

квазичастицы образуют изотропные пары, орбитальные состояния  $k$ -рых характеризуются тремя равновероятными проекциями  $\pm 1$  и 0 момента импульса  $L=1$  на направление оси квантования, а спиновые состояния — равновероятными проекциями  $\pm 1, 0$  спина пары  $S=1$  на направление оси квантования спина. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия взаимная ориентация осей квантования произвольна и состояния  $B$ -фазы вырождены относительно трёхмерных поворотов спиновых осей по отношению к направлению орбитальных. Трёхмерные повороты задают матрицей трёхмерных вращений  $R_{ik}$ ,  $k$ -рая выражается через компоненты единичного вектора  $n$  оси поворота и угол поворота  $\theta$ . Состояние куперовских пар в  $B$ -фазе обладает «полным моментом импульса»  $I=0$ , где  $I$  — собств. значение оператора  $\hat{I}_i = \hat{L}_i + R_{ik} \hat{S}_k$  ( $\hat{L}$  и  $\hat{S}$  — операторы орбитального момента и спина). Вырождение снимается спин-орбитальным взаимодействием, энергия  $k$ -рого минимальна при  $\theta = \arccos(-1/4) \approx 104^\circ$  (т. н. магический угол, наблюдаемый в ЯМР-экспериментах), а также стенками сосуда, магн. полем и сверхтекучим потоком, ориентирующими вектор  $n$ . Частоты ЯМР чувствительны к ориентации  $n$  относительно внеш. магн. поля, что позволяет измерять слабые ориентирующие воздействия на вектор  $n$ .

Сверхтекучие свойства  $B$ -фазы во многом аналогичны свойствам He II. Плотность сверхтекучего компонента изотропна, но становится анизотропной в магн. поле. В  $B$ -фазе сверхтекучее течение потенциально и имеет вихри с квантом циркуляции  $h/m$ .

Система вихрей во вращающемся сосуде обнаружена методом ЯМР, благодаря ориентирующему влиянию вихрей на вектор  $n$ . Вихри в He II и в  $^3\text{He-B}$  отличаются структурой их ядра: на оси вихря в He II сверхтекучесть паруетается ( $\rho_s=0$ ), ядро вихря в  $B$ -фазе может содержать др. сверхтекучую фазу. Экспериментально обнаружены фазовый переход 1-го рода от одной структуры ядра вихря в другую при  $T=0,6T_c$  ( $\rho=29,4$  атм, или  $29,7 \cdot 10^6$  Па) и магн. момент вихря, сосредоточенный в ядре и направленный по вектору  $R_{ik} \Omega_k$  ( $\Omega$  — направление оси вихря). Магн. момент вихря — следствие специфич. спонтанного нарушения симметрии в  $B$ -фазе, связывающего жидкокристаллич. и магн. свойства: состояния  $B$ -фазы инвариантны относительно определ. комбинации пространственных и спиновых вращений. В результате, если в жидкости имеется орбитальный момент кол-ва движения  $L$ , напр. за счёт сверхтекучего движения вокруг вихря, то обязательно имеется и спиновый момент  $S_i \sim R_{ik} L_k$ , и наоборот, магн. поле создаёт орбитальное движение.

Существование фазы  $A_1$  связано с тем, что в магн. поле ферми-поверхности частиц со спином в верх и со спином в низ разнесены, поэтому при понижении темп-ры происходит сначала переход из нормального состояния в  $A_1$ -фазу с образованием куперовских пар в состоянии только со спином вверх. При дальнейшем понижении темп-ры она переходит в  $A$ -фазу (фазовый переход 2-го рода), где образуются также и пары со спином вниз.

В  $A_1$ -фазе сверхтекучие свойства связаны не только с жидкокристаллическими, но и с магн. свойствами.

Это, в частности, приводит к тому, что второй звук в  $A_1$ -фазе взаимодействует со спиновыми волнами и скорость его гораздо больше, чем в фазах  $A$  и  $B$ . Благодаря этому второй звук в  $A_1$ -фазе экспериментально наблюдать гораздо легче, чем в др. фазах.

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Воловик Г. Е., Минеев В. П., Физика и топология, М., 1980; Минеев В. П., Сверхтекучий  $^3\text{He}$ . Введение в предмет, «УФН», 1983, т. 139, с. 303; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства  $A$ -фазы  $\text{He}^3$ , там же, 1984, т. 143, с. 73. Г. Е. Воловик.

