

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371.01

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗОЙ В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

© 2020 г. Г. М. Стрелков*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: strelkov@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 02.11.2018 г.

После доработки 02.11.2018 г.

Принята к публикации 11.01.2019 г.

Выполнен анализ возможных характера и особенностей дисперсионных искажений прямоугольного наносекундного радиоимпульса с хаотической фазой, моделируемой на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка, при распространении в резонансно-поглощающей газовой среде. Показано, что удаление импульса от излучателя сопровождается трансформацией огибающей к шумоподобному виду и формированием у него “хвоста”, на который может приходиться заметная доля текущей энергии. Установлено, что в достаточно широких интервалах значений параметров, описывающих степень хаотичности мгновенной фазы излучаемого импульса, влияние среды не приводит в процессе распространения к разрушению или принципиальным изменениям вида его корреляционных функций.

DOI: 10.31857/S0033849420080124

ВВЕДЕНИЕ

Одним из современных направлений развития радиосистем различного назначения являются импульсные сигналы, характеристики которых изменяются случайным образом (хаотически) (см., например, [1–5]). Такие сигналы обладают широкими спектрами, позволяют в том числе увеличивать скрытность и помехозащищенность работы систем и обладают рядом других преимуществ по сравнению с регулярными сверхширокополосными сигналами. В то же время в опубликованных к настоящему времени результатах исследований полностью отсутствует анализ важного аспекта проблемы, связанного с влиянием среды распространения на характеристики хаотических сигналов. Такая ситуация обусловлена в первую очередь тем, что дисперсионные искажения сигналов всегда рассматриваются на основе интеграла Фурье, а характерные ширины амплитудных и фазовых спектров хаотических сигналов таковы, что препятствуют, по-видимому, получению прямых численных оценок уровня искажений.

В [6] приведено решение задачи о распространении радиоимпульса в резонансно-поглощающей газовой среде, основанное на временном представлении сигнала и не являющееся, таким

образом, результатом вычисления интеграла Фурье. Принципиальной особенностью решения является возможность аналитического описания на его основе пространственно-временной эволюции импульса при условии, что в частотном интервале, занимаемым его спектром, показатель преломления среды незначительно отличается от единицы. Для земной атмосферы, в частности, указанное отличие в гига- и терагерцевом диапазоне не превышает $\sim 10^{-4}$ (см., например, [7–9]).

Цель данной работы – представить результаты начального этапа теоретического анализа на основе [6] задачи о дисперсионных искажениях в резонансно-поглощающей среде прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой. Хаотичность фазы моделируется на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. Аналогичным образом задача может быть рассмотрена с привлечением альтернативных отображений, обсуждаемых в литературе (см., например, [1, 10]). Несущая частота импульса f' совпадает с резонансной частотой водяного пара $\nu_{ij} = 380.1$ ГГц (длина волны $\lambda = 0.789$ мм). Ближайшая к ней сильная линия молекулы H_2O имеет резонансную частоту 326.4 ГГц ($\lambda = 0.919$ мм).

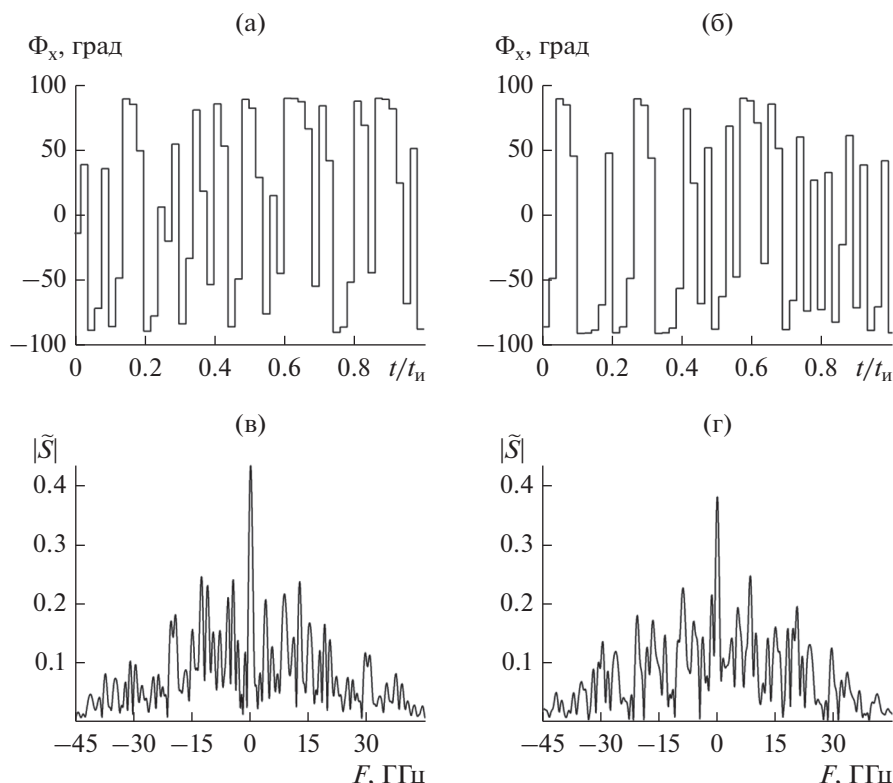


Рис. 1. Хаотическая фаза прямоугольного импульса (а, б) и амплитудный спектр его комплексной огибающей (в, г) при $A_0 = 1$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 50$; $t_n = 10^{-9}$ с и $X_0 = 0.05$ (а, в) и 0.4 (б, г).

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Комплексную напряженность электрического поля, излучаемого прямоугольного импульса примем в виде

$$\tilde{E}(0; t) = \begin{cases} A_0 \exp(i\omega' t + i\Phi_x(t)) = \tilde{A}(0; t) \exp(i\omega' t), & 0 < t \leq t_n; \\ 0; & t > t_n. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь t — время; $\omega' = 2\pi f'$; A_0 и t_n — “высота” и длительность излучаемого импульса; $\Phi_x(t)$ — хаотически изменяющаяся составляющая его текущей фазы (далее — хаотическая фаза) и $\tilde{A}(0; t) = A_0 \exp(i\Phi_x(t))$ — начальная комплексная огибающая импульса.

Полагаем далее, что: а) за время излучения импульса величина $\Phi_x(t)$ претерпевает N скачков в моменты времени $t_k = kt_n/N$ ($k = 1; 2; 3; \dots; N$), оставаясь неизменной в пределах промежутков между скачками, равных t_n/N ; б) в пределах промежутка с номером k величина $\Phi_x(t)$ определяется как

$$\Phi_x(t) = \Phi_0 + (\Delta\Phi/2)X_k, \quad t_{k-1} < t \leq t_k, \quad (2)$$

где Φ_0 — постоянное смещение величины Φ_x от нуля; $\Delta\Phi$ — интервал значений скачков (девиация) хаотической фазы и величина X_k определяется через знакопеременное отображение Чебышева первого рода третьего порядка:

$$X_k = 4X_{k-1}^3 - 3X_{k-1}. \quad (3)$$

Конкретный вид знакопеременной последовательности величин X_k задается выбором начального условия X_0 , причем $|X_0| < 1$ и $|X_0| \neq 0.5$, как и $|X_k|$.

На рис. 1а и 1б приведены примеры временного хода ступенчатой функции $\Phi_x(t)$ для двух значений параметра X_0 и прочих равных условиях. Визуально приведенные кривые $\Phi_x(t)$ заметно различаются. Однако их средние $\bar{\Phi}_x$ и среднеквадратические ширины $\Delta(\Phi_x) = \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\Phi_x - \bar{\Phi}_x)^2 \right)^{0.5}$ почти не изменяются для указанных в подписи к рис. 1 значений X_0 . Для рис. 1а ($X_0 = 0.05$) имеем $\bar{\Phi}_x = 7^\circ$ и $\Delta(\Phi_x) = 68^\circ$ и для рис. 1б ($X_0 = 0.4$) — $\bar{\Phi}_x = -13^\circ$ и $\Delta(\Phi_x) = 70^\circ$.

Амплитудные спектры начальных огибающих импульса (1), вычисленные для приведенных кривых $\Phi_x(t)$ в интервале от -45 до 45 ГГц, изоб-

ражены на рис. 1в и 1г. По горизонтали здесь дана разностная частота $F = f - f'$. Вид спектров практически совпадает, как и их интегральные характеристики, найденные для указанного частотного интервала. В частности, энергии приведенных спектров составляют 0.918 (см. рис. 1в) и 0.911 (см. рис. 1г) от энергии излучаемого импульса, а их среднеквадратические ширины равны 15.1 и 15.9 ГГц соответственно. Обратим также внимание, что при принятых значениях параметров введение хаотической фазы приводит к расширению его спектра почти на два порядка по сравнению со случаем квазимонохроматического импульса равной длительности.

Согласно [6] искажения комплексной огибающей импульсного сигнала (1) в резонансно-поглощающей газовой среде применительно к изложенной выше постановке задачи описываются следующими выражениями:

1) при $0 < t \leq t_n$

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\tau; t') = A_0 & \left[\exp(i\Phi_x(t')) - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1\theta}) \times \right. \\ & \times \exp((p_1 - i\omega')\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta - \\ & - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2\theta}) \exp((p_2 - i\omega')\theta) \times \\ & \times \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta + \\ & + \int_0^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) \times \\ & \times \left[\int_0^\theta \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\eta}} J_1(2\sqrt{\delta_1\eta}) \exp(p_1\eta) \times \right. \\ & \times \left. \left. \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \eta}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta - \eta)}) \exp(p_2(\theta - \eta)) d\eta \right] d\theta \right]; \end{aligned} \quad (4)$$

2) при $t' > t_n$

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\tau; t') = A_0 & \times \\ & \times \left[- \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1\theta}) \exp((p_1 - i\omega')\theta) \times \right. \\ & \times \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta - \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2\theta}) \times \\ & \times \exp((p_2 - i\omega')\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta + \\ & + \int_{t'-t_n}^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) \times \\ & \times \left[\int_0^\theta \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\eta}} J_1(2\sqrt{\delta_1\eta}) \exp(p_1\eta) \times \right. \\ & \times \left. \left. \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \eta}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta - \eta)}) \exp(p_2(\theta - \eta)) d\eta \right] d\theta \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь: z – длина трассы; $t' = t - z/c$; c – скорость света; функция $\Phi_x(t')$ определена формулой (2); $\tau(z) = \gamma_{ij}z$ и $\gamma_{ij} = \gamma(v_{ij})$ – оптическая глубина трассы и коэффициент поглощения среды (по мощности) на резонансной частоте; $p_{1,2} = -\delta \pm i\omega_1 = -\delta \pm i\sqrt{\omega_{ij}^2 - \delta^2}$; $\delta_{1,2} = 0.5\tau\delta(1 \pm i\delta/\omega_1)$; $\delta = 2\pi dv$ (dv – полуширина спектральной линии); $J_1(x)$ – функция Бесселя.

