

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

А.И. Башкиров
Б.Н. Буримов
А.С. Акрестина

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

Методические указания к лабораторной работе
для студентов технических направлений подготовки

Томск 2024

УДК 535:53(075.8)
ББК 22.34я73
Б33

Башкиров, Александр Иванович

Б33 Исследование планарного акустооптического модулятора: Методические указания к лабораторной работе для студентов технических направлений подготовки / А.И. Башкиров, Н.И. Буримов, А.С. Акрестина. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2024. – 12 с.

Представлены методические указания к лабораторной работе для студентов технических направлений подготовки. Цель данной работы: исследование принципа работы акустооптического модулятора света в составе анализатора спектра радиосигнала.

Одобрено на заседании каф. ЭП, протокол № 05-24 от 08.05.2024 г.

УДК 535:53(075.8)
ББК 22.34я73

© Башкиров А.И., Буримов Н.И.,
Акрестина А.С. 2024

© Томск. гос. ун-т систем упр. и
радиоэлектроники, 2024

Содержание

1 Введение	5
2 Теоретическая часть	5
2.2 Дифракция Рамана-Ната	7
2.3 Дифракция Брэгга	8
2.4 Контрольные вопросы	10
3 Экспериментальная часть	10
3.1 Задание	10
3.2 Порядок выполнения работы	12
3.3 Содержание отчета	12
Список литературы	12

1 Введение

Цель работы – исследование принципа работы акустооптического модулятора света в составе анализатора спектра радиосигналов.

2 Теоретическая часть

2.1 Конструкция планарного акустооптического модулятора

В настоящее время широкое распространение получили планарные акустооптические модуляторы (ПАОМ), принцип действия которых основан на явлении дифракции света на ультразвуковых колебаниях. ПАОМ работает следующим образом (рис.2.1). Входной сигнал $S(t)$ с помощью пьезоэлектрического преобразователя 2 возбуждает в прозрачном для света образце 3 упругие колебания, распространяющиеся в нем со скоростью v .

В силу конечности скорости колебания, возникшие у поверхности, на которой расположен преобразователь ($x=0$) в момент времени t достигнут точки с координатой x внутри образца с некоторым запаздыванием равным $t_0 = \frac{x}{v}$. Поэтому величина колебаний в различных точках образца для фиксированного момента времени будет пропорциональна $S(t - \frac{x}{v})$. Таким образом, зависимость величины колебаний от координаты x , будет повторять временную зависимость входного сигнала $S(t)$.

Возникновение упругих колебаний в образце приводит к изменению его показателя преломления n . Для изотропной среды

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \frac{n_0^3 p U}{2}, \quad (2.1)$$

где p – эффективный фотоупругий коэффициент; U – величина деформации среды.

Так как величина деформации изменяется от точки к точке, то показатель преломления образца также будет промодулирован по закону изменения входного сигнала.

Поскольку скорость звуковой волны много меньше скорости света в среде, то можно считать, что в каждый момент времени свет будет взаимодействовать с неподвижной средой, у которой коэффициент преломления меняется от точки к точке. Оптические лучи, проходящие через различные участки модулятора, испытывают различные фазовые сдвиги

$$\Psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} n(x) d \quad (2.2)$$

Таким образом, световая волна, выходящая из модулятора, представляет собой пространственно-модулированную по фазе волну, отображающую форму входного сигнала, а ПАОМ – тонкий фазовый транспарант с функцией пропускания вида:

$$T_E(x) = P_D(x) \exp(i\Psi(x)) \quad (2.3)$$

где $P_D(x)$ - апертурная функция модулятора.

