

### Факультатив. Оптическая развязка или оптический диод (продолжение).

В нелинейной лазерной спектроскопии часто используются встречные световые волны одинаковой частоты. Проще всего получить встречную волну при отражении света от зеркала. При этом отраженная световая волна попадает обратно в резонатор лазера через его полупрозрачное выходное зеркало. Складываясь с излучением внутри резонатора лазера, отраженная волна изменяет амплитуду и фазу внутрирезонаторной волны. Внешне это проявляется в неустойчивости частоты и мощности генерации лазера, в который попадает отраженная назад волна.

Чтобы избежать попадания света обратно в резонатор лазера часто используется оптическая развязка.

Типовая оптическая схема опыта приведена на следующем рисунке.



Поляризатор на оптической схеме принято обозначать, как клееную призму, намекая на призмы Николя и Волластона.

В результате свет проходит слева направо, но не проходит справа налево. Это и есть оптический диод или оптическая развязка.

Элементы оптической развязки требуют некоторой настройки, которая возможна только при наличии контроля развязки, как показано на рисунке. Развязка оптимальна, если на приемник контроля развязки не попадает свет.

Оптическая развязка имеет две регулировки. Одна регулировка — это поворот пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  вокруг луча, для достижения угла ровно  $45^\circ$  между направлением линейной поляризации света и главными направлениями пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ . Вторая регулировка — это небольшие наклоны пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  вокруг оси, перпендикулярной лучу. Такие наклоны пластинки изменяют оптическую длину пути луча внутри пластинки и эффективную оптическую толщину пластинки. При изменении оптической толщины изменяется оптическая разность хода. Наклоном пластинки добиваются того, чтобы оптическая разность хода для двух линейных поляризаций была бы точно равна  $\frac{\lambda}{4} + m\lambda$ , где  $m$  — целое число.

### Факультатив. Лазерный гироскоп.

Рассмотрим трехзеркальный кольцевой резонатор лазера.



По сторонам треугольника резонатора бегут две встречные световые волны. Через полупрозрачное зеркало резонатора в правой части рисунка встречные волны выходят в разных направлениях.

На длине треугольника резонатора должно укладываться целое число длин волн. Свет только таких длин волн излучается лазером с кольцевым резонатором. Оптическая длина треугольника одинакова во встречных направлениях, поэтому встречные световые волны имеют одинаковые длины и одинаковые частоты.

Если кольцевой лазер находится во вращающейся системе отсчета, и ось вращения перпендикулярна плоскости треугольника, то частоты встречных волн различаются:

$$\Delta\omega = \frac{8\pi \cdot S\Omega}{\lambda L}.$$

Здесь  $\Delta\omega$  — разность частот встречных волн,  $\lambda$  — средняя длина волны,  $L$  — длина резонатора или его периметр,  $S$  — площадь треугольника лучей,  $\Omega$  — частота вращения резонатора. Заметим, что формула справедлива не только для трехзеркального резонатора, но и для кольцевого резонатора с любым числом зеркал.

Примером вращающейся системы отсчета может быть система отсчета, связанная с Землей.

Разная частота встречных волн во вращающейся системе отсчета связана с тем, что для одной из волн при отражении от очередного зеркала следующее зеркало набегаёт навстречу волне и эффективное расстояние между зеркалами уменьшается. Уменьшение межзеркального расстояния означает уменьшение длины резонатора, как результат — уменьшение длины волны излучения, и увеличение его частоты. Для встречной волны зеркало убегает, поэтому длина резонатора наоборот увеличивается, увеличивается длина волны излучения, уменьшается его частота. Так образуется разность частот встречных волн кольцевого резонатора.

