

# Циклотронный резонанс и эффект де Гааза–ван Альфена в органическом проводнике $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{Cl}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl})_2$

© И.Б. Воскобойников, С.В. Демишев, Р.Н. Любовская\*, В.В. Мощалков\*\*, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко

Институт общей физики Российской академии наук,  
117942 Москва, Россия

\* Институт проблем химической физики Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\*\* Laboratorium voor Vaste-Stoffysica en Magnetisme, Katholieke Universiteit Leuven,  
B-3001 Leuven, Belgium

(Поступила в Редакцию 15 мая 2001 г.  
В окончательной редакции 28 июня 2001 г.)

В области температур 0.33–1.44 К при значениях магнитных полей  $B \leq 50$  Т выполнены измерения эффекта де Гааза–ван Альфена для квазидвумерного органического проводника  $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{Cl}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl})_2$ . Анализ квантовых осцилляций с учетом данных циклотронного резонанса, полученных для частотного интервала 40–120 GHz, позволил установить, что сложный спектр квантовых осцилляций образован фундаментальными частотами  $\alpha \sim 256$  Т и  $\beta \sim 670$ –610 Т, а также комбинационными и кратными частотами. Показано, что характер температурной перестройки осцилляционного спектра может быть интерпретирован в рамках модели, учитывающей наличие магнитного фазового перехода при  $T_c \sim 0.9$  К и близость основной частоты  $\alpha$  с эффективной массой  $m^* = 1.48m_0$  к условию спинового демпинга.

Работа поддержана программами Министерства промышленности, науки и технологий "Физика микроволн" и "Фундаментальная спектроскопия". Эксперименты в Католическом университете г.Левена (Бельгия) выполнены при поддержке программ GOA и FWO-Vlaanderen.

Настоящая работа посвящена исследованию основного состояния органического проводника из семейства  $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{X}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Y})_2$ , где BEDT-TTF — бис(этилен ди тио)тетраафульвален и X, Y = Cl или Br. Для простоты в дальнейшем будет использоваться обозначение различных соединений вида (X–Y): например, (Cl–Cl) соответствует  $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{Cl}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl})_2$  и т.д.

Соединения  $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{X}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Y})_2$  обладают слоистой структурой и двумерной проводимостью, связанной со слоями молекул BEDT-TTF [1–6]. Низкотемпературное поведение данных органических проводников существенно зависит от химического состава: в то время как для (Br–Br) и (Br–Cl) характерен переход металл–диэлектрик при понижении температуры, в случае (Cl–Cl) и (Cl–Br) основное состояние остается металлическим вплоть до гелиевых температур [1–6]. Для (Cl–Cl) и (Cl–Br) были обнаружены квантовые осцилляции Шубникова–де Гааза (ШГ) и де Гааза–ван Альфена (ГА) [6–9], что делает эти материалы перспективными для фермиологических исследований.

В пионерской работе [7] сообщалось о сложной структуре осцилляций ШГ, наблюдавшихся у образцов (Cl–Cl) в диапазоне магнитных полей  $B \leq 16$  Т. При  $T \sim 1.4$  К спектр состоял из шести частот:  $F_1 = 150$  Т,  $F_2 = 250$  Т (доминирующая),  $F_3 = 400$  Т,  $F_4 = 500$  Т,  $F_5 = 650$  Т и  $F_6 = 910$  Т, условия наблюдения которых зависели от направления измерительного тока относительно кристаллографических осей. В то же время измерения эффекта ГА показали, что осцилляционный спектр ГА является более бедным и для  $B < 14$  Т состоит из трех частот  $F_2, F_4, F_5$ . Расширение интервала полей до  $B \sim 35$  Т позволило также зарегистрировать ряд

особенностей в спектрах осцилляций ШГ с частотами, превышающими 1000 Т [9].

Наблюдения сложного спектра осцилляций трудно согласовать с теоретической моделью [10], согласно которой поверхность Ферми состоит из двух цилиндров, сечения которых имеют приблизительно равные площади. Возможное объяснение, предложенное в [9], состоит в том, что часть частот в спектрах имеет комбинационную природу, например, вследствие магнитного пробоя или магнитного взаимодействия [11].

Другим неясным моментом является величина эффективной массы носителей тока в (Cl–Cl). Из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШГ было получено значение  $m^* = 1.35m_0$  [7], существенно отличающееся от величины  $m^* = 1.9m_0$ , следующей из оптических экспериментов [12].

