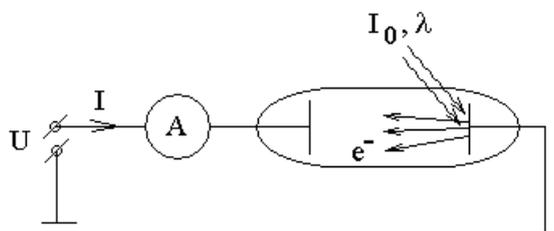


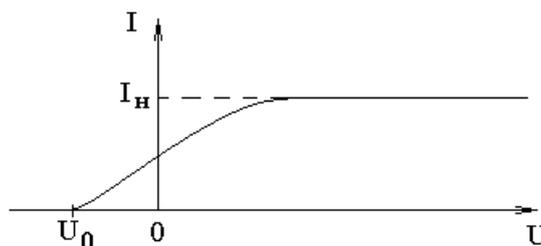
Экзамен. Фотоэффект. опыты Столетова. Красная граница фотоэффекта.
Формула Эйнштейна.

Фотоэффект — выбивание светом электронов из вещества.

Столетов измерял зависимость фототока тока I от напряжения U , длины волны света λ и интенсивности света I_0 в следующей схеме эксперимента. Будем считать, что внутреннее сопротивление источника напряжения равно нулю.



Экспериментально наблюдалась следующая зависимость фототока от напряжения:



Рассмотрим график подробнее.

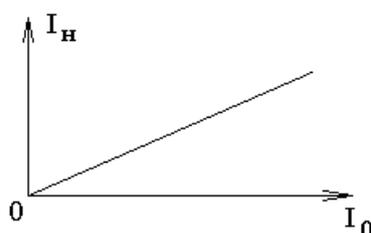
При нулевом напряжении $U = 0$ в схеме течет ток, так как электроны, выбитые светом из правого электрода, частично прилипают к левому электроду, образуя электрический ток.

Чтобы ток электронов остановить, нужно приложить запирающее напряжение U_0 , которое отталкивает подлетающие электроны. Это напряжение U_0 позволяет вычислить максимальную скорость выбиваемых электронов:

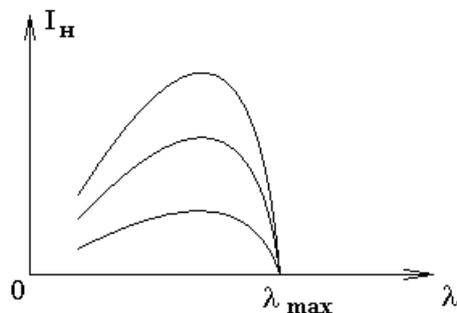
$$|eU_0| = \frac{mV_{\max}^2}{2} \quad \text{— ток электронов прекращается, когда источник}$$

запирающего напряжения забирает всю кинетическую энергию выбитых электронов.

При некотором положительном напряжении все выбитые светом из первого электрода электроны собираются на втором электроде. При таком и более положительном напряжении ток достигает значения своего насыщения I_H . Из экспериментов Столетова следовало, что ток насыщения I_H пропорционален интенсивности света I_0 .



Другой экспериментальный график зависимости тока насыщения I_H от длины волны света λ при разных интенсивностях света I_0 :



Если длина волны света больше некоторого максимального значения $\lambda > \lambda_{\max}$, то фототока нет независимо от величины интенсивности облучающего электрод света.

Наличие λ_{\max} называют красной границей фотоэффекта.

Эйнштейн дал интерпретацию результатов опытов, предположив, что свет может поглощаться только порциями энергии $h\nu = \hbar\omega$ или квантами.

Тогда по закону сохранения энергии получаем

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mV_{\text{max}}^2}{2} \text{ — формулу Эйнштейна для фотоэффекта.}$$

Здесь $h\nu$ — энергия кванта света, которая расходуется на работу выхода электрона из вещества $A_{\text{вых}}$ и остается в виде кинетической энергии электрона

$\frac{mV^2}{2}$. До выхода из вещества электрон может растерять часть энергии при неупругих столкновениях с другими электронами и ионами металла. Если электрон не потерял никакой части энергии, то скорость вылетевшего электрона будет максимальной, поэтому в уравнение Эйнштейна входит именно

$\frac{mV_{\text{max}}^2}{2}$, а не $\frac{mV^2}{2}$. Работа выхода электрона $A_{\text{вых}}$ — это работа необходимая для извлечения электрона из вещества. Эта энергия связи — табличная величина, своя для каждого вещества.

