

активных жидкостях также могут существовать две волны с различной круговой поляризацией: правой и левой.

Существование двойного кругового лучепреломления в кварце можно обнаружить и с помощью одной призмы, вырезанной так, что ее оптическая ось перпендикулярна к плоскости, делящей пополам двугранный преломляющий угол. При наименьшем отклонении луч внутри призмы идет параллельно оптической оси, не испытывая обычного двойного преломления. Если падающий свет естественный или поляризован линейно и содержит только одну спектральную линию, то в минимуме отклонения при выходе из призмы спектральная линия расщепляется на две линии, из которых одна поляризована по правому, а другая по левому кругу.

Таким образом, Френель доказал экспериментально, что при вступлении в оптически активную среду луч света испытывает двойное круговое лучепреломление: лучи, поляризованные по правому и левому кругу, идут внутри оптически активной среды с различными фазовыми скоростями. Если падающий свет был поляризован линейно, то при выходе из такой среды эти волны складываются снова в линейно поляризованную волну, но с повернутой плоскостью поляризации. Тем самым задача объяснения вращения плоскости поляризации была сведена к задаче объяснения кругового двойного лучепреломления.

Поляризованные по кругу в противоположных направлениях волны в окрестности полос или линий поглощения могут отличаться не только скоростями распространения, но и коэффициентами поглощения. Тогда они выйдут с различными амплитудами. Если падающий свет был поляризован линейно, то выходящий будет поляризован эллиптически. Это явление называется *круговым дихроизмом*. Оно впервые (1847 г.) было замечено Гайдингером (1795—1871) на аметисте и подробно изучено (1895 г.) Коттоном (1869—1951) на растворах солей винной кислоты.

ЗАДАЧА

Пользуясь данными, приведенными в тексте, вычислить угол расхождения $\delta\varphi$ между лучами, поляризованными по правому и левому кругу, вышедшими из призмы $ABCD$ в опыте Френеля (рис. 316). Зная обыкновенный показатель преломления кварца ($n_o = 1,544$ для $\lambda = 589,3$ нм), найти угловое расхождение между теми же лучами $\delta_1\varphi$ после преломления на плоскости AM и $\delta_2\varphi$ после последующего преломления на плоскости MD .

$$\text{О т в е т. } \delta\varphi = \frac{4\lambda\alpha}{\pi} \operatorname{tg} \frac{M}{2} = 3,92'; \quad \delta_1\varphi = \frac{\delta\varphi}{2n_o} = 1,27'; \quad \delta_2\varphi = \frac{\delta\varphi}{n_o} = 2,54',$$

§ 95. Магнитное вращение плоскости поляризации

1. В 1846 г. Фарадей обнаружил, что естественно-неактивное вещество, помещенное в постоянное сильное магнитное поле, вращает плоскость поляризации, когда свет распространяется вдоль

магнитного поля. Для наблюдения явления можно воспользоваться электромагнитом, вдоль оси которого просверлен цилиндрический канал, как это показано схематически на рис. 312. Электромагнит помещается между скрещенными николями, исследуемое вещество вводится между полюсами электромагнита. Если наблюдатель смотрит в направлении магнитного поля, то вращение вправо условилось считать *положительным*, а влево — *отрицательным*. В первом случае вращение происходит в ту же сторону, куда течет ток по виткам электромагнита, во втором — в противоположную сторону. Фарадей наблюдал только положительное вращение. Таким вращением обладает большинство веществ. Из диамагнитных веществ единственным исключением является хлористый титан. Среди парамагнитных веществ встречается значительное число отрицательно вращающих, например соли железа и редких земель, $K_2Cr_2O_7$, $KCrO_4$ и др.

Опыты самого Фарадея, а затем более точные опыты Верде (1824—1866) показали, что *угол поворота плоскости поляризации пропорционален длине пути l света в веществе и напряженности внешнего магнитного поля, т. е. магнитной индукции B в веществе:*

$$\chi = RlB, \quad (95.1)$$

где коэффициент R называется *постоянной Верде* или *магнитной вращательной способностью*. Этот коэффициент зависит от рода вещества, его физического состояния и длины волны. В табл. 10 приведены характеристики магнитного вращения для некоторых веществ.

