

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

А. В. МАКСИМЕНКО, В. Н. МЫШКОВЕЦ, Г. А. БАЕВИЧ

ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И МЕТОДЫ ПЕРЕДАЧИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Практическое пособие

для студентов специальностей
1–39 03 01 «Электронные системы безопасности»,
1–31 04 03 «Физическая электроника»

Гомель
ГГУ им. Ф. Скорины
2022

УДК 621.372.8
ББК 32.854
М171

Рецензенты:

кандидат технических наук В. В. Копытков,
кандидат технических наук Н. Н. Федосенко

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
учреждения образования «Гомельский государственный
университет имени Франциска Скорины»

Максименко, А. В.

М171 Оптоэлектроника. Функциональные элементы оптоэлектроники и методы передачи оптического излучения : практическое пособие / А. В. Максименко, В. Н. Мышковец, Г. А. Баевич ; Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2022. – 41 с.

ISBN 978-985-577-827-2

Практическое пособие содержит 5 лабораторных работ по базовым разделам курса «Оптоэлектроника». Каждая работа включает краткие теоретические сведения по теме, порядок выполнения и вопросы для самоконтроля.

Адресовано студентам факультета физики и информационных технологий специальностей 1-39 03 01 «Электронные системы безопасности», 1-31 04 03 «Физическая электроника».

УДК 621.372.8
ББК 32.854

ISBN 978-985-577-827-2

© Максименко А. В., Мышковец В. Н.,
Баевич Г. А., 2022

© Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	4
Лабораторная работа 1. Изучение акустооптического эффекта.....	5
Лабораторная работа 2. Изучение характеристик оптопар.....	12
Лабораторная работа 3. Фотогальванические детекторы оптического излучения.....	21
Лабораторная работа 4. Измерение числовой апертуры оптического волокна.....	28
Лабораторная работа 5. Исследование потерь оптического сигнала в разъемных соединениях оптических волокон.....	33
Литература.....	41

ПРЕДИСЛОВИЕ

Оптоэлектронные приборы, устройства и системы характеризуются уникальной функциональной широтой и эффективно используются в информационных системах для генерации, преобразования, передачи, хранения и отображения информации.

В современной электронной технике при создании информационных систем важную роль играют функциональные элементы оптоэлектроники и устройства передачи информации с использованием оптического излучения.

В данном пособии рассмотрены вопросы, связанные с измерением параметров и характеристик функциональных элементов и систем для передачи и преобразования оптического излучения.

Темы лабораторных работ соответствуют требованиям учебного плана по дисциплине «Оптоэлектроника» для специальностей 1–31 04 03 «Физическая электроника» и 1–39 03 01 «Электронные системы безопасности».

Цель пособия – ознакомление студентов с физическими процессами, лежащими в основе методов передачи оптического излучения, а также изучение принципов действия, возможностей и характеристик функциональных элементов оптоэлектроники.

Изучение теоретического материала и выполнение лабораторных работ, представленных в пособии, позволят подготовить будущих специалистов, способных грамотно использовать оптоэлектронные устройства в практической деятельности.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1

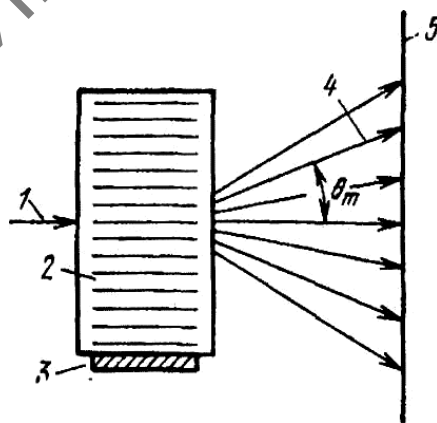
ИЗУЧЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Цель работы: изучение условий возникновения и характера дифракции света на ультразвуке, определение основных параметров акустооптического дефлектора.

Оборудование: He-Ne-лазер, акустооптический дефлектор, генератор, частотомер ЧЗ-45, вольтметр В7-11.

Теоретические сведения

Акустооптический эффект, или дифракция света на ультразвуковых волнах была впервые предсказана Бриллюэном и независимо от него Мандельштамом в 1921 г., а экспериментально обнаружена спустя несколько лет Дебаем и Бикаром. Качественно это явление можно объяснить следующим образом: ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а следовательно, и изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает акустооптический эффект (рисунок 1.1).



1 – падающий свет; 2 – звуковая волна; 3 – пьезопреобразователь;
4 – дифракционный максимум m -го порядка; 5 – экран

Рисунок 1.1 – Ход лучей для дифракции Рамана-Ната при нормальном падении света

Различают два вида (режима) дифракции, отличающиеся разными дифракционными спектрами: Рамана-Ната и Брэгга. Дифракция Рамана-Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при небольшой длине взаимодействия (глубине акустического поля). При нормальном падении света, т. е. параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана-Ната представляет расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы. При наклонном падении света интенсивность максимумов, возникающих по обе стороны от прошедшего пучка, уменьшается, но их угловые направления остаются неизменными. Угловое направление дифракционных максимумов (рисунок 1.1) относительно нулевого (соответствующего прямо прошедшему свету) определяется формулой

$$\sin\Theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda}, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

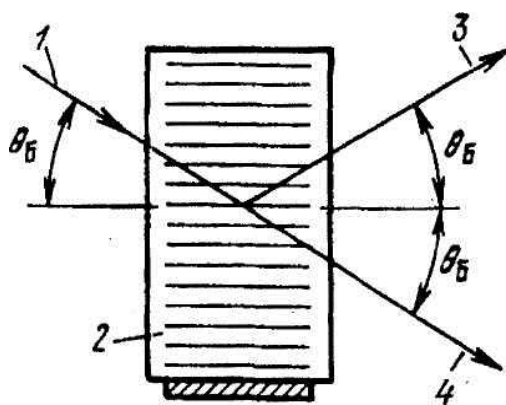
где Θ_m – угловое направление на дифракционный максимум m -го порядка;

λ – длина световой волны в веществе;

Λ – длина звуковой волны. Знак плюс соответствует максимумам, которые расположены с той стороны, куда отражается свет от фронтов звуковой волны.

Частота света в m -м максимуме сдвинута относительно частоты падающего света на величину, пропорциональную акустической частоте Ω , и равна $\omega + m\Omega$.

О дифракции Брэгга говорят в том случае, когда дифракционный спектр состоит из двух максимумов, соответствующих значениям $m = 0$ и $m = 1$ (рисунок 1.2).



1 – падающий свет; 2 – звуковая волна; 3 – дифрагированный свет; 4 – прошедший свет

Рисунок 1.2 – Ход лучей при дифракции Брэгга

Дифракционные максимумы минус первого и высших порядков отсутствуют. Интенсивность первого максимума будет наибольшей, если свет падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга:

$$\sin\theta_{\text{Б}} = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (1.1)$$

Угол $\theta_{\text{Б}}$, определяемый выражением (1.1), называется углом Брэгга. Дифракция Брэгга имеет место на высоких частотах при большой длине взаимодействия света с акустической волной.

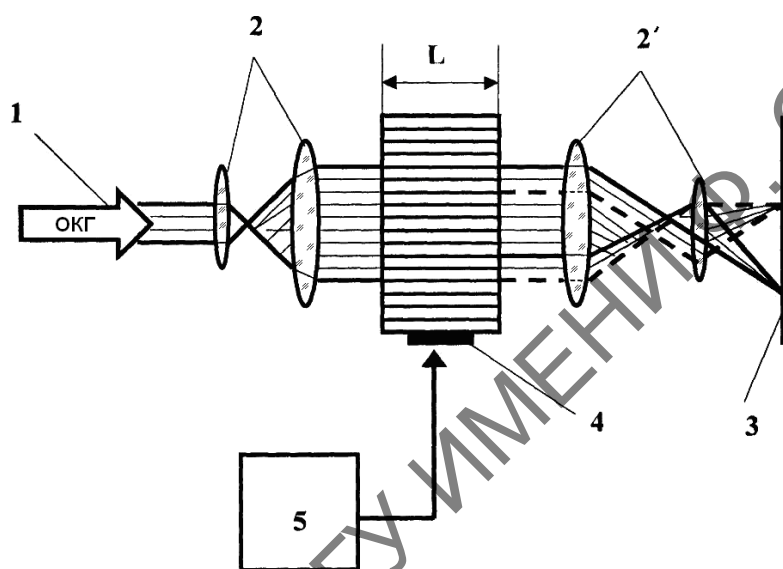
Физическая интерпретация двух различных типов дифракции состоит в следующем: при неизменной длине волны света на низких звуковых частотах при малой длине взаимодействия (длине акустического столба) направление распространения падающего света внутри области взаимодействия остается прямолинейным и оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустический столб.

Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию движущейся со скоростью звука фазовой решетки с периодом, равным периоду звуковой волны. Такая ситуация соответствует дифракции Рамана-Ната. Дифракция света в режиме Рамана-Ната происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетке, и именно этим объясняется наличие симметричных эквидистантно расположенных дифракционных максимумов. Частоты света в дифракционных максимумах сдвинуты согласно эффекту Доплера вследствие движения фазовой решетки.

При увеличении акустической частоты или длины взаимодействия направление распространения падающего света внутри акустического столба уже нельзя считать прямолинейным, а возникшую периодическую структуру – только фазовой решеткой. Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана-Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В переходной области между режимами Рамана-Ната и Брэгга при падении света под углом Брэгга помимо первого максимума наблюдаются дифракционные максимумы высших порядков. Угловые направления этих максимумов относительно падающего света сохраняются такими же, как и при дифракции Рамана-Ната, но распределение интенсивностей становится асимметричным. Наибольшую интенсивность имеет брэгговский (первый) максимум. Наконец, на высоких частотах и при значительной глубине звукового поля акустооптическое взаимодействие

целиком приобретает объемный характер, и происходит селективное отражение света под углом Брэгга от движущейся периодической структуры, созданной ультразвуковой волной. Дифракция света в режиме Брэгга аналогична хорошо известному явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке в твердом теле.

В отклоняющих устройствах – дефлекторах – сканирование лазерного луча осуществляется путем изменения акустической частоты. Для наблюдения дифракции света на ультразвуковых волнах может быть использована схема, представленная на рисунке 1.3. В данной схеме применяется дефлектор, использующий изотропную Брэгговскую дифракцию.



