

Введение

Как Вы знаете современные сети магистральной и зонной связи, городские транспортные сети по преимуществу являются волоконно-оптическими сетями связи (ВОСС). В ВОСС реализованы [1-3]:

- огромные скорости передачи в одном канале (до 100 Гбит/с),
- большое количество высокоскоростных каналов (свыше 100) в одном оптическом волокне (ОВ),
- значительные расстояния между оптическими усилителями (до 100-200 км) между оконечными и регенерационными пунктами (до 10000 км),
- большое количество ОВ в одном оптическом кабеле (ОК).

Наша дисциплина называется «Нелинейная оптика и активные компоненты». В основном мы будем рассматривать физические процессы распространения оптического излучения по оптическим волокнам (ОВ) с учетом линейных и нелинейных явлений, а также принципы действия и теорию работы активных оптических компонентов современных ВОСС, принцип действия которых основан на нелинейных явлениях.

Объем учебных занятий 108 часов, из них лекций: 20 (для очной формы обучения), 10 часов (для очно-заочной и заочной форм обучения); практики 16 (для очной формы обучения), 8 (для очно-заочной формы обучения) и 0 часов (для заочной формы обучения); лабораторий 14 (для очной формы обучения), 6 (для очно-заочной формы обучения) и 4 часа (для заочной формы обучения). Форма отчетности – зачет.

Отметим, что нелинейные явления в оптических материалах, объемных оптических компонентах, многомодовых ОВ при относительно малых мощностях излучения обычно не проявляются. Но они часто возникают при высоких уровнях интенсивности оптического излучения и влияют на процессы его распространения в одномодовых телекоммуникационных ОВ и в планарных ОВ с малым поперечным сечением. Планарные ОВ используются для создания активных и пассивных компонентов ВОСС в интегральном исполнении (элементах интегральной оптики). Этими объектами мы и ограничимся при изучении нашей дисциплины. Нелинейные явления стали существенно влиять на параметры ВОСС после перехода на ОМ ОВ, внедрения оптических усилителей в линейных трактах и информационной технологии DWDM. Также, отметим, что нелинейные явления обычно существенны для монохроматического или квазимонохроматического излучения. Источники такого излучения с достаточно большой мощностью применяются в современных ВОСС, использующих одномодовые ОВ.

Вы уже знаете (или должны знать) классификацию, конструкции и параметры многомодовых и одномодовых ОВ, обладаете сведениями о процессах распространения излучения по многомодовым и одномодовым ОВ в линейном приближении. Вы имеете представление об источниках и приемниках излучения для ВОСС.

В рамках нашей дисциплины Вы освежите и дополните Ваши знания об одномодовых ОВ (ОМ ОВ), углубленно рассмотрите процессы распространения в них излучения в линейном приближении. Получите общие сведения о линейных и нелинейных явлениях в электронике и оптике (фотонике). Подробно рассмотрите причины и проявления нелинейных явлений в ОМ ОВ, принципы действия, конструкции и параметры активных оптических компонентов и устройств, используемых в ВОСС.

1. Процессы распространения излучения по одномодовым оптическим волокнам в линейном приближении

По ОМ ОВ может распространяться как непрерывное немодулированное, так и модулированное излучение. В ВОСС находят применение различные виды модуляции излучения (амплитудная, частотная, фазовая и поляризационная). В качестве источников излучения в ВОСС используют лазерные диоды (ЛД). В большинстве ВОСС со скоростями передачи меньше 2.5 Гбит/с используется прямая или внутренняя модуляция интенсивности излучения ЛД с помощью изменения тока через р-п переход. В нашей дисциплине мы будем основное внимание уделять высокоскоростным ВОСС, со скоростями 2.5, 10, 40 и 100 Гбит/с. В таких системах используют ЛД с узкой полосой излучаемых частот, обычно порядка 5 МГц и меньше, а для модуляции используют внешние электрооптические модуляторы. Для описания процессов распространения модулированного излучения по ОМ ОВ в большинстве случаев будем использовать гауссовский импульс, получаемый при амплитудной модуляции узкополосного ЛД, и который называют спектрально ограниченным.

1.1. Спектрально ограниченный гауссовский импульс

Спектрально ограниченный гауссовский оптический импульс характеризуется огибающей (рис. 1.1а), т.е. зависимостью оптической мощности от времени T [4]

$$P_o(T) = P_{om} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (1.1)$$

где P_{om} – максимальное значение мощности оптического импульса (амплитуда),
 T_0 – полуширина оптического импульса.

Отметим, что реальная полуширина гауссовского импульса на уровне половины амплитуды несколько меньше и равна $T_{oR} = 0.833 \cdot T_0$.

Расчеты показывают, что энергия импульса

$$W_o(T) = P_{om} \cdot T_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot d\left(\frac{T}{T_0}\right) = \sqrt{\pi} \cdot T_0 \cdot P_{om} \quad (1.2)$$

Полагаем, что импульс формируется из монохроматического излучения с частотой ω_0 . Спектр импульса Гауссовской формы (рис. 1б), т.е. зависимость спектральной плотности $S_o(\omega)$ от частоты, также имеет Гауссовскую форму [4].

$$S_o(\omega) = P_{om} \cdot T_0^2 \cdot \exp\left(-(\omega - \omega_0)^2 \cdot T_0^2\right) = P_{om} \cdot T_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2}{\Delta\omega_0^2}\right), \text{ Дж с} \quad (1.3)$$

где $\Delta\omega$ – отклонение мгновенных значений частоты ω от несущей частоты ω_0 ,

$$\Delta\omega_0 = 1/T_0, \quad (1.3a)$$

полуширина спектра импульса гауссовской формы.

Отметим, что реальная полуширина гауссовского импульса в частотной области несколько меньше и равна $\Delta\omega_{oR} = 0.833 \cdot \Delta\omega_0$.

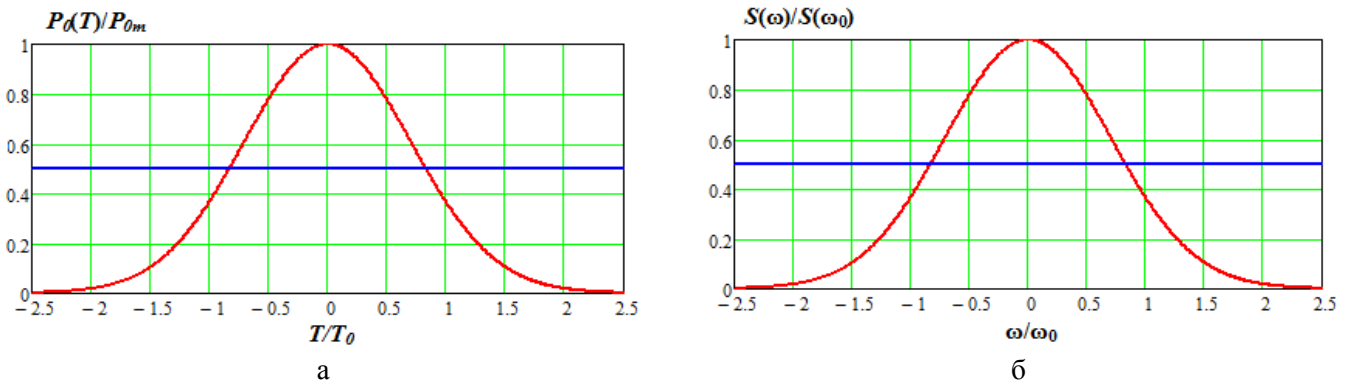


Рис. 1.1. Форма нормализованного Гауссовского импульса (а) и его спектр (б).

Именно такие импульсы мы считаем спектрально ограниченными.

1.2. Параметры одномодовых оптических волокон

Одним из основных параметров прозрачных диэлектриков, к которым относится кварц (окись кремния SiO_2 - основной материал для изготовления телекоммуникационных одномодовых оптических волокон (ОМОВ)), является зависимость показателя преломления n от частоты источника излучения. Показатель преломления n связан с фазовой скоростью монохроматических волн

$$V = \frac{c}{n}, \quad (1.4)$$

c – скорость света в вакууме.

Запишем выражение для напряженности электрического поля $E(z, t)$ в плоской монохроматической волне с частотой ω_0 , распространяющейся вдоль оси z по ОМОВ с коэффициентом затухания α (Нп/км) и постоянной распространения β (рад/км)

$$E(z, t) = E_m \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot z}{2}\right) \cdot \cos[\omega_0 t - \beta \cdot z]. \quad (1.4a)$$

Отметим, что это упрощенное выражение, не учитывающее изменение E в поперечном сечении ОМОВ. Оно также не пригодно для описания распространения модулированного излучения.

Нас же интересуют процессы распространения по ОМОВ оптического гауссовского импульса, который не является монохроматическим излучением, а обладает определенным частотным спектром. Этот импульс распространяется в среде, где скорость распространения зависит от частоты.

Вдали от резонансных частот поглощения кварца зависимость показателя преломления от частоты хорошо описывается формулой Селмейера [4]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \cdot \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.5)$$

где ω_j – j -ая резонансная частота, B_j – величина j -ого резонанса.

Тема 1. Процессы распространения излучения в оптических волокнах. Основные параметры ОВ.

Изменение фазы квазимонохроматической волны с расстоянием $\varphi(z)$ описывается постоянной распространения $\beta(\omega)$, зависящей от частоты. Эту зависимость можно разложить в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 [4]

$$\beta(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{dz} = n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.6)$$

$$\text{где } \beta_0 = \frac{n(\omega_0) \cdot \omega_0}{c} = \frac{2\pi \cdot n(\omega_0)}{\lambda_0} \quad (1.6a)$$

определяется фазовой скоростью волны с частотой ω_0 , т.е.

$$V = \frac{\omega_0}{\beta_0} = \frac{c}{n(\omega_0)} \quad (1.6b)$$

Огибающая гауссовского импульса движется в среде с групповой скоростью V_g и определяется коэффициентом β_1

$$V_g = \frac{1}{\beta_1} = \frac{c}{n_g}. \quad (1.7)$$

Расширение (дисперсия) оптических импульсов, распространяющихся в среде, определяется коэффициентом β_2 , который называют параметром дисперсии групповых скоростей (ДГС)

$$\beta_2 = \left[\frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right] \cong \frac{\lambda_0^3}{2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.7a)$$

Для оценки дисперсионного расширения импульса чаще используют параметр хроматической дисперсии (ХД), который однозначно связан с параметром ДГС

$$D_x = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda_0^2} \beta_2, \quad (1.8)$$

При проведении расчетов будем использовать зависимости от длины волны излучения в вакууме следующих параметров ОМОВ: показателей преломления сердцевин n_1 и оболочки n_2 , а также группового эквивалентного показателя преломления n_g , фазовой V и групповой V_g скоростей распространения, параметра дисперсии групповых скоростей (ДГС) β_2 , параметра ХД D_x . На рис. 1.2 показаны зависимости перечисленных параметров ОМОВ от длины волны.

Для стандартного одномодового кварцевого ОВ показатели преломления сердцевин n_1 и оболочки n_2 (рис. 1.2а) в интересующем нас диапазоне длин волн монотонно уменьшаются. Групповой показатель преломления n_g определяется коэффициентом β_1 . Его можно также определить по выражению [4]

$$n_g = \frac{c}{V_g} = c \cdot \beta_1 = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (1.9)$$

Групповая скорость V_g в кварце в интересующем нас диапазоне длин волн меньше фазовой скорости V . Групповой показатель преломления n_g на некоторой длине волны λ_D достигает минимума. Эта точка на оси длин волн разделяет области нормальной ($\lambda < \lambda_D$) и аномальной ($\lambda > \lambda_D$) дисперсий. На этой длине волны групповая скорость V_g достигает максимума (рис. 1.2б), параметр ДГС β_2 и коэффициент ХД D_x (рис. 1.2в) равны 0.

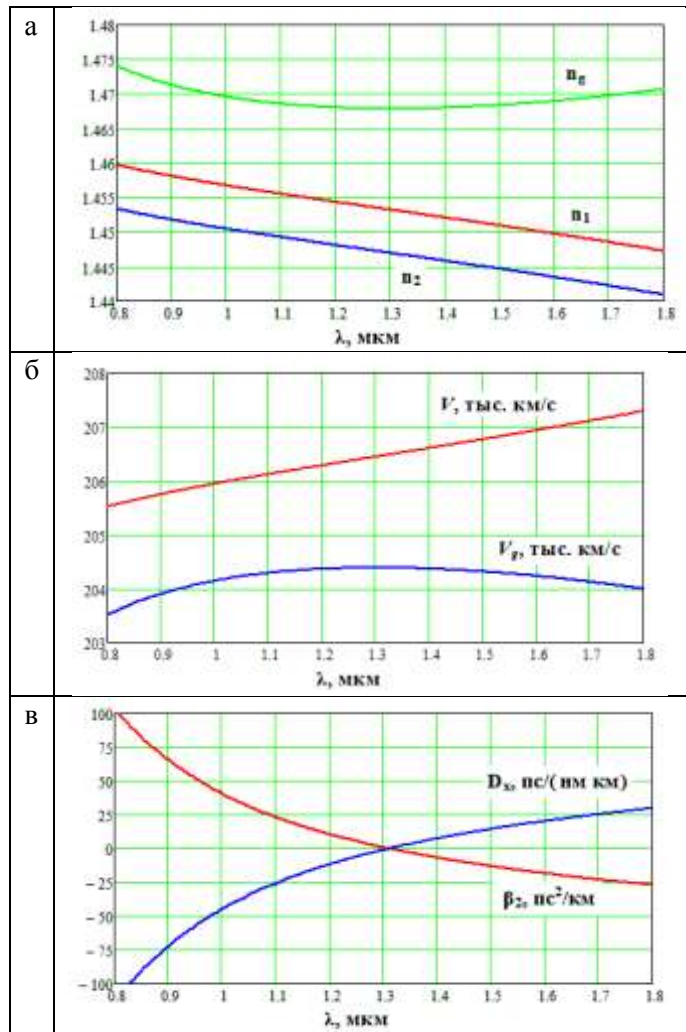


Рис. 1.2. Зависимости параметров ОМОВ от длины волны излучения.

1.3. Изменение амплитуды и формы спектрально ограниченных оптических импульсов при их прохождении по ОМОВ

В первом приближении считается, что гауссовская форма оптического импульса после прохождения в ОМОВ расстояния z сохраняется, а мощность импульса без учета ХД уменьшается с увеличением расстояния z по закону Бугера

$$P_z(T) = P_0(T) \cdot \exp(-\alpha \cdot z), \quad (1.10)$$

где T – время, отсчитываемое от середины оптического гауссовского импульса, которое соответствует времени распространения импульса $t_z = z/V_g$ на расстояние z , время t_z отсчитывается от середины оптического гауссовского импульса на входе в ОМОВ,

α – коэффициент затухания на длине волны источника в Нп/км.

Обычно расширение оптического импульса, прошедшего через ОМОВ расстояние z , определяют через коэффициент ХД и ширину спектра импульса $\Delta\lambda$ [1, 4]. Увеличение полуширины гауссовского импульса из-за ХД в первом приближении составит

$$\Delta t_z = |D_x| \cdot \Delta\lambda \cdot z, \quad (1.11)$$

где $\Delta\lambda$ – полуширина спектра импульса на входе в ОВ.

Выражение (1.11) может использоваться для любых источников излучения, в том числе с шириной спектра $\Delta\lambda$ превышающей ширину спектра спектрально ограниченных гауссовских импульсов, в том числе и для импульсов, излучаемых многомодовыми ЛД и СИД.

Современные системы когерентной связи по одномодовым ОВ используют узкополосные источники непрерывного излучения с собственной шириной спектра $\delta\omega = 2\pi \Delta\nu$, где $\Delta\nu$ меньше 5 МГц, т.е. практически одночастотные. При амплитудной модуляции таких источников короткими гауссовскими импульсами их спектр значительно расширяется и их можно считать спектрально ограниченными импульсами, для которых выполняется условие $\Delta\omega_0 \cdot T_0 = 1$. Причем $\Delta\omega_0 \gg \delta\omega$.

Определим ширину спектра $\Delta\lambda$ таких импульсов и величину расширения спектрально ограниченных гауссовских импульсов Δt_z

$$\Delta\lambda = \frac{c \cdot \Delta\nu_0}{\nu_0^2} = \frac{c \cdot 4\pi^2}{2\pi \cdot T_0 \cdot \omega_0^2} = \frac{2\pi \cdot c}{\omega_0^2 \cdot T_0} \text{ и } \Delta t_z = \frac{|D_x| \cdot 2\pi \cdot c \cdot z}{\omega_0^2 \cdot T_0} = \frac{4\pi^2 \cdot c \cdot |\beta_2| \cdot c \cdot z}{\lambda_0^2 \omega_0^2 \cdot T_0} = \frac{|\beta_2| \cdot z}{T_0} \quad (1.11a)$$

Полуширину выходного гауссовского импульса для этого случая можно также определить по выражению

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (\Delta t_z / T_0)^2} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (z / L_D)^2}, \quad (1.12)$$

$$\text{где } L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.13)$$

дисперсионная длина.

При малых расстояниях $z \ll L_D$ длительность выходного импульса T_l практически равна T_0 . При больших расстояниях $z \gg L_D$ длительность выходного импульса T_l линейно растет с увеличением z . Таким образом, дисперсионная длина определяет расстояние вдоль ОМОВ, при достижении которого ширина выходного импульса возрастает в $\sqrt{2}$ раз и далее растет почти пропорционально расстоянию. Отметим, что скорость возрастания ширины импульса резко растет для коротких входных импульсов (рис. 1.4б).

Если $\Delta t_z \ll T_0$, то для определения P_z можно использовать выражение (1.10), т.к. влиянием хроматической дисперсии на форму выходного импульса можно пренебречь. Если Δt_z соизмеримо или больше T_0 , то амплитуда прошедшего импульса будет меньше также и за счет дисперсионного расширения (хроматической дисперсии) и выражение (1.10) можно уточнить

$$P_z(T, z) = P_{0m} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2 \cdot [1 + (z / L_D)^2]}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (z / L_D)^2}} \cdot \exp(-\alpha \cdot z). \quad (1.14)$$

Продолжим рассмотрение процессов распространения по ОМОВ спектрально ограниченного оптического импульса гауссовской формы (рис. 1.3а, 1.1а). В результате действия линейных эффектов (затухания и хроматической дисперсии) относительный амплитудный спектр этого импульса на выходе ОМОВ не изменится, и будет определяться выражением (1.3). Однако фазовый спектр импульса на выходе ОМОВ изменится, а импульс приобретет внутриимпульсную линейную частотную модуляцию (чирпинг), т.к. низкочастотные ($\omega < \omega_0$) и высокочастотные ($\omega > \omega_0$) составляющие в нем распространяются с разной скоростью из-за хроматической дисперсии (см. рис. 1.2). Количественно величина и знак чирпинга гауссовского импульса можно определить по выражению

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} \quad (1.14a)$$

Таким образом, наличие ХД приводит к тому, что длительность импульса на выходе из ОМОВ возрастет $T_l > T_0$, а ширина амплитудного спектра $\Delta\omega_0$ сохраняется.

Напомним, что для ОМОВ существует длина волны λ_D нулевой дисперсии, на которой коэффициенты хроматической дисперсии D_x и ДГС β_2 равны 0 (см. рис. 1.2в). В этом случае в соответствии с упрощенным выражением (1.11а) уширения импульса и частотной модуляции внутри импульса не должно быть. Однако в действительности можно говорить только о том, что

Тема 1. Процессы распространения излучения в оптических волокнах. Основные параметры ОВ.

на этой длине волны эти явления должны быть минимальными. Для уточнения результатов действия ХД в разложении (1.6) для β необходимо учитывать и последующие коэффициенты, например β_3 . Далее мы рассмотрим влияние β_3 на ширину выходящего из ОМОВ импульса.

В области нормальной (отрицательной) дисперсии ($\lambda < \lambda_D$, $\beta_2 > 0$, $D_x < 0$) высокочастотные (коротковолновые) компоненты спектра оптического импульса распространяются медленнее, чем низкочастотные (длинноволновые) и оказываются в задней части импульса (т.е. проходят меньший путь за тоже время). Внутри импульса мгновенная частота увеличивается, частотная модуляция или чирпинг ($C > 0$) положительны (рис. 1.3б).

В области аномальной (положительной) дисперсии ($\lambda > \lambda_D$, $\beta_2 < 0$, $D_x > 0$) высокочастотные (коротковолновые) компоненты спектра оптического импульса распространяются быстрее, чем низкочастотные и оказываются в передней части импульса (т.е. проходят больший путь за тоже время). Внутри импульса частота уменьшается, частотная модуляция и чирпинг ($C < 0$) отрицательны (рис. 1.3в).

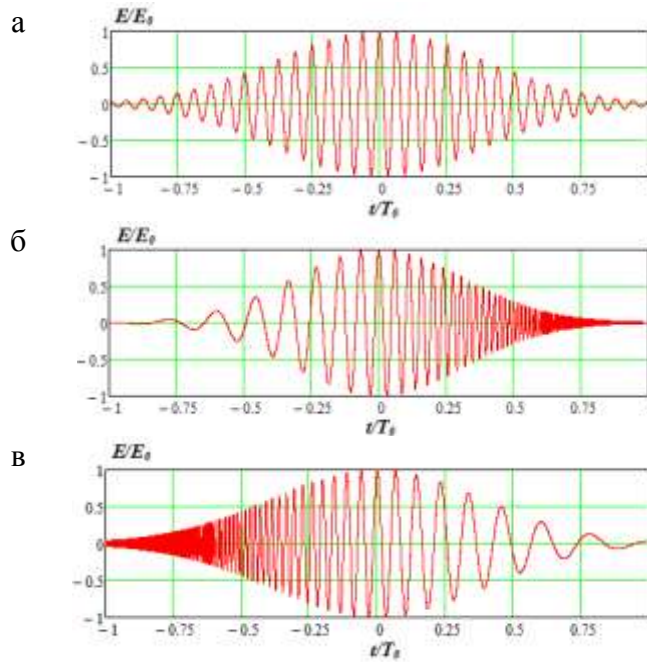


Рис. 1.3. Оптические импульсы, прошедшие ОМОВ без хроматической дисперсии ($\beta_2 = 0$ чирпинг отсутствует) (а), с аномальной дисперсией ($\beta_2 < 0$ возникший чирпинг $C < 0$ отрицательный) (в) и с нормальной дисперсией ($\beta_2 > 0$ возникший чирпинг $C > 0$ положительный) (б).

Из-за ХД гауссовский импульс, вначале не имевший частотной модуляции (чирпинга), приобретает ее, проходя по ОМОВ. Изменения частоты внутри импульса описываются выражением [4]

$$\delta\omega = -\frac{\partial\varphi}{\partial T} = \frac{2 \cdot \text{sgn}(\beta_2) \cdot (z/L_D)}{1 + (z/L_D)} \cdot \frac{T}{T_0^2}, \quad (1.16)$$

где величина $\text{sgn}(\beta_2)$ принимает значение равно по модулю 1 и имеет тот же знак, что и знак β_2 .

В соответствии с (1.16) импульс приобретает линейную частотную модуляцию (ЛЧМ), т.к. изменение частоты $\delta\omega$ прямо пропорционально времени T .

Определим зависимость величины чирпинга, возникающего в ОМОВ с положительной и отрицательной ХД, от расстояния

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} = T_0^2 \cdot \frac{\delta\omega}{T} = \frac{2 \cdot \text{sgn}(\beta_2) \cdot (z/L_D)}{1 + (z/L_D)}. \quad (1.16a)$$

На рис. 1.4а показаны зависимости чирпинга от расстояния для различных значений полуширины импульсов. Видно, что величина чирпинга с увеличением z при $z \ll L_D$ растет пропорционально расстоянию, а при $z \gg L_D$ стремится к постоянной величине с модулем 2. Причем при меньших длительностях импульсов чирпинг с увеличением расстояния растет быстрее, и раньше достигает предельного значения.

На рис. 1.4б также показаны зависимости длительности импульсов, проходящих по ОМОВ, от расстояния для различных значений полуширины импульсов. Видно, что с увеличением расстояния при $z \gg L_D$ длительность растет практически линейно. Скорость нарастания возрастает при уменьшении длительности входных импульсов.

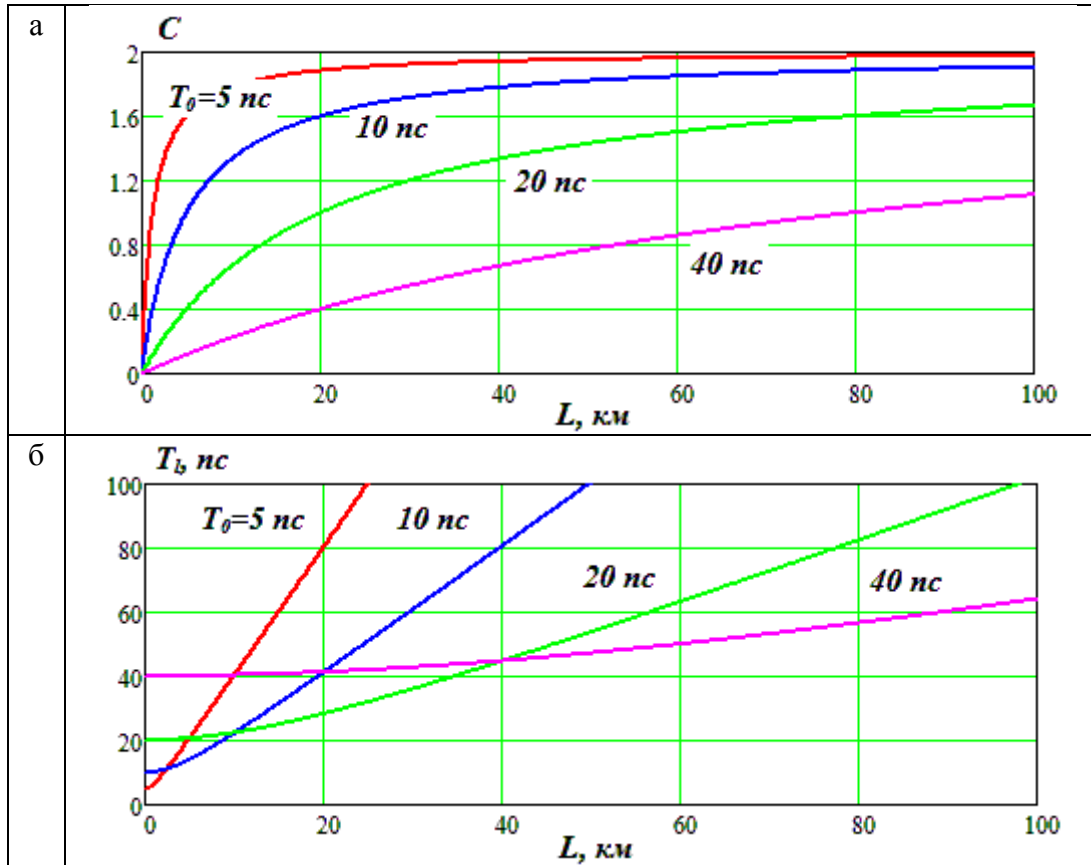


Рис. 1.4. Зависимость чирпинга (а) и длительности выходного импульса (б) от расстояния вдоль ОМОВ

1.4. Возможности компенсации хроматической дисперсии в линейных волоконо-оптических трактах

Рассмотрим процессы распространения оптических импульсов в линейных волоконно-оптических трактах, состоящих из ОМОВ с различными параметрами. Установлено, что из-за ХД независимо от знака параметра ХД оптические импульсы, проходящие по ОМОВ расширяются. Однако от знака параметра ХД зависит знак, возникающего в ОМОВ, чирпинга.

Рассмотрим последовательное соединение двух ОМОВ с разными знаками параметра ХД. Например, линию, состоящую из двух участков ОМОВ одинаковой длины и одинаковой по модулю, но противоположной по знаку хроматической дисперсией [1]. Так как полная дисперсия такой линии равна нулю, то импульс на первом участке линии, расширяется и приобретает положительный чирпинг, а на втором участке приобретает отрицательный чирпинг и сжимается до начальной величины (рис. 1.5). Ничего не изменится, если поменять последовательность ОВ.

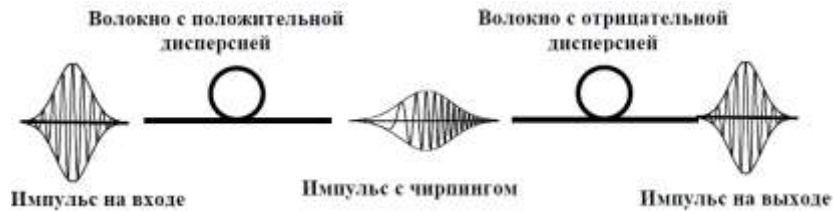


Рис. 1.5. Прохождение оптического импульса через два участка волокна одинаковой длины и с одинаковой по модулю, но противоположной по знаку хроматической дисперсией [1]. В первом ОВ $\beta_2 > 0$, возникающий чирпинг $C > 0$, а во втором ОВ $\beta_2 < 0$ и $C < 0$.

На рис. 1.6 показано, что ширина спектра исходного (спектрально ограниченного) и расширившегося импульсов одинакова. Однако у импульса с чирпингом произведение ширины спектра на длительность импульса больше чем у исходного импульса без чирпинга, для которого произведение длительности импульса на ширину спектра $\Delta\omega_0 \cdot T_0 = 1$.

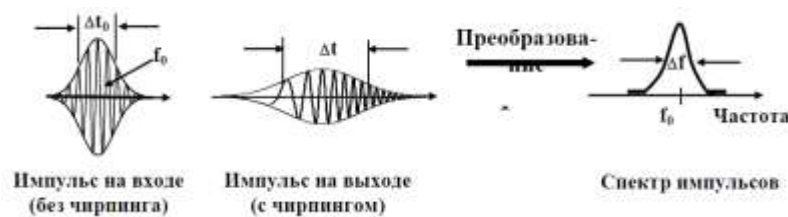


Рис. 1.6. Импульсы и их спектр на входе и на выходе волокна с положительной ДГС ($\beta_2 > 0$).

1.5. Изменение амплитуды и формы гауссовских оптических частотно модулированных импульсов при их прохождении по ОМОВ

Известно, что частотная модуляция оптических импульсов (чирпинг) может возникать не только в ОВ под действием ХД, но и возникать в источниках излучения. Например, в лазерных диодах (ЛД), причем как в ЛД с резонатором Фабри-Перо, так и в ЛД с распределенной обратной связью (DFB - Distributed Feedback Laser) при прямой модуляции по интенсивности (рис. 1.7а). При изменении тока через ЛД (прямая модуляция) меняется не только оптическая мощность, но также показатель преломления, и температура р-п перехода, т.е. меняются параметры лазерного резонатора, его оптическая длина. Следовательно, меняется частота излучения лазера, т.е. излучаемые ЛД оптические импульсы приобретают чирпинг. На рис. 1.7а показан импульс с положительным чирпингом, но в принципе он может иметь любой знак.

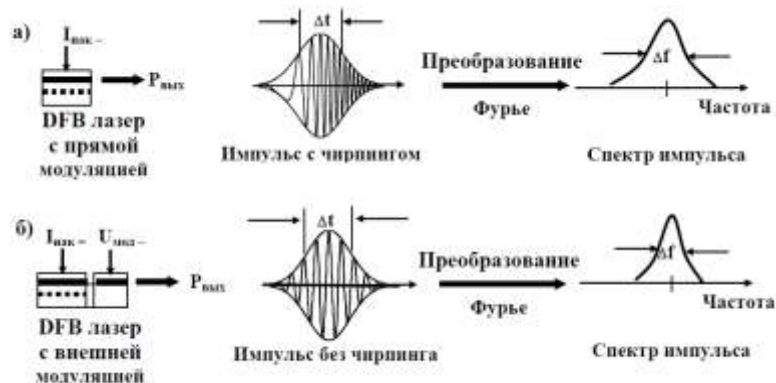


Рис. 1.7. Импульсы и их спектры на выходе DFB лазеров с прямой модуляцией (а) и с внешним модулятором (б). Ширина импульсов одинаковая, но импульс, полученный при прямой модуляции лазера, обладает чирпингом и у него спектр шире [1].

Практически исключить (или существенно уменьшить) паразитную частотную модуляцию (чирпинг) можно в источниках излучения с внешней модуляцией. Эти источники работают при постоянном токе накачки и практически являются одночастотными.

Тема 1. Процессы распространения излучения в оптических волокнах. Основные параметры ОВ.

Также отметим, что принципиально существует возможность уменьшить ширину оптического импульса от источника излучения с чирпингом, если пропустить его, например, через ОМОВ, обладающее хроматической дисперсией со знаком противоположным чирпингу источника.

Полуширину спектра гауссовского импульса с полушириной T_0 от источника излучения с чирпингом можно определить по выражению [4]

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{1+C^2}}{T_0}. \quad (1.17)$$

В отсутствие частотной модуляции источника ($C=0$) импульс является спектрально ограниченным, и для него выполняется соотношение $\Delta\omega \cdot T_0 = 1$.

Полуширину чирпированного импульса от источника после прохождения длины z по ОВ можно определить по выражению [4]

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2}. \quad (1.18)$$

Видно, что уширение зависит от знаков параметров ДГС β_2 и параметра частотной модуляции источника C . Гауссовский импульс монотонно расширяется с увеличением z , если $\beta_2 C > 0$. Это происходит даже быстрее, чем для спектрально ограниченного импульса. Если же $\beta_2 C < 0$, то импульс сначала сжимается, достигает минимума при некотором значении z_{min}

$$z_{min} = \frac{T_0^2}{C \cdot |\beta_2|} = \frac{C \cdot L_D}{1 + C^2} \quad (1.19)$$

и начинает увеличиваться при $z > z_{min}$.

На рис. 1.8 показаны зависимости коэффициента уширения оптических импульсов от расстояния вдоль ОМОВ. Минимальная полуширина импульса при $z = z_{min}$ составляет

$$T_{0z_{min}} = \frac{T_0}{\sqrt{1+C^2}} \quad (1.20)$$

При $z = z_{min}$ импульс становится спектрально ограниченным, т.е. $\Delta\omega \cdot T_{0z_{min}} = 1$

Отметим, что для стандартного ОМ ОВ в диапазоне 1550 нм $\beta_2 < 0$ и при использовании источников излучения с положительным чирпингом $C > 0$ будет наблюдаться эффект сжатия импульса. Для ОМ ОВ с $\beta_2 < 0$ для достижения эффекта сжатия импульса необходимо использовать источники с положительным чирпингом.

При $\beta_2 = 0$ пользоваться выражением (1.18) нельзя. Вместо него следует использовать выражение

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + C^2) \cdot \left(\frac{\beta_3 \cdot z}{2T_0^3}\right)^2}, \quad (1.21)$$

в котором учитывается еще один член в разложении для β (1.6), а именно β_3 .

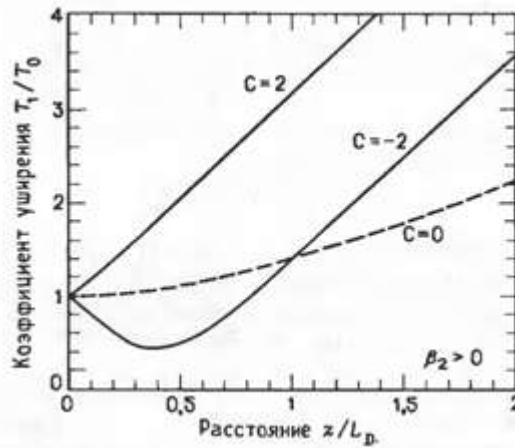


Рис. 1.8. Зависимость коэффициента уширения импульсов от расстояния вдоль ОМОВ

Все выражения для определения полуширины импульса, прошедшего через ОМОВ, получены в предположении, что сам источник излучения когерентный (одночастотный), а его спектр определяется модуляцией излучения. Реально сам источник (ЛД и СИД) может иметь собственный спектр излучения с полушириной $\delta\omega_0$. Тогда выражение (1.21) примет вид [4]

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + V^2) \cdot \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + C^2 + V^2) \cdot \left(\frac{\beta_3 \cdot z}{2T_0^3}\right)^2}, \quad (1.22)$$

где $V = \delta\omega_0 \cdot T_0$.

Выводы по 1 главе:

1. При малых интенсивностях проходящего по ОВ излучения его можно считать линейным, т.е. полагать, что коэффициент затухания не зависит от проходящей мощности, спектральный состав излучения не изменяется, а расширение импульса определяется хроматической дисперсией.
2. Получено универсальное выражение для расчета расширения гауссовского импульса (1.22), учитывающее ширину спектра излучения, паразитную частотную модуляцию источника излучения и хроматическую дисперсию ОМ ОВ.
3. Получено выражение (1.14) для амплитуды импульса прошедшего ОМ ОВ, учитывающее не только поглощение и рассеяние, но и хроматическую дисперсию.

2. Общие сведения о нелинейных явлениях в оптике

2.1. О линейных и нелинейных явлениях

При рассмотрении различных физических явлений в естественных условиях (природе) и в технических устройствах нам приходится иметь дело с линейными и нелинейными физическими процессами и эффектами. Вы за время Вашей учебы в школе и университете с ними, так или иначе, сталкивались. При описании линейных процессов используют системы дифференциальных линейных уравнений или просто линейных уравнений. Для линейных явлений в некоторой среде или устройстве (системе) характерно, что равным изменениям одной независимой (входной) величины x соответствуют пропорциональные изменения зависимой (выходной) величины y . При воздействии на линейную систему суммы входных воздействий выходной сигнал будет равен сумме выходных сигналов, определяемых каждым входным сигналом (это принцип суперпозиций). При гармоническом изменении входной величины с частотой f выходная величина имеет ту же частоту и гармоники не возникают. При воздействии на линейную систему полигармонического колебания, содержащего набор частот f_1, f_2, \dots спектр выходного сигнала содержит набор тех же частот. Новые гармоники с частотами nf_i и комбинационные частоты $\pm nf_i \pm mf_j$ где n и m – целые числа, также не возникают. Обычно линейные системы проще описываются математически и интуитивно более понятны.

Примеры систем, которые мы считаем линейными в обычных условиях применения.

В электротехнике и электросвязи:

аттенюатор, линейный усилитель, резистор, емкость, индуктивность, двухпроводная линия;

в оптике:

открытое пространство, стекла, линзы и большинство обычных оптических компонентов, оптические волокна, мультиплексоры, разветвители, оптические разъемы и другие.

Соответственно в нелинейных системах перечисленные выше свойства линейных систем не выполняются в большей или меньшей степени. На рис. 2.1 показаны зависимости выходной величины от входной для линейной системы (а) и для нелинейных систем (б) и (в).

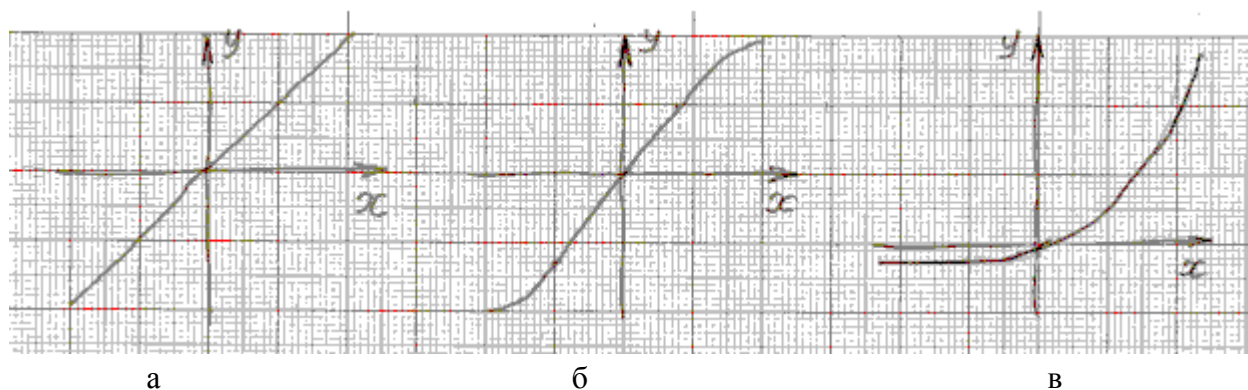


Рис. 2.1. Зависимости выходной величины от входной для линейной (а) и нелинейных (б и в) систем.

На рис. 2.2. показаны спектры входных величин (а), спектры на выходе линейных систем (б) и спектры на выходе нелинейных систем (в).

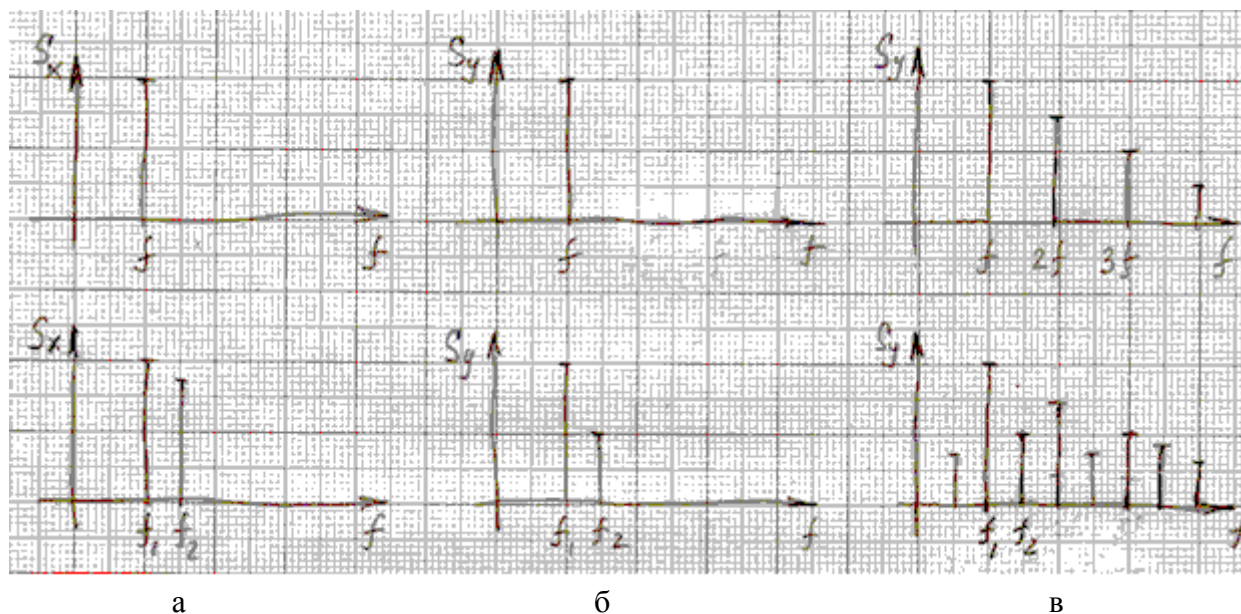


Рис. 2.2. Спектры входных величин (а), спектры на выходе линейных систем (б) и спектры на выходе нелинейных систем (в).

Нелинейные системы описываются нелинейными дифференциальными уравнениями, которые часто не имеют аналитических решений. В ряде случаев для некоторых классов нелинейных явлений находятся аналитические решения, использующие специальные функции (Бесселя, Ганкеля, Эрмита и много других). Широко применяются для исследования нелинейных систем численные методы и различные аппроксимации. Часто используют линейные приближения для получения приемлемого результата или комбинируют различные методы математического анализа. В целом надо отметить большую сложность самих нелинейных процессов и методов их математического описания по сравнению с линейными процессами.

Примеры систем, которые мы считаем нелинейными в обычных условиях применения.

В электротехнике и электросвязи:

различные диоды (выпрямительные, туннельные, и другие), различные транзисторы, тиристоры и прочие электронные компоненты;

В оптике:

источники и приемники излучения (газоразрядные лампы, светодиоды, лазеры, фотодиоды), модуляторы (электро и магнитооптические, акустооптические, абсорбционные), оптические усилители, волновые конвертеры.

Между линейными и нелинейными процессами, явлениями и системами не существует непроходимой пропасти, практически все линейные системы при некоторых условиях могут приобретать нелинейные свойства.

Например, закон Ома линейно связывает ток, протекающий по участку цепи, с напряжением и сопротивлением некоторого резистора. Однако линейная зависимость между током и напряжением сохраняется при сравнительно небольших напряжениях и протекающих токах.

Нелинейные явления в оптических материалах и средах, компонентах и устройствах возникают при высокой интенсивности проходящего оптического излучения. Они проявляются в том, что такие хорошо известные законы геометрической оптики, как прямолинейное распространение света, отражение и преломление света на границе раздела различных сред, независимость световых лучей, распространяющихся в среде, а также некоторые макроскопические законы волновой и квантовой оптики нарушаются при большой интенсивности [5]. Обычно большие интенсивности излучения достигаются при использовании в качестве

источников излучения лазеров. Для сравнения источников отметим, что интенсивность света от стандартной спектральной лампы (например, ртутной) имеет порядок $I = 10^4$ Вт/м², для полупроводниковых лазерных диодов (ЛД), используемых в оптической связи, интенсивность достигает $I=10^{10}$ Вт/м², а в случае современного сверхмощного лазера может достигать $I = 10^{24}$ Вт/м². При таких интенсивностях возникают новые оптические эффекты, и существенно меняется характер уже известных явлений.

Существуют две основные причины, обуславливающие различный характер взаимодействия световых полей малой и большой интенсивности с веществом.

Во-первых, при большой интенсивности изменяются исходные свойства (параметры) вещества под действием распространяющегося в нем света. Параметры вещества становятся переменными величинами, зависящими от интенсивности падающего света, т.е. среда становится нелинейной. В результате возникает зависимость характера оптических явлений от величины интенсивности света.

Во-вторых, при большой интенсивности излучения возрастает вероятность различных внутриатомных нелинейных процессов.

Отметим некоторые из них:

поглощение атомом среды одного (характерно для линейного поглощения) или одновременно нескольких одинаковых или разных фотонов (это многофотонное поглощение, которое является нелинейным);

излучение фотонов с меньшей или большей энергией, по сравнению с энергией одного поглощенного фотона, за счет передачи энергии от фотона к атому или от атома к фотону,

изменение энергии излученных фотонов за счет безызлучательных переходов.

Следовательно, в отличие от линейного характера взаимодействия, присущего свету малой интенсивности, при большой интенсивности взаимодействие носит нелинейный характер. Отсюда и смысл современных понятий «линейная оптика» и «нелинейная оптика», соответствующих оптике малых и больших интенсивностей света.

В нелинейной оптике, в отличие от линейной, определяющую роль играют явления на микроскопическом, атомном уровне, где не выполняется принцип суперпозиции, согласно которому различные световые волны, отличающиеся частотой, направлением, поляризацией, распространяются и взаимодействуют со средой независимо друг от друга.

Интенсивная световая волна в среде, во-первых, испытывает самовоздействие, например самофокусировку и фазовую самомодуляцию, и, во-вторых, оказывает влияние на процессы распространения в этой среде других волн, например вызывает фазовую кроссмодуляцию и четырехволновое смешение.

Таким образом, нелинейная оптика – это раздел физической оптики, изучающий распространение интенсивных световых волн и взаимодействие их с веществом, при котором характер оптических явлений зависит от интенсивности излучения.

В нашей дисциплине основное внимание мы будем уделять нелинейным явлениям в ОМ ОВ, которые используются в современных высокоскоростных ВОСС. Эта нелинейная система описывается нелинейными дифференциальными уравнениями Шредингера.

2.2. Процессы распространения света в прозрачных диэлектриках

2.2.1. Общие сведения об электромагнитной волне в прозрачном диэлектрике

В соответствии с волновой теорией света он представляет собой поперечную электромагнитную волну, которая характеризуется двумя ортогональными векторами напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} поля, соотношение между которыми определяется свойствами среды распространения.

$$\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 = \mu \cdot \mu_0 \cdot H^2, \quad (2.1)$$

где $\mu_a = \mu \cdot \mu_0$ - абсолютная магнитная проницаемость, μ - относительная магнитная проницаемость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнитная постоянная,

$\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$ - абсолютная диэлектрическая проницаемость, ε - относительная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная,

В оптике принято рассматривать одну из составляющих поля, а именно вектор \vec{E} . Рассматриваем простейшую монохроматическую незатухающую волну постоянной интенсивности с частотой ω , распространяющуюся в вакууме вдоль оси z излучение

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot z + \varphi), \quad (2.2)$$

где $\omega = 2\pi \cdot \nu$ - круговая частота, рад/с,

ν - частота, Гц,

$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ - постоянная распространения волны в вакууме, рад/м,

$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ - длина волны в вакууме, м,

c - скорость света в вакууме, м/с,

$k \cdot z - \varphi = \Phi$ - текущая фаза, рад.

Интенсивность электромагнитной волны может быть определена, как векторное произведение векторов напряженностей электрического и магнитного поля по выражению

$$I = \langle E \cdot H \rangle. \quad (2.3)$$

С учетом (1) для интенсивности волны (Вт/м²) получим

$$I = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} = \frac{dP}{dS}, \quad (2.4)$$

где P - мощность излучения (не путать с поляризованностью, которая также обозначена той же буквой).

Для волны, распространяющейся в некоторой прозрачной среде с показателем преломления n , будет справедливо выражение (2.2), в котором постоянная распространения будет равна

$$k = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda_0}. \quad (2.5)$$

Показатель преломления среды n из-за дисперсии зависит от частоты излучения ν

$$n(\nu) = \frac{c}{\sqrt{\mu_a \cdot \varepsilon_a(\nu)}} = \frac{c}{V(\nu)}, \quad (2.6)$$

$V(\nu)$ - скорость света в данной среде.

Для прозрачных диэлектриков, таких как кварцевое стекло, $\mu=1$, а

$$n^2 = \varepsilon. \quad (2.7)$$

Определим длину волны в среде

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{c}{\nu \cdot n}. \quad (2.8)$$

Отметим, что длина волны в среде λ и полная фаза Φ зависят от показателя преломления среды, а сам он в свою очередь зависит от частоты излучения ω . Все это проявления дисперсии среды.

Интенсивность плоской электромагнитной волны, Вт/м²

2.2.3. Теоретические основы линейного взаимодействия света с диэлектрической средой

Теоретические основы взаимодействия света с веществом заложили английский физик Джозеф Томсон (1856-1940), предложивший модель атома, и нидерландский физик Хендрик Лоренц (1853-1928), который ее развил и провел необходимые расчеты. Лоренц предложил рассматривать атом вещества, как гармонический элементарный осциллятор (диполь) с частотой собственных колебаний ω_0 . Эта упрощенная модель позволяет качественно определить зависимость показателя преломления, диэлектрической проницаемости и восприимчивости от частоты излучения. Параметрами этой модели являются: заряд e и масса m_e электрона, концентрация атомов (осцилляторов - диполей) N в единице объема, а также коэффициент затухания.

Под действием внешнего поля E электромагнитной волны диэлектрик поляризуется. Поле вызывает смещение электронных оболочек атомов относительно ядер, в результате атомы приобретают электрический дипольный момент. Данный механизм обуславливает, так называемую, электронную поляризованность. Наряду с электронной возможны и другие виды поляризованности, например наведенной внешним электрическим полем. Так, относительные смещения положительных и отрицательных ионов под действием поля приводят к ионной поляризованности. Если в среде имеются постоянные диполи (дипольные или полярные молекулы), то может наблюдаться ориентационная (вращательная) поляризованность, обусловленная поворотом (вращением) диполей по направлению поля.

В большинстве случаев можно пренебречь ионной и ориентационной поляризованностями и считать, что в силу большой частоты (10^{14} - 10^{15} Гц) световых волн основную роль в оптическом диапазоне (в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра) играет электронная поляризованность.

В основе взаимодействия света со средой лежит элементарный процесс возбуждения атома или молекулы вещества световым полем и последующего переизлучения света возбужденной частицей.

Электрическое поле световой волны вызывает быстро изменяющуюся поляризацию среды, т.е. каждый атом среды превращается в диполь – систему двух колеблющихся зарядов, оставаясь при этом нейтральным (сумма положительного заряда ядра и отрицательного заряда электронной оболочки равна 0). Дипольный момент атома определяется произведением заряда электрона e колеблющегося с частотой ω на его смещение r в электрическом поле волны

$$\vec{p} = e \cdot \vec{r}, \text{ Кл м} \quad (2.9)$$

Дипольный момент атома – вектор, направление которого совпадает с направлением колебаний зарядов.

