

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

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

П р е п р и н т № 317

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИСКУССТВЕННОЙ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МОЩНОГО КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Г. Н. Бойко

Л. М. Ерухимов

Горький 1990

Б о й к о Г. Н., Е р у х и м о в Л. М.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИСКУССТВЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ // Препринт № 317. - Горький: НИРФИ. - 1990. - 28 с.

УДК 551.510.535

В работе предложен временной алгоритм управления спектром мелкомасштабных искусственных неоднородностей концентрации ионосферной плазмы. Экспериментально показано, что при определенных начальных условиях временной алгоритм управления позволяет варьировать показатель степени спектра искусственных неоднородностей 2β в окрестности значения $2\beta \approx 3$ и увеличивать его интегральную интенсивность δn_s^2 до значений $\delta n_s^2 \approx 9 \cdot 10^{-5}$ (в предположении о степенном виде спектра искусственных неоднородностей). С использованием возможностей управления параметрами спектра получены новые сведения об эффектах воздействия - стрикционном самовоздействии мощных радиоволн, искусственном радиоизлучении ионосферы.

В В Е Д Е Н И Е

Проблема управления параметрами искусственной плазменной турбулентности ионосферы, в широком смысле, является достаточно обширной. Она включает в себя целый ряд направлений исследований в области модификации параметров ионосферной плазмы. Это и облучение ионосферы мощными радиоволнами наземных КВ передатчиков /1-5/, и воздействие на нее акустическими волнами, возбуждаемыми при проведении экспериментальных и промышленных взрывов большой мощности /6/, и многие другие направления, в том числе эксперименты по модификации параметров ионосферы при помощи выбросов различных химических веществ с космических аппаратов /7/. Наиболее перспективным, по мнению авторов, является направление, связанное с модификацией ионосферы мощным КВ радиоизлучением. В данной работе представлены результаты экспериментов по целенаправленному изменению свойств ионосферной плазмы при помощи мощного КВ радиоизлучения наземных передатчиков. Показано, что можно изменять как показатель степени спектра искусственных неоднородностей концентрации плазмы, так и их интегральную интенсивность. Большая часть экспериментов, представленных ниже, проведена весной и осенью 1986 г. на стенде "Сура" (время суток: 9.00 - 16.00). В основном при изложении используются материалы сентябрьской серии экспериментов 1986 г., в которых производились одновременные измерения амплитуд пробных волн (ПВ), волны накачки (с временным разрешением $\sim 0,1$ мс в первые 20-50 мс с момента каждого включения ВЧ и $\sim 0,04$ с для последующего интервала времени) и ИРИ на отстройках $\Delta f_{\text{ИРИ}} = -12$ кГц (далее в тексте - ближняя) и $\Delta f_{\text{ИРИ}} = -53$ кГц (дальняя отстройка).

I. Управление параметрами спектра неоднородностей концентрации плазмы верхней ионосферы при помощи мощного КВ радиоизлучения

I. Для управления параметрами спектра искусственных неоднородностей концентрации ионосферной плазмы использовался временной алгоритм (t - алгоритм) суть которого, в несколько упрощенном виде, заключается в следующем. Соотношение $Q_n = (\tau_1 + \tau_2) / \tau_1$ между временем развития τ_1 и релаксации τ_2 неоднородностей концентрации существенно изменяется с изменением их поперечного масштаба l_{\perp} . Используя результаты измерений τ_1 и τ_2 из /8, 5,4/ можно получить вид зависимости Q_n от l_{\perp} (для интервала l_{\perp} : $1,6 \text{ м} \leq l_{\perp} \leq 115 \text{ м}$):

$$Q_n \propto \begin{cases} l_{\perp}^{0,8}, & l_{\perp} < l_{\perp}^* \\ l_{\perp}^{0,07}, & l_{\perp} \geq l_{\perp}^* \end{cases} \quad l_{\perp}^* \approx 7 \text{ м} \quad (I)$$

при $\tilde{P}_3 = 30 \text{ МВт}$. Времена развития при этом изменяются от $0,62 \text{ с}$ для $l_{\perp} = 1,6 \text{ м}$ до 4 с при $l_{\perp} = 115 \text{ м}$, а времена релаксации $0,26 \text{ с} \approx \tau_2 \leq 20 \text{ с}$, при изменении l_{\perp} в пределах $1,6 \text{ м} \leq l_{\perp} \leq 115 \text{ м}$. Q_n для тех же l_{\perp} заключено в интервале $1,4 \approx Q_n \leq 6$. Необходимо указать, что, как следует из /8/, зависимость времени развития неоднородностей τ_1 от l_{\perp} , при фиксированной мощности $\tilde{P}_3 \approx 30 \text{ МВт}$, имеет вид $\tau_1 \propto l_{\perp}^{\alpha}$. При этом показатель степени α для разных циклов наблюдений может принимать значения $0 \leq \alpha \leq 1$, а среднее значение $\langle \alpha \rangle = 0,4$ ($l_{\perp} = 3 - 20 \text{ м}$). Зависимость (I) Q_n от l_{\perp} дана именно для $\alpha = 0,4$. Большой интервал возможных значений α , по-видимому, связан с влиянием фоновых неоднородностей концентрации на процесс генерации искусственных неоднородностей. Используя периодический нагрев ионосферы и изменяя скважность излучения $Q = T_{\text{и}} / \tau_{\text{и}}$ ($T_{\text{и}}$ - период, $\tau_{\text{и}}$ - длительность импульсов ВЧ), при соответствующем выборе $\tau_{\text{и}}$ и длительности пакета импульсов τ_n можно изменять спектр неоднородностей концентрации плазмы за счет накопления или, наоборот, относительного подавления (при больших Q) интенсивности неоднородностей мелких масштабов. При этом, используя (I) и равенство $Q_n = Q$, можно оценить граничный масштаб l_{\perp} при превышении

которого интенсивность неоднородностей будет в среднем нарастать от импульса к импульсу нагрева. Неоднородности меньшего масштаба будут релаксировать за время паузы между импульсами нагрева практически до исходного уровня так как для них $Q_n < Q$. Таким образом, используя короткие пакеты импульсов с малыми Q , можно надеяться получить пологий спектр неоднородностей в области $l_{\perp} \approx \lambda_{\text{ВН}}$, а увеличивая τ_n и скважность излучения $Q \approx 4-5$ наоборот - крутой.

Исходя из этих представлений, \dagger - алгоритм кратко формулируется следующим образом. Для создания искусственных неоднородностей плотности ионосферной плазмы с пологим квазистационарным спектром (спектральный индекс $2\beta < 3$) необходимо облучать ионосферу короткими ($\sim 1-3$ минут) пакетами импульсов с длительностью $\tau_n \approx \tau_1 \{l'_1 < l^*_1 \approx 7 \text{ м}\}$ и скважностью излучения $Q = Q_n \{l'_1\}$. При этом мощность ВН должна превышать пороговую мощность генерации неоднородностей с масштабом l'_1 , а для уменьшения 2β необходимо выбирать меньшие l'_1 . Для увеличения спектрального индекса (до значений $2\beta > 3$) достаточно увеличить скважность излучения Q до значений $Q = Q_n \{l''_1\}$ с одновременным увеличением длительностей импульса ВН (до $\tau_n = \tau_1 \{l''_1 > l^*_1\}$) и пакета. ⁺)

2. В настоящее время не существует достаточно простых и оперативных прямых методов измерения пространственного спектра неоднородностей концентрации ионосферной плазмы в области масштабов $l_{\perp} \leq 50$ м. Поэтому в представленных ниже экспериментах использовалась качественная диагностика спектра по релаксации эффекта АО на пробной волне (отстройка ПВ $\Delta f_{\text{ПВ}} = f_{\text{ВН}} - f_{\text{ПВ}} = 195$ кГц, $f_{\text{ВН}} = 4735$ кГц) /9/. При этом всегда предполагалось, что в ре-

⁺) Заметим, что \dagger - алгоритм был сформулирован отчасти под влиянием результатов экспериментов по генерации искусственных неоднородностей плотности мощным радиоизлучением с амплитудной модуляцией типа "меандр". Противоречивость этих результатов (в /18/, например, сообщалось о "модуляционном провале" в интенсивности рассеяния на метровых-декаметровых искусственных неоднородностях, а в /12/, наоборот, о ее увеличении (для $l_{\perp} \approx 3$ м) при тех же частотах модуляции (0,1-0,3 Гц) амплитуды ВН с $Q = 2$) связана с фиксацией скважности излучения ВН ($Q = 2 \approx Q_n \{l_{\perp} \approx 3 \text{ м}; P_2 \approx 30 \text{ МВт}\}$) при изменении других параметров, в частности, мощности излучения, в очень широких пределах.

