

4. Гиротропия. Естественная оптическая активность

Гиротропией (естественной оптической активностью) называют явление вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света [10]. Оно описывается слагаемым $i\gamma_{ijl}(\omega)k_l$ в (2.3). Следует отметить, что тензор γ_{ijl} не равен нулю только в кристаллах (и гетероструктурах) у которых отсутствует центр инверсии. Однако, это не является достаточным условием (например, гиротропия отсутствует в кристаллах с симметрией T_d не имеющих центра инверсии). Отсутствие центра инверсии может быть вызвано как кристаллической структурой (*bulk inversion asymmetry*), так и асимметрией самой структуры (*structure inversion asymmetry*). В координатном представлении можно записать:

$$D_i(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_{ij}^{(0)} E_j(\mathbf{r}, t) + \gamma_{ijl} \frac{\partial E_j(\mathbf{r}, t)}{\partial x_l} . \quad (4.1)$$

Из условий симметрии тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ (2.1) и (2.2) следует, что $\gamma_{ijl} = -\gamma_{jil}$, следовательно

$$\begin{aligned} \gamma_{xxl} = \gamma_{yy l} = \gamma_{zz l} = 0 , \\ \gamma_{xyl} = -\gamma_{yxl} ; \gamma_{yzl} = -\gamma_{zyl} \quad \gamma_{zxl} = -\gamma_{xzl} . \end{aligned} \quad (4.2)$$

Таким образом, тензор γ_{ijk} имеет не более 9 независимых компонент. Вместо тензора γ_{ijk} можно ввести вектор гирации \mathbf{g}' и/или вместо обратного тензора, вектор \mathbf{f}' :

$$\gamma_{ijl} k_l = \gamma_{ijl} \tilde{n} s_l = e_{ijm} g'_m , \quad (4.3)$$

$$\delta_{ijl} K_l = \tilde{n} s_l = e_{ijm} f'_m . \quad (4.4)$$

Здесь e_{ijm} - единичный псевдотензор третьего ранга (который при зеркальном отражении не меняет знак) ($e_{123} = 1$, $e_{213} = -1$, $e_{112} = 0, \dots$). Тогда можно записать:

$$D_i = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j - i[\mathbf{g}' \times \mathbf{E}]_i , \quad (4.5)$$

$$E_i = \varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{k}) D_j = \varepsilon_{ij}^{-1}(\omega) D_j - i[\mathbf{f}' \times \mathbf{D}]_i . \quad (4.6)$$

Вид тензора γ_{ijl} зависит от симметрии кристалла. Так в кристалле, имеющем центр симметрии, $\gamma_{ijl} \equiv 0$. Действительно, все компоненты тензора третьего ранга должны менять знак при инверсии, при этом симметрия кристалла требует, чтобы они оставались неизменными.

Пример 1: Изотропное тело и кубический кристалл.

В этом случае тензор γ_{ijl} сводится к псевдоскаляру:

$$\varepsilon_{ij}^{(0)} = \varepsilon \delta_{ij} ; \gamma_{ijl} = \gamma e_{ijl} . \quad (4.7)$$

Псевдоскаляр γ меняет знак при инверсии. Отсюда

$$D_i = \varepsilon(\omega)E_i + i\gamma(\omega)\tilde{n}e_{ij}E_j s_l \text{ или } \mathbf{D} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E} + i\gamma(\omega)\tilde{n}[\mathbf{E} \times \mathbf{s}] . \quad (4.8)$$

В изотропной, гиротропной среде поле \mathbf{E} поперечно ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{s} = 0$), так же как и индукция \mathbf{D} . Для поперечных волн имеем:

$$-n^2\mathbf{E} + \varepsilon(\omega)\mathbf{E} + i\gamma\tilde{n}(\omega)[\mathbf{E} \times \mathbf{s}] = 0 . \quad (4.9)$$

Из условия, что однородное уравнение (4.9) для \mathbf{E} имеет ненулевые решения, получаем квадратное уравнение для показателя преломления \tilde{n} , решение которого имеет вид

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \varepsilon \pm \gamma\sqrt{\varepsilon} . \quad (4.10)$$

