

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ОРГАНИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ (BEDO-TTF)₂ReO₄(H₂O) В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

С. В. Демидов¹, А. В. Семенов¹, Н. Е. Случанко¹, Н. А. Самарин¹,
И. Б. Воскобойников¹, М. В. Карцовник², А. Е. Ковалев², Н. Д. Куц³

¹ Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия

² Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

³ Институт химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 3 июня 1996 г.

Исследовано резонансное поглощение микроволнового излучения в монокристалле органического металла (BEDO-TTF)₂ReO₄(H₂O) при температуре 1.9 К в диапазоне частот $\nu = 30\text{--}120$ ГГц в магнитном поле H до 70 кЭ. В области $\nu \geq 80$ ГГц и $H \geq 10$ кЭ выделен вклад, обусловленный циклотронным резонансом двумерных носителей. Обнаружено, что эффективная масса $m(\omega)$ увеличивается с частотой излучения от $m \approx 0.8m_0$ ($\nu = 80$ ГГц) до $m \approx 0.95m_0$ ($\nu = 120$ ГГц). Измерения частотной зависимости положения и ширины линии циклотронного резонанса позволили независимо определить мнимую часть релаксационного ядра $M(\omega)$, задающего динамическую магнитопроводимость, и оценить время релаксации τ ($\nu = 100$ ГГц) $\approx 2.9 \cdot 10^{-11}$ с, которое более чем в 30 раз превышает значение этого параметра в низкочастотном пределе τ ($\nu \rightarrow 0$). Показано, что аномальное поведение положения и ширины линии циклотронного резонанса является следствием дисперсии как действительной, так и мнимой частей $M(\omega)$, обусловленной, по-видимому, сильными ферми-жидкостными эффектами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавнее обнаружение циклотронного резонанса в ряде квазидвумерных органических металлов [1-5] придает особый интерес исследованию поглощения микроволнового излучения в этих объектах. Уже в первых публикациях по этой проблеме (см. [1, 2] и цитированную в них литературу) сообщалось о существовании различий в величинах эффективных масс, определяемых из квантовых осцилляционных эффектов и циклотронного резонанса. В случае циклотронного резонанса наблюдались эффективные массы $m \sim (0.5\text{--}1)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), которые оказывались в 2.5-3 раза меньше эффективных масс, следующих из эффектов Шубникова-де Гааза и де Гаазаван Альфена. Такое поведение дало основание сделать вывод о существовании сильных ферми-жидкостных эффектов, приводящих к гигантской частотно-зависимой перенормировке эффективной массы [1-5]. Дисперсия в диапазоне частот $\nu = (\omega/2\pi) = 30\text{--}120$ ГГц была обнаружена в [4, 5], причем было показано, что эффективная масса убывает с частотой. Интересно, что наряду с легкими массами в [3-5] были зарегистрированы также моды циклотронного резонанса с более тяжелыми (по сравнению с квантовыми осцилляционными эффектами) эффективными массами.

С экспериментальной точки зрения регистрация магнитопоглощения в органических металлах является весьма непростой задачей ввиду малого размера монокристаллов этих соединений. Первые эксперименты [1, 2] были выполнены на мозаичных образцах, а схема измерений, пригодная для регистрации отклика от отдельного монокристалла органического металла, была реализована в [3] и подробно описана в [4–6]. В результате в [3, 4] была определена общая структура резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения в органических металлах в сильных магнитных полях, представляющая собой сложную суперпозицию широких особенностей поглощения, связанных с циклотронным резонансом, на фоне которых наблюдаются более узкие линии, имеющие в 5–10 раз меньшую амплитуду и обусловленные различными магнитными резонансами: электронным парамагнитным и антиферромагнитным [3–5]. Таким образом, в случае органического металла, обладающего магнитной структурой, корректное выделение сигнала циклотронного резонанса может быть существенно затруднено.

Кроме того, необходимо отметить, что большинство экспериментов по циклотронному резонансу были выполнены для органических металлов семейства $(BEDT-TTF)_2M\text{Hg}(\text{SCN})_4$, где $M = \text{K}, \text{Tl}, \text{NH}_4$, а BEDT-TTF — (бис)этилендитиотетрителиафульвален [1–6], причем наиболее подробно был исследован случай $M = \text{K}, \text{Tl}$ [3–5], т. е. случай двумерных проводников, для которых при гелиевых температурах характерно антиферромагнитное упорядочение и, следовательно, сложная структура резонансного магнитопоглощения.

