

двойное трактование: 1) излучение от хаотического экрана ($z=0$) с граничным полем $E_0(\rho')$; 2) поле, восстановленное по излучению, принятому в плоскости $z=z_1$. Следовательно, если при распространении от хаотического экрана излучение нормализовалось, то процесс восстановления описывает его денормализацию.

Формула (9) используется для решения задач о восстановлении волнового фронта [7, 8]. В свою очередь соотношения (9) позволяют восстанавливать статистические характеристики граничного поля на экране. Таким образом, экспериментальные данные о статистике рассеянного излучения в плоскости наблюдения и знание комплексно сопряженной функции G -отклика свободного пространства дают возможность моделировать начальное распределение поля.

Автор выражает благодарность В. Д. Гусеву за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. Oxford, 1963. [2] Mercier R. P. // Proc. Camb. Phil. Soc. 1962. 58, N 2. P. 382. [3] Гольинский С. М., Гусев В. Д. // Радиотехн. и электроника. 1978, 28, № 10. С. 2053. [4] Зачепицкая Л. П. // Радиотехн. и электроника. 1968. 13, № 8. С. 1452. [5] Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М., 1978. [6] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М., 1978. [7] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., 1985. [8] Гусев В. Д., Куницын В. Е. // Радиотехн. и электроника. 1980. 25, № 1. С. 72.

Поступила в редакцию
19.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

УДК 537.871.64

ДИСЛОКАЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИОНОСФЕРНОГО РАДИОСИГНАЛА

В. Д. Гусев, Н. В. Карабанов

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Показана зависимость количества дислокаций от величины фактора возмущенности сигнала, конструкции приемных антенн и длительности наблюдения пространственно-временных разностей фаз. Результаты теории иллюстрируются экспериментом.

При измерении разностей фаз ионосферного радиосигнала с помощью радиопеленгатора наблюдаются резкие скачкообразные выбросы (до 2π), приводящие к ошибкам в определении направлений. Поэтому необходим тщательный анализ причин возникновения больших выбросов разностей фаз и установление связи этих выбросов со свойствами ионосферы.

Для физического описания этого явления было использовано понятие винтовых дислокаций поверхности волнового фронта, введенное для пространственно-неоднородного поля лазерного излучения в работе [1]. Согласно [1] под дислокациями понимаются точки фронта волны, в которых амплитуда волны равна нулю. При обходе этих точек по замкнутому контуру на поверхности фронта волны фаза волны получает дополнительный набег, равный 2π . Поскольку в поле имеется

«быстрый» фазовый множитель $\exp\{ikz\}$, то можно сказать, что обход дислокаций осуществляется по винтовой линии. Дислокации были зарегистрированы экспериментально при наблюдении интерференции пространственно-неоднородного лазерного пучка [1].

Выбросы разностей фаз радиосигнала в работе [1] описаны с позиций общеволновых свойств. В связи с этим подобные явления должны иметь место и в случае рассеяния радиоволн в ионосфере [2]. Однако в работе [2] не указаны условия наблюдения дислокаций ионосферного радиосигнала и связь статических характеристик разностей фаз с особенностями рассеяния радиоволн в ионосфере. Основные соображения о статистических характеристиках дислокаций изложены в работе [1]. Для ионосферного радиосигнала теория [1] соответствует полностью рассеянному полю, т. е. случаю, когда фактор возмущенности $\beta=0$. Однако в реальных условиях ионосферных измерений $\beta \neq 0$. В частности, в работе [3] указано, что в среднем $2 \leq \beta \leq 4$. Как известно, фактор β^2 равен отношению интенсивности среднего падающего поля к средней интенсивности рассеянного.

В качестве статистической характеристики дислокаций волнового фронта предложено использовать среднее значение числа дислокаций на единицу площади N [1]. Для рассеянных полей, подчиняющихся закону нормального распределения,

$$N = \langle \delta(E_1) \delta(E_2) |G| \rangle, \quad (1)$$

где $E = E_1 + iE_2$ представляет собой комплексную амплитуду поля, G — якобиан преобразования компонент поля:

$$G = \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_2}{\partial y} - \frac{\partial E_2}{\partial x} \frac{\partial E_1}{\partial y},$$

δ — дельта-функция. Используя основные идеи работы [1] и учитывая, что плотность вероятности наблюдения дислокаций равна

$$W(E_1, E_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{(E_1 - E_{10})^2 + (E_2 - E_{20})^2}{2\sigma^2} \right\},$$

