

УДК 537.86

УСТРАНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МНОГОЛУЧЕВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛА В ПЛАВНО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

М. В. Тинин, С. И. Книжсин

Иркутский госуниверситет, г. Иркутск, Россия

Эффекты многолучёвости (распространения сигнала по различным траекториям, соединяющим точки излучения и приёма) являются одной из важных проблем систем связи, навигации и диагностики неоднородных сред. В работе с помощью численного моделирования исследуется возможность устранения этих эффектов, возникающих при распространении волн в неоднородных средах. Показано, что после пространственной обработки, основанной на двойном взвешенном преобразовании Фурье, эффекты многолучёвости устраняются при наличии в среде распространения неоднородностей с масштабами как больше, так и меньше радиуса Френеля.

ВВЕДЕНИЕ

Эффективность методов анализа распространения радиоволн и диагностики неоднородных сред в значительной степени определяется используемой моделью радиосигнала. В приближении геометрической оптики фаза и амплитуда волны находятся путём интегрирования уравнений эйконала и переноса вдоль луча, соединяющего точки излучения и приёма [1]. При диагностике неоднородной плазмы ионосферы или термоядерного синтеза на высоких частотах траектория луча близка к прямой линии, и приращение фазы, вызванное наличием плазмы на пути распространения, пропорционально интегралу от электронной концентрации вдоль прямой линии. Эти линейные интегралы, получаемые из измерений фазы или времени запаздывания, позволяют определить структуру неоднородной плазмы методами компьютерной томографии [2, 3]. Однако при достаточном удалении наблюдателя от неоднородности возникают проблемы при использовании геометрической модели.

Первая проблема связана с применимостью приближения геометрической оптики, которое определяется следующим соотношением между поперечным размером неоднородности l_ϵ и поперечным размером области существенного взаимодействия поля со средой распространения (радиусом Френеля a_F):

$$l_\epsilon \gg a_F = \sqrt{\lambda \zeta(z')}. \quad (1)$$

Здесь

$$\zeta(z') = (z_t - z')(z' - z_0)/Z, \quad (2)$$

ось z направлена вдоль распространения волны, $Z = z_t - z_0$ — расстояние между плоскостями излучения ($z = z_0$) и приёма ($z = z_t$), λ — длина волны в свободном пространстве, z' — координата неоднородности. Радиус Френеля возрастает при удалении от неоднородности, и при достаточно большом удалении условие (1) перестаёт выполняться. В этом случае вместо формул геометрической оптики необходимо использовать формулы, учитывающие дифракционные эффекты френелевского типа.

Решение этой проблемы осуществляется в дифракционной томографии [2, 3] путём использования метода плавных возмущений или приближения Борна [4–6]. Однако такой подход применим только в случаях слабого рассеяния.

В другом подходе (см, например, [7]) с помощью формулы Грина [8] значения поля из плоскости измерений пересчитываются в плоскость некоторого виртуального экрана $z = z_s$ в окрестности неоднородностей. Поскольку вблизи неоднородностей можно пренебречь дифракционными эффектами, то для извлечения информации из пересчитанных результатов измерений можно использовать приближение геометрической оптики. Когда протяжённость неоднородного слоя мала, можно пренебречь появлением внутри слоя вариаций амплитуды поля, и этот подход переходит в метод фазового экрана [4, 9, 10]. Однако при таком подходе возникает проблема задания координат виртуального экрана [6].

В работе [11] предложено описание поля волны в неоднородной среде, основанное на двойном взвешенном преобразовании Фурье (ДВПФ). Если неоднородности среды удовлетворяют условию (1), то поле волны, полученное этим методом, переходит в поле, полученное в приближении геометрической оптики; при слабых вариациях фазы — в поле, полученное в приближении Рытова, и в результаты метода фазового экрана при небольшой протяжённости случайно-неоднородного слоя [12, 13].

В работах [12–14] с помощью численного моделирования показано, что применение пространственной обработки сигнала на базе обратного ДВПФ позволяет устранить дифракционные эффекты френелевского типа и повысить разрешение средств диагностики неоднородных сред без априорной информации о местонахождении неоднородной области.

Вторая проблема использования приближения геометрической оптики в задачах диагностики заключается в том, что при удалении от области с неоднородностями может появиться многолучёвость [15–17]. В этом случае амплитуда поля в приближении геометрической оптики резко возрастает на каустиках (оггибающих лучей). Это указывает на необходимость даже при выполнении условия (1) использовать при описании поля обобщения приближения геометрической оптики, учитывающие дифракционные эффекты каустического типа. Имеется ряд таких обобщений [18]: метод канонического оператора, метод интерференционного интеграла и т. д. Однако для применения этих методов необходимо априорное знание лучевой структуры, что в задачах диагностики редко представляется возможным. Кроме того, многолучёвость и сопровождающие её интерференция и сильные флуктуации амплитуды сильно затрудняют измерения фазы и их интерпретацию даже в областях применимости приближения геометрической оптики (там, где поле принимает вид суммы парциальных геометрикооптических волн).

