

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА.

1. Естественный и поляризованный свет.

С точки зрения классической физики свет представляет собой поперечные электромагнитные волны. В световой волне электрический и магнитный векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости нормальной к направлению распространения световой энергии.

Естественный (неполяризованный) свет характеризуется тем, что в каждой точке пространства векторы \vec{E} и \vec{H} хотя и остаются взаимно перпендикулярными, но их направление беспорядочно меняется с течением времени, оставаясь в плоскости нормальной к направлению распространения. Поэтому естественный свет обладает (статистически) осевой симметрией относительно направления его распространения. Для поляризованного же света такой симметрии, как правило, нет.

Световая волна называется **линейно** или **плоско поляризованной**, если электрический вектор \vec{E} колеблется всё время в одной плоскости, содержащей также и направление распространения энергии волны. Эту плоскость называют **плоскостью поляризации**. Поэтому в каждой точке пространства вектор \vec{E} колеблется вдоль какого-то постоянного направления (линии), лежащего, однако, в плоскости перпендикулярной к направлению распространения.

Ранее плоскостью поляризации называли плоскость, проходящую через вектор \vec{H} и направление распространения. Такое определение можно встретить в некоторых старых книгах.

Поляризация волны бывает не только линейной. Может существовать и такая волна, что в каждой точке пространства конец вектора \vec{E} не просто колеблется вдоль линии (как при линейной поляризации), а описывает эллипс. Такая поляризация называется **эллиптической**. Частным случаем эллиптической поляризации является **круговая** или **циркулярная** поляризация, при которой конец вектора \vec{E} описывает окружность. Частным случаем эллиптической поляризации можно считать также и линейную поляризацию, при которой эллипс, описываемый концом вектора \vec{E} , вырождается в отрезок прямой линии. Таким образом, эллиптическая поляризация является наиболее общим типом поляризации, а линейная и круговая – её частными случаями. Свет называется поляризованным по **правому кругу** (**правоциркулярно**), если наблюдателю, смотрящему навстречу направлению луча света, электрический вектор \vec{E} кажется вращающимся **по часовой стрелке**, в противном случае свет поляризован по **левому кругу**.

Частично поляризованным светом называется смесь поляризованного и естественного света.

Поляризованный свет широко используется в различных физических исследованиях и в технических приложениях. С некоторыми способами получения, преобразования и анализа поляризованного света мы познакомимся в этой работе.

2. Двойное лучепреломление. Получение линейно поляризованного света.

Для преобразования поляризации используются различные оптически прозрачные анизотропные элементы, например, анизотропные кристаллы. Особенности прохождения света через анизотропные кристаллы подробно рассмотрены в учебниках по оптике. Здесь мы остановимся лишь на некоторых вопросах, понимание которых необходимо для выполнения данной работы.

Возьмём, для примера, кристалл исландского шпата (кальцит, CaCO_3). Он представляет из себя ромбоэдр, образованный шестью параллелограммами (рис.1).

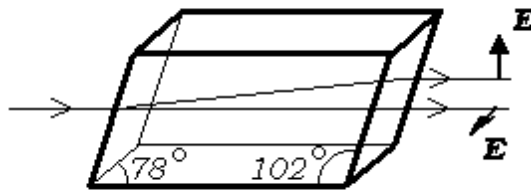


Рис 1. Кристалл исландского шпата.

Если на одну из граней кристалла пустить узкий пучок света, то после преломления образуются два луча, идущие внутри кристалла по разным направлениям – возникает так называемое **двойное лучепреломление**. Двойное лучепреломление является следствием **оптической анизотропии** кристалла – показатель преломления (n , следовательно, и скорость распространения света) зависит от ориентации электрического вектора \vec{E} распространяющейся в кристалле волны относительно осей симметрии кристалла.

Таким образом, по выходе из кристалла образуются два пространственно разделённых луча, идущие параллельно друг другу. Эти лучи линейно поляризованы, причём во взаимно перпендикулярных плоскостях. Выделив какой-либо из лучей можно получить линейно поляризованный луч света.

На практике для получения линейно поляризованного света используются **поляризационные призмы**, склеенные из специальным образом срезанных анизотропных кристаллов. Одни выделяют из падающего на призму света только один поляризованный луч, как призма Николя («николь»), другие, как призмы Рошона или Волластона, расщепляют свет на два ортогонально поляризованных луча, расходящихся под значительными углами. Однако такие призмы весьма дорогие, т.к. изготавливаются из сравнительно больших кристаллов, обладающих высокой оптической однородностью.

Другой способ выделения из света линейно поляризованных лучей основан на явлении дихроизма.

Дихроизм (или, более правильный, но реже употребляемый термин **плеохроизм**) – различное поглощение веществом проходящего через него света в зависимости от направления распространения и поляризации этого света. Поскольку поглощение зависит также и от длины волны, дихроичные вещества оказываются различно окрашенными при наблюдении по разным направлениям. (Отсюда и название: «дихроизм» – от греческого *dichroos* – двуцветный, «плеохроизм» – *pléon* – больше и *chróa* – цвет). Дихроизмом обладают, например, кристаллы турмалина и

герапатита (полученные Герапатом в 1853 г.). Мелкие чешуйки герапатита толщиной менее 0,1 мм практически нацело поглощают лучи одной поляризации (для кристалла турмалина толщина примерно 1 мм), являясь уже в тонком слое совершенным поляризатором. Поэтому, если нанести мелкие кристаллики (чешуйки) герапатита, одинаково ориентированные, на целлюлоидную плёнку, то получится хороший поляризатор. Такой плёночный поляризатор называется *поляроидом*. В настоящее время существуют поляроиды изготовленные из разных веществ и разными способами. Они гораздо дешевле поляризационных призм, имеют большую апертуру и могут быть изготовлены в виде тонких пленок большой площади. Главным недостатком поляроидов является некоторое изменение спектрального состава прошедшего через них света. Впрочем, если работа происходит с монохроматическим светом, это несущественно.

Оптические устройства позволяющие получать плоско поляризованный свет называются *поляризаторами*. Эти же устройства используются и для анализа поляризованного света, тогда они обычно называются *анализаторами*.

Плоскость колебаний электрического вектора в луче, прошедшем через поляризатор, называется *плоскостью пропускания* поляризатора.

3. Фазовая пластинка. Получение эллиптически поляризованного света.

В любом кристалле можно выделить три взаимно перпендикулярных направления, обладающих таким свойством, что если вырезать из кристалла пластинку, перпендикулярно к одному из этих направлений, то, при нормальном падении света на такую пластинку луч света проходит через неё не отклоняясь и не раздваиваясь. Эти три направления называются *главными направлениями* кристалла. Однако, это ещё не значит, что свет прошедший такую пластинку вовсе не претерпел никаких изменений.

Введём систему координат X, Y, Z , оси которой совпадают с главными направлениями в кристалле. Пусть пластинка вырезана так, что её поверхность перпендикулярна оси OZ . Пусть на пластинку вдоль оси OZ линейно поляризованную плоскую монохроматическую волну, описываемую уравнением $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - 2\pi \frac{z}{\lambda})$. Оказывается что, если электрический вектор

\vec{E} в линейно поляризованной падающей волне параллелен одному из главных направлений кристалла, например, оси OX , то прошедшая волна останется линейно поляризованной, и направление поляризации также сохранится. То же самое будет наблюдаться, если электрический вектор \vec{E} в падающей волне будет параллелен оси OY . Однако, в этих двух случаях волны будут распространяться внутри пластинки с разными скоростями (вспомним, что оптическая анизотропия как раз и означает разную скорость распространения по разному поляризованных волн). Направления OX и OY называются *главными направлениями анизотропной пластинки* или *осями анизотропной пластинки* (они, конечно, совпадают с главными направлениями кристалла).

Теперь рассмотрим случай, когда плоскость колебаний (направление поляризации) в падающей волне составляет угол γ с одним из главных направлений пластинки, например, осью OX . В силу принципа суперпозиции электромагнитных полей любое поле можно представить как сумму нескольких полей, т.е. разложить на составляющие. Разложим вектор \vec{E} в волне, падающей на пластинку, на две составляющие, параллельные осям OX и OY

$$\begin{aligned} E_x &= E \cos \gamma, \\ E_y &= E \sin \gamma. \end{aligned}$$

Эти волны будут распространяться внутри пластинки с разными скоростями. Пройдя через пластинку толщиной l , они приобретут разность фаз равную

$$\varphi = \omega \left(\frac{l}{v_x} - \frac{l}{v_y} \right) = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_x - n_y), \quad (1)$$

где v_x и v_y - скорости распространения волн поляризованных по соответствующим осям, n_x и n_y - соответствующие показатели преломления, λ - длина волны в вакууме. Следовательно компоненты волны поляризованные по осям OX и OY , прошедшие через пластинку, запишутся в виде

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos \gamma \cdot \cos(\omega t - 2\pi \frac{z}{\lambda}), \\ E_y &= E_0 \sin \gamma \cdot \cos(\omega t - 2\pi \frac{z}{\lambda} + \varphi) \end{aligned}$$

где φ - разность фаз колебаний двух компонент.