Для выяснения природы указанных, противоречий в настоящей работе были выполнены измерения эффекта ГА в магнитном поле до 50 Т для температур 0.33–1.44 К, а также циклотронного резонанса (ЦР) в миллиметровом диапазоне длин волн. Полученные данные позволяют предложить возможное объяснение как природы сложного спектра осцилляций для образцов (Cl–Cl), так и особенностей его температурной перестройки.

## 1. Методика эксперимента

Для измерений эффекта ГА использовались монокристаллы с характерным размером  $1 \times 1 \times 0.5$  mm, а для измерений ЦР — монокристаллы размером  $3 \times 3 \times 0.5$  mm. С помощью каждой методики тестировалось несколько

образцов, каждый из которых продемонстрировал идентичное поведение.

Методика синтеза и структура образцов описаны в [1]. В экспериментах по ЦР и эффекту ГА магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскостям, в которых движутся двумерные носители.

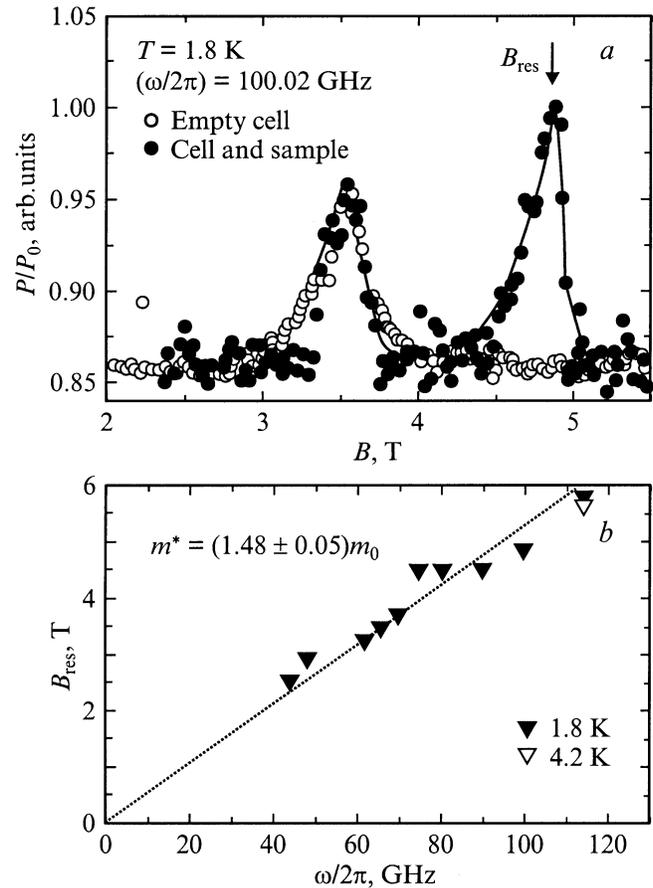
Исследования эффекта ГА были выполнены на установке импульсного магнитного поля в Католическом университете г. Левена (Бельгия) [13]. Магнитные свойства в импульсном магнитном поле до 50 Т изучались индукционным методом [11], длительность импульса составляла 20 ns. Температурные измерения в интервале 0.33–1.44 К проводились с помощью криостата He<sup>3</sup>.

Магнитные свойства в сильном импульсном поле были исследованы для трех кристаллов образцов (Cl–Cl); все они продемонстрировали одинаковую картину квантовых осцилляций. С целью уменьшения случайной погрешности и проверки воспроизводимости экспериментальных данных для каждой фиксированной температуры импульсные измерения повторялись несколько раз, в том числе с различной амплитудой импульсного поля (10, 20, 30, 40 и 50 Т). В этих опытах абсолютная точность воспроизводимости сигнала с приемных катушек была не хуже 0.3%, причем погрешность главным образом была связана со смещением базовой линии, а осциллирующая часть в пределах ошибки не зависела от амплитуды импульса и не менялась при повторных импульсах одинаковой амплитуды.