Соотношения (4) и (5) являются следствием обращения по Лапласу полученного в [6] операторного равенства

$$F(\tau; p) = F(p) \exp\left(-\tau\delta \frac{p}{p^2 + 2\delta p + \omega_{ij}^2}\right), \quad (6a)$$

где $F(\tau; p) = \int_0^\infty \tilde{E}(\tau; t') \exp(-pt') dt'$ и $F(p) = \int_0^\infty \tilde{E}(0; t') \exp(-pt') dt'$ – изображения по Лапласу поля импульса в конце и начале трассы (остальные обозначения введены выше).

Решение (4), (5) можно представить в альтернативной форме. С этой целью при получении равенства (6a) вначале следует перейти к безразмерному времени $\bar{t}' = t' \omega_{ij}$ и безразмерной переменной Лапласа $\bar{p} = p/\omega_{ij}$. Равенство (6a) примет тогда вид

$$F(\tau; \bar{p}) = F(\bar{p}) \exp\left(-\frac{\tau\delta}{\omega_{ij}} \frac{\bar{p}}{\bar{p}^2 + 2\frac{\delta}{\omega_{ij}}\bar{p} + 1}\right), \quad (6b)$$

или

$$F(\tau; \bar{p}) = F(\bar{p}) \exp\left(-\frac{\tau\delta}{\omega_{ij}} \frac{1}{\bar{p} + \frac{1}{\bar{p}} + 2\frac{\delta}{\omega_{ij}}}\right). \quad (6b)$$

Согласно одному из частных случаев теоремы Эфроса [11] при выполнении для ограниченной по модулю функции операторного равенства

$$F(\tau; \bar{p}) \rightleftharpoons \tilde{E}(\tau; \bar{t}') \quad (7)$$

справедливо также операторное равенство

$$\frac{1}{\bar{p}} F\left(\tau; \bar{p} + \frac{1}{\bar{p}}\right) \rightleftharpoons \int_0^{\bar{t}'} \tilde{E}(\tau; \alpha) J_0(2\sqrt{\alpha(\bar{t}' - \alpha)}) d\alpha. \quad (8)$$

Выполнив для равенства (6b) обращение по Лапласу с учетом формул (7) и (8) и возвратившись в полученном соотношении к размерному времени, для комплексной огибающей распространяющегося импульса в итоге получим:

1) при $0 < t \leq t_n$

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\tau; t') = A_0 & \left[\exp(i\Phi_x(t')) - \right. \\ & - \int_0^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) \sqrt{\frac{\delta\tau}{\theta}} \times \\ & \times J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-2\delta\theta) d\theta + \\ & + \int_0^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) (\omega_{ij}) \times \\ & \times \left[\int_0^\theta J_1(2\omega_{ij}\sqrt{\alpha(\theta - \alpha)}) J_1(2\sqrt{\delta\tau\alpha}) \times \right. \\ & \times \left. \left. \sqrt{\frac{\delta\tau}{\theta - \alpha}} \exp(-2\delta\alpha) d\alpha \right] d\theta \right]; \end{aligned} \quad (9)$$

2) при $t' > t_n$

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\tau; t') = A_0 & \times \\ & \times \left[- \int_{t'-t_n}^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) \times \right. \\ & \times \sqrt{\frac{\delta\tau}{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-2\delta\theta) d\theta + \\ & + \int_{t'-t_n}^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) (\omega_{ij}) \times \\ & \times \left[\int_0^\theta J_1(2\omega_{ij}\sqrt{\alpha(\theta - \alpha)}) J_1(2\sqrt{\delta\tau\alpha}) \times \right. \\ & \times \left. \left. \sqrt{\frac{\delta\tau}{\theta - \alpha}} \exp(-2\delta\alpha) d\alpha \right] d\theta \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Соотношения (9) и (10) являются аналогами соотношений (4) и (5). Определяемые ими величины $\tilde{A}(\tau; t')$ в пределах погрешностей вычислений совпадают с результатами, следующими из (4) и (5). При этом не требуется работа с функцией Бесселя комплексного аргумента. Заметим, что в частном случае $X_0 = 0$ они описывают искажения прямоугольного квазимонохроматического импульса. Изложенные ниже результаты получены на основе соотношений (9) и (10) с шагом вычислений по времени $\Delta t' = 0.001t_n$.

2. ОГИБАЮЩАЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗОЙ

Искажения огибающей и корреляционных функций импульса с хаотической фазой рассмотрим применительно к трассе, проходящей на высоте $h = 12$ км, которую условно полагают верхней границей тропосферы. Метеоусловия на трассе: давление 197.8 мб; температура 225 К; влажность 6×10^{-3} г м⁻³ (стандартная модель лет-

ней атмосферы [12]). С учетом метеоусловий и приведенных в [13] данных о характеристиках спектральных линий H₂O находим полуширину линии с резонансной частотой 380.1 ГГц на высоте 12 км: $\Delta\nu = 0.5$ ГГц. При нормальных атмосферных условиях коэффициент поглощения атмосферы на указанной частоте практически полностью определяется линией и равен ≈ 300 дБ/км [14, 15]. Пересчет этой величины в соответствии с [13] и с учетом метео-условий на трассе дает $\gamma_{ij} \approx 1.44$ дБ или 0.33 км⁻¹. Следовательно, при длине трассы 3 км ее оптическая глубина на резонансной частоте равна $\tau = 1$.

Рисунок 2 дает общее представление о характере эволюции огибающей $|\tilde{A}(\delta; t')|$ импульса с хаотической фазой с увеличением оптической глубины трассы. Начальные параметры импульса здесь те же, что и на рис. 1а. Уже при малых величинах τ изначально прямоугольная огибающая импульса принимает шумоподобный вид (см. рис. 2а, 2б). Другими словами, в пределах интервала $\bar{\tau}' \in (0...1)$ величину поля в некоторый момент времени по его значениям в предыдущие моменты указать не представляется возможным даже предположительно. Последующее увеличение τ сопровождается нарастанием хаотизации поля (рис. 2в–2д). При этом в отдельные моменты времени амплитуда поля в пределах текущей длительности импульса может двукратно превышать начальную величину $A_0 = 1$ (рис. 2е–2м). Другой характерной особенностью деформации импульса является формированием у него уже регулярного “хвоста”, протяженность которого и величины поля в котором с увеличением τ постепенно также возрастают. Физически смену характера изменений поля при $\bar{\tau}' = 1$ можно интерпретировать следующим образом. При $\bar{\tau}' < 1$ поле, регистрируемое в конце трассы, представляет собой результат сложения поля распространяющегося импульса (первое слагаемое в формуле (9)) и полей, излучаемых молекулами H₂O, которые оказались возбужденными из-за воздействия на них поля импульса (второе и третье слагаемые в формуле (9)). При $\bar{\tau}' > 1$ в конце трассы регистрируется только суммарное поле излучающих молекул (формула (10)).

Дополнительное представление о характере деформации текущей огибающей радиоимпульса с удалением от излучателя дают его интегральные характеристики, определяемые стандартными выражениями [16]. После вычисления поля импульса по формулам (9) и (10) любые его интегральные характеристики находим далее без введения каких-либо упрощений. Если же искажения описывать на основе спектральных представлений, их определение, во-первых, представляет самостоятельную задачу и, во-вторых, обусловлено необходимостью последующих оценок влияния на полу-

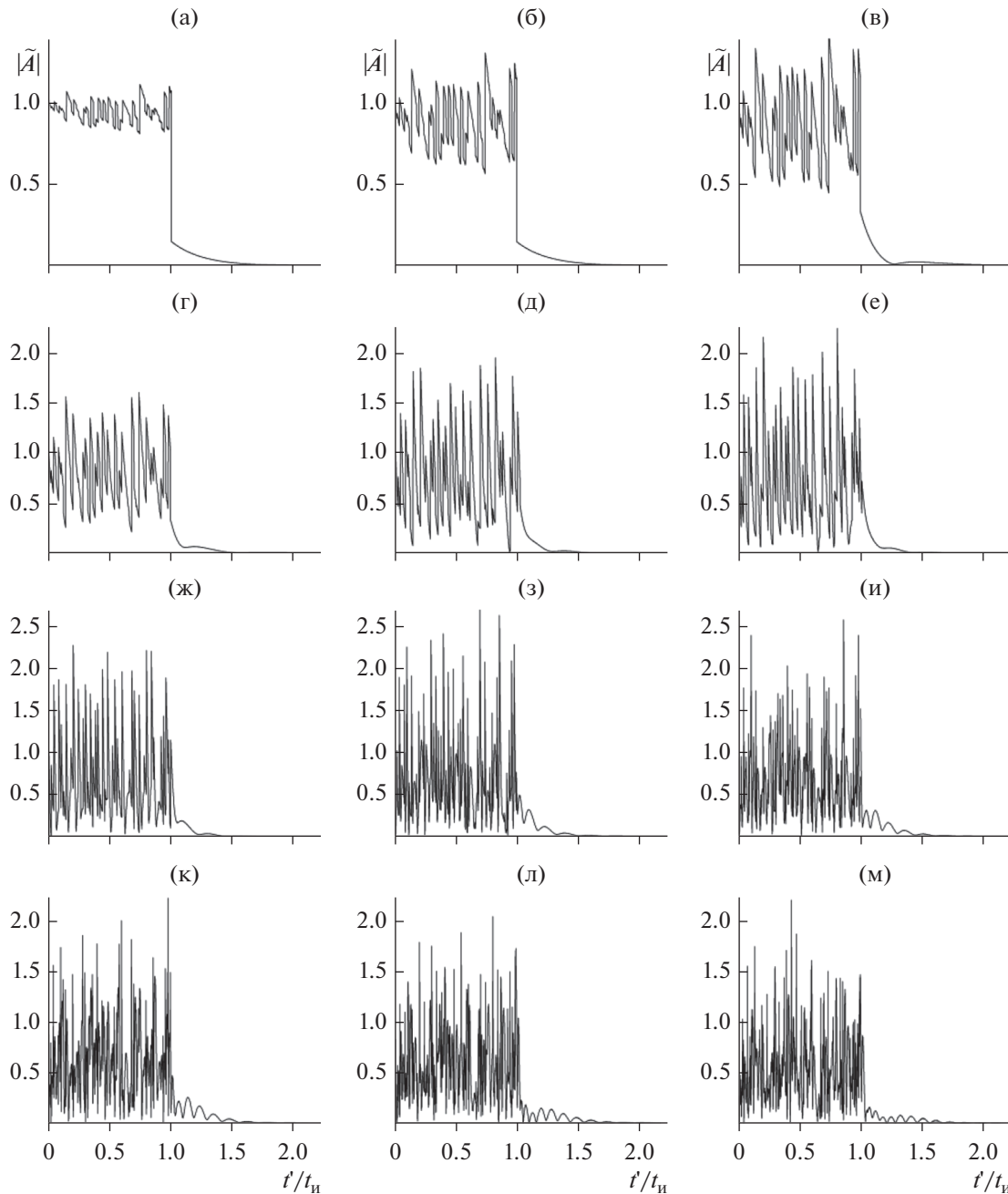


Рис. 2. Деформация прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой при распространении в резонансно-поглощающей газовой среде при $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_n = 10^{-9}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 50$; $dv = 0.5$ ГГц и $\tau = 1$ (а); 3 (б); 5 (в); 10 (г); 20 (д); 30 (е); 50 (ж); 100 (з); 150 (и); 200 (к); 300 (л) и 400 (м).