Суммарный дипольный момент в единице объема или поляризованность \vec{P} также является вектором, который может быть выражен через вектор напряженности электрического поля в падающей волне \vec{E}

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = N \cdot e \cdot \vec{r}, \text{ Кл/м} \quad (2.10)$$

где χ - диэлектрическая восприимчивость, в общем случае, когда направления векторов \vec{E} и \vec{P} не совпадают, является тензором, N – количество атомов (молекул) в единице объема.

Однако в изотропной среде направления векторов \vec{E} и \vec{P} совпадают, и диэлектрическая восприимчивость является скалярной величиной.

Для полноты картины электрического поля в диэлектрике введем вектор электрического смещения или электрической индукции D

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{E} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon = 1 + \chi \quad (2.12)$$

Вектор наведенной поляризованности единичного объема среды \vec{P} , определяет поле, переизлученное этой средой в результате рассматриваемого воздействия. Поляризованность есть «отклик» среды на внешнее воздействие, т.е. на воздействие внешнего электромагнитного поля (в данном случае поля световой волны), характеризуемого вектором электрической напряженности (световым вектором) \vec{E} .

Идея расчета, проведенного Лоренцем, состоит в нахождении зависимости показателя преломления вещества от частоты. Для этого он использовал вектор поляризации P , создаваемой полем E , и вектор электрической индукции (смещения) D . Лоренц считал, что в одинаковых атомах с концентрацией N (количество атомов в единице объема) имеется один, так называемый оптический электрон с зарядом $e = -1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл и массой $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ кг.

Электрическое поле волны воздействует на электрон с вынуждающей силой

$$\vec{F}_e = e \cdot \vec{E}. \quad (2.13)$$

Электрон удерживается в атоме квазиупругой силой, пропорциональной смещению электрона от положения равновесия (коэффициент пропорциональности k), которая в свою очередь связана с резонансной частотой собственных колебаний электрона в атоме ω_0 и его массой

$$\vec{F}_r = -k \cdot r = -\omega_0^2 \cdot m_e \cdot r. \quad (2.14)$$

На движение электрона оказывает влияние также тормозящая сила, пропорциональная скорости движения электрона $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ (коэффициент пропорциональности g). Тормозящая сила определяет процессы затухания колебаний электрона в атоме и добротность резонансной системы

$$\vec{F}_t = -g \cdot \dot{r} = -\gamma \cdot m_e \cdot \dot{r}, \quad (2.15)$$

где γ – коэффициент, определяющий резонансное затухание.

Запишем линейное дифференциальное уравнение, описывающее движение электрона в атоме

$$\ddot{r} + \gamma \cdot \dot{r} + \omega_0^2 \cdot r = e \cdot E / m_e. \quad (2.16)$$

Задаем напряженность вынуждающего электрического поля в световой волне в комплексной форме

$$E = E_m \cdot \exp(j\omega t). \quad (2.17)$$

Будем искать решение уравнения (2.16) в форме гармонического колебания

$$r = r_m \cdot \exp(j\omega t), \quad (2.18)$$

где r_m – амплитуда колебаний.

Определим выражения для первой и второй производной в (2.16) с учетом (2.18)

$$\dot{r} = j\omega \cdot r_m \cdot \exp(j\omega t) \text{ и } \ddot{r} = -\omega^2 \cdot r_m \cdot \exp(j\omega t) \quad (2.19)$$

Подставляем (2.18) и (2.19) в (2.16)

$$r_m \cdot (-\omega^2 + j\gamma \cdot \omega + \omega_0^2) \cdot \exp(j\omega t) = \frac{e \cdot E_m}{m_e} \cdot \exp(j\omega t) \text{ и получим для амплитуды колебаний}$$

диполя

$$r_m = \frac{e \cdot E_m}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + j\gamma \cdot \omega]} \quad (2.20)$$

Учитывая (2.10) и (2.20) определим зависимость диэлектрической восприимчивости от частоты

$$\chi(\omega) = \frac{P_m(\omega)}{E_m} = \frac{N \cdot e \cdot r_m}{E_m} = \frac{N \cdot e^2}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + j\gamma \cdot \omega]} \quad (2.21)$$

Диэлектрическая восприимчивость содержит вещественную и мнимую составляющие:

$$Re(\chi) = \frac{N \cdot e^2 \cdot (\omega_0^2 - \omega^2)}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2]} \quad (2.22)$$

$$Im(\chi) = \frac{N \cdot e^2 \cdot \gamma \cdot \omega}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2]} \quad (2.23)$$

Вещественная составляющая характеризует переизлучаемое атомами излучение, а мнимая составляющая - затухание излучения за счет резонансного поглощения.

На рис. 2.3 показаны зависимости от частоты вещественной (а) и мнимой (б) составляющих диэлектрической восприимчивости для прозрачного диэлектрика вблизи от резонанса в ультрафиолетовой области на частоте $\omega_0 = 2 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_0 = 94.2$ нм, $\nu_0 = 3183$ ТГц).

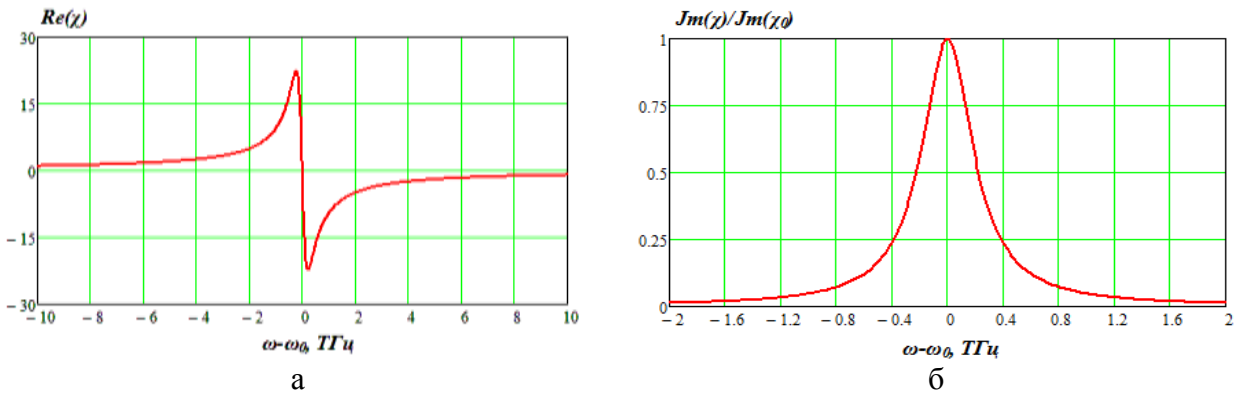


Рис. 2.3. Зависимости вещественной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости от частоты вблизи резонансной частоты ω_0 .

Видно, что вещественная часть диэлектрической проницаемости при относительно низких частотах (обычно это область рабочих частот) медленно растет. Вблизи резонансной частоты она растет очень быстро, достигает максимума, скачком изменяет свой знак, проходя через 0 на резонансной частоте, и вновь начинает расти. Мнимая часть в области рабочих частот очень мала и затухание в рабочей области частот также мало. На резонансной частоте затухание достигает своего максимума. Со времен Лоренца принято говорить, что в области частот, для которых диэлектрическая восприимчивость и показатель преломления растут с увеличением частоты, наблюдается нормальная дисперсия. В области резонанса диэлектрическая восприимчивость и показатель преломления с увеличением частоты быстро уменьшаются, что говорит об аномальной дисперсии.

Отметим, что в нашей первой лекции мы также говорили о нормальной и аномальной дисперсии в ОВ. Эти явления надо различать. В соответствии с Лоренцем аномальность проявляется для фазовой скорости и показателя преломления. А при рассмотрении хроматической дисперсии в ОМ ОВ речь идет об аномалиях в групповой скорости и групповом показателе преломления.

2.2.3. Процессы нелинейной поляризации диэлектрика под действием электрического поля волны

Характер этого взаимодействия зависит от соотношения между величиной напряженности поля световой волны E и характерной напряженностью внутриатомного поля E_{am} , определяющего силы связи оптических электронов (т.е. внешних, наиболее слабо связанных электронов) с ядром атома вещества. Поле E_{am} связано с потенциалом ионизации атома I_{am} (энергия ионизации) и атомным радиусом r_a соотношением:

$$e \cdot E_{am} \cdot r_a = I_{am}, \quad (2.24)$$

где e – элементарный заряд, равный по модулю заряду электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.
Для атома водорода это поле составляет

$$E_{am} = \frac{e}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_H^2} = 5 \cdot 10^{11} \frac{В}{м} \quad (2.25)$$

где r_H – радиус атома водорода.

Для более тяжелых атомов напряженность поля меньше, т.к. их радиус больше $E_{am} = 10^{10} \dots 10^{11}$ В/м.

Оценка поля E световой волны в случае не лазерных источников света в соответствии с (2.4) дает величину $E \leq 10^3$ В/м, т.е.

$$E \ll E_{am}. \quad (2.26)$$

В мощных лазерных пучках можно получить напряженности E вплоть до значений $10^8 \dots 10^9$ В/м, уже сравнимых с E_{am} . В случае когда поле E , оставаясь меньше E_{am} , приближается к нему по величине, поляризованность среды $P(E)$ перестает быть линейной функцией поля E .

Введем безразмерный параметр нелинейности

$$k_E = \frac{E}{E_{am}}, \quad (2.27)$$

как отношение напряженности внешнего светового поля к характерной напряженности внутриатомного поля. В области слабых световых полей имеем: $k_E \ll 1$, что соответствует приближению линейной оптики.

При этом условии отклик атомного осциллятора на внешнее воздействие будет иметь линейный характер, а зависимость поляризованности $P=P(E)$ в случае изотропной среды может быть представлена в виде:

$$P = \epsilon_0 \cdot \chi^{(1)} \cdot E, \quad (2.28)$$

где $\chi^{(1)}$ – линейная восприимчивость среды, являющаяся безразмерной величиной и зависящая только от свойств среды.

Для анизотропной среды в линейном приближении восприимчивость является тензорной величиной, и последнее уравнение примет вид:

$$P_i = \epsilon_0 \cdot \sum_{r=1}^3 \chi_{ik}^{(1)} \cdot E_k, \quad i, k = 1, 2, 3 \quad (2.29)$$

где $\chi_{ik}^{(1)}$ – компоненты тензора линейной восприимчивости среды.

Материальные уравнения (2.28) и (2.29) являются соотношениями, на которых базируется линейная оптика в изотропных средах (2.28) и в анизотропных (б). Оно справедливо только при условии $E \ll E_{am}$, а при невыполнении этого условия является лишь некоторым приближением.

В линейном приближении колеблющиеся с частотой ω диполи представляют собой ансамбль гармонических осцилляторов, которые излучают электромагнитные волны с той же частотой ω и согласованными фазами.

Если параметр k_E не является малой величиной, однако выполняется условие $k_E < 1$, как это имеет место в случае интенсивного лазерного излучения, функция $P(E)$ может быть представлена для изотропной среды в виде разложения в ряд по степеням E :

$$P(E) = \varepsilon_0 \cdot [\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} \cdot E^2 + \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots + \chi^{(m)} \cdot E^m + \dots] \quad (2.30)$$

Разложение поляризованности P в ряд по степеням E при условии $k_E < 1$ предполагает, что члены ряда убывают по мере увеличения их номеров. Коэффициенты $\chi^{(m)}$, $m \geq 2$ при членах разложения называются нелинейными восприимчивостями m -го порядка и являются уже размерными величинами. При этом соответствующая величина $\chi^{(m)}$ пропорциональна концентрации атомов (молекул) в веществе и m -ой степени параметра k_E , т.е. пренебречь всеми нелинейными членами в (30) нельзя. Это означает, что отклик среды на действие внешнего светового поля перестает быть линейным.

Естественно, что наибольший вклад в нелинейные оптические процессы будут давать низшие члены в разложении (30), так как с ростом номера m нелинейные восприимчивости $\chi^{(m)}$ быстро уменьшаются. Расчет нелинейных восприимчивостей производится с использованием методов квантовой механики. С появлением лазеров удалось экспериментально определить спектральные компоненты восприимчивостей $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, $\chi^{(4)}$ на оптических частотах.

Сама нелинейность может быть связана как со свойствами самих диполей p , так и с их количеством в единице объема N . При этом говорят о микроскопической и макроскопической нелинейностях.

Причиной микроскопической нелинейности является негармонический характер вынужденных колебаний диполей (агармонический осцилятор) при вынуждающем поле, сравнимом с внутриаомными полями диполей.

Макроскопические неоднородности обусловлены более сложными процессами – взаимодействием света с акустическими и оптическими фононами, спиновыми волнами, плазменными колебаниями и т.д. Например, в лазерных (квантовых) средах число частиц на определенном энергетическом уровне может зависеть от интенсивности резонансного поля, что является причиной нелинейного поглощения или усиления.

В типичных оптических средах, например в кварцевом стекле и нелинейных кристаллах, линейная восприимчивость $\chi^{(1)} \approx 1$, характерный порядок значений квадратичной восприимчивости составляет $\chi^{(2)} \approx 10^{-13} \dots 10^{-11}$ м/В, а кубичной восприимчивости – $\chi^{(3)} \approx 10^{-23} \dots 10^{-21}$ м²/В².

Материальное уравнение (30) составляет основу нелинейной оптики. Нелинейные восприимчивости $\chi^{(m)}$ различных порядков, как и линейная восприимчивость $\chi^{(1)}$, определяются физическими свойствами и моделями среды. Нелинейные восприимчивости введены на основе действия светового поля на оптические электроны атомов вещества, т.е. рассматривается электронная поляризованность вещества.

Отметим, что в анизотропных средах направления векторов \vec{E} и \vec{P} не совпадают, восприимчивости $\chi^{(m)}$ представляют собой тензоры. Мы рассмотрим только наиболее простой случай нелинейного взаимодействия, характерный для всех аморфных веществ и для центросимметричных оптических кристаллов

$$\chi^{(2)} = 0.$$

К таким материалам относится кварцевое стекло, в котором молекула двуокиси кремния SiO_2 обладает центром симметрии. В них квадратичная поляризованность отсутствует, следовательно, отсутствуют и нелинейные эффекты второго порядка, а нелинейность таких сред определяется в ближайшем порядке кубичной восприимчивостью $\chi^{(3)}$. Такие среды называют кубично-нелинейными, для них в правой части материального уравнения (30) второе слагаемое равно нулю, а также и все слагаемые четных порядков.

В квадратично-нелинейных средах члены суммы четных порядков не равны 0. Этим свойством обладает очень узкий класс кристаллических сред, относящихся к пьезоэлектрикам.

2.2.4. Процессы генерации гармоник в нелинейной среде

Рассмотрим процессы возникновения новых спектральных составляющих в нелинейных средах. На рис. 2.4 показаны зависимости поляризованности среды от напряженности электрического поля для кубично-нелинейной (а) и квадратично-нелинейной (б) сред.

Рассмотрим для простоты случай изотропной среды, по которой распространяется уже много раз рассмотренная плоская монохроматическая волна с частотой ω

$$E(x,t) = E_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot x). \quad (2.31)$$

Подставляя уравнение волны в формулу (2.30), находим, что первый (линейный) член в разложении поляризации по степеням поля имеет вид:

$$P^{(1)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(1)} E_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot x). \quad (2.32)$$

В линейном приближении отклик среды содержит только одну частоту ω . Это означает, что среда переизлучает свет с той же самой частотой, что и падающая световая волна.

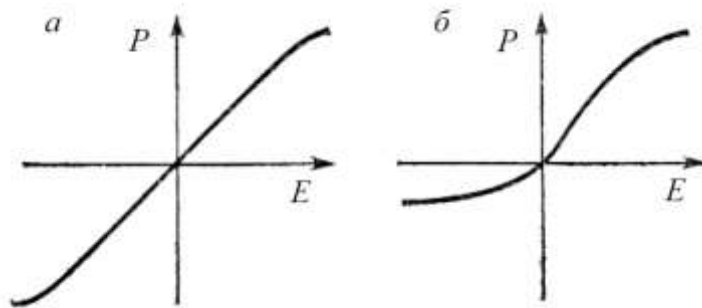


Рис. 2.4. Зависимости величины поляризованности P от напряженности E электрического поля: а – в кубично-нелинейной среде; б – в квадратично-нелинейной среде.

Рассмотрим следующий член в разложении (30), который существует только в квадратично-нелинейной среде:

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E^2 = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 \cdot \cos^2(\omega t - k \cdot x) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 + \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 \cdot \cos[2 \cdot (\omega t - k \cdot x)] \end{aligned} \quad (2.33)$$

Процессы, происходящие в такой среде, показаны на рис. 2.5.

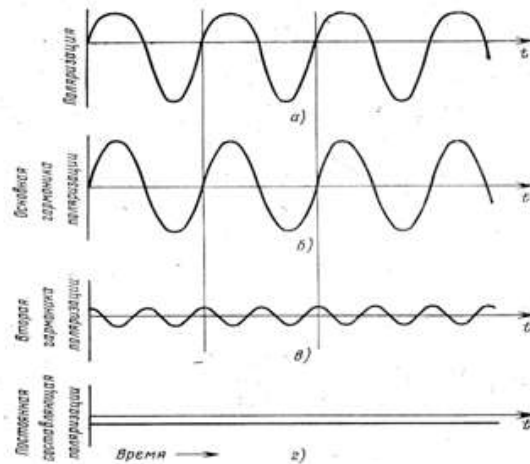


Рис. 2.5. Процессы, происходящие в квадратично-нелинейной среде

Видно, что за счет нелинейности среды возникают искажения формы поляризованности излучаемого света (рис. 2.5а). Помимо первой гармоники (2.32) с частотой ω падающего света (рис. 2.5б) возникает постоянная составляющая поляризации (рис. 2.5г), описываемая первым членом суммы в (2.33). По существу появление постоянной составляющей поляризации это выпрямление (детектирование) в том же смысле, в котором оно понимается в радиотехнике. Однако выпрямление происходит не в электронной лампе или полупроводниковом диоде, а в оптической среде, где возникает постоянная напряженность электрического поля (в данном случае со знаком -). На рис.2.6 показана экспериментальная установка для доказательства существования эффекта оптического выпрямления.

Импульс мощного оптического излучения от рубинового лазера проходит через кристалл кварца, на который нанесены электроды, образующие электрический конденсатор. Проходящее через кристалл излучение в результате выпрямления преобразуется в импульс напряженности электрического поля определенной полярности, который в свою очередь создает электрическое напряжение на обкладках конденсатора. Это напряжение можно наблюдать на экране электронного осциллографа.

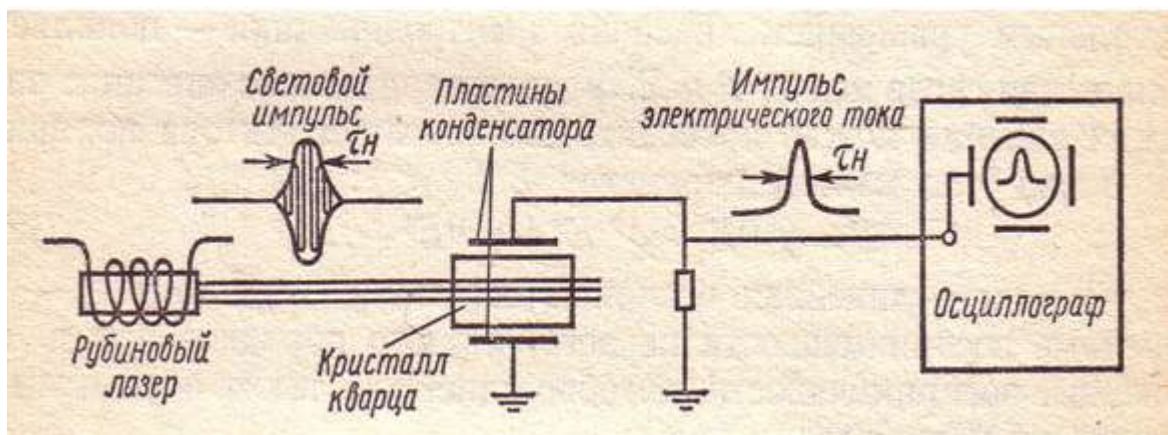


Рис. 2.6. Установка для наблюдения эффекта оптического выпрямления в квадратично-нелинейной среде

Второе слагаемое в (2.33), показанное на рис. 2.5в, свидетельствует о возбуждении второй оптической гармоники с частотой 2ω . Можно показать, что амплитуда $E_m(2\omega)$ волны на частоте 2ω , генерируемой в каждой точке среды, пропорциональна квадрату амплитуды $E_m(\omega)$ первичной волны и величине квадратичной восприимчивости данной среды.

На рис.2.7 показана экспериментальная установка для наблюдения процесса генерации второй гармоники.

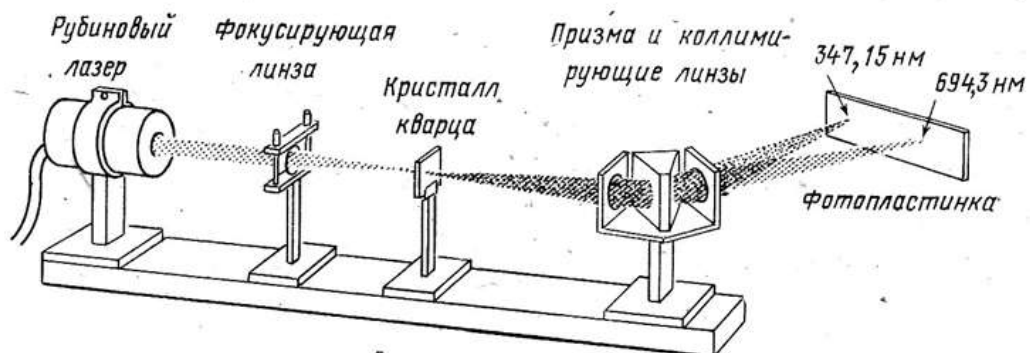


Рис. 2.7. Установка для наблюдения процесса генерации второй гармоники в квадратично-нелинейной среде

Излучение мощного рубинового лазера фокусируется с помощью линзы на кристалл кварца. Прошедшее через кристалл излучение проходит через диспергирующую призму (призменный монохроматор), которая разлагает прошедшее излучение в спектр и проецирует спектр на экран, который может представлять собой фотопластинку. На экране (фотопластинке)

можно наблюдать (регистрировать) излучение двух длин волн: исходной ($\lambda=694.3$ нм) и второй гармоники ($\lambda=347.15$ нм).

Заметим, что если на квадратично-нелинейную среду воздействуют две волны с различными частотами ω_1 и ω_2 , то нелинейная поляризация будет содержать гармонические составляющие на частотах: $2\omega_1$; $2\omega_2$; $\omega_1-\omega_2$ и $\omega_1+\omega_2$, т.е. помимо генерации гармоник возможна генерация суммарных и разностных частот.

Впервые генерацию второй гармоники наблюдал в 1961 г. П. Франкен (США) с сотрудниками в установке, аналогичной уже рассмотренной. Он исследовал прохождение луча от рубинового лазера через пьезоэлектрический кристалл кварца SiO_2 (рис. 2.8). Пластина кварца К освещалась лазерным лучом через фильтр Φ_1 , пропускающий только это излучение. За кварцевой пластинкой были зафиксированы две волны: на основной частоте ω_1 и на удвоенной частоте поля накачки $2\omega_1$ (или на длине волны $\lambda_2=\lambda_1/2$). Фильтр Φ_2 прозрачен только для волны с частотой $2\omega_1$, которая регистрировалась фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Это был один из первых опытов, в котором были ярко продемонстрированы нелинейные свойства вещества в оптическом диапазоне.

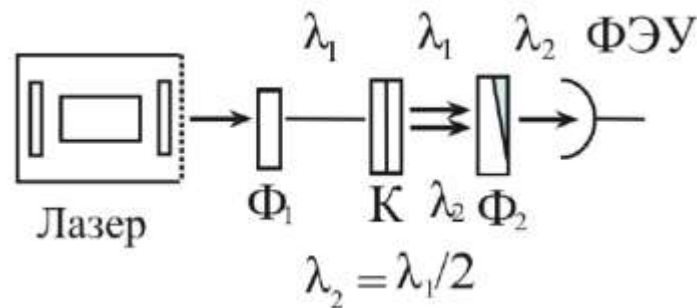


Рис. 2.8. Опыт П. Франкена (США) по генерации второй гармоники в квадратично-нелинейной среде

Рассмотрение может быть продолжено и для следующих порядков разложения, например для третьего порядка:

$$\begin{aligned}
 P^{(3)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E^3 = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos^3(\omega t - k \cdot x) = \\
 &= \frac{3}{4} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos(\omega t - k \cdot x) + \frac{1}{4} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos[3 \cdot (\omega t - k \cdot x)]
 \end{aligned}
 \tag{2.34}$$

Второе слагаемое в последнем выражении соответствует процессу генерации третьей гармоники.

Сделаем промежуточные выводы по сравнению линейных и нелинейных явлений в оптике.

В линейной оптике:

1. Частотный диапазон излучения проходящего по линейной среде не изменяется.
2. Коэффициент затухания, показатель преломления, диэлектрическая проницаемость и восприимчивость материала не зависят от интенсивности излучения.

3. Применим принцип суперпозиции для напряженностей электрического поля в электромагнитной волне, проходящей в линейной среде $\vec{E}_\Sigma = \sum_I^N \vec{E}_i$

Из принципа суперпозиций следует, что два пучка света в одной и той же области среды не оказывают воздействия друг на друга, так что свет не может использоваться для управления светом.

Линейная среда может изменять следующие параметры электромагнитной волны: амплитуду напряженности поля E_m , интенсивность и мощность излучения, фазу волны Φ , состояние поляризации, направление распространения.

В нелинейной оптике:

1. Возникают новые частоты при распространении в нелинейной среде.

2. Коэффициент затухания, показатель преломления, диэлектрическая проницаемость и восприимчивость материала зависят от интенсивности излучения.

3. Не применим принцип суперпозиции электромагнитных полей $\vec{E}_\Sigma \neq \sum_I^N \vec{E}_i$

В нелинейной оптике существует возможность использования оптического излучения (пучка) для управления другими световыми пучками.

Оптические параметры нелинейных материалов могут зависеть от интенсивности оптической волны. Реализуется явление, которое можно назвать самовоздействием. Т.е. интенсивный свет меняет параметры среды и сам изменяется при распространении по нелинейной среде. Также возможны, так называемые кросс воздействия, когда более интенсивное излучение изменяет свойства нелинейной среды, которая в свою очередь влияет на распространение даже слабо интенсивного излучения.

2.3. Краткие сведения о процессах фотолюминисценции и рассеяния света в веществе.

Эти явления, чаще всего нелинейные, происходящие в оптических материалах, описываются на основе взаимодействия фотонов с атомами и молекулами среды [6].

Фотолюминисценция происходит, когда атомная система поглощает фотон и возбуждается (переходит) на более высокий уровень, после чего спонтанно (самопроизвольно) излучает фотон и переходит на более низкий энергетический уровень. По закону сохранения энергии испускаемый фотон в однофотонных процессах не может иметь большую энергию, чем возбуждающий. Несколько типов переходов, приводящих к люминисценции, схематично показаны на рис. 2.9. На рис. 2.9а показан случай, когда частота излучаемая атомом совпадает с частотой проходящего через вещество излучения. Это явление линейное, оно описывает распространение света в прозрачной оптической среде.

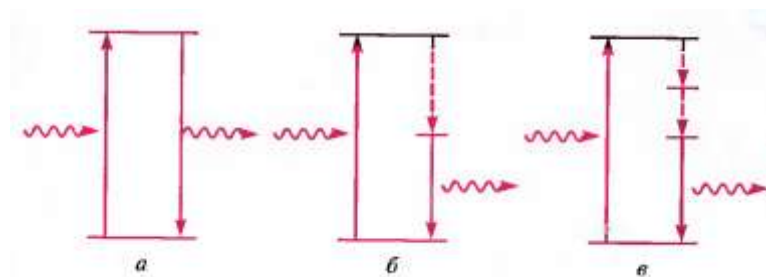


Рис. 2.9. Типы энергетических переходов в веществе при распространении излучения

Частью однофотонного процесса могут быть безызлучательные переходы вниз, показанные штриховыми линиями на рис. 2.9б и 2.9в. Частота фотолюминисценции будет ниже частоты возбуждающего излучения, а длина волны больше. Эти явления относятся к нелинейным. За счет этого механизма ультрафиолетовый свет может быть преобразован в видимый. Возбужденный электрон может в течение продолжительного времени (времени жизни) находиться в промежуточном долгоживущем состоянии, результатом чего является задержанная люминисценция. Фотолюминисценция наблюдается во всех видах веществ: газах, жидкостях, твердых аморфных и кристаллических.

Фотолюминисценция также может происходить, когда система возбуждается на более высокий уровень энергии путем поглощения более, чем одного фотона с последующим переходом на низлежащие уровни, сопровождающимся испусканием фотона (рис. 2.10). Это многофотонная фотолюминисценция. Возбуждающие фотоны могут иметь одинаковые (рис. 2.10а и 2.10б) или разные (рис. 2.10в) энергии, а испускаемый фотон может иметь большую энергию, чем каждый из поглощаемых фотонов [6]. В процессах люминисценции могут участвовать безызлучательные переходы (рис. 2.10а и 2.10б) и энергия испускаемого фотона будет меньше суммы энергии поглощаемых фотонов. Если безызлучательных переходов нет, то выходной фотон может иметь энергию равную сумме энергий поглощаемых фотонов (так называемая, ап-конверсия).

$$hv_3 = hv_1 + hv_2$$

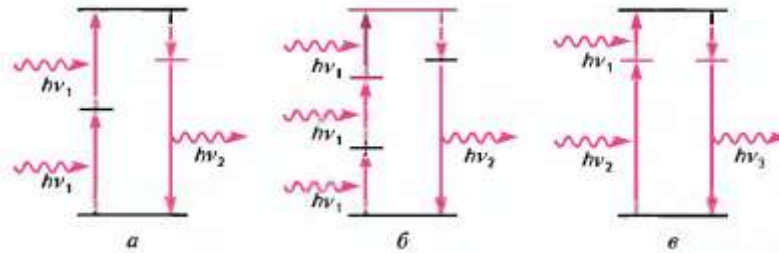


Рис. 2.10. Некоторые виды многофотонной фотолюминисценции: двухфотонная (а), трехфотонная (б) и ап-конверсия (в).

Отметим, что фотолюминисценция включает резонансное поглощение фотона с переходом из основного состояния в реальное возбужденное состояние. Следом за этим испускается фотон люминисценции с определенной энергией.

Рассеяние света сопровождается нерезонансными взаимодействиями и свет может рассеиваться в сравнительно широком диапазоне частот. Схематично можно представить три основных процесса рассеяния (рис. 2.11): рассеяние Рэлея, Рамана (комбинационное рассеяние) и рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

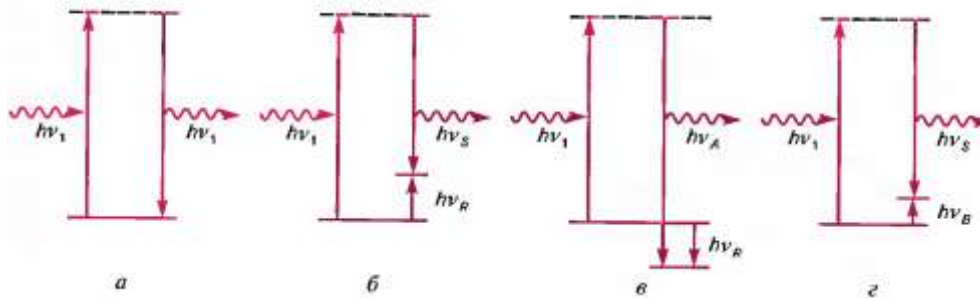


Рис. 2.11. Виды рассеяния света: рэлевское (а), комбинационное (рамановское) стоксово (б), комбинационное (рамановское) антистоксово (в) и Мандельштама-Бриллюэна (г).

Рэлевское рассеяние (рис. 2.11а) относится к линейным явлениям и не изменяет частоту проходящего излучения. В отличие от обычного распространения света свет рассеянный составляет малую долю от проходящего света и распространяется во все стороны. При рэлеевском рассеянии в результате упругого взаимодействия материал заставляет падающий фотон изменять свое направление. Оно обусловлено вариациями свойств среды, например случайными неоднородностями показателя преломления или присутствием частиц, размеры которых много меньше длины волны света, таких как электроны, атомы, молекулы и наночастицы. Интенсивность рассеянного света пропорциональна ν^4 (или λ^{-4}). Таким образом, короткие волны рассеиваются сильнее длинных волн. Рэлеевское рассеяние объясняет голубой цвет неба. Рассеяние света на частицах с размерами больше $\lambda/10$ известно как рассеяние Ми. Этот процесс слабо зависит от длины волны и отвечает за белый ореол вокруг огней при наличии дымки или тумана.

Рамановское (комбинационное) рассеяние это двухквантовый процесс, в котором в процессе взаимодействия с веществом фотон частоты ν_I исчезает и рождается новый фотон с более низкой частотой ν_S (стоксово рассеяние, $\nu_S = \nu_I - \nu_R$) или более высокой частотой ν_A (антистоксово рассеяние, $\nu_A = \nu_I + \nu_R$). Схемы этих процессов показаны на рис. 2.11б и 2.11в. В отличие от рэлеевского комбинационного рассеяние – неупругий (нелинейный) процесс. Изменение энергии фотона происходит за счет обмена энергией $h\nu_R$ с колебательной и/или вращательной модой молекулы вещества. При стоксовом рассеянии фотон делится своей энергией с веществом, а при антистоксовом заимствует энергию у вещества. Таким образом, спектр рассеянного света содержит несмещенную компоненту рэлеевского рассеяния на частоте падающего света, а также смещенные боковые компоненты стоксова и антистоксова комбинационного рассеяния. Интенсивность боковых компонент для нерезонансных взаимодействий мала и составляет около 10^{-7} от интенсивности падающего света [6]. Стекла, используемые для изготовления оптических волокон, имеют широкие колебательные спектры, которые порождают широкие рамановские спектры.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) происходит, когда сигнальный фотон входит в нелинейную оптическую среду вместе с фотоном накачки, имеющим более высокую частоту. Сигнальный фотон стимулирует испускание второго такого же фотона, который получается в результате стоксова сдвига энергии фотона накачки. Избыточная энергия фотона отдается колебательным модам молекул вещества. Процесс имеет сходство с вынужденным излучением, однако комбинационное взаимодействие является параметрическим нелинейным оптическим процессом третьего порядка.

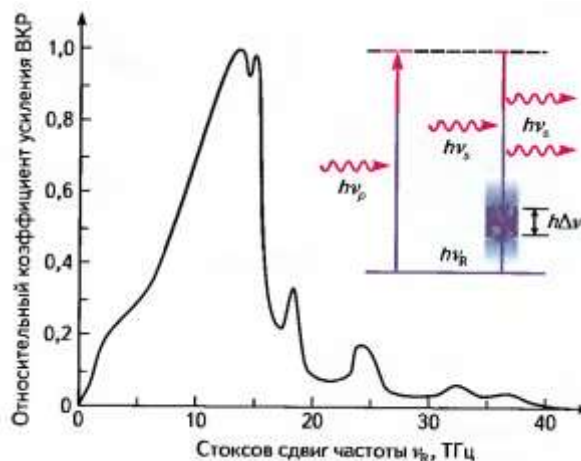


Рис. 2.12. Спектр ВКР и энергетическая диаграмма процессов усиления.

Спектр ВКР для кварцевого ОВ показан на рис. 2.12. Его ширина определяется колебательными характеристиками материала. Кварцевое стекло, германий, фосфор и другие легирующие добавки в ОВ имеют сильно отличающиеся по форме и величине спектральные распределения. В кварцевом ОВ, легированном германием, частота пика коэффициента усиления ВКР на 13 ТГц ниже пика накачки при ширине полосы 12.5 ТГц.

ВКР используется для создания волоконных оптических усилителей (ОУ) и лазеров. Достоинство рамановского усиления и генерации заключается в том, что ширина полосы, в пределах которой они могут работать, определяется колебательным спектром материала, например кварцевого ОВ, а не шириной узкой линии перехода для вынужденного излучения. Колебательный спектр достаточно широк и позволяет создавать ОУ и лазеры в полосе до 100 нм.

Еще одним применением ВКР в ОВ является создание источников широкополосного излучения. Накачка вызывает в ОВ спонтанное комбинационное рассеяние, которое усиливается по мере распространения по ОВ за счет ВКР. При достаточной длине ОВ и интенсивности накачки возникает широкополосное достаточно мощное излучение (суперконтинуум).

Спонтанное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, схема которого приведена на рис. 2.11г, во многом аналогично рамановскому, однако обмен энергией фотона накачки происходит не с колебательными модами молекул, а с акустическими модами сплошной среды. При большой интенсивности излучения накачки возникает и вынужденное *рассеяние Мандельштамма-Бриллюэна* (ВРМБ), которое представляет собой стоксово излучение, распространяющееся навстречу излучению накачки. ВРМБ увеличивает затухание для излучения накачки.

2.4. Классификация нелинейных явлений в оптике

Приведем классификацию нелинейных явлений в оптике, охватывая те явления, о которых мы уже знаем и те, о которых будем говорить позже.



Рис.2.13. Классификация нелинейных явлений в оптике

Все нелинейные явления (рис. 2.13) можно разделить на четыре группы, исходя из основных процессов (явлений) в оптических средах:

- нелинейное поглощение,
- нелинейное усиление,
- нелинейная рефракция (нелинейное преломление света),
- нелинейное рассеяние.

Ниже в классификации идет детализация указанных явлений (процессов) и устройств на их основе.

Нелинейное поглощение используется для создания электроабсорбционных модуляторов и аттенуаторов. Оно основано на эффекте Франца-Келдыша. Нелинейное поглощение и усиление используется для создания волоконно-оптических усилителей (ВОУ), использующих в качестве активной среды ОМ ОВ, легированные редкоземельными ионами.

Нелинейная рефракция (нелинейное изменение показателя преломления) объясняет:

- эффект оптического детектирования (эффект выпрямления),
- самофокусировку,
- параметрическое усиление,
- параметрическую генерацию,
- генерацию второй и третьей гармоник излучения,
- фазовую самомодуляцию (ФСМ),
- фазовую кроссмодуляции (ФКМ),
- четырехволновое смешение (ЧВС).

При определенных условиях за счет ФСМ в ОМ ОВ можно создать оптические импульсы-солитоны, которые могут распространяться на большие расстояния не испытывая расширения за счет хроматической дисперсии. Они позволяют повысить скорость передачи сигналов в ВОСС.

Управление нелинейной рефракцией с помощью электрических или магнитных полей используется для создания электрооптических и акустооптических модуляторов и дефлекторов (устройств для управления пространственным расположением или направлением распространения оптических пучков).

Управляемая нелинейная рефракция используется в волоконных ответвителях, разветвителях и интерферометрах, которые применяются для смешивания излучений различных частот при гетеродинном и гомодинном приеме оптических сигналов с различными видами модуляции.

Большую роль в ОМ ОВ играют явления рассеяния света, к которым относятся:

- линейное рэлеевское рассеяние и рассеяние Ми,
- нелинейное рассеяние Рамана (комбинационное рассеяние),
- нелинейное рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна.

При больших интенсивностях излучения рассеяние Рамана и Манделъштамма-Бриллюэна становится вынужденным. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна (ВРМБ) в ОМ ОВ оказывает большое влияние на процессы распространения по ним сигналов.

На основе вынужденного рамановского рассеяния (оно же вынужденное комбинационное рассеяние - ВКР) создаются ВОУ.

На рис. 2.14 показана совместная классификация линейных и нелинейных эффектов, происходящих в ОМ ОВ. К линейным явлениям отнесены потери (затухание) за счет рэлеевского рассеяния и линейного поглощения и дисперсия, которая разделяется на хроматическую и поляризационно-модовую. К нелинейным явлениям отнесены параметрические эффекты и вынужденное неупругое рассеяние.

К параметрическим эффектам, которые возникают из-за зависимости показателя преломления от интенсивности света относятся [2]:

- Фазовая самомодуляция (SPM-ФСМ),
- Фазовая кроссмодуляция (XPM-ФКМ),
- Четырехволновое смешение (FWM-ЧВС),
- Модуляционная неустойчивость (MI-МН),

К разновидностям неупругого рассеяния относятся:

- Вынужденное рассеяние Манделъштамм-Бриллюэна (SBS-ВРМБ),
- Вынужденное комбинационное рассеяние – рассеяние Рамана (SRS-ВКР).



Рис. 2.14. Классификация эффектов в ОМ ОВ

Как известно, в ОМ ОВ существует также упругое (релеевское) рассеяние, которое представляет собой линейный эффект и является основным механизмом потерь в кварцевых ОВ.

3. Эффекты, связанные с нелинейным преломлением света

3.1. Самофокусировка

Одним из важных классов нелинейных оптических эффектов является класс самовоздействий, связанных с изменением показателя преломления среды в результате нелинейной поляризованности, наведенной полем световой волны.

Самовоздействия световых волн – это волновые явления, обусловленные вещественной составляющей нелинейных диэлектрических восприимчивостей среды $Re(\chi^{(k)})$ и приводящие к переизлучению световой волны на исходной частоте.

Напомнить о том, что за переизлучение отвечает вектор поляризованности, который связан с напряженностью электрического поля через диэлектрическую восприимчивость, которая при больших интенсивностях излучения приобретает нелинейную зависимость от интенсивности.

К числу самовоздействий световых волн относятся:

- самофокусировка,
- самодефокусировка.

Эффекты самовоздействия определяют поведение мощных световых (лазерных) пучков в большинстве сред, включая и активную среду самих лазеров. В частности, лавинное нарастание напряженности светового поля при самофокусировке вызывает в некоторых случаях оптический пробой среды.

Поскольку в кварцевом стекле отсутствуют нелинейные эффекты второго порядка (см. главу 2), самовоздействия в ОБ возникают как результат вклада кубичной составляющей восприимчивости $\chi^{(3)}$. В сильном электромагнитном поле параметры любого прозрачного диэлектрика, в том числе и плавленного кварца, используемого для изготовления ОБ, становятся нелинейными. Под действием интенсивности электромагнитной волны I , которая пропорциональна квадрату напряженности поперечного электрического поля E^2 в электромагнитной волне, под действием эффекта Керра изменяется показатель преломления среды [4] (Можно добавить про волновое сопротивление среды, ангармонический осциллятор)

$$n(\omega, I) = n(\omega) + n_2 \cdot I + n_4 \cdot I^2 + \dots \quad (3.1)$$

где $n(\omega)$ - линейная часть показателя преломления, зависящая только от частоты (длины волны), для $\lambda_0=1550$ нм для плавленного кварца $n_0=1.46$, зависимость $n(\omega)$ определяется формулой Селлмейера.

n_2, n_4 - нелинейные показатели преломления, для плавленного кварца обычно учитывают только первый член $n_2 = (2.2 - 2.7) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$. ($n_2 \approx 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$. ИТМО)

От знака нелинейного показателя преломления рефракционного индекса n_2 зависит характер эволюции светового пучка.

В прозрачных средах, как правило, $n_2 > 0$, а $n_2 < 0$ чаще имеет место для сред с поглощением. В среде с $n_2 > 0$ область, где амплитуда поля больше, становится оптически более плотной, и именно в эту область собираются световые лучи, т.е. возникает явление самофокусировки. Соответственно при $n_2 < 0$ наблюдается дефокусировка мощных световых пучков.

Рассмотрим распределение напряженности электрического поля в поперечном сечении гауссовского пучка радиусом a_0 , распространяющегося вдоль оси z при $z=0$

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right), \quad (3.2)$$

где r – расстояние от оси пучка, E_0 - напряженность электрического поля в волне при $z=0$.

Рассмотрим упрощенную ситуацию. Пусть в среде с показателем преломления n_0 (без учета нелинейных явлений) распространяется вдоль оси z цилиндрический пучок с начальным радиусом a_0 и с постоянной интенсивностью I_0 (рис. 3.1). Полагаем, что он имеет плоский волновой фронт, и все лучи внутри пучка распространяются под углами θ очень близкими к 0 по отношению к оси z . О том, как сформировать такой пучок мы сейчас не говорим. В принципе это упрощенное представление гауссовского пучка.

В линейной среде с постоянным показателем преломления (т.е. без нелинейных явлений) радиус пучка a с длиной волны λ будет увеличиваться с увеличением расстояния z из-за дифракции (рис. 3.2, кривая 1). Расхождение лучей в плоской волне с начальным радиусом a_0 определяется углом дифракции

$$\theta_d = \frac{0.61 \cdot \lambda}{n_0 \cdot 2a_0}. \quad (3.3)$$

За счет эффекта Керра (3.1) внутри пучка с большой интенсивностью I показатель преломления будет больше и равен $n = n_0 + n_2 \cdot I$. Возникает граница раздела двух сред, на которой возможно полное внутренне отражение для лучей, удовлетворяющих условию

$$\theta_0 < \arccos\left(\frac{n_0}{n_0 + n_2 \cdot I}\right). \quad (3.4)$$

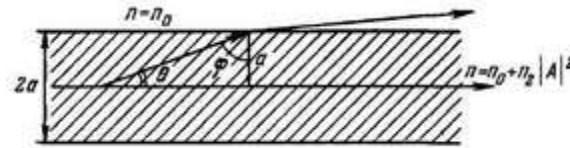


Рис. 3.1. К расчету самофокусировки

Возникающая нелинейность создает ситуацию, подобную той, которая существует в ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления. Возникшее повышение показателя преломления удерживает параксиальные лучи внутри пучка.

Лучи, идущие под углом $\theta > \theta_0$, покидают пучок, а лучи идущие под углом $\theta < \theta_0$ отклоняются к оси, т.е. испытывают самофокусировку. В зависимости от соотношения между углами θ и θ_0 возникают следующие ситуации:

$\theta_d > \theta_0$ пучок расплывается, однако медленнее, чем в линейной среде;

$\theta_d = \theta_0$ дифракционное расплывание полностью компенсируется нелинейной рефракцией (рис. 3.2, кривая 3). Формируется своеобразный диэлектрический волновод, по которому пучок распространяется без расходимости. Этот режим называется самоканализацией пучка. Критическая мощность излучения, при которой возникает этот эффект, может быть оценена как

$$P_{cr} = \frac{(1.22)^2 \cdot \lambda_0^2 \cdot c}{256 \cdot n_2}. \quad (3.5)$$

Явление самоканализации во многом аналогично, так называемому, солитонному режиму распространения света, при котором дисперсионное расплывание волнового пакета (импульса, то есть ограниченного во времени пучка) точно уравновешивается нелинейным сжатием за счет фазовой самомодуляции. Для наиболее распространенных в практических приложениях гауссовых пучков говорят о квазисолитонном режиме и солитоноподобных пучках (пространственных солитонах) в нелинейной среде.

При $\theta_d < \theta_0$ лучи отклоняются к оси пучка — происходит самофокусировка (рис. 3.2, кривая 4). Нелинейная среда действует подобно собирающей линзе, фокусное расстояние которой можно оценить, если ввести так называемую дифракционную длину

$$l_d = \pi \cdot a_0^2 / \lambda, \quad (3.6)$$

Таким образом, самофокусировка – это явление самопроизвольного сжатия апертурно-ограниченного пучка света в кубично-нелинейной среде с $n_2 > 0$, которое сопровождается увеличением плотности мощности излучения в поперечном сечении и образованием нитевидного волноводного канала в такой среде.

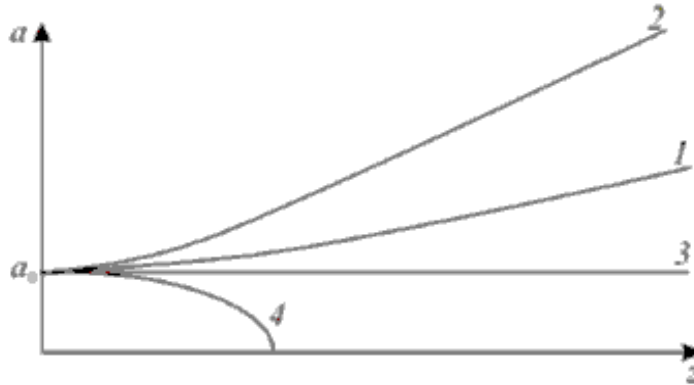


Рис. 3.2. Изменение ширины светового пучка в линейной (1) и нелинейных средах

В апертурно-ограниченных световых пучках распределение мощности излучения в поперечном сечении пучка приблизительно соответствует гауссовской функции (3.2), при этом максимум мощности находится в центре пучка. При превышении порогового значения мощности показатель преломления нелинейной среды в центре пучка в соответствии с (3.1) возрастает, а к периферии пучка плавно уменьшается. В результате оптическая среда становится подобной положительной градиентной (нелинейной) линзе и преобразует изначально плоский волновой фронт световой волны в сходящийся (рис. 3.2).

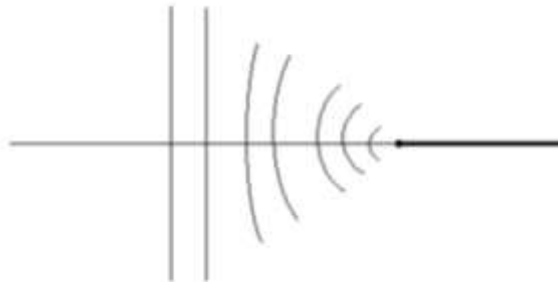


Рис. 3.3. Преобразование плоской световой волны в сходящуюся при самофокусировке

Самофокусировка, является нелинейным эффектом, поэтому сжатие пучка носит лавинообразный характер: лучи при подходе к нелинейному фокусу все более изгибаются и входят в него под углами к оси пучка, близкими к 90° . Даже малое увеличение интенсивности на некотором участке светового пучка приводит к концентрации светового потока в этой области, что дает дополнительное возрастание интенсивности и усиление нелинейной рефракции. При этом интенсивность светового поля неограниченно возрастает (так называемый коллапс волнового поля).

Явление самофокусировки, вследствие чрезвычайно высокой плотности мощности излучения в канале распространения, нередко сопровождается необратимыми явлениями: оптическим пробоем (разрушением) среды, интенсивным поглощением света на дефектах структуры и примесях.

Таким образом, физические причины эффекта самофокусировки заключаются в изменении показателя преломления среды в сильном световом поле. Среда в зоне пучка становится оптически неоднородной; показатель преломления среды определяется при этом распределением интенсивности световой волны. Это приводит к явлению нелинейной рефракции, т.е. периферийные лучи пучка отклоняются к его оси, в зону с большей оптической плотностью. Нелинейная рефракция начинает конкурировать с

дифракционной расходимостью. При взаимной компенсации этих процессов и наступает самоканализация, переходящая в самофокусировку при значениях мощности, превышающих критическую мощность пучка.

В случае $n_2 < 0$ оптическая среда играет роль отрицательной (расходящейся) линзы, и световой пучок дефокусируется (рис. 3.2, кривая 2). Необходимой для проявления самовоздействий мощностью обладает лазерное излучение.

3.2. Фазовая самомодуляция (ФСМ)

3.2.1. Параметры одномодовых ОВ, влияющие на проявления нелинейных эффектов.

В разделе 3.1 было приведено выражение (3.1) для зависимости показателя преломления от интенсивности излучения, обусловленной электрооптическим эффектом Керра. Отметим, что нелинейность ОВ не является дефектом производства или конструкции волокна. Это неотъемлемое свойство материальной среды при распространении в ней оптического излучения. Как разработчикам, так и операторам ВОСС следует учитывать нелинейные эффекты, которые особенно сильно проявляются при высокой когерентности используемого лазерного излучения. Нелинейность ОВ становится ощутимой, когда интенсивность лазерного излучения (мощность на единицу поперечного сечения) достигает порогового значения, а напряженность электрического поля световой волны становится соизмеримой с внутриатомными напряженностями электрического поля. Само влияние нелинейностей обнаруживается только после прохождения сигналом некоторого пути по ОВ в зависимости от его параметров, конструкции и условий его работы.

Рассмотрим распространение оптических импульсов гауссовской формы по ОМ ОВ. Взаимодействие оптических импульсов проходящих по ОМ ОВ очень сложное явление, т.к. интенсивность излучения в данной точке зависит от времени, расстояний вдоль ОВ z и от оси ОВ r в поперечном сечении. К тому же сама среда в поперечном сечении неоднородна и ее показатель преломления описывается даже для однородного ОМОВ так называемым профилем показателя преломления (ППП).

