

Экспериментальное обнаружение электромагнитных пучковых волн

Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, Н.А. Рябуха, 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 16 января 2006 г.

Исследована электромагнитная прозрачность образцов монокристаллического галлия высокой чистоты при температурах 1,7–4,2 К в нулевом магнитном поле. В условиях достаточно сильной временной дисперсии обнаружены пучковые электромагнитные волны, обусловленные электронами уплощений поверхности Ферми. Измерены скорость, затухание, модули и начальные фазы коэффициентов возбуждения, частотная зависимость затухания и зависимость фазовой скорости от времени релаксации. Пучковые волны, в отличие от баллистического (квазиволнового) переноса электромагнитного поля, характеризуются наличием затухания Ландау и значительным уменьшением фазовой скорости с уменьшением времени релаксации.

Досліджено електромагнітну прозорість зразків монокристалічного галію високої чистоти при температурах 1,7–4,2 К у нульовому магнітному полі. В умовах досить сильної часової дисперсії виявлено пучкові електромагнітні хвилі, що обумовлено електронами сплюснень поверхні Фермі. Обміряно швидкість, загасання, модулі й початкові фази коефіцієнтів збудження, частотна залежність загасання й залежність фазової швидкості від часу релаксації. Пучкові хвилі, на відміну від балістичного (квазіхвильового) переносу електромагнітного поля, характеризуються наявністю загасання Ландау й значним зменшенням фазової швидкості зі зменшенням часу релаксації.

PACS: 43.35.+d

Ключевые слова: электромагнитная прозрачность металла, уплощения поверхности Ферми, затухание Ландау, пучковые волны.

Распространению электромагнитных волн в нормальных металлах при гелиевых температурах посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ и обзоров (см., например, [1]). В основном изучены механизмы электромагнитной прозрачности металлов в магнитном поле. В случае же нулевого магнитного поля, начиная с фундаментальной работы Ройтера и Зондгеймера [2] более чем полувековой давности, преобладало представление, что электромагнитная прозрачность металла может быть связана с квазиволновым переносом неэффективными электронами и убывающим вглубь металла полем аномального скин-слоя, формируемого эффективными электронами. Тем не менее в работах Каганова с сотрудниками [3] и Безуглого [4] было показано, что в металлах с особенностями

локальной геометрии поверхности Ферми (ПФ) существуют ситуации, при которых допускается возможность распространения в определенных кристаллографических направлениях слабозатухающих электромагнитных волн и при $H = 0$. В таких кристаллографических направлениях при обязательном условии сильной временной дисперсии $\omega\tau \gg 1$ (ω — циклическая частота сигнала, τ — время релаксации носителей заряда) мнимая составляющая высокочастотной проводимости металла, обычно положительная, должна изменить знак и по модулю превосходить реальную составляющую, определяющую диссипацию энергии волны с волновым вектором \mathbf{k}

$$\text{Im } \sigma < 0, \quad |\text{Im } \sigma(\mathbf{k}, \omega, \tau)| \gg \text{Re } \sigma(\mathbf{k}, \omega, \tau) . \quad (1)$$

В работе [3] условие (1) выполняется за счет существования на ПФ областей нулевой кривизны вблизи параболических точек *O*-типа, а связанные с ними электромагнитные волны имеют близкий к корневой зависимости спектр и затухание.

Возможность существования слабозатухающих пучковых волн в металлах с плоскими участками ПФ исследована в работе [4] в модели однозонного металла со сферической ПФ с двумя уплощениями – «антиподами», общей удельной площадью *S* и скоростью носителей заряда на них, равной v_0 . Из [4] следует, что в области относительно небольших значений волнового вектора, представляющих интерес с экспериментальной точки зрения, спектр пучковых волн изменяется от квадратичного к линейному в зависимости от угла скольжения ψ ($\psi = \angle \mathbf{k}\mathbf{v}_0 + \pi/2$). При $S \ll 1$ существование пучковых волн возможно лишь при малых углах $\psi \ll S$. При этом электроны уплощенного участка ПФ перенормируют компоненты тензора поверхностного импеданса металла, вследствие чего возникает возможность существования пучковых волн с квадратичным законом дисперсии и малой длиной волны порядка толщины скин-слоя $\lambda \ll \ll (2\pi v_0/\omega)\psi$. Такой тип пучковых волн уместно назвать коротковолновым. В случае больших углов $S < \psi \leq \pi/2$, когда перенормировка скин-слоя электронами уплощенного участка несущественна, возможно существование пучковых волн с линейным спектром, в рамках используемой модели ПФ имеющим вид

$$\omega = kv_0 \sin \psi (1 - i(\omega\tau)^{-1}). \quad (2)$$

Длина волны в данном случае $\lambda \approx (2\pi v_0/\omega) \sin \psi$ может достигать при $\psi = \pi/2$ значений, на два-три порядка больших длины звуковой волны той же частоты, поэтому этот тип пучковой волны назван длинноволновым. Существование длинноволновой моды в смысле выполнения условия (1) требует, по-видимому, значительно большей относительной площади плоского участка по сравнению с коротковолновой.

Экспериментально возможность существования коротковолновых электромагнитных волн в галлии при $H = 0$ проверялась в акустических экспериментах [5]. В нормальном состоянии проявления резонансного связывания звука с электромагнитными волнами обнаружить не удалось, но вблизи температуры сверхпроводящего перехода наблюдались особенности в поглощении и скорости звука, позволявшие говорить о резонансном связывании звука с новой для сверхпроводников ветвью коллективных колебаний – слабозатухающей пучковой волной. В работе [6], выполненной на вольфраме, ПФ которого

также содержит значительные уплощения, отмечен лишь сам факт аномально большой амплитуды электромагнитного сигнала, прошедшего через образец, без какого-либо анализа его природы.

