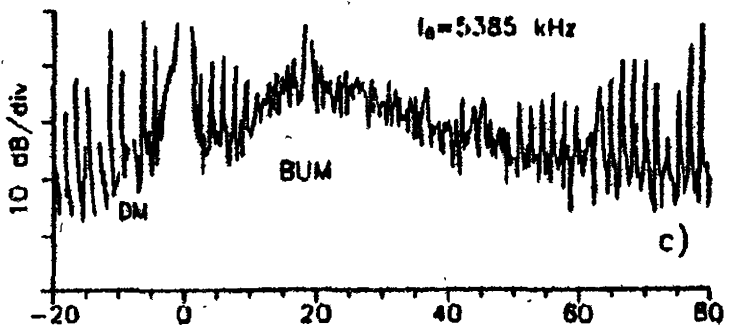
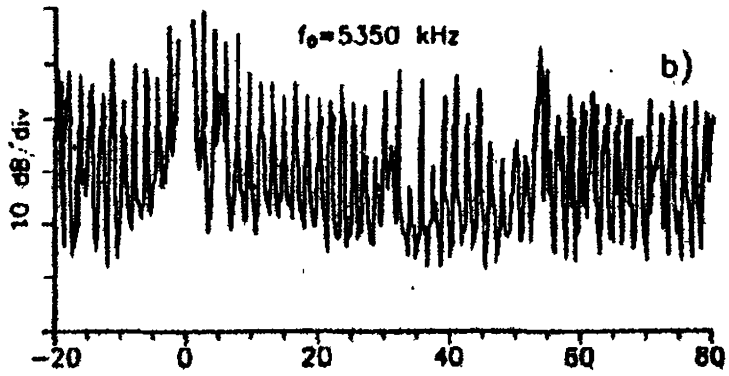
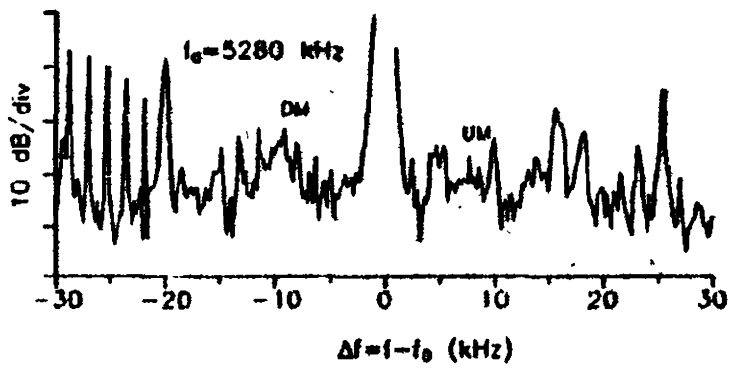


Рис. 13. Спектры ИРИ для сеансов, соответствующих рис. 12.

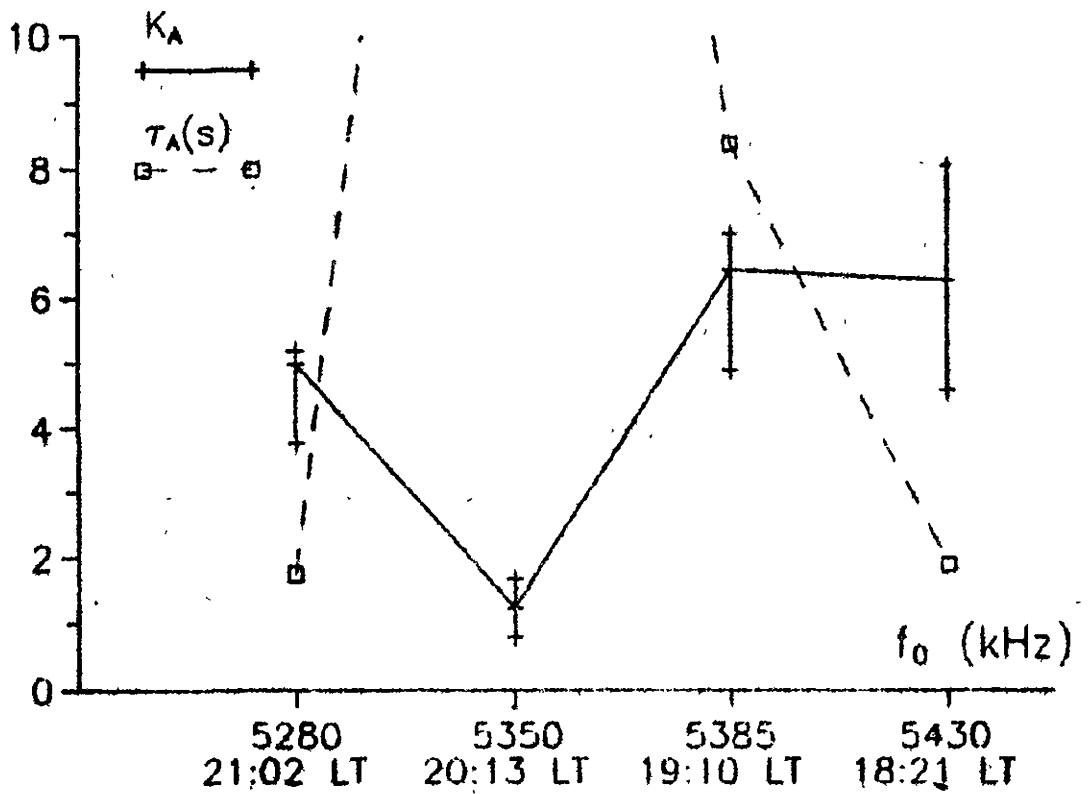


Рис. 14. Зависимость K_A и T_A от f_0 для сеансов, соответствующих рис. 12.