Поскольку при небольшой протяжённости случайно-неоднородного слоя упомянутое выше интегральное представление ДВПФ переходит в результаты метода фазового экрана [12, 13], то с его помощью можно описать поле в области многолучёвости, включая окрестности каустик. Как показано в [11–14], после обратного ДВПФ мы получаем поле одной геометрикооптической волны без флуктуаций амплитуды в первом приближении. Таким образом, обратное ДВПФ позволяет устранять не только дифракционные эффекты френелевского типа, но и многолучёвость и дифракционные эффекты каустического типа. Об этом, в частности, говорит показанная в работе [19] возможность устранения флуктуаций амплитуды волны, распространяющейся в случайно-неоднородной среде, с помощью пространственной обработки на базе обратного ДВПФ. В данной работе с помощью численного моделирования исследуется возможность устранения эффектов многолучёвости в фазовых измерениях при диагностике неоднородных сред. Здесь под устранением эффектов (следствий) многолучёвости понимается пространственная обработка принимаемого сигнала, позволяющая извлечь характеристики неоднородной среды из измерений, искажённых многолучёвостью.

Многолучёвость может иметь различные механизмы образования. Здесь мы рассмотрим появление многолучёвости при распространении через линзоподобную неоднородность, в которой показатель преломления превышает показатель преломления окружающей среды (рис. 1а) и мно-

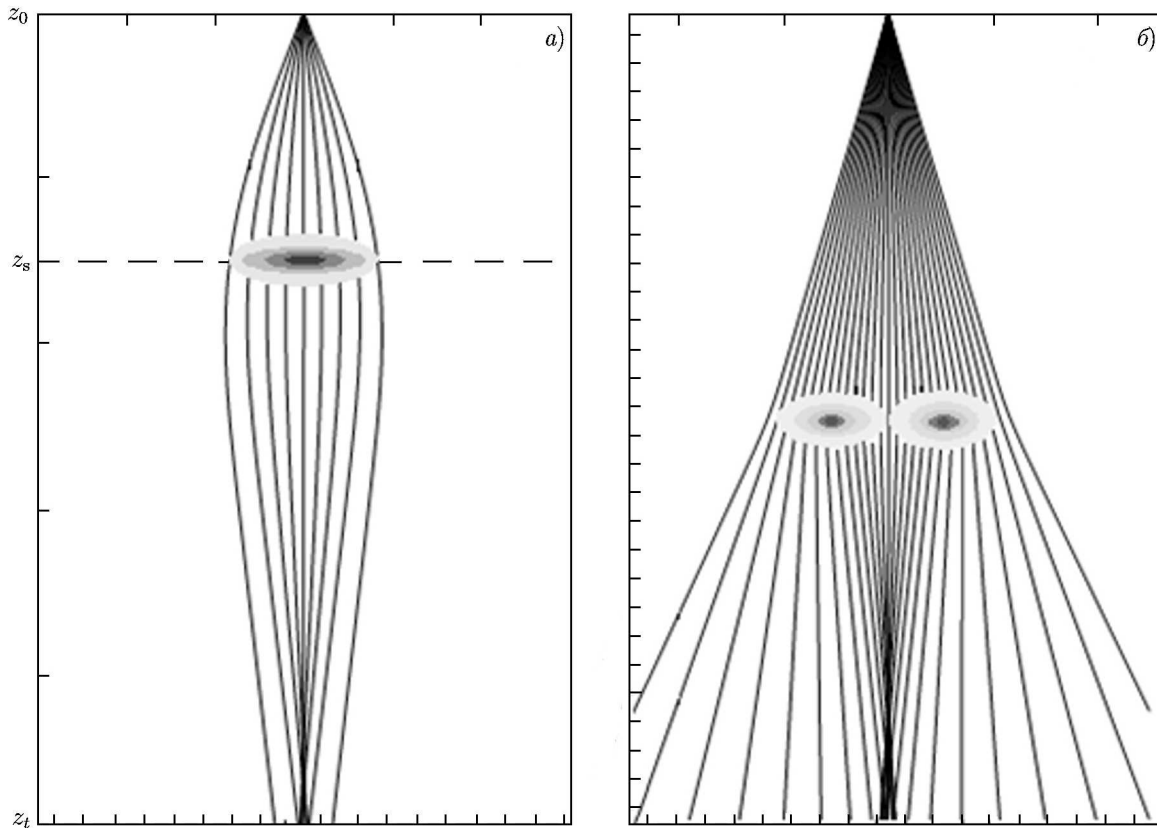


Рис. 1. Лучевая картина при фокусировке на линзе (а) и при рефракции на двух неоднородностях (б)

голучёвость при рефракции на двух неоднородностях с пониженным показателем преломления (рис. 1б).

