

Содержание

Господчиков Е. Д., Суворов Е. В. О циклотронном поглощении электромагнитных волн в плотной плазме при квазипродольном распространении	641
Шаталина М. В., Мареев Е. А., Анисимов С. В., Шихова Н. М. Моделирование динамики электрического поля в атмосфере методом пробных структур.....	648
Караев В. Ю., Мешков Е. М., Баландина Г. Н., Зуйкова Э. М., Гольдблат В. Ю., Титов В. И. Изучение обратного рассеяния радиолокационного СВЧ сигнала при малых углах падения в ходе натуральных измерений	661
Крупа Н. Н., Коростиль А. М., Скирта Ю. Б. Дрейф электронов и атомов в поле лазерного излучения и его влияние на оптические свойства полупроводников.....	674
Мележик П. Н., Мирошниченко В. С., Сенкевич Е. Б. Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. 2. Резонаторы с зеркалами конечной длины	684
Кизеветтер Д. В. Численное моделирование излучения многомодовых волоконных световодов	692
Наумов С. С. Деконволюционный метод измерения передаточных характеристик тракта в ревербирующей среде	702
Бухман Н. С. О комплексном времени задержки узкополосного сигнала при прохождении через резонансный фильтр	711

УДК 537.874.72

О ЦИКЛОТРОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ КВАЗИПРОДОЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

Е. Д. Господчиков, Е. В. Суворов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Получено приближённое дисперсионное уравнение для замедленных волн в плазме с частотой, близкой к электронной циклотронной частоте, распространяющихся под малыми углами к магнитному полю. Уравнение исследовано как в рамках теории возмущений, так и численно. Найденные коэффициенты циклотронного поглощения не имеют особенности при переходе к строго продольному распространению и обеспечивают корректный переход к известным выражениям для коэффициента циклотронного поглощения в случае больших углов распространения.

Линейное резонансное поглощение электромагнитных волн в плазме на электронной гирочастоте и её гармониках исследуется в течение длительного времени, и основные результаты этих исследований вошли в монографии и учебники (см., например, [1, 2]). Интерес к этой проблеме обусловлен как важными прикладными задачами, связанными с высокочастотным нагревом плазмы в магнитных ловушках различной конфигурации, так и возможностью интерпретации широкого круга явлений в лабораторной и космической плазме.

В приближении плотной плазмы с максвелловской функцией распределения электронов, когда справедливо соотношение [1, 2]

$$\frac{\omega_L^2}{\omega_B^2 \beta_T N_j \cos \theta} \gg 1, \quad (1)$$

плоские волны являются слабо затухающими:

$$\text{Im } N \ll \text{Re } N, \quad (2)$$

несмотря на то, что вблизи циклотронной частоты антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости одного порядка с эрмитовой. Здесь $\omega_L = (4\pi e^2 N_e / m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\omega_B = eB / (mc)$ — гирочастота электронов, θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем, N — показатель преломления волны, $\beta_T = [T_e / (mc^2)]^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, нормированная на скорость света в вакууме, e и m — элементарный заряд и масса электрона соответственно.

Слабое затухание плоских волн обусловлено явлением «депрессии» резонансной (т. е. вращающейся в направлении вращения электрона во внешнем магнитном поле) компоненты электрического поля в нормальных волнах плотной магнитоактивной плазмы. Коэффициенты поглощения нормальных волн при этом находятся из дисперсионного уравнения методом возмущений, где в нулевом приближении показатели преломления нормальных волн и их поляризация определяются тензором диэлектрической проницаемости «холодной» плазмы (температура электронов T_e полагается равной нулю), а в следующем приближении находятся малые мнимые поправки к показателям преломления волн.

При стремлении угла между волновым вектором и магнитным полем к нулю, а частоты к электронной циклотронной частоте показатель преломления «холодной» плазмы для одной из нормальных волн стремится к бесконечности, и неравенство (1) нарушается. Это приводит

Е. Д. Господчиков, Е. В. Суворов

641

к тому, что выражения для показателя преломления и коэффициента поглощения, полученные методом возмущений, при любой отстройке от гирочастоты имеют расходимость при $\theta \rightarrow 0$. С другой стороны, известны решения дисперсионного уравнения с конечным коэффициентом поглощения для строго продольного распространения, полученные как методом возмущений, так и численно [2], а также для произвольных углов θ при точном гирорезонансе [1]. Таким образом, отсутствуют выражения для коэффициентов циклотронного поглощения в плотной плазме, применимые в интервале углов распространения от $\theta = 0$ до углов, где справедливы общеизвестные выражения, полученные в приближении (1). Указанный интервал углов распространения весьма важен для осесимметричных магнитных ловушек, в которых поддерживается ЭЦР-разряд при квазипродольном вводе СВЧ излучения.

В настоящей статье исследуется циклотронное поглощение в плотной плазме на первой гармонике циклотронной частоты электронов при квазипродольном распространении с использованием решения приближённого дисперсионного уравнения для медленной волны.

1. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Направим ось z вдоль внешнего однородного магнитного поля \mathbf{B}_0 , а при описании переменного электрического поля в плоских волнах будем использовать так называемые стиковые компоненты [3]: $E_+ = (E_x + iE_y)/\sqrt{2}$, $E_- = (E_x - iE_y)/\sqrt{2}$, $E_{\parallel} = E_z$, что эквивалентно переходу к комплексному базису в плоскости xy с помощью матрицы перехода:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

При этом тензор диэлектрической проницаемости для «холодной» магнитоактивной плазмы становится диагональным, что особенно упрощает описание нормальных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля.

Будем использовать тензор диэлектрической проницаемости плазмы с максвелловской функцией распределения электронов, полученный в приближении

$$\beta_T^2 |N|^2 \sin^2 \theta \ll 1, \quad (4)$$

которое при действительном показателе преломления означает, что гирорадиус электронов с тепловой скоростью значительно меньше поперечной длины волны.

В таком приближении для стиковых компонент тензор диэлектрической проницаемости принимает вид

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_+ & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_- & \sqrt{2}\zeta \\ 0 & \sqrt{2}\zeta & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_+ &= 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega(\omega + \omega_B)}, & \varepsilon_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2}, & \varepsilon_- &= 1 + \frac{i\omega_L^2}{\omega^2\beta_T N \cos \theta} \sqrt{\frac{\pi}{2}} W(Z), \\ \zeta &= \frac{\omega_L^2}{2\omega\omega_B} \operatorname{tg} \theta [1 + i\sqrt{\pi} W(Z) Z], & W(Z) &= \exp(-Z^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z \exp(\xi^2) d\xi \right), \\ Z &= \frac{\omega - \omega_B}{\sqrt{2} N\omega\beta_T \cos \theta}. \end{aligned}$$

Следуя [1], мы оставили в выражении (5) лишь члены порядка σ^{-1} и порядка единицы, где $\sigma = \beta_T N \omega_B^2 / \omega_L^2 \ll 1$. Необходимо подчеркнуть, что в приведённых выше выражениях показатель преломления является, вообще говоря, комплексной величиной. Величина ζ , играющая определяющую роль в коэффициенте поглощения обыкновенной волны при квазипоперечном распространении, здесь также может быть опущена.

В результате для стиковых компонент электрического поля в плоской волне

$$E_\alpha \propto \exp\left(-i\omega t + i \frac{\omega}{c} N_\perp x + i \frac{\omega}{c} N_\parallel z\right),$$

где индекс α принимает значения $+$, $-$ и \parallel , из волнового уравнения

$$(\text{rot rot } \mathbf{E})_\alpha - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\alpha\beta} E_\beta = 0$$

получается система однородных алгебраических уравнений:

$$\begin{pmatrix} -(N^2 + N_\parallel^2)/2 + \varepsilon_+ & N_\perp^2/2 & N_\perp N_\parallel/2 \\ N_\perp^2/2 & -(N^2 + N_\parallel^2)/2 + \varepsilon_- & N_\perp N_\parallel/2 \\ N_\perp N_\parallel/2 & N_\perp N_\parallel/2 & -N_\perp^2/2 + \varepsilon_\parallel/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \\ \sqrt{2} E_\parallel \end{pmatrix} = 0. \quad (6)$$

Приравнявая нулю определитель этой системы, получаем дисперсионное уравнение для плоских волн:

$$N^4 [2\varepsilon_\parallel + \sin^2 \theta (\varepsilon_+ + \varepsilon_- - 2\varepsilon_\parallel)] - N^2 [2\varepsilon_\parallel (\varepsilon_+ + \varepsilon_-) - \sin^2 \theta (\varepsilon_- (\varepsilon_\parallel - \varepsilon_+) + \varepsilon_+ (\varepsilon_\parallel - \varepsilon_-))] + 2\varepsilon_\parallel \varepsilon_+ \varepsilon_- = 0, \quad (7)$$

которое совпадает с общеизвестным дисперсионным соотношением для «холодной» замагниченной плазмы, если принять, что $\varepsilon_- = \varepsilon_-^c = 1 - \omega_L^2 / [\omega(\omega - \omega_B)]$. Хотя дисперсионное уравнение (7) является трансцендентным (ε_- — функция комплексного показателя преломления), можно формально решить это уравнение как биквадратное относительно N . Для замедленных волн ($|N|^2 \gg \gg 1$) решение получается путём отбрасывания в (7) свободного члена; считая также выполненными неравенства $\sin \theta \approx \theta \ll 1$ (условие квазипродольного распространения) и $|\varepsilon_-| \gg \{\varepsilon_+, \varepsilon_\parallel, 1\}$ (справедливо для плотной плазмы вблизи циклотронного резонанса), находим приближённое дисперсионное уравнение для показателя преломления замедленной волны:

$$N^2 \approx \frac{2\varepsilon_\parallel \varepsilon_-(N)}{2\varepsilon_\parallel + \theta^2 \varepsilon_-(N)}. \quad (8)$$

2. ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ

1) Для «больших» углов распространения ($2\varepsilon_\parallel / \varepsilon_- \ll \theta^2 \ll 1$) в нулевом порядке по $2\varepsilon_\parallel / (\varepsilon_- \theta^2)$ уравнение (8) определяет действительный показатель преломления $N^2 = 2\varepsilon_\parallel / \theta^2$, соответствующий приближению «холодной» плазмы в пределе $\omega \rightarrow \omega_B$; в следующем порядке можно найти мнимую часть показателя преломления:

$$\text{Im } N = \beta_T \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2\varepsilon_\parallel^2 \omega_B^2 \text{Re}[W(Z)]}{\theta^4 \omega_L^2 |W(Z)|^2}, \quad (9)$$

которая определяет известный коэффициент циклотронного поглощения на первой гармонике необыкновенной волны [4] в пределе $\theta \ll 1$; в аргументе Z при этом фигурирует действительный показатель преломления, найденный в нулевом приближении.

2) Для малых углов распространения ($\theta^2 \ll 2\varepsilon_{\parallel}/\varepsilon_{-} \ll 1$) уравнение (8) принимает вид

$$N^2 \approx 1 + \tilde{\varepsilon}_{-} - \frac{\theta^2 \tilde{\varepsilon}_{-}^2}{2\varepsilon_{\parallel}}, \quad (10)$$

где

$$\tilde{\varepsilon}_{-} = i \frac{\omega_L^2}{\omega^2 N \beta_T} \sqrt{\frac{\pi}{2}} W(Z).$$

Решение уравнения (10) может быть найдено своеобразным методом возмущений, в котором исходным является известное численное решение дисперсионного уравнения для случая строго продольного распространения в плотной плазме, когда в выражении для ε_{-} можно пренебречь единицей:

$$N_0^2 = \tilde{\varepsilon}_{-}(N_0). \quad (11)$$

Решение уравнения (11) представляет собой универсальную зависимость нормированного показателя преломления $N_0 \omega_B^2 \beta_T / \omega_L^2$ от нормированной расстройки $(\omega - \omega_B) / [\sqrt{2} (\omega_B \omega_L^2 \beta_T^2)^{1/3}]$ [2]. Пусть теперь $N = N_0 + \delta N$, где δN — малая поправка ($|\delta N| \ll |N_0|$); эта поправка легко находится методом возмущений по малым параметрам $\theta^2 \tilde{\varepsilon}_{-} / (2\varepsilon_{\parallel})$ и $1/\tilde{\varepsilon}_{-}$:

$$\delta N \approx N_0^2 [1 - \theta^2 N_0^4 / (2\varepsilon_{\parallel})] / [(3 - 2Z_0^2) N_0^3 + i Z_0 \sqrt{2} \omega_L^2 / (\omega_B^2 \beta_T)], \quad (12)$$

где $Z_0 = (\omega - \omega_B) / (\sqrt{2} N_0 \beta_T \omega)$; при получении (12) учтено уравнение нулевого приближения (11). Поправка, определяемая соотношением (12), является достаточно сложной комплексной функцией, однако в неё входит лишь универсальное численное решение комплексного дисперсионного уравнения (11).

Для оценки граничного угла, разделяющего области применимости решений (9) и (12), можно подставить в соответствующие неравенства решения, полученные в нулевом приближении, для центра линии поглощения; в результате получаем два интервала углов $\theta \gg \varepsilon_{\parallel}^{1/2} (\beta_T \omega_B^2 / \omega_L^2)^{1/3}$ и $\theta \ll \varepsilon_{\parallel}^{1/2} (\beta_T \omega_B^2 / \omega_L^2)^{1/3}$, в первом из которых применимо стандартное выражение для коэффициента циклотронного поглощения в плотной плазме [4], а во втором — обобщённое выражение для случая квазипродольного распространения, определяемое мнимой частью (12).

3) Для крыльев линии поглощения ($|Z| \gg 1$; $\text{Im } Z \ll \text{Re } Z$), из асимптотики $W(Z)$ при больших аргументах следует

$$\varepsilon_{-} \approx \varepsilon_{-}^c + i \omega_L^2 / (\omega_B^2 N \beta_T) \exp(-Z^2), \quad (13)$$

где $\varepsilon_{-}^c = 1 - \omega_L^2 / [\omega(\omega - \omega_B)]$ — соответствующая действительная компонента тензора диэлектрической проницаемости в приближении «холодной» плазмы, а мнимая часть ε_{-} значительно меньше действительной.

В нулевом приближении из дисперсионного уравнения (8) следует выражение для показателя преломления для «холодной» плазмы:

$$N_c^2 \approx \frac{2\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{-}^c}{2\varepsilon_{\parallel} + \theta^2 \varepsilon_{-}^c}, \quad (14)$$

а в следующем приближении находится мнимая часть показателя преломления, определяющая циклотронное поглощение:

$$\text{Im } N = \frac{1}{2} \frac{N_c^2}{(\varepsilon_{-}^c)^2} \frac{\omega_L^2}{\omega_B^2 \beta_T} \exp(-Z_c^2); \quad (15)$$

Z_c в выражении (15) отличается от Z лишь заменой N на N_c . Выражение (15) для коэффициента поглощения не имеет особенности при $\theta \rightarrow 0$. Условие его применимости

$$|\omega - \omega_B|/(\omega_B \beta_T) \gg N_c \quad (16)$$

нарушается как в центре линии, так и при приближении к верхнегибридному резонансу, где показатель преломления (14) имеет особенность. Для продольного распространения, когда циклотронный и верхнегибридный резонансы сливаются, условие применимости выражения (15) принимает вид

$$|\omega_B - \omega|/\omega_B \gg (\omega_L \beta_T / \omega_B)^{2/3}. \quad (17)$$

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ПРИБЛИЖЁННОГО ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Как уже отмечалось выше, решение дисперсионного уравнения для строго продольного распространения плоской волны в плотной плазме сводится к нахождению универсального численного решения трансцендентного уравнения (11).

Аналогичную процедуру можно применить и в случае квазипродольного распространения в плотной плазме, положив $\varepsilon_- = \tilde{\varepsilon}_-$ и $\varepsilon_+ = 1 - \omega_L^2/\omega_B^2$. Формальные неравенства, определяющие соответствующее приближение, имеют вид

$$\frac{\omega - \omega_B}{\omega_B} \ll 1 \ll \frac{\omega_L^2}{\omega_B^2 N \cos \theta \beta_T}. \quad (18)$$

Здесь также можно ввести нормированный показатель преломления \tilde{N} , нормированную расстройку ξ и нормированный угол распространения $\tilde{\theta}$:

$$\begin{aligned} \tilde{N} &= N \beta_T^{1/3} (\omega_B / \omega_L)^{2/3}, & \xi &= (\omega - \omega_B) / (\sqrt{2} \omega_L^{2/3} \omega_B^{1/3} \beta_T^{2/3}), \\ \tilde{\theta}^2 &= \theta^2 [\omega_L^2 / (\beta_T \omega_B^2)]^{2/3} / |1 - \omega_L^2 / \omega_B^2|; \end{aligned} \quad (19)$$

дисперсионное уравнение в этих переменных также имеет универсальный характер, определяя зависимость нормированного показателя преломления от нормированных расстройки и угла распространения:

$$\tilde{N}^3 = F(\tilde{N}, \xi, \tilde{\theta}) = i \sqrt{\pi/2} W(\xi/\tilde{N}) (1 \mp \tilde{\theta}^2 \tilde{N}^2), \quad (20)$$

где верхний знак соответствует случаю, когда плотность плазмы ниже критической ($\omega_L^2 < \omega_B^2$), а нижний — когда плотность плазмы выше критической ($\omega_L^2 > \omega_B^2$).

Численное решение уравнения (20) удобно провести с помощью итерационной процедуры:

$$\tilde{N}_{i+1} = F(\tilde{N}_i, \xi, \tilde{\theta})^{1/3}, \quad \tilde{N}_0 = \frac{\sqrt{3} + i}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/6}, \quad (21)$$

где в качестве показателя преломления при шаге итерации $i = 0$ \tilde{N}_0 выбрано одно из точных решений уравнения (20) при $\xi = \tilde{\theta} = 0$, которое отвечает распространяющимся волнам [2]. Такая итерационная процедура обеспечивает хорошую сходимость при $\xi \leq 1$. Результаты численных расчётов представлены на рис. 1 и 2 в виде наборов зависимостей действительной и мнимой частей показателя преломления \tilde{N} от расстройки ξ при фиксированных углах $\tilde{\theta}$ и угловых зависимостей при фиксированных расстройках. Зависимость от расстройки построена для случая ввода излучения со стороны сильного магнитного поля (превышающего резонансное значение для

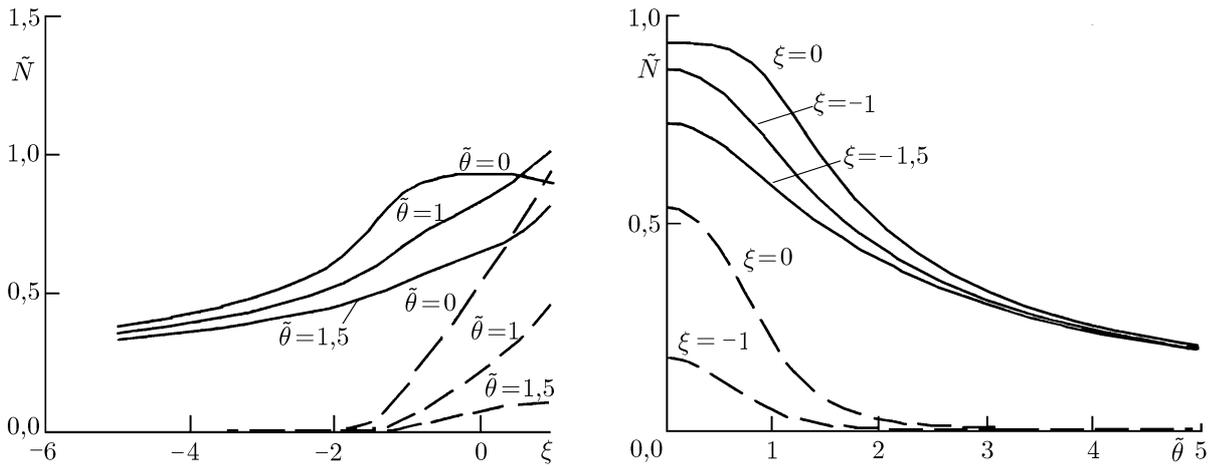


Рис. 1. Частотная и угловая зависимости нормированного показателя преломления для «докритической» плазмы: $\text{Re } \tilde{N}$ — сплошная линия, $\text{Im } \tilde{N}$ — пунктирная линия

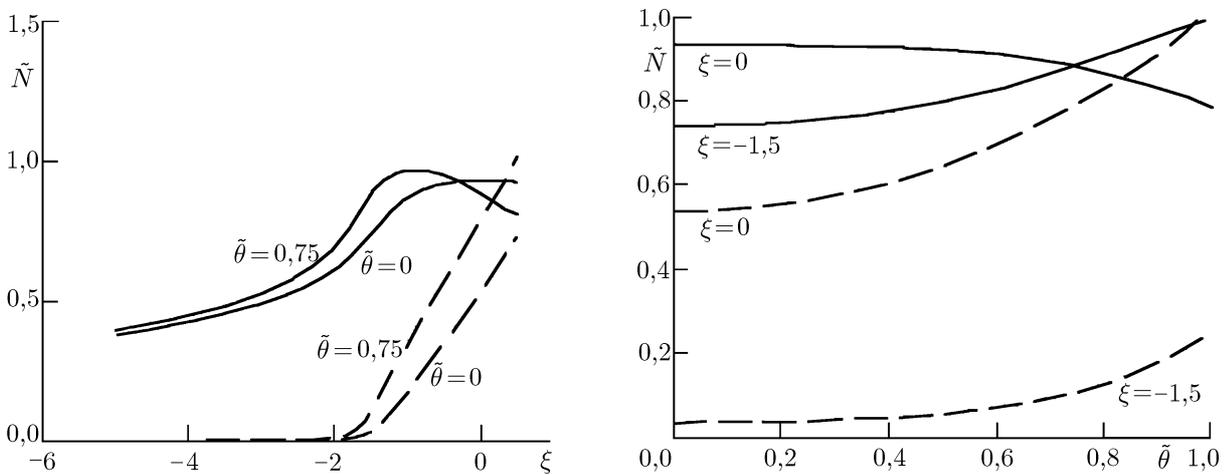


Рис. 2. Частотная и угловая зависимости нормированного показателя преломления для «закритической» плазмы: $\text{Re } \tilde{N}$ — сплошная линия, $\text{Im } \tilde{N}$ — пунктирная линия

частоты излучения). Видно, что в «докритической» плазме при распространении излучения в направлении убывания магнитного поля соотношение $\text{Im } N \ll \text{Re } N$ можно считать выполненным вплоть до нулевых расстройк при любых углах распространения. Это позволяет использовать аппарат геометрической оптики (лучевые траектории и малое поглощение вдоль них) вплоть до резонансных поверхностей ($\omega = \omega_B$). В случае «закритической» плазмы при малых углах распространения аппарат лучевых траекторий становится неприменимым до поверхности точного гирорезонанса (при безразмерных расстройках порядка -1).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получено приближённое дисперсионное уравнение для медленных волн с частотой, близкой к электронной циклотронной частоте, распространяющихся в плотной магнитоактивной плазме под малыми углами к магнитному полю. Найдены решения, определяющие показатель преломления и коэффициент циклотронного поглощения и не имеющие особенностей при стремлении направления распространения к продольному. Эти решения, определяющие дис-

персионные характеристики медленной волны в не исследованном ранее интервале углов вблизи продольного распространения, позволяют использовать аппарат лучевых траекторий для моделирования профилей энерговклада в прямых магнитных ловушках при продольном вводе микроволнового излучения в систему.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-17466 и 04-02-89005-НВО (NWO-RFBR 047.016.016)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Коллективные колебания в плазме. Атомиздат, 1975.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
3. Brambilla M. Kinetic Theory of Plasma Waves. Oxford: Clarendon Press, 1998.
4. Суворов Е. В., Фрайман А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 1. С. 67.

Поступила в редакцию 5 ноября 2004 г.; принята в печать 7 апреля 2005 г.

ELECTRON CYCLOTRON ABSORPTION OF MICROWAVES WITH SMALL PROPAGATION ANGLE IN DENSE PLASMA

E. D. Gospodchikov and E. V. Suvorov

Approximate dispersion equation for quasi longitudinal propagation of slow waves with frequency near the electron cyclotron frequency is derived. This dispersion relation is studied both using the perturbation method and numerically. The obtained cyclotron-absorption coefficients do not have a singularity in the limiting case of strictly longitudinal propagation and ensure correct transition to the well-known expressions for the cyclotron-absorption coefficient at sufficiently large propagation angles.

УДК 533.9.072+537.87.872.32

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ МЕТОДОМ ПРОБНЫХ СТРУКТУР

*М. В. Шаталина*¹, *Е. А. Мареев*¹, *С. В. Анисимов*², *Н. М. Шихова*²

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

² Геофизическая обсерватория «Борок» РАН, г. Борок Ярославской обл., Россия

Предложен метод пробных структур, позволяющий моделировать формирование пульсаций электрического поля в атмосфере. Проведены численные расчёты, необходимые для интерпретации найденных в натурных экспериментах закономерностей поведения спектров и структурных функций электрического поля. Анализ экспериментальных данных показывает, что напряжённость аэроэлектрического поля, будучи нелокальной величиной, формируется неоднородным распределением объёмных зарядов по области, окружающей точку наблюдения, что даёт возможность количественной оценки состояния пограничного слоя атмосферы, параметров электрогазодинамической турбулентности и конвекции по характеристикам спектральных и структурных функций поля.

ВВЕДЕНИЕ

Как было установлено в последнее время, пограничный слой атмосферы характеризуется наличием аэроэлектрических структур, проявляющихся в короткопериодных (с периодами от единиц до сотен секунд) пульсациях электрического поля [1–3]. Наиболее активно процесс формирования аэроэлектрических структур идёт в условиях интенсивной конвекции. Размеры таких структур определяются характерными масштабами изменения аэродинамических и электродинамических параметров атмосферы (в том числе высотой приземного слоя и масштабом «электродного» слоя атмосферы) [3, 4], а также неоднородностей нагрева земной (водной) поверхности. Формируясь в результате коллективных процессов или захвата конвективными ячейками положительных и отрицательных заряженных частиц (как ионов, так и аэрозолей), аэроэлектрические структуры перемещаются в потоке воздуха вдоль земной поверхности. Поскольку дальнейшая эволюция конвективных элементов приводит, в частности, к образованию облаков [5, 6], связь подобных конвективных элементов атмосферы с развитием аэроэлектрических структур приводит к предположению, что процессы разделения и аккумуляции зарядов характерны уже для ранних стадий развития облака. Очевидно, что разработка методов диагностики и моделирования аэроэлектрических структур важна для изучения и конвективных, и электрических процессов в нижней тропосфере. Развиваемый в настоящей работе метод пробных структур направлен, в первую очередь, на решение указанных задач.

Анализ экспериментальных данных показал, что спектры пульсаций аэроэлектрического поля в достаточно широкой полосе частот $10^{-2} \div 1$ Гц обычно подчиняются степенному закону, причём наиболее вероятные значения показателя спектра в условиях хорошей погоды находятся в интервале от $-3,0$ до $-2,2$ [7–9]. Поэтому в качестве одного из теоретических подходов к исследованию флуктуаций электрического поля можно рассматривать моделирование спектров электрогазодинамической турбулентности. В отдельных экспериментальных реализациях короткопериодные пульсации электрического поля, по-видимому, действительно связаны с турбулентным перемешиванием заряженных частиц [9–14]. Однако, в отличие от обычных для теории атмосферной турбулентности полей скорости, температуры и давления [15], напряжённость электрического поля нельзя считать локальной величиной, т. к. его флуктуации порождаются совокупным действием возмущений электрического заряда в окрестности точки наблюдения — в неоднородном

слое приземной атмосферы. При этом, как будет показано ниже, учёт вклада в электрическое поле последовательности импульсов, порождаемых модельными (пробными) аэроэлектрическими структурами, уже при самых простых предположениях приводит к степенным аппроксимациям спектров электрического поля и позволяет построить модель динамики поля, адекватную экспериментальным данным. Метод пробных структур даёт возможность описания особенностей взаимосвязи спектров и структурных функций поля, отмеченных в экспериментах и подробно рассмотренных в недавней работе [16], на основе нелокальности электрического поля.

Таким образом, измерения пульсаций электрического поля, а также плотности тока и заряда могут служить средством диагностики как электрических, так и динамических процессов в пограничном слое атмосферы, включая электрогазодинамическую турбулентность. Изучение механизмов генерации и совершенствование методики моделирования короткопериодных пульсаций электрического поля необходимо для получения информации о статистических характеристиках турбулентности и конвекции в различных областях атмосферы.

Настоящая работа посвящена численному моделированию динамики электрического поля в атмосфере методом пробных структур. Проанализировано влияние больших ансамблей и отдельных интенсивных пробных структур, а также низкочастотной модуляции скорости потока на спектр флуктуаций и структурную функцию поля. Предложен и реализован метод диагностики параметров аэроэлектрических структур (АэлС) на основе измерения короткопериодных флуктуаций электрического поля.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Эксперименты, результаты которых обсуждаются в настоящей работе, были выполнены с использованием метода разнесённого синхронного приёма пульсаций аэроэлектрического поля (подробнее см. [16]). Наблюдения проводились на полевом измерительном полигоне Геофизической обсерватории «Борок» РАН [58,03° с. ш.; 38,97° в. д.]. В качестве датчиков главной компоненты атмосферного электрического поля и её вариаций использовались электростатические флюксометры, специально разработанные для непрерывной работы в условиях полевого натурального эксперимента. Для длительных прецизионных измерений короткопериодных пульсаций аэроэлектрического поля в частотном диапазоне $\Delta f = 2 \cdot 10^{-2} \div 5$ Гц использовались электростатические индукционные датчики, которые представляют собой цилиндрические антенны с предварительным усилителем-интегратором, формирующим плоскую передаточную характеристику датчика. Установка состояла из двух «измерительных линеек», находящихся на расстоянии 5 м и содержащих по пять датчиков каждого типа в каждой из линий; расстояние между флюксометрами в линейке 10 м, расстояние между индукционными датчиками 3 м. В результате наблюдений был сформирован банк данных с объёмом 1 554 Мб, содержащий 39 пар файлов, каждый из которых содержал результаты измерений в течение суток. Процедура обработки включала спектральный, структурный и структурно-временной анализ вариаций напряжённости электрического поля [16].

Как уже отмечалось, спектры пульсаций электрического поля в достаточно широкой полосе частот $10^{-2} \div 1$ Гц обычно подчиняются степенному закону, причём наиболее вероятные значения показателя спектра в условиях хорошей погоды находятся в интервале от $-3,0$ до $-2,2$. В области частот $10^{-4} \div 10^{-2}$ Гц соответствующие спектры, как правило, характеризуются наличием спектральных составляющих, приводящих в различных реализациях к изменению показателя степени, отклонению от степенного закона и насыщению. На рис. 1 приведён характерный пример синхронных записей вариаций электрического поля, регистрируемых с использованием электростатических флюксометров (*а*), индукционных датчиков (*б*), а также спектр поля (*в*) и структурная функция (*г*). Процедура вычисления структурной функции и спектров, формиру-

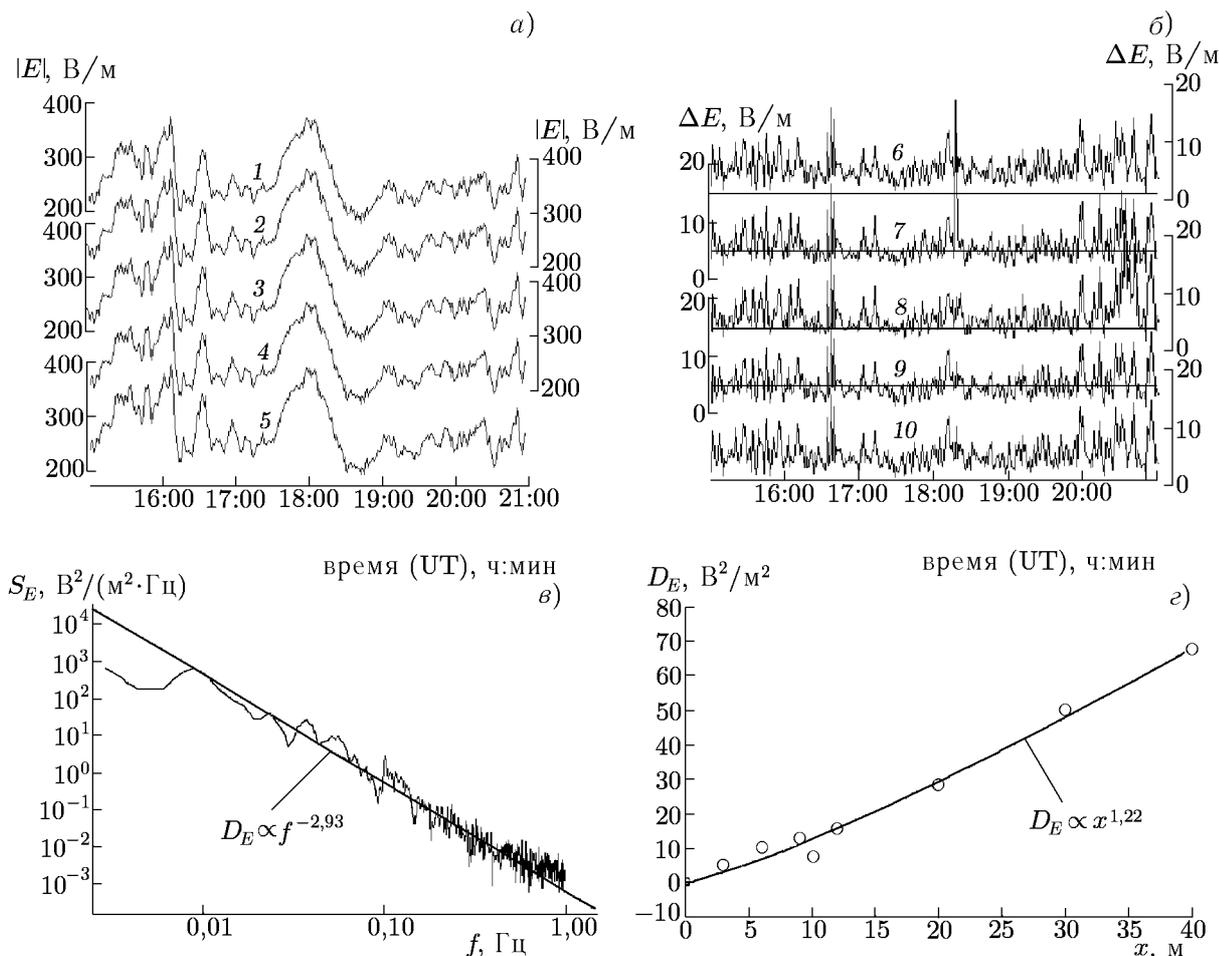


Рис. 1. Регистрограммы синхронных наблюдений приземного вертикального электрического поля атмосферы 29.08.01: каналы 1–5 — минутные средние напряжённости поля (а), каналы 6–10 — минутные стандартные отклонения поля аэроэлектрических пульсаций (б), а также спектр (в) и структурная функция (г) пульсаций поля для интервала 19:49–19:59 UT

емых на основе полученных данных, во всём диапазоне измеряемых частот подробно описана в [16]. Приведённые результаты получены для условий хорошей погоды. На регистрограммах хорошо видна последовательность вариаций электрического поля различной амплитуды (от десятков до ста пятидесяти вольт на метр), регистрируемая практически синхронно всеми десятью датчиками.

Ранее для описания формирования спектра флуктуаций напряжённости электрического поля нами была разработана теория, учитывающая турбулентное перемешивание заряженных частиц и наличие аэроэлектрических структур, и указана принципиальная роль нелокальности связи напряжённости электрического поля и плотности объёмного заряда в условиях пространственно-неоднородной турбулентности [2, 3, 7–9]. Действительно, в отличие от обсуждаемых в классической теории атмосферной турбулентности пульсаций скорости и температуры нейтрального газа, напряжённость аэроэлектрического поля является нелокальной величиной, которая определяется неоднородным распределением объёмных зарядов в пространстве вблизи точки наблюдения. В результате наклон спектра структурированных аэроэлектрических пульсаций существенно зависит

от локализации АэлС относительно точки наблюдения. Это очевидно, в частности, при рассмотрении следующих двух предельных случаев. Для идеально однородной турбулентности с «вмороженными», как пассивная примесь, объёмными зарядами спектр пульсаций поля в инерционном интервале $S_E(f) \propto f^{-11/3}$. В то же время спектр, генерируемый турбулентными пульсациями заряда внутри АэлС, удалённой от точки наблюдения, оказывается пропорциональным $f^{-5/3}$, если плотность заряда по-прежнему ведёт себя как пассивная примесь (подробнее см. Приложение). В реальных экспериментах, как мы видели, реализуются промежуточные значения показателей спектра пульсаций электрического поля в достаточно явно выраженном интервале самоподобия, охватывающем две декады по частоте. В настоящей работе для построения модели электрогазодинамической турбулентности в атмосфере применяется дискретный метод пробных структур, впервые использованный в работах [16, 17]. При этом никаких предположений о характере газодинамической турбулентности вообще не делается.

