

УДК 621.371.25

СТРУКТУРА СИГНАЛА ПРИ ДИФФУЗНОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ ИОНОСФЕРЫ

C. A. Намазов

Приводятся результаты экспериментального изучения диффузной структуры сигнала с разрешением 10 мкс при вертикальном и наклонном зондировании ионосферы на декаметровых волнах. Даётся оценка роли различных механизмов образования диффузных отражений.

ВВЕДЕНИЕ

При импульсном зондировании ионосферы волнами декаметрового диапазона в ряде случаев наблюдаются диффузные отражения, известные в литературе под названием spread F. В основном данное явление изучается по «расплыванию» ионограммы слоя F [1, 2]. Не всегда удается разобраться в деталях наблюдаемой ионограммы, которые могут заметно зависеть от технических характеристик аппаратуры (коэффициента усиления, динамического диапазона и т. д.). К тому же на ионограммах при диффузном отражении не удается определить положение зеркального луча. Эти факторы приводят к ряду сложностей при сопоставлении результатов теории с экспериментальными данными. Поэтому, несмотря на огромное количество публикаций по данному вопросу, до сего времени нет единого мнения о механизме возникновения диффузных отражений [3–8].

Применение сложных сигналов при зондировании ионосферы позволило изучить тонкую временную структуру диффузно отраженного сигнала с разрешением ~ 10 мкс [9]. Заметим, что приводимые в литературе данные относятся в основном к импульсам длительностью 100 мкс и более.

В данной работе дается анализ экспериментальных данных о диффузной структуре сигнала при разрешении 10 мкс и проводится сравнительная оценка с учетом рефракции роли различных механизмов образования диффузных отражений.

ДИФФУЗНОСТЬ СИГНАЛА ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Для анализа временной структуры сигнала привлекался экспериментальный материал, полученный при вертикальном и наклонном зондировании ионосферы сложными сигналами с шириной спектра 100 кГц. В наклонном случае измерения проводились на трассах 400 и 1700 км. Для получения усредненной картины диффузной структуры сжатого сигнала обрабатывались экспериментальные записи сигналов за 2-минутные интервалы. В результате обработки определялось количество диффузных групп, их ширина, число импульсов в каждой группе, соотношение амплитуд, временные сдвиги между импульсами и др.

Вертикальное зондирование. Эксперименты проводились в дневное и вечернее время в апреле и сентябре 1970 г., а также в апреле 1972 г. Для исследования структуры и изменения характера отраженного сиг-

нала от глубины проникновения в слой (отношения рабочей частоты к критической) наблюдения проводились короткими сеансами на разных частотах.

Диффузный сигнал обычно состоял из группы дискретных импульсов, среди которых выделялись один или два импульса с наибольшими амплитудами, наблюдающихся практически в течение всего сеанса. Эти импульсы были названы нами «зеркальными». Присутствие в диффузной группе двух зеркальных сигналов свидетельствовало о магнитоионном расщеплении. Остальные импульсы (рассеянные) испытывали значительные флуктуации по амплитуде. Время появления рассеянных импульсов на частотах $\omega < 0,85 \omega_k$ практически было неизменно в течение 2-минутного сеанса. На частотах же, близких к критической, наблюдались значительные флуктуации их как по амплитуде, так и по времени запаздывания.

Наиболее вероятный временной сдвиг по данным 60 сеансов составлял 15—20 мкс. При регистрации серии последовательных осцилограмм, за счет несинхронного замирания отдельных сигналов искажения, связанных с дисперсией и рассеянием, удавалось надежно разделять.

Для выявления частотной зависимости диффузного характера сигнала были выполнены измерения 11 апреля 1972 г. на десяти дискретных частотах от 1,7 до 7,1 МГц. Сигналы на частоте 1,7 МГц отражались от слоя E, а на остальных частотах — от слоя F. Магнитоионное расщепление наблюдалось на частотах выше 5,2 МГц. В этом случае имели место две группы диффузных сигналов. На частоте 7,1 МГц наблюдалась лишь одна необыкновенная составляющая. На частотах 2,3 и 3,1 МГц диффузность вообще отсутствовала.

