

1. Измерения параметров волоконно-оптических систем связи в проходящем излучении

1.1. Классификация измерений

В процессе строительства и эксплуатации ВОЛС проводятся следующие виды измерений:

1. Измерения в процессе строительства

- ◆ входной контроль;
- ◆ оценка качества строительных работ с целью доведения параметров до установленных нормативов;
- ◆ приемно-сдаточные испытания.

2. Измерения в процессе эксплуатации

- ◆ профилактические измерения;
- ◆ аварийные измерения;
- ◆ входной контроль;
- ◆ контрольные измерения после аварийно-восстановительных работ;
- ◆ непрерывный мониторинг состояния линейного тракта.

Входной контроль производится перед проведением строительных и ремонтных работ, связанных с заменой кабеля и прочих компонентов ВОЛС. В ходе этих измерений контролируется качество строительных длин кабеля и других компонентов. При входном контроле с помощью оптического тестера (мультиметра) измеряют вносимое затухание всех ОВ и по известной строительной длине рассчитывают коэффициенты затухания, измеряют с помощью рефлектометра потери в контрольных сварках ОВ между собой. Для паспортизации строительной длины используют результаты измерений вносимого затухания и регистрируют рефлектограммы всех ОВ строительной длины с двух сторон.

Оценка качества строительных работ и контрольные измерения после аварийно-восстановительных работ включают измерения с помощью оптического тестера (мультиметра) вносимого затухания всех ОВ на смонтированных или отремонтированных участках, двухсторонние измерения с помощью оптического рефлектометра потерь в смонтированных соединениях ОВ и ремонтных кабельных вставках. Для паспортизации построенного или отремонтированного кабельного участка используют результаты измерений вносимого затухания и регистрируют рефлектограммы всех ОВ кабельного участка с двух сторон.

Приемно-сдаточные испытания и профилактические измерения включают те же измерения, и предполагают паспортизацию построенного кабельного участка или внесение в существующий паспорт результатов профилактических измерений. Профилактические измерения проводятся периодически в соответствии с утвержденным планом, обычно 1 раз в год. Они позволяют выявить и локализовать возникшие в линейном тракте неоднородности после приемно-сдаточных испытаний и предыдущих профилактических измерений. Анализ результатов профилактических измерений позволяет оценить состояние линейного тракта, а также необходимость проведения внеплановых ремонтных работ.

Аварийные измерения проводятся для определения характера повреждения и расстояния до него. Для аварийных измерений обычно используется оптический рефлектометр, которым проводят двухсторонние измерения. Иногда могут использоваться другие методы, например, использующие мостовые или трассопоисковые приборы для определения расстояния до обрыва или понижения сопротивления изоляции в проводниках дистанционного питания, металлических влагозащитных оболочках, бронепокровах и т.п.

Непрерывный мониторинг состояния линейного тракта с помощью встроенного в ВОСП контрольно-измерительного оборудования и специальных систем мониторинга. Мониторинг с помощью встроенного оборудования позволяет контролировать соединение и прохождение сигнала, а также качество связи с помощью контроля коэффициента ошибок, глаз диаграмм. Специальные системы мониторинга используют принципы оптической рефлектометрии, а в качестве зондирующего сигнала используют излучение с длиной волны, которая не используется для передачи, например $\lambda=1625$ нм. Такие системы позволяют обнаруживать вновь возникшие в процессе эксплуатации неоднородности, в том числе обусловленные несанкционированным доступом.

Для определения параметров ВОСП проводят различные измерения в проходящем и рассеянном свете. В проходящем свете проводятся измерения следующих величин:

- мощности и спектрального состава оптического излучения источников;
- параметров фотоприемных устройств;
- энергетического запаса на регенерационном участке;
- вносимого затухания на кабельном участке;
- среднего коэффициента затухания;
- коэффициента ошибок;
- параметров формы оптических импульсов.

Для измерения параметров компонентов ВОЛС и параметров ВОЛС в целом нужны следующие оптические средства измерения:

- Измерители оптической мощности,
- Измерительные источники излучения,
- Анализаторы оптического спектра,
- Оптические аттенюаторы,
и электрические приборы:
- широкополосный осциллограф,
- измеритель коэффициента ошибок или сетевой анализатор трафика.

1.2. Измерители мощности оптического излучения

Мощность оптического излучения P может измеряться в единицах мощности (Вт) или в логарифмических единицах p (дБм) по отношению к мощности 1 мВт. Для измерения мощности излучения используют специальные приборы - измерители оптической мощности или оптические ваттметры, которые могут использоваться отдельно или входить в состав комплектов оптического тестера или в состав мультиметров.

Измерители оптической мощности используются для определения мгновенных, средних и максимальных значений мощности на выходах излучателя или в различных точках волоконно-оптического линейного тракта (ВОЛТ).

Измеритель оптической мощности (рис. 1.1) состоит из следующих функциональных узлов:

- входного оптического разъема (ОР) или ОР с аттенюатором (АТТ);
- фотоприемника (ФП), который преобразует мощность оптического излучения в электрический сигнал (обычно фототок);
- усилителя фототока (УФТ), на выходе которого с помощью осциллографа можно наблюдать сигнал, пропорциональный мгновенному значению мощности;
- аналого-цифрового преобразователя (АЦП);
- микроконтроллера (МК);
- устройства отображения (УО).

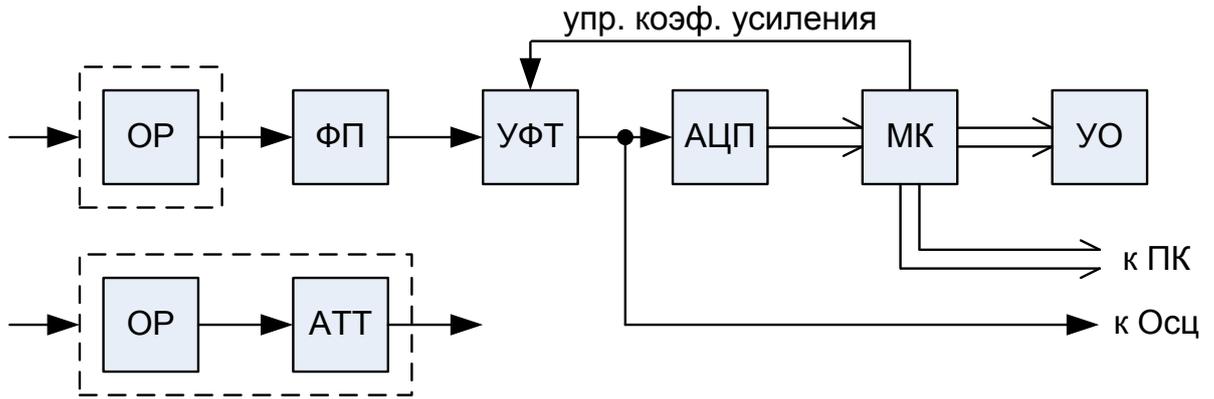


Рис. 1.1. Структурная схема измерителя оптической мощности

Программное обеспечение МК позволяет проводить обработку цифрового сигнала с выхода АЦП, выполняя следующие функции:

- автоматическое управление коэффициентом усиления УФТ,
- вычисление среднего значения оптической мощности и ее уровня,
- определение максимального и минимального значений оптической мощности и ее уровня,
- логарифмирование,
- вывод информации на УО и персональный компьютер (ПК).

Существует большое разнообразие фотоприемников, например фотоэлементы, фотоумножители (квантовые приемники с внешним фотоэффектом), фотодиоды, фототриоды, фототиристоры (квантовые приемники с внутренним фотоэффектом), термоэлектрические, болометрические (тепловые приемники). В качестве ФП чаще всего применяют *p-i-n* фотодиоды (ФД). К ФД для измерителей оптической мощности предъявляется ряд требований.

ФД должен иметь минимальную фоточувствительную площадку, но достаточную для регистрации всего потока излучения, выходящего из источника излучения или ОВ.

Чувствительность ФД должна быть однородна по площади, а характеристика преобразования - линейной во всем диапазоне измеряемых мощностей. Чувствительность должна мало зависеть от температуры и других внешних факторов.

ФД должен обладать малым уровнем шума, низким порогом реагирования. Для этого он должен иметь малый уровень темнового тока, который возрастает с увеличением площади фоточувствительной площадки и температуры.

Наилучшими параметрами для измерителей мощности обладают ФД *p-i-n* структуры. Для длин волн до $\lambda = 1$ мкм обычно используют кремниевые ФД, для длин волн от 1 мкм до 1.65 мкм используют ФД на основе германия или на основе арсенида галлия, легированного индием. Наилучшими параметрами: высокой линейностью, температурной стабильностью, широким динамическим диапазоном по линейности и по шумам (малый темновой ток) - обладают кремниевые *p-i-n* фотодиоды.

Измерители оптической мощности в ВОСП работают в широком динамическом диапазоне уровней от -85 дБм до 20 дБм. Их разрешающая способность обычно составляет 0.1 или 0.01 дБ, а погрешность абсолютных измерений от 0.1 до 0.5 дБ. На нижнем пределе измерения погрешность измерения определяется шумами ФД и УФТ, а на верхнем пределе приходится бороться с перегрузкой ФД и УФТ. Эти требования не всегда удается сочетать в одном приборе. Поэтому существует широкая номенклатура измерителей мощности, ориентированных на измерения в определенном диапазоне мощностей. При уровнях входных мощностей более 3-10 дБм перед входом ФП устанавливают АТТ (рис.1.1).

Чувствительность ФД обычно возрастает с увеличением длины волны. Измерение мощности излучения с заданной погрешностью возможно только на определенных длинах волн калибровки. Длину волны измеряемого излучения надо знать или уметь определять до измерения мощности. Обычно измерители оптической мощности имеют переключаемый вручную набор длин волн, на которых они откалиброваны.

В качестве примера приведем параметры измерителя мощности серии Топаз 3200 (рис. 1.2а). Изготовитель НПК «СвязьСервис» СПб. Длины волн калибровки 850, 1310, 1490, 1550 и 1625 нм, разрешающая способность 0.1 дБ, погрешность 0.4 дБ, диапазон измеряемых уровней оптической мощности -60 - +6 дБм (для модели 3210) и -40 - +20 дБм (для модели 3220).

Более совершенным изделием того же производителя является измеритель мощности серии Топаз-7200-А (рис. 1.2б). Помимо указанных длин волн калибровки для серии Топаз 3200 он позволяет устанавливать любые длины волн калибровки в диапазонах 800-900 и 1210-1650 нм с шагом 5 нм. Разрешающая способность 0.01 дБ, погрешность 0.3 дБ, диапазон измеряемых уровней оптической мощности -85 - +6 дБм (для модели 7210-А) и -60 - +20 дБм (для модели 7220-А). При использовании специального источника оптического излучения этого разработчика может измерять затухание одновременно на 3-х длинах волн в реальном масштабе времени.



Рис.1.2. Внешний вид измерителей мощности

Существуют также измерители - анализаторы оптической мощности с набором оптических фильтров, которые позволяют определять мощности в некотором спектральном диапазоне, используемом для систем связи CWDM (рис.1.3а) или DWDM (рис.1.3б).

Измерители оптической мощности используются для измерения уровней оптической мощности на выходе источников излучения, оптических волокон и других пассивных и активных оптических компонентов.

Измерители оптической мощности в сочетании с другими приборами могут использоваться для определения параметров ФПУ ВОСП:

- чувствительности ФПУ $p_{\text{фмин}}$,
 - уровня перегрузки ФПУ $p_{\text{фмакс}}$,
 - динамического диапазона ФПУ $D_{\text{ф}}$
- и параметров регенерационного участка ВОСП:
- вносимого затухания $a_{\text{вн}}$,
 - энергетического запаса $\mathcal{E}_{\text{зап}}$.

Методы измерения вносимого затухания будут изложены ниже.



Рис.1.3. Измерители – анализаторы оптической мощности для длин волн систем CWDM (а) и DWDM (б).

1.2. Измерительные источники излучения

Измерительные источники излучения (ИИ) предназначены для генерации высокостабильного излучения с известным спектром и стабильной мощностью. Совместно с измерителями мощности они используются для измерения затухания в отдельных оптических компонентах (разъемах, аттенюаторах, разветвителях и других), а также затухания на отдельных участках ВОЛТ.

Структурная схема стабилизированного по средней мощности одноканального лазерного источника показана на рис. 1.4. Она включает генератор модулирующего напряжения (ГМН), усилитель тока накачки (УТН), ЛД, встроенный ФД, УФТ и выходной оптический разъем (ОР). ГМН обычно формирует прямоугольное напряжение со скважностью 2. Выбором частоты можно кодировать значение длины волны ЛД, для того чтобы измеритель мощности того же производителя автоматически выбрал длину волны калибровки. Обычно в источнике предусматривается также и режим стабилизации немодулированного излучения.

Более совершенные измерительные ИИ имеют встроенную систему автоматического поддержания температуры ЛД, самого нестабильного элемента измерительного ИИ. Для управления температурой ЛД, который располагается на хорошо теплопроводящей пластине микрохолодильника, использующего эффект Пельтье.

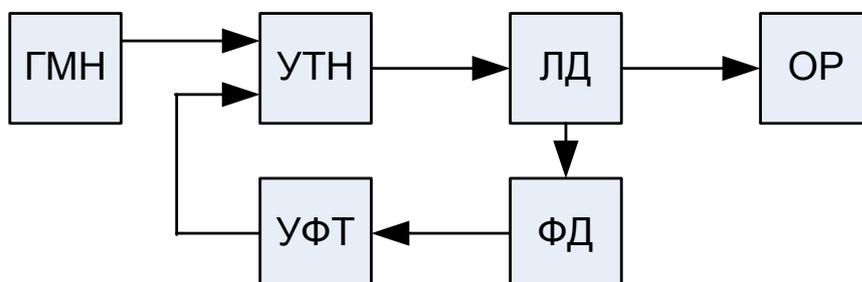


Рис.1.4. Структурная схема стабилизированного измерительного источника излучения

На рис.1.5а показан измерительный источник излучения серии Топаз 3100 на две длины волны 1310 и 1550 нм, которые подаются на выход поочередно, источники не модулированы, выходной уровень не менее -4 дБм, ширина спектра 5 нм, нестабильность за 8 часов не более 0.25 дБ.

На рис.1.5б показан измерительный источник излучения серии Топаз 3100 на три длины волны из перечня 850, 1300, 1310, 1490, 1550, 1625 и 1650 нм, которые подаются на выход поочередно. Источники могут быть идентифицированы измерителем мощности серии Топаз 7200, т.к излучение одного источника не модулировано, двух других модулировано частотами 270 и 2000 Гц. Выходной уровень излучения не менее -4 дБм, ширина спектра 5 нм, нестабильность за 8 часов не более 0.25 дБ.



Рис.1.5. Внешний вид измерительных источников излучения

1.3. Оптические тестеры

Функции измерителя мощности и измерительного источника излучения объединяют в одном корпусе оптического тестера, практически без увеличения габаритов и массы. В качестве примера можно привести тестер серии Топаз-7300-А (рис.1.6а), который полностью заменяет измерительный источник серии Топаз-7100-А и измеритель мощности серии Топаз-7200-А.



Рис.1.6. Внешний вид оптических тестеров с расширенными возможностями

Дальнейшее расширение функций оптического тестера реализовано в серии Топаз-7300-AL. Помимо всех функций, которые имеет Топаз-7300-А, он позволяет определять длину линии или расстояние до ее обрыва в диапазоне от 2-х м до 32 км, а также величину

возвратных потерь в диапазоне от 10 до 50 дБ. Для этого в конструкцию тестера встроен оптический рефлектометр.

В автоматическом режиме Топаз-7300-AL при подключении к ВОЛТ с двух концов позволяет провести двухсторонние измерения на 3-х длинах волн вносимого затухания, возвратных потерь и длины линии за 20 с и сохранить их в памяти тестера.

1.4. Анализаторы оптического спектра

Для измерений спектров излучения источников применяют оптические анализаторы спектра. В сочетании источниками излучения они также могут использоваться для измерения спектральных характеристик оптических фильтров, мультиплексоров WDM и других оптических компонентов.

Выпускается значительное количество анализаторов спектра, как в виде отдельных приборов, так и в составе универсальных измерительных платформ.

К основным параметрам анализатора спектра относятся:

- диапазон анализируемых длин волн,
- разрешающая способность по длине волны,
- погрешность измерения длины волны,
- диапазон уровней измеряемой оптической мощности,
- погрешность измерения уровня мощности излучения.
- сервисные возможности по обработке спектрограмм в самом анализаторе и компьютере.

Внешний вид одного из лучших на сегодняшний день анализаторов спектра, разработанного и изготовленного компанией Yokogawa AQ 6370, представлен на рис.1.7. Его основные технические параметры приведены в таблице 1.1



Рис.1.7. Внешний вид оптического анализатора спектра Yokogawa AQ 6370

Табл. 1.1. Основные технические параметры оптического анализатора спектра AQ6370.

| Параметры анализатора спектра | Значение параметра |
|--|--------------------|
| Диапазон анализируемых длин волн, нм | 600 - 1700 |
| Погрешность измерения длины волны, нм в диапазоне длин волн | |
| 1520-1580 нм | ±0.01 |
| 1580-1620 нм | ±0.02 |
| 1450-1520 нм | ±0.04 |
| Другие волны | ±0.1 |
| Разрешающая способность по длине волны, нм | 0.02 |
| Диапазон измеряемой мощности, дБм в диапазоне длин волн 600-1700 нм | -90 - +20 |
| Габариты, мм | 426x221x459 |
| Масса, кг | 27 |

Приведем в качестве примера результаты измерения с помощью анализатора спектра AQ 6370. На рис.1.8 показан спектр излучения одномодового источника излучения с длиной волны 1450 нм, который прошел через мультиплексор OADM (ввода вывода). Хорошо видно, что канальный фильтр имеет полосу пропускания 20 нм. По спектрограмме и по результатам ее анализа, приведенным на экране анализатора можно получить исчерпывающую информацию о нем. Средняя длина волны 1450.68 нм, ширина спектра излучения 2.4 нм.

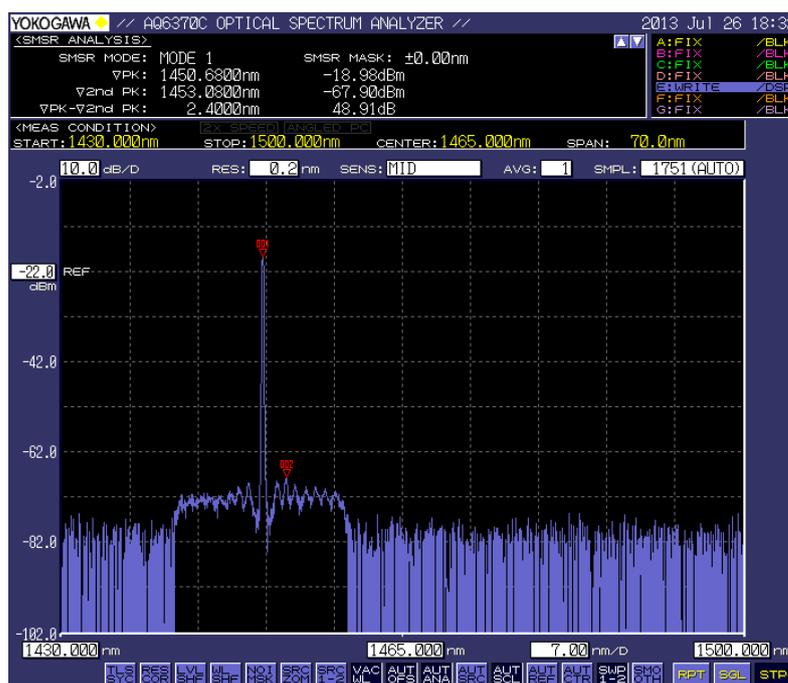


Рис.1.8 Спектр излучения одномодового источника 1450 нм после прохождения мультиплексора OADM (ввода вывода)

На рис.1.9 показан спектра излучения многомодового ЛД с резонатором Фабри-Перо. Видно, что на уровне -20 дБм ЛД генерирует 9 мод. Средняя мощность составляет -2.28 дБм, ширина спектра 28.7 нм.

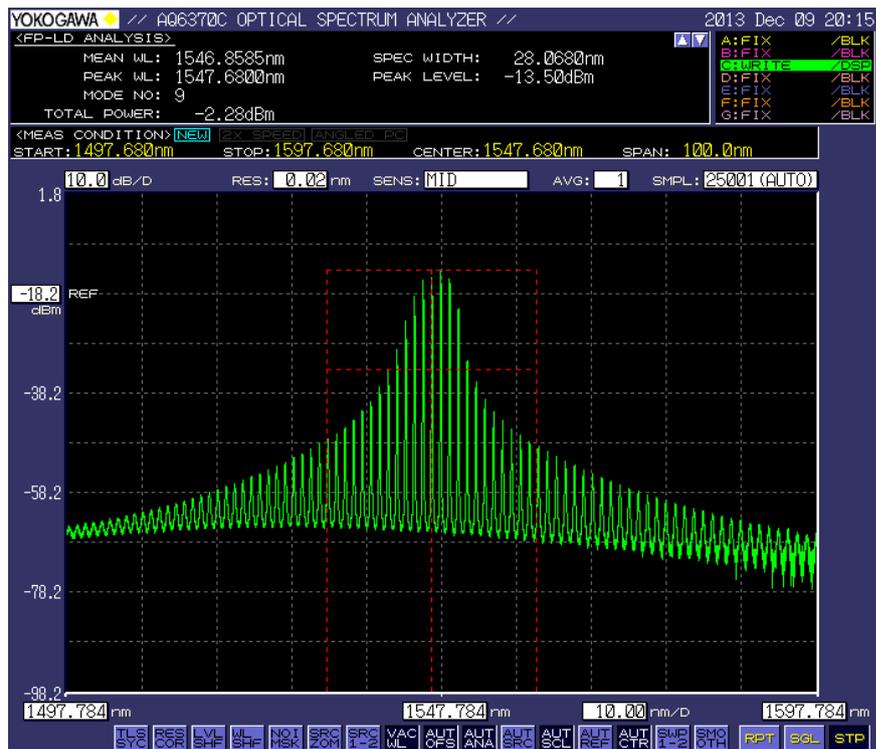


Рис.1.9 Спектр излучения многомодового ЛД Фабри-Перо 1550 нм

1.5. Оптические attenuаторы

Для проведения многих видов измерений и испытаний необходимы устройства для ослабления оптического сигнала, т.е. введения дополнительных потерь в линию. Для этого используются attenuаторы с постоянным и регулируемым затуханием. На рынке представлены фиксированные оптические attenuаторы разных типов: розетка-розетка FF - типа, розетка-коннектор FM -типа, шнуры, оконцованные коннекторами (рис. 1.10). Находят применение attenuаторы с разъемами типов FC, SC, ST, LC с UPC и APC полировкой. Фиксированное вносимое затухание attenuаторов обычно составляет 5, 10, 15, 20 дБ. Для создания затухания в attenuаторах FF типа используют воздушный зазор, в FM –типа используют отрезок специального волокна.

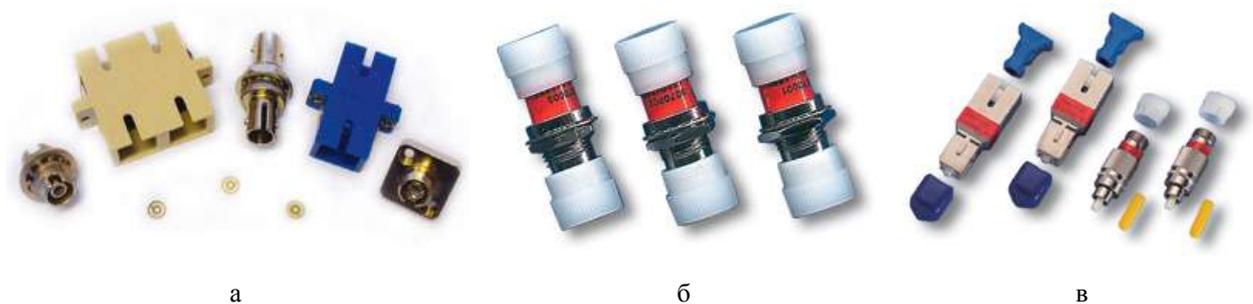


Рис. 1.10. Фиксированные attenuаторы розетка-розетка (а, б) и вилка-розетка (в).

В простейших регулируемых attenuаторах затухание можно изменять с помощью изменения воздушного зазора в пределах 0-25 дБ с точностью 0.5 дБ (рис. 1.11). Недостатком всех attenuаторов с воздушным зазором является низкий уровень возвратных потерь 14 дБ. Часто это не допустимо.

В таблице 1.2 приведены параметры фиксированных attenuаторов FM типа, у которых возвратные потери составляют более 35 дБ.

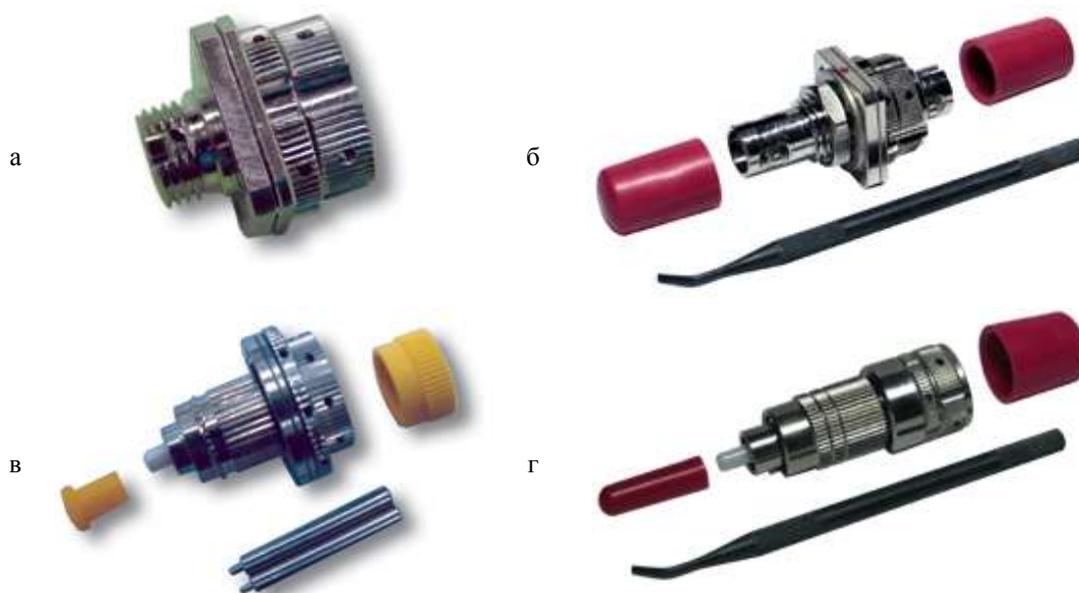


Рис.1.11. Перестраиваемые аттенюаторы розетка-розетка (а, б) и вилка-розетка (в, г).

Табл. 1.2. Характеристики FM-аттенюатора SC/SM/APC (1~20dB).

| | |
|--|--|
| Уровень вносимых затуханий, дБ | 1/2/3/4/5/6/7/8/9/10/11/12/13/14/15/16/18/20 |
| Рабочая длина волны, нм | 1250 -1650 |
| Вносимый вибрационный и температурный дрейф, дБ в диапазоне изменения затухания | |
| 1-10 дБ | ±0.5 дБ |
| 11-20 дБ | ±1.5 дБ |
| Свыше 20 дБ | ±2.0 дБ |
| Обратные потери | APC>55 дБ |
| Максимальная мощность сигнала на выходе | 250 мВт |
| Типичные вносимые потери | <0.2 дБ |
| Рабочая температура, °С | -25 ~+75 |
| Температура хранения, °С | -40 ~+85 |

Для плавной регулировки вносимого в линию затухания можно использовать аттенюатор оптический измерительный, например, АОИ-3 (рис. 1.10) с вносимым затуханием от 3 до 60 дБ, с дискретностью установки затухания 0.1 дБ и возвратными потерями не менее 35 дБ.



Рис. 1.12. Внешний вид регулируемого аттенюатора АОИ -3.

1.6. Измерение параметров ФПУ

Для определения чувствительности ФПУ кроме измерителя оптической мощности используют оптический аттенюатор (АТТ) с регулируемым затуханием и измеритель коэффициента ошибок (ИКО-1) первого рода. ИКО-1 обнаруживает ошибки при поэлементном сравнении переданного и принятого сигналов. Схема измерения чувствительности ФПУ приведена на рис. 1.13.

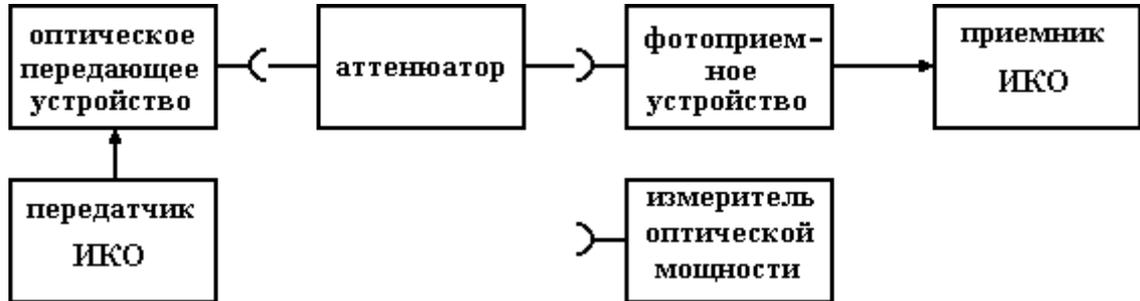


Рис. 1.13. Схема измерения параметров ФПУ

Предполагается, что штатное исследуемое ФПУ работает в комплекте со штатным передающим устройством ВОСП. На передающее устройство подается псевдослучайный сигнал от передатчика ИКО-1. С помощью оптического аттенюатора уменьшается уровень сигнала на входе ФПУ. При этом приемником ИКО-1 контролируется коэффициент ошибок $k_{\text{ош}}$, а измерителем оптической мощности определяется уровень средней мощности на входе ФПУ $p_{\text{ф}}$. За величину чувствительности ФПУ принимают уровень сигнала $p_{\text{фмин}}$ на входе ФПУ, при котором $k_{\text{ош}}$ соответствует заданному уровню, например 10^{-12} .

Такая же процедура может использоваться для определения уровня перегрузки ФПУ $p_{\text{фмакс}}$. Однако при этом мы ищем не минимальный, а максимальный уровень входного сигнала, при котором коэффициент ошибок соответствует заданному уровню.

Динамический диапазон ФПУ определяется разностью полученных значений

$$D_{\text{ф}} = p_{\text{фмакс}} - p_{\text{фмин}}. \quad (1.1)$$

1.1.7. Измерение энергетического запаса ВОЛТ

Под энергетическим запасом регенерационного участка ВОЛТ понимают величину возможного увеличения затухания участка, при котором коэффициент ошибок не превосходит допустимого значения.

Этот параметр может быть рассчитан по результатам измерений вносимого затухания $a_{\text{вн}}$ на регенерационном участке ВОЛТ, уровня выходной мощности излучателя $p_{\text{из}}$ и чувствительности ФПУ $p_{\text{фмин}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{зап}} = p_{\text{из}} - a_{\text{вн}} - p_{\text{фмин}}. \quad (1.2)$$

Можно также, зная результаты измерений уровня выходной мощности излучателя $p_{\text{из}}$ и результаты измерения параметров ФПУ, рассчитать максимально и минимально допустимые вносимые затухания на регенерационном участке ВОЛТ

$$a_{\text{внмакс}} = p_{\text{из}} - p_{\text{фмин}} \quad a_{\text{внмин}} = p_{\text{из}} - p_{\text{фмакс}}. \quad (1.3)$$

При экспериментальном измерении энергетического запаса можно отказаться от использования измерителя оптической мощности, если использовать измерительный АТТ, включенный в ВОЛТ перед ФПУ или на выходе оптического передающего устройства по схеме рис.1.14. При измерении энергетического запаса величина затухания АТТ плавно увеличивается и при этом измеряется коэффициент ошибок. Величина энергетического запаса определяется затуханием аттенюатора, при котором значение коэффициента ошибок равно допустимой величине.

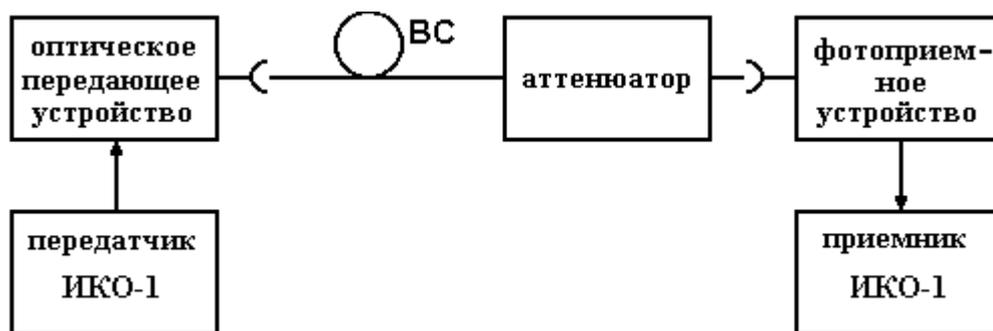


Рис. 1.14. Схема измерения энергетического запаса

1.8. Измерение затухания ВОЛТ и коэффициента затухания

Затухание a характеризует ослабление сигнала и измеряется обычно в логарифмических единицах: децибелах или неперах. При оптических измерениях затухание измеряют в соответствии со следующими выражениями:

$$a(\text{дБ}) = 10 \cdot \lg \frac{P_0}{P_l} \quad a(\text{Нп}) = \ln \frac{P_0}{P_l} \quad (1.4)$$

где P_0 , P_l - мощности сигнала на входе и выходе ОВ, ВОЛТ или любого компонента ВОЛТ. Отметим, что соотношение между децибелами и неперами при оптических измерениях отличается от принятых в электрических измерениях: $a(\text{дБ}) = 4.34 a(\text{Нп})$.

Для измерения затухания вносимого ВОЛТ или другими компонентами ВОЛС используют оптические тестеры, в виде комплектов, содержащих отдельный измерительный источник излучения с одной или несколькими длинами волн и измеритель мощности откалиброванный на длинах волн источника. В качестве примера можно привести ранее описанные источники излучения Топаз-3100 или Топаз-7100-А и измерители мощности Топаз-3200 или Топаз-7200-А.

Измерения вносимого затухания могут проводиться на следующих объектах:

1. катушки с ОВ,
2. компоненты ВОСП (оптические разъемы, патч-корды, аттенюаторы, разветвители и другие),
3. ОВ в строительных длинах ОК,
4. кабельные участки проложенных ВОЛС,
5. между розетками кроссов, патч-панелей локальных сетей.

В первых трех случаях источник и приемник излучения, а также вход и выход измеряемого объекта находятся в одном месте. Это упрощает процедуру измерения.

Метод измерения затухания ВОЛТ (рис.1.5) основан на последовательном измерении уровня мощности оптического излучения на выходе измерительного источника излучения (результат калибровки измерения p_0) и на выходе объекта измерения (результат измерения p_l) и расчете по выражению

$$a = p_0 - p_l. \quad (1.5)$$

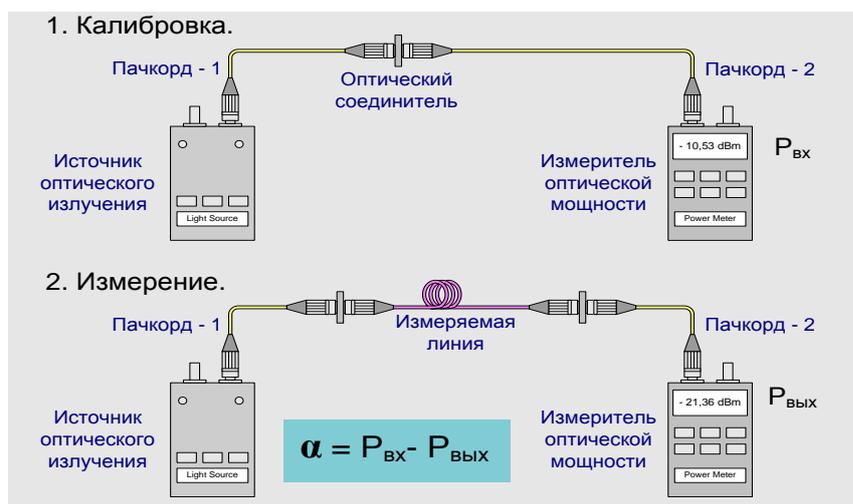


Рис.1.15. Схема измерения затухания вносимого ВОЛТ

Если длина линии L известна, то можно рассчитать средний коэффициент затухания

$$\alpha = a/L. \quad (1.6)$$

Надо отметить, что источники излучения обладают временной нестабильностью, которая в первую очередь проявляется в изменениях уровня излучаемой мощности. Для уже рассмотренных излучателей нестабильность составляет 0.07 дБ за 15 мин и 0.25 дБ за 4 часа. Ясно, что если интервал между калибровкой и измерением минимален, то погрешность будет меньше. Для первых трех объектов полное время измерения можно уменьшить до единиц мин. Тогда погрешность за счет нестабильности можно уменьшить до одной-двух сотых дБ.

Для четвертого и пятого объектов время между измерениями с помощью одного источника и приемника может быть большим: до десятков мин или даже нескольких часов. Самый большой интервал между калибровкой и измерением (несколько часов) возможен при измерениях на регенерационном участке магистральной сети, который может иметь протяженность 100 – 200 км.

Указанную погрешность от временной нестабильности источника можно значительно уменьшить, если использовать два комплекта оптического тестера или, что еще лучше, использовать два тестера, совмещающих функции излучения и измерения мощности. Можно использовать 2 тестера, например, ранее описанные оптические тестеры Топаз-7300-А или Топаз-7300-АL. В этих тестерах предусмотрена функция автоматической калибровки и измерения вносимого затухания в двух волокнах одновременно на 3-х длинах волн, отображения результатов на экране дисплея и передачи данных в компьютер. Время необходимое на это измерение не превышает 10 с. Использование таких тестеров повышает производительность измерений, уменьшает погрешность измерения, обусловленную временной нестабильностью источников излучения.

Проведение измерений на протяженной линии, как правило, осуществляют два человека. Для координации их действий используют устройства служебной связи (оптический телефон) по двум или по одному ОВ (рис.1.16), которые своим динамическим диапазоном перекрывают всю длину участка регенерации на одномодовом ОВ.



Рис. 1.16. Внешний вид оптического телефона Топаз-2000

Оптический телефон Топаз-2000 представляет собой цифровую систему передачи звукового сигнала по одному одномодовому ОВ на расстояние до 200 км при максимальном затухании 55 дБ. Для дуплексной связи используется одна длина волны (1310 или 1550 нм).

Некоторые оптические тестеры помимо измерения вносимого затухания могут выполнять также функцию оптического телефона.

1.9. Оценка качества связи

Для сравнительной оценки качества связи в различных волоконно-оптических системах связи (ВОСС) используется так называемый Q -фактор и глаз-диаграмма (рис. 1.17а), которые определяются измерителем коэффициента ошибок (ИКО). Приборы для регистрации глаз диаграмм и оценки Q -фактора в иностранной литературе называют BER-анализаторами.

Коэффициент ошибок для систем связи определяется отношением числа ошибочных символов m , зафиксированных за интервал времени измерения, к общему числу принятых символов n :

$$k_{oi} = \frac{m}{n}. \quad (1.7)$$

В соответствии с международным стандартом на цифровые телефонные каналы связи в линии (Рекомендация *ITU-T G821*) протяженностью 2500 км допускается не более двух ошибок при передаче 10^7 бит информации. Это означает, что для каждые 10 км линии связи средняя вероятность ошибки должна поддерживаться на уровне $0.8 \cdot 10^{-9}$. В современных цифровых ВОСС максимальный коэффициент ошибок устанавливается в пределах 10^{-12} и менее.

Коэффициент ошибок является экспериментальной оценкой вероятности ошибок в системе связи при равновероятной передаче «единиц» и «нулей», которую можно представить в виде

$$P_{oi} = 0.5 \cdot [P(0/1) + P(1/0)], \quad (1.8)$$

где $P(0/1)$ - вероятность приема «0» при передаче «1» (вероятность пропуска «единицы»); $P(1/0)$ - вероятность приема «1» при передаче «0» (вероятность приема ложной «единицы»).

Основными причинами ошибок в ВОСС являются флуктуационные шумы фотоприемного устройства (ФПУ) и его перегрузка входным оптическим сигналом. Шумы ФПУ, которые определяются типом фотоприемника, схемой усилителя фототока и скоростью передачи данных в ВОСП, приводят к уменьшению отношения сигнала к шуму на выходе ФПУ, и определяют максимально допустимое затухание в линейном тракте при данной мощности излучателя. В качестве количественной оценки помехозащищенности

ФПУ используется пороговый (минимальный) уровень средней мощности оптического сигнала на входе, обеспечивающий заданную вероятность ошибки, например 10^{-12} .

В качестве количественной оценки перегрузки ФПУ используется пороговый (максимальный) уровень средней мощности оптического сигнала на входе, обеспечивающий заданную вероятность ошибки, например 10^{-12} . Перегрузка ФПУ определяется типом фотоприемника и усилителя фототока. Она приводит к искажениям электрического сигнала (расширению электрических импульсов по сравнению с оптическими при амплитудной модуляции) и возникновению межсимвольных искажений и увеличению вероятности ошибки. Межсимвольные искажения определяют минимально допустимое затухание в линейном тракте при данной мощности излучателя. Для борьбы с перегрузкой используют ослабление сигнала, например, путем включения в линейный тракт аттенуаторов.

Для пояснения физического смысла Q -фактора рассмотрим простейшую ВОСС с бинарной (двоичной) амплитудной модуляцией (АМ). При бинарной АМ возможно использование двух основных типов кодирования: NRZ (без возврата к нулю) и RZ (с возвратом к нулю). В первом случае импульс занимает весь тактовый интервал, а при RZ только его часть. В обозначение модуляции с кодированием RZ часто включают отношение длительности импульса в % к длине тактового интервала, например RZ-33, RZ-50 или RZ-66.

На рис. 1.17а показана глаз диаграмма ВОСС с АМ для NRZ кодирования. По оси x отложено относительное время t/t_u , где t_u длительность такта системы передачи. По оси y отложены относительные значения фототока I/I_1 , где I_1 - среднее значение тока фотодиода (ФД) при приеме логической «1». Q -фактор при АМ и оптимальном пороге решения в регенераторе выражается следующим образом [трещ]:

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0}, \quad (1.9)$$

где I_0 - среднее значение тока фотодиода (ФД) при приеме логического «0»; σ_0 и σ_1 - среднеквадратичные значения (СКЗ) шумовых токов при приеме логических «1» и «0».

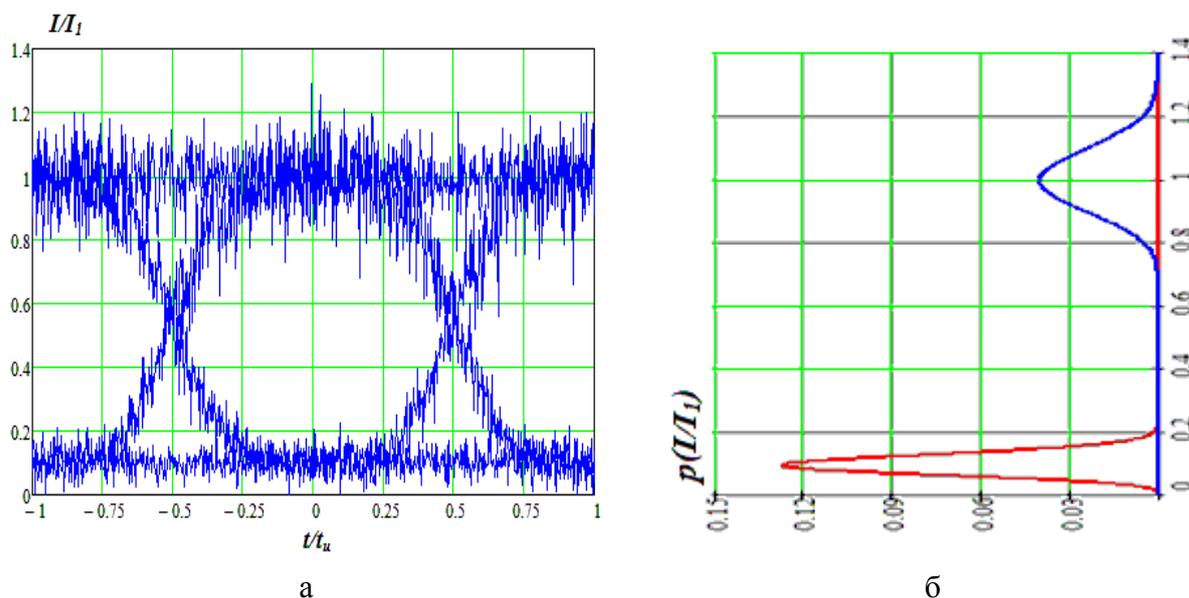


Рис.1.17. Глаз диаграмма (а). Пояснение к определению Q -фактора (б).

На рис. 1.17б, который согласован по уровням I/I_1 с рис. 1.17а, показаны функции распределения тока при приеме логических «1» и «0». Значения СКЗ, приведенные к выходу ФД, учитывают и другие источники шумов, возникающие, как в оптической, так и в электрической частях линейного тракта. В оптическом тракте ВОСС действуют шумы оптических усилителей, и перекрестные межканальные помехи. В электрическом тракте

учитываются шумы фотоприемников, электронных усилителей и других электронных компонентов.

Отметим, что в общем случае значения σ_0 и σ_1 не одинаковы и, если преобладают дробовые шумы фотоприемника, то $\sigma_0 < \sigma_1$.

Несколько слов о глаз-диаграмме (рис. 1.17а), которую можно зарегистрировать в BER-анализаторе ошибок, который представляет собой быстродействующий осциллограф, на вход Y которого подается случайный цифровой сигнал со входа решающего устройства фотоприемного устройства (ФПУ), а на вход внешней синхронизации подается восстановленная тактовая частота системы передачи. Отображаемый на экране осциллографа случайный сигнал представляет собой наложение большого количества реализаций цифрового сигнала в пределах длительности развертки, составляющей целое количество (обычно 2-3) тактовых интервалов.

Параметр Q , используемый для оценки качества связи, в соответствии с рекомендациями МСЭ G.972 и G.976 относится к системным параметрам для цифровых систем передачи (ЦСП). Он может измеряться без перерыва связи быстрее и проще, чем коэффициент ошибок BER, с которым он однозначно связан (рис. 1.18). Видно, что для обеспечения высокого качества связи Q должен иметь величину более 7. Измерения Q проводятся по «глаз-диаграмме» с использованием выражения (1.9) и методом сдвига порога решения (МСЭ–Т O.201).

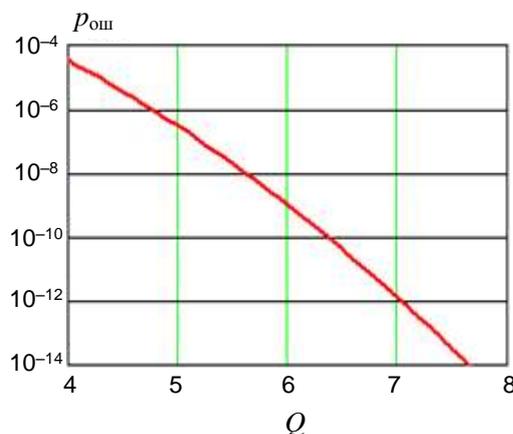


Рис. 1.18. Зависимость коэффициента ошибок от величины Q – фактора.

Измерение коэффициента ошибок и/или Q -фактора используется при измерении параметров ФПУ и энергетического запаса регенерационного участка ВОЛС. Ранее рассмотрены методы измерения этих параметров, предусматривающие определение коэффициента ошибок в линейном тракте.

Измерение коэффициента ошибок в цифровых ВОСП осуществляется двумя методами:

- побитным сравнением единичных элементов принятого цифрового сигнала с единичными элементами посланного измерительного цифрового сигнала от генератора псевдослучайной последовательности (ПСП);
- выявлением нарушений алгоритма формирования кода в принятом цифровом сигнале.

Приборы, в которых ошибки обнаруживаются при поэлементном сравнении переданного и принятого сигналов (первый метод), являются измерителями коэффициента ошибок первого типа ИКО-1. Измерение коэффициента ошибки методом посимвольного сравнения с помощью ИКО-1 предполагает обязательный перерыв связи, и проводится в процессе пуско-наладочных, ремонтных и регламентных работ.

Приборы, в которых ошибки выявляются при обнаружении нарушений алгоритма кода в принятом сигнале (второй метод), являются измерителями коэффициента ошибок второго типа ИКО-2, входят в состав штатной аппаратуры ЦСП и позволяют проводить измерения коэффициента ошибок без прерывания связи. Принцип работы такого прибора

(ИКО-2) основан на определении числа импульсов, нарушающих структуру линейного кода. Число нарушений, подсчитанное относительно общего числа импульсов, прошедших линейный тракт, определяет коэффициент ошибки.

Время, необходимое для измерения малых значений коэффициентов ошибок $k_{ош}$ с помощью ИКО-1 при побитным сравнением элементов переданного и принятого сигналов с заданной доверительной вероятностью p_d и относительной погрешностью измерений δ может оказаться значительным

$$T_{izm} = \frac{k_d^2}{\delta^2 \cdot B \cdot k_{ош}}, \quad (1.10)$$

где B - скорость передачи информации, бит/с; а значения k_d в зависимости от p_d приведены ниже в табл. 1.3.

Таблица 1.3

| | | | |
|-------|-------|-------|-------|
| p_d | 0,8 | 0,9 | 0,95 |
| k_d | 1,282 | 1,643 | 1,960 |

Измерения с помощью ИКО-1 проводятся двумя способами: «по шлейфу» и «по направлению». При измерениях «по шлейфу» генератор испытательного сигнала и управляемый им анализатор кодовой последовательности находятся на одном конце тракта, а «шлейф» создается либо в регенераторе, либо соединением соответствующих волокон. В случае измерения «по направлению» генератор испытательного сигнала и анализатор находятся на различных концах тракта, при этом в анализаторе вырабатывается сигнал, аналогичный испытательному сигналу генератора и синхронный с входным сигналом.

