Литература

[1] В.Я.Кравченко. ЖЭТФ, 51, 1676, 1966.

[2] J.S.Nadeau. J.Appl. Phys., 38, No.3, 1963.

О КРИТИЧЕСКИХ СКОРОСТЯХ В He II

Б.Т.Гейликман

1. Как известно, при скоростях выше критических ($v_c \equiv v_{c1}$), т.е. при скоростях, соответствующих полному увлечению He II стенками сосуда (в случае вращательного или поступательного движения сосуда), эффект фонтанирования и второй звук полностью сохраняются, причем скорость второго звука остается такой же, как при докритическом режиме [1]. Это свидетельствует о том, что при $v > v_{c1}$ HeII не переходит в нормальную фазу, и, более того, что соотношение между плотностью нормальной компоненты ρ_n и сверхтекучей – ρ_s заметно не меняется. Однако такое поведение He II не противоречит известной точке зрения Ландау о том, что при $v \gg v_c$ из-за взаимодействия HeII со стенками сосуда возбуждения рождаются в неограниченном количестве (т.е. весь He II переходит в нормальную фазу), так как обычное отождествление определяющих v_{c1} вихревых нитей Онсагера - Фейнмана с микроскопическими возбуждениями является не совсем правильно. Как известно, 1 – вихревые нити представляют собой макроскопические движения сверхтекучей компоненты и длина вихревых нитей и колец имеет макроскопические размеры, 2 – возмущение скорости, вызванное нитью ($v_s(r) = \hbar(m|r - r_v(t)|)$), простирается на большие расстояния; 3 – ввиду этого минимум "свободной" энергии $\tilde{E} = E - M\omega$ при вращательном движении соответствует средней плотности нитей $n = n_0 \equiv 2\omega/\kappa = m\omega/\pi\hbar$ (т.е. среднему расстоянию между нитями $b = b_0 \equiv (\pi\hbar/m\omega)^{1/2}$; E – кинетическая энергия сверхтекучей компоненты, M – ее момент количества движения, $\kappa = 2\pi\hbar/m$ – циркуляция для одной нити, ω – угловая скорость сосуда). Следовательно, между вихревыми нитями действует эффективное отталкивание, из-за которого они не могут сближаться на расстояния, меньшие b, и рождаться в неограниченном количестве. Известно, что при $n = m\omega/(\pi\hbar)$ угловой момент равен своему твердотельному значению [1,2], т.е. сверхтекучая компонента, не переходя в нормальную фазу, имитирует вращение жидкости как целого, соответствующее нормальной фазе, а при поступательном движении – имитирует течение жидкости как целого (с твердотельным значением полного импульса P при среднем расстоянии между вихревыми кольцами $b = [2\pi\hbar R/(3mv)]^{1/2}$). Лишь в одном отношении имеется сходство между вихревыми нитями и возбуждениями. Согласно Гинзбургу - Питаевскому [3] на оси вихря $\rho_s = 0$ ($\rho_s(r) \sim r$ при $r \to 0$) и только при $r \gg a$ $\rho_s = \rho_{s0}(T)$ (a – эффективный радиус ствола вихря, ρ_{s0} значение ρ_s в отсутствии вихрей). Поскольку $\rho_s + \rho_n = \text{const}$, естественно предположить, что

ствол вихря будет заполнен нормальной компонентой, т.е. при возникновении системы вихрей с плотностью