По данным этих измерений были построены средние огибающие диффузных сигналов на разных частотах, распределения числа импульсов по оси времени, показывающие плотность импульсов на разных удалениях от зеркального луча, а также гистограммы амплитуд и количества лучей в диффузной группе. На основании анализа средних огибающих и гистограмм выявлены следующие особенности, представленные в виде графиков. На рис. 1а показано изменение ширины огибающей диффузной группы Δt по уровню 0,7 от глубины проникновения волны в слой (отношение ω/ω_k). Индексы «O» и «X» обозначают соответственно обычную и необыкновенную составляющие. Цифры рядом с экспериментальными точками обозначают местное время наблюдения (данные сняты 11.04.72). Рис. 1б показывает изменение протяженности запаздывающей части диффузной группы нормированной относительно ширины всей группы от отношения ω/ω_k . Эти графики показывают степень асимметрии диффузного сигнала относительно зеркального луча. Рис. 1в показывает, какие наиболее вероятные амплитуды рассеянных сигналов встречаются в диффузной группе.

Как видно, кривые для обычной и необыкновенной составляющих могут существенно отличаться. Протяженность и средняя форма огибающей отличается не только для разных сеансов, но и для разных магнитоионных компонент в пределах одного сеанса. В некоторых случаях диффузная группа может состоять либо только из определяющей части, либо — запаздывающей. Так, на частоте 5,4 МГц ($\omega/\omega_k = 0,77$) для обычной составляющей диффузная группа имела опережающую часть; на частотах 6,4 и 6,6 (0,88 и 0,94) необыкновенная составляющая имела лишь запаздывающую часть. На частоте 6,6 МГц ($\omega/\omega_k = 0,94$) проводилось два сеанса наблюдения в разное время: в 17.13 и 17.36 (пунктирная линия). Это позволяет проследить характер диффузности в разные моменты времени при фиксированной частоте. Отме-

тим, что диффузность для X -составляющей в 17.13 вообще не наблюдалась. При $\omega/\omega_k < 0,85$ ширина диффузной группы не превышает 80 мкс, а при больших значениях ω/ω_k она может достигать 150—200 мкс.

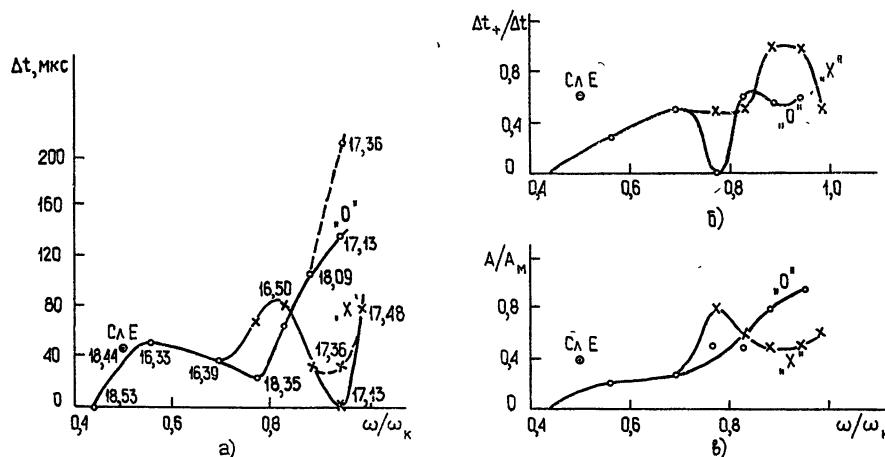


Рис. 1.

Наиболее вероятные относительные амплитуды имеют тенденцию роста с увеличением ω/ω_k и для разных сеансов могут принимать значения от 0,2 до 1,0. На частотах, близких к критической, амплитуды импульсов диффузной группы для обыкновенной составляющей оказываются соизмеримыми с амплитудой зеркального луча. Наибольшее число импульсов по оси времени, т. е. наибольшая плотность импульсов наблюдается в интервале 20—60 мкс. Наиболее вероятный сдвиг между импульсами диффузной группы составляет 15—25 мкс. Наиболее вероятное число лучей в диффузной группе составляют 3—4 импульса.

Огибающая диффузного сигнала, отраженного от слоя E ($f = 1,7 \text{ МГц}$), имеет асимметричный вид Ширина огибающей по уровням 0,7, 0,5 и 0,3 соответственно занимает интервал $-20 \div +22$, $-25 \div +40$ и $-30 \div +70 \text{ мкс}$. Наибольшее число импульсов наблюдалось с относительными амплитудами 0,4.

