

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ**

**Известия высших учебных заведений**

**РАДИОФИЗИКА**

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

**Том XXXVIII N 12**

**Нижний Новгород**

**1995**

**Содержание**

Алимов В. А., Ерухимов Л. М. Стохастическая модель явления F-spread в ионосфере.....	1227
Нерсисян Г. Б., Матевосян Г. Г. Влияние теплового движения электронов на поверхностный осциллирующий потенциал, возникающий при пересечении быстрой заряженной частицей границы раздела вакуум-плазма .....	1241
Новиков С. А., Разин С. В. Формирование сверхкоротких СВЧ импульсов в коаксиальных резонаторах .....	1250
Ванжа А. В., Силаев А. М. Оптимальное оценивание импульсных сигналов со случайными амплитудами и моментами появления.....	1257
Байкова А. Т. О проблеме нелинейных искажений метода максимальной энтропии .....	1267
Катков В. Ю., Свердлов Б. А., Фурашов Н. И. Экспериментальные оценки величины и температурной зависимости квадратичной по влажности воздуха компоненты коэффициента поглощения атмосферного водяного пара в диапазоне 140–410 ГГц.....	1278
Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Поздняков Е. Л. Влияние случайной связи ортогонально-поляризованных мод на поляризационные характеристики одномодовых волоконных световодов и кольцевых интерферометров на их основе. Часть IV. Сдвиг нуля в волоконных кольцевых интерферометрах упрощенного типа с деполяризаторами немонокроматического излучения.....	1293

Сущих А. П. Выбор оптимального места расположения источника энергии в камере СВЧ печи.....	1305
Соловьёв О. В., Агапов В. В. Расчёт СДВ полей в волноводе с трёхмерной локальной неоднородностью .....	1312

УДК 621.371.25

## СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ F-SPREAD В ИОНОСФЕРЕ

*В. А. Алимов, Л. М. Ерухимов*

Предложена стохастическая модель явления F-spread в ионосфере. В основе модели лежит представление о том, что в условиях F-spread распределение электронной концентрации  $F$  области ионосферы является случайным, локально стационарным по пространству и времени процессом, допускающим многолучевое распространение коротких радиоволн с независимыми фазовыми флуктуациями в отдельных пучках. Проанализированы некоторые особенности ионограмм F-spread. Рассмотрен вопрос о флуктуациях интенсивности коротких радиоволн во время существования явления F-spread в ионосфере.

Явление F-spread, когда при импульсном зондировании сигнал, отраженный от  $F$  области ионосферы, имеет значительно большую продолжительность, чем зондирующий импульс, известно уже более 50 лет. Исследование его посвящено множество работ [1]. Но подавляющее большинство этих работ было ориентировано на изучение морфологии явления. Хотя необходимо заметить, что ещё 25 лет назад в работах [2, 3] была развита теория ионосферного F-spread как явления рассеяния импульсного КВ сигнала на крупномасштабных неоднородностях ионосферы. Но эта теория не получила широкого распространения. В последние годы появился целый ряд работ, которые позволяют говорить о некотором прогрессе в изучении физики явления F-spread (см., например, [4–9] и цитированную там литературу). Вместе с тем следует заметить, что работа [4], объясняющая явление F-spread рефракционным рассеянием радиоволн случайными крупномасштабными неоднородностями ионосферы, фактически повторяет работы [2, 3]. А работы [5–7], так же как и [8, 9], объясняющие F-spread квазирегулярным отражением радиоволны от дискретной неоднородной структуры ионосферы, не в состоянии объяснить экспериментально наблюдаемые особенности статистических характеристик отраженных от ионосферы импульсных КВ сигналов во время F-spread (см., например, [10, 11]).

Ниже мы изложим основы стохастической модели явления F-spread в ионосфере, которая в известной степени обобщает и развивает результаты отмеченных выше теоретических работ по физике явления F-spread [2–4, 7–9], а также учитывает результаты многочисленных экспериментальных исследований явления F-spread, особенно исследований последних лет [5, 6, 10, 11].

*В. А. Алимов, Л. М. Ерухимов*

1227

## 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Из многолетних исследований статистических характеристик КВ сигналов при их распространении на трассах различной протяженности хорошо известно, что в общем случае рассеяние коротких радиоволн в ионосфере является случайным нестационарным процессом. Соответственно, пространственно-временное распределение электронной концентрации в ионосфере  $N(\vec{r}, t)$ , ответственное за это явление, представляет собой также случайный нестационарный по пространству и времени процесс. При этом средние и корреляционные статистические характеристики электронной концентрации ионосферы и ионосферного распространения КВ сигналов в явной форме зависят от времени и пространственного расположения точки наблюдения\*.

В то же время при описании статистических характеристик исследуемых процессов на отдельных, ограниченных, интервалах времени и в локальных областях ионосферы их, как известно [12], можно считать стационарными. Несколько условно неоднородное распределение электронной концентрации в ионосфере можно записать в виде (см. также [4]):

$$N(\vec{r}, t) = N_k(\vec{r}, t) + N_{cm}(\vec{r}, t) + N_m(\vec{r}, t). \quad (1)$$

Здесь  $N_k$ ,  $N_{cm}$ ,  $N_m(\vec{r}, t)$  описывают пространственно-временное поведение соответственно крупномасштабных (с размерами  $\ell \simeq (10 \div 10^3)$  км), среднемасштабных ( $\ell \simeq (10^{-1} \div 10)$  км) и мелкомасштабных ( $\ell \simeq (10^{-4} \div 10^{-1})$  км) неоднородностей ионосферы. При этом для типичных условий наблюдений, например, среднеширотного F-spread на интервале времени  $T_{cm}$  в десятки минут ( $T_{cm} \simeq 20$  мин. [6]) зависимость  $N_k(\vec{r}, t)$  можно считать регулярной неоднородной функцией  $N_k(\vec{r}, t) \simeq N_k(\vec{r})$ , а функцию  $N_{cm}(\vec{r}, t)$ , определяющую рассеяние коротких радиоволн в ионосфере, случайным локально-стационарным процессом с внешним масштабом турбулентности  $\ell_0 \simeq 10$  км и показателем спектра  $p \gtrsim 3$ . А при наблюдении за КВ сигналами на интервалах  $T_m$  в единицы минут ( $T_m \simeq (1 \div 2)$  мин. [11]) зависимость  $N_k(\vec{r}, t) + N_{cm}(\vec{r}, t)$  можно считать регулярной неоднородной функцией, а функцию  $N_m(\vec{r}, t)$  — случайным локально-стационарным процессом с внешним масштабом турбулентности  $\ell_0 \simeq 1$  км и показателем спектра  $p \gtrsim 3$ .

Таким образом, можно говорить о медленных и быстрых флуктуациях отраженных от ионосферы КВ сигналов во время F-spread. В первом случае распространение коротких радиоволн описывается (без учета по-

\* В частном (предельном) случае развитой ионосферной турбулентности, когда  $N(\vec{r}, t)$  — случайный стационарный процесс с внешним масштабом турбулентности  $\ell_0$  порядка масштаба приведенной высоты однородной атмосферы [1, 12], явление F-spread в ионосфере адекватно описывается в работах [2-4].

поляризационных эффектов) волновым уравнением

$$\Delta E + k_0^2 [\bar{\epsilon}_x(\vec{r}) + \Delta \epsilon_{cm}(\vec{r})] E = 0, \quad (2)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число ( $\lambda_0$  — длина волны излучения),  $\bar{\epsilon}_x$ ,  $\Delta \epsilon_{cm}$  — соответственно среднее и флюктуационное значения диэлектрической проницаемости в ионосфере, непосредственно связанные с функциями  $N_x(\vec{r})$ ,  $N_{cm}(\vec{r})$  известными соотношениями [13].

Во втором случае

$$\Delta E + k_0^2 [\bar{\epsilon}_x(\vec{r}) + \bar{\epsilon}_{cm}(\vec{r}) + \Delta \epsilon_m(\vec{r})] E = 0. \quad (3)$$

Здесь флюктуационное значение диэлектрической проницаемости  $\Delta \epsilon_m(\vec{r})$  определяется поведением функции  $N_m(\vec{r})$ .

Решения уравнений (2), (3), с учетом известных результатов исследований распространения радиоволн в средах с крупномасштабной неоднородной структурой [15], целесообразно искать в виде:

$$E = \sum_{i=1}^N E_i, \quad (4)$$

где  $N$  — число лучей в регулярно неоднородной ионосфере, приходящих после отражения коротких радиоволн в точку наблюдения,  $E_i$  — поле сигнала в отдельном  $i$ -м луче.

Для описания флюктуационного поля сигнала на локальных интервалах стационарности удобно ввести функцию [14]:

$$f_i(\vec{r}) = \frac{E_i(\vec{r}) - \bar{E}_i(\vec{r})}{E_{0i}(\vec{r})}, \quad (5)$$

где  $E_{0i}(\vec{r})$  — поле  $i$ -го сигнала в регулярно неоднородной среде,  $\bar{E}_i(\vec{r})$  — среднее значение поля  $i$ -го сигнала.

Отсюда

$$E_i = E_{0i} f_i + \bar{E}_i. \quad (6)$$

Здесь поле сигнала в невозмущенном луче  $E_{0i}$ , так же как и многолучевая структура принимаемых сигналов, определяется путем решения соответствующих волновых уравнений методами геометрической оптики (см. [15], а также конкретные численные расчеты пространственного распределения отраженных КВ сигналов в условиях F-spread [8, 9]).

Для описания флюктуаций принимаемого КВ излучения в отдельных лучах целесообразно воспользоваться известным методом фазового экрана [14, 16]. При этом пространственная корреляционная функция флюктуаций поля принимаемого сигнала в отдельном луче имеет вид [14, 16]:

$$\Gamma_{E_i}(\xi, \eta, 0) = E_{0i} E_{0i}^* \exp\{-s_{0i}^2 [1 - \rho_i(\xi, \eta)]\} + \bar{E}_i \bar{E}_i^*. \quad (7)$$

Здесь  $\xi, \eta$  — пространственное разнесение точек наблюдения для  $i$ -го луча в плоскости, перпендикулярной этому лучу,  $s_{0i}^2, \rho_i(\xi, \eta)$  — соответственно средний квадрат и коэффициент пространственной корреляции флюктуаций фазы волны в отраженном КВ сигнале для данного  $i$ -го луча на выходе ионосферного слоя,  $\bar{E}_i$  — среднее поле  $i$ -го луча [14, 16]:

$$\bar{E}_i = E_{0i} \exp(-\bar{s}_{0i}^2/2).$$

Следует, однако, иметь в виду, что величины  $\bar{s}_{0i}^2$  могут быть различными не только для отдельных лучей, но и при описании медленных и быстрых флюктуаций принимаемых КВ сигналов (см. выше). В первом случае величина  $\bar{s}_{0i}^2 = \bar{s}_{0cmi}^2$  определяется флюктуациями среднемасштабных неоднородностей электронной концентрации  $N_{cm}(\vec{r}, t)$  ионосферы, во втором  $\bar{s}_{0i}^2 = \bar{s}_{0mi}^2$  — мелкомасштабными неоднородностями  $N_m(\vec{r}, t)$ .

Характерные значения величин  $\bar{s}_{0cmi}^2$  и  $\bar{s}_{0mi}^2$  в условиях среднеширотного F-spread можно определить из результатов известных экспериментальных исследований. Так, согласно [6] для медленных флюктуаций углов прихода КВ сигналов в отдельных лучах полуширина спектра  $\theta_{0i} \approx \simeq (1.5 \div 3)^\circ$ . Но, используя [7], а также результаты работ по рефракционному рассеянию радиоволн в турбулентной ионосфере [4, 17], несложно получить следующее соотношение (для случая среднемасштабных турбулентных неоднородностей с показателем спектра  $p \gtrsim 3$ ):

$$\theta_{0i} \approx (k_0 \ell_{E_i})^{-1}, \quad (8)$$

где  $\ell_{E_i} \approx \ell_0 / \sqrt{\bar{s}_{0cmi}^2}$ . Для характерных значений параметров ( $\lambda_0 = 10^{-1}$  км,  $\ell_0 = 10$  км) из соотношения (8) находим  $\bar{s}_{0cmi}^2 \approx 10^2$ . Соответственно среднеширотный локальный масштаб пространственной корреляции флюктуаций принимаемого сигнала в отдельном луче  $\ell_{E_i} \approx 1$  км. Заметим, что эта величина сравнима с характерным размером зоны Френеля при наблюдениях за отраженными КВ сигналами методом вертикального зондирования ионосферы (см., например, [1, 4]).

Из экспериментальных исследований быстрых флюктуаций КВ сигналов во время среднеширотного F-spread известно, что зеркальная компонента в отдельном  $i$ -м луче принимаемого отраженного излучения, как правило, сравнима с флюктуационной [11]. Другими словами (см. (7) и [14, 16]):

$$\frac{1 - \bar{E}_i \bar{E}_i^*}{\bar{E}_i \bar{E}_i^*} = \exp(-\bar{s}_{0mi}^2) - 1 \lesssim 1. \quad (9)$$

Отсюда находим, что  $\sqrt{\bar{s}_{0mi}^2} \lesssim 1$ , т. е. быстрые фазовые флюктуации отраженных от ионосферы КВ сигналов в отдельных лучах во время среднеширотного F-spread можно считать слабыми.

В отличие от быстрых флюктуаций медленные фазовые флюктуации в отдельных пространственных компонентах принимаемого отраженного КВ сигнала, как правило, сильные и могут, вообще говоря, играть существенную роль в стохастической модели явления F-spread в ионосфере. Так, например, частотная корреляция медленных флюктуаций принимаемого КВ излучения, которая определяет среднюю форму отраженного КВ сигнала [2], в рамках нашей модели будет иметь вид (в случае отсутствия корреляции флюктуаций между отдельными лучами, см. (4)–(6) и [18]):

$$\overline{E_{\omega_i} E_{\omega_2}^*} \simeq \sum_{i=1}^N E_{0\omega_1 i} E_{0\omega_2 i}^* R_{f_{\omega_1} f_{\omega_2 i}}, \quad (10)$$

где частотная корреляционная функция флюктуаций поля в  $i$ -м луче имеет вид [17, 18]:

$$R_{f_{\omega_1} f_{\omega_2 i}} \simeq \exp \left\{ -\frac{(\varphi_{\omega_2} - \varphi_{\omega_1})^2}{2} \right\} \frac{1 + i\delta D_{1i}}{1 + (\delta D_{1i})^2}. \quad (11)$$

Здесь  $(\varphi_{\omega_2} - \varphi_{\omega_1})^2$  — средний квадрат флюктуаций разности фаз отраженных радиоволн в  $i$ -м луче на частотах  $\omega_2$  и  $\omega_1$  на выходе ионосферного слоя,  $\delta = (\omega_2 - \omega_1)/(\omega_2 + \omega_1)$  — относительное разнесение частот ( $\delta \ll 1$ ),  $D_{1i} = 2cr_1/(\omega_0 \ell_{E_i}^2)$  — волновой параметр,  $\omega_0 = (\omega_2 + \omega_1)/2$  — средняя частота,  $r_i$  — расстояние от выхода ионосферного слоя до точки наблюдения, проходимое волной в свободном пространстве вдоль траектории  $i$ -го луча. Согласно [18]

$$(\varphi_{\omega_2} - \varphi_{\omega_1})^2 \simeq k_0^2 (4\delta L_{0i})^2 (\Delta \epsilon)_{0i}^2 (2\pi)^2 \int_0^\infty \alpha V_{ei}(\alpha) |f_{0i}(\alpha)|^2 d\alpha. \quad (12)$$

Здесь  $L_{0i} = (\partial \bar{\epsilon}_0 / \partial l)_i^{-1}$  — продольный (вдоль направления луча  $i$ ) градиент регулярной диэлектрической проницаемости ионосферы в области отражения  $i$ -го луча с частотой  $\omega_0$ ,  $V_{ei}(\alpha)$  — одномерная спектральная плотность флюктуаций диэлектрической проницаемости ионосферы в области распространения  $i$ -го луча,

$$f_{0i}(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\bar{\epsilon}_{0i}(l))^{-1/2} \exp(-i\alpha l) dl, \quad (13)$$

$(\Delta \epsilon)_{0i}^2$  — средний квадрат флюктуаций диэлектрической проницаемости окружающей ионосферной плазмы в области распространения  $i$ -го луча.

В частном случае линейного (в области распространения  $i$ -го луча) ионосферного слоя  $\bar{\epsilon}_{0i}(l) = 1 - l/L_i$  с сильными турбулентными неоднородностями с показателем спектра  $p \gtrsim 3$  ( $s_{0\text{см}}^2 > 1$ ) из соотношений (11)–(13) можно определить характерный масштаб разнесения частот

(полосу частотной корреляции сигнала в  $i$ -м луче), на котором происходит существенное (в  $e$  раз) изменение модуля корреляционной функции  $R_{f_{\omega_1} f_{\omega_2}^*}$  (см. также [17, 18]):

$$\Delta f_{\text{кор}} \simeq \sqrt{2} f_0 \left[ \frac{2\sqrt{A} L_i \sqrt{\epsilon_{0\text{сми}}^2}}{L_0 \sqrt{\ln(4L_i/L_0)}} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Принимая для стандартных условий среднеширотного F-spread (см. выше)  $L_0 = 10$  км,  $\epsilon_{0\text{сми}}^2 = 10^2$ ,  $f_0 = 3$  МГц,  $p \simeq 5$  ( $A = \pi^2$  [18]),  $L_i/L_0 = L_0/L_0 \simeq 10$ , из соотношения (14) имеем  $\Delta f_{\text{кор}} \simeq 40$  кГц.

Таким образом, даже сравнительно сильные среднемасштабные неоднородности электронной концентрации в условиях среднеширотного F-spread не должны оказывать сколько-нибудь существенного влияния на частотные свойства отраженных от ионосферы импульсных КВ сигналов, если их длительность  $T_i > (\Delta f_{\text{кор}})^{-1} \simeq 25$  мкс. Для более коротких зондирующих импульсов или более интенсивных фазовых флуктуаций радиоволн во время F-spread влияние ионосферных неоднородностей может стать существенным.

## 2. ИОНОГРАММЫ F-SPREAD

В рамках стохастической модели ионограммы F-spread описываются зависимостью средней интенсивности  $\bar{I}$  отраженного многолучевого сигнала от времени  $t$  и частоты зондирования  $f_0$ . Согласно [2, 3]

$$\bar{I}(t, f_0) = \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(\omega_1) \Phi_0^*(\omega_2) \overline{E_{\omega_1} E_{\omega_2}^*} \exp(-i(\omega_2 - \omega_1)t) d\omega_1 d\omega_2, \quad (15)$$

где  $\Phi_0(\omega)$  — частотный спектр излучаемого сигнала. Для узкополосных сигналов в случае медленных флуктуаций принимаемого КВ излучения с учетом (10) имеем:

$$\overline{E_{\omega_1} E_{\omega_2}^*} = \sum_{i=1}^N K_{0i\omega_0} R_{f_{\omega_1} f_{\omega_2}^*}(\omega_2 - \omega_1) \exp\left(i \frac{\omega_2 - \omega_1}{c} 2r_i^{\text{оф}}\right). \quad (16)$$

Здесь пренебрежено дисперсионными искажениями импульсных сигналов в регулярной ионосфере\* и введены обозначения:  $K_{0i\omega_0}$  — нормированная интенсивность отраженного  $i$ -го луча на центральной частоте  $\omega_0$ ,  $r_i^{\text{оф}} = r_i + L_i/2$  ( $L_i$  — групповое запаздывание сигнала на частоте  $\omega_0$  для  $i$ -го луча).

\*Обычно это справедливо, если длительность импульсов  $T_i \gtrsim 10$  мкс [13].

Если же еще учесть, что для импульсов с полосой частот  $\Delta f_0 \lesssim 40$  кГц в стандартных условиях среднеширотного F-spread частотными искажениями отраженных КВ сигналов за счет среднемасштабных (а тем более мелкомасштабных) турбулентных неоднородностей ионосферы можно пренебречь, то окончательно находим:

$$\bar{I}(t, f_0) \simeq \sum_{i=1}^N K_{0i\omega_0} I_{\text{пол}}(t - \tau_{\text{опп},i}), \quad (17)$$

где  $I_{\text{пол}}(t - \tau_{\text{опп},i}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(\omega_1) \Phi_0^*(\omega_2) \exp\{-i(\omega_2 - \omega_1)(t - \tau_{\text{опп},i})\} d\omega_1 d\omega_2$  — интенсивность излучаемого импульса с временным запаздыванием  $\tau_{\text{опп},i}$  для  $i$ -го луча ( $\tau_{\text{опп},i} = 2r_i^{\text{вф}}/c$ ).

Итак, в рамках стохастической модели ионограммы среднеширотного F-spread для случая медленных флуктуаций принимаемого излучения (на интервалах наблюдения в несколько десятков минут, см. выше) представляет собой временную последовательность практически не искаженных по форме зондирующих импульсов (см., например, [7]).

Однако ситуация резко меняется, если изучается поведение ионограмм среднеширотного F-spread на коротких (порядка единиц минут) интервалах времени. В этом случае, как отмечалось выше, влиянием слабых мелкомасштабных неоднородностей ионосферы на среднюю форму отраженного КВ сигнала практически можно пренебречь. Но следует учесть соответствующее влияние когерентных (зеркальных) компонент  $\bar{E}_i$  в отраженном от ионосферы сигнале. В этом случае, проводя несложные преобразования, с учетом соотношений (6), (7), (15)–(17), находим:

$$\bar{I}(t, f_0) \simeq \sum_{i=1}^N K_{0i\omega_0} I_{\text{пол}}(t - \tau_{\text{опп},i}) + \bar{I}_{\text{инт}}(t, f_0), \quad (18)$$

где  $\bar{I}_{\text{инт}}(t, f_0) \simeq \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \bar{E}_i(t - \tau_{\text{опп},i}) \bar{E}_j^*(t - \tau_{\text{опп},j})$ .

( $i \neq j$ )

Из этого соотношения следует, что ионограммы среднеширотного F-spread при короткой экспозиции (при наблюдениях за отдельными ионограммами на интервалах времени, не превосходящих  $t \approx (1 \div 2)$  мин.) могут содержать тонкую частотную структуру (в зависимости от зондирующей частоты  $f_0$ ) за счет влияния интерференционных членов в интенсивности результирующего сигнала.

Так, например, в случае двухлучевого распространения радиоволны в ионосфере ( $i, j = 1, 2$ ) в соотношении (18) имеем:

$$\bar{I}_{\text{инт}}(t, f_0) = 2\sqrt{I_{p_1} I_{p_2}} \cos[\omega_0(\tau_{\text{опп},2} - \tau_{\text{опп},1})], \quad (19)$$

где  $I_{p_1}$ ,  $I_{p_2}$  — интенсивности зеркальных компонент первого и второго лучей соответственно,  $\tau_{\text{зап.1}}$ ,  $\tau_{\text{зап.2}}$  — их относительные запаздывания. Появление осциллирующей функции с периодом по частоте  $F = (\tau_{\text{зап.2}} - \tau_{\text{зап.1}})^{-1}$  означает, что на ионограмме F-spread будут осцилляции интенсивности в зависимости от частоты зондирования с периодом  $F$ . Поскольку (см. выше)  $\tau_{\text{зап.2}} - \tau_{\text{зап.1}} \simeq 2(r_2^{\text{eff}} - r_1^{\text{eff}})/c \simeq 2\Delta r^{\text{eff}}/c$ , при эффективном расстоянии между двумя френелевскими отражателями в ионосфере  $\Delta r^{\text{eff}}$  период частотных осцилляций на ионограмме F-spread  $F \simeq c/(2\Delta r^{\text{eff}})$ . Например, при  $\Delta r^{\text{eff}} \simeq 3$  км  $F \simeq 50$  кГц (ср. [7]).

В общем случае (см. соотношение (18)) тонкая частотная структура на отдельных ионограммах F-spread может быть весьма разнообразной.

### 3. ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ

Наряду со средней формой интенсивности отраженного многолучевого КВ сигнала в условиях F-spread определенный интерес представляют флуктуации интенсивностей как отдельных лучей для коротких зондирующих импульсов, так и флуктуации результирующего многолучевого сигнала, когда длительность излучаемого (принимаемого) сигнала много больше всех относительных запаздываний отдельных лучей (случай квазимонохроматического зондирующего сигнала).

В случае развитой ионосферной турбулентности индекс флуктуаций интенсивности как для стробированных импульсных сигналов, так и для квазимонохроматических сигналов (см. [2, 3, 19])

$$S_4 \simeq (\bar{I}^2 - \bar{I}^2)/\bar{I}^2 \simeq 1. \quad (20)$$

Но в общем случае локально стационарной турбулентности и многолучевого распространения коротких радиоволн в ионосфере ситуация может измениться коренным образом.

Рассмотрим вначале медленные флуктуации квазимонохроматического зондирующего сигнала в условиях среднеширотного F-spread ( $T_n \gg \Delta \tau_{ij}^{\text{зап.}}$ ,  $s_{0\text{сп}}^2 \gg 1$ ). В этом случае для среднего квадрата флуктуаций интенсивности принимаемого сигнала имеем (см. (4)–(7)):

$$\bar{I}^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{\alpha=1}^N \sum_{\beta=1}^N E_{0i} E_{0j}^* E_{0\alpha} E_{0\beta}^* f_i f_j^* f_\alpha f_\beta^*. \quad (21)$$

Полагая флуктуации фаз сигналов в пространственно разнесенных локальных областях для  $i$ -го и  $j$ -го лучей независимыми, а следовательно, и некоррелированными, легко получить следующее выражение для параметра

тра  $S_4$ :

$$S_4 \simeq \left( \sum_{i=1}^N I_{0i}^2 S_{4i} + \sum_{\substack{i=1 \\ (i \neq j)}}^N \sum_{j=1}^N I_{0i} I_{0j} \right) \left( \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N I_{0i} I_{0j} \right)^{-1}, \quad (22)$$

где  $I_{0i,j}$  — интенсивности принимаемых отраженных лучей,  $S_{4i}$  — индекс флуктуаций интенсивности для  $i$ -го луча. В частном случае, когда  $I_{0i,j} = I_0$  (Френелевское отражение отдельных лучей в ионосфере с коэффициентами порядка единицы)

$$S_4 \simeq N^{-2} \left[ \sum_{i=1}^N S_{4i} + N(N-1) \right]. \quad (23)$$

Если, кроме того, индексы флуктуаций интенсивностей в отдельных лучах равны ( $S_{4i} = S_{40}$ ), то

$$S_4 \simeq 1 - (1 - S_{40})/N. \quad (24)$$

Зависимость величины  $S_4$  от числа лучей  $N$  приведена на рис. 1.

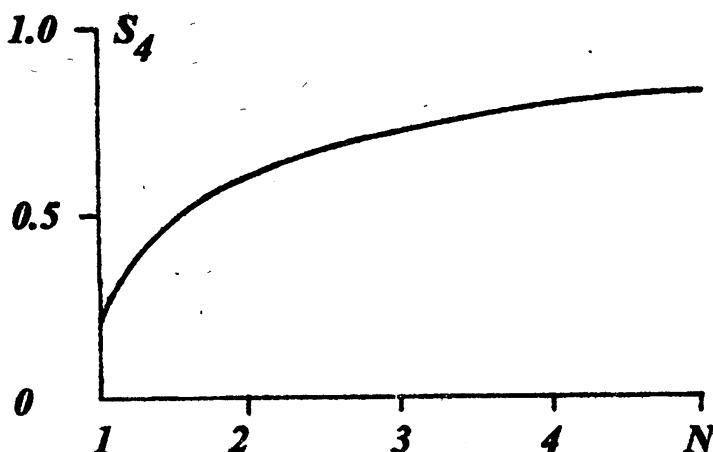


Рис. 1.

Здесь принято значение  $S_{40} = 0,2$  ( $\bar{s}_0^2 = 10^2$ ,  $I_0/F \simeq 10$ ,  $p = 5$ ) [20].\* Из рис. 1 видно, что с ростом числа лучей индекс медленных флуктуаций интенсивности монотонно растет и при  $N \gg 1$  стремится к единице. Причем можно показать, что даже если в принимаемом многолучевом сигнале появятся отдельные зеркальные компоненты ( $\bar{E}_k \neq 0$ ), это не скажется существенным образом на зависимости  $S_4(N)$ .

\* Такая величина  $S_{40}$  отвечает стандартным условиям среднепиротного F-spread ( $s_{0cm}^2 = 10$ ,  $I_0 = 10$  км,  $F \simeq 1$  км).

Обратимся к медленным флуктуациям интенсивности импульсных сигналов. Исходным соотношением здесь является выражение для поля принимаемого сигнала (см. (4)–(7), (15)):

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(\omega) \left[ \sum_{i=1}^N E_{0i}(\omega) f_i(\omega) \right] \exp(i\omega t) d\omega. \quad (25)$$

Анализ этого соотношения можно провести по аналогии с [21]. Он значительно упрощается для случая применения узкополосных сигналов, пренебрежения искажениями формы сигналов из-за регулярной и случайной частотной дисперсии (см. выше). Кроме того, следует учесть, что случайные запаздывания отдельных лучей, обусловленные среднеширотными неоднородностями ионосферы в стандартных условиях среднеширотного F-spread, малы ( $\sqrt{(\Delta\tau_{\text{спл.}})^2} \approx \sqrt{s_{0\text{спл.}}^2}/\omega_0 \lesssim 1 \text{ мкс}$  при  $s_{0\text{спл.}}^2 \approx 10^2$ ,  $f_0 = 3 \text{ МГц}$ ), так же как и из-за распространения в свободном пространстве за неоднородным ионосферным слоем ( $\sqrt{(\Delta\tau_{\text{спл.}})^2} \approx 2r_i(\theta_{0i})^2/c \lesssim 1 \text{ мкс}$  при  $r_i \approx 300 \text{ км}$ ,  $\theta_{0i} \approx 3^\circ$ ). В этих условиях из соотношения (25) легко получить следующее соотношение:

$$E(t) \approx \exp(i\omega_0 t) \left[ \sum_{i=1}^N E_{0i}(\omega_0) f_i(\omega_0) A(t - \tau_{\text{спл.}i}) \right], \quad (26)$$

где  $A(t)$  — форма огибающей зондирующего импульса со средней задержкой  $\tau_{\text{спл.}i} \approx 2r_i^{\text{спл.}}/c$ .

Для стробированного импульсного сигнала [19]

$$I_C(t) = E_C E_C^*(t) = F(t) I(t), \quad (27)$$

где  $F(t_0) = \begin{cases} 1 & \text{при } t = t_0, \\ 0 & \text{при } |t - t_0| < 0. \end{cases}$

Соответственно

$$I_C(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N E_{0i}(\omega_0) E_{0j}^*(\omega_0) f_i(\omega_0) f_j^*(\omega_0) A(t_0 - \tau_{\text{спл.}i}) A(t - \tau_{\text{спл.}j}). \quad (28)$$

Если различие в регулярном запаздывании отдельных лучей  $\Delta\tau_{\text{спл.}ij}$  много меньше длительности зондирующего импульса  $T_R$ , то из соотношения (28) имеем:

$$I_C(t) \approx A^2(t_0) \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N E_{0i}(\omega_0) E_{0j}^*(\omega_0) f_i(\omega_0) f_j^*(\omega_0). \quad (29)$$

И мы приходим к рассмотренному выше случаю флуктуаций интенсивности квазимохроматического многолучевого сигнала.

В другом предельном случае, когда  $\Delta\tau_{\text{оп.}i} \gg T_i$ , все приходящие лучи разделяются и при  $t_0 = \tau_{\text{оп.}k}$

$$I_C(t) \simeq A^2(t_0) E_{0k}(\omega_0) E_{0k}^*(\omega_0) f_{0k}(\omega_0) f_{0k}^*(\omega_0). \quad (30)$$

Флуктуации интенсивности принимаемого стробированного сигнала в этом случае определяются флуктуациями отдельного  $k$ -го луча ( $S_4 = S_{40k}$ ).

В промежуточном случае, когда лишь несколько  $K$  лучей имеют запаздывания  $\Delta\tau_{\text{оп.}i} \ll T_i$ , а другие —  $\Delta\tau_{\text{оп.}\alpha\beta} \gg T_i$ , в зависимости от временного положения строба будут реализовываться либо условия соотношения (29), но лишь для части лучей  $K < N$ , либо условия соотношения (30) для отдельных, выделенных лучей.