ЦР исследовался в Институте общей физики РАН с помощью магнитооптического спектрометра миллиметрового диапазона оригинальной конструкции. Излучение в интервале частот 40–120 GHz создавалось с помощью ЛОВ-генераторов; в качестве чувствительного элемента использовался угольный болометр, находившийся в тепловом контакте с образцом. Как было показано ранее [14,15], такая схема измерений позволяет регистрировать поглощаемую мощность в образце  $P(B)$  как функцию магнитного поля. Для повышения чувствительности при измерении кристаллов (Cl–Cl) в тракт излучения помещались два идентичных болометра, включенные по мостовой схеме, на одном из которых располагался образец, а другой оставался свободным. Такая схема включения датчиков существенно подавляла нестабильности, связанные с неконтролируемыми флуктуациями температуры, и позволяла увеличить чувствительность к отклику от образца приблизительно в 10–15 раз по сравнению с уровнем чувствительности, достигнутым ранее в [14,15]. Кроме того, мостовая схема оказалась весьма удобной для проведения температурных измерений в интервале 1.7–4.2 К.

## 2. Циклотронный резонанс в кристаллах $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{Cl}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl})_2$

Поскольку используемая методика регистрации ЦР предполагает, что не только образец, но и элементы измерительной ячейки подвергаются действию ми-



**Рис. 1.** Резонансное магнитопоглощение микроволнового излучения в образце (Cl–Cl) (a) и зависимость резонансного поля от частоты излучения (b).

кроволнового излучения, для выделения связанного с образцом резонансного магнитопоглощения  $P(B)$  проводились контрольные измерения  $P_0(B)$  для ячейки без образца. Результат сравнения показан на рис. 1, a. Видно, что для частоты  $\omega/2\pi = 100$  GHz внесение образца в ячейку приводит к появлению резонанса при  $B_{\text{res}} \sim 4.9$  Т, в то время как резонанс при  $B \sim 3.5$  Т имеет ту же амплитуду, что и в пустой ячейке, и обусловлен ЭПР в материале болометров.

По наклону линейной зависимости  $B_{\text{res}}(\omega)$  (рис. 1, b) была определена величина эффективной массы  $m^* = (1.48 \pm 0.05)m_0$ . Указанное значение близко к полученному ранее из эффекта ШГ:  $m^* = 1.35m_0$  [3]. Температурные зависимости параметров ЦР (амплитуды  $\Delta P/P = P(B_{\text{res}})/P_0(B_{\text{res}}) - 1$  и времени релаксации  $\tau$ , рассчитанного по ширине линии поглощения) представлены на рис. 2. Обращает на себя внимание тот факт, что амплитуда ЦР при уменьшении температуры вначале увеличивается, а затем для  $T \leq 2.6$  К начинает уменьшаться. Одновременно в области  $T \leq 3$  К наблюдается сильное (почти в 3 раза) убывание времени релаксации  $\tau$ .

Таким образом, в образцах (Cl–Cl) происходит ухудшение условий наблюдения ЦР при понижении темпе-

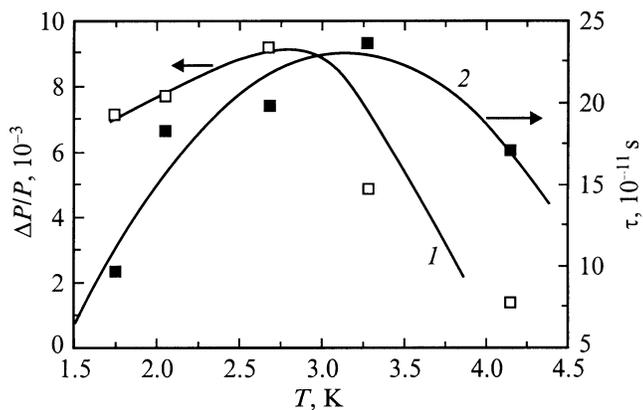


Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды (1) и времени релаксации (2) циклотронного резонанса.

ратуры (параметр  $\omega\tau$  уменьшается). Данное поведение является аномальным, поскольку в органических металлах, исследованных ранее [14,15], как и в обычных металлах и полупроводниках, понижение температуры приводит не к уменьшению, а к росту ЦР-поглощения.