Как известно, задача восстановления источников квазистатического поля по его регистраграммам в конечном числе точек на поверхности относится к классу некорректно поставленных задач. Однако с учётом имеющейся экспериментальной информации о скорости переноса источников вдоль поверхности Земли естественно предложить процедуру регуляризации задачи, проводя поиск в классе источников, движущихся с определённой скоростью в заданном направлении. В рамках данной процедуры разработана численная модель расчёта флуктуаций поля на поверхности Земли. Пробные структуры задавались следующими параметрами: зарядом Q , дипольным моментом P_x , горизонтальной скоростью $V_x \equiv V$ и координатой $\mathbf{r}' = (x', y', z')$; ось z направлена вверх перпендикулярно поверхности Земли, ось x совпадает с линией расположения приёмников. Вертикальное электрическое поле, создаваемое i -й структурой в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$, в квазистатическом приближении рассчитывалось по формулам

$$E_{m_i}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}') = \frac{2Q_i z'_i}{\{[(x'_i - x) + V_i t]^2 + (y'_i - y)^2 + (z'_i - z)^2\}^{3/2}} \quad (1)$$

для монополя и

$$E_{d_i}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}') = \frac{6P_{x_i} z'_i (x'_i + V_i t)}{\{[(x'_i - x) + V_i t]^2 + (y'_i - y)^2 + (z'_i - z)^2\}^{5/2}} \quad (2)$$

для горизонтального диполя (с учётом принципа отражения и идеальной проводимости Земли). Тогда ансамбль из N заряженных структур создаёт в точке наблюдения \mathbf{r} электрическое поле $E_z(\mathbf{r}, t)$, равное суперпозиции полей отдельных структур:

$$E_z(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N (E_{m_i} + E_{d_i}). \quad (3)$$

Структурная функция вертикальной компоненты поля E_z рассчитывается по следующей формуле:

$$D_E(\mathbf{r}) = \overline{\sum |\Delta E_z(\mathbf{r}_0, t) - \Delta E_z(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t)|^2}, \quad (4)$$

где $\Delta E_z(\mathbf{r}_0, t)$ — флуктуации поля. При вычислении структурной функции усреднение по ансамблю из N частиц заменялось усреднением по времени измерений в предположении эргодичности процесса:

$$D_E(\mathbf{r}) = \frac{1}{T} \int_0^T |E_z(\mathbf{r}_0, t) - E_z(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t)|^2 dt. \quad (5)$$

Вначале задавались случайные параметры структур и вычислялось электрическое поле $E_z(x, t)$, создаваемое на виртуальных приёмниках, расположенных вдоль оси x в интервале $x \in [0, L_D]$, где L_D — расстояние порядка 100 м. После этого по формуле (5) рассчитывалась структурная функция $D_E(x)$. Спектр электрического поля $S_E(f)$ вычислялся для точки $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$ с помощью быстрого преобразования Фурье с применением процедуры предварительного вычитания среднего. При выборе параметров структур считалось выполненным соотношение $L_D \ll L_z \ll \ll L_\perp$, где L_\perp — характерный масштаб области, занятой структурами, в плоскости xy , L_z — интервал распределения структур по высоте. Как показал предварительный численный анализ, вследствие того, что вклад каждой отдельной структуры в измеряемое электрическое поле обратно пропорционален квадрату расстояния, а приёмники расположены на одной прямой вдоль оси x , влияние структур с отличной от нуля поперечной координатой y можно не учитывать. Ниже представлены результаты моделирования динамики электрического поля с учётом структур, летящих со скоростью V вдоль оси x в плоскости xz , со случайной начальной координатой x_0 и случайным зарядом. Оказалось, что поведение поля во времени и соответствующий спектр близки к экспериментальным, если распределение пробных структур (общим числом $N \sim 10^1 \div \div 10^3$), представляет собой несколько слоёв монополей, движущихся со скоростью $1 \div 2$ м/с на высотах 5, 20, 50, 100 и более метров, а заряд структур в среднем растёт с ростом высоты от 0,1 ед. СГСЭ на нижнем уровне до 1000 ед. СГСЭ на верхнем уровне. Данное распределение отвечает тому обстоятельству, что суммарный заряд крупной структуры пропорционален её объёму, и такие структуры реально могут сформироваться лишь на достаточно большой высоте, при этом концентрация крупных структур мала по сравнению с концентрацией мелких. Вклад мелких неоднородностей заряда, летящих на больших высотах, можно не учитывать.

Численные эксперименты показали, что достаточно представительный ансамбль структур, распределённых по высоте и заряду, формирует пульсации поля со статистическими свойствами, близкими к наблюдаемым в эксперименте. Для выяснения наклона полученные спектры пульсаций аппроксимировались степенными функциями $S_E(f) \propto f^{-\alpha_S}$. Результаты расчётов представлены на рис. 2–4.

На рис. 2 приведены результаты расчёта для 500 аэроэлектрических структур, распределённых в слое высотой 110 м. Наклон спектра равен $\alpha_S = 2,66$ (спектр аппроксимировался в интервале частот $0,01 \div 0,1$ Гц); структурная функция растёт на малых масштабах с показателем степени $\alpha_D = 0,91$.

На рис. 3 продемонстрировано влияние отдельного «интенсивного» диполя на спектр и структурную функцию поля, генерируемого ансамблем пробных структур. Оказалось, что источники с большим дипольным моментом ведут к уменьшению наклона спектра в области самоподобия и увеличению показателя степени структурной функции аэроэлектрических пульсаций. В данном случае эти показатели составили $\alpha_S = 3,58$, $\alpha_D = 1,22$ для облака монополей и $\alpha_S = 2,76$, $\alpha_D = 1,43$ при наличии интенсивного диполя (спектры аппроксимировались на интервале $0,01 \div \div 0,1$ Гц).

Как видно, в рамках предложенной модели связь между наклоном спектра и показателем степени структурной функции отличаются от «классической» ($\alpha_D = \alpha_S - 1$), справедливой для колмогоровской турбулентности. Данное обстоятельство является следствием нелокального характера измеряемой величины (электрического поля) в рассматриваемой неоднородной среде и подробно обсуждается в работе [16]. Отметим, что связь показателей степени структурных функций и индексов наклона спектра несколько менялась в зависимости от параметров случайно выбранного ансамбля структур, причём важную роль играл выбор интервалов аппроксимации соответствующих зависимостей, определяемый условиями натурального эксперимента. В исследуемом интервале частот и масштабов эта связь в среднем оказалась близкой к полученным в

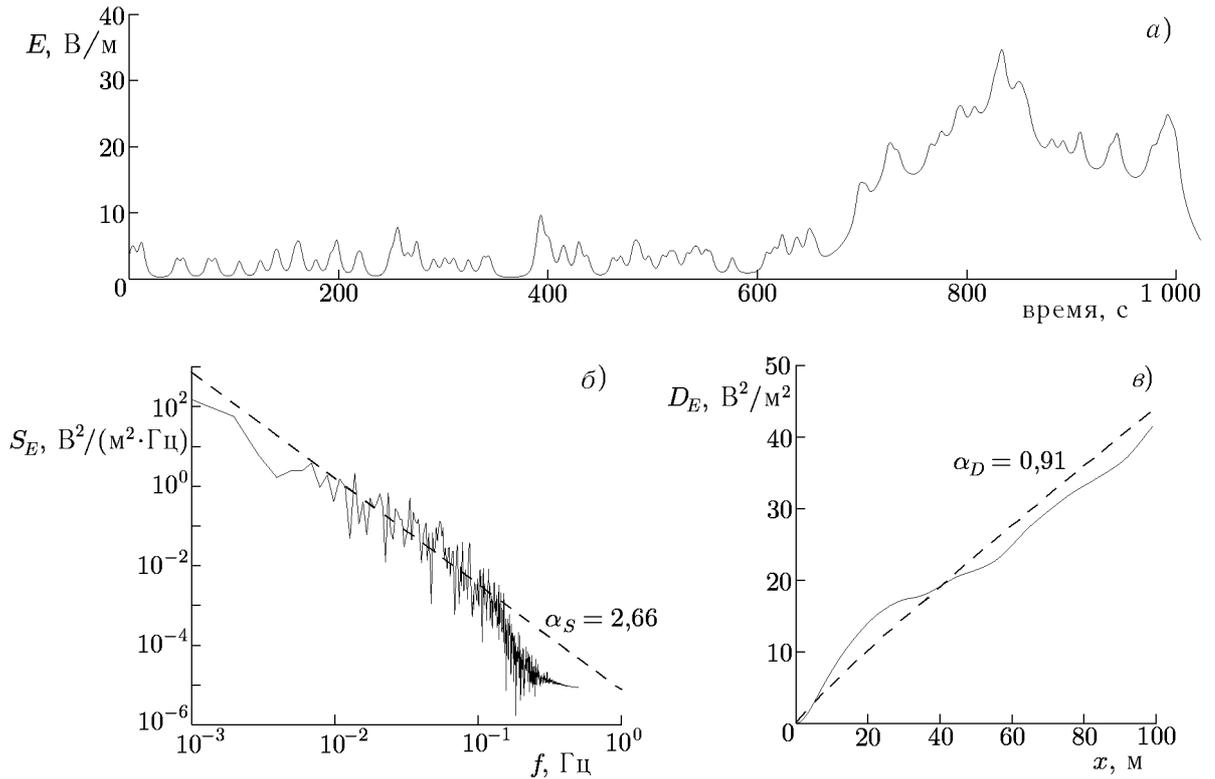


Рис. 2. Пример расчёта приземного электрического поля (а), спектра (б) и структурной функции (в) для ансамбля монопольных структур: $N = 500$, $V = 1$ м/с, $Q \in [0,1, 1000]$ ед. СГСЭ

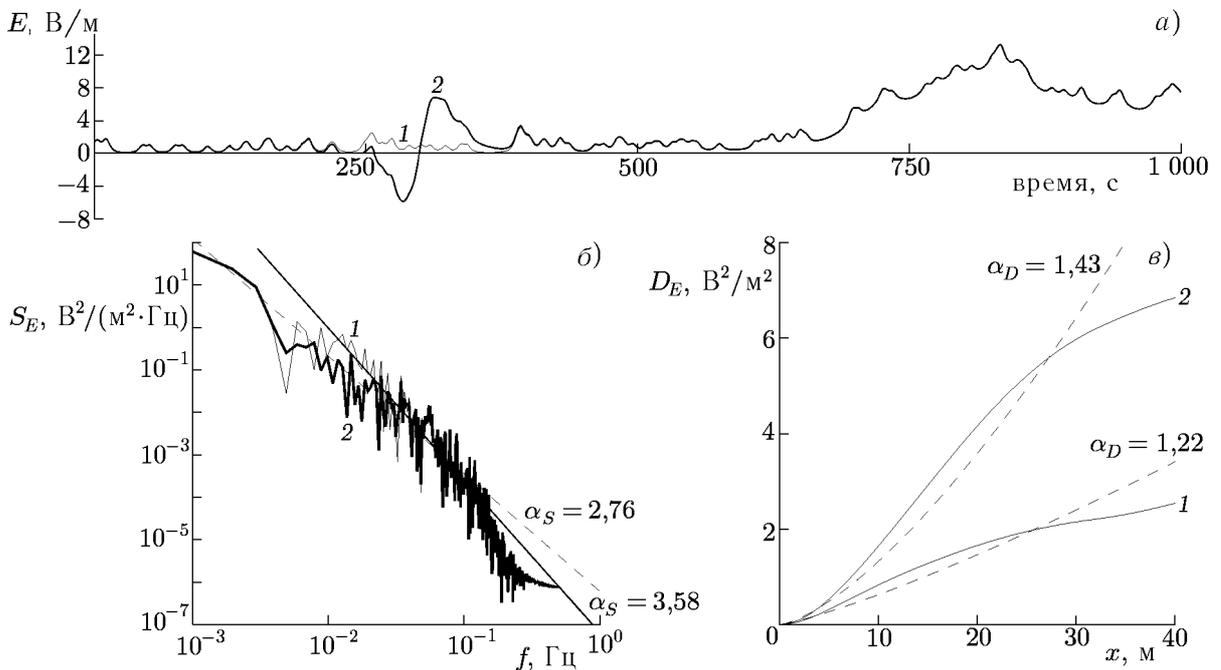


Рис. 3. Влияние большой дипольной структуры на приземное электрическое поле (а), спектр (б) и структурную функцию (в) для ансамбля монопольных структур. Кривые 1 получены в случае без дипольной структуры, 2 — с дипольной структурой; $N = 260$, $V = 1$ м/с, $Q \in [0,1, 1000]$ ед. СГСЭ, дипольный момент $P_x = 10^5$ ед.СГСЭ · см

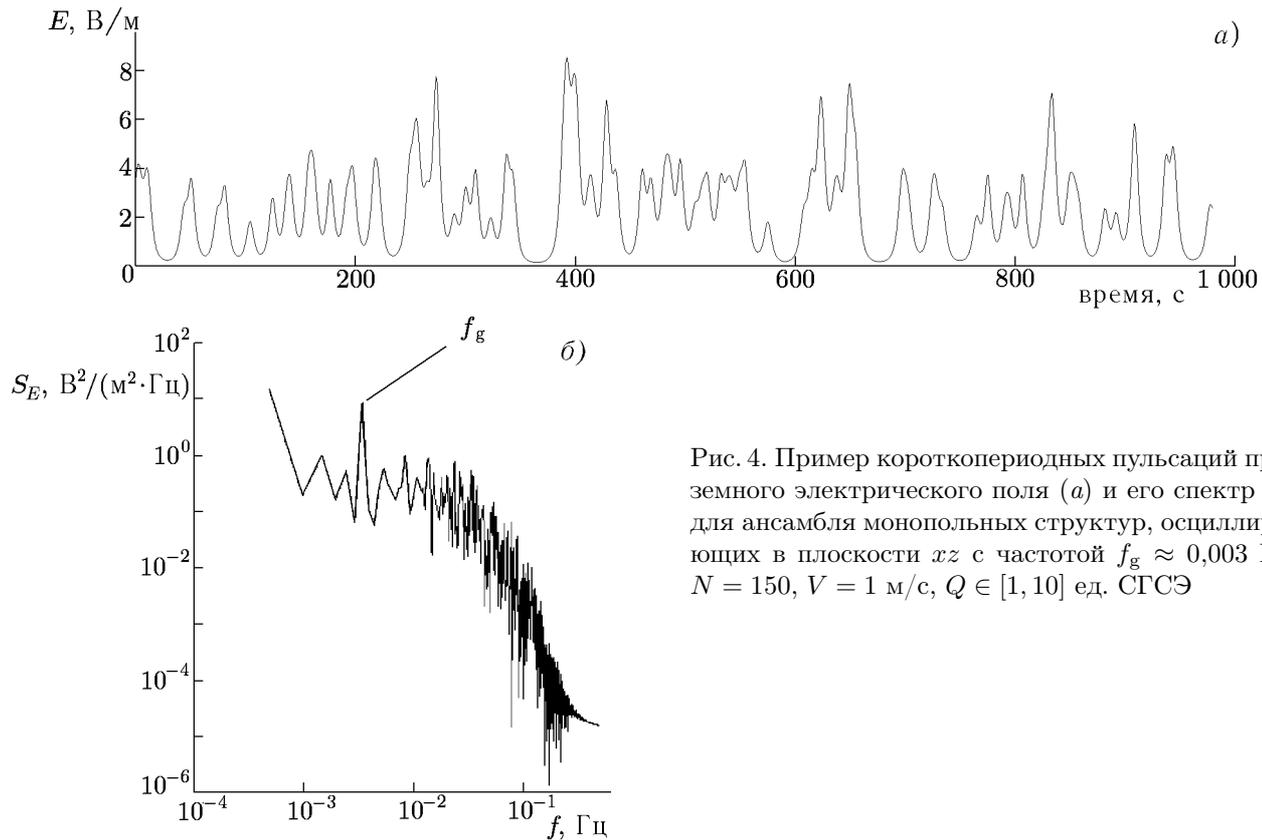


Рис. 4. Пример короткопериодных пульсаций приземного электрического поля (а) и его спектр (б) для ансамбля монополярных структур, осциллирующих в плоскости xz с частотой $f_g \approx 0,003$ Гц, $N = 150$, $V = 1$ м/с, $Q \in [1, 10]$ ед. СГСЭ

эксперименте соотношениям.

Предлагаемый метод пробных структур позволяет моделировать влияние внутренних гравитационных волн в пограничном слое атмосферы на формирование аэроэлектрических пульсаций. Ниже приведены результаты анализа ансамбля структур, осциллирующих в плоскости xz с периодом $T_g = 5$ мин (с частотой $f_g \approx 0,003$ Гц), который соответствует одному из типичных периодов наиболее «высокочастотных» волн в атмосфере [6]. Расчёты показали, что ансамбль структур, находящийся в поле внутренней гравитационной волны, генерирует электрическое поле, максимум спектра которого соответствует частоте волны $f_g \approx 0,003$ Гц (рис. 4). Для последнего случая вычисления велись в классе движущихся на небольшой высоте монополярных пробных структур. В целом же влияние гравитационных волн на электрогазодинамическую турбулентность представляет собой крупную проблему, требующую специального исследования.

Таким образом, приведённые в данном разделе результаты модельных экспериментов показывают, что для численного исследования динамики аэроэлектрического поля необходимо учитывать неоднородность пространственного распределения объёмных зарядов в пограничном слое атмосферы.

2. ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОКРУЖЕНИЯ

В настоящем разделе реализован следующий алгоритм анализа экспериментальных данных, позволяющий осуществлять диагностику электрического состояния пограничного слоя атмосферы, включая параметры и распределение аэроэлектрических структур. Из напряжённости электрического поля, регистрируемого при натуральных наблюдениях, на первом этапе вычитается его

среднее значение за некоторый достаточно большой интервал. Полученный результат рассматривается и анализируется как совокупность флуктуаций поля, обусловленных вкладом локальных пробных структур. На основании анализа результатов численных и натуральных экспериментов было решено ограничиться рассмотрением наборов только монополярных разноимённо заряженных структур, т. к. моменты более высокого порядка в результате такой процедуры восстанавливаются автоматически.

В силу принципа суперпозиции в квазиэлектростатике любое распределение электрических зарядов можно представить в виде суммы полей монополей. Если соответствующий «элементарный» заряд не проявляет себя отдельным всплеском сигнала датчика, то он вообще не вносит вклад в создаваемое поле. Даже маленький по размеру диполь на определённом шаге итерационного процесса восстанавливается как пара монополярных зарядов разного знака. Однако при восстановлении небольших по размеру диполей данная процедура может быть заведомо связана с превышением точности анализа результатов конкретных экспериментов.

Одним из критериев корректности процедуры восстановления распределения зарядов являлось адекватное восстановление структурной функции, формируемой ансамблем пробных структур, движущихся горизонтально вдоль линейки датчиков (наряду с восстановлением временной реализации поля на отдельном датчике и её спектра).

Таким образом, для расчёта напряжённости поля отдельной структуры можно воспользоваться выражением (1). В этом простейшем приближении восстанавливаемые структуры характеризуются начальными координатами (x_0, y_0, z_0) , зарядом Q и постоянной горизонтальной скоростью V . Поскольку программой эксперимента не предусматривались синхронные измерения скорости ветра, параметр V выбирался равным $1 \div 2$ м/с, что характерно для условий хорошей погоды, которые периодически контролировались при проведении натуральных аэроэлектрических наблюдений. Учёт произвольного направления скорости ветра относительно оси линейки датчиков не представляет принципиальных трудностей и предполагается в процессе дальнейшего развития модели. Учитывая, что электрическое поле структуры достаточно быстро убывает с расстоянием, а также тот факт, что экспериментальные измерения электрического поля велись в основном с использованием линейки датчиков, выстроенных вдоль одной прямой, можно считать все структуры движущимися в плоскости xz , т. е. положить $y_0 = 0$. Таким образом, максимум поля определяется условием $x_0 = -Vt_{\max}$, и поле в максимуме равно

$$E_{\max} = 2Q/z_0^2. \quad (6)$$

На каждом шаге итераций вычисляется вклад элементарных структур, причём расчёт начинается с источников, отвечающих наибольшим по амплитуде и продолжительности вариациям напряжённости электрического поля. Рассчитанная величина поля модельных структур вычитается из исходной реализации. Таким образом вычисления ведутся до тех пор, пока модуль разности восстановленной напряжённости электрического поля и экспериментально измеренной становится меньше заданной величины (0,1% от исходного поля) для каждого момента времени.

Пример применения изложенной процедуры к анализу данных эксперимента приведён на рис. 5–7. На основе данных, полученных в ходе наблюдений 29 августа 2001 года в течение 16:30–18:30 UT (см. рис. 1), согласно предложенному алгоритму были получены параметры 557 модельных структур. Распределение структур и их зарядов в пространстве представлено на рис. 5. На рис. 6 приведено электрическое поле, рассчитанное для ста наиболее интенсивных структур, в сравнении с экспериментально измеренным, а на рис. 7 — спектр и структурная функция этого модельного поля.

Считая заданной плотность электрического заряда ρ внутри аэроэлектрической структуры, можно оценить её характерный масштаб. Для такой оценки было принято значение $\rho = 50$ е/см³,

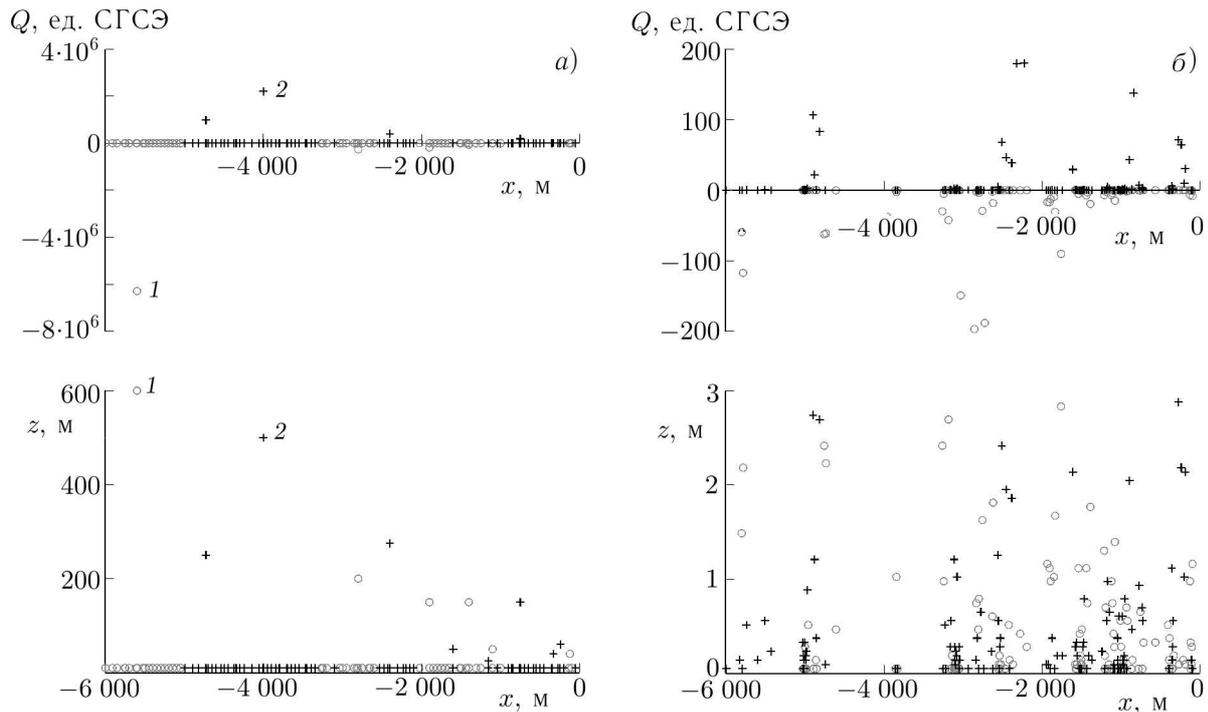


Рис. 5. Распределение структур по заряду (вверху) и в плоскости xz (внизу) во всё пространство (а) и в интервале высот от 0 до 3 м (б) в начальный момент времени. Положительные заряды обозначены символом +, отрицательные — символом —

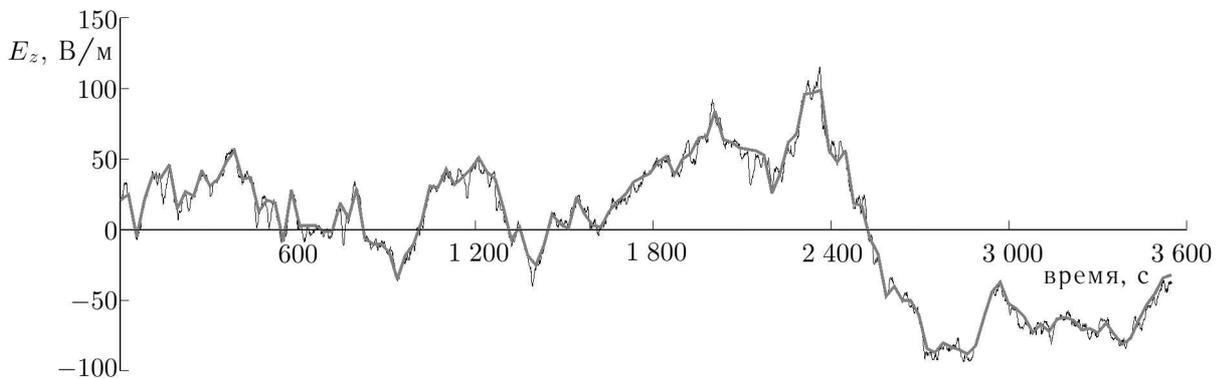


Рис. 6. Вертикальное электрическое поле: усреднённые экспериментальные данные (чёрная линия) и модельное распределение (серая линия) на основе данных для первых 100 структур, полученных при последовательных итерациях

где e — элементарный заряд, характерное для развитого электродного эффекта [4, 18–20] и фиксировавшееся ранее в измерениях возмущений плотности заряда в приземном слое [21]. Так, для каждой из двух наиболее интенсивных структур (см. точки 1 и 2 на рис. 5а) получаем объём $10^7 \div 10^8$ м³. Естественно предположить, что паре монополярных структур разного знака, близких по значению и летящих на близкой высоте, соответствует единая дипольная структура. Поэтому отмеченные структуры 1 и 2 можно рассматривать как одно крупное поляризованное облако с наклонным дипольным моментом, горизонтальным размером около 4 км, вертикальным размером

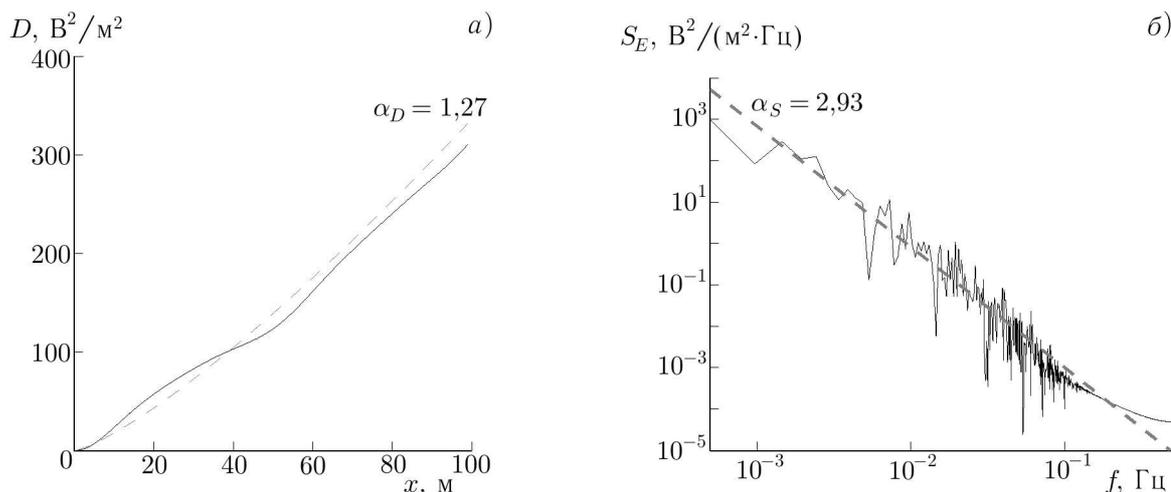


Рис. 7. Структурная функция (а) и спектр (б) модельного электрического поля; $\alpha_S = 2,93$, $\alpha_D = 1,27$

около 200 м и высотой пролёта над приёмником около 500 м. Наряду с нескомпенсированным зарядом, захваченным вследствие электродного эффекта, определённый вклад могут вносить коллективные эффекты взаимодействия лёгких ионов, мелких аэрозолей и гидрометеоров, а также поляризация структуры во внешнем электрическом поле [2]. В процессе дальнейшей эволюции аэроэлектрической структуры в ней могут начаться процессы разделения заряда и фазовых переходов воды, характерные для облака. В более специальных условиях (например, при пылевых бурях) возмущения плотности заряда и электрического поля на поверхности Земли могут стать существенно более сильными вследствие интенсивных процессов разделения зарядов при трении [22].

Таким образом, в настоящем разделе предложен метод диагностики параметров аэроэлектрических структур на основе экспериментальных данных по разнесённому приёму электрического поля в атмосфере. Дальнейшее развитие метода связано, в первую очередь, с увеличением точности метода, рассмотрением моделей с элементарными источниками в виде точечных диполей и усложнением геометрии модели.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен и реализован метод пробных структур для моделирования и диагностики электродинамики пограничного слоя атмосферы. Приведены результаты численных экспериментов, необходимых для интерпретации найденных в натуральных экспериментах взаимосвязей параметров спектров и структурных функций короткопериодных пульсаций электрического поля. Разработан итерационный алгоритм восстановления параметров аэроэлектрических структур. Найденны условия, при которых ансамбль модельных структур, распределённых по высоте и интенсивности, формирует пульсации поля со статистическими свойствами, близкими к наблюдаемым, в частности генерирует временные реализации со спектрами, обнаруживающими свойства самоподобия в диапазоне частот $10^{-2} \div 1$ Гц.

Результаты исследований показывают, что комплексные измерения характеристик пульсаций аэроэлектрического поля приземного слоя могут служить средством диагностики динамических процессов в пограничном слое атмосферы, включая электрогазодинамическую турбулентность. Изучение механизмов генерации и совершенствование методики моделирования короткопериод-

ных пульсаций электрического поля необходимо для получения информации о статистических характеристиках турбулентности и конвекции в различных областях атмосферы (в приземном слое, в конвективном облаке и т. д.) в разных метеорологических условиях. С их помощью можно выявить закономерности формирования электрического состояния той или иной области атмосферы, а также взаимного влияния электродинамических и газодинамических процессов. Указанные выводы представляют принципиальную важность для исследования характеристик конвекции и электрогазодинамической турбулентности в атмосфере с использованием разнесённого приёма пульсаций электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 04-02-16634 и 03-05-64449), Программы Отделения физических наук и Отделения наук о Земле РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований», Фонда содействия отечественной науке.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для ряда задач диагностики электрического поля в атмосфере представляет интерес учёт вклада крупномасштабных структур, заполненных электрогазодинамической турбулентностью. В предположении, что турбулентность колмогоровская, а плотность электрического заряда является пассивной примесью, этот вклад можно вычислить аналитически (подробнее см. [9]). Рассмотрим спектр пульсаций, порождаемый структурами, которые заполнены турбулентным газом. Представим плотность электрического заряда аэроэлектрической структуры с объёмом V_{str} , перемещающейся вдоль оси x со скоростью V на высоте z_0 , в виде $\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(x - Vt, y, z)$. Если плотность заряда является пассивной примесью, то спектр электрического поля, создаваемого такой структурой, представляет собой свёртку спектров мелкомасштабной однородной турбулентности и изолированной структуры и выражается формулой

$$S_E(\omega) = \frac{10^{-2} \sigma_\rho^2 V_{\text{str}}^2}{2z_0^3 L_0^{2/3} V^2} \int_{-\infty}^{+\infty} F(2|\omega - \Omega| z_0/V) \left(k_0^2 + \frac{\Omega^2}{V^2} \right)^{-5/6} d\Omega, \quad (7)$$

где L_0 — внешний масштаб турбулентности, σ_ρ — проводимость,

$$F = (3 + 6|\omega - \Omega| z_0/V + 4|\omega - \Omega|^2 z_0^2/V^2) \exp(-2|\omega - \Omega| z_0/V) \quad (8)$$

— спектр изолированной структуры: $F \propto |\omega| z_0/V$. Отсюда в предельном случае $L_0 \ll z_0$, когда масштабы функций сильно отличаются, легко получить спектр поля изолированной структуры $S_E(\omega) \propto \omega^{-5/3}$, удовлетворяющий универсальному «закону $-5/3$ ». В общем случае интеграл в (7) можно исследовать численно (см. рис. 8).

На рис. 8 видно, что спектр спадает степенным образом на частотах $f > 0,01$ Гц и практически не зависит от f в низкочастотной области. Если аппроксимировать полученный спектр на интервале $0,05 \div 0,15$ Гц степенной функцией: $S_E(f) \propto f^{-\alpha_s}$, оказывается, что показатель спектра, приблизительно равный $-1,6$, близок к «закону $-5/3$ » и слабо зависит от параметров модели. При увеличении L_0 «завал» спектра происходит при более низких частотах. Дополнительный анализ показал, что изменение параметров L_0 и z_0 в достаточно широком диапазоне при соблюдении условия $L_0 \ll z_0$ не меняет характер спектра. Оказалось, что качественно картина решения (вид кривой и степень наклона при больших частотах) не меняется и при $L_0 \approx z_0$.

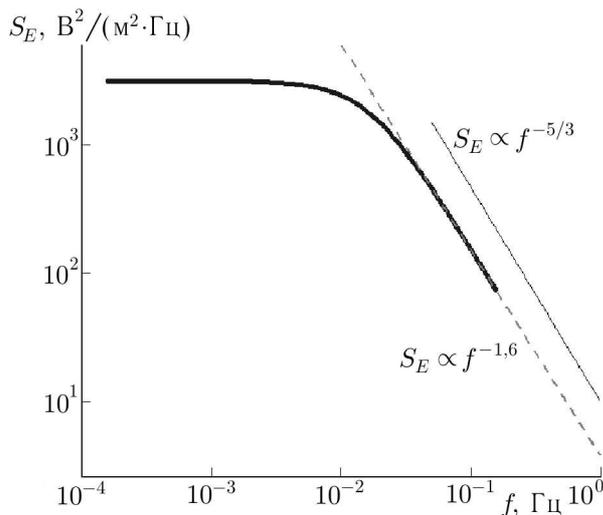


Рис. 8. Пример спектра электрического поля для следующих параметров: $z_0 = 1500$ м, $L_0 = 60$ м, $V_{\text{str}} = 2,7 \cdot 10^4$ м³, $\sigma_\rho = 10^{-11}$ с⁻¹. Для сравнения на графике приведена зависимость $f^{-5/3}$

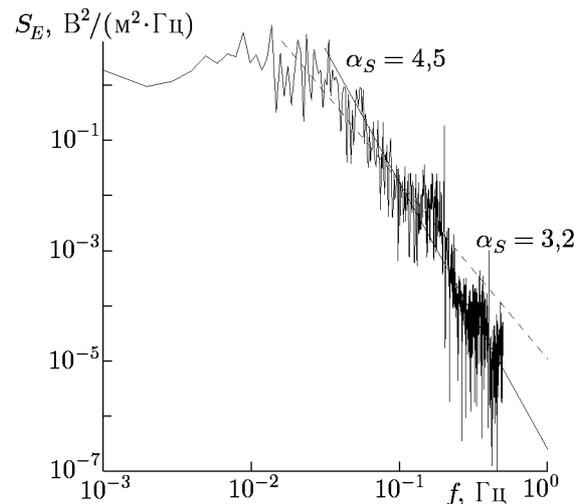


Рис. 9. Пример спектра электрического поля ансамбля вращающихся монополярных структур: $N = 100$, $V = 1$ м/с, $Q = 10$ ед. СГСЭ, $z_0 = 5$ м, радиус вращения $R = 1$ м, частота вращения $f_{\text{turb}} = 0,2$ Гц

Интересно, что подобный вид спектра получается, когда турбулентность представляется в виде потока электрогазодинамических вихрей — монополей, вращающихся с некоторой угловой скоростью. Так, для ансамбля структур, летящих над землёй со скоростью 1 м/с и вращающихся (в попутной системе отсчёта) в плоскости xz по окружности радиуса $R = 1$ м и частотой $f_{\text{turb}} = 0,2$ Гц, спектр ведёт себя подобным образом: плато на частотах меньше 0,02 Гц и степенной спад с показателем около $-4,5$ при больших частотах (рис. 9). Кроме того, в спектре наблюдается максимум на частоте вращения структур. В данном примере были выбраны следующие параметры структур: заряд $Q = 10$ ед. СГСЭ, высота $z_0 = 5$ м.

Структурная функция в данном случае резко растёт на малых масштабах, а затем испытывает квазипериодические осцилляции вблизи уровня насыщения.

