

магнетиков (в т. ч. спиновых стёкол, метглассов), шесть с цилиндрическими магнитными доменами и др.
 Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Маттис Д., Теория магнетизма. Введение в изучение кооперативных явлений, пер. с англ., М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, с. 331.
 С. В. Вонсовский.

МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ — магн. свойства молекул, атомов, атомных ядер и субъядерных частиц (т. н. элементарных частиц). Магн. свойства элементарных частиц обусловлены наличием у них спина, а более сложных систем (ядер, атомов, молекул) — особенностями их строения и вкладом в суммарный магнетизм микросистемы отд. составляющих её частиц.

Магнетизм субъядерных частиц. Для элементарных частиц — лептонов и адронов — осн. магн. характеристикой является спиновый дипольный магнитный момент. Магн. моменты субъядерных частиц включают т. н. нормальную составляющую, предсказываемую релятивистской квантовой механикой (теорией Дирака см. Дирака уравнение), и аномальную добавку (см. Аномальный магнитный момент), обусловленную в случае лептонов их взаимодействием с электроно-позитронным вакуумом (см. Вакуум в квантовой теории), а в случае адронов — характерным для них сильным взаимодействием (напр., для нуклонов — протонов и нейтронов — их связью с нуклонным полем, см. Пионы). По теории Дирака, для электрона, движущегося в центрально-симметричном поле атомного ядра, одним из интегралов движения является момент количества движения, равный сумме обычного орбитального момента l и добавочного — спинового s (см. Спин). Спиновое квантовое число $s = \pm 1/2$, величина модуля вектора спина равна: $|s| = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \sqrt{3}/2\hbar$, а его проекция на ось квантования z равна: $s_z = \pm 1/2\hbar$. Со спином электрона связан внутренний, не зависящий от переносного движения, дипольный магн. момент (как и спин, он обусловлен быстрым колебательным движением релятивистского электрона, т. н. дрожанием по Шрёдингеру — Zitterbewegung). Вектор спинового магн. момента электрона $\mu = g(e/2m_e)c s$, а его проекция $|\mu_z| = g|e|/2m_e c \cdot (\hbar/2)$, где безразмерная величина, наз. g -фактором или Ланде множителем, по теории Дирака, для частиц со спином $1/2$ равна двум ($g=2$), и поэтому $|\mu_z| = |e|\hbar/2m_e c = \mu_B^e$. Величину μ_B^e наз. магнетон Бора (электронным), $\mu_B^e = \mu_B = 9,274078(36) \cdot 10^{-20}$ эрг·Гс $^{-1}$ [в единицах СИ $\mu_B^e = 9,274078(36) \cdot 10^{-24}$ Дж·Тл $^{-1}$]. Для др. зарядж. элементарных частиц со спином $1/2$ (лептонов и адронов, которые подчиняются уравнению Дирака) значения магнетонов иные, т. к. масса частицы входит в знаменатель. Так, для мюона $\mu_B^e = |e|\hbar/2m_\mu c \approx (1/207)\mu_B^e$, для протона $\mu_B^p = |e|\hbar/2m_p c = (1/1836)\mu_B^e$, эта величина называется ядерным магнетон магнетонном, $\mu_B^p = \mu_{яд} = 5,050824(20) \cdot 10^{-24}$ эрг·Гс $^{-1}$ (в единицах СИ $\mu_{яд} = 5,050824(20) \cdot 10^{-27}$ Дж·Тл $^{-1}$).