Отсюда получаем, что в изотропной среде или в кубическом кристалле могут распространяться две волны, поляризованные по правому и левому кругу $E_{\pm} = (E_x \pm iE_y)$ с разными показателями преломления \tilde{n}_{\pm} . Волна, поляризованная по правому кругу $E_y = e^{-i\pi/2}E_x$, распространяется с показателем преломления

$$\tilde{n}_+ \approx \sqrt{\varepsilon} + \frac{1}{2}\gamma ,$$

а волна, поляризованная по левому кругу $E_y = e^{i\pi/2}E_x$, распространяется с показателем преломления

$$\tilde{n}_- \approx \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{2}\gamma .$$

Гиротропию называют еще явлением невзаимного кругового двулучепреломления. Главным отличительным свойством явления естественной оптической активности является его невзаимность. Если на пути луча поставить зеркало и тем самым изменить направление волнового вектора на противоположное, весь эффект кругового двулучепреломления исчезнет.

Линейно поляризованную волну можно представить как сумму двух циркулярно поляризованных волн:

$$E_x = \frac{1}{2}(E_+ + E_-) \text{ и } E_y = \frac{1}{2i}(E_+ - E_-) , \quad (4.11)$$

$$E_x = E_0 \exp\left(i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}z\right) \cos\left(\frac{\omega\gamma}{2c}z\right) \text{ и } E_y = E_0 \exp\left(i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}z\right) \sin\left(\frac{\omega\gamma}{2c}z\right) . \quad (4.12)$$

Отсюда видно, что плоскость поляризации линейно поляризованной волны, распространяющейся в гиротропной среде, поворачивается на угол φ ($\text{tg}\varphi = E_y/E_x$) при прохождении расстояния z :

$$\frac{\varphi}{z} = \frac{\omega\gamma}{2c} . \quad (4.13)$$

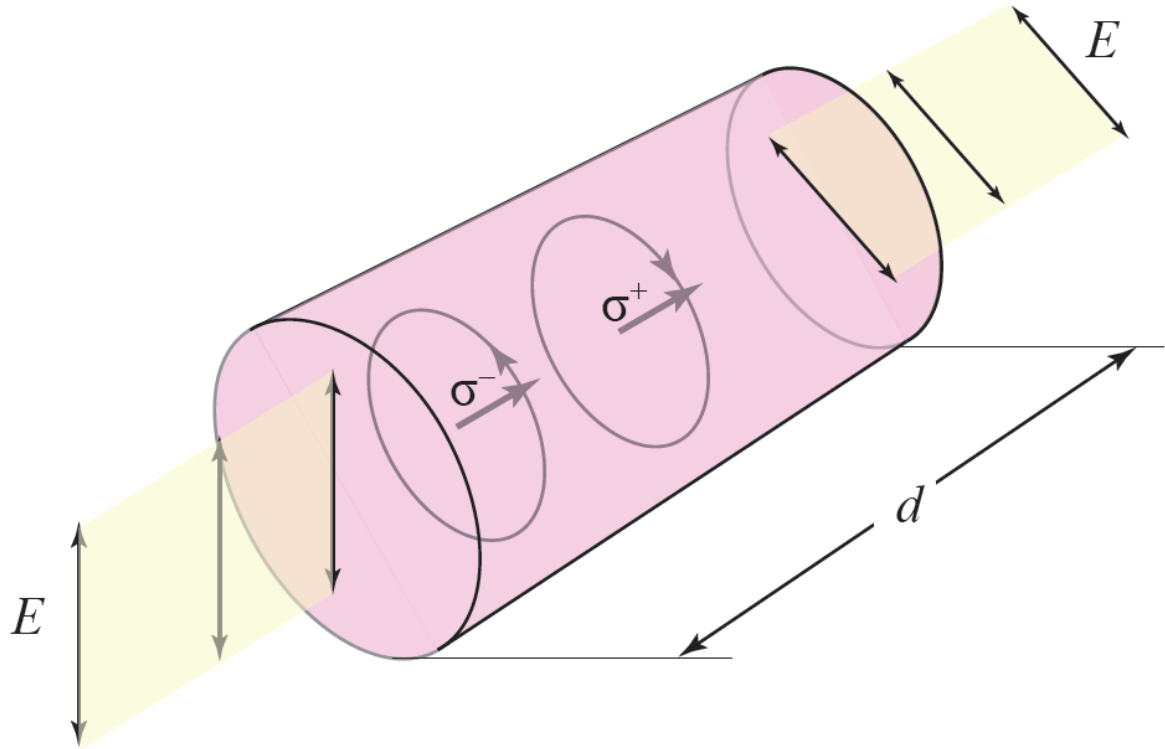


Рис 4.1. Поворот плоскости поляризации света в гиротропном кристалле при прохождении расстояния d . Показано, что нормальные волны в гиротропном кристалле поляризованы по кругу σ^+ или σ^- .