Рассмотренные в данном приложении примеры могут быть полезны при анализе вклада крупных аэроэлектрических структур, заполненных турбулентностью, в частности классического конвективного облака.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anisimov S. V., Mareev E. A., Bakastov S. S. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 14 359.
2. Anisimov S. V., Bakastov S. S., Mareev E. A. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 10 603.
3. Анисимов С. В., Мареев Е. А. // Докл. РАН. 2000. Т. 371, № 1. С. 101.
4. Willett J. C. // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. P. 402.
5. Винниченко Н. К., Пинус Н. З., Шметер С. М. и др. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 288 с.
6. Ньистадт Ф., Ван-Доп Х. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 352 с.
7. Anisimov S. V., Mareev E. A., Shikhova N. M., Dmitriev E. M. // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29, No. 23. P. 2 217, doi: 10.1029/2002 GL015765.

8. Анисимов С. В., Мареев Е. А. // Докл. РАН. 2001. Т. 381, № 1. С. 107.
9. Анисимов С. В., Мареев Е. А., Шихова Н. М., Дмитриев Э. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 7. С. 562.
10. Hoppel W. A., Anderson R. V., Willett J. C. // The Earth's Electrical Environment / Ed. by E. P. Krider and R. G. Roble. Washington: National Academy Press, 1986. P. 149.
11. Israel H. // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1959. V. 89. P. 91.
12. Anderson R. V. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 1 216.
13. Israelsson S., Knudsen E. // Proceedings on Atmospheric Electricity / Ed. by L. H. Ruhnke and J. Latham. Hampton, VA: A. Deepak, 1983. P. 135.
14. Anisimov S. V., Mareev E. A., Trakhtengerts V. Y. // Res. Lett. Atmos. Electr. 1990. V. 10. P. 110.
15. Обухов А. М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 413 с.
16. Анисимов С. В., Шихова Н. М., Мареев Е. А., Шаталина М. В. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39, № 6. С. 765.
17. Шаталина М. В. // Труды 5-й Российской конф. по атмосферному электричеству. Владимир, 2003. Т. 1. С. 150.
18. Tuomi T. J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44. P. 737.
19. Mareev E. A., Israelsson S., Knudsen E., et al. // Ann. Geophys. 1996. V. 14. P. 1 095.
20. Israelsson S., Knudsen E., Anisimov S. V. // J. Atm. Terr. Phys. 1994. V. 56. P. 1 545.
21. Ogden T. L., Hutchinson W. C. A. // J. Atm. Terr. Phys. 1970. V. 32. P. 1 131.
22. Смирнов В. В. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 51. С. 616.

Поступила в редакцию 27 мая 2004 г.; принята в печать 28 апреля 2005 г.

MODELING OF THE ATMOSPHERE ELECTRIC FIELD DYNAMICS USING THE TEST-STRUCTURE METHOD

M. V. Shatalina, E. A. Mareev, S. V. Anisimov, and N. M. Shikhova

We propose the test-structure method for modeling of the electric field pulsation in the atmosphere. Numerical calculations necessary for the interpretation of the behavior of experimental spectra and structure functions of the electric field are performed. Analysis of experimental data shows that the electric field strength, being a nonlocal quantity, is formed by an inhomogeneous distribution of space charges surrounding the observation point. Quantitative assessments of the state of the atmospheric boundary layer, aero-electrodynamics turbulence and convection parameters are discussed on the basis of spectral and structural function characteristics of the electric field pulsations.

УДК 621.371.165+528.044.4

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СВЧ СИГНАЛА ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ В ХОДЕ НАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В. Ю. Караев, Е. М. Мешков, Г. Н. Баландина, Э. М. Зуйкова, В. Ю. Гольдблат, В. И. Туттов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе приведены результаты обработки данных натурального эксперимента по изучению отражения СВЧ сигнала взволнованной водной поверхностью и выполнено сравнение с теоретическими оценками. Измерения проводились последовательно радиолокатором с параболической антенной и антенной с ножевой диаграммой направленности. Радиолокатор был смонтирован на Молитовском мосту через р. Ока (г. Нижний Новгород) на высоте 40 м. Для радиолокатора с ножевой диаграммой направленности исследовалась зависимость мощности отражённого сигнала, смещения и ширины доплеровского спектра от азимутального угла при надирном зондировании. Для параболической антенны исследовалась зависимость мощности отражённого сигнала от угла падения. Сравнение с экспериментом показало, что разработанная теоретическая модель доплеровского спектра находится в хорошем соответствии с наблюдениями.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение механизма рассеяния радиоволн сантиметрового диапазона взволнованной водной поверхностью ведётся уже несколько десятилетий. В результате теоретических и экспериментальных исследований достигнуты значительные успехи в понимании сложного механизма рассеяния излучения морской поверхностью [1–5]. Это позволило перейти к решению задач, имеющих важное прикладное значение, например к определению скорости и направления приповерхностного ветра, измерению дисперсии наклонов поверхности и высоты значительного волнения с помощью радиолокационных систем.

В данной работе мы рассмотрим особенности обратного рассеяния радиолокационного сигнала СВЧ диапазона при малых углах падения. Сечение обратного рассеяния при малых углах падения зависит от скорости ветра (через спектральную плотность сантиметрового ряби) и дисперсии наклонов крупномасштабного волнения, т. е. от двух неизвестных переменных. Параметры крупномасштабного волнения, в свою очередь, сложным образом зависят от скорости ветра, степени развития волнения, наличия зыби на поверхности волн. Следовательно, измеряя только сечение обратного рассеяния, невозможно одновременно восстановить скорость ветра и дисперсию наклонов. Поэтому по сечению обратного рассеяния стараются определить более важный параметр — скорость приповерхностного ветра, а наклоны крупномасштабного волнения в этом случае выступают в роли помехи, ухудшающей точность восстановления скорости ветра и приводящей к неоднозначности решения обратной задачи.

Измерение наклонов поверхности независимым способом позволит избавиться от этой «помехи» и повысить точность определения скорости ветра по радиоальтиметрическим данным по сравнению с существующими однопараметрическими алгоритмами, где предполагается однозначная связь между скоростью ветра и мощностью отражённого сигнала (см., например, [6–8]).

Разработка новых методов и алгоритмов измерения параметров морской поверхности с помощью радиолокационной измерительной аппаратуры является нашей долговременной целью, и результаты, полученные в ходе данного исследования, позволяют продвинуться к её достижению.

В ходе теоретического анализа обратного рассеяния при малых углах падения была построена модель сечения обратного рассеяния с учётом ширины диаграммы направленности антенны [9, 10]. Было показано, что применение радиолокатора с ножевой диаграммой направленности открывает возможности для измерения дисперсии наклонов морской поверхности и определения направления распространения волнения с движущегося носителя. Эксперимент подтвердил теоретические выводы [11, 12].

При размещении радиолокационной системы на движущемся носителе для восстановления параметров рассеивающей поверхности обычно используются энергетические характеристики отражённого сигнала, в частности сечение обратного рассеяния. Это связано с тем, что скорость движения радиолокатора оказывает сильное влияние на спектральные характеристики отражённого сигнала, и восстановление орбитальных скоростей, связанных с поверхностным волнением, становится невозможным. Тем не менее, выполненный нами теоретический анализ [13] показал, что доплеровский спектр может служить источником информации о рассеивающей поверхности и при измерении с движущегося носителя (самолёт, спутник). К сожалению, провести такие измерения нам пока не удалось. В настоящее время в нашем распоряжении есть только результаты измерений доплеровского спектра, полученные с помощью неподвижного радиолокатора.

Данное исследование является продолжением наших работ, направленных на изучение возможности применения спектральных характеристик отражённого электромагнитного поля к решению обратных задач радиолокационного зондирования [14, 15]. Измерения проводились с использованием радиолокатора, оснащённого антеннами двух типов — узконаправленной параболической и асимметричной, обладающей ножевой диаграммой направленности. Для параболической антенны исследовалась зависимость характеристик отражённого сигнала от угла падения, а для антенны с ножевой диаграммой направленности — от азимутального угла. Результаты натурного эксперимента сравниваются с теоретическими оценками, сделанными по разработанной нами модели доплеровского спектра. Проведена оценка работоспособности алгоритмов измерения направления распространения волнения и дисперсии наклонов.

1. ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Для измерений использовался доплеровский радиолокатор с мощностью излучения $P_{\text{изл}} = 80$ мВт, длина волны излучения 3 см. Ширина диаграммы направленности параболической антенны составляла 3° , ножевая диаграмма направленности в двух взаимно перпендикулярных плоскостях имела ширину $\delta_x = 1,5^\circ$ и $\delta_y = 24,5^\circ$. Радиолокатор был установлен на мосту через р. Ока (в черте г. Нижний Новгород) на высоте примерно 40 м. Ширина реки в месте проведения эксперимента составляла примерно 1 км, глубина — 30 м. Направление оси x выбрано по течению, оси y — поперёк реки. Скорость ветра измерялась на мосту (т. е. на высоте 40 м) ручным анемометром и в процессе измерений менялась от 2 до 4 м/с. Отражённый электромагнитный сигнал на разностной частоте записывался на магнитофон.

Измерения проводились в два этапа. На первом этапе применялась параболическая антенна и измерялась зависимость энергетических и спектральных характеристик отражённого сигнала от угла падения. Радиолокационная система во время эксперимента показана на рис. 1.

К сожалению, исходная запись была повреждена, и в нашем распоряжении остались только энергетические характеристики отражённого сигнала, т. к. они были получены сразу после проведения эксперимента. Частично результаты эксперимента приведены в [11, 12].

Время записи составляло $2 \div 3$ минуты для каждого угла падения. Для упрощения процедуры корректного определения угла падения, измерения начинались при небольшом отрицательном угле падения. В ходе измерений угол увеличивался с постоянным шагом, равным 2° и смена знака



Рис. 1. Радиолокатор с узкой диаграммой направленности (параболическая антенна) во время измерений; ширина диаграммы направленности $\delta_x = \delta_y = 3^\circ$



Рис. 2. Радиолокатор с ножевой диаграммой направленности в ходе эксперимента; ширина диаграммы направленности $\delta_x = 1,5^\circ$, $\delta_y = 24,5^\circ$

смещения доплеровского спектра указывала на переход угла падения через нуль (надирное падение). При дальнейшем анализе реальный угол падения вычислялся по отношению к найденному описанным выше способам нулевому углу падения.

Записи в течение 2–3 минут недостаточно для получения устойчивой оценки доплеровского спектра при радиусе освещённого пятна на поверхности порядка метра. Однако увеличение времени накопления приведёт к росту общего времени сеанса измерения и скажется на результатах. Дело в том, что характерное время изменения поверхностного волнения даже в этом случае меньше длительности сеанса, состоящего из 10–15 измерений (40–50 минут), т. е. говорить об одинаковых условиях в начале и в конце сеанса измерений нельзя. Следовательно, интерпретация результатов и сравнение с теоретическими оценками для всех углов падения являются затруднительными, поэтому при анализе рассматривались последовательности, состоящие из 3–5 точек (углов падения).

В ходе второго этапа эксперимента применялась антенна с ножевой диаграммой направленности, ориентированная вниз. Радиолокационная система на втором этапе эксперимента показана на рис. 2. Поскольку не удалось точно сориентировать антенну в надир, измерения проводились под небольшим углом падения ($5 \div 6^\circ$). Снималась зависимость энергетических и спектральных характеристик отражённого радиолокационного сигнала от азимутального угла.

Как уже отмечалось, изменчивость условий наблюдений может сильно повлиять на результаты. Поскольку длина разгона ветрового волнения не превышала 2 км, достаточно было 10–15 минут, чтобы волнение могло полностью измениться вслед за изменением скорости ветра (ветер был направлен под углом к течению).

В отличие от первого этапа измерений, здесь желательно использовать максимальное доступное число точек. Влияние изменчивости условий эксперимента старались свести к минимуму, применяя следующий подход. Измерения проводились в режиме непрерывного вращения антенны. Запись сигнала радиолокатора за время одного оборота антенны разбивалась на 36 частей, каждая из которых соответствует угловому сектору в 10° . В пределах каждого сектора определялся доплеровский спектр сигналов, после чего спектры усреднялись за несколько оборотов антенны. Для обработки выбирались участки записи, когда условия измерения были стационар-

ными.

Скорость ветра во время измерений (примерно 40 минут) могла меняться, но при сохранении направления ветра это могло повлиять не на вид азимутальной зависимости, а только на глубину модуляции.

Как уже отмечалось, измерения проводились при небольшом угле падения. Это практически не повлияло на ширину доплеровского спектра, но привело к появлению смещения измеряемого спектра относительно несущей частоты. Однако такое изменение условий эксперимента позволило рассмотреть более общие алгоритмы определения параметров поверхностного волнения.

2. ПАРАБОЛИЧЕСКАЯ АНТЕННА (ТЕОРИЯ)

На первом этапе эксперимента измерения проводились радиолокатором с узкой диаграммой направленности. В этом случае формула для сечения обратного рассеяния хорошо известна (см., например, [3, 16]):

$$\sigma_0 = \frac{|F(0)|^2}{2 \cos^4 \theta_0 (\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 - K_{xy}^2)^{1/2}} \exp \left(\frac{-\operatorname{tg}^2 \theta_0 (\sigma_{yy}^2 \cos^2 \varphi_0 + \sigma_{xx}^2 \sin^2 \varphi_0 + 2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 K_{xy})}{2 (\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 - K_{xy}^2)} \right), \quad (1)$$

где $F(0)$ — эффективный коэффициент отражения при нормальном падении, θ_0 — угол падения, отсчитываемый от вертикальной оси, φ_0 — угол поворота антенны, отсчитываемый от оси x (азимутальный угол), σ_{xx}^2 и σ_{yy}^2 — дисперсии наклонов крупномасштабного волнения вдоль осей x и y соответственно, K_{xy} — взаимная корреляционная функция наклонов вдоль осей x и y .

Формулы для смещения и ширины доплеровского спектра при использовании радиолокатора с узкой диаграммой направленности (с параболической антенной) имеют следующий вид:

$$f_{\text{см}} = -\frac{2 \sin \theta_0}{\lambda (\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 - K_{xy}^2)} \left[\sin \varphi_0 (K_{yt} \sigma_{xx}^2 + K_{xy} K_{xt}) + \cos \varphi_0 (K_{xt} \sigma_{yy}^2 + K_{yt} K_{xy}) \right], \quad (2)$$

$$\Delta f_{10} = \frac{4 \sqrt{2 \ln 10} \cos \theta_0}{\lambda} \left[\frac{\sigma_{xx}^2 \sigma_{tt}^2 - K_{xt}^2}{\sigma_{xx}^2} - \frac{(K_{yt} \sigma_{xx}^2 + K_{xy} K_{xt})^2}{\sigma_{xx}^2 (\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 - K_{xy}^2)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где σ_{tt}^2 — дисперсия орбитальных скоростей, K_{xt} и K_{yt} — взаимные корреляционные функции наклонов и вертикальной составляющей орбитальной скорости, λ — длина волны излучения. Ширина доплеровского спектра Δf_{10} определяется на уровне -10 дБ от максимального значения.

3. АНТЕННА С НОЖЕВОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ (ТЕОРИЯ)

В ходе второго этапа эксперимента измерения выполнялись радиолокатором с ножевой диаграммой направленности. В ходе предварительного теоретического анализа [14, 15] были получены формулы для сечения обратного рассеяния, смещения и ширины доплеровского спектра в случае применения такого радиолокатора. Так, выражение для сечения обратного рассеяния с учётом ширины диаграммы направленности антенны имеет следующий вид:

$$\sigma_0 = \frac{2,76 |F(0)|^2 \delta_x \delta_y}{2 \cos^2 \theta_0 \sqrt{\Delta_{ay} \alpha_e}} \exp \left[-\frac{\operatorname{tg}^2 \theta_0}{2 \alpha_n} (\sigma_{yy}^2 \cos^2 \varphi_0 + \sigma_{xx}^2 \sin^2 \varphi_0 + 2 K_{xy} \cos \varphi_0 \sin \varphi_0) \right] \times \\ \times \exp \left[\frac{\operatorname{tg}^2 \theta_0}{4} \left(\frac{R_{xx}^2 \alpha_0^2 \alpha_n \delta_x^2 \delta_y^2 \cos^2 \theta_0}{4 \alpha_e} + \frac{\alpha_z^2 \delta_x^2 \delta_y^2}{\Delta_{ay} \alpha_r} \right) \right], \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}\alpha_n &= \sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 - K_{xy}^2; & \alpha_0 &= \frac{2 \cos \varphi_0}{\sigma_{xx}^2 \cos \theta_0} + \frac{\alpha_y K_{xy}}{\alpha_n \cos \theta_0}; & \alpha_y &= 2 \sin \varphi_0 + \frac{\cos \varphi_0 K_{xy}}{2 \sigma_{xx}^2}; \\ R_{yy} &= 1 - \sin^2 \varphi_0 \sin^2 \theta_0; & R_{xx} &= 1 - \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \theta_0; \\ \Delta_{ay} &= 2,76 (\delta_y^2 \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0 + \delta_x^2 \cos^2 \varphi_0); & \Delta_{ax} &= 2,76 (\delta_y^2 \cos^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0 + \delta_x^2 \sin^2 \varphi_0); \\ a_{xy} &= 2,76 (\delta_y^2 \cos^2 \theta_0 - \delta_x^2); & \alpha_g &= 2 \cos^2 \theta_0 a_{xy} \alpha_n \cos \varphi_0 \sin \varphi_0 + R_{xx} R_{yy} K_{xy} \delta_x^2 \delta_y^2; \\ \alpha_e &= \Delta_{ax} \alpha_n \cos^2 \theta_0 + R_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 \delta_x^2 \delta_y^2 / 2; & \alpha_z &= \frac{R_{xx} \alpha_0 g}{4 \alpha_e} - \frac{\alpha_y R_{yy} \sigma_{xx}^2}{2 \alpha_n \cos \theta_0}; \\ \alpha_r &= 1 + \frac{R_{yy}^2 \sigma_{xx}^2 \delta}{2 \Delta_{ay} \alpha_n \cos^2 \theta_0} - \frac{\alpha_g^2}{4 \Delta_{ay} \alpha_n \alpha_e \cos^2 \theta_0}; & \delta &= \delta_x^2 \delta_y^2.\end{aligned}$$

Видно, что учёт ширины диаграммы направленности антенны приводит к значительному усложнению выражения для сечения обратного рассеяния по сравнению с (1).

Выражения для смещения и ширины доплеровского спектра имеют вид

$$f_{\text{см}} = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{2K_{xt} \cos \varphi_0 \sin \theta_0}{\sigma_{xx}^2} - \frac{\alpha_p \alpha_y \sigma_{xx}^2 \sin \theta_0}{2 \alpha_n} + \frac{R_{xx}^2 \alpha_u \alpha_0 \alpha_n \delta \cos^2 \theta_0 \operatorname{tg} \theta_0}{4 \alpha_e} - \frac{\alpha_s \alpha_z \delta \operatorname{tg} \theta_0}{2 \Delta_{ay} \alpha_r} \right], \quad (5)$$

$$\Delta f_{10} = \frac{4 \sqrt{\ln 10}}{\lambda} \left[\frac{2 \cos^2 \theta_0 \alpha_t}{\sigma_{xx}^2} - \frac{\cos^2 \theta_0 \alpha_p^2 \sigma_{xx}^2}{2 \alpha_n} + \frac{R_{xx}^2 \alpha_n \alpha_u^2 \delta \cos^2 \theta_0}{4 \alpha_e} + \frac{\alpha_s^2 \delta}{4 \Delta_{ay} \alpha_r} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}\alpha_p &= 2K_{yt} + \frac{2K_{xy} K_{xt}}{\sigma_{xx}^2}, & \alpha_u &= \frac{2K_{xt}}{\sigma_{xx}^2} + \frac{\alpha_p K_{xy}}{\alpha_n}, \\ \alpha_t &= \sigma_{xx}^2 \sigma_{tt}^2 - K_{xt}^2, & \alpha_s &= R_{yy} \frac{\alpha_p \sigma_{xx}^2}{\alpha_n} - \frac{R_{xx} \alpha_u \alpha_g}{2 \alpha_e}.\end{aligned}$$

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Нами обработаны данные, полученные с помощью как параболической антенны, так и антенны с ножевой диаграммой направленности.

Прежде всего, рассмотрим качественный вид зависимости доплеровского спектра от азимутального угла для антенны с ножевой диаграммой направленности. На рис. 3 приведены спектры для различных углов поворота антенны. Верхний спектр на рис. 3 соответствует углу поворота антенны 10° , нижний — углу 350° . Всего на рисунке приведено 18 спектров с шагом 20° по азимутальному углу.

Как видно из рис. 3, при повороте антенны (изменении азимутального угла) происходит изменение ширины и смещения доплеровского спектра. Изменения этих величин происходили в противофазе: максимальному смещению соответствовала минимальная ширина доплеровского спектра.

Во время проведения эксперимента ветер был направлен не вдоль течения реки (ось x направлена по течению), а под углом. В результате смещение доплеровского спектра было максимально при $\varphi_0 = 60^\circ$ (при минимальной ширине), а ширина спектра достигает максимума при $\varphi_0 = 150^\circ$ и $\varphi_0 = 330^\circ$ (минимальное смещение).

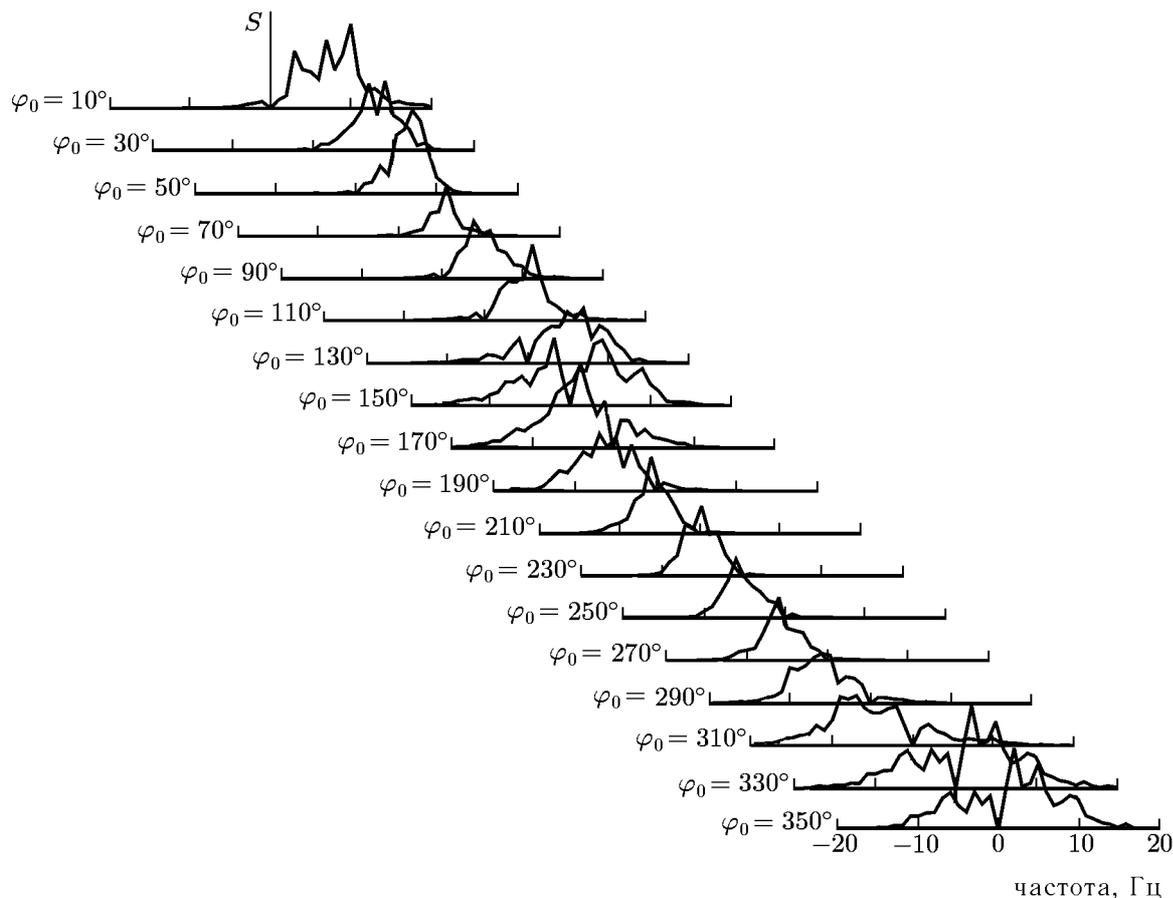


Рис. 3. Зависимость доплеровского спектра от угла поворота ножевой антенны

Провалы в доплеровских спектрах в области нулевых частот связаны с особенностями измерительной аппаратуры: при обработке из принятого сигнала необходимо было вычитать постоянную составляющую.

Измеренные доплеровские спектры были сильно изрезаны и поэтому нуждались в предварительной обработке. Для вычисления смещения и ширины измеренного доплеровского спектра применялись два способа.

Первый способ заключался в следующем. Ширина вычислялась как расстояние между левой и правой частями спектра на уровне -10 дБ относительно максимума A_{\max} , а смещение находилось путём определения центра этого отрезка. В первом приближении можно считать, что центр доплеровского спектра находится в этой точке (рис. 4).

Второй способ предполагает аппроксимацию измеренного доплеровского спектра следующим выражением:

$$S = A \exp[-(f - B)^2 / (2C)]. \quad (7)$$

Пример такой аппроксимации показан на рис. 4 для угла поворота антенны $\varphi_0 = 10^\circ$. Параметр B в (7) является смещением доплеровского спектра, а ширина вычислялась по формуле

$$\Delta f = 2 \sqrt{C \ln 10}. \quad (8)$$

Оба способа имеют свои недостатки. Вследствие малого времени накопления доплеровский спектр является сильно изрезанным, поэтому точное определение его максимума первым способом является затруднительным (см. рис. 4). Результатом является относительно высокая погрешность при определении ширины доплеровского спектра, хотя смещение восстанавливается достаточно точно.

Достоинством второго способа является более полное использование информации, содержащейся в измеренном доплеровском спектре, при построении аппроксимации (см. рис. 4). В этом случае изрезанность спектра не так сильно влияет на оценку ширины и смещения, хотя оценка тоже не является точной.

Рассмотрим результаты измерений для радиолокатора с ножевой диаграммой направленности.

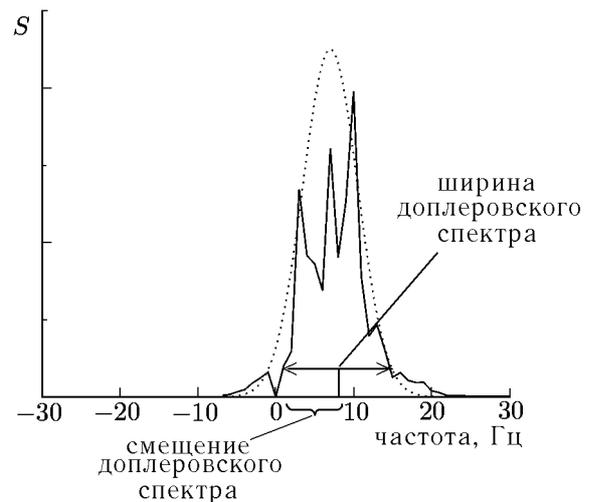


Рис. 4. Пример доплеровского спектра для угла поворота антенны $\varphi_0 = 10^\circ$. Показаны смещение и ширина спектра на уровне -10 дБ (первый способ). Пунктиром показан пример аппроксимации спектра по формуле (7), сплошная линия соответствует измеренному спектру

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 5 показана зависимость смещения доплеровского спектра от азимутального угла. Сплошная кривая 1 и пунктирная кривая 2 получены в результате обработки экспериментальных данных описанными выше двумя способами. Как следует из рис. 5, несмотря на разность подходов, кривые достаточно близки. Это говорит о том, что они примерно отображают поведение «истинной» зависимости.

Кривая 3 соответствует теоретической зависимости, вычисленной по формуле (5) при угле падения $\theta_0 = -6^\circ$, угле распространения волн $\phi_0 = 60^\circ$, скорости ветра $U_{10} = 2,5$ м/с, разгоне $x = 1020$ м, ширине диаграммы направленности $\delta_x = 1,5^\circ$ вдоль оси x и $\delta_y = 24,5^\circ$ вдоль оси y .

В качестве примера (см. рис. 6) приведены результаты расчёта азимутальной зависимости ширины доплеровского спектра для радиолокатора с параболической антенной ($\delta_x = \delta_y = 1,5^\circ$) при углах падения 3° (кривая 1), 6° (кривая 2) и 9° (кривая 3). Кривая 4 соответствует экспериментальным данным и получена первым способом (см. рис. 5). Как следует из рис. 6, модель доплеровского спектра для параболической антенны (см. формулу (2)) значительно хуже описывает экспериментальные данные. Однако когда влияние диаграммы направленности минимально, эта модель даёт близкие к наблюдаемым значения.

Учёт диаграммы направленности антенны приводит к появлению новых возможностей по измерению параметров рассеивающей поверхности.

С чем связано необычное поведение смещения доплеровского спектра в интервале азимутальных углов от 180° до 280° , наблюдаемое в эксперименте, не совсем понятно. Возможно, что такое необычное поведение обусловлено течением, которое не учитывалось при расчётах. Течение трансформирует спектр поверхностного волнения. Этот эффект на реке проявляется особенно сильно, т. к. скорости течения и распространения волнения близки. В дальнейшем мы планируем учесть этот эффект при численных расчётах, используя трансформированный спектр волнения.

На рис. 7 показана зависимость ширины доплеровского спектра от азимутального угла. Кривая 2 получена первым способом непосредственно из измерений спектра, кривая 3 — результат

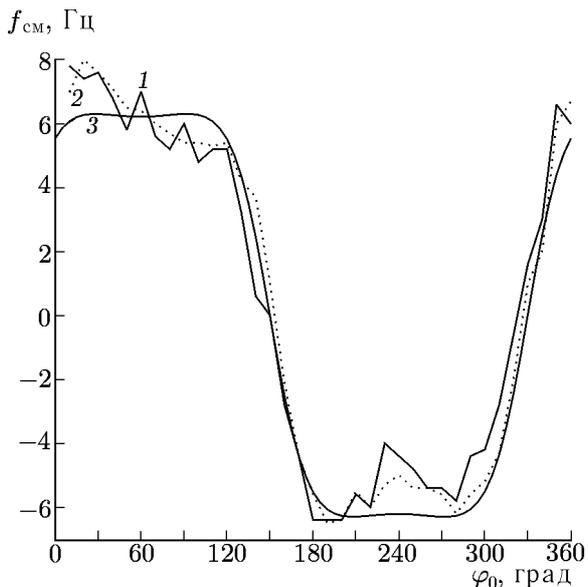


Рис. 5. Зависимости смещения доплеровского спектра от угла поворота антенны: теоретический расчёт по формуле (5) (кривая 3, вычисления проведены при $\theta_0 = -6^\circ$, $x = 1020$ м, $\delta_x = 1,5^\circ$, $\delta_y = 24,5^\circ$, $U_{10} = 2,5$ м/с; направление распространения волнения $\phi_0 = 60^\circ$) и экспериментальные зависимости, полученные по аппроксимации (7) (кривая 1) и непосредственно из измерений спектра (кривая 2)

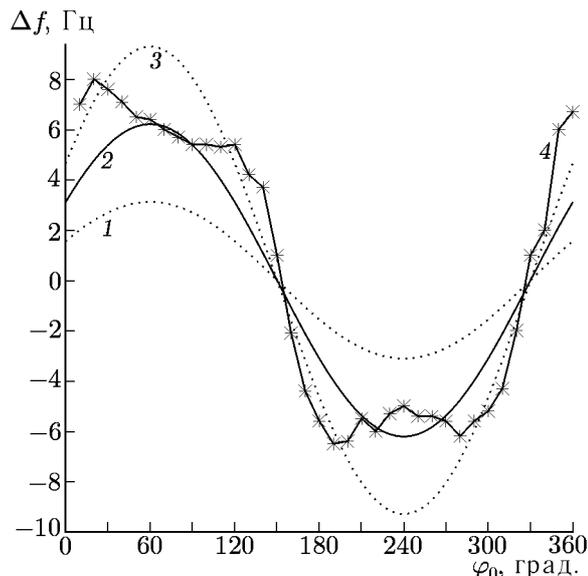


Рис. 6. Зависимости ширины доплеровского спектра от угла поворота антенны при $\phi_0 = 60^\circ$, $\theta_0 = -3^\circ$; -6° и -9° , $x = 1020$ м, $U_{10} = 2,5$ м/с, $\delta_x = \delta_y = 1,5^\circ$. Пунктиром показана зависимость для $\theta_0 = -3^\circ$ (кривая 1) и $\theta_0 = -9^\circ$ (кривая 3), сплошная линия соответствует $\theta_0 = -6^\circ$ (кривая 2). Звёздочками отмечена зависимость, полученная из экспериментальных данных первым способом (см. рис. 4)

аппроксимации по формуле (7). Теоретическая зависимость, полученная по формуле (6), изображена кривой 1. Вычисления проводились при тех же параметрах, что и для смещения (см. рис. 5).

Ширина доплеровского спектра при малых углах падения зависит от вертикальной компоненты орбитальной скорости, поэтому азимутальная зависимость ширины спектра для радиолокатора с параболической антенной, как и ожидалось, отсутствует. Угол падения оказывает незначительное влияние на ширину доплеровского спектра.

Как видно из эксперимента и теоретических оценок, ширина диаграммы направленности антенны влияет на смещение и ширину доплеровского спектра. Это можно использовать для восстановления параметров волнения.

Из рис. 7 следует, что теоретическая модель отражает закономерности, наблюдаемые в эксперименте. Если взять традиционную модель доплеровского спектра (для узконаправленной параболической антенны), то азимутальный характер зависимости ширины спектра существенно отличается от наблюдаемого в эксперименте (см. рис. 6). Таким образом, модель доплеровского спектра, учитывающая ширину диаграммы направленности антенны, адекватно описывают экспериментальные данные.

Из рис. 7 видно, что глубина модуляции зависимостей меньше в теории, чем это наблюдается в эксперименте. Возможно, что угловое распределение речного волнения является более узконаправленным, чем это заложено в используемой модели волнения.

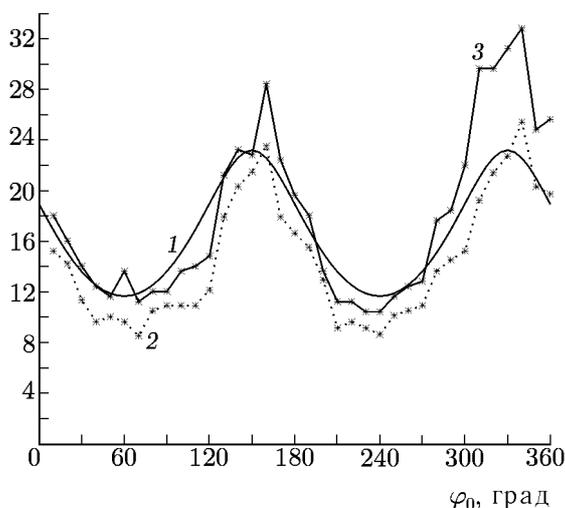


Рис. 7. Зависимость ширины доплеровского спектра от угла поворота антенны: теоретический расчёт (кривая 1; вычисления выполнены по формуле (6) при $\phi_0 = 60^\circ$, $\theta_0 = -6^\circ$, $x = 1020$ м, $U_{10} = 2,5$ м/с, $\delta_x = 1,5^\circ$, $\delta_y = 24,5^\circ$) и экспериментальные зависимости, полученные по аппроксимации (7) (кривая 2) и непосредственно из измерений спектра (кривая 3)

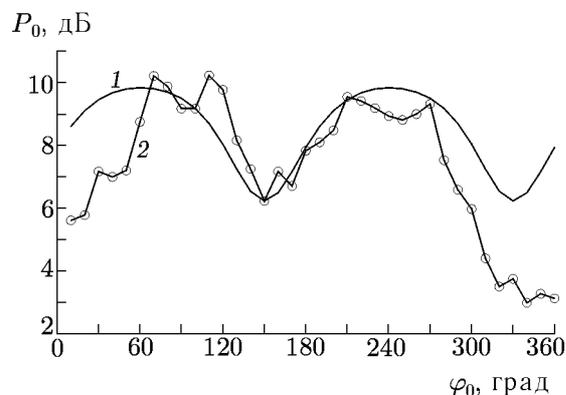


Рис. 8. Зависимость мощности отражённого электромагнитного сигнала от угла поворота антенны. Расчёты (кривая 1) выполнены при $\phi_0 = 60^\circ$, $\theta_0 = -6^\circ$, $x = 1020$ м, $U_{10} = 2,5$ м/с, $\delta_x = 1,5^\circ$, $\delta_y = 24,5^\circ$; кривая 2 получена с использованием аппроксимации (7) и формулы (9)

Помимо спектральных характеристик была восстановлена зависимость мощности отражённого сигнала от азимутального угла. Используемый подход основывался на применении при интегрировании не самого спектра, а аппроксимации (7). В данном случае мощность отражённого сигнала P_0 вычислялась по следующей формуле:

$$P_0 = A \sqrt{2\pi C}. \quad (9)$$

Теоретическая зависимость вычислялась по формуле (4) для тех же параметров поверхностного волнения, что и раньше.