1.10. Измерение параметров формы оптических импульсов

Параметры формы оптических импульсов на выходе излучателя в точке S и на входе ФПУ в точке R обычно измеряют с помощью глаз-диаграммы. Для контроля за формой импульса используют шаблоны, которые совмещают с глаз-диаграммой. Схема измерения параметров формы оптических импульсов по глаз-диаграмме на выходе ФПУ представлена на рис. 1.19. Импульсы от тактового генератора (ТГ) с тактовой частотой ВОСП поступают на генератор псевдослучайной последовательности (ГПСП), управляющий источником излучения (ИИ). Оптические импульсы с помощью ФПУ преобразуются в напряжение, поступающее на вход Y широкополосного осциллографа (ОСЦ). На вход C синхронизации ОСЦ поступают импульсы от ТГ. Длительность развертки обычно выбирается равной двум периодам ТГ. При этом на экране одновременно можно наблюдать все возможные формы импульсов. Их количество определяется числом элементов в одном периоде ПСП, который выбирается в соответствии с используемой в ВОСП системой кодирования (и должен превышать наибольшее число подряд идущих единиц и нулей).

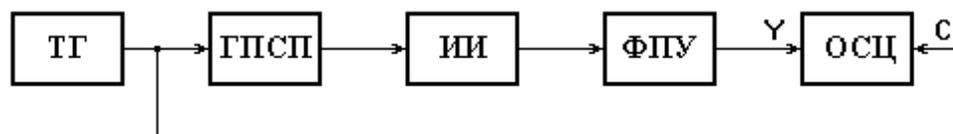


Рис. 1.19. Схема получения глаз-диаграммы

Анализ глаз-диаграммы позволяет определять значительное количество параметров формы импульсов:

для излучателя в точке S :

- длительность и форму импульса,
- длительности переднего и заднего фронтов,
- относительную ширину глаз диаграммы,

- коэффициент гашения (экстинкции).
для приемника в точке R ;
- длительность и форму импульса,
- длительности переднего и заднего фронтов,
- относительную ширину глаз диаграммы.

Сопоставление результатов измерения по глаз-диаграмме в точках S и R позволяет оценить дисперсионные искажения в линейном тракте (уширение импульса).

1.11. Об особенностях измерений спектрограмм

На изображении спектрограммы на экране OSA по оси X откладывается либо длина волны λ (нм), либо частота ν (Гц), а по оси Y откладывается либо уровень мощности p (дБм), либо мощность P (Вт).

Отметим, что выходной сигнал идеального OSA является зависимостью спектральной плотности мощности входного оптического сигнала

$$S(\lambda) = \frac{dP}{d\lambda} \quad (1.11)$$

от длины волны λ или частоты ν . В логарифмическом масштабе размерность $S(\lambda)$ будет выражаться в единицах дБм/нм.

Будем полагать, что OSA цифровой прибор. По оси x отложены дискретные значения длины волны или частоты оптического сигнала. Расстояния между точками определяются разрешающей способностью OSA $\Delta\lambda$ или $\Delta\nu$, которая зависит от конкретной реализации OSA, и может в некоторых пределах изменяться оператором. Между $\Delta\lambda$ и $\Delta\nu$ существует соотношение

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu}{\nu} \cdot \lambda \quad (1.12)$$

OSA в каждой точке определяет величину мощности

$$\Delta P(\lambda, \Delta\lambda) = \int_{\lambda - \Delta\lambda/2}^{\lambda + \Delta\lambda/2} S(\lambda) \cdot d\lambda, \quad (1.13)$$

и обычно представляет ее в логарифмических единицах дБм в виде уровня мощности по отношению к 1 мВт

$$\Delta p(\lambda) = 10 \cdot \lg \frac{\Delta P(\lambda, \Delta\lambda)}{1 \text{ мВт}}. \quad (1.13a)$$

Реальная спектрограмма на экране OSA чаще всего представляет собой зависимость $\Delta p(\lambda)$. Ее уровень в дБм для широкополосных сигналов без резких пиков (всплесков) с полосой $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, значительно превышающей разрешающую способность $\Delta\lambda$, зависит от величины $\Delta\lambda$, и возрастает на 10 дБм при ее увеличении в 10 раз.

Для уточнения влияния разрешающей способности OSA на количественный результат измерения спектральной плотности излучения рассмотрим две спектрограммы одного и того же входного оптического сигнала (рис 1.20а и 1.20б). Первая получена при разрешающей способности OSA $\Delta\lambda_1 = 0.01$ нм, а вторая при $\Delta\lambda_2 = 0.1$ нм. Известно, что ширина спектра данного оптического источника $\delta\lambda = 10^{-4}$ нм, что намного меньше разрешающей способности OSA $\Delta\lambda$.

На спектрограмме (рис. 1.20б) наблюдается общий подъем спектрограммы по сравнению со спектрограммой (рис. 1.20а) при увеличении $\Delta\lambda$ на величину

$$\Delta p = 10 \cdot \lg(\Delta\lambda_2 / \Delta\lambda_1), \quad (1.14)$$

за исключением узких пиков на спектрограмме. Для определения реальной спектральной плотности $S(\lambda)$ по экрану OSA на определенной частоте или длине волны необходимо рассчитать

$$S(\lambda) = \frac{P(\lambda)}{\Delta\lambda} = \frac{1 \text{ мВт} \cdot 10^{p(\lambda)/10}}{\Delta\lambda}. \quad (1.15)$$

Рассмотрим также узкополосный фрагмент исследуемого оптического сигнала (узкий импульс $S(\lambda)$ на частотной характеристике) с полосой $\delta\lambda$ меньшей $\Delta\lambda$. В этом случае величина интеграла (1.13) почти не зависит от разрешающей способности, и равна мощности источника

$$P(\lambda) = S(\lambda) \cdot \delta\lambda. \quad (1.14)$$

Поэтому величина амплитуд пиков при увеличении $\Delta\lambda$ остается постоянной, но их ширина соответствует разрешающей способности, т.е. величине $\Delta\lambda$. Таким образом, амплитуда таких относительно широких пиков просто соответствуют среднему уровню мощности сигнала в дБм. Отметим, что ширина пиков на экране значительно превышает реальную ширину спектра излучения и не может использоваться в качестве результата измерения ширины спектра.

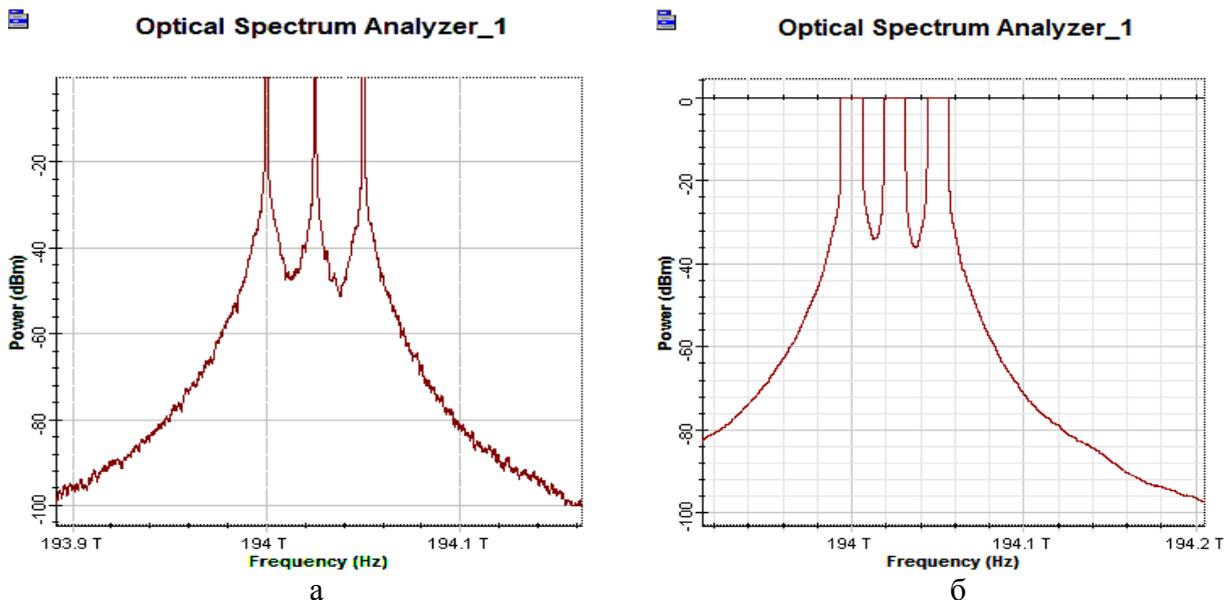


Рис. 1.20. Спектры одних и тех же входных сигналов при разрешающей способности 0.01 нм (а) и 0.1 нм (б)

1.12. Измерение оптического отношения сигнала к шуму

Для оценки качества связи в современных ВОСС с каскадным включением оптических усилителей используют, так называемое, отношение оптического сигнала к шуму, измеряемого с помощью анализатора оптического спектра. В квантовой электронике оптическое отношение сигнал/шум ($OSNR$) определяется как отношение мощности сигнала P_s к шумовой мощности P_n :

$$OSNR = P_s / P_n. \quad (1.15)$$

или в логарифмических единицах

$$OSNR_{lg} = 10 \cdot \lg(P_s / P_n) = p_s - p_n, \quad (1.16)$$

где $p_s = 10 \cdot \lg(P_s / 1 \text{ мВт})$ и $p_n = 10 \cdot \lg(P_n / 1 \text{ мВт})$ - уровни мощности сигнала и шума в дБм.

Мощность шума P_n складывается из P_{sp} - мощности усиленного спонтанного излучения (УСИ) оптического усилителя (ОУ) EDFA и, так называемых, нулевых флуктуаций вакуума $h\bar{\nu} \cdot \Delta\nu$ в полосе частот $\Delta\nu$, при средней частоте $\bar{\nu}$, где $h=6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж с – постоянная Планка.

Для мощности УСИ можно записать [Агр]

$$P_{sp} = h \cdot \bar{\nu} \cdot F_n \cdot (G - 1) \cdot \Delta\nu, \quad (1.17)$$

а для полной мощности шума будет справедливо

$$P_n = P_{sp} + h \cdot \bar{\nu} \cdot \Delta\nu = h \cdot \bar{\nu} \cdot \Delta\nu \cdot [1 + F_n \cdot (G - 1)], \quad (1.18)$$

где F_n – шум фактор, G – коэффициент усиления ОУ по мощности.

Отметим, что сигнал OSA, отложенный вдоль оси Y , является суммой собственно сигнала и шума

$$P_{\Sigma}(\lambda) = P_s(\lambda) + P_n(\lambda). \quad (1.19)$$

Для правильного измерения $OSNR$ необходимо учесть материал предыдущего параграфа.

Если ширина пика на спектрограмме $\delta\nu$ больше разрешающей способности OSA $\Delta\nu$ ($\delta\nu > \Delta\nu$), то определение $OSNR$ проводится по измеренным значениям $P_{\Sigma}(\lambda)$ и $P_n(\lambda)$ с использованием выражения

$$OSNR = \frac{2 \cdot P_{\Sigma}(\lambda_0)}{P_n(\lambda_0 + \Delta\lambda_c) + P_n(\lambda_0 - \Delta\lambda_c)} - 1, \quad (1.20)$$

где λ_0 – центральная длина волны источника, $\Delta\lambda_c$ – полуширина спектра регистрируемых длин волн, например, полуширина полосы пропускания демультиплексора в системе DWDM.

При большом отношении сигнала к шуму ($P_s \gg P_n$) можно 1 в выражении (1.20) пренебречь, и принять $P_{\Sigma}(\lambda) = P_s(\lambda)$. Тогда величину $OSNR_{lg}$ можно определить по спектрограмме, как показано на рис. 1.20а

$$OSNR_{lg} = p_{\Sigma}(\lambda_0) - p_n(\lambda_0 - \Delta\lambda_c) \quad (1.21)$$

Если ширина пика на спектрограмме $\delta\nu$ меньше разрешающей способности OSA $\Delta\nu$ ($\delta\nu < \Delta\nu$), то корректное определение $OSNR$ не возможно. Можно рекомендовать максимально уменьшать $\Delta\lambda$, а также давать оценку $OSNR_{lg}$ сверху по выражению (1.21).

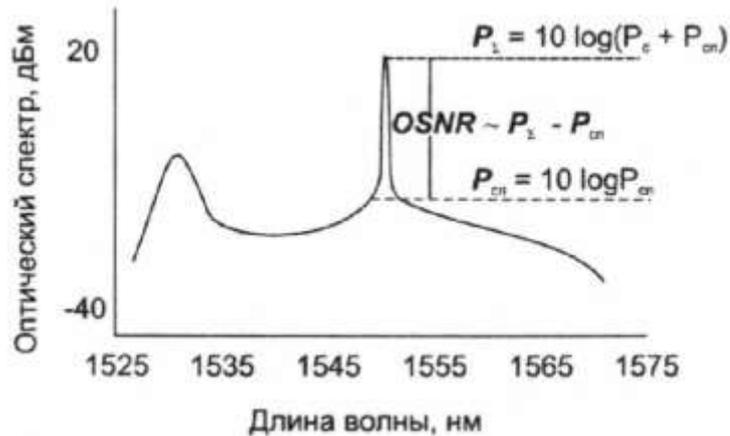


Рис. 1.21. Спектрограмма одноканальной ВОСС с оптическими усилителями.

В таблице 1.4 приведены требования, предъявляемым к ВОСС со скоростью 40 Гбит/с по минимальному значению $OSNR_{lg}$, максимальной остаточной хроматической (ХД) и поляризационно-модовой (ПМД) дисперсиям.

Таблица 1.4. Требования к параметрам ВОСС со скоростью 40 Гбит/с.

| Формат модуляции | $OSNR_{lg}$, дБ | ХД, пс/нм | ПМД, пс |
|------------------|------------------|-----------|---------|
| NRZ -OOK | 15.9 | 54 | 8 |
| 50% RZ-OOK | 14.4 | 48 | 10 |
| NRZ -DPSK | 11.7 | 74 | 10 |
| 50% RZ -DPSK | 11.1 | 50 | 10 |
| NRZ -DQPSK | 13.2 | 168 | 20 |
| 50% RZ -DQPSK | 12.2 | 161 | 21 |

2. Рефлектометрические измерения

2.1. Основы оптической рефлектометрии

Наиболее универсальным и информативным методом измерений параметров оптических волокон (ОВ), кабелей (ОК) и линейных волоконных трактов (ВТ) является метод обратного рассеяния (МОР). Приборы, основанные на МОР, называются оптическими рефлектометрами (ОР). Впервые идею использования обратного рэлеевского рассеяния в кварцевых ОВ при их зондировании короткими оптическими импульсами для исследования ОВ предложили американские ученые Барноски и Персоник [1-5]. Для импульсных ОР в зарубежной литературе принята аббревиатура *OTDR* (*Optical Time Domain Reflectometer* - оптический рефлектометр во временной области).

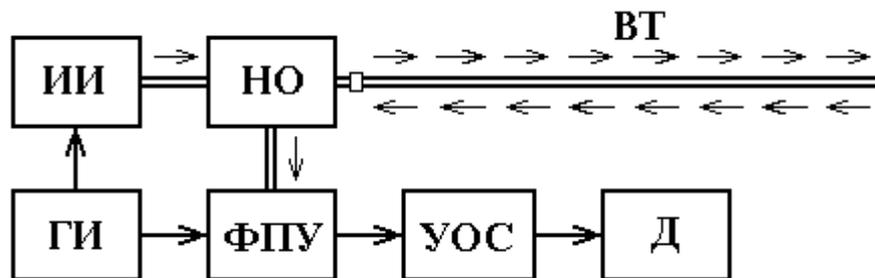


Рис. 2.1. Упрощенная структурная схема оптического рефлектометра

ИИ - источник излучения; НО - направленный ответвитель; ВТ - исследуемый волоконный тракт; ГИ - генератор импульсов; ФПУ - фотоприемное устройство; УОС - устройство обработки сигнала; Д - дисплей

Упрощенная схема ОР представлена на рис. 2.1. Короткий оптический импульс мощного лазера (обычно десятки/сотни мВт) через одно плечо направленного ответвителя (НО) поступает в исследуемый ОВ. Обратное на вход ОР приходит обратное рассеянное излучение (рэлеевское рассеяние) и оптические импульсы, отраженные от локальных неоднородностей исследуемого ОВ. Их называют френелевскими отражениями. Совокупность рассеянного и отраженного излучений на входе ОР называют сигналом обратного рассеяния (СОР). Через НО СОР поступает на вход ФПУ. В НО возникают потери не менее 3 дБ для зондирующего сигнала и такие же потери для СОР. Общие потери не менее 6 дБ, т.е. коэффициент оптических потерь K_{op} меньше 0.25. Существует возможность использования вместо НО оптического циркулятора. Тогда общие потери можно уменьшить до примерно 1.5 дБ ($K_{op}=0.7$). Если в ОВ вводится мощность P_0 , коэффициент отражения от неоднородности равен R , то мощность отраженного от этой неоднородности импульса P_r приходящего на вход ОР с учетом коэффициента затухания ОВ α и расстояния до неоднородности l составляет

$$P_r = P_0 \cdot R \cdot K_{op} 10^{-\frac{\alpha \cdot l}{5}}. \quad (2.1)$$

Отметим, что мощность отраженного сигнала не зависит от длительности зондирующего импульса, а длительность отраженных импульсов без учета дисперсии будет равна длительности зондирующего импульса t_u . Временной интервал t между зондирующим и отраженным импульсами определяется эквивалентным показателем преломления n_1 сердцевины ОВ и расстоянием l до неоднородности

$$t = \frac{2 \cdot l \cdot n_1}{c}. \quad (2.2)$$

Проходящий по ОВ зондирующий импульс рассеивается в любом сечении ОВ, а рассеянное излучение распространяется равномерно во все стороны. Это рассеяние называют рэлеевским и его невозможно устранить технологическими приемами при изготовлении ОВ. Это рассеяние является линейным, и доля рассеянного излучения

(коэффициент рассеяния α_s) не зависит от мощности зондирующего импульса при обычно используемых мощностях излучения.

Проходящий по ОВ оптический импульс длительностью t_u в каждый момент времени вызывает рассеяние с участка ОВ протяженностью

$$\Delta l = \frac{c \cdot t_u}{2n_1}, \quad (2.3)$$

где c - скорость света в вакууме.

Часть рассеянного излучения возвращается обратно к ОР. Она определяется фактором обратного рассеяния G , который зависит от апертурных свойств ОВ. Для многомодовых ОВ (МОВ) это числовая апертура NA , а для одномодовых ОВ (ООВ) это радиус модового поля w . Для МОВ и ООВ со ступенчатым профилем показателя преломления фактор обратного рассеяния составляет [1]

$$\text{МОВ: } G = \frac{NA^2}{4n_1^2}; \quad \text{ООВ: } G = \frac{3}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{n_1 \cdot w^2} \quad (2.4)$$

Для мощности излучения, рассеянного с участка Δl , расположенного на расстоянии l от ОР, и пришедшего ко входу ОР можно записать

$$P_s = P_0 \cdot K_{op} \cdot \alpha_s \cdot G \cdot \Delta l \cdot 10^{-\frac{\alpha \cdot l}{5}} = P_0 \cdot K_{op} \cdot \alpha_s \cdot G \cdot \frac{c \cdot t_u}{2n_1} \cdot 10^{-\frac{\alpha \cdot l}{5}}. \quad (2.5)$$

Отметим, что мощность сигнала рэлеевского рассеяния возрастает с увеличением длительности зондирующего импульса t_u .

СОР через второе плечо НО поступает на высокочувствительное фотоприемное устройство (ФПУ). После усиления в ФПУ, выделения СОР из шумов ФПУ и логарифмирования в устройстве обработки сигнала (УОС) преобразованный СОР как функция времени задержки (или расстояния) отображается в графической форме в виде рефлектограммы на экране дисплея (Д).

Принимая некоторое значение оптической мощности P_{nm} за уровень 0 дБ, запишем выражения для уровней обратно рассеянного Y_s и отраженного Y_r сигналов в зависимости от расстояния l и временного интервала t между зондирующим сигналом и СОР

$$Y_s = 5 \lg \frac{P_0}{P_{nm}} + 5 \lg K_{op} + 5 \lg (\alpha_s \cdot G \cdot \Delta l) - \alpha l = 5 \lg \frac{P_0}{P_{nm}} + 5 \lg K_{op} + \\ + 5 \lg \frac{\alpha_s \cdot G \cdot c \cdot t_{u0}}{2n_1} + 5 \lg \frac{t_u}{t_{u0}} - \alpha \frac{c \cdot t}{n_1}; \quad (2.6a)$$

$$Y_r = 5 \lg \frac{P_0}{P_{nm}} + 5 \lg K_{op} + 5 \lg R - \alpha \cdot l = 5 \lg \frac{P_0}{P_{nm}} + 5 \lg K_{op} + 5 \lg R - \alpha \frac{c \cdot t}{n_1}, \quad (2.6b)$$

где t_{u0} - длительность зондирующего импульса, при которой нормируется относительный уровень СОР в ближней зоне ВТ

$$Y_{s0} = 5 \lg \frac{\alpha_s \cdot G \cdot c \cdot t_{u0}}{2n_1}. \quad (2.7)$$

Если $P_{nm} = 1 \text{ мВт}$, то уровни Y_s и Y_r будут выражены в дБм.

Из выражения (2.6) следует, что СОР возрастает с увеличением мощности P_0 и с уменьшением оптических потерь в НО

$$a_{op} = -5 \cdot \lg K_{op}.$$

В выражениях 2.6 и 2.7 множитель перед десятичным логарифмом выбран 5, а не 10, как это обычно принято. Это сделано для того, чтобы уровни сигнала на рефлектограмме отражали изменения сигнала, которые характерны для однопроходного прохождения сигнала. При этом упрощается работа с рефлектограммой. Реально каждому изменению сигнала на рефлектограмме, равному 5 дБ соответствует изменение сигнала на

10 дБ. В табл. 2.1 приведены типичные значения относительного уровня СОР в ближней зоне ВТ при длительности зондирующего импульса 1 нс.

Таблица 2.1

| Тип ОБ | Длина волны, мкм | Y_{SO} , дБ |
|--------|------------------|---------------|
| МОВ | 0.85 | -35 |
| | 1.3 | -37.5 |
| ООВ | 1.31 | -39.5 |
| | 1.55 | -40.5 |

Уровень обратно рассеянного сигнала Y_s (2.6а) растет с увеличением длительности t_u зондирующего импульса на 5 дБ на декаду (в 10 раз) увеличения длительности, а следовательно, и энергии импульса. Уровень отраженного от неоднородности сигнала Y_r с увеличением длительности t_u зондирующего импульса не изменяется, но его длительность растет, а следовательно энергия отраженного импульса также возрастает пропорционально его длительности

Типичная рефлектограмма СОР для ВТ приведена на рис. 2.2. На ней можно выделить однородные (без неоднородностей) участки ВТ (помечены цифрой 2) с постоянным на участке коэффициентом затухания α , на которых СОР после логарифмирования выглядит, как прямая линия, наклон которой определяет коэффициент затухания. Наряду с линейным изменением уровня СОР на рефлектограмме имеются особенности, обусловленные различными неоднородностями, которые принято разделять на отражающие и неотражающие.

Начальный выброс сигнала (помеченный цифрой 1) относят к отражающим неоднородностям вызван френелевским отражением от входного торца исследуемого ОБ. Как правило, он вводит ФПУ в насыщение, а время выхода из него определяет важный параметр ОР - мертвую зону, т.е. расстояние Δl_m , на котором невозможно обнаружить неоднородности и измерить коэффициент затухания. Выброс сигнала с перепадом затухания (помечен цифрой 4) возникает при наличии в тракте разъемного соединителя (отражающей неоднородности), а также при наличии в волокне маленьких включений инородных примесей или пузырьков воздуха. Такие отражения характеризуются возвратными потерями, которые могут быть рассчитаны по выражению:

$$a_{RL} = -10 \cdot \lg R, \quad (2.8)$$

где R - коэффициент отражения.

Если отражение отсутствует ($R=0$), то $a_{RL} \rightarrow \infty$.

Неразъемные соединения (сварные, клеевые и механические сростки ОБ), в которых обычно отсутствуют отражения, отображаются на рефлектограмме ступенькой (помечена цифрой 3). Они относятся к неотражающим неоднородностям. Перепад СОР на рефлектограмме определяет средние вносимые потери при прохождении излучения сначала от ОР, а потом к ОР

$$a_c = -5 \cdot \lg \frac{P_{in}}{P_{out}}, \quad (2.8a)$$

где P_{in} , P_{out} - входная и выходная мощности сигнала, проходящего неотражающую неоднородность.

Конец ВТ или его обрыв определяется по отраженному от заднего торца импульсу¹ (помечен цифрой 5) и следующему за ним участку (помеченному цифрой 6) с резкими случайными перепадами уровня регистрируемого сигнала, обусловленными шумами ФПУ.

¹ Коэффициент отражения для границы раздела кварц/воздух достигает значительной величины 4%. Однако, если поверхность неровная или загрязненная, коэффициент отражения может иметь значительно меньшую величину, и отражение от обрыва или заднего торца ВТ не всегда можно обнаружить.

Метод обратного рассеяния обладает весьма ценными для практики возможностями:

- определение по одной рефлектограмме одновременно целого ряда основных параметров ВТ (распределение неоднородностей, потери, вносимые разъёмными и неразъёмными соединениями, а также возвратные потери в них);
- проведение измерений при одностороннем доступе к ВТ;
- измерение не только общего затухания, но и распределения коэффициента затухания вдоль ВТ;
- диагностирование текущего состояния ВТ с целью прогнозирования аварийных ситуаций (рост потерь и увеличение количества неоднородностей);
- локализация вновь возникших неоднородностей (например, из-за несанкционированного доступа) путем сравнения только что зарегистрированной рефлектограммы с более ранней (например с паспортной) рефлектограммой ВТ.

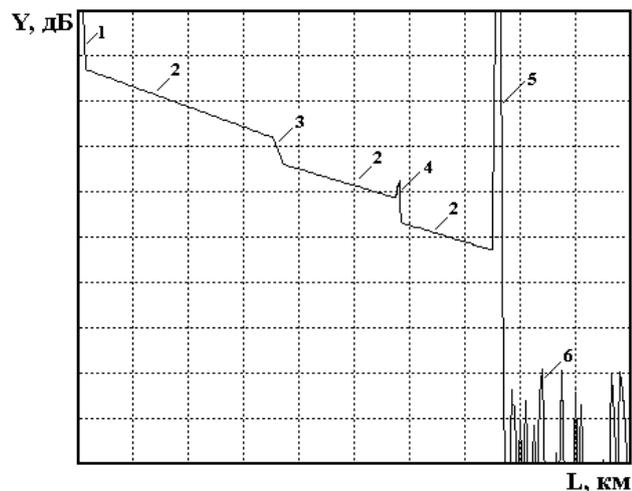


Рис.2.2. Зависимость сигнала обратного рассеяния от расстояния (рефлектограмма).

2.2. Измерение расстояния вдоль линейного тракта

Расстояние L определяется по рефлектограмме, на которой с помощью одного или чаще двух курсоров отмечаются характерные точки, между которыми необходимо найти расстояние по выражению

$$L = \frac{c \cdot t}{n_1}, \quad (2.9)$$

где t - интервал времени между точками на рефлектограмме; c - скорость света в вакууме; n_1 - эквивалентный показатель преломления ОВ.

Таким образом, для определения расстояния L по рефлектограмме (2.9) необходимо точно измерить интервал времени t и задать эквивалентный показатель преломления n_1 оптического кабеля. Современные электронные приборы позволяют достаточно точно измерять временные интервалы. Однако при задании эквивалентного показателя преломления n_1 могут возникать погрешности, поскольку этот показатель зависит не только от параметров ОВ, но и от скрутки ОВ в оптическом кабеле. На практике надо пользоваться значениями n_1 , рекомендованными изготовителем кабеля. Однако даже при правильном определении расстояния по оптическому кабелю остаются проблемы. При определении расстояния по реальной трассе ОК, которое необходимо нам для определения места расположения неоднородности, обрыва или оптической муфты, возникают дополнительные трудности. Они обусловлены горизонтальными и вертикальными изгибами подземного кабеля в траншее или подводного кабеля в воде, провисании подвесного ОК и т. п. Усложняет точное определение расстояния по трассе наличие технологического запаса ОК в каждой муфте. В какой - то степени решить задачу

локализации вновь возникших неоднородностей позволяет паспортизация всех ОВ в оптическом кабеле. Паспортная рефлектограмма, которая обновляется после профилактических измерений, а также после контрольных измерений, проводимых по окончании ремонтно-восстановительных работ, содержит все существующие неоднородности, которые привязываются к нанесенной на карту трассе. Сравнение рефлектограмм, зарегистрированных при одинаковых условиях, позволяет обнаружить вновь возникшие неоднородности. Расстояние между новой неоднородностью и ближайшей известной, привязанной к карте неоднородности, может быть измерено по рефлектограмме с большей точностью, чем от начала или конца ВТ.

2.3. Измерение различных видов затухания

2.3.1. Измерение затухания между двумя точками и коэффициента затухания однородного участка ВТ

Измерение затухания с помощью ОР основано на том факте, что каждая точка однородного участка ОВ дает один и тот же уровень СОР. Уменьшение уровня СОР с увеличением расстояния, наблюдаемое на рефлектограмме, вызвано общим затуханием, а не только рэлеевским рассеянием света.

Затухание сигнала a в децибелах между двумя точками 1 и 2 (рис. 2.3) определяется как:

$$a = Y_1 - Y_2, \quad (2.10)$$

где Y_1 и Y_2 - уровни СОР (дБ) в точках 1 и 2 соответственно.

Средний коэффициент затухания между точками 1 и 2 ОВ можно рассчитать по формуле:

$$\alpha = \frac{Y_1 - Y_2}{L_2 - L_1}. \quad (2.11)$$

Выбор точек, между которыми определяется затухание, осуществляется с помощью двух курсоров, перемещаемых оператором по экрану дисплея. В современных ОР расстояние между курсорами, разность уровней и средний коэффициент затухания между этими точками СОР постоянно отображается на дисплее. Если точки 1 и 2 лежат на однородном участке ОВ, то средний коэффициент затухания (2.3) соответствует коэффициенту затухания ОВ на этом участке.

При измерении затухания между двумя точками неоднородного ВТ возникает методическая погрешность, которая обусловлена тем, что абсолютный уровень СОР зависит от таких параметров ОВ, как коэффициент рассеяния, числовая апертура, диаметр модового поля и т.п. Например, если точки, между которыми измеряется затухание, принадлежат разным ОВ с отличающимися параметрами, то при измерении затухания возникает методическая погрешность, которую можно исключить, проведя измерения с двух концов ВТ и усреднив результат измерения.

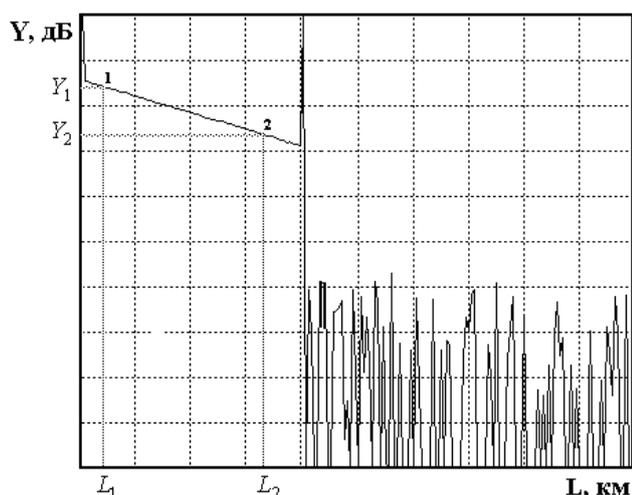


Рис. 2.3. Измерение затухания между двумя точками однородного участка ОВ

2.3.2. Измерение потерь в разъемном и неразъемном соединениях

В разъемных и неразъемных соединениях ОВ в общем случае возникают вносимые и возвратные потери. Вносимые потери определяются отношением падающей на соединение оптической мощности к прошедшей через него мощности. Возвратные потери определяются отношением падающей на соединение оптической мощности к отраженной от него мощности и могут быть выражены через коэффициент отражения (2.8). Наличие возвратных потерь характерно для разъемных соединений, когда между торцами соединяемых ОВ образуется воздушный зазор. Сварные и клеевые соединения, а также механические соединения с использованием иммерсии, как правило, не имеют отраженного излучения. Принято все неоднородности делить на отражающие и не отражающие

При определении вносимого соединением затухания так же, как при измерении затухания между двумя точками, возникает методическая погрешность, если параметры соединяемых ОВ отличаются. При значительном отличии параметров ОВ могут наблюдаться так называемые отрицательные потери (рис. 2.4а). При этом измерения с другой стороны ВТ дадут в этом стыке потери положительные (рис. 2.4б).

Для правильного определения потерь в соединениях (вносимого стыками затухания) измерения также следует проводить с обоих концов ВТ и усреднять результаты. По рефлектограмме, зарегистрированной с одного конца ВТ, потери можно определить методом трех курсоров или методом наименьших квадратов. На рис. 2.5 показана типичная рефлектограмма для разъемного соединения ОВ.

Для курсоров 1, 2 и 3 фиксируют соответствующие уровни сигналов Y_1 , Y_2 , Y_3 и расстояния l_1 , l_2 , l_3 . За потери в соединении принимается разность уровней $Y_A = Y_1$ и Y_B . Точка А находится в точке начала стыка на расстоянии l_1 , а точка В находится на пересечении курсора 1 с прямой, аппроксимирующей сигнал обратного рассеяния на участке ВТ после соединения. Аппроксимация производится по двум точкам, определяемым курсорами 2 и 3. Курсор 2 следует располагать непосредственно после стыка, в точке, которая лежит на линейном участке сигнала обратного рассеяния. Курсор 3 должен лежать, как можно дальше от стыка, но на линейном участке сигнала обратного рассеяния. Тогда для вносимых потерь в разъемных и неразъемных соединениях будет справедливо:

$$a_c = Y_1 - Y_2 \cdot \frac{l_3 - l_1}{l_3 - l_2} + Y_3 \cdot \frac{l_2 - l_1}{l_3 - l_2}. \quad (2.12)$$

При определении потерь в соединениях для аппроксимации зависимости сигнала обратного рассеяния на участках ВТ до и после стыка ОВ может использоваться метод наименьших квадратов. В этом случае в ОР может использоваться либо один курсор,

совмещаемый с местом стыка, либо два курсора, которые устанавливаются по разные стороны от стыка на равном расстоянии от него. Этот метод дает более точные результаты при значительном уровне шума.

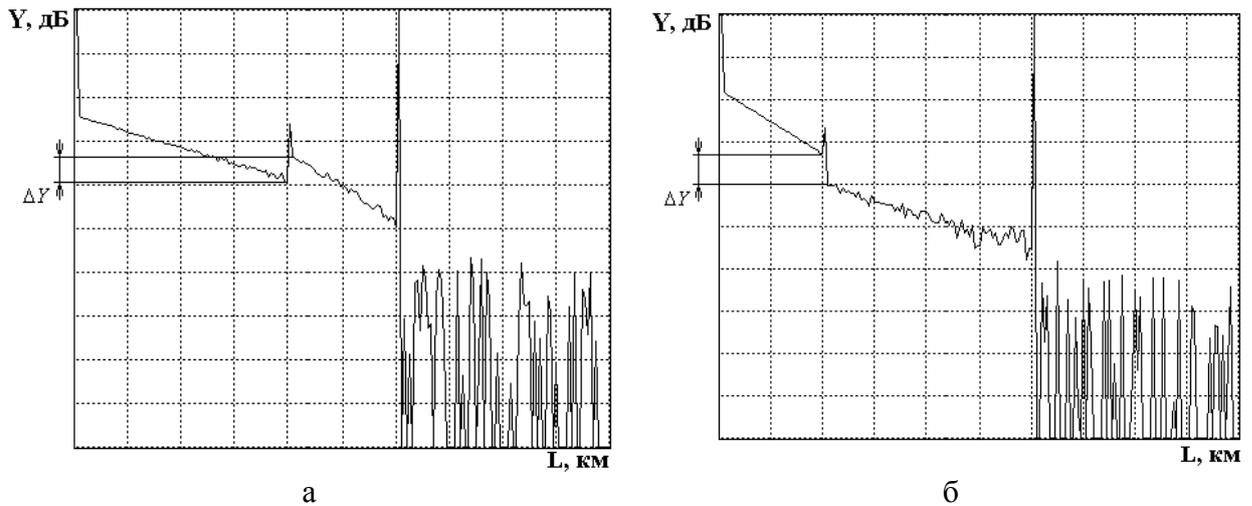


Рис.2.4. Рефлектограммы, зарегистрированные с обоих концов ВТ

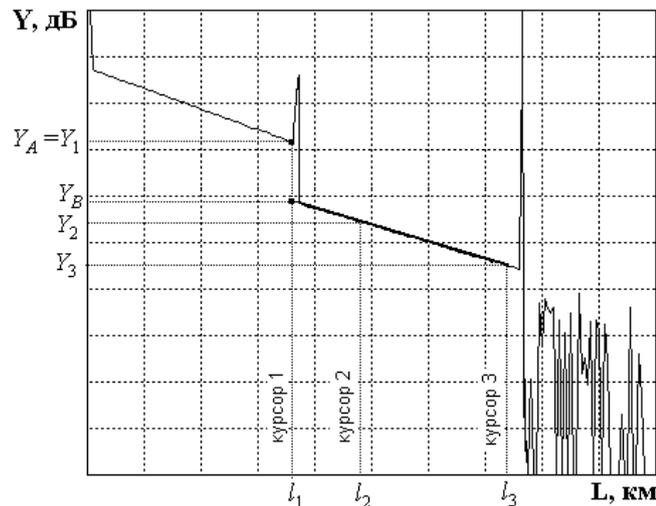


Рис. 2.5. Измерение вносимых потерь в соединении методом трех курсоров

Действительные потери в соединении могут быть рассчитаны как среднее значение двух, измеренных с разных концов значений потерь с учетом знака. Особенностью рефлектограммы разъёмного соединения является наличие в месте соединения френелевского отражения, которое при измерении вносимого стыком затухания игнорируется.

2.3.3. Измерение возвратных потерь

В предыдущем разделе была рассмотрена методика определения вносимых потерь в стыке. В разъёмных соединениях, а также на локальных дефектах, на конце ОВ и в некачественных неразъёмных соединениях возникают френелевские отражения (отражающие неоднородности). Отражённые от стыков оптические импульсы могут оказывать отрицательное воздействие на источники излучения ВОСП, особенно одномодовые. Поэтому допустимый уровень этих отражений, так называемые возвратные потери, нормируется и должен обязательно измеряться в одномодовых ВТ. Возвратные потери могут быть рассчитаны по выражению (2.8).

Чем больше возвратные потери, тем выше качество разъёмного соединения. Для отражения от идеального торца ОВ, отполированного перпендикулярно его оси,

минимальные возвратные потери составляют 14 дБ (отражение 4% по мощности), а для оптического соединителя с воздушным зазором минимальные возвратные потери составляют 11 дБ (отражение 4% по мощности). Такие уровни возвратных потерь недопустимы для большинства систем оптической связи. Для оптических систем связи SDH в соответствии с рекомендациями G957 [6] минимально допустимые возвратные потери составляют 27 дБ (отражение 0.2% по мощности). Таким требованиям удовлетворяют оптические разъемы со сферической полировкой торцов соединяемых ОВ с наконечниками типа РС (физический контакт). Для увеличения возвратных потерь в разъемных соединениях были разработаны технологии еще более совершенной полировки торцов соединяемых ОВ: SPC (суперфизический контакт) с $a_{RL} > 40$ дБ, UPC (ультрафизический контакт) с $a_{RL} > 50$ дБ и APC (угловой физический контакт) с $a_{RL} > 60$ дБ.

Для определения возвратных потерь с помощью ОР необходимо получить рефлектограмму (рис. 2.6), на которой виден выброс сигнала, обусловленный френелевским отражением в разъемном соединении. Этот выброс не должен вызывать перегрузку фотоприемного устройства. По рефлектограмме измеряют уровни СОР Y_S и Y_F .

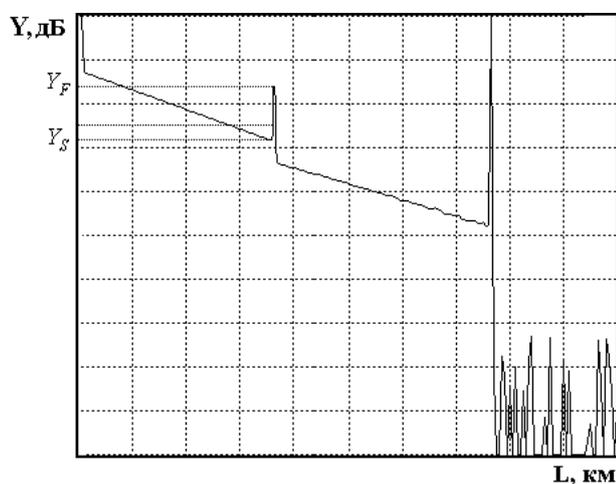


Рис. 2.6. Методика измерения возвратных потерь

Для расчета возвратных потерь по рефлектограмме используют выражение:

$$a_{RL} = -2 \cdot Y_{s0} - 10 \cdot \lg \frac{t_u}{t_{u0}} - 10 \cdot \lg \left(10^{\frac{Y_F - Y_S}{5}} - 1 \right), \quad (2.13)$$

где Y_{s0} - относительный уровень СОР при длительности зондирующего импульса t_{u0} ; t_u - длительность зондирующего импульса, при которой была зарегистрирована рефлектограмма.

Для $t_{u0}=1$ нс типичные значения затухания обратного рассеяния Y_{s0} для стандартных ОВ приведены в табл. 2.1. Более точные значения для ОВ конкретного производителя должны определяться экспериментально.

2.4. Параметры современных ОР

ОР необходимы для входного контроля оптических кабелей, проверки качества строительного-монтажных работ, проведения профилактических и аварийных измерений при эксплуатации волоконно-оптических сетей связи. Существует большая номенклатура ОР с различными параметрами. Все современные ОР имеют устройства для накопления СОР от отдельных точек ВТ и логарифмирования СОР, оперативное запоминающее устройство для хранения результатов измерения СОР в каждой точке. В состав ОР входит графический дисплей, позволяющий по зарегистрированной рефлектограмме с помощью одного или нескольких курсоров и встроенных функций определять различные параметры

ВТ. Большинство ОР имеют возможность обмениваться данными с компьютером через стандартный интерфейс.

Наиболее важными параметрами ОР являются динамический диапазон, время измерения, пространственное разрешение и ширина мертвой зоны.

2.4.1. Динамический диапазон

Динамический диапазон определяет максимальное затухание ВТ, при котором отношение СОР к шуму ≥ 1 . Строго говоря, динамический диапазон не является параметром только ОР. Он зависит от типа исследуемого ОБ и используемой длины волны. Динамический диапазон возрастает с увеличением мощности и длительности зондирующего сигнала, увеличения числа накоплений и времени измерения, а также с уменьшением уровня шума ФПУ. Обычно приводимый в рекламных проспектах динамический диапазон ОР соответствует максимальной мощности и длительности зондирующего импульса, максимальному числу накоплений и времени измерения. Часто время измерения выбирается равным 180 секунд (3 минуты). Динамический диапазон можно определить для конкретной рефлектограммы, как разность между максимальным СОР в ближней зоне и уровнем шума за пределами ВТ.

Уровень шума (порог реагирования) определяется параметрами ФПУ и может быть выражен в единицах оптической мощности P_{pr} или в логарифмических единицах Y_{pr} по отношению к некоторой мощности P_{nm} , принятой за 0 дБ

$$Y_{pr} = 5 \lg (P_{pr}/P_{nm}). \quad (2.14)$$

Порог реагирования ФПУ зависит от типа фотоприемника, коэффициента шума предварительного усилителя и от полосы пропускания ΔF усилителя ФПУ. Пороговая мощность может быть выражена через спектральную плотность шума S_n , приведенную ко входу ФПУ

$$P_{pr} = S_n \Delta F \quad (2.15)$$

Полоса пропускания ΔF ФПУ выбирается исходя из допустимых искажений отраженных от неоднородностей ВТ оптических импульсов на выходе ФПУ. Причем, между длительностью импульса t_u и требуемой полосой пропускания ΔF существует обратная пропорциональная зависимость. Полагая, что известен порог реагирования P_{pr0} ФПУ для длительности импульса, при которой нормируется относительный уровень СОР в ближней зоне ВТ, т. е. при $t_u=1$ нс, можно записать порог реагирования ФПУ для любой длительности импульса

$$P_{pr} = P_{pr0} (t_{u0}/t_u)^{0.5} \quad (2.16)$$

Для увеличения отношения сигнала к шуму, а следовательно, и для увеличения динамического диапазона используют накопление СОР на выходе ФПУ. Накопление или усреднение сигнала в каждой точке рефлектограммы эквивалентно многократным измерениям с последующим расчетом среднего значения. Отношение сигнала к шуму возрастает при этом в корень из N раз, где N – число накоплений (измерений) в одной точке.

С учетом сказанного, для порога реагирования в логарифмических единицах можно записать

$$Y_{pr} = 5 \lg (P_{pr0}/P_{nm}) + 2.5 \lg (t_{u0}/t_u) - 2.5 \lg (N). \quad (2.17)$$

Используя определение динамического диапазона, а также (2.6а) и (2.17), получим для динамического диапазона

$$D = 5 \lg (P_0/P_{nop0}) + Y_{s0} + 7.5 \lg (t_u/t_{u0}) + 2.5 \lg (N) - a_{on}. \quad (2.18)$$

Динамический диапазон может быть определен экспериментально по зарегистрированной рефлектограмме, как показано на рис. 2.7. Определить по рефлектограмме максимальный уровень обратного рассеяния Y_{sm} достаточно просто. Сложнее определить уровень, соответствующий среднеквадратическому уровню шума Y_n (шум ведь процесс случайный). В то же время максимальный уровень шума Y_{nm} за пределами ВТ определить достаточно легко.

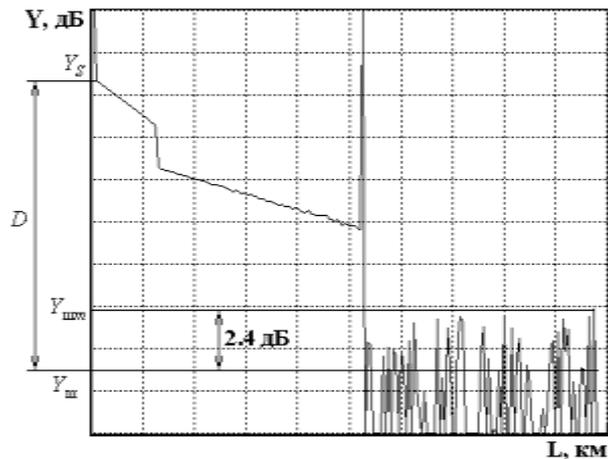


Рис. 2.7. Экспериментальное определение динамического диапазона

Для оценки динамического диапазона можно использовать следующий подход. Полагаем, что максимальный уровень шума P_{mm} в линейном масштабе примерно в 3 раза превышает среднеквадратическое значение уровня шума P_n . Тогда после логарифмирования среднеквадратический уровень шума Y_n будет меньше максимального на 2.4 дБ.

2.4.2. Время измерения

Регистрация рефлектограмм происходит не в реальном масштабе времени, так как для выделения сигнала из шума необходимо накопление СОР. Время измерения зависит от числа накоплений N и периода следования зондирующих импульсов T_0 . Последняя величина зависит от максимальной длины ВТ L_m , которая, как и N , устанавливается тем или иным способом оператором. Время измерения можно определить по выражению

$$T_u = N T_0 = N L_m n_1 / c. \quad (2.19)$$

Отметим, что время измерения по этому выражению будет определяться при параллельном накоплении СОР во всех точках рефлектограммы (параллельное накопление). Это наиболее эффективное (быстрое) накопление. Однако оно требует использование быстродействующей, а, следовательно, и неэкономичной элементной базы для накопителя. Это затрудняет использование параллельного накопления для малогабаритных полевых рефлектометров. Рефлектометры предыдущих поколений часто использовали последовательное накопление, когда за один период зондирования измеряется СОР только в одной точке рефлектограммы. В этом случае время измерения возрастает в M раз, где M – число точек на рефлектограмме. Для уменьшения времени измерения число точек необходимо уменьшать. С другой стороны, число точек должно быть достаточным для обнаружения отражающих неоднородностей. Разумное число точек составляет

$$M = 2 L_m / \Delta L = 2 T_0 / t_u. \quad (2.20)$$

Применяются не только параллельное и последовательное накопление, но и параллельно-последовательное. Время измерения при этом имеет промежуточное значение между двумя крайними случаями. При таком накоплении за один период накопления одновременно регистрируются СОР от m точек, за следующий период еще m других точек. Это усложняет схему регистрации, но уменьшает время измерения при заданном числе накоплений.

2.4.3. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение определяется минимальным расстоянием между двумя локальными неоднородностями, которые можно видеть на рефлектограмме раздельно. Пространственное разрешение в первую очередь зависит от длительности зондирующего импульса. В этом случае пространственное разрешение может быть

определено по выражению (2.3). Недостаточная полоса пропускания ФПУ приводит к искажению (уширению) отраженных от неоднородностей импульсов и, следовательно, к ухудшению пространственного разрешения. Значительная дисперсия в ОВ может также ухудшать пространственное разрешение. Кроме того, пространственное разрешение ухудшается, если две неоднородности сильно отличаются по коэффициенту отражения. Тогда неоднородность с большим коэффициентом отражения маскирует неоднородность с малым коэффициентом отражения. Пространственное разрешение ухудшается также при насыщении ФПУ отраженными от неоднородностей сигналами. Для улучшения пространственного разрешения в ближней зоне ВТ необходимо уменьшать длительность зондирующего импульса, не допуская насыщения ФПУ, уменьшая мощность зондирующего импульса или коэффициент передачи ФПУ.

2.4.4. Мертвая зона

Мертвая зона возникает на рефлектограмме на участке, следующем за крупной отражающей неоднородностью, которая вводит ФПУ в насыщение. Обычно самое большое отражение, которое насыщает ФПУ, возникает от входного торца ВТ. Отраженный импульс сильно расширяется и, пока ФПУ не выйдет из насыщения, другие неоднородности нельзя обнаружить. Ширина этого импульса Δl_m определяет ширину мертвой зоны ОР. Различают мертвую зону по обратному рассеянию Δl_{ms} и по отражению Δl_{mr} , как показано на рис. 2.8.

