

УДК 550.338

## ДИАГНОСТИКА ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ ПОМОЩИ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

*Л. М. Ерухимов, С. А. Метелев, Д. В. Разумов*

Определены масштабы ионосферных неоднородностей, ответственных за генерацию и поглощение искусственного радиоизлучения. Получен спектр радиоизлучения, не связанного с тепловыми нелинейными эффектами в F-области ионосферы. Предложена методика диагностики высотного распределения ионосферных неоднородностей различных масштабов при помощи искусственного радиоизлучения.

Исследования искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), проведенные в Норвегии [1-3] и в СССР [4-6], показали, что это излучение имеет обыкновенную поляризацию и генерируется в F-слое ионосферы под воздействием мощной радиоволны в частотном диапазоне несколько десятков килогерц вблизи несущей частоты волны накачки (ВН). В результате дальнейших измерений [4-6] было установлено, что динамические характеристики ИРИ зависят от величины его отстройки  $\Delta f$  от частоты ВН  $f_{\text{ВН}}$  ( $\Delta f = f - f_{\text{ВН}}$ ), и на динамику развития ИРИ существенное влияние оказывают искусственные неоднородности электронной концентрации ионосферной плазмы [5]. Для выяснения роли неоднородностей различных масштабов в процессах генерации и поглощения ИРИ разных отстроек  $\Delta f$  в работе [6] использовались сложные режимы воздействия на ионосферу, в которых мощный радиопередатчик после предварительного нагрева ионосферы в режиме несущей излучал в режиме импульсной амплитудной модуляции с переменной скважностью. Длительность импульсных посылок составляла порядка 1 с; как оказалось, этого было достаточно для развития нелинейных процессов, приводящих к генерации ИРИ уже на длине импульса. Тем не менее, результаты измерений позволили авторам [6] сделать, в частности, вывод о том, что с увеличением отстройки  $|\Delta f|$  в диапазоне  $\Delta f = -10 \div -50$  кГц размер неоднородностей  $l_{\perp}$ , определяющих генерацию излучения, уменьшается от  $l_{\perp} \approx 10$  м до  $l_{\perp} \approx 5$  м, а размеры неоднородностей, вызывающих депрессию ИРИ, увеличиваются от  $l_{\perp} \approx 3$  м до  $l_{\perp} \approx 10$  м. Как известно [7], эти мелкомасштабные неоднородности способны эффективно рассеивать падающее на них электромагнитное излучение в z-моде. На них же возможна и обратная трансформация плазменных волн во вторичное электромагнитное излучение [8]. Исходя из этого предположения, нами был проведен эксперимент по диагностике искусственных неоднородностей ионосферы, созданных в результате предварительного нагрева ионосферы, пробными волнами обычной поляризации.

**Постановка эксперимента.** В качестве пробных волн использовалось ИРИ, возбуждающееся радиоизлучением того же передатчика, мгновенно переводимого после режима несущей в импульсный режим. Импульсы с длительностью порядка нескольких миллисекунд не вызывали дополнительного нагрева в F-слое ионосферы, что давало основание считать вторичное радиоизлучение от них результатом двойной трансформации на созданной предварительным нагревом релаксирующей решетке из неоднородностей. Именно отсутствие дополнительного нагрева позволяет называть такой режим излучения ВН пробным, так

же как пробными волнами является и ИРИ, возникающее при подобном зондировании ионосферы.

Эксперимент проводился на стенде «Зименки», имеющем эффективную мощность излучения  $P_0 \simeq 20$  МВт. В качестве приемной антенны использовалась поляризованная антenna с вертикальной диаграммой направленности, обладающая коэффициентом усиления  $G \simeq 200$  и расположенная на расстоянии около 1,5 км от передающей антенны. Усиление принимаемых сигналов осуществлялось с помощью радиоприемников с полосой пропускания  $\Delta f_{\text{пр}} = 1$  кГц, обладающих большим динамическим диапазоном по уровню входных сигналов.

