Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 12, стр. 698 – 702 *20 июня 1973 г.*

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВТОРОГО ЗВУКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЧАСТИ ГЕЛИЯ II ВБЛИЗИ λ-ТОЧКИ

В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин

Распределение плотности сверхтекучей части гелия II вблизи λ-точки можно надеяться исследовать путем "зондирования" гелия в (в частности, границы между гелием I и гелием II в поле тяжести или в электрическом поле) волнами второго звука.

1. В последнее время сильно повысился интерес к исследованию свойств He-II вблизи λ-точки. При этом не вызывает сомнений необходимость в ряде задач учитывать пространственную неоднородность плотности сверхтекучей части жидкости $\rho_s = m|\Psi|^2$, причем параметр порядка Ψ определяется из соответствующих уравнений (см. [1–5] и литературу, цитированную в [4 – 5]). В отсутствие внешних электрического и гравитационного полей характерный размер неоднородности ρ_s есть $\xi(T) = \hbar/\sqrt{2mA(T)}$, где $A(T)$ – коэффициент у $|\Psi|^2$ в разложении термодинамического потенциала $\Omega(\mu, T, |\Psi|^2)$ по $|\Psi|^2$.

Длина $\xi(T) = \xi_{0M}(\Delta T)^{-2/3} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ *см* даже при $\Delta T = T_\lambda - T \sim 10^{-6}$ °К (здесь и в дальнейшем используются параметры феноменологического разложения, рассчитанные в [2]; см. также [5]); в силу этого экспериментальное исследование неоднородности ρ_s весьма непросто, хотя его и удается провести рядом способов [6 – 9]. Возможности измерений расширяются, если He находится в гравитационном [5, 10] или электрическом [5] поле. Дело в том, что во внешнем поле с медленно меняющимся потенциалом $U(x)$ граница раздела нормальной и сверхтекучей фаз гелия размыта, причем характерная длина ℓ, определяющая изменения ρ_s в переходном слое, равна (подробнее см. [5]) $\ell = \xi_{0M}^{3/5}\left(\left|\frac{dT_\lambda}{d\mu}\right| \left|\frac{dU}{dx}\right|\right)^{-2/5}$, где $dT_\lambda/d\mu$ – наклон λ-кривой, а производная dU/dx берется на линии, на которой ρ_s обращалась бы в нуль, если в разложении Ω не учитывать градиентного члена. В поле тяжести $|dV/dx| = g$ и $\ell_g = \xi_{0M}^{3/5}\left(\left|\frac{dT_\lambda}{d\mu}\right| g\right)^{-2/5} = 6{,}8 \cdot 10^{-3}$ *см*. В электрическом поле заряженной нити $|dV/dx| = \left(2\Delta T/|dT_\lambda/d\mu|\right)^{3/2}(\alpha E^2(R)\, R^2)^{-1/2}$ и $\ell_E = \xi^{3/5}(T)\left(\left|\frac{dT_\lambda}{d\mu}\right| \frac{\alpha E^2(R) R^2}{8\,\Delta T}\right)^{1/5}$. Здесь R – радиус нити, $E(R)$ – напряженность поля на поверхности нити и $\alpha = 3{,}1 \cdot 10^{-2}$ *см*^{3}/*г* – поляризуемость единицы массы гелия. Отсюда $\ell_E \sim 3 \cdot 10^{-2}$ *см* при $R \sim 1$ *см*, $\Delta T \sim 10^{-6}$ °К и $E(R) \sim E_{\text{пробоя}} \sim 2 \cdot 10^6$ *в/см*. В подобных условиях можно надеяться исследовать зависимость $\rho_s(T, \mathbf{r})$ от координат $\mathbf{r}$ путем зондирования распределения ρ_s вторым звуком. Обсуждению этой возможности и посвящена настоящая заметка[1].

2. В общем случае для решения задачи о распространении и трансформации звуковых волн в среде с пространственно-неоднородной ρ_s нужно рассматривать полную систему гидродинамических уравнений для He-II вблизи λ-точки [11, 12]. При этом важно иметь в виду, что второй звук может трансформироваться не только в первый звук, но также в теплопроводную волну. Соответствующий круг вопросов в применении к отражению звука от твердой стенки и его рассеянию на малых частицах и ионах представляет больший интерес, но еще не продискутирован. Здесь мы ограничимся более простой ситуацией, когда для анализа распространения волны может быть использовано приближение геометрической оптики, а эффектами поглощения и дисперсии звука можно пренебречь.

