

до нуля при  $T = T_\lambda$  (рис. 2). Нормальный компонент — остальная часть жидкости с плотностью  $\rho_n = \rho - \rho_s$  — ведёт себя как обычная вязкая жидкость, что приводит к затуханию колеблющегося в He II диска. При темп-рах, близких к абс. нулю, нормальный компонент представляет собой газ возмущений в идеальной жидкости (газ фононов и ротонов; спектр возмущений He II, полученный в экспериментах по рассеянию нейтронов в He II, приведён на рис. 3). Аномально высокая теплопроводность He II связана с тем, что теплота в нём может переноситься движением нормального компонента при отсутствии полного потока массы, к-рый компенсируется противотоком сверхтекучего компонента, не несущего теплоты. Благодаря такому механизму переноса теплоты в He II кроме обычного (первого) звука существует второй звук — температурные волны. Двухжидкостная модель объясняет большинство др. эффектов, присущих сверхтекучей жидкости: механокалорический эффект; термокалорический эффект; существование критич. скорости течения, начиная с к-рой сверхтекучий компонент испытывает трение; существование плёнки на стенках сосуда, благодаря к-рой выравниваются уровни He II в сосудах, разделённых стенкой; третий и четвёртый звук и др. (см. Звук в сверхтекучем гелии).

Существование двух видов течений в He II является следствием квантовой статистики Бозе — Эйнштейна [Л. Тиса (L. Tisza), 1938]. Это доказано на модели слабоидеального бозе-газа (Н. Н. Боголюбов, 1947), в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наименьшей энергией макроскопич. числа бозонов.

В результате бозе-конденсации в жидкости возникает сверхтекучий компонент — макроскопич. фракция жидкости, движение частиц к-рой когерентно, т. е. описывается единой квантовомеханич. волновой функцией  $\Psi = \rho_s^{1/2} e^{i\varphi}$  (см. Когерентность, Квантовая жидкость). Течение сверхтекучего компонента потенциально (см. Потенциальное течение), т. к. его скорость  $v_s$  связана с фазой волновой ф-ции  $\varphi$  квантовомеханич. соотношением  $v_s = (\hbar/m) \nabla \varphi$  ( $m$  — масса бозона), справедливым для He II при  $m = m_4$ , где  $m_4$  — масса атома  $^4\text{He}$ .

Макроскопич. когерентность приводит также к следствиям, отличающим сверхтекучий компонент от просто идеальной жидкости с потенциальным течением. Из-за непрерывности конденсатной ф-ции  $\Psi$  её фаза  $\varphi$  при обходе по замкнутому контуру может меняться на  $2\pi N$ , где  $N$  — целое число. Это означает, что циркуляция сверхтекучей скорости  $K = \oint v_s dr$  по любому

замкнутому контуру принимает дискретные значения  $K = Nh\bar{m}$ . В топологически односвязном сосуде (цилиндрич., сферич. и др.)  $K$  может быть отличным от нуля только при обходе вокруг особых линий, на к-рых сверхтекучесть нарушена (т. е.  $\rho_s = 0$ ), — т. н. квантованных вихрей [Л. Онсагер (L. Onsager), 1949; Р. Фейнман (R. Feynman), 1955]. Квантованные вихри отличаются от вихрей в нормальной жидкости (см. Вихревое движение) тем, что циркуляция  $K$  вокруг них квантована (квант циркуляции равен  $h\bar{m}$ ) и поэтому квантованные вихри устойчивы и не размываются при наличии вязкости. Квантованные вихри не могут оканчиваться внутри сосуда, они либо пронизывают всю толщину жидкости, либо образуют замкнутые вихревые кольца. Вихревые кольца обнаружены в экспериментах с ионами, инжектируемыми в He II. Квантованные вихри с цилиндрическими осями обнаружены в экспериментах с вращающимся сосудом, где они образуют двухмерную периодич. решётку (за счёт отталкивания вихрей). Вихревое движение сверхтекучего компонента имитирует его вращение вместе

с сосудом, т. е. наличие квантованных вихрей создаёт в ср. картине, аналогичную вращению нормальной жидкости вместе с сосудом.

