

Саратовский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского

Руководство к лабораторным работам  
по курсу общей физики

ОПТИКА

Выпуск девятый

ЭФФЕКТ КЕРРА

Под редакцией профессора В.П. Рябухо

Составители: Березина Р.И., Березин К.В.

Рекомендует к выпуску:  
кафедра оптики Саратовского университета

Саратов

2001

### Цель работы:

- Теоретическое описание принципа работы ячейки Керра
- Создание ячейки Керра для экспериментального наблюдения эффекта и измерение эффекта Керра.

#### 1. Наблюдение эффекта Керра.

Электромагнитная природа света и вещества позволяют предположить, что оптические свойства вещества должны изменяться при его внесении в электрическое и магнитное поле. Действительно, такие изменения были обнаружены на опыте. Сначала Фарадей в 1846 году открыл магнитооптическое явление - *вращение плоскости поляризации света в магнитном поле*. Затем Керр (1824-1907г.г.) в 1875 году открыл "электрооптическое явление", названное его именем. В 1877 году тот же Керр нашел, что намагниченное железное зеркало иначе отражает поляризованный свет, чем ненамагниченное. В дальнейшем были открыты и другие *электрооптические и магнитооптические явления*.

*Электрооптический эффект Керра состоит в том, что многие изотропные тела при введении в постоянное электрическое поле становятся оптически анизотропными.* Они начинают вести себя подобно одноосным двупреломляющим кристаллам, оптическая ось которых параллельна приложенному электрическому полю.

Сам Керр наблюдал это явление сначала на стекле, вводимом в электрическое поле. В этом случае, а также в случае всех других твердых тел оптическая анизотропия может быть вторичным явлением, а именно может возникать в результате механических деформаций, производимых электрическим полем. Однако последующие исследования самого Керра и других ученых показали, что явление наблюдается также в жидкостях и даже в газах, где механическая анизотропия исключена. Кроме того, "чистый эффект Керра" можно отделить от эффекта, вызванного механическими деформациями, исследуя явление в переменных полях: при внезапном

включении или выключении электрического поля механические деформации возникают и исчезают не сразу, а с некоторой задержкой, тогда как явление Керра в чистом виде (наблюдаемое в жидкостях и газах) происходит *практически безынерционно*.

Как и всякое двойное преломление, эффект Керра можно обнаружить, помещая между скрещенными николями  $N_1$  и  $N_2$  плоский конденсатор, заполненный исследуемым веществом (рис. 1).

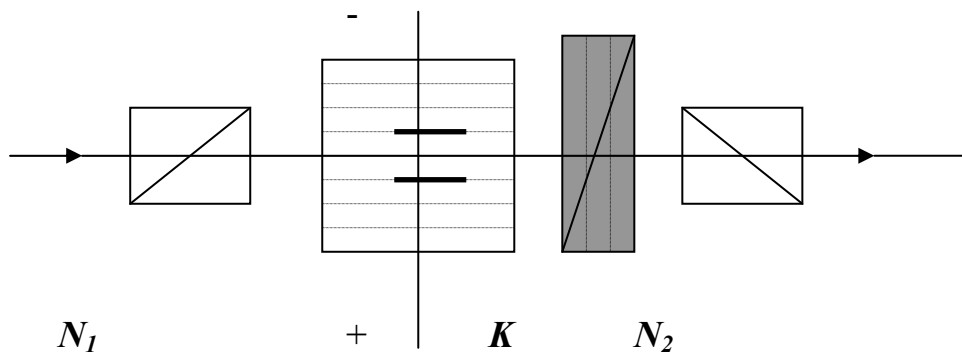


Рис. 1.Схема для наблюдения эффекта Керра

В отсутствие внешнего электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля возникает *двойное преломление*, вследствие чего свет по выходе из конденсатора становится *поляризованным эллиптически* и частично проходит через николь  $N_2$ , - поле зрения просветляется. Вводя компенсатор  $K$ , можно измерить разность фаз между обоими лучами, возникшими при двойном преломлении, и таким образом найти разность  $n_e - n_o$  между необыкновенным  $n_e$  и обыкновенным  $n_o$  показателями преломления исследуемого вещества в электрическом поле. Ввиду малых значений указанной разности ее измерение лучше выполнять интерференционными методами.

Небольшим изменением описанного опыта можно для жидкостей найти две разности  $n_e - n_o$  и  $n_o - n$ , где  $n$  – обычный показатель преломления жидкости.

Для этого по предложению Л.И. Мандельштама можно воспользоваться, например, интерферометром Жамена. Исследуемая

жидкость наливается в кювету, а конденсатор погружается в нее целиком (рис. 2).

