

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.7.3

Изучение поляризованного света

выполнила студентка группы Б03-303

Мария Шишкарёва



Долгопрудный, 2025 г.

1 Цель работы:

ознакомление с методами получения и анализа поляризованного света

2 В работе используются:

оптическая скамья с осветителем; зелёный светофильтр; два поляроида; чёрное зеркало; полированная эбонитовая пластинка; стопа стеклянных пластинок; слюдяные пластинки различной толщины; пластинки в $1/4$ и $1/2$ длины волны; пластинка в одну длину волны для зелёного света (пластинка чувствительного оттенка).

3 Теоретические сведения:

3.1 Естественный и поляризованный свет

Векторы **Е** и **Н** взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (вектору **к**). В любой точке пространства ориентация пары векторов **Е** и **Н** в плоскости может меняться со временем и в зависимости от характера этого изменения различают естественный и поляризованный свет.

Естественный свет - свет, у которого ориентация векторов **Е** и **Н** в результирующей волне хаотически изменится во времени, так что в плоскости, перпендикулярной вектору **к**, все направления в среднем равноправны.

Поляризованный свет - свет, у которого пара векторов **Е** и **Н** не изменяет со временем своей ориентации. Плоскость **Е** и **к** в этом случае называют *плоскостью колебаний*

Наиболее общим типом поляризации является эллиптическая поляризация (конец вектора **Е** описывает эллипс). Частные случаи: круговая поляризация, линейная поляризация.

При теоретическом рассмотрении различных типов поляризации часто бывает удобно проектировать вектор **Е** в некоторой точке пространства на два взаимно перпендикулярных направления:

$$E_x = E_{x0}\cos(kz - \omega t), E_y = E_{y0}\cos(kz - \omega t - \phi) \quad (1)$$

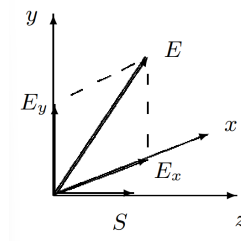


Рис. 1: Представление световой волны в виде двух линейно поляризованных волн

где E_{y0} , E_{x0} , k , ω , ϕ не зависят от времени, а E_y , E_x линейно поляризованны и когерентны между собой.

Формулы 1 описывают монохроматический свет. Немонохроматический свет может быть представлен в виде суммы волн типа 1 с различными частотами ω

Ориентация эллипса поляризации определяется отношением амплитуд $\frac{E_{y0}}{E_{x0}}$ и разностью фаз ϕ . При

$\phi = 0, \pm \pi$ -линейная поляризация

$\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ - главные оси эллипса совпадают с осями x и y (если при этом $\frac{E_{y0}}{E_{x0}} = 1$, то круговая поляризация).

3.2 Методы получения линейно поляризованного света

Для получения линейно поляризованного света применяются специальные оптические приборы - поляризаторы. Интенсивность I линейно поляризованного света после прохождения поляризатора зависит от угла, образованного плоскостью колебаний с разрешенным направлением поляризатора (направление колебаний вектора \mathbf{E} в волне, прошедшей поляризатор):

$$I = I_0 \cos^2(\alpha) \quad (2)$$

Методы получения плоскополяризованного света:

1. отражение света от диэлектрической пластинки
2. преломление света в стеклянной пластинке
3. преломление света в двоякопреломляющих кристаллах
4. поглощение света в дихроических пластинках

3.3 Методы получения линейно поляризованного света

Определить направление разрешённых колебаний поляроида проще всего с помощью чёрного зеркала.

При падении света на отражающую поверхность под углом Брюстера свет в отражённом луче полностью поляризован, а вектор \mathbf{E} параллелен отражающей поверхности.

Вращая поляроид вокруг направления луча и чёрное зеркало вокруг оси, перпендикулярной лучу, можно добиться минимальной яркости луча, отражённого от зеркала и таким образом определить разрешённое направление поляроида.

3.4 Получение эллиптически поляризованного света

Эллиптически поляризованный свет можно получить из линейно поляризованного с помощью двоякопреломляющих кристаллических пластинок.

Двоякопреломляющая пластинка имеет два взаимно перпендикулярных главных направления, совпадающих с осями эллипсоида диэлектрической проницаемости. Волны, поляризованные вдоль главных направлений, распространяются в пластинке с разными скоростями, не изменяя характера своей поляризации. Эти волны называются главными. Мы будем обозначать показатели преломления для главных волн через n_x и n_y , где x и y — главные направления кристаллической пластинки (рис. 2).

