

ядрами. В этом случае коэф. С. д. $D \sim 0,1k\gamma^2/a$, где a — расстояние между ближайшими ядерными спинами. С. д. значительно ускоряет процессы спин-решёточной релаксации и динамич. поляризации ядер, обеспечивая перенос неравновесной спиновой поляризации к примесным парамагн. центрам, осуществляющим передачу энергии ядерных спинов в решётку (см. *Релаксация магнитная, Оверхаузера эффект*).

В магниторазбавленных электронных парамагнетиках С. д. осложнена нерегулярным расположением примесных парамагн. центров и значительным неоднородным уширением линий электронного парамагнитного резонанса. В таких системах С. д. может сопровождаться т. н. спектральной диффузией — распространением спинового возбуждения по спектру магн. резонанса.

Явления, сходные со С. д., характерны также для миграции оптич. возбуждения в люминесцентных средах, в частности в активных материалах лазеров.

Лит.: Хуццишвилл Г. Р., Спиновая диффузия, «УФН», 1965, т. 87, с. 211; 1968, т. 96, с. 441; Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках, М., 1980; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках, М., 1975. В. А. Ацаркин.

С. д. в магнитоупорядоченных веществах, теоретически рассмотренная Л. Ван Ховом (L. Van Hove, 1954) и П. Ж. де Женем (P. G. de Gennes, 1958) и наблюдавшаяся экспериментально с помощью магн. рассеяния нейтронов, является, как и в парамагнетиках, одним из механизмов, определяющих динамику спиновой плотности $S(\mathbf{r}, t)$ или намагниченности $M(\mathbf{r}, t)$.

В отличие от парамагнетиков, в магнитоупорядоченных веществах значение энергии обменного взаимодействия значительно больше энергии зеемановского взаимодействия. Поэтому неоднородное и неравновесное распределение намагниченности вызывается главным образом не внеш. полем, а коррелированными спиновыми флуктуациями.

Ниже критич. темп-ры T_c (напр., Кюри точка для ферромагнетика или Нелля точки для антиферромагнетика) динамика намагниченности носит преимущественно не диффузионный, а волновой характер (см. *Спиновые волны*). Однако в условиях сильного затухания и малого времени жизни магнонов (T близко к T_c) волновая динамика намагниченности сменяется диффузионной, что проявляется, в частности, в виде т. н. центрального (квазиупругого) пика в сечении критич. магн. рассеяния нейтронов. Выше критич. темп-ры T_c С. д. становится основным механизмом пространственного выравнивания неоднородной намагниченности. Особенности С. д. в парамагнитной области ($T > T_c$) магнитоупорядоченных веществ по сравнению со С. д. в обычных парамагнетиках проявляется в критическом замедлении (аномальное возрастание вблизи T_c времён магнитной релаксации). Аналогичными свойствами обладают и др. кинетич. и резонансные характеристики (напр., затухание ультразвука в магнетиках, ширина линии ЭПР и др.).

Лит.: Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. Ю. Г. Рудой.

СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ — совокупность явлений, связанных с существованием бездиссипативного механизма переноса намагниченности в сверхтекучем ^3He . При переходе в сверхтекучее состояние атомы ^3He образуют конденсат из куперовских пар в состоянии с полным спином $S = 1$ (см. *Гелий жидкий, Сверхтекучесть*). Поэтому параметр порядка ^3He содержит угл. переменные φ , описывающие ориентацию системы спинов куперовских пар. Энергия системы не зависит ни от фазы волн φ -квнти конденсата, ни от этих угл. переменных. Такое вырождение состояний в случае возникновения градиента к.-л. из углов φ приводит к появлению спинового сверхтока $I(M_i) \sim \nabla\varphi$, где M_i — ком-

понента намагниченности $i = x, y, z$. Спиновый сверхток в сверхтекучем ^3He представляет собой встречное гидродинамич. течение двух взаимопроникающих сверхтекучих жидкостей с противоположно направленными спинами куперовских пар, не сопровождающееся переносом массы.

С. с. была обнаружена в экспериментах по ЯМР в сверхтекучем ^3He — В (А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, 1984—88) и теоретически исследована в работах И. А. Фомина (1984—88). В условиях ЯМР в качестве параметра порядка в ^3He — В удобно выбрать матрицу трёхмерных вращений R_{ik} , параметризуемую тремя углами Эйлера α, β, γ . Если внеш. поле H направлено вдоль оси z , то углы α и β определяют направление прецессирующей намагниченности M , а угол γ — вращение спиновой системы вокруг M . Угол β между M и H определяет величину проекции намагниченности M_z , а угол α — фазу прецессии M вокруг H . Система вырождена по углу α , к-рый можно рассматривать как фазу параметра порядка.

Экспериментально сверхтекучий ток проекции намагниченности M_z наблюдался как вдоль приложенного поля H , когда градиент фазы создавался за счёт продольного градиента поля, так и перпендикулярно H по капилляру, соединявшему две эксперим. камеры, в к-рых ЯМР возбуждался от независимых генераторов на одной частоте, но с разными фазами.

Возможность эксперим. наблюдения С. с. методом ЯМР в ^3He — В связана с наблюдаемой в нём характерной особенностью зависимости частоты ЯМР ω от угла β : при $0 \leq \beta \leq \beta_0 = \arccos(-1/4)$ частота ω не зависит от β , а при $\beta > \beta_0$ начинает резко расти. Эта особенность и существование С. с. приводят к тому, что при возбуждении ЯМР радиочастотным полем с частотой в объёме ^3He — В, помещённом в неоднородное магн. поле, этот объём разбивается на два домена: в области сильного поля ($H > \omega/\gamma$, γ — гиромагнитное отношение) прецессия не возбуждается вовсе и $\beta = 0$, в поле $H \leq \omega/\gamma$ возбуждается прецессия на общей частоте ω и с общей фазой прецессии α , определяемой генератором. При этом на границе между доменами угол $\beta = \beta_0$ и нарастает в области более слабого поля, называемой **о д н о р о д н о п р е ц е с с и р у ю щ и м д о м е н о м**.

Для С. с. имеет место весь комплекс явлений, характерных для обычной сверхтекучести: четвёртый звук, ограничение величины сверхтекучего переноса намагниченности — критич. спиновый ток с образованием центров проскальзывания фазы, стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона, квантование циркуляции сверхтекучей скорости и образование квантованных спиновых вихрей. В отличие от обычной сверхтекучести и сверхпроводимости, где фаза конденсата ненаблюдаема, фаза прецессии наблюдаема. Поэтому удаётся измерить разность фаз на концах канала, сброс фазы при одном акте проскальзывания, а также точную локализацию центра проскальзывания фазы и распределение фазы по каналу.

В отличие от обычной сверхтекучести, в ^3He — В наряду с бездиссипативным переносом намагниченности, возникающим вследствие образования когерентного состояния, при наличии градиентов углов α и β обязательно присутствуют и диффузионные диссипативные спиновые потоки. Спиновая диффузия, а также др. механизмы диссипации приводят к несохранению параллельной полю компоненты намагниченности, что соответствовало бы несохранению массы сверхтекучей компоненты в ^4He или несохранению заряда в сверхпроводниках.

Явление С. с. возможно не только в сверхтекучем ^3He — В, но и в антиферромагнетиках, релятивистские взаимодействия в к-рых сохраняют вырождение по относит. фазе прецессии намагниченности подрешёток.