Вторичное излучение в импульсном, «пробном», режиме работы мощного передатчика наблюдалось, естественно, только внутри зондирующего импульса (время жизни ИРИ составляет  $\leq 6$  мс [4]). При регистрации ИРИ осуществлялось временное стробирование импульсного сигнала. Изучаемый импульс ИРИ на переднем и заднем своих фронтах имел пораженные зоны, обусловленные переходными процессами во входных цепях приемника, находящегося под воздействием мощного импульса. Длительность пораженных зон  $\tau_{\min}$ , пропорциональная обратной величине полосы ПЧ приемника, в нашем случае составляла  $\tau_{\min} \simeq 1-3$  мс и ограничивала снизу длительность зондирующего импульса. Отметим, что на временах  $\tau_{\min} < t < \tau_i^*$  интенсивность ИРИ была практически неизменной, что доказывает возможность использования импульсов такой длительности в качестве диагностических. Параллельно с искусственным излучением на частотах  $f < f_{\text{ВН}}$  осуществлялась регистрация отраженного от ионосферы сигнала ВН также при помощи его временного стробирования (стробировалось начало и конец импульса, стробы размещались на  $t_1 = 0,5$  мс и  $t_2 = 10-15$  мс). Это позволило одновременно с ИРИ исследовать поведение во времени стрикционного самовоздействия импульса ВН [9], характеристикой которого служил коэффициент стрикционного самовоздействия, определяемый как отношение амплитуд сигнала ВН:  $K = A_{\text{ВН}}(t_2)/A_{\text{ВН}}(t_1)$ . Эксперимент проводился в апреле—мае 1985 г. в дневные часы в условиях близости частоты ВН (5,75 МГц) к критической частоте слоя  $F_2$  ( $f_{\text{кр}} = 6,0-7,0$  МГц). Мощный передатчик работал в следующем режиме: в течение одной минуты излучался импульсный сигнал с  $\tau_i = 18$  мс и паузой 180 мс, затем в течение минуты излучалась несущая и далее следовало мгновенное возвращение к импульсному режиму. Длительность импульсов, скважность излучения, а также длительность воздействия в режиме несущей  $T_n$  изменялись в процессе эксперимента.

**Результаты эксперимента.** На рис. 1 приведен пример записи поведения во времени амплитуд  $A_{\text{ВН}}(t+t_i)$  (а) и  $A_{\text{ВН}}(t+t_2)$  (б) отраженного от ионосферы сигнала ВН, коэффициента  $K(t) = A_{\text{ВН}}(t+t_2)/A_{\text{ВН}}(t+t_1)$  (в) и амплитуды сигнала ИРИ на отстройках  $\Delta f = -6$  кГц (г),  $-12$  кГц (д) и  $-40$  кГц (е), полученной после временного стробирования принятых сигналов.

Из рис. 1 можно видеть подавление эффекта стрикционного самовоздействия, который возникает при импульсном излучении, исчезает с развитием аномального ослабления (АО) ВН после перехода к режиму непрерывного воздействия и восстанавливается по мере релаксации АО после возвращения к импульсному режиму. На рис. 2 приведена зависимость времени восстановления стрикционного самовоздействия  $\tau_{\text{вост}}$  от времени релаксации аномального ослабления  $\tau_{\text{рел}}^{\text{AO}}$ , которая демонстрирует определяющую роль АО в про-

\* Обычно используемая длительность импульса  $\tau_i$  была равна 18 мс. (Момент  $t = 0$  соответствует началу принятого импульса ВН.)

цессе подавления стрикционного самовоздействия [9]\*. Релаксация аномального ослабления ВН при переходе в импульсный режим означает срыв нелинейных нагревных процессов, приводящих к образованию неоднородностей электронной концентрации плазмы [10, 11].