В первом приближении можно полагать, что эффект Керра проявляется в изменении некоторого эффективного показателя преломления под действием усредненной по поперечному сечению ОМОВ интенсивности излучения, зависящей от расстояния z вдоль оси ОВ. Тогда выражение (3.1) можно представить в виде [4]

$$n(\omega, I) = n(\omega) + n_2 \cdot I_{0z} = n(\omega) + n_2 \cdot \left| \frac{P_{0z}}{A_{ef}} \right|, \quad (3.7)$$

$$\text{где } P_{0z} = P_{0m} \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (3.8)$$

– мощность в оптическом импульсе на оси ОМ ОВ, зависящая от расстояния z ,

$$A_{ef} = \pi \cdot r_{nm}^2 \quad (3.9)$$

- эффективная площадь модового пятна,

P_{0m} - мощность оптического излучения на входе в ОМОВ на его оси.

Эффективная длина ОВ. Нелинейная составляющая показателя преломления $n_2 \cdot |P_{0z}/A_{ef}|$ также будет уменьшаться по модулю с увеличением z . Расстояние, на котором проявляются нелинейные явления можно оценить эффективной длиной, которая зависит от реальной длины ОМОВ L и коэффициента затухания α [4]

$$L_{ef} = \frac{1 - \exp(-\alpha \cdot L)}{\alpha}. \quad (3.10)$$

Зависимость $L_{ef}(L)$ показана на рис. 3.4а. При увеличении длины ОМОВ L величина L_{ef} стремится к значению $1/\alpha$, при этом α выражен в Нп/км. На рис. 3.4б показана зависимость затухания в ОМОВ на расстоянии $L=L_{ef}$. Видно, что с увеличением длины ОМОВ дополнительное затухание за счет нелинейных явлений стремится к 1 Нп, т.е. мощность сигнала уменьшается в e (основание натуральных логарифмов) раз.

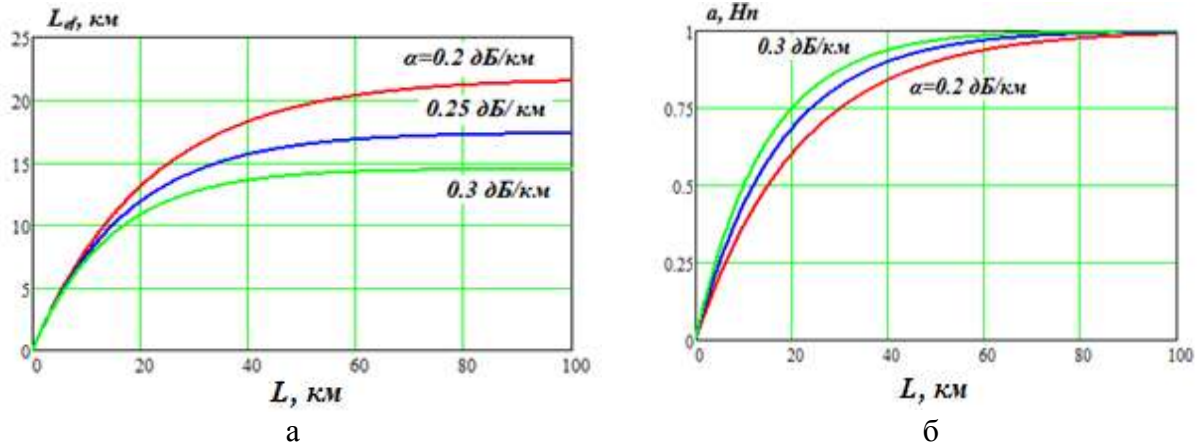


Рис. 3.4. Зависимость $L_{ef}(L)$ при различных коэффициентах затухания

Радиус поля основной моды. Важным параметром ОМ ОВ являются радиус r_{nm} поля основной моды, который используется для расчетов вместо радиуса a сердцевины ОВ. Для ОМ ОВ распределение интенсивности поля моды $I(r)$ обычно аппроксимируют гауссовской кривой с центром на оси ОВ (рис. 3.5а)

$$I(r) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_{nm}^2}\right) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_{nm}^2}\right), \quad (3.11)$$

где r – расстояние от оси ОВ, x и y – декартовы координаты на плоскости поперечного сечения ОВ с центром на его оси.

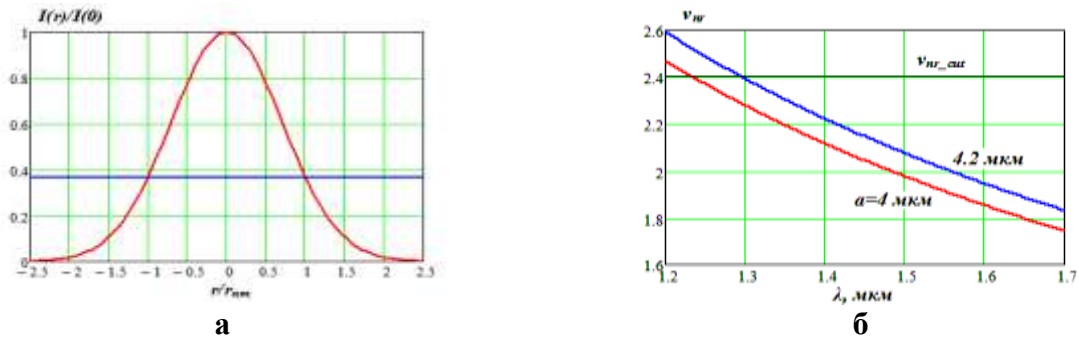


Рис. 3.5. Нормированное распределение интенсивности основной моды $I(r)/I(r_0)$ от относительного расстояния r/r_{nm} (а) и зависимость нормированной частоты от длины волны λ для ступенчатых ОВ с радиусами сердцевины $a=4$ и 4.2 мкм (б).

Видно, что интенсивность излучения максимальна на оси ОМОВ и уменьшается с увеличением расстояния от оси $r^2 = x^2 + y^2$.

Нормированная частота, длина волны отсечки. Радиус поля основной моды r_{nm} определяется полушириной распределения интенсивности (3.6) на уровне $1/e = 0.369$ от максимума. Он зависит от вида ППП, радиуса сердцевины a и нормированной частоты [1]

$$v_{nr} = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{\lambda} \quad (3.12)$$

где a – радиус сердцевины ОВ, λ – длина волны источника излучения в вакууме,

$$NA = \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.13)$$

– числовая апертура ОМ ОВ со ступенчатым ППП.

Отметим, что одномодовый режим работы реализуется в ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) при

$$v_{nr}(\lambda) \leq 2.405 \quad (3.14)$$

Из (3.12) и (3.14) можно определить длину волны отсечки, которая определяет границу, разделяющую области многомодового и одномодового режимов работы ОВ

$$\lambda_{cut} = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{2.405} \quad (3.15)$$

Для ОВ со ступенчатым ППП радиус модового поля можно определить по выражению

$$r_{nm} = a \cdot [0.65 + 1.619 \cdot v_{nr}^{-3/2}(\lambda) + 2.879 \cdot v_{nr}^{-6}(\lambda)]. \quad (3.16)$$

Из выражения (3.11) и рис. 3.5а видно, что излучение распространяется не только в сердцевине ОВ, но и в его оболочке. Поэтому групповая скорость моды в ОВ зависит от ППП.

На рис.3.5б показаны результаты расчета зависимости нормированной частоты v_{nr} от длины волны λ по выражению (3.12) для двух ОВ со ступенчатым ППП с радиусами сердцевины $a=4$ и 4.2 мкм и числовой апертурой $NA=0.118$. Видно, что длина волны отсечки ОВ сильно зависит от радиуса сердцевины и составляет $\lambda_{cut}=1.24$ и 1.3 мкм для $a=4$ и 4.2 мкм, соответственно.

На рис. 3.6а показаны зависимости радиусов поля основной моды r_{nm} от длины волны λ для тех же двух ступенчатых ОВ. Видно, что r_{nm} сильно зависит от λ и мало зависит от радиуса сердцевины ОВ a . В значительно большей степени на r_{nm} влияют изменения числовой апертуры NA .

На рис. 3.6б показаны нормированные распределения интенсивности основной моды $I(r)/I(r_0)$ от расстояния r для ступенчатого ОВ с радиусом сердцевины $a=4$ мкм для двух длин волн $\lambda=1300$ и 1600 нм.

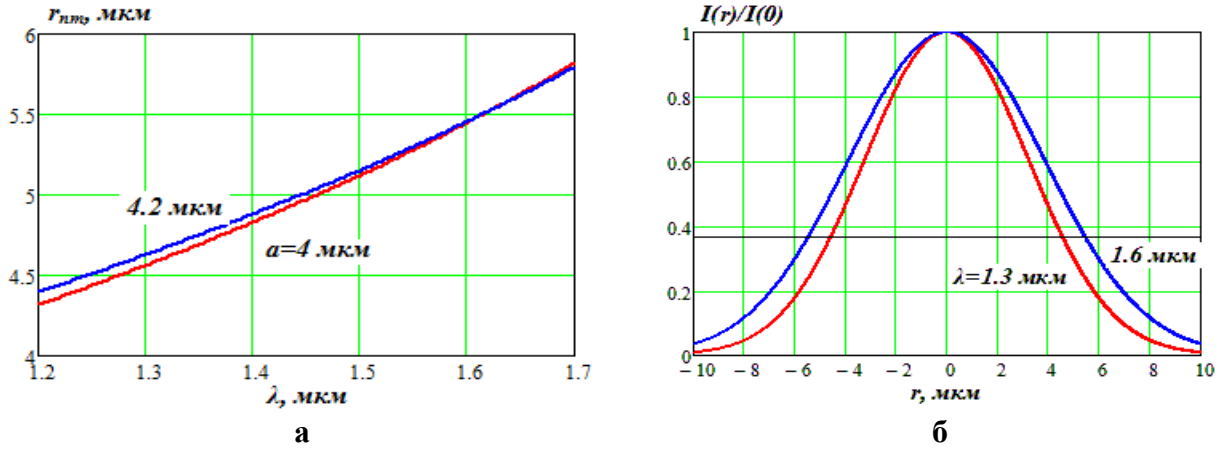


Рис. 3.6. Зависимость радиуса основной моды r_{nm} от длины волны λ для ступенчатых ОВ с радиусами сердцевины $a=4$ и 4.2 мкм (а) и нормированные распределения интенсивности основной моды $I(r)/I(r_0)$ от расстояния r для ступенчатого ОВ с радиусом сердцевины $a=4$ мкм для двух длин волн (б).

3.2.2. Фазовая самомодуляция без учета ХД.

Рассмотрим проявления ФСМ без учета ХД. Запишем упрощенное уравнение распространения гауссовского спектрально ограниченного оптического импульса с полушириной T_0 частотой ω_0 для напряженности электрического поля на оси ОМОВ с учетом нелинейности среды, показатель преломления которой описывается выражениями (3.1) и (3.7).

$$E_{0z}(T) = E_{0m} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot z}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cos\left[\omega_0 t + \frac{2\pi \cdot z}{\lambda_0} \cdot (n + n_2 \cdot I(z, T))\right], \quad (3.17)$$

где $t = \frac{z \cdot n_g}{c}$ - время распространения огибающей гауссовского импульса (его вершины) на расстояние z ,

$$I_{0z}(T) = \frac{P_{0z}(T)}{A_{ef}} = I_{0m}(T) \cdot \exp(-\alpha \cdot z) = \frac{P_{0m}}{A_{ef}} \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (3.18)$$

- интенсивность волны, пропорциональная квадрату амплитуды напряженности электрического поля на расстоянии z - E_{0z}^2 ,

P_{0m} - мощность излучения на входе в ОМОВ,

A_{ef} - эффективная площадь ОМОВ.

Определим приращение дополнительного нелинейного сдвига фазы на участке dz за счет ФСМ внутри гауссовского импульса (для разных T) в зависимости от расстояния z без учета ХД

$$d[\varphi_{SPM}(z, T)] = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda_0} \cdot \frac{P_{0m}}{A_{ef}} \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot dz \quad (3.19)$$

Определим результирующий нелинейный набег фазы на расстоянии L интегрированием 3.19.

$$\begin{aligned}
\varphi_{SPM}(z, T) &= \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda_0} \cdot \frac{P_{0m}}{A_{ef}} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot \int_0^L \exp(-\alpha \cdot z) \cdot dz = \\
&= \gamma \cdot P_{0m} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot \frac{\exp(-\alpha \cdot z)}{-\alpha} \Big|_0^L = \gamma \cdot P_{0m} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha \cdot L)}{\alpha} = \\
&= \gamma \cdot P_{0m} \cdot L_{ef} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right)
\end{aligned} \tag{3.20}$$

$$\text{где } \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{n_2}{A_{ef}} = \frac{n_2 \cdot \omega_0}{c \cdot A_{ef}} = k_0 \cdot \frac{n_2}{A_{ef}}, \tag{3.21}$$

- коэффициент нелинейности, значения которого для некоторых типов ОМОВ приведены в таблице 3.1 [2],

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tag{3.21a}$$

- коэффициент фазы для вакуума.

Нелинейный набег фазы повторяет изменения интенсивности внутри импульса. Форма импульса и его ширина не изменяются.

ФСМ возникает в основном в пределах эффективной длины ОМОВ L_{ef} , определяемой выражением (3.10). Определим нелинейный набег фазы при $T=0$ на расстоянии L

$$\varphi_{SPM} = \frac{2\pi \cdot L_{ef} \cdot n_2 \cdot P_{0m}}{\lambda_0 \cdot A_{ef}} = \gamma \cdot P_{0m} \cdot L_{ef}, \tag{3.22}$$

Таблица 3.1. Нелинейные параметры некоторых ОВ

Тип ОМОВ	A_{ef} , мкм ²	n_2 , (10^{-20} м ² /Вт)	n_2/A_{ef} , (10^{-10} 1/Вт)	γ (1/(Вт км))
SSMF	80	2.35	2.94	1.2
DSF	41	2.6	6.3	2.5
PSCF	112	2.2	1.95	0.78
PSCF	83	2.2	2.66	1.05
NZDSF	55	2.6	8.7	3.5
DCF	21	2.7	13	5.4
DCF	14	2.7	19.2	7.7

В этой таблице использованы следующие обозначения для различных типов ОМОВ: SSMF (Standart Single Mode Fiber) – стандартное одномодовое ОВ (G-652), DSF – одномодовое ОВ со смещенной дисперсией, PSCF (Pure Silica Core Fiber) – одномодовое ОВ с сердцевиной из чистого кварца (G-654), NZDSF (Non - Zero Dispersion Shifted Fiber) – одномодовое ОВ с ненулевой смещенной дисперсией (G-655), DCF – одномодовое ОВ для компенсации дисперсии.

Рассмотрим влияние ФСМ на форму и спектр спектрально ограниченного гауссовского импульса, проходящего по ОМОВ, используя выражение (3.20).

Определим отклонение частоты $\delta\omega$ внутри импульса от несущей частоты ω_0 , как производную от φ_{SPM} по T

$$\delta\omega = -d\varphi_{SPM} / dT = 2 \cdot \gamma \cdot P_{0m} \cdot L_{ef} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot \frac{T}{T_0^2}. \tag{3.23}$$

На рис. 3.7 показана форма нормированного гауссовского импульса, прошедшего по ОМОВ расстояние, равное эффективной длине, и нормированное отклонение частоты

внутри импульса. В качестве нормирующих значений, используемых на рис. 3.7 используются: $P_0 = P_{0m} \cdot \exp(-\alpha \cdot L)$ и $\delta\omega_0 = 2 \cdot \gamma \cdot P_{0m} \cdot L_{ef} / T_0$.

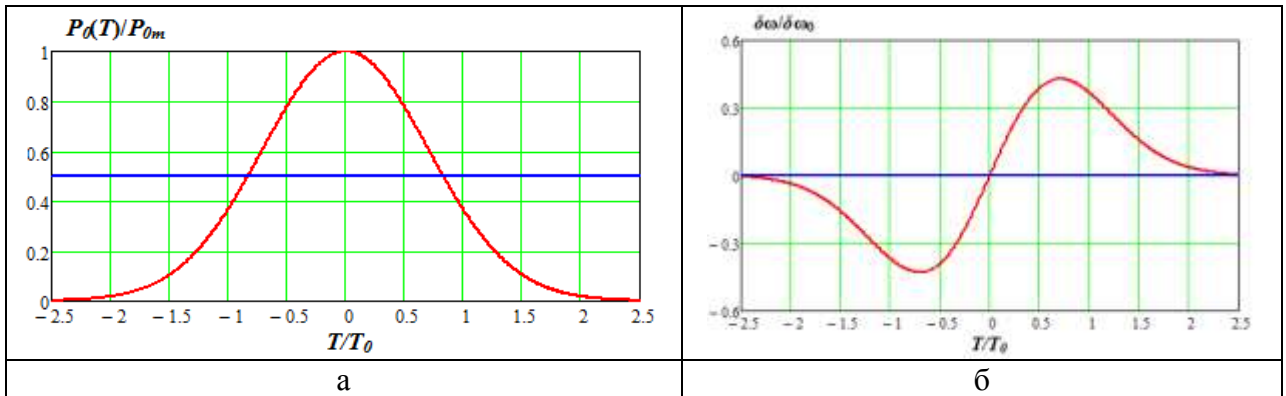


Рис. 3.7. Гауссовский импульс (а) и сдвиг частоты на фронтах импульса из-за эффекта ФСМ (б)

Отметим, что ФСМ – это явление, которое приводит к симметричному спектральному уширению оптических импульсов. Она вызывает набег фазы, зависящий от интенсивности, тогда как форма импульса остается неизменной.

Из рис. 3.7 видно, что эффект ФСМ приводит к возникновению положительного чирпинга. На рис. 3.8 [1] показаны изменения спектра гауссовского импульса, который расширяется. При этом возникает положительный чирпинг, а ширина импульса во временной области не меняется. (на рис. несоответствие)

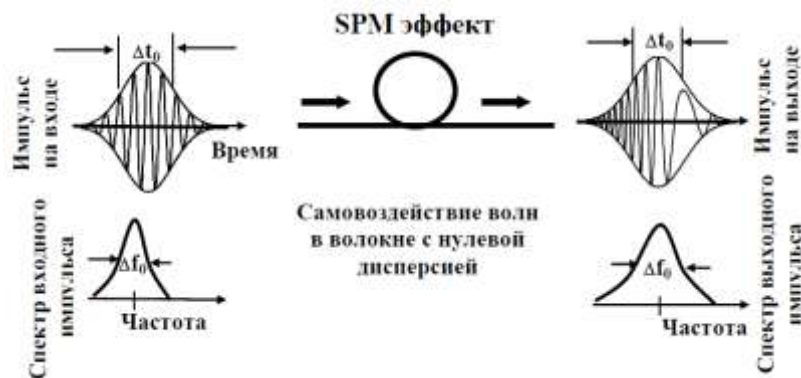


Рис. 3.8. Фазовая самомодуляция волн (SPM эффект) в волокне с нулевой дисперсией. Ширина импульса не меняется, но он приобретает чирпинг (частотную модуляцию). Спектр импульса становится шире.

Как видно из формулы (3.23) и рис. 3.7б, в центральной части импульса имеется линейная частотная модуляция (девиация частоты). Частотная модуляция наводится ФСМ и растет по величине с увеличением расстояния. Генерация новых частотных компонент происходит непрерывно по мере распространения импульса по ОВ, вызывая уширение спектра по отношению к его начальной ширине.

Степень спектрального уширения зависит от формы импульса. Более общим случаем по сравнению с гауссовской формой импульса является распределение, описываемое формулой:

$$I(T) = I_0 \cdot \exp \left[- \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right] \tag{3.24}$$

Параметр m для гауссовского импульса равен 1. Для импульсов с $m > 1$ (называемых супергауссовскими) форма импульса приближается к прямоугольной, увеличивая крутизну переднего и заднего фронтов.

Временная зависимость для набега фазы в точности совпадает с формой интенсивности импульса, поскольку в соответствии с (3.19) и (3.20) эти величины пропорциональны друг другу. Изменения частоты внутри супергауссовского импульса можно определить по выражению

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \cdot \frac{L_{ef}}{L_{NL}} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right]. \quad (3.25)$$

На рис. 3.9 показаны изменения относительного нелинейного набега фазы и относительной частоты вдоль импульса для гауссовского ($m = 1$) и супергауссовского ($m=2$ и $m=3$) импульсов при $L_{ef} = L_{NL}$. По оси абсцисс отложена безразмерная величина T/T_0 . Запишем выражения для нормирующих значений $\varphi_{SPM0} = \gamma \cdot P_{0m} \cdot L_{ef}$ и

$$\delta\omega_0 = \frac{2 \cdot m \cdot L_{ef}}{T_0 \cdot L_{NL}}.$$

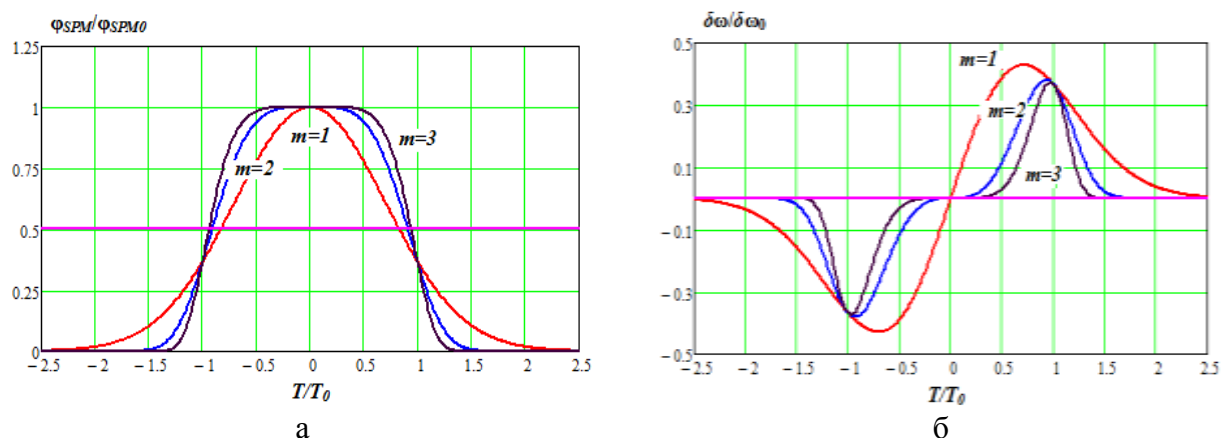


Рис. 3.9. Изменения во времени внутри импульса нелинейного набега фазы и изменения частоты для гауссовского и супергауссовских импульсов

Изменение во времени частотной модуляции отрицательно на переднем фронте (так называемое красное смещение) и положительно на заднем фронте (синее смещение). Чирпинг (частотная модуляция) линейно изменяется с увеличением T и положителен в центральной части гауссовского импульса. Поведение супергауссовского импульса отличается тем, что частотная модуляция появляется на нем только на склонах импульса и не имеет выраженного линейного участка, т.е. она существенно возрастает с увеличением крутизны фронта импульса. Такую модуляцию нельзя называть линейной частотной модуляцией. Отметим, что полученные нами результаты действия ФСМ справедливы при сравнительно малых максимальных нелинейных набегах фазы $\varphi_{max} \leq 0.5$ рад (рис. 3.10). В этом диапазоне с увеличением интенсивности спектр имеет один максимум, а его ширина растет с увеличением φ_{max} . Более строгое рассмотрение явления ФСМ показывает, что спектр излучения за счет ФСМ становится более сложным и представляет собой несколько пиков, как показано на рис. 3.10. На этом рисунке [4] показаны спектры импульсов без чирпинга, прошедших ОВ и набравших максимальный нелинейный набег фазы, указанный на рисунке.

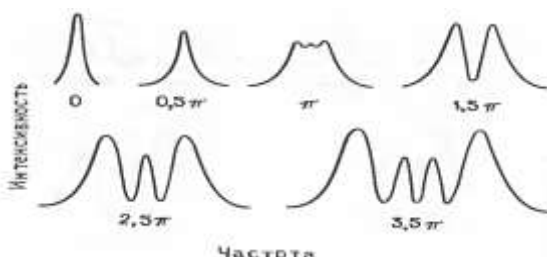


Рис. 3.10. Теоретические спектры гауссовских импульсов без чирпинга, прошедших ОВ и накопивших нелинейный фазовый сдвиг.

Количество пиков M на спектрограмме для гауссовских импульсов можно определить по приближенному выражению [4]

$$M = \text{Int} \left(0.5 + \frac{\varphi_{\max}}{\pi} \right) \quad (3.26)$$

Расширение спектра гауссовского импульса из-за ФСМ можно определить по приближенному выражению [4]

$$\Delta\nu_{SPM} = \Delta\nu_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{4}{3 \cdot \sqrt{3}} \cdot \varphi_{\max}^2} \quad (3.27)$$

На форму спектра может оказывать существенное влияние форма оптического импульса. Для примера на рис. 3.11 показаны спектры гауссовского ($m=1$) и супергауссовского ($m=3$) импульсов с максимальным нелинейным набегом фазы $\varphi_{\max}=4.5$ рад. На спектр прошедшего излучения оказывает существенное влияние чирпинг, входящего в ОВ излучения (рис. 3.12).

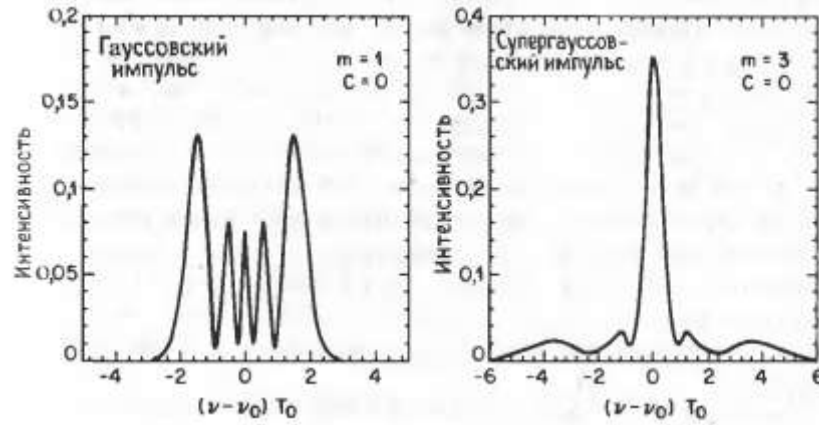


Рис. 3.11. Теоретические спектры гауссовских (а) и супергауссовских (б) импульсов без чирпинга на входе в ОВ, прошедших ОВ и накопивших нелинейный фазовый сдвиг $\varphi_{\max}=4.5$ рад.

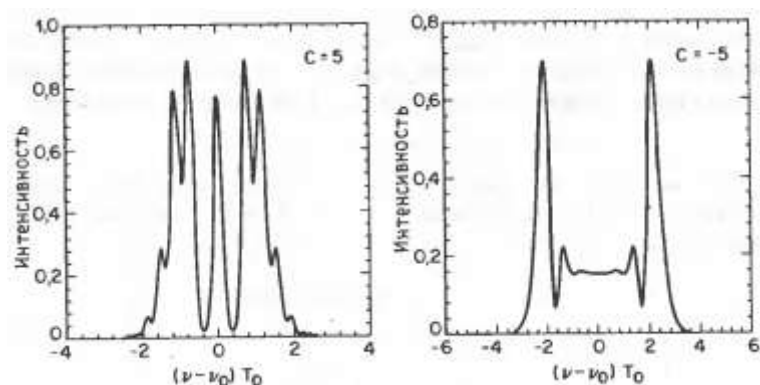


Рис. 3.12. Теоретические спектры гауссовских импульсов с чирпингом $C=5$ (положительная частотная модуляция) и $C=-5$ (отрицательная частотная модуляция) на входе в ОВ, прошедших ОВ и накопивших нелинейный фазовый сдвиг $\varphi_{max}=4.5$ рад.

Таким образом, явление ФСМ вызывает спектральные искажения (расширение спектра) оптических импульсов, распространяющихся по ОВ, что снижает пропускную способность ВОСС.

Однако при определенном соотношении между дисперсионными и нелинейными эффектами, когда, с одной стороны, различные спектральные компоненты импульса приобретают различные фазовые приращения в зависимости от расстояния, а с другой стороны, происходит перегруппировка спектральных компонент на протяжении импульса, можно подобрать ОВ и интенсивность волны, для которых изменение фазы вдоль импульса за счет дисперсии будет компенсироваться фазовой самомодуляцией. В этом случае открывается возможность распространения оптического импульса (солитона) по ОВ без изменения его формы. Это явление мы рассмотрим позже.

3.3. Совместное действие хроматической дисперсии и фазовой самомодуляции

3.3.1. Основные режимы реализации процессов распространения оптических сигналов по одномодовым ОВ

В 1 главе мы уже ввели понятие дисперсионной длины (1.13) $L_D = T_0 / |\beta_2|$, которая определяет расстояние, после которого ширина выходного импульса возрастает пропорционально расстоянию, если не учитываются нелинейные явления. Дисперсионная длина уменьшается с уменьшением полуширины импульса, и увеличивается с уменьшением модулей коэффициентов ХД и ДГС.

Выражение (3.21) определяет коэффициент нелинейности γ , значения которого для разных типов ОМОВ приведены в таблице 3.1. Коэффициент нелинейности растет с увеличением нелинейного показателя преломления и уменьшением эффективной площади сердцевины ОМОВ. Введем понятие нелинейной длины

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma \cdot P_{0m}}. \quad (3.28)$$

Нелинейная длина уменьшается с увеличением коэффициента нелинейности γ и оптической мощности P_{0m} на входе в ОМОВ на оси. Нелинейная длина определяет расстояние, после которого заканчивается накопление нелинейных явлений в ОВ.

Физический смысл нелинейной длины L_{NL} становится более ясным, если рассмотреть (3.20) и учесть, что

$$\varphi_{ef} = \frac{L_{ef}}{L_{NL}} = \frac{2\pi \cdot L_{ef} \cdot n_2 \cdot P_0}{\lambda_0 \cdot A_{ef}} = \gamma \cdot P_0 \cdot L_{ef}. \quad (3.29)$$

Если нелинейная длина равна эффективной, то максимальный нелинейный набег фазы равен 1 рад. Если длина ОМОВ меньше нелинейной длины, то нелинейные явления практически не проявляются.

В зависимости от соотношения дисперсионной и нелинейной длин возможны 4 разных варианта процессов в ОМОВ длиной L .

$$\mathbf{1 \text{ режим.}} \quad L \ll L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0) \quad \text{и} \quad L \ll L_D = T_0^2 / |\beta_2|. \quad (3.30)$$

В этом режиме ХД (большие длительности импульсов) и ФСМ (малые мощности) не проявляются, и оптические импульсы распространяются по ОМОВ без искажений, как во временной, так и в частотной областях.

$$\text{Для стандартного ОМОВ} \quad \beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}, \quad \gamma = 1.2 \text{ 1}/(\text{Вт км})$$

На рис. 3.13 показаны зависимости дисперсионной и нелинейной длин для стандартного ОМОВ. Видно, что при полуширине спектрально ограниченного импульса больше 45 пс и мощностях менее 10 мВт реализуется первый режим работы при длине ОМОВ до 100 км. При длине ОМОВ 10 км полуширина импульса должна быть меньше 15 пс и мощность должна быть менее 0.1 Вт.

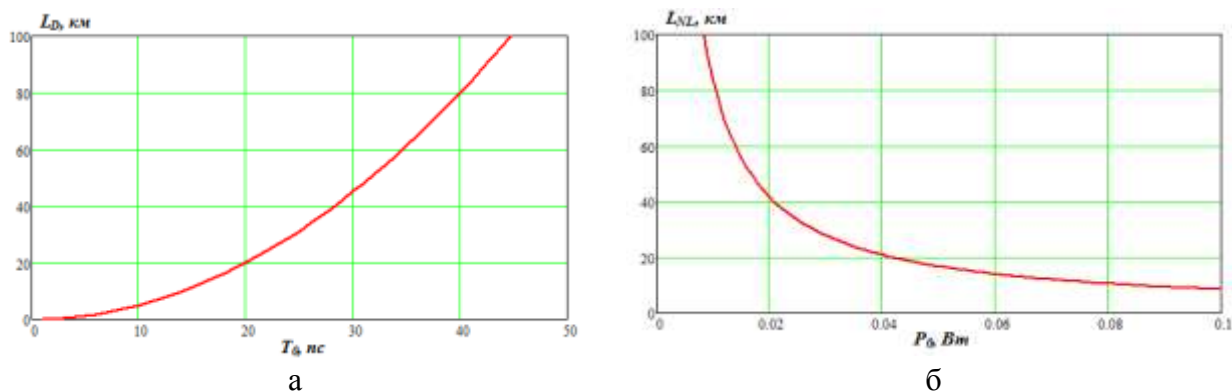


Рис. 3.13. Зависимости для стандартного ОМОВ дисперсионной длины от полуширины гауссовского импульса (а) и нелинейной длины от его мощности (б).

$$\mathbf{2 \text{ режим.}} \quad L \ll L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0) \quad \text{и} \quad L \geq L_D = T_0^2 / |\beta_2|. \quad (3.31)$$

В этом режиме ФСМ для стандартного ОМОВ менее 100 км не проявляется при мощности менее 10 мВт. Расширение импульса происходит за счет ХД при малых длительностях (полуширина менее 45 пс). Отношение

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = N^2 = \frac{\gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (3.32)$$

значительно меньше 1.

Амплитудный спектр импульса не расширяется, но возникает чирпинг, который растет с увеличением расстояния z . Его можно определить по выражению (1.16а). Напомним его

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} = \frac{2 \operatorname{sgn}(\beta_2) \cdot (L/L_D)}{1 + (L/L_D)}.$$

Импульс расширяется. Напомним выражение для длительности импульса (1.12)

$$T_{0L} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (\Delta t_z / T_0)^2} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (L/L_D)^2}$$

$$\mathbf{3 \text{ режим.}} \quad L \geq L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0) \quad \text{и} \quad L \ll L_D = T_0^2 / |\beta_2|. \quad (3.33)$$

В этом режиме ХД для стандартного ОМОВ менее 100 км не проявляется (большие длительности импульса, полуширина больше 45 пс), преобладает эффект ФСМ (большие мощности больше 10 мВт). Отношение

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = N^2 = \frac{\gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (3.34)$$

значительно больше 1.

Возникающий за счет ФСМ положительный чирпинг будет равен

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} = \gamma \cdot P_{0m} \cdot \exp(-\alpha \cdot L_{ef}) \cdot L_{ef} \quad (3.35)$$

Длительность импульса сохраняется, а спектр импульса расширяется

$$\delta\omega_0 = \gamma \cdot P_{0m} \cdot \exp(-\alpha \cdot L_{ef}) \cdot L_{ef} / T_0. \quad (3.36)$$

$$\mathbf{4 \text{ режим.}} \quad L \geq L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0) \quad \text{и} \quad L \geq L_D = T_0^2 / |\beta_2|. \quad (3.37)$$

В этом режиме для стандартного ОМОВ менее 100 км проявляется и ХД (малые длительности импульса меньше 45 пс) и ФСМ (большие мощности больше 10 мВт). Отношение дисперсионной к нелинейной длине лежит в пределах

$$3 \geq \frac{L_D}{L_{NL}} = N^2 = \frac{\gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \geq 1/3. \quad (3.38)$$

ХД приводит к расширению импульса во временной области и чирпингу, нелинейные явления приводят к чирпингу и расширению спектра импульса.

3.3.2. Особенности процессов распространения оптических сигналов в четвертом режиме

В этой области при определенных условиях возможны такие явления, как сужение чирпированных импульсов и возникновение оптических солитонов. Само возникновение оптических солитонов рассмотрим позже.

В зависимости от знака хроматической дисперсии ОМОВ фазовая самомодуляция может приводить в начале ОМОВ, как к уширению, так и к сжатию импульсов (рис. 3.14а).

В области нормальной ХД ($\beta_2 > 0$) фазовая самомодуляция при $N=1$ увеличивает расширение импульса по сравнению со случаем отсутствия ФСМ при $N \ll 1$ ($N \rightarrow 0$). В области аномальной ХД ($\beta_2 < 0$) фазовая самомодуляция при $N=1$ уменьшает расширение импульса по сравнению со случаем отсутствия ФСМ при $N \rightarrow 0$.

На рис. 3.14б показаны экспериментальные зависимости ухудшения отношения сигнала к шуму в дБ (так называемого штрафа) на выходе ВОЛС с различными типами ОМОВ длиной 200 км от увеличения уровня средней оптической мощности сигнала на входе линии.

В ОМОВ с отрицательной нормальной дисперсией (например -NZDSF) при увеличении входной мощности штраф быстро увеличивается из-за совместного действия ХД и ФСМ, т.к. оба эффекта приводят к увеличению длительности импульса.

В стандартных ОМОВ с большой положительной аномальной ХД скомпенсированной специальными ОВ для компенсации ХД типа DCF штраф практически не возрастает с увеличением уровня средней оптической мощности сигнала на входе линии. Рост штрафа за счет ФСМ наблюдается только при очень больших мощностях (больше 15 дБм).

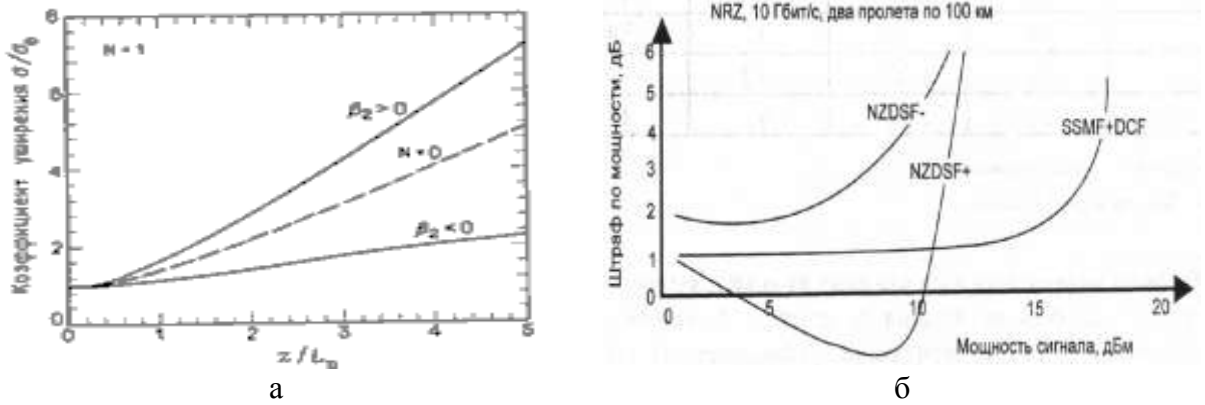


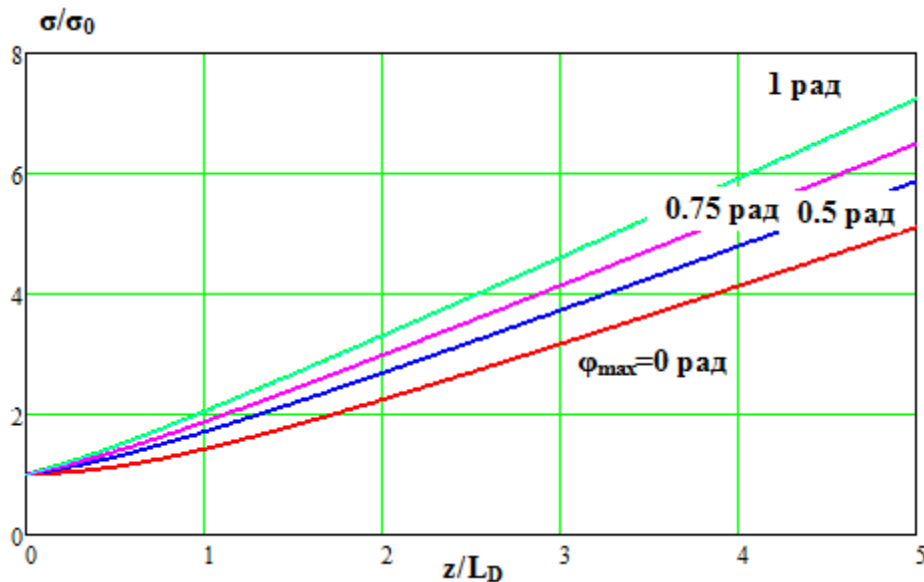
Рис. 3.14. Зависимость коэффициента уширения импульса на выходе ОМОВ с нормальной и аномальной ХД (а) и зависимость ухудшения отношения сигнала к шуму от уровня сигнала на входе различных ОМОВ длиной 200 км

В ОМОВ с аномальной положительной дисперсией (+N ZDSF) штраф вначале не только уменьшается, но и меняет знак, достигая минимума, а затем начинает быстро увеличиваться. Объясняется это тем, что эффекты ХД и ФСМ для этих ОМОВ вызывают чирпинги противоположного знака, которые компенсируют друг друга при определенном расстоянии и уровне оптической мощности. Эффект может наблюдаться и в стандартных ОМОВ, обладающих положительной ХД.

Запишем еще одно выражение для ширины гауссовского импульса без чирпинга после прохождения ОВ расстояния z при совместном действии ФСМ и ХД [4]

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \sqrt{1 + \sqrt{2} \cdot \varphi_{max} \cdot \frac{z}{L_D} + \left(1 + \frac{4}{3 \cdot \sqrt{3}} \cdot \varphi_{max}^2\right) \cdot \frac{z^2}{L_D^2}} \quad (3.39)$$

Выражение рекомендуется использовать при $\varphi_{max} < 1$ рад.



3.3.3. Моделирование процессов распространения оптических сигналов с учетом ХД и ФСМ

Моделирование процессов распространения сигналов с амплитудной модуляцией проводилось в схеме рис. 3.15, которая содержит 4 передатчика с амплитудной модуляцией (AM), мультиплексор (MUX), стандартное одномодовое ОВ (SF) длиной 100 км, компенсирующее ОВ (DCF), демультиплексор (DEMUX), 3 фотоприемных устройства (ФПУ). Для моделирования использовалась программа OptiSystem.

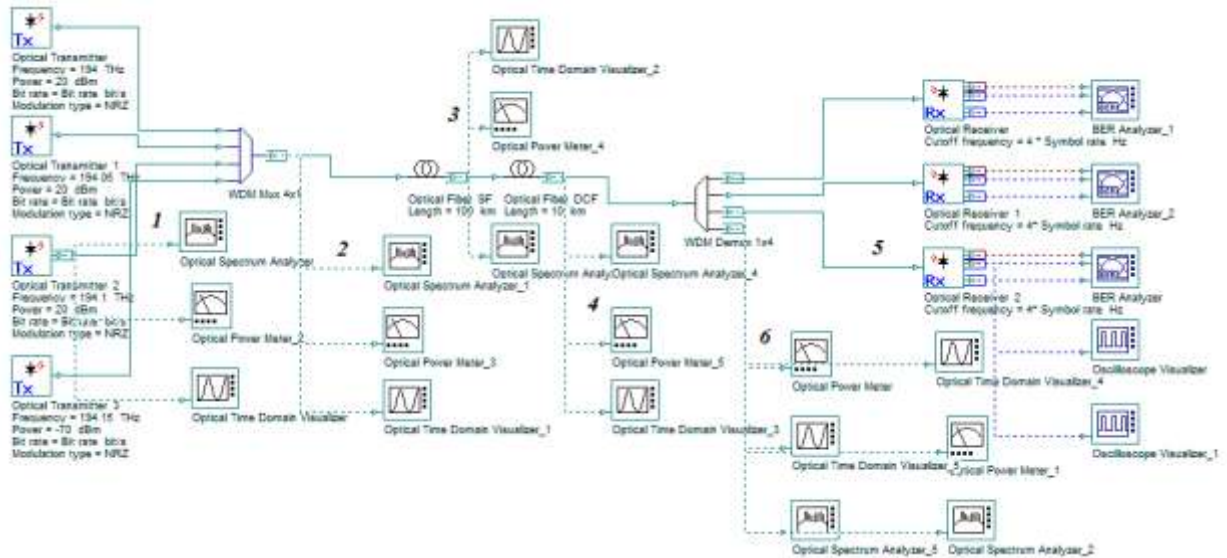
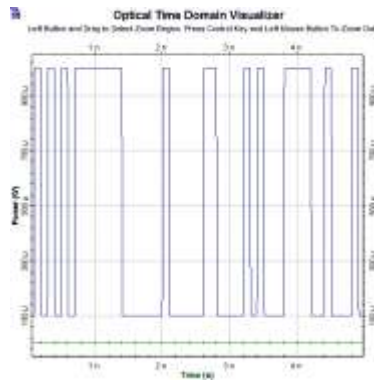


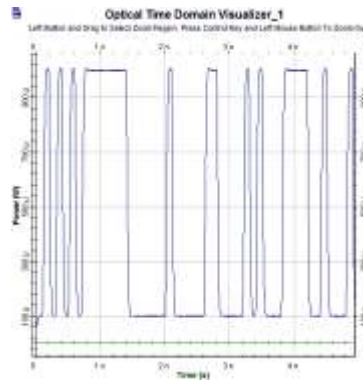
Рис. 3.15. Структурная схема многоканальной ВОСС с технологией (DWDM) и АМ

Рассмотрим полученные при моделировании осциллограммы и спектры в точках 1-6 одноканального линейного тракта ВОСС при входном сигнале $p_0=0$ дБм. При моделировании использовались: скорость передачи 10 Гбит/с, полоса пропускания мультиплексора и демультиплексора 20 ГГц. Этот пример соответствует 2 режиму работы, в котором нелинейные явления не проявляются, а искажения обусловлены ХД. Это видно на осциллограмме в точке 3. Однако в моделируемой схеме ХД в стандартном ОВ SF практически полностью компенсируется компенсирующим ОВ DCF. Это видно из осциллограммы в точке 4.

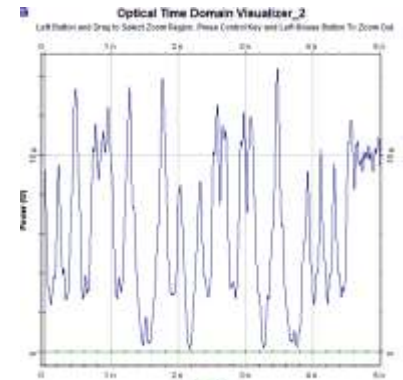
Качество связи высокое, Q – фактор равен 40, что гораздо больше, чем $Q = 6$, при котором вероятность ошибок $p_e = 10^{-9}$.



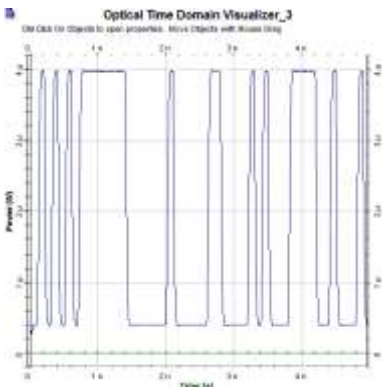
а) Сигнал на выходе источника. Точка 1.



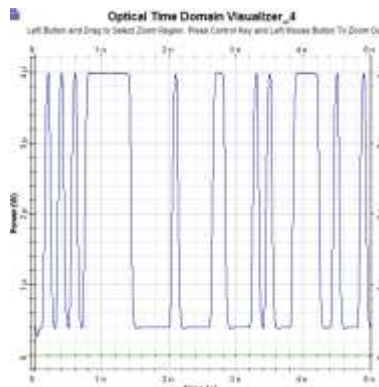
б) Сигнал после мультиплексора. Точка 2.



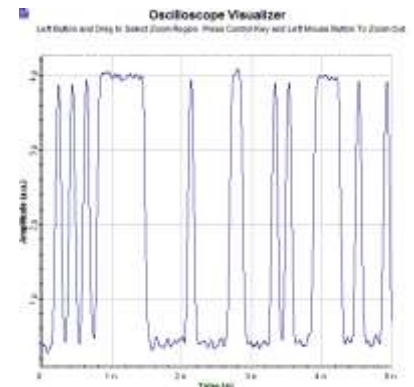
в) Сигнал на выходе ОВ1. Точка 3.



г) Сигнал на выходе ОВ2. Точка 4.



д) Сигнал после демультиплексора. Точка 5.



е) Электрический сигнал после ФП

Рис. 3.16. Осциллограммы бинарных оптических сигналов с АМ в точках 1-5 и осциллограмма на аналоговом выходе ФПУ.

Хроматическая дисперсия приводит к значительным изменениям формы сигналов во временной области после прохождения телекоммуникационного ОВ (рис. 3.16в), однако она мало влияет на форму спектра сигналов (рис. 3.17). Компенсирующее ОВ хорошо восстанавливает форму сигнала (рис. 3.16г).

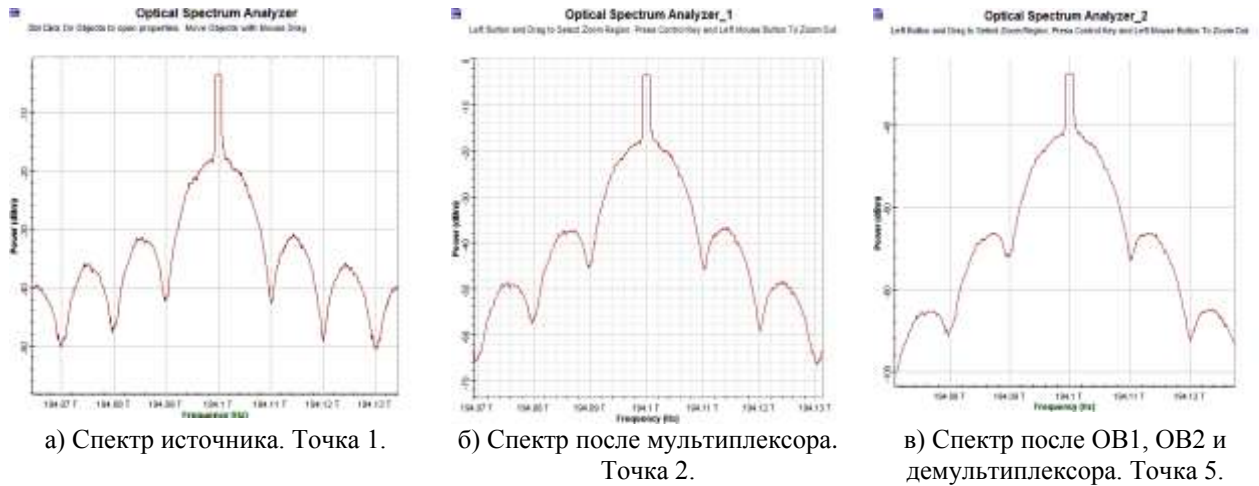
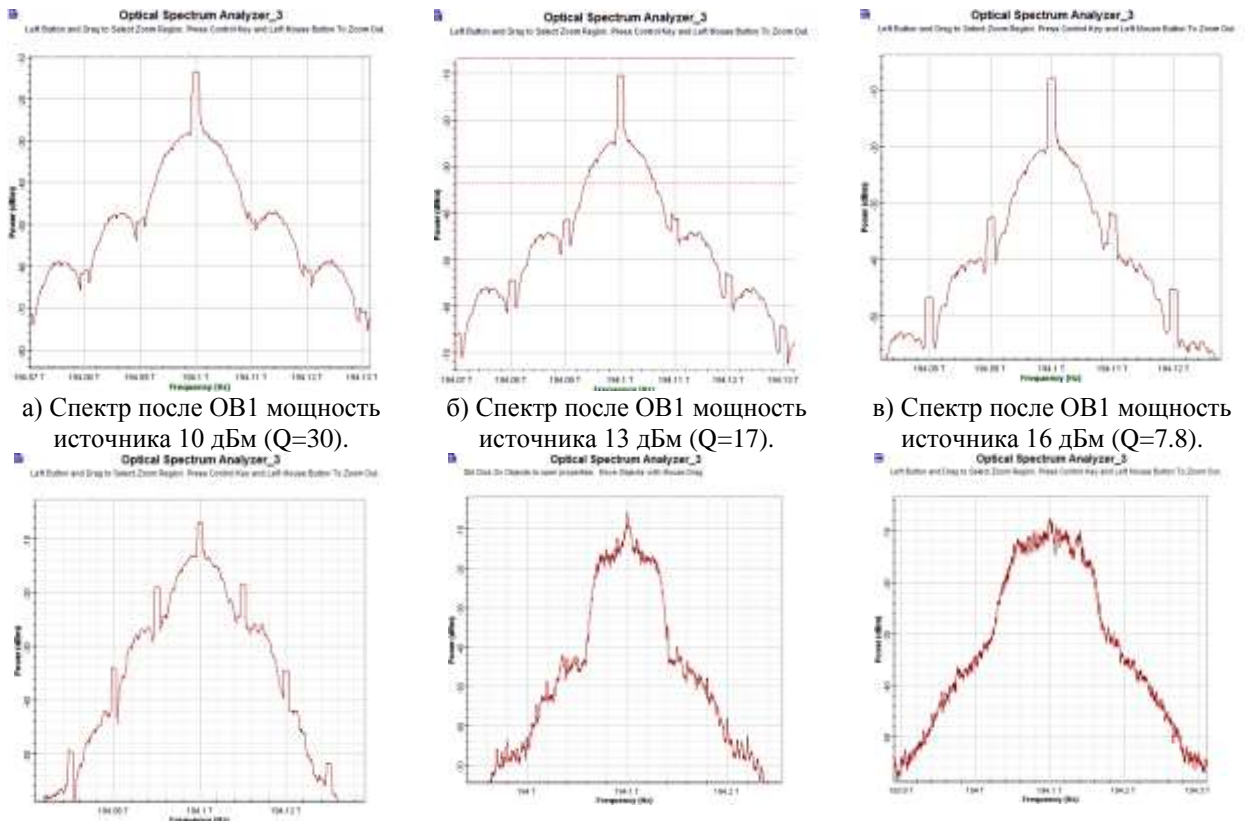


Рис. 3.17. Спектрограммы бинарных оптических сигналов с АМ в точках 1, 2 и 5

С увеличением мощности источника излучения начинают проявляться нелинейные эффекты и в первую очередь ФСМ (рис. 3.18). Возникают пички в спектре на выходе ОВ1 в местах провалов в спектре источника (рис. 3.18(а-в)), которые быстро возрастают с увеличением входной мощности. Причины возникновения пичков рассмотрены в документе «Проявление ФСМ». Качество связи с увеличением входной мощности от 10 до 16 дБм уменьшается с $Q=30$ до 7.8. При дальнейшем увеличении входной мощности спектр сигнала на выходе ОВ1 сильно искажается и расширяется. Отметим, что качество связи при $p \geq 20$ дБм (реально после уровня $p \geq 17$ дБм) становится не удовлетворительным ($Q < 6$).



