

ГЕЛИКОНЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ *)

Б. Максфилд

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	233
I. Теория	235
II. Экспериментальные методы	252
III. Результаты экспериментов ($ql \ll 1$)	258
IV. Результаты экспериментов ($ql \gg 1$)	265
V. Заключение	270
Цитированная литература	270

Настоящая статья представляет собой общеобразовательный обзор теоретических и экспериментальных работ по изучению геликонных волн в твердых телах. Обсуждение этих работ разделено на две основные части, охватывающие распространение геликонов в «локальном» и «нелокальном» режимах. Мы исследуем поведение свободных электронов в магнитном поле, чтобы выяснить условия, необходимые для распространения геликонной волны, и определить ее основные свойства. Затем эти представления используются при рассмотрении поведения произвольного анизотропного металла. Приведены решения различных граничных задач. При распространении волны в газе свободных электронов в нелокальном режиме имеется два механизма бесстолкновительного затухания геликонной волны: доплер-сдвинутый циклотронный резонанс и затухание Ландау, или черенковское поглощение. Описаны оба механизма и обсуждается влияние рассеяния носителей на эти механизмы. Описаны и сравнены различные экспериментальные методы, применяемые для изучения геликонных волн. Дан обзор экспериментальных работ по изучению распространения геликонов как в локальном, так и в нелокальном режимах. Исследования локального режима включают измерения коэффициента Холла и магнетосопротивления металлов (включая сверхпроводники), в то время как в нелокальном режиме описаны такие явления, как связывание геликонов со звуком и затухание Ландау.

ВВЕДЕНИЕ

Геликонная волна является одним из ряда электромагнитных возбуждений, которые существуют в плазме в магнитном поле. Под плазмой мы понимаем нейтральную систему подвижных положительных и отрицательных зарядов, которые по некоторой причине не объединяются друг с другом. Очень горячие газы или совокупность электронов и ионов в газовом разряде являются примерами плазмы, которая может быть описана с помощью классической физики. Многие физические явления, существующие в плазме, были предметами исследования в течение более чем ста лет. Если в процессах проводимости преобладающую роль играют

*) B. W. Maxfield, Helicon Waves in Solids, Amer. J. Phys. 37, 241 (1969).
Перевод В. Г. Скобова.

Редакция «American Journal of Physics» сопровождает этот обзор следующим примечанием: «Настоящий обзор является одним из серии учебно-образовательных обзоров, которые создаются по заказу редактора и время от времени будут публиковаться в «American Journal of Physics». Статьи этой серии носят объяснительный, критический характер и предназначены студентам и специалистам-профессионалам как введение в специальную тему. — *Ред.*».

носители определенного знака заряда, мы имеем некомпенсированную плазму. Геликонная волна или просто геликон представляет собой низкочастотное электромагнитное возбуждение некомпенсированной плазмы в магнитном поле.

Свойства твердотельной плазмы и среда, в которой она находится, в гораздо большей степени поддаются нашему контролю, чем свойства газовой плазмы. Поэтому изучение плазмы твердого тела полезно для проверки теории идеальной плазмы. Кроме того, в плазме твердого тела существуют явления, не имеющие аналогов в газовой плазме. Эти эффекты связаны с особенностями электронной структуры твердого тела, и изучение волн может дать важную информацию об этих особенностях.

Факт существования электромагнитных возбуждений в телах с высокой проводимостью был осознан совсем недавно по временной шкале изучения волн в плазме. В 1960 г. Константинов и Перель¹ (металлы) и Эгрен² (полупроводники) предсказали существование электромагнитных возбуждений в хорошо проводящих твердых телах, находящихся в сильном постоянном магнитном поле. За их круговую поляризацию Эгрен назвал эти волны геликонами. Годом позднее было осознано, что «свистящие атмосферерики»^{3,4} представляют собой геликонные волны, распространяющиеся в ионосфере вдоль магнитного поля Земли.

О первом экспериментальном обнаружении геликонной волны в твердом теле сообщили в 1961 г. Бауэрс, Ледженди и Роуз⁵, которые наблюдали геликоны в натрии. Вскоре после этого Либхабер и Вейлекс⁶ наблюдали геликоны в микроволновом диапазоне частот в антимониде индия, а Чэмберс и Джонс⁷ провели обстоятельное изучение геликонов во многих простых металлах. С тех пор геликонные волны были обнаружены во множестве металлов и было опубликовано около ста статей по различным аспектам распространения геликонных волн.

В то время как первые работы по изучению геликонных волн были направлены на понимание их свойств, в более поздних экспериментах геликонные волны использовались в качестве инструмента для изучения некоторых электронных свойств реальных металлов в магнитном поле. Обзоры теоретических и экспериментальных работ, опубликованных до лета 1964 г., были сделаны Бухсбаумом⁸ и Бауэрсом¹⁰ соответственно. Вводные статьи, описывающие классическую плазму твердого тела, были написаны Бауэрсом¹¹ и Бухсбаумом и Чайновом¹², и читатель, имеющий некоторую подготовку в области физики твердого тела, сможет успешно читать эти статьи. Бауэрс и Стил¹³ сделали обзор ряда общих свойств плазмы твердых тел. И они¹³, и другие авторы¹² обсудили потенциальные возможности использования геликонных волн для создания приборов. Некоторые работы по изучению геликонов были описаны в более общих обзорах по физике плазмы¹⁴. Были написаны небольшие книги, в которых рассматривались хорошо изученные аспекты плазменных волн¹⁵. Недавняя статья Моргана¹⁶ также посвящена некоторым общим свойствам геликонных волн в твердых телах.

Как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения работы по изучению геликонов естественно распадаются на две главные категории, заключающие в себе распространение геликонов в «локальном» и «нелокальном» режимах. Наиболее общим является случай, когда необходимо учитывать нелокальные эффекты. Это случай, когда значение электрического поля в любой точке образца определяется значениями плотности тока во всех других точках посредством некоторого интегрального выражения. Однако если электрическое поле мало меняется на средней длине свободного пробега носителей, то электрическое поле в любой точке образца связано со значением тока в этой же точке. Это и есть усло-

вие локальности. Довольно очевидно, что соответствующим параметром является отношение средней длины свободного пробега к длине волны электромагнитного возмущения. Для изучения и описания распространения геликонов в каждом из этих пределов требуются разные экспериментальные и теоретические методы, и в настоящей статье эти области рассматриваются отдельно.

В разделе I описываются основные свойства геликонов на основе модели свободных электронов. Исследуются характеристики как локального, так и нелокального распространения. Обсуждается область применимости модели свободных электронов и, где это возможно, приводятся результаты более подробных или точных описаний. В разделе II излагаются наиболее общие и чаще всего используемые экспериментальные методы, которые применялись для изучения распространения геликонов. Раздел III посвящен экспериментальным работам по изучению геликонов в локальном режиме, а в разделе IV обсуждаются те эксперименты в нелокальном режиме, которые были проведены вплоть до настоящего времени. Заключительные выводы содержатся в разделе V. Всюду, где это не оговорено особо, используются единицы МКС.

1. ТЕОРИЯ

А. Модель свободных электронов в локальном режиме

Кратко говоря, геликон представляет собой электромагнитную волну, которая может распространяться в хорошо проводящей среде в присутствии сильного магнитного поля. В отсутствие магнитного поля свободные носители в проводящей среде быстро реагируют на любое электромагнитное возмущение, частота которого много меньше плазменной частоты. В результате возникают токи, которые экранируют электромагнитное возмущение, препятствуя его проникновению в глубину материала. Именно это и есть обычный (нормальный или аномальный) скин-эффект. При наличии сильного магнитного поля это экранирование сильно уменьшается. Благодаря действующей на них силе Лоренца носители движутся не столь случайным образом (более упорядоченным). Эта возникшая скованность их движения не позволяет носителям должным образом реагировать на электромагнитное возмущение. Если сила Лоренца оказывает на носители преобладающее воздействие, то в хорошо проводящей среде может распространяться низкочастотная электромагнитная волна.

Мы можем определить основные особенности распространения геликонов и одновременно получить их количественное описание в простых, но реальных металлах (например, в Na или K), рассматривая поведение металла с почти свободными электронами в сильном постоянном магнитном поле B_0 . Это соответствует подходу, использованному Чэмберсом и Джонсом при первом количественном обсуждении распространения геликонов.

Как показано на рис. 1, мы берем B_0 параллельным оси z , а металл (характеризуемый свободными носителями заряда e и массой m , которые релаксируют к равновесию с решеткой за среднее время τ) заполняет полупространство $z > 0$. Предположим, что поперечная электромагнитная волна, зависимость поля которой от времени имеет вид $\exp(-i\omega t)$, падает на поверхность металла. При этом в металле возбуждается электромагнитная волна той же самой частоты, имеющая волновой вектор q , т. е. в металле $E = E_0 \exp[i(qz - \omega t)]$. Наша задача состоит в определении характера q .

Напишем сначала уравнения движения носителей (свободных электронов), имеющих скорость дрейфа v . Приравняем скорость изменения импульса носителей действующим на них электрической и магнитной (лоренцовой) силам и скорости, с которой носители теряют импульс вследствие столкновений с решеткой, т. е.

$$m dv/dt = eE + [evB] - mv/\tau, \quad (1)$$

где E и $B = B_0 + b$ — электрическое и магнитное поля в металле, b — магнитное поле электромагнитной волны.

Установившаяся скорость носителей определяется уравнением

$$-m i \omega v = eE + [evB] - mv/\tau. \quad (2)$$

Предположим теперь, что носители находятся в мгновенном локальном равновесии, т. е. что $\omega \tau \ll 1$. Это имеет место при достаточно низких частотах и оказывается прекрасным приближением. Считая магнитное поле волны малым по сравнению с B_0 , мы можем записать уравнение движения в виде

$$eE + [evB_0] - mv/\tau = 0. \quad (3)$$

Определяя обычным образом сопротивление ($\rho = m/ne^2\tau$), константу Холла $R = 1/ne$) и плотность тока ($J = nev$), мы получаем

$$E + [RJB_0] - \rho J = 0. \quad (4)$$

Это уравнение переноса совместно с уравнениями Максвелла (в пренебрежении током смещения *)

$$[\nabla, E] = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad [\nabla, B] = \mu_0 J \quad (5)$$

определяет электромагнитный импеданс металла. Заметим, что уравнение (4) представляет собой обобщение закона Ома: к обычной компоненте электрического поля ρJ , пропорциональной сопротивлению металла, добавлено электрическое поле Холла. Условия, необходимые для распространения геликона, можно проще всего получить следующим образом. Продифференцируем второе уравнение Максвелла по времени и, подставляя в него первое уравнение, исключим из них магнитное поле волны. Полагая, далее, что зависимость поля волны от координат и времени описывается функцией $\exp[i(qz - \omega t)]$, получаем **)

$$q^2 E - i\omega \mu_0 J = 0. \quad (6)$$

Уравнения (4) и (6) являются двумерными векторными уравнениями. Стандартный способ решения таких уравнений состоит в подстановке

*) Током смещения можно пренебречь, если фазовая скорость в среде много меньше скорости света c (если длина волны в вакууме много больше длины волны в среде). Эти условия легко удовлетворяются в твердых телах. В этих условиях спектр волны должен быть квадратичным, $q^2 \sim \omega$, поскольку в пренебрежении током смещения волновое уравнение, по существу, имеет вид $[\nabla [\nabla, E]] \sim \partial E/\partial t$.

**) Этот метод легко обобщить. Если поле волны разложить на компоненты Фурье, то каждая компонента будет удовлетворять уравнению $q^2 E_q - i\omega \mu_0 J_q = 0$, где E_q, J_q — фурье-образы E и J .

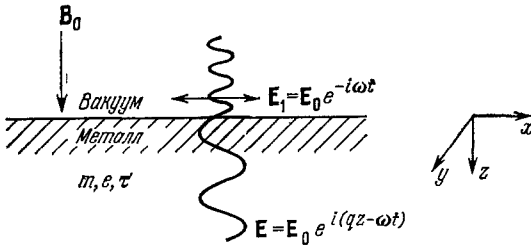


Рис. 1. Схематическое изображение поперечной линейно поляризованной волны, падающей нормально на границу металла с вакуумом.

Возбуждаемая в металле волна имеет ту же частоту, что и падающая волна, но, как показано в тексте, ее длина зависит от электромагнитных свойств металла.

$E^\pm = E_x \pm iE_y$, $J^\pm = J_x \pm iJ_y$, в результате чего эти уравнения принимают вид *)

$$E^\pm = \rho (1 \pm iu) J^\pm, \tag{4a}$$

$$q_\pm^2 E^\pm - i\omega\mu_0 J^\pm = 0, \tag{6a}$$

где $u = RB_0/\rho$.

Легко видеть, что решение существует только при условии

$$q_\pm^2 = i\omega\mu_0/\rho (1 \pm iu). \tag{7}$$

Выписывая векторные компоненты уравнения (4), мы находим, что u представляет собой тангенс угла Холла, т. е. угла между \mathbf{J} и \mathbf{E} . Подстановка определений R и ρ показывает, что $u = \omega_c\tau$, где $\omega_c = eB_0/m$ — циклотронная частота носителей **).

Чтобы получить распространяющуюся волну, мы должны иметь $|\operatorname{Re} q| \gg |\operatorname{Im} q|$, т. е. q^2 должно быть положительным и в основном вещественным. Это выполняется для левой поляризации (+), если u является большим и положительным ($R > 0$), и для правой поляризации (—), если u является большим и отрицательным ($R < 0$) ***). Если падающая волна линейно поляризована, то возбуждаются обе волны. В рассматриваемом нами случае свободных электронов $u < 0$, так что волна (—) распространяется, а волна (+) сильно поглощается. Поэтому в полубесконечном металле геликон представляет собой поперечную, циркулярно поляризованную электромагнитную волну. Электрическое и магнитное поля вращаются вокруг постоянного магнитного поля (направление распространения) в том же направлении, что и электроны.

Подставим теперь числа для калия, представляющего собой металл с почти свободными электронами ($R = -4,2 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\kappa$ и $\rho (4,2^\circ \text{ К}) = 2,0 \cdot 10^{-11} \text{ ом} \cdot \text{м}$). В магнитном поле $B_0 = 10 \text{ кгс} = 1 \text{ вб}$ мы имеем $u = 21$, т. е. распространяющуюся волну. Сопротивление $\rho (4,2^\circ \text{ К})$ соответствует уменьшению сопротивления в 4000 раз по сравнению с его значением при комнатной температуре. Таким образом, чтобы получить слабо затухающую геликонную волну, требуется чистый металл при низких температурах (низкая температура нужна для уменьшения действующих на волну сил трения, обусловленных столкновениями носителей с колебаниями решетки). Чтобы создать возбуждение с длиной волны 1 см, нам нужна чрезвычайно низкая частота 50 гц! Фазовая скорость этой волны $v_p = \omega/q = 30 \text{ см/сек}$. Поскольку волна очень медленная, металл характеризуется очень высоким коэффициентом отражения ($\xi = c/v_p = 10^9$). Для любой электромагнитной волны отношение электрического поля к магнитному равно фазовой скорости, т. е. $E/b = v_p$, откуда следует, что большая часть энергии сосредоточена в магнитном поле геликонной волны. Заметим также, что $v_p \sim q$, так что волна имеет сильную дисперсию.

*) Заметим, что эта подстановка соответствует представлению линейно поляризованной волны в виде суммы право- и лево-циркулярно поляризованных волн.

**) Роль величины ω_c обсуждается ниже в разделе I, Д. При $u \rightarrow \infty$ уравнение (7) можно записать в форме $q^2 = \pm \omega^2 \mu_0 / \omega_c$, которая подчеркивает как роль ω_c в дисперсионном уравнении, так и роль плазменной частоты $\omega_p = (ne^2/m)^{1/2}$. Если волна распространяется под углом к B_0 , то $q^2 \rightarrow qq_z$ (см. уравнения (11) и (11a)).

***) В реальном металле m должно быть заменено на эффективную массу носителей m^* . Следует заметить, что в случае $u \gg 1$ величина $\operatorname{Re} q_\pm^2 = \pm \omega\mu_0/RB_0$ не зависит от m^* , в то время как $\operatorname{Im} q_\pm^2 = \omega\mu_0/uRB_0$ зависит от m^* . Различие между m и m^* представляет собой вклад в инерцию носителей вследствие взаимодействия с кристаллом.

Б. Общая локальная теория

В предыдущем разделе мы показали, что при определенных условиях в хорошо проводящей среде могут существовать электромагнитные волны. Мы получили основные особенности распространения геликонов в бесконечной среде. Здесь мы дадим более общее рассмотрение. Его просто применить к решению граничных задач, и оно легко обобщается на случай более сложных металлов¹⁵.

Мы предположим общее тензорное соотношение между \mathbf{J} и \mathbf{E} , т. е. $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$, или

$$E_i = \sum_j \rho_{ij} J_j, \quad i, j = x, y, z. \quad (8)$$

Магнитное поле направлено произвольно. Если \mathbf{B}_0 параллельно оси z , непосредственное вычисление компонент уравнения (4) дает

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho_{zz} = \rho, \quad \rho_{xy} = -\rho_{yx} = RB_0 = i\rho, \quad (8a)$$

а все остальные элементы тензора сопротивления равны нулю. Комбинируя уравнения Максвелла с уравнением (8), легко получить

$$[\nabla [\rho \nabla, \mathbf{B}]] = -(1/\mu_0) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (9)$$

где все символы имеют то же значение, что и в разделе I, А. Заметим, что $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$. Будем искать также решения, когда малое поле \mathbf{b} является плоской волной, распространяющейся вдоль оси z , т. е.

$$\mathbf{b} = (b_x, b_y, 0) \exp[i(qz - \omega t)]. \quad (10)$$

Это означает, что ось z выбрана вдоль направления распространения волны \mathbf{q} . Это несколько упрощает математические выкладки. Полагая $|\mathbf{b}| \ll |\mathbf{B}_0|$, найдем, что уравнение (9) сводится к двум связанным уравнениям, которые легко решаются. Общее дисперсионное уравнение имеет вид

$$q_{\pm}^2 = \mu_0 \omega \left\{ \pm \left[-\rho_{xy} \rho_{yx} - \frac{1}{4} (\rho_{xx} - \rho_{yy})^2 \right]^{1/2} - \frac{i}{2} (\rho_{xx} + \rho_{yy}) \right\} \times \\ \times (\rho_{xx} \rho_{yy} - \rho_{xy} \rho_{yx})^{-1}. \quad (11)$$

Очевидно, что в общем случае решения эллиптически поляризованы с отношением осей $b_x/b_y = f_{\pm}$, где

$$f_{\pm} = 2\rho_{xy} \{ [\rho_{yy} - \rho_{xx}] \pm i [-4\rho_{xy} \rho_{yx} - (\rho_{xx} - \rho_{yy})^2]^{1/2} \}^{-1}. \quad (12)$$

Удобно ввести параметр

$$S_{\pm} = \text{Re } q_{\pm}^2 / \text{Im } q_{\pm}^2, \quad (13)$$

который характеризует длину затухания волны. Верхний и нижний знаки относятся к поляризациям (+) и (-) соответственно.