### 3. Эффект де Гааза–ван Альфена в $(\text{BEDT-TTF})_8\text{Hg}_4\text{Cl}_{12}(\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl})_2$

Индукционная методика в экспериментах в импульсном магнитном поле позволяет регистрировать производную магнитного момента  $(dM/dB) = f(B)$  [11]. Экспериментальные данные  $dM/dB$  для образца (Cl–Cl) при различных температурах показаны на рис. 3. При  $T = 1.44\text{ K}$  для  $B \geq 15\text{ T}$  наблюдаются отчетливые квантовые осцилляции намагниченности, состоящие из нескольких частот (рис. 3, a). Понижение температуры до  $T = 0.9\text{ K}$  приводит к сильному подавлению амплитуды осцилляций (рис. 3, c). Дальнейшее уменьшение температуры приводит к восстановлению осцилляционной картины при  $T \leq 0.7\text{ K}$  (рис. 3, d).

Интересно, что квантовые осцилляции ГА для  $T \leq 0.7\text{ K}$  наблюдаются только в области  $B \geq B_c = 25\text{ T}$  и отсутствуют при  $B \leq B_c$ . При  $B = B_c$  на кривой  $dM(B)/dB$  имеется максимум, характерный для магнитного перехода, сопровождающийся скачкообразным увеличением намагниченности образца (см. вставку на рис. 3, d). Поскольку в обычном случае амплитуда квантовых осцилляций возрастает при убывании температуры вследствие уменьшения размытия уровней Ландау [11], вероятно, что именно индуцированный понижением температуры магнитный переход в (Cl–Cl) может служить причиной аномального подавления амплитуды осцилляций при  $T \sim T_c \sim 0.9\text{ K}$ .

Действительно, уменьшение амплитуды осцилляций в области температур, близких к переходу, может объясняться, например, увеличением рассеяния на магнитных флуктуациях и обусловленным ими дополнительным уширением уровней Ландау. Отметим, что с этой гипотезой качественно согласуется тенденция к ухудшению

условий наблюдения ЦР при понижении температуры (см. раздел 2).

Данные рис. 3 позволяют предположить, что образование фазы с новым типом магнитного упорядочения для  $T < T_c$  приводит к сильному увеличению рассеяния носителей заряда, а "включение" сильного поля  $B > B_c$  подавляет этот эффект и наблюдение осцилляций ГА вновь оказывается возможным. По-видимому, при  $B > B_c$  происходит восстановление магнитного порядка, близкого к исходной высокотемпературной ( $T > T_c$ ) фазе.

Отметим, что сильное влияние магнитного перехода на амплитуду и гармонический состав квантовых осцилляций ранее наблюдалось для сильно коррелированного металла PrCu<sub>2</sub> [16].

Для проверки сделанных предположений рассмотрим более подробно изменение частотных спектров осцилляций ГА. Для расчета спектров из кривых  $dM/dB$  вычиталась монотонная составляющая, а данные приводились к обратному магнитному полю. Прежде чем описать полученные результаты, заметим, что в случае сложного спектра осцилляций с близкими линиями положение каждой из особенностей может быть найдено лишь с определенной погрешностью. При этом ряд "линий", которые можно наблюдать в рассчитанных спектрах Фурье, не имеет устойчивого характера и существенно зависит от выбора функции окна. Например, для  $T = 1.44\text{ K}$  такие неустойчивые особенности лежат в областях 750–950 Т и 100–200 Т (рис. 4). В дальнейшем такие "частоты" рассматриваться не будут, и мы ограничимся обсуждением спектральных особенностей, положение которых воспроизводится при различных температурах и не зависит от способа обработки данных. Данные по значениям частот, определяющих спектры ГА при различных температурах, приведены на рис. 5 и сведены в таблицу.

Рассмотрим вначале результат для  $T > T_c \sim 0.9\text{ K}$  (рис. 4). Прежде всего для  $T = 1.44\text{ K}$  следует отметить

