

При повышении температуры резонансные частоты обменных мод понижались, так что при регистрации спектров на частоте 8.54 см^{-1} линия поглощения моды ω_{1256}^+ смещалась в область больших значений магнитного поля, а линия поглощения ω_{1256}^- на частоте 8.16 см^{-1} смещалась в область меньших полей. Общее изменение частот обменных мод с изменением температуры было довольно значительным и на интервале температур $2.08\text{--}2.57 \text{ К}$ достигало порядка 1 % от их значения. В таблице приведены результаты теоретического расчета по формуле (1) и экспериментальные данные. Как видно из этих данных, имеется удовлетворительное качественное согласие теории и эксперимента.

Таким образом, предлагаемый нами механизм температурной зависимости частот обменных мод, обусловленный рассеянием обменных СВ на акустических, дает основной вклад в перенормировку спектра обменных мод и в целом правильно описывает эксперимент. При низких температурах $T/T_N \ll 1$ этот механизм приводит к экспоненциальной зависимости от T . При более высоких температурах, таких как реализованные в эксперименте, экспонента уже не играет существенной роли.

Л и т е р а т у р а

- [1] Еременко В. В., Науменко В. М., Пашкевич Ю. Г., Пишко В. В. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 3, с. 97—100.
- [2] Барьялтар В. Г., Еременко В. В., Науменко В. М., Пашкович Ю. Г., Пишко В. В., Соболев В. Л. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 4, с. 1382—1394.
- [3] Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Телена В. Т. ФНТ, 1982, т. 8, № 7, с. 705—712.
- [4] Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
- [5] Еременко В. В., Звягин С. А., Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Федоров С. А. Препринт ИТФ—86—34Р, Киев, 1986. 29 с.
- [6] Ахизер А. А., Барьялтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [7] Галкин А. А., Ветчинов А. В., Данышин Н. К., Попов В. А. ФНТ, 1981, т. 7, № 10, с. 1314—1324.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
15 декабря 1987 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

АНОМАЛЬНАЯ АМПЛИТУДА ЭФФЕКТА ДЕ ГААЗА—ВАН АЛЬФЕНА КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА (БЕРИЛЛИЙ)

В. С. Егоров

Для двумерного электронного газа амплитуда эффекта де Гааза—ван Альфена (дГВА) должна быть аномально велика [1], что очевидным образом обусловлено одинаковостью сечения поверхности Ферми для всех электронов. Измерения намагнитченности интеркалированного графита [2], поверхность Ферми которого можно считать близкой к цилиндрической, показали наличие «гигантской» амплитуды дГВА и возникновение известных магнитных доменов Кондона [3, 4]. Размагничивающий фактор образца $L \simeq 1$ и было трудно сравнить результат с расчетом для однородной намагнитченности двумерного электронного газа [5].

В данной работе сообщается об измерении намагнитченности достаточно длинного ($L \simeq 0$) монокристаллического образца бериллия, поверхность Ферми которого, а именно электронная «сигара» в 3-й зоне, хорошо известна [6—8] и очень близка к цилиндру. Это позволяет провести доста-

точно точное количественное сравнение измеренной амплитуды дГВА с расчетом в модели невзаимодействующих электронов. Измерения дГВА в бериллии ранее уже неоднократно проводились [6, 9], однако целью этих экспериментов были относительные измерения амплитуды дГВА. Нас же в данном случае будет интересовать само значение амплитуды дГВА, для чего достаточно ее измерить хотя бы для одного значения магнитного поля. (С учетом того, что в бериллии имеет место магнитный пробой [4, 8, 9], мы ограничимся величиной $H=60$ кЭ, когда влияние этого эффекта не столь существенно и его можно в расчетах не учитывать). Если просто воспользоваться известной формулой Лифшица и Косевича для восприимчивости с учетом только первой гармоники [4], то в направлении $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}$ (\mathbf{C} — гексагональная ось кристалла и образца), соответствующем центральному сечению «сигары»,

$$\chi_{\max} = 1.635 \cdot 10^{-6} \left(\frac{2\pi}{A''} \right)^{1/2} \frac{F^2 T \exp(-\alpha X/H)}{H^{5/2} \operatorname{sh}(\alpha T/H)}.$$