Настоящая работа посвящена экспериментальному обнаружению длинноволновых пучковых электромагнитных волн в геометрии опыта $\psi = \pi/2$ в галлии, ПФ которого содержит значительные уплощения [7].

1. Техника и методика эксперимента

Для изучения особенностей распространения электромагнитных сигналов через образец использовалась методика работы «на проход», позволявшая измерять затухание и скорость электромагнитных сигналов по изменению их амплитуды и фазы на выходе образца.

Экспериментальная установка работала в импульсном режиме (длительность импульса ≤ 1 мкс) на частотах 25 и 50 МГц. Она представляла собой автоматически балансирующийся по фазе и амплитуде высокочастотный мост [8], в одно из плеч которого включался исследуемый образец с излучающей и приемной катушками. Упрощенная блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

На рис. 2 изображена конструкция держателя образца. Излучающая и приемная катушки – прямоугольные с размерами $2 \times 4 \times 4$. Последовательно с катушками для компенсации их индуктивностей на

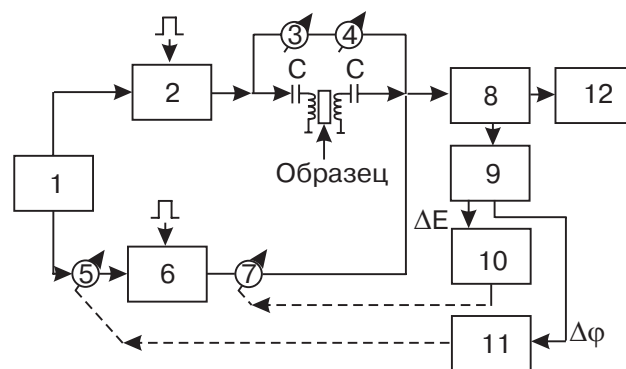


Рис. 1. Упрощенная блок-схема экспериментальной установки. Высокочастотный генератор непрерывных колебаний рабочей частоты (1); стробируемый усилитель канала зондирующего сигнала (2); фазовращатель сигнала компенсации паразитного зондирующего сигнала (3); аттенюатор сигнала компенсации паразитного зондирующего сигнала (4); фазовращатель канала сигнала сравнения (5); стробируемый усилитель канала сравнения (6); аттенюатор канала сравнения (7); приемник (8); детектор сигналов ошибки по фазе и амплитуде (9); следящая система канала амплитуды (10); следящая система канала фазы (11); осциллограф (12).

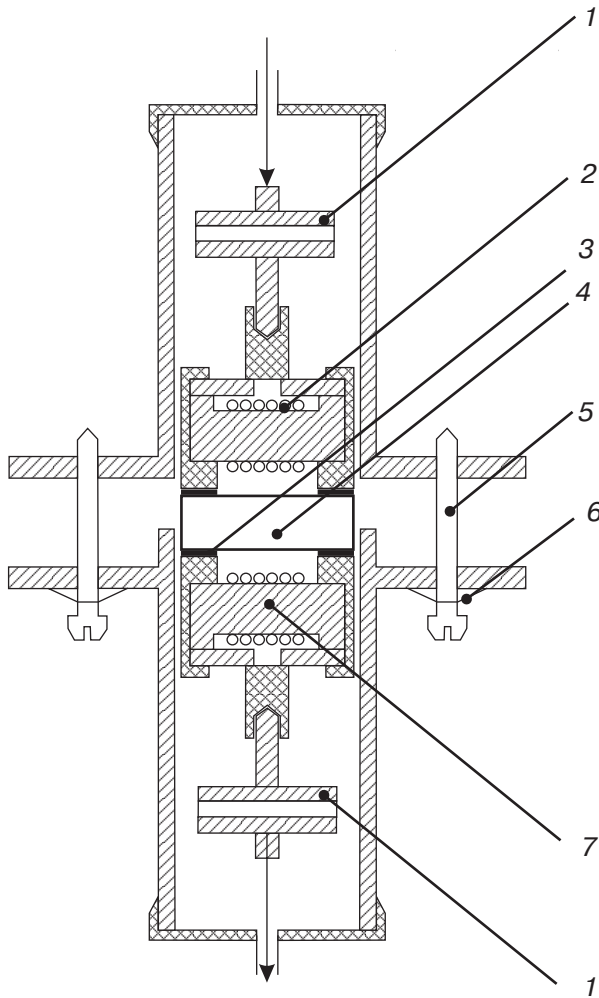


Рис. 2. Держатель образца. Согласующие конденсаторы (1); излучающая катушка (2); медные отожженные шайбы (3); образец (4); прижимные винты (5); пружинящая шайба (6); приемная катушка (7).

рабочей частоте включались согласующие конденсаторы, что позволяло на порядок увеличить полезный сигнал.

При исследованиях в методике «на проход», как известно, необходима тщательная экранировка для предотвращения проникновения электромагнитного сигнала в обход образца. Конструкция нашего держателя за счет использования уплотняющих прокладок (шайбы из отожженной меди толщиной 30 мкм) позволяла уменьшить зондирующий сигнал до уровня нескольких микровольт при мощности генератора радиочастотных импульсов ~ 100 Вт. Остаточный сигнал, в свою очередь, ослаблялся до уровня шумов приемной части установки при помощи компенсирующей цепи, состоящей из плавных аттенюатора и фазовращателя.

Компенсация остаточного зондирующего сигнала производилась при температуре ~ 20 К, когда температурные изменения размеров держателя образца практически прекращались и амплитуда этого сигнала стабилизировалась. В процессе измерений следящие системы поддерживали равенство амплитуд и противофазность измерительного сигнала и сигнала сравнения.