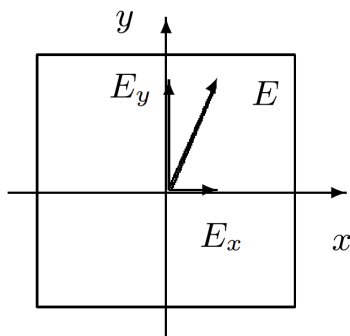


Рис. 2: Разложение линейно поляризованного света по главным направлениям двоякопреломляющей пластинки

Пусть на пластинку падает линейно поляризованная волна, электрический вектор которой ориентирован под некоторым углом α к оси x . Разложим вектор \mathbf{E} на составляющие E_x и E_y . На входе пластинки E_x и E_y находятся в фазе. На выходе из-за разности скоростей между ними появляется разность

хода $d(n_x - n_y)$, при этом сдвиг фаз определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{m} = kd(n_x - n_y) \quad (3)$$

Как уже отмечалось, при сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний, обладающих некоторым сдвигом фаз, образуется колебание, поляризованное по эллипсу.

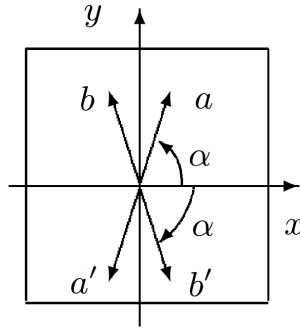


Рис. 3: Поворот направления колебаний с помощью пластинки в $\lambda/2$

Рассмотрим практически важные частные случаи.

1. Пластинка даёт сдвиг фаз 2π (пластинка в длину волны λ). В результате сложения волн на выходе пластинки образуется линейно поляризованная волна с тем же направлением колебаний, что и в падающей волне.
2. Пластинка даёт сдвиг фаз π (пластинка в полдлины волны $\lambda/2$). На выходе пластинки снова образуется линейно поляризованная волна. Направление bb' колебаний этой волны повернуто относительно направления aa' колебаний падающей волны (рис. 2). Как нетрудно сообразить, направление bb' является зеркальным отображением направления aa' относительно одного из главных направлений пластинки. Такую пластинку используют для поворота направления колебаний линейно поляризованного света.
3. Пластинка создаёт между колебаниями сдвиг фаз $\pi/2$ (пластинка в четверть длины волны). При сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний, имеющих разность фаз $\pi/2$, образуется эллипс, главные оси которого совпадают с координатными осями x и y . При равенстве амплитуд возникает круговая поляризация.

Следует отметить, что, говоря о пластинках λ , $\lambda/2$, $\lambda/4$ и т. д., всегда подразумевают какую-либо вполне определённую монохроматическую компонен-

ту (например, пластинка $\lambda/2$ для зелёного света). Если на двоякопреломляющую пластинку падает не монохроматический свет, то на выходе из неё для разных спектральных компонент эллипсы поляризации будут различными.

3.5 Анализ эллиптически поляризованного света

Анализ эллиптически поляризованного света сводится к нахождению главных осей эллипса поляризации и к определению направления вращения электрического вектора.

Главные оси эллипса поляризации определяются с помощью анализатора по максимуму и минимуму интенсивности проходящего света. Направление вращения электрического вектора может быть найдено с помощью пластинки в четверть длины волны, для которой известно, какая из главных волн, E_x или E_y , имеет большую скорость распространения (и соответственно меньшее значение показателя преломления).

Выберем для определённости координатные оси x и y на пластинке так, чтобы $n_x < n_y$. В этом случае главная волна E_x имеет большую скорость распространения. Поместим такую пластинку на пути эллиптически поляризованного света и совместим главные направления пластинки $\lambda/4$ с главными осями эллипса поляризации. На выходе из этой пластинки сдвиг фаз между E_x и E_y вместо $\pi/2$ станет равным нулю или π . Свет окажется линейно поляризованным. Из двух возможных значений сдвига фаз, 0 или π , реализуется одно: то, которое соответствует имеющемуся в волне направлению вращения электрического вектора.

Рассмотрим, например, случай, когда электрический вектор в эллиптически поляризованной волне вращается против часовой стрелки, если смотреть навстречу лучу. В этом случае, очевидно, в волне, падающей на пластинку в $\lambda/4$, колебание E_y отстаёт по фазе на $\pi/2$ от колебания E_x . При прохождении через пластинку разность фаз увеличивается до π . Таким образом на выходе из пластинки возникают линейно поляризованные волны со сдвигом фаз π . Сложение этих волн даёт плоскополяризованную волну, электрический вектор которой располагается во втором и четвёртом квадрантах координатной системы x, y .