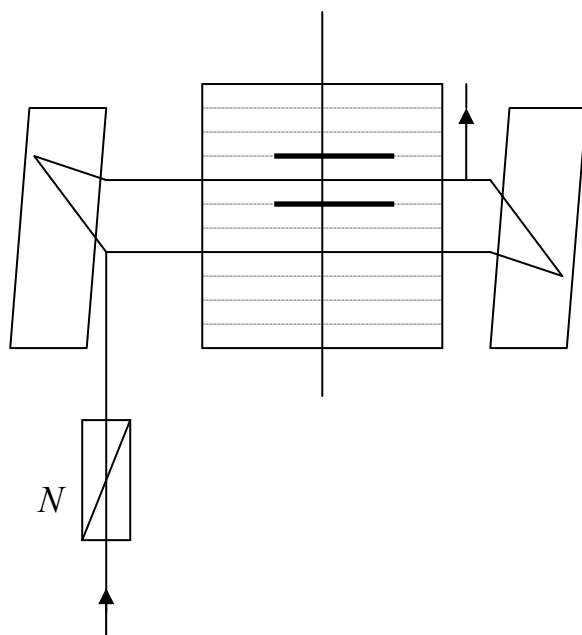


Рис.2. Схема для измерения разности показателей преломления

Один из интерферирующих лучей проходит внутри, а другой -снаружи конденсатора. Николь - поляризатор  $N$  устанавливается так, чтобы свет был поляризован либо в плоскости рисунка, либо перпендикулярно к ней. При наложении электрического поля показатель преломления  $n$  наружного луча не изменяется, тогда как луч, проходящий между пластинами конденсатора, становится либо необыкновенным, либо обыкновенным (в зависимости от установки николя). По смещению интерференционных полос можно вычислить  $n_e - n$  и  $n_o - n$ .

## 2.Теория эффекта Керра

В дальнейшем предполагается, что внешнее электрическое поле *однородно*, а луч распространяется перпендикулярно к нему. Внешнее поле обозначается через  $\mathbf{E}_0$ , в отличие от поля  $\mathbf{E}$  самой волны. Очевидно разность  $n_e - n_o$  является функцией компонент поля  $E_{0x}, E_{0y}, E_{0z}$ . Если (свободная от поля) среда *изотропна*, то эта функция не может зависеть от направления вектора  $\mathbf{E}_0$ . В частности, она не должна изменяться при изменении знаков своих аргументов, т.е. быть *четной* по отношению к каждому из них.

Поэтому ее разложение в степенной ряд должно содержать только *четные степени*. В слабых электрических полях, какими являются все поля, применяемые на опыте, можно сохранить только первые - *квадратичные* - члены этого разложения. В силу уже отмеченной изотропии среды они войдут только в виде квадратов  $E^2_{ox}$ ,  $E^2_{oy}$ ,  $E^2_{oz}$  и притом с одним и тем же коэффициентом. Поэтому их можно объединить, написав

$$n_e - n_o = q E_o^2 \quad , \quad (1)$$

где коэффициент  $q$  зависит только от рода вещества и его состояния, а также от длины световой волны  $\lambda$ . Опыт действительно подтвердил формулу (1). Разность фаз между необыкновенным и обыкновенным лучами после прохождения через конденсатор будет

$$\varphi = (2\pi/\lambda) (n_e - n_o) l = 2\pi B l E^2 \quad , \quad (2)$$

где  $l$  - толщина проходимого слоя вещества, а  $B = q/\lambda$  - так называемая *постоянная Керра*. Она увеличивается при уменьшении длины волны (дисперсия) и сильно уменьшается с повышением температуры (см. таблицу).

Таблица

Значения постоянной Керра для некоторых жидкостей и газов ( $\lambda=589$  нм, давление в случае газов 760 мм рт. ст.)

Вещество	Температура, °С	Постоянная Керра В, СГСЭ-ед.	Вещество	Температура, °С	Постоянная Керра В, СГСЭ-ед.
Жидкости			Газы		
Нитробензол	20	$2,2 \cdot 10^{-5}$	Этиловый спирт	18	$9,2 \cdot 10^{-10}$
Нитротолуол	20	$1,2 \cdot 10^{-5}$	Ацетон	83	$5,4 \cdot 10^{-10}$
Хлорбензол	20	$1 \cdot 10^{-6}$	Сероуглерод	57	$3,6 \cdot 10^{-10}$
Вода	20	$4,7 \cdot 10^{-7}$	Этиловый эфир	63	$-0,66 \cdot 10^{-10}$
Сероуглерод	20	$3,2 \cdot 10^{-7}$	Этиленовый спирт	20	$-1,7 \cdot 10^{-10}$
Бензол	20	$6 \cdot 10^{-8}$			
Хлороформ	20	$-3,5 \cdot 10^{-8}$			

Для большинства веществ  $n_e > n_o$ , т.е. постоянная Керра положительна. Это соответствует анизотропии *положительного кристалла*. Значительно реже встречаются случаи, когда  $B < 0$  (этиловый эфир, многие масла и спирты). Максимальным значением  $B$  из всех исследованных веществ обладает нитробензол.

Чтобы составить представление о порядке величины эффекта Керра, приведем следующий пример. Пусть расстояние между пластинами "конденсатора Керра" равно 1мм, а напряжение между ними 1500 В, так что  $E_0 = 15000 \text{ В/см} = 50 \text{ СГСЭ-ед.}$  Если конденсатор заполнен жидким нитробензолом, то при  $l = 5 \text{ см}$  возникшая разность фаз будет  $\varphi = \pi/2$ . Такой конденсатор может служить пластинкой  $\lambda/4$ . Нетрудно обнаружить и значительно меньшие разности фаз. Поэтому эффект Керра в нитробензоле находит широкие технические применения.

