

Электронный звук в металлах

Ю.А. Авраменко, Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, В.Д. Филь

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 19 июня 2009 г.

Работа посвящена исследованию электронного звука — связанных с упругой деформацией колебаний функции распределения электронов, распространяющихся с фермиевской скоростью. Экспериментально определены амплитудно-фазовые соотношения, характеризующие поведение электронного звука в монокристаллах Ga. Решена модельная задача возбуждения электронного звука в компенсированном металле с эквивалентными зонами для образца конечных размеров с диффузным характером рассеяния электронов на интерфейсных границах. Выяснено, что амплитуда смещения приемного интерфейса на два порядка превышает упругую амплитуду, присущую волне, вследствие эффекта электронного давления. Установлено, что при сверхпроводящем переходе изменения амплитуды и фазы волн электронного звука не зависят от пути, проходимого волной, т.е. относятся лишь к поведению коэффициента преобразования.

Робота присвячена дослідженню електронного звуку — пов'язаних з пружною деформацією коливань функції розподілу електронів, що розповсюджуються з фермієвською швидкістю. Експериментально визначено амплітудно-фазові співвідношення, які характеризують поведінку електронного звуку в монокристалах Ga. Вирішено модельну задачу збудження електронного звуку в компенсованому металі з еквівалентними зонами для зразка обмежених розмірів з дифузним характером розсіяння електронів на інтерфейсних межах. З'ясовано, що амплітуда зміщення приймального інтерфейсу на два порядки перевищує пружну амплітуду, яка властива хвилі, внаслідок ефекту електронного тиску. Встановлено, що при надпровідному переході зміни амплітуди і фази хвиль електронного звуку не залежать від шляху, який пройдено хвилею, тобто відносяться лише до поведінки коефіцієнту перетворення.

PACS: 72.15.Nj Коллективные моды (например, в одномерных проводниках);
73.40.-c Электронный транспорт в поверхностных структурах;
74.25.Ld Механические и акустические свойства, упругость и ультразвуковое затухание.

Ключевые слова: ферми-жидкость, нулевой звук, квазиволна, метод Винера–Хопфа.

Введение

Для металлов характерно существование различных типов волн, представляющих, в первую очередь, колебания электронной функции распределения и имеющих скорость, близкую к фермиевской. Вначале считалось, что необходимым условием их существования является наличие магнитного поля [1], однако затем выяснилось, что некоторые типы волн можно наблюдать и в отсутствие последнего. В частности, при определенной симметрии поверхности Ферми (ПФ) возможно распространение волн нулевого звука [2]. Если на ПФ существуют области, столкновительный обмен между которыми в силу каких-либо при-

чин затруднен, то это создает условия существования так называемой концентрационной моды [3,4], представляющей периодическое перераспределение электронов между этими областями. Фактически концентрационная мода является электронным аналогом волны первого звука. Универсальным механизмом переноса возмущений в металле со скоростями порядка фермиевской является квазиволна [5]. Квазиволновой процесс принято считать чисто баллистическим эффектом, поскольку теоретически он существует в приближении невзаимодействующих электронов. В металлах, имеющих на ПФ уплощения, возможно распространение пучковых волн [6,7]. Поскольку у

всех этих волн скорость близка к максимальной фермиевской, затухание Ландау для них, как правило, мало, и длина затухания по порядку величины совпадает с длиной свободного пробега электронов. В силу достаточно тесной связи электронной подсистемы с упругой, возмущения функции распределения обычно сопровождаются и деформацией решетки, т.е. эти волны переносят с фермиевской скоростью и упругие деформации. Это обстоятельство определило, по сути, название работы, и предоставляет возможность их экспериментального возбуждения и регистрации. Данные вопросы достаточно подробно обсуждены теоретически и во многом имеют экспериментальное подтверждение.

Наше обращение к этой хорошо изученной проблеме мотивировано следующим. Все теоретические оценки, выполненные до настоящего времени, дают для модуля коэффициента связи K (т.е. отношения амплитуды упругого смещения в волне к амплитуде возбуждающего сигнала) величину $K \sim (s/v_F)^2$ (s — скорость звука, v_F — фермиевская скорость). Измерения же эффективности преобразования в различных экспериментах систематически дают значение K , в несколько десятков раз превышающее эту оценку. На это несоответствие уже обращалось внимание при изучении быстрых магнитоплазменных волн [8]. Аналогичная картина наблюдается также и при возбуждении волн нулевого звука, концентрационных мод и квазиволн. Анализу причин подобных расхождений на примере возбуждения волн различной природы в образцах сверхчистого галлия и посвящена настоящая работа. В экспериментальной ее части проведено тщательное определение эффективности преобразования, изучены температурные зависимости амплитудно-фазовых характеристик распространяющихся с фермиевской скоростью упругих возмущений, проанализировано влияние на них сверхпроводящего перехода.

Теоретическая часть работы носит расчетный характер, т.е. она не содержит анализа различных предельных случаев, зачастую трудно выполнимых на практике, и сводится, в основном, к численному решению задачи при наборе параметров, реализуемом в экспериментальных условиях. Она посвящена двум аспектам. Насколько нам известно, все теоретические оценки K были выполнены для полупространства с зеркальной границей. При этом наивно предполагалось, что вычисленная амплитуда упругого поля волны электронного звука непосредственно воспринимается приемным пьезопреобразователем. В настоящей работе решена задача для образца ограниченных размеров с диффузно рассеивающими границами. Существовала определенная надежда, что учет диффузности может устранить отмеченные выше расхождения. Во всяком случае, вычисления эффективности

электромагнитной генерации звука на диффузной границе [9] указывали на такую возможность. Оказалось, однако, что диффузность рассеяния на границе увеличивает K всего на несколько процентов. В то же время анализ событий на принимающей стороне выявил, что вследствие существенного отличия s и v_F приемный интерфейс является эффективным концентратором упругих деформаций, увеличивая амплитуду, вычисленную для объема, в $v_F/2s$ раз. Иными словами, регистрируемое упругое смещение определяется не величиной упругой деформации в волне, а гораздо более сильным электронным давлением на интерфейс.

2. Некоторые экспериментальные результаты

Упрощенная схема эксперимента, проводимого в импульсном режиме, представлена на рис. 1. На возбуждающий интерфейс линия задержки-образец ($x = 0$) при $t = 0$ падает продольная упругая волна с заданной амплитудой U_1 . В принципе, существует также и отраженная волна U_2 . Полная деформация $U_0 = U_1 + U_2$, действующая на интерфейс, возбуждает в образце как быструю волну электронного звука, так и слегка перенормированную электрон-фононным взаимодействием обычную звуковую волну. На приемном интерфейсе ($x = x_0$) на временах $x_0/v_F < t < x_0/s$ приходящая волна электронного звука порождает деформацию U_{x_0} . Линии задержки, реально используемые в эксперименте для отделения быстрых сигналов от зондирующего, не имеют идеального акустического согласования с образцом. Однако в расчетах, приводимых в следующем разделе, чтобы освободиться от анализа несущественных в данном случае отражений, полагались равными как плотности линий задержки и образца ρ , так и скорости звука s в них (s — затравочная скорость в образце). В работе принято представление гармонических сигналов в виде

$$U(t, x) = UK \exp(-\Gamma x) \exp(i\omega t + i\varphi), \quad (1)$$

где K — комплексный коэффициент трансформации, Γ — затухание и φ — фаза сигнала. В распространяю-

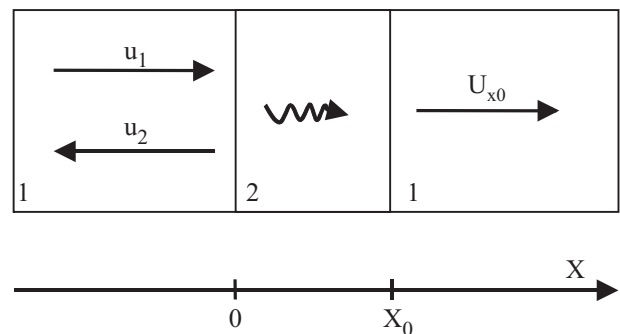


Рис. 1. Упрощенная схема эксперимента.