где E_{10} и E_{20} соответствуют нормальному падению радиосигнала на ионосферу, а σ — дисперсия (среднеквадратичное отклонение), получим следующее выражение для N :

$$N(\beta) = N(\beta=0) \exp\{-\beta^2\}, \quad \beta^2 = (E_{10}^2 + E_{20}^2)/2\sigma. \quad (2)$$

Таким образом, в соответствии с [1] и с учетом (2)

$$N_0(\beta) = \frac{k^2}{2\pi} \vartheta_{1x} \vartheta_{1y} \exp\{-\beta^2\} = \frac{1}{2\pi ab} \exp\{-\beta^2\}, \quad (3)$$

где ϑ_{1x} , ϑ_{1y} — стандартные отклонения углов прихода для главных направлений индикатрисы рассеяния; a , b — главные радиусы корреляционного эллипса, определяемые из соотношений

$$ka\vartheta_{1x} = 1, \quad kb\vartheta_{1y} = 1.$$

Соотношение (3) удобно для использования в практике ионосферных исследований при нормальном зондировании. При наклонном зондировании ионосферы в выражении (3) ϑ_{1x} , ϑ_{1y} определяют угловые флуктуации относительно направления падающего сигнала. Более удобно (3) выразить через стандартные отклонения полярного ϑ_1 и азимутального φ_1 углов. При малых угловых флуктуациях ϑ_{1x} , ϑ_{1y} пе-

реходят в значения ϑ_1 и $\varphi_1 \sin \vartheta_0$ соответственно. В результате $N_{\text{incl}}(\beta)$ для наклонного зондирования равно

$$N_{\text{incl}}(\beta) = \frac{k^2}{2\pi} \vartheta_1 \varphi_1 \sin \vartheta_0 \exp\{-\beta^2\}, \quad (4)$$

где ϑ_1 — полярный угол падения волны на ионосферу, причем азимут плоскости распространения невозмущенного луча выбран равным нулю. Таким образом, полученные выражения (3) и (4) указывают на сильную зависимость среднего числа дислокаций на единицу площади от фактора возмущенности ионосферного сигнала.

При проведении пространственно-временных измерений разностей фаз для изучения дислокаций волнового фронта нужно учитывать полное число дислокаций M :

$$M = NS \quad (5)$$

(величина площади антенны S зависит от конструктивных особенностей используемых приемных антенных устройств). Рассмотрим случаи наблюдения дислокаций.

1. При измерении отдельной антенной. Согласно [4] произвольная антенна отбирает энергию от поля проходящей волны с площади, которая называется действующей площадью антенны S_a :

$$S_a = S_0 D, \quad S_0 = \lambda^2/4\pi, \quad (6)$$

где D — коэффициент направленного действия реальной антенны, S_0 — действующая площадь изотропной антенны. Для обычно используемых линейных антенн D изменяется от 1,5 (элементарный вибратор) до 2,41 (одноволновая антенна). Таким образом, в соответствии с (3), (4), (6)

$$M = \frac{1}{2\pi} S_c D \exp\{-\beta^2\}, \quad (7)$$

где S_c — площадь корреляционного эллипса углов рассеяния. Для нормального зондирования $S_{c0} = \pi \vartheta_{1x} \vartheta_{1y}$, для наклонного зондирования $S_{c \text{ incl}} = S_{c0} \sin \vartheta_0$, т. е. $S_{c \text{ incl}}$ является проекцией S_{c0} на горизонтальную плоскость. Для обычных условий ($S_{c0} \ll 1$ и $D < 2,41$) $M \ll 1$, поэтому наблюдение дислокаций для отдельной антенны практически мало вероятно.

2. При измерении пространственно-временной разности фаз на базе d . В этом случае S в (5) может быть по порядку величины определена следующим образом:

$$S = d \sqrt{S_a}. \quad (8)$$

В соответствии с (5), (7), (8) получим

$$M = S_c \sqrt{\frac{D}{\pi} \frac{d}{\lambda}} \exp\{-\beta^2\}.$$

На практике обычно $d/\lambda \approx 2 \div 6$. При тех же условиях, что и выше, по-прежнему $M \ll 1$.

3. При измерении пространственно-временных разностей фаз за достаточно большое время T . Очевидно, что основные изменения фазы во времени определяются наличием дрейфа дифракционной картины поля. В этих условиях M будет существенно зависеть от величины и направления скорости дрейфа V . При анализе рассмотрим два основ-

ных результата, определяемых взаимными ориентациями измерительной базы \mathbf{d} относительно \mathbf{V} .