Образцы, вырезанные электроискровым способом из монокристалла Ga 000, имели форму цилиндров диаметром 11 мм, оси которых с точностью $\sim 0,5^\circ$ совпадали с главными осями галлия a , b и c (соответственно [100], [010] и [001]). Рабочие поверхности образцов притирали мелкими абразивами с последовательным снижением размера зерен до 5 мкм. Химическое травление или электрополировку для снятия приповерхностных дефектов кристаллической структуры не производили специально, чтобы обеспечить диффузное рассеяние электронов как на передающей, так и на приемной гранях образца, и не учитывали, таким образом, возможность многократных отражений сигналов электронного звука даже в самых тонких образцах. Толщина образцов изменялась от 0,5 до 5,5 мм, отклонение от плоскопараллельности рабочих поверхностей не превышало 1–2 мкм. Время релаксации электронов в интервале температур 4,2–1,7 К изменялось в 4–4,5 раза, при этом длина свободного пробега l для электронов отдельных зон достигала 0,9 см, а значение параметра $\omega\tau \sim 3$ (на частоте 50 МГц при $T = 1,7$ К). Величину $\omega\tau$ измеряли по изменению скорости звука в классически сильных магнитных полях [9].

Методика измерений заключалась в определении при постоянных температуре и геометрии опыта ряда значений амплитуды и фазы прошедшего электромагнитного сигнала на образцах различной длины и построении экспериментальных зависимостей $E(L)$ и $\Phi(L)$ (здесь E , Φ и L — амплитуда, фаза и длина образцов). При этом затухание α и фазовая скорость V сигнала, прошедшего образец, определялись по изменению амплитуды и фазы на единицу длины:

$$\alpha = -\frac{1}{E} \left(\frac{dE(L)}{dL} \right), \quad (3)$$

$$v = \omega \left(\frac{d\Phi(L)}{dL} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Формулы (3), (4) не учитывают дифракционных потерь [10], малых в случае эффектов, обусловленных электронами уплощения ПФ.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Сигналы, связанные с прохождением электромагнитных колебаний через образец, существовали лишь ниже 8–10 К. При этих температурах приемная система регистрировала две разновидности сигналов. Амплитуда первых значительно увеличивалась с понижением температуры примерно по закону релаксационной экспоненты $\exp(-L/l(T))$, а время задержки относительно зондирующего импульса было весьма незначительным (≤ 10 нс). Эти сигналы, очевидно, связаны с квазиволновым или волновым переносом электромагнитной волны с фермиевскими скоростями. При толщине образцов ~ 1 мм их амплитуда достигала 100–200 мкВ, при этом форма огибающих наблюдавшихся импульсных сигналов совпадала с формой огибающей зондирующего сигнала.

Другая разновидность электромагнитных сигналов проявлялась в виде слабо затухающих эхоимпульсов, первый из которых задерживался во времени на величину L/S_t , где S_t — скорость поперечного звука с поляризацией, совпадающей с направлением возбуждающих токов \mathbf{j} на поверхности образца. Эта разновидность электромагнитных сигналов обусловлена механизмом электромагнитной прозрачности за счет двойной трансформации «электромагнитная волна — поперечный звук — электромагнитная волна». Амплитуда этих сигналов незначительно возрастала с увеличением длины свободного пробега. Исследованию этого механизма электромагнитной прозрачности галлия будет посвящена отдельная работа.

На рис. 3 приведены зависимости амплитуды и фазы изучаемых сигналов от длины образца для трех геометрий опыта, отличающихся направлением распространения и ориентацией токов \mathbf{j} на поверхности, полученные при $\omega/2\pi = 50$ МГц и $T = 1,7$ К.

Как видно, приведенные на этих рисунках зависимости относительной амплитуды $E(L)$ и $\Phi(L)$ близки к линейным, что позволило представить результаты измерений в виде

$$\frac{E(L)}{E_0} = K_{\text{ex}} \exp(-\alpha L), \quad (5)$$

$$\Phi(L) = \Phi_0 + \frac{\partial \Phi}{\partial L} L, \quad (6)$$

где $K_{\text{ex}}(\omega, \tau, \mathbf{n}, \mathbf{k})$ — модуль коэффициента возбуждения, E_0 — поле на возбуждаемой поверхности образца, Φ_0 — начальная фаза возбуждаемого сигнала, $\mathbf{n} = \mathbf{j}/j$, \mathbf{k} — волновой вектор.

В геометриях опыта $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}, \mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}, \mathbf{j} \parallel \mathbf{a}$ зависимости $E(L)$ и $\Phi(L)$, приведенные на рис. 4, 5, не являются линейными, но, по-видимому, представляют