Из формулы Эйнштейна $h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mV_{\text{max}}^2}{2}$ следует, что $h\nu \geq A_{\text{вых}}$, и минимальная частота света, который выбивает электроны:

$$h\nu_{\min} = A_{\text{вых}} \quad \Rightarrow \quad \nu_{\min} = \frac{A_{\text{вых}}}{h}$$

$$\lambda\nu = c \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\max}\nu_{\min} = c \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\min}} = \frac{ch}{A_{\text{вых}}} \quad \Rightarrow$$

$$\lambda_{\max} = \frac{ch}{A_{\text{вых}}} \text{ — красная граница фотоэффекта.}$$

Фотоэффект является наиболее убедительным подтверждением квантовой природы света.

Экзамен. Эффект Комптона.

При рассеянии рентгеновского излучения на атомах твердой мишени появляется рассеянное излучение, которое имеет другую длину волны. Эффект Комптона состоит в том, что при рассеянии рентгеновских лучей на веществах с небольшим атомным номером изменение длины волны зависит только от угла рассеяния и больше ни от чего, ни от вещества на котором происходит рассеяние, ни от длины волны рентгеновского излучения.

У легких элементов мал заряд атомного ядра, поэтому мала энергия связи любого электрона с ядром. Энергия связи мала по сравнению с энергией фотона, поэтому можно считать, что фотон рассеивается на свободном электроне.

Рассмотрим задачу рассеяния рентгеновского фотона на свободном электроне на основе законов сохранения энергии и импульса.

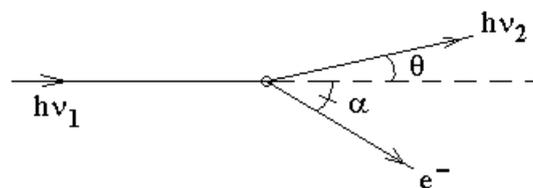
Для любой релятивистской частицы справедливо следующее соотношение между энергией и импульсом: $\left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2 = (m_0c)^2$, где m_0 — масса покоя частицы. Для фотона масса покоя равна нулю $m_0 = 0$, поэтому

$p = \frac{E}{c}$. Следовательно

$$\begin{cases} E = h\nu \\ p = \frac{h\nu}{c} \end{cases} \text{ — энергия и импульс фотона.}$$

Для электрона можно воспользоваться выражениями для кинетической энергии и импульса в нерелятивистской форме, так как рассматриваемые энергии (в частности энергия рентгеновского фотона $h\nu$) гораздо меньше энергии покоя электрона $m_e c^2$.

Рассмотрим диаграмму процесса рассеяния:



Напишем уравнения сохранения для энергии и для двух проекций импульса:

$$\begin{cases} hv_1 = hv_2 + \frac{m_e V^2}{2} \\ \frac{hv_1}{c} = \frac{hv_2}{c} \cdot \cos(\theta) + m_e V \cdot \cos(\alpha) \\ 0 = \frac{hv_2}{c} \cdot \sin(\theta) - m_e V \cdot \sin(\alpha) \end{cases}$$

Это три уравнения для трех неизвестных: v_2, V, α . Заметим, что угол θ мы будем рассматривать не как неизвестную величину, а как переменный параметр задачи. Дело в том, что при одинаковых начальных условиях рентгеновский квант может рассеиваться и рассеивается в разных направлениях θ .

