

УДК 621.396

ТЕСТОВЫЕ СИГНАЛЫ И ПОКАЗАТЕЛИ В ЗАДАЧАХ ИССЛЕДОВАНИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

Одегов Н.А.

*Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова,
65029, Украина, г. Одесса, ул. Кузнечная, 1.
onick_64@ukr.net*

ТЕСТОВІ СИГНАЛИ І ПОКАЗНИКИ В ЗАДАЧАХ ДОСЛІДЖЕННЯ МАТЕРІАЛЬНОЇ ДИСПЕРСІЇ

Одегов М.А.

*Одеська національна академія зв'язку ім. О.С. Попова,
65029, Україна, м. Одеса, вул. Кузнечна, 1.
onick_64@ukr.net*

TEST SIGNALS AND INDICATORS IN THE PROBLEMS OF MATERIAL DISPERSION INVESTIGATION

Odegov N.A.

*O.S. Popov Odessa national academy of telecommunications,
1 Kuznechna St., Odessa, 65029, Ukraine.
onick_64@ukr.net*

Аннотация. Сформулирована общая задача установления зависимостей дисперсионных характеристик оптических сигналов от их спектральных характеристик. Выполнен анализ дисперсионных свойств сигналов с прямоугольным спектром. Предложены показатели дисперсии сигналов произвольной формы. Получены конечные формулы для определения дисперсионных свойств сигналов с сосредоточенным спектром и для сигналов с бимодальным спектром. Предложена простая метрологическая схема определения дисперсионных характеристик сигналов произвольной формы.

Ключевые слова: дисперсия, сигнал, спектр.

Анотація. Сформульована загальна задача установлення залежностей дисперсійних характеристик оптичних сигналів від їх спектральних характеристик. Виконано аналіз дисперсійних властивостей сигналів з прямокутним спектром. Запропоновано показники дисперсії сигналів довільної форми. Отримано кінцеві формули для визначення дисперсійних властивостей сигналів з зосередженим спектром і для сигналів з бімодальним спектром. Запропонована проста метрологічна схема визначення дисперсійних характеристик сигналів довільної форми.

Ключові слова: дисперсія, сигнал, спектр.

Abstract. The general problem of establishing the dependencies of the dispersion characteristics of optical signals on their spectral characteristics is formulated. The dispersion properties of signals with a rectangular spectrum are analyzed. The dispersion characteristics of signals of arbitrary shape are proposed. Finite formulas are obtained for determining the dispersive properties of signals with a concentrated spectrum and for signals with a bimodal spectrum. A simple metrological scheme for determining the dispersion characteristics of signals of arbitrary shape is proposed.

Key words: dispersion, signal, spectrum.

На качество передачи данных в оптических системах (ВОСП) отрицательным образом влияют два основных фактора: затухание и дисперсия [1]. На сегодняшний день качество изготовления оптических волокон (ОВ) и характеристики чувствительности оптических детекторов позволяют передавать сигналы на расстояния 100...300 км без промежуточной регенерации. Вопрос: «С какой скоростью?». Представляется, что решающим фактором, ограничивающим скорость и дальность передачи данных, становится дисперсия.

Например, типичными значениями удельной дисперсии для различных ОВ можно считать 3...20 пс/(нм·км) [2]. Примем условно значение этого параметра 10 пс/(нм·км). Для центральной длины волны 1550 нм (несущая частота около 197 ТГц) частотный канал шириной 100 ГГц занимает приблизительно 1 нм полосы длин волн. Тогда на расстоянии 100 км от источника дисперсия приведет к расширению начального импульса на 1000 пс. С учетом интуитивного правила, что импульс должен занимать 0,25...0,5 длины символического интервала (далее – тайм-слота), получаем длительность тайм-слота до 4 нс. Т.е. скорость передачи данных будет ограничена величиной приблизительно 250 Мбит/с, что на сегодняшний день следует признать довольно незначительной величиной.

