

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

## **ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА КЕРРА**

Методические указания к лабораторной работе  
для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика»

2012

## **Гейко, Павел Пантелеевич**

Изучение эффекта Керра = Распространение лазерных пучков: методические указания к лабораторной работе для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / П.П. Гейко; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск: ТУСУР, 2012. - 16 с.

Цель работы - Изучение принципа работы ячейки Керра. Экспериментальное наблюдение эффекта Керра

Пособие предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по дисциплине «Распространение лазерных пучков».

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ

Зав. кафедрой ЭП

\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г.

## ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА КЕРРА

Методические указания к лабораторной работе  
для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

профессор каф. ЭП

\_\_\_\_\_ П.П. Гейко

\_\_\_\_\_ 2012 г

## Содержание

1 Введение.....	5
2 Теоретическая часть.....	7
2.1 Общие понятия.....	7
2.2 Применения эффекта Керра.....	11
2.3 Контрольные вопросы.....	13
3 Экспериментальная часть.....	14
3.1 Порядок выполнения работы.....	14
3.2 Содержание отчета.....	15

Цель работы: Изучение принципа работы ячейки Керра. Экспериментальное наблюдение эффекта Керра.

## 1 Введение

Вследствие электромагнитной природы света и вещества оптические свойства вещества должны изменяться при его помещении в электрическое и магнитное поле. В 1846 г. Фарадей вращение плоскости поляризации света в магнитном поле. Затем Керр в 1875 году открыл "электрооптическое явление", названное его именем. 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 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 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.

Предположим, что внешнее электрическое поле однородно, а свет распространяется перпендикулярно к нему. Внешнее поле обозначается через  $E_0$ , в отличие от поля  $E$  самой волны. Очевидно разность  $n_e - n_o$  является функцией компонент поля  $E_{ox}, E_{oy}, E_{oz}$ . Если среда изотропна, то эта функция не может зависеть от направления вектора  $E_0$ . 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  $E_{ox}^2, E_{oy}^2, E_{oz}^2$  и притом с одним и тем же коэффициентом. Поэтому их можно объединить, написав

$$n_e - n_o = q E_o^2 \quad , \quad (1.1)$$

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

$$\varphi = (2\pi/\lambda) (n_e - n_o) l = 2\pi B l E^2, \quad (1.2)$$

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

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.

Таблица  
Значения постоянной Керра для некоторых жидкостей и газов ( $\lambda = 589$  нм)

Вещество	Температура, °С	Постоянная Керра В, СГСЭ-ед.	Вещество	Температура, °С	Постоянная Керра В, СГСЭ-ед.
<u>Жидкости</u>			<u>Газы</u>		
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	$-3,5 \cdot 10^{-8}$			

Приведем пример. Пусть расстояние между пластинами равно 1 мм, а напряжение между ними 1500 В, так что  $E_0 = 15000$  В/см = 50 ед. СГСЭ. Если конденсатор заполнен жидким нитробензолом, то при  $l = 5$  см возникшая разность фаз будет  $\varphi = \pi/2$ . Такой конденсатор может служить  $\lambda/4$  пластинкой. Поэтому эффект Керра в нитробензоле находит широкие технические применения. Изучение явления Керра в газах совместно с рефракцией и деполяризацией рассеянного света позволяет определить тензор поляризуемости молекул.

## 2 Теоретическая часть

### 2.1 Общие понятия

Явление Керра объясняется анизотропией самих молекул. Количественная теория для газов была разработана Ланжевеном. В ней анизотропия молекулы характеризовалась только тензором поляризуемости. В отсутствие электрического поля анизотропные молекулы ориентированы 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. Сущность теории и ее основные результаты, можно передать, предполагая, что молекулы полностью анизотропны. Полностью анизотропной называется такая молекула, внутри которой электрические заряды могут смещаться только в определенном направлении, называемом осью молекулы.

Роль постоянного поля  $E_0$  сводится к созданию в среде определенного распределения молекул по их направлениям в пространстве. Переменное же поле  $E$  создает в ней переменную электрическую поляризацию  $P$ , определяющую показатели преломления электромагнитной волны.