щейся волне $\varphi = -k' x$ (k' — реальная компонента волнового числа), поэтому эта составляющая фазы всегда отрицательна. Длительность переднего фронта возбуждающего сигнала ($\sim 0,2$ мкс) велика по сравнению с периодом, что позволяет при теоретическом анализе пренебречь отличием производной по времени от $i\omega$. На рис. 2,а приведена зависимость измеренной амплитуды быстрых сигналов по отношению к амплитуде возбуждения от толщины образца при разных частотах в наиболее интересном случае распространения волн вдоль оси [010]. Температура измерений 1,7 К, время примесной релаксации $\tau \sim 10^{-8}$ с. Видно, что точки достаточно хорошо укладываются на прямую линию с зависящим от частоты наклоном. Экстраполирующие прямые при $x_0 = 0$ сходятся практически в

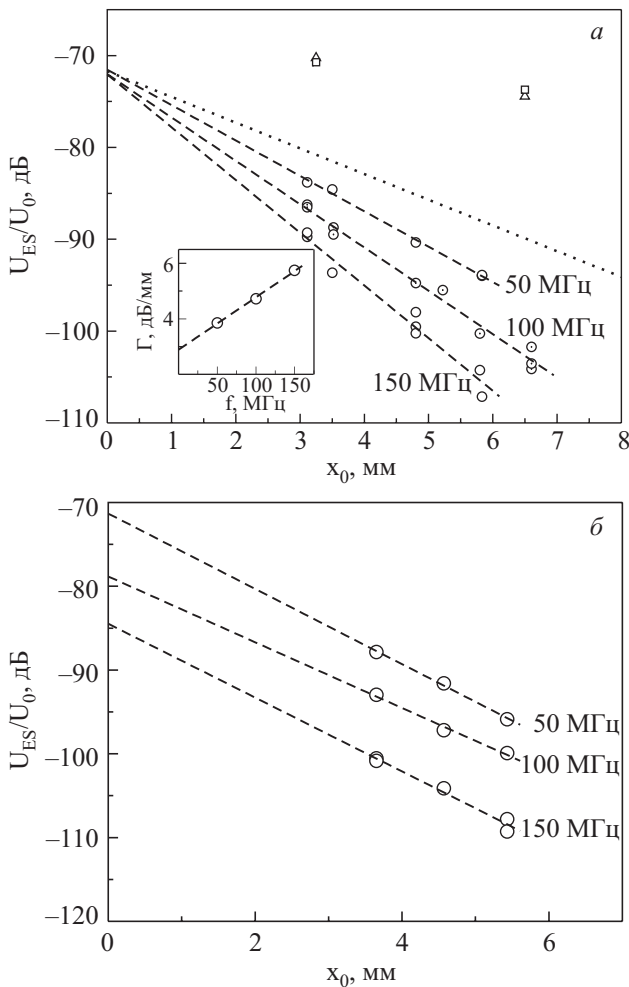


Рис. 2. Измеренные зависимости амплитуды электронного звука от толщины образца. $T = 1,7$ К, $\mathbf{q} \parallel [010]$, релаксационное затухание (\cdots), расчет для $v_1/v_0 = 0,03$, $F = 1$ (\square), $v_1/v_0 = 0,03$, $F = 0,01$ (\triangle); вставка — зависимость затухания от частоты (а). Измеренные зависимости амплитуды электронного звука от толщины образца, $T = 1,7$ К, $\mathbf{q} \parallel [100]$ (б).

точку, определяющую модуль коэффициента трансформации. Такая экстраполяция справедлива, вообще говоря, только в случае единственного возбуждаемого сигнала. В двухсигнальном варианте это возможно, только если скорости и затухания составляющих компонент близки. Частотная зависимость наклонов экстраполирующих прямых также близка к линейной (рис. 2,а, вставка), что свидетельствует, скорее всего, о присутствии небольшого затухания Ландау. Пересечение этой зависимости с осью ординат определяет частотно-независимое релаксационное затухание, хорошо согласующееся с известным временем релаксации при $v_F \sim 7 \cdot 10^7$ см/с. Вклад релаксационной экспоненты представлен на рис. 2,а пунктирной линией.

Аналогичные результаты для оси [100] представлены на рис. 2,б. Здесь также зависимости от толщины могут быть аппроксимированы прямыми линиями. Однако, в отличие от оси [010], наклоны этих прямых от частоты практически не зависят и близки по величине к наклону, определяемому релаксационным затуханием. В то же время коэффициент преобразования, определяемый координатами пересечения прямых с осью ординат, хотя и близок к измеренному на оси [010], но зависит от частоты. По-видимому, здесь ситуация близка к двухсигнальной, с зависящей от частоты разностью фаз между составляющими компонентами.

Обсудим теперь поведение фазовых характеристик сигналов. Определить достаточно точно точку отсче-

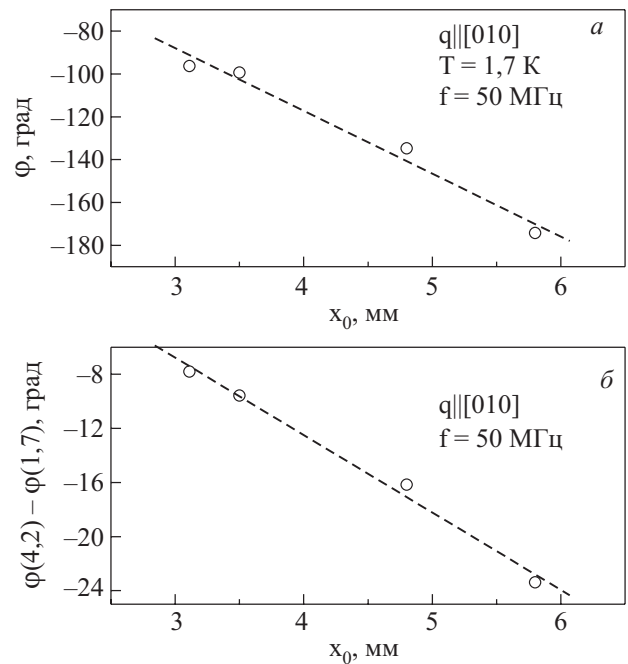


Рис. 3. Измеренные зависимости фазы от толщины образца: полное изменение фазы (а); прирост фазы при изменении температуры от 1,7 до 4,2 К (б).

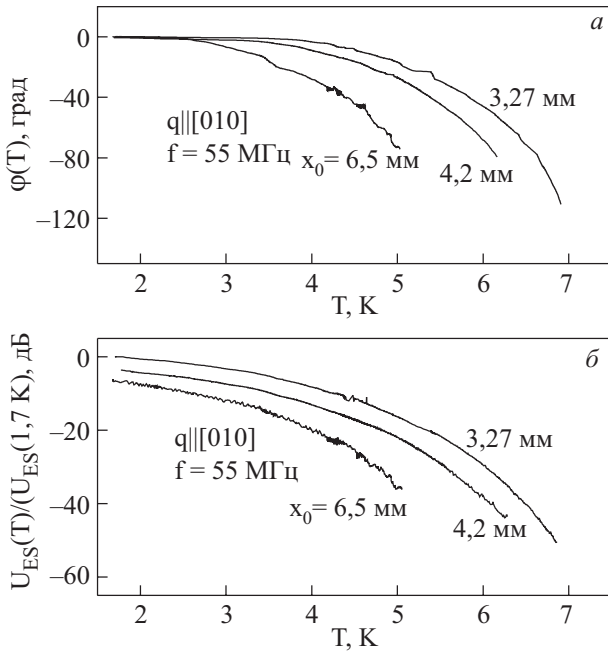


Рис. 4. Температурные зависимости амплитудно-фазовых характеристик электронного звука. Изменение фазы, отсчитанное от уровня 1,7 К (а), изменение амплитуды (кривые сдвинуты на 4 дБ) (б).

та экспериментально вряд ли возможно, поэтому смысл имеют только лишь относительные измерения. На рис. 3,а представлена зависимость фазы волны электронного звука, приобретаемой при распространении вдоль оси [010], от толщины. Она также хорошо аппроксимируется прямой линией, наклон которой определяет скорость волны, близкую к $7 \cdot 10^7$ см/с при $T = 1,7$ К. С повышением температуры фаза сигналов уменьшается, что указывает либо на изменение скорости электронно-упругой волны, либо на сильную зависимость фазы коэффициента трансформации от времени релаксации. Ранее было показано [4], что объяснить значительное уменьшение скорости возможно только с привлечением двухзонной модели спектра с сильно затрудненным межзонным рассеянием (до уровня в несколько процентов от внутризонного), что, на первый взгляд, представлялось довольно необычным. Одним из заданий настоящей работы было разделение двух возможных вкладов в изменение суммарной фазы волны электронного звука. На рис. 3,б представлена зависимость температурных приращений фазы от толщины. Мы видим, что аппроксимирующая прямая имеет ненулевой наклон, указывающий на 20% уменьшение скорости волны. В то же время отличная от нуля координата пересечения прямой с осью ординат свидетельствует также и об одновременном небольшом приросте фазы коэффициента трансформации.