Наконец, рассмотрим случай быстрых флуктуаций интенсивности принимаемых сигналов в условиях F-spread. При этом, анализируя поведение интенсивности квазимохроматического сигнала, следует исходить из соотношений (4)–(7), учитывая, что быстрые флуктуации принимаемых полей  $E_i$  в отдельных лучах имеют нормальное распределение (размер зоны Френеля, как правило, больше характерных масштабов мелкомасштабных неоднородностей ионосферы) со средними значениями  $\bar{E}_i \neq 0$  ( $\sqrt{s_{0m}^2} \lesssim 1$ , см. выше). В итоге, проводя необходимые преобразования, для величины  $S_4$  получаем следующее выражение:

$$S_4 \simeq 1 - \left( \frac{I_p + I_{\text{инт}}}{I_{0\Phi\pi}} \right)^2 / \left( 1 + \frac{I_p + I_{\text{инт}}}{I_{0\Phi\pi}} \right)^2, \quad (31)$$

где  $I_p = \sum_{i=1}^N \bar{E}_i \bar{E}_i^*$  — регулярная компонента интенсивности принимаемого сигнала,  $I_{\text{инт}} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \bar{E}_i \bar{E}_j^*$  — интерференционная компонента интенсивности,  $I_{0\Phi\pi} = \sum_{i=1}^N E_{0i} E_{0i}^*$ ;  $f_i f_i^*$  — флуктуационная компонента интенсивности принимаемого сигнала.

В частном случае идентичной статистики флуктуаций в отдельных лучах многолучевого сигнала из соотношения (31) находим:

$$S_4 \simeq 1 - \left[ \frac{1 + (1/N) \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp[i(\varphi_j - \varphi_i)]}{\exp(-\bar{s}_{0m}^2) + (1/N) \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp[i(\varphi_j - \varphi_i)]} \right]^2. \quad (32)$$

Здесь  $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_j - \varphi_i$  — разность регулярных набегов фазы волны в  $j$ -м и  $i$ -м лучах в точке наблюдения ( $E_{0i} = \bar{E}_0 \exp(-i\varphi_{0i})$ ).

В частном случае однолучевого распространения ( $N = 1$ ) из соотношения (32) следует известное соотношение (см. [3]):

$$S_{41} \simeq 1 - \exp(-2s_{0m}^2). \quad (33)$$

Для стандартных условий среднеширотного F-spread, когда  $s_{0m}^2 \lesssim 1$ , величина флуктуаций интенсивности для одного луча  $S_4 \lesssim 0,86$ .

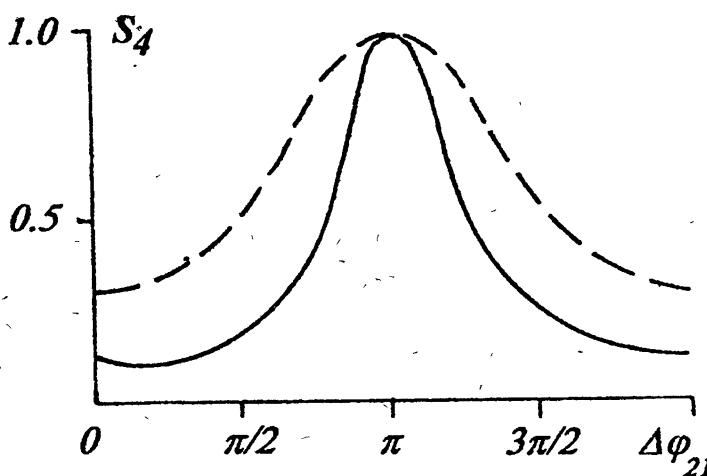


Рис. 2.

Зависимость индекса флуктуаций интенсивности  $S_4$  от разности фаз  $\Delta\varphi_{31}$  для случая двухлучевого распространения радиоволн, вычисленная по формуле (32) при  $N = 2$ , представлена на рис. 2 (сплошная линия —  $S_{41} = 0,2$ , штриховая —  $S_{41} = 0,5$ ). Из этого рисунка следует, что зависимость от конкретных значений  $\Delta\varphi_{12}$  (а эта величина может меняться случайным образом на интервалах времени  $t > T_{ct}^m \simeq (1 \div 2)$  мин.) значение  $S_4$  в результате сигнале может меняться в широких пределах. Другими словами, поведение индекса флуктуаций  $S_4(t)$  на длительных интервалах наблюдения за КВ сигналами во время F-spread может быть случайным из-за случайных изменений "регулярной" разности фаз отдельных лучей принимаемого сигнала (ср. [11]). Этот вывод справедлив и для большего числа лучей. Однако с ростом числа лучей (при  $N \gg 1$ ), учитывая случайный характер вариаций разностей фаз для отдельных пар лучей даже на небольших ( $t \lesssim T_{ct}^m \simeq (1 \div 2)$  мин.) интервалах наблюдения за КВ сигналами в условиях F-spread, величина  $S_{4N}$  будет стремиться к значению  $S_{41}$  (см. соотношения (32) и (33)).

Что же касается случая быстрых флуктуаций интенсивности стробируемых импульсных сигналов, то здесь ситуация практически совпадает с

аналогичным случаем медленных флуктуаций интенсивности импульсных сигналов.

Итак, представленная выше стохастическая модель достаточно хорошо описывает многие статистические особенности явления F-spread в ионосфере (флуктуации углов прихода отраженных КВ сигналов, частотную корреляцию принимаемых многолучевых сигналов, общую и тонкую структуру ионограмм F-spread, медленные и быстрые флуктуации интенсивности квазимонохроматических и импульсных КВ сигналов и т. д.). Следует, однако, заметить, что в данной работе акцент был сделан на явлении среднеширотного F-spread, когда квазирегулярный многолучевой характер отраженного импульсного КВ сигнала, как правило, выражен довольно отчетливо. В то же время в условиях экваториальных и полярных F-spread ионосфера может представлять собой развитую турбулентную структуру с пространственно однородным распределением электронной концентрации. В этом случае должна работать стационарная модель турбулентных неоднородностей среды ( $N(\vec{r}, t)$  — случайный стационарный по времени и пространству процесс). И тогда адекватное описание наблюдаемых явлений должна давать стохастическая модель [2–4]. Именно с этим обстоятельством, по-видимому, связано хорошее совпадение теоретических расчетов по модели [2] с экспериментом в условиях экваториального и полярного F-spread, особенно при КВ зондировании внешней ионосферы [3].

Работа выполнена в рамках проекта 95-02-03716 РФФИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F-рассеяния в ионосфере. — М.: Наука, 1984.
- Алимов В. А., Ерухимов Л. М. //Изв. вузов. Радиофизика, 1968. Т. 11. № 2. С. 268.
- Алимов В. А., Ерухимов Л. М., Пыркова Т. С. //Геомагнетизм и аэрономия, 1971. Т. 11. № 5. С. 790.
- Booker H. G. et al. //J. Atm. Terr. Phys. 1986. V. 48. N 4. P. 327.
- Bowman G. G., Hajkowicz L. A. //J. Atm. Terr. Phys. 1991. V. 53. N 5. P. 447.
- Bowman G. G. et al. //J. Atm. Terr. Phys. 1988. V. 50. N 9. P. 797.
- Meehan D. H. //J. Atm. Terr. Phys. 1990. V. 52. N 9. P. 771.
- Иванов В. Б., Рудых С. А. //Геомагнетизм и аэрономия, 1989. Т. 29. № 3. С. 516.
- Калихман А. Д. //Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т. 31. N 1. C. 126.
- From W. R., Meehan D. H. //J. Atm. Terr. Phys. 1988. V. 50. N 7. P. 629.

11. Алимов В. А., Выборнов Ф. И., Ерухимов Л. М. и др. //Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 11. С. 1447.
12. Алимов В. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1974. Т. 17. № 9. С. 1399.
13. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
14. Денисов Н. Г. //Изв. вузов. Радиофизика, 1961. Т. 4. № 4. С. 630.
15. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
16. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1978. Ч. 2.
17. Алимов В. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 6. С. 551.
18. Алимов В. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 7. С. 653.
19. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. //В сб.: Ионосферные исследования, 1972. № 21. С. 33.
20. Booker H. G., Majidiah G. //J. Atm. Terr. Phys. 1981. V. 43. N 11. P. 1199.
21. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. Н., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород

Поступила в редакцию  
5 января 1995 г.

## A STOCHASTIC MODEL OF THE F-SPREAD PHENOMENON IN THE IONOSPHERE

V. A. Alimov, L. M. Erushimov

A stochastic model of the F-spread phenomenon in the ionosphere has been proposed. The basis of the model is an idea, that under F-spread conditions the electron density distribution in the F-region of the ionosphere is a random locally stationary over space and time process allowing the multiple propagation of short waves with independent phase fluctuations in separate rays. Some peculiarities of F-spread ionograms have been analysed. The problem on short wave intensity fluctuations during the F-spread phenomenon in the ionosphere has been considered.

# ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ ОСЦИЛЛИРУЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВАКУУМ-ПЛАЗМА

*Г. Б. Нерсисян, Г. Г. Матевосян*

Рассмотрено прохождение заряженной частицы через границу вакуум-плазма. При условии зеркального отражения электронов плазмы от границы найдены выражения для поверхностного потенциала, осциллирующего на частоте поверхностных волн. Показано, что учет пространственной дисперсии устраняет сингулярность, которая возникала в модели холодной плазмы на траектории движения частицы в осциллирующем приповерхностном потенциале. Обсуждается возможность измерения поверхностных осциллирующих полей.

Теория поляризационных процессов, возникающих при пересечении заряженной частицей границы раздела вакуум-металл и вакуум-плазма, имеет важное значение при рассмотрении дифракции электронов низких энергий вблизи границы раздела [1, 2], при рассмотрении задач эмиссионной электроники [3, 4], а также при объяснении некоторых особенностей спектра конвой-электронов [5] и динамики дикластеров заряженных частиц [6, 7].

При приближении частицы к границе раздела, потенциал в вакууме помимо кулоновского потенциала содержит потенциал "изображения" [8–10]. Хотя динамический потенциал "изображения" отличается от электростатического, но зависит от переменной, определяющей расстояние от точки наблюдения до точки, расположенной в среде на таком же расстоянии от границы, что и частица.

После пересечения частицей границы, вблизи неё возбуждаются колебания потенциала на частоте поверхностных волн [4]. Одновременно сзади за частицей индуцируется осциллирующий на плазменной частоте кильватерный заряд. Осциллируя вблизи границы, кильватерный заряд возбуждает колебания поверхностного потенциала на плазменной частоте [11]. Выражения для приповерхностных осциллирующих полей, полученные в [11] в модели холодной плазмы, имеют сингулярность и обращаются в бесконечность на траектории движения частицы. Поэтому они не могут быть использованы для расчета, например, динамики одномерных дикластеров вблизи границы (см. [6, 7] и цитированную там литературу).

В этой работе найдены выражения для приповерхностных полей, осциллирующих на частоте поверхностных волн (выражения для потенциала осциллирующего на плазменной частоте могут быть получены аналогичным образом). Для этого использована гидродинамическая\* модель плазмы с учетом теплового давления электронов [12] и предполагается, что электроны плазмы отражаются от границы зеркально. В конце статьи обсуждается возможность применения полученных результатов для измерения поверхностных осциллирующих полей.

Для вычисления потенциала частицы используем метод, развитый в работе [13] для случая зеркального отражения электронов плазмы от границы, когда решение задачи с границей раздела удается свести к решению задачи в двух безграничных однородных средах.

Рассмотрим нерелятивистскую частицу с зарядом  $Q$ , движущуюся со скоростью  $\vec{v}$  вдоль оси  $z$ , которая перпендикулярна к плоской границе раздела двух сред, с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1(k, \omega)$  и  $\epsilon_2(k, \omega)$ , занимающих полупространства  $z < 0$  и  $z > 0$  соответственно. Будем считать, что в интервале времени  $-\infty < t < 0$  частица находится в первой среде ( $z < 0$ ), при  $0 < t < +\infty$  — во второй ( $z > 0$ ).

Скачок нормальной компоненты электрического поля на границе приводит к поверхностным зарядам, плотность которых, согласно работе [13], имеет вид:

$$\rho_1(\vec{k}, \omega) = \frac{Q}{\pi i \omega (2\pi)^3} \frac{\alpha^2}{\left(\frac{\omega}{u} - i\delta\right)^2 - \alpha^2} - \frac{1}{(2\pi)^2} \eta(\vec{x}, \omega), \quad (1)$$

$$\rho_2(\vec{k}, \omega) = -\frac{Q}{\pi i \omega (2\pi)^3} \frac{\alpha^2}{\left(\frac{\omega}{u} + i\delta\right)^2 - \alpha^2} + \frac{1}{(2\pi)^2} \eta(\vec{x}, \omega), \quad (2)$$

где  $\delta \rightarrow +0$ ,  $\alpha$  и  $\vec{x}$  — компоненты вектора  $\vec{k}$  вдоль и поперек  $\vec{v}$  ( $k^2 = \alpha^2 + x^2$ ), индексы 1 и 2 относятся соответственно к первой ( $z < 0$ ) и второй ( $z > 0$ ) среде, величину  $\eta(\vec{x}, \omega)$  можно найти из граничных условий.

Таким образом, задача с границей сводится к решению двух задач в однородных безграничных средах с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1(\vec{k}, \omega)$  и  $\epsilon_2(\vec{k}, \omega)$  и зарядами  $\rho_1(\vec{k}, \omega)$  и  $\rho_2(\vec{k}, \omega)$  соответственно.

Используя известную связь [14] между потенциалом  $\varphi_{1,2}(\vec{k}, \omega)$  и плот-

\*Заметим, что в работе [4] для описания плазмы использована диэлектрическая проницаемость Линдхарда и найдено приближенное решение дисперсионного уравнения поверхностных волн. В настоящей работе, в рамках принятой нами гидродинамической модели плазмы использовано точное решение дисперсионного уравнения поверхностных волн.

ностью заряда  $\rho_{1,2}(\vec{k}, \omega)$ , после обратного преобразования Фурье найдем

$$\begin{aligned}\varphi_1(\vec{x}, \omega, z) &= \frac{4Q}{i\omega(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha^2}{\left(\frac{\omega}{u} - i\delta\right)^2 - \alpha^2} \cdot \frac{\exp(i\alpha z)}{k^2 \epsilon_1(\vec{k}, \omega)} d\alpha - \\ &- \frac{1}{\pi} \eta(\vec{x}, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i\alpha z)}{k^2 \epsilon_1(\vec{k}, \omega)} d\alpha,\end{aligned}\quad (3)$$

$$\begin{aligned}\varphi_2(\vec{x}, \omega, z) &= -\frac{4Q}{i\omega(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha^2}{\left(\frac{\omega}{u} + i\delta\right)^2 - \alpha^2} \cdot \frac{\exp(i\alpha z)}{k^2 \epsilon_2(\vec{k}, \omega)} d\alpha + \\ &+ \frac{1}{\pi} \eta(\vec{x}, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i\alpha z)}{k^2 \epsilon_2(\vec{k}, \omega)} d\alpha.\end{aligned}\quad (4)$$

Неизвестную функцию  $\eta(\vec{x}, \omega)$  найдем из условий непрерывности тангенциальной компоненты напряженности электрического поля (или  $\varphi_1(\vec{x}, \omega, -0) = \varphi_2(\vec{x}, \omega, +0)$ )

$$\eta(\vec{x}, \omega) = \frac{2iQ}{(2\pi)^2 \omega} \cdot \frac{\xi_1(\vec{x}, \omega)}{\xi_2(\vec{x}, \omega)}, \quad (5)$$

где

$$\xi_1(\vec{x}, \omega) = -\frac{\chi}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \frac{\alpha^2}{k^2} \left\{ \frac{\epsilon_1^{-1}(\vec{k}, \omega)}{\left(\frac{\omega}{u} - i\delta\right)^2 - \alpha^2} + \frac{\epsilon_2^{-1}(\vec{k}, \omega)}{\left(\frac{\omega}{u} + i\delta\right)^2 - \alpha^2} \right\}, \quad (6)$$

$$\xi_2(\vec{x}, \omega) = \frac{\chi}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \left[ \frac{1}{\epsilon_1(\vec{k}, \omega)} + \frac{1}{\epsilon_2(\vec{k}, \omega)} \right]. \quad (7)$$

Заметим, что выражения  $\varphi_1(\vec{x}, \omega, z)$  и  $\varphi_2(\vec{x}, \omega, z)$  совпадают с реальными значениями потенциалов лишь в областях  $z < 0$  и  $z > 0$  соответственно.

Следующие из формул (3) и (4) выражения для компонент вектора напряженности электрического поля совпадают с приведенными в [13], если в последних перейти к пределу  $u \ll c$ .

Если в формулах (3) и (4) не учитывать пространственную дисперсию ( $\epsilon_1 2 = \epsilon_1(\omega)$ ,  $\epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$ ), то они совпадают с выражениями, приведенными в работе [11].

Явную зависимость потенциала от координаты  $z$  можно найти, если вычислить интеграл по  $\alpha$ , замыкая путь интегрирования для  $z < 0$  в (3)

в нижней полуплоскости комплексной переменной  $\omega$ , а для  $z > 0$  в (4) — соответственно в верхней полуплоскости.

В интересующем нас случае границы раздела вакуума ( $\epsilon_1 = 1$ ) и плазмы для описания последней используем гидродинамическое выражение, в котором учтено тепловое давление электронов [12],

$$\epsilon_2(\vec{k}, \omega) \equiv \epsilon(\vec{k}, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 v_T^2 - \omega(\omega + i\nu)}, \quad (8)$$

где  $\omega_p$ ,  $v_T$  — плазменная частота и тепловая скорость электронов плазмы,  $\nu$  — эффективная частота столкновений электронов.

Вычислим функции  $\xi_1(\vec{x}, \omega)$  и  $\xi_2(\vec{x}, \omega)$ . Подставляя (8) в (6) и (7), в пределе  $\nu/\omega_p \ll 1$  найдем

$$\xi_1(x, \omega) = \frac{2\chi^2}{x^2 + \frac{\omega^2}{u^2}} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2} - i\frac{\omega}{u} \cdot \frac{x}{x^2 + \frac{\omega^2}{u^2}} \cdot \frac{k_D^2}{x^2 + k_D^2 - \frac{\omega^2}{v_T^2}(1 - \beta^2)} + \\ + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{x\sqrt{x^2 + k_D^2 - \frac{\omega^2}{v_T^2}}}{x^2 + k_D^2 - \frac{\omega^2}{v_T^2}(1 - \beta^2)}, \quad |\omega| < \sqrt{\omega_p^2 + x^2 v_T^2}, \\ 2i\frac{x\sqrt{\frac{\omega^2}{v_T^2} - k_D^2 - \chi^2}}{x^2 + k_D^2 - \frac{\omega^2}{v_T^2}(1 - \beta^2)}, \quad |\omega| > \sqrt{\omega_p^2 + x^2 v_T^2}, \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\xi_2(x, \omega) = 2\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2} + \\ + \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 - \omega^2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{x}{\sqrt{x^2 + k_D^2 - \frac{\omega^2}{v_T^2}}}, \quad |\omega| < \sqrt{\omega_p^2 + x^2 v_T^2}, \\ i\frac{|\omega|}{\omega} \cdot \frac{x}{\sqrt{\frac{\omega^2}{v_T^2} - k_D^2 - \chi^2}}, \quad |\omega| > \sqrt{\omega_p^2 + x^2 v_T^2}, \end{array} \right. \quad (10)$$

где  $\omega_0^2 = \omega_p^2/2$ ,  $k_D = \omega_p/v_T$ ,  $\beta = v_T/u$ .

Полюс  $\omega/u$  никогда не попадает внутрь контура интегрирования и возникает лишь в первых слагаемых формул (3), (4). Он отвечает собственному полю заряда. Другие особенности в первых слагаемых формул (3), (4) и вторые слагаемые определяют поверхностные эффекты. В частности, действительные особенности функции  $\xi_2(x, \omega)$  и диэлектрической

проницаемости плазмы  $\epsilon(k, \omega)$  отвечают поверхностным полям осциллирующим на частоте поверхностных волн и на плазменной частоте соответственно.

Рассмотрим действительные корни уравнения  $\xi_2(\chi, \omega) = 0$ . В области  $|\omega| < \sqrt{\omega_p^2 + \chi^2 v_T^2}$  имеем

$$\frac{\chi}{\sqrt{\chi^2 + k_D^2 - \omega^2/v_T^2}} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2}. \quad (11)$$

Из выражения (11) видно, что действительные корни  $\tilde{\omega}$ , дисперсионного уравнения  $\xi_2(\chi, \omega) = 0$  должны удовлетворять условию  $|\tilde{\omega}| > \omega_0$ . Из (11) найдем

$$\frac{|\tilde{\omega}|}{\omega_0} = f_{\pm}(\chi r_D), \quad (12)$$

где  $r_D = v_T/\omega_p$ ,

$$f_{\pm}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{2+x^2} \pm x). \quad (13)$$

Решение  $|\tilde{\omega}| = \omega_0 f_{-}(\chi r_D)$  не удовлетворяет условию  $|\tilde{\omega}| > \omega_0$ . Поэтому единственным корнем уравнения (11) в указанном интервале частот является  $\omega_0 f_{+}(\chi r_D)$ . Если не учитывать тепловое движение электронов плазмы, то этот корень совпадает с  $\omega_0$ . Если  $\chi r_D > 1$ , то  $|\tilde{\omega}| \approx \chi v_T$ .

Функция  $\xi_2(\chi, \omega)$  не имеет действительных корней в области  $|\omega| > \sqrt{\omega_p^2 + \chi^2 v_T^2}$ . Поэтому найденные корни  $\pm \tilde{\omega}$  являются единственными на всей действительной оси  $\omega$ . Заметим, что при учете диссипации корни  $\pm \tilde{\omega}$  лежат на нижней комплексной полуплоскости  $\omega$ .

Найдем теперь приповерхностные поля, осциллирующие на частотах поверхностных волн. Учитывая только вторые слагаемые в формулах (3) и (4) и вычисляя интеграл по  $\omega$ , после обратного преобразования Фурье найдем потенциал частицы как функцию от координат и времени

$$\bar{\varphi}_1 = -\frac{iQ}{\pi} \int_0^\infty d\chi J_0(\chi\rho) e^{i\chi z} \int \frac{d\omega}{\omega} e^{-i\omega t} \frac{\xi_1(\chi, \omega)}{\xi_2(\chi, \omega)}, \quad (14)$$

$$\bar{\varphi}_2 = \frac{2iQ}{\pi^2} \int_0^\infty d\chi J_0(\chi\rho) \chi \int_0^\infty \frac{d\omega \cos(\omega z)}{\omega^2 + \chi^2} \int \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{\epsilon(k, \omega)} \cdot \frac{\xi_1(\chi, \omega)}{\xi_2(\chi, \omega)}, \quad (15)$$

где в интегралах по  $\omega$  учитываются вклады только от полюсов  $\pm \tilde{\omega}$ , а путь интегрирования обходит эти особенности сверху,  $\rho$  — расстояние от точки наблюдения до пути движения частицы,  $J_0(z)$  — функция Бесселя нулевого порядка.

Применяя теорему о вычетах при  $t > 0$  (при  $t < 0$  осциллирующие поля отсутствуют [4, 11]), найдем следующие формулы для потенциалов в вакууме и в плаэме

$$\bar{\varphi}_1 = -4Q \int_0^\infty \left[ \tilde{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \xi_2(\chi, \tilde{\omega}) \right]^{-1} \cdot \operatorname{Re}[\xi_1(\chi, \tilde{\omega}) e^{-i\tilde{\omega}t}] e^{xz} J_0(\chi\rho) d\chi, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_2 = & \frac{8Q}{\pi} \int_0^\infty \left[ \tilde{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \xi_2(\chi, \tilde{\omega}) \right]^{-1} \cdot \operatorname{Re}[\xi_1(\chi, \tilde{\omega}) e^{-i\tilde{\omega}t}] \chi J_0(\chi\rho) d\chi \times \\ & \times \int_0^\infty \frac{\cos(\alpha z)}{\alpha^2 + \chi^2} \cdot \frac{d\alpha}{\epsilon(k, \omega)}, \end{aligned} \quad (17)$$

где под  $\tilde{\omega}$  подразумевается положительный корень уравнения (11) ( $\tilde{\omega} = \omega_0 f_+(\chi r_D)$ ). Интеграл по  $\alpha$  в формуле (17) преобразуется к известным интегралам [15]. Подставляя значения величины  $\tilde{\omega}$  из (12) в формулы (16) и (17) найдем для величин потенциалов в вакууме и в плаэме выражения:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_1 = & -4Qk_0 \int_0^\infty d\chi \frac{\chi J_0(\chi\rho) e^{xz}}{\chi^2 + k_0^2 f_+^2(\chi r_D)} \frac{f_+(\chi r_D)}{1 + f_+^2(\chi r_D)} \frac{1}{\beta^2 f_+^2(\chi r_D) + f_-^2(\chi r_D)} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{f_+^2(\chi r_D)} \sin[\omega_0 t f_+(\chi r_D)] - \beta \cos[\omega_0 t f_+(\chi r_D)] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_2 = & 4Qk_0 \int_0^\infty d\chi \frac{\chi J_0(\chi\rho)}{\chi^2 + k_0^2 f_+^2(\chi r_D)} \times \\ & \times \frac{\left\{ f_+(\chi r_D) e^{-xz} - 2\sqrt{2}\chi r_D \exp[-z(\omega_0/v_T) f_-(\chi r_D)] \right\} f_+^2(\chi r_D)}{[f_+^2(\chi r_D) + 1][\beta^2 f_+^2(\chi r_D) + f_-^2(\chi r_D)][f_+^2(\chi r_D) - 2]} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{f_+^2(\chi r_D)} \sin[\omega_0 t f_+(\chi r_D)] - \beta \cos[\omega_0 t f_+(\chi r_D)] \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

где функция  $f_{\pm}(x)$  определяются формулами (13), особенность при  $f_+^2(\chi r_D) = 2$  (значение  $\chi r_D = 1/2$ ) надо понимать в смысле главного значения.

В пределе  $v_T \rightarrow 0$  формулы (18) и (19) совпадают со слагаемыми, полученными в работе [11] и описывающими поверхностные колебания на частоте поверхностных волн. Недостатком последних является расходимость на пути движения частицы. Причина этого связана с использованием модели холодной плаэмы. В отличие от этого при выводе формул

(18) и (19) была использована гидродинамическая модель плазмы с учетом теплового давления электронов (формула (8)). При этом полученные формулы для потенциалов не имеют особенностей при  $\rho = z = 0$ . Из формул (18) и (19) легко видеть, что  $\rho$  и  $z$  компоненты электрического поля ( $E_\rho = -\frac{\partial \varphi}{\partial \rho}$ ,  $E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ ) также не имеют особенностей при  $\rho = z = 0$ . В частности, радиальная компонента поля обращается в ноль при  $\rho = 0$ . По мере увеличения  $\rho$  модуль радиальной компоненты поля, при любых фиксированных значениях  $z$  и  $t$ , растет линейно с ростом  $\rho$ . Пройдя через максимум вблизи  $r_D$  поле начинает уменьшаться с увеличением  $\rho$  (см. рис. 1) и в области  $\rho \gtrsim r_D$ ,  $z \gtrsim r_D$  становится справедливой модель холодной плазмы и формулы, полученные в [11] для приповерхностных осциллирующих полей (в радиальном направлении точно такую же структуру имеет радиальная компонента поверхностного электрического поля осциллирующего на плазменной частоте).

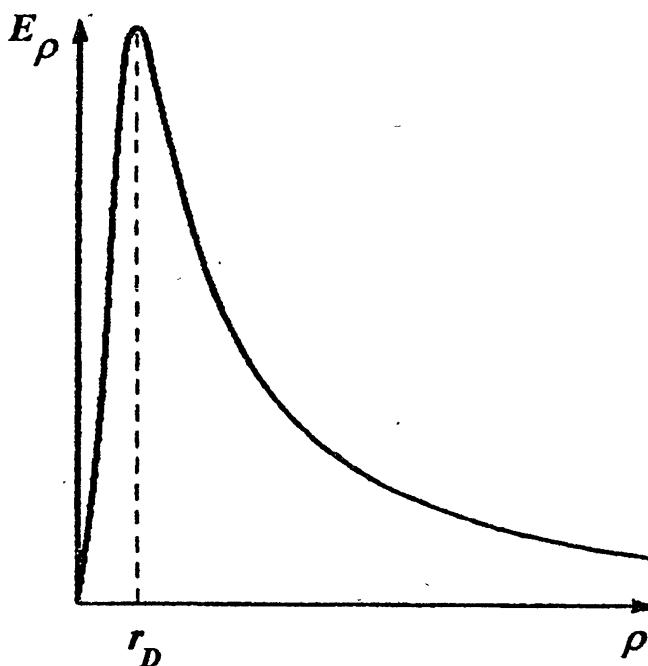


Рис. 1.

Создание ускорителей молекулярных ионов сделало возможным получение ионных кластеров (групп близко расположенных ионов) и исследование полей, определяющих взаимодействие между ионами кластера [6]. Эксперименты, проведенные с фольгами, сквозь которые проходили дикальстеры (два иона), интерпретировались на основе представлений о кильва-

терном поле, которое одна движущаяся заряженная частица создает в безграничной среде (см. [6] и цитированную там литературу). В работе [7] было показано, что при определенных в момент влета в фольгу размерах и ориентациях дикластера относительно скорости центра масс кильватерное поле переднего иона практически не влияет на движение заднего иона. В этом случае изменение движения заднего иона полностью определяется приповерхностными осциллирующими полями. В частности, как следует из рис. 1, максимальное влияние на движение заднего иона поверхностьные поля будут оказывать в случае, когда угол ориентации дикластира относительно скорости движения центра масс составляет величину порядка  $\arcsin \frac{r_D}{r_c}$ , где  $r_c$  — расстояние между ионами. Таким образом, измеряя изменение направления движения заднего иона, можно детектировать поверхностьные осциллирующие поля.

Авторы выражают благодарность профессору Л.М.Горбунову (ФИАН) за большую помощь, оказанную при выполнении работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Echenique P. M. and Pendry J. B. //J. Phys. C. 1975. V. 8. P. 2936.
2. Rundgren J. and Malmstrom G. //Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 836.
3. Войтенко А. И., Габович А. М., Ильченко Л. Г. Некоторые поверхностьные свойства полупроводников и электролитов. Препринт N 18. — Институт физики АН УССР, 1980.
4. Echenique P. M., Ritchie R. H., Barberan N., and Inkson J. //Phys. Rev. B. 1981. V. 23. P. 6486.
5. Burgdorfer J. //Nucl. Instr. and Meth. B. 1987. V. 24/25. P. 139.
6. Kumbartzki G. J. et. al. //Nucl. Instr. and Meth. 1982. V. 194. P. 291.
7. Горбунов Л.М., Нерсисян Г.Б. //Краткие сообщения по физике (ФИАН). 1993. N 5–6. С.53.
8. Sunjic M., Toulouse G., and Lucas A. A. //Solid State Comm. 1972. V. 11. P. 1629.
9. Ray R. and Mahan G. D. //Phys. Lett. A. 1972. V. 42. P. 301.
10. Chan D. and Richmond P. //Surf. Sci. 1973. V. 39. P. 437.
11. Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г., Нерсисян Г. Б. //ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 841.
12. Чен Ф. Введение в физику плаэмы. — М.: Мир, 1987.
13. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. — М.: Наука, 1984.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.

15. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М., 1963.

ИРЭ АН Армении, г. Ереван

Поступила в редакцию  
16 мая 1995 г.

**THE IMPACT OF THE ELECTRON THERMAL MOTION ON A SURFACE OSCILLATING POTENTIAL ARISING WHEN A FAST CHARGED PARTICLE CROSSES THE VACUUM-PLASMA INTERFACE**

*G.B.Nersisyan, G.G.Matevosyan*

The passage of a charged particle through the vacuum-plasma interface has been considered. The expressions for the surface potential oscillating at the frequency of surface waves have been found under the condition of mirror reflection of plasma electrons from the interface. It has been shown, that an account of the spatial dispersion eliminates a singularity appearing in a cold plasma model in the particle motion trajectory along the oscillating near-surface potential. A possibility to measure near-surface oscillating fields is discussed.