а) $\mathbf{V} \perp \mathbf{d}$. В этом случае $S = VTd$ и в соответствии с (5)

$$M_{\perp}(\beta) = N(\beta) VTd. \quad (9)$$

б) $\mathbf{V} \parallel \mathbf{d}$. В этом случае в соответствии с (5), (6)

$$M_{\parallel}(\beta) = N(\beta) VT \sqrt{S_a}. \quad (10)$$

Сопоставляя (8), (9), получаем

$$\frac{M_{\parallel}}{M_{\perp}} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{D} \frac{d}{\lambda}}. \quad (11)$$

Для линейных антенн ($D < 2,4$) и часто используемых измерительных систем ($d/\lambda \sim 3$) из (11) следует, что $M_{\parallel} \gg M_{\perp}$. Таким образом, возникновение дислокаций и соответственно появление ошибок в определении углов прихода имеют место при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{d}$.

4. При измерении доплеровского смещения частоты Ω_d в течение времени T . На практике Ω_d определяется следующим образом:

$$\Omega_d = [\varphi(x - vt - v\tau) - \varphi(x - vt)]/\tau, \quad (12)$$

где время дискретизации величины Ω_d удовлетворяет условию $\tau \ll \tau_0$ (τ_0 — время корреляции флуктуаций фазы волны $\varphi(t)$). В (12) использована система координат с осью «X», направленной вдоль \mathbf{V} . Из анализа (12) следует, что среднее статистическое число M_d дислокаций в этом случае аналогично (10) и равно

$$M_d = N(\beta) V\tau \sqrt{S_a} = N(\beta) \left(\frac{d}{\lambda} \frac{\tau}{\tau_0} \right) \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D}{\pi}}. \quad (13)$$

Здесь $d = V\tau_0$. В силу указанных выше соображений выражение в скобках (13) значительно меньше единицы и $M_d \ll M_{\parallel}$.

При исследовании флуктуаций Ω_d за длительное время T $M_d = M_{\parallel}$. Для оценки возможных значений M рассмотрим случай нормального зондирования. Для условий $a \approx 300$ м, $V \approx 200$ м/с, $d \approx 100$ м, $T \approx 300$ с [3] получим

$$M_{\perp} = 10 \exp\{-\beta^2\}.$$

Следовательно, для приведенного примера при $\beta^2 > 3$ в дифференциально-фазовом методе измерения дислокации в среднем наблюдаться не будут: $M \ll 1$. Аналогичная ситуация имеет место и при наклонном зондировании.

Следует заметить, что для полной статистической характеристики точек дислокаций необходимо было бы знать величину дисперсии флуктуаций этой величины. Однако в силу значительных математических трудностей это пока не представляется возможным.

Анализ условий наблюдения выбросов фазы величиной в 2π , связанных с дислокациями, будет неполным, если эти выбросы не сопоставить с обычными статистическими флуктуациями разностей фаз. Для вероятностей появления пространственных разностей фаз $|\Delta\varphi| > \pi$ ионосферного сигнала, представляющего собой нормальный шум в зоне дифракции Фраунгофера, получено выражение [5]

$$\mathcal{P}(|\Delta\varphi| > \pi) = \frac{1-R}{2} \exp\{-\beta^2\}. \quad (14)$$

В (14) входит пространственная функция автокорреляции $R(d/a)$. На практике при работе радиопеленгатора d/a выбирают таким образом, чтобы фронт волны на базе можно было считать квазиплоским. В частности, при аппроксимации $R(x)$ гауссовой функцией для $d/a \leq 0,5$

$$P(|\Delta\varphi| > \pi) \leq 0,06 \exp\{-\beta^2\}. \quad (15)$$

Полученный результат (15) показывает, что выбросы разностей фаз, большие π , связанные с нормальным шумом, практически ненаблюдаемы. Поэтому резкие выбросы фаз $\Delta\varphi \approx 2\pi$ однозначно связаны с дислокациями.