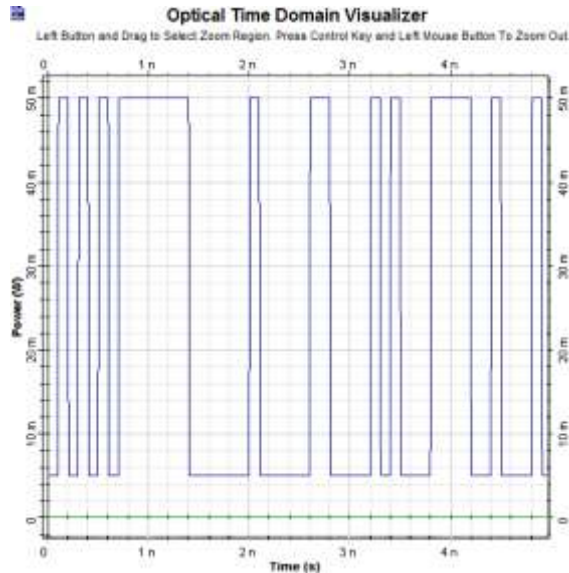
г) Спектр после ОВ1 мощность источника 20 дБм.

д) Спектр после ОВ1 мощность источника 25 дБм.

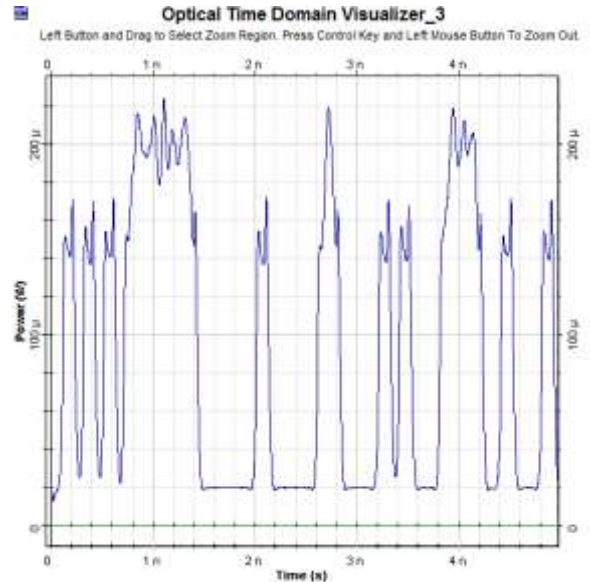
е) Спектр после ОВ1 мощность источника 30 дБм.

Рис. 3.18. Спектрограммы бинарных оптических сигналов с АМ после прохождения ОВ

На рис. 3.19 показаны осциллограммы оптических сигналов на входе и выходе оптического тракта.



а) NRZ, АМ, $p=17$ дБм

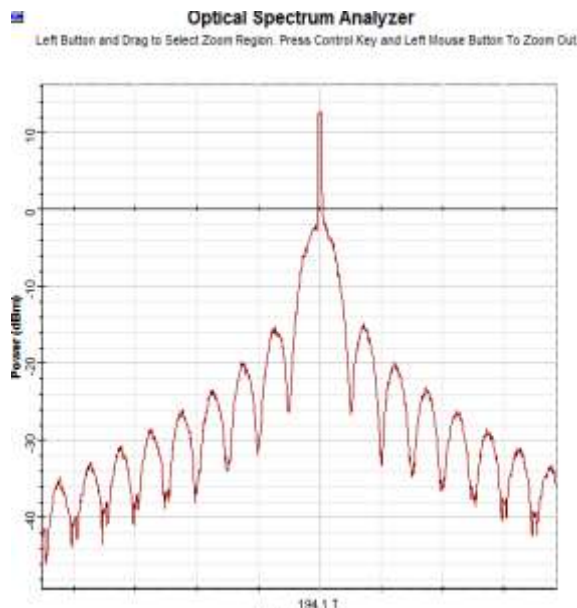


б) ОВ1 (SF) -100 км, ОВ2 (DCF) -10 км, $Q=5.7$

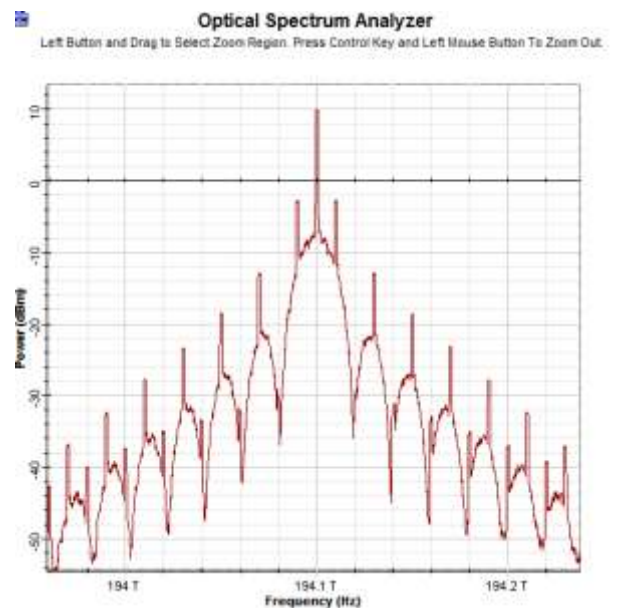
Рис. 3.19. Осциллограммы оптического сигнала на входе мультиплексора (а) и после компенсирующего волокна (б).

Видно, что после компенсации ХД фазовая самомодуляция для АМ сигналов при NRZ кодировании проявляется в виде пичков на вершинах импульсов, как указано в [2] и которые приводят к увеличению коэффициента ошибок. Качество связи при входном сигнале $p=17$ дБм оказывается не удовлетворительным ($Q<6$).

Рассмотрим проявления ФСМ при RZ кодировании. На рис. 3.20а и б для сравнения показаны спектры сигналов источников с АМ при NRZ и RZ кодировании при уровне входного сигнала 16 дБм. Видно, что в спектре сигнала с RZ кодированием возникли новые пики, положение которых определяется относительной длительностью импульсов внутри тактового интервала.



а) Код NRZ



б) Код RZ

Рис. 3.20. Спектры источников с АМ при выходном уровне источника 16 дБм (до модулятора) и скорости передачи 10 Гбит/с.

На рис. 3.21 показаны спектры сигналов на выходе ОВ1 для двух типов кодирования при входных уровнях 16 и 20 дБм. Видны пики на спектрах выходных сигналов в местах провалов в спектре исходных сигналов.

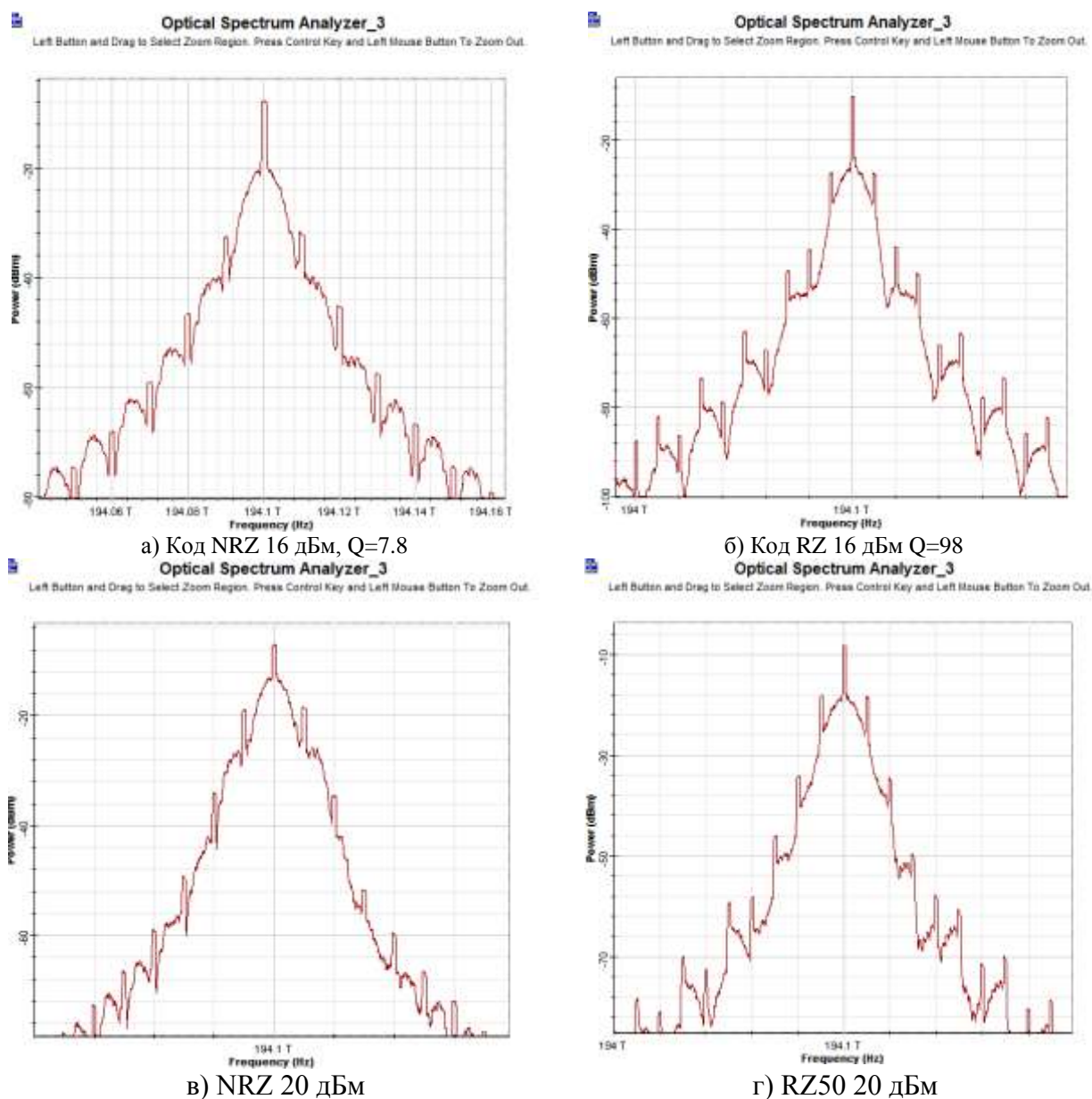


Рис. 3.21. Спектры сигналов на выходе ОВ1.

Эффект ФСМ накладывает ограничения на уровень максимальной мощности на входе в ОМОВ. По результатам моделирования максимально допустимый уровень входного сигнала при бинарной АМ, коде NRZ длине ОВ 100 км, посткомпенсацией ХД составляет 16 дБм.

Специалистами компании Т8 опытным путем установлено, что для одного усилительного участка максимальная мощность обычно ограничивается уровнем $p \geq 20$ дБм в схеме с посткомпенсацией ХД при величине остаточной дисперсии 800 пс/нм [2]. Там же указывается, что нелинейные искажения в многопролетной линии, состоящей из N усилительных участков уровень допустимой мощности уменьшается до величины

$$P_{mM} = P_{m1} / N \quad (3.40)$$

Рассмотрим проявления ФСМ в ВОСС с бинарной ФМ. Для моделирования будем использовать схему (рис. 3.22).

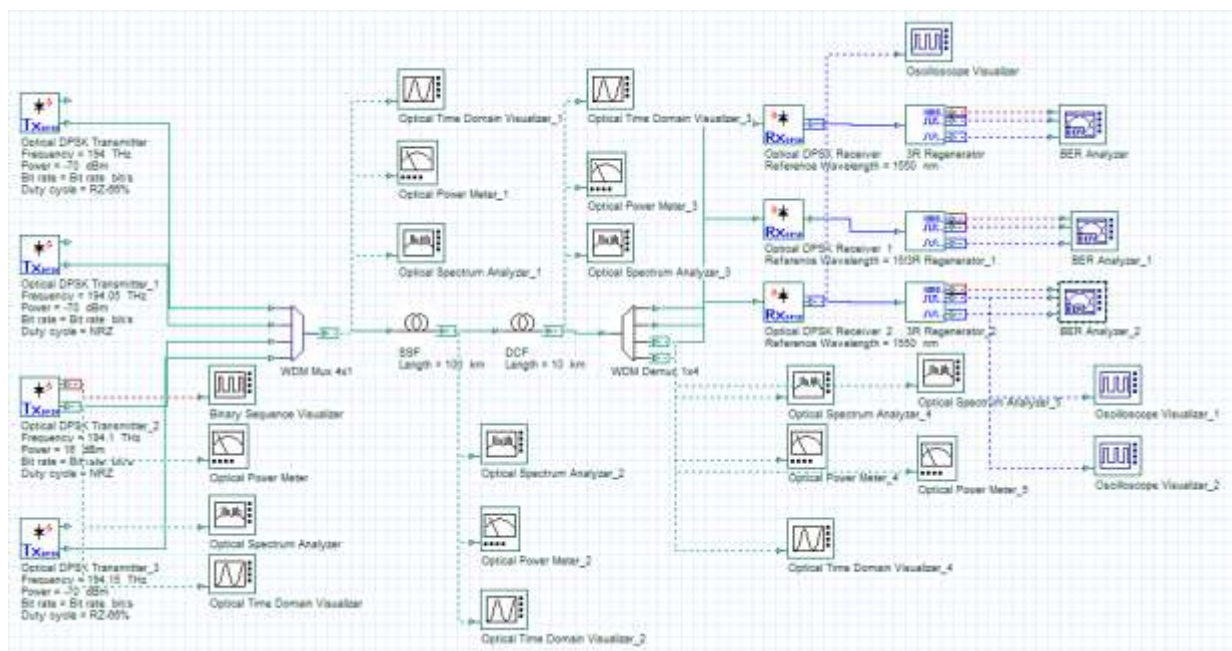


Рис. 3.22. Структурная схема многоканальной ВОСС с технологией (DWDM) и ФМ
На рис. 3.23 показаны спектры источников излучения с ФМ при NRZ и RZ кодировании.

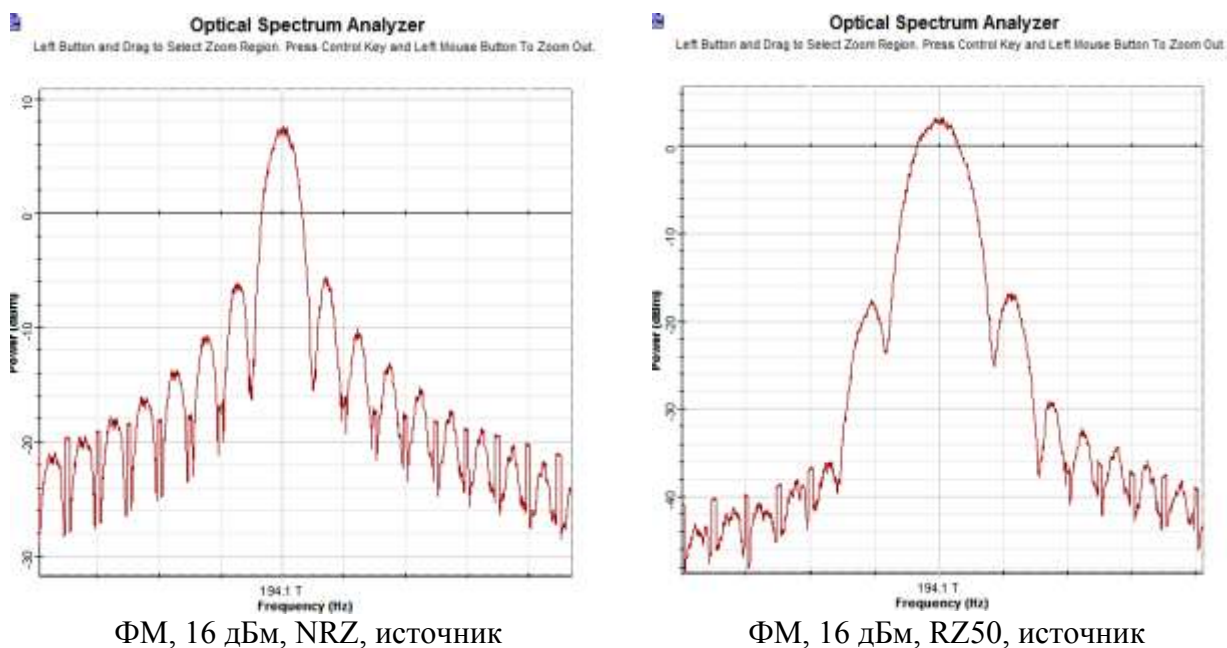


Рис. 3.23. Спектры источников с ФМ при скорости 10 Гбит/с при NRZ и RZ кодировании и уровне источника 16 дБм.

На рис. 3.24 показаны спектры сигналов на выходе ОВ1 при различных уровнях входного сигнала.

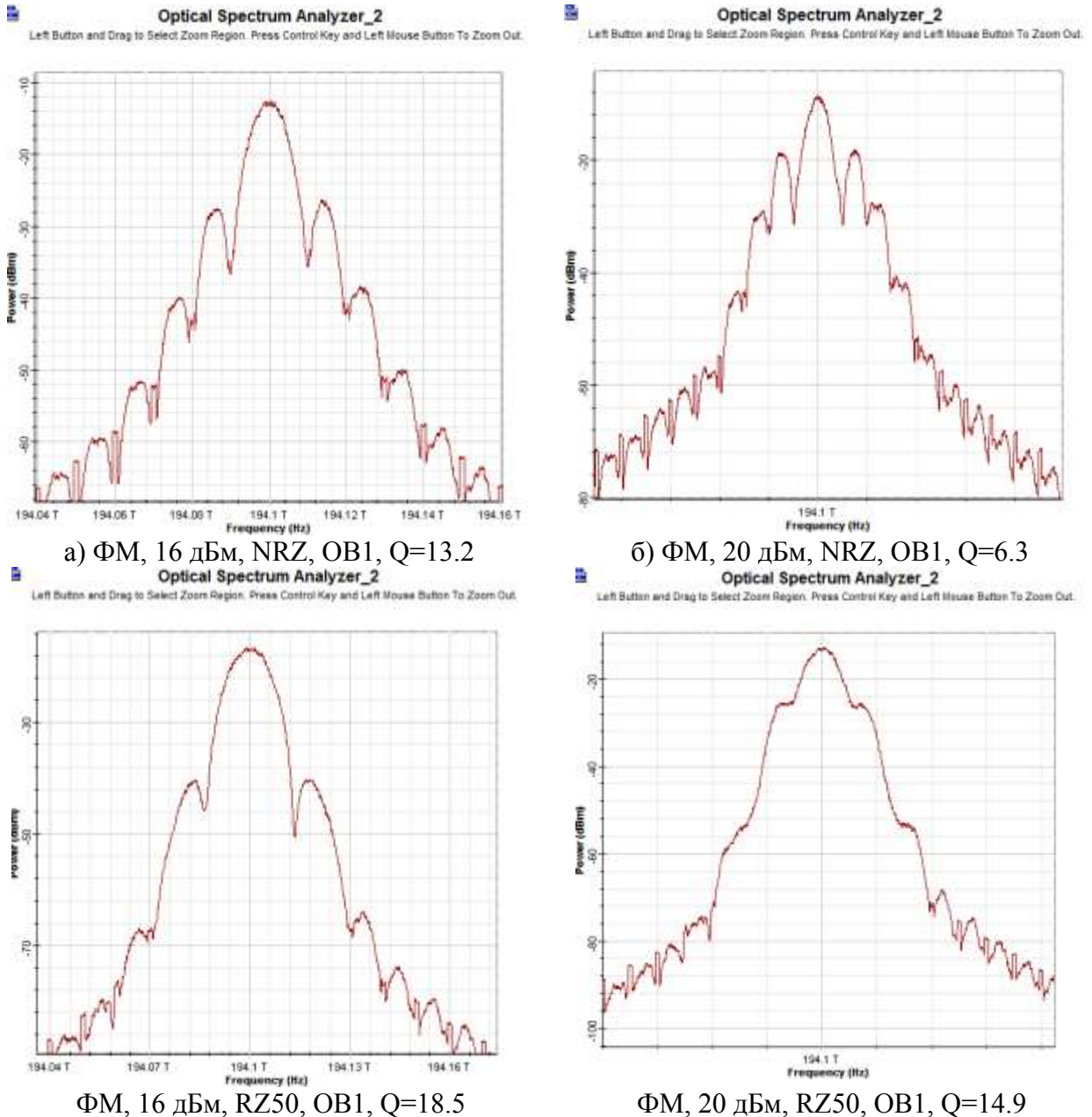


Рис. 3.24. Спектры сигналов на выходе OB1.

3.4. Фазовая кроссмодуляция (ФКМ).

ФКМ обусловлена нелинейным набегом фазы оптического поля с напряженностью E_1 на частоте ω_1 , который наведен другим (обычно более сильным или одинаковым) полем с напряженностью E_2 на другой частоте ω_2 при их совместном распространении по ОМОВ. Для нелинейного набега фазы на частоте ω_1 с учетом параллельно распространяющейся и имеющей такую же линейную поляризацию волны с частотой ω_2 можно записать

$$\varphi_{NLI} = n_2 \cdot k_0 \cdot L_{ef} \cdot \left(|E_1|^2 + 2 \cdot |E_2|^2 \right) = \frac{n_2 \cdot k_0 \cdot L_{ef}}{A_{ef}} \cdot (P_1 + 2 \cdot P_2) = \gamma \cdot L_{ef} \cdot (P_1 + 2 \cdot P_2). \quad (3.41)$$

Сомнительно то, что в (3.41) не учитывается частотный сдвиг между 1 и 2 сигналами, проходящими по ОВ. Также должна влиять и хроматическая дисперсия. Для ФКМ необходим фазовый синхронизм. Надо провести исследование ФКМ в программе OptiSystem.

Первый член в скобках обусловлен ФСМ, а второй ФКМ. Важной особенностью ФКМ является то, что для двух полей одинаковой интенсивности вклад ФКМ в величину

нелинейного набега фазы 2 раза больше, чем вклад ФСМ. Отметим, что ФКМ вызывает асимметричное спектральное уширение совместно распространяющихся оптических импульсов.

В многоканальной системе связи с WDM оба эффекта действуют совместно. Рассмотрим M -канальную систему. Нелинейный набег фазы в j – канале для конкретного бита будет равен

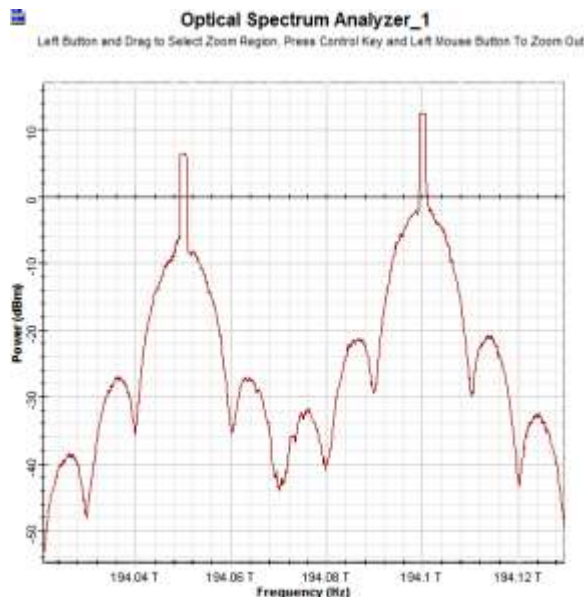
$$\varphi_{NLj} = \gamma \cdot L_{ef} \cdot \left(P_j + 2 \cdot \sum_{m \neq j}^M P_m \right). \quad (3.42)$$

Он может значительно превышать набег фазы обусловленный ФСМ. Эффективная длина L_{ef} определяется выражением (3.10). Обычно $L > L_{ef}$ и можно полагать, что $L_{ef} = 1/\alpha$ (α в Нп/км). Вредный эффект от совместного действия ХД, ФСМ и ФКМ приводит к значительному увеличению длительности импульсов по сравнению с действием только ХД и существенному увеличению ширины спектра сигнала. Эти эффекты приводят к трудно предсказуемым изменениям фазы волны в каждом канале.

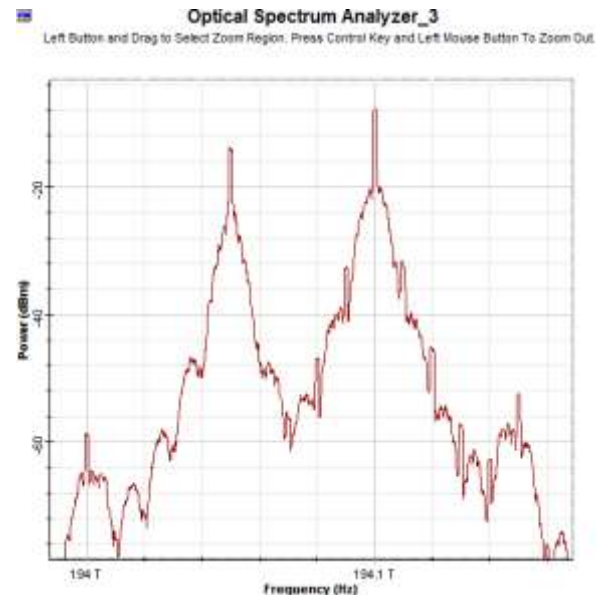
ФКМ возникает потому, что излучение, распространяющееся в соседних каналах, модулирует фазу излучения в основном канале. Изменение фазы приводит к изменениям частоты, которые за счет ХД преобразуются в изменения амплитуды. Это приводит к появлению амплитудных искажений и джиттера.

На рис. 3.25 показаны спектры двухканальной ВОСС с бинарной АМ с кодом NRZ на выходе мультиплексора (а) и на выходе телекоммуникационного ОВ (б-г). На рис. 3.20б показан спектр работоспособной ВОСС с $Q_2=25.9$ (входной уровень 10 дБм) и $Q_3=7.7$ (входной уровень 16 дБм). С увеличением входных сигналов спектры сигналов на выходе ОВ1 все сильнее искажаются (расширяются) и ВОСС теряет работоспособность.

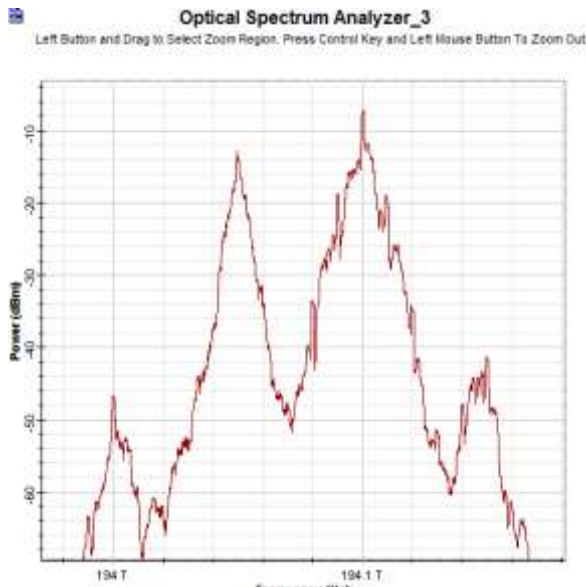
На рис. 3.25б показана спектрограмма на выходе ОВ1 для относительно малых входных сигналах (ВОСС сохраняет работоспособность). Из нее видно, что эффект ФСМ сильнее проявляется в 3 канале, где уровень входного сигнала больше (16 дБм), видны пички в спектре. Эффект ФКМ сильнее проявляется во 2 канале, где уровень входного сигнала меньше (10 дБм).



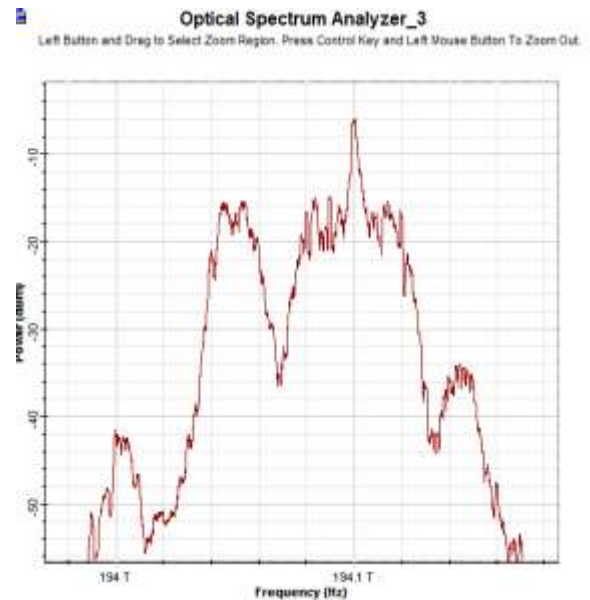
а) Спектр на выходе мультиплексора для входных уровней $p_2 = 10$ и $p_3 = 16$ дБм



б) Спектр на выходе ОВ1 для входных уровней $p_2=10$ и $p_3=16$ дБм, $Q_2=25.9$ $Q_3=7.7$



в) Спектр на выходе ОВ1 для входных уровней $p_2=14$ и $p_3=20$ дБм



г) Спектр на выходе ОВ1 для входных уровней $p_2=17$ и $p_3=23$ дБм

Рис. 3.25. Спектрограммы оптических сигналов на выходе ОВ1 при различных входных уровнях сигналов.

С дальнейшим увеличением входных уровней спектры расширяются и искажаются еще сильнее. На рис. 3.25б-г видны пики, обусловленные четырехволновым смещением, которое также относится к нелинейным явлениям, причем низкороговым. Мы рассмотрим это явление позже.

Характерно, что ФКМ наблюдается даже тогда, когда в основном канале мощность излучения постоянна, а в соседнем канале передается импульсная последовательность. При этом среднеквадратическое значение флуктуаций мощности в основном канале характеризует величину ФКМ (рис. 3.15)

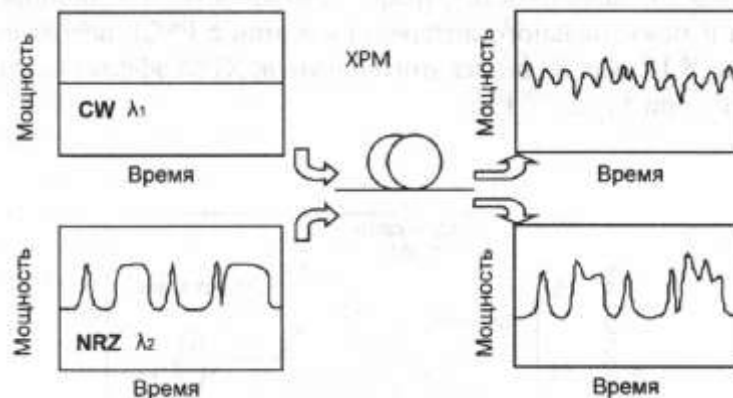


Рис. 3.15. Схема проявления эффекта ФСМ

В тех случаях, когда информация передается с использованием амплитудной модуляции или модуляции по интенсивности при некогерентном энергетическом приеме нелинейные изменения фазы могут быть не очень существенными при умеренных уровнях мощности оптического излучения. Однако учитывать эти явления надо.

При использовании методов когерентной демодуляции такие изменения фазы могут существенно повлиять на работу системы связи даже при амплитудной модуляции, т. к. при когерентном приеме на фотоприемной площадке образуется интерференционная картина, которая будет зависеть от нелинейного набега фазы.

Рассмотрим систему многоканальной связи с амплитудной модуляцией и когерентным приемом. При использовании фазочувствительного гомодинного приемного

устройства, фаза φ_j , будет изменяться от одного битового интервала к другому в зависимости от битов в соседних каналах. Для наихудшего случая максимальное изменение фазы, вызванное ФКМ, будет равно [4]

$$\Delta\varphi = \frac{2\gamma}{\alpha} \cdot (M - 1) \cdot P, \quad (3.43)$$

если предположить, что мощности P в соседних каналах одинаковы.

Если принять в качестве приемлемой величины $\Delta\varphi=0.1$ рад, то мощность в каждом канале будет ограничена величиной

$$P < \frac{0.05 \cdot \alpha}{\gamma \cdot (M - 1)}. \quad (3.44)$$

Для стандартного ОМОВ $\gamma=1.2$ 1/(Вт км), $\alpha=0.046$ Нп/км (0.2 дБ/км). Расчет по (3.44) показывает, что мощность в канале не должна превышать 1 мВт даже в пятиканальной системе. Это конечно слишком жесткое требование.

Рассмотрим фазовую модуляцию с кодированием NRZ. В идеальной системе связи с фазовой модуляцией фаза в соседних битах при бинарном кодировании либо не изменяется, либо изменяется на π . В этом случае мощности сигналов в разных каналах будут одинаковыми. Флуктуации фазы сигнала тогда будут обусловлены только флуктуациями уровней мощности в разных каналах.

При использовании фазовой модуляции с использованием RZ кодирования будут наблюдаться флуктуации суммарной мощности и будет возникать случайный для данного бита нелинейный набег фазы. Это приводит к размыванию сигнальных созвездий, которые представляют собой совокупность случайных сигналов на фазовой плоскости, к уменьшению отношения сигнала к шуму и увеличению вероятности ошибки. Эти созвездия выполняют функцию, аналогичную глаз-диаграммам при амплитудной модуляции (рис. 3.12).

При двоичной модуляции фазы сигналов в соседних битах отличаются по фазе на π . В системах с многоуровневой фазовой модуляцией демодулятор должен различать меньшие изменения фазы (например, для четырех уровней различимые изменения фазы составляют $\pi/2$). Существуют также системы с комбинированной амплитудно-фазовой модуляции. В них требования к величине допустимого нелинейного набегу фазы становятся жестче. Если предположить, что средние мощности во всех каналах одинаковы и равны P_j , то разумно предположить, что и СКО этих мощностей также равны σ_p . Тогда для СКО флуктуаций фазы можно записать

$$\sigma_\varphi = \frac{\gamma \cdot \sigma_p}{\alpha} \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot (M - 1)}. \quad (3.45)$$

Здесь принято $L_{ef} = 1/\alpha$. Оценим величину σ_φ для стандартного ОМОВ при $\gamma=1.2$ 1/(Вт км), $\alpha=0.046$ Нп/км (0.2 дБ/км), $\sigma_p=0.1$ мВт. Тогда вклад ФСМ составляет $\gamma\sigma_p/\alpha=0.026$ рад, вклад ФКМ при количестве каналов $M=10$ в $3 \cdot \sqrt{2}$ раз больше и составляет 0.1 рад, а СКО суммарных флуктуаций практически равен 0.1 рад.

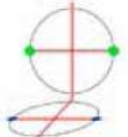
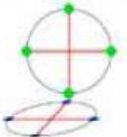
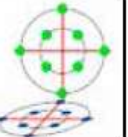
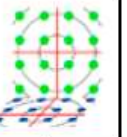
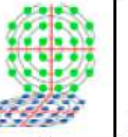
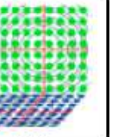
Формат модуляции	DP-DPSK	DP-QPSK	DP-8QAM	DP-16QAM	DP-32QAM	DP-64QAM
бит/символ	2x1	2x2	2x3	2x4	2x5	2x6
Сигнальное созвездие						
Штраф по OSNR, дБ	0	0	2	4	6	8,5

Таблица 1. Уменьшение энергетической эффективности (штраф по OSNR) многоуровневых форматов модуляции относительно формата DP-DPSK. Штраф равен 0 только для формата DP-QPSK.

Рис. 3.16. Сигнальные созвездия для различных форматов модуляции

В [4] описан эксперимент по наблюдению ФКМ. Излучение от двух ЛД с длинами волн 1.3 и 1.5 мкм вводились в ОМОВ длиной 15 км. Сдвиг фаз излучения на длине 1.5 мкм, вызванный излучением на 1.3 мкм, измерялся с помощью интерферометра. При $P=1$ мВт был зарегистрирован сдвиг фаз $\Delta\varphi=0.024$ рад. Это значение находится в хорошем согласии с результатом $\Delta\varphi=0.022$ рад, полученным по выражению (3.33).

Литература

1. А.В. Листвин, В.Н. Листвин, Д.В. Швырков Оптические волокна для линий связи.- Лесарарт, 2003, 288 с., ил.
2. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM системы: научное издание.- М.: Издательский дом «Наука», 2013.- 300 с.
3. Иванов А.Б. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. – М.: Компания САЙРУС СИСТЕМС, 1999.
4. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ.- М.: Мир, 1996.- 323 с., ил.
5. Беспрозванных, В.Г. Нелинейная оптика: учеб. пособие / В.Г. Беспрозванных, В.П. Первадчук. – Пермь: Изд-во Перм. гос. техн. ун-та, 2011. – 200 с.
6. Б. Салех, М. Тейх Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т.1/ Б.Салех, М. Тейх-Долгпрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012.-760 с.: цв. вкл.

4. Четырехволновое смешение (ЧВС)

4.1. Частотный спектр четырехволнового смешения

В ОМ ОВ может возникать нелинейное взаимодействие нескольких оптических волн, в результате которого появляются комбинационные гармоники. Это взаимодействие, также как самомодуляция и кроссмодуляция, обусловлено нелинейным электрооптическим эффектом Керра. Рассмотрим четырехволновое смешение ЧВС (FWM) [1-9]. Название эффекта связано с тем, что во взаимодействии участвуют четыре волны. Этот эффект играет важную роль в ВОСС с DWDM. Отметим, что он сильно проявляется при совместном распространении по ОМ ОВ нескольких квазимонохроматических волн с близкими частотами и поляризациями.

Рассмотрим трехканальную систему DWDM с соседними частотами ν_i , ν_j и ν_k , которые имеют индекс в соответствии с частотным планом МСЭ. Существует несколько частотных планов, отличающихся интервалом по частоте между соседними каналами, например $\Delta\nu=100, 50$ или 25 ГГц.

При нелинейном взаимодействии излучений трех различных частот возникают комбинационные частоты [1-4, 8]

$$\nu_{ijk} = \nu_i + \nu_j - \nu_k. \quad (4.1)$$

Таких частот может быть много. Примем $i=1, j=2, k=3$. В результате действия ЧВС происходит генерация девяти комбинационных частот, а именно: $\nu_{112}, \nu_{113}, \nu_{123}, \nu_{132}, \nu_{221}, \nu_{223}, \nu_{231}, \nu_{331}, \nu_{332}$, а фактически семи частот, так как некоторые частоты совпадают: $\nu_{123} = \nu_{213}, \nu_{132} = \nu_{312}, \nu_{231} = \nu_{321}$ дают совпадающие частоты (см. рис. 4.1б).

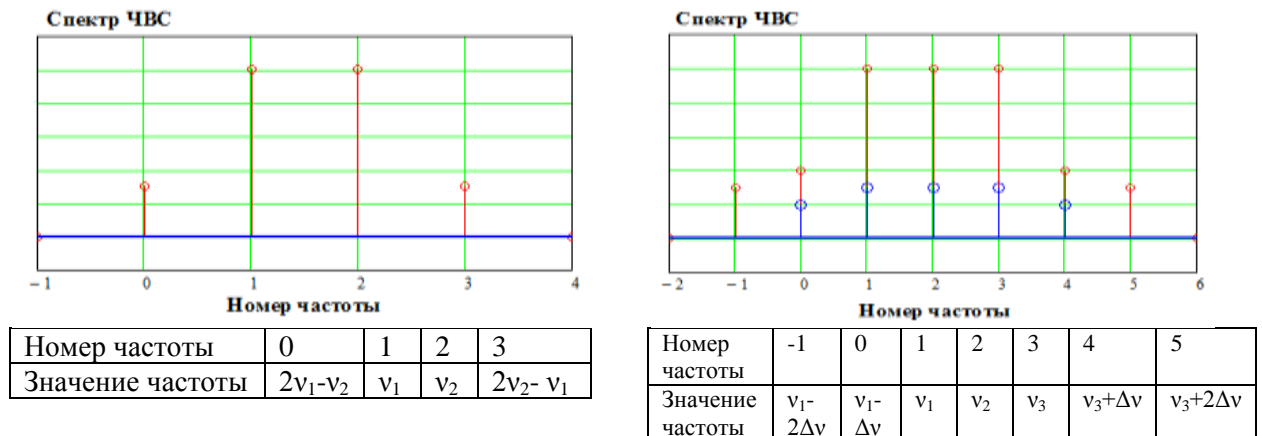


Рис. 4.1. Спектр ЧВС при двух (слева) и трех (справа) несущих

Минимальное количество каналов DWDM равно двум (частоты ν_1 и ν_2). Этот случай относится к вырожденному варианту ЧВС и количество комбинационных частот будет равно двум. Полагаем, что интервал между частотами равен $\Delta\nu$. Введем обозначения для двух комбинационных частот и запишем для них выражения

$$\begin{aligned} \nu_{ij} &= 2\nu_i - \nu_j = \nu_i - \Delta\nu \\ \nu_{ji} &= 2\nu_j - \nu_i = \nu_j + \Delta\nu = \nu_i + 2\Delta\nu \end{aligned} \quad (4.2)$$

Если количество каналов в системе DWDM равно N , то количество комбинационных частот резко возрастает и составляет [4, 5]

$$M = \frac{N^2(N-1)}{2}. \quad (4.3)$$

На рис. 4.2 показана зависимость количества возникших комбинационных частот от количества каналов.

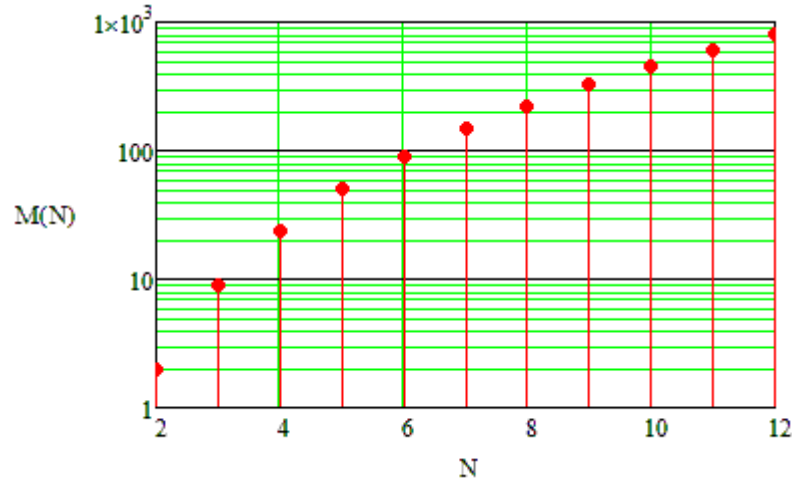


Рис. 4.2. Зависимость количества возникших комбинационных частот от количества каналов

Отметим, что комбинационные частоты совпадают с частотами соседних каналов системы DWDM и являются перекрестными помехами. Таким образом, явление ЧВС для ВОСС с технологией DWDM ухудшает качество связи, уменьшая отношение сигнала к шуму (помехе). Причем это отношение уменьшается как за счет ослабления полезных сигналов, которые отдают свою энергию помехам, так и за счет возрастания помех в каналах. Увеличение числа каналов только ухудшает ситуацию, ослабляются все сигналы и помехи возникают во всех каналах.

Для четного количества каналов N , расположенных через равные интервалы $\Delta\nu$ по частоте, можно определить количество помех за счет ЧВС, воздействующих на m -й канал WDM, по формуле [5]

$$M_m = \frac{N^2}{2} + \frac{N \cdot m}{2} - \frac{m^2}{2} - N + \frac{m}{2} \quad (4.4)$$

Для общего количества помех ЧВС, которые попадают в каналы N – канальной DWDM системы справедливо [5]

$$M_N = \frac{1}{3}N^3 - \frac{3}{4}N^2 + \frac{1}{6}N. \quad (4.5)$$

При этом комбинационные частоты, лежащие за пределами спектра DWDM, не учитываются.

Результаты расчетов по выражениям (4.3), (4.4) и (4.5) приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Количество помех ЧВС в отдельных каналах WDM

N	2		4				6					
M	2		24				90					
M_N	0		10				46					
m	1	2	1	2	3	4	1	2	3	4	5	6
M_m	0	0	2	3	3	2	6	8	9	9	8	6

Отметим, что в DWDM системе с большим количеством каналов помеха в подверженном помехам конкретном канале складывается из большого количества отдельных помех. Из рис. 4.1 видно, что всего три действующих канала создают в других каналах до двух помех. При увеличении количества каналов количество помех в каждом канале быстро растет (таблица 4.1).

4.2. Теоретическое описание помех четырехволнового смещения

Строго говоря, явление ЧВС наблюдается при соблюдении условий фазового синхронизма волновых векторов взаимодействующих волн. Полный фазовый синхронизм обеспечивается, если взаимодействующие волны имеют одинаковую поляризацию и распространяются с одинаковыми скоростями. На практике эти условия выполняются с большей или меньшей точностью, что позволяет говорить о степени эффективности ЧВС, которая зависит от параметров ВОСП и ОВ [5, 8, 9].

Мощности возникающих комбинационных частот зависят от степени соблюдения условий фазового синхронизма, который определяется хроматической дисперсией (ХД) в диапазоне длин взаимодействующих и генерируемых волн, а также интервалами между взаимодействующими частотами, т.е. частотным планом DWDM. Кроме того, мощности комбинационных частот сильно зависят от мощности взаимодействующих волн.

ХД определяет различие групповых скоростей взаимодействующих и генерируемых волн. Чем больше коэффициент ХД, тем хуже выполняются условия фазового синхронизма и меньше коэффициент эффективности ЧВС.

Уменьшение величины разноса взаимодействующих каналов по частоте $\Delta\nu$ уменьшает различие в групповых канальных скоростях за счет ХД и улучшает условия фазового синхронизма.

Степень искажений зависит также от мощности генерируемых гармоник с частотами ν_{ijk} . Эту мощность можно оценить по следующей формуле [2, 4, 8]:

$$P_{ijk} = \eta_{ijk} \cdot \left(\frac{d_{ijk} \cdot \gamma \cdot L_{ef}}{9} \right)^2 P_i \cdot P_j \cdot P_k \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \quad (4.6)$$

где η_{ijk} - коэффициент эффективности ЧВС; d_{ij} - коэффициент вырождения, равный 3, если $i = j$, или 6, если $i \neq j$; γ - коэффициент нелинейности ОВ (таблица 4.2), L - длина ОВ, α - коэффициент затухания ОВ; P_i, P_j, P_k - мощности исходных несущих, L_{ef} - эффективная длина ОВ [1]

$$L_{ef} = \frac{1 - \exp(-\alpha \cdot L)}{\alpha}. \quad (4.6a)$$

Степень соблюдения условий фазового синхронизма можно оценить по величине фазового рассогласования [5]

$$\Delta\beta = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{ijk} \quad (4.7)$$

где β_p – постоянные распространения для волны с индексом p .

При $\Delta\beta=0$ коэффициент эффективности ЧВС будет равен $\eta_{ijk}=1$. Для коэффициента эффективности ЧВС при $\Delta\beta\neq 0$ было получено выражение [2, 4, 5, 7, 8]

$$\eta_{ijk} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{4 \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \cdot \sin^2(\Delta\beta \cdot L / 2)}{[1 - \exp(-\alpha \cdot L)]^2} \right\}. \quad (4.8)$$

В [5] получено выражение для $\Delta\beta$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi \cdot \lambda_m^2 \cdot D_x}{c} \cdot (v_i - v_k) \cdot (v_j - v_k) + \frac{\pi \cdot \lambda_m^4}{c^2} \cdot (v_i - v_k) \cdot (v_j - v_k) \cdot (v_i + v_j - 2v_m) \cdot S_x, \quad (4.9)$$

где D_x , $S_x = \frac{dD_x}{d\lambda}$ – коэффициент ХД и наклон дисперсионной характеристики при частоте $v_m=c/\lambda_m$ достаточно близкой к частотам исходным и возникшим, относительно которой нам известно разложение постоянной распространения ОВ $\beta(v)$ в ряд Тейлора [1]

$$\beta(v) = \frac{d\varphi(v)}{dz} = n(v) \cdot \frac{v}{c} = \beta_0 + \beta_1 \cdot (v - v_m) + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot (v - v_m)^2 + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot (v - v_m)^3 \dots \quad (4.9a)$$

где члены разложения β_0 и β_1 определяют фазовую и групповую скорости, а β_2 является дисперсией групповых скоростей.

Для отношения мощности помех в i - канале, обусловленных ЧВС, к сигналу на выходе ОВ длиной L , выраженному в логарифмических единицах, можно записать

$$NS_{ijk} = 10 \cdot \lg \left[\frac{P_{ijk}}{P_i \cdot \exp(-\alpha L)} \right] = 10 \cdot \lg \left\{ \eta_{ijk} \cdot \left[\frac{d_{ijk} \cdot \gamma \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot L))}{9 \cdot \alpha} \right]^2 P_j \cdot P_k \right\} \quad (4.10)$$

4.3. Аналитические расчеты помех четырехволнового смешения

Проведены расчеты в среде MathCad зависимостей отношения NS_{ijk} мощности помех P_{ijk} к мощности сигнала на выходе ОВ от длины линии L для четырех ОМ ОВ: стандартного SMF-28e (1 кривая), со смещенной дисперсией DSF (G.653) (2 кривая), с ненулевой смещенной дисперсией +NZ DSF (LEAF) (3 кривая), с ненулевой смещенной дисперсией -NZ DSF (MetroCor) (4 кривая). Параметры исследуемых ОВ на длине волны 1550 нм приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Параметры некоторых ОВ

Тип ОВ	α , дБ/км	γ , 1/(Вт км)	λ_{oD} , нм	D_x , пс/(нм км)	S_x , пс/(нм ² км)
SMF-28 (G.652)	0.2	1.2	1310	17.5	0.092
DSF (G.653)	0.2	2.5	1550	0.0	0.08
+NZDSF (LEAF)	0.22	1.5	1510	4.3	0.11
- NZDSF (MetroCor)	0.25	2.0	1650	-10.1	0.093

Частота i – канала была выбрана равной $\nu_i=194$ ТГц (40 канал в частотной сетке МСЭ с интервалом между каналами $\Delta\nu=100$ ГГц). Частоты других каналов выбирались по выражению

$$\nu_j = \nu_i + \Delta\nu \text{ и } \nu_k = \nu_j + \Delta\nu \text{ для невырожденного случая,}$$

$$\nu_j = \nu_i \text{ и } \nu_k = \nu_i + \Delta\nu \text{ для вырожденного случая.}$$

Расчеты проводились при значениях $\Delta\nu = 25$ ГГц и 100 ГГц для вырожденного и невырожденного случаев для канальных мощностей $P=20$ и 50 мВт. Результаты расчетов приведены на рис. 4.3.