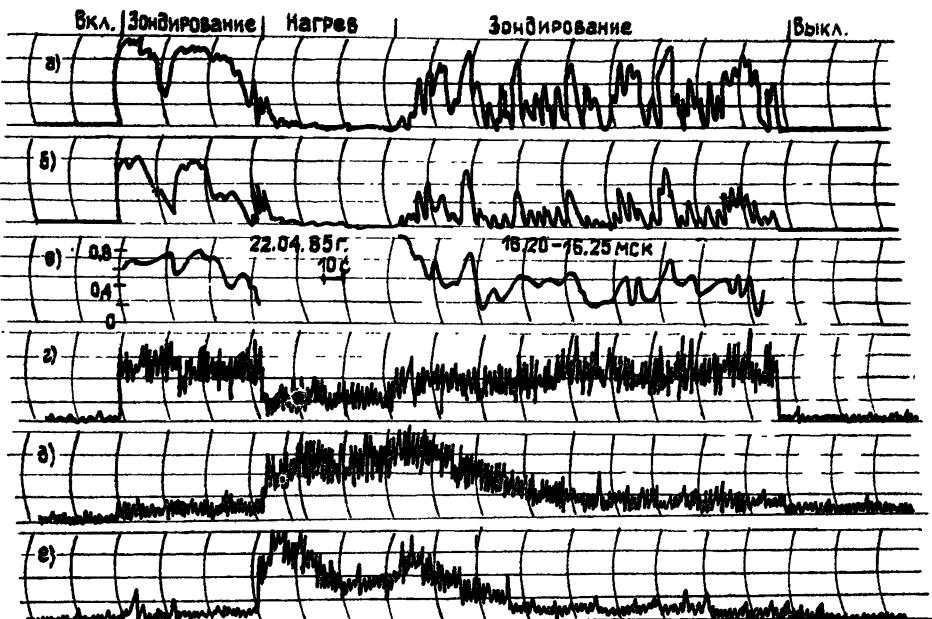


Рис. 1.

При излучении ВН в режиме несущей динамики ИРИ характеризовалась ростом его амплитуды до максимального уровня за время  $\tau_m^h$  и последующим его падением до стационарного уровня за время  $\tau_c^h$ . Из рис. 3 видно, что эти характерные времена возрастают с увеличением времени развития аномального ослабления ВН  $\tau_{AO}^{**}$ . Эти зависимости отражают факт существенного влияния мелкомасштабных неоднородностей на динамику развития ИРИ.

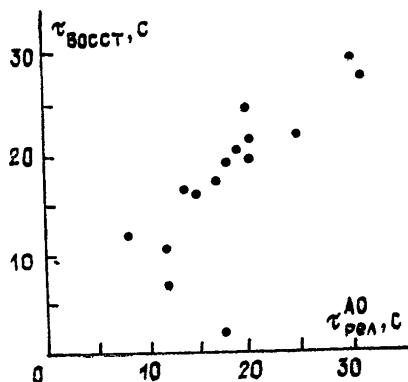


Рис. 2.

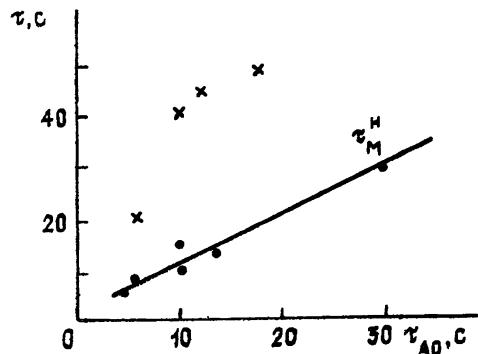


Рис. 3.

\* Времена  $\tau_{восст}$  и  $\tau_{рел}^{AO}$  определялись из соотношения

$$K_{восст} = K_{стаци} + (1 - K_{стаци})/e, \quad A_{ВН}^h(\tau_{рел}^{AO}) = A_{ВН}^h - (A_{ВН}^h - A_{ВН}^n)/e,$$

где  $K_{стаци}$  — среднее значение коэффициента самовоздействия в стационарном состоянии,  $A_{ВН}^h$ ,  $A_{ВН}^n$  — средние значения амплитуды ВН в импульсном и непрерывном режимах соответственно.