$$n_1 \equiv b_1^{-2} = \left(\frac{\hbar\pi}{m\omega} + \pi a^2\right)^{-1}$$

ρ_n увеличивается на величину $\Delta\rho = \rho_s \pi a^2 / b_1^2$ (а ρ_s уменьшается на $\Delta\rho$) (изменение n связано с тем, что теперь твердотельный момент приравнивается сумме момента сверхтекучей компоненты и момента нормальной компоненты в стволах вихрей, увлекаемой сосудом, т.е. вращающейся с угловой скоростью ω). Таким образом, вихри тоже вносят некоторый вклад в ρ_n, и при наличии вихрей в He II образуется смешанная фаза, аналогичная смешанной фазе для сверхпроводников второго рода. Однако ее образование связано не с отрицательным поверхностным натяжением σ_{sn}, как в последнем случае, а с отталкиванием между вихревыми нитями. Верхняя критическая скорость $v_{c2}(\omega_{c2})$, при которой He II целиком переходит в нормальную фазу, может определяться либо тем, что: 1 – расстояние между нитями станет порядка a – v'_{c2} (при этом $\rho_s = 0$; так определяется верхнее критическое поле H_{c2} в случае сверхпроводников второго рода) [4], 2 – либо микроскопическими возбуждениями по Ландау – v''_{c2}. $v'_{c2} = \omega'_{c2} R \sim$ $\sim R\hbar/ma^2$; при $\tau \ll 1$ $a = a_0 \tau^{-2/3}$; $\tau = T_\lambda - T/T_\lambda$ [5]. $v''_{c2} = \Delta(t)/p_0$ (Δ и p_0 – энергия и импульс, соответствующие ротонному минимуму в энергетическом спектре He II). Разумеется, v_{c2} равна наименьшей из величин v'_{c1}, v''_{c2}. Обычно, $v''_{c2} < v'_{c1}$; лишь при $\tau \ll 1$ и малых R может оказаться $v'_{c1} < v''_{c2}$. Было бы интересно поставить опыты по наблюдению фонтанирования и второго звука при $v > v_{c2}$.

2. Обычно при вычислении $v_{c1}(\omega_{c1})$ пренебрегают энергией нормальной компоненты, возникающей в стволах вихрей. Ниже будет показано, что вблизи T_λ это может привести к существенным ошибкам. Рассмотрим ω'_{c1}, соответствующую наличию системы вихрей с плотностью $n = n_1$ ($\omega'_{c1} \simeq \omega_{c1}$; расчет с $n = n_0$ приводит к тем же результатам). Свободная энергия E_1 на единицу объема равна $\tilde{E}_1 = n_1[(\epsilon + \alpha\omega^2) - \omega(2\beta + 2\alpha\omega)]$;

$$\epsilon = \frac{\pi\rho_s\hbar^2}{m^2}\ln\frac{b}{a} + 2\pi a\sigma_{sn} + \pi a^2(F_n - F_s);\ \alpha = \frac{\pi\rho_s a^2 R^2}{4};\ \beta = \frac{\pi\hbar\rho_s R^2}{4m};$$

член $\alpha\omega^2$ равен кинетической энергии нормальной компоненты в стволах вихрей, вращающейся с угловой скоростью ω, первый член в ϵ связан с обычной кинетической энергией вихрей, второй – с поверхностным натяжением между нормальной и сверхтекучей компонентой на поверхностях стволов вихрей, и третий – с дополнительной энергией, затрачиваемой при замещении сверхтекучей компоненты нормальной в стволах вихрей ($F_n - F_s$ – разность удельных свободных энергий нормальной и сверхтекучей компоненты при данной температуре). В выражении для M учтено вращение нормальной компоненты в стволах вихрей. Полагая $\tilde{E}_1 = 0$, получаем квадратное уравнение для определения

ω_{c1}; ω_{c1} соответствует положительному корню уравнения:

