Конспект лекций по курсу общей физики. Часть III "Оптика. Квантовые представления о свете. Атомная физика и физика ядра" Лекция № 5

3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА 3.6. Построение Гюйгенса

Для наглядного объяснения двойного лучепреломления и построения обоих преломленных лучей в одноосном кристалле воспользуемся графическим мето-



дом Гюйгенса, предложенным автором для изотропных сред и обобщенным для анизотропных.

Пусть на преломляющую грань кристалла падает плоский фронт волны AB (рис.14). Угол падения лучей равна α . За время Δt , в течение которого луч 2 пройдет расстояние $BC=c\cdot\Delta t$, в кристалле в точке Aпадения луча 1 возникнут две линейно поляризованные волны – обыкновенная и необыкновенная, соприкасающиеся друг с другом в направлении оптической оси. Волновая поверхность обыкновенной волны – полусфера с центром в точке A и радиусом $v_o \cdot \Delta t$. Для положительного кристалла волновая поверхность

необыкновенной волны – эллипсоид вращения, находящийся внутри сферы. Во всех точках между A и C возникнут волновые поверхности меньших размеров. По принципу Гюйгенса огибающая вторичных сферических волн изображается плоскостью CC_0 , касающейся полусферы. Это фронт преломленной обыкновенной волны. Прямая, проведенная из точки A к точке касания плоскости CC_0 , дает направление преломленного луча. Аналогично, прямая, проведенная из точки A к точке касания плоскости CC_e , дает направление преломленного необыкновенного луча. Колебания электрического вектора обыкновенного луча перпендикулярны плоскости главного сечения и отмечены точками. Колебания электрического вектора необыкновенного сечения и отмечены поперечными черточками.

Рассмотрим несколько характерных случаев двойного лучепреломления.

1. Оптическая ось параллельна поверхности кристалла (кристалл положительный).



Рис.15

При падении луча под углом к поверхности кристалла наблюдается двойное лучепреломление. Если плоскость падения перпендикулярна оптической оси, луч обыкновенный и луч необыкновенный лежат в плоскости падения, но показатели преломления для обоих лучей не зависят от направления. Необыкновенный луч преломляется сильнее обыкновенного (рис.15). При нормальном падении света оба луча идут по одному и тому же направлению с разными скоростями, $v_o > v_e$, вследствие чего между ними возникает все возрастающая разность фаз.

2. Оптическая ось перпендикулярна поверхности кристалла (кристалл отрицательный).



Рис.16

При падении луча под углом к поверхности кристалла наблюдается двойное лучепреломление, обыкновенный луч преломляется сильнее необыкновенного (рис.16). При нормальном падении луч направлен параллельно оптической оси и, следовательно, распространяется как в изотропной среде – двойного лучепреломления нет. Для получения поляризованного света из естественного можно воспользоваться поляризаторами.

3.7. Поляризационные приборы

Комбинация кристаллов, дающая поляризационный свет, называется поляризационной или двоякопреломляющей призмой. *Поляризационной* призма называется тогда, когда на выходе имеется один поляризованный луч, а *двоякопреломляющей* – когда на выходе оба луча.

Призма Николя. Призма Николя (сокращенно: николь) является поляриза-



Рис.17

ционной призмой и изготовляется из исландского шпата.

Состоит из двух прямоугольных призм, склеенных канадским бальзамом по CC'. Показатель преломления канадского бальзама (n=1.550) меньше показателя преломления обыкновенного луча ($n_o=1.658$). При соответствующем выборе направления падающего луча обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение на поверхности склейки и выводится из призмы или поглощается

на ее зачерненной поверхности. Необыкновенный луч проходит через обе призмы.

Недостатком призмы Николя является непрозрачность канадского бальзама для ультрафиолетовых лучей, так что призма пригодна только для области видимого света.