Эффект Керра - явление более простое и теоретически лучше изучено, чем искусственная анизотропия при механических деформациях. Это и понятно. В последнем случае проявляется воздействие сложных молекулярных полей на молекулы тела, подвергшегося деформации. Оно плохо изучено и значительно сложнее соответствующего сравнительно простого воздействия постоянного однородного электрического поля. Кроме того, явление Керра удалось наблюдать в газах, для которых теория развита наиболее глубоко и подробно. Изучение явления Керра в газах совместно с рефракцией и деполяризацией рассеянного света позволяет определить тензор поляризуемости молекул.

*Явление Керра объясняется анизотропией самих молекул.* Количественная теория для газов была развита Ланжевенем (1872-1946г/г.) в 1910 году. В ней анизотропия молекулы характеризовалась *только тензором поляризуемости*. В отсутствие электрического поля анизотропные молекулы ориентированны в пространстве хаотически, так что среда в целом макроскопически изотропна. При наложении внешнего электрического поля молекулы преимущественно ориентируются осями наибольшей

поляризуемости вдоль поля, вследствие чего среда становится анизотропной. В общем случае произвольного тензора поляризуемости вычисления очень громоздки. Однако сущность теории и ее основные результаты, по крайней мере качественно, можно передать, предполагая, что молекулы *полностью анизотропны*, что очень сильно упрощает вычисления. Это и делается ниже. *Полностью анизотропной* называется такая молекула, внутри которой электрические заряды могут смещаться только в определенном направлении, называемом *осью молекулы*. Моделью такой молекулы может служить палочка, вдоль которой и может происходить смещение зарядов<sup>1</sup>.

При проведении расчета (подчеркнем это еще раз) надо соблюдать осторожность, чтобы не спутать внешнее поле  $\mathbf{E}_0$  с полем  $\mathbf{E}$  электромагнитной волны, которое предполагается монохроматическим. Роль постоянного поля  $\mathbf{E}_0$  сводится к созданию в среде определенного распределения молекул по их направлениям в пространстве. Переменное же поле  $\mathbf{E}$  создает в ней переменную электрическую поляризацию  $\mathbf{P}$ , определяющую показатели преломления электромагнитной волны.

Переменный дипольный момент  $\mathbf{p}$  полностью анизотропной молекулы создается только составляющей поля  $\mathbf{E}$ , параллельной ее оси. Он равен  $\mathbf{p} = \beta E_s \mathbf{s} = \beta (\mathbf{E}\mathbf{s})\mathbf{s}$ , где  $\mathbf{s}$  - единичный вектор в направлении оси молекулы, а  $\beta$  - ее поляризуемость в том же направлении. Очевидно,  $\mathbf{p}$  можно представить в виде  $\mathbf{p} = \beta E_s E_s \mathbf{s}$ . Направление внешнего поля  $\mathbf{E}_0$  примем за ось  $\mathbf{X}$ , а направление распространения волны - за ось  $\mathbf{Z}$ . Допустим сначала, что электрический вектор  $\mathbf{E}$  волны направлен по оси  $\mathbf{X}$ . Тогда  $s_E = s_x$ , и следовательно,

$$p_x = \beta E s_x^2, \quad p_y = \beta E s_x s_y, \quad p_z = \beta E s_x s_z \quad (3)$$

---

<sup>1</sup> Полностью анизотропных молекул, конечно не существует. Поляризуемость реальной молекулы можно характеризовать главными значениями  $\beta_x$ ,  $\beta_y$ ,  $\beta_z$  тензора поляризуемости. Если одно из этих главных значений очень велико по сравнению с остальными двумя, то такая молекула может служить хорошим приближением к полной анизотропии.

Все направления, перпендикулярные к оси X, для распределения молекул равновероятны. Усредняя по этим направлениям, найдем для средних значений произведений

$$(s_x s_y)_{cp} = (s_x s_z)_{cp} = 0.$$

Следовательно, для средних значений проекций дипольного момента получится

$$(p_x)_{cp} = \beta E (s^2_x)_{cp}, \quad (p_y)_{cp} = (p_z)_{cp} = 0,$$

а для вектора поляризации

$$P_x = N \beta E (s^2_x)_{cp}, \quad P_y = P_z = 0.$$

Вектор поляризации среды, таким образом, направлен по **E** и равен

$$\mathbf{P} = N \beta E (s^2_x)_{cp} \cdot$$

Соответствующая поляризуемость среды

$$a_x = N \beta (s^2_x)_{cp} \cdot$$

Показатель преломления будет *необыкновенным*. Для него и диэлектрической поляризуемости получаем

$$\varepsilon_x = n_e^2 = 1 + 4 \pi N \beta (s^2_x)_{cp} \cdot$$

Так как показатель преломления газа близок к единице, то извлекая квадратный корень приближенно получаем

$$n_e = 1 + 2 \pi N \beta (s^2_x)_{cp} = 1 + 2 \pi N \beta (\cos^2 \theta)_{cp}, \quad (4)$$

где  $\theta$ - угол между осью молекулы и внешним полем  $\mathbf{E}_0$  (т.е. осью X).

