

спиновой составляющей углового момента электронной оболочки атома, и  $g=1$ , если магн. момент создаётся только орбитальным движением электронов. С помощью эффектов Барнетта и Эйнштейна — де Хааза было впервые показано, что в 3d-переходных металлах (Fe, Co, Ni), их сплавах и нек-рых соединениях магн. момент имеет спиновое происхождение.

Развитие резонансных методов определения гиромангн. отношения привело к тому, что магнитомеханич. методы утратили своё значение и представляют гл. обр. историч. интерес.

Лит.: Scott G. G., Review of gyromagnetic ratio experiments, «Rev. Mod. Phys.», 1962, т. 34, р. 102; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. Р. Э. Левитин.

**МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОТНОШЕНИЕ** (гиромангнитное отношение) — отношение магн. момента  $\mu$  частицы (электрона, протона, атома, атомного ядра и т. д.) к её механич. моменту  $K$ . Для атомов  $\mu = -g\mu_B K$ , где  $g$  — *Ланде множитель* (фактор Ланде, или  $g$ -фактор),  $\mu_B = e\hbar/2m_e c$  — магнетон Бора ( $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона). В зависимости от моментов (орбитального  $L$ , спинового  $S$ ) различают орбитальный  $g_L$  и спиновый  $g_S$  факторы Ланде.

Для электрона орбитальный магн. момент  $\mu_l = -g_l \mu_B l$  ( $l$  — его орбитальный момент) и  $g_l = 1$ ; спиновый магн. момент  $\mu_s = -g_s \mu_B s$  ( $s$  — спин электрона), эксперим. значение  $g_s = 2,0023293044$ . Аномалия магн. момента  $a = (g_s - 2)/2$  связана с эффектами квантовой электродинамики.

Для атома с полным электронным моментом  $J$  магн. момент  $\mu_J = -g_J \mu_B J$ . При  $LS$ -связи (см. *Связь векторная*)  $g_J$  для полных моментов равен:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Для многоэлектронных атомов расчёт  $g_J$  представляет собой трудоёмкую задачу.

Магн. моменты атомных ядер выражают в ядерных магнетонах  $\mu_n = (m_p/M)\mu_B$ , где  $M$  — масса протона. Для протона (p) и нейтрона (n) магн. момент  $\mu = g_l \mu_n l + g_s \mu_n s$ , множитель Ланде для протона  $g_l(p) = 1$ , а для нейтрона  $g_l(n) = 0$ ; эксперим. данные  $g_s$ -фактора составляют:  $g_s(p) = 5,58569227$ ,  $g_s(n) = -3,82608368$ .

Для ядер обычно приводятся не  $g$ -факторы, а величины магн. момента ядра (см. *Ядерный спин*).

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Proceedings of the second international conference on fundamental constants, Gaithersburg, MD, June 8–12, 1981 (NBS Special Publication № 617, 1984). В. П. Швейлько.

**МАГНИТООПТИКА** (магнетооптика) — раздел оптики, изучающий явления, возникающие в результате взаимодействия *оптического излучения* с веществом, находящимся в магн. поле. Наличие магн. поля не только изменяет дисперсионные кривые коэф. поглощения и показателя преломления, но и приводит к появлению или изменению *оптической анизотропии* среды. Большинство магнитооптич. эффектов является прямым или косвенным следствием расщепления уровней энергии системы (снятия вырождения) во внеш. магн. поле. Непосредственно это расщепление проявляется в *Зеемана эффекте* — расщеплении в магн. поле спектральных линий оптич. переходов. Все др. магнитооптич. эффекты являются следствием эффекта Зеемана и связаны с особенностями поляризации оптич. переходов и с закономерностями распространения света в среде, обладающей дисперсией.