УДК 621.375.126: 621.372.834

## ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ В КОАКСИАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

*C. A. Новиков, C. B. Разин*

**Описывается характеристики и конструкции резонаторов в формирователях для получения сверхкоротких СВЧ импульсов с минимальной длительностью до одного периода высокочастотного поля и мощностью несколько десятков мегаватт. Приводятся экспериментальные результаты.**

В формирователях СВЧ импульсов происходит усиление импульсной мощности высокочастотного генератора при длительном возбуждении накипительного резонатора и последующем быстрым выводе энергии. Такой способ перспективен в сверхширокополосной (СШП) радиолокации, для которой необходимы радиоимпульсы с шириной спектра, близкой по величине к их средней радиочастоте [1]. В [2] сообщалось о получении в некоторых конструкциях формирователей импульсов длительностью несколько периодов колебаний высокочастотного заполнения. Большой интерес представляют СШП импульсы с центральной радиочастотой, соответствующей метровому диапазону длин волн [3]. Импульсы длительностью, равной одному или половине периода высокочастотного поля  $\sim 3$  нс, находят применение в локации с высоким разрешением верхних слоев почвы, ледяного покрытия и т. п., вследствие относительно низкого затухания.

В данной работе рассматриваются параметры и преимущества коаксиальных резонаторов для получения СШП импульсов в длинноволновой части СВЧ диапазона.

Обычно, с целью достижения максимального коэффициента усиления, накипительные резонаторы и элементы конструкций выходных интерференционных переключателей изготавливаются из отрезков регулярных волноводов прямоугольного или круглого поперечных сечений [4]. Длительность выходного импульса при идеальной коммутации и согласовании с выходным трактом определяется временем двойного пробега волны вдоль резонатора  $t_w = 2L/v_{gr}$ , где  $v_{gr}$  — групповая скорость и  $L$  — длина резонатора, равная расстоянию от его торцевой закорачивающей стенки до плоскости симметрии  $T$ -образного сочленения (тройника). Рабочими видами являются  $H_{10}$  вид колебаний в прямоугольном волноводе

или  $H_{11}$  — в круглом, а с целью увеличения электрической прочности соединение выполняется в  $H$ -плоскости. Это означает, что область тройника имеет протяжённость  $\sim 2a$ , где  $a$  — размер широкой стенки прямоугольного волновода. Для импульсов с относительной шириной спектра  $\Delta f/f_0 = 1/(t_b \cdot t_0) > 0,5$  с учётом  $v_{\text{тр}} < c$  для структур с дисперсией требуются значения  $L$ , сравнимые с протяжённостью области тройника. Здесь  $f_0$  — центральная радиочастота. Например, при  $f_0 = 3$  ГГц и  $t_b = 0,66$  нс длина прямоугольной волноводной линии с размером широкой стенки 7,2 см должна быть  $\sim 7$  см. Тогда приблизительно половину объёма резонатора составляет область тройника, в котором возбуждаются высшие виды колебаний. Значительная часть энергии возбуждённого поля будет связана с высшими видами, и в таком резонаторе невозможно провести эффективную коммутацию и вывод.

Для тех же значений  $t_b$  и  $t_0$  длина бездисперсионной резонансной коаксиальной линии, для которой  $v_{\text{тр}} = c$ , составит  $L = 10$  см. Область тройника может быть уменьшена за счёт уменьшения поперечных размеров коаксиальной линии, а в самой области тройника высшие виды не возбуждаются, так как граничные условия для нижнего рабочего ТЕМ вида определяются размерами центрального проводника. Следовательно, коаксиальные резонаторы способны обеспечивать длительности СВЧ импульсов, удовлетворяющие условию широкополосности  $\Delta f/f_0 \sim 0,5 \div 1$ .

В интерференционном переключателе коаксиального накопительного резонатора одно из плеч тройника закорочено, и переключение режима накопления в режим вывода происходит за счёт инверсии фазы волны, распространяющейся из этого плеча. Инверсия осуществляется быстрой перестройкой укорачивающей ёмкости, включенной в центральный проводник, причём необходимым условием является разность электрических длин плеча до и после коммутации, равная величине  $m\frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}$ , где  $m$  — целое число,  $\lambda$  — длина волны.

Эквивалентная схема накопительного резонатора для дециметрового диапазона длин волн представлена на рис. 1, где обозначено  $a_1, a_2, \dots, a_6$  — амплитуды падающих волн на соответствующие области резонатора;  $b_1, b_2, \dots, b_6$  — амплитуды отражённых волн;  $y_1$  — приведённая проводимость укорачивающей ёмкости;  $y_1'$  — дополнительная проводимость, изменяющая параметры ёмкости при коммутации.

Рассмотрим зависимость амплитуды выходной волны  $b_3$  от изменяемой проводимости укорачивающей ёмкости. С помощью матриц рассеяния [5] для укорачивающей ёмкости в центральном проводнике, включённой последовательно в цепь длинной линии,

$$\begin{vmatrix} b_4 \\ b_5 \end{vmatrix} = \frac{1}{1 + 2y_0} \begin{vmatrix} 1 & 2y_0 \\ 2y_0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_4 \\ a_5 \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где  $y_0 = y + y_1$ , и для коаксиального тройника

$$\begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{vmatrix}. \quad (2)$$

С учётом фазовых соотношений для соответствующих волн получим

$$b_3 = \frac{4y_1}{4y_1 + 1}. \quad (3)$$

В резонаторах на основе полых волноводов коммутация осуществляется закорачиванием области вдоль линии напряжённости электрического поля в поперечном сечении волновода. Аналогичное рассмотрение схемы резонатора, в которой коммутирующий элемент включен в линию параллельно, приводит к выражению

$$b_3 = \frac{y_1}{y_1 + 1}. \quad (4)$$

Сравнение зависимостей вида  $b_3/a_1 = F(y_1)$  для соотношений (3) и (4) показывает, что для коаксиального и волноводного резонаторов  $b_3 = a_1$  при  $y_1 \rightarrow \infty$ , что соответствует полному переключению. При малых  $y_1$  значения производной для зависимости данного вида, относящейся к коаксиальной системе, выше чем для волноводной, и это позволяет при одинаковых временных характеристиках изменения  $y_1$  в процессе коммутации получать в коаксиальных резонаторах выходные импульсы с меньшей длительностью фронта и меньшей общей длительностью.

Резонатор, как накопительный объём, должен обладать высокой добротностью и электрической прочностью, и поэтому приемлемым коммутирующим элементом является ёмкость в виде зазора, выполненного в центральном проводнике. Коммутация осуществляется при развитии в зазоре искрового СВЧ разряда.

Известно, что зазор величиной  $\Delta$  между торцевой стенкой и центральным проводником увеличивает электрическую длину коаксиального резонатора до  $\pi/2$ , причём геометрическая длина  $\ell$  определяется из соотношения [6]

$$\operatorname{tg}\beta\ell = \frac{X}{Z_0} = \left[ \frac{2d}{\lambda} \left( \frac{\pi d}{8\Delta} + \ln \frac{D-d}{2\Delta} \right) \ln \frac{D}{d} \right]^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $\beta = 2\pi/\lambda$ ,  $X$  — сосредоточенное реактивное сопротивление зазора,  $Z_0$  — волновое сопротивление коаксиальной линии,  $d$  — диаметр цен-

трального проводника,  $D$  — диаметр внешнего проводника. При включении последовательно встречно двух резонаторов длиной  $\ell = \lambda/8$  с суммарным зазором  $\delta = 2\Delta$  между их центральными проводниками разница между суммарной электрической длиной и геометрической длиной, приведённой к длине волны составит  $\pi$ . После зажигания разряда в зазоре электрическая длина линии будет совпадать с геометрической длиной, причём изменение фазы волны при двойном пробеге составит  $\pi$ . На этом принципе осуществляется коммутация в формирователе, содержащем коаксиальный тройник, поскольку плазма разряда имеет большую проводимость. При выборе размеров  $D$ ,  $d$  и  $\delta$  нужно учитывать, что максимальное значение напряжённости высокочастотного поля будет в зазоре, и это определит среднюю плотность запасённой энергии в формирователе и амплитуду выходного импульса.

В 30-сантиметровом диапазоне длии волн при диаметрах поперечного сечения центрального проводника  $d = 2,5$  см и внешнего цилиндра  $D = 9$  см длина зазора  $\delta \approx 1$  см. Такая длина достаточна для работы с напряжённостью в зазоре  $\approx 150$  кВ/см при газовой изоляции и для получения выходных импульсов мощностью до нескольких десятков мегаватт.

В метровом диапазоне зазор  $\delta$  в конструкции, схема которой представлена на рис. 1, становится недопустимо малым, так как уменьшение частоты вызывает необходимость увеличения ёмкости зазора и, следовательно, уменьшения его длины.

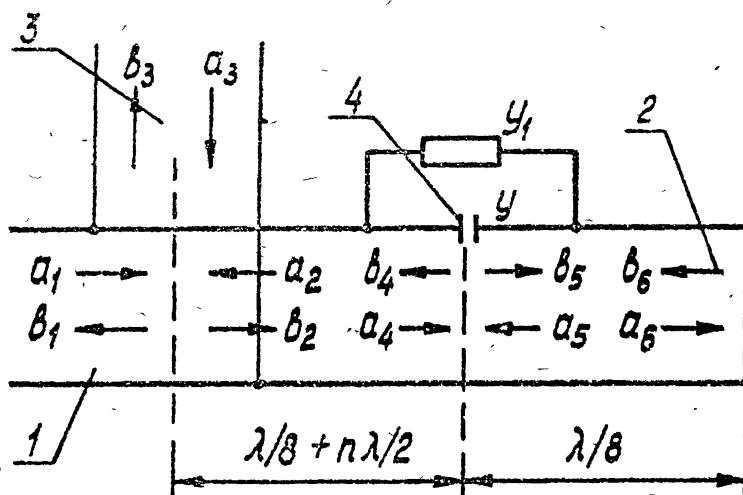


Рис. 1. Эквивалентная схема накопительного резонатора. 1 — часть объёма резонатора; 2 — закороченное плечо; 3 — выходное плечо; 4 — укорачивающая ёмкость.

На рис. 2 представлен схематический чертёж резонатора, в котором

в качестве переключающего элемента используется коаксиальный резонатор длиной  $\ell = \lambda/4$  с укорачивающей ёмкостью между центральным проводником и торцевой стенкой. За счёт большой нелинейности  $\operatorname{tg}\beta\ell$  в области значений  $\beta$ , близких к  $\pi/2$ , зазор  $\delta_1$  может быть выбран достаточно большим при малых изменениях длины центрального проводника  $\ell - \delta_1$  на основании соотношения (5).

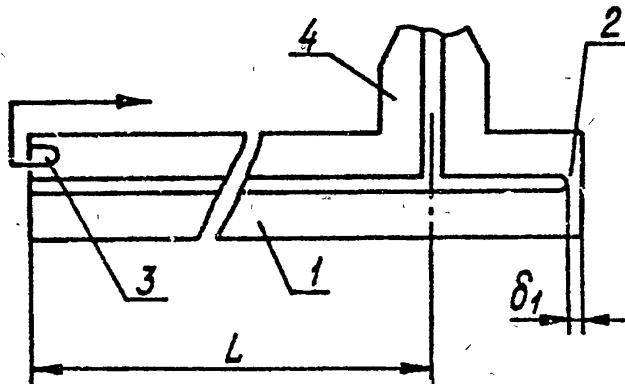
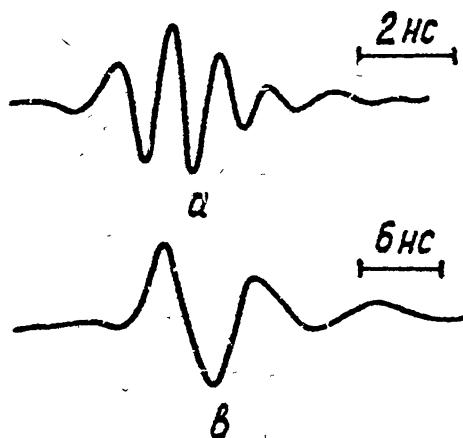


Рис. 2. Коаксиальный накопительный резонатор метрового диапазона длин волн. 1 — накопительный объём, 2 — укорачивающая ёмкость; 3 — петля связи; 4 — выходное плечо.



• Рис. 3. Осциллограммы выходных импульсов с центральной радиочастотой:  
а)  $f_0 = 940$  МГц; б)  $f_0 = 150$  МГц.

Изготовленные из меди резонаторы обеих конструкций при  $d > 2,5$  см имеют добротность порядка  $10^4$ , которая позволяет получать коэффициенты усиления мощности более 100.

Рис. 3а представляет осциллограмму выходного импульса формирователя с рабочей частотой  $f_0 = 940$  МГц, мощностью  $P_v = 1,2$  МВт и коэффициентом усиления 200. Резонатор имеет длину  $L = 47,87$  см и был заполнен воздухом при атмосферном давлении. Регистрация осуществлялась осциллографом С7-19, а усиление измерялось с помощью калибранных аттенюаторов методом сравнения.

На рис. 3б приведена осциллограмма выходного импульса формирователя метрового диапазона длин волн с коаксиальным резонатором длиной  $L = 100$  см, частотой  $f_0 = 150$  МГц, выходной импульсной мощностью  $P_v = 1$  МВт и коэффициентом усиления 100.

Как видно из рис. 3а и 3б, длительности импульсов соответствуют оценкам времени пробега волны вдоль резонансной линии  $2L/c$ , а длительность фронта близка к четверти периода. Учитывая высокую эффективность переключения в коаксиальных резонаторах, возможность их работы с выходным уровнем мощности в несколько десятков мегаватт при заполнении газом повышенного давления и достигнутые минимальные длительности выходных импульсов до одного периода колебаний высокочастотного поля, формирователи с коаксиальными резонаторами являются особенно перспективными для их использования в сверхширокополосной радиолокации.

Авторы благодарны Юшкову Ю. Г. за интерес к работе и её обсуждение.

Данная работа выполнена при поддержке Международного научного фонда Сороса.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Панько С. П. Зарубежная радиоэлектроника. — М.: Радио и связь, 1991. № 1. С. 106.
- Новиков С. А., Разин С. В., Чумерин П. Ю., Юшков Ю. Г. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 13. С. 37.
- Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы широкополосных радиолокационных измерений. — М.: Радио и связь, 1989.
- Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
- Альтман Дж. Устройства сверхвысоких частот. — М.: Мир, 1968.

6. Орлов С.И. Расчёт и конструирование коаксиальных резонаторов. — М.: Сов. радио, 1970.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики  
при Томском политехническом  
институте им. С. М. Кирова

Поступила в редакцию  
14 сентября 1995 г.

**SUPERSHORT MICROWAVE PULSE SHAPING  
IN COAXIAL CAVITIES**

*S. A. Novikov, S. V. Razin*

We describe the design and characteristics of driver cavities to obtain supershort microwave pulses of a minimum width up to one period of the high frequency field and a power of several tens of megawatts. Experimental data are presented.

УДК 621.391

# ОПТИМАЛЬНОЕ ОЦЕНИВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ СО СЛУЧАЙНЫМИ АМПЛИТУДАМИ И МОМЕНТАМИ ПОЯВЛЕНИЯ

*A. B. Ванжса, A. M. Силаев*

Получен алгоритм оптимального оценивания импульсных сигналов заданной формы со случайными амплитудами и моментами появления, наблюдаемых на фоне белых гауссовских шумов. Найдены уравнения для вычисления в текущем времени оптимальных в среднеквадратическом смысле оценок и апостериорных дисперсий амплитуд и моментов появления сигналов. Даны результаты моделирования на ЭВМ, иллюстрирующие работу синтезированных алгоритмов.

## ВВЕДЕНИЕ

В радиолокации, радиосвязи, радиоавтоматике возникают задачи оптимального оценивания импульсных сигналов заданной формы со случайными амплитудами и моментами появления, наблюдаемых на фоне шумов. Развитые к настоящему времени методы максимального правдоподобия, используемые для оценки неизвестных параметров сигналов [1–3], как правило, не позволяют непосредственно получить оптимальные оценки самих импульсных сигналов и не дают ответа на вопрос о точности формируемых оценок. Провести оценивание неизвестных параметров сигналов и одновременно исследовать вопросы точности позволяют байесовские методы синтеза оптимальных алгоритмов обработки сигналов [2–4]. В настоящей работе показано, что в рамках байесовского подхода можно получить простые алгоритмы оптимального оценивания как самих импульсных сигналов заданной формы, так и их амплитуд и моментов появления, а также найти апостериорные дисперсии параметров сигналов, характеризующие точность оценивания.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что наблюдаемый процесс описывается уравнением

$$y(t) = A s(t - \tau) + \eta(t), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (1)$$

где  $s(t)$  — импульсный сигнал заданной формы,  $A$  и  $\tau$  — неизвестные параметры, имеющие смысл амплитуды и временной задержки импульсного

*A. B. Ванжса, A. M. Силаев*

1257

сигнала,  $\eta(\tau)$  — белый гауссовский шум с нулевым средним значением и интенсивностью  $N$ . Будем предполагать, что сигнал  $s(t)$  имеет конечную длительность  $t_s$ , и вне временного интервала  $[0, t_s]$  равен нулю. Предположим также, что неизвестные параметры сигнала — амплитуда  $A$  и задержка  $\tau$  априори статистически взаимонезависимы, не зависят от шума  $\eta(t)$ , и для них известны априорные плотности вероятности  $P_A(A)$ ,  $P_\tau(\tau)$ , где  $-\infty < A < +\infty$ ,  $0 \leq \tau < +\infty$ . Заметим, что по общепринятым в радиофизике определению амплитуда должна быть неотрицательной величиной. Поэтому, строго говоря, параметр  $A$  является амплитудой только при  $A \geq 0$ . Однако для удобства толкования будем и в случае отрицательных значений называть  $A$  амплитудой. Задача состоит в том, чтобы по реализации наблюдений  $y_0^T \equiv \{y(t), 0 \leq t \leq T\}$  на интервале времени длительности  $T$  найти оптимальные в среднеквадратическом смысле оценки параметров сигнала  $A$  и  $\tau$ , а также самого импульса  $s(t) = As(t - \tau)$  при  $0 \leq t \leq T$ .

## 2. АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ МОМЕНТА ПОЯВЛЕНИЯ СИГНАЛА

В соответствии с формулой Байеса апостериорная плотность вероятности совокупности случайных величин  $A$  и  $\tau$  имеет вид [3, 4]

$$P(A, \tau | y_0^T) = c P_A(A) P_\tau(\tau) \exp \left\{ \int_0^T [2y(t') As(t' - \tau) - A^2 s^2(t' - \tau)] dt' / (2N) \right\}, \quad (2)$$

где  $c$  — коэффициент нормировки. Для простоты будем предполагать, что возможные значения момента появления импульса  $\tau$  ограничены временным интервалом  $[0, t_b]$ , а вне этого интервала априорная плотность вероятности  $P_\tau(\tau)$  равна нулю. Тогда, считая, что время наблюдения достаточно велико, т. е.  $T \geq t_s + t_b$ , выражение (2) можно записать в виде

$$P(A, \tau | y_0^T) = c P_A(A) P_\tau(\tau) \exp \left\{ \left[ 2A \int_{\tau}^{t_s} y(t') s(t' - \tau) dt' - A^2 E \right] / (2N) \right\}, \quad (3)$$

где  $E = \int_0^{t_s} s^2(t') dt'$  — энергия импульсного сигнала единичной амплитуды.

Отсюда видно, что функция  $q(\tau) \equiv \int_{\tau}^{t_s} y(t') s(t' - \tau) dt'$ , характеризующая взаимную корреляцию наблюдаемого процесса  $y(t)$  с опорным сигналом

$s(t - \tau)$ , является достаточной статистикой при оценивании  $A$  и  $\tau$  [1-4]. Из (3) несложно получить, что оценкой максимального правдоподобия задержки сигнала  $\tau$  является значение  $\hat{\tau}_M$ , при котором функция  $q(\tau)$  достигает максимума. Максимально правдоподобная оценка амплитуды сигнала, в свою очередь, равна  $\hat{A}_M = q(\hat{\tau}_M)/E$ .

Задача нахождения оптимальных в среднеквадратическом смысле оценок амплитуды и задержки сигнала, а также определения точности этих оценок представляется более сложной. Тем не менее покажем, что существует алгоритм обработки наблюдаемого процесса  $y(t)$  в текущем времени, который позволяет определить оптимальные в среднеквадратическом смысле оценки амплитуды и момента появления сигнала, а также вычислить апостериорные дисперсии этих случайных величин. Для этого предположим, что амплитуда импульсного сигнала априорно распределена по нормальному закону со средним значением  $A_0$  и дисперсией  $D_0$ , т. е.

$$P_A(A) = \exp \left\{ -(A - A_0)^2 / (2D_0) \right\} / (2\pi D_0)^{1/2}. \quad (4)$$

Интегрируя выражение (3) по амплитуде  $A$ , с учетом (4) получим представление для апостериорной плотности вероятности параметра  $\tau$

$$P_\tau(\tau | y_0^T) = c P_\tau(\tau) \Lambda(\tau), \quad 0 \leq \tau \leq t_s \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Lambda(\tau) &= \\ &= \exp \left\{ \left[ D_0 q^2(\tau) / N + 2A_0 q(\tau) - A_0^2 E \right] / (N + D_0 E) \right\} / (1 + D_0 E / N)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Оптимальная в среднеквадратическом смысле оценка величины произвольной функции  $f(\tau)$  параметра  $\tau$  находится путем усреднения  $f(\tau)$  по апостериорной плотности вероятности

$$\hat{f} = \int_0^{t_s} f(\tau) P_\tau(\tau | y_0^T) d\tau. \quad (7)$$

Произведем замену переменной интегрирования в (7)  $\tau = t - t_s$ . В результате, подставив (5) в (7), получим

$$\hat{f} = c \int_{t_s}^{t_s + t_s} f(t - t_s) P_\tau(t - t_s) \Lambda(t - t_s) dt. \quad (8)$$

Корреляционный интеграл  $q(t - t_s) = \int_{t-t_s}^t y(t') s(t' + t_s - t) dt'$  может быть сформирован, как выходной сигнал согласованного фильтра в момент времени  $t$  с импульсной характеристикой  $h_1(t) = s(t_s - t)$ , на вход которого

поступает наблюдаемый процесс  $y(t)$ . Осуществляя нелинейное преобразование выхода согласованного фильтра  $q(t - t_s)$  в соответствии с (6), можно найти величину  $\Lambda(t - t_s)$ . Домножая затем  $\Lambda(t - t_s)$  на априори известные функции времени  $f(t - t_s) P_r(t - t_s)$  и суммируя результаты на интервале интегрирования  $t_s \leq t \leq t_s + t_b$ , в результате получим, в силу (8), искомую оптимальную оценку  $\hat{f}$  с точностью до коэффициента нормировки  $c$ .

Данный коэффициент, в свою очередь, может быть найден по формуле

$$c = 1 / \int_{t_s}^{t_s + t_b} P_r(t - t_s) \Lambda(t - t_s) dt, \quad (9)$$

причем здесь знаменатель в правой части может быть вычислен по аналогии с интегральным выражением в (8) путем согласованной фильтрации наблюдаемого процесса  $y(t)$  в текущем времени, формирования  $\Lambda(t - t_s)$  с помощью нелинейного преобразования (6), умножения на опорный сигнал  $P_r(t - t_s)$  и интегрирования на интервале  $t_s \leq t \leq t_s + t_b$ .

Таким образом, алгоритм оптимального оценивания величины  $f(\tau)$  может быть представлен схемой, изображенной на рис. 1.

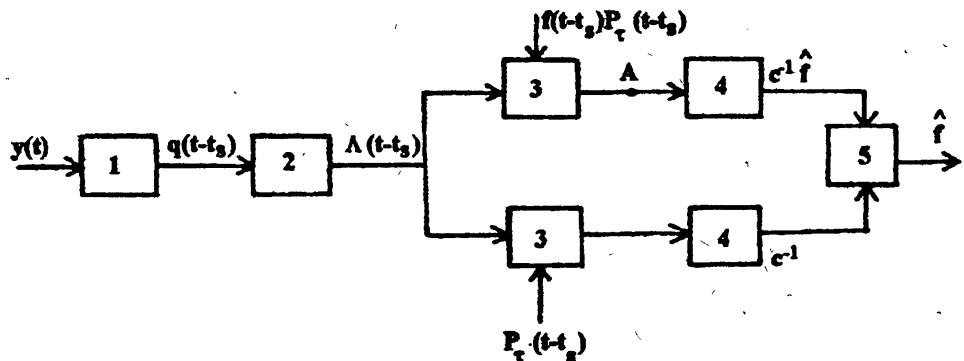


Рис. 1.

Здесь 1 — согласованный фильтр, 2 — нелинейный элемент, осуществляющий преобразование (6), 3 — умножители, 4 — интеграторы на интервале времени  $[t_s, t_s + t_b]$ , 5 — делитель. Подставляя в (8)  $f(\tau) \equiv \tau$ , получим интересующий нас алгоритм оптимального оценивания  $\hat{\tau} = \langle \tau \rangle$  времени задержки сигнала  $\tau$ . Подставив в (8)  $f(\tau) \equiv \tau^2$ , можно аналогично найти оценку  $\langle \tau^2 \rangle$  квадрата величины  $\tau$ . Апостериорная дисперсия задержки сигнала вычисляется затем по формуле  $D_\tau = \langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2$ .

### 3. АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА

Поскольку амплитуда импульсного сигнала предполагается априори распределенной по нормальному закону (4), то, как следует из (2), апостериорной плотность вероятности амплитуды также будет гауссовской. Из (2) и (4) найдем условные оценку и дисперсию амплитуды при фиксированной величине параметра  $\tau$

$$\hat{A}(\tau) = [A_0 + D_0 q(\tau)/N] / (1 + d_0 E/N), \quad (10)$$

$$D_A(\tau) = D_0 / (1 + D_0 E/N).$$

Оптимальную в среднеквадратическом смысле оценку и безусловную дисперсию амплитуды сигнала получим, усреднив (10) по апостериорной плотности вероятности задержки  $\tau$  в соответствии с формулами

$$\hat{A} = \int_0^{t_s} \hat{A}(\tau) P_\tau(\tau | y_o^T) d\tau, \quad (11)$$

$$D_A = \int_0^{t_s} [D_A(\tau) + \hat{A}^2(\tau)] P_\tau(\tau | y_o^T) d\tau - \hat{A}^2.$$

Сравнение (11) с (7) позволяет сделать вывод, что оценку  $\hat{A}$  и дисперсию  $D_A$  можно вычислять также непосредственно в текущем времени, используя алгоритм обработки, представленный на рис. 1. При этом необходимо в (8) подставить соответственно функции  $f(\tau) \equiv \hat{A}(\tau)$ , затем  $f(\tau) \equiv D_A(\tau) + \hat{A}^2(\tau)$  и учсть соотношения (10).

### 4. АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА

Оптимальную в среднеквадратическом смысле оценку самого импульсного сигнала найдем, усреднив  $z(t) = A s(t - \tau)$  по апостериорной плотности вероятности случайной совокупности  $A, \tau$ :

$$\begin{aligned} \hat{z}(t) &= \langle A s(t - \tau) \rangle = \int_0^{t_s} \hat{A}(\tau) s(t - \tau) P_\tau(\tau | y_o^T) d\tau = \\ &= \int_0^{t_s} \hat{A}(\tau) P_\tau(\tau) \Lambda(\tau) s(t - \tau) d\tau = c \int_0^{t_s} z(\tau) h(t - \tau) d\tau, \quad (12) \end{aligned}$$

$$(0 \leq t \leq t_s + t_b).$$

Отсюда следует, что оптимальную оценку сигнала  $\hat{x}(t)$  можно получить, пропуская колебание  $z(\tau) = \hat{A}(\tau) P_\tau(\tau) \Lambda(\tau)$ , где  $0 \leq \tau \leq t_b$ , через линейный фильтр с импульсной характеристикой  $h(\tau) = s(\tau)$  при  $0 \leq \tau \leq t_b$  и домножая выходной сигнал фильтра на коэффициент нормировки  $c$  (см. рис. 2).

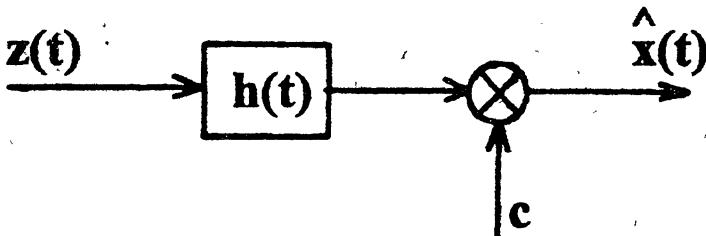


Рис. 2.

Заметим, что, если выбрать

$$f(\tau) \equiv \hat{A}(\tau) = [A_0 + D_0 q(\tau)/N]/(1 + D_0 E/N), \quad 0 \leq \tau \leq t_b,$$

то в точке  $A$  схемы, представленной на рис. 1, будет непосредственно вырабатываться сигнал  $z(\tau)$ . Таким образом, обрабатывая наблюдаемый процесс в соответствии с рис. 1, 2, получим оптимальную в среднеквадратическом смысле оценку импульсного сигнала  $\hat{x}(t)$  при  $0 \leq t \leq t_s + t_b$ . Отметим, что указанным способом оптимальные оценки сигнала формируются не раньше момента времени  $t_s + t_b$ , т. к. именно в этот момент времени, согласно (9), оканчивается вычисление нормировочного коэффициента  $c$ . Оптимальное оценивание сигнала  $x(t)$  производится после окончания наблюдений, т. к. в силу (12) коэффициент  $c$  используется для нахождения оценок  $\hat{x}(t)$  при всех значениях времени  $t$  на интервале  $0 \leq t \leq t_s + t_b$ .

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проверки работоспособности полученных алгоритмов рассматривался следующий пример. Наблюдаемый процесс задавался в дискретном времени в виде

$$y(k) = As(k - \tau) + \eta(k), \quad k = 0, 1, \dots, T, \quad (13)$$

где  $\eta(k)$  — белый гауссовский шум с нулевым средним значением и дисперсией  $N$ ,  $A$  и  $\tau$  — неизвестные амплитуда и момент появления сигнала,  $s(k)$  — импульсный сигнал треугольной формы с длительностью  $t_s = 9$ :

$$s(k) = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq 0, k \geq 10, \\ k/s & \text{при } 1 \leq k \leq 5, \\ 2 - k/s & \text{при } 6 \leq k \leq 9. \end{cases} \quad (14)$$

Энергия сигнала при этом была равна  $E = \sum_{k=1}^{t_s} s^2(k) = 3,4$ . Предполагалось, что амплитуда импульса априори имеет нормальный закон распределения (4) с нулевым средним значением  $A_0 = 0$  и единичной дисперсией  $D_0 = 1$ , а задержка сигнала  $\tau$  с равной вероятностью  $P_\tau(\tau) = 1/(1 + t_b)$  может принимать любое целочисленное значение из интервала  $[0, t_b]$ , где  $t_b = 50$ . Априорная дисперсия параметра при таком равномерном распределении равна  $D_{\tau_0} = t_b(t_b + 2)/12 \approx 216,67$ .

Оптимальные в среднеквадратическом смысле оценки амплитуды и задержки сигнала  $\hat{A}$ ,  $\hat{\tau}$ , апостериорные дисперсии этих параметров  $D_A$ ,  $D_\tau$ , а также оптимальная оценка самого импульсного сигнала  $\hat{x}(k) = \langle A s(k - \tau) \rangle$  при  $k = 0, 1, \dots, t_s + t_b$  находилась в соответствии с уравнениями (8)–(12), где операции интегрирования заменялись суммированием и учитывалось, что

$$\begin{aligned} P_\tau(\tau | y_0^T) &= c \Lambda(\tau) / (1 + t_b), \\ \Lambda(\tau) &= \exp \left\{ q^2(\tau) / [N(N + E)] \right\} / (1 + E/N)^{1/2}, \\ q(\tau) &= \sum_{k=\tau+1}^{\tau+t_s} y(k) s(k - \tau), \quad 0 \leq \tau \leq t_b. \end{aligned} \quad (15)$$

Графики реализаций наблюдаемого процесса  $y(k)$  при различных соотношениях энергии сигнала к дисперсии шума  $E/N = 1, 10, 20$  приведены на рис. 3.