чаемые результаты вводимых при вычислении интеграла Фурье допущений.

На рис. 3 в интервале значений оптической глубины τ , соответствующих огибающим рис. 2, приведены две интегральные характеристики: текущая энергия импульса

$$E_n(\tau) = \int_0^\infty |\tilde{A}(\tau; t')|^2 dt'$$

и ее доля, формирующая хвост импульса,

$$\chi(\tau) = \int_{t_n}^\infty |\tilde{A}(\tau; t')|^2 dt' / E_n(\tau).$$

Здесь и далее величина E_n нормирована на начальную энергию импульса, так что $\bar{E}_n = E_n / E_n(0)$. Можно видеть, что на поведении интегральных характеристик импульса нарастающая шумопо-

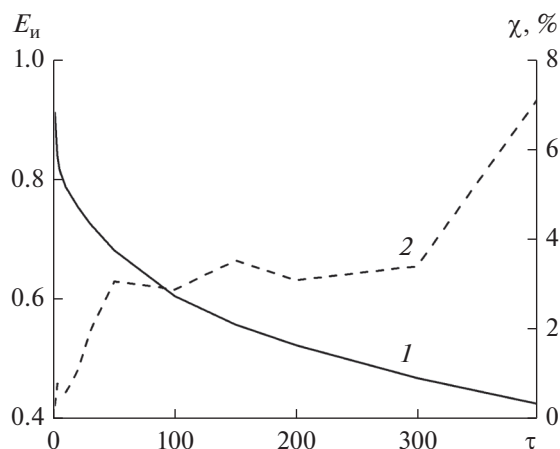


Рис. 3. Энергия прямоугольного импульса с хаотической фазой (кривая 1) и относительная энергия его «хвоста» (кривая 2) при распространении в резонансно-поглощающей среде (значения параметров те же, что и на рис. 2).

добность его текущей огибающей не сказывается. С увеличением τ оптической глубины трассы энергия импульса монотонно убывает (см. рис. 3, кривая 1), как и должно быть. Поскольку при этом ширина спектра импульса многократно превышает ширину спектральной линии, величина $E_{\text{и}}(\tau)$ при всех рассмотренных τ остается сопоставимой со своим начальным значением. При этом также при всех τ энергия хвоста составляет малую долю ($\leq 8\%$) текущей энергии импульса (см. рис. 3, кривая 2). Незначительно отклоняются от своих начальных значений нормированные величины центра тяжести $\bar{t}_{\text{цт}} = t_{\text{цт}}/t_{\text{и}}$ и среднеквадратической ширины $\Delta \bar{t}_{\text{и}} = \Delta t_{\text{и}}/t_{\text{и}}$ импульса. Так, для огибающих на рис. 2а и 2м имеем $\bar{t}_{\text{цт}} = 0.499$ и 0.567 и $\Delta \bar{t}_{\text{и}} = 0.294$ и 0.307 соответственно. Приведенные оценки получены для деформированного импульса в целом. Если же выполнить их без учета полей хвостов (т.е. для временного интервала $\bar{t}' \in [0...1]$), отклонения величин $\bar{t}_{\text{цт}}$ и $\Delta \bar{t}_{\text{и}}$ от своих начальных значений уменьшаются в разы.

К интегральным характеристикам импульсных радиосигналов относятся и их корреляционные функции (КФ): автокорреляционная (АКФ)

$$\Psi_A(\tau; \mu) = \left| \frac{1}{E_{\text{и}}(\tau)} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(\tau; t' - \mu) \tilde{A}(\tau; t') dt' \right| \quad (11)$$

и взаимная корреляционная функция (ВКФ) излученного и деформированного импульсов

$$\Psi_M(\tau; \mu) = \left| \frac{1}{\sqrt{E_{\text{и}}(0) E_{\text{и}}(\tau)}} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(0; t' - \mu) \tilde{A}(\tau; t') dt' \right|. \quad (12)$$

В формулах (11) и (12) введено: μ — временной сдвиг; $*$ — знак комплексного сопряжения. Структуры КФ определяют возможности радиосистем по точности измерений дальности и скорости целей [16]. Как и интегральные характеристики, рассмотренные выше, КФ находятся непосредственно по результатам вычислений поля по формулам (9) и (10). На начальном этапе их изучения представляет интерес, по-видимому, установить возможный характер их деформаций, обусловливаемый изменениями τ .

На рис. 4 приведена совокупность АКФ импульса с хаотической фазой, соответствующих огибающим на рис. 2. Хотя вид текущих огибающих с увеличением τ заметно варьирует, их АКФ различаются лишь незначительными деталями пьедесталов. При этом во всех случаях АКФ имеет узкий и высокий по сравнению с пьедесталом максимум, т.е. близка к идеальной. В отсутствие боковых максимумов единственной характеристикой АКФ является ширина $\Delta \mu_{0.5}(\tau)$ ее центрального пика по уровню 0.5. На рис. 4 ширина АКФ изменяется от $\sim 0.022 t_{\text{и}}$ (рис. 4а) до $\sim 0.013 t_{\text{и}}$ (рис. 4м), т.е. центральный пик незначительно сужается. Таким образом, с нарастанием хаотизации огибающей при увеличении τ (см. рис. 2) ее АКФ остается такой же, что и у излученного импульса.

Автокорреляционная функция отрезка слабокоррелированного случайного процесса также близка к идеальной. Поэтому по виду АКФ, изображенных на рис. 4, соответствующие им реализации величины $|\tilde{A}(\tau; t')|$ (см. рис. 2) нельзя с определенностью отнести к случаям приема полезного сигнала или шумоподобной помехи. При известном передаваемом сигнале дополнительная информация для принятия адекватного решения обеспечивается параллельным вычислением ВКФ излученного и деформированного импульсов. Совокупность ВКФ, соответствующих кривым $|\tilde{A}|$ на рис. 2 и кривым АКФ на рис. 4, представлена на рис. 5. Как видим, и при значительной деформации распространяющийся импульс сохраняет выраженную корреляционную связь с излученным импульсом. Кривые ВКФ, как и кривые АКФ, имеют единственный максимум и слабо выраженный пьедестал. Их характеристиками являются теперь ширина центрального максимума, определяемая по аналогии с шириной центрального максимума АКФ, и высота центрального пика. На рис. 5 ширина ВКФ возрастает от $\sim 0.023 t_{\text{и}}$ (рис. 5а) до $\sim 0.091 t_{\text{и}}$ (рис. 5м), а высота $\Psi_{M \text{ max}}(\tau)$ убывает от ~ 0.99 до ~ 0.41 соответственно. Наличие выраженного пика у кривых ВКФ заведомо обеспечивает идентификацию обработанной реализации $|\tilde{A}(\tau; t')|$ как передаваемого сигнала.

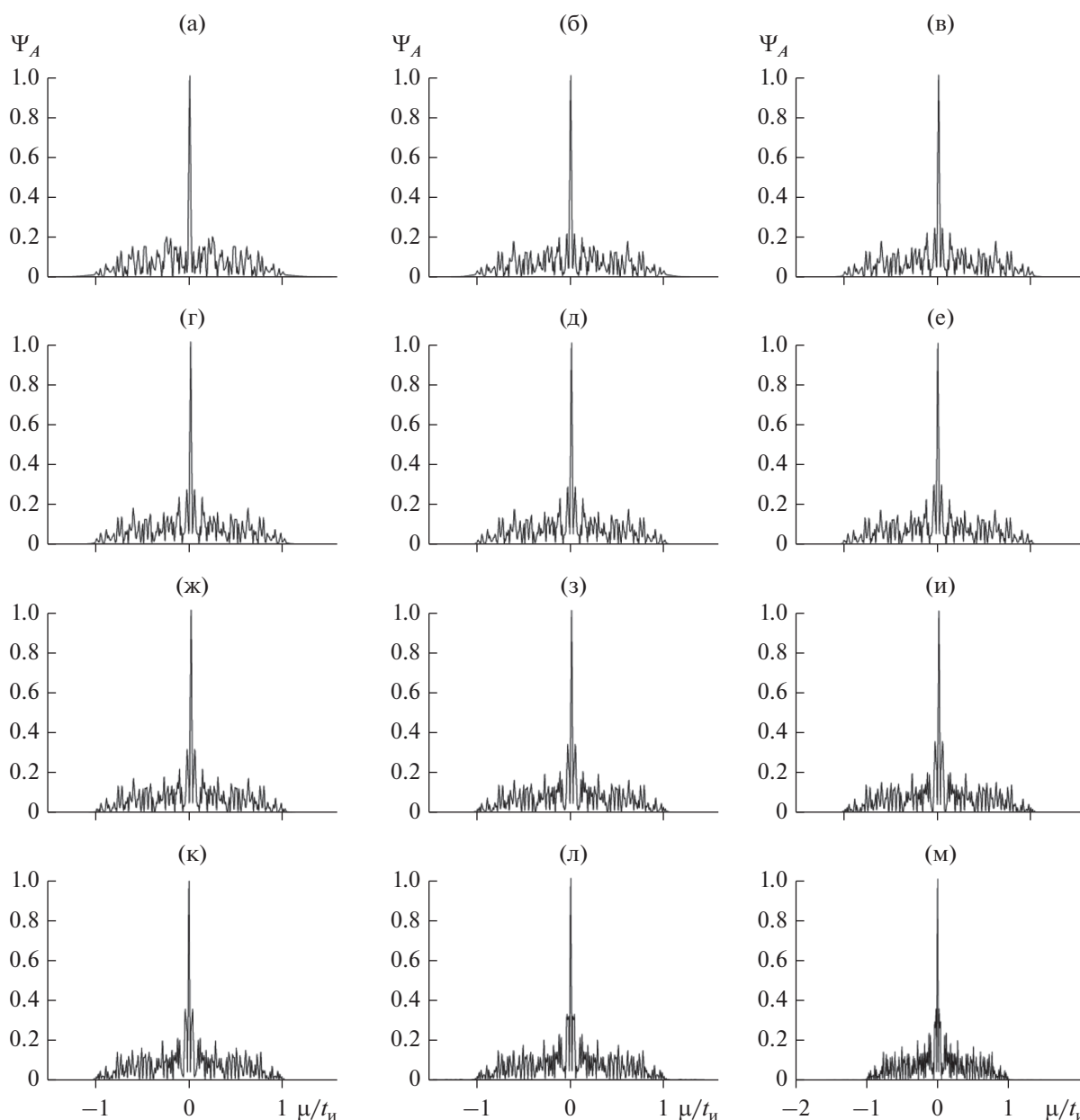


Рис. 4. Автокорреляционная функция прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в резонансно-поглощающей газовой среде (значения параметров те же, что и на рис. 2).