Покажем, что при сложении этих двух волн возникает волна, поляризованная эллиптически. Выделим на оси OZ некую точку z и рассмотрим поведение вектора \vec{E} в этой точке. Проведём через эту точку плоскость $z=const$ и рассмотрим траекторию движения конца вектора \vec{E} в этой плоскости. Она задаётся уравнениями

$$\left. \begin{aligned} x &= E_0 \cos \gamma \cdot \cos(\omega t) = a \cdot \cos(\omega t) \\ y &= E_0 \sin \gamma \cdot \cos(\omega t + \varphi) = b \cdot \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{b}{a} = \operatorname{tg} \gamma, \quad (3)$$

где E_0 - амплитуда колебаний вектора \vec{E} в падающей волне (поглощением света в материале пластинки пренебрегаем). Начало отсчета времени для нас несущественно. В выражениях (2) мы для простоты выбрали его так, чтобы начальная фаза для x равнялась нулю. В дальнейшем мы будем упрощать формулы, смещая начало отсчета времени, уже не делая соответствующих оговорок.

Исключая из уравнений (2) время t получим

$$\frac{x^2}{a^2} - 2 \frac{xy}{ab} \cos \varphi + \frac{y^2}{b^2} = \sin^2 \varphi. \quad (4)$$

Это - уравнение 2-го порядка, причём, т.к. x и y ограничены (значениями a и b), то это эллипс.

На рис.2 показаны форма и ориентация эллипсов для разных углов γ и разностей фаз φ .

Обратите внимание на следующие особенности:

а) Эллипс вписан в прямоугольник со сторонами $2a$ и $2b$.

б) Уравнение (4) не изменится, если знак φ изменить на обратный.

Таким образом форма и ориентация эллипса зависит только от отношения амплитуд $\frac{b}{a}$, т.е. от угла наклона исходной линейной поляризации γ , и от абсолютного значения разности фаз φ . Обратите внимание, что угол наклона эллипса в общем случае не равен углу наклона исходной линейной поляризации. Исключением является случай, когда $\varphi=0$, см. ниже.

в) Если $\varphi = 0$, т.е. пластинка не вносит разности фаз, то прошедший через пластинку свет сохраняет исходную линейную поляризацию (эллипс вырождается в прямую линию (см. первую строчку рис. 2).

г) Если $\varphi = \pm\pi = \pm 180^\circ$, то эллипс также вырождается в прямую линию, и свет остаётся линейно поляризованным, но плоскость поляризации меняется согласно формулам (2)

$$\begin{aligned}x &= a \cdot \cos(\omega t), \\y &= b \cdot \cos(\omega t \pm \pi) = -b \cdot \cos \omega t,\end{aligned}$$

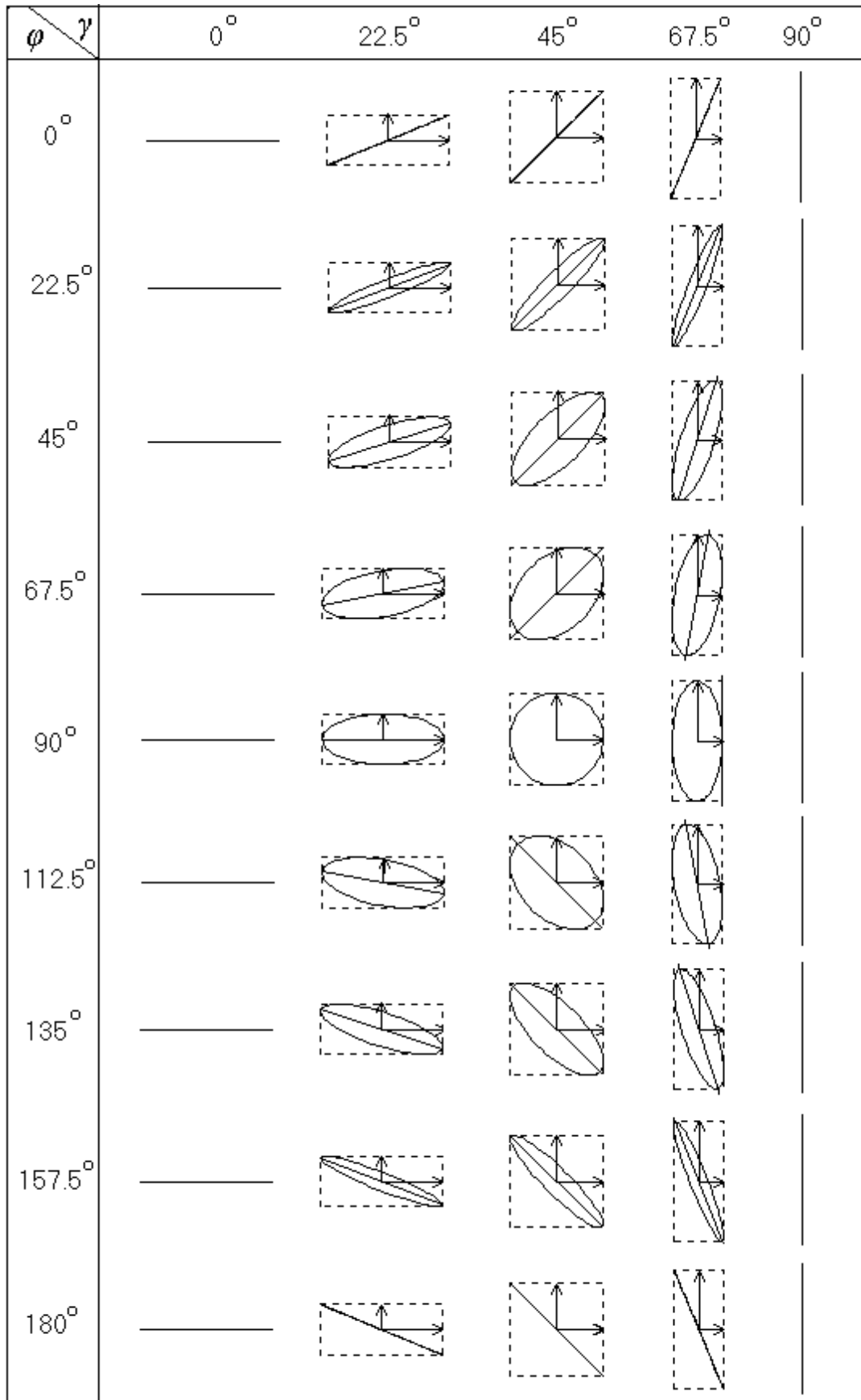
т.е. симметрично отражается относительно осей OX и OY , независимо от угла γ (см. последнюю строчку рис. 2).

Такая пластинка, вносящая разность фаз π (одна волна отстаёт от другой на полволны), называется *полуволновой пластинкой* или *пластинкой $\lambda/2$* .

д) Если $\varphi = \pm\pi/2 = \pm 90^\circ$, то оси эллипса совпадают с главными осями пластинки (см. пятую строчку рис. 2). Действительно, при $\varphi = \pm\pi/2$ имеем $\cos\varphi = 0$, в уравнении эллипса (4) пропадает член, содержащий произведение xu и уравнение эллипса становится каноническим. Отношение длин осей эллипса в этом случае равно b/a и определяется формулой (3). В частности, при $\gamma = 45^\circ$, $b=a$ и на выходе из пластинки получается свет круговой поляризации. Пластинка, вносящая разность фаз $\pi/2$, называется *четвертьволновой пластинкой* или *пластинкой $\lambda/4$* .

Направление вращения электрического вектора \vec{E} для эллиптической поляризации зависит от знака разности фаз φ . Пусть φ и γ заключены в промежутках $-\pi \leq \varphi \leq \pi$ и $0 \leq \gamma \leq \pi/2$ (это исчерпывает все случаи). При $t = 0$, согласно формулам (2) $x = a$, а $y = b \cos\varphi$. В это же время компонента скорости изменения вектора \vec{E} вдоль оси OY будет $dy/dt = -\omega b \sin\varphi$. Тогда, если $\varphi > 0$, то $dy/dt < 0$ и движение по эллипсу от точки $x = a$ происходит вниз, по часовой стрелке – **“правое” вращение**, если же $\varphi < 0$, то $dy/dt > 0$, и движение происходит против часовой стрелки – **“левое” вращение**.

Компоненту колебания с большей фазой назовём *опережающим*, (соответствующую ось **“опережающей”** или **“быстрой”**), а с меньшей фазой *запаздывающим*. В формулах (2), если $\varphi < 0$, то **“опережающая”** ось – OY . Тогда можно сформулировать правило: **движение конца вектора \vec{E} совершается от положительного конца оси опережающего колебания к положительному концу оси запаздывающего колебания**.

Рис. 2. Вид эллипса поляризации при разных γ и разности фаз φ .

Если повернуть пластинку на 90° (так, чтобы её главные оси поменялись местами), то "опережающая" и "запаздывающая" оси поменяются местами, что эквивалентно изменению знака разности фаз φ , т.е. изменению "левого" вращения на "правое" и наоборот, при этом форма и ориентация эллипса поляризации не меняется. Таким образом одна и та же пластинка может быть как "левовращающей", так и "правовращающей", в зависимости от её ориентации относительно плоскости колебаний падающего света.