\*\* Характерные времена  $\tau_c^h$  и  $\tau_{AO}$  определялись из соотношений

$$A_{стаци}^h = A_{стаци}^n + (A_{стаци}^n - A_{стаци}^h)/e, \quad A_{ВН}(\tau_{AO}) = A_{ВН}^h + (A_{ВН}^h - A_{ВН}^n)/e,$$

где  $A_{стаци}^h$  и  $A_{стаци}^n$  — стационарное и максимальное значения амплитуды ИРИ при воздействии на ионосферу в режиме иссущей.

После перехода в режим импульсного зондирования нагрев ионосферы практически выключался, «тепловые» неоднородности вследствие этого начинали релаксировать, но интенсивность ИРИ на отстройках  $\Delta f < -6$  кГц сначала росла, достигала нового максимума и только после этого происходило затухание излучения (динамика излучения с отстройками  $\Delta f \geq -6$  кГц будет рассмотрена ниже). Подобное поведение амплитуды ИРИ говорит о следующем: после включения нагрева ионосферы возникающие относительно мелкомасштабные неоднородности с некоторого момента времени  $t \approx \tau_m^*$  начинают значительно ослаблять излучение, что приводит к уменьшению его уровня до стационарного значения. После перехода в зондирующий режим неоднородности, ответственные за депрессию ИРИ, начинают релаксировать, и искусственное радиоизлучение достигает своего нового максимума; далее их роль можно считать несущественной. Уменьшение уровня ИРИ, наблюдающееся в дальнейшем, полностью определяется релаксацией неоднородностей, ответственных за генерацию излучения. Поведение амплитуды ИРИ во времени после перехода от режима нагрева к режиму зондирования хорошо аппроксимируется двумя экспоненциальными зависимостями:

$$A_{\text{ИРИ}}(t) = A_1 e^{-t/\tau_i} (1 - A_2 e^{-t/\tau_d}).$$

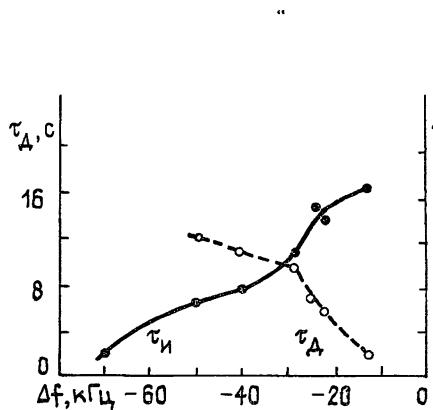


Рис. 4.

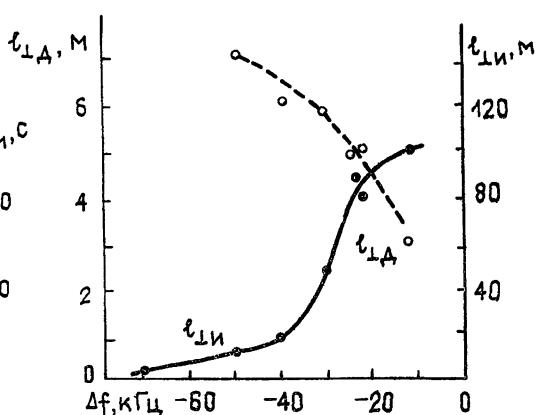


Рис. 5.