$$\omega_{c1} = [(a\epsilon + \beta^2)^{1/2} - \beta]/a.$$

При $a\epsilon << \beta^2$ $\omega_{c1} \simeq \epsilon/(2\beta)$. Второе и третье слагаемые в ϵ малы и при $T \simeq 0$, и при $T \simeq T_\lambda$; $T \simeq T_\lambda$ они $\sim \tau^{2/3}$. Если пренебречь ими, получаем обычное выражение $\omega_{c1} \approx 2\hbar(mR^2)^{-1} \ln b/a$. Если же $a\epsilon >> \beta^2$, т.е. $R << R_0$; $R_0 = 2a(\ln b/a)^{1/2}$ (вблизи T_λ $R_0 = 2a_0\tau^{-2/3}(\ln b/a)^{1/2}$, то $v_{c1} = \omega_{c1}R \simeq 2\hbar\tau^{2/3}(\ln b/a)^{1/2}/ma_0$. Именно такая зависимость от τ была обнаружена в опытах [6] для поря с размерами $R = 0{,}2$ *мк* при $T_\lambda - T = 10^{-2} - 10^{-4}$°. (При сравнении с экспериментом следует рассматривать v_c, а не ω_c, так как в [6] вращается весь цилиндр, заполненный пористым материалом, с внешним радиусом 2,5 *см*). Нетрудно видеть, что если взять $a_0 = 0{,}7 - 2\cdot 10^{-7}$ *см*, условие $R << R_0$, выполняется. Для пор с $R = 10$ *мк* зависимость ω_{c1} от τ более слабая, но приближающаяся к $\sim\tau^{2/3}$ при $T_\lambda - T \sim 10^{-4}$°, а для пор с $R = 150$ *мк* $\omega_{c1} = \mathrm{const}$. Действительно, в этом случае $R >> R_0$. Заметим, что при выполнении условия $R << R_0$ $\omega_{c1} \sim R^{-1}$, а не $\omega_{c1} \sim R^{-2}$, как в случае $R >> R_0$.

Если бы $\omega_{c1} > \omega'_{c2}$, то при $\omega = \omega'_{c2}$ осуществлялся бы переход из сверхтекучей фазы непосредственно в нормальную, минуя смешанную фазу. При этом $\omega'_{c2} \sim \tau^{4/3}$, а не $\omega_{c1} \sim \tau^{2/3}$, если $a = a_0\tau^{-2/3}$, как мы предполагали выше. (Если бы коэффициент при ρ_s^2 в разложении термодинамического потенциала в [3] стремился бы при $\tau \to 0$ к постоянной, как в [3], а $\rho_s \approx \tau^{2/3}$, то $a = a_0\tau^{-1/3}$, т.е. $\omega_{c1} \sim \tau^{1/3}$ при $R << R_0$ и $\omega'_{c2} \sim \tau^{2/3}$). Было бы интересно в связи с этим поставить эксперименты, аналогичные [6], но при еще меньших R или τ; зависимость v_c от τ, заметно более сильная, чем $\sim\tau^{2/3}$, наблюдалась в [7] для пор с $R = 3\cdot 10^{-7}$ *см*, но при $\tau \sim 1/2 - 1/4$. В выражении для ω'_{c2} численный коэффициент точно неизвестен, но, по-видимому, в опытах [6] даже при $R = 0{,}2$ *мк*, когда $\omega_{c1} \sim \omega'_{c2}$, все же $\omega_{c1} < \omega'_{c2}$, т.е. смешанная фаза осуществляется.

Московский
физико-технический
институт

Поступило в редакцию
8 декабря 1967 г.

Литература

[1] E.L.Andronikashvili, Yu. G.Mamaladze.Revs.,Mod. Phys., 38, 567, 1967.

[2] R.P.Feynman. Progress in Low Temp. Phys. Amsterdam. V. 1.Ch.2, 1955.

[3] В.Л.Гинзбург, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 34,1240, 1958.

[4] Л.В.Кикнадзе, Ю.Г.Мамаладзе, О.Д.Чейшвили. ЖЭТФ, 48, 1520, 1965.

[5] D.H.Douglass, J.A.Tyson. Phys. Rev. Lett., 17, 472, 1966; Ю.Г.Мамаладзе. ЖЭТФ, 52, 729, 1967.

[6] J.R.Clow, J.D.Reppy. Phys. Rev. Lett., 19, 291, 1967.

[7] D.F.Brewer, G.W.Leppelmeier, C.C.Lim, D.O.Edwards, J.Landau. Phys.Rev.Lett., 19, 491, 1967.