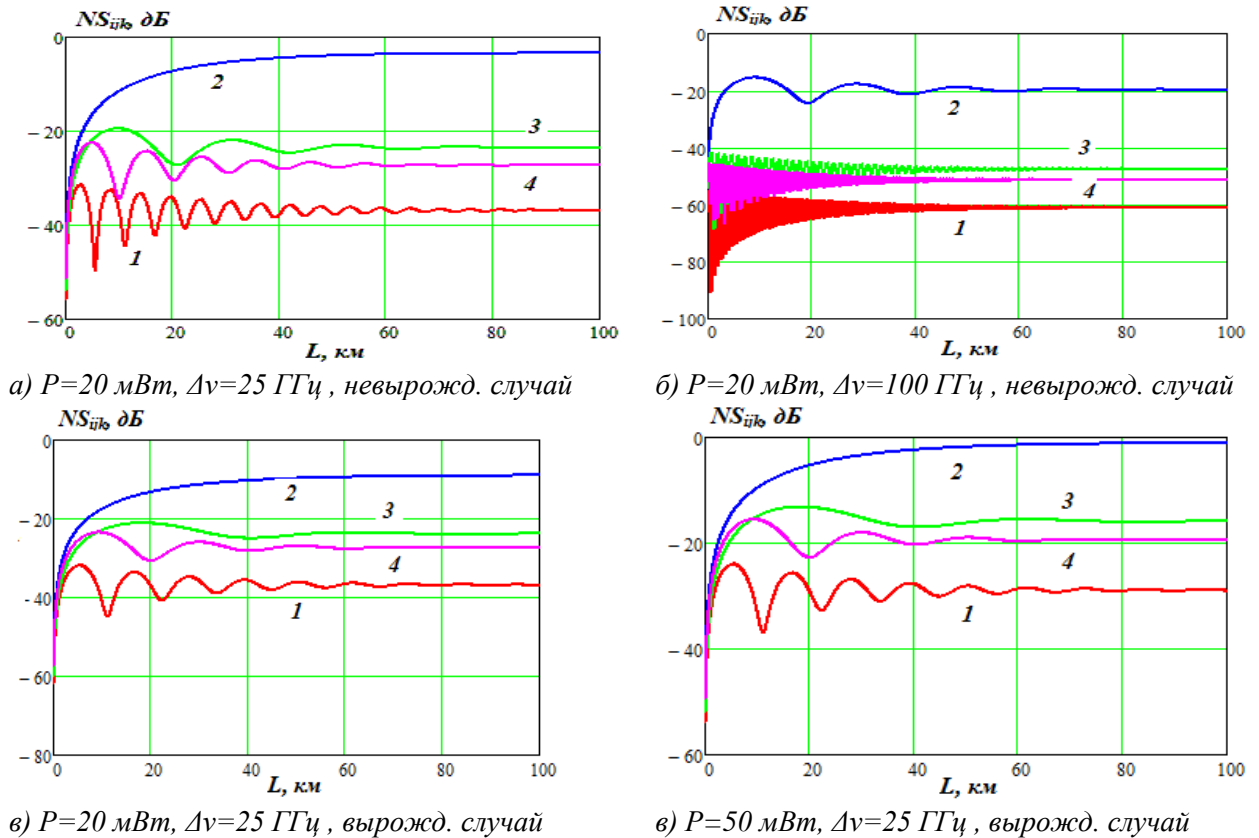


Рис. 4.3. Результаты расчетов отношения помехи к сигналу на выходе ОВ от его длины

Видно, что отношение помехи ЧВС к сигналу с увеличением длины ОВ при малых длинах быстро растет, испытывает затухающие колебания и стремится к установившемуся значению при больших длинах. Период колебаний уменьшается с увеличением интервала по частоте между каналами. Уровень помех от других каналов быстро уменьшается с увеличением частотного интервала между влияющими и подверженными влиянию каналами. Величина помехи ЧВС уменьшается при возрастании ХД и уменьшении мощности канальных сигналов. Особенно сильно эффект ЧВС проявляется на волнах, длина которых близка к длине волны нулевой дисперсии ОВ. Расчеты показывают, что ОВ со смещенной дисперсией DSF не пригодны для использования в ВОСС с технологией DWDM, работающих в диапазоне С (1530-1565 нм).

4.4. Моделирование процессов ЧВС в частотной области

Проведено исследование влияния эффекта ЧВС на процессы в линейном тракте ВОСС при использовании двух типов одномодовых ОВ: волокна со смещенной дисперсией DSF и стандартного волокна SF.

4.4.1. Исследование ЧВС в ОБ типа DSF.

Схема исследования 4-х волнового смешения (ЧВС) в моделирующей программе OptiSystem приведена на рис. 4.4. Она включает три передатчика (EML) с амплитудной модуляцией (AM), использующих источники непрерывного излучения (лазерные диоды - ЛД) с шириной спектра излучения $\Delta\nu=10$ МГц с частотами и уровнями мощностей, указанными на рис. 4.4. Амплитудный модулятор с форматом NRZ обеспечивает скорость передачи 10 Гбит/с. Излучения трех передатчиков Tx с помощью мультиплексора (WDM Mux) объединяются в одном оптическом волокне (Optical Fiber) со смещенной дисперсией (DSF), длиной 100 км. Выбор ОБ обусловлен тем, что в этом ОБ эффект ЧВС выражен особенно сильно.

Параметры оптического волокна (ОБ) DSF на длине волны $\lambda=1550$ нм: $\alpha=0.2$ дБ/км, $D_x=0$ пс/(нм км), $S=0.08$ пс/(нм² км), ПМД=0.05 пс/(км)^{0.5}, секция ПМД =100 м, площадь моды $A=41$ мкм², $n_2=26 \cdot 10^{-21}$ м²/Вт.

Для измерения спектральной плотности излучений в различных точках исследовательской установки используются оптические анализаторы спектра (Optical Spectrum Analyzer) с разрешающей способностью $\Delta\lambda=0.01$ нм.

С помощью демультиплексора WDM Demux излучение с выхода ОБ разделяется на три приемника Rx. Ширина спектра пропускания мультиплексора WDM Mux и демультиплексора WDM Demux $\Delta\nu=20$ ГГц. Качество связи в каждом канале контролируется с помощью анализатора ошибок (BER Analyzer). Мы будем оценивать его с помощью Q – фактора, который для обеспечения высокого качества должен быть больше 7.

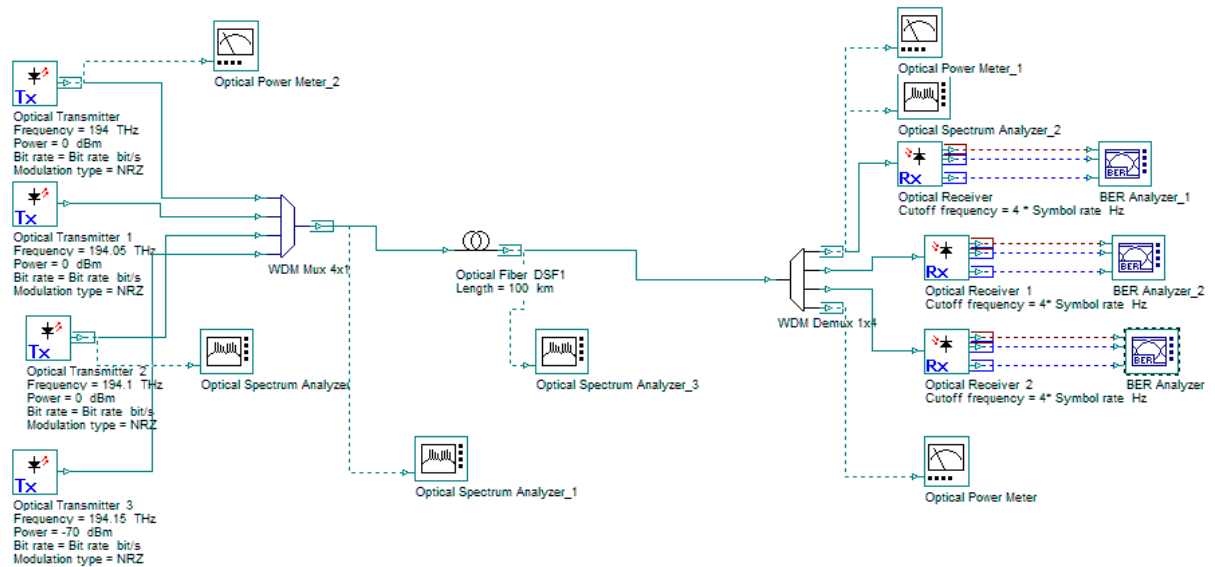


Рис. 4.4. Структурная схема установки для исследования ЧВС в ОБ со смещенной дисперсией

Спектр выходного сигнала после мультиплексора (на входе в ОБ DSF) показан на рис. 4.5а при уровне источников излучения 0 дБм. Видно, что из-за АМ в формате NRZ уровень сигналов на выходе мультиплексора примерно на 3 дБ меньше чем на источнике. На рис. 4.5б показан спектр сигнала на выходе ОБ. Видно, что эффект ЧВС уже проявляется, и на спектрограмме хорошо видны новые частотные составляющие – его продукты. В нашем случае интервал между всеми частотами одинаковый, и соответствующий выбранной сетке частот DWDM $\Delta\nu=50$ ГГц ($\Delta\lambda=0.4$ нм)

Отметим, что оптический анализатор спектра (ОАС) позволяет контролировать спектральную плотность для 2-х ортогональных поляризаций (оси x и y) и суммарную. В исследовании на входе в ОБ (рис. 4.5а) была использована линейная поляризация, ориентированная вдоль оси x. На выходе из ОБ излучение практически деполаризовано

из-за случайного характера поляризационно-модовой дисперсии (ПМД). На рис. 4.5б и последующих рисунках отображается суммарная спектральная плотность.

Из рис. 4.5б видно, что при уровнях оптической мощности излучателей 0 дБм уровни мощности полезных сигналов на входе в демультиплексор одинаковы и равны -24 дБм, т.е. затухание для сигналов одинаковое и составляет $\alpha=21$ дБ, что примерно равно теоретическому затуханию $\alpha L=0.2 \cdot 100=20$ дБ. Уровни продуктов ЧВС на частотах с номерами 0 и 4 составили -56 дБ, а на частотах -1 и 5 составили -68 дБ. При этом качество связи также контролировалось анализатором ошибок и изменялось в пределах от $Q=15$ до 26, принимая минимальное значение для центрального канала и максимальные значения для боковых каналов.

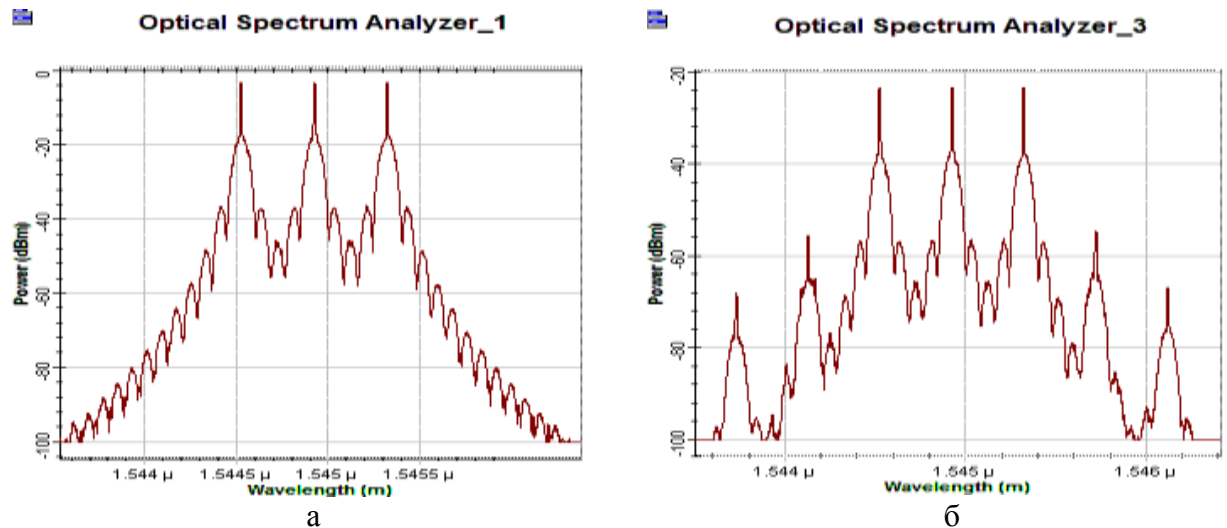


Рис. 4.5. Спектры входного и выходного сигналов при уровне мощности источника излучения 0 дБм

Проводились также измерения при меньших и больших уровнях излучения в передатчиках в пределах от $p_{in}=-6$ до +16 дБм. Спектрограммы излучения выходящего из ОВ приведены на рис. 4.6 и 4.7, а сводные результаты всех измерений в таблице 4.3.

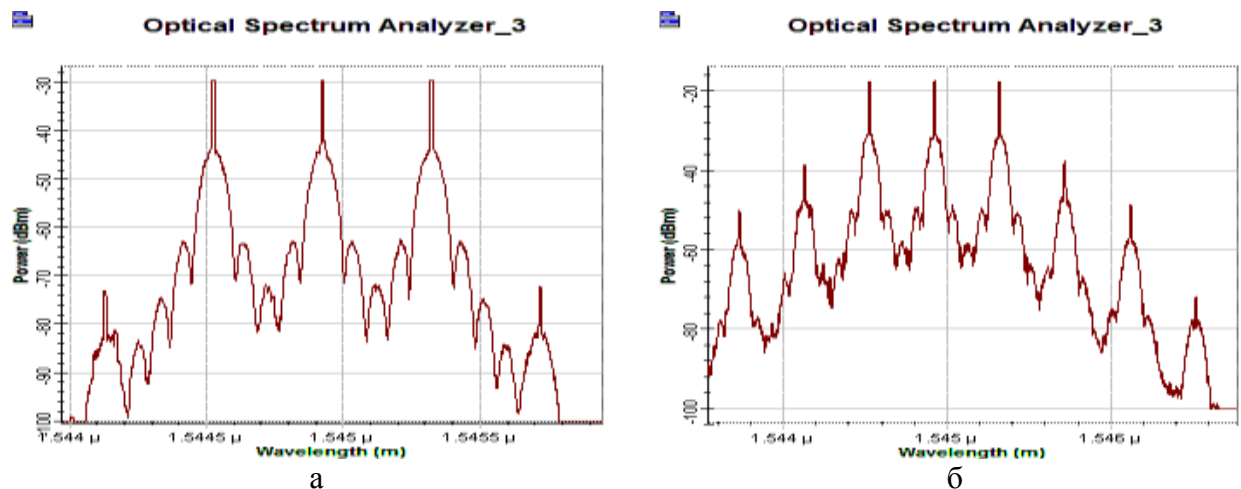


Рис. 4.6. Спектры выходных сигналов при уровне мощности источника излучения -6 дБм (а) и +6 дБм (б) в ОВ со смещенной дисперсией

Видно, что даже при малом уровне -6 дБм ЧВС все равно проявляется. С увеличением уровня входной мощности эффект ЧВС проявляется все сильнее, спектры выходных сигналов расширяются. Помехи от ЧВС не оказывают существенного влияния на уровни выходных сигналов для трех передаваемых сигналов при малых уровнях

входной мощности (до 6 дБм) и изменяют уровни выходных сигналов в пределах 1.0-1.5 дБ при больших входных уровнях (10 и 16 дБм).

Отметим, что наиболее сильные возникшие продукты ЧВС сами начинают порождать новые составляющие ЧВС и спектр выходного сигнала усложняется. Для новых составляющих ЧВС можно сохранить уже использованную нумерацию и ввести номера: -3, -2 и 6, 7. Оценим уровни наиболее мощных составляющих ЧВС при уровне входного сигнала 16 дБм: $p_0=p_4=-24$ дБм, $p_{-1}=p_5=-28$ дБм, $p_{-2}=p_6=-36$ дБм, что на 8, 12 и 20 дБ меньше выходных сигналов.

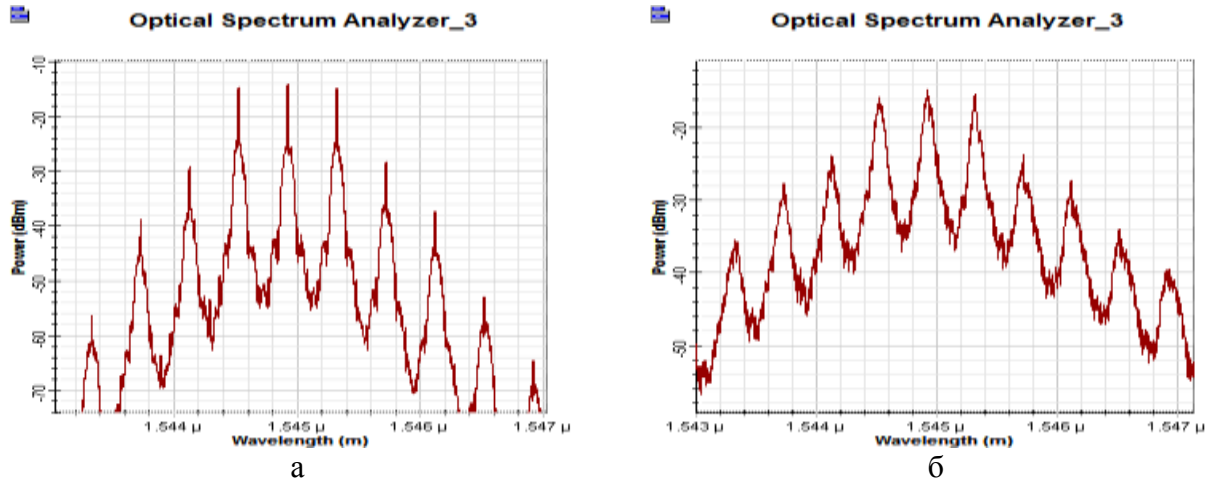


Рис. 4.7. Спектры выходных сигналов при уровне мощности источника излучения 10 дБм (а) и 16 дБм (б) в ОБ со смещенной дисперсией

Таблица 4.3. Результаты моделирования ЧВС в ОБ DSF

№ частоты	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6
p_0 , дБм	-6								
p_b , дБм			-73/ -74.9	-30	-30	-30	-73/ -74.9		
Q				26	24	26			
p_0 , дБм	0								
p_b , дБм		-68/ -65.2	-56/ -56.9	-24	-24	-24	-56/ -56.9	-68/ -65.2	
Q				26	16	26			
p_0 , дБм	6								
p_b , дБм	-72/*	-50/ -47.2	-38/ -38/9	-18	-18	-18	-38/ -38/9	-50/ -47.2	-72/*
Q				8.5	4.8	8.4			
p_0 , дБм	10								
p_b , дБм	-56/*	-39/ -35/2	-30/ -26/9	-14	-14	-14	-30/ -26/9	-39/ -35/2	-56/*
Q				4.3	2.6	4.3			
p_0 , дБм	16								
p_b , дБм	-36/*	-28/ -17.2	-24/ -8.9	-15	-15	-15	-24/ -8.9	-28/ -17.2	-36/*
Q				2.7	2.3	2.7			

Примечание: В столбцах -2, -1, 0, 4, 5, 6 указаны уровни помех, первые, полученные в результате моделирования, а вторые после черточки, полученные в результате расчетов.
* означает, что соответствующие данные отсутствуют. В столбцах 1, 2, 3 указаны уровни сигналов, полученные в результате моделирования.

Из таблицы 4.3 следует, что при использовании ОВ DSF наилучшее качество связи (минимальная величина Q) реализуется в среднем из трех каналов DWDM, а допустимый уровень выходной мощности источника не превышает 3 дБм ($Q > 7$).

4.4.2. Исследование ЧВС в стандартных ОВ типа SF.

Схема исследования стандартного ОВ, отличающегося большим значением ХД, включает ОВ для компенсации ХД (рис. 4.8), т.к. без него система связи в принципе не будет работать из-за большой нескомпенсированной ХД.

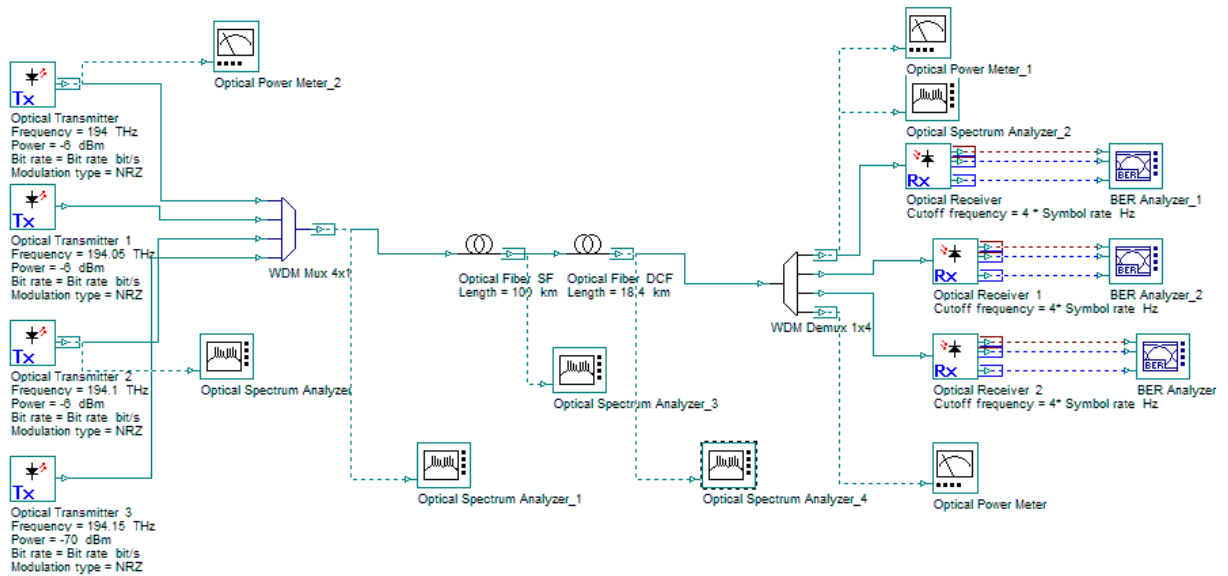


Рис. 4.8. Структурная схема установки для исследования ЧВС в стандартном ОВ типа SF

Результаты исследований эффекта ЧВС в стандартном ОВ приведены в таблице 4.4. Там же приведены результаты проведенных расчетов для их сопоставления с результатами моделирования с учетом примечаний к таблице 4.3.

Таблица 4.4. Результаты моделирования ЧВС в ОВ SF

№ частоты	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6
p_0 , дБм	-6								
p_b , дБм			*/ -112.2	-34	-34	-34	*/ -112.2		
Q				5.3	5.0	4.8			
p_0 , дБм	0								
p_b , дБм			*/ -94.2	-31	-31	-31	*/ -94.2		
Q				20	19	18			
p_0 , дБм	6								
p_b , дБм		*/-88.9	-79/ -76/2	-24	-24	-24	-79/ -76/2	*/-88.9	
Q				38	37	36			
p_0 , дБм	10								
p_b , дБм		-78/ -76.9	-68/ -64.2	-22	-22	-22	-68/ -64.2	-78/ -76.9	
Q				25	24	24			
p_0 , дБм	16								
p_b , дБм		-64/ -58.8	-50/ -46.2	-16	-16	-16	-50/ -46.2	-64/ -58.8	
Q				6.2	6.3	5.7			

Видно, что эффект ЧВС при уровнях мощности на выходе источника до 10 дБм не сказывается на качестве связи, которое с увеличением мощности на входе в ОВ растет. Эффект ЧВС значительно начинает проявляться при уровнях мощности источника 10 и более дБм. При уровне входной мощности 16 дБм качество связи становится недопустимым.

Отметим, результаты моделирования проведенных расчетов хорошо совпадают с результатами моделирования вплоть до больших уровней входных сигналов (до 16 дБм).

В заключение отметим, что эффект ЧВС в основном ухудшает качество связи по ОВ. Однако он находит и полезные применения. Например, он может использоваться для преобразования частоты излучения в конвертерах, где для преобразования частоты сигнала с частотой ν_{c1} в другую частоту ν_{c2} используется излучение накачки с частотой ν_p в соответствии с выражениями (4.2)

$$\nu_{c2} = 2\nu_{c1} - \nu_{p1} \quad \text{или} \quad \nu_{c2} = 2\nu_{p2} - \nu_{c1} \quad (4.11)$$

Видно, что для данного преобразования могут использоваться две различные частоты накачки ν_{p1} и ν_{p2} . Из (4.11) можно получить выражения для длин волн накачки.

$$\lambda_n = \frac{\lambda \cdot \lambda_c}{2 \cdot \lambda - \lambda_c} \quad \text{или} \quad \lambda_n = \frac{2 \cdot \lambda \cdot \lambda_c}{\lambda + \lambda_c}. \quad (4.12)$$

Для выделения излучения с частотой ν_{c2} можно использовать полосовой оптический фильтр и оптический усилитель.

Эффективность конкретной реализации той или иной технологии конвертации зависит от многих факторов. Одним из важных при этом является уровень амплитуды генерируемой гармоники. Указанные выше методы позволяют реализовать амплитуды порядка 0,1% от амплитуды основного сигнала или сигнала накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ.- М.: Мир, 1996.- 323 с., ил.
2. А.Б. Иванов. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения.-М.: Компания Сайрус СИСТЕМС, 1999, 672 с.: ил.
3. А.В. Листвин, В.Н. Листвин, Д.В. Швырков Оптические волокна для линий связи.- Лесарарт, 2003, 288 с., ил.
4. Воронин В.Г., Наний О.Е. Основы нелинейной волоконной оптики: учебное пособие/В.Г. Воронин, О.Е. Наний. - М.: Университетская книга, 2011.- 128 с. ил.
5. Jing Liang. Electrical Post-Compensation for Four-Wave Mixing Nonlinear Impairments Using Digital Coherent Detection in WDM Optical Communication Systems. A dissertation submitted to Kochi University of Technology in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy Special Course for International Students Graduate School of Engineering Kochi University of Technology Kochi, Japan August 2011
6. Педяш В.В. Оценка мощности помехи четырехволнового смешения сигнала ВОСП OFDM. Наукові праці. ОНАЗ ім. А.С. Попова, 2013, № 1, с. 72-76
7. M. Z. Rahman, M. S. Islam Effect of chromatic dispersion on four-wave mixing in WDM optical transmission system. Journal of Media and Communication Studies Vol. 3(12), pp. 323-330, December, 2011.
8. Слепов Н.Н. Современные технологии цифровых оптоволоконных сетей связи.-М.: Радио и связь, 2000. – 468 с.: ил.
9. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM системы: научное издание.- М.: Издательский дом «Наука», 2013.- 300 с.

5. Волоконно-оптические усилители на основе редкоземельных элементов

5.1. Общие сведения об оптических усилителях

Оптический усилитель (ОУ) непосредственно усиливает проходящий оптический сигнал без преобразования его в электрический. Его основное назначение – компенсация потерь на усилительном участке волоконно-оптического линейного тракта (ВОЛТ). Использование ОУ позволяет отказаться от промежуточных регенераторов и значительно увеличить протяженность регенерационного участка, состоящего из нескольких усилительных участков. Значительным преимуществом ОУ перед регенераторами является возможность усиления многочастотного сигнала с плотным спектральным уплотнением (DWDM).

Установка в ВОЛТ оптических усилителей позволяет существенно удешевить оборудование волоконно-оптических систем связи (ВОСС). До начала 90-х годов единственным способом компенсации потерь на отдельных участках ВОЛТ было применение регенераторов. Регенератор работает по схеме: прием оптического сигнала - оптоэлектрическое преобразование - электрическое усиление - регенерация (распознавание и восстановление) электрического сигнала - электрооптическое преобразование - передача оптического сигнала.

В современных ВОСС восстановление (регенерация) сигнала происходит в, так называемых, 3R регенераторах. Акроним 3R означает, что электрический сигнал с амплитудной модуляцией регенерируется (восстанавливается) не только по амплитуде (Reamplifying) и по форме (Reshaping) импульсов, но и по положению импульсов на временной шкале (Retiming). Регенерация носит пороговый характер: когда напряжение сигнала в схеме сравнения в момент принятия решения больше порогового значения, то восстанавливается «1», а если оно меньше, то восстанавливается «0» (рис. 5.1). Слабые возмущения сигнала при этом устраняются полностью, что и обуславливает высокую помехозащищенность цифровых ВОСС. В силу случайной природы шумов вероятность появления сильного возмущения всегда отлична от нуля, поэтому полностью восстановить цифровой сигнал невозможно и существует некоторая вероятность битовых ошибок (BER), которая должна быть меньше допустимой величины, например 10^{-12} . Вероятность ошибок быстро уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум.



Рис. 5.1. Схема появления ошибки при восстановлении бинарного сигнала с модуляцией по интенсивности с NRZ кодированием; (а) сигнал на входе в линию, (б) сигнал на входе в регенератор, (в) сигнал на выходе регенератора.

На рис. 5.2 показан приемник оптического сигнала, который может входить в состав регенерационного или оконечного пункта. После приема цифрового оптического сигнала его преобразования в электрический сигнал в усилителе фототока (УФТ) и усилителе напряжения (УН) он поступает на вход 3R регенератора. Для нормальной работы регенератора амплитуды импульсных сигналов обычно должны составлять хотя бы доли вольта. В состав регенератора входят: усилитель ограничитель (УО - LIA, Limiting Amplifier) с корректирующим фильтром, D – триггер и схема выделения (восстановления) тактовой частоты (CRC, Clock Recovery Circuit). УО выравнивает амплитуды импульсов, обостряет их фронты. На второй вход УО подается пороговое

Тема 5. Волоконно-оптические усилители на основе редкоземельных элементов.

мощности (десятки и сотни мВт). Требования к высокой линейности и низким шумам не являются жесткими (таблица 5.1).

Для компенсации затухания в линейном волоконно-оптическом тракте может использоваться каскадное включение линейных ОУ (рис.5.3б). К линейному ОУ одновременно предъявляются требования высокого коэффициента усиления и линейности, малых шумов и большой выходной мощности. Обычно линейный усилитель является многокаскадным, содержащим, как минимум, два каскада: предусилитель и усилитель мощности.

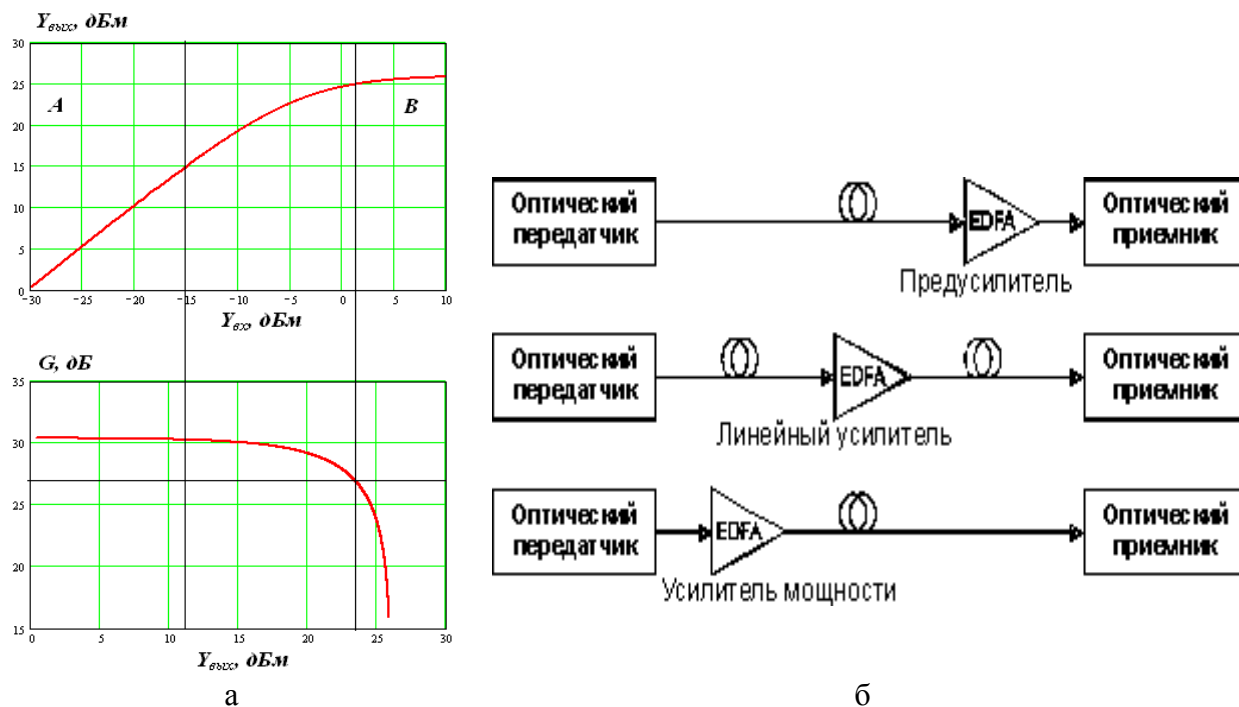


Рис. 5.3. Зависимость уровней выходной оптической мощности от входной и коэффициента усиления от выходной мощности (а) и применение оптических усилителей в ВОЛТ.

В таблице 5.1 указана степень значимости некоторых параметров ОУ в зависимости от их назначения.

Таблица 5.1. Сравнительные параметры ОУ различного назначения

Параметр	Предусилитель	Линейный усилитель	Усилитель мощности
Коэффициент усиления	высокий	средний	низкий
Коэффициент шума	низкий	средний	высокий
Мощность насыщения	низкая	средняя	высокая
Нелинейность	низкая	средняя	высокая

Существуют разные типы ОУ. Общая классификация ОУ и диапазоны длин волн, в которых они используются, показаны на рис. 5.4.

Из рисунка видно, что существует принципиальная возможность усиливать оптические сигналы во всем диапазоне длин волн, используемых для оптической связи. Для усиления в диапазонах длин волн 1530–1570 нм (С-диапазон) и 1570-1610 нм (L-диапазон), которые используют системы DWDM, применяют структуры на основе эрбия.

Это могут быть структуры, выполненные в виде ОВ (EDFA) или в виде планарных волноводов (EDWA). В диапазонах 1260-1360 нм и 1450-1490 нм используют ОВ, легированные редкоземельными элементами: празеодимом (PDFFA) и тулием (TDFA), соответственно. Полупроводниковые усилители (SOA) используют в диапазонах 1260-1360 нм и 1500-1550 нм. Во всем диапазоне от 1260 до 1650 нм могут использоваться распределенные рамановские усилители (RFA), использующие в качестве активной среды телекоммуникационные ОВ.

Наиболее распространенными ОУ в настоящее время являются:

- Усилители на основе специальных оптических волокон (ОВ), легированных редкоземельными элементами (причем наибольшее распространение получили эрбиевые усилители EDFA),
- Усилители, использующие вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в кварцевых ОВ для усиления оптических сигналов (рамановские усилители RFA),
- Полупроводниковые усилители (SOA) с конструкцией, подобной лазерным диодам с резонатором Фабри-Перо.

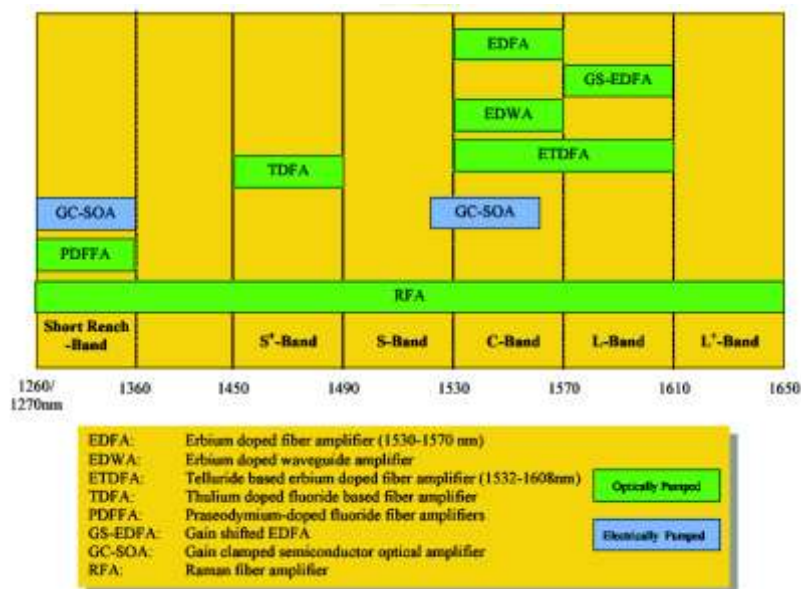


Рис. 5.4. Классификация оптических усилителей

Различают дискретные и распределенные ОУ. Дискретные ОУ представляют собой электронно-оптические блоки относительно небольших размеров. Полупроводниковые и эрбиевые ОУ относят к дискретным. Рамановские ОУ часто используют в качестве активной среды рабочее ОВ и тогда их считают распределенными, но в некоторых случаях они могут выполняться и в виде дискретных ОУ, использующих в качестве активной среды специальные ОВ, например типа DCF, компенсирующие дисперсию стандартного одномодового ОВ.

5.2. Принцип действия волоконно-оптических усилителей на основе специальных оптических волокон (ОВ), легированных редкоземельными элементами

Усилительной средой волоконно-оптических ОУ является специальное ОВ, которое в процессе изготовления легируется редкоземельными металлами. Ионы этих металлов создают активную среду для усиления оптического излучения в диапазоне длин волн, соответствующем полосе поглощения легирующего материала.

Первый ОУ на неодимовом стекле (не на ОВ) при длине волны 1.06 мкм был впервые продемонстрирован в 1960 году, а в 1987 году стало известно о создании

оптического усилителя на легированном эрбием ОВ (EDFA-Erbium-doped fiber amplifier) с рабочей длиной волны 1.55 мкм.

До сих пор наибольшее распространение в качестве активной среды для волоконно-оптических усилителей имеют ОВ, легированные эрбием. Эрбиевое волокно содержит, также, как и обычное одномодовое ОВ, сердцевину легированную германием или другим веществом, увеличивающим показатель преломления, диаметром 3-6 мкм и оболочку из чистого кварца диаметром 125 мкм. Центральная часть сердцевины диаметром примерно 2 мкм дополнительно легирована ионами эрбия. Концентрация ионов эрбия составляет $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивает длину используемого активного ОВ от нескольких единиц до нескольких десятков метров. Защитное покрытие диаметром 250 мкм имеет большой коэффициент преломления и эффективно выводит из оболочки постороннее излучение. Эрбиевые ОВ имеют большую числовую апертуру 0.2-0.35 и малый диаметр сердцевины. Для уменьшения потерь при их стыковке с традиционными одномодовыми ОВ используют линзовые устройства или фоконы. Эрбиевые ОВ имеют очень большое затухание для волн сигнала (2.5-8 дБ/м) и накачки (1.6-6 дБ/м).

Рассмотрим принцип работы ОУ на основе трехуровневой модели активных частиц находящихся в сердцевине ОВ. Известно, что в соответствии с квантовыми представлениями энергия активных частиц принимает дискретную совокупность уровней. Уровень с наименьшей возможной энергией называют основным. Возможные энергетические уровни представляют в виде диаграммы. На рис. 5.5а показана упрощенная трехуровневая квантовая система. На диаграмме показаны уровни с энергиями соответствующих состояний $W_3 > W_2 > W_1$ и с населенностями N_i , которые определяются числом частиц на данном энергетическом уровне в единице объема.

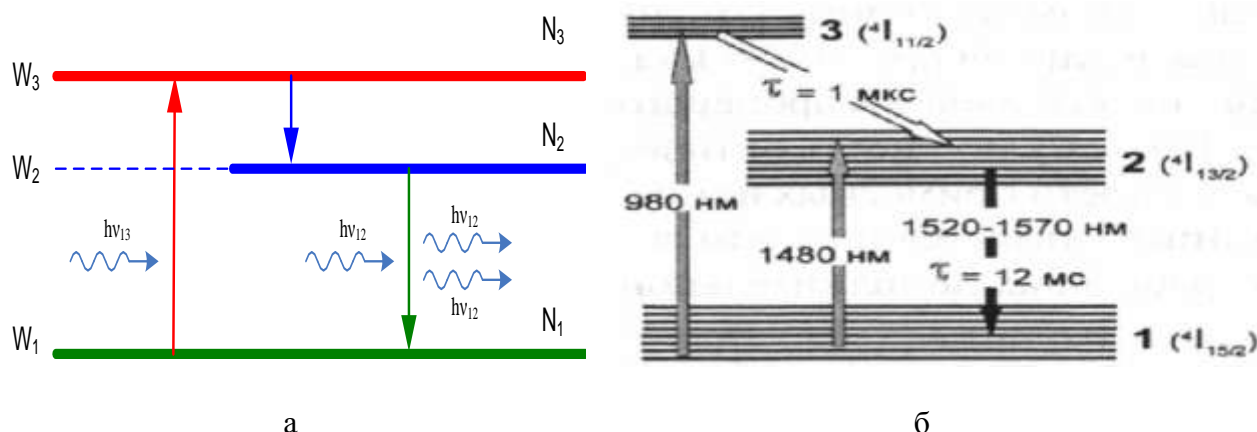


Рис. 5.5. Трехуровневая квантовая система.

В соответствии с основным принципом квантовой механики, сформулированным Вольфгангом Паули, на одном энергетическом уровне не могут находиться разные частицы. Поэтому отдельные уровни, показанные на рис. 5.5а, распадаются на множество подуровней, образующих полосы, как показано на рис. 5.5б. Каждый из трех уровней может характеризоваться средней энергией W_1, W_2, W_3 и населенностью N_1, N_2, N_3 .

Переход с 1 (основного) уровня (полосы) на другой, например 3 уровень возможен при поглощении квантов (фотонов) с энергиями, лежащими в некоторой полосе. Можно ввести понятие средней энергии фотона W_{13} и частоты ν_{13}

$$W_{13} = h\nu_{13} = W_3 - W_1, \quad (5.1)$$

где $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4.14 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$ - постоянная Планка.

Это излучение мы будем называть излучением накачки.

Переходы с более высоких уровней, например с 3 уровня на 2 и со 2 уровня на 1 также сопровождаются излучением квантов. Это могут быть фотоны или фононы. Обычно

фотонами называют кванты света УФ, видимого или ближнего ИК диапазона, фонами называют кванты теплового (инфракрасного) излучения с большой длиной волны.

Для рассматриваемой квантовой системы переходы с третьего уровня на второй сопровождаются спонтанным (самопроизвольным) излучением фононов. Переходы со второго уровня на первый сопровождаются излучением фотонов. Оно может быть как спонтанным, так и вынужденным (индуцированным, стимулированным).

Рассмотрим спонтанное излучение. Возбужденное состояние частицы является неустойчивым и через некоторое время пребывания на верхнем уровне она самопроизвольно под действием внутренних возмущений, совершает переход на нижний энергетический уровень с испусканием кванта. При этом частоты фотонов лежат в некотором диапазоне, начальные фазы волновых пакетов, направления распространения и состояние поляризации имеют случайный характер. Излучение при этом носит шумовой (некогерентный) характер и не может использоваться для усиления или генерации когерентного света. Для каждого спонтанного перехода может быть введена величина τ_{ij} среднего времени жизни (времени релаксации). Она определяет время, в течение которого первоначальная населенность верхнего уровня уменьшается в $e \approx 2.73$ раз. Время релаксации для различных переходов может лежать в широком диапазоне значений от 10^{-2} до 10^{-9} . Для эрбиевого ОВ $\tau_{32}=1$ мкс, а для $\tau_{21}=12$ мс. Уровень 2 можно назвать метастабильным. Такие уровни могут долго сохранять высокую концентрацию (населенность). Именно такие уровни используются для усиления и генерации излучения.

Под действием фотонов накачки частицы переходят с 1 уровня на 3 (вспомогательный) уровень, который обладает малым временем релаксации. Переход с 3 уровня на 2 происходит с малой задержкой и без излучения фотонов. Населенность второго (метастабильного) уровня возрастает и начинает выполняться условие

$$N_2 > N_1. \quad (5.2)$$

Возникает так называемая инверсная населенность для 2 уровня.

Для создания инверсной населенности используется система энергетической накачки. В качестве накачки можно использовать излучение лазера соответствующей длины волны для создания фотонов нужной энергии. В трехуровневой квантовой системе для накачки обычно используют излучение с длиной волны $\lambda=980$ нм. Возможна также, так называемая двухуровневая схема накачки, когда излучение накачки переводит квантовые частицы в верхние подуровни второго уровня. В этом случае используется накачка с длиной волны 1480 нм. Обычно для накачки используется излучение мощностью 20-500 мВт (13-27 дБм).

Если рассмотренная квантовая система с инверсной населенностью метастабильного второго уровня облучается квантами со средней энергией фотона W_{12} и частотой ν_{12} . Эти кванты можно рассматривать как оптический сигнал, который мы хотим усилить. В принципе эти кванты могут, как поглощаться, вызывая переходы на более высокий уровень (рис. 5.6б), так и вызывать вынужденное излучение на той же частоте (рис. 5.6а). Причем при инверсной населенности вероятность возникновения вынужденных фотонов значительно больше, чем вероятность поглощения. В этом случае излученные кванты когерентны, то есть имеют ту же частоту, фазу, поляризацию и направление, что и вызвавший излучение квант. Это процесс когерентного оптического усиления. Таким образом, излучение накачки отдает свою энергию сигналу. Процесс усиления носит распределенный характер.

К сожалению, в этой схеме могут возникать в результате спонтанных переходов фотоны имеющие частоту сигнала. При дальнейшем распространении по активному ОВ эти спонтанные фотоны усиливаются, образуя усиленное спонтанное излучение (УСИ), которое имеет постоянную и шумовую составляющие интенсивности (мощности) излучения. УСИ выходит из эрбиевого ОВ в обе стороны. Попадая вместе с полезным сигналом на фотоприемник, УСИ ухудшает отношение сигнала к шуму.

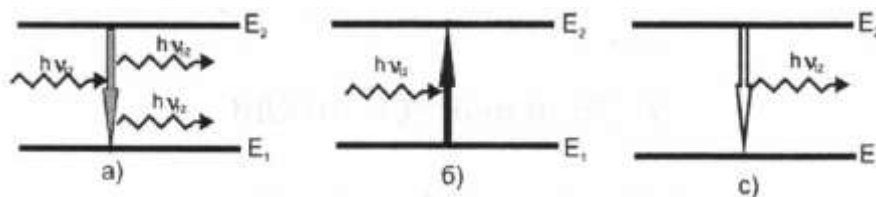


Рис. 5.6. Квантовые переходы при взаимодействии фотона сигнала: вынужденный переход с испусканием дополнительного фотона сигнала (а), вынужденный переход с поглощением фотона сигнала (б), спонтанный переход с испусканием фотона (в)

Для практической реализации оптического эрбиевого усилителя излучение накачки вводится в то же ОВ, по которому распространяется сигнал с помощью ответвителя WDM. Использование для объединения излучений сигнала и накачки ответвителя WDM обусловлено тем, что такой ответвитель обеспечивает минимальные вносимые потери, как для накачки, так и для сигнала. В зависимости от направления распространения излучения сигнала и накачки различают попутную (рис. 5.7а), встречную (рис. 5.7б) и двунаправленную накачки (рис. 5.7 а и б). В результате взаимодействия излучения сигнала и накачки она отдает свою энергию сигналу.

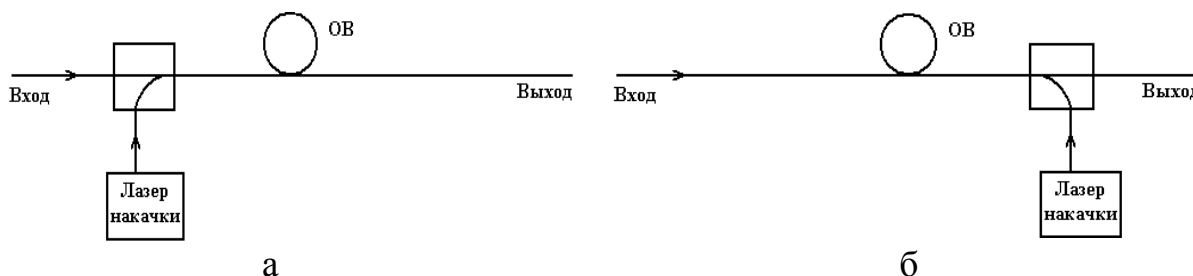


Рис. 5.7. Упрощенные схемы накачки волоконных ОУ.

Под эффективностью накачки понимают прирост коэффициента усиления G в дБ при увеличении мощности накачки P_p в мВт на наиболее крутом участке характеристики $G(P_p)$. В принципе для накачки эрбиевого ОУ могут использоваться и другие длины волн. В таблице 5.2 приведены сведения о них и эффективности накачки.

Таблица 5.2. Эффективность накачки эрбиевых ОУ

Длина волны, нм	980	1480	664	532	827
Максимальная эффективность накачки, дБ/мВт	11	6.3	3.8	2.0	1.3

Длина волны отсечки эрбиевых ОВ находится в пределах 800-950 нм, т.е. для излучения накачки с длинами волн 980 и 1480 нм они являются одномодовыми. Нелинейное взаимодействие излучений сигнала и накачки происходит в легированной эрбием центральной части сердцевины.

5.3. Коэффициент перекрытия. Сечения рассеяния.

Эффективность взаимодействия излучения накачки с ионами эрбия определяется коэффициентом перекрытия, который равен доли мощности излучения сигнала, проходящей через площадь поперечного сечения (πR^2) распределения ионов эрбия в сердцевине ОВ (рис. 5.8) [2].

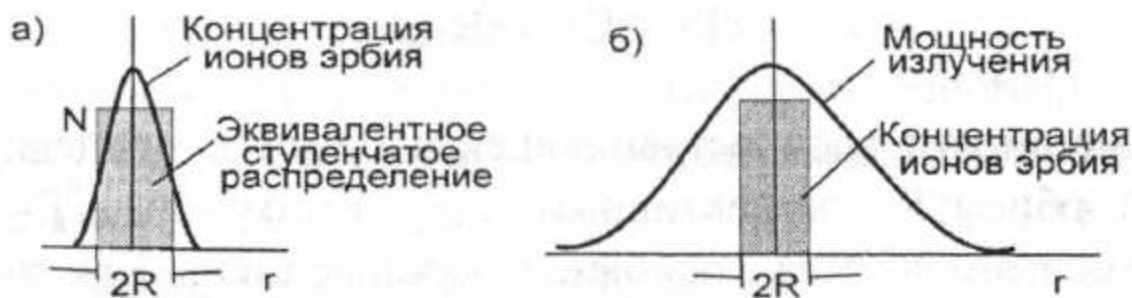


Рис. 5.8. Распределения концентрации ионов эрбия (а) и мощности излучения (б) в поперечном сечении волокна

В приближении, когда функция распределения ионов эрбия в поперечном сечении ОВ аппроксимирована ступенчатой функцией с диаметром $2R$, а распределение интенсивности основной моды волокна описывается функцией Гаусса

$$I(r) = \frac{P_0}{\pi \cdot r_{pm}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_{pm}^2}\right), \quad (5.3)$$

выражение для коэффициента перекрытия представляется в виде [2]:

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{r_{pm}^2}\right) \quad (5.4)$$

где r_{pm} — радиус модового пятна.

При $R \ll r_{pm}$, как видно из (5.4), коэффициент перекрытия равен отношению площади сердцевинки к площади модового пятна:

$$\Gamma = \frac{\pi \cdot R^2}{\pi \cdot r_{pm}^2}. \quad (5.4a)$$

Он получается тем больше, чем большая часть моды содержится в части сердцевинки ОВ, легированной эрбием.

Зависимость коэффициента перекрытия от длины волны излучения и числовой апертуры волокна определяется зависимостью радиуса модового пятна r_{pm} от нормированной частоты ОВ

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA \quad (5.5),$$

где a — радиус сердцевинки ОВ.