При таком описании релаксации первая экспонента отражает затухание неоднородностей, поддерживающих генерацию излучения (источник) с характерным временем  $\tau_i$ ; вторая экспонента — затухание неоднородностей, ответственных за «депрессию» излучения, с характерным временем  $\tau_d$ . Зависимости этих времен  $\tau_i$  (сплошная линия),  $\tau_d$  (пунктир) от величины отстройки  $\Delta f$  (для длительности нагрева  $T_n = 60$  с) приведены на рис. 4. Из этих рисунков видно, что характерные времена  $\tau_i$  и  $\tau_d$  зависят от  $\Delta f$ , т. е. в процессах генерации и поглощения ИРИ принимают участие неоднородности различных масштабов. Эти масштабы можно оценить, если предположить, что  $\tau_i$  и  $\tau_d$  определяются временем релаксации неоднородностей, и использовать полученные в [12] зависимости  $\tau_p$  от поперечного (по отношению к силовым линиям геомагнитного поля) масштаба  $l_{\perp}$  [6]. Вычисленные в указанных предположениях масштабы  $l_{\perp i}$  и  $l_{\perp d}$  неоднородностей, ответственных за генерацию и депрессию излучения, в зависимости от частоты отстройки ИРИ приведены на рис. 5 (сплошная линия и пунктир соответственно). Из этих результатов следует важный вывод о том, что в возбуждении ИРИ с частотами  $|\Delta f| \leq 10-30$  кГц, где сосредоточена основная энергия излучения, определяющую роль играют неоднородности с  $l_{\perp} \geq 50$  м, т. е. неоднородности с масштабами, большими длины волн накачки  $\lambda_{\text{вн}}$ , хотя непосредственного участия в процессах трансформации электромагнитных и плазменных волн такие неод-

нородности принимать не могут. Депрессия ИРИ обусловлена неоднородностями малого масштаба ( $l_1 \approx 3-7$  м).

На рис. 6 и 7 приведены зависимости  $\tau_{\text{и}}$  и  $\tau_{\text{д}}$  (для ИРИ на частоте  $\Delta f = -23$  кГц) и соответствующих этим временам масштабов  $l_{\text{и}}, l_{\text{д}}$  от длительности предварительного воздействия на ионосферу непрерывным радиоизлучением (здесь, так же как и на рис. 4, 5, данные, приведенные на графиках сплошными линиями, относятся к источнику, пунктиром — к неоднородностям, вызывающим депрессию излучения). Из этих рисунков следует, что источник ИРИ зависит от неоднородностей широкого спектра масштабов: вклад в ИРИ дают даже неоднородности с масштабами  $l_{\text{и}} \sim 100-300$  м. Подобным образом ведет себя зависимость  $l_{\text{и}}$  от  $T_{\text{и}}$  для  $\Delta f = -50$  кГц. Вместе с тем неоднородности, ответственные за депрессию излучения на  $\Delta f = -23$  кГц, оказались меньше 6 м. Для ИРИ на  $\Delta f = -50$  кГц этот граничный масштаб, как показали измерения, составляет 12 м.

Необходимо заметить, что экспериментальная зависимость  $\tau_{\text{и}}(l_{\text{и}})$  [12], используемая нами при интерпретации полученных данных, может претерпевать некоторые изменения, связанные, вероятно, со временем суток, года, высоты образования возмущенной области и т. п. [13]. В частности, это касается значения характерного масштаба  $l_{\text{и}}^*$ , на котором начинает оказывать существенное влияние продольная диффузия. Поэтому интерпретационные кривые на рис. 5, 7 также могут испытывать некоторые вариации в деталях, однако качественное поведение кривых и вывод о значительной роли неоднородностей с  $l_{\text{и}} > \lambda_{\text{ВН}}$  в формировании ИРИ сохраняются.

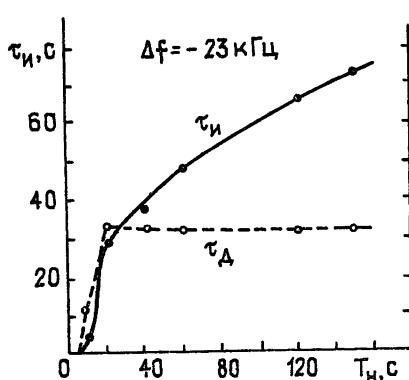


Рис. 6.