Задачи настоящей работы непосредственно вытекают из приведенного выше анализа состояния вопроса. Во-первых, не ясно, в какой мере картина циклотронного резонанса, полученная для $(BEDT-TTF)_2M\text{Hg}(\text{SCN})_4$, справедлива для других квазидвумерных органических проводников. Очевидно, что представляет интерес исследовать органический металл на основе другой структурообразующей молекулы, отличной от BEDT-TTF и, кроме того, обладающей немагнитным основным состоянием.

Во-вторых, эффекты взаимодействия, обуславливающие перенормировку и дисперсию эффективной массы, должны также приводить к особенностям во времени релаксации $\tau(\omega)$. Это следует как из общего теоретического рассмотрения циклотронного резонанса во взаимодействующих системах [7], так и из экспериментальных данных, полученных для систем с тяжелыми фермионами [8]. Однако в органических металлах анализ формы линии циклотронного резонанса до сих пор не проводился и проблема соответствия времен релаксации в высоко- и низкочастотных экспериментах совершенно не исследована.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

Для исследования были выбраны монокристаллы $(BEDO-TTF)_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, где BEDO-TTF — бис(этилендиокси)тетрителиафульвален. По отношению к $(BEDT-TTF)_2M\text{Hg}(\text{SCN})_4$ изменение химического состава коснулось как базовой молекулы, образующей проводящую плоскость, так и аниона. Физические и структурные свойства $(BEDO-TTF)_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ были подробно исследованы в [9–12]. Установлено, что данный органический металл структурно близок к соединениям на основе BEDT-TTF и обладает ярко выраженной анизотропией проводимости: $\rho_c : \rho_a : \rho_b \approx 1 : 3 : 1000$ при $T = 300 \text{ K}$ [9–12], где a и c — кристаллографические оси в проводящей плоскости, а ось b перпендикулярна плоскости ac . Квазидвумерный характер проводимости

при гелиевых температурах подтверждается транспортными измерениями, причем исследования эффекта Шубникова–де Гааза дали значения эффективных масс $m = 0.9m_0$ и $m = 1.15m_0$ [10], отвечающие различным участкам поверхности Ферми. В области $T \leq 3$ К у $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ начинается сверхпроводящий переход, заканчивающийся при $T = 2.4$ К [10]. Таким образом, в отличие от $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MnHg}(\text{SCN})_4$ с $M = \text{K}, \text{Ti}$ основное состояние $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ при $T < 2\text{--}3$ К, по-видимому, не является магнитоупорядоченным, хотя в литературе [9–12] обсуждается возможность существования антиферромагнитной структуры типа волны спиновой плотности при более высоких температурах ($3 \text{ К} \leq T \leq 35 \text{ К}$).

Исследованные нами монокристаллы $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ имели характерные размеры $2 \times 1 \times 0.05$ мм³. Схема измерения поглощения микроволнового излучения в металлических образцах малого размера подробно описана в работах [4–6]. Основная идея метода заключается в сравнении поглощенной микроволновой мощности $P(H)$ при фиксированной частоте излучения $\nu = \text{const}$ для случая пустой измерительной ячейки и ячейки с образцом.

Как и в [4–6], в качестве приемника излучения использовался миниатюрный угольный болометр, который располагался в непосредственной близости от образца. Излучение в интервале $\nu = 30\text{--}120$ ГГц создавалось набором ЛОВ-генераторов со стабильностью частоты на уровне $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-4}$ и подавалось к измерительной ячейке с помощью волновода.

Анализ, выполненный в [4–6], показывает, что в рассмотренной схеме измерений вклад в поглощенную мощность, связанный с образцом, определяется импедансом образца Z_σ и функцией $f(Z_c, Z_0)$, учитывающей изменения характера отражения при внесении образца в ячейку:

$$\delta P \sim f(Z_c, Z_0) / \text{Re}\{Z_\sigma\},$$

где Z_c и Z_0 — импедансы волновода и пустой ячейки соответственно. Поскольку в величину Z_0 входит сопротивление болометра, зависящее от магнитного поля, резонансы поглощения, связанные с образцом, будут наблюдаться на фоне монотонной составляющей $P(H)$.