1 – ОКГ; 2, 2' – телескопическая система; 3 – экран;
4 – пьезоэлектрический преобразователь; 5 – генератор

Рисунок 1.3 – Схема для исследования акустооптического дефлектора

Наиболее важными параметрами дефлекторов являются: закон сканирования, амплитуда угла отклонения, разрешающая способность, искажения фронта световой волны, частота сканирования, диапазон частот сканирования, полоса пропускания, быстродействие, равномерность движения луча, допустимая линейная апертура сканируемого светового пучка, допустимая угловая расходимость пучка, спектральный оптический диапазон работы, оптические потери, электрическое напряжение и ток, чувствительность к отклонению.

Закон сканирования определяет характер движения луча. Сканирование может быть линейным, синусоидальным, пилообразным или каким-либо другим.

Амплитуда угла отклонения $\Delta\alpha$ характеризует максимальное угловое перемещение луча. Она выражается в радианах или градусах $\Delta\alpha = 2\gamma_{ак}$.

Разрешающая способность оценивается числом элементов разрешения N , определяющим число различимых направлений луча, укладываемых в пределах угла отклонения $\Delta\alpha$. Для оценки разрешающей способности широко применяется критерий Релея. Два изображения светящихся точек считаются лежащими на пределе разрешения, если расстояние между центрами кривых рассеяния равно такой величине, при которой центральный максимум одной из них совпадает с первым минимумом второй. В этом случае угловая расходимость светового пучка равна

$$\gamma = \varepsilon \left(\frac{\lambda}{nD} \right), \quad (1.2)$$

где λ – длина волны излучения;

D – ширина пучка;

n – показатель преломления среды;

ε – коэффициент, зависящий от формы пучка ($\varepsilon = 1,22$ для пучка круглого сечения с равномерным распределением интенсивности).

Разрешающая способность дефлектора при одномерном сканировании и отсутствии вносимых дефлектором искажений в апертуру светового пучка выражается соотношением

$$N = \frac{\Delta\alpha}{\gamma}. \quad (1.3)$$

Подставляя выражение (1.2) в (1.3), получаем:

$$N = \frac{\Delta\alpha D n}{\varepsilon \lambda}. \quad (1.4)$$

Разрешающая способность N – более важный параметр, чем угол отклонения. Так, $\Delta\alpha$ может быть увеличен или уменьшен применением соответствующей оптической системы, а N остается при этом неизменной или в худшем случае уменьшается.

Частота акустической волны определяется по формуле

$$f_{ак} = \frac{2nV_{ак} \sin \theta_{-1}}{\lambda}, \quad (1.5)$$

где θ_{-1} – угол дифракции минус первого порядка.

Частота сканирования f [Гц] определяет число периодов колебаний луча при его пространственном перемещении за 1 с. Одни дефлекторы работают только на одной фиксированной частоте, а другие – в диапазоне частот $f_1 - f_2$.

Полоса пропускания Δf характеризует качество дефлектора и оценивается произведением частоты сканирования на разрешающую способность:

$$\Delta f = Nf = \frac{\Delta \alpha f}{\varepsilon \lambda}, \quad (1.6)$$

Быстродействие дефлектора t_d [с] определяет скорость изменения пространственного положения луча при его переходе с одного элемента разрешения на соседний. Для непрерывных дефлекторов

$$t_d = \frac{1}{\Delta f} = \frac{l}{Nf}. \quad (1.7)$$

Полоса рабочих частот дефлектора определяется несколькими физическими причинами. Наиболее важная из них является полоса дефлектора, которая влияет не только на распределение звукового поля, которое определяет его собственную частотную характеристику, но и частотная характеристика системы возбуждения звука.

Под частотной характеристикой дефлектора будем понимать зависимость интенсивности отклоненного света от частоты при неизменном угле падения.

Оптические потери в дефлекторе определяются коэффициентом пропускания τ потока излучения:

$$\tau = \frac{\Phi_{\text{ВЫХ}}}{\Phi_{\text{ВХ}}} = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}}, \quad (1.8)$$

где $\Phi_{\text{ВЫХ}}$ и $\Phi_{\text{ВХ}}$ – потоки излучения, выходящие из дефлектора и входящие в него;

$I_{\text{ВЫХ}}$ и $I_{\text{ВХ}}$ – плотности потоков излучения, выходящего из дефлектора и входящего в него.

Для более полного описания дефлекторов (с точки зрения определения пригодности применения в той или иной аппаратуре и обоснования требований к электрическому блоку управления, а также возможности проведения сравнительной оценки устройств отклонения) для каждого дефлектора необходимо определять частотную, амплитудную и вольт-амперную характеристики.

Частотная характеристика выражает зависимость числа элементов разрешения или угла отклонения от частоты управляющего электрического напряжения: $N = f(f)$, $\Delta\alpha = f(f)$. На основании этой характеристики может быть выбрана рабочая частота f_c сканирования луча или же рабочий диапазон частот $f_1 - f_2$.

Амплитудная характеристика дефлектора определяет зависимость амплитуды угла отклонения луча или числа элементов разрешения от потребляемой электрической мощности $P_{эл}$ подводимого электрического напряжения или потребляемого электрического тока I :

$$N = f(P_{эл}); \Delta\alpha = f(P_{эл}); N = f(U); \Delta\alpha = f(U); N = f(I); \Delta\alpha = f(I).$$

При частотном управлении она характеризует зависимость амплитуды угла отклонения или числа элементов разрешения от частоты воздействующего сигнала.

Вольт-амперная характеристика выражает зависимость величины потребляемого дефлектором электрического тока от прикладываемого электрического напряжения: $I = f(U)$. Эта характеристика позволяет определить входное сопротивление дефлектора.

Порядок выполнения работы

1. Рассчитать следующие параметры:

– угол падения луча θ_B для Брэгговской дифракции (1.1);
– угол дифракции минус первого порядка световой волны θ_{-1} (формула 1.5);

– угловую расходимость акустического пучка $\gamma_{ак} = \frac{\Lambda}{L}$;

– угол отклонения $\Delta\alpha = 2\gamma_{ак}$;

– разрешающую способность N (формула 1.4).

При выполнении расчетного задания считать, что длина волны излучения $\lambda = 0,63$ мкм, скорость распространения акустических волн $V_{ак} = 5700$ м/с (для кварца), частота акустической волны $f_{ак} = 50$ МГц, ширина акустического пучка $L = 380$ мм, ширина светового пучка $D = 2$ мм, коэффициент, зависящий от формы пучка $\epsilon = 1,22$ (для пучка круглого сечения с равномерным распределением интенсивности), показатель преломления $n = 1,54$ (для кварца).

2. Собрать оптическую схему (рисунки 1.3) и получить дифракцию Брэгга излучения He-Ne-лазера на ультразвуке.

3. Экспериментально проверить полученные в п. 1. расчеты.

4. Определить полосу пропускания Δf по формуле (1.6).
5. Зная полосу пропускания Δf , рассчитать быстродействие дефлектора t_d по формуле (1.7).
6. Определить потоки излучения, выходящие из дефлектора и входящие в дефлектор. Рассчитать оптические потери в дефлекторе.
7. Определить частотную характеристику $N = f(f)$, $\Delta\alpha = f(f)$. Выбрать рабочую частоту f сканирования луча.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое дифракция света на ультразвуковых волнах?
2. В чем заключается дифракция Брэгга в изотропных средах?
3. Что такое акустооптические дефлекторы? Опишите их характеристики и параметры.
4. Где применяются акустооптические дефлекторы?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТОПАР

Цель работы: изучение устройства и принципа работы оптопар, измерение основных характеристик и определение параметров оптопар.

Оборудование: стенд для измерения характеристик и параметров оптопар, источники постоянного тока (30 В), резисторные, диодные и тиристорные оптопары.

Теоретические сведения

Оптронами называются такие оптоэлектронные приборы, в которых имеются излучатели и фотоприемники, оптически и конструктивно связанные друг с другом.

Принцип действия любого оптрона основан на двойном преобразовании энергии. В излучателях энергия электрического сигнала преобразуется в оптическое излучение, а в фотоприемниках, наоборот, оптический сигнал вызывает электрический ток или напряжение. Таким образом, оптрон представляет собой прибор с электрическими входными

и выходными сигналами (связь оптрона с внешней схемой электрическая). Внутри оптрона связь входа с выходом осуществляется с помощью оптических сигналов. В электрической схеме такой прибор выполняет функцию выходного элемента – фотоприемника с одновременной электрической изоляцией (гальванической развязкой) входа и выхода.

Самым элементарным оптроном является оптопара. В резисторной оптопаре в качестве фотоприемника используется полупроводниковый резистор, сопротивление которого уменьшается при воздействии видимых световых и невидимых инфракрасных лучей. Уменьшение сопротивления фоторезистора происходит за счет генерации светом пар свободных носителей заряда – электронов и дырок, увеличивающих электропроводность полупроводника. Для измерения характеристик резисторной оптопары используется схема, приведенная на рисунке 2.1.

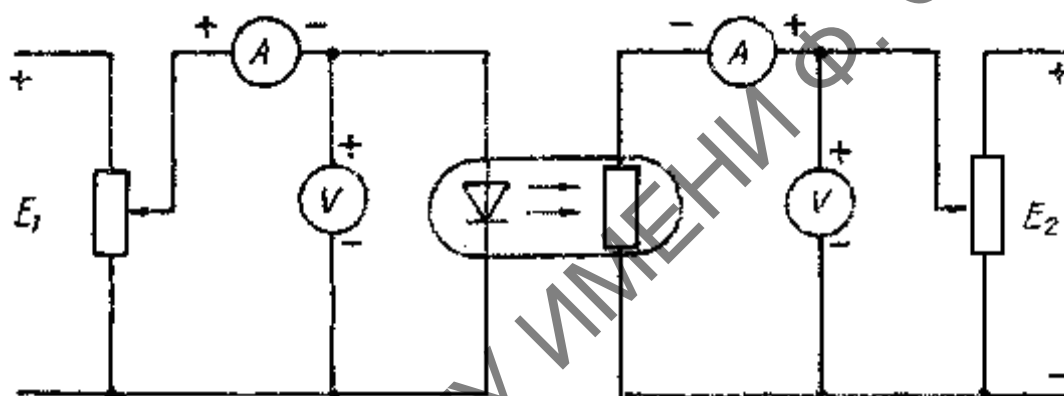


Рисунок 2.1 – Схема измерения характеристик резисторной оптопары

К видимому свету наиболее чувствительны фоторезисторы, токопроводящие элементы которых представляют собой таблетки из селенида кадмия или сернистого кадмия. Тонкие слои сернистого или селенистого свинца, нанесенные на стеклянную или сапфировую подложки, более чувствительны к инфракрасному излучению. В резисторной оптопаре в качестве излучателей могут применяться сверхминиатюрные лампочки накаливания, но чаще всего – инжекционные излучательные диоды или инфракрасные диоды. Общим требованием к оптронам является согласованность излучателя и приемника по спектральным характеристикам. Фоторезистор и излучатель объединены внутри корпуса оптрона оптически прозрачной средой (клеем) с большим сопротивлением изоляции. Поэтому цепь излучателя надежно изолирована от входной цепи оптрона-фотоприемника.