зультате воздействия ВН на ионосферу создаются неоднородности плотности δn_{\perp}^2 спектр которых, как и в модели /9/, имеет степенной вид (в области масштабов $\ell_{\perp} \approx \lambda_{\text{ВН}}^+$):

$$\delta n_{\perp}^2 = A x_{\perp}^{-2\beta}, \quad x_{\perp} = 2\pi / \ell_{\perp}.$$

Основанием для такого предположения являются, в некоторой степени, результаты исследований спектров искусственных неоднородностей методом ракурсного рассеяния (см., например, обзор /4/).

Важным обстоятельством, обеспечивающим работоспособность \dagger -алгоритма является низкий уровень интенсивности фоновых (до первого включения ВН после длительной паузы) неоднородностей концентрации. Для контроля интенсивности "фона" использовались амплитудные записи сигнала ПВ. В зависимости от интенсивности фоновых неоднородностей концентрации плазмы, условно выделим три типа начальных условий, каждый из которых будем характеризовать определенным значением параметра D . Соответствие между значениями этого параметра и характерным периодом флуктуаций амплитуды ПВ (\bar{T}_{Φ}^B), по которому, согласно /10/, можно весьма грубо оценить интегральную интенсивность (δN_0^2) фоновых неоднородностей концентрации с $1 \text{ км} \leq \ell_{\perp} \leq 50 \text{ км}$, приведено в табл. I.

Таблица I

D	$\bar{T}_{\Phi}^B, \text{с}$	δN_0^2
0	> 15	$\approx 10^{-8}$
1	$5 < , \approx 15$	$10^{-8} < , < 10^{-7}$
2	≤ 5	$\approx 10^{-7}$

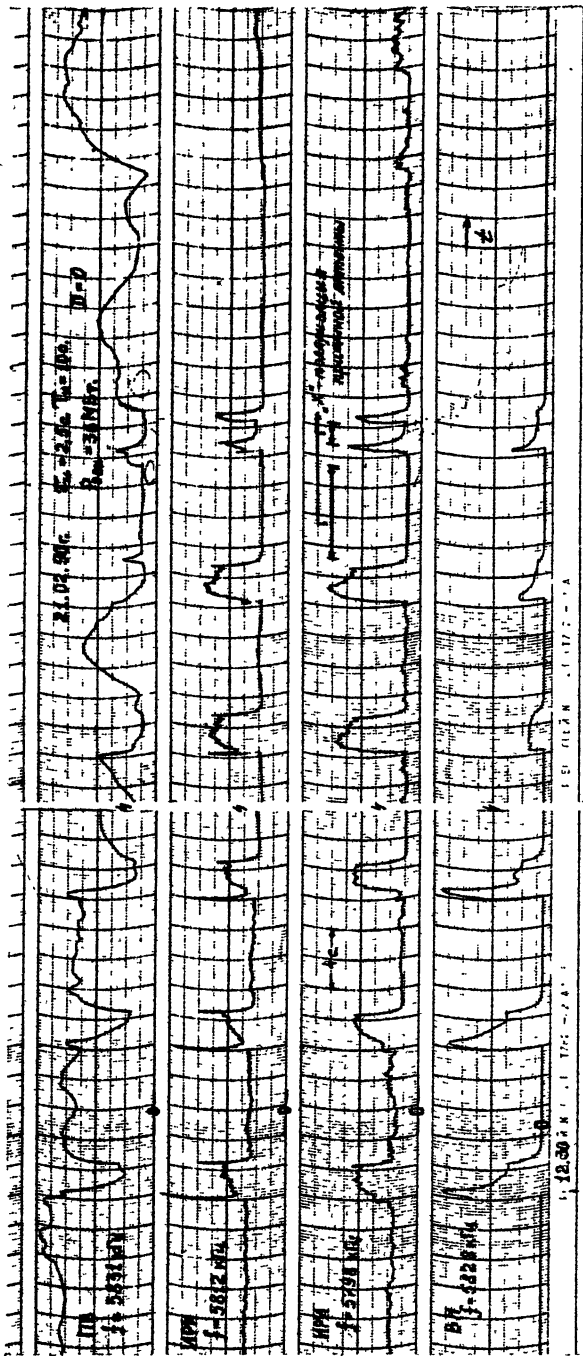
\dagger) Следует уточнить понятие "качественная диагностика спектра". Для диагностики спектра неоднородностей концентрации (с $\ell_{\perp} \approx \lambda_{\text{ВН}}$) мы использовали результаты работы /9/, в которой установлена зависимость времени релаксации τ_r АО на ПВ от спектрального индекса неоднородностей (2β). Аналитическое выражение этой связи довольно-таки громоздко, но суть его сводится к тому, что по величине τ_r можно зафиксировать переход 2β через значение $2\beta = 3$. Используемые в тексте обозначения $2\beta < 3$, $2\beta = 3$ и $2\beta > 3$ соответствуют при этом случаям, когда $2\beta \approx 2,4 - 2,6$, $2,4 - 2,6 < 2\beta < 3,4 - 3,6$ и $2\beta \approx 3,4 - 3,6$.

3. Для иллюстрации работы \dagger -алгоритма на рис. 1 приведен пример амплитудных записей сигнала пробной волны при воздействии на ионосферу последовательностью из 18 импульсов ВН с $T_{и} = 10$ с и $T_{и} = 2,5$ с. На рисунке показаны только три первых и три последних импульса из пакета. Видно, что время релаксации А0 амплитуды ПВ T_p в начале пакета быстро нарастает от импульса к импульсу ВН (от 0,2 с до 1,2 с для 1-3-го импульсов), а средняя амплитуда ПВ уменьшается и после третьего импульса достигает квазистационарного уровня. С этого момента (3-4 импульс) существенно замедляется и рост T_p , которое, слабо флуктуируя, в среднем нарастает от 2-3 до 5-7^р секунд (для 3-18 импульсов). Именно для этого интервала времени (3-18 импульс) можно говорить о существовании квазистационарного спектра неоднородностей с $2\beta \approx 2,2-2,7$ (по модели /9/) и при этом "квазистационарная" интегральная (в интервале $l_{\perp} : 1 \text{ м} \leq l_{\perp} \leq 50 \text{ м}$) интенсивность искусственных неоднородностей δn_S^2 , измеренная по среднему аномальному ослаблению ПВ на длительности пакета ($K_{a0} \approx 8 \text{ дБ}$), составляет величину $\delta n_S^2 \approx 3-4 \cdot 10^{-5}$.

Основные результаты экспериментов по управлению параметрами спектра неоднородностей концентрации, с использованием \dagger -алгоритма, иллюстрируются приведенными в табл. 2 данными, полученными в сентябре 1986 г. (В итоге весенних экспериментов получен качественно подобный результат.) Следует пояснить, что, за исключением режимов излучения ВН с $T_{и} = 120$ с, δn_S^2 в табл. 2 - это квазистационарное значение интегральной интенсивности спектра неоднородностей (с $l_{\perp} \approx \lambda_{ВН}$), устанавливающееся в результате воздействия первых 3-4 импульсов ВН на ионосферу.^{+) Показатель}

^{+) Интегральная интенсивность неоднородностей δn_S^2 рассчитывалась по величине среднего значения аномального ослабления ПВ (среднего на длительности пакета импульсов ВН) $\langle \Gamma \rangle = \ln(A_0^2 / A^2)$, где A_0 - средняя амплитуда ПВ до первого выключения ВН и A - "квазистационарное" значение амплитуды ПВ на длительности пакета импульсов ВН. В соответствии с /15/ для расчета использовалось выражение: $\delta n_S^2 = \langle \Gamma \rangle v_{\dagger} / \pi L \omega$. При этом погрешность оценки определялась в основном точностью измерения $\langle \Gamma \rangle$ и масштаба слоя L и не превышала величины $+0,35 \delta n_S^2$ для $\delta n_S^2 \approx 3 \cdot 10^{-5}$.}