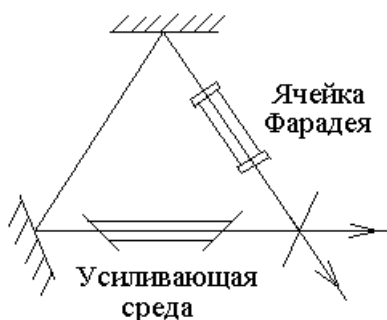
Две световые волны, выходящие из кольцевого резонатора можно направить на один приемник излучения, фототок которого будет испытывать биения или гармонические колебания на частоте, равной разности частот двух световых волн. Приемник излучения и вся система регистрации биений вращается вместе с кольцевым резонатором. Так можно измерить разность частот  $\Delta\omega$  встречных волн кольцевого резонатора, а через нее по формуле

$\Delta\omega = \frac{8\pi \cdot S\Omega}{\lambda L}$  можно рассчитать величину угловой скорости вращения резонатора  $\Omega$ .

Высокая точность измерений позволяет контролировать не только частоту вращения резонатора  $\Omega$ , но и угол поворота, как интеграл от частоты по времени. Измерение углов поворота — это важные вопросы навигации морских судов и самолетов. Традиционно такие измерения производятся с помощью механических гироскопов. По этой причине кольцевой лазер можно рассматривать, как лазерный гироскоп.

-----  
Использование лазерного гироскопа имеет принципиальное затруднение. Дело в том, что теоретическая линейная зависимость разности частот встречных волн  $\Delta\omega$  от угловой скорости вращения  $\Omega$  на практике не выполняется. Связано это с тем, что волна, бегущая по часовой стрелке, частично рассеивается на дефектах в обратном направлении и создает добавку к волне, бегущей против часовой стрелки. Этот взаимный переход энергии из одной волны в другую приводит к затягиванию частоты генерации одной волны к частоте генерации встречной волны. Пока теоретическая разность частот  $\Delta\omega = \frac{8\pi \cdot S\Omega}{\lambda L}$  мала, на практике она оказывается просто нулевой. При увеличении скорости вращения  $\Omega$  разность частот  $\Delta\omega$  отлипает от нулевого значения и далее ведет себя в строгом соответствии с теорией.

Избавиться от мешающего эффекта частотного захвата или залипания разности частот у нулевого значения удастся с помощью внутрирезонаторной ячейки Фарадея.



Помещение ячейки Фарадея в кольцевой резонатор приводит к тому, что оптическая длина резонатора для встречных волн различается даже без вращения резонатора. Вращение резонатора изменяет разность частот встречных волн строго линейно, что позволяет использовать кольцевой резонатор с ячейкой Фарадея в качестве лазерного гироскопа.

### Экзамен. Эффект Керра.

Рассмотрим жидкое изотропное вещество, состоящее из полярных дипольных молекул. Пусть через среду проходит свет, и перпендикулярно

световому лучу приложено постоянное электрическое поле  $\vec{E}$ . В постоянном электрическом поле  $\vec{E}$  вещество приобретает двулучепреломление

$$\Delta n \sim E^2,$$

где  $\Delta n$  — разность показателей преломления двух линейных поляризаций с направлением светового поля вдоль постоянного поля  $\vec{E}$  и перпендикулярно ему.

Жидкость приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, направленной вдоль постоянного внешнего поля  $\vec{E}$ .

Механизм эффекта Керра связан с тем, что молекулы с жестким диполем стремятся повернуться вдоль электрического поля, так как стремятся к минимуму энергии  $W = -(\vec{p}, \vec{E})$ . Обычно полярные молекулы вытянуты вдоль диполя. В этом направлении в молекуле легче смещаются заряды. Следовательно, в этом направлении больше поляризуемость молекулы  $\alpha$  на оптической частоте. С поляризуемостью  $\alpha$  по формуле Лоренц-Лорентца

связан показатель преломления  $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \alpha$ , где  $n$  — показатель преломления среды,  $N$  — концентрация молекул.

Таким образом, поворот молекул вдоль постоянного поля  $\vec{E}$  приводит к оптической анизотропии вещества. Характерное время поворота молекул  $\tau \approx 10^{-11}$  сек.

### **Экзамен. Ячейка Керра — быстрый оптический затвор.**

Кювета с прозрачной жидкостью полярных молекул играет роль фазовой пластинки, управляемой электрическим напряжением, приложенным поперек луча.