Если вектор \mathbf{q} не параллелен \mathbf{B}_0 , необходимо использовать тензор сопротивления, описывающий проводимость под произвольным углом к \mathbf{B}_0 . Если среда изотропна, этот тензор может быть получен путем вращения тензора, описывающего проводимость в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{B}_0 . Пусть угол между \mathbf{q} и \mathbf{B}_0 равен φ , а вращение производится вокруг оси x . Тогда проводимость описывается новым тензором, $\rho' = \alpha \rho \alpha^{-1}$, где матрица вращения

$$\alpha = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Следовательно, для распространения волны под углом φ к B_0 модель свободных электронов дает

$$q_{\pm}^2 = \mu_0 \omega / \rho (\pm u + i) \cos \varphi; \quad (11a)$$

при этом

$$f_{\pm} = \mp i, \quad S_{\pm} = u.$$

Магнетосопротивление также зависит от направления тока по отношению к магнитному полю. По этой причине даже изотропные металлы обычно имеют $\rho_{xx} = \rho_{yy} \neq \rho_{zz}$. Если $\varphi \neq 0$, то дисперсионное уравнение содержит ρ_{zz} и изучение распространения геликона под углом к магнитному полю позволяет определить ρ_{zz} .

В. Решения различных граничных задач

1. Общее рассмотрение. До сих пор мы имели дело с распространением геликонов в полубесконечной среде. Для настоящего сравнения теории с экспериментом необходимо иметь решение граничной задачи. Котти, Квоттропани и Уайдер¹⁸, Чэмберс и Джонс⁷ и Ледженди¹⁹ *) рассмотрели граничную задачу для тонкой бесконечной пластины, перпендикулярной к магнитному полю, а Ледженди¹⁹ и Клозенберг, Макнамара и Тонеманн²¹ решили граничную задачу для длинного цилиндра, ось которого параллельна магнитному полю. Эти авторы^{19, 21} указали на необходимость учитывать проникновение поля геликона в вакуум при решении любых граничных задач.

При вычислении собственных частот геометрического резонанса Котти, Квоттропани и Уайдер¹⁸ и Чэмберс и Джонс⁷ использовали граничное условие $J_n = 0$ (отсутствие тока через границу металл — вакуум). Так как мы рассматриваем ферромагнитные материалы с конечной проводимостью (т. е. без поверхностных токов), все компоненты магнитного поля должны быть непрерывными на границе. Ледженди указал, что если вакуумные поля являются статическими (токи смещения несущественны при определении вакуумных полей), непрерывность всех компонент магнитного поля подразумевает $J_n = 0$, но обратное утверждение неверно, т. е. $J_n = 0$ не подразумевает непрерывности магнитного поля. Для рассматриваемой квазистатической задачи граничное условие на электрическое поле (все компоненты непрерывны на границе) удовлетворяется автоматически. Поскольку вакуумное поле геликонной волны может быть значительным, оно играет существенную роль в условиях непрерывности полей и, следовательно, в решении общей граничной задачи. Это поле является особенно важным при решении граничной задачи для аксиального цилиндра; пренебрежение им может привести к очень большой ошибке в вычислениях (см. статью Хардинга и Тонеманна²²). В случае же тонкой бесконечной пластины, перпендикулярной к магнитному полю, параллельная полю поверхность отсутствует и вакуумное поле геликона не играет роли.

До сих пор никому не удалось получить решения граничной задачи для образца конечных размеров, хотя было найдено несколько различных приближенных решений дисперсионного уравнения геликона в конечном образце^{19, 23-26}. Спектр возбуждающего поля играет весьма важную роль при получении точного решения любой граничной задачи, поскольку требуется «сшить» возбуждающее поле и вакуумное поле геликона с полем геликона внутри металла. Катушка возбуждения конечных размеров

*) Распространение волны в плазме в общем случае рассматривается в работах²⁰.

создает возбуждающее поле, содержащее много компонент Фурье, и все эти компоненты должны быть учтены при получении точного решения. Предполагая, что размеры образца определяют основную гармонику Фурье, которая накладывается на однородное возбуждающее поле, Ледженди¹⁹ смог изучить влияние конечных поперечных размеров на собственные частоты тонкой квадратной пластины. Если отношение наименьшего поперечного размера к толщине больше 15, поправка вследствие конечности размеров меньше 5%. Эксперименты Амундсена²⁴, например, находят в хорошем согласии с этим результатом Ледженди¹⁹. Гудман²⁵ нашел, что для получения хорошего согласия между теорией и экспериментом необходимо принять в расчет конечность размеров катушки возбуждения (см. ниже, рис. 13). Хардинг и Тонеманн²² и Хью²⁶ нашли, что аксиальные цилиндры конечной длины хорошо описываются дисперсионным уравнением бесконечного цилиндра (разумеется, нужно учитывать возникновение стоячих волн, если цилиндры являются «короткими»).

2. С и м м е т р и ч н о е в о з б у ж д е н и е. Важной граничной задачей является возбуждение осцилляций в тонкой бесконечной пластине толщины $2a$. Пусть пластина возбуждается симметрично с обеих сторон полем

$$b = b_{0x}e^{-i\omega t},$$

линейно поляризованным вдоль оси x *). Геликонные волны возбуждаются у каждой поверхности и распространяются внутрь вдоль нормали к поверхности. Эти две волны интерферируют и образуют стоячие волны, если толщина пластины кратна целому числу полуволн.

Используя метод, впервые предложенный Чэмберсом и Джонсом⁷, Пенц¹⁷ решил задачу для тонкой бесконечной пластины, взяв (8) в качестве уравнения переноса. Поле внутри образца дается формулой

$$\mathbf{b} = \frac{b_0 e^{-i\omega t}}{f_+ - f_-} \left(\frac{f_+ \cos q_+ z}{\cos q_+ a} - \frac{f_- \cos q_- z}{\cos q_- a}, \frac{\cos q_+ z}{\cos q_+ a} - \frac{\cos q_- z}{\cos q_- a}, 0 \right), \quad (14)$$

где q_{\pm} и f_{\pm} даются уравнениями (11) и (12) соответственно. Для простой проводимости, описываемой уравнениями (8a), (14) сводится к выражению

$$\mathbf{b} = \frac{1}{2} b_0 e^{-i\omega t} \left(\frac{\cos q_+ z}{\cos q_+ a} + \frac{\cos q_- z}{\cos q_- a}, \frac{i \cos q_+ z}{\cos q_+ a} - \frac{i \cos q_- z}{\cos q_- a}, 0 \right), \quad (14a)$$

которое описывает циркулярно поляризованную стоячую волну (q_{\pm} дается формулой (11a)).

В эксперименте измеряется напряжение, индуцируемое в катушке зависящим от времени полем, описываемым выражением (14) или (14a). Существуют два независимых расположения катушек: ось приемной катушки может быть либо параллельна (продольна), либо перпендикулярна (поперечна) по отношению к возбуждающему магнитному полю. Полезно определить величины μ_L и μ_T для этих двух экспериментальных геометрий следующим образом:

$$\mu_L = (b_{av})_x / b_0, \quad \mu_T = (b_{av})_y / b_0,$$

где

$$(b_{av})_i = (1/2a) \int_{-a}^{+a} b_i(z) dz \quad (i = x, y)$$

*) Переменное магнитное поле, с хорошей точностью являющееся линейно поляризованным, можно получить с помощью соленоида или катушки Гельмгольца, размеры которых несколько превышают размеры образца.

представляет собой среднее значение i -й компоненты поля по толщине образца. μ_L и μ_T обычно называют восприимчивостями стоячей волны. Эти величины представляют собой максимальное значение меняющегося во времени потока через катушки вокруг образца в направлении осей x

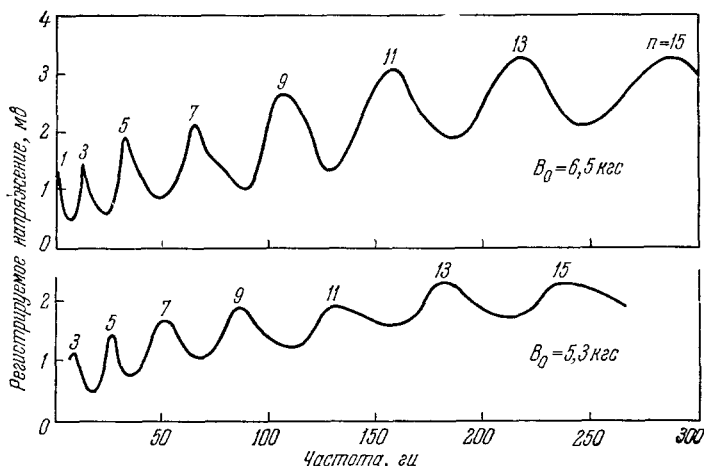


Рис. 2. Напряжение в приемной катушке в эксперименте со скрещенными катушками пропорционально $|\mu_T|$ (см. п. II, А). При изменении частоты μ_T имеет максимумы при нечетных значениях m , которые проявляются как максимумы выходного напряжения.

и y соответственно, так что в приемнике возникает напряжение, пропорциональное соответствующей восприимчивости. Эти восприимчивости описываются выражениями

$$\mu_L = 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{m=1, \text{ нечетн}}^{\infty} \frac{[\rho_{xx}/(\rho_{xx} + \rho_{yy})] + i\omega(Q/\omega_m)}{1 + iQ[(\omega/\omega_m) - (\omega_m/\omega)]}, \quad (15a)$$

$$\mu_T = -\frac{8}{\pi^2} \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx} + \rho_{yy}} \sum_{m=1, \text{ нечетн}} \frac{m^{-2}}{1 + iQ[(\omega/\omega_m) - (\omega_m/\omega)]}, \quad (15b)$$

где

$$\omega_m = m^2 \omega_r = (m^2 \pi^2 / 4 \mu_0 a^2) (\rho_{xx} \rho_{yy} - \rho_{xy} \rho_{yx})^{1/2},$$

$$Q = (\rho_{xx} \rho_{yy} - \rho_{xy} \rho_{yx})^{1/2} / (\rho_{xx} + \rho_{yy}).$$

Слагаемое 1 в выражении для μ_L обусловлено прямой связью с возбуждающим полем. Оно, разумеется, отсутствует в μ_T , когда катушки ортогональны. Более подробное рассмотрение этой граничной задачи можно найти в статьях Чэмберса и Джонса⁷, Ледженди¹⁸ и Пенца¹⁷.

Рассмотрение формул (15) показывает, что импеданс образца представляет собой ряд резонансных максимумов, соответствующих кратности толщины образца нечетному числу полуволн геликона. Типичная картина резонансных осцилляций μ_T изображена на рис. 2. Как показано в разделе II, посвященном экспериментальным методам, можно отдельно измерять вещественную и мнимую части μ_L и μ_T . Это позволяет непосредственно изучать определенные элементы тензора сопротивления.

Как упоминалось, ни одна задача для образца конечных размеров не была решена точно. Однако эмпирически находят, что условие резонанса стоячих геликонных волн в параллелепипеде толщиной $2a$

и размерами $2b$ и $2c$ приближенно дается формулой

$$\omega_m = (m^2 \pi^2 / 4 \mu_0 a^2) (\rho_{xx} \rho_{yy} - \rho_{xy} \rho_{yx})^{1/2} \alpha_{klm}, \quad (15в)$$

где

$$\alpha_{klm}^2 = 1 + (ka/mb)^2 + (la/mc)^2,$$

а k, l, m — целые числа. Заметим, что по форме это тождественно со структурой мод в прямоугольном микроволновом резонаторе. Равенство (15в) дает только относительный масштаб осцилляций размерного резонанса. По частоте фундаментального резонанса в тонкой бесконечной пластине можно найти резонансную частоту в конечной пластине той же самой

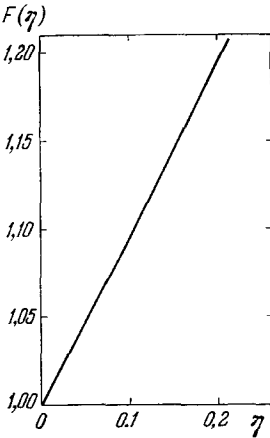
толщины с помощью поправочного члена, вычисленного Ледженди¹⁹. Если ω_r есть резонансная частота тонкой бесконечной пластины, то резонансная частота конечной квадратной пластины $\omega_r(\eta) = \omega_r(0) F(\eta)$, где $\eta = a/b$, а $F(\eta)$ приведена на рис. 3 (из работы Амундсена²⁴)*.

Другой решаемой граничной задачей для бесконечного образца является задача о распространении геликона в цилиндрическом образце в магнитном поле, параллельном оси цилиндра. Эта задача решена Клозенбергом, Макнамарой и Тонеманом²¹ для распространения волны с фиксированной частотой и длиной волны, определяемой через дисперсионное уравнение магнитным полем. Ледженди¹⁹ рассмотрел случай, когда и частота и аксиальная длина волны геликона определяются возбуждающим полем. В этом случае образуются стоячие волны в радиальном направлении; при этом радиальная длина волны определяется магнитным полем и параметрами образца ρ и R . Результаты этих вычислений довольно сложны; читатель может найти выражения для полей геликонной волны в статьях^{19, 21}, а в статьях^{22, 25} —

результаты вычислений, в которых были использованы эти выражения. Сильное различие между этими двумя случаями иллюстрирует важность рассмотрения спектра Фурье возбуждающего поля при решении любой граничной задачи.

Задача об аксиальном цилиндре представляет особенный интерес, поскольку потери мощности не зависят от сопротивления в случае $u \gg 1$. Вычисление поля геликона дает, что ток ограничен характерной глубиной $\lambda/2\pi u$, где λ — длина волны геликона. Следовательно, в случае $u \gg 1$ ток заключен в тонком поверхностном слое. Диссипация этого тока представляет собой поверхностные потери, и результаты являются следующими: совокупность возбуждающего поля, поля геликона в вакууме и внутреннего поля геликона приводит к созданию осциллирующего двойного слоя с сильным электрическим полем в непосредственной близости от границы металл — вакуум. Вследствие силы Лоренца это электрическое поле, нормальное к поверхности, создает ток, который параллелен

Рис. 3. Поправочная функция $F(\eta)$, вычисленная Ледженди для различных значений $\eta = a/b$, отношения толщины k поперечному размеру образца.



*) Заметим, что хотя затухание влияет на величину ω_m , оно не влияет на величину отношения различных резонансных частот, например ω_3/ω_1 . Шульц²⁷ исследовал влияние η на ω_r и Q в полупроводнике PbTe. Влияние η на Q может быть довольно значительным; величина как объемных, так и поверхностных потерь зависит от η . Амундсен нашел, что $F(\eta)$ почти не зависит от Q при $Q > 1$.

поверхности. Вычисления¹⁹ показывают, что плотность тока j пропорциональна u . Результирующие потери мощности $\rho j^2 \times (\text{площадь поверхности}) \times (\text{толщина токового слоя})$ изменяются как $(u^{-1}u^2) (u^{-1})$. Следовательно, потери мощности не зависят от ρ . Величина этих поверхностных потерь зависит от напряженности поля геликона в вакууме. Хардинг и Тонеманн²² и Гудман²⁵ получили хорошее количественное согласие наблюдаемых поверхностных потерь с теорией. Это согласие является хорошим подтверждением необходимости использовать граничные условия, которые учитывают поле геликона в вакууме.

Приведенное выше рассмотрение справедливо только в локальном пределе, т. е. при условии применимости уравнения (4). Если циклотронный радиус r_c больше толщины поверхностного токового слоя, микроскопическое движение носителей играет важную роль при определении плотности тока и уравнение (4) оказывается неприменимым. Это условие, $r_c > \lambda/2\pi u$, можно переписать в виде $ql > 1$. В разделе I, Д мы покажем, что в случае $ql > 1$ дисперсионное уравнение должно быть изменено. Следовательно, мы не можем определить поверхностные потери в этом пределе, не решая нелокальную задачу. Такая задача была решена.

3. А с и м м е т р и ч н о е в о з б у ж д е н и е. Здесь мы рассмотрим граничную задачу о распространении электромагнитной волны через тонкую пластину. Волна, линейно поляризованная вдоль оси x , падает нормально на металлическую пластину толщиной $2a$ и показателем преломления ζ . Решение этой стандартной задачи электромагнитной теории²⁸ приводит к следующему выражению для магнитного поля в прошедшей волне:

$$b_t = \left(\frac{1}{2} i\zeta \sin 2qa + \cos 2qa \right) b_{0x}, \quad (16)$$

где мы предполагали $\zeta \gg 1$ и приняли во внимание, что фазовая скорость $v_p = c/\zeta = \omega/q$. Из дисперсионного уравнения (11) находим

$$\zeta_{\pm} = (\epsilon_0 \omega)^{-1/2} \left\{ \pm \left[-4\rho_{xy}\rho_{yx} - (\rho_{xx} - \rho_{yy})^2 \right]^{1/2} - i(\rho_{xx} + \rho_{yy}) \right\} (\rho_{xx}\rho_{yy} - \rho_{xy}\rho_{yx})^{-1}. \quad (17)$$

Следовательно,

$$b_{t\pm} = -\frac{2i\omega a}{c} \left(\frac{\text{tg } q_{\pm} a}{q_{\pm} a} \mp \frac{\text{ctg } q_{\pm} a}{q_{\pm} a} \right) b_{i\pm}, \quad (18)$$

где $b_{i\pm}$ — циркулярно поляризованные компоненты магнитного поля в падающей волне. Как и ранее, удобно выразить наши результаты в форме проницаемостей, представляющих напряжение в катушке на обратной стороне образца. Ось приемной катушки может быть либо параллельна (L), либо перпендикулярна (T) к направлению возбуждающего поля (ось x). В результате получаем

$$\mu_T^T = -\frac{2i\omega a}{c} \frac{2\rho_{xy}}{\rho_{xx} + \rho_{yy}} \left\{ \frac{4}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m^2} \left[1 + iQ \left(\frac{\omega}{\omega_m} - \frac{\omega_m}{\omega} \right) \right]^{-1} + \frac{2i}{4a^2} \frac{\rho_{xx} + \rho_{yy}}{\mu_0 \omega} \right\}, \quad (19a)$$

$$\mu_L^T = -\frac{2i\omega a}{c} \left\{ \frac{4}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m^2} \frac{[2\rho_{xx}/(\rho_{xx} + \rho_{yy})] + 2iQ \frac{\omega}{\omega_m}}{1 + iQ [(\omega/\omega_m) - (\omega_m/\omega)]} - \frac{2i}{4a^2} \frac{2\rho_{yy}}{\mu_0 \omega} \right\}. \quad (19b)$$

Один член в каждой из этих проницаемостей содержит резонансный знаменатель, аналогичный выражениям для стоячих волн. Кроме того, каждая проницаемость имеет нерезонансный член, который соответствует прямому прохождению в режиме нормального скин-эффекта. При больших B_0 это прямое прохождение порядка δ_c^2/Qa^2 от полного прошедшего сигнала в первом резонансном максимуме ($\delta_c = (2\rho/\omega\mu_0)^{1/2}$ — глубина проникновения при нормальном скин-эффекте). Для образца калия толщиной 2 мм с характеристиками, приведенными в разделе I,А, эта утечка представляет собой 0,1% полного сигнала в резонансе.