Для режимов излучения ВН с $T_{и} = 120$ с и $T_{и} \approx 8$ с, в отличие от других режимов, амплитуда ПВ в среднем возрастала на длительности пакета (на 6-9 дБ), а не уменьшалась. По-видимому, это вызвано фокусировкой ПВ на искусственных крупномасштабных неоднородностях. Приведенные для этих режимов в табл. 2 значения δn_S^2 рассчитаны



Р и с . I

Таблица 2

$T_n, \text{м}$	$T_n, \text{с}$	$T_n, \text{с}$	Q	$\tilde{P}_{3n}, \text{МВт}$	$h_n, \text{км}$	$L, \text{км}$	$\rho_{\text{оф}}, \text{МГц}$	δN_o^2	δn_s^2	2β	$\frac{P_{3n}}{Q}, \text{МВт}$
22	120	3	40	33	196	44	6,2	$\leq 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$	> 3	0,83
22	120	8	15	33	200	48	5,9	$\leq 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-5}$	≥ 3	2,2
22	120	32	3,8	33	202	52	5,7	$\leq 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-5}$	> 3	8,7
7	40	0,9	44	14	209	48	6,2	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-5}$	-	0,32
7	40	2,7	15	7,8	203	58	6,1	$\leq 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$	> 3	0,52
7	40	8,1	4,9	24	198	44	6,2	$\leq 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-5}$	≤ 3	4,9
3	10	1	10	5,4	209	43	6,1	$\sim 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$	< 3	0,54
3	10	3	3,3	19	220	120	4,9	$\sim 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-5}$	≤ 3	5,7
3	10	5	2	7,8	203	44	5,9	$\leq 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-5}$	< 3	3,9

степени спектра 2β также определялся после первых 3-4 импульсов ВН.

Данные, приведенные в табл. 2, получены в примерно одинаковых ионосферных условиях (близкие высоты отражения ВН ($h_{и}$), масштаб слоя (L), отстройка частоты ВН от критической частоты слоя ($f_{оф2}$) интенсивность фоновых неоднородностей концентрации (δN_0^2)). Из этих данных видно, что интегральная интенсивность искусственных неоднородностей δn_s^2 возрастает от значений $\delta n_s^2 \approx 10^{-5}$ до $\delta n_s^2 \approx 9 \cdot 10^{-5}$ с увеличением средней мощности воздействия ($\tilde{P}_{эи}/Q$) от 0,3 МВт до $\tilde{P}_{эи}/Q \approx 2,7$ МВт. При этом, если предполагать, что в результате воздействия создаются неоднородности со спектром степенного вида, то увеличение длительности импульса ($\tau_{и} > 1$ с) при фиксированных (или близких) значениях скважности излучения ВН приводит к увеличению показателя степени спектра 2β . Этот результат связан с насыщением интенсивности мелкомасштабных неоднородностей при относительно длительном нагреве, в то время как неоднородности большего масштаба еще не достигают стационарного уровня. Для режима работы мощного передатчика с $T_{и} = 40$ с заметно увеличение показателя степени спектра с увеличением скважности излучения импульсов ВН.

Результаты измерений, приведенные в табл. 2, в общем хорошо укладываются в описанную выше схему работы \dagger -алгоритма управления. Режим работы мощного передатчика с $\tau_{и} = 3$ с и $T_{и} = 10$ с в некоторой степени характеризует влияние фоновых неоднородностей концентрации на процесс генерации мелкомасштабных неоднородностей. Для этого режима начальные условия соответствовали значению $D = 1$, в то время как для всех других, приведенных в таблице 2, $D = 0$. Для начальных условий с $D > 1$ \dagger -алгоритм управления не работает и в результате воздействия создаются неоднородности концентрации, для которых показатель степени спектра $2\beta > 3$. Эти результаты подтверждают данные измерений ракурсно-го рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях концентрации /И-13,19/, согласно которым можно утверждать, что на начальной стадии взаимодействия ВН с плазмой верхней ионосферы интенсивность мелкомасштабных неоднородностей увеличивается быстрее, чем

по средней величине А0 непосредственно во время излучения ВН (в каждом из импульсов, составляющих пакет), а не по среднему А0 на длительности всего пакета.

интенсивность крупномасштабных. Из результатов /19/ известно, что на начальном этапе возможно формирование более интенсивных неоднородностей (с $l_{\perp} = 3-1,7$ м), чем устанавливающиеся в результате длительного воздействия. Это приводит к формированию, на начальном этапе взаимодействия ВН с плазмой, относительно пологого (в области $l_{\perp} \leq \lambda_{ВН}$) спектра неоднородностей (в предположении о степенном виде спектра этой ситуации будет соответствовать показатель степени $2\beta < 3$), который в результате дальнейшего нагрева модифицируется в крутой (с $2\beta > 3$). Причем из наших измерений следует, что степень "пологости" спектра на начальном этапе взаимодействия обратно пропорциональна интегральной интенсивности фоновых неоднородностей концентрации. При достижении интенсивностью фоновых неоднородностей значений $\delta N_0^2 \approx 10^{-7}-10^{-6}$ пологие спектры не реализуются уже и на начальной стадии, что может быть связано с усилением взаимодействия между мелкомасштабными и крупномасштабными компонентами спектра при увеличении их интенсивности. Об этом говорит и динамика показателя степени спектра 2β внутри пакетов импульсов с $T_{и} = 120$ с и $\tau_{и} = 3$ с. В табл. 2 приведено "квазистационарное" значение 2β , устанавливающееся в результате воздействия 3-4 импульсов ВН. Первыми импульсами (с $\tau_{и} = 3$ с, $\tilde{P}_{3и} = 33$ МВт, $D = 0$) формировался спектр с $2\beta < 3$, а δn_s^2 , рассчитанное по аномальному ослаблению на первом и втором импульсах ВН, достигает значений $\delta n_s^2 = 7-9 \cdot 10^{-5}$.

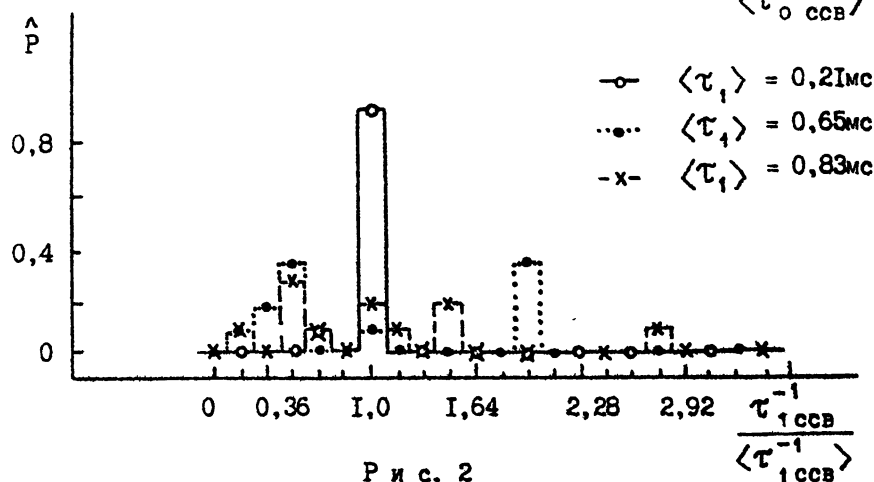
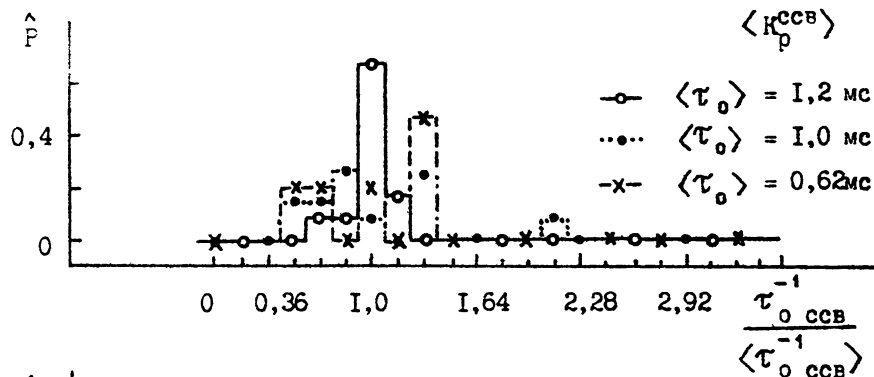
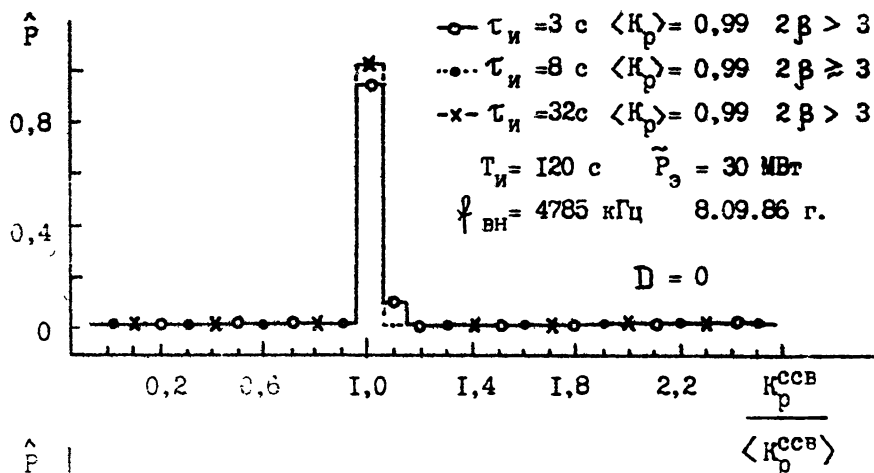
В результате проведенных исследований мы приходим к выводу, что в спокойных ионосферных условиях возможна целенаправленная модификация наклона спектра искусственных неоднородностей концентрации и их интегральной интенсивности.