Таким образом, актуальной является научно-техническая проблема компенсации дисперсии [2]. В то же время, относительно мало исследованным остается вопрос влияния дисперсии на сигналы различного вида. Среди немногих результатов в этой области отметим результаты моделирования, полученные для гауссова импульса [3].

Целью данной статьи является разработка основ методики, позволяющей устанавливать зависимости дисперсионных характеристик импульсов в ОВ от их тонкой структуры.

Применение методов динамического численного моделирования [4] показало, что для импульсов различного вида параметр увеличения длительности ведет себя практически как линейная функция расстояния, а дисперсия имеет тенденцию устанавливаться на определенном уровне (рис. 1). Таким образом, решаемая задача сводится к определению параметров расширения импульса в зависимости от его спектрального состава.

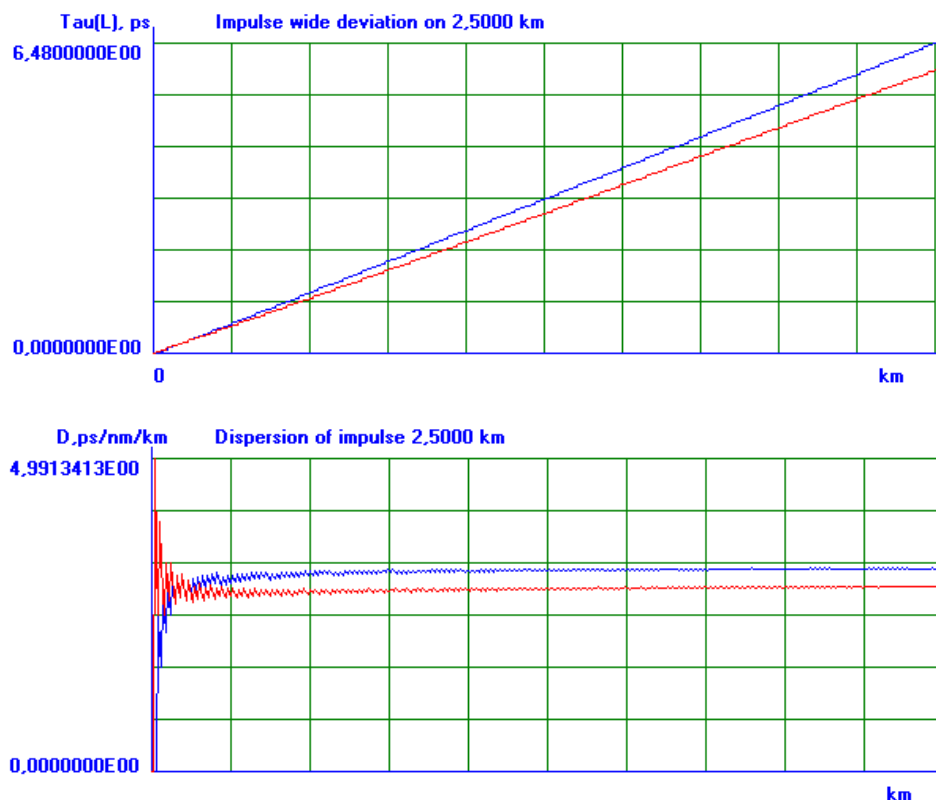


Рисунок 1 – Увеличение длительности импульса и установление дисперсии

Ниже рассматривается модельная ситуация, когда вся энергия оптического импульса распространяется исключительно сердцевине ОВ, что соответствует моделированию материальной дисперсии. При этом важным параметром является, собственно, длительность импульса. Для финитного во времени импульса его длительность определяется тривиально, но в теоретических исследованиях получают математические формы, для которых такое определение неприемлемо.

В качестве эффективной (условной!) длительности импульса в ряде источников понимают его ширину на полувысоте амплитуды [1]. На рис. 1 такому определению соответствуют верхние графики. Более конструктивным является определение длительности сигнала $E(t)$ через второй момент его энергетической характеристики [5]:

$$T_{eff}^2 = \frac{1}{\|E\|} \int_{-\infty}^{\infty} (t - t_{mid})^2 E^2(t) dt, \quad \|E\| = \int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) dt, \quad (1)$$

где среднее время $t_{mid} = \int_{-\infty}^{\infty} t E^2(t) dt$, а норма $\|E\|$ – «энергия» импульса.