1. МНОГОЛУЧЁВОСТЬ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Для решения задач распространения радиоволн в слабонеоднородной среде с крупномасштабными неоднородностями, масштабы которых l_ϵ много больше длины волны λ в свободном пространстве:

$$kl_\epsilon = 2\pi l_\epsilon / \lambda \gg 1, \tag{3}$$

применимо малоугловое приближение [4–6]. В этом приближении волновое уравнение обычно сводится к параболическому, при решении которого используются метод геометрической оптики, метод плавных возмущений, а также другие методы решения параболических уравнений [4–6].

Рассмотрим распространение волны в такой среде вдоль оси z . На небольших расстояниях от источника, где выполняется условие (1), применимо приближение геометрической оптики. В этом приближении для поля $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ точечного источника, расположенного в точке с координатами \mathbf{r}_0 , нетрудно получить (см., например, [4]) следующее выражение:

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \approx \frac{U_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\sqrt{1 + \tilde{D}(\mathbf{r})}} \exp[ik\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)]. \tag{4}$$

Здесь

$$U_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{-A}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \exp(ik |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) \approx \frac{-A}{4\pi Z} \exp \left[ik \left(Z + \frac{|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|^2}{2Z} \right) \right] \quad (5)$$

— поле невозмущённой (сферической) волны в окрестности оси z , A — амплитуда этой волны,

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \tilde{\Phi}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z_t, z_0) = \frac{1}{2} \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon}[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z'), z'] dz' \quad (6)$$

— флуктуация фазового пути (эйконала), $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - 1$ — отклонение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$ от единицы, вызванное наличием неоднородностей,

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z') = \boldsymbol{\rho} \frac{z' - z_0}{Z} + \boldsymbol{\rho}_0 \frac{z_t - z'}{Z} \quad (7)$$

— невозмущённая поперечная проекция траектории распространения, соединяющей точки излучения $\mathbf{r}_0 = (\boldsymbol{\rho}_0, z_0)$ и приёма $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z_t)$,

$$\tilde{D}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \int_{z_0}^{z_t} \zeta(z') \Delta_{\perp} \tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho}, z') \Big|_{\boldsymbol{\rho}=\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z')} dz' \quad (8)$$

— вариация лучевой расходимости, определяющая вариации амплитуды из-за фокусировки и дефокусировки волны на неоднородностях, Δ_{\perp} — лапласиан по поперечным координатам $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$.

В рамках приближения геометрической оптики (4) можно получить значения линейного интеграла (6) из измерений фазы сигнала $\tilde{\Phi}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z_t, z_0)$. Эти измерения для различных $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}_0$ позволяют определять пространственную структуру неоднородностей среды методами лучевой компьютерной томографии [2]. Здесь мы рассматриваем случай слабых неоднородностей

$$|\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho}, z)| \ll 1, \quad (9)$$

для которых на небольших расстояниях можно при вычислении вариаций эйконала (6) и расходимости (8) использовать интегрирование вдоль прямой линии (7). С увеличением расстояния от неоднородности даже при выполнении условия (9) в точку приёма может прийти несколько лучей [16, 17]. В этом случае выражение (5) заменяется суммой полей, отвечающих каждому лучу [1]. При этом нужно уже учитывать искривление этих лучей и нарушение приближения геометрической оптики на каустиках (оггибающих семейств лучей) и для неоднородностей с поперечным размером меньше радиуса Френеля. При небольшой протяжённости области с неоднородностями все эти особенности обычно учитываются в методе фазового экрана, в котором поле за неоднородным слоем, расположенным в окрестности плоскости $z = z_s$ имеет вид (см, например, [4, 10])

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{ikA_0 \exp(ikZ)}{8\pi^2 (z_t - z_s)(z_s - z_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ik\tilde{\Phi}_s(\boldsymbol{\rho}_s) + \frac{ik}{2} \left(\frac{|\boldsymbol{\rho}_s - \boldsymbol{\rho}_0|^2}{z_s - z_0} + \frac{|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_s|^2}{z_t - z_s} \right) \right] d^2\rho_s, \quad (10)$$

где

$$\tilde{\Phi}_s(\boldsymbol{\rho}_s) = \frac{1}{2} \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho}_s, z') dz'. \quad (11)$$

