

# СУБТЕРАГЕРЦЕВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СОЛЕЙ (TMTSF)<sub>2</sub>X (X = ClO<sub>4</sub>, PF<sub>6</sub>)

*Б. П. Горшун*<sup>a,b,d\*</sup>, *А. А. Борис*<sup>a,b,c</sup>, *Е. С. Жукова*<sup>a,b,d</sup>, *В. В. Землянов*<sup>b</sup>,  
*Л. С. Кадыров*<sup>a,b</sup>, *С. Кайзер*<sup>d\*\*</sup>, *М. Дрессел*<sup>d\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт (Государственный университет)  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center  
SE-10691, Stockholm, Sweden*

<sup>d</sup> *1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart  
70550, Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 16 октября 2012 г.

Выполнены количественные измерения терагерцевых-субтерагерцевых спектров комплексных диэлектрической проницаемости и динамической проводимости поликристаллических образцов (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> и (TMTSF)<sub>2</sub>PF<sub>6</sub>. В спектрах (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> зафиксированы линии поглощения на частотах 7 см<sup>-1</sup> и в области частот 30 см<sup>-1</sup>. Найденные температурные зависимости в диапазоне (5–300) К параметров линий ставят под сомнение высказывавшуюся ранее точку зрения об их фоновом происхождении. При температурах ниже 20 К в области частот 30 см<sup>-1</sup> обнаружено возбуждение, чья природа связывается с активацией поперечного акустического фонона, вызванной свертыванием зоны Бриллюэна вследствие упорядочения ниже T<sub>AO</sub> = 25 К нецентросимметричных анионов. В этой же температурной области зафиксирован рост частоты релаксации носителей заряда, свидетельствующий о тесной связи в (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> электронной и фононной подсистем. Обнаружены признаки существования дополнительных низкоэнергетических возбуждений, которые должны проявляться на частотах ниже (1–2) см<sup>-1</sup>. Для (TMTSF)<sub>2</sub>PF<sub>6</sub> с центросимметричными анионами установлено отсутствие линий поглощения в интервалах частот (3–20) см<sup>-1</sup> и температур (5–300) К.

DOI: 10.7868/S0044451013030115

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Явления, происходящие в низкоразмерных (двумерных, одномерных) системах со свободными носителями заряда, постоянно привлекают внимание исследователей. В таких системах проявляются эффекты, являющиеся следствием пониженной размерности и принципиально невозможные в трехмерных веществах, такие, например, как коллективные неустойчивости типа волн зарядовой и спиновой плотности (ВЗП, ВСП), линейная и нелинейная проводимость за счет динамики ВЗП и ВСП,

фазовые переходы, вызванные внутренним беспорядком и дефектами, флуктуационные эффекты, нефермижидкостное поведение носителей заряда и др. [1–5]. В силу конечного взаимодействия между проводящими цепочками и плоскостями реальные системы являются квазиодномерными и квазидвумерными. Такое взаимодействие еще более обогащает картину свойств материалов, изучение которых, помимо академического (экзотические физические явления), актуально и в прикладном аспекте (создание сверхпроводников с повышенными критическими температурами, элементов микро- и наноэлектроники и т. д.).

Модельными представителями класса низкоразмерных проводников являются соли Бечгарда

\*E-mail: gorshunov@ran.gpi.ru

\*\*S. Kaiser, M. Dressel

(TMTSF)<sub>2</sub>X, (TMTTF)<sub>2</sub>X (X=ClO<sub>4</sub>, PF<sub>6</sub> и т.д.) (TMTTF и TMTSF — соответственно tetramethyltetrafulvalene и tetramethyltetraselenafulvalene) [6, 7]. Кристаллы имеют нитевидную форму длиной в несколько миллиметров и толщиной менее миллиметра; и хотя они довольно неудобны для измерения методом оптической спектроскопии, именно с его помощью была получена серия важных экспериментальных результатов по свойствам солей [TMTS(T)F]<sub>2</sub>X [8–10]. Привлекательность исследований оптическими методами обусловлена возможностью изучения явлений с характерными энергиями, различающимися на порядки величины. Несмотря на то что первые оптические измерения солей [TMTS(T)F]<sub>2</sub>X были выполнены уже более тридцати лет назад [11], многие из наблюдаемых в них спектральных особенностей до сих пор не находят полной и удовлетворительной интерпретации, например:

а) спектры коэффициента отражения и динамической проводимости вдоль наиболее проводящей оси не могут быть описаны в рамках известной модели друдевской проводимости [2, 12]; наряду с характерными признаками металлического поведения — наличием плазменного края в спектрах отражения и его высокими величинами в инфракрасной (ИК) области — более низкочастотный отклик (далекий ИК, и терагерцевый, ТГц, диапазоны) содержит особенности, не находящие объяснения;

б) носители заряда не подчиняются фермижидкостной динамике и проявляют свойства, характерные для жидкости Томонаги–Латинджерера;

в) на низкочастотном краю ИК-диапазона при понижении температуры наблюдается подавление динамической проводимости (плотности электронных состояний) — так называемая псевдощелевая особенность.