Если распределение молекул изотропно (т.е. внешнего поля нет), то

$(s^2_x)_{cp} = (s^2_y)_{cp} = (s^2_z)_{cp}$ . Но  $S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 1$ , а поэтому  $(s^2_x)_{cp} = 1/3$ . Значит, среда будет оптически изотропна, причем

$$n = 1 + (2 \pi/3) N \beta \cdot \quad (5)$$

Если поле **E** направлено вдоль оси Y, то  $s_E = s_y$ . В этом случае показатель



преломления будет *обыкновенным*. Для него расчет, аналогичный вышеизложенному, дает

$$n_o = 1 + 2\pi N \beta (s_y^2)_{cp} .$$

Чтобы вычислить  $(s_y^2)_{cp}$ , представим проекции единичного вектора  $\mathbf{s}$  в полярной системе координат с полярной осью вдоль поля  $\mathbf{E}$ :

$$s_x = \cos\theta, \quad s_y = \sin\theta \cos\varphi, \quad s_z = \sin\theta \sin\varphi ,$$

где  $\varphi$ - соответствующий азимут. Он с равной вероятностью может принимать все значения от 0 до  $2\pi$ . Поэтому

$$(s_y^2)_{cp} = (\sin^2\theta)_{cp}(\cos^2\varphi)_{cp} = 1/2(\sin^2\theta)_{cp} .$$

Следовательно,

$$n_o = 1 + \pi N \beta (\sin^2\theta)_{cp} . \quad (6)$$

Прежде чем проводить дальнейшие вычисления, отметим одно следствие теории. Вычитая соотношение (4) из соотношений (5) и (6), получим

$$n_e - n = 2 ((\cos^2\theta)_{cp} - 1/3) \pi N \beta ,$$

$$n_o - n = ((\sin^2\theta)_{cp} - 2/3) \pi N \beta = (1/3 - (\cos^2\theta)_{cp}) \pi N \beta .$$

Отсюда

$$(n_e - n)/(n_o - n) = -2 \quad (7)$$

Это соотношение, как показали тщательные измерения, хорошо выполняется для большинства веществ.

Найдем теперь постоянную Керра  $B$ . Из (4) и (6) получаем:

$$n_e - n_o = 2\pi N \beta ((\cos^2\theta)_{cp} - 1/2(\sin^2\theta)_{cp}) = 3\pi N \beta ((\cos^2\theta)_{cp} - 1/3),$$

или на основании (5)

$$n_e - n_o = 9((n-1)/2) ((\cos^2 \theta)_{cp} - 1/3). \quad (8)$$

Для дальнейших вычислений воспользуемся формулой Больцмана

$$d\omega = \text{const } e^{-U/kT} d\Omega, \quad (9)$$

которая определяет вероятность  $d\omega$  направления оси молекулы в пределах телесного угла  $d\Omega$ . Потенциальная энергия молекулы в электрическом поле  $E_0$  равна

$$U = (p^2 / 2\beta) - pE_0 \cos\theta .$$

Первый член есть энергия, затраченная на создание диполя с дипольным моментом  $p = pE_0 \cos\theta$ , второй - потенциальная энергия этого диполя в электрическом поле  $E_0$ .

Сумма обоих членов  $U = -1/2 \beta E_0^2 \cos^2 \theta$ . Поскольку она зависит только от угла  $\theta$ , в качестве телесного угла  $d\Omega$  удобно взять  $2\pi \sin\theta d\theta$  и переписать формулу Больцмана в виде

$$d\omega = C e^{-U/kT} \sin\theta d\theta, \quad (10)$$

где  $C$  - постоянная нормировки. Предполагая, что выполнено условие  $|U/kT| \ll 1$ , разложим экспоненциальную функцию в ряд и оборвем его на линейном члене:

$$e^{-U/kT} = 1 - U/kT = 1 + (1/2 kT) \beta E_0^2 \cos^2 \theta.$$

Постоянную  $C$  определим из условия нормировки:

$$C \int_0^\pi (1 + (1/2 kT) \beta E_0^2 \cos^2 \theta) \sin\theta d\theta = 2C (1 + (1/3) \beta E_0^2 / 2kT) = 1.$$

Следовательно,

$$d\omega = \frac{1}{2} \frac{1 + \beta E_0^2 \cos \theta / (2kT)}{1 + \beta E_0^2 / (6kT)} \sin \theta d\theta = \left[ \frac{1}{2} + \frac{\beta E_0^2}{4kT} \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \right] \sin \theta d\theta,$$

$$\overline{\cos^2 \theta} - \frac{1}{3} = \int_0^\pi (\cos^2 \theta - 1) d\omega = \frac{2}{45} \frac{\beta E_0^2}{kT}$$

