

рис. E_H соответствует отрицат. ΔE -эффекту в слабом поле $H = 0,67$ кА/м, $E_{H'}$ — модуль в большем поле (2,7 кА/м), E_s соответствует «техническому» насыщению в поле 20 кА/м, E_ω — значение, рассчитанное по магнотрикт. и магн. данным с учётом добавочной $M.$, соответствующее очень большому полю. Значит.

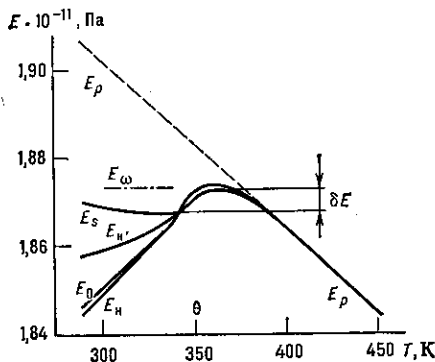


Рис. 2. Зависимости модуля упругости E поликристаллического образца инварного сплава Fe—Ni—Cr от температуры T в различных магнитных полях.

разница между E_p и E_ω объясняется явлением спонтанной магнотрикции: возникающим при $T = \theta$ и зависящим от темп-ры изменением параметров кристаллич. решётки магнетика, связанным с действием обменных сил. Подобное явление наблюдается также в ферри- и антиферромагнетиках.

Во многом аналогичная ΔE -эффекту зависимость модуля сдвига анизотропных магнетиков носит назв. ΔG -эффекта. При исследовании упругих свойств монокристаллов магнитоупорядоченных веществ в зависимости от магн. поля рассматривается поведение или модуля E вдоль данного направления в кристалле, или, чаще, упругих констант кристалла (см. *Гука закон*).

Лит.: В о н с о в с к и й С. В., Ш у р Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; Б е л о в К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; К а т а е в Г. И., О ферромагнитной аномалии модуля Юнга и модуля сдвига сплавов инварного класса, «Физ. мет. и металловед.», 1961, т. 11, с. 375; Н о в и к о в В. Ф., Д о л г и х Е. В., Механотрикция высокомагнотриктционных соединений редкоземельных металлов с железом, «ФТТ», 1984, т. 26, с. 214; К а т а е в Г. И. и др., Влияние магнитного поля на модуль упругости гексагонального ферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость» (на примере монокристалла $Tb_{0.4}Gd_{0.6}$), «ЖЭТФ», 1985, т. 89, с. 1416. Г. И. Катаев.

МЕЧЕННЫЕ АТОМЫ — то же, что *изотопные индикаторы*.

МЕЩЕРСКОГО УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения материальной точки перем. массы (см. *Механика тел переменной массы*).

МИ ТЕОРИЯ — теория рассеяния (дифракции) плоской эл.-магн. волны на однородной сфере произвольного размера. Подробно разработана Г. Ми (G. Mie) в 1908.

Плоскую эл.-магн. волну, облучающую сферу, можно представить как суперпозицию сферич. волн, выходящих из центра сферы. Каждая из этих элементарных волн поляризует сферу и возбуждает в ней вторичную волну, к-рая излучается сферой. Эти вторичные волны и образуют рассеянный свет. Амплитуда, фаза и поляризация вторичной волны являются сложными ф-циями двух параметров $\rho = ka$ (a — радиус частицы, k — волновое число) и комплексного показателя преломления $n = n' - ik$ (n' — вещественный показатель преломления, k — показатель поглощения). Вторичные волны наз. *парциальными волнами* М и. Полная интенсивность рассеянного света определяется суммой бесконечного числа парциальных волн. При $ka \ll 1$ и $|n|ka \ll 1$ существен только первый член ряда, т. е. электрич. диполь, и М. т. приводит к ф-ле Рэлея (см. *Рассеяние света*). Если $ka \ll 1$, но $|n|ka$ не мало, то при $|n|ka = m\lambda$ (m — целое число) сечение рассеяния резко возрастает до $4\pi a^2$ (р е з о н а н с М и). При увеличении размеров частицы

интенсивность последующих парциальных эл.-магн. волн возрастает, а интенсивности волн с меньшими номерами осциллируют, причём амплитуда осцилляций убывает с ростом номера волны $\sim 1/l$. Для больших частиц ($ka > 1$) число учитываемых парциальных волн $\sim ka$.