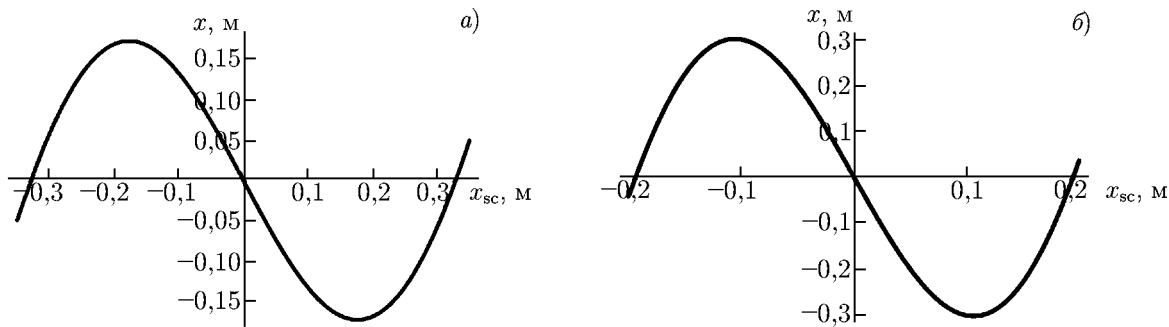


Рис. 2. Зависимость поперечной координаты луча в точке наблюдения от координаты выхода луча из экрана для фокусирующей неоднородности (а) и для двух неоднородностей, симметрично расположенных относительно оси z (б)

Как правило, выражение (10) получают с помощью метода Кирхгофа и используют при описании сильных флуктуаций поля волны, прошедшей слой с неоднородностями.

Пусть поперечные размеры неоднородности превышают радиус Френеля. В этом случае можно использовать приближение геометрической оптики. Это эквивалентно применению метода стационарной фазы при вычислении выражения (10) для поля в приближении фазового экрана. Точки стационарной фазы ρ_{sc} можно найти из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \rho_{sc}} \left[\tilde{\Phi}_s(\rho_{sc}) + \left(\frac{|\rho_{sc} - \rho_0|^2}{2(z_s - z_0)} + \frac{|\rho - \rho_{sc}|^2}{2(z_t - z_s)} \right) \right] = 0. \tag{12}$$

В качестве модели диэлектрической проницаемости неоднородной среды возьмём сумму функций Гаусса:

$$\tilde{\epsilon}(\rho, z) = \sum_{i=1}^N \epsilon_{mi} \exp\left\{ -\frac{[(\rho - \rho_{mi})^2 + (z - z_{mi})^2]}{2l_i^2} \right\}. \tag{13}$$

Подставляя в (12) результат вычисления (11) для модели (13), получаем зависимость поперечной координаты ρ от ρ_{sc}

$$\rho(\rho_{sc}) = \rho_{sc} \frac{z_t - z_0}{z_s - z_0} - \rho_0 \frac{z_t - z_s}{z_s - z_0} - (z_t - z_s) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{i=1}^N \epsilon_{mi} \frac{\rho_{sc} - \rho_{mi}}{l_i} \exp\left(-\frac{|\rho_{sc} - \rho_{mi}|^2}{2l_i^2} \right). \tag{14}$$

Учитывая связь угла выхода траектории из источника с координатой ρ_{sc} на экране, можно сказать, что выражение (14) является так называемой дистанционно-угловой характеристикой, широко используемой при анализе результатов расчётов траекторий. С её помощью, в частности, можно исследовать многолучёвость в неоднородной среде по количеству лучей с различными значениями ρ_{sc} , приходящих в заданную точку $\mathbf{r} = (\rho, z_t)$.

На рис. 2а приведены результаты расчётов (14) при $y = 0$ для $N = 1$; $x_{m1} = z_{m1} = 0$; $\epsilon_{m1} = 0,4$; $l_1 = 30$ см; $z_t = -2$ м; $z_0 = 2,4$ м. Поскольку $\epsilon_{m1} > 0$, этот случай соответствует распространению в линзоподобной среде. Из рис. 2а видно, что многолучёвость в плоскости $z = z_t$ наблюдается в интервале $-0,17$ м $< x < 0,17$ м, ограниченном точками пересечения каустической поверхности с этой плоскостью. Эти точки совпадают с экстремумами кривой $\rho(\rho_{sc})$. В области многолучёвости в каждую точку при заданном значении x приходят три луча: один прямой и два преломлённых.