Оптическое устройство, сдвигающее фазу между двумя взаимно перпендикулярными колебаниями, называются **фазовыми пластинками**. Сдвиг фазы, вносимый такой пластинкой, называют её **фазовым углом**.

Чаще всего фазовые пластинки изготавливаются из двояко-преломляющих кристаллов, как описано выше. Но существуют устройства, действующие по другому принципу, например, вносящие сдвиг фазы при полном внутреннем отражении. Примером такой "отражательной" фазовой пластинки является **призма Френеля**, в которой при двукратном полном внутреннем отражении (за счёт разного изменения фазы для ортогонально поляризованных лучей) обеспечивается суммарная разность фаз $\pi/2$.

Фазовые пластинки используются для преобразования одного типа поляризации в другой (например, из линейной в эллиптическую, или из круговой в линейную), а также при анализе поляризованного света.

Все эффекты, о которых говорилось в этой разделе, наблюдаются при освещении пластинки линейно поляризованным светом. Если же осветить пластинку неполяризованным (естественным) светом, то свет, прошедший через пластинку так и останется неполяризованным. Это ясно, т.к. естественный свет представляет собой излучение, в котором ориентация вектора \vec{E} совершенно хаотически меняется во времени, следовательно разность фаз между любыми взаимно перпендикулярно колебаниями совершенно не скоррелирована. Поэтому внесение дополнительной постоянной разности фаз ничего не может изменить.

4. Обнаружение и анализ поляризованного света.

Способы анализа поляризованного света в большинстве сводятся к тому, что исследуемый свет пропускается через поляризатор (который в этом случае называется "анализатором") или через четвертьволновую пластинку и поляризатор. Поворачивая приборы вокруг направления распространения света, регистрируют изменение интенсивности прошедшего света.

Интенсивность света. При вычислении интенсивности удобно пользоваться комплексной формой записи для электрического поля. Тогда интенсивность (с точностью до несущественного для нас постоянного множителя) равна усреднённому по времени квадрату модуля напряжённости поля, т.е. скалярному произведению вектора напряжённости электрического поля на комплексно сопряжённую величину

$$I = \langle (\vec{E}, \vec{E}^*) \rangle, \quad (5)$$

где $\langle \rangle$ – усреднение за время много большее периода колебаний.

Если мы имеем дело с монохроматической плоскополяризованной волной, $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t + \varphi)}$, где амплитуда \vec{E}_0 – постоянная действительная величина, то

интенсивность равна просто квадрату амплитуды $I = E_0^2$. Если складываются две монохроматические плоскополяризованные волны, $\vec{E} = \vec{E}_{01}e^{i(\omega t + \alpha)}$ и $\vec{E} = \vec{E}_{01}e^{i(\omega t + \beta)}$, то интенсивность равна

$$I = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2), (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^* \rangle = \langle (\vec{E}_1, \vec{E}_1^*) \rangle + \langle (\vec{E}_2, \vec{E}_2^*) \rangle + \langle (\vec{E}_1, \vec{E}_2^*) + (\vec{E}_1^*, \vec{E}_2) \rangle = \quad (5)$$

$$= E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2(\vec{E}_{10}, \vec{E}_{20})\cos(\alpha - \beta).$$

Таким образом, интенсивность зависит от разности фаз складываемых колебаний; этот эффект называется **интерференцией света**, а третий член суммы – **интерференционным членом**.

Интерференционный член равен нулю в двух случаях – если складываемые волны поляризованы во взаимноперпендикулярных плоскостях (в силу ортогональности векторов \vec{E}_{10} и \vec{E}_{20}) или если разность фаз складываемых волн равна $\alpha - \beta = \pm \frac{\pi}{2}$. В этих двух случаях интенсивность суммарной волны равна сумме интенсивностей складываемых волн

$$I = E_{10}^2 + E_{20}^2 \quad (6)$$

Анализ с помощью поляризатора.

На пути светового пучка ставим поляризатор, вращаем его вокруг направления луча и наблюдаем зависимость интенсивности прошедшего света от угла поворота. Если исходный свет – естественный, то интенсивность не изменяется. Если же свет поляризован (в общем случае – эллиптически), то интенсивность прошедшего поляризатора света будет меняться.

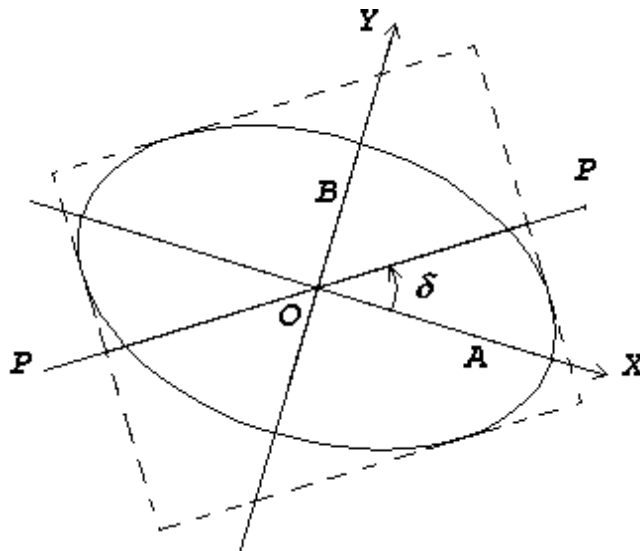


Рис. 3. Анализ эллиптической поляризации с помощью поляризатора.

Рассчитаем зависимость интенсивности прошедшего через поляризатор света от угла поворота поляризатора. Направим оси OX и OY по главным осям эллипса (рис.3). Поле \vec{E} исследуемой волны разложим на две компоненты, поляризованные по выбранным осям:

$$\begin{aligned} E_x &= Ae^{i\omega t}, \\ E_y &= Be^{i(\omega t \pm \pi/2)}. \end{aligned}$$

Здесь A и B – длины полуосей. Разность фаз равна $\pm \frac{\pi}{2}$, так как оси эллипса совпадают с осями координат. Знак разности фаз зависит от направления вращения электрического вектора в эллиптически поляризованной волне.

Интенсивность падающего на поляризатор луча будет согласно формуле (6)

$$I_0 = A^2 + B^2.$$

Пусть плоскость пропускания поляризатора PP составляет угол δ с осью OX . Поле прошедшей через поляризатор волны E_p равно сумме проекций полей E_x и E_y на направление PP :

$$E_p = A \cos \delta e^{i\omega t} + B \sin \delta e^{i(\omega t \pm \frac{\pi}{2})},$$

Так как разность фаз складываемых волн $\pm \frac{\pi}{2}$, то интенсивность равна

$$\begin{aligned} I &= (A \cos \delta)^2 + (B \sin \delta)^2 = [B^2 + (A^2 - B^2) \cos^2 \delta] = \\ &= B^2 + \frac{A^2 - B^2}{2} (1 + \cos 2\delta) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \frac{A^2 - B^2}{A^2 + B^2} \cos 2\delta \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где $I_0 = (A^2 + B^2)$ - интенсивность исследуемого света.

Таким образом интенсивность прошедшего через поляризатор света в зависимости от угла поворота анализатора (поляроида) колеблется около величины $I_0/2$, достигает максимального значения $I_{\max} = A^2$ при $\delta = 0, \pm\pi$ и минимального значения $I_{\min} = B^2$ при $\delta = \pm\pi/2$. Отношение минимального значения к максимальному равно

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \left(\frac{B}{A}\right)^2 \quad (8).$$

Из формул (7) и (8) можно получить, как частные случаи, соответствующие выражения для линейно и циркулярно поляризованного света.

Если исследуемый свет линейно поляризован, то $B=0$ и

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \cos 2\delta) = I_0 \cos^2 \delta,$$

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = 0, \quad (9).$$

интенсивность меняется от I_0 до нуля.

Если же свет поляризован по кругу, то $A=B$ и

$$I = \frac{1}{2}I_0, \quad \frac{I_{\min}}{I_{\max}} = 1, \quad (10).$$

интенсивность равна половине интенсивности исходного луча и не зависит от положения анализатора.

На рис.4 показаны кривые зависимости интенсивности (в относительных единицах) от угла поворота анализатора для разных отношений длин осей эллипса исходной поляризации.

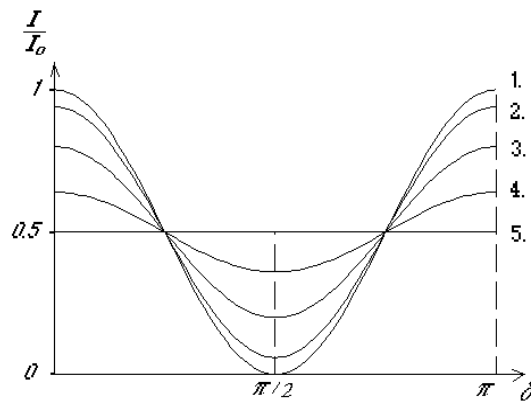


Рис.4. Интенсивность эллиптически поляризованного света, прошедшего через поляризатор в зависимости от угла поворота поляризатора для разных форм эллипса.