Кювету помещают между скрещенными поляризаторами:



Без управляющего электрического поля жидкость изотропна, и скрещенные поляризаторы не пропускают свет.

Управляющее напряжение прикладывают перпендикулярно лучу в направлении, которое составляет угол  $45^\circ$  с направлениями осей поляризаторов.

Свет после первого поляризатора линейно поляризован. В кювете свет двух линейных поляризаций распространяется независимо друг от друга с разной фазовой скоростью, так как среда в электрическом поле имеет два показателя преломления. В результате на выходе из кюветы две линейные поляризации приобретают фазовый сдвиг друг относительно друга. При

сложении колебаний двух линейных поляризаций со сдвигом фаз образуется эллиптически поляризованная световая волна.

На выходе из кюветы образуется свет с эллиптической поляризацией, который не может быть полностью погашен вторым поляризатором.

Следовательно, при включении управляющего поля, свет начинает частично проходить через оптическую систему. Это и есть быстрый оптический затвор.

Время переключения затвора составляет величину  $\tau \approx 10^{-11}$  сек. Этому времени соответствует длина  $c\tau \approx 3$  мм — это минимальная длина светового импульса, который можно получить с помощью оптического затвора на основе ячейки Керра.

Длина кюветы может оказаться заметно длиннее светового импульса. В таком случае важно подавать импульс управляющего напряжения близко к входному окну кюветы, так чтобы электрический импульс распространялся по обкладкам конденсатора вместе с распространением светового импульса.

### **Факультатив. Эффект Погкельса.**

Эффект Погкельса — то же, что и эффект Керра, только вместо жидкости используется кристалл.

Эффект Погкельса линеен по постоянному электрическому полю  $\Delta n \sim E$ , в то время как эффект Керра квадратичен по полю  $\Delta n \sim E^2$ .

Типичный материал для эффекта Погкельса — одноосный кристалл, например, KDP — дигидрофосфат калия:  $\text{H}_2\text{KPO}_4$ .

Напряжение прикладывают вдоль оси кристалла, и свет пускают тоже вдоль оси кристалла.

Две линейные поляризации имеют разные показатели преломления.

Если кристалл поместить между скрещенными поляризаторами, то получится ячейка Погкельса.

### **Факультатив. Эффект Коттона-Мутона.**

Тоже, что и эффект Керра только в постоянном магнитном поле, а не в постоянном электрическом поле.

Жидкость из молекул парамагнетика, молекулы — жесткие магнитные диполи. Магнитные диполи поворачиваются вдоль поля  $\vec{B}$ . В результате жидкость приобретает оптические свойства одноосного кристалла с разными показателями преломления для поляризации света вдоль магнитного поля и перпендикулярно полю:

$$\Delta n \sim B^2.$$

### **Экзамен. Нелинейная оптика.**

Световое поле на частоте  $\omega$  наводит дипольный момент атома на той же частоте  $\omega$ . В линейной оптике считают, что дипольный момент линейно зависит от напряженности светового поля:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}.$$

Величина дипольного момента равна произведению заряда электронной оболочки на величину смещения ее центра масс относительно ядра атома.

Если смещение будет большим, то электронная оболочка оторвется от атома. По этой причине в сильном световом поле  $\vec{E}$  не может быть линейной зависимости  $\vec{p} = \alpha \vec{E}$ .

Для нелинейной зависимости можно считать, что сама поляризуемость не постоянна, а зависит от величины электрического поля.

Если поляризуемость зависит от поля  $\vec{E}$  световой волны, то от него будут зависеть и показатель преломления среды, и коэффициент поглощения среды.

Наличие этих зависимостей приводит к новым оптическим явлениям так называемой нелинейной оптики.

Нелинейная зависимость дипольного момента от напряженности светового поля приводит к нелинейной зависимости поляризации среды от светового поля. Эту зависимость всегда можно представить в виде ряда Тейлора по степеням напряженности светового поля  $E$ :

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots$$

Здесь  $\chi^{(1)} = \chi$  — обычная (линейная) восприимчивость среды для поля  $E$  оптической частоты. Для разреженной среды восприимчивость равна произведению концентрации на поляризуемость одной молекулы  $\chi = N\alpha$ .