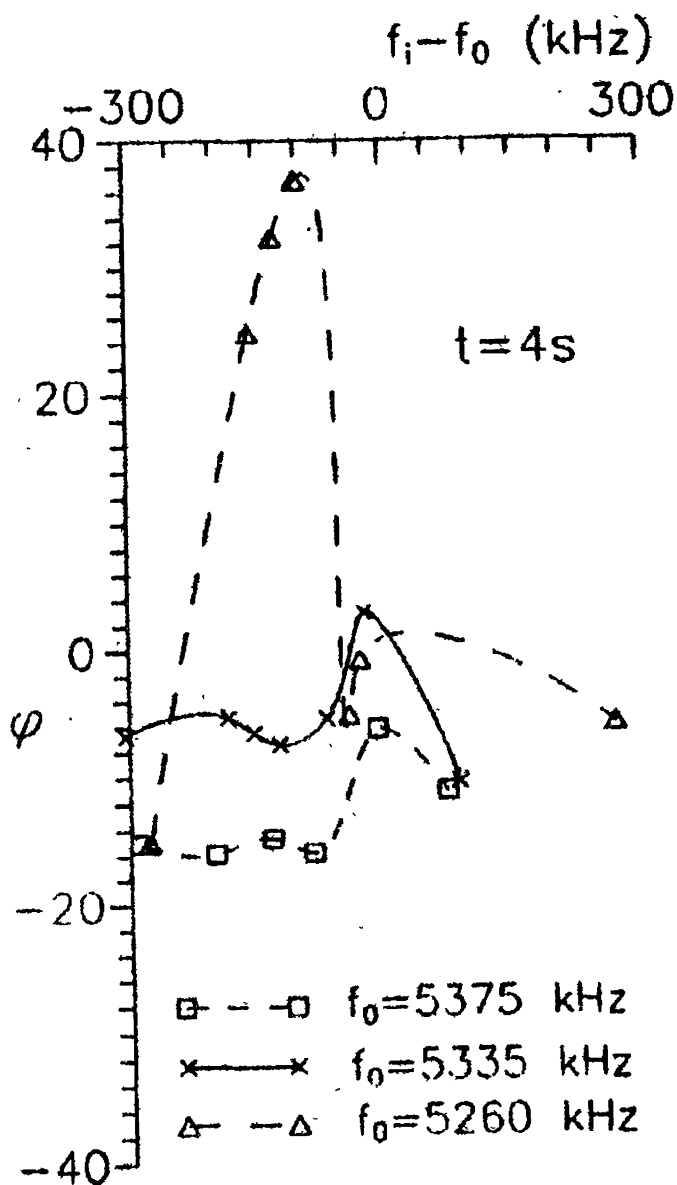


Рис. 15. φ в зависимости от $f_i - f_0$ через $t = 3$ сек. после включения ВН для $f_0 = 5375$ кГц (19:31 ЛТ, 24.05.93), $f_0 = 5335$ кГц (20:34 ЛТ, 24.05.93) и $f_0 = 5260$ кГц (21.16 ЛТ, 25.09.93). Высота отражения ВН $h \sim 230 - 235$ км.

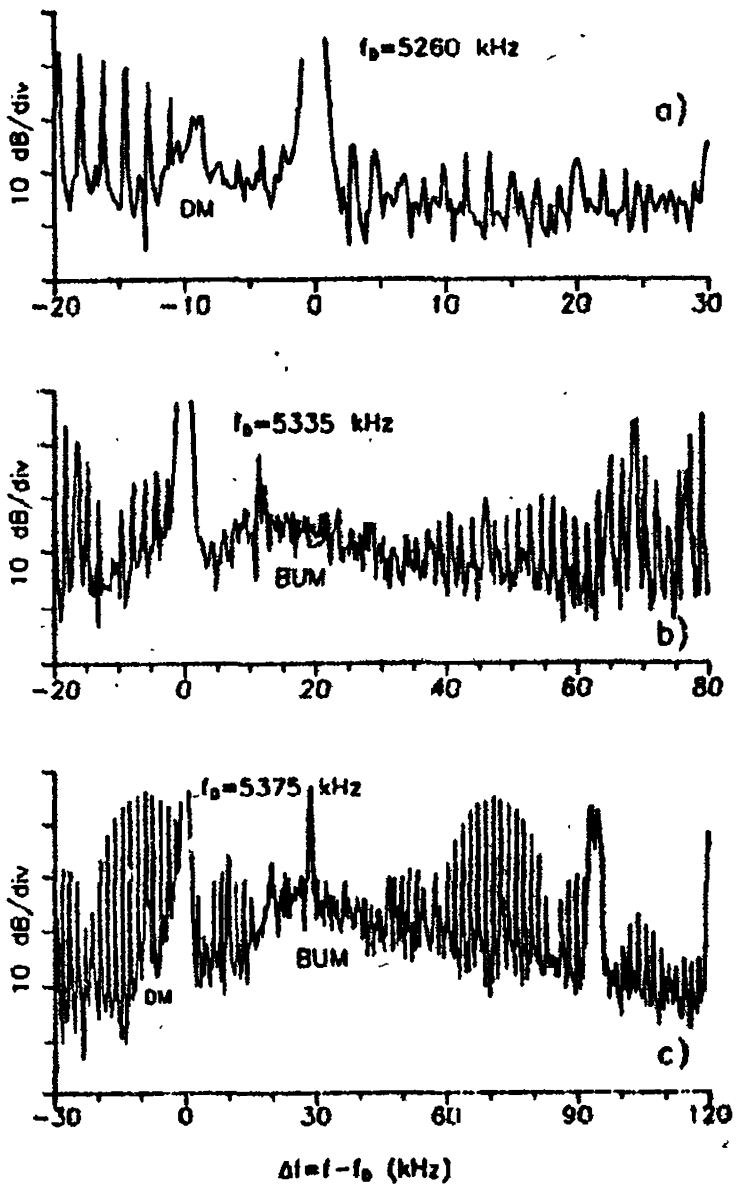


Рис. 16. Спектры ИРИ для сеансов, соответствующих рис. 15.

