

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

К.Ф. Штельмах

ЗАДАЧА

Исследование спектральной зависимости искусственной оптической активности (эффекта Фарадея) стекла в области спектра далекой от оптического поглощения.

ВВЕДЕНИЕ

Необходимые сведения о поляризованном свете.

В классической физике свет представляется как электромагнитная волна, в которой направления колебаний векторов напряженности электрического и магнитного поля (E и H соответственно) и направления распространения волны (условно ось Z) взаимно перпендикулярны. Обычные источники света (лампы различных конструкций и принципов

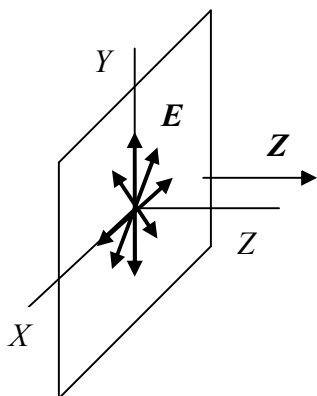


Рис.1

действия) испускают так называемый естественный (неполяризованный) свет, то есть волны, в которых векторы E и H хаотически меняют свое направление, оставаясь в плоскости, перпендикулярной оси Z , что схематически показано на рис.1 для вектора E . Все направления колебаний равновероятны [1].

Поляризованная волна — это волна, с

закономерным характером колебаний векторов E и H . Принято изображать поляризованную волну, используя проекционную картину — проекцию траектории конца электрического вектора на плоскость, перпендикулярную направлению распространения волны [2]. Выделяются три типа поляризации: линейная, циркулярная, эллиптическая. Проекционная картина этих типов колебаний показана на рис.2, а схематическое изображение линейно и циркулярно поляризованных волн — на рис.3.

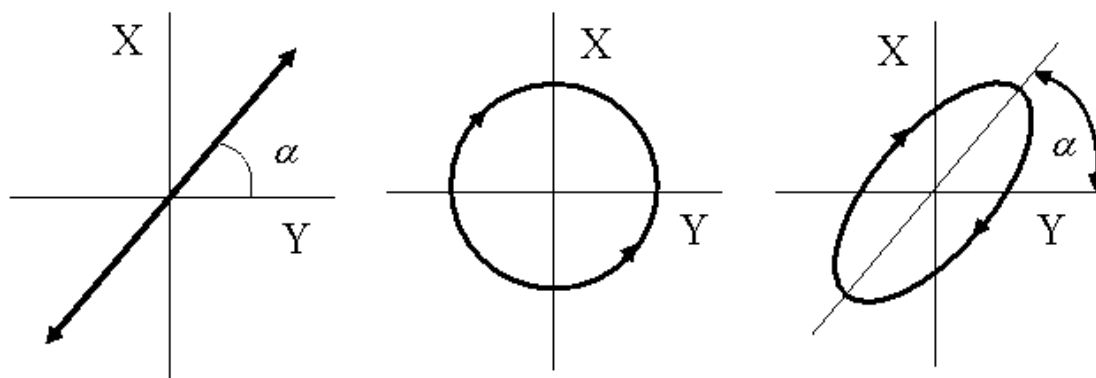


Рис.2

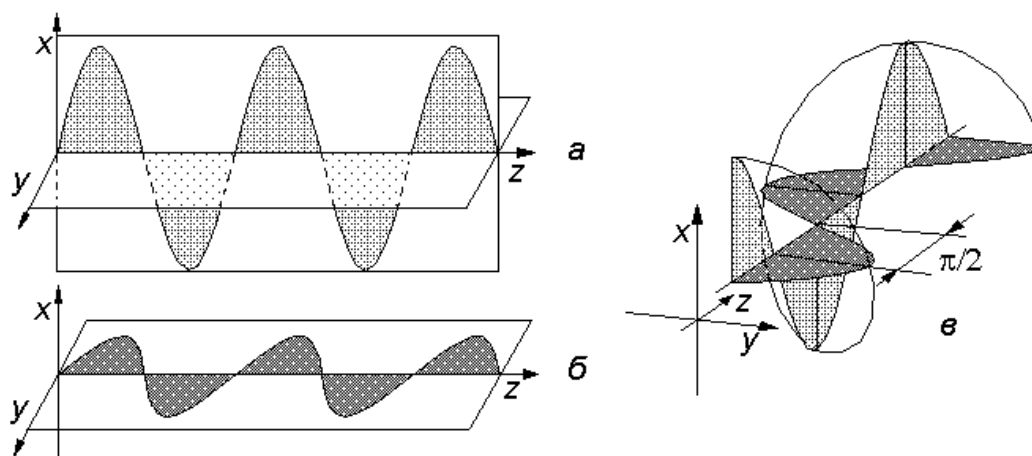


Рис.3

Линейная поляризация включает в себя бесконечное число форм, различающихся азимутом (угол α на рис.2 слева). Циркулярная поляризация (круговая) включает в себя две формы (рис.2 в центре),

различающиеся направлением вращения.