3. О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗЫ НА ИСКАЖЕНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ И КФ ДЕФОРМИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

Деформацию импульса после прохождения трассы заданной длины определяют две группы параметров. К первой из них относятся параметры, непосредственно формирующие временной ход хаотической фазы, т.е. девиация хаотической фазы $\Delta\Phi$; число ее скачков N в пределах длительности излучаемого импульса и начальное условие X_0 . Ко второй — параметры среды (резонансная

частота ν_{ij} и полуширина спектральной линии $d\nu$) и импульса (несущая f' и длительность t_n). Результаты, приведенные на рис. 2–5, и основанные на них выводы получены при неизменном временном ходе величины Φ_x , изображенном на рис. 1а, и параметрах среды и импульса, указанных в подписи к рис. 2. Вместе с тем величины параметров задачи, в принципе, могут значительно отличаться от их значений, принятых для рис. 1 и 2. Здесь рассмотрим влияние на искажения импульса параметров первой группы и с этой целью по отдельности сопоставим их вариации с соот-

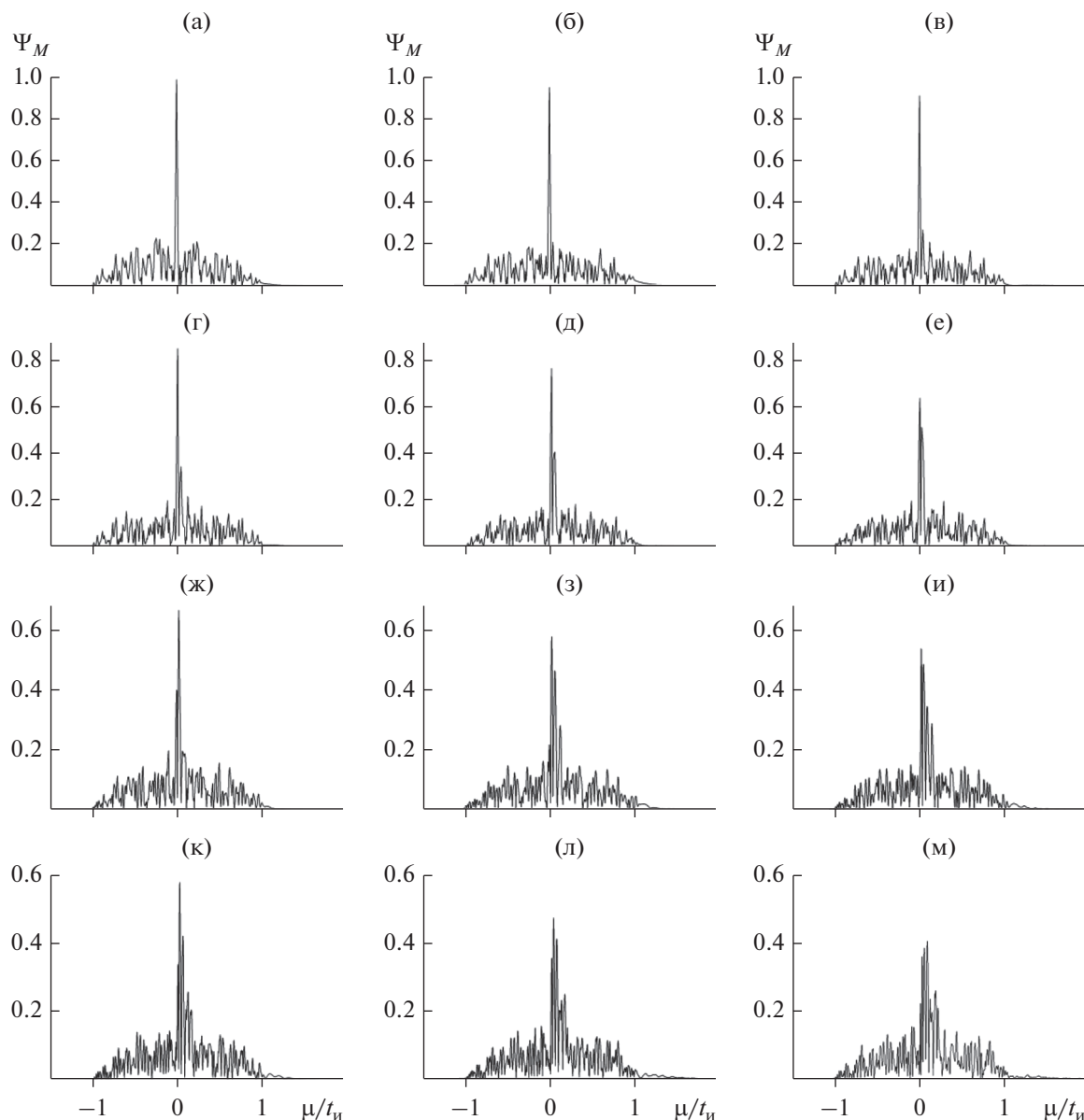


Рис. 5. Взаимная корреляционная функция излученного и деформированного прямоугольных радиоимпульсов с хаотической фазой в резонанснопоглощающей газовой среде (значения параметров те же, что и на рис. 2).

ветствующими им вариациями огибающей и КФ импульса с хаотической фазой, сопровождающими его распространение в резонансно-поглощающей среде.

3.1. Девияция хаотической фазы

На рис. 6–9 представлены изменения тех же характеристик импульса с хаотической фазой, что и рис. 2–5, но уже в зависимости от девияции $\Delta\Phi$. Оптическая глубина трассы здесь постоянна и равна 200, что равносильно длине трассы 600 км, девияция $\Delta\Phi$ изменяется с шагом 30° от 0° до 150° (рис. 6а–6е; 8а–8е; 9а–9е) и от 210° до 360°

(рис. 6ж–6м; 8ж–8м; 9ж–9м), а остальные параметры те же, что и на рис. 2. Отсутствующие на рис. 6, 8 и 9 кривые для $\Delta\Phi = 180^\circ$ уже были приведены на рис. 2к, 4к и 5к соответственно.

Вид огибающей на рис. 6а характерен для случая квазимонохроматического прямоугольного импульса ($\Delta\Phi = 0^\circ$) при значительной оптической глубине трассы (см. [6]). Она представляет собой совокупность двух подимпульсов, первый из которых и есть, собственно, частично поглощенный средой импульс, а второй — проявление высвечивания энергии, приобретенной молекулами среды при прохождении импульса. Текущая энергия импульса на рис. 6а составляет только

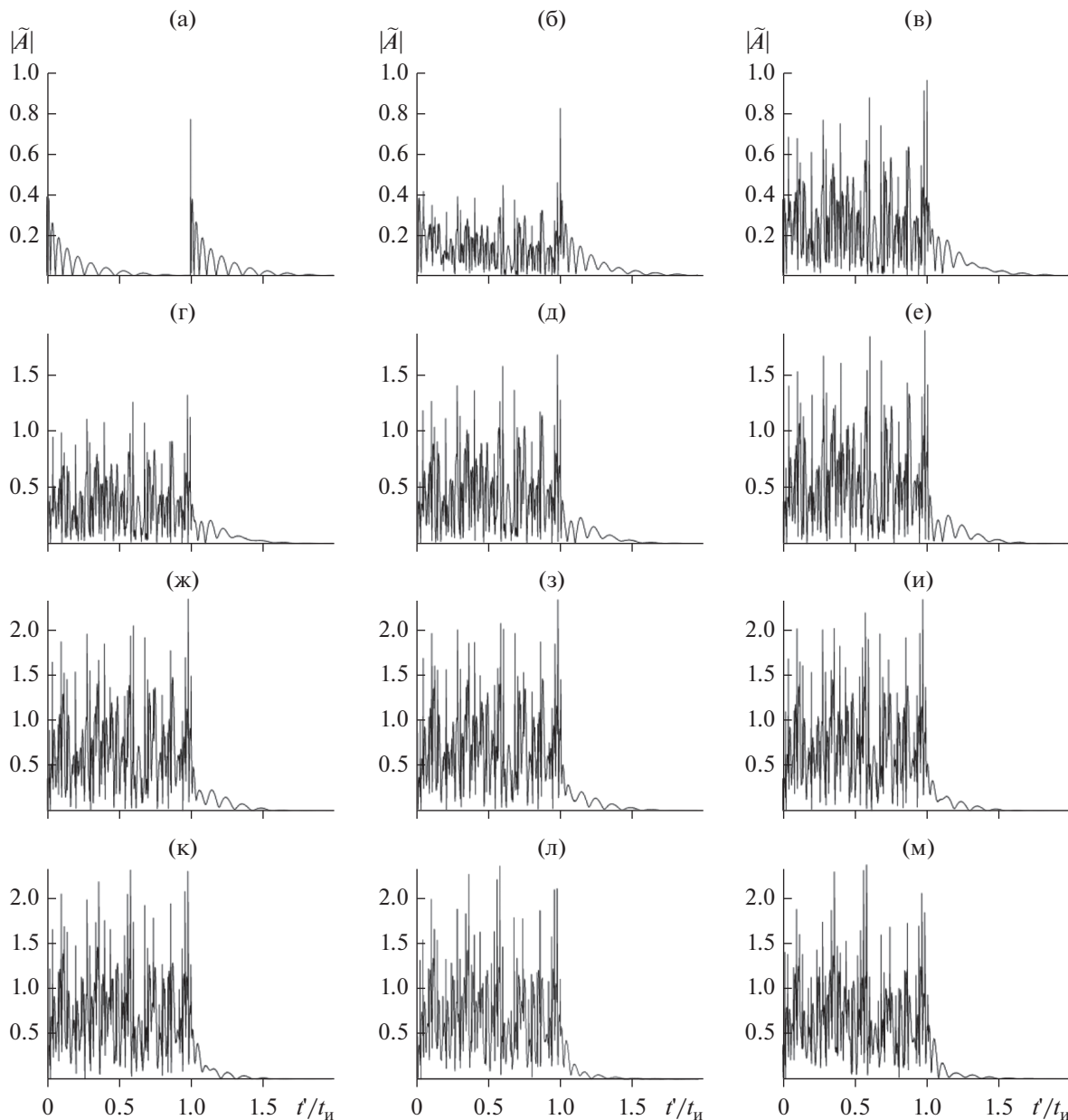


Рис. 6. К вопросу о влиянии девиации хаотической фазы на искажения огибающей прямоугольных радиоимпульсов в резонанснопоглощающей газовой среде при $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_n = 10^{-9}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $N = 50$; $\tau = 200$; $\Delta\nu = 0.5$ ГГц и различных $\Delta\Phi = 0^\circ$ (а); 30° (б); 60° (в); 90° (г); 120° (д); 150° (е); 210° (ж); 240° (з); 270° (и); 300° (к); 330° (л) и 360° (м).