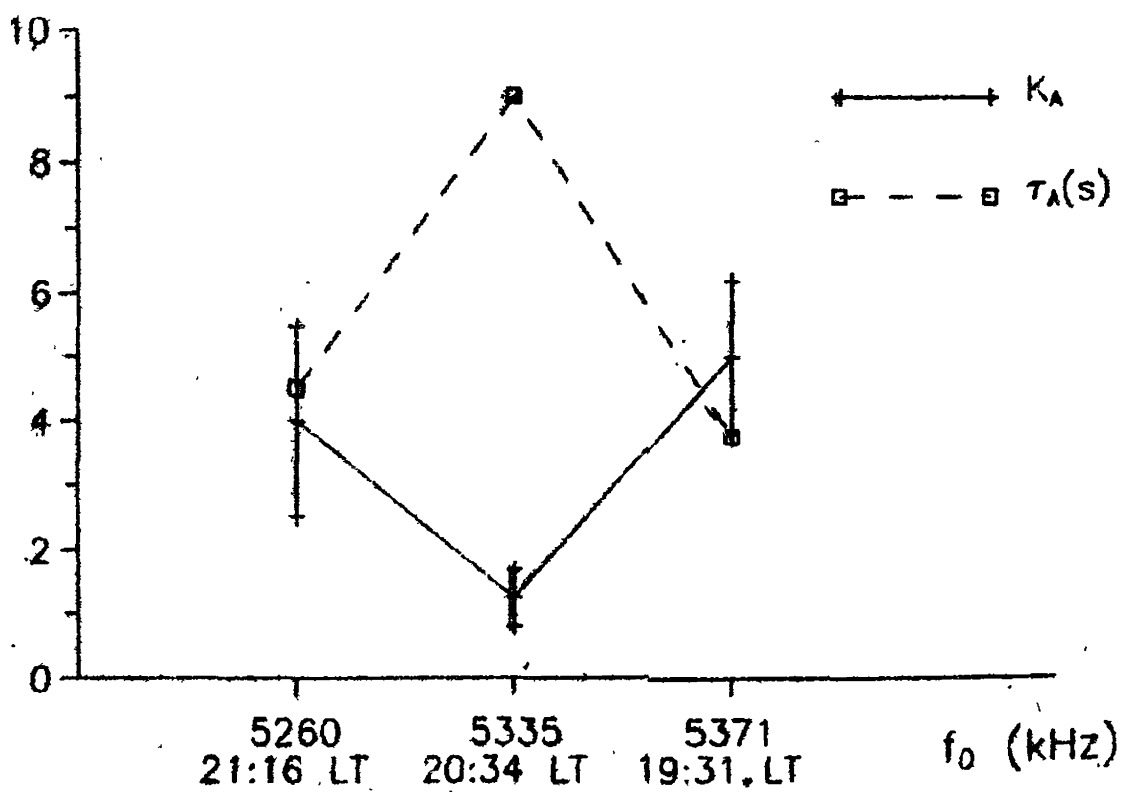


Рис. 17. Зависимость K_A и τ_A от f_0 для сеансов, соответствующих

Из представленных рисунков видно, что величины доплеровского набега фазы $|\varphi|$ и аномального ослабления k_a оказываются минимальными для всех частот пробных волн при частоте ВН, наиболее близкой к четвертому гиорезонансу, $f_0 = f_{res} \approx 4f_{ce}$ и составляющей $f_0 = 5360$ кГц для рис. 9–11, $f_0 = 5350$ кГц для рис. 12–14, $f_0 = 5335$ кГц для рис. 15–17. Спектры ИРИ при этом характеризуются отсутствием DM и слабым излучением в области BUM. Величина φ при этом оказывается отрицательной для всех f_i за исключением, может быть, $f_i - f_0 \sim (-5) - (-20)$ кГц (см. рис. 12, 15).

Частотную полосу (по частоте ВН) эффекта уменьшения $|\varphi|$ при $f_0 \approx 4f_{ce}$ в данных экспериментах определить не удалось из-за естественных движений ионосферы. В процессе измерений 24.05.93 с 18.00 до 21.30 LT высота отражения ВН изменялась в интервале $205 < h < 245$ км, при этом она колебалась с периодом порядка 1 часа и амплитудой ~ 20 км. При измерениях с $f_0 \approx 4f_c$ (с 19.50 до 20.35 LT) наблюдался подъем ионосферы со средней скоростью ~ 0.7 км/мин., что соответствует уменьшению f_{res} за время паузы между включениями ВН (6 мин. 30 сек.) на ≈ 7 кГц, причем, согласно [7, 11], полоса исчезновения DM в спектре ИРИ, по которой и определялась величина f_{res} , составляет $\Delta f_{od} \sim 6 - 8$ кГц. Таким образом, в течение всего указанного времени наблюдений частота ВН f_0 , которая уменьшалась от сеанса к сеансу на 5 кГц, оставалась в интервале $|f_0 - f_{res}| < \Delta f_{od}$, при этом величина f_{res} уменьшилась с 5365 до 5335 кГц (см рис. 106, 13с, 166).

При $f_0 > 4f_{ce}$ (в спектрах ИРИ присутствует интенсивный BUM) величина $\varphi(f_i)$ также остается отрицательной (кроме частот $f_i - f_0 \sim (-5) - (-20)$ кГц), причем существенно большей по абсолютной величине, чем при $f_0 \approx 4f_{ce}$. С увеличением высоты отражения с 205–220 км до 225–235 км наблюдались уменьшение максимального значения $|\varphi|$ приблизительно в 2 раза, уменьшение амплитуды DM на $\sim 4 - 6$ dB и увеличение времени τ_a с 2–3 до 5–9 сек.; при этом для сравнения выбирались сеансы с одинаковой формой спектра ИРИ, т.е. с одинаковыми значениями $\Delta f_0 = f_0 - 4f_c \sim 35 - 40$ кГц, соответствующие форме спектра, представленной на рис. 16с. Величина f_D в первые 8–10 сек. после включения ВН составляла $(-0.5) - (-1.5)$ Гц.

Аналогичный эффект (уменьшение $|\varphi|$ приблизительно в 20 раз с увеличением h с 215 до 270 км) наблюдался также при $f_0 > 6f_c$ (см. рис. 4, 7). В связи с этим мы проанализировали зависимость $\varphi(h)$ для случая частот ВН, далеких от $f_0 \sim 4f_{ce}$ (нерезонансный нагрев ионосферы). С этой целью нами были обработаны данные экспериментов по многочастотному доплеровскому зондированию возмущенной ио-

носферы, проведенных в августе 1990 г. при $f_0 = 5828$ кГц одним из авторов настоящей работы Г. П. Комраковым, которые также показали уменьшение $|\varphi|$ с ростом h . Например, в эксперименте 28.08.90 доплеровский набег фазы $\varphi(h)$ составил $\approx -22\pi$ при $h \sim 225$ км и $\approx -3\pi$ при $h \sim 250$ км.