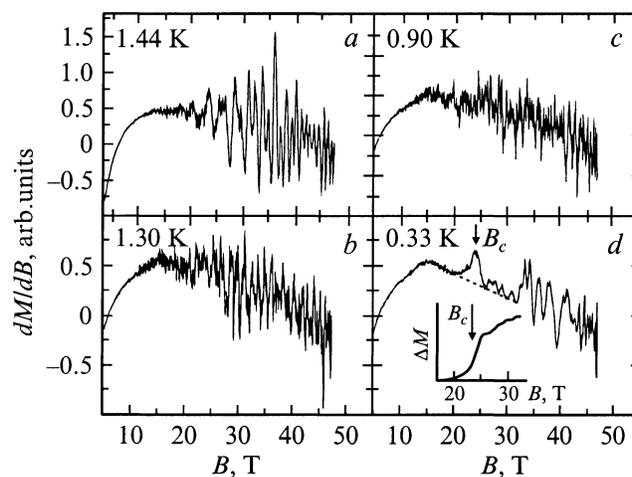
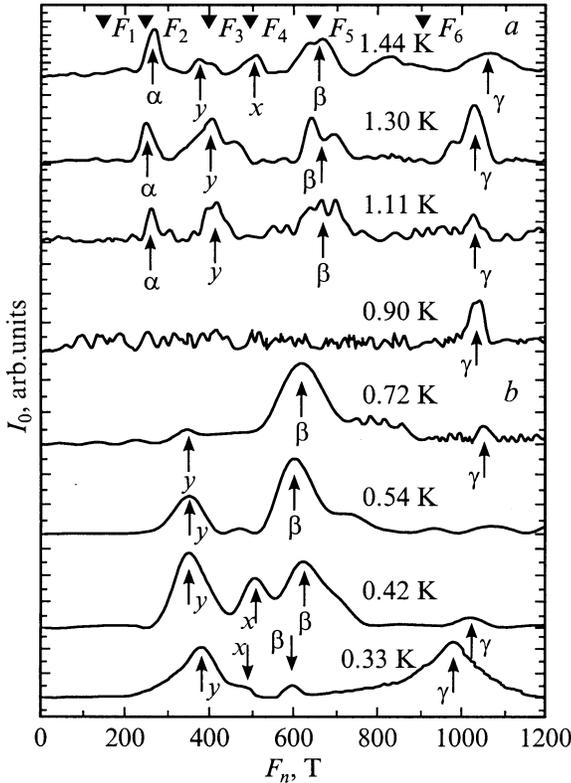
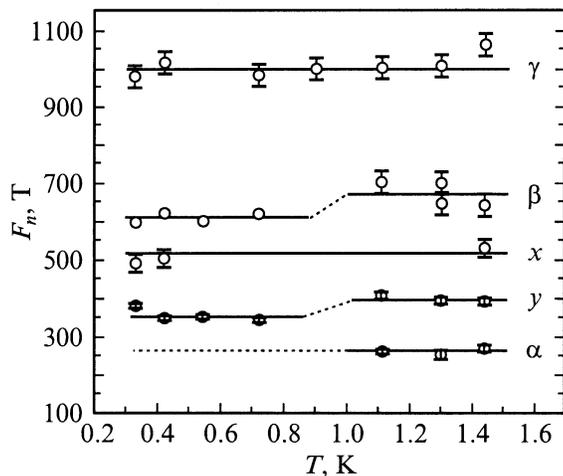


Рис. 3. Квантовые осцилляции намагниченности образца (Cl–Cl) при различных температурах.

хорошую корреляцию данных, приведенных в настоящей работе и полученных ранее из анализа осцилляций ШГ (на рис. 4, *a* частоты  $F_1$ – $F_6$  из работы [5] обозначены треугольниками). Как и в [5], для  $T = 1.44$  К в спектре ГА доминирует частота  $\alpha \approx F_2$ , а также наблюдаются частоты  $y \approx F_3$ ,  $x \approx F_4$  и  $\beta \approx F_5$ . Вместе с тем в спектре осцилляций ГА отсутствуют частоты  $F_1 \sim 150$  Т и  $F_6 \sim 900$  Т, а также наблюдается новая



**Рис. 4.** Спектры квантовых осцилляций для образцов (Cl–Cl): *a* —  $T > T_c$ , *b* —  $T < T_c$ .  $I_0$  — амплитуда,  $F_n$  — частота осцилляций.



**Рис. 5.** Температурная перестройка основных частот в спектре квантовых осцилляций.

Частоты осцилляций для образца (Cl–Cl), полученные из эффекта де Гааза–ван Альфена

Область температур	Частота, Т				
	$\alpha$	$y$	$x$	$\beta$	$\gamma$
$T > T_c$	$256 \pm 7$	$396 \pm 8$	$515 \pm 18$	$670 \pm 33$	$1008 \pm 30$
$T \sim T_c$	–	–	–	–	
$T < T_c$	–	$347 \pm 4$	$515 \pm 18$	$610 \pm 12$	

частота  $\gamma \sim 1000$  Т. Уменьшение температуры в области  $1.11 \leq T \leq 1.44$  К приводит к подавлению вклада частот  $\alpha$  и  $x$  по отношению к частотам  $y$  и  $\beta$  (рис. 4).

