

СЕКЦИЯ 11. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Генерация новых частот в резонансной среде, возбуждаемой объектом, перемещающимся со сверхсветовой скоростью

Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Ю.А. Толмачев 2

Флуктуации фазового и группового пути сигнала при наклонном зондировании плоскостлой среды с анизотропными неоднородностями

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько, И.А. Широков..... 6

Дифракция магнитостатических волн на щели в структуре феррит – диэлектрик – металл

С.А. Вяткина, Р.К. Бабичев 10

Пространственно-временное укорочение лазерного импульса тонким плазменным слоем

В.Н.Корниенко, В.В.Кулагин, В.А.Черепенин 14

Влияние фокусирующего магнитного поля на пусковые условия карсинотрода

Г.М. Краснова 16

Определение основных параметров систем пассивного радиовидения

В.В. Гладун, В.И. Криворучко, В.В. Маркелов, Р.А. Павлов, В.Б. Петухов, Ю.А. Пирогов, Д.П. Солдатов, Д.А. Тищенко 20

Региональный мониторинг ионосферы во время крупнейших землетрясений 2010-2011г.г. Методом спутниковой радиоинтерферометрии

В.И. Захаров, В.Е. Куницын, М.А. Титова..... 24

Отражение сверхширокополосных сигналов микроволнового диапазона от слоистых сред

А.В. Трофимов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь, А.Ф. Королёв 27

ГЕНЕРАЦИЯ НОВЫХ ЧАСТОТ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ,
ВОЗБУЖДАЕМОЙ ОБЪЕКТОМ, ПЕРЕМЕЩАЮЩИМСЯ СО
СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Р.М. Архипов^{1,2}, М.В. Архипов², Ю.А. Толмачев²

¹*Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute in
Forschungsverbund Berlin e.V, Berlin, Germany*

²*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Физический факультет,
кафедра оптики
arkhipov@wias-berlin.de*

Теория относительности «запрещает» движение физических объектов, при котором сигнал (информация) передается в пространстве со скоростью большей скорости света в вакууме c . Однако, если передачи сигнала не происходит, перемещение физического объекта со сверхсветовой скоростью можно реализовать. В оптике известны примеры таких объектов. Световое пятно на удаленном экране от вращающегося с постоянной угловой скоростью прожектора [1-2]. Короткие световые импульсы и солитоны, могут распространяться в нелинейных средах со скоростью большей скорости света [5-7]. Со сверхсветовой скоростью перемещается область пересечения фронтов двух интерферирующих волн коротких световых импульсов. Здесь сгусток электромагнитного поля в области пересечения импульсов движется в пространстве со скоростью $V = c/\cos(\alpha/2) > c$ (α – угол между плоскими волновыми фронтами) [8]. Подобная картина наблюдается и при падении ультракороткого импульса на плоскую границу раздела среда-вакуум. Здесь область освещения границы плоской импульсной волной движется по границе раздела со сверхсветовой скоростью $V = c/\sin \varphi$, где φ – угол падения импульса [1, 7]. Отметим, что по аналогии со световыми волнами, сверхсветовое движение материи может происходить и при интерференции пересекающихся когерентных волновых пакетов волн де Бройля.

На наш взгляд определенный методический, а возможно и практический интерес представляет изучение воздействия на резонансную среду ультракороткого импульса (УКИ) электромагнитного поля или вещества, которые перемещаются со скоростью больше скорости света. Оптический отклик среды может быть использован для детектирования подобных движений, он может обладать интересными свойствами, отличающимися от излучения типа Вавилова–Черенкова [3-4], возникающего при движении объектов, скорость которых лишь превосходит фазовую скорость света в данной среде, но не больше скорости света в вакууме.

На одну интересную особенность, которая возникает при сверхсветовом возбуждении резонансной среды с периодическим

распределением осцилляторов в пространстве, мы обратили внимание в работе [8]. Указанная особенность состоит в генерации когерентного излучения на частоте, которая может быть отлична от резонансной частоты среды. Появление в спектре излучения среды волны с новой частотой связано с тем, что при сверхсветовом возбуждении среды УКИ излучение от разных участков среды в точку наблюдения будет приходить в разные моменты времени. Возникающая при этом частота излучения Ω_1 не зависит от резонансной частоты перехода, а зависит от угла наблюдения ψ , пространственного периода расположения осцилляторов Λ и от скорости перемещения возбуждающего УКИ V [8].

$$\Omega_1 = 2\pi \frac{V/\Lambda}{V \cos\psi / c - 1} \quad (1)$$

Это выражение соответствует случаю, когда осцилляторы среды расположены вдоль прямой линии. Однако, возможны и другие вполне реалистичные ситуации, в которых также можно получить излучение на частотах, существенно отличных от резонансной.

Рассмотрим случай, когда среда имеет не линейную, а кольцевую геометрию (см. рис.1). Пусть осцилляторы расположены вдоль окружности радиуса R , плотность распределения осцилляторов зависит гармонически от полярного угла φ и дается выражением: $N(z) = \frac{1}{2}(1 + \cos\kappa\varphi)$, где $\kappa \equiv \frac{2\pi}{\Lambda}$ – угловая пространственная частота распределения. Пусть среда возбуждается УКИ, распространяющимся по кругу со скоростью V .

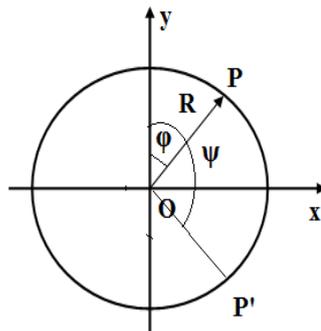


Рис. 1. Резонансная среда

Нас будет интересовать излучение среды, регистрируемое в центре круга в точке O . Для его нахождения необходимо просуммировать поля, излученные отдельными осцилляторами, с учетом времени распространения этих полей до точки O (оно равно R/c) и плотности распределения осцилляторов $N(\varphi)$. Это поле дается интегралом:

$$E(t) = \int_0^{2\pi} N(\varphi) \exp\left(-\frac{\gamma}{2}\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right] \cdot \Theta\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right) d\varphi \quad (2)$$

Здесь Θ - “ступенчатая” функция, ω_0 - резонансная частота среды Хевисайда. Вычисление этого интеграла показывает, что в спектре переходного процесса, наряду с основной частотой среды, будет новая частота:

$$\Omega_2 = 2\pi \frac{V/\Lambda}{R} \quad (3)$$

Она зависит от периода пространственного распределения осцилляторов Λ и радиуса окружности R . Пример численного вычисления интеграла (2) приведен на рис. 2а и 2б ($c = 1, R = 1 \frac{V}{c} = 3.75,$

$$\frac{\Lambda}{\lambda_0} = 2, \omega_0 = 20, \Omega_1 = 39.8, \gamma = 0.5).$$

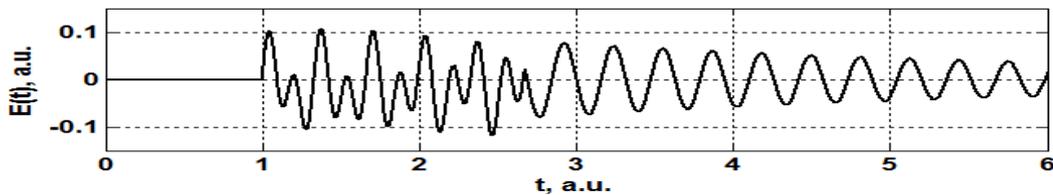


Рис. 2а. Временная зависимость электрического поля $E(t)$ в центре круга.

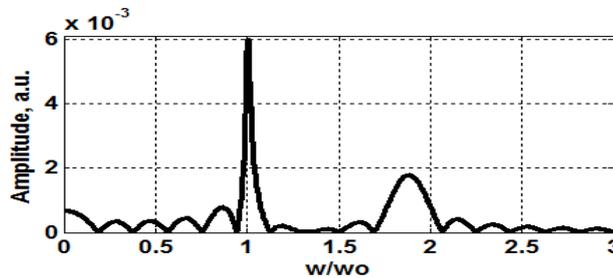


Рис. 2б. Спектр $E(t)$.

(Все параметры являются модельными для демонстрации сути эффекта.)

Как показывает анализ решений и рис. 2а, излучения в точке O начинается в момент прихода поля, испущенного первым возбужденным осциллятором среды (он равен $R/c = 1$ при этих параметрах). Затем, в точку O приходят излучение от остальных осцилляторов среды. В результате формируется сложный переходный процесс, дающий новую частоту в спектре излучения среды (см. рис. 2б). После того, как переходный процесс заканчивается, наблюдатель в точке O фиксирует обычные затухающие колебания среды (см. рис 2а).

Интересно рассмотреть случай, когда излучение распространяется по кольцу и регистрируется не в центре среды, а в некоторой точке P' на

кольце, которой соответствует полярный угол ψ (см. рис.1). В этом случае, как показывает наш анализ, выражение для электрического поля в точке P' имеет вид (при $\gamma = 0$):

$$E(t, \psi) = \int_0^{2\pi} N(\varphi) \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{R}{V} \varphi - \frac{R}{c} (\psi - \varphi) \right) \right] \cdot \Theta \left(t - \frac{R}{V} \varphi - \frac{R}{c} (\psi - \varphi) \right) d\varphi. \quad (4)$$

Вычисление данного интеграла показывает, что в спектре переходного процесса, помимо основной частоты среды, также содержится новая частота:

$$\Omega_3 = 2\pi \frac{V/\Lambda}{\left(1 - \frac{V}{c}\right)R} \quad (5)$$

В отличие от предыдущего случая новая частота зависит от соотношения V/c .