Параметры оптопары зависят от температуры. Повышение температуры фоторезистора приводит к уменьшению его светового

сопротивления, снижению фототока и в то же время изменяется его темновой ток, снижая темновое сопротивление. Характеристики резисторной оптопары показаны на рисунках 2.2–2.4.

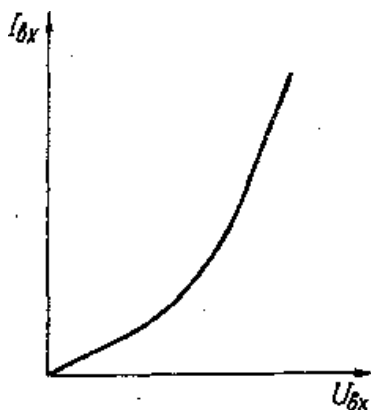


Рисунок 2.2 – Входная характеристика резисторной оптопары

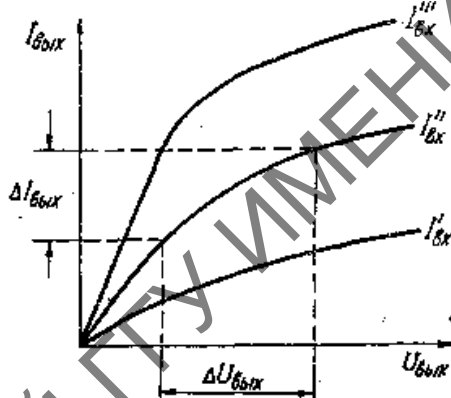


Рисунок 2.3 – Выходная характеристика резисторной оптопары

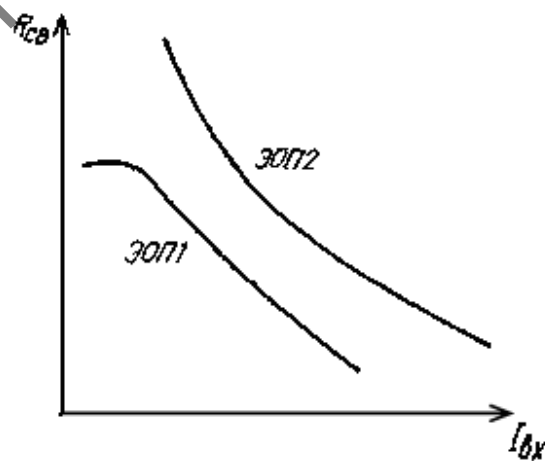


Рисунок 2.4 – Зависимость светового сопротивления от входного тока для резисторных оптопар ЭОП1 и ЭОП2

Для определения зависимости светового сопротивления от входного тока необходимо иметь семейство статических выходных характеристик:

$$I_{\text{ВЫХ}} = f(U_{\text{ВЫХ}}) \text{ при } I_{\text{ВХ}} = \text{const},$$

с помощью которых нетрудно определить для каждого значения входного тока световое сопротивление прибора (рисунок 2.3):

$$R_{\text{СВ}} = \left. \frac{\Delta U_{\text{ВЫХ}}}{\Delta I_{\text{ВЫХ}}} \right|_{I_{\text{ВЫХ}} = \text{const}}$$

и построить зависимость: $R_{\text{СВ}} = f(I_{\text{ВХ}})$.

В диодной оптопаре в качестве фотоприемника используется фотодиод на основе кремния, а в качестве излучателя – инфракрасный излучающий диод.

Максимум спектральной характеристики излучения диода приходится на длину волны около 1 мкм. Излучение с такой длиной волны вызывает генерацию электронно-дырочных пар носителей заряда в полупроводнике. Электроны и дырки экстрагируются электрическим полем контактной разности потенциалов перехода фотодиода и заряжают p -область положительно, а n -область отрицательно. На выводах фотодиода появляется фото-ЭДС. Такой режим работы фотодиода называется *фотогальваническим*, или *фотовентильным*, коэффициент передачи тока $K_I = I_{\text{ВЫХ}}/I_{\text{ВХ}}$ в диодных оптронах составляет не более двух процентов.

В общем случае выходной ток фотодиода записывается следующим образом:

$$I_{\text{ВЫХ}} = I_0 \left(\exp \frac{qU_{\text{ВЫХ}}}{kT} - 1 \right) - I_{\Phi},$$

$$I_{\Phi} = S_{\Sigma} \Phi,$$

где Φ – световой поток светоизлучательного диода, образующего входную цепь;

S_{Σ} – интегральная чувствительность фотодиода.

Для фотогальванического режима при холостом ходе на выходе оптрона выходной ток равен нулю, т. е. $I_{\text{ВЫХ}} = 0$ и $U_{\text{ВЫХ}} = [U_{\text{ВЫХ}}]_{\text{ХХ}} = E_{\Phi}$

$$I_{\Phi} = I_0 \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \text{ или } I_{\Phi} = I_0 \left(\exp \frac{qE_{\Phi}}{kT} - 1 \right),$$

где E – фото-ЭДС.

$$E_{\Phi} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{I_{\Phi}}{I_0} + 1 \right] = \frac{kT}{q} \left[\frac{S\Phi}{I_0} + 1 \right],$$

$$\Phi = I_{\text{вх}} \eta_{\Phi}$$

где η_{Φ} – коэффициент полезного действия светодиода.

$$E_{\Phi} = \frac{kT}{q} \left[\frac{S\eta_{\Phi} I_{\text{вх}}}{I_0} + 1 \right]. \quad (2.1)$$

Для короткого замыкания на выходе оптрона электродвижущая сила $E_{\Phi} = 0$, поэтому в соотношении (2.1) вместо теплового тока I_0 необходимо подставить значение фототока при коротком замыкании фотодиода:

$$I_{\Phi.кз} = S_{\Sigma} \eta_{\Phi} I_{\text{вх}}.$$

Тогда коэффициент передачи по току оптрона в фотогальваническом режиме при коротком замыкании на выходе определится соотношением

$$K_i = \frac{I_{\Phi.кз}}{I_{\text{вх}}} = S_{\Sigma} \eta_{\Phi}. \quad (2.2)$$

Фотогальванический режим фотодиода описывается его вентильными вольт-амперными характеристиками, $E_{\Phi} = f(I_{\Phi})$ (рисунок 2.5). Параметрами этих характеристик является $E_{\Phi.х.х}$ – фото-ЭДС холостого хода при заданном входном токе оптрона.

Обратное включение фотодиода при напряжении, большем 0,5 В, приводит к увеличению обратного тока за счет электронов и дырок, генерированных излучением. Такой режим называется фотодиодным, и ему соответствует семейство выходных характеристик оптрона: $I_{\text{вых}} = f(U_{\text{ввых}})$ при $I_{\text{вх}} = \text{const}$ – зависимость выходного тока от выходного напряжения при определенном входном токе (рисунок 2.6). При отсутствии входного тока характеристика проходит через начало координат и определяется темновым током p - n -перехода (тепловой ток обратно включенного перехода I_0).

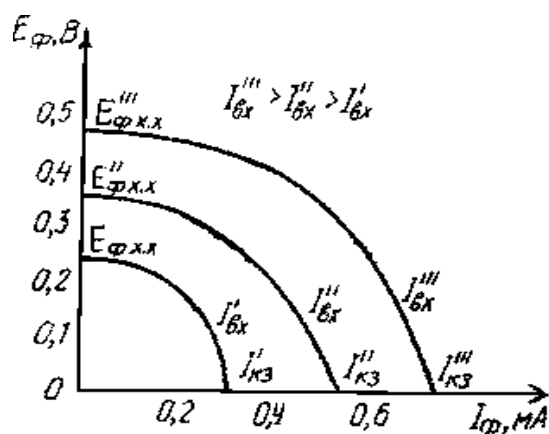


Рисунок 2.5 – Вентильные вольт-амперные характеристики диодной оптопары в фотогальваническом режиме

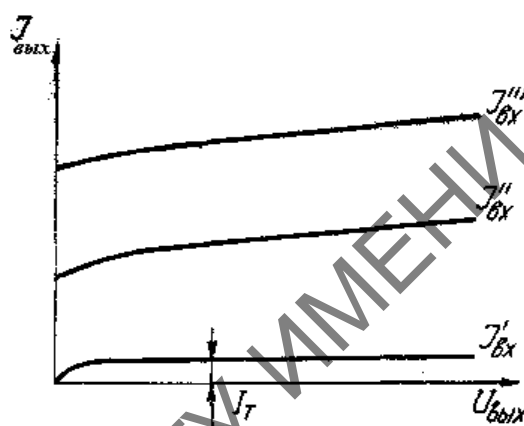


Рисунок 2.6 – Выходные характеристики диодной оптопары в фотодиодном режиме

Под действием светового потока светодиода, через который протекает ток $I_{вх}$, на выходе оптрона появляется фототок и характеристика смещается вверх, пропорционально входному току. Значение фототока на выходе оптрона практически линейно возрастает с увеличением светового потока излучающего диода.

Диоды излучателя и приемника изготавливаются по планарной технологии. Структуры соединяются между собой оптически прозрачным клеем, слой которого обеспечивает надежную изоляцию входной цепи оптрона от его выходной цепи.

Кроме выходных характеристик в фотогальваническом и фотодиодном режимах для описания свойств диодных оптопар применяют входные характеристики, а также передаточные характеристики в фотогальваническом и фотодиодном режимах. Передаточная характеристика в фотодиодном режиме представляет собой зависимость выходного тока от входного тока:

$$I_{\text{ВЫХ}} = f(I_{\text{ВХ}}) \text{ при } U = \text{const}$$

и практически линейна в широком диапазоне входного тока.

Передаточная характеристика в фотогальваническом режиме нелинейна, так как фото-ЭДС при увеличении входного тока стремится к насыщению. Фото-ЭДС не превышает контактной разности потенциалов p - n -перехода и составляет 0,1...0,8 В.

Для измерения характеристик диодной оптопары используется схема, приведенная на рисунке 2.7.