Призма Волластона. Двоякопреломляющая призма составлена из комби-



Рис.18

нации двух прямоугольных призм из исландского шпата с различной взаимно ориентировкой оптических осей. В первой призме лучи обыкновенный и необыкновенный идут по одному направлению со скоростями v_o и v_e . Луч, бывший обыкновенным в первой призме, во второй, вследствие другого направления оси, является необыкновенным и преломляется к вершине призмы. Луч, обыкновенный во второй призме преломляется к основанию. Этим достигается значительное расхождение лучей (рис.18).

Следует заметить, что лучи обыкновенный и необыкновенный, получены из естественного света, не когерентны, т.к. излучены разными атомами, их колебания не связаны друг с другом и не имеют постоянной разности фаз.

3.8. Интерференция поляризованных волн

Лучи обыкновенный и необыкновенный, т.е. лучи с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации, могут быть получены, если на пути луча до входа в кристаллическую пластинку *P* поставить призму Николя *N* (рис.19). Призма Николя создает линейно поляризованный свет, причем направление колебания электрического вектора может меняться поворотом николя. *Линейно поляризованный свет падает на кристаллическую пластинку, где распадается на обыкновенный и необыкновенный лучи.*



Рис.19

Для того, чтобы установить характер распространения линейно поляризованного луча в двоякопреломляющей кристаллической пластинке, размножим амплитуду колебания его электрического вектора A на две составляющие A_o и A_e . Сквозь пластинку будет распространяться **по одному направлению** два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Составляющая $A_o = A \cdot sin\alpha -$ это амплитуда обыкновенной волны, распространяющейся в пластинке. Составляющая $A_e = A \cdot cos\alpha -$ амплитуда необыкновенной волны, $\alpha -$ угол между плоскостью колебаний падающего луча и осью пластинки. Отношение

$$\frac{A_o}{A_e} = \frac{A\sin\alpha}{A\cos\alpha} = tg\,\alpha \tag{9}$$

не зависит от A, т.е. одинаково для всех элементарных волн, составляющих линейно поляризованную волну. Таким образом, можно сделать следующий вывод: обыкновенная и необыкновенная волны, возникающие в одноосном кристалле при падении на него линейно поляризованного света, когерентны, так как содержат попарно когерентные составляющие, следовательно, они могут интерферировать.

Поскольку скорость их различна, оказывается различен и коэффициент преломления ($n_o = \frac{c}{v_o}$, $n_e = \frac{c}{v_e}$), поэтому одна и та же толщина *d* пластинки представляет для них **разный оптический путь**. Оптическая разность хода волн равна

$$\Delta_{onm} = d\left(n_o - n_e\right). \tag{10}$$

Поскольку эти волны проходят разный оптический путь, то по выходе из вещества между ними возникает разность фаз

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{onm} = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e).$$
(11)

В теории колебаний рассмотрены примеры сложения взаимно перпендикулярных колебаний, что является аналогом сложения (интерференции) когерентных обыкновенного и необыкновенного лучей после выхода из пластинки, т.к. после выхода обе волны распространяются с одинаковой скоростью и их можем рассматривать как составляющие одной волны. Сложением взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами $a=A_e$, $b=A_o$ и разность фаз $\Delta \varphi$ приведет к образованию эллиптического колебания, т.е. колебания, при котором конец результирующего вектора описывает эллипс:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cdot \cos \alpha = \sin^2 \alpha \tag{12}$$

Такой свет называется эллиптически поляризованным.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1). Пластинка в четверть волны.

Если толщина пластинки такова, что оптическая разность хода двух лучей

у

$$x \int_{\Delta \varphi=0}^{y} \pi/4 = \frac{1}{\pi/2} \frac{1}{3\pi/4} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{5\pi/4} = \frac{1}{3\pi/2} \frac{1}{7\pi/4} = \frac{1}{2\pi}$$

Рис.20
Составляет $\Delta_{onm} = \frac{1}{4}\lambda$, из
уравнения (11) $\Delta \varphi = \frac{\pi}{2}$. Уравнения
нение эллипса примет вид
 $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$,

Т.е. эллипс, ориентирован-

 $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$,

ный относительно главных осей (ось ОО' и ось, перпендикулярная к ней). Различные типы поляризации показаны на рисунке 20. Форма и ориентация эллипса зависят от α и $\Delta \varphi$.

