

Академик Л. Д. ЛАНДАУ и И. М. ХАЛАТНИКОВ

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА

Общая теория фазовых переходов позволяет рассмотреть явление поглощения звука вблизи λ -точки. Мы покажем, что вблизи λ -точки должно наблюдаться аномально большое поглощение звука.

Вблизи точки фазового перехода второго рода термодинамический потенциал Φ может быть представлен в виде

$$\Phi(p, T, \eta) = \Phi_0(p, T) + A(p, T)\eta^2 + C(p, T)\eta^4 + \dots \quad (1)$$

Здесь $C > 0$; $A < 0$ в низкотемпературной (несимметричной) фазе; $A > 0$ в высокотемпературной (симметричной) фазе; точка перехода определяется условием $A(p, T) = 0$. При заданном давлении вблизи точки перехода функция $A(p, T)$ разлагается в ряд по разности $T - T_\lambda$ (T_λ — температура перехода)

$$A(p, T) = a(p)(T - T_\lambda). \quad (2)$$

Параметр η характеризует степень несимметрии. В симметричной фазе $\eta \equiv 0$, в несимметричной же фазе параметр η отличен от нуля. Зависимость η от температуры вблизи λ -точки определяется из условия минимальности потенциала Φ . Из условия $\partial\Phi/\partial\eta = 0$ находим не равное нулю значение η_0^2 :

$$\eta_0^2 = -\frac{A}{2C} = \frac{a}{2C}(T_\lambda - T), \quad (3)$$

соответствующее некоторому равновесному состоянию несимметричной фазы. Пусть система, находящаяся в несимметричном состоянии, выведена из состояния равновесия. Скорость приближения параметра η к равновесному значению η_0 определяется кинетическим уравнением

$$\frac{d\eta}{dt} = \gamma \frac{\partial\Phi}{\partial\eta}; \quad (4)$$

γ — кинетический коэффициент, о котором мы будем предполагать, что он не обладает какими-либо особенностями вблизи T_λ . Разлагая производную $\partial\Phi/\partial\eta$ в ряд по разности $\eta - \eta_0$ при помощи (4), находим

$$\frac{d\eta}{dt} = 2\gamma C\eta_0^2(\eta - \eta_0) = -\frac{1}{\tau}(\eta - \eta_0). \quad (5)$$

Отсюда следует, что время релаксации τ , характеризующее установление равновесия в несимметричной фазе, равно

$$\tau = -\frac{1}{2C\gamma\eta_0^2}. \quad (6)$$

Вблизи λ -точки имеем

$$\tau = \frac{1}{\gamma a(T_\lambda - T)}. \quad (7)$$

Следовательно, время релаксации вблизи точки перехода быстро возрастает по мере приближения к λ -точке. Установление равновесия, таким образом, вблизи λ -точки происходит чрезвычайно медленно, а это должно приводить к заметному затуханию звука. Совершенно очевидно, что такое аномальное затухание звука будет наблюдаться только в несимметричной фазе, т. е. ниже T_λ (при заданном давлении). В симметричной же фазе параметр η тождественно равен нулю во всех состояниях, как равновесных, так и неравновесных, а следовательно, никаких аномалий в поглощении звука не будет.

Пусть в рассматриваемой системе распространяется звуковая волна частоты ω , т. е. в системе происходит адиабатическое периодическое сжатие и разрежение. Согласно М. Леонтовичу и Л. Мандельштаму*, квадрат скорости звука в низкотемпературной фазе будет равен

$$c^2 = \frac{1}{1 - i\omega\tau} [c_{\text{равн}}^2 - i\omega\tau c_\eta^2]. \quad (8)$$

Здесь $c_{\text{равн}}$ есть скорость звука при процессе столь медленном, что система все время находится в равновесии. Эта скорость в нашем случае, очевидно, равна равновесной скорости звука c_{II} в низкотемпературной фазе**

$$c_{\text{равн}} = c_{II}. \quad (9)$$

Скорость же c_η есть скорость звука при процессе столь быстром, что параметр η при распространении звуковой волны остается постоянным. Вблизи λ -точки скорость c_η равна равновесной скорости звука в высокотемпературной фазе

$$c_\eta = c_I. \quad (10)$$

Таким образом, окончательно имеем

$$c^2 = \frac{1}{1 - i\omega\tau} [c_{II}^2 - i\omega\tau c_I^2]. \quad (11)$$

Величина коэффициента поглощения звука α равна мнимой части волнового вектора

$$k = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\frac{1 - i\omega\tau}{c_{II}^2 - c_I^2 i\omega\tau}}. \quad (12)$$

Предполагая разность значений скоростей c_{II} и c_I малой по сравнению с c_I , отсюда находим***

$$\alpha = \text{Im } k = \frac{\omega^2\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \frac{1}{2c_I^3} (c_I^2 - c_{II}^2). \quad (13)$$

Время релаксации τ вблизи λ -точки определяется формулой (7). Оно быстро возрастает при приближении к λ -точке. Согласно (13) при приближении к λ -точке (при заданной частоте звука ω) коэффициент поглощения звука также возрастает. В непосредственной же окрестности λ -точки ($\omega\tau \approx 1$) величина α достигает максимума, а затем начи-

* См., например, (1).