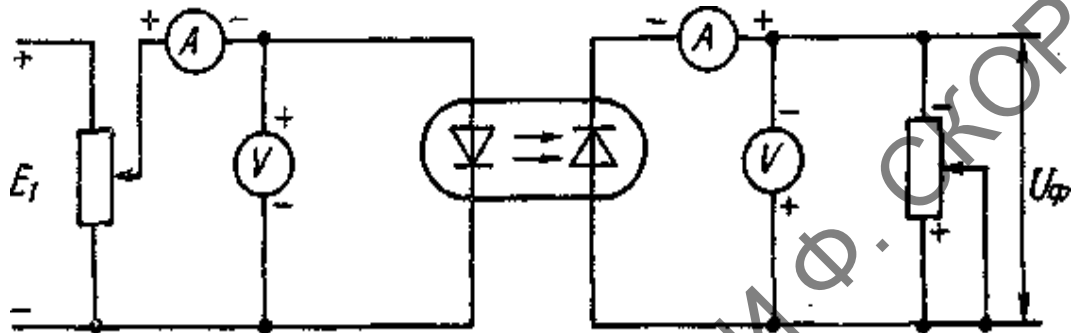


Рисунок 2.7 – Схема измерения характеристик диодной оптопары в фотогальваническом режиме

В тиристорной оптопаре в качестве фотоприемника используется фототиристор (рисунок 28, а).

Фототиристор, как и обычный тиристор, имеет четырехслойную p - n - p - n -структуру (рисунок 2.8, б). Конструктивно оптопара выполнена так, что основная часть излучения входного светодиода направлена на высокоомную n -базовую область фототиристора.

б

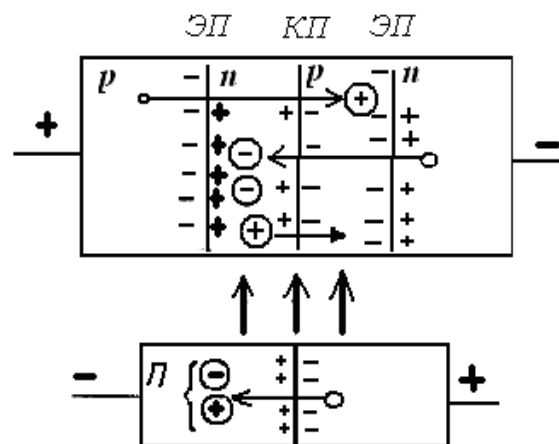


Рисунок 2.8 – Схемное обозначение (а) и устройство тиристорной оптопары (б)

К крайним областям (p -аноду и n -катоду) прикладывается внешнее выходное напряжение плюсом к аноду. При облучении в n -базе генерируются пары носителей заряда – электронов и дырок. Электрическим полем коллекторного перехода носители заряда разделяются между n - и p -областями. Электроны остаются в n -базе, а дырки экстрагируются в p -базу, заряжая n -базу отрицательно, p -базу положительно и снижая тем самым высоту энергетических барьеров эмиттерных переходов. Возникает инжекция носителей заряда через эмиттерные переходы в p - n -базы, где эти носители оказываются неосновными. Неосновные носители, продиффундировав к коллекторному переходу, затем экстрагируются полем перехода в базы, где становятся основными, что, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению неравновесных зарядов основных носителей баз, снижению высоты энергетических барьеров эмиттерных переходов и дальнейшему увеличению инжекции. Процесс оказывается регенерационным. Регенерационное нарастание тока через структуру приводит к отпиранию тиристора. Коллекторный переход насыщается подвижными носителями заряда и оказывается смещенным так же, как и эмиттерные переходы, в прямом направлении.

Падение напряжения на фототиристоре в открытом состоянии получается малым. Фототиристор остается открытым и после прекращения действия излучения. Чтобы перевести фототиристор в высокоомное состояние, необходимо снять внешнее напряжение с его электродов.

Если тиристор включается в цепь переменного или пульсирующего напряжения, то его выключение происходит в каждый из периодов при снижении напряжения и тока через тиристор до значений, при которых не может поддерживаться включенное состояние структуры. На рисунке 2.9 показано семейство выходных вольт-амперных характеристик тиристорной оптопары.

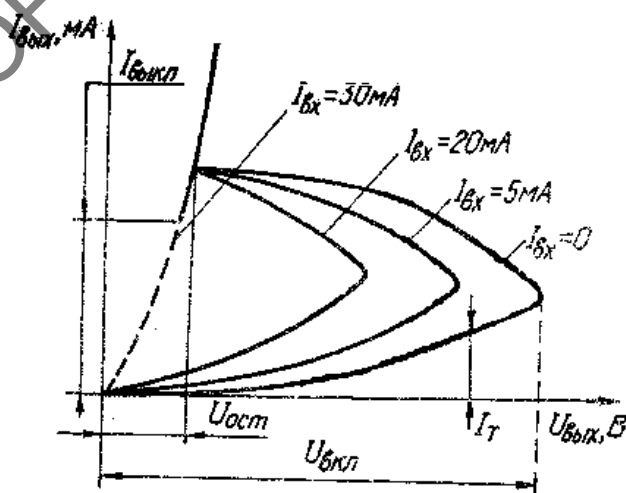


Рисунок 2.9 – Выходные характеристики тиристорной оптопары

Параметром семейства является входной ток излучающего диода $I_{\text{вх}}$. При отсутствии входного сигнала, что соответствует необлученному состоянию n -базы, через фототиристор протекает темновой ток I_{T} (ток обратного включенного коллекторного перехода). Повышение выходного напряжения до значения $U_{\text{вкл}}$ переводит тиристор во включенное состояние.

Напряжение включения определяется величиной излучения, т. е. входным током оптрона. При некотором значении входного тока (рисунок 2.9, при $I_{\text{вх}} = 30$ мА) происходит спрямление характеристики, что соответствует включенному состоянию фототиристора. Этот входной ток называется *током спрямления вольт-амперной характеристики* $I_{\text{спр.вх}}$ и является параметром тиристорного оптрона. При подаче на вход тока $I_{\text{спр.вх}}$ входная характеристика становится подобной прямой ветви характеристики инжектирующего p - n -перехода.

Порядок выполнения

1. На стенде по схеме, представленной на рисунке 2.1, провести измерение для определения входной и выходной характеристик резисторной оптопары.

2. Получив семейство статических выходных характеристик резисторной оптопары, определить зависимость светового сопротивления от входного тока.

3. Для диодной оптопары по схеме (рисунок 2.7) определить вентильные вольт-амперные характеристики в фотогальваническом режиме и выходные характеристики в фотодиодном режиме.

4. Провести измерения по определению передаточных характеристик диодной оптопары в фотогальваническом и фотодиодном режимах.

5. Для тиристорной оптопары определить выходные характеристики и ток спрямления вольт-амперной характеристики.

Вопросы для самоконтроля

1. Какова структурная схема оптрона? Опишите его принцип работы.
2. Какие существуют типы оптопар и их особенности?
3. Какие основные характеристики и параметры оптопар?
4. Где применяются оптроны?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучение фотогальванических детекторов на основе фотодиодов, снятие их характеристик.

Оборудование: твердотельный лазер, He-Ne-лазер, измерительный преобразователь на основе фотодиода, измеритель энергии и мощности лазерного излучения.

Теоретические сведения

Фотогальванические детекторы оптического излучения, или измерительные преобразователи на основе фотодиодов включают фотодиод и цепь нагрузки (пассивную или активную) и предназначены для выработки сигнала измерительной информации в форме электрического сигнала.

Измерительные преобразователи могут работать в режиме непосредственного отсчета, когда выходной электрический сигнал в каждый момент времени пропорционален интенсивности падающего на фотодиод излучения (т. е. это преобразователи мгновенного действия), и в режиме с накоплением заряда, когда выходной сигнал пропорционален заряду, накапливаемому за некоторое время собственной ёмкостью фотодиода (или подключённой параллельно фотодиоду).

Для измерительных преобразователей с накоплением заряда характерно наличие устройства коммутации, периодически подключающего накопительную емкость к источнику внешнего смещения или разряжающего до её исходного состояния.

Кроме названных преобразователей можно выделить так называемые трансимпедансные преобразователи на основе пары фотодиод – операционный усилитель (ОУ). Под трансимпедансом в данном случае понимается передаточное сопротивление пары фотодиод – ОУ, т. е. коэффициент преобразования фототока в напряжение на выходе ОУ.

Измерительные преобразователи импульсного действия. Так как в вентильном режиме ток фотодиода пропорционален мощности излучения лишь при малых сопротивлениях нагрузки, то в измерительных преобразователях мгновенного действия используется включение фотодиода с внешним источником смещения (рисунок 3.1).

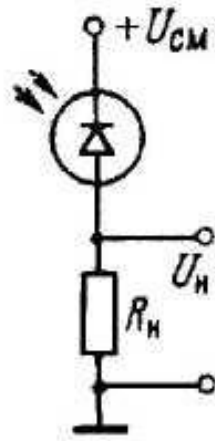


Рисунок 3.1 – Схема измерительного преобразователя с внешним источником смещения

Напряжение на нагрузке фотодиода в этом случае

$$U_n = (S_\lambda P + I_s) R_n, \quad (3.1)$$

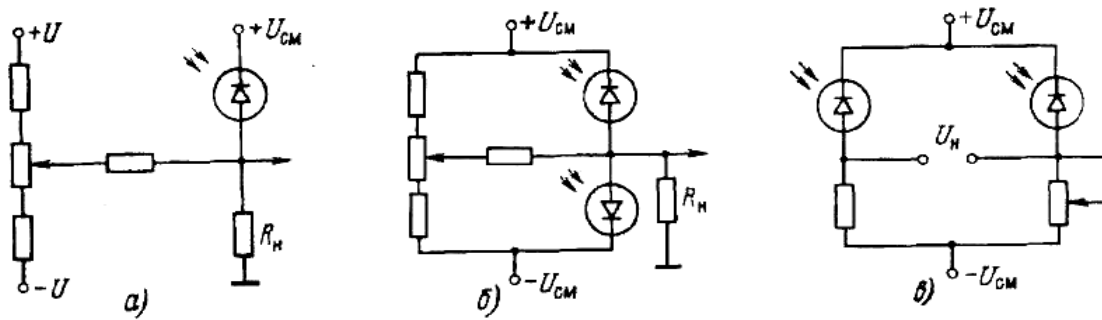
где S_λ – токовая чувствительность фотодиода на длине волны λ ;

P – мощность излучения;

I_s – ток смещения (темновой ток).