---

[1] Использование для тех же целей света, рентгеновских лучей и нейтронов представляется, вообще говоря, значительно менее перспективным, в силу малой поляризуемости жидкого гелия и слабой зависимости полной плотности ρ от ρ_s вблизи λ-точки. Определенный интерес, однако, могло бы представлять наблюдение дифракции рентгеновских лучей или даже света на решетке вихрей во вращающемся гелии под давлением (вблизи кривой плавления), так как в этом случае сердцевина вихря должна становиться твердой.

Конкретно, рассмотрим нормальное падение плоской волны второго звука на границу раздела He-I – He-II в поле тяжести. Для того, чтобы была применима геометрическая оптика, а эффекты поглощения и дисперсии были малы, частота волны ω должна удовлетворять условиям

$$c_2(x)/\gamma\xi(x) > \omega > \beta |dc_2(x)/dx|_{max}, \qquad (1)$$

где $c_2(x) = \sqrt{T\sigma^2\rho_s(x)/\rho C_P}$ – скорость второго звука, $\xi(x) = \sqrt{\hbar^2/4m^2\rho_s(x)(\partial^2\Omega/\partial\rho_s^2)_{\sigma,P}}$ – длина когерентности и β и γ – некоторые коэффициенты. Коэффициент $\beta \sim 1$, в то время как γ определяется характером возрастания поглощения звука на больших частотах. В рамках системы уравнений [11] γ не зависит от x. В рамках системы [12] $\gamma \sim \rho_s^{1/2}(x)$. Экспериментально [13], во всяком случае, $\gamma < 1$. В безразмерных переменных [5]

$$u = x/\ell_g \quad \text{и} \quad \eta^2 = \rho_s/\rho_{sg}, \text{ где } \rho_{sg} = 1{,}43\,\rho_\lambda(\xi_{OM}/\ell_g) \qquad (2)$$

получаем

$$c_2(x) = c_{20}(\xi_{OM}/\ell_g)^{1/2}\eta(u), \quad c_{20} = 1{,}8\cdot 10^3 \text{ см/сек}$$
$$\xi(x) = \xi_0(\ell_g/\xi_{OM})\eta^{-1}(u)u^{-1/3}, \quad \xi_0 = 1{,}85\,\text{Å} \qquad (3)$$

и неравенство (1) принимает вид

$$\frac{1}{\gamma}\,\frac{c_{20}}{\xi_0}\left(\frac{\xi_{OM}}{\ell_g}\right)^{3/2}\eta^2(u)u^{1/3} > \omega > \beta\frac{c_{20}}{\xi_{OM}}\left(\frac{\xi_{OM}}{l_g}\right)^{3/2}\left|\frac{d\eta}{du}\right|_{max}. \qquad (4)$$

Профиль $\eta(u)$ был вычислен в [5]. Используя приведенную там кривую и асимптотическую формулу для $\eta(u)$ в области "нормальной" фазы, нетрудно найти, что при наиболее благоприятном выборе частоты $\omega \sim \beta\frac{c_{20}}{\xi_{OM}}\left(\frac{\xi_{OM}}{l_g}\right)^{3/2}\left|\frac{d\eta}{du}\right|_{max} \sim 200\ \text{сек}^{-1}$ проникновение второго звука вглубь нормальной фазы ($u < 0$) возможно до расстояний

$$|u| \lesssim u_c \sim \left[\frac{5}{6}\ln\left(\frac{\xi_{OM}\,3^{1/5}e^{-2/5}}{\xi_0\gamma\beta}\right)\right]^{3/5}$$

Если $\gamma\beta \lesssim 0{,}1$, то $u_c \gtrsim 1{,}5$, и набег фазы (в области "хвоста" распределения $\eta(u)$), $\Delta\phi = \beta\left|\frac{d\eta}{du}\right|_{max}\int_{u_c}^{0}\frac{du}{\eta(u)}$, который экспоненциально зависит от u_c, достаточно велик ($\Delta\phi \gtrsim 2\pi$).