Здесь обозначения, как в [4]: A — площадь сечения сигары, $A'' = \partial^2 A / \partial k_x^2$ ($\mathbf{H} \parallel O_z$), F — магнитная частота, $\alpha = \pi^2 k / \mu_0 m_0 / m^*$, k — постоянная Бомбю-мана, μ_0 — магнетон Бора. Подставляя $F=9.4 \cdot 10^6$ Э, $T=2$ К, $X=2.6$ К, эффективную массу $m^*=0.16m_0$ и $A''=0.25$ (разница площадей между центральным и нецентральным сечениями сигары составляет 3%, а расстояние между нецентральными сечениями четверть ее длины [8, 10]), получим $4\pi\chi_{\max}=0.13$, что значительно меньше, чем нужно, чтобы удовлетворить требованию $4\pi\chi \geq 1$, необходимому для возникновения наблюдаемых в этой области магнитных полей скачков намагниченности ΔM в результате магнитного взаимодействия [4, 11]. Поэтому попытаемся оценить верхнюю границу восприимчивости в предельном случае $T=0$ и $X=0$. На рис. 1 изображено изменение энергии электронного газа при увеличении числа электронов, считая, как обычно, заданным магнитное поле в металле B , при заполнении n -го уровня Ландау ($B=60$ кЭ, $n=162$). Энергия намагничивания двумерного электронного газа, поверхность Ферми которого цилиндр, описанный около сигары, определяется как площадь треугольника $O_1 A O$

$$\epsilon_0 = S_{O_1 A O} = 1/8 \hbar \omega N^* = 1/4 \mu_0 B N^* m_0 / m^*.$$

Здесь N^* — кратность вырождения, которую можно принять равной $N^* = N n^{-1}$, где $N=10^{21}$ см $^{-3}$ — число электронов. В итоге получается $\epsilon_0 = 5 \cdot 10^3$ эрг·см $^{-3}$. Максимальная амплитуда дГВА соответствует суммарной «ширине» трех поясков. Соответственно этому следует рассматривать изменение энергий на рис. 1 вдоль ломаной $O_1 B O V_1 O_2$. Это даст несколько завышенную оценку, соответствующую пренебрежению снятием вырождения из-за продольного движения электронов (штриховая линия). Из оценки A'' получим максимальное отношение $OB/OA = 5.3 \cdot 10^{-2}$. Окончательно для восприимчивости $\chi_B = \partial M / \partial B$ получаем: в диамагнитной области $O_1 B$ с отрицательным наклоном $M(B) 4\pi\chi_B^- = -0.19$, а в «парамагнитной» области BO $4\pi\chi_B^+ > 1$, что соответствует магнитной неустойчивости [3, 4] со скачками ΔM в зависимости $M(H)$. На рис. 2 показаны эти зависимости: $4\pi M(B)$ — штрихи $O B O_1$ и соответствующая ей $4\pi M(H)$, кривая 2 — со скачком в точке O .

Эксперимент проводился на образце размерами $1 \times 1 \times 10$ мм, ось которого совпадала с гексагональной осью кристалла. Величина B непосредственно у торца образца измерялась датчиком Холла. Из этого сигнала вычиталось напряжение с шунта, пропорциональное магнитному полю соленоида H . Таким образом, на Y -координату самописца подавался сигнал $B-H=4\pi M$, а на X -координату H . Экспериментальная запись — кривая 1 на рис. 2. Скачок ΔM из-за образования в области неустойчивости неоднородной намагниченности размывается [3, 4], поэтому количественно удобно сравнивать величину диамагнитного наклона χ^- . Несмотря на то что при оценке χ было сделано ряд упрощений, каждое из которых лишь завышало результат, расчетная зависимость $4\pi M(H)$