Г. Распространение геликонов в реальных металлах

Чтобы описать реальный металл, мы должны взять формулы, приведенные в разделах I,Б и I,В, и вставить в них тензор сопротивления, описывающий реальный металл. В области слабых полей ($\omega_c\tau \ll 1$) теоретическая зависимость сопротивления от поля в общем является очень сложной^{29, 30}. Однако в пределе сильных полей основные особенности магнетосопротивления должны быть довольно простыми. Как было показано Лифшицем, Азбелем и Кагановым³¹ (ЛАК), эти основные свойства зависят от формы и топологии поверхности Ферми (динамика электронов в магнитном поле хорошо изложена в обзорах Фосетта³² и Пиппарда³³). Если проводимость в сильных полях определяется преимущественно носителями одного знака, то сопротивление должно быть независимым от поля (насыщение), если все орбиты носителей в поперечной плоскости являются замкнутыми, и квадратичным по полю, если имеются открытые орбиты в плоскости, перпендикулярной к B_0 . Квадратичное сопротивление наблюдается для открытых орбит, истинное же насыщение наблюдается редко. Недавно Пиппард³⁴ на основе детальной электронной структуры металла и учета рассеяния носителей на малые углы получил линейную зависимость сопротивления от поля в некомпенсированных металлах с замкнутыми орбитами. Это не противоречит работе ЛАК³¹. Наоборот, определение предела сильного поля зависит теперь от формы поверхности Ферми и от величины рассеяния на малые углы. Таким образом, может быть, что $\omega_c\tau$ должно быть порядка 100 или больше, чтобы достигнуть предела сильных полей, в то время как $\omega_c\tau \sim 10$ было достаточным в теории ЛАК. Для достаточно же больших $\omega_c\tau$ теория ЛАК должна быть справедливой. Магнитный пробой³⁵ электронных или дырочных орбит также может обусловить линейное магнетосопротивление. Рейтц и Оверхаузер³⁶ предложили объяснение линейного магнетосопротивления, наблюдаемого в калии, основанное на магнитном пробое, обусловленном изменением характера основного состояния электронов в калии.

Канер и Скобов³⁷ рассмотрели распространение волны в локальном режиме с самой общей точки зрения. Они выписали общее выражение для анизотропной проводимости в терминах параметров поверхности Ферми. Решения могут быть получены для специальных случаев. Обращенный тензор проводимости дает элементы сопротивления, которые должны быть подставлены в уравнения (11) и (12) для получения спектра и поляризации результирующей волны. Полезное обсуждение распространения геликонов в анизотропных металлах было также дано Бассом, Бланком и Кагановым³⁸. Более простое, но значительно менее общее рассмотрение эффектов анизотропии было дано Киттелем³⁹ и Бухсбаумом и Вольфом⁴⁰. Эти рассуждения полезны при определении тех качественных изменений в спектре и поляризации, которые обусловлены анизотропией структуры зон. Например, распространение поперек открытых орбит приводит

к сильно затухающей, линейно поляризованной волне. Изучение полевой и частотной зависимости резонансов стоячих волн или резонансов в прохождении волны позволяет определить зависимость многих элементов тензора сопротивления от магнитного поля.

Д. Нелокальный режим в газе свободных электронов

При выписывании уравнения (4) или (8) микроскопическое движение носителей заряда не учитывалось. Заряженная частица, движущаяся в магнитном поле, будет совершать круговое или спиральное движение вокруг магнитного поля. Это так называемое циклотронное движение носителя заряда. Радиус циклотронной орбиты дается формулой $r_c = mv/eB_0$, где v — скорость носителя. Скорость прецессии, называемая циклотронной частотой, $\omega_c = eB_0/m$.

Следует ожидать, что это циклотронное движение играет важную роль в случае $r_c \gg \lambda$, где $\lambda = 2\pi/q$ — длина волны геликона. Кроме того, уравнения (4) и (8) явно предполагают, что пространственное изменение поля геликонной волны мало на длине свободного пробега l , т. е. $l \ll \lambda$ или $ql \ll 1$. В случае $\lambda < l$ плотность тока в некоторой точке $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ уже не связана с электрическим полем $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ простым локальным соотношением (4). Вместо этого мы должны вычислить плотность тока, надлежащим образом усредняя электрическое поле по окрестности точки \mathbf{r} размерами порядка l . Это означает, что в этом случае проводимость имеет нелокальный характер. Плотность тока $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ по-прежнему остается пропорциональной $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, так что проводимость может быть определена обычным образом. Распространение же волны описывается уравнением (11), в которое подставляются элементы нелокального тензора *).

Нелокальная проводимость газа свободных электронов в магнитном поле, характеризуемого изотропным временем релаксации τ , вычислена Кюэном, Харрисоном и Харрисоном (КХХ) ⁴¹. Проводимость описывается тензором, отдельные элементы которого даются довольно сложными выражениями. Беря этот тензор проводимости, мы получаем уравнение переноса, которое нам необходимо для решения уравнений Максвелла и вычисления нелокального электромагнитного импеданса. Для решения этой задачи требуется довольно сложная математика, которая может легко помешать пониманию физической сути явления. Распространение волны

*) В действительности имеются два условия нелокальности: одно, связанное с распространением волны в идеальном твердом теле, $qV_F/\omega_c \gg 1$, и второе, связанное с эффектами релаксации в твердом теле, $ql \gg 1$. Даже для $l = V_F\tau \rightarrow \infty$ локальное уравнение переноса справедливо до тех пор, пока $qV_F/\omega_c \ll 1$. Аналогично, если $qV_F/\omega_c \sim 1$, но $ql \ll 1$, нелокальные эффекты оказываются размытыми и практически ненаблюдаемыми. Заметим, однако, что это соответствует $\omega_c \tau \ll 1$. В области же существования настоящего геликона ($\omega_c \tau \gg 1$) мы автоматически получаем $ql \gg 1$, если нелокальные эффекты являются сильными, т. е. если $qV_F/\omega_c \gg 1$.

[В этом вопросе мы не можем согласиться с автором обзора. По нашему мнению, существует одно общее условие применимости локальной теории, а именно, $ql \ll 1$. В обратном случае ($ql \gg 1$), вообще говоря, существует бесстолкновительное поглощение волны носителями (циклотронное поглощение и магнитное затухание Ландау), которое имеет нелокальную природу и не может быть получено в локальной теории. При этом циклотронное поглощение имеется только в области $qV_F/\omega_c > 1$, а магнитное затухание Ландау существует даже в пределе длинных волн $qV_F/\omega_c \ll 1$. Оно отсутствует только в одном особом случае, когда поверхность Ферми является сферической, а волна распространяется вдоль постоянного магнитного поля ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}_0$). Причина исчезновения затухания Ландау в этом случае состоит в полной симметрии поля волны и движения носителей относительно этого выделенного направления. Поэтому условием существования нелокальных эффектов в этом особом случае становится условие циклотронного поглощения $qV_F/\omega_c > 1$. (Прим. перев.)]

в нелокальном режиме становится более понятным, если сначала обсудить ряд простых этапов, а затем уже полностью сформулировать задачу в общем виде.

Не прибегая к вычислениям, легко видеть, что в случае $ql \gg 1$ распространение волны происходит в иных условиях. Рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся в газе свободных электронов. На электрон, движущийся в поле этой волны, действует электромагнитное поле, частота которого сдвинута вследствие относительного движения электрона и волны (эффект Доплера). Эта доплер-сдвинутая частота дается формулой

$$\omega_D = \omega_H + qv_{av}, \quad (20)$$

где ω_H — частота геликонной волны, а v_{av} — средняя скорость электрона, которая направлена вдоль \mathbf{B}_0 . В нашем случае $ql \gg 1$, так что на длине свободного пробега электронов укладывается много длин волн и доплер-сдвинутая частота хорошо определена. Представляет интерес рассмотреть ω_D в двух предельных случаях, которым соответствуют разные типы нелокального взаимодействия.

1. Доплер-сдвинутый циклотронный резонанс. Рассмотрим сначала электроны, для которых частота волны в системе отсчета, движущейся вместе с ними, равна их циклотронной частоте. Если поле волны вращается в том же направлении, что и носители, то они могут

поглощать энергию волны, подобно тому как они поглощают энергию микроволнового поля при циклотронном резонансе. Это поглощение ведет к значительной передаче энергии волны электронам и, следовательно, решетке. Это так называемый доплер-сдвинутый циклотронный резонанс (ДСЦР). В металлах условие $\omega_c \gg \omega_H$ всегда выполняется при $|u| \gg 1$, так что условие ДСЦР сводится к условию $\omega_c = qv_{av}$. Если только $\omega_c < qV_F$ (в модели свободных электронов скорости всех носителей $|v_{av}| = V_F$ — скорость Ферми), условие циклотронного поглощения удовлетворяется для носителей, движущихся под некоторым углом θ к направлению распространения волны. Поэтому в этой модели могут распространяться только геликоны с волновым вектором $q < \omega_c/V_F$. Поскольку $q \sim B_0^{-1/2}$, это означает, что при фиксированной частоте существует такое поле, ниже которого распространение геликонов невозможно. Появление циклотронного затухания при $qV_F = \omega_c$ означает наличие порога поглощения. На рис. 4 показана резкая отсечка распространения геликона вблизи порога поглощения ДСЦР. Он аналогичен порогу поглощения акустических волн, предсказанному Келдасом⁴²; в действительно-

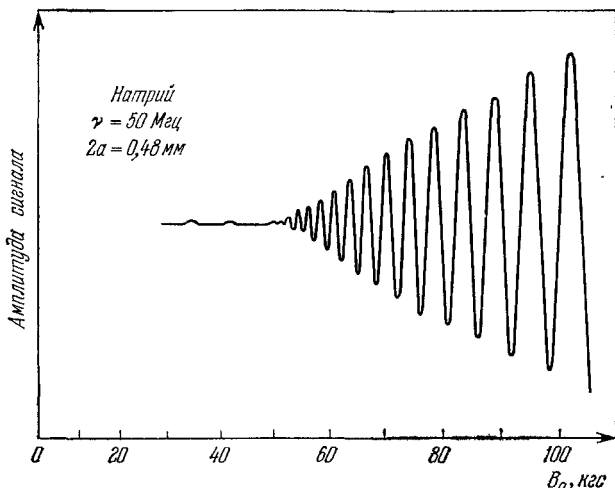


Рис. 4. Результаты Граймса, показывающие прохождение геликонной волны с частотой 50 МГц через пластину натрия толщиной 0,48 мм.

Ниже 50 кГс сигнал не наблюдается из-за сильного циклотронного поглощения геликонной волны.

поглощать энергию волны, подобно тому как они поглощают энергию микроволнового поля при циклотронном резонансе. Это поглощение ведет к значительной передаче энергии волны электронам и, следовательно, решетке. Это так называемый доплер-сдвинутый циклотронный резонанс (ДСЦР). В металлах условие $\omega_c \gg \omega_H$ всегда выполняется при $|u| \gg 1$, так что условие ДСЦР сводится к условию $\omega_c = qv_{av}$. Если только $\omega_c < qV_F$ (в модели свободных электронов скорости всех носителей $|v_{av}| = V_F$ — скорость Ферми), условие циклотронного поглощения удовлетворяется для носителей, движущихся под некоторым углом θ к направлению распространения волны. Поэтому в этой модели могут распространяться только геликоны с волновым вектором $q < \omega_c/V_F$. Поскольку $q \sim B_0^{-1/2}$, это означает, что при фиксированной частоте существует такое поле, ниже которого распространение геликонов невозможно. Появление циклотронного затухания при $qV_F = \omega_c$ означает наличие порога поглощения. На рис. 4 показана резкая отсечка распространения геликона вблизи порога поглощения ДСЦР. Он аналогичен порогу поглощения акустических волн, предсказанному Келдасом⁴²; в действительно-

сти порог поглощения геликона часто называют порогом Келдаса. Для модели свободных электронов значение магнитного поля, при котором начинается поглощение, зависит только от частоты и плотности носителей.

В случае, когда микроскопическим циклотронным движением носителей нельзя пренебречь, дисперсионное уравнение, согласно Куинну и Родригецу⁴³, может быть записано в виде

$$q_{\pm}^2 = i\mu_0\omega\sigma_{\pm}(q, \omega), \quad (7a)$$

где $\sigma_{\pm}(q, \omega)$ — нелокальная проводимость для соответствующей поляризации. Из условия $qV_F = \omega_c$, определяющего порог поглощения, и определения ω_c следует, что

$$B_E/q_E = mV_F/e = \hbar k_F/e, \quad (21a)$$

где B_E и q_E — магнитное поле и волновой вектор геликона, соответствующие порогу поглощения. Использование уравнений (21a) и (7a) для распространяющейся моды дает

$$B_E^3/\omega_E = (\mu_0\hbar^2/3\pi^2e) f_E(q_l) k_F^4. \quad (22a)$$

Функция $f_E(q_l)$ связана с $\sigma(q, \omega)$, ее зависимость от q_l приведена в статье Тейлора⁴⁴. Уравнение (22a) является полезным, поскольку оно связывает измеряемые величины B_E и ω_E с импульсом Ферми k_F . В пределе $q_l \gg 1$ оно приводит к соотношению

$$B_E = 7,12\nu^{1/3}n^{5/9} \text{ кгс}, \quad (22b)$$

где ν измеряется в мегагерцах, а n — в единицах 10^{28} м^{-3} .

Стерн⁴⁵ впервые показал, что положение порога поглощения связано с гауссовой кривизной поверхности Ферми в направлении магнитного поля. Если ρ_1 и ρ_2 — два радиуса кривизны, описывающие форму поверхности Ферми относительно направления поля, и $\omega_c\tau \gg 1$, то порог поглощения ДСЦР определяется соотношением

$$B_E/q_E = (\hbar/e(\rho_1\rho_2)^{1/2}) \left(\frac{\partial A}{\partial k} \right)_{\max}, \quad (21b)$$

где $\frac{\partial A}{\partial k}$ — скорость изменения площади поперечного сечения поверхности Ферми в k -пространстве.

Мак-Гродди, Стэнфорд и Стерн (МСС)⁴⁶ и независимо от них Оверхаузер и Родригец (ОР)⁴⁷ рассмотрели влияние геликонов на поверхностный импеданс металлов. Результаты этих исследований оказались весьма важными не только для металлов с почти свободными электронами, но и для некоторых реальных металлов.

Хотя обе группы авторов (МСС и ОР) вычисляли те же самые физические величины, они использовали два совершенно различных метода. Оба метода привели к тем же самым результатам. МСС вычисляли поверхностный импеданс

$$Z = R + iX = 8i\omega \int_0^{\infty} [q^2 - 4\pi i\omega\sigma(q, \omega)]^{-1} dq, \quad (23)$$

используя нелокальную проводимость K_{XX} , полученную для модели свободных электронов. Поверхностный импеданс был вычислен численно как функция частоты, при этом $\omega_c\tau$ (которое входит в выражение для $\sigma(q, \omega)$) рассматривалось в качестве параметра. Эти результаты позволяют получить зависимость Z от магнитного поля. Вычисления Оверхаузера и Родригеца в большей мере соответствуют реальным экспериментальным условиям. Также с помощью численных методов они вычислили произ-

водные dX/dB и dR/dB для фиксированного значения частоты, используя выражение для нелокальной проводимости, полученное ими в результате решения кинетического уравнения Больцмана.

В большинстве экспериментов, сделанных к настоящему времени, положение порога поглощения ДСЦР обычно определялось по наблюдению некоторой определенной особенности в поверхностном импедансе, например, по минимуму полевой производной поверхностного реактанса dX/dB . Для газа свободных электронов и $\omega_c \tau \rightarrow \infty$ минимум dX/dB , обусловленный ДСЦР, и условие $\omega_c = qV_F$, определяющее порог поглощения, дают те же самые значения частоты и магнитного поля. При конечном значении $\omega_c \tau$ геликон имеет конечное затухание и для описания пространственного распределения электромагнитного поля уже недостаточно одного значения волнового вектора (компоненты Фурье). В действительности затухание приводит к пакету волновых векторов с лоренцовским распределением относительно значения, соответствующего нулевому затуханию. При конечных $\omega_c \tau$ особенности в Z уширяются и сдвигаются в сторону сильных полей вследствие усреднения по распределению волновых векторов. Как показали вычисления МСС и ОР, сдвиг положения минимума dX/dB вследствие конечности $\omega_c \tau$ примерно равен 1% при $\omega_c \tau = 25$ и 5% при $\omega_c \tau = 10$. Точные значения зависят от величины B_0 , однако весьма существенным является тот факт, что пороговое значение поля B_x (соответствующее минимуму dX/dB) монотонно возрастает с уменьшением τ *). Заметим, что (22а) предсказывает уменьшение B_E (или B_x) при уменьшении ql (или $\omega_c \tau$), поскольку функция $f_E(ql)$ монотонно возрастает с увеличением ql . Это не противоречит предыдущему утверждению, а только говорит о важности усреднения по распределению волновых векторов в поверхностном импедансе. Численные расчеты также показывают, что характерная ширина пороговой особенности изменяется как $(\omega_c \tau)^{-1}$ при сравнительно малых $\omega_c \tau$ и стремится к постоянному значению при $\omega_c \tau \rightarrow \infty$. Эта предельная ширина ДСЦР до сих пор не наблюдалась, поскольку не проводилось экспериментов при достаточно больших $\omega_c \tau$ (для наблюдения значительного отклонения от линейности необходимо иметь $\omega_c \tau \sim 100$). Необходимые измерения ширины можно было бы сделать в доступных магнитных полях при использовании натрия или калия³⁶, если бы удалось избежать окисления поверхности. Алиг⁴⁸ показал, что характер отражения электронов от поверхности (зеркальное или диффузное отражение) также может влиять на положение и форму особенностей поверхностного импеданса.