Экспериментально спиновый магн. момент электрона был измерен в Штерна — Герлаха опыте (1924) по отклонению молекулярных пучков в магн. поле. Аномальная добавка к магн. моменту элементарных частиц была измерена магнитно-резонансным методом (см. Раби метод) Дж. Нафе, Э. Нельсона и И. Раби (J. Nafe, E. Nelson, I. Rabi, 1947), а также П. Кушем и Г. Фоли (P. Kusch, H. Foley, 1948). В опытах фактически измеряется магн. момент атома или молекулы, при этом выбираются такие состояния атомных систем, в к-рых кроме магн. момента одного электрона в атомной оболочке все остальные источники магнетизма не

следуемых объектов, напр. их орбитальные электронные магн. моменты и ядерные моменты, равны нулю. Определить экспериментально непосредственно только спиновый магн. момент свободного электрона, как показал Н. Бор (N. Bohr), невозможно. Это обусловлено тем, что спиновый магнетизм электрона носит кинематич. характер, и поэтому его невозможно отделить при измерении от магн. эффектов, связанных с переносным движением электрона, как это следует из неопределённости соотношения Гейзенберга.

Для античастицы электрона — позитрона теория Дирака предсказывает те же значения спина и его магн. момента, как и у электрона (только с изменением знака). Опытное определение магн. спинового момента позитрона (нестабильной частицы) были произведены косвенным путём при измерении характеристик метастабильной атомоподобной системы связанных электрона и позитрона — позитрония. Данные опытов подтвердили, что позитрон имеет такой же спиновый магн. момент, как и электрон. Таким же образом был определён магн. момент др. лептона — мюона (μ^+ и μ^-), а также мюония (атомной системы из μ^+ и μ^-) и мезотома (мюонов, находящихся на атомной орбите около к.-л. атомного ядра). Магнитный момент т. н. тяжёлого лептона (τ -лептона, открытого в 1975) пока ещё не измерен.

В семействе лептонов входят ещё 6 частиц — три нейтрино (электронное, мюонное и τ -лептонное) и три их античастицы. Поскольку все эти частицы не имеют заряда, то, по теории Дирака, они не должны иметь и нормального спинового магн. момента (об их аномальном моменте см. ниже).

При экспериментальном определении спиновых магн. моментов адронов, в первую очередь протона и нейтрона, сразу же было обнаружено полное несоответствие их значений с теоретич. значениями в рамках теории Дирака. Во-первых, магн. момент протона μ_p оказался почти в три раза больше $\mu_{яд}$ [$\mu_p = 2,7928456(11)\mu_{яд}$] и, во-вторых, у нейтрона был обнаружен магн. момент $\mu_n = -1,913148(66)\mu_{яд}$, хотя, по теории Дирака, нейтрон, как не имеющий электрич. заряда, не должен был бы обладать магн. моментом (однако И. Е. Тамм и С. А. Альтшулер ещё в 1934 теоретически предсказали его существование). Расхождение теории и опыта в случае адронов обусловлено тем, что для адронов основным является сильное взаимодействие, а для лептонов более слабое электромагнитное. Поэтому в случае адронов представление о свободной частице оказывается несравненно менее приемлемым, чем в случае лептонов, т. к. неизбежная связь адронов с вакуумом материального поля, соответствующего сильному взаимодействию, оказывается столь интенсивной, что предсказания теории Дирака в этом случае резко нарушаются. Для лептонов, как оказалось (И. Раби и др., 1947), также существуют заметные отклонения от значений дираковских норм. магн. моментов, но они составляют лишь немногим более одной тысячной доли от соответствующих значений лептонных магнетонов Бора для электрона и мюона. Эти экспериментальные результаты были полностью объяснены в рамках квантовой электродинамики (КЭД) Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948). Здесь следует заметить, что по абс. величине аномальные поправки к моментам лептонов оказались почти такими же, как и поправки для адронов; это объясняется тем, что $\mu_{яд}$ более чем в 1500 раз меньше μ_B .

Установление аномальных добавок к моментам лептонов позволило сделать вывод, что величина добавок определяется преобладающим по силе взаимодействием из числа взаимодействий, в к-рых участвуют рассматриваемые элементарные частицы. Для зарядж. лептонов можно ограничиться учётом эл.-магн. взаимодействия, поскольку для них слабое взаимодействие играет по сравнению с первым незначит. роль (правда, в области