2. Влияние искусственных неоднородностей концентрации различных масштабов на характеристики эффекта ССВ

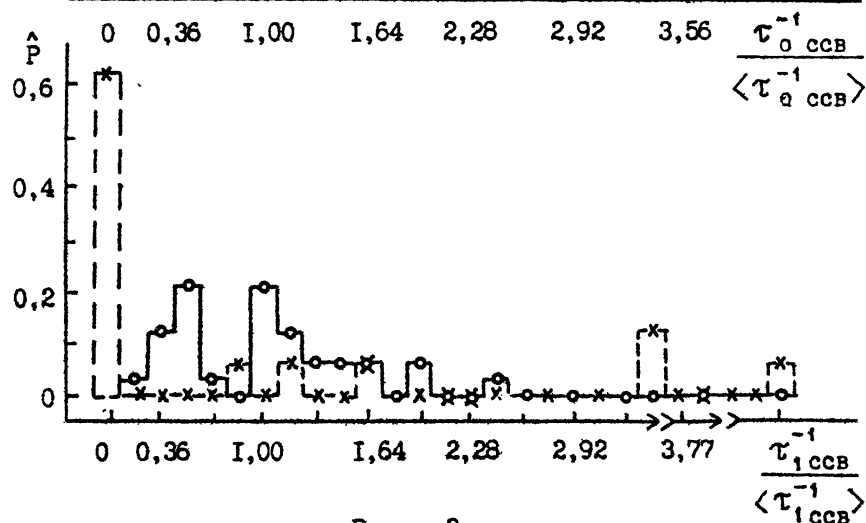
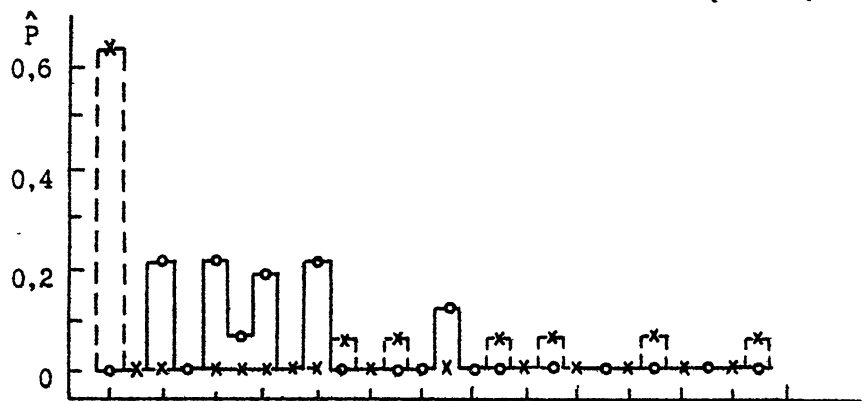
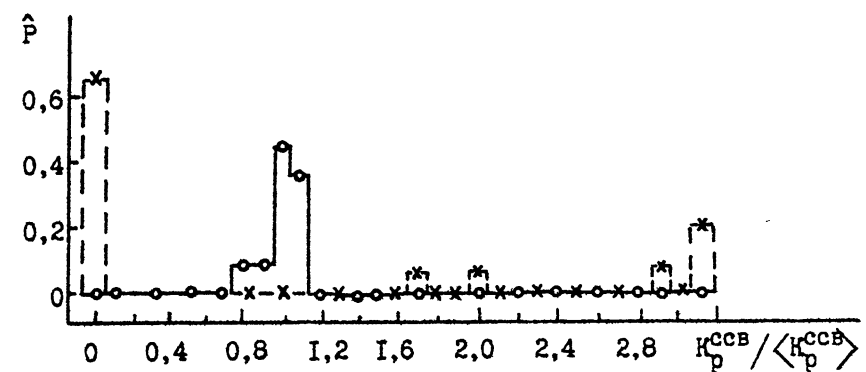
В /20/ исследовалось влияние фоновых неоднородностей концентрации (естественного происхождения) на характеристики эффекта ССВ. При этом было установлено, что увеличение интенсивности "фона" приводит к неоднозначной реакции - в части реализаций эффект усиливался, а в других - ослаблялся. Использование t -алгоритма для создания искусственного "фона" с заданным спектральным индексом (в условиях низкой интенсивности естественных неоднороднос-

тей плотности плазмы) позволило экспериментально подтвердить высказанное в /20/ предположение о роли неоднородностей различных масштабов в развитии эффекта ССВ.

Для разделения влияния крупномасштабных (с масштабами $l_{\perp} \geq \lambda_{\text{вн}}$, $Q_n = 6$) и мелкомасштабных (с $l_{\perp} \leq 10$ м, $Q_n \leq 4$) неоднородностей концентрации на характеристики ССВ использовалось импульсное облучение ионосферы с периодами $T_{\text{и}}$ соответственно 120 с и 10 с. При этом длительность импульсов $\tau_{\text{и}}$ в первом случае изменяли от пакета к пакету в пределах от 1 с до 32 с, а во втором $\tau_{\text{и}}$ заключено в интервале $0,1 \text{ с} \leq \tau_{\text{и}} \leq 5 \text{ с}$. В результате импульсного воздействия с $T_{\text{и}} = 120 \text{ с}$ и $\tau_{\text{и}} \geq 3 \text{ с}$ ($\tilde{P}_{3\text{и}} = 33 \text{ МВт}$) в ВО формировался спектр неоднородностей с показателем $2\beta \geq 3$ (см. табл. 2). Длительность пакета импульсов в этом случае составляла 22,5 мин, а пауза между пакетами, как и во всех других режимах излучения, о которых будет говориться ниже, была не менее 7 мин. Во втором случае ($T_{\text{и}} = 10 \text{ с}$) импульсное воздействие производилось в течение трех минут (с $\tilde{P}_{3\text{и}} \approx 15 \text{ МВт}$), и крупномасштабные неоднородности при применявшейся пониженной мощности не успевали накопиться на длительности пакета, а интенсивность мелкомасштабных в среднем возросла после 2-3 первых импульсов. Определенные по релаксации А0 на ПВ показатели степени спектра неоднородностей составляли в этом случае $2\beta \leq 3$. Но для $\tau_{\text{и}} = 5 \text{ с}$ интенсивность мелкомасштабной части спектра неоднородностей была несколько выше чем в режиме с $T_{\text{и}} = 120 \text{ с}$ (см. табл. 2). На рис. 2 и 3 приведены, соответственно для режимов с $T_{\text{и}} = 120$ и 10 с, гистограммы распределений вероятности \hat{p} характеристик эффекта ССВ (K_p , τ_0^{-1} и τ_1^{-1} , методику измерения которых можно найти в /14/) отнормированных на их среднеарифметические значения в пакете реализаций. Необходимая дополнительная информация к рис. 2 дана непосредственно на рисунке, а для рис. 3 кружки соответствуют $\tau_{\text{и}} = 3 \text{ с}$, крестики - $\tau_{\text{и}} = 5 \text{ с}$ и дополнительная информация приведена в табл. 3. На рис. 2 обращает на себя внимание тот факт, что характерные времена эффекта ССВ ВН существенно изменяются (τ_0 уменьшаются, а τ_1 растет) с увеличением длительности импульса ВН. Изменений K_p здесь не заметно, что связано с несколько неудачным выбором мощности излучения, при которой величина K_p достигает предельных значений $K_p \approx 1$. Тем не менее, по изменениям времен эффекта допустим