Для симметричных импульсов принимаем $t_{mid} = 0$. Также предположим, что импульсы имеют единичную энергию $\|E\| = 1$. Такое предположение не является ограничивающим, поскольку к единичной энергии всегда можно перейти с помощью нормировки.

Определение (1) требует некоторых уточнений. Во-первых, в теоретических исследованиях интеграл от $E^2(t)$ и, тем более, от $t^2 E^2(t)$ может оказаться расходящимся в бесконечных пределах. Поэтому интегрирование следует вести на некотором ограниченном отрезке времени, например в пределах длительности T тайм-слота импульса: $[-T/2, T/2]$. Во-вторых, заметим, что функция $E^2(t)/\|E\|$ обладает всеми свойствами плотности распределения вероятностей для непрерывных сигналов. Тогда в выражении (1) T_{eff}^2 имеет смысл «вероятностной дисперсии». Чтобы термин «дисперсия» не использовался в контексте данной статьи одновременно в двух смыслах – как второй центральный момент функции $E^2(t)$ и как дисперсия в ОВ (искажение формы и увеличение временной длительности сигнала), будем ниже рассматривать показатель в виде среднего квадратичного отклонения (СКО): $\sigma_T = \sqrt{T_{eff}^2}$. Следовательно, для оценки длительности сигнала, можно воспользоваться неравенством Чебышева в форме «правила трех сигм». С учетом этих уточнений СКО для симметричного импульса определяется:

$$\sigma_T = \sqrt{\int_{-T/2}^{T/2} t^2 E^2(t) dt}, \quad (2)$$

а в силу неравенства Чебышева

$$\int_{-3\sigma}^{3\sigma} E^2(t) dt \geq \frac{1}{9} \|E\|, \quad (3)$$

т.е. в интервале $[-3\sigma_T, +3\sigma_T]$ сосредоточено не менее 89% (примерно 90%) энергии импульса, что справедливо для сигналов **любой** формы. Таким образом, данные уточнения сводятся к более корректному определению пределов интегрирования (2) и к определению размерностного коэффициента, равного 6. Т.е. эффективную длительность импульса, основываясь на показателе (1), следует понимать как $T_{imp} = 6\sqrt{T_{eff}^2}$. В разработанном программном обеспечении в качестве показателя длительности импульса принят отрезок времени, на котором сосредоточено 90% энергии сигнала (нижние графики на рис. 1).

В качестве основной дисперсионной модели использовано решение волнового уравнения для электрической составляющей поля (для магнитной составляющей получается аналогичное выражение):

$$E(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(j(\omega t - k(\omega)z/c)) d\omega, \quad (4)$$

где $S(\omega)$ – спектральная плотность сигнала; $k(\omega)$ – волновое число; z – расстояние, пройденное импульсом вдоль ОВ; c – скорость света в вакууме – около 299000 км/с.

Фазу сигнала в выражении (4), пользуясь известным приемом [6], разложим в ряд Тейлора в окрестности несущей (центральной) частоты ω_0 с учетом того, что сигнал является узкополосным (при несущей частоте порядка 200 ТГц ширина полосы сигнала имеет порядок $2\Delta F = 100 \dots 200$ ГГц):

$$E(t, z, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(j \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_0^{[m]} \Omega^m) d\omega, \quad (5)$$

где $\varphi_0^{[m]}$ – значение производной фазы порядка m в точке ω_0 ; $\Omega = \omega - \omega_0$ – отклонение частоты от несущей. Составляющую фазы $k(\omega)z/c$ в выражении (4) удобно представить в виде произведения частотно зависимого множителя и множителя в виде «абсолютного времени»: $k(\omega)z/c = q(\omega)\tau$, где $q(\omega) = n(\omega)\omega$; $\tau = z/c$. Здесь $n(\omega)$ – зависимость коэффициента преломления от частоты.