График 1 - линейная поляризация, $B/A = 0$; 2 - эллиптическая, $B/A = 0.25$;

3 - тоже, $B/A = 0.5$; 4 - тоже, $B/A = 0.75$; 5 - круговая поляризация, $B/A = 1$.

Измерив зависимость интенсивности прошедшего света от угла поворота анализатора, можно определить $\frac{I_{\min}}{I_{\max}}$ и по формуле (8) определить отношение осей эллипса B/A . Направление большой оси эллипса определится углом, соответствующим максимальному значению интенсивности.

Однако, если исследуемый свет только частично поляризован или совсем не поляризован, то с помощью одного поляризатора этого факта не выявить.

Компенсация разности фаз пластинкой $\lambda/4$.

Если в распоряжении экспериментатора имеется четвертьволновая пластинка, то анализ эллиптически или циркулярно поляризованного света можно провести проще.

Если разложить исходное колебание эллиптической поляризации на компоненты, направления колебани которых совпадают с направлениями

главных осей исходного эллипса, то разность фаз этих колебаний будет $\pm \frac{\pi}{2}$.

Пропуская эллиптически поляризованный свет через пластинку $\lambda/4$, главные оси которой ориентированы вдоль главных осей эллипса поляризации, мы добавляем к разности фаз компонент ещё $\pm \pi/2$ и получаем суммарную разность фаз 0 или π . Таким образом исследуемый свет обратится в плоско поляризованный, в чём легко убедиться с помощью поляризатора. Если свет частично поляризован или совсем не поляризован (естественный), то ясно, что в этом случае линейной поляризации не получится (выходящий свет останется частично или полностью неполяризованным).

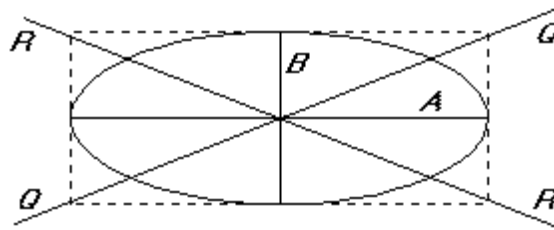


Рис. 5. Возможные положения плоскостей линейной поляризации (PP или QQ) после компенсации пластинкой $\lambda/4$ разности фаз между компонентами исходной волны.

Плоскость колебаний в получившейся плоско поляризованной волне займёт положение RR или QQ (рис.5) в зависимости разности фаз (0 или π). Тангенс угла наклона отрезка RR (или QQ) к направлению оси пластинки, равен отношению длин осей эллипса B/A .

Если предварительно знать какое из двух главных направлений пластинки соответствует опережающему колебанию, можно также определить направление вращения вектора \vec{E} исходной волны, т.е. правая или левая эллиптическая поляризация исследуемого света.

Кроме того, в отличие от исследования света с помощью только одного поляризатора, анализ с помощью четвертьволновой пластинки позволяет отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного или вовсе не поляризованного.

Если нет уверенности, что исследуемый свет полностью поляризован, то при анализе нужно обязательно применять четвертьволновую пластинку (или аналогичное устройство).

5. Определение параметров фазовой пластинки.

Фазовая пластинка полностью определена, если известны её главные направления, фазовый угол и какое из главных направлений соответствует на выходе большей фазе. Главные направления пластинки легко определить, поместив её между двумя скрещенными поляризаторами – если главные направления параллельны плоскостям поляризаторов, то свет через эту систему не пройдёт.

Фазовый угол можно определить, если пропустить через пластинку плоско поляризованный свет и измерить параметры эллиптически

поляризованного света, вышедшего из пластинки. Рассмотрим, как форма и ориентация эллипса поляризации связаны с фазовым углом пластинки. Пусть нам известны главные направления фазовой пластинки. Введём систему координат, плоскость XU которой совпадает с плоскостью пластинки, а оси OX и OY - с её главными направлениями (рис.6). Пусть на пластинку, нормально к её поверхности, плоскополяризованную волну, плоскость поляризации которой повёрнута относительно оси OX на некоторый угол γ , лежащий в первом квадранте. В пластинке волна разделится на две составляющие E_x и E_y , между которыми после прохождения пластинки возникнет разность фаз ϕ . Пусть в результате сложения на выходе из пластинки колебаний E_x и E_y получился эллипс поляризации с осями $2A$ и $2B$, и оси повёрнуты относительно осей координат (главных осей пластинки) на угол ν . Для определённости будем считать, что $A \geq B$ и угол ν отсчитывается от оси OX к оси эллипса A . Угол ν будем считать положительным, если поворот от OX к A происходит против часовой стрелки.

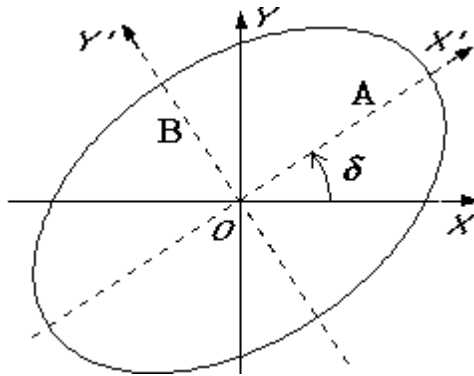


Рис. 6. К определению разности фаз компонент по форме и ориентации эллипса относительно осей фазовой пластинки.

Пусть мы измерили угол ν и отношение осей B/A . Требуется вычислить фазовый угол пластинки ϕ .

Введём систему координат X', Y' , повёрнутую относительно старой X, Y на угол ν так, что оси этой новой системы совпадают по направлению с осями эллипса. Следовательно, уравнение эллипса в новой системе X', Y' будет иметь вид

$$\begin{aligned} x' &= A \cos \omega t, \\ y' &= B \cos(\omega t \pm \pi/2) = \mp B \sin \omega t \end{aligned} \quad (11).$$

Знаки \pm зависят от направления вращения вектора \vec{E} : верхний знак '+' в первом равенстве показывает, что фаза колебаний по оси OY опережает колебания по оси OX на $\pi/2$, т.е. вращение по часовой стрелке ($\Delta\phi > 0$), а нижний знак против часовой стрелки ($\Delta\phi < 0$).

Перейдём теперь к переменным x, y . Согласно формулам преобразования координат

$$\begin{aligned}x &= x' \cos v - y' \sin v \\y &= x' \sin v + y' \cos v\end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned}x &= A \cos v \cos \omega t \pm B \sin v \sin \omega t = a \cos(\omega t + \alpha) \\y &= A \sin v \cos \omega t \mp B \cos v \sin \omega t = b \cos(\omega t + \beta)\end{aligned}\quad (12).$$

Сравнивая (12) с (2) видим, что искомым углом $\varphi = \beta - \alpha$. Таким образом задача сводится к определению $\varphi = \beta - \alpha$ по известным значениям A, B и v .

Положив в формулах (12) $\omega t = 0$, а затем $\omega t = \pi/2$, получим четыре уравнения для определения a, b, α, β , а следовательно, и φ

$$\begin{aligned}A \cos v &= a \cos \alpha; & \mp B \sin v &= a \sin \alpha; \\A \sin v &= b \cos \beta; & \mp B \cos v &= b \sin \beta\end{aligned}\quad (13).$$

По формулам тригонометрии для $\operatorname{tg} \varphi$ получим выражение

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(\beta - \alpha) = \frac{\sin \beta \cos \alpha - \cos \beta \sin \alpha}{\cos \beta \cos \alpha + \sin \beta \sin \alpha}.$$

Подставив сюда значения $\sin \alpha, \cos \alpha, \sin \beta, \cos \beta$ из (13), получим

$$\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{2AB}{A^2 - B^2} \cdot \frac{1}{\sin 2v}\quad (14).$$

Напомним, что в этом выражении верхний знак соответствует $\varphi > 0$ (правое вращение), а нижний знак соответствует $\varphi < 0$ (левое вращение).

Проанализируем это выражение.

1. Формула определяет $\operatorname{tg} \varphi$ с точностью до знака. Это значит, что мы не можем различить фазовые углы φ и $\pi - \varphi$ (углы 1-й и 2-й четверти). Чтобы сделать выбор из этих двух углов, проведём следующие рассуждения. Так как мы приняли $A \geq B$, то множитель $\frac{2AB}{A^2 - B^2}$ не отрицателен. Если в результате

измерений окажется, что угол v лежит в первой или в третьей четверти, то $\sin 2v > 0$. В этом случае для $\varphi > 0$ верхний знак в формуле положителен и $\operatorname{tg} \varphi$ положителен, следовательно $0 < \varphi < 90^\circ$. Для $\varphi < 0$ нижний знак в формуле отрицателен и $\operatorname{tg} \varphi$ тоже отрицателен, следовательно $-90^\circ < \varphi < 0$. Таким образом, если угол наклона эллипса v в первой или третьей четверти (т.е. в той же четверти, что и угол наклона вектора поляризации γ), то $|\varphi| < 90^\circ$. Если же угол наклона эллипса v лежит во второй или четвёртой четверти, то аналогичные рассуждения приводят к условию $90^\circ < |\varphi| < 180^\circ$.