Таким образом, генерация новых частот при сверхсветовом возбуждении УКИ возможна в различной геометрии опытов с пространно-модулированными параметрами. Проведенное элементарное рассмотрение подтверждает сделанный нами численный расчет с применением более строгой полуклассической теории взаимодействия света с резонансным веществом. Эффект можно использовать для детектирования сверхсветовых движений и преобразования частоты в резонансных системах.

Данная работа частично выполнена при поддержке европейского проекта Marie Curie Initial Training Network, "Postgraduate Research on Photonics as an Enabling Technology" (ITN PROPNET).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург // УФН. 1972. Т. 106. № 4. С. 577.
2. Болотовский Б. М. , Серов А. В. // УФН. 2005. Т.175. №9. С. 943.
3. Черенков П. А. // УФН. 1959. Т. LXVIII. Вып.3. С. 377
4. Б. М. Болотовский // УФН. 2009. Т.179. №11. С.1161.
5. Крюков П Г, Летохов В С // УФН. 1969, Т. 99. Вып.2. С. 169.
6. Ораевский А. Н. // УФН. 1998. Т. 168. № 12. С. 1311.
7. Розанов Н. Н. // УФН. 2005.–Т. 175. № 2. С. 181.
8. М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Ю.А. Толмачев // Опт. и спектр. 2012. том 112. № 2. С. 268.

ФЛУКТУАЦИИ ФАЗОВОГО И ГРУППОВОГО ПУТИ СИГНАЛА ПРИ НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ С АНИЗОТРОПНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А.Г. Вологдин¹, Л.И. Приходько¹, И.А. Широков²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²факультет ВМиК

vologdin@phys.msu.ru, l.prikhodko@mail.ru, ivanshirokov@inbox.ru

При распространении волн в случайно- неоднородных средах возникает необходимость нахождения различных вероятностных характеристик случайной волны. Это имеет большое значение при решении как прямых, так и обратных задач статистической теории распространения волн в неоднородных средах, например, в ионосфере, которая обладает регулярной рефракцией.

Рассмотрим падение плоской волны на случайно-неоднородную плоскослоистую среду. Введем прямоугольную систему координат с осью z , направленной перпендикулярно слоям. Ось x расположим в плоскости падения, а ось y – перпендикулярно ей. Диэлектрическую проницаемость среды при $z > 0$ представим в виде суммы среднего (регулярного) значения ε_0 и флуктуационной составляющей ε_1 : $\varepsilon = \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(x, y, z)$, при этом стандарт флуктуаций диэлектрической проницаемости является малым параметром, т.е. $\sigma_\varepsilon \ll 1$. Анализируя в рамках геометрической оптики наклонное падение волны на слой, для флуктуационной компоненты эйконала (фазового пути) φ_1 в первом приближении метода возмущений по малому параметру σ_ε можно найти [1]

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \int_s \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \partial s, \quad (1)$$

здесь интегрирование проводится вдоль невозмущенной траектории луча $\vec{r}_0(s)$, ds – элемент длины луча.

Общепринятой моделью полностью отражающего ионосферного слоя является линейный слой $\varepsilon_0(z) = 1 - z/z_0$, где z_0 - размер регулярного градиента. Уравнение невозмущенной траектории луча в такой среде в плоскости распространения (x, z) имеет вид параболы с вершиной $z_m = z_0 \cos^2 \vartheta_0$ в точке $x_m = z_0 \sin 2\vartheta_0$ (координаты поворота луча), ϑ_0 - угол входа луча в среду, $2\Delta = x_b - x_a = 2z_0 \sin 2\vartheta$ - расстояние между точками входа x_a и выхода x_b луча из неоднородной среды, т.е. смещение луча при отражении от слоя. Однако траекторию луча в линейном слое

удобнее представить в параметрической форме, если ввести переменную

$$t = \pm \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z) - \sin^2 \mathcal{G}_0}}{\cos \mathcal{G}_0}, \quad t \in [-1, 1].$$

Тогда для траектории луча в линейном

слое можно записать $x(t) = x_a + \Delta(1+t)$, $z(t) = z_m(1-t^2)$. Используя эти соотношения, для отраженной рассеянной компоненты (1) на выходе из слоя можно получить

$$\varphi_1 = z_0 \cos \mathcal{G}_0 \int_{-1}^1 \varepsilon_1 [x(t), y, z(t)] dt. \quad (2)$$

Такая запись траектории невозмущенного луча позволяет в (2) осуществить непрерывный переход случаю вертикального зондирования.

Предполагая пространственную статистическую однородность случайного поля диэлектрической проницаемости, найдем автокорреляционную функцию флуктуаций фазового пути на выходе из ионосферного слоя $\varphi_1 = \varphi_1(x_b, y, 0)$:

$$\begin{aligned} B_\varphi &= \langle \varphi_1(x_{b1}, y_1, 0) \varphi_1(x_{b2}, y_2, 0) \rangle = \\ &= z_0^2 \cos^2 \mathcal{G}_0 \sigma_\varepsilon^2 \int_{-1}^1 dt_1 \int_{-1}^1 R_\varepsilon [x(t_2) - x(t_1), y_2 - y_1, z(t_2) - z(t_1)] dt_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где R_ε - пространственный коэффициент корреляции флуктуаций ε . Исходя из известной гипотезы о средней форме неоднородностей электронной концентрации ионосферы в виде эллипсоидов вращения, вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля Земли, для коэффициента корреляции R_ε примем следующее выражение:

$$R_\varepsilon = \exp \left[- \left(a_{11} \xi^2 + a_{22} \eta^2 + a_{33} \zeta^2 + 2a_{12} \xi \eta + 2a_{13} \xi \zeta + 2a_{23} \eta \zeta \right) \right], \quad (4)$$

$$\xi = x(t_2) - x(t_1) = \rho + \Delta(t_2 - t_1), \quad \eta = y_2 - y_1, \quad \zeta = z(t_2) - z(t_1) = -z_0 \cos^2 \mathcal{G}_0 (t_2^2 - t_1^2),$$

$\rho = x_{b2} - x_{b1} = x_{a2} - x_{a1}$, а матричные элементы a_{ij} зависят от трех параметров: отношения осей эллипсоида $e = d/a$, d - большая полуось; угла α между вертикалью (осью z) и направлением большой оси ($J = 90^\circ - \alpha$ - магнитное наклонение), азимута большой оси Ψ , отсчитываемого от плоскости xoz (плоскости радиотрассы). Как показывает анализ, функция автокорреляции фазового пути сигнала при наклонном отражении от линейного ионосферного слоя зависит от следующих параметров $B_\varphi = B_\varphi(\mathcal{G}_0, N, e, \alpha, \Psi, \rho, \eta, z=0)$, и численно определялись зависимости от одного из них при фиксированных значениях

остальных. Заметим, что $N = 2z_0/d$, – относительная двойная толщина линейного слоя. Полученные результаты указывают на существенную зависимость дисперсии фазового пути $\sigma_\varphi^2 = B_\varphi(\vartheta_0, N, e, \alpha, \Psi, \rho = 0, \eta = 0, z = 0)$ и коэффициента корреляции $R_\varepsilon = B_\varphi/\sigma_\varphi^2$ от перечисленных параметров.

Аналогичный подход применим к изучению флуктуаций группового пути и времени группового запаздывания сигнала при распространении в линейном ионосферном слое с анизотропными неоднородностями. Как известно, групповой путь сигнала в приближении геометрической оптики определяется выражением

$$L = c \int_s \frac{ds}{u_{gr}} = \int_s \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \sqrt{\varepsilon}) ds, \quad (5)$$

где ω – несущая частота сигнала. Очевидно, отношение L/c представляет собой время группового запаздывания сигнала. В случайно-неоднородной среде групповой путь L , а, следовательно, и время группового запаздывания сигнала испытывают флуктуации. Если разложить групповой путь L в ряд по малому параметру $\sigma_\varepsilon \ll 1$, то к “невозмущенному” значению группового пути получим поправку первого порядка

$$L_1 = \frac{1}{2} \int \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right) ds = -\frac{1}{2} \int \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0^{3/2}} ds. \quad (6)$$

Тогда, используя уравнение траектории луча, для B_L найдем

$$B_L = B_L(\rho, \eta, z = 0) = z_0^2 \cos^2 \vartheta_0 \int_{-1}^1 \frac{dt_1}{\sin^2 \vartheta_0 + t_1^2 \cos^2 \vartheta_0} \int_{-1}^1 \frac{R_\varepsilon(\xi, \eta, \zeta)}{\sin^2 \vartheta_0 + t_2^2 \cos^2 \vartheta_0} dt_2 \quad (7)$$