Для изучения распространения геликонов в нелокальном режиме в металлах с несферическими поверхностями Ферми мы должны уметь вычислять проводимость. Оверхаузер и Родригес⁴⁷, используя метод, развитый Экстейном⁴⁹, записали уравнение Больцмана для заряженного газа в магнитном поле для произвольного закона дисперсии $E(\mathbf{k})$, где \mathbf{k} —

*) Поверхностное сопротивление имеет максимум, когда групповая скорость волны $v_g = d\omega/dq = 0$. В реальном металле значение волнового вектора, для которого $v_g = 0$, не совпадает со значением, соответствующим порогу поглощения ДСЦР, который определяется уравнением (21а). Как показали МСС, разница между $q(v_g = 0)$ и q_E может быть значительной, особенно если край поглощения определяется орбитой конечного размера. Вследствие сильной зависимости v_g от q вблизи q_E в этом случае поправка, обусловленная конечностью $\omega_c \tau$, может быть весьма большой. Характер рассеяния электронов поверхностью также влияет на положение порога. Значения сдвига, приведенные в тексте, получены для металла со сферической поверхностью Ферми (порог определяется электронами опорной точки). Кроме того, особенности в $\text{Re } Z$ и в $\text{Im } Z$ имеют место при различных значениях магнитного поля, так что смешивание R и X при регистрации сигнала может дать серьезную ошибку. Более подробное обсуждение этого вопроса имеется в статье Стэнфорда и Стерна⁹³.

импульс носителя. Используя переменные, введенные Лифшицем, Азбелем и Кагановым³¹ при изучении общих свойств тензора проводимости металла в магнитном поле, они смогли решить кинетическое уравнение и получить выражение для проводимости. Это выражение является весьма сложным и требует численного интегрирования, однако этот метод, вероятно, будет использоваться при решении задач, связанных с распространением геликонов в реальных металлах в нелокальном режиме. Вычислив проводимость, можно выявить все особенности распространения волн в реальном металле. Следует, однако, заметить, что вычисления Оверхаузера и Родригеца справедливы только при наличии магнитного поля и могут быть полезны только при $\omega_c \tau \gg 1$. Если поверхность Ферми, т. е. $E(\mathbf{k})$, обладает цилиндрической симметрией, можно определить свойства геликона, используя результаты Харрисона⁵⁰, которые являются развитием работы КХХ, или результаты Чэмберса⁵¹. Именно этот метод был использован Мак-Гродди, Стэнфордом и Стерном⁴⁸ для определения положения порога поглощения ДСЦР в алюминии.

Вычисления МСС или ОР показывают, что имеются два разных типа порогового поглощения при ДСЦР в зависимости от общей формы поверхности Ферми. Для сферической поверхности Ферми последние носители, дающие вклад в диклотронное поглощение, движутся в направлении, строго противоположном направлению распространения волны, и порог поглощения ДСЦР характеризуют свойствами носителей в этой точке в k -пространстве. Однако если поверхность Ферми имеет точку перегиба, так что никакие носители не могут двигаться строго параллельно магнитному полю (например, вблизи «шей» в меди), то порог поглощения ДСЦР определяется носителями, которые имеют максимальную скорость в направлении поля (см. (216)). В этом случае положение порога поглощения характеризуется свойствами носителей, которые имеют конечную орбиту в k -пространстве. В первом случае говорят о точечном пороге поглощения, а во втором — об орбитальном пороге поглощения. Как это ясно из уравнения (216), пороговые значения поля и частоты в реальном металле зависят от формы поверхности Ферми, а не только от концентрации носителей. Более подробное обсуждение этого вопроса имеется в статье МСС⁴⁶.

При определенных условиях распространение геликонов оказывается возможным ниже порога поглощения, определяемого уравнением (226). Это распространение может иметь место вследствие существенного изменения характера проводимости, которое реализуется для некоторых определенных типов поверхностей Ферми⁵², для некоторых магнитных материалов⁵³ или для определенной квантовой плазмы⁵⁴. Обсуждение этих эффектов требует детального вычисления соответствующей проводимости. Дальнейшую информацию можно найти в оригинальной литературе.

2. **З а т у х а н и е Л а н д а у.** Рассмотрим теперь те носители, которые «видят» почти постоянное распределение волнового поля, для которых $\omega_D = 0$. При $ql \gg 1$ эти носители остаются в контакте с волной на протяжении многих длин волн и могут взаимодействовать с ней когерентным образом. Те носители, которые движутся немного медленнее, чем волна, поглощают энергию волны, в то время как носители, которые движутся немного быстрее, отдают энергию волне. В условиях равновесного распределения число медленных носителей превышает число быстрых, поэтому суммарным эффектом является поглощение волны *). Это затухание,

*) Это может быть неверным для плазмы, дрейфующей с постоянной скоростью; однако плотности тока, необходимые для превышения скорости дрейфа в металле над фазовой скоростью волны, порядка 10^3 — 10^4 а/см². Эта величина зависит от концентрации как $n^{1/2}$ и оказывается намного меньше для полупроводников и газовой плазмы.

обусловленное когерентным взаимодействием волны с малой группой частиц, аналогично затуханию Ландау в газовой плазме *). Это затухание определяется носителями, скорость которых в направлении \mathbf{V}_0 равна фазовой скорости геликона. В металле со свободными электронами $v_p \ll V_F$, поэтому затухание Ландау связано с электронами, находящимися у самого экватора ферми-сферы. Бухсбаум и Плацман⁵⁵, несколько изменив рассмотрение Джексона⁵⁶, дали простое объяснение затуханию Ландау

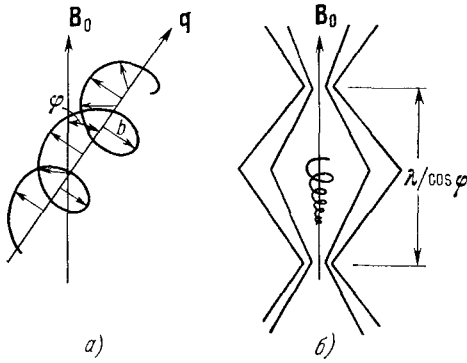


Рис. 5.

геликоновых волн. При распространении под углом φ к \mathbf{V}_0 (\mathbf{V}_0 параллельно оси z) геликон, который представляет собой поперечную циркулярно поляризованную волну, создает аксиальное электрическое поле и изменяющуюся в пространстве аксиальную компоненту магнитного поля. Это изображено на рис. 5, а. Очевидно, что период изменения этого аксиального поля равен $\lambda/\cos \varphi$, как это показано на рис. 5, б. Движущийся в направлении оси z электрон попеременно проходит области возрастающего и умень-

шающегося магнитного поля. Заряженные частицы испытывают отражение при попадании в области с положительным градиентом поля. Поэтому пространственная модуляция V может играть роль ловушки для носителей, если их кинетическая энергия достаточно мала, т. е. если носители не движутся слишком быстро по отношению к волне. Связь между волной и захваченными носителями осуществляется аксиальным электрическим полем. Если же \mathbf{q} параллелен \mathbf{V}_0 , то затухание Ландау отсутствует, поскольку в этом случае не происходит захвата носителей магнитной ловушкой и нет аксиального электрического поля **).

*) В иностранной литературе затуханием Ландау обычно называют бесстолкновительное поглощение продольных плазменных волн, поглощение же поперечных волн носителями, движущимися в фазе с волной, часто называют временно-пролетным затуханием (transit-time damping). В советской физической литературе бесстолкновительное затухание как продольных, так и поперечных волн, как правило, называют черенковским поглощением или затуханием Ландау; в дальнейшем мы будем использовать только этот термин. (Прим. перев.)

**) Это объяснение, привлекающее на первый взгляд своей простотой, по нашему мнению, не является вполне адекватным и может привести к ошибочным заключениям. Прежде всего, эта картина не объясняет, почему затухание Ландау геликона связано с нелокальной проводимостью в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{V}_0 , а не с проводимостью вдоль \mathbf{V}_0 . В действительности, проводимость вдоль \mathbf{V}_0 практически не влияет на затухание геликона, и при его вычислении аксиальное электрическое поле можно положить равным нулю. Затухание геликона в нелокальном пределе $ql \gg 1$ можно рассматривать как прямое поглощение квантов волны электронами, вращающимися в постоянном магнитном поле. При поглощении кванта импульс электрона изменяется на величину $\hbar q$. При этом изменение z -компоненты импульса электрона не приводит к заметному затуханию, поскольку аксиальная компонента электрического поля геликона очень мала и ею можно пренебречь. Изменение же поперечной составляющей импульса вызывает смещение центра орбиты электрона в направлении $[\mathbf{qV}_0]$. Другими словами, прямое поглощение импульса волны электронами создает диссипативный дрейф электронов в поперечной плоскости, что выражается в появлении нелокальной диссипативной проводимости вдоль вектора $[\mathbf{qV}_0]$ ⁵⁷. Эта проводимость и дает нелокальное затухание геликона, которое Бухсбаум и Плацман⁵⁵ предложили называть магнитным затуханием Ландау. Физическая причина этого затухания состоит в поперечном смещении орбиты электрона в магнитном поле при поглощении импульса волны.

Эти соображения можно также легко применить для рассмотрения нелокального распространения геликона в металлах с анизотропными ферми-поверхностями. Если

Распространение геликонов в нелокальном режиме было впервые исследовано Канером и Скобовым⁵⁷. Они пренебрегали влиянием столкновений электронов на бесстолкновительное затухание*). Рассеяние электронов оказывается существенным при $ql < 15$, поскольку при меньших ql носители не могут эффективно удерживаться ловушкой и интенсивно поглощать волну. Для количественного описания затухания Ландау в металле со сферической поверхностью Ферми необходимо использовать нелокальную проводимость, вычисленную Коэном, Харрисоном и Харрисоном. Используя этот тензор, Бухсбаум и Плацман⁵⁵ и Уолпоул и Мак-Уортер⁵⁹ (которые также рассмотрели эллипсоидальную ферми-поверхность) вычислили нелокальное затухание геликона с учетом влияния рассеяния электронов. Для сферической ферми-поверхности они нашли, что затухание, выраженное в терминах вещественного волнового вектора и комплексной частоты, определяется формулой

$$\text{Im}(\omega)/\text{Re}(\omega) = (\omega_{\text{ст}} \cos \varphi)^{-1} + (qV_F/\omega_{\text{с}}) F(q_z l) \sin^2 \varphi; \quad (24)$$

здесь φ — угол между направлением распространения и магнитным полем. Первое слагаемое в (24) представляет собой обычное столкновительное затухание, а второе — нелокальное затухание (магнитное затухание Ландау). Множитель $F(q_z l)$, вычисленный Бухсбаумом и Плацманом⁵⁵, описывает изменение нелокального затухания, обусловленное рассеянием электронов. Результаты экспериментов Граймса⁶⁰ и Хаука и Бауэрса⁶¹, проведенных на щелочных металлах, находятся в хорошем согласии с формулой (24). При обсуждении локального и нелокального распространения геликонов мы игнорировали квантовые свойства носителей заряда в магнитном поле. Можно легко показать, что носители описываются уравнением гармонического осциллятора, а квантованные уровни энергии даются выражением $\epsilon_s = \hbar\omega_{\text{с}}(s + 1/2) + (P_z^2/2m)$, где s — целое число, а P_z — импульс носителя вдоль магнитного поля. Если уширение этих уровней вследствие теплового движения и рассеяния носителей на примесях не слишком велико, то квантование уровней энергии оказывает влияние на проводимость и должно быть учтено при изучении распространения волн. Квантовый характер заряженного газа приводит к ряду интересных эффектов. Опубликовано несколько работ⁶²⁻⁶⁴, в которых рассматриваются свойства квантовой плазмы и физические эффекты, обусловленные квантованием**).

волна распространяется вдоль постоянного магнитного поля ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}_0$), то аксиальные компоненты электрического и магнитного поля геликона равны нулю и пространственная модуляция аксиального магнитного поля отсутствует. Рассмотрение Бухсбаума и Плацмана⁵⁵ может привести к ошибочному выводу об отсутствии магнитного затухания Ландау в этом случае. В действительности это затухание существует даже при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}_0$, если орбиты носителей, движущихся в фазе с волной, несимметричны относительно магнитного поля. В этом случае изменение продольного импульса электрона при поглощении волны сопровождается изменением поперечной координаты центра его орбиты в импульсном пространстве, а следовательно, и смещением орбиты в реальном пространстве. Другими словами, поглощение импульса волны связано с нелокальной поперечной проводимостью, т. е. с магнитным затуханием Ландау. Эта нелокальная проводимость и затухание отсутствуют, если орбиты носителей симметричны относительно направления распространения волны и изменение продольного импульса электрона не сопровождается смещением его орбиты в поперечной плоскости. (Прим. перев.)

*) Ламперт, Куинн и Тозима⁵⁸ также рассматривали затухание Ландау при $\tau \rightarrow \infty$. Они также вычислили вклад геликонов в теплоемкость, который оказался меньше, чем 10^{-3} от электронной теплоемкости.

**) Недавно появились сообщения об экспериментальном наблюдении квантовых эффектов в распространении геликонов в металлах. Либхабер и Граймс⁶⁵ наблюдали гигантские квантовые осцилляции магнитного затухания Ландау в калии. Крылов⁶⁶ обнаружил гигантские квантовые осцилляции в индии. Кроме того, он наблюдал квантовые осцилляции длины волны геликона, обусловленные эффектом де Гааза — ван Альфена. (Прим. перев.)

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

А. Метод скрещенных катушек

Удобным методом изучения низкочастотных геликонов является метод скрещенных катушек, схематически изображенный на рис. 6. Возбуждающее геликон поле создается катушкой, которая ортогональна второй катушке, регистрирующей поле геликона в образце *). В отсутствие геликона внутри образца взаимная индуктивность двух катушек равна нулю, так что этот метод, в принципе, позволяет измерять только

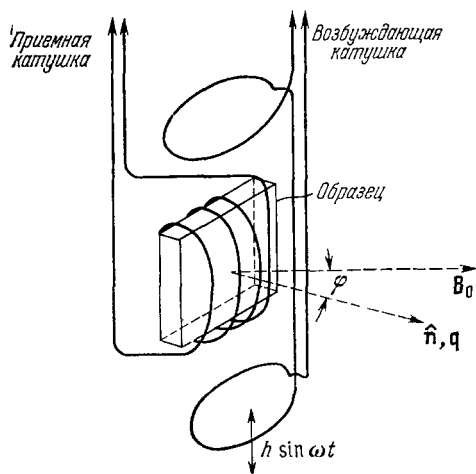


Рис. 6. Расположение образца и катушки при изучении стоячих геликонных волн методом скрещенных катушек.

Ось возбуждающей катушки ортогональна оси приемной катушки; φ — угол поворота образца вокруг оси возбуждающей катушки, \hat{n} — единичный вектор, нормальный к поверхности.

Аналогичная граничная задача для бесконечного образца была решена в разделе I,Б, где мы выразили магнитный поток или взаимную индукцию двух катушек через величину μ_T (см. формулу (156)). Поэтому

*) Приемная катушка не может быть существенно больше образца, поскольку в противном случае значительная часть магнитного потока геликона вернется внутрь возбуждающей катушки, уменьшая регистрируемый сигнал.

**) Электромагнитная волна, переходя из среды 1 в среду 2 (более плотную), преломляется таким образом, что

$$\sin \theta_1 = \zeta_{21} \sin \theta_2,$$

где θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления соответственно. Поскольку для геликона $\zeta_{21} \approx 10^8$, угол преломления θ_2 оказывается чрезвычайно малым, так что геликон всегда распространяется по нормали к поверхности образца.

***)) Цилиндрические образцы могли бы быть особенно полезными, если хотя бы приблизительно удалось решить граничную задачу для цилиндра конечных размеров, расположенного перпендикулярно к B_0 . В этом случае геликон почти наверняка не является чисто поперечной волной. Если бы волна была почти поперечной, то было бы легко дать количественное объяснение наблюдаемым эффектам анизотропии в монокристаллах. Вращение цилиндрического образца меняет только элементы тензора сопротивления, в случае же плоской пластины ситуация является иной.

регистрируемое напряжение дается выражением *)

$$V_p = iG\omega\mu_T I, \quad (25)$$

где G — геометрический фактор, зависящий от числа витков в возбуждающей и приемной катушках и от объема образца, I — ток в возбуждающей катушке, а $i = (-1)^{1/2}$. В зависимости от диапазона частот, который нужно покрыть, типичные катушки возбуждения имеют от 10 до 100 витков, а приемные катушки — от 100 до 1000 витков. Ток возбуждения в интервале от 10 мА до 1 А приводит к напряжению в приемной катушке, порядка 0,1 в для образца $1 \times 10 \times 10$ мм³, при $u \approx 10$ (см. раздел I, А).

Существуют различные возможности регистрации сигнала. Напомним, что μ_T (и следовательно, V_p) ведет себя резонансным образом при изменении ω или B_0 (т. е. ω_r). Для определения параметров резонанса, обусловленного возбуждением геликона, легче фиксировать частоту и менять B_0 . Чтобы улучшить отношение амплитуды сигнала к амплитуде шумов, можно использовать резонансные усилители. Кроме того, обычно нетрудно выделить составляющую напряжения, пропорциональную магнитному полю. Один из недостатков этого метода состоит в том, что ω_r зависит от B_0 не только непосредственно, но и через Q (которое зависит от B_0 и от ρ (B_0)). Следует заметить, что в экспериментах с полевой разверткой максимум μ_T достигается не при $\omega = \omega_r$. Это связано с тем обстоятельством, что в выражении для μ_T входит величина $u = RB_0/\rho$ (B_0), которая изменяется в момент измерения импеданса. Дифференцирование уравнения показывает, что ω_r можно найти из условия $dV_p/dB_0 = V(B_r)/B_r$, где B_r — поле, соответствующее резонансу $\omega = \omega_r$. Простое преобразование (25) показывает также, что $Q = B_r/(B_2 - B_1)$. Эти особенности характеристики иллюстрируются на рис. 7, который служит также и для определения величин B_1 и B_2 .

Трудностей с анализом данных, являющихся следствием нелинейной зависимости ω_r от поля при $u > 5$, можно избежать, если измерять частотную зависимость импеданса при фиксированном B_0 . Очевидно, что в этом случае нельзя использовать резонансные усилители. Действительно, если не применять амплитудной компенсации в цепи возбуждения, то для достижения точности в 1% необходимы усилители, ширина полосы пропускания которых примерно в 100 раз больше требуемого диапазона частот (ширина полосы пропускания определяется по падению коэффициента усиления на 3 дБ)**). Из-за наличия четным значениям m в (25) максимум функции V_p не соответствует максимуму μ_T . Легко показать, что уравнение $dV_p(\omega)/d\omega = V_p(\omega_r)/\omega_r$ определяет ω_r и что $Q = \omega_r/(\omega_2 - \omega_1)$. Величины ω_1 и ω_2 , определяемые таким же образом, что и B_1 и B_2 , изображены на рис. 7.

*) При рассмотрении экспериментальных результатов можно ограничиться только первым слагаемым ($m = 1$) в μ_T . Наличие высших резонансов приводит к увеличению измеряемого ω_r по сравнению с «истинным» ω_r . Это увеличение равно 3% при $Q = 1/2$ ($u = 0$) и 0,75% при $Q = 1$ ($u = 1, 7$) и уменьшается как u^{-2} . Заметим, что резонансы, соответствующие четным значениям m , в среднем не создают магнитного потока в образце. Поэтому они не входят в μ_T . Заметим, что для возбуждаемых осцилляций частота является вещественной, а волновой вектор — комплексным.

