

появления разрывов в поле $\varphi(r)$. Т. к. разрывам $\varphi(r)$ соответствует бесконечный рост сверхтекучей скорости, то разрывы возможны, если в процессе перехода ρ_s обращается в нуль, т. е. в точках разрыва $\varphi(r)$ сверхтекучее состояние разрушается. Последнее требует затрат энергии и создаёт существ. потенц. барьер между течениями с различными N , в результате чего циркуляц. течение в неоднородном канале чрезвычайно устойчиво. Существование целочисленного инварианта в сверхтекучем ^4He является следствием нетривиальной топологии пространства вырождения R . В сверхтекучем ^4He R -область изменения фазы от 0 до 2π — окружность. В др. сверхтекучих жидкостях пространство вырождения может быть другим, при этом изменяется и классификация непрерывных течений в неоднородных каналах.

Независимость сверхтекучего и нормального движений в сверхтекучем ^4He имеет место только при достаточно малой разности скоростей $w = v_s - v_n$. С увеличением w между её компонентами может возникнуть эфф. трение, препятствующее дальнейшему увеличению относительной скорости. В ^4He имеется два механизма возникновения взаимного трения. Первый связан с тем, что начиная с нек-рой критич. скорости w_c наблюдается спонтанное рождение квазичастиц. Величина $w_c = \min\{c(p)/p\}$ в ^4He составляет ≈ 60 м/с. Каждая рождающаяся квазичастица увеличивает импульс $\rho_n v_n$ нормальной компоненты на величину p за счёт импульса $\rho_s v_s$ сверхтекучей компоненты, что приводит к взаимному трению. Изменение $\rho_s v_s$ в этом процессе происходит за счёт уменьшения ρ_s при сохранении v_s .

Второй механизм связан с рождением и движением топологич. объектов — квантованных вихрей (см. *Квантованные вихри в гелии*), представляющих собой особые линии, при обходе вокруг к-рых по замкнутому контуру фаза φ изменяется на $2\pi N$, и следовательно циркуляция скорости v_s квантуется: $\oint v_s dr = (h/m)N$ [Л. Онсагер (L. Onsager), 1948]. На самой линии вихря фаза φ не определена, поэтому для сохранения непрерывности параметра порядка ψ его модуль должен обращаться в нуль, т. е. S на оси вихря отсутствует. Область вблизи оси вихря, где значение $|\psi|$ отличается от равновесного, наз. с е р д ц е в и н о й или к о р о м вихря. В сверхтекучем ^4He устойчивы вихри только с $N = \pm 1$, вихри с большими N распадаются на вихри с единичными квантами циркуляции сохранением N , напр. $2 \rightarrow 1 + 1$. Квантованные вихри испытывают трение со стороны нормальной компоненты благодаря рассеянию квазичастиц на коре вихря, поэтому в равновесии вихри движутся вместе с нормальной компонентой. Вихрь также является агентом, переносящим импульс между сверхтекучей и нормальной компонентами, но в отличие от квазичастичного механизма взаимного трения вихревой механизм приводит к изменению v_s : каждый вихрь, пересекая канал, уменьшает или увеличивает набег (прирост) фазы φ в канале на 2π , изменяя тем самым v_s . Этот процесс, называемый п р о с к а л ь з ы в а н и е м ф а з ы, может происходить в непрерывном (турбулентном) режиме и приводить к взаимному трению, если w превышает критич. скорость рождения вихрей $w_c \sim (h/mR) \ln(R/\xi)$, где R — радиус канала, ξ — радиус коры вихря, $R > \xi$. Для поддержания такого диссипативного движения сверхтекучей компоненты требуется разность давлений на концах канала. Ускорение сверхтекучей компоненты, вызываемое градиентом хим. потенциала, согласно ур-нию (2), компенсируется процессами проскальзывания фазы за счёт движущихся квантованных вихрей.

Наряду с турбулентным вихревым движением сверхтекучей компоненты наблюдаются и отд. процессы проскальзывания фазы при течении сверхтекучей жидкости через узкое отверстие [О. Авенель, Э. Вароко (O. Avenel, E. Varoquaux), 1985], соединяющее два сообщаю-

щихся сосуда. Такой процесс квантованного изменения разности фаз $\Delta\varphi = 2\pi N$, сопровождаемый скачками разности давлений, представляет собой аналог нестационарного эффекта Джозефсона в сверхтекучей жидкости.