Преобразуем уравнения 2 и 3 к следующему виду:

$$\begin{cases} m_e V \cdot \cos(\alpha) = \frac{h}{c} \cdot (v_1 - v_2 \cdot \cos(\theta)) \\ m_e V \cdot \sin(\alpha) = \frac{h}{c} \cdot v_2 \cdot \sin(\theta) \end{cases}$$

Исключим угол α из этих уравнений. Для этого возведем уравнения в квадрат и сложим их. В результате получим

$$m_e^2 V^2 = \frac{h^2}{c^2} \cdot (v_1^2 - 2v_1 v_2 \cdot \cos(\theta) + v_2^2 \cdot \cos^2(\theta) + v_2^2 \cdot \sin^2(\theta)).$$

С учетом $\sin^2(\theta) + \cos^2(\theta) = 1$ получим

$$m_e^2 V^2 = \frac{h^2}{c^2} \cdot (v_1^2 - 2v_1 v_2 \cdot \cos(\theta) + v_2^2).$$

Добавим и вычтем $2v_1 v_2$ и получим

$$m_e^2 V^2 = \frac{h^2}{c^2} \cdot (v_1^2 - 2v_1 v_2 \cdot \cos(\theta) + v_2^2 - 2v_1 v_2 + 2v_1 v_2) \quad \Rightarrow$$

$$m_e^2 V^2 = \frac{h^2}{c^2} \cdot (v_1^2 - 2v_1 v_2 + v_2^2 + 2v_1 v_2 - 2v_1 v_2 \cdot \cos(\theta)) \quad \Rightarrow$$

$$m_e V^2 = \frac{h^2}{m_e c^2} \cdot ((v_1 - v_2)^2 + 2v_1 v_2 \cdot (1 - \cos(\theta))).$$

Левую часть равенства можно выразить иначе из уравнения

$$hv_1 = hv_2 + \frac{m_e V^2}{2} \quad \Rightarrow$$

$$m_e V^2 = 2h(v_1 - v_2).$$

Приравняем оба полученных выражения для $m_e V^2$ и получим

$$2h(\nu_1 - \nu_2) = \frac{h^2}{m_e c^2} \cdot \left((\nu_1 - \nu_2)^2 + 2\nu_1\nu_2 \cdot (1 - \cos(\theta)) \right).$$

На этом задача фактически решена, так как для каждого значения угла θ получено свое значение частоты рассеянного света ν_2 .

Преобразуем результат к более традиционной форме с учетом неравенства $h\nu \ll m_e c^2$ энергия фотона много меньше энергии покоя электрона. Тогда

$$\frac{h(\nu_1 - \nu_2)}{m_e c^2} \ll 2 \quad \Rightarrow \quad \frac{h^2(\nu_1 - \nu_2)^2}{m_e c^2} \ll 2h(\nu_1 - \nu_2).$$

Учтем последнее неравенство, чтобы пренебречь первым слагаемым в правой части уравнения $2h(\nu_1 - \nu_2) = \frac{h^2}{m_e c^2} \cdot \left((\nu_1 - \nu_2)^2 + 2\nu_1\nu_2 \cdot (1 - \cos(\theta)) \right)$ и отбросить его. Тогда получим

$$2h(\nu_1 - \nu_2) = \frac{2h^2\nu_1\nu_2(1 - \cos(\theta))}{m_e c^2}.$$

Разделим это равенство на произведение $2h\nu_1\nu_2$ и получим

$$\frac{1}{\nu_2} - \frac{1}{\nu_1} = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta)).$$

Умножим это уравнение на c и получим

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta)) \quad \Rightarrow$$

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{2h}{m_e c} \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right),$$

Здесь $\lambda_2 - \lambda_1$ — изменение длины волны рентгеновского света при неупругом рассеянии, m_e — масса покоя электрона, θ — угол рассеяния рентгеновского излучения.

Экзамен. Световое давление. Корпускулярная и волновая трактовки.

1). Корпускулярная трактовка давления света.

Рассмотрим свет, который нормально падает на площадку и полностью поглощается.

Давление — это сила, деленная на площадь $P = \frac{F}{S}$. Сила — это импульс,

деленный на время $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$, или импульс света, который в единицу времени падает на площадку. Тогда давление — это импульс, который в единицу времени падает на единицу площади или плотность потока импульса.