На рис. 8 показана зависимость мощности отражённого электромагнитного сигнала от угла поворота антенны. При проведении эксперимента абсолютная калибровка не была выполнена, поэтому на рис. 8 мощность приведена не в абсолютных, а условных единицах. Кривые для удобства анализа с помощью нормировки были смещены в один числовой интервал. Как видно из рис. 8, теоретические оценки качественно совпадают с экспериментом.

Основная проблема речных измерений состоит в нестабильности условий наблюдения. Скорость ветра во время проведения эксперимента сильно флуктуирует, а при небольших длинах разгона это приводит к значительным флуктуациям параметров поверхностного волнения. Волнение может полностью изменить свои характеристики в течение 15–20 минут (длина разгона меньше 2 км). Это стало одной из причин частичной неудачи первого эксперимента, в ходе которого угол поворота антенны изменялся последовательно, и время записи каждой точки составляло 3–4 минуты. При увеличении азимутального угла происходило уменьшение мощности отражённого сигнала. После прохождения минимума начинался ожидаемый рост, а потом начинался внезапный спад, что связано с изменением скорости ветра. Переход в режим непрерывного

вращения позволил решить эту проблему при измерении азимутальной зависимости отражённого сигнала. К сожалению, проблема нестабильности осталась нерешённой при измерении зависимости параметров отражённого сигнала от угла падения для параболической антенны.

Отметим, что в ходе эксперимента не была проведена калибровка, поэтому мы не можем говорить об абсолютной величине мощности отражённого сигнала, а только о её относительном значении.

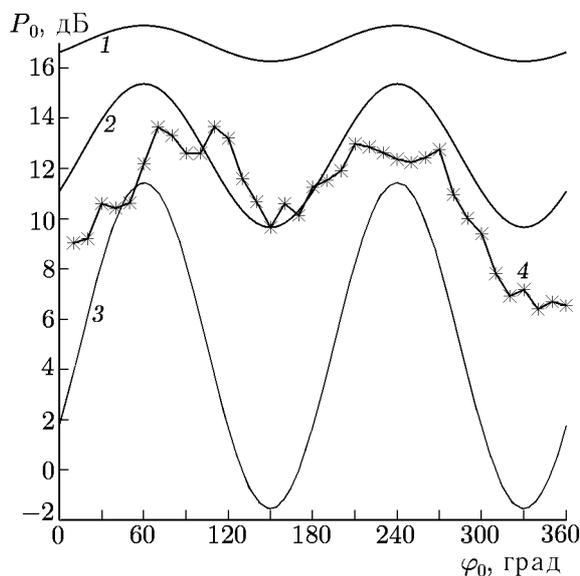


Рис. 9. Зависимости мощности отражённого электромагнитного сигнала от угла поворота антенны. Расчёты проведены для $\phi_0 = 60^\circ$, $x = 1020$ м, $\delta_x = \delta_y = 1,5^\circ$, $U_{10} = 2,5$ м/с. Кривая 1 соответствует углу падения $\theta_0 = 3^\circ$, кривая 2 — $\theta_0 = 6^\circ$, кривая 3 — $\theta_0 = 9^\circ$, кривая 4 — данные эксперимента

Как уже отмечалось выше, исходные данные, по которым можно найти спектральные характеристики отражённого сигнала для параболической антенны, были повреждены. В нашем распоряжении остались только результаты обработки, выполненной сразу после эксперимента. Целью эксперимента было исследование не спектральных характеристик, а мощности отражённого сигнала. Поэтому сохранилась только зависимость мощности отражённого сигнала от угла падения. Ниже рассмотрим, как можно использовать эту информацию для восстановления параметров поверхностного волнения.

6. ПРОВЕРКА АЛГОРИТМА

Рассмотрим метод определения наклонов поверхности по измерению зависимости сечения обратного рассеяния от угла падения с помощью параболической антенны. Эта задача напрямую связана с разработкой нового радиолокатора с ножевой диаграммой направленности антенны ($1^\circ \times 25^\circ$), предназначенной для дистанционного зондирования со спутника [12, 17, 18]. Дело в том, что при размещении радиолокатора на спутнике освещённое пятно будет иметь размер свыше 200 км, и информация о волнении будет слишком усреднена. Для повышения разрешения будет использоваться временная или доплеровская селекция, которая позволит выделить на

На рис. 9 в качестве примера приведена зависимость сечения обратного рассеяния от угла поворота антенны для радиолокатора с параболической антенной. Вычисления проведены для тех же условий, что и для смещения (см. рис. 7). Для удобства сравнения нормировка экспериментальных данных была проведена так же, как и для рис. 8. Как видно из рис. 9, теоретическая зависимость для параболической антенны имеет большую глубину модуляции по сравнению с экспериментальной.

Отличие угловых зависимостей параболической антенны и антенны с ножевой диаграммой направленности связано с влиянием ширины диаграммы направленности на отражённый сигнал. Антенна с ножевой диаграммой направленности сглаживает эту зависимость, а радиолокатор с параболической антенной более чувствителен к изменению азимутального угла, поэтому в последнем случае глубина модуляции больше.

Таким образом, построенная теоретическая модель доплеровского спектра применима для восстановления характеристик рассеивающей поверхности.

поверхности площадки с размерами примерно 14×14 км.

Таким образом, ножевую антенну можно представить как набор независимых параболических антенн с шагом 1° по углу падения. Изменение мощности отражённого сигнала при изменении угла падения позволит определить дисперсию наклонов поверхности.

Рассмотрим сечение обратного рассеяния для двух углов падения θ_1 и θ_2 (см. формулу (1)). При измерении вдоль направления распространения волнения формула значительно упростится, поскольку в этом случае $K_{xy} = 0$. Для двух углов падения мы имеем два уравнения и две неизвестные переменные: дисперсии наклонов вдоль (σ_{xx}^2) и поперёк (σ_{yy}^2) направления распространения волнения. Разделим одно уравнение на другое и получим следующее выражение:

$$\frac{\sigma_0(\theta_1)}{\sigma_0(\theta_2)} = \frac{\cos^4 \theta_2}{\cos^4 \theta_1} \exp\left(\frac{\operatorname{tg}^2 \theta_2 - \operatorname{tg}^2 \theta_1}{2\sigma_{xx}^2}\right).$$

Отсюда выразим дисперсию наклонов крупномасштабного волнения вдоль направления зондирования (в данном случае — вдоль направления распространения волнения). Выражение для дисперсии наклонов запишется в виде

$$\sigma_{xx}^2 = \frac{\operatorname{tg}^2 \theta_2 - \operatorname{tg}^2 \theta_1}{2 \ln[\sigma_0(\theta_1) \cos^4 \theta_1 / (\sigma_0(\theta_2) \cos^4 \theta_2)]}. \quad (10)$$

Дисперсию наклонов также можно найти, используя аппроксимацию зависимости мощности отражённого сигнала от угла падения:

$$P_0 = a \exp[-\operatorname{tg}^2 \theta_0 / (2b)], \quad (11)$$

где коэффициент b равен дисперсии наклонов вдоль направления зондирования (см. формулу (1)).

На рис. 10 звёздочками отмечены экспериментальные данные, а аппроксимация этих данных по формуле (11) показана сплошной линией. В данном случае сильное влияние на результат может оказать нестабильность условий наблюдения. Однако при наблюдениях в течение 10 минут условия были достаточно стабильными. Это видно из близости экспериментальных данных и их аппроксимации.

При вычислении дисперсии наклонов по формулам (10) и (11) были получены совпадающие значения, равные 0,0023. При вычислении по формуле (10) определялась дисперсия для всех пар углов падения, после чего определялось среднее значение. Таким образом, эксперимент подтвердил работоспособность алгоритма восстановления дисперсии наклонов поверхности.

Как отмечалось выше, знание дисперсии наклонов позволяет избавиться от неоднозначности при вычислении скорости ветра по сечению обратного рассеяния. Однако отсутствие абсолютной калибровки не позволило оценить скорость ветра по нашим данным и завершить проверку работоспособности алгоритма.

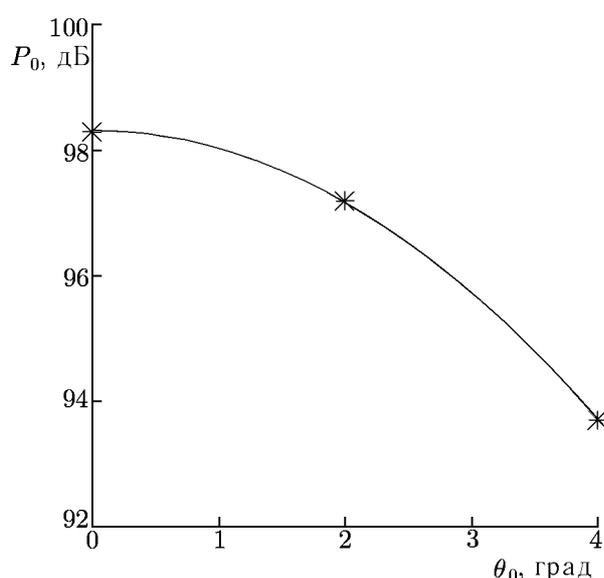


Рис. 10. Зависимость мощности отражённого сигнала от угла падения для параболической антенны. Звёздочками показаны экспериментальные данные, сплошная кривая — аппроксимация по формуле (11)

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мировой океан покрывает две трети поверхности Земли и является гигантским аккумулятором тепловой энергии. Течения и ветровое волнение определяют интенсивность процесса тепло- и газообмена между атмосферой и океаном. В настоящее время в разных странах ведётся активная разработка новых моделей, описывающих динамику состояния приповерхностного слоя атмосферы с учётом вклада океанской поверхности. Получение оперативных и достоверных сведений о состоянии приповерхностного слоя океана крайне важно для их совершенствования и использования при составлении долгосрочных прогнозов погоды для всей Земли.

Сбор исходной информации является самым трудоёмким звеном процесса составления достоверного прогноза. Наземные метеостанции обеспечивают сбор достоверной информации о состоянии приповерхностного слоя над сушей. Однако до недавнего времени информация о скорости ветра над морской поверхностью поступала только от немногочисленных буев и от судов, осуществляющих рейсы по одним и тем же маршрутам. Вывод измерительной аппаратуры на спутники позволил оперативно собирать информацию с обширных океанских акваторий.

Однако качество поступающей в распоряжение океанологов информации не всегда удовлетворительно, поэтому ведётся разработка новых измерительных систем. С нашей точки зрения, радиолокатор с ножевой диаграммой направленности является перспективным средством дистанционного зондирования [12, 17–19]. Его применение позволит расширить число измеряемых параметров морской поверхности. В данной работе проверялась адекватность теоретических моделей, использованных при его разработке.

В результате проделанной работы подтвердилась корректность разработанной модели доплеровского спектра. Показано, что теоретические зависимости мощности, смещения и ширины доплеровского спектра описывают наблюдаемые в эксперименте эффекты. Проверена работоспособность метода нахождения дисперсии наклонов по зависимости мощности отражённого электромагнитного сигнала от угла падения. Дальнейшие исследования в этой области позволят расширить наши знания и провести полноценное тестирование новых алгоритмов восстановления параметров волнения водной поверхности по энергетическим и спектральным характеристикам отражённого радиолокационного сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03–05–64259) и Совета при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (проект № НШ-1637.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курьянов Б. Ф. // Акуст. журн. 1962. Т. 8, № 3. С. 325.
2. Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9, № 5. С. 876.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
4. Wright J. W. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1968. V. 16. P. 217.
5. Valenzuela G. R. // Radio Sci. 1968. V. 3. P. 1057.
6. Brown G. S. // J. Geophys. Res. B. 1979. V. 84, No. 8. P. 2974.
7. Brown G. S., Stanley H. R., Roy N. A. // IEEE. J. Oceanic Eng. 1981. V. 6, No. 2. P. 59.
8. Witter D. L., Chelton D. B. // J. Geophys. Res. C. 1995. V. 96, No. 5. P. 8853.
9. Караев В. Ю., Каневский М. Б. // Исследование Земли из космоса. 1999. № 4. С. 14.
10. Karaev V. Yu., Kanevsky M. B. // Proc. 4th Pacific Ocean Remote Sensing Conference, Qingdao, China, July, 28–31, 1998. V. 1. P. 387.

11. Караев В. Ю., Каневский М. Б., Зуйкова Э. М. и др. Экспериментальное исследование рассеяния радиолокационного СВЧ сигнала взволнованной водной поверхностью при надирном зондировании: Препринт № 517 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 1999. 16 с.
12. Karaev V. Yu., Kanevsky M. B., Zuikova E. M., et al. // Proc. Pacific Ocean Remote Sensing Conference, Giza, India, December 5–8, 2000. V. 2. P. 863.
13. Каневский М. Б., Караев В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 5. С. 517.
14. Мешков Е. М., Караев В. Ю. Особенности доплеровского спектра радиолокационного СВЧ-сигнала при малых углах зондирования морской поверхности: Препринт № 565 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2001. 24 с.
15. Мешков Е. М., Караев В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 3. С. 231.
16. Hesany V., Plant W. J., Keler C. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sens. 2000. V. 38. P. 64.
17. Караев В. Ю., Каневский М. Б., Баландина Г. Н. и др. // Исследование Земли из космоса. 2003. № 5. С. 51.
18. Караев В. Ю., Каневский М. Б., Баландина Г. Н. и др. // Исследование Земли из космоса. 2004. № 2. С. 41.
19. Karaev V. Yu., Kanevsky M. B., Cotton P. D., Challenor P. G. // Int. J. Remote Sens. 2002. V. 23, No. 16. P. 3251.

Поступила в редакцию 24 сентября 2004 г.; принята в печать 19 мая 2005 г.

STUDY OF A BACKSCATTERED MICROWAVE SIGNAL AT SMALL INCIDENCE ANGLES: EXPERIMENTAL RESULTS

V. Yu. Karaev, E. M. Meshkov, G. N. Balandina, E. M. Zuikova, V. Yu. Gol'dblat, and V. I. Titov

The results of data processing of the field experiment devoted to a study of the signal backscattered by the water surface are presented and comparison with theoretical estimates is done. The measurements were conducted sequentially using a radar with parabolic and knife-like antennas. The radar was mounted on the Molitovsky bridge at a height of 40 m across the Oka river in Nizhny Novgorod. For the radar with knife-like antenna pattern, we examined the reflected-signal power and the shift and width of the Doppler spectrum as functions of the azimuthal angle for the nadir sounding. For the parabolic antenna, we studied the reflected-signal power as a function of the incidence angle. Comparison of the theoretical estimates with the experimental data showed that the developed theoretical model of a Doppler spectrum is in good agreement with the observations.

УДК 671.327+537.311

ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ И АТОМОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Н. Н. Крупа, А. М. Коростиль, Ю. Б. Скурта

Институт магнетизма Министерства образования и НАН Украины, г. Киев, Украина

Проведены экспериментальные исследования влияния индуцированного лазерным излучением дрейфа (ЛИД) электронов и атомов примеси на оптические свойства полупроводников. Показано, что ЛИД электронов вызывает большое изменение показателя преломления в области выхода лазерного излучения из полупроводниковых кристаллов, приводит к нарушению полного внутреннего отражения и астигматизму при самодефокусировке лазерного излучения в анизотропных полупроводниках, а также влияет на разрушение полупроводников наносекундными и пикосекундными импульсами. ЛИД атомов примеси, вызванный электростатическим взаимодействием ионов этих атомов с пространственным зарядом дрейфующих электронов, по-разному изменяет спектры люминесценции на входной и выходной поверхностях кристаллов, а также приводит к появлению тёмного пятна на выходной поверхности некоторых кристаллов ZnSe после облучения непрерывным CO₂-лазером.

ВВЕДЕНИЕ

Дрейф атомов в поле лазерного излучения впервые был предсказан российскими физиками [1] для газовой смеси поглощающих и непоглощающих атомов. В дальнейшем это явление изучалось в основном экспериментально и использовалось для разделения газовых смесей. Однако и в твёрдых прозрачных материалах мощное лазерное излучение может вызывать дрейф атомов примеси, причём этот эффект может не только приводить к значительным изменениям оптических характеристик материала, но и иметь интересное практическое применение.

Для полупроводников хорошо известен эффект увлечения электронов лазерным излучением [2, 3] или эффект фотонного давления, который также можно отнести к явлению индуцированного лазерным излучением дрейфа (ЛИД) частиц. Фотонное давление должны испытывать и атомы поглощающей примеси в прозрачной матрице, но из-за большой массы атома фотонное давление вряд ли может вызывать их движение. С другой стороны, электроны, увлечённые лазерным излучением, создают некоторый пространственный заряд в области выхода лазерного пучка из полупроводника, и электростатическое взаимодействие этого заряда с заряженными атомами примеси или с полем собственных точечных дефектов кристаллической решётки может быть причиной их дрейфа.

ЛИД нейтральных атомов примеси в прозрачных твёрдых материалах, в принципе, может возникать из-за отличия коэффициентов поглощения таких атомов при движении вдоль направления распространения лазерного пучка и навстречу пучку. Однако для реализации данного механизма ЛИД в твёрдых телах кроме несовпадения длины волны лазерного излучения с центром полосы поглощения атомом примеси необходима очень сильная дисперсия коэффициента поглощения в этой области и малая энергия активации атомов примеси, что может реализоваться только в особых случаях.

ЛИД атомов поглощающей примеси легче всего наблюдать в прозрачных полупроводниковых кристаллах. В полупроводниках энергия активации движения одиночных атомов примеси достаточно мала (для атома между узлами она составляет $W_a \approx 0,1$ эВ, для вакансии $W_a = 0,2 \div 0,4$ эВ),

и их подвижность μ_i сильно растёт с увеличением температуры T [4]:

$$\mu_i = A \exp(-W_a/(kT)), \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, A — коэффициент пропорциональности.

В данной работе изложены экспериментальные результаты наблюдения дрейфа электронов и атомов поглощающей примеси в прозрачных полупроводниковых кристаллах, вызванного действием мощного лазерного излучения. Как показано ниже, ЛИД электронов в полупроводниках приводит не только к появлению электрического поля, но и вызывает большое локальное изменение показателя преломления n , что сильно влияет на оптические свойства полупроводников.

1. ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ И СКаниРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В работе использовались чистые высокоомные, однородные кристаллы ZnSe и CdS с концентрацией примесей до $10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$, смешанные кристаллы $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, ширина запрещённой зоны которых изменяется с изменением состава от 2,5 эВ (CdS) до 1,7 эВ (CdSe), а также сильно легированные примесью азота (концентрация $10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$) кристаллы карбида кремния SiC:N. Высокая концентрация примеси азота обеспечивает в кристаллах SiC при комнатной температуре высокую концентрацию ($N_0 = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$) равновесных электронов проводимости. В исследованиях использовались объёмные образцы с размерами от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров (ZnSe) и тонкие пластинки кристаллов CdS и CdSe с толщиной $d = 0,2 \div 0,5$ мм. Для исследований использовались одномодовые рубиновый и неодимовый лазеры, генерирующие наносекундные и пикосекундные импульсы, и непрерывный CO₂-лазер.

При изучении эффекта индуцированного лазерным излучением дрейфа электронов мы вырезали образцы в виде призм полного внутреннего отражения (рис. 1). Изначально эти призмы выставлялись таким образом, что при малой мощности лазерные импульсы испытывали полное внутреннее отражение на грани BC. Однако, как показали экспериментальные исследования, при высокой интенсивности излучения наносекундные и пикосекундные лазерные импульсы начинают проходить сквозь эту грань.

Нарушение полного внутреннего отражения наблюдается не только в кристаллах CdSSe и ZnSe, в объёме которых показатель преломления n в поле мощного лазерного излучения уменьшается [5], но и в кристаллах SiC:N, где по данным работы [6] показатель преломления в объёме кристалла увеличивается. Уменьшение показателя преломления в кристаллах CdSSe и ZnSe связано с появлением в зоне проводимости неравновесных электронов с большой концентрацией [7]. В кристаллах SiC:N увеличение n в поле лазерного излучения связано с нелинейной поляризацией равновесных электронов проводимости [6].

Особенность нарушения полного внутреннего отражения для кристаллов CdSSe и ZnSe состоит в том, что после прохождения сквозь грань BC происходит сканирование лазерного пучка, а в кристаллах SiC:N такое сканирование практически не наблюдается. Сканирование наносекундных лазерных импульсов изучалось с помощью двух диафрагм, которые устанавливались

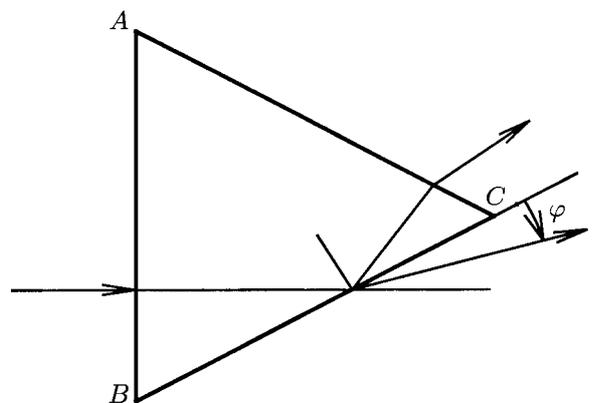


Рис. 1. Схема исследования ЛИД электронов

на пути лазерного пучка под разными углами относительно грани BC . Угол сканирования пикосекундных импульсов измерялся по картине развёртки лазерного пучка на фотоплёнке.

При нарушении полного внутреннего отражения максимум угла сканирования φ_0 наносекундного лазерного импульса по времени достигается в момент максимума его амплитуды, и в дальнейшем угол φ изменяется мало. Максимальный угол сканирования слабо увеличивается с ростом интенсивности лазерного импульса (рис. 2). Расходимость лазерного пучка для направления, перпендикулярного к направлению сканирования, практически не возрастает.

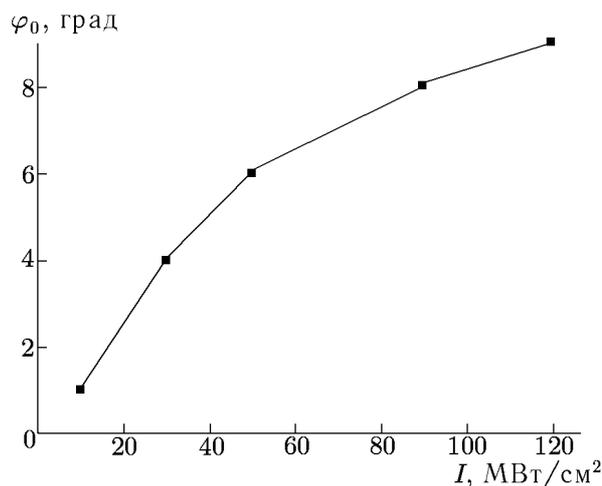


Рис. 2. Зависимость максимального угла сканирования для кристалла ZnSe от интенсивности наносекундного импульса рубинового лазера

Из результатов работ [5, 7] следует, что большие отрицательные изменения показателя преломления ($\Delta n < 0$) в объёме чистых кристаллов CdSSe и ZnSe достигаются за счёт высокой концентрации N неравновесных электронов проводимости, возникающих вследствие двухфотонного возбуждения, при этом

$$\Delta n_N(\omega) = -\frac{2\pi e^2}{n_0 m_e \omega^2} N = -\frac{2\pi^2 e^2 \beta \tau_e}{h n_0 m_e \omega^3} I^2, \quad (3)$$

где e и m_e — заряд электрона и его эффективная масса, I , ω и β — интенсивность, частота и коэффициент двухфотонного поглощения лазерного излучения соответственно, τ_e — время жизни неравновесных электронов в зоне проводимости, h — постоянная Планка. Другие механизмы нелинейного изменения показателя преломления для наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов дают малый вклад в Δn (как правило, положительный) [5].

Получить за счёт двухфотонного поглощения лазерного излучения такую высокую концентрацию неравновесных электронов проводимости $N \geq 10^{19}$ см⁻³, которая в кристаллах CdSSe и ZnSe обеспечила бы изменение показателя преломления $|\Delta n| \geq 10^{-2}$, практически невозможно. Так, при $\beta = 0,1$ см/МВт, максимальной интенсивности пучка $I = 50$ МВт/см² и $\tau_e = 10^{-10}$ с концентрация неравновесных электронов проводимости в этих кристаллах не превышает $N = 10^{18}$ см⁻³ и $|\Delta n| < 10^{-3}$. Поэтому результаты эксперимента показывают, что в полупроводниках существует дополнительный механизм, который обеспечивает сильное локальное уменьшение показателя преломления на выходной грани кристаллов.

Если максимальный угол выхода лазерного пучка из грани BC связать с абсолютным значением максимального изменения показателя преломления $|\Delta n|$ на грани кристалла:

$$|\Delta n| = n_0 (1 - \cos \varphi_0), \quad (2)$$

где n_0 — линейный показатель преломления полупроводника, то полученные значения $|\Delta n|$ оказываются весьма существенными: в кристаллах CdSSe и ZnSe с двухфотонным поглощением $|\Delta n| \geq 10^{-2}$, в кристаллах SiC:N $|\Delta n| = 10^{-3} \div \div 10^{-2}$. Эти значения более чем на порядок превышают величины $|\Delta n|$, полученные из измерений эффективности самодефокусировки наносекундных лазерных пучков в кристаллах CdSSe и самофокусировки в кристаллах SiC:N [8, 9]. Причём, как уже отмечалось, в кристаллах SiC:N полученные в этих работах значения Δn являются положительными.

Достоверность такого предположения подтверждается результатами, полученными для кристаллов SiC:N. В объёме этих кристаллов за счёт нелинейной поляризации равновесных электронов проводимости в поле мощного лазерного излучения показатель преломления возрастает [6]. Изменение показателя преломления пропорционально концентрации N_0 равновесных электронов:

$$\Delta n_{N_0} = \frac{\pi e^4 N_0}{3n_0 m_e^2 k T \omega^4} I. \quad (4)$$

Поэтому для нарушения полного внутреннего отражения в таких кристаллах необходимо наличие более мощного механизма уменьшения n , который компенсирует положительный вклад нелинейной поляризации электронов проводимости. Таким механизмом, по нашему мнению, является дрейф электронов в поле лазерного излучения, который создаёт большое дополнительное увеличение концентрации электронов проводимости и приводит к уменьшению показателя преломления на выходной грани кристаллов CdSSe, ZnSe и SiC:N.

Из результатов работ [2, 3] запишем выражения для плотности тока увлечённых лазерным излучением электронов при поглощении свободными носителями (SiC:N) и при двухфотонном поглощении (CdSSe и ZnSe):

$$j = -e\alpha I \frac{n_0 \tau_p \gamma}{m_e c}, \quad j = -e\beta I^2 \frac{n_0 \tau_p \gamma}{2m_e c}, \quad (5)$$

где c — скорость света, α и β — коэффициенты однофотонного и двухфотонного поглощения лазерного излучения соответственно, τ_p — усреднённое время релаксации импульса электрона в зоне проводимости, γ — коэффициент, меньший единицы, который определяет эффективность передачи импульса фотонов электронам. Если считать, что в приповерхностной области распределение электронов, дрейфующих под действием лазерного излучения, такое же, как и по глубине кристалла, то дополнительную концентрацию электронов для случаев однофотонного и двухфотонного поглощения можно оценить как

$$N_p \approx \left(\alpha I \frac{n_0 \tau_p \tau_e \gamma}{m_e c} \right)^{3/2}, \quad N_p \approx \left(\beta I^2 \frac{n_0 \tau_p \tau_e \gamma}{m_e c} \right)^{3/2}. \quad (6)$$

Соответствующее изменение показателя преломления (3) в этих случаях запишется как

$$\Delta n_{N_p}(\omega) \approx -\frac{2\pi e^2 n_0^{1/3} \tau_p^{3/2} \tau_e^{3/2} \gamma}{m_e^{5/2} c^{3/2} \omega^2} \alpha^{3/2} I^{3/2}, \quad \Delta n_{N_p}(\omega) \approx -\frac{2\pi e^2 n_0^{1/3} \tau_p^{3/2} \tau_e^{3/2} \gamma}{m_e^{5/2} c^{3/2} \omega^2} \beta^{3/2} I^3. \quad (7)$$

Положительный вклад дрейфующих под действием лазерного излучения электронов в изменение показателя преломления вследствие нелинейной поляризации электронов проводимости можно оценить из (4) как

$$\Delta n_{N_e}(\omega) \approx \frac{e^4 n_0^{1/3} \tau_p^{3/2} \tau_e^{3/2} \gamma}{m_e^{7/2} c^{5/2} k T \omega^4} \alpha^{3/2} I^{5/2}. \quad (8)$$

Если сравнить (7) и (8), видно, что

$$|\Delta n_{N_p}(\omega)| \approx |\Delta n_{N_e}(\omega)| \frac{c m_e \omega^2}{I e^2} k T. \quad (9)$$

Отсюда ясно, что отрицательный вклад дрейфующих под действием лазерного излучения электронов в изменение показателя преломления при интенсивности лазерного излучения порядка 100 МВт/см^2 по абсолютной величине более чем на порядок превышает изменение, вызванное

их нелинейной поляризацией. И только в далекой инфракрасной области для пикосекундных лазерных импульсов эти вклады могут сравняться.

Оценки показывают, что для кристаллов CdSSe и ZnSe при $\beta = 0,2 \text{ см/МВт}$, $I = 100 \text{ МВт/см}^2$, $\tau_p = 10^{-12} \text{ с}$ и $\tau_e = 10^{-9} \text{ с}$ концентрация дрейфующих под действием лазерного излучения электронов $N_p \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а изменение показателя преломления $|\Delta n_{N_p}| > 0,05$. В кристаллах SiC:N при $\alpha = 1 \div 5 \text{ см}^{-1}$, $I = 100 \text{ МВт/см}^2$, $\tau_p = 10^{-12} \text{ с}$ и $\tau_e = 10^{-9} \text{ с}$ получим $N_p \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $|\Delta n_{N_p}| \sim 0,005$.

Приведённые оценки показывают, что ЛИД электронов в полупроводниках может вызывать большое изменение показателя преломления. Поэтому мы считаем, что наблюдаемое нарушение полного внутреннего отражения в кристаллах CdSSe, ZnSe и SiC:N связано с дрейфом электронов, индуцированным лазерным излучением.

2. АНИЗОТРОПИЯ САМОДЕФОКУСИРОВКИ И РАЗРУШЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

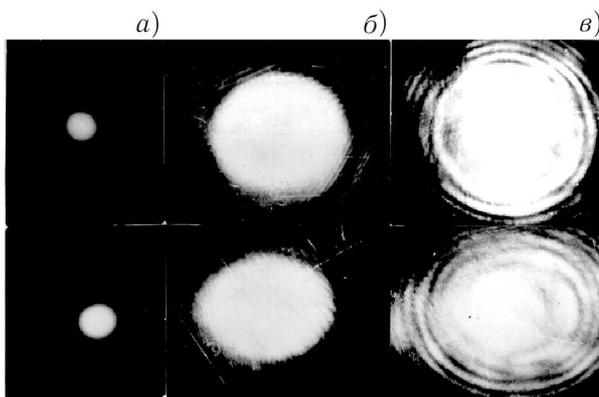


Рис. 3. Изменение сечения пучка рубинового лазера наносекундной длительности после прохождения кристалла CdS при разной поляризации: $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ (вверху) и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ (внизу). Максимальная интенсивность пучка равна (а) $I = 0,1 \text{ МВт/см}^2$, (б) $I = 40 \text{ МВт/см}^2$, (в) $I = 120 \text{ МВт/см}^2$

Кроме сильного влияния ЛИД электронов на полное внутреннее отражение мощных лазерных пучков в полупроводниках, этот эффект играет важную роль при самодефокусировке и разрушении полупроводников мощными наносекундными и пикосекундными импульсами. Проведённые нами ранее исследования [10] показали, что при самодефокусировке наносекундных импульсов лазерного излучения, поляризованного по направлению оптической оси \mathbf{C} вектор электрического поля \mathbf{E} параллелен \mathbf{C} , в анизотропных полупроводниковых кристаллах типа CdS наблюдается сильный астигматизм. Лазерный пучок по-разному дефокусируется в плоскости оптической оси xz и в перпендикулярной плоскости yz (см. рис. 3; оптическая ось направлена параллельно оси x). Волновой фронт лазерного пучка с поляризацией $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ при самодефокусировке остаётся сферически симметричным. Однако причина такого астигматизма нами не была установлена.

В настоящее время мы можем утверждать, что этой причиной является ЛИД электронов.

Действительно, на основе результатов работы [10] в случае лазерного пучка с поляризацией $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ фокусное расстояние дефокусирующей линзы, которая возникает в нелинейном кристалле, для плоскостей yz и xz можно записать в виде

$$F_{yz}^1 \approx \frac{a^2}{4h \left(\frac{\Delta n_x}{2n_0} - \frac{1}{k^2 a^2} \right)}, \quad F_{xz}^1 \approx \frac{a^2}{4h \left\{ \frac{\Delta n_x}{2n_0} \left[1 - (1 - \gamma_1) \sin^2 \left(\frac{2d \Delta n_x}{n_0 a} \right) \right] - \frac{1}{k^2 a^2} \right\}}, \quad (10)$$

где a и k — радиус пучка и волновое число лазерного излучения, $\Delta n_z = n_{4z} E_z^4$ и $\Delta n_x = n_{4x} E_x^4$ — изменение показателя преломления для разных составляющих поля лазерного излучения, $n_{4z} = \gamma_1 n_{4x}$, d — толщина кристалла; величины Δn_x и Δn_z определяются уравнением (3).

Если взять отношение фокусных расстояний (10), то, пренебрегая дифракционным слагаемым, получим

$$\frac{F_{yz}^1}{F_{xz}^1} \approx 1 - (1 - \gamma_1) \sin^2 \left(\frac{2d \Delta n}{n_0 a} \right). \quad (11)$$

В кристаллах CdS коэффициент двухфотонного поглощения лазерного излучения, поляризованного параллельно оптической оси, приблизительно в 1,5 раза меньше, чем в случае $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$: $\beta_{\mathbf{E} \perp \mathbf{C}} \approx 1,5 \beta_{\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}}$, а эффективные массы электронов отличаются ещё больше: $m_{e\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}} \approx 2m_{e\mathbf{E} \perp \mathbf{C}}$ [11, 12]. Поэтому без учёта ЛИД электронов $|n_{4z}| \approx 3|n_{4x}|$, т. е. $\gamma_1 \approx 3$. При подстановке в (11) даже очень большой величины $|\Delta n| = 10^{-2}$, которую, как было указано выше, достичь без учёта ЛИД электронов невозможно, при $d/a = 10$ получим $F_{yz}^1/F_{xz}^1 \approx 1,01$. Экспериментально наблюдаемое различие фокусных расстояний намного больше: $F_{yz}^1/F_{xz}^1 \approx 1,2 \div 1,5$.

При учёте ЛИД электронов абсолютная величина изменения показателя преломления может достичь $|\Delta n| = 10^{-2} \div 10^{-1}$. Однако более сильно анизотропия влияет на величину γ_1 . Из уравнения (7) видно, что

$$\gamma_1 = \frac{n_{4x}}{n_{4z}} \approx \left\{ \frac{\beta_{\mathbf{E} \perp \mathbf{C}}^3 m_{e\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}}^5}{\beta_{\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}}^3 m_{e\mathbf{E} \perp \mathbf{C}}^5} \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Поэтому при тех же значениях β и m_e для кристалла CdS получим $\gamma_1 \approx 29$. Тогда даже при $|\Delta n| = 10^{-2}$ отношение фокусных расстояний $F_{yz}^1/F_{xz}^1 \approx 1,2$, а при $|\Delta n| = 0,05$ имеем $F_{yz}^1/F_{xz}^1 \approx 5,6$.

Эти оценки хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований, что позволяет связывать астигматизм при самодефокусировке лазерного пучка с поляризацией $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ в анизотропных полупроводниках с ЛИД электронов.

Наши исследования показывают, что ЛИД электронов влияет и на процесс разрушения полупроводников лазерным излучением. Обычно в прозрачных материалах вначале разрушается выходная поверхность образца. Это связывают с влиянием интерференции [13], которая повышает интенсивность излучения на выходной поверхности образца (I_1) по сравнению с интенсивностью на входной поверхности (I_0):

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{4n^2}{(n+1)^2}. \quad (13)$$

Однако, как было показано нами в [14], в однородных полупроводниках группы A_2B_6 при наличии двухфотонного поглощения нельзя получить разрушения в объёме или на выходной поверхности массивных образцов. Этот факт мы связывали с самодефокусировкой лазерных пучков и ослаблением интенсивности за счёт двухфотонного поглощения. Детальные экспериментальные исследования тонких кристаллов с толщиной $100 \div 500$ мкм показали, что и в них при двухфотонном поглощении под действием наносекундных или пикосекундных лазерных импульсов также вначале разрушается входная поверхность образца. Из-за малой толщины ни поглощение, ни самодефокусировка лазерного пучка не обеспечивают необходимое ослабление излучения на выходной поверхности. Мы считаем, что эти результаты объясняются влиянием ЛИД электронов.

