

$$\mathcal{H}'_{\text{БКШ}} = \sum_{\lambda} E_{\lambda} \alpha_{\lambda}^+ \alpha_{\lambda} \quad (7)$$

с собств. значениями E_{λ} , к-рые определяют энергии квазичастичных возбуждений.

Ур-ние (5) в бесконечной системе имеет решение при сколь угодно слабом притяжении ($G > 0$). В конечной системе — ядре это не так; величина G должна быть порядка расстояния между уровнями энергии нейтронов вблизи поверхности Ферми (с точностью до численных факторов, возникающих из-за суммирования по λ).

Микроскопич. подходы в теории ядра (метод Хартри — Фока — Боголюбова, теория конечных ферми-систем и др.) требуют уточнения соотношений (3) — (6) и точного учёта закона сохранения числа частиц. Однако все качеств. предсказания С. м. я. остаются в силе. Поэтому часто под С. м. я. понимают и более строгие теории, в к-рых последовательно учитывается нуклонная сверхтекучесть.

Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть атомных ядер.*

Э. Е. Саперштейн.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ — явление бездиссипативного переноса массы в макроскопич. квантовых системах, находящихся в сверхтекучем состоянии; открыто в жидком ^4He (см. *Гелий жидкий*) П. Л. Капицей (1938) и в жидком ^3He Д. Ошеровым, Р. Ричардсоном и Д. Ли (D. Osheroff, R. Richardson, D. Lee, 1972). Бездиссипативное (безатухающее) движение обеспечивается когерентностью фаз макроскопич. числа частиц квантовой жидкости (см. *Когерентное состояние*). Аналогична природа явления *сверхпроводимости*, а также явления спинового сверхтекучести — бездиссипативного переноса намагниченности в сверхтекучем $^3\text{He-B}$.

Сверхтекучее состояние обладает дальним порядком (см. *Дальний и ближний порядок*) и возникает в квантовом статистич. ансамбле тождественных частиц в результате фазового перехода 2-го рода при охлаждении ниже темп-ры T_c перехода в сверхтекучее состояние. Для жидкого ^4He $T_c = 2,17$ К при давлении насыщенных паров, для жидкого ^3He $T_c = 2,7 \cdot 10^{-3}$ К при давлении 34 атм и $T_c = 0,9 \cdot 10^{-3}$ К при давлении насыщенных паров. Механизмы образования сверхтекучего состояния и вид его параметра порядка, отличного от нуля при $T < T_c$ и равного нулю при $T > T_c$, могут быть самыми разнообразными.

В жидком ^4He , состоящем из сферически симметричных атомов со спином $S = 0$, параметром порядка служит комплексная ф-ция $\psi = |\psi| \exp i\varphi$, имеющая смысл квантовомеханич. волновой ф-ции частиц, участвующих в когерентном движении. Состояния сверхтекучего ^4He с разл. значениями фазы хотя и имеют одинаковую энергию (вырождены), но не являются тождественными: между двумя связанными ансамблями с разными фазами φ_1 и φ_2 (напр., между сообщающимися сосудами с ^4He , соединёнными достаточно тонким каналом) возникает поток частиц $j \propto \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$, зависящий от разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (аналог стационарного *Джозефсона эффекта*). Состояния с фазами, различающимися на $2\pi N$ (где N — целое число), обладающие одним и тем же значением параметра порядка $\psi = |\psi| \exp i\varphi$, эквивалентны. Т. о., имеется непрерывный набор вырожденных состояний, характеризующихся разл. значениями фазы φ от 0 до 2π . Тем самым произвол в выборе фазы, носящий название калибровочной симметрии или $U(1)$ -симметрии, в сверхтекучей жидкости отсутствует. Иными словами, С. является следствием нарушенной калибровочной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*).

Если фаза φ зависит от координат, то в жидкости возникает когерентное сверхтекучее движение с локальной скоростью $v_s = (\hbar/m)\nabla\varphi$, где m — масса атома ^4He . Скорость сверхтекучего движения (сверхтекучая скорость) в ^4He потенциальна (см. *Потенциальное течение*).