В области перехода  $T \sim T_c \sim 0.9$  К в спектрах пропадают все частоты осцилляций, кроме частоты  $\gamma$ , которая наблюдается как для  $T < T_c$ , так и для  $T > T_c$  (рис. 4).

При температурах ниже температуры перехода  $T < T_c$  в спектрах отсутствует частота  $\alpha$  (рис. 4), а также происходит некоторое уменьшение частот гармоник  $\beta$  и  $y$  при сохранении (в пределах ошибки) значений частот  $x$  и  $\gamma$  (см. рис. 4, 5 и таблицу). Таким образом, данные анализа спектров осцилляций ГА указывают на то, что магнитный переход может, по-видимому, индуцировать изменение элементов поверхности Ферми у образца (Cl–Cl).

#### 4. Обсуждение результатов

Из приведенного рассмотрения видно, что полученный в настоящей работе спектр осцилляций ГА при  $T = 1.44$  К похож скорее на спектр осцилляций ШГ, чем на спектры ГА, полученные в [9] для  $B \leq 14$  Т. Одно из возможных объяснений расхождений состоит в том, что дополнительные частоты в наших спектрах возникают для  $B \geq 15$  Т и спектры осцилляций ШГ и ГА в действительности идентичны. Однако существует и другая возможность, связанная с тем, что при импульсных экспериментах в образце наводятся индукционные токи, модулированные осцилляциями магнитосопротивления ШГ. В свою очередь модулированный индукционный ток будет приводить к дополнительной составляющей сигнала в приемной катушке, не связанной с  $dM/dB$ . В результате квантовые осцилляции, регистрируемые в индукционном эксперименте, могут оказаться промежуточными между случаями чистых эффектов ШГ и ГА, что и отразится на характере наблюдаемых спектров. Из-за сильной температурной зависимости особенностей на рис. 4, 5 для окончательного вывода о "чистой" или "комбинированной" природе полученного в настоящей работе спектра ГА необходимы данные об осцилляциях ШГ в области температур  $T < 1$  К.

Однако независимо от природы расхождений между различными вариантами измерений эффекта ГА основной проблемой в интерпретации осцилляционных данных является вопрос о том, как совместить сложный осцилляционный спектр, состоящий из 5–6 частот, с относительно простым видом поверхности Ферми, состоящей, согласно расчетам [10], из двух замкнутых участков.

Данные ЦР подтверждают этот результат, поскольку в наших экспериментах наблюдалась одна линия поглощения для  $m^* = 1.48m_0$ , в то время как для поверхности Ферми, состоящей из многих участков, следовало бы ожидать несколько особенностей резонансного поглощения.

Рассмотрим возможность объяснения полученных в настоящей работе экспериментальных данных с помощью подхода [9], согласно которому некоторые частоты в спектрах являются кратными и комбинационными. В соответствии с [9] предположим, что основными частотами являются  $\alpha$  и  $\beta$ , при этом частоте  $\alpha$  соответствует измеренная нами эффективная масса  $m_\alpha^* = 1.48m_0$ , а эффективная масса  $m_\beta^*$  для частоты  $\beta$  слишком велика и находится за пределами измерительного диапазона магнитооптического спектрометра (для  $\omega/2\pi \geq 40$  GHz и  $B \leq 7$  T оценка дает  $m_\beta^* > 4.9m_0$ ). Проанализируем вначале область  $T > T_c$ . Из данных рис. 5 и таблицы видно, что в пределах экспериментальной погрешности частоты  $x$  и  $y$  удовлетворяют соотношениям

$$x = 2\alpha, \quad (1)$$

$$y = \beta - \alpha, \quad (2)$$

т. е. число  $x$  представляет собой вторую гармонику частоты  $\alpha$ , а частота  $y$  является комбинационной. При этом происхождение частоты  $y$  остается неясным, так как для нее нельзя подобрать хорошую комбинацию вида  $m\beta \pm n\alpha$  (где  $n$  и  $m$  — целые числа).

В интервале  $T < T_c$  прежде всего следует объяснить исчезновение частоты  $\alpha$ . Одна из возможных интерпретаций состоит в том, что поверхность Ферми (Cl–Cl) претерпевает сильную перестройку в области температур ниже перехода. Однако с этой гипотезой плохо согласуется сохранение частот  $y$  и  $x$ . Поэтому в рамках такого подхода следует предположить, что лишь некоторые участки поверхности Ферми (Cl–Cl) будут чувствительны к смене типа магнитного порядка.