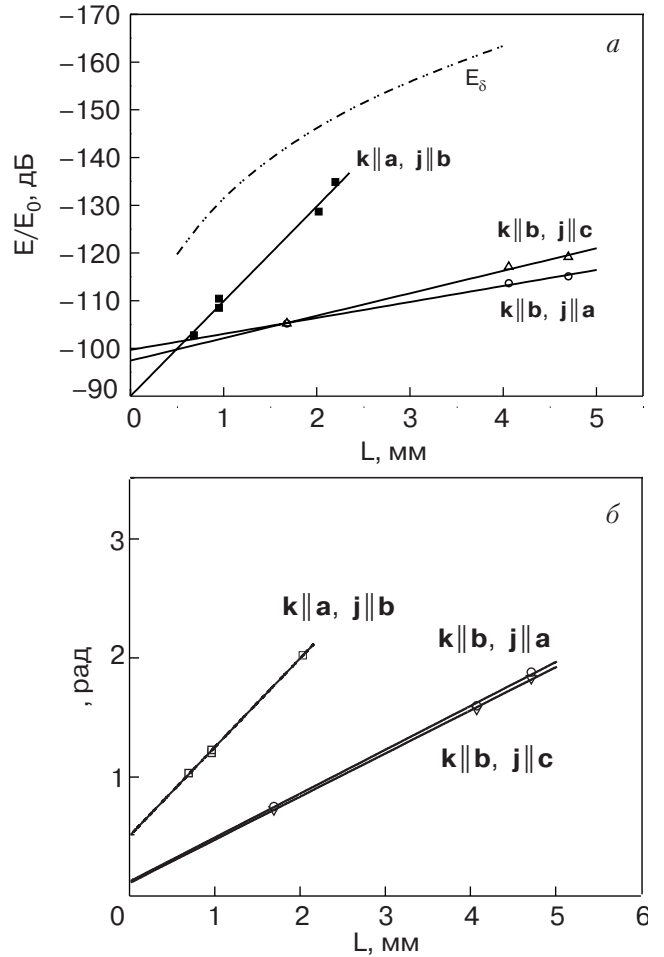


Рис. 3. Зависимости амплитуды при $\omega/2\pi = 50$ МГц и $T = 1,7$ К (а) и фазы (б) наблюдаемых электромагнитных сигналов от длины образцов.

собой сумму двух сигналов с линейным изменением $E(L)$ и $\Phi(L)$. Результаты аппроксимации экспериментальных данных зависимостью

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{апрох}}}{E_0} = & K_{1\text{ex}} \exp\left(\alpha_1 + i \frac{d\Phi_1}{dL}\right)L + \\ & + K_{2\text{ex}} \exp\left[\left(\alpha_2 + i \frac{d\Phi_2}{dL}\right)L + i\Phi_0\right] \end{aligned}$$

представлены на рис. 4, 5 пунктирными линиями. Процесс аппроксимации значительно упростился за счет того, что при малых толщинах образцов доминировали сильные сигналы со значительным затуханием, а при больших — слабые сигналы со слабым затуханием. Это обстоятельство позволяло выбрать правильные стартовые значения амплитуды, скорости и затухания каждого из сигналов и минимизировать погрешность их определения до 10–15% путем использования стандартной МНК процедуры.

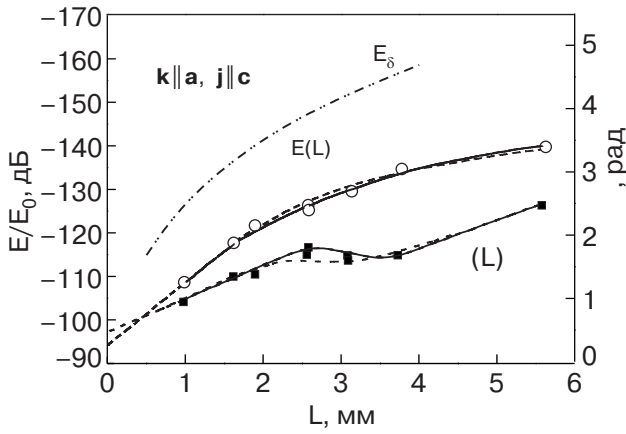


Рис. 4. Зависимости амплитуды и фазы электромагнитного сигнала от длины образца в геометрии опыта $k||a, j||c$. Пунктир — результат аппроксимации экспериментальных кривых $E(L)$ и $\Phi(L)$. $E_{\text{approx}} = 0,63 \exp(-11,39) \times \{\exp[(-2,24 + 0,678i)L + 0,5] + 0,022 \exp(-0,606 + 0,459i)L\}$.

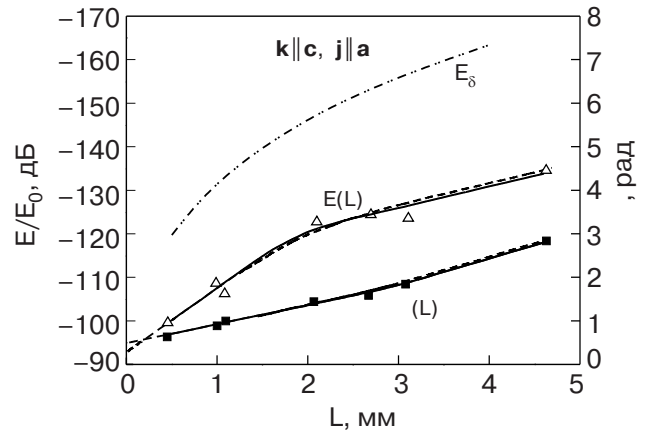


Рис. 5. Зависимости амплитуды и фазы электромагнитного сигнала от длины образца в геометрии опыта $k||c, j||a$. Пунктир — результат аппроксимации экспериментальных кривых $E(L)$ и $\Phi(L)$. $E_{\text{approx}} = 0,708 \exp(-11,28) \times \{\exp[(-2,7 + 0,557i)L + 0,5] + 0,05 \exp(-0,49 + 0,693i)L\}$.

Наклоны зависимостей $\Phi(L)$, полученные на частоте 25 МГц, были примерно в два раза меньше соответствующих значений, полученных на частоте 50 МГц. Этот результат свидетельствует о том, что нами наблюдались сигналы электронного звука с линейным спектром, имеющим в τ -приближении вид (2).

Результаты экспериментов, полученных в условиях максимальной временной дисперсии $\omega\tau \approx 3,5$ ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $T = 1,7$ К), сведены в табл. 1.

Кроме затухания и скорости электромагнитных сигналов, в таблице с использованием данных о спектре скоростей электронов галлия проведены привязки этих сигналов к ПФ, а также даны значения коэффициентов возбуждения и начальных фаз возбуждаемых сигналов.

