

Лит.: Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Воловик Г. Е., Минеев В. П., Исследование особенностей в сверхтекучем ^3He и жидких кристаллах методами гомотопической топологии, «ЖЭТФ», 1977, т. 72, в. 6, с. 2256; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы ^3He , «УФН», 1984, т. 143, с. 73; Буньков Ю. М. и др., ЯМР-спектроскопия вращающегося сверхтекучего ^3He , «УФН», 1984, т. 144, с. 141; Avenel O., Yagouanq E., Josephson effect and phase slippage in superfluids, в кн.: Proceedings of the 18 International Conference on low temperature physics, pt 3, Invited Papers, Kyoto, 1987, p. 1798. В. П. Минеев.

К. в. в сверхпроводниках II рода — линейные особенности параметра порядка, существующие в сверхпроводниках II рода при значениях напряжённости внеш. магн. поля между ниж. критич. H_{c1} и верх. критич. H_{c2} полем (в смешанном состоянии сверхпроводника, А. А. Абрикосов, 1957).

В интервале $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ внеш. магн. поле проникает в толщу сверхпроводника в виде тонких трубок — К. в., образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Существование смешанного состояния (т. е. принадлежность сверхпроводника к сверхпроводникам II рода) гарантируется условием $\kappa > 1/\sqrt{2}$, где параметр Гинзбурга — Ландау $\kappa = \delta/\xi$ есть отношение глубины проникновения δ магн. поля в сверхпроводник к длине когерентности ξ .

Параметр порядка равен нулю на оси К. в. и восстанавливается до равновесного значения без поля на расстояниях $\sim \xi$ от оси. Эта область наз. сердцевинной (к о р о м) вихря. Вокруг оси К. в. циркулирует пезатухающий сверхпроводящий ток, исчезающий на расстоянии $\sim \delta$ от оси вихря. Из условия минимума свободной энергии сверхпроводника следует, что вихревая нить всегда несёт один квант магн. потока $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб, т. к. энергия вихревой нити на единице длины есть $(n\Phi_0/4\pi\delta)^2 \ln(C\delta/\xi)$, и нить с двумя квантами ($n=2$) имеет вдвое большую энергию, чем две нити с одним квантом потока ($n=1$). Образование решётки из К. в. обусловлено их взаимным отталкиванием. С существованием К. в. связана характерная линейная температурная зависимость теплоёмкости сверхпроводников II рода при низких темп-рах.

При неподвижной решётке К. в. электрич. сопротивление у сверхпроводников II рода отсутствует. Движение К. в. в скрещенных магн. и электрич. полях, сопровождающееся диссипацией энергии, приводит к появлению электрич. сопротивления. Значение критич. тока, выше которого появляется электрич. сопротивление, определяется силой зацепления (пиннинга) К. в. на неоднородностях кристаллич. решётки (дислокациях, примесях и др.) сверхпроводника.

Непосредств. наблюдение К. в. было впервые осуществлено методами магнитной нейтрографии (1964), позднее (1967) для наблюдения картины выхода вихревой структуры на поверхность сверхпроводников II рода были использованы тонкие ферромагн. порошки (с диаметром частиц ≈ 4 нм).

Лит.: Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Горьков Л. П., Копнин Н. Б., Движение вихрей и электропроводность сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 116, с. 413; Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Lagkin A. I., Ovchinnikov Ju. N., «Physica», 1984, в. 126 В+С, p. 187; Thuneberg E. V., Kulkijarvi T., Raipner D., «Phys. Rev. B», 1984, в. 29, p. 3913; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. В. П. Минеев.

КВАНТОВАЯ ДИФФУЗИЯ — диффузия частиц или точечных дефектов (вакансий, примесных и междоузельных атомов) в твёрдых телах, обусловленная подбарьерными когерентными туннельными переходами. Обычная диффузия точечных дефектов происходит в результате надбарьерных термоактив. переходов через потенц. барьеры, разделяющие равновесные положения частиц или дефектов в кристаллич. решётке; при этом коэф. диффузии экспоненциально убывает с понижением темп-ры T и подчиняется закону Аррениуса. В случае К. д. экспоненциальные температурные мно-

жители отсутствуют и могут возникнуть степенные температурные зависимости коэф. К. д. $D_{\text{кв}}$.