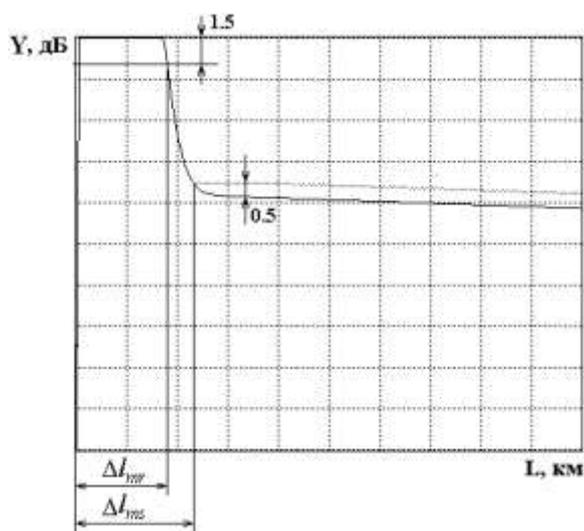


Рис. 2.8. Мертвая зона

Мертвая зона по отражению определяется расстоянием между началом отраженного импульса и точкой с уровнем -1.5 дБ по отношению к насыщению. Мертвая зона по рассеянию определяется расстоянием между началом отраженного импульса и точкой с уровнем, который отличается от уровня сигнала обратного рассеяния на ± 0.5 дБ. Для уменьшения мертвой зоны в ближней зоне ВТ в выходной разъем ОР вводят иммерсионную жидкость, уменьшают длительность и мощность зондирующего импульса, включают между ОР и исследуемым ВТ дополнительную бухту ОВ.

2.4.5. Оптимальный выбор параметров ОР

Одной из основных целей рефлектометрических измерений является измерение коэффициентов затухания на различных участках ВТ (на различных строительных длинах) и вносимых и возвратных потерь в разъёмных и неразъёмных соединениях. При этом очень важно иметь малую погрешность определения относительных уровней СОР на больших расстояниях от ОР. Это требует большого динамического диапазона, для

увеличения которого необходимо увеличивать длительность зондирующего импульса, что приводит к ухудшению пространственного разрешения.

Другой основной целью рефлектометрических измерений является обнаружение различных неоднородностей и измерение расстояний до них. В качестве неоднородностей можно рассматривать конец ВТ, обрыв, разъемные и неразъемные соединения, локальные дефекты. Для увеличения обнаружительной способности необходимо уменьшать длительность зондирующего импульса.

Повышению точности измерений и успешному достижению обеих целей способствует увеличение числа накоплений и времени измерения.

Выбор длительности зондирующего импульса должен производиться с учетом конкретной измерительной задачи. Для получения более полной информации о ВТ желательно регистрировать рефлектограммы с двух сторон ВТ и при разных длительностях зондирующего импульса. Время измерения и число накоплений желательно увеличивать для уменьшения погрешности измерений.

2.4.6. Параметры некоторых современных ОР

В качестве примера приведем параметры ОР компании Yokogawa AQ7275 (рис.2.9), который имеет малые габариты, экономичен, передает данные в компьютер, по отдельному заказу может комплектоваться встроенным дефектоскопом для визуального контроля целостности ОВ, встроенной катушкой с ОВ, термопринтером. Его основные параметры приведены в таблице 2.2.



Рис. 2.9. Внешний вид оптического рефлектометра AQ7275.

Таблица 2.2. Основные технические параметры оптического рефлектометра AQ7275 модель 735038.

| Параметры рефлектометра | Значение параметра |
|--|--|
| Разрешение выборки, см | 5, 10, 20, 100, 200 |
| Максимальное число точек рефлектограммы | 50000 |
| Групповой показатель преломления | 1.3 – 1.8 с шагом 0.00001 |
| Масштаб вертикальной оси, дБ/дел | 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 7 |
| Минимальное разрешение, дБ | 0.001 |
| Длины волн, нм | 1310, 1550, 1625 ±25 |
| Длительность импульса, нс | 3, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000, 20000 |
| Диапазон измерения расстояния, км | 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 300, 400 |
| Динамический диапазон, дБ на длинах волн 1310, 1550, 1625 нм | 40 / 38 / 36 |
| Мертвая зона по событию, м При длительности импульса 10 нс | 0,8 |
| Мертвая зона по затуханию, м на длинах волн 1310, 1550, 1625 нм при длительности импульса 3 нс | 7/ 8/ 12 |
| Автономная работа от встроенного источника питания, час | 6 |
| Габариты, см | 287x197x685 |
| Масса, кг | 2.8 |

Однако представленный ОР, хотя и обладает достаточно хорошими параметрами, весьма дорог. В качестве другого примера приведем малогабаритный простой ОР, специально предназначенный для измерений в сетях доступа, включая пассивные оптические сети (PON). Это отечественный малогабаритный ОР Топаз-7000-AR (рис.2.10), который совмещает в одном приборе функции оптического рефлектометра и оптического тестера. В этих режимах он работает на 3-х длинах волн, которые можно выбрать при заказе прибора. В режиме оптического тестера прибор совместим с приборами серий ТОПАЗ-7100-А/7200-А/7300-А/7300-АL. Может управляться от компьютера, имеет энергонезависимую память на 450 рефлектограмм. Время непрерывной работы от аккумуляторной батареи не менее 20 часов. Его основные параметры приведены в таблице 2.3.



Рис. 2.10. Внешний вид оптического рефлектометра Топаз-7000-AR.

Таблица 2.3. Основные технические параметры оптического рефлектометра
Топаз-7000-AR.

| Параметр | Значение |
|--|------------------------------------|
| Функция «Оптический рефлектометр» | |
| Динамический диапазон, дБ | > 20 |
| Мертвая зона по событию, м | < 4 |
| Мертвая зона по затуханию, м | < 12 |
| Число точек рефлектограмм | 4096 |
| Минимальное разрешение, м | 0,7 |
| Длительности импульса, нс | 20/40/150/500/1000/3000/10000 |
| Функция «Оптический тестер» | |
| Относительная нестабильность источника излучения(за 8 часов, дБ) | 0,25 |
| Режимы работы источника излучения | CW, 270 Гц, 2кГц, CW* |
| Погрешность измерения мощности, дБ | 0.3 |
| Разрешение, дБ | 0.01 |
| Длины волн калибровки | 850, 1310, 1490, 1550, 1625 |
| Диапазон измерения | 800-900 нм, 1200-1700 нм, шаг 1 нм |
| Единицы измерения | дБм, мВт, мкВт, нВт, дБ |

2.5. Метод бриллюэновской рефлектометрии

В основе бриллюэновской рефлектометрии лежит использование нелинейного вынужденного рассеяния Мандельштамма-Бриллюэна (ВРМБ).

В ОВ можно наблюдать помимо релеевского рассеяния, которое используется в обычной оптической рефлектометрии, также и нелинейные рассеяния Мандельштамма-Бриллюэна и Рамана. Рассеяние Рамана также называют вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР). На рис 2.11 показаны спектры этих видов рассеянного излучения.

При релеевском рассеянии свет рассеивается на замороженных в волокне флуктуациях показателя преломления. Частотный спектр релеевского рассеяния совпадает с частотой излучения проходящего по ОВ. Релеевское рассеяние света в ОВ преобладает при мощностях коротких импульсов менее 25...30 дБм.

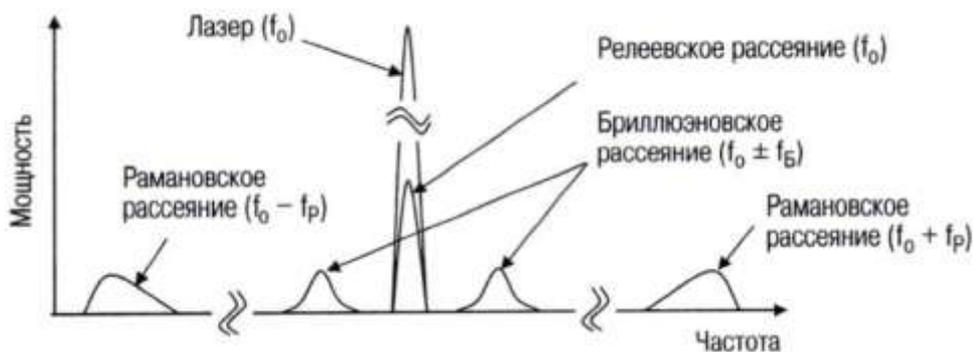


Рис. 2.11. Спектр рассеянного в волокне света ($\nu_b \approx 10...11$ ГГц, $\nu_R \approx 13$ ТГц)

Бриллюэновское рассеяние возникает на акустических фононах, движущихся в ОВ со скоростью звука, характерной для данной среды. При малых интенсивностях рассеянное излучение носит шумовой спонтанный характер (случайное направление рассеянных фотонов, случайная фаза и поляризация). Коэффициент спонтанного бриллюэновского рассеяния $\alpha_b \approx 0.03/\lambda^4$ примерно на 14 дБ меньше коэффициента релеевского рассеяния $\alpha_R \approx 0.75/\lambda^4$, где λ – длина волны излучения в [мкм]. С увеличением интенсивности

излучения взаимодействие фотонов и фононов приобретает закономерный характер, рассеянное излучение можно рассматривать, как вынужденное. Особенно сильно проявляется ВРМБ при постоянной интенсивности излучения. Излучение ВРМБ сдвинуто по частоте на $\Delta\nu_b=10-11$ ГГц (бриллюэновский сдвиг) относительно проходящего по ОВ излучения. Большая часть излучения ВРМБ сдвинута по частоте вниз. Это излучение образует стоксову компоненту рассеянного излучения. Антистоксова компонента сдвинута по частоте вверх на ту же величину $\Delta\nu_b$. Однако ее интенсивность обычно на несколько порядков меньше.

На рис. 2.11 также показан спектр рассеяния Рамана (комбинационное рассеяние - КР), которое имеет много общего с рассеянием Манделъштамма-Бриллюэна, но оно обусловлено внутримолекулярными, а не акустическими колебаниями, как при ВРМБ. КР также может быть спонтанным при малых интенсивностях излучения и вынужденным (ВКР) при больших интенсивностях. ВКР также может содержать стоксову (более низкую) и антистоксову (более высокую) составляющие. Интенсивность антистоксовой составляющей на два-три порядка меньше. Рамановский сдвиг по частоте $\Delta\nu_R \approx 13$ ГГц намного превышает бриллюэновский сдвиг ($\Delta\nu_b=10-11$ ГГц).

Вернемся к рассеянию ВРМБ, которое сильно проявляется для монохроматического узкополосного непрерывного излучения накачки. Из рис. 2.12 видно, что при достижении порогового значения (~ 5 дБм для непрерывной накачке) зависимость отраженной мощности от мощности накачки становится нелинейной. При пороговой мощности накачки вклад от ВРМБ становится сравнимым с релейевским рассеянием. Из рис. 2.12 видно также, что при дальнейшем увеличении мощности накачки она почти полностью преобразуется в ВРМБ, которое выходит из ОВ в сторону источника.

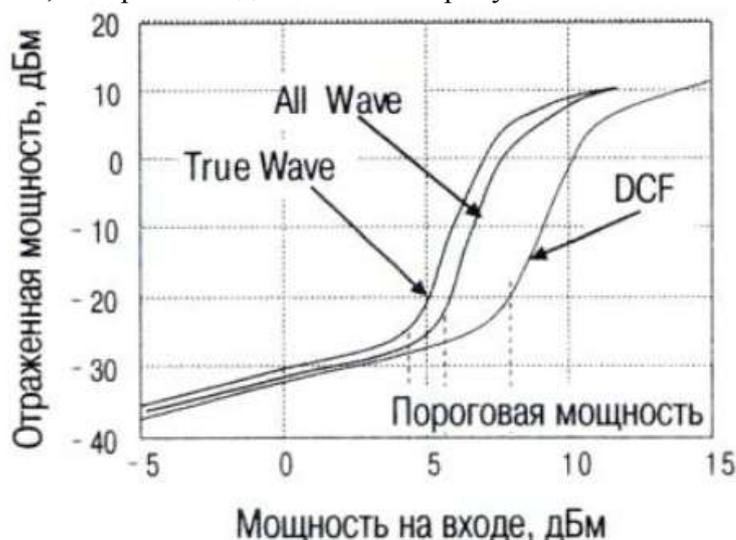


Рис. 2.12. Зависимость мощности ВРМБ, выходящей из ОВ в сторону источника, от мощности на входе в ОВ.

Пороговую величину мощности можно увеличить, уменьшая эффективную длину взаимодействия световой волны с акустической волной. Для одиночного импульса, как нетрудно видеть, эта эффективная длина равна половине длины импульса:

$$L_{ef} = L_u = \frac{c \cdot t_u}{2n} \quad (2.21)$$

где t_u – длительность импульса, $n = 1.5$ – групповой показатель преломления волокна. Для типичного значения $t_u = 1$ мкс получаем $L_{ef}=L_u=0.1$ км, что примерно на два порядка меньше значения эффективной длины взаимодействия ($L_{ef}=20$ км) для узкополосного источника непрерывного излучения. Т.е. в обычном оптическом импульсном рефлектометре (OTDR) величина пороговой мощности увеличивается примерно до 300 мВт (23 дБм). Спектральные компоненты, обусловленные бриллюэновским рассеянием света, обладают тем важным для практических применений свойством, что их частота

смещена на величину пропорциональную натяжению (относительному удлинению ε) волокна:

$$v_b = v_{b0} + K \cdot \varepsilon \quad (2.22)$$

где v_{b0} – смещение частоты в отсутствие натяжения волокна. Оценим величину смещения частоты рассеянного света. Тепловые колебания плотности среды можно рассматривать как совокупность упругих волн, распространяющихся в среде по всевозможным направлениям и обладающих всевозможными частотами. Каждая плоская звуковая волна подобна дифракционной решетке, т.к. в местах повышенной плотности показатель преломления среды больше, чем в местах разрежения (рис. 2.13).

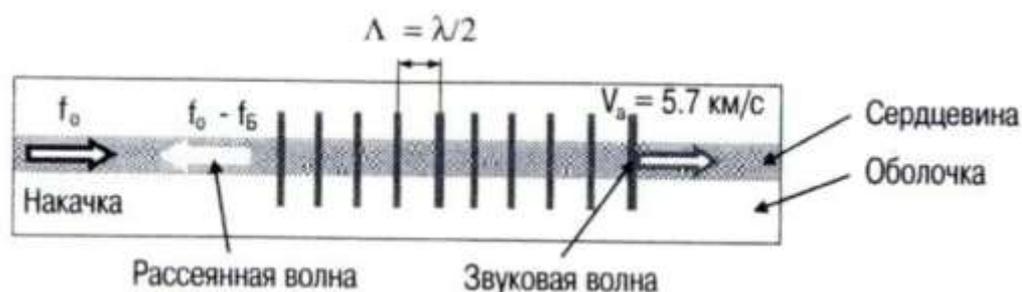


Рис 2.13. Схема рассеяния света на звуковой волне в волокне

Для световой волны длиной λ всегда найдется решетка с подходящим периодом, обеспечивающим максимальное отражение света в обратном направлении. Длина соответствующей звуковой волны определяется условием Брэгга-Вульфа: $\Lambda = \lambda / 2$.

В волокне РМБ наблюдается только назад (частотный сдвиг между накачкой и волной рассеянной в прямом направлении равен нулю). Волна, отраженная от такой движущейся дифракционной решетки, в силу эффекта Доплера будет смещена по частоте на величину:

$$v_b = \left(\frac{2V_a \cdot n}{c} \right) \cdot v_0 = \frac{2V_a \cdot n}{\lambda} \quad (2.14)$$

где $V_a \cong 5.7$ км/с – скорость звука в кварцевом ОВ, $n \cong 1.46$ – показатель преломления сердцевины ОВ, $c \cong 3 \times 10^5$ км/с – скорость света в вакууме. На длине волны $\lambda = 1550$ нм смещение частоты $v_b = 10.7$ ГГц.

Рассмотрим теперь зависимость частоты рассеянного света от натяжения (удлинения ε) волокна. От натяжения волокна зависит величина скорости звука V_a и показатель преломления n . В свою очередь, скорость звука $V_a = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ зависит от модуля Юнга ($E = 70$

ГПа = 7×10^{10} н/м²) и плотности кварцевого стекла ($\rho = 2.2$ кг/м³). Основной вклад в изменение частоты рассеянного света дает изменение модуля Юнга. Для стандартного одномодового волокна (SMF) измеренное значение коэффициента $K = (v_b - v_{b0}) / \varepsilon$ равно: 490 МГц/% (при $\lambda = 1550$ нм) и 580 МГц/% (при $\lambda = 1310$ нм) (рис. 2.14).

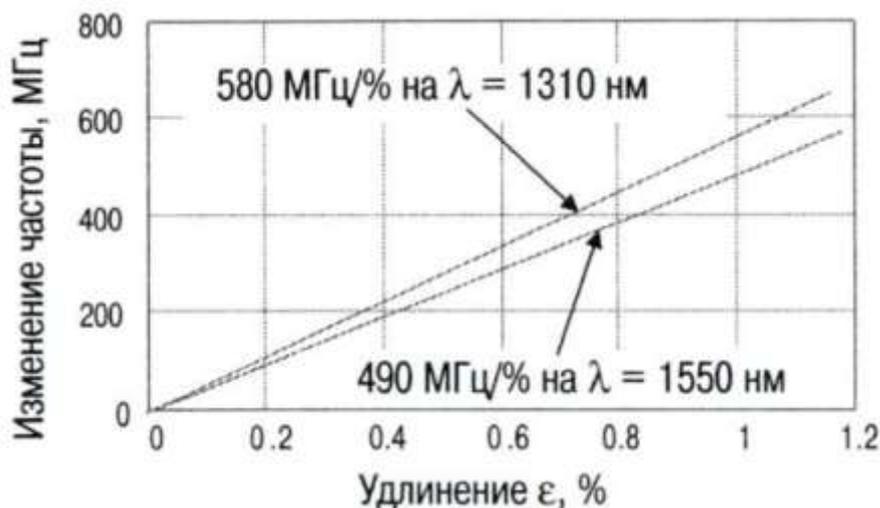


Рис. 2.14. Зависимость частоты рассеянного света от удлинения волокна

Метод бриллюэновской рефлектометрии обладает двумя основными преимуществами. Во-первых, это практически единственный оптический метод, позволяющий измерить величину абсолютного натяжения волокна. Для этого достаточно измерить частоту максимального сигнала в спектре бриллюэновского рассеяния и при этом нет необходимости подвергать волокно дополнительному растяжению. В других же известных оптических методах измеряется величина удлинения волокна, возникающего при создании в волокне дополнительного натяжения, что делает эти методы непригодными для определения натяжения волокна, уложенного в линию передачи. Во-вторых, РМБ приводит к образованию обратной волны в ОВ. Поэтому, зондируя ОВ короткими импульсами и сканируя несущую частоту этих импульсов, можно найти распределение вдоль волокна спектра бриллюэновского рассеяния и, соответственно, частоты максимального сигнала в этом спектре. А, так как эта частота пропорциональна величине натяжения в волокне, то таким образом находится распределение этого натяжения вдоль волокна (рис. 2.15).



Рис 2.15. Распределение спектра бриллюэновского рассеяния света в волокне

Как видно из рис. 2.15, рефлектограмма, измеренная только на одной несущей частоте, не позволяет найти распределение вдоль волокна частоты максимального сигнала в спектре бриллюэновского рассеяния. Поэтому для измерения распределения натяжения вдоль волокна необходимы приборы, выполняющие одновременно функции оптического импульсного рефлектометра и оптического анализатора спектра. Схемы построения таких приборов рассмотрены в следующих параграфах.

2.6. Бриллюэновский анализатор (BOTDA)

В настоящее время метод бриллюэновской рефлектометрии применяется в бриллюэновском оптическом импульсном анализаторе (BOTDA – Brillouin Optical Time Domain Analyzer) и в бриллюэновском оптическом импульсном рефлектометре (BOTDR –

Brillouin Optical Time Domain Reflectometer). В BOTDA используется явление ВРМБ (в иностранных источниках - SBS – Stimulated Brillouin Scattering), а в BOTDR – явление спонтанного бриллюэновского рассеяния – РМБ (в иностранных источниках SPBS – Spontaneous Brillouin Scattering). Как известно, явление ВРМБ может быть использовано для создания волоконно-оптических усилителей с большим коэффициентом усиления и малой мощностью накачки. Для этого необходимо, чтобы оптический сигнал распространялся в волокне навстречу накачке, а ширина линии источника сигнала и источника накачки была меньше ширины линии бриллюэновского усиления (~30...50 МГц). Максимальное усиление достигается, когда частота зондирующего оптического сигнала ν_c совпадает с частотой стоксовой компоненты ($\nu_0 - \nu_b$) в спектре бриллюэновского рассеяния. Таким образом, можно найти величину смещения частоты при бриллюэновском рассеянии ν_b и рассчитать величину абсолютного натяжения ОВ. Распределение натяжения вдоль ОВ можно найти, если использовать импульсную накачку. При импульсной накачке усиление сигнала будет происходить только в той области волокна, где в это время находится импульс. Поэтому по зависимости протектированного сигнала от времени можно найти распределение натяжения вдоль волокна. Оптическая схема бриллюэновского анализатора изображена на рис. 2.16.

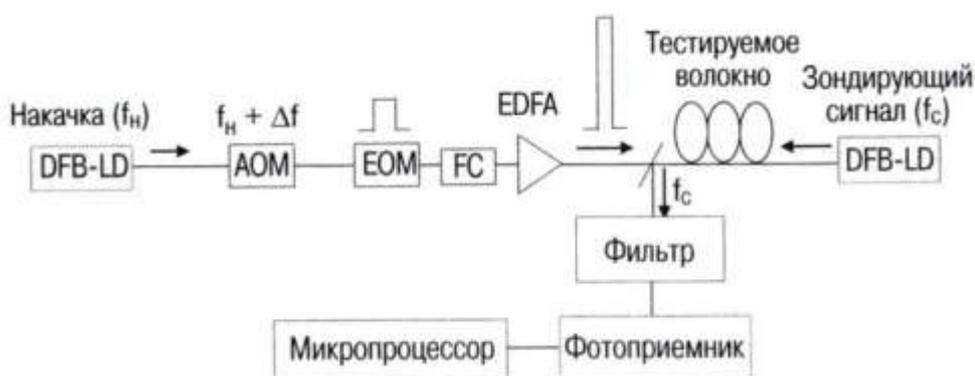


Рис. 2.16. Оптическая схема бриллюэновского анализатора (BOTDA)

Как показано на рис. 4.16, с одной стороны в ОВ вводится излучение лазера накачки с частотой ν_p , а с другой стороны излучение зондирующего лазера с частотой ν_c . После прохождения через акустооптический модулятор (АОМ) частота излучения накачки становится равной $\nu_p + \Delta\nu$, где $\Delta\nu$ – смещение частоты, создаваемое АОМ. Далее излучение накачки модулируется по амплитуде с помощью электроабсорбционного модулятора (ЕОМ), усиливается с помощью оптического усилителя мощности (EDFA) и вводится в тестируемое ОВ.

Коэффициент бриллюэновского усиления зависит от состояния поляризации излучения накачки и сигнала. Максимальное усиление достигается, когда эти состояния одинаковы в месте взаимодействия этих волн (на ширине импульса накачки). Из-за двулучепреломления ОВ эти состояния поляризации изменяются вдоль волокна, вообще говоря, случайным образом и их вариации приводят к замираниям отклика фотоприемника. Для того, чтобы устранить эти замирания, перед оптическим усилителем устанавливается фарадеевский вращатель (FC), периодически изменяющий состояние поляризации проходящего через него излучения. Как уже говорилось, во встречном направлении в волокно вводится излучение от зондирующего лазера с частотой ν_c . Это излучение усиливается при взаимодействии с импульсной накачкой за счет эффекта ВРМБ, проходит через ОВ и направляется с помощью оптического ответвителя на вход фотоприемника. Узкополосный оптический фильтр, установленный перед фотоприемником, не пропускает на фотоприемник сигнал релеевского рассеяния (на частоте $\nu_p + \Delta\nu$). Смещение частоты, создаваемое акустооптическим модулятором $\Delta\nu$, изменяется дискретным образом с шагом примерно на порядок меньше, чем ширина

линии бриллюэновского усиления ($\sim 30...50$ МГц). Для каждой частоты накачки $\nu_p + \Delta\nu$ снимается рефлектограмма, что позволяет в конечном итоге получить трехмерное распределение спектра бриллюэновского усиления вдоль волокна, подобное тому, что изображено на рис. 2.15. Далее по распределению вдоль волокна частоты, соответствующей максимуму бриллюэновского усиления, рассчитывается распределение натяжения вдоль волокна. Бриллюэновский анализатор (BOTDA) широко используется за рубежом при контроле натяжения волокон в заводских условиях. Однако BOTDA малоприспособен для тестирования линий передачи, так как его необходимо подключать к обоим концам волокна. Поэтому компанией Ando (Япония) был разработан другой тип измерителя абсолютного натяжения волокна – бриллюэновский рефлектометр (BOTDR), который подключается только к одному концу волокна (рис. 2.17). По своему принципу действия он во многом схож с BOTDA и отличается в основном тем, что натяжение волокна находится не с помощью эффекта ВРМБ (SBS), а по спектру спонтанного бриллюэновского рассеяния (SPBS).

2.7. Бриллюэновский рефлектометр (BOTDR)

В BOTDR наблюдается спонтанное бриллюэновское рассеяние (SPBS), а не ВРМБ (SBS) потому, что мощность импульсов, вводимая в волокно, не превышает (при длительности импульса $t_{\text{и}} < 100$ нс) порогового значения мощности для ВРМБ эффекта (~ 23 дБм). Как известно, ВРМБ эффект является самым низкопороговым нелинейным оптическим эффектом в ОВ. Пороговое значение мощности при непрерывном излучении составляет для него всего лишь несколько дБм. Для импульсного излучения этот порог увеличивается примерно до 23 дБм за счет малой длины взаимодействия, равной половине ширины импульса (5 м при $t_{\text{и}} \sim 100$ нс). Пороговое значение мощности для вынужденного рамановского рассеяния больше 23 дБм и не зависит от длительности импульса. Излучение накачки в BOTDR формируется также как и в BOTDA. Источником излучения служит DFB лазер, частотная модуляция излучения осуществляется акустооптической ячейкой (АОМ), импульсная модуляция – электроабсорбционным модулятором (ЕОМ), а поляризационная модуляция – фарадевским вращателем (FC). Излучение накачки вводится в волокно, а рассеянная назад мощность передается с помощью волоконного ответвителя на вход фотоприемника (рис. 2.17).

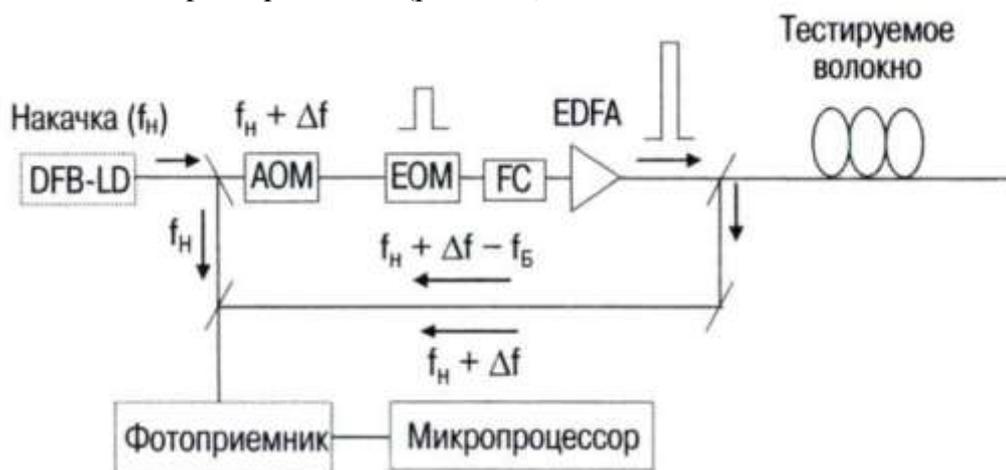


Рис. 2.17. Оптическая схема бриллюэновского рефлектометра (BOTDR)

Спектр обратной волны, рассеянной в волокне, содержит релеевскую компоненту (частота которой равна частоте накачки ($\nu_p + \Delta\nu$)) и две бриллюэновские (стоксову и антистоксову). Стоксова компонента смещена по частоте вниз ($\nu_p + \Delta\nu - \nu_b$), а антистоксова вверх ($\nu_p + \Delta\nu + \nu_b$) (рис. 2.11). Для выделения нужной компоненты (обычно стоксовой как более мощной) используется когерентный прием излучения. Для этого часть мощности излучения DFB лазера ответвляется непосредственно на вход фотоприемника, где оно

смешивается с излучением рассеянным в волокне. Когерентный прием позволяет не только выделить стоксову компоненту в спектре обратной волны, но и увеличить чувствительность фотоприемника до величины, близкой к квантовому пределу. В BOTDR необходимы более чувствительные фотоприемники, чем в OTDR, так как коэффициент спонтанного бриллюэновского рассеяния ($\alpha_b \cong 0.03/\lambda^4$, где λ – длина волны излучения в [мкм]) примерно на 14 дБ меньше коэффициента спонтанного релеевского рассеяния ($\alpha_R = 0.75/\lambda^4$). На практике выигрыш по сравнению со схемой прямого детектирования, применяемой в традиционных OTDR, составляет 10...20 дБ. Смещение частоты рассеянного света ν_b , также как и в BODTA, находится путем сканирования частоты акустооптической ячейки $\Delta\nu$. Также как и в BODTA, для каждой частоты накачки $\nu_p + \Delta\nu$ снимается рефлектограмма, находится трехмерное распределение спектра спонтанного бриллюэновского рассеяния вдоль волокна и рассчитывается распределение натяжения в волокне. Максимальный сигнал в спектре бриллюэновского рассеяния достигается, когда частота акустооптической ячейки $\Delta\nu$ смещена на величину, равную ν_b . Если же $\Delta\nu = 0$, то BOTDR работает как когерентный импульсный оптический рефлектометр (СО OTDR), выделяя в спектре обратной волны компоненту, обусловленную релеевским рассеянием света в волокне (в последних моделях BOTDR этой опции нет). Рефлектограмма линии с напряженным участком волокна, полученная при $\Delta\nu = \nu_b$, приведена на рис. 2.18. Удлинение волокна на 0.1 % приводит к смещению частоты основного пика на $490 \text{ МГц}/\% \times 0.1 \% \cong 50 \text{ МГц}$. Полная ширина линии в эффекте SPBS (по половинному уровню) для волокна AllWave составляет 86 МГц. Поэтому смещение частоты основного пика бриллюэновского рассеяния в напряженном участке волокна на 50 МГц приводит к заметному уменьшению уровня отраженной мощности и появлению провала в рефлектограмме. Заметим, что изгиб в рефлектограмме может возникнуть не только из-за натяжения, но и из-за скачка потерь в волокне. Для того, чтобы разделить эти два эффекта, недостаточно измерить рефлектограмму на одной разностной частоте, как на рис. 2.18, а необходимо найти распределение спектра бриллюэновского рассеяния света вдоль ОВ.

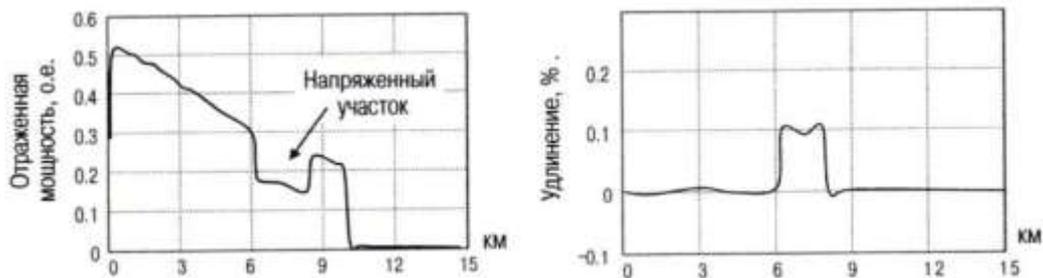


Рис. 2.18. Рефлектограмма волокна AllWave с напряженным участком

Рефлектограммы, полученные с помощью BOTDR, обладают двумя характерными особенностями. Во-первых, в них отсутствуют выбросы сигнала, вызванные отражением импульсов света от оптических разъемов и торца волокна. В традиционных OTDR эти отраженные импульсы приводят к насыщению фотоприемника и появлению мертвых зон (зон нечувствительности). В BOTDR эти импульсы не регистрируются, так как при отражении от оптических разъемов и торца волокна частота света не меняется. В BOTDR регистрируются только те отраженные импульсы света, несущая частота которых смещена на величину ν_b . Во-вторых, не смотря на то, что в BOTDR осуществляется когерентный прием излучения, рефлектограмма не зашумлена, как наблюдается при когерентном приеме рассеянного излучения. Происходит это потому, что в BOTDR регистрируется свет, рассеянный не на релеевских центрах (замороженных в волокне флуктуациях показателя преломления), а на тепловых флуктуациях показателя преломления (акустических фонах). А так как время жизни акустического фона

($\tau_a=10^{-8}$ сек) мало по сравнению со временем измерений, то амплитуда и фаза волн рассеянных на этих неоднородностях эффективно усредняются.

Литература

1. Шикетанц Д. Теория измерений по методу обратного рассеяния в световодах// Зарубежная электроника. – 1984 - № 6. р. 87-94.
2. А. В. Листвин, В. Н. Листвин РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН – М.: ЛЕСАРарт, 2005. 208 с, ил.
3. Былина М.С., Глаголев С.Ф., Кочановский Л.Н., Пискунов В.В. Измерение параметров волоконно-оптических линейных трактов: Учеб. пособие/СПб ГУТ. – СПб, 2002.
4. Измерения на ВОЛП методом обратного рассеяния. Учебное пособие для ВУЗов/ Андреев В.А., Бурдин В.А., Баскаков В.С., Косова А.Л.- Самара СРТТЦ ПГАТИ, 2001 – 121 с.
5. Иванов А.Б. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения.- М.: Компания Сайрус Системс, 1999.
6. А.В. Листвин, В.Н. Листвин, Д.В. Швырков Оптические волокна для линий связи – М.: ЛЕСАРарт, 2003. 288 с., ил.

1.4. Оптические анализаторы спектра.

1.4.1. Общие сведения

Анализ оптического спектра излучения становится одним из важнейших видов измерений в современных волоконно-оптических системах связи (ВОСС), особенно с развитием технологии мультиплексирования в волновой области (WDM). Анализ спектра источников необходим для определения их пригодности при использовании в высокоскоростных волоконно-оптических системах передачи (ВОСП), в которых длина участка регенерации ограничивается хроматической дисперсией. Известно, что расширение импульса за счет хроматической дисперсии возрастает пропорционально ширине спектра источника излучения. Очень важным является контроль за спектром в оптических волокнах (ОВ) ВОСС, использующих технологии плотного мультиплексирования DWDM и большие суммарные мощности передаваемых сигналов, которые приводят к изменению (обычно к расширению) спектров в отдельных каналах за счет нелинейных эффектов, возникновению новых спектральных составляющих излучения. Широкое использование в линейных трактах оптических усилителей приводит к возникновению усиленного спонтанного излучения (УСИ), спектр которого также следует контролировать, т.к. УСИ может существенно уменьшить отношение оптического сигнала к шуму. Анализатор оптического спектра (АОС) становится прибором, который необходим в процессе подготовки проектных решений, строительства и эксплуатации ВОСС.

АОС могут использовать оптические элементы (призмы или дифракционные решетки), разлагающие широкополосное излучение на спектральные составляющие. Они могут работать в проходящем или отраженном свете. Чаще используют АОС на основе дифракционных решеток. В тех случаях, когда требуется особо высокая разрешающая способность, используют более сложные и дорогостоящие интерферометрические и гетеродинные методы измерений спектра. Используют интерферометры Майкельсона, Фабри-Перо и другие.

1.4.2. Анализаторы оптического спектра на основе дифракционной решетки

Такие анализаторы представляют собой перестраиваемый оптический фильтр, на вход которого поступает излучение $I(\lambda)$, имеющее определенный спектральный состав. Оптический фильтр на основе призмы или дифракционной решетки разделяет в пространстве спектральные составляющие входного излучения. Перестройка фильтра позволяет вывести на выход АОС излучение со средней длиной волны λ_0 в спектральном диапазоне $\Delta\lambda$.

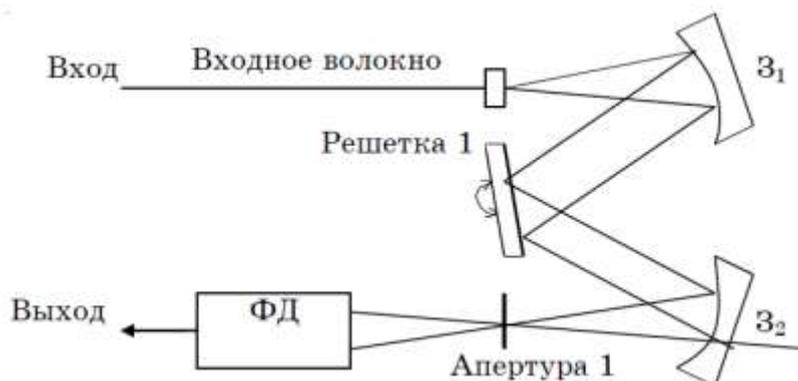


Рис. 1.4.1. Оптическая система АОС с однопроходным монохроматором

Типичная оптическая система АОС с отражающей дифракционной решеткой представлена на рис. 1.4.1. Анализируемое излучение из входного ОВ поступает на вогнутое зеркало Z_1 , которое формирует параллельный пучок и направляет его на плоскую отражающую д

ифракционную решетку (ДР). Отраженный пучок испытавший дифракцию попадает на второе вогнутое зеркало Z_2 , которое фокусирует излучение на выходную щель АОС, которая осуществляет функцию пространственного фильтра для излучения определенной длины волны λ_0 (точнее некоторого диапазона длин волн $\Delta\lambda$). Интенсивность излучения на данной длине волны измеряется с помощью фотодетектора. Настройка АОС на определенную длину волны осуществляется поворотом ДР на определенный угол. Спектрограмма представляет собой зависимость интенсивности излучения от длины волны λ , которая однозначно связана с углом поворота решетки.

Дифракционные решетки, используемые в АОС, представляют собой расположенные последовательно через равные промежутки параллельные щели (в случае пропускающей решетки) или зеркала (в случае отражающей решетки).

Рассмотрим более простую пропускающую ДР из N щелей с периодом d и размером щелей b , на которую падает плоская монохроматическая волна (рис. 1.4.1). Будем считать, что N – большое число. Рассмотрим распределение интенсивности при дифракции в параллельных лучах от такой решетки. Найдем интенсивность I_φ монохроматического излучения в направлении, составляющем угол φ с нормалью к плоскости дифракционной решетки.

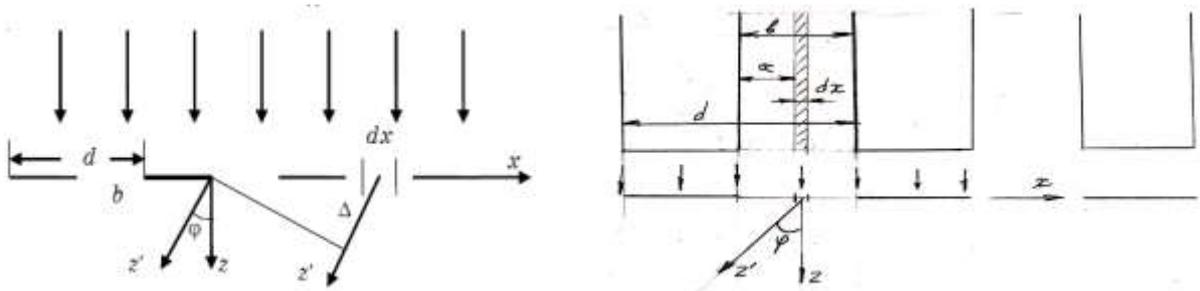


Рис. 1.4.2. Дифракционная пропускающая решетка

От элемента dx , расположенного на расстоянии x от левого края n -ой щели шириной b в направлении оси z' под углом φ по отношению к нормали к плоскости ДР распространяется волна с напряженностью электрического поля

$$dE_\varphi = \frac{E_0 \cdot dx}{b} \exp\{i\omega t - [(k \cdot (n-1) \cdot d) + kx] \cdot \sin \varphi\}, \quad (1.4.1)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля в падающей на решетку плоской волне; $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число; $k \cdot (n-1) \cdot d \cdot \sin \varphi$ – запаздывание по фазе волны от n – ой щели по отношению к первой щели; $k \cdot x \cdot \sin \varphi$ – запаздывание по фазе волны от элемента dx расположенного на расстоянии x от края n – ой щели.

Обозначим через $E_{1\varphi}$ напряженность поля в направлении оси z' , создаваемую первым структурным элементом решетки (первой щелью). Для первой щели $E_{1\varphi}$ определяется суммированием (интегрированием) волн от всех элементарных участков щели и выражается формулой

$$E_{1\varphi} = \frac{E_0 \cdot e^{i\omega t}}{b} \int_0^b e^{-ikx \sin \varphi} dx = E_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{\sin(u)}{u}, \quad (1.4.2)$$

где $u = \pi \cdot b \cdot \sin(\varphi) / \lambda$.

Величина u зависит от ширины щели b , угла наблюдения φ и длины волны λ .

Напряженность $E_{2\varphi}$, создаваемая в направлении оси z' второй щелью, отличается от $E_{1\varphi}$ только множителем $\exp(i\delta)$, выражающим запаздывание этой волны по фазе.

Напряженность от третьей щели имеет вид $E_{3\varphi} = E_{1\varphi} \cdot \exp(2 \cdot i \cdot \delta)$ и т.д. При нормальном падении монохроматической волны на плоскость решетки (рис. 1.4.2) разность хода соседних пучков составляет $\Delta = d \cdot \sin \varphi$, откуда фазовый сдвиг соседних пучков

$$\delta = k \cdot \Delta = \frac{2\pi d \cdot \sin \varphi}{\lambda} = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda} \cdot \frac{2d}{b} = u \cdot \frac{2d}{b}. \quad (1.4.3)$$

Величина δ зависит от периода решетки d , угла наблюдения φ и длины волны λ .

Полная напряженность поля в направлении оси z создаваемая всеми N щелями решетки, представляется суммой членов геометрической прогрессии

$$E_{\varphi} = E_{1\varphi} \cdot [1 + e^{i\delta} + e^{i2\delta} + \dots + e^{i(N-1)\delta}] = E_{1\varphi} \cdot \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}}. \quad (1.4.4)$$

Умножая правую часть (1.4.4) на комплексно сопряженную величину, получаем выражение для интенсивности света в направлении z

$$I_{\varphi} = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}\right)^2 = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \cdot Q, \quad (1.4.5)$$

$$\text{где } I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 = I_0 \cdot \left(\frac{\sin\left(\frac{\delta \cdot b}{2d}\right)}{\frac{\delta \cdot b}{2d}}\right)^2 \quad (1.4.5a)$$

- интенсивность от одной щели (дифракция Фраунгофера на прямоугольной щели), а последний множитель в (1.4.5)

$$Q = \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}\right)^2 \quad (1.4.5b)$$

учитывает интерференцию между пучками от всех щелей.

Для иллюстрации теоретических положений были проведены расчеты по выражению (1.4.5a) распределения относительной интенсивности излучения I/I_0 с длиной волны $\lambda=1300$ нм от прямоугольных щелей шириной $b=3.5, 7$ и 14 мкм в зависимости от угла наблюдения φ (рис. 1.4.3a). Видно, что с увеличением ширины щели диаграмма направленности излучения щели сужается.

На рис. 1.4.3б показаны результаты расчетов Q по выражению (1.4.5b) для $N=10$ щелей. На рис. 1.4.3в показаны те же результаты в логарифмическом масштабе по оси ординат в логарифмическом масштабе, а на рис. 1.4.3г для $N=100$ щелей.

Из рис. 1.4.3б-г следует, что при определенной длине волны излучение имеет максимумы при определенных углах, которым можно присвоить номера $0, \pm 1, \pm 2 \dots$ (порядки дифракции). Ширина максимумов зависит от количества освещенных щелей ДР.

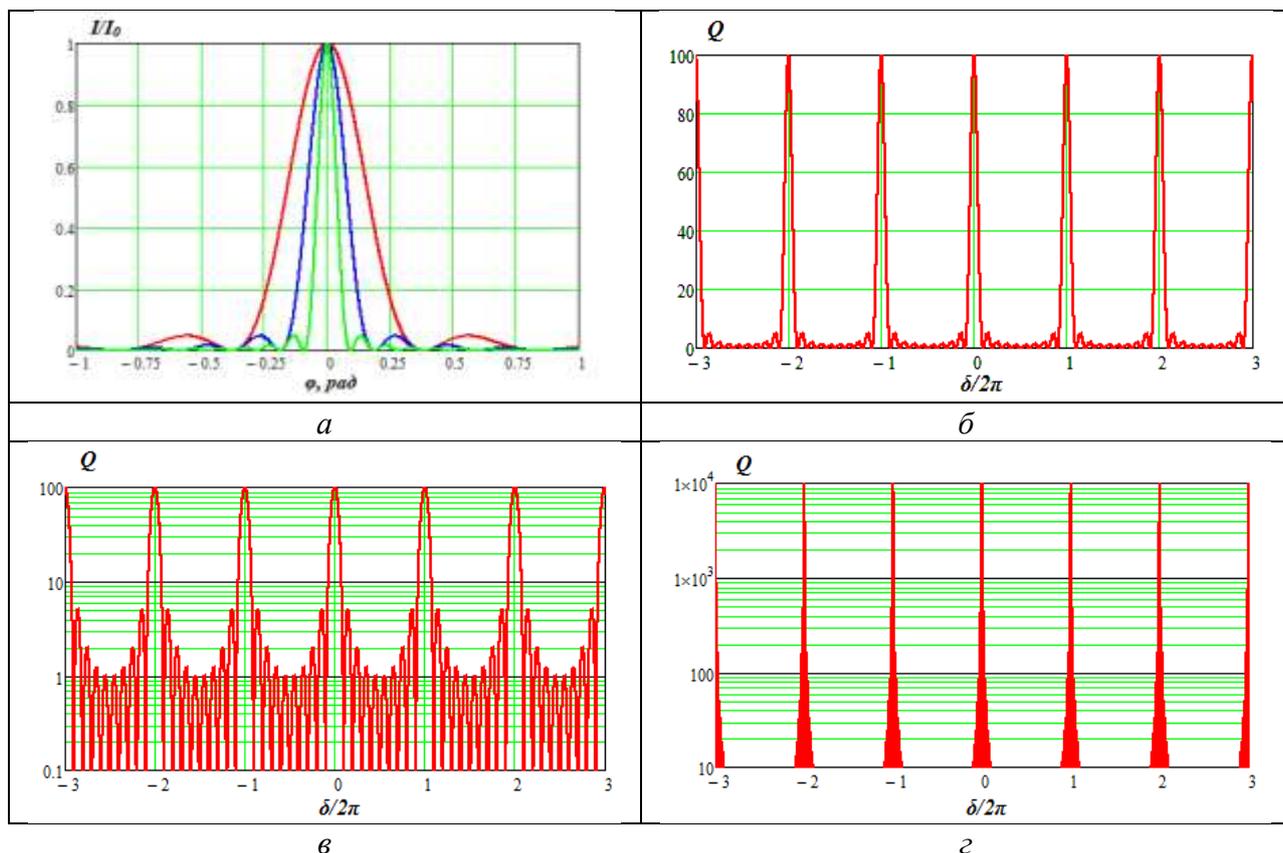


Рис. 1.4.3. Результаты расчетов по выражениям (1.4.5а) (а), (1.4.5б) (б,в) для $N=10$ и (1.4.5б) (г) для $N=100$.

В результате совместного действия интерференции N пучков и дифракции на каждой щели из выражения (1.4.5) получим зависимости относительной интенсивности I/I_0 от $\delta/2\pi$, представленные на рис. 1.4.4 при $d=28$ мкм, $b=7$ мкм (рис. 1.4.4а).

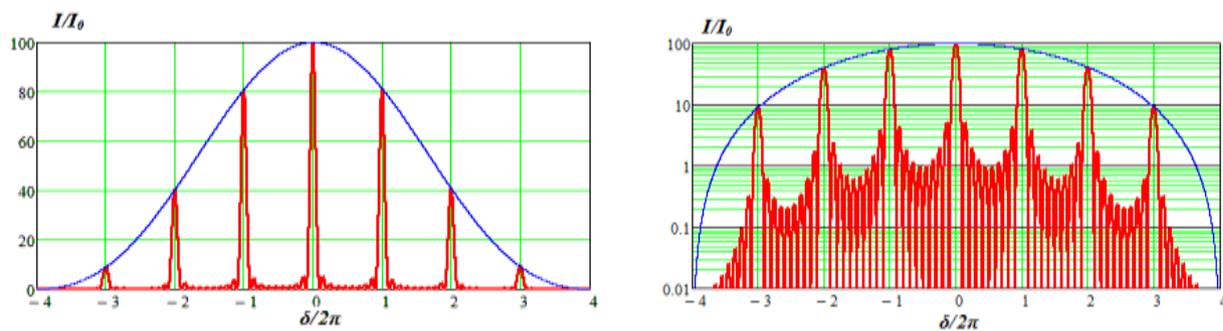


Рис.1.4.4а. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=10$, $d=28$ мкм, $b=7$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе.

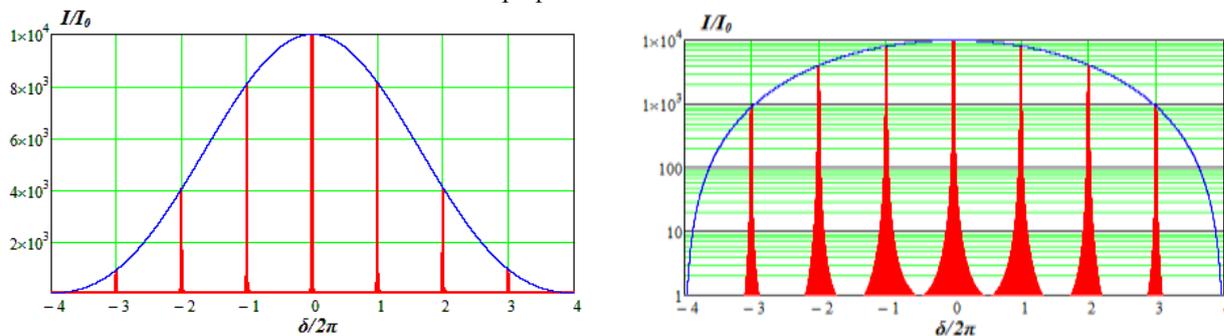


Рис.1.4.4б. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=100$, $d=28$ мкм, $b=7$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе.