Данные, приведенные в таблице, получены следующим образом. Затухание α и скорость v_0 электромагнитных сигналов определялись непосредственно из зависимостей $E(L)$ и $\Phi(L)$ по формулам

(3) и (4) соответственно. Модуль коэффициента возбуждения измеряли путем подачи на вход приемника калибровочного сигнала с выхода генератора рабочих импульсов по цепям компенсации паразитного зондирующего сигнала (рис. 1) и сравнения его амплитуды с амплитудами наблюдавшихся сигналов. Начальную фазу возбуждаемого сигнала определяли по значению фазы в точках пересечения прямых $\Phi(L)$ с осью ординат. При этом за нуль фазы принимали минимальное значение, полученное для слабозатухающих сигналов в геометриях опыта $k||c, j||a$ и $k||a, j||c$. Привязку сигналов электронного звука к определенным зонам электронного спектра проводили путем сравнения измеренных скоростей v_0 с фермиевскими скоростями галлия v_F , полученными методом эффекта отклонения [10]. Поскольку в [10] спектр скоростей приведен без привязки к ПФ, частичную привязку удалось осуществить на основе следующих соображений. Первое — существует корреляция между результатами измерений скоростей электронов методом эффекта

Таблица 1. Результаты экспериментов, полученных в условиях максимальной временной дисперсии $\omega\tau \approx 3,5$ ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $T = 1,7$ К)

Направление k	Направление j	K_{ex} , дБ	Φ_0 , рад	α , дБ/см	$v_0 \cdot 10^{-7}$, см/с	Зона	$v_F \cdot 10^{-7}$, см/с
a	b	-90	0,5	200	3,9	7e(U)	3,8
	c	-94	0,5	162	4,6	7e(U)	4,6
	c	-123	0	29,5	6,5	6h «монстр»	6,8
b	a	-100	0,1	54	8,7	7e(L)	8,0
	c	-98	0,1	62	8,2	7e(L)	8,0
c	a	-93	0,5	160	5,4	6h(T)	5,6
	a	-118	0	36	4,9	7e(L)	4,5
	b	≤ -140	—	—	—	—	—

отклонения и экстремальных фермиевских импульсов методом геометрического резонанса, если оба результата получены при одинаковых направлениях волнового вектора и вектора поляризации звука, поскольку в обоих случаях упругая волна взаимодействует с электронами из окрестности одних и тех же опорных точек. Второе — величина циклотронной массы на экстремальном сечении ПФ, определенная по известным значениям импульса $p_{\text{ext}}(\varphi)$ и предполагаемым для данной зоны значениям фермиевских скоростей $v(\varphi)$ по формуле

$$m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{p(\varphi)}{v(\varphi)} d\varphi, \quad (7)$$

должна быть близкой к значению, полученному для данной зоны в экспериментах, допускающих прямое определение массы.

На рис. 6 приведен фрагмент спектра скоростей электронов галлия с результатами «привязки», имеющий отношение к результатам настоящей работы. Результаты «привязки» сигналов электронного звука к зонам, в процессе которой использовались результаты измерений экстремальных импульсов фермиевских электронов галлия [11,12], оказались следующими.

1. $\mathbf{k}||\mathbf{a}$. Сигналы электронного звука со скоростью $6,5 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ определяются электронами уплощения ПФ зоны $6h$ «монстр», направление скорости которых отклоняется от оси \mathbf{a} на угол 15° в плоскости (\mathbf{ac}) . Им соответствует ветвь скоростей 37 на рис. 6. В акустическом эксперименте с этими электронами связана аномалия поглощения и скорости звука при $H = 0$ [5]. Два других сигнала элек-

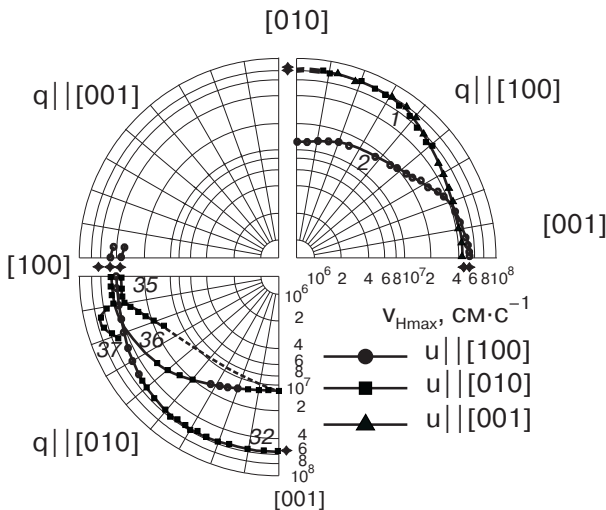


Рис. 6. Фрагмент спектра скоростей галлия [9]. Ветви скоростей 35,36 — $7e(U)$; 1 — $7e(L)$; 2,32 — $6h(T)$; 37 — $6h$ «монстр». Звездочкой на осях обозначены экспериментальные значения v_0 .

тронного звука со скоростями $3,9 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и $4,6 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ связаны с электронами малой зоны $7e(U)$, участок ПФ которой имеет дискообразную форму с большими уплощениями на противоположных сторонах диска. Им соответствуют ветви скоростей 35, 36 с близкими значениями на оси \mathbf{a} $3,8 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и $4,6 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. При этом величина циклотронной массы при $\mathbf{H}||\mathbf{b}$, вычисленная методом численного интегрирования, оказалась равной $0,25m_0$, что почти совпадает с соответствующим значением $0,27m_0$ для $7e(U)$, полученным в [13]. С электронами одного из уплощенных участков $7e(U)$, имеющих скорость $3,8 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, связано появление в магнитном поле пучковой электромагнитной волны, взаимодействие которой с носителями заряда было причиной аномальной звуковой прозрачности в условиях эффекта отклонения [14].

