

Как видно из (7), (8), осцилляционная часть интенсивности имеет пространственный период осцилляций порядка $l \sim \pi / (k p_F) \approx \lambda / 2$.

Во всей части канала (кроме зон, указанных ниже) справедливо соотношение $|I_1|/I_0 \sim (k h p_F)^{-1} \ll 1$.

Однако вблизи границ волновода осцилляции резко возрастают по амплитуде, и полная интенсивность либо убывает до нуля на поверхности океана, либо достигает удвоенного значения регулярной части на жестком дне.

Такое же поведение наблюдается вблизи уровня погружения источника z_0 и на «дополнительной глубине» (complementary depth [1]), равной $z'_0 = h - z_0$. На уровне источника полная интенсивность увеличивается в полтора раза по сравнению с интенсивностью в средней части канала, а на «дополнительной глубине» составляет $0,5 I_0$.

На рис. 1а представлен график вертикального распределения интенсивности, нормированной на множитель $A \cdot I_0$, для канала глубины $h = 100$ м на частоте $f = 200$ Гц. Источник расположен на уровне $z_0 = 32,8$ м.

Важно отметить, что вследствие симметрии относительно замены $z \rightleftharpoons z_0$ имеется аналогичное осцилляционное поведение интенсивности в зависимости от глубины погружения источника z_0 . Это приводит к тому, что величина полной интенсивности в канале резко зависит от положения источника, находящегося вблизи границ волновода в пределах длины волны звукового поля λ . При расположении источника на дне интенсивность в канале удваивается по сравнению со случаем, когда источник находится в средней части канала, а при приближении к поверхности интенсивность всюду убывает до нуля [1].

На рис. 1б показаны примеры вертикального распределения интенсивности звукового поля частоты $f = 100$ Гц при различном положении источника звука вблизи поверхности океана. Кривая 1 соответствует уровню погружения источника $z_0 = 1,8$ м, кривая 2 — $z_0 = 5,3$ м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weston D. E. — J. Acoust. Soc. Amer., 1980, 68, № 1, p. 282.
2. Абрисимов Д. И. — Акуст. журн., 1983, 29, № 3, с. 309.
3. Бреховских Л. М. — Акуст. журн., 1965, 11, № 2, с. 148.
4. Алувэлья Д. С., Келлер Дж. Б. В кн.: Распространение волн и подводная акустика. / Под ред. Келлера Дж. Б., Пападакиса Дж. С. — М.: Мир, 1980, с. 20.
5. Маслов В. П., Федорюк М. В. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. — М.: Наука, 1976.

Ташкентский государственный
университет

Поступила в редакцию
21 января 1985 г.

УДК 537.876 23:551.510.535

ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН ДЛЯ РАЗНЕСЕННЫХ ПО ВЫСОТЕ ТРАЕКТОРИЙ

А. И. Агарышев

Для учета влияния неоднородной структуры ионосферы на распространение дециметровых радиоволн необходимо знать высотное распределение интенсивности неоднородностей с размером ~ 1 км. Методы измерения параметров этого распределения [1, 2] основаны на прохождении радиоволн через ионосферу. Целью настоящей работы является исследование возможностей диагностики этих параметров непосредственно по характеристикам радиоволн, наклонно отраженных от слоя F2 ионосферы.

Для этого проводился эксперимент, особенность которого заключалась в практически одновременной регистрации флуктуаций сигнала для верхнего и нижнего лучей, выделенных по времени распространения импульсов длительностью 100 мкс. Измерение относительных задержек этих лучей (τ) позволяло оценивать разности высот точек отражения соответствующих траекторий (Δh), задавая параметры среды распространения и проводя расчеты по методике работы [3]. Измерения проводились для среднениртовой трассы длиной 2300 км на фиксированной рабочей частоте $f \approx 17$ МГц в условиях освещенности ионосферных участков траекторий Солнцем. Значения Δh менялись при естественных изменениях критических частот ионосферы от 10 км на частотах, близких к максимально применимой для $\tau \approx 100$ мкс, до $u_m \approx 100$ км (полутолщины слоя F2) для $\tau \geq 500$ мкс на $f \leq 0,8$ МГц.