Рассуждая аналогичным образом, найдём, что при вращении электрического вектора по часовой стрелке направление колебаний в линейно поляризованной волне, выходящей из пластинки, располагается в первом и третьем

квадрантах. Определяя направление колебаний на выходе из пластинки с помощью поляроида, можно, таким образом, определить характер эллиптической поляризации (вращение против или по часовой стрелке).

3.6 Пластика чувствительного оттенка

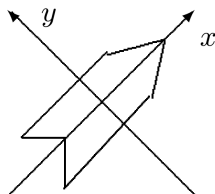


Рис. 4: Пластика чувствительного оттенка

Выше предполагалось известным, какому из двух главных направлений пластинки в четверть длины волны соответствует большая скорость распространения света. Установить это можно различными способами, например с помощью пластинки чувствительного оттенка (так называют пластинку в λ для зелёной спектральной компоненты, $\lambda = 560$ нм).

Пластика имеет форму стрелы (рис. 3), вдоль оси которой расположено главное направление, соответствующее большей скорости распространения.

Если пластика чувствительного оттенка помещена между скрещенными поляроидами и главные направления пластинки не параллельны направлениям разрешённых колебаний поляроидов, то при освещении белым светом пластика кажется окрашенной в лилово-красный цвет. Это объясняется тем, что зелёная компонента линейно поляризованного света при прохождении пластинки не меняет поляризации и задерживается вторым поляроидом. Для красной и фиолетовой компонент пластика создаёт сдвиг фаз, несколько отличный от 2π . На выходе из пластинки красная и фиолетовая компоненты оказываются поэтому эллиптически поляризованными и частично проходят через второй поляроид. Таким образом, в известном смысле наблюдаемый в указанном опыте цвет пластинки дополнителен к зелёному.

Если между скрещенными поляроидами поместить пластинку чувствительного оттенка (λ) и пластинку в $\lambda/4$ так, чтобы их главные направления совпадали, цвет пластинки изменится. Если у пластинки чувствительного оттенка и пластинки в $\lambda/4$ совпадут главные направления, соответствующие большей скорости распространения, то разность хода между E_x и E_y для

зелёного света составит уже $5\lambda/4$. Это соответствует разности хода в λ для света с большей длиной волны, т. е. для «более красного» света. При освещении этих пластинок (напомним, что они расположены между скрещенными поляроидами) белым светом теперь погасится не зелёная, а красная часть спектра, и проходящий свет будет казаться зеленовато-голубым. Если же главные направления, соответствующие большей скорости распространения, у пластинки чувствительного оттенка и у пластинки в $\lambda/4$ окажутся перпендикулярными, то проходящий свет приобретёт оранжево-желтую окраску (погасится фиолетово-голубая часть спектра).

Изменение цвета позволяет, таким образом, определить, какое из главных направлений пластинки в $\lambda/4$ соответствует большей скорости распространения.

3.7 Интерференция поляризованных лучей

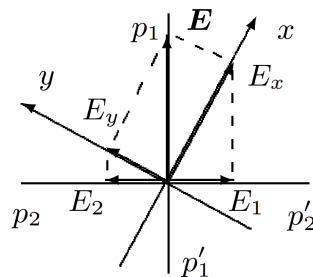


Рис. 5: К объяснению интерференции поляризованных лучей

Тонкие двоякопреломляющие пластинки, помещённые между поляроидами, кажутся окрашенными. Эта окраска может быть истолкована как результат интерференции поляризованных лучей. На рис. 4 представлена схема для случая скрещенных поляроидов.

Здесь $p_1 p'_1$ — разрешённое направление колебаний поляризатора (первого поляроида); x, y — координатная система, связанная с главными направлениями двоякопреломляющей пластинки; $p_2 p'_2$ — разрешённое направление колебаний анализатора (второго поляроида). Волны E_x и E_y на выходе из пластинки когерентны, но не могут интерферировать, так как $E_x \perp E_y$. Волны E_1 и E_2 на выходе второго поляроида также являются когерентными и к тому же поляризованы в одной плоскости. Эти волны интерферируют между собой. Результат интерференции определяется зависящим от длины волны сдвигом фаз между E_1 и E_2 . В результате интерференции поляризованных лучей пластинка, освещаемая белым светом, кажется окрашенной.

Если поворачивать двоякопреломляющую пластинку, расположенную между скрещенными поляроидами, то соотношение амплитуд волн E_1 и E_2 и разность фаз между ними не изменяются. Это означает, что цвет пластинки при её поворотах не меняется, а меняется только интенсивность света. За один оборот пластинки интенсивность четыре раза обращается в нуль — это происходит при совпадении главных направлений x и y с разрешёнными направлениями колебаний поляроидов.