Дрейф электронов в поле лазерного пучка приводит к росту их концентрации и уменьшению показателя преломления на выходной поверхности образца. В результате изменяются условия отражения лазерного излучения на этой поверхности, и соотношения между интенсивностями излучения на входной и выходной поверхностях не описываются формулой (13).

3. ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДРЕЙФ АТОМОВ ПРИМЕСИ

Как уже отмечалось, ЛИД поглощающей примеси, прежде всего, должен наблюдаться в прозрачных полупроводниковых кристаллах. Из опубликованных данных известно, что после лазерного облучения слабо поглощающих полупроводниковых кристаллов мощным непрерывным CO_2 -лазером [14] возникают изменения в спектрах низкотемпературной люминесценции: как правило, расширяется полоса излучения донорно-акцепторных пар и появляются новые полосы люминесценции.

Наши исследования показали, что после облучения CO_2 -лазером спектр люминесценции кристаллов CdS на входной и на выходной поверхностях меняется по-разному (рис. 4). На входной поверхности сильнее возрастает амплитуда и уменьшается ширина полосы излучения связанного экситона I_2 , усиливается свечение донорно-акцепторных пар I_7 и появляется новая широкая полоса Q. В районе выхода лазерного пучка из кристалла свечение первого фотонного повторения линии свободного экситона I_1 падает почти до нуля, а сама полоса I_1 , как и полоса связанного экситона I_2 , сильно расширяется.

Аналогичная асимметрия наблюдается и после облучения CO_2 -лазером кристаллического селенида цинка, причём после длительного облучения в некоторой группе монокристаллов ZnSe на выходной поверхности появляется тёмное пятно (рис. 5). Эти высокоомные ($\sigma \sim 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) кристаллы изготавливались по одной технологии и имели более тёмный цвет по сравнению с остальными. Коэффициент поглощения излучения с длиной волны 10,6 мкм для них составлял

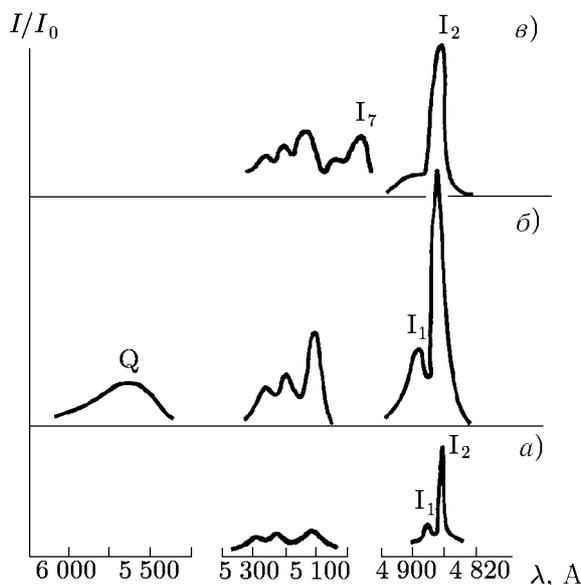


Рис. 4. Спектры люминесценции кристалла CdS при возбуждении ртутной лампой при температуре 4,2 К: начальный спектр (а), спектр на входной поверхности кристалла (б) после облучения CO_2 -лазером с интенсивностью 200 Вт/см^2 на протяжении 10 минут и спектр люминесценции на выходной поверхности (в)



Рис. 5. Фотография тёмного пятна на выходной поверхности кристалла ZnSe после 20 минут облучения пучком CO_2 -лазера с интенсивностью 200 Вт/см^2

$\alpha = 0,005 \div 0,05 \text{ см}^{-1}$.

Контур пятна на выходной поверхности образца совпадает с контуром поперечного сечения лазерного пучка на любой поверхности кристалла: плоской полированной поверхности, неоднородной сколотой поверхности и т. д. Пятно состоит из мелких тёмных точек. Плотность этих точек и их величина немного увеличиваются со временем действия лазерного излучения и возрастают от края пятна к центру.

Исследование химического состава вещества пятна показало, что в нём содержится много углерода. В технологическом процессе синтеза исследуемых образцов селенида цинка использовался селен, который получали из продуктов нефти. Вероятно, примесь углерода входит в кристаллы в процессе их синтеза, и с этим можно связать их слабый коричневый цвет.

Малая энергия кванта и низкая интенсивность ($I \leq 500 \text{ Вт/см}^2$) излучения практически исключают прямую генерацию точечных дефектов излучением CO_2 -лазера в объёме кристалла. Генерация дефектов в приповерхностной области также не должна существенно отличаться на входной и выходной поверхностях. Причиной разных изменений спектров люминесценции на входной и выходной гранях кристалла и появления пятна только на выходной поверхности кристаллов после лазерного облучения не может быть и различие температурного градиента, т. к. разность температур входной и выходной поверхностей образца в процессе облучения не превышала $0,5^\circ\text{C}$. Кристалл при этом нагревался до температуры $100 \div 160^\circ\text{C}$.

Исходя из вышесказанного, мы считаем, что полученные результаты можно объяснить только в предположении ЛИД собственных дефектов и атомов поглощающей примеси. Поглощение лазерного излучения атомами примеси не только повышает концентрацию электронов проводимости в области выхода лазерного излучения из кристаллов, но и ионизует эти примеси. Из формулы (6) можно определить потенциальную энергию электростатического взаимодействия заряженного атома примеси с полем пространственного заряда электронов, дрейфующих под действием лазерного излучения:

$$W_p \approx \left(\alpha I \frac{n_0 \tau_e \tau_p \gamma}{m_e c} \right)^{3/2} \frac{e^2 S_0 r_0}{\epsilon r}, \quad (14)$$

где S_0 — площадь сечения лазерного пучка, r_0 — толщина области локализации пространственного заряда электронов, $r = (5 \div 10) r_0$ — расстояние между центром области пространственного заряда электронов и ионизованным атомом примеси, ϵ — диэлектрическая постоянная.

Энергию фотонного давления при условии, что импульс фотона полностью передаётся атому примеси, запишем как

$$E_m = \frac{1}{2M_a} \left(\alpha I \frac{n_0 \tau_a}{c N_a} \right)^2, \quad (15)$$

где M_a и N_a — масса и концентрация атомов примеси соответственно, τ_a — время релаксации возбужденного атома примеси.

Дрейф атомов примеси за счёт асимметрии поглощения лазерного излучения в прозрачных полупроводниках можно оценить через дисперсию поглощения $d\alpha/dk$:

$$\Delta E_k \approx \frac{I \tau_p}{N_a} \left(\frac{d\alpha}{dk} \right) \Delta k = \frac{I \tau_p}{N_a} \left(\frac{d\alpha}{dk} \right) \left(\frac{h\omega}{\pi M_a} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

При $I = 500 \text{ Вт/см}^2$, $\alpha = 0,05 \text{ см}^{-1}$, $\tau_e = 10^{-9} \text{ с}$ и $\tau_p = 10^{-12} \text{ с}$ получим достаточно большое значение $W_p \approx 0,4 \div 4 \text{ эВ}$. Величина $E_m < 10^{-18} \text{ эВ}$ очень мала. Энергия атома примеси, связанная с асимметрией поглощения при дисперсии $d\alpha/dk = 10^{-4}$ и $\tau_p = 10^{-11} \text{ с}$ тоже мала: $\Delta E_k < 10^{-6} \text{ эВ}$.

Как видно, единственным реальным механизмом ЛИД атомов примеси является взаимодействие ионизованного атома примеси с полем пространственного заряда электронов.

Понятно, что при большой концентрации электронов и росте температуры время их жизни в приповерхностной области кристалла ZnSe будет сильно уменьшаться. Необходимо также учесть, что реальный пространственный заряд электронов также не является точечным, кроме того, должна происходить его экранировка. Всё это может намного уменьшить фактическое значение величины W_p . Однако, если учесть резкое снижение энергии активации движения W_a атома примеси по мере роста температуры (см. (1)), проведённые оценки показывают, что в прозрачных полупроводниковых кристаллах под действием мощного лазерного излучения может происходить ЛИД атомов примеси.

Экспериментальные измерения напряжённости электрического поля, которое возникает между входной и выходной поверхностями в кристаллах ZnSe за счёт ЛИД электронов в поле модулированного излучения CO₂-лазера, показали, что его величина составляет около одного милливольта. Правда, чтобы исключить взаимодействие мощного лазерного излучения с электродами, при измерениях лазерный пучок проходил сквозь отверстия в электродах, площадь которых намного больше площади сечения лазерного пучка. Поэтому результаты измерений могут давать заниженные значения действующего электрического поля ЛИД электронов.

Эффекты, связанные с дрейфом электронов и атомов в полупроводниковых кристаллах под действием лазерного излучения, требуют более детального изучения, но уже сейчас видно, что они могут играть важную роль в процессах взаимодействия мощного лазерного излучения с полупроводниками, их нужно учитывать и можно использовать на практике. Одним из таких практических применений является дефлектор наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов, а также очистка оптических материалов от поглощающих примесей [15].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин Ф. М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 773.
2. Данишевский А. М., Кастальский А. А., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 544.
3. Брыжных Н. А., Гринберг А. А., Имамов Э. З. // Физика твёрдого тела. 1971. Т. 5. С. 1735.
4. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974.
5. Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 938.
6. Борщ А. А., Бродин М. С., Крупа Н. Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1805.
7. Маев Р. Г., Полуэктов И. А., Пустовойт В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 256.
8. Борщ А. А., Бродин М. С., Крупа Н. Н. и др. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 82.
9. Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И., Крупа Н. Н. // Украинский физ. журн. 1978. Т. 23. С. 1977.
10. Крупа Н. Н. // Оптический журн. 2000. Т. 67. С. 41.
11. Бродин М. С., Гоер Д. Б., Демиденко З. А. и др. // Квантовая электроника. Киев: Наукова думка, 1976. № 10. С. 56.
12. Физика и химия соединений A₂B₆: Сб. науч. тр. М.: Мир, 1970.
13. Boling N. L., Dube G., Crisp M. D. // Appl. Optik. 1973. V. 12. P. 650.
14. Борщ А. А., Бродин М. С., Крупа Н. Н. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. С. 959.
15. Крупа Н. Н., Погорелый А. Н. // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68. С. 121.

Поступила в редакцию 7 сентября 2004 г.; принята в печать 4 апреля 2005 г.

DRIFT OF ELECTRONS AND ATOMS IN A FIELD OF LASER RADIATION AND ITS INFLUENCE ON THE OPTICAL PROPERTIES OF SEMICONDUCTORS

M. M. Krupa, A. V. Korostil, and Yu. B. Skirta

The influence of the drift of electrons stimulated by the photon pressure of laser radiation on the optical properties of clean crystals CdS, CdSe, ZnSe and strongly doped by an impurity of nitrogen of SiC crystals is experimentally studied. It is shown that the drift of electrons results in a dramatic change in the refractive index, impairment of the total internal reflection in semiconductors, and the occurrence of astigmatism during self-defocusing of the laser radiation in anisotropic crystal semiconductors. This effect influences the fracture of a surface of semiconductor nanosecond and picosecond by laser pulses and also can give rise to a drift of impurity atoms in transparent semiconductors owing to the electrostatic interaction of ions of these atoms with a space charge of electrons.

УДК 621.372+621.378.1

ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С ПРОВОДЯЩИМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ВСТАВКАМИ. 2. РЕЗОНАТОРЫ С ЗЕРКАЛАМИ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

П. Н. Мележик, В. С. Мирошниченко, Е. Б. Сенкевич

Институт радиофизики и электроники им А. Я. Усикова НАНУ, г. Харьков, Украина

Представлены результаты экспериментальных исследований по управлению спектром и добротностью колебаний в открытом резонаторе с проводящей цилиндрической вставкой. Экспериментально обнаружен эффект повышения дифракционной добротности для основного типа колебаний TE_{m0q} при размещении в объёме открытого резонатора проводящей цилиндрической вставки для двух резонансных значений её диаметра. Проведены исследования особенностей возбуждения колебаний в открытом резонаторе с гладкими цилиндрическими зеркалами конечной длины и в открытом резонаторе с запредельными скосами на краях зеркал. Обсуждаются перспективы использования открытых резонаторов с проводящими вставками в квазиоптических устройствах миллиметрового диапазона длин волн.

ВВЕДЕНИЕ

Создание открытых резонансных структур с разреженным спектром собственных колебаний остаётся актуальной задачей физики и техники миллиметровых и субмиллиметровых волн [1]. Одним из эффективных способов управления спектром и добротностью возбуждаемых в открытых резонансных структурах колебаний является размещение в объёме открытых резонаторов (ОР) как одиночных неоднородностей, так и составленных из них дифракционных решёток. В первой части данной работы [2] при помощи вычислительного эксперимента проведено исследование эффекта резонансного повышения дифракционной добротности TE_{m0q} -колебаний в двумерном ОР с цилиндрической проводящей вставкой. Физически данный эффект обусловлен перестройкой структуры поля в резонаторе с проводящей вставкой, приводящей к снижению дифракционных потерь TE_{m0q} -колебаний в ОР с малой апертурой зеркал. Было показано, что при использовании этого эффекта имеется практическая возможность реализовать одномодовый ОР с перестройкой на колебаниях TE_{m0q} в широком диапазоне частот и добротностью, приближающейся к омическому пределу. С другой стороны, при помощи цилиндрических проводящих вставок имеется возможность конструктивно разместить в объёме открытых резонансных структур активные элементы (лавинно-пролётные диоды, диоды Ганна и т. п.), обеспечить их охлаждение и подвод питающих напряжений, что является актуальной задачей при создании квазиоптических источников излучения в миллиметровом диапазоне длин волн [3].

Цель данной работы — экспериментально продемонстрировать возможность повышения добротности основного типа колебаний в трёхмерном ОР при внесении в его объём проводящей цилиндрической вставки. Рассмотрены особенности возбуждения колебаний в ОР с гладкими цилиндрическими зеркалами конечной длины. Предложен и исследован цилиндрический ОР с запредельными скосами на краях зеркал, перспективный для использования в квазиоптических устройствах миллиметрового диапазона длин волн.

1. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА И УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схематическое изображение экспериментальных аналогов двумерных ОР с проводящими вставками и обозначения их основных геометрических параметров приведены на рис. 1. За начало системы координат возьмём точку пересечения плоскостей симметрии ОР. Первый из исследуемых ОР состоял из двух цилиндрических зеркал с радиусом кривизны R_c и длиной $2b$ вдоль оси y , расположенных на расстоянии $2l$ вдоль оси z (см. рис. 1а). Между зеркалами резонатора помещался проводящий цилиндр с диаметром $2a$, причём образующие цилиндра параллельны оси y . Апертура цилиндрических зеркал выбиралась одинаковой и характеризовалась углом раскрытия $2\varphi_0$ для сегмента поверхности кругового цилиндра с диаметром $2R_c$.

Второй вариант аналога двумерного ОР отличался наличием скосов на краях цилиндрических зеркал (рис. 1б), образующих запредельные участки для волн, распространяющихся вдоль оси y . Запредельные скосы на краях зеркал представляли собой сегменты поверхности усечённого конуса с высотой c и углом при вершине конуса 2θ . Параметры скосов c и 2θ выбирались такими, чтобы обеспечить эффективное отражение на краях зеркал нескольких типов колебаний в резонаторе с вариациями поля вдоль оси y . Угол раскрытия для гладкой части цилиндрического зеркала и сегмента усечённого конуса был одинаков и составлял $2\varphi_0$.

Возбуждение H -поляризованных колебаний в исследуемых ОР (вектор магнитного поля \mathbf{H} параллелен оси y) осуществлялось внешним источником через узел связи, выполненный в виде перехода от стандартного сечения волновода $7,2 \times 3,4$ мм к щели связи с сечением $7,2 \times 0,1$ мм. Щель связи располагалась на оси z в центре одного из цилиндрических зеркал и была ориентирована вдоль оси y . В ходе эксперимента определялась нагруженная добротность колебаний Q_L и коэффициент связи ОР с нагрузкой σ , а собственная добротность колебаний Q_0 рассчитывалась по формуле $Q_0 = (1 + \sigma) Q_L$. Коэффициент связи ОР с нагрузкой для исследуемых колебаний составлял $\sigma = 0,2 \div 0,5$. Точность измерений Q_L для исследуемых колебаний в ОР составляла $1 \div 3$ %.

Типы колебаний, возбуждаемые в ОР с цилиндрическими зеркалами конечной длины, обозначим как TEM_{mnq} , где индексы m , n и q описывают число вариаций поля вдоль осей x , y и z соответственно. Суммарную добротность Q_Σ колебания TEM_{mnq} в пустом ОР представим в следующем виде:

$$\frac{1}{Q_\Sigma} = \frac{1}{Q_{Dx}} + \frac{1}{Q_{Dy}} + \frac{1}{Q_\Omega} = \frac{1}{Q_{Dx}} + \frac{1}{Q_{Dy}} + \frac{1}{\pi q} \frac{4R_S}{W_0}, \quad (1)$$

где Q_{Dx} — дифракционная добротность колебания, обусловленная радиационными потерями вдоль оси x , Q_{Dy} — дифракционная добротность колебания, обусловленная радиационными потерями вдоль оси y , Q_Ω — омическая добротность колебания TEM_{mnq} , R_S — действительная часть поверхностного импеданса зеркал, W_0 — волновое сопротивление свободного пространства.

Как показано в [2], размещение в объёме двумерного ОР цилиндрической проводящей вставки с резонансным диаметром приводит к снижению радиационных потерь, обусловленных высвечиванием энергии колебания вдоль оси x , т. е. к повышению Q_{Dx} в выражении (1). Для обнаружения в эксперименте эффекта повышения дифракционной добротности колебаний Q_{Dx} в трёхмерном аналоге ОР с проводящей цилиндрической вставкой, необходимо выбрать такие геометрические параметры зеркал, которые позволили бы преодолеть маскирующее эффект снижение суммарной добротности колебаний Q_Σ при переходе от двумерной модели ОР к резонатору с зеркалами конечной длины. Поскольку параметры цилиндрических зеркал R_c , $2\varphi_0$, межзеркальное расстояние $2l$ и резонансный диаметр проводящей вставки $2a$ выбирались исходя из результатов вычислительного эксперимента [2], для трёхмерного аналога ОР необходимо правильно выбрать

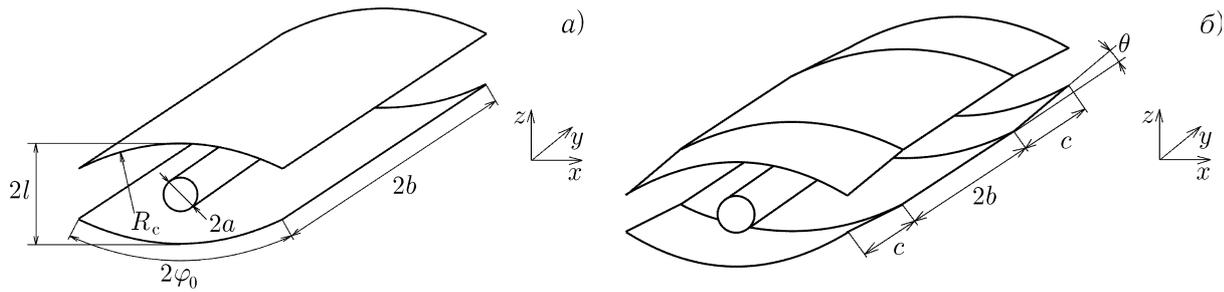


Рис. 1. Геометрия открытого резонатора с зеркалами конечной длины и проводящими вставками

протяжённость цилиндрических зеркал $2b$ вдоль оси y .

Выбор протяжённости зеркал резонатора $2b$ вдоль оси y определяется из следующих условий: 1) дифракционные потери Q_{Dy} для основного типа колебаний TEM_{00q} не должны маскировать эффект резонансного повышения добротности колебаний в ОР с проводящими цилиндрическими вставками; 2) требования к точности изготовления зеркал и их юстировке не должны быть слишком высокими; 3) суммарные потери в резонаторе (омические и дифракционные) не должны приводить к перекрытию резонансных кривых основного типа колебаний TEM_{00q} и его ближайшего сателлита TEM_{01q} , возникающего за счёт вариации поля вдоль оси y .

Для анализа спектрального состава колебаний, возбуждаемых в ОР с цилиндрической проводящей вставкой, в качестве ориентира возьмём спектр TEM_{mnq} -колебаний пустого цилиндрического ОР с зеркалами конечной длины, который определяется из дисперсионного уравнения [4]

$$2kl = \pi q + \frac{1+2m}{2} \arccos(1 - 2l/R_c) + 2\pi p_x + 2\pi p_y, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве, p_x — поправка за счёт дифракции гауссового пучка на краях зеркал вдоль оси x , p_y — поправка за счёт дифракции волн на краях зеркал вдоль оси y .

Поправку p_x можно определить из строгого решения спектральной задачи для двумерных ОР с цилиндрическими зеркалами [5], а для оценки поправки p_y воспользуемся известными результатами для ОР с плоскими зеркалами [4]:

$$p_y = \frac{\pi(n+1)^2}{4(M_y + \beta + i\beta)^2}, \quad (3)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — число вариаций поля вдоль оси y , $M_y = \sqrt{2kb^2/l}$, $\beta = 0,824$.

Таким образом, спектр собственных колебаний ОР с цилиндрическими зеркалами конечной длины состоит из TEM_{mnq} -колебаний, причём вблизи каждой из гауссовых мод ($m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 0$) расположены сателлиты, возникающие за счёт вариаций поля вдоль оси y ($n = 1, 2, \dots$). С увеличением индекса n добротность сателлитов уменьшается как $1/(n+1)^2$, а отстройка по частоте от TEM_{m0q} -колебаний увеличивается пропорционально $(n+1)^2$. Следует отметить, что дифракционную добротность TEM_{m0q} -колебаний и их сателлитов можно существенно повысить за счёт запредельных скосов на краях цилиндрических зеркал открытого резонатора вдоль оси y (см. рис. 1б).

Проведём выбор параметров ОР с гладкими зеркалами (рис. 1а) для экспериментальной проверки эффекта повышения дифракционной добротности колебаний за счёт проводящей цилиндрической вставки в 10-миллиметровом диапазоне длин волн. Как показано в первой части работы [2], для выбранного диапазона длин волн эффект резонансного увеличения дифракционной

добротности за счёт проводящей цилиндрической вставки наиболее отчётливо проявляется для колебания TEM_{005} при параметрах зеркал резонатора $R_c = 23$ мм, $l/R_c = 0,57$ и $2\varphi_0 = 80^\circ$. При этом дифракционная добротность Q_{Dx} основного типа колебаний TEM_{005} и близлежащих колебаний TEM_{104} и TEM_{204} составляет $Q_{005} = 3500$, $Q_{104} = 570$ и $Q_{204} = 390$, т.е. в данном ОР наблюдается эффективное высвечивание высших типов колебаний. Омическая добротность TEM_{005} -колебания в ОР с медными зеркалами при длине волны $\lambda = 10$ мм составляет $Q_\Omega = 33000$.

Для оценки Q_{Dy} воспользуемся результатами [4] для добротности колебаний, возбуждаемых в ОР из двух параллельных полос шириной $2b$:

$$Q_{Dy} = \frac{q}{4p_y''} = \frac{q[(M_y + \beta)^2 + \beta^2]^2}{2\pi(n+1)^2\beta(M_y + \beta)}, \quad (4)$$

где p_y'' — мнимая часть дифракционной поправки (3): $p_y = p_y' - ip_y''$.

Для ОР с цилиндрическими зеркалами дифракционная добротность колебаний Q_{Dy} будет несколько выше, чем (4), т.к. края зеркал находятся на расстоянии меньше $2l$. При длине волны $\lambda = 10$ мм дифракционная добротность колебания TEM_{005} в ОР с зеркалами с длиной $2b = 100$ мм согласно (4) составляет $Q_{Dy} = 4500$, а для резонатора с $2b = 150$ мм, соответственно, $Q_{Dy} = 14400$. Дальнейшее увеличение длины зеркал нецелесообразно, т.к. допустимый угол перекоса зеркал становится менее $30'$ [4].

С другой стороны, увеличение протяжённости зеркал резонатора вдоль оси y неизбежно приведёт к перекрытию резонансных кривых для колебания TEM_{00q} и его ближайшего сателлита TEM_{01q} . Введём коэффициент $\chi = (f_{01q} - f_{00q})/\Delta f_{00q}$, характеризующий разность частот колебаний TEM_{00q} и TEM_{01q} по сравнению с шириной резонанса Δf_{00q} для колебания TEM_{00q} . Тогда, принимая во внимание, что $p_y''/p_y' \approx 2\beta/M_y \ll 1$, для коэффициента χ получим следующее соотношение:

$$\chi = \frac{f_{01q} - f_{00q}}{\Delta f_{00q}} \approx \frac{3M_y}{8\beta} \frac{1/Q_{Dy}}{1/Q_{Dx} + 1/Q_{Dy} + 1/Q_\Omega}. \quad (5)$$

В ОР с зеркалами с длиной $2b = 100$ мм вдоль оси y относительная разность частот колебаний TEM_{005} и TEM_{015} при $Q_{Dx} = 3500$ и $Q_\Omega = 33000$ согласно (5) составляет $\chi = 2,98$, а для зеркал с длиной $2b = 150$ мм имеем $\chi = 1,95$. Следовательно, в случае $2b \geq 150$ мм резонансные кривые колебания TEM_{005} и его ближайшего сателлита TEM_{015} перекрываются, поэтому использование зеркал с длиной $2b > 150$ мм нецелесообразно.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР С ГЛАДКИМИ ЗЕРКАЛАМИ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ И ПРОВОДЯЩЕЙ ВСТАВКОЙ

Экспериментальные исследования ОР с гладкими цилиндрическими зеркалами и проводящей вставкой (см. рис. 1а) были проведены в 10-миллиметровом диапазоне длин волн. Параметры зеркал резонатора были выбраны такими же, как в работе [2]: $R_c = 23$ мм, $2\varphi_0 = 80^\circ$ и $l/R_c = 0,50 \div 0,65$ мм. Протяжённость зеркал вдоль оси y выбиралась с учётом (5) и составляла $2b = 100$ мм. Зеркала резонатора и цилиндрическая вставка были выполнены из меди. Узел связи размещался в центре одного из цилиндрических зеркал.

Характерные резонансные кривые для коэффициента отражения по мощности от пустого резонатора приведены на рис. 2. При строго параллельной юстировке зеркал резонатора в приведённой на рис. 2а полосе частот $f = 30,9 \div 31,3$ ГГц наблюдается возбуждение чётных (по индексу n) колебаний TEM_{005} и TEM_{025} , а нечётное колебание TEM_{015} не возбуждается вследствие

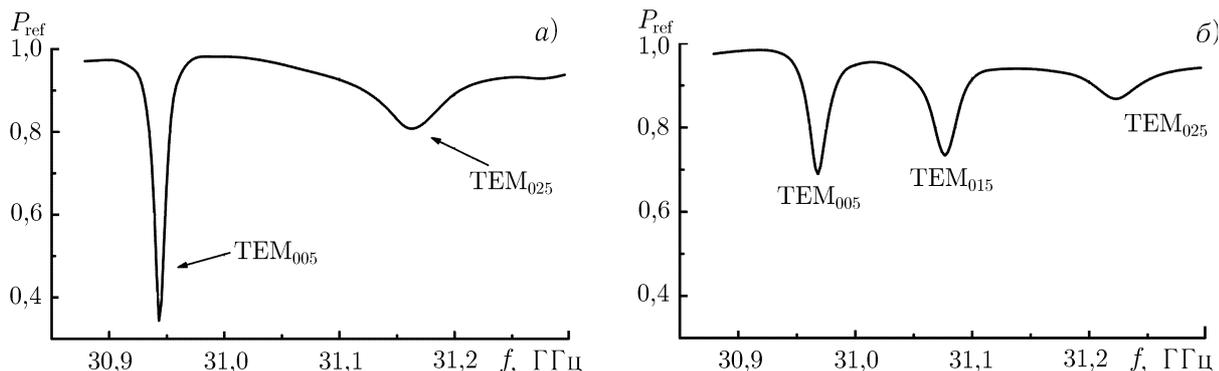


Рис. 2. Резонансные кривые для коэффициента отражения по мощности от пустого открытого резонатора с цилиндрическими зеркалами длины $2b = 100$ мм при параллельной юстировке зеркал (а) и перекосе зеркал на угол $\gamma = 12'$ (б)

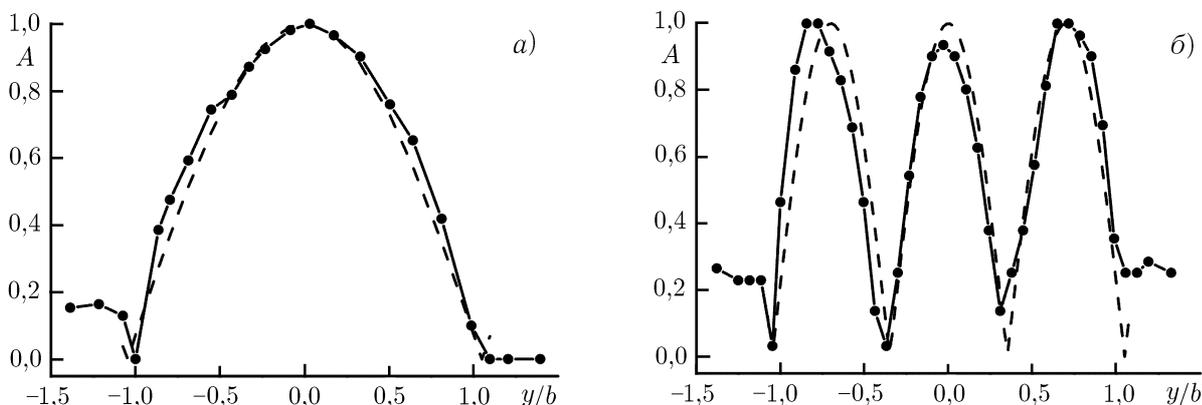


Рис. 3. Распределение относительной амплитуды электрической компоненты поля колебаний TEM_{005} (а) и TEM_{025} (б) при $x = 0$ и $z = 0$: точки — эксперимент; пунктир — расчёт амплитуды поля согласно (6)

симметричного размещения узла связи на зеркале. Незначительный перекося зеркал (см. рис. 2б) приводит к изменению структуры поля колебаний вдоль оси y и возбуждению в резонаторе чётных и нечётных типов колебаний, причём колебания TEM_{005} и TEM_{015} вступают в межтиповое взаимодействие, что приводит к выравниванию их добротности.

На рис. 3 приведены экспериментальные и расчётные распределения амплитуды электрической компоненты поля колебаний TEM_{005} и TEM_{025} вдоль оси y ($x = 0$; $z = 0$). Экспериментальные распределения полей в ОР были измерены при помощи пробного тела с диаметром около 1,5 мм по сдвигу резонансной частоты исследуемого типа колебаний [6]. Расчётные кривые на рис. 3 получены из решения задачи [4] для резонатора с плоскими зеркалами длины $2b = 100$ мм:

$$\begin{aligned}
 A(y) &= \cos\left(\frac{\pi(n+1)y}{2b(1+\beta(1+i)/M_y)}\right), & n = 0, 2, 4, \dots; \\
 A(y) &= \sin\left(\frac{\pi(n+1)y}{2b(1+\beta(1+i)/M_y)}\right), & n = 1, 3, 5, \dots,
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

где $A(y)$ — амплитуда электрического поля, нормированная на максимальное значение.

Как видно из рис. 3, в исследуемом ОР при строго параллельной юстировке зеркал каустические поверхности не образуются, а характерной особенностью распределения является конечная амплитуда электрической компоненты поля как на краях зеркал, так и за пределами резонатора. Наблюдается удовлетворительное соответствие между экспериментальными и расчётными

распределениями полей колебаний TEM_{005} и TEM_{025} в резонаторе, что свидетельствует о возможности практического использования ОР с цилиндрическими зеркалами конечной длины.

Для экспериментальной проверки эффекта повышения дифракционной добротности колебаний за счёт размещения в объёме ОР цилиндрических проводящих вставок были выбраны три диаметра проводящей вставки, исходя из результатов вычислительного эксперимента для двумерного ОР [2]. Так, первый максимум дифракционной добротности колебания TEM_{005} в исследуемом ОР должен наблюдаться для цилиндра с диаметром $2a = 1,15$ мм на частоте $f = 29,75$ ГГц, второй максимум резонансного повышения добротности следует ожидать при $2a = 5,14$ мм на частоте $f = 29,53$ ГГц. Для проводящего цилиндра с диаметром $2a = 3$ мм, наоборот, должно наблюдаться ухудшение дифракционной добротности колебания TEM_{005} .

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты для собственной добротности TEM_{005} -колебания при частотной перестройке как в пустом резонаторе, так и при нескольких диаметрах проводящей вставки из меди: $2a = 1,22$; 3,00 и 5,00 мм. Перестройка по частоте на одном и том же типе колебаний осуществлялась симметричным перемещением зеркал резонатора, при этом проводящая вставка оставалась на оси симметрии резонатора (рис. 1а). В пустом ОР для колебания TEM_{005} наблюдается плавный рост добротности с $Q_0 = 1000$ до $Q_0 = 1800$ при перестройке в диапазоне частот $f = 26,5 \div 34,5$ ГГц. Размещение вдоль оси симметрии резонатора (оси y) проводящей вставки с меньшим диаметром $2a = 1,22$ мм приводит к повышению добротности колебания TEM_{005} на $30 \div 50$ % в полосе перестройки $f = 26,5 \div 33,5$ ГГц. Для большего диаметра проводящей вставки $2a = 5,00$ мм эффект повышения добротности TEM_{005} -колебания наблюдается в более узкой полосе частот $f = 29,5 \div 32,0$ ГГц, а для проводящей вставки с диаметром $2a = 3,0$ мм наблюдается снижение добротности TEM_{005} -колебания до $Q_0 = 500 \div 700$ в полосе перестройки $f = 28,0 \div 35,0$ ГГц.

Таким образом, экспериментально удалось подтвердить эффект повышения дифракционной добротности основного типа колебаний TEM_{00q} в ОР с цилиндрическими зеркалами за счёт размещения в объёме резонатора проводящей цилиндрической вставки с резонансным диаметром. Однако полученный максимальный уровень добротности $Q_0 = 2000$ для колебания TEM_{005} при эффективном подавлении высших типов колебаний TEM_{104} и TEM_{204} может оказаться недостаточным для ряда практических применений. Поэтому нами был экспериментально исследован открытый резонатор с проводящей вставкой и запредельными скосами на краях цилиндрических зеркал (рис. 1б), в котором можно существенно повысить добротность колебаний за счёт устранения высвечивания энергии резонансного поля вдоль оси y .

3. ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР С ЗАПРЕДЕЛЬНЫМИ СКОСАМИ НА КРАЯХ ЗЕРКАЛ И ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВСТАВКОЙ

Общий вид открытого резонатора с запредельными скосами на краях зеркал приведён на рис. 1б. В эксперименте был исследован ОР со следующими геометрическими параметрами: $R_c = 24,2$ мм, $2b = 100$ мм, $c = 15$ мм, $2\varphi_0 = 80^\circ$, $2\theta = 10^\circ$, $l/R_c = 0,50 \div 0,60$. Зеркала резонатора

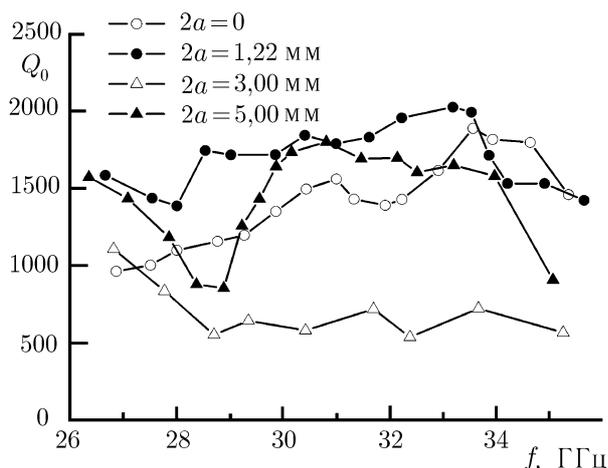


Рис. 4. Добротность колебания TEM_{005} в открытом резонаторе с проводящей цилиндрической вставкой диаметра $2a$ в зависимости от частоты

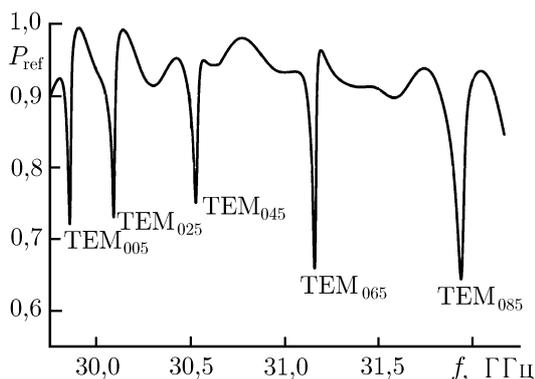


Рис. 5. Спектр собственных колебаний в открытом резонаторе с запредельными скосами на краях зеркал

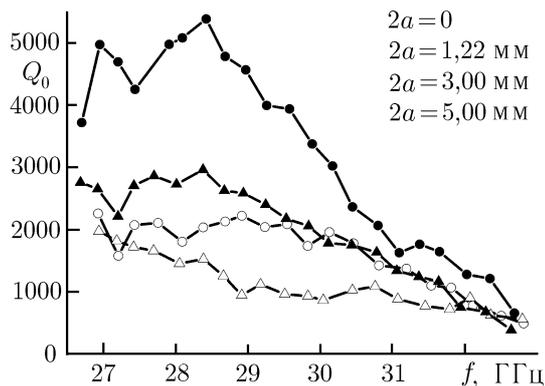


Рис. 6. Добротность колебания TEM_{005} в открытом резонаторе с запредельными скосами и проводящими вставками различного диаметра в зависимости от частоты

были выполнены из дюралюминия, проводящие цилиндрические вставки — из меди. Узел связи был выполнен в виде волноводного перехода к щели с сечением $7,2 \times 0,1$ мм, ориентированную вдоль оси y и размещённую в центре одного из зеркал.

