Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 2, стр. 90 – 93　　　　*20 июля 1976 г.*

ПОПЕРЕЧНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ИМПЕДАНС НОРМАЛЬНОЙ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ

И.А.Фомин

Найдено выражение для вещественной и мнимой частей поперечного акустического импеданса нормальной ферми-жидкости. Произведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Ферми-жидкостные параметры для гелия-3 таковы, что в нем согласно теории Ландау возможно распространение поперечного нуль-звука [1]. Недавно появилось сообщение об экспериментальном наблюдении этой звуковой моды [2]. В указанной работе помимо установления самого факта распространения поперечных колебаний измерен акустический импеданс $Z = \Pi_{ik} u_i n_k / u^2$ для поперечных колебаний твердой стенки в жидком гелии-3. Здесь Π_{ik} обозначает тензор потока импульса, u_i – скорость стенки, n_k – нормаль к ней. Качественное согласие зависимости Z от температуры при разных частотах с существующим теоретическим расчетом Болтона [3] авторы работы [2] рассматривают как аргумент в пользу того, что наблюдаемые ими поперечные колебания действительно являются нуль-звуком. В работе Болтона, однако, фактически не учтено ферми-жидкостное взаимодействие, без которого нуль-звук вообще не существует.

В настоящей статье приведен результат вычисления поперечного акустического импеданса гелия-3 в высокочастотной области, т. е. когда частота колебаний ω и время между соударениями квазичастиц τ удовлетворяют сильному неравенству $\omega\tau \gg 1$, с учетом ферми-жидкостных эффектов при условии, что функцию $F(\theta)$, описывающую в теории Ландау взаимодействие квазичастиц, можно аппроксимировать двумя сферическими гармониками: $F(\theta) = F_0 + F_1 \cos\theta$. Мы не приводим здесь самих вычислений, поскольку они в основном повторяют раздел 2 статьи Бекаревича и Халатникова [4] о скачке Капицы на границе гелия-3 с твердым телом. Полученную там формулу для вещественной части поперечного акустического импеданса нельзя, к сожалению, использовать непосредственно, поскольку в то время когда была выполнена работа [4], считалось, что $F_1 < 6$ и поперечный нуль-звук в гелии-3 распространяться не может. Существование нуль-звука приводит к появлению полюса в лапласовском образе функции распределения и вследствие этого к дополнительному члену в акустическом импедансе. Характер необходимых изменений ясен из того раздела статьи [4], который относится к продольному нуль-звуку (см. также [5]). Столкновения квазичастиц, как и в [5], учитываются в τ-приближении.

Следуя обозначениям, использованным в [2], $Z = R + iX$, и удерживая лишь главные по $1/\omega\tau$ члены, имеем

$$R = q\rho \frac{3p_0}{mF_1} (\eta - 1 + \Phi) \;, \tag{1}$$

$$X = q\rho \frac{3p_0}{mF_1} \left[\zeta + \frac{1}{\omega\tau} \frac{3 + F_1}{F_1} (1 - \eta + \Psi - \Phi) \right] \tag{2}$$

Здесь ρ — плотность жидкости, p_0 — фермиевский импульс, m — масса атома гелия-3, η и ζ — соответственно вещественная и мнимая части скорости поперечного звука в единицах скорости Ферми (подробнее об этом см. [5]).

$$\Phi \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^1 \operatorname{arc\,tg} \left[\frac{\pi}{2} \frac{u(1 - u^2)}{(1 - u^2)(1 - u \operatorname{ar\,th} u) - (F_1 - 6)/3F_1} \right] du \tag{3}$$

арктангенс определен в интервале $(0, \pi)$,

$$\Psi \equiv \frac{1}{F_1} \int_0^1 \frac{u(1 - u^2)}{u^2(1 - u^2)^2(\pi^2/4) + [(1 - u^2)(1 - u \operatorname{ar\,th} u) - (F_1 - 6)/3F_1]^2} du \,. \tag{4}$$

Коэффициент q в формулах (1) и (2) есть доля квазичастиц, испытывающих на стенке диффузное рассеяние; подразумевается, что доля $1 - q$ рассеивается зеркально. Решение работы [4] относится к чисто диффузному отражению, т. е. $q = 1$. Однако, в силу линейности задачи, а также в силу того, что при зеркальном отражении тангенциальные колебания не возбуждают колебаний в жидкости, учет возможности зеркального отражения квазичастиц сводится к коэффициенту.