Если же двоякопреломляющую пластинку оставить неподвижной, а второй поляроид повернуть так, чтобы разрешённые направления $p_1p'_1$ и $p_2p'_2$ совпали, то волны E_1 и E_2 приобретают дополнительный фазовый сдвиг на π для всех спектральных компонент; при этом их амплитуды изменятся так, что цвет пластинки изменится на дополнительный.

4 Ход работы и результаты:

4.1 Определение разрешённых направлений поляроида

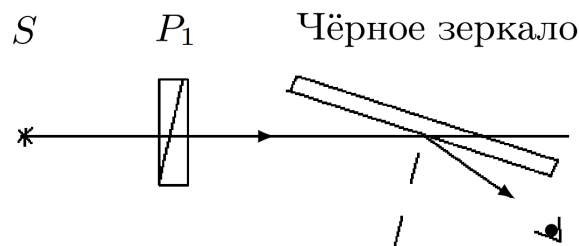


Рис. 6: определение разрешённого направления поляроида

Методом последовательных приближений (постепенно поворачивая поляроид P_1 и меняя угол наклона чёрного зеркала) добились минимальной интенсивности отражённого света, тем самым определив разрешённое направление поляроида P_1 - горизонтальное.

Поставив на установке после первого поляроида P_1 второй поляроид P_2 , снова добились минимума интенсивности и таким образом определили, что у P_2 вертикальное разрешённое направление.

4.2 Определение угла Брюстера для эбонита

Определили угол поворота $\phi_6 = 54^\circ$ эбонита, при котором интенсивность света минимальна (поляроид P_1 установлен на разрешённом направлении). Показатель преломления эбонита найдём по формуле:

$$n = \operatorname{tg}(\phi_6) \approx 1.38$$

Повторили измерения, добавив перед поляроидом P_1 светофильтр:

$$\phi_6 = 57^\circ$$

$$n = \operatorname{tg}(\phi_6) \approx 1.54$$

4.3 Исследование стопы

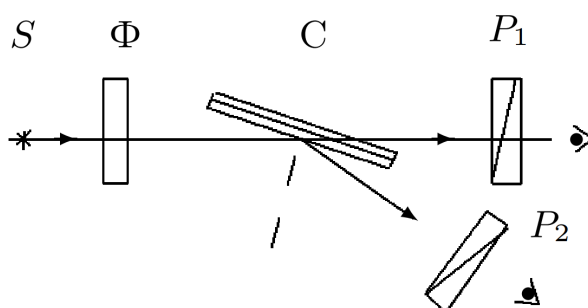


Рис. 7: Исследование стопы

Интенсивность света, проходящего через поляроид P_1 немного увеличилась.

Интенсивность света, проходящего через поляроид P_2 сильно уменьшилась.

Делаем вывод, что у стопы вертикальное разрешённое направление.

4.4 Определение главных плоскостей двоякопреломляющих пластин

В момент, когда главные оси опластины совпадают с разрешёнными направлениями поляроидов, интенсивность света минимальна. Это происходит 4 раза за один полный оборот пластины.

4.5 Пластины $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{4}$

Добавили к схеме из предыдущего пункта фильтр, установили разрешённое направление поляроида P_2 горизонтально, а главные направления исследуемой пластинки повернули на угол 45° к горизонтали.

У пластинки $\frac{\lambda}{4}$ при вращении поляроида интенсивность почти не меняется (круговая поляризация).

У пластинки $\frac{\lambda}{2}$ при вращении поляроида интенсивность меняется (линейная поляризация).

4.6 Определение большей и меньшей скоростей в пластинке $\frac{\lambda}{4}$

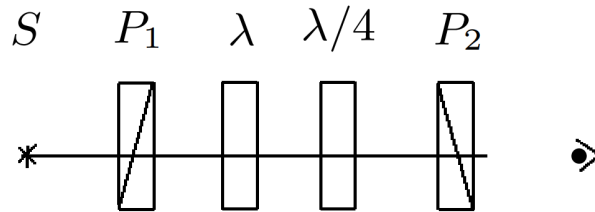


Рис. 8: определение направлений большей и меньшей скоростей

Определим «быструю» и «медленную» оси в пластинке $\frac{\lambda}{4}$.

Поставим между скрещенными поляроидами пластинку чувствительного оттенка, имеющую вид стрелки, и убедимся, что эта пластинка не меняет поляризацию зелёного света. Уберем зелёный фильтр и убедимся, что стрелка имеет пурпурный цвет. Это объясняется тем, что зелёная компонента линейно поляризованного света при прохождении пластинки не меняет поляризации и задерживается вторым поляроидом.