Итак, если угол наклона эллипса ν лежит в той же четверти, что и угол наклона исходной линейной поляризации γ , то разность фаз $|\varphi| < 90^\circ$, если же угол ν в другой, то $90^\circ < |\varphi| < 180^\circ$ (это видно так же и из рис. 2).

2. Если угол наклона эллипса $\nu = 0, \pm \frac{\pi}{2}$ и $B \neq 0$, то $\operatorname{tg}\varphi$ обратится в бесконечность. Следовательно мы имеем дело с четвертьволновой пластинкой, $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$. Если $\nu = 0, \pm \frac{\pi}{2}$ и $B = 0$, т.е. эллипс выродился в отрезок прямой, то в выражении для $\operatorname{tg}\varphi$ появляется неопределённость. Это значит, что направление линейной поляризации падающего луча совпадает с одним из главных направлений пластинки. В этом случае фазовый угол φ определить нельзя, и необходимо пластинку повернуть на некоторый угол γ .

6. Содержание работы.

Задачей работы является исследование фазовых пластинок. В Вашем распоряжении имеется несколько анизотропных пластинок – некоторые из них изготовлены из слюды и являются фазовыми пластинками, другие – из поляроидных плёнок – поляризаторы. Для каждой пластинки требуется определить её тип – фазовая пластинка или поляризатор.

Для поляризаторов определяется положение плоскости пропускания вектора \vec{E} . В дальнейшем эти поляризаторы используются как анализаторы для исследования фазовых пластинок.

Для каждой из фазовых пластинок определяются её главные направления и фазовый угол. В процессе работы выбираются пластинки $\frac{\lambda}{4}$, которые используются затем для исследования остальных фазовых пластинок.

Результаты опытов заносятся в таблицу, форма которой приведена в конце описания.

7. Экспериментальная установка и метод измерений.

Все измерения ведутся на оптической скамье – специальном рельсе, по которому перемещаются рейтеры с укрепленными на них приборами. На скамье размещаются источник света и приёмник излучения. Источником света служит *гелий-неоновый лазер*, дающий узкий, практически параллельный пучок плоскополяризованного монохроматического света с длиной волны 0,6328 мкм. В качестве приёмника света используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) или полупроводниковый фотодиод.

Между источником и приёмником света размещаются по мере надобности поляризаторы и фазовые пластинки. Они укреплены в оправках, позволяющих поворачивать их вокруг направления луча света, и снабжены лимбами для отсчёта углов поворота. Один из поляризаторов может вращаться также и с помощью электромотора.

Все устройства могут перемещаться в направлении, перпендикулярном оптической оси системы с помощью специальных подвижек.

Перед измерениями нужно отъюстировать все приборы так, чтобы их центры лежали на одной прямой (на оптической оси), параллельной направляющим оптического рельса. О том, как это делается, прочитайте в книге

В.А. Соловьёв и В.Е. Яхонтова «Руководство к лабораторным работам по физике» или В.А. Соловьёв и В.Е. Яхонтова “Основы измерительной техники”, § 2.5.

Поскольку измерения производятся в темноте, для отсчёта углов используется слабое освещение – маленькая переносная лампочка.

Исследования можно проводить двумя способами:

1. Способ вращающегося анализатора. Анализатор приводится во вращение мотором. Для регистрации интенсивности света используется фотоэлектронный умножитель. Питание его осуществляется от высоковольтного источника постоянного напряжения. На входе ФЭУ устанавливается затвор с вмонтированным в него нейтральным светофильтром-ослабителем, который необходим для того, чтобы не перегрузить ФЭУ большим фототоком. Переменная составляющая сигнала с ФЭУ регистрируется на экране осциллографа. Описание осциллографа выдаётся в лаборатории.

2. Способ измерения интенсивности. Здесь анализатор поворачивается вручную (при этом шкив, передающий вращение от мотора, должен быть снят). Интенсивность света регистрируется с помощью фотодиода (ФД) и измеряется микроамперметром. Фотодиод устанавливается перед ФЭУ вместо затвора со светофильтром и подключается непосредственно к микроамперметру. Перед установкой фотодиода нужно обязательно **выключить высокое напряжение**, поданное на ФЭУ, иначе фотоумножитель может испортиться!

Некоторые измерения сводятся к фиксации такого положения приборов, которое соответствует максимальной либо минимальной интенсивности прошедшего света. Во всех этих случаях желательно производить установку именно на минимум, а не на максимум интенсивности, т.к. точность установки в этом случае больше. При установке приборов по мере уменьшения интенсивности увеличивайте чувствительность регистрирующих приборов.

Теперь рассмотрим подробнее метод вращающегося анализатора (первый способ) в применении к исследованию фазовой пластинки. Линейно поляризованный луч лазера пропускают через исследуемую пластинку и анализатор. Для любого положения фазовой пластинки при вращении анализатора интенсивность, прошедшего через эту систему света, оказывается периодической функцией времени, и её изменение можно непосредственно наблюдать на экране осциллографа. Измеряют “размах” изменения интенсивности ΔI - разность между максимальным и минимальным значениями сигнала на экране осциллографа (см. формулу (7))

$$\Delta I = I_{\max} - I_{\min} = A^2 - B^2,$$

где A и B – величины большой и малой полуосей эллипса поляризации.

При повороте фазовой пластинки меняются параметры эллипса поляризации, характеризующего прошедший через пластинку свет, и, соответственно, меняется размах ΔI . Он максимален, когда одна из главных осей пластинки становится параллельной плоскости колебаний в падающем на

пластинку луче. В этом случае из пластинки выходит линейно поляризованный луч (т.е. эллипс вырождается в отрезок прямой) и интенсивность на выходе вращающегося анализатора меняется от нуля до полной интенсивности падающего света I_0 , т.е. размах интенсивности максимален

$$\Delta I_{\max} = I_0.$$

При других положениях фазовой пластинки, размах ΔI будет меньше. Минимального значения сигнал ΔI достигает при промежуточном положении пластинки, когда её оси составляют угол 45° с плоскостью колебаний в лазерном луче. Чтобы найти это минимальное значение размаха изменения интенсивности ΔI_{\min} , обратимся к формулам (13). Для угла наклона γ осей пластинки к направлению вектора поляризации луча лазера равного 45° оказывается $a=b$. Тогда из (13) получим

$$|tg\nu| = \left| \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \right| = \left| \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \right|,$$

откуда следует, что $|\alpha| = |\beta|$ и $|tg\nu| = 1$, т.е. если $\gamma = 45^\circ$, то и угол наклона эллипса к осям пластинки $\nu = 45^\circ$. Тогда формула (14) примет вид

$$tg\varphi = \pm \frac{2AB}{A^2 - B^2}.$$

Удобнее считать не $tg\varphi$, а $\cos\varphi$. Имеем

$$\cos\varphi = \pm \sqrt{\frac{1}{1 + tg^2\varphi}} = \pm \frac{A^2 - B^2}{A^2 + B^2}.$$

В этой формуле $A^2 - B^2 = \Delta I_{\min}$ минимальное значение размаха интенсивности сигнала на экране, соответствующее ориентации осей фазовой пластинки под углом 45° к направлению поляризации луча лазера, а $A^2 + B^2 = I_0 = \Delta I_{\max}$ равно интенсивности падающего луча, измеренного по размаху сигнала на экране осциллографа, когда одна из осей пластинки совпадает с направлением поляризации луча лазера. Таким образом

$$\frac{\Delta I_{\min}}{\Delta I_{\max}} = |\cos\varphi| \quad (15).$$

Эту формулу можно использовать для приближённой оценки фазового угла φ , который определяется в этом случае до знака косинуса.

Метод вращающегося анализатора удобно использовать, если нужно выбрать пластинку $\lambda/4$ или $\lambda/2$. Действительно, для четвертьволновой пластинки имеем $\cos\varphi = 0$, и, следовательно поворотом пластинки (на угол 45°) можно получить круговую поляризацию и, следовательно, свести сигнал ΔI к нулю, т.е. $\Delta I_{\min} = 0$. Для пластинки $\lambda/2$ имеем $|\cos\Delta| = 1$ и сигнал

$\Delta I = \Delta I_{\max}$ не меняется при повороте пластинки. Оба эти случая легко зафиксировать на экране осциллографа.

8. Порядок выполнения работы.

Задание 1. Разделение пластинок на фазовые пластинки и поляризаторы. Определение ориентации плоскости пропускания поляризатора относительно плоскости колебаний лазерного луча.

Устанавливаем на оптической скамье лазер (Л), исследуемую пластинку (ПЛ) и экран (Э), например бумажный, по схеме: Л—ПЛ—Э. Поворачиваем исследуемую пластинку вокруг луча света и следим за интенсивностью светового пятна на экране. Для фазовых пластинок интенсивность не зависит от угла поворота, а для поляризаторов – меняется, периодически обращаясь в ноль.