Для фотона импульс и энергия связаны следующим соотношением:

$$p = mV = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{E}{c} \quad \Rightarrow$$

$$p = \frac{E}{c}.$$

Сравним давление P или плотность потока импульса $\frac{dp}{dt dS}$ с интенсивностью I или плотностью потока энергии $\frac{dE}{dt dS}$ (обычно мы писали это чуть иначе, как $\frac{dW}{dt dS}$). Между ними будет тот же коэффициент $\frac{1}{c}$, что и между импульсом и энергией фотона $p = \frac{E}{c}$:

$$P = \frac{I}{c}.$$

Здесь P — давление света, I — интенсивность света.

Можно показать, что интенсивность света связана с объемной плотностью энергии следующим соотношением: $I = wc$, тогда

$$P = w.$$

Если свет не поглощается поверхностью, а полностью отражается от нее, то изменение импульса световых фотонов удваивается, соответственно удваивается и давление света:

$$P = 2\frac{I}{c},$$

где I — интенсивность одной бегущей волны.

2). Волновая трактовка давления света.

Пусть линейно поляризованный свет нормально падает на идеальное металлическое зеркало и полностью отражается.

Поле \vec{E} световой волны вызывает электрический ток в тонком поверхностном слое металла.

Со стороны магнитного поля \vec{B} световой волны на заряды этого тока действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_L = \frac{q}{c} [\vec{V}, \vec{B}].$$

Эта сила и создает давление света. И действительно, определим направление силы:

$$\begin{cases} \vec{V} \parallel \vec{E} \\ \vec{F}_L \perp \vec{V} \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \vec{F}_L \perp \vec{E}.$$

Кроме того, $\vec{F}_L \perp \vec{B}$, что следует из $\vec{F}_L = \frac{q}{c} [\vec{V}, \vec{B}]$. Тогда

$$\begin{cases} \vec{F}_L \perp \vec{E} \\ \vec{F}_L \perp \vec{B} \end{cases} \text{аналогично вектору Пойнтинга } \vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{H}] \quad \Rightarrow$$

$$\begin{cases} \vec{S} \perp \vec{E} \\ \vec{S} \perp \vec{B} \end{cases}$$

Следовательно, сила Лоренца направлена так же, как и вектор Пойнтинга — вдоль луча и перпендикулярно рассматриваемой отражающей поверхности металла.

Факультатив. Эффект Фарадея.

Пусть свет распространяется в среде вдоль магнитного поля. Эффект Фарадея состоит в том, что плоскость поляризации света поворачивается по мере его распространения в среде. Угол поворота φ пропорционален магнитному полю \vec{B} и пройденному пути z .

$\varphi = \alpha B z$, где α — константа, которая зависит от типа атомов, их концентрации и частоты света.

Световое поле раскачивает диполи среды. Согласно теореме Лармора в магнитном поле электронная оболочка атома, как целое, вращается с угловой скоростью

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}.$$

Здесь $\vec{\Omega} \uparrow \uparrow \vec{B}$.

Магнитное поле поворачивает диполи, но световое поле снова раскачивает эти же диполи вдоль электрического поля \vec{E} световой волны. В результате диполи колеблются не вдоль поля \vec{E} , а под некоторым углом к нему. Излучение плоского слоя таких диполей имеет поляризацию, направленную вдоль линии колебаний каждого диполя. В результате интерференции этого излучения с полем падающей световой волны получается волна с поляризацией несколько развернутой в направлении колебаний диполя. Эта волна раскачивает диполи следующего слоя среды уже в направлении новой поляризации, и т. д.

Реальное явление осложнено тем, что излучение слоя диполей сдвинуто по фазе относительно падающей световой волны. Поэтому количественный анализ эффекта основан на том, как изменяются в магнитном поле показатели преломления двух круговых поляризаций света. Круговая поляризация, в которой направление вращения вектора \vec{E} совпадает с направлением ларморовской прецессии $\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}$ в магнитном поле, называется σ^+

компонентой света. Для σ^- компоненты света вектор \vec{E} вращается навстречу ларморовской прецессии. Заметим, что направления левой и правой круговой

поляризации привязано к направлению луча, а направления σ^+ и σ^- компонент привязаны к направлению магнитного поля.

