

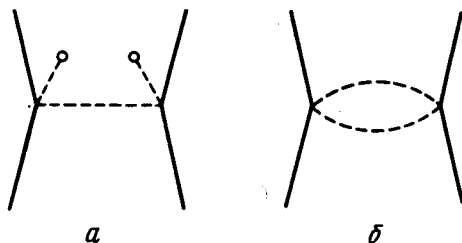
РАССЕЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТНОГО ЗВУКА ВБЛИЗИ λ -ПЕРЕХОДА В Не

И.Ф.Люксютов, В.Л.Покровский

Показано, что вблизи точки λ -перехода в Не затухание звука с частотой значительно превышающей частоту релаксации параметра порядка, определяется рассеянием на квазистатических флуктуациях параметра перехода.

Характерное время релаксации параметра порядка в Не вблизи λ -точки есть $\tau_0 = \xi/u_2$, где ξ — радиус корреляции, а u_2 — скорость второго звука. При $T \rightarrow T_\lambda$ величина τ_0 растет как ϵ^{-1} , где $\epsilon = (T - T_\lambda)/T_\lambda$. Согласно общепринятым представлениям, затухание первого звука складывается из релаксационного [1], имеющего максимум при $\omega\tau_0 = 1$ ниже точки перехода и равного нулю выше, и флуктуационного [2], симметричного относительно точки перехода. Эти теоретические представления хорошо согласуются с экспериментом [3] в области низких частот от 10^3 до 10^6 $\mu\text{ц}$.

Однако в экспериментах Каминса и Рудника [4], проведенных на частоте 1 Гц был обнаружен пик в области $\omega\tau_0 \gg 1$, соответствующий как бы другому времени релаксации $\tau_1 \sim \xi/u_1$, где u_1 — скорость первого звука. Кроме того, обнаруженные интенсивности, как пика, так и фона были много больше теоретических оценок, исходящих из рассмотренных выше механизмов.



Графики, описывающие рассеяние звука

В данной работе предлагается новый механизм затухания звуковой волны в области частот $\omega\tau_0 \gg 1$. Этим механизмом является рассеяние звука на квазистатических флуктуациях параметра порядка. Флуктуации можно считать статическими в силу условия $\omega\tau_0 \gg 1$.

Рассмотрим сначала ситуацию ниже точки перехода. Рассеяние звука можно описывать известным методом [5], вводя зависимость скорости звука от локального значения плотности сверхтекучей компоненты

ρ_s . Флуктуация $\delta\rho_s$ связана с продольной флуктуацией параметра порядка $\delta\eta$ соотношением $\delta\rho_s = 2\sqrt{\rho_s}\delta\eta$. Коэффициент затухания γ_1 очевидным образом выражается через коррелятор $\langle \delta\eta(\mathbf{q})\delta\eta(-\mathbf{q}) \rangle$:

$$\gamma_1 = \frac{k^4}{4\pi} \frac{1}{u_1^4} \int d\theta \left(\frac{\partial u_1^2}{\partial \rho_s} \right)^2 \rho_s \langle \delta\eta(\mathbf{q})\delta\eta(-\mathbf{q}) \rangle. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор падающего звука, θ — угол рассеяния, $q = 2k\sin\theta/2$. Для коррелятора мы воспользуемся упрощенным представлением¹⁾:

$$\langle \delta\eta(\mathbf{q})\delta\eta(-\mathbf{q}) \rangle = \frac{m^2}{\hbar^2} \frac{T_\lambda \xi^2}{1 + q^2 \xi^2}. \quad (2)$$

Сечение процесса рассеяния, выражаемого формулой (1) изображается графиком "а" на рисунке, где сплошные линии соответствуют звуку, штриховые — флуктуациям параметра порядка, а штриховые с точками — конденсату. В этом графике мы заменили вершинные части их статическими значениями, что по порядку величины правильно и при $q\xi \sim 1$. В области $q\xi \gg 1$ вершинные части и функции Грина не зависят от близости к точке перехода. Так как $\rho_s \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_\lambda$, вклад механизма, описываемого формулой (1), обращается в ноль в точке перехода. Это означает, что при $q\xi \sim 1$ (см. (1-2)) γ_1 имеет максимум. Так как $k\xi = \omega \xi/u_1$, то этот максимум имитирует релаксационный пик, с характерным временем $\tau_1 \sim \xi/u_1$, хотя механизм явления не связан с релаксацией.

Оценим порядок величины γ_1 . Для этого необходимо оценить величину $(\partial u_1^2/\partial \rho_s)_\rho$, T , которая вблизи точки перехода равна

$$\frac{\partial u_1^2}{\partial \rho_s} = \rho \frac{\partial}{\partial \rho_s} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \rho^2},$$

где ϕ — термодинамический потенциал. При оценке порядка величины достаточно выделить из ϕ член, линейный по ρ_s . Известно [6], что этот член имеет вид $A\epsilon^{4/3}\rho_s$, где A — постоянный коэффициент $A \sim 2 \cdot 10^8$ эрг/г. Выделяя наиболее сингулярную часть получаем: $\frac{\partial u_1^2}{\partial \rho_s} \sim A\epsilon^{-2/3}\rho T_\lambda^{-1} \frac{\partial T_\lambda}{\partial \rho}$. Вблизи точки перехода $\rho_s \approx 0,3\epsilon^{2/3}$ г/см³, $\xi \approx 3 \cdot 10^{-8}\epsilon^{-2/3}$ см, величина $T_\lambda^{-1} \frac{\partial T_\lambda}{\partial \rho} \approx 2$ см³/г. Подставляя эти значения в (1-2), получаем оценку для поглощения в максимуме $\gamma_1 \sim$

¹⁾ При малых q $G \sim q^{-1}$ [6], однако при $q\xi \sim 1$ разница между продольным и поперечным корреляторами исчезает и [3] оправдано.

$\sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$. Большой произвол в величине γ_1 связан с неопределенностью значений вершинных частей и параметра A .

Кроме рассеяния, описываемого графиком "а" на рисунке имеется также рассеяние, описываемое графиком "б" на рисунке — рассеяние на флуктуациях энтропии. Такому графику соответствует вклад в коэффициент поглощения:

$$\gamma_2 = \frac{k^4}{8\pi} \frac{1}{u_1^4} \int d\theta \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{T_\lambda^2}{((p-q)^2 + \epsilon)(p^2 + \epsilon)} \left(\frac{\partial u_1^2}{\partial \rho_s} \right)^2. \quad (3)$$

Масштабные размерности величин γ_1 и γ_2 одинаковы. Однако γ_2 содержит по сравнению с γ_1 дополнительный множитель $\min[(\epsilon^{-\alpha} - 1)/\alpha, \ln \epsilon]$ где, α — критический индекс теплоемкости. Поэтому γ_2 может превышать γ_1 на порядок.

Кроме положения пика, для проверки изложенных соображений можно использовать резкую частотную зависимость величины пика $\sim \omega^3$, а также тот факт, что рассеяние упругое.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 марта 1977 г.

Литература

- [1] В.Л.Покровский, И.М.Халатников. Письма в ЖЭТФ, 9, 255, 1969.
- [2] А.П.Леванюк. ЖЭТФ, 69, 1304, 1965.
- [3] R.D.Williams, J.Rudnick. Phys. Rev. Lett., 25, 276, 1970.
- [4] D.E.Commins, J.Rudnick In Low Temperature Physics LT-13, vl. Plenum Press N-Y-London, 1974.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гл. 14. М., изд. Наука, 1959.
- [6] А.З.Пагашинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Гл. 3, 4. М., изд. Наука, 1975 г.