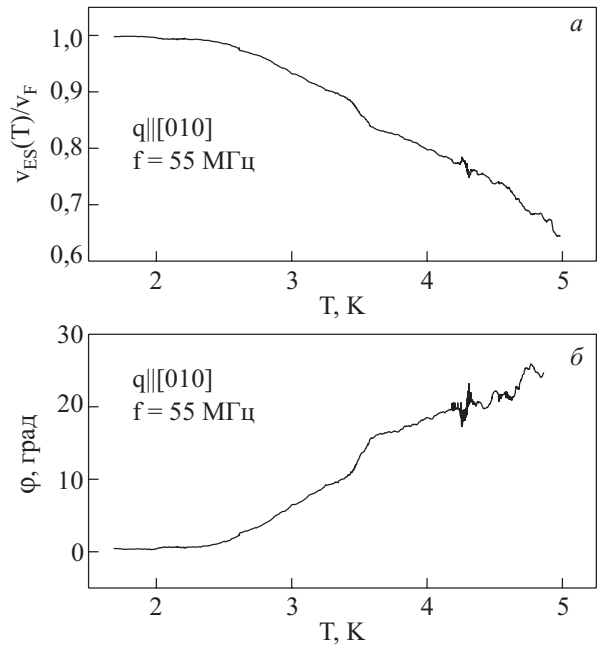


Рис. 5. Температурная зависимость скорости электронного звука (а), фазы коэффициента трансформации (б).

Более подробные сведения можно получить из температурных зависимостей фазы сигнала в образцах различной длины. На рис. 4,а представлены изменения фазы, отсчитанные от уровня при $T = 1,7$ К (ось [010]). Используя представление сигналов в форме (1), можно найти изменение скорости электронного звука. Уменьшение τ до 10^{-9} с ($T \sim 5$ К) приводит к гигантскому ($\sim 40\%$) уменьшению скорости (рис. 5,а). Фаза коэффициента преобразования при уменьшении τ несколько возрастает (рис. 5,б). На рис. 4,б приведены амплитудные зависимости. Анализ показывает, что модуль коэффициента трансформации в пределах ошибок измерений изменяется незначительно.

При распространении волн вдоль направления [100] описанные явления отсутствуют — фазы практически не изменяются вплоть до исчезновения сигналов.

В заключение раздела подчеркнем основные экспериментальные факты. 1. Модуль коэффициента трансформации при $T = 1,7$ К ($\tau \sim 10^{-8}$ с) находится на уровне $-70 \dots -80$ дБ. 2. При распространении волн электронного звука вдоль направления [010] их скорость сильно зависит от частоты релаксации, падая примерно на 40 % при $\tau \sim 10^{-9}$ с. 3. Фаза коэффициента трансформации при увеличении рассеяния немного ($\sim 20^\circ$) возрастает.

3. Теоретический анализ

Описывающее процесс одномерное кинетическое уравнение для неравновесной добавки $\psi(x)$ к функции распределения $n = n_F(\epsilon) + (\partial n_F / \partial \epsilon)\psi$ ($n_F(\epsilon)$ — фермиевская функция полной энергии квазичастиц ϵ) имеет вид

$$i\omega(1 + \hat{f})^{-1}\psi + v \frac{\partial}{\partial x}(\psi - e\phi) + i\omega\Lambda \frac{\partial U}{\partial x} = I(\psi). \quad (2)$$

Здесь $v = v_{Fx}$ и $\Lambda = \Lambda_{xx}$ — продольные компоненты скорости электрона и деформационного потенциала, ϕ — электрический потенциал, \hat{f} — оператор фермижидкостного взаимодействия (ФЖВ), $I(\psi)$ — интеграл столкновений, учитывающий закон сохранения числа частиц при рассеянии [10] и U — упругая деформация:

$$I_\alpha(\psi) = \sum_\beta w_{\alpha\beta} (\langle \psi \rangle_\beta - N_{F\beta} \psi_\alpha). \quad (3)$$

Здесь и далее греческие индексы нумеруют электронные группы, $w_{\alpha\beta} = w_{\beta\alpha}$ — матрица вероятностей рассеяния (которое для простоты предполагается изотропным), угловые скобки означают интегрирование по ПФ в α -й зоне:

$$\langle \mu \rangle_\alpha \equiv \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{\mathbf{p} \in \alpha} \frac{dS_{\mathbf{p}}}{v_F} \mu(\mathbf{p}),$$

$N_{F\alpha} = \langle 1 \rangle_\alpha$ — плотность состояний в α -й зоне. В рассматриваемой ниже модели, учитывающей лишь изотропную часть корреляционной функции Ландау, действие оператора \hat{f} на произвольную функцию $\mu(\mathbf{p})$ квазиимпульса \mathbf{p} в данной зоне α определяется соотношением

$$(\hat{f}\mu)_\alpha = (\hat{f}\langle \mu \rangle)_\alpha \equiv \sum_\beta f_{\alpha\beta} \langle \mu \rangle_\beta,$$

где $f_{\alpha\beta} = f_{\beta\alpha}$ — матрица коэффициентов ФЖВ.

Для нахождения связи электрического и упругого полей кинетическое уравнение (2) необходимо дополнить условием электронейтральности

$$\sum_\alpha \langle (1 + \hat{f})^{-1} \psi \rangle = 0,$$

которое в рассматриваемой геометрии сводится к условию отсутствия продольного тока:

$$\sum_\alpha \langle v\psi \rangle_\alpha = 0, \quad (4)$$

а также уравнением теории упругости с учетом вклада силы f_e , действующей со стороны электронов на колеблющуюся решетку [11, 12]:

$$\omega^2 U = -s^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + f_e, \quad (5)$$

$$f_e = \rho^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \sum_\alpha \langle \Lambda(1 + \hat{f})^{-1} \psi \rangle_\alpha \equiv \rho^{-1} \frac{\partial W}{\partial x}.$$

В дальнейшем, как и в [3,4], будет рассмотрена простейшая модель компенсированного металла с эквивалентными e и h сферическими поверхностями Ферми ($v_{F_e} = v_{F_h}$, $N_e = N_h$, $\Lambda_e = -\Lambda_h$) при сохранении различия между внутри- и межзонными коэффициентами ФЖВ и соответствующими частотами рассеяния. Очевидно, что при такой симметрии задачи каждая зона ничем не выделяется по отношению к другой, поэтому $\psi_e = -\psi_h$ и $\phi = 0$. Вследствие этого достаточно рассмотреть решение кинетического уравнения для одного листа ПФ, удвоив f_e в уравнении упругости. Кроме того, поскольку среднее по обеим зонам значение неперенормированного деформационного потенциала равно нулю, то $\Lambda_{xx} = mv_x^2$. Введем обозначения:

$$F_{ee} = F_{hh} = F_0, F_{eh} = F_1, F = F_0 - F_1, v_{ee} = v_{hh} = v_0, \quad (6)$$

$$v_{eh} = v_1, F_{\alpha\beta} = N_F f_{\alpha\beta}.$$

С учетом вытекающих из модели упрощений кинетическое уравнение приобретает вид

$$i\omega(1 + f)^{-1}\psi + v \frac{d\psi}{dx} = -i\omega\Lambda \frac{dU}{dx} - v^+ \psi + v^- \frac{\langle \psi \rangle}{N_F}. \quad (7a)$$

$$v^+ = v_0 + v_1, v^- = v_0 - v_1.$$

Действуя слева оператором $(1 + f)$, приходим к уравнению

$$i\tilde{\omega}\psi + v \frac{d\psi}{dx} = -i\omega\Lambda \frac{dU}{dx} + \langle \psi \rangle \frac{\omega_-}{N_F} \equiv A(x) \quad (7b)$$

$$i\tilde{\omega} = i\omega + v^+, \omega^- = v^- + \frac{i\omega F}{1 + F} \equiv v^- + i\omega F_2.$$

Решение (7b) в координатах рис. 1 имеет вид

$$\psi_{v > 0} = C e^{-Lx} + e^{-Lx} \int_0^x \frac{A(x')}{v} e^{Lx'} dx', \quad (8a)$$

$$\psi_{v < 0} = C_1 e^{-L(x-x_0)} + e^{-Lx} \int_{x_0}^x \frac{A(x')}{v} e^{Lx'} dx', \quad (8b)$$

$$L = \frac{i\tilde{\omega}}{v}.$$

Решение (8) пригодно при любом характере рассеивающих границ. Для диффузного рассеяния C_1 и C —

«истинные» константы, а при зеркальном они являются функциями v . Будем считать, что возбуждающая граница ($x = 0$) диффузна (т.е. C — «истинная» константа), характер отражения на приемном интерфейсе пока не конкретизируем.