На рис. 2б приведены результаты расчётов (14) для $N = 2$; $z_{m1} = z_{m2} = y = 0$; $\epsilon_{m1} = \epsilon_{m2} = -0,17$; $x_{m1} = -26$ см; $x_{m2} = 26$ см; $l_1 = l_2 = 15$ см; $z_t = -5$ м; $z_0 = 5$ м. В этом случае

$\varepsilon_{m1} < 0$, $\varepsilon_{m2} < 0$, и имеет место рефракция на двух неоднородностях (рис. 1б). Здесь возникает многолучёвость в интервале $-0,3 \text{ м} < x < 0,3 \text{ м}$, куда приходят три луча: один прямой и лучи, отражённые от каждой из двух неоднородностей. Отметим качественное сходство этого случая со случаем фокусировки на линзе; оно связано с подобием лучевых картин в обеих ситуациях в окрестности оси z .

2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ДВОЙНОГО ВЗВЕШЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ

Пусть между источником и приёмником, расположенными в плоскостях $z = z_0$ и $z = z_t$ соответственно, находится неоднородная среда. В приближении ДВПФ поле волны, распространяющейся в неоднородной среде, определяется выражением [12]

$$U(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0, z_t, z_0) = \frac{-Ak^2}{4\pi^3 Z^3} \exp \left\{ ik \left[Z + \frac{(\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\rho}_0)^2}{2Z} \right] \right\} \times \\ \times \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ ik \left[2 \frac{\boldsymbol{\xi} \boldsymbol{\xi}_0 - \boldsymbol{\xi} \boldsymbol{\rho}_0 - \boldsymbol{\xi}_0 \boldsymbol{\rho}}{Z} + \tilde{\Phi}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\xi}_0, z_t, z_0) \right] \right\} d^2 \xi d^2 \xi_0, \quad (15)$$

где $\tilde{\Phi}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\xi}_0, z_t, z_0)$ — линейный интеграл (6).

Как отмечалось ранее [12, 13], интегральное представление (15) согласуется с результатами метода фазового экрана и, следовательно, учитывает появление многолучёвости и каустик при распространении волн в неоднородной среде.

В лучевой томографии по измерениям фазы волны при различных углах просвечивания можно найти диэлектрическую проницаемость неоднородной плазмы с масштабами неоднородностей больше радиуса Френеля [2]. Однако появление многолучёвости сильно затрудняет поиск решения томографической задачи. Для устранения влияния многолучёвости на результаты измерений рассеянного поля целесообразно воспользоваться пространственной обработкой поля, полученной на основе выражения (15).

Поддействуем на выражение для поля (15) следующим интегральным оператором [12–14]:

$$\hat{L}[U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy dx_0 dy_0 U(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0) \exp \left[-ikZ - \frac{ik|\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\rho}_0|^2}{2Z} + \frac{2ik(\boldsymbol{\rho}^* \boldsymbol{\rho}_0 + \boldsymbol{\rho}_0^* \boldsymbol{\rho})}{Z} \right]. \quad (16)$$

После подстановки (15) в (16) получаем

$$\hat{U}(\mathbf{r}^*, \mathbf{r}_0^*) = \hat{L}[U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)] = -\frac{A_0 \pi Z}{4k^2} \exp \left\{ ik \left[2\boldsymbol{\rho}^* \boldsymbol{\rho}_0^*/Z + \tilde{\Phi}(\boldsymbol{\rho}^*, \boldsymbol{\rho}_0^*, z_t, z_0) \right] \right\}. \quad (17)$$

Таким образом, используя интегральный оператор (16), можно получить линейный интеграл [12–14]:

$$k\tilde{\Phi}(\boldsymbol{\rho}^*, \boldsymbol{\rho}_0^*, z_t, z_0) = \arg[\hat{U}(\boldsymbol{\rho}^*, \boldsymbol{\rho}_0^*)] - \frac{2\boldsymbol{\rho}^* \boldsymbol{\rho}_0^*}{Z} = \frac{k}{2} \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon}[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}^*, \boldsymbol{\rho}_0^*, z'), z'] dz'. \quad (18)$$

Вариация фазы $k\tilde{\Phi}(\boldsymbol{\rho}^*, \boldsymbol{\rho}_0^*, z_t, z_0)$ в (18) имеет такой же вид, как в приближении геометрической оптики. Однако она получена из модели (15), которая согласуется с моделью фазового экрана

и, следовательно, может, в отличие от приближения геометрической оптики, использоваться в условиях многолучёвости. Важно отметить, что поле волны (17) после пространственной обработки по алгоритму (16) имеет вид одной волны и не имеет флуктуаций амплитуды, которые возникают в приближении геометрической оптики (см. (4)) из-за фокусировки и дефокусировки волны на неоднородностях среды. Формула (16) не налагает на обрабатываемое поле условия малости флуктуаций фазы, характерного для обычной дифракционной томографии, базирующейся на методе плавных возмущений или борновском приближении.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим, каким образом пространственная обработка ДВПФ (16) влияет на результаты измерений рассеянного поля в условиях многолучёвости. Заметим, что в реальных условиях интегрирование в (16) может осуществляться только в конечных пределах. При моделировании размеры области интегрирования в (16) выбирались из условий, полученных в [13] (см. также [14]). Кроме того, для моделирования пространственной обработки (16) необходимо знать решение прямой задачи $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$. Поскольку строгое решение задачи распространения сферической волны в среде с локализованной неоднородностью отсутствует, в качестве обрабатываемого поля $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ в (16) целесообразно взять то или иное приближённое решение. В качестве модели обрабатываемого поля используется решение (10), полученное методом фазового экрана.