Радиус модового поля r_{pm} может быть рассчитан с помощью формулы:

$$\frac{r_{pm}}{2 \cdot a} = 0.65 + 1.619 \cdot V^{-1.5} + 2.879 \cdot V^{-6} \quad (5.5a)$$

(точность формулы 1% при $1.2 < V < 2.4$) [6].

При $V < 2.5$ для оценок удобно использовать приближенную формулу:

$$\frac{r_{pm}}{R} \cong \frac{5.2}{V}. \quad (5.5b)$$

С ее помощью получаем приближенное выражение для радиуса модового пятна:

$$r_{pm} \cong \frac{0.4 \cdot \lambda}{NA} \quad (5.5b)$$

Оценим интенсивность излучения в области эрбиевого ОВ, легированного эрбием. Оно выражается через оптическую мощность P соотношением:

$$\langle I \rangle = \frac{\Gamma \cdot P}{\pi \cdot R^2}, \quad (5.6)$$

где $\Gamma \cdot P$ — доля мощности, распространяющейся в центральной части сердцевины ОВ, легированной эрбием; R — эффективный радиус этого участка; Γ — коэффициент перекрытия этого участка с основной модой ОВ. Таким образом, коэффициент перекрытия Γ учитывает неоднородность распределения оптической мощности в поперечном сечении ОВ. Как видно из (5.6), средняя интенсивность получается тем больше, чем больше коэффициент перекрытия и чем меньше площадь поперечного сечения распределения ионов эрбия. Поэтому в оптических усилителях используются ОВ с малой площадью модового пятна и соответственно с большой числовой апертурой.

Усилительная способность эрбиевого ОВ зависит от соотношения вероятностей вынужденного излучения (переход с уровня 2 на 1) и вынужденного поглощения (переход с уровня 1 на 2). Для расчета вероятностей индуцированных переходов вводят понятия сечений рассеяния, которые имеют размерность м^2 [2]. Усредненные по поперечному сечению ОВ вероятности индуцированных переходов записываются в виде:

$$\text{для вынужденного излучения } W_{iz} = \frac{\sigma_{iz} \cdot \langle I \rangle}{h \cdot \nu} = \sigma_{iz} \cdot \langle F \rangle \quad (1/c) \quad (5.7a)$$

$$\text{и для вынужденного поглощения } W_{pg} = \frac{\sigma_{pg} \cdot \langle I \rangle}{h \cdot \nu} = \sigma_{pg} \cdot \langle F \rangle \quad (5.7b)$$

где σ_{pg} и σ_{iz} - сечения рассеяния для вынужденного поглощения и излучения.

Вероятности пропорциональны средней плотности фотонов ($1/(\text{м}^2 \text{ с})$)

$$\langle F \rangle = \langle I \rangle / (h \cdot \nu), \quad (1/(\text{м}^2 \text{ с})) \quad (5.8)$$

где $\langle I \rangle$ - средняя интенсивность излучения в легированной эрбием части сердцевины ОВ ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

В геометрической интерпретации сечения поглощения σ_{pg} можно полагать, что поток фотонов рассеивается на мишенях с эффективной площадью σ_{pg} . Аналогично можно представить сечение излучения σ_{iz} в виде эффективной площади, с которой происходит излучение от точечных излучателей. Спектры сечений для перехода 1-2 и 1-3 ионов эрбия в кварцевом волокне с сердцевиной, легированной германием с добавкой алюминия, приведены на рис. 5.9.

Отметим, что в поперечном направлении ОВ вероятности индуцированных переходов получаются разными, так как интенсивность основной моды в этом направлении не постоянна. Поэтому при строгих расчетах характеристик волоконного усилителя необходимо проводить интегрирование не только по продольной координате ОВ, но и по поперечным координатам.

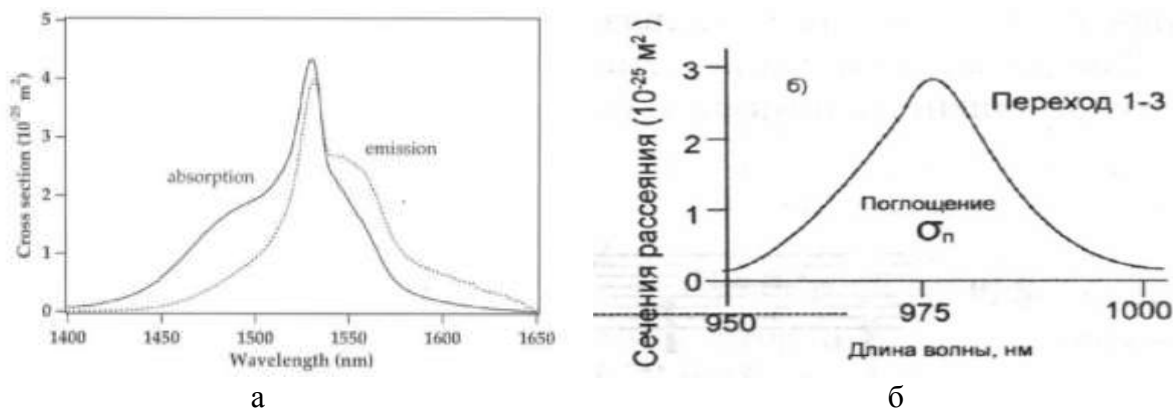


Рис. 5.9. Спектры сечений поглощения и испускания ионов эрбия в кварцевом стекле: а) переход между основным 1 и метастабильным состоянием 2; б) переход между основным и возбужденным состоянием 3

Как видно из рис. 5.9а, для перехода 1-2 сечение поглощения на $\lambda=1480$ нм равно примерно $\sigma_{pg}=1.5 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$. Для перехода 1-3 в максимуме на $\lambda=980$ нм сечение поглощения почти в 2 раза больше: $\sigma_{pg}=2.7 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$. Но этот максимум достаточно острый, что увеличивает требования к стабильности длины волны ЛД накачки. Для перехода 1-2 на $\lambda=1480$ нм выполняется условие $\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} < 1$, т.е. вероятность поглощения

превышает вероятность излучения, что и позволяет эффективно осуществлять накачку на этой длине волны через этот переход. Сечение испускания на $\lambda=980$ нм (рис. 5.9б) не приводится, так как концентрация ионов эрбия в состоянии 3 мала, т.к. они быстро релаксируют в состояние 2 без излучения.

Сечения σ_{iz} и σ_{pg} лазерного перехода совпадают в середине диапазона на $\lambda_0=1535$ нм. В коротковолновой части диапазона $\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} < 1$, а в длинноволновой части

$\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} > 1$. Соответственно вероятность поглощения коротковолнового излучения

больше вероятности испускания и наоборот, вероятность испускания длинноволнового излучения больше вероятности поглощения. Эти различия обусловлены тем, что населенность верхних энергетических уровней в силу распределения Больцмана меньше населенности нижних уровней (рис. 5.10).

Величина η , учитывая, что время установления (~ 1 мс) теплового равновесия на уровне 2 (в мультиплете 2) заметно меньше времени перехода $\tau_{sp} \sim 10$ мс, определяется простым выражением [2]:

$$\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} = \exp\left[\frac{h \cdot (\nu - \nu_0)}{kT}\right], \quad (5.9)$$

где h - постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура волокна; $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$, $\lambda_0 \approx 1535$ нм - длина волны, на которой $\eta=1$. Зависимость η от λ при комнатной температуре приведена на рис. 5.11. Соотношение (5.9) устанавливает однозначную связь между сечениями испускания и поглощения. Измерить спектр поглощения проще, чем спектр испускания. По измеренному спектру поглощения с помощью (5.9), можно рассчитать спектр испускания.

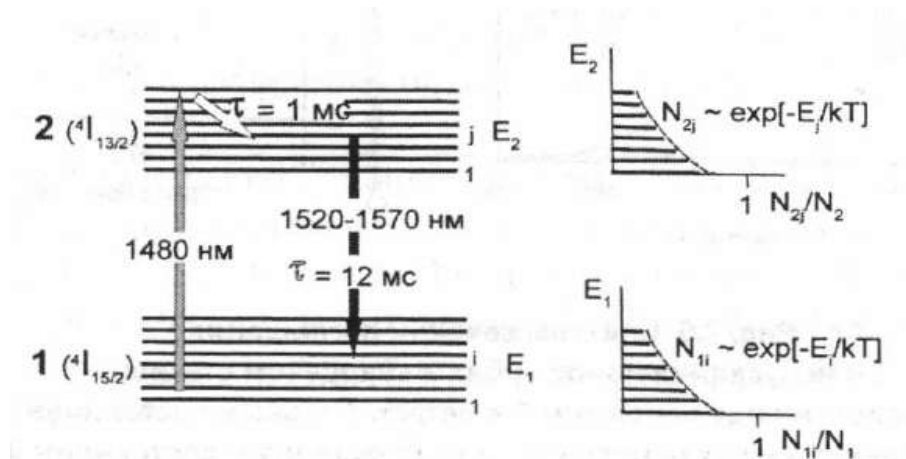


Рис. 5.10. Основное 1 и метастабильное 2 состояния иона эрбия в кварцевом стекле. Населенность их энергетических уровней описывается распределением Больцмана

Ширина спектра испускания ионов эрбия, внедренных в сердцевину ОВ, заметно превышает ширину спектра испускания свободного иона эрбия. Определяющее влияние материала сердцевины ОВ на спектр испускания связано с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов расщепляются на подуровни (рис. 5.10). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Наиболее широким спектром испускания обладают ионы эрбия в стекле, легированном германием с добавкой алюминия [2]. Причем в первом приближении этот спектр уширен однородно. В ОВ, сердцевина которых легирована только Ge, в спектре испускания наблюдаются два пика. Добавка Al уменьшает амплитуду длинноволнового пика так, что в спектре испускания образуется полка шириной примерно 20 нм (1535...1555 нм) (рис. 5.9а).



Рис. 5.11. Зависимость отношения сечения испускания к сечению поглощения от длины волны

5.4. Спектры усиления

Спектр усиления (поглощения), показанный на рис. 5.12 определяется результирующим сечением рассеяния σ

$$\sigma_y = \frac{N_2}{N} \cdot \sigma_{iz} - \frac{N_1}{N} \cdot \sigma_{pg} = n_2 \cdot \sigma_{iz} - n_1 \cdot \sigma_{pg}, \quad (5.10)$$

где N_1 и N_2 концентрации ионов эрбия на 1 и 2 уровнях, соответственно,
 $N = N_1 + N_2$ (5.11)

- концентрация ионов эрбия в ОВ.

$$n_1 = \frac{N_1}{N} \text{ и } n_2 = \frac{N_2}{N} \quad (5.12)$$

- относительные концентрации ионов эрбия на 1 и 2 уровнях, соответственно.

Относительная концентрация ионов эрбия на 2 уровне изменяется от $\gamma=0$ (концентрация ионов эрбия на уровне 2 равна 0) до $\gamma=1$ (все ионы эрбия перешли на уровень 2). При выключенной накачке населенность состояния 2 практически нулевая и усилитель интенсивно поглощает свет. При 50% инверсии населенностей ОВ в усилителе просветляется ($\sigma_{iz}/\sigma_{pg}=1$) на длине волны $\lambda \sim 1535$ нм, поглощает свет в коротковолновой части диапазона ($\sigma_{iz}/\sigma_{pg} < 1$) и усиливает свет в длинноволновой части диапазона ($\sigma_{iz}/\sigma_{pg} > 1$).

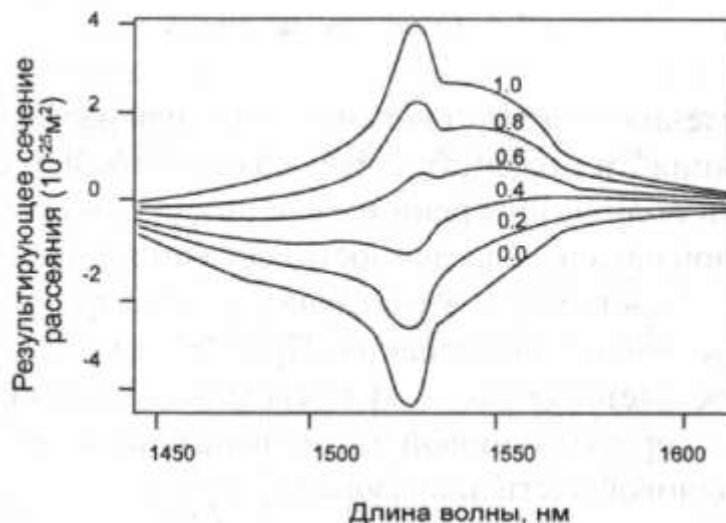


Рис. 5.12. Спектральная зависимость результирующих сечений усиления/поглощения эрбиевого ОВ при разных значениях относительной средней населенности γ метастабильного состояния 2. Верхняя кривая – населенность 100 % ($\gamma=1$), нижняя кривая – населенность 0 % ($\gamma=0$).

Полагаем, что изменения мощности излучения сигнала происходит только в области сердцевинки, легированной ионами эрбия. Приращение мощности на участке сердцевинки ОВ длиной dz общей площадью $\pi \cdot R^2$ равно разности между излучаемой и поглощаемой мощностями:

$$dP_c / dz = P_c(z) \cdot \Gamma(z) \cdot (n_2 \cdot \sigma_{iz} - n_1 \cdot \sigma_{pg}) = g(z) \cdot P_c, \text{ Вт/м} \quad (5.13)$$

где $n_1 = N_1 / N$ и $n_2 = N_2 / N$, причем $n_1 + n_2 = 1$;

$\Gamma(z)$ — коэффициент перекрытия;

$$g(z) = \Gamma_c \cdot [n_2 \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_y(z) \quad (5.14)$$

усилительная способность, 1/м.

В оставшейся части сердцевинки поглощением на участке dz можно пренебречь. В выражении (5.14) мы также пренебрегли спонтанным излучением в области легированной ионами эрбия, так как оно не когерентно с усиливаемым сигналом, а также изменением населенности состояний 1 и 2 в поперечном направлении. В дальнейшем рассмотрении это спонтанное излучение будет учтено как усиленное спонтанное излучение (УСИ).

При $n_2=1$ результирующее сечение равно сечению испускания σ_{iz} , а при $n_2=0$ — сечению поглощения σ_{pg} . Спектры результирующего сечения (или иначе спектры усилительной способности) при разных значениях средней населенности приведены на рис. 5.12.

Большее распространение в литературе, посвященной теории эрбиевых усилителей, получила форма записи через максимальные показатели усиления

$$g^* = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_{iz} \quad (5.15)$$

и поглощения

$$\alpha^* = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_{pg} \cdot \quad (5.16)$$

Тогда для усилительной способности можно записать:

$$g(z) = n_2(z) \cdot (g^* + \alpha^*) - \alpha^* = \Gamma_c \cdot N \cdot [n_2(z) \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] \cdot \quad (5.17)$$

Это выражение будем использовать в дальнейшем при расчете коэффициента усиления.

Оценим коэффициент усиления G в эрбиевом ОВ длиной L , интегрируя (5.14)

$$G = \exp \left[\int_0^L g(z) \cdot dz \right] = \exp \left\{ \int_0^L \Gamma_c \cdot N \cdot [n_2(z) \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] \cdot dz \cdot \right\} \quad (5.18)$$

Запишем выражение (5.19) с учетом (5.18)

$$G = \exp \left\{ \int_0^L [n_2 \cdot (g^* + \alpha^*) - \alpha^*] \cdot dz \cdot \right\} = \quad (5.19a)$$

$$\exp \left\{ (g^* + \alpha^*) \cdot \int_0^L n_2 \cdot dz - \alpha^* \cdot L \right\} = \exp \left\{ L \cdot [(g^* + \alpha^*) \cdot \langle n_2 \rangle - \alpha^*] \right\}$$

$$\text{где } \langle n_2 \rangle = \frac{1}{L} \cdot \left[\int_0^L n_2 \cdot dz \right] \quad (5.19б)$$

- усредненная по длине L эрбиевого волокна относительная населенность состояния 2.

Для того чтобы с помощью (5.19а) найти численное значение коэффициента усиления, кроме показателей g^* и α^* необходимо знать еще и величину $\langle n_2 \rangle$ которая зависит от мощности накачки, сигнала и усиленного спонтанного излучения, а также от длины волны накачки и сигнала, длины волокна и т.д. Учесть все эти факторы удастся только путем численных методов расчета EDFA [2]. Задача усложняется при использовании многоканального сигнала и многочастотной накачки.

Отметим, что при малых сигналах величина $\langle n_2 \rangle$ зависит только от излучения накачки и не зависит от направления распространения сигнала. При усилении же сильного сигнала коэффициент усиления может зависеть от направления сигнала, так как в этом случае величина $\langle n_2 \rangle$ зависит от его мощности.

Как видно из рис. 5.12, при уменьшении $\langle n_2 \rangle$ усилительная способность уменьшается, усиление становится более однородным, а максимум усиления смещается в длинноволновую сторону. Поэтому для того чтобы получить необходимое значение коэффициента усиления в длинноволновом диапазоне (диапазоне L), приходится увеличивать длину ОВ. Спектры коэффициента усиления, рассчитанные при оптимально подобранной длине ОВ в приближении слабого сигнала [2], приведены на рис. 5.13. Из этого рисунка видно, что максимально широкая полка получается при $\langle n_2 \rangle = 0,4$, а при $\langle n_2 \rangle = 0,3$ спектр усиления смещается в длинноволновый диапазон L .

На практике важно корректировать изменение наклона полки в спектре усиления. Эти изменения возникают в длинной линии из-за изменения потерь в ОВ и мощности накачки в усилителях. Для коррекции наклона спектра между двумя оптическими усилителями, входящими в состав линейного усилителя, помещается аттенюатор [2]. Наклон полки корректируется путем изменения мощности накачки в одном из усилителей, а изменение величины коэффициента усиления - изменением потерь в аттенюаторе.

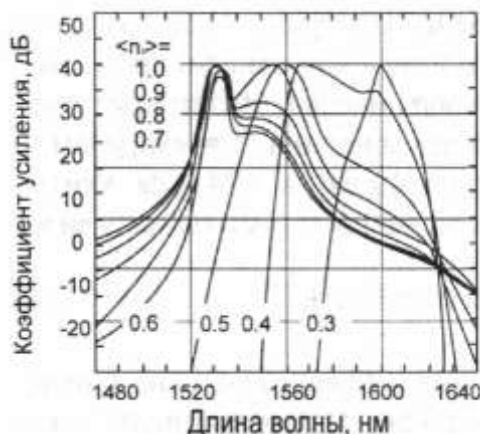


Рис. 5.13. Спектры коэффициентов усиления при разных значениях средней населенности метастабильного состояния 2 и оптимально подобранной длине эрбиевого ОВ

Спектр усиления ОУ удобно измерять путем сканирования длины волны монохроматического сигнала (рис. 5.14а). При сканировании слабого (пробного) сигнала ($p_{вх} = -40$ дБм) форма спектра усиления совпадает с одной из кривых, приведенных на рис. 5.12, для фиксированного значения средней населенности $\langle n_2 \rangle$. В этом случае эффектом насыщения сигнала можно пренебречь и величина $\langle n_2 \rangle$ не зависит от длины волны и мощности сигнала. При сканировании сильного сигнала ($p_{вх} = 0$ дБм) форма спектра усиления получается плоской и не совпадает ни с одной из кривых, приведенных на рис. 5.12. Объясняется это тем, что при сканировании мощного источника излучения ($p_{вх} = 0$ дБм) величина $\langle n_2 \rangle$ уменьшается из-за эффекта насыщения сигнала (рис. 5.14б). Сильнее всего $\langle n_2 \rangle$ уменьшается вблизи пиков усиления (например, на 1530 нм), и спектр усиления получается более плоским. Плоский спектр усиления (такой, как на рис. 5.14б, при $p_{вх} = 0$ дБм) – это то, что нужно для DWDM системы. Казалось бы, он достигается автоматически при работе в режиме сильного насыщения. Но это не так. Дело в том, что в DWDM системе длины волн передатчиков фиксированы и распределены в широком диапазоне длин волн. Поэтому при насыщении усилителя многоканальным сигналом $\langle n_2 \rangle$ примет какое-то определенное значение, не зависящее от длины волны. Форма спектра усиления будет определяться этим значением $\langle n_2 \rangle$ и совпадет с одной из кривых на рис. 5.12. Поэтому в DWDM системе, для того чтобы сделать спектр усиления EDFA более плоским, приходится использовать оптические фильтры для выравнивания спектра (GFF).

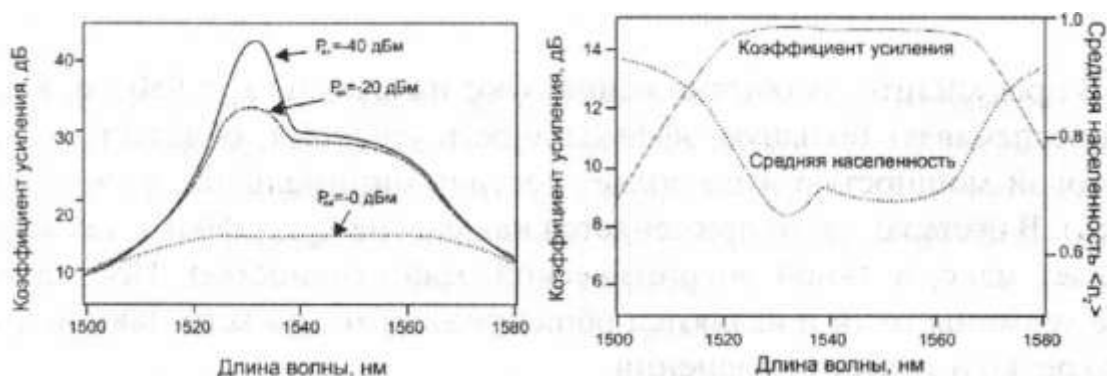


Рис. 5.14. Спектры коэффициента усиления при входной мощности -40 дБм, -20 дБм, и 0 дБм (а). Спектры коэффициента усиления и средней населенности $\langle n_2 \rangle$ при входной мощности 0 дБм (б).

Для того чтобы уменьшить величину усиленного спонтанного излучения (УСИ) усилитель делают двухкаскадным, с оптическим фильтром между каскадами. Это

уменьшает уровень спонтанного излучения на входе второго каскада. Таким образом, удается достичь коэффициента усиления ~ 50 дБ [2].

5.5. Эффективность усиления

В предусилителях обычно используют накачку на длине волны 980 нм, так как она обеспечивает большую эффективность усиления, обладает меньшей пороговой мощностью и позволяет достичь минимального шум-фактора (~ 3 дБ). В бустерах часто применяется накачка на длине волны 1480 нм, так как она обладает максимальной энергетической эффективностью. Приведенные выше термины, хотя и являются общепринятыми, но встречаются достаточно редко и требуют пояснений.

Эффективность усиления (обусловленная длиной волны накачки). На рис 5.14 приведены наилучшие результаты, полученные при исследовании эффективности накачки на длинах волн накачки 532 нм, 664 нм, 820 нм, 980 нм и 1480 нм [2]. Эффективность усиления измеряется в единицах дБ/мВт и определяется, как тангенс угла касательной, проведенной из начала координат к графику зависимости коэффициента усиления от мощности накачки.

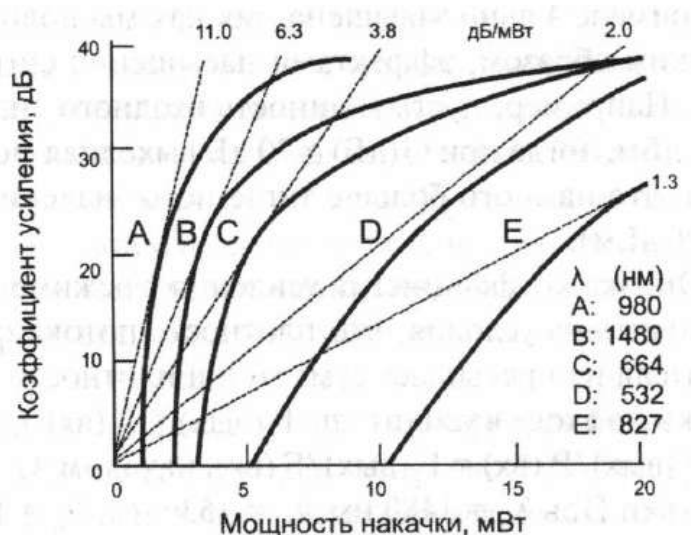


Рис. 5.15. Зависимости коэффициента усиления от входной мощности накачки (лучшие результаты на 1992 г.)

Как видно из рис. 5.15, высокое значение коэффициента усиления может быть получено при накачке EDFA практически на любой длине волны, соответствующей полосе поглощения эрбиевого волокна. Но наименьшая мощность накачки требуется на длинах волн 980 нм и 1480 нм, на которых мало поглощение накачки в возбужденном состоянии ионов эрбия [2]. Максимальная эффективность усиления ~ 11 дБ/мВт достигается при накачке на длине волны 980 нм.

5.6. Шум фактор

Спонтанное излучение возникает во всех сечениях эрбиевого ОВ, однако спонтанное излучение, распространяющееся в одном направлении с сигналом возникающее на входе усилителя, распространяясь вдоль всего активного волокна, усиливается сильнее, чем излучение, возникающее в его последующих частях. Поэтому основной вклад в результирующее спонтанное излучение вносит излучение, возникающее в начальном участке ОВ длиной $\approx 1/g$ (эффективная длина по усилению эрбиевого ОВ). Отметим, что существует также эффективная длина для любого ОВ $\approx 1/\alpha$. В любом случае эффективная длина определяет расстояние $1/\alpha$, на котором проявляются нелинейные явления, или расстояние $1/g$, на котором проявляется усиление. Это означает, что

существует оптимальная длина эрбиевого ОВ, а дальнейшее увеличение длины не имеет смысла.

Оценим мощность УСИ, возникающего на выходе усилителя, которое выражается через коэффициент усиления G и шум-фактор F следующим образом

$$P_{sp}(\nu) = h \cdot \nu \cdot \Delta\nu \cdot [F \cdot (G(\nu) - 1) + 1], \quad (5.20)$$

где $\Delta\nu$ - полоса частот, в которой измеряется мощность спонтанного излучения.

Шум-фактор, в предположении, что инверсия постоянна по длине ОВ, равен [2]:

$$F = 2 \cdot n_{sp} \cdot (G - 1) / G + 1 / G, \text{ где } n_{sp} = n_2 / [n_2 - (\sigma_{pg} / \sigma_{iz}) \cdot n_1]. \quad (5.21a)$$

При $G \gg 1$ можно считать $F \cong 2 \cdot n_{sp} = 2 \cdot n_2 / [n_2 - (\sigma_{pg} / \sigma_{iz}) \cdot n_1]. \quad (5.21б)$

Накачка на $\lambda_p=980$ нм позволяет почти полностью инвертировать состояния 1 и 2 ($N_2 \rightarrow N_1, N_I \rightarrow 0$). В этом случае достигается минимальное значение $F \approx 2$ (3 дБ). Поэтому накачка на $\lambda=980$ нм применяется в тех случаях, когда необходим маломушмкий усилитель.

5.7. Энергетическая эффективность накачки

Для усиления сигнала на входе в линию и в выходных каскадах линейных усилителей применяются оптические усилители мощности (бустеры). Их качество характеризуется энергетической эффективностью накачки (PCE - Power Conversion Efficiency) и величиной максимальной выходной мощности сигнала $P_{вых}$. Большая энергетическая эффективность позволяет использовать для накачки менее мощные и более дешевые источники излучения. Это весьма существенно, так как заметная доля стоимости оптического усилителя приходится на источник накачки. **Энергетическая эффективность накачки** равна отношению приращения мощности сигнала к мощности накачки [2]:

$$PCE = (P_{вых} - P_{вх}) / P_p \cong P_{вых} / P_p \quad (5.22)$$

Для того чтобы обеспечить высокую энергетическую эффективность, необходимо, чтобы практически все фотоны накачки передали свою энергию фотонам сигнала. Отношение числа фотонов сигнала m_c , появившихся в процессе усиления сигнала, к числу m_p поглощенных фотонов накачки за определенный интервал времени ΔT называется **квантовой эффективностью накачки**:

$$QCE = m_c / m_p. \quad (5.23)$$

Подставив в (5.22)

$$P_{вых} = m_c \cdot h \cdot \nu_c / \Delta T = m_c \cdot h \cdot c / (\lambda_c \cdot \Delta T) \text{ и } P_p = m_p \cdot h \cdot \nu_p / \Delta T = m_p \cdot h \cdot c / (\lambda_p \cdot \Delta T),$$

выразим PCE через QCE:

$$PCE = \lambda_p / \lambda_c \cdot QCE. \quad (5.24)$$

Из (5.24) видно, что при одном и том же значении QCE величина PCE тем больше, чем больше длина волны накачки. Максимальная величина QCE при накачке на $\lambda_p=1480$ нм и на $\lambda_p=980$ нм примерно одинакова (~80%, табл. 5.3). Поэтому для достижения максимальной энергетической эффективности целесообразнее использовать накачку на $\lambda_p=1480$ нм, а не накачку на $\lambda_p=980$ нм, обладающую максимальной эффективностью усиления. Максимальная энергетическая эффективность, достигнутая при накачке на $\lambda_p=1480$ нм, - порядка 86%, а при накачке на $\lambda_p=980$ нм - порядка 55%. Энергетическая эффективность накачки зависит от направления накачки, и ее максимальное значение достигается при встречной накачке [2] (рис. 5.16).

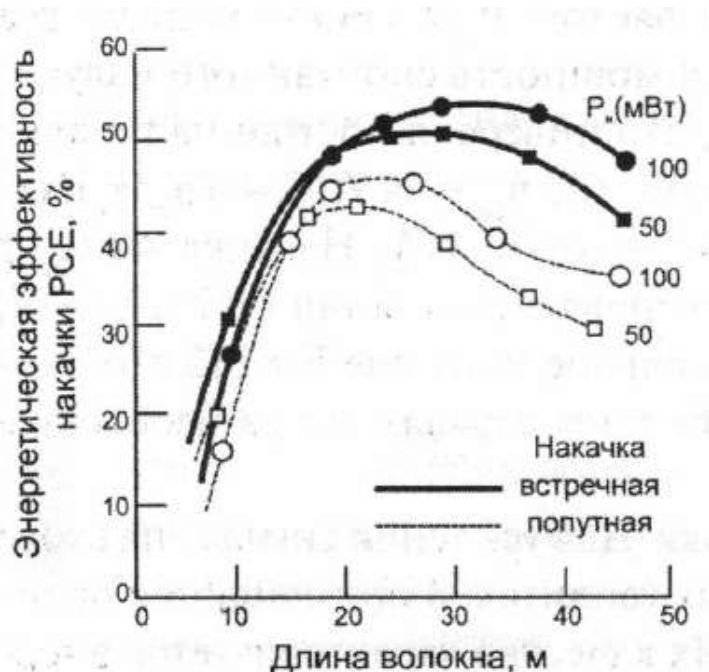


Рис. 5.16. Зависимости энергетической эффективности накачки от длины волокна для попутной и встречной накачек

Накачка эрбиевых усилителей осуществляется с помощью WDM ответвителя излучением одномодового ЛД с максимальной выходной мощностью порядка нескольких десятков-сотен мВт. Мощность ограничивается тем, что для эффективного ввода излучения в одномодовое ОВ необходимо использовать относительно маломощные одномодовые ЛД.

5.8. Пороговая мощность накачки

Под пороговой мощностью накачки понимается мощность, при которой населенность составляет 50%, т.е. эрбиевое ОВ становится прозрачным. Из рис. 5.17 видно, что для предусилителей и усилителей мощности используются эрбиевые ОВ различной конструкции.

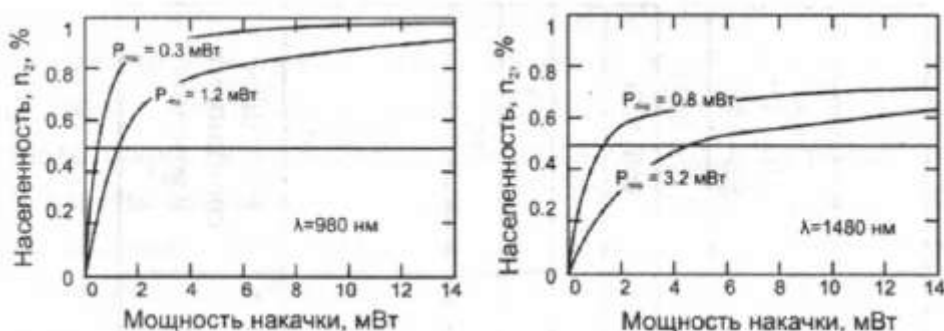


Рис. 5.17. Зависимость относительной населенности метастабильного состояния 2 от мощности накачки. Верхняя кривая для оптического предусилителя, нижняя для усилителя мощности.

5.9. Типы эрбиевых волокон

Требования, предъявляемые к параметрам эрбиевых ОВ, зависят от режима работы оптического усилителя. Предусилитель и усилитель с удаленной оптической накачкой (ROPA) работают обычно в ненасыщенном режиме. Мощность сигнала в них мала, так как она используется для усиления слабых сигналов. Мощность спонтанного излучения в них также мала, так как для получения малой величины шум-фактора необходимо, чтобы

усилители не находились в режиме самонасыщения. Усилитель мощности (бустер) работает в режиме глубокого насыщения мощностью сигнала. Влияние спонтанного излучения при этом мало, так как при глубоком насыщении усилителя его коэффициент усиления сильно уменьшается. Одним из основных требований для этих усилителей является высокая энергетическая эффективность накачки (PCE). Линейный усилитель занимает промежуточное положение между двумя этими типами усилителей: в нем нельзя пренебрегать мощностью сигнала и усиленного спонтанного излучения и, кроме того, необходима высокая PCE. Параметры основных типов эрбиевых ОВ, применяемых в оптических усилителях, приведены в табл. 5.3 [2].

Волокна 1-го типа используются в предусилителях ФПУ и усилителях с удаленной оптической накачкой (ROPA). Волокна изготавливаются с малым диаметром модового пятна (малым радиусом сердцевины и большой числовой апертурой), что приводит к увеличению интенсивности излучения и эффективности усиления. Из-за большой числовой апертуры ОВ увеличиваются потери, вызванные релеевским рассеянием, и уменьшается энергетическая эффективность накачки PCE. В данном случае это не так существенно, так как такие ОВ используются для усиления слабых сигналов. Кроме того, влияние потерь уменьшается за счет увеличения концентрации ионов эрбия, так как при этом оптимальная длина ОВ уменьшается.

Таблица 5.3

Типы промышленных эрбиевых волокон, используемых в усилителях [24]

Типы волокон	1	2	3	4	5
Пик поглощения (дБ/м) на $\lambda = 1530$ нм на $\lambda = 980$ нм	3,0–6,0 2,5–6,0	2,0–5,0 1,4–4,5	2,0–5,0 1,4–4,5	2,0–5,0 1,4–4,5	8,0–14,0 5,6–14,0
Числовая апертура	$\geq 0,33$	$0,29 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,04$
Длина волны отсечки (мкм)	800–950	800–950	800–950	800–950	800–950
Радиус сердцевины (мкм)	$\leq 1,1$	1,0–1,4	1,3–1,8	1,6–2,6	0,9–1,5
Диаметр модового пятна (мкм)	$\leq 4,0$	3,6–5,2	4,9–6,3	6,0–9,0	3,6–5,2
Потери на $\lambda = 1550$ нм (дБ/км)	≤ 30	≤ 8	≤ 8	≤ 4	15
Квантовая эффективность					
Накачка 100 мВт на 980 нм, %	71	78	80	80	65
Накачка 500 мВт на 980 нм, %	44	56	64	74	45
Накачка 100 мВт на 1480 нм, %	79	83	82	78	65
Применения	Предусилитель с удаленной оптической накачкой	Пре-дусилитель, 1-й каскад линейного усилителя	Бустер, 2-й каскад линейного усилителя	Мощный бустер	Источник спонтанного излучения

Волокна 2-го типа используются в первых каскадах линейных усилителей и в должны обладать одновременно большой эффективностью усиления и высокой энергетической эффективностью накачки. Диаметр модового пятна у них больше, а концентрация ионов эрбия меньше. Соответственно эффективность усиления у них больше, а энергетическая эффективность накачки меньше, чем у волокон 1-го типа.

В волокнах 3-го и 4-го типа диаметр модового пятна больше, чем у волокон 2-го типа. С увеличением диаметра модового пятна уменьшаются интенсивность накачки и влияние нелинейных эффектов, ограничивающих энергетическую эффективность в мощных бустерах, например таких эффектов, как поглощение накачки возбужденными состояниями ионов эрбия (ESA - Exited State Absorption).

Литература

нм по полувысоте, достигается при использовании в качестве добавки алюминия. Поэтому этот элемент стал необходимой составляющей материала сердцевины эрбиевых ОВ. Кварцевое стекло, легированное алюминием называют алюмосиликатным.

Основным источником шума в ОУ является усиленное спонтанное излучение. Усиленное спонтанное излучение возникает из-за того, что активная среда оптического усилителя генерирует вторичные фотоны не только в результате попадания возбуждающего излучения усиливаемого сигнала, но и в ответ на фотоны, возникающие в результате самопроизвольного перехода частиц с верхнего уровня на нижний. Для уменьшения шума, вызванного усиленным спонтанным излучением, сигнал на выходе оптического усилителя фильтруют с помощью полосового оптического фильтра.

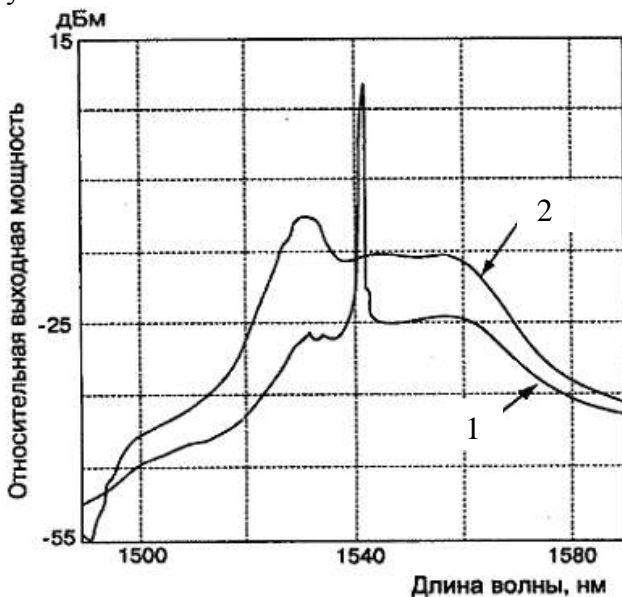
Рассчитать мощность усиленного спонтанного излучения (УСИ) на выходе ОУ после фильтрации можно следующим образом:

$$P_n = 2h\nu_s \cdot \Delta\nu \cdot F_n \cdot (G-1) \quad (8.3)$$

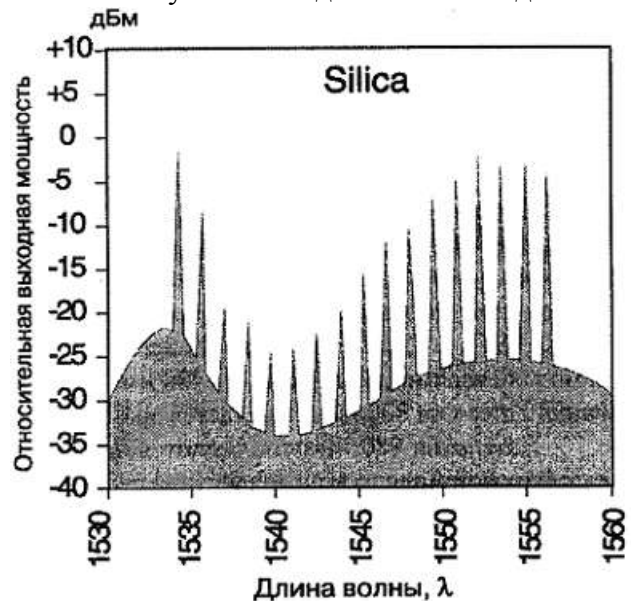
где $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, ν_s - частота сигнала, $\Delta\nu$ - ширина спектра оптического фильтра, G - коэффициент усиления на частоте ν_s , F_n - шум-фактор.

Максимальный уровень УСИ будет при отсутствии усиливаемого сигнала. Изменение УСИ с частотой или длиной волны отражает изменение усиления ОУ.

На рис. 8.6 показаны амплитудно-волновые характеристики (АВХ) эрбиевого оптического усилителя с учетом усиленного спонтанного излучения. Из рис. 8.6 следует, что оптическое усиление значительно изменяется в используемом диапазоне длин волн.



а



б

Рис. 8.6. Амплитудно-волновые характеристики эрбиевого ОУ:

а – при отсутствии входного сигнала (1), при одной несущей с уровнем –6 дБм;

б – при многоканальном входном сигнале.

Это приводит к значительным трудностям при усилении сигналов в системах спектрального уплотнения с различными несущими. При прохождении многоканального сигнала по длинной линии через ряд усилителей информация в каналах с меньшим усилением может оказаться потерянной.

Для выравнивания амплитудно-волновой характеристики могут использоваться:

- оптические фильтры со специально сформированной зависимостью поглощения от длины волны,
- разделение общей полосы пропускания оптического усилителя на диапазоны и параллельное включение узкополосных усилителей,
- каскадное соединение оптических усилителей на активированных ОВ и усилителей на основе эффекта Рамана.

Таблица 8.4

Основные параметры	Эрбиевый ОУ	Рамановский ОУ	Полупроводниковый ОУ
Диапазон усиливаемых длин волн, нм	1530 - 1570	1200 - 1600	1460 – 1520
Полоса усиления, нм	30 – 50	40-100	60-100
Длина волны накачки, нм	980 1480	1080, 1365, 1395, 1410, 1427, 1450, 1455, 1480, 1487, 1497	840-1560
Коэффициент усиления при малом входном сигнале, дБ	17-45	3-30	15-30
Шум – фактор, дБ	3-6	3-5	5-6
Выходная мощность, мВт	10-2000	10-2000	10-100
Эффективность использования накачки, дБ/мВт	11 (980 нм) 6 (1480 нм)	0.08	28
Неравномерность АВХ	значительна	низкая	низкая
Чувствительность усиления к поляризации	незначительна	значительна	значительна

Эффективность использования ОУ определяется максимально допустимой длиной регенерационного участка.

8.1.6.1. Длина регенерационного участка без использования ОУ

Для оценки сравнительной эффективности использования оптических усилителей вначале необходимо оценить максимальные длины участков регенерации по затуханию без использования ОУ. Предполагаем, что борьба с хроматической дисперсией все равно должна проводиться, но другими методами. В табл. 8.5 приведены результаты расчетов длин регенерационных участков по затуханию для различных скоростей передачи. Выходная мощность конечных пунктов принималась равной 100 мВт. Шумы источника излучения не учитывались. Расчеты проводились для длины волны 1550 нм. Рассматривалась возможность использования в качестве фотоприемника лавинного диода (ЛФД) с коэффициентом лавинного умножения M .

Таблица 8.5

Система передачи	STM-1	STM-4	STM-16	STM-64
------------------	-------	-------	--------	--------

Скорость передачи, Гбит/с		0.155	0.62	2.5	10
$M = 1$	a_{max} , дБ	46.3	38.1	29.3	20.4
	l_{pe} , км	187	150	109	68
$M = 10$	a_{max} , дБ	51.9	45.0	37.7	29.6
	l_{pe} , км	209	177	143	106
$M = 30$	a_{max} , дБ	48.9	42.7	36.5	30.2
	l_{pe} , км	199	171	142	113

Из табл. 8.5 видно, что использование ЛФД позволяет увеличить длину регенерационного участка по сравнению с использованием р-і-п фотодиода, а коэффициент лавинного умножения M может быть оптимизирован.

8.1.6.2. Длина регенерационного участка с использованием предварительного ОУ

При тех же исходных данных были проведены расчеты максимальной длины регенерационного участка с использованием предварительного ОУ. В расчетах были использованы следующие параметры ОУ: коэффициент усиления ОУ $G_{py} = 30$ дБ в полосе $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$ нм и коэффициент шума $F = 6$ дБ. Результаты расчетов приведены в табл. 8.6.

Таблица 8.6

Система передачи		STM-1	STM-4	STM-16	STM-64
Скорость передачи, Гбит/с		0.155	0.62	2.5	10
$M = 1$	a_{max} , дБ	72.6	65.4	57.7	49.5
	l_{pe} , км	308	275	240	202

Из таблицы видно, что использование предварительного ОУ позволяет существенно (в 1.6-3 раза или на 120-130 км) увеличить длину регенерационного участка.

8.1.6.3. Длина регенерационного участка с использованием каскадного включения линейных дискретных ОУ

Рассмотрим также возможности использования каскадного включения линейных дискретных ОУ. Подразумеваем использование эрбиевых ОУ. Будем полагать, что все линейные ОУ имеют одинаковые параметры. Примем коэффициент усиления линейного ОУ равным $G_y = 30$ дБ, коэффициент шума равным $F = 6$ дБ, максимальную мощность равной $P_m = 100$ мВт (20 дБм) и мощность УСИ $P_{ASEy} = 2.6$ мВт (4.1 дБм) в полосе $\Delta\lambda_{УСИ}$. Вначале полагаем, что оптическая фильтрация в линейных ОУ не используется. Это позволяет их использовать для усиления многочастотных сигналов DWDM в полосе $\Delta\lambda_{УСИ} = 40$ нм. Максимальное затухание в пределах усилительного участка выбираем равным усилению в линейном ОУ $a_y = G_y = 30$ дБ. Считаем, что на выходе регенераторов также установлены ОУ мощности с коэффициентом усиления $G_b = 20$ дБ, коэффициентом шума $F = 6$ дБ, максимальной выходной мощностью $P_m = 100$ мВт (20 дБм), мощностью УСИ $P_{ASEb} = 0.26$ мВт (-5.9 дБм) в полосе $\Delta\lambda_{УСИ}$.

Были проведены расчеты максимальных мощностей оптического сигнала и УСИ на входе ФПУ при использовании нескольких линейных ОУ в широкой $\Delta\lambda_{УСИ} = 40$ нм и узкой $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$ нм оптических полосах, а также достижимой длины регенерационного участка. Результаты расчетов помещены в табл. 8.7 и показаны в виде диаграммы уровней на рис. 8.20.

Таблица 8.7

Кол-во ОУ, n	УСИ в полосе $\Delta\lambda = 40$ нм		УСИ в полосе $\Delta\lambda = 0.8$ нм		l_p , км
	P_{ASE} , мкВт	p_{ASE} , дБм	P_{ASE} , нВт	p_{ASE} , дБм	
0	0.26	-35.8	5.2	-52.8	112
1	2.8	-25.5	57	-42.5	224
2	5.4	-22.7	108	-39.7	337
3	8.0	-21.0	159	-38.0	449

4	11.0	-19.7	211	-36.8	561
5	13	-18.8	262	-35.8	673
6	16	-18.0	314	-35.0	786
7	18	-17.4	365	-34.4	898

На рис. 8.20 показаны уровни оптического сигнала для одноканальной системы и 10-канальной WDM с суммарной мощностью 100 мВт и уровни УСИ в широкой $\Delta\lambda_{УСИ} = 40$ нм и узкой $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$ нм оптических полосах. Видно, что с увеличением количества усилительных каскадов уровень УСИ и шумов растет, но вклад последующих каскадов в общий шум по сравнению с предыдущими ОУ уменьшается. Из табл. 8.7 следует, что длина регенерационного участка в 1000 км вполне достижима и не является пределом.

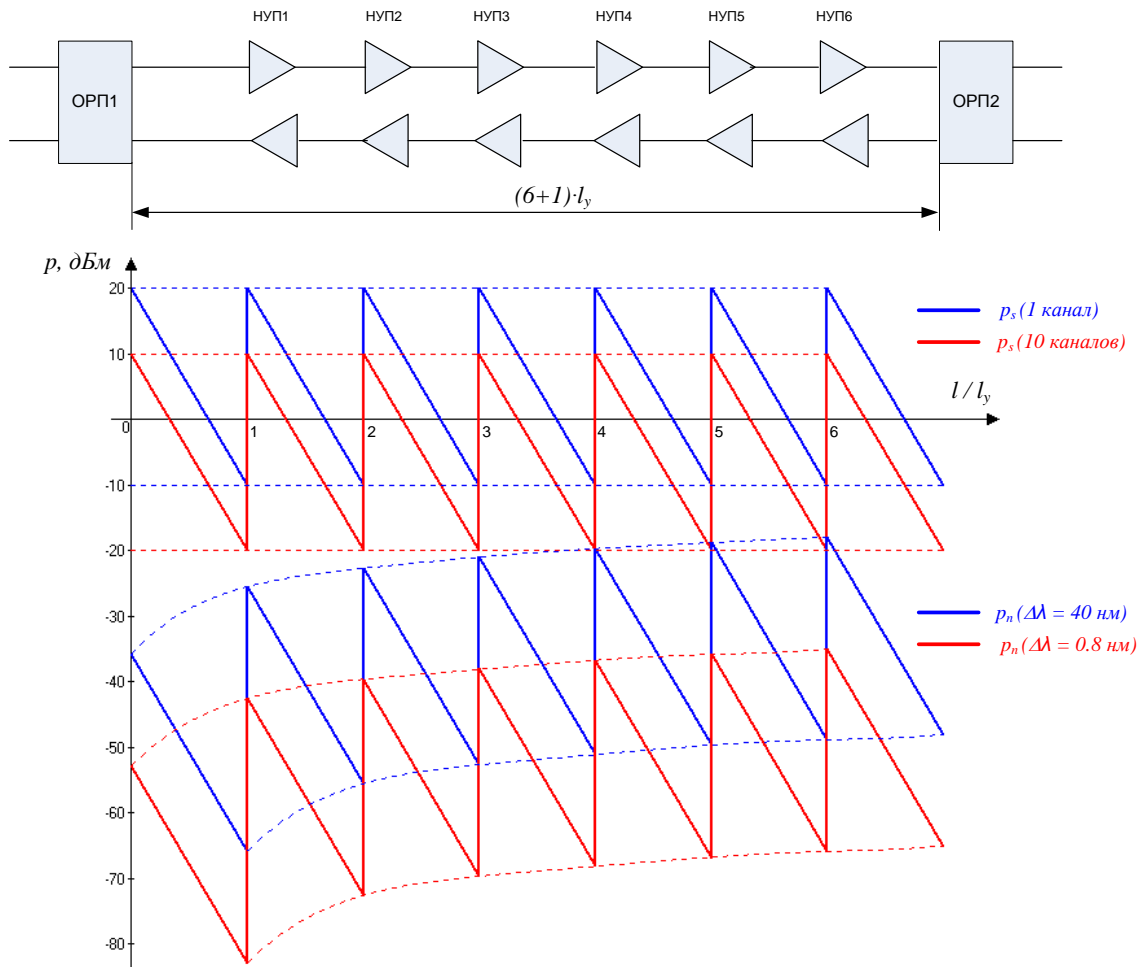


Рис. 8.20. Диаграммы уровней сигнала и шумов на регенерационном участке с 6-ю линейными ОУ

6. Вынужденное рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна

В современных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС), предназначенных для высокоскоростных волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) используют одномодовые оптические волокна (ОВ), а в качестве источников излучения одномодовые лазеры с распределенной обратной связью (DFB) или распределенными брегговскими отражателями (DBR). Такие источники излучения имеют узкую спектральную полосу излучения, порядка единиц МГц и меньше. Для амплитудной, фазовой и поляризационной модуляции их излучения используют внешние модуляторы. Большинство современных ВОСП используют мультиплексирование в волновой области (DWDM) и большие уровни передаваемых оптических сигналов, распространение которых по ОВ сопровождается нелинейными явлениями [1-5]. К самым низко пороговым нелинейным эффектам относится вынужденное рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна (ВРМБ). Рассмотрим влияние ВРМБ на процессы распространения оптических сигналов по одномодовым ОВ, а также процессы в оптическом усилителе ВРМБ.