С учетом таких уточнений фаза в выражении (5) может быть представлена в виде суммы трех слагаемых: $\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2$, где

$$\varphi_0 = \omega_0(t - n_0\tau); \quad \varphi_1 = (t - q_0^{[1]}\tau)\Omega; \quad \varphi_2 = -\tau \sum_{m=2}^{\infty} q_0^{[m]} \Omega^m. \quad (6)$$

Проанализируем составляющие фазы (6). Составляющая φ_0 означает модуляцию низкочастотной огибающей гармоникой несущей частоты ω_0 . Она не влияет на форму огибающей. Составляющая φ_1 по теореме запаздывания означает перемещение энергетического центра импульса на расстояние z с групповой скоростью $c/q_0^{[1]}$. На изменение длительности импульса данная составляющая также не влияет. Таким образом, форму импульса на расстоянии z от источника определяют производные фазы порядка $m \geq 2$. После демодуляции сигнала и приведения запаздывания к нулю получаем дисперсионную формулу:

$$E(t, z, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) \exp(j \sum_{m=2}^{\infty} \varphi_0^{[m]} \Omega^m) d\Omega; \quad G(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t, z=0, \omega_0) \exp(-j\Omega t) dt. \quad (7)$$

В зависимости (7) полагается, как и выше, что $\|E\| = \|G\| = 1$. Для уточнения формулы (7) примем, что зависимость коэффициента преломления от частоты допускает полиномиальное представление. Линеаризация формулы Селмейера [1] показывает, что с высокой точностью в рабочем диапазоне частот данную функцию можно представить в виде квадратичного полинома: $n(\omega) = b_0 + b_1\omega + b_2\omega^2$. В табл.1 даны значения коэффициента преломления n_0 , его двух первых производных $n_0^{[1]}$ и $n_0^{[2]}$ по циклической частоте f и относительная ошибка модели для некоторых составов кварцевого стекла для длины волны 850 нм ($\omega_0 = 2\pi f_0 \approx 2\pi \cdot 352,697$ ТГц).

Анализ табл. 1 показывает, что при незначительной относительной ошибке порядка 10^{-9} зависимость коэффициента преломления n_0 от частоты можно моделировать полиномом 2-го порядка. Тогда производные функции $n(\omega)$ выше второго порядка тождественно равны нулю.

Применяя метод математической индукции, несложно показать зависимость между производными функции $q(\omega)$ и функции $n(\omega)$: $q^{[m]}(\omega) = n^{[m]}(\omega) \cdot \omega + m \cdot n^{[m-1]}(\omega)$.

Таблица 1 – Значения коэффициентов разложения функции $n(f)$

№	Материал	$n_0(f)$	$n_0^{[1]}(f), \Gamma\text{ц}^{-1}$	$n_0^{[2]}(f), \Gamma\text{ц}^{-2}$	Δn
1	SiO ₂	1,45E+00	3,7499E-17	-7,2086E-30	4,1058E-09
2	13,5% GeO ₂ 86,5% SiO ₂	1,47E+00	3,9696E-17	-8,5416E-30	4,8464E-09
3	7,0% GeO ₂ 93,0% SiO ₂	1,46E+00	3,8253E-17	-2,3101E-30	1,3152E-09
4	4,1% GeO ₂ 95,9% SiO ₂	1,46E+00	3,8762E-17	-7,1742E-30	4,0853E-09
5	13,5% Be ₂ O ₃ 86,5% SiO ₂	1,45E+00	4,0446E-17	-8,8524E-30	5,0342E-09
6	3,1% GeO ₂ 96,9% SiO ₂	1,46E+00	3,8378E-17	-9,3710E-30	5,3301E-09
7	3,5% GeO ₂ 96,5% SiO ₂	1,46E+00	3,7837E-17	-9,2832E-30	5,2822E-09
8	3,0% B ₂ O ₃ 97,0% SiO ₂	1,45E+00	4,1191E-17	-1,0611E-29	6,0657E-09
9	3,5% B ₂ O ₃ 96,5% SiO ₂	1,45E+00	3,7900E-17	-1,1678E-29	6,6941E-09