Без магнитного поля частоты σ^+ и σ^- компонент одинаковы. Если рассмотреть излучение вращающегося электрического диполя в магнитном поле, то к вращению диполя добавляется вращение с частотой ларморовской прецессии $\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}$. Если угловая скорость вращения диполя совпадает с магнитным полем, то к частоте вращения диполя добавляется частота ларморовской прецессии. Если диполь вращается во встречном направлении, то вычитается. В результате σ^+ и σ^- компоненты излучения диполя сдвигаются по частоте в разные стороны: $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$, где $\Omega \ll \omega_0$. Это так называемый эффект Зеемана, который вы будете проходить в курсе атомной физики.

Пусть $(n^+ - 1)$ и $(n^- - 1)$ — добавки к показателю преломления для двух поляризаций σ^+ и σ^- . Тогда

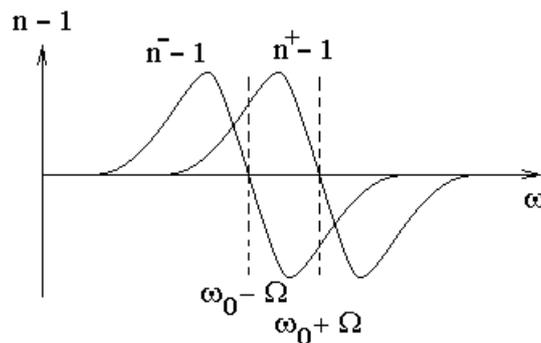


Рисунок сделан не в масштабе. Оба всплеска для $(n^- - 1)$ и для $(n^+ - 1)$ имеют очень малую относительную ширину. В таком случае из рисунка следует, что почти для всех частот выполняется неравенство $n^- > n^+$. Следовательно, σ^- -компонента распространяется медленнее и отстает по фазе от σ^+ -компоненты. Опережение σ^+ -компоненты приводит к повороту суммарной линейной поляризации в сторону вращения σ^+ -компоненты. σ^+ -компонента вращается в ту же сторону, что и вращение электронной оболочки с частотой $\vec{\Omega} \uparrow \uparrow \vec{B}$. Таким образом, оба объяснения эффекта Фарадея приводят к одинаковому направлению поворота линейной поляризации почти для всех частот спектра.

Заметим, что поворот поляризации образует правый винт с направлением магнитного поля, а не с направлением луча.

Факультатив. Естественное вращение плоскости поляризации.

В эффекте Фарадея плоскость поляризации света поворачивается в магнитном поле. Среда может поворачивать плоскость поляризации и без магнитного поля.

В картонную коробку насыпем стальные пружины, закрученные в одну и ту же сторону. Если через коробку пропустить радиочастотное излучение, то линейная поляризация электромагнитного поля поворачивается при прохождении через коробку. Угол поворота пропорционален длине коробки.

Аналогично в оптическом диапазоне. Если молекула закручена, как пружина или спираль, то среда из таких молекул поворачивает поляризацию света.

Это и есть естественное вращение плоскости поляризации — вращение без магнитного поля.

Пример спиральных молекул — молекула сахара. Все молекулы природного сахара закручены в одну сторону. Раствор такого сахара в воде поворачивает плоскость поляризации.

Другой пример — вращение плоскости поляризации при распространении света вдоль оптической оси кристаллического кварца. Заметим, что плавленый кварц не вращает плоскость поляризации света.

Факультатив. Оптическая развязка или оптический диод.

На основе эффекта Фарадея можно сделать устройство, которое в одну сторону свет пропускает, а в другую — нет. Это так называемая оптическая развязка или оптический диод. Пусть прозрачный стержень с продольным магнитным полем поворачивает линейную поляризацию на 45° за счет эффекта Фарадея. На торцы стержня приклеим поляризаторы так, чтобы угол между осями поляризаторов был бы равен тем же 45° . Если свет линейной поляризации в одну сторону полностью пропускается обоими поляризаторами, то для света во встречном направлении поляризация повернется так, что второй поляризатор полностью не пропустит этот свет.

Другой вариант оптической развязки — это пара элементов: поляризатор и пластинка $\frac{\lambda}{4}$.