Квантованные вихри возникают не только как метастабильные образования в динамич. процессах сверхтекучего движения. Во вращающемся с угл. скоростью ω сосуде со сверхтекучей жидкостью периодич. решётка вихрей является осн. состоянием системы, аналогичным *решётке вихрей Абрикосова*, возникающей в сверхпроводниках 2-го рода в магн. поле. Это связано с тем, что во вращающемся сосуде минимум энергии системы соответствует твердотельному вращению всей жидкости со скоростью $v_n = v_s = [\omega r]$, т. е. $\text{rot} v_s = 2\omega$, но такое состояние не реализуется из-за потенциальности движения сверхтекучей компоненты в ^4He . Система параллельных квантованных вихрей с циркуляцией h/m в каждом вихре создаёт ср. завихрённость $\langle \text{rot} v_s \rangle = (h/m)n$, где n — число вихрей на единице площади. В равновесии $n = 2(m/h)\omega$, и вихри имитируют твердотельное вращение сверхтекучей жидкости со ср. скоростью $\langle v_s \rangle = \langle [\omega r] \rangle$.

С микроскопич. точки зрения, сверхтекучесть в ^4He связана с явлением *Бозе — Эйнштейна конденсации*, хорошо изученным на примере модели слабонеидеального бозе-газа (Н. Н. Боголюбов, 1947). Когерентное сверхтекучее состояние возникает в результате перехода макроскопич. части атомов в состоянии бозе-конденсата. В случае слабого взаимодействия частиц бозе-конденсация означает накопление атомов в одночастичном состоянии с наим. энергией, соответствующей нулевому импульсу. Атомы, находящиеся в бозе-конденсате, описываются одной и той же волновой ф-цией, и поэтому их движение макроскопически когерентно. Параметр порядка ψ определяется в этом случае как ср. значение по статистич. ансамблю от квантовомеханич. оператора $\hat{\psi}$ уничтожения атомов ^4He в формализме *вторичного квантования*: $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle$. Модуль параметра порядка при таком определении совпадает с плотностью n_0 атомов, имеющих нулевой импульс: $|\psi|^2 = n_0$. Плотность бозе-конденсата n_0 при $T = 0$ в слабонеидеальном бозе-газе не совпадает с плотностью газа (совпадение имеет место лишь в идеальном бозе-газе). В реальном сверхтекучем ^4He величина n_0 , измеренная посредством рассеяния нейтронов, составляет при низких темп-рах всего $\sim 0,1\rho/m$, что указывает на весьма сильное взаимодействие атомов ^4He между собой. С др. стороны, плотность сверхтекучей компоненты как в слабонеидеальном бозе-газе, так и в ^4He при $T = 0$ совпадает с плотностью жидкости, т. е. в осн. состоянии жидкости атомы с нулевым и ненулевым импульсами образуют единый когерентный конденсат, а тепловые возбуждения и нормальная компонента отсутствуют. При достаточно большом взаимодействии между атомами жидкости величина n_0 , а вместе с ней и параметр порядка ψ сверхтекучего состояния могут обратиться в нуль.

Существование параметра порядка ψ , являясь достаточным условием S , не является при этом необходимым её условием. Так, для двумерных сверхтекучих систем (плёнка гелия на твёрдой поверхности) $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle = 0$ при любой конечной темп-ре. Причиной этого являются растущие с ростом размеров плёнки тепловые флуктуации фазы [П. Хоэнберг (P. Hohenberg), 1967]. Тем не менее имеется темп-ра перехода T_c , ниже к-рой возникает сверхтекучая компонента с плотностью ρ_s . При низких темп-рах ($T \ll T_c$) в сверхтекучей плёнке хорошо выражен ближний порядок: фазы параметра порядка в точках r и r' сильно коррелируют между собой. Разность фаз

$$\langle \varphi(r) - \varphi(r') \rangle \sim \frac{T}{T_c} \ln \frac{|r-r'| + \xi}{\xi} \quad (3) \quad 455$$