Согласно данным, полученным при $h \sim 225$ км, при увеличении Δf_0 от 30–35 кГц (рис. 13с) до 60–80 кГц (рис. 13д) величина τ_e уменьшалась с 5–10 сек. до 1.5–2 сек., а максимальные значения $|f_D(t)|$ и $|\varphi(t)|$ в первые 3–4 секунды после включения ВН увеличивались в 1.5–2 раза, при этом существенных изменений величины k_e отмечено не было. Амплитуда ИРИ также значительно увеличивалась при увеличении Δf_0 (см. рис. 12–14). К сожалению, в этих сеансах при $t > 4$ сек. анализ доплеровского смещения частоты пробных волн был невозможен из-за развития аномального ослабления. Отметим, что данные о зависимости эффектов от h при постоянном Δf_0 и от Δf_0 при постоянной высоте h удалось получить именно в результате периодического изменения высоты ионосферы в процессе наблюдений.

Следует указать также, что в различных сеансах при одинаковых Δf_0 (т. е. при одинаковой форме спектра ИРИ, в частности той же самой позиции BUM в спектре) и h наблюдались значительные вариации k_e и τ_e , при этом большим значениям k_e (и меньшим τ_e) соответствовали большие значения $|\varphi|$, а также несколько большая интенсивность ИРИ в областях DM и BUM в первые секунды воздействия.

При $f_0 < 4f_{ce}$ (отсутствие BUM и наличие DM в спектре ИРИ) на высотах $h \sim 210 - 220$ км величина φ остается отрицательной для всех f_i и близкой к случаю $f_0 > 4f_{ce}$ (рис. 11). На высотах $h \gtrsim 225$ км величина $\varphi(f_i)$ становится положительной для значений $0 \lesssim f_i - f_{uh} \lesssim 100 - 150$ кГц ($-170 \lesssim f_i - f_0 \lesssim -20$ кГц), что соответствует высотному интервалу $\Delta h \sim 2 - 4$ км.³ Значения f_{Di} в первые 4–6 секунд после включения ВН составляли (+1) – (+2.5) Гц, затем уменьшались до (+0.2) – (+0.5) Гц. Максимальные положительные значения φ достигались при $f_i - f_{uh} \sim 70$ кГц. Вне указанного интервала величина $\varphi(f_i)$ оставалась отрицательной и близкой по величине к случаю $f_0 > 4f_{ce}$. Стационарное состояние ($\varphi(f_i) = \text{const}$) достигалось через 10 – 15 сек. после включения ВН. Зависимость φ от f_i, t для сеанса нагрева, проведенного в 21:16 LT 24 мая при $f_0 = 5260$ кГц, $h \sim 235$ км приведена

³ В сеансах с $f_0 < 4f_{ce}$ с высотами отражения ВН $h \gtrsim 225$ км ближайшая к верхнегибридной снизу частота пробной волны была ниже ее на ≈ 100 кГц, поэтому нижнюю границу положительных значений $\varphi(f_i)$ нельзя считать достоверно определенной левой частью приведенного неравенства

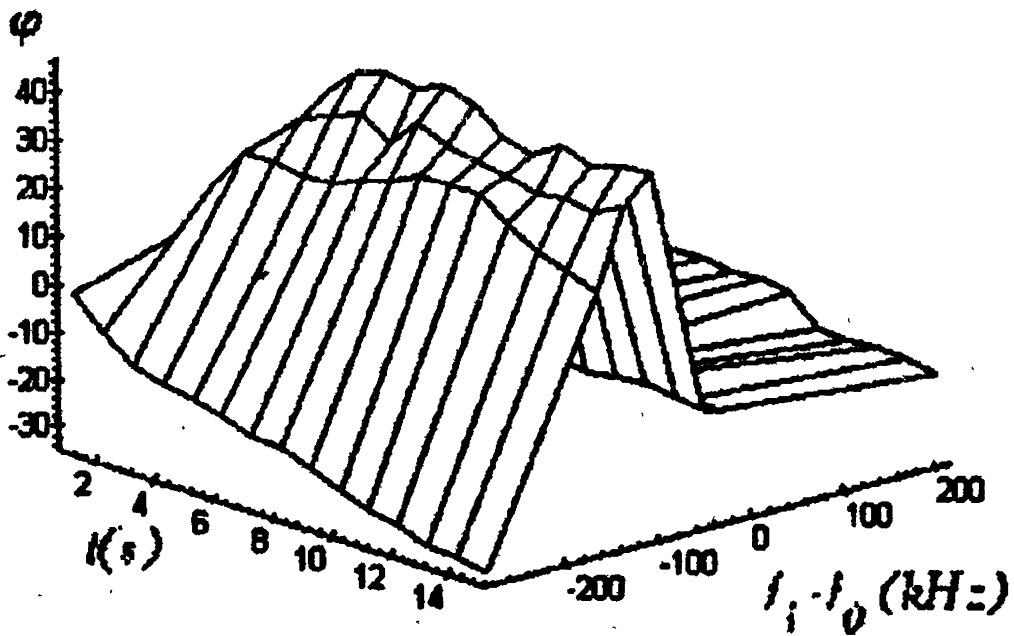


Рис. 18. Зависимость φ от $f_i - f_0, t$ для $f_0 = 5260$ кГц (21.16 ЛТ, 25.09.93).

на рис. 18. Отметим также, что в проведенных сеансах нагрева при $f_0 < 4f_{ce}$ амплитуда ИРИ (DM) для случая низких высот отражения, соответствующих отрицательным значениям φ , была на ≈ 5 дВ выше, чем для $h \gtrsim 225$ км (ср. рис. 10а, 13а, 16а). Величина коэффициента аномального ослабления k_a при $f_0 < 4f_{ce}$ оказалась меньшей на низких высотах (см. рис. 11, 14, 17) и сравнимой со случаем $f_0 > 4f_{ce}$.