2). Пластинка в полволны.

При
$$\Delta_{onm} = \frac{\lambda}{2}$$
,

 $\Delta \phi = \pi$ (13)

уравнение (12) принимает вид

$$\frac{x}{a} = \frac{y}{b} = 0. \tag{14}$$

Следовательно, при выходе из пластинки свет остается плоско поляризованным, изменяется направление колебаний.

3.9. Цвета кристаллических пластинок

При наложении когерентных лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, привычной картины интерференции с характерными че-



редующимися максимумами, не наблюдается.

Рассмотрим интерференцию двух лучей, колебания в которых приведены к одной плоскости. Пластинку P из одноосного кристалла с оптической осью OO' поместим между николями N_1 и N_2 (рис.21). Пластинка вырезана из одного кристалла параллельно оптической оси.

Из первого николя свет выйдет плоскополяризованным. Пройдя через пластинку, свет станет в общем случае эллиптически поляризованным. По выходе из николя N_2 свет снова будет плоскополяризованным.



Предположим, что николи скрещены. Обозначим положение главных сечений обоих николей линиями N_1 и N_2 (рис.22). Световое колебание, вышедшее из николя N_1 изобразиться вектором A_1 . Луч, попавший на пластинку P, разобьется на два – обыкновенный с амплитудой A_o (колебания электрического вектора перпендикулярны к оптической оси OO') и необыкновенный с амплитудой A_e (колебания электрического вектора в направлении оси OO').

Эти колебания когерентны, амплитуды

$$A_o = A_I \cdot sin\alpha$$
 и $A_e = A_I \cdot cos\alpha$.

(15)

(16)

При толщине пластинки *d* разность фаз когерентных лучей после прохождения пластинки составит

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e).$$

Второй николь пропустит колебания только направления N_2 . таким образом, николь N_2 , являясь анализатором, 1) разлагает приходящие к нему когерентные волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и имеющие разность фаз $\Delta \varphi$, 2) выделяет из них составляющие A_{o2} и A_{e2} , которые поляризованы в одной плоскости, и тем самым создает условия, необходимые для интерференции этих волн. Из рисунка и равенства (15) имеем

$$A_{o2} = A_I \cdot sin\alpha \cdot cos\alpha$$

$$A_{e2} = A_1 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha$$
,

амплитуды численно равны друг другу. Проекции на N_2 имеют разные знаки, это означает, что к разности фаз $\Delta \varphi$ возникает еще добавочная разность фаз, равная π . Суммарная разность фаз

$$\Delta \varphi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) + \pi \tag{17}$$

При $\Delta \varphi_1 = 2\kappa \pi$, где к – целое число, оба колебания усилят друг друга, и поле при рассмотрении сквозь скрещенные призмы окажется просветленным.

При $\Delta \varphi_1 = (2\kappa + 1)\pi$ поле останется темным, колебания полностью погасят друг друга.

При освещении системы белым светом условия максимального усиления или ослабления колебаний осуществляется не одновременно для лучей разных длин волн и поэтому при заданной толщине плоскопараллельной пластинки расположенной между скрещенными николями, поле представится равномерно окрашенным. Тон окраски зависит от толщины пластинки и значения разности показателей преломления n_o - n_e .

Если главные сечения николей расположить параллельно друг другу (рис.23), то



Рис.23

 $A_{o2} = A_1 \cdot \sin^2 \alpha, \tag{18}$

 $A_{e2} = A_1 \cdot \cos^2 \alpha$.

Оба вектора, A_{o2} и A_{e2} , направлены в одну сторону, разность фаз между когерентными волнами равна

$$\Delta \varphi_2 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e). \tag{19}$$

Из рисунка видно – при любой толщине пластинки, расположенной между николями, поле окажется просветленным, исключение составляет частный случай, когда $\alpha = \pi/4$.