Среднее значение $\langle \psi \rangle$ можно представить в виде [13]

$$\langle \psi \rangle = C \langle e^{-Lx} \rangle_{>} - \langle C_1 e^{-L(x-x_0)} \rangle_{<} + \left\langle \int_0^{x_0} \frac{A(x')}{v} e^{-L|x-x'|} dx' \right\rangle_{>} \quad (9)$$

Индексы внизу указывают, по какой части ферми-сферы (в смысле знака продольной компоненты фермиевской скорости) ведется усреднение, отсутствие индекса означает усреднение по полной зоне. Величину W найдем, усредняя (7а) с весом Λ и используя (7б) для определения $\langle \Lambda v \frac{d\psi}{dx} \rangle$.

$$\begin{aligned} \frac{W}{2} &= \langle \Lambda \psi \rangle - F_2 \langle \Lambda \rangle \frac{\langle \psi \rangle}{N_F} = \\ &= C \langle \Lambda e^{-Lx} \rangle_{>} + \langle C_1 \Lambda e^{-L(x-x_0)} \rangle_{<} + \\ &+ \left\langle \Lambda \int_0^{x_0} \frac{A(x')}{v} e^{-L|x-x'|} dx' \right\rangle_{>} - F_2 \langle \Lambda \rangle \frac{\langle \psi \rangle}{N_F}. \end{aligned} \quad (10)$$

Задачу решаем в фурье-представлении методом Винера–Хопфа [14], полагая все физические поля вне образца равными нулю. Чтобы воспользоваться свойствами свертки, интегралы в правых частях (9), (10) доопределяем на всей оси x , добавляя и вычитая соответствующие функции.

$$\begin{aligned} \langle \psi \rangle_k &\equiv \int_0^{x_0} \langle \psi \rangle e^{-ikx} dx = C \left\langle \frac{1 - e^{-(L-ik)x_0}}{L+ik} \right\rangle_{>} - \\ &- \left\langle \frac{C_1 (e^{-ikx_0} - e^{-Lx_0})}{L+ik} \right\rangle_{<} + \\ &+ \left\langle \frac{A_k}{v} \frac{2L}{L^2+k^2} \right\rangle_{>} - \left\langle \frac{\alpha_1}{v(L-ik)} \right\rangle_{>} - \left\langle \frac{\alpha_2 e^{-(L+ik)x_0}}{v(L+ik)} \right\rangle_{>}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\alpha_1 = \int_0^{x_0} A(x') e^{-Lx'} dx'; \quad \alpha_2 = \int_0^{x_0} A(x') e^{Lx'} dx'.$$

A_k — фурье-компонента $A(x)$.

Два последних слагаемых в (11) аналитичны при $k'' = \text{Im}(k) > -v^+ / v$ и $k'' < v^+ / v$ соответственно.

$$\begin{aligned} \frac{W_k}{2} &= C \left\langle \frac{\Lambda (1 - e^{-(L+ik)x_0})}{L+ik} \right\rangle_{>} - \left\langle \frac{\Lambda C_1 (e^{-ikx_0} - e^{-Lx_0})}{L+ik} \right\rangle_{<} + \\ &+ \left\langle \frac{A_k}{v} \frac{\Lambda 2L}{L^2+k^2} \right\rangle_{>} - \left\langle \frac{\Lambda \alpha_1}{v(L-ik)} \right\rangle_{>} - \\ &- \left\langle \frac{\Lambda \alpha_2 e^{-(L+ik)x_0}}{v(L+ik)} \right\rangle_{>} - F_2 \langle \Lambda \rangle \frac{\langle \psi \rangle_k}{N_F}. \end{aligned} \quad (12)$$

Фурье-образ уравнения упругости имеет вид

$$\begin{aligned} (k^2 - q^2) U_k &= i(k-q) U_{x_0} e^{-ikx_0} - i(k+q) U_0 + \\ &+ 2iq U_1 - \frac{ik}{\rho s^2} W_k. \end{aligned} \quad (13)$$

$q = \omega / s$ — волновое число звука.

При получении (13) использованы граничные условия на смещения $U_0 = U_1 + U_2$ и напряжения

$$-iq U_1 + iq U_2 = \frac{dU_0}{dx} - \frac{W(0)}{\rho s^2} \quad (x=0), \quad (14a)$$

$$-iq U_{x_0} = \frac{dU_{x_0}}{dx} - \frac{W(x_0)}{\rho s^2} \quad (x=x_0). \quad (14b)$$

Обратим внимание, что производные слева и справа в граничных условиях вычисляются по разные стороны интерфейса, и они отнюдь не равны. Используя тождества

$$\left\langle \frac{\Lambda}{L+ik} \right\rangle = \frac{\varepsilon_F k_0^2}{k^2} \left\langle \frac{L-ik}{L^2} - \frac{1}{L+ik} \right\rangle,$$

$$\left\langle \frac{\Lambda L}{L^2+k^2} \right\rangle = \frac{\varepsilon_F k_0^2}{k^2} \left\langle \frac{1}{L} - \frac{L}{L^2+k^2} \right\rangle,$$

$$\varepsilon_F = m v_F^2, \quad k_0 = \frac{i\tilde{\omega}}{v_F},$$

получаем

$$\begin{aligned} \frac{W_k}{2} &= -\frac{\varepsilon_F k_0^2}{k^2} \langle \psi \rangle_k T(k) - \frac{\varepsilon_F k_0^2}{k^2} (I_0(k) + I_1(k) e^{-ikx_0}) - \\ &- 2 \langle \Lambda \rangle \frac{\varepsilon_F k_0^2}{k^2} \frac{\omega}{\tilde{\omega}} (U_{x_0} e^{-ikx_0} - U_0 + ik U_k), \end{aligned} \quad (15)$$

$$T(k) = 1 - \frac{\omega^-}{i\tilde{\omega}} + \frac{F_2}{3} \frac{k^2}{k_0^2},$$

$$I_0(k) = C \left\langle \frac{L-ik}{L^2} \right\rangle_{>} + \left\langle \frac{C_1(L-ik)}{L^2} \right\rangle_{<} - \left\langle \frac{\alpha_1(L+ik)}{vL^2} \right\rangle_{>};$$

$$I_1(k) = -C \left\langle \frac{e^{-Lx_0} (L-ik)}{L^2} \right\rangle_{>} - \left\langle \frac{C_1(L-ik)}{L^2} \right\rangle_{<} - \left\langle \frac{\alpha_2 e^{-Lx_0} (L-ik)}{vL^2} \right\rangle_{>};$$

Подставляя (15) в уравнение упругости, перенося влево слагаемые с U_k и $\langle \psi \rangle_k$, а также все члены, сопровождаемые множителем e^{-ikx_0} , получим

$$k\Delta(k)U_k - \frac{i\sigma k_0^2}{n} T(k) \langle \psi \rangle_k - ik(k-q)U_{x_0} e^{-ikx_0} + \frac{ik_0^2}{n} I_1(k) e^{-ikx_0} + \sigma k_F k_0 U_{x_0} e^{-ikx_0} = -ik(k+q)U_0 + 2ikqU_1 - \frac{i\sigma}{n} k_0^2 I(k) + \sigma k_F k_0 U_0. \quad (16)$$

$$\Delta(k) = k^2 - q^2 + i\sigma k_F k_0;$$

$k_F = \omega/v_F$ — (не путать с фермиевским импульсом), $\sigma = \varepsilon_F / Ms^2$, M — ионная масса, n — плотность носителей в зоне.

Параметр σ в модели свободных электронов близок к 1, но в реальном случае из-за электрон-фононной перенормировки фермиевской скорости он, как правило, меньше. Ниже в численных оценках полагалось $\sigma = 0,25$.

Функция в правой части (16) аналитична на всей комплексной плоскости и представима, согласно теореме Лиувилля, полиномом второй степени

$$P2(k) = \alpha k^2 + \beta k + \gamma, \\ \alpha = -iU_0, \gamma = \sigma k_F k_0 U_0 - \frac{i\sigma k_0^2}{n} I_0(0).$$

Слева в (16) присутствуют слагаемые, экспоненциально возрастающие при $k'' \rightarrow -\infty$. Очевидно, чтобы (16) имело место, U_k и $\langle \psi \rangle_k$ должны содержать компоненты, в точности компенсирующие этот рост. Таким образом, можно «расщепить» (16) на два независимых уравнения, решая каждое из них в отдельности. Такое «расщепление» позволяет обойти неудобства, связанные с отсутствием особых точек в фурье-образах, взятых на конечном интервале и воспользоваться при обратном преобразовании Фурье методами контурного интегрирования. Физический смысл слагаемых, сопровождаемых множителем $\exp(-ikx_0)$, также очевиден: при обратном преобразовании контурные интегралы с множителем $e^{-ik(x_0-x)}$ ($x < x_0$) следует замыкать в нижней полуплоскости k -пространства, что отвечает волнам, распространяющимся в отрицательном направлении x .