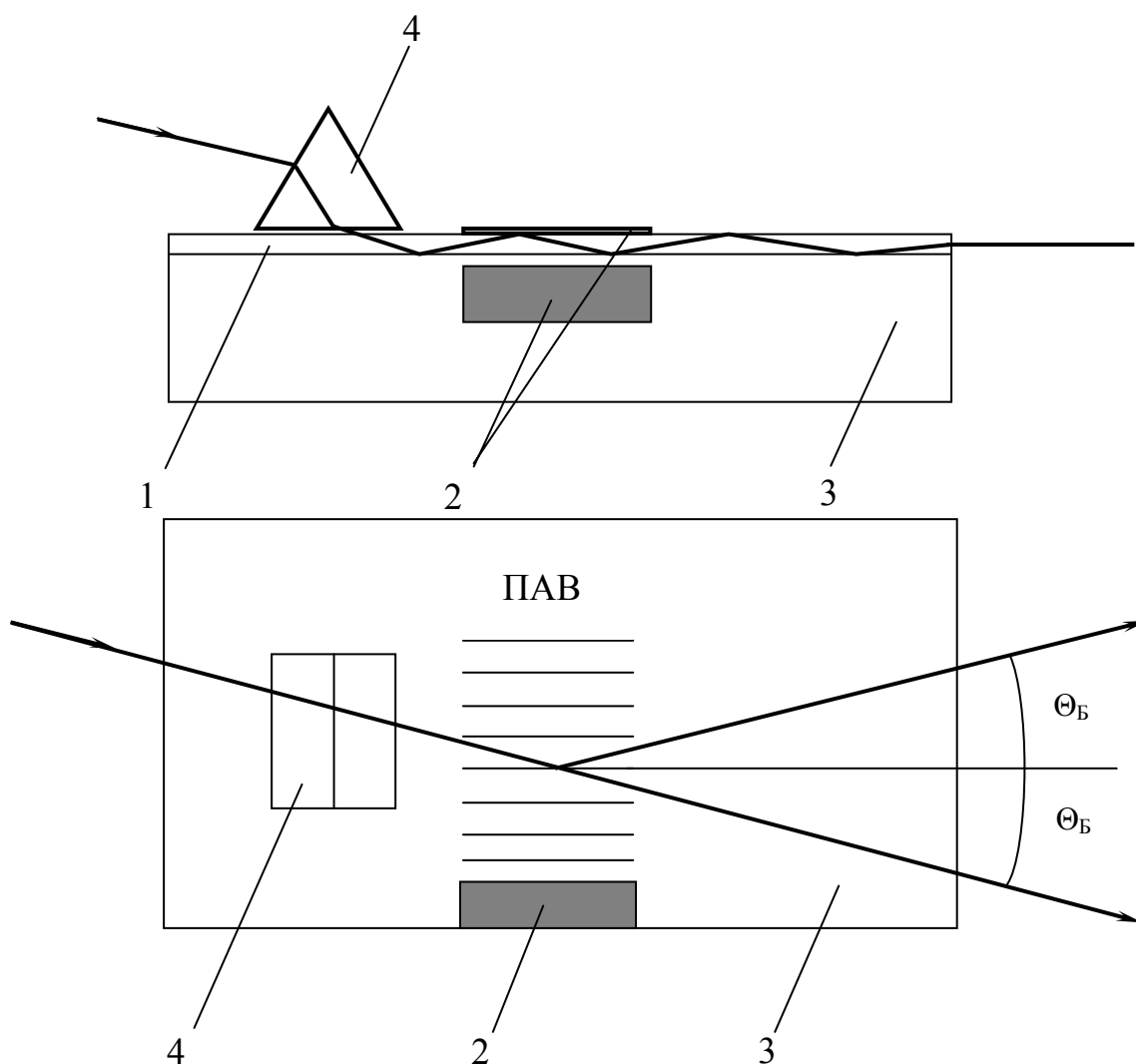


Рисунок 2.1 - Планарный АОМ: 1- планарный волновод, 2- торцевой пьезопреобразователь, 3- кристалл LiNbO_3 , 4- призма для ввода излучения

Если через такой транспарант пропустить плоскую световую волну, то она будет испытывать дифракции на фазовых неоднородностях, создаваемых ультразвуковой волной. Такой режим дифракции света на ультразвуке принято называть дифракцией Ремана – Ната. Рассмотрим особенности этого режима

для случая монохроматического радиосигнала, поступающего на вход ПАОМ.