С учетом ограничений на производные коэффициента преломления, получаем выражение для фазы φ_2 из выражений (6):

$$\varphi_2 = \tau[(n_0^{[2]}\omega_0 + 2n_0^{[1]})\Omega^2 + 3n_0^{[2]}\Omega^3].$$

(8)

Поскольку $3n_0^{[2]}\Omega^3$ примерно на 3 порядка меньше $n_0^{[2]}\omega_0\Omega^2$, что следует из табл.1, выражение (8) можно дополнительно упростить. В итоге на основании выражения (7) окончательно получаем дисперсионную формулу:

$$E(t, z, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) \exp(j\varphi_0^{[2]}\Omega^2) d\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) \exp(j(n_0^{[2]}\omega_0 + 2n_0^{[1]})\Omega^2) d\Omega. \quad (9)$$

Для определения длительности импульса на основании формулы (9) воспользуемся элегантным приемом [5, с. 34–35]. Если спектральная плотность сигнала имеет вид $g(\omega) = A(\omega) \exp(j\varphi(\omega))$, квадрат эффективной длительности импульса может быть представлен в виде суммы двух интегралов:

$$T_{eff}^2 = I_1 + I_2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{dA(\omega)}{d\omega} \right]^2 d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} A(\omega) \right]^2 d\omega. \quad (10)$$

В принятых здесь обозначениях и в условиях справедливости сделанных предположений сумма интегралов (10) принимает вид:

$$T_{eff}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [G^{[1]}(\Omega)]^2 d\Omega + \frac{1}{2\pi} \tau^2 \int_{-\infty}^{\infty} (2q_0^{[2]}\Omega)^2 G^2(\Omega) d\Omega. \quad (11)$$

Проанализируем последнюю формулу. Очевидно, интеграл I_1 не зависит от расстояния, пройденного импульсом. Иначе говоря, его значение – это квадрат эффективной длительности импульса при $\tau = 0$ (т.е. на выходе источника сигнала, когда $z = 0$). В аналитических исследованиях данный интеграл может оказаться расходящимся. Однако, в исследованиях дисперсионного влияния на деформацию импульса он и не нужен, поскольку в прикладной задаче важна не столько начальная длительность импульса, сколько ее приращение по мере распространения сигнала вдоль ОВ:

$$\Delta T_{eff}^2 = T_{eff}^2(z) - T_{eff}^2(z=0) = I_2 = \frac{1}{2\pi} \tau^2 \int_{-\infty}^{\infty} (2q_0^{[2]}\Omega)^2 G^2(\Omega) d\Omega, \quad (12)$$

что и принимается в качестве базового показателя дисперсии импульса.

С учетом зависимости (12), рассмотрим дисперсионные характеристики импульсов с равномерной спектральной плотностью при $z = 0$ (рис. 2).