Отбираем два поляризатора, которые в дальнейшем будем использовать в работе. Для каждого из них определяем отсчёты по лимбу соответствующие минимуму интенсивности; в таком положении лазер и поляризатор *скрещены*, т.е. плоскость пропускания поляризатора перпендикулярна плоскости колебаний в луче лазера.

Задание 2. Предварительное исследование фазовых пластинок методом вращающегося анализатора. Выделение четвертьволновых пластинок.

В этом задании нужно отобрать одну–две фазовые пластинки, которые в дальнейшем будут исследоваться, и одну пластинку четвертьволновую. Измерения ведутся методом вращающегося анализатора. Если на Вашей установке нет необходимого оборудования, то это задание можно выполнить на другой установке, перенеся туда свои пластинки. Но все остальные задания выполняйте на Вашей установке. На оптической скамье устанавливаем лазер (Л), вращающийся анализатор (А) и фотоумножитель (ФЭУ); Между лазером и анализатором предусматриваем место для исследуемой фазовой пластинки (Ф): Л—(Ф)—А—ФЭУ. Установку приборов отлаживаем сначала без исследуемой пластинки.

Устанавливаем вращающийся анализатор так, чтобы луч света проходил через центр вращения анализатора. , затем подбираем усиление и частоту развёртки так, чтобы на экране осциллографа была видна правильная синусоида, и умещалось два её максимума. Затем устанавливаем на скамье исследуемую фазовую пластинку, поворачиваем её вокруг горизонтальной оси и следим за сигналом (синусоидой) на экране.

Для четвертьволновой пластинки при некоторых её положениях синусоида на экране пропадает, т.к. в этих положениях свет на выходе четвертьволновой пластинки поляризован по кругу, и интенсивность прошедшего через анализатор света одинакова для любой ориентации анализатора. Конечно сигнал (синусоида) никогда не достигает нуля точно. Это происходит как из-за неточности юстировки приборов, так и (главным образом) из-за того, что фазовый угол ‘четвертьволновой’ пластинки обычно немного отличается от 90° . Практически четвертьволновую пластинку можно считать достаточно хорошей, если при установке её на минимум сигнала на экране осциллографа не видно синусоиды , а видна только ‘шумовая’ дорожка, амплитуда которой не превышает 5% от максимальной величины сигнала.

Отберите наиболее хорошую четвертьволновую пластинку и две пластинки, которые будут в дальнейшем исследоваться. Для этих двух пластинок определите отношение минимального сигнала (размаха синусоиды) к максимальному, по этому отношению ориентировочно оцените фазовый угол пластинки (по формуле (15) раздела 7).

Задание 3. Определение ориентации главных осей фазовых пластинок относительно плоскости колебаний лазерного луча.

На скамье устанавливаем лазер (Л), исследуемую пластинку (Ф), поляризатор (П) и экран (Э): Л—(Ф)—П—Э. Поляризатор скрещиваем с лазером (проверяется в отсутствии фазовой пластинки по минимуму света, см. задание 1). Затем устанавливаем фазовую пластинку и, поворачивая её, ищем такие положения, чтобы интенсивность света на экране равнялась нулю – это будет, когда одна из осей пластинки совпадёт с плоскостью колебаний луча лазера. Находим четыре таких положения (и записываем отсчёты по лимбу), они и определяют ориентацию двух главных осей фазовой пластинки. Одно из направлений примем за *основное* (удобнее выбрать направление, для которого отсчёт по лимбу наименьший). Относительно него будем в дальнейшем отсчитывать углы. Измерения проводят как для исследуемых фазовых пластинок, так и для четвертьволновой.

Это же задание можно было бы выполнить по методу вращающегося анализатора, устанавливая пластинку по максимуму сигнала с ФЭУ, но точность измерений была бы немного ниже.

Задание 4. Измерение фазового угла пластинки.

Для определения фазового угла пластинки нужно пропустить через пластинку линейно поляризованный свет и определить параметры эллипса получившейся эллиптической поляризации. По измеренным параметрам эллипса вычислить фазовый угол. Теория метода изложена в разделах 4 и 5.

Параметры эллипса можно определить с помощью поляризатора (задание 4а) и с помощью четвертьволновой пластинки (задание 4б).

В этих заданиях вращающийся поляризатор и ФЭУ не используются, и питание осциллографа и ФЭУ должны быть выключены..

Задание 4-а. Анализ параметров эллипса поляризации с помощью поляризатора.

После лазера на скамье устанавливаем исследуемую фазовую пластинку (Ф), поляризатор (П) и полупроводниковый фотодиод (ФД):

Л —(Ф) —(П) —(ФД).

Порядок измерений следующий:

а). Отъюстируйте все приборы так, чтобы луч лазера проходил через их центры, положение фотодиода отрегулируйте по максимуму фототока через микроамперметр.

б). Фазовая пластинка (Ф) должна быть ориентирована так, чтобы плоскостью колебаний светового луча составляла угол $0 < \gamma < 90^\circ$ с основной осью пластинки.

Порядок установки следующий: сначала без пластинки скрещиваем поляризатор с лазером (используем результаты заданий 1 и 3), уточняем установку приборов по минимуму прошедшего света, затем устанавливаем основную ось пластинки параллельно плоскости колебаний луча лазера также по минимуму прошедшего света при скрещенном поляризаторе. Затем

поворачиваем поляризатор на 90° (интенсивность прошедшего света станет максимальной) при этом направление поляризации поляризатора совпадает с основным направлением пластинки, и выбираем удобную шкалу микроамперметра. И, наконец, поворачиваем пластинку (Φ) на некоторый угол ($-\gamma$), т.е. поворот *по часовой стрелке*, если смотреть навстречу лучу. Это равносильно тому, что плоскость колебаний падающего луча повернулась на угол γ относительно основного направления пластинки. Точность результатов измерений будет выше, если γ близко к 45° . Для первого опыта возьмите $\gamma = 45^\circ$. Поверните поляризатор на тот же угол ($-\gamma$) (чтобы направление поляризации поляризатора совпадало с направлением основной оси пластинки) и запишите отсчёт по лимбу для поляризатора p_0 , это будет начало отсчёта углов поворота поляризатора. Запишите также величину установленного угла γ .

в). Теперь поворачивайте поляризатор и измеряйте зависимость интенсивности света от угла поворота δ анализатора (поляризатора).

г). Проведите такие измерения несколько раз для разных углов γ .

д). При обработке результатов постройте зависимости $I(\delta)$. Кривые будут иметь вид синусоид, поднятых над осью абсцисс. Найдите угол наклона большой оси эллипса ν ($\nu = \delta_m, \delta_m$ - угол поворота поляризатора, соответствующий максимальной интенсивности) и отношение $B/A = \sqrt{I_{\min}/I_{\max}}$ и вычислите фазовый угол пластинки φ по формуле (14).

Задание 4-б. Анализ с помощью четвертьволновой пластинки.

После лазера устанавливаем исследуемую фазовую (Φ) и четвертьволновую ($\lambda/4$) пластинки, поляризатор (Π) и экран (Ξ) или фотодиод ($\Phi Д$): Л— Φ — $\lambda/4$ — Π — Ξ ($\Phi Д$).

Начальное положение приборов перед измерениями должно быть таким: плоскость колебаний падающего луча составляет угол γ с основным направлением пластинки (Φ), основные направления пластинки (Φ) и четвертьволновой пластинки параллельны, а плоскость пропускания поляризатора (анализатора) перпендикулярна им.

Одновременно с измерениями нужно строить чертёж, на котором указывать расположение осей приборов, а также ориентацию и форму эллипса. Рассмотрим подробно порядок настройки приборов, измерений и построения чертежа.

а) Сначала скрещиваем поляризатор с лазером, а пластинки (Φ) и $\lambda/4$ ориентируем так, чтобы их основные направления были параллельны плоскости колебаний падающего луча. Проверяем правильность установки по минимуму прошедшего света.

б) Поворачиваем исследуемую пластинку (Φ) на произвольный угол ($-\gamma$), т.е. *по часовой стрелке*, если смотреть навстречу лучу. Это равносильно тому, что плоскость колебаний падающего луча повернулась на угол ($+\gamma$). При этом поляризация после пластинок станет эллиптической и на экране появится световое пятно. При этом если фазовый угол φ удовлетворяет неравенству $|\varphi| < 90^\circ$, то, согласно анализу проведённому в разделах 3 и 5, угол наклона

эллипса (угол наклона его большой полуоси) относительно основного направления исследуемой фазовой пластинки ν и угол наклона поляризации лазера γ будут лежать в одной угловой четверти, т.е. для нашего случая в первой, что изображено на рис.7а. Если же фазовый угол φ удовлетворяет неравенству $90^\circ < |\varphi| < 180^\circ$, то угол наклона эллипса ν будут лежать в другой угловой четверти, чем угол наклона поляризации лазера γ , т.е. для нашего случая во второй, что изображено на рис.7б. Для первого опыта возьмите $\gamma = 45^\circ$. Поворачиваем четвертьволновую пластинку и поляризатор также на угол $(-\gamma)$ (по часовой стрелке). Тем самым выполнена начальная установка приборов и получены начала отсчётов углов. Записываем начальные отсчёты углов:

для исследуемой пластинки Φ - отсчёт f_0 ,

для четвертьволновой пластинки - l_0 ,

для поляризатора - p_0 .