На первый взгляд наличие множителя $f(Z_c, Z_0)$ затрудняет анализ формы линии поглощения. Однако выбором конструкции ячейки можно добиться, чтобы $f(Z_c, Z_0)$ слабо зависела от магнитного поля, и для не слишком широких резонансов можно принять, что $f(Z_c, Z_0) \approx \text{const}$ в окрестности резонанса. Именно такой случай был реализован в нашей экспериментальной установке.

Эксперименты были выполнены в магнитном поле $H \leq 70$ кЭ при температуре $T = 1.9$ К. Внешнее магнитное поле и вектор Пойнтинга электромагнитного поля были направлены по нормали к проводящей плоскости, в которой движутся двумерные носители. Учитывая, что при данной температуре и при $H = 0$ образец находится в сверхпроводящем состоянии, в настоящей работе мы проанализируем поглощение в области $H > 10$ кЭ, в которой сверхпроводящее состояние заведомо разрушено [9–12] и исследуемый образец представляет собой нормальный металл. Используемая схема термостабилизации болометра [5] позволяла регистрировать особенности поглощения микроволновой мощности $P(H)$ вплоть до уровня $\delta P(H)/P(0) \sim 5 \cdot 10^{-5}$ с целью исключения эффектов перегрева образца микроволновым излучением проводились контрольные эксперименты при различном уровне мощности генераторов.

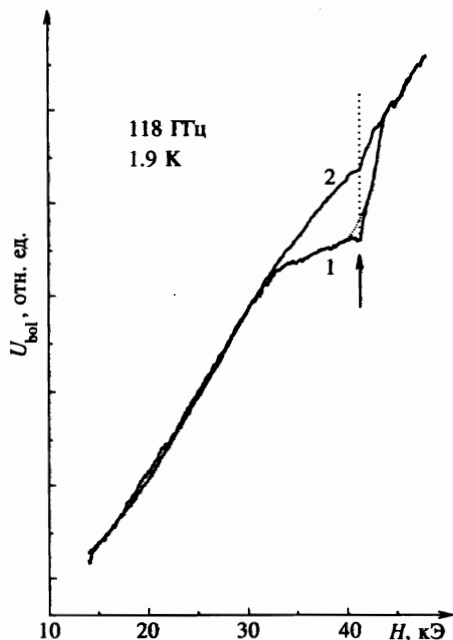


Рис. 1. Зависимость сигнала болометра от магнитного поля: 1 — ячейка с образцом $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, 2 — пустая ячейка. Стрелкой обозначено положение ЭПР с $g = 2$

Результаты типичного эксперимента по регистрации полевой зависимости сигнала болометра $U_{bol}(H)$ для случая ячейки с образцом и пустой ячейки показаны на рис. 1 (кривые 1 и 2 соответственно).

Видно, что внесение образца в ячейку приводит к появлению дополнительного широкого максимума поглощения, связанного с органическим металлом (мы учли, что вследствие отрицательной крутизны характеристики болометра $P(H) \sim -U_{bol}(H)$). При этом разность кривых 2 и 1 дает величину, пропорциональную $\delta P(H)$.

Согласно [4–6], структура $\delta P(H)$ в органическом металле определяется суперпозицией широких максимумов, отвечающих циклотронному резонансу, и более узких резонансов, отвечающих спиновым степеням свободы. Данные рис. 1 полностью согласуются с этим предположением: действительно, на фоне широкого максимума поглощения видна более узкая линия ЭПР меньшей амплитуды, соответствующая g -фактору $g \approx 2$ (пунктир и стрелка на рис. 1). Подчеркнем, что, в отличие от $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MnHg}(\text{SCN})_4$ [4–6], в случае $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ никакие дополнительные магнитные резонансы не наблюдались. Этот результат согласуется с теми данными [9–12], согласно которым при гелиевых температурах $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ не обладает магнитной структурой. Поэтому вопрос о возможности упорядочения типа волны спиновой плотности в этом соединении [9–12] представляется нам дискуссионным и требует проведения дополнительных исследований.