При измерении энергетических параметров непрерывного излучения преобразователь будет обладать систематической погрешностью из-за прохождения через нагрузку темнового тока и случайной погрешностью, обусловленной флуктуациями темнового тока при изменениях температуры окружающей среды. Систематическую погрешность можно устранить введением компенсирующего источника тока. Для уменьшения случайной составляющей погрешности ток компенсирующего источника должен меняться по тому же закону, что и темновой ток фотодиода. На рисунке 3.2, приведены различные схемы компенсации темнового тока.

Для исключения влияния темнового тока применяется также пространственная модуляция потока излучения. Например, верхняя граница линейного динамического диапазона преобразователя мгновенного действия определяется напряжением смещения и сопротивлением нагрузки и для кремниевого фотодиода ФД-7К составляет 10^{-2} Вт при $R_n = 500$ Ом и $E_{см} = 30$ В. Нижняя граница динамического диапазона определяется шумами фотодиода вида $1/f$. Для реализации пороговой чувствительности необходимо увеличивать сопротивление нагрузки и осуществлять перенос спектра сигнала в более высокочастотную область путем модуляции.



а – термозависимая с пассивным делителем;
 б – термозависимая с дополнительным затемненным фотодиодом;
 в – мостовая

Рисунок 3.2 – Схемы компенсации темнового тока

При воздействии импульсного излучения на фотодиод выражение (3.1) справедливо при выполнении условия $\tau_u > \tau$, где τ_u – длительность импульса излучения, а τ – постоянная времени фотодиода. Если $\tau_u \ll \tau$, то отклик фотодиода (напряжение на собственной емкости фотодиода U_ϕ) будет пропорционален энергии импульса излучения W :

$$U_\phi = \frac{q}{C_d} = \frac{1}{C_d} \int_0^{\tau_u} i_\phi(t) dt = W \frac{S_\lambda}{C_d}, \quad (3.2)$$

где q – заряд, накапливаемый на емкости фотодиода C_d .

Таким образом, интегрирование фототока $i_\phi(t)$ осуществляется собственной емкостью фотодиода, значение которой, согласно (3.2), пропорционально напряжению смещения в степени $-1/2$. Изменение напряжения смещения на фотодиоде вследствие изменения заряда на емкости C_d при интегрировании импульса фототока, а также вследствие изменения интенсивности фоновой засветки приводит к появлению существенной динамической погрешности. Для уменьшения влияния этой погрешности параллельно фотодиоду подключают емкостную нагрузку (рисунок 3.3).

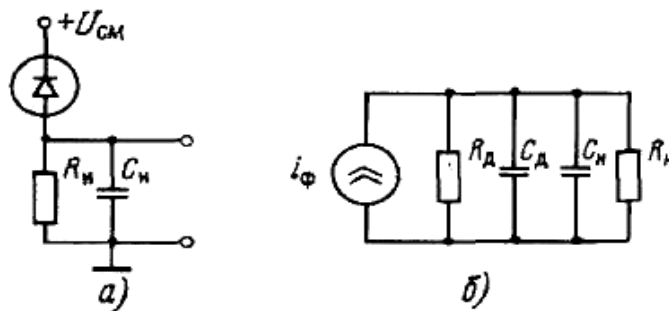


Рисунок 3.3 – Схема интегрирующего преобразователя (а) и его эквивалентная схема (б)

С учетом эквивалентной схемы амплитуда импульса на суммарной емкости $C = C_d + C_n$

$$U_c = WS_\lambda / (C_d + C_n),$$

где $S_\lambda / (C_d + C_n)$ – коэффициент преобразования энергии импульса излучения.

Для исключения влияния нестабильности собственной емкости фотодиода на точность измерений необходимо выполнять условие $C_n \gg C_d$, но при этом уменьшается коэффициент преобразования из-за увеличения времени разряда суммарной емкости через R_n .

При невыполнении условия $\tau_3 \gg \tau_n$ начинает сказываться баллистическая погрешность, обусловленная неидеальностью интегрирования. Здесь $\tau_3 = R_n R_d (C_n + C_d) (R_n + R_d)^{-1}$ – постоянная времени эквивалентной цепи нагрузки. Баллистическая погрешность превышает 0,01 при $\tau_3 \geq 50\tau_n$. Максимальная энергия импульса излучения измеряется фотодиодом в схеме интегрирующего преобразователя в пределах линейной аппроксимации его ватт-амперной характеристики

$$W_{\max} = U_{\text{см}} (C_n + C_d) (S_\lambda A)^{-1}, \quad (3.3)$$

где A – нормированная площадь импульса, равная отношению энергии импульса излучения к его пиковой мощности.

На рисунке 3.4 приведена зависимость максимальной энергии импульса излучения от суммарной емкости при различных напряжениях смещения фотодиода.

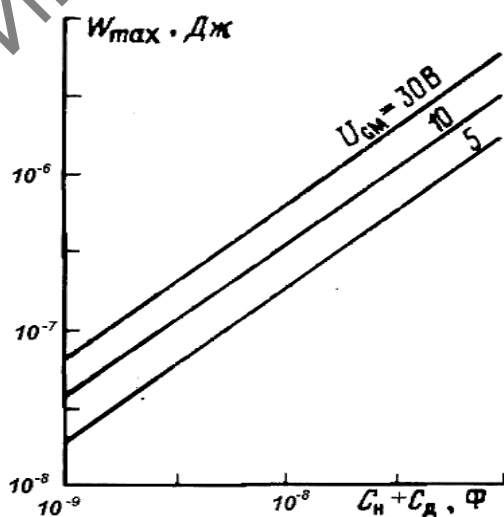


Рисунок 3.4 – Зависимость максимальной энергии импульса излучения от суммарной емкости

Из выражения (3.3) следует, что значение W_{\max} возрастает при увеличении C_n . Реальное значение W_{\max} ограничивается сопротивлением растекания носителей в базовом слое R_6 и сопротивлением толщи полупроводника, которые в данном случае не учитывались.

Измерительные преобразователи на основе пары фотодиод — операционный усилитель. В технике измерения малых токов высокоомных источников используется принцип измерения падения напряжения на образцовом сопротивлении, охваченном параллельной отрицательной обратной связью по напряжению. При этом к усилителю предъявляются требования наличия высокого входного сопротивления и большого коэффициента усиления при малых уровнях шумов. Успехи микроэлектроники позволили создать интегральные операционные усилители (ОУ), обладающие симметричным входом, высоким коэффициентом усиления, высокой надежностью, которые оказались чрезвычайно удобными для создания преобразователей, включающих полупроводниковые фотодиоды, и ОУ с входными каскадами на полевых транзисторах. Использование во входном каскаде ОУ полевых транзисторов обеспечивает низкие значения шумовых входных токов, ЭДС и токов смещения усилителя. ЭДС смещения усилителя в рабочем диапазоне температур также оказывается меньшей из-за дифференциальной схемы входного каскада. При этом фотодиод работает как генератор тока, а ОУ служит преобразователем этого тока в напряжение (рисунок 3.5).

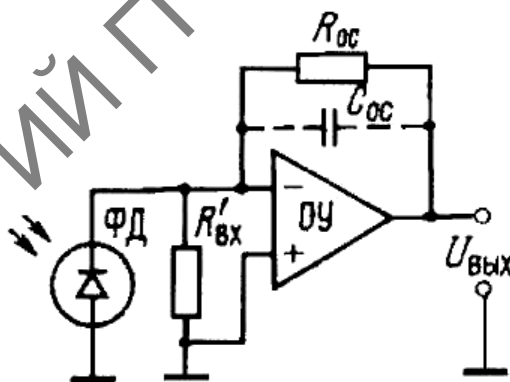


Рисунок 3.5 – Схема измерительного преобразователя на основе пары фотодиод – операционный усилитель

Если операционный усилитель с разомкнутой петлей обратной связи имеет коэффициент усиления $K'_и$ и входное сопротивление $R'_{вх}$, то входное сопротивление ОУ с замкнутой петлей обратной связи уменьшается и становится равным $R_{вх} = R'_{вх}/K'_и$. Это сопротивление является

нагрузкой фотодиода и при $R'_{\text{вх}} = 10^2 \dots 10^7$ Ом и $K'_{\text{и}} = 5 \cdot 10^5$ (для современных ОУ) может быть равным 2...20 Ом. Уменьшение нагрузки позволяет повысить линейность световой характеристики, при этом выходное напряжение

$$U_{\text{вых}} = -PS_{\lambda}R_{\text{ос}},$$

а динамический диапазон преобразователя сверху ограничивается напряжением питания ОУ, т. е. $U_{\text{вых max}} \approx U_{\text{пОУ}}$.

Динамический диапазон снизу ограничивается минимальной обнаруживаемой мощностью излучения:

$$P_{\text{min}} = 1,28 \cdot 10^{-10} \cdot S_{\lambda}^{-1} (\Delta f / R_{\text{ос}})^{1/2},$$

где Δf – ширина полосы пропускания. При $R_{\text{ос}} = 10^7$ Ом и $S_{\lambda} = 0,25$ А/Вт на $\lambda = 0,63$ мкм в единичной полосе пропускания $P_{\text{min}} \approx 10^{-13}$ Вт.

При использовании усилителя напряжения постоянная времени определяется из эквивалентной схемы (рисунок 3.3 (б)):

$$\tau = R_{\text{н}} R_{\text{д}} (R_{\text{н}} + R_{\text{д}})^{-1} (C_{\text{н}} + C_{\text{д}}).$$

Так как $R_{\text{д}} \gg R_{\text{н}}$, то $\tau \approx R_{\text{н}}(C_{\text{н}} + C_{\text{д}})$. Поскольку в преобразователе на основе пары фотодиод – ОУ напряжение на фотодиоде равно $U_{\text{вых}}/K'_{\text{и}}$ и при $K'_{\text{и}} \gg 1$ остаётся в пределах нескольких милливольт, влияние ёмкости $C_{\text{д}}$ исключается и постоянная времени определяется произведением $R_{\text{ос}}C_{\text{ос}}$, где $C_{\text{ос}}$ – паразитная ёмкость резистора обратной связи. Следовательно, верхняя граница частотной характеристики определяется либо постоянной $R_{\text{ос}}C_{\text{ос}}$ [если $1/(2\pi R_{\text{ос}}C_{\text{ос}}) < f'$], либо частотной единичного усиления f' ОУ [если $1/(2\pi R_{\text{ос}}C_{\text{ос}}) > f'$].

В первом случае при воздействии импульсного излучения интегрируется фототок, т. е. выходной сигнал ОУ пропорционален энергии импульса излучения. При этом допустимая частота следования импульсов определяется постоянной времени разряда $R_{\text{ос}}C_{\text{ос}}$. Во втором случае выходной сигнал ОУ пропорционален мощности излучения (импульсного и непрерывного). При интегрировании импульсов фототока минимальная длительность импульса должна быть больше постоянной времени установления ОУ. В противном случае из-за отсутствия обратной связи в начальный момент времени ОУ будет работать в нелинейном режиме с большой погрешностью.