Благодаря тому, что разность фаз $\Delta \varphi_2$ отличается на π от разности фаз $\Delta \varphi_1$, при параллельных николях ослабляются те лучи, которые при той же пластинке усиливались при скрещенных николях, и наоборот. В результате, при освещении системы белым светом окраски при параллельных и при скрещенных николях получаются разные; эти две окраски называются *дополнительными*. Это явление получило название *хроматической поляризации* и используется как чувствительный метод обнаружения двойного лучепреломления.

3.10. Искусственная анизотропия

Рассмотрим различные методы создания искусственной анизотропии.

а). Анизотропия при деформации. Оптически изотропное тело при деформации сжатия или растяжения приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого коллинеарна с направлением деформирующих сил. Мерой возникшей анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Экспериментально установлено соотношение между ними в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$n_o - n_e = \kappa \sigma, \tag{20}$$

где $\sigma = F/S$ – напряжение, вызвавшее деформацию,

к – постоянная, характеризующая свойства вещества.

Поместим прозрачное изотропное тело (стекло, плексиглас, целлулоид) между скрещенными николями. Такая система не пропускает свет. Если тело под-



вергнуть сжатию (рис.24), свет начинает проходить. Областям в теле, которые испытывают одинаковое давление, соответствует одинаковый сдвиг фаз, а, следовательно, и одинаковая окраска. Наблюдаемая в прошедших лучах картина оказывается набором цветных полос, это линии равного напряженного состояния (изохромы). Такой метод изучения деформации называется *методом фотоупругости* и применим к телам любой сложной формы. Метод получил значительное распространение в современной технике для изучения внутренних напряжений в различных н е п р о з р а ч н ы х частях машин и сооружений. Для этой цели прозрачную модель исследуемого тела подвергают соответственным механические зада-

Рис.24

чи о деформациях, возникающих в телах различной формы под влиянием тех или иных сил и их направления.

Метод фотоупругости используется для обнаружения остаточных внутренних напряжений, которые возникают в изделиях из стекла при несоблюдении технологии их изготовления.

б). Анизотропия, вызванная действием электрического поля. Оптически изотропное вещество в электрическом поле приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, коллинеарной вектору напряженности электрического поля (*явление Керра*, 1875г.). Явление наблюдается в твердых диэлектриках, жидкостях и газах.



Рис.25

Поместим прозрачную кювету с жидкостью между скрещенными николями. В кювету введем пластины плоского конденсатора, это так называемая *ячейка Керра* (рис.25). В качестве исследуемой жидкости берется нитробензол $(C_6H_5NO_2)$. В отсутствие электрического поля система не пропускает свет, т.к. жидкость изотропна. Если к электродам приложить электрическое поле, то наблюдается просветле-

ние поля зрения, что доказывает возникновение двойного лучепреломления.

С молекулярной точки зрения явление Керра объясняется оптической анизотропией молекул жидкости, в которой наблюдается эффект. Анизотропные молекулы в обычных условиях расположены хаотично, так что при распространении световой волны с любым направлением электрического вектора и по любому направлению она будет встречать одинаковые условия: среда ведет себя как изотропная.

Наложение сильного электрического поля вызовет преимущественную ориентацию молекул, в жидкости нарушается полная хаотичность во взаимной ориентации частиц. Молекулы стремятся ориентироваться таким образом, чтобы направления их максимальной поляризуемости совпадали с направлением вектора напряженности \overline{E} электрического поля. В связи с этим диэлектрическая проницаемость ε и показатель преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$ среды должны зависеть от направления, т.е. среда становиться оптически анизотропной. Внешнее электрическое поле является осью симметрии, поэтому диэлектри-



ческая постоянная ε_1 будет отличаться от диэлектрической постоянной $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$, перпендикулярной к направлению поля. Таким образом, эллипсоид диэлектрической постоянной есть эллипсоид вращения (рис.26) и среда подобна одноосному кристаллу.