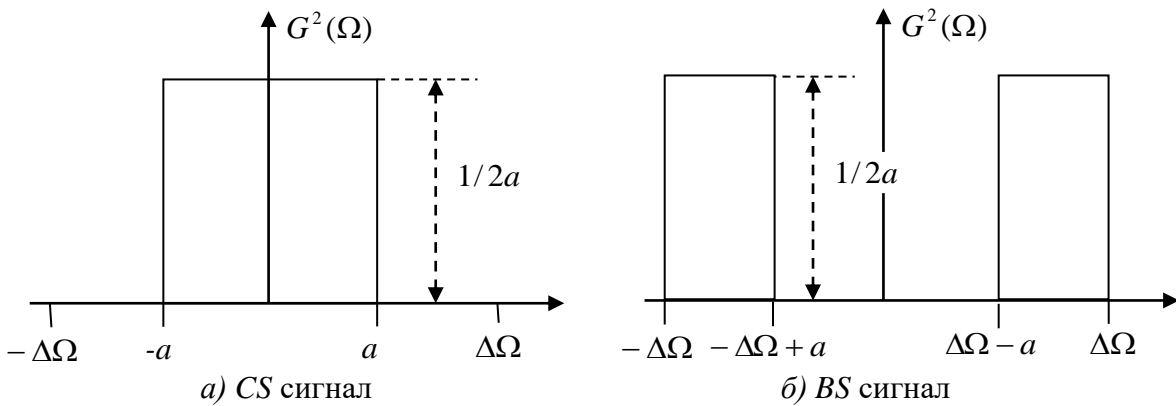


Рисунок 2 – Энергетические спектры тестовых сигналов

Для сигналов с энергетическими спектрами на рис. 2 выполнено условие нормировки суммарной энергии к 1. Для сигнала с сосредоточенным спектром (Concentrated spectrum signal – CS-сигнал) его энергетический спектр определяется: $G^2(\Omega) = \frac{1}{2a} \text{rect}[-a, a]$.

Соответственно, из выражения (12) следует:

$$\Delta T_{eff}^2 = \frac{1}{4\pi a} 4\tau^2 (q_0^{[2]})^2 \int_{-a}^a \Omega^2 d\Omega = \frac{1}{4\pi a} 4\tau^2 (q_0^{[2]})^2 \frac{1}{3} (a^3 - (-a^3)) = \frac{2}{3\pi} (q_0^{[2]})^2 \tau^2 a^2, \quad (13)$$

откуда приращение эффективной длительности импульса составит:

$$\Delta T_{eff}[CS] = \sqrt{T_{eff}^2(z) - T_{eff}^2(z=0)} = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} |q_0^{[2]}| \tau a. \quad (14)$$

Очевидно, что для всех импульсов со структурой энергетического спектра по рис. 2,а, $a \leq \Delta\Omega$, максимальную дисперсию

$$\Delta T_{eff}[NS] = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} |q_0^{[2]}| \tau \Delta\Omega \quad (15)$$

будет иметь импульс, для которого $a = \Delta\Omega$. Такой сигнал будем называть сигналом с нейтральным спектром (Neutral Spectrum Signal – NS-сигнал). Для сигнала с бимодальным спектром (рис. 2б), рассуждая аналогичным образом, получим:

$$\Delta T_{eff}^2 = \frac{2}{\pi a} \tau^2 (q_0^{[2]})^2 \frac{1}{3} [\Delta\Omega^3 - (\Delta\Omega - a)^3] = \frac{2}{3\pi a} (q_0^{[2]})^2 \tau^2 (3\Delta\Omega^2 a - 3\Delta\Omega a^2 + a^3). \quad (16)$$

При очень малых значениях параметра a , $a \rightarrow 0$, когда вся энергия сосредоточена практически на краях рабочей полосы частот $\pm \Delta\Omega$, выражение (16) упрощается:

$$\Delta T_{eff}^2[BS] = \frac{2}{\pi} (q_0^{[2]})^2 \tau^2 \Delta\Omega^2. \quad (17)$$

Такой сигнал будем называть сигналом с «плохим» спектром (Bad Spectrum Signal – BS-сигнал). Анализ выражений (15) и (17) показывает, что при $a \rightarrow 0$ показатель $\Delta T_{eff}^2[BS]$ в 3 раза больше, чем соответствующий показатель $\Delta T_{eff}^2[NS]$ для NS-сигнала. Решая элементарные неравенства, нетрудно показать, что $3\Delta\Omega^2 a - 3\Delta\Omega a^2 + a^3 \geq \Delta\Omega^3$, причем минимум достигается при $a = \Delta\Omega$, т.е. когда BS-сигнал вырождается в NS-сигнал.

