

молекулярными взаимодействиями, экситонными возбуждениями:

$$\Phi = \Phi_2 + \Phi_3. \quad (4)$$

Для полупроводников, где вращение определяется движением свободных носителей, частотная зависи-

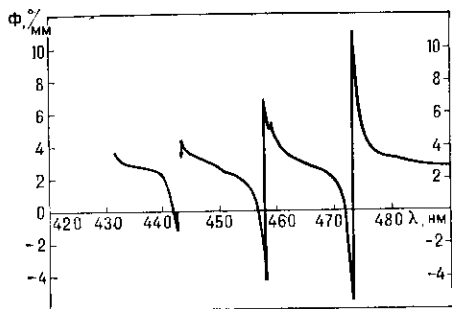


Рис. 3. Дисперсия оптического вращения кристалла натрий уранилацетата (кубический кристалл) при  $T = 77^\circ\text{K}$ .

мость вне области резонанса имеет вид

$$\Phi_4 = A(s) \{(\omega_i + \omega)^{-1/2} + (\omega_i - \omega)^{-1/2} - \omega_i^{-1/2}\} + \\ + B(s) \{(\omega_i + \omega)^{1/2} + (\omega_i - \omega)^{1/2} - \omega_i^{1/2}\} \quad (5)$$

Экситонные эффекты и здесь дают вклады вида (3). Д. о. в. вдали от полос поглощения хорошо описывается полуэмпирич. выражениями, получаемыми из классич. теории (см. *Био закон*).

Д. о. в. для магн. вращения определяется как парамагн., так и диамагн. эффектами и описывается выражениями типа (4) (см. *Верде постоянная*).

Измерения Д. о. в. применяются для исследования естеств. оптич. активности молекул и дают информацию об их строении; особенно широко используются эти методы при исследовании сложных молекул (стероидных и полициклических), сложных комплексов, металлоорганич. соединений, а также биополимеров — белков, нуклеиновых кислот и др. Явление необычайно чувствительно к межмолекулярным взаимодействиям, взаимодействиям с растворителем и т. д. Измерения Д. о. в., проводящиеся на спектрополяриметрах, дают ряд сведений о тонких деталях структуры кристаллов: она весьма чувствительна к малейшим изменениям структуры и симметрии кристаллов, обнаруживая ничтожные [порядка  $(10^{-3} - 10^{-4})$  нм] деформации молекул и комплексов. Широкое распространение приобретает исследование дисперсии магн. вращения, к-рое можно проводить на любых (а не только оптически активных) веществах. Перспективны применения Д. о. в. в жидких кристаллах для конструирования элементов памяти, модуляции и записи информации.

Лит.: 1) Джерасси К., Дисперсия оптического вращения, пер. с англ., М., 1962; 2) Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1986; 3) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1954; 4) Fundamental aspects and recent development in optical rotatory dispersion and circular dichroism, ed. by F. Ciardelli, P. Salvadori, L., 1973; 5) Агратинович В. М., Теория экситонов, М., 1968; 6) Caldwell D., Eyring H., The theory of optical activity, N. Y., 1971. В. А. Кизель

**ДИСПЕРСИЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ** — зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon_{ij}$  от волнового вектора. В обычной линейной электродинамике предполагается, что вектор электрич. индукции  $D$  в точке  $r$  среды связан линейной зависимостью с напряжённостью электрич. поля  $E$  в той же точке. Такая локальная связь между векторами  $D$  и  $E$  приводит к тому, что тензор  $\epsilon_{ij}$  оказывается зависящим только от частоты  $\omega$  плоской эл.-магн. волны и не зависит от её волнового вектора  $k$  (обычная кристаллооптика). Существуют, однако, физ. явления (напр., естественная оптическая активность, оптическая анизотропия кубич. кристаллов), для объяснения к-рых не-

обходимо принять также во внимание зависимость  $\epsilon_{ij}$  от  $k$ . Эта зависимость — следствие наиб. общего соотношения, к-рое имеет место в линейной электродинамике между векторами  $D(r, t)$  и  $E(r, t)$ . Для однородной среды это соотношение может быть записано в виде

$$D_i(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int dr' \epsilon_{ij}(t-t', r-r') E_j(r', t'). \quad (1)$$