Отметим, что из-за малой толщины (~ 50 мкм) кристалла $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ (ранее в [4–6] использовались кристаллы толщиной 0.1–0.3 мм) не все излучение полностью поглощалось в образце и часть микроволнового излучения, прошедшая через кристалл, возбуждала ЭПР в болометре (рис. 1, кривая 2). Хотя амплитуда этого сигнала меньше, чем в случае ячейки с металлом (рис. 1, кривая 1), тем не менее, вклады в общий ЭПР-сигнал от образца и измерительной системы в нашем случае оказыва-

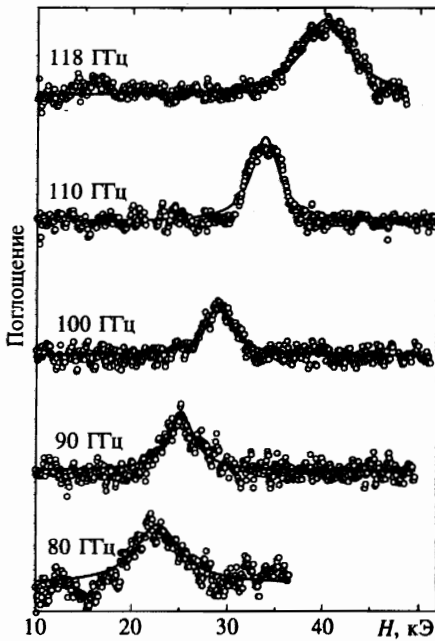


Рис. 2. Магнитопоглощение в $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, обусловленное циклотронным резонансом при $T = 1.9$ К и различных частотах излучения. Точки — эксперимент, сплошная линия — наилучшая аппроксимация лоренцианом

ются сравнимыми, что затрудняет количественный анализ поглощения в окрестности ЭПР. Поэтому в настоящей работе мы ограничимся исследованием основного широкого максимума магнитопоглощения $P(H)$ (рис. 1).

Для дополнительной проверки предположения, что максимум $P(H)$ действительно обусловлен циклотронным резонансом двумерных носителей, нами были выполнены измерения в том случае, когда внешнее магнитное поле H образует с нормалью к проводящей плоскости некоторый угол α . В этом случае наблюдалось смещение максимума поглощения (рис. 1) в область больших магнитных полей по закону $\cos^{-1} \alpha$, что подтверждает правильность интерпретации максимума $P(H)$ как циклотронного резонанса двумерных носителей в $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, так как в этом случае эффективна именно нормальная составляющая магнитного поля: $H_{\perp} = H \cos \alpha$.

3. ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$

Процедура, описанная в предыдущем разделе, была применена для выделения сигнала циклотронного резонанса при различных частотах излучения. Результат представлен на рис. 2; максимум поглощения наблюдался для частот $\nu > 80$ ГГц. Экспериментальные кривые $\delta P(H)$ могут быть хорошо аппроксимированы лоренцианами:

$$\delta P(H) = \frac{P_{\max}(\Delta H)^2}{4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H)^2}, \quad (1)$$

где H_{res} — положение максимума поглощения с амплитудой P_{\max} , ΔH — ширина на полувысоте для резонансной кривой (см. рис. 2: точки — эксперимент, сплошные линии — наилучшая аппроксимация с помощью формулы (1)). Параметры H_{res} и ΔH ,

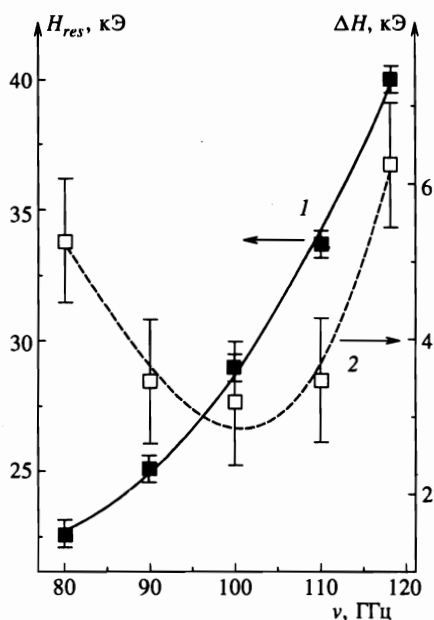


Рис. 3. Положение (1) и ширина на полувысоте (2) для линии циклотронного резонанса в $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ при различных частотах

соответствующие кривым на рис. 2, приведены на рис. 3 как функции частоты излучения. Погрешность нелинейной процедуры аппроксимации с помощью формулы (1) составила для $H_{res} \sim 5\%$ и для $\Delta H \sim 15\%$. Обращает на себя внимание существенно нелинейный характер зависимости $H_{res}(\nu)$ и нелинейная зависимость $\Delta H(\nu)$ с минимумом в окрестности $\nu \sim 100$ ГГц (рис. 3).