Добавим к схеме пластинку $\frac{\lambda}{4}$ (рис. 8), главные направления которой совпадают с главными направлениями пластины λ и ориентированы под углом 45° к разрешённым направлениям скрещенных поляроидов. При повороте рейтера со стрелкой на 180° вокруг вертикальной оси цвет стрелки меняется от зелёно-голубого до оранжево-жёлтого. В первом случае у нас «быстрая» ось (они совпадают), во втором – медленная.

4.7 Эллиптически поляризованная волна

Пронаблюдаем эллиптически поляризованную волну. Для этого установим плоскость первого поляризатора под углом $10 - 20^\circ$ к горизонту. После него установим пластинку $\frac{\lambda}{4}$ с осями перпендикулярно и параллельно земле. При повороте второго поляроида можно наблюдать эллиптическую поляризованность – интенсивность заметно меняется, но не уходит в 0.

Не сложно аналитически понять, что происходит. Для этого рассмотрим луч после первого поляризатора

$$E_{1x} = \cos \alpha E_0 \sin(\omega t), \quad E_{1y} = \sin \alpha E_0 \sin(\omega t) E_0,$$

и после пластинки (если по y замедление на $\frac{\lambda}{4}$)

$$E_{1x} = \cos \alpha E_0 \sin(\omega t), \quad E_{1y} = -\sin \alpha E_0 \cos(\omega t) E_0.$$

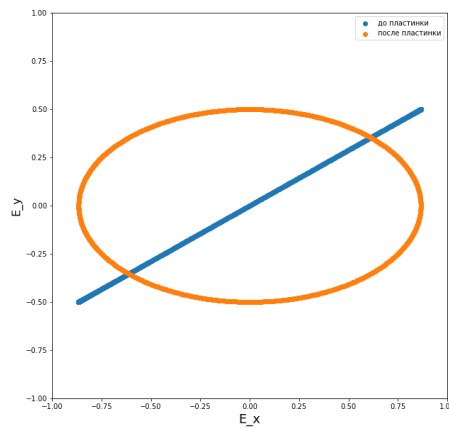


Рис. 9: Эллиптическая поляризация

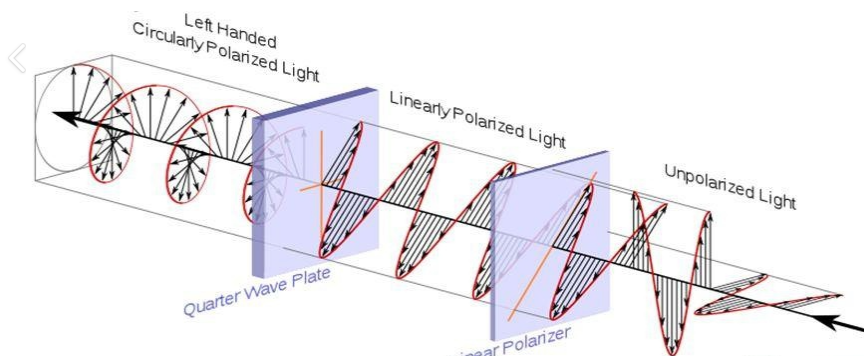


Рис. 10: Эллиптическая поляризация

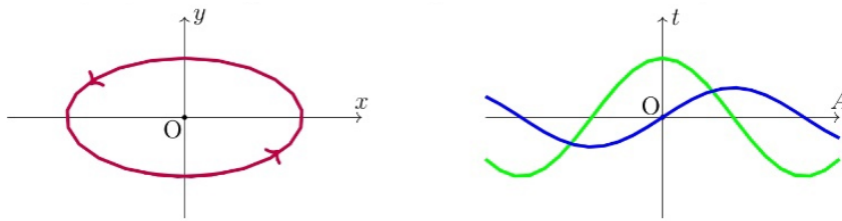


Рис. 11: Графики синусов

Из графиков, представляющих собой фазы света, распространяющегося вдоль разных осей, видно, что вращение вектора будет осуществляться против часовой стрелки, если смотреть против пучка.

4.8 Интерференция поляризованных лучей

Расположим между скрещенными поляроидами мозаичную слюдяную пластинку. Она собрана из 4-х узких полосок слюды, лежащих по сторонам квадрата (две полоски «толщиной» $\lambda/4$ и по одной — $\lambda/2$ и $3\lambda/4$).

Вращаем пластинку: изменяется интенсивность света с периодичностью $\pi/4$

Вращаем второй поляризатор: изменяется (инверсируется) цвет пластинок также с периодичностью $\pi/4$.

5 Вывод

Поляризованный свет обладает большим числом свойств, которые можно применять для исследования оптических характеристик различных приборов и веществ.