Наклонное зондирование. Наиболее обширный экспериментальный материал был получен на трассе длиной 400 км. Обычно принимаемый диффузный сигнал состоял из 2—3 устойчивых групп импульсов, соответствующих отражениям от разных слоев E , F_1 и F_2 . Особенности отраженных от разных слоев сигналов заметно отличались. Диффузность сигнала от слоя E наблюдалась очень редко и была сравнительно небольшой. Число лучей не превышало 3—4, и амплитуда максимального была в 5—6 раз больше остальных. Характер сигнала от слоя F существенно зависел от рабочей частоты. При $\omega/\omega_k < 0,5$ диффузность сигнала практически не наблюдалась. В вечерние часы диффузные сеансы встречались чаще. В диффузной группе сигналов, отраженных от слоя E , всегда выделялся один максимальный импульс, а при отражении от слоя F наблюдались два максимальных импульса, соответствующих O - и X -составляющим. Импульсы в диффузной группе испытывали флюктуации по амплитуде и времени запаздывания. Наиболее вероятная амплитуда и временной сдвиг соответственно составляют 0,3 и 20 мкс. Представляет интерес сравнить экспериментальные данные о диффузном состоянии сигнала при вертикальном зондировании с данными для наклонного зондирования.

В табл. 1 приводятся усредненные данные о временной протяженности диффузной группы, о количестве дискретных составляющих и проценте диффузных сеансов для вертикального и наклонного зондирования.

Таблица 1

Длина трассы, км	0		400		1700	
	День	Вечер	День	Вечер	День	Вечер
Процент диффузных сеансов, %	10	50	25	45	—	—
Число импульсов в диффузной группе	2—3	3—4	5	8	6	10
Временная протяженность, мкс	40	80	80	130	90	150

Видно, что диффузность сигнала более выражена при наклонном зондировании по сравнению с вертикальным.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ДИФФУЗНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

В данном разделе дается сравнительная оценка роли различных механизмов образования диффузных отражений. Как видно из вышеизложенного, импульсы с разрешением 10 мкс позволяют видеть диффузные отражения, которые не просматриваются на ионограммах. Следовательно, возмущения, приводящие к слабым диффузным отражениям, существенно не нарушают регулярную структуру ионосферы. В этих условиях рефракция волн в слое должна играть значительную роль. Поэтому все расчеты проводились с учетом рефракции.

Вертикальное зондирование. Рассматриваются следующие четыре возможных механизма: обратное рассеяние, рассеяние назад с последующим переотражением, частичное отражение в области $\epsilon \rightarrow 0$ и рассеяние на магнитоориентированных неоднородностях. Расчеты выполнены в лучевом приближении с учетом рефракции в регулярном слое. Численные результаты, обсуждаемые ниже, получены для параболической модели ионосферы.

а) Обратное рассеяние. Данный механизм предполагает, что рассеяние падающей волны происходит в вершине траектории и рассеянная волна попадает обратно в точку приема по траектории исходной волны.

Групповое время распространения принимаемого сигнала, отсчитываемое относительно времени наблюдения зеркального луча t_0 , с учетом высоты отражения волны от угла падения Δ определяется соотношением

$$\tau_1 = t_1 - t_0 = \frac{2}{c} \left[\frac{z_d(\Delta)}{\cos \Delta} - z_d(0) \right], \quad (1)$$

где $z_d(\Delta)$ — действующая высота отражения и c — скорость света.

Амплитуда рассеянного сигнала определяется при предположении, что рассеяние, в основном, происходит на резкой границе неоднородности [7].

При наличии большого количества случайно распределенных неоднородностей будут наблюдаться диффузные отражения падающей волны в пределах углового спектра шириной 2Δ и временной протяженности τ_1 . Результаты численных расчетов показывают, что величина $|\tau_1|$

монотонно возрастает с увеличением угла Δ , и вид зависимости $\tau_1(\Delta)$ существенно меняется от глубины проникновения волны в слой (отношения ω/ω_k). Рассеянные сигналы при отражении от начала слоя ($\omega/\omega_k < 0,8$) незначительно запаздывают относительно зеркального луча ($\tau_1 > 0$), при $\omega/\omega_k \approx 0,8$ имеют $\tau_1 \approx 0$ и при отражении близи максимума могут наблюдаться со значительным опережением ($\tau_1 < 0$). Такая особенность, по казанная кривой τ_1 на рис. 2 ($\Delta N/N = 5 \cdot 10^{-2}$, $\rho = 0,25$), обусловлена рефракцией, влияние которой возрастает с увеличением глубины проникновения волн в слой. Рассеянные сигналы значительной амплитуды могут наблюдаться при $\Delta \ll 1$. Поэтому данный механизм может приводить к заметной диффузности отраженного сигнала лишь при $\Delta N/N \geq 5 \cdot 10^{-2}$ и $\omega/\omega_k > 0,9$.