Возможны две схемы преобразователей на основе пары фотодиод – ОУ (рисунок 3.6). По схеме на рисунке 3.6 (а) измеряется мощность непрерывного излучения или энергия импульсов излучения при оговоренных выше допущениях; по схеме на рисунке 3.6 (б) измеряется мощность непрерывного излучения, а также энергия как постоянных, так и импульсных источников излучения. При использовании ОУ с входным каскадом на полевых транзисторах с токами утечки порядка 10^{-10} А скорость разряда интегрирующего конденсатора ёмкостью 10^{-6} Ф составит около 10^{-4} В/с. Следовательно, такой преобразователь можно использовать для суммирования энергии повторяющихся импульсов излучения.

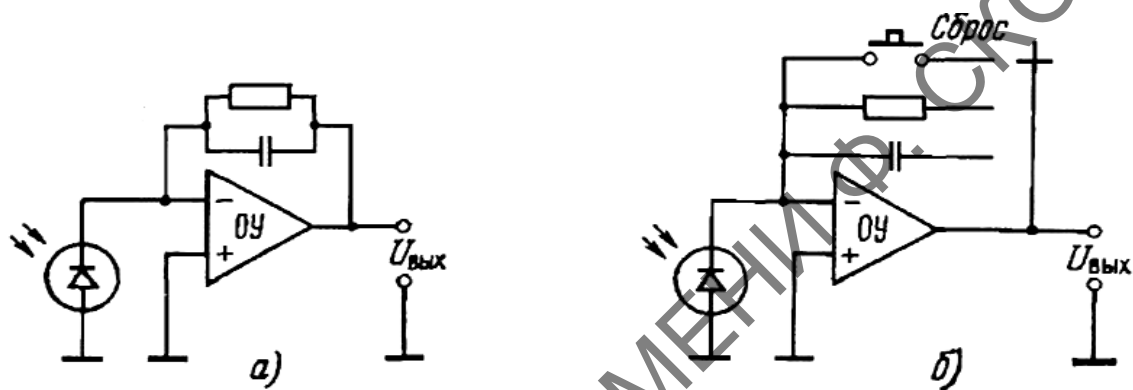


Рисунок 3.6 – Схемы преобразователей на основе пары фотодиод – операционный усилитель

Можно отметить следующие схемотехнические особенности преобразователя на основе пары фотодиод – ОУ:

– ОУ с высоким коэффициентом усиления ($K'_u \gg 1$), охваченный глубокой отрицательной обратной связью по напряжению, обеспечивает выходной сигнал

$$U_{\text{ВЫХ}} = -R_{\text{ос}} I_{\text{ф}} \text{ или}$$

$$U_{\text{ВЫХ}} = \frac{1}{C} \int_0^{\tau_u} i_{\text{ф}}^{\text{и}}(t) dt;$$

– осуществляется частотная коррекция сигнала ($\tau = R_{\text{ос}} C_{\text{ос}}$), расширение температурного диапазона постоянства $U_{\text{ВЫХ}}$, поскольку $U_{\text{ВЫХ}}$ зависит от температуры только через температурную зависимость $I_{\text{ф}}$. Обеспечивается также стабилизация $U_{\text{ВЫХ}}$ при изменении K'_u за счёт вариации температуры, напряжения питания и ухода параметров элементов схемы;

- существенно расширяется динамический диапазон $U_{\text{вых}}$ при сохранении заданного порога чувствительности;
- ОУ автоматически поддерживает на фотодиоде смещение в пределах $U_{\text{вых}}/K'_{\text{и}} \approx 1..2$ мВ, поэтому шумы вида $1/f$ минимальны.

Порядок выполнения работы

1. Собрать схему с внешним источником смещения и провести измерения зависимости напряжения сигнала на нагрузке фотодиода от мощности излучения лазера (He-Ne-лазера или лазера на АИГ).
2. Провести измерения для определения световой характеристики преобразователя на основе пары фотодиод – операционный усилитель.
3. Построить световую характеристику фотопреобразователя.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие измерительные преобразователи используют принцип накопления зарядов?
2. Перечислите основные достоинства и недостатки преобразователей с операционными усилителями.
3. Какие схемы применяются для компенсации темнового тока?
4. Какие существуют преобразователи на основе фотодиод – ОУ?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4

ИЗМЕРЕНИЕ ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРЫ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Цель работы: изучение метода «трех колец» для измерения числовой апертуры оптоволоконна и приобретение навыков измерения числовой апертуры.

Оборудование: He-Ne-лазер, телескопическая и фокусирующая системы, оптоволоконно, микроскоп.

Теоретические сведения

Знание числовой апертуры необходимо для уменьшения потерь как в устройствах ввода-вывода излучения, так и в приходящихся на механические и сварочные соединения оптических волокон (ОВ). Несогласованность параметров на соединяемых ОВ в целом может привести к очень существенным потерям в линиях из стандартных многомодовых градиентных ОВ. Наиболее сильное влияние на потери оказывает несогласованность числовых апертур.

Для определения числовой апертуры в ступенчатом ОВ рассмотрим распространение света в нем (рисунок 4.1). Свет в таком ОВ содержит два типа мод: моду, которая распространяется вдоль оптической оси (луч AA'), и группу мод, которая распространяется под углом к оптической оси, многократно отражаясь от границы сердцевина – оболочка (луч BB'). Луч BB' распространяется вдоль волокна путем многократных отражений от границы сердцевина – оболочка и не ослабляется при условии, что угол падения луча на границу раздела θ больше критического угла $\theta_{кр}$. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы угол наклона луча к оптической оси ОВ $\varphi = \pi/2 - \theta$ был меньше $\varphi_m = \pi/2 - \theta_{кр}$, а угол падения α луча из воздуха (n_a) на торец волокна был меньше определенного угла α_m .

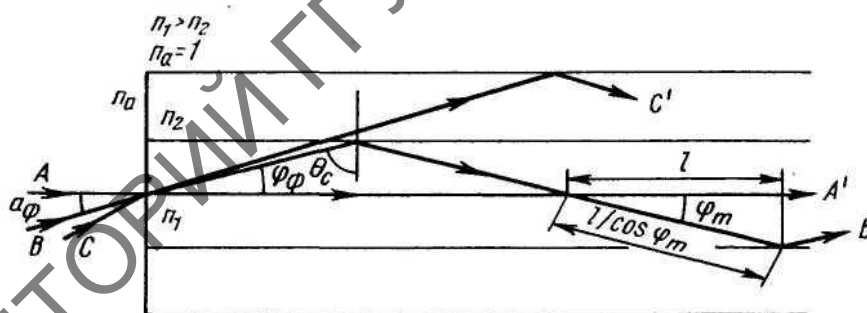


Рисунок 4.1 – Распространение света в оптическом волокне

Рассчитаем углы α_m и φ_m , приняв $n_a = 1$. Согласно закону Снелля,

$$\sin \alpha = n_1 \sin \varphi = n_2 \cos \theta. \quad (4.1)$$

При угле падения, равном критическому,

$$\sin \alpha_0 = n_1 \sin \varphi_0 = n_2 \cos \theta_{кр}, \quad (4.2)$$

$$n_1 \cos \theta_{\text{кр}} = n_2. \quad (4.3)$$

Выразим $\sin \alpha_0$ через показатели преломления сердцевины и оболочки.

Из (4.3) следует, что

$$\theta_{\text{кр}} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_1}, \quad (4.4)$$

$$\sin \alpha_0 = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (4.5)$$

Введем обозначения:

$$\Delta n = n_1 - n_2, \quad (4.6)$$

$$n = \frac{(n_1 + n_2)}{2}, \quad (4.7)$$

Тогда получим:

$$\sin \alpha_0 = (2n \cdot \Delta n)^{1/2}. \quad (4.8)$$

С ростом угла α_m возрастает доля светового потока, который распространяется в оптическом волокне за счет полного внутреннего отражения. Величину $n_b \sin \alpha_0$ ($n_b = 1$) называют числовой апертурой волокна NA :

$$NA = \sin \alpha_0 = (2n \cdot \Delta n)^{1/2}. \quad (4.9)$$

Таким образом, все лучи, падающие на торец волокна под углом меньше α_m , распространяются в сердцевине ОВ. Излучение, заключенное внутри конуса с углом при вершине $\alpha = \alpha_0$, представляет собой каналлируемые моды. Если $\alpha > \alpha_0$, то луч света CC' не отражается от границы $n_1 n_2$ и вводится в оболочку. Эта часть излучения представляет собой вытекающие или оболочечные моды. Вытекающие моды удерживаются в оболочке, если выполняется условие полного внутреннего отражения на внешней границе оболочки. Если это условие не выполняется, то лучи выходят из оболочки – излучаемые моды. При больших длинах светопередачи вытекающие лучи поглощаются в оболочке (она менее

прозрачна, чем сердцевина) и в процессе светопередачи по волокну участвуют только внутриапертурные направляемые лучи.

Используя выражение (4.9) и рисунок 4.2, возможно получить выражение для допустимой числовой апертуры изогнутого световода

$$NA = \sin \alpha_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \left(1 + \frac{D}{2R}\right)^2}, \quad (4.10)$$

где D – диаметр световедущей жилы;

R – радиус изгиба световода.

Из сравнения выражений (4.9), (4.10) следует, что числовая апертура для изогнутого ОВ меньше, чем для прямого. Решающей для воздействия на числовую апертуру путем изгиба является величина D/R . Ее значение существенно меньше 1, так как $R \gg D$ при соблюдении минимальных радиусов изгиба световода, и уменьшение числовой апертуры составляет несколько процентов.

Для измерения числовой апертуры ОВ применяется метод «трех колец», который базируется на световом явлении «трех колец». Наблюдения торца ОВ показали, что при падении оптического пучка на его входной торец под углами, меньшими апертурного, торец сердцевины имеет яркость значительно большую, чем торец оболочки. При углах падения пучка, превосходящих апертурный, большую яркость имеет торец оболочки.