Исключая для прямых волн $\langle \psi \rangle_k$ из (11), (16), получаем

$$Z(k)(kB_z(k)U_k - V_0(k)) = 3\sigma k_0^2 T(k) d \times \quad (17) \\ \times [k_F k_0 q^2 U_0 + k\Delta(k)C + ikk_F k_0 \beta + \frac{k_F k_0^3}{n} I_0(0)] + \frac{i\sigma k_0^2}{n} T(k) B_z(k) J_0(k),$$

$$V_0(k) = P2(k) \frac{\omega^-}{i\tilde{\omega}} k^2 - 3\sigma k_F k_0^3 T(k) U_0 - 3\sigma k k_0^2 T(k) \left(\frac{C}{\varepsilon_F} \right),$$

$$B_z(k) = \frac{\omega^-}{i\tilde{\omega}} k^2 \Delta(k) - 3i\sigma k_F k_0^3 T(k),$$

$$Z(k) = d\Delta(k) + B_z(k) \left\langle \frac{1}{L^2 + k^2} \right\rangle_{>};$$

$$J_0(k) = C \left\langle \frac{1}{L-ik} \right\rangle_{>} + \left\langle \frac{C_1 e^{-Lx_0}}{L+ik} \right\rangle_{<} - \left\langle \frac{\alpha_1}{v(L-ik)} \right\rangle_{>},$$

$$d = 1 - \frac{\omega^-}{i\tilde{\omega}}.$$

Характеристическое уравнение $Z(k) = 0$ определяет волновые числа распространяющихся волн. В общем случае имеется два парных корня: $r_1 \sim \pm k_0$, и $r_2 \sim \pm q$ — слегка перенормированный электронно-фононным взаимодействием звук. Кроме того, имеются две точки ветвления $k = \pm ik_0$, с которыми ассоциируется квазиволновой процесс.

Пусть в верхней полуплоскости расположены корни r_1 и r_2 ($\text{Re } r_{1,2} < 0, \text{Im } r_{1,2} > 0$). В соответствии с идеологией метода Винера–Хопфа необходимо функцию $Z(k)$ факторизовать, т.е. представить в виде произведения двух функций, аналитических соответственно в верхней и нижней полуплоскостях и имеющих общую полосу аналитичности. $Z(k)$ не имеет особенностей вблизи действительной оси, в том числе и при $k = 0$. При $k \rightarrow \infty$ $Z(k)$ ведет себя как k^2 . Введем функцию

$$\tilde{Z}(k) = \frac{Z(k)}{(k+r_1)(k+r_2)},$$

которая может быть факторизована по общему правилу [14] $\tilde{Z}(k) = \tau^+(k)\tau^-(k)$.

$$\tau^+(k) = \exp \left(\frac{1}{2\pi i} \int_{+\infty-i\delta}^{+\infty+i\delta} \frac{\ln \tilde{Z}(\xi)}{\xi-k} d\xi \right). \quad (18)$$

Поскольку полюса $Z(k)$ в функции $\tilde{Z}(k)$ при $k'' < 0$ уже устранены, вычисление (18) замыканием контура в нижней полуплоскости сводится к вкладу только лишь разреза C' , проведенного из точки (ik_0) на беско-

нечность. При выборе разреза C' необходимо следить за тем, чтобы подынтегральная функция не пересекала собственного разреза, сопровождаемого скачком мнимой части логарифма. В частности, часто используемый вариант проведения разреза по лучу, исходящему из начала координат через точку ветвления, в

данном случае не годится. Подходит любой разрез, проведенный вблизи мнимой оси.

Для волн, распространяющихся в прямом направлении, амплитуда ведет себя как $e^{-\Gamma x}$ ($\Gamma > 0$), поэтому U_k аналитична для всех $k'' < \Gamma$. Разделив (17) на $(k+r_1)(k+r_2)\tau^+(k)$, получаем функциональное уравнение:

$$\tau^-(k)[kB_z(k)U_k - V_0(k)] = -\frac{3\sigma k_0^2 T(k)d(k_F k_0 q^2 U_0 + k\Delta(k)C + ik_F k_0 k\beta + \frac{k_F k_0^3}{k} I_0(0))}{(k+r_1)(k+r_2)\tau^+(k)} + \frac{i\sigma k_0^2 T(k)B_z(k)J(k)}{n(k+r_1)(k+r_2)\tau^+(k)}. \quad (19)$$

Левая и правая части (19) аналитичны, соответственно, в нижней и верхней полуплоскостях имеют общую полосу аналитичности вблизи действительной оси и могут быть представлены в виде полинома третьей степени

$$P_3(k) = T(k)(A_1 k + A_0).$$

Положив $k=0$ и учитывая, что $I_0(0) = J_0(0)$, получаем

$$A_0 = -\frac{3\sigma k_F k_0^3 d}{r_1 r_2 \tau^+(0)} q^2 U_0. \quad (20)$$

Коэффициент A_1 , а также оставшиеся неизвестными константы C , β , $I_0(0)$ находим, полагая k равным корням b_i полинома 4-й степени $B_z(k)$.

Обратим внимание на парадоксальное, на первый взгляд, обстоятельство. Несмотря на то, что x_0 явно входит в $I_0(0)$, эта константа от x_0 не зависит, как и не зависит она от C_1 , в том числе и от характера отражений на приемном интерфейсе. Дело в том, что неявным образом эти величины входят также и в α_1 , поскольку α_1 , как это видно из (11), есть $(-iL)$ -я фурье-компонента возмущающего поля $A(x)$, которое определяется вкладом как прямых, так и обратных волн. Независимость $I_0(0)$ от x_0 и C_1 указывает на то, что вклад обратной волны в $I_0(0)$ полностью аннигилирует. Разумеется, это не означает, что поле прямой волны абсолютно не чувствительно к расстоянию до приемного интерфейса и характеру отражений на нем. На самом деле амплитуды распространяющихся волн определяются через поле на излучающей границе U_0 , и обратная волна дает в него, естественно, вклад. Но эта поправка, как будет ясно из дальнейшего, $\sim (s/v_F)^2$ для диффузной границы при $x = x_0$ и, по-видимому, $\sim s/v_F$ для зеркальной.

Таким образом, упругое поле прямой волны в любой точке образца от толщины последнего практичес-

ки не зависит и может быть вычислено по формулам, полученным для полупространства. Фурье-образ упругой компоненты поля прямой волны имеет вид

$$U_{k1} = \frac{T(k)(A_1 k + A_0)(k+r_1)(k+r_2)\tau^+(k) + V_0(k)}{kB_z(k)Z(k)} + \frac{V_0(k)}{kB_z(k)}. \quad (21a)$$

В (21a) вместо $\tau^-(k)$ подставлено

$$\frac{Z(k)}{(k+r_1)(k+r_2)\tau^+(k)}.$$

Нетрудно убедиться, что $k=0$ и $k=b_i$ не являются полюсами U_{k1} и физические поля определяются только корнями и точкой ветвления $Z(k)$. Амплитуда звуковой волны практически совпадает с U_0 , а интересующая нас волна электронного звука представляет суммарный вклад моды с $k=r_1$ (если этот корень существует) и квазиволны.

Фурье-образ упругой компоненты для полупространства при зеркальном характере интерфейсной границы вычислен в [3,4]. В наших обозначениях он имеет вид

$$U_{k1} = -\frac{6\sigma k_F k_0^3 T(k) dq^2 U_0}{kB_z(k)Z(k)}. \quad (21б)$$

В (21б) опущены слагаемые, устраняющие особенности при $k=0$ и $k=b_i$.