Исследуем возможность устранения эффектов многолучёвости с помощью пространственной обработки поля (16) для рассмотренных в разделе 1 случаев фокусировки поля на линзе (см. рис. 1а и 2а) и рефракции на двух локальных неоднородностях (рис. 1б и 2б). Когда поперечные координаты в плоскостях источника и приёмника совпадают ($\rho^* = \rho_0^*$), вариация фазы $k\tilde{\Phi}(\rho^*, \rho_0^*, z_t, z_0) = k\Phi(\rho^*)$, как видно из (6), даёт проекцию неоднородности на плоскость измерения $z = z_t$ при отсутствии многолучёвости и дифракционных эффектов.

На рис. 3 приведены результаты расчётов нормированной вариации фазы $\bar{\Phi}(x^*)/\bar{\Phi}(0) = \tilde{\Phi}(x^*, x^*, 0, 0)/\tilde{\Phi}(0, 0, 0, 0)$ в сечении $y^* = y_0^* = 0$ как функции $x^* = x_0^*$ для случая фокусировки волны на линзе (см. рис. 1а и 2а) при следующих значениях параметров: $\lambda = 1,25$ см; $x_{m1} = z_{m1} = y_{m1} = 0$; $\varepsilon_{m1} = 0,4$; $l_1 = 30$ см; $z_t = -2$ м; $z_0 = 2,4$ м. В этом случае радиус Френеля $a_F = 11,7$ см не превышает размер неоднородности. Из рис. 3 видно, что до пространственной обработки (сплошная кривая) неоднородность даёт более широкий отклик с двумя максимумами; это обстоятельство затрудняет определение параметров исследуемой неоднородности. Применение обработки (16) — штриховая линия на рис. 3 — позволило устранить влияние многолучёвости на результаты измерений и определить истинный пространственный профиль неоднородности.

Для случая рефракции на двух локальных неоднородностях (см. рис. 1б и 2б) на рис. 4 приведены результаты расчётов нормированной вариации фазы при $\lambda = 2$ мм; $z_{m1} = z_{m2} = y_{m1} = y_{m2} = 0$; $\varepsilon_{m1} = \varepsilon_{m2} = -0,17$, $x_{m1} = -26$ см, $x_{m2} = 26$ см, $l_1 = l_2 = 15$ см; $z_t = -5$ м; $z_0 = 5$ м. В этом случае радиус Френеля $a_F = 7,2$ см также не превышает размеры неоднородности. Проекция фазы без обработки (сплошная линия) не позволяет выявить две гауссовы неоднородности (13) из-за возникновения эффекта многолучёвости. Использование пространственной обработки ДВПФ (штриховая линия) позволило и в этом случае устранить влияние многолучёвости на результаты измерений.

Выше для иллюстрации эффектов многолучёвости и возможности их устранения мы рассматривали случаи, когда размеры неоднородностей превышали радиус Френеля. Когда размеры неоднородностей близки к радиусу Френеля или меньше него, появляется френелевское уширение результатов измерений, что ещё больше усложняет интерпретацию результатов фазовых измерений. Устранение этого дифракционного эффекта с помощью пространственной обработки

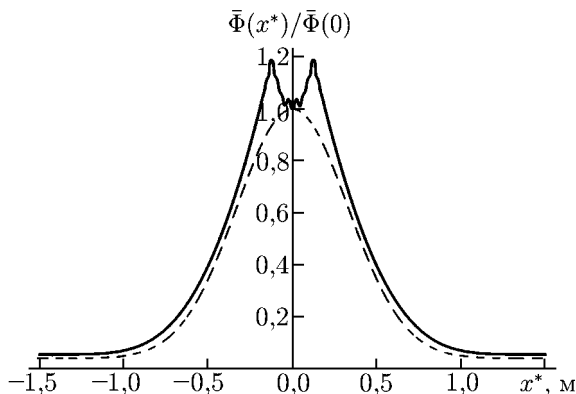


Рис. 3. Нормированная вариация фазы $\bar{\Phi}(x^*)/\bar{\Phi}(0) = \tilde{\Phi}(x^*, x^*, 0, 0)/\tilde{\Phi}(0, 0, 0, 0)$ в сечении $y^* = y_0^* = 0$ до обработки (сплошная линия) и после обработки ДВПФ (штриховая линия) для одной фокусирующей неоднородности с размером $l_1 = 30$ см, превышающим радиус Френеля $a_F = 11,7$ см