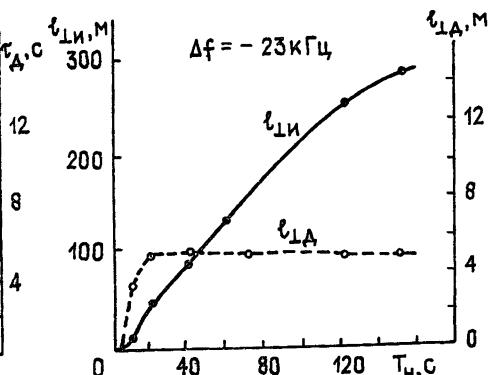


Рис. 7.

Таким образом, применение нагрева  $F$ -слоя импульсами с изменяющейся длительностью и дальнейшее зондирование его короткими импульсами позволили определить масштабы неоднородностей, ответственных за генерацию и поглощение ИРИ, и времена их развития.

**Об излучении с малыми отстройками по частоте.** При исследовании ИРИ с использованием импульсного зондирования было обнаружено, что еще до нагрева ионосферы в режиме несущей существует отличный от нулевого уровень вторичного излучения (рис. 1г) и к этому же уровню релаксирует ИРИ через достаточно большое время после выключения ВН. Было проверено, не является ли это слабое излучение второго типа следствием небольшого среднего нагрева ионосферы в импульсном режиме. Для этого были проведены проверочные эксперименты, в которых средняя мощность импульсного излучения уменьшалась путем увеличения скважности. В результате было установлено, что интенсивность излучения второго типа не зависит от скважности  $n$  импульсной волны накачки при  $n \geq 10$ , т. е. не зависит от средней мощности нагрева.

С целью исключения влияния на это вторичное излучение долгоживущих структур (крупномасштабных неоднородностей), созданных

в предыдущих циклах нагрева, пауза между циклами воздействия была увеличена до 7–10 мин. При этом интенсивность излучения не изменилась: излучение до включения непрерывной ВН имело такой же уровень, к которому релаксировало после нагрева в режиме несущей.

При изучении спектральных характеристик излучения было обнаружено, что на ближних отстройках  $-6 \text{ кГц} \leq \Delta f < 0 \text{ кГц}$  искусственное излучение имеет высокий уровень и при переходе к непрерывному режиму воздействия на ионосферу очень быстро (за 0,5–1 с) уменьшается до квазистационарного уровня. Однако его уровень быстро ( $t \sim 1-3 \text{ с}$ ) восстанавливается при последующем переходе к импульсному режиму. На рис. 8 приведены спектры: 1 — стационарного уровня ИРИ при нагреве ионосферы в режиме несущей; 2 — максимального уровня, достигаемого ИРИ при непрерывном воздействии на ионосферу; 3 — максимального уровня ИРИ, достигаемого при переходе в импульсный (зондирующий) режим ВН.

Цифрой 4 на рис. 8 обозначен спектр вторичного излучения, не связанного с нагревом ионосферы\*. Видно, что в основном его интенсивность значительно ниже «обычного» ИРИ (т. е. излучения, наблюдаемого при нагреве ионосферы) и лишь при  $\Delta f \geq -6 \text{ кГц}$  интенсивность этого излучения больше интенсивности ИРИ.

Поскольку при переходе от режима зондирования к режиму непрерывного воздействия (нагрева) уровень излучения уменьшается и в процессе дальнейшего нагрева не возрастает, можно предположить, что при таких малых отстройках ( $\Delta f > -6 \text{ кГц}$ ) интенсивность искусственного излучения полностью определяется излучением второго типа, частично поглощенным развивающимися мелкомасштабными неоднородностями.

Одним из возможных механизмов генерации излучения второго типа может являться индуцированное рассеяние ВН на ионах — стрикционная параметрическая неустойчивость плазмы, находящейся в поле