После подстановки в формулу (8) получим:

$$n_e - n_o = \frac{n-1}{5} \frac{\beta E_0^2}{kT}, \quad (11)$$

а для постоянной Керра

$$B = \frac{n-1}{5\lambda kT} \beta. \quad (12)$$

Таким образом разность  $n_e - n_o$  пропорциональна *квадрату внешнего поля*  $E_0$ , как этого и следовало ожидать из соображений симметрии. Но в теории Ланжевена постоянная Керра всегда положительна и притом не только для полностью анизотропных молекул, но и для молекул с произвольным тензором поляризуемости. Борн (1882-1971г.г.) в 1916 году устранил этот недостаток теории, распространив ее на *полярные молекулы* со значительными постоянными дипольными моментами  $\mathbf{p}_0$ , направления которых могут не совпадать с направлениями наибольшей поляризуемости молекул. Если  $\mathbf{p}_0$  велико по сравнению с дипольным моментом молекулы, индуцированным внешним полем  $\mathbf{E}_0$ , то ориентация молекул в таком поле будет определяться преимущественно постоянными моментами. Постоянные моменты  $\mathbf{p}_0$  будут стремиться ориентироваться вдоль поля  $\mathbf{E}_0$ , определяющего в среде направление оптической оси. Направление же наибольшей поляризуемости (т.е. наибольшей диэлектрической проницаемости и наибольшего показателя преломления) среды может составлять с ним заметный угол. Если эти два направления совпадают, то

постоянная Керра  $B$  будет положительна. Если они взаимно перпендикулярны, то  $B < 0$ , так как наибольший показатель преломления в этом случае соответствует обыкновенному лучу ( $n_o > n_e$ ). В промежуточных случаях может получиться и тот и другой знак, а отдельные вещества не обнаруживают явления Керра ( $B=0$ ). Отсюда понятно, почему вещества с близкими постоянными моментами и не сильно различающимися поляризуемостями (показателями преломления) могут сильно отличаться по отношению к эффекту Керра. Например, метилбромид имеет постоянную Керра, в сотни раз большую, чем метиловый спирт, хотя постоянные моменты их и поляризуемости отличаются незначительно.

Конечно, наличие постоянного дипольного момента заметно усложняет вычисления, даже если молекулы полностью анизотропны. Ограничимся простейшим случаем, когда направление вектора  $\mathbf{p}_0$  и наибольшей поляризуемости полностью анизотропной молекулы совпадают между собой. Тогда единственное отличие от случая, разобранный выше, состоит в том, что теперь потенциальная энергия молекулы в электрическом поле  $\mathbf{E}_0$  будет  $U = -(\mathbf{p}_0 \mathbf{E}_0) = -p_0 E_0 \cos \theta$  и в разложении соответствующего экспоненциального множителя появится линейный член по  $\mathbf{E}_0$ :

$$e^{-\frac{U}{kT}} = 1 + \frac{p_0 E_0 \cos \theta}{kT} + \frac{p_0^2 E_0^2 \cos^2 \theta}{2k^2 T^2}.$$

Но этот член не сказывается на вычислении  $(\cos^2 \theta)_{cp}$ , так как интегралы от  $\cos \theta \sin \theta$  и  $\cos^3 \theta \sin \theta$  обращаются в нуль. Таким образом, чтобы получить окончательный результат, достаточно в формуле (12) поляризуемость  $\beta$  заменить на  $p^2 / kT$ . Это дает

$$B = \frac{n-1}{5\lambda} \left( \frac{p_0}{kT} \right)^2. \quad (13)$$

Формула (13) показывает, что и в случае полярных молекул разность  $n_e - n_o$  пропорциональна квадрату поля  $\mathbf{E}_0$ .

### 3. Длительность существования эффекта Керра. Применения эффекта Керра

Поскольку процессы поляризации молекул и их ориентация в электрическом поле происходят за очень короткие времена, следует ожидать, что и время возникновения и уничтожения эффекта Керра при наложении и снятии электрического поля должно быть такого же порядка. Действительно, опыты Абрагама и Лемуана, начатые еще в 1899 году и неоднократно продолженные другими исследователями, показали, что это время меньше  $10^{-8}$  с, а в некоторых случаях даже меньше  $10^{-9}$  с. Точность всех этих опытов была недостаточна, чтобы высказать более определенные суждения. Это удалось только в результате развития лазерной техники, позволившей получать короткие импульсы (с длительностью порядка  $10^{-12}$  с) мощного лазерного излучения (со средней напряженностью электрического поля в несколько десятков кВ/см).