Из (4.5), (4.6) и (1.16) следует, что для наблюдения явления гиротропии важна только поперечная часть поля \mathbf{E} . В результате в некоторых кристаллах гиротропия не наблюдается несмотря на отсутствие центра инверсии. Например, это имеет место в кристаллах групп C_{3v} , C_{4v} , C_{6v} и T_d [22]. Нормальные волны в таких кристаллах вообще говоря имеет эллиптическую поляризацию, однако это не приводит к повороту плоскости поляризации. Эллиптичность проявляется только в появлении продольной составляющей поля \mathbf{E} , для поля \mathbf{D} эллиптичность не появляется. Это называется *слабой гиротропией*, ее иногда можно наблюдать в спектрах отражения кристаллов при наклонном падении света (см. [11]).

Пример 2: Гиротропия вблизи экситонного резонанса в квантовой яме

В симметричной квантовой яме, изготовленной на основе кубических полупроводников, может иметь место гиротропия при распространении света в плоскости ямы. Вклад в тензор диэлектрической проницаемости, связанный с гиротропией, для структуры с квантовой ямой, имеющей симметрию D_{2d} имеет вид

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i\gamma(\omega)k_y \\ 0 & 0 & i\gamma(\omega)k_x \\ -i\gamma(\omega)k_y & -i\gamma(\omega)k_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

В области экситонного резонанса величина $\gamma(\omega)$ определяется линейным по волновому вектору вкладом в дисперсию экситона. Рассмотрим теперь вклад линейных по волновому вектору слагаемых в тензор поляризуемости в области экситонного резонанса в квантовой яме на основе кубического полупроводника. Пусть квантовая яма выращена в направлении $z \parallel [001]$. В геометрии $(k_x \neq 0, k_z \neq 0, k_y = 0)$ в области экситона с легкой дыркой тензор восприимчивости выглядит так:

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \frac{d_x^2}{\tilde{\omega}_0} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\tilde{\omega}_L d_y^2}{\tilde{\omega}_0 \omega_L + (Ck_x)^2} & \frac{iCk_x d_z d_y}{\tilde{\omega}_0 \omega_L + (Ck_x)^2} \\ 0 & \frac{-iCk_x d_z d_y}{\tilde{\omega}_0 \omega_L + (Ck_x)^2} & \frac{\tilde{\omega}_0 d_z^2}{\tilde{\omega}_0 \omega_L + (Ck_x)^2} \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Здесь $\tilde{\omega}_0 = \omega_0 - \omega - i\Gamma$, $\tilde{\omega}_L = \omega_L - \omega - i\Gamma$, ω_L - частота продольного состояния экситона, ω_0 - частота поперечного экситонного резонанса, C константа при линейном по волновому вектору слагаемом в дисперсии экситона, d_i матричные элементы дипольного момента экситонного перехода (2.13).

Вклад Рашбы [12] определяется конкретной асимметрией потенциала границ ямы. В асимметричной (например, треугольной) квантовой яме также имеется слабая гиротропия, даже в структурах на основе centrosymmetric кристаллов таких как Ge или Si [13].

Пример 3 Гексагональный кристалл со структурой вюрцита.

В гексагональных кристаллах в области экситона серии A (см. Приложение 1) гиротропии нет. В геометрии $\mathbf{k} \perp C_6$ наличие линейного по волновому вектору слагаемого в экситонном гамильтониане приводит к смешиванию оптически активного и оптически запрещенного экситона или оптически активного состояния серии A с экситоном серии B . Но поскольку вблизи экситона серии A выполняется соотношение $\frac{|\omega_A - \omega|}{|\omega_B - \omega|} \ll 1$, этот вклад пренебрежимо мал.