Для измерения фазы $\Delta\phi$ (или времени запаздывания импульса $\Delta t = \Delta\phi/\omega$) нужно, видимо, поместить на расстоянии $|u| < u_c$ некоторую стенку и наблюдать отражение от нее второго звука. Распространение звука вблизи стенки, как упоминалось, еще детально не рассмотрено. Имеются, однако, основания полагать, что в области вблизи стенки, где ко второму звуку неприменимо приближение геометрической оптики, дополнительный набег фазы по порядку величины не превосходит 2π и, что более существенно, мало меняется при перемещении стенки, если теплосопротивление стенки велико.

Все сказанное выше в равной степени относится и к электрическому полю с тем лишь отличием, что характерный масштаб ℓ_g должен быть заменен на ℓ_E. При этом возникает дополнительная возможность менять ширину границы раздела и глубину проникновения звука путем изменения напряженности поля[1].

Таким образом на обсуждаемом пути можно рассчитывать на получение сведений о функции ρ_s (r). Вид этой функции зависит от выражения для свободной энергии и, следовательно, выбор этого выражения может контролироваться при сравнении с экспериментом. Конкретно, измерение изменения фазы (или запаздывания) в зависимости от положения "зеркала" позволяет определить $d\Psi/dx$; отсюда можно найти и $\partial\Omega/\partial\Psi = \frac{\hbar^2}{m} d^2\Psi/dx^2$ [5] (подчеркнем, что здесь относительно вида $\Omega(\mu, T, \Psi)$ нет нужды делать заранее каких-либо предположений). При изучении отражения второго звука от твердой стенки без поля (и, вообще, при выходе за пределы приближения геометрической оптики) можно проверять полную систему уравнений для гелия II вблизи λ-точки, а также вопрос о ходе ρ_s вблизи стенки, границы гелия с паром и др.

Как мы полагаем, изучение распространения второго звука вблизи λ-точки в неоднородном гелии должно явиться важным этапом в изучении сверхтекучести.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 мая 1973 г.

Литература

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

[2] Ю.Г.Мамаладзе. ЖЭТФ, 52, 729, 1967.

[3] В.А.Слюсарев, М.А.Стржемечный. ЖЭТФ, 58, 1757, 1970.

[1] В задачах со сферической и цилиндрической симметрией ρ_s (r) возникает возможность наблюдать фокусировку лучей второго звука. Однако фокусируются лишь лучи, испущенные под прицельным расстоянием $p > p_c$. При $p < p_c$ лучи падают на "центр", причем p значительно превосходит радиус границы слоя нормального гелия r_o. Конкретно, $p_c/r_o = (5/3)^{1/2}(5/2)^{1/3} \approx 1{,}75$ для случая заряженной нити и $p_c/r_o = (7/3)^{1/4}(7/4)^{1/3} \approx 1{,}5$ для заряженной сферы. Поскольку обычно $r_o >> \ell_E$ использование фокусировки для изучения хода ρ_s в области, где существенны корреляционные эффекты, вряд ли возможно.

[4] А.А.Собянин. ЖЭТФ, 61, 433, 1971.

[5] А.А.Собянин. ЖЭТФ, 63, 1780, 1972.

[6] K.R.Atkins, I.Rudnick. Progr. Low. Temp. Phys., ed. C.R.Corter, v. VI, p. 37, Amsterdam, 1970.

[7] M.Kriss, I.Rudnick. J.Low Temp. Phys., 3, 339, 1970.

[8] R.P.Henkel, E.N.Smith, I.D.Reppy. Phys. Rev. Lett., 23, 1276, 1969.

[9] S.A.Scott, E.Guyon, I.Rudnick. J. Low Temp. Phys. 9, 389, 1972.

[10] Л.В.Кикнадзе, Ю.Г. Мамаладзе, О.Д.Чейшвили. Труды X Международной конференции по физике низких температур. М., ВИНИТИ, 1, 1967, стр. 491.

[11] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 35, 408, 1958.

[12] И.М.Халатников. ЖЭТФ, 57, 489, 1969.

[13] G.Winterling, F.S.Homes, T.I.Greytak. Phys. Rev. Lett., 30, 427, 1973.