Такие световые поля, хотя они и не являются статическими, способны вызывать двойное преломление в ячейках Керра. Принципиальная схема опыта приведена на рис.3

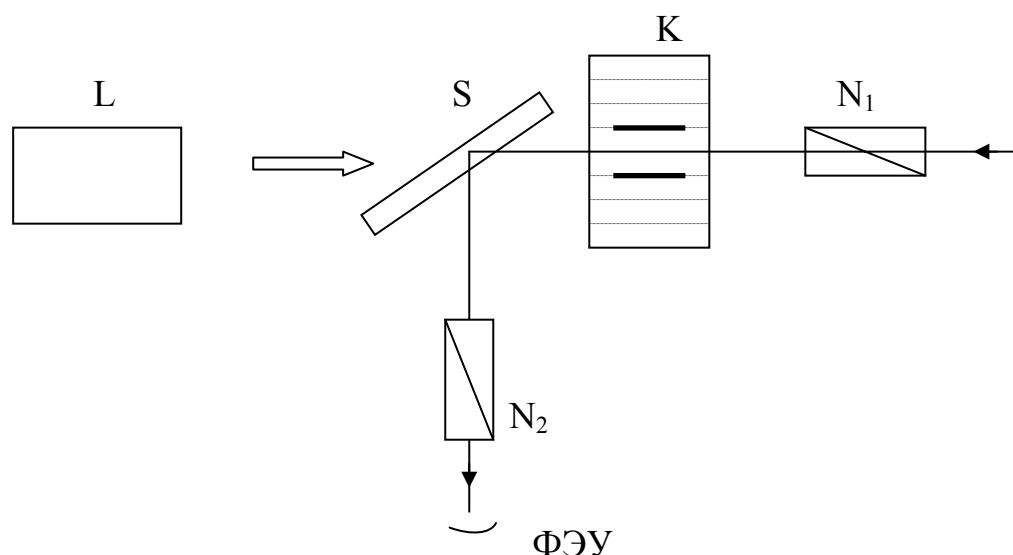


Рис. 3. Схема наблюдения эффекта Керра в переменных полях

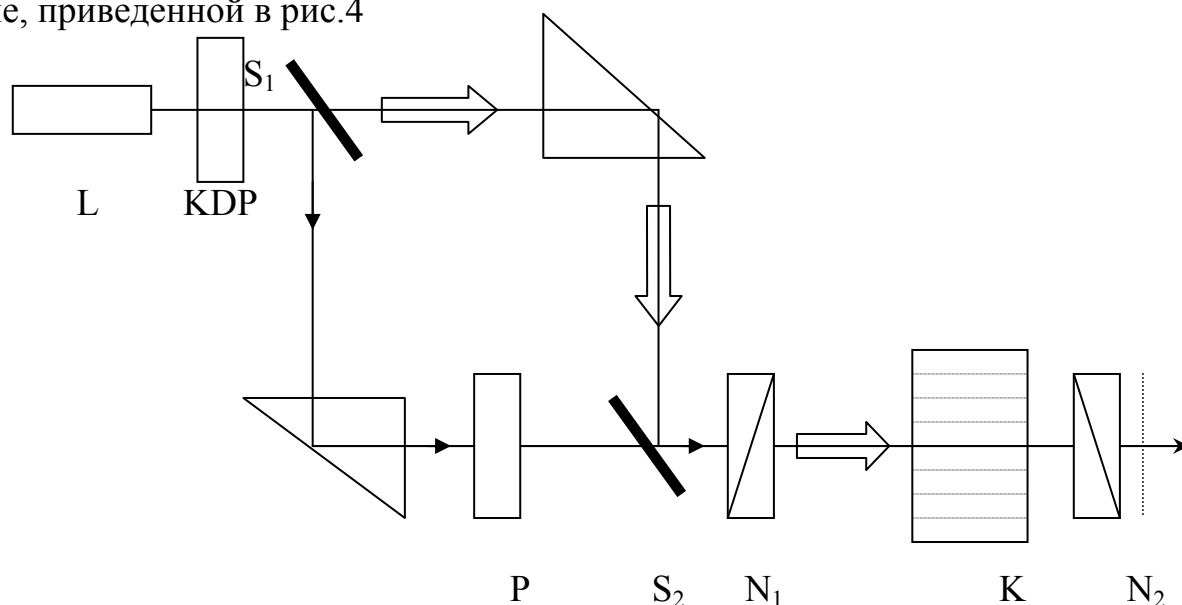
Справа налево через ячейку Керра  $K$  проходит луч 1 голубого света, претерпевающий затем отражение от полупрозрачной пластинки  $S$  и

попадающий в фотоумножитель ФЭУ. Если николи  $N_1$  и  $N_2$  скрещены, то свет в фотоумножитель не попадает.

Однако, если через ячейку Керра слева направо пропустить мощный импульс света от лазера  $L$ , то при прохождении через ячейку он вызовет в исследуемой жидкости двойное преломление луча 1, и свет начнет поступать в фотоумножитель. Если на ту же ячейку наложить статическое электрическое поле и подобрать его напряженность так, чтобы возникла такая же разность фаз между необыкновенным и обыкновенным лучами, что и в предыдущем случае, то можно сравнить постоянные Керра в статистическом и переменном полях лазерного излучения.

Оказалось, что в недипольных жидкостях постоянные Керра в обоих случаях практически совпадают. В дипольных жидкостях при переходе от статического поля к переменному полю лазерного излучения постоянная Керра уменьшается. Так, в случае нитробензола она уменьшается приблизительно в 100 раз.