Переменный дипольный момент  $p$  полностью анизотропной молекулы создается только составляющей поля  $E$ , параллельной ее оси. Он равен  $p = \beta E_s s = \beta (Es)s$ , где  $s$  - единичный вектор в направлении оси молекулы, а  $\beta$  - ее поляризуемость в том же направлении. Очевидно,  $p$  можно представить в виде  $p = \beta E s E s$ . Направление внешнего поля  $E_0$  примем за ось  $X$ , а направление распространения волны - за ось  $Z$ . Допустим сначала, что электрический вектор  $E$  волны направлен по оси  $X$ . Тогда  $s_E = s_x$ , и следовательно,

$$p_x = \beta E s_x^2, \quad p_y = \beta E s_x s_y, \quad p_z = \beta E s_x s_z \quad (2.1)$$

Полностью анизотропных молекул 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

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

а для вектора поляризации  $P_x = N \beta E (s_x^2)_{cp}$ ,  $P_y = P_z = 0$ .

Вектор поляризации среды, таким образом, направлен по  $\mathbf{E}$  и равен  $\mathbf{P} = N \beta E (s^2_x)_{cp}$ . Соответствующая поляризуемость среды  $a_x = N \beta (s^2_x)_{cp}$ . Показатель преломления будет необыкновенным. Для него и диэлектрической поляризуемости получаем

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

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

$$n_e = 1 + 2 \pi N \beta (s^2_x)_{cp} = 1 + 2 \pi N \beta (\cos^2 \theta)_{cp} , \quad (2.2)$$

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

$$n = 1 + (2 \pi / 3) N \beta . \quad (2.3)$$

Если поле  $\mathbf{E}$  направлено вдоль оси Y, то  $s_E = s_y$ . В этом случае показатель преломления будет обыкновенным . Для него аналогичный расчет, дает

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

Чтобы вычислить  $(s^2_y)_{cp}$ , 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  $(s^2_y)_{cp} = (\sin^2 \theta)_{cp} (\cos^2 \varphi)_{cp} = 1/2 (\sin^2 \theta)_{cp}$ . Следовательно,

$$n_o = 1 + \pi N \beta (\sin^2 \theta)_{cp} . \quad (2.4)$$

Вычитая соотношение (2.2) из соотношений (2.3) и (2.4), 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

$$(n_e - n) / (n_o - n) = -2 \quad (2.5)$$

Это соотношение, хорошо выполняется для большинства веществ. Найдем теперь постоянную Керра  $B$ . Из (2.3) и (2.4) получаем:

$$n_e - n_o = 2 \pi N \beta ((\cos^2 \theta)_{cp} - 1/2 (\sin^2 \theta)_{cp}) = 3 \pi N \beta ((\cos^2 \theta)_{cp} - 1/3), \quad \text{или на основании (2.3)}$$

$$n_e - n_o = 9((n-1)/2) ((\cos^2 \theta)_{cp} - 1/3). \quad (2.6)$$

Для дальнейших вычислений воспользуемся формулой Больцмана

$$d\omega = \text{const} e^{-U/kT} d\Omega, \quad (2.7)$$

которая определяет вероятность  $d\omega$  направления оси молекулы в пределах телесного угла  $d\Omega$ . Потенциальная энергия молекулы в электрическом поле  $\mathbf{E}_0$  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  $\mathbf{E}_0$ .

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

$$d\omega = C e^{-U/kT} \sin\theta d\theta, \quad (2.8)$$

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,

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

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

После подстановки в формулу (2.6) получим:

$$n_e - n_o = \frac{n-1}{5} \frac{\beta E_0^2}{kT}, \quad (2.9)$$

а для постоянной Керра

$$B = \frac{n-1}{5\lambda kT} \beta. \quad (2.10)$$

Таким образом разность  $n_e - n_o$  пропорциональна квадрату внешнего поля  $\mathbf{E}_0$ , 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 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 ( $B=0$ ).