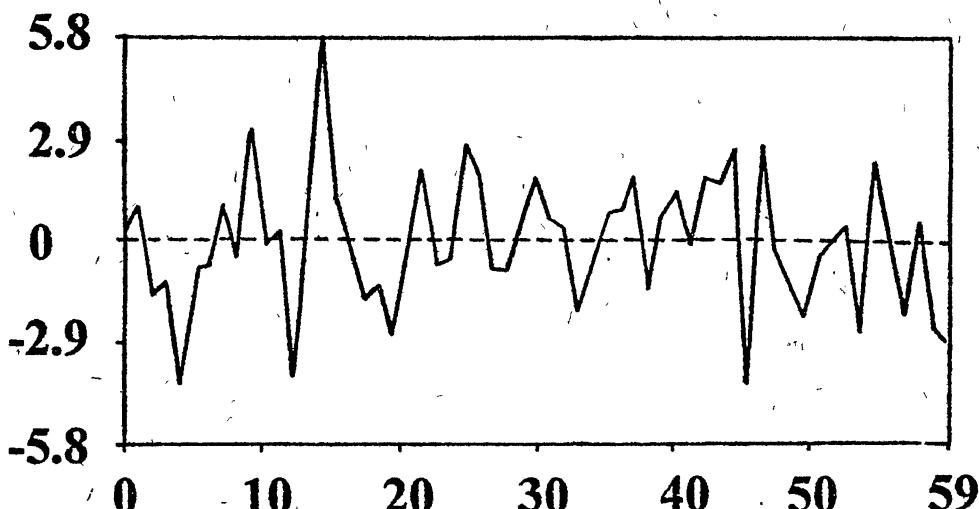


Рис. 3 а.

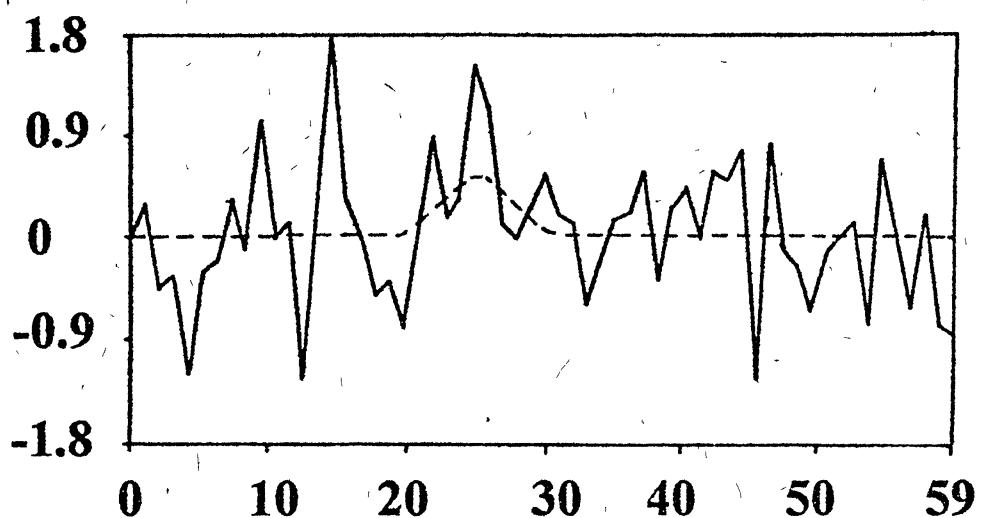


Рис. 3.6.

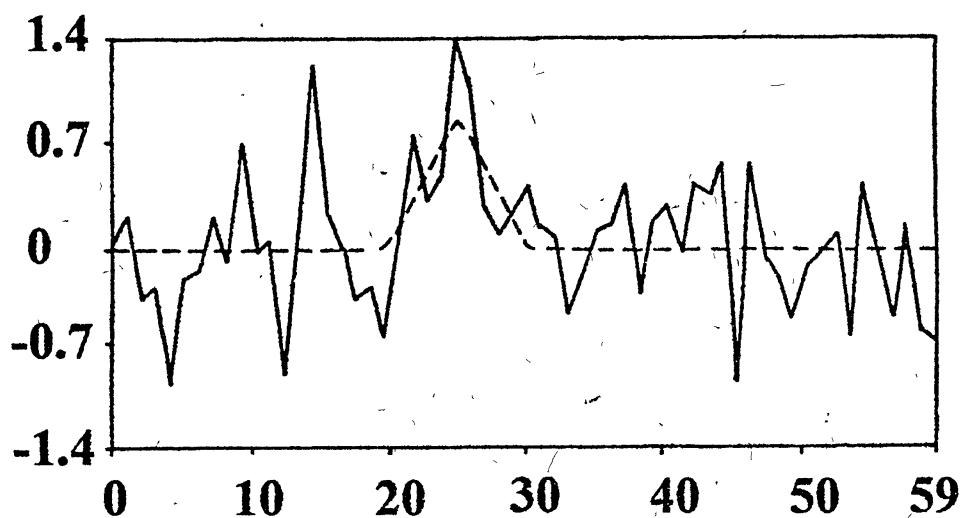


Рис. 3.8.

Истинные значения амплитуды и момента появления сигнала при этом были равны  $A = 1$ ,  $\tau = 20$ . Пунктирными кривыми на рис. 3 представлены результаты вычислений для данных реализаций наблюдений оптимальных оценок импульсных сигналов  $\hat{x}(k)$  при  $0 \leq k \leq t_s + t_b$ . В таблице 1 приведены значения оптимальных оценок  $\hat{A}$ ,  $\hat{\tau}$ , апостериорных дисперсий  $D_A$ ,  $D_\tau$ , амплитуды импульсного сигнала и его момента появления, вычисленные в соответствии с алгоритмом (8)–(11), а также отношение апостериорной дисперсии момента  $\tau$  к априорной дисперсии  $D_\tau/D_{\tau_0}$ . Значения апостериорных дисперсий  $D_A$  и  $D_\tau$  характеризуют точность оценивания амплитуды и момента появления импульсного сигнала по реализации наблюдений  $y_0^T$ . При малом соотношении сигнал/шум ( $E/N = 1$ ) оценки вырабатываются близкими к априорным средним значениям  $\hat{A} \approx 0$ ,  $\hat{\tau} \approx 25$ ,  $\hat{x}(k) \approx 0$  при  $0 \leq k \leq 59$ . При этом апостериорная дисперсия момента  $\tau$  вырабатывается близкой к априорной дисперсии  $D_\tau/D_{\tau_0} \approx 1$ , что позволяет в данном случае сделать вывод о невысокой точности оценивания момента появления импульсного сигнала при малом соотношении сигнал/шум. С увеличением соотношения сигнал/шум ( $E/N \gg 1$ ) точность оценивания улучшается. При этом оценки становятся близкими к истинным значениям, а апостериорные дисперсии соответственно стремятся к нулю.

Таблица 1

$E/N$	$\hat{A}$	$D_A$	$\hat{\tau}$	$D_\tau$	$D_\tau/D_{\tau_0}$
1	0,07	0,67	24,77	226,21	1,044
10	0,65	0,23	21,30	65,32	0,301
20	0,92	0,05	20,15	1,29	0,006

Следует подчеркнуть, что апостериорные дисперсии  $D_A$ ,  $D_\tau$ , формируемые в результате обработки случайной реализации наблюдаемого сигнала  $y_0^T$ , сами по себе являются случайными. Поэтому их величина в рассматриваемом примере может служить иллюстрацией к работе синтезированных алгоритмов, но не может исчерпывающе характеризовать точность оценивания. Для более полного статистического анализа необходимо исследовать детерминированные характеристики алгоритмов. Например, можно с помощью усреднения по результатам обработки многих независимых реализаций наблюдений  $y_0^T$  найти средние значения апостериорных дисперсий  $M(D_A)$ ,  $M(D_\tau)$ , их дисперсии  $D(D_A)$ ,  $D(D_\tau)$  и т. д. Такой статистический анализ требует проведения более подробных и точных исследований. Результаты же проведенного в данной работе моделирования показывают работоспособность и подтверждают эффективность синтезированных алгоритмов оптимального оценивания импульсных сигналов заданной формы со случайными амплитудами и моментами появления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов Е. И., Трифонов А. П. Оценка параметров сигналов на фоне помех. — М.: Сов. радио, 1978.
2. Трифонов А. П., Шинаков Ю. С. Совместное различение сигналов и оценка их параметров на фоне помех. — М.: Радио и связь, 1986.
3. Тихонов В. И. Оптимальный прием сигналов. — М.: Радио и связь, 1983.
4. Тихонов В. И., Харисов В. Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. — М.: Радио и связь, 1991.

Нижегородский государственный  
университет  
им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию  
11 декабря 1992 г. После  
переработки — 17 февраля  
1994 г.

**OPTIMAL ESTIMATION OF PULSE SIGNALS WITH RANDOM  
AMPLITUDES AND TIMES OF OCCURENCE**

*A. V. Vanzha, A. M. Silaev*

We have obtained an algorithm of the optimal estimation of the signals of the given form with random amplitudes and times of occurrence, observed on the background of white Gaussian noises. We have found equations to calculate in a real time optimal in rms sense estimations and a posteriori dispersions of signal amplitudes and times of occurrence. The computer simulation results have been given illustrating the performance of synthesized algorithms.

УДК 621.391:53.08

# О ПРОБЛЕМЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ МЕТОДА МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

*A. T. Байкова*

Обсуждается проблема нелинейных искажений, вызванных ошибками в входных данных, при восстановлении изображений из неполных Фурье-спектров с использованием нелинейных теоретико-информационных методов, в частности, метода максимальной энтропии. Сравнение традиционных и обобщенных методов максимальной энтропии показывает, что обобщенные методы, работающие в пространстве комплексных функций, обеспечивают наилучшее согласование решения с данными и, тем самым, меньший уровень нелинейных искажений. Даются рекомендации по обработке вещественных неотрицательных изображений некогерентных радиоисточников.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

К наиболее фундаментальным методам восстановления изображений относятся нелинейные методы, составляющие так называемый класс теоретико-информационных методов [1]. Эти методы основаны на оптимизации нелинейных функционалов, задающих информационные критерии качества восстановления, наиболее обоснованным из которых является критерий максимума энтропии по Шеннону [2]. Нелинейные методы восстановления обладают свойством сверхразрешения, поскольку обеспечивают восстановление недостающих спектральных составляющих в области пространственных частот объекта, где измерений не проводилось. Задача сверхразрешения актуальна, например, в радиоастрономии при формировании изображений методом апертурного синтеза с использованием корреляционных интерферометров. В радиоинтерферометрии функция пространственной когерентности, которая при определенных условиях представляет собой отсчеты Фурье-спектра источника [3], измеряется на ограниченной апертуре и имеет большие незаполненные участки внутри апертуры. Возможность восстановления спектра за апертуру и заполнения "дыр" теоретически следует из возможности аналитического продолжения спектра финитных, в данном случае, пространственно-ограниченных источников. Способом реализации такого продолжения является использование нелинейных процедур восстановления. Нелинейность же большинства процедур восстановления обусловливается требованием вещественной неотрицательности выходного

*A. T. Байкова*

1267

решения, что согласуется с физическим смыслом распределения радиояркости источников некогерентного излучения [3].

Однако, как показывает практика, основным препятствием на пути использования нелинейных теоретико-информационных методов являются нелинейные искажения изображения, возникающие из-за больших ошибок в данных и приводящие к появлению на карте источника большого числа ложных деталей (артефактов) с амплитудой, сравнимой с амплитудой самого источника. Причина появления артефактов связана с требованием вещественной неотрицательности и пространственной ограниченности выходного изображения, тогда как данным, искаженным шумом, в общем случае соответствует комплексное пространственно неограниченное решение.

В данной статье на примере метода максимальной энтропии исследуются нелинейные искажения, вызванные требованием вещественной неотрицательности решения. Даётся сравнение изображений, восстановленных как традиционным методом максимальной энтропии, так и его модификацией, обобщенной для комплексных распределений.

## 2. ПРИРОДА НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Пусть требуется восстановить вещественное неотрицательное изображение некогерентного источника из неполного Фурье-спектра, измеренного без ошибок. В этом случае применение нелинейных процедур восстановления с вещественным неотрицательным выходом является вполне корректным, поскольку характер выходного решения нелинейной процедуры совпадает с характером распределения, согласующегося с измеренными данными.

Теперь рассмотрим случай Фурье-данных, искаженных аддитивным шумом, не являющимся эрмитово-симметричным (такое рассмотрение неэрмитового шума позволяет лучше понять природу нелинейных искажений). Если Фурье-данные являются полными (без "дыр"), то распределение в пространственной области легко найти, применяя обратное преобразование Фурье. Это распределение в общем случае окажется комплексным, причем и вещественная, и мнимая части его будут знакопеременными функциями (см. рис. 1). Отсюда следует, что в случае произвольных искажений данных задачу восстановления изображений из неполных спектральных данных корректно искать в пространстве комплексных функций с целью наилучшего согласования решения с входными данными.

В случае эрмитово-симметричных данных, что верно при измерении функции когерентности некогерентного источника, мнимая часть исходного изображения будет равна нулю, а вещественная часть будет представлять собой знакопеременную функцию. И именно в классе знакопеременных функций надо искать решение задачи восстановления, наилучшим

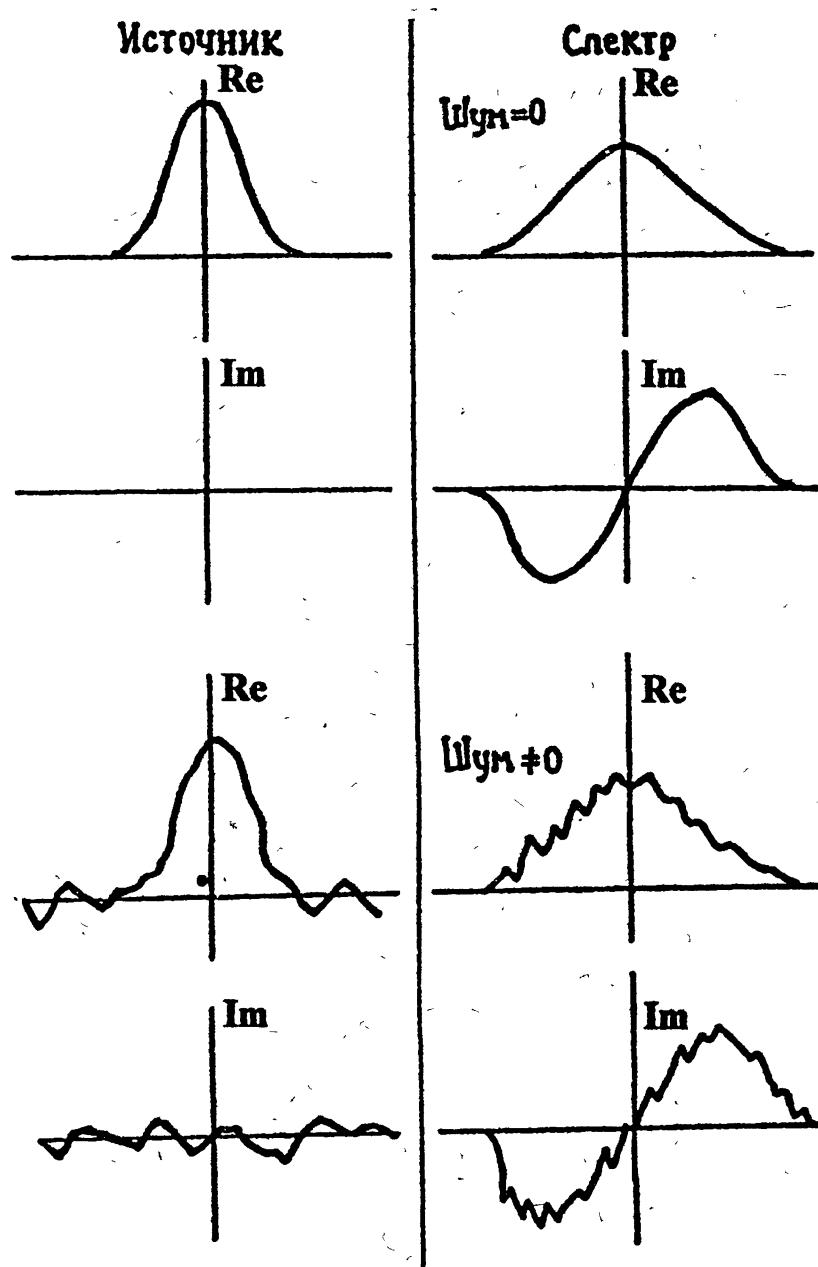


Рис. 1.

образом согласующееся с входными данными. В традиционном же представлении решение задачи восстановления даже в случае сильно зашумленных данных ищется в пространстве вещественных неотрицательных функций, что неизбежно приводит к значительным нелинейным искажениям искомого изображения.

Таким образом, процедура восстановления, с одной стороны, должна быть нелинейной, обладающей сверхразрешающими свойствами, а с другой стороны, должна обеспечивать в общем случае комплексный выход с целью наилучшего согласования решения с входными данными (см. п. 5). Этим условиям удовлетворяют обобщенные теоретико-информационные методы [4-7], предложенные первоначально для восстановления комплексных изображений когерентных полей. Обобщенные методы сохраняют свойство сверхразрешения благодаря тому, что комплексный выход формируется как линейная комбинация вещественных неотрицательных выходов, относительно которых решается задача нелинейной оптимизации.

Обобщенные методы нелинейной оптимизации подробно рассмотрены в работах [5, 7-11]. В данной статье приводятся общая форма обобщенных информационных методов, обобщенный метод максимальной энтропии и результаты моделирования с целью сравнения изображений по уровню нелинейных искажений, полученных с использованием традиционных и обобщенных методов нелинейной оптимизации.

### 3. ОБОБЩЕННЫЕ ТЕОРЕТИКО-ИНФОРМАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ

Пусть задача восстановления двумерной вещественной неотрицательной последовательности  $\{u_{ml}\}$  записывается следующим образом [1]:

$$\min Q(\{u_{ml}\}), \quad (1)$$

$$P_{nk}(\{u_{ml}\}) = p_{nk}, \quad (2)$$

$$u_{ml} \geq 0, \quad (3)$$

где  $Q$  — нелинейный функционал, задающий критерий качества восстановления;  $p_{nk}$  — данные измерений.

Обобщенный метод восстановления изображений в пространстве комплексных функций строится по следующей схеме [12].

1. Искомая комплексная последовательность  $\{u_{ml}\}$  представляется в виде следующей линейной комбинации неотрицательно определенных последовательностей

$$u_{ml} = r_{ml} + j q_{ml} = (x_{ml} - y_{ml}) + j(v_{ml} - z_{ml}), \quad (4)$$

$$x_{ml}, y_{ml}, v_{ml}, z_{ml} \geq 0.$$

2. Предполагается, что вещественная  $\{r_{ml}\}$  и мнимая части  $\{q_{ml}\}$  последовательности  $\{u_{ml}\}$  являются статистически независимыми.

3. На пары неотрицательно определенных последовательностей  $\{x_{ml}\}$ ,  $\{y_{ml}\}$  и  $\{v_{ml}\}$ ,  $\{z_{ml}\}$  накладывается условие неперекрываемости следующим образом

$$\begin{aligned} \text{если } r_{ml} \geq 0, & \text{ то } y_{ml} \rightarrow 0 \text{ и } r_{ml} = x_{ml}, \\ \text{если } r_{ml} \leq 0, & \text{ то } x_{ml} \rightarrow 0 \text{ и } r_{ml} = -y_{ml}, \\ \text{если } q_{ml} \geq 0, & \text{ то } v_{ml} \rightarrow 0 \text{ и } q_{ml} = z_{ml}, \\ \text{если } q_{ml} \leq 0, & \text{ то } z_{ml} \rightarrow 0 \text{ и } q_{ml} = -v_{ml}. \end{aligned}$$

Благодаря условию неперекрываемости последовательности  $\{x_{ml}\}$  и  $\{y_{ml}\}$  определяют соответственно положительную и отрицательную составляющие вещественной части, а  $\{z_{ml}\}$  и  $\{v_{ml}\}$  — положительную и отрицательную составляющие мнимой части искомой комплексной последовательности  $\{u_{ml}\}$ .

При условии выполнения п. п. 1–3 задача оптимизации (1)–(3) переписывается следующим образом:

$$\min Q(\{x_{ml}\}, \{y_{ml}\}, \{v_{ml}\}, \{z_{ml}\}, a), \quad (5)$$

$$P_{nk}(\{x_{ml}\}, \{y_{ml}\}, \{v_{ml}\}, \{z_{ml}\}) = p_{nk}, \quad (6)$$

$$x_{ml}, y_{ml}, v_{ml}, z_{ml} \geq 0. \quad (7)$$

Параметр  $a$  введен в функционал  $Q$  по аналогии с обобщенным методом максимальной энтропии (см. ниже) для реализации условия неперекрываемости. В частном случае, как например, в методе Ренни [10], он может отсутствовать.

#### 4. ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Метод максимальной энтропии, обобщенный как для восстановления вещественных знакопеременных, так и комплексных функций, подробно изложен в ряде работ автора [4–9]. Здесь же приведем только основное решение обобщенного функционала при линейных ограничениях на объект, вытекающих из измерений функции пространственной когерентности (спектра).

В этом случае задача оптимизации (5)–(7) запишется в виде

$$\min \sum_m \sum_l x_{ml} \ln (ax_{ml}) + y_{ml} \ln (ay_{ml}) + z_{ml} \ln (az_{ml}) + v_{ml} \ln (av_{ml}), \quad (8)$$

$$\sum_m \sum_l (x_{ml} - y_{ml}) a_{ml}^{nk} - (z_{ml} - v_{ml}) b_{ml}^{nk} = A_{nk}, \quad (9)$$

$$\sum_m \sum_l (x_{ml} - y_{ml}) b_{ml}^{nk} + (z_{ml} - v_{ml}) a_{ml}^{nk} = B_{nk}, \quad (10)$$

$$x_{ml}, y_{ml}, v_{ml}, z_{ml} \geq 0. \quad (11)$$

Составим функционал Лагранжа и найдем решение для  $x_{ml}$ ,  $y_{ml}$ ,  $z_{ml}$ ,  $v_{ml}$  из необходимого условия существования экстремума:

$$x_{ml} = \exp \left( - \sum_n \sum_k \alpha_{nk} a_{ml}^{nk} + \beta_{nk} b_{ml}^{nk} - 1 - \ln(a) \right), \quad (12)$$

$$y_{ml} = \exp \left( \sum_n \sum_k \alpha_{nk} a_{ml}^{nk} + \beta_{nk} b_{ml}^{nk} - 1 - \ln(a) \right), \quad (13)$$

$$v_{ml} = \exp \left( - \sum_n \sum_k \alpha_{nk} b_{ml}^{nk} - \beta_{nk} a_{ml}^{nk} - 1 - \ln(a) \right), \quad (14)$$

$$z_{ml} = \exp \left( \sum_n \sum_k \alpha_{nk} b_{ml}^{nk} - \beta_{nk} a_{ml}^{nk} - 1 - \ln(a) \right). \quad (15)$$

Двойственные переменные  $\alpha_{nk}$  и  $\beta_{nk}$  находятся в результате решения задачи безусловной оптимизации

$$\min \sum_m \sum_l x_{ml} + y_{ml} + z_{ml} + v_{ml} + \sum_n \sum_k \alpha_{nk} A_{nk} + \beta_{nk} B_{nk}.$$

Обратимся к решениям (12)–(15). Пары последовательностей  $(\{x_{ml}\}, \{y_{ml}\})$  и  $(\{z_{ml}\}, \{v_{ml}\})$  связаны соотношением

$$x_{ml} y_{ml} = z_{ml} v_{ml} = \exp(-2 - 2 \ln(a)),$$

содержащим параметр  $a$ , ответственный за условие неперекрываемости последовательностей. Чем больше значение этого параметра, тем жестче условие неперекрываемости и, следовательно, выше качество восстановления [4, 5]. Значение параметра ограничивается только машинными эффектами. Значением, достаточным для практики, является  $a = 100$ . Именно при этом значении  $a$  выполнены численные эксперименты, продемонстрированные ниже.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2–5 приводятся результаты моделирования традиционных и обобщенных нелинейных методов для восстановлений вещественных неотрицательных распределений, которыми описываются источники некогерентного радиоизлучения. Рассмотрено два варианта формирования

данных: без ошибок и с ошибками. Всюду на рисунках нанесены изолинии с равномерным шагом 0,025 от максимального значения яркости на карте.

На рис. 2а показана модель источника, состоящего из двух гауссиан. В качестве системы формирования изображения был смоделирован 5-элементный интерферометр. На рис. 2б показано "грязное" нормированное изображение. На рис. 2с — результат восстановления изображения из функции когерентности без ошибок с использованием традиционного метода максимальной энтропии. Как видно из рисунков, восстановленное изображение получилось достаточно близким к модельному. В случае, когда данные не содержат ошибок, традиционный и обобщенный методы обеспечивают одинаковый результат.

Теперь посмотрим, что произойдет в случае, когда данные измерены с большими ошибками (использована неэрмитовая аддитивная последовательность ошибок). Первый эксперимент (рис. 3) заключался в том, что в данные были введены такие ошибки, которые при линейной обработке приводят только к искажениям в вещественной отрицательной, минимой положительной и минимой отрицательной частях эквивалентного комплексного изображения, не затрагивающие вещественную положительную часть. Далее, эти данные были обработаны с использованием как традиционного, так и обобщенного методов максимальной энтропии. Результат обработки, полученный первым методом, изображен на рис. 3а. Мы видим большие нелинейные искажения формы гауссиан. Вещественная положительная часть, которая является искомым результатом восстановления обобщенным методом, показана на рис. 3б, из которого видно, что уровень искажений в этом случае пренебрежимо мал.

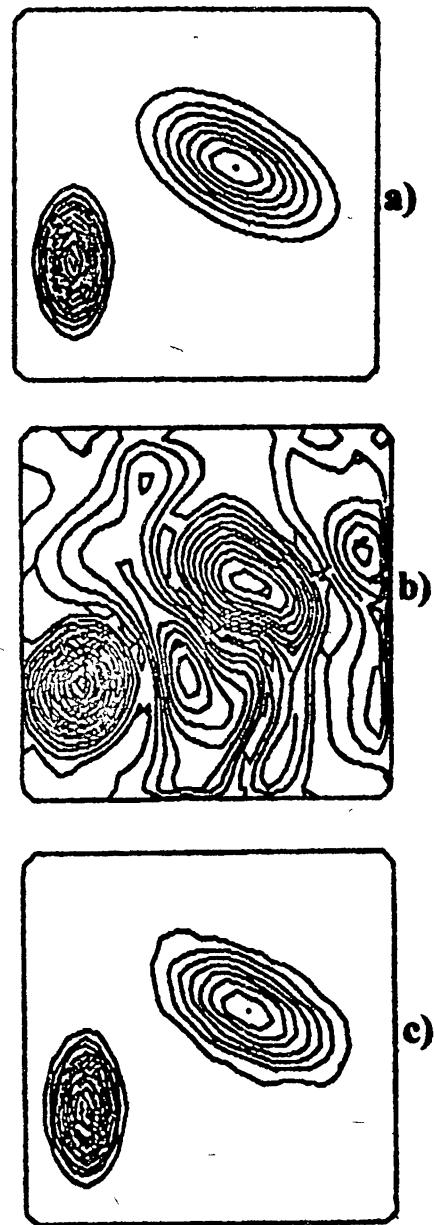
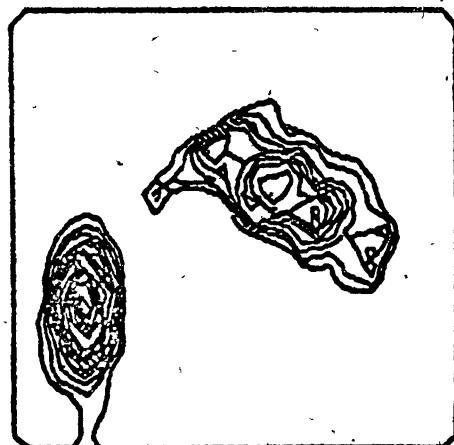


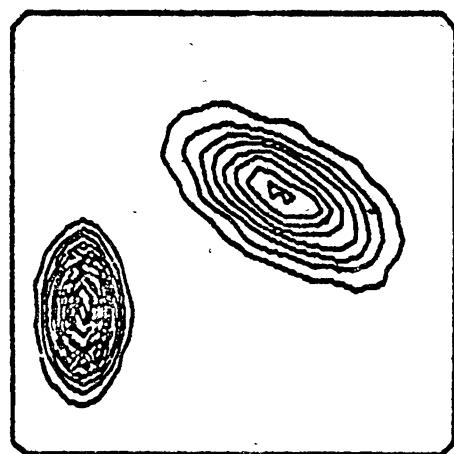
Рис. 2.



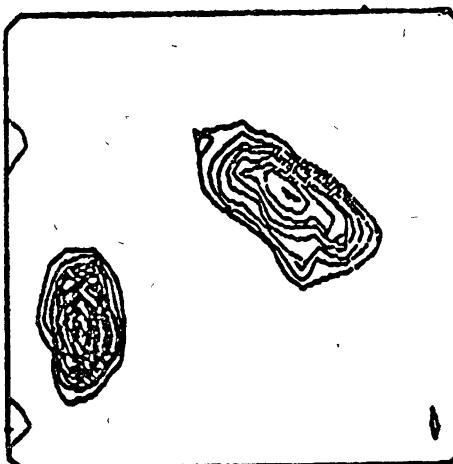
а)



а)



б)



б)

Рис. 3.

Рис. 4

Во втором эксперименте (рис. 4) в данные был введен произвольный аддитивный комплексный шум с равномерным законом распределения. Обработка традиционным методом максимальной энтропии привела к результату, показанному на рис. 4а. Как видно из рис. 4б, обобщенный метод максимальной энтропии обеспечивает существенно меньший уровень нелинейных искажений.

Третий эксперимент (рис. 5) был направлен на испытание обобщенного метода Ренни [10, 11]. В данные также был введен равномерный комплексный шум, правда, другой реализации, чем в предыдущем эксперименте. Изображение, восстановленное обычным методом Ренни, показано на рис. 5а. Вещественная положительная часть изображения, восстановленного обобщенным методом Ренни, показана на рис. 5б.

## 6. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫБОРУ МЕТОДА

Анализ приведенных результатов моделирования подтверждает преимущество обобщенных алгоритмов перед традиционными, с точки зрения нелинейных искажений, вызванных ошибками в данных. Таким образом, для обработки изображений некогерентных радиоисточников в астрономии, с целью наилучшего согласования решения с данными, вместо традиционных нелинейных методов следует использовать их обобщенные формы, причем в качестве окончательного результата следует использовать только вещественную неотрицательную часть общего решения в соответствии с априорной информацией об источнике.

Восстановление изображения радиоисточника по интерферометрическим данным (функции пространственной когерентности) может быть осуществлено двумя эквивалентными способами:

1. С помощью обобщенного алгоритма с комплексным выходом при использовании только половины всех данных, не обладающих эрмитовой симметрией.

2. С помощью обобщенного алгоритма со знакопеременным вещественным выходом при использовании полного набора данных, обладающих эрмитовой симметрией.

В первом случае вдвое сложнее алгоритм, но требуется вдвое меньше данных. В итоге оба подхода эквивалентны и в вычислительном отношении.

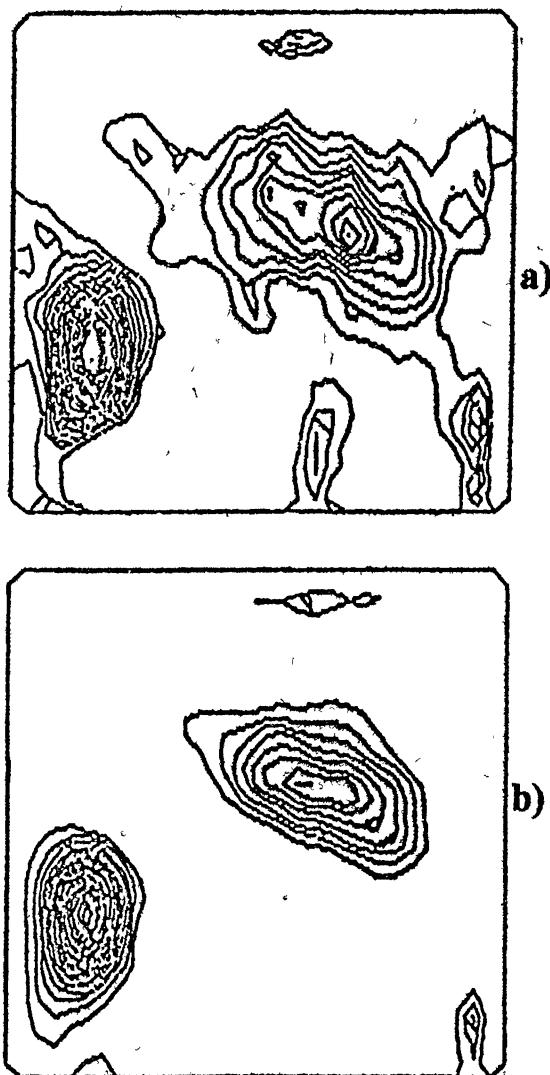


Рис. 5.