Таблица 10

Вещество	χ			
	$\lambda = 656 \text{ нм}$	$\lambda = 589 \text{ нм}$	$\lambda = 486 \text{ нм}$	
Вода (25 °C) Сероуглерод (25 °C) Кварц	0,0102' 0,0319' 0,0136'	0,0130' 0,0415' 0,0166'	0,0197' 0,0667' 0,0250'	На 1 см длины луча в поле 1 Гс
Кислород Водород Углекислота	0,484' 0,430' 0,691'	0,559' 0,537' 0,862'	0,721' 0,805' 0,286'	При давл. 1 ат на 1 см длины луча в поле 10 ⁵ Гс
Железо Никель	217° 92°	195° 75°	145° 64°	На 10 ⁻³ см в поле 15 000 Гс

В ферромагнитных металлах угол поворота χ не пропорционален B , но в сильных магнитных полях с возрастанием B возрастает очень медленно, приближаясь асимптотически к предельному зна-

чению. Согласно Кундту, угол χ пропорционален намагниченности магнетика $I = (\mu - 1) B / (4\pi\mu)$, где μ — магнитная проницаемость. Этот угол определяется выражением

$$\chi = KI, \quad (95.2)$$

где K — так называемая *постоянная Кундта*. При $B = 15\,000$ Гс ферромагнетик можно считать намагниченным до насыщения.

2. Физическая природа магнитного вращения плоскости поляризации была выяснена после открытия явления Зеемана и объяснения его, данного Лорентцом. Допустим для простоты, что в отсутствие магнитного поля вещество испускает *только одну спектральную линию*, т. е. обладает *одной собственной (резонансной) частотой* ω_0 . При внесении в магнитное поле B у осцилляторов вещества появляются две новые резонансные частоты $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ (где Ω — ларморовская частота), соответствующие круговым вращениям электрона (см. § 92). Эти собственные частоты проявляются не только в *испускании (прямой эффект Зеемана)*, но и в *поглощении света (обратный эффект Зеемана)*. Прежняя резонансная частота ω_0 проявляется только при распространении света поперек магнитного поля и под углом к нему. Нормальные волны, которые могут распространяться вдоль магнитного поля, поляризованы по кругу. Когда направления распространения света и магнитного поля совпадают, большей собственной частоте $\omega_+ = \omega_0 + \Omega$ соответствует вращение по, а меньшей $\omega_- = \omega_0 - \Omega$ — против часовой стрелки, если смотреть в направлении магнитного поля (рис. 313).

Поскольку собственные частоты ω_+ и ω_- различны, скорости распространения обеих поляризованных по кругу волн также различны. Этим принципиально дано объяснение магнитного вращения плоскости поляризации, так как, согласно Френелю, при сложении таких поляризованных по кругу волн получается волна с вращающейся плоскостью поляризации. Угол поворота плоскости поляризации найдется из формулы (94.6). Она дает

$$\chi = \frac{\omega l}{2c} (n_- - n_+) = \frac{\pi l}{\lambda} (n_- - n_+), \quad (95.3)$$

где через n_+ и n_- обозначены показатели преломления соответственно для волн с собственными частотами ω_+ и ω_- . При выборе знака учтено, что положительные вращения плоскости поляризации в случае естественного и магнитного вращения в рассмотренном нами случае принято выбирать противоположно.

Формулу (95.3) удобно исследовать графически. На рис. 317 пунктирными линиями представлены графики для показателей преломления n_- и n_+ как функций частоты света ω . Их разность представлена сплошной линией. Как видно из рисунка, вне интервала

(ω_- , ω_+) разность $n_- - n_+$, а с ней и вращение плоскости поляризации *положительны*, а внутри этого интервала — *отрицательны*.

Во всех случаях направления ларморовского вращения Ω , а следовательно, и вращения плоскости поляризации определяются *только направлением магнитного поля \mathbf{B} и не зависят от направления распространения света*. При изменении на противоположное направления распространения света направление вращения плоскости поляризации *не изменяется*, в противоположность тому, что происходит при естественном вращении. Этим воспользовался Фарадей для усиления магнитного вращения плоскости поляризации. Он увеличил расстояние l , проходимое светом в веществе,

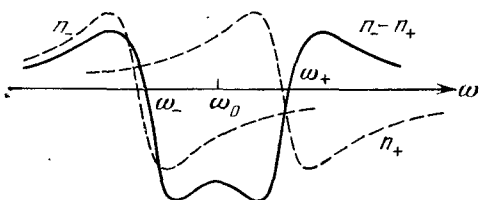


Рис. 317.

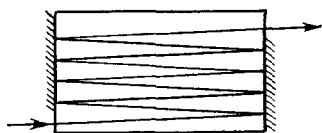


Рис. 318.

заставив луч многократно отразиться от концов исследуемого образца (рис. 318). Для этого концы образца серебрились (за исключением мест входа и выхода светового луча).