Суммы, входящие в ф-лы для рассеянных полей, являются комплексными выражениями, к-рые в данном направлении (θ, φ) обладают разл. фазами. Это означает, что рассеянный свет эллиптически поляризован (падающий — линейно), причём эта поляризация в разных направлениях различна. Первая электрич. парциальная волна поляризована линейно. Линейная поляризация будет в общем случае в направлениях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Этот важный вывод из М. т. многократно проверялся и подтверждался в опытах с коллоидными растворами.

Полный коэф. рассеяния частицы в М. т. также представляется суммой коэф. для отдельных парциальных волн. Для больших частиц ($ka \gg 1$) показатель ослабления света $e = 2\lambda a^2$, т. е. он не зависит от λ и равен удвоенному поперечнику сферич. частицы $2\lambda a^2$. Это объясняется тем, что половина ослабления происходит за счёт рассеяния и поглощения внутри частицы, а другая, тоже λa^2 , вызвана дифракцией (рассеянием) света на контуре частицы [1, 2, 3].

Форма индикатрисы рассеяния света $x(\gamma)$ на сфере (γ — угол рассеяния) также зависит от ka и n . Для рэлеевских частиц $x(\gamma) \propto (1 + \cos^2\gamma)$, индикатриса имеет симметричную форму. С ростом ka индикатриса приобретает многолепестковую форму, вытягиваясь вперёд. При $ka \rightarrow \infty$ вокруг частицы образуется дифракц. конус, угол раствора к-рого $\gamma^* \sim 1/ka$. В дифрагиров. пучке наблюдается система постоянно убывающих тёмных и светлых колец, т. н. венцы. Обычно в реальной дисперсной системе вместо венцов в области малых углов происходит постепенное уменьшение интенсивности рассеяния. Это распределение интенсивности можно «обернуть», т. е. восстановить по нему ф-цию распределения частиц по размерам. Основанный на этой идее метод малых углов [4] используется в разнообразных технол. и геофиз. задачах.

С ростом ka изменяется также характер поляризации рассеянного света. Рэлеевская (линейная) поляризация, сильно осциллируя, постепенно приближается к поляризации, соответствующей геом. оптике. При углах $\gamma < 70^\circ$ она оказывается отрицательной (т. е. плоскость преимущественной поляризации совпадает с плоскостью рассеяния), затем резко возрастает, максимальна при $\gamma = 90^\circ$ и далее, при $\gamma \rightarrow 180^\circ$, стремится к нулю.

М. т. обобщена и на неоднородные сферы, на эллипсоиды вращения и трёхмерные эллипсоиды, на системы частиц случайной формы и ориентации. Точного решения задач дифракции на таких частицах нет, но разработано много приближённых методов расчёта [1—5]. М. т. служит основой изучения рассеяния света всех диапазонов, а также радиоволн; используется в оптике дисперсных сред, геофизике, радиофизике.

Лит.: 1) Ш и ф р и н К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; 2) Х ю л с т Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 3) К е р к е р М., The scattering of light and other electromagnetic radiation, N. Y.—L., 1969; 4) Ш и ф р и н К. С., Введение в оптику океана, Л., 1983; 5) Б о р е н К., Х а ф м е н Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1986.

К. С. Шифрин.

МИГРАЦИЯ ЭНЕРГИИ (от лат. migratio — перемещение) — один из процессов *переноса энергии* в конденсиров. средах, при к-ром энергия электронного возбуждения безызлучательно передаётся от возбуждённой частицы (молекулы, атома, иона) к такой же, но не возбуждённой частице, находящейся от первой на расстоянии, меньшем длины волны излучения. Многократное повторение этого процесса за время жизни возбуждённого состояния с участием большого числа иден-