В результате интерференции N когерентных вторичных волн происходит перераспределение светового потока по направлениям. В тех направлениях φ_m , для которых $\delta/2 = m\pi$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) второй сомножитель в (1.4.5б) принимает значения N^2 :

$$I_{\varphi_m} = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot N^2, \quad (1.4.6)$$

и интенсивность в N^2 раз больше, чем от одной щели в том же направлении. Это результат того, что разность хода вторичных волн для этих направлений равна целому числу длин волн, и все они приходят в точку наблюдения в фазе. В отсутствие интерференции суммарная интенсивность в этих направлениях была бы пропорциональна числу щелей N . Максимумы, возникающие при выполнении условия $\delta/2 = m\pi$, называются главными максимумами. Они появляются, когда одновременно $\sin(N\delta/2)$ и $\sin(\delta/2)$ равны 0. Между главными максимумами возникает $N-1$ минимумов, когда $\sin(N\delta/2) = 0$, а $\sin(\delta/2) \neq 0$. Между минимумами есть дополнительные максимумы, в которых интенсивность света мала по сравнению с интенсивностью главных максимумов. При увеличении числа дифрагирующих пучков N , число которых может в реальных ДР иметь значение от сотен до десятков тысяч, главные максимумы становятся резкими, а интенсивность в промежутках между ними можно считать равной нулю.

Вернемся к рассмотрению роли второго сомножителя в формуле (1.4.5), для чего исследуем функцию $\sin^2 u / u^2$, где $u = \pi b \sin(\varphi) / \lambda$, которая представлена на рис. 1.4.3а. Этот множитель дает минимумы при тех значениях функции u_m , которые кратны π : $u_m = m\pi$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

Для дальнейшего анализа учтем, что для направления на m -ый главный максимум

$$\sin \varphi_m = \frac{m \cdot \lambda}{d}$$

и функцию u_m можно записать

$$u_m = \frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{m \cdot \lambda}{d} = \pi \cdot m \cdot \frac{b}{d} \quad (1.4.6)$$

В этом случае выражение для интенсивностей главных максимумов можно представить в виде

$$I_m = I_0 \cdot N^2 \cdot \frac{d^2}{(\pi \cdot b \cdot m)^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot b \cdot m}{d} \right). \quad (1.4.7)$$

Анализ формулы (1.4.7) показывает, что интенсивность главных максимумов с увеличением порядка дифракции m уменьшается, и зависит от отношения b/d . При $b = m/d = m'$, где m' — целое число, интенсивность m -го главного максимума равна нулю, например все четные максимумы $I_2, I_4, \dots = 0$ при $b = d/2$. В этом случае в распределении интенсивности можно учитывать лишь нулевой и нечетные максимумы $m = 0, \pm 1, \pm 3, \dots$. Учитывая, что интенсивность главных максимумов быстро уменьшается с увеличением $|m|$, часто можно учитывать только три главных максимума — нулевой и два первых при $m = \pm 1$.

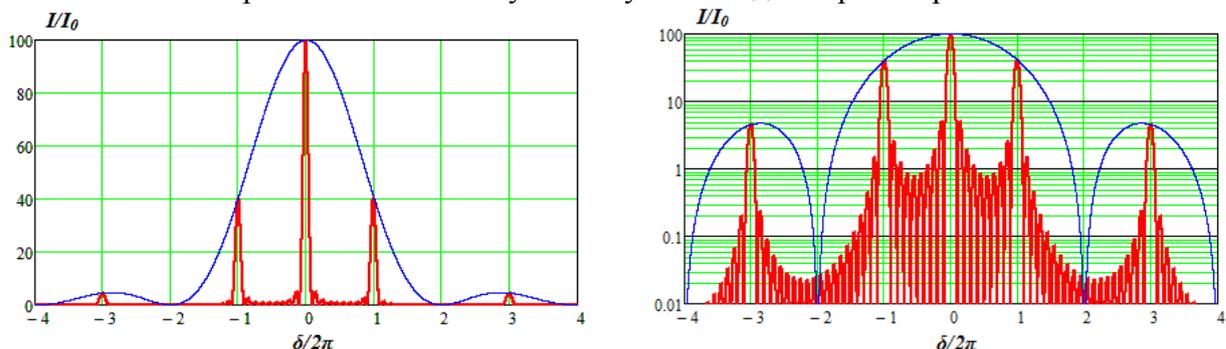


Рис.1.4.4в. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=10$, $d=28$ мкм, $b=14$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе.

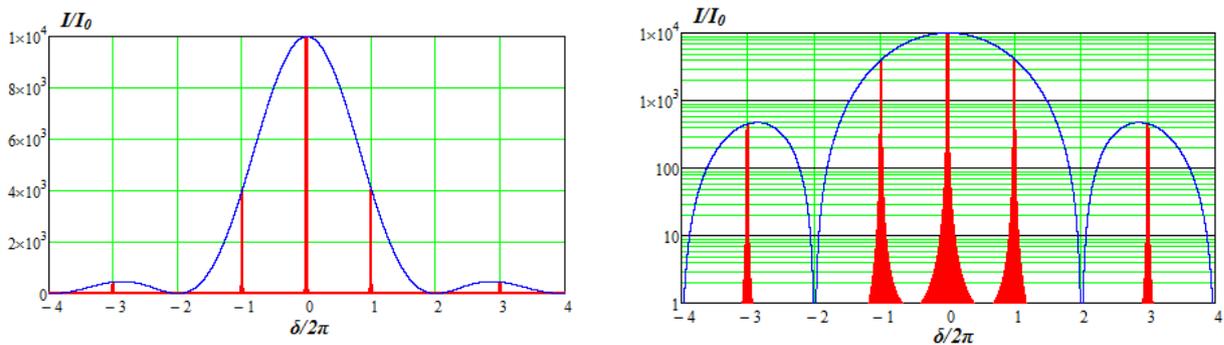


Рис.1.4.4г. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=100$, $d=28$ мкм, $b=14$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе.

Направления на главные максимумы зависят от длины волны (за исключением случая $m = 0$).

В таблице 1.4.1 приведены результаты расчетов относительной интенсивности излучения в главных максимумах $I_m/(I_0 N^2)$ по выражению (1.4.7) для различных значений параметров ДР b/d . Там же приведены значения синуса $\sin(\varphi_m)$ и самого угла φ_m , при котором наблюдаются главные максимумы.

Таблица 1.4.1. Результаты расчетов параметров главных максимумов

| b/d | $I_m/(I_0 N^2)$ для $d=28$ мкм при $\lambda=1300$ нм при следующих значениях m | | | | | | | | |
|--------------------|--|-------|-------|-------|--------|--------|--------|----------------------|--------|
| | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1/8 | 1 | 0.950 | 0.811 | 0.615 | 0.405 | 0.221 | 0.09 | 0.019 | 0 |
| 1/4 | 1 | 0.811 | 0.405 | 0.09 | 0 | 0.032 | 0.045 | 0.017 | 0 |
| 1/2 | 1 | 0.405 | 0 | 0.045 | 0 | 0.016 | 0 | $8.27 \cdot 10^{-3}$ | 0 |
| $\sin(\varphi_m)$ | 0 | 0.05 | 0.10 | 0.15 | 0.20 | 0.25 | 0.30 | 0.35 | 0.40 |
| φ_m , град | 0 | 2.866 | 5.739 | 8.627 | 11.537 | 14.478 | 17.458 | 20.487 | 23.578 |

Из таблицы 1.4.1 видно, что действительно при b $m/d = m'$, где m' — целое число, интенсивность m -го главного максимума равна нулю, например все четные максимумы $I_2, I_4, \dots = 0$ при $b = d/2$. В этом случае в распределении интенсивности можно учитывать лишь нулевой и нечетные максимумы $m = 0, \pm 1, \pm 3 \dots$

ДР разлагает падающее некогерентное излучение в спектры нескольких порядков и может использоваться в качестве диспергирующего элемента в спектральных приборах. На рис. 1.4.5а показаны зависимости интенсивности излучения на трех длинах волн $\lambda=1200, 1400$ и 1600 нм от угла дифракции φ в $m=0, 1, 2$ и 3 порядках для ДР с $d=28$ мкм, $b=7$ мкм, содержащей $N=100$ щелей.

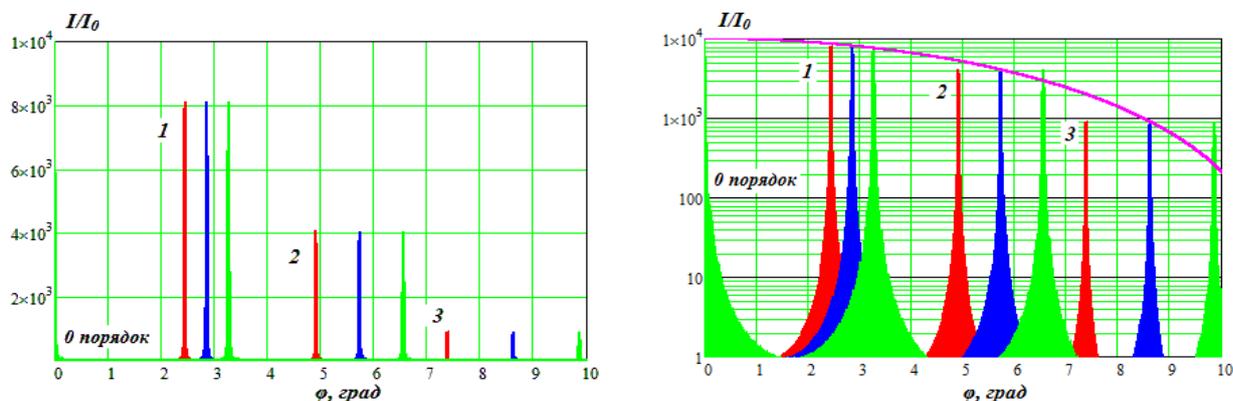


Рис.1.4.5а. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=100$, $d=28$ мкм, $b=7$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе для трех длин волн $\lambda=1200, 1400, 1600$ нм.

Из рис. 1.4.5а видно, что с увеличением порядка угловое расстояние между спектральными составляющими растет, а амплитуды уменьшаются. На рис. 1.4.5б показаны зависимости интенсивности излучения на трех длинах волн $\lambda=1200, 1400$ и 1600 нм от угла дифракции φ в $m=0, 1, 2$ и 3 порядках для ДР с $d=28$ мкм, $b=14$ мкм, содержащей $N=100$ щелей.

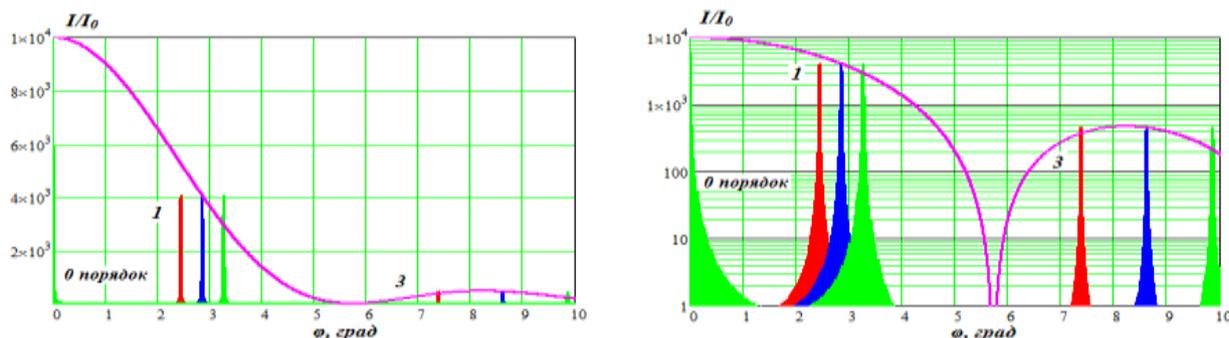


Рис.1.4.5б. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=100, d=28$ мкм, $b=14$ мкм в линейном и логарифмическом масштабе для трех длин волн $\lambda=1200, 1400, 1600$ нм.

Из рис. 1.4.5б видно, что спектральные составляющие во втором и всех четных порядках дифракции отсутствуют.

Для обычной щелевой плоской решетки при нормальном падении интегральная интенсивность дифрагировавшего света распределена между всеми главными максимумами, причем одинаковая интенсивность будет в порядках с противоположными знаками, например $\pm 1, \pm 2, \pm 3$, а наибольшая интенсивность будет в нулевом порядке ($m=0$).

С увеличением порядка дифракции возникает опасность перекрытия спектров излучения различных порядков. На рис. 1.4.5в показано распределение дифрагировавшего излучения тех же длин волн, но в большем диапазоне углов дифракции.

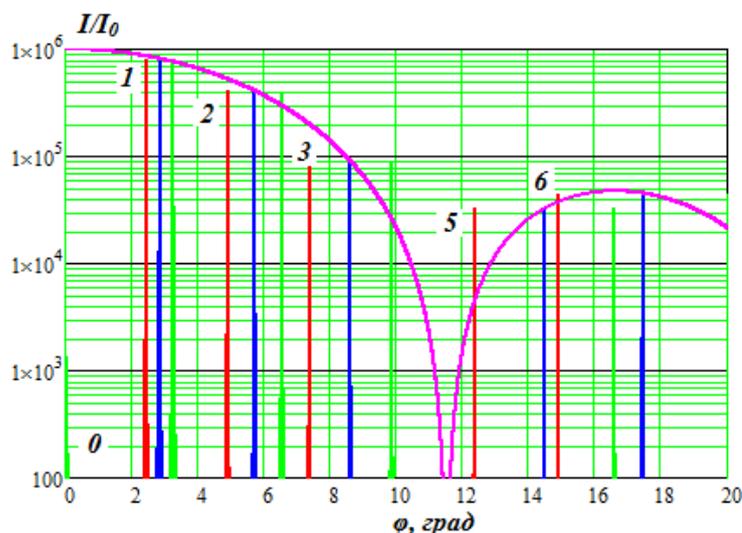


Рис.1.4.5в. Результаты расчетов по выражению (1.4.5) при $N=1000, d=28$ мкм, $b=7$ мкм в логарифмическом масштабе для трех длин волн $\lambda=1200, 1400, 1600$ нм.

Из рис. 1.4.5в видно, что 4 порядок дифракции отсутствует, а 5 и 6 порядки не разделяются и не могут быть использованы в АОС для разделения длин волн больше 1400 нм.

Одной из задач проектирования АОС является выбор порядка дифракции, который должен обеспечивать возможно большее разделение по углу спектральных составляющих, с одной стороны (для этого надо использовать более высокий порядок), а с другой стороны нельзя допускать совмещение соседних порядков. Конструкция ДР может быть

оптимизирована для работы в определенном порядке. У современных отражательных решеток штрихам придают определенный профиль. Это позволяет сконцентрировать большую часть энергии дифрагировавшего света в одном или двух главных максимумах, лежащих по одну сторону от центрального.

Рассмотрим важные для практического применения параметры ДР. Оценим, на какой угол будут разведены два диспергирующих пучка света с длинами волн λ_1 и $\lambda_2 = \lambda_1 + d\lambda$, т.е. определим **угловую дисперсию ДР**, как отношение изменения угла наблюдения к изменению наблюдаемой длины волны

$$D = \left| \frac{d\varphi}{d\lambda} \right|. \quad (1.4.8)$$

Будем исходить из условия возникновения главного максимума при нормальном падении света на решетку

$$d \cdot \sin \varphi_m = m \cdot \lambda_m. \quad (1.4.9)$$

Дифференцируя, получим

$$d \cdot \cos \varphi_m \cdot d\varphi_m = m \cdot d\lambda_m$$

и окончательно для угловой дисперсии ДР

$$D = \left| \frac{d\varphi_m}{d\lambda_m} \right| = \frac{m}{d \cdot \cos \varphi_m} = \frac{\sin \varphi_m}{\lambda_m \cdot \cos \varphi_m} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_m}{\lambda_m}. \quad (1.4.10)$$

Таким образом, угловая дисперсия при заданном значении угла дифракции не зависит от периода и других параметров решетки. Она растет с увеличением порядка дифракции m и угла дифракции φ_m . Для спектра определенного порядка m дисперсия тем больше, чем меньше период решетки d . Очевидно, что угловая дисперсия дифракционной решетки уменьшается с увеличением длины волны. Некоторые АОС имеют специальные устройства, корректирующие влияние этого эффекта.

Наряду с дисперсией, для характеристики способности прибора разлагать излучение на составляющие вводят понятие **разрешающей силы решетки**. Разрешающая сила решетки определяется отношением $\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$ - разность длин волн между двумя максимумами, для которых выполняется критерий Рэлея (рис. 1.4.6). Согласно критерию Рэлея две спектральные линии равной интенсивности различимы, если максимум первой с длиной волны λ_1 совпадает с ближайшим минимумом второй с длиной волны λ_2 .

Для вычисления разрешающей силы дифракционной решетки рассмотрим максимумы, выделенные дифракционной решеткой с числом штрихов N . Пусть максимуму излучения с длиной волны λ_1 соответствует угол дифракции φ' , а максимуму излучения с длиной волны λ_2 - φ'' . Условия возникновения главных максимумов:

$$\begin{aligned} d \cdot \sin \varphi'_{max} &= m \cdot \lambda_1 \\ d \cdot \sin \varphi''_{max} &= m \cdot \lambda_2 \end{aligned}$$

Известно, что между двумя главными максимумами располагается $N-1$ минимум. Условие возникновения первого минимума спектральной линии с длиной волны λ_2 :

$$d \cdot \sin \varphi''_{min} = (m + 1/N) \cdot \lambda_2$$

Согласно критерию Рэлея $\varphi'_{max} = \varphi''_{min}$, т.е.

$$m \cdot \lambda_1 = m \cdot \lambda_2 + \lambda_2 / N$$

откуда

$$\lambda_2 = N \cdot m \cdot (\lambda_1 - \lambda_2). \quad (1.4.11)$$

Из (1.4.11) с достаточной точностью можно записать для разрешающей силы ДР в виде

$$\lambda / \delta\lambda = m \cdot N \quad (1.4.12)$$

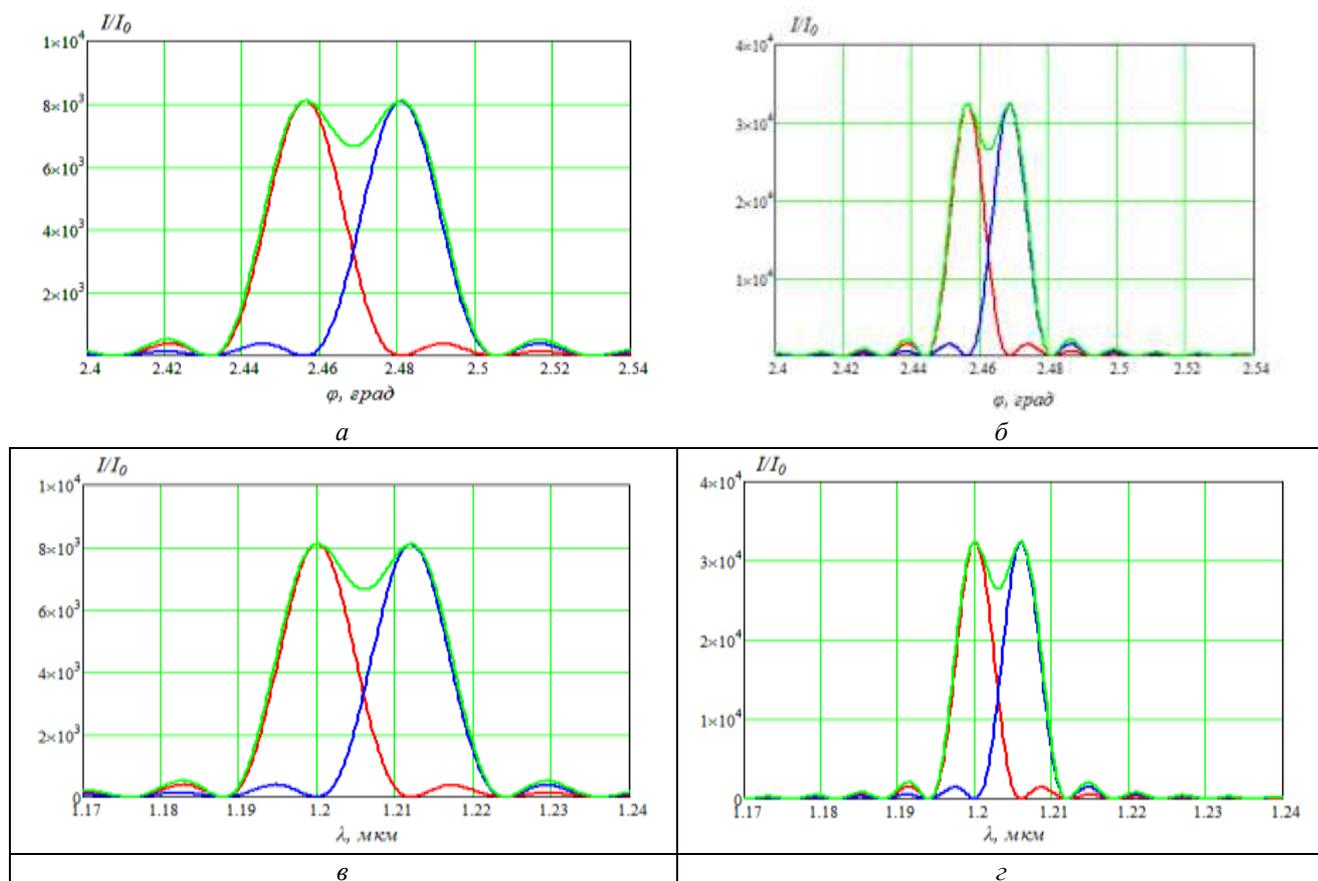


Рис.1.4.6. Результаты расчетов I/I_0 по выражению (1.4.5), позволяющие оценить разрешающую способность ДР в первом порядке ($m=1$) при $N=100$ (а) и 200 (б) щелей в функции угла дифракции и в функции длины волны при $N=100$ (в) и 200 (г) щелей. Параметры ДР $d=28$ мкм и $b=7$ мкм.

Отметим, что разрешающая сила ДР в спектре заданного порядка m определяется только полным числом штрихов N , в отличие от угловой дисперсии ДР, которая зависит от периода d , т.е. от числа штрихов на единицу длины решетки. При заданном значении постоянной решетки d разрешающая способность решетки возрастает с увеличением длины ее рабочей области.

Таким образом, эффективность (качество) ДР как оптического фильтра зависит от числа штрихов на 1 мм ($1\text{мм}/d$), общего числа освещенных линий решетки N , выбранного порядка m и угла дифракции φ_m , длины измеряемой волны, а эффективность АОС в целом еще и от размеров входной и выходной апертур, а также качества коллимирующих оптических компонентов.

Рассмотрим некоторые соображения по выбору конструкции ДР и параметров АОС.

Пусть заданы параметры ДР: период d , ширина щели b , количество освещенных щелей N и средняя длина волны λ_0 .

Определим углы дифракции на главные максимумы для средней длины волны λ_0

$$\varphi_{m0} = \arcsin\left(\frac{m \cdot \lambda_0}{d}\right) \quad ()$$

Для исключения перекрытия спектров m и $m+1$ порядков дифракции запишем выражения, связывающие максимальную (для m) и минимальную (для $m+1$) длины волн, которые можно приравнять друг другу.

$$\varphi_{max} = \arcsin\left(\frac{m \cdot \lambda_{max}}{d}\right) = \varphi_{min_{m+1}} = \arcsin\left(\frac{(m+1) \cdot \lambda_{min_{m+1}}}{d}\right) \quad ()$$

Полагая, что $\lambda_{max} = \lambda_0 + \Delta\lambda_m$, $\lambda_{min_{m+1}} = \lambda_0 - \Delta\lambda_m$ получим

$$\Delta\lambda_m = \frac{\lambda_0}{2m+1} \quad ()$$

Для примера рассмотрим спектральные диапазоны, которые может иметь ранее рассмотренная ДР с $d=28$ мкм и $b=3.5$ мкм в разных порядках дифракции при средней длине волны $\lambda_0=1300$ нм. Результаты расчетов приведены в таблице 1.4.2.

Таблица 1.4.2. Основные параметры ДР в различных порядках дифракции

| m | λ_{max} , нм | λ_{min} , нм | $\Delta\lambda$, нм | φ_{max} , угл.град | φ_{min} , угл.град | $d\varphi$, угл.град | D , угл.град/ нм |
|-----|----------------------|----------------------|----------------------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------|-----------------------|
| 1 | 1733 | 866.7 | 866.7 | 3.549 | 1.862 | 1.687 | $1.95 \cdot 10^{-3}$ |
| 2 | 1560 | 1040 | 520 | 6.398 | 4.473 | 1.924 | $3.70 \cdot 10^{-3}$ |
| 3 | 1486 | 1114 | 371.4 | 9.160 | 7.200 | 1.960 | $5.28 \cdot 10^{-3}$ |
| 4 | 1444 | 1156 | 288.9 | 11.91 | 9.977 | 1.930 | $6.69 \cdot 10^{-3}$ |
| 5 | 1418 | 1182 | 236.4 | 14.67 | 12.79 | 1.880 | $7.94 \cdot 10^{-3}$ |

1.4.3. Конструкции анализаторов оптического спектра на основе дифракционных решеток

Основным элементом рассматриваемых АОС является дифракционная решетка, изобретателем которой является Фраунгофер, который изготовлял их из проволоки, намотанной на два параллельно расположенных винта. Таким образом, он мог получить решетки с числом штрихов от 40 до 340 на 1 дюйм. Для изготовления более совершенных решеток Фраунгофер перешел к нанесению штрихов на тонком золотом слое, покрывавшем стекло, а затем непосредственно на стекле (алмазом). Лучшая решетка Фраунгофера была шириной в 1/2 дюйма и имела период около 3 мкм (8000 штрихов на дюйм). Фраунгофер указал на принципиальную возможность изготовления отражательных решеток, хотя все его решетки работали как пропускающие.

Переход от примитивных решеток Фраунгофера к современным дифракционным решеткам явился сложной технической задачей, в решении которой принимали участие многие исследователи.

Важнейший шаг был сделан Роулэндом, построившим специальные машины для изготовления тончайших решеток большого размера. Кроме того, Роулэнд первый стал делать вогнутые отражательные решетки, выполняющие одновременно роль решетки и собирающей линзы. Решетки Роулэнда имели до 20000 штрихов на дюйм при большой ширине (до 10 см) и превосходном качестве.

Дальнейшие улучшения в машинах Роулэнда ввели Андерсон, Вуд и др. В настоящее время высококачественные решетки изготавливаются во многих странах, в том числе и в России. Как правило, это отражательные решетки с почти треугольным профилем штриха, так называемые эшеллеты, концентрирующие до 70- 80 % падающего на решетку света в спектр какого-либо одного, ненулевого порядка, например первого.

Изготавливаются гравированные решетки для различных областей спектра, от далекой инфракрасной ($\lambda \approx 1$ мм) до ультрафиолетовой ($\lambda \approx 100$ нм) и ближней рентгеновской ($\lambda \approx 1$ нм), с размерами до 400 x 400 мм² и с числом штрихов (в зависимости от области спектра) от 4 до 3600 на 1 мм. Широкое распространение нашли копии с гравированных решеток (реплики), которые получают путем изготовления отпечатков на специальных пластмассах с последующим нанесением на них металлического отражающего слоя. По качеству реплики почти не отличаются от оригиналов.

В 70-х гг. разработана новая технология изготовления решеток, основанная на создании периодического распределения интенсивности на специальных фоточувствительных материалах в результате интерференции лазерного излучения. Такого рода решетки, называемые голографическими, имеют высокое качество и изготавливаются для видимой и ультрафиолетовой областей спектра с числом штрихов от 600 до 6000 на 1 мм и с размерами вплоть до 600 x 400 мм².

Рассмотрим оптические схемы АОС. Ранее рассмотренный однопроходной АОС (рис. 1.4.1) состоит из входного отверстия, фокусирующей системы, дифракционной решетки, коллимирующей системы, выходного отверстия. Входное отверстие, выходное отверстие и количество освещенных на дифракционной решетке линий являются ключевыми факторами, обеспечивающими минимальную ширину полосы пропускания. Следовательно, важно иметь высококачественную оптическую систему с минимальной выходной апертурой. Изменяя угол падения на дифракционную решетку, можно настроить спектроанализатор на определенную длину волны. Для вращения дифракционной решетки используются очень точные редукторы с прецизионными следящими системами. Угол наклона дифракционной решетки тщательно контролируется. Разрешающая способность такого монохроматора составляет $\Delta\lambda = 0,02$ нм при $\lambda = 1550$ нм. Повысить избирательность монохроматора можно за счет увеличения диаметра светового пучка и размеров дифракционной решетки, но это приводит к увеличению габаритов устройства. Более эффективным способом повышения избирательности является каскадное соединение двух монохроматоров (рис. 1.4.7).

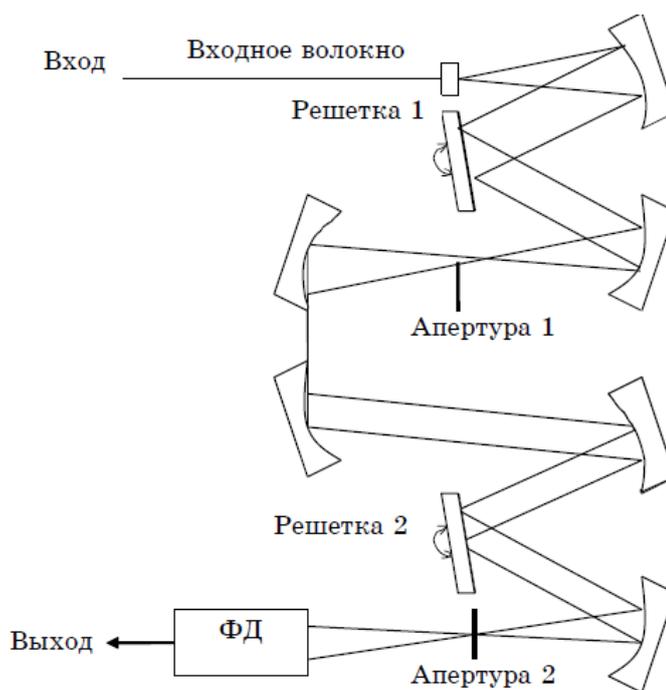


Рис. 1.4.7. Оптическая система анализатора оптического спектра на двойном монохроматоре

Сдвоенный монохроматор эквивалентен паре однопроходных, но его реализация требует точной настройки соединения монохроматор - монохроматор, и поэтому такие схемы практически не используются.

Альтернативой рассмотренному, является двухпроходной монохроматор (рис. 1.4.8).

В его схеме сочетаются достоинства широкого динамического диапазона сдвоенного монохроматора при улучшенной избирательности одиночного монохроматора, так как дифракционная решетка и коллимирующая система используются дважды по ходу светового луча.

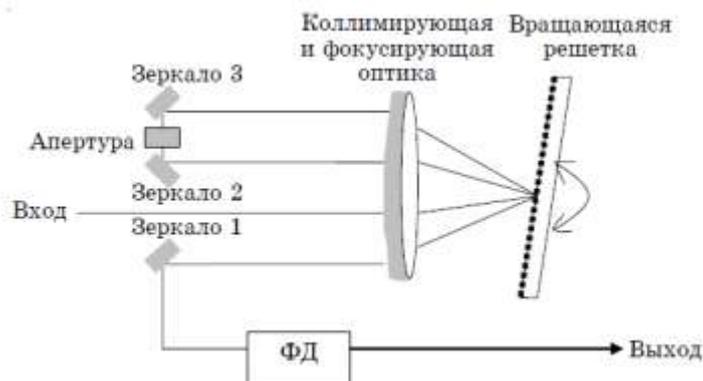


Рис. 1.4.8. Оптическая система анализатора оптического спектра на двухпроходном монохроматоре

В соответствии со схемой коллимированный входной пучок света попадает на ДР. Выделенная длина волны поворотом ДР согласуется с апертурой, ширина которой определяет полосу пропускания. Отфильтрованный свет вновь через коллимирующую систему посылается на ДР. Второй проход приводит к более высокому разрешению, чем у однопроходного монохроматора, и расширяет динамический диапазон как у двойного монохроматора.

В отличие от рассмотренного выше классического монохроматора, в другой схеме - монохроматоре Литтмана — дифракционная решетка обеспечивает большую угловую дисперсию длины волны за счет освещения под очень малым углом (рис. 1.4.9).

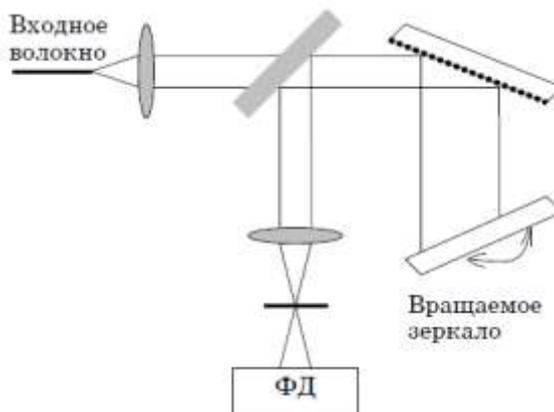


Рис. 1.4.9. Оптическая система анализатора оптического спектра на двойном монохроматоре Литтмана

Дифрагированный решеткой свет отражается зеркалом вновь на ДР для второго прохода и затем фокусируется на выходном отверстии оптической системы. Основное преимущество конфигурации Литтмана заключается в высоком разрешении при небольших размерах монохроматора. Решетка размещена под небольшим углом, и для полного ее освещения достаточно малого диаметра коллимированного светового пучка. Для выбора длины волны в конфигурации Литтмана необходимо поворачивать не решетку, а зеркало.

В табл. 1.4.1 приведены основные характеристики анализаторов оптического спектра на основе дифракционных решеток, которые предназначены для анализа спектра в полевых условиях (ФТВ-5200) и в системе калибровки средств измерений волоконной оптики (ФТВ-5220).

Таблица 1.4.3

Характеристики современных анализаторов оптического спектра на дифракционных решетках

| Параметры | FTB-5200 | FTB-5220 |
|---|-----------|---------------|
| Линейность/точность шкалы: | | |
| до -40 дБм | ±0,3 | ±0,3 |
| от -40 до -50 дБм | ±0,6 | ±0,6 |
| от -50 до -60 дБм | ±1 | ±1 |
| Повторяемость, дБ | ±0,2 | ±0,2 |
| Динамический диапазон, дБ: ±3 нм ±1 нм | 45 35 | 45 35 |
| Зависимость от поляризации, дБ | ±0,05 | ±0,1 |
| Оптический ввод | Есть | Есть |
| Возвратные потери, дБ | Менее -40 | Более -38 |
| Спектральные измерения | | |
| Диапазон длин волн, нм | 1525-1570 | 1525-1570 |
| Разрешение по длине волны, нм | 0,01 | 0,007 |
| Измерение амплитуды | | |
| Диапазон отображения, дБм | - | от +20 до -70 |
| Разрешение, дБ | - | 0,02 |
| Абсолютная погрешность (-20 дБм, 1550 нм), дБ | | ±0,5 |

1.4.4. Анализаторы оптического спектра на основе интерферометра Фабри - Перо

Классический интерферометр Фабри - Перо (FPI), выполняющий функции оптического фильтра, состоит из двух параллельных зеркал с высоким коэффициентом отражения (рис. 1.4.10). Зеркала образуют оптический резонатор, фильтрующий входное оптическое излучение. Они представляют собой две пластины (призмы), внутренние поверхности которых параллельны друг другу и образуют интерферометр FPI. Наружные поверхности скошены на небольшой угол φ_0 для исключения излучения, обусловленного многократными отражениями между наружными и внутренними поверхностями пластин.

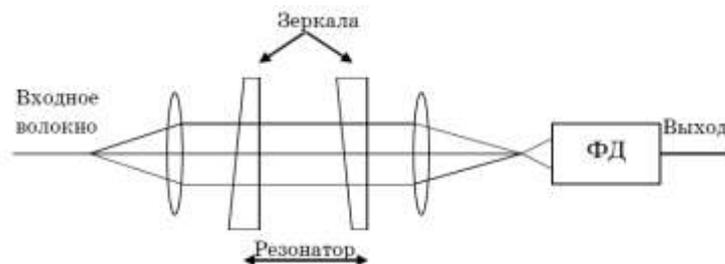


Рис. 1.4.10. Оптическая система анализатора оптического спектра на основе интерферометра Фабри — Перо

На рис. 1.4.10а для наглядности показано прохождение одного луча вдоль оси резонатора при сравнительно большом угле φ_0 . Показана траектория падающего вдоль оптической оси интерферометра луча 1, образующего преломленный на 1 наклонной поверхности пластины луч 2, который в свою очередь испытывает преломление на 2 поверхности 1 пластины, образуя луч 3 в собственно резонаторе. Луч 3 распространяется в резонаторе под углом φ_0 к оптической оси и падает на 3 прямую поверхность 2 пластины под тем же углом. Во второй пластине возникает преломленный луч 4, который падает на 4 наклонную поверхность 2 пластины, преломляется на ней и образует луч 5, который

распространяется в сторону фотодетектора ФД в направлении оптической оси интерферометра. На рис 1.4.10а показаны также нормали к каждой поверхности ($N1, N2, N3$ и $N4$), отраженные от каждой поверхности лучи ($R1, R2, R3$ и $R4$), а также продолжения падающих лучей на каждой поверхности ($O1, O2, O3$ и $O4$).

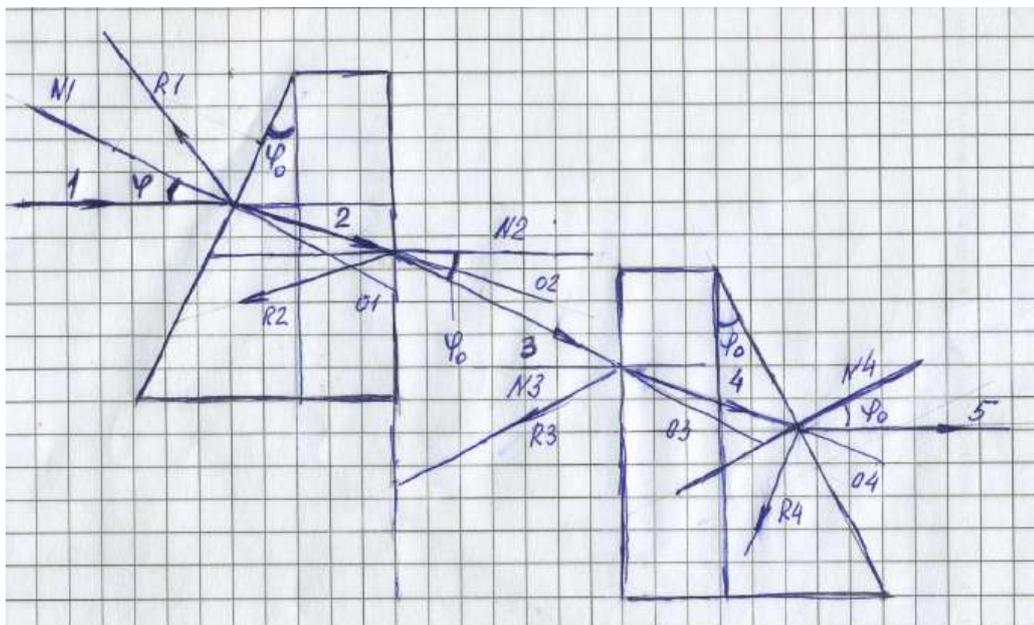


Рис. 1.4.10а. Траектории лучей в резонаторе интерферометра Фабри — Перо

Исследуем интерференцию многих световых пучков (плоских монохроматических волн), возникающую между двумя параллельными плоскостями, образованными прямыми внутренними поверхностями пластин интерферометра (рис. 1.4.11).

Пусть на первое зеркало интерферометра падает волна амплитуды E_0 под углом φ (не путать с лучом 2, падающим под углом φ_0 на рис. 1.4.10а). Волна проходит в полость резонатора с коэффициентом пропускания t_0 и, частично отражаясь на втором зеркале с коэффициентом отражения пластины r_0 , волна выходит из резонатора с амплитудой E_1

$$\dot{E}_1 = t_0 \cdot t_1 \cdot \dot{E}_0 \cdot e^{-ikl} = t \cdot \dot{E}_0 \cdot e^{-ikl} \quad (1.4.13)$$

где t_1 — коэффициент пропускания второго зеркала; $t = t_0 t_1$ — коэффициент пропускания обоих зеркал; $k l = 2\pi n d / (\lambda \cos \varphi)$ - набег фазы; d — длина резонатора; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $n = 1$ — показатель преломления воздушного промежутка между зеркалами; λ - длина волны в вакууме.

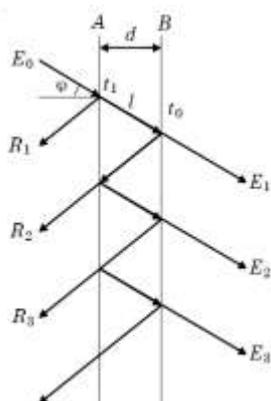


Рис. 1.4.11. Ход лучей в интерферометре Фабри — Перо

При дальнейшем распространении электромагнитное поле, отраженное от второго зеркала, претерпевает еще два отражения, и на выходе второй луч с амплитудой E_2 можем записать следующим образом:

$$\dot{E}_2 = t \cdot r_0^2 \cdot \dot{E}_0 \cdot e^{-i3kl} = t \cdot r \cdot \dot{E}_0 \cdot e^{-i3kl}, \quad (1.4.14)$$

где $r=r_0^2$

При достаточно большом коэффициенте отражения зеркал r_0 на выходе имеем интерференцию многих лучей. Разность хода между любыми соседними лучами есть $\Delta=2dn/\cos\varphi$, а разность фаз между этими же лучами определяется выражением

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda \cdot \cos \varphi} \cdot d \cdot n. \quad (1.4.15)$$

Примем начальную фазу на выходе из интерферометра для первого прямо проходящего луча за ноль. Тогда результирующее поле, представляющее сумму N частичных полей, может быть записано в виде

$$\dot{E} = \sum_{i=1}^N E_i = t \cdot \dot{E}_0 \cdot [1 + r \cdot e^{-i\delta} + r^2 \cdot e^{-i2\delta} + \dots + r^N \cdot e^{-iN\delta}] \quad (1.4.16)$$

Количество интерферирующих лучей N ограничено размерами оптической системы интерферометра и зависит от угла φ . N растет с увеличением размеров и с уменьшением угла φ .

Выражение (1.4.16) представляет собой сумму N членов убывающей (поскольку $r < 1$) геометрической прогрессии. Для суммы N членов прогрессии справедливо

$$\dot{E} = \frac{t \cdot E_0 \cdot (1 - r \cdot e^{-i\delta \cdot N})}{1 - r \cdot e^{-i\delta}}. \quad (1.4.17)$$

При достаточно большом значении N можно упростить (1.4.17) воспользовавшись выражением для бесконечно большого количества членов ($N \rightarrow \infty$)

$$\dot{E} = \frac{t \cdot E_0}{1 - r \cdot e^{-i\delta}}. \quad (1.4.17a)$$

Сигнал на выходе фотоприемника пропорционален не значению напряженности электрического поля, а значению интенсивности световой волны, которое можно определить как

$$I = \frac{E \cdot E^*}{2}, \quad (1.4.17b)$$

где E^* - комплексно-сопряженная величина.

В результате интенсивность проходящей световой волны будет равна

$$I_{pr} = I_0 \frac{t^2}{(1-r)^2 + 4r \cdot \sin^2(\delta/2)} = I_0 \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \cdot \sin^2(\delta/2)}, \quad (1.4.18)$$

где $I_0 = E_0^2$ - интенсивность падающей волны; r - коэффициент отражения зеркал.

Из полученного соотношения (1.4.18) следует, что интерферирующие лучи усилят друг друга и интенсивность прошедшего луча будет максимальна всякий раз, когда $\sin^2(\delta/2) = 0$, т.е. когда $\delta/2 = m\pi$, где $m > 0$ – достаточно большое целое число, которое имеет величину большую отношения длины резонатора к длине волны излучения. Например, при длине резонатора $d=1$ мм, длине волны $\lambda=1550$ нм, $\varphi=0$ рад расчет по выражению (1.4.15) дает минимальное значение $m_{min}=1296$. Резонансы будут наблюдаться и при $m=1297, 1298, 1299 \dots$

На рис. 1.4.11а показаны результаты расчетов по (1.4.18) зависимостей относительной

интенсивности I/I_0 от фазового сдвига $\delta/(2\pi)$ для разных значений коэффициентов отражения r от зеркал резонатора.

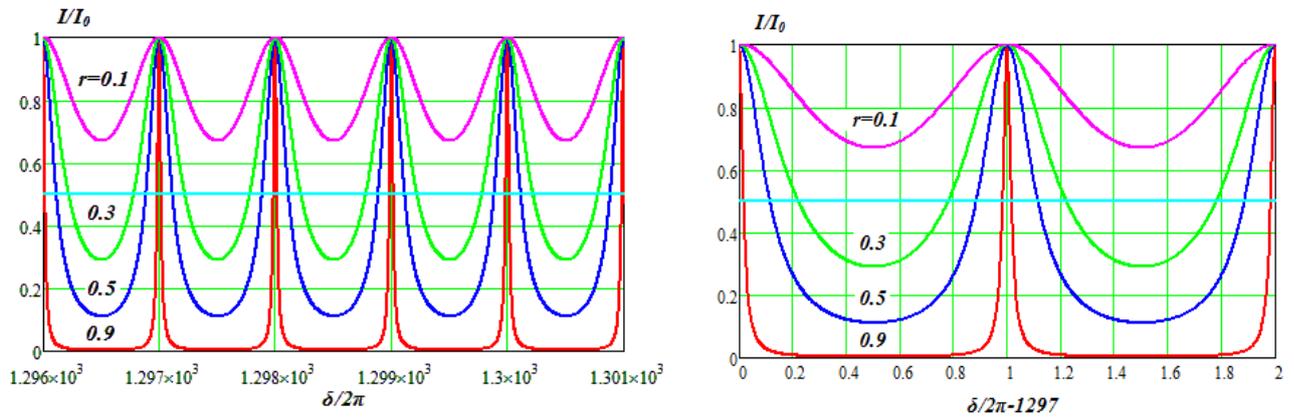


Рис. 1.4.11а. Зависимости относительной интенсивности от фазового сдвига в интерферометре Фабри - Перо

Максимумам относительной интенсивности m -го порядка соответствуют резонансные длины волн λ_m и частоты ν_m интерферометра, которые определяются выражениями:

$$\lambda_m = \frac{2d \cdot n}{m \cdot \cos \varphi}, \quad \nu_m = \frac{m \cdot c \cdot \cos \varphi}{2d \cdot n}, \quad (1.4.19)$$

где c – скорость света в вакууме.

Определим интервалы между соседними резонансными длинами волн и частотами (ширину свободной зоны) при $m \gg 1$

$$\Delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2d \cdot n}{\cos \varphi} \cdot \frac{1}{m \cdot (m+1)} \approx \frac{2d \cdot n}{m^2 \cos \varphi} = \frac{\lambda_m}{m} = \frac{\lambda_m^2 \cdot \cos \varphi}{2d \cdot n} \quad (1.4.20)$$

$$\Delta\nu_m = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c \cdot \cos \varphi}{2d \cdot n} = \frac{\nu_m}{m} \quad (1.4.21)$$

Как видно из приведенных выражений, резонансные частоты интерферометра и ширина свободной зоны между максимумами зависят от расстояния между зеркалами d и наклона самого интерферометра (угол φ) относительно входного луча.

Охарактеризуем форму контура интерференционной полосы. Обозначим через ε ширину интерференционной полосы - расстояние между двумя точками, для которых $I_{pr}/I_0 = 1/2$. Величину ε можно найти по графику рис. 1.4.11а или 1.4.11б1. Это соотношение интенсивностей прошедшего и падающего излучения получается при фазовом сдвиге

$$\frac{\delta}{2} = m \cdot \pi \pm \frac{\varepsilon}{2}. \quad (1.4.22)$$

При этом $\sin\left(\frac{\delta}{2}\right) = \sin\left(m \cdot \pi \pm \frac{\varepsilon}{2}\right) = \pm \sin\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)$ и для любого m можно записать

$$\frac{I_{pr}}{I_0} = \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \cdot \sin^2(\varepsilon/2)} \quad (1.4.23)$$

Для величины ε можно записать

$$\varepsilon = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{1-r}{2 \cdot \sqrt{r}}\right). \quad (1.4.23a)$$

На рис. 1.4.11б2 показана зависимость ширины ε интерференционной полосы от

коэффициента отражения, рассчитанная по выражению (1.4.23а)

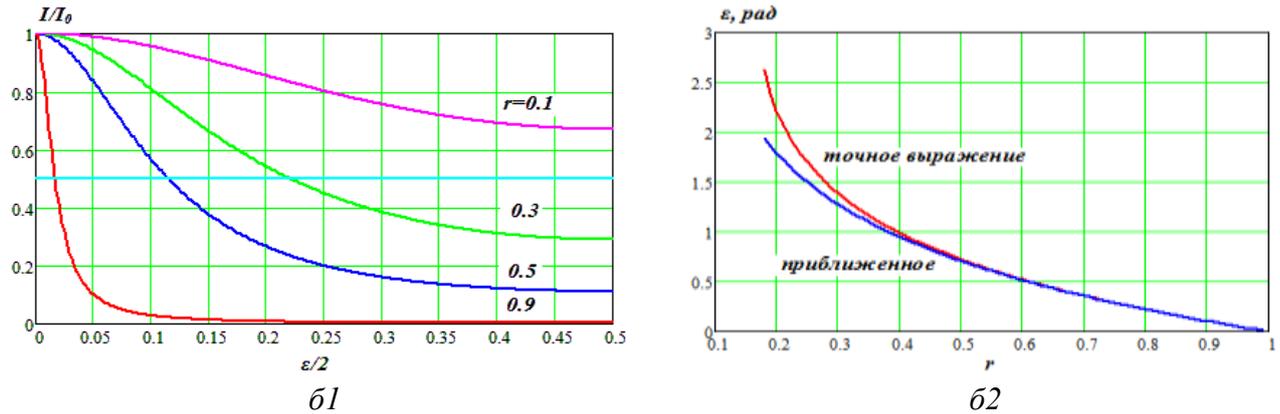


Рис. 1.4.11б. К определению ширины интерференционной полосы от коэффициента отражения

Из соотношения (1.4.23а) и рис. 1.4.11а следует, что характер распределения относительного пропускания существенно зависит от коэффициента отражения зеркал, причем, чем выше коэффициент отражения r , тем острее максимумы, разделенные широкими минимумами.