## 7. ВЫВОДЫ

Сравнение традиционных и обобщенных нелинейных методов восстановления изображений показывает, что обобщенные методы, работающие в пространстве комплексных функций, обеспечивают наилучшее согласование решения с данными и, тем самым, обеспечивают существенно меньший уровень нелинейных искажений, вызванных ошибками в данных. В случае восстановления вещественных неотрицательных изображений из эрмитовых последовательностей решение следует искать в классе вещественных знакопеременных функций, оставляя в качестве искомого результата только неотрицательную часть общего решения.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю свою искреннюю благодарность профессору Аризонского университета Фридлену Б.Р. за постоянное сотрудничество и обсуждение результатов.

Работа выполнена по гранту Российского Фонда Фундаментальных Исследований N 93-02-3079.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Василенко Г. И., Тараторин А. М. Восстановление изображений. — М.: Радио и связь, 1986.
2. Frieden B. R. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. N 1. P. 511.
3. Построение изображений в астрономии по функциям когерентности / Под ред. К. Ван Схонвельда. — М.: Мир, 1982.
4. Байкова А. Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 8. С. 919.
5. Bajkova A. T. // Astr. & Astroph. Tr. 1992. V. 1. P. 313.
6. Bajkova A. T. Maximum Entropy and Bayesian Methods / Ed. Mohammad-Djafari, G. Demoment. — Kluwer Acad. Publ. Netherlands, 1992.
7. Frieden B. R., Bajkova A. T. // Opt. Commun. 1993. V. 102. P. 515.
8. Frieden B. R., Bajkova A. T. // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 2. P. 219.
9. Байкова А. Т. // Сообщения ИПА РАН. 1993. N 58.
10. Байкова А. Т. // Сообщения ИПА РАН. 1994. N 59.
11. Frieden B. R., Bajkova A. T. // Appl. Opt. 1995. V. 35. P. 4086-4093.
12. Bajkova A. T. // Commun. IAA RAS. 1994. N 63.

Институт прикладной  
астрономии РАН,  
г. Санкт-Петербург

Поступила в редакцию  
17 января 1995 г. После  
переработки — 21 сентября  
1995 г.

ON THE PROBLEM OF NONLINEAR DISTORTIONS OF THE  
MAXIMUM ENTROPY METHOD

*A. T. Baykova*

A comparison of classical nonlinear information methods, such as maximum entropy method, and generalized ones for reconstruction of complex functions is made from nonlinear distortions (caused by the input data noise) point of view. Numerical results are given for real nonnegative images of incoherent radio sources. The advantage of the generalized methods is demonstrated.

УДК 621.371.246

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ И  
ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
КВАДРАТИЧНОЙ ПО ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА  
КОМПОНЕНТЫ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ  
АТМОСФЕРНОГО ВОДЯНОГО ПАРА В ДИАПАЗОНЕ  
(140–410) ГГц**

*B. Ю. Катков, Б. А. Свердлов, Н. И. Фурашов*

На приземной трассе длиной 1 км выполнены измерения поглощения водяным паром радиоволны с частотами 138, 247, 260 и 340 ГГц. Полученные экспериментальные данные, в совокупности с данными прежних измерений НИРФИ в окнах прозрачности атмосферы с центрами вблизи 220, 340 и 410 ГГц, использованы для оценки величины и температурной зависимости квадратичной по влажности воздуха компоненты поглощения с учетом известных из лабораторных экспериментов сведений о его линейной компоненте.

### ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал [1–9], достаточно определенно свидетельствующий о существовании, наряду с линейной, квадратичной по влажности воздуха компоненты избыточного (по отношению к рассчитанному теоретически) поглощения миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосферных парах воды. Ее наличие косвенно подтверждают и результаты исследований поглащающих свойств чистого водяного пара [10–14], демонстрирующие большое (до 10 раз [12, 14]) превышение измеренных в окнах прозрачности коэффициентов поглощения над рассчитанными.

На основании цитированных работ величину этой компоненты при температурах вблизи 300 К можно считать известной лишь с точностью до фактора  $\sim 1,5 \div 2$ . С учетом того обстоятельства, что в миллиметровых окнах прозрачности атмосферы вклады линейной и нелинейной компонент в полный коэффициент поглощения водяного пара могут быть сравнимы, достигнутый уровень знания последней нельзя признать удовлетворительным, тем более что линейная компонента поглощения известна сейчас из эксперимента довольно точно (см. ниже). Отмеченная неопределенность квадратичной компоненты обусловлена не только погрешностями измерений поглощения в атмосферных и чистых парах

воды, но и неопределенностью степени соответствия квадратичной компоненты коэффициента поглощения атмосферного водяного пара коэффициенту поглощения чистого водяного пара. Согласно теоретическим представлениям об уширении спектральных линий давлением, на частотах, отстоящих на  $\sim 30$  ГГц и более от сильных линий  $\text{H}_2\text{O}$ , они должны быть идентичны. Однако в окнах прозрачности 340 и 410 ГГц величины квадратичной компоненты атмосферного коэффициента поглощения, определенные для фиксированной температуры в [6], оказались в 1,5 раза меньше измеренных в [14] при той же температуре величин поглощения в чистых парах воды. Намек на подобное несоответствие обнаруживается и при сопоставлении экспериментальных результатов [9] и [11], полученных для окна относительной прозрачности водяного пара вблизи 1500 ГГц.

Имеющиеся сведения о температурной зависимости избыточной квадратичной компоненты коэффициента поглощения атмосферного водяного пара неоднозначны. По данным [8], на частоте 138 ГГц она намного сильнее температурной зависимости линейной компоненты и близка к температурной зависимости избыточного поглощения в чистом водяном паре на частотах  $(190 \div 1000)$  ГГц [11, 13, 14], которая примерно соответствует ожидаемой как для поглощения димерами  $(\text{H}_2\text{O})_2$  [15], так и для поглощения за счет самошиирения далеких крыльев линий мономеров  $\text{H}_2\text{O}$ , вычисляемого с использованием новой теоретической модели [16]. С другой стороны, имеется ряд работ [17–20], согласно которым зависимость избыточного атмосферного поглощения от температуры столь сильна, что для ее объяснения требуется привлечение гипотез о содержании в атмосфере больших концентраций неравновесных полимеров воды [18, 21] либо обводненных аэрозольных частиц субмикронных размеров [22].

Из изложенного выше яствует, что дальнейшее экспериментальное исследование нелинейно зависящего от влажности поглощения в атмосферных и чистых парах воды представляет важный научный и практический интерес. Что касается линейной по влажности составляющей  $\Gamma_f$  (дБ/км) коэффициента поглощения атмосферного водяного пара  $\Gamma$ , то на основании результатов лабораторных экспериментов [1, 6, 8, 9] в частотном диапазоне  $\nu \leq 3000$  ГГц она может быть предсказана с точностью  $(5 \div 10)\%$  расчетом по полуэмпирическому алгоритму [23]:

$$\Gamma_f(e, P, T) = \Gamma_f^{\text{теор}}(e, P, T) + 0,30 \cdot 10^{-8} \nu^2 e P \left( \frac{300}{T} \right)^3. \quad (1)$$

Здесь  $e$  и  $P$  — парциальные давления водяного пара и сухого воздуха в торах,  $T$  — абсолютная температура,  $\Gamma_f^{\text{теор}}$  — линейная по влажности составляющая теоретического коэффициента поглощения, вычисляемого суммированием вращательных линий  $\text{H}_2\text{O}$  с форм-фактором Ван Флека–Вайсконфа. Использование этого форм-фактора вместо наиболее часто встречающейся в отечественной литературе формы линии по кинетиче-

скому уравнению приводит к значительно лучшему воспроизведению контура линии  $H_2O$  с резонансной частотой 22 ГГц, зарегистрированного в эксперименте [1], и позволяет описать частотную зависимость линейной компоненты избыточного поглощения малопараметрическим выражением (второе слагаемое в (1)).

Уверенное знание линейной компоненты коэффициента поглощения атмосферного водяного пара дает дополнительную возможность получения экспериментальной информации о величине и температурной зависимости его квадратичной компоненты. Эта возможность использована в настоящей работе при обработке данных новых полевых измерений молекулярного поглощения, проведенных нами в области трех атмосферных окон прозрачности диапазона (140  $\div$  340) ГГц, а также при анализе данных прежних полевых [2-4, 24, 25] и лабораторных [6, 25] измерений НИРФИ в окнах прозрачности с центрами вблизи 220, 340 и 410 ГГц. Результаты настоящей работы частично были опубликованы ранее [26-29] и учтены при формулировке полуэмпирической модели поглощения радиоволн атмосферным водяным паром [23].

### ПОЛЕВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения проводились в сентябре-октябре 1985 г. на частоте 340 ГГц, в октябре-ноябре 1990 г. — на частоте 260 ГГц и в августе-декабре 1992 г. — на частотах 138, 247 и 340 ГГц. Использовалась радиотрасса длиной 1,025 км, проходившая на высоте (2,5-5) м над ровной подстилающей поверхностью. Антенная система передающего устройства была построена по схеме Грегори и состояла из эллиптического облучателя диаметром 100 мм и параболического зеркала с диаметром 920 мм и фокусным расстоянием 365 мм. Точно такое же параболическое зеркало с установленным в его фокусе детектором было использовано в приемном устройстве. Излучение к передающей антенне подводилось от какой-либо из двух одновременно задействованных ламп обратной волны, генерировавших в разных частотных диапазонах\*. Поперечный размер пучка излучения (на уровне 0,5 по интенсивности) в месте расположения приемного устройства на всех рабочих частотах не превышал 3 м. Детекторами излучаемой и принимаемой мощности служили тепловые оптико-акустические приемники типа ОАП-5М, ОАП-7. Чувствительность детекторов контролировалась при помощи калибровочных сигналов, представлявших собой ближнее инфракрасное излучение ламп накаливания. Линейность энергетической шкалы приемно-регистрирующей аппаратуры

\*Использование в передающем устройстве двух источников излучения позволяет расширить частотный диапазон исследований и проводить квазисинхронные измерения на двух существенно различных частотах, что особенно важно при исследовании ослабления в гидрометеорах.

проверялась специальными измерениями. Для поддержания приемлемого температурного режима в помещениях передающего и приемного пунктов оконные проемы перед антеннами перекрывались прозрачными для излучения пленками из лавсана или полиэтилена. Во избежание конденсации паров воды на пленках, при низких наружных температурах они подогревались тепловентиляторами. Энергетический потенциал приемно-передающей системы позволял, в принципе, измерять атмосферное ослабление величиной до 50 дБ/км.

Процедура измерений заключалась в следующем. Перед каждым сеансом измерений, после установки требуемой частоты излучения, производилось взаимное нацеливание передающей и приемной антенн по максимуму сигнала приемного устройства. Затем регистрировались уровни сигналов детекторов излучаемой и принимаемой мощности и периодически осуществлялась калибровка их чувствительности. Записи сигналов сопровождались измерениями метеопараметров атмосферы: парциального давления водяного пара, температуры, атмосферного давления и метеорологической дальности видимости.

Типичный разброс значений давления водяного пара, измеренного одновременно в трех точках на трассе аспирационными психрометрами М-34, составлял  $(1 \div 3)\%$  от средней величины, а разброс значений температуры не превышал нескольких десятых долей градуса. Влияние подстилающей поверхности на уровни принимаемых сигналов, благодаря узости пучков излучения, было практически полностью исключено. Среднеквадратическая амплитуда флуктуаций принимаемого излучения, вызванных атмосферной турбулентностью, составляла около 0,2 дБ в конце лета и около 0,02 дБ в начале зимы.

Для обработки отбирались записи, произведенные в условиях, когда метеорологическая дальность видимости была больше 2 км. В этих условиях ослабление излучения атмосферной дымкой не превышало погрешности измерений и иногда учитывалось путем использования зависимости ослабления от дальности видимости, полученной для туманов. В табл. 1 приведены сведения, характеризующие диапазон изменения метеорологических параметров атмосферы во время измерений, и указано число сеансов измерений на каждой из частот (несколько замеров, произведенных в течение одних суток в приблизительно одинаковых метеоусловиях, считались принадлежащими к одному сеансу).

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В итоге измерений были получены числовые массивы, состоящие из различных комбинаций значений  $e$ ,  $P$ ,  $T$  и соответствующих им значений

относительной величины энергетических потерь на трассе распространения излучения  $L$  (в дБ/км):

$$L(e, P, T) = \frac{10}{l} \lg \frac{I_t/I_t^c}{I_r(e, P, T)/I_r^c}, \quad (2)$$

где  $l$  — длина трассы,  $I_t$  и  $I_r$  — зарегистрированные уровни излучаемой и принимаемой мощности,  $I_t^c$  и  $I_r^c$  — уровни калибровочных сигналов. Для обработки этих массивов использовались соотношения:

$$L(e, P, t) = A + \Gamma(e, P, T),$$

$$\Gamma(e, P, T) = \Gamma_f(e, P, T) + \Gamma_s(e, T) = \gamma_f(T) e P + \gamma_s(T) e^2, \quad (3)$$

$$\gamma_f(T) = \gamma_f^0 \left( \frac{300}{T} \right)^m, \quad \gamma_s(T) = \gamma_s^0 \left( \frac{300}{T} \right)^n.$$

где  $A$  — частотнозависимая аппаратурная постоянная. Она заранее точно не известна и подлежит определению из эксперимента. Функциональная зависимость коэффициента поглощения водяного пара  $\Gamma$  от  $e$ ,  $P$ ,  $T$  в (3) соответствует теоретической зависимости поглощения в области окон прозрачности атмосферы. Напомним, что в теоретической зависимости коэффициент  $\Gamma_s$  обусловлен самошиирением спектральных линий  $H_2O$ , а коэффициент  $\Gamma_f$  — уширением этих линий посторонним газом (сухим воздухом). Поглощение излучения сухим воздухом в приземном слое атмосферы в рассматриваемом частотном диапазоне пренебрежимо мало [30].

Таблица 1

Сведения, характеризующие диапазон изменения метеорологических параметров атмосферы во время измерений, и объем полученных данных

$\nu$ , ГГц	340	260	138; 247; 340
Время измерений	1985 г.	1990 г.	1992 г.
$e$ , Тор	3—10,5	1,3—8,8	1,1—15,9
$T$ , К	269—289	262—283	257—300
$P$ , Тор	724—754	726—754	721—755
Число сеансов измерений	26	29	48; 34; 39

Параметры  $\gamma_f^0$  и  $m$  в (3) считались известными. Их значения, вычисленные с использованием алгоритма (1), даны в табл. 2 для всех интересующих нас частот. Следует подчеркнуть, что указанные в табл. 2 для

$\nu = 138, 340$  и  $410$  ГГц значения параметра  $\gamma_f^0$  с точностью 2% согласуются с его средними экспериментальными значениями из работ [6, 8], а температурный показатель  $m$  на  $\nu = 138$  ГГц близок к измеренному в [8].

Таблица 2

Рассчитанные полуэмпирическим способом значения параметров  $\gamma_f^0$  и  $m$  аппроксимации (3)

$\nu, \text{ГГц}$	138	247	260	340	410
$\gamma_f^0, \frac{\text{дБ/км}}{\text{Тор}^2}$	$0,102 \cdot 10^{-3}$	$0,351 \cdot 10^{-3}$	$0,394 \cdot 10^{-3}$	$0,117 \cdot 10^{-2}$	$0,227 \cdot 10^{-2}$
$m$	3,2	3,3	3,3	3,2	3,3

Таблица 3

Теоретические и экспериментальные данные о квадратичной по влажности воздуха компоненте коэффициента поглощения атмосферного водяного пара

$\nu, \text{ГГц}$	138	247	260	340	410
$(\gamma_s^0)_{\text{теор}}, \frac{\text{дБ/км}}{\text{Тор}^2}$	0,00022 (0,00039)	0,00082 (0,0013)	0,00093 (0,0015)	0,0041 (0,0053)	0,0088 (0,011)
$(\gamma_s^0)_{\text{эксп}}, \frac{\text{дБ/км}}{\text{Тор}^2}$	0,0026 $\pm 0,0004$	0,0080 $\pm 0,0008$	0,007 $\pm 0,002$	0,015 $\pm 0,002$	0,024 $\pm 0,003$
$n^{\text{теор}}$	3,7	3,7	3,7	3,5	3,6
$n^{\text{эксп}}$	$15 \pm 5$	$15 \pm 4$	—	$12 \pm 3$	$10 \pm 4$
$(\gamma_s^0)^{\text{исб}}, \frac{\text{дБ/км}}{\text{Тор}^2}$	0,0024 $\pm 0,0004$	0,0072 $\pm 0,0008$	0,006 $\pm 0,002$	0,011 $\pm 0,002$	0,015 $\pm 0,003$
$n^{\text{исб}}$	$16 \pm 5$	$16 \pm 4$	—	$15 \pm 3$	$13 \pm 4$

При значениях  $\gamma_f^0$  и  $m$  из табл. 2 по исходным данным, полученным на  $\nu = 138, 247$  и  $340$  ГГц, методом наименьших квадратов были определены экспериментальные значения  $A^{\text{эксп}}$ ,  $(\gamma_s^0)^{\text{эксп}}$  и  $n^{\text{эксп}}$ ; значения последних двух параметров содержатся в табл. 3 и использованы при построении прямых 1, 2 на рис. 1 и прямой 1 на рис. 2 (величины  $\gamma_s$  и  $T$  на рисунках отложены в логарифмическом масштабе). Соответствующие им среднеквадратические ошибки  $\delta L$  аппроксимации (3) равны 0,10, 0,15 и 0,25 дБ/км (указаны в порядке возрастания частоты). С целью наглядного графического представления экспериментальной зависимости  $\gamma_s(T)$ , а также с целью оценки ее погрешности была проведена дополнительная

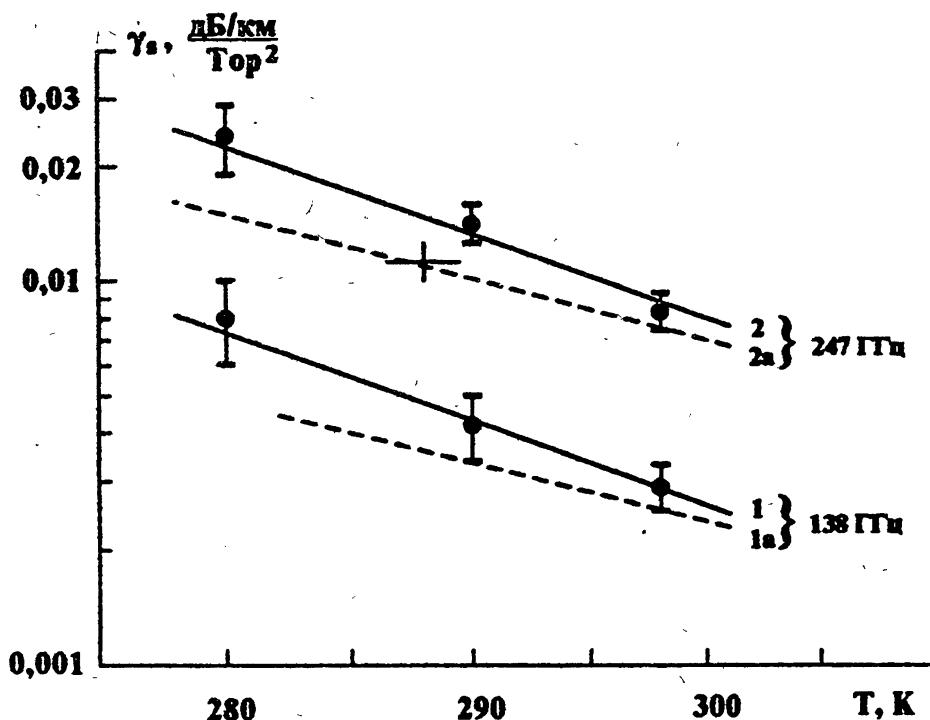


Рис. 1. Экспериментальные зависимости  $\gamma_s(T)$  на частотах 138 и 247 ГГц. Кружки и прямые 1, 2 — результаты наших измерений. Крест и прямые 1а и 2а — данные [24, 8, 3] соответственно.

обработка данных.. С использованием найденных значений  $A_{\text{эксп}}$  для каждого сеанса измерений определялся коэффициент поглощения  $\Gamma$ . Затем из него вычиталась линейная по влажности компонента поглощения  $\Gamma_f$ , а остаток делился на  $e^2$ . Полученной таким образом величине  $\gamma_s$  приписывалась ошибка  $\delta L/e^2$ . Далее, массивы значений  $\gamma_s$  разбивались на блоки, отвечающие температурным интервалам шириной ( $5 \div 10$ ) К. Данные каждого блока приводились к соответствующей средней температуре (с использованием определенных ранее значений  $n^{\text{эксп}}$ ) и усреднялись с весами, обратно пропорциональными квадрату ошибки. Эти средневзвешенные значения  $\gamma_s$  и их погрешности показаны на рис. 1, 2 кружками и вертикальными отрезками (на рис. 2 данные измерений 1985 и 1992 гг. помечены соответственно светлыми и темными кружками). Результаты, полученные для  $T \leq 270$  К, на рисунках не приведены, поскольку их погрешности превышают 50%. Оцененные по данным этих рисунков случайные ошибки определения параметров  $(\gamma_s^0)^{\text{эксп}}$  и  $n^{\text{эксп}}$  содержатся в табл. 3. Отметим, что указанные в табл. 3 значения  $n^{\text{эксп}}$ , определявшиеся по всей совокупности полученных нами данных, для интервала температур  $(257 \div 270)$  К из-за малых весов соответствующих ему величин  $\gamma_s$ .

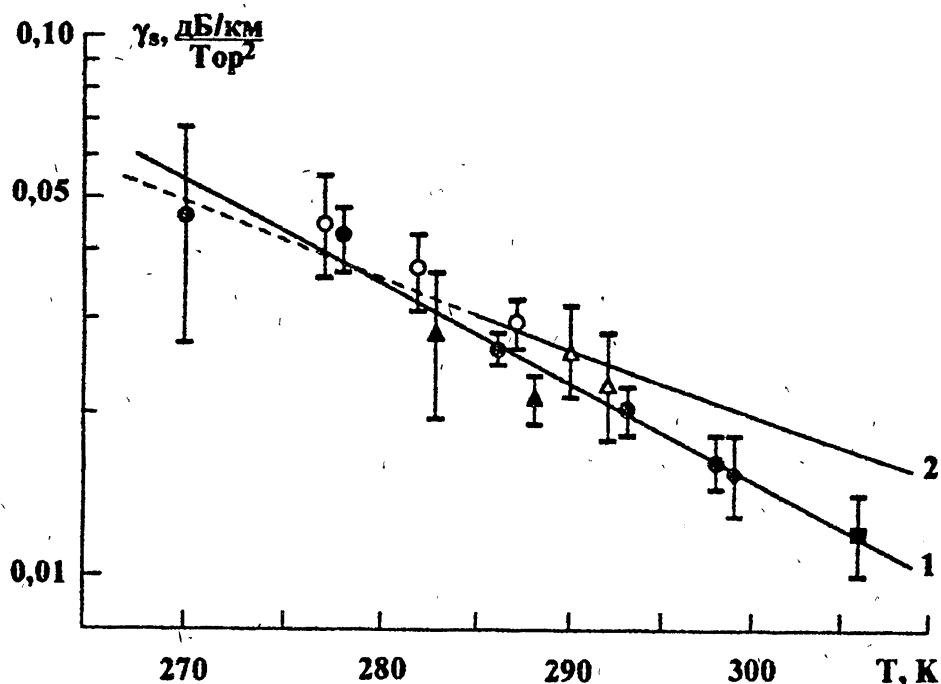


Рис. 2. Экспериментальные зависимости  $\gamma_s(T)$  на частоте 340 ГГц для атмосферных (значки и прямая 1) и чистых (кривая 2) паров воды.

нельзя считать достаточно надежными.

Выше полагалось, что погрешность значения  $\Gamma$ , найденного для того или иного сеанса измерений, примерно равна  $\delta L$ . В нашем случае это действительно так, поскольку параметр  $A^{\text{акс}}$ , благодаря большому интервалу изменения давления водяного пара  $e$  и близости его минимальных значений к нулю, определяется по зависимости  $L$  от  $e$  с погрешностью  $\sim \delta L$ , погрешность же значений  $L$  из-за неточности измерения уровней сигналов (см. формулу (2)) существенно меньше ( $\leq 0,05$  дБ/км). Величина  $\delta L$  обусловлена, в основном, случайными вариациями  $A$  (из-за нестабильности аппаратуры и неточности наведения антенн вследствие флюктуаций принимаемого излучения), а также случайными ошибками определения средней вдоль трассы влажности воздуха.

Сложнее оценить систематические ошибки, связанные с возможным монотонным температурным либо временным дрейфом аппаратурной постоянной. Контрольные эксперименты, проведенные в холодные дни с отключением отопления приемного пункта, во время которых температура в нем понижалась от 15 до 0°C, не выявили систематического хода величины  $A$ , что свидетельствует об отсутствии заметной деформации антенных зеркал при изменении температуры и о надежности способа калибровки детекторов излучения. Так как максимальный перепад температуры в

помещениях, где располагались передающее и приемное устройства, за все время измерений не превышал  $15^{\circ}\text{C}$ , результаты контрольных экспериментов позволяют надеяться, что температурный дрейф аппаратурной постоянной был невелик. Благодаря тому, что в середине периода измерений 1992 г. происходило неоднократное чередование теплых и холодных дней с высоким ( $\sim 9$  Тор) и низким ( $\sim 3$  Тор) давлением паров воды в атмосфере, можно было оценить и временной дрейф аппаратурной постоянной: он не имел регулярной составляющей, превосходящей  $\delta L$ . Таким образом, возможные систематические ошибки определения  $\Gamma$ , по-видимому, сравнимы со случайными ошибками измерений.

На частоте  $\nu = 260$  ГГц большинство сеансов измерений было проведено при низких давлениях водяного пара, поэтому достаточно определенная оценка температурной зависимости  $\gamma_s$  на этой частоте оказалась невозможной. Измерения на  $\nu = 260$  ГГц были использованы для оценки параметра  $\gamma_s^0$  (см. табл. 3) при фиксированном значении  $n$  в (3), равном  $n_{\text{оксп}}^0$  на  $\nu = 247$  ГГц.

Для получения данных о температурной зависимости коэффициента  $\gamma_s$  на  $\nu = 410$  ГГц, представленных на рис. 3 и в табл. 3, и дополнительных данных для  $\nu = 247$  и 340 ГГц, приведенных на рис. 1, 2, использовались результаты измерений [2–4, 6, 24, 25]. В [6] значения  $\gamma_s$  определены на  $\nu = 340$  и 410 ГГц по зависимостям  $\Gamma(e)$ , измеренным в лабораторных условиях при постоянной температуре  $T = 306$  К (квадраты на рис. 2, 3). При обращении к работам [2, 4, 25] значения  $\gamma_s$  для  $\nu = 340$  и 410 ГГц находились путем вычитания из приведенных в этих работах коэффициентов поглощения  $\Gamma$ , отвечающих фиксированным значениям  $e$ ,  $P$ ,  $T$ , линейных по влажности составляющих  $\Gamma_f$ . Ромбы на рис. 2, 3 соответствуют результатам лабораторных измерений [25], темные и светлые треугольники — результатам полевых измерений [2, 25] и [4]. Данные о зависимости  $\gamma_s(T)$  на  $\nu = 247$  ГГц в явном виде содержатся в работе [3], в которой найдены коэффициенты  $(\gamma_s^0)_{\text{оксп}}$  и  $(\gamma_s^0)_{\text{оксп}}$  аппроксимации (3) при  $m = 3, 5$  и различных значениях  $n$ . Величина  $(\gamma_s^0)_{\text{оксп}}$  в [3] совпадает с указанной в табл. 2, если  $(\gamma_s^0)_{\text{оксп}} = 0,0070 \text{ дБ} \cdot \text{км}^{-1}/\text{Тор}^2$ ,  $n_{\text{оксп}}^0 = 11$ . Этот экспериментальный результат отражен на рис. 1 прямой 2а. Его погрешность примерно такая же, как и погрешность наших данных на  $\nu = 247$  ГГц. Крестом на рис. 1 показано значение  $\gamma_s$  на  $\nu = 247$  ГГц, определенное для  $T = 288 \pm 1,5$  К по измеренному в [24] коэффициенту  $\Gamma$ . Отметим, что полевые измерения [3] и [24] не являются независимыми: экспериментальный материал работы [24] служил составной частью исходных экспериментальных данных работы [3].

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наряду с экспериментальными значениями параметров  $\gamma_s^0$  и  $n$ ,

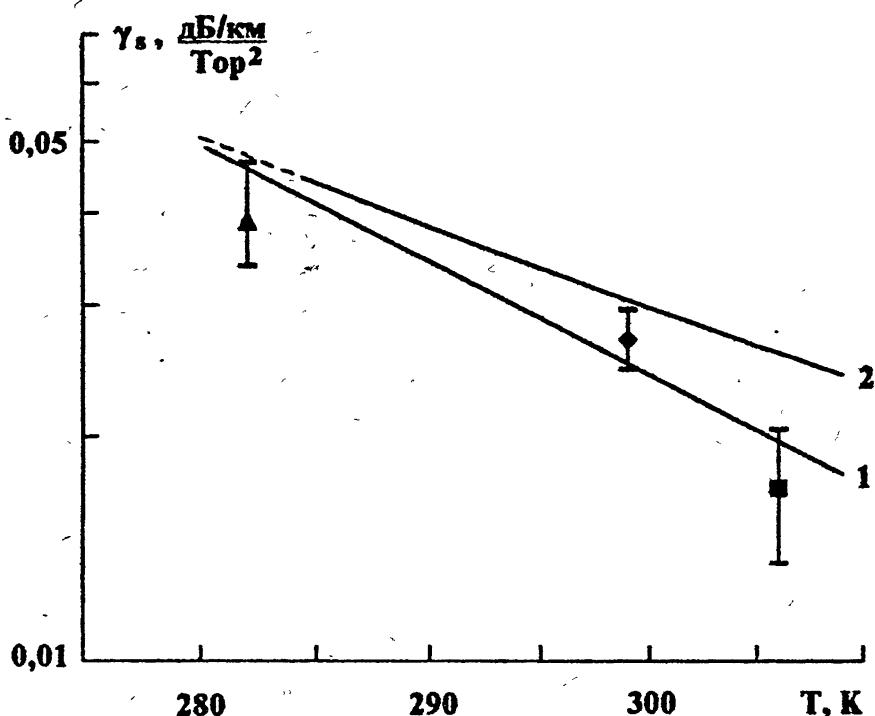


Рис. 3. Экспериментальные зависимости  $\gamma_s(T)$  на частоте 410 ГГц для атмосферных (значки и прямая 1) и чистых (кривая 2) паров воды.

в табл. 3 содержатся теоретические значения этих параметров —  $(\gamma_s^0)^{\text{теор}}$  и  $n^{\text{теор}}$ . Значения  $(\gamma_s^0)^{\text{теор}}$ , заключенные в скобки, рассчитаны (аналогично [6, 9, 25]) с формой линий  $H_2O$  по кинетическому уравнению, а значения без скобок — с форм-фактором Ван Флека–Вайсконфа. В табл. 3 содержатся также величины  $(\gamma_s^0)^{\text{изб}}$  и  $n^{\text{изб}}$ , характеризующие избыточную квадратичную по влажности компоненту поглощения, наблюданную в эксперименте в дополнение к рассчитанной с контуром Ван Флека–Вайсконфа и определяемую выражением

$$\gamma_s^{\text{изб}}(T) = \gamma_s^{\text{эксп}}(T) - \gamma_s^{\text{теор}}(T) \approx (\gamma_s^0)^{\text{изб}} \left( \frac{300}{T} \right)^{n^{\text{изб}}}. \quad (4)$$

Из табл. 3 следует, что коэффициент  $\gamma_s^{\text{изб}}$  с точностью до ошибок измерений в исследованном интервале температуры не зависит от типа использованной в расчетах формы линии, а его величина при  $T = 300$  К определяет (60–90)% поглощения, пропорционального  $e^2$ . Из табл. 3 следует также, что температурный показатель  $n^{\text{изб}}$  примерно постоянен по диапазону частот, а его среднее значение равно 15.