2.2 Дифракция Рамана-Ната

При возбуждении ПАОМ монохроматическим сигналом его функция пропускания $T_E(x)$ при сделанных выше допущениях описывается формулой (2.3). Если такой ПАОМ расположить в передней вертикальной плоскости P_1 линзы L и пропустить через него плоскую световую волну

$$E(z, t) = E_0 \exp(i(\omega_0 t - kz)), \quad (2.4)$$

то поле E_2 в задней фокальной плоскости P_2 можно найти как:

$$E_2(x_2, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} T_E(x_1, t) E(z, t) \exp(-i\omega_{x_2} x_1) dx_1 \quad (2.5)$$

Выполняя интегрирование, после несложных преобразований можно получить поле $E_2(x_2, t)$ в виде

$$E_2(x_2, t) = BE_0 e^{-ikdn_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i[(\omega_0 - m\Omega)t + m\varphi - m\frac{\pi}{2}]} J_m(\Psi_m) \frac{\sin[(\frac{2\pi}{\Lambda}m - \omega_{x_2})\frac{D}{2}]}{(\frac{2\pi}{\Lambda}m - \omega_{x_2})\frac{D}{2}} \quad (2.6)$$

где J_m – функция Бесселя m – го порядка.

Как следует из (2.6), световое поле в плоскости P_2 при дифракции Рамана-Ната представляет собой набор дифракционных максимумов, причем положение центра m -го максимума определяется формулой

$$\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\Lambda} m = \frac{2\pi}{v} fm \quad (2.7)$$

или

$$x_2 = \frac{\lambda F}{\Lambda} m = \frac{\lambda F}{v} fm \quad (2.8)$$

где v – скорость упругой волны. Амплитуда световой волны определяется в m - ном дифракционном максимуме определяется функцией Бесселя m -го порядка от аргумента Ψ_m пропорционального амплитуде деформаций упругой

волны. Например, для $m = \pm 1$; $J_{\pm 1} \sim \psi_m/2$ (при $\psi_m \ll 1$), что приводит к линейной зависимости амплитуды дифрагированного в ± 1 порядок света от амплитуды радиосигнала, поступающего на вход АОМ. Отметим также наличие сдвига частот света в m -ном дифракционном максимуме на величину $m\Omega$ и фазового сдвига $m\phi$, определяемого начальной фазой ϕ входного радиосигнала.

Зависимость положения дифракционных максимумов от частоты радиосигнала, связь амплитуды и фазы световых волн с его амплитудой и фазой позволяет использовать дифракцию Рамана-Ната для построения анализаторов спектра радиосигналов. Для этого можно, например, фиксировать распределение светового поля в $+1$ -м или -1 -м дифракционном максимуме с помощью позиционно-чувствительного фотоприемника. Другим возможным применением дифракции Рамана-Ната, как нетрудно заметить из (2.6), является частотная и амплитудная модуляция света.

Для увеличения амплитуд дифрагированных волн следует стремиться к увеличению по размеру d звукового пучка (см. рис. 2.1). Однако при больших d фазовый транспарант уже нельзя считать тонким. Кроме того, уменьшение периода решетки, т.е. увеличение частоты возбуждающего радиосигнала, приводит к тому, что реальный объемный характер решетки становится все заметнее для световой волны. Поэтому при больших d и на высоких частотах нужно учитывать не только фазовые сдвиги на выходе транспаранта, но и изменение амплитудного распределения $E_1(x_1t)$ вследствие дифракции по мере прохождения света через «толстую» решетку. При этом реализуется режим дифракции света на упругих волнах, называемых дифракцией Брэгга, которая характеризуется количеством всего двух дифракционных максимумов – нулевого и $+1$ -го порядков.

2.3 Дифракция Брэгга

Как отмечалось в предыдущем параграфе, дифракция Брэгга реализуется при прохождении световой волны через объемную фазовую дифракционную решетку, созданную упругой волной за счет фотоупругого эффекта. При этом в случае монохроматического сигнала на входе ПАОМ дифрагированное световое поле состоит из двух волн – прошедшей (нулевой порядок), совпадающей по направлению распространения, частоте и поляризации с падающей на ПАОМ, и дифрагированной ($+1$ -й порядок). Дифрагированную волну в данном случае можно представить как результат отражения части падающей волны от «плоскостей» Δn , создаваемых упругой волной. Естественно, что отраженные волна будут складываться в фазе лишь при определенном угле падения световой волны на плоскости $\Delta n = \text{const}$. Этот угол легко найти, воспользовавшись квантомеханическим рассмотрением дифракции света на упругих волнах. Поскольку такой подход, хотя он и является качественным, позволяет получить многие важные результаты, рассмотрим его подробнее.