Именно благодаря тому, что дисперсия NS-сигнала занимает промежуточное положение между дисперсией CS-сигнала и BS-сигнала, его дисперсионную характеристику можно принять в качестве некоторого *эталона*. Для произвольного импульса XS с нормой $\|G\|=1$ введем квадратичный показатель относительной дисперсии (КПОД):

$$\delta D[XS] = \Delta T_{eff}^2 [XS] / \Delta T_{eff}^2 [NS] = \left(\frac{1}{2\pi} \tau^2 \int_{-\Delta\Omega}^{\Delta\Omega} (2q_0^{[21]}\Omega)^2 G^2(\Omega) d\Omega \right) / \left(\frac{2}{3\pi} (q_0^{[21]})^2 \tau^2 \Delta\Omega^2 \right). \quad (18)$$

После несложных преобразований КПОД (18) можно записать в упрощенном виде:

$$\delta D[XS] = \frac{3}{\Delta\Omega^2} \int_{-\Delta\Omega}^{\Delta\Omega} \Omega^2 G^2(\Omega) d\Omega = \frac{3}{\Delta\Omega^2} \|\Omega G\|. \quad (19)$$

КПОД может принимать значения от 0 до 3. В самом деле, для сигнала с предельно высокой когерентностью, когда $G^2(\Omega) = \delta[\Omega - 0]$ (дельта-функция в окрестности 0 частот спектра огибающей) при любой ширине полосы

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Omega^2 \delta[\Omega - 0] d\Omega = \Omega^2(0) = 0.$$

Сигнал с таким спектром не подвержен дисперсии. Однако, он не может быть реализован. Кроме того, он не является носителем информации. Максимальное значение 3 КПОД принимает для BS -сигнала, для которого $G^2(\Omega) = 1/2(\delta[\Omega - \Delta\Omega] + \delta[\Omega + \Delta\Omega])$. В самом деле, пользуясь фильтрующим свойством дельта-функции, получаем:

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega^2 (\delta[\Omega - \Delta\Omega] + \delta[\Omega + \Delta\Omega]) d\Omega = \frac{1}{2} [\Omega^2(-\Delta\Omega) + \Omega^2(\Delta\Omega)] = \Delta\Omega^2.$$

КПОД оказывается удобным показателем и для теоретических исследований, и для метрологических схем. В теоретическом плане для огибающей импульса **любой** формы достаточно определить норму $\|\Omega G\|$ из формулы (19):

$$\|\Omega G\| = \int_{-\Delta\Omega}^{\Delta\Omega} \Omega^2 G^2(\Omega) d\Omega, \quad (20)$$

вычислить значение КПОД (19) для конкретной полосы частот $\pm \Delta\Omega$ и элементарно определить квадрат эффективной длительности импульса данной формы

$$\Delta T_{eff}^2 [XS] = \delta D[XS] \cdot \Delta T_{eff}^2 [NS]. \quad (21)$$

При этом КПОД (19) оказывается инвариантным к расстоянию z , пройденному импульсом и к несущей частоте ω_0 . В случае, если норма (20) не может быть определена аналитически, применяются методы численного интегрирования.

КПОД позволяет устанавливать дисперсионные свойства импульсов с различной огибающей в простой метрологической схеме. Пользуясь данным показателем, можно рассчитать дисперсионные характеристики импульса с **любой** низкочастотной огибающей.

Идеальным NS -сигналом является дельта-импульс, который физически воспроизвести нельзя. В метрологических схемах в качестве приближения к такому сигналу следует использовать сверхкороткий импульс, для которого в условиях решаемой задачи можно принять длительность на выходе источника излучения $T(z=0) \approx 0$. Тогда его длительность $T(z)$ на расстоянии «мерной мили» z можно положить равным приращению его длительности. Пользуясь приведенными выше рассуждениями, квадрат эффективной длительности такого импульса может быть определен:

$$\Delta T_{eff}^2 [NS] = \left[\frac{1}{6} T(z) \right]^2,$$

что позволяет рассчитать дисперсионные характеристики импульса с **любой** огибающей.

