

достигать величины  $\sim 10^{-5}$ . Низколежащие ядерные  $\gamma$ -переходы обычно электрические квадрупольные или магнитные дипольные, поэтому даже в отсутствие сверхтонкого расщепления ядерных уровней энергии среда обладает дополнит. пространств. дисперсией. При резонансном рассеянии излучения на ядрах вперед среда является изотропной и негиротропной. Для магнитного дипольного перехода это же справедливо и в любом дифракц. направлении. В случае электрического квадрупольного перехода вектор обратной решётки  $H$  характеризуется в пространстве нек-рых направлений, поэтому возникает оптич. анизотропия свойств кристалла. Магн. и (или) электр. сверхтонкое взаимодействие, к-рое приводит к снятию вырождения ядерных уровней, вносит дополнит. анизотропию. В присутствии сверхтонкого расщепления среда и в прямом направлении приобретает оптич. активность. На частотах ядерных  $\gamma$ -переходов можно наблюдать хорошо выраженные эффекты частотной и пространств. дисперсии, а также естественной (т. е. вызванной внутр. сверхтонкими взаимодействиями) и наведённой внеш. полями оптич. активности и анизотропии. Для учёта ядерного резонансного вклада в П. р. в (3) следует аддитивно добавить тензор ядерного структурного фактора. Температурное поведение ядерного вклада в П. р. определяется фактором Лэмба — Мёссбауэра.

Для П. р. характерен ряд особых симметричных соотношений, в к-рых наряду с тензорными индексами  $(i, j)$  и волновым вектором  $k$  участвует также и вектор обратной решётки  $H$ . Напр., применение флуктуационно-диссипационной теоремы с учётом (3) для непоглощающего кристалла приводит к следующему симметричному соотношению:

$$\chi_{ij}^H(k, \omega) = \chi_{ij}^H(-k-H; -\omega) = \chi_{ij}^{-H*}(k+H; \omega),$$

из к-рого следует эквивалентность отражений с вектором дифракции  $H$  и  $-H$  (закон Фриделя). Следовательно, с помощью дифракции нельзя различить центросимметричные и нецентросимметричные кристаллы.

П. р. обычным образом связана с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ :

$$\epsilon_{ij}^H = \delta_{ij} \delta_{H_0} + 4\pi \chi_{ij}^H(k, \omega).$$

Для направления рассеяния вперёд ( $k' = k, H = 0$ ) можно ввести показатель преломления  $n(k, \omega)$ :

$$n(k, \omega) = \left( \epsilon_{ij}^* \epsilon_{ij}^0(k, \omega) e_j \right)^{1/2} \approx 1 - 2\pi \frac{N}{V} \frac{e}{m\omega^2} F(k, 0; \omega),$$

где  $F(k, 0; \omega)$  — структурный фактор рассеяния на нулевой угол,  $F(k, 0; \omega) = (e_i^* F_{ij}(k, k'; \omega) \delta_{k_0-k; 0} e_j)$ ;  $i_i$  и  $e_j$  — единичные векторы поляризации падающего и рассеянного излучений. Показатель преломления  $n(k, \omega)$  меньше единицы на  $\sim 10^{-5}$ . Это означает, что эффекты преломления в рентг. диапазоне очень слабы, а среда имеет меньшую оптич. плотность, чем вакуум. В соответствии с этим в рентг. оптике говорят о полном внешнем отражении, критич. угол к-рого выражается через нулевую фурье-компоненту П. р.:

$$\theta_k \approx 2\sqrt{\pi \chi^0(k, \omega)} \sim 10^{-3} \text{ рад.}$$

Мнимая часть П. р. определяет линейный коэф. поглощения излучения в среде:

$$\mu(k, \omega) = \frac{\omega}{c} \text{Im } \chi^0(k, \omega) = \frac{\omega}{c} \frac{N}{V} \frac{e^2}{m\omega^2} \text{Im } F(0, \omega).$$

Эффекты локального поля в рентг. диапазоне чрезвычайно малы и никогда не учитываются.