Р и с. 2



Р и с. 3

вывод о том, что эффект ССВ в некоторых реализациях усиливается при увеличении интенсивности крупномасштабных неоднородностей концентрации. На рис. 3 картина более ясная и, используя данные о δn_s^2 и наклоне спектра для этих режимов излучения ВН из табл. 2, можно сделать вывод, что увеличение интенсивности мелкомасштабных неоднородностей концентрации более некоторого уровня δn_s^{*2}

Таблица 3

$\tau_n, \text{с}$	2β	$\bar{K}_{\text{ССВ}}$	$\bar{\tau}_0, \text{мс}$	$\bar{\tau}_1, \text{мс}$	D
3	≤ 3	0,90	1,5	1,5	0 - 1
5	< 3	0,24	6	10	0

приводит к сильному подавлению эффекта ССВ. Этот факт можно объяснить линейной трансформацией ВН в плазменные волны на интенсивных мелкомасштабных неоднородностях. Это практически безынерционное (с характерными временами $\tau \leq 0,1$ мс) энерговыделение происходит прежде всего на уровне ВГР (вследствие анизотропии неоднородностей и меньшей высоты расположения уровня ВГР по сравнению с уровнем $U = 1$) и мощность, достигающая точки отражения, будет существенно меньше. Последнее приведет, и это мы видим на рис. 3 для $\tau_n = 5$ с, к уменьшению измеряемых значений K_p и увеличению времен τ_0 и τ_1 вплоть до значений K_p, τ_0^{-1} и τ_1^{-1} равных нулю, если мощность прошедшей уровень ВГР волны окажется меньше пороговой мощности эффекта ССВ.

Измерить значение δn_s^{*2} не представляется возможным, можно лишь дать неточную верхнюю оценку по величине аномального ослабления ВН: $\delta n_s^{*2} < 4 \cdot 10^{-3}$. Из данных, приведенных в /20/ и в табл. I видно, что характеристики ССВ начинают качественно изменяться при увеличении интенсивности фоновых неоднородностей концентрации $\delta N_0^2 \approx 10^{-6} - 10^{-7}$. Заметим, что, согласно /15/ интенсивность "затравочных" неоднородностей, существенно снижающих порог ТПН, $\delta n_0^2 \approx 4 \cdot 10^{-6}$. Если предположить, что при $\delta N_0^2 \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ выполняется условие $\delta n_0^2 = \delta n_s^{*2}$, то получаем для δn_s^{*2} : $10^{-7} - 10^{-6} \leq \delta n_s^{*2} < 4 \cdot 10^{-3}$. Однако выполнение этого условия маловероятно и значение нижней границы для $\delta n_s^{*2} \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ быст-

рее всего завышено.

3. Определение характерных масштабов неоднородностей концентрации определяющих генерацию ИРИ первого типа

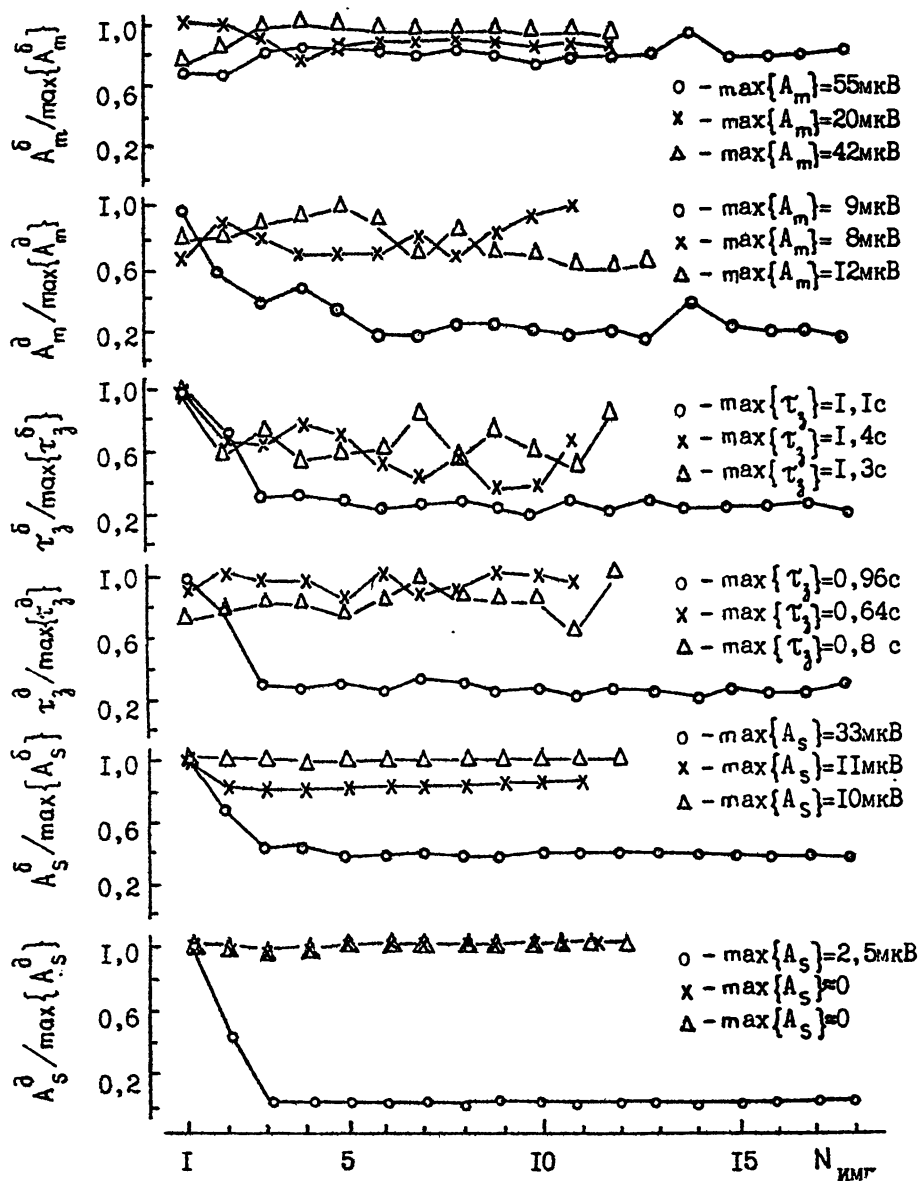
Для выделения влияния неоднородностей концентрации различных масштабов на процесс формирования ИРИ⁺, авторы использовали, как и во втором разделе при исследованиях ССВ, \uparrow -алгоритм управления параметрами искусственных неоднородностей концентрации ионосферной плазмы. На рис. 4 представлены данные о динамике характеристик ИРИ, для ближней ($\Delta f_{\text{ИРИ}} = -12$ кГц, индекс δ) и дальней ($\Delta f_{\text{ИРИ}} = -53$ кГц, индекс δ) отстроек ($f_{\text{ВН}} = 4785$ кГц), внутри трех пакетов импульсов с различной длительностью и периодом повторения. В качестве характеристик ИРИ в одиночном импульсе взяты уровень максимальной амплитуды A_m , время достижения этого уровня τ_3 и уровень стационарной амплитуды A_s , которая устанавливается за фазой достижения максимума ИРИ. Все эти параметры приведены в отнормированном виде. В качестве нормировки использовались максимальные значения параметров в соответствующих пакетах. Величина нормировок приведена на рис. 4, а другая необходимая информация - в табл. 4.