Основной вклад в полином $P_3(k)$ при $k \sim k_0$ дает слагаемое с A_0 , поэтому оба решения (21) даже в буквенном виде практически не отличаются. На рис. 6 для конкретного набора параметров приведены отношение модулей сигналов и их разность фаз, вычисленные по формулам (21). Видно, что диффузность приводит к весьма незначительному увеличению эффективности трансформации. Но сама величина суммарного сигнала, вычисленная, например, для $x =$

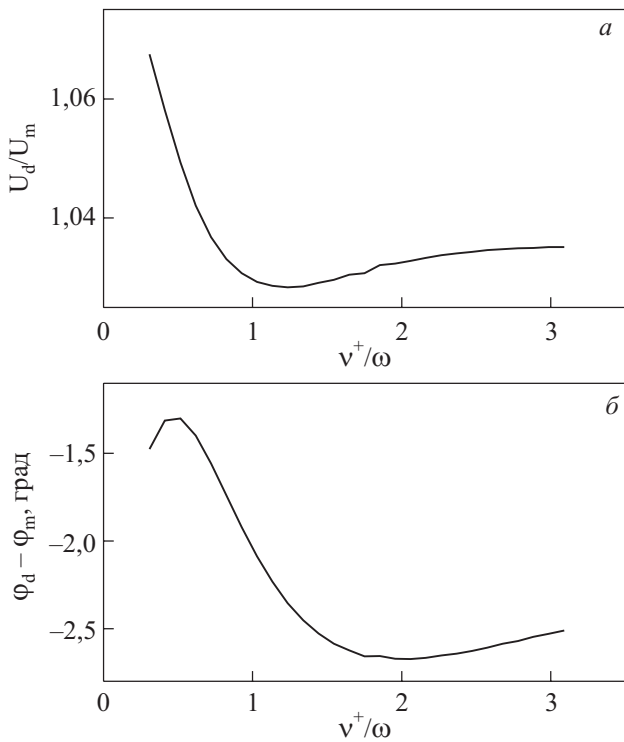


Рис. 6. Сравнение результатов для диффузной (*d*) и зеркальной (*m*) границ. $v_1/v_0 = 0,03$, $F = 0,6$. При расчете использована величина $k_F x_0 = 1,2$, что соответствует $x_0 \sim 0,33$ см. Соотношение амплитуд (*a*), разность фаз (*б*).

= 3 мм, при $T = 1,7$ К и $v_F/s = 200$ находится на уровне -110 дБ, что существенно меньше экспериментальных значений (см. рис. 2).

Обсудим теперь события, происходящие на приемном интерфейсе. Если характер отражений на нем диффузный, константа C_1 не зависит от v и может быть вынесена за знак усреднения. Функциональное уравнение, определяющее фурье-образ обратных волн, за исключением общего множителя $\exp(-ikx_0)$, некоторых переобозначений и взаимозамены областей аналитичности, совпадает с (19) (с заменой U_0 на $-U_{x_0}$). Это означает, что возникающее на интерфейсе неизвестное пока упругое смещение U_{x_0} порождает обратные волны с той же самой эффективностью, что и исходное возмущение при $x = 0$. В частности, главный вклад в входящие от границы волны будет звуковым с амплитудой, практически совпадающей с U_{x_0} . Связь между U_0 и U_{x_0} определяется условием непрерывности упругих напряжений по обе стороны интерфейса (146). При этом dU_{x_0}/dx можно заменить на $-ir_2 U_{x_0} \approx iq U_{x_0}$, а в электронно-упругом потенциале $W(x_0)$ следует учитывать только приходящую волну электронного звука. Фурье-образ W_k в соответствии с (13) имеет вид

$$-\frac{W_k}{\rho s^2} = \frac{(k^2 - q^2)U_{k1}}{ik}. \quad (22)$$

В (22) опущены все слагаемые, не имеющие отношения к особым точкам $Z(k)$. Используя найденное выше представление U_{k1} , обратное фурье-преобразование позволяет найти $W(x_0)$. Поскольку в падающей на границу волне электронного звука характерные $k \sim k_0 \ll q$, то для амплитуды упругого поля получаем

$$U_{x_0} \sim \frac{v_F}{2s} U_f \approx \frac{s}{2v_F} U_0.$$

(U_f — амплитуда смещений в падающей волне.)

Таким образом, мы приходим к следующему заключению, являющемуся главным результатом настоящей работы — регистрируемые в эксперименте смещения, порождаемые волной электронного звука, определяются, в первую очередь, электронным давлением на границу и значительно превышают упругую компоненту самой волны. Хотя этот вывод получен для специфической модели компенсированного металла с эквивалентными зонами, очевидно, что его справедливость не ограничена свойствами этой конкретной модели.

В случае зеркального характера отражения, кроме падающих электронных волн, появятся и отраженные, имеющие сравнимую с первыми амплитуду и также дающие вклад в $W(x_0)$. Решение задачи при этом усложняется. Однако, если не обращать внимания на структуру возникающего в металле упругого поля и интересоваться только лишь величиной сигнала на приемном интерфейсе, мы можем воспользоваться принципом взаимности [15]. Согласно этому принципу, если передающая среда не обладает свойством гиротропии и в ней отсутствуют нелинейные эффекты, регистрируемая амплитуда не зависит от того, какой пьезопреобразователь является источником возмущения, а какой приемником. Поскольку масштаб событий на диффузной границе, как ясно из предыдущего обсуждения, не зависит от степени зеркальности генерирующего интерфейса, то в противоположном случае результат должен быть в точности тем же самым.

Кратко обсудим качественные выводы, вытекающие из проведенных расчетов и их сравнения с экспериментом. На рис. 7, 8 продемонстрированы типичные расчетные зависимости амплитуды и фазы упругого смещения, регистрируемого на приемном интерфейсе для случаев слабого и интенсивного межзонного рассеяния. Результаты приведены в интервале полных частот релаксации, близком к экспериментальному. При вычислениях полагалось, что отношение v^-/v^+ от температуры не зависит. Отдельно представлены вклад полюса (если он существует), вклад точки ветвления и суммарный сигнал. Вклад полюса принято

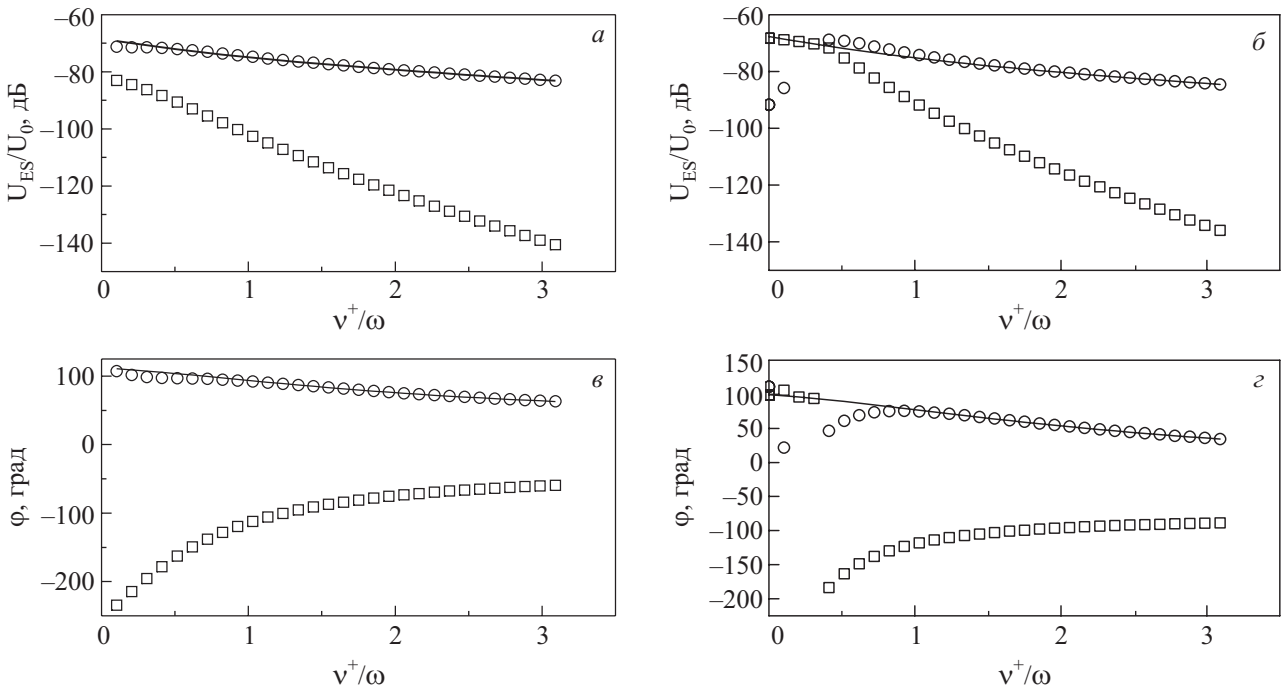


Рис. 7. Расчетные зависимости амплитуды и фазы электронного звука при слабом межзонном обмене ($v_1/v_0 = 0,03$) от параметра рассеяния ($k_F x_0 = 1,2$); волновая компонента (○), квазиволновая компонента (□), суммарный сигнал (—). Амплитуда и фаза при F : 1 (а) и (в), 0,3 (б) и (г).

отождествлять с нулевым звуком в пределе слабого рассеяния и с концентрационной модой в противоположном случае [3,4]. В дальнейшем для краткости этот вклад будем называть волновой компонентой.