Анализируя картину циклотронного резонанса в $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, необходимо иметь в виду, что случай органического металла существенно отличается от обычного металла [4–6]. Действительно, при циклотронном резонансе в нормальном металле носители движутся в существенно неоднородном высокочастотном поле, сосредоточенном в скин-слое, и вследствие этого магнитопоглощение $P(H)$ приобретает вид сложной суперпозиции ряда максимумов, отвечающих кратным частотам [13]. В органическом металле для рассматриваемой экспериментальной геометрии, когда магнитное поле H и вектор Пойнтинга направлены перпендикулярно проводящей плоскости, высокочастотное электрическое поле также убывает по мере удаления от поверхности, однако в силу двумерного характера движения носителей для каждой плоскости амплитуда поля постоянна, а движение вдоль градиента поля практически отсутствует, поскольку переносом в направлении, перпендикулярном слоям, можно пренебречь. Можно показать [4–6], что в этом случае $Z_\sigma \sim 1/\sigma(\omega, H)$ и $\delta P(H) \propto \text{Re}\{\sigma(\omega, H)\}$, где $\sigma(\omega, H)$ — проводимость образца. Таким образом, в случае органического металла физическая картина циклотронного резонанса оказывается ближе к случаю полупроводника, для которого также $\delta P(H) \propto \text{Re}\{\sigma(\omega, H)\}$ [7].

Другим существенным моментом является то обстоятельство, что в случае циклотронного резонанса в системе с сильными взаимодействиями модель Друде–Лоренца для $\sigma(\omega, H)$, вообще говоря, неприменима и необходимо использовать функцию [7]

$$\sigma(\omega, H) = \frac{e^2 n}{m} \frac{i[\omega - \omega_c + M'(\omega)] + M''(\omega)}{[\omega - \omega_c + M'(\omega)]^2 + [M''(\omega)]^2}, \quad (2)$$

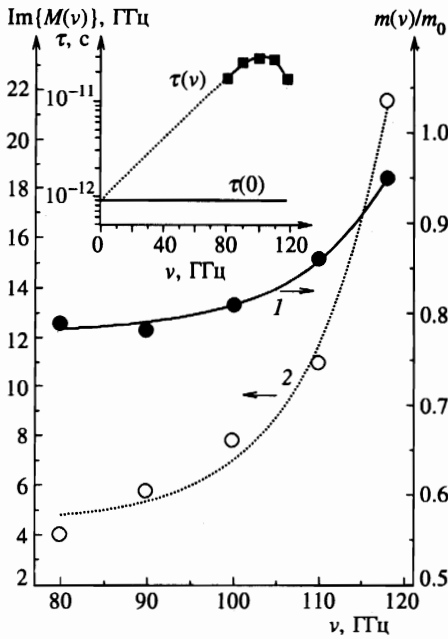


Рис. 4. Эффективная масса (1) и мнимая часть релаксационного ядра (2) как функции частоты излучения для (BEDO-TTF)₂ReO₄(H₂O). На вставке показаны рассчитанные значения эффективного времени релаксации и предполагаемый ход функциональной зависимости $\tau(\nu)$

$$M' = \text{Re} \{M(\omega)\}, \quad M'' = \text{Im} \{M(\omega)\}, \quad (2a)$$

где $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота, n — концентрация носителей, $M(\omega)$ — релаксационное ядро, описывающее взаимодействия в системе [7].