б) Рассеяние назад с последующим переотражением. При данном механизме падающая волна рассеивается в вершине траектории и рассеянная волна попадает в точку приема путем переотражения от вышележащих высот. Групповое время распространения рассеянного сигнала τ_2 , отсчитываемое относительно зеркального луча t_0 , описывается выражением

$$\tau_2 = t_2 - t_0 = \frac{z_\alpha(\Delta)}{c \cos \Delta} + \frac{z_\alpha(\delta) + \Delta z_{\Delta\delta}}{c \cos \delta} - \frac{2}{c} z_\alpha(0), \quad (2)$$

где $\Delta z_{\Delta\delta} = \int_{z_0(\Delta)}^{z_0(\delta)} dz / \sqrt{n^2 - \sin^2 \delta}$ и $z_0(\delta)$ — истинная высота отражения.

Углы излучения Δ и приема δ связаны следующим трансцендентным уравнением:

$$z_\alpha(\Delta) \operatorname{tg} \Delta = [z_\alpha(\delta) + \Delta z_{\Delta\delta}] \operatorname{tg} \delta. \quad (3)$$

Решение этого трансцендентного уравнения при заданных параметрах регулярного слоя позволяет определить траекторию рассеянной волны и рассчитать групповое время распространения рассеянного сигнала τ_2 .

Характер диффузности при данном механизме оказывается аналогичным случаю обратного рассеяния. Однако величина $|\tau_2|$ при $\omega/\omega_k \rightarrow 1$ возрастает значительно медленнее, чем $|\tau_1|$. Поэтому механизм рассеяния назад не может играть заметной роли в образовании диффузных отражений. На рис. 2 для сравнения приводится график зависимости $\tau_2(\omega/\omega_k)$ при $\Delta N/N = 5 \cdot 10^{-2}$. Такой результат оказывается несколько неожиданным и показывает важность учета рефракции в слое при малых углах падения на слой. В целом рассмотренные выше два механизма не могут приводить к заметной диффузности.

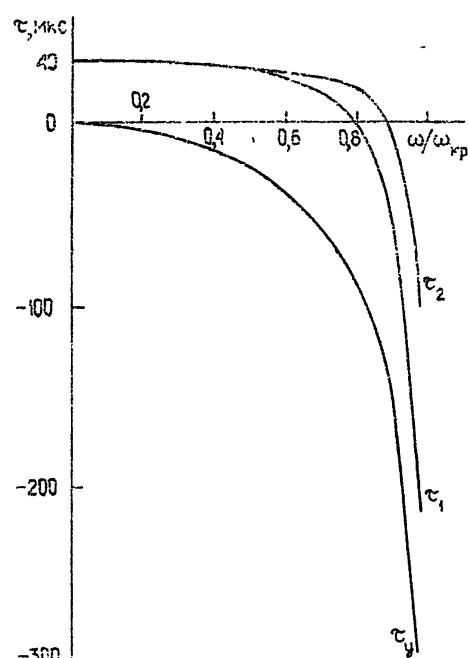


Рис. 2.

в) Частичное отражение. При нормальном падении волны на слой с неоднородностями из-за скачков коэффициента преломления n происходит частичное отражение падающей волны, которое становится все более заметным по мере приближения к области полного отражения $\varepsilon = 0$. Эти сигналы всегда опережают зеркальный луч и могут являться опережающими составляющими диффузного сигнала.

Протяженность опережающей части диффузного сигнала, обусловленная данным механизмом, для параболического слоя при условии $(\omega_k^2/\omega^2 - 1) \gg \Delta N/N$ описывается соотношением

$$\tau_y = -\frac{2z_T}{c} \frac{\omega^2}{\omega_k^2} \left[\frac{(1 + 1/R_y) \Delta N/N}{1 - \omega^2/\omega_k^2} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где R_y — коэффициент частичного отражения.