При больших коэффициентах отражения ε мало и в выражении (1.4.23а) можно заменить значение $\sin(\varepsilon/2)$ его аргументом

$$\frac{I_{pr}}{I_0} \approx \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \cdot (\varepsilon/2)^2}. \quad (1.4.23б)$$

Из соотношения (1.4.23б) следует, что ширина интерференционной полосы определяется приближенным выражением

$$\varepsilon \approx \frac{1-r}{\sqrt{r}}, \quad \text{к} \quad (1.4.24)$$

которое также показано на рис. 1.4.11б.

Связь между шириной интерференционной полосы ε и шириной интервала между максимумами (которому соответствует изменение δ на 2π) характеризуется критерием резкости F

$$F = \frac{2\pi}{\varepsilon} = \frac{\pi}{\arcsin\left(\frac{1-r}{2\sqrt{r}}\right)} \approx \frac{2\pi \cdot \sqrt{r}}{1-r}. \quad (1.4.25)$$

На рис. 1.4.12 показаны точная и приближенная зависимости критерия резкости интерферометра от коэффициента отражения зеркал

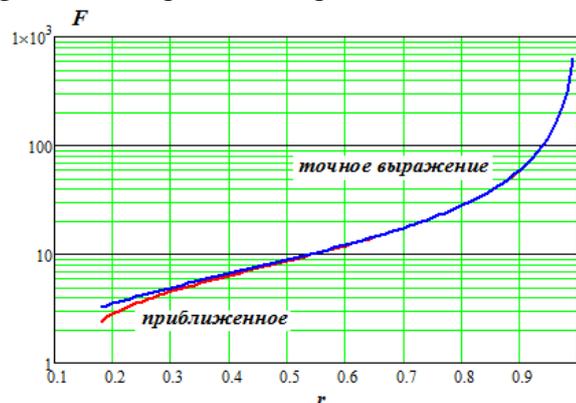


Рис. 1.4.12. Зависимости критерия резкости от коэффициента отражения

С увеличением резкости полос распределение интенсивности становится более благоприятным для определения положения максимумов. Чем выше резкость полос, тем более четко разделяются полосы, принадлежащие различным спектральным составляющим падающего излучения. Из рис. 1.4.12 видно, что при коэффициенте отражения зеркал $r \approx 0,9$ резкость $F \approx 60$ и расстояние между двумя соседними максимумами в 60 раз больше ширины полосы каждого из них.

На рис. 1.4.12а показаны результаты расчетов относительной интенсивности излучения от угла наблюдения для интерферометра с $d=155$ мкм при длине волны $\lambda_0=1550$ нм (слева) и при длинах волн $\lambda_0=1550$ нм и 1550 ± 0.2 нм (справа). Из левого рисунка видно, что излучение на выходе интерферометра при углах наблюдения близких к 0 образует нулевой порядок интерференции. Для длины волны $\lambda_0=1550$ нм при $\varphi=0$ вдоль резонатора укладывается ровно $m=200$ полуволн, и интенсивность излучения достигает максимума. Это резонансная длина волны для выбранного интерферометра с $d=155$ мкм. После фокусирующей линзы в фокальной плоскости формируется круглое светлое пятно сравнительно большого диаметра угловым размером порядка 0.02 рад. На выходе интерферометра также будут наблюдаться узкие светлые кольца, диаметр которых зависит от угла наблюдения и возрастает с увеличением m . Первому и второму порядкам интерференции соответствует $m=201$ и 202 полуволн.

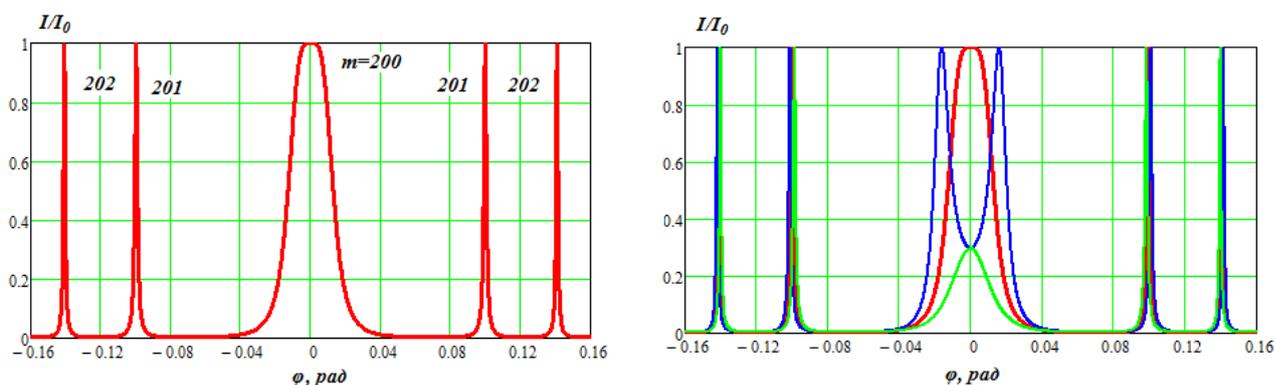


Рис. 1.4.12а. Зависимости относительной интенсивности излучения от угла интерференции при $d=155$ мкм.

Правый рисунок отличается от левого добавлением еще двух длин волн. В первом и втором порядках интерференции появляются по три кольца, диаметры которых зависят от длины волны излучения. Эти порядки обычно используются для анализа спектрального состава излучения входящего в интерферометр. В нулевом порядке интерференции помимо круглого пятна с резонансной длиной волны появляется излучение и с другими длинами волн, причем излучение с большей длиной волны образует два ярких кольца, а излучение с меньшей длиной волны образует круглое пятно с меньшей интенсивностью. В общем случае в центральной области могут формироваться круглые пятна и кольца. Использовать центральную область для измерений затруднительно.

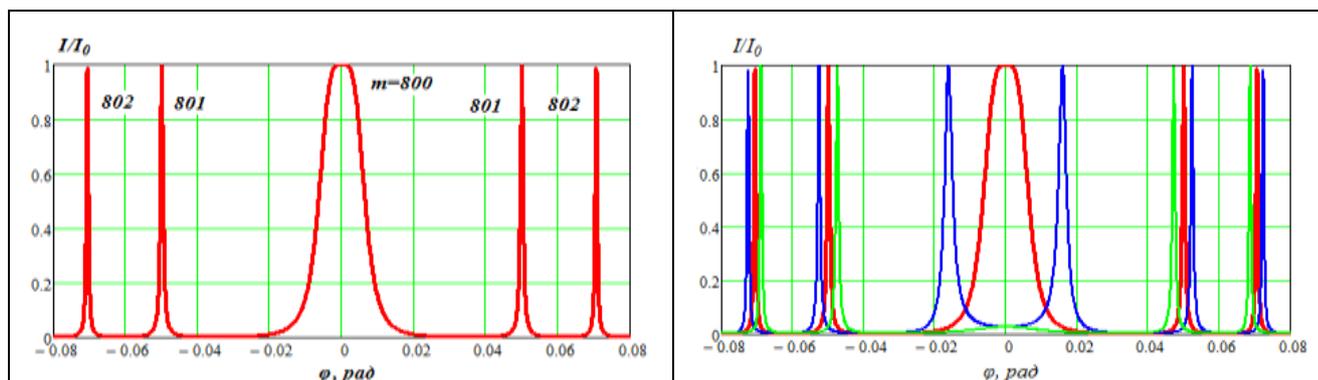


Рис. 1.4.12б. Зависимости относительной интенсивности излучения от угла интерференции при $d=620$ мкм.

На рис. 1.4.12б приведены зависимости аналогичные рис. 1.4.12б. Видно, что с увеличением длины резонатора до $d=620$ мкм угловая расходимость излучения уменьшается.

Оценим, на какой угол будут разведены два пучка света с длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$, т.е. определим дисперсию интерферометра D :

$$D = \left| \frac{d\varphi}{d\lambda} \right|. \quad (1.4.26)$$

Условием возникновения m -го максимума интенсивности интерференционной картины является соотношение

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda \cdot \cos \varphi} \cdot d \cdot n = 2m\pi \quad (1.4.27).$$

Дифференцируя его, получим

$$-2d \cdot n \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi = m \cdot d\lambda$$

и окончательно

$$D = \left| \frac{d\varphi}{d\lambda} \right| = \frac{m}{2n \cdot d \cdot \sin \varphi}. \quad (1.4.28)$$

Как видно из выражения (1.4.28), дисперсия имеет наибольшую величину для нулевого порядка интерференции (центральной области), где угол φ минимален. Измерения обычно проводят в области первого и второго порядков интерференции.

Определим параметры рассмотренных интерферометров с $d=155$ и 620 нм для средней длины волны $\lambda_0=1550$ нм для первого и второго порядков интерференции и поместим в таблицу 1.4.4. Видно, что с увеличением ширины резонатора уменьшается диапазон измерения $\Delta\lambda$, а дисперсия D возрастает.

Таблица 1.4.4.

| d , мкм | 1 порядок интерференции | | | 2 порядок интерференции | | | $\Delta\lambda$, нм |
|-----------|-------------------------|-----------------|----------------------|-------------------------|-----------------|----------------------|----------------------|
| | m | φ , рад | D , рад/нм | m | φ , рад | D , рад/нм | |
| 155 | 201 | 0.1 | $6.51 \cdot 10^{-3}$ | 202 | 0.141 | $4.64 \cdot 10^{-3}$ | 7.75 |
| 620 | 801 | 0.05 | $1.29 \cdot 10^{-2}$ | 802 | 0.071 | $9.16 \cdot 10^{-3}$ | 1.93 |

Основными факторами, которые не позволяют достичь предельно узких полос пропускания, являются непараллельность зеркал, наличие потерь в оптической системе, неравномерность поверхности зеркал. Несмотря на это, интерферометры Фабри - Перро применяются для измерения ширины линии излучения лазерных источников. Разрешающая способность интерферометра в основном зависит от коэффициента отражения зеркал и расстояния между ними. Поэтому настройка длины волны в интерферометре осуществляется регулировкой расстояния между зеркалами либо наклоном интерферометра относительно входного луча. Чтобы избежать неоднозначности при этих измерениях, диапазон изменений

базы интерферометра не должен превышать расстояние, равное $\lambda/2$ источника излучения. Обычно для перемещения одного из зеркал используют пьезоэлектрическую керамику.

1.4.4. Методы калибровки анализаторов оптического спектра по длине волны

Анализаторы оптического спектра измеряют длину волны света в воздухе, представляя результат измерения в терминах длин волн или оптической частоты. Поскольку показатель преломления воздуха зависит от температуры, давления и влажности, необходимо точно устанавливать значения показателя преломления при проведении измерений. Например, при $\lambda = 1550$ нм на уровне моря, температуре 15°C и отсутствии влажности показатель преломления воздуха составляет 1,000273. Преобразование длины волны в вакууме в длину волны в воздухе без учета реального показателя преломления приведет к ошибке в 0,4 нм. Если интервалы между каналами составляют порядка 1 нм (как, например, в системах DWDM), то эта ошибка становится значительной.

Все анализаторы оптического спектра требуют периодической калибровки, так как наличие механических частей в них влияет на точность установки длины волны. Одним из способов калибровки спектроанализатора является калибровка по источнику излучения с известной длиной волны. На одной длине волны калибровка может быть проведена в соответствии с длинами волн гелий-неонового лазера. Такая одноточечная калибровка отличается высокой точностью, но начиная с этой точки ошибки могут накапливаться. Другой метод калибровки основан на применении перестраиваемого лазера, контролируемого с помощью измерителя длины волны. Этот метод позволяет проводить калибровку в широком диапазоне длин волн, но из-за использования высокоточного перестраиваемого источника излучения он достаточно дорогостоящий.

Еще одним методом калибровки является калибровка по линиям поглощения газообразных веществ, поскольку линии газов являются природными константами. Линии поглощения около важной волоконно-оптической полосы 1550 нм имеют ацетилен и цианид водорода, вакуумные длины волн которых были измерены с точностью 0,001 нм. В процессе калибровки свет от широкополосного источника проходит через стеклянную трубку, содержащую молекулярный газ. Газ поглощает излучение около резонансной частоты молекул, а результирующий свет собирается и проходит на анализатор оптического спектра.

1.4.5. Измерение спектральных характеристик с высоким разрешением

Предположим, что тестируемый лазер работает в режиме одной продольной моды, при котором все частоты лазерного резонатора, кроме основной моды, подавляются. Ширина линии современного полупроводникового лазера с непрерывным излучением не превышает 10 МГц, или в длинах волн $\Delta\lambda = 0,0001$ нм. Типовой спектроанализатор на дифракционной решетке имеет разрешающую способность $\Delta\lambda = 0,01$ -0,1 нм. Таким образом, чтобы измерить ширину линии одномодового лазера, требуется тысячекратное улучшение разрешающей способности спектроанализатора. В то же время из-за фазового шума, обусловленного спонтанными переходами в полупроводниковом лазере, и вследствие модуляции лазера по интенсивности происходит увеличение ширины спектра излучения лазера. Поскольку показатель преломления оптического волокна зависит от длины волны излучателя, наличие изменений спектра может привести к непредусмотренному расплыванию оптических импульсов и межсимвольной интерференции в высокоскоростных цифровых линиях связи. В связи с этим для решения задач измерения спектральных характеристик с высоким разрешением были разработаны интерференционные методы, основанные на оптическом смещении световых волн.

Гетеродинный метод измерения спектральных характеристик. Пусть на вход фотодиода (рис. 1.4.13) воздействует оптический сигнал с напряженностью поля

$$E_s(t) = \sqrt{I_s(t)} \cdot \exp[i(2\pi \cdot f_s \cdot t + \varphi_s(t))], \quad (1.4.29)$$

где $I_s(t) = |E_s(t)|^2$ - интенсивность оптического сигнала; f и $\varphi(t)$ - частота и фаза оптического поля, причем в фазе $\varphi(t)$ учтены фазовый шум и модуляция оптической частоты.

Полная фаза $2\pi \cdot f_s \cdot t + \varphi_s(t)$ оптического поля изменяется очень быстро (при $\lambda = 1550$ нм, например, изменения происходят с частотой 194000 ГГц). Электронное оборудование не успевает зарегистрировать эти изменения. Чтобы получить спектр входного оптического сигнала, возьмем второй оптический генератор с частотой f_L ниже частоты входного сигнала и напряженностью поля

$$E_L(t) = \sqrt{I_L(t)} \cdot \exp[i(2\pi \cdot f_L \cdot t + \varphi_L(t))]. \quad (1.4.30)$$

Оптические поля двух генераторов объединяются в оптическом направленном ответвителе, пространственно накладываясь друг на друга. Напряженность суммарного оптического поля на входе фотодиода будет

$$E_\Sigma = E_s + E_L,$$

а ток фотодиода

$$i(t) = S \cdot |E_\Sigma(t)|^2,$$

где S — чувствительность детектора.

Подставив в последнее выражение значения полей E_s и E_L , получим:

$$i(t) = S \cdot [I_s(t) + I_L(t) + 2\sqrt{I_s \cdot I_L} \cos(2\pi \cdot f_R \cdot t + \Delta\varphi(t))]. \quad (1.4.31)$$

Первые два члена в выражении (1.4.31) характеризуют интенсивности сигналов E_s и E_L , третий член представляет собой результат гетеродинного смешения, в результате которого члены с действительной оптической частотой отсутствуют, а остается лишь член с разностной частотой $f_R = f_s - f_L$. Таким образом, мы транспонируем спектр с высоких оптических частот на частоты, которые могут быть измерены обычными электронными средствами, например электрическим анализатором спектра.

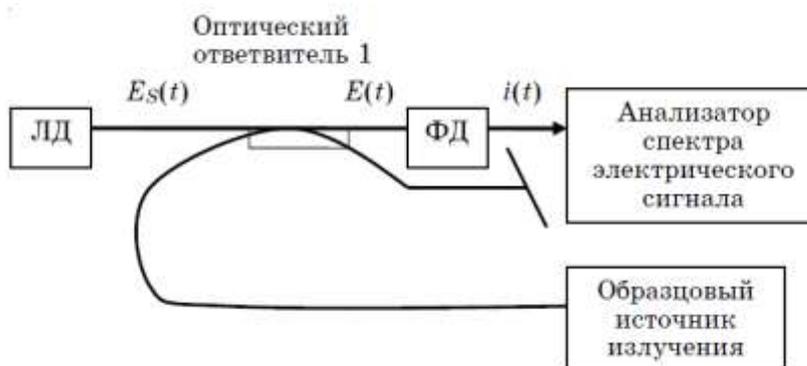


Рис. 1.4.13. Гетеродинное детектирование оптического сигнала

Гетеродинный метод дает возможность измерить ширину линии излучателя, спектр оптической мощности и может быть использован при измерениях спектра модулированного лазерного излучения.

Метод обладает высокими чувствительностью и спектральным разрешением. Высокая

чувствительность обеспечивается большой мощностью эталонного генератора. Однако тепловой шум приемника, дробовой шум эталонного генератора, шумы интерференции вследствие оптических отражений в схеме измерения могут существенно снизить чувствительность измерений.

Высокое спектральное разрешение обеспечивается использованием высокостабильного эталонного лазера с узкой шириной линии. Измеренный спектр представляет собой свертку спектра мощности сигнала со спектром мощности эталонного генератора. Это устанавливает минимальное спектральное разрешение, равное ширине линии излучения эталонного лазера. Для одночастотного полупроводникового лазера с внешним резонатором ширина спектра излучения составляет около 100 кГц, но может быть произвольно увеличена из-за изменений характеристик резонатора вследствие изменения условий окружающей среды.

Автогетеродинный метод измерения спектральных характеристик. Модификацией гетеродинного метода измерения ширины спектра излучения лазера является автогетеродинный метод измерения (рис. 1.4.14). Этот метод измерения состоит в создании задержки оптического сигнала с помощью оптического волокна и последующего смешения прямого и задержанного сигналов.

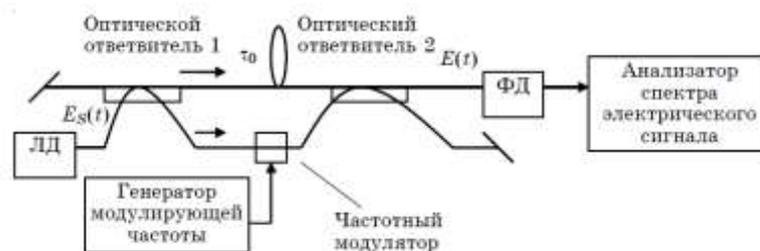


Рис. 1.4.14. Автогетеродинный метод измерения спектральных характеристик

Выходное излучение лазерного диода ЛД делится на два луча, частота одного из которых смещена относительно другого с помощью частотного модулятора на величину δf . Если задержка одного луча τ_0 превышает время когерентности лазера τ_c , то лучи не дают интерференционной картины и взаимодействуют так, будто бы они исходят от двух разных источников света. Минимальная задержка τ_0 должна быть меньше $1/\Delta f$, где Δf - ширина спектра лазерного излучателя. При выполнении этого условия система функционирует аналогично рассмотренному выше принципу. Электронный анализатор спектра отображает свертку спектров мощности самого сигнала и сигнала, смещенного по частоте на величину δf .

Смещение частоты может быть получено при помощи различных устройств, например при помощи акустооптического фазового модулятора. Для ширины линии лазерного излучения порядка 10 МГц необходимое время задержки составляет около 100 нс, что соответствует 20 м одномодового волокна.

Достоинства автогетеродинного метода измерения заключаются в отсутствии эталонного генератора и меньшей, чем в гетеродинном методе, чувствительности к медленным колебаниям длины волны. Методами гетеродинирования осуществляются измерения ширины спектра излучения в диапазоне от 10 кГц до 1 ГГц.

Литература

1. Мандель А.Е. Методы и средства измерения в волоконно-оптических телекоммуникационных системах: Учебное пособие. - Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012. - 120 с.

2. Ландсберг Г. С. Оптика. Учеб. пособие: Для вузов. — 6-е изд., стереот. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 848 с.

1.5. Анализ состояния поляризации излучения.

1.5.1. Общие сведения о поляризации

Обычно излучение источников света, таких как Солнце, различные лампы (газоразрядные и накаливания), содержат излучение в широком диапазоне частот (длин волн). Излучение Солнца и осветительных ламп часто называют естественным. Существуют источники, излучающие свет в сравнительно узком спектральном диапазоне в пределе на одной частоте (длине волны). Такие источники мы называем монохроматическими или точнее квазимонохроматическими и именно они используются для оптической связи. Наибольшее внимание в нашей дисциплине мы уделяем именно таким источникам, их параметрам, процессам прохождения излучения по оптическим волокнам (ОВ) и взаимодействию излучения с компонентами волоконно-оптических систем связи (ВОСС).

Известно, что свет представляет собой электромагнитную волну, которая в каждой точке пространства представляет собой поперечные колебания взаимно перпендикулярных векторов напряженностей электрического E и магнитного H полей, которые в свою очередь перпендикулярны к направлению распространения волны (вектору Умова-Пойнтинга). Между амплитудами векторов E и H существует однозначное соответствие, зависящее только от свойств (волнового сопротивления) среды. Это позволяет при расчетах использовать только один из векторов, обычно это вектор напряженности электрического поля E , который в декартовой системе координат имеет две составляющие E_x и E_y . Будем условно считать, что ось x расположена горизонтально, а y вертикально. Направление распространения волны совпадает с осью Z .

Естественное излучение обычно имеет широкий спектр, а отдельные частотные составляющие поляризованы хаотически. Такой свет считается неполяризованным. Можно также ввести понятие частично поляризованного излучения.

Поляризационные явления удобнее рассматривать для монохроматического или квазимонохроматического излучения. Для простейшей монохроматической плоской электромагнитной волны с частотой ω , распространяющейся вдоль оси z без учета затухания, можно для проекций вектора напряженности E на плоскость xy записать:

$$\begin{aligned} E_x(t, z) &= E_{0x} \cdot \cos[\omega \cdot t - k \cdot z + \varphi_{x0}], \\ E_y(t, z) &= E_{0y} \cdot \cos[\omega \cdot t - k \cdot z + \varphi_{y0}], \end{aligned} \quad (1.5.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - постоянная распространения,

λ - длина волны,

φ_{x0} и φ_{y0} - начальные фазы для проекции вектора E на оси X и Y .

В общем случае компоненты $E_{0x} \neq E_{0y}$, т.е. они различаются по амплитуде, а сдвиг фаз

$$\delta = \varphi_{y0} - \varphi_{x0} \quad (1.5.2)$$

может иметь любую величину в пределах $\pm\pi$.

Анализ выражения (1.5.1) позволяет описать различные виды состояния поляризации плоской монохроматической волны, которые представлены на рис. 1.5.1 в виде проекций траекторий движения вектора $E(z)$ на плоскость xy . Наблюдение ведется со стороны направления распространения, т.е. луч направлен в глаз наблюдателя.

Проекция вектора $E(z)$ на плоскость xy при линейной поляризации представляет собой прямую линию (рис. 1.5.1а). Различают горизонтальную поляризацию при $E_{0y}=0$, $\alpha=0$ вертикальную при $E_{0x}=0$, $\alpha=\pi/2$ и линейную поляризацию с азимутальным углом $\alpha = \arctg(E_{0y}/E_{0x})$ и фазовым сдвигом $\delta = \varphi_{y0} - \varphi_{x0} = 0$. Азимут линейной поляризации может изменяться в пределах $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$.

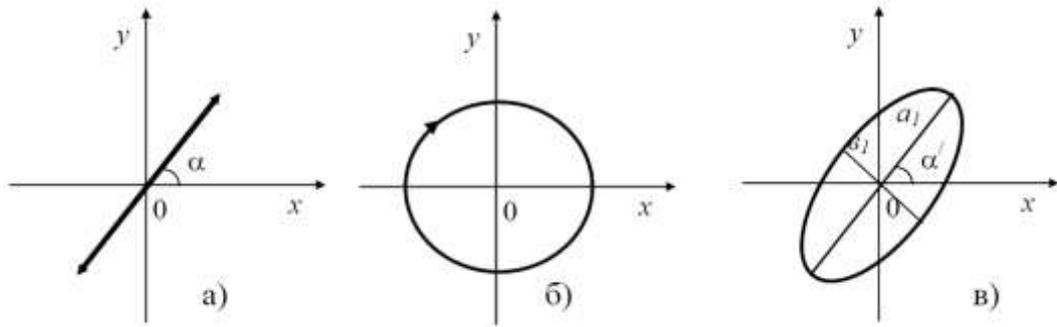


Рис. 1.5.1. Типы поляризации: линейная (а), правополяризованная (б) и эллиптическая (в).

Проекция вектора $E(z)$ на плоскость xy при круговой поляризации представляет собой круг (рис. 1.5.1б). При круговой поляризации $E_{0x}=E_{0y}$, а сдвиг фаз $\delta=|\varphi_{y0}-\varphi_{x0}|=\pi/2$. Различают правую при $\delta=\varphi_{y0}-\varphi_{x0}=\pi/2$ и левую $\delta=\varphi_{y0}-\varphi_{x0}=-\pi/2$ круговые поляризации. При правой круговой поляризации конец вектора $E(z)$ вращается по часовой стрелке, а при левой против часовой стрелки.

В общем случае проекция вектора $E(z)$ имеет форму эллипса с правым при $0<\varphi_{y0}-\varphi_{x0}=\delta<\pi$ и левым при $-\pi<\varphi_{y0}-\varphi_{x0}=\delta<0$ направлением вращения (рис. 1.5.1в). Эллиптическая поляризация описывается уравнением эллипса

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} - \frac{2E_x E_y}{a \cdot b} \cdot \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (1.5.3)$$

где a и b – полуоси эллипса.

Обычно меньшая ось обозначается буквой b .

В частном случае круговой (циркулярной) поляризации уравнение (1.5.3) принимает вид

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} = 1, \quad (1.5.3a)$$

Для определения параметров эллиптической поляризации введем вспомогательный угол

$$R = \left| \arctg(E_{0y} / E_{0x}) \right|. \quad (1.5.4)$$

Тогда для азимута α и эллиптичности b/a можно записать:

$$\alpha = 0.5 \cdot \arctg[(\operatorname{tg} 2R) \cdot \cos \delta] \quad (1.5.5)$$

$$b_1 / a_1 = \operatorname{tg} \beta, \text{ где} \quad (1.5.6)$$

$$\beta = 0.5 \cdot \arcsin[(\sin 2R) \cdot |\sin \delta|]$$

Существует понятие ортогональных поляризаций (рис. 1.5.2), на которые может быть разложено излучение любой поляризации. Две линейные поляризации, которые отличаются по азимуту на 90 градусов, называют ортогональными. Право- и левополяризованные лучи также являются ортогональными. Две эллиптические поляризации с одинаковой эллиптичностью считаются ортогональными, если их азимуты отличаются на 90 градусов, а направления вращения противоположны.

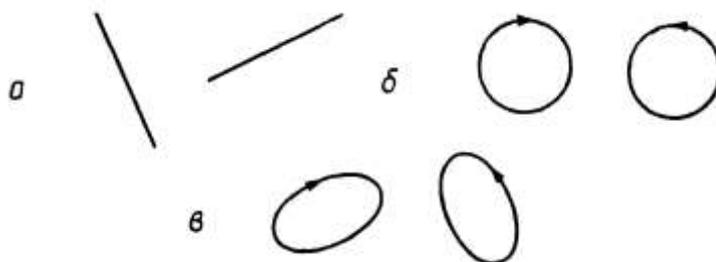


Рис. 1.5.2. Ортогональные пары лучей, поляризованных линейно (а), циркулярно (б) и эллиптически (в).

1.5.2. Общие сведения о методах анализа состояния поляризации излучения

Существует большое количество приборов, использующих поляризованное излучение для исследования различных физических явлений, в которых происходит изменение состояния поляризации при прохождении через исследуемый объект или при отражении от него. В таких приборах используют поляризованный свет, который взаимодействует с объектом исследования, а далее проводится анализ состояния поляризации света после взаимодействия с объектом. Примеры приборов, использующих поляризационные измерения: измерители напряженности электрического и магнитного поля, измерение токов и напряжений, процентного содержания сахара в растворах, в частности в вине. Поляризационные измерения являются мощным инструментом исследования различных материалов и веществ в проходящем свете, т.е. в их объеме, и поверхностных свойств твердых тел в отраженном свете.

Отметим также, что параметры активных и пассивных компонентов, включая оптические волокна (ОВ), зависят от состояния поляризации излучения, проходящего по ним. Поэтому при разработке и исследовании, а также при анализе и моделировании пассивных и активных элементов линейных оптических трактов ВОСС необходимо учитывать поляризационные эффекты. Кроме того в волоконно-оптических системах передачи (ВОСП) все шире начинают использовать поляризационную модуляцию (манипуляцию) часто в сочетании с амплитудной и фазовой модуляцией.

Для анализа и описания состояния поляризованного света, расчета процессов преобразования состояния поляризации в поляризационных приборах и линейных оптических трактах ВОСС используют различные методы: метод сферы Пуанкаре, векторно-матричные методы Мюллера и Джонса.

Все методы расчета позволяют описать состояние поляризованного света на входе некоторого оптического элемента и определить состояние поляризованного света на его выходе. К основным оптическим элементам, используемым в расчетах, относятся: поляризаторы, фазовые и дихроичные пластинки, гираторы (ротаторы) и различные объекты исследования, которые могут быть представлены в виде перечисленных элементов или их сочетанием.

1.5.3. Основные оптические элементы схем для изучения и анализа процессов формирования и преобразования поляризованного света.

1.5.3.1. Поляризаторы.

Для облегчения усвоения последующего материала рассмотрим основной оптический прибор для создания и анализа поляризованного излучения - поляризатор. Поляризатором называется оптическое устройство, которое преобразует проходящий через него естественный (неполяризованный) свет в поляризованный. В зависимости от типа создаваемой поляризации поляризатор называется линейным, циркулярным или эллиптическим. Большая часть поляризаторов формирует линейно поляризованный свет. Для формирования линейно поляризованного излучения могут использоваться различные физические явления: в проходящем свете дихроизм и двулучепреломление, в отраженном свете явление Брюстера и другие.

В простейшем случае дихроизм проявляется в различном поглощении излучения с ортогональными поляризациями: линейной, круговой или эллиптической. Чаще всего наблюдается линейный дихроизм. На его основе изготавливают дихроичные поляризаторы (поляроиды), которые часто выполняются в виде пленок (пластин), которые пропускают одну линейно поляризованную компоненту. При подаче на идеальный поляроид естественного излучения половина его мощности рассеивается в поляроиде. То

же произойдет при подаче на поляроид или поляризатор циркулярно-поляризованного излучения.

Двулучепреломление наблюдается в некоторых оптически анизотропных кристаллах и проявляется в различных показателях преломления для излучений с ортогональными линейными поляризациями. Наиболее сильно двулучепреломление проявляется в кристаллах исландского шпата (CaCO_3).

Более подробно о явлении двулучепреломления в кристаллах написано в приложении 1 «Кристаллооптика.Двулучепреломлению»

Для наглядной демонстрации явления двулучепреломления используют опыт, схема которого приведена на рис. 1.5.3. Узкий световой пучок, прошедший через соответствующим образом вырезанную пластинку оптически анизотропного кристалла, расщепляется на два пучка, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях.

Луч, который проходит пластину не отклоняясь, называют обыкновенным, а отклоняющийся луч – необыкновенным.

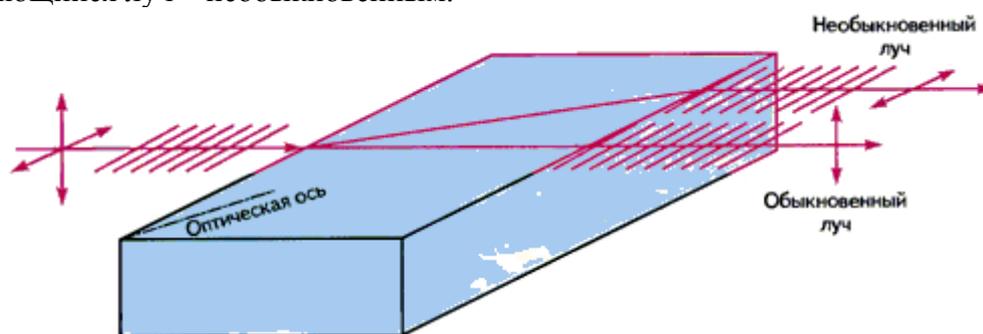


Рис. 1.5.3. Поляризация света с помощью двулучепреломляющей пластины. Направления электрических колебаний указаны стрелками.

На основе двулучепреломляющих кристаллов разработано много конструкций призмных поляризаторов, которые бывают однолучевыми и двухлучевыми.

Первые выполняют просто функции поляризаторов, т.е. пропускают излучение с одной линейной поляризацией (рис. 1.5.4). Вторая составляющая отражается на грани призмы и поглощаются в специальном неотражающем покрытии. Поляризатор Глана — Фуко (1.5.4а) предназначен главным образом для ультрафиолетового света, но используется также для поляризации инфракрасного и видимого света. В нем две призмы из исландского шпата отделены друг от друга воздушным зазором. Оптические оси обеих призм перпендикулярны падающему пучку света и верхней грани. Угол θ равен примерно $38^\circ 30'$, рабочий интервал углов для прохождения пучка света составляет примерно 7° . Насквозь через призму проходит О-луч (обыкновенный). При этом он испытывает большие потери интенсивности при отражении на двух дополнительных границах воздух - исландский шпат, так что величина k_I (наибольшее пропускание) составляет лишь около 0,50. Чтобы получить большую величину k_I Арчард и Тейлор в 1948 г. видоизменили этот поляризатор, расположив оптические оси обеих призм параллельно входной и верхней граням (рис. 1.5.4б). Благодаря этому потери на отражение от наклонно расположенных поверхностей уменьшились настолько, что k_I достигает 0,90.

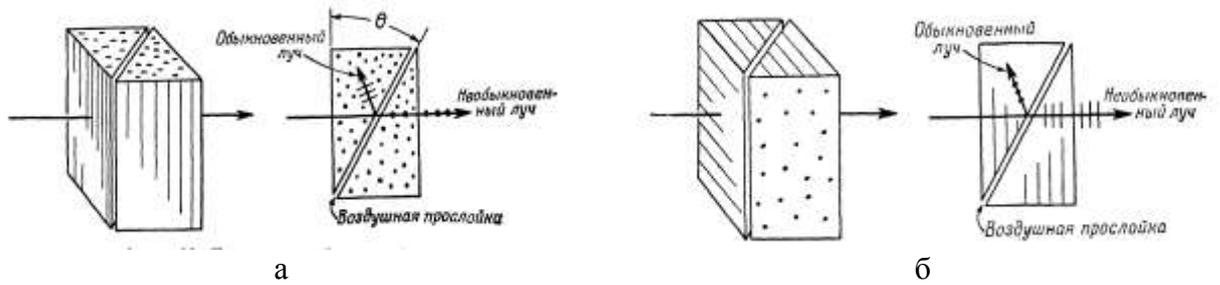


Рис. 1.5.4. Конструкция поляризатора Глана — Фуко (а) его модификация, предложенная Тейлором.

Вторые (двухлучевые) поляризаторы позволяют разделить падающий на них пучок излучения на два пучка с ортогональными линейными поляризациями (рис. 1.5.4). Их называют поляризационными расщепителями. Оптические потери в таких поляризаторах минимальны. Они также позволяют объединять излучения ортогонально поляризованных пучков света.

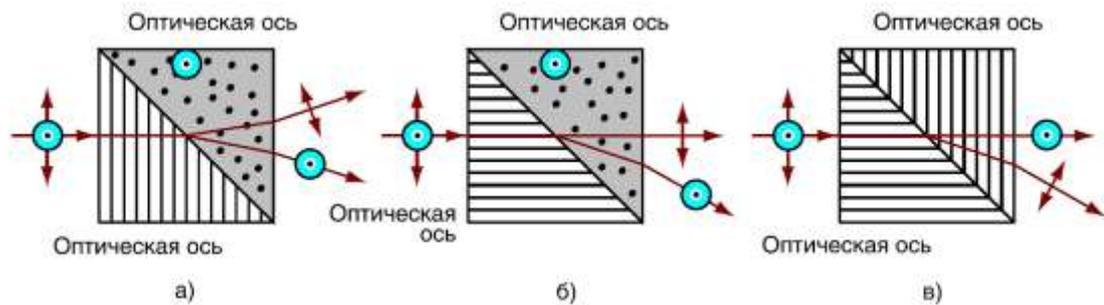


Рис. 1.5.5. Конструкции наиболее распространенных двухлучевых поляризаторов из исландского шпата. На рисунке показаны направления оптических осей соединяемых половин призм: Волластона (а), Рошона (б) и Сенармона (в).

В последнее десятилетие в связи с развитием волоконной и интегральной оптики появились синтетические материалы на основе пленочных наноструктур, обладающие высокой анизотропией для проходящего через них и отраженного от них излучения. Такую анизотропию называют анизотропией формы. На рис. 1.5.6а показана упрощенная конструкция многослойной диэлектрической пленки. В качестве материалов с большим и малым показателями преломления в этой конструкции используются кремний (Si) и его диоксид (SiO_2). На рис. 1.5.6б показана зависимость пропускания для двух линейных ортогонально поляризованных пучков. Там же показан диапазон Δ длин волн, в котором этот поляризатор может использоваться.

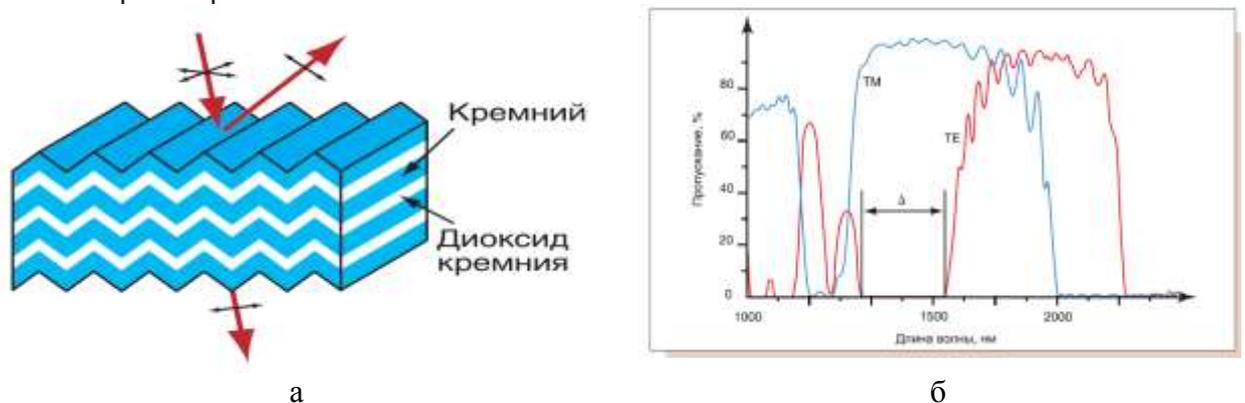


Рис. 1.5.6. Упрощенная конструкция поляризационного расщепителя (а) и его спектральная характеристика пропускания (б). Использованные обозначения: TE – волна с ориентацией электрического вектора перпендикулярно плоскости падения, TM – волна с ориентацией магнитного вектора перпендикулярно плоскости падения

Поляризаторы обычно устанавливаются в параллельном пучке света и характеризуются в декартовой системе координат двумя собственными осями x' и y' . Излучение, поляризованное вдоль оси x' , проходит через однолучевой идеальный поляризатор без потерь, а излучение, поляризованное вдоль оси y' , через поляризатор не проходит. Реальные поляризаторы характеризуют коэффициентами пропускания для одной k_1 и другой k_2 ортогональных поляризаций, причем $k_1 \gg k_2$. Отношение $R_t = k_1/k_2$, называется отношением главных пропусканий. Для высококачественного поляризатора R_t может достигать значения 10^5 для середины спектральной области, в которой работает поляризатор.

Для описания оптических схем и процессов прохождения в них поляризованного света обычно вводится единая система координат x и y . Угол между осями x' и x будем называть азимутом поляризатора, который может изменяться от $\alpha = -\pi/2$ до $\pi/2$.

Поляризаторы могут формировать линейно поляризованный свет с определенным азимутом α из неполяризованного света, который можно представить себе, как излучение, в котором одновременно присутствуют все направления линейной поляризации с равномерным законом распределения их интенсивностей. При этом интенсивность линейно поляризованного излучения с азимутом α на выходе идеального поляризатора будет равна половине интенсивности на входе поляризатора. То же справедливо и для циркулярно-поляризованного света.

При падении на поляризатор с азимутом α линейно поляризованного излучения с азимутом β и интенсивностью J_{in} на выходе поляризатора в соответствии с законом Малюса излучение будет иметь азимут α , и интенсивность

$$J_{out} = J_{in} \cdot \cos^2(\alpha - \beta). \quad (1.5.7)$$

1.5.3.2. Фазовые пластинки.

Фазовая пластинка может быть определена как оптический элемент, который, в идеале не меняя интенсивности и степени поляризации монохроматического поляризованного пучка света, расщепляет его на две ортогональные компоненты, сдвигает фазу одной из них относительно другой, и затем вновь соединяет компоненты в единый пучок. Другое эквивалентное определение: фазовая пластинка - это оптический элемент, который изменяет любую форму поляризации пучков падающего света, за исключением двух определенных форм. Две формы поляризации, не испытывающие изменений, определяются собственными векторами фазовой пластинки. В зависимости от того, какими являются эти формы - линейными, циркулярными или эллиптическими, фазовые пластинки также называются соответственно линейными, циркулярными или эллиптическими. Собственный вектор, соответствующий наименьшему показателю преломления (наибольшей скорости распространения), можно назвать собственным вектором наибольшей скорости. Другой собственный вектор может быть назван вектором наименьшей скорости. Очевидно, линейные и циркулярные фазовые пластинки можно рассматривать как частные случаи эллиптических пластинок. Пластинки, создающие одинаковый сдвиг фазы для света разных длин волн, называются ахроматическими. Большинство пластинок дают большой сдвиг фазы для меньших длин волн и называются хроматическими.

Величину сдвига фазы одного собственного вектора относительно другого будем обозначать через δ . Отметим, что речь идет об относительном, а не абсолютном изменении фазы, т.к. абсолютное изменение фазы, вызванное введением пластинки, может быть в сотни раз больше, чем относительный сдвиг фаз, но в большинстве случаев это не имеет значения.

Линейные фазовые пластинки, характеризуются в декартовой системе координат двумя собственными осями x' и y' , т.е. осями наибольшей и наименьшей скорости. Для описания линейной фазовой пластинки достаточно указать относительный сдвиг фаз δ между двумя ортогональными проекциями напряженности электрического поля линейно

поляризованного света и азимут α оси наибольшей скорости, т.е. угол между двумя системами координат $x'y'$ и $xу$.

Циркулярная фазовая пластинка вносит фазовый сдвиг между право и левоциркулярными составляющими поляризованного излучения. Циркулярно поляризованный свет проходит через такую пластинку без изменения поляризации. При прохождении через такую пластинку линейно поляризованного света его азимут поворачивается на некоторый угол $\gamma = \delta$. Явление поворота азимута поляризации линейно поляризованного света при прохождении через некоторое вещество называют оптической активностью, а пластинки обладающие этим свойством называют ротаторами или гираторами. Такие пластинки характеризуются одним параметром – углом поворота γ . Они могут изготавливаться из оптически активных материалов. Такими свойствами обладают кристаллы кварца и некоторые растворы, например сахара. В природе существуют кристаллы право и левовращающего кварца. Гирация в некоторых веществах может быть также наведенной электрическим (в кристаллах - электрогирация) или магнитным полем (эффект Фарадея в аморфных веществах – стеклах).

Для практических поляризационных измерений, которые называют также эллипсометрией, и которые мы рассмотрим ниже, используют фазовые пластинки с изменяемым и известным азимутом. Наибольшее распространение получили линейные фазовые пластинки со сдвигом фаз $\delta = 90^\circ$ и 180° , так называемые четвертьволновые и полуволновые пластинки, которые устанавливают во вращающихся оправках с точным отсчетом угла поворота. С помощью поворота полуволновых пластинок можно изменять азимут линейно поляризованного излучения (рис. 1.5.7б). Для преобразования линейно поляризованного света в циркулярно поляризованный используют четвертьволновые пластинки, азимут которых составляет 45° по отношению к направлению линейной поляризации (рис. 1.5.7а). Они также используются для преобразования эллиптической поляризации в линейную в эллипсометрах и других поляризационных приборах, в которых их называют компенсаторами. Четвертьволновые пластинки позволяют определять азимут исследуемого эллиптически поляризованного излучения.

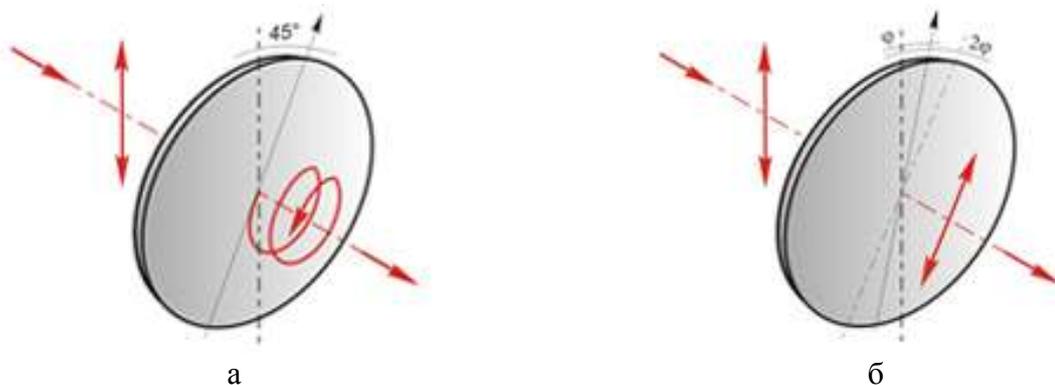


Рис. 1.5.7. Примеры использования четвертьволновой (а) и полуволновой (б) фазовых пластинок

Для компенсации и измерения фазового сдвига δ между ортогональными компонентами линейно поляризованного света в эллипсометрах используют и другие виды перестраиваемых компенсаторов, например, компенсатор Бабиня - Солейля (рис. 1.5.8). Он состоит из двух кварцевых блоков: блока переменной толщины и блока фиксированной толщины. Блок переменной толщины образован двумя клиньями с параллельными оптическими осями, сдвигающимися друг относительно друга, при этом их общая толщина изменяется. Блок постоянной толщины сделан из кварцевой пластины, оптическая ось которой параллельна входной и выходной граням. Оба блока склеиваются вместе так, чтобы их оптические оси были перпендикулярны друг другу. Когда оба блока имеют одинаковую толщину относительный сдвиг фазы равен нулю; если же имеется

разность толщин d . то сдвиг фазы приблизительно равен $\delta = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda} \cdot (n_o - n_e)$. Смещение подвижного клина осуществляется с помощью микрометрического механизма, который позволяет отсчитывать величину d .

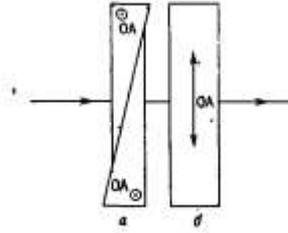


Рис. 1.5.8. Упрощенная конструкция компенсатора Бабиня - Солейля

Фазосдвигающие элементы чаще всего изготавливаются из кварца и слюды. Кварц оптически активен, а это для фазовой пластинки не желательно. Однако, оптическая активность кварца не проявляется, если свет проходит через пластинку перпендикулярно оптической оси.

Отметим, что разность фаз для ортогональных линейных поляризаций может также возникать при прохождении поляризованного излучения через некоторые среды под действием на них внешних факторов, например под действием электрического поля (эффект Керра в жидкостях, эффект Погкельса в кристаллах). На их основе могут изготавливаться управляемые электрическим полем фазовые пластинки и компенсаторы. Смотри приложение 2 «Использование эффекта Погкельса».

1.5.4. Метод Джонса для анализа состояния поляризации излучения

Метод Джонса относится к наиболее простым, эффективным и наглядным методам анализа процессов преобразования поляризованного излучения. Он тесно связан с электромагнитной природой света. В этом методе входящий пучок описывается с помощью вектора Джонса, оптические устройства с помощью матриц Джонса, а результат взаимодействия с оптическим устройством также представляет собой вектор Джонса, который получается умножением вектора на матрицу.

Вектор Джонса для параллельного монохроматического пучка, распространяющегося вдоль оси z , и описываемого выражением (1.5.1), представляет собой столбец из двух элементов, являющихся в общем случае комплексными величинами

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \cdot \exp(j\varphi_{x0}) \\ E_{0y} \cdot \exp(j\varphi_{y0}) \end{pmatrix} \cdot \exp(-jkz) \cdot \exp(j\omega t). \quad (1.5.8)$$

Часто в векторе Джонса для упрощения расчетов убирают множители, связанные с пространственной координатой z и временем t .

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \cdot \exp(j\varphi_{x0}) \\ E_{0y} \cdot \exp(j\varphi_{y0}) \end{pmatrix} \quad (1.5.8a)$$

Пространственная координата z необходима только при анализе протяженных объектов, например ОБ. Учет времени t необходим при исследовании нестационарных процессов. Если зависимости от t и z важны, то множители $\exp(j\omega t)$ и $\exp(-kz)$ можно ввести на любой стадии расчета.

Для определения относительной интенсивности излучения, представленного вектором Джонса, можно использовать выражение

$$J_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2. \quad (1.5.9)$$

Вектор Джонса для входящего в оптическую систему линейно поляризованного света может быть упрощен без потери общности, если считать, что направление вектора совпадает с направлением одной из осей оптической системы x или y , а начальная фаза равна 0. Например, для света, поляризованного вдоль оси x и y можно записать

$$\begin{matrix} \begin{matrix} E_{0x} \\ 0 \end{matrix} & \left| \begin{matrix} \text{горизонтальная поляризация} \end{matrix} \right. & \begin{matrix} 0 \\ E_{0y} \end{matrix} & \left| \begin{matrix} \text{вертикальная поляризация} \end{matrix} \end{matrix} \quad (1.5.10)$$

По выражению (1.5.8a), которое представляет собой полный вектор Джонса, во многих практически важных случаях можно сразу оценить состояние поляризации излучения, воспользовавшись таблицей 1.