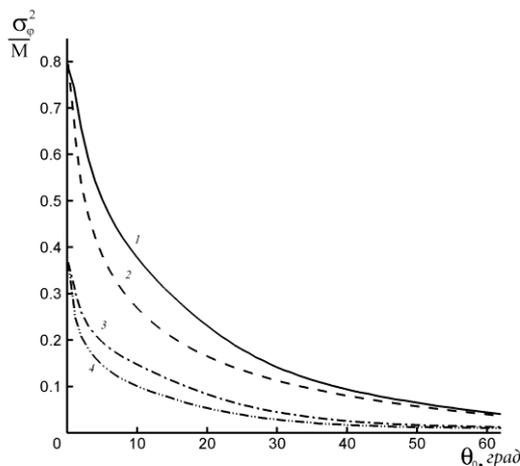


Рис. 1

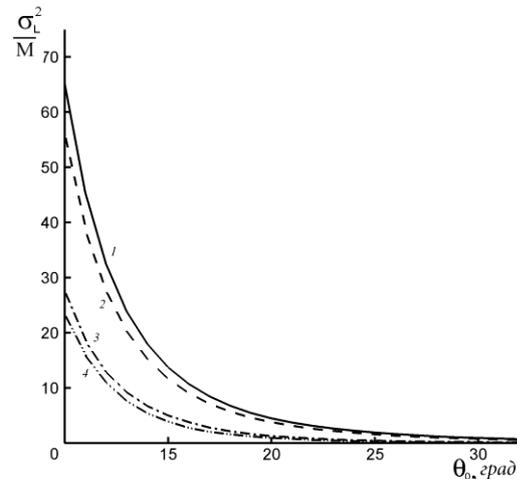


Рис. 2

Численный анализ полученных решений представлен на рисунках. На рисунках 1, 2 приведены зависимости относительных дисперсий флуктуаций фазового и группового пути, нормированных на величину $M = z_0^2 \sigma_\varepsilon^2$, от угла падения волны на слой. Кривые построены при следующих значениях параметров регулярного слоя и случайных анизотропных неоднородностей: кривые 1,2 на обоих рисунках относятся к случаю $N = 10$, кривые 3,4 – $N = 25$; для кривых 1,3 – $\Psi = 0$, для кривых 2,4 – $\Psi = 90^\circ$. Для всех кривых на обоих рисунках угол $\alpha = 22^\circ$, а отношение полуосей эллипсоида вращения $e = 5$. Как видно из рисунков, дисперсии группового и фазового пути на выходе из слоя монотонно убывают с увеличением угла падения, при этом дисперсия группового пути сигнала спадает круче, чем фазового.

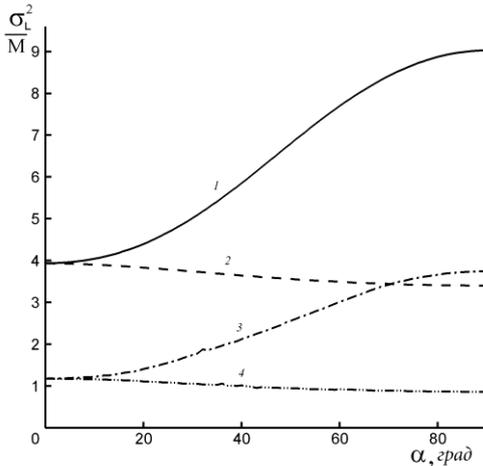


Рис. 3

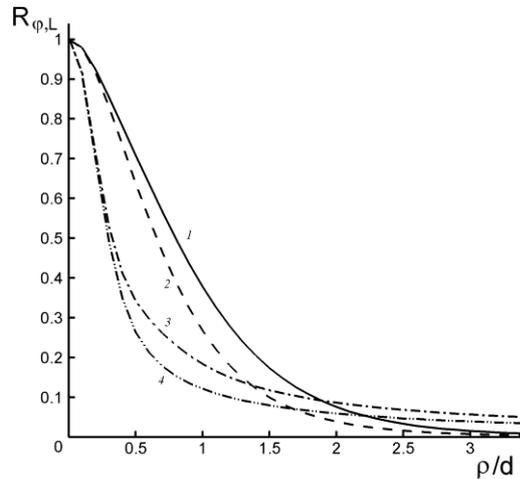


Рис. 4

Зависимость дисперсии группового пути от угла α , приведенная на рисунке 3 для тех же параметров слоя и угле падения $\vartheta_0 = 20^\circ$, свидетельствует об увеличении интенсивности флуктуаций до максимального значения (кривые 1 и 3), когда область отражения расположена над магнитным экватором ($\alpha = 90^\circ$).

Пространственные коэффициенты автокорреляции группового (кривые 1,2) и фазового пути (кривые 3, 4) в плоскости падения и угле $\vartheta_0 = 10^\circ$ при тех же параметрах слоя представлены на рисунке 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Рытов, Ю.А., Кравцов, В.И. Татарский “Введение в статистическую радиофизику”. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978.

ДИФРАКЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ЩЕЛИ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ – ДИЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

С.А. Вяткина, Р.К. Бабичев

Южный федеральный университет, физический факультет
physdekan@sfnu.ru

В последнее время стал актуальным вопрос разработки искусственных сред, содержащих намагниченную ферритовую пленку с решетками из вытравленных отверстий или металлических полос. В связи с этим важным является исследование процессов возбуждения, распространения и рассеяния магнитоэлектрических волн (МСВ) в подобных слоистых структурах.

В данной работе рассмотрен простейший случай такой структуры: плоскостная структура, которая содержит металлический экран с одной щелью.

Рассмотрим структуру, изображенную на рис. 1. В ней содержится ферритовая пленка толщиной d , диэлектрический слой толщиной h с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_1 и μ_1 соответственно и металлический экран со щелью.

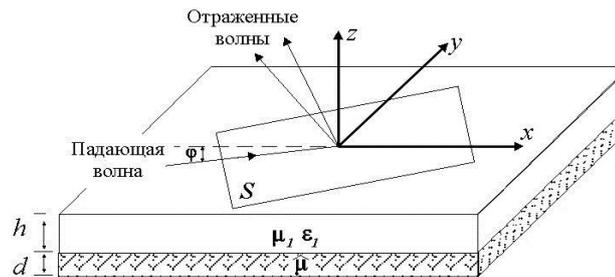


Рис.1. Исследуемая слоистая структура.

Заменим экран со щелью на сплошной экран, на обеих поверхностях которого в областях, занимаемых щелью, текут магнитные токи I_+^M I_-^M . Знак «+» соответствует токам, текущим по верхней поверхности экрана, «-» – по нижней [1,2]. Равенство тангенциальных компонент электрического поля в щели требует, чтобы $I_+^M = -I_-^M$.

Для расчёта искомых электромагнитных полей в структуре необходимо решить электродинамическую задачу возбуждения областей, расположенных выше и ниже экрана, сторонними источниками в виде магнитных токов. Для этого использован метод, основанный на представлении слоистой среды с источниками согласно теории длинных линий с помощью эквивалентной схемы каскадно соединённых отрезков линии передачи [3].

Запишем электромагнитные поля в каждом слое структуры в виде двойного интеграла Фурье, а затем, используя потенциалы Дебая, получим выражения для у-компоненты магнитного поля:

$$H_y = \int_{\kappa_1} \int_{\kappa_2} (-i)(\kappa_1 J^E + \kappa_2 J^M) e^{-i\vec{\kappa}r} d\kappa_1 d\kappa_2. \quad (1)$$

Искомые компоненты полей определяются с помощью функций J^β ($\beta = E, M$), называемых спектрами. Их удобно рассчитывать, используя эквивалентные схемы слоистой структуры, в которых спектры выступают как токи длинной линии. При построении эквивалентных схем необходимо учитывать наличие в среде сторонних источников тока. Функции распределения сторонних источников определяются, как: $I_\alpha^\beta = \int_{\kappa_1} \int_{\kappa_2} j_\alpha^\beta(\kappa_1, \kappa_2, z) e^{-i\vec{\kappa}r} d\kappa_1 d\kappa_2$. Если магнитные токи имеют только поперечные компоненты, то:

$$j_\alpha^\beta(\kappa_1, \kappa_2, z) = \delta(z - z_k) P_\alpha^\beta; \quad P_\alpha^\beta = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{x', y'} I_\alpha^\beta(x', y') e^{-i\vec{\kappa}r'} dx' dy'. \quad (2)$$

Такие сторонние источники интерпретируются как включенные в схему эквивалентной длинной линии источники тока или напряжения. В нашем случае имеется источник магнитного тока, что будет описываться согласно [3] как включение в эквивалентную схему источника напряжения.

Область над металлическим экраном – бесконечная среда. Она эквивалентна бесконечным линиям передачи с волновыми сопротивлениями W_0^β . Учтём, что внизу эта среда ограничена металлическим экраном – эквивалентом короткого замыкания, и содержит источники магнитного тока I_+^M , что соответствует включению в схему источника напряжения \mathcal{E}_0^β .

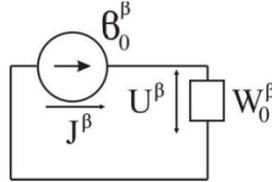


Рис. 2. Эквивалентная схема области структуры над металлическим экраном.

