

недиагональные матричные элементы для состояний при $H_z=0$, $\varepsilon_n^{(0)}$ и $\varepsilon_n^{(0)}$ — энергии невозмущённых состояний (при $H_z=0$) для состояний n' и n , x_k и y_k — координаты k -го электрона в плоскости, нормальной к магн. полю H_z . Первый член в правой части (6) определяет ориентац. парамагнетизм, второй — полиризац. парамагнетизм (ванфлюковский парамагнетизм), третий — обычный прецессионный диамагнетизм.

Лит.: Селзвуд П., Магнетохимия, пер. с англ., 2 изд., М., 1958; Волькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М.—Л., 1955; Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; его же, Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961; Дрелл С. Д., Захаряев Ф., Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962; Фельд Б., Модели элементарных частиц, пер. с англ., М., 1971; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, гл. 2, 5, 7, 9; его же, Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма, Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983.

С. В. Вонсовский.

МАГНÉТИК — вещество, у которого обнаруживаются к-л. магн. свойства (см. Магнетизм). Разнообразие типов М. обусловлено различием магн. свойств микрочастиц, образующих вещество (см. Магнетизм микрочастиц), особенностями их взаимодействий, фазовым (в т. ч. агрегатным) состоянием вещества и др. факторами. М. часто классифицируют по величине и знаку их магнитной восприимчивости и вещества с $\chi < 0$ наз. диамагнетиками, с $\chi > 0$ — парамагнетиками, с $\chi \gg 1$ — ферромагнетиками). Более глубокая физ. классификация М. основана на рассмотрении их магнитной атомной структуры. К М. с дальним порядком в расположении локализованных магн. моментов относят: ферромагнетики, антиферромагнетики, ферримагнетики, неколлинеарные ферро- и ферримагнетики (в т. ч. метамгнетики и сперомагнетики, см. Метамгнетик и Сперомагнетизм).

МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — см. Магнитокалорический эффект.

МАГНЕТОН — единица измерения магн. момента, к-рую используют при изучении магн. свойств атомов и атомных ядер.

Согласно классич. электродинамике, движение заряж. частицы (с абс. значением заряда e и массой m) со скоростью v по круговой орбите радиуса r можно рассматривать как элементарный виток с круговым электрич. током, сила к-рого I равна заряду, делённому на период вращения $2\pi r/v$, т. е. $I = ev/2\pi r$. Магн. момент такого витка с током равен (в системе СГС) $\mu = IS/c$, где $S = \pi r^2$ — площадь, охватываемая витком, и, следовательно, $\mu = evr/2c = (e/2mc)l_z$, где $l_z = mvr$ — проекция орбитального момента l частицы на ось z , перпендикулярную плоскости витка (т. е. плоскости движения частицы). Если движение частицы подчиняется квантовым законам, то l_z квантуется: $l_z = \hbar m_l$, где m_l может принимать любые целые значения в интервале от $-l$ до $+l$ ($m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$), и $\mu = (e\hbar/2mc) |m_l|$, т. е. кратен величине $e\hbar/2mc$, имеющей размерность магн. момента и играющей в данном случае роль элементарного магн. момента — «кванта» магн. момента частицы.

В системах атомной физики (атомах, молекулах и т. п.), где существ. роль играют электроны, единицей измерения магн. момента системы является магнетон Бора:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1},$$

где m_e — масса электрона. В ядерной физике используется ядерный магнетон:

$$\mu_{яд} = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,0508 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1},$$

где m_p — масса протона. Т. о., магн. момент атомной или ядерной системы характеризуется соответствующим М. Поскольку магн. момент μ системы (молекулы,

атома, атомного ядра, элементарной частицы) определяет величину энергии взаимодействия системы с внешним магн. полем ($U_{вз} = -\mu H$, где H — напряжённость поля), а также энергию магн. взаимодействия частиц друг с другом, очевидно, что магн. взаимодействия в ядерных системах (ядерный магнетизм) примерно на 4 порядка слабее, чем в атомных системах.

Кроме механич. момента, обусловленного движением частицы в пространстве (орбитального момента), каждая элементарная частица (электрон, протон, нейтрон и др.), входящая в рассматриваемую систему (атом, ядро и т. д.), может обладать также собственным механич. моментом — спином и связанным с ним собственным (спиновым) магн. моментом.

Отношение магн. момента к механическому наз. гиромагн. отношением. Для орбит. момента, как указано выше, это отношение равно $\mu/l_z = e/2mc$. В случае спинового механич. момента гиромагн. отношение оказывается другим. Напр., из Дирака уравнения для электрона в нерелятивистском приближении во внешнем эл.-магн. поле (см. также Паули уравнение) следует, что для собств. магн. момента и спина электрона гиромагн. отношение равно e/mc , т. е. вдвое больше, чем для орбитального движения электрона. Но поскольку спин электрона равен $\hbar/2$, собств. магн. момент электрона оказывается равным по абсолютной величине μ_B .

Для более точного определения собств. магн. момента электрона μ_e надо рассчитать его энергию взаимодействия с внешним магн. полем, точнее, собств. энергию электрона в этом поле. При этом, согласно квантовой электродинамике, следует учитывать также радиационные поправки, т. е. эффекты взаимодействия электрона с эл.-магн. вакуумом (с нулевыми колебаниями эл.-магн. поля). С учётом этих поправок собств. магн. момент электрона по абс. величине будет равен: $\mu_e = \mu_B + \Delta\mu$, где аномальный магнитный момент $\Delta\mu$ обусловлен радиац. поправками и очень мал по сравнению с μ_B : во втором порядке разложения по теории возмущений, где малым параметром является постоянная тонкой структуры

$$\alpha = e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137, \quad \Delta\mu = (\alpha/2\pi) \mu_B.$$

Для определения собств. магн. моментов адронов, напр. нуклонов, кроме учёта вкладов эл.-магн. взаимодействия необходимо учитывать гораздо большие по величине (и, следовательно, более важные) вклады сильного взаимодействия частиц, определяющих структуру нуклонов. Именно вследствие сложной структуры нуклонов значения собств. магн. моментов протона и нейтрона значительно отличаются от ядерного М.

В. Д. Кукин.

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ — изменение удельного сопротивления ρ проводника (металла, полуметалла, полупроводника) во внешнем магн. поле H . Количественно М. характеризуется скалярной величиной $\Delta\rho/\rho$. М. — чётное гальваномагнитное явление. Классич. М. обусловлено искривлением траекторий носителей заряда (для определённости электронов проводимости) под действием магн. поля. Мерой искривления может служить отношение характерного размера траектории в магн. поле (напр., радиуса кривизны r) к длине свободного пробега электрона l . Это отношение можно представить в виде отношения H/H_0 , где $H_0 = cp/el$ (p — импульс электрона, e — его заряд). При $H \ll H_0$ как продольное (ток $j \parallel H$), так и поперечное ($j \perp H$) магнетосопротивление $\Delta\rho$ порядка $(H/H_0)^2$, т. е. магнетосопротивление мало. При $H > H_0$ искривление траекторий существенно и магнетосопротивление велико. При $H > H_{кв} = (mc/e\hbar)kT$ расстояние между Ландау уровнями электрона в магн. поле становится больше, чем тепловое размытие (kT) уровней и квантование движения электронов существенно влияет на магнетосопротивление (подробнее см. в ст. Гальваномагнитные явления).