(кривая 2) расположена заметно ниже экспериментальной. (Для сравнения рядом приведена (кривая 3) $4\pi M(H)$ идеального двумерного газа — цилиндра, описанного около сигары). Наблюдаемое значение $4\pi M_{\max} = 55$ Э прекрасно согласуется с величиной скачка ΔB , который из измерений магнитопробойных осцилляций сопротивления [11, 12] получается $105 \div 110$ Э ($\Delta B = 8\pi \Delta M$). Поскольку тут заметно не выполняется обычное условие $4\pi M \ll \Delta H$, наблюдаемая величина $\chi_B = \partial M / \partial H$ уже существенно отличается от оцененной величины $\chi_B = \partial M / \partial B$, и связь между χ_B и χ_H следует находить из уравнения $B = H + 4\pi M$, откуда $4\pi \chi_B = 4\pi \chi_H / (1 + 4\pi \chi_H)$.

Из эксперимента $4\pi \chi_B = -0.46$, откуда $4\pi \chi_H = -0.86$, что более чем в 4 раза больше по абсолютной величине полученной выше «верхней границы» $4\pi \chi_B = -0.19$. На это существенное превышение уже не может принципиальным образом повлиять ни, во-первых, учет реального умень-

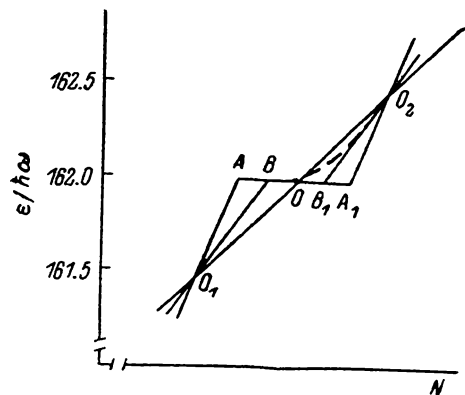


Рис. 1. Изменение энергии электронов вблизи заполнения 162-го уровня Ландау ($B=6T$) для случая $T=0$ и $X=0$ (см. объяснение в тексте).

O_1, O_2 — магнитное поле отсутствует. AA_1 — заполнение 162-го уровня ($B=6T$) электронами, поверхность Ферми которых, — идеальный цилиндр, описанный около «сигары». Участки O_1A и A_1O — заполнение дырочного «резервуара». Отрезок BB_1 отражает реальный размер эффективных «поясков» (условно). Штриховая кривая — изменение энергии с учетом снятия вырождения из-за движения электронов вдоль магнитного поля.

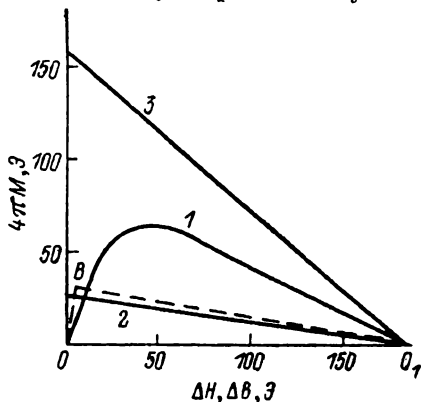


Рис. 2. Зависимость $4\pi M$ от магнитного поля в пределах полупериода.

1 — эксперимент, O_1O_2 (штриховые линии) — расчетная зависимость $4\pi M(B)$; 2 — соответствующая ей зависимость $4\pi M(H)$; 3 — $4\pi M(H)$ для гипотетического идеального цилиндра.