Следуя схеме, получаем: $U^\beta = \mathcal{E}_0^\beta$, $J^\beta = U^\beta / W_0^\beta = \mathcal{E}_0^\beta / W_0^\beta$. Тогда $J^E = \mathcal{E}_0^E / W_0^E$, $J^M = \mathcal{E}_0^M / W_0^M$, где $W_0^E = \sqrt{|\kappa|^2 - k_0^2} / i\omega\epsilon_0$, $W_0^M = i\omega\mu_0 / \sqrt{|\kappa|^2 - k_0^2}$.

На основе полученных выражений найдём y -компоненту магнитного поля H^+ на верхней поверхности металлического экрана, используя магнитоэлектростатическое приближение, которое означает, что спектральные параметры $\kappa_{1,2}$ удовлетворяют неравенству $\kappa_{1,2} \gg k$, где \vec{k} – волновой вектор в любом слое структуры:

$$H_y^+ = -\frac{i}{4\pi^2 k_0 W_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [I_y^M (\kappa_2^2 - \frac{k_0^2}{p^2} \kappa_1^2) + I_x^M \kappa_1 \kappa_2 (1 + \frac{k_0^2}{p^2})] \frac{e^{i\vec{\kappa}(r-r')}}{p} d\kappa_1 d\kappa_2 dS',$$

где $p = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}$, $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $W_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$, $I_{x,y}^M(S)$ – компоненты тангенциального магнитного тока, эквивалентного щели в экране.

Слоистая среда под металлическим экраном содержит ферритовую плёнку, диэлектрик и металлический экран.

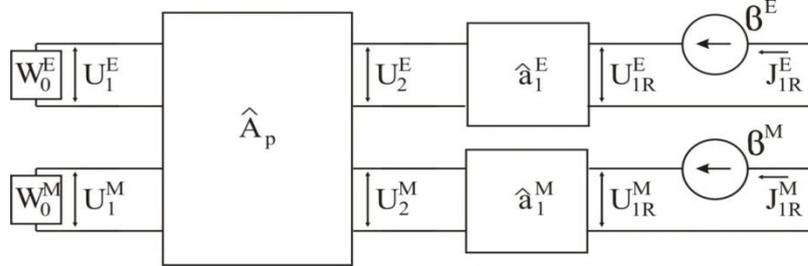


Рис. 3. Эквивалентная схема области структуры под металлическим экраном.

Диэлектрическому слою толщиной h с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_1 и μ_1 в эквивалентной схеме соответствуют четырёхполюсники с матрицами передачи токов и напряжений \hat{a}_1^β :

$$\begin{bmatrix} U_1^\beta \\ J_1^\beta \end{bmatrix} = \hat{a}_1^\beta \begin{bmatrix} U_2^\beta \\ J_2^\beta \end{bmatrix}, \quad \hat{a}_1^\beta = \begin{bmatrix} a_1^\beta & b_1^\beta \\ c_1^\beta & d_1^\beta \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $a_1^\beta = ch\tilde{\gamma}_1 h$, $b_1^\beta = W_1^\beta sh\tilde{\gamma}_1 h$, $c_1^\beta = (1/W_1^\beta)sh\tilde{\gamma}_1 h$, $d_1^\beta = ch\tilde{\gamma}_1 h$.

В магнитоэлектростатическом приближении: $\tilde{\gamma}_1 = |\kappa|$, $W_1^E = |\kappa|/i\omega\varepsilon_1$, $W_1^M = i\omega\mu_1/|\kappa|$.

Слой анизотропного магнитного материала, в нашем случае феррита, рассматривается как восьмиполосник. Он характеризуется матрицей перехода \hat{A}_p .

$$U \rangle = \begin{bmatrix} U^E \\ U^M \end{bmatrix}, \quad J \rangle = \begin{bmatrix} J^E \\ J^M \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} U_1 \rangle \\ J_1 \rangle \end{bmatrix} = \hat{A}_p \begin{bmatrix} U_2 \rangle \\ J_2 \rangle \end{bmatrix}.$$

Для определения компоненты магнитного поля H_y^- в структуре под металлическим экраном, найдём J_{1R}^E и J_{1R}^M . Из эквивалентной схемы на рис. 3 следует, что:

$$U_{1R}^\beta = \mathcal{E}_0^E, \quad U_1 \rangle = \hat{Z}_1 J_1 \rangle, \quad \hat{Z}_1 = \begin{bmatrix} W_0^E & 0 \\ 0 & W_0^M \end{bmatrix}, \quad U_2 \rangle = \begin{bmatrix} U_2^E \\ U_2^M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1^E \mathcal{E}_0^E - b_1^E J_{1R}^E \\ a_1^M \mathcal{E}_0^M - b_1^M J_{1R}^M \end{bmatrix}.$$

Из полученной системы линейных уравнений находим выражения для J_{1R}^E и J_{1R}^M .

Выражения для компонент матрицы перехода \hat{A}_p для магнитоанізотропной среды определяются на основе уравнений Максвелла с учётом тензора магнитной проницаемости материала [3]. Когда поле H_0 параллельно оси y (касательно намагниченная плёнка), возбуждаются поверхностные или обратные объёмные МСВ, и тензор

магнитной проницаемости определяется $\vec{\mu}_p$. Когда постоянное подмагничивающее поле H_0 параллельно оси z (нормально намагниченная пленка), в структуре возбуждаются прямые объемные МСВ, и тензор магнитной проницаемости феррита равен $\vec{\mu}_n$.

$$\vec{\mu}_p = \begin{bmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}, \quad \vec{\mu}_n = \begin{bmatrix} \mu & 0 & i\mu_a \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -i\mu_a & 0 & \mu \end{bmatrix}.$$

Тогда выражения для y -компоненты магнитного поля H^- в случае касательно намагниченной ферритовой плёнки определяется формулой (4):

$$H_y^- = -\frac{i}{4\pi^2 k_1 W_1} \int_{S-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int \int [I_x^M \kappa_1 \kappa_2 (F^h - \frac{k_1^2}{p^2} F^e) + I_y^M (\frac{k_1^2}{p^2} \kappa_1^2 F^e + \kappa_2^2 F^h)] \frac{e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} }{p} d\kappa_1 d\kappa_2 dS', \quad (4)$$

$$F^e = \frac{e^{-ph}((\varepsilon^2 - \varepsilon_1 \varepsilon_0)sh(pd) + \varepsilon(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)ch(pd))}{(\varepsilon_0 \varepsilon_1 ch(ph) + \varepsilon^2 sh(ph))sh(pd) + \varepsilon(\varepsilon_1 ch(ph) + \varepsilon_0 sh(ph))ch(pd)} + 1,$$

$$F^h = \frac{e^{-ph}(pp_h \mu(\mu_1 - \mu_0)ch(p_h d) + (\mu_0 \mu_1 p^2 - \mu^2 p_h^2 + \mu_a^2 \kappa_1^2 - p\mu_a \kappa_1(\mu_0 + \mu_1))sh(p_h d))}{A \cdot sh(p_h d) + B \cdot ch(p_h d)} - 1,$$

$$A = sh(ph)p\mu_1(p\mu_0 - \mu_a \kappa_1) + ch(ph)(p\mu_0 \mu_a \kappa_1 - \mu_a^2 \kappa_1^2 + \mu^2 p_h^2),$$

$$B = pp_h \mu(\mu_1 sh(ph) + \mu_0 ch(ph)), \quad p_h = \sqrt{(\kappa_1^2 + (\mu/\mu_0)\kappa_2^2)}.$$

В случае нормально намагниченной ферритовой пленки:

$$H_y^- = -\frac{i}{4\pi^2 k_1 W_1} \int_{S-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int \int [I_y^M \kappa_1 \kappa_2 (F^{\tilde{h}} - \frac{k_1^2}{p^2} F^e) + I_x^M (\frac{k_1^2}{p^2} \kappa_1^2 F^e - \kappa_2^2 F^{\tilde{h}})] \frac{e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} }{p} d\kappa_1 d\kappa_2 dS', \quad (5)$$

$$F^{\tilde{h}} = \frac{e^{-p\tilde{h}}(pp_{\tilde{h}}(\mu_0 - \mu_1)\cos(p_{\tilde{h}}d) - (\mu_1 p^2 + \mu_0 p_{\tilde{h}}^2)\sin(p_{\tilde{h}}d))}{pp_{\tilde{h}}(\mu_0 ch(ph) + \mu_1 sh(ph))\cos(p_{\tilde{h}}d) + (\mu_1 p^2 sh(ph) - \mu_0 p_{\tilde{h}}^2 ch(ph))\sin(p_{\tilde{h}}d)} - 1.$$

В выражениях (4)-(5): $k_1 = \omega\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, $W_1 = \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1}$, $p_{\tilde{h}} = \sqrt{-(\mu/\mu_0)(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Е. Банков, С.А. Никитов // РЭ. 2007. Т. 52. № 11. С. 1301.
2. С.Е. Банков, С.А. Никитов // РЭ. 2008. Т. 53. № 5. С. 545.
3. В.В. Бодров, В.И. Сурков “Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн” // М.: Изд-во МЭИ, 1994.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ УКРОЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ТОНКИМ ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ

В.Н.Корниенко¹, В.В.Кулагин², В.А.Черепенин¹

¹ИРЭ им.В.А.Котельникова

²ГАИШ МГУ им.М.В.Ломоносова

korn@cplire.ru

В настоящее время создание импульсов электромагнитного излучения с максимально возможным коротким фронтом является весьма актуальной проблемой. Такие импульсы, в частности, могут быть использованы для создания релятивистских электронных зеркал [1], пригодных для генерации когерентного рентгеновского излучения [2].