P, *бар*	F_1	$\eta - 1$	$\omega\tau\,\zeta$	Φ	Ψ	R/ρ, 10^3 *см/сек*	$\omega\tau\, X/\rho$, *см/сек*
9	10,15	0,093	0,345	0,346	0,074	2,28	− 664
18	11,79	0,136	0,391	0,357	0,063	2,27	− 683
23	12,95	0,166	0,417	0,362	0,057	2,24	− 692
33	15,31	0,227	0,468	0,408	0,047	2,32	− 861

В таблице приведены численные значения входящих в (1) и (2) величин для некоторых значений F_1 при $q = 1$. Вычисления не производились для значений F_1 близких к 6, поскольку в этой области аппроксимация

$F(\theta)$ двумя членами может оказаться недостаточной. Учет следующего члена в разложении $F(\theta)$ возможен, однако, как следует из работы Дюгаева [6], в тех случаях, когда нельзя ограничиться двумя первыми гармониками в разложении $F(\theta)$, следует учитывать сразу большое их число. Учет лишь одного из следующих членов не приведет к уточнению результата.

Третья строка таблицы соответствует (см. [7]) давлению 23 *бар*, для которого имеются экспериментальные данные [2]. R находится в хорошем согласии с экспериментом, что можно рассматривать как указание на то, что рассеяние квазичастиц близко к диффузному. Количественное сравнение для X произвести нельзя ввиду неопределенности τ. Обсудим качественно поведение X. Известно, что $\tau \sim T^{-2}$, где T – температура. Из (2), (4) и формулы (21) работы [5] следует, что в высокочастотной области $X \sim \omega\tau^{-1}$. В гидродинамической области, где тангенциальные колебания стенки возбуждают обычную вязкую волну, $X \sim \sqrt{\omega\tau}$. Таким образом, кривые $X(T)$, соответствующие разным частотам должны пересекаться при $\omega\tau \sim 1$. Такое пересечение действительно имеет место для кривых из [2], соответствующих частотам 60 и 36 *Мгц*. Поведение же кривой для 108 *Мгц* в соответствии с изложенными соображениями представляется непонятным.

В эксперименте [2] не была исследована еще одна интересная область частот и температур $T \lesssim \hbar\omega/2\pi$, в которой необходимо квантовое рассмотрение. Воспользовавшись результатом Ландау [1] для затухания звука в квантовой области заключаем, что необходимое изменение полученных формул сводится к замене $1/\tau \to [1 + (\hbar\omega/2\pi T)^2]/\tau$, т. е. частотная температурная зависимость мнимой части импеданса описывается формулой

$$X \sim \frac{T^2}{\omega}\left[1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi T}\right)^2\right],$$

из которой видно, что кривые $X(T)$, соответствующие разным частотам должны снова пересечься при $T \sim \hbar\omega/2\pi$. Для частот, использованных в [2] квантовой области соответствуют температуры, лежащие ниже температуры перехода гелия-3 в сверхтекучее состояние, однако уже для 300 *Мгц* квантовая область вполне достижима.

В заключение заметим, что значительный вклад в акустический импеданс наряду со звуком вносят и одночастичные возбуждения, рассеивающиеся на тангенциально колеблющейся стенке, причем характер зависимостей X и R от T и ω одинаков для обоих вкладов, поэтому измерение Z может служить аргументом в пользу существования поперечного нуль-звука лишь при количественном совпадении экспериментальных значений с теоретическими.

Автор благодарен А.М. Дюгаеву за полезное обсуждение.

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

Поступила в редакцию
18 июня 1976 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 32, 59, 1957.

[2] Pat R. Roach, J.B.Ketterson. Phys. Rev. Lett., 36, 736, 1976.

[3] J.P.R.Bolton. Proceedings of LT-14 North Holland Publishing Company 1975, vol.1, p. 115.

[4] И.Л.Бекаревич, И.М.Халатников. ЖЭТФ, 39, 1699, 1960.

[5] И.А.Фомин. ЖЭТФ, 54, 1881, 1968.

[6] А.М.Дкгаев. Письма в ЖЭТФ, 23, 156, 1976.

[7] J.C.Wheatley. Rev. Mod. Phys., 47, 468, 1975.