### Экзамен. Оптическое удвоение частоты. Оптическое детектирование.

Учтем зависимость поляризуемости атомов или молекул  $\alpha$  от вещественной напряженности электрического поля  $E$  световой волны. Если среда изотропная, то поляризуемость не изменяется при изменении направления вещественного поля  $\vec{E}$  на противоположное. В таком случае разложение поляризуемости в ряд Тейлора содержит только четные степени поля  $E$ . Для анизотропной среды поляризуемость может иметь и нечетные степени в разложении по степеням поля  $E$ . Для слабого поля оставим только первую поправку к поляризуемости:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 E.$$

Тогда

$$p = \alpha E = \alpha_0 E + \alpha_1 E^2.$$

Пусть световое поле имеет вид

$$E = E_0 \cdot \cos(\omega t), \text{ тогда}$$

$$p = \alpha_0 E_0 \cos(\omega t) + \alpha_1 E_0^2 \cos^2(\omega t) \quad \Rightarrow$$

$$p = \alpha_0 E_0 \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \alpha_1 E_0^2 + \frac{1}{2} \alpha_1 E_0^2 \cos(2\omega t)$$

Диполь кроме колебаний на частоте поля  $\omega$  испытывает колебания на удвоенной частоте  $2\omega$ .

Если излучения разных диполей на частоте  $2\omega$  будут синфазными, то излучение на частоте  $2\omega$  будет иметь большую амплитуду. Это так называемое условие синхронизма.

-----  
Постоянное слагаемое  $\frac{1}{2}\alpha_1 E_0^2$  создает постоянный дипольный момент в каждой молекуле. Эти наведенные световым полем постоянные диполи создают постоянное электрическое поле вокруг среды.

Эффект возникновения этого постоянного электрического поля называют оптическим детектированием.

### Экзамен. Самофокусировка.

Показатель преломления изотропной среды в сильном световом поле изменяется. Для изотропной среды в разложении показателя преломления в ряд Тейлора будут только четные степени напряженности светового поля. Если учесть только первое слагаемое в разложении по степеням поля, то

$$n = n_0 + n_2 E^2.$$

В изотропной среде нет линейного по полю слагаемого, так как изменение направления светового поля на противоположное направление не может изменить показатель преломления изотропной среды, иначе среда была бы анизотропной.

Добавка к показателю преломления может быть как положительной, так и отрицательной.

Если добавка положительная, то показатель преломления в лазерном луче увеличивается.

В среде с переменным показателем преломления свет поворачивает в сторону увеличения показателя преломления.

Если изменение показателя преломления достаточно велико, то лазерный луч самостоятельно фокусируется в нелинейной среде, а затем не расходится и распространяется далее в виде тонкого шнура.

Это и есть самофокусировка луча.

### Экзамен. Комбинационное или рамановское рассеяние света.

Рассеяние Рамана не наблюдается в среде, состоящей из отдельных атомов, а только в молекулярных средах.

Колебания атомов молекулы на частоте  $\Omega$  приводят к колебаниям поляризуемости молекулы  $\alpha$ :

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}.$$

Вдали от линии поглощения сдвиг фаз между векторами  $\vec{p}$  и  $\vec{E}$  можно не учитывать, тогда можно рассмотреть вещественные векторы  $\vec{p}$  и  $\vec{E}$ . Изменение поляризуемости в результате колебаний атомов молекулы имеет вид:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot \cos(\Omega t).$$

Рассмотрим колеблющуюся молекулу в световом поле с частотой  $\omega$ . Колебания поляризуемости с частотой  $\Omega$  приводят к тому, что электрический диполь молекулы в световом поле совершает колебания не на одной частоте  $\omega$ , а на трех частотах  $\omega, \omega \pm \Omega$ :

$$\begin{aligned} p &= \alpha E = (\alpha_0 + \alpha_1 \cos(\Omega t)) \cdot E_0 \cos(\omega t) = \\ &= E_0 \cdot (\alpha_0 \cos(\omega t) + \alpha_1 \cos(\Omega t) \cos(\omega t)) = \\ &= E_0 \cdot \left( \alpha_0 \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \alpha_1 \cos((\omega + \Omega)t) + \frac{1}{2} \alpha_1 \cos((\omega - \Omega)t) \right). \end{aligned}$$

На этих же трех частотах  $\omega, \omega \pm \Omega$  молекула излучает или, как говорят, рассеивает свет.