Обращаясь к рис. 1–3, отметим прежде всего хорошее согласие результатов выполненных нами новых измерений в окне прозрачности 340 ГГц с результатами прежних полевых [4, 25] и лабораторных [6, 25] измерений НИРФИ в этом окне прозрачности (см. рис. 2). В то же время новые экспериментальные данные на  $\nu = 247$  ГГц (рис. 1) в отношении и величины, и температурной зависимости коэффициента  $\gamma_s$ , систематически выше данных, полученных в НИРФИ ранее [3, 24]. Такого же рода несоответствие наблюдается между нашим результатом на  $\nu = 138$  ГГц и лабораторным результатом [8] на той же частоте, показанным на рис. 1 прямой 1а ( $(\gamma_s^0)^{\text{оксп}} = 0,00236 \text{ дБ} \cdot \text{км}^{-1}/\text{Тор}^2$ ,  $n^{\text{оксп}} = 10,3$ ). Отмечая систематическое расхождение сопоставляемых на рис. 1 экспериментальных данных, подчеркнем, что оно все же не превышает одной–двух среднеквадратических ошибок наших измерений. Достаточно корректное сопоставление наших результатов на  $\nu = 247$  ГГц с результатами цитированных во введении полевых измерений [7] ( $\nu = 245,5$  ГГц) не представляется возможным, поскольку в [7] при обработке экспериментального материала не учитывалась зависимость поглощения от температуры в интервале изменения последней от 276 до 308 К. Можно только сказать, что определенные в [7] величины линейной и квадратичной по влажности компонент поглощения совпадают с теми, которые получаются из табл. 2, 3 для  $T = 296$  К.

Кривыми 2 на рис. 2, 3 показаны экспериментальные зависимости  $\gamma_s(T)$  (погрешность значений  $\gamma_s \sim 5\%$ ), полученные в [14] на частотах вблизи 340 и 410 ГГц из измерений поглощения в чистых парах воды при  $T = 285–348$  К и экстраполированные в область  $T < 285$  К. Видно, что значения  $\gamma_s$ , определенные для атмосферных и чистых паров воды, довольно близки в области пониженных температур и различны при повышенных температурах. Согласно [14], коэффициент поглощения чистого водяного пара в окнах прозрачности диапазона 297–460 ГГц пропорционален квадрату давления, а его зависимость от температуры описывается суммой двух степенных функций с температурными показателями  $n_1 \approx 3,5$  (теоретическое значение) и  $n_2 = 12 \pm 3$ . Путем формального использования выражения (4) аналогичным образом может быть представлена зависимость  $\gamma_s(T)$  и для атмосферных паров воды, при этом для  $\nu = 340$  и 410 ГГц  $n_1 = n^{\text{теор}} \approx 3,5$ , а  $n_2 = n^{\text{изб}} = 14 \pm 4$ . Сопоставление данных табл. 3 с данными [14] показывает, что найденную для атмосферных паров воды величину  $\gamma_s^{\text{изб}}$ , интерпретируемую часто в терминах поглощения димерами  $(\text{H}_2\text{O})_2$  [15], в пределах экспериментальных погрешностей можно считать совпадающей с величиной сильно зависящей от температуры составляющей поглощения в чистых парах воды. Об этом же говорит и близость прямых 1 и кривых 2 на рис. 2, 3 в области  $T \leq 285$  К, в которой сильно зависящие от температуры составляющие поглощения в атмосферных и чистых парах воды доминируют. Совпа-

дение сильно зависящих от температуры составляющих коэффициента  $\gamma$ , в атмосферных ( $P \approx 740$  Тор) и чистых ( $P = 0$ ) парах воды, а также строгая пропорциональность коэффициента поглощения чистого водяного пара квадрату давления свидетельствуют о том, что роль стабильных димеров воды с временем жизни, превышающим время между молекулярными соударениями, в формировании уровня избыточного поглощения не является определяющей. Судя по экспериментальным данным [11, 31, 32], аналогичный вывод справедлив применительно и к инфракрасным окнам прозрачности вблизи 15 и 30 ГГц. Разумеется, этот вывод не означает, что в поглощении не участвуют короткоживущие димероподобные комплексы молекул. Тот же факт, что на рис. 2, 3 при  $T \geq 300$  К кривые 2 идут выше прямых 1, обусловлен существованием в чистых парах воды дополнительного поглощения с температурной зависимостью, близкой к теоретической [14]. Можно предполагать, что наличие этого поглощения связано с деформацией контуров спектральных линий  $H_2O$  в близких крыльях при уменьшении парциального давления сухого воздуха.

Если величина и температурная зависимость  $\gamma_{\nu}^{об}$  в исследованном частотном диапазоне могут быть воспроизведены в пределах ошибок измерений расчетом по теоретической модели [16] поглощения за счет самоширеия далеких крыльев линий  $H_2O$ , то обнаруженный нами в окнах прозрачности 340 и 410 ГГц эффект зависимости самоширеия от давления постороннего газа в современных теориях формы спектральных линий [33–35] отсутствует. В дальнейшем желательно подтвердить этот эффект лабораторными измерениями атмосферного поглощения в температурной области  $T > 306$  К, а также выяснить, наблюдается ли он в тех окнах прозрачности, в которых вклад в поглощение крыльев близких линий существенно меньше, чем в окнах 340 и 410 ГГц.

Изложенные экспериментальные данные позволяют сделать вывод о том, что истинное значение температурного показателя  $n^{об}$  избыточной квадратичной по влажности воздуха компоненты атмосферного коэффициента поглощения в диапазоне 140–410 ГГц заключено в интервале 10–15 (по крайней мере, для  $T \geq 270$  К). Отметим, что упомянутые во введении работы [17, 19, 20] приводят к существенно большим значениям  $n^{об}$ :  $30 \pm 15$  ( $\nu = 200$ –500 ГГц,  $T = 280$ –290 К) [17], 17–30 ( $\nu = 278$  ГГц,  $T = 238$ –263 К) [19] и  $26 \pm 2$  ( $\nu = 100$  ГГц,  $T = 240$ –285 К) [20]. Следует, однако, иметь в виду, что полевые измерения [17] по ширине исследованных интервалов температуры и влажности и по точности определения коэффициента поглощения заметно уступают нашим измерениям. Так, согласно [17] при  $e = 7,6$  Тор,  $T = 285$  К,  $P = 740$  Тор  $\Gamma = 5 \pm 1,5$ ,  $11 \pm 1,5$  и  $21 \pm 2,5$  дБ/км на  $\nu = 247$ , 340 и 410 ГГц, тогда как согласно настоящей работе соответствующие величины  $\Gamma$  равны  $3,3 \pm 0,2$ ,  $9,4 \pm 0,3$  и  $17,4 \pm 0,6$  дБ/км. Кроме того, при обработке исходного экспериментального материала в [17] использовались теоретические (т. е. заведомо за-

ниженные) значения линейной по влажности составляющей поглощения, а это могло привести к искажению зависимости  $\gamma_{\text{поб}}^{\text{поб}}(T)$ . Что касается систематических ошибок наших результатов, связанных с возможной неточностью задания линейной составляющей поглощения, то они сопоставимы со случайными ошибками измерений и не искажают кардинальным образом представленные на рис. 1–3 и в табл. 3 данные. Результаты радиометрических измерений [19, 20], в отличие от полученных нами, относятся к более низким температурам, и поскольку природа избыточного поглощения в водяном паре изучена пока недостаточно, их сопоставление с нашими результатами не позволяет сделать какого-либо определенного вывода. Учитывая известные трудности, возникающие при определении низких значений влагосодержания атмосферы и при интерпретации радиометрических данных, можно лишь сказать, что в отношении результатов [19, 20] весьма желательна дополнительная экспериментальная проверка. В этой связи важную роль могли бы сыграть зимние измерения атмосферного поглощения на протяженных приземных трассах, сопровождаемые надежными измерениями полей влажности и температуры.

В заключение обратим внимание на то, что вклад квадратичной по влажности воздуха компоненты в полный коэффициент поглощения атмосферного водяного пара в окнах прозрачности при определенных метеорологических условиях может быть довольно значительным. Например, в условиях влажной летней атмосферы при  $P = 740 \text{ Tor}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ,  $e = 20 \text{ Tor}$  (относительная влажность — 75%) на частотах 138, 247, 340 и 410 ГГц, согласно данным табл. 2, 3, он составляет 40, 35, 25 и 20% соответственно. С уменьшением температуры при неизменной относительной влажности воздуха, из-за того, что давление насыщения водяного пара падает примерно как  $T^{18}$ , этот вклад уменьшается пропорционально  $T^x$ , где  $x = 5 - 10$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-05407-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Becker G. E., Autler S. H. //Phys. Rev. 1946. V. 70. N 5. P. 300.
2. Рядов В. Я., Фуршев Н. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. N 10. С. 1475.
3. Кукин Л. М., Ноэдрин Ю. Н., Рядов В. Я., Федосеев Л. И., Фуршев Н. И. //Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. N 10. С. 2017.
4. Рядов В. Я., Фуршев Н. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. N 9. С. 1308.

5. Llewellyn-Jones D. T., Knight R. J. //2nd Int. Conf. on Antennas and Propag. Heslington, 13–16 Apr. 1981. Pt. 2. — London – New York, 1981. P. 81.
6. Furashov N. I., Katkov V. Yu. //Int. J. IR & MM Waves. 1985. V. 6. N 8. P. 751.
7. Saitoh S., Tanaka H., Ono A. et al. //Int. J. IR & MM Waves. 1986. V. 7. N 6. P. 795.
8. Liebe H. J. //Frequenz. 1987. V. 41. N 1–2. P. 31.
9. Свердлов Б. А., Фурашов Н. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 1. С. 3.
10. Frenkel L., Woods D. // Proc. IEEE. 1966. V. 54. N 4. P. 498.
11. Bohlander R. A., Emery R. J., Llewellyn-Jones D. T. et al. //Atmospheric Water Vapor. / Ed. Deepak A., Wilkerson T. D., Ruhnke L. H. — New York: Academic Press, 1980. P. 241.
12. Liebe H. J. //Int. J. IR & MM Waves. 1984. V. 5. N 2. P. 207.
13. Bauer A., Godon M. //JQSRT. 1991. V. 46. N 3. P. 211.
14. Катков В. Ю., Фурашов Н. И. //Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 5. С. 602.
15. Жевакин С. А. //Тезисы докл. 3-ей Всесоюз. школы по распространению ММ и СУБММ волн в атмосфере. — Харьков: ИРЭ АН УССР, 1989. С. 5.
16. Ma Q., Tipping R. H. //J. Chem. Phys. 1990. V. 93. N 9. P. 6127.
17. Emery R. J., Zavody A. M., Gebbie H. A. //J. Atm. Terr. Phys. 1980. V. 42. N 9–10. P. 801.
18. Gebbie H. A. //Infrared Phys. 1984. V. 24. N 5. P. 429.
19. Emmons L. K., De Zafra R. L. //Int. J. IR & MM Waves. 1990. V. 11. N 4. P. 469.
20. Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. //Доклад на 26-ой радиоастрономической конференции. — Санкт-Петербург, 1995.
21. Buffey I. P., Brown W. B., Gebbie H. A. //J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1990. V. 86. N 13. P. 2357.
22. Liebe H. J. //Atmospheric Water Vapor. / Ed. Deepak A., Wilkerson T. D., Ruhnke L. N. — New York: Academic Press, 1980. P. 143.
23. Katkov V. Yu. //Int. Conf. on Millimeter and Submillimeter Waves and Applications. Mohammed N. Afsar, Editor. Proc. SPIE 2250. 1994. P. 602.
24. Рядов В. Я., Фурашов Н. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. N 10. С. 1469.
25. Furashov N. I., Katkov V. Yu., Ryadov V. Ya. //Int. J. IR & MM Waves. 1984. V. 5. N 7. P. 971.
26. Furashov N. I., Katkov V. Yu. //ICAP 89. IEE Conf. Publ. 1989. N 301. P. 310.

27. Катков В. Ю., Свердлов Б. А., Фурашов Н. И. //Тезисы докл. 4-ой Всесоюз. школы по распростран. ММ и СУБММ волн в атмосфере. — Н. Новгород, 1991. С. 42.
28. Furashov N.I., Katkov V.Yu., Sverdlov B.A. //2nd Int. Conf. on Millimeter Wave and Far-Infrared Technology, Beijing, China, 1992. Conf. Digest. P. 72.
29. Furashov N.I., Katkov V.Yu., Sverdlov B.A. //Int. Conf. on Millimeter and Submillimeter Waves and Applications. Mohammed N. Afsar, Editor. Proc. SPIE 2250. 1994. P. 604.
30. Liebe H.J. //Int. J. IR & MM Waves. 1989. V. 10. N 6. P. 631.
31. Bignell K.J. //Quart. J. Roy. Met. Soc. 1970. V. 96. N 409. P. 390.
32. Арефьев В. Н. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 10. С. 1034.
33. Фомин В. В. Молекулярное поглощение в инфракрасных окнах прозрачности. — Новосибирск: Наука, 1986. — 234 с.
34. Несмелова Л. И., Родимова О. Б., Творогов С. Д. Контуры спектральной линии и межмолекулярное взаимодействие. — Новосибирск: Наука, 1986. — 215 с.
35. Rosenkranz P. W. //J. Chem. Phys. 1987. V. 87. N 1. P. 163.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г.Н.Новгород

Поступила в редакцию  
12 мая 1994 г.

**EXPERIMENTAL ESTIMATIONS OF THE VALUE AND TEMPERATURE  
DEPENDENCE OF THE QUADRATIC BY AIR HUMIDITY COMPONENT  
OF THE ATMOSPHERIC WATER VAPOUR ABSORPTION  
COEFFICIENT IN THE FREQUENCY BAND (140–410) GHZ**

*V. Yu. Katkov, B. A. Sverdlov, N. I. Furashov*

Water vapour radio absorption measurements have been carried out on a near-ground path of 1 km length at frequencies of 138, 247, 260 and 340 GHz. The experimental data obtained aggregated with the data of NIRFI previous measurements in atmospheric radio windows with centers near 220, 340 and 410 GHz were used to estimate the value and temperature dependence of the quadratic by air humidity absorption component with an account of its linear component data taken from laboratory experiments.

УДК 621.373.535.8.

# ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНОЙ СВЯЗИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МОД НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ И КОЛЬЦЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

## Часть IV. СДВИГ НУЛЯ В ВОЛОКОННЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ УПРОЩЕННОГО ТИПА С ДЕПОЛЯРИЗАТОРАМИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Г. Б. Малыкин, В. И. Позднякова, Е. Л. Поздняков*

Рассмотрены четыре варианта схемы волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ) без поляризатора с контуром из слабоанизотропного одномодового волоконного световода (ОВС), которые отличаются местом расположения деполяризатора немонокроматического излучения Лио из сильноанизотропного ОВС. Результаты расчетов, которые проводились методом численного моделирования с учетом  $h$ -параметра ОВС контура и деполяризатора, показывают, что величина дрейфа нуля ВКИ практически одинакова для всех четырех схем ВКИ и сильно зависит от точности установки угла взаимной ориентации элементов деполяризатора Лио. В случае расположения деполяризатора Лио на входе ВКИ (перед первым светоделителем или между первым и вторым светоделителями) практически не устраняются фединги интерференционного сигнала на выходе ВКИ. В случае же расположения деполяризатора Лио внутри контура ВКИ (на одном из его концов или в середине), напротив, фединги интерференционного сигнала практически полностью устраняются, вследствие чего такие схемы ВКИ являются предпочтительными.

Жесткая конкуренция на рынке оптоволоконных датчиков различных физических параметров (вращения, давления, магнитного поля и т.д.) вынуждает разработчиков принимать меры по снижению их стоимости, зачастую связанные с ухудшением их точностных характеристик (разумеется в тех случаях, когда последнее допустимо). Создание относительно простых и дешевых ВКИ позволит использовать их как для целей гирроскопии, так и для исследования различных невзаимных эффектов в ОВС. Один из путей уменьшения стоимости волоконно-кольцевых интерферометров (ВКИ), датчиков вращения, — это исключение из их схемы поляризатора, стоимость которого составляет от нескольких сот до нескольких тысяч долларов США. Отметим, что, как показано в [1], [2], именно

*Г. Б. Малыкин, В. И. Позднякова, Е. Л. Поздняков*

1293

наличие поляризатора с высоким коэффициентом экстинции в схеме ВКИ обеспечивает низкий уровень дрейфа нуля, причина которого — так называемая поляризационная невзаимность контура ВКИ [1], [2].

В работе [3] было впервые экспериментально продемонстрировано, что применение деполяризатора Лио, изготовленного из одномодового волоконного световода (ОВС) с сильным двулучепреломлением в схеме ВКИ без поляризатора, с контуром из слабоанизотропного ОВС и широкополосным источником излучения, суперлюминисцентным диодом, позволило снизить дрейф его нуля с 700 град./час. до 14 град./час. Объяснить это явление можно на основании результатов работы [1], в которой показано, что в общем случае дрейф нуля ВКИ пропорционален степени поляризации излучения на входе ВКИ. Экспериментальное исследование причин сдвига нуля в ВКИ без поляризатора, проведенное в работе [4], показало, что изменение состояния поляризации на входе ВКИ без поляризатора и с контуром из слабоанизотропного ОВС, которое производилось с помощью поляризационных управителей Лефевра [5], и изменение ориентации собственных осей двулучепреломления ОВС на входе контура ВКИ, которое также производилось с помощью поляризационных управителей Лефевра, приводит к сдвигу фазы интерференционного сигнала на выходе ВКИ от 0 до  $\pi$ . В случае, когда в схеме ВКИ до первого светоделителя устанавливается деполяризатор Лио, такая зависимость отсутствовала.

В работе [6] проведено теоретическое рассмотрение различных схем расположения деполяризатора Лио в схеме ВКИ без поляризатора, при условии, что угол между собственными осями двулучепреломления составных частей деполяризатора Лио точно равен  $45^\circ$ , не учитывалась и связь взаимно ортогональных мод [7], которая играет существенную роль в случае, если деполяризатор Лио изготовлен из ОВС, и приводит к тому, что на выходе деполяризатора степень поляризации излучения  $p$  не падает до нуля, а остается порядка  $\sqrt{hl_{\text{деп}}}$  [8]–[10] (где  $h$  — параметр, характеризующий связь взаимно ортогональных мод в ОВС,  $l_{\text{деп}} = \lambda^2 / (\Delta\lambda\Delta n)$  — длина деполяризации излучения в ОВС,  $\lambda$  — средняя длина волны источника излучения,  $\Delta\lambda$  — его спектральная ширина,  $\Delta n$  — разность показателей преломления в медленной и быстрой осях двулучепреломления ОВС деполяризатора). Основные результаты [6] можно сформулировать следующим образом: в случае, если ОВС контура имеет дихроизм, то с точки зрения устранения вызванного поляризационной невзаимностью контура дрейфа нуля ВКИ целесообразно устанавливать деполяризатор Лио на входе ВКИ или между первым и вторым светоделителями; с точки зрения устранения федингов полезного сигнала на выходе ВКИ выгодно устанавливать деполяризатор Лио внутри контура ВКИ. В случае, если в ОВС контура нет дихроизма, то независимо от того, где расположен деполяризатор Лио: до первого делителя, между делителями или внутри контура ВКИ, — сдвиг нуля ВКИ всегда точно равен нулю, и следова-

тельно оптимальным является расположение деполяризатора внутри контура, поскольку в этом случае устраняются фединги полезного сигнала.

Целью настоящей работы является получение количественных оценок величины дрейфа нуля и федингов полезного сигнала ВКИ в зависимости от точности сборки деполяризатора Лио, от величины двупучепреломления и  $h$ -параметра ОВС деполяризатора и контура, а также спектральной ширины источника излучения. При этом полагалось, что ОВС контура ВКИ не имеет дихроизма, светоделители также не имеют дихроизма и фазовой анизотропии, а участок слабоанизотропного ОВС между светоделителями настолько короткий, что не вносит сколь-нибудь заметной фазовой задержки. Относительно источника излучения полагалось, что он немнохроматический, излучение полностью поляризовано и его поляризация может быть произвольной. Расчеты проводились методом численного моделирования, развитым в [10]–[12].

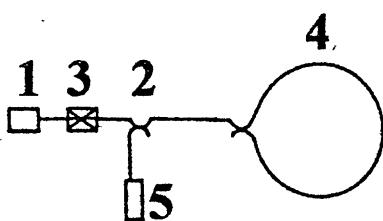


СХЕМА 1

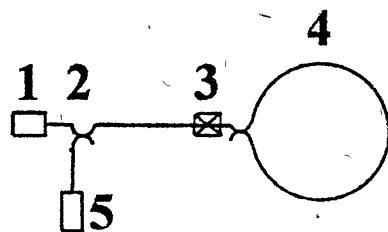


СХЕМА 2

Рис. 1.

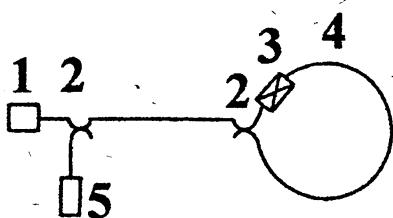


СХЕМА 3

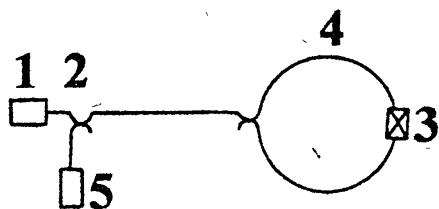


СХЕМА 4

Были рассмотрены четыре варианта расположения деполяризатора Лио в схеме ВКИ (см. рис. 1): 1) на входе ВКИ; 2) между светоделителями; 3) в контуре ВКИ, вблизи светоделителя; 4) в середине контура ВКИ. В свою очередь, второй вариант был разбит на два: 2а) обычный деполяризатор

Лио с соотношением длин отрезков ОВС 1 : 2; 2b) предложенный одним из авторов деполяризатор с соотношением длин отрезков ОВС 1 : 3 [13]. Важной задачей является также определение наиболее оптимальной схемы ВКИ с деполяризатором. Как показано в [12], в схеме ВКИ важно, чтобы разность фаз оптического излучения, прошедшего медленную и быструю оси двулучепреломления в коротком отрезке деполяризатора Лио, превышала соответствующую разность фаз для ОВС контура. При этом излучение, степень поляризации которого была значительно уменьшена при прохождении деполяризатора, не восстановит свою степень поляризации после прохождения контура [10]. Если через  $N_1$  обозначить число длин деполяризации, укладывающихся в коротком отрезке деполяризатора Лио, а через  $N_2 = L/l_{\text{деп}_2}$  — число длин деполяризации, укладывающихся в контуре, то условие, предъявляемое к длине первого отрезка деполяризатора Лио, можно сформулировать следующим образом:  $N_1 \geq N_2 + 1$ .

Как показано в [11], [12], величина интенсивности  $I$  излучения на выходе ВКИ и сдвиг фазы  $\varphi$  интерференционной картины, вызванной поляризационной невзаимностью контура ВКИ, следующим образом связаны с  $X$ - и  $Y$ -компонентами электрического поля встречных волн на выходе ВКИ  $E_{x,y}^+$ ,  $E_{x,y}^-$ :

$$I = \operatorname{Re}\langle E_x^+ E_x^{-*} + E_y^+ E_y^{-*} \rangle, \quad (1)$$

$$\varphi = \arctan \frac{\operatorname{Im}\langle E_x^+ E_x^{-*} + E_y^+ E_y^{-*} \rangle}{\operatorname{Re}\langle E_x^+ E_x^{-*} + E_y^+ E_y^{-*} \rangle}. \quad (2)$$

Сами величины  $E_{x,y}^+$ ,  $E_{x,y}^-$  вычисляются путем перемножения вектора-столбца Джонса ( $E_x$ ,  $E_y e^{i\psi}$ ) на последовательность матриц Джонса, каждая из которых описывает отрезок ОВС контура и деполяризатора длиной  $l_{\text{деп}}$ . Вид этих матриц приводится в [10]–[12]. Угловые скобки в (1), (2) означают усреднение по ансамблю волокон или по времени при изменении температуры.

Метод расчета подробно описан в [11], [12]. Напомним здесь, что численное моделирование в данной работе проводилось методом Монте-Карло [14], суть которого заключается в том, что последовательный перебор параметров, по которым производится усреднение (в данном случае — случайных фаз, которыми характеризуется излучение, перекачавшееся из одной ортогонально поляризованной моды в другую на каждом из отрезков длиной  $l_{\text{деп}_2}$ , на которые поделена длина контура  $L$ , и  $l_{\text{деп}_1}$ , на которые поделена длина деполяризатора) заменяется на достаточно большой набор случайных выборок этих параметров. При этом, имеет место многократная экономия машинного времени, но результатам численного моделирования свойственна и некоторая погрешность, которая тем

меньше, чем большее число выборок. При расчетах число выборок задавалось таким (до 2500), чтобы погрешность была менее одного процента. Расчеты проводились для ВКИ со следующими параметрами: источник излучения  $\lambda_0 = 0.8$  нм,  $\Delta\lambda = 10$  нм; контур длиной 500 м из слабоанизотропного ОВС с  $\Delta n_2 = 10^{-6}$  и  $h_2 = 10^{-2}$  м<sup>-1</sup> ( $l_{\text{деп}_2} = 64$  м,  $h_2 l_{\text{деп}_2} = 0.64$ ), диаметр намотки 20 см; деполяризатор из сильноанизотропного ОВС с  $\Delta n_1 = 3 \cdot 10^{-4}$  и  $h_1 = 5 \cdot 10^{-6}$  м<sup>-1</sup> ( $l_{\text{деп}_1} = 20$  см,  $h_1 l_{\text{деп}_1} = 10^{-8}$ ). Отметим, что в литературе обычно слабоанизотропными считаются ОВС с  $\Delta n \leq 10^{-6}$ , а сильноанизотропными — ОВС с  $\Delta n \geq 10^{-4}$  [15], так что с этой, чисто формальной, точки зрения рассматриваемые здесь ОВС деполяризатора и контура соответствуют этим условиям. Поскольку для контура  $N_2 = L/l_{\text{деп}_2} = 500/64 \approx 8$ , то в соответствии с выводами [10] и [12] длина деполяризатора Лио была выбрана  $(12 + 24)l_{\text{деп}_1} = 7.2$  м, а для деполяризатора с соотношением длин отрезков ОВС 1 : 3 [13] соответственно  $(12 + 36)l_{\text{деп}_1} = 9.6$  м.

Результаты численного моделирования (см. табл. 1) показывают, что, как и следовало ожидать из результатов [12], дрейф нуля ВКИ пропорционален величине  $\sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}$  в случае, если угол  $\beta$ , под которым состыковываются элементы деполяризатора Лио или деполяризатора, описанного в [13], в точности равен  $45^\circ$ . В случае же, если  $\Delta\beta = \left| \frac{\pi}{4} - \beta \right| \gg \sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}$  (у нас  $h_1 l_{\text{деп}_1} = 10^{-6}$ ,  $\Delta\beta > 1^\circ$ ), дрейф нуля ВКИ практически не зависит от величины  $h_1 l_{\text{деп}_1}$  и определяется величиной  $\Delta\beta$ . Это означает, что для реализации возможностей деполяризатора Лио, изготовленного из сильноанизотропного ОВС с малой величиной  $h_1 l_{\text{деп}_1}$ , по уменьшению степени поляризации немонокроматического излучения и, соответственно, снижению дрейфа нуля ВКИ необходимо с высокой точностью соблюдать условие  $\Delta\beta = 45^\circ$ . Кроме того, результаты численного моделирования показывают, что величина дрейфа нуля и фединги полезного сигнала практически не зависят ни от состояния поляризации на входе ВКИ (при расчетах полагалось, что на входе ВКИ излучение полностью поляризовано), ни от ориентации всего деполяризатора в целом относительно контура. Кроме того, в случае, если для ОВС контура величина  $\sqrt{h_2 l_{\text{деп}_2}}$  сравнима с 1 и  $N_2 < 2$ , то величина дрейфа нуля и фединги полезного сигнала не зависят ни от ориентации собственных осей двулучепреломления ОВС контура (что согласуется с экспериментальными результатами работы [4]), ни от самой величины  $\sqrt{h_2 l_{\text{деп}_2}}$ . Единственный параметр, от которого зависели дрейф нуля ВКИ и фединги полезного сигнала, был угол  $\beta$ , под которым состыковываются элементы деполяризатора Лио. Отметим, что, как показано в [8]–[10], степень поляризации излучения, прошедшего отрезок ОВС с величиной  $h l_{\text{деп}} \sim 1$  и с  $L \gg l_{\text{деп}}$ , также практически не зависит от состояния поляризации излучения на входе ОВС.

Таблица 1

Сдвиг нуля и фединги полезного сигнала в различных схемах ВКИ с деполяризатором Лио

N	Деполяр.		Контур		Схемы 1, 2				Схемы 3, 4			
	$h_1$	$\Delta\beta$	$h_2$	$\alpha_{1,2}$	$\varphi$	$\Delta\varphi$	$I$	$\Delta I$	$\varphi$	$\Delta\varphi$	$I$	$\Delta I$
1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0.5	0
2	0	0	0	$\neq 0^*$	0	0	$I_1$	0	0	0	0.5	0
3	0	0	$\neq 0^{**}$	0	0	0	0.55	$\pm 0.45$	0	0	0.5	0
4	0	0	$\neq 0^{**}$	$\neq 0^*$	0	0	0.55	$\pm 0.45$	0	0	0.5	0
5	$\neq 0^{***}$	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0.5	0
6	$\neq 0^{***}$	0	0	$\neq 0^*$	$a$	0	1	0	$a$	0	0.5	0
7	$\neq 0^{***}$	0	$\neq 0^{**}$	0	0	$a$	0.55	$\pm 0.45$	0	$a$	0.5	0
8	$\neq 0^{***}$	0	$\neq 0^{**}$	$\neq 0^*$	0	$a$	0.55	$\pm 0.45$	$a$	$a$	0.5	0
9	0	$\neq 0$	0	0	0	0	1	0	0	0	0.5	0
10	0	$\neq 0$	0	$\neq 0^*$	$\Delta\beta$	0	$I_1$	0	$\Delta\beta$	0	$I_2$	0
11	0	$\neq 0$	$\neq 0^{**}$	0	0	$\Delta\beta$	0.55	$\pm 0.45$	0	$\Delta\beta$	0.5	$-0.4 \Delta\beta $ $0.8 \Delta\beta $
12	0	$\neq 0$	$\neq 0^{**}$	$\neq 0^*$	0	$\Delta\beta$	0.55	$\pm 0.45$	0	$\Delta\beta$	0.5	$-0.4 \Delta\beta $ $0.8 \Delta\beta $
13****	$\neq 0^{***}$	$\neq 0$										
14*****	0	0	$\neq 0$	$\neq 0$	0	0	$I_3$	$I_4$	0	0	$I_3$	0

Примечания:

\*  $-\pi \leq \alpha_1 + \alpha_2 \leq \pi$ ;

\*\*  $h_2 l_{\text{деп}_2} \sim 1$ ;

\*\*\*  $h_1 l_{\text{деп}_1} \ll 1$ ;

\*\*\*\* В случае  $a \gg \Delta\beta$  — эквивалентно пунктам 5–8; В случае  $a \ll \Delta\beta$  — эквивалентно пунктам 9–12;

\*\*\*\*\* Приведены данные работы [6];

$$I_1 = \text{const}, \quad 0.1 \leq I_1 \leq 1; \quad I_2 = \text{const}, \quad 0.5 - 0.4|\Delta\beta| \leq I_2 \leq 0.5 + 0.8|\Delta\beta|;$$

$$I_3 = \text{const}; \quad I_4 \neq \text{const}; \quad a = \sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}.$$

Эти выводы, сделанные на основе результатов численного моделирования, требуют некоторого рассмотрения для выяснения их физического смысла. Для простоты рассмотрим сначала ВКИ без деполяризатора, ОВС контура которого имеет  $h_2 = 0$ . В этом случае, если ориентация

собственных осей двупучепреломления  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  такова, что  $\alpha_1 = \alpha_2 \pm 90^\circ$ , то, как нетрудно показать, при  $L \gg l_{\text{деп}}$  на выходе ВКИ интерференция встречных волн будет отсутствовать. Причина этого состоит в следующем: в каждой из встречных волн на выходе ВКИ будут иметься две взаимно ортогонально-линейно поляризованных и взаимно некогерентных группы волн с взаимной фазовой задержкой  $\delta = \frac{2\pi\Delta n_2}{\lambda_0} L$ , и поскольку оси ОВС на входе контура развернуты на  $90^\circ$ , то они не могут интерферировать, т. к. взаимно когерентные группы волн на выходе ВКИ ортогонально поляризованы. Можно показать, что даже установка деполяризатора Лио (или иного типа) на входе ВКИ не улучшает ситуацию — интерференционного сигнала не будет. Установка деполяризатора Лио внутри контура приведет к наличию интерференции на выходе ВКИ [6]. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Однако, в случае, если для ОВС контура выполняется условие  $\sqrt{h_2 l_{\text{деп}}} \sim 1$ , то для первой и второй схем будет иметь место несколько иная ситуация. Как показано в [2], [16], собственные моды такого ОВС являются эллиптическими, причем их эллиптичность меняется при изменении температуры волокна [2]. При этом практически всегда на выходе ВКИ будет иметь место интерференционный сигнал, за исключением одной весьма маловероятной ситуации, когда на каждом из выходов контура ВКИ образуются две взаимно ортогональные и взаимно некогерентные, в общем случае эллиптические, моды, причем встречные взаимно когерентные эллиптические моды взаимно ортогональны. Однако, результаты численного моделирования показывают, что для первой и второй схем интерференционный сигнал не падает до нуля. При этом следует иметь в виду, что поскольку, как отмечено выше, точность численного моделирования составляла 1%, то в первой и второй схемах интенсивность интерференционного сигнала может падать до нуля, но вероятность того, что она составит менее 0.1 от максимального значения, единицы, — менее 1% (см. рис. 26 и табл. 1).