Напомним некоторые сведения из предыдущих глав. Отметим, что в кварцевых одномодовых ОВ при прохождении по ним излучения, которое мы будем называть накачкой возникают 3 вида рассеяния: рэлеевское рассеяние (РР), рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна (РМБ) и рассеяние Рамана или комбинационное рассеяние (КР). На рис. 6.1 на качественном уровне показаны спектры спонтанно рассеянного в кварцевом ОВ света [5].

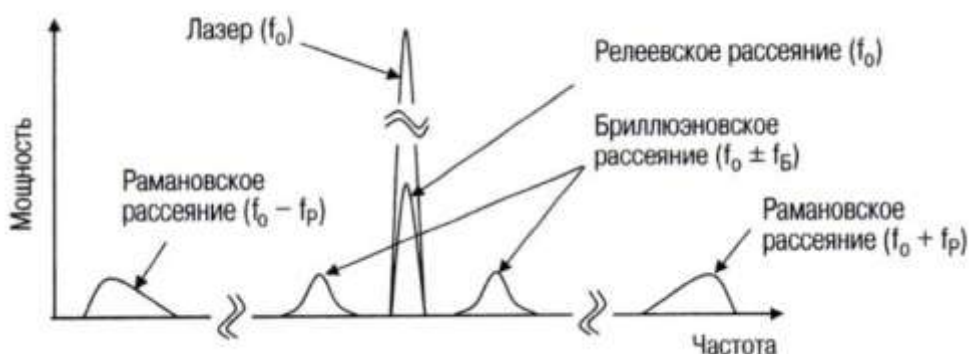


Рис. 6.1. Спектр рассеянного в волокне света (сдвиг по частоте $\Delta\nu_b \approx 10...11$ ГГц, $\Delta\nu_R \approx 13$ ТГц)

При рэлеевском рассеянии свет рассеивается на замороженных, т.е. неподвижных в сердцевине ОВ флуктуациях показателя преломления, которые возникают на неоднородностях с размерами меньше длины волны. В том числе на молекулах и атомах собственного материала кварца и на примесях, которые могут быть полезными легирующими добавками и вредными, возникающими из-за несовершенства технологии изготовления ОВ. Частотный спектр рэлеевского рассеяния, которое относится к линейным явлениям, совпадает со спектром излучения, проходящего по ОВ (рис. 6.1). Коэффициент рэлеевского рассеяния α_s (в дБ/км) сильно зависит от длины волны λ в мкм [5]

$$\alpha_s \approx (0.7 - 0.8) / \lambda^4, \quad 1/\text{км}, \quad (6.1)$$

где λ – длина волны излучения в мкм.

6.1. Теоретическое описание эффекта вынужденного рассеяния Манделъштамма-Бриллюэна

В любых диэлектриках, в том числе и в сердцевине одномодовых ОВ, имеет место тепловое движение молекул. Оно приводит к перемещающимся флуктуациям плотности

вещества, а, следовательно, и показателя преломления. Эти флуктуации можно рассматривать как совокупность упругих продольных звуковых волн, распространяющихся в среде со скоростью звука, которая имеет определенное значение для каждого вещества. Распространяющийся в среде свет будет дифрагировать (рассеиваться) на флуктуациях показателя преломления, в том числе и на акустических волнах. Возникнет спонтанное рассеянное излучение (рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна-РМБ), частота которого будет сдвинута относительно возбуждающего излучения, которое мы будем называть излучением накачки, на некоторую величину из-за эффекта Доплера. Спонтанное излучение РМБ может распространяться в любом направлении, иметь случайную фазу и состояние поляризации и иметь сравнительно широкий спектр излучения. В ОБ, которые мы рассматриваем, есть только два направления распространения звука вперед вместе с излучением накачки или назад в противоположную сторону. При этом эффект Доплера будет понижать частоту рассеянного излучения (частоту РМБ) при одинаковом направлении распространения свет и звука. При противоположном направлении распространения света и звука частота РМБ будет возрастать. Экспериментально определенный коэффициент спонтанного бриллюэновского рассеяния меньше коэффициента рэлеевского рассеяния примерно на 14 дБ (25 раз) и равен

$$\alpha_b \approx 0.03 / \lambda^4. \quad (6.2)$$

Отметим, что интенсивное излучение, распространяющееся в некоторой среде, в том числе и излучение накачки, тоже влияет на параметры среды, в которой распространяется, в том числе может порождать акустические волны. Рассмотрим квазимонохроматическую волну накачки с частотой ν_p линейно поляризованную вдоль оси x и распространяющуюся вдоль оси z по одномодовому ОБ с показателем преломления сердцевинки n и коэффициентом затухания α . Запишем упрощенное выражение для напряженности электрического поля в этой волне на оси ОБ

$$E_x(t, z) = E_{x0} \cdot \exp(-\alpha \cdot z / 2) \cdot \cos(2\pi \cdot \nu_p \cdot t - 2\pi \cdot n \cdot z \cdot \nu_p / c), \quad (6.3)$$

где $\lambda = c / \nu_p$ - длина волны излучения накачки в вакууме,

c - скорость света в вакууме.

При записи уравнения для $E_x(t, z)$ мы не учитывали его изменений по сечению ОБ. Излучение накачки создает интенсивность излучения, которую можно определить по выражению

$$I(t, z) = (E_{x0})^2 \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \cdot [1 + \cos(4\pi \cdot \nu_p \cdot t - 4\pi \cdot n \cdot z \cdot \nu_p / c)] / 2Z_v, \quad (6.4)$$

где $Z_v = \sqrt{\mu \cdot \mu_0 / \varepsilon \cdot \varepsilon_0}$ - волновое сопротивление среды, μ, ε - относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, μ_0, ε_0 - магнитная и электрическая постоянные.

Изменяющаяся интенсивность за счет электрооптического эффекта Керра (см. тему 3), который связан с явлением электрострикции, изменяет плотность вещества и показатель преломления сердцевинки ОБ

$$n(\omega, I) = n(\omega) + n_2 \cdot I_{0z} = n(\omega) + n_2 \cdot \left| \frac{P_{0z}}{A_{ef}} \right|, \quad (6.5)$$

Явление электрострикции приводит к деформации (локальным изменениям объема) диэлектриков в электрическом поле световой волны. Этот эффект пропорционален квадрату напряженности электрического поля, т.е. интенсивности световой волны. Явление электрострикции приводит к нелинейному взаимодействию интенсивной световой волны возбуждающего света (накачки) с первоначально слабой волной рассеянного излучения и звуковой упругой волной.

На рис. 6.2 показаны изменения $E_x(t,z)$, $I(t,z)$ и $n(v_p, I)$ с течением времени (колебания) при $z=\text{const}$ и с изменением расстояния (волна) при $t=\text{const}$.

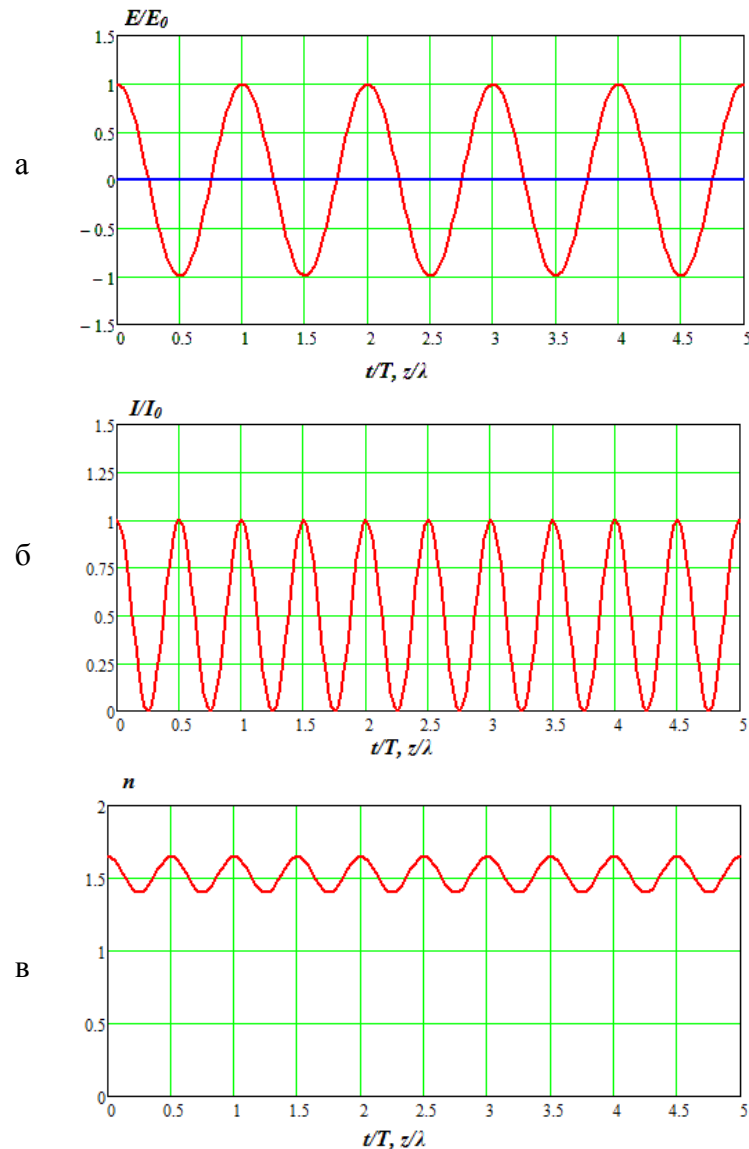


Рис. 6.2. Изменения напряженности электрического поля и интенсивности волны накачки и изменение показателя преломления сердцевинны ОВ под действием накачки при изменении времени и расстояния.

Видно, что интенсивная волна сама создает в среде области с периодически изменяющимся показателем преломления, подобные решеткам Брегга. В области малых интенсивностей волны накачки спонтанное излучение РМБ также обусловлено многими движущимися решетками Брегга и может распространяться вперед или назад по ОВ со скоростью звука. Это приводит к возникновению рассеянного излучения с более низкой стоксовой и более высокой антистоксовой частотами. Однако, среди множества движущихся решеток есть и такие, которые имеют такой период, направление распространения и фазу, и которые эффективно отражают свет с частотой ВРМБ (рис. 6.2).

При увеличении уровня накачки растет и уровень рассеянного излучения с частотой ВРМБ, которое все сильнее воздействует на показатель преломления сердцевинны ОВ и формирование резонансной брегговской решетки. Спонтанное рассеянное излучение РМБ преобразуется в вынужденное ВРМБ.

Причем этот переход носит лавинообразный характер при достижении порогового уровня накачки

$$I_{pb}^{th} \approx 2I \cdot \alpha / g_b, \quad (6.6)$$

где $g_b = 6 \cdot 10^{-9}$ см/Вт – усилительная способность, обусловленная ВРМБ кварцевого ОВ на длине волны $\lambda = 1$ мкм, α – коэффициент затухания ОВ Нп/км.

Итак, под действием мощного узкополосного излучения накачки и рассеянного излучения происходит упорядочивание акустических волн по частоте, фазе и направлению распространения. Т.е. определенные звуковые волны усиливаются, а остальные подавляются, отдавая свою энергию этим волнам. Возникшая из-за действия ВРМБ дифракционная решетка движется со скоростью звука (акустической волны) V_a в данной среде рис. 6.3. Отражения, вызванные этой виртуальной решеткой, усиливаются (складываются) и обнаруживаются в форме обратно рассеянного стоксова излучения с доплеровским понижением частоты (Бриллюэновским сдвигом в область длинных волн $\Delta\nu_b$).

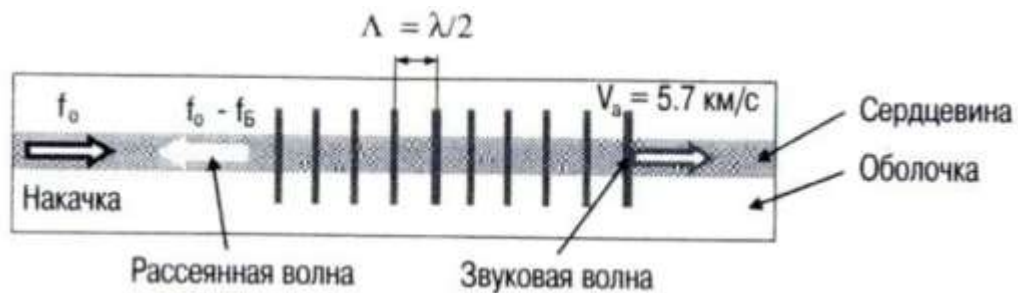


Рис 6.3. Схема рассеяния света на звуковой волне в волокне

Классическое описание явления ВРМБ. Процесс ВРМБ и образование стоксовой компоненты рассеянного излучения можно описать классически как параметрическое взаимодействие оптической волны накачки с оптической рассеянной стоксовой волной, а также их взаимодействие с акустической волной. Вследствие электрострикции накачка совместно с рассеянным излучением генерируют акустическую волну, приводящую к периодической модуляции показателя преломления. Индуцированная в одномодовом ОВ решетка показателя преломления рассеивает излучение накачки в результате брегговской дифракции в обратную сторону. Поскольку решетка движется в сторону распространения излучения накачки со звуковой скоростью V_a , частота рассеянного излучения испытывает доплеровский сдвиг в длинноволновую область. При расчете сдвига частоты за счет ВРМБ необходимо дважды учесть эффект Доплера. Учтем также, что скорость света в одномодовом ОВ составляет c/n , где c – скорость света в вакууме, а n – показатель преломления сердцевины ОВ. Сначала оценим частоту ν_l , которую воспринимает движущаяся брегговская решетка (неподвижный источник, движущийся удаляющийся приемник)

$$\nu_l = \nu_p \cdot \left(1 - \frac{V_a \cdot n}{c}\right). \quad (6.7)$$

Т.е. наблюдается классическое доплеровское понижение частоты.

Далее оценим частоту рассеянного сигнала, который возвращается к неподвижному источнику (начало ОВ). Сигнал с частотой ν_l излучается движущейся со скоростью V_a (удаляющейся) брегговской решеткой. Он воспринимается неподвижным приемником как частота рассеянного излучения ν_s , которая дополнительно уменьшается за счет эффекта Доплера (движущийся источник, неподвижный приемник)

$$\nu_s = \nu_p \cdot \left(1 - \frac{V_a \cdot n}{c}\right) \cdot \left(1 + \frac{V_a \cdot n}{c}\right). \quad (6.8)$$

Определим сдвиг частоты за счет ВРМБ по (6.8)

$$\Delta\nu_b = \nu_p - \nu_s = \frac{2\nu_p \cdot n \cdot V_a}{c \cdot (1 + V_a \cdot n/c)} \approx \frac{2\nu_p \cdot n \cdot V_a}{c}. \quad (6.9)$$

Бриллюэновский сдвиг зависит от частоты накачки и скорости звука.

Квантовое описание. В квантовой механике ВРМБ описывается как уничтожение фотона накачки и одновременное появление стоксова фотона и акустического фонона. Из законов сохранения энергии и импульса при рассеянии вытекают соотношения для частот и волновых векторов трех волн:

$$E_p = E_s + E_a = h \cdot \nu_p = h \cdot \nu_s + h \cdot \nu_a \quad \text{или} \quad \nu_p = \nu_s + \nu_a \quad (6.10)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_a \quad (6.11)$$

где ν_p, ν_s, ν_a – частоты, а $\vec{k}_p, \vec{k}_s, \vec{k}_a$ – волновые векторы накачки, стоксовой волны и акустической волны, соответственно, h – постоянная Планка.

Отметим, что бриллюэновский сдвиг по частоте $\Delta\nu_b$ равен частоте акустического фонона ν_a . В одномодовом ОВ излучения накачки, рассеяния и акустической волны в принципе могут происходить только вдоль оси ОВ (вперед или назад).

Оценим величины модулей волновых векторов для накачки, рассеяния и акустической волны с учетом (6.3)

$$k_p = \frac{2\pi \cdot n \cdot \nu_p}{c}; \quad k_s = \frac{2\pi \cdot n \cdot \nu_s}{c}; \quad k_a = \frac{2\pi \cdot \nu_a}{V_a} = \frac{4\pi \cdot n \cdot \nu_p}{c}. \quad (6.12)$$

При ярко выраженном ВРМБ $\nu_p \approx \nu_s$. Однако их волновые векторы \vec{k}_p и \vec{k}_s имеют разные знаки, т.к. излучение накачки и обратно рассеянное излучение распространяются в разные стороны. Поэтому модуль k_a практически в два раза превышает k_p и k_s . На рис. 4 показаны положения векторов \vec{k}_p, \vec{k}_s и \vec{k}_a в одномодовом ОВ. Таким образом, рассеянное в результате ВРМБ излучение распространяется ко входу в ОВ и выходит из него в сторону источника излучения накачки, а акустическая волна распространяется в одном с накачкой направлении.

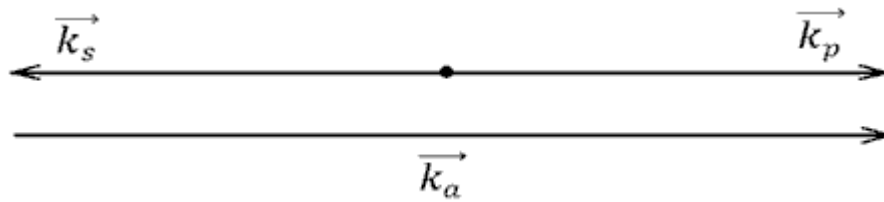


Рис. 6.4. Направления векторов \vec{k}_p, \vec{k}_s и \vec{k}_a при ВРМБ в одномодовом ОВ.

Бриллюэновский сдвиг в квантовой трактовке равен средней частоте акустического фонона. Из (6.12) получим выражение для бриллюэновского сдвига

$$\Delta\nu_b = \nu_a = \frac{2n \cdot \nu_p \cdot V_a}{c}, \quad \text{которое совпадает с выражением (6.9).}$$

Для одномодовых ОВ из кварцевого стекла на длине волны $\lambda_p = 1.55$ мкм типичными параметрами для расчета ВРМБ являются: $n = 1.45$, $V_a = 5.96$ км/с. Рассчитанное по (6.9) значение бриллюэновского сдвига частоты составляет $\Delta\nu_b = 11.14$ ГГц. Отметим, что скорость звука в ОВ зависит от температуры и величины механических напряжений (например растяжения ОВ).

Рост интенсивности стоксовой волны, распространяющейся в обратном направлении, при увеличении интенсивности излучения накачки, характеризуется усилительной способностью ВРМБ $g_b(\nu_s)$, максимальным при $\nu_s = \nu_b$. Ширина спектра рассеянного сигнала связана с постоянной времени затухания акустической волны или

временем жизни фонона T_b . Действительно, если принять процесс спонтанного затухания акустической волны экспоненциальным ($\exp(-t/T_b)$), то спектр ВРМБ - усиления будет иметь лоренцеву форму

$$g_b(\nu_s) = \frac{(\Delta\nu_s/2)^2}{(\nu_s - \nu_b)^2 + (\Delta\nu_s/2)^2}, \quad (6.13)$$

$$\text{где } \Delta\nu_s = (\pi \cdot T_b)^{-1} \quad (6.14)$$

- ширина спектра на полувысоте, связанная с временем жизни фонона.

Обычно ширина спектра ВРМБ-усиления $\Delta\nu_s$ очень мала порядка 20-60 МГц. Отметим, что ширина спектра вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), т.е. рассеяния Рамана, гораздо больше и имеет порядок 5 ТГц. Это рассеяние мы будем изучать позже.

В связи с тем, что обратное рассеянное излучение отбирает мощность у проходящего излучения накачки [4], зависимость между входной и выходной мощностями накачки в протяженном ОВ становится нелинейной (рис. 6.5). Реальное затухание накачки может сильно возрасти. Кроме того мощное рассеянное излучение возвращается к источнику (одномодовому ЛД) и дестабилизирует его работу, искажая форму и спектр излучаемых ЛД сигналов, повышая уровень их шума (флуктуаций).

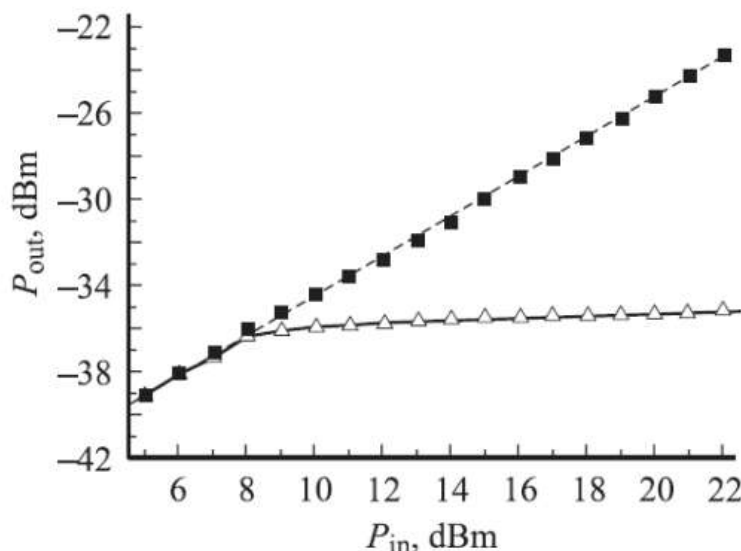


Рис. 6.5. Зависимость оптической мощности на выходе оптического волокна длиной 200 км от входной мощности с учетом ВРМБ (нижний график) и без учета ВРМБ (верхний график) [4]

Максимальная усилительная способность ВРМБ при $\nu_s = \nu_b$ определяется выражением [2]

$$g_b(\nu_b) = \frac{2\pi \cdot n^7 \cdot p_{12}^2}{c \cdot \lambda_p^2 \cdot \rho_0 \cdot V_a \cdot \Delta\nu_b}, \quad (6.15)$$

где p_{12} - продольный акустооптический коэффициент, ρ_0 - плотность материала.

Исследования РМБ в объемном кварце показали, что бриллюэновский сдвиг $\Delta\nu_b$ пропорционален ν_b^2 (или обратно пропорционален λ_p^2) и, следовательно, $g_b(\nu_b)$ практически не зависит от λ_p и составляет для кварца $g_b(\nu_b) = 5 \cdot 10^{-11}$ м/Вт.

6.2. Моделирование процессов распространения излучения по одномодовому ОВ с учетом ВРМБ

Получение системы ДУ. Рассмотрим схему исследования ВРМБ (рис. 6.3). Излучение накачки от одномодового источника излучения (ОИИ) мощностью P_{p0} через направленный ответвитель (НО) поступает в исследуемое одномодовое ОВ общей длиной

L . Из ОБ выходит излучение мощностью P_{s0} , обусловленное ВРМБ. Рассмотрим малый участок dZ ОБ общей длиной L с максимальной усилительной способностью ВРМБ g_b . Полагаем, что коэффициенты затухания одинаковы для излучений накачки и рассеяния и равны α , т.к. сдвиг по частоте между ними очень мал $\Delta\nu_b=11$ ГГц. Также полагаем, что излучение накачки имеет узкую полосу частот $\Delta\nu_p=10$ МГц, а рассеянное излучение имеет полосу частот $\Delta\nu_s=30$ МГц. Накачка распространяется вдоль оси Z , а рассеянное излучение в противоположном направлении. Обратным рэлеевским рассеянием, имеющим частоту накачки и выходящим в сторону анализатора спектра, на первом этапе пренебрегаем.

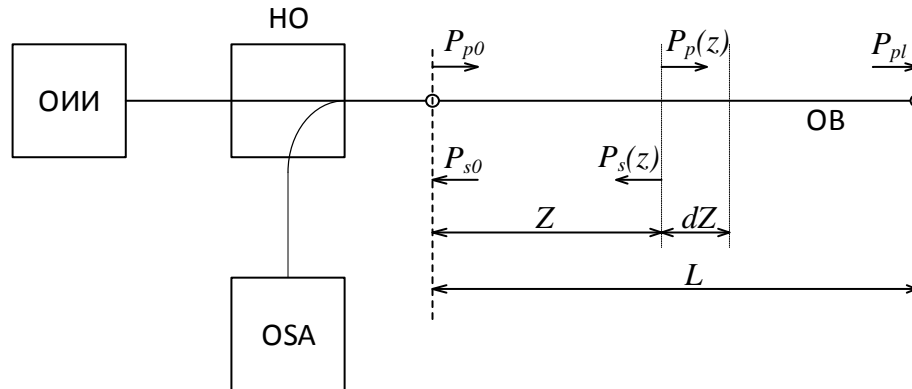


Рис. 6.3. Схема исследования эффекта ВРМБ.

Запишем выражения для изменения интенсивности накачки dI_p и интенсивности рассеянного излучения dI_s на участке dZ

$$\frac{dI_p}{dZ} = -g_b \cdot I_p \cdot I_s - \alpha \cdot I_p = -(g_b \cdot I_s + \alpha) \cdot I_p, \quad (6.10)$$

$$\frac{dI_s}{dZ} = -g_b \cdot I_p \cdot I_s + \alpha \cdot I_s = -(g_b \cdot I_p - \alpha) \cdot I_s, \quad (6.11)$$

которые представляют собой систему линейных дифференциальных уравнений (ДУ).

Рассмотрим физический смысл этих уравнений. Первое уравнение для интенсивности накачки показывает, что по мере распространения вдоль оси Z излучение накачки отдает свою энергию рассеянному излучению ВРМБ ($-g_b \cdot I_p \cdot I_s$), а также рассеянному излучению Рэля и поглощению в ОБ ($-\alpha \cdot I_p$). Второе уравнение для рассеянного излучения ВРМБ показывает, что по мере распространения рассеянного излучения в направлении противоположном оси Z , это излучение отбирает энергию у накачки ($-g_b \cdot I_p \cdot I_s$), т.е. усиливается. При этом рассеянное излучение также отдает часть энергии рэлеевскому рассеянию и поглощению ($-\alpha \cdot I_s$).

Решение системы ДУ (6.10) и (6.11) позволяет получить зависимости интенсивностей I_p и I_s в зависимости от расстояния Z вдоль ОБ. На практике нас больше интересуют мощности излучения в ОБ, которые мы умеем измерять.

Для перехода к оптическим мощностям введем понятие эффективной площади сердцевины одномодового ОБ S_{ef} и домножим на нее правые и левые части уравнений (6.10) и (6.11).

В результате получим

$$\frac{dP_p}{dZ} = - \left(\frac{g_b}{S_{ef}} \cdot P_s + \alpha \right) \cdot P_p \quad (6.12)$$

$$\frac{dP_s}{dZ} = - \left(\frac{g_b}{S_{ef}} \cdot P_p - \alpha \right) \cdot P_s \quad (6.13)$$

Решение системы ДУ. Несмотря на простоту, эта система ДУ не имеет аналитического решения, но может быть решена численно, например, в среде MathCad с помощью оператора *rkfixed* (*y*, *x1*, *x2*, *npoints*, *D*) [5]. Этот оператор имеет следующие аргументы:

y = вектор начальных условий размерности *n*, где *n* – число уравнений в системе. В нашем случае *n* = 2, а начальные условия *y*(*Y*₀, *Y*₁), где *Y*₀=*P*_p(0), а *Y*₁=*P*_s(0).

x1, *x2* = граничные точки интервала, на котором ищется решение. В нашем случае *x1*=0, а *x2*=*L*.

npoints – число точек (не считая начальной точки), в которых ищется приближенное решение. При помощи этого аргумента определяется число строк (*1+npoints*) в матрице возвращаемой функцией *rkfixed*.

D(*x*,*y*) = функция, возвращающая значение в виде вектора из *n* элементов, содержащих первые производные неизвестных функций.

Следуя обозначениям [5] запишем выражение для функции *D*(*x*,*y*)

$$D(x, y) = \begin{bmatrix} (-a \cdot y_1 - b) \cdot y_0 \\ (-a \cdot y_0 + b) \cdot y_1 \end{bmatrix}, \quad (6.14)$$

где $a = g_b / S_{ef}$ (1/(м Вт)), $b = \alpha / 10^{-3}$ (1/м).

Для расчетов выбираем исходные данные: $g_b(\nu_b) = 5 \cdot 10^{-11}$ м/Вт,

$\alpha = 0.2$ дБ/км = 0.0461 1/км = 4.61 $\cdot 10^{-5}$ 1/м, $S_{ef} = 80$ мкм² = 8 $\cdot 10^{-11}$ м², $a = 0.575$ (м Вт)⁻¹, $b = 4.61 \cdot 10^{-5}$ м⁻¹.

Также необходимо задать длину ОБ *L*, и количество точек на этой длине *npoints*. Например, для *L*=50 км и *npoints*=5000 интервал между точками по шкале расстояние составляет $\Delta L = L/5000 = 10$ м.

Без правильных начальных условий решение системы уравнений невозможно. Одно начальное условие задать легко – это мощность накачки на входе в одномодовое ОБ, например *Y*₀=*P*_p(0)=10⁻² Вт (10 дБм). Второе начальное условие *Y*₁=*P*_s(0) – мощность ВРМБ, выходящая из ОБ в сторону источника излучения задать сложнее. Отметим, что возможные значения этой мощности лежат в пределах от 0 (соответствует отсутствию ВРМБ) до мощности накачки на входе в ОБ (соответствует полному преобразованию накачки в рассеянное излучение распространяющееся из ОБ в сторону противоположную накачке). Причем решение системы ДУ может быть получено для широкого диапазона изменений второго начального условия.

Для определения второго начального условия необходимо проанализировать совокупность результатов решения системы ДУ и выбрать то решение, при котором мощность ВРМБ *P*_s(*L*) на выходе из ОБ (при *Z*=*L*) равна эффективной мощности шумов спонтанного РМБ [1]

$$P_{sef} = h \cdot \nu_b \cdot \Delta \nu_{sef}, \quad (6.15)$$

где $\Delta \nu_{sef}$ - эффективная ширина полосы стоксова излучения, которую принимаем равной 30 МГц, $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж с – постоянная Планка.

При $\nu_b = 193.5$ ТГц $P_{sef} = 1.28 \cdot 10^{-12}$ Вт или $p_{sef} = -88.9$ дБм.

Для автоматизации процесса подбора второго начального условия и решения системы ДУ удобно использовать метод дихотомии или половинного деления [6]. Для

расчета процессов распространения излучения по одномодовому ОВ с учетом ВРМБ можно использовать следующий алгоритм:

1. Задание исходных данных:
 параметры источника излучения: $\nu_p, \Delta\nu_p, P_p(0)$
 параметры ОВ: $\alpha, L, g_b, S_{ef}, \Delta\nu_b, \Delta\nu_s$
 количество итераций N , номер итерации $i=1, 2 \dots N$.
2. Расчет мощности спонтанного РМБ P_{sef} . Задание начальных значений для счетчика итераций $i=1$ и начального значения мощности ВРМБ, выходящего из ОВ $P_s(0)=P_p(0)/2$.
3. Задание начального значения мощности ВРМБ, выходящей из ОВ на i итерации $P_s(0)=P_s(0)+j P_p(0)/2^i$
4. Решение системы ДУ.
5. Проверка условия $i>N$. Если да, то конец расчета и вывод результатов, иначе $i=i+1$.
6. Проверка условия $P_s(L)-P_{sef}>0$. Если да, то $j=-1$, иначе $j=1$. Переход к пункту 3.

6.3. Результаты моделирование процессов распространения излучения по одномодовому ОВ с учетом ВРМБ

На рис. 6.4 показаны результаты расчетов по выше приведенному алгоритму.

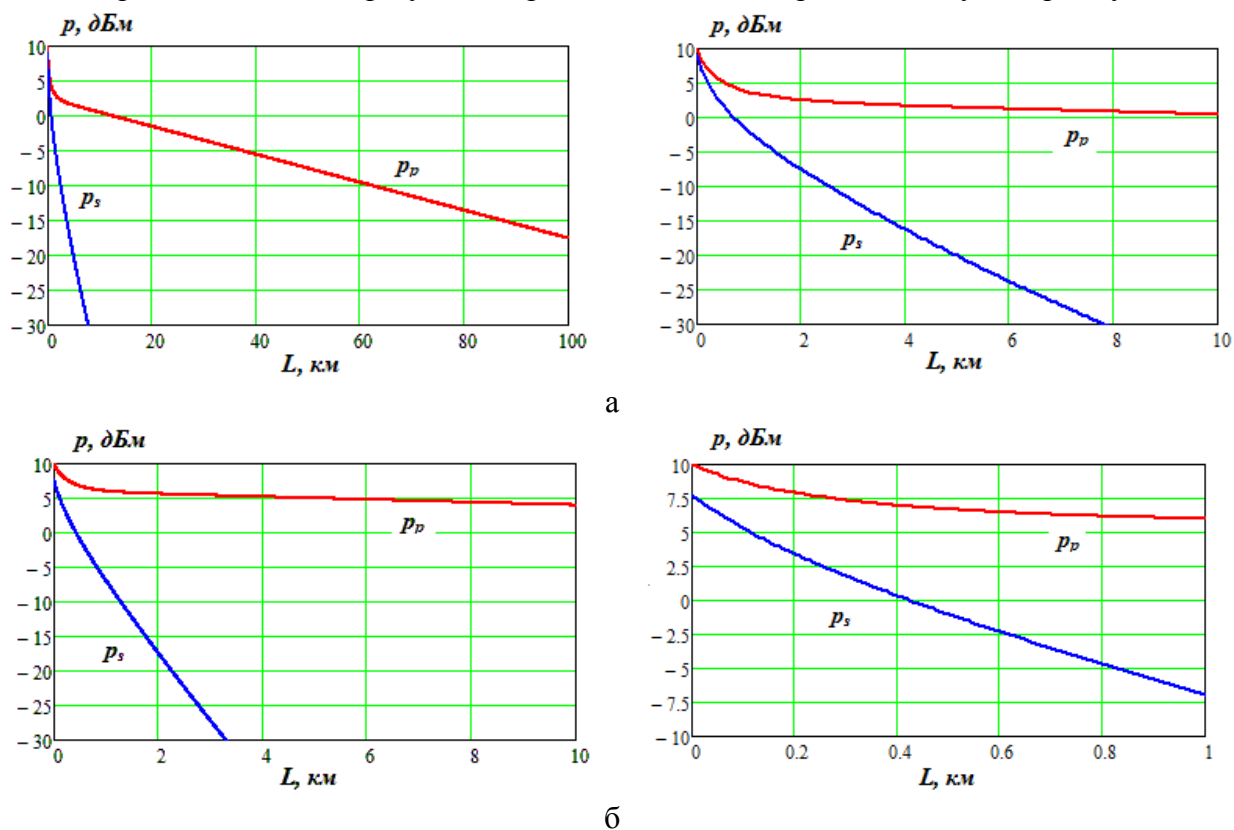


Рис. 6.4. Изменения уровней мощности накачки и ВРМБ вдоль ОВ длиной 100 км (а) и 10 км (б)

Из рис. 6.4 видно, что излучение накачки с ростом расстояния в начальной области при малых расстояниях быстро убывает – истощается (испытывает большое затухание), т.к. отдает свою энергию излучению ВРМБ. При дальнейшем увеличении расстояния излучение накачки также убывает, но значительно медленнее, уже за счет обычного затухания в ОВ. Мощность излучения ВРМБ распространяется в сторону противоположную направлению распространения излучения накачки и быстро возрастает при приближении к входному торцу ОВ, достигая максимальной величины на входном торце ОВ.

На рис. 6.5 показаны результаты расчетов зависимостей уровня ВРМБ $P_s(0)$ на входе (а) и уровня мощности накачки $P_p(L)$ на выходе ОВ (б) от уровня мощности накачки на входе в ОВ.

Из рис. 6.5а видно, что значительное ВРМБ $P_s(0)$ возникает при некотором пороговом уровне входной мощности $P_p(0)$, который зависит от длины ОВ и параметров ОВ (α , S_{ef} , g_b). С уменьшением длины ОВ L увеличивается пороговое значение уровня накачки, при котором возникает значительное ВРМБ. С дальнейшим увеличением уровня входной мощности $P_p(0)$ уровень ВРМБ $P_s(0)$ приближается к уровню входной мощности, а уровень выходной мощности $P_p(L)$ стремится к некоторой постоянной величине (рис. 6.5б), которая зависит от от длины ОВ и уменьшается с ее увеличением.

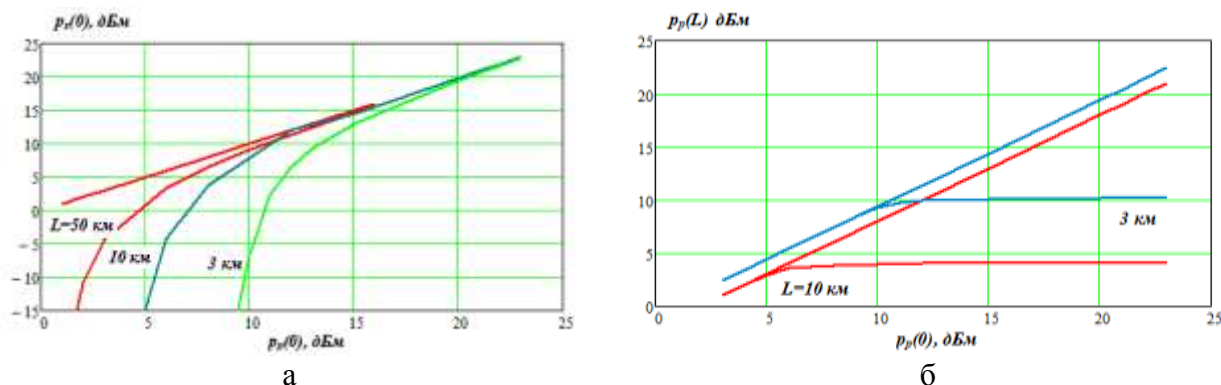


Рис. 6.5. Изменение уровней мощности ВРМБ $p_s(0)$ на входе ОВ (а) и уровня сигнала $p_p(L)$ на выходе ОВ (б) с учетом и без учета ВРМБ в линиях различной длины при изменении уровня мощности сигнала на входе

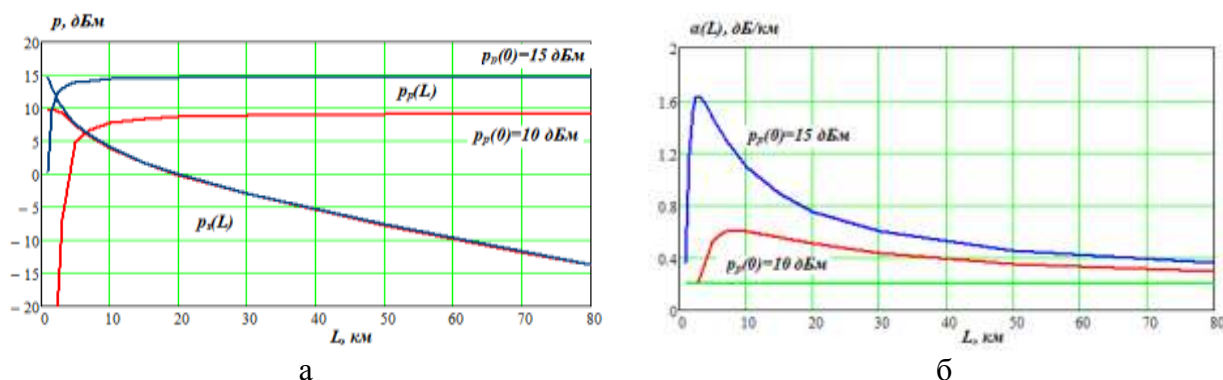


Рис. 6.6. Изменение уровня мощности сигнала на выходе линии и ВРМБ на входе (а) и среднего коэффициента затухания ОВ (б) от длины ОВ для двух уровней мощности сигнала на входе

На рис. 6.6а показаны результаты расчетов уровней мощности ВРМБ $P_s(0)$ на входе и уровней мощности накачки $P_p(L)$ на выходе ОВ от длины ОВ при двух уровнях мощности накачки $P_p(0)$. С увеличением длины ОВ уровень мощности ВРМБ $P_s(0)$ при малых длинах быстро растет, стремясь к некоторой постоянной величине, которая стремится к уровням мощности накачки $P_p(0)$ на входе ОВ. Уровни мощности накачки $P_p(L)$ при малых длинах ОВ быстро убывают от максимальных величин, которые равны $P_p(0)$. С дальнейшим увеличением длины ОВ зависимости $P_p(L)$ практически сливаются, уменьшаясь линейно с наклоном, определяемым коэффициентом затухания ОВ.

На рис. 6.6б приведены зависимости средних коэффициентов затухания $\alpha(L)$ от длины линии для двух уровней мощности накачки $P_p(0)$. Видно, что при малых длинах ОВ с ростом длины быстро растет средний коэффициент затухания, достигает максимума и далее уменьшается, стремясь к номинальному значению коэффициента затухания при отсутствии ВРМБ. Максимум среднего коэффициента затухания при большем значении $P_p(0)$ достигается при меньшей длине ОВ и имеет большее значение,

Коэффициент ВРМБ $g_b(\nu_b)$ сильно зависит от ширины полосы источника накачки $\Delta\nu_p$ [1]

$$g_b(\nu_b, \Delta\nu_p) = g_b(\nu_b, \Delta\nu_{p0}) \cdot \frac{\Delta\nu_b}{\Delta\nu_b + \Delta\nu_p} \cdot \frac{\Delta\nu_b + \Delta\nu_{p0}}{\Delta\nu_b}, \quad (6.16)$$

где $\Delta\nu_{p0}$ – ширина полосы излучения источника накачки, для которого задан максимальный коэффициент ВРМБ $g_b(\nu_b)$. В наших расчетах $\Delta\nu_{p0} = 10$ МГц, $\Delta\nu_b = 30$ МГц.

Отметим, что ширина полосы излучения источника зависит не только от собственной полосы излучения, но и от скорости передачи B бит/с и вида модуляции, что приводит к уменьшению влияния ВРМБ на затухание сигнала в ОВ.

Для оценки полосы излучения после модулятора используем выражение, справедливое для простейшей бинарной амплитудной модуляции NRZ (без возврата к 0)

$$\Delta\nu_p = \sqrt{\Delta\nu_{p0}^2 + 4 \cdot B^2} \quad (6.17)$$

Многоуровневые форматы модуляции, а также модуляторы с оптическими фильтрами, подавляющие одну боковую полосу, могут иметь меньшую полосу излучения.

На рис. 6.7 показаны зависимости уровня накачки на выходе ОВ длиной 50 км и уровня ВРМБ от полосы излучаемых частот $\Delta\nu$ для двух уровней накачки на входе в ОВ.

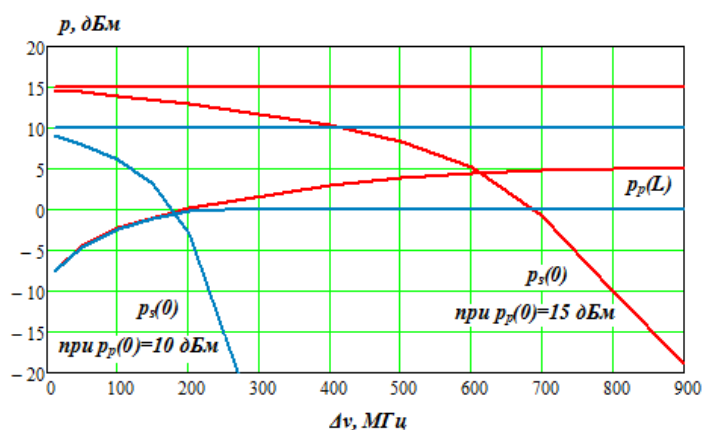


Рис. 6.7. Изменение уровня мощности сигнала на выходе и уровня ВРМБ на входе ОВ от полосы излучения источника с учетом модуляции

На рис. 6.7 показаны результаты расчетов уровней мощности ВРМБ $P_s(0)$ на входе и уровней мощности накачки $P_p(L)$ на выходе ОВ длиной 50 км от полосы излучения источника с учетом модуляции при двух уровнях мощности накачки $P_p(0)$. С увеличением полосы излучения источника уровень мощности ВРМБ $P_s(0)$ быстро уменьшается, а уровень мощности накачки $P_p(L)$ возрастает, достигая установившегося значения, которое соответствует отсутствию ВРМБ. Увеличение полосы излучения источника приводит к тому, что ВРМБ перестает увеличивать затухание в ОВ, причем эффект ВРМБ перестает проявляться при меньших значениях полосы для меньших уровней $P_p(0)$.

Приведенные результаты моделирования относятся к процессам распространения сигналов большой мощности по одномодовым ОВ. Показано, что проявление эффекта ВРМБ в основном вредное, т.к. приводит к увеличению затухания для сигнала. Особенно сильно затухание растет для узкополосных оптических сигналов с малыми скоростями передачи или при передаче немодулированного излучения. Для высокоскоростных оптических сигналов современных ВОСП в большинстве случаев с ВРМБ можно не считаться.

Одним из полезных применений ВРМБ является узкополосное оптическое усиление. Для его реализации может использоваться схема на рис. 6.3. В ней уже присутствует источник встречной накачки ОИИ, который подключен к ОВ через НО.

Входной сигнал с частотой близкой к бриллюэновской (стоксовой частотой) должен подаваться в выходной торец ОВ. Усиленный сигнал выводится через НО в сторону OSA. Недостатками усилителя ВРМБ являются: узкая полоса усиливаемых частот $\Delta\nu_s=10-60$ МГц, трудности выделения частотного диапазона сигнала на фоне излучения накачки из-за малого бриллюэновского смещения составляющего $\Delta\nu_b=10-11$ ГГц.

Эффект ВРМБ используется также: для создания волоконно-оптических лазеров с узким спектром и большой выходной мощностью, для создания волоконно-оптических сенсоров (датчиков), систем охранной сигнализации и измерительных приборов, например оптического бриллюэновского рефлектометра.

6.4. Моделирование процессов в волоконно-оптическом усилителе ВРМБ

Получение системы ДУ. Рассмотрим схему исследования оптического усилителя ВРМБ (рис. 6.8), которая отличается от схемы рис.6.3, только наличием источника сигнала (ИС). Излучение накачки с частотой ν_p от одномодового узкополосного источника излучения накачки (ИН) мощностью P_{p0} через направленный ответвитель (НО) поступает в исследуемое одномодовое ОВ общей длиной L . Излучение сигнала с мощностью P_{s1} на частоте ν_s , которая лежит в диапазоне стоксовых частот, вводится в исследуемое ОВ от источника сигнала (ИС) с другой стороны. Усиленное излучение сигнала P_{s0} и усиленное спонтанное излучение P_{sn} выводится из ОВ на оптический анализатор спектра (OSA) через НО. Обратным рэлеевским рассеянием, имеющим частоту накачки, и усиленным спонтанным излучением, имеющим частоту, близкую к частоте сигнала, пока пренебрегаем.

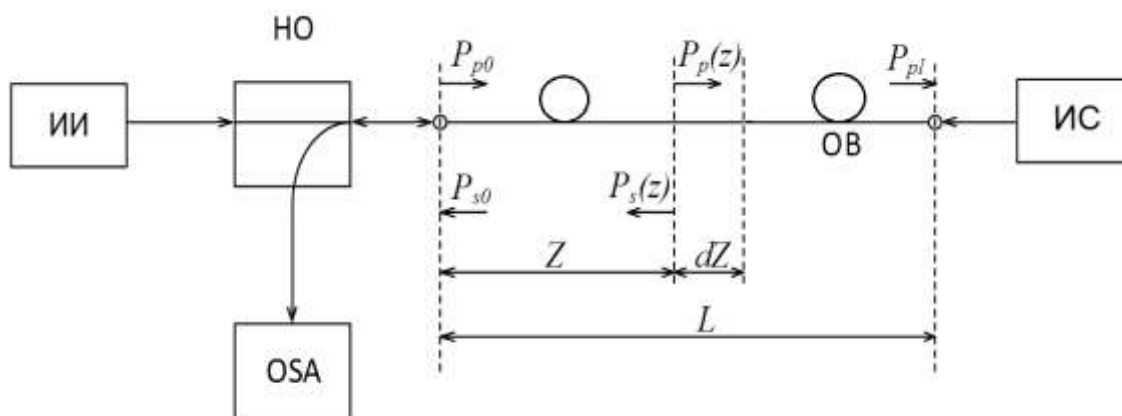


Рис. 6.8. Схема исследования оптического усилителя на основе эффекта ВРМБ.

Выражения для изменения интенсивности накачки dI_p и интенсивности сигнала dI_s на участке dZ аналогичны (6.10) и (6.11), а выражения для мощностей аналогичны (6.12) и (6.13). Процедура решения практически аналогична ранее рассмотренной, кроме определения второго начального условия, которое теперь состоит в том, что после анализа совокупности результатов решения системы ДУ мы выбираем то решение, при котором мощность сигнала на выходном конце ОВ (при $Z=L$) равна заданному значению сигнала P_{s1} источника ИС.

На рис. 6.10 показаны зависимости изменений уровней мощности накачки p_p и полезного сигнала p_s от расстояния в стандартном ОВ длиной $L=10$ км при мощности накачки $p_p=3$ дБ и сигнала $p_{s1}=-20$ дБм.

С.Ф. Глаголев Нелинейная оптика и активные компоненты
 Тема 6. Вынужденное рассеяние Манделъштамма-Бриллюэна

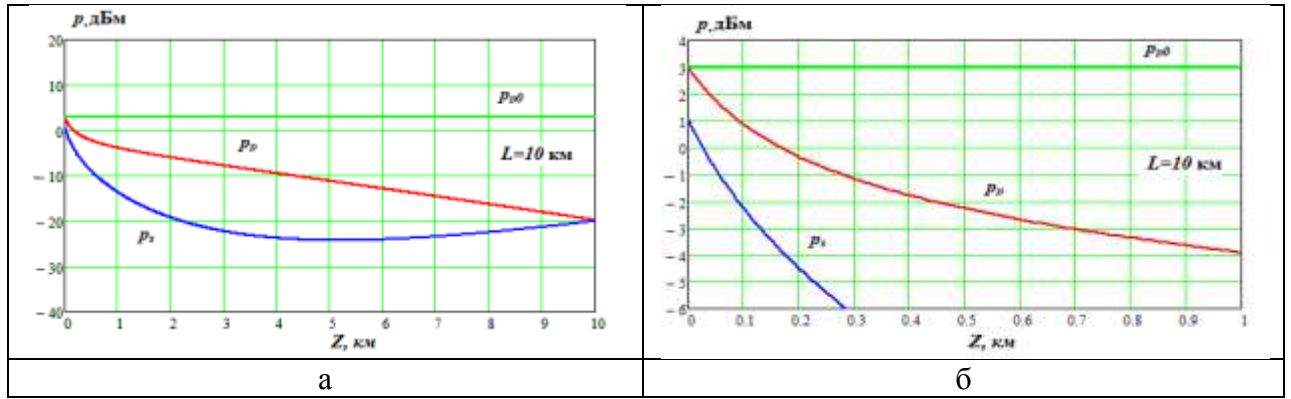


Рис. 6.9. Изменение уровня мощности сигнала на входе и уровня накачки на выходе ОВ от расстояния

В таблице 6.1 приведены значения коэффициента усиления G и уровня мощности выходного сигнала p_{s0} усилителя ВРМБ на стандартном одномодовом ОВ длиной 10 км при различных уровнях входных сигналах p_{sl} и уровнях накачки p_{p0} .

Таблица 6.1

p_{sl} , дБм	Параметры ВРМБ усилителя при уровне накачки, дБм					
	3		6		9	
	p_{s0}	G	p_{s0}	G	p_{s0}	G
-84.15 (нет сигнала)	-4.19	79.96	3.42	87,57	7.808	91.957
-70	-2.38	67.62	3.83	73.83	7.965	77.965
-60	-2.376	57.62	4.096	64.196	8.074	68.074
-50	-0.645	49.36	4.34	54.34	8.175	58.175
-40	0.024	40.024	4.58	44.58	8.274	48.274
-30	0/589	30.59	4.8	34.8	8.37	38.37
-20	1.075	21.75	5	25	8.46	28.46
-10	1.494	11.494	5.17	15.17	8.542	18.542

7. Вынужденное комбинационное рассеяние Рамана

7.1. Теоретическое описание эффекта вынужденного комбинационного рассеяния

Отметим, что у комбинационного рассеяния (КР), называемого также рассеянием Рамана по имени его открывателя индийского физика лауреата нобелевской премии Чандрасеkhара Венката, много общего с РМБ, а у вынужденного КР (ВКР) с ВРМБ. При этом различия в математическом описании этих явлений носят часто скорее количественный, чем качественный характер [1-5, 7, 12].