Доля жидкости, принимающая участие в сверхтекучем движении, наз. сверхтекучей компонентой. Плотность сверхтекучей компоненты ρ_s в жидком ^4He при $T = 0$ совпадает с полной плотностью жидкости ρ и уменьшается с повышением темп-ры до нуля при $T = T_c$. Значение ρ_s отлично от нуля только в сверхтекучем состоянии, поэтому часто комплексный параметр порядка ψ выбирают так, чтобы $|\psi|^2 = \rho_s$. Остальная часть жидкости с плотностью $\rho_n = \rho - \rho_s$ образует нормальную компоненту, при низких темп-рах представляющую собой совокупность элементарных возбуждений (*квазичастиц*) двух типов — фононов и ротонов (см. *Ландау теория сверхтекучести*). Величина ρ_n при низких T определяется спектром элементарных возбуждений $\epsilon(p)$:

$$\rho_n = -\frac{1}{3} \int \frac{\partial n}{\partial \epsilon} p^2 \frac{d^3 n}{(2\pi\hbar)^3} \quad (1)$$

Здесь $n = n(\epsilon)$ — ф-ция распределения квазичастиц, p — импульс частицы. Отсутствие нормальной компоненты при $T = 0$ — следствие формы спектра элементарных возбуждений в ^4He . В принципе возможны и существуют сверхтекучие системы ($^3\text{He-A}$, беселевые сверхпроводники, раствор ^3He в сверхтекучем ^4He) с ненулевой плотностью нормальной компоненты при $T = 0$.

Как и всякая обычная жидкость, нормальная компонента обладает вязкостью, обусловленной взаимодействием квазичастиц между собой. Нормальная компонента течёт со скоростью v_n , так что масса в сверхтекучем ^4He переносится с двумя скоростями: полный поток частиц $j = \rho_s v_s + \rho_n v_n$. Когерентное сверхтекучее движение не обладает *энтропией*. Всё тепловое движение в сверхтекучей жидкости связано с её нормальной составляющей. Конвективный обратимый перенос энтропии, характерный для нормальных жидкостей, в сверхтекучей жидкости осуществляется нормальной компонентой со скоростью v_n и может происходить без переноса массы, т. е. при $j = \rho_s v_s + \rho_n v_n = 0$. Это приводит к существованию двух типов колебаний (звуков) в объёме сверхтекучего ^4He : помимо обычного звука — колебаний плотности и тока (т. н. первый звук), возможно распространение колебаний иного типа — *второго звука*, представляющего собой волны энтропии, или температурные волны (см. *Звук в сверхтекучем гелии*).

Двухскоростная гидродинамика Ландау, кроме ур-ний, содержащих обычные гидродинамич. переменные ($\rho, j, \text{энтропию } S$), включает ур-ние и для сверхтекучей скорости:

$$\partial v_s / \partial t = -\nabla \mu, \quad (2)$$

где μ — *химический потенциал*, выраженный через те же гидродинамич. переменные. Ур-ние (2) определяет осн. свойство сверхтекучего ^4He : для поддержания стационарного течения сверхтекучей компоненты не требуется разности хим. потенциалов на концах канала, т. е. сверхтекучее движение происходит без перепада давления. Иначе говоря, вязкость сверхтекучей компоненты равна нулю. Наличие разности хим. потенциалов ($\nabla \mu \neq 0$) приводит к ускорению сверхтекучей компоненты.

Отсутствие диссипации при стационарном течении сверхтекучей компоненты обнаруживается при наблюдении долгоживущего циркуляц. движения жидкости в кольцевом канале. В силу непрерывности параметра порядка фаза φ может измениться при обходе канала лишь на $2\pi N$, что приводит к квантованию циркуляции сверхтекучей скорости $\int v_s dr = (\hbar/m)N$. Тем самым всевозможные течения разбиваются на классы течений, характеризуемые целочисленным инвариантом N . Течения внутри одного класса с данным N могут непрерывно переходить друг в друга, а переходы между течениями разных классов требуют