Таблица 1

| Соотношения между E_{0x} и E_{0y} | Состояние поляризации |
|--|---|
| $E_{0x} \neq 0, E_{0y} = 0$ | Линейная горизонтальная, $\alpha = 0^\circ$ |
| $E_{0x} = 0, E_{0y} \neq 0$ | Линейная вертикальная, $\alpha = 90^\circ$ |
| $E_{0x} \neq 0, E_{0y} \neq 0, E_{0x} = E_{0y}$ | Линейная, $\alpha = 45^\circ$ |
| $E_{0x} \neq 0, E_{0y} \neq 0, E_{0x} = -E_{0y}$ | Линейная, $\alpha = -45^\circ$ |
| $E_{0y} / E_{0x} = j$ | Правая циркулярная |
| $E_{0y} / E_{0x} = -j$ | Левая циркулярная |
| Общий случай | Эллиптическая поляризация |

Рассмотрим алгоритм анализа состояния поляризации излучения для общего случая, т.е. для эллиптической поляризации по полному вектору Джонса (1.5.8a).

1. Относительную интенсивность излучения J_0 определяем по выражению (1.5.9).
2. Разность фаз δ между ортогональными составляющими вектора Джонса определяем по выражению (1.5.2). Если $\delta = 0$, то свет линейно поляризован. Если $\sin \delta > 0$, то эллипс с правым вращением (по часовой стрелке), а при $\sin \delta < 0$ эллипс с левым вращением (против часовой стрелки).
3. Вспомогательный угол R определяем по выражению (1.5.4).
4. Азимут главной оси эллипса определяем по выражению (1.5.5).
5. Эллиптичность определяем по выражению (1.5.6).

Ниже приведен Пример 1 определения состояния эллиптической поляризации, по известному вектору Джонса, выполненный в среде MathCad.

Отметим, что метод Джонса имеет ясный физический смысл для монохроматического и в какой-то степени для квазимонохроматического излучения. Однако он плохо применим для анализа оптических схем, в которых действует естественный свет, широкополосное оптическое излучение и частично поляризованное излучение.

Пример 1.

1. Определение параметров поляризованного излучения по вектору Джонса

$$V_0 := 5 \cdot \exp(-0.5 \cdot i) \quad \text{Проекция вектора Джонса на оси x и y}$$

$$V_1 := 3 \cdot \exp(0.3 \cdot i)$$

$$V = \begin{pmatrix} 4.388 - 2.397i \\ 2.866 + 0.887i \end{pmatrix} \quad \text{Вектор Джонса}$$

$$Mv := |V| \quad Mv = 5.831 \quad \text{Модуль вектора, В/м}$$

$$Iv := Mv^2 \quad Iv = 34 \quad \text{Интенсивность, В В/(м м)}$$

$$R := \operatorname{atan}\left(\frac{|V_1|}{|V_0|}\right) \quad R = 0.54 \quad \text{Вспомогательный угол, рад}$$

$$R \cdot \frac{180}{\pi} = 30.964 \quad \text{Вспомогательный угол, град}$$

$$\delta := \arg(V_1) - \arg(V_0) \quad \delta = 0.8 \quad \text{Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад}$$

$$\delta \cdot \frac{180}{\pi} = 45.837 \quad \text{Сдвиг фаз между проекциями вектора, град}$$

$$\alpha := 0.5 \cdot \operatorname{atan}(\tan(2 \cdot R) \cdot \cos(\delta)) \quad \alpha = 0.459 \quad \text{Азимут эллипса, рад}$$

$$\alpha \cdot \frac{180}{\pi} = 26.283 \quad \text{Азимут эллипса, град}$$

$$\beta := 0.5 \cdot \operatorname{asin}(\sin(2 \cdot R) \cdot |\sin(\delta)|)$$

$$\beta = 0.343 \quad \text{Вспомогательный угол для ортогонального вектора Джонса, определяющий эллиптичность, рад}$$

$$E1 := \tan(\beta) \quad E1 = 0.357 \quad \text{Эллиптичность}$$

Направление вращения правое, т.к. $\pi > \delta > 0$, иначе для левого $0 > \delta > -\pi$.

+

Вектор Джонса позволяет оценить основные параметры поляризованного света: азимут α большой оси эллипса или линейной поляризации, эллиптичность $E1$, направление вращения эллипса правое или левое

Часто для упрощения расчетов удобно использовать вместо полного (1.5.8a) нормированный вектор Джонса. Всякий полный вектор можно преобразовать к стандартной нормированной форме, умножая его на некоторый скаляр (обычно комплексный), в результате чего интенсивность приводится к единице, а вектор — к простейшей форме. Этот процесс называется нормированием.

Нормированный вектор $\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}$ должен иметь интенсивность равной 1. Рассмотрим процедуру определения составляющих нормированного вектора для вектора (1.5.8a) $\begin{pmatrix} E_{0x} \cdot \exp(j\varphi_{x0}) \\ E_{0y} \cdot \exp(j\varphi_{y0}) \end{pmatrix}$, определяющего в общем случае эллиптическую поляризацию.

$$A_x = \cos R \cdot \exp(-j\delta/2); \quad A_y = \sin R \cdot \exp(j\delta/2). \quad (1.5.11)$$

или $A_x = \cos R \cdot \exp(-j\delta); \quad A_y = \sin R$.

где $R = \arctg(E_{0y} / E_{0x}); \quad \delta = \varphi_{y0} - \varphi_{x0}$.

Рассмотрим некоторые простые приемы нормирования на примерах, приведенных в таблице 2, а также в Примере 2 для уже рассмотренного в Примере 1 вектора Джонса (общий случай).

Таблица 2

| Ненормированная форма | Нормированная форма | Примечание |
|--|--|-------------------------------------|
| $\begin{pmatrix} E_{0x} \cdot \exp(j\varphi_{x0}) \\ 0 \end{pmatrix}$ | Домножаем на $\frac{\exp(-j\varphi_{x0})}{E_{0x}}$ и получаем $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ | Горизонтальная линейная поляризация |
| $\begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix}$ | Домножаем на $\frac{1}{\sqrt{2} \cdot E_0}$ и получаем $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ | Линейная поляризация 45° |
| $\begin{pmatrix} 1 + j \\ 1 - j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2} \cdot \exp(j\pi/4) \\ \sqrt{2} \cdot \exp(-j\pi/4) \end{pmatrix}$ | Домножаем на $\frac{\exp(j\pi/4)}{\sqrt{2}}$ и получаем $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} \exp(j\pi/2) \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} j \\ 1 \end{pmatrix}$ | Правоциркулярно поляризованный |

Пример 2.

2. Нормирование вектора Джонса

$A_0 = \cos(R) \cdot \exp(-j\delta)$ Проекция нормированного вектора Джонса на оси x и y
 $A_1 = \sin(R)$

$A = \begin{pmatrix} 0.597 - 0.615j \\ 0.514 \end{pmatrix}$ Нормированный вектор Джонса

$M_a = |A| \quad M_a = 1$ Модуль нормированного вектора

$I_a = M_a^2 \quad I_a = 1$ Интенсивность нормированного вектора

$R_n = \arctan\left(\frac{|A_1|}{|A_0|}\right) \quad R_n = 0.54$ Вспомогательный угол, рад.

$\delta_n = \arg(A_1) - \arg(A_0) \quad \delta_n = 0.8$ Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад

$\alpha_n = 0.5 \cdot \arctan(\tan(2 \cdot R_n) \cdot \cos(\delta_n)) \quad \alpha_n = 0.459$ Азимут эллипса, град

$\beta_n = 0.5 \cdot \arcsin(\sin(2 \cdot R_n) \cdot |\sin(\delta_n)|) \quad \beta_n = 0.343$ Вспомогательный угол для ортогонального вектора Джонса, определяющий эллиптичность, град

$E_n = \tan(\beta) \quad E_n = 0.357$ Эллиптичность

Нормированный вектор Джонса имеет интенсивность равную 1, такой же азимут и эллиптичность и направление вращения, как ненормированный вектор

$V = \begin{pmatrix} 4.388 - 2.397j \\ 2.866 + 0.887j \end{pmatrix}$ Ненормированный вектор Джонса

$M_v = |V| \quad M_v = 5.831$ Модуль вектора, В/м

$I_v = M_v^2 \quad I_v = 34$ Интенсивность, В В/(м м)

$R = \arctan\left(\frac{|V_1|}{|V_0|}\right) \quad R = 0.54$ Вспомогательный угол, рад

$\delta = \arg(V_1) - \arg(V_0) \quad \delta = 0.8$ Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад

$\alpha = 0.5 \cdot \arctan(\tan(2 \cdot R) \cdot \cos(\delta)) \quad \alpha = 0.459$ Азимут эллипса, рад

$\beta = 0.5 \cdot \arcsin(\sin(2 \cdot R) \cdot |\sin(\delta)|)$

$\beta = 0.343$ Вспомогательный угол, определяющий эллиптичность, рад

$E = \tan(\beta) \quad E = 0.357$ Эллиптичность

Направление вращения правое, т.к. $\delta > 0$, иначе для левого $\delta > \delta - \pi$.

В табл. 3 приведены стандартные нормированные векторы Джонса для различных форм поляризации света.

Часто возникает потребность по известному вектору Джонса определить ортогональный ему вектор. Если нормированный вектор Джонса обозначить через $\begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}$, то

вектор ортогонально поляризованного луча есть $\begin{vmatrix} -n^* \\ m^* \end{vmatrix}$, где звездочка означает комплексно сопряженную величину. Так, например, следующие две формы являются ортогональными:

$$\begin{vmatrix} a + jb \\ c + jd \end{vmatrix} \rightarrow \begin{vmatrix} -c + jd \\ a - jb \end{vmatrix} \text{ или другой пример} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix} \text{ и } \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} -1 \\ i \end{bmatrix}.$$

В примере 3 рассмотрена процедура определения ортогонального вектора для нормированного вектора, приведенного в примере 2.

Пример 3

3. Определение ортогонального вектора Джонса

$A_{o0} = -(\operatorname{Re}(A_1) - \operatorname{Im}(A_1) \cdot i)$ Проекция ортогонального вектора Джонса на оси x и y

$$A_{o1} = \operatorname{Re}(A_0) - \operatorname{Im}(A_0) \cdot i$$

$A_o = \begin{pmatrix} -0.514 \\ 0.597 + 0.615i \end{pmatrix}$ Ортогональный вектор Джонса

$\Delta A_o = \arg(A_{o1}) - \arg(A_{o0})$ Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад
 $\Delta A_o = -2.342$

$$MA_o = |A_o| \quad MA_o = 1 \quad \text{Модуль вектора, В/м}$$

$$IM_o = MA_o^2 \quad IM_o = 1 \quad \text{Интенсивность, В В/(м м)}$$

$$RA_o = \operatorname{atan} \left(\frac{|A_{o1}|}{|A_{o0}|} \right) \quad RA_o = 1.03 \quad \text{Вспомогательный угол, рад}$$

$$\alpha A_o = 0.5 \cdot \operatorname{atan}(\tan(2 \cdot RA_o) \cdot \cos(\Delta A_o)) \quad \alpha A_o = 0.459 \quad \text{Азимут эллипса, рад}$$

$$\beta A_o = 0.5 \cdot \operatorname{asin}(\sin(2 \cdot RA_o) \cdot |\sin(\Delta A_o)|) \\ \beta A_o = 0.343 \quad \text{Вспомогательный угол, определяющий эллиптичность, рад}$$

$$EI_o = \tan(\beta) \quad EI_o = 0.357 \quad \text{Эллиптичность}$$

Направление вращения левое, т.к. $\beta > \alpha > 0$, иначе для правого $\alpha > \beta > 0$.

$$A = \begin{pmatrix} 0.597 - 0.615i \\ 0.514 \end{pmatrix} \quad \text{Исходный нормированный вектор Джонса}$$

$$MA = |A| \quad MA = 1 \quad \text{Модуль вектора, В/м}$$

$$IM = MA^2 \quad IM = 1 \quad \text{Интенсивность, В В/(м м)}$$

$$RA = \operatorname{atan} \left(\frac{|A_1|}{|A_0|} \right) \quad RA = 0.54 \quad \text{Вспомогательный угол, рад}$$

$$\Delta A = \arg(A_1) - \arg(A_0) \quad \Delta A = 0.8 \quad \text{Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад}$$

$$\alpha A = 0.5 \cdot \operatorname{atan}(\tan(2 \cdot RA) \cdot \cos(\Delta A)) \quad \alpha A = 0.459 \quad \text{Азимут эллипса, рад}$$

$$\beta A = 0.5 \cdot \operatorname{asin}(\sin(2 \cdot RA) \cdot |\sin(\Delta A)|)$$

$$\beta = 0.343 \quad \text{Вспомогательный угол, определяющий эллиптичность, рад}$$

$$EI = \tan(\beta) \quad EI = 0.357 \quad \text{Эллиптичность}$$

Направление вращения правое, т.к. $\alpha > \beta > 0$, иначе для левого $\beta > \alpha > 0$.

Сложение когерентных пучков.

1.5.4. Метод сферы Пуанкаре для анализа состояния поляризации излучения

Метод сферы Пуанкаре, предложенный Анри Пуанкаре около 1892 г. также как метод Джонса пригоден для анализа монохроматического света. В этом методе все возможные состояния поляризации отображаются точками на сфере (рис. 1.5.9). Метод сферы Пуанкаре представляет собой удобный способ изображения поляризованного света и дает возможность заранее предсказать, как любое устройство, сдвигающее фазу или поворачивающее плоскость поляризации, будет изменять форму поляризации. Этот метод по существу является графическим: каждая точка на сфере соответствует определенной форме поляризации. Графическое представление осуществляется либо в виде трехмерной или двумерной модели, либо тригонометрически, либо с помощью аналитической геометрии (метод применим только в том случае, когда луч света полностью поляризован).

Помимо наглядного графического представления поляризованного света, сфера Пуанкаре позволяет кратчайшим путем решать проблемы, возникающие при использовании фазовых пластинок или комбинаций из фазовых пластинок, гираторов и идеальных поляризаторов.

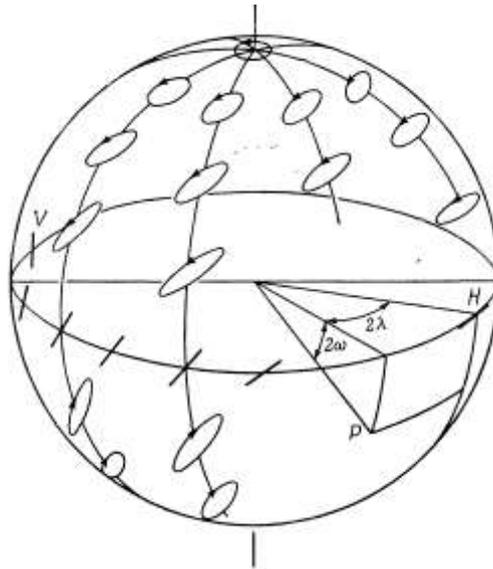


Рис. 1.5.9. Сфера Пуанкаре. Показаны основные обозначения различных сечений и определение положения произвольной точки P с помощью угла 2λ (долгота), измеряемого по часовой стрелке от точки H , и 2ω (широта), измеряемого от экватора.

На рис. 1.5.9 поясняется смысл различных точек этой сферы. Верхний (северный) и нижний (южный) полюсы представляют лево- и право циркулярно-поляризованный свет. Точки на экваторе соответствуют линейной поляризации. Все остальные точки обозначают эллиптическую поляризацию. Произвольно выбранная за начало отсчета на экваторе точка H соответствует горизонтальной поляризации, а диаметрально противоположная точка V - вертикальной поляризации. Лучи, имеющие ортогональную форму поляризации, изображаются точками на противоположных концах диаметра. Обычно радиус сферы принимается за единицу (нормированное представление); иногда его считают пропорциональным интенсивности пучка.

Произвольная точка P на поверхности сферы Пуанкаре единичного радиуса определяется с помощью долготы (2λ) и широты (2ω), где $-180^\circ < 2\lambda < 180^\circ$ и $-90^\circ < 2\omega < 90^\circ$. Долгота положительна, если она измеряется по часовой стрелке от точки H , широта положительна, если она измеряется вниз от экватора, т. е. в направлении южного полюса, изображающего право циркулярно-поляризованный свет. Таким образом, координаты точки P на рис. 1.5.9 положительны. Форму поляризации, определяемую произвольной точкой P , легко установить. Она соответствует полностью эллиптически поляризованному лучу, у которого эллипс имеет азимут λ , эллиптичность $tg|\omega|$ и левое или правое вращение в зависимости от того, где лежит точка P - на верхней или нижней полусфере.

Короче говоря, точка P соответствует эллиптически поляризованному лучу, проекционная картина которого описывается соотношениями для азимута и эллиптичности

$$\alpha = \lambda,$$

$$\frac{b}{a} = tg|\omega| \quad (1.5.11)$$

Направление вращения: левое при $\omega < 0$ и правое при $\omega > 0$.

Очевидно, что разные точки на сфере соответствуют различным формам поляризации. И наоборот: каждая форма поляризации представлена на сфере одной определенной точкой.

Связь с декартовыми координатами, связанными со сферой Пуанкаре.

Точка P может быть определена с помощью правой системы декартовых координат X , Y и Z , изображенной на рис. 1.5.10.

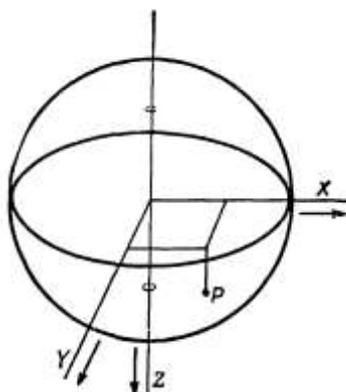


Рис. 1.5.10. Оси декартовой системы координат, используемой для определения положения точки P на сфере Пуанкаре единичного радиуса. Отметим, что ось Z направлена вниз.

При единичном радиусе сферы точка P имеет следующие координаты (не путать с координатами вектора Джонса):

$$\begin{aligned} X &= \cos(2\omega) \cdot \cos(2\lambda), \\ Y &= \cos(2\omega) \cdot \sin(2\lambda), \\ Z &= \sin(2\omega). \end{aligned} \quad (1.5.12)$$

Если свет поляризован горизонтально, то $2\omega=2\lambda=0$ и, следовательно, $X=1$, $Y=0$, $Z=0$. Если же свет поляризован вертикально, то $2\omega=0$, $2\lambda=\pi$ и тогда $X=-1$, $Y=0$, $Z=0$.

Из приведенных выражений видно, что если для луча известны значения координат X , Y и Z , то азимут и эллиптичность можно определить по формулам

$$\begin{aligned} \alpha &= \lambda = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{Y}{X}, \\ \frac{b}{a} &= \operatorname{tg} |\omega| = \operatorname{tg} \left| \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} Z \right|. \end{aligned} \quad (1.5.13)$$

а направление вращения будет левым для $Z < 0$ и правым для $Z > 0$.

Важнейшим случаем применения сферы Пуанкаре является определение эффекта, вызываемого введением на пути поляризованного луча фазовой пластинки, ротатора или объекта, вносящего фазовый сдвиг между ортогональными составляющими электромагнитной волны или угол поворота азимута линейной поляризации. Чтобы определить изменение состояния поляризации под действием этих объектов нужно проводить из точки исходной поляризации дуги окружностей на сфере Пуанкаре или определенным образом поворачивать сферу. Более подробно метод и конкретные его применения излагаются ниже.

Вообще говоря, представление поляризованного света в виде сферы Пуанкаре обладает наглядностью и четкостью и полезно не только при решении конкретных задач по изменению состояния поляризации набором оптических элементов, но также и при решении задач синтеза оптических схем, которые должны выполнять определенные функции. В качестве примера можно привести задачи анализа и синтеза интегральных оптических устройств, предназначенных для генерации и приема оптических сигналов с новыми форматами модуляции и их когерентного приема. для решения конкретных и выбору элементов анализа состояния и, так как оно обладает наглядностью и четкостью.

1.5.5. Метод Мюллера для анализа состояния поляризации излучения

Метод Мюллера был им предложен в 1943 году и используется для анализа состояния поляризации света вектор Стокса, предложенный еще в 1852 г. Этот вектор является совокупностью четырех величин, называемых стоксовскими параметрами, которые характеризуют интенсивность и состояние поляризации пучка света. При этом в отличие от методов Джонса и сферы Пуанкаре исследуемый световой пучок может быть

поляризован полностью, частично или совсем неполяризован; он может быть монохроматичным и немонохроматичным.

Рассмотрим описание частично поляризованного света. Как правило, свет в природе и свет искусственного происхождения не является ни полностью поляризованным, ни полностью неполяризованным и имеет широкий спектр. Введем важное понятие степени поляризации. Эта величина определяется с помощью мысленного разделения интенсивности света в пучке на компоненты: полностью поляризованную с интенсивностью I_a и неполяризованную I_b . В зависимости от того, является ли компонента I_a линейно, циркулярно или эллиптически поляризована, частично поляризованный пучок называется частично линейно, частично циркулярно или частично эллиптически поляризованным. Разделение на поляризованный - неполяризованный свет удобно при рассмотрении поляризаторов, дающих частичную поляризацию, пластинок, сдвигающих фазу (фазовых пластинок) и т.д. Например, если частично поляризованный пучок проходит через устройство, сдвигающее фазу, то неполяризованная компонента совершенно не изменяется и исследователь может сосредоточить свое внимание только на поляризованной компоненте.

Теперь нетрудно определить степень поляризации частично поляризованного света

$$V = \frac{I_a}{I_a + I_b}. \quad (1.5.14)$$

Рассмотрим четыре составляющие вектора Стокса.

$$\begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix}.$$

Они имеют размерность интенсивности; причем каждый параметр соответствует не мгновенной интенсивности, а интенсивности, усредненной по времени, практически необходимому для измерения. Такой вектор, хотя и состоит из четырех физически реальных параметров, является, конечно, математическим вектором. Он существует в четырехмерном математическом пространстве, а не в трехмерном физическом.

Часто для экономии места вектор записывается в виде строки; при этом используются фигурные скобки, чтобы напомнить о том, что вектор в действительности является столбцом: $\{I, M, C, S\}$. Запись параметров должна производиться в определенном порядке, который необходим для его применения совместно с 4×4 - матрицами Мюллера.

Первый параметр I , называется интенсивностью. Параметры M , C и S называются соответственно:

M -параметр преимущественной горизонтальной поляризации (ортогональной для нее является вертикальная поляризация),

C -параметр преимущественной поляризации под углом $+45^\circ$ (ортогональной для нее является поляризация под углом -45°),

S -параметр преимущественной право-циркулярной поляризации (ортогональной для нее является лево-циркулярная поляризация).

Когда параметр имеет отрицательную величину, это значит, что преимущественной является ортогональная форма поляризации; так, например, если параметр S имеет отрицательную величину $-0,5$, то форма поляризации ближе к лево-циркулярной, чем к право-циркулярной.

Определения. Хотя упомянутые параметры Стокса можно определить с помощью электромагнитной теории (и мы это тоже сделаем), с начала мы дадим определение параметров, основанное на следующих мысленных или реальных экспериментах. Такое определение является более конкретным и удобным и к тому же оно исторически возникло раньше.

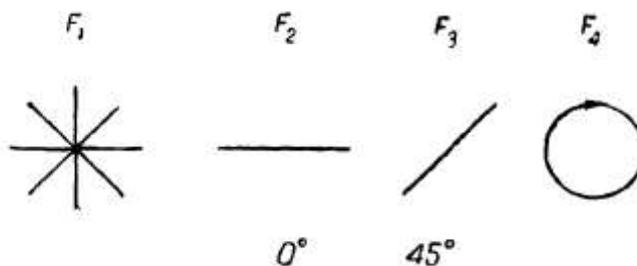


Рис. 1.5.11. Формы поляризации, создаваемой четырьмя фильтрами, применяемыми для определения четырех стоксовских параметров луча.

Фильтр F_1 дает неполяризованный пучок, F_2 - линейно поляризованный под углом 0° , F_3 - линейно поляризованный под углом 45° ; F_4 — правоциркулярно поляризованный пучок.

Для этой цели зададимся некоторым набором из четырех поляризационных фильтров F_1, F_2, F_3, F_4 (рис. 1.5.11), обладающих следующими свойствами. Каждый фильтр пропускает 0,5 интенсивности падающего неполяризованного света и ориентирован таким образом, что его поверхности вертикальны и перпендикулярны лучу. Фильтр F_1 одинаково влияет на любой падающий луч, ослабляя его в 2 раза независимо от его поляризации, иначе говоря, F_1 обладает изотропными свойствами. Фильтр F_2 непрозрачен для падающего света с вертикальным направлением электрических колебаний, F_3 полностью поглощает свет, поляризованный под -45° , F_4 не пропускает лево-циркулярный свет, как показано на рис. 1.5.11.

В комбинации с этими фильтрами применяется детектор, нечувствительный к поляризации и калиброванный по интенсивности или, точнее, по мощности. Площадь его должна быть не меньше поперечного сечения исследуемого пучка.

Метод заключается в том, что на пути пучка, состояние поляризации которого мы исследуем, помещают детектор, перед которым последовательно вводят каждый из четырех фильтров, отмечают четыре показания детектора V_1, V_2, V_3 и V_4 (не следует их путать с обозначениями степени поляризации).

Далее мы рассчитываем четыре параметра Стокса следующим образом:

$$\begin{aligned} I &= V_1, \\ M &= V_2 - V_1, \\ C &= V_3 - V_1, \\ S &= V_4 - V_1. \end{aligned} \tag{1.5.15}$$

Значение V_1 всегда равно половине интенсивности любой входной поляризации $I_e/2$. Значения V_2, V_3 и V_4 могут изменяться от полной интенсивности I_e для основной поляризации и 0 для ортогональной. Поэтому M, C и S могут принимать значения от $-I_e/2$ до $I_e/2$. Для получения нормированного вектора Стокса необходимо разделить все составляющие вектора на V_1 . Тогда I будет равен 1, а M, C и S будут лежать в пределах от -1 до 1. Таким образом, первоначальный вектор $\{4; 0; 2; 0\}$ становится нормированным вектором $\{1; 0; 0,5; 0\}$.

Метод определения параметров вектора Стокса с помощью электромагнитной теории был предложен Уолкером. Трудность такого определения параметров вектора заключается в том, что свет, с одной стороны, должен быть достаточно монохроматичным, чтобы в любой момент существовал определенный фазовый угол δ между мгновенными скалярными компонентами E_x и E_y электрического поля, а с другой стороны - достаточно немонахроматичным, чтобы было возможно неполяризованное состояние. (Угол δ определяется так, что при $\pi > \delta > 0$ направление вращения правое, а при $-\pi < \delta < 0$ - левое.)

В этом случае справедливы следующие выражения (угловые скобки обозначают усреднение по времени):

$$\begin{aligned} I &= \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle, \\ M &= \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle, \\ C &= \langle 2E_x \cdot E_y \cdot \cos \delta \rangle, \\ S &= \langle 2E_x \cdot E_y \cdot \sin \delta \rangle. \end{aligned} \quad (1.5.16)$$

Как и раньше, все четыре параметра имеют размерность интенсивности, а параметры M , C и S могут быть положительными, отрицательными или равными нулю.

Типичные векторы. С помощью определений, основанных на электромагнитной теории, легко рассчитать различные наиболее интересные векторы. Например, рассмотрим неполяризованный свет. В этом случае средние по времени значения компонент E_x и E_y равны, так что

$$\langle E_x^2 + E_y^2 \rangle = \langle 2 \cdot E_x^2 \rangle, \quad \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle = 0. \quad (1.5.17)$$

Множитель $\cos \delta$ не зависит от произведения $E_x E_y$; таким образом, величина $\langle E_x \cdot E_y \cdot \cos \delta \rangle$ также равна нулю. То же относится к $\langle E_x \cdot E_y \cdot \sin \delta \rangle$. Следовательно, неполяризованный свет описывается вектором $\{2 \cdot E_x^2, 0, 0, 0\}$, или нормированным вектором $\{1, 0, 0, 0\}$. Аналогичным способом легко показать, что горизонтально поляризованный луч имеет вектор $\{E_x^2, E_x^2, 0, 0\}$, или нормированный вектор $\{1, 1, 0, 0\}$. Без больших усилий можно вычислить векторы Стокса для различных форм полностью поляризованного света. В табл. 2 приведены эти векторы и некоторые другие. Там же приведены векторы Джонса для тех же состояний поляризации. Отметим, что ни один параметр в векторе Стокса не может быть больше первого (I). Остальные лежат в интервале от $-I$ до $+I$. Если пучок полностью неполяризован, то $M=C=S=0$. Если же он полностью поляризован, то $\sqrt{M^2 + C^2 + S^2} = I$. Если степень поляризации равна V , то $\sqrt{M^2 + C^2 + S^2} / I = V$.

Параметр M положителен, если форма поляризации ближе к линейной горизонтальной, чем к вертикальной; отрицателен, если форма ближе к линейной вертикальной, и равен нулю, когда нет преимущественного направления, как, например, в случае циркулярной формы поляризации или эллиптической с главной осью эллипса, наклоненной под $\pm 45^\circ$. Параметр C положителен для форм поляризации, близких к направлению $+45^\circ$, и отрицателен для форм, близких к направлению -45° . Параметр S положителен для право-циркулярных форм поляризации, отрицателен для лево-циркулярных форм и равен нулю для всех линейных форм.

Ортогонально поляризованные пучки единичной интенсивности имеют векторы Стокса, различающиеся только знаком второго, третьего и четвертого параметров; например, лучи $\{1; 0,6; 0; 0,8\}$ и $\{1; -0,6; 0; -0,8\}$ ортогонально поляризованы.

Применения. Вектор Стокса можно использовать при сложении некогерентных пучков. Вектор суммарного пучка (с индексом c) находится сложением двух векторов исходных пучков (с индексами 1 и 2):

$$\begin{aligned} I_c &= I_1 + I_2, \\ M_c &= M_1 + M_2, \\ C_c &= C_1 + C_2, \\ S_c &= S_1 + S_2. \end{aligned} \quad (1.5.18)$$

Пример. Если два первоначальных пучка имеют векторы $\{3, 1, 1, -2\}$ и $\{4, 0, 0, 4\}$, то суммарный вектор будет $\{7, 1, 1, 2\}$.

Так как лучи от различных источников и даже от разных участков источников с большой излучающей поверхностью некогерентны, то вектор Стокса вполне может быть применен при сложении пучков. (Если лучи когерентны или частично когерентны, то метод неприменим или применим с соблюдением определенных мер предосторожности.) Для сложения когерентных пучков обычно используют расчеты по методу Джонса.

Применение вектора Стокса при расчетах по методу Мюллера дает возможность легко рассчитать изменения интенсивности и поляризации пучка при его прохождении через неидеальные поляризаторы, фазовые пластинки, гираторы и рассеивающие среды. Вектор Стокса полностью поляризованного луча тесно связан с представлением в виде сферы Пуанкаре и параметрами вектора Джонса.

Рассмотрим четыре параметра для когерентного излучения:

$$\begin{aligned}
 I &= E_x^2 + E_y^2, \\
 M &= E_x^2 - E_y^2, \\
 C &= 2E_x \cdot E_y \cdot \cos \delta, \\
 S &= 2E_x \cdot E_y \cdot \sin \delta.
 \end{aligned}
 \tag{1.5.19}$$

Как известно, $I^2 = M^2 + C^2 + S^2$. Следовательно, первый параметр можно принять за радиус сферы, а другие три считать декартовыми координатами точки на сфере. Декартова ось, соответствующая второму параметру $M = E_x^2 - E_y^2$, связана с горизонтальной поляризацией, так как для данного I величина $E_x^2 - E_y^2$ максимальна при $E_y=0$. Подобным же образом оси, соответствующие двум оставшимся параметрам, представляют собой оси U и Z (рис. 1.5.10). В целом параметры M , C и S для полностью поляризованного луча соответствуют величинам X , U и Z , используемым в представлении луча с помощью сферы Пуанкаре (рис. 1.5.10).

В таблице 3 приведены выражения для векторов Стокса и Джонса для различных состояний поляризации световых пучков.

Таблица 3

Векторы Стокса и векторы Джонса для различных форм поляризованного света

| Проекционная картина | Форма поляризации | | | | Нормированный вектор Стокса {I, M, C, S} | Вектор Джонса | |
|---|----------------------|-------------------|-------------------------------|-----------------|---|---|--|
| | α , град | $\frac{b}{a}$ | $\frac{A_y}{A_x}$ | γ , град | | стандартный нормированный | полный |
|  | 0 | 0 | 0 | — | {1, 1, 0, 0} | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ 0 \end{bmatrix}$ |
|  | 90 | 0 | ∞ | — | {1, -1, 0, 0} | $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 \\ A_y e^{ie_y} \end{bmatrix}$ |
|  | 45 | 0 | 1 | 0 | {1, 0, 1, 0} | $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ A_y e^{ie_x} \end{bmatrix}$ |
|  | -45 | 0 | 1 | ± 180 | {1, 0, -1, 0} | $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ -A_x e^{ie_x} \end{bmatrix}$ |
| Общий случай | Линейная поляризация | 0 | Некоторое положительное число | 0 или ± 180 | {1, $\cos 2\alpha$, $\sin 2\alpha$, 0} | $\begin{bmatrix} \cos R \\ \pm \sin R \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ \pm A_y e^{ie_x} \end{bmatrix}$ |
|  | — | 1, R | 1 | 90 | {1, 0, 0, 1} | $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ A_y e^{i(e_x + \frac{\pi}{2})} \end{bmatrix}$ |
|  | — | 1, L | 1 | -90 | {1, 0, 0, -1} | $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ A_y e^{i(e_x - \frac{\pi}{2})} \end{bmatrix}$ |
|  | 0 | $\frac{1}{2}$, R | $\frac{1}{2}$ | 90 | {1, 0.6, 0, 0.8} | $\frac{2\sqrt{5}}{2} \begin{bmatrix} -i \\ \frac{1}{2} \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ \frac{1}{2} A_y e^{i(e_x + \frac{\pi}{2})} \end{bmatrix}$ |
|  | 90 | $\frac{1}{2}$, R | 2 | 90 | {1, -0.6, 0, 0.8} | $\frac{2\sqrt{5}}{5} \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ 2A_y e^{i(e_x + \frac{\pi}{2})} \end{bmatrix}$ |
|  | 22,5 | 0,318, R | 0,518 | 45 | $\{1, \sqrt{\frac{1}{3}}, \sqrt{\frac{1}{3}}, \sqrt{\frac{1}{3}}\}$ | 0,325 $\begin{bmatrix} 2,73 \\ 1+i \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ 0,518 A_y e^{i(e_x + \frac{\pi}{4})} \end{bmatrix}$ |
| Общий случай эллиптической поляризации | | | | | $\begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\omega \cos 2\lambda \\ \cos 2\omega \sin 2\lambda \\ \sin 2\omega \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} \cos Re^{-i\frac{\gamma}{2}} \\ \sin Re^{i\frac{\gamma}{2}} \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} A_x e^{ie_x} \\ A_y e^{ie_y} \end{bmatrix}$ |
| Общий случай частичной эллиптической поляризации | | | | | | | |
| Неполяризованный свет | | | | | | | |

1.5.6. Расчеты состояния поляризации излучения на выходе оптической схемы методом Джонса

В методе расчета когерентных и квазикогерентных оптических систем, предложенном в 1940 - 1941 г. Джонсом входящий в схему пучок описывается с помощью входного вектора, оптическое устройство - с помощью матрицы, а результат взаимодействия, который также является вектором Джонса, получается умножением вектора на матрицу. Сложные оптические схемы описываются произведением матриц. В методе Джонса элементы матриц устройств являются комплексными. Метод Джонса совершенно неприменим к деполяризующим устройствам. При использовании метода Джонса необходимо записать вектор Джонса для входящего света, затем выписать соответствующие матрицы Джонса для поляризаторов, фазовых пластинок, гираторов и других объектов, через которые проходит свет, и, перемножая эти выражения, получить вектор Джонса для выходящего света.

Матрицы Джонса для большинства практически используемых поляризаторов и фазовых пластинок приведены в таблице 4. Они имеют простейшую форму и называются стандартными или нормированными матрицами. Они очень удобны для исследования интенсивности и формы поляризации выходящего пучка. Однако они не дают никакой информации об изменении абсолютной фазы. Для определения абсолютной фазы выходящего пучка, необходимо пользоваться более сложной матрицей. Например, полная матрица идеального однородного линейного поляризатора толщиной d , ориентированного так, что ось пропускания горизонтальна, имеет следующий вид:

$$\begin{bmatrix} e^{-i2\pi nd/\lambda_v} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \text{ или } e^{-i2\pi nd/\lambda_v} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.5.20)$$

где n — показатель преломления материала поляризатора, λ_v — длина волны в вакууме. Очевидно, что член $\exp(-i2\pi nd/\lambda_v)$ содержит информацию об абсолютной фазе.

Напомним правило умножения вектора A на матрицу M на примере расчета методом Джонса выходного вектора Джонса B

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} \cdot A_1 + m_{12} \cdot A_2 \\ m_{21} \cdot A_1 + m_{22} \cdot A_2 \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix}. \quad (1.5.21)$$

Отметим, что в векторе Джонса можно выносить за знак вектора общий множитель. Он может быть в общем случае комплексным. Рассмотрим пример вектора Джонса

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = k \cdot \exp(j\varphi) \cdot \begin{bmatrix} B_1/(k \cdot \exp(j\varphi)) \\ B_2/(k \cdot \exp(j\varphi)) \end{bmatrix} = k \cdot \exp(j\varphi) \cdot \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} \quad (1.5.22)$$

Для определения интенсивности вектора Джонса с общим модулем можно записать

$$I_B = k^2 \cdot (C_1^2 + C_2^2) \quad (1.5.23)$$

Примеры расчета параметров поляризованного света, прошедшего оптические элементы приведены ниже.

Таблица 4

РАЗЛИЧНЫЕ СРЕДЫ

| Оптическое устройство | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---|--|--|
| Вакуум или идеальная пластинка изотропного непоглощающего стекла | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ |
| Идеальная пластинка изотропного поглощающего стекла с пропусканием k (или p^2) | $\begin{bmatrix} k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{bmatrix}$ |
| Полностью поглощающая пластинка | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ |
| Идеальный деполаризатор (воображаемое устройство) | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | нет |

ИДЕАЛЬНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ

| Азимут θ оси пропускания | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---------------------------------|--|--|
| 0° — | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ |
| 90° | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ |
| 45° / | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ |
| -45° \ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$ |
| Общий случай | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & C_2 & S_2 & 0 \\ C_2 & C_2^2 & C_2 S_2 & 0 \\ S_2 & C_2 S_2 & S_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} C_1^2 & C_1 S_1 \\ C_1 S_1 & S_1^2 \end{bmatrix}$ |

ИДЕАЛЬНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ

| Вид поляризатора | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|--|--|--|
| Правоциркулярный  | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix}$ |
| Левоциркулярный  | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$ |
| Правоэллиптический  $\theta = 0^\circ$ $\frac{b}{a} = 0,5$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0,6 & 0 & 0,8 \\ 0,6 & 0,36 & 0 & 0,48 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0,8 & 0,48 & 0 & 0,64 \end{bmatrix}$ | $\frac{2}{5} \begin{bmatrix} 2 & -i \\ i & 0,5 \end{bmatrix}$ |
| Правоэллиптический  $\theta = 22,5^\circ$ $\frac{b}{a} = 0,318$ | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{1/3} & \sqrt{1/3} & \sqrt{1/3} \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \end{bmatrix}$ | $0,288 \begin{bmatrix} 2,73 & 1-i \\ 1+i & 0,733 \end{bmatrix}$ |
| Эллиптический, общий случай | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & C_2 Y & S_2 Y & Z \\ C_2 Y & C_2^2 Y^2 & C_2 S_2 Y^2 & C_2 Y Z \\ S_2 Y & C_2 S_2 Y^2 & S_2^2 Y^2 & S_2 Y Z \\ Z & C_2 Y Z & S_2 Y Z & Z^2 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} m ^2 & mn^* \\ m^*n & n ^2 \end{bmatrix},$ <p>где наибольший и наименьший собственные векторы Джонса:</p> $\begin{bmatrix} m \\ n \end{bmatrix} \text{ и } \begin{bmatrix} -n^* \\ m^* \end{bmatrix}$ |

Продолжение таблицы 4

ПРОЧИЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ

| Вид поляризатора | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---|--|---|
| <p>Однородный нерассеивающий недеполяризующий недвупреломляющий поляризатор с главными значениями пропускания $k_1 = p_1^2$ и $k_2 = p_2^2$ и с горизонтальной осью пропускания ($\theta = 0^\circ$)</p> | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & k_1 - k_2 & 0 & 0 \\ k_1 - k_2 & k_1 + k_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} p_1 & 0 \\ 0 & p_2 \end{bmatrix}$ |
| <p>То же при $\theta = 90^\circ$</p> | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & -k_1 + k_2 & 0 & 0 \\ -k_1 + k_2 & k_1 + k_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} p_2 & 0 \\ 0 & p_1 \end{bmatrix}$ |
| <p>Неоднородный правоциркулярный поляризатор, состоящий из двух идеальных однородных слоев: линейного поляризатора с горизонтальной осью и линейной фазовой 90°-пластинки с осью под 45°. Свет падает на линейный поляризатор</p> | $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ i & 0 \end{bmatrix}$ |

Продолжение таблицы 4

ИДЕАЛЬНАЯ ОДНОРОДНАЯ ЛИНЕЙНАЯ ПЛАСТИНКА СО СДВИГОМ
ФАЗЫ $\delta = 90^\circ$

| Азимут ρ оси наибольшей скорости | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---|--|--|
| 0° — | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} e^{i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi/4} \end{bmatrix}$ |
| 90° | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} e^{-i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{bmatrix}$ |
| 45° / | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}$ |
| -45° \ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$ |
| Общий случай | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2^2 & C_2 S_2 & -S_2 \\ 0 & C_2 S_2 & S_2^2 & C_2 \\ 0 & S_2 & -C_2 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} C_1^2 P + S_1^2 Q & \sqrt{2} i C_1 S_1 \\ \sqrt{2} i C_1 S_1 & C_1^2 Q + S_1^2 P \end{bmatrix}$ |

Продолжение таблицы 4

ИДЕАЛЬНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЛАСТИНКИ

| Сдвиг фазы δ | Азимут ρ оси наибольшей скорости | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---------------------|---------------------------------------|--|--|
| 180° | 0 или 90° | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$ |
| 180° | $\pm 45^\circ$ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$ |
| 180° | Произвольный | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2^2 - S_2^2 & 2C_2S_2 & 0 \\ 0 & 2C_2S_2 & S_2^2 - C_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} C_2 & S_2 \\ S_2 & -C_2 \end{bmatrix}$ |
| 360° | Произвольный | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ |
| Произвольный | 0° | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 + G^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -D^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 0 & -2DG & 2G^2 - 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{bmatrix}$ |
| Произвольный | Произвольный | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 + G^2 & 2DE & -2EG \\ 0 & 2DE & -D^2 + E^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 2EG & -2DG & 2G^2 - 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} C_1^2 e^{i\delta/2} + S_1^2 e^{-i\delta/2} & C_1 S_1 2i \sin \frac{\delta}{2} \\ C_1 S_1 2i \sin \frac{\delta}{2} & C_1^2 e^{-i\delta/2} + S_1^2 e^{i\delta/2} \end{bmatrix}$ или $\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix},$ где $m_{11} = \cos^2 \rho + e^{-i\delta} \sin^2 \rho,$ $m_{22} = \sin^2 \rho + e^{-i\delta} \cos^2 \rho,$ $m_{12} = m_{21} = (1 - e^{-i\delta}) \cos \rho \sin \rho$ |

Продолжение таблицы 4
ИДЕАЛЬНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЛАСТИНКИ

| Вид пластинки | Матрица Мюллера | Матрица Джонса |
|---|---|--|
| Правоциркулярная, $\delta = 90^\circ$ ($\zeta = 45^\circ$) | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$ |
| Левовициркулярная, $\delta = 90^\circ$ ($\zeta = -45^\circ$) | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ |
| Право- или левовициркулярная, $\delta = 180^\circ$ ($\zeta = \pm 90^\circ$) | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$ |
| Правоциркулярная, δ произвольно | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & \sin \delta & 0 \\ 0 & -\sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & \sin \frac{\delta}{2} \\ -\sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}$ |
| Левовициркулярная, δ произвольно | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & -\sin \delta & 0 \\ 0 & \sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & -\sin \frac{\delta}{2} \\ \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}$ |
| Эллиптическая, δ и ρ произвольны | $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 - F^2 + G^2 & 2(DE + FG) & -2(DF + EG) \\ 0 & 2(DE - FG) & -D^2 + E^2 - F^2 + G^2 & 2(DG - EF) \\ 0 & -2(DF - EG) & -2(DG + EF) & -D^2 - E^2 + F^2 + G^2 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} C_r^2 e^{i\delta/2} + S_r^2 e^{-i\delta/2} & C_r S_r (2i \sin \frac{\delta}{2}) e^{-i\gamma} \\ C_r S_r (2i \sin \frac{\delta}{2}) e^{i\gamma} & C_r^2 e^{-i\delta/2} + S_r^2 e^{i\delta/2} \end{bmatrix}$ где $C_r = \cos R$, $S_r = \sin R$ (см. гл. 1 и 2) |

Чтобы найти результат действия последовательности оптических устройств на полностью поляризованный пучок, справа следует записать вектор Джонса входящего пучка, затем справа налево — матрицы проходимых светом устройств, так что матрица самого последнего устройства оказывается расположенной слева. Результат умножения зависит от того, в какой последовательности записаны матрицы.

1.5.7. Примеры расчетов изменения состояния поляризации излучения на выходе различных оптических элементов методом Джонса.

1.5.7.1. Четвертьволновая пластинка

Пример 4.

4. Определение параметров линейно поляризованного излучения, прошедшего через четвертьволновую пластинку

$$V_e := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Горизонтально линейно поляризованный свет

$$\theta := \frac{-\pi}{2} - \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{100} - \frac{\pi}{2}$$

Азимут четвертьволновой пластинки, рад

$$C(\theta) := \cos(\theta)$$

$$S(\theta) := \sin(\theta)$$

$$P := \exp\left(\frac{\pi}{4} i\right)$$

$$Q := \exp\left(\frac{-\pi}{4} i\right)$$

Используемые обозначения

$$M(\theta) := \begin{pmatrix} C(\theta)^2 P + S(\theta)^2 Q & \sqrt{2} i C(\theta) S(\theta) \\ \sqrt{2} i C(\theta) S(\theta) & C(\theta)^2 Q + S(\theta)^2 P \end{pmatrix}$$

Матрица Джонса четвертьволновой пластинки

$$V(\theta) := M(\theta) \cdot V_e$$

Вектор Джонса для света выходящего из четвертьволновой пластинки

$$M(\theta) = \begin{pmatrix} 0.707 + 0.707i & 0 \\ 0 & 0.707 - 0.707i \end{pmatrix}$$

Матрица Джонса четвертьволновой пластинки при $\theta=0$

$$V(\theta) = \begin{pmatrix} 0.707 + 0.707i \\ 0 \end{pmatrix}$$

Вектор Джонса для света выходящего из четвертьволновой пластинки с $\theta=0$

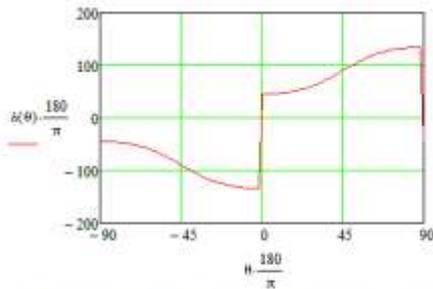
$$I(\theta) := (|V(\theta)|)^2$$

Зависимость интенсивности на выходе четвертьволновой пластинки от ее азимута

$\Delta\delta(\theta) := \arg(V(\theta)_1) - \arg(V(\theta)_0)$ Зависимость угла сдвига фаз δ на выходе четвертьволновой пластинки от ее азимута

$$R(\theta) := \arctan\left(\frac{|V(\theta)_1|}{|V(\theta)_0|}\right)$$

Зависимость вспомогательного угла R для света на выходе четвертьволновой пластинки от ее азимута



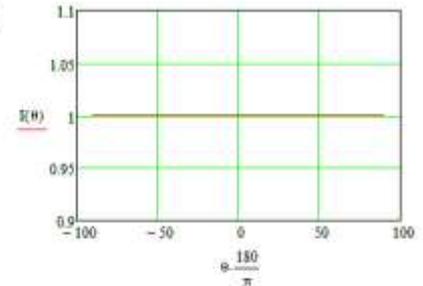
$$\Delta\delta(\theta) = 0.5 \arcsin(\sin(2R(\theta)) - \tan(\delta(\theta)))$$

$$E(\theta) = \tan(\delta(\theta))$$

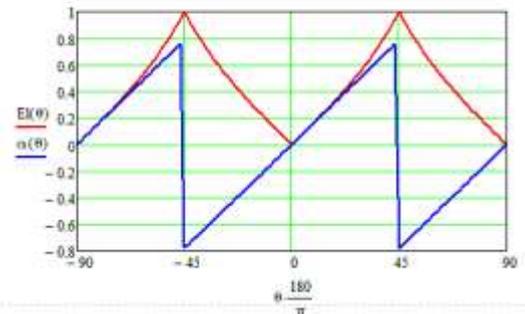
Зависимость эллиптичности от азимута самой пластинки

$$\alpha(\theta) = 0.5 \arctan(\tan(2R(\theta)) \cos(\delta(\theta)))$$

Зависимость азимута эллипса от азимута самой пластинки



Идеальная четвертьволновая пластинка не изменяет интенсивности проходящего через нее света, но при ее повороте азимут α изменяется практически линейно в диапазоне от -45 град до 45 град. При этом эллиптичность изменяется от 0 до 1 (от горизонтальной линейной до круговой поляризации). При изменении α от 0 до 90 град эллипс вращается вправо, а при изменении α от 0 до -90 град эллипс вращается влево.



1.5.7.2. Полуволновая пластинка

Пример 5.