Для экситона серии B возможно наблюдение гиротропии при наклонном падении света. Картина в целом похожа на случай квантовой ямы. Экситонный вклад в восприимчивость в геометрии $\mathbf{k} \parallel x, z \parallel C_6$ выглядит следующим образом:

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \frac{\tilde{\omega}_\parallel d_\perp^2}{[\tilde{\omega}_\perp \tilde{\omega}_\parallel + (\gamma k_x)^2]} & 0 & \frac{-i\gamma k_x d_\perp d_\parallel}{[\tilde{\omega}_\perp \tilde{\omega}_\parallel + (\gamma k_x)^2]} \\ 0 & \frac{d_\perp^2}{\tilde{\omega}_\perp} & 0 \\ \frac{i\gamma k_x d_\perp d_\parallel}{[\tilde{\omega}_\perp \tilde{\omega}_\parallel + (\gamma k_x)^2]} & 0 & \frac{\tilde{\omega}_\perp d_\parallel^2}{[\tilde{\omega}_\perp \tilde{\omega}_\parallel + (\gamma k_x)^2]} \end{pmatrix}. \quad (4.16)$$

Здесь: $\tilde{\omega}_{\perp} = \omega_{\Gamma_5} - \omega - i\Gamma$, $\tilde{\omega}_{\parallel} = \omega_{\Gamma_1} - \omega - i\Gamma$, ω_L - частота продольного состояния экситона, ω_{Γ_5} - частота экситонного резонанса поляризованного перпендикулярно оси кристалла, ω_{Γ_1} - частота экситонного резонанса поляризованного параллельно оси кристалла, d_i матричные элементы дипольного момента соответствующего экситонного перехода.

Из (4.16) видно, что в гексагональном кристалле в области экситона серии B имеет место явление слабой гиротропии, когда поперечная волна смешивается с продольной. В таком случае явление оптической активности можно наблюдать в спектрах отражения при наклонном падении света, как это и наблюдалось в работе [11].

5. Влияние магнитного поля

Рассмотрим слагаемые в разложении тензора диэлектрической проницаемости (2.3) и обратного тензора диэлектрической проницаемости (2.4), зависящие только от магнитного поля

$$\delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) = A_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l + A_{ijkl}^{(2)}(\omega)H_kH_l \quad \text{и} \quad \delta\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{H}) = \tilde{A}_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l + \tilde{A}_{ijkl}^{(2)}(\omega)H_kH_l. \quad (5.1)$$

Эти слагаемые описывают в частности эффект Фарадея, и эффект Фогта. Симметрия по отношению к инверсии времени требует, чтобы

$$\delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) = \delta\epsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{H}). \quad (5.2)$$

При отсутствии поглощения тензор $\delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H})$ должен быть эрмитовым, но не обязательно вещественным. Отсюда следует, что вещественная часть тензора $\delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H})$ должна быть симметричной, а мнимая часть антисимметричной:

$$\begin{aligned} \text{Re } \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) &= -\text{Re } \delta\epsilon_{ji}(\omega, \mathbf{H}) = \text{Re } \delta\epsilon_{ij}(\omega, -\mathbf{H}), \\ \text{Im } \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) &= -\text{Im } \delta\epsilon_{ji}(\omega, \mathbf{H}) = -\text{Im } \delta\epsilon_{ij}(\omega, -\mathbf{H}). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Для обратного тензора $\delta\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{H})$ справедливы аналогичные соотношения. Из (5.3) следует, что в непоглощающей среде

$$\begin{aligned} \text{Re } \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) &= A_{ikl}^{(2)}(\omega)H_kH_l, \\ \text{Im } \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) &= A_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l. \end{aligned} \quad (5.4)$$

И условия на коэффициенты:

$$\begin{aligned} A_{ijkl}^{(2)} &= A_{jikl}^{(2)} = A_{ijlk}^{(2)} = A_{jilk}^{(2)} \\ A_{ijl}^{(1)} &= -A_{jil}^{(1)} \end{aligned}$$

Магнитооптические эффекты удобно рассматривать с помощью обратного тензора: $\delta\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{H})$. Обозначим:

$$\begin{aligned} \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) &= \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}, \\ \delta\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{H}) &= \eta'_{ij} + i\eta''_{ij}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Как известно, всякий антисимметричный тензор второго ранга дуален некоторому вектору, так что можно записать мнимые части тензоров $\delta\epsilon_{ij}$ и $\delta\epsilon_{ij}^{-1}$ в виде:

$$\begin{aligned} \epsilon''_{ij} &= e_{ijk}g_k \\ \eta''_{ij} &= e_{ijk}G_k \end{aligned} \quad (5.6)$$