шения амплитуды из-за $T \neq 0$ и $X \neq 0$, ни, во-вторых, учет того, что, поскольку нельзя фактически считать $M = M(H)$, измеряемая величина ΔB может быть несколько больше, ни, в-третьих, учет магнитного пробоя, вероятность которого здесь 0.13 [8]. Из этого можно заключить, что в эксперименте наблюдается существенно большая величина намагниченности, чем это можно получить из модели не взаимодействующих электронов. К такому же выводу можно, по-видимому, прийти, анализируя эксперимент на интеркалированном графите [2], где магнитная неустойчивость и образование доменов Кондона должны наблюдаться при $B \leq 4.5 T$, а в действительности, наоборот, скачки только начинаются при $B > 4 T$ и наблюдаются вплоть до $B \approx 7 T$ (а может быть и в больших полях). Обсуждаемые эксперименты соответствуют той ситуации, характерной для квазидвумерного электронного газа, когда число электронов на экстремальном пояске (т. е. кратность вырождения уровня Ландау) оказывается достаточно большим, чтобы их орбиты в реальном пространстве перекрывались. Можно предположить, что в таком случае в эффекте дГВА уже нельзя не учитывать взаимодействия этих электронов, благодаря которому фазы волновых функций уже не могут быть случайными. Для двумерного электронного газа это соответствует условию $2r_H \geq N^{-1/2}$ [1], что имеет место уже при заполнении первого уровня Ландау (r_H — лармовский радиус).

- [1] *Егоров В. С.* ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 318—320.
 [2] *Markiewicz R. S., Meskoob M., Zahopoulos C.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 54, N 13, p. 1436—1439.
 [3] *Condon J. H.* Phys. Rev., 1966, vol. 145, N 2, p. 526—537.
 [4] *Шенберг Д.* Магнитные осцилляции в металлах. М.: Мир, 1986. 678 с.
 [5] *Shoenberg D.* Low Temp. Phys., 1984, vol. 56, Nos 5/6, p. 417—440.
 [6] *Watts B. R.* Phys. Lett., 1963, vol. 3, N 6, p. 284—288.
 [7] *Loucks T. L., Cuiler P. H.* Phys. Rev., 1964, vol. 133, N 4, p. A819—832.
 [8] *Terrell J. H.* Phys. Lett., 1964, vol. 8, N 3, p. 149—153.
 [9] *Алексеевский Н. Е., Егоров В. С.* Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, № 6, с. 301—305.
 [10] *Егоров В. С.* ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 6 (12), с. 2231—2235.
 [11] *Reed W. A., Condon J. H.* Phys. Rev. B, 1970, vol. 1, N 8, p. 3504—3511.
 [12] *Егоров В. С.* ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 6, с. 2210—2223.

Поступило в Редакцию

12 августа 1987 г.

В окончательной редакции

16 ноября 1987 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

«ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ» КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

В. М. Поляновский

Уже в первых экспериментах [1] было отмечено аномально медленное температурное затухание квантовых размерных осцилляций (КРО) проводимости тонких пленок висмута. Детальные исследования, проведенные в [2-4] для висмута и сурьмы, позволили наблюдать КРО в полуметаллических пленках вплоть до комнатных температур («высокотемпературные» осцилляции (ВТО)), что противоречит предсказаниям теории [5, 6]. Характерно, что в пленках металлов такое расхождение не обнаруживается [7].

В первой части настоящей работы [8] был предложен механизм ВТО, связанный с междузонными изоэнергетическими переходами электронов между уровнями размерного квантования, и дана количественная интерпретация периода и скорости температурного затухания квантовых осцилляций тонких пленок сурьмы. В [5, 6] междузонные переходы не учитывались, и ВТО выпали из рассмотрения.

С геометрической точки зрения КРО кинетических коэффициентов сильно вырожденного электронного газа связаны с наличием электронов, находящихся на концах экстремальной хорды поверхности Ферми, перпендикулярной плоскости пленки. При изменении толщины пленки происходит периодическое касание плоскостей размерного квантования, соответствующих дискретным значениям поперечного квазимпульса, поверхности Ферми, что и приводит к периодическому изменению кинетических коэффициентов. Период КРО определяется длиной экстремальной хорды поверхности Ферми. ВТО возникают при наличии изоэнергетических поверхностей с несколькими экстремальными хордами и связаны с переходами электронов в результате рассеяния с одной экстремальной хорды на другую. При изменении толщины пленки периодически происходит одновременное касание различными плоскостями размерного квантования изоэнергетической поверхности. Амплитуда ВТО максимальна, если последняя находится вблизи поверхности Ферми, а период определяется линейной комбинацией длин экстремальных хорд указанной изоэнергетической поверхности [8].