$\sim 1.3\%$ его начальной энергии, а $\chi \sim 44.8\%$, так что почти половина текущей энергии приходится на хвост. С увеличением параметра $\Delta\Phi$ спектр импульса уширяется. Соответственно, величины поля в импульсе постепенно возрастают, а огибающая все больше хаотизируется (см. рис. 6б–6е). Визуальный анализ кривых на рис. 6 позволяет также заключить, что по достижении девиацией фазы величины $\sim 200^\circ$ ее последующее увеличение практически не приводит к сколько-нибудь

выраженным изменениям вида огибающей, в частности, высот отдельных “выбросов” поля (см. рис. 6ж–6м). При этом поле в пределах текущей длительности импульса по-прежнему можно определить, как шумоподобное (или как случайный процесс), а поле в хвосте остается регулярным. Зависимости интегральных характеристик $\bar{E}_n$ и χ от $\Delta\Phi$ приведены на рис. 7. Увеличение девиации фазы сопровождается, как и должно быть, выраженным ростом текущей энергии в конце

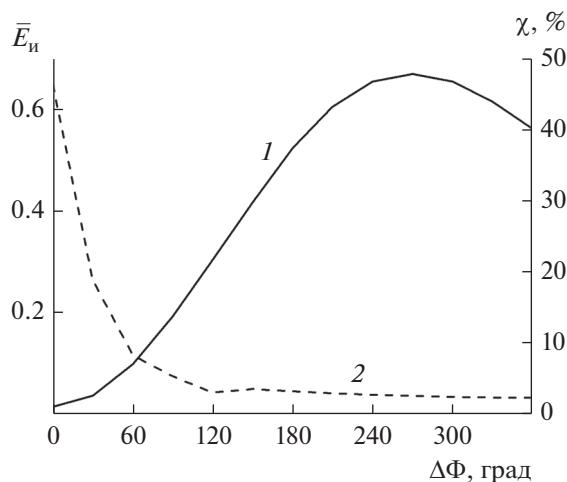


Рис. 7. К вопросу о влиянии девиации хаотической фазы на энергию прямоугольного импульса (кривая 1) и относительную энергию его “хвоста” (кривая 2) при распространении в резонансно-поглощающей среде (значения параметров те же, что и на рис. 6).

трассы (см. рис. 7, кривая 1). При этом все меньшая доля текущей энергии приходится на хвост импульса (см. рис. 7, кривая 2). Визуально поведение обеих кривых на рис. 7 указывает также на постепенную стабилизацию описываемых ими величин при увеличении $\Delta\Phi$, что согласуется с отмеченным выше возможным “насыщением” уровня хаотизации огибающей.

Корреляционная функция для огибающих на рис. 6 приведены на рис. 8 (АКФ) и рис. 9 (ВКФ). Как и в случае рис. 6, их следует рассматривать совместно с АКФ и ВКФ, найденными для $\Delta\Phi = 180^\circ$ и приведенными на рис. 4к и 5к. При $\Delta\Phi = 0^\circ$ АКФ имеет характерную трехпиковую структуру (рис. 8а), боковые пики которой являются следствием сформировавшегося протяженного хвоста (см. рис. 6а). Далее увеличение девиации фазы приводит к выделению центрального пика АКФ из

формирующегося пьедестала (рис. 8б–8е) и последующей стабилизации вида АКФ (рис. 8ж–8м). С погрешностью, не превышающей 2%, ширины АКФ на рис. 8ж–8м равны $10^{-2}t_{и}$. При $\Delta\Phi > 0$ кривые ВКФ также имеют выраженный центральный максимум (см. рис. 9), высота которого вначале увеличивается (рис. 9б–9е), а затем незначительно варьирует вблизи уровня ~ 0.6 (см. рис. 9ж–9м). Полагаем, что в совокупности результаты, представленные на рис. 6–9, обосновывают возможность проявления “эффекта насыщения” уровня искажений импульса с хаотической фазой в резонансно-поглощающей среде, когда дальнейшее увеличение параметра $\Delta\Phi$ при прочих равных условиях уже не приводит к выраженным дополнительным вариациям его текущих характеристик.

3.2. Число скачков хаотической фазы

Отдельные огибающие на рис. 10 различаются только соответствующими им значениями параметра $N \leq 100$ (указаны в подписи к рисункам), остальные параметры совпадают с принятыми ранее для рис. 2к, для которого $N = 50$. Уменьшение числа скачков при прочих равных условиях приводит к сужению спектра излучаемого импульса и возрастанию его поглощения средой. Так, при $N = 16$ (рис. 10з) среднеквадратическая ширина спектра равна ~ 8.1 ГГц, что в ~ 1.9 раза меньше аналогичной величины для импульса, искажения которого показаны на рис. 2к. Соответственно, уменьшение N заметно сказывается не только на частоте выбросов поля в пределах временного интервала $t' \in [0..t_{и}]$, но и на их высотах (ср. рис. 10а и 10з). Одновременно хвост импульса становится все более выраженным (рис. 10д–10з). Чтобы количественно охарактеризовать указанные тенденции, обратимся интегральным характеристикам $\bar{E}_{и}$ и χ , значения которых для огибающих на рис. 2к и рис. 10 приведены в табл. 1.

Таблица 1. Влияние числа скачков фазы N на интегральные характеристики прямоугольного импульса с хаотической фазой в резонансно-поглощающей газовой среде

N	Интегральная характеристика					
	$E_{и}$	$\bar{t}_{цт}$	$\Delta\bar{t}_{и}$	γ_1	γ_2	$\chi, \%$
100	0.602	0.505	0.295	0.103	−1.081	0.89
80	0.607	0.497	0.287	0.158	−0.940	2.07
64	0.597	0.520	0.292	0.126	−0.921	4.72
50	0.523	0.540	0.296	0.077	−0.945	3.08
40	0.451	0.539	0.291	0.098	−0.793	3.80
32	0.415	0.568	0.298	−0.010	−0.879	3.62
25	0.330	0.613	0.319	−0.114	−1.154	11.4
20	0.235	0.588	0.323	0.156	−0.974	10.9
16	0.189	0.598	0.329	0.176	−0.942	16.3

Примечание: $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_{и} = 10^{-9}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $v_{ij} = 380.1$ ГГц; $dv = 0.5$ ГГц; $\tau = 200$.

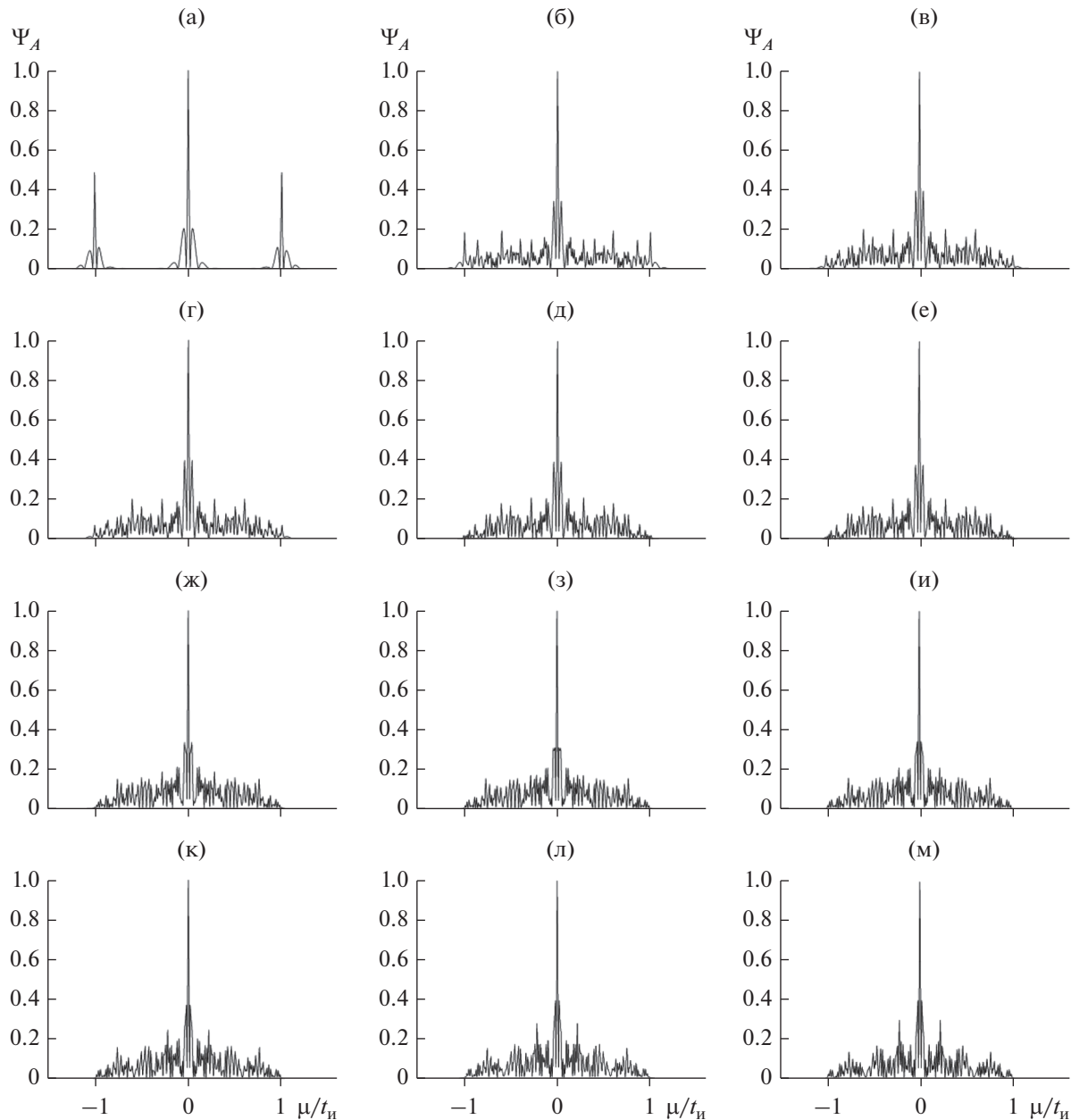


Рис. 8. К вопросу о влиянии девиации хаотической фазы на искажения АКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 6).