Предполагая, что $M'(\omega)$ и $M''(\omega)$ слабо меняются в окрестности резонанса, формулу (2) можно преобразовать к квазидрудеской форме [7] и показать, что

$$\delta P \propto \text{Re} \sigma(\omega, H) = \frac{e^2 n}{m} \frac{M''(\omega_c^*)}{(1 + \partial M'(\omega_c^*)/\partial \omega)^2 (\omega - \omega_c^*)^2 + M''(\omega_c^*)^2}, \quad (3)$$

а условие резонанса принимает вид

$$\omega = \omega_c^* = \frac{eH_{res}(\omega)}{cm(\omega)}, \quad (4)$$

$$m(\omega) = m \left[1 + \frac{M'(\omega)}{\omega} \right]. \quad (5)$$

При этом

$$M''(\omega) = \frac{e}{2ct} \frac{\Delta H(\omega)\omega}{H_{res}(\omega)} \frac{\partial H_{res}(\omega)}{\partial \omega}. \quad (6)$$

Исходя из экспериментальных данных рис. 3, по формулам (4) и (6) были рассчитаны $m(\nu)$ и $M''(\nu)$ (см. рис. 4). Для вычисления $\partial H_{res}/\partial \omega$ экспериментальные данные аппроксимировались полиномом (сплошная линия на рис. 3), и в дальнейших расчетах использовались значения производной для аппроксимирующей функции; при нахождении $M''(\nu)$ мы использовали значение $m = 0.9m_0$.

Вследствие нелинейной зависимости $H_{res}(\nu)$ эффективная масса оказывается зависящей от частоты, причем в отличие от данных работ [4–6] $m(\nu)$ увеличивается с частотой (рис. 4), а не убывает, как в случае $(BEDT-TTF)_2Mg(SCN)_4$. Отметим, что наблюдаемые значения эффективной массы лежат в пределах $(0.8–0.95)m_0$, т. е. оказываются весьма близкими к величине, полученной из квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза ($m = 0.9m_0$ [10–12]). Однако для $\nu \sim 80$ ГГц экспериментальная зависимость $m(\nu)$ обнаруживает тенденцию к насыщению на уровне $m(\nu) < m$. В результате, суммируя данные настоящей работы и [10–12], можно ожидать, что при низких частотах $\nu < 80$ ГГц эффективная масса будет убывать с частотой, т. е. у $(BEDO-TTF)_2ReO_4(H_2O)$ функциональная зависимость $m(\omega)$ может иметь сложный немонотонный характер. Интересно, что хотя $\Delta H(\nu)$ имеет минимум (рис. 3), функция $M''(\nu) = \text{Im}\{M(\nu)\}$ монотонно увеличивается с частотой и не имеет особенностей в исследованном частотном диапазоне.

Проведенный анализ показывает, что формулы (2)–(6) могут быть адекватно использованы для описания циклотронного резонанса $(BEDO-TTF)_2ReO_4(H_2O)$ в диапазоне частот $80 \text{ ГГц} \leq \nu \leq 120 \text{ ГГц}$ (рис. 2–4). При этом легко найти выражение для времени релаксации в обобщенной модели Друде–Лоренца, в которой постулируется дисперсия эффективной массы и времени релаксации [5–8]

$$\tau(\nu) = \frac{1 + \partial M'(\omega)/\partial \omega}{M''(\omega)} = \frac{H_{res}}{\pi \nu \Delta H}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что в обобщенной модели Друде–Лоренца в дисперсию τ дает вклад как действительная, так и мнимая части $M(\omega)$. В результате, даже если $M'(\omega)$ и $M''(\omega)$ — гладкие функции (рис. 4), зависимость $\tau(\nu)$ может оказаться немонотонной. Результаты расчета по формуле (7), проведенные на основании данных рис. 3, показаны на вставке на рис. 4. Экспериментальные значения $\tau(\nu)$ оказываются порядка 10^{-11} с, а максимальное время релаксации $\tau \approx 2.9 \cdot 10^{-11}$ с достигается при $\nu \sim 100$ ГГц.