Вклад точки ветвления по сложившейся терминологии называем квазиволной [5]. Параметр межзонного рассеяния (рис. 6,7) выбран, как и ранее [4], таким, чтобы он описывал реально наблюдаемое уменьше-

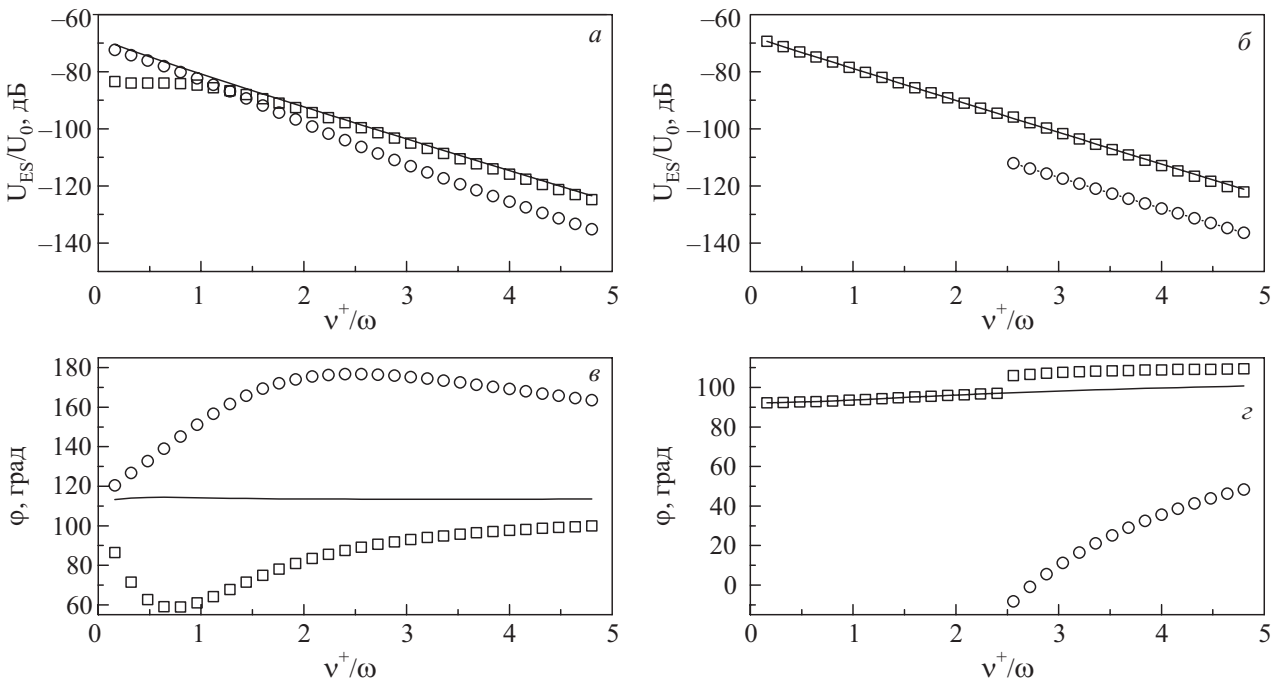


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, для интенсивного межзонного обмена ($v_1/v_0 = 0,6$, $k_F x_0 = 1,2$). Амплитуда и фаза при F : 1 (а) и (в), 0,01 (б) и (г); волновая компонента (○), квазиволновая компонента (□), суммарный сигнал (—).

ние скорости электронного звука при $\mathbf{q} \parallel [010]$. Основные выводы, следующие из проделанных расчетов, сводятся к следующему.

1. При заданной скорости межзонного рассеяния амплитуда суммарного сигнала практически не зависит от параметра ФЖВ (см. также рис. 2). В то же время изменение F приводит к перераспределению интенсивностей между волновой компонентой и квазиволной. При слабом межзонном обмене в области существования концентрационной моды (высокие температуры) последняя всегда доминирует (за исключением v^+ , прилегающих к границе ее существования). При низких температурах и $F \geq 0,6$ также преобладает волновая компонента. При интенсивном межзонном обмене и малых F превалирует квазиволна, но при $F \sim 1$ и малых v^+ основной вклад дает нульзвуковое решение. Имеется теорема [2], утверждающая, что в вырожденном случае типа рассматриваемого в настоящей работе, нулевой звук при отсутствии рассеяния существует при сколь угодно слабом ФЖВ. Результат, представленный на рис. 7,б, согласуется с таким утверждением, однако амплитуда волновой компоненты при этом мала и полностью маскируется квазиволной.

2. Несмотря на существование скачков в поведении отдельных составляющих сигнала, связанных с исчезновением полюса волновой компоненты, суммарное смещение демонстрирует абсолютно монотонный характер изменения как амплитудно-фазовых характеристик, так и их производных. Впервые существование такой «компенсации» в рамках аналогичной модели отмечено в [3]. Эта особенность, по-видимому, не связана с конкретным выбором формы ПФ. Мы провели вычисления для ПФ другой конфигурации — цилиндры, оканчивающиеся сферическими «шапками», и получили точно такой же результат. Столь идеальная «взаимозаменяемость» свидетельствует, по нашему мнению, о том, что обе компоненты описывают фактически единый процесс. Их разделение на волновую и квазиволновую составляющие глубокого физического смысла не имеет и представляет собой не более чем удобный математический прием.

3. Фаза коэффициента трансформации. С теоретической точки зрения ее следует определить как фазу суммарного сигнала при $x_0 = 0$. На эксперименте же она определялась по схеме $\arg K = 2 \arg (U(x_0)) - \arg (U(2x_0))$. При линейности фазовой характеристики эти определения эквивалентны, однако из-за принципиально существующих отклонений от линейности ответы несколько различаются. На рис. 9 представлена фаза K , рассчитанная по экспериментальной схеме. В рамках обсуждаемой модели ни при каком сочетании параметров не удается получить знак изменения фазы при увеличении рассеяния, согласующийся

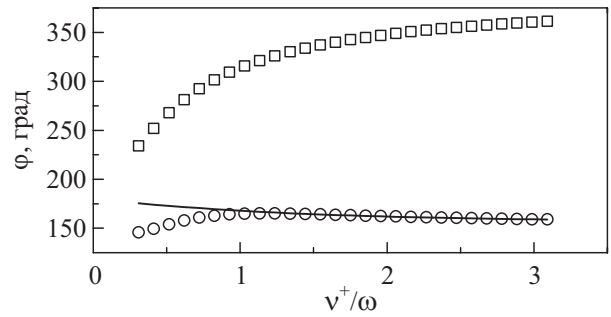


Рис. 9. Расчетные фазы коэффициентов преобразования $v_1/v_0 = 0,03$, $F = 0,6$, $k_F x_0 = 1,2$; волновая компонента (○), квазиволновая компонента (□), суммарный сигнал (—).

с наблюдаемым (рис. 5,б). В то же время отметим, что фазы обеих компонент, образующих суммарный сигнал, с ростом рассеяния увеличиваются — просто быстрый спад амплитуды квазиволны маскирует в результирующем сигнале рост фазы. Возможной причиной наблюдаемого несоответствия может быть изначально заниженная величина квазиволновой компоненты вследствие различия дифракционных потерь для нее и для волновой составляющей.

Возникает вполне естественный вопрос — влияет ли ФЖВ вообще на процесс возбуждения и распространения электронного звука и можно ли на основе экспериментов, аналогичных проведенным, оценить его интенсивность. Ответ на первую половину вопроса положителен — ФЖВ является источником силы, дополнительной к силам, существующим в газовой модели. Благодаря этому жесткость системы возрастает, проявляясь в скорости распространяющихся волн. На рис. 10 представлены расчетные скорости электронного звука, полученные дифференцированием фазы суммарного сигнала по x_0 . Независимо от интенсивности межзонного обмена, скорость сигналов увеличивается с ростом F . Эти изменения достаточно большие и легко могут быть зафиксированы, однако отсутствие не зависящей от модели точки отсчета фактически исключает возможность оценки F из этих экспериментов. В работе [16] обсуждалась возможность «разделения» волновой и квазиволновой компонент по знаку изменений фазы результирующего сигнала при наложении слабого поперечного магнитного поля. С точки зрения концепции настоящей работы результат [16] означает, что при сильном ФЖВ следует ожидать уменьшения фазы суммарного сигнала и наоборот. Однако «разделение» в [16] было произведено уже на этапе решения соответствующих уравнений, и для подтверждения такого результата желательно проделать вычисления с учетом всех факторов, участвующих в формировании суммарного сигнала.