3. Вне интервала (ω_- , ω_+) вдали от резонансных частот ω_- и ω_+ поглощением можно пренебречь и воспользоваться для показателей преломления n_- и n_+ формулой Зельмейера (84.9), заменив в ней ω_0 на ω_- и ω_+ для показателей преломления n_- и n_+ соответственно. Согласно этой формуле, n_- и n_+ являются *одной и той же функцией* аргументов $(\omega^2 - \omega_-^2)$ и $(\omega^2 - \omega_+^2)$. Такой же функцией, но от аргумента $(\omega^2 - \omega_+^2)$ выражается и показатель преломления n вещества в отсутствие магнитного поля. Следовательно,

$$\begin{aligned} n_- - n_+ &= n(\omega^2 - \omega_-^2) - n(\omega^2 - \omega_+^2) = \\ &= (\omega_+^2 - \omega_-^2) \frac{dn}{d\omega^2} = \frac{(\omega_+ + \omega_-)(\omega_+ - \omega_-)}{2\omega} \frac{dn}{d\omega}. \end{aligned}$$

Вращение плоскости поляризации имеет заметную величину только не очень далеко от полосы поглощения, а потому можно принять, что $\omega_+ + \omega_- = 2\omega$. Кроме того, $\omega_+ - \omega_- = 2\Omega = eB/(mc)$. Следовательно,

$$n_- - n_+ = \frac{eB}{mc} \frac{dn}{d\omega} = -\frac{eB}{2\pi mc^2} \lambda^2 \frac{dn}{d\lambda}.$$

Подстановка этого значения в (95.3) приводит к формуле (95.1), причем для постоянной Верде получается выражение

$$R = -\frac{e}{2mc^2} \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (95.4)$$

Нелишне напомнить, что здесь e означает заряд электрона по абсолютной величине. Формулу (95.4) обычно называют *формулой Беккереля* (1852—1908).

4. Перейдем теперь к исследованию магнитного вращения плоскости поляризации в области полосы поглощения вещества. Здесь показатель преломления, а также коэффициент поглощения меняются с частотой *быстро* и *аномально*. Поэтому магнитное вращение плоскости поляризации велико и носит также *аномальный характер*. Кроме того, внутри самой полосы поглощения между резонансными частотами ω_- и ω_+ знак вращения *отрицателен*, как это видно из рис. 317. Такое аномальное поведение плоскости поляризации называется *эффектом Макалюзо и Корбино*. Эти итальянские физики открыли его экспериментально в 1898 г., а затем Фохт дал теорию явления.

Макалюзо и Корбино показали, что пары натрия в магнитном поле вызывают очень сильное вращение плоскости поляризации в непосредственной близости к желтым линиям D_1 и D_2 . Знак вращения одинаков по обе стороны этой двойной линии. Между полюсами электромагнита помещалось небольшое натровое пламя, через которое проходил пучок линейно поляризованного белого света в направлении магнитного поля. На пути лучей ставился николев-анализатор, который при выключенном магнитном поле полностью тушил свет. При включении тока в обмотке электромагнита поле зрения становилось освещенным ярким желтым светом: в спектро-скопе были видны две желтые линии, симметрично расположенные по обе стороны линии D . Дело в том, что свет с такими длинами волн испытывал в магнитном поле поворот плоскости поляризации на 90° и потому проходил через скрещенные поляризатор и анализатор. Поворачивая николев-анализатор сначала в одном направлении, а затем в другом, можно было убедиться, что по обе стороны полосы поглощения знак вращения был один и тот же.

Вуд усовершенствовал установку Макалюзо и Корбино, произведя опыты с парами натрия, заключенными в стальной трубе. В его опытах плотность паров натрия можно было варьировать в значительных пределах. При сравнительно малой плотности наблюдалась такая же картина, как и в опытах Макалюзо и Корбино. Разница состояла в том, что в опытах Макалюзо и Корбино двойная D -линия натрия не разрешалась, а в опытах Вуда разрешалась. Желтые линии появлялись по обе стороны как компоненты D_1 , так и компоненты D_2 . При увеличении плотности паров натрия расстояние между наружными желтыми линиями увеличивалось и между ними появлялись новые линии, соответствующие вращению на 270° , 450° , 630° и т. д. Центр между линиями D_1 и D_2 последовательно становился то темным, то светлым. В некоторых случаях Вуд наблюдал до восьми таких перемен, что соответствует вращению на 1440° .

5. Изложенная теория основана на *классической теории*, т. е. на *простом эффекте Зеемана*. Полная теория должна учитывать *сложный эффект Зеемана*, т. е. быть *квантовой*. Кроме того, для объяснения отрицательного вращения плоскости поляризации необходимо учитывать *парамагнетизм атомов*. На этих вопросах мы останавливаться не можем.

ЗАДАЧИ

1. Между двумя николями N_1 и N_2 (рис. 319), главные сечения которых повернуты относительно друг друга на 45° , в продольном магнитном поле помещен слой вещества, вращающий плоскость поляризации. На какой угол этот слой должен вращать плоскость поляризации, чтобы система была *оптическим вентиляем*, т. е. свет проходил бы через нее только в одном направлении (например, от тела A к телу B), а в обратном направлении не проходил?

О т в е т. На угол $45^\circ + 180^\circ m$ (m — целое число).