Суперпозиция поляризованных колебаний позволяет преобразовывать типы колебаний: из двух линейно поляризованных колебаний одинаковой амплитуды, сдвинутых по фазе на $\pi/2$, можно получить циркулярно поляризованный свет (рис.3 в), из двух циркулярно поляризованных колебаний — линейно поляризованную волну (см. рис.4 а).

Эллиптическая поляризация включает в себя бесконечное число форм, различающихся азимутом, эллиптичностью и направлением вращения, и является наиболее общим типом поляризации.

Рассматривая свойства линейно поляризованного света, часто пользуются понятием *плоскость поляризации*. Это плоскость, определенная направлением распространения волны и направлением колебаний вектора E .

В эксперименте плоскость поляризации определяется с помощью поляризатора. *Поляризатор* — это оптическое устройство, пропускающее через себя волну с колебаниями вектора E некоторого определенного направления. Волна с перпендикулярным направлением колебаний либо поглощается поляризатором (дихроичный поляризатор), либо отклоняется в сторону от начального направления. Работа поляризаторов с отклонением части волны основана на таких физических явлениях как явление двойного лучепреломления или отражения и преломления света. *Идеальный поляризатор* полностью пропускает свет линейно поляризованный вдоль оптической оси поляризатора, и не пропускает свет, линейно поляризованный перпендикулярно оптической оси, что и позволяет определить положение плоскости поляризации. Пропускание двух установленных один за другим поляризаторов становится минимальным, когда их оптические оси взаимно перпендикулярны

(поляризаторы скрещены).

Об оптической активности.

Открытие волновой, электромагнитной природы света позволило объяснить многие явления, возникающие при взаимодействии света и вещества, в частности явление дисперсии — зависимости скорости света в среде от частоты света. В классическом приближении диэлектрик, через который распространяется свет, представляется в виде системы электрических диполей, обладающих собственной частотой колебаний. Заряды диполя взаимодействуют в основном с электрической компонентой электромагнитного поля.

Процесс распространения света включает в себя поглощение диполями энергии исходной волны и возникновение их колебаний. Основной оптически активной компонентой диполя при этом является заряженная частица с минимальной массой — электрон. При колебаниях заряды движутся ускоренно, поэтому колебания электронов в диполях определяют последующее излучение ими вторичной волны. То есть волна в среде есть суперпозиция первичной и вторичных волн. Частоты колебаний первичной волны, колебаний электрона и вторичной волны равны. Область частот близких к собственной частоте колебаний электрона характеризуется двумя явлениями. Во — первых, значительная амплитуда колебаний электрона (резонанс) определяет значительные потери энергии источника колебаний, то есть волны. Явление носит название оптического поглощения. Во — вторых, в области резонанса имеется значительное отставание фазы колебаний частицы от фазы первичной волны. При прохождении света через всю толщину среды фазовые сдвиги накапливаются.

Схожим образом, но значительно слабее, мощность уменьшается, а

фазовый сдвиг накапливается при распространении в среде волны с частотой далекой от резонанса.

Сравнение времени распространения волны в среде и в вакууме показывает, таким образом, что возникает фазовая “задержка” волны в среде, то есть скорость света в среде меньше скорости света в вакууме. Более того, поскольку фазовые набегі зависят от частоты, возникает частотная зависимость скорости распространения волны, то есть дисперсия света.

В данной работе рассматривается спектральная зависимость вращения плоскости поляризации света (оптической активности) при его прохождении через прозрачную (слабо поглощающую) среду, помещенную в магнитное поле (эффект Фарадея). Забегая вперед, скажем, что эффект объясняется как раз существованием дисперсии света в области спектра далекой от оптического поглощения.

Вращение плоскости поляризации *в отсутствие* магнитного поля (естественная оптическая активность) было обнаружено в 1811 г. Араго. Объяснение оптической активности дал Френель в 1817 г., основываясь на представлении о том, что фазовые скорости света U , т.е. показатели преломления n в оптически активных веществах различны для волн, поляризованных право — и левоциркулярно. Данная логическая схема лежит также в основе феноменологического объяснения эффекта Фарадея.

