

текучей компоненты, в результате чего нормальная компонента существует даже при $T = 0$: её плотность пропорциональна $(wl)^2$, а в пространственно неоднородном поле вектора l пропорциональна $|(l \nabla)l|$.

6. Имеется третий механизм взаимного трения между сверхтекучей и нормальной компонентами (помимо квантовых вихрей и рождающихся квазичастиц) за счёт пространственно-временных изменений вектора l . Поскольку динамика вектора l тем самым определяет сверхтекучее движение, двухжидкостная гидродинамика Ландау включает ур-ние для l . Ур-ние (2) в модели Фирова, системе ур-ний гидродинамики для А-фазы принимает следующий вид (при $v_n = 0$):

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = -\nabla\mu + \frac{\hbar}{2m} \epsilon_{ijk} l_i \frac{\partial l_j}{\partial t} \nabla l_k, \quad (8)$$

где ϵ_{ijk} — антисимметричный тензор. Это ур-ние отражает тот факт, что v_s может уменьшаться с помощью пространственно-временных осцилляций вектора l , осуществляющих проскальзывание фазы. Бездиссипативный поток массы осуществляется только при стационарном l и при $\nabla\mu = 0$. При наличии $\nabla\mu \neq 0$ формируется диссипативное токовое состояние сверхтекучей компоненты, в котором ускорение за счёт $\nabla\mu$ компенсируется периодическими осцилляциями вектора l , вызывающими диссипацию в системе квазичастиц. Подобный периодич. процесс, представляющий собой аналог объёмного нестационарного эффекта Джозефсона, наблюдается экспериментально.

Магн. сверхтекучая фаза A_1 помимо сверхтекучих свойств, характерных для А-фазы, обладает ещё рядом свойств, вытекающих из дополнит. комбиниров. инвариантности состояния A_1 -фазы, связывающей сверхтекучее поведение с магнитным. В частности, во втором звуке, распространяющемся в A_1 -фазе, колеблется не только энтропия, но и намагниченность.

С. — весьма распространённое в природе явление. Помимо сверхтекучего ${}^4\text{He}$ и сверхтекучих фаз ${}^3\text{He}$ (в ${}^3\text{He-B}$ кроме обыкновенной наблюдается также спиновая сверхтекучесть), а также заряд. сверхтекучей электронной жидкости в сверхпроводниках следует упомянуть С. в системе нуклонов в нейтронных звездах — пульсарах и сверхтекучие корреляции в атомных ядрах (Н. Н. Боголюбов, 1958). Среди заряженных сверхтекучих систем выделяются сверхпроводящие металлы с тяжёлыми фермионами, сверхпроводимость которых весьма вероятно относится к классам С., характеризующимся нарушением калибровочной и кристаллич. симметрии и симметрии по отношению к обращению времени (Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, 1984). Родственные сверхпроводимости (или С.) явления наблюдаются также в двумерных электронных системах в присутствии сильного магн. поля, где образуются электронные квантовые жидкости с бездиссипативным потоком массы и электрич. заряда, имеющим место при квантующихся значениях постоянной Холла (см. Квантовый Холл эффект). Интенсивно исследуются на предмет обнаружения С.: спин-поляризованный атомарный водород — единств. реальный объект, соответствующий модели слабонеидеального бозе-газа; слабый раствор ${}^3\text{He}$ в сверхтекучем ${}^4\text{He}$; наконец, кристаллич. фазы ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, в которых возможна С. жидкости вакансий (А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, 1969).