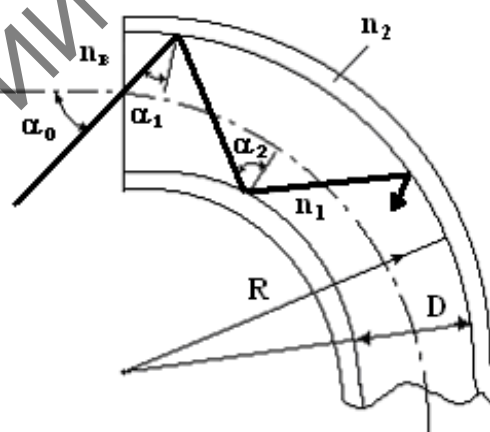


Рисунок 4.2 – Распространение излучения в изогнутом ОВ

Наибольший интерес представляет случай при подаче направленного пучка лучей на входной торец ОВ под углом падения, равным

апертурному углу (α_0). При этом торец сердцевины и оболочки имеют одинаковую яркость, но граница их раздела представляет собой ярко светящееся кольцо. Причиной этого является распространение граничного луча вдоль границы раздела сердцевины и оболочки.

Согласно выражению (4.1) числовая апертура находится в прямой зависимости от апертурного угла. Эта зависимость и положена в основу метода «трех колец» для измерения числовой апертуры ОВ.

Оптическая схема для измерения числовой апертуры этим методом приведена на рисунке 4.3.

Луч лазера (1), пройдя телескопическую систему (2) с помощью объектива (3), фокусируется на входной торец ОВ (4), закрепленный на поворотном столе. Стол вращается таким образом, что его ось вращения проходит через центр входного торца ОВ. Выходной торец рассматривается через микроскоп или на экране (5). Четкое кольцо на границе сердцевина – оболочка наблюдается при определенном угле падения оптического луча. В этой точке излучение выходит в оболочку. На экране наблюдается пучок лазерного излучения в виде кольца. Далее стол вращается в противоположном направлении, и снова под определенным углом падения наблюдается аналогичное яркое кольцо на границе раздела. Половина суммы этих двух показаний составляет угол числовой апертуры.

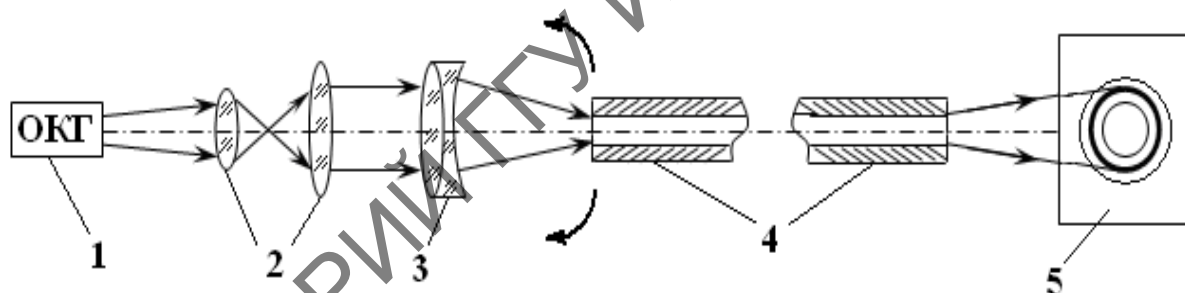


Рисунок 4.3 – Оптическая схема для измерения числовой апертуры оптоволокна

Порядок выполнения работы

1. Собрать схему для измерения числовой апертуры ОВ, представленную на рисунке 4.3.

2. С помощью фокусирующей системы направить излучение лазера в центр торца ОВ. Диаметр сфокусированного лазерного излучения должен быть не больше диаметра сердцевины.

3. Используя метод «трех колец», определить угол числовой апертуры. Измерения провести не менее десяти раз.
4. Аналогичные измерения провести для случая изогнутого оптоволокна.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие параметры ОВ влияют на характер распространения оптического излучения в ОВ?
2. Назовите характеристики и виды оптических потерь в ОВ.
3. Какие существуют методы измерения числовой апертуры ОВ?
4. Как влияет изгиб ОВ на величину числовой апертуры?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В РАЗЪЕМНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Цель работы: ознакомление с физическими процессами прохождения оптического излучения в местах разъемных соединений, видами потерь оптического сигнала и пассивными компонентами волоконно-оптических линий связи (ВОЛС).

Оборудование: оптический стенд, источник оптического излучения KIWI-4200, измеритель оптической мощности KIWI-4300.

Теоретические сведения

Соединение концов двух оптических волокон (ОВ) в ВОЛС обеспечивают оптические соединители. Соединители применяются в сетях всех типов, портах входа и выхода оборудования передачи, а также могут использоваться для подключения тестового и измерительного оборудования. Они должны обеспечивать прохождение оптического сигнала с одного элемента системы передачи в другой, внося при этом минимальные потери на стыке.

На потери величины оптического сигнала участка ВОЛС, помимо, собственных потерь в оптических волокнах, существенное влияние оказывает качество стыков, а также неточность юстировки.

Основными причинами потерь являются различия показателей преломления сердцевин соединяемых ОВ, их числовых апертур и диаметров сердцевин (многомодовые) или диаметров модовых полей (одномодовые).

Потери из-за различия показателей преломления сердцевин являются следствием френелевского отражения на границе раздела двух сред с разными показателями преломления (рисунок 5.1).

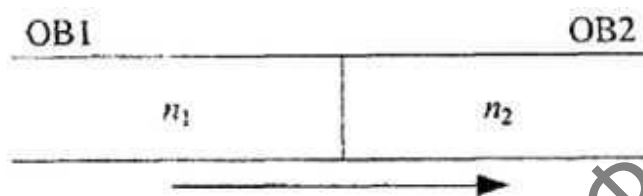


Рисунок 5.1 – Соединение ОВ с разными значениями показателей преломления сердцевин

Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления при отсутствии зазора между ОВ потери, дБ:

$$\alpha = -10 \cdot \lg \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2}, \quad (5.1)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления волокон (рисунок 5.2).

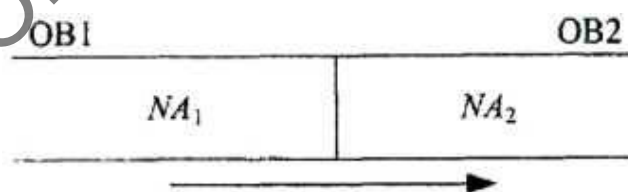


Рисунок 5.2 – Соединение ОВ с разными числовыми апертурами

Если излучение переходит из ОВ1, имеющего числовую апертуру NA_1 , в ОВ2 с числовой апертурой NA_2 , которая удовлетворяет условию ($NA_1 > NA_2$), то часть излучения из ОВ1 выйдет в оболочку ОВ2 и там рассеется (рисунок 5.2). В этом случае при отсутствии зазора между ОВ потери, дБ:

$$\alpha = \begin{cases} 20 \cdot \lg \cdot \frac{NA_1}{NA_2} & \text{при } NA_1 > NA_2, \\ 0 & \text{при } NA_1 \leq NA_2. \end{cases} \quad (5.2)$$

Потери при неодинаковых диаметрах сердцевин многомодовых ОВ или неодинаковых диаметрах модовых полей одномодовых ОВ (рисунок 5.3) возникают при переходе из ОВ1 с большим диаметром в ОВ2 с меньшим диаметром:

$$\alpha = \begin{cases} 20 \cdot \lg \cdot \frac{d_1}{d_2} & \text{при } d_1 > d_2, \\ 0 & \text{при } d_1 \leq d_2. \end{cases} \quad (5.3)$$

Следует отметить, что рассмотренные потери (кроме потерь из-за различия показателей преломления) зависят от направления распространения излучения. Потери же из-за различия показателей преломления в первом приближении не зависят от направления распространения излучения.

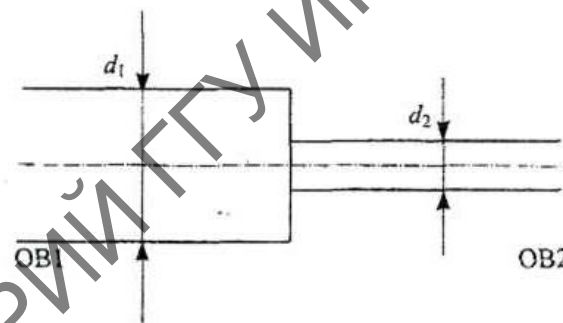


Рисунок 5.3 – Соединение ОВ с разными диаметрами сердцевин

Числовая апертура градиентных многомодовых ОВ должна удовлетворять условию $NA = 0,2 \pm 0,015$, а диаметр сердцевин $d_c = 50 \pm 3$ мкм. Расчеты по формулам (5.2), (5.3) показывают, что максимальные потери в этом случае могут достигать 1 и 1,3 дБ соответственно.

Для одномодовых ОВ со смещенной дисперсией, предназначенных для работы на длине волны 1,55 мкм, диаметр модового поля должен удовлетворять условию $D_{мп} = 8,4 \pm 0,5$ мкм, а максимальные потери, рассчитанные по формуле (5.3), могут достигать 1 дБ.

Реальные отклонения указанных параметров, которые обеспечивают лучшие производители волокон, намного меньше. Это обстоятель-

ство, а также группирование сращиваемых ОВ позволяют сваривать ОВ с потерями порядка 0,01 дБ и изготавливать оптические разъемные соединители с потерями порядка 0,2–0,5 дБ.

Потери, обусловленные погрешностями юстировки и конструкциями соединителей, проявляются в разъемных и неразъемных соединениях. Потери в разъемных соединениях являются следствием несовершенства как самой конструкции соединителя, так и процесса оконцовывания ОВ. Потери в разъемных соединениях зависят от неточности юстировки волокон при их заделке в наконечник соединителя (радиальное, угловое и осевое смещение) и некачественной обработке (полировки) торцов, соединяемых ОВ. В разъемных соединениях эти потери обычно являются основными.

Потери в неразъемных соединениях определяются неточностью юстировки ОВ в сварочном аппарате перед сваркой. Однако современные сварочные аппараты имеют автоматическую юстировку и автоматическое управление процессом сварки ОВ, обеспечивающие минимальные потери. Вследствие этого потери при сварке в основном определяются различием параметров свариваемых ОВ.

Радиальное смещение осей соединяемых ОВ приводит к тому, что часть энергии из ОВ1 не попадает в ОВ2 (рисунок 5.4).

