

магнитоупругости ($\text{HoY})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при 78 К, хорошо иллюстрирующая механизм двухионного М. в. Видно, что константы λ_{111} и λ_{100} этого соединения существенно по-разному зависят от поля: λ_{111} квадратично меняется с полем, в то время как λ_{100} — почти линейная ф-ция $H_{\text{эф}}$. Это позволяет однозначно установить, что λ_{111} определяется одноионным механизмом, а λ_{100} — в основном двухионным (обменным) М. в. Рис. 4 показывает также, что одноионный и обменный механизмы М. в. дают сравнимые вклады в магнитоупругость редкоземельных ферритов-гранатов.

Значительным М. в. обладают ионы Co^{2+} в ферритах, где преобладает одноионный механизм, что также обусловлено неполным снятием орбитального вырождения осн. состояния [Дж. Слонзуски (J. Slonczewski), 1960].

Приведённые выше теории М. в. (как феноменологическая, так и микроскопическая) не являются достаточно полными, т. к. рассматривают взаимодействия магн. понов с деформациями среды лишь в линейном по ϵ_{ik} приближении и не учитывают их взаимодействия с локальными вращениями среды. Учёт квадратичных по ϵ_{ik} компонентов М. в. и взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами

$$\Omega_{ik} = 1/2(\partial u_i/\partial x_k - \partial u_k/\partial x_i)$$

(здесь $\partial u_i/\partial x_k$ и $\partial u_k/\partial x_i$ — компоненты тензора механич. дисторсии) необходим при анализе нек-рых эффектов, связанных с распространением звука в магнитоупорядоченных кристаллах, а также важен для теории симметрии: без учёта этих взаимодействий энергия М. в. не удовлетворяет требованию, вращат. инвариантности теории (симметрии относительно группы непрерывных вращений) [7].

Локальные вращения среды возникают при распространении звука или при др. магнитоупругих процессах и создают локальную магн. анизотропию, действующую на магн. моменты. Отсюда следует, что энергия взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами определяется параметрами магнитокристаллич. анизотропии и что это взаимодействие является особенно важным в материалах с большой величиной магн. анизотропии.

Лит.: 1) Деманов В. В., Магнитоупругие взаимодействия, в кн.: Физика магнитных диэлектриков, под ред. Г. А. Смоленского, Л., 1974; 2) Кузьмин Е. В., Петровский Г. А., Завадский Э. А., Физика магнитоупорядоченных веществ, Новосиб., 1976; 3) Белов К. П. и др., Гигантская магнитоупругость, «УФН», 1983, т. 140, с. 271; 4) Ожогин В. И., Обменное усиление магнитоупругости в антиферромагнетиках, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1978, т. 42, № 8, с. 1625; 5) Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; 6) Birs R. R., Isaac E. D., Magnetostriction, в кн.: Magnetic oxides, ed. by D. J. Craik, pt 1, L., 1975; 7) Brown W. F., Magnetoelastic interaction, В.— [а. о.], 1966; 8) Callen E., Callen H. B., Magnetostriction, forced magnetostriction, and anomalous thermal expansion in ferromagnets, «Phys. Rev.», 1965, p. 139, p. A 455; 9) Туров Е. А., Шапов В. Г., Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках, «УФН», 1983, т. 140, с. 429. А. К. Звездин.

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение или испускание фононов определ. частоты носителями заряда (в частности, электронами) в полупроводнике, вызывающее переходы электронов между уровнями Ландау в пост. магн. поле (см. Ландау уровни). М. р. проявляется в виде осцилляций проводимости и др. кинетич. характеристик в магн. поле. М. р. предсказан в 1961 В. Л. Гуревичем, Ю. А. Фирсовым [1]. Экспериментально обнаружен С. Пури (S. Puri) и Т. Джеболлом (Th. Geballe) (1963), а также С. С. Шалытом, Р. В. Парфевым, В. М. Муждаба [2].