Через поляризатор проходит линейно поляризованный свет. Плоскость пластинки $\frac{\lambda}{4}$ направлена перпендикулярно падающему на нее лучу, а оси пластинки $\frac{\lambda}{4}$ направлены под углом 45° к направлению вектора \vec{E} пропущенной поляризатором световой волны.

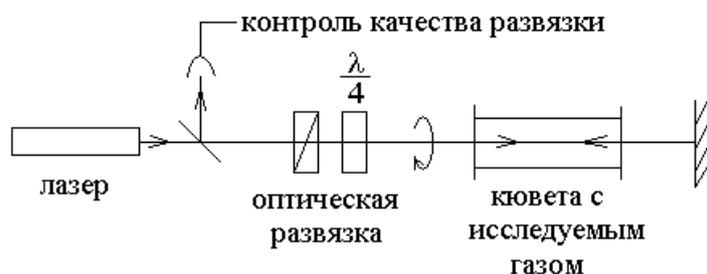
На выходе пластинки $\frac{\lambda}{4}$ при сложении двух линейных поляризаций с разностью фаз $\frac{\pi}{2}$ получается свет с круговой поляризацией. Мысленно отразим эту картину во времени. Тогда свет пойдет во встречном направлении, и поле

\vec{E} будет вращаться в другую сторону. Этот свет пройдет через пластинку $\frac{\lambda}{4}$, превратится в линейно поляризованный свет и без потерь пройдет через поляризатор. Если же теперь вместо отражения во времени отразить свет от зеркала, то направление вращения вектора \vec{E} при отражении не изменится. Поэтому свет с этой круговой поляризацией после пластинки $\frac{\lambda}{4}$ превратится в свет линейной поляризации ортогональной к исходной линейной поляризации. Этот свет поляризатор не пропустит.

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° 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 $\frac{\lambda}{4}$.

Факультатив. Невзаимный элемент или ячейка Фарадея.

В эффекте Фарадея поворот поляризации света образует правый винт с направлением магнитного поля, а не с направлением луча света. Это позволяет создать ячейку Фарадея.

Ячейка Фарадея — прозрачный стержень, оптическая длина которого различается во встречных направлениях.

Ячейка представляет собой стеклянный стержень с наклеенными на торцы пластинками $\frac{\lambda}{4}$. Вдоль оси стержня включают постоянное магнитное поле.

Пусть вдоль стержня идет циркулярно поляризованная волна. Тогда входит в ячейку и выходит из ячейки линейно поляризованный свет. Направление линейной поляризации составляет 45° с главными направлениями пластинки $\frac{\lambda}{4}$. Поворотом одной из пластинок $\frac{\lambda}{4}$ до ее приклеивания к стержню можно добиться того, чтобы входящая и выходящая в ячейку волны были линейно поляризованы вдоль одного и того же направления.

Рассмотрим, как свет проходит одну из торцевых пластинок $\frac{\lambda}{4}$. Пусть на входе в пластинку свет циркулярно поляризован, тогда на выходе — линейно поляризованный свет. Рассмотрим это явление во времени в обратную сторону. Свет из линейно поляризованного превращается в циркулярно поляризованный свет, но при обращении во времени вращающийся вектор \vec{E} изменяет направление вращения. Следовательно, если на ячейку Фарадея в обоих направлениях падает линейно поляризованный свет, то в стержне встречные световые волны имеют циркулярные поляризации с вращением вектора \vec{E} во встречных направлениях. Одна из встречных волн — σ^+ -компонента, а другая — σ^- -компонента. Показатели преломления для этих двух волн n^+ и n^- различаются в магнитном поле, и оптические длины ячейки n^+l и n^-l тоже различаются, здесь l — геометрическая длина стержня.

Таким образом, оптическая длина ячейки Фарадея различается во встречных направлениях.

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, λ — средняя длина волны, L — длина резонатора или его периметр, S — площадь треугольника лучей, Ω — 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 Ω .

Высокая точность измерений позволяет контролировать не только частоту вращения резонатора Ω , 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 Ω 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 Ω 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.

Факультатив. 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 Δn — 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 α на оптической частоте. С поляризуемостью α 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.

Факультатив. 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° 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: H_2KPO_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:

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