Пусть плоская электромагнитная волна с частотой $\omega_{\text{п}}$ и волновым вектором $\mathbf{k}_{\text{п}}$ (фотон с энергией $\hbar\omega_{\text{п}}$ и квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_{\text{п}}$, где \hbar - постоянная Планка) взаимодействует с плоской упругой волной (фононом с энергией $\hbar\Omega$ и квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_{\text{г}}$). В результате взаимодействия рождается фотон с энергией $\hbar\omega_{\text{д}}$ и квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_{\text{д}}$ при условии выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса, которые представим в виде

$$\omega_{\text{д}} = \omega_{\text{п}} \pm \Omega; \quad (2.9)$$

$$\mathbf{k}_{\text{д}} = \mathbf{k}_{\text{п}} \pm \mathbf{k}_{\text{г}} \quad (2.10)$$

Учитывая, что

$$|\mathbf{k}_{\text{д}}| = \frac{\omega_{\text{д}}}{c} n_{\text{д}}, \quad |\mathbf{k}_{\text{п}}| = \frac{\omega_{\text{п}}}{c} n_{\text{п}},$$

а также условие (2.9) для оптически изотропной среды ($n_{\text{п}}=n_{\text{д}}=n$) получим

$$|\mathbf{k}_{\text{д}}| = |\mathbf{k}_{\text{п}}| = k,$$

где k – длина волнового вектора света в среде. Последнее равенство означает, что при изображении векторной диаграммы, выражающей соотношение (2.10) концы векторов $\mathbf{k}_{\text{п}}$ и $\mathbf{k}_{\text{д}}$ должны лежать на окружности с радиусом $R=k$, как это сделано на рис.2.2.

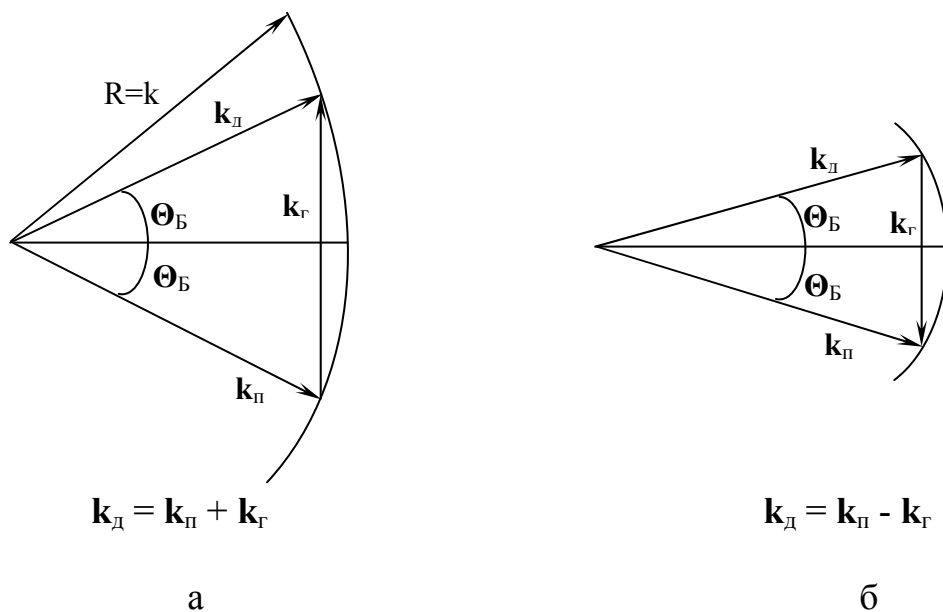


Рисунок 2.2

Вектор \mathbf{k}_r в соответствии с (2.10) должен соединять концы векторов \mathbf{k}_n и \mathbf{k}_d , при этом возможны два варианта, изображенные на рис.2.2а и 2.2б. Угол между волновым фронтом упругой волны и направлением волнового вектора падающей световой волны называется углом Брэгга и может быть легко найден из рис.2.2.