Тогда для поля \mathbf{E} получим:

$$E_i = \left(\eta'_{ij} + i e_{ijk} G_k \right) D_j = \eta'_{ij} D_j + i [\mathbf{D} \times \mathbf{G}]_i, \quad (5.7)$$

и аналогично для поля \mathbf{D} :

$$D_i = \varepsilon'_{ij} E_j + i [\mathbf{E} \times \mathbf{g}]_i. \quad (5.8)$$

Рассмотрим распространение волны в произвольной гиротропной среде. Пусть волновой вектор волны направлен вдоль оси z , тогда с учетом поперечности поля \mathbf{D} , дисперсионное уравнение (1.21) запишется в виде

$$\left(\eta_{\alpha\beta} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \delta_{\alpha\beta} \right) D_\beta = \left(\eta'_{\alpha\beta} + i \eta''_{\alpha\beta} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \delta_{\alpha\beta} \right) D_\beta = 0, \quad (5.9)$$

где $\alpha, \beta \equiv x, y$. Направление осей x, y выберем вдоль главных осей тензора $\eta'_{\alpha\beta}$, и его главные значения обозначим как n_{01}^{-2} и n_{02}^{-2} . Тогда система уравнений (5.7) запишется:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_{01}^2} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \right) D_x + i G_z D_y &= 0 \\ -i G_z D_x + \left(\frac{1}{n_{02}^2} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \right) D_y &= 0 \end{aligned} \quad (5.10)$$

Условие существования решений этой системы выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{1}{n_{01}^2} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \right) \left(\frac{1}{n_{02}^2} - \frac{1}{\tilde{n}^2} \right) = G_z^2. \quad (5.11)$$

Отсюда следует, что в кристалле могут распространяться две волны, имеющие два разных показателя преломления для заданного направления распространения:

$$\tilde{n}_\pm^{-2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_{01}^2} + \frac{1}{n_{02}^2} \right) \pm \sqrt{4 \left(\frac{1}{n_{01}^2} - \frac{1}{n_{02}^2} \right)^2 + G_z^2}. \quad (5.12)$$

Подставляя (5.12) в уравнение (5.10) получим:

$$\frac{D_y}{D_x} = \frac{i}{G_z} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_{01}^2} - \frac{1}{n_{02}^2} \right) \mp \sqrt{4 \left(\frac{1}{n_{01}^2} - \frac{1}{n_{02}^2} \right)^2 + G_z^2} \right]. \quad (5.13)$$

Видно, что это отношение чисто мнимое. Это значит, что волны поляризованы эллиптически. Главные оси эллипса поляризации совпадают с осями x, y . Произведение двух значений этого отношения равно единице. Получаем, что если в одной из волн $\frac{D_y^{(1)}}{D_x^{(1)}} = i\rho$, то во второй волне

$\frac{D_x^{(2)}}{D_y^{(2)}} = -i\rho$, где ρ - отношение длин осей эллипса поляризации. Если $\rho > 0$ то волна поляризована по правому кругу, если $\rho < 0$, то по левому кругу, если $\rho = 0$, то волна поляризована линейно. Таким образом эллипсы поляризации двух волн имеют одинаковое отношение осей, но повернуты на 90° друг относительно друга. Напомним, что компоненты вектора \mathbf{G} и главные значения тензора η'_{ij} - n_{01} и n_{02} зависят от напряженности магнитного поля. В слабом поле можно положить $G_i \approx f_{ij} H_j$.

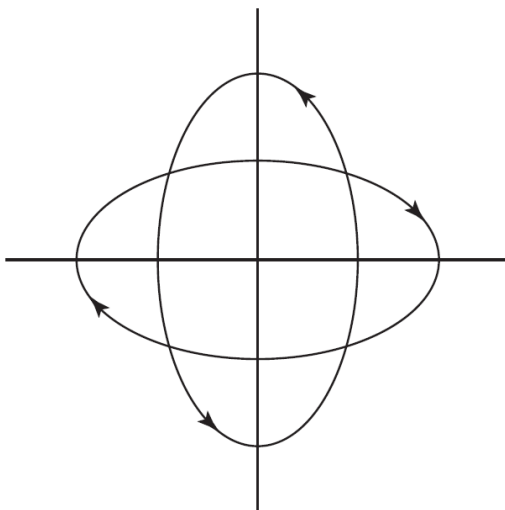


Рис 5.1. Эллипсы поляризации двух волн, распространяющихся вдоль магнитного поля.