На рис. 7.1а показаны два вида рассеяния излучения в одномодовом оптическом волокне (ОВ). Первое это линейное рассеяние Рэля, которое не изменяет длины волны излучения и происходит во все стороны на микро неоднородностях среды. Его интенсивность обратно пропорциональна длине волны излучения в 4 степени. Второе это нелинейное рассеяние Рамана, при котором частота рассеянного излучения отличается от излучения накачки.

Сначала в ОВ при относительно небольших интенсивностях накачки возникает спонтанное рамановское или комбинационное рассеяние (КР) этого излучения. Этот нелинейный эффект (возникают новые частоты) приводит к тому, что небольшая часть мощности излучения накачки преобразуется в излучение с более низкой (стоксова составляющая КР) и более высокой (антистоксова составляющая КР) частотами. На рис. 7.1б показано изменение спектра излучения за счет стоксовой составляющей КР.

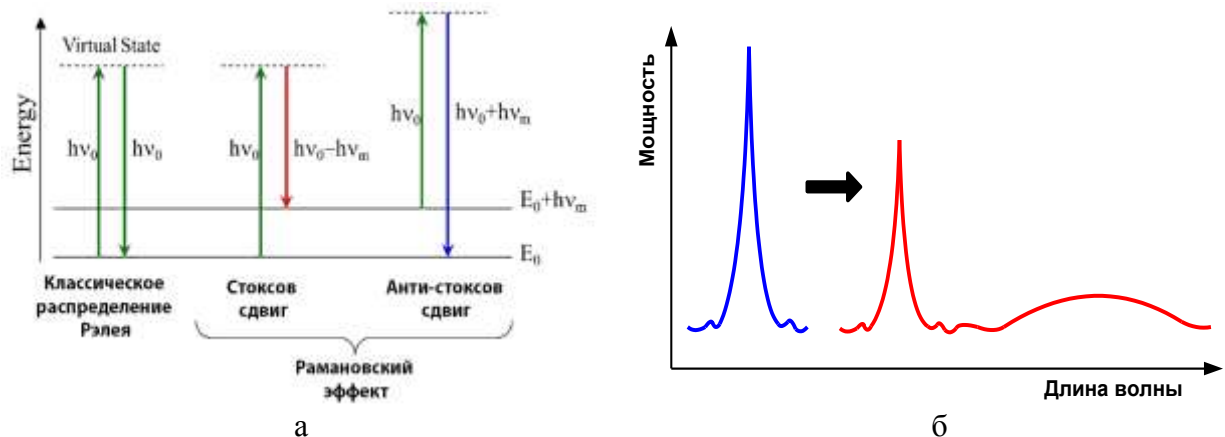


Рис. 7.1. Энергетические переходы в молекуле при рассеяниях Рэля и Рамана (а) и изменения спектра при рассеянии Рамана.

Изменение энергии и частоты фотона накачки и преобразование его в комбинационно рассеянный фотон происходит за счет обмена энергии фотона накачки с колебательной и/или вращательной модой молекулы вещества с энергией $h\nu_R$. При стоксовом рассеянии фотон накачки делится своей энергией с веществом, энергия и частота рассеянного фотона становится меньше, а молекула приобретает дополнительную энергию (остаточное возбуждение). При антистоксовом рассеянии фотон накачки заимствует энергию у вещества, энергия и частота рассеянного фотона увеличивается за счет энергии ранее возбужденной молекулы. Таким образом, спектр рассеянного света содержит несмещенную компоненту рэлеевского рассеяния на частоте падающего света, а также симметрично смещенные боковые компоненты стоксова и антистоксова КР. Относительная интенсивность боковых компонент КР для нерезонансных взаимодействий мала и составляет обычно $10^{-6} - 10^{-7}$ от интенсивности падающего света [4]. Стекла, используемые для изготовления ОВ, имеют широкие колебательные спектры, которые порождают широкие рамановские спектры.

В квантовой механике процесс КР описывается как рассеяние фотонов накачки на молекулах рассеивающей среды. Запишем выражения для энергий и частот спонтанно рассеянных фотонов. Для стоксова и антистоксова фотонов

$$h\nu_s = h\nu_p - h\nu_R \text{ и } \nu_s = \nu_p - \nu_R, \quad (7.1)$$

$$h\nu_A = h\nu_p + h\nu_R \text{ и } \nu_A = \nu_p + \nu_R. \quad (7.2)$$

При испускании каждого рассеянного фотона исчезает один фотон накачки. В кварцевом ОВ, легированном германием, центральная частота боковых полос, которой соответствует максимум рассеянного излучения, смещается на величину примерно $\nu_{Rm} = 13$ ТГц (смещение по длине волны примерно $\Delta\lambda_{pm} \approx 100$ нм, например $\lambda_p = 1450$ нм для $\lambda_{sm} = 1550$ нм).

Отметим, что вероятность возникновения стоксовых фотонов примерно на 1-2 порядка больше вероятности возникновения антистоксовых фотонов при небольших уровнях накачки. Это связано с тем, что количество уже возбужденных молекул, отдающих свою энергию фотону накачки, всегда меньше количества невозбужденных молекул, увеличивающих свою энергию за счет фотона накачки. Следовательно, меньше будет и интенсивность антистоксовой составляющей рассеянного излучения. Далее в этой главе мы будем в основном рассматривать стоксову составляющую рассеяния Рамана.

При увеличении мощности накачки наряду со спонтанным комбинационным рассеянием (КР) возникает вынужденное (стимулированное) комбинационное рассеяние (ВКР). Это явление также заключается в исчезновении фотона возбуждающего излучения и испускании фотона стоксовой или антистоксовой частоты, но вероятность этого процесса пропорциональна интенсивности возбуждающего и рассеянного излучения. Возникающий в результате ВКР фотон не отличим от возбуждающего фотона и имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и направление движения.

Итак, если в ОВ вводится только интенсивное излучение с частотой ν_p (накачка), сначала имеет место спонтанное КР в некотором диапазоне длин волн с максимумом на частоте ν_{sm} . Затем рассеянное излучение начинает действовать, как стимулирующее и возникает вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), которое приводит к возникновению усиленного спонтанного излучения (УСИ), которое выходит из ОВ в обе стороны.

Явление ВКР, также как и ранее рассмотренное ВРМБ, может использоваться для усиления света в довольно широком диапазоне стоксовых частот. Для этого нужно, чтобы фотоны накачки и сигнала распространялись параллельно в одномодовом ОВ, но необязательно в одном направлении. Сигнальный фотон со стоксовой частотой ν_s , является стимулирующим и вызывает испускание второго фотона, который имеет такую же частоту, фазу, направление распространения и состояние поляризации. Таким образом, излучение сигнала, если он есть, когерентно усиливается за счет ВКР.

Спектр стоксовой составляющей ВКР для кварцевого ОВ показан на рис. 7.2. Фактически эта зависимость интенсивности ВКР или УСИ от частоты. Эта же зависимость отражает изменения усилительной способности от частоты. Отметим, что стоксов сдвиг ν_R , показанный на рисунке, реально имеет знак минус, т.е. частота стоксовой компоненты ниже частоты накачки. Его ширина определяется колебательными характеристиками атомов (молекул) материала. Кварцевое стекло, германий, фосфор и другие легирующие добавки в ОВ имеют сильно отличающиеся по форме и величине спектральные распределения. В кварцевом ОВ, легированном германием, частота пика коэффициента усиления ВКР ниже частоты накачки на $\nu_{Rm} = 13$ ТГц. Спектр усиления рамановского ОУ (рис. 7.1) достаточно широкий и составляет обычно $\Delta\nu_R = 5-7$ ТГц ($\Delta\lambda_R = 35-55$ нм).

Для расширения спектра усиления сигналов в окне прозрачности $\lambda_{sm}=1550$ нм может использоваться накачка от нескольких источников с длинами волн от $\lambda_p=1.34$ до 1.47 мкм.

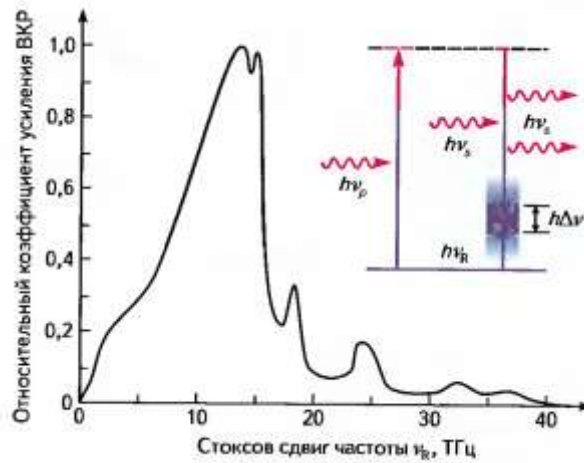


Рис. 7.2. Спектр ВКР и энергетическая диаграмма процессов усиления.

ВКР используется не только для создания волоконных оптических усилителей (ОУ), но и волоконных лазеров. Достоинство рамановского усиления и генерации заключается в том, что ширина полосы, в пределах которой они могут работать, определяется колебательным спектром материала, например кварцевого ОВ, а не шириной узкой линии перехода для вынужденного излучения, как при ВРМБ. Колебательные спектры достаточно широки и позволяют создавать рамановские ОУ и лазеры ВКР в полосе до 100 нм. Преимуществом ВКР также является большой разнос по частоте между сигналом и накачкой (13 ТГц).

Еще одним применением ВКР в ОВ является создание источников широкополосного излучения. Накачка вызывает в ОВ спонтанное комбинационное рассеяние, которое усиливается по мере распространения по ОВ за счет ВКР. При достаточной длине ОВ и интенсивности накачки возникает широкополосное достаточно мощное излучение (суперконтинум).

Коэффициент усиления (передачи) G рамановского ОУ зависит от длины пути L взаимодействия излучения накачки с излучением сигнала в ОВ, усилительной способности этого ОВ $g_R(\nu_p-\nu_s)=g_R(\nu_R)$, которая имеет размерность см/Вт. Коэффициент усиления зависит от разности частот накачки и сигнала ν_R , а также от интенсивности накачки I_p (Вт/см²). В первом приближении без учета затухания для накачки и сигнала в ОВ коэффициент усиления определяется выражением

$$G(\nu_s) = \frac{I_{se}}{I_{si}} = \exp[g_R(\nu_R) \cdot I_p \cdot L], \quad (7.3)$$

где I_{se} , I_{si} - интенсивности оптических сигналов на выходе и входе оптического усилителя, Вт/см².

Максимальная усилительная способность ВКР g_{Rm} в стандартном ОВ для частоты сигнала $\nu_{0sm}=287$ ТГц составляет $g_{0Rm} = 10^{-11}$ см/Вт при частоте накачки $\nu_{op} = 300$ ТГц ($\lambda_p = 1$ мкм). Для других частот ν_{sm} длин волн g_{Rm} можно рассчитать по выражению

$$g_{Rm}(\nu_{sm}) = g_{Rm}(\nu_{0sm}) \cdot \frac{\nu_{0sm}}{\nu_{sm}}. \quad (7.3a)$$

Эффект ВКР находит практическое применение благодаря широкому спектру усиливаемых длин волн и большому разному по частоте между сигналом и накачкой. Изменяя частоту накачки можно создать ОУ на любой диапазон длин волн, а используя

несколько источников с разными длинами волн можно расширять полосу усиливаемых длин волн.

7.2. Упрощенная модель волоконно-оптического ВКР усилителя

7.2.1. Основные уравнения и их упрощенное решение

Для практической реализации волоконно-оптического рамановского ОУ излучение накачки вводится в то же ОВ, по которому распространяется сигнал с помощью ответвителя WDM. Так же, как и в эрбиевых волоконно-оптических усилителях (EDFA), различают попутную (рис. 7.3а), встречную (рис. 7.3б) и двунаправленную накачки (рис. 7.3а и 7.3б вместе).

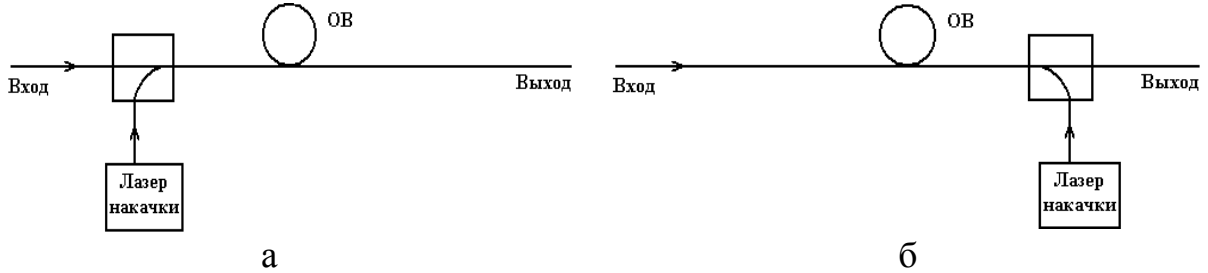


Рис. 7.3. Упрощенные схемы накачки волоконных ОУ.

Рассмотрим процессы, происходящие в однокаскадных волоконных ОУ (рис. 7.3а и 7.3б). Их основными элементами являются: лазер накачки, активная среда (обычно это телекоммуникационное ОВ) и направленный разветвитель (двухпортовый мультиплексор в волновой области - WDM), который обеспечивает ввод с малыми потерями в одно ОВ сигнала и накачки, где и происходит их взаимодействие.

Для изменений мощностей сигнала P_s на длине волны λ и накачки P_p (Вт) при прохождении расстояния dL в активной среде справедливо [5, 7, 12]:

$$\frac{dP_s}{dL} = \frac{g_R(\nu_R)}{S_p} \cdot P_p \cdot P_s - \alpha_s \cdot P_s, \quad (7.5)$$

$$\pm \frac{dP_p}{dL} = -\frac{\nu_p}{\nu_s} \cdot \frac{g_R(\nu_R)}{S_s} \cdot P_p \cdot P_s - \alpha_p \cdot P_p, \quad (7.6)$$

где $g_R(\nu_R)$ – усилительная способность активной среды на частоте $\nu_s = \nu_p - \nu_R$, м/Вт, ν_s , ν_p – частоты сигнала и накачки, соответственно, Гц, α_s , α_p – коэффициенты затухания для сигнала и накачки, соответственно, 1/м (Нп/м), S_s и S_p – эффективные площади поперечного сечения сердцевин ОВ для излучения сигнала и излучения накачки (м²). В выражении (7.6) знак «+» соответствует накачке в попутном, а знак «-» во встречном направлениях. В выражении (7.5) первый член правой части характеризует истощение мощности накачки за счет возрастания мощности сигнала, а второй обычное затухание накачки.

Система уравнений (7.5) и (7.6) не имеют строгого аналитического решения. Однако, если можно пренебречь истощением накачки, их можно решить аналитически [4]. В этом случае уравнение (7.6) примет вид:

$$\pm \frac{dP_p}{dL} = -\alpha_p P_p, \text{ или } \pm \frac{dP_p}{P_p} = -\alpha_p dz \quad (7.6a)$$

Интегрируя (7.6a), получим аналитическое решение (7.6a) для накачки:

$$P_p(L) = P_{p0} \cdot \exp(\mp \alpha_p \cdot L) \quad (7.6b)$$

где P_{p0} – мощность накачки в начале усилительного участка, L – расстояние, пройденное сигналом и накачкой в активной среде.

Подставив выражение (7.6б) в (7.5), можно получить

$$\frac{dP_s}{dL} = \left[\frac{g_R(\nu_R) \cdot P_{p0}}{S_p} \cdot \exp(\mp \alpha_p \cdot L) - \alpha_s \right] \cdot P_s, \quad (7.7)$$

где P_{p0} - мощность накачки при $L=0$, верхний знак в экспоненте соответствует накачке в попутном направлении, нижний - во встречном.

В результате интегрирования (7.7) получим выражения для мощностей сигнала и накачки на выходе ОВ длиной L :

$$P_s(L) = P_s(0) \cdot \exp\left(\pm \frac{g_R(\nu_R) \cdot P_{p0}}{S_p} \cdot L_{ef} - \alpha_s \cdot L\right), \quad (7.8)$$

$$P_p(L) = P_p(0) \cdot \exp(\mp \alpha_p \cdot L) \quad (7.9)$$

где L_{ef} - эффективная длина активной среды, в которой происходит оптическое усиление сигнала, и вообще проявляются нелинейные эффекты.

Величину L_{ef} можно рассчитать по выражению:

$$L_{ef} = \frac{1 - \exp(\mp \alpha_p \cdot L)}{\alpha_p}, \quad (7.10)$$

верхний знак в экспонентах соответствует накачке в попутном направлении, нижний - во встречном.

На рис. 7.4а приведен нормализованный измеренный спектр комбинационного усиления $g_R(\nu_R) = g_R(\nu_p - \nu_s)$ для плавленого кварца при накачке с длиной волны $\lambda_p = 1$ мкм. Ширина спектра усиления на уровне 0,5 составляет $\Delta\nu_s = 8$ ТГц или $\Delta\lambda_s = 63$ нм. Максимум усиления приходится на стоксову частоту, которая для плавленого кварца смещена относительно частоты накачки на $g_{Rm} = 13,2$ ТГц (примерно 100 нм). Следует отметить, что рамановское усиление максимально, если направления поляризации излучений сигнала и накачки совпадают (кривая а) и минимально, если их поляризации ортогональны (кривая б).

Для дальнейших расчетов была проведена аппроксимация экспериментальной зависимости рамановского усиления от частотного сдвига ν_R выражением:

$$Y_0(\nu_R) = \frac{K_1}{(\Delta\nu_1)^2 + (\nu_R - \nu_{01})^2} + \frac{K_2}{(\Delta\nu_2)^2 + (\nu_R - \nu_{02})^2}, \quad (7.11)$$

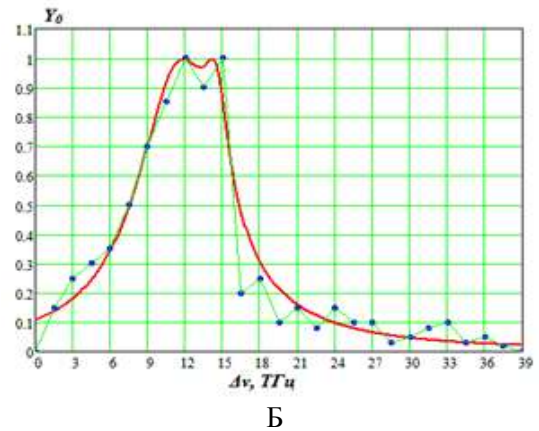
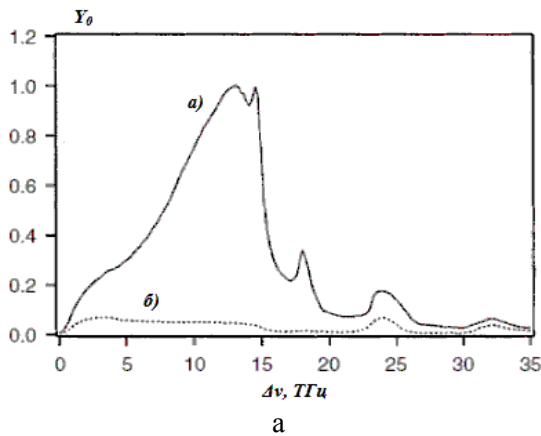


Рис. 7.4. Нормализованный спектр рамановского усиления, полученный экспериментально (а) и аппроксимированный (б).

Аппроксимация представляет собой сумму двух резонансных кривых с различными резонансными частотами ν_{01} и ν_{02} . На рис. 7.4б показана аппроксимирующая

кривая и экспериментальные точки. Полученные значения аппроксимирующих параметров: $K_1=15,8 \text{ ТГц}^2$, $K_2=0,518 \text{ ТГц}^2$, $\Delta\nu_1=4,1 \text{ ТГц}$, $\Delta\nu_2=1,2 \text{ ТГц}$, $\nu_{01}=11,5 \text{ ТГц}$, $\nu_{02}=14,5 \text{ ТГц}$.

Определим эквивалентную ширину аппроксимированного спектра усилительной способности $\Delta\nu_R$ путем интегрирования (7.11)

$$\Delta\nu_R = \int_0^{\nu_{Rmax}} Y(\nu_R) \cdot d(\nu_R) \quad (7.11a)$$

При $\nu_{Rmax} = 39 \text{ ТГц}$ $\Delta\nu_R = 11.5 \text{ ТГц}$.

Для стандартного ОВ максимальное значение усилительной способности на длине волны 1550 нм в соответствии с (7.3а) составляет $g_{Rm} = 6 \cdot 10^{-14} \text{ м/Вт}$.

На рис. 7.5 приведены результаты расчетов мощностей по выражениям (7.8-7.10) для рамановского ОУ при следующих исходных данных: $g_R = 6 \cdot 10^{-14} \text{ м/Вт}$, $S_p = 63,6 \text{ мкм}^2$, $\alpha_s = 0,2 \text{ дБ/км}$, $\alpha_p = 0,26 \text{ дБ/км}$, $P_{s0} = 0,1 \text{ мВт}$, $P_{p0} = 0,5 \text{ Вт}$ (для попутной накачки); $P_{p0} = 0,12 \text{ мВт}$ и $P_{pL} = 0,5 \text{ Вт}$ (для встречной накачки).

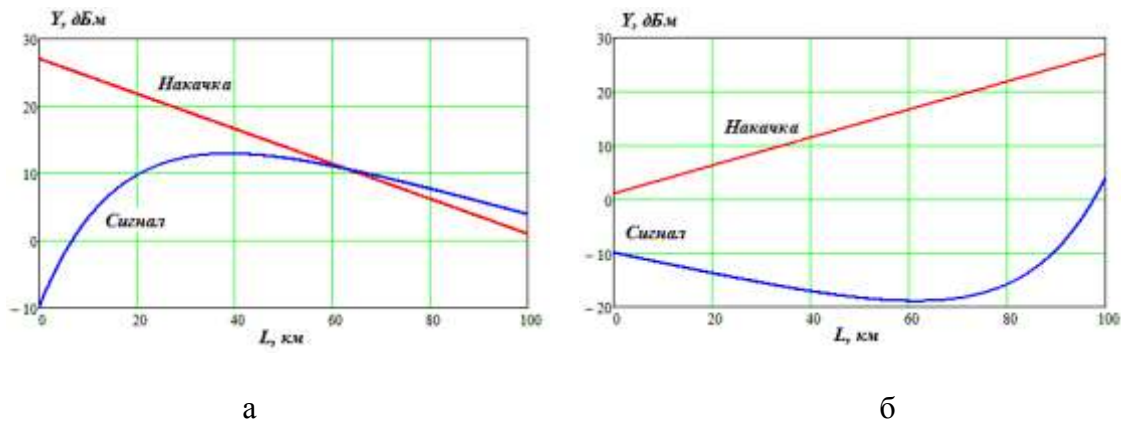


Рис. 7.5. Результаты расчетов зависимостей мощности сигнала и накачки от длины ОВ накачки для попутной (а) и встречной (б) накачки без учета ее истощения

Видно, что при попутной накачке сигнал с увеличением расстояния сначала растет, потом достигает максимума, и ослабляется, а накачка монотонно ослабляется.

При встречной накачке сигнал вначале может даже ослабляться, а потом при приближении к источнику накачки быстро возрастает.

Для волоконных ОУ существует оптимальная длина ОВ, при которой усиление достигает максимума. Для рамановских усилителей, использующих в качестве активной среды кварцевое ОВ, эта длина составляет десятки км.

7.2.2. Коэффициент усиления

Коэффициент усиления оптического усилителя зависит как от усилительной способности активной среды $g_R(\nu_p-\nu_s)$, так и от длины активной области L . Из упрощенного выражения (7.8) можно получить коэффициент оптического усиления:

$$G(\nu_s) = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = \exp\left(\frac{g_R(\nu_R)}{S_p} \cdot P_{p0} \cdot L_{ef} - \alpha_s \cdot L\right). \quad (7.12)$$

На рис. 7.6а показаны результаты расчетов эффективной длины L_{ef} по выражению (7.10), а на рис. 7.6б результаты расчетов коэффициента усиления G по выражению (7.12) от длины ОВ для рамановского ОУ с попутной накачкой для ранее приведенных исходных данных. Видно, что эффективная длина L_{ef} с увеличением длины ОВ при малых значениях $L \ll 1/\alpha_p$ растет, а потом при больших значениях $L \gg 1/\alpha_p$ стремится к постоянной величине $1/\alpha_p$. Коэффициент усиления G при попутной накачке с

увеличением L вначале экспоненциально возрастает при малых значениях $L \ll 1/\alpha_p$, достигает максимума, и при больших значениях $L \gg 1/\alpha_p$ начинает уменьшаться, стремясь к нулю.

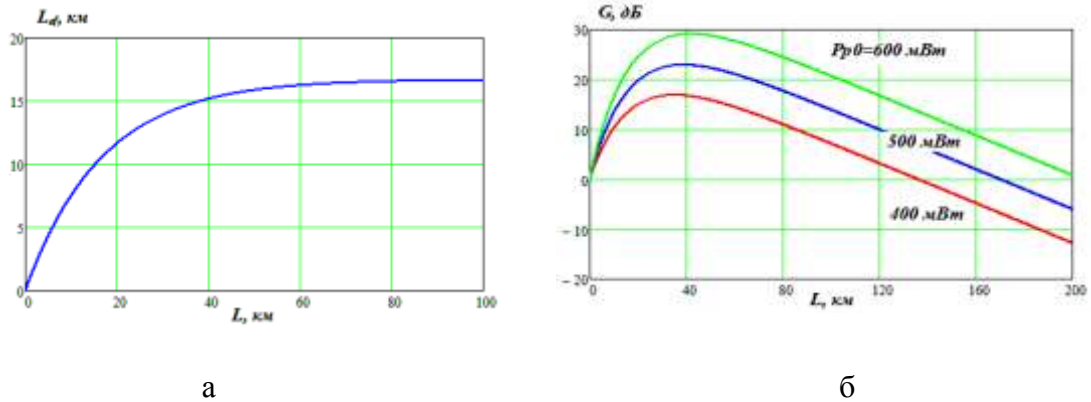


Рис. 7.6. Эффективная длина (а) и коэффициент усиления (б) Рамановского ОУ в зависимости от расстояния при попутной накачке

Следует отметить, что упрощенное решение может давать значительную погрешность расчета. Далее мы рассмотрим более сложную и адекватную модель рамановского ОУ с учетом истощения накачки и усиленного спонтанного излучения.

7.2.3. Источники шума. Порог возникновения ВКР.

Напомним, что когерентное усиление сигнала в ОУ ВКР возникает из-за того, что фотоны сигнала, распространяются в ОВ совместно с накачкой, которая возбуждает атомы среды. Наличие сигнала делает излучение возбужденных атомов вынужденным. Возникают новые фотоны не отличимые от фотонов сигнала. Причем одновременно усиливаемых в ОУ сигналов может быть много.

Однако активная среда ОУ генерирует вторичные фотоны не только за счет вынужденного излучения, но и за счет спонтанных переходов возбужденных атомов в более низкое энергетическое состояние. Эти спонтанно возникшие фотоны также при дальнейшем распространении усиливаются в ОУ и создают УСИ, которое является фоновым излучением и основным источником шума в ОУ. Для уменьшения УСИ полезный сигнал на выходе ОУ фильтруют с помощью полосового оптического фильтра с оптимальной шириной и формой амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ). В многоканальных системах используют оптические фильтры на каждый канал. Роль такого фильтра в системах DWDM выполняет демультиплексор.

Проведем расчет мощности УСИ. Будем полагать, что спектральная плотность мощности спонтанного излучения в районе частоты сигнала в любом сечении ОВ равна [4]

$$S_{ss} = h \cdot \nu_s / \Delta\nu \text{ (Дж/Гц)}. \quad (7.13)$$

Это эквивалентно наличию одного фотона на моду (на $\Delta\nu=1$ Гц). Исходя из (7.13) и спектральной зависимости ВКР усиления $g_R(\nu_p-\nu_s)$, показанной на рис. 7.2 и 7.4, и аппроксимированной выражением (7.11) можно определить мощность УСИ на выходе ОВ с коэффициентом усиления $G(\nu_p-\nu_s)$

$$P_{ase}(L) = \int_0^\infty S_{ss} \cdot G(\nu_R) \cdot d\nu_R = \int_0^\infty S_{ss} \cdot \exp[g_R(\nu_R) \cdot I_p(0) \cdot L_{ef} - \alpha_s \cdot L] \cdot d\nu_R \quad (7.14)$$

Реально интегрирование надо проводить в пределах существования УСИ, т.е. до некоторого значения ν_{Rmax} . Для оценки величины мощности УСИ можно ввести следующие упрощения. Отказаться от учета реальной зависимости $g_R(\nu_R)$, принять

значение $g_R(\nu_R)$ равным максимальному значению g_{Rm} , и ввести эквивалентную полосу частот УСИ B_{ecv} , исходя из условия

$$\int_0^\infty g_R(\nu_R) \cdot d\nu_R = g_{Rm} \cdot B_{ecv} \quad (7.15)$$

Тогда выражение (7.14) примет вид

$$P_{ase}(L) = S_{ss} \cdot \exp \left[g_{Rm} \cdot \frac{P_p(0)}{S_p} \cdot L_{ef} - \alpha_s \cdot L \right] \cdot B_{ecv} \quad (7.16)$$

Эффект ВКР также как и эффект ВРМБ является пороговым, т.е. возникает при большом уровне излучения накачки на входе в ОВ. Проведем оценку пороговой мощности попутной накачки для ВКР усилителя на основе упрощенного расчета. Порог ВКР определяется как мощность накачки на входе в ОВ, при которой на выходе ОВ мощность УСИ становится равной мощности накачки в отсутствие входного сигнала

$$P_{ase}(L) = P_p(L) = P_p(0) \cdot \exp(-\alpha \cdot L), \quad (7.17)$$

где $P_p(0) = I_p(0) \cdot S_p$ - мощность накачки на входе ОВ, $I_p(0)$ - интенсивность накачки.

Из выражений (7.17) и (7.16) получим уравнение для пороговой мощности попутной накачки P_{ppr}

$$S_{ss} \cdot \exp \left[g_{Rm} \cdot \frac{P_{ppr}}{S_p} \cdot L_{ef} - \alpha_s \cdot L \right] \cdot B_{ecv} = P_{ppr} \cdot \exp(-\alpha_p \cdot L) \quad (7.18)$$

Для дальнейшего упрощения выражения (7.18) примем $\alpha_s = \alpha_p$ и полагая $L_{ef} = 1/\alpha$ при $L \rightarrow \infty$ получим следующее трансцендентное уравнение относительно P_{ppr}

$$S_{ss} \cdot \exp \left[g_{Rm} \cdot \frac{P_{ppr}}{\alpha \cdot S_p} \right] \cdot B_{ecv} - P_{ppr} = 0 \quad (7.19)$$

с разновидностями

$$\exp \left[g_{Rm} \cdot \frac{P_{ppr}}{\alpha \cdot S_p} \right] - \frac{P_{ppr}}{S_{ss} \cdot B_{ecv}} = 0 \quad \text{или} \quad g_{Rm} \cdot \frac{P_{ppr}}{\alpha \cdot S_p} - \ln \left(\frac{P_{ppr}}{S_{ss} \cdot B_{ecv}} \right) = 0$$

Решение уравнения (7.19) при $\alpha = 0.2$ дБ/км (0.046 1/км), $S_p = 80$ мкм², $B_{ecv} = 4$ ГГц, $g_{Rm} = 6.4 \cdot 10^{-14}$ м/Вт на стоксовой длине волны $\lambda_{sm} = 1550$ нм дает $P_{ppr} = 0.816$ Вт.

Сравним полученную таким образом величину пороговой мощности со значением, вычисленным по выражению [1]

$$P_{ppr} = 16 \cdot \alpha \cdot A_{ef} / g_R(\nu_{s0}). \quad (7.19a)$$

Расчет по (7.19a) дает значение $P_{ppr} = 0.914$ Вт.

Расчитать мощность УСИ на выходе ОУ в узкой полосе оптических частот $d\nu_s$ можно следующим образом:

$$dP_n = 2h \cdot F_n \cdot (G(\nu_s) - 1) \cdot \nu_s \cdot d\nu_s \quad (7.20)$$

где $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, ν_s - частота сигнала, G - коэффициент усиления на частоте ν_s , F_n - шум-фактор.

Шум-фактор показывает во сколько раз реальная мощность УСИ превышает теоретическую. Это означает, что бесшумных усилителей не существует.

Для определения полной мощности УСИ необходимо интегрировать выражение (7.20) в полосе частот усиления ОУ.

Существует еще один специфический источник шума в ОУ - остаточный сигнал накачки на выходе (входе) усилителя, влияние которого (на передатчик или детектор в системе связи) может быть уменьшено с помощью заграждающего фильтра на выходе (входе) ОУ, настроенного на частоту накачки. Как правило, этого достаточно.

Для многоканальных оптических усилителей в системах со спектральным уплотнением характерны перекрестные помехи, проявляющиеся как паразитная амплитудная (ПАМ), частотная (ПЧМ) или фазовая (ФЧМ) модуляция сигнала одного канала сигналами других каналов.

Следует отметить, что рассмотренное упрощенное решение без учета истощения накачки может давать значительную погрешность расчета, особенно для ОУ с попутной накачкой.

7.2.4. Более строгая модель волоконно - оптического усилителя Рамана

В упрощенной модели волоконно-оптического усилителя не учитывалось усиленное спонтанное излучение (УСИ) и истощение накачки за счет сигнала и усиленного спонтанного излучения. С учетом этих факторов работа волоконно-оптического усилителя может быть описана следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dP_s}{dL} = \frac{g_R}{S_p} \cdot P_p \cdot P_s - \alpha_s \cdot P_s, \quad (7.21)$$

$$\pm \frac{dP_p}{dL} = -\frac{v_p}{v_s} \cdot \frac{g_R}{S_s} \cdot P_p (P_s + P_n) - \alpha_p P_p, \quad (7.22)$$

$$\text{где } P_n(L) = (2h \cdot v_s \cdot F_n \cdot \Delta v_{oy} + P_{n0}) \cdot \frac{P_s(L)}{P_s(0)}, \quad (7.23)$$

P_{n0} – мощность шумов на входе ОУ от предыдущих каскадов.

В выражении (7.23), полученном из (7.20) мы обычно можем пренебречь 1 по сравнению с коэффициентом усиления G , полагая $G \gg 1$. Тогда после дифференцирования (7.23) по L получим третье уравнение в систему уравнений (7.21) и (7.22)

$$\frac{dP_n(L)}{dL} = \frac{2h \cdot v_s \cdot F_n \cdot \Delta v + P_{n0}}{P_s(0)} \cdot \frac{dP_s(L)}{dL}. \quad (7.24)$$

Эта система уравнений (7.21), (7.22) и (7.24) отличается от ранее рассмотренной системы (7.5) и (7.6) тем, что учитывает истощение накачки за счет УСИ и позволяет определить уровень УСИ на выходе ОУ.

На кафедре ФиЛС разработана программа для расчетов рамановских оптических усилителей (РОУ) с попутной и встречной накачкой. На рис. 7.7 и 7.8. показаны экраны этой программы при расчете рамановских ОУ с попутной и встречной накачками, соответственно. На рисунках показаны зависимости уровней мощности сигнала, накачки и УСИ от расстояния для мощности накачки 1 Вт.

С.Ф. Глаголев Нелинейная оптика и активные компоненты
 Тема 7. Вынужденное комбинационное рассеяние Рамана

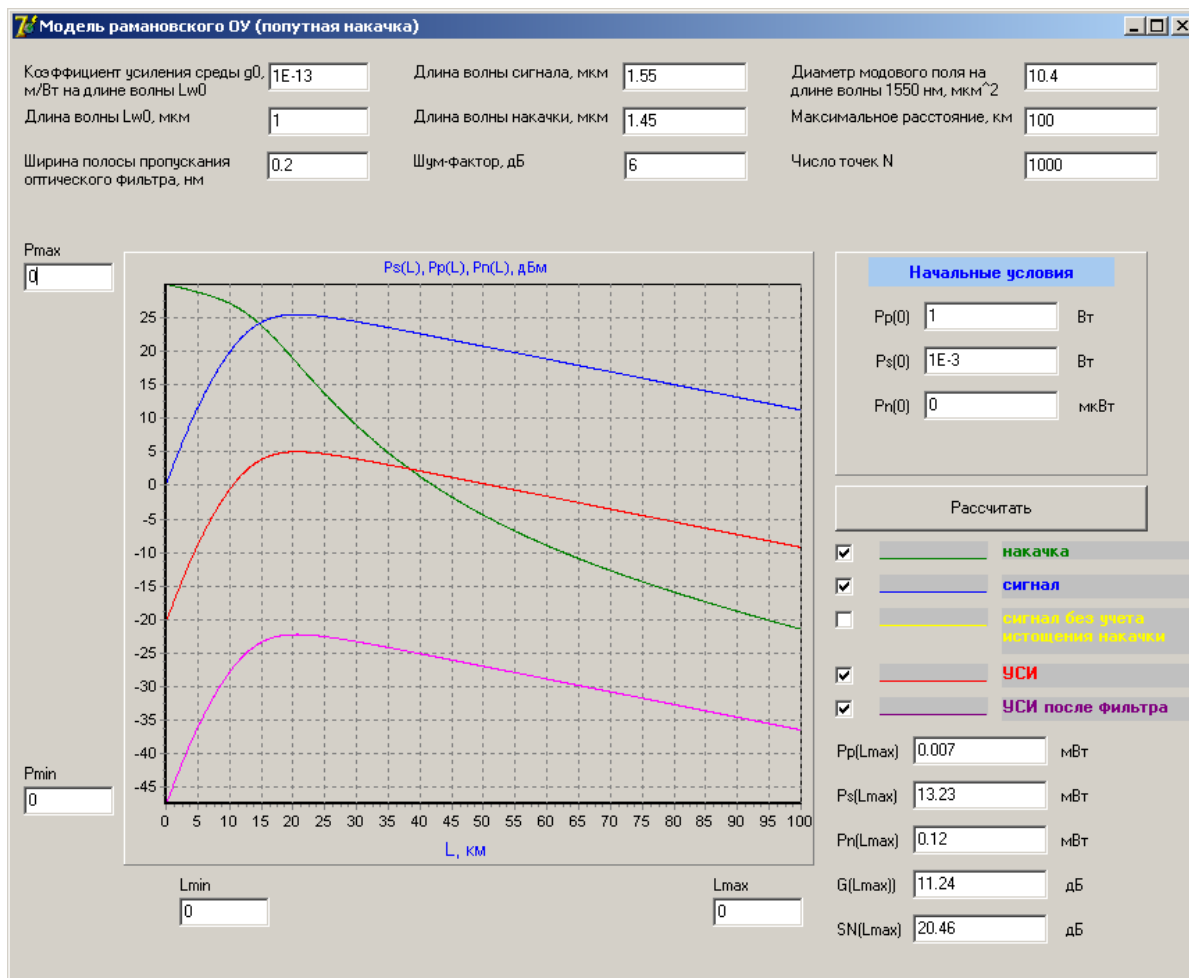


Рис. 7.7. Зависимости мощностей сигнала, накачки и усиленного спонтанного излучения от расстояния при использовании попутной накачки в рамановском ОУ.

На рис. 7.7 показано изменение полезного сигнала и попутной накачки вдоль ОВ. Видно, что в начальной области ОВ с увеличением расстояния сигнал и коэффициент усиления быстро возрастают, достигая максимума на некотором расстоянии, зависящем от начального уровня сигнала. С увеличением уровня сигнала это расстояние уменьшается, что связано с более быстрым истощением накачки. При дальнейшем увеличении расстояния сигнал и коэффициент усиления падают. На экране также показано изменение УСИ в широкой полосе частот всего усилителя и УСИ в одном канале с узкой полосой частот. Видно, что УСИ достигает максимума при той же длине, что и полезный сигнал. Отметим, что с увеличением расстояния истощение накачки вначале идет сравнительно медленно, т.к. сигнал еще мал. В дальнейшем накачка истощается быстро, отдавая свою энергию сигналу и УСИ. После прохождения сигналом и УСИ максимума скорость истощения накачки также снижается, стремясь к величине затухания, обусловленному простым рэлеевским рассеянием и поглощением в ОВ на длине волны накачки.

Из рис. 7.8 видно, что при встречной накачке в начале усилительного участка сигнал и УСИ с увеличением расстояния даже уменьшаются, достигая минимума на некоторой длине. После чего быстро возрастает. При встречной накачке при прочих равных условиях отношение сигнала к УСИ такое же, как и при попутной.

С.Ф. Глаголев Нелинейная оптика и активные компоненты
 Тема 7. Вынужденное комбинационное рассеяние Рамана

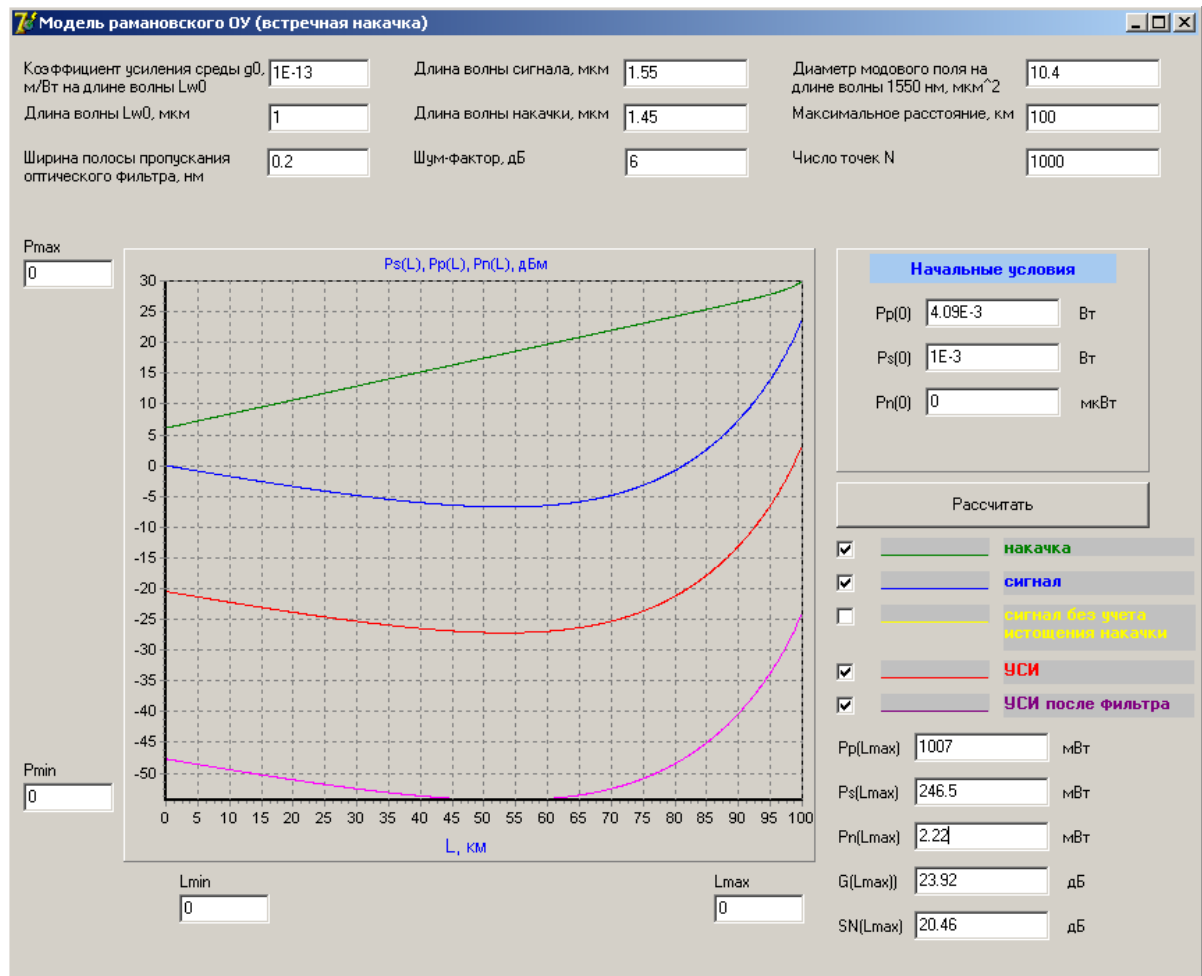


Рис.7.8. Зависимости мощностей сигнала, накачки и усиленного спонтанного излучения от расстояния при использовании встречной накачки.

Разработанная программа позволяет также рассчитывать различные варианты схем построения ВОСС с несколькими усилительными пунктами. На рис. 7.9 показана схема десятиканальной ВОСС с DWDM, состоящая из трех участков и двух рамановских ОУ с попутной накачкой. Там же показаны диаграммы уровней суммарного сигнала и УСИ в широкой полосе частот пропускания ОУ, а также диаграммы уровней сигнала и УСИ в узкой полосе частот одного канала. При построении диаграмм уровней предполагалось, что многоканальная ВОСС содержит 10 высокоскоростных каналов с суммарным уровнем 20 дБм, а в каждом канале уровень составляет 10 дБм.

При разработке конкретных схем связи с рамановскими ОУ выбирается количество усилительных участков, места размещения ОУ, параметры каждого ОУ, т.е. количество излучателей и их мощности. В нашем примере для обеспечения дуплексной связи и размещения усилительных пунктов обоих направлений передачи в одних и тех же местах для ОУ необходимо использовать накачку разной мощности. Также накладывалось условие, при котором усилительные участки, прилегающие к оконечным пунктам, должны были иметь одинаковую протяженность, а остальные участки могли иметь большие протяженности. В примере первый из двух усилителей обеспечивает большее усиление и увеличивает длину участка регенерации до 160 км при мощности накачки 1 Вт. Для второго усилителя с меньшим усилением достаточно мощности накачки 0.4 Вт. Использование оптических предусилителей в оконечных пунктах в данном случае не предполагалось.

С.Ф. Глаголев Нелинейная оптика и активные компоненты
 Тема 7. Вынужденное комбинационное рассеяние Рамана

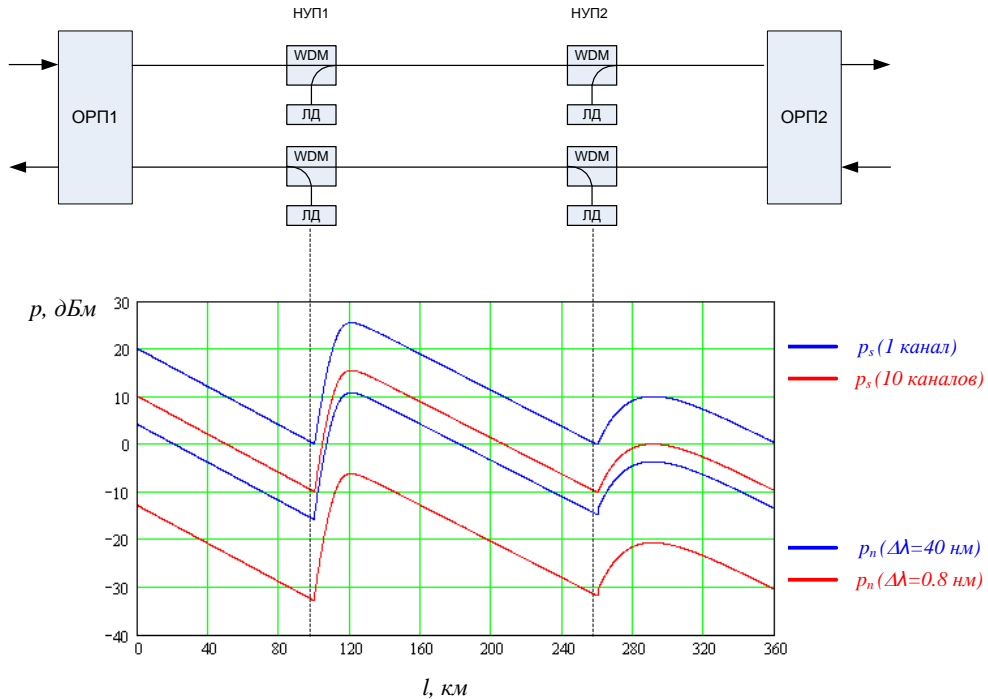


Рис. 7.9. Каскадное включение распределенных рамановских ОУ с попутной накачкой

На рис. 7.10 показана схема десятиканальной ВОСС с DWDM, состоящая из трех участков, двух рамановских ОУ со встречной накачкой, а также диаграммы уровней для сигнала, накачки и УСИ. При размещении ОУ на трассе предполагалось, что на входах ФП установлены дискретные предварительные ОУ (полупроводниковые или эрбиевые). Это позволяет увеличить длину крайних секций у конечных пунктов до 200 км. Второй ОУ обеспечивает большее усиление и увеличивает длину участка регенерации до 280 км при мощности накачки 1 Вт. Первый ОУ имеет меньшую мощность накачки и обеспечивает единичный коэффициент передачи на длине 200 км.

Сравнение попутной и встречной накачек показывает преимущества встречной накачки, как по максимальному приросту длины участка регенерации на одном пролете между двумя линейными ОУ, так и по большему отношению сигнала к УСИ.

С.Ф. Глаголев Нелинейная оптика и активные компоненты
Тема 7. Вынужденное комбинационное рассеяние Рамана

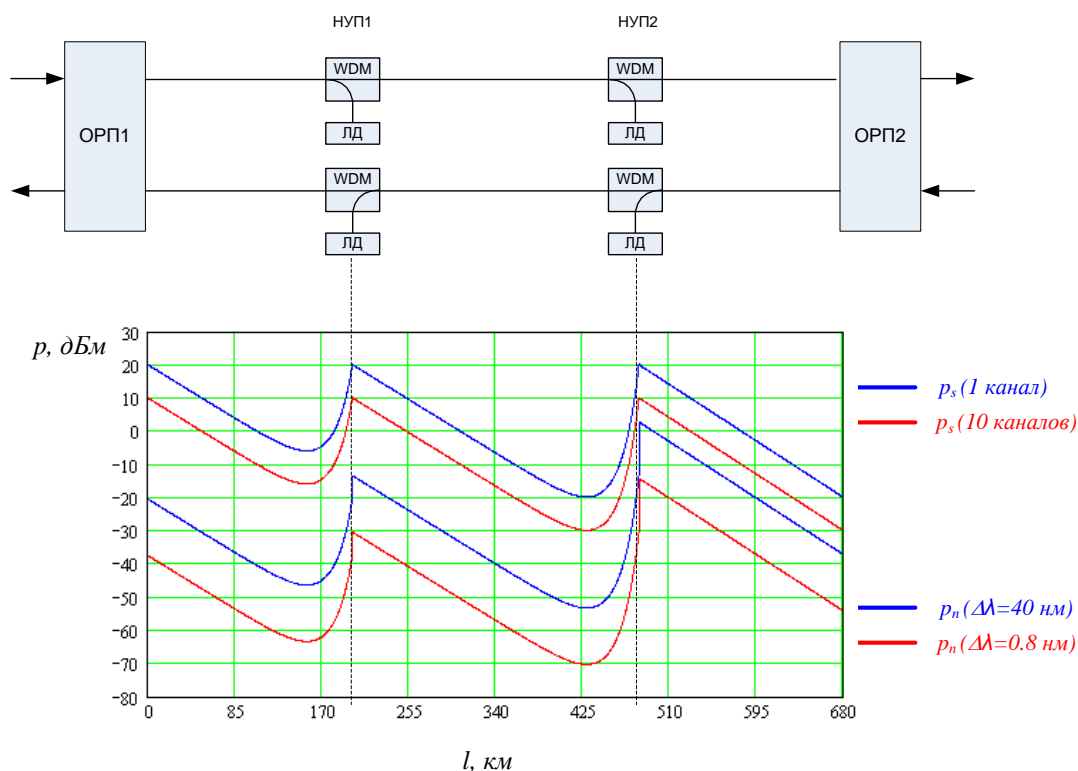


Рис. 7.10. Каскадное включение распределенных рамановских ОУ со встречной накачкой

Литература

1. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ.- М.: Мир, 1996.- 323 с., ил.
2. Воронин В.Г., Наний О.Е. Основы нелинейной волоконной оптики: учебное пособие/В.Г. Воронин, О.Е. Наний. - М.: Университетская книга, 2011.- 128 с. ил.
3. Рамановские усилители на волоконно-оптических линиях передачи : Монография / В.А. Андреев, М.В. Дашков. – М. : Ириас, 2008.- 219 с.