Электрический вектор необыкновенного луча имеет направление, совпадающее с \overline{E} . Колебание электрического вектора обыкновенного луча перпендикулярны к \overline{E} . В первом случае ε и *п* имеют максимальное значение, во втором – минимальное. Следовательно, $n_e > n_o$. Опыт

показывает, что

$$n_e \cdot n_o = \kappa \lambda E^2, \tag{21}$$

где λ – длина волны света в вакууме,

к – *константа Керра*.

Эффект Керра безынерционен, длительность перехода вещества в электрическом поле из изотропного состояния в анизотропное и обратно составляет 10^{-9} - $10^{-10}c$, поэтому ячейка Керра, помещенная между скрещенными николями используется в скоростной фотосъемке быстро протекающих процессов в качестве быстродействующего светового затвора.

в). Анизотропия, вызванная действием магнитного поля (явление Коттон – Мутона, 1910г.). оптически изотропное вещество в магнитном поле приоб-



ретает свойства одноосного кристалла, ось которого коллинеарна направлению индукции магнитного поля *В*. При распространении света перпендикулярно индукции магнитного поля (рис.27)

$$n_e - n_o = C\lambda B^2, \tag{22}$$

где С – постоянная, характеризующая свойства вещества.

Этот эффект очень мал. Объяснение эффекта аналогично объяснеию эффекта Керра.

Рис.27

3.11. Вращение плоскости поляризации



При прохождении линейно поляризованного луча вдоль оптической оси кварцевой пластинки (рис.28) наблюдается поворот плоскости поляризации. Если между скрещенными призмами, дающими темное поле зрения, поместить кварцевую пластинку, то при прохождении линейно поля-

ризованного луча вдоль оптической оси пластинки наблюдается поворот плоскости поляризации (Араго, 1811г.), поле зрения просветляется. Впоследствии это явление было обнаружено в других кристаллах и в жидкостях и получило название *вращения плоскости поляризации*. Вещества, вращающие плоскости поляризации, называются оптически активными. Экспериментально установлено, что угол поворота зависит от длины d пути в кристаллической пластинке и от длины волны:

 $\varphi = \alpha d,$ (23)

где, а - вращательная способность.

Кварцевая пластинка толщиной в *1мм* поворачивает плоскость поляризации желтых лучей (λ =589*нм*) на 21,7°, ультрафиолетовых лучей (λ =214,7*нм*) на 236°. Эти данные показывают весьма значительную вращательную способность кварца.



Рис.29

Существуют две модификации кристалла кварца – правовращающая и левовращающая. Они характеризуются различными направлениями вращения плоскости поляризации, которые определяются в соответствии с правилом правого или левого винта при распространении света вдоль оптической оси (рис.29).

Объяснить вращательную способность можно качественно, с точки зрения электронной теории. Сделано предположение, что в оптически активной молекуле имеются такие связи, что под действием световой волны электроны движут-

ся по винтообразным траекториям. В активных кристаллах, например в кварце, атомы кремния и кислорода расположены по винтовым линиям (рис.30).



Пусть на молекулу падает линейно поляризованный луч света, колебания электрического вектора \overline{E}_y которого направлено вдоль оси у. Электрическое поле вызовет движение электронов молекулы вверх и вниз по спирали. Вдоль оси у возникает ток и происходит излучение электрического поля $\overline{E}y$ в точке A. перемещаясь по спирали, электроны приобретают составляющую тока вдоль оси x. Составляющие тока от противоположных сторон витка создают электрические поля \overline{E}_1 и \overline{E}_2 в точке A равные по величине, но с определенной, не равной нулю, разностью фаз. Поля не мо-

гут взаимно погаситься и остается небольшая \overline{E}_x компонента электрического поля, хотя первоначально падающее поле имело только компоненту \overline{E}_y . Складывая эти компоненты, получаем результирующее поле \overline{E} , повернутое на угол φ . Следовательно, при движении луча через активную среду направление поляризации поворачивается вокруг оси луча.

Угол поворота в жидкостях зависит и от концентрации *с* активного вещества:

$$\varphi = \alpha d \cdot c. \tag{24}$$

Это выражение называется законом Био (1832г.) и находит практическое применение при измерении концентрации раствора.