Таблица 4

$\tau_{и}, c$	$T_{и}, c$	Условное обозначение	$\tilde{P}_{эм}, \text{МВт}$	2β	δn_s^2	D
3	10	—o—	19	≈ 3	$3 \cdot 10^{-5}$	0 - I
8	40	—x—	11	≈ 3	$7 \cdot 10^{-5}$	0
32	120	—Δ—	33	> 3	$9 \cdot 10^{-5}$	0

Характерной деталью для приведенных на рис. 4 зависимостей параметров ИРИ от порядкового номера (N) импульса ВН в пакете является уменьшение их значений после первых двух - трех импуль-

+) ИРИ первого типа - искусственное радиоизлучение ионосферы, генерируемое в диапазоне отстроек $\Delta f_{\text{ИРИ}} = (f_{\text{ИРИ}} - f_{\text{ВН}}) = -10 - -60$ кГц на тепловых временах взаимодействия ВН с ионосферной плазмой. Обычно его связывают с развитием неоднородностей концентрации плазмы в результате ТПН.



Р и с. 4

сов ВН с периодом $T_{и} = 10$ с. Исключение составляет лишь максимальное значение амплитуды ИРИ на близкой отстройке (A_m^{δ}). Заметим еще, что для режима с $T_{и} = 10$ с и $\tau_{и} = 3$ с стационарное значение амплитуды ИРИ не достигалось на первых импульсах и на рис. 4 для них приводятся значения амплитуды в момент окончания импульса нагрева. В результате воздействия первых трех импульсов начальные условия искусственно изменялись, что приводило к "сжатию" процесса развития ИРИ во времени и установлению стационарного значения амплитуды ИРИ на длительности трехсекундного импульса ВН. Как можно видеть из рис. 4, стационарная амплитуда искусственного излучения не зависит ни от временного режима, ни от мощности излучения ВН для фиксированной отстройки.

Для режимов работы мощного передатчика с большим периодом и длительностью импульса уменьшаются только времена достижения максимальной амплитуды для ближней отстройки ИРИ. Кроме этого, несколько возрастает амплитуда флуктуаций почти всех характеристик ИРИ для обеих отстроек.

Для анализа данных рис. 4 используем результаты /16/. Для ближней отстройки интенсивность ИРИ определяется соотношением^{+) :}

$$I(t) = A \delta n^3(t) e^{-\frac{3}{2} \Gamma(t)}, \quad (2)$$

где I - интенсивность ИРИ, A - не зависящая от времени величина, δn - амплитуда флуктуаций концентрации, Γ - полное аномальное ослабление ВН в момент времени t . Если учесть, что δn и $\Gamma = \alpha \delta n^2$ зависят от времени, то получим для $I(t)$ выражение:

$$I(t) = A \delta n_s^3 (1 - e^{-t/\tau})^3 \exp \left[-\frac{3}{2} \Gamma_m (1 - e^{-t/\tau})^2 \right], \quad (2a)$$

где $\Gamma_m = \alpha \delta n_s^2$ - полное аномальное ослабление ВН (после уста-

^{+) Соотношения (2) получены из выражения (II) /16/ для близких отстроек ($\Delta f_{ИРИ} \leq 15$ кГц) с использованием теоремы о среднем для интегрирования по волновым числам неоднородностей \mathcal{E}_1 . При этом предполагалось, что отличие \mathcal{E}_1 от \mathcal{E} пренебрежимо мало, а интенсивность неоднородностей "ядра" δn^2 растет до стационарного значения δn_s^2 по закону $\delta n^2 = \delta n_s^2 (1 - e^{-t/\tau})^2$.}

Законность использования такой модели роста δn^2 следует из экспериментов с использованием метода рекурсного рассеяния /4,5,12,13/.

новления стационарного уровня интенсивности ИРИ). Используя (2а), можно получить выражения для времени достижения максимальной интенсивности ИРИ (τ_3) и ее значения в этот момент времени Γ^{\max} :

$$\Gamma^{\max} = A' (\alpha_1^{\max} - \alpha_1^{\min})^{3/2}, \quad (3)$$

$$\tau_3 = \tau \cdot \ln \left[\Gamma_m^{1/2} / (\Gamma_m^{1/2} - 1) \right]. \quad (4)$$

Следует заметить, что модель /16/ построена для $\Gamma_m \geq 1$. Из (3) видно, что максимальная интенсивность ИРИ на ближней отстройке не зависит, непосредственно, от величины аномального ослабления ВН ($\Gamma_m \approx \ln(A_0^2 / A^2)$). Эта зависимость оказывается опосредованной через интервал волновых чисел неоднородностей ($\alpha_1^{\max} - \alpha_1^{\min}$), участвующих в процессе генерации ИРИ. Из выражения (4) для τ_3 можно сделать вывод, что изменение измеренного в эксперименте времени τ_3 связано с изменением времени развития τ неоднородностей, ответственных за генерацию ИРИ (Γ_m для первых двух импульсов в режиме с $T_H = 10$ с составляло $\Gamma_m = 5,3$, а для последующих $\Gamma_m \approx 6,9$). Отметим, что изменение τ может быть связано как со смещением "ядра" ответственных за генерацию ИРИ неоднородностей в сторону больших α_1 (при уменьшении показателя степени спектра исходных неоднородностей 2β от начальных значений $2\beta \approx 3$ до значений $2\beta \approx 3$ для третьего и последующих импульсов в пакете), так и с изменением времени развития неоднородностей с фиксированными α_1 но разных исходных спектрах. Если пренебречь последним обстоятельством, то непосредственно из (4) можно получить время развития ответственных за генерацию ИРИ неоднородностей $\tau = 1,9$ с (для $2\beta \approx 3$, по первым импульсам) и $\tau = 0,7$ с (для $2\beta \approx 3$, по последним импульсам в пакете). Используя /8/, получаем соответственно $l_1 \approx 15-20$ м и $l_1 \approx 1,6$ м. +)

+) Эти оценки l_1 можно считать справедливыми только по порядку величины, так как при их получении предполагалось, что время τ не изменяется в процессе нагрева одиночным импульсом ВН. В действительности вид спектра модифицируется именно во время нагрева каждым импульсом ВН. В соответствии с этим изменяется и масштаб неоднородностей, ответственных за генерацию ИРИ, и τ . В результате, полученные оценки l_1 являются, по-видимому, несколько завышенными.

В режиме с $T_m = 40$ с и I20 с неоднородности с $l_1 \approx 15-20$ м не успевают релаксировать за время паузы до исходного уровня, что приводит к небольшому уменьшению T_3 внутри пакета импульсов.

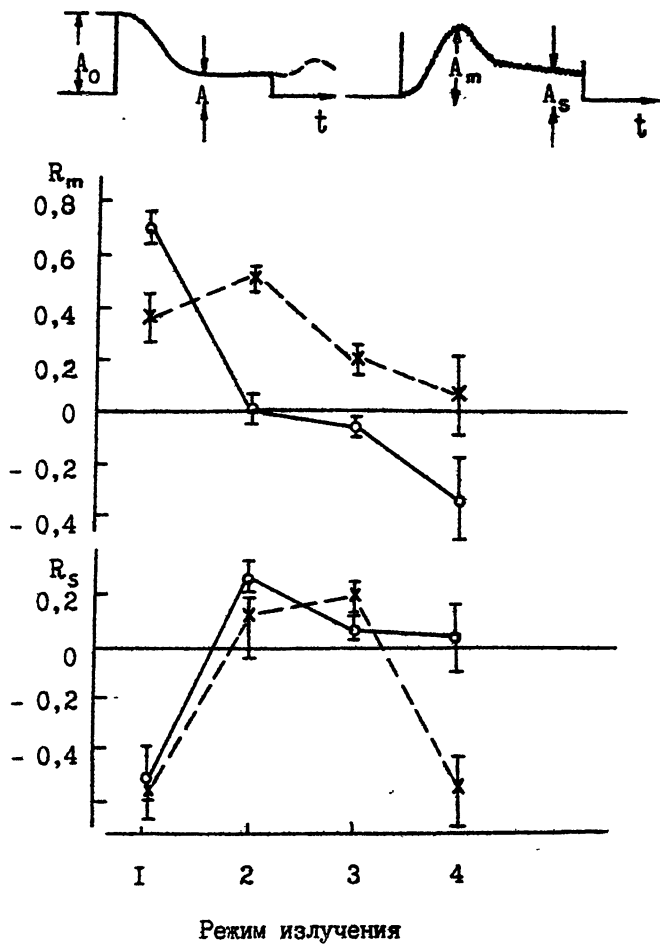
Для дальней отстройки ИРИ не удается получить простые выражения, подобные (3) и (4). Но из рис. 4 видно, что за генерацию ИРИ на дальних отстройках ответственны неоднородности, достигающие квазистационарного уровня интенсивности при нагреве в течении $T_m = 3$ с. С другой стороны, паузы в 32 с достаточно, чтобы они полностью релаксировали до исходного уровня. Если использовать данные /8, I2/ о динамике мелкомасштабных искусственных неоднородностей концентрации, полученные методом ракурсного рассеяния, можно сделать вывод, что генерация ИРИ на дальней отстройке определялась неоднородностями с $l_1 \approx 7$ м. Важным является то, что это ограничение справедливо для неоднородностей с показателями степени спектра от $2\beta \leq 3$ до $2\beta > 3$ (здесь, как и выше, предполагается степенной вид спектра искусственных неоднородностей).