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 (2.10) поляризуемость  $\beta$  заменить на  $p^2 / kT$ . Это дает

$$B = \frac{n-1}{5\lambda} \left( \frac{p_0}{kT} \right)^2. \quad (2.11)$$

Формула (2.11) показывает, что и в случае полярных молекул разность  $n_e - n_o$  пропорциональна квадрату поля  $\mathbf{E}_0$ .

## 2.2 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, показали, что это время меньше  $10^{-8}$ с, а в некоторых случаях даже меньше  $10^{-9}$ с. Точность 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.

Рассмотрим 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.

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  $\pi/2$ . Заставляя исследуемый свет пройти через пластинку в  $\lambda/4$ , мы добавим к этой разности  $\pm\pi/2$ , 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  $\lambda/4$  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  $\lambda/4$  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  $\lambda/4$  распространяется с большей скоростью.

Если вектор поляризации ОР (рис.2.1) падающего линейно-поляризованного света направить под углом в  $45^\circ$  к направлению

электрического поля  $E_0$ , то эллиптическое колебание, которое выйдет из ячейки Керра, будет иметь одну из главных осей, направленную вдоль ОР.

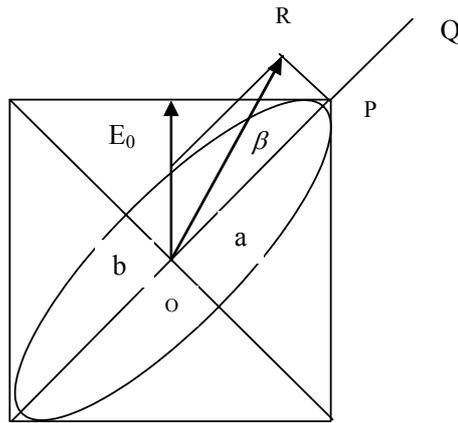


Рисунок 2.1 – Схема для измерения разности фаз в эффекте Керра

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

$$\beta = \frac{\pi\delta}{\lambda}, \quad (2.12)$$

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

$$B = \frac{\beta}{\pi l E^2}. \quad (2.13)$$

### 2.3 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.

### 3 Экспериментальная часть

Экспериментальная установка собрана по схеме, представленной на рис.3.1. Вместо поляризатора  $N_1$  используется лазер, дающий линейно-поляризованный свет.

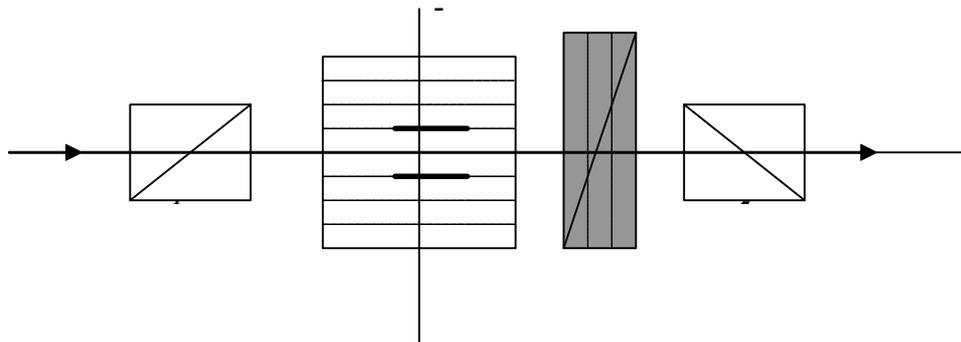


Рисунок 3.1 –Схема для наблюдения эффекта Керра

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.

#### 3.1 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 (2.13) вычислить постоянную Керра для исследуемого вещества. Параметры установки  $l$  и  $E$  взять у преподавателя.

### 3.2 Содержание отчета

Отчет должен содержать:

- 1) титульный лист;
- 2) введение;
- 3) описание макета, и методику измерений;
- 4) основные расчетные соотношения;
- 5) результаты работы и их анализ;
- 6) выводы;
- 7) список используемой литературы.

Учебное пособие

Гейко Павел Пантелеевич

Изучение эффекта Керра

Методические указания к лабораторной работе  
по дисциплине «Распространение лазерных пучков»

Усл. печ. л. \_\_\_\_\_ Препринт  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40