В заключение отметим, что в сеансах с $\varphi < 0$ структура зависимости $\varphi(f_i)$ оказывается весьма сложной. Так, в отличие от случая нерезонансного нагрева, положение максимума $|\varphi|$ $\Delta f_m = f_{im} - f_{uh}$ может меняться в достаточно широких пределах⁴ и иметь место при $-30 < \Delta f_m < +40$ кГц, причем положительные значения Δf_m имеют место, в основном, при $f_0 > 4f_{ce}$. В то же время, приблизительно в половине сеансов отмечены достаточно большие (а в ряде случаев и максимальные) значения $|\varphi|$ при $f_i - f_0 \sim 300$ кГц ($f_i - f_{uh} \sim 130$ кГц), имеющие место при $t > 4 - 5$ сек. При этом вид зависимости $|\varphi(f_i)|$ в области частот $f_i - f_{uh} < 0$ оказывается немонотонным, т.е. в области $f_i < f_{uh}$ появляется дополнительный максимум. В области частот $f_i - f_0 \sim (-5) - (-20)$ кГц, т.е. несколько ниже точки отражения ВН, в течение первых 2 - 4 секунд нагрева величина φ оказывается положительной, меняя затем свой знак. И, наконец, значительные отрицательные значения φ , в некоторых случаях сравнимые с $|\varphi(f_{im})|$, были отмечены при $f_i > f_0$ $f_i - f_0 \sim 50 - 100$ кГц. Общая ширина области существенного выдавливания плазмы оказывается значительно шире, чем при нерезонансном нагреве и составляла в данных измерениях $\Delta f \sim 300 - 400$ кГц ($\Delta h \gtrsim 7 - 10$ км).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Согласно существующим в настоящее время представлениям [1, 2, 14], все исследуемые в настоящей работе явления (аномальное ослабление, искусственное радионизлучение ионосферы, модификация профиля электронной концентрации) связаны с развитием параметрических неустойчивостей (ПН) в поле мощной радиоволны. Существует две области преимущественного развития ПН: область отражения ВН ($f_0 \approx f_{pe}$), где развивается стрикционная ПН, другая — вблизи верхнего гибридного резонанса ВН ($f_0 \sim f_{uh}$), где развивается преимущественно тепловая параметрическая неустойчивость, приводящая к возбуждению

⁴Согласно [4], при нерезонансного нагреве $\Delta f_m \approx -30$ кГц, а полуширина области выдавливания при $f_i \sim f_{uh}$ составляет $\Delta f \sim 50$ кГц, что соответствует высотному интервалу 1 - 1.5 км.

верхнегибридных волн и сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля мелкомасштабных неоднородностей (МН) плотности плазмы. С рассеянием электромагнитных волн в плазменные (верхнегибридные) на МН и связано их аномальное ослабление, причем коэффициент k_a определяется интенсивностью МН и локальным обратным градиентом электронной концентрации в области рассеяния $L = (dN/Ndz)^{-1}$:

$$k_a = e^G; \quad G \approx (\pi\omega/2N^2) \int L(\vec{k})n_{\vec{k}}^2 d\vec{k} \quad (1)$$

где $n_{\vec{k}}^2$ – спектральная интенсивность МН. Величина G представляет собой оптическую толщину ионосферы при наличии МН, в типичных условиях $G \gg 1$.

Интенсивность различных спектральных компонент ИРИ, в свою очередь, определяется формой спектра и интенсивностью плазменных волн, возбуждающихся при развитии ПН, а также эффективностью их трансформации в электромагнитные волны на низкочастотной турбулентности, в том числе на МН. Здесь следует отметить, что зависимость структуры спектра ИРИ от $f_0 - n f_c$, установленная на эксперименте [6, 15], не получила еще достаточно полной теоретической интерпретации. В частности, механизм генерации BUM, возникающего при $f_0 \gtrsim n f_c$, в настоящее время не известен.

Измерения величин f_D и φ на сетке частот пробных волн позволяют исследовать изменения профиля электронной концентрации в ионосфере под воздействием волны накачки. Действительно, доплеровский сдвиг частоты и набег фазы для i -той пробной волны определяются выражениями (см., например, [16])

$$f_D(f_i, t) = \frac{d}{dt} \left\{ \frac{f_i}{c} \int_{h_e}^{h_{R_i}} n(N(z), f_i, f_c) dz \right\}, \quad (2)$$

$$\varphi(f_i, t) = \int_0^t f_D(f_i, \tau) d\tau, \quad (3)$$

где h_e – высота "входа" пробных волн в ионосферу, h_{R_i} – высота отражения i -той пробной волны, n – ее показатель преломления. Поскольку $n(R_i) = 0$, основной вклад в (2) вносят изменения N на пути распространения пробных волн. В силу $\partial n / \partial N < 0$, отрицательные значения f_D и φ соответствуют уменьшению N ($dN/dt < 0$), а положительные – увеличению ($dN/dt > 0$). Как уже указывалось в разделе 2, при достаточно малом разnose частот пробных волн полученные значения

$\varphi(t, f_i)$ могут использоваться для восстановления модифицированного профиля электронной концентрации в ионосфере с помощью решения обратной задачи [5].

В верхней части ионосферы ($h \gtrsim 200$ км) уменьшение электронной концентрации N связано с вытеснением плазмы из области локализации плазменных волн вследствие ее нагрева плазменными волнами и процесса термодиффузии, а также усредненного высокочастотного (стрикционного) давления плазменных волн [17, 18]. Такой процесс при нерезонансном нагреве ионосферы наблюдался в экспериментах [3, 5, 4], причем выдавливание плазмы из области ВГР (области развития тепловой параметрической неустойчивости) оказывается более существенным, чем из области отражения ВН.

Увеличение N на этих высотах связывается с дополнительной ионизацией ионосферы электронами, ускоренными плазменной турбулентностью до энергий ϵ , превышающих потенциалы ионизации I_α основных нейтральных компонент O, N_2, O_2 [19, 20] и наблюдалось в экспериментах [16, 21]. Кроме того, положительный доплеровский сдвиг частоты может быть связан с перераспределением плазмы по высоте вследствие ее выдавливания [5]. Последняя ситуация в наших экспериментах, возможно, имела место при $f_D > 0$ для $f_0 - f_i \sim 5 - 20$ кГц, хотя это утверждение требует дополнительной экспериментальной проверки с более частой сеткой f_i при $f_i \sim f_0$.