2. $\mathbf{k}||\mathbf{b}$. Отличающиеся направлением поляризации сигналы электронного звука с близкими скоростями $8,7 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и $8,2 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ связаны с электронами из окрестности линии параболических точек ПФ для зоны $7e(L)$, представленной на рис. 6 ветвью 1, со значением скорости на оси \mathbf{b} , равной $8,0 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. Это значение отличается от скорости сигналов электронного звука на величину $\leq 10\%$, что не превышает взаимной погрешности измерений. Вычисленное по формуле (7) значение циклотронной массы при $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ $0,58m_0$ находится в разумном согласии с соответствующим оценочным значением $\sim 0,5m_0$, полученным в работе [15].

3. $\mathbf{k}||\mathbf{c}$. Сигналы электронного звука со скоростями $5,6 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и $4,9 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, наблюдавшиеся в геометрии опыта $\mathbf{k}||\mathbf{c}$, $\mathbf{j}||\mathbf{a}$, связаны, соответственно, с уплощением на листе ПФ $6h(T)$ (по другим данным $9e(T)$ [12]) и линией параболических точек на листе ПФ $7e(L)$. На рис. 6 этому листу ПФ соответствуют ветви скоростей 2 и 32 со значениями скорости вдоль оси \mathbf{c} $5,6 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, совпадающим со значением скорости электронного звука. При этом значение циклотронной массы, вычисленное по формуле (7) для $\mathbf{H}||\mathbf{b}$, оказалось равным $0,073m_0$. Эта величина находится в разумном согласии с соответствующими экспериментальными значениями $0,063m_0$ [13] и $0,069m_0$ [15].

Сигналы электронного звука со скоростью $4,9 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ отождествляются нами с зоной $7e(L)$, во-первых, на основании близости их скорости к скорости электронов вдоль оси \mathbf{c} , равной $4,5 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и, во-вторых, ввиду отсутствия других носителей заряда с близкими скоростями, проявившихся в эффекте отклонения. Аргументы в пользу принадлежности ветви 1 зоне $7e(L)$ приведены выше.

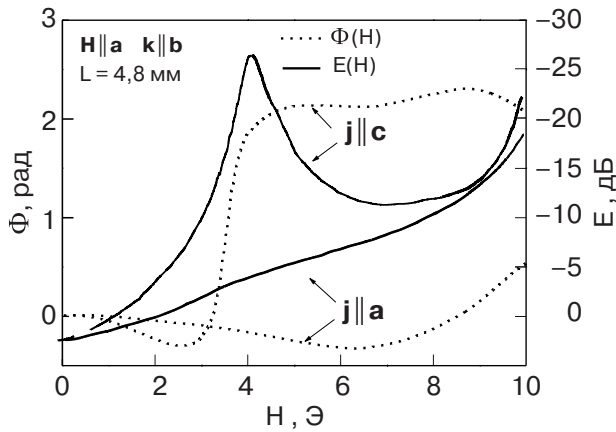


Рис. 7. Зависимости амплитуды и фазы электромагнитного сигнала от слабого магнитного поля для двух направлений вектора \mathbf{H} ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$).

Общим для всех наблюдавшихся электромагнитных сигналов было сильное увеличение затухания в слабых ≤ 10 Э магнитных полях, перпендикулярных вектору \mathbf{k} . Аналогичная зависимость наблюдалась в экспериментах по изучению аномальной электромагнитной прозрачности W [6] и в наших экспериментах по изучению электронного звука в галлии [16]. На рис. 7 приведены зависимости амплитуды и фазы электромагнитных сигналов от величины магнитного поля при двух значениях угла между \mathbf{j} и \mathbf{H} , полученные в геометрии опыта $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}, \mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Из данных на рисунке следует, что монотонные зависимости $E(H)$ и $\Phi(H)$ имеют место только в случае $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$. При этом увеличение поля до 10 Э приводит к большому (десятки дБ) увеличению затухания электромагнитного сигнала и также к значительному, после первоначального уменьшения, увеличению его фазы на величину порядка радиана. Увеличение затухания и фазы сигналов связано, по-видимому, с уходом носителей заряда из областей аномалий ПФ и удлинением их траекторий в магнитном поле, а уменьшение фазы на начальном участке зависимости $\Phi(H)$ — с ослаблением электромагнитного экранирования аномальным скин-слоем.

В случае $\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$ имеет место двухсигнальная ситуация. Кроме сигнала, обусловленного механизмами проникновения электромагнитного сигнала при $\mathbf{H} = 0$, в слабом магнитном поле появляется сигнал радиочастотного размерного эффекта [17], в результате чего на кривой $E(H)$ возникает максимум затухания интерференционной природы, сопровождающийся изменением фазы результирующего сигнала на величину порядка π . Для других геометрий опыта характер зависимостей $E(H)$ и $\Phi(H)$ аналогичный, за исключением того, что количество интерференционных максимумов, связанных с электро-

нами различных зон, увеличивалось в интервале 0–10 Э до двух-трех.

Электромагнитные сигналы, наблюдавшиеся в эксперименте, отличаются по величинам K_{ex} , Φ_0 и α и имеют, по-видимому, различную природу. Среди возможных сигналов, связанных с электромагнитной прозрачностью, согласно [2,4], могут быть: монотонно затухающая компонента поля $E_{\delta}(L)$, связанная с эффективными электронами в скин-слое; электромагнитные квазиволны и пучковые электромагнитные волны.