На рис. 2 приведена зависимость $\tau_y(\omega/\omega_k)$ при $\Delta N/N = 5 \cdot 10^{-2}$.

г) Рассеяние на магнитно-ориентированных неоднородностях. При наличии неоднородностей, вытянутых вдоль геомагнитного поля, условие обратного рассеяния в зависимости от направления излучения будет выполняться в разных точках траектории волн. В $E-W$ -плоскости — на вершине траектории, а в $N-S$ -плоскости — в двух симметричных точках (A, B), расположенных ниже вершины траектории луча. Это приводит к зависимости ширины углового спектра Δ и временной протяженности рассеянных сигналов $\tau_{A,B}$ в плоскости $N-S$ от магнитного наклонения I . Время распространения рассеянных волн в этой плоскости при начале отсчета от зеркального луча описывается соотношением

$$\tau_{A,B} = \tau_1 \pm \Delta\tau, \quad (5)$$

где $\Delta\tau = \int_{z_A}^{z_0(\Delta)} dz / \sqrt{n^2 - \sin^2 \Delta}$, z_A — высота точки, в которой выполняется

условие ортогональности волновой нормали к границе магнитно-ориентированной неоднородности.

Для параболической модели имеем

$$\Delta\tau = \frac{2}{c} \frac{\omega}{\omega_k} z_T \ln \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_k^2} (1 - \sin^2 \Delta / \sin^2 I)} + \frac{\omega}{\omega_k} \frac{\sin \Delta}{\sin I}}{\sqrt{1 - \omega^2 \cos^2 \Delta / \omega_k^2}}. \quad (6)$$

Коэффициент частичного отражения на границе неоднородности $K_A = R_B = R(\Delta, I, \Delta N/N)$ [7]. Совместное применение соотношений для $\tau_{A,B}$ и R позволяет определить закономерности изменения огибающей диффузного сигнала при обратном рассеянии волн от магнитно-ориентированных неоднородностей.

В плоскости $E-W$ время запаздывания рассеянного сигнала не зависит от магнитного наклонения, поэтому временная протяженность диффузного сигнала будет определяться рассмотренными ранее механизмами (а, б и в). В плоскости меридиана ($N-S$) по мере продвижения от магнитного полюса к экватору наблюдается уменьшение τ_A и возрастание τ_B .

На рис. 3 приводятся кривые зависимости протяженности опережающей (τ_-) и запаздывающей (τ_+) частей диффузного сигнала от глубины проникновения волн в слой ω/ω_k для $\Delta N/N = 10^{-1}, 10^{-2}$ и 10^{-3} . Первые три рисунка относятся к наблюдениям в плоскости $N-S$ при $I = 15^\circ, 45^\circ$ и 60° , а четвертый — в плоскости $E-W$. Видно, что на низких

широтах огибающая диффузного сигнала имеет симметричный вид при всех значениях $\Delta N/N$, на средних широтах — симметричную форму при слабых возмущениях ($\Delta N/N < 10^{-2}$) и асимметричную — при сильных возмущениях ($\Delta N/N > 10^{-2}$); с увеличением магнитного наклонения I становится заметным влияние частичных отражений и обратного рассеяния. При разрешении 10 мкс по диффузному сигналу можно обнаруживать ионосферные неоднородности с $\Delta N/N \geq 10^{-3}$, а по количеству импульсов и сдвигу между ними — их пространственное расположение. Следует отметить, что асимметричный вид огибающей диффузного сигнала дает дополнительную информацию о величине флуктуаций электронной концентрации. Эта информация полностью теряется при изучении диффузных отражений по уширению ионограмм, когда регистрируется лишь общая протяженность диффузного сигнала.