$$\sin \Theta_B = \frac{|\mathbf{k}_r|}{2|\mathbf{k}_n|} = \frac{\lambda}{2\Lambda_n} = \frac{\lambda}{2v_n} f \quad (2.11)$$

На частотах до 1 ГГц угол Θ_B мал, поэтому, заменяя \sin на Θ_B найдем угол дифракции φ для этого частного случая в виде

$$\varphi = 2\Theta_B = \frac{\lambda}{2v_n} f \quad (2.12)$$

Заметим, что в случае плоских волн, если направление вектора \mathbf{k}_r остается прежним, а его длина изменяется (например, за счет изменения частоты), то векторное соотношение (2.10) уже не будет выполняться и интенсивность дифрагированного пучка станет равной нулю. Это означает, что дифракция плоских волн является узкополосной. Однако дифракция Брэгга на расходящихся звуковых пучках будет иметь место в конечной полосе частот.

Из (2.9) следует, что, так же как и при дифракции Рамана-Ната частота дифрагированного света сдвигается на частоту упругих волн. Этот сдвиг можно истолковать как доплеровский, возникающий из-за движения упругой волны относительно падающей световой.

2.4 Контрольные вопросы

1. Как измеряется эффективность дифракции ПАОМ
2. В чем различия между режимами дифракции Рамана-Ната и Брэгга?
3. Дифрагированная волна это....
4. Как измеряется эффективность работы АОМ?

3 Экспериментальная часть

3.1 Задание

1. Разработайте схему для измерения эффективности дифракции ПАОМ
2. Соберите стенд для проведения измерений согласно схеме (рис.3.1),
Для этого:
 - собрать оптическую систему согласно рис. 3.1, предварительно измерив фокусное расстояние линзы Л1;

- выход генератора высокой частоты (ГВЧ) соединить со входом «ω» акустооптического модулятора кабелем К1;
 - выход фотоприемника соединить со входом милливольтметра кабелем К2;
 - подстраивая ПАОМ добиться максимального показания милливольтметра;
3. Измерьте эффективность работы АОМ.
4. Определите частоту сигнала поступающего на вход АОМ используя схему, представленную на рис. 3.2.

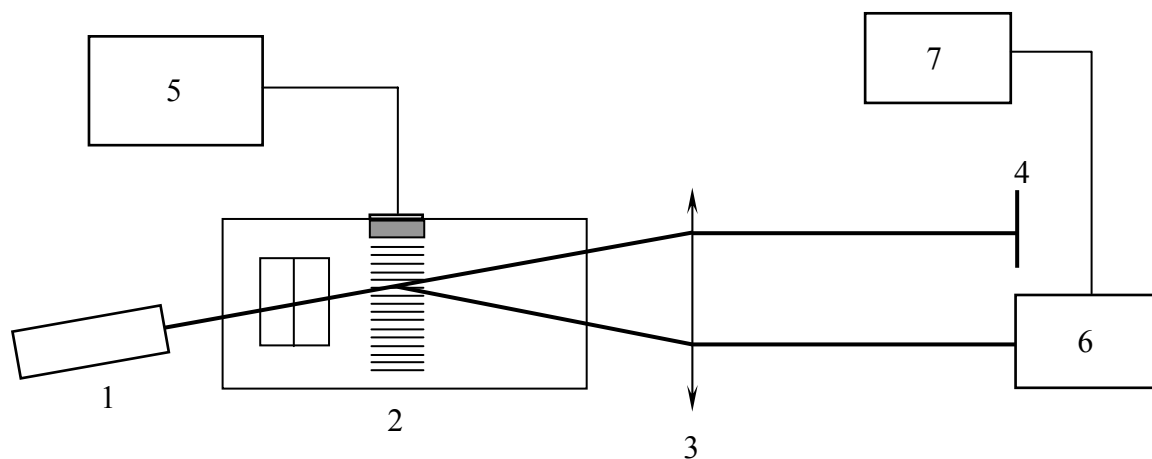


Рисунок 3.1 - Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – ПАОМ, 3 – линза, 4 – экран, 5 – генератор сигналов, 6 – фотоприемник, 7 - милливольтметр