На чертеже (по образцу рис. 7а и 7в) изображаем оси исследуемой пластинки OX и OY (OX - основное направление) и положение плоскости колебаний напряжённости поля \vec{E} падающего луча $E_{\text{лаз}}$.

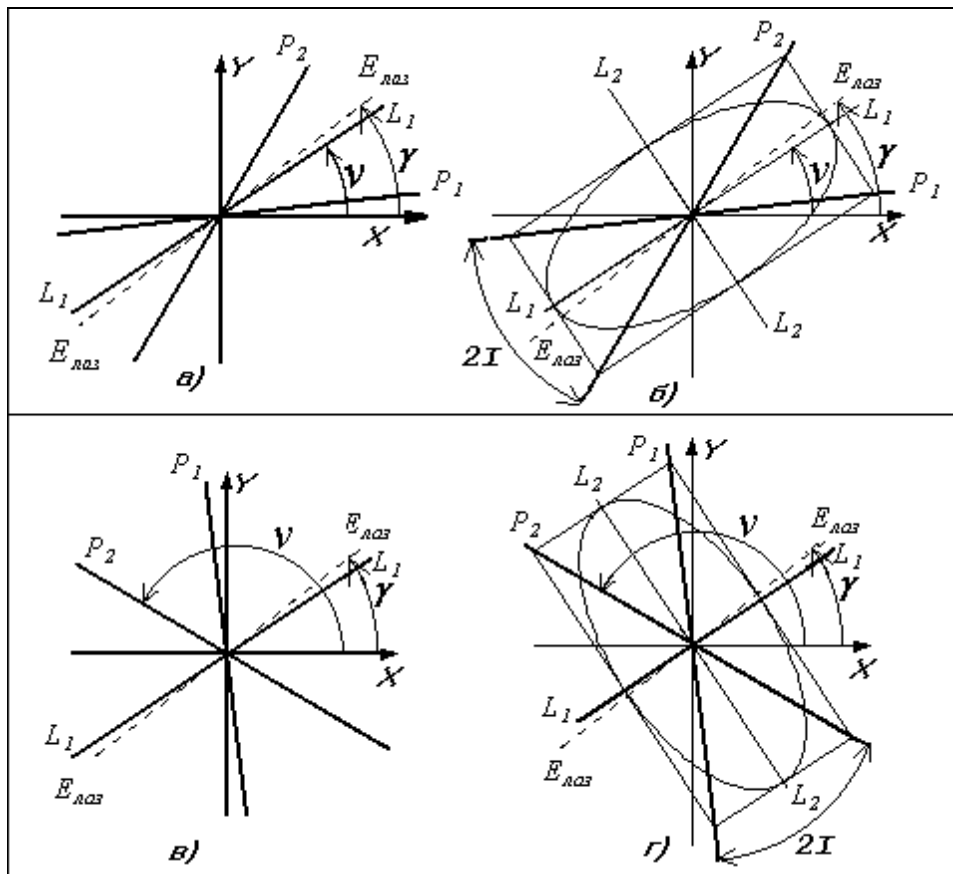


Рис. 7. К определению разности фаз фазовой пластинки с помощью пластинки $\lambda/4$.

в) Ищем положения осей эллипса. Для этого нужно повернуть пластинку $\lambda/4$ так, чтобы её ось стала параллельна оси эллипса поляризации, полученной

после исследуемой пластинки. Тогда после четвертьволновой пластинки свет вновь окажется линейно поляризованным и его можно будет снова погасить с помощью поляризатора. Сначала поворачиваем пластинку $\lambda/4$ на угол $(+\gamma)$, а поляризатор до получения минимума интенсивности на экране; затем уточняя по поочерёдно положение четвертьволновой пластинки и поляризатора (не трогая пластинку Φ !) добиваемся такого расположения приборов, чтобы интенсивность прошедшего света равнялась нулю. Тогда основное направление пластинки $\lambda/4$ займёт положение L_1L_1 (отсчёт l_1), а поляризатор - положение P_1P_1 , отсчёт p_1 (или P_2P_2 , отсчёт p_2). Изобразим это на чертеже. Если положения поляризатора P_1P_1 и P_2P_2 окажутся в тех же угловых четвертях, что и направление поляризации луча лазера $E_{\text{лаз}}$, т.е. в первой и третьей, то получится вариант по рис. 7а и 7б, если же положения поляризатора P_1P_1 (или P_2P_2) окажутся в других четвертях, т.е. во второй и четвёртой, то осуществится вариант по рис. 7в и 7г. Повернём теперь четвертьволновую пластинку на 90° , а поляризатор до получения минимума интенсивности, и опять уточним положение этих приборов (не трогая исследуемой пластинки), добиваясь полного погашения прошедшего света. Новое положение оси пластинки $\lambda/4$ будет L_2L_2 , отсчёт l_2 , а поляризатора P_2P_2 (если раньше было P_1P_1) или P_1P_1 .

д) Теперь на чертеже можно построить эллипс поляризации света прошедшего через исследуемую пластинку. Оси эллипса параллельны прямым L_1L_1 и L_2L_2 , а эллипс вписан в прямоугольник, с диагоналями на прямых P_1P_1 и P_2P_2 .

е) Для расчёта по полученным данным фазового угла φ исследуемой пластинки преобразуем формулу (14) раздела 4. Введём угол ψ такой, что $\text{tg}\psi = B/A$ и подставим это в выражение (14). Тогда получим

$$\text{tg}\varphi = \pm \frac{2\text{tg}\psi}{1 - \text{tg}^2\psi} \cdot \frac{1}{\sin 2\nu} = \pm \frac{\text{tg} 2\psi}{\sin 2\nu} \quad (16).$$

Из чертежа видим, что $2\psi = \angle P_1OP_2 = p_2 - p_1$,

и для варианта (7а) $\nu = \angle L_1OX = l_1 - l_0$,

а для варианта (7б) $\nu = \angle L_2OX = l_2 - l_0 = (l_1 - l_0 + 90^\circ)$.

По формуле (16) вычисляем $\text{tg}\varphi$ и определяем сам фазовый угол φ . Если эллипс ориентирован как на рис.7а, то в выражении (16) берём знак (+), и значит $|\varphi| < 90^\circ$, а если эллипс ориентирован как на рис.7б, то берём знак (-), и $90^\circ < |\varphi| < 180^\circ$.

ж) Измерения проделываем несколько раз, меняя угол наклона поляризации луча лазера γ (поворотом исследуемой пластинки).

В отчёте нужно привести результаты измерений и чертёж (чертёж можно привести только для одного угла γ).

Задание 5. Определение абсолютного положения плоскости пропускания поляризатора методом разворота приборов вокруг вертикальной оси.

В заданиях 1 и 3 было определено только относительное положение плоскости пропускания поляризатора и осей пластинок по отношению к плоскости колебаний луча лазера (которая ориентирована случайным образом). Следующие два задания - 5 и 6 - имеют целью определение абсолютного положения этих направлений (относительно вертикальной или горизонтальной плоскости).

Рассмотрим идею метода используемого в задании 5.

Установим на пути луча два скрещенных поляризатора, т.е. их плоскости пропускания должны быть взаимно перпендикулярны. Свет сквозь такую систему не проходит. При этом плоскости пропускания поляризаторов могут быть произвольно ориентированы относительно вертикали.

Повернём теперь какой-нибудь из поляризаторов вокруг вертикальной оси на 180° . Если до этого плоскость ни одного из поляризаторов не была вертикальна, то после поворота вокруг вертикальной оси плоскости пропускания поляризаторов перестанут быть взаимно перпендикулярны и свет в общем случае пройдёт через такую систему. Для надёжной работы по этому методу, необходимо чтобы на систему поляризаторов падал естественный свет или свет поляризованный по кругу, так чтобы интенсивность света, прошедшего первый поляризатор, не менялась от поворота поляризатора вокруг направления луча при его настройке.

Для этого после лазера устанавливаем четвертьволновую пластинку в положение обеспечивающее круговую поляризацию на выходе луча из неё (т.е. её главные направления под углом 45° к плоскости колебаний лазера), правильность установки пластинки проверяем с помощью одного поляризатора, так чтобы при его повороте интенсивность на экране не менялась.

Затем устанавливаем второй поляризатор и экран. Поляризаторы (Π_1) и (Π_2) тщательно юстируем, чтобы луч света проходил через центр поляризатора и через вертикальную ось (ось рейтера), вокруг которой поворачивается прибор. Порядок измерений следующий:

а) Устанавливаем поляризаторы на минимум интенсивности на экране (скрещиваем). При этом плоскости пропускания поляризаторов P_1P_1 и P_2P_2 оказываются взаимно ортогональны (см. рис.8).