Крутой передний фронт волны можно получить в результате взаимодействия исходного импульса лазерного излучения с тонким плазменным слоем определенной плотности, значение которой зависит от максимального значения электрического поля в импульсе.

Целью данной работы являлось теоретическое исследование особенностей динамики взаимодействия лазерного импульса со слоем водородной плазмы толщиной порядка одной длины волны излучения.

Анализ был проведен при помощи численной модели, реализующей алгоритм решения самосогласованной динамики заряженных частиц и электромагнитного поля.

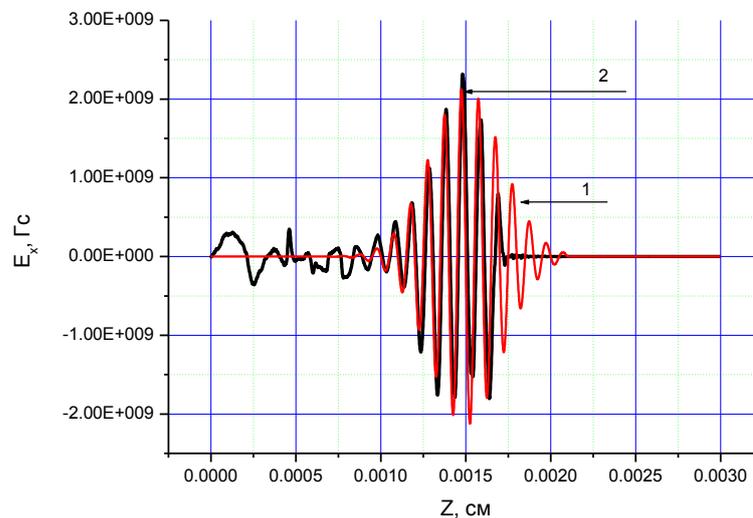


Рис.1. Зависимость поперечной компоненты электрического поля от продольной координаты: 1 – исходный импульс, 2 – импульс после взаимодействия с плазменным слоем.

Была рассмотрена следующая двумерная задача. На слой полностью ионизованной холодной плазмы с плотностью $7.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ толщиной 1.7

мкм падает линейно поляризованный электромагнитный импульс, поперечное электрическое поле которого в фокусе задано выражением:

$$E_x(x,t) = E_0 \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{d^2}\right) \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}\right) \sin\left(\frac{2\pi c}{\lambda}t\right)$$

где $d = 0.003$ см - поперечный размер импульса, $\tau = 3\lambda/c$, $\lambda = 1$ мкм, $E_0 = 2.14 \cdot 10^9$ Гс.

Анализ пространственно-временного распределения поля показал, что в результате взаимодействия после прохождения плазменного слоя формируется импульс, передний фронт которого значительно короче фронта падающей волны (рис.1.).

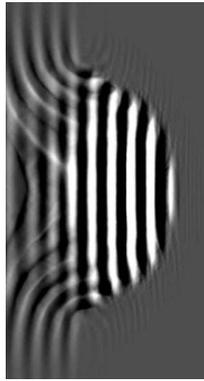


Рис.2. Пространственное распределение поперечной компоненты электрического поля.

Кроме того, наблюдается и изменение поперечной структуры поля, которая становится близкой по форме к отрезку плоской волны (рис.2). В результате распределение поля во всей рассматриваемой области оказывается качественно похожим на распределение, которое возникает в результате дифракции волны на щели. Усложнение структуры поля влияет на качество формируемого им релятивистского электронного зеркала: неоднородность поперечной структуры поля может приводить к неоднородной поперечной плотности зеркала, что, в свою очередь, изменит характеристики рассеянного излучения рентгеновского диапазона. Таким образом, при выполнении оценок параметров реального эксперимента следует учитывать возможные дифракционные эффекты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11-02-12259-офи-м-2011).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S. et. al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V.99. P.124801.
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H. // App.Phys.Lett. 2004. V.85. № 15. P.3322.

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПУСКОВЫЕ УСЛОВИЯ КАРСИНОТРОДА

Г.М. Краснова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
krasnovagm@rambler.ru

Особое место в вакуумной микроэлектронике занимают приборы с управляемой эмиссией. Интересными оказываются они в виду сильной зависимости эмиссионного тока от электрического поля на поверхности катода. Это дает возможность управлять электронным пучком. Конструктивно самыми родственными вакуумной микроэлектронике представляются приборы с короткими траекториями – тем не менее, среди первых СВЧ устройств вакуумной микроэлектроники оказались все же лампа бегущей волны (ЛБВ) и лампа обратной волны (ЛОВ) О-типа. Начало разработок их микроэлектронных аналогов относится к середине 80х гг. Результаты предварительных исследований были представлены на Первой конференции по вакуумной микроэлектронике в Вильямсбурге [1, 2].

За последние два десятилетия в рамках этого направления были разработаны различные приборы и устройства [3-12]. Характерным для них является использование матричного автоэмиссионного катода. Большое внимание здесь будет уделено лампам обратной волны [8-12].

В работах [8-10] предложен новый вариант прибора О-типа – ЛОВ с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод) (рис. 1). Прибор сочетает принципы работы ЛОВ и клистрода.

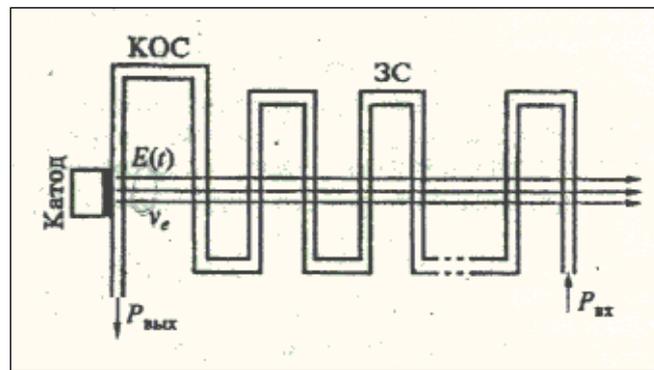


Рис. 1. Схема карсинотрода ($P_{\text{вх}} = 0$ – генератор, $P_{\text{вх}} \neq 0$ – усилитель) [10].

Для автомодуляции эмиссии в карсинотроде на катод передается ВЧ выходное поле замедляющей системы. Для этого используются дополнительные электроды или волноведущие структуры, образующие цепь обратной связи между замедляющей системой и катодом. В этом случае сгустки электронов образуются непосредственно на катоде. При влете в замедляющую систему они попадают в сильное ВЧ поле обратной

волны. При правильной фазировке относительно поля с помощью катодной обратной связи (КОС) они отдают свою энергию полю с высоким КПД, превышающим КПД обычной ЛОВ. Таким образом, если в последней КПД составляет 10-15 %, то в карсинотроде с автоэмиссионным катодом можно получить 35 % при том же параметре усиления. Важным является тот факт, что посредством выбора КОС можно обеспечить широкую полосу электронной перестройки частоты.

В этих работах модель построена без учета влияния магнитного поля. В случае, когда электронный пучок погружен в постоянное магнитное поле конечной величины, происходят некоторые изменения в характеристиках прибора.

При решении задачи методом последовательных приближений исходные выражения для напряженности электрического поля и тока использовались в виде

$$E_0 = E_x(l) = E_x(0)e^{-j\beta_0 l} + \frac{\beta_0^2 K}{2} \int_0^l i(\bar{x}) e^{-j\beta_0(l-\bar{x})} d\bar{x}, \quad (1)$$

$$i(x) = \tilde{i}(0)e^{-j\beta_e x} + \beta_e I_0 \frac{sh(\beta_0 y_0)}{sh(\beta_0 d)} [jsh(\beta_0 y_0) \cdot \tilde{x}(x) + ch(\beta_0 y_0) \cdot \tilde{y}(x)], \quad (2)$$

где E_0 – напряженность электрического поля на конце системы, $i(0) = YE_x(0)$ – ток в начале системы, Y – проводимость на единицу длины, l – длина системы, K – сопротивление связи, β_0 – фазовая постоянная волны в системе без пучка, β_e – фазовая постоянная циклотронной волны, а $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ – продольные и поперечные смещения электронов

$$\tilde{x}(x) = \int_0^x \frac{E_0}{2V_0} sh(\beta_0 y_0) e^{-j\beta_0 \xi} (x - \xi) e^{-j\beta_e(x-\xi)} d\xi, \quad (3)$$

$$\tilde{y}(x) = \int_0^x j \frac{E_0}{2V_0} sh(\beta_0 y_0) e^{-j\beta_0 \xi} \frac{\sin[\beta_c(x-\xi)]}{\beta_c} e^{-j\beta_e(x-\xi)} d\xi. \quad (4)$$