***) Низкочастотные широкополосные усилители обычно имеют частотные характеристики, определяемые простой RC-временной константой. Напряжение (амплитуда) сигнала в таком приборе имеет точность в 1% для частот в диапазоне от $100 f_{CL}$ до $f_{CU}/100$, где f_{CL} и f_{CU} — нижняя и верхняя границы полосы пропускания, определяемой по падению коэффициента усиления на 3 дБ. Точность этого же прибора по фазе также равна 1% в диапазоне частоты от $100 f_{CL}$ до $f_{CU}/100$.

Множитель ω в (25) можно устранить активным или пассивным интегрированием либо тока возбуждения, либо снимаемого напряжения*). Это упрощает анализ данных в случае эксперимента с частотной разверткой, поскольку максимум V_p/ω совпадает с максимумом μ_T , имеющим место при $\omega = \omega_r$. Q находят по полной ширине максимума при $V = 0,707 V_p(\omega_r)$. Поскольку все эти методы основаны на измерении зависимости V_p , их обычно называют модуляционными.

Методы регистрации, которые обсуждались выше, могут использоваться в тех случаях, когда регистрируемый сигнал намного больше уровня шумов в измерительной системе. Для увеличения отношения сигнала к шуму (С/Ш) в выходном напряжении обычно используют фазочувствительное детектирование. Оно всегда возможно в тех случаях, когда

имеется большое опорное напряжение, когерентное с сигналом, который нужно измерить. В эксперименте со скрещенными катушками ток возбуждения представляет собой удобный фазовый эталон. Фазочувствительное детектирование (ФЧД) может использоваться с любым из трех методов (полевая развертка, частотная развертка, интегральная частотная развертка), которые обсуждались выше. Необходимо проявлять крайнюю осторожность, чтобы избежать ложных сдвигов фазы при использовании методов частотной развертки. Заметим, что шунтирующие емкости или соединения сопротивления с индуктивностью приводят к зависящему от частоты сдвигу фазы тока возбуждения по

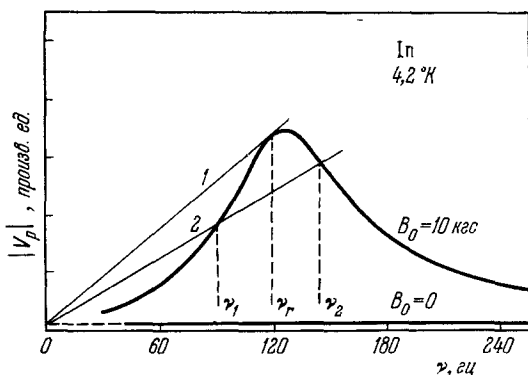


Рис. 7. Выходное напряжение, определяемое формулой (25), как функции частоты.

Характеристика геликона представляет собой разность между кривыми для $B_0 = 10$ кэс и $B_0 = 0$. Резонансная частота определяется прямой 1, проведенной через начало характеристики геликона при нулевой частоте тангенциально к резонансной кривой. Напряжение в этой точке $|V_p|_r = Q = \nu_r/(\nu_2 - \nu_1)$, где частоты ν_2 и ν_1 даны пересечениями резонансной кривой с прямой 2, наклон которой определяется напряжением $|V_p|_{1/2} = 0,707 |V_p|_r$, соответствующим половине резонансной мощности. При измерениях с разверткой по полю тот же анализ проводится с заменой ω на B_0 . Как обычно, $\omega = 2\pi\nu$.

отношению к напряжению. Если не вводить фазовой компенсации в цепи возбуждения, то для достижения точности в 1% усилители должны иметь ширину полосы пропускания (определяемую падением коэффициента усиления на 3 дб) в 10^4 раз больше требуемого диапазона частот.

Помимо улучшения С/Ш-отношения, ФЧД позволяет отдельно измерять вещественную и мнимую части V_p , облегчая изучение определенных элементов тензора сопротивления. Удобный метод изучения синфазной и сдвинутой по фазе характеристик при постоянном поле показан на рис. 8. Синфазная характеристика V_i изображена на рис. 9; V_i определяется как компонента V_p , имеющая ту же фазу, что и I_d . Поскольку V_i меняет знак при $\omega = \omega_r$, это особенно удобно для определения резонансной частоты и, следовательно, коэффициента Холла в случае $u \gg 1$. Простое преобразование соотношения $V_i = \text{Re } V_p$ показывает, что $Q = [(\omega^2/\omega_p^2) - 1]^{-1}$, где ω_p — частота максимума синфазной характеристики, расположенного ниже ω_r . Поскольку этот максимум V_{im} не является простой

*) Интегрирование сдвигает также фазу выходного напряжения на 90° по отношению к фазе входного напряжения.

функцией u или Q , этот метод неудобен для измерения u или сопротивления *). Однако если проинтегрировать ток возбуждения и использовать

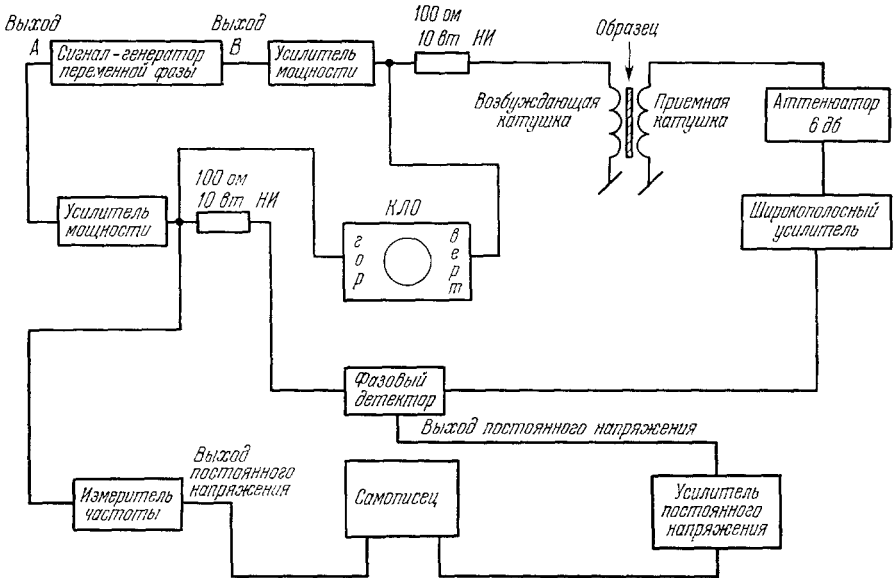


Рис. 8. Блок-схема электронного оборудования для фазового детектирования.

Сигнал-генератор переменной фазы можно заменить сигнал-генератором и интегрирующим усилителем. Часто необходимо использовать аттенуатор с коэффициентом ослабления 6 дБ, чтобы избежать самовозбуждения усилителя с большим коэффициентом усиления, обусловленного электродвижущей силой самоиндукции (и иногда высоким Q). Хорошими фазовыми детекторами могут служить умножители, использующие эффект Холла, диодные кольца или транзисторные прерыватели. (Заметим, что НИ — не индуктивный.)

проинтегрированный ток в качестве эталона фазы (см. сноску на стр. 254), то мы получим сдвинутую по фазе компоненту V_0 . Максимум этой компоненты имеет место при $\omega = \omega_r$; его величина V_{0m} пропорциональна u , а Q определяется по ширине линии при $V_0 = V_{0m}/2$.

Б. Метод интерферометрии

Другим удобным методом изучения геликонов является метод интерферометрии, схематически изображенный на рис. 10. Геликон возбуждается катушкой, расположенной на одной стороне образца, и регистрируется приемной катушкой на другой стороне образца. Уравнения (19) представляют решения соответствующей граничной задачи для бесконечного образца; снимаемое напряжение $V_p = i\omega M I_d$, где $M = G_T \mu_T^T$, если оси катушки возбуждения и приемной катушки ортогональны, и $M = G_L \mu_L^T$, если оси этих катушек параллельны (G_T и G_L — геометрические факторы). При использовании этого метода необходимо изолировать

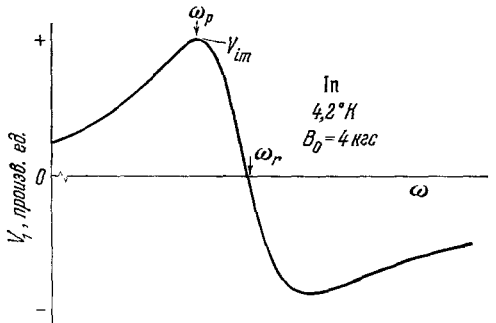


Рис. 9. Типичная кривая, изображающая частотную зависимость синфазной характеристики геликона.

Величины ω_p , ω_r и V_{im} определены в тексте.

* Напряжение $V_{im} = 2i\omega G Q^2 / [\mu_0 a^2 (2Q + 1)]$.

приемную и возбуждающую катушки, чтобы между ними не было никакой связи, кроме как через образец. Особая осторожность необходима при измерении величины μ_T . Все модуляционные и ФЧД-методы, описанные выше в связи с экспериментом со скрещенными катушками, могут быть использованы при изучении прохождения геликона через пластину. Следует отметить, что даже в случае ортогональности катушек в эксперименте по прохождению между ними имеется некоторая прямая связь

вследствие «утечки», обусловленной нормальным скин-эффектом. Использование ФЧД позволяет избавиться от этой связи (в случае низкого магнетосопротивления), если сигнал утечки является малым. Большая утечка привела бы к насыщению усилителей и сделала бы невозможным изучение геликона. В эксперименте с фиксированной частотой (или в эксперименте с частотной разверткой при соблюдении мер предосторожности) можно компенсировать нежелательный сигнал утечки с помощью части напряжения возбуждения, соответствующим образом сдвинутого по фазе. Этот метод оказывается полезным, если сигнал утечки ненамного превышает максимальный сигнал геликона в эксперименте с частотной разверткой или если сигнал утечки слабо зависит от магнитного поля в случае фиксированной частоты. Последнее условие, как правило, требует, чтобы магнетосопротивление было малым.

На рис. 4 показаны экспериментальные результаты Граймса по прохождению высокочастотных геликонов через пластину натрия.

Пластина содержит около 100 длин

волн геликона при 100 кс. Исчезновение сигнала геликона при некотором значении поля обусловлено порогом поглощения ДСЦР, рассмотренным в разделе I, Д. Характерная картина осцилляций при прохождении высокочастотного геликона возникает следующим образом. Амплитуда и фаза сигнала геликона $V_p = |V_p| \sin [\omega t + \alpha(B_0)]$ зависят от величины магнитного поля, в то время как сигнал прямой связи $V_D = |V_D| \sin \omega t$ (утечка или опорный сигнал) не зависит от поля. По мере изменения магнитного поля фаза сигнала геликона меняется и он попеременно то складывается с сигналом прямой связи, то вычитается из него. Легко показать, что среднее по времени значение векторной суммы этих двух сигналов V_T , представляющее собой общее напряжение на выходе, определяется соотношением

$$2V_T^2 = |V_p|^2 + |V_D|^2 + 2|V_p||V_D|\cos \alpha.$$

Если сигнал утечки превышает сигнал геликона больше чем в десять раз,

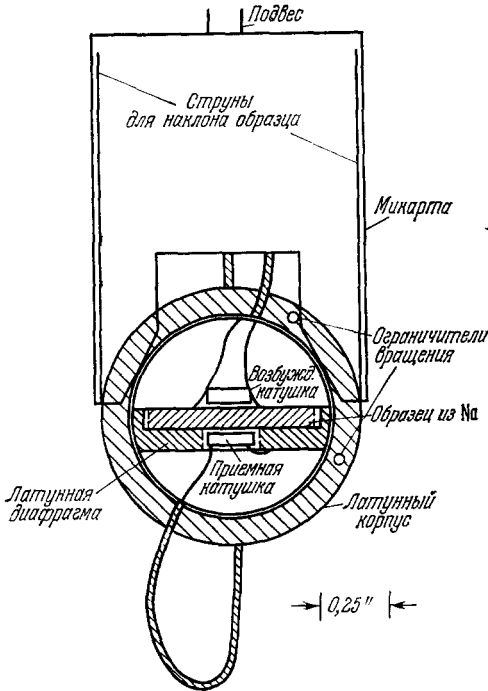


Рис. 10. Расположение катушек и образца в эксперименте по прохождению волны через пластину в соленоидальном поле. Катушки и образец находятся внутри корпуса. Для получения угловой зависимости можно струной поворачивать образец вместе с катушками из одного фиксированного положения в другое.

то изменение выходного напряжения прямо пропорционально $|V_p| \cos \alpha$ *). В этом случае мы непосредственно наблюдаем интерференцию сигнала геликона с опорным сигналом. Хансен, Граймс и Либхабер ⁶⁷ разработали другой удобный метод изучения прохождения геликонов с использованием развертки по полю. Эта система не нуждается в элементах, сильно зависящих от частоты, что позволяет производить измерения при различных частотах с той же самой измерительной системой. При работе в дьюарах с жидким гелием при частотах выше 30 *Mc* следует помнить о возможности резонансов передающей линии ⁶⁸. С помощью надлежащим образом подобранной оконечной нагрузки можно уменьшить зависящие от частоты изменения импеданса или использовать резонансы подводящей линии для улучшения чувствительности. Фурдина ⁶⁹ описал микроволновой интерференционный мост для изучения прохождения геликонов (через полупроводники) в микроволновом диапазоне.

В. Другие методы

Использование метода интерферометрии с одной катушкой может быть особенно удобным при высоких частотах. Распространение геликона в металле изменяет поверхностный импеданс образца. Для измерения импеданса катушка, обернутая вокруг образца, может быть включена в цепь стандартного моста ⁷⁰ или порогового генератора ⁷¹. Радиочастотный ток в катушке служит для возбуждения геликонного резонанса **). Разумеется, этот метод оказывается полезным только для экспериментов с разверткой по полю.

За последнее время разработан ряд экспериментальных методов измерения очень малых изменений поверхностного импеданса ⁷². Обсуждения измерений поверхностного импеданса имеются в ряде работ, упомянутых в этом разделе.

При низких частотах результаты, даваемые методом интерферометрии и методом скрещенных катушек, должны мало отличаться при $u > 5$. При малых u прямая утечка в экспериментах по изучению прохождения волны может быть больше сигнала геликона, поэтому если не производить компенсации сигнала утечки, то метод скрещенных катушек дает более высокую чувствительность. Метод интерферометрии позволяет изучать

*) Это предполагает, что опорный сигнал не зависит от магнитного поля. Если сигнал утечки очень мал, а длина затухания геликона очень велика (во много раз больше толщины образца), то будет наблюдаться резонансная кривая типа Фабри — Перо. Эта кривая должна иметь в два раза больше максимумов, чем в случае интерференции с сигналом утечки, поскольку максимумы Фабри — Перо имеют место при изменениях фазы, равных целому числу λ , в то время как при наличии утечки максимумы V_T соответствуют изменениям фазы, кратным 2λ . Все кривые, которые до сих пор наблюдались при изучении геликонов в металлах, соответствуют большому сигналу утечки. Амплитуда сигнала выше порога увеличивается с полем, поскольку u и λ увеличиваются, а затухание геликона уменьшается.

**) Для улучшения чувствительности при измерениях импеданса с разверткой по полю использовалась модуляция поля ⁶³. При этом можно использовать только очень низкие частоты, поскольку модулирующее поле возбуждает один из низкочастотных резонансов, обусловленных стоячими волнами. Это создает большой зависящий от поля фон, который в общем намного больше любого изменения поверхностного импеданса в радиочастотном диапазоне. Заметим, однако, что можно линейно менять магнитное поле во времени и затем дифференцировать измеряемый радиочастотный сигнал для получения производной поверхностного импеданса по полю. Так как низкочастотный стоячий геликон создает поверхностные токи, это влияет на радиочастотный поверхностный импеданс. Таким образом, при изменении частоты модулирующего поля следует ожидать появления структуры поверхностного импеданса (см. ⁶⁰), отражающей образование стоячей геликонной волны. Таким путем может оказаться возможным создание весьма широкополосной системы для обнаружения геликонов.

геликоны в более широком диапазоне частот; Граймсом⁶⁰ проведены исследования вплоть до 100 Мгц.

При низких частотах (ниже 100 кгц) основную экспериментальную трудность представляют механические резонансы, при этом трудность возрастает с ростом магнитного поля. Для уменьшения механических резонансов катушка возбуждения, приемная катушка и образец должны быть надежно прикреплены к жесткой криостатной системе, которая устанавливается определенным образом по отношению к магнитному полю. В качестве связывающего вещества обычно берется минеральное масло, однако напряжение, которое возникает при замораживании, может вызвать деформацию или повреждение образца. Закрепить образец, не деформируя его, как правило, легче при использовании метода интерферометрии. Например, можно создать однородное давление на образец с помощью плунжера и разделенной на две части катушки возбуждения или приемной катушки. Метод измерения с одной катушкой может применяться при частотах выше 10 кгц, однако он является наиболее удобным при частотах выше 1 Мгц.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ($ql \ll 1$)

А. Измерения коэффициента Холла

В эксперименте трудно достичь таких условий, чтобы закон дисперсии волны в бесконечной тонкой пластине (см. уравнение (11)) был верен с точностью до 1%. Работы Котти, Квоттропани и Уайдера¹⁸, Роуза, Тейлора и Бауэрс⁷³ и Мерилла, Тейлора и Гудмана⁷⁴ показали, что частоты размерных резонансов, наблюдаемых в конечных образцах, с точностью до нескольких процентов даются формулой (15в). Кроме того, Ледженди¹⁹ нашел приблизительный сдвиг положения фундаментального резонанса, обусловленный наличием других мод в плоском образце конечных размеров (в образце конечных размеров геликон не является чисто поперечной волной). Обычно стараются уменьшить дополнительные резонансы, которые появляются на линии основного резонанса со стороны сильного поля (в экспериментах с разверткой по полю) или со стороны высокой частоты (в экспериментах с разверткой по частоте), поскольку эти резонансы сильно искажают линию основного резонанса. Их влияние на форму линии является малым, если отношение толщины к наименьшему поперечному размеру образца меньше 0,05. Разумеется, эффект дополнительных резонансов на форму основного резонанса зависит от величины u .

Коэффициент Холла можно определить из формулы (15), измеряя поле или частоту размерных резонансов в тонкой пластине. Чэмберс и Джонс⁷ нашли коэффициент Холла Na, K, Li, In, Al и InSb, определяя ω_r по зависимости μ_r от поля в окрестности фундаментального резонанса $m=1$. В принципе эти измерения должны быть очень точными, однако экспериментальные результаты Чэмберса и Джонса приблизительно на 5% отклоняются от значений коэффициента Холла, даваемых моделью свободных электронов. Поправка на конечные поперечные размеры¹⁹ близка к этому отклонению. Недавно Амундсен²⁴ и Амундсен и Сибберг⁷⁵ исследовали резонансы стоячих геликонных волн в пластинах индия и алюминия различной толщины с целью количественного определения влияния геометрии образца на коэффициент Холла, полученный из резонансных частот стоячих волн с помощью формулы (15). Эти результаты находятся в хорошем согласии с моделью свободных электронов, если вычислять коэффициент Холла по значению ω_r (η) с учетом поправочного фактора $F(\eta)$, найденного Ледженди¹⁹ (см. раздел I, В, 2).