5. Определение параметров линейно поляризованного излучения, прошедшего через полуволновую пластинку

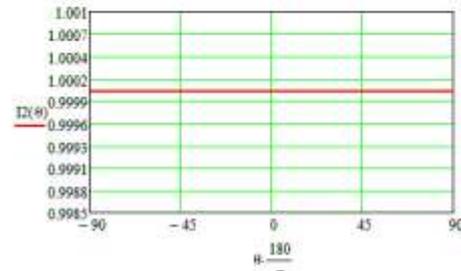
$V_e = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ Горизонтально линейно поляризованный свет

$C_2(\theta) = \cos(2\theta)$ $S_2(\theta) = \sin(2\theta)$ $P_e = \exp\left(\frac{\pi}{4}i\right)$ $Q_e = \exp\left(-\frac{\pi}{4}i\right)$

$M_2(\theta) = \begin{pmatrix} C_2(\theta) & S_2(\theta) \\ S_2(\theta) & -C_2(\theta) \end{pmatrix}$ Матрица Джонса полуволновой пластинки

$V_2(\theta) = M_2(\theta) \cdot V_e$ Вектор Джонса для света выходящего из четвертьволновой пластинки

$I_2(\theta) = (|V_2(\theta)|)^2$ Зависимость интенсивности на выходе четвертьволновой пластинки от ее азимута



$\alpha_2(\theta) = 0.5 \cdot \arctan(\tan(2 \cdot R_2(\theta)) \cdot \cos(\Delta_2(\theta)))$
Зависимость азимута для света на выходе полуволновой пластинки от азимута самой пластинки

$\Delta_2(\theta) = 0.5 \cdot \arcsin(\sin(2 \cdot R_2(\theta)) \cdot |\sin(\Delta_2(\theta))|)$

$E_2(\theta) = \tan(\Delta_2(\theta))$ Зависимость эллиптичности для света на выходе полуволновой пластинки от азимута самой пластинки

Идеальная полуволновая пластинка не изменяет интенсивности проходящего через нее света, но при ее повороте азимут α выходящего излучения изменяется практически линейно в диапазоне от -22.5 град до 22.5 град. При этом линейная поляризация сохраняется, эллиптичность равна 0.

$\theta = \frac{-\pi}{2} \cdot \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{100} \cdot \frac{\pi}{2}$ Азимут полуволновой пластинки, рад

Используемые обозначения

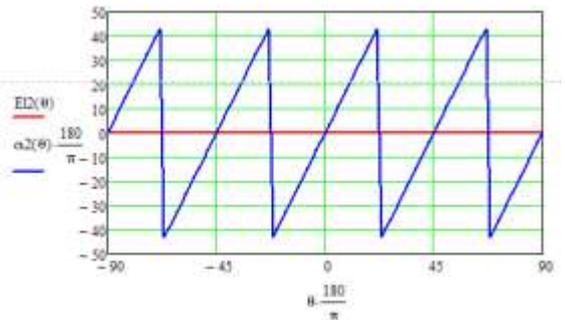
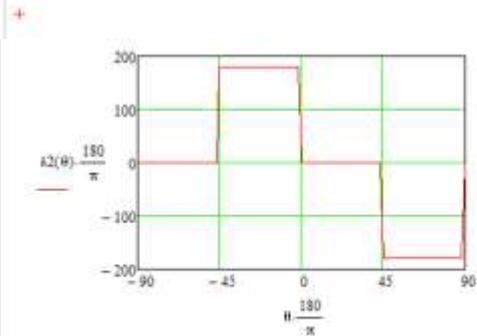
$M_2(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ Матрица Джонса полуволновой пластинки при $\theta=0$

$V_2(\theta) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ Вектор Джонса для света выходящего из полуволновой пластинки с $\theta=0$

$R_2(\theta) = \arctan\left(\frac{|V_2(\theta)_1|}{|V_2(\theta)_0|}\right)$ Зависимость вспомогательного угла R для света на выходе полуволновой пластинки от ее азимута

$\Delta_2(\theta) = \arg(V_2(\theta)_1) - \arg(V_2(\theta)_0)$

Зависимость угла сдвига фаз δ между проекциями вектора Джонса для света на выходе полуволновой пластинки от ее азимута



1.5.7.3. Ротатор

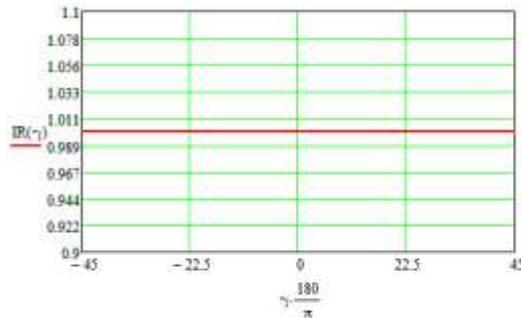
Пример 6.

6. Определение параметров линейно поляризованного излучения, прошедшего через ротатор

$$MR(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & \sin(\gamma) \\ -\sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{pmatrix} \quad \text{Матрица ротатора}$$

$$VR(\gamma) = MR(\gamma) \cdot Ve \quad \text{Вектор Джонса для света выходящего из ротатора}$$

$$IR(\gamma) = (|VR(\gamma)|)^2 \quad \text{Зависимость интенсивности на выходе ротатора от угла поворота } \gamma$$



$$\alpha R(\gamma) := 0.5 \cdot \text{atan}(\tan(2 \cdot RR(\gamma)) \cdot \cos(\delta R(\gamma)))$$

$$\delta R(\gamma) := 0.5 \cdot \text{asin}(\sin(2 \cdot RR(\gamma)) \cdot |\sin(\delta R(\gamma))|)$$

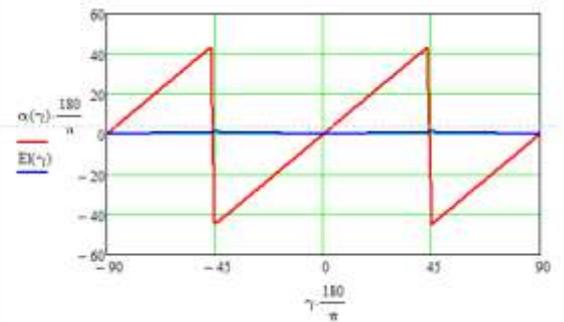
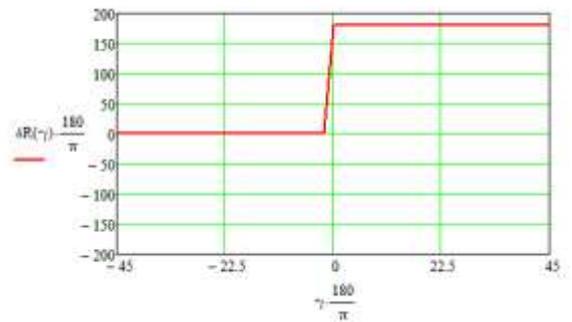
$$ERR(\gamma) := \tan(\delta R(\gamma))$$

Идеальный ротатор поворачивает плоскость поляризации линейно поляризованного света. Он остается линейно поляризованным. При этом интенсивность не изменяется, эллиптичность равна 0.

$$\gamma := \frac{-\pi}{2} - \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{100} - \frac{\pi}{2} \quad \text{Угол поворота азимута поляризации}$$

$$MR\left(\frac{\pi}{4}\right) = \begin{pmatrix} 0.707 & 0.707 \\ -0.707 & 0.707 \end{pmatrix} \quad Ve = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$IR\left(\frac{\pi}{4}\right) = 1 \quad \delta R(\gamma) := \text{arg}(VR(\gamma)_1) - \text{arg}(VR(\gamma)_0) \quad \delta R\left(\frac{\pi}{4}\right) = 3.142$$



1.5.8. Поляриметры

Для измерения поворота азимута поляризации в различных объектах используют поляриметры. Они позволяют измерять поворот азимута линейной поляризации в пластинках кристаллов, в кюветах с растворами и в других объектах. Поляриметры пригодны для измерения наведенного внешними воздействиями поворота азимута линейной поляризации в образцах, изготовленных из различных материалов, например в стеклянных стержнях находящихся в продольном магнитном поле (эффект Фарадея). Поворот азимута линейной поляризации в стеклянном стержне длиной l в магнитном поле с напряженностью H равен

$$\theta = K_V \cdot H \cdot l, \quad (1.5.24)$$

где K_V – постоянная Верде, которая зависит от химического состава стекла.

Если для создания продольного магнитного поля используется соленоид, т.е. длинная катушка, то между напряженностью магнитного поля вдоль оси соленоида и током I , протекающим по обмотке, существует прямая пропорциональная зависимость

$$H = (N/l_c) \cdot I, \quad (1.5.25)$$

где N/l_c - количество витков в обмотке соленоида, приходящееся на единицу длины.

Точность измерения угла поворота в поляриметрах может быть очень высокой до десятых долей угловой секунды.

Поляриметры не пригодны для анализа эллиптически поляризованного света.

Рассмотрим схему простого поляриметра (рис. 1.5.12), который содержит источник излучения (ИИ), коллиматор (К), диафрагму Д, линейный поляризатор П, объект исследования (гиратор), двухлучевой анализатор (А), два фотоприемника (ФД1 и ФД2), электронная схема обработки данных (СОД) с цифровым выходом.

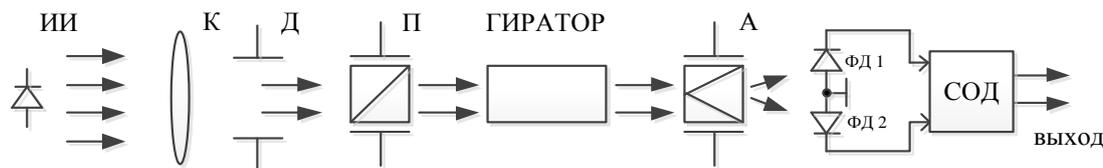


Рис. 1.5.12. Структурная схема поляриметра

В качестве источников излучения могут использоваться газовые и полупроводниковые лазеры, светоизлучающие диоды, газоразрядные лампы, лампы накаливания. Широкополосные источники излучения (например, лампы) могут использовать полосовые оптические фильтры. Коллиматор, диафрагма и поляризатор формируют параллельный пучок линейно поляризованного света с определенным азимутом и ограниченными поперечными размерами, например определенного диаметра. Этот пучок проходит через исследуемый объект – гиратор и поступает на двухлучевой поляризатор – анализатор, который разделяет падающее излучение на две ортогонально линейно поляризованные составляющие. Каждая составляющая поступает на свой фотоприемник. Схема обработки данных усиливает разность фототоков. При правильной настройке (юстировке) оптической схемы и известном коэффициенте передачи выходное напряжение является функцией угла поворота линейной поляризации в гираторе. Азимут двухлучевого анализатора можно изменять в широких пределах и измерять с высокой точностью. При повороте анализатора Волластона вместе с ним должны вращаться и фотоприемники.

Описание работы поляриметра, выполненное с помощью метода Джонса, приведено в Примере 7.

Пример 7.

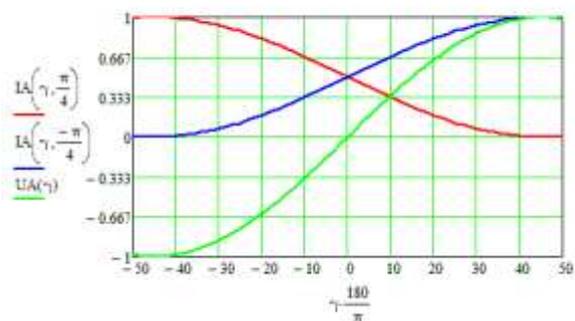
7. Определение параметров линейно поляризованного излучения, прошедшего через ротатор и двухлучевой анализатор

$$\underline{MA}(\theta) = \begin{pmatrix} C(\theta)^2 & C(\theta) \cdot S(\theta) \\ C(\theta) \cdot S(\theta) & S(\theta)^2 \end{pmatrix} \quad \text{Матрица идеального поляризатора (анализатора)}$$

$$VA(\gamma, \theta) = \underline{MA}(\theta) \cdot \underline{MR}(\gamma) \cdot Ve \quad \text{Вектор Джонса на выходе анализатора}$$

$$IA(\gamma, \theta) = (|VA(\gamma, \theta)|)^2 \quad \text{Интенсивность на выходе анализатора}$$

$$UA(\gamma) = IA\left(\gamma, \frac{\pi}{4}\right) - IA\left(\gamma, \frac{3\pi}{4}\right)$$



$$\underline{MR}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & \sin(\gamma) \\ -\sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{pmatrix}$$

$$EA(\gamma, \theta) = \arctan \left(\frac{|VA(\gamma, \theta)_1|}{|VA(\gamma, \theta)_0|} \right)$$

$$\Delta EA(\gamma, \theta) = \arg[VA(\gamma, \theta)_1] - \arg[VA(\gamma, \theta)_0]$$

$$\cos \Delta EA(\gamma, \theta) = 0.5 \arctan(\tan(2 \cdot EA(\gamma, \theta)) \cdot \cos(\Delta EA(\gamma, \theta)))$$

$$|\Delta EA(\gamma, \theta)| = 0.5 \arcsin(\sin(2 \cdot EA(\gamma, \theta)) \cdot |\sin(\Delta EA(\gamma, \theta))|)$$

$$EIA(\gamma, \theta) = \tan(\Delta EA(\gamma, \theta))$$

Оптическая схема, содержащая источник линейно поляризованного света, идеальный ротатор и двухлучевой анализатор позволяет, измеряя разность интенсивностей излучения на выходах анализатора, позволяет определять угол поворота в ротаторе в пределах -45° $+45^\circ$ град. Причем при небольших углах поворота (примерно до 25° град) между разностью интенсивностей и углом поворота практически линейная зависимость. Эллиптичность не возникает. Такой прибор называют поляриметром.

Из приведенного анализа видно, что рассмотренный поляриметр позволяет измерять угол поворота линейной поляризации. Однако связь между выходным электрическим сигналом U_a и углом поворота азимута поляризации γ является нелинейной. Конечно, путем цифровой обработки электрического сигнала можно внести поправки и расширить диапазон измерения углов почти до $\pm 45^\circ$. Другим недостатком этой

схемы является зависимость выходного сигнала, а, следовательно, и погрешности измерения от изменений интенсивности излучения и затухания в исследуемом объекте.

Возможен также другой способ измерения угла поворота γ , который можно назвать компенсационным, и который свободен от указанных недостатков. В этом случае измерение угла поворота внесенного исследуемым объектом или наведенного внешним воздействием производится по отсчетам угла поворота анализатора θ при равенстве фототоков двух фотоприемников. Причем измеряемый угол γ будет иметь знак обратный углу поворота анализатора θ . Точность измерения γ особенно при малых углах поворота ограничивается погрешностью устройства отсчитывающего угол поворота анализатора $\Delta\theta$. При использовании компенсационного метода без ущерба для точности измерений можно отказаться от двухлучевой призмы в поляриметре, а использовать однолучевую призму или поляроид, которые надо поворачивать до минимума сигнала (в идеальной схеме до 0), поступающего на единственный фотоприемник.

Вместо поворота анализатора при измерении малых углов можно использовать специальное устройство для поворота линейной поляризации, например на основе ячейки Фарадея (ЯФ), рассмотренной ранее. Из (1.5.24) и (1.5.25) следует, что угол поворота поляризации в ячейке Фарадея пропорционален току через соленоид

$$\theta = K_V \cdot H \cdot l = K_V \cdot l \cdot (N/l_c) \cdot I. \quad (1.5.26)$$

Поляриметр с использованием ячейки Фарадея показан на рис. 1.5.13.

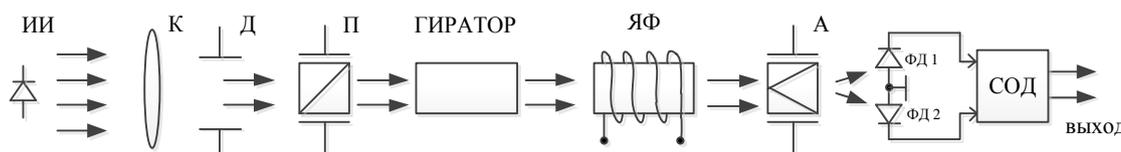
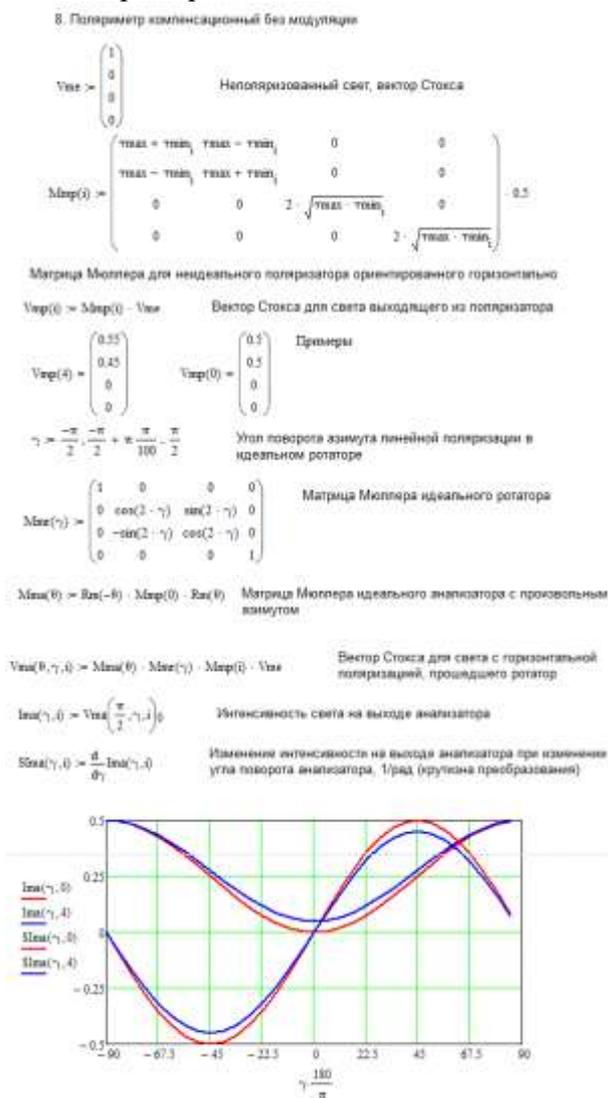


Рис. 1.5.13. Структурная схема компенсационного поляриметра с ячейкой Фарадея

В этой схеме угол поворота пропорционален току через ячейку Фарадея, а результаты измерений не зависят от интенсивности источника излучения и затухания в исследуемом гираторе.

Описание работы компенсационного поляриметра с помощью метода Мюллера приведено в Примере 8. Метод Мюллера позволяет учесть несовершенства используемых оптических приборов – поляризаторов, введением параметров максимального и минимального пропускания поляризатора для ортогональных поляризаций.

Пример 8.



Из графиков, приведенных в примере 8, видно, что при практической компенсации изменением угла поворота анализатора γ или изменением тока через компенсатор – ячейку Фарадея при подходе к положению минимума фототока уменьшается до 0 крутизна преобразования $\Delta I_{ph}/(\Delta \theta I_{phmax})$, которая достигает максимума при $\gamma = \pi/4$. Ситуация осложняется при использовании неидеальных поляризационных приборов. При уменьшении отношения главных пропусканий R_t возникает существенная засветка фотоприемника при полной компенсации измеряемого угла вращения линейной поляризации. Эта засветка не позволяет повысить чувствительность процесса компенсации путем усиления электрического сигнала. Отметим также, что достижение минимума сигнала всегда более сложная процедура, чем достижение 0 сигнала. Это является серьезным недостатком компенсационного поляриметра.

Использование азимутальной модуляции позволяет исключить эти проблемы. Для модуляции можно использовать специальную ячейку Фарадея, которая питается переменным током определенной частоты ω . Существует возможность использовать одну и ту же ячейку Фарадея для модуляции и компенсации измеряемого угла поворота линейной поляризации.

Описание работы компенсационного поляриметра с модуляцией проведено с помощью метода Мюллера и приведено в Примере 9.

Пример 9.

9. Поляриметр с модуляцией

$$V_{\text{вх}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Неполяризованный свет, вектор Стокса

$$\gamma(t) = \frac{\pi}{10} \quad \omega = 10^3 \cdot 2 \cdot \pi$$

Параметры азимутальной модуляции

$$\epsilon_1 = -5 \cdot 10^{-3}, \epsilon_2 = -3 \cdot 10^{-3}, \epsilon_3 = 10^{-3}, \epsilon_4 = 3 \cdot 10^{-3}$$

$\gamma(t) = (\gamma_m \cdot \cos(\omega \cdot t))$ Угол поворота азимута линейной поляризации в идеальном модуляторе

$$M_{\text{мод}}(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2 \cdot \gamma(t)) & \sin(2 \cdot \gamma(t)) & 0 \\ 0 & -\sin(2 \cdot \gamma(t)) & \cos(2 \cdot \gamma(t)) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

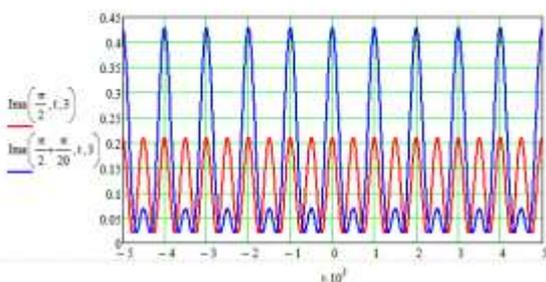
Матрица Мюллера идеального модулятора

$M_{\text{ан}}(\theta) = R_{\text{ан}}(-\theta) \cdot M_{\text{мод}}(t) \cdot R_{\text{ан}}(\theta)$ Матрица Мюллера идеального анализатора с произвольным азимутом

$V_{\text{вых}}(\theta, t, \epsilon) = M_{\text{ан}}(\theta) \cdot M_{\text{мод}}(t) \cdot M_{\text{вх}}(0) \cdot V_{\text{вх}}$ Вектор Стокса для света с горизонтальной поляризацией, прошедшего анализатор

$I_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon) = V_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon)_0$ Интенсивность после анализатора

$I_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon) = V_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon)_0$ Интенсивность после анализатора



$$I_{\text{ан}}(\theta, \epsilon) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} I_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon) dt$$

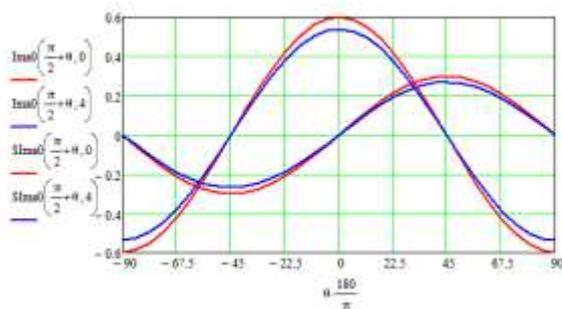
Усредненный за период сигнал после усилителя

$$I_{\text{ан}}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = 9.533 \times 10^{-13}$$

$$I_{\text{ан}}\left(\frac{\pi}{2}, 4\right) = 0.019$$

$$I_{\text{ан}}\left(\frac{\pi}{2}, 20\right) = -0.019$$

$$S_{\text{ан}}(\theta, \epsilon) = \frac{d}{d\theta} I_{\text{ан}}(\theta, \epsilon)$$



$t_{\text{пол}} > 1$ Коэффициенты пропускания для ортогональных линейных поляризаций

$t > 0, 4$

$$t_{\text{пол}1} = 10^{-3} \cdot 10^4$$

$$t_{\text{пол}} = \begin{pmatrix} 1 \times 10^{-5} \\ 1 \times 10^{-4} \\ 1 \times 10^{-3} \\ 0.01 \\ 0.1 \end{pmatrix}$$

$$M_{\text{пол}}(t) = \begin{pmatrix} t_{\text{пол}1} + t_{\text{пол}2} & t_{\text{пол}1} - t_{\text{пол}2} & 0 & 0 \\ t_{\text{пол}1} - t_{\text{пол}2} & t_{\text{пол}1} + t_{\text{пол}2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \sqrt{t_{\text{пол}1} \cdot t_{\text{пол}2}} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \cdot \sqrt{t_{\text{пол}1} \cdot t_{\text{пол}2}} \end{pmatrix}$$

Матрица Мюллера для идеального поляризатора ориентированного горизонтально

$$\theta = \frac{-\pi}{2} \cdot \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{100} = \pi$$

Угол поворота азимута идеального поляризатора

$$R_{\text{ан}}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2 \cdot \theta) & \sin(2 \cdot \theta) & 0 \\ 0 & -\sin(2 \cdot \theta) & \cos(2 \cdot \theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

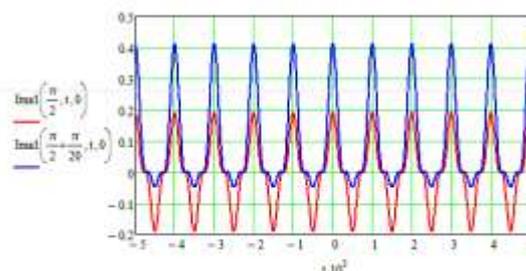
Матрица поворота

$$V_{\text{ан}}\left(\frac{\pi}{2}, 4, 4\right) = \begin{pmatrix} 0.372 \\ -0.372 \\ -3.346 \times 10^{-3} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$V_{\text{ан}}\left(\frac{\pi}{2}, 0, 0\right) = \begin{pmatrix} 0.196 \\ -0.191 \\ -3.717 \times 10^{-3} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$I_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon) = I_{\text{ан}}(\theta, t, \epsilon) \cdot \cos(\omega \cdot t)$$

Сигнал, пропорциональный интенсивности после умножения на сигнал модуляции (после усилителя)



Из примера 9 видно, что крутизна преобразования $\Delta I_{ph}/(\Delta \theta \cdot I_{phmax})$ достигает максимума при $\theta=0$, что повышает точность компенсации измеряемого угла в поляриметре. Для дальнейшего увеличения точности компенсации можно до усреднения усилить напряжение первой гармоники сигнала.

1.5.9. Эллипсометры

Более универсальными поляриметрическими приборами являются эллипсометры. Они позволяют измерять основные параметры эллиптически поляризованного света: азимута и эллиптичности. Эллипсометры пригодны для измерения свойств образцов анизотропных материалов, в том числе кристаллов, а также для исследований оптической анизотропии, наведенной внешними воздействиями, например в жидкостях под действием

электрического поля (эффект Керра) или в кристаллах находящихся в продольном или поперечном электрическом поле (эффект Погкельса).

Рассмотрим схему простого эллипсометра (рис. 1.5.14), который содержит те же элементы, что и поляриметр. Отличия состоят в объекте исследования – это фазовая пластинка с произвольными параметрами и наличии компенсатора (КМП), который представляет собой четвертьволновую пластинку (фазовый сдвиг 90°) с изменяемым в широких пределах азимутом, измеряемым с высокой точностью.

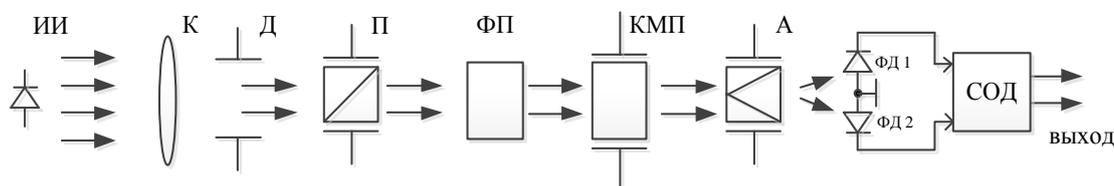


Рис. 1.5.14. Структурная схема эллипсометра

Теоретическое описание работы эллипсометра, выполненное методом Джонса, приведено в Примере 10.

Пример 10.

9. Определение параметров линейно поляризованного излучения, прошедшего через произвольную фазовую пластинку, четвертьволновую пластинку-компенсатор и анализатор.

$$MA(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta)^2 & \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) & \sin(\theta)^2 \end{pmatrix} \quad \text{Матрица идеального поляризатора (анализатора) с азимутом } \theta$$

$$MC(\rho c) = \begin{pmatrix} \cos(\rho c)^2 + e^{-\frac{\pi}{2}i} & \sin(\rho c)^2 \cdot \begin{pmatrix} -\frac{\pi}{2}i \\ 1 - e^{-\frac{\pi}{2}i} \end{pmatrix} \cdot \cos(\rho c) \cdot \sin(\rho c) \\ \begin{pmatrix} -\frac{\pi}{2}i \\ 1 - e^{-\frac{\pi}{2}i} \end{pmatrix} \cdot \cos(\rho c) \cdot \sin(\rho c) & \sin(\rho c)^2 + e^{-\frac{\pi}{2}i} \cdot \cos(\rho c)^2 \end{pmatrix} \quad \text{Матрица Джонса четвертьволновой пластинки-компенсатора}$$

$$MPh = \begin{pmatrix} \cos(\rho)^2 + e^{-\delta \rho b i} \cdot \sin(\rho)^2 & \begin{pmatrix} 1 - e^{-\delta \rho b i} \\ 1 - e^{-\delta \rho b i} \end{pmatrix} \cdot \cos(\rho) \cdot \sin(\rho) \\ \begin{pmatrix} 1 - e^{-\delta \rho b i} \\ 1 - e^{-\delta \rho b i} \end{pmatrix} \cdot \cos(\rho) \cdot \sin(\rho) & \sin(\rho)^2 + e^{-\delta \rho b i} \cdot \cos(\rho)^2 \end{pmatrix} \quad \text{Матрица Джонса исследуемой фазовой пластинки}$$

$$VPh = MPh \cdot Ve \quad \text{Вектор Джонса на выходе исследуемой пластинки}$$

$$\theta = \frac{-\pi}{2}, \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{200}, \pi \quad \text{Азимут анализатора}$$

$$\rho c = \frac{-\pi}{2}, \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{200}, \pi \quad \text{Угол поворота (азимут компенсатора (пластинки } \lambda/4))$$

Параметры исследуемой фазовой пластинки

$$\delta \rho b = \frac{\pi}{5} \quad \text{Разность фаз в исследуемой пластинке, рад}$$

$$\rho = \frac{\pi}{6} \quad \text{Азимут исследуемой пластинки, рад}$$

$$Ve = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{Нормированный вектор Джонса для света выходящего из поляризатора с азимутом } 0.$$

$$V_{Ph} = \begin{pmatrix} 0.952 - 0.147i \\ 0.083 + 0.255i \end{pmatrix}$$

Параметры поляризации света выходящего из пластинки

$$R_{Ph} := \text{atan} \left(\frac{|V_{Ph1}|}{|V_{Ph0}|} \right)$$

$$R_{Ph} = 0.271 \quad \text{Вспомогательный угол, рад}$$

+

$$\delta_{Ph} := \arg(V_{Ph1}) - \arg(V_{Ph0})$$

Сдвиг фаз между проекциями вектора, рад

$$\delta_{Ph} = 1.41$$

$$\alpha_{Ph} := 0.5 \cdot \text{atan}(\tan(2 \cdot R_{Ph}) \cdot \cos(\delta_{Ph}))$$

$$\alpha_{Ph} = 0.048$$

Азимут эллипса, рад

$$\alpha_{Ph} \cdot \frac{180}{\pi} = 2.757$$

Азимут эллипса, град

$$\beta_{Ph} := 0.5 \cdot \text{asin}(\sin(2 \cdot R_{Ph}) \cdot |\sin(\delta_{Ph})|)$$

$$\beta_{Ph} = 0.267$$

Вспомогательный угол, определяющий эллиптичность, рад

$$E_{Ph} := \tan(\beta_{Ph})$$

$$E_{Ph} = 0.274$$

Эллиптичность

$$VA1(\theta, \rho c) := MA(\theta) \cdot MC(\rho c) \cdot M_{Ph} \cdot V_e$$

Векторы Джонса на выходах двухлучевого анализатора

$$VA2(\theta, \rho c) := MA\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \cdot MC(\rho c) \cdot M_{Ph} \cdot V_e$$

$$IA1(\theta, \rho c) := (|VA1(\theta, \rho c)|)^2 \quad \text{Интенсивности на выходах двухлучевого анализатора}$$

$$IA2(\theta, \rho c) := (|VA2(\theta, \rho c)|)^2$$

$$VA1\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) = \begin{pmatrix} 0.603 - 0.115i \\ -0.603 - 0.115i \end{pmatrix}$$

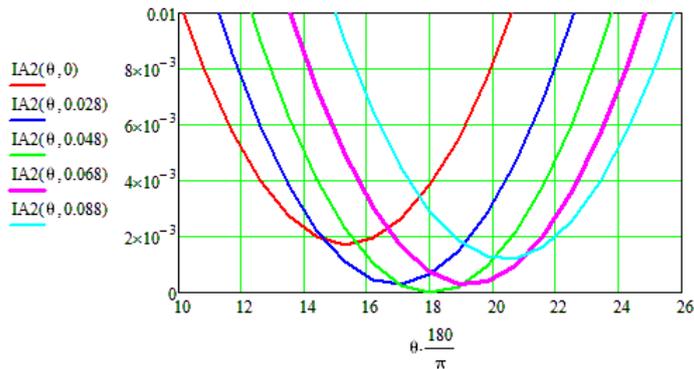
$$VA2\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) = \begin{pmatrix} 0.349 - 0.032i \\ -0.349 + 0.032i \end{pmatrix}$$

$$IA1\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) = 0.755$$

Измерение азимута света выходящего из исследуемой пластинки производится методом последовательных приближений, т.е поворотом анализатора добиваемся минимума интенсивности на одном из выходов анализатора при различных азимутах компенсатора (пластики $\lambda/4$). Азимут излучения выходящего из

исследуемой пластинки равен азимуту компенсатора при самом глубоком минимуме сигнала на выходе анализатора.

$$IA2\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) = 0.245$$



Измерение эллиптичности света, выходящего из фазовой пластинки

Сохраняем азимут фазовой пластинки равным α_{Ph0} , устанавливаем такой же азимут анализатора и определяем эллиптичность, как корень квадратный из отношения интенсивностей пучков выходящих из двухлучевого анализатора.

$$E_{I0} := \sqrt{\frac{IA2(\alpha_{Ph0}, \alpha_{Ph0})}{IA1(\alpha_{Ph0}, \alpha_{Ph0})}}$$

Рассчитываем эллиптичность

$$E_{I0} = 0.274$$

$$E_{Ph} = 0.274$$

В нашем случае азимут выходящего света равен .

$$\alpha_{Ph0} := 0.048 \quad \text{или} \quad 0.048 \cdot \frac{180}{\pi} = 2.75 \quad \text{град}$$

Различные схемы построения эллипсометров приведены на рис. 1.5.15.

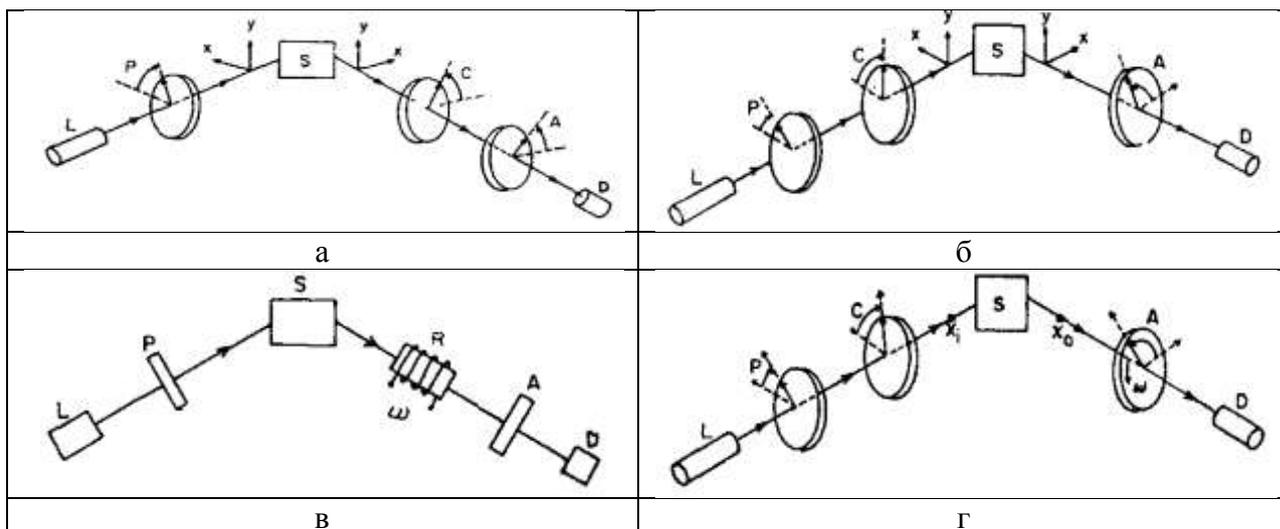


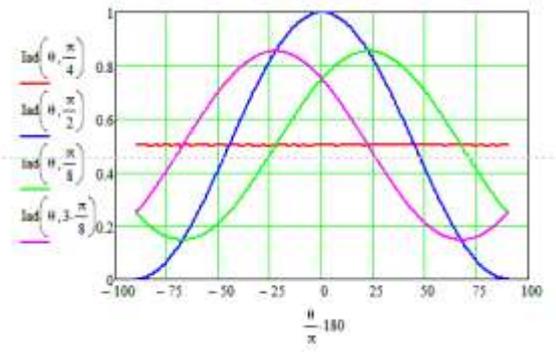
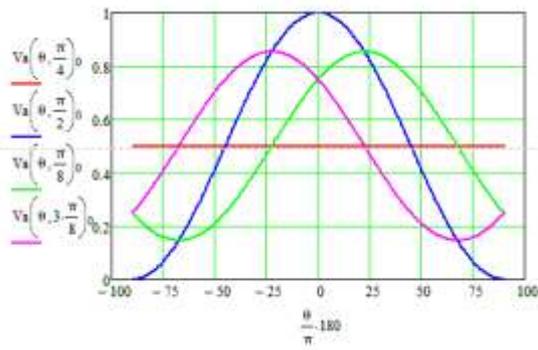
Рис. 1.5.15. Схемы построения эллипсометров с компенсатором после (а) и до исследуемого объекта (б), с азимутальным модулятором (в) и с вращающимся анализатором (г).

1.5.10. Сравнение расчетов по методам Мюллера и Джонса

1.5.10.1. Четвертьволновая пластинка с анализатором

Пример 10.

| 1. Расчет прохождения света через четвертьволновую пластинку и анализатор | |
|--|--|
| <p>Метод Мюллера</p> <p>Вектор Стокса для горизонтально линейно поляризованного света</p> $V_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ <p>$\rho = \frac{-\pi}{2}, \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{200}, \frac{\pi}{2}$ Азимут пластинки, рад</p> <p>$C2(\rho) = \cos(2\rho)$ $S2(\rho) = \sin(2\rho)$ $P = \exp\left(\frac{\pi}{4}i\right)$ $Q = \exp\left(\frac{-\pi}{4}i\right)$</p> <p>Матрица Мюллера для четвертьволновой пластинки</p> $M4(\rho) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C2(\rho)^2 & C2(\rho) \cdot S2(\rho) & -S2(\rho)^2 \\ 0 & C2(\rho) \cdot S2(\rho) & S2(\rho)^2 & C2(\rho)^2 \\ 0 & S2(\rho) & -C2(\rho) & 0 \end{pmatrix}$ <p>$\theta = \frac{-\pi}{2}, \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{200}, \frac{\pi}{2}$ Азимут анализатора, рад</p> <p>Матрица анализатора</p> $Ma(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & C2(\theta) & S2(\theta) & 0 \\ C2(\theta) & C2(\theta)^2 & C2(\theta) \cdot S2(\theta) & 0 \\ S2(\theta) & C2(\theta) \cdot S2(\theta) & S2(\theta)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot 0.5$ <p>Вектор Стокса для выходящего света</p> <p>$Va(\theta, \rho) = Ma(\theta) \cdot M4(\rho) \cdot V_p$</p> | <p>Метод Джонса</p> <p>Вектор Джонса для горизонтально поляризованного света</p> $V_{pd} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ <p>$C1(\rho) = \cos(\rho)$ $S1(\rho) = \sin(\rho)$ Используемые обозначения</p> <p>Матрица Джонса четвертьволновой пластинки</p> $M4d(\rho) = \begin{pmatrix} C1(\rho)^2 \cdot P - S1(\rho)^2 \cdot Q & \sqrt{2} \cdot C1(\rho) \cdot S1(\rho) \\ \sqrt{2} \cdot C1(\rho) \cdot S1(\rho) & C1(\rho)^2 \cdot Q - S1(\rho)^2 \cdot P \end{pmatrix}$ <p>Матрица анализатора</p> $Mad(\theta) = \begin{pmatrix} C1(\theta)^2 & C1(\theta) \cdot S1(\theta) \\ C1(\theta) \cdot S1(\theta) & S1(\theta)^2 \end{pmatrix}$ <p>Вектор Джонса для выходящего света</p> <p>$Vad(\theta, \rho) = Mad(\theta) \cdot M4d(\rho) \cdot V_{pd}$</p> <p>Интенсивность на выходе анализатора</p> <p>$Iad(\theta, \rho) = (Vad(\theta, \rho))^2$</p> |



1.5.10.2. Поляриметр с двухлучевым анализатором
Пример 11

2. Расчет прохождения линейно поляризованного света через ротатор и двухлучевой анализатор

Метод Моллера

$$\gamma = \frac{-\pi}{2} - \frac{-\pi}{2} + \frac{\pi}{180} - \frac{\pi}{2} \quad \text{Угол поворота азимута поляризации}$$

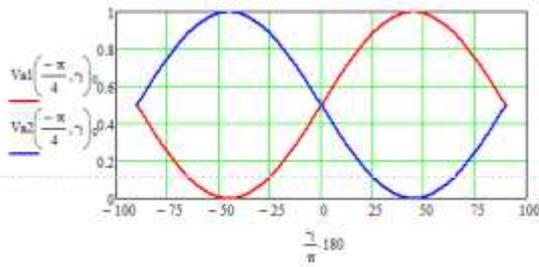
Матрица Моллера ротатора

$$M_r(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\gamma) & \sin(2\gamma) & 0 \\ 0 & -\sin(2\gamma) & \cos(2\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad V_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Вектор Стокса для выходящего света

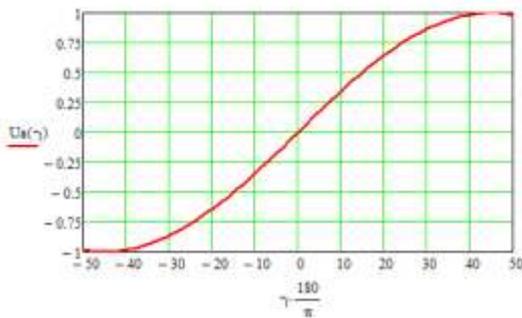
$$Val(\theta, \gamma) = Ma(\theta) \cdot M_r(\gamma) \cdot V_p$$

$$Val2(\theta, \gamma) = Ma\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \cdot M_r(\gamma) \cdot V_p$$



Разностный сигнал на выходе фотоприемников

$$Ua(\gamma) = Val\left(\frac{-\pi}{4}, \gamma\right) - Val2\left(\frac{-\pi}{4}, \gamma\right)$$



Метод Джонса

Матрица Джонса ротатора

$$M_{rd}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & \sin(\gamma) \\ -\sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{pmatrix}$$

$$M_{rd}\left(\frac{\pi}{4}\right) = \begin{pmatrix} 0.707 & 0.707 \\ -0.707 & 0.707 \end{pmatrix} \quad V_{pd} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Вектор Джонса для выходящего света

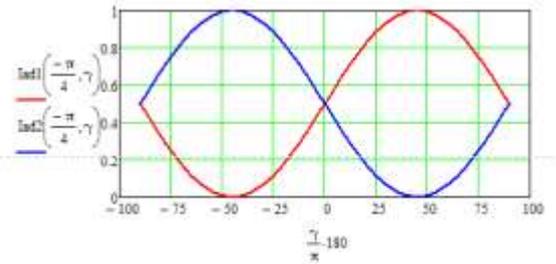
$$V_{ad1}(\theta, \gamma) = Ma_d(\theta) \cdot M_{rd}(\gamma) \cdot V_{pd}$$

$$V_{ad2}(\theta, \gamma) = Ma_d\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \cdot M_{rd}(\gamma) \cdot V_{pd}$$

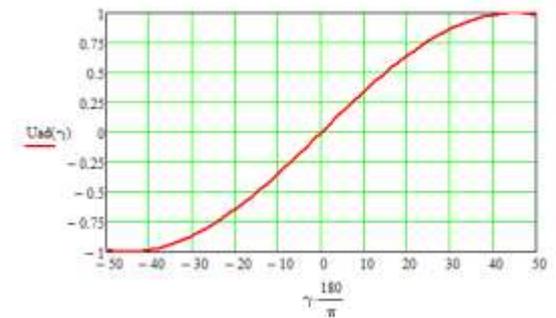
Интенсивность на выходе анализатора

$$I_{ad1}(\theta, \gamma) = (|V_{ad1}(\theta, \gamma)|)^2$$

$$I_{ad2}(\theta, \gamma) = (|V_{ad2}(\theta, \gamma)|)^2$$



$$Uad(\gamma) = I_{ad1}\left(\frac{-\pi}{4}, \gamma\right) - I_{ad2}\left(\frac{-\pi}{4}, \gamma\right)$$



1.5.10. Практическое применение поляризационных измерений

1.5.10.1. Измерение оптической активности и концентрации растворов

Оптическая активность, т.е. поворот направления линейной поляризации (азимута), проявляется в различных кристаллах и жидкостях. Впервые оптическая активность была обнаружена в 1811 г. Д.Ф. Араго в кварце. Угол вращения определяется удельной оптической активностью кристалла K_{OA} [град/м] и толщиной вырезанной пластинки l

$$\theta = K_{OA} \cdot l. \quad (1.5.27)$$

В 1815 г. Ж.Б. Био обнаружил ее у чистых жидкостей (скипидара), а затем растворов и паров многих, главным образом органических, веществ. Он же установил, что поворот плоскости поляризации θ линейно зависит от толщины l слоя активного вещества (или его раствора) и концентрации C этого вещества (закон Био)

$$\theta = k_{OA} \cdot C \cdot l \quad (1.5.28)$$

где коэффициент k_{OA} [град м²] удельная оптическая активность раствора.

Поворот плоскости поляризации света в данной среде происходит либо по часовой стрелке ($K_{OA} > 0$), либо против неё ($K_{OA} < 0$), если смотреть навстречу ходу лучей света. Соответственно оптически активные вещества, проявляющие естественную оптическую активность разделяют на правовращающие и левовращающие.

Феноменологическую теорию оптической активности предложил в 1823 г. О. Ж. Френель, объяснивший ее различием показателей преломления среды n_+ и n_- для право- и лево циркулярно-поляризованных монохроматических световых волн с длиной волны в вакууме λ_0 . Вектор Линейно поляризованный свет в однородной среде можно представить двумя

$$\Delta\theta = \left(\frac{2\pi}{\lambda_-} - \frac{2\pi}{\lambda_+} \right) \cdot \Delta l = \frac{2\pi \cdot \nu \cdot (n_+ - n_-)}{c} \cdot \Delta l. \quad (1.5.29)$$

Определим поворот плоскости поляризации на расстоянии l

$$\theta = \int_0^l d\theta = \frac{2\pi \cdot \nu \cdot (n_+ - n_-) \cdot l}{c} = \frac{2\pi \cdot (n_+ - n_-) \cdot l}{\lambda_0} \quad (1.5.30)$$

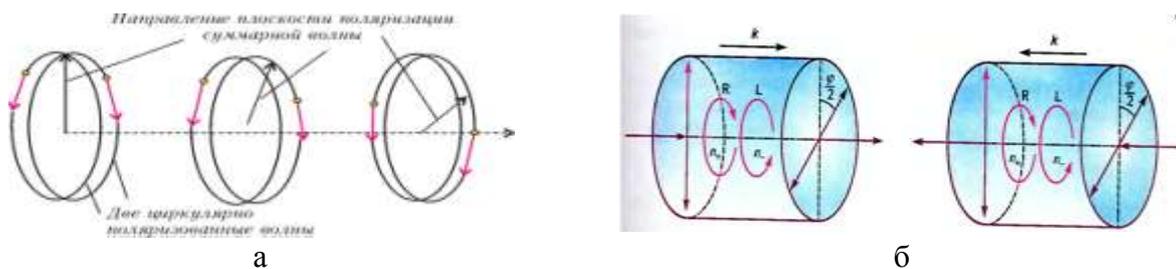


Рис. 1.5.16. Объяснение эффекта вращения плоскости поляризации в оптически активной среде

Отметим, что при отражении волны и прохождении отраженного света в обратном направлении она повторяет свой ход в обратном направлении и суммарный поворот азимута поляризации отсутствует. Сравните в дальнейшем поворот азимута поляризации в ячейках Фарадея, в которых углы вращения при прямом и обратном прохождении суммируются.

Оптическая активность присуща материалам с внутренней спиральной структурой. Примерами служат селен, теллур, окись теллура TeO_2 , кварц ($\alpha-SiO_2$) и киноварь (HgS). Оптически активные жидкости состоят из так называемых киральных молекул, которые существуют в левых и правых зеркальных форм (изомеров). Многие органические соединения, такие как аминокислоты и сахара, обладают оптической активностью. Почти все аминокислоты левовращающие, тогда как обычные сахара встречаются в обеих

формах: D – глюкоза и фруктоза, например, являются, соответственно, право- и левовращающими. Удельное вращение и направление поворота в растворах таких веществ чувствительны как к концентрации раствора, так и к структуре растворителя. Для измерения оптической активности растворов сахара служит прибор, называемый сахариметром, в котором по измеренной оптической активности определяется концентрация сахара в растворе.

Для сравнительной оценки способности различных веществ вращать плоскость поляризации света вычисляют величину удельного вращения $[\alpha]_D^{20}$, которая представляет собой угол вращения плоскости поляризации монохроматического света при длине волны линии D спектра натрия (589,3 нм), выраженный в градусах, измеренный при температуре 20°C, рассчитанный для толщины слоя испытуемого вещества 1 дм и приведенный к концентрации вещества, равной 1г/мл.

При определении $[\alpha]_D^{20}$ в растворах оптически активного вещества необходимо иметь в виду, что найденная величина может зависеть от природы растворителя и концентрации оптически активного вещества. Замена растворителя может привести к изменению $[\alpha]_D^{20}$ не только по величине, но и по знаку. Поэтому, приводя величину удельного вращения, необходимо указывать растворитель и выбранную для измерения концентрацию раствора.

Измерение угла вращения проводят на поляриметре, позволяющем определить величину угла вращения с точностью $\pm 0,02^\circ$, при температуре $(20 \pm 0,5)^\circ\text{C}$. Шкалу обычно проверяют при помощи сертифицированных кварцевых пластинок. Линейность шкалы может быть проверена при помощи растворов сахарозы.

Величину удельного вращения $[\alpha]_D^{20}$ рассчитывают по одной из следующих формул.