Рассмотрим теперь проблему соответствия данных, полученных в настоящей работе, и данных, следующих для $\nu = 0$ из эффекта Шубникова–де Гааза [10–12]. Выше мы отметили различие эффективных масс, что же касается времени релаксации, то температура Дингла дает значение $\tau(0) = 0.9 \cdot 10^{-12}$ с [10]. Таким образом, и в случае времени релаксации наблюдается сильное расхождение низкочастотных и высокочастотных данных (см. вставку на рис. 4), причем перенормировка оказывается гораздо более сильной по сравнению со случаем эффективной массы (в исследованном частотном диапазоне максимальное отличие $\tau(\nu)$ от $\tau(0)$ достигает 30 раз). В результате следует предположить, что у $(BEDO-TTF)_2ReO_4(H_2O)$ имеют место сильные ферми-жидкостные эффекты, причем следует ожидать сильной дисперсии эффективного времени релаксации в диапазоне $\nu \leq 80$ ГГц (предполагаемый ход $\tau(\nu)$ показан на вставке на рис. 4 пунктиром). К сожалению, экспериментальное исследование этой области методом циклотронного резонанса затруднено, и для выяснения природы взаимодействий требуется проведение дополнительных исследований, выходящих за рамки настоящей работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение резонансного поглощения микроволнового излучения в $(BEDO-TTF)_2ReO_4(H_2O)$ для диапазона частот 80–120 ГГц позволило выделить вклад,

обусловленный циклотронным резонансом двумерных носителей. Впервые для случая органического металла были определены не только положения, но и ширины линий циклотронного резонанса. Найдено, что эффективная масса увеличивается с частотой от $m \approx 0.8m_0$ ($\nu \sim 80$ ГГц) до $m \approx 0.95m_0$ ($\nu \sim 120$ ГГц). Наряду с дисперсией эффективной массы обнаружена сильная перенормировка времени релаксации: при $\nu \sim 100$ ГГц значение отношения $\tau(\nu)/\tau(0)$ превышает 30. Показано, что наиболее адекватное описание циклотронного резонанса в $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$, по-видимому, может быть получено в рамках модели динамической магнитопроводимости [7], основанной на рассмотрении релаксационного ядра $M(\omega)$, действительная и мнимая части которого сильно зависят от частоты излучения.

Авторы выражают свою признательность Б. А. Волкову, Л. А. Фальковскому и С. В. Шарову за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках международных проектов INTAS 93-2400 и INTAS 94-1788, при поддержке программ Министерства науки России «Фуллерены и атомные кластеры» и «Физика микроволн», а также Королевского Общества (Великобритания).

Литература

1. J. Singleton, F. L. Pratt, M. Doporto, T. J. V. M. Janssen, M. Kurmoo, J. A. A. J. Perenboom, W. Hayes, and P. Day, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2500 (1992).
2. S. Hill, A. Wittlin, J. van Bentum, J. Singleton, W. Hayes, J. A. A. J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **70**, 821 (1995).
3. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семенов, Н. А. Самарин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 299 (1995).
4. С. В. Демишев, А. В. Семенов, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, В. В. Глушков, А. Е. Ковалев, Н. Д. Куц, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 215 (1995).
5. S. V. Demishev, A. V. Semenov, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, I. B. Voskoboynikov, V. V. Glushkov, J. Singleton, S. J. Blundell, S. O. Hill, W. Hayes, M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, and D. Kushch, *Phys. Rev. B* **53**, 12794 (1996).
6. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семенов, в сб. *Физика микроволн*, под ред. Е. В. Суворова, Н. Новгород, (1996), с. 223.
7. Я. Хайду, Г. Ландвер, в кн. *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение* под ред. Ф. Херлаха, Мир, Москва (1988), с. 70.
8. L. Degiorgi, H. R. Ott, and F. Hulliger, *Phys. Rev. B* **211**, 220 (1995).
9. L. I. Buravov, A. G. Khomenko, N. D. Kusch, V. N. Laukhin, A. I. Shegolev, E. B. Yagubskii, L. P. Rosenberg, and R. P. Shibaeva, *J. de Phys. I* **2**, 529 (1992).
10. S. Kahlich, D. Schweitzer, C. Rovira, J. A. Paradis, M.-H. Whangbo, I. Heinen, H. J. Keller, B. Nuber, P. Bele, H. Brunner, and R. P. Shibaeva, *Z. Phys. B* **94**, 39 (1994).
11. D. Schweitzer, E. Balthes, S. Kahlich, I. Heinen, H. J. Keller, W. Strunz, W. Biberacher, A. G. M. Jansen, and E. Steep, *Synth. Metals* **70**, 857 (1995).
12. S. Kahlich, W. Sommer, D. Schweitzer, I. Heinen, H. J. Keller, C. Rovira, J. A. Paradis, and M.-H. Whangbo, *Synth. Metals* **70**, 865 (1995).
13. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).