Подобно Шубникова — де Хааза эффекту М. р. связан с осцилляциями плотности электронных состояний в магн. поле как ф-ция энергии $g(\mathcal{E})$ [3, 4] (см. Плотность состояний, Квантовые осцилляции в магнитном поле). Однако в отличие от эффекта Шубникова — де Хааза для М. р. существенно изменение характера рассеяния электронов в магн. поле, к-рое, как и моно-

тонная зависимость плотности состояний от энергии, является следствием квантования электронного спектра (орбитального квантования). Магн. поле как бы «собирает» состояния, равномерно распределённые по зоне, в дискретные подзоны Ландау. Магнитофононные осцилляции проводимости связаны с неупругим рассеянием электронов, когда изменение энергии электрона $\Delta\mathcal{E} > kT$ (при отсутствии вырождения электронного газа) или больше размытия уровня Ферми (в случае вырождения). Это имеет место, напр., при взаимодействии электронов с оптич. фононами в области низких темп-р (см. Колебания кристаллической решётки). Когда энергия оптич. фонона $\hbar\omega_0$ совпадает с расстоянием между краями к.-л. двух подзон Ландау N и N' , т. е. $\hbar\omega_0 = \mathcal{E}_N - \mathcal{E}_{N'}$, то ср. вероятность рассеяния электрона возрастает и в зависимости кинетич. коэф. от магн. поля появляется максимум (резонанс).

М. р. сходен с явлением циклотронного резонанса — в обоих случаях имеют место переходы с изменением энергии электрона. Однако в отличие от циклотронного резонанса М. р. — резонанс внутренний: резонансное условие достигается, когда частота собств. колебаний кристаллич. решётки ω_0 кратна частоте ω_c обращения электрона в магн. поле H (циклотронной частоте).

Теоретич. рассмотрение показывает, что для невырожденной параболич. зоны (см. Зонная теория) условие М. р. имеет вид:

$$\hbar\omega_0 = n\hbar\omega_c = \frac{n\hbar eH}{mc}, \quad (1)$$

где ω_0 — предельная частота длинноволновых оптич. фононов, m — эффективная масса электрона, e — его заряд, n — целое число. Из (1) следует, что осцилляции периодичны по $1/H$, с периодом

$$\Delta(1/H) = e/m\omega_0 c, \quad (2)$$

к-рый не зависит от концентрации электронов. Осн. причиной осцилляций кинетич. коэффициентов является обращение в ∞ ф-ции плотности состояний $g(\mathcal{E})$ электронов в магн. поле у дна каждой зоны Ландау. Когда эти сингулярные точки (в зонах N и N') разделяют по энергии на величину, равную $\hbar\omega_0$, возникают скачкообразное изменение числа актов электрон-фононного рассеяния и связанные с ней осцилляции всех кинетич. коэффициентов.

В многодолинных полупроводниках типа Ge возможен М. р., обусловленный рассеянием электронов, сопровождающийся переходом их из одной долины в другую [3]. В этом случае в ф-ле (1) в качестве ω_0 фигурирует частота ω_q фонона, осуществляющего это рассеяние.

Если при рассеянии на фононах меняется спин электрона (при достаточно сильной спин-орбитальной связи), то возникает т. н. спин-магнитофононный резонанс [5]. Впервые он обнаружен у n — InAs [6]. Условие его наблюдения (для параболич. зоны) имеет вид:

$$\hbar\omega_0 \pm g\mu_B H = n\hbar\omega_c, \quad (3)$$

где μ_B — магнетон Бора, g — фактор спинового расщепления электронных уровней, n — целое число.

М. р. — эфф. метод изучения зонной структуры твёрдого тела и электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках.

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Фирсов Ю. А., К теории электропроводности полупроводников в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 199; 2) Шалыт С. С., Парфеньев Р. В., Муждаба В. М., Экспериментальное подтверждение нового типа осцилляций поперечного магнетосопротивления, «ФТТ», 1964, т. 6, с. 647; 3) Цидильковский И. М., Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972; 4) Парфеньев Р. В. и др., Магнитофононный резонанс в полупроводниках, «УФН», 1974, т. 112, с. 3; 5) Павлов С. Т., Фирсов Ю. А., Спин-магнитофононный резонанс и осцилляции магнетосопротивления в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1965, т. 49, с. 1664; 6) Аксельрод М. М., Цидильковский И. М., Спин-магнитофононные и магнитофононные осцилляции магнетосопротивления в n — InAs, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 205. И. М. Цидильковский.