Излучение на частоте  $\omega - \Omega$  называют стоксовой компонентой рассеяния, излучение на частоте  $\omega + \Omega$  — антистоксовой компонентой рассеяния.

-----

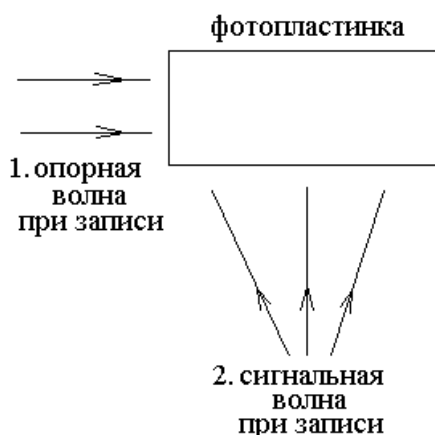
Вынужденное комбинационное рассеяние — это случай, при котором биения частот падающего и рассеянного излучения заметно раскачивают колебания молекулы на частоте биений  $\Omega$ . Увеличение колебаний молекулы приводит к увеличению рассеяния и т. д. В результате при вынужденном рассеянии рассеянная волна становится соизмеримой с падающей волной.

-----

Иногда комбинационным рассеянием называют любой процесс с излучением и поглощением света на разных, но близких, частотах. Процесс может происходить не только с молекулами, но и с атомами. Это комбинационное рассеяние в широком смысле.

### **Факультатив. Обращение волнового фронта (вариант 1). Динамическая голография или четырехволновое взаимодействие.**

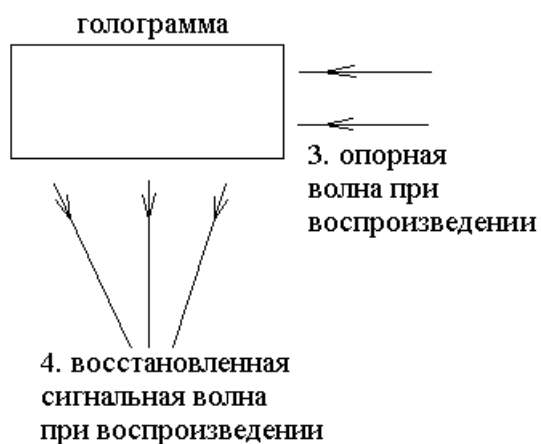
Рассмотрим запись толстослойной голограммы.



Обернем во времени картину распространения обеих световых волн опорной и сигнальной. Интерференционная картина в среде фотопластинки при этом не изменится, так как в каждой точке среды сохранится модуль разности фаз интерферирующих волн. Следовательно, ту же голограмму можно было записать, если обе волны направить обратно.

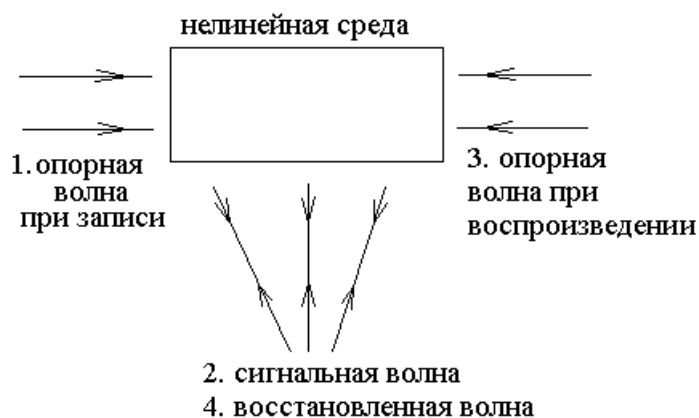


При воспроизведении голограммы направим опорную волну во встречном направлении. Тогда восстановленная сигнальная волна тоже изменит направление на противоположное в соответствии со вторым возможным вариантом направления волн при записи голограммы.