Монотонно убывающая компонента поля $E_{\delta}(L)$ в случае щелочных металлов описывается выражением [2]

$$E_{\delta}(L) = E(0) \frac{\delta^2}{L^2} \exp\left(-\frac{L}{v_0 \tau}\right), \quad (8)$$

где δ — глубина аномального скин-слоя, $E(0)$ — электрическое поле на границе металла. Оценки по формуле (6), используя литературные данные о глубине аномального скин-слоя ($\delta \sim 0,5 \cdot 10^{-4}$ см на частоте 50 МГц для галлия с близким отношением R_{42}/R_{300} [18]), показывают, что при $L \sim 0,1$ см, $v_0 \sim 5 \cdot 10^7$ см·с $^{-1}$ и $\tau \sim 10^{-8}$ с отношение $E_{\delta}(0,1)/E(0) \sim 3 \cdot 10^{-7}$. Расчетные зависимости $E_{\delta}(L)$ приведены на рис. 3, 4, 5. Как видно, величина этих полей меньше амплитуды сигналов электронного звука на 20–30 дБ во всем диапазоне использованных толщин образцов, что позволяет говорить об их незначительной роли.

Идентификация сигналов квазиволновой и волновой природы сложна, если они, как это следует из данных табл. 1, связаны именно с электронами из окрестности аномалий ПФ. На наш взгляд, существуют два признака, позволяющие разделить их природу. Во-первых, сигналам электронного звука волновой природы присуще бесстолкновительное затухание, линейно увеличивающееся с частотой (затухание Ландау), в то время как для квазиволн затухание определяется только процессами электронной релаксации и, в первом приближении, от частоты не зависит. Во вторых, фазовая скорость сигналов электронного звука волновой природы, при учете межзонной релаксации электронов, как было показано [10], существенно зависит от $\omega\tau$. В пределе $\omega\tau \gg 1$ она стремится к v_0 и заметно падает с уменьшением $\omega\tau$. В случае же квазиволн фактически измеряется средняя скорость дрейфа носителей заряда, формирующих квазиволну, и при повышении $\omega\tau$ она, наоборот, должна уменьшаться за счет увеличения вклада носителей с меньшими скоростями.

На рис. 8 приведены зависимости затухания некоторых наблюдавшихся сигналов от частоты. Вид-

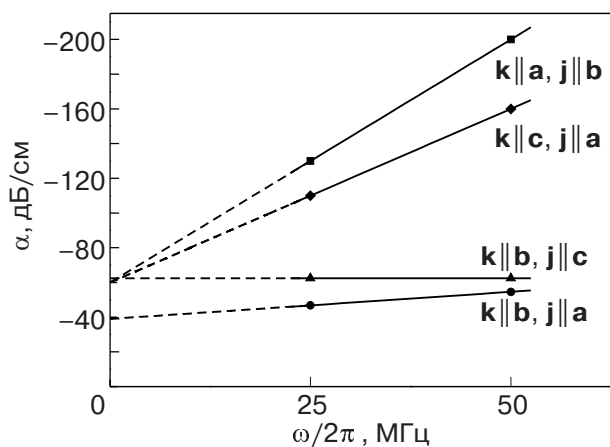


Рис. 8. Зависимость затухания электромагнитных сигналов от частоты для разных геометрий.

но, что в геометриях опыта $\mathbf{k}||\mathbf{a}, \mathbf{j}||\mathbf{b}$ и $\mathbf{k}||\mathbf{c}, \mathbf{j}||\mathbf{a}$ сигналы имеют волновую природу по признаку наличия затухания Ландау. Волновая природа имеет место также для сильнозатухающего сигнала с $v_0 = 4,6 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ в геометрии опыта $\mathbf{k}||\mathbf{a}, \mathbf{j}||\mathbf{c}$, а квазиволновая — для относительно слабозатухающих сигналов с $v_0 = 6,5 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ в геометрии опыта $\mathbf{k}||\mathbf{a}, \mathbf{j}||\mathbf{c}$ и $v_0 = 4,9 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ в геометрии опыта $\mathbf{k}||\mathbf{c}, \mathbf{j}||\mathbf{a}$.

В случае же распространения сигнала вдоль оси \mathbf{b} результат зависит от направления возбуждающего тока \mathbf{j} . При $\mathbf{j}||\mathbf{c}$ затухание Ландау отсутствует и возбуждается практически чистая квазиволна, однако при $\mathbf{j}||\mathbf{a}$ имеет место слабо выраженное затухание Ландау и, следовательно, вместе с квазиволной существует и сигнал волновой природы. Он связан, как следует из данных табл. 1, не с уплощениями ПФ, а с линией параболических точек, нормаль к центру которой направлена вдоль оси \mathbf{b} . Из данных на рис. 6 (ветвь 1) следует, что для электронов из окрестности линии параболических точек компонента скорости вдоль оси \mathbf{b} в широком угловом интервале ($\pm 15^\circ$) практически постоянна, в то время как две другие компоненты или тождественно равны нулю (вдоль линии) или малы, так что фактически в данном случае имеет место слабо расходящийся пучок электронов. Следовательно, спектр электромагнитной волны должен быть не корневого типа, как в работе [3], а близким к линейному. Наличие или отсутствие вклада электромагнитной волны в результирующий сигнал и определяет различие измеряемых скоростей v_0 в случае распространения сигнала вдоль оси \mathbf{b} (см. табл. 1).

Природа наблюдавшихся электромагнитных сигналов подтверждается также результатами измерений зависимости их скорости от параметра $\omega\tau$. Пове-

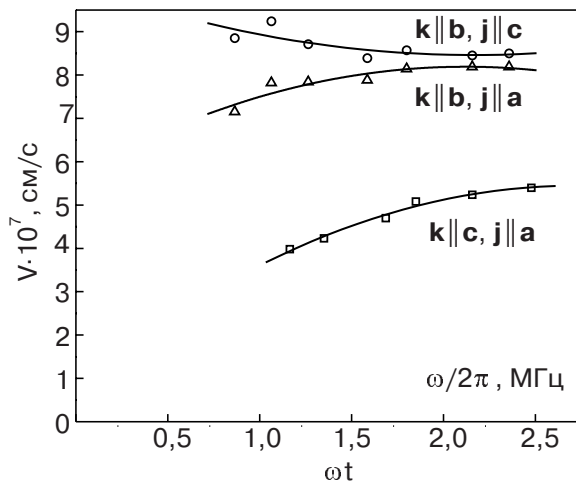


Рис. 9. Зависимости фазовой скорости электромагнитных сигналов от параметра $\omega\tau$. Верхняя кривая — квазиволна, нижняя — длинноволновая пучковая мода.