2. Как будет вести себя оптический вентиль, описанный в предыдущей задаче, если направление магнитного поля изменить на противоположное, оставляя

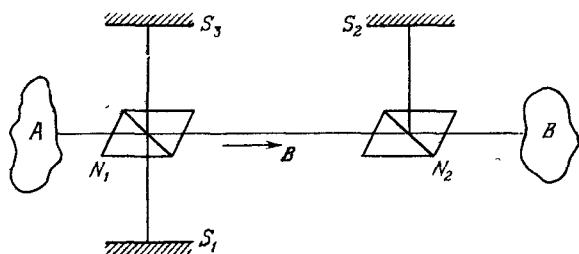


Рис. 319.

без изменения взаимное расположение николей и величину напряженности магнитного поля?

О т в е т. Направление, в котором пропускается свет, изменится на противоположное.

3. Может ли установка, описанная в задаче 1, быть оптическим вентиляем, если между николями поместить слой *естественно-активного вещества без магнитного поля*?

О т в е т. Нет.

4. Разъяснить парадокс Вина, заключающийся в следующем. В адиабатической оболочке помещены два одинаково нагретых тела A и B (рис. 319), а между ними световой вентиль. Свет, излученный телом A , падает на николю N_1 . Половина падающей энергии I , т. е. $I/2$, проходит через николю, а другая половина, испытав полное отражение в николе, возвращается зеркалом S_1 к телу A (применяя зеркало, можно не учитывать нагревание николя). Другая половина энергии $I/2$, пройдя через николю N_1 , полностью пройдет через николю N_2 и поглотится телом B . Свет же от тела B не пройдет через вентиль. Половина излученной этим телом энергии I , равная $I/2$, испытает полное отражение в николе N_2 и после отражения от зеркала S_2 вернется к телу B . Другая половина энергии, пройдя через николю N_2 и вращающую среду, испытает поворот плоскости поляризации на 45° и поэтому не сможет пройти через николю N_1 , а претерпит в нем полное отражение. Добавочным зеркалом S_3 эта часть энергии будет отражена обратно и после полного отражения в николе N_1 вернется к телу B . Таким образом, тело A

получит энергию $1/2$, а тело B — энергию $31/2$ и будет нагреваться в противоречии со вторым началом термодинамики.

Решение. Свет, излученный телом B (рис. 319) и возвращающийся к нему обратно после отражения от николя N_1 , испытает при прохождении через вращающееся вещество дополнительный поворот плоскости поляризации на 45° и поэтому не пройдет через николю N_2 . Испытав в николе N_2 полное отражение, этот свет вернется (если поставит еще одно зеркало напротив S_2) к телу A . Приведенное решение парадокса Вина было дано Рэлеем,

§ 96. Временная и пространственная дисперсия. Теория естественной оптической активности

1. Многие оптические явления находят удовлетворительное объяснение в предположении, что связь между векторами D и E (а также между B и H) *локальна во времени и пространстве*. Это значит, что вектор D в любой точке пространства r и в любой момент времени t определяется значением вектора E в той же точке и в тот же момент времени. (То же относится к векторам B и H . В целях сокращения подобные замечания в дальнейшем подразумеваются, а все изложение ведется для векторов D и E .) Однако для истолкования некоторых явлений предположения о локальной связи *недостаточно*. Пространственно-временную нелокальность можно разбить на *чисто пространственную* и *чисто временную*. Отвлечемся сначала от чисто пространственной нелокальности и учтем нелокальность временную. Среда во всем дальнейшем предполагается *однородной*.

2. Временная нелокальность проявляется в *оптической дисперсии среды*. Действительно, для истолкования дисперсии необходимо учитывать *инерционные* свойства электронов, атомных ядер и ионов вещества. А такая инерционность и приводит к нелокальной связи по времени между D и E . Пренебрегая пространственной нелокальностью, будем рассуждать так, как если бы во всем пространстве электромагнитное поле было *однородно* и менялось *только во времени*. Действием магнитного поля будем пренебрегать. Рассмотрим сначала *импульсные воздействия* на среду. Допустим, что от момента $t = 0$ в течение времени dt среда подверглась воздействию электрического поля E , а по истечении этого промежутка поле в среде снова обратилось в нуль. Такое воздействие может рассматриваться как *электрический толчок*, возбуждающий регулярные колебания электронов, атомных ядер и ионов среды. Эти колебания не прекращаются после прекращения действия поля, но продолжают дальше в силу *конечности масс* колеблющихся частиц. В этом и проявляется временная нелокальность связи между отклонением частиц из положений равновесия и электрическим полем, а следовательно, между поляризацией P или индукцией D среды и полем E .

В рамках *линейной электродинамики* поляризация среды dP , вызванная электрическим толчком, пропорциональна $E dt$. Пред-