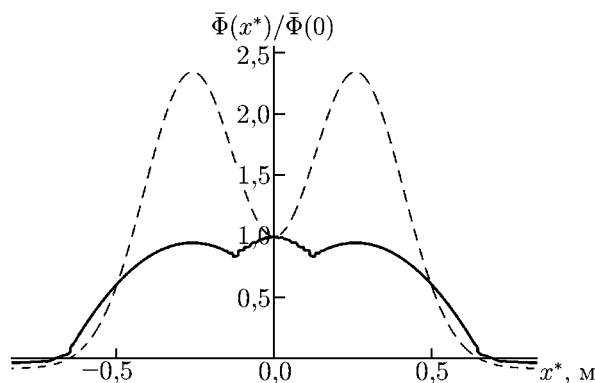


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для случая рефракции на двух локальных неоднородностях с размерами $l_1 = l_2 = 15$ см, превышающими радиус Френеля $a_F = 7,2$ см

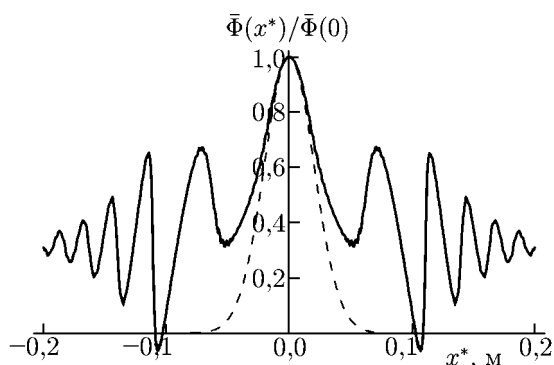


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для фокусирующей неоднородности с размером $l_1 = 2$ см меньше радиуса Френеля $a_F = 5,4$ см

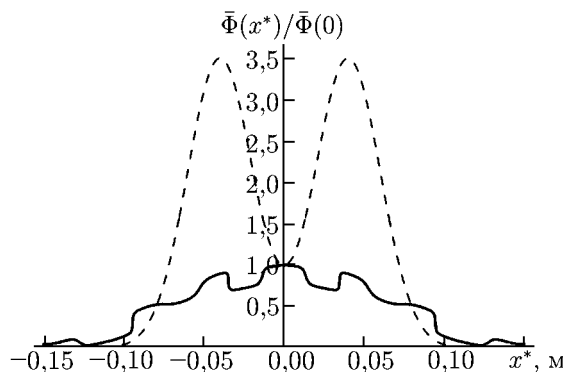


Рис. 6. То же, что на рис. 3, для двух гауссовых неоднородностей с размерами $l_1 = l_2 = 2$ см меньше радиуса Френеля $a_F = 5,4$ см

на базе ДВПФ показано в работах [11–13] в условиях однолучёвого распространения. Чтобы продемонстрировать возможности данной обработки при одновременном наличии дифракционных эффектов и многолучёвости на рис. 5 приведены результаты моделирования нормированной вариации фазы $\bar{\Phi}(x^*)/\bar{\Phi}(0)$ в сечении $y^* = y_0^* = 0$ для случая одной фокусирующей неоднородности при следующих параметрах: $x_{m1} = z_{m1} = 0$; $\varepsilon_{m1} = 0,1$; $l_1 = 2$ см; $z_t = -3$ м; $z_0 = 3$ м; $\lambda = 2$ мм. В этом случае радиус Френеля $a_F = 5,4$ см превышает размеры неоднородности.

Из рис. 5 видно, что дифракционные эффекты существенно усложнили получение какой-либо информации о параметрах неоднородности. Применение обработки (16) позволило устранить одновременно эффекты дифракции и многолучёвости и определить параметры пространственного профиля неоднородности.

На рис. 6 приведены результаты расчётов нормированной вариации фазы $\bar{\Phi}(x^*)/\bar{\Phi}(0)$ в сечении $y^* = y_0^* = 0$ для случая рефракции на двух локальных неоднородностях при следующих параметрах: $x_{m1} = -4$ см; $x_{m2} = 4$ см; $z_{m2} = y_{mi} = 0$; $\varepsilon_{m1} = \varepsilon_{m2} = -0,09$; $l_1 = l_2 = 2$ см; $z_t = -3$ м; $z_0 = 3$ м; $\lambda = 2$ мм. В этом случае радиус Френеля $a_F = 5,4$ см превышает размеры неоднородности.