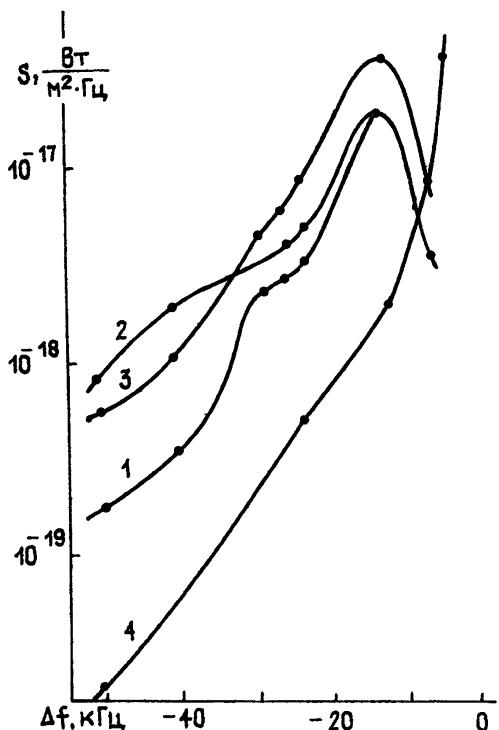


Рис. 8.

мощной электромагнитной волны [14]. Однако при развитии мелкомасштабных неоднородностей волна накачки сильно ослабляется, что должно приводить к срыву этой неустойчивости, развивающейся вблизи уровня отражения ВН. Вследствие этого излучение второго типа должно полностью исчезнуть при нагреве ионосферы в режиме несущей. Поскольку этого не происходит, более вероятным механизмом, на наш взгляд, является линейный (на первом этапе) процесс трансформации электромагнитной волны на регулярном градиенте электронной концентрации фоновой плазмы, обеспечивающий уровень плазменных волн, достаточный для последующей нелинейной их перекачки по спектру. Эффект линейной трансформации приводит к хорошо известному яв-

\* По оси ординат на рис. 8 отложены значения потока энергии излучения  $S = (A^2/R)(4\pi/G\lambda^2)$ , где  $A^2/R$  — принимаемая мощность,  $\lambda$  — длина волны излучения.

лению «утроения» сигналов, отраженных от ионосферы, — появлению  $z$ -моды на ионограммах. Однако появление  $z$ -моды на средних широтах — довольно экзотический эффект, для его существования требуется выполнение определенных условий [15], во время которых коэффициент трансформации должен быть близок к единице. Чувствительность и энергетический потенциал приемно-передающего тракта, использованного нами, были достаточны для обнаружения трансформации с коэффициентом  $10^{-6}—10^{-8}$ , что и позволило устойчиво наблюдать это вторичное радиоизлучение ионосферы.

**Диагностика неоднородностей ионосферной плазмы методом искусственного радиоизлучения.** Совокупность экспериментальных данных позволяет построить следующую модель излучения ионосферы.

1) ИРИ с отстройками —  $(60—80)$  кГц  $< \Delta f < -6$  кГц является следствием трансформации ВН в плазменные волны на искусственных мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации, возбуждение которых связано с развитием тепловой параметрической или резонансной неустойчивости [10, 11]. На процесс трансформации сильное влияние оказывают искусственные неоднородности с масштабами  $l_1 > \lambda_{\text{ВН}}$ , развивающиеся вследствие самофокусировочной неустойчивости [11]. Эти плазменные волны испытывают индуцированное рассеяние на ионах, которое и формирует широкий спектр ИРИ. Затем происходит обратное рассеяние плазменных волн на неоднородностях в электромагнитное излучение  $O$ -поляризации [16]. Возникновение неоднородностей с масштабами  $l_1 < \lambda_{\text{ВН}}$  приводит к поглощению сигналов ИРИ (так же как и ВН). Совместное влияние генерации и поглощения и приводит к наблюдаемой динамике ИРИ.

2) Вторичное излучение с отстройками —  $6 \text{ кГц} \leq \Delta f < 0 \text{ кГц}$  появляется в результате трансформации  $O$ -моды в  $z$ -моду (плазменные волны), далее, по-видимому, идет процесс индуцированного рассеяния на ионах, формирование частотного спектра плазменных волн, которые «высвечиваются» на землю в виде электромагнитных волн  $O$ -поляризации. Наклон спектра этого излучения (4) близок к наклону спектра ИРИ (1); неясной остается причина отсутствия максимума в этом излучении при  $\Delta f \approx -12$  кГц, который, по-видимому, является специфической особенностью ИРИ.