Первое слагаемое в соотношении (2) соответствует модуляции эмиссии электрическим полем, возникшей вследствие применения холодного автоэмиссионного катода. С помощью уравнений (1) и (2) можно получить выражение для продольной составляющей напряженности электрического поля

$$E_x(l) = E_x(0)e^{-j\beta_0 l} \left[1 + (2\pi CN)^3 (F(\Phi_0) - F(\Phi_0, \phi_c)) + XF_x(\Phi_0) \right], \quad (5)$$

где за X обозначен множитель $\frac{\beta_0^2 Kl}{2} Y$, $2\pi N = \beta_0 l$, а функции от относительного угла пролета $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0)l$ и циклотронного угла пролета $\phi_c = \beta_c l$ имеют вид

$$F(\Phi_0) = \frac{2(1 - \cos \Phi_0) - \Phi_0 \sin \Phi_0}{\Phi_0^3} + j \frac{2 \sin \Phi_0 - \Phi_0 (\cos \Phi_0 - 1)}{\Phi_0^3}, \quad (6)$$

$$F(\Phi_0, \phi_c) = \frac{(\Phi_0 + \phi_c)^2 \sin(\Phi_0 - \phi_c) + (\Phi_0 - \phi_c)^2 \sin(\Phi_0 + \phi_c)}{\sqrt{2} \phi_c (\Phi_0^2 - \phi_c^2)^2} + j \frac{(\Phi_0 + \phi_c)^2 \cos(\Phi_0 - \phi_c) - (\Phi_0 - \phi_c)^2 \cos(\Phi_0 + \phi_c) - 4\Phi_0 \phi_c}{\sqrt{2} \phi_c (\Phi_0^2 - \phi_c^2)^2}, \quad (7)$$

$$F_x(\Phi_0) = \frac{\sin \Phi_0}{\Phi_0} + j \frac{\cos \Phi_0 - 1}{\Phi_0}. \quad (8)$$

Из (5) можно получить пусковые условия для генерации на обратной волне. Определяться они будут системой из двух уравнений

$$-(2\pi CN)^3 [\operatorname{Re}(F(\Phi_0)) - \operatorname{Re}(F(\Phi_0, \phi_c))] - \operatorname{Re}(X \cdot F_x(\Phi_0)) = 1, \quad (9)$$

$$-(2\pi CN)^3 [\operatorname{Im}(F(\Phi_0)) - \operatorname{Im}(F(\Phi_0, \phi_c))] - \operatorname{Im}(X \cdot F_x(\Phi_0)) = 0. \quad (10)$$

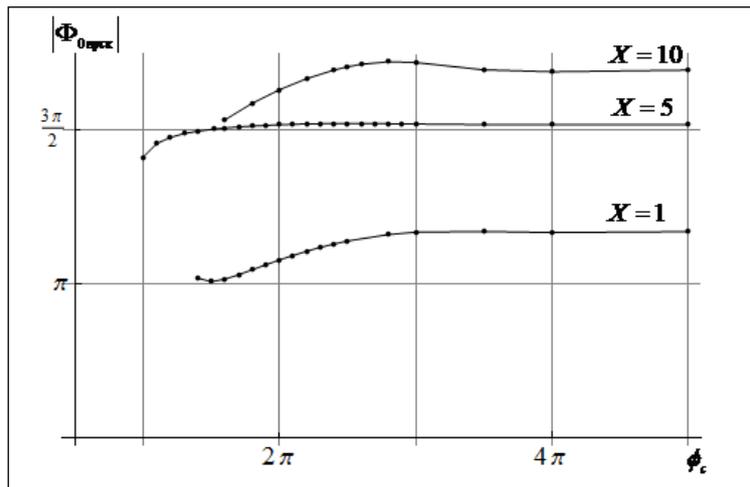


Рис. 2. Зависимость пусковой величины относительного угла пролета Φ_0 от магнитного поля ϕ_c при различных значениях X .

На рис. 2, 3 приведены зависимости пусковых значений от величины магнитного поля. При большом постоянном магнитном поле ϕ_c пусковые значения относительного угла пролета $\Phi_{0\text{пуск}}$ и $CN_{\text{пуск}}$ стремятся к конкретным значениям. И когда $\phi_c > 3,5\pi$, увеличение магнитного поля уже не влечет за собой их изменения. Но при меньших ϕ_c видно сильную зависимость пусковых величин от продольного магнитного поля.

С увеличением параметра X , а соответственно, и увеличением проводимости Y , уменьшается пусковой ток (рис.3). Происходит это за счет введенной модуляции эмиссии на поверхности катода. Электроны

группируются уже непосредственно на катоде, что и позволяет сократить длину. Полученные результаты согласуются с [9-10], в которых решение задачи производилось на основании метода дисперсионного уравнения.

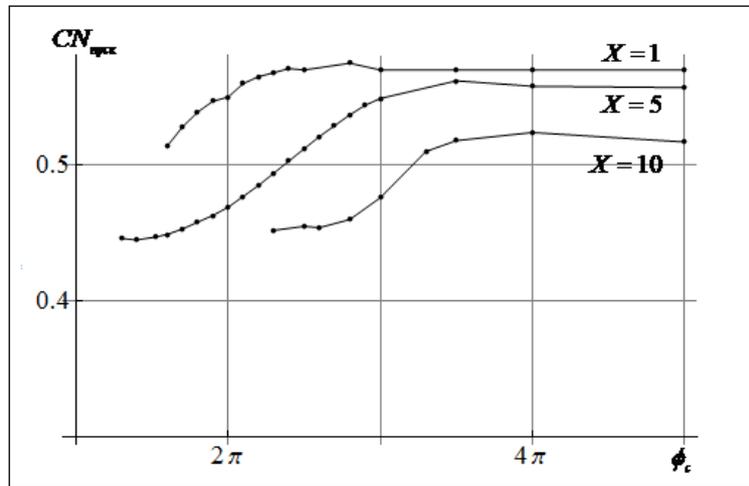


Рис. 3. Зависимость пусковой величины CN от магнитного поля ϕ_c при различных значениях X .

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dayton, H.R. Kosmahl, et.al. // 1st IVMC, Williamsburg, VA. 1988.
2. L.R. Barnett, J.M. Baird, R.W. Grow // 1st IVMC, Williamsburg, VA. 1988.
3. N.I. Sinitsyn, Yu.V. Culyaev, M.B. Golant, I.S. Nefyodov, et.al. // J.Vac. Sci. Technol. 1993. В 11(2). P. 477.
4. H. Imura, S. Tsuida, M. Takahasi, A. Okamoto, H. Makishima, S. Miyano // Tech. Dig. IEDM, Int. Electron Devices Meeting, Dec. 1997. P. 721.
5. D.R. Whaley, B.M. Gannon, V.O. Heinen, K.E. Kreischer, C.E. Holland, C.A. Spindt // Plasma Science, IEEE Trans. 2002. V. 30. No. 3. P. 998.
6. D.R. Whaley, R. Duggal, C.M. Armstrong, C.L. Bellew, C.E. Holland, C.A. Spindt // Electron Devices, IEEE Trans. 2009. V. 56. No. 5. P. 896.
7. Д.И. Трубецков, А.Г. Рожнев, Д.В. Соколов “Лекции по СВЧ вакуумной микроэлектронике” Саратов: ГосУНЦ “Колледж”, 1996.
8. В.А. Солнцев. Карсинотрод. Патент на изобретение №2121194RU2121194C1. Б.И. №30.27.10.98г
9. В.А. Солнцев // Изв.вузов “ПНД”. 1998. Т. 6. № 1. С. 54.
10. В.А. Солнцев, Р.П. Колтунов, В.О. Мелихов // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 4. С. 483.
11. James A. Dayton, Jr., Carol L. Kory, Gerald T. Mearini // Vacuum Electronics Conference, 2006. IEEE International. 2006. P. 423.
12. J. A. Dayton, Jr., G. T. Mearini, C. L. Kory, C. A. Bower // Vacuum Electronics Conference, 2007. IVEC'07. IEEE International. 2007. P. 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМ ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ

В.В. Гладун, В.И. Криворучко, В.В. Маркелов, Р.А. Павлов, В.Б. Петухов,
Ю.А. Пирогов, Д.П. Солдатов, Д.А. Тищенко

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова
dm.soldatov@yandex.ru

В последнее время системы активного и пассивного радиовидения миллиметрового диапазона становятся все более востребованными в различных областях науки: физике, химии, биологии. Среди практических областей применения радиометрических систем можно выделить следующие: обеспечение авиационной безопасности и навигация в условиях ограниченной видимости, мониторинг окружающей среды, выявление скрытого под одеждой оружия в местах скопления людей, диагностика различных заболеваний в медицине и тому подобные. Преимущество радиовидения миллиметрового диапазона состоит в том, что оно может применяться там, где недоступны оптические методы наблюдения. Миллиметровые волны являются самыми короткими из волн, практически без потерь пропускаемых гидрометеорами, аэрозолями, неметаллическими покровами, обеспечивая при этом максимальное разрешение среди устройств радиовидения.

В рамках работ по государственному контракту в МГУ имени М.В. Ломоносова создана система ближнего пассивного радиовидения миллиметрового диапазона с наклонным сканированием для обнаружения потенциально опасных предметов под одеждой человека [1]. В основе пассивного радиовидения лежит принцип регистрации собственного электромагнитного излучения физических объектов и построении их изображений в диапазоне микроволн. Следовательно, данный метод является скрытым и абсолютно безопасным, в отличие от активных методов локации.