Как выяснилось в ходе эксперимента, запредельные скосы на зеркалах позволяют эффективно удерживать в резонаторе 8–9 сателлитов, расположенных вблизи основного колебания TEM_{00q} и отличающихся числом вариаций поля вдоль оси y . На рис. 5 представлен характерный участок спектра собственных колебаний пустого ОР с запредельными скосами на краях зеркал, состоящий только из чётных типов колебаний (TEM_{005} , TEM_{025} , TEM_{045} , TEM_{065} и TEM_{085}). Возбуждение нечётных типов колебаний (TEM_{015} , TEM_{035} , TEM_{055} и TEM_{075}) было устранено при помощи небольшого перекоса ($\pm 2'$) одного из зеркал резонатора, что одновременно свидетельствовало о строго параллельной юстировке зеркал при симметричном размещении возбуждающего узла связи. Добротность колебаний TEM_{005} , TEM_{025} , TEM_{045} и TEM_{065} в пустом ОР была одного порядка и составляла $Q_0 = 2000 \div 3000$. Проведённые экспериментальные исследования распределения амплитуды электрической компоненты поля колебаний TEM_{005} , TEM_{025} , TEM_{045} и TEM_{065} вдоль оси y ($x = 0$; $z = 0$) показали, что если на участке $-b \leq y \leq b$ амплитуда поля изменяется согласно (6), то в области запредельных скосов образуются каустические поверхности с экспоненциальным спаданием амплитуды резонансного поля.

Резонансные частоты сателлитов удовлетворительно описываются дисперсионным уравнением (2) с учётом того, что в этом ОР отражение волн, распространяющихся вдоль оси y , происходит не от краёв зеркал при ($y = \pm b$), а от условной плоскости в области запредельных скосов (при $y = \pm(b + c_1)$, где $c_1 = 3 \div 5$ мм). Таким образом, данный резонатор может быть использован в качестве открытой резонансной структуры с наперёд заданными резонансными частотами и приблизительно одинаковой добротностью колебаний.

При симметричном размещении в ОР с запредельными скосами проводящих вставок с резонансным диаметром также наблюдалось повышение добротности колебания TEM_{005} по сравнению с пустым резонатором (см. рис. 6). Так, при размещении в объёме ОР проводящего цилиндра с диаметром $2a = 1,22$ мм удалось повысить добротность колебания TEM_{005} в 2,5 раза и осуществить перестройку на одном типе колебаний в полосе частот $f = 26,5 \div 30,0$ ГГц с добротностью $Q_0 = 3500 \div 5000$. Для резонансной вставки с диаметром $2a = 5,0$ мм добротность TEM_{005} -колебания увеличилась в 1,5 раза и составила $Q_0 \approx 3000$.

Для проводящей вставки с нерезонансным диаметром $2a = 3,0$ мм наблюдалось снижение добротности колебания TEM_{005} более чем в 2 раза по сравнению с добротностью основного типа

колебаний в пустом резонаторе. Следует отметить, что для исследуемого ОР в полосе частот $f = 31 \div 34$ ГГц расположена зона вырождения для колебаний TEM_{005} и TEM_{204} , что приводит к снижению добротности колебаний как в пустом ОР, так и в ОР с проводящей вставкой.

ВЫВОДЫ

Проведённые экспериментальные исследования в 10-миллиметровом диапазоне длин волн подтвердили предсказанный в [2] эффект повышения дифракционной добротности основного типа колебаний TEM_{00q} при размещении в объёме ОР проводящей цилиндрической вставки для двух резонансных значений диаметра.

Повышение дифракционной добротности колебания TEM_{005} за счёт проводящих вставок обнаружено в ОР как с гладкими цилиндрическими зеркалами, так и с запредельными скосами на краях зеркал. В ОР с запредельными скосами зеркал при эффективном высвечивании высших типов колебаний TEM_{104} и TEM_{204} получено увеличение добротности колебания TEM_{005} в 2,5 раза (до величины $Q_0 = 5000$).

Большой из двух резонансных диаметров проводящей вставки ($2a = 5,0$ мм) вполне приемлем для конструктивного размещения в ОР активных элементов (лавинно-пролётных диодов, диодов Ганна), подвода питающих напряжений и обеспечения отвода тепла.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда УНТЦ (проект № 1770).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры. Киев: Наук. думка, 1985. 216 с.
2. Мележик П. Н., Мирошниченко В. С., Сенкевич Е. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 48, № 7. С. 596.
3. Коцержинский Б. А., Мачусский Е. А., Першин Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1987. Т. 30, № 10. С. 13.
4. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М: Сов. радио, 1966. 475 с.
5. Мележик П. Н., Бровенко А. В., Поединчук А. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 10. С. 1336.
6. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. М: Изд-во иностр. лит., 1960. 620 с.

Поступила в редакцию 8 октября 2004 г.; принята в печать 18 марта 2005 г.

OPEN RESONATORS WITH CONDUCTIVE CYLINDRICAL INSERTS. 2. FINITE-LENGTH RESONATORS WITH MIRRORS

P. N. Melezhik, V. S. Miroshnichenko, and Ye. B. Senkevich

We present the results of experimental studies of control over the spectrum and Q-factor of oscillations in an open resonator with conductive cylindrical insert. The phenomenon of an increase in the diffraction Q-factor is experimentally observed for the main oscillation type TEM_{00q} for two resonance values of the diameter of a conductive cylindrical insert located in the volume of an open resonator. The features of excitation of oscillations in an open resonator with smooth cylindrical finite-length mirrors and an open resonator with cutoff bevels at the mirror edges are studied. Perspectives of using open resonators with conductive inserts in quasi-optical devices in millimeter waveband are discussed.

УДК 681.7.068.2:620.179.118

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Д. В. Кизеветтер

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, г. Санкт-Петербург, Россия

Получено асимптотическое выражение для расчёта полей излучения волноводных мод многомодового волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления при больших нормированных частотах. Численно смоделировано распределение интенсивности выходящего излучения. Определены статистические характеристики расчётных спекл-структур, проведено сопоставление с экспериментом.

Строгий расчёт распределения интенсивности излучения многомодового волоконного световода в дальней зоне дифракции с учётом краевых эффектов представляет собой сложную проблему [1, 2]. Когда число распространяющихся волноводных мод велико, применение классических численных методов требует больших затрат машинного времени, поэтому такие методы сложно или даже невозможно реализовать на персональном компьютере. Для волоконных световодов (ВС) со ступенчатым профилем показателя преломления рассматриваемая задача, используя ряд приближений, может быть частично решена аналитически, что на несколько порядков сокращает время расчётов. Соответственно, появляются новые возможности для исследования параметров выходящего излучения путём численного моделирования.

Поставленная задача, фактически, состоит из двух частей: определение напряжённости электромагнитного поля на выходном торце световода и расчёта поля в дальней зоне дифракции. Выражения для напряжённости поля отдельных волноводных мод хорошо известны. Так, для осевой составляющей E_z напряжённости электрического поля можно записать [3, 4]

$$E_z(r, \varphi, z) = A_{ls} J_l(u_{ls} r / r_0) \cos(l\varphi + \varphi_0) \exp(i\beta_{ls} z) / J_l(u_{ls}),$$

где l и s — азимутальный и радиальный индексы моды, A_{ls} — нормировочный множитель, J_l — функция Бесселя 1-го рода l -го порядка, r_0 — радиус сердцевины ВС, r , φ и z — цилиндрические координаты, u_{ls} и β_{ls} — собственное число характеристического уравнения и осевая постоянная распространения для моды с индексами l и s .

Для классического численного преобразования необходимо вначале рассчитать поле на выходном торце ВС суммированием полей всех волноводных мод, а затем определить поле в дальней зоне дифракции. В случае аналитического решения удобно вначале рассчитать поле каждой волноводной моды в дальней зоне, а затем выполнить суммирование с учётом фазы и поляризации. В связи с цилиндрической симметрией исходного распределения интегрирование в плоскости выходного торца ВС целесообразно выполнить в цилиндрической системе координат. Принцип расчёта диаграммы направленности и напряжённости полей с использованием метода стационарной фазы хорошо известен [5]. Пренебрежём проникновением полей волноводных мод в оболочку ВС, а также деформацией поля при переходе в свободное пространство и положим $\cos \theta \approx 1$, где θ — угол выхода излучения. Представив выражение для плоской электромагнитной волны в виде суммы функций Бесселя [6] и следуя [5–7], рассматриваемую задачу о выходе излучения можно свести к известной задаче о вводе излучения [6]. В этом случае коэффициенты возбуждения, представленные в [6], будут характеризовать угловые зависимости напряжённости поля

ВОЛНОВОДНЫХ МОД:

$$k_{ls}(h) = \frac{1}{J_{l\mp 1}(u_{ls})} \frac{\mp u_{ls} J_l(u_{ls}) J_{l\mp 1}(h) \mp h J_l(h) J_{l\mp 1}(u_{ls})}{u_{ls}^2 - h^2}, \quad (1)$$

где $h = r_0 k_0 \sin \theta$ — приведённый угол выхода излучения, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения. Вследствие ортогональности тригонометрических функций азимутальная зависимость в дальней зоне дифракции соответствует исходной:

$$f_{ls}(\varphi) = \cos(l\varphi + \varphi_0).$$

Квадрат коэффициентов k_{ls} и f_{ls} описывает диаграмму направленности излучения волноводной моды: $I(\theta, \varphi) \propto k_{ls}^2 f_{ls}^2$. Используя асимптотическую формулу для функций Бесселя при больших значениях аргумента ($z \gg 1$) [8]:

$$J_l(z) = [2/(\pi z)]^{1/2} \cos(z - \pi l/2 - \pi/4), \quad (2)$$

из (1) в случае $|\chi| \ll u_{ls}$, где $\chi = u_{ls} - h$, можно получить

$$k_{ls}(\chi) = \frac{1}{\pi u_{ls} J_{l\mp 1}(u_{ls})} \frac{\sin \chi}{\chi}. \quad (3)$$

Таким образом, максимум радиального распределения интенсивности волноводной моды с собственным числом u_{ls} соответствует приведённому углу выхода h :

$$h = u_{ls}.$$

Соответственно, угол выхода излучения этой моды

$$\theta_{ls} = \arcsin\left(\frac{u_{ls}}{r_0 k_0}\right), \quad (4)$$

а угловая полуширина радиального распределения соответствует дифракционной расходимости луча, ограниченного диафрагмой с полушириной r_0 . Таким образом, поставленная задача сводится к суммированию функций вида (3) с учётом азимутальных зависимостей, поляризации и фаз интерферирующих волн.

Численное моделирование распределения интенсивности выходящего излучения проводилось с использованием асимптотических формул для вычисления собственных чисел волноводных мод [9]:

$$u_{ls} = \xi_{ls} + \operatorname{arctg}\left(\frac{b_s \mp d_s}{2}\right), \quad (5)$$

где

$$b_s = -\left(\frac{n_2^2}{n_1^2} + 1\right) \frac{\xi_{ls}}{\zeta_{ls}}, \quad d_s = (b_s^2 - 4c_s)^{1/2}, \quad (6)$$

$$c_s = \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\xi_{ls}^2}{\zeta_{ls}^2} - \frac{V^4}{\xi_{ls}^2 \zeta_{ls}^4} \frac{l^2 \mu_{ls}^2}{n_1^2 k_0^2}. \quad (7)$$

В выражениях (6), (7) ξ_{ls} является s -м корнем уравнения

$$J_l'(u) = 0,$$

n_1 и n_2 — показатели преломления сердцевины и оболочки ВС, $\zeta_{ls} = (V^2 - \xi_{ls}^2)^{1/2}$, где V — нормированная частота для данного световода, $\mu_{ls} = (n_1^2 k_0^2 - \xi_{ls}^2 / r_0^2)^{1/2}$. При $u_{ls} \gg 1$ использовалась формула [8]

$$\xi_{ls} = \pi (s - 1 + l/2 + 1/4).$$

Осевая постоянная распространения в ВС определялась как

$$\beta_{ls} = [n_1^2 k_0^2 - u_{ls}^2 / (r_0 k_0^2)]^{1/2}.$$

Это позволило избежать численного решения дисперсионного уравнения и в то же время получить приемлемую точность как для собственных чисел u_{ls} , так и для разности постоянных распространения β_{ls} внутри одной модовой группы [9, 10]. Исключения составляют волноводные моды вблизи отсечки ($V - u_{ls} < \pi$) и моды с $l = 1$, для которых ошибки вычисления β_{ls} могут достигать от 15% до 30%, а радиальная зависимость может существенно отличаться от функции (3). Оценка показала, что относительное количество указанных волноводных мод сравнительно мало и составляет $4\pi/V$ (т. е. при $V = 100$ их не более 13%), поэтому неточное определение полей не приводит к существенной ошибке при расчёте распределения интенсивности и статистических характеристик спекл-структур. Результирующее поле в дальней зоне дифракции вычислялось исходя из составляющей E_z электромагнитного поля путём суммирования по всем волноводным модам:

$$E_z(r, \varphi) = \sum_l \sum_s \left\{ R_{ls}^{(HE)}(r) \exp[i l (\varphi - \varphi_{ls}^{(HE)})] \exp(-i \beta_{ls}^{(HE)} L - i \phi_{ls}^{(HE)}) + (1 - \delta_l^1) R_{ls}^{(EH)}(r) \exp[i l (\varphi - \varphi_{ls}^{(EH)})] \exp(-i \beta_{ls}^{(EH)} L - i \phi_{ls}^{(EH)}) \right\}, \quad (8)$$

где L — длина ВС, $R_{ls}^{(HE)}(r)$, $R_{ls}^{(EH)}(r)$ — радиальные распределения продольных составляющих полей волноводных мод HE_{ls} и EH_{l-1} , включая нормировочные множители, $\varphi_{ls}^{(HE)}$, $\phi_{ls}^{(HE)}$, $\varphi_{ls}^{(EH)}$ и $\phi_{ls}^{(EH)}$ — случайные азимутальные и продольные фазы волн, δ_m^n — символ Кронекера:

$$\delta_m^n = \begin{cases} 0, & m \neq n; \\ 1, & m = n. \end{cases}$$

Суммирование проводилось как для HE -мод, так и для EH -мод, исключая случаи $s = 1$, при которых существуют единственные решения — моды HE_{11} . Далее в тексте в целях упрощения индексы HE и EH не приводятся, а величины φ_{ls} , ϕ_{ls} , u_{ls} и $R_{ls}(r)$, упоминаемые ниже, могут соответствовать как HE -, так и EH -моду. Интенсивность излучения, а также поляризационные характеристики были определены через составляющие E_x и E_y поля в декартовой системе координат:

$$I(x, y) = E_x E_x^* + E_y E_y^*.$$

Получаемые распределения представляли собой спекл-структуры, обусловленные интерференцией волноводных мод, имеющие огибающие $\bar{I}(x, y)$ при усреднении по фазам φ_{ls} и ϕ_{ls} .

Для расчёта распределения интенсивности излучения $I(\theta)$, выходящего из волоконного световода, необходимо учесть модовое распределение на выходном торце ВС. Согласно теории при возбуждении волноводных мод многомодового ВС со ступенчатым профилем показателя преломления плоской электромагнитной волной должны возбуждаться моды, волновые векторы которых лежат в узком интервале углов относительно оси световода [6], аналогично случаю выхода излучения из ВС. Однако для реальных световодов (даже на коротких отрезках с длиной 0,5 м и

менее) имеет место существенное перераспределение энергии между модами. Ширина диаграммы направленности выходящего излучения на порядок и более превышает дифракционную расходимость $\lambda/(2r_0)$ [11]. При дальнейшем распространении излучения по световоду также происходит расширение угловой диаграммы направленности. На практике невозможно рассчитать изменение модового состава реальных волоконных световодов (а следовательно, и диаграммы направленности), в частности, из-за отсутствия сведений о дефектах, приводящих к перераспределению энергии между модами. Обычно, наоборот, сведения об изменении диаграммы направленности излучения используются для оценки параметров продольных дефектов световода [12]. Для многомодовых ВС также невозможно экспериментально определить передаточные характеристики и дифференциальные коэффициенты затухания каждой волноводной моды отдельно из-за неоднозначности решения обратной задачи. Поэтому для расчёта диаграммы направленности излучения реальных световодов целесообразно использовать аппроксимацию экспериментально измеренных угловых зависимостей. Для описания перераспределения энергии между модами при распространении излучения успешно используется так называемая диффузионная модель [3, 13], которая в цилиндрической системе координат приводит к решению в виде функции распределения Рэлея—Райса (обобщённому распределению Рэлея) [14]:

$$W(\rho) = \frac{\rho}{\sigma} \exp\left(-\frac{\rho^2 + \alpha^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\alpha\rho}{\sigma^2}\right),$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, ρ , α и σ — параметры распределения. Применительно к рассматриваемой задаче радиальное распределение интенсивности, полагая $\sin \theta \approx \theta$, можно заменить зависимостью $I(\theta)$, тогда

$$\mathcal{R}(\theta, \gamma, \sigma) = \frac{1}{\sigma(\gamma)} \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma^2(\gamma)}\right),$$

где γ — угол ввода плоской электромагнитной волны в ВС, $\sigma(\gamma)$ — полуширина углового распределения при угле ввода γ . В малоугловом приближении $\sigma \ll \pi/2$, поэтому при интегрировании и вычислении нормировочных множителей можно считать, что θ изменяется в интервале от 0 до ∞ . Зависимость $\sigma(\gamma)$ также может быть задана в виде аппроксимации, например:

$$\sigma(\gamma) = \sigma_0 - \nu_\sigma \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2w_\sigma^2}\right),$$

где σ_0 , ν_σ и w_σ — соответствующие коэффициенты. Таким образом, если кроме основных параметров световода (числовая апертура, диаметр сердцевины, коэффициент затухания и т. п.) определены параметры σ_0 , ν_σ , w_σ и угловая передаточная функция полной мощности — угловая характеристика ввода [15, 16], этого достаточно для расчёта выходной диаграммы направленности. Для случая ввода плоской волны имеем

$$I(\theta) = NG(\gamma) \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma^2}\right), \quad (9)$$

где N — нормировочный множитель, $G(\gamma)$ — угловая передаточная функция. Если необходимо учесть диаграмму направленности источника излучения на входном торце ВС, следует выполнить разложение поля падающей волны по плоским электромагнитным волнам и проинтегрировать правую часть (9) по углам ввода.

Учитывая (2) и (4), в простейшем приближении можно записать

$$k_{ls}(h) \propto \frac{\sin(u_{ls} - h)}{u_{ls} - h} \frac{1}{u_{ls}^{1/2}}.$$

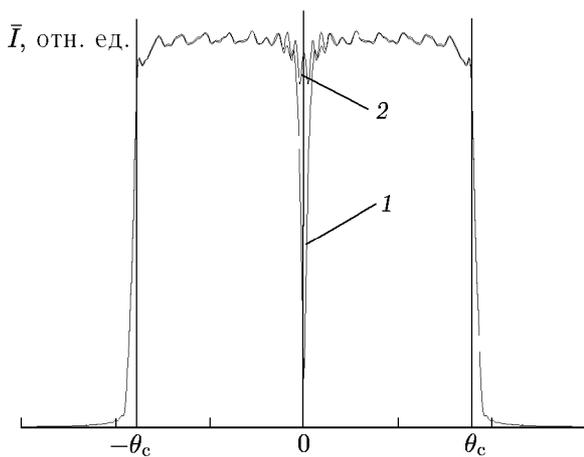


Рис. 1. Усреднённые угловые распределения интенсивности на выходном торце ВС для $r_0 = 100$ мкм, $\lambda = 0,6328$ мкм, $N_A = 0,1$: кривая 1 — без корректировки формулы (3) для основной моды, 2 — с корректировкой в соответствии с (10)

$= 100$ мкм, $\lambda = 0,6328$ мкм и числовой апертуре $N_A = 0,1$. Как следует из расчёта (кривая 1 на рис. 1), полученное распределение можно считать равномерным, исключая диапазон углов $-\Delta\theta_{\text{err}} < \theta < \Delta\theta_{\text{err}}$, где $\theta_{\text{err}} \approx 0,2^\circ$, вблизи оси волновода. Аналогичные расчёты диаграммы направленности для других значений V и N_A показали, что величина $2\Delta\theta_{\text{err}}$ не зависит от числовой апертуры и определяется дифракционной расходимостью $\lambda/(2r_0)$. Следует отметить, что угловым интервалом $2\Delta\theta_{\text{err}}$ сравнительно небольшой и составляет менее 4% апертурного угла θ_c для рассмотренного случая. Соответственно, площадь области с неточным формированием равномерного распределения интенсивности составляет менее 0,2% от общей освещаемой выходящим излучением площади. Поэтому неточное моделирование распределения вблизи оси не оказывает существенного влияния на статистические характеристики получаемых спекл-структур. Причиной существенного отклонения получаемого распределения от заданного является использование указанных выше асимптотических формул для малых углов выхода. Основную ошибку вносит неточное определение поля моды HE_{11} , т. к. на самом деле максимальная интенсивность излучения данной моды достигается на оси световода (при $\theta = 0$), а асимптотическая формула даёт угол $\theta_{11} = \arcsin[u_{11}/(r_0 k_0)]$. Для точного расчёта интенсивности вблизи оси, если это необходимо, следует использовать формулу (1) с соответствующими нормировками. Однако приемлемую для практических целей точность можно получить и не используя строгий расчёт, а скорректировав асимптотическую формулу для основной моды HE_{11} . Для этого при вычислении $R_{11}(\theta)$ необходимо положить величину u_{11} равной нулю (соответственно, сместить θ_{11} в 0) и домножить (10) на $\pi/2$, а $(u_{1s} - h)$ на $1/2$:

$$R_{11}(\theta) \propto \frac{\pi \sin[(u_{1,1} - h)/2]}{u_{11} - h} \frac{\mathcal{R}^{1/2}(\theta, \gamma, \sigma)}{\theta_{11}^{1/2}}.$$

Пример смоделированного равномерного углового распределения с указанной корректировкой приведён на рис. 1 (кривая 2). Для всех исследованных случаев, начиная с $V > 25$, неравномерность получаемых распределений вблизи оси была не более 15%, в диапазоне $\Delta\theta_{\text{err}} < |\theta| <$

В малоугловом приближении множитель $1/u_{1s}^{1/2}$ можно заменить на $1/\theta_{1s}^{1/2}$. Принимая во внимание, что для реальных световодов угловая полуширина распределения интенсивности волноводной моды $\Delta\theta_{1s} \ll \sigma$, угловое распределение выходящего излучения вида (9) можно получить, задав распределение мощности по волноводным модам в соответствии с формулой

$$R_{1s}(\theta) \propto \frac{\sin(u_{1s} - h)}{u_{1s} - h} \frac{\mathcal{R}^{1/2}(\theta, \gamma, \sigma)}{\theta_{1s}^{1/2}}. \quad (10)$$

В частности, для получения равномерного углового распределения следует принять $\mathcal{R} \equiv 1$. Очевидно, что полученную зависимость нельзя использовать вблизи $\theta = 0$. Оценку границы применимости данного приближения можно получить, смоделировав усреднённое по случайным фазам волн φ_{1s} и ϕ_{1s} угловое распределение интенсивности $\bar{I}(\theta)$. В качестве примера на рис. 1 представлено расчётное распределение $\bar{I}(\theta)$ при $r_0 =$

$< \theta_c - \Delta\theta_{\text{err}}$ — не более 5 %, а вблизи апертурного угла, при $\theta_c - \Delta\theta_{\text{err}} < |\theta| < \theta_c$ — не более 10 %.

Представленная методика численного моделирования основана на различных допущениях и приближениях, возможность применимости которых в общем случае оценить затруднительно. Поэтому важной частью данной работы является экспериментальная проверка возможности использования рассмотренного метода.

Усреднённые распределения $\bar{I}(x, y)$ определяются модовым составом излучения на выходном торце ВС, т. е. условиями ввода и распространения излучения, а при моделировании — коэффициентами $R_{l,s}(r)$, определяемыми на основании экспериментальных данных и непосредственно не связанными с рассматриваемым методом численного моделирования. Таким образом, единственным простым способом проверки получаемых результатов является сравнение статистических характеристик расчётных и измеренных спекл-структур излучения, а также рассмотренное выше сопоставление смоделированных и исходных пространственных распределений интенсивности.

Для определения статистических характеристик спекл-структуры выходящего излучения наиболее удобным является равномерное распределение $\bar{I}(x, y)$ в пределах апертурного угла световода. Примеры изображений и радиальных распределений интенсивности, полученные методом численного моделирования для случаев $r_0 = 25$ мкм и $r_0 = 50$ мкм, приведены на рис. 2. Исходя из созданных распределений $I(x, y)$ для световодов, использованных в экспериментах, были рассчитаны пространственная автокорреляционная функция f_{sc} и плотность вероятности интенсивности $p(I)$. Затем расчётные зависимости были сопоставлены с экспериментальными.

Экспериментальные исследования проводились на волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 200, 400 и 1000 мкм. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер с длиной волны 0,6328 мкм, излучение которого вводилось в исследуемый ВС. На входной торец световода было нанесено светорассеивающее покрытие для обеспечения равномерного возбуждения волноводных мод [17]. Выходящее из световода излучение регистрировалось матричной телевизионной камерой. Используя полученные видеоизображения, были определены статистические характеристики спекл-структур реальных ВС. Сопоставление экспериментальных и расчётных автокорреляционных функций приведено на рис. 3. Из графиков на рис. 3 следует, что имеет место хорошее совпадение зависимостей для всех исследованных световодов. Точность определения автокорреляционных функций экспериментальных распределений при малых значениях аргумента обусловлена в основном точностью измерения расстояния от выходного торца до фоточувствительных элементов ПЗС-матрицы (для проведённых измерений — от 1 % до 5 %). Некоторые отличия реального апертурного угла ВС и задаваемого значения не влияют на пространственные характеристики моделируемой спекл-структуры излучения.

Расчётные и экспериментальные плотности вероятности интенсивности представлены на рис. 4. Распределения, полученные с помощью численного моделирования, соответствуют теоретическим представлениям, т. е. имеют экспоненциальный вид [18], хотя и отличаются от экспериментальных. Указанное отличие объясняется интегрированием воспринимаемого излучения ячейками ПЗС-камеры, размеры которых соизмеримы с размерами спекл-структуры. Вследствие этого происходит существенное уменьшение количества слабо освещённых ячеек, и плотность вероятности $p(I)$ в диапазоне малых интенсивностей снижается.

Для расчёта диаграммы направленности световодов экспериментально были определены коэффициенты аппроксимации σ_0 , ν_σ , w_σ (табл. 1). Для всех исследованных ВС со ступенчатым профилем показателя преломления характерно возникновение кольцевой структуры распределения интенсивности выходящего излучения при $0 < \gamma < \gamma_c$, где γ_c — апертурный угол, вырожда-

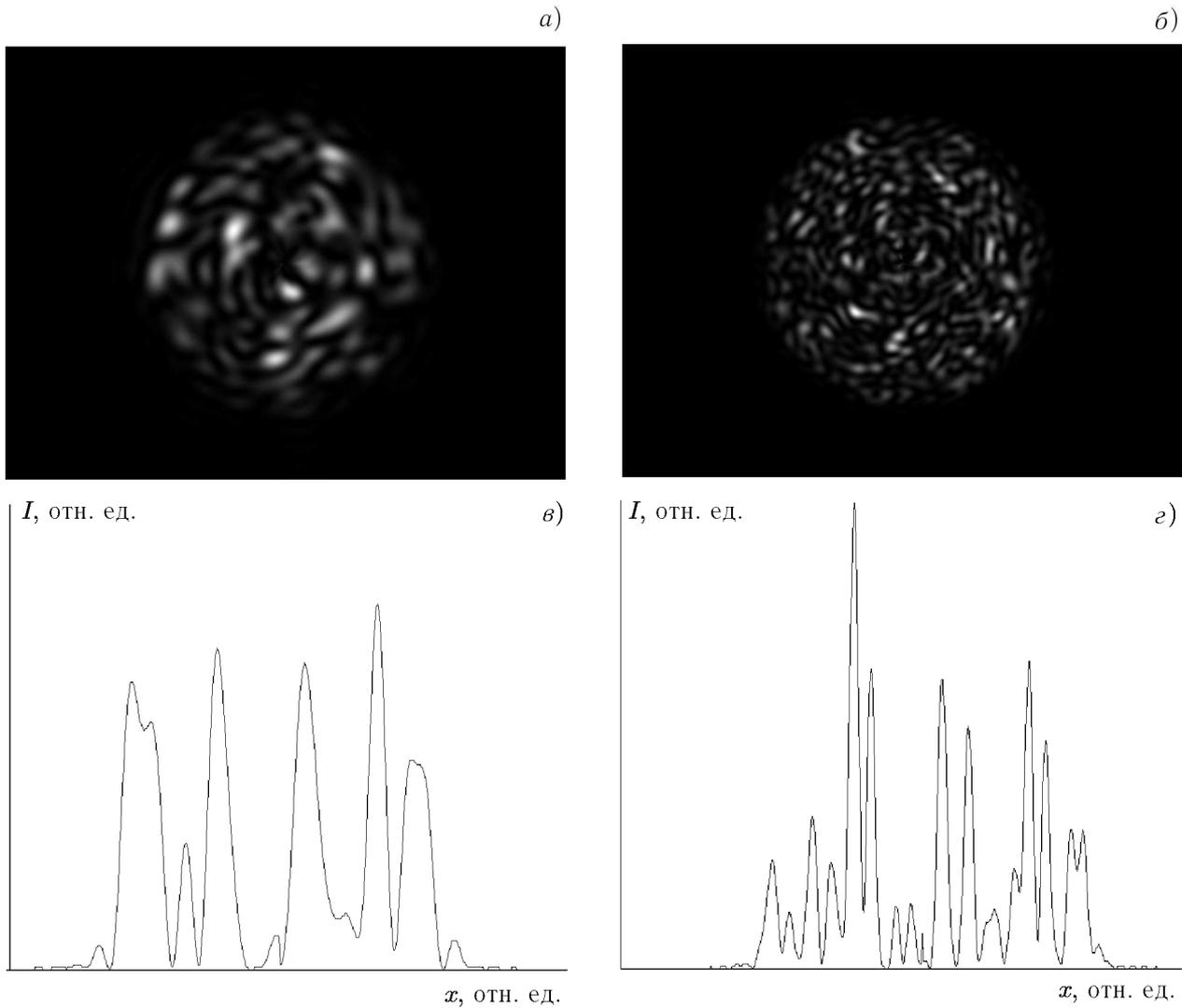


Рис. 2. Распределения интенсивности $I(x, y)$, полученные с помощью численного моделирования (а, б), и распределения интенсивности $I(x, y = 0)$ по выделенной строке видеоизображения (в, г) при $N_A = 0,1$, $\lambda = 0,6328$ мкм, $n_1 = 1,45$; расстояние от выходного торца световода до плоскости наблюдения $0,05$ м; $r_0 = 25$ мкм (а, в), и $r_0 = 50$ мкм (б, г)

ющейся в круговое распределение при $\gamma \rightarrow 0$. Для всех ВС характерно также уменьшение σ при увеличении γ .

Используя представленную выше методику расчёта с корректировкой распределения интенсивности для основной моды, было проведено моделирование распределения интенсивности выходящего излучения для световода с $r_0 = 100$ мкм, $N_A = 0,3$ при вводе плоской электромагнитной волны под углом $7,5^\circ$ относительно оси ВС. При этом параметры исходного распределения задавались в соответствии с табл. 1: $\sigma = 2,3^\circ$. Полученное распределение и радиальная зависимость интенсивности приведены на рис. 5, усреднённое по фазам волн распределение — на рис. 6. На рис. 6 представлены также зависимости $\bar{I}(\theta)$ для случая $\gamma \gg \sigma$: при $\gamma = 10^\circ$, $\gamma = 3,5^\circ$ (вблизи оси) и $\gamma = 0^\circ$. Во всех рассмотренных случаях имело место хорошее соответствие между задаваемым и полученным распределениями $I(\theta)$: среднеквадратическое отклонение не превышало 2%.

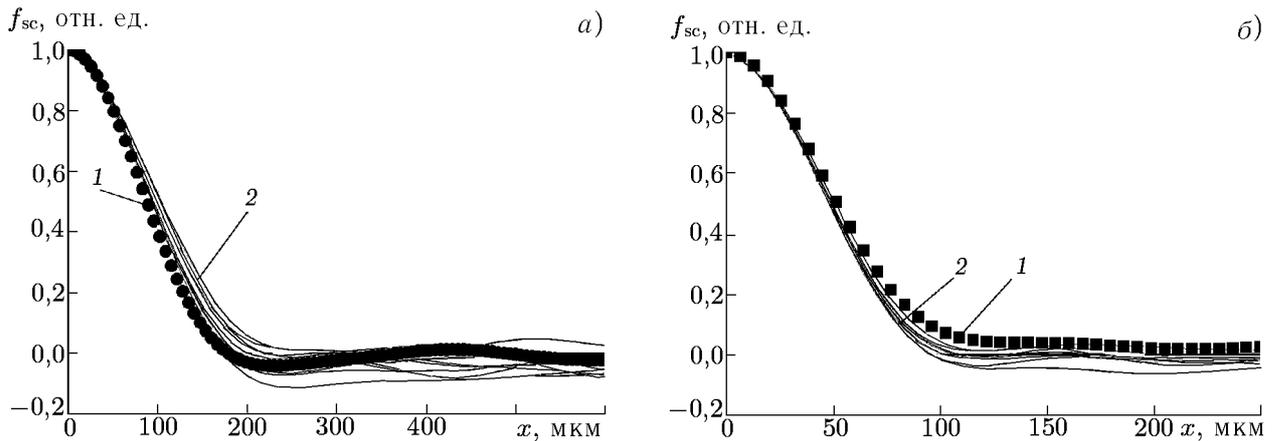


Рис. 3. Автокорреляционные функции распределений интенсивности выходящего излучения для ВС с $r_0 = 100$ мкм (а) и $r_0 = 200$ мкм (б); кривые 1 соответствуют результатам численного моделирования, кривые 2 построены по 10-ти экспериментально полученным изображениям

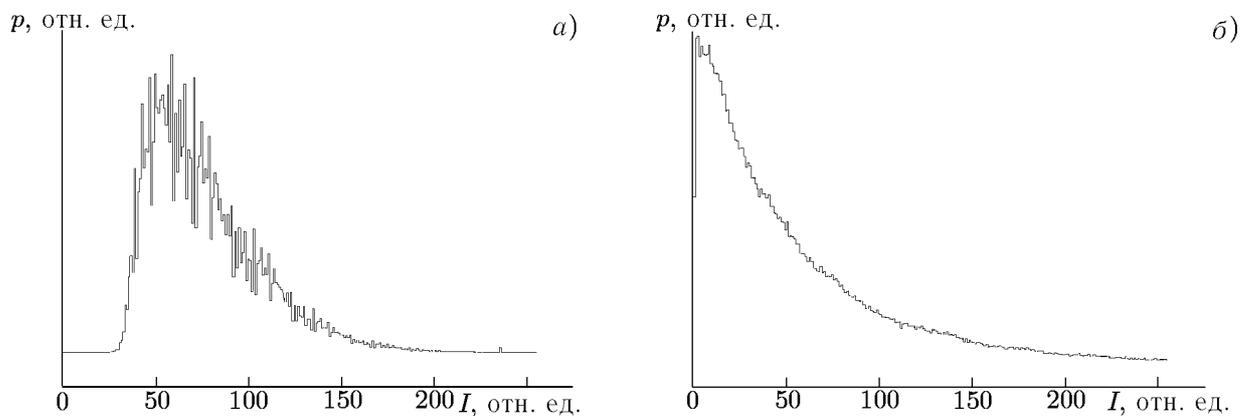


Рис. 4. Экспериментальная (а) и расчётная (б) плотности вероятности распределения интенсивности для ВС с $r_0 = 100$ мкм

Таблица 1

Параметры световода	σ_0 , град	ν_σ , град	w_σ , град	γ_c , град
$r_0 = 12$ мкм, $L = 1,0$ м	0,75	0,53	3,44	21
$r_0 = 100$ мкм, $L = 10,0$ м	0,12	2,65	11,76	18
$r_0 = 200$ мкм, $L = 4,5$ м	2,25	3,47	4,60	17
$r_0 = 500$ мкм, $L = 3,0$ м	1,18	3,45	5,13	17

Для проверки стабильности пространственных характеристик спекл-структуры, полученных путём численного моделирования, были проведены расчёты автокорреляционной функции для случая равномерного возбуждения со случайным отклонением амплитудных коэффициентов от требуемых в пределах от 10% до 30% для каждой волноводной моды. Были определены также автокорреляционные функции спеклов при селективном возбуждении мод плоской волной. Во всех рассмотренных случаях отличия автокорреляционной функции от приведённых выше (см. рис. 3) лежали в пределах статистической погрешности расчётов.