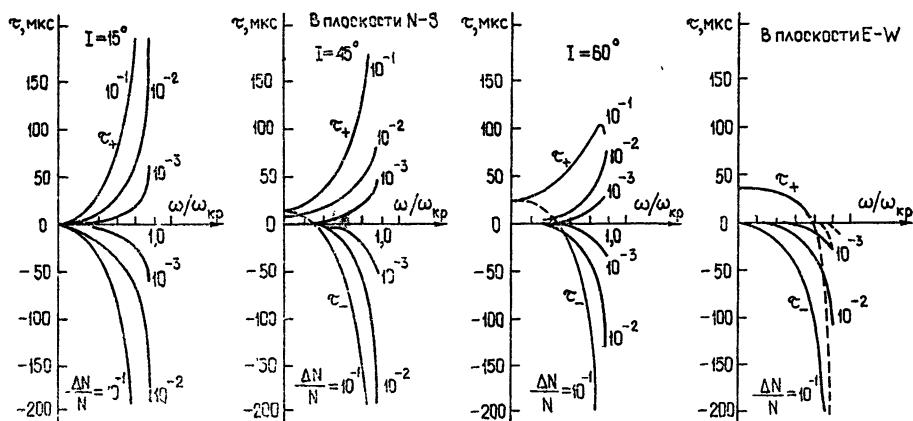


Рис. 3.

Наклонное зондирование. Исходя из дискретного характера диффузного сигнала, рассматривается отражение от ионосферного слоя с дискретными неоднородностями с учетом рефракции падающей и рассеянных волн. При этом предполагается, что основной вклад в рассеянное поле дают неоднородности в области отражения, основным механизмом является рассеяние вперед, и неоднородности характеризуются некоторыми индикаторами рассеяния. Расстояние между излучателем и приемником считается фиксированным и равным $2x_0$, соответственно зеркальный луч характеризуется углом падения θ_0 . Примем за начало отсчета время прихода зеркально отраженного сигнала t_0 . Тогда сигналы, излучаемые под углом $\theta > \theta_0$, будут иметь высоту отражения $z_0(\theta) < z_0(\theta_0)$ и после рассеяния могут попадать непосредственно в точку приема. При $\theta < \theta_0$ имеем $z_0(\theta) > z_0(\theta_0)$, и рассеянный сигнал может попадать в точку приема лишь путем последующего переотражения. В первом случае возникают опережающие составляющие диффузного сигнала ($\tau_1 = t_1 - t_0 < 0$), а во втором — запаздывающие ($\tau_2 = t_2 - t_0 > 0$). Отметим, что без учета рефракции в слое имели бы $z_0(\theta) = \text{const}$ и составляющие диффузного сигнала запаздывали бы относительно зеркального луча.

Групповое время распространения рассеянных сигналов, отсчитываемое относительно зеркального луча, определяется соотношением

$$\tau = t_i - t_0 = \frac{1}{c} \left[\frac{z_a(\theta_i)}{\cos \theta_i} + \frac{z_a(\theta_j)}{\cos \theta_j} \mp \frac{\Delta z_{ij}}{\cos \theta_j} \right] - \frac{2z_a(\theta_0)}{c \cos \theta_0}, \quad (7)$$

$$\text{где } \Delta z_{ij} = \cos \theta_j \int_{z_0(\theta_i)}^{z_0(\theta_j)} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_j}}, \quad \theta_{1,2} = \theta_0 \pm \Delta, \quad \theta_j = \theta_0 - \delta_j,$$

Δ и δ — соответственно отклонение углов излучения и приема от зеркального направления, знаки « \pm » относятся соответственно $i=1$ и 2 , $j = x, y$ при $i = 1, 2$.

Для определения траектории волн в слое при фиксированном x_0 (или θ_0) необходимо решить трансцендентные уравнения, связывающие между собой углы рассеяния θ_H и приема θ_j , следующего вида:

$$2x_0 = \operatorname{tg} \theta_j z_x(0_i) + \operatorname{tg} \theta_j [z_x(\theta_j) \mp \Delta z_{ij}], \quad (8)$$

где, $\sin \theta_i = \sin \theta_j \cos \theta_{Hi}$. Решение этих уравнений при заданных параметрах регулярного слоя позволяет определить зависимости $\delta(\Delta)$ и $\theta_H(\delta)$ при $\theta_0 = \text{const}$. Зная эти зависимости, можно определить семейство траекторий волн и рассчитать зависимость группового времени запаздывания от угла рассеяния θ_H . Расчеты выполнялись на ЭВМ «Мир-2». Трансцендентные уравнения решались методом итераций.

Из результатов расчета отметим следующие особенности.

1. При наклонном зондировании учет рассеяния вперед в пределах узкого сектора углов $\theta_H \ll 1$ ($\theta_H \approx 5 \div 10^\circ$) дает временную протяженность диффузного сигнала, близкую к экспериментально наблюдаемым значениям.