Другая особенность эксперимента заключалась в том, что флуктуации полей радиоволн с разнесенными по высоте траекториями характеризовались среднеквадратичными отклонениями σ разностей фаз φ от φ в двух парах антенн, ориентированных почти вдоль и поперек направления на передатчик. При этом рассматривались «быстрые» (время изменения $\sim 1-10$ с) флуктуации φ , когда $\sigma_{\text{н}}^{\parallel}, \sigma_{\text{н}}^{\perp}$ для нижнего луча определялись по десяти значениям φ , измеренным на каждой паре антенн в течение минуты. В течение следующей минуты по такой же методике измерялись $\sigma_{\text{в}}^{\parallel}, \sigma_{\text{в}}^{\perp}$ для верхнего луча. Через каждые 5 мин такие двухминутные сеансы повторялись. Для оценок характерного времени изменения σ проводились и сеансы регистрации $\varphi_{\text{н}}$ ($\varphi_{\text{в}}$) длительностью больше двух минут. При этом в $\approx 75\%$ случаев отличий σ , сдвинутых на минуту, определить не удалось. Эти σ имели значимую положительную корреляцию, что говорит о допустимости минутного сдвига для оценок связи (корреляции) изменений $\sigma_{\text{н}}$ и $\sigma_{\text{в}}$ от сеанса к сеансу.

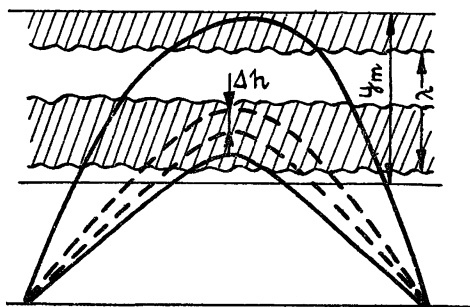


Рис. 1.

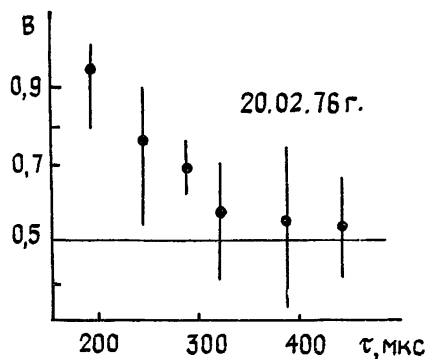


Рис. 2.

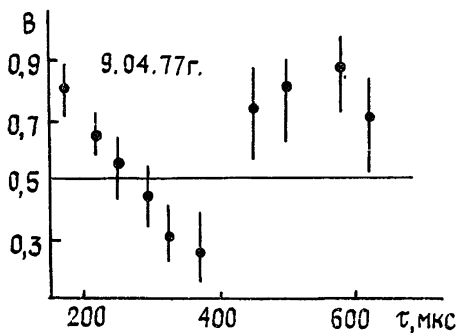


Рис. 3.

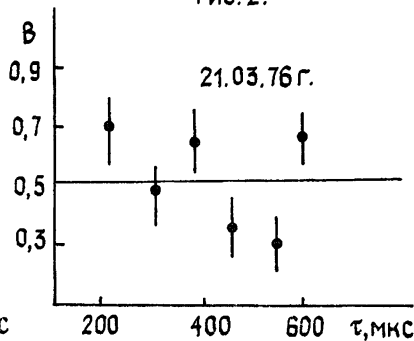


Рис. 4.

Интерпретация результатов измерений проводилась с учетом существенного влияния областей отражения верхнего и нижнего лучей на флуктуации сигнала [4]. С этой точки зрения вначале рассмотрим ситуацию со штриховыми траекториями на рис. 1, когда Δh существенно меньше характерного вертикального размера $\lambda/2$ структуры с повышенной (пониженной) относительно среднего уровня интенсивностью неоднородностей. Тогда при волнообразном характере структуры (например, уменьшении интенсивности неоднородностей от центров заштрихованных областей рис. 1 к центру незаштрихованной) ее движение в вертикальном направлении приведет к согласованным изменениям $\sigma_{\text{н}}$ и $\sigma_{\text{в}}$ от сеанса к сеансу, т. е. возрастание (убывание) $\sigma_{\text{н}}^{\parallel} (\sigma_{\text{н}}^{\perp})$ будет сопровождаться возрастанием (убыванием) $\sigma_{\text{в}}^{\parallel} (\sigma_{\text{в}}^{\perp})$. Поэтому при обработке результатов измерений определялись отношения числа пар сеансов с таким событием в определенном интервале значений τ к числу всех пар сеансов в этом интервале за конкретный день, т. е. вероятности V согласованного изменения флуктуационных характеристик σ для траекторий с различным разномом по высоте Δh . Примеры полученных по такой методике зависимостей $V(\tau)$, суммарных для продольной и поперечной пар антенн, показаны точками на рис. 2—4, где концы вертикальных линий характеризуют верхнюю и нижнюю границу определения V для надежности 95%. Эти рисунки демонстрируют возможность значимых отличий V в обе стороны от значения 0,5, соответствующего отсутствию корреляции изменений $\sigma_{\text{н}}$ и $\sigma_{\text{в}}$.