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Сверхтекучесть гелия-3. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Минеев В. П., Сверхтекучий ${}^3\text{He}$. Введение в предмет, «УФН», 1983, т. 139, в. 2, с. 303; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы ${}^3\text{He}$, «УФН», 1984, т. 143, с. 73. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ АТОМНЫХ ЯДЕР — коррелированное движение нейтронов и протонов в средних и тяжёлых ядрах, аналогичное движению электронов

в сверхпроводниках. Идея С. а. я. была выдвинута в 1958 О. Бором, Б. Моттelsonом и Д. Пайнсом [1] под влиянием теории сверхпроводимости электронов в металлах. В металлах притяжение между находящимися вблизи поверхности Ферми электронами, обусловленное обменом фононами, может приводить к образованию связанных состояний квазичастиц — куперовских пар. При низкой темп-ре эти пары образуют бозеконденсат (см. Бозе — Эйнштейна конденсация), сверхтекучесть которой и приводит к сверхпроводимости металла. Энергия связи пары Δ играет роль параметра порядка для фазового перехода из нормальной фазы металла в сверхпроводящую. Она определяет и энергетич. щель в одночастичном спектре сверхпроводника. Так, в нормальном проводнике спектр имеет вид $\mathcal{E}(p) = (p - p_F)p/m_e$, где p — импульс квазичастицы, p_F — ферми-импульс, m_e — эффективная масса электрона; в сверхпроводнике:

$$E(p) = \sqrt{\mathcal{E}^2(p) + \Delta^2}.$$

Притяжение между тождеств. нуклонами в синглетном (спин $S = 0$) s -волновом состоянии приводит к аналогичному эффекту в атомных ядрах (см. Сверхтекучая модель ядра). Однако при этом оказывается, что размер формально введённой куперовской пары порядка или даже больше размера ядра ($\sim \hbar/\sqrt{m_N \Delta} \sim 10$ фм, т. к. в средних и тяжёлых ядрах $\Delta \sim 1$ МэВ). Поэтому реально связанное состояние пары нуклонов в ядре не образуется и можно говорить только о парных корреляциях протонов и нейтронов в средних и тяжёлых ядрах. Тем не менее многие качеств. эффекты сверхтекучести в атомных ядрах проявляются. Как и в случае электронов в сверхпроводнике, изменяется одночастичный спектр нуклонов. Если в несверхтекучем ядре он определяется одночастичными энергиями нуклонов \mathcal{E}_λ в среднем поле ядра (см. Оболочечная модель ядра), то при учёте корреляции энергии частичных и дырочных возбуждений вблизи поверхности Ферми нейтронов и протонов даются выражением:

$$E_\lambda = \pm \sqrt{(\mathcal{E}_\lambda - \mathcal{E}_F)^2 + \Delta^2},$$

где \mathcal{E}_F — химический потенциал протонов или нейтронов в ядре (рис. 1).

В тех случаях, когда просвет между уровнями энергии ядра заметно превышает Δ , эффекты сверхтекучести незначительны. Именно такая ситуация осуществляется в магических ядрах, к-рые являются несверхтекучими. Однако при добавлении всего неск. нуклонов сверхтекучесть возникает. В полумагич. ядрах сверхтекучесть существует только для нуклонов с немагич. числом.

Др. эффект С. а. я. — кардинальное изменение чисел заполнения частиц вблизи поверхности Ферми. В идеальном ферми-газе распределение частиц по импульсам $n(p)$ имеет вид единичной «ступеньки»: $n = \theta(p - p_F)$ (см. Ферми-распределение). В нормальной ферми-жидкости взаимодействие между частицами лишь уменьшает величину ступеньки $n(p)$, но сам факт существования скачка остаётся

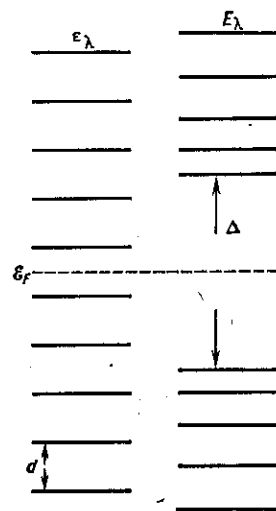


Рис. 1. Влияние спаривания на одночастичный спектр нуклонов в модели эквидистантных уровней; $\Delta = 2d$, d — расстояние между соседними уровнями \mathcal{E}_λ .