дение $v_0(\omega\tau)$ для ряда геометрий опыта приведено на рис. 9. Как видно, характер зависимостей принципиально отличается у квазиволнового ($\mathbf{k}||\mathbf{b}, \mathbf{j}||\mathbf{c}$) и волнового ($\mathbf{k}||\mathbf{c}, \mathbf{j}||\mathbf{a}$) сигналов. При понижении $\omega\tau$ фазовая скорость волнового сигнала уменьшается, в то время как для квазиволнового, наоборот, возрастает, хотя в пределе $\omega\tau \gg 1$ обе стремятся к насыщению. В случае, когда квазиволновая и волновая компоненты электромагнитного сигнала сравнимы по величине ($\mathbf{k}||\mathbf{b}, \mathbf{j}||\mathbf{a}$), зависимость $v_0(\omega\tau)$ имеет промежуточный характер.

Существенно отличаются сигналы волновой и квазиволновой природы и по величине начальной фазы коэффициента возбуждения. Обычно для сигналов электронного звука выражения для Φ_0 имеют вид [10]

$$\Phi_0 = \arctg(1/\omega\tau).$$

В нашем случае (см. табл. 1) начальная фаза коэффициента возбуждения электромагнитной волны больше начальной фазы коэффициента возбуждения квазиволны на величину $\sim 0,5$ рад, что близко к расчетному значению $\arctg(1/2,5) = 0,38$ рад. Малая начальная фаза сигналов, связанных с электронами из окрестности линии параболических точек ПФ ($\mathbf{k}||\mathbf{b}, \Phi_0 = 0,1$ рад), связана, по-видимому, с наличием волновой компоненты в результирующем сигнале электронного звука.

Таким образом, результаты наших экспериментов подтвердили предсказание теории [4] о возможности существования длинноволновых пучковых электромагнитных волн, обусловленных носителями заряда из области уплощений ПФ. В галлии этот тип волн является достаточно сильно затухающим. Оценки показывают, что в пределе $\omega\tau \gg 1$ отноше-

ние $\text{Re } k/\text{Im } k$ составляет величину от 0,5 до 1,5, что связано, прежде всего, с сильным бесстолкновительным затуханием электромагнитной волны.

Заключение

1. Экспериментально обнаружены длинноволновые электромагнитные пучковые волны, обусловленные электронами уплотненных участков поверхности Ферми. Отличительными их особенностями являются наличие затухания Ландау и значительное уменьшение фазовой скорости при $\omega\tau < 1$.

2. Обнаружено, что близкими по своим свойствам к пучковым волнам могут быть и электромагнитные волны, связанные с линиями параболических точек.

3. Измерены коэффициенты возбуждения и начальные фазы сигналов электронного звука. Установлено, что пучковые волны имеют на порядок больший коэффициент возбуждения и на величину порядка $\arctg(1/\omega\tau)$ большую начальную фазу коэффициента возбуждения по сравнению с квазиволновыми возбуждениями.

1. E.A. Kaner and V.G. Skobov, *Adv. Phys.* **17**, 605 (1968).
2. C.E.H. Reuter and E.H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc.* **195**, 336 (1948).
3. Г.Т. Аванесян, М.И. Каганов, Т.Ю. Лисовская, *ЖЭТФ* **75**, 1786 (1978).
4. Е.В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 543 (1983).
5. Е.В. Безуглый, А.М. Степаненко, В.Д. Филь, *ФНТ* **13**, 246 (1987); *ФНТ* **13**, 713 (1987).
6. А.В. Голик, А.П. Королюк, В.И. Хижный, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 100 (1983).
7. W.R. Reed, *Phys. Rev.* **189**, 1184 (1969).
8. Н.Г. Бурма, Е.А. Масалитин, А.Е. Кабанов, *Авт. свид. СССР*, №1213410, G01N29/00 (1985).

9. П.А. Безуглый, Н.Г. Бурма, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 523 (1969).
10. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *ФНТ* **19**, 667 (1993).
11. П.А. Безуглый, Н.Г. Бурма, *Физика конденсированного состояния*, вып. XXX (1974), с. 93.
12. А.М. Степаненко, В.Д. Филь, *ФНТ* **14**, 1265 (1988).
13. N.K. Vatra and R.L. Thomas, *Phys. Rev.* **B8**, 5457 (1973).
14. Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, Н.А. Рябуха, В.Д. Филь, *ФНТ* **30**, 206 (2004).
15. J.F. Condon, *Приложение к [7]*.
16. Е.В. Безуглый, А.В. Бойчук, Н.Г. Бурма, В.Д. Филь, *ФНТ* **21**, 633 (1995).
17. Э.А. Канер, В.Ф. Гантмахер, *УФН* **94**, 193 (1968).
18. D.E. Gabel, J.F. Cochran, *Canad. J. Phys.* **50**, 863 (1972).

Experimental discovering beam electromagnetic waves

N.G. Burma, A.I. Petrishin, N.A. Ryabukha, and V.D. Fil

Electromagnetic transparency of high purity monocrystal gallium samples has been investigated. Velocity, damping, modules and starting phases of excitation coefficients, dependence of attenuation on frequency and phase speed dependence on time relaxation were measured. The beam waves differ from the ballistic (quasi-wave) transference of electromagnetic field by the presence of Landau damping and significant decreasing of phase speed with time relaxation.

Keywords: electromagnetic transparency of metal, plane part of the Fermi surface, Landau damping, beam waves.