На основании проведенных измерений можно предложить следующую методику диагностики искусственных неоднородностей электронной концентрации плазмы при помощи искусственного радиоизлучения.

Для зондирования возмущенной области ионосферы в широком высотном интервале необходимо использовать второй радиопередатчик с возможностью перестройки по несущей частоте  $f_3$ . Средняя эффективная мощность  $P_a$  этого передатчика должна быть достаточно низкой для того, чтобы исключить нежелательное возмущение ионосферы ( $P_a < 0,5$  МВт). Снизу мощность зондирующего передатчика ограничивается чувствительностью приемной аппаратуры. В случае использования в качестве зондирующего непрерывного излучения с  $P_a \approx 0,5$  МВт поток энергии от него будет составлять величину  $S \approx \simeq 10^{-18}—10^{-20} \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$ , который можно регистрировать при использовании достаточно узкоаправленной антенны ( $G = 100—200$ ). Однако остается открытый вопрос о том, достаточно ли высок будет уровень плазменных волн, возникающих в результате линейной трансформации на созданной волной накачки решетке неоднородностей, для того чтобы обеспечить их нелинейную перекачку по частотному спектру.

Ситуация улучшается при зондировании возмущенной области импульсным излучением — применение соответствующей скважности позволяет повысить мощность зондирующего излучения, уровень плазменных волн, что приведет к возрастанию интенсивности ИРИ. Изучая ИРИ при разных отстройках  $\Delta f$  от частоты зондирующего передатчика  $\Delta f = f - f_3$ , за которое отвечают неоднородности разных масштабов (рис. 5), и последовательно, путем изменения  $f_3$ , пробегая высотный

интервал, можно получить распределение неоднородностей различных масштабов по высоте внутри возмущенной области. Предварительные эксперименты, проведенные нами, показали эффективность предлагаемой методики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Thide B., Korka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. № 21. P. 1561.
2. Stubbe P. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1982. V. 44. № 12. P. 1025.
3. Stubbe P., Korka H., Thide B., Derglom H. // J. G. R. 1984. V. 89. A 9. P. 7523.
4. Метелев С. А., Фролов В. Л. В кн.: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. — М.: ИЗМИРАН, 1983. С. 66.
5. Бойко Г. Н. и др. // Радиофизика. 1985. Т. 28. № 4. С. 395 (Изв. высш. учеб. заведений).
6. Ерухимов Л. М., Фролов В. Л. Препринт НИРФИ № 185. Горький, 1984.
7. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Радиофизика. 1975. Т. 18. № 9. С. 1273 (Изв. высш. учеб. заведений).
8. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Грач С. М., Терина Г. И. // Тезисы докл. XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1981. Ч. 1. С. 107.
9. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 5. С. 490 (Изв. высш. учеб. заведений).
10. Грач С. М. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 6. С. 1321.
11. Васьков В. В., Гуревич А. В. // Сб. Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 81.
12. Ерухимов Л. М. и др. В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 7.
13. Беликович В. В. и др. // Радиофизика. 1988. Т. 31. № 3. С. 251 (Изв. высш. учеб. заведений).
14. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Геомагнетизм и аэрономия. 1974. Т. 14. № 1. С. 36.
15. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
16. Грач С. М. // Радиофизика. 1985. Т. 28. № 6. С. 684 (Изв. высш. учеб. заведений).

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
19 января 1987 г.

## DIAGNOSTICS OF IONOSPHERIC IRREGULARITIES BY ARTIFICIAL RADIO EMISSION

*L. M. Erukhimov, S. A. Metelev, D. V. Razumov*

Scales of ionospheric irregularities have been defined which are responsible for the generation and absorption of artificial radio emission. The spectrum of radio emission being not associated with the thermal nonlinear effects in the F-region of the ionosphere has been obtained. A method is suggested for diagnostics of the height distribution of ionospheric irregularities of different scales by artificial radio emission.