Другое возможное объяснение может быть получено с помощью подхода, предложенного в [17] и с успехом примененного к описанию аномального уменьшения амплитуды осцилляций у образцов (BEDT-TTF)<sub>2</sub>KHg(SCN)<sub>4</sub> при низких температурах. Суть модели [17] состоит в том, что в результате взаимодействия носителей заряда с магнитной подсистемой  $g$ -фактор перенормируется и в общем случае описывается функцией магнитного поля и температуры  $g(B, T)$ . В результате при описании температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций необходимо учитывать спиновый множитель для  $p$ -й гармоники  $\cos[(1/2)p\pi g(B, T)(m^*/m_0)]$  [11]. Видно, что если мода близка к условию спинового демпинга первой гармоники

$$g \frac{m^*}{m_0} = 2n + 1, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

то небольшие изменения  $g$ -фактора могут привести к сильным особенностям в амплитуде осцилляций.

Именно такой случай реализуется для частоты  $\alpha$  у образцов (Cl–Cl), поскольку  $m^* \sim 1.5m_0$  и  $g \approx 2$ . Действительно, из измерений ЦР следует эффективная масса  $1.48m_0$  (см. раздел 2), близкая к критическому значению  $1.5m_0$ , и относительно небольшой перенормировки  $g$ -фактора достаточно для того, чтобы условие (3) было выполнено и амплитуда первой гармоники частоты  $\alpha$  обратилась в нуль. При этом амплитуда второй гармоники остается конечной; данная особенность частоты ( $x$  в случае (Cl–Cl)) может наблюдаться в спектре квантовых осцилляций (рис. 4, 5). Отметим, что, поскольку при  $T \sim T_c$  амплитуда всех осцилляционных особенностей сильно подавлена, для наблюдения частоты  $2\alpha$  требуется понизить температуру до  $T \sim 0.4$  K (рис. 4).

В рамках предложенной интерпретации постоянство частоты  $x$  означает постоянство частоты  $\alpha$  при  $T > T_c$  и  $T < T_c$ . Согласно данным рис. 5 и таблицы, частота  $\beta$  при  $T < T_c$  уменьшается приблизительно на 60 T, однако с экспериментальной точностью соотношение (2) по-прежнему выполняется, что, с одной стороны, подтверждает комбинационную природу частоты  $y$ , а с другой — согласуется с предположением о "невидимом" присутствии частоты  $\alpha$  в соответствии с моделью [17].

Комбинационные частоты в спектрах квантовых осцилляций могут возникнуть в результате магнитного пробоя или магнитного взаимодействия [8]. Однако для образца (Cl–Cl) оценка параметра Шенберга дает  $\alpha = 4\pi(dM/dB) \sim 10^{-2}$ , что практически исключает последний эффект из рассмотрения [8]. Таким образом, наиболее вероятно, что частота  $y$  и связанная с ней орбита обусловлены магнитным пробоем. Можно предположить, что частота  $y$  также объясняется эффектом магнитного пробоя, однако для получения окончательного ответа на вопрос о природе этой особенности в спектре квантовых осцилляций требуется проведение дополнительных исследований.

Интересно, что в соответствии с предложенной интерпретацией комбинационная частота  $y$  является не суммарной, а разностной и должна возникнуть в результате "вычитания" некоторых электронных орбит. Возможно, это обстоятельство связано с тем, что фундаментальная частота  $\beta$  в свою очередь представляет собой комбинацию частот и возникает в результате магнитного пробоя. Однако анализ возможной структуры поверхности Ферми и проведение соответствующих теоретических расчетов выходят за рамки настоящей работы.

Совместное исследование ЦР и эффекта ГА позволило установить, что сложный спектр квантовых осцилляций и характер его перестройки в температурном интервале 0.33–1.44 K у образцов (Cl–Cl) могут быть интерпретированы в рамках модели, предполагающей наличие магнитного фазового перехода при  $T_c \sim 0.9$  K и близость одной из основных гармоник к условию спинового демпинга.

Экспериментально магнитный переход проявляется в виде особенности монотонной части полевой зависи-

мости намагниченности, наблюдаемой для  $T < 0.9$  К, и в виде подавления амплитуды осциллирующей части  $dM/dB$  в окрестности  $T \sim 0.9$  К (рис. 3, 4).