Формальное описание магнитооптич. эффектов основано на учёте влияния магн. поля на тензор диэлектрич. проницаемости среды  $\epsilon_{ik}$  (магн. проницаемость на оптич. частотах обычно мало отличается от единицы). Если в отсутствие магн. поля тензор  $\epsilon_{ik}$  симметричен ( $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}$ ), то при наличии магн. поля  $\hat{\epsilon}$  тензор перестаёт быть симметричным  $\epsilon_{ik}(\mathbf{H}) = \epsilon_{ki}(-\mathbf{H})$ . При этом для прозрачной (непоглощающей) среды требование вещественности тензора  $\epsilon_{ik}$  заменяется требованием

лишь его эрмитовости:  $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}^*$ . Из приведённых соотношений следует, что симметричная часть тензора  $\epsilon_{ik}$  прозрачной немагнитной среды является вещественной, а антисимметричная — мнимой. Кроме того, вещественные компоненты тензора  $\epsilon_{ik}$  должны быть чётными ф-циями напряжённости поля  $\mathbf{H}$ , а мнимые — нечётными. Т. о., линейная индуцированная полем добавка к тензору диэлектрич. проницаемости имеет форму антисимметричного тензора, к-рый, как известно, эквивалентен (дуален) аксиальному вектору. Соответствующий вектор наз. вектором *ги р а ц и* или вектором оптич. активности и описывает характерную круговую анизотропию намагниченных сред — неэквивалентность двух направлений вращения в плоскости, перпендикулярной полю. Эта специфика магнитооптич. эффектов определяется аксиальностью вектора напряжённости магн. поля.

Основные явления М. можно классифицировать по признаку взаимной ориентации волнового вектора светового излучения  $k$  и вектора магн. поля  $\mathbf{H}$ . При этом различают две геометрии расположения этих векторов: 1) свет распространяется вдоль поля:  $k \parallel \mathbf{H}$  (т. н. геометрия Фарадея) и 2) свет распространяется перпендикулярно полю:  $k \perp \mathbf{H}$  (геометрия Фойгта). В геометрии Фойгта, соответствующей поперечному эффекту Зеемана,  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты магн. расщепления оказываются поляризованными линейно в плоскости, параллельной и перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , а в геометрии Фарадея (продольный эффект Зеемана) наблюдаются лишь циркулярно поляризованные  $\sigma$ -компоненты с противоположными направлениями вращения.

В области поглощения оптич. анизотропия намагнитной среды проявляется в первую очередь, в виде *дихроизма* — различия коэф. поглощения среды для двух ортогональных поляризаций. В геометрии Фойгта дихроизм определяется разл. поглощением компонент линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно магн. полю, — т. н. *магнитный линейный дихроизм*, а в геометрии Фарадея — разл. поглощением циркулярно поляризованных компонент (*магнитный круговой дихроизм*). Эти эффекты, являющиеся поляризац. аналогами поперечного и продольного эффекта Зеемана, характеризуются определ. спектральной зависимостью, анализ к-рой позволяет определить величину и характер зеемановского расщепления в тех случаях, когда оно мало по сравнению с шириной спектральной линии.

В соответствии с *Крамерса — Кронига соотношениями* расщепление линий спектра поглощения связано с расщеплением дисперсионных кривых, характеризующих зависимость показателя преломления среды от длины волны излучения (см. *Дисперсия света*). Индуцированная магн. полем оптич. анизотропия может обнаруживаться не только в области поглощения, но и в области прозрачности среды. При этом в геометрии Фойгта она проявляется в виде различия показателей преломления для двух линейно поляризованных компонент (магнитное *линейное* двупреломление), а в геометрии Фарадея — для двух циркулярных компонент (магнитное *круговое* двупреломление). Наиб. известен и широко применяется линейный по полю эффект магн. кругового двупреломления, проявляющийся в виде поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося через среду вдоль магн. поля (*Фарадея эффект*). Квадратичный по напряжённости поля эффект магн. ливейного двупреломления (*Коттона — Мутона эффект*) приводит к изменению степени эллиптичности распространяющегося через среду циркулярно поляризованного света.

Циркулярная анизотропия немагнитной среды в геометрии Фарадея объясняется тем, что действующее на среду магн. поле создаёт энергетич. неэквивалентность состояний с разл. собств. значениями оператора