Коэффициент Холла определялся также и в экспериментальном режиме, когда существенную роль играет поле геликона в вакууме. Хардинг и Тонеманн ²² (In) и Гудман ²⁵ (Na, K, Al и In) определили коэффициент Холла, изучая распространение геликонов в цилиндрических образцах, ориентированных вдоль магнитного поля. Хотя эти авторы использовали совершенно разные экспериментальные устройства, все они получили хорошее согласие с теорией, развитой независимо Ледженди ¹⁹ и Клозенбергом, Макнамарой и Тонеманном ²¹. Хардинг и Тонеманн ²² нашли, что их данные плохо согласуются с теорией, не учитывающей вакуумных полей геликона. Значения коэффициента Холла, полученные по этим измерениям, согласуются со значениями, даваемыми моделью свободных электронов, в пределах точности экспериментов (1,5% у Хардинга и Тонеманна к 0,5% у Гудмана). Таким образом, изучение геликонов дало наиболее точные измерения коэффициента Холла в щелочных металлах, а точность аналогичных измерений для других некомпенсированных металлов с замкнутыми орбитами оказывается сравнимой с точностью измерений на постоянном токе.

Б. Измерения магнетосопротивления

Геликонные волны дают возможность измерять магнетосопротивление металлов, не присоединяя электрические контакты к образцу. Это является крайне важным для щелочных металлов, поскольку изобилие данных по аномальному магнетосопротивлению обычно объяснялось эффектами контактов ⁷⁶. Наблюдаемое линейное магнетосопротивление в щелочных металлах находится в явном противоречии с теорией Лифшица, Азбеля и Каганова ³¹ (ЛАК), с успехом применяемой для других металлов. Это делает бесконтактные измерения весьма важными. Рис. 11 показывает экспериментальные результаты Пенца и Бауэrsa ⁷⁷ по магнетосопротивлению калия при 4° К. Измерения и на моно-, и на поликристаллах показывают линейное магнетосопротивление вплоть до 60 кгс, что соответствует $\omega_c \tau \sim 150$ в наиболее чистых образцах. Теория ЛАК предсказывает насыщение (независимость от поля) магнетосопротивления при $\omega_c \tau \geq 10$. Ясно, что эти бесконтактные измерения не дают каких-либо данных о насыщении вплоть до $\omega_c \tau = 150$. Имеются некоторые данные о том, что линейное поведение магнетосопротивления связано с деформациями и дефектами кристаллической структуры ⁷⁸. Это означает, что линейное магнетосопротивление могло бы быть свойством искаженной решетки, для которой теория ЛАК неприменима. Измерения магнетосопротивления и коэффициента Холла в калии, по-видимому, согласуются с объяснением,

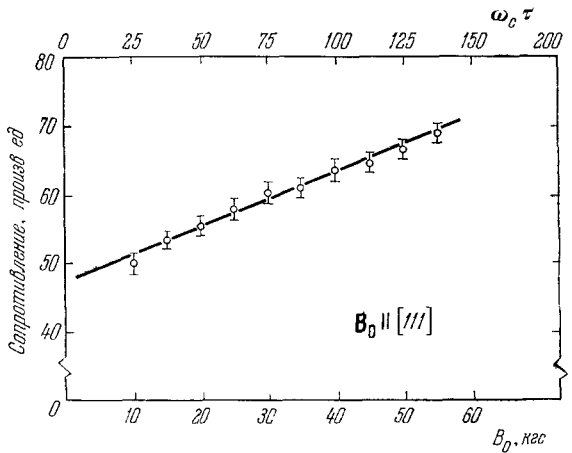


Рис. 11. Магнетосопротивление монокристалла калия, определенное по ширине резонанса стоячей геликонной волны ($\rho = \rho(B_0)$).

Наблюдаемый линейный ход магнетосопротивления трудно объяснить с помощью существующей теории.

Итак, теория ЛАК предсказывает насыщение (независимость от поля) магнетосопротивления при $\omega_c \tau \geq 10$. Ясно, что эти бесконтактные измерения не дают каких-либо данных о насыщении вплоть до $\omega_c \tau = 150$. Имеются некоторые данные о том, что линейное поведение магнетосопротивления связано с деформациями и дефектами кристаллической структуры ⁷⁸. Это означает, что линейное магнетосопротивление могло бы быть свойством искаженной решетки, для которой теория ЛАК неприменима. Измерения магнетосопротивления и коэффициента Холла в калии, по-видимому, согласуются с объяснением,

основанном на магнитном пробое, который обусловлен изменением основного электронного состояния в калии ^{36, 79}. Как упоминалось в разделе I, Г, линейная зависимость магнетосопротивления может иметь место в некоторых материалах, когда не достигнут истинный предел сильного поля.

Зависимость элементов тензора сопротивления от магнитного поля весьма чувствительна к наличию открытых орбит на поверхности Ферми ^{32, 33}. Поэтому открытые орбиты должны оказывать очень сильное влияние на распространение геликонов. Именно это и было показано Киттелом ³⁹ и Бухсбаумом и Вольфом ⁴⁰. Граймс, Адамс и Шмидт ⁸⁰ первыми сообщили о наблюдении эффекта открытых орбит на монокристаллах серебра. Более обстоятельное изучение распространения геликонов в анизотропных металлах было проведено Мерриллом ⁸¹. Измерения проводились на цилиндрических образцах, ось которых была направлена перпендикулярно к магнитному полю. Соответствующая граничная задача не решена, однако можно ожидать, что такие измерения параметров резонанса должны давать правильные по порядку величины относительные значения различных элементов тензора, т. е. с их помощью должно быть возможным определение полевой и угловой зависимостей элементов тензора сопротивления.

Если геликон распространяется вдоль открытой орбиты, то ток течет в плоскости, нормальной к открытой орбите, и, следовательно, характер распространения геликона в основном не меняется (разумеется, при этом предполагается, что нет другой открытой орбиты, перпендикулярной к первой). Если же геликон распространяется перпендикулярно к открытой орбите, то круговые токи не могут существовать из-за высокой анизотропии сопротивления в плоскости этих токов. На деле это совершенно меняет характер геликонной волны. Бухсбаум и Вольф ⁴⁰ рассмотрели распространение волны в простом некомпенсированном металле с открытыми орбитами. Они нашли, что поляризация волны уже не является круговой (это следует из формулы (12)) и что при распространении перпендикулярно к открытой орбите геликон превращается в линейно поляризованную, затухающую волну.

На рис. 12 приведены результаты измерений Меррилла ⁸¹ на цилиндрических образцах серебра с отношением сопротивлений около 1000. Волновой вектор \mathbf{q} направлен вдоль вектора \mathbf{V}_0 , который образует угол ϕ с направлением [001]. Сравнение с известной поверхностью Ферми серебра показывает, что максимумы напряжения V в приемной катушке имеют место, когда в плоскости, в которой текут токи, нет открытых орбит. С другой стороны, минимумы V имеют место, когда открытые орбиты лежат в плоскости этих токов. Для меди положения максимумов и минимумов согласуются с результатами, полученными другими исследователями, которые работали с постоянным током ⁸¹.

Ширина отдельных пиков не всегда согласуется с измерениями на постоянном токе, особенно для наиболее узких пиков. Это может быть отчасти обусловлено цилиндрической формой образцов, поскольку в таких образцах неизвестно распределение токов при геометрическом резонансе. Можно быть почти совершенно уверенным, что эти токи не являются строго поперечными по отношению к \mathbf{V}_0 . Кроме того, имеется эффект усреднения сопротивления вследствие круговой (или эллиптической) поляризации волны, в результате которого геликонные ширины могут оказаться больше ширины, получаемых с помощью постоянного тока.

Меррилл ⁸¹ определил также зависимость параметров резонансов в цилиндрических образцах серебра от величины магнитного поля. Его экспериментальные результаты аналогичны тем, которые были получены при использовании постоянного тока.

Распространение геликонов можно наблюдать вдоль некоторых особых направлений в металлах, которые при других ориентациях магнитного поля являются компенсированными. Хейз и Маклин⁸³, а также Граймс, Адамс и Шмидт⁸⁰ наблюдали распространение геликонов вдоль направления [001] в олове. Кроме того, Хейз и Маклин⁸³ изучили квантовые осцилляции амплитуды геликонов в олове. Эти осцилляции имеют

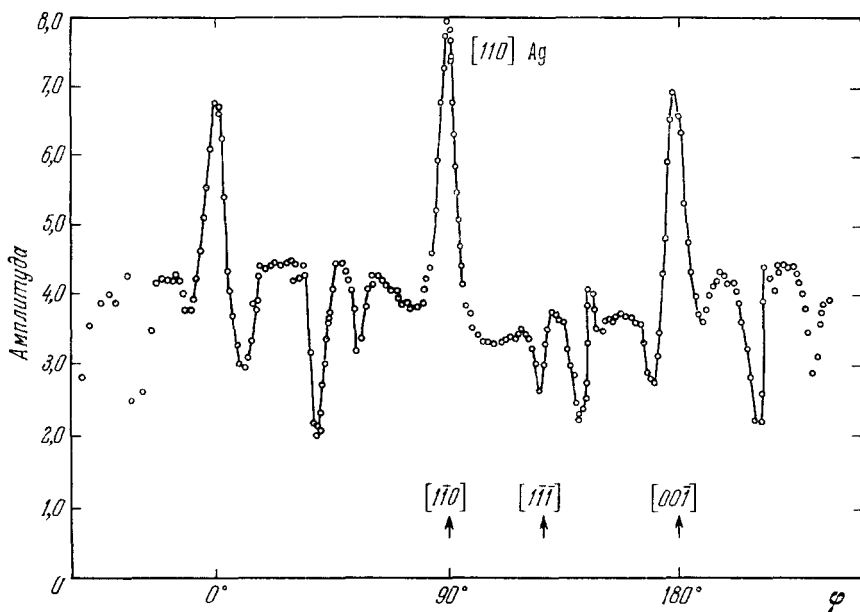


Рис. 12. Анизотропия амплитуды геликона в монокристалле серебра при вращении вокруг оси [110] (из статьи Меррилла).

тот же самый период, что и эффекты де Гааза — ван Альфена и Шубникова — де Гааза. Им удалось связать эти осцилляции магнетосопротивления и коэффициента Холла с магнитным пробоем³⁵ между дырочной частью поверхности Ферми в третьей зоне и электронной частью в четвертой зоне.

Геликоны могут оказаться полезным инструментом для дальнейших исследований в этой области, поскольку для детального сравнения теории магнитного пробоя с экспериментом, по-видимому, требуются большие образцы, не имеющие искажений кристаллической структуры.

Стоит отметить, что особенности в распространении геликонов, обусловленные анизотропией энергетических зон в металле, не имеют аналогии в газовой плазме.

Б. Поверхностные потери

Из решений граничных задач мы знаем, что цилиндрическая форма образца увеличивает поверхностные потери. Гудман²⁵ поставил эксперимент, в котором аксиальная длина волны (равная $2\pi/\gamma$, где γ — компонента волнового вектора в направлении \mathbf{V}_0) определяется конфигурацией катушки возбуждения. Взаимная индукция и сопротивление двух таких катушек измерялись при фиксированных V_0 и γ как функции ω . На рис. 13 приведены результаты Гудмана²⁵ по измерению высокочастотного сопротивления индия при 4,2 °К в поле 35 кэс. Кружки представляют собой

экспериментальные точки, а сплошная кривая — результат численного расчета высокочастотного сопротивления в случае катушки конечных размеров, выполненного Гудманом на основе теории Ледженди¹⁹. Штриховая кривая показывает результат расчета, сделанного в предположении, что катушка возбуждения является бесконечно длинной. Заметим, что хотя длина катушки содержала 20 длин волн геликона, ее даже приблизительно нельзя было считать бесконечной. Сопротивление индия падало в два с половиной раза при понижении температуры до 2° К. Как и следовало из теории, это изменение сопротивления привело лишь к увеличению амплитуды осциллирующей составляющей сопротивления и индуктивности.

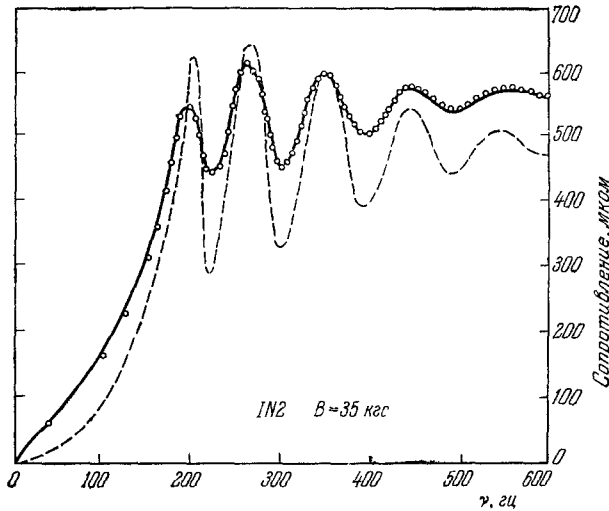


Рис. 13. Диссипативная компонента коэффициента взаимной индукции между двумя подобными катушками, одна из которых определяет γ .

Штриховая кривая представляет результат расчета в приближении бесконечного числа длин волн в катушке возбуждения, а сплошная кривая — результат расчета для действительного числа длин волн в катушке. Кружки представляют экспериментальные точки, которые хорошо согласуются с результатами вычислений, учитывающих действительные размеры катушки (из статьи Гудмана).

Следует обратить внимание на три важные особенности результатов, приведенных на рис. 13: а) нормальный скин-эффект при низких частотах, б) осцилляции сопротивления выше некоторой характерной частоты и в) затухание осцилляций сопротивления при высоких частотах. Эти особенности можно объяснить следующим образом. Вспомним, что фазовая скорость геликона пропорциональна q , т. е. $\omega^{1/2}$, и что длина затухания геликона порядка $\lambda u/2\pi$.

При низких частотах фазовая скорость возбуждающего поля (ω/γ) меньше фазовой скорости геликона в металле

($RB_0\gamma/\mu_0$). Как это имеет место для любой электромагнитной волны, переходящей в этих условиях в среду с меньшей плотностью, возбуждающее поле полностью отражается от поверхности. Индуцированные токи, экранирующие внутренность металла от внешних электромагнитных полей, приводят к низкочастотным потерям, которые имеют место в условиях нормального скин-эффекта. Эти две фазовые скорости оказываются равными при частоте $\omega_0 = RB_0\gamma^2/\mu_0$, т. е. ω_0 дает характерный масштаб частот в этом эксперименте. Когда фазовая скорость возбуждающего поля больше или равна фазовой скорости геликона, электромагнитная волна может распространяться в металле (который теперь представляет собой более плотную среду); при этом синус угла преломления равен отношению фазовых скоростей ($\sin \theta_r = \omega_0/\omega$).

Осцилляции обусловлены стоячими волнами в радиальном направлении. Поскольку образец является цилиндрическим, условие интерференции для образования стоячих волн соответствует корням функций Бесселя. При высоких частотах в радиальном направлении укладывается много длин волн. Если радиус намного больше длины затухания, то интерференция не может иметь место и мы не наблюдаем никаких осцилляций.

Как было объяснено в разделе I,Б, поверхностные потери зависят от величины тока в поверхностном слое. Поскольку поле, связанное с поверхностным током, и поле геликонной волны должны складываться с возбуждающим полем у поверхности, величина поверхностных потерь должна зависеть от амплитуды геликонной волны у поверхности. Поэтому осцилляции сопротивления (потери мощности) обусловлены изменениями амплитуды поля геликона, которые вызваны образованием радиальных стоячих волн.

Хардинг и Тонеманн ²² измерили дисперсию и поглощение геликонов, распространяющихся вдоль магнитного поля в цилиндрических образцах. Геликонная волна возбуждалась у одного конца образца маленькой катушкой. Они определяли пространственное изменение поля геликона вдоль образца. Как и ожидалось, пространственная зависимость имела затухающий синусоидальный характер. При сравнении экспериментальных результатов с теорией наилучшее согласие с данными как по поглощению, так и по дисперсии получается, если учесть отраженное или вакуумное поле геликона. При $\omega = \omega_0$ и $\omega_c \tau = 20$ они нашли, что пренебрежение вакуумным полем геликона приводит к ошибке в 40% в $\text{Re } q$ (дисперсия) и в три раза меняет величину $\text{Im } q$ (поглощение) (разумеется, для распространяющейся моды). Эти различия уменьшаются при более высоких частотах, однако очевидно, что вакуумное поле должно учитываться для нахождения правильного решения граничной задачи.

Г. Эксперименты на сверхпроводниках

Де Женн и Нозьер ⁸⁴ показали, что в смешанном состоянии в сверхпроводниках II рода должен существовать эффект Холла. После их работы был опубликован ряд статей ⁸⁵, связанных с теоретическими и экспериментальными аспектами эффекта Холла в смешанном состоянии. Возникновение эффекта Холла в смешанном состоянии не является столь простым, как в нормальном металле. Имеется следующее объяснение. Электрический ток производит силу на сверхпроводящие нити или квантованные вихри, которые существуют в смешанном состоянии *). Если предположить, что взаимодействием вихря с примесями и дефектами решетки можно пренебречь [т. е. пренебречь «удерживающими» (pinning) силами] ⁸⁸, то вихрь должен двигаться. Это движение магнитного потока создает ток. Вследствие непрерывности тока часть его должна протекать через внутренность вихря. И расчеты, и экспериментальные данные говорят о том, что выше 1° К в спектре электронных возбуждений внутри вихря и в его непосредственной окрестности, по существу, нет щели, и, следовательно, ток без потерь не может существовать в этой области. Эти потери ограничивают скорость вихря. На ток в вихре действует сила Лоренца, вследствие чего внутри вихря возникает эффект Холла. Направление электрического поля внутри вихря определяет направление его движения. Поэтому не является удивительным, что смешанное состояние в сверхпроводнике II рода характеризуется уравнением переноса, формально тождественным с уравнением (4). Заметим, однако, что это рассуждение не делает ясным смысл R и ρ .

Поскольку смешанное состояние описывается уравнением (4), в сверхпроводнике должно быть возможным возбуждение низкочастотных геликонов. Резонансы стоячих волн формально описываются формулами (15). Напряжение в приемной катушке дается выражением $V_p = i\omega G \mu_T g(B_0)$

*) В качестве хороших курсов по сверхпроводимости можно рекомендовать книги Линтона ⁸⁶ и Де Женна ⁸⁷.

взамен (25), поскольку распределение потока, характеризуемое функцией $g(B_0)$, не является однородным.