Магнитное поле приводит к появлению эллиптической поляризации у волны изначально поляризованной линейно. Величина эллиптичности зависит от напряженности магнитного поля. Наиболее ярко магнитооптические эффекты проявляются при распространении света вдоль оптических осей кристаллов или в изотропной негиротропной среде, когда $n_{01} = n_{02}$ и/или в кристалле кубической симметрии.

5.1. Линейные по магнитному полю эффекты. Круговое магнитное двупреломление (Эффект Фарадея)

В изотропной среде тензор диэлектрической проницаемости сводится к скаляру ε . Пусть магнитное поле и волновой вектор света направлены вдоль оси z , а остальные компоненты магнитного поля и волнового вектора равны нулю. Тогда уравнения (5.7) и (5.8) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon} \mathbf{D} + i[\mathbf{D} \times \mathbf{G}] , \\ \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} + i[\mathbf{E} \times \mathbf{g}] . \end{aligned} \quad (5.14)$$

Главные значения тензора $\eta'_{\alpha\beta}$ в изотропной среде равны $n_{01} = n_{02} = n_0 = \sqrt{\varepsilon}$. Отсюда:

$$\frac{1}{\tilde{n}^2} = \frac{1}{n_0^2} \mp G_z \quad \text{или} \quad \tilde{n}_{\pm}^2 = n_0^2 \pm n_0^4 G_z = n_0^2 \mp g_z . \quad (5.15)$$

Каждому из двух значений показателя преломления \tilde{n}_{\pm} соответствует круговая поляризация:

$$D_x = \mp i D_y, \quad (5.16)$$

то есть мы имеем две распространяющиеся волны с показателями преломления \tilde{n}_{+} и \tilde{n}_{-} поляризованные по правому и левому кругу. Данное явление можно назвать *магнитным двойным круговым лучепреломлением*. Линейно поляризованную волну можно разложить на сумму двух циркулярно поляризованных волн. Отсюда получается, что при распространении волн с показателями преломления \tilde{n}_{+} и \tilde{n}_{-}

$$\begin{aligned} D_x &= \frac{1}{2} \left(e^{\frac{i\omega}{c} n_+ z} + e^{\frac{i\omega}{c} n_- z} \right) = e^{ikz} \cos \kappa z, \\ D_y &= \frac{i}{2} \left(-e^{\frac{i\omega}{c} n_+ z} + e^{\frac{i\omega}{c} n_- z} \right) = e^{ikz} \sin \kappa z. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Здесь $k = \frac{\omega}{2c}(n_+ + n_-)$ и $\kappa = \frac{\omega}{2c}(n_+ - n_-)$. После прохождения слоя l отношение амплитуд станет:

$$\frac{D_y}{D_x} = \operatorname{tg} \kappa l, \quad (5.18)$$

И при прохождении слоя толщиной l в магнитном поле плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается на угол $\kappa l = \frac{\omega g}{2cn_0} l$. В изотропной среде поворот плоскости поляризации характеризуется постоянной Верде κ , равной углу поворота плоскости поляризации на единицу длины и магнитного поля $\kappa = \frac{\omega}{2c}(\tilde{n}_{+} - \tilde{n}_{-})$. Эффект Фарадея в чистом виде можно наблюдать только при распространении света вдоль магнитного поля в направлении оптических осей кристалла. При распространении света вдоль других направлений эффект Фарадея осложняется эффектами двойного лучепреломления.

В отличие от гиротропии, которая также связана с циркулярным двулучепреломлением, эффект Фарадея взаимный. Это значит, что если на пути луча поставить зеркало, и заставить луч «вернуться» то эффект Фарадея удвоится, а эффект связанный с гиротропией исчезнет.