Аналитически суперпозицию двух циркулярно поляризованных волн с противоположными направлениями вращения электрических векторов E_+ и E_- можно представить таким образом:

$$\begin{aligned} E_{+x} &= E_0 \cos \omega t, & E_{+y} &= E_0 \sin \omega t, \\ E_{-x} &= E_0 \cos \omega t, & E_{-y} &= -E_0 \sin \omega t \end{aligned} \quad (1)$$

Считаем, что (1) — представление луча при его вхождении в среду (ср. с рис. 4а). На выходе из кристалла между колебаниями векторов E_+ и E_- возникает постоянная разность фаз, которая определяет поворот плоскости поляризации.

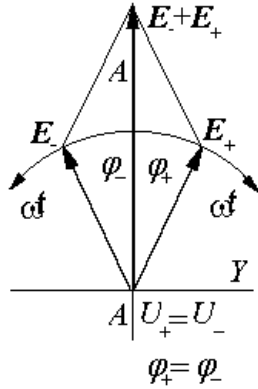


Рис.4 а

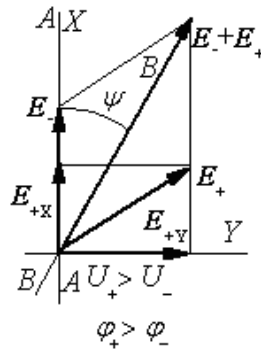


Рис.4 б

Будем считать, что волны распространяются в положительном направлении оси Z (от нас). Обозначим показатели преломления циркулярно поляризованных волн с векторами E_+ и E_- соответственно n_+ и n_- . По аналогии с (1) и с учетом появления

фазового набега, возникающего при прохождении света в среде толщиной d , выходящие из кристалла волны можно описать соотношениями

$$\begin{aligned} E_{+x} &= E_0 \cos(\omega t - kn_+ d), & E_{+y} &= E_0 \sin(\omega t - kn_+ d), \\ E_{-x} &= E_0 \cos(\omega t - kn_- d), & E_{-y} &= -E_0 \sin(\omega t - kn_- d) \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь k — модуль волнового вектора. Теперь векторы E_+ и E_- расположены симметрично не относительно AA, как на рис.4а, а относительно другого направления BB, которое и определяет поворот плоскости колебаний результирующего вектора E_+ и E_- (рис.4б). Чтобы найти положение этой плоскости, определим положения векторов E_+ и E_- в некоторый удобный для рассмотрения момент времени, например $t = kn_- d / \omega$. Тогда, в соответствии с (2),

$$\begin{aligned} E_{+x} &= E_0 \cos[kd(n_- - n_+)], & E_{+y} &= E_0 \sin[kd(n_- - n_+)], \\ E_{-x} &= E_0, & E_{-y} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

На рис 4б. изображено положение этих векторов для случая $(n_+ - n_-) < 0$. Если $(n_+ - n_-) > 0$, то вектор E_+ будет повернут относительно E_- в другом направлении. Линия ВВ, относительно которой векторы E_+ и E_- расположены симметрично, является биссектрисой угла между этими векторами, равного 2ψ (рис. 4б), и, следовательно, плоскость поляризации поворачивается на угол ψ

$$\psi = k (n_- - n_+) d/2. \quad (4)$$

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ.

Большинство оптически не активных веществ приобретают способность вращать плоскость поляризации света при воздействии на вещество внешнего магнитного поля B_0 коллинеарного с направлением распространения света. Это явление называется эффектом Фарадея (1846 г.) — по имени первооткрывателя. Эффект Фарадея относится к числу магнетооптических явлений, имеющих большое практическое значение. Например, исследование диэлектриков и полупроводников с помощью магнетооптических методов позволяет наиболее точно определять их важнейшие характеристики: эффективную массу носителей заряда, параметры зонной структуры.

Линейная связь между значением угла поворота плоскости поляризации и величиной магнитного поля впервые была экспериментально установлена Верде в 1854 году:

$$\psi = V \cdot B \cdot d \quad (5)$$

Здесь d — путь света в веществе, B — индукция магнитного поля, V — постоянная Верде, которая зависит от частоты света, свойств вещества и температуры [3]. Направление вращения, т.е. знак V зависит от направления магнитного поля и не связано с направлением

распространения света. Поэтому фарадеевское вращение условно принято считать положительным для наблюдателя, смотрящего в направлении поля, если плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке (вправо).