Если при записи голограммы была расходящаяся сигнальная волна, то при воспроизведении получится сходящаяся волна. Это и есть обращение волнового фронта волны при воспроизведении голограммы.

-----  
 В динамической голограмме одновременно присутствуют все четыре рассмотренные волны. По этой причине это явление называют еще четырехволновым взаимодействием. В этом случае запись и воспроизведение голограммы происходит одновременно.



Если в обычной голограмме запись происходит с помощью фотоматериала, то в динамической голограмме вместо фотоматериала используется нелинейная оптическая среда.

В любой прозрачной среде в сильном световом поле показатель преломления изменяется. Если среда изотропная, то показатель преломления не изменяется при изменении направления вещественного поля  $\vec{E}$  на противоположное. В таком случае разложение показателя преломления в ряд Тейлора содержит только четные степени поля  $E$ . Обычно, рассматривая зависимость показателя преломления от светового поля, ограничиваются учетом только первой исчезающей поправки в этом разложении:

$$n = n_0 + n_2 E^2.$$

В динамической голограмме опорная световая волна 1 и сигнальная волна 2, взаимодействуя с нелинейной средой, изменяют ее показатель преломления в соответствии с объемной интерференционной картиной. В каждом плоском слое нелинейной среды интерференционные полосы изменения показателя преломления образуют фазовую дифракционную решетку. Опорная волна 3 дифрагирует на этой решетке, образуя сигнальную волну 4.

Можно считать, что любая волна из двух опорных волн, нелинейно взаимодействуя в среде с любой из двух сигнальных волн, формирует в среде динамическую голограмму. Энергия второй опорной волны при воспроизведении этой голограммы перекачивается в энергию второй сигнальной волны. Происходит перекачка энергий из опорных волн в сигнальные волны, то есть из сильных волн в слабые волны. Это и есть четырехволновое взаимодействие.

### **Факультатив. Обращение волнового фронта (вариант 2). Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ).**

В твердом теле всегда присутствуют акустические волны всех возможных направлений и частот только с очень малой шумовой амплитудой. Эти волны образуются в результате термодинамических флуктуаций плотности среды. В максимумах и минимумах акустической волны разная плотность среды и разная величина показателя преломления. То есть акустическая волна представляет собой фазовую объемную дифракционную решетку, которую можно рассматривать, как толстослойную голограмму.

Рассеяние света на волнах акустических флуктуаций — это рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

-----

Если световая волна достаточно сильная, то происходит так называемое вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна или обращение волнового фронта. Среду, в которой наблюдается такое обращение волнового фронта, называют ВРМБ-зеркалом.

Рассмотрим акустическую волну, поверхности равных фаз которой совпадают с поверхностями равных фаз световой волны. Фронт акустической волны можно рассматривать, как движущееся зеркало. Если зеркала расположены с шагом  $\frac{\lambda}{2}$ , где  $\lambda$  — длина световой волны, то отраженные от фронтов акустической волны световые волны будут синфазны. Частота акустической волны находится из условия, что длина акустической волны равна половине длины световой волны. От большого количества слабых зеркал отражается световая волна с большой амплитудой.

Две встречные световые волны образуют стоячую волну. Среда втягивается в пучности стоячей световой волны. Таким образом, если рассеянная назад световая волна уже есть, то она поддерживает акустическую

волну, которая создает рассеянную назад световую волну. Это и есть вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

Акустическая волна — это бегущая волна. При вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна раскачивается убегающая от световой волны акустическая волна. Можно сказать, что световое поле, отражаясь от акустической волны назад, толкает акустическую волну вперед. Рассеянное назад световое излучение с частотой  $\omega$  оказывается сдвинутым по частоте на частоту акустической волны  $\Omega$ :  $\omega - \Omega$ , где  $\Omega \ll \omega$ . Сдвиг частоты объясняется эффектом Доплера при отражении от убегающего зеркала.