Пользуясь правилом (B4) получим, что тензор $A_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l$ в кубическом кристалле в геометрии $H_x \parallel [100]$, $H_y \parallel [010]$, $H_z \parallel [001]$ содержит только одну константу и имеет вид:

$$A_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l = \begin{bmatrix} \varepsilon(\omega) & -A^{(1)}(\omega)H_z & A^{(1)}(\omega)H_y \\ A^{(1)}(\omega)H_z & \varepsilon(\omega) & -A^{(1)}(\omega)H_x \\ -A^{(1)}(\omega)H_y & A^{(1)}(\omega)H_x & \varepsilon(\omega) \end{bmatrix}. \quad (5.19)$$

В гексагональном кристалле он содержит уже две константы α и β . Для циркулярно поляризованных волн $D_{\pm} = D_x \pm iD_y$ и $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ из симметрии кристалла следует, что поле

H_z не смешивает состояния с поляризацией E_+ и E_- . Поле $H_{\perp} = H_x \pm iH_y$ смешивает компоненты E_z и E_{\pm} . В базисе циркулярно поляризованных волн E_+ , E_- и E_z получим:

$$A_{ijl}^{(1)}(\omega)H_l = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp}(\omega) + \alpha H_z & 0 & \beta H_+ \\ 0 & \varepsilon_{\perp}(\omega) - \alpha H_z & \beta H_- \\ \beta H_+ & \beta H_- & \varepsilon_{\parallel}(\omega) \end{bmatrix}. \quad (5.20)$$

Здесь $H_{\pm} = H_x \pm iH_y$.

Эффект Фарадея является нечетным по магнитному полю. Это значит, что при смене знака магнитного поля на противоположный направление поворота плоскости поляризации света изменится на противоположное.

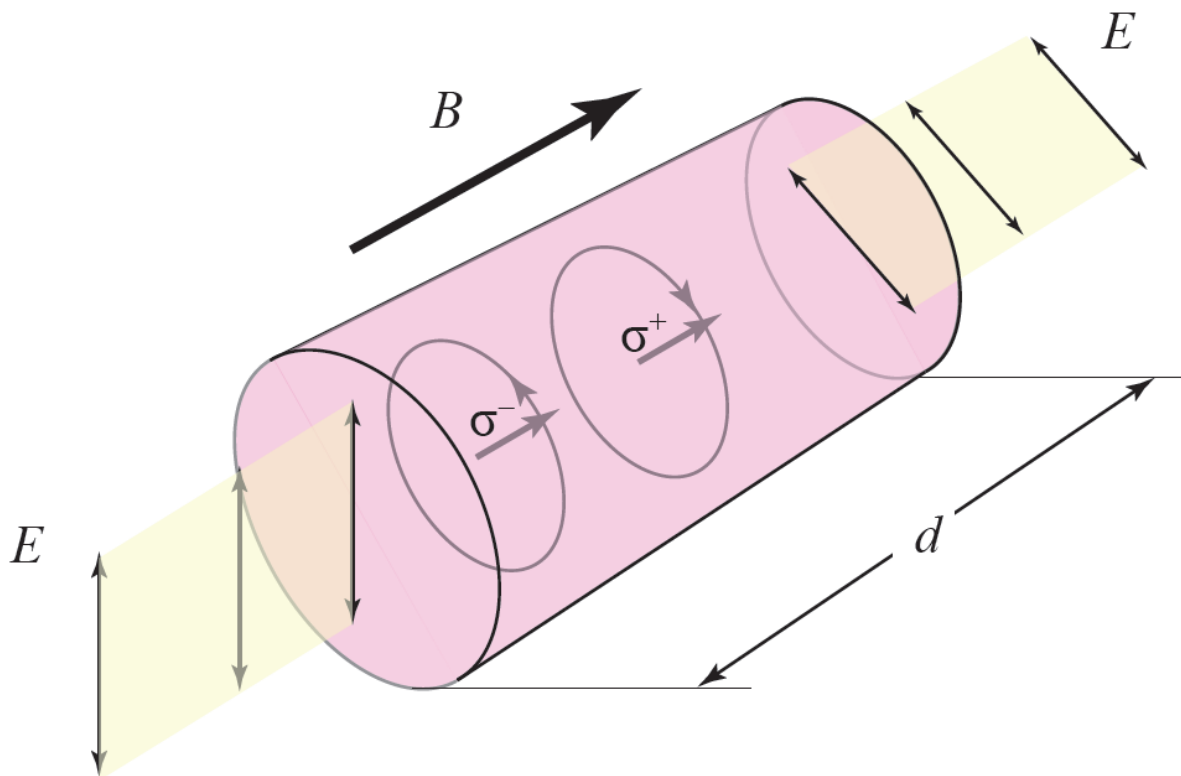


Рис 5.2. Поворот плоскости поляризации света в магнитном поле \mathbf{B} в геометрии Фарадея при прохождении расстояния d .