Существование таких отличий и определенная зависимость их от τ , с одной стороны, экспериментально подтверждает факт наиболее сильного влияния областей отражения на флуктуационные характеристики сигнала при наклонном распространении, с другой стороны, говорит о неравномерном распределении интенсивности неоднородностей с высотой, обусловленным движением волнообразных структур с $\lambda/2 \sim 10 \div 100$ км, что согласуется с данными [1], полученными другими методами измерений. Действительно, рис. 2 соответствует случаю, когда λ существенно больше y_m , рис. 3 — λ несколько меньше y_m , что видно из рис. 1, где траектории в виде сплошных линий соответствуют уменьшению B , имеющей максимум при $\tau \approx 570$ мкс, наконец, рис. 4 иллюстрирует случай, когда на полутолщине слоя F2 могут размещаться почти три области с повышенной интенсивностью неоднородностей, т. е. $\lambda \approx 0,5$, $y_m \approx 30$ км. Важно отметить, что значения λ могут сохраняться в течение дня, иначе наблюдаемые зависимости $B(\tau)$ не имели бы столь явно выраженный волнообразный характер. При интерпретации этой зависимости с целью определения λ необходимо учитывать, что: 1) на близких к МПЧ рабочих частотах σ_H и σ_V меняются согласованно за исключением небольшого промежутка времени, когда экстремум волнообразной структуры неоднородностей попадает в интервал Δh ; 2) для первого локального минимума зависимости $\Delta h \approx \lambda/2$ (при отсутствии минимума на рис. 2 $\lambda \gg y_m$); 3) для следующего за ним максимума $\Delta h \approx \lambda$ (здесь можно учесть отличие волнообразной структуры от гармонической); 4) другие экстремумы (см. рис. 4) также могут нести дополнительную информацию о характере волновых движений в ионосфере.

Анализ приведенных выше экспериментальных данных показывает возможность использования разнесенных по высоте траекторий для диагностики характерных вертикальных масштабов распределения интенсивности перемещающихся волнообразных структур ионосферных неоднородностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.
2. Галинов А. В., Терещенко Е. Д. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 824-84. Деп. от 9 февраля 1984 г.
3. Агарышев А. И., Сажин В. И., Тинин М. В. — Вопросы распространения радиоволн в высоких и средних широтах. — М.: ИЗМИРАН, 1979, с. 82.

Иркутский государственный университет

Поступила в редакцию
27 декабря 1984 г.

УДК 621.136.933

ФОРМИРОВАНИЕ МОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В. А. Августинович, С. А. Новиков, С. В. Разин, Ю. Г. Юшков

Во многих устройствах, предназначенных для формирования мощных импульсов СВЧ и основанных на временной компрессии, в качестве накопительного объема используются круглые цилиндрические резонаторы. Вывод энергии осуществляется через подключенный к резонатору волноводный тройник при развитии СВЧ-разряда в его закороченном плече [1, 2]. Рабочий симметричный вид колебаний H_{01n} , где n — целое число, позволяет получить высокую собственную добротность в 10-сантиметровом диапазоне и большое усиление поля в накопительном объеме. Но за счет ограниченной связи резонатора с тройником в процессе вывода выходной импульс имеет большую длительность спада, и результирующий коэффициент усиления импульсной мощности остается невысоким.

Большой связью с тройником обладает возбуждаемый на H_{10n} -виде колебаний накопительный прямоугольный призматический резонатор с поперечным сечением, равным поперечному сечению волноводов тройника. В 10-сантиметровом диапазоне на таком резонаторе ранее были получены импульсы длительностью $t_n = 20$ нс при усилении $k = P_n/P_g = 70$, где P_n — выходная импульсная мощность, P_g — импульсная мощность генератора накачки [3].

В 3-сантиметровом диапазоне усиление импульсной мощности будет много меньше вследствие больших омических потерь в стенках резонатора. Так, расчетное значение k для формирователя [3] и частоты $f = 3$ ГГц составляет $k = 75$, а для $f = 10$ ГГц