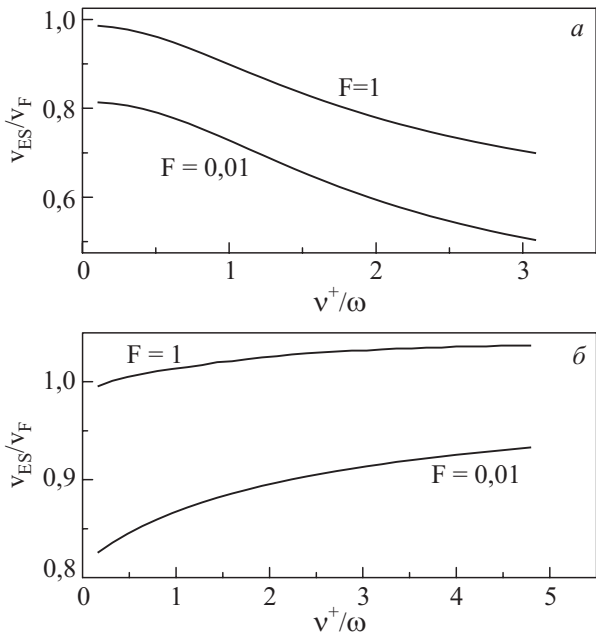


Рис. 10. Влияние ФЖВ на скорость электронного звука, ($k_F x_0 = 1,2$); $v_1/v_0 = 0,03$ (а); $v_1/v_0 = 0,6$ (б).

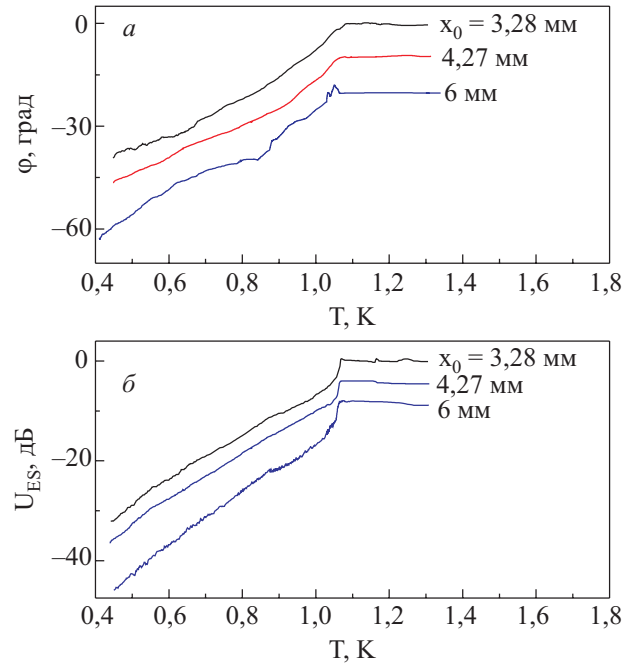


Рис. 11. Влияние сверхпроводящего перехода на амплитудно-фазовые характеристики электронного звука; фазы сигналов сдвинуты на 10° друг относительно друга (а), амплитуда (сдвиг 4 дБ) (б).

4. Поведение электронного звука при сверхпроводящем переходе

В этом очень кратком разделе работы приведены результаты измерений характеристик распространения электронного звука в сверхпроводнике (рис. 11). Из них следует совершенно однозначный вывод — наблюдаемые изменения как амплитуды, так и фазы в пределах точности измерений не зависят от толщины образца, т.е. относятся лишь к поведению коэффициента трансформации (или его квадрата). Ранее [17] уменьшение фазы ниже T_c было ошибочно принято за изменение скорости электронного звука, поэтому выводы, основанные на этой концепции, подлежат ревизии. Линейное по энергетической щели изменение фазы, наблюдавшееся экспериментально, конечно, останется, но связь наклона этой зависимости с параметром ФЖВ следует уточнить. Несколько необычной для кинетики сверхпроводников выглядит эволюция логарифма модуля коэффициента трансформации. Вслед за небольшим скачком следует обширный линейный участок — как будто его формирование задается так называемым количеством сверхпроводящих электронов [13].

Отметим также, что в сверхпроводящей фазе результаты для геометрий $\mathbf{q} \parallel [010]$ и $\mathbf{q} \parallel [100]$ практически совпадают (в отличие от поведения в нормальном состоянии). Это означает, что аномальная малость скорости межзонного обмена, характерная для оси $[010]$, в данном случае роли не играет, как,

возможно, не играет роли и двухзонность. В какой-то мере это позволяет обосновать подход [18], основанный на анализе однозонной модели с пренебрежением ФЖВ и связывающий особенности поведения электронного звука ниже T_c с эволюцией вклада точки ветвления. Однако даже в этом простейшем случае удается приблизиться к решению задачи лишь в пределе $|k_0|x_0 \gg 1$, что далеко от реально достижимой на опыте ситуации. Поэтому в целом можно констатировать, что в настоящее время четкое понимание процессов, определяющих поведение электронного звука в сверхпроводнике, отсутствует.

5. Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в работе.

1. Изучены амплитудно-фазовые соотношения, характеризующие распространение электронного звука в образцах Ga различной длины. Определены модуль коэффициента преобразования, температурные изменения скорости волны и фаза коэффициента трансформации.

2. Решена модельная задача возбуждения электронного звука в образце конечных размеров при диффузном характере рассеяния электронов на интерфейсных границах. Показано, что характер рассеяния электронов практически не сказывается на ампли-

тудно-фазовых характеристиках распространяющихся волн.

3. Показано, что основной вклад в регистрируемый сигнал вносит электронное давление на границу раздела. В результате амплитуда смещений на приемном интерфейсе в $v_F/2s$ раз превышает таковую в волне электронного звука. Этот результат не ограничивается кругом явлений, обсуждаемых в настоящей работе, и справедлив для любого случая взаимодействия с границей раздела волны, связанной с упругими деформациями и имеющей сверхзвуковую скорость.

4. Найдено, что в сверхпроводящей фазе изменения амплитуды и фазы волны электронного звука определяются, в первую очередь, эволюцией коэффициента трансформации и не зависят от длины образца.

Авторы признательны Л.А. Пастуру за полезные обсуждения и А.И. Петришину за помощь в измерениях.

1. Э.А. Канер, В.Г. Скобов, *ЖЭТФ* **43**, 610 (1963).
2. Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **44**, 1650, (1963).
3. А.И. Копелиович, М.С. Чурюкин, *ФНТ* **19**, 176 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 125 (1993)].
4. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *ФНТ* **19**, 667 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 477 (1993)].
5. Г.И. Ивановски, М.И. Каганов, *ЖЭТФ* **83**, 2320 (1982).
6. Е.В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 543 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 277 (1983)].
7. Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, Н.А. Рябуха, В.Д. Филь, *ФНТ* **32**, 1507 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1147 (2006)].
8. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *ФНТ* **19**, 300 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 211 (1993)].
9. Э.А. Канер, В.Л. Фалько, Л.П. Сальникова, *ФНТ* **12**, 831 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 471 (1983)].
10. А.С. Кондратьев, А.Е. Кучма, *Лекции по теории квантовых жидкостей*, Изд-во Ленингр. ун-та, Ленинград (1989).
11. В.М. Конторович, в кн.: *Электроны проводимости*, Наука, Москва (1985).
12. Н.А. Зимбовская, В.И. Окулов, *Препринт ВИНТИ*, №2750–77 (1977).
13. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
14. Б. Нобл, *Метод Винера–Хопфа*, ИИЛ, Москва (1962).

15. В.В. Фурдуев, *Электроакустика*, ОГИЗ, Москва (1948).
16. Е.В. Безуглый, А.В. Бойчук, Н.Г. Бурма, В.Д. Филь, *ФНТ* **21**, 633 (1995) [*Low Temp. Phys.* **21**, 493 (1995)].
17. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *СФХТ* **4**, 661 (1991).
18. Е.В. Безуглый, А.В. Бойчук, *ФНТ* **23**, 676 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 507 (1997)].

Electron sound in metals

Yu.A. Avramenko, E.V. Bezuglyi,
N.G. Burma, and V.D. Fil

We investigate the electron sound — oscillations of the electron distribution function coupled with elastic deformation and propagating with the Fermi velocity. The amplitude-phase relations for the electron sound in Ga single crystals are experimentally studied. A model problem of electron sound excitation in a compensated metal with equivalent Fermi surfaces was solved for the sample of finite size with diffuse electron scattering on the interfaces. It was found that the amplitude of displacement of the receiving interface far exceeds (by two orders of magnitude) the intrinsic elastic amplitude of the electron sound wave, due to the effect of electronic pressure. It was established that the variations in the amplitude and phase of the electron sound waves under the superconducting transition are independent of the distance passed by a wave, i.e., they are related only to the behavior of the transformation coefficient.

PACS: 72.15.Nj Collective modes (e.g., in one-dimensional conductors);
73.40.–c Electronic transport in interface structures;
74.25.Ld Mechanical and acoustical properties, elasticity, and ultrasonic attenuation.

Keywords: Fermi-liquid, zero sound, quasiwave, Wiener–Hopf method.