К. д. наблюдается в *квантовых кристаллах*. Квази-классич. вероятность подбарьерного туннелирования (см. *Туннельный эффект*)

$$w \sim \exp\left(-\frac{1}{\Lambda}\right).$$

Показатель экспоненты определяется отношением амплитуды нулевых колебаний a_0 частиц к межатомному расстоянию a : $\Lambda \sim (\hbar/a) (\epsilon m)^{-1/2} \sim a_0^2/a^2$ — т. н. параметр Де Буря, ϵ — энергия частиц массы m . Скорость туннелирования частиц

$$v \sim w\hbar/ma,$$

туннельная частота

$$\omega_0 = w\hbar/ma^2.$$

Заметная вероятность туннелирования точечных дефектов, приводящая к большой величине $D_{\text{кв}}$, означает квантовую делокализацию точечных дефектов в квантовых кристаллах. Эти делокализованные дефекты (*вакансион, дефектон, примесон*) по своим свойствам аналогичны др. квазичастицам в твёрдых телах, причём для них ширина энергетич. зоны $\Delta \sim \hbar\omega_0 \sim w\hbar/ma^2$.

Коэф. $D_{\text{кв}} \sim vl \sim (\Delta/\hbar)l$ дефектонов определяется длиной их свободного пробега l , к-рая ограничена либо их столкновениями с др. квазичастицами или структурными дефектами кристалла, либо взаимодействием дефектонов друг с другом. При рассеянии на фонах могут наблюдаться аномальные температурные зависимости $D_{\text{кв}}$: напр., при понижении T величина $D_{\text{кв}}$ может даже возрастать $\sim T^{-3}$. Др. особенность К. д., связанная с малой величиной Δ , — высокая чувствительность к степени неоднородности кристалла, внеш. сила F приводит к локализации дефектона на размерах порядка Δ/F . Т. к. точечные дефекты — источники медленно спадающих с ростом расстояния внутр. напряжений, то даже при сравнительно малой концентрации узкозонных дефектонов взаимодействие между ними приводит к «запиранию» К. д.

К. д. наблюдается для лёгких примесных частиц (атомов II или III групп) в металлах, а также для разл. точечных дефектов в *гелии твёрдом* (вакансий, изотопич. примесей, перегибов на дислокациях, дефектов поверхности). В последнем случае К. д. существенна для объяснения *кристаллизационных волн*. Для некоторых точечных дефектов К. д. происходит только вдоль определ. осей или плоскостей кристалла, а диффузия вдоль остальных направлений является чисто классической. К. д. приводит также к особенностям внутр. трения в квантовых кристаллах.

Наиб. подробно К. д. изучена для примеси ^3He в кристаллах ^4He . Обнаружены возрастание $D_{\text{кв}}$ с понижением T , не зависящий от темп-ры режим ($D_{\text{кв}}$ задаётся только концентрацией ^3He), режим «запирания» К. д. (примесоны ^3He локализованы вследствие сильного в масштабах Δ взаимодействия).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Беркин Б. И., Квантовые кристаллы и квантовая диффузия, «Природа», 1978, № 12; Andreev A. F., Defects and surface phenomena in quantum crystals, в кн.: Quantum theory of solids, ed. by I. M. Lifshits, Moscow, 1982, p. 11. А. Э. Мейерович.

КВАНТОВАЯ ЖИДКОСТЬ — жидкость, на свойства к-рой существ. влияние оказывают квантовые эффекты в поведении составляющих её частиц. Квантовые эффекты становятся существенными при очень низких темп-рах, когда *волна де Бройля* частиц, отвечающая их тепловому движению, становится сравнимой с расстоянием между ними и происходит квантовое вырождение жидкости. С понижением темп-ры роль квантовых эффектов увеличивается, и при достаточно низкой темп-ре любая жидкость должна была бы стать квантовой. Однако подавляющее большинство обычных жидкостей затвердевает раньше, чем квантовые эффекты начинают