Для иллюстрации изложенной теории дислокаций волнового фронта ионосферного радиосигнала используем результаты экспериментальных исследований [2] на двух трассах (частоты 5—15 МГц). Измерения проведены в дневное время, длительность сеанса регистрации 5 мин, и для каждого варианта условий распространения проведено 80 сеансов. При анализе принималось, что дислокациями объясняются выбросы разностей фаз более π (в соответствии с изложенной теорией). Результаты анализа помещены в таблицу. Значения M для каждого вида распространения определены по совокупности сеансов. Общий анализ рассеяния радиоволн в ионосфере при наклонном распространении [6] показывает, что β^2 убывает с ростом угла падения или с увеличением длины трассы. Поэтому естественно ожидать, что $\beta_4 < \beta_3 < \beta_{1,2}$ для отдельных мод. Однако, за исключением первого типа сигналов (см. таблицу), во всех случаях сигнал двухмодовый или

Дальность радиотрассы, км	Тип сигнала	Режим работы	M
100	(1) «х»	Импульсный	0,4
100	(2) «0» + «х»	»	4,0
1400	(3) «0» + «х»	»	6,4
2300	(4) Многомодовый	Непрерывный	23,6

многомодовый. В то же время (11) и (14) указывают на сильную зависимость M от β^2 . В связи с этим рассмотрим, как может изменяться $\tilde{\beta}$ (среднее значение) для двухмодовых сигналов. В экспериментальных условиях второго и третьего типа (см. таблицу) сигналы состояли из суммы обыкновенной и необыкновенной компонент, имеющих факторы возмущенности β_0 и β_x . Пусть обе компоненты (для более удобного понимания сущности явления) статистически независимы, $\sigma_0 \sim \sigma_x$ — дисперсии рассеяния фазовых компонент, а $\Delta\varphi_{0,x}$ — разность фаз компонент. При детерминированной величине $\Delta\varphi_{0,x}$

$$|\beta_0 - \beta_x| \leq 2\tilde{\beta} \leq |\beta_0 + \beta_x|.$$

Следовательно, $\tilde{\beta}$ (ее среднее значение) может иметь малые значения при $\beta_0 \sim \beta_x$. В случае существования доплеровского смещения частоты обеих компонент можно считать, что $\Delta\varphi_{0,x}$ является случайной величиной с равномерным законом распределения. В результате усреднения получим

$$\exp\{-\beta^2\} = \exp\left\{-\frac{\beta_0^2 + \beta_x^2}{2}\right\} I_0(\beta_0, \beta_x), \quad (16)$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя. Из (14) может следовать существенное увеличение $\exp\{-\beta^2\}$. Например, при $\beta_0 \approx \beta_x \approx 3$

$$\exp\{-\beta^2\} \approx 0,13 \gg \exp\{-\tilde{\beta}_{0,x}^2\} \approx 10^{-3}.$$

Таким образом, (9), (16) качественно объясняют результаты экспериментальных исследований, представленных в таблице. Большое значение M для четвертого типа сигнала (см. таблицу) связано с двумя факторами: резким уменьшением β при увеличении количества мод и одновременным уменьшением парциальных значений отдельных мод для больших углов падения Φ_0 .

Таким образом, экспериментальные исследования дислокаций волнового фронта качественно подтверждают развитую теорию явления.

Сопоставляя теорию и эксперимент, можно сделать следующие выводы.

1. Дислокации волнового фронта ионосферного радиосигнала действительно существуют.

2. Среднее число дислокаций сильно зависит от фактора возмущенности сигнала, что является новым важным свойством дислокаций.

3. Теория явления дислокаций указывает на способ уменьшения их числа путем использования метода порогового приема, при котором сигналы малой амплитуды, связанные с дислокациями, не пропускаются в систему обработки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Зельдович Б. Я., Пилипенко Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., 1985. [2] Гайлит Т. А., Гусев В. Д., Иванов М. И. // Радиофизика. 1987. 30, № 5. С. 669. [3] Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., 1960. [4] Щелкунов С., Финс Г. Антенны. М., 1955. [5] Whale H. A., Gardiner C. W. // Radio Science. 1966. 1, N 5. P. 557. [6] Власова О. К., Гайлит Т. А., Гусев В. Д., Приходько Л. И. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1974. 14, № 2. С. 233.

Поступила в редакцию
28.03.90

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 532.59

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ ПО ПОРОГУ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

А. В. Ведерко, В. Ф. Марченко

(кафедра радиофизики)

Показано, что при нерезонансном возбуждении на поверхности жидкости волн капиллярного и гравитационно-капиллярного диапазона пороговая амплитуда синфазных колебаний накачки зависит не только от диссипативных (вязких) потерь, но и от потерь системы на излучение. Дано экспериментальное обоснование предлагаемого метода определения вязкости жидкости.

Известны методы определения кинематической вязкости жидкости ν , основанные на измерении затухания поверхностных волн, амплитуда которых регистрируется зондовым или оптическим методом