Разделение зависимости  $\epsilon_{ij}$  на зависимость от временной разности  $t-t'=\tau$  и от разности  $r-r'=R$  возможно в предположении неизменности свойств среды во времени и пространственной однородности среды. Интегрирование по  $t'$  в (1) распространено только на интервал от  $-\infty$  до  $t$  в связи с требованием принципа причинности: индукция  $D(r, t)$  определяется значениями поля  $E$  только в прошлом и настоящем, т. е. при  $t' < t$ . Если электрич. поле имеет вид плоской монохроматич. волны, т. е.  $E(r, t) = E(k, \omega) \times \exp[i(kr - \omega t)]$ , то в силу (1) электрич. индукция также имеет вид плоской волны:  $D(r, t) = D(k, \omega) \times \exp[i(kr - \omega t)]$ , причём

$$D_i(k, \omega) = \epsilon_{ij}(\omega, k) E_j(k, \omega), \quad (2)$$

где

$$\epsilon_{ij}(k, \omega) = \int_0^\infty d\tau \int dR \exp[-i(kR - \omega\tau)] \epsilon_{ij}(\tau, R). \quad (3)$$

Зависимость тензора  $\epsilon_{ij}(k, \omega)$  от  $\omega$  соответствует временной дисперсии, а зависимость от  $k$  — Д. п. Из соотношений (1) и (3) видно, что Д. п. связана с тем, что величина вектора  $D$  в точке  $r$  определяется значением  $E$  не только в точке  $r$ , но также значениями  $E(r', t')$  в нек-рой окрестности точки  $r$  (нелокальная связь  $D$  и  $E$ ). Иначе ядро интегр. оператора  $\epsilon_{ij}(\tau, R)$  выразилось бы через дельта-функцию:  $\epsilon_{ij}(\tau, R) = \epsilon_{ij}(\tau) \delta(R)$ , так что всякая зависимость  $\epsilon_{ij}(\omega, k)$  от  $k$  в (3) при этом исчезла бы.

Нелокальность связи между  $D(r)$  и  $E(r)$  можно понять на основе качественного рассмотрения даже простейшей модели кристалла, согласно к-рой частицы, составляющие кристаллич. структуру (атомы, молекулы, ионы), совершают колебания около своих положений равновесия и взаимодействуют друг с другом. Электрич. поле световой волны смещает заряды из положений равновесия в данной точке  $r$ , что вызывает дополнит. смещение зарядов в соседних и более удалённых точках  $r'$ . Поэтому поляризация среды  $P(r)$  в точке  $r$ , а следовательно, и индукция  $D(r) = E(r) + 4\pi P(r)$  оказываются зависящими не только от значения напряжённости электрич. поля в точке  $r$ , но и от значений  $E(r')$  в нек-рой её окрестности. Размер этой окрестности, т. е. размер области  $R$ , в к-рой ядро интегр. соотношения  $\epsilon(\tau, R)$  значительно, определяется характерными длинами взаимодействия  $a$  и в разл. средах эти длины могут существенно различаться. Однако в диэлектрич. средах для оптич. диапазона длины волн  $\lambda$  всегда выполняется соотношение  $ka \sim a/\lambda \sim 10^{-3} \ll 1$ . В таких средах Д. п. оказывается слабой, для её анализа достаточно знать зависимость тензора  $\epsilon_{ij}(\omega, k)$  от  $k$  лишь при малых  $k$  и использовать одно из разложений [1]:

$$\epsilon_{ij}(\omega, k) = \epsilon_{ij}(\omega) + \gamma_{ijl}(\omega) k_l + \alpha_{ijkl}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (4)$$

или

$$\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, k) = \epsilon_{ij}^{-1}(\omega) + g_{ijl}(\omega) k_l + \beta_{ijkl}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (5)$$

Тензоры  $\gamma, g, \alpha$  и  $\beta$  из (4) и (5) существенно упрощаются для кристаллов с высокой симметрией [2]. Для объяснения естеств. оптич. активности (напр., вращения плоскости поляризации) достаточно ограничиться в (4) или (5) линейной зависимостью от  $k$  (подробнее см. *Гиротропия*). Для негиротропных кристаллов тензоры  $\gamma_{ijl} = g_{ijl} = 0$  и при исследовании эффектов Д. п. необходимо в (4)