**ГЕЛИЙ ТВЕРДЫЙ** — гелий в кристаллич. состоянии, существует только при достаточно высоких давлениях.

Известны три устойчивые кристаллич. модификации  $^4\text{He}$ : гексагональная плотноупакованная при давлениях выше 25 атм (2,5 МПа); кубическая объёмноцентрированная в узкой области диаграммы состояния  $^4\text{He}$ , примыкающей к кривой плавления в интервале темп-р 1,46—1,77 (см. рис. 1 к ст. *Гелий жидкий*); кубическая гранецентрированная при темп-рах  $T > 14,9$  К и давлениях  $> 105$  МПа (1050 атм). Для Г. т. характерны низкая плотность (до  $0,19$  г/см $^3$ ) и высокая сжимаемость (до  $3,5 \cdot 10^{-8}$  Па $^{-1}$ ). При исследовании механич. свойств Г. т. обнаруживается высокая пластичность, предел текучести при сдвиговых деформациях порядка  $10^3$  Па. По оптич. свойствам Г. т., как и жидкий гелий, — прозрачная бесцветная среда, показатель преломления  $k$ -рой близок к 1 (1,038 при 2,5 МПа), гексагональная плотноупакованная фаза обладает слабым двойным лучепреломлением ( $n_t - n_o = \pm 2,8 \cdot 10^{-6}$ ). Г. т. — диэлектрик, электрич. прочность его достигает  $10^7$  В/см. К особенностям Г. т. следует отнести низкие значения *Дебая температуры* (до  $\theta_D = 25$  К) и сравнительно большую роль ангармонизма тепловых колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Кроме того, в Г. т., как и в жидком, практически нерастворимы примеси, за исключением лёгкого изотопа гелия  $^3\text{He}$ .

Большая амплитуда колебаний атомов Г. т. при  $T = 0$  К (нулевых колебаний) приводит к неустойчивости его кристаллич. состояния при давлениях ниже 2,5 МПа. Это обуславливает и др. необычные свойства Г. т., что заставляет отнести его к особому классу твёрдых тел — к т. п. *квантовым кристаллам*,  $k$ -рые отличаются прежде всего необычным характером движения точечных дефектов (напр., *вакансий*). В обычных классич. кристаллах при достаточно низких темп-рах такие дефекты оказываются «замороженными» в определ. положениях в кристаллич. решётке. В Г. т. из-за большой амплитуды нулевых колебаний атомов отлична от 0 вероятность квантового туннелирования дефекта, напр., из одного узла решётки в соседний узел. Если эта вероятность достаточно велика (как это имеет место в случае вакансий и примесных атомов  $^3\text{He}$ ), то дефект локализуется, т. е. движется как квазичастица, обладающая определ. энергией и квазимпульсом (см. *Вакансион, Дефектон*). Процессы диффузии таких дефектов подчиняются другим закономерностям, чем обычная классическая диффузия (см. *Квантовая диффузия*).

Квантовые эффекты существ. образом влияют также на поверхностные процессы в кристаллах He. В частности, при  $T < 1$  К движение межфазной границы между жидким и твёрдым гелием (т. е. рост и плавление кристалла) может происходить практически бездиссипативным образом. Это обеспечивает возможность существования слабо затухающих колебаний поверхности Г. т., обусловленных периодич. плавлением и кристаллизацией. Эти т. н. *кристаллизационные волны* во многом аналогичны капиллярным волнам на поверхности жидкости.

Твёрдый  $^3\text{He}$  также известен в трёх кристаллич. модификациях: объёмноцентрированной кубической при давлениях 2,9—13,5 МПа и темп-рах  $T < 3,1$  К, гексагональной плотноупакованной при более высоких давлениях и темп-рах и гранецентрированной кубической при давлениях выше 161 МПа и  $T \geq 18$  К. Физ. свойства твёрдого  $^3\text{He}$  аналогичны свойствам твёрдого  $^4\text{He}$ . Отличия обусловлены гл. обр. наличием спина  $I = 1/2$  у ядра  $^3\text{He}$ . При не слишком низких темп-рах твёрдый  $^3\text{He}$  — ядерный парамагнетик с восприимчивостью, подчиняющейся *Кюри—Вейса закону* (см. *Ядерный парамагнетизм*). При  $T < 1$  мК твёрдый  $^3\text{He}$  — антиферромагнетик. Антиферромагнетизм  $^3\text{He}$  обусловлен обменным взаимодействием между ядерными спинами (значительно более слабым по сравнению с взаимодействием в жидком  $^3\text{He}$ ). Энтропия твёрдого  $^3\text{He}$  при  $T > 1$  мК практически постоянна и равна:  $R \ln 2$  (где  $R$  — газовая постоянная). Это приводит к наличию глубокого