

взаимодействием между ними. С. в. в немагн. металлах проявляются, напр., в селективной прозрачности металлич. пластин для эл.-магн. волн с частотами, близкими частоте электронного парамагн. резонанса.

В классическом (невыврожденном) газе частиц, обладающих спинами, наряду с упругими волнами за счёт обменного взаимодействия между атомами могут распространяться своеобразные волны, также называемые спиновыми. Они предсказаны в 1981, обнаружены в атомарном водороде из He в 1984.

Лит.: Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетинский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; Львов В. С., Нелинейные спиновые волны, М., 1987; см. также лит. к ст. Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм.

М. И. Казанов, Л. А. Прозорова.

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ — отклонения локального значения спиновой плотности от её ср. значения. В случае некоррелированных С. ф. их вклад в термодинамич. свойства пропорц. $N^{1/2}$ (где N — число частиц в системе) и исчезает в *термодинамическом пределе*. Возбуждения спиновой подсистемы можно рассматривать как коррелированные С. ф. К С. ф. такого рода относятся магноны, более сложные спиновые возбуждения, существующие в магнитоупорядоченных фазах при темп-рах, близких к критич., а также спиновые возбуждения в парамагн. фазе. Состояния *спинового стека* или состояния со *спиновой плотностью волны* можно интерпретировать как ансамбль замороженных или статич. С. ф.

Наиболее полное описание свойств С. ф. в магнетиках дал Т. Мориа (Т. Moriya). В рамках предложенной им теории С. ф. удалось развить единый подход к описанию свойств магнетиков с локализованными и дelokализованными (коллективизированными) носителями магн. моментов. Теория С. ф. основана на использовании преобразования Стратоновича — Хаббарда для Хаббарда модели, к-рое позволяет заменить систему взаимодействующих спинов на систему невзаимодействующих спинов, находящихся в фиктивных флуктуирующих магн. полях. С помощью такого подхода удаётся построить классификацию магн. веществ по характеру С. ф. в них. В веществах с локализованными магн. моментами С. ф. являются преимущественно поперечными (т. е. локальный магн. момент может изменяться по направлению при постоянной амплитуде). В слабых зонных магнетиках (см. *Зонный магнетизм*, *Стонера модель*), напротив, преобладают продольные С. ф. (т. е. изменяется амплитуда локального момента).

В теории С. ф. получено общее выражение для темп-ры Кюри (для ферромагнетиков) и Нееля (для антиферромагнетиков), а также рассчитана магн. восприимчивость веществ с произвольным характером С. ф. При этом существуют два механизма возникновения температурной зависимости типа Кюри — Вейса закона для магн. восприимчивости. Для веществ с локализованными магн. моментами возникновение такой температурной зависимости магн. восприимчивости обусловлено постоянством амплитуды локальных магн. моментов и описывается в рамках *Гейзенберга модели*. Для зонных магнетиков среднеквадратичная амплитуда С. ф. $\Delta S^2 = \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2$ вблизи критич. темп-ры линейно зависит от темп-ры. Это приводит к тому, что зависимость магн. восприимчивости от темп-ры также приобретает вид закона Кюри — Вейса, но константа Кюри в этом случае обратно пропорц. параметру продольной жёсткости С. ф., характеризующему степень изменения амплитуды локального момента во флуктуирующем магн. поле.

Важным достижением теории С. ф. является введение представления о температурно-индуцированных локальных магн. моментах в зонных магнетиках. Благодаря тому, что амплитуда С. ф. возрастает с ростом

темп-ры и при нек-рой темп-ре T^* достигает макс. значения, С. ф. в зонных магнетиках при темп-рах выше T^* приобретают такой же характер, что и С. ф. в веществах с локализованными магн. моментами, для к-рых амплитуда С. ф. фиксирована при любой темп-ре. Поэтому поведение магн. свойств зонных магнетиков при темп-рах выше T^* выглядит так, будто в системе существуют температурно-индуцированные локализованные магн. моменты.

Лит.: Moriya T., Takahashi J., Spin fluctuation theory of itinerant electron ferromagnetism. — A unified picture, «J. Phys. Soc. Jap.», 1978, v. 45, № 2, p. 397; Hubbard J., Calculation of partition functions, «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 3, № 2, p. 77; Мориа Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

А. В. Ведева, О. А. Котельникова, М. Ю. Николаев.

СПИНОВЫЙ ГАМИЛЬТониАН — оператор энергии спиновой подсистемы атомов, ионов, молекул и твёрдых тел, выражающийся через операторы *спина* электронов и нуклонов, составляющих эти физ. объекты (см. *Гамильтониан*). Полный С. г. можно разбить на два слагаемых — квазиклассический и обменный С. г. (не имеющий классич. аналога). С. г. широко применяется в физике магн. явлений для описания разл. свойств магнетиков, в т. ч. типов *магнитных атомных структур*, магн. ветвей спектра элементарных возбуждений, термодинамич. величин в упорядоченных магн. системах (включая описание *магнитных фазовых переходов*), разл. видов *магнитного резонанса* и т. п. (см. также *Парамагнетизм*).

Для решения широкого круга задач физики конденсиров. состояния помимо магнетизма (напр., *сверхтекучести* и *сверхпроводимости*), сегнетоэлектричества, упорядочения сплавов и т. п.) часто используются эфф. квази- (или псевдо-) спиновые гамильтонианы (КСГ). Применение КСГ основано на формальной аналогии между спиновыми операторами и операторами действующими в пространстве состояний (*волновых функций*) к.-л. квантовой системы.

Квазиклассический спиновый гамильтониан обусловлен наличием у электронов или нуклонов собственного дипольного магн. момента μ (см. *Магнетизм микрочастицы*), к-рый посредством магнитомеханич. отношения связан с их спином s : $\mu = -g\mu_B s$ (g — *Ланде множитель*, μ_B — электронный μ_B или ядерный $\mu_{яд}$ магнетон). «Квазиклассичность» этой части С. г. означает, что все перечисленные взаимодействия выражаются через магн. моменты частиц μ , к-рые могут иметь природу, отличную от спиновой (напр., *суперпарамагнетизм*), тогда как обменная часть С. г. имеет чисто квантовую природу и принципиально невозможна в системе частиц, не обладающих полудельным спином. В квазиклассический С. г. входят: взаимодействие микрочастицы с внеш. магн. полем (см. *Зеемана эффект*); *спин-орбитальное взаимодействие* электрона, находящегося в кулоновском поле ядра и др. электронов; *сверхтонкое взаимодействие* магн. моментов электронов и ядер; магн. *диполь-дипольное взаимодействие* в системе спинов электронов или ядер (иногда учитываются и взаимодействия более высокой мультипольности). В обычных условиях все эти релятивистские взаимодействия малы по сравнению с кулоновским *обменным взаимодействием*. Кроме того, малы члены, включающие взаимодействие с магн. моментами ядер, т. к. $\mu_{яд} \ll \mu_B$. Учёт тех или иных членов С. г. важен, напр., в атомной и молекулярной спектроскопии и многих резонансных явлениях, где они приводят к расщеплению энергетич. уровней и уширению резонансных линий.

Эффективный одноузельный спиновый гамильтониан. В физике магн. явлений осн. роль играют ионы (атомы) элементов переходных групп и редкоземельных элементов с частично заполненными d - или f -оболочками — т. н. парамагн. ионы (ПМИ). Они обладают отличным от нуля полным спином $S = \sum_{i=1}^n s_i$, где n —