Можно видеть, что изменение числа скачков в рассмотренном интервале $N \in [100...16]$ сопровождается в обоих случаях монотонным изменением величин $\bar{E}_n$ и χ в ~ 3 и ~ 18 раз соответственно. Таблица 1 содержит также нормированные величины центра тяжести $\bar{t}_{\text{цт}} = t_{\text{цт}}/t_n$ и среднеквадратической ширины $\Delta \bar{t}_n = \Delta t_n/t_n$, коэффициента асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 для кривых $|\tilde{A}|$, изображенных на рис. 10. Обратим внимание, что на поведении перечисленных характеристик вариации параметра N заметно не сказываются, так что

во всех случаях их значения мало отличаются от соответствующих значений для прямоугольного импульса ($\bar{t}_{\text{цт}}(0) = 0.5$; $\Delta \bar{t}_n(0) = 0.289$; $\gamma_1(0) = 0$; $\gamma_2(0) = -1.2$).

Совокупности корреляционных функций, отвечающих огибающим на рис. 10, приведены на рис. 11 и рис. 12. Их элементами являются также и кривые АКФ и ВКФ, найденные при $N = 50$ и изображенные на рис. 4к и 5к. Видно, что отмеченные ранее для рис. 4 и 8 характерные особенности кривых АКФ сохраняются на рис. 11 до

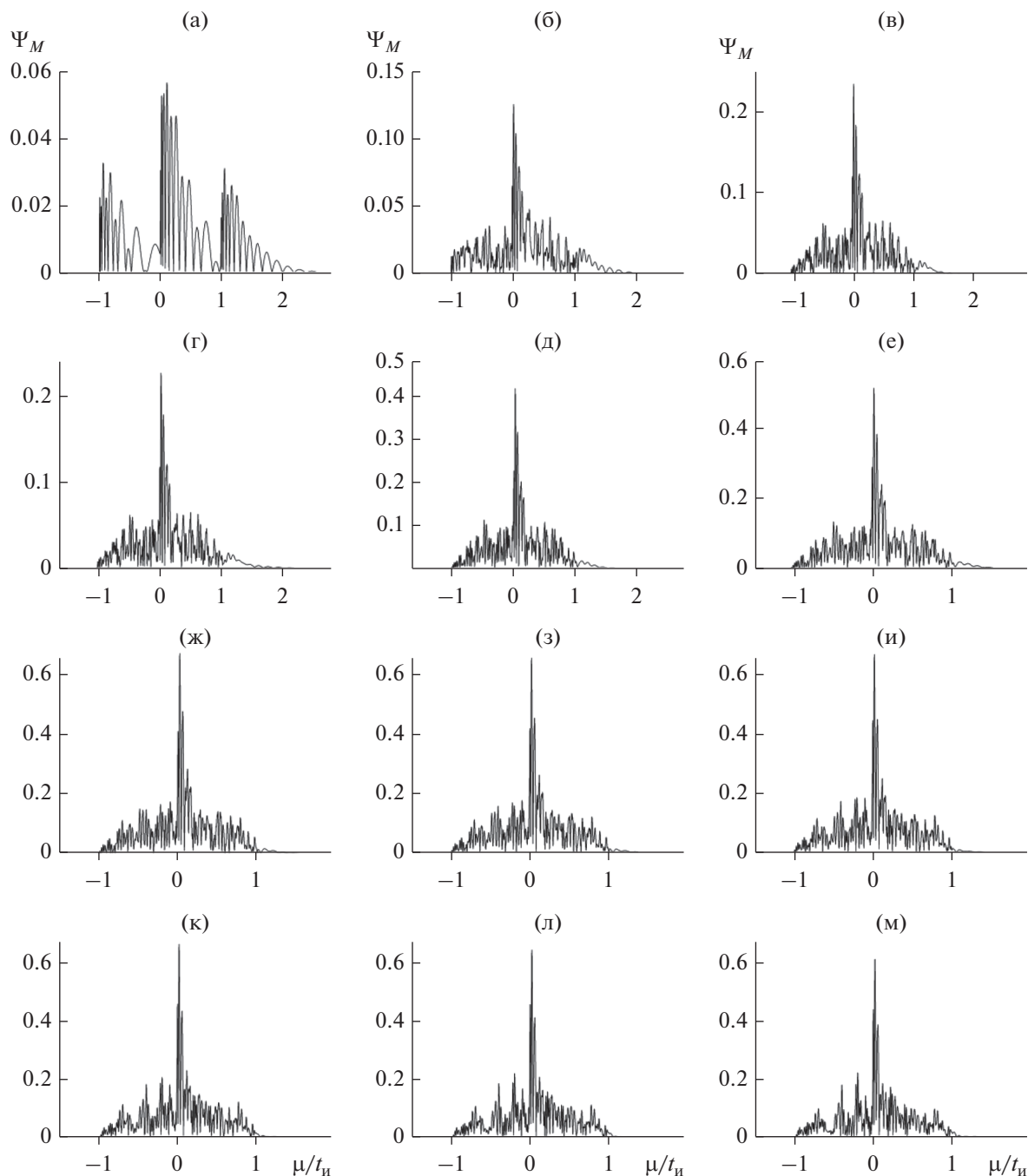


Рис. 9. К вопросу о влиянии девиации хаотической фазы на искажения ВКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 6).

$N \approx 40$ (рис. 11а–11г). Дальнейшее уменьшение параметра N приводит к возникновению боковых максимумов АКФ (рис. 11д–11з) с варьирующими характеристиками. Ширина центрального максимума АКФ $\Delta\mu_{0.5}(\tau) = 0.008t_n$ (рис. 11а) и $0.018t_n$ (рис. 11з). На рис. 12 при всех N кривые ВКФ имеют несколько выраженных максимумов в окрестности нулевого временного сдвига. Это

свидетельствует о заведомо не помеховой природе принятой реализации $|\tilde{A}(\tau; t')|$.

3.3. Параметр X_0

При прочих равных условиях изменения величины X_0 не приводят к заметным изменениям спектра импульса (пример см. на рис. 1в, 1г) и, как

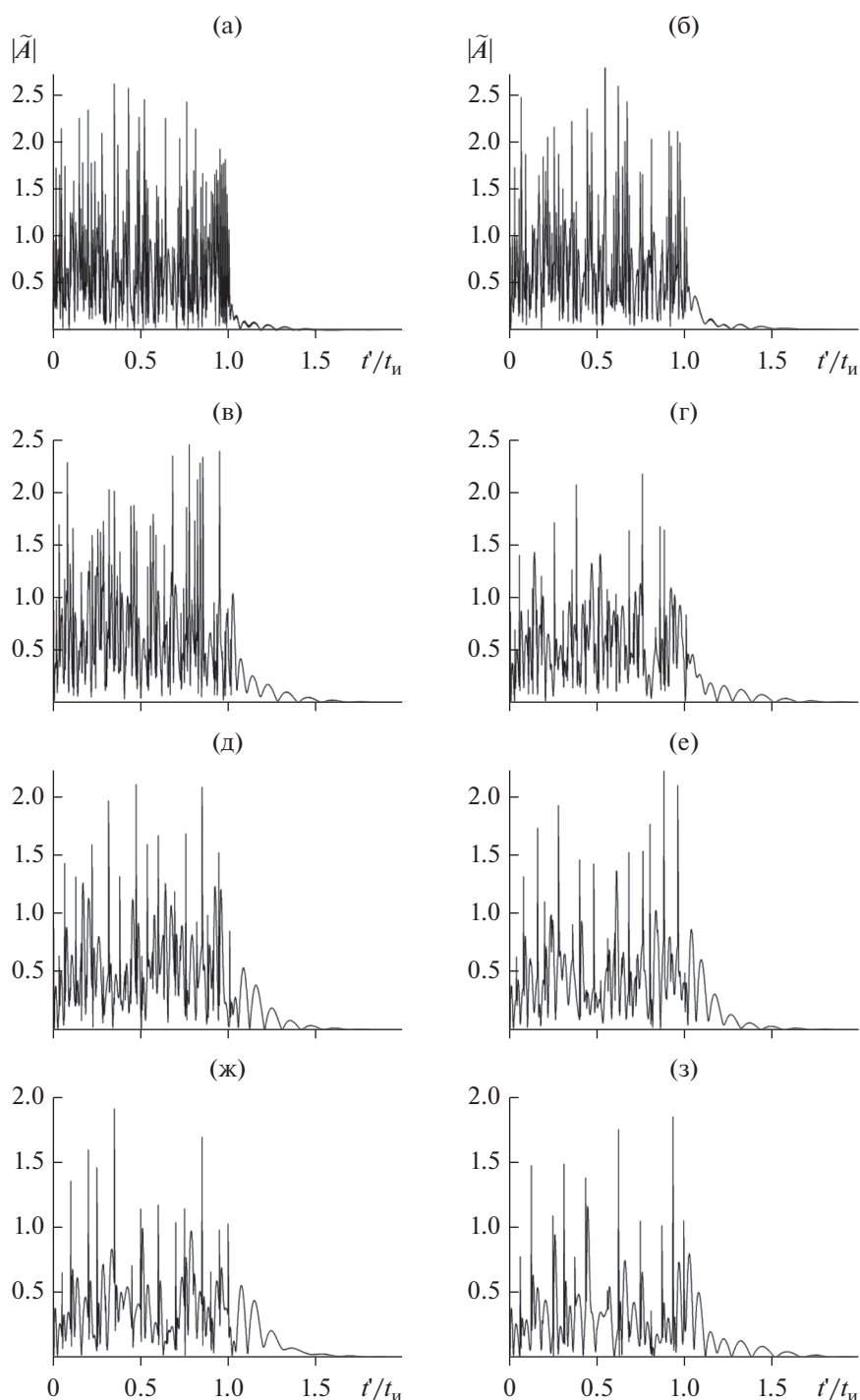


Рис. 10. К вопросу о влиянии числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе с хаотической фазой на искажения его огибающей при $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_n = 10^{-9}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $\tau = 200$; $dv = 0.5$ ГГц и $N = 100$ (а); 80 (б); 64 (в); 40 (г); 32 (д); 25 (е); 20 (ж) и 16 (з)).