Рассмотрим методику теоретической оценки основных параметров подобных систем и сравним полученные результаты с практически измеренными значениями.

Системы пассивного радиовидения характеризуются угловым разрешением $\delta\varphi$, чувствительностью δT и скоростью обзора пространства. Наилучшее теоретически достижимое угловое разрешение определяется рэлеевским пределом:

$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

где D – апертура приемной антенны, λ – рабочая длина волны. Пространственное разрешение системы радиовидения на расстоянии R составляет:

$$s = R \frac{1,22\lambda}{D} \quad (2)$$

В разработанной системе радиовидения в качестве входного радиометрического датчика используется восьмиканальный приемный СВЧ модуль трехмиллиметрового диапазона. Для фокусировки миллиметрового излучения от исследуемого объекта на приемное устройство в системе предусмотрена радиооптическая система с эллиптической антенной диаметра 600 мм и плоским зеркалом, осуществляющим сканирование сцены на расстоянии 4 метров от приемника. Таким образом, по формуле (2) пространственное разрешение системы радиовидения составит порядка 25 мм. В эксперименте при перемещении точечного источника соответствующего диапазона по зоне сканирования была получена зависимость интенсивности принимаемого сигнала от положения источника, рисунок 1.

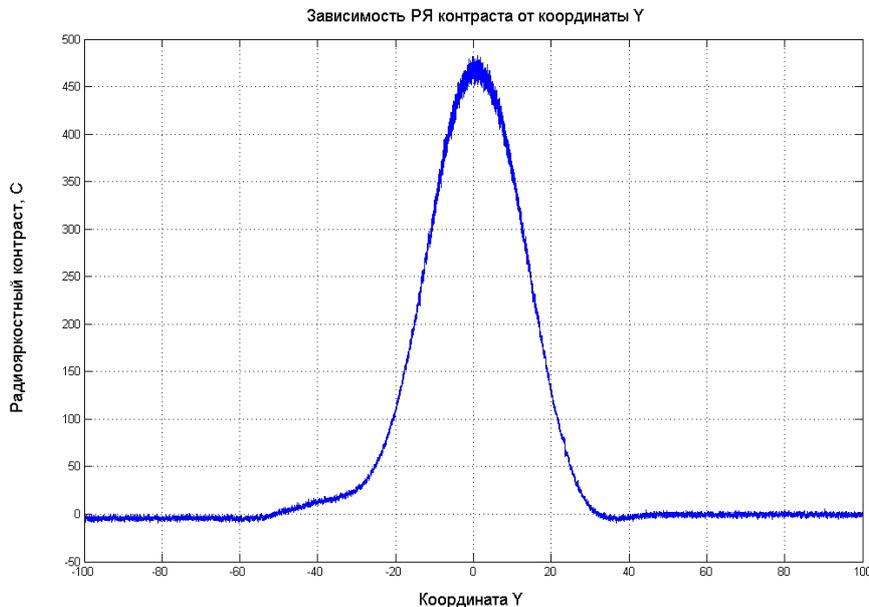


Рис. 1. Зависимость мощности принятого излучения от координат расположения точечного источника

Из графика видно, что линейное разрешение, которое определяется, как ширина на полувывоте максимальной мощности составляет 30 мм, что очень близко к теоретическому значению.

При фиксированных значениях длины волны и размеров антенны повышение разрешения может быть достигнуто только математической

обработкой полученных радиоизображений, т.е. с использованием режима сверхрэлеевского разрешения, так называемого «сверхразрешения».

Следующим важным параметром, характеризующим систему радиовидения, является чувствительность радиометра. Чувствительность определяет минимальный сигнал, который может быть зарегистрирован с помощью приемника. и определяется собственной шумовой температурой системы $T_{\text{шум}}$, шириной входной полосы ΔF и временем накопления сигнала τ :

$$\delta T = \alpha \frac{T_{\text{шум}}}{\sqrt{\Delta F \tau}}, \quad (3)$$

где α - множитель порядка единицы, зависящий от схемы приемника.

В описываемой системе радиовидения в качестве приемника используется модуляционный радиометр с постоянной радиометра α , равной 2, шириной входной полосы ΔF , равной 4 ГГц, временем накопления сигнала τ , равной 10 мс, и характерной шумовой температурой $T_{\text{шум}}$, равной 1000 К. Таким образом, чувствительность радиометра, определенная по формуле (3), составляет величину порядка 0,3 К.

Для экспериментального определения чувствительности была разработана методика [2]. Значение чувствительности радиометрического канала полученное по данной методике в эксперименте, составляет 0,7К. Данный практический результат хорошо согласуется с теоретическими вычислениями.

В системах радиовидения важное значение играет время сканирования. Под этим временем понимается время, необходимое для получения пространственного распределения радиояркой температуры по объекту сканирования, т.е. время получения «картинки». Если рассматриваемая система радиовидения предназначена для сканирования человека, то время получения изображения должно быть не более 1 секунды, а соответственно быстродействие - более 1 кадра в секунду. Практически же необходимое быстродействие должно составлять 2-4 кадра в секунду. При такой скорости получения радиоизображений обеспечивается уверенная работа в режиме реального времени. Для контроля движущихся объектов, например пешеходов, необходимо быстродействие до 10 кадров в секунду. В описываемой системе [1] предусмотрены два режима сканирования – с вращением плоского зеркала и с его качением. При расчетной пропускной способности образца программно-аппаратного средства не менее 200 человек в час, на просмотр одного человека должно уходить максимум 15-18 секунд. Таким образом, время полного вертикального сканирования не может превышать 10 секунд.

Расчеты показывают, что метод получения радиоизображения вращением плоского зеркала позволяет получить любое быстродействие, вплоть до 10-15 кадров в секунду, но за счет уменьшения времени «контакта» пятна фокуса сканирования с зоной сканирования, что в конечном итоге приведет к необходимости применения приемных элементов высокой чувствительности и нерациональному использованию времени сканирования.

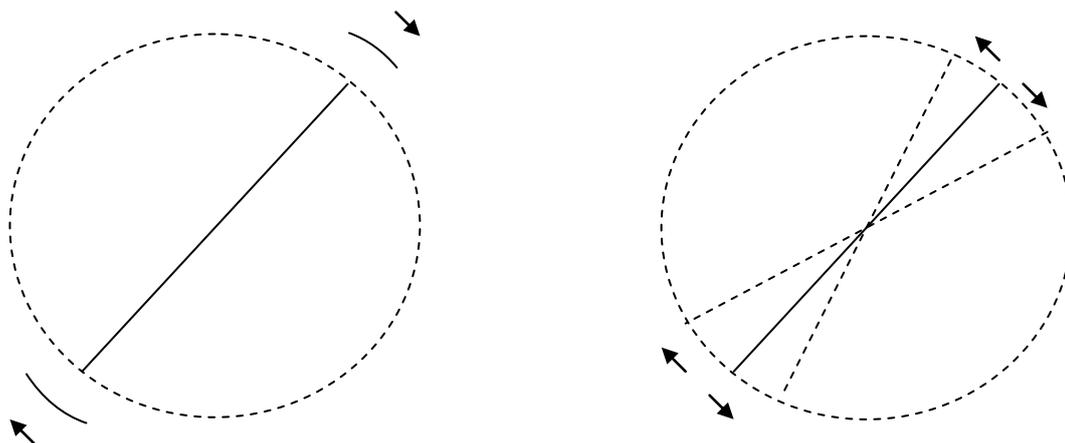


Рисунок 2. Способы сканирования. Вращение и качение.

Метод же качания зеркала с точки зрения использования времени наиболее рационален и обеспечивает постоянный «контакта» пятна фокуса сканирования с зоной сканирования. Возникающие при этом повышенные требования к точности позиционирования плоского зеркала вполне могут быть учтены при конструировании соответствующих узлов.

Таким образом, предложенные методы расчета основных параметров систем пассивного радиовидения позволяют оценить пространственное и температурное разрешение системы, её быстродействие, а так же сравнить их с практически измеренными значениями.

РЕГИОНАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ
КРУПНЕЙШИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ 2010-2011г.г. МЕТОДОМ
СПУТНИКОВОЙ РАДИО-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В.И. Захаров, В.Е. Куницын, М.А. Титова

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова г. Москва, Россия
zvi_555@list.ru; atm_5571@phys.msu.ru

В результате большого количества разнообразных исследований установлено, что источниками акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере могут быть наряду с прочими и различные литосферно-атмосферные, такие как землетрясения, извержения вулканов, ураганы, грозы и др. [1] Все эти феномены на границе раздела земля - воздух могут породить атмосферные волны, которые распространяются на большие высоты. [2] Из-за экспоненциального спада плотности атмосферы при росте высоты амплитуда акустических и АГВ- волн может значительно возрасти в верхней атмосфере, где они приводят к изменениям равновесных распределений нейтральных и заряженных частиц. Получающиеся флуктуации плотности заряженных частиц могут в ряде случаев регистрироваться различными прецизионными радиофизическими методами [2,3].