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал говорит о том, что для понимания перечисленных выше и других особенностей динамики носителей заряда и спина в низкоразмерных проводниках ключевое значение имеют измерения их электродинамического отклика в области энергий кванта порядка миллиэлектронвольта и ниже, соответствующих терагерцевым и субтерагерцевым частотам: именно в этой области должна разворачиваться динамика «мягких» коллективных взаимодействий в зарядовой, спиновой и фоновой подсистемах. Попытки проведения измерений в столь низкочастотной области с помощью стандартных инфракрасных методов оказываются малоэффективными (см., например, [13]). При ис-

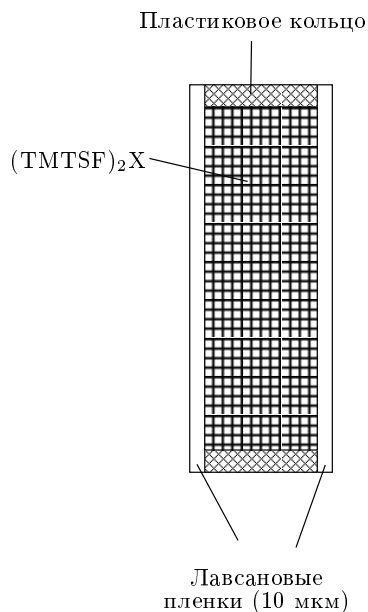
пользовании стандартных для ИК-диапазона фурье-спектрометров возникают проблемы, связанные со значительными погрешностями определения высоких коэффициентов отражения  $R(\nu) \rightarrow 100\%$  и с необходимостью анализа Крамерса–Кронига спектров  $R(\nu)$ . Такой анализ требует экстраполяции в сторону низких частот ( $\nu \rightarrow 0$ ), содержащих значительную долю произвола и сказывающихся на количественных и качественных аспектах конечных результатов — спектров динамической проводимости. Так, для (TMTSF)<sub>2</sub>X, X=ClO<sub>4</sub>, SbF<sub>6</sub>, AsF<sub>6</sub>, неопределенность в величине  $R(\nu < 100 \text{ см}^{-1})$  всего в 1.5% либо вынужденный произвол в низкочастотных экстраполяциях изменяют значения характеристик низкоэнергетических резонансов и друдевских компонент в несколько раз [14, 15]. В работах [16, 17] измерялись спектры (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> на частотах (4–40) см<sup>-1</sup> и были выявлены признаки двух линий поглощения на частотах 7 см<sup>-1</sup> и 29 см<sup>-1</sup>. Схожие особенности регистрировались и в ряде других работ. В работах [16, 17] на основании отсутствия чувствительности к приложенному магнитному полю эти линии идентифицировались как фононные моды. В то же время в работах [18, 19] была обнаружена значительная зависимость параметров резонанса на частоте 29 см<sup>-1</sup> от магнитного поля, что исключает ее фононную интерпретацию. Также в работе [19] отмечается, что эта мода не может быть связана ни со сверхпроводящей щелью, ни с возбуждениями ВСП-конденсата. Авторы работ [20, 21], напротив, связывают ее природу именно с возникновением состояния с ВСП и с квазищелевыми возбуждениями через сверхпроводящую щель.

Приведенные примеры демонстрируют, в какой степени интерпретация природы низкоэнергетических возбуждений в низкоразмерных проводниках (да и не только в них, см. [22, 23]) оказывается заложницей неспособности стандартных методов обеспечить надежные и точные измерения в области терагерцевых и субтерагерцевых частот. Поэтому цель настоящей работы состояла в исследовании спектров электродинамического отклика низкоразмерных проводников с помощью методики, разработанной для измерений именно в данной спектральной области. Методика основана на измерении в квазиоптической конфигурации спектров комплексного коэффициента пропускания (амплитуды и фазы) плоскопараллельных образцов и на прямом (без привлечения анализа Крамерса–Кронига) определении спектров комплексной динамической проводимости (или комплексной диэлектрической прони-

цаемости). Соответствующие спектрометры на лампах обратной волны (ЛОВ, генераторы излучения) детально описаны в литературе [24, 25]. Они перекрывают интервал частот от  $1 \text{ см}^{-1}$  до  $50 \text{ см}^{-1}$  ( $30 \text{ ГГц}$ – $1500 \text{ ГГц}$ ) и позволяют выполнять измерения при температурах от  $2 \text{ К}$  до  $300 \text{ К}$  и при необходимости в магнитных полях до  $7 \text{ Тл}$ . ЛОВ-спектрометры давно и с успехом используются для исследований самых разнообразных материалов, в том числе низкоразмерных проводников и сверхпроводников [22, 23, 26–32].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В данной работе представлены результаты, полученные для  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ . Как упоминалось выше, кристаллы этих соединений имеют нитевидную форму. Поскольку сформировать из них достаточно тонкий и «обширный» слой, подходящий для стандартных измерений на ЛОВ-спектрометре [25], оказывается задачей непростой, мы приготовили образцы в виде мелко перемолотых кристаллов, смешанных со специально подобранным химически пассивным маслом, прозрачным для терагерцевого излучения. Получаемая вязкая смесь