Как видно из рис. 6, до пространственной обработки (16) совместное влияние многолучёвости и дифракционных эффектов в условиях сильных флуктуаций фазы настолько сильно исказили фазу поля волны, что по её поведению в пространстве трудно сделать вывод о наличии двух неоднородностей. Тем не менее результаты, приведённые на рис. 6, говорят о возможности с помощью пространственной обработки на базе ДВПФ разрешить две неоднородности с масштабами меньше радиуса Френеля и в условиях сильных флуктуаций фазы.

Таким образом, устранение многолучёвости возможно не только в области применимости приближения геометрической оптики, но и при наличии дифракционных эффектов, накладывающихся на многолучёвость.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое исследование показало, что влияние многолучёвости на результаты измерений рассеянного поля устраняется дополнительной пространственной обработкой поля на базе обратного ДВПФ. Это значительно упрощает определение физических характеристик неоднородных сред в условиях многолучёвости. Результаты численного моделирования свидетельствуют о том, что применение обработки ДВПФ даже в условиях сильных флуктуаций фазы при рассеянии волны на одной или двух неоднородностях позволяет превысить френелевский порог разрешения в условиях многолучёвости.

Следует заметить, что использование такой пространственной обработки в некоторых задачах (например, в ионосферных исследованиях) не всегда удобно, т. к. предполагает обработку по плоскостям излучения и приёма. Но эти исследования часто проводятся в условиях, когда исследуемая неоднородность находится вдали от излучателей и приёмников. В такой ситуации, которая соответствует применимости метода ДВПФ без ограничений на вариации фазы [20], можно от двукратного интегрирования перейти к однократному (например, в плоскости приёма) [21]. Такой подход значительно расширит область использования предлагаемой пространственной обработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда «Династия», Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8388 Федеральной Целевой Программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы), РФФИ (гранты 12-02-00249 и 12-05-31169), совета по грантам Президента Российской Федерации (грант СП-5862.2013.3) и Иркутского государственного университета (индивидуальный исследовательский грант 2012-02-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
2. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С. Радиотомография ионосферы. М.: Физматлит, 2007. 336 с.
3. Kak A., Slaney M. Principles of computerized tomographic imaging. New York: IEEE Press, 1999. 333 p.
4. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
5. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.

6. Барабаненков Ю. Н., Кравцов Ю. А., Рытов С. М., Татарский В. И. // УФН. 1970. Т. 102, № 1. С. 3.
7. Mortensen M. D., Hoeg P. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25, No. 13. P. 2441.
8. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с.
9. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. М.: Мир, 1981. 319 с.
10. Kravtsov Yu. A., Tinin M. V., Makles K. // Proc. SPIE. 2008. V. 7141. Art. no 714120.
11. Kravtsov Yu. A., Tinin M. V. // Radio Sci. 2000. V. 35, No. 6. P. 1315.
12. Tinin M. V., Kravtsov Yu. A. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2008. V. 50. Art. no. 50035010. doi: 10.1088/0741-3335/50/3/035010.
13. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Книжин С. И. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 7. С. 816.
14. Kravtsov Y. A., Tinin M. V., Kulizhsky A. V. // Fusion Eng. Design. 2009. V. 84. P. 1113.
15. Кравцов Ю. А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55, № 9. С. 798.
16. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16, № 10. С. 1777.
17. Баранов В. А., Кравцов Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 1. С. 52.
18. Kravtsov Yu. A., Orlov Yu. I. Caustics, catastrophes and wave fields. Springer, 1993. 228 p.
19. Tinin M. V., Kim B. C. // Waves in Random and Complex Media. 2011. V. 21, No. 4. P. 645.
20. Кулижский А. В., Тинин М. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 8. С. 542.
21. Тинин М. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 6. С. 431.

Поступила в редакцию 11 марта 2013 г.; принята в печать 29 июля 2013 г.

ELIMINATING THE EFFECTS OF MULTIPATH SIGNAL PROPAGATION IN A SMOOTHLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

M. V. Tinin and S. I. Knizhin

One of the important problems of communication, navigation, and diagnostics of inhomogeneous media is multipathing, in which the signal propagates on different paths connecting the points of emission and reception. In this paper, with a numerical simulation we explore the capabilities of spatial signal processing to eliminate the effects of multipath signal propagation in a smoothly inhomogeneous medium. It is shown that the multipathing effects disappear after the spatial processing based on double weighted Fourier transform in the presence of multipath propagation in a medium with irregularity scales both more and less than the Fresnel radius.