** Значения величин в низкотемпературной фазе обозначаем римской цифрой II, а в высокотемпературной — цифрой I.

*** Формулой, аналогичной (13), пользовался П. Е. Степанов (2) при анализе данных о поглощении упругих колебаний в β -латуни вблизи точки Кюри. Автор, однако, не учитывал существенной вблизи точки фазового перехода температурной зависимости величины времени релаксации.

нает убывать. Такова общая картина явления аномального поглощения звука вблизи λ -точки в низкотемпературной фазе. В высокотемпературной же фазе никакого аномального поглощения звука не должно быть.

Величина скачка скорости звука в λ -точке $c_{II} - c_I$, входящая в формулу для α , может быть выражена через обычно хорошо известную величину скачка теплоемкости в λ -точке.

Имея в виду в дальнейшем применить результаты к случаю λ -точки в гелии II, мы искомую связь получим для перехода в жидкости. Исходим из того, что объем V и температура T в точке перехода непрерывны (в качестве же независимых переменных выбираем давление p и энтропию S), т. е. их скачки ΔV и ΔT равны нулю:

$$\Delta V = 0, \quad \Delta T = 0. \quad (14)$$

Дифференцируем эти равенства по энтропии вдоль кривой перехода, имеем

$$\Delta \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{dp}{dS} \Delta \frac{\partial V}{\partial p} = 0, \quad (15)$$

$$\Delta \frac{\partial T}{\partial S} + \frac{dp}{dS} \Delta \frac{\partial T}{\partial p} = 0. \quad (16)$$

Учитывая равенство производных $\frac{\partial V}{\partial S} = \frac{\partial T}{\partial p}$, исключим из обоих равенств величину $\Delta \frac{\partial V}{\partial S}$:

$$\Delta \frac{\partial V}{\partial p} = \Delta \frac{\partial T}{\partial S} \left(\frac{dS}{dp} \right)^2. \quad (17)$$

Отсюда получаем искомое соотношение, связывающее скачки скорости звука и теплоемкости в λ -точке:

$$\Delta \frac{1}{c^2} = - \frac{T}{V} \left(\Delta \frac{1}{c_p} \right) \left(\frac{dS}{dp} \right)^2. \quad (18)$$

Производную dS/dp вдоль кривой равновесия фаз можно выразить через коэффициент теплового расширения $\partial V/\partial T$ и производную $\partial T_\lambda/\partial p$

$$\frac{dS}{dp} = \left(\frac{dS}{dp} \right)_T + \left(\frac{dS}{dT} \right)_p \frac{dT_\lambda}{dp} = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p + c_p \frac{d \ln T_\lambda}{dp}. \quad (19)$$

Полученные выше результаты относительно поглощения звука вблизи λ -точки применимы во всех случаях фазовых переходов второго рода*. Мы их применим для анализа данных по поглощению первого (обычного) звука вблизи λ -точки в гелии II. Чейз⁽³⁾ наблюдал аномальный рост коэффициента поглощения звука в гелии II при приближении к λ -точке. Выше же λ -точки аномально большого поглощения звука не наблюдалось. Пользуясь данными⁽⁴⁾ для c_p и $\partial V/\partial T$ и данными⁽⁵⁾ о зависимости T_λ от давления, при помощи (18) находим величину скачка скорости звука в λ -точке:

$$c_{II} - c_I \approx 12,5 \text{ м/сек.} \quad (20)$$

Далее, сравнив экспериментальные значения коэффициента поглощения при различных температурах (применявшиеся частоты в⁽³⁾ рав-

* В частности, они должны быть применимы для переходов из нормального в сверхпроводящее состояние, где аномальное поглощение звука вблизи точки перехода экспериментально еще никем не наблюдалось.

нялись 2 и 12,1 мегациклов в секунду), находим величину времени релаксации τ . Экспериментально полученное значение времени релаксации прекрасно следует температурной зависимости, даваемой формулой (7):

$$\tau = \frac{4 \cdot 10^{-13}}{T_\lambda - T} \text{ (сек.)}. \quad (21)$$

В интервале температур, в котором производились измерения, величина $\omega\tau$ не превышала 10^{-2} . Поэтому член $\omega^2\tau^2$ в знаменателе выражения (13) можно при этом не учитывать. Указанный член мог бы оказать влияние лишь при $T_\lambda - T \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{K}$ (для рассматриваемых частот звука). Выше этого значения T следовало бы ожидать уменьшения величины коэффициента поглощения звука α .

Поступило
6 III 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Ландау, Е. Лифшиц, Механика сплошных сред, 1953. ² П. Е. Степанов, ДАН, 74, 217 (1950). ³ C. Chase, Proc. Roy. Soc., 220, 116 (1953). ⁴ В. Кeesom, Гелий, ИЛ, 1949. ⁵ W. Keesom, K. Clusius, Leiden University, Phys. Labor. Comm., No. 216 b., 1931.