Для веществ, находящихся в растворе:

$$[\alpha]_D^{20} = \frac{\alpha \cdot 100}{l \cdot c} \quad (1.5.31)$$

где: α – измеренный угол вращения, в градусах;

l – толщина слоя, в дециметрах;

c – концентрация раствора, в граммах вещества на 100 мл раствора.

Для жидких веществ:

$$[\alpha]_D^{20} = \frac{\alpha}{l \cdot \rho}, \quad (1.5.32)$$

где: ρ – плотность жидкого вещества, в граммах на 1 мл.

1.5.10.2. Измерение напряженности магнитного поля и электрического тока

Для измерения напряженности магнитного поля может использоваться уже рассмотренный нами эффект Фарадея (1.5.24). В соленоиде ячейки Фарадея напряженность магнитного поля H практически постоянна, направлена вдоль светового луча и поэтому приведенная формула справедлива. Определим приращение угла поворота плоскости поляризации $\Delta\theta$ на малом участке стержня Δl , если угол между направлением напряженности магнитного поля H и направлением распространения света равен α

$$\Delta\theta = K_V \cdot \vec{H} \cdot \vec{\Delta l} = K_V \cdot H \cdot \cos \alpha \cdot \Delta l. \quad (1.5.33)$$

где \vec{H} и $\vec{\Delta l}$ - векторы, причем направление $\vec{\Delta l}$ совпадает с направлением светового пучка.

Тогда для угла поворота плоскости поляризации в стержне длиной l будет справедливо выражение, содержащее в общем случае криволинейный интеграл

$$\theta = K_V \cdot \int_0^l \vec{H} \cdot d\vec{l}. \quad (1.5.34)$$

Таким образом, утверждение, что поворот плоскости поляризации пропорционален величине напряженности магнитного поля не совсем корректно.

Эффект Фарадея может использоваться для измерения токов в проводниках (рис. 1.5.15).

К преимуществам измерительных преобразователей тока на эффекте Фарадея относятся:

Высокое быстродействие, т.к. эффект Фарадея практически безинерционен до гигагерцовых частот, что позволяет их использовать для измерений постоянных, переменных и импульсных токов;

Возможность с помощью оптических волокон гальванической развязки между измерительным преобразователем и оптоэлектронной схемой обработки информации, позволяющая использовать такие измерители при самых высоких напряжениях вплоть до миллионов вольт;

Возможность измерения токов в широком диапазоне значений от мА до сотен тысяч А.

Для измерения сравнительно небольших токов можно использовать оптическую схему подобную ячейке Фарадея (рис. 1.5.15 а и б). Угол поворота плоскости поляризации для схемы а определяется выражением (1.5.24). Причем в схеме б для увеличения чувствительности измерительного преобразователя, т.е. для увеличения угла поворота в n раз используется многократное прохождение излучения через активный элемент (стержень из магнитооптического стекла), где n – число проходов.

Для измерения большого тока могут использоваться схемы рис. 1.5.15 в, г, д, е. Вокруг проводника с током I создается магнитное поле с напряженностью H , которое для круглого проводника с радиусом $r < R$ имеет величину

$$H = \frac{I}{2\pi \cdot R}. \quad (1.5.35)$$

Силовые линии имеют форму концентрических окружностей с центром на оси проводника.

Используя выражение (1.5.34) можно определить связь между углом поворота плоскости поляризации и током в проводнике известной формы (в примере цилиндрической). Недостатком схемы а является сильное влияние внешних магнитных полей, которые могут создаваться постоянными магнитами и токами протекающими вблизи измерительного преобразователя.

Для уменьшения этого влияния активный стержень в схеме г размещается в зазоре сердечника из магнитомягкого материала. При этом возрастает чувствительность измерительного преобразователя благодаря концентрации магнитного поля в зазоре.

Недостатками всех рассмотренных измерительных преобразователей тока является их чувствительность к внешним магнитным помехам. Устранить или значительно уменьшить ее можно используя известный закон полного тока или закон Ампера, который устанавливает интегральную связь между током и его магнитным полем

$$I = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (1.5.36)$$

Формулировка закона полного тока: ток проводимости равен интегралу по замкнутому контуру от напряженности магнитного поля создаваемому этим током. Этот интеграл не зависит от внешних магнитных полей и токов.

Сравнение этого выражения с (1.5.34) показывает, что если луч света будет распространяться по любой замкнутой траектории вокруг проводника с током произвольного сечения, то угол поворота плоскости поляризации будет определяться только протекающим током. При этом не играют роли размеры контура и его геометрия.

На рис. 1.5.15д показано использования для создания замкнутого контура катушки из оптического волокна (подобной соленоиду), в которой также проявляется эффект Фарадея и возникает поворот плоскости поляризации пропорциональный измеряемому току. Поворот плоскости поляризации растет с увеличением количества витков

оптического волокна. Воплощение этой простой идеи наталкивается на множество трудностей. Обычное одномодовое оптическое волокно не сохраняет состояние поляризации излучения проходящего по нему, обладает случайным образом распределенной анизотропией, характеризуется поляризационно-модовой дисперсией. Использование существующих одномодовых оптических волокон, сохраняющих состояние поляризации с искусственно созданной анизотропией (с эллиптической сердцевиной, с искусственно созданными напряжениями в сердцевине волокна) также не решает всех проблем. Тем не менее, судя по публикациям и сообщениям изготовителей, существуют разработки оптических измерителей тока с приемлемой для практического использования погрешностью и способные работать в тяжелых условиях. Практически все они предназначены для измерения больших токов на высоком потенциале.

Разработаны также оптические измерительные преобразователи больших токов, использующие закон полного тока, но выполненные на объемных стеклянных стержнях (рис. 1.5.15е), предназначенные для установки на высоком потенциале. Для связи измерительного преобразователя с оптоэлектронным блоком обработки сигнала используются кварцевые световоды, которые являются очень хорошим диэлектриками. Увеличивая длину световодов можно повысить допустимое напряжение между шиной с током и оптоэлектронным блоком. Измерительный преобразователь может быть выполнен разъемным, что позволяет его использовать для различных конструкций шин с током.

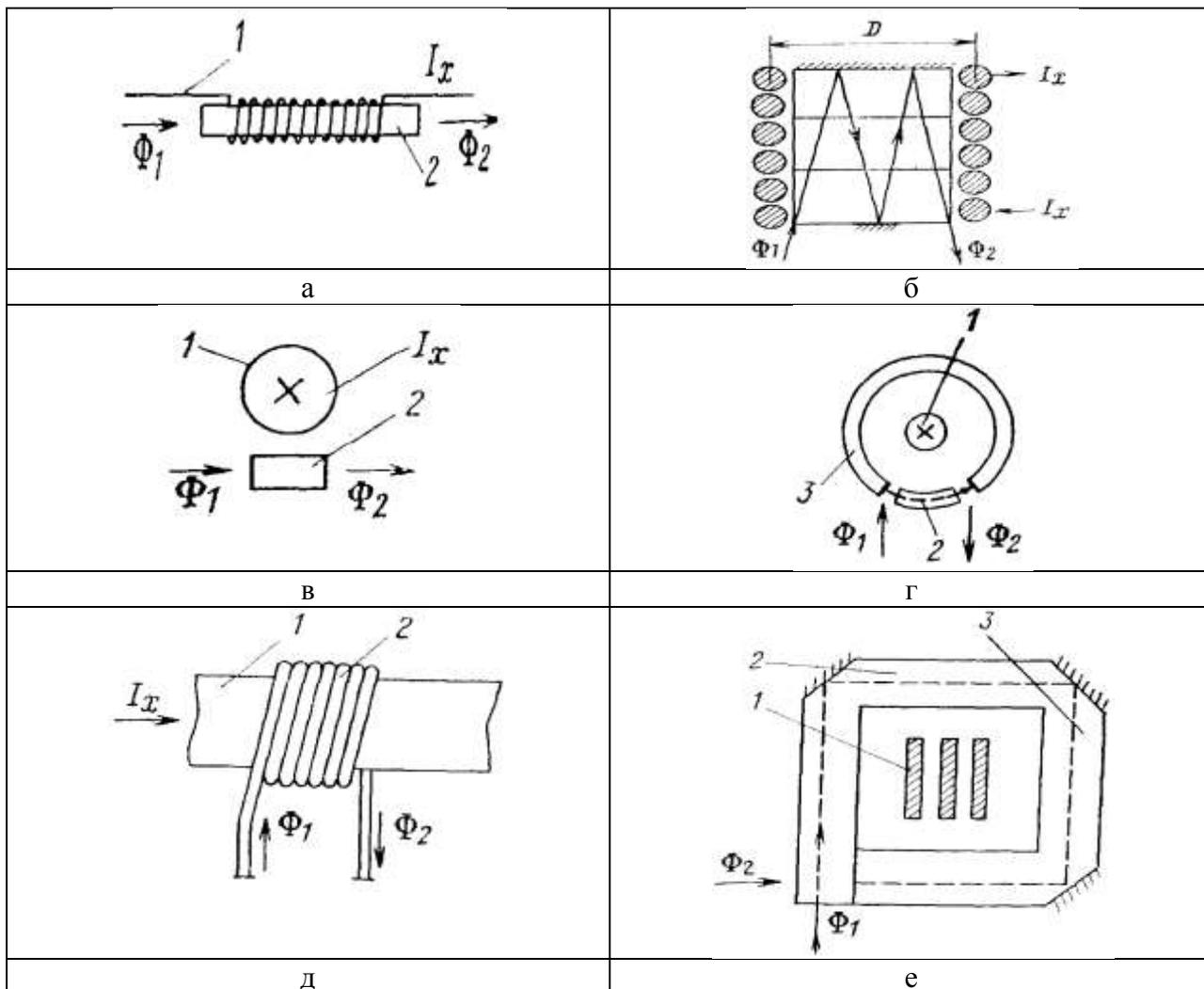


Рис. 1.5.15. Упрощенные схемы различных измерительных преобразователей электрического тока в поворот плоскости поляризации

Конструкции реальных измерителей тока разных производителей, но с похожими техническими решениями, использующих катушки с оптическим волокном, и, способные работать на высоком потенциале приведены, на рис. 1.5.16. Их схема приведена на рис. 1.5.17.

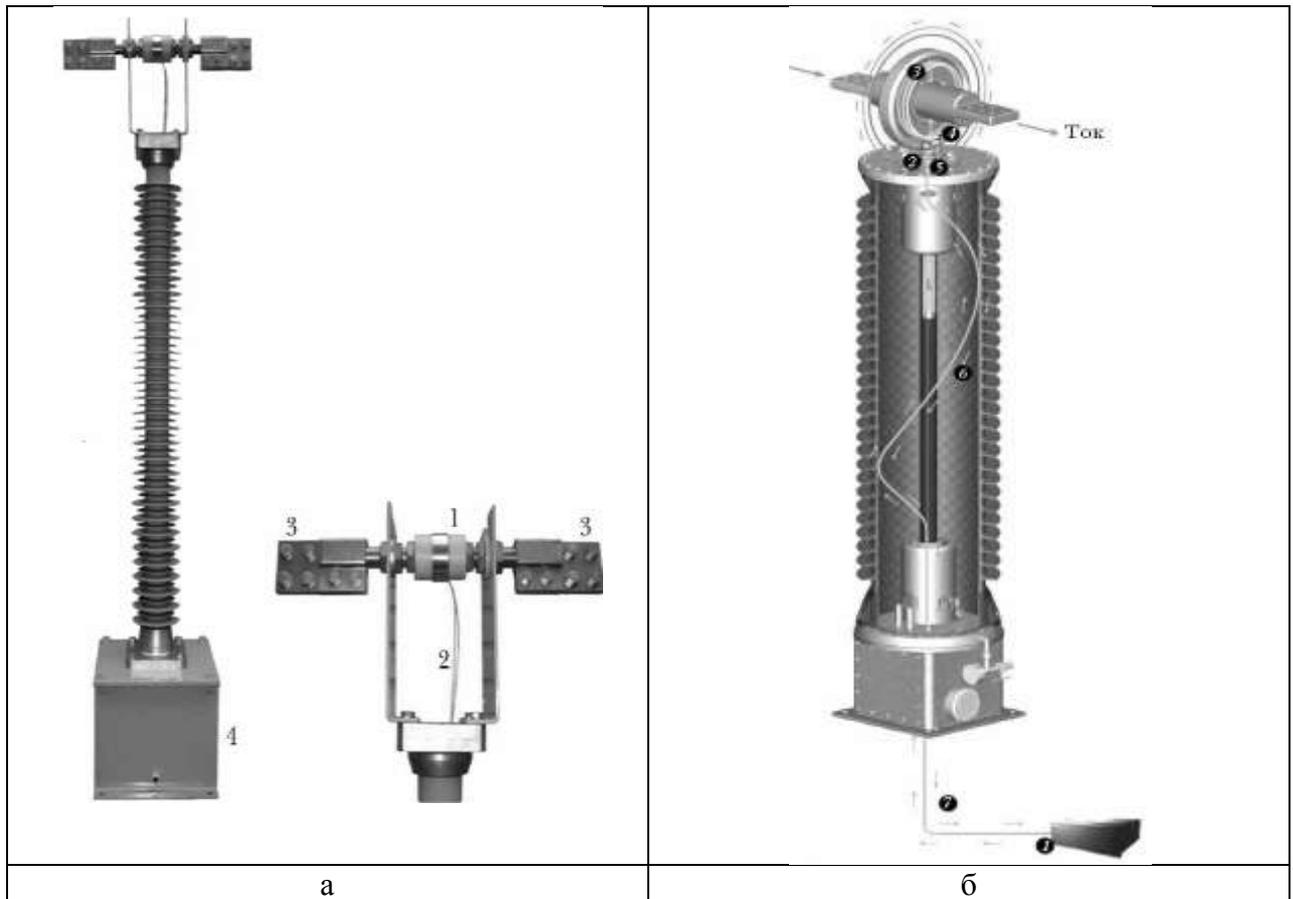


Рис. 1.5.16. Конструкции реальных измерителей тока на высоком потенциале.

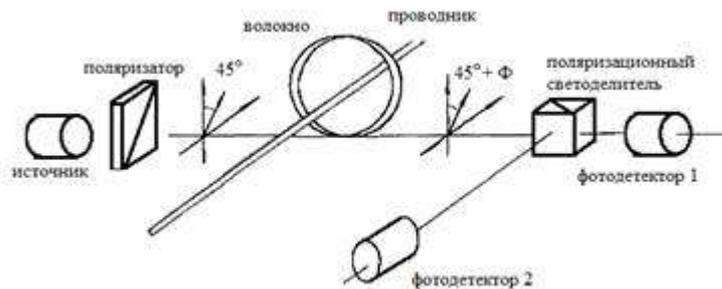


Рис. 1.5.17. Упрощенная схема измерителя тока с оптическим волокном в качестве активной среды.

На рис. 1.5.18. показаны конструкция объемного измерительного преобразователя тока на эффекте Фарадея (а) и упрощенная схема регистрации сигнала (б). Ячейку Фарадея образуют 4 призмы. Поворот излучения на 90° осуществляется двумя последовательными отражениями, для которых выполняется условие полного внутреннего отражения. Возникающий при каждом отражении сдвиг фаз между ортогональными компонентами, с векторами E , лежащими в плоскости и перпендикулярно плоскости падения имеет разный знак для последовательных отражений, т.к. при выбранной конфигурации плоскости падения двух отражений ортогональны. В результате эллиптичность при повороте луча в преобразователе на 90° не возникает. Поляризационные призмы наклеены на торцевые поверхности призм, которые

перпендикулярны световому лучу, их оси находятся под углом 45° по отношению друг к другу. Исключение двулучепреломления в призмах достигается их высоким оптическим качеством и конструкцией исключающей механические напряжения в призмах.

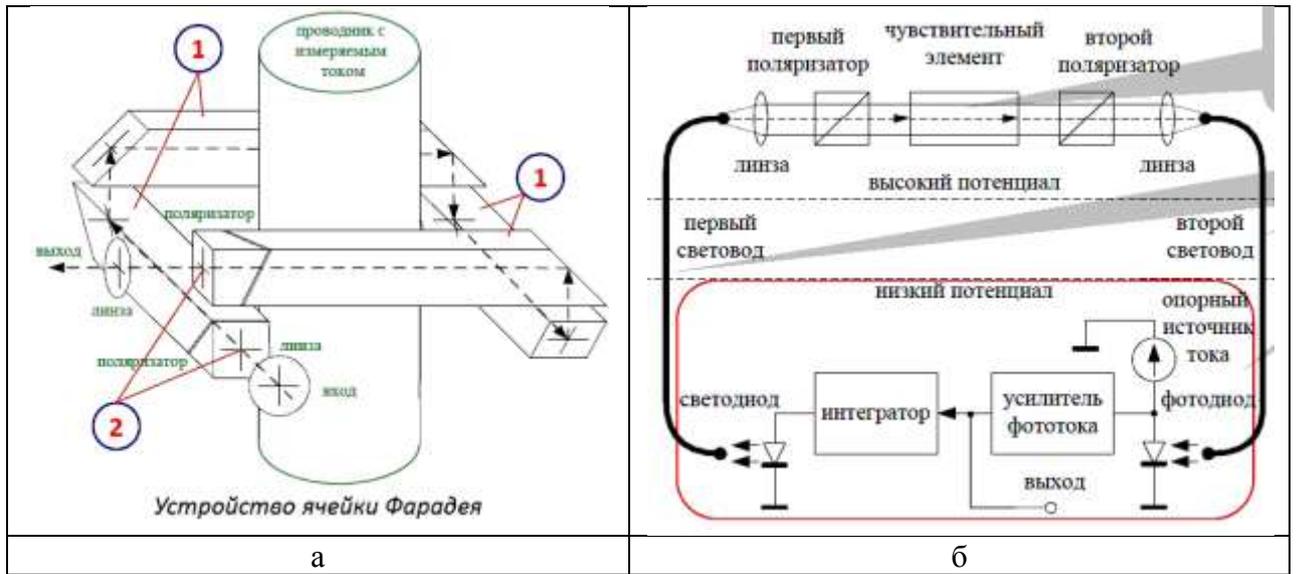


Рис. 1.5.18. Конструкция объемного измерительного преобразователя тока на эффекте Фарадея (а) и упрощенная схема регистрации сигнала (б).

1.5.10.3. Измерение напряженности электрического поля и электрического напряжения

Использование электрооптического эффекта Керра

Для измерения напряженности электрического поля E могут использоваться различные эффекты. Мы рассмотрим электрооптические эффекты Керра, Погкельса и электрогирации.

Показатель преломления электрооптической среды является функцией $n(E)$ приложенного электрического поля E . Функция $n(E)$ слабо зависит от E , так что можно ее разложить в ряд Тейлора в окрестности точки $E=0$

$$n(E) = n + a_1 \cdot E + \frac{1}{2} a_2 \cdot E^2 + \dots, \quad (1.5.37)$$

где коэффициенты разложения

$$n = n(0); \quad a_1 = \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0} \quad a_2 = \left. \frac{d^2n}{dE^2} \right|_{E=0}.$$

Во многих оптических материалах третий член в (1.5.37) пренебрежимо мал по сравнению со вторым. Получим для них выражение для линейного электрооптического эффекта Погкельса

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2} K_p \cdot n^3 E, \quad (1.5.38)$$

где K_p – коэффициент Погкельса или линейный электрооптический коэффициент.

Типичные значения K_p лежат в интервале от 10^{-12} до 10^{-10} м/В. В ячейках Погкельса используют кристаллы $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), KH_2PO_4 (KDP), LiNbO_3 , LiTaO_3 и CdTe .

Если материал обладает центром симметрии, как в случае газов, жидкостей и некоторых кристаллов, то $n(E)$ – четная симметричная функция. Получим выражение для эффекта Керра в таком материале

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2} K_k \cdot n^3 E^2, \quad (1.5.39)$$

где K_k – коэффициент Керра или квадратичный электрооптический коэффициент.

Типичные значения коэффициента Керра лежат в диапазоне от 10^{-18} до 10^{-14} м²/В² для кристаллов и от 10^{-22} до 10^{-19} м²/В² для жидкостей.

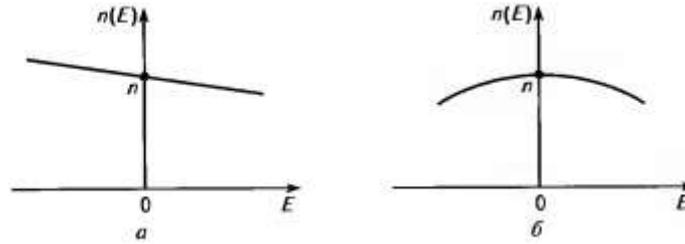


Рис. 1.5.19. Зависимость показателя преломления от напряженности электрического поля для эффекта Поккельса (а) Керра (б).

Электрооптический эффект Керра относится к поперечным эффектам и обычно возникает в жидкостях. Он был открыт в 1875 году шотландским физиком Джоном Керром. Ему же принадлежит открытие магнитооптического эффекта в 1876 году. Последний эффект связывает состояние поляризации света после отражения от намагниченной поверхности. Магнитооптический эффект Керра представляет исследователям уникальный инструмент для исследования магнитных и оптических свойств тонких пленок и поверхностей твердых тел.

Возвращаемся к электрооптическому эффекту Керра, который проявляется в наведенной поперечным электрическим полем оптической анизотропии. Она может возникать в газах, жидкостях и твердых аморфных телах (обычно диэлектриках). Оптическая анизотропия вещества всегда связана с анизотропными свойствами молекул, из которых построено это вещество.

Все диэлектрики разделяют на полярные и неполярные. В неполярных диэлектриках атомы (молекулы) в отсутствие электрического поля симметричны, центры тяжести положительного заряда ядра и электронных оболочек совпадают (рис.1.5.20а). При помещении неполярной молекулы в электрическое поле центры тяжести положительного и отрицательного зарядов смещаются. Молекула приобретает дипольный момент, который ориентируется вдоль напряженности внешнего электрического поля E , и направлен против него. Возникает также и суммарный дипольный момент в единице объема – поляризованность P , которая возрастает с увеличением напряженности E .

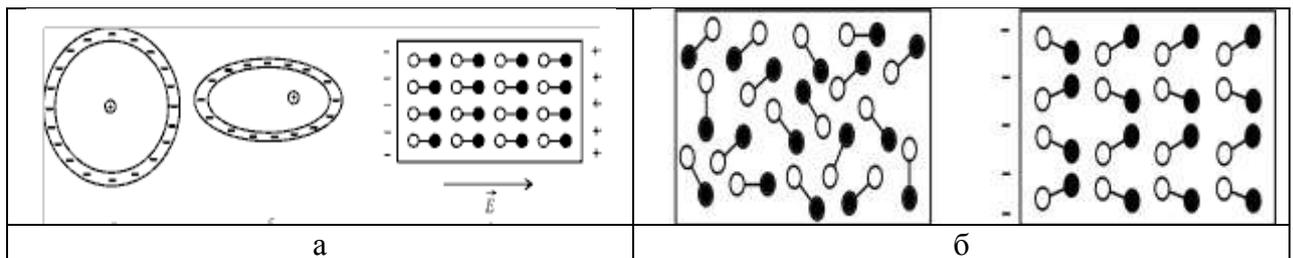


Рис. 1.5.20. Процессы поляризации в неполярных (а) и полярных (б) диэлектриках.

В полярных диэлектриках молекулы в отсутствие электрического поля обладают дипольными моментами. При этом они не создают внешнего электрического поля, т.к. хаотически расположены, находясь в тепловом движении (рис.1.5.20б), которое сводится к тепловой броуновской переориентации молекул. При помещении полярного диэлектрика в электрическое поле дипольные моменты приобретают преимущественную ориентацию вдоль направления поля. Поляризованность растет с увеличением квадрата напряженности внешнего электрического поля. В полярных диэлектриках поляризованность может достигать наибольшего значения при ориентации дипольных моментов всех молекул. В реальных относительно слабых полях насыщение можно не учитывать и тогда поляризованность линейно возрастает с увеличением напряженности электрического поля и напряжения.

В любых диэлектриках деформация и поворот дипольных моментов молекул в электрическом поле вызывает также и оптическую анизотропию (электрооптический эффект Керра).

В электрическом поле аморфное вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением напряженности электрического поля E . Свет, распространяющийся перпендикулярно к направлению электрического поля, будет иметь различную скорость, в зависимости от взаимного расположения электрического поля световой волны и внешнего поля. Перпендикулярное расположение этих полей соответствует обыкновенному лучу, параллельное – необыкновенному. Если в образец перпендикулярно внешнему полю войдет луч, поляризованный под углом к полю, то выйдет он поляризованным эллиптически. Эксперимент показывает, что для данного вещества разность хода между обыкновенной и необыкновенной составляющими луча пропорциональна квадрату напряженности внешнего поля:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot (n_e - n_o) = 2\pi \cdot K_k \cdot l \cdot E^2, \quad (1.5.40)$$

где l – длина пути, пройденная лучом в веществе, K_k – постоянная Керра, характеризующая величину двойного лучепреломления в данном веществе. Постоянная Керра зависит от природы вещества, температуры (уменьшается с ее ростом) и длины волны (закон Хэвлока $K_k \cdot E^2 = \frac{c \cdot (n^2 - 1)^2}{\lambda \cdot n}$, где c – константа не зависящая от λ).

Наибольшая величина постоянной Керра характерна для полярных диэлектриков, т.е. у веществ, молекулы которых обладают большим собственным дипольным моментом, однако, и недипольные вещества проявляют двулучепреломление в электрическом поле.

Для неполярных молекул объяснение эффекта Керра было дано П. Ланжевром, обобщение на случай дипольных молекул было предложено М. Борном. Теория Ланжевена-Борна хорошо описывает уменьшение эффекта Керра с ростом температуры, а также объясняет малое время релаксации двойного лучепреломления (порядка 10^{-9} – 10^{-10} с).

Такую же анизотропию можно вызвать, подвергнув твердое тело одностороннему сжатию и растяжению (фотоэластический эффект).

Упрощенная схема измерения электрического напряжения с помощью эффекта Керра представляет собой поляриметр и приведена на рис. 1.5.21. Она включает источник света ИИ, поляризатор (П), ориентированный под углом 45° к горизонтальной оси, кювету с диэлектрической жидкостью – ячейку Керра (ЯК) с плоскими электродами, расположенными в горизонтальных плоскостях на расстоянии равном d , длиной l вдоль направления распространения света и, анализатор (А), фотоприемник (ФД) со схемой обработки данных (СОД). Между напряженностью электрического поля E в ячейке и напряжением между плоскими электродами существует простая связь $U_x = E \cdot d$.

Измеритель напряжения на электрооптическом эффекте Керра выдает электрический сигнал, пропорциональный квадрату приложенного к электродам напряжения. Он нечувствителен к полярности постоянного напряжения. Если предусмотреть в схеме обработки выходного напряжения операцию извлечения корня, то измеритель будет проградуирован в действующих значениях периодического напряжения, независимо от его формы, наличия постоянной составляющей и частоты.

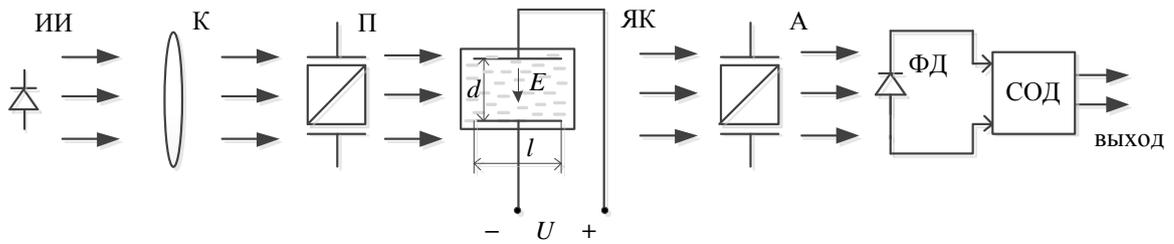


Рис. 1.5.21. Упрощенная схема измерения напряжения с помощью электрооптического эффекта Керра.

Теоретическое описание работы поляриметра для исследования эффекта Керра, выполненное методом Джонса, приведено в Примере 12.

Пример 12

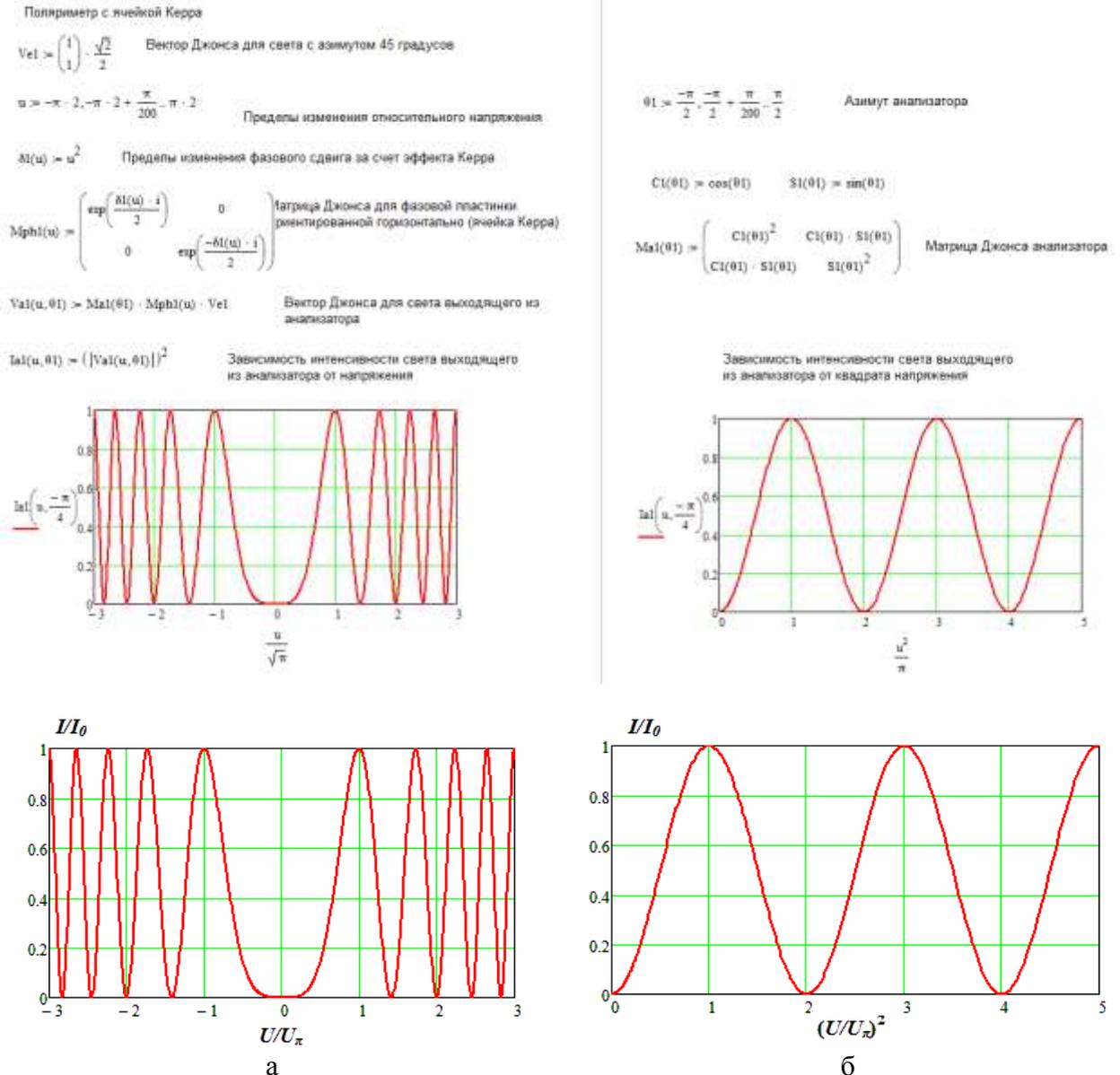


Рис. 1.5.22. Зависимость относительной интенсивности излучения от относительного напряжения (а) и квадрата этого отношения (б) в схеме поляриметра рис. 1.5.21.

Расчеты показывают, что интенсивность света I на выходе поляриметра нелинейно зависит от напряжения U , приложенного к электродам, расположенным на расстоянии d в ячейке Керра. Интенсивность света от полярности напряжения не зависит. Напряжение, при котором сдвиг фаз равен π , а сигнал достигает максимума, называют полуволновым U_π . На рис. 1.5.22а показана зависимость относительной интенсивности излучения от

отношения, приложенного к ячейке Керра напряжения U , к полуволновому напряжению U_π , которое равно

$$U_{\lambda/2} = E \cdot d = \frac{d}{\sqrt{2K_k \cdot L}}. \quad (1.5.41)$$

На рис. 1.5.22б показана зависимость относительной интенсивности излучения от отношения квадрата напряжения к квадрату полуволнового напряжения.

Может также использоваться схема эллипсометра, если после ячейки Керра установить компенсатор – пластинку $\lambda/4$, которая преобразует эллиптически поляризованное излучение в линейно поляризованное, как в схеме эллипсометра на рис.1.5.14. На рис. 1.5.23 показаны те же зависимости, что и на рис. 1.5.22. Видно, что зависимости изменились, и размах сигналов возрос за счет использования двух фотоприемников.

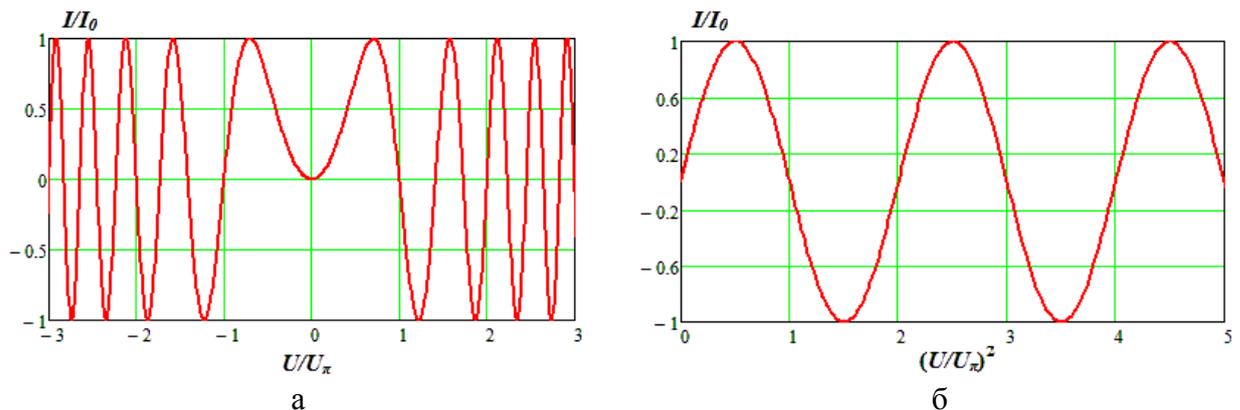


Рис. 1.5.23. Зависимость относительной интенсивности излучения от относительного напряжения (а) и квадрата этого отношения (б) в схеме эллипсометра рис. 1.5.14.

Использование электрооптического эффекта Погкельса

Линейный электрооптический эффект Погкельса наблюдается в пьезоэлектрических кристаллах, находящихся в электрическом поле. В зависимости от направления вектора напряженности электрического поля возникает продольный или поперечный эффект Погкельса, открытый им в 1893 году. Продольный эффект сильнее всего проявляется в кристаллах дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP) и гидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP). На рис. 1.5.24 показана схема эллипсометра, подобная схеме рис. 1.5.14 с ячейкой Погкельса (ЯП), которая представляет собой кристаллическую пластину длиной d , к которой при помощи кольцевых электродов приложено напряжение U . Это напряжение создает в ячейке Погкельса напряженность электрического поля $E=U/d$, которая направлена вдоль направления распространения оптического излучения (продольный эффект Погкельса).

В ячейке Погкельса длиной L между ортогональными составляющими линейно поляризованного света с длиной волны λ_0 возникает разность фаз φ

$$\varphi = \frac{\pi \cdot \tau \cdot n^3 \cdot L \cdot E}{\lambda_0} = \frac{\pi \cdot \tau \cdot n^3 \cdot L \cdot U}{\lambda_0 \cdot d} = \pi \cdot \frac{U}{U_\pi}, \quad (1.5.42)$$

$$\text{где } U_\pi = \frac{d \cdot \lambda_0}{L \cdot \tau \cdot n^3} \quad (1.5.43)$$

- полуволновое напряжение,

n – показатель преломления кристалла,

τ – электрооптический коэффициент Погкельса, который зависит от материала кристалла и направления распространения света по отношению к кристаллографическим осям.

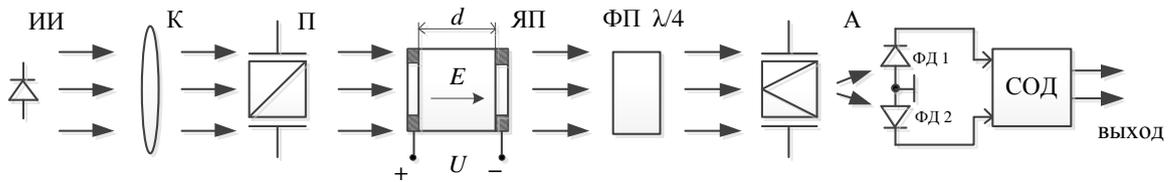


Рис. 1.5.24. Упрощенная схема измерения напряжения с помощью продольного линейного электрооптического эффекта Поккельса.

Отметим, что при использовании для измерения напряжения U продольного эффекта Поккельса $d=L$ и величина полуволнового напряжения (1.5.43) может быть очень большой.

При использовании поперечного электрооптического эффекта Поккельса (рис. 1.5.25) величина полуволнового напряжения может быть значительно меньше, т.к. легко выполнить условие $L \gg d$. Для изготовления поперечных ячеек Поккельса часто используют кристаллы ниобата лития LiNbO_3 , которые широко используются в электрооптических модуляторах света.

На рис. 1.5.25 показана схема эллипсометра, подобная схеме рис. 1.5.24 с поперечной ячейкой Поккельса (ЯП), которая представляет собой кристаллическую пластину длиной L с электродами расположенными на расстоянии d , к которой приложено напряжение U . Это напряжение создает в ячейке Поккельса напряженность электрического поля $E=U/d$, которая направлена перпендикулярно направлению распространения оптического излучения.

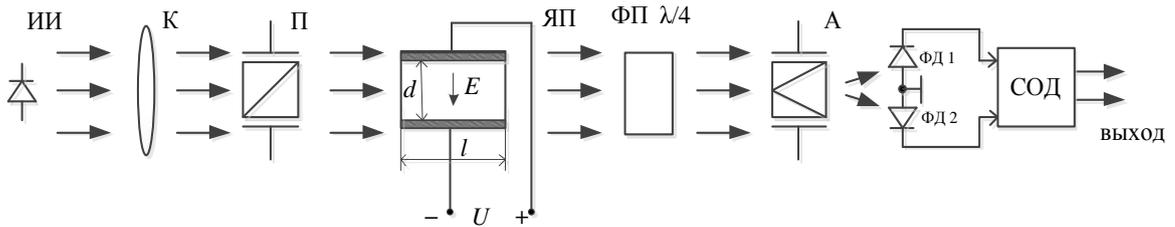
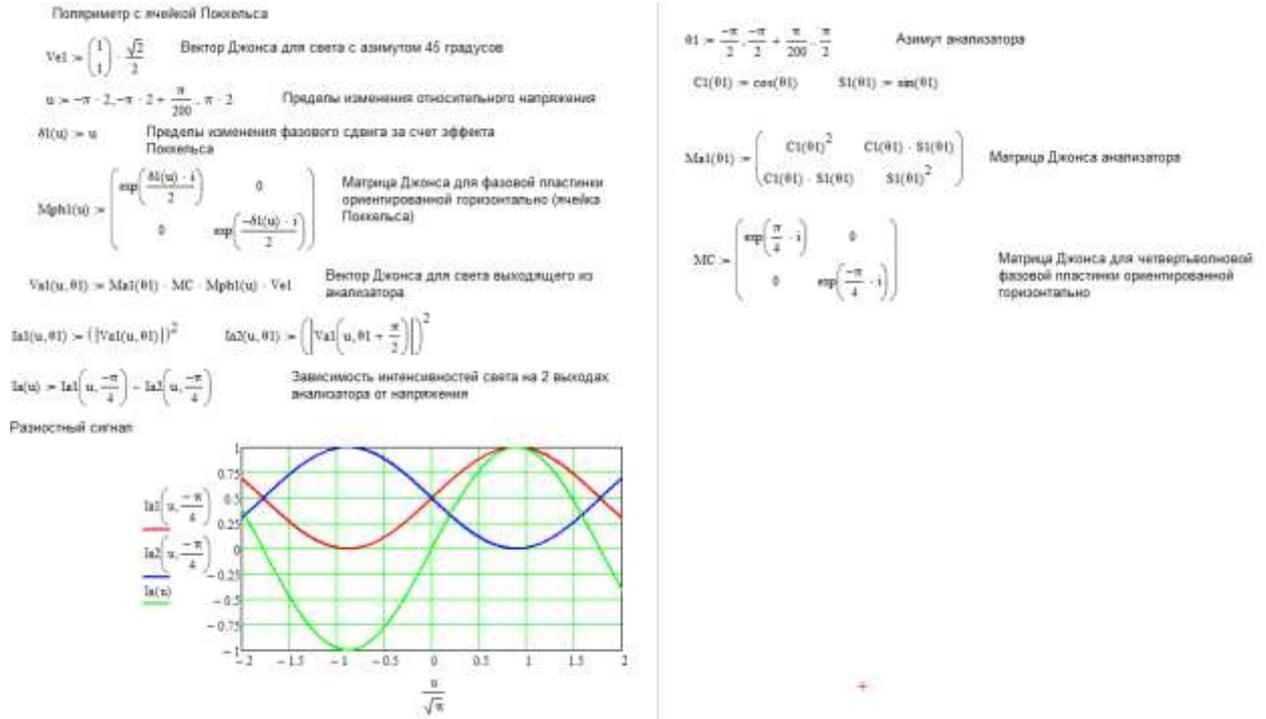


Рис. 1.5.25. Упрощенная схема измерения напряжения с помощью поперечного линейного электрооптического эффекта Поккельса.

Теоретическое описание работы поляриметра для исследования эффекта Поккельса, выполненное методом Джонса, приведено в Примере 13.

Пример 13



Другие применения эффекта Погкельса рассмотрены в приложении 2 «Применения эффекта Погкельса».

Использование электрооптического эффекта электрогирации

Для измерения больших электрических напряжений также может использоваться сравнительно недавно открытый эффект электрогирации в оптических кристаллах. Этот эффект заключается в возникновении или изменении оптической активности в кристаллах находящихся в электрическом поле, которая вызывает поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при его распространении через кристалл, на угол пропорциональный напряженности электрического поля, длине пути света в кристалле и его постоянной электрогирации.

Эффект Фарадея, который также проявляется в повороте плоскости поляризации под действием напряженности магнитного поля, отличается от эффекта электрогирации поведением приращения оптической активности при изменении направления распространения света, то есть при изменении направления света на противоположное, изменение оптической активности при эффекте Фарадея изменяет знак, а при эффекте электрогирации не изменяет. Это позволяет создавать уже рассмотренные нами многопроходные ячейки Фарадея с увеличенной чувствительностью к магнитному полю и не позволяет создавать многопроходные ячейки, использующие эффект электрогирации.

Впервые, описание эффекта электрогирации, возникающего под действием внешнего электрического поля и спонтанной поляризации при сегнетоэлектрических фазовых переходах, было предложено японцем К. Аизу в 1963 г. Практически одновременно с К. Аизу, русский ученый И.С. Желудев предложил описание эффекта электрогирации в 1964 г., который он назвал электрооптической активностью. В 1969 г. украинский ученый О.Г. Влох впервые экспериментально обнаружил эффект электрогирации, индуцированный электрическим полем в кристаллах кварца и определил коэффициенты квадратической электрогирации.

Для измерения больших переменных электрических напряжений эффект электрогирации впервые реально использовал В.Б. Архангельский. В разработанном им

электрооптическом измерительном преобразователе переменного напряжения (рис. 1.5.23), который прошел испытания в энергетических сетях переменного тока, чувствительным элементом является центросимметричный кристалл $NaBi(MoO_4)_2$ длиной от 40 до 110 мм, расположенный по ходу распространения света. К торцам кристалла прижаты прозрачные электроды, в корпусе которых установлены поляризаторы и коллимирующие линзы. Азимуты поляризаторов отличаются на угол 45° , т.е. при отсутствии поля через них проходит половина мощности излучения без учета оптических потерь. Приложенное электрическое поле E увеличивает или уменьшает проходящую мощность в зависимости от направления E или знака U . Излучение с длиной волны 0.85 мкм от излучателя (светоизлучающего диода) подводится к ячейке по световоду. Излучение, прошедшее ячейку, поступает на фотоприемник также по световоду. Световоды изготавливаются из кварца и других качественных диэлектриков, таких как полиэтилен или фторопласт, и позволяют осуществить гальваническую развязку и требуемую электрическую прочность между первичным преобразователем, находящимся на высоком потенциале энергообъекта, и электронного оборудования находящегося на потенциале «земли». Упрощенная схема первичной обработки сигнала измерительного преобразователя напряжения такая же, как и для измерительного преобразователя тока на ячейке Фарадея (рис. 1.5.18б).

Одной из проблем, возникающих при создании измерительных преобразователей напряжения, является электрическая прочность чувствительного элемента, т.е. самого кристалла, к которому приложено измеряемое, часто очень большое электрическое напряжение. Для увеличения электрической прочности чувствительного элемента пространство между электродами вокруг кристалла заполнено трансформаторным маслом.

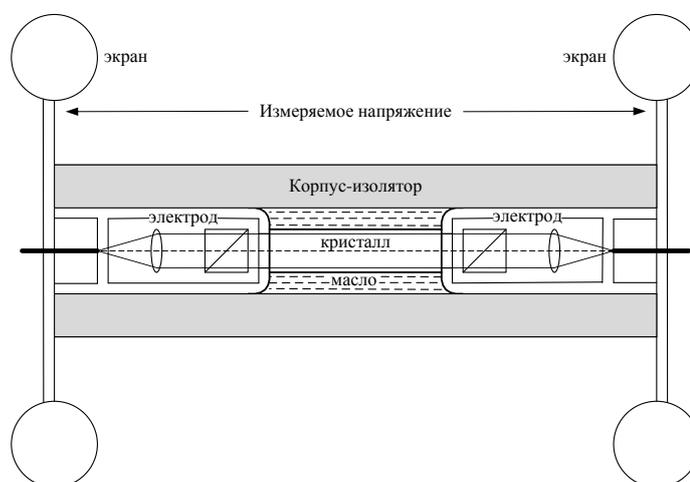


Рис. 1.5.26 Упрощенная конструкция чувствительного элемента электрооптического измерительного преобразователя напряжения

Такая конструкция обеспечивает измерение интегрального значения угла поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе φ на промежутке L между электродами, величина которого пропорциональна напряжению между электродами.

$$\varphi = G \cdot \int_0^L \vec{E} \cdot d\vec{l} = G \cdot U \quad (1.5.44)$$

где: G - постоянная электрогирации кристалла, \vec{E} - вектор напряженности электрического поля на элементе контура $d\vec{l}$.

Следует особо отметить, что такой преобразователь измеряет приложенное к его электродам напряжение, а не напряженность электрического поля, которая может изменяться от влияния внешних факторов.

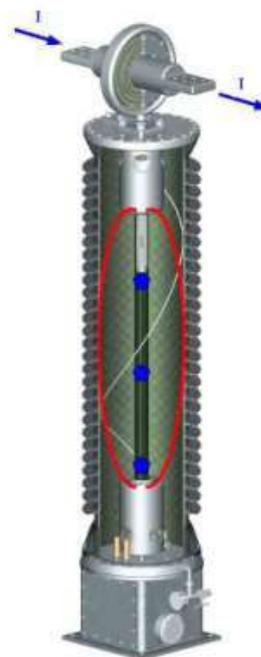
Важным параметром измерительного преобразователя напряжения является постоянная электрогирации G , которая связывает угол поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе с измеряемым напряжением. Она зависит от типа кристалла и длины волны света. В настоящее время исследовано ограниченное число кристаллов пригодных для такого измерительного преобразователя. Это кристаллы $PbMoO_4$ и $NaBi(MoO_4)_2$, имеющие близкие характеристики, поэтому номинальные значения измеряемых напряжений можно выбирать только изменением длины волны света. При изменении длины волны света в диапазоне от 0.60 до 0.95 мкм можно обеспечить угол поворота плоскости поляризации света равным $\frac{1}{2}$ (рад) при номинальных значениях напряжения от 200 до 700 кВ. Однако для измерения таких напряжений необходимо обеспечить необходимую электрическую прочность чувствительного элемента, которая может быть обеспечена только увеличением длины кристалла.

Исследованные кристаллы имеют электрическую прочность порядка 4 кВ/мм, поэтому для обеспечения безотказной работы допустимая напряженность поля в кристалле не должна превышать 1 кВ/мм. В настоящее время могут быть выращены кристаллы длиной 150–200 и более миллиметров, поэтому открываются широкие возможности для увеличения диапазона измеряемых напряжений.

Отметим, что в энергетике необходимо измерять напряжения и токи в одних и тех же сечениях силовой линии электропередачи. Поэтому оптические преобразователи тока и напряжения используются в комплекте. На рис. 1.5.27а. приведены фотографии магнитооптического измерительного преобразователя тока на эффекте Фарадея и электрооптического измерительного преобразователя напряжения на эффекте электрогирации. На рис. 1.5.27б приведена конструкция, совмещающая измерительный преобразователь тока, выполненный на оптическом волокне и измерительный преобразователь напряжения на эффекте Поккельса.



а



б

Рис.1.5.27. Комплект измерительный преобразователь тока и электрооптический измерительный преобразователь напряжения.

Проведены лабораторные испытания опытных образцов этих измерительных преобразователей тока и напряжения и получены следующие результаты:

Магнитооптический измерительный преобразователь переменного тока

| | |
|---|-----------|
| Номинальное значение измеряемого тока, кА | 5-100 |
| Динамический диапазон | 10^4 |
| Амплитудная погрешность измерения, % | 0.2 - 0.5 |
| Угловая погрешность измерения, мин | 2 |

Электрооптический измерительный преобразователь переменного напряжения

| | |
|---|-----------|
| Номинальное значение измеряемого напряжения, кВ | 35-110 |
| Динамический диапазон | 10^4 |
| Амплитудная погрешность измерения, % | 0.2 - 0.5 |
| Угловая погрешность измерения, мин | 2 |