При этом не исключено, что укорачивание импульса при его необходимой энергии может привести к нелинейным эффектам в ОБ. Поэтому участок ОБ, на котором выполняются измерения, должен быть относительно коротким (100...1000 м). Соответственно, разрешающая способность детектора длительности импульса должна составлять $10^{-1} \dots 10^{-2}$ пс, что является предметом отдельных исследований.

В заключение сделаем следующие выводы:

1. Квадратичный показатель относительной дисперсии, предложенный здесь, позволяет решать теоретические и метрологические задачи установления дисперсионных характеристик оптических импульсов различной тонкой структуры.

2. В качестве тестового сигнала целесообразно использовать сверхкороткий импульс (*NS*-сигнал) с приблизительно равномерной спектральной плотностью в рабочем диапазоне частот. Реакция *ОВ* на такой импульс может заменить используемые на сегодняшний день показатели удельной дисперсии, поскольку позволяет анализировать дисперсионные характеристики импульсов различной тонкой структуры.

Решенная задача позволяет сформулировать ряд следующих задач:

– синтеза сигналов с оптимальной огибающей по критерию минимума дисперсии при ограничениях на амплитуду и мощность;

– физической реализации коротких импульсов (1...10 пс) заданной формы;

– разработки методов оптимального детектирования коротких импульсов, подверженных дисперсии и, соответственно, методов адаптивной подстройки таких детекторов к дисперсионным характеристикам *ОВ*;

– разработки методов измерения длительности сверхкоротких оптических импульсов.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Бондаренко О.В. Волоконно-оптические кабели. Теоретические основы, конструирование и расчет, техно-логия производства и эксплуатация: монография / О.В. Бондаренко, Д.В. Иоргачев, А.Ф. Данченко, А.В. Усов. – Одесса: Астропринт, 2000. – 536 с.
2. Бурдин В.А. Компенсация хроматической дисперсии на регенерационных участках линий передачи сетей связи / В.А. Бурдин // Электросвязь. – 2006. – № 7. – С. 28-33.
3. K. Thyagarajan and B.P. Pal. Modeling dispersion in optical fibers: applications to dispersion tailoring and dispersion compensation. / Optical and fiber communications reports. Springer Science+Business Media, LLC. – 2007. – P. 145-186.
4. Одегов Н.А. Вывод формулы для моделирования материальной дисперсии в радиально неоднородной среде // 71-ша наук.-техн. конф. професорсько-викладацького складу, науковців, аспірантів та студентів, (Одесса, 6-8 грудня 2016 р.). – Одеса, 2016. – С. 41-43.
5. Варакин В.А. Теория сложных сигналов. – М: Советское радио, 1970. – 376 с.
6. Корнейчук В.И. Оптические системы передачи. / Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. – К: Техніка. 1994. – 388 с.

REFERENCES:

1. Bondarenko O.V. Fiber optic cables. Theoretical basis, design and calculation, production technology and exploitation: monograph / O.V. Bondarenko, D.V. Iorgachev, A.F. Danchenko, A.V. Usov. – Odessa: Astroprint, 2000. – 536 p.
2. Burdin V.A. Compensation of chromatic dispersion in the regeneration sections of transmission lines of communication networks/ V.A. Burdin // Electrosvjaz, – 2006. – № 7. – P. 28-33.
3. K. Thyagarajan and B.P. Pal. Modeling dispersion in optical fibers: applications to dispersion tailoring and dispersion compensation. / Optical and fiber communications reports. Springer Science+Business Media, LLC. – 2007. – P. 145-186.
4. Odegov N.A. Derivation of the formula for modeling material dispersion in a radially inhomogeneous medium // 71 naukovо-tehничna konferencia profesorsko-vykladackogo skladu, naukovciv, aspirantiv ta studentiv (6-8 grudnja 2016 roku). – Odesa, 2016. – P. 41-43.
5. Varakin V.A. Theory of complex signals. – M: Sovetskoe radio, 1970. – 376 p.
6. Kornejchuk V.I. Optical transmission systems. / V.I. Kornejchuk, T.V.Makarov, I.P.Hanfilov. – K: Tehnika, 1994. – 388 p.