Качественное объяснение сложной температурной перестройки спектров квантовых осцилляций может быть получено в рамках гипотезы о перенормировке  $g$ -фактора в результате взаимодействия с магнитной подсистемой, а также вследствие наличия участков поверхности Ферми и/или орбит, чувствительных к предполагаемому магнитному переходу.

Вместе с тем природа магнетизма у образцов (Cl–Cl) остается невыясненной, и сформированная в настоящей работе гипотеза требует дальнейшей экспериментальной проверки. Для этого необходимо дальнейшее изучение магнитных свойств и магнитной структуры образцов (Cl–Cl) при низких температурах.

Авторы выражают признательность Р.Б. Любовскому и Л. Броссару за полезные дискуссии.

## Список литературы

- [1] Р.Н. Любовская, Т.В. Афанасьева, О.А. Дьяченко, В.В. Гриценко, Ш.Г. Мкоян, Г.В. Шилов, Р.Б. Любовский, В.И.Лаухин, М.К. Макова, А.Г. Хоменко, А.В. Зварыкина. Изв. АН СССР. Сер. хим. *11*, 2872 (1990).
- [2] R.N. Lyubovskaya, O.A. Dyachenko, V.V. Gritsenko, Sh.G. Mkojan, L.O. Avtomyan, R.B. Lyubovskii, V.N. Laukhin, A.V. Zvarykina, A.G. Khomenko. Synth. Met. **41–43**, 1907 (1991).
- [3] О.А. Дьяченко, В.В. Гриценко, Ш.Г. Мкоян, Г.В. Шилов, Л.О. Атомьян. Изв. АН СССР. Сер. хим. *9*, 2062 (1991).
- [4] В.В. Гриценко, О.А. Дьяченко, Г.В. Шилов, Ш.Г. Мкоян, Р.Н. Любовская, Т.В. Афанасьева, Р.Б. Любовский, М.К. Макова. Изв. АН СССР. Сер. хим. *4*, 894 (1991).
- [5] R.N. Lyubovskaya, O.A. Dyachenko, R.B. Lyubovskii. Synth. Met. **55–57**, 2899 (1993).
- [6] Р.Б. Любовский, С.И. Песоцкий, Р.Н. Любовская. Письма в ЖЭТФ **62**, 35 (1995).
- [7] Р.Б. Любовский, С.И. Песоцкий, А. Гилевский, Р.Н. Любовская. ЖЭТФ **107**, 1698 (1995).
- [8] R.B. Lyubovskii, R.N. Lyubovskaya, O.A. Dyachenko. J. Phys. I (Paris) **6**, 1609 (1996).
- [9] R.B. Lyubovskii, S.I. Pesotskii, C. Proust, V.I. Nizhankovskii, A. Audouard, L. Brossard, R.N. Lyubovskaya. Synth. Met. **113**, 227 (2000).
- [10] L.F. Verious, E. Canadell. J. Phys. I (Paris) **4**, 939 (1994).
- [11] Д. Шенберг, Магнитные осцилляции в металлах. М. Мир, (1986).
- [12] M.G. Kaplunov, R.N. Lyubovskaya. J. Phys. I (Paris) **2**, 1811 (1992).
- [13] F. Herlach, C.C. Agosta, R. Bogaerts, W. Boon, I. Deckers, A. De Keyser, N. Harrison, A. Lagutin, L. Li, L. Trappeniers, J. Vanacken, L. Van Bockstal, A. Van Esch. Physica **B216**, 161 (1996).
- [14] S.V. Demishev, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.A. Samarina, I.B. Voskoboinikov, V.V. Glushkov, J. Singleton, S.J. Blundell, S.O. Hill, W. Hayes, M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev, M. Kurnoo, P. Day, N.D. Kushch. Phys. Rev. **B53**, 12 794 (1996).
- [15] С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, М.В. Карцовник, А.Е. Ковалев, Н.Д. Куш. ЖЭТФ **111**, 979 (1997).
- [16] Y. Onuki, R. Settai, H. Aoki. Physica **B223–224**, 141 (1996).
- [17] S.V. Demishev, J. Vanacken, L. Weckhuysen, F. Herlach, Y. Brunseraede, V.V. Moshchalkov. Europhys. Lett. **42**, 455 (1998).