Таким образом, представленный метод численного моделирования позволяет получать рас-

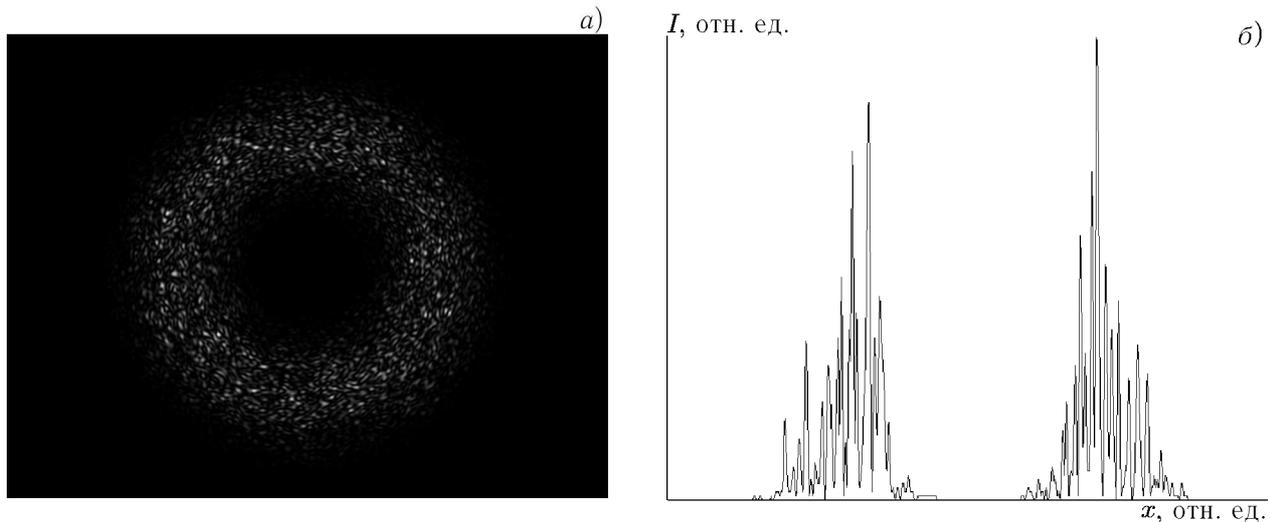


Рис. 5. Распределение интенсивности $I(x, y)$, полученное с помощью численного моделирования для световода с $N_A = 0,3$, $n_1 = 1,45$, $r_0 = 100$ мкм при $\lambda = 0,6328$ мкм, угле ввода $\gamma = 7,5^\circ$ и соответствующей полуширине $\sigma = 2,3^\circ$ (а), и распределение интенсивности $I(x, y = 0)$ (б)

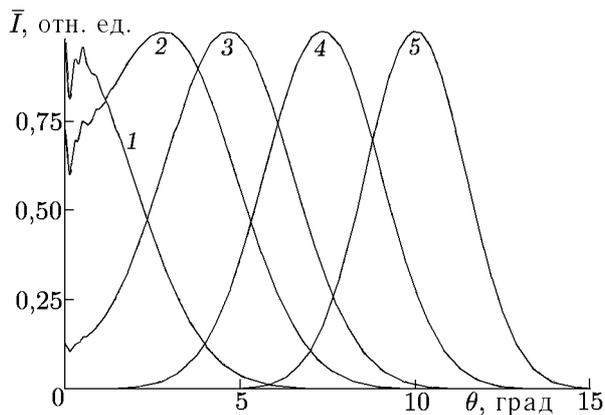


Рис. 6. Усреднённые угловые распределения, полученные путём численного моделирования с корректировкой формулы (3) для основной моды, для световода с $N_A = 0,3$, $n_1 = 1,45$, $r_0 = 100$ мкм при $\lambda = 0,6328$ мкм. Кривая 1 соответствует $\gamma = 0^\circ$, $\sigma = 2,8^\circ$; 2 — $\gamma = 3,5^\circ$, $\sigma = 2,6^\circ$; 3 — $\gamma = 5^\circ$, $\sigma = 2,5^\circ$; 4 — $\gamma = 7,5^\circ$, $\sigma = 2,3^\circ$; 5 — $\gamma = 10^\circ$, $\sigma = 2,0^\circ$

пределения интенсивности излучения, выходящего из многомодовых ВС, со статистическими характеристиками спекл-структуры, соответствующими известным теоретическим представлениям и экспериментальным данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маненков А. Б., Тигелис И. Г. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 11. С. 1337.
2. Бровко А. В., Маненков А. Б., Рожнев А. Г. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 5. С. 528.
3. Унгер Х. Г. Планарные и волоконно-оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
4. Snitzer E. // Opt. Soc. Am. 1961. V. 51, No. 5. P. 491.
5. Mathews J., Walker R. L. Mathematical methods of physics. New York, Amsterdam: W. A. Benjamin Inc., 1965.
6. Snyder A. W. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech. 1969. V. 17, No. 2. P. 1138.
7. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 299 с.

8. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.
9. Кизеветтер Д. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 3. С. 228.
10. Kieseewetter D. V. // Proc. SPIE. 2005. V. 5 447. P. 106.
11. Jeunhomme L., Rocholle J. P. // Opt. Commun. 1974. V. 12, No. 1. P. 89.
12. Кугушев А. И., Керимов А. А., Яковлев М. Я. // Зарубежная радиоэлектроника. 1983. № 7. С. 54.
13. Основы волоконно-оптической связи / Пер. с англ. под ред. Е. М. Дианова. М.: Советское радио, 1980. 232 с.
14. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Советское радио, 1974. 552 с.
15. Кизеветтер Д. В., Малюгин В. И. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64, вып. 5. С. 1 139.
16. Кизеветтер Д. В., Малюгин В. И. // Оптико-механическая промышленность. 1989. № 9. С. 48.
17. А. с. 1509793 СССР. Способ возбуждения мод многомодового волоконного световода при проведении измерений его параметров / Кизеветтер Д. В., Малюгин В. И. Оpubл. 1989. Бюл. № 35.
18. Гудмен Д. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 527 с.

Поступила в редакцию 29 апреля 2004 г.; принята в печать 19 мая 2005 г.

NUMERICAL MODELING OF RADIATION OF MULTI-MODE FIBER-OPTIC WAVEGUIDES

D. V. Kisevetter

An asymptotic expression has been obtained to calculate radiation fields for a multi-mode fiber-optic waveguide with a step-index profile of the refraction index at high normalized frequencies. The distribution of intensity of the output radiation has been modelled numerically. Statistical characteristics of the calculated speckle structures have been found and compared with the experiment.

УДК 534.6

ДЕКОНВОЛЮЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАКТА В РЕВЕРБЕРИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

С. С. Наумов

Инженерный центр Нижегородского государственного технического университета,
г. Нижний Новгород, Россия

В статье рассматриваются сравнительные свойства различных методов измерения частотных характеристик тракта распространения сигнала в реверберирующей среде. Показано, что предлагаемый деконволюционный метод обработки сложного модулированного по частоте сигнала с монотонной мгновенной фазой является предпочтительным по сравнению с другими методами как в смысле энергетической выгоды, помехозащищённости, возможности выполнения временной селекции, устойчивости к доплер-эффекту, так и по нечувствительности к нелинейностям тракта.

ВВЕДЕНИЕ

В подавляющем большинстве случаев (исключая заглушённые бассейны и безэховые камеры) отражения от ближайших неоднородностей вносят недопустимые искажения в результаты экспериментальных измерений частотных характеристик акустических трактов. В данной работе предлагается набор методов, позволяющих минимизировать погрешности измерений за счёт применения сложных модулированных по частоте (ЧМ) сигналов с непрерывной фазой.

Обычно для анализа частотных характеристик акустических трактов используются следующие типы сигналов.

1) Гармонический сигнал. Длительный сигнал с постоянной частотой позволяет определить коэффициент передачи тракта и фазовые соотношения на этой частоте, однако такой сигнал никак не защищён от влияния реверберации и поэтому далее рассматриваться не будет.

2) Радиоимпульс. Допускает временную селекцию (разделение частичных сигналов по длительностям распространения), но требует значительного времени для проведения измерений амплитудно-фазо-частотной характеристики (АФЧХ) на всех рабочих частотах, поскольку после каждого импульса необходимо выдерживать реверберационную паузу. Для снижения времени установления выходного сигнала возможно подавление переходного процесса в излучателе (см., например, [1–4]). Основным недостатком подхода, основанного на использовании радиоимпульсов для анализа характеристик акустических трактов, является его низкая энергетическая эффективность, объясняемая кратковременностью импульса.

3) Шум, псевдошум, последовательность максимальной длины [5–7]. Энергетически существенно более выгодные по сравнению с радиоимпульсом сигналы. Тем не менее пик-фактор шумового сигнала, по крайней мере, на 8 дБ выше предельного значения. Кроме того, при использовании таких сигналов влияние нестационарности среды весьма высоко. Нелинейности тракта ввиду достаточно высокого пик-фактора необратимо портят сигнал и вносят серьёзные погрешности в результаты измерений.

4) ЧМ сигналы. Представляются автору самыми удобными для измерений частотных характеристик акустических сигналов, поскольку кроме близкого к минимальному значению пик-фактора такие сигналы отличаются меньшей чувствительностью к нестационарности канала, а также допускают «окрашивание» тестового сигнала без снижения его интегральной мощности.

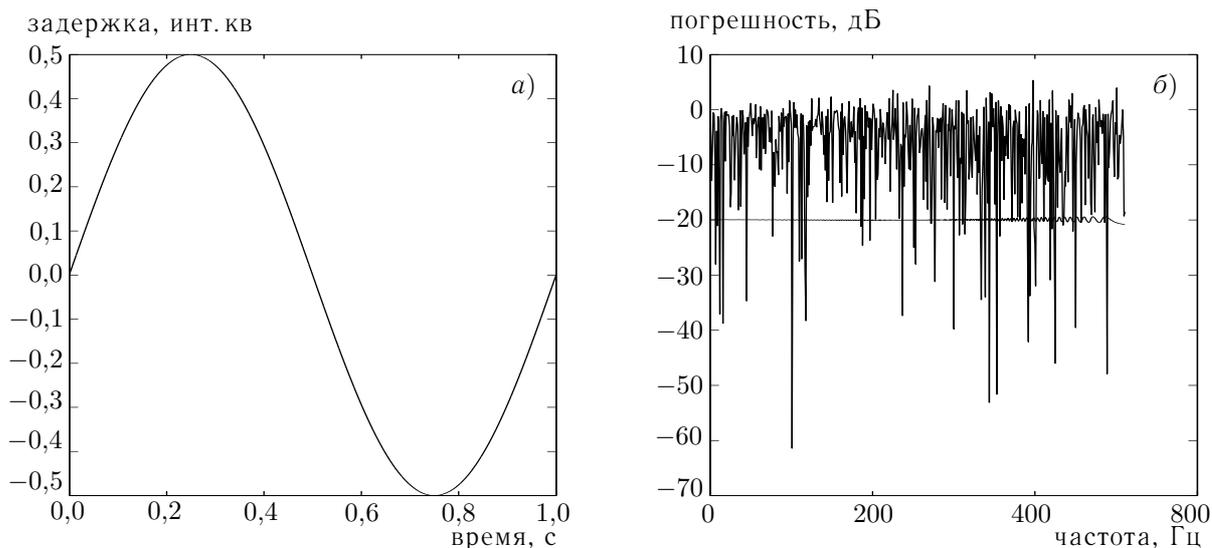


Рис. 1. Влияние нестационарности на результат измерения АЧХ: (а) изменение времени распространения в интервалах квантования, (б) АЧХ для шумового сигнала (вверху) и для сигнала с линейной частотной модуляцией (внизу); нижний график смещён вниз на 20 дБ

На рис. 1 показаны результаты воздействия изменяющейся во времени задержки распространения сигнала на измеренную амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) для шумового и ЧМ сигналов. Задержка распространения меняется по гармоническому закону таким образом, что моменты прихода сигнала сдвигаются на $\pm 0,5$ интервала квантования. Из графиков АЧХ следует, что с ростом частоты погрешность, вызванная доплер-эффектом, необратимо искажает результат для шумового сигнала, в то время как для ЧМ сигнала она не превышает 1 дБ на верхней частоте.

Нелинейности в случае сигналов с частотной модуляцией не так существенны, поскольку в любой момент времени мгновенные частоты гармоник отстоят по частоте от полезного сигнала и могут быть устранены, как это будет показано ниже. Предлагаемый подход связан именно с ЧМ сигналами.

1. МЕТОДИКА ДЕКОНВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим структурную схему канала распространения в условиях многолучёвости. Проиллюстрируем предлагаемую методику на примере тракта, изображённого на рис. 2, предполагая наличие нескольких лучей. Импульсную передаточную функцию такой среды распространения можно представить в виде суммы импульсных функций отдельных лучей:

$$I_{\text{TR}} = \sum_{i=1}^n I_{\text{TR}i},$$

где n — число лучей, I_{TR} — импульсная функция, состоящая из суммы нескольких импульсных функций отдельных каналов.

Пусть в качестве сигнала используется сигнал с линейной частотной модуляцией:

$$U_{\Gamma} = A_0 \sin[\varphi(t)],$$

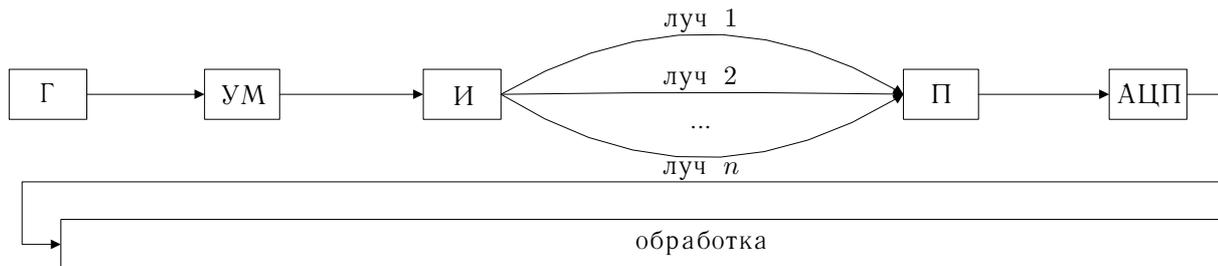


Рис. 2. Измерение АФЧХ тракта в условиях реверберации: Г — генератор сигнала, УМ — усилитель мощности, И — излучатель, П — приёмник, АЦП — аналого-цифровой преобразователь

где $\varphi(t)$ — фаза, меняющаяся по закону $\varphi = 2\pi \int_0^t f(t') dt'$, $f(t) = F_0 + St$, $S = (F_1 - F_0)/T = = df/dt$ — крутизна, F_0 и F_1 — начальная и конечная частоты, T — длительность сигнала, A_0 — его амплитуда. Импульсная передаточная функция усилителя мощности равна $I_{УМ} = K\delta(t)$, где K — коэффициент усиления, $\delta(t)$ — импульсная характеристика усилителя, совпадающая с дельта-функцией. Импульсные функции излучателя и приёмника равны соответственно $I_{ТХ}(t)$ и $I_{РХ}(t)$.

Предполагается, что характеристика одного из преобразователей (приёмника или передатчика) известна. Требуется определить импульсную передаточную функцию или АФЧХ другого преобразователя. Мы будем говорить об общей характеристике тракта преобразования, равной произведению АФЧХ преобразователей. Соответствующая импульсная передаточная функция равна свёртке импульсных функций преобразователей:

$$I_{ТХРХ} = I_{ТХ} \otimes I_{РХ}.$$

Сигнал на входе АЦП можно представить в виде каскадной свёртки:

$$U_{АЦП}(t) = U_{Г}(t) \otimes I_{УМ} \otimes I_{ТХ} \otimes I_{ТР} \otimes I_{РХ} = U_{Г}(t)K\delta \otimes I_{ТХРХ} \otimes I_{ТР},$$

где $U_{Г}(t)$ — сигнал генератора. В спектральной области это выражение выглядит так:

$$F\{U_{АЦП}\} = KF\{U_{Г}\}F\{I_{ТХРХ}\}F\{I_{ТР}\},$$

где $F\{U\}$ обозначает преобразование Фурье. Деление спектра выходного сигнала на спектр входного и обратное преобразование Фурье дают

$$Q(t) = F^{-1} \left\{ \frac{F\{U_{АЦП}\}}{F\{U_{Г}\}} \right\} = KF^{-1}\{F\{I_{ТХРХ}\}\}F\{I_{ТР}\} = KI_{ТХРХ} \otimes I_{ТР}.$$

Поскольку функция $I_{ТХРХ}$, в отличие от $U_{Г}$, не равна нулю только на коротком начальном участке (время затухания переходного процесса, вызванного подачей дельта-импульса на вход тракта излучатель—приёмник), при достаточной разнице времён прихода на приёмник первого (прямого) и всех следующих лучей отдельные приходы не будут перекрываться, и функцию $Q(t)$ можно представить в виде суммы:

$$Q(t) = Q_1(t) + Q_{ОТР}(t),$$

где $Q_1 = KI_{ТХРХ} \otimes I_{ТР1} = KI_{ТХРХ} \otimes \delta(t - \tau_1)$ — составляющая, связанная только с первым лучом, слагаемое $Q_{ОТР} = Q - Q_1$ обусловлено остальными лучами, τ_1 — задержка распространения первого луча. Выделить составляющую $Q_1(t)$ несложно, используя весовое окно $W_1(t)$, отличное

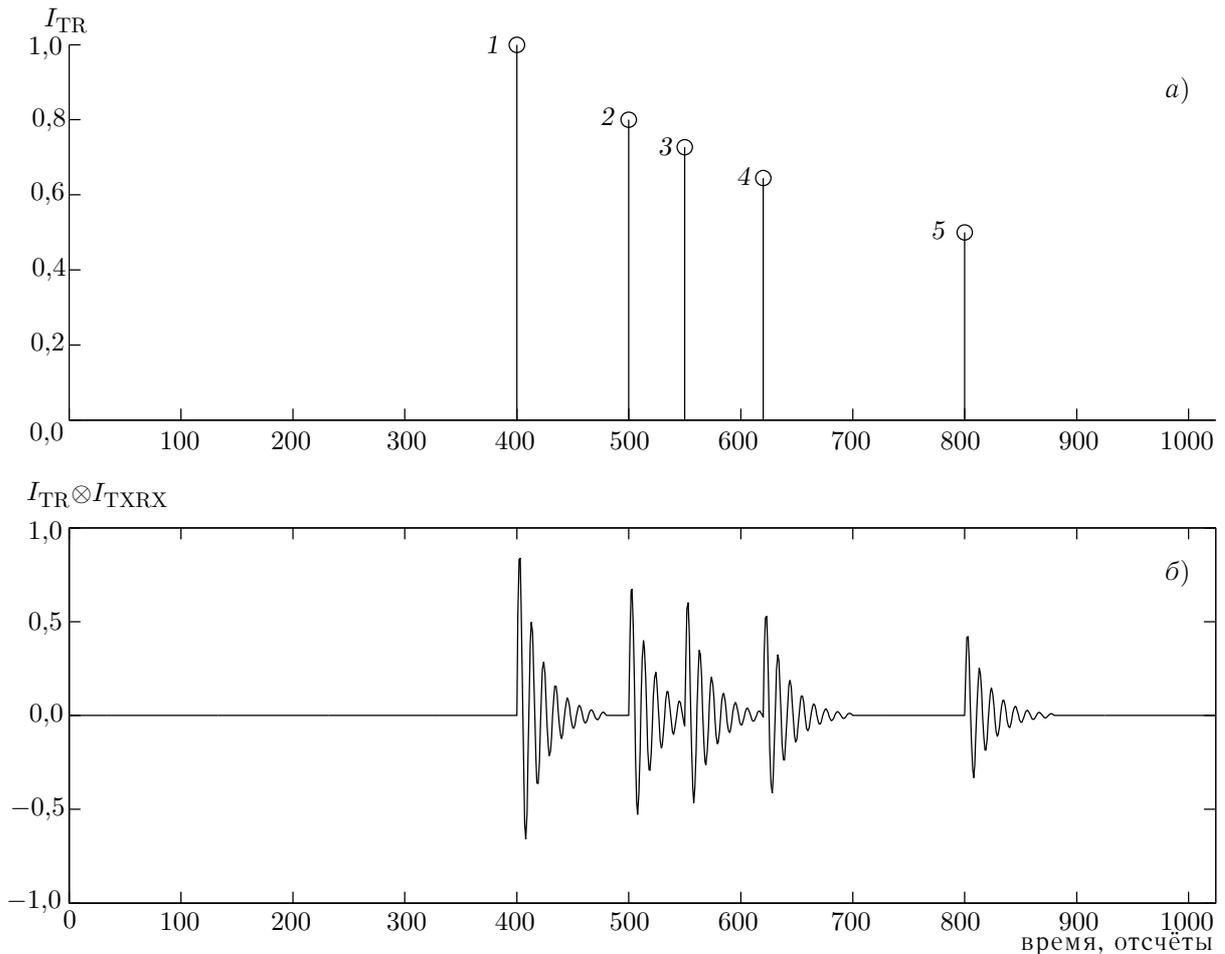


Рис. 3. Импульсная характеристика среды распространения I_{TR} (а) и её свёртка с импульсной функцией пары излучатель—приёмник $I_{TR} \otimes I_{TXRX}$ (б)

от нуля только в области $[t_A, t_B]$, соответствующей первому приходу импульсной функции (см. форму временного окна на рис. 4в, показанную пунктиром):

$$W_1(t) = \begin{cases} 1, & t_A < t < t_B; \\ 0, & t < t_A, t > t_B. \end{cases}$$

В этом случае $Q(t)W_1(t) = Q_1(t)$, т. е. вне окна функция $Q(t)$ полагается равной нулю. Прямое преобразование Фурье функции Q_1 даёт

$$F\{Q_1\} = KA_{TXRX}(f) \exp(j2\pi\tau_1/T),$$

где f — частота, j — мнимая единица, A_{TXRX} — АФЧХ тракта, т. е. фурье-образ функции $Q_1(t)$ равен АФЧХ тракта, умноженной на комплексную экспоненту с показателем, пропорциональным задержке распространения.

Легко заметить, что указанный метод допускает использование многочастотных сигналов любого типа. Единственным ограничением является пожелание достаточной равномерности спектра во всей полосе частот. В противном случае деление на него приводит к усилению шумов.

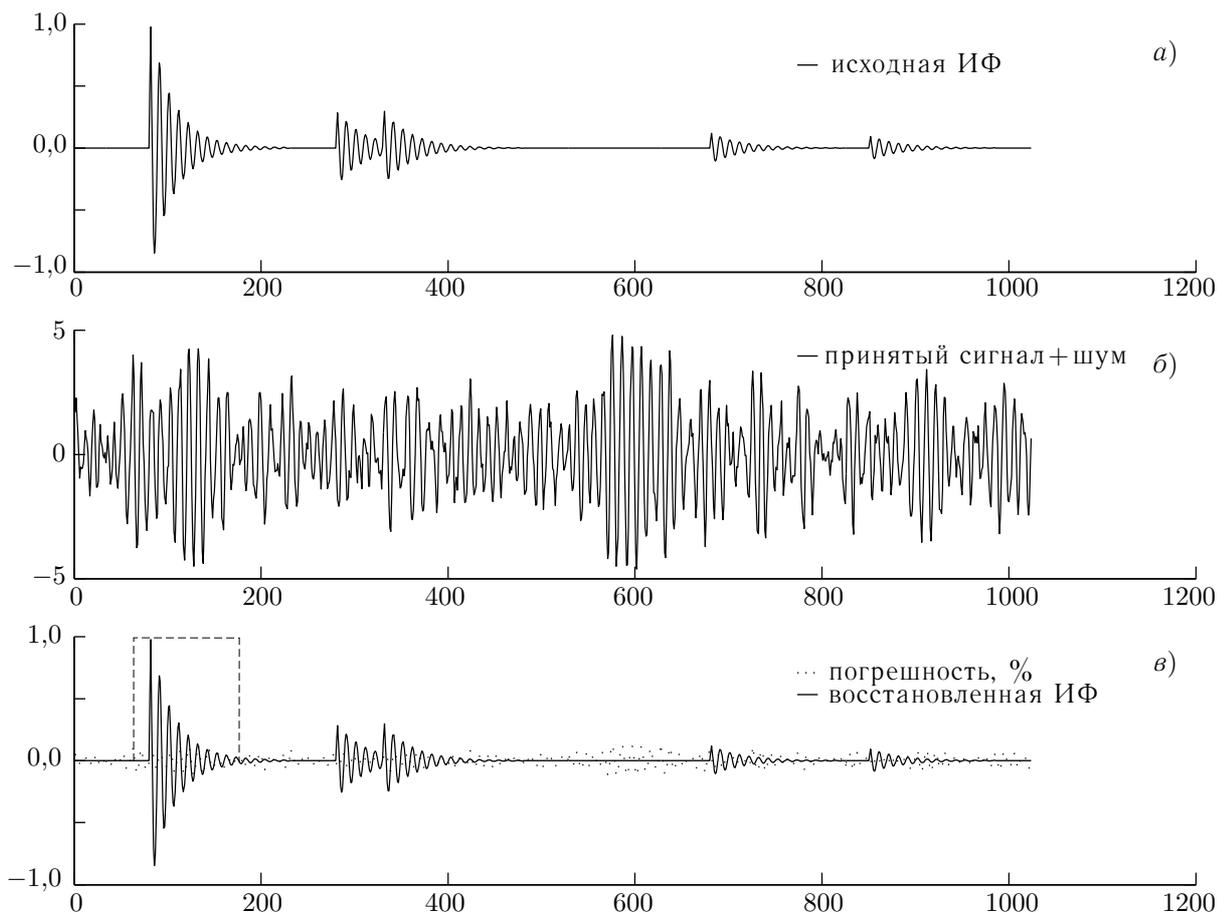


Рис. 4. Восстановление импульсной функции (ИФ) тракта со средой при наличии шумов

Проиллюстрируем метод на примере модели с шумами. В качестве исходного сигнала используем псевдошум, сгенерированный в спектральной области. Для этого внесём случайную фазовую добавку, равномерно распределённую на интервале от 0 до 2π , во все частотные каналы спектра дельта-импульса, у которого на всех частотах модуль равен единице, а фазы равны нулю. Затем возьмём действительную часть обратного преобразования Фурье этого спектра. Данный шумовой сигнал используем в качестве тестового. Исходную АФЧХ тракта излучатель—приёмник $A_{\text{ТХРХ}}(f)$ моделировали в виде АФЧХ колебательного RLC -контура с добротностью $Q = 10$. Псевдослучайный сигнал пропустили через тракт и добавили шум при отношении сигнал/шум 40 дБ.

На рис. 3 показаны импульсные характеристики среды и тракта вместе со средой.

На рис. 4а показана импульсная функция тракта вместе со средой, на рис. 4б — широкополосный сигнал с линейной частотной модуляцией, прошедший через тракт, на рис. 4в — восстановленная импульсная функция тракта (сплошная линия) и погрешность восстановления в масштабе 100 : 1.

Дальнейшая обработка проводилась так, как описано выше. Полученная АЧХ (см. рис. 5) сравнивалась с исходной для определения погрешности восстановления. Максимальная погрешность составила 0,33 дБ. Восстановленная фазо-частотная характеристика (ФЧХ) показана на рис. 6. Фаза показана в радианах, погрешность — в градусах. Максимальная погрешность восстановления составила $0,6^\circ$.

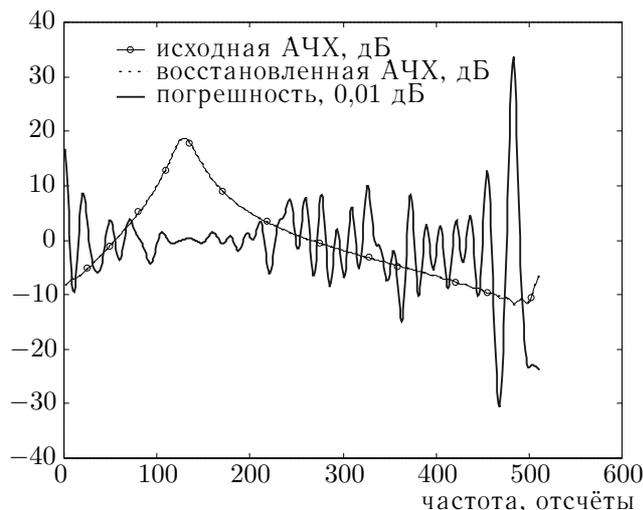


Рис. 5. Восстановленная АЧХ тракта и погрешность восстановления в масштабе 100 : 1

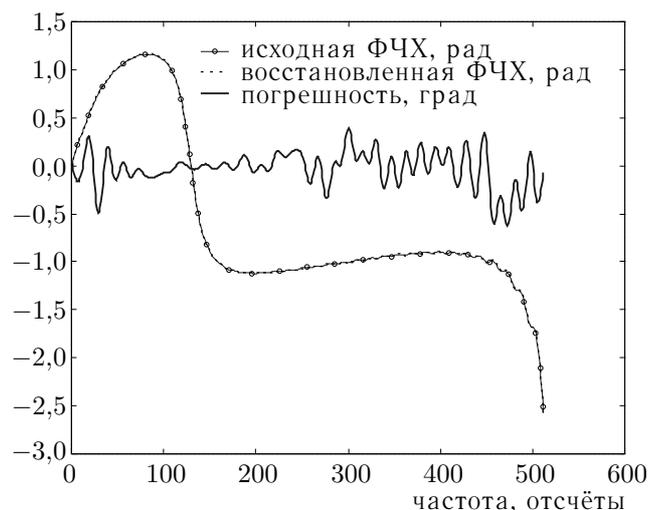


Рис. 6. Восстановленная ФЧХ тракта и погрешность восстановления

Аналогичный расчёт с использованием сигнала с линейной частотной модуляцией дал сходные результаты. Тем не менее сигнал с непрерывной фазой имеет много преимуществ перед псевдошумовым. ЧМ сигнал, в частности, может иметь не белый, а сильно «окрашенный» спектр без всякого ухудшения пик-фактора. Это достигается применением модуляционной функции, отличной от линейной.

2. ВЫБОР СТРУКТУРЫ ТЕСТОВОГО СИГНАЛА

Деконволюционная обработка в данном случае предполагает определение неизвестных передаточных характеристик фильтра ($A(f)$ или $I(t)$) по измеренному сигналу $U_{\text{вых}}(t)$ на его выходе при известном сигнале $U_{\text{вх}}(t)$ на входе:

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} \otimes I(t),$$

или в частотной области

$$F\{U_{\text{вых}}\} = F\{U_{\text{вх}}\}A(f).$$

Таким образом, для определения АФЧХ тракта в целом (вместе с реверберационной помехой) следует просто разделить спектр выходного сигнала на спектр входного. Для устранения помехи следует с помощью обратного преобразования Фурье вернуться к временной функции (импульсному отклику), выделить её полезный интервал с помощью весового окна и с помощью прямого преобразования Фурье получить искомую АФЧХ.

Легко показать, что относительная погрешность измерения частотной характеристики (определяемая внешними шумами) при использовании предлагаемого метода обратно пропорциональна отношению сигнал/шум в тракте излучения. Таким образом, оптимальным является случай, когда звуковое давление полезного сигнала на всех частотах пропорционально звуковому давлению шумов окружающей среды. Поскольку частотные характеристики как излучателя, так и шумов неравномерны, оптимальная АЧХ тракта излучения должна быть пропорциональна отношению АЧХ шумов к АЧХ тракта.

На рис. 5 видно, что при равномерной АЧХ шума погрешность восстановления минимальна в центре и нарастает по краям. Это объясняется неравномерностью отношения сигнал/шум по

частоте, т. к. интенсивность звукового сигнала при удалении от резонанса излучателя быстро падает. Амплитудная модуляция сигнала в данном случае бесполезна, поскольку, например, в гидроакустике ограничено максимальное электрическое напряжение, подаваемое на излучатель, независимо от частоты. Таким образом, введение амплитудной модуляции ухудшит отношение сигнал/шум (и погрешность восстановления) в центре, не изменив его по краям.

Вместе с тем, интенсивность сигнала в некоторой частотной полосе тем больше, чем медленнее в этой полосе меняется во времени частота. Следовательно, если построить нелинейную модулирующую функцию так, чтобы частота менялась быстрее в окрестности резонанса и медленнее за его пределами, можно получить «энергетически оптимальный сигнал», при котором отношение сигнал/шум будет постоянным на всех частотах, а интенсивность сигнала — максимальной. В этом случае погрешность восстановления перераспределится равномерно по частоте, т. к. отношение сигнал/шум теперь тоже равномерно.

Нестационарность среды распространения в некоторой степени может быть скорректирована за счёт фильтрации (сглаживания) полученной частотной характеристики.

3. СВОЙСТВА ДЕКОНВОЛЮЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

Деконволюционная обработка, связанная с делением спектра принятого сигнала на спектр излучённого и применением обратного преобразования Фурье для восстановления импульсной передаточной функции тракта во временной области, может быть представлена как пропускание принятого сигнала через специальный деконволюционный фильтр, задерживающий входные гармоники таким образом, что все они приходят на выход одновременно. Частотно-временные характеристики нелинейных компонент выходного сигнала не будут соответствовать исходным, поэтому после задержки нелинейных компонент фильтром они придут на выход в разное время. Более того, они окажутся в области отрицательных задержек и могут быть отброшены при последующем анализе.

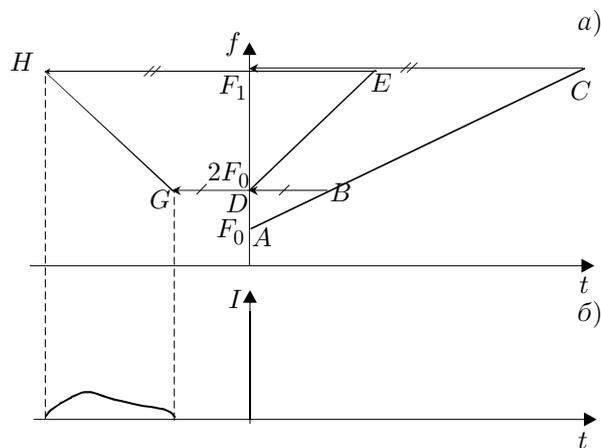


Рис. 7. Перенос частот по времени на выходе деконволюционного фильтра

Следовательно, зависимость задержки от частоты имеет вид

$$\tau = -t = (F_0 - f)/S. \tag{3}$$

При подстановке в (2) вместо t выражения $t + \tau$, получим

$$f_{GH} = 2F_0 + 2S(t + \tau) = -St, \tag{4}$$

На рис. 7а показана плоскость частота—время, на которой отрезками AC и DE отображены модуляционные характеристики сигнала с линейной частотной модуляцией и его второй гармоники, вызванной нелинейным искажением. Обозначим эти зависимости $f(t)$ и $f_N(t)$ соответственно. Зависимость частот от времени определяется соотношениями

$$f = F_0 + St, \tag{1}$$

$$f_N = 2f = 2F_0 + 2St, \tag{2}$$

где $S = df/dt$ — крутизна изменения частоты f . Как упоминалось ранее, все частоты, соответствующие отрезку AC , в результате деконволюции будут задержаны таким образом, что придут на

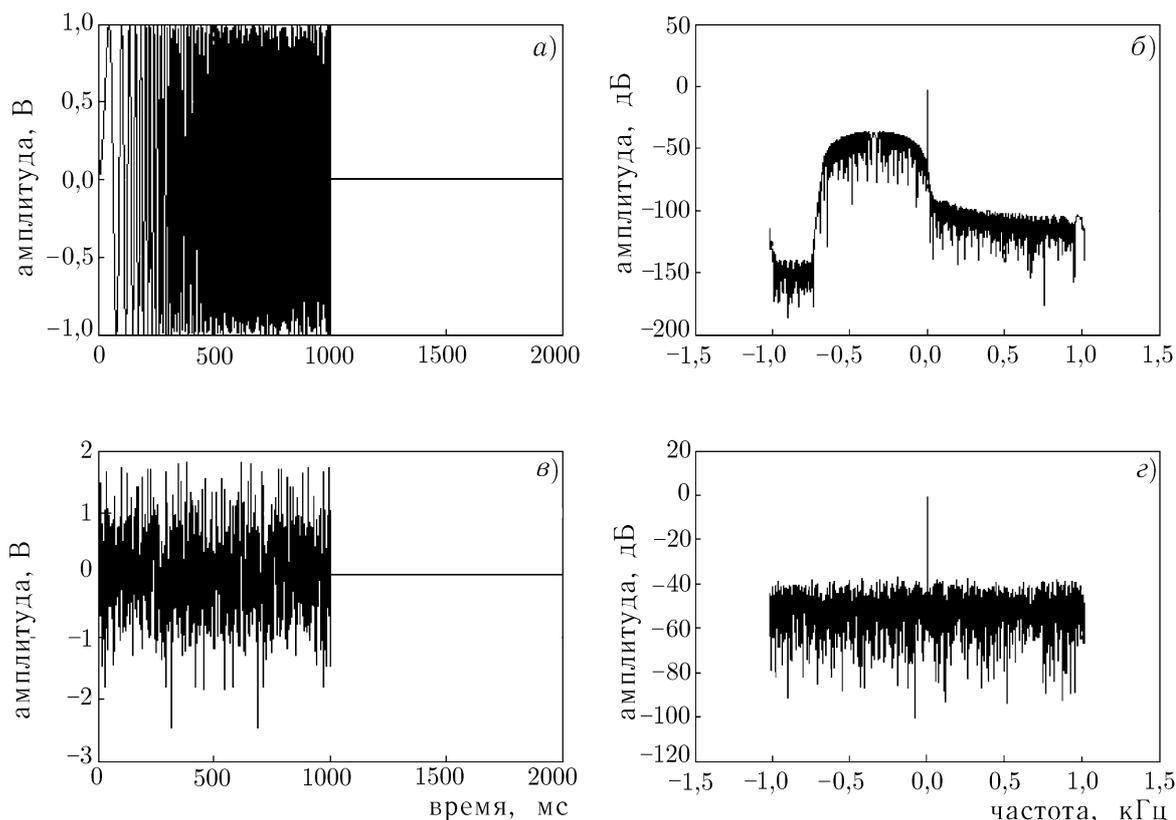


Рис. 8. Моделирование влияния нелинейных искажений на восстановленную импульсную функцию (б, д) при использовании ЧМ (а) и шумового (в) сигналов

т. е. для положительных частот отрезок GH , соответствующий функции f_{GH} , определён только для отрицательных значений времени.