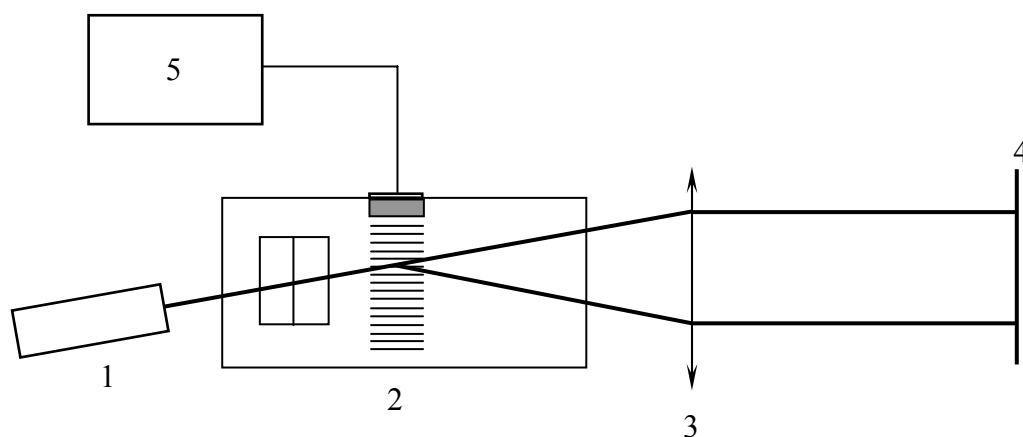


Рисунок 3.2 - Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – ПАОМ, 3 – линза, 4 – экран, 5 – генератор сигналов

3.2 Порядок выполнения работы

3.2.1. Знакомство с теоретической частью и комплектом деталей и узлов экспериментальной установки. Обратите особое внимание на работу с оптическими элементами, требующими повышенной аккуратности.

3.2.2. Выполнение теоретической части работы, обсуждение с преподавателем результатов разработки схем экспериментов и ответы на теоретические вопросы.

3.2.3. Выполнение экспериментальной части, обсуждение с преподавателем результатов эксперимента.

3.2.4. Оформление отчета и его защита.

3.3 Содержание отчета

- 1 Титульный лист.
- 2 Цель работы.
- 3 Схема эксперимента.
- 4 Результаты эксперимента и их анализ.
- 5 Ответы на контрольные вопросы.
- 6 Выводы.
- 7 Список использованных источников

Список литературы

1. Информационная оптика / Н.Н.Евтихеев, О.А.Евтихеева, И.Н.Компанец, А.Е.Краснов, Ю.Н.Кульчин, С.Б.Одинокоев, Б.С.Ринкевичус.– М.: МЭИ, 2000. – 112 с.

2. Никоноров Н.В., Шандаров С.М. Волноводная фотоника: Учебное пособие. - СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. - 142 с. <http://window.edu.ru/resource/410/73410/files/nikonorov1.pdf>.

3. Шандаров В.М. Волоконно-оптические устройства технологического назначения: учебное пособие. - Томск: ТУСУР, 2012. - 198 с. (Научно - образовательный портал ТУСУРа, <http://edu.tusur.ru>).

4. Информационная оптика: учебное пособие для вузов / Н.Н.Евтихеев, О.А.Евтихеева, И.Н.Компанец, А.Е.Краснов, Ю.Н.Кульчин, С.Б.Одинокоев, Б.С.Ринкевичус - М.: Издательство МЭИ, 2000. - 612 с.

5. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М.: Радио и связь, 1990.– 225 с.

6. Шангина Л.И. Квантовая и оптическая электроника: Учебное методическое пособие по практическим занятиям. - Томск: ТУСУР, 2012.-228 с. (Научно - образовательный портал ТУСУРа, <http://edu.tusur.ru>).

7. Шандаров В.М. Волоконно-оптические устройства технологического назначения: Учебно-методическое пособие по

практическим занятиям. – Томск: ТУСУР, 2012. – 31 с. (Научно -образовательный портал ТУСУРа, <http://edu.tusur.ru>).