При нерезонансном нагреве плазменные волны, возбуждающиеся при развитии ПН, эффективно ускоряют только надтепловые электроны (фотоэлектроны) с $\epsilon \gg T$, где T - температура фоновой плазмы, $T \sim 0.1 - 0.2$ эВ. [20]. Вблизи кратного гирорезонанса, при $2\pi(f - n f_c) \sim k_{\parallel} v_{Te}$, плазменные волны могут взаимодействовать на кратном гирорезонансе с тепловыми электронами, и эффективность ускорения может увеличиваться [22] (здесь f - частота плазменных волн, $f \sim f_0$, k_{\parallel} - параллельная магнитному полю компонента волнового вектора плазменных волн, $v_{Te} = \sqrt{T/m}$ - тепловая скорость электронов).

Появление положительных f_D при $f_0 \sim 4f_c$, $f_i \sim f_{uh}$, было отмечено в экспериментах в июне и декабре 1989 г. на стенде "Сура" [8], а также в эксперименте на стенде в Тромсе для $f_0 \sim 3f_c$ в достаточно широком диапазоне частот пробных волн при $f_{uh} \sim f_i \sim f_0$ [5, 8]. К сожалению, авторы [8] не имели возможности провести одновременные измерения ИРИ, а ошибка оценки высоты области взаимодействия ВН с плазмой по ионограммам превышает 10-15 км (при этом точность определения величины $4f_c$ по модели геомагнитного поля составляет 25-35 кГц). Этот факт не позволил авторам [8] (а также [23], где дана

попытка интерпретации этих данных) правильно определить соотношение f_0 и $4f_c$ в области взаимодействия. В частности, в [8, 23] утверждается, что положительные f_D имели место при $|f_0 - 4f_c| \lesssim 20$ кГц. При измерениях же на третьей гармонике гирочастоты структура спектра ИРИ не позволяет определить соотношение f_0 и $3f_c$ [6].

В описываемых экспериментах показано, что при приближении f_0 к f_{res} происходит одновременное уменьшение ИРИ, аномального ослабления и выдавливания плазмы из области ВГР, что свидетельствует о существенном уменьшении эффективности взаимодействия ВН с ионосферной плазмой. Согласно [13], такое уменьшение происходит вблизи двойного резонанса, когда $f_0 = f_{res} = \sqrt{f_{pe}^2 + f_c^2} = n f_c$, или $f_{pe}^2 = (n^2 - 1)f_c^2$, и обусловлено наличием "запрещенных зон" для существования плазменных волн в пространстве (ω, \vec{k}) ($\omega = 2\pi f$). Отметим, что уменьшение величины аномального ослабления при $f_0 \sim n f_c$ наблюдалось в [24] для $n = 4, 5$. (см. также [9, 10]).

По нашим данным, заметная дополнительная ионизация (положительные значения f_D в достаточно широком диапазоне частот пробных волн) происходит при $f_0 < f_{res}$ (значительная амплитуда ДМ и отсутствие ВУМ в спектре ИРИ) на достаточно больших высотах ($h \gtrsim 225$ км), причем вне частотного интервала пробных волн с положительными $f_D(f_i)$ наблюдается заметное уменьшение N ($f_D(f_i) < 0$). Это свидетельствует о существенном нагреве плазмы в большем, чем ионизация, интервале высот ($L_T > L_i$). Кроме того, при малых отрицательных отстройках $\Delta f_0 < 0$ от резонанса (слабый ДМ и отсутствие ВУМ) выдавливание плазмы из области ВГР преобладает, что указывает на необходимость заметных величин $\Delta f_0 < -\Delta f_{0d}$ для наблюдения дополнительной ионизации (напомним, что Δf_{0d} характерная частота исчезновения ДМ в спектре ИРИ при $f_0 \approx f_{res}$).

При $\Delta f_0 > 0$ ($f_0 > f_{res}$) в наших экспериментах отмечались только отрицательные значения φ и f_D , что соответствует вытеснению плазмы из области возбуждения плазменных волн. При этом измерениям для $h \sim 225$ км можно сделать предположение (требующее, однако, дальнейшей проверки) об увеличении φ , f_D , k_a и τ_a^{-1} с увеличением $\Delta f_0 < 0$ от 20 – 30 до 60 – 80 кГц.

Появление подобной асимметрии в зависимости φ от Δf_0 связано, скорее всего, с различным характером возбуждения плазменной турбулентности при $f_0 > f_{res}$ и $f_0 < f_{res}$. В частности, при $\Delta f_0 > 0$ значительная часть энергии ВН должна расходоваться на возбуждение плазменных волн в частотном интервале ВУМ ($f > f_0$). Последние мо-

гут являться "конкурирующим" с ускоренными электронами потребителем энергии ВН причем механизмом их возбуждения могут являться как четырехволновая параметрическая неустойчивость вблизи двойного резонанса [25], так и неустойчивость самих ускоренных электронов [26], эффективно протекающие именно при $f_0 > n f_c$. Потери энергии ВН при взаимодействии с ионосферной плазмой, пропорциональные $(1 - k_a^{-2})$, составляют 75–95 % как при $f_0 > f_{res}$, так и при $f_0 < f_{res}$.

Уменьшение $|\varphi|$ с высотой при $\Delta f_0 > 0$, отмеченное в экспериментах, связано, скорее всего, с высотной зависимостью частоты ионнейтральных соударений, которая является одним из параметров, определяющих величину f_D при термодиффузионном вытеснении плазмы из области нагрева (см. [16], формула (32)). В то же время, изменение знака φ с увеличением высоты h при $f_0 < n f_c$ таким образом, естественно, объяснить не удастся. Также неясными остаются причины сложной структуры зависимости $\varphi(f_i)$.