Феноменологически эффект Фарадея объясняется тем, что показатели преломления n_+ и n_- для света, поляризованного право — и левоциркулярно, становятся различными (см. выше), когда оптически неактивное вещество помещается в продольное магнитное поле.

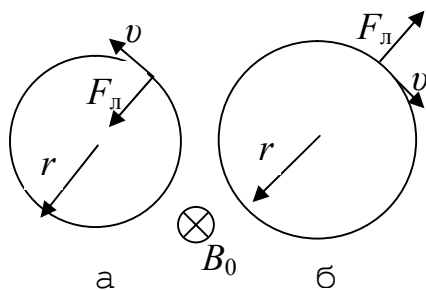


Рис.5

Детальная интерпретация эффекта Фарадея возможна лишь на основе квантовых представлений [3, 6]. Здесь же отметим, что с точки зрения классической теории каждый электрон в классическом атоме в отсутствии магнитного поля имеет единственную собственную частоту, но в

магнитном поле появляются две новые частоты вращения электрона.

Движение частицы по окружности с собственной частотой ω_0 в отсутствии внешних полей объясняется действием центростремительной силы $m\omega_0^2 r$. В постоянном магнитном поле собственная частота вращения становится равной ω' , поскольку на электрон действует сила Лоренца (система СИ!) $er\vec{\omega}' \times \vec{B}$, направленная к центру окружности или наружу (рис.5) в зависимости от направления вращения электрона.

“Новая” центростремительная сила равна сумме исходной центростремительной силы в отсутствие магнитного поля и силы Лоренца:

$$m\omega'^2 r = m\omega_0^2 r \pm er\omega' B = mr \left(\omega_0^2 \pm \frac{2eB}{2m} \omega' \right) = mr (\omega_0^2 \pm 2\omega' \Omega)$$

Знак силы Лоренца определяется направлением вращения частицы. Поскольку частота ларморовской прецессии Ω гораздо меньше частоты колебаний световой волны ω' (оценить и сопоставить эти частоты предоставляется студентам самостоятельно) из полученного соотношения весьма просто и с достаточно высокой точностью можно определить две новые частоты вращений электрона:

$$\begin{aligned}\omega'^2 &= \omega_0^2 \pm 2\omega'\Omega; \quad \omega'^2 \mp 2\omega'\Omega - \omega_0^2 = 0; \\ \omega'_{1,2} &= \pm\Omega \mp \sqrt{\Omega^2 + \omega_0^2} \cong \pm\Omega + \omega_0 \equiv \omega_0 \pm \Omega\end{aligned}\quad (6)$$

При частоте света ω фазовые сдвиги циркулярных колебаний с различными собственными частотами ω' отличаются. Как следствие, при $\omega < \omega_0$ свет частоты ω опережает свет частоты ω_0 , при $\omega > \omega_0$ — отстает (рис.4).

Полное аналитическое описание фарадеевского вращения получено при рассмотрении поведения *невзаимодействующих* диполей, колеблющихся в поле поляризованной волны и поля $\mathbf{B}_0$. Колебания электронов определяют поляризацию среды [3,4]. В ходе решения задачи получается зависимость диэлектрической проницаемости, показателя преломления n и коэффициента оптического поглощения η от частоты.

Аналитически спектральные зависимости для n_- и n_+ одинаковы. Но, как показано выше (6), собственные частоты колебаний электронов, вращающихся в разные стороны, различны. Как следствие, возникает оптическая активность (4). Не рассматривая задачу подробно, скажем, что в отсутствии оптического поглощения ее решение имеет простой аналитический вид (система СИ), полностью соответствующий представлению о колебаниях оптических электронов:

$$\psi = \frac{N e^3 \omega^2 B_0 d}{2 \varepsilon_0 n m^2 c (\omega_0^2 - \omega^2)^2} = V B_0 d \quad (7)$$

Здесь e — заряд электрона, m — масса электрона, N — концентрация электронов, ω — частота света, c — скорость света в вакууме, ω_0 — собственная частота колебаний электрона, то есть частота оптического поглощения. Размерность угла ψ — радианы. Учитывая, что $\omega_0 \gg \omega$, получим

$$V = \frac{N e^3}{2 \varepsilon_0 n m^2 c \omega_0^4} \omega^2 = \Phi \omega^2 \quad (8)$$

что должно быть сопоставлено с результатами, полученными в эксперименте.

УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки приведена на рис.7. Источником света является галогенная лампа 2 с блоком питания 1. Необходимая длина волны выделяется оптическим фильтром 15, установленным в держатель 3. Далее свет попадает на поляризатор 4 и через отверстия в полюсных наконечниках электромагнита 6 и образец 5 проходит через поляризатор 8, выполняющий роль анализатора поворота плоскости поляризации после взаимодействия света с веществом. Затем свет через фокусирующую линзу 9 попадает на матовый полупрозрачный экран 10. Обмотки электромагнита 7 подключены к блоку питания 11 через включенные последовательно амперметр 12 и коммутатор 13. Перечисленные устройства (лампа, держатель светофильтров, магнит, два поляризатора, линза и экран) установлены на оптическом рельсе 14.

Блоки питания 1 и 11 совмещены в одном корпусе. Магнит питается постоянным током до трёх ампер от регулируемого выхода $0 \div 20$ В.

Работа при значениях токов от двух до трех ампер допустима в течение времени не более 10 минут. Ручка регулировки тока магнита 16 расположена в середине блока питания (рис. 7).

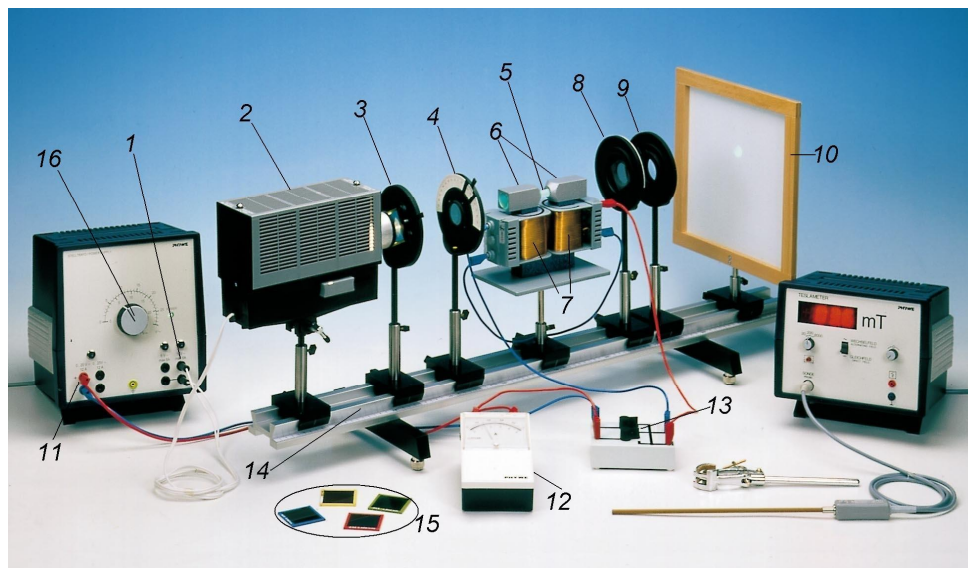


Рис.7

Угол поворота анализатора измеряется с помощью связанного с ним отсчетного устройства с угловым нониусом. Полный отсчет равен сумме отсчетов по основной шкале и по шкале нониуса. Отсчет числа градусов (основная шкала) делается по риску, соответствующей нулю нониуса, с точностью в один градус. Отсчет по нониусу с точностью до 0.2 градуса снимается в месте совпадения рисок основной шкалы и нониуса. Аналог подобного отсчета – отсчет по нониусу штангенциркуля. Из двух половин нониуса выбирается та, которая соответствует направлению увеличения числа градусов.

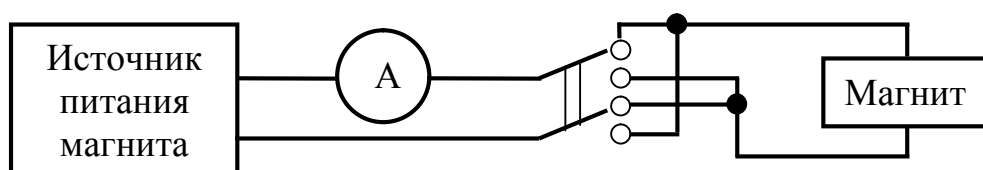


Рис.8. Электрическая схема питания магнита.

Функция коммутатора заключается в изменении направления протекания тока через магнит (рис.8). При этом инвертируется направление магнитного поля и, соответственно, знак угла поворота плоскости поляризации. В этом случае разность полученных угловых отсчетов равна удвоенному углу фарадеевского вращения.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ.