можно предположить, не будут сопровождаться заметными дополнительными изменениями текущей огибающей импульса и его интегральных характеристик. Приведенные ниже данные это подтверждают. Так, огибающие на рис. 13 отвечают раз-

личающимся значениям $X_0 \in [0.1...0.4]$. К их совокупности относится и огибающая на рис. 2к, для которой $X_0 = 0.05$. Можно видеть, что различия между отдельными огибающими и, в частности, характерными высотами их локальных мак-

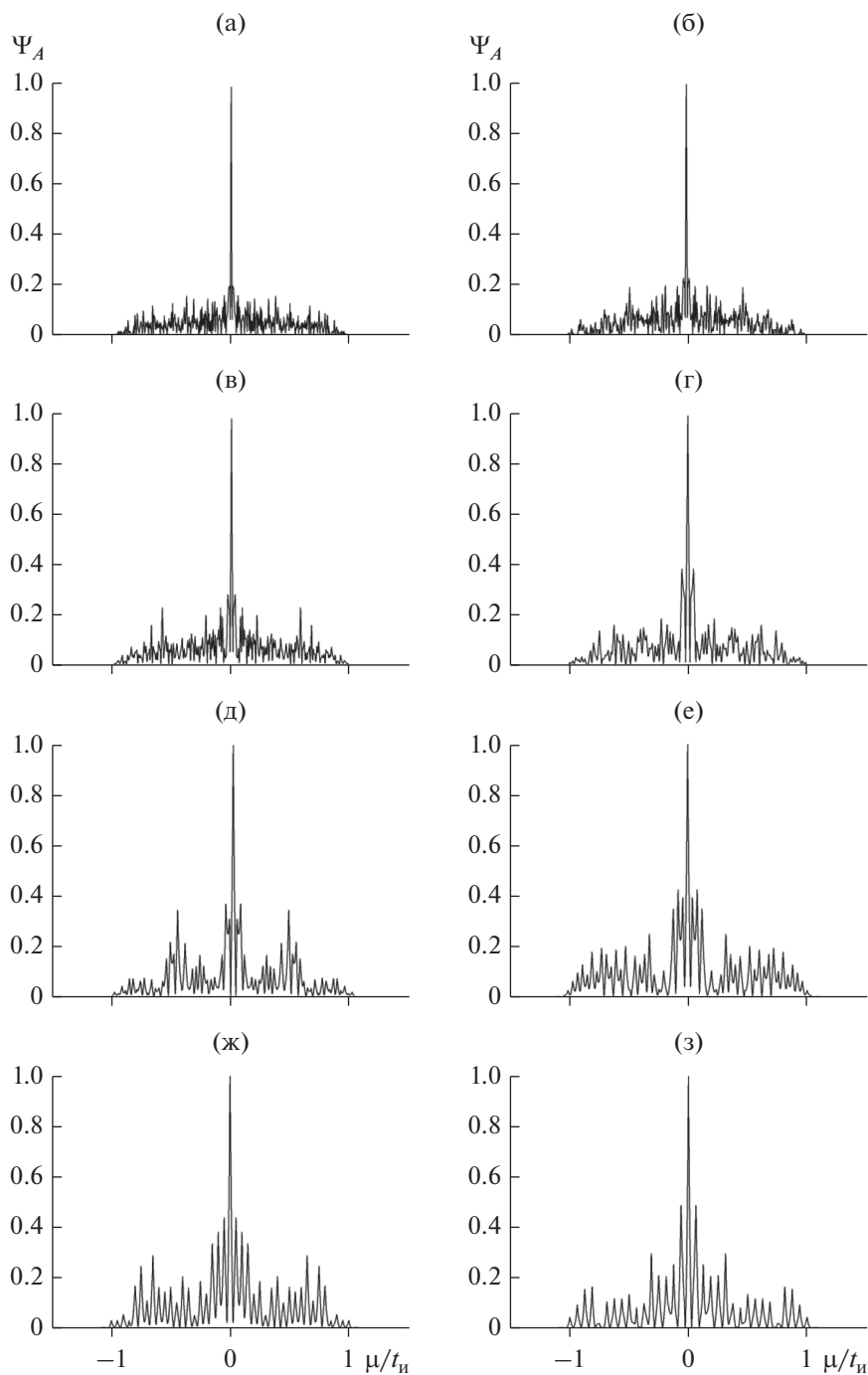


Рис. 11. К вопросу о влиянии числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе на искажения его АКФ (значения параметров те же, что и на рис. 10).

симумов весьма незначительны. Количественно на их близость друг к другу указывают и интегральные характеристики кривых, которые приведены в табл. 2 (обратим внимание, что здесь первая строка совпадает с четвертой строкой табл. 1). Например, относительные отклонения величин $\bar{t}_{\text{ит}}$ и $\Delta \bar{t}_{\text{и}}$ в табл. 2 от их средних значений 0.535 и 0.296 не превышают ~5.8 и 6.8% соответ-

ственно. Также незначительно изменяются величины $\bar{E}_{\text{и}}$ и χ . Кроме того, величины характеристик $\bar{t}_{\text{ит}}$; $\Delta \bar{t}_{\text{и}}$; γ_1 и γ_2 при всех X_0 весьма мало отличаются от своих значений для прямоугольного импульса (см. выше).

Корреляционные функции для огибающих на рис. 13 приведены на рис. 14 и 15 (см. также

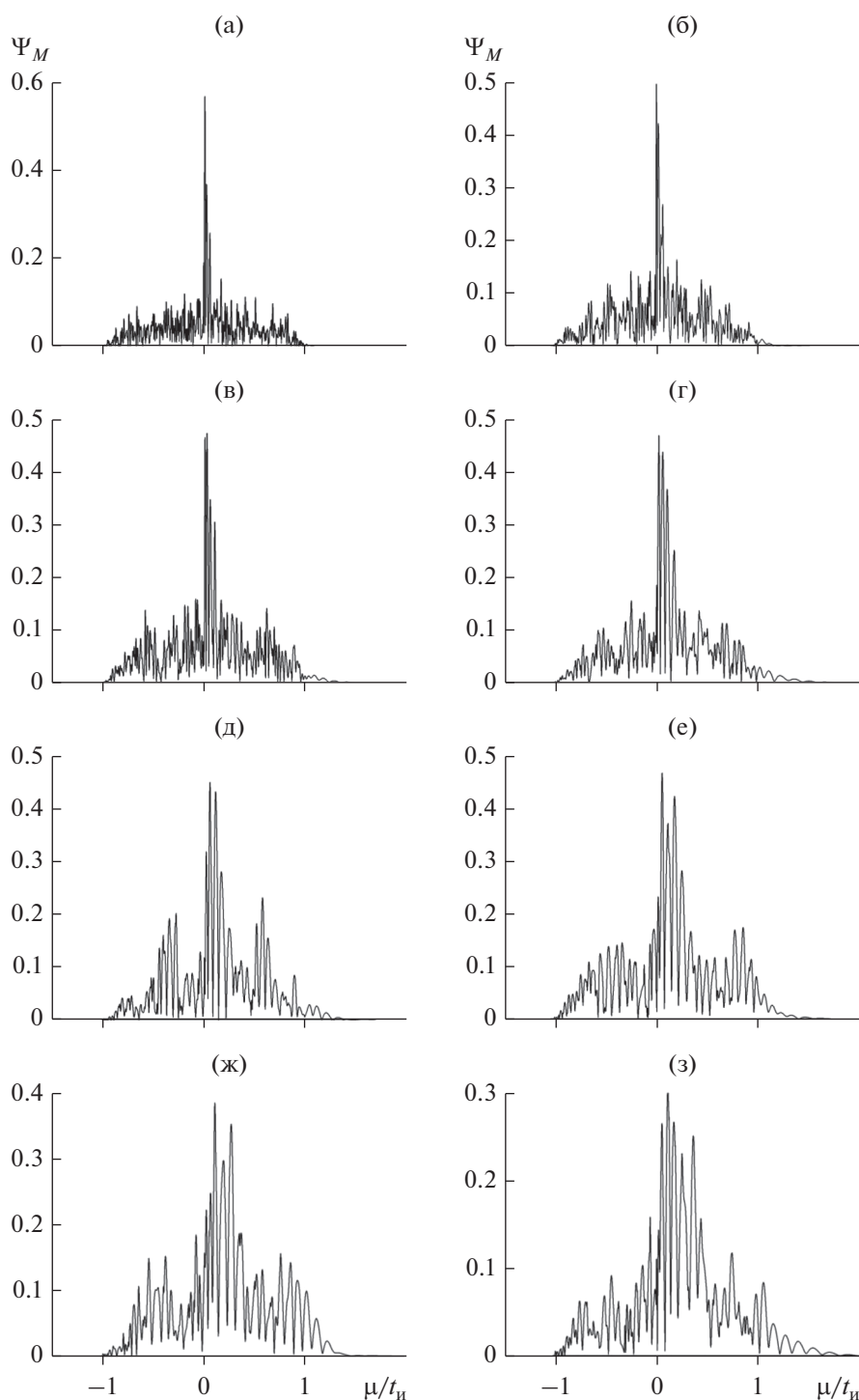


Рис. 12. К вопросу о влиянии числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе на искажения его ВКФ (значения параметров те же, что и на рис. 10).

рис. 4к и 5к). Визуально в каждой из совокупностей кривые весьма близки. Это замечание относится прежде всего к центральным пикам кривых. Так, на рис. 13 наибольшее относительное отклонение ширины центральных максимумов

$\Delta\mu_{0.5}(X_0)$ от среднего значения $\sim 0.012t_n$ не превышает 3%; аналогичная оценка для рис. 14 составляет $\sim 2\%$. Таким образом, варьирование параметра X_0 , по-видимому, не приводит к дополнительным особенностям искажений импульса (1).