Уже описанный опыт позволяет оценить длительность существования эффекта Керра. Более точные результаты дают измерения по схеме, приведенной в рис.4



F

Рис.4. Схема для измерения длительности существования эффекта Керра

Мощный инфракрасный импульс от лазера с длительностью порядка  $10^{-12}$  и длиной волны  $\lambda = 1060$  нм проходит через кристалл дигидрофосфата калия (KDP). Из-за нелинейного эффекта удвоения частоты незначительная часть света превращается в зеленый свет с длиной волны  $\lambda = 530$  нм. Зеркало  $S_1$  пропускает инфракрасный луч и отражает зеленый. Зеркало  $S_2$  наоборот, пропускает зеленый луч, но отражает инфракрасный. Оба луча проходят через ячейку Керра  $K$  с исследуемой жидкостью, расположенную между скрещенными николями  $N_1$  и  $N_2$ . За николем  $N_2$  поставлен светофильтр  $F$ , задерживающий инфракрасное излучение и пропускающий на фотоумножитель  $\PhiЭУ$  зеленое. Если после зеркала  $S_2$  импульс зеленого излучения идет впереди мощного инфракрасного импульса, не перекрываясь с ним, то, разумеется, зеленый свет не может достигнуть фотоумножителя. Помещая на пути зеленого луча пластинку  $P$ , можно задержать зеленый импульс относительно инфракрасного и по толщине пластинки измерить время задержки  $\tau$ . Располагая набором пластинок разной толщины, можно менять время  $\tau$ . Опыты, показали, что в простейшем случае интенсивность проходящего света, регистрируемая фотоумножителем, меняется экспоненциально по закону  $I = I_0 \exp(-\tau / \tau_0)$ . Постоянная  $\tau_0$  имеет смысл времени релаксации анизотропии жидкости, вызванной инфракрасным импульсом. Она и является мерой длительности эффекта Керра. Измерения дали для сероуглерода  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ , а для нитробензола  $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ .

Рассмотрим теперь механизм возникновения двойного преломления в переменных полях. Если молекулы полярные, в одну половину периода их постоянные дипольные моменты стремятся ориентироваться в направлении внешнего электрического поля. В следующую половину периода, когда внешнее поле изменит направление на противоположное, возникнет такая же, но противоположно направленная ориентация. Эффекты ориентации, вызванные такими полями, вычитаются. В низкочастотных полях (в радиодиапазоне) в каждый момент времени устанавливается ориентация,

соответствующая мгновенному значению электрического поля. В этом случае явление протекает так же, как в статистических полях.

Однако в высокочастотных полях (с длинами волн короче примерно 1 см) ориентация постоянных дипольных моментов практически прекращается. В таких полях постоянные дипольные моменты  $\mathbf{p}_0$  не могут играть роли в возникновении анизотропии, а с ней и двойного преломления среды. Ориентация обусловлена *только индуцированными дипольными моментами*. В одну половину периода, когда электрическое поле направлено в определенную сторону, индуцированные дипольные моменты создают моменты сил, стремящиеся приблизить оси наибольшей поляризуемости молекул к направлению электрического поля. В следующую половину периода направления всех моментов меняются на противоположные. Однако они также будут приближать оси наибольшей поляризуемости молекул к тому же направлению внешнего поля. Действительно, в отличие от вектора, у оси наибольшей поляризуемости нет одностороннего направления, *оба направления ее совершенно эквивалентны*. Не имеет никакого значения, каким концом эта ось приближается к направлению вектора  $\mathbf{E}_0$ . Таким образом, эффекты ориентации осей наибольшей поляризуемости в соседние половины периода, несмотря на противоположные направления векторов  $\mathbf{E}_0$  в эти полупериоды, будут складываться, а не вычитаться. Хотя за каждый полупериод ориентация и ничтожна, благодаря такому сложению за время релаксации анизотропии  $\tau_0$  возникает достаточная ориентация, чтобы вызвать двойное преломление.

Таким образом, механизм возникновения двойного преломления в переменных полях высокой частоты такой же, какой принимается в теории Ланжевена.

Благодаря чрезвычайной скорости установления и исчезновения явления Керра оно нашло широкие научные и технические применения в качестве *быстродействующих затворов и модуляторов света*. Керровский модулятор света представляет собой ячейку Керра, конденсатор которой



питается электрическим полем высокой частоты. Он позволяет осуществить громадное число (до  $10^9$ ) прерываний в секунду, недостижимое другими (например, механическими) средствами. Ячейка Керра, на которую подается кратковременный импульс электрического поля, может служить *фотографическим затвором*, время действия которого определяется длительностью этого импульса. Если в качестве электрического импульса взять мощный световой импульс от лазера, то время экспозиции можно довести до  $10^{-12}$  с. Керровские затворы и модуляторы света применяются в лазерной технике для управления режимом работы лазеров.