2. При $\tau < 0$ имеет место однозначная зависимость между углами рассеяния θ_H и временем распространения τ , отсчитываемого относительно зеркального луча. Это означает, что в области $\tau < 0$ огибающая диффузного сигнала при соответствующем масштабе по оси времени характеризует индикаторису рассеяния неоднородности.

3. В области $\tau > 0$ существует однозначная зависимость между τ и отклонением угла приема от зеркального направления δ ; учитывая это и зная средние параметры слоя, можно определить ширину углового спектра рассеянных волн.

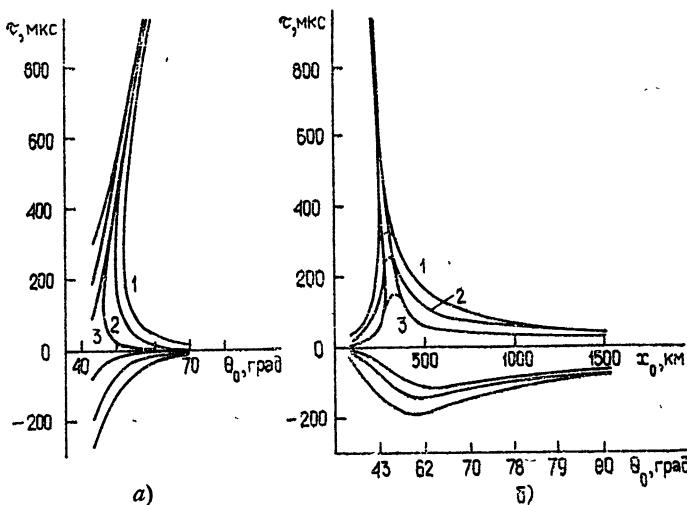


Рис. 4.

Некоторые количественные данные о характере диффузного сигнала при различных условиях, представлены в виде графиков на следующих рисунках. На рис. 4а, б приводятся кривые зависимости $\tau(\theta_0, \theta_H)$

при $\omega/\omega_k = 1,25$ и $\tau(x_0, \theta_H)$ при $(\omega/\omega_k) \cos \theta_0 = 0,85$ (а) $1 - \theta_H = \pm 10^\circ$, $2 - \theta_H = \pm 5^\circ$, $3 - \theta_H = \pm 1^\circ$, $\omega/\omega_k = 1,25$; б) $1 - \theta_H = \pm 10^\circ$, $2 - \theta_H = \pm 5^\circ$, $3 - \theta_H = \pm 0,5^\circ$, $\omega/\omega_{\text{МПЧ}} = 0,85$). В первом случае возрастание θ_0 приводит к уменьшению высоты отражения, во втором случае глубина проникновения в слой сохраняется постоянной. Предполагается, что неоднородности вызывают рассеяние, симметричное относительно зеркального направления в пределах углов $\pm \theta_H$. Видно, что протяженность опережающей и запаздывающих частей диффузного сигнала имеют различный характер зависимости от θ_0 при $\theta_H = \text{const}$. Пики в начале кривых при $\tau > 0$ связаны с возможностью появления лучей Педерсена. Углы приема этих лучей могут значительно отклоняться от зеркального направления, поэтому при конечной ширине диаграммы приемной антенны пики при $\tau > 0$ будут сглаживаться.

На рис. 5 для $\omega/\omega_k = 1,25$, $\delta = \pm 5$ приводятся огибающие диффузного сигнала $A(\tau)$ для ряда фиксированных углов падения θ_0 при ширине диаграммы направленности приемной антенны 10° . Пунктирная линия соответствует изотропному рассеянию, а сплошная линия — индикатрисе рассеяния в виде гауссовой кривой $\exp\left[-\left(\frac{\theta_H}{\theta_{H0}}\right)^2\right]$ для $\theta_{H0} = \pm 5$ (2) и 10° (1). Видно, что имеет место асимметрия огибающей диффузного сигнала относительно зеркального луча ($\tau = 0$) как по протяженности опережающих и запаздывающих частей, так и по форме. Амплитуды составляющих соизмеримы с зеркальным лучом при углах падения, близких к критическому и быстро падают с увеличением θ_0 . Наибольшая протяженность огибающей имеет место при $\theta_0 = 47,5^\circ$ ($(\omega/\omega_k) \cos \theta_0 \approx 0,8$) и составляет 250—300 мкс. Случай с $\omega/\omega_k < 1$ отличаются от рассмотренных выше тем, что огибающие симметричны по форме и менее протяжены.