1. Вывести регулятор тока магнита 16 (рис. 7) на блоке питания в крайнее положение против часовой стрелки.
2. Включить блок питания (тумблер на задней панели).
3. Убедиться в прохождении света через все установленные на оптический рельс устройства и детали. При необходимости отъюстировать оптический тракт, добиваясь равномерности засветки пятна на экране.
4. Повернуть поляризатор в положение, соответствующее углу $+45$ градусов по нониусу.
5. Вставить в держатель светофильтр, пропускающий свет с длиной волны $\lambda = 440$ нм. *Как любую оптическую деталь, светофильтр следует брать за кромку.*
6. Регулятором тока магнита установить ток J_m 0.3 А. Вращая анализатор, добиться исчезновения пятна света на экране. Записать значение угла α^+ установки анализатора в таблицу 1. Угол α^+ определяется при некотором выбранном положении коммутатора тока.
7. Повторить измерения, аналогичные пункту 6, для значений токов, увеличивающихся на ~ 0.3 А вплоть до значения 3 А. *Помнить об ограниченности времени работы при больших токах!*
8. Установить нулевое значение тока магнита. Коммутатором инвертировать направление тока. Провести измерения α^- по пунктам 6 и 7.

Угол α^- определяется при направлении тока магнита обратном к предыдущему.

9. Меняя светофильтры, провести аналогичным образом остальные измерения.

10. Определить соответствующие току значения магнитного поля и записать их в таблицу. Зависимость поля B (мТл) от тока J (А) имеет вид:

$$B = 77.8 \cdot J$$

Таблица 1.

Значения величин, приведенные в таблице, условные.

λ , нм	J_m , А	α^+ , град.	α^- , град.	B , мТ	$\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^- $, мин
440	0	-45.8	-49.7	0	234
	0.3	-45.2	-50.4	100	312
	...	...	...	...	...
	3	-41.2	-55.3	790	846
505	...	...	...	...	...
	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...
	...	...	...	...	...

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Определить разность углов вращения $\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^-$ для различных направлений магнитного поля. Результаты записать в таблицу 1.

2. Используя полученные значения, для каждой длины волны построить график зависимости величины фарадеевского вращения $\psi = \Delta\alpha/2$ от

величины магнитного поля B . При построении учесть, что при нулевом значении поля $B = 0$ угол фарадеевского вращения ψ равен нулю.

3. Определить параметры прямых для каждой длины волны. Наиболее предпочтительным методом определения параметров полученных линейных зависимостей является метод наименьших квадратов (использовать при построении и обработке графиков на компьютере).

4. Пользуясь полученными расчетными результатами, вычислить значения постоянной Верде V и их погрешности. Использовать значение длины образца 1.0 см.

5. Полученные результаты занести в таблицу 2.

6. Построить зависимость полученных значений V от частоты световой волны в координатах V от ω^2 (см. формулу 8).

7. Полученная зависимость должна быть линейной. Определить постоянную Φ . Подставив значения $N = 10^{29} \text{ м}^{-3}$, $n = 1.6$, $m = 10^{-30} \text{ кг}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ в формулу 8, оценить величину ω_0 . Для оценки пользоваться системой СИ: размерность V равна радиан/Тл м.

Таблица 2

Длина волны, нм	440	505	525	580	595
Частота света ω , рад/сек					
V , рад/Тл м					

Контрольные вопросы.

1. Что такое линейно поляризованный свет?
2. Что называется циркулярно право— и левополяризованными волнами?
Поясните фразу: «линейно поляризованный свет может быть разложен на циркулярно право- и левополяризованные волны».

3. В чем состоит и чем объясняется эффект Фарадея?
4. Оцените величину частоты ларморовской прецессии для индукции 0.5 Т и значение частоты световой волны видимого диапазона.
5. Какие параметры среды определяют постоянную Верде? Какова предполагаемая зависимость постоянной Верде от частоты света в области слабого оптического поглощения?
6. Как пользоваться нониусной шкалой на держателе поляризаторов?

ЛИТЕРАТУРА

1. Физическая оптика. Терминология. Изд. «Наука», М., 1971.
2. Г.С. Ландсберг. Оптика. Изд. «Наука», М., Л., 1981.
3. И.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М., Л., 1981.
4. Д. В. Сивухин. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 792 с.
5. Б.Д. Агапьев, В.Н. Белов, Ф.П. Кесаманлы и др. Обработка экспериментальных данных. Учебное пособие. СПб, СПбГПУ, 2002.
6. Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев, Наукова думка, 1979, 180 стр.