5.2. Квадратичное магнитное двууплоение (Эффект Фогта)

Эффект Фогта в жидких телах называют также эффектом Коттона-Мутона. Пусть магнитное поле направлено перпендикулярно направлению распространения волн. Тогда в уравнениях (5.10), (5.11) $G_z = 0$, и главные значения показателей преломления n_{01} и n_{02} будут:

$$n_{01}^2 = \eta_{\parallel} \text{ и } n_{02}^2 = \eta_{\perp} . \quad (5.21)$$

Отсюда

$$n^{-2} = \eta_{\parallel} , D_y = 0 ,$$

и таким образом одна из волн поляризована линейно вдоль оси x , а другая волна вдоль оси y .

$$n^{-2} = \eta_{\perp} , D_x = 0 ,$$

Здесь η_{\parallel} и η_{\perp} - главные значения тензора ε_{ij}^{-1} .

При прохождении плоскопараллельной пластинки линейно поляризованный свет становится вообще говоря эллиптически поляризованным.

Эффект Фогта является четным по магнитному полю. Это значит, что знак эффекта не зависит от знака магнитного поля. Это обстоятельство позволяет разделить эффект Фарадея и Фогта в случае распространения света под углом к полю.

5.3. Эффект Зеемана для экситона (см. Приложение)

Вблизи резонансных частот в кристаллах эффект Фарадея непосредственно связан с эффектом Зеемана. В магнитном поле все состояния расщепляются по энергии на состояния с магнитным моментом \mathbf{M} , направленным по полю или противоположно полю: $E_{\pm} = \pm \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}$. Это значит, что состояния с противоположно направленными моментами имеют разные резонансные частоты. Таким образом, вклад в диэлектрическую проницаемость от этих резонансов на одной частоте но в двух противоположных круговых поляризациях оказывается разным. Это и есть эффект Фарадея, или эффект циркулярного двулучепреломления. Рассмотрим эффект Зеемана на примере основного состояния экситона в кристаллах кубической и гексагональной симметрии.

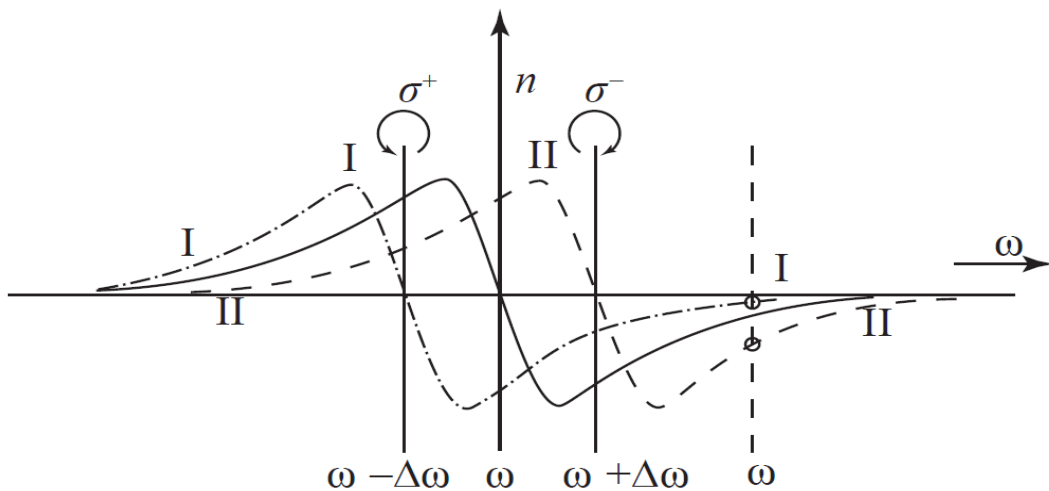


Рис 5.3. Качественный ход дисперсии показателя преломления $n(\omega)$ вблизи резонанса ω_0 . В отсутствие магнитного поля - сплошная кривая. В магнитном поле: кривая I для света поляризованного по левому кругу σ^- , кривая II для света поляризованного по правому кругу σ^+ . $\Delta\omega$ - величина зеемановского расщепления.