Несовершенства строения реального кристалла (точечные дефекты, дислокации, деформации и т. д.), если их присутствие не ведёт к изменению рассеивающей

способности атомов, можно описать, введя ф-цию смещения узла кристаллич. решётки  $u(r, t)$ . Тогда в координатном пространстве П. р. уже не является периодич. ф-цией и приближённо её можно задать выражением  $\chi(r + u(r, t))$ . При достаточно малых смещениях кристалл по-прежнему характеризуется набором П. р. для каждого дифракц. направления, однако в этом случае фурье-компоненты П. р. являются ещё и ф-циями координат:  $\chi^H(r, k; \omega)$ . Зависимость П. р. от координат ведёт к размыванию и деформации дифракц. максимумов. Напр., если  $u(r)$  имеет гармонич. зависимость от координат, то П. р. отлична от нуля не только в направлениях  $k' = k + H$ , но и в близких к ним направлениях  $k' = k + H + lq$  (т. н. сателлиты), где  $q$  — волновой вектор ф-ции смещения  $u(r, t)$ , а  $l = \pm 1, \pm 2, \dots$  — порядок сателлита; сателлиты одного номера, но с противоположными знаками располагаются симметрично относительно осн. максимума.

П. р. для аморфных веществ и жидкостей, где существует лишь ближний порядок в расположении атомов, не имеет таких ярких физ. проявлений, как в кристаллах. П. р., как и поляризуемость в др. диапазонах эл. магн. спектра, является универсальной характеристикой диэлектрич. свойств среды. С её помощью возможно описание всех оптич. явлений в рентг. диапазоне, и прежде всего дифракции.

Лит.: Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; Колпаков А. В., Бушув В. А., Кузьмин Р. Н., Диэлектрическая проницаемость в рентгеновском диапазоне частот, «УФН», 1978, т. 126, в. 3, с. 479. А. В. Колпаков.

**ПОЛЯРИМЕТР** — 1) прибор для измерения угла вращения плоскости поляризации монохроматич. света в веществах, обладающих естественной или наведённой магн. полем оптической активностью. Дисперсию оптического вращения измеряют спектрополяриметрами.

П. делятся на визуальные и фотоэлектрические. Конечным измерит. элементом и тех, и других является светочувствит. устройство (глаз или фотоэлектрич. приёмник), реагирующее на изменение интенсивности света, а не на состояние его поляризации. Этот принцип реализуется, напр., в П., построенных по схеме полутеневых приборов. Исследуемое вещество 5 (рис. 1) помещается между полутеневым поляризатором, состоящим из двух половин 3—4, и анализатором 6.

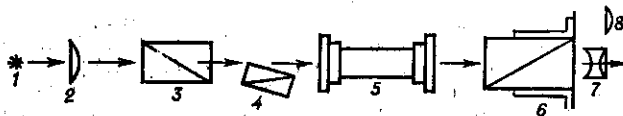


Рис. 1. Принципиальная схема полутеневого поляриметра: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3—4 — полутеневый поляризатор; 5 — трубка с исследуемым оптически активным веществом; 6 — анализатор с отсчётным устройством; 7 — зрительная труба; 8 — окуляр отсчётного устройства.

Пропускание анализатора меняется в соответствии с Малюса законом при изменении угла  $\phi$  между плоскостью поляризации  $AA$  анализатора и плоскостью поляризации падающего на него света. Наиб. абс. изменение интенсивности прошедшего через анализатор света в зависимости от угла  $\phi$  происходит вблизи угла  $\sim 45^\circ$ ; однако относит. изменение интенсивности максимально вблизи угла  $\sim 90^\circ$ . Действительно,  $(\Delta I/I)/\Delta\phi \approx 2 \text{tg}\phi \rightarrow \infty$  при  $\phi \rightarrow 90^\circ$ . Поэтому для наиб. чувствительной регистрации малых углов вращения плоскость поляризации анализатора  $AA$  устанавливается перпендикулярно биссектрисе малого угла  $2\alpha$  между плоскостями поляризации  $P_1$  и  $P_2$  двух половин полутеневого поляризатора (рис. 2, а). В таком случае обе половин  $I$  и  $II$  поля зрения имеют одинаковую освещённость. Когда между поляризатором и анализатором находится исследуемое вещество, поворачивающее плоскость поляризации, освещённость резко меняется (рис. 2, б,