В топологически неодносвязном сосуде, напр. в замкнутом кольцевом канале, циркуляция  $K$  может быть отлична от нуля без нарушения сверхтекучести. Течения в канале с  $K \neq 0$  чрезвычайно устойчивы в силу дискретного характера  $K$  и могут циркулировать сутками. Ср. скорость течения жидкости в канале не может изменяться непрерывно, поскольку это привело бы к непрерывному изменению циркуляции. Уменьшение  $K$  возможно лишь скачками — с изменением  $N$  на целое число за счёт рождения квантованных вихрей. Этот процесс требует энергии, затрат, и его вероятность мала.

Жидкий  $^3\text{He}$  — ферми-жидкость, свойства к-рой при  $T \ll 0,1$  К хорошо описываются теорией ферми-жидкости Ландау. Согласно этой теории, ферми-жидкость можно представить как систему квазичастиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака и заполняющих квантовые состояния внутри ферми-поверхности в импульсном пространстве. Наличие ферми-поверхности определяет осн. свойства ферми-жидкости при низких темп-рах: её теплоёмкость пропорциональна  $T$ , магнитная восприимчивость не зависит от  $T$ , вязкость с уменьшением темп-ры растёт как  $1/T^2$ . В ферми-жидкости могут существовать высокочастотные звуки, связанные с колебаниями ферми-поверхности (см. Нулевой звук). В  $^3\text{He}$  наблюдаются два нулевых звука: продольный и поперечный.

С понижением темп-ры при  $T = T_c$  жидкий  $^3\text{He}$  испытывает фазовый переход 2-го рода в сверхтекучее состояние [Д. Ошеров (D. Osheroff), Р. Ричардсон (R. Richardson), Д. Ли (D. Lee), 1972]. Критич. темп-ра  $T_c = 2,6$  мК (на кривой плавления), она уменьшается

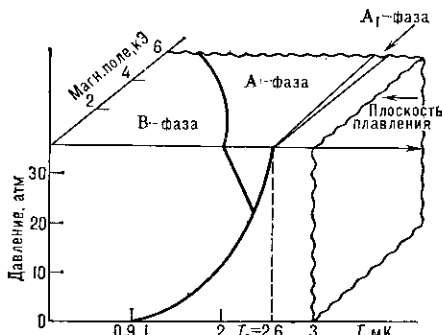


Рис. 4. Фазовая диаграмма ( $p$ — $T$ — $H$ ) сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$ .

с понижением давления  $p$  до  $T_c = 0,9$  К при  $p = 0$ . Имеются три сверхтекучие фазы  $A$ ,  $B$  и  $A_1$ : фазы  $A$  и  $B$  разделены на фазовой диаграмме (рис. 4) кривой фазового перехода 1-го рода, фаза  $A_1$  существует только в магн. поле.

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$ , как и сверхпроводимость электронов в металле — следствие Купера эффекта (образования пар квазичастиц с противоположными импульсами на ферми-поверхности). Куперовские пары являются бозонами (спин пары равен 0 в сверхпроводниках и 1 в сверхтекучих фазах  $^3\text{He}$ ) и образуют бозе-конденсат. В отличие от электронных куперовских пар в сверхпроводниках с  $L = 0$  (нулевым моментом импульса относительного движения квазичастиц в паре), у куперовских пар во всех сверхтекучих фазах  $L = 1$ . Куперовские пары различных сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  отличаются проекциями спина и момента импульса на направление осей квантования. В силу макроскопич. когерентности все куперовские пары в бозе-конденсате имеют общее направление осей квантования спина и общее направление осей квантования момента импульса. Поэтому сверхтекучие фазы  $^3\text{He}$