Рассмотрим теперь механизм уменьшения деполяризатором дрейфа нуля ВКИ. В случае установки деполяризатора Лио на входе ВКИ (первая и вторая схемы) он приводит к значительному, в  $(h_1 l_{\text{деп}})^{-1/2}$  раз, уменьшению степени поляризации излучения  $p$ . Напомним, что  $p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$ , где  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  — параметры Стокса излучения. В случае, если в схеме ВКИ имеется поляризатор, то, как показано в [1], дрейф нуля ВКИ в первом приближении связан с величиной  $S_3$  — круговой составляющей поляризации излучения на входе ВКИ. Таким образом, деполяризатор Лио (или деполяризатор другого типа), уменьшая все компоненты вектора Стокса, и в частности  $S_3$ , снижает дрейф нуля. Для ВКИ без поляризатора подробного рассмотрения причин возникновения

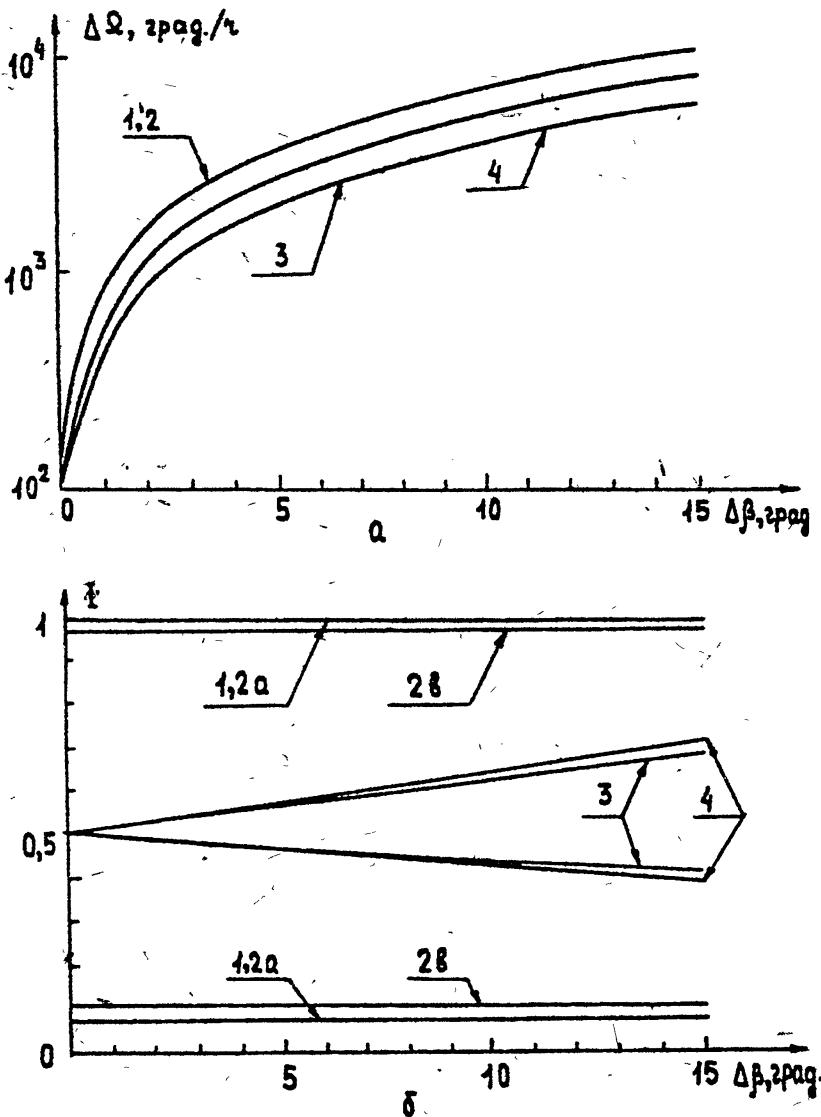


Рис. 2.

дрейфа нуля, аналогично проведенному в работах [1], [2], насколько нам известно, не проводилось. Для частного случая ВКИ без поляризатора и деполяризатора, ОВС контура которого имеет  $h_2 = 0$ , в [17] показано, что дрейф нуля ВКИ пропорционален величине  $S_3$ . В самом общем случае, при  $h_2 \neq 0$ , вклад в дрейф нуля дают все компоненты вектора Стокса —  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  (эта задача решается нами в настоящее время, соответствующие аналитические выражения для дрейфа нуля ВКИ без поляризатора и при  $h_2 \neq 0$  могут быть получены для случая  $L = l_{\text{деп}_2}$ , т. е.  $N_2 = 1$ ). Таким

образом, механизм уменьшения величины дрейфа нуля ВКИ с помощью деполяризатора в схеме ВКИ без поляризатора тот же, что и в схеме ВКИ с поляризатором — уменьшение степени поляризации излучения и, следовательно, уменьшение параметров Стокса излучения на входе ВКИ.

В случае, если деполяризатор Лио расположен внутри контура ВКИ (третья и четвертая схемы), то, как показано в [6], он приводит к снижению дрейфа нуля. Однако, наглядное объяснение физического смысла механизма снижения дрейфа нуля ВКИ требует в этом случае дополнительного теоретического рассмотрения, аналогичного проводившемуся в [18], [19].

Перейдем к обсуждению количественных результатов численного моделирования. На рис. 2 приводятся зависимости величины дрейфа нуля  $\Delta\Omega$  (рис. 2а) и величины полезного сигнала  $I$  (рис. 2б) от величины  $\Delta\beta = |45^\circ - \beta|$  (на рис. 2б верхняя и нижняя линии ограничивают диапазон, в котором происходит изменение величины полезного сигнала  $I$ , т.е. его фединги). Как видно из рис. 2, для первой и второй схем величина федингов полезного сигнала не зависит от величины  $\Delta\beta$ . Отметим, что для ВКИ с деполяризатором, описанным в [13], фединги полезного сигнала несколько меньше, чем для ВКИ с деполяризатором Лио, что связано с тем обстоятельством, что деполяризатор Лио несколько короче. Относительно первой схемы может возникнуть вопрос, почему дрейф нуля и фединги полезного сигнала для нее не отличаются от последних во второй схеме. Этот вопрос рассмотрен в [6], где показано, что в ВКИ без поляризатора первая и вторая схемы дают один и тот же результат. Отметим, что в ВКИ с поляризатором [12], [13], [18], [19] целесообразно использовать вторую схему, поскольку при обратном проходе излучения деполяризатор существенно снижает фединги выходного сигнала.

Результаты численного моделирования показывают, что в случае  $\Delta\beta \ll \sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}$  величина дрейфа нуля ВКИ целиком определяется величиной  $\sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}$  ОВС деполяризатора, а при  $\Delta\beta \gg \sqrt{h_1 l_{\text{деп}_1}}$  — величиной  $\Delta\beta$ . Для третьей и четвертой схем в последнем случае и величина федингов полезного сигнала определяется также величиной  $\Delta\beta$ .

Для четвертой схемы при любых  $\Delta\beta$  дрейф нуля ВКИ несколько меньше, чем для третьей схемы, а для третьей схемы — несколько меньше, чем для первой и второй схем. При  $\Delta\beta = 0$  для третьей и четвертой схем фединги полезного сигнала практически отсутствуют. Однако, с ростом  $\Delta\beta$  дрейф нуля для всех схем сильно возрастает, а для третьей и четвертой схем появляются фединги полезного сигнала, причем для четвертой схемы дрейф нуля несколько меньше, а фединги полезного сигнала несколько больше, чем для третьей схемы.

Таким образом, при  $\Delta\beta = 0$  результаты численного моделирования согласуются с выводами работы [6]: в случае расположения деполяриза-

тора в контуре ОВС фединги полезного сигнала отсутствуют (отметим, что в этом случае они будут отсутствовать и в ВКИ с поляризатором [12]). Однако в реальном случае невозможно выполнить условие  $\Delta\beta = 0$ , и, как видно из рис. 2а, уже при  $\Delta\beta = 1^\circ \div 2^\circ$  для всех схем дрейф нуля ВКИ будет порядка 1000 град./час. Вследствие этого, более предпочтительными являются третья и четвертая схемы, дрейф нуля для которых практически такой же, как для первой и второй схем, а фединги полезного сигнала, которые значительно меньше, чем в первой и второй схемах, можно устранить с помощью специальной схемы электронной обработки сигнала [20].

Полученная в результате численного моделирования величина дрейфа нуля для третьей и четвертой схем довольно велика — 100 град./час, что допустимо для ВКИ со сравнительно низкими требованиями к точности. Однако, следует иметь в виду, что мы полагали излучение на входе ВКИ полностью поляризованным. В реальном случае излучение суперлюминисцентного диода всегда частично поляризовано, степень его поляризации порядка 0.1—0.2 [1], [3], и на выходе деполяризатора Лио степень поляризации будет в  $(5 \div 10)$  раз меньше величины  $\sqrt{h_1 l_{dep}}$ , и дрейф нуля ВКИ составит  $(10 \div 20)$  град./час. Кроме того, для расчетов нами был выбран ОВС деполяризатора далеко не с рекордными данными по связи ортогональных мод: в литературе имеются данные об ОВС с  $h = (10^{-6} \div 10^{-7}) \text{ м}^{-1}$  [16]. Существуют также суперлюминисцентные диоды с  $\Delta\lambda = (30 \div 40) \text{ нм}$  [3]. Таким образом, в рассматриваемой схеме ВКИ можно получить дрейф нуля существенно ниже — порядка 1 град./час.

Итак, предложенный в [10] метод численного моделирования применением и для расчета дрейфа нуля в ВКИ упрощенного типа — с немонохроматическим источником излучения, контуром из слабоанизотропного ОВС и деполяризатором немонохроматического излучения.

В заключение авторы выражают благодарность И. А. Шерешевскому и И. М. Нефедову за поддержку работы и ряд полезных замечаний.

Работа частично поддержана грантом 94-02-03916 РФФИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Козел С.М., Листвин В.Н., Шаталин С.В., Юшкайтис Р.В. //Оптика и спектр. 1986. Т. 61. № 6. С. 1295.
2. Малыкин Г.Б. //Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 3. С. 817.
3. Tai S., Koijima K., Noda S., Kuwata K., Hamanaka K., Nakayama T. //Ell. lett. 1986. V. 22. N 10. P. 546.
4. Burns W.K., Kersey A.D. //Jorn. of Lightwave Techn. 1992. V. 10. N 7. P. 992.

5. Lefevre H. C. //Elect. lett. 1980. V. 16. N 20. P. 778.
6. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н. //Кв. электроника. 1992. Т. 19. N 9. С. 897.
7. Rashleigh S. //Jorn. of Lightwave Techn. 1983. V. LT-1. N 2. P. 312.
8. Залогин А. Н., Коэл С. М., Листвин В. Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 2. С. 243.
9. Малыкин Г. Б. //Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. N 11–12. С. 993.
10. Малыкин Г. Б., Нефедов И. М., Шерешевский И. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. N 10. С. 1311.
11. Малыкин Г. Б., Нефедов И. М., Шерешевский И. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. N 11. С. 1473.
12. Малыкин Г. Б., Нефедов И. М., Позднякова В. И., Шерешевский И. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. N 12. С. 1567.
13. Малыкин Г. Б. //Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. N 6. С. 1314.
14. Соболь И. М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973.
15. Noda J., Okamoto K., Sasaki Y. //Jorn. of Lightwave Techn. 1986. V. LT-4. N 8. P. 1071.
16. Грудинин А. Б., Сулимов В. Б. //Труды ИОФАН. 1987. Т. 5. С. 18.
17. Малыкин Г. Б. //Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. N 3. С. 540.
18. Листвин В. Н., Логозинский В. Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 34. N 9. С. 1001.
19. Малыкин Г. Б. //Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. N 2. С. 189.
20. Kim B. Y., Shaw H. J. //Optics lett. 1984. V. 9. N 6. P. 263.

ИФМ РАН, ИПФ РАН

Поступила в редакцию  
2 ноября 1995 г.

**THE EFFECT OF ORTHOGONAL MODE RANDOM COUPLING ON  
POLARIZATION CHARACTERISTICS OF SINGLE-MODE FIBER  
LIGHTGUIDES (SMFL) AND SMFL-BASED RING INTERFEROMETERS**

**Part IV. ZERO DRIFT IN SIMPLIFIED FIBER RING  
INTERFEROMETERS WITH HETEROCHROMATIC RADIATION  
DEPOLARIZERS OF VARIOUS TYPES**

*G. B. Malykin, V. I. Pozdnyakova, E. L. Pozdnyakov*

We have considered four alternative schemes of fiber ring interferometers (FRI) without a polarizer with a contour made of a weakly anisotropic single-mode fiber lightguide (SMFL) and the Lyut depolarizer of heterochromatic radiation made of highly anisotropic SMFL, which is characterized by a weak coupling of mutually orthogonal linearly polarized modes. These versions differ by the location of the Lyot depolarizer in the FRI scheme. The calculations were made by the method of numerical simulation. The results of calculations enable us to make a conclusion that the zero drift of FRI is practically equal for all four schemes of FRI and depends strongly on the accuracy of setting the angle of the mutual orientation of the elements of the Lyot depolarizer. The results of calculations show also that if Lyot depolarizer is at the input of FRI (before the first beam splitter or between the first and second beam splitters), the fadings of the interference signal at the output of FRI are not practically removed. If the Lyot depolarizer is inside the FRI contour (at one of its ends or in the middle), on the contrary, the interference signal fadings are practically fully removed that makes these FRI schemes more preferable.

УДК 621.372.853

# ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО МЕСТА РАСПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ В КАМЕРЕ СВЧ ПЕЧИ

*A. L. Сущих*

Описывается методика определения оптимального места расположения ввода энергии в камеру СВЧ печи для нагрева диэлектриков. Предлагаемый подход позволяет возбудить в камере поле из гармоник с требуемыми относительными амплитудами. Эти амплитуды могут быть предварительно заданы, с целью получить требуемую конфигурацию напряженности поля в объеме камеры. Приводятся примеры численных расчетов.

## ВВЕДЕНИЕ

Во многих случаях при проектировании СВЧ устройств требуется возбудить в объеме поле требуемой конфигурации. В частности, в камере СВЧ печи можно потребовать обеспечения максимальной равномерности распределения плотности энергии электрического поля. Для этого нужно возбудить гармоники с некоторыми заданными коэффициентами, которые можно определить, например, по методике работы [1]. Однако, для того, чтобы возбудить в объеме колебания с конкретными амплитудами, нужно выбрать оптимальным образом тип (штырь или волновод) и место расположения источника энергии. Строгая постановка этой задачи приводит к некорректной обратной задаче: по заданному полю найти характеристики возбудителя. Решение этой задачи может не существовать или быть не единственным, к тому же нет способа его получения в замкнутой форме. Однако, в случае прямоугольного резонатора представляется возможным предложить упрощенную методику, позволяющую определить место расположения источника энергии для возбуждения гармоник с заданными весовыми коэффициентами. Применение этой методики предполагает использование вычислительной техники и, по возможности, универсальной системы программирования класса Mathcad 2.5–4.0 (хотя возможно применение любой другой универсальной системы программирования).

## МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Рассмотрим полый прямоугольный резонатор с идеально проводящими стенками. Обычно возбужденное в резонаторе поле (векторы напряженностей  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ) представляется в виде суммы конечного числа  $N$  гармо-

*A. L. Сущих*

1305

них собственных волн резонатора  $\dot{\mathbf{E}}_k$ ,  $\dot{\mathbf{H}}_k$  с некоторыми весовыми коэффициентами  $a_k$ ,  $b_k$

$$\dot{\mathbf{E}} = \sum_{k=1}^N a_k \dot{\mathbf{E}}_k, \quad \dot{\mathbf{H}} = \sum_{k=1}^N b_k \dot{\mathbf{H}}_k.$$

Численко весовые коэффициенты  $a_k$ ,  $b_k$  связаны с источниками энергии известными интегральными соотношениями ("интегралы возбуждения"). Если возбуждение колебаний осуществляется сторонним электрическим током  $\mathbf{j}_m^{\text{ст}}$  ("штырем") с частотой  $\omega$ , то коэффициенты напряженностей определяются соотношениями

$$a_k = \frac{i}{\omega^2 - \dot{\omega}_k^2} \frac{|\dot{\epsilon}|}{\dot{\epsilon}} \omega \int_V \mathbf{j}_m^{\text{ст}} \mathbf{E}_k^* dv, \quad b_k = \frac{i}{\omega^2 - \dot{\omega}_k^2} \frac{|\dot{\mu}|}{\dot{\mu}} \frac{|\dot{\epsilon}|}{\dot{\epsilon}} \dot{\omega}^* \int_V \mathbf{j}_m^{\text{ст}} \mathbf{E}_k^* dv. \quad (1)$$

При возбуждении колебаний сторонним электрическим полем (волноводом)

$$a_k = \frac{i}{\omega^2 - \dot{\omega}_k^2} \frac{|\dot{\epsilon}|}{\dot{\epsilon}} \frac{|\dot{\mu}^*|}{\dot{\mu}} \dot{\omega}_k^* \int_{S_{\text{вн}}} [\dot{\mathbf{E}}_m^{\text{ст}}, \mathbf{H}_k^*] ds, \\ b_k = \frac{i}{\omega^2 - \dot{\omega}_k^2} \frac{|\dot{\mu}|}{\dot{\mu}} \dot{\omega} \int_{S_{\text{вн}}} [\dot{\mathbf{E}}_m^{\text{ст}}, \mathbf{H}_k^*] ds. \quad (2)$$

Пусть в резонаторе необходимо возбудить  $N$  определенных гармоник с заданными относительными амплитудами, т. е. коэффициенты  $a_k$ ,  $b_k$  известны. Подставим в (1), (2) выражения собственных функций резонатора в явном виде. При заданных параметрах источника энергии ( $\mathbf{j}_m^{\text{ст}}(l)$ , где  $l$  — длина штыря,  $\dot{\mathbf{E}}_m^{\text{ст}}(S_{\text{вн}})$ , заданы размеры сечения волновода) получим, что справедливость  $k$ -го равенства зависит от координат расположения возбудителя. При некоторых ограничениях, накладываемых на возможное место расположения возбудителя, эту зависимость можно выразить явно. В результате получаем  $N$  независимых уравнений относительно координат расположения всевозбудителя. Искомое решение должно одновременно удовлетворять всем уравнениям. Для нахождения решения (или установлении факта его отсутствия) строим графики функций, удовлетворяющих равенствам. Точка пересечения или максимального сближения кривых, соответствующих каждой из гармоник, даст искомое место расположения возбудителя, который обеспечит заданные относительные амплитуды.

Проиллюстрируем описанную методику на следующем примере. Пусть задан прямоугольный резонатор  $A \times B \times C$  (рис. 1), в котором необходимо

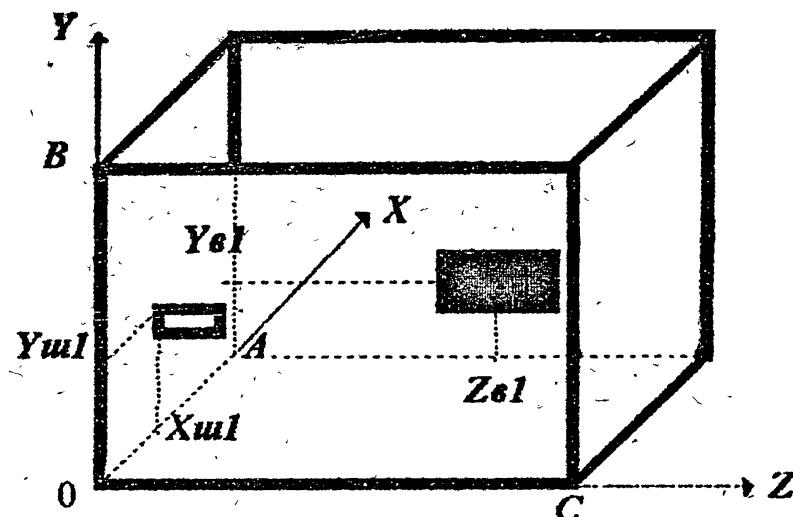


Рис. 1.

возбудить гармоники  $E$ -поля с заданными нормированными относительными коэффициентами  $a_{mnq}^{\text{зад}}$  напряженностей электрического вектора, соответствующих каждому заданному набору индексов  $m n q$ .

Выберем в качестве источника энергии штырь длиной  $L$  с плотностью тока  $J(l) = J_{m0} \sin(k(L-l))$  ( $k$  — волновое число). Пусть по конструктивным соображениям желательно его расположение на стенке  $XY$  ( $z=0$ ). Полагаем, что он установлен перпендикулярно ее плоскости в точке с координатами  $x, y$  (рис. 1). Подставляя в соответствующее выражение (1) собственные функции резонатора и стороннего тока, получим

$$a_{mnq} = \frac{i}{\omega^2 - \omega_n^2} \frac{|\epsilon|}{\epsilon} \omega E_{mz} \sin\left(\frac{m\pi}{A}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{B}y\right) \times \\ \times \int_0^L J_{m0}^{\text{ст}} \sin(k(L-z)) \cos\left(\frac{q\pi}{C}z\right) dz.$$

Из последнего выражения можем получить координаты точек расположения штыря на стенке  $XY$ , при которых штырь обеспечивает возбуждение гармоники  $m n q$  с амплитудой  $a_{mnq}$ :

$$y(x) = \frac{B}{n\pi} \left[ \arcsin \left[ \frac{\bar{a}_{mnq}}{\sin\left(\frac{m\pi}{A}x\right)} \right] + \pi j \right], \quad (3)$$

где  $\bar{a}_{mnq} = \frac{a_{mnq}^{\text{зад}}}{S_{mnq}}$  — нормированный коэффициент.  $S_{mnq}$  — нормированные амплитуды гармоник, абсолютные значения  $S_{mnq}$  которых определяются

из выражения

$$S_{mnq} = \frac{i}{\omega^2 - \omega_{mnq}^2} \frac{|\dot{\epsilon}|}{\dot{\epsilon}} \omega E_{mz} \int_0^L J_{m0}^{\text{ct}} \sin(k(L-z)) \cos\left(\frac{q\pi}{C} z\right) dz.$$

Так как функция  $\arcsin$  многозначная, то, обычно, одной заданной амплитуде соответствуют несколько кривых оптимальности (это учитывается в (3) целочисленным индексом  $j = 0, 1, 2, \dots$ ). Построим совместно графики функции  $y(x)$  для каждого из заданных наборов индексов  $m n q$ . Точки на графике, в которых все кривые пересекаются (если такие точки есть) или максимально сближаются между собой, и будут точками, в которых нужно расположить штырь для возбуждения гармоник с заданными амплитудами. В качестве численного примера рассмотрим возбуждение штырем четырех гармоник  $E$ - поля в камере с размерами  $A = 490$ ,  $B = 510$ ,  $C = 570$  (мм). Частота возбуждения 2,45 ГГц. Относительные амплитуды, с которыми необходимо обеспечить возбуждение (например, с целью обеспечения наибольшей равномерности распределения напряженности электрического поля), указаны во второй колонке табл. 1. На рис. 2 представлен вид лежащей в плоскости  $YX$  части стенки камеры, с изображениями линий оптимальности каждой из четырех гармоник (желаемым расположением штыря соответствуют полуокруглые участки кривых). Видно, что около точки с координатами  $x \approx 212$  мм,  $y \approx 276$  мм кривые максимально приближаются друг к другу. Расположение штыря близко к этой точке приведет к возбуждению гармоник с амплитудами, близкими к заданным. В третьей колонке табл. 1 приведены результаты расчета относительных амплитуд гармоник при расположении штыря в точке III с координатами  $x = 213$  мм,  $y = 268$  мм. Несмотря на то, что расчетные амплитуды первой и третьей гармоник из табл. 1 не вполне соотносятся с заданными, результаты, на наш взгляд, можно считать вполне удовлетворительными, учитывая произвольность задаваемых амплитуд и невозможность предсказания их взаимного влияния друг на друга при смещениях источника. Отметим, что данная точка может быть не единственным оптимальным местом расположения штыря. Так как каждой гармонике соответствует несколько кривых, то возможно существование других точек, расположение в которых возбудителя даст близкие к требуемым амплитуды гармоник.

Таблица 1

Вид колебаний $E$ -поля	Заданная относительная амплитуда	Расчетная относительная амплитуда
$E_{157}$	0,506	0,673
$E_{365}$	0,440	0,446
$E_{437}$	0,724	0,566
$E_{732}$	0,160	0,169

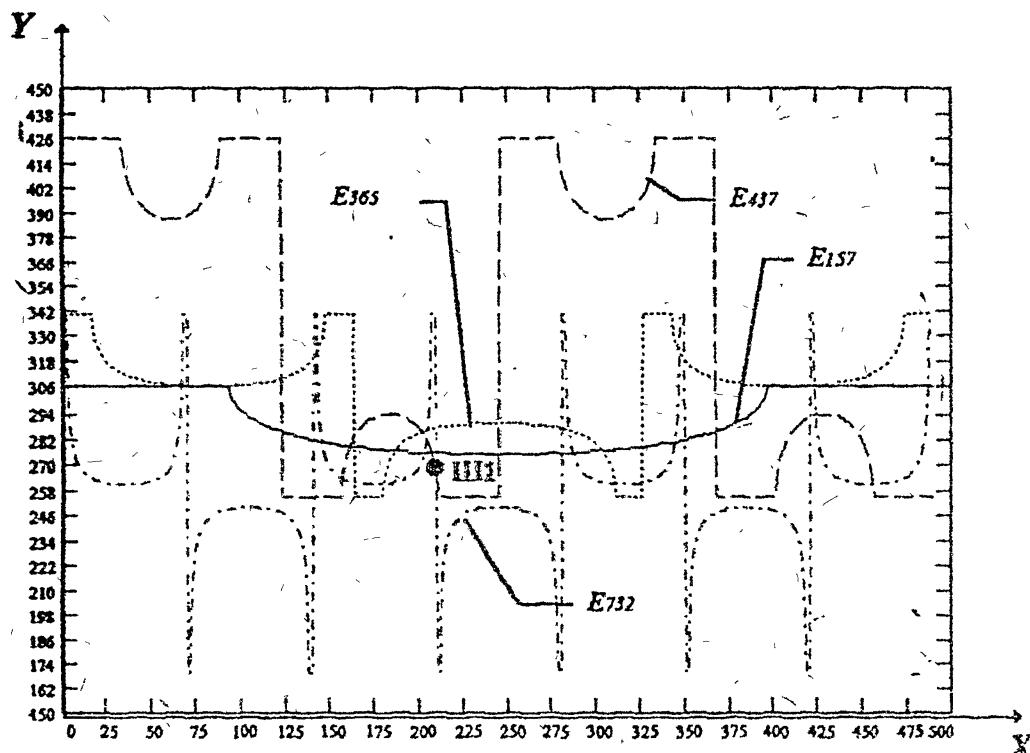


Рис. 2.

Описанный подход применим и при возбуждении колебаний в объеме с помощью волновода. Выражения для линий оптимальности, получаемые в этом случае из (2), значительно более громоздки, чем при возбуждении штырем, и поэтому здесь не приводятся. На рис. 3 приведены графики оптимальных расположений центра волновода на стенке  $YZ$  той же камеры (длинная сторона волновода направлена вдоль оси  $Z$  (рис. 1), размеры поперечного сечения  $92 \times 31$  мм, частота  $2,45$  ГГц) для возбуждения в объеме колебаний  $H$ -типа, приведенных в первой колонке табл. 2. В третьей колонке табл. 2 приведены результаты расчета относительных амплитуд напряженности магнитного поля при расположении центра волновода в точке  $B1$  с координатами  $y = 179$  мм,  $z = 180$  мм. Видно, что заданное отношение амплитуд достаточно хорошо выполняется.

Таблица 2

Вид колебаний $H$ -поля	Заданная относительная амплитуда	Расчетная относительная амплитуда
$H_{157}$	0,261	0,261
$H_{365}$	0,411	0,421
$H_{732}$	0,874	0,869

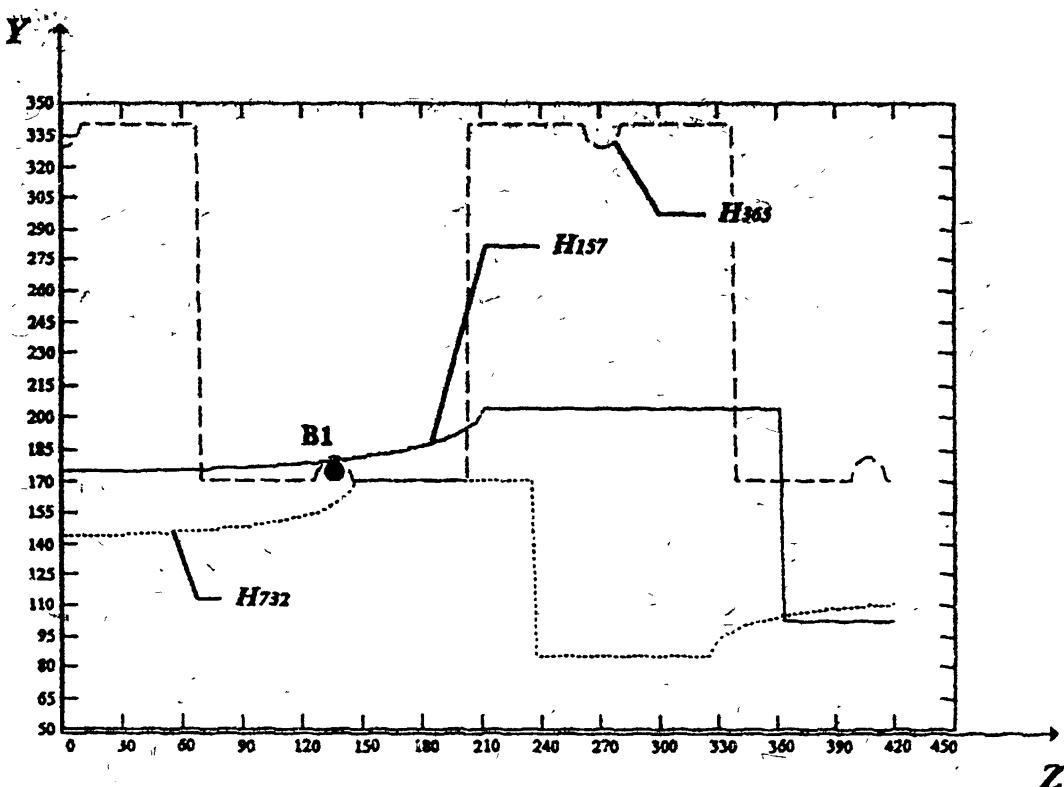


Рис. 3.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная методика позволяет выбрать оптимальное место расположения возбудителя электромагнитных полей в прямоугольном объемном резонаторе, с точки зрения возбуждения требуемых гармоник резонатора с нужными амплитудами. Выбирая из конструктивных соображений стенку камеры, через которую будет подводится энергия, проектировщик может определить оптимальное положение возбудителя на этой стенке для задания требуемой конфигурации поля — многомодового или, наоборот, моногармонического режима. Заметим, что не все возможные комбинации амплитуд являются физически реализуемыми в конкретных случаях.