Для того чтобы резонансы были сильно выражены, необходимо иметь $\omega_{ст} \gg 1$. В чистых сверхпроводниках этого трудно достичь из-за относительно низких значений критического поля. Промежуточное состояние в сверхпроводниках I рода проявляет свойства, аналогичные сверхпроводникам II рода, однако настоящую проверку существующей теории дадут лишь измерения на чистых сверхпроводниках II рода. Это ограничивает возможности экспериментального изучения ниобием и ванадием, из которых только ниобий является достаточно чистым для постановки надежных экспериментов.

Д. Другие эксперименты в локальном режиме

Хотя распространение геликонов обычно изучается с помощью индукционных методов, подобных описанным в разделе II, Меррилл⁸⁹ использовал индукционную катушку для возбуждения и зонды для регистрации сигнала геликона. Рид и Мейнке⁹⁰ использовали зонды как для возбуждения, так и для регистрации сигнала. Переменный ток может возбуждать геликонную волну, поскольку он оказывает на носители заряда воздействие, подобное тому, которое производится токами, индуцированными внешним возбуждающим полем. Эксперимент Рида и Мейнке⁹⁰ по сути дела представляет собой контактный метод измерения магнетосопротивления и коэффициента Холла на переменном токе. В случае постоянного тока поле определяется уравнением (4). В случае же переменного тока мы должны удовлетворить уравнениям Максвелла с соответствующими граничными условиями. При решении задачи о тонкой пластине необходимо учитывать электрическое поле геликона (т. е. электрическое поле, связанное с осциллирующими токами). Действительно, Рид и Мейнке⁹⁰ нашли, что переменное напряжение в тонкой пластине, измеренное зондами, параллельными току, имело зависимость μ_L , а напряжение, измеренное зондами, перпендикулярными к направлению тока, вело себя как μ_T (в обоих случаях B_0 перпендикулярно к J). Поскольку при использовании зондов измеряется напряжение между двумя точками, а не величина среднего потока, эти измерения весьма чувствительны как к четным, так и к нечетным резонансам, связанным с образованием стоячих волн в образце конечных размеров.

Осциллирующий ток внутри образца создает электрическое поле у поверхности. Это поле входит в граничное условие. Ток (см. I, A), текущий через возбуждающую катушку с большим числом витков, создает намного большую плотность тока в образце, чем тот же самый ток, текущий непосредственно через образец. Этот факт становится понятным, если обратить внимание на то, что возбуждающая катушка представляет собой первичную обмотку трансформатора. Поскольку же образец играет роль понижающей вторичной обмотки трансформатора, имеет место усиление тока. Измерительные зонды также образуют незамкнутый виток. Сопоставьте это с большим числом витков обычной приемной катушки. В результате этого при измерении с помощью зондов регистрируемое напряжение значительно меньше, чем при применении обычного метода регистрации геликонов. Преимуществом метода с использованием зондов является низкая индуктивность и возможность его использования при высоких частотах. Недостаток этого метода состоит в необходимости иметь непосредственные контакты, которые могут исказить распределение поля и тока в образце.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ($ql \gg 1$)

А. Доплер-сдвинутый циклотронный резонанс

Распространение геликонов в нелокальном режиме впервые изучалось Тейлором, Мерриллом и Бауэрсом⁹¹ по наблюдению резонансов стоячих волн в тонких пластинах натрия. Они наблюдали край поглощения и нашли, что распространение волны выше порога согласуется с законом дисперсии геликона в нелокальном режиме, полученном Шердом⁹².

Аналогичные измерения были проделаны позднее рядом авторов^{60, 61, 93, 94, 100, 112} как с помощью метода интерферометрии, так и с помощью метода стоячих волн. На рис. 14 показаны результаты Стэнфорда и Стерна⁹³ по изучению влияния нелокальных эффектов на спектр геликона. Видно, что даже вблизи самого порога поглощения приближенная нелокальная теория Шерда⁹² хорошо описывает экспериментальные результаты по натрию. Заметим, что в этих экспериментах измерялось волновое число при фиксированной частоте ω , т. е. фазовая скорость волны. Единственные прямые измерения групповой скорости геликонов были проделаны Хауком⁹⁵. Изучалось распространение геликонных импульсов в натрии и калии и было получено хорошее согласие с нелокальной теорией. Хаук⁹⁵ также ясно наблюдал расширение короткого импульса, распространяющегося через металл. Короткий радиочастотный импульс содержит широкий спектр фурье-компонент, которые распространяются с различными скоростями, образуя расширенный геликонный импульс.

Количественное изучение порога поглощения в поликристаллических Na, K и In было проведено Тейлором⁴⁴. Измерения производной поверхностного импеданса производились с помощью линейного изменения магнитного поля во времени и последующего активного интегрирования регистрируемого радиочастотного сигнала. По этим измерениям были определены средние значения импульса Ферми k_F (см. (22a)), которые в пределах точности эксперимента (1% для Na и K и 4% для In) совпали со значениями, даваемыми моделью свободных электронов. Заметим, однако, что Тейлор⁴⁴ не вводил требуемой поправки (см. раздел I.Д). Наибольшие значения $\omega_{ст}$ у края поглощения ДСЦР были равны 35 для Na и 20 для K и In.

Единственный эксперимент, в котором ДСЦР использовался для определения кривизны несферической поверхности Ферми, был поставлен Стэнфордом и Стерном⁹³ на алюминии. Используя модуляцию магнитного поля, они определили производную поверхностного импеданса и

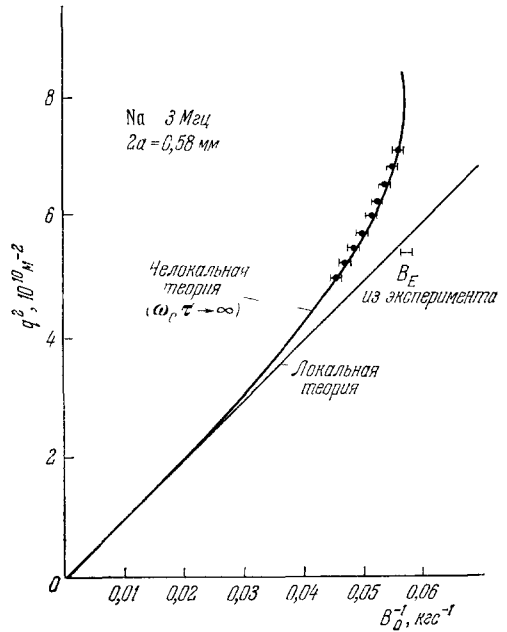


Рис. 14. Влияние нелокальных эффектов на дисперсию геликона.

Экспериментальные точки хорошо согласуются с нелокальной теорией. Следует обратить внимание на сильную зависимость q от магнитного поля в непосредственной близости к порогу поглощения B_E (из статьи Стэнфорда и Стерна).

положение края поглощения ДСЦР. Кроме того, они измерили изменение поверхностного импеданса, обусловленное распространением геликона выше порога поглощения. Наличие геликонной волны вызывает изменение поверхностных токов и, следовательно, поверхностного импеданса. Это приводит к тому, что сигнал на выходе имеет такой же характер, как и в эксперименте по прохождению волны. Таким путем они смогли определить волновой вектор геликона выше порога поглощения и получить его пороговые значения (см. рис. 14). Измерения положения порога поглощения при B_0 , параллельном направлению (100), не представляли трудности для интерпретации и дали ожидаемое значение кривизны для почти свободных электронов. Интерпретация же экспериментальных результатов для направления (110) оказалась чрезвычайно трудной, поскольку в этом направлении имеются две близкие опорные точки на двух разных частях поверхности Ферми. Дополнительное усложнение вызвано тем, что предельная орбита дырочной поверхности во второй зоне имеет конечную площадь. Как указали Стэнфорд и Стерн⁹³, эти трудности и большая величина относительной ширины, равной 0,1, сделали количественную интерпретацию результатов для направления (110) чрезвычайно трудной.

Изучение порога поглощения в металлах со сложной поверхностью Ферми не является простой задачей. Как указали Канер и Скобов⁹⁶, затухание Ландау может существовать в таких металлах даже в тех случаях, когда магнитное поле B_0 и волновой вектор q направлены вдоль оси симметрии кристалла *). Это затухание представляет собой другой механизм, который приводит к размытию края поглощения **). Кроме того, для получения больших значений ω_{cT} необходимо иметь очень чистые монокристаллы. Этого можно достичь, применяя более сильные магнитные поля, что, однако, может привести к новым проблемам. В самом деле, предельная частота геликонов возрастает пропорционально кубу порогового значения магнитного поля, так что типичная частота оказывается порядка 1 Гц при $B_0 = 100$ кс. Для чистых металлов $\omega_T \sim 1$ при частоте 10 Гц, что приводит к дополнительным потерям в этом диапазоне частот. Неровности поверхности также начинают играть важную роль при уменьшении λ_H (при $B_0 \approx 100$ кс и $\omega \approx 10^{10}$ длина волны в типичном металле $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-4}$ см). Анизотропия магнетосопротивления в реальных металлах и магнитный пробой также усложняют

*) Затухание Ландау определяется электронами экстремальных сечений поверхности Ферми. Оно имеет конечную величину, если траектории этих электронов в реальном пространстве не являются симметричными относительно направления распространения волны, так что среднее изменение энергии этих электронов в поле волны за циклотронный период отлично от нуля. Если же траектории симметричны относительно направления q , то полное изменение энергии этих электронов за циклотронный период равно нулю и электроны данного экстремального сечения не дают вклада в затухание Ландау. (Прим. перев.)

***) В металлах со сложным законом дисперсии электронов проводимости должен существовать еще один механизм бесстолкновительного поглощения волны, приводящий к сильному размытию доплер-сдвинутого циклотронного резонанса. Это нелокальное затухание связано с существованием сечений поверхности Ферми, на которых циклотронная эффективная масса электронов и, следовательно, среднее смещение за циклотронный период обращаются в бесконечность. Так, например, циклотронная масса стремится к бесконечности на орбитах, проходящих через седловые точки на поверхности Ферми, и на сечениях, разделяющих электронные и дырочные орбиты. Возрастание циклотронной массы и среднего смещения вблизи этих сечений приводит к тому, что условие циклотронного поглощения $\omega_p = \omega_c$ может выполняться даже в области сильных магнитных полей. Поперечная скорость электронов на орбитах с бесконечной массой стремится к нулю, вследствие чего это циклотронное поглощение оказывается сравнительно малым при больших значениях магнитного поля. Однако при уменьшении поля нелокальное затухание волны быстро возрастает, что должно приводить к сильному размытию линии ДСЦР. (Прим. перев.)

постановку экспериментов и интерпретацию результатов. Маловероятно, чтобы использование порога поглощения ДСЦР стало общим методом изучения поверхностей Ферми. Следует, однако, отметить работы Вайсбуха и Либхабера⁹⁷ по наблюдению нелокальных эффектов в распространении геликонов в анизотропных металлах.

Б. Затухание Ландау

Хаук и Бауэрс⁶¹ провели количественное изучение затухания Ландау геликонных волн в натрии и калии. Аналогичные, но более обширные исследования были проделаны Граймсом⁶⁰. В обоих случаях изучалось прямое прохождение волны через образец. Кроме того, Хаук⁹⁵ определил затухание Ландау по затуханию распространяющихся геликонных импульсов.

При постановке экспериментов с пропусканием импульсов необходимо проявлять большую осторожность, поскольку требуется определять амплитуды, а не просто изменения положения определенных особенностей, как это имеет место при изучении ДСЦР или распространения геликонов выше порога поглощения. В частности, величина утечки должна быть либо пренебрежимо малой, либо не зависящей от поля.

На рис. 15 показаны данные Хаука и Бауэрса⁶¹ по затуханию Ландау в натрии и калии.

Экспериментальные точки представляют отношение наблюдаемого затухания к его значению, полученному для модели свободных электронов в пределе бесконечной длины свободного пробега. Отклонение этого отношения R от единицы описывает влияние конечных значений ql на нелокальное затухание. Сплошная кривая на рис. 15 представляет результат расчета Бухсбаума и Плацмана⁵⁵, в котором учитывалось влияние столкновительного затухания на бесстолкновительное затухание, т. е. эффект конечных ql . Согласие между экспериментальными результатами и теорией Бухсбаума и Плацмана⁵⁵ для свободных электронов является очень хорошим. Видно, что столкновительное затухание играет существенную роль при $ql < 15$.

В. Другие взаимодействия с геликонами

До сих пор мы рассматривали только взаимодействие геликонной волны, представляющей собой коллективное возбуждение заряженного газа, с малыми группами носителей, которые являются частью этого заряженного газа. В твердых телах существует много других возбуждений, имеющих электрическую или магнитную природу, и при определенных условиях они могут связываться с геликонной волной.

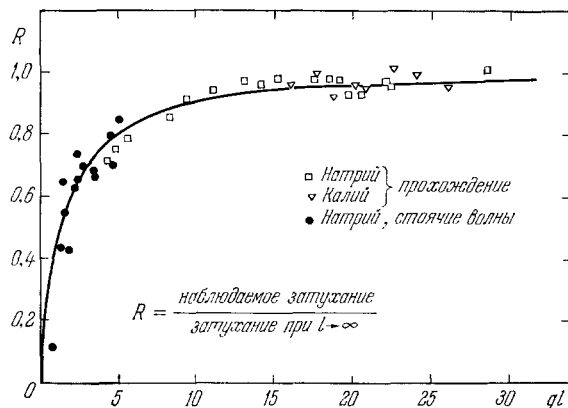


Рис. 15. Затухание Ландау в натрии и калии.

Отклонение R от единицы представляет собой результат влияния конечных ql на нелокальное затухание. Квадратики, треугольники и кружки изображают экспериментальные точки, а сплошная кривая получена на основе теории Бухсбаума и Плацмана (из статьи Хаука и Бауэрса).

Взаимодействие геликонов со звуком в твердом теле (геликон-фононное взаимодействие) было рассмотрено несколькими авторами ^{43, 62, 98, 99}. Связь между этими двумя волнами является наибольшей, когда они имеют одинаковые фазовые скорости. Спектр акустической волны имеет вид $\omega = kv_s$, где v_s — скорость звука. Следовательно, в типичном металле условие максимальной связи выполняется при

$$\omega B_0 \approx \mu_0 v_s^2 / R > 10^3 \text{ Мгц} \cdot \text{кгс}.$$

Заметим, что из-за существования порога поглощения ДСЦР распространение геликонов при фиксированном значении B_0 не является возможным для произвольно больших ω . При $v_s \approx v_p$ степень связи ведет себя как B_0^2/v_s^2 . Даже для минимальной скорости звука в металле (калии) коэффициент связи равен всего лишь 0,2 при $B_0 = 100 \text{ кгс}^{100}$, так что эксперименты должны ставиться в наиболее сильных доступных полях.

Граймс и Бухсбаум ¹⁰⁰ наблюдали геликон-фононное взаимодействие в калии. Связь между двумя этими волнами меняет закон дисперсии каждой из них, особенно в области $v_p \approx v_s$. Граймс и Бухсбаум пришли к заключению о необходимости обобщить предыдущие рассмотрения геликон-фононного взаимодействия на случай анизотропного распространения звука. Их вычисления и экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии.

Это взаимодействие между геликоном и акустическими волнами отчетливо проявляется при непосредственном электромагнитном возбуждении когерентных акустических волн, о котором было недавно сообщено ^{101, 102}. В отсутствие магнитного поля электронный и ионный токи, обусловленные переменным внешним электрическим полем, примерно равны. Предположим теперь, что имеется постоянное магнитное поле. Если внешнее электрическое поле направлено вдоль оси x , то x -компоненты индуцированных ионного и электронного токов вновь почти полностью компенсируют друг друга. Действующая на эти токи сила Лоренца (см. уравнение (4)) создает дополнительные токи в направлении y , однако теперь электронный и ионный токи текут в одном направлении (скорости электронов и ионов, полученные под действием внешнего электрического поля E , противоположны по знаку так же, как и их заряды, и следовательно, сила Лоренца действует на электроны и ионы в одном направлении). Поэтому зависящее от времени внешнее электрическое поле может производить на ионы когерентную силу и таким образом возбудить акустическую волну, имеющую частоту и поляризацию внешнего электрического поля. Это было названо прямым электромагнитным возбуждением (ПЭВ) акустических волн.

Прямое возбуждение происходит на границе металла с вакуумом, а не в объеме образца, как это имеет место в случае геликон-фононного взаимодействия ^{102, 103}. Гантмахер и Долгополов ¹⁰⁴ и Ларсен и Саермарк ¹⁰¹ сообщили о наблюдении акустических мод, связанных с индукционными токами в образцах конечных размеров (в сильном магнитном поле). Ларсен и Саермарк считали, что эти акустические моды генерировались геликон-фононным взаимодействием, хотя не были выполнены условия ни для сильной акустической связи ($v_p \approx v_s$), ни для существования слабо затухающего геликона ($\omega_c \tau \gg 1$). Используя индукционное (прямое электромагнитное) возбуждение и пьезоэлектрический датчик в качестве детектора звуковых волн, Хаук и др. ¹⁰² непосредственно показали, что при наличии сильного магнитного поля переменное электрическое поле генерирует в металле когерентные звуковые волны. Бетъман и др. ¹⁰⁵ показали, что генерируемые таким способом звуковые волны имеют поляризацию внешнего магнитного поля, как это и следует из приведенных выше простых соображений. Амплитуда звуковой волны

в большинстве случаев пропорциональна магнитному полю. При возбуждении звуковых волн в алюминии¹⁰⁶ наблюдалась весьма слабая зависимость амплитуды от температуры (в интервале от 4 до 300° К) и длины свободного пробега, амплитуда же звуковой волны в висмуте имела сильную температурную зависимость (от 2 до 4° К¹⁰⁴). ПЭВ наблюдалось во многих металлах, однако степень связи в них менялась в довольно широких пределах. Результаты проделанных к настоящему времени экспериментов*) согласуются с общей трактовкой Куинна¹⁰⁸ (развитие предшествующих работ по изучению звуковых волн в металлах).

Вращающееся магнитное поле геликона может связываться с ядерной спиновой системой в результате взаимодействия с магнитным моментом ядер. Это взаимодействие обуславливает ядерный магнитный резонанс (ЯМР), представляющий собой резонансное поглощение энергии геликонной волны. Антониевич и Родригес¹⁰⁹ нашли приближенный закон дисперсии геликона при наличии этой связи. Довольно естественно, что частота и направление вращения поля геликона должны совпадать с частотой и направлением прецессии ядерных спинов. Это означает, что знак коэффициента Холла и знак магнитного момента ядра должны быть одинаковыми. Кроме того, связь является сильной только в узком интервале частот, соответствующем ширине линии ЯМР.