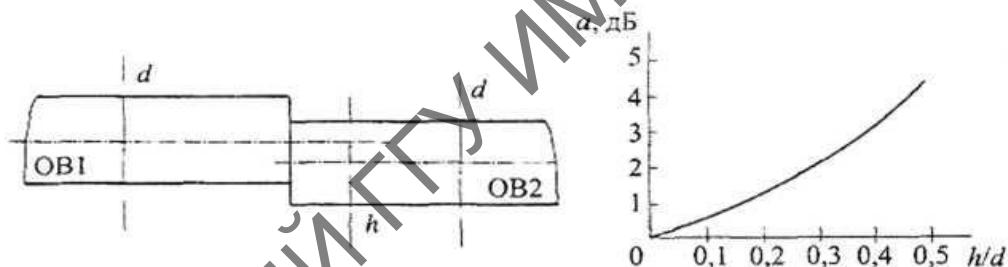


Рисунок 5.4 – Радиальное смещение осей ОВ

Потери не зависят от направления распространения света при малых смещениях $h \ll d$ и составляют, дБ:

$$\alpha \approx 4,34 \cdot \frac{h}{d}. \quad (5.4)$$

Потери из-за углового смещения осей сердцевин, соединяемых ОВ, не зависят от направления распространения света (рисунок 5.5) при малых угловых смещениях $\alpha \ll 2NA$ и составляют, дБ:

$$\alpha \approx 2,17 \cdot \frac{\alpha}{d}. \quad (5.5)$$

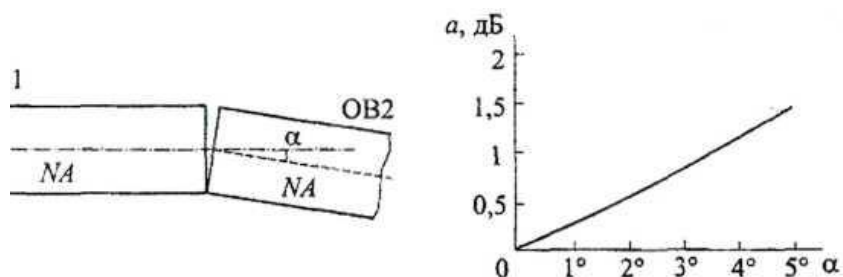


Рисунок 5.5 – Угловое смещение осей ОВ

Осевое смещение торцов, соединяемых ОВ, имеет место только в разъёмных соединениях (рисунок 5.6), при этом потери, дБ:

$$\alpha = 17,4 \cdot NA/d, \quad (5.6)$$

где h – осевое смещение.

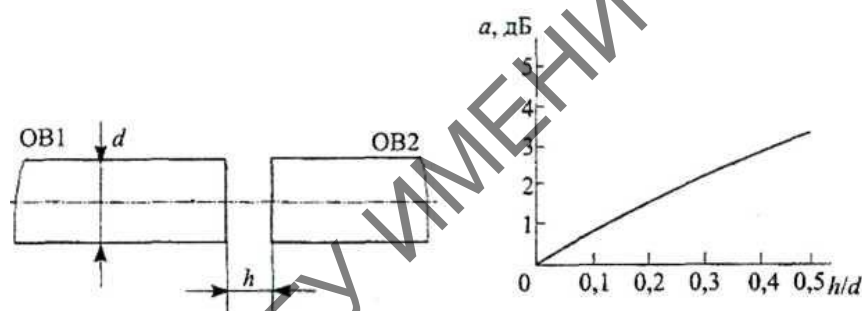


Рисунок 5.6 – Осевое смещение торцов ОВ

Приведенные формулы не являются точными и не учитывают всех физических явлений, происходящих на стыке ОВ, но они позволяют примерно оценить необходимые точности юстировки при сварке и изготовлении разъёмов.

Известно, что при распространении излучения по изогнутому участку оптоволокна, часть излучения покидает ОВ через боковую поверхность, то есть возникают дополнительные оптические потери. Затухание в изогнутых ОВ классифицируют как разновидность кабельных потерь – потери на макроизгибах.

Порядок выполнения работы

1. Исследовать зависимость величины проходящей плотности мощности излучения от угла наклона оси сердцевины ОВ.

Для этого на оптическом стенде необходимо установить максимальное значение коллекторного тока фототранзистора. Вращая ручку регулятора углового смещения оси волокна, регистрировать изменение коллекторного тока фототранзистора через каждые 5 градусов. Результаты измерений занести в таблицу 5.1.

Таблица 5.1 – Зависимость проходящей плотности мощности излучения от угла наклона оси сердцевины ОВ

Отклонение оси ОВ, градусы	0	5	10	15	20	25	30
Ток фототранзистора, мА							
Плотность мощности излучения, мВт/см ²							

2. Исследовать зависимость величины проходящей плотности мощности излучения от величины смещения торцов ОВ в продольном направлении.

Установить максимальное значение коллекторного тока фототранзистора. Включить микрометр. Установить нулевое значение на шкале микрометра, нажав на кнопку ZERO. Вращая ручку регулятора продольного смещения торцов оптических волокон, регистрировать изменение коллекторного тока фототранзистора через равные промежутки смещения. Результаты измерений занести в таблицу 5.2.

Таблица 5.2 – Зависимость величины плотности мощности излучения от величины смещения торцов ОВ в продольном направлении

Смещение (продольн.) торцов ОВ, мм	0,5	1	1,5	2	2,5	3...	5,0
Ток фототранзистора, мА							
Плотность мощности излучения, мВт/см ²							

3. Исследовать зависимость величины проходящей плотности мощности излучения от величины смещения торцов ОВ в поперечном направлении.

Установить максимальное значение коллекторного тока фототранзистора. Включить микрометр. Установить нулевое значение на шкале микрометра, нажав на кнопку ZERO. Вращая ручку регулятора поперечного смещения торцов волокон, регистрировать изменение коллекторного тока фототранзистора через равные промежутки смещения. Результаты измерений занести в таблицу 5.3.

Таблица 5.3 – Зависимость величины плотности мощности измерения от величины смещения торцов ОВ в поперечном направлении

Смещение (поперечн.) торцов ОВ, мм	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2...	2,8
Ток фототранзистора, мА							
Плотность мощности излучения, мВт/см ²							

4. Значения плотности мощности источника излучения, соответствующие току фототранзистора BPW85B, определить из градуировочного графика.

5. Исследовать величину оптических потерь на изогнутом участке ОВ при различном радиусе изгиба.

Для этого на оптическом стенде подключить KIWI-4200 и KIWI-4300 к оптическому кабелю. Устанавливая ОВ на различные радиусы изгиба, измерить затухание (S) оптического сигнала в данном волокне для длины волны излучения 1550 нм. Повторить измерения для длины волны излучения 1310 нм. Вычислить затухание изогнутого участка ОВ при разных радиусах изгиба, принимая затухание изогнутого участка при наибольшем радиусе изгиба равным нулю. Данные занести в таблицу 5.4.

S участка 25 мм = S волокна 25 мм – S кабеля 30 мм,

S участка 20 мм = S волокна 20 мм – S кабеля 30 мм,

S участка 15 мм = S волокна 15 мм – S кабеля 30 мм.

Таблица 5.4 – Потери на изогнутом участке ОВ при различном радиусе изгиба

Диаметр	30 мм	25 мм	20 мм	15 мм
S волокна, dB				
S участка, dB				

6. Построить графики зависимости величины проходящей плотности мощности излучения от угла наклона оси ОВ, величины смещения торцов ОВ в продольном направлении и от величины смещения торцов ОВ в поперечном направлении.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие виды соединителей применяются в ВОЛС?
2. Какие требования предъявляются к оптическим соединителям?
3. От чего зависит величина отраженной от торца ОВ энергии излучения?
4. Назовите основные механизмы оптических потерь в ОВ.
5. Какие параметры влияют на величину потерь при изгибе ОВ?

ЛИТЕРАТУРА

1. Физические основы полупроводниковой фотозлектроники : учебное пособие / А. С. Войцеховский [и др.] – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2013. – 560 с.
2. Ажеганов, А. С. Квантовая и полупроводниковая электроника : учебное пособие / А. С. Ажеганов, И. Л. Вольхин, Н. К. Шестакова. – Пермь : Пермский гос. нац. исслед. ун-т, 2014. – 159 с.
3. Давыдов, В. Н. Физические основы оптоэлектроники : учебное пособие / В. Н. Давыдов. – Томск : ТУСУР, 2013. – 139 с.
4. Игнатов, А. Н. Оптоэлектроника и нанопотоника : учебное пособие / А. Н. Игнатов. – СПб. : Издательство «Лань», 2011. – 544 с.
5. Пихтин, А. Н. Оптическая и квантовая электроника / А. Н. Пихтин. – М. : «Высшая школа», 2001. – 573 с.
6. Мартынов, В. Н. Полупроводниковая оптоэлектроника / В. Н. Мартынов, Г. И. Кольцов. – М. : «МИСИС», 1995. – 400 с.
7. Носов, Ю. Р. Оптоэлектроника / Ю. Р. Носов. – М. : Радио и связь, 1985. – 360 с.
8. Ишанин, Г. Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов / Г. Г. Ишанин. – Л. : «Машиностроение», 1982. – 240 с.
9. Носов, Ю. Р. Оптроны и их применение / Ю. Р. Носов, А. С. Сидоров. – М. : Радио и связь, 1981. – 280 с.
10. Быстров, Ю. А. Оптоэлектронные приборы и устройства / Ю. А. Быстров. – М. : издат. предприятие «Радио Софт», 2001. – 256 с.
11. Валенко, В. С. Электроника и микросхемотехника / В. С. Валенко, М. С. Хандогин. – Минск : «Беларусь», 2000. – 230 с.
12. Ребрин, Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве / Ю. К. Ребрин. – М. : «Советское радио», 1977. – 145 с.
13. Павлов, Л. П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов / Л. П. Павлов. – М. : «Высшая школа», 1971. – 180 с.
14. Абайдуллаев, Р. Р. Волоконно-оптические сети / Р. Р. Абайдуллаев. – М. : Эко – Трендз, 2001. – 267 с.
15. Глаголев, С. Ф. Передаточные характеристики оптических волокон : учебное пособие / С. Ф. Глаголев, В. С. Иванов, Л. Н. Кочановский. – Санкт-Петербург : СПбГУТ, 2001. – 79 с.

Производственно-практическое издание

Максименко Александр Васильевич,
Мышковец Виктор Николаевич,
Баевич Георгий Александрович

ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И МЕТОДЫ ПЕРЕДАЧИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Практическое пособие

Редактор А. А. Негодина
Корректор В. В. Калугина

Подписано в печать 10.02.2022. Формат 60x84 1/16.

Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 2,56. Уч.-изд. л. 2,8.

Тираж 25 экз. Заказ 83.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования

«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 3/1452 от 17.04.2017.

Специальное разрешение (лицензия) № 02330 / 450 от 18.12.2013.

Ул. Советская, 104, 246028, Гомель.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