Приведенные выше результаты, полученные для полого прямоугольного резонатора, можно обобщить на прямоугольный резонатор с произвольным диэлектрическим или магнитным включением (отметим, что объем вычислительной работы в этом случае многократно возрастает).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зусмановский А. С., Лейбин Ю. В. //Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1968. № 9. С. 46.

Новосибирский государственный  
технический университет

Поступила в редакцию  
7 июля 1995 г.

## A SELECTION OF AN OPTIMAL LOCATION OF AN ENERGY SOURCE IN THE MICROWAVE OVEN CHAMBER

*A. L. Soushchikh*

A procedure to determine the exciting device optimal placement in the microwave oven chamber is discussed. The procedure makes it possible to excite in the chamber the field of harmonics with required relative amplitudes. Amplitude ratios can be preliminary given to obtain a required configuration of the field strength in the chamber volume. The calculation examples are given.

УДК 538.566

# РАСЧЕТ СДВ ПОЛЕЙ В ВОЛНОВОДЕ С ТРЕХМЕРНОЙ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

*O. B. Соловьев, B. V. Агапов*

Решена задача о поле элементарного источника в нерегулярном импедансном волноводе. Трехмерная нерегулярность одной из стенок волновода задана неоднородным по площади импедансом. Для решения в рамках метода интегральных уравнений разработана процедура асимптотического преобразования двумерного уравнения в одномерное, учитывающая волны, отраженные от всех границ неоднородности. Полученное одномерное интегральное уравнение для точек, принадлежащих как линии трассы, так и граничному контуру неоднородности, решается численно с помощью оригинального алгоритма. Приведены результаты модельных расчетов в околосземном волноводе для случая больших, в масштабе длины волны, ионосферных возмущений.

Актуальной задачей теории распространения радиоволн остается проблема учета влияния локальных неоднородностей ионосфера и земной поверхности на поле заданного источника в околосземном волноводе. Под термином "локальная неоднородность" мы понимаем трехмерную неоднородность среды распространения, т.е. такую неоднородность, размеры которой ограничены как в направлении вдоль трассы распространения (когда трассу называют многокусочной), так и в направлении поперек трассы распространения. Наличие такой неоднородности исключает возможность сведения изначально трехмерной задачи к двумерной. Разрабатываемый нами алгоритм применим как для больших, так и для малых, в смысле геометрических размеров, неоднородностей. Единственное условие его применимости — это достаточная удаленность возмущения от источника поля:  $k r \gg 1$ . Таким образом, с его помощью может быть оценено влияние на поле в приземном волноводе всевозможных образований нижней ионосферы, вызываемых возмущениями как естественного (землетрясения, терминатор, магнитные бури, высыпания энергичных электронов из радиационных поясов Земли и др.), так и антропогенного (старты космических аппаратов; подземные, наземные, и воздушные, взрывы; эксперименты по высокочастотному нагреву ионосферы) характера [1]. Размеры таких неоднородностей в горизонтальной плоскости могут быть от сотен до тысяч километров в диаметре [2]. Подобного рода неоднородности на земной стенке волновода — это неоднородности "островного" и "полуостровного" типа, при рассмотрении которых существенным может оказаться их ограниченность в поперечном к трассе

распространения направлении. Наиболее остро эта задача встает при прогнозировании поля земной волны над реальной земной поверхностью. В этом случае учет поперечных размеров неоднородностей земной поверхности оказывается одним из факторов, определяющих точность работы навигационных систем.

Данная работа является непосредственным продолжением работы [3]. Она развивает предложенный ранее алгоритм, и используя вновь созданные программы расчетов, представляет численные результаты для конкретных примеров. Поскольку подробная библиография по данной проблеме содержится в [3], мы не будем здесь приводить уже опубликованный список, а лишь добавим к нему работу [4], авторы которой разрабатывают методы параболического уравнения, используя алгоритмы задачи Коши. В [4] сравниваются решения, полученные методом сеток в двумерном и трехмерном вариантах, для задачи распространения над неоднородностями земной поверхности в изотропном сферическом волноводе с импедансными стенками при возбуждении поля вертикальным электрическим диполем. Как известно [5], замена системы уравнений эллиптического типа (уравнения Максвелла) на уравнения параболического типа вносит принципиально неуменьшаемую погрешность, оценить которую достаточно сложно. При этой замене отбрасываются также волны, распространяющиеся во встречном направлении. Это свидетельствует о том, что актуальность развивающегося нами метода интегральных уравнений не пропадает.

В нашей модели локальные неоднородности и на земной, и на ионосферной стенках волновода описываются одинаково — неоднородным по площади импедансом. Не конкретизируя физические причины возникновения ионосферных неоднородностей, можно утверждать, что все они в конечном итоге выражаются соответствующими изменениями вертикальных профилей электронной концентрации и частоты соударений электронов, используя которые, отражательные характеристики ионосферы в СДВ диапазоне могут быть описаны с помощью импеданса, отнесенного к некоторому, вполне конкретному, уровню над поверхностью Земли [6]. Проведенные исследования показали, что если ионосферное возмущение сопровождается опусканием (или подъемом) ионосферы не более чем на 5–8 км, то допустимо описание такой неоднородности импедансом, отнесенным к высоте ионосферной стенки регулярного волновода. Соответствующая методика, определяющая по вертикальным профилям электронной концентрации и частоты соударений значения импеданса регулярной и возмущенной ионосферы, описана в [7].

Отметим также, что как и в [3] мы ограничиваемся скалярной постановкой задачи, когда пренебрегается деполяризацией поля при отражении от иерогулярности. Чтобы не усложнять изложение, в данной работе все рассуждения и численные примеры мы, для наглядности, проведем в

рамках плоской импедансной модели приземного волновода. Для определенности будем также считать, что трехмерная неоднородность  $S_v$  располагается на верхней стенке волновода. Исследование аналогичной задачи в цилиндрической или сферической модели волновода не вносит принципиальных изменений в представляемый ниже алгоритм. Необходимые в этом случае формулы, учитывающие геометрию задачи, приведены в [3].

Итак, постановка задачи соответствует [3]: электромагнитное поле, возбуждаемое вертикальным электрическим диполем с полным дипольным моментом  $P_0$  в области  $D \in \mathbb{R}^3$ , ограниченной поверхностями  $S_o$  и  $S_u$ , определяется однокомпонентным вектором Герца  $\vec{\Pi} = \Pi(x, y, z)\vec{e}_z$ . Свойства  $D$  совпадают со свойствами вакуума. В декартовой системе координат  $(x, y, z)$  (или цилиндрической  $(r, \varphi, z)$ , связанной с источником) поверхность  $S_o$  задается уравнением  $z = 0$ , поверхность  $S_u$  — уравнением  $z = h$ . Функция  $\Pi(x, y, z)$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца в  $D$  и импедансным граничным условиям:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial n} = ik\delta(M)\Pi \Big|_{M \in S_o, S_u},$$

где  $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  — волновое число в вакууме,  $\vec{n}$  — внешняя нормаль к границам волновода,  $\delta(M)$  — неоднородный по площади поверхностный импеданс в точке  $M$ , принадлежащей рассматриваемой поверхности. Граничное условие по  $r$  предполагает затухание поля при  $r \rightarrow \infty$ . Источник располагается в точке с координатами  $(0, 0, z_0)$ . Зависимость от времени принята в виде  $\exp(-i\omega t)$ . Конкретизируя вид функции  $\delta(M)$ , будем считать, что  $\delta(M) = \delta_o = \text{const}$  для  $M \in S_o$ ,  $\delta(M) = \delta_u = \text{const}$  для  $M \in S_u \setminus S_v$ ,  $\delta(M) = \delta_v(r, \varphi)$  для  $M \in S_v$ .

Мы кратко повторим вывод основных формул из [3], и представим их в виде, который нам кажется более простым и прозрачным, чем ранее.

Используя формулу Грина, можно получить выражение для искомой функции  $\Pi$  в любой точке волновода через поверхностный интеграл по области  $S_v$ , нарушающей регулярность задачи:

$$\Pi(\vec{R}) = \Pi_0(\vec{R}) + \frac{ik\epsilon_0}{P_0} \int \int_{S_v} \Pi(\vec{R}') \Pi_0(\vec{R}, \vec{R}') (\delta_v(r', \varphi') - \delta_u) dS', \quad (1)$$

$$\vec{R} \in D \setminus S_v, \quad \vec{R}' \in S_v.$$

В (1)  $\vec{R}(r, \varphi, z)$  — радиус-вектор точки наблюдения,  $\vec{R}'(r', \varphi', z' = h)$  — радиус-вектор точки интегрирования,  $\Pi_0(\vec{R})$  — вектор Герца регулярной задачи для плоского волновода толщиной  $h$  и однородными импедансами стенок  $\delta_o$ ,  $\delta_u$  [8];  $\Pi_0(\vec{R}, \vec{R}')$  — функция Грина, выражение для которой можно получить из  $\Pi_0(\vec{R})$ , если сделать следующие замены:

$$r \rightarrow r_1 = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')} \quad z \rightarrow z' = h.$$

Выделяя быстроосцилирующий множитель, описывающий поле диполя над идеально проводящей плоскостью

$$\Pi(\vec{R}) = \frac{P_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{e^{ikr}}{r} V(\vec{R}), \quad \Pi_0(\vec{R}, \vec{R}') = \frac{P_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{e^{ikr_1}}{r_1} V(\vec{R}, \vec{R}'),$$

преобразуем уравнение (1) к уравнению для функции ослабления  $V(\vec{R})$ , которое, если ввести эллиптические координаты  $(u, v)$  на поверхности  $S_v$

$$x' = \frac{r}{2} \text{ch} u \cos v, \quad y' = \frac{r}{2} \text{sh} u \sin v,$$

$$r' + r_1 = r \text{ch} u; \quad dS' = r_1 r' du dv, \quad -\infty < u < \infty; \quad 0 \leq v \leq \pi,$$

можно записать следующим образом:

$$V(\vec{R}) = V_0(\vec{R}) + \frac{ikr}{2\pi} (\delta_v - \delta_{v_0}) \int \int_{S_v} V(\vec{R}') V_0(\vec{R}, \vec{R}') e^{ikr(\text{ch} u - 1)} du dv. \quad (2)$$

Координата  $u$  в подынтегральном выражении (2) изменяется наибыстрейшим образом в направлении, поперечном трассе распространения. Проекция на плоскость  $z = h$  прямой, соединяющей источник и приемник, есть линия  $u = 0$ . Записывая поверхностный интеграл из формулы (2) в виде повторного:

$$\int \int_{S_v} f(u, v) e^{ikr(\text{ch} u - 1)} du dv = \int_{v<}^{v>} dv \int_{u<(v)}^{u>(v)} f(u, v) e^{ikr(\text{ch} u - 1)} du, \quad (3)$$

где  $f(u, v) = V(\vec{R}') V_0(\vec{R}, \vec{R}')$ , а функции  $u<(v)$ ,  $u>(v)$  для  $v< \leq v \leq v>$  описывают в эллиптических координатах границу  $\partial S_v$  области  $S_v \in S_u$ , и представляя интеграл в конечных пределах по  $du$  в виде разности интегралов в полу бесконечных пределах:

$$\int_{u<(v)}^{u>(v)} \dots du = \int_{u<(v)}^{\infty} \dots du - \int_{u>(v)}^{\infty} \dots du, \quad (4)$$

мы производим асимптотическую оценку последних по большому параметру задачи  $kr \gg 1$ . Наличие большого параметра позволяет считать функцию  $f(u, v)$  медленно меняющейся на фоне  $\exp(ikr \text{ch} u)$  и воспользоваться методом стационарной фазы. Как известно, главный член в этом случае имеет порядок  $O(1/\sqrt{kr})$ . Для получения членов следующего порядка малости  $O(1/kr)$  можно следовать [9] или [10] — результат будет

один:

$$\int_{u>(v)}^{\infty} f(u, v) e^{ikr[\operatorname{ch} u - 1]} du \approx \frac{\exp\{ikr[\operatorname{ch} u>(v) - 1]\}}{i\sqrt{2kr}} G(u>(v), v) + O((kr)^{-3/2}), \quad (5)$$

где

$$G(u(v), v) = \sqrt{\pi} e^{i3\pi/4} f(0, v) w(e^{i\pi/4} p) + \frac{1}{p} \left[ f(0, v) - \frac{f(u(v), v)}{\operatorname{ch}(u(v)/2)} \right],$$

$$p = \sqrt{2kr} \operatorname{sh} \frac{u(v)}{2}, \text{ а функция } w(x) = e^{-x^2} \left( 1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt \right)$$

называется обычно интегралом вероятностей комплексного аргумента [11]. Формула (5) показывает, что с точностью до членов порядка  $O(1/kr)$  поведение интегрального члена из уравнения (2) (или (1)) определяется поведением  $f(u, v)$  в двух точках: во-первых, в седловой точке  $u = 0$  ( $\varphi = 0, 0 \leq r' \leq r$ ), определяемой функцией  $\exp(ikr \operatorname{ch} u)$ , и во-вторых, в концевых точках промежутка интегрирования  $u<(v), u>(v)$ , т.е. фактически в точках, принадлежащих  $\partial S_v$ . Следует обратить внимание на то, что остающийся в (2) после оценки интеграла по  $du$ , интеграл по  $dv$  можно рассматривать как криволинейный интеграл вдоль границы неоднородности  $\partial S_v$ , т.к. сначала интегрирование идет от  $v<$  до  $v>$  вдоль  $u<(v)$ , а затем в обратном направлении вдоль  $u>(v)$ , замыкая, таким образом, контур интегрирования. Это будет криволинейный интеграл 2-го типа по плоской замкнутой кривой  $\partial S_v$ . Контур интегрирования обходится по часовой стрелке. Здесь можно отметить, что в том случае, когда  $S_v$ , представляет собой полуплоскость, под  $\partial S_v$  необходимо понимать линию, разделяющую  $S_v$  на части:  $S_v$  и  $S_u \setminus S_v$ . Таким образом, в результате преобразований (2), (3), (4) и с учётом асимптотической оценки (5) от двумерного интегрального соотношения (1) мы приходим к одномерному интегральному соотношению (считая  $\delta_v - \delta_u = \text{const}$  на  $S_v$ , мы выносим эту разность из-под знака интеграла):

$$V(\vec{R}) = V_0(\vec{R}) + \frac{\sqrt{kr/2}}{2\pi} (\delta_v - \delta_u) \oint_{\partial S_v} \exp ikr(\operatorname{ch} u(v) - 1) G(u(v), v) dv, \quad (6)$$

из которого следует, что с точностью до членов порядка  $O(1/kr)$  поле в точке наблюдения определяется через значения функции ослабления на части линии, соединяющей источник и приемник:

$$f(0, v) = V(\vec{R}') V_0(\vec{R}, \vec{R}') \Big|_{\vec{R}' \in \begin{cases} u = 0, \\ u< \leq v \leq u>, \end{cases}}$$

а также через значения поля на границе неоднородности:

$$f(u(v), v) = V(\vec{R}') V_0(\vec{R}, \vec{R}') \Big|_{\vec{R}' \in \partial S_v = u(v)}.$$

Наличие в одномерном интегральном соотношении (6) членов, определяемых вкладом в полное поле отражений от граничных точек неоднородности, и составляет его основное отличие от известных ранее. Запись интегрального члена в (6) в виде контурного криволинейного интеграла значительно упрощает в дальнейшем построение численной процедуры определения решения.

Используя асимптотическое выражение для  $w(e^{i\pi/4} p)$  при  $k r \gg 1$ , подынтегральное выражение в (6) можно конкретизировать и для некоторых  $u(v)$  упростить, если ограничиваться только членами порядка  $O(1/k r)$ . При этом надо иметь в виду, что для  $\partial S_v$ , находящейся в области  $u < 0$ , имеет смысл учитывать соотношение симметрии:  $w(-x) = -2 \exp(-x^2) - w(x)$ . Тогда для  $0 \leq |u(v)| \leq u^{(1)}$ , где  $u^{(1)}$  определяется из соотношения  $\operatorname{chu}^{(1)} = 1 + 1/k r$ , можно считать:

$$G(u(v), v) = \begin{cases} \sqrt{\pi} e^{i3\pi/4} f(0, v) w(e^{i\pi/4} p) & \text{для } u \geq 0, \\ \sqrt{\pi} e^{i3\pi/4} f(0, v) [2 \exp\{-ikr[\operatorname{chu}(v) - 1]\} - w(e^{i\pi/4} |p|)] & \text{для } u < 0. \end{cases}$$

В области  $u^{(1)} < |u(v)| < u^{(2)}$ , где  $u^{(2)}$  определяется из соотношения  $\operatorname{chu}^{(2)} = 1 + 1/2\sqrt{k r}$  — необходимо использовать наиболее общее выражение (5), а вот для  $|u(v)| \geq u^{(2)}$  можно также использовать упрощенное выражение:

$$G(u(v), v) = \begin{cases} -f(u(v), v)/p \operatorname{ch} \frac{u(v)}{2} & \text{для } u \geq 0, \\ 2\sqrt{\pi} e^{-ikr[\operatorname{chu}(v)-1]+i3\pi/4} f(0, v) + f(u(v), v)/|p| \operatorname{ch} \frac{u(v)}{2} & \text{для } u < 0. \end{cases}$$

На наш взгляд, интересно уточнить: каким образом соотносятся только что определенные области и их границы  $u^{(1)}$  и  $u^{(2)}$  с границами зон Френеля  $u_m = \operatorname{const}$ ,  $m = 1, 2, \dots$ , которые определяются из соотношения  $\operatorname{chu}_m = 1 + m\pi/k r$  (строго говоря, только в том случае, когда источник и приемник располагаются на той же стенке волновода, что и неоднородность  $S_v$ ). Итак, первая область  $|u(v)| \leq u^{(1)}$  всегда лежит внутри первой зоны, а вот вторая область  $|u(v)| < u^{(2)}$  может охватывать значительное число зон Френеля, причем тем большее, чем больше горизонтальное расстояние между источником и точкой наблюдения  $k r$ . Таким образом,

напрашивается следующий естественный вывод: чем ближе расположены источник и приемник, тем более узкая часть неоднородности  $S_v$ , непосредственно прилегающая к линии трассы, оказывает влияние на поле в точке наблюдения. С увеличением  $k\tau$  увеличивается в своем поперечнике и часть  $S_v$ , оказывающая заметное влияние на поле в точке наблюдения.

В рассматриваемой нами эллиптической системе координат точка наблюдения  $\tilde{R}$  задается значениями  $u = 0, v = 0$ . Только в том случае, когда  $\tilde{R} \in S_v$ , выражение (6) можно считать интегральным уравнением. Для его решения был разработан численно-аналитический метод, суть которого состоит в обращении основной части интегрального оператора (6), содержащей только функцию  $V(0, v)$ , и в поэтапном уточнении значений искомой функции  $V(u(v), v)$  на границе неоднородности  $\partial S_v$ . На формальном уровне это означает, что интегральный оператор уравнения (6) разбивается на две части: А и В, где А — доминирующая часть, причем типа Вольтерра, обращать которую можно с помощью пошаговой численной процедуры, описанной, например, в [12]. Возможность такого разделения открывается по причине того, что выражение для искомой функции  $V(u(v), v)$  на границе  $\partial S_v$  входит в  $G(u(v), v)$  только в наименьший член порядка  $O(1/k\tau)$ . Тогда, если записать (6) в виде:  $V = V_0 + A \times V + B \times V$ , то использованная нами итеративная процедура может быть описана следующим образом:

$$V^{(n)} = V_0 + A \times V^{(n)} + B \times V^{(n-1)}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad V^{(0)} = V_0. \quad (7)$$

В качестве теста для проверки работы алгоритма мы использовали сравнение с результатами, полученными путем численного решения строгого двумерного интегрального уравнения (1) в случае малого прямоугольного острова, расположенного на трассе распространения земной волны [13]. Для иллюстрации скорости сходимости итерационного процесса можно привести следующие цифры. Если среднее отличие значений амплитуды функции ослабления на границе для нулевого и первого приближений было 13%, то средняя разница между значениями первого и второго приближений не превышала 0,5%. Отличия значений полей в точках, удаленных от границы, еще меньше.

Быстрая сходимость итерационного процесса объясняется, на наш взгляд, следующими обстоятельствами: во-первых, оператор А, обращаемый непосредственно, уже учитывает как продольную неоднородность трассы, так и конечность поперечных размеров присутствующих неоднородностей. Это связано с наличием в ядре А функции  $w(e^{i\pi/4} p)$ , реальная часть которой для данного аргумента с ростом  $p$  монотонно и быстро убывает от единицы, а мнимая часть, равная нулю при  $p \leq 0$ , имеет один максимум порядка 0,24 в районе  $p = 0,6$ , затем с ростом  $p$  также монотонно убывает к нулю. Поэтому существенный трехмерный эффект

и характерное поведение поля проявляются всегда уже в первом приближении. Во-вторых, важным оказывается то, что оператор  $B$  содержит малый параметр задачи:  $1/\sqrt{kr}$ . Численные эксперименты показали, что сходимость итерационного процесса возрастает с увеличением  $kr_{\min}$ , где  $r_{\min}$  — есть расстояние от источника до ближайшей точки неоднородной области. Ошибка первого приближения может быть оценена по порядку величины как  $O(1/kr_{\min})$ .

В нашем случае время машинного счета пропорционально количеству итераций, числу точек, на которое разбита граница, и среднему числу шагов от источника до граничных точек. Поскольку выполнение каждого шага связано с вычислением интеграла по границе  $\delta S_v$ , то время, затрачиваемое на этот шаг, пропорционально опять-таки числу граничных точек. Таким образом, затраты машинного времени пропорциональны квадрату периметра области  $S_v$  (квадрату длины  $\delta S_v$ ). При решении аналогичных задач с помощью двумерного уравнения [13] затраты машинного времени пропорциональны квадрату площади неоднородной области, и, значит, предлагаемый алгоритм может существенно ускорить процесс вычислений.

В качестве примера работы алгоритма мы приводим результаты расчетов модуля (рис. 1) и фазы (рис. 2) функции ослабления  $V$  во втором приближении для плоского импедансного волновода, моделирующего околосземный волновод, при наличии неоднородности на ионосферной стенке, в случае когда источник располагается на Земле, а точка наблюдения находится на высоте  $z = 8$  км над ее поверхностью. Исследуемая частота  $f = 20,5$  кГц. Параметры модельного волновода следующие: импеданс земной стенки, определяемый значением проводимости  $\sigma = 4S/m$ , есть  $\delta_0 = (0,3773 - 0,3773i) \cdot 10^{-3}$ , высота и импеданс ионосферной стенки волновода, определяемые по дневным профилям спокойной ионосферы [14],  $h = 58,9$  км,  $\delta_n = (0,2968 + 0,1453i)$ , импеданс возмущенной области  $S_v$ , определенный по высотным профилям электронной концентрации и эффективной частоты соударений электронов [14], соответствующих высокочастотному нагреву ионосферной плазмы интенсивным радиоизлучением необыкновенной поляризации с частотой  $F = 2,8$  МГц и мощностью  $W_0 = 100$  МВт —  $\delta_v = (0,1339 + 0,1491i)$ . Методика определения  $h$ ,  $\delta_n$ ,  $\delta_v$  подробно описана в [7]. Значения регулярной функции ослабления  $V_0$  вычислялись путем суммирования ряда нормальных волн [8], число членов в котором (для принятой точности вычислений  $10^{-4}$ ) варьировалось от пяти до девяти в зависимости от расстояния источник — точка наблюдения. Рассмотренные неоднородности  $S_v$  имели форму вытянутого вдоль трассы эллипса

$$\left( (x - x_0)/a \right)^2 + (y/b)^2 \leq 1$$

и характеризовались следующими параметрами:  $x_0 = 600$  км,  $a = 250$  км,

$b_1 = 50$  км и  $b_2 = 150$  км. На графиках приводятся кривые значений модуля и фазы функции ослабления  $V$  при движении точки наблюдения вдоль линии  $z = 1200$  км. Как видно, кривые, соответствующие возмущениям различной ширины ( $b_1$  и  $b_2$ ), существенно разнесены друг от друга и, для выбранной линии наблюдения, значительно отстоят от кривых, описывающих поведение регулярного поля (штриховые линии). Это говорит о том, что точность вычислений, определяемая представленным алгоритмом, позволяет следить за поперечными размерами локальных неоднородностей, искажающих регулярное поле. С ростом  $y$  кривые, описывающие поведение возмущенного поля, стремятся к невозмущенным кривым, осциллируя вокруг последних. Это абсолютно естественно с физической точки зрения, т.к. с ростом  $y$  точка наблюдения раньше или позже (в зависимости от величин  $b_1$  и  $b_2$ ) выходит в "незатененную область", когда возмущение оказывается в стороне от линии трассы.

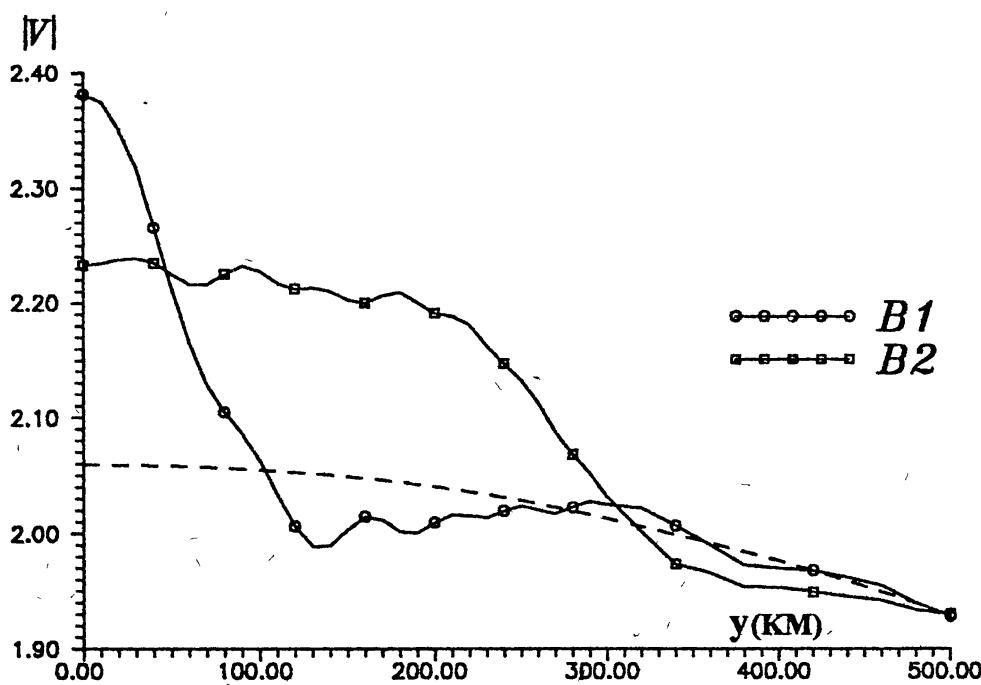


Рис. 1.

В заключение отметим, что описанный в работе алгоритм решения трехмерной нерегулярной волноводной задачи позволяет значительно повысить эффективность численного решения. В отличие от известных в литературе, предлагаемый подход позволяет оценивать влияние на поле в волноводе неоднородностей, размеры которых могут значительно пре- восходить длину волны исследуемого поля. В данной работе мы ограни-

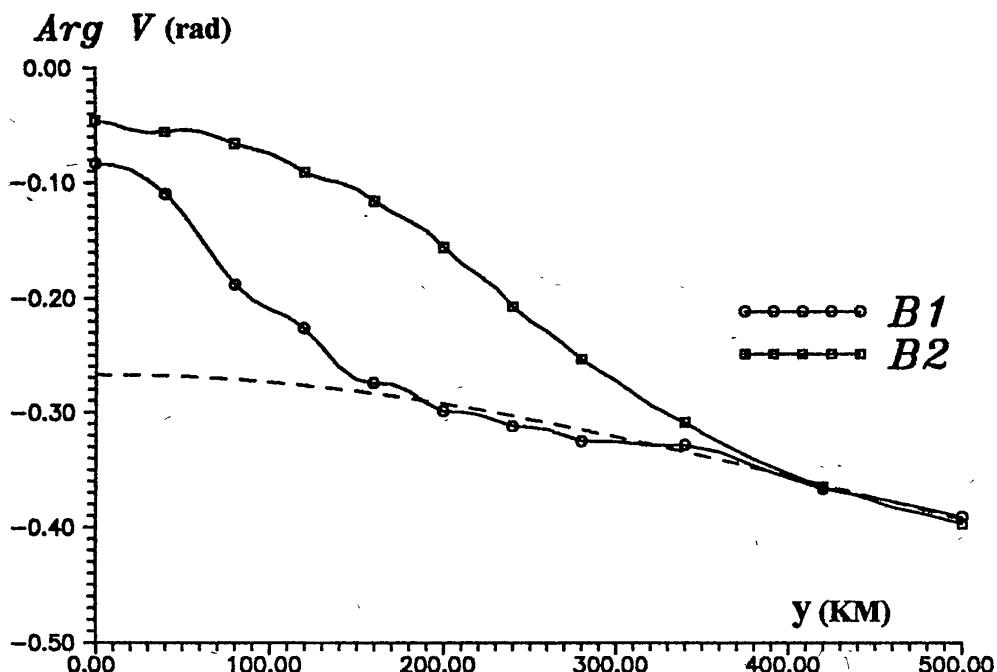


Рис. 2.

чились примером модельного расчета, считая, что сравнение расчетов с известными экспериментальными данными должно быть темой другого исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (93-02-17048).

#### ЛИТЕРАТУРА

- Гоков А. М., Гритчин А. И., Капанин И. И. и др. // XVII Конференция по распространению радиоволн. Ульяновск, 1993. Тез.докл. Секции 6, 7, 8. С. 65.
- Пахомова О. В., Черногор Л. Ф. // XVII Конференция по распространению радиоволн. Ульяновск, 1993. Тез.докл. Секции 6, 7, 8. С. 66.
- Соловьев О. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 9. С. 1078.
- Лутченко А. А., Лутченко Л. Н., Тихомиров Н. П. // В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып.23. — Л.: Гос.ун-т, 1990. С. 51.
- Свешников А. Г., Боголюбов А. Н., Минаев Д. В., Сычкова А. В. // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38. № 5. С. 804.

6. Кириллов В. В. //В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып.17. — Л.: Гос.ун-т, 1979. С. 57.
7. Соловьев О. В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 10. С. 1236.
8. Макаров Г. И., Новиков В. В. //В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып.7. — Л.: Гос.ун-т, 1968. С. 19.
9. Пересада В. П. //Радиотехника. 1957. Т. 12. № 9. С. 12.
10. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1. — М.: Мир, 1978.
11. Справочник по специальным функциям /Под ред. Абрамовича М. и Стиган И. — М.: Наука, 1979.
12. Wagner C. //J. Math. Phys. 1956. V. 32. N 4. P. 289.
13. De Jong G. //Radio Sci. 1975. V. 10. N 11. P. 925.
14. Иткина М. А., Котик Д. С., Кротова З. Н. и др. //Препринт НИРФИ N 162. — Горький, 1983.

Санкт-Петербургский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
3 марта 1994 г.

**NUMERICAL ANALYSIS OF VLF GUIDED WAVE PROPAGATION IN  
THE PRESENCE OF 3D LOCALIZED DISCONTINUITY**

*O. V. Soloviev, V. V. Agapov*

A solution to the problem of point source field in irregular impedance waveguide has been obtained. The three-dimensional irregularity of a guide wall is characterized by discontinuous impedance function. The integral equation approach is employed. An asymptotic procedure to convert the two-dimensional integral equation into the one-dimensional equation and, nevertheless, to keep in account all the waves reflected from the boundary of discontinuity, has been developed. To solve the one-dimensional integral equation a numerical algorithm is proposed. Some results of numerical simulation of the terrestrial waveguide in the presence of large (in comparison with wavelength) ionospheric inhomogeneity are presented.