Общее рассмотрение теории генерации волн в атмосфере возмущениями, распространяющимися от земной поверхности Земли и океана, достаточно сложно и некоторые различные, наиболее существенные для геофизических приложений аспекты этой проблемы даны в работах [4,5].

Кроме того, важнейшим фактором, влияющим на ионосферу является солнечная активность и изменение магнитного поля Земли, поэтому в ионосфере обычно наблюдают суперпозицию волновых возмущений от разных источников – как наземных, так и атмосферных или космических.

В работе на основе применения метода GPS- радиointерферометрии рассмотрены результаты регионального мониторинга верхней ионосферы и проведен комплексный региональный анализ данных наземных наблюдательных станций, объединенных в глобальные (IGS и UNAVCO) и региональные (GEONet) сети в периоды крупных землетрясений 2010-2011г.г. Приводятся примеры локализации выявленных волновых структур структур в некоторых случаях, когда удается связать указанные возмущения с конкретными источниками для сейсмических событий (периодов землетрясений) на о. Гаити, группы землетрясений в Южной Америке и землетрясения в Японии 2011г. Всего нами обработано свыше 100 тыс. часов индивидуальных наблюдений или более 30 млн измерений фазы.

Сейсмособытия развивались на фоне умеренно или слабо возмущенной геомагнитной обстановки и потому резкие изменения свойств ионосферных неоднородностей, зарегистрированные в изучаемый период времени, не могут быть объяснены вариациями только гелио- и геомагнитных условий. Итак, нами получено, что рассмотренные крупнейшие землетрясения 2010-2011г.г. дают статистически значимый отклик на ионосферных высотах. Отклик ионосферы есть суперпозиция различных процессов, причем в сейсмических областях возможно параметрическое «раскачивание» ионосферы циклом слабых землетрясений.

Выявлено, что после землетрясения происходит дополнительная турбулизация верхней атмосферы, что приводит к изменению параметра α степенного спада спектра ионосферных неоднородностей для спектров выделенных волновых структур, имеющих скорости, соответствующие АГВ (от 300 до 1200 м/с).

$$S(k) \sim k^\alpha, \quad k=2\pi/\lambda,$$

где λ - характерный размер волнового возмущения. Получено, что запаздывание возникновения «реакции ионосферы» на конкретные события составляет от 8 до 12 часов.

Геофизический анализ результатов позволяет произвести географическую привязку выделенных методами кластеризации волновых структур [6]. Полученные данные о локализации кластеров ионосферных структур, нанесенные на карту, позволяют сделать предварительный вывод о том, что их местоположение совпадает (в пределах указанной точности) с границами тектонических плит, разломов и областей их движений.

Общий анализ полученных данных [7] позволяет сделать также вывод, что сейсмически активные районы генерируют акустические волны не только во время, но до и после активной фазы землетрясения, причем источником волновых структур является не только будущий эпицентр, но прежде всего вся область подготовки землетрясения, включая границы тектонических плит и активные разломы, расположенные в регионе.

В месте начального возмущения могут существовать долгоживущие локализованные вихри, исчезающие под влиянием сравнительно медленных диссипативных процессов. Подобный источник может находиться как на поверхности океана, так и в атмосфере.

В заключении необходимо отметить, что часть волновых возмущений, проявляющихся на высотах верхней атмосферы, связана с турбулизацией воздушных потоков различными атмосферными явлениями. В качестве них могут выступать крупные тайфуны или циклоны, а также возмущения натекающих воздушных масс от разнообразных орографических препятствий, например, областях резкого изменения подстилающей

поверхности от береговую кромку или других орографических возмущениях, например, горных массивов или отдельных гор. Иными словами, дополнительным источником ионосферного возмущения могут быть волны плавучести, возникающие в результате взаимодействия воздушных масс с особенностями рельефа в исследуемом регионе. Последнее обстоятельство затрудняет в ряде случаев однозначную интерполяцию получаемых результатов.

Все сказанное требует учета процессов волновой передачи энергии из различных геосферных источников в ионосферу для модернизации существующих представлений о особенностях развития и течения различных процессов и взаимодействий в системе геосфер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances : 1982-1995. // Ann. Geophysicae. 1996. V.14. P. 917-940.
2. Гершман Б.Н., Ерухимов А.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М., 1984, 386 с
3. Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS- мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск, СО РАМН. 2006.
4. М.Б.Гохберг, С.Л. Шалимов Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. Москва, РАН Институт физики Земли им.О.Ю. Шмидта, 2004. с.17-20
5. Крысанов Б., Куницын В.Е., Холодов А.С. // Журнал Вычислительной математики и математической физики (2011), т. 51, № 2, с. 282–302
6. Захаров В. И., Будников П. А. // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия, 2012. N 1. с. 26-32
7. Zakharov V.I., Kunitsyn V.E., Titova M.A. // URSI GASS 2011, August 12-19, Istanbul, Turkey. Paper 1270 (GP1.17).

ОТРАЖЕНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА ОТ СЛОИСТЫХ СРЕД

А.В. Трофимов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь, А.Ф. Королёв

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

av.trofimov@physics.msu.ru

На сегодняшний день сверхширокополосные (СШП) системы применяются в радиосвязи, радиолокации, при исследованиях материалов, многослойных сред и других областях. Теория взаимодействия СШП сигналов с различными структурами активно развивается. В связи со стремительной информатизацией общества и постоянным увеличением требований к скорости передачи информации использование СШП систем становится все более актуальным.

До последнего времени экспериментальное исследование взаимодействия СШП сигналов с различными структурами проводилось лишь небольшим количеством исследователей, в первую очередь из-за труднодоступной элементной базы (СШП генераторы, приемники, антенны, усилители и др.). После появления стандарта связи IEEE 802.15.4a [1] необходимость построения моделей взаимодействия СШП сигналов с различными структурами встала особенно остро.

В работе [2] был рассмотрен процесс распространения СШП импульса сквозь типовые элементы конструкций зданий. Измерения проводились как при помощи векторного анализатора цепей, так и при помощи генератора СШП импульсов. Спектр зондирующего импульса лежал в диапазоне от 100 МГц до 6 ГГц. В случае использования векторного анализатора цепей дополнительно применялось обратное преобразование Фурье для получения временного отклика.

Для математического описания в [2] применялось 2 модели, учитывающие однократное и двукратное отражение электромагнитной волны внутри стены. Обе модели основывались на предположении, что исследуемые объекты являются однородными.

Данная работа посвящена анализу отражения СШП сигналов от неоднородных структур, на примере конструктивных элементов зданий. Структуры считались неоднородными только по одной оси. В работе предложен новый подход к описанию взаимодействия э/м волн с неоднородными конструктивными элементами зданий. Неоднородная структура описывается эквивалентной системой однородных слоев. Для расчета коэффициентов отражения используется метод импедансных характеристик. В экспериментальной части работа является усовершенствованием методик, предложенных в [2] и [3].

Авторами был разработан метод экспериментального исследования многослойных структур с помощью СШП сигнала. Данный метод позволил измерить характеристики различных многослойных структур (комплексную

диэлектрическую проницаемость) в режиме на отражение. Отклонение результатов расчета коэффициента отражения от измерений составило не более 20%. Проведен сравнительный анализ различных моделей взаимодействия электромагнитного излучения с многослойными объектами. На основе экспериментальных измерений показано преимущество модели, основанной на методе импедансных характеристик, для многослойных объектов, по точности получаемых результатов и времени моделирования.

Так же в данной работе экспериментально получена пространственная разрешающая способность по измерению электрофизических характеристик среды методом зондирования СШП импульсами при использованной полосе измерений 16 ГГц 1.5 см.

На примере трехслойной гипсокартонной стены (рис. 1) экспериментально показано, что разработанная методика и комплекс позволяют определять внутреннюю геометрическую и электрофизическую структуру многослойной среды с разрешением порядка 1.5 см.

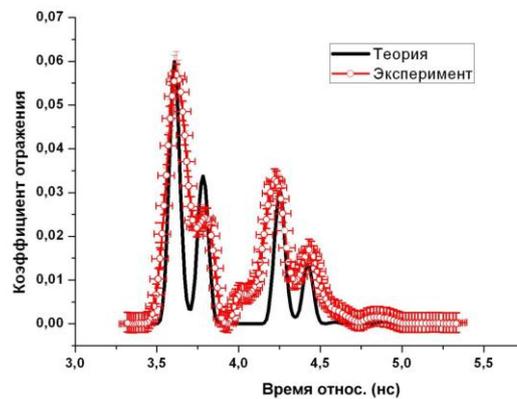


Рис. 1 Зависимость коэффициента отражения от времени прихода импульса

ЛИТЕРАТУРА

1. IEEE Computer Society, LAN/MAC Standard Committee, —IEEE P802.15.4a/D7 part15.4: Wireless Mediumaccesscontrol (MAC) and physical layer (PHY) specifications forlow-ratewireles spersonalareanet works, Jan.2007.
2. A.H. Muqaibel. Ultra-wideband Propagation Measurement sand Channel Modeling DARPA NETEX Program Report on Through-the-Wall Propagation and Material Ph. D Dissertation 2003.
- 3 Pierre Combeau. // Int. J. of Antennas and Propagation, V. 2010, Article ID 934602, 14 pages.