#### 4. Применение пластинки в $\frac{1}{4}$ волны для компенсации разности фаз

В эллиптически-поляризованном свете между компонентами, направленными вдоль главных осей эллипса (а в циркулярно-поляризованном-между компонентами, направленными вдоль двух произвольно выбранных взаимно перпендикулярных диаметров), существует разность фаз  $\frac{\pi}{2}$ . Заставляя исследуемый свет пройти через пластинку в  $\frac{\lambda}{4}$ , мы добавим к этой разности  $\pm\frac{\pi}{2}$ , т.е. скомпенсируем имеющуюся разность фаз, обращая ее в нуль или в  $\pi$ . Таким образом, исследуемый свет превращается в плоскополяризованный, в чем можно убедиться при помощи поляризатора. Для указанной цели в случае циркулярно-поляризованного света можно ориентировать пластинку в  $\frac{\lambda}{4}$  как угодно. В случае эллиптически-поляризованного света надо ориентировать ее так, чтобы главные направления пластинки совпадали с главными осями эллипса, которые предварительно определяются с помощью поляризатора. Таким образом, анализ выполняется при помощи пластинки в  $\frac{\lambda}{4}$  и поляризатора. Указанным способом можно также определить направление вращения (правая и левая поляризации), для чего необходимо лишь предварительно знать, какое из двух колебаний в использованной пластинке в  $\frac{\lambda}{4}$  распространяется с большей скоростью.

Если вектор поляризации ОР (рис.5) падающего линейно-поляризованного света направить под углом в  $45^0$  к направлению электрического поля  $E_0$ , то эллиптическое колебание, которое выйдет из ячейки Керра, будет иметь одну из главных осей, направленную вдоль ОР.

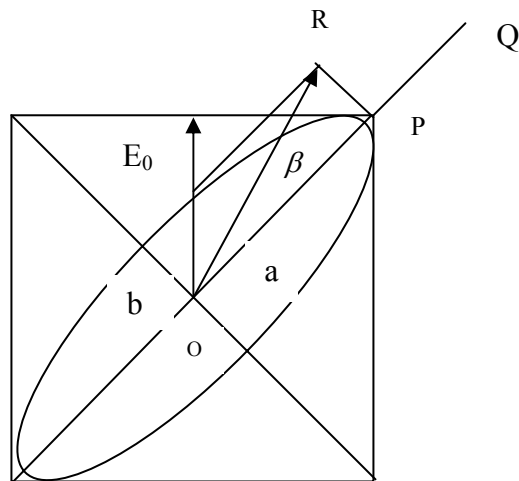


Рис.5. Схема для измерения разности фаз в эффекте Керра

Это обстоятельство можно использовать для экспериментальной оценки разности фаз в эффекте Керра с помощью пластинки в  $\lambda/4$ . Одну из нейтральных осей пластинки OQ направляют вдоль направления ОР, а анализатор устанавливают на затемнение. После включения электрического поля  $E_0$  затемнение восстанавливается путем поворота анализатора на угол

$$\beta = \frac{\pi\delta}{\lambda}, \quad (14)$$

где  $\delta$  определяет оптическую разность хода  $(n_e - n_o)l$ . Зная  $\beta$ , можно вычислить постоянную Керра по формуле

$$B = \frac{\beta}{\pi l E^2}. \quad (15)$$

## 5. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка собрана по схеме, представленной на рис.1. Вместо поляризатора  $N_1$  используется лазер, дающий линейно-поляризованный свет.

### Порядок выполнения работы

1. Включить лазер и с помощью анализатора проверить, что излучение лазера имеет линейную поляризацию. Установить направление поляризации луча. Поворачивая лазер, выбрать такое направление поляризации лазерного луча, чтобы оно составляло угол  $45^0$  с направлением электрического поля, указанным на кювете с веществом.
2. Поворачивая анализатор, установить состояние затемнения.
3. Включить постоянное электрическое поле.
4. Убедиться, что состояние затемнения в анализаторе изменилось.
5. Поворачивая анализатор, восстановить затемнение и измерить угол поворота анализатора  $\beta$  с помощью угловой шкалы. Измерения выполнить несколько раз и оценить среднее значение угла поворота.
6. Перевести величину угла  $\beta$  в радианы.
7. По формуле (15) вычислить постоянную Керра для исследуемого вещества. Параметры установки  $l$  и  $E$  взять у лаборанта.

### Контрольные вопросы

1. Нарисовать схему для измерения эффекта Керра.
2. Написать формулу, связывающую постоянную Керра с разностью фаз обыкновенного и необыкновенного лучей.
3. Как отличить эффект Керра от искусственной анизотропии при механических деформациях.
4. Теория Ланжевена.
5. Зависимость постоянной Керра от температуры.

6. Теория Борна.
7. Чем объясняются различия в значениях постоянной Керра для веществ, имеющих близкие значения постоянных моментов и поляризуемостей.
8. Объяснить опыты по измерению длительности существования эффекта Керра.
9. Применение эффекта Керра.
10. Нарисовать схему измерений разности фаз в эффекте Керра и получить основную формулу для вычисления эффекта Керра.

### Литература

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М., Наука. 1980. 751с.
- 2 Ландсберг Г.С. Оптика. М., Наука. 1978. 926с.
3. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М., Наука. 1965. 511с.