4. О роли стрикционной параметрической неустойчивости в формировании ИРИ типа I при разной интенсивности и структуре спектра фоновых неоднородностей плотности

Для выяснения влияния на формирование ИРИ процессов протекающих у уровня отражения (назовем их стрикционным самовоздействием - ССВ) и у уровня ВГР волны накачки (назовем их А0) была проведена кросскорреляционная обработка данных с одной стороны о коэффициенте ССВ ВН ($K_p = 1 - (A/A_0)^2$ см. рис. 5) и коэффициенте А0 ВН в энергетическом виде ($K_{pa} = 1 - (K_{ao})^{-2}$)⁺, а с другой - об интенсивности стационарного уровня $I_s = A_s^2$ (см. рис. 5) и величины $(I_m - I_s)$ для ближней отстройки ИРИ. в результате получены четыре коэффициента кросскорреляции $R_{m,s}^{ССВ; A0}$ /I8/:

$$R_{m,s}^{ССВ; A0} = \langle X \cdot Y \rangle / (\langle X^2 \rangle \cdot \langle Y^2 \rangle)^{1/2}, \quad (5)$$

⁺ K_{ao} здесь - коэффициент аномального ослабления амплитуды ВН, измеренный обычным способом /I7/.



Р и с. 5

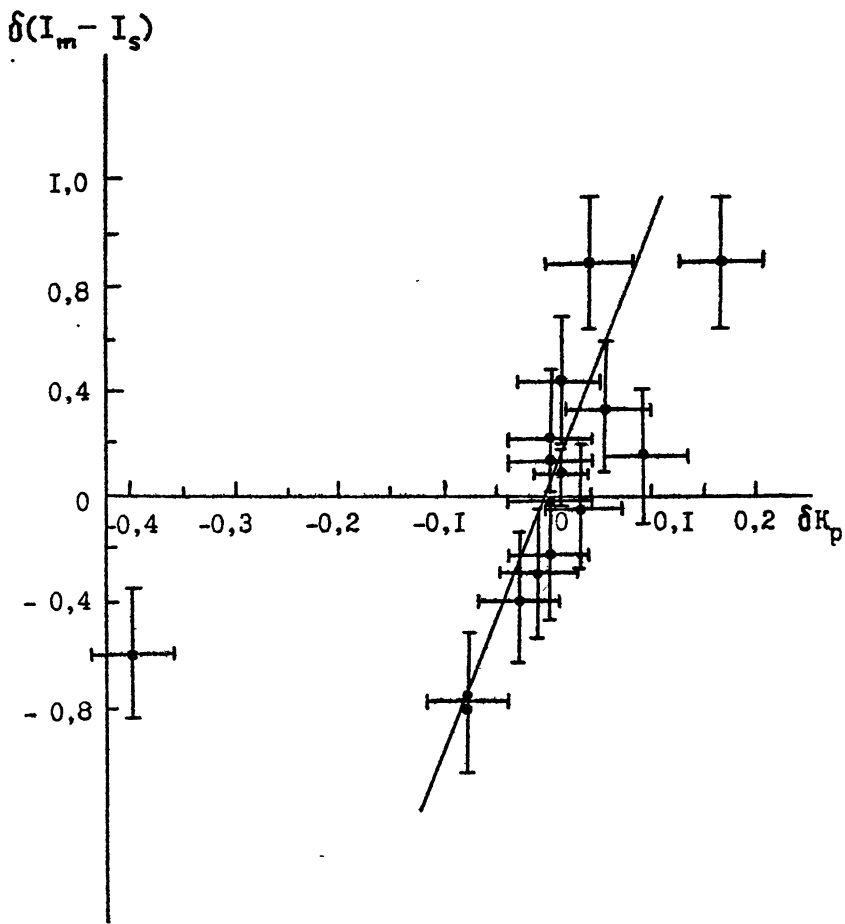
$$X = \begin{cases} \delta(I_m - I_s) = (I_m - I_s) / \langle I_m - I_s \rangle - 1 & (m) \\ \delta I_s = I_s / \langle I_s \rangle - 1 & (s) \end{cases}, \quad (6)$$

$$y = \begin{cases} \delta K_p = K_p / \langle K_p \rangle - 1 & (ССВ) \\ \delta K_{pa} = K_{pa} / \langle K_{pa} \rangle - 1 & (А0) \end{cases} \quad (7)$$

Таким образом, получен коэффициент кросскорреляции между флуктуациями энерговыделения ВН у уровня ее отражения на стадии ССВ (δK_p , см. строку с индексом ССВ в выражении 7) и флуктуациями максимальной интенсивности ИРИ (точнее с флуктуациями величины $(I_m - I_s)$, см. строку с индексом m в выражении (6)). Значения этого коэффициента R_m для разных режимов излучения ВН даны на рис. 5 кружками. Коэффициент кросскорреляции R_s характеризует статистическую связь тех же флуктуаций энерговыделения ВН и флуктуаций стационарной интенсивности ИРИ (δI_s , см. строку с индексом S в выражении (6)). На рис. 5 значения этого коэффициента R_s также нанесены кружками. Другая пара коэффициентов кросскорреляции R_m и R_s , значения которых отмечены на рис. 5 крестами, характеризует статистическую связь флуктуаций энерговыделения ВН у уровня ее верхнегибридного резонанса (на стадии развития эффекта А0, эта величина определена в строке А0 выражения 7) и флуктуаций характеристик ИРИ, которые использовались для расчетов $R_{m;s}$ между ССВ и ИРИ. Коэффициенты R_m и R_s рассчитывались для отдельных пакетов импульсов. Режимы излучения ВН даны в табл. 5, где

Таблица 5

Режим	$T_{и}, c$	Q	$\tilde{P}_{эи}, \text{МВт}$	2β	D
1	120	15	29	≤ 3	0
2	120	4	26	> 3	0; I
3	10; 40	3-5	16	≈ 3	0; I
4	10	2	7,8	< 3	0



Р и с. 6

также приведена дополнительная информация. Заметим, что при расчетах коэффициентов кросскорреляции первые 2-3 импульса в каждом пакете не использовались. Таким образом, приведенные на рис. 5 R_m и R_s характеризуют величину статистической связи между названными выше величинами в "квазистационарном" состоянии. На рис. 6 приведен пример распределения величин $\delta(I_m - I_s)$ и соответствующих им значений δK_p для режима I.