Для того чтобы эффект можно было рассматривать как связывание геликона с ядерными спинами, измерения должны проводиться выше порога поглощения ДСЦР. Это налагает довольно жесткие условия на наблюдение этого эффекта в металлах. Поскольку $\omega_{ЯМР} = \gamma B_0$, условие максимальной связи имеет вид $\gamma B_0 = RB_0 q^2 / \mu_0$. Циклотронное поглощение отсутствует при выполнении неравенства $q < \omega_c / V_F$, так что необходимые условия имеют вид

$$q^2 = \mu_0 \gamma / R < (\omega_c / V_F)^2.$$

Если измерять B_0 в килогауссах, f — в мегагерцах, а n — в единицах, равных 10^{28} м^{-3} , это условие принимает вид

$$f / B_0^3 < 4,12 n^{-5/3} \times 10^{-3} \text{ МГц/кГс}^3$$

(для модели свободных электронов). Это условие определяет минимальное магнитное поле, при котором может возникнуть связь геликона с ядерным магнитным резонансом. В различных металлах величина этого поля меняется в интервале от 45 до 65 кГс. Поскольку затухание геликона велико вблизи порога поглощения, для практических наблюдений могут потребоваться значительно более высокие поля. Резонансное взаимодействие геликона с ядерным магнитным моментом наблюдалось в полупроводнике РbТе¹¹⁰, но до настоящего времени не наблюдалось в металлах. С экспериментальной точки зрения такие металлы, как индий, алюминий и ниобий представляются наиболее благоприятными. Заметим, однако, что необходимые ориентированные определенным образом монокристаллы, для того чтобы не было затухания Ландау.

Каплан¹¹¹ разработал метод расчета формы линии ядерного магнитного резонанса вблизи порога поглощения ДСЦР. Форма линии отражает характер пространственного распределения электромагнитного поля и, следовательно, изменение характера нелокальной проводимости при изменении магнитного поля в области порога поглощения. Каплан¹¹¹ приводит кривые, которые позволяют вычислить форму линии. Заметим, что использованные Капланом¹¹¹ значения параметров приводят к максимально возможным изменениям формы линии. Эксперименты, которые

*) Обзор работ по ПЭВ был сделан В. Д. Уоллесом¹⁰⁷ на Симпозиуме по звуку и ультразвуку в Нью-Йорке в сентябре 1968 г.

можно было бы сопоставить с этими вычислениями, в настоящее время отсутствуют. Для них потребуются значительно более высокие частоты и магнитные поля. Поскольку эффекты анизотропии, например, магнетосопротивления, меняют пространственную зависимость электромагнитного поля, их необходимо учитывать при интерпретации любых экспериментальных результатов.

В магнитных проводниках как электроны, так и упорядоченные спины сильно взаимодействуют с магнитным полем. Пусть мы имеем простой однодоменный ферромагнетик во внешнем магнитном поле, параллельном оси намагниченности. Магнитное поле геликонной волны (которое перпендикулярно к внешнему магнитному полю) отклоняет спины. Поскольку поле волны вращается вокруг направления распространения, вектор упорядоченного спина также будет вращаться. Таким образом геликон может взаимодействовать со спиновой волной в ферромагнетике. Это геликон-магнитное взаимодействие было количественно рассмотрено Стерном и Калленом⁵³. Прежние рассмотрения граничных задач в этом случае должны быть изменены, поскольку в магнитном материале возможны поверхностные токи. С другой стороны, следует заметить, что граничные условия не играют важной роли, если в образце укладывается много длин волн. В своей статье Стерн и Каллен⁵³ не только теоретически исследовали распространение геликонов в идеальном магнитно-упорядоченном проводнике, но и обсудили осложнения, могущие возникнуть в реальном магнитном материале. Кроме того, они оценили величину параметров для железа. Геликон-магнитное взаимодействие было наблюдаемо в никеле Граймсом¹¹².

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье мы попытались обсудить все наиболее существенные экспериментальные и теоретические работы по изучению геликонов в твердых телах. Хотя большинство обсужденных в этой статье экспериментов было проведено на металлах, аналогичные эффекты изучались и в полупроводниках. Вследствие большого значения $\omega_c\tau$ и малого магнетосопротивления металлы более благоприятны для постановки чистых экспериментов, чем полупроводники. С другой стороны, за исключением низкотемпературных приборов, для практических приборов, работающих на геликонах, будут использоваться полупроводники, поскольку они могут работать при комнатных температурах¹¹⁴. Распространение геликонов в твердых телах довольно хорошо укладывается в рамки существующих теорий. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования в этой области, по-видимому, будут направлены на изучение существенных деталей, а не общих свойств геликонных волн. Геликоны и в дальнейшем будут использоваться для изучения электронных свойств металлов.

Лаборатория атомной физики и физики твердого тела,
Корнелльский университет, Итака, Нью-Йорк, США.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ 38, 161 (1960).
2. P. Aigrain, Proc. Intern. Conf. Semicond. Phys., Prague, 1960, p. 224.
3. L.R.O. Story, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) 246A, 113 (1953).
4. R. A. Helliwell, M. G. Morgan, Proc. IRE 47, 200 (1959).
5. R. Bowers, C. Legendy, F. Rose, Phys. Rev. Lett. 7, 339 (1961).
6. A. Libchaber, R. Veilex, Phys. Rev. 127, 774 (1962).
7. R. G. Chambers, B. K. Jones, Proc. Roy. Soc. A270, 417 (1962).
8. M. T. Taylor, J. R. Merrill, R. Bowers, Phys. Rev. 129, 2525 (1962).

9. S. J. Buchsbaum, Plasma Effects in Solids (Dunod Cie., Paris, 1965) стр. 3.
10. R. Bowers, Plasma Effects in Solids (Dunod Cie., Paris, 1965), стр. 19.
11. R. Bowers, Sci., Amer. **209**, 46 (1963).
12. S. J. Buchsbaum, A. G. Chynoweth, Intern. Sci., Technol. **48**, 40 (1965) (имеется русский перевод: С. Бухсбаум, А. Чайновец, УФН **90**, 179 (1966)).
13. R. Bowers, M. C. Steele, Proc. IEEE **52**, 1104 (1964).
14. A. K. Jonscher, Brit. J. of Appl. Phys. **15**, 1104 (1964); А. А. Веденов, УФН **84**, 533 (1964).
15. W. P. Allis, S. J. Buchsbaum, A. Bers, Waves in Anisotropic Plasmas. Technology Press, Cambridge, Mass., 1963 (имеется русский перевод В. Эллис, С. Бухсбаум, А. Берс, Волны в анизотропной плазме, М., Атомиздат, 1966); J. A. Ratcliffe, The Magneto-Ionic Theory and its Application to the Ionosphere, Cambridge University Press, New York, 1959; Т. Н. Стих, The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill Book Co., New York, 1962 (имеется русский перевод: Т. Стикс, Теория плазменных волн, М., Атомиздат, 1965); L. Spritzer, Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Wiley-Interscience Publishers, Inc., New York, 1956 (имеется русский перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957).
16. D. P. Morgan, Phys. Status Solidi **24**, 9 (1967).
17. P. A. Penz, J. Appl. Phys. **38**, 4047 (1967).
18. P. Cotti, A. Quattrorani, P. Wyder, Phys. Kondens. Matt. **1**, 27 (1963); см. также Phys. Lett. **1**, 50 (1962).
19. C. R. Legendy, Phys. Rev. **135**, A1713 (1964).
20. V. Celli, N. David Mermin, Ann. Phys. (N.Y.) **30**, 249 (1964); P. R. Wallace, Can. J. Phys. **42**, 2129 (1964), C. R. Legendy, J. Math. Phys. **6**, 153 (1965).
21. J. P. Klozenberg, Mc Namara, P. C. Thonemann, J. Fluid Mech. **21**, 545 (1965).
22. G. N. Harding, P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. (London) **85**, 317 (1965) (аналогичные эффекты в газах рассмотрены в статье: J. A. Lehane, P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. **85**, 301 (1965)).
23. P. Aiais, J. Phys. Radium **38**, 436 (1967).
24. T. A. Mundsén, Proc. Phys. Soc. (London) **88**, 757 (1966).
25. J. M. Goodman, Phys. Rev. **171**, 641 (1968); Bull. Amer. Phys. Soc. (ser. II) **10**, 111 (1965).
26. S. W. Hui, Brit. J. Appl. Phys. **17**, 1405 (1966).
27. W. Schultz, Solid State Comm. **5**, 503 (1967).
28. J. A. Stratton, Electromagnetic Theory, McGraw-Hill Book Co., New York, 1941, p. 512 (имеется русский перевод: Дж. А. Страттон, Теория электромагнетизма, М.—Л., Гостехиздат, 1948).
29. А. Н. Уильсон, The Theory of Metals, Cambridge University Press, 1958 (имеется русский перевод: А. Вильсон, Теория металлов, М.—Л., Гостехиздат 1941).
30. J. P. Jan, Solid State Phys. **5**, 1 (1957).
31. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, ЖЭТФ **31**, 63 (1956)
32. E. Fawcett, Advan. in Phys. **13**, 139 (1964).
33. A. B. Pippard, The Dynamics of Conduction Electrons, Gordon and Breach 1965.
34. A. B. Pippard, Alta Lake Conference on Electrons in Metals, Gordon and Breach, New York, 1968.
35. A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. (London) **A287**, 165 (1965); L. M. Falicov, P. R. Sievert, Phys. Rev. **A138**, 88 (1965); L. M. Falicov, A. B. Pippard, P. R. Sievert, Phys. Rev. **151**, 498 (1966).
36. J. R. Reitz, A. W. Overhauser, Phys. Rev. **171**, 749 (1968). См. также Bull. Amer. Phys. Soc. (ser. II) **13**, 42 (1968).
37. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, ЖЭТФ **46**, 1106 (1964).
38. Ф. Г. Басс, А. Я. Бланк, М. И. Каганов, ЖЭТФ **45**, 1801 (1963).
39. C. Kittel, Quantum Theory of Solids, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1963 (имеется русский перевод: Ч. Киттель, Квантовая теория твердых тел, М., «Наука», 1967).
40. S. J. Buchsbaum, P. A. Wolff, Phys. Rev. Lett. **15**, 406 (1965).
41. M. H. Cohen, M. J. Harrison, W. A. Harrison, Phys. Rev. **117**, 937 (1960).
42. T. Kjeldaa, Phys. Rev. **113**, 1473 (1959).
43. J. J. Quinn, S. Rodriguez, Phys. Rev. **133**, A1589 (1964).
44. M. T. Taylor, Phys. Rev. **137**, A1145 (1965). Phys. Rev. Lett. **12**, 497 (1964).
45. E. A. Stern, Phys. Rev. Lett. **10**, 91 (1963).

46. J. C. McGroddy, J. L. Stanford, E. A. Stern, Phys. Rev. **141**, 437 (1966).
47. A. W. Overhauser, S. Rodrigues, Phys. Rev. **141**, 246 (1966).
48. R. Aliq, Phys. Rev. **165**, 833 (1968).
49. S. G. Ekstein, Bull. Amer. Phys. Soc. (ser. II) **9**, 550 (1964).
50. W. A. Harrison, Phys. Rev. **118**, 1190 (1960).
51. R. G. Chambers, Phil. Mag. **1**, 459 (1956).
52. P. R. Antoniewicz, Phys. Lett. **24A**, 83 (1967).
53. E. A. Stern, E. R. Callen, Phys. Rev. **131**, 512 (1963).
54. A. J. Glick, E. Callen, G. Heiche, Phys. Lett. **20**, 574 (1966); A. J. Glick, E. Callen, Technical Report N 751, University of Maryland, 1967; J. J. Quinn, Phys. Lett. **7**, 235 (1963); Ark. Fys. **26**, 93 (1964); P. B. Miller, Phys. Rev. Lett. **11**, 537 (1963).
55. S. J. Buchsbaum, P. M. Platzman, Phys. Rev. **154**, 395 (1967).
56. J. D. Jackson, J. Nucl. Energy Part C1, **171** (1960).
57. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, ЖЭТФ **45**, 610 (1963).
58. M. A. Lampert, J. J. Quinn, S. Tosima, Phys. Rev. **152**, 661 (1966).
59. J. N. Walpole, A. L. McWhorter, Phys. Rev. **163**, 618 (1967).
60. C. C. Grimes, Bull. Amer. Phys. Soc. **11**, 570 (1965).
61. J. R. Houch, R. Bowers, Phys. Rev. **166**, 397 (1968).
62. В. Г. Скобов, Э. А. Канер, ЖЭТФ **46**, 1809 (1964); В. Г. Скобов, ФТТ, **6**, 2655 (1964).
63. E. A. Kaner, V. G. Skobov, Phys. Status Solidi **22**, 333 (1967).
64. П. С. Зырянов, ЖЭТФ **40**, 1070 (1961).
65. A. Libchaber, C. C. Grimes, Phys. Rev. **178**, 1145 (1969).
66. И. П. Крылов, Письма ЖЭТФ **8**, 3 (1968).
67. J. W. Hansen, C. C. Grimes, A. Libchaber, Rev. Sci. Instr. **38**, 895 (1967).
68. W. Jackson, Transmission Lines, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1951; W. C. Johnson, Transmission Lines and Networks, McGraw-Hill Book Co., New York, 1950.
69. J. Furdyna, Rev. Sci. Instr. **37**, 462 (1966); Phys. Rev. Lett. **16**, 646 (1966).
70. W. M. Tuttle, Proc. IRE **28**, 23 (1940).
71. N. V. POUND, Progr. Nucl. Phys. **2**, 21 (1952); W. D. Knight, Rev. Sci. Instr. **32**, 95 (1961).
72. S. W. Hui, J. Sci. Instr. **44**, 279 (1967); M. Melvring, O. Kanert, J. Sci. Instr. **43**, 97 (1966); H. S. Gutowsky, L. H. Meyer, R. E. McClure, Rev. Sci. Instr. **24**, 644 (1953); E. R. Andrew, Nuclear Magnetic Resonance, Cambridge University Press, London, 1959 (имеется русский перевод: Е. Р. Эндрю, Ядерный магнитный резонанс, М., ИЛ, 1957).
73. F. Rose, M. T. Taylor, R. Bowers, Phys. Rev. **127**, 1122 (1962).
74. J. R. Merrill, M. T. Taylor, J. M. Goodman, Phys. Rev. **131**, 2499 (1963).
75. T. Amundsen, P. Seeburg, Phys. Lett. **25A**, 718 (1967).
76. D. K. C. Macdonald, Hundbuch der Physik, Bd. **14** (S. Flügge, Ed.), Springer-Verlag, Berlin, 1956, S. 137.
77. P. A. Penz, R. Bowers, Solid State Comm. **5**, 344 (1967).
78. P. A. Penz, R. Bowers, Phys. Rev. **172**, 991 (1968).
79. P. A. Penz, Phys. Rev. Lett. **20**, 725 (1968).
80. C. C. Crimes, G. Adams, P. H. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **15**, 409 (1965).
81. J. R. Merrill, Phys. Rev. **166**, 716 (1968).
82. J. R. Klauder, W. A. Reed, G. F. Brennert, J. E. Kunzler, Phys. Rev. **141**, 592 (1966).
83. D. A. Hays, W. L. McLean, Phys. Lett. **17**, 215 (1965), Phys. Rev. **168**, 755 (1968).
84. P. G. De Gennes, P. Nozieres, Rev. Mod. Phys. **36**, 45 (1964).
85. John Bardeen, M. J. Stephan, Phys. Rev. **140**, A1197 (1965); P. Nozieres, W. F. Vinen, Phil. Mag. **14**, 667 (1967); W. A. Reed, E. Fawcett, Y. B. Kim, Phys. Rev. Lett. **14**, 790 (1965); B. W. Maxfield, E. F. Johnson, Phys. Rev. Lett. **16**, 677 (1966); W. F. Druyvesteyn, G. J. Van Gurp, C. A. A. J. Greebe, Phys. Lett. **22**, 248 (1966); B. W. Maxfield, Solid State Comm. **5**, 585 (1967); A. T. Fiory, B. Serin, Phys. Lett. **25A**, 555 (1967); Phys. Rev. Lett. **21**, 359 (1968).
86. E. A. Luntton, Superconductivity, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1962 (имеется русский перевод: Э. Лунтон, Сверхпроводимость, М., «Мир», 1964).
87. P. G. De Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys, W. A. Benjamin, Inc. New York, 1966 (имеется русский перевод: П. Де Женн, Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., «Мир», 1968).
88. Y. B. Kim, C. F. Hemstead, A. R. Strand, Phys. Rev. **139**, A1163 (1965).

89. J. R. Merrill, Ph. D. Thesis, Cornell University, 1966 (не опубликовано).
90. W. A. Reed, P. P. M. Meincke, Phys. Rev. **163**, 664 (1967).
91. M. T. Taylor, J. R. Merrill, R. Bowers, Phys. Rev. **127**, 1122 (1962).
92. F. W. Sheard, Phys. Rev. **129**, 2563 (1963).
93. J. L. Stanford, E. A. Stern, Phys. Rev. **144**, 534 (1966).
94. S. W. Hui, Phys. Lett. **24**, 265 (1967).
95. J. R. Houck, Helicon Propagation Measurements Using Pulse Techniques, Material Science Center at Cornell University, Report No. 873.
96. E. A. Kaner, V. G. Skobov, Phys. Lett. **25A**, 105 (1967).
97. G. Weisbuch, A. Libchaber, Phys. Rev. Lett. **19**, 498 (1967).
98. J. J. Quinn, S. Rodriguez, Phys. Rev. Lett. **11**, 552 (1963).
99. Г. Акрамов, ФТТ **5**, 1310 (1963).
100. C. C. Grimes, S. J. Buchsbaum, Phys. Rev. Lett. **12**, 357 (1964).
101. P. K. Larsen, K. Saermark, Phys. Lett. **24A**, 374 (1967); **24A**, 668 (1967).
102. J. R. Houck, H. V. Bohm, B. W. Maxfield, J. W. Wilkins, Phys. Rev. Lett. **19**, 224 (1967).
103. W. Schilz, Phys. Rev. Lett. **20**, 104 (1968).
104. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, Письма ЖЭТФ **5**, 17 (1967).
105. A. G. Betjemann, H. V. Bohm, D. J. Meredith, E. R. Dobbs, Phys. Lett. **25A**, 753 (1967).
106. R. L. Thomas, G. Turner, H. V. Bohm, Phys. Rev. Lett. **20**, 207 (1968).
107. W. D. Wallace, IEEE Symposium on Sonics and Ultrasonics in New York, N. Y., September 1968.
108. J. J. Quinn, Phys. Lett. **25A**, 522 (1967).
109. P. R. Antoniewicz, S. Rodriguez, Phys. Lett. **18**, 249 (1965).
110. B. Sapoval, Phys. Rev. Lett. **17**, 241 (1966).
111. J. I. Kaplan, J. Appl. Phys. **40**, (1969).
112. C. C. Grimes, Plasma Effects in Solids (Dunod, Paris, 1965), p. 87.
113. J. R. Houck, R. Bowers, Rev. Sci. Instr. **35**, 1170 (1964).
114. J. Gremillet, Ann. Radio Elec. **19**, 122 (1964); **19**, 232 (1964).