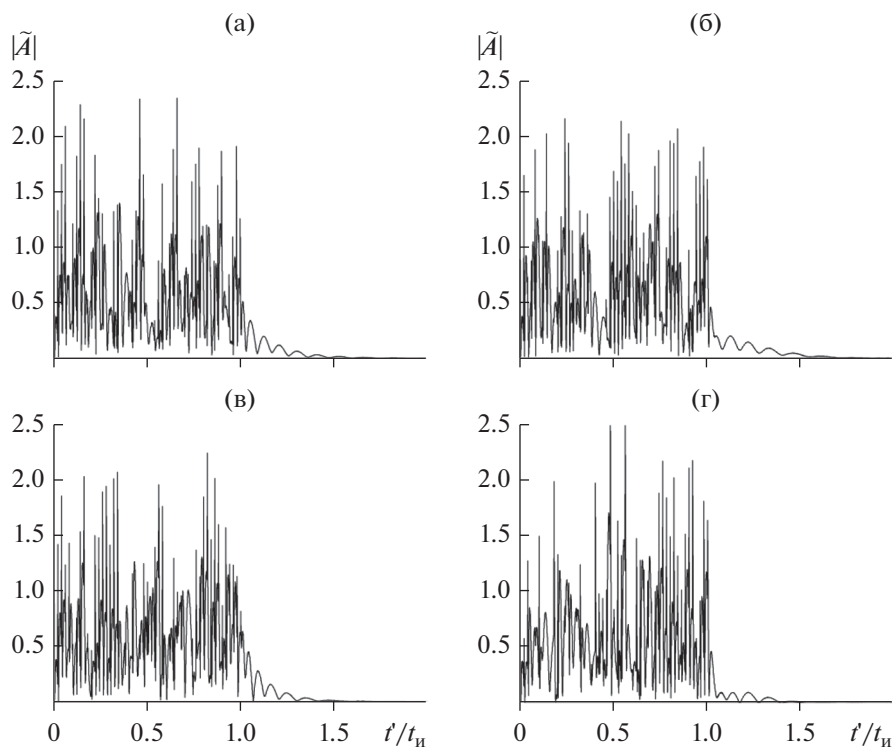


Рис. 13. К вопросу о влиянии параметра X_0 на искажения огибающей прямоугольного импульса с хаотической фазой при $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_n = 10^{-9}$ с; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 50$; $\tau = 200$; $dv = 0.5$ ГГц и $X_0 = 0.1$ (а); 0.2 (б); 0.3 (в) и 0.4 (г).

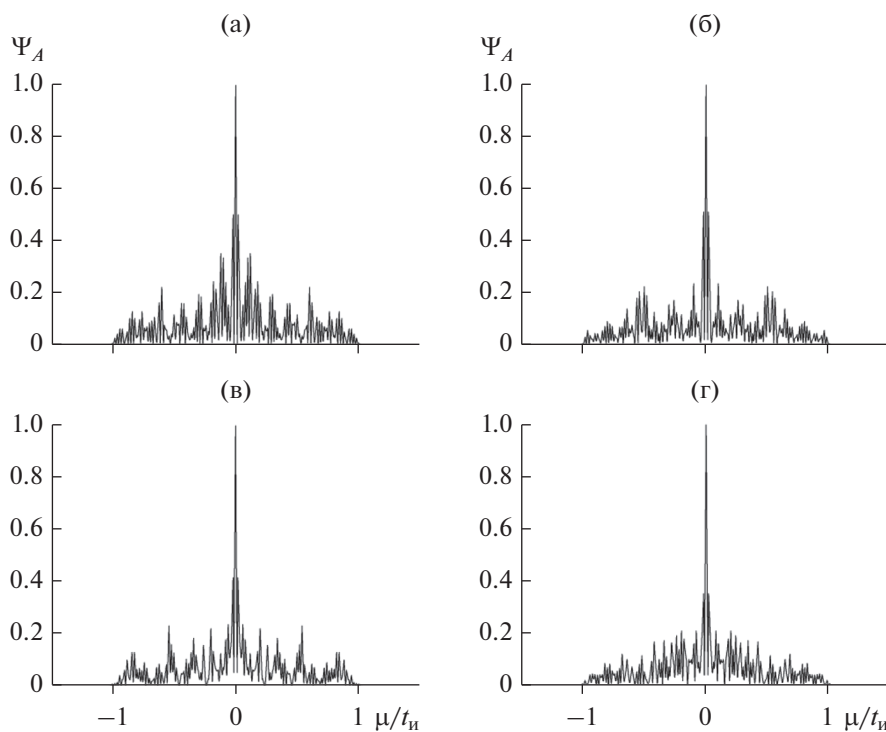


Рис. 14. К вопросу о влиянии параметра X_0 на искажения АКФ прямоугольного импульса с хаотической фазой (значения параметров те же, что и на рис. 13).

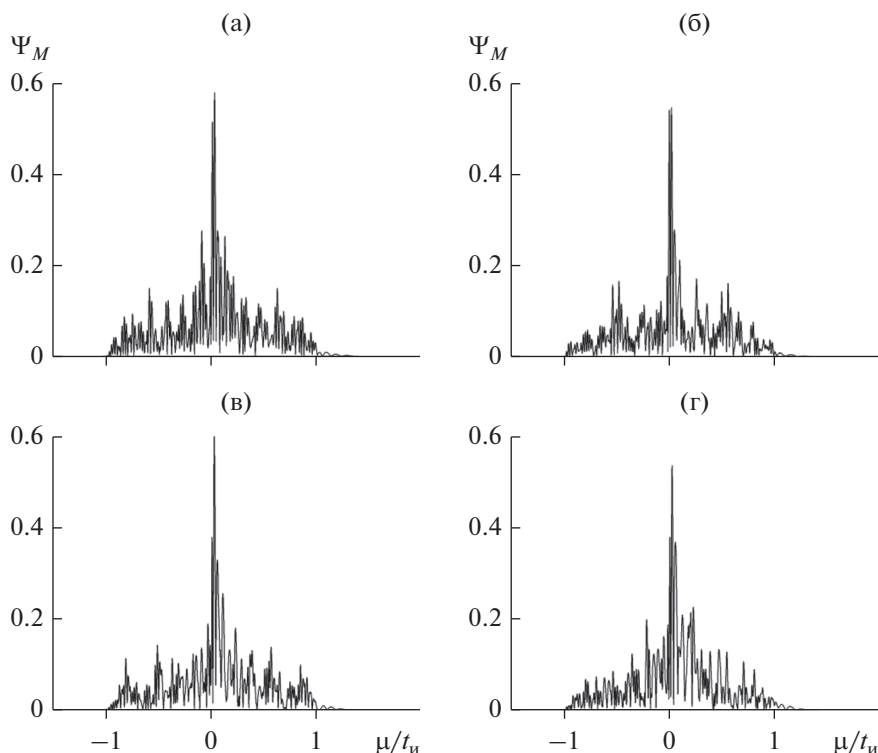


Рис. 15. К вопросу о влиянии параметра X_0 на искажения ВКФ прямоугольного импульса с хаотической фазой (значения параметров те же, что и на рис. 13).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты начального анализа характера и особенностей дисперсионных искажений распространения прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в резонансно-поглощающей газовой среде. Хаотичность фазы моделируется на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. При удалении импульса от излучателя сопровождается постепенной трансформацией, его огибающей к виду шумоподобного сигнала (случай-

ного процесса) и формированием “хвоста”, поле которого регулярно изменяется во времени. При вариациях параметров задачи, формирующих временной ход хаотической фазы, шумоподобность огибающей на текущие величины интегральных характеристик импульса практически не влияет, что означает их малую информативность.

В рассмотренных интервалах значений параметров, описывающих степень хаотичности мгновенной фазы излучаемого импульса, влияние среды не приводит к последующим принципиальным изменениям вида его авто- и взаимной корреляционных функций в процессе распространения. Во всех рассмотренных ситуациях текущие КФ деформирующегося импульса имеют вид узкого пика на фоне широкого пьедестала, характерная высота которого значительно меньше единицы. При этом ширины АКФ и ВКФ по уровню 0.5 удовлетворяют неравенству $\Delta\mu_{0.5} \ll t_n$. Таким образом, введение хаотической фазы обеспечивает сохранение их характерного вида в условиях последующей значительной деформации, огибающей из-за частотной дисперсии.

Представленные данные указывают на принципиальную необходимость учета влияния среды распространения при выполнении оценок преимуществ применения в радиосистемах хаотических сигналов, в том числе, импульсов с хаотиче-

Таблица 2. Влияние параметра X_0 на интегральные характеристики прямоугольного импульса с хаотической фазой в резонансно-поглощающей газовой среде

X_0	Интегральная характеристика					
	$\bar{E}_n$	$\bar{t}_{\text{цт}}$	$\Delta\bar{t}_n$	γ_1	γ_2	$\chi, \%$
0.05	0.523	0.540	0.296	0.077	-0.945	3.08
0.1	0.497	0.504	0.304	0.116	-1.157	2.72
0.2	0.494	0.524	0.305	0.001	-1.057	3.13
0.3	0.519	0.544	0.298	-0.102	-1.113	2.90
0.4	0.534	0.564	0.276	-0.132	-0.938	2.18

Примечание: $A_0 = 1$; $f' = 380.1$ ГГц; $t_n = 10^{-9}$ с; $N = 50$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $v_{ij} = 380.1$ ГГц; $dv = 0.5$ ГГц; $\tau = 200$.

ской фазой. Представляет также интерес изучение влияния несущей частоты и длительности хаотического импульса на его характеристики и поиск оптимальных отображений, которые обеспечат наибольшее уширение спектра излучаемого импульса при относительно малом числе скачков фазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Васюта К.С., Малышев А.А., Зоц Ф.Ф.* // Системы обробки інформації. 2012. Т. 2. № 3. С. 22.
2. *Костенко П.Ю., Васюта К.С., Симоненко С.Н., Барсуков А.Н.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2010. Т. 53. № 1. С. 1.
3. *Костенко П.Ю., Васюта К.С., Симоненко С.Н.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2011. Т. 54. № 3. С. 47.
4. *Зудилин А.С., Назаров Л.Е.* // Труды VI Всерос. научно-технич. Конф. "Радиолокация и радиосвязь". М., 2012. Т. 2. С. 3.
5. *Калинин В.И., Чапурский В.В.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1025.
6. *Стрелков Г.М.* // РЭ. 2008. Т. 58. № 10. С. 989.
7. *Зражевский А.Ю., Малинкин В.Г., Соколов А.В.* // РЭ. 1974. Т. 19. № 11. С. 2392.
8. *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // РЭ. 1967. Т. 12. № 7. С. 1147.
9. *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // РЭ. 1967. Т. 12. № 6. С. 955.
10. *Seventline J.B., Rani D.E., Rajeswari K.R.* // Radioengineering. 2010. V. 19. № 3. P. 415.
11. *Диткин В.А., Прудников А.П.* Операционное исчисление. М.: Высш. шк., 1975.
12. *Глаголев Ю.А.* Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970.
13. *Зражевский А.Ю.* // РЭ. 1976. Т. 21. № 5. С. 951.
14. *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // РЭ. 1964. Т. 9. № 8. С. 1327.
15. *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 9, 10. С. 1213.
16. *Варакин Л.Е.* Теория сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1970.