ИРИ, принимаемое у поверхности Земли, является результатом процессов, происходящих во всем объеме ВО, и в итоге мы принимаем суммарное излучение большого числа некоррелированных или слабокоррелированных источников. Этим объясняется высокая устойчивость динамики ИРИ. Коэффициенты АО и ССВ определяются процессами, протекающими в ограниченной размерами первой зоны Френеля части ВО (по крайней мере при не очень высоком уровне низкочастотной турбулентности). В силу этих обстоятельств не приходилось ожидать, что корреляция между флуктуациями параметров ИРИ и параметров эффектов самовоздействия ВН будет сильной. Тем не менее оказалось, что в условиях малой интенсивности "фоновых" неоднородностей искусственного происхождения (режим I) существует достаточно сильная связь, с $R_m^{CCB} \approx 0,7$, между флуктуациями энерговыделения в точке отражения ВН (ССВ) и флуктуациями максимальной интенсивности ИРИ в импульсе (точнее $(I_m - I_s)$). Для флуктуаций энерговыделения ВН у уровня ВГР (АО) аналогичная связь существенно слабее ($R_m^{AO} = 0,35$). Опираясь на этот факт и на сведения о кросскорреляции ССВ и АО со стационарным уровнем интенсивности ИРИ (R_s на рис. 5) можно прийти к заключению, что, в условиях малой интенсивности "фоновой" низкочастотной турбулентности, ССВ оказывает определяющее влияние на процесс формирования ИРИ вплоть до времени достижения максимальной интенсивности ИРИ (I-2 с). На временах достижения стационарного уровня ИРИ вклад ССВ и АО в процесс его формирования примерно одинаков ($R_s \approx -0,55$). При увеличении интенсивности искусственного фона δn^2 больших масштабов (режимы 2-3), по-видимому, начинается распад ВО на отдельные "ядра" и корреляция падает до близких к нулю значений $R_{m,s}$. В режиме 4 создается искусственный фон с относительно слабыми крупномасштабными неоднородностями ($2\beta < 3$), что приводит к более равномерной, по всей возмущенной области, генерации ИРИ и к увеличению модуля коэффициента кросскорреляции между АО и стаци-

онарной интенсивностью ИРИ. Для ССВ корреляция существенно меньше, что вызвано "экранировкой" области отражения ВН, в которой развивается ССВ (см. второй раздел) мелкомасштабными неоднородностями фона, расположенными у уровня ВГР мощной волны. Следует заметить, что при третьем и четвертом режимах излучения ВН интенсивность искусственных мелкомасштабных неоднородностей фона достаточна для эффективной линейной трансформации ВН на этих неоднородностях у уровня ВГР с характерным временем ≤ 100 мкс. При используемой методике измерения K_{pa} это энерговыделение ВН не может быть зафиксировано, что может привести к ошибкам в измерениях K_{pa} . Поэтому данные о $R_{m;s}^{AO}$ при этих режимах излучения ВН быстрее всего неверны.

5. Основные результаты работы

Предложен временной алгоритм управления параметрами искусственных неоднородностей концентрации (интегральной интенсивностью и показателем степени спектра искусственных неоднородностей концентрации). С использованием качественных методов диагностики показано, что при достаточно низкой интенсивности спектра исходных неоднородностей ($\delta N_0^2 < 10^{-7} - 10^{-6}$), t - алгоритм управления позволяет получать "квазистационарные" спектры неоднородностей концентрации (для $l_{\perp} \leq \lambda_{ВН}$) с различной относительной интенсивностью мелкомасштабной и крупномасштабной составляющих спектра. Если предполагать, что в результате воздействия создаются неоднородности со спектром степенного вида, то t - алгоритм позволяет изменять показатель степени спектра искусственных неоднородностей 2β от значений $2\beta \leq 2,4-2,6$ до $2\beta \geq 3,4-3,6$, при этом интегральная интенсивность $\delta n_s^2 \leq 9 \cdot 10^{-5}$.

Временной алгоритм управления параметрами неоднородностей использован для изучения эффектов воздействия и при этом получены следующие результаты:

- эффект ССВ усиливается интенсивными крупномасштабными неоднородностями концентрации (с $\delta N_0^2 \geq 10^{-6} - 10^{-7}$) и подавляется мелкомасштабными при превышении их интенсивностью некоторого уровня $\delta n_s^{*2} < 4 \cdot 10^{-3}$;

- в предположении о степенном виде спектра искусственных неоднородностей плотности плазмы (с $l_{\perp} \leq \lambda_{ВН}$), генерация искус-

венного радиоизлучения ионосферы первого типа на дальних отстройках определяется неоднородностями с $l_{\perp} \approx 7$ м для показателей степени спектра неоднородностей 2β , близких к $2\beta \approx 3$. Для ближних отстроек ИРИ характерный масштаб неоднородностей ответственных за его генерацию, изменяется от $l_{\perp} \approx 1,6$ м до $l_{\perp} \approx 15-20$ м при увеличении показателя степени спектра исходных неоднородностей от $2\beta \approx 2-3$ до $2\beta \approx 3,4-3,6^{+)}$;

- показано, что в условиях низкой интенсивности фоновых неоднородностей концентрации плазмы вклад процессов, протекающих в точке отражения ВН в формирование ИРИ является определяющим до времен развития АО (достижения максимума интенсивности ИРИ), после чего влияние АО и ССВ на процесс формирования ИРИ оказывается примерно одинаковым. При увеличении интенсивности крупномасштабных неоднородностей фона ($\delta n_s^2 = 9 \cdot 10^{-5}$, $2\beta > 3$) коэффициенты кросскорреляции близки к нулю. По-видимому, это следствие распада возмущенной области на отдельные активные "ядра", локализованные в крупномасштабных неоднородностях, в которых происходит интенсивное взаимодействие ВН с плазмой. Усиление мелкомасштабного фона, при относительно низкой интенсивности крупномасштабных неоднородностей ($\delta n_s^2 \approx 4 \cdot 10^{-5}$, $2\beta \approx 3$), также приводит к уменьшению коэффициентов кросскорреляции ССВ с параметрами ИРИ. По-видимому, это следствие частичной экранировки уровня отражения ВН мелкомасштабными неоднородностями, расположенными у уровня ее верхнегибридного резонанса.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность С.М.Грачу, С.А.Метелеву и В.Л.Фролову за полезное обсуждение полученных результатов.

^{+) Этот результат, для ближней отстройки, получен в предположении о возможности пренебрежения различием масштабов неоднородностей, на которых происходит трансформация ВН с частотой $\omega_{ВН}$ в плазменные волны и "высвечивание" плазменных волн на частоте $\omega_{ВН} - \Delta\omega_{ИРИ}^-$ в электромагнитное излучение - ИРИ.}

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дтло У., Коен Р.//УФН. 1973. Т.109. С.371.
2. Гетманцев Г.Г., Комраков Г.П., Коробков Ю.С. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18. С.621.
3. Active experiments in space plasmas.//J.Atmos.Terrest. Phys. 1985. V.45. N 12. Special Issue.
4. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н. и др.//Изв. вузов Радиофизика. 1987. Т:30. С.208.
5. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митякова Э.Е. и др.//В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР. 1979.С.7
6. Анисимов С.В., Гохберг М.Б., Иванов Е.А. и др.//Докл. 14 Всес. конф. по распространению радиоволн. Ч.1. М.: Наука.1984. С.131.
7. Mendillo M.//Adv.Space Res. 1988. V.8. P.51.
8. Беликович В.В., Ерухимов Л.М., Эюзин В.А. и др.//Изв. вузов Радиофизика. 1988. Т.31. С.251.
9. Метелев С.А.//Изв. вузов Радиофизика. 1980. Т.23. С.671.
10. Booker H.G., Jing-wei-Tao.//J.Atmos.Terrest. Phys. 1985. V.47. P.1165.
11. Фролов В.Л.// Изв. вузов Радиофизика. 1988. Т.31. С.1164.
12. Беленов А.Ф., Ерухимов Л.М., Эюзин В.А. и др.//Препринт НИРФИ № 233. 1987.
13. Белей В.С., Беленов А.Ф., Галушко В.Г. и др. //Препринт НИРФИ № 285. 1989.
14. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А. и др.//Изв. вузов Радиофизика. 1982. Т.25. С.490.
15. Грач С.М., Митяков Н.А., Рапопорт В.О. и др.// В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР.1979. С.46.
16. Грач С.М.//Изв. вузов Радиофизика. 1985. Т.28.С.684.
17. Фролов В.Л.//Дисс. на соискание уч. степ. к.ф.-м.н. 1979. г. Горький.
18. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. М.: Мир. 1983. Т.1.
19. Ерухимов Л.М., Эюзин В.А., Комраков Г.П. и др.//Изв. вузов Радиофизика. 1982. Т.25. С.843.
20. Бойко Г.Н., Ерухимов Л.М.//Геомagnetизм и астрономия. 1990. Т.30. №-1. С.68.

Список сокращений

ВН - волна накачки

ПВ - пробная волна

ИРИ - искусственное радиоизлучение ионосферы

АО - аномальное ослабление

ССВ - стрикционное самовоздействие мощных радиоволн

ВГР - верхнегибридный резонанс

Дата поступления статьи
30 октября 1990 г.

Подписано в печать 16.II.90 г. Формат 60x84/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,55 усл.п.л.
Заказ 5127. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротапинтере НИРФИ