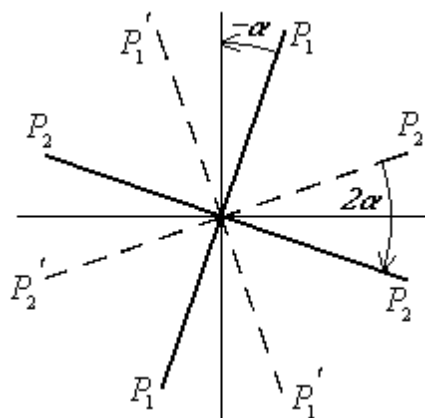


Рис.8. К определению абсолютного положения плоскости пропускания поляризатора.

б) Не трогая поляризатор Π_2 поворачиваем Π_1 на 180° вокруг вертикальной оси (оси рейтера). Плоскость пропускания прибора займёт положение $P_1'P_1'$ (рис.8), симметричное относительно вертикальной оси.

в) Если плоскость P_1P_1 до поворота была строго вертикальна (или горизонтальна), то она такой же будет и после поворота, и на экране останется минимум интенсивности. Однако, если первоначальная установка была не точна, минимума не будет, т.к. плоскости $P_1'P_1'$ и P_2P_2 не будут взаимно ортогональными. Тогда повернём поляририд Π_2 вокруг направления луча, установив его в положение $P_2'P_2'$ так, чтобы опять получить минимум интенсивности. Пусть для этого нам понадобилось повернуть Π_2 на угол 2α . Из рис.8 видно, что для более точной установки поляризаторов относительно вертикали нужно повернуть теперь оба прибора на угол $-\alpha$. После поворота уточняем установку Π_2 по минимуму интенсивности.

г) Повторяем выполняем операции (б) и (в) пока не получим $\alpha = 0$, т.е. пока разворот поляризатора на 180° не перестанет сбивать минимум интенсивности.

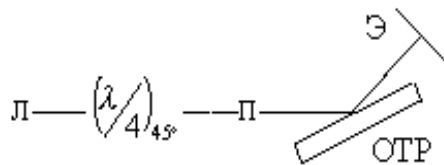
Записываем найденное окончательное положение поляризаторов.

Описанным способом можно с большой точностью определить положение поляризатора, соответствующее вертикальному или горизонтальному положению плоскости пропускания, но этот метод не даёт возможности разделить эти два случая. Следующее задание позволяет решить этот вопрос.

Задание 6. Определение ориентации плоскости пропускания поляризатора по отражению света от поверхности диэлектрика.

В этом методе используется тот факт, что коэффициент отражения линейно поляризованного света зависит от ориентации плоскости поляризации (колебаний) падающего луча - он наибольший, если плоскость колебаний перпендикулярна плоскости падения, и наименьший - если эти плоскости параллельны.

После поляризатора, как и в предыдущем задании, ставим четверть волновую пластинку, повернув её так, чтобы её ось составляла 45° с плоскостью колебаний луча лазера, с целью получения круговой поляризации. Затем ставим исследуемый поляририд, и, поворачивая его, убеждаемся, что интенсивность прошедшего через него света практически не меняется. Затем ставим отражающую поверхность (ОТР) - стеклянную пластинку, установленную на специальном столике. Пластинку разворачиваем вокруг вертикальной оси так, чтобы свет падал на неё под углом, близким к углу Брюстера (для стекла это - 56°). Отражённый от пластинки луч пускаем на экран, который для этого должен стоять сбоку от оптической скамьи согласно схемы:



Поворачиваем поляризатор и наблюдаем за изменением интенсивности светового пятна на экране. Т.к. плоскость падения луча на отражающую поверхность горизонтальна, то максимальная интенсивность соответствует вертикальному положению плоскости пропускания поляризатора, а минимальная (близкая к нулю) - горизонтальному.

Меняя угол разворота отражающей пластинки можно добиться полного погашения отражённого света. В этом положении измерения наиболее точны. Запишите отсчёт по лимбу поляризатора и сравните его с результатом, полученным в задании 6.

Пользуясь результатами заданий 5 и 6, определите каждого из поляризаторов отсчёт по лимбу, соответствующий вертикальному положению плоскости пропускания (плоскости поляризации). Вычислите по результатам заданий 1 и 3 отсчёты, соответствующие вертикальному положению "основной" оси для всех пластинок (исследуемых и четвертьволновой), вычислите также угол, который составляет с вертикалью плоскость колебаний лазерного луча.

Задание 7. Определение "опережающей" оси фазовой пластинки.

Для того, чтобы определить, какая из осей фазовой пластинки является "опережающей" можно воспользоваться другой четвертьволновой пластинкой, для которой направление "опережающей" оси известно.

Пропустим линейно поляризованный свет через две четверть волновые пластинки (известную и исследуемую), расположив их так, чтобы их "опережающие" оси были взаимно перпендикулярны. Тогда изменение разности фаз двух составляющих электрического вектора (параллельных осям пластинок) будет $\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = 0$, и прошедший свет окажется поляризованным точно также, как и падающий. Если же расположить пластинки так, чтобы их "опережающие" оси совпадали, то возникшая разность фаз будет $\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi$ и две пластинки будут действовать как одна полуволновая пластинка, т.е. прошедший пластинки свет останется линейно поляризованным, но изменит ориентацию плоскости колебаний (см. раздел 3, замечание "г").

Для получения прибора (фазовой пластинки) с известным направлением "опережающей" оси можно использовать явление полного внутреннего отражения. Известно, что при полном внутреннем отражении между колебаниями в двух лучах, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к ней, возникает разность фаз δ , определяемая равенством

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \sqrt{\sin^2 \alpha - n^2}}{\sin^2 \alpha}$$

где α - угол падения, n - относительный показатель преломления, при переходе из оптически менее плотной среды в более плотную $n < 1$. При этом **большую фазу** приобретает луч (опережающий), плоскость колебаний которого **параллельна плоскости падения**. В качестве четвертьволновой пластинки с известной "опережающей" осью (опережающим колебанием) может быть использована, например, так называемая призма Френеля (или ромб Френеля), у которой при двух внутренних отражениях набегают разность фаз $2\delta = 90^\circ$. В нашей работе используется прибор, состоящий из двух одинаковых стеклянных призм, сложенных как показано на рис. 9. Свет, проходя через призмы испытывает два полных внутренних отражения. Такой прибор работает как фазовая пластинка с фазовым углом $\varphi_{np} = 2\delta \approx 75^\circ$ и опережающей осью, лежащей в плоскости, параллельной основаниям призм.

На оптической скамье устанавливаем поляризатор *III* так, чтобы его плоскость пропускания составляла угол 45° с горизонталью, и второй

поляризатор, скрещенный с первым. Между ними устанавливаются призмы PP и исследуемая четвертьволновая пластинка $\lambda/4$:

$$L \text{---} P1 \text{---} PR \text{---} \lambda/4 \text{---} P2 \text{---} \mathcal{E}.$$

Свет, прошедший призмы и исследуемую пластинку, не будет линейно поляризованным, однако, т.к. угол $\varphi_{np} \approx 75^\circ$ близок к 90° , получится сильно вытянутый эллипс поляризации, оси которого будут параллельны плоскостям пропускания поляризаторов.

Повернём исследуемую четвертьволновую пластинку так, чтобы её основное направление было горизонтальным, а затем вертикальным, и будем наблюдать изменение интенсивности на экране. Если в первом положении окажется минимум света, а во втором - максимум, то значит в первом положении "опережающие" оси исследуемой пластинки и пластинки из призм были параллельны. Следовательно "основное" направление соответствует "опережающей" оси исследуемой пластинки. Если, наоборот, в первом положении был максимум интенсивности, а во втором - минимум, то значит "опережающая" ось пластинки перпендикулярна "основному" направлению.

Определите отсчёт по лимбу, соответствующий вертикальному положению "опережающему" оси четвертьволновой пластинки.

Ответьте на вопросы:

-Какое направление вращения - левое или правое - осуществляется в эллиптически поляризованном свете, прошедшем призмы?

-Какое направление в свете, прошедшем через призмы и пластинку?

Придумайте сами способ и определите положение "опережающей" оси пластинок с произвольным фазовым углом (пластинок, которые мы исследовали в работе).

Таблица основных результатов и пример её заполнения.

Номер пластинки	Тип пластинки	Положение оси (Φ) или плоскости пропускания поляризатора (Π)		Фазовый угол пластинки	
		относительное	абсолютное (вертикальное)	С помощью пластинки $\lambda/4$	С помощью поляризатора
L	-	-	$(8 \pm 1)^\circ$ ↖	-	-
1	Π	$(15 \pm 1)^\circ$	$(23 \pm 1)^\circ$	-	-
2	Π	$(25 \pm 1)^\circ$	$(33 \pm 1)^\circ$	-	-
3	Φ	$(35 \pm 2)^\circ$	$(43 \pm 1)^\circ$	-	$(91 \pm 3)^\circ$
4	Φ	$(45 \pm 1)^\circ$	$(53 \pm 1)^\circ$	$(40 \pm 3)^\circ$	$(39 \pm 2)^\circ$
5	Φ	$(55 \pm 1)^\circ$	$(63 \pm 1)^\circ$	$(177 \pm 8)^\circ$	$(174 \pm 6)^\circ$