На рис. 7б показана восстановленная импульсная функция в виде дельта-импульса. Видно, что нелинейные искажения находятся в левой полуплоскости.

Возникает вопрос: каким условиям должна отвечать форма тестового сигнала для того, чтобы при деконволюции можно было подавить нелинейные искажения указанным выше способом? Очевидно, что необходимыми и достаточными условиями являются однозначность и монотонность модулирующей частоту функции. Другими словами, каждому значению времени должна соответствовать своя уникальная частота. Таким образом, использование, например, шумового сигнала, допуская деконволюционную обработку, не позволяет избавиться от нелинейных искажений, которые в воссозданной импульсной функции будут распределены по всему интервалу наблюдения, как это показано на рис. 8.

ВЫВОДЫ

По мнению автора, применение многочастотных сигналов с непрерывной фазой имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с альтернативными видами сигналов, а именно

- 1) большую устойчивость к доплер-эффекту;
- 2) возможность временной селекции;
- 3) сверхразрешение по задержке распространения сигнала (на три порядка и более превосхо-

дит предел неопределённости $\Delta\tau = 1/\Delta f$, где $\Delta\tau$ — разрешение по времени, Δf — по частоте);

4) высокую помехоустойчивость (все шумы вне временного окна (см. рис. 3) не влияют на результаты измерений);

5) оптимальный пик-фактор при «окрашенном» спектре, идеальном с точки зрения постоянства отношения сигнал/шум по частоте;

6) возможность фазовых измерений;

7) иммунитет к нелинейностям тракта.

Сложность формы сигнала, по нашему мнению, в настоящее время не представляет проблемы в связи с развитием цифровых средств синтеза сигналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Piquette J. C. // J. Acoustical Society of America. 1992. V. 92. P. 1 203.
2. Piquette J. C. // J. Acoustical Society of America. 1993. V. 94. P. 646.
3. Giangreco C. Mesures acoustiques appliqu θ -s aux antennes sonar. Geneva: Lavoisier France Commission, 1997.
4. Giangreco G., Faure S., Rosetto J. F. // Power transducers for sonics and ultrasonics / Ed. by B. F. Hamonic, O. B. Wilson and J.-N. Decarpigny. Springer-Verlag, 1990.
5. Rife D. D., Vanderkooy J. // J. Audio Engineering Society. 1989. V. 37. P. 419.
6. Mommertz E., Muller S. // Applied Acoustics. 1995. V. 44. P. 195.
7. Svensson P., Nielsen J. L. // J. Audio Engineering Society. 1999. V. 47. P. 907.

Поступила в редакцию 7 октября 2004 г.; принята в печать 19 мая 2005 г.

DECONVOLUTION METHOD FOR MEASURING TRANSFER CHARACTERISTICS OF THE CHANNEL IN REVERBERATING MEDIUM

S. S. Naumov

In this paper we consider comparative properties of different methods for measuring the frequency characteristics of the signal propagation channel in a reverberating medium. It is shown that the proposed deconvolution method for processing a complex frequency-modulated signal with a monotonous instantaneous phase has advantages compared with other methods from the viewpoint of both energy efficiency, interference immunity, possibility of time selection, Doppler effect stability and insensitivity to the channel nonlinearities

УДК 530.16+538.56+621.391.83

О КОМПЛЕКСНОМ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ УЗКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНЫЙ ФИЛЬТР

Н. С. Бухман

Самарский государственный архитектурно-строительный университет, г. Самара, Россия

Показано, что искажение узкополосного сигнала с плавно меняющейся огибающей при прохождении через резонансный фильтр можно приближённо описывать с помощью комплексного времени задержки. Вещественная часть этого времени задержки может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от типа фильтра и несущей частоты сигнала. Мнимая часть времени задержки приводит к искажению комплексной огибающей сигнала. Огибающая интенсивности сигналов без частотной модуляции при этом искажается слабо, а сигналов с частотной модуляцией (даже относительно небольшой) — существенно.

1. Рассмотрим прохождение узкополосного сигнала с достаточно плавно изменяющейся комплексной огибающей (т.е. с достаточно узким частотным спектром) через линейный фильтр, ширина полосы которого достаточно велика в сравнении с шириной спектра сигнала, но мала в сравнении с несущей частотой. Пренебрегая изменением амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) фильтра в пределах спектральной полосы сигнала и аппроксимируя фазочастотную характеристику (ФЧХ) фильтра в пределах спектральной полосы сигнала линейной функцией, можно показать [1, гл. 6], что в этом случае искажение сигнала в первом приближении сводится к увеличению (или уменьшению) его амплитуды и временному сдвигу комплексной огибающей сигнала без её искажения (запаздывание сигнала). Изменение амплитуды сигнала определяется величиной передаточной характеристики фильтра на несущей частоте сигнала, а его запаздывание — крутизной ФЧХ фильтра на несущей частоте. Это приближение часто называют приближением групповой задержки сигнала. В теории волн его применение к комплексной передаточной функции слоя вещества, через который распространяется волна, приводит к понятию групповой скорости распространения волны и известно как первое приближение классической теории дисперсии (см. [2, гл. 2]).

Основной целью данной работы является обсуждение вопроса о характере искажений сигнала, возникающих за счёт игнорируемого в приближении вещественной групповой задержки изменения АЧХ фильтра в пределах спектральной полосы сигнала. Простейшим (а поэтому наиболее универсальным) способом учёта этих искажений является использование приближения комплексного времени групповой задержки [3], основанного на линеаризации логарифма комплексной частотной характеристики фильтра вблизи несущей частоты сигнала. Приближение комплексного времени задержки можно рассматривать как естественное обобщение приближения вещественного времени задержки. В приближении комплексного времени задержки линейной функцией аппроксимируется целиком логарифм комплексной частотной характеристики фильтра, а не только его мнимая часть, т.е. ФЧХ, как в приближении вещественного времени задержки.¹

В теории волн применение описанного приближения к комплексной передаточной функции слоя вещества, через который распространяется волна, хорошо известно. Оно приводит к понятию

¹ В рамках приближения комплексного времени задержки сигнала приближение вещественного времени задержки выглядит как дополнительное и сводится к игнорированию мнимой части времени задержки. Основной целью данной работы является, во-первых, изучение проявлений этой мнимой части времени задержки, а во-вторых — выяснение условий, при выполнении которых её можно игнорировать.

комплексной групповой скорости распространения волны в поглощающей (или усиливающей) диспергирующей среде и используется достаточно часто (см. [3–11]).

2. Рассмотрим распространение сигнала $U(t)$ с несущей частотой ω_1 и комплексной огибающей $A(t)$ через узкополосный фильтр с частотной характеристикой

$$K(\omega) = |K(\omega)| \exp[i\varphi(\omega)]. \quad (1)$$

Предполагая, что сигнал является узкополосным (ширина спектра сигнала мала в сравнении с несущей частотой ω_1), имеем следующие очевидные соотношения:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad U(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} U(t) \exp(i\omega t) dt,$$

$$U(t) = A(t) \exp(-i\omega_1 t) + A^*(t) \exp(i\omega_1 t), \quad A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\Delta\omega) \exp(-i\Delta\omega t) d\Delta\omega,$$

$$A(\Delta\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) \exp(i\Delta\omega t) dt, \quad A(\Delta\omega) = U(\omega), \quad \omega = \omega_1 + \Delta\omega. \quad (2)$$

Здесь $U(t)$ и $U(\omega)$ — высокочастотный сигнал и его спектр, $A(t)$ и $A(\Delta\omega)$ — низкочастотная комплексная огибающая сигнала и её спектр.

Пусть $A^{(0)}(t)$ — комплексная огибающая сигнала на входе фильтра. Тогда для огибающей $A(t)$ сигнала после прохождения через фильтр (1) имеем

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A^{(0)}(\Delta\omega) K(\omega_1 + \Delta\omega) \exp(-i\Delta\omega t) d\Delta\omega. \quad (3)$$

Предполагая, что спектр сигнала сосредоточен вблизи частоты несущей ω_1 , и ограничиваясь линейной аппроксимацией логарифма комплексной частотной характеристики фильтра на несущей частоте (т. е. используя приближение комплексного времени задержки сигнала), вместо (3) нетрудно получить

$$A(t) = K(\omega_1) A^{(0)}(t - \tau), \quad (4)$$

где $K(\omega_1)$ — коэффициент ослабления сигнала на несущей частоте, а комплексное время задержки τ определяется соотношением

$$\tau = -i \frac{\partial \ln K(\omega_1)}{\partial \omega_1} = \tau_r + i\tau_i, \quad \tau_r = \frac{\partial \varphi(\omega_1)}{\partial \omega_1}, \quad \tau_i = -\frac{\partial \ln |K(\omega_1)|}{\partial \omega_1}. \quad (5)$$

Перечислим некоторые известные результаты приближения комплексного времени задержки сигнала [3–11].²

При точном совпадении несущей частоты сигнала с локальным максимумом (или минимумом) АЧХ фильтра мнимая часть комплексного времени задержки сигнала обращается в нуль,

² Эти результаты получены в основном в теории волн (т. е. для частотной характеристики специального вида: $K(\omega) = \exp[i(\omega/c)n(\omega)z]$, где $n(\omega)$ — показатель преломления среды, c — скорость света), но легко могут быть перенесены на линейную фильтрацию узкополосного сигнала вообще.

т. е. в этом случае приближение комплексного времени задержки совпадает с приближением вещественного времени групповой задержки. Другими словами, приближение комплексного времени задержки сигнала может использоваться для уточнения результатов, полученных в приближении вещественного времени задержки при ненулевой отстройке несущей частоты сигнала от центральной частоты фильтра. Это замечание оправдывает использование приближения вещественного времени задержки сигнала в случае отсутствия сдвига несущей частоты относительно центральной частоты фильтра (см., например, [12]).

Вещественная часть комплексного времени задержки сигнала совпадает с вещественным временем групповой задержки и определяет, очевидно, временной сдвиг огибающей сигнала, который может быть как положительным (задержка сигнала), так и отрицательным (опережение сигнала, см. [3–8, 12]³). Мнимая часть комплексного времени задержки сигнала определяет искажение временной зависимости его огибающей и проявляется по-разному для сигналов с различной огибающей.

Можно, в частности, показать (соответствующие примеры приведены в [10], а формальное доказательство — в [9]), что для амплитудно-модулированных сигналов (т. е. для сигналов без фазовой модуляции) вещественная часть комплексного времени задержки сохраняет смысл времени задержки центра симметрии сигнала с симметричной (во времени) огибающей. Это означает, что амплитудно-модулированный сигнал, огибающая интенсивности которого является чётной функцией, в приближении комплексного времени задержки искажается, но при этом его огибающая интенсивности продолжает оставаться чётной функцией (хотя и другой), причём время задержки «центра симметрии» этой чётной функции совпадает с вещественной частью комплексного времени задержки сигнала.

Для амплитудно-модулированных сигналов, огибающая интенсивности которых не является чётной функцией, мнимая часть времени задержки приводит к искажению временной огибающей интенсивности, при этом время задержки локального максимума или минимума сигнала может отличаться от вещественной части комплексного времени задержки.

Некоторые сигналы с огибающей специального вида (например, амплитудно-модулированный гауссов сигнал [3] или «гиперболический» сигнал [7]) в приближении комплексного времени задержки сохраняют вид огибающей интенсивности, причём время задержки их максимума совпадает с вещественной частью комплексного времени задержки сигнала.

Для сигналов, имеющих кроме амплитудной ещё и фазовую модуляцию, время задержки максимума огибающей интенсивности может существенно отличаться от вещественной части комплексного времени задержки даже в том случае, когда наличие мнимой части комплексного времени задержки не приводит к искажению огибающей интенсивности сигнала (как это имеет место, например, для гауссова сигнала с линейной частотой модуляции). В частности, время задержки может быть отрицательным даже в случае положительной вещественной части комплексного времени задержки сигнала или положительным в случае отрицательной вещественной части комплексного времени задержки сигнала [3, 6, 9, 11].

3. В данной работе мы ограничимся двумя простейшими конкретными передаточными функциями:

$$K_1(\omega) = 1 + \frac{p-1}{1-i\Omega\tau_0}, \quad K_2(\omega) = \frac{1-p}{1-i\Omega\tau_0}, \quad (6)$$

где $\Omega \equiv \omega - \omega_0$ — отстройка от центральной частоты фильтра ω_0 , τ_0 — постоянная времени фильтра, p — постоянная.⁴

³ Вопрос о взаимоотношении принципа причинности и отрицательного времени задержки гладкой огибающей сигнала рассмотрен в цитированных работах.

⁴ Первый из этих фильтров рассмотрен в работе [12], а второй является стандартным пассивным резонансным

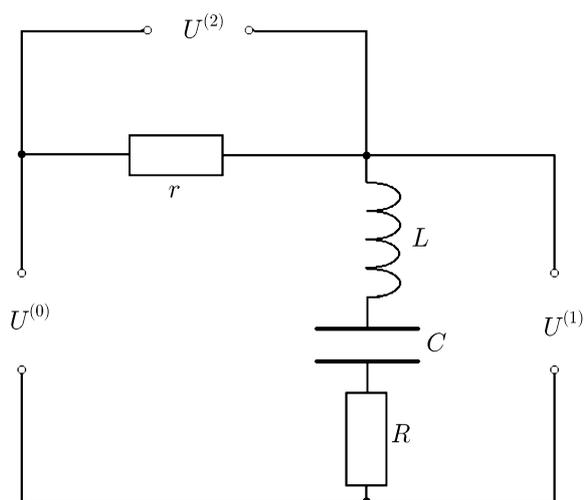


Рис. 1. Возможная реализация фильтров 1 и 2

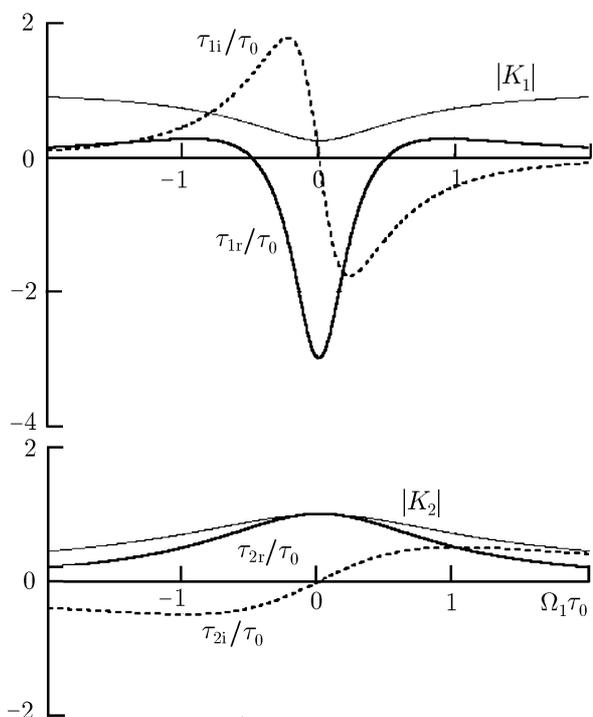


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика $|K(\Omega)|$ и зависимости вещественной $\tau_r(\Omega)$ и мнимой $\tau_i(\Omega)$ частей комплексного времени задержки сигнала от отстройки его несущей от центральной частоты фильтра для фильтра 1 при $p = 0,25$ (а) и фильтра 2 при $p = 0$ (б)

Поэтому для количественной применимости формулы (4) время задержки сигнала должно быть мало в сравнении с его собственной длительностью.

фильтром. В данной работе (в отличие от [12]) центральная частота фильтра ω_0 и частота несущей ω_1 не обязательно совпадают, поэтому мы пользуемся приближением комплексного (а не вещественного) времени задержки.

Такие передаточные функции реализует, например, изображённая на рис. 1 схема. Если в качестве входного сигнала рассматривать напряжение $U^{(0)}(t)$, а в качестве выходного — напряжение $U^{(1)}(t)$ или $U^{(2)}(t)$, то

$$K_1(\omega) = \frac{R - i(\omega L - 1/\omega C)}{R + r - i(\omega L - 1/\omega C)},$$

$$K_2(\omega) = r/[R + r - i(\omega L - 1/\omega C)],$$

и при выполнении условия $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ полученные выражения совпадают с (6), где $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $\tau_0 = 2L/(R + r)$ и $p = R/(R + r)$.

Для комплексных времён задержки сигнала τ_1 и τ_2 при фильтрации через фильтры 1 и 2 с передаточными функциями (6) из (5) нетрудно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{(p - 1)\tau_0}{[p^2 + (\Omega_1\tau_0)^2][1 + (\Omega_1\tau_0)^2]} \times \\ &\times [p - (\Omega_1\tau_0)^2 + i(1 + p)(\Omega_1\tau_0)], \\ \tau_2 &= \frac{\tau_0}{1 + (\Omega_1\tau_0)^2} [1 + i(\Omega_1\tau_0)], \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Omega_1 \equiv \omega_1 - \omega_0$ — отстройка несущей от центральной частоты фильтра.

Видно (см. рис. 2), что для первого фильтра вещественная часть времени задержки отрицательна вблизи центральной частоты фильтра (при $|\Omega_1\tau_0| < \sqrt{p}$) и положительна вдали от этой частоты (при $|\Omega_1\tau_0| > \sqrt{p}$). Для второго фильтра вещественная часть времени задержки положительна при любой частоте несущей. Для обоих фильтров мнимая часть времени задержки обращается в нуль только при совпадении частоты несущей с центральной частотой фильтра. Вещественная и мнимая части комплексного времени задержки сравнимы по величине друг с другом и с постоянной времени фильтра τ_0 .

Следует подчеркнуть, что формулы (7) получены в предположении узости спектра сигнала в сравнении с шириной частотной характеристики фильтра или (что в данном случае то же самое) в предположении, что длительность сигнала велика в сравнении с постоянной времени фильтра.

4. В качестве примера рассмотрим фильтрацию трёх типов «шляпообразных» сигналов с характерной длительностью T через два описанных выше фильтра. Исходные комплексные огибающие этих сигналов имеют вид $A^{(0)}(t) = [1 + (t/T)^4]^{-1}$ (сигнал 1), $A^{(0)}(t) = [(t/T)^2 + i]^{-2}$ (сигнал 2) и $A^{(0)}(t) = [(t/T)^2 - i]^{-2}$ (сигнал 3). Исходные огибающие интенсивности этих трёх сигналов совпадают, но сигнал 1 является «чисто» амплитудно-модулированным (его комплексная огибающая вещественна), а сигналы 2 и 3 являются комплексно-сопряжёнными сигналами, имеющими как амплитудную, так и фазовую модуляцию. Выбор для изучения именно таких сигналов (а не гауссова сигнала, как, например, в [12]) связан с уже упомянутой особенностью гауссова сигнала: временная зависимость его интенсивности в приближении комплексного времени задержки не искажается (в отличие от менее симметричных сигналов, см. [10]).

На рис. 3–7 изображено искажение сигналов 1, 2 и 3 при различных исходной длительности T и отстройке несущей от центральной частоты фильтра $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_0$. По оси абсцисс отложено время, нормированное на исходную длительность сигнала T , по оси ординат — интенсивность, нормированная на «закономерное» ослабление сигнала на несущей частоте: $I(t) = |A(t)|^2 / |K(\omega_1)|^2$. Жирной сплошной линией изображены результаты численного расчёта, тонкой сплошной линией — результаты применения аналитической формулы (4) с учётом (7), штриховой линией — общая для всех трёх сигналов исходная огибающая интенсивности $I_0(t) = |A^{(0)}(t)|^2$. Цифрами у кривых обозначены номера сигналов.

На рис. 3–7 изображены результаты расчётов только для неотрицательной отстройки $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_0$, потому что одновременное изменение знака отстройки и комплексное сопряжение огибающей исходного сигнала приводит лишь к комплексному сопряжению огибающей сигнала после фильтра и поэтому не изменяет огибающую интенсивности сигнала, прошедшего фильтр. Поэтому огибающая интенсивности сигнала 2 (или 3) при отстройке $-\Omega_1$ точно совпадает с огибающей интенсивности сигнала 3 (или 2) при отстройке Ω_1 , а огибающие интенсивности сигнала 1 при отстройках $\pm\Omega_1$ совпадают.

На рис. 3–7 изображены результаты расчётов при различных исходных длительностях сигнала — чем больше отстройка несущей от центральной частоты фильтра Ω_1 , тем меньшей выбиралась исходная длительность сигнала T . Причина заключается в том, что величина комплексного времени задержки сигнала различна при разных отстройках и не зависит от длительности сигналов (т. е. одинакова для коротких и длинных сигналов). Поэтому длительность сигнала выби-

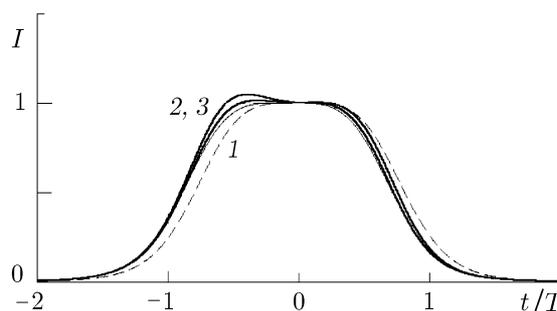


Рис. 3. Временная зависимость интенсивности сигналов 1, 2 и 3, прошедших через фильтр 1. Сдвиг несущей частоты сигналов относительно центральной частоты фильтра $\Omega_1 = 0$ ($\tau/\tau_0 = -3$), коэффициент ослабления сигналов на несущей частоте $|K(\Omega_1)|^2 = 0,063$, исходная длительность сигналов $T = 32\tau_0$. Результаты применения аналитической формулы (4) (три тонкие сплошные линии) в данном случае, когда время задержки вещественно, совпадают друг с другом, как и две толстые сплошные линии 1 и 2

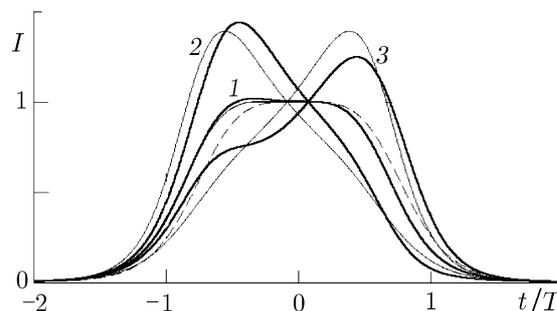


Рис. 4. Временная зависимость интенсивности сигналов 1, 2 и 3, прошедших через фильтр 1. Сдвиг несущей частоты сигналов относительно центральной частоты фильтра $\Omega_1 = 0,2/\tau_0$ ($\tau/\tau_0 = -1,447 - 1,759i$), коэффициент ослабления сигналов на несущей частоте $|K(\Omega_1)|^2 = 0,099$, исходная длительность сигналов $T = 16\tau_0$

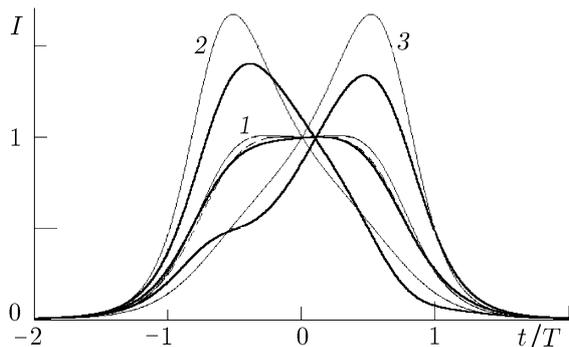


Рис. 5. Временная зависимость интенсивности сигналов 1, 2 и 3, прошедших через фильтр 1. Сдвиг несущей частоты сигналов относительно центральной частоты фильтра $\Omega_1 = 0,5/\tau_0$ ($\tau/\tau_0 = -1,2i$), коэффициент ослабления сигналов на несущей частоте $|K(\Omega_1)|^2 = 0,025$, исходная длительность сигналов $T = 8\tau_0$

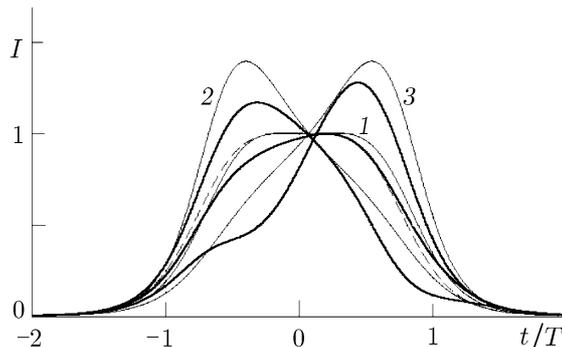


Рис. 6. Временная зависимость интенсивности сигналов 1, 2 и 3, прошедших через фильтр 1. Сдвиг несущей частоты сигналов относительно центральной частоты фильтра $\Omega_1 = 1/\tau_0$ ($\tau/\tau_0 = 0,265 - 0,441i$), коэффициент ослабления сигналов на несущей частоте $|K(\Omega_1)|^2 = 0,531$, исходная длительность сигналов $T = 4\tau_0$

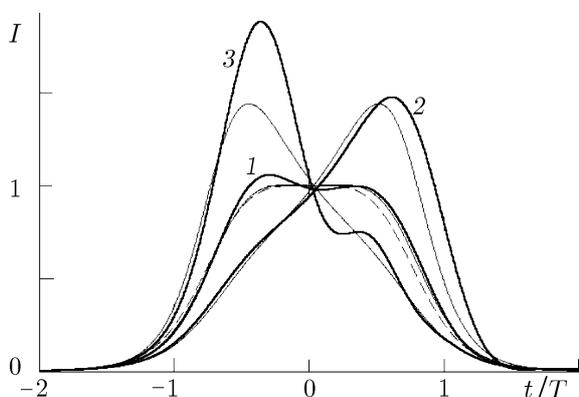


Рис. 7. Временная зависимость интенсивности сигналов 1, 2 и 3, прошедших через фильтр 2. Сдвиг несущей частоты сигналов относительно центральной частоты фильтра $\Omega_1 = 4/\tau_0$ ($\tau/\tau_0 = 0,059 + 0,235i$), коэффициент ослабления сигналов на несущей частоте $|K(\Omega_1)|^2 = 0,059$, исходная длительность сигналов $T = 2\tau_0$

ралась так, чтобы, с одной стороны, эффект был замечен (т. е. чтобы комплексное время задержки было не слишком мало в сравнении с длительностью сигнала) и, с другой стороны, приближение комплексного времени задержки было применимо (т. е. чтобы комплексное время задержки сигнала было достаточно мало в сравнении с длительностью сигнала). В результате на всех графиках комплексное время задержки составляет 10÷20 % от исходной длительности сигнала, т. к. при меньших временах задержки эффект слабо замечен, при больших точность аналитической теории невысока.⁵

Из рис. 3–7 видно, что прохождение сигнала через фильтр сопровождается заметным сдвигом временной огибающей интенсивности во времени (в прошлое или будущее в зависимости от знака вещественной части комплексного времени задержки), а также (в некоторых случаях) замет-

ным искажением временной огибающей интенсивности. При этом результаты, полученные в приближении комплексного времени задержки, находятся в согласии с данными численного расчёта.

Из рис. 3 видно, что в случае вещественного комплексного времени задержки (т. е. при совпадении частоты несущей и центральной частоты фильтра) огибающая интенсивности всех трёх сигналов после прохождения через фильтр искажается слабо, и результат фильтрации сводится к сдвигу временной зависимости сигнала в будущее (для фильтра 1, который при отсутствии расстройки является «фильтром опережения» [12]).

Из рис. 4 видно, что при комплексном времени задержки сигнала наряду со сдвигом его вре-

⁵ Отмеченная ситуация не является специфической именно для комплексного времени задержки, она имеет место и для вещественной задержки сигнала при фильтрации. Заметно повысить величину относительной задержки (в том числе и комплексной) сигнала без его существенных дополнительных (по отношению к приближению комплексного времени задержки) искажений можно путём каскадного соединения большого количества однотипных фильтров (см. [12]).

мной зависимости (вещественная часть времени задержки) имеет место и её искажение (мнимая часть времени задержки), практически незаметное для сигналов без частотной модуляции (сигнал 1) и значительное для сигналов с частотной модуляцией (сигналы 2 и 3). Характер этих искажений существенно зависит от характера модуляции (ср. сигналы 2 и 3), несмотря на то, что сигналы 2 и 3 с практической точки зрения можно назвать частотно-модулированными только с некоторой натяжкой — такая частотная модуляция имеется у любого амплитудно-модулированного сигнала, у которого время стабильности фазы несущей меньше или порядка длительности сигнала. Оказывается, что даже такая нестабильность фазы существенно влияет на характер искажения сигнала при его фильтрации.

Обсудим практически полное отсутствие искажений огибающей интенсивности «чисто» амплитудно-модулированного сигнала даже при наличии мнимой части у комплексного времени задержки. Причина этого обсуждена в [10] и заключается в том, что у «типичного» фильтра⁶ временная постоянная по порядку величины совпадает с обратной спектральной шириной фильтра. Поскольку для применимости приближения времени задержки (всё равно, комплексного или вещественного) спектральная ширина сигнала должна быть мала в сравнении со спектральной шириной фильтра, мы приходим к уже упомянутому выше выводу о том, что для применимости приближения времени задержки комплексное время задержки должно быть мало в сравнении с длительностью сигнала. При этом влияние мнимой части времени задержки комплексной огибающей на форму огибающей интенсивности оказывается существенно разным для сигналов с частотной модуляцией и без таковой. Именно порядок малости относительного искажения комплексной огибающей в любом случае определяется отношением $\text{Im } \tau/T$; тот же порядок малости ($\text{Im } \tau/T$) имеет и искажение огибающей интенсивности сигнала с частотной модуляцией. Для сигналов же без частотной модуляции происходит компенсация членов порядка $\text{Im } \tau/T$, и искажение огибающей интенсивности имеет более высокий порядок малости $(\text{Im } \tau/T)^2$.

В результате мы приходим к следующему выводу: для «типичных» фильтров и полностью когерентных сигналов (совсем без частотной модуляции и только для них) искажение огибающей интенсивности (и только интенсивности, а, например, не комплексной амплитуды) сигнала за счёт мнимой части времени задержки можно не учитывать, поскольку в области применимости приближения времени задержки оно мало. Для сигналов же с частотной модуляцией (даже такой незначительной, как у сигналов 2 и 3) искажение огибающей интенсивности существенно и должно учитываться одновременно с её временным сдвигом, например, в приближении комплексного времени задержки сигнала.

Из рис. 5–7 видно, что сделанные выше выводы сохраняются и при обращении в нуль вещественной части времени задержки сигнала (т. е. в случае мнимого времени задержки сигнала при фильтрации, см. рис. 5), и при положительной вещественной части времени задержки сигнала «фильтром поглощения» 1 (см. рис. 6), и при использовании «традиционного» резонансного фильтра 2, у которого вещественная часть времени задержки всегда положительна (см. рис. 7).

5. Подведём итоги.

1) Приближение комплексного времени задержки позволяет с единых позиций анализировать задержку, опережение и искажение узкополосного сигнала при прохождении через произвольный линейный фильтр.

⁶ Как уже отмечалось в [9, 12, 13], «нетипичными» в этом смысле являются фильтры, полученные путём каскадного соединения большого количества «обычных» фильтров. Действительно, при каскадном соединении n фильтров постоянная времени полученного объединённого фильтра растёт прямо пропорционально n , а его спектральная ширина пропорционально \sqrt{n} , в результате чего нарушается упомянутая выше связь между временной постоянной и спектральной шириной «типичного» фильтра и время задержки сигнала (в том числе и комплексное) может одновременно быть велико в сравнении с исходной длительностью сигнала и мало в сравнении с обратной спектральной шириной фильтра.

2) При совпадении несущей частоты сигнала и центральной частоты фильтра изменение сигнала (как при наличии частотной модуляции, так и для «чисто» амплитудно-модулированных сигналов) при фильтрации в первом приближении сводится к его вещественному временному сдвигу (в прошлое или будущее в зависимости от типа фильтра).

3) При несовпадении несущей частоты сигнала и центральной частоты фильтра изменение сигналов с частотной модуляцией и без таковой оказывается различным. Для «чисто» амплитудно-модулированных сигналов временная огибающая интенсивности сигнала при фильтрации сдвигается в прошлое или будущее (в зависимости от типа фильтра и частоты несущей), искажение огибающей интенсивности приближённо отсутствует. Для сигналов с частотной модуляцией к вещественному сдвигу огибающей интенсивности в прошлое или будущее добавляется её искажение, которое может быть описано как мнимый сдвиг комплексной амплитуды сигнала. Характер этого сдвига существенно зависит от вида частотной модуляции сигнала.

4) Сделанный в [12] вывод о возможности отрицательного времени задержки сигнала при фильтрации сохраняется и при наличии отстройки несущей частоты сигнала от центральной частоты фильтра. При этом в случае небольшого (относительно длительности сигнала) опережения искажение сигнала без фазовой модуляции невелико, поскольку оно пропорционально величине $(\tau/T)^2$ в сравнении с относительным опережением сигнала, которое пропорционально τ/T .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986.
2. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979.
3. Вайнштейн Л. А. // УФН. 1976. Т. 118, вып. 2. С. 339.
4. Macke B., Queva J. L., Rohart F., Segard B. // J. Physique. 1987. V. 48, No. 5. P. 797.
5. Macke B., Segard B. // Eur. Phys. J. D. 2003. V. 23, No. 1. P. 125.
6. D'Aguianno G., Centini M., Bloemer M. J., etc. // Optics Letters. 2002. V. 27, No. 3. P. 176.
7. Бухман Н. С. Распространение узкополосного сигнала в сильно диспергирующей среде. Самара: СамГАСА, 2004. 104 с.
8. Бухман Н. С. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 9. С. 774.
9. Бухман Н. С. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 97, № 1. С. 123.
10. Бухман Н. С. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 2. С. 120.
11. Бухман Н. С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 18. С. 81.
12. Бухман Н. С., Бухман С. В. // Известия вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 1. С. 75.
13. Бухман Н. С. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96, № 4. С. 687.

Поступила в редакцию 17 сентября 2004 г.; принята в печать 4 марта 2005 г.

ON COMPLEX DELAY TIME OF A NARROW-BAND SIGNAL TRANSMITTED THROUGH A RESONANT FILTER

N. S. Bukhman

It is shown that distortion of a narrow-band signal with a gradually varying envelope during passage through a resonant filter can approximately be described in terms of complex delay time. The real part of the delay time can be both positive and negative, depending on the filter type and the carrier frequency of the signal. The imaginary part of the delay time leads to a distortion of the complex envelope of the signal. The intensity envelope of frequency-modulated signals is distorted only slightly, while distortion is considerable even in the case of a fairly small frequency modulation.