Для определения размеров области формирования диффузного сигнала определялись вертикальные z и горизонтальные x размеры этой области, отсчитываемые от вершины траектории зеркального луча. Результаты расчета показывают, что при механизме рассеяния вперед в случае наклонного зондирования диффузные отражения вызываются мелкомасштабными неоднородностями ионосферы, расположенными по горизонтали с интервалами 1—10 км и по вертикали — порядка 1 км.

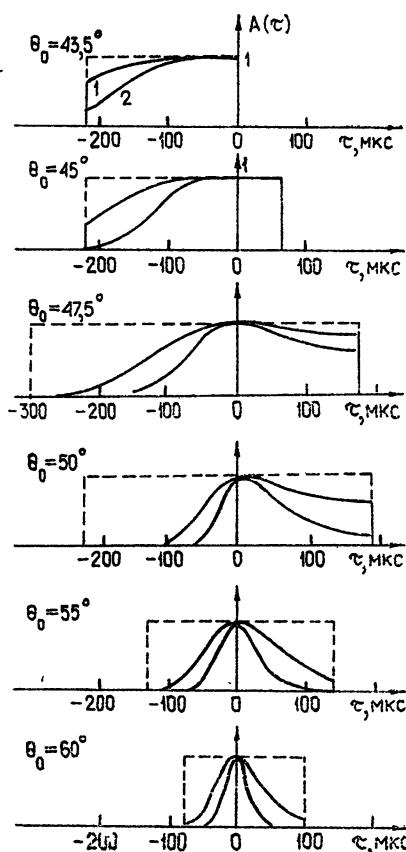


Рис. 5.

Таким образом, проведенные исследования с разрешением 10 мкс показали, что диффузный сигнал, как правило, состоял из нескольких дискретных импульсов, среди которых четко выделялся максимальный.

Временная протяженность диффузной группы импульсов составляла 40—80 мкс при вертикальном зондировании и 100—150 мкс — при наклонном. Наиболее вероятный сдвиг между соседними импульсами составлял 15—20 мкс. При наклонном зондировании, а также при вертикальном на частотах $\omega > 0,8\omega_k$ отдельные импульсы диффузного сигнала флюктуировали по амплитуде и времени запаздывания. При вертикальном зондировании на частотах $\omega < 0,8\omega_k$ импульсы флюктуируют по амплитуде и имеют стабильные временные сдвиги в течение сеанса наблюдения две минуты.

При вертикальном зондировании из рассмотренных четырех возможных механизмов возникновения диффузных отражений в плоскости меридиана превалирующим эффектом на средних и низких широтах оказывается рассеяние на магнитно-ориентированных неоднородностях, а в широтной плоскости — механизм частичных отражений.

Диффузная структура сигнала при наклонном зондировании может быть удовлетворительно объяснена механизмом рассеяния вперед на дискретных неоднородностях слоя. В этом случае при известных средних параметрах слоя углы рассеяния и приема оказываются однозначно связанными со временем группового запаздывания. Это позволяет определить индикатрису рассеяния неоднородности и угловой спектр волн.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 В. Д. Кокоуров, Н. А. Чернобровкина, Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 3, 58, (1967)
- 2 Spred-F and its Effects upon Radiowave Propagation and Communications, Ed Newman, 1966.
- 3 J. Repař, J. Geophys. Res., **64**, 971 (1959).
- 4 G. A. King, J. Terr. Atm. Phys., **32**, 209 (1970).
- 5 J. Repař, J. Geophys. Res., **65**, 2269, 3219 (1960).
- 6 D. S. Bugnolo, J. Geophys. Res., **65**, 3925 (1960).
- 7 F. N. Hibberd, J. Atm. Terr. Phys., **33**, 783 (1971).
- 8 В. А. Алимов, Л. М. Ерухимов, Т. С. Пыркова, Геомагнетизм и аэрономия, **10** (1972).
- 9 С. А. Намазов, Т. Е. Рыжкина, Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, ч. I, изд. Наука, М., 1972, стр. 157

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

THE SIGNAL STRUCTURE AT DIFFUSE REFLECTION FROM THE IONOSPHERE

S. A. Namazov

The results of experimental investigation of the diffuse signal with 10 μ s resolution at vertical and oblique sounding of the ionosphere in decameter wave range are presented. The role of different mechanisms of diffuse reflections is estimated.