Корреляция величин k_a , τ_a^{-1} , φ , а также амплитуды ИРИ при идентичных ионосферных условиях (близкие значения $\Delta f_0 > 0$ и h) указывает, безусловно, на то, что все они определяются тем или иным образом интенсивностью плазменных волн и МН, возбуждающихся при развитии тепловой параметрической неустойчивости. Однако характеристики аномального ослабления и величина дополнительного набега фазы испытывают от сеанса к сеансу существенно большие вариации, чем амплитуда ИРИ. Причина этого факта довольно очевидна: ИРИ принимается со всего объема возмущенной области, тогда как отраженный сигнал пробных волн формируется преимущественно малой областью с размером порядка первой зоны Френеля. Поэтому естественные флуктуации ионосферы сказываются гораздо сильнее на измерениях, проводимых с помощью пробных волн.

Сделаем оценки энергетических затрат на ионизацию для условий эксперимента. Полагая, что в области высот, где значения f_D положительны, скорость нарастания электронной концентрации не зависит от высоты ($\partial(dN/dt)\partial z = 0$), а слой плазмы линейный ($N = N_0(1 - z/L)$) и пренебрегая влиянием магнитного поля на распространение пробных волн ($n^2 = 1 - \omega_{pe}^2(t)/\omega^2$), для максимального значения f_D из (2) находим

$$\frac{dN}{dt} \approx \frac{N f_{Dmax} c}{f_i \sqrt{L \Delta h_+}}, \quad (4)$$

где Δh_+ – интервал высот с $f_D > 0$, который можно оценить по результатам доплеровского зондирования на сетке частот и ионограм-

мам как $\Delta h_+ \approx \Delta f_{i+} |\partial f / \partial z|^{-1}$. (Δf_{i+} — интервал частот пробных волн с $f_D > 0$). В наших экспериментах, таким образом, величина dN/Ndt составляла $(1-6) \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$. При этом для $f_0 \sim 4f_c$ $dN/dt \sim (0.5-2) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$, для $f_0 \sim 6f_c$ $dN/dt \sim (3-5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Зная значения dN/dt легко, в свою очередь, оценить расход потока мощности на ионизацию:

$$dS_{ion} \sim \frac{dN}{dt} I_\alpha \Delta h_+, \quad (5)$$

и для $f_0 \sim 4f_c$ $dP_{ion} \sim 0.5-1.5 \cdot 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, для $f_0 \sim 6f_c$ $dP_{ion} \sim 0.5-1.5 \cdot 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (потенциалы ионизации основных нейтральных компонент на высотах 230–250 км составляют $I_0 = 13.6 \text{ эВ} = 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$, $I_{N_2} = 15.6 \text{ эВ} = 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$). Отметим, что на этих высотах поток мощности от станда "Сура" без учета поглощения в нижних слоях составляет $dP \sim 2.5 \cdot 10^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ $f_0 \sim 4f_c$ и $dP \sim 4 \cdot 10^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ $f_0 \sim 6f_c$, т. е. расход энергии на дополнительную ионизацию составляет $\sim 5\%$ от поступающей.

Оценим температуру T_f и концентрацию N_f ускоренных электронов в предположении, что их функция распределения является максвелловской,

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_{T_f}^3} e^{-v^2/v_{T_f}^2}, \quad v_{T_f}^2 = \frac{2T_f}{m}. \quad (6)$$

Сечения ионизации основных нейтральных компонент равны [23]

$$\sigma_\alpha^i = \sigma_\alpha^{i0} (\epsilon/I_\alpha - 1), \quad \epsilon = mv^2/2, \quad (7)$$

$\sigma_O^{i0} = 0.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_{N-2}^{i0} = 0.88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Источник ионизации нейтральной компоненты электронным ударом вычисляется по формуле

$$q_f = 4\pi N_f \sum_\alpha N_\alpha^m \sigma_\alpha^{i0} \int_{v_\alpha^i}^\infty v^3 \left(\frac{mv^2}{2I_\alpha} - 1 \right) f(v) dv. \quad (8)$$

где $v_\alpha^i = \sqrt{2I_\alpha/m}$.

Приравняв q_f к dN/dt и проведя интегрирование по скоростям в (8), мы получим оценку на соотношение между T_f и N_f условиях эксперимента.

Далее, используя полученные значения T_f и N_f , мы можем оценить потери энергии dS_{in} ускоренных частиц на неупругие соударения с ней-

$$dS_{in} \sim 4\pi N_f \Delta h_+ \int \delta(\epsilon) \nu(\epsilon) \epsilon f(v) v^2 dv, \quad (9)$$

где $\nu(\epsilon)$ – частота неупругих соударений, $\delta(\epsilon)$ – доля энергии электрона, теряемая при одном соударении. При вычислениях dS_{in} мы воспользовались моделями зависимостей $\delta(\epsilon)$ и $\nu(\epsilon)$, приведенными в [28] и [19]⁶. Результаты проведенных расчетов для $f_0 = 5.3$ МГц $\sim 4f_c$, $N \approx 3 \cdot 10^5$ см⁻³, $dN/dt \sim 2 \cdot 10^3$ см⁻³сек⁻¹, $\Delta h_+ \sim 3$ км приведены в Таблице 1.

Таблица 1

T_f (эВ)	N_f ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	dS_{in} ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$)
1.9	$3.2 \cdot 10^5$	6.70
3.1	$1.1 \cdot 10^4$	0.77
4.5	$2.0 \cdot 10^3$	0.32
5.2	$1.1 \cdot 10^3$	0.25
6.3	590	0.20
7.8	300	0.17
10.5	140	0.15
12.5	90	0.14
15.5	54	0.13
20.8	30	0.14
31.2	14	0.15

Из таблицы видно, что дополнительная ионизация не может быть связана с электронами из хвоста максвелловского распределения нагретой до $T_f \sim 2$ эВ основной плазмы, т. к. при этом энергетические затраты на неупругие соударения должны существенно превышать поступающий в возмущенную область поток энергии ВН (см. строку, где $N_f \sim N$).⁷ Минимальные затраты энергии имеют место при ускорении плазменными волнами относительно небольшой группы электро-

⁶ Энергия при этом расходуется на возбуждение вращательных и колебательных уровней нейтральных частиц, а также на возбуждение переходов, ответственных за оптическое излучение и ионизацию. Энергией, теряемой при упругих соударениях, можно пренебречь [27].

⁸ Согласно рис. 1 работы [19] при $\epsilon > 3$ эВ зависимость $\delta(\epsilon)$ без учета ионизационных потерь можно аппроксимировать формулой $\delta(\epsilon) \sim 2.9 \cdot 10^{-2} \sqrt{\epsilon (\text{эВ}) - 2.88}$.

⁷ В работе [29] утверждается, что свечение модифицированной ионосферы в опти-

нов $N, \gamma N \sim 2 - 3 \cdot 10^{-4}$ до энергий порядка 12 - 15 эВ. Но и при этом расход энергии ускоренных частиц превышает $\sim 50\%$ от поступающей энергии.

Отметим, что в реальности

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_i + \left(\frac{dN}{dt} \right)_{ex}$$

где $\left(\frac{dN}{dt} \right)_i > 0$ - увеличение электронной концентрации из-за ионизации, а $\left(\frac{dN}{dt} \right)_{ex} < 0$ - ее уменьшение вследствие выдавливания. Следовательно, приведенные оценки на необходимый поток энергии ВН, температуры и концентрации ускоренных частиц являются оценками снизу.

Анализ полученных экспериментальных данных по одновременному исследованию возмущенной мощным радиоизлучением ионосферы вблизи электронных циклотронных гармоник показывает, что далеко не все результаты могут быть интерпретированы в рамках существующих теоретических представлений. В частности, требуется дальнейшее развитие теории взаимодействия мощной электромагнитной волны с плазмой и теории ускорения электронов плазменной турбулентностью при $f_0 \sim n f_c$.

С. М. Грач, Г. П. Комраков и М. А. Юрищев благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант N 94-02-03253-а). Авторы благодарят А. М. Бабиченко, И. В. Березина, М. Валденвика, Е. Веселы, В. А. Зезина, А. Н. Караштина, Т. Каррози, Д. С. Котика, Е. Н. Сергеева и В. Л. Фролова за помощь в проведении экспериментов.

Литература

- [1] С. М. Грач, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, В кн. "Тепловые нелинейные явления в плазме", ИИФ АН СССР, Горький, 1979, 46 - 80.
- [2] Васьков В. В., А. В. Гуревич, В кн. "Тепловые нелинейные явления в плазме", ИИФ АН СССР, Горький, 1979, 81 - 138.

ческом диапазоне связано с возбуждением атомных переходов тепловыми электронами при повышении температуры фоновой плазмы. В свете приведенных оценок такое утверждение кажется маловероятным.

- [3] Васьков В. В., С. Ф. Голян, А. В. Гуревич и др., Письма в ЖЭТФ, 43, 512–515, 1986.
- [4] И. В. Березин, В. Б. Белянский и др. Геомагнетизм и аэрномия, 1991, т. 24, с. 874 – 880.
- [5] Lobachevsky, L. A., Yu. V. Grusdev, et al., *J. Atm. Terr. Phys.*, 54, 75–85, 1992.
- [6] Leyser T. V., B. Thidé et al. *J. Geophys. Res*, 95, 17,233–17,244, 1990.
- [7] Leyser T. V., B. Thidé et al., *Phys. Rev. Lett.*, 68, 3299–3302, 1992.
- [8] Белякова В. Н., И. В. Березин, В. В. Васьков и др., Геомагнетизм и аэрномия, 31, 466–471, 1991.
- [9] G. P. Komrakov, S. M. Grach et al., XXIYth General Assembly of the International Union of Radio Science, Abstracts, Kyoto, 1993, p. 398.
- [10] S. M. Grach, G. P. Komrakov et al., Proc. IV Suzdal URSI Symp. Modif. Ionos. Powerful Radio Waves, Uppsala, 1994, pp. 71–72.
- [11] T. V. Leyser, B. Thidé et al., *J. Geophys. Res*, 99, 19,555–19,568, 1994.
- [12] Л. М. Ерухимов, В. Л. Фролов. Препринт НИРФИ N 185, Горький, 1984.
- [13] С. М. Грач, Б.Тиде, Т. Лейзер. Изв. ВУЗов — Радиофизика, 1994, т. 37, с. 617–633.
- [14] Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. "Возмущение ионосферы мощными радиоволнами", М., ВИНТИ, 1989.
- [15] T. V. Leyser, B. Thidé et al., *J. Geophys. Res*, 98, 17,597–17,606, 1993.
- [16] В. В. Васьков, С. Ф. Голян и др. Препринт ИЗМИРАН N 5(479), 1984.
- [17] С. М. Грач, Н. А. Митяков, М. М. Шварц, Геомагнетизм и аэрномия, 1989, т. 29, с. 500–596.
- [18] В. В. Васьков, Я. С. Димант. Геомагнетизм и аэрномия, 1990, т. 30, с. 268.
- [19] A. V. Gurevich, Ya. S. Dimant et al., *J. Atm. Terr. Phys.*, 47, 1057–1070, 1985.

- [20] С. М. Грач, Н. А. Митяков, В. Ю. Трахтенгерц, Физика плазмы, 1986, т.12, с. 693–701.
- [21] В. В. Васьков, С. Ф. Голян и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 582–585.
- [22] Ya. S. Dimant, A. V. Gurevich, K. P. Zybin, *J. Atm. Terr. Phys.*, 54, 425–436, 1992.
- [23] В. В. Васьков, Г. С. Иванов-Холодный. Геомагнетизм и аэрономия, 1991, т. 31, с. 1049–1056.
- [24] A. J. Stocker, F. Honary *J. Geophys. Res.*, 98, 13627–13634, 1993.
- [25] Н. И. Будько, В. В. Васьков, Геомагнетизм и аэрономия, 1992, т. 32, с. 80–90.
- [26] V. V. Zheleznyakov, E. Ya. Zlotnik, *Solar Physics*, 49, 431–451, 1975.
- [27] И. А. Крипберг. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М., "Наука", 1978.
- [28] А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., "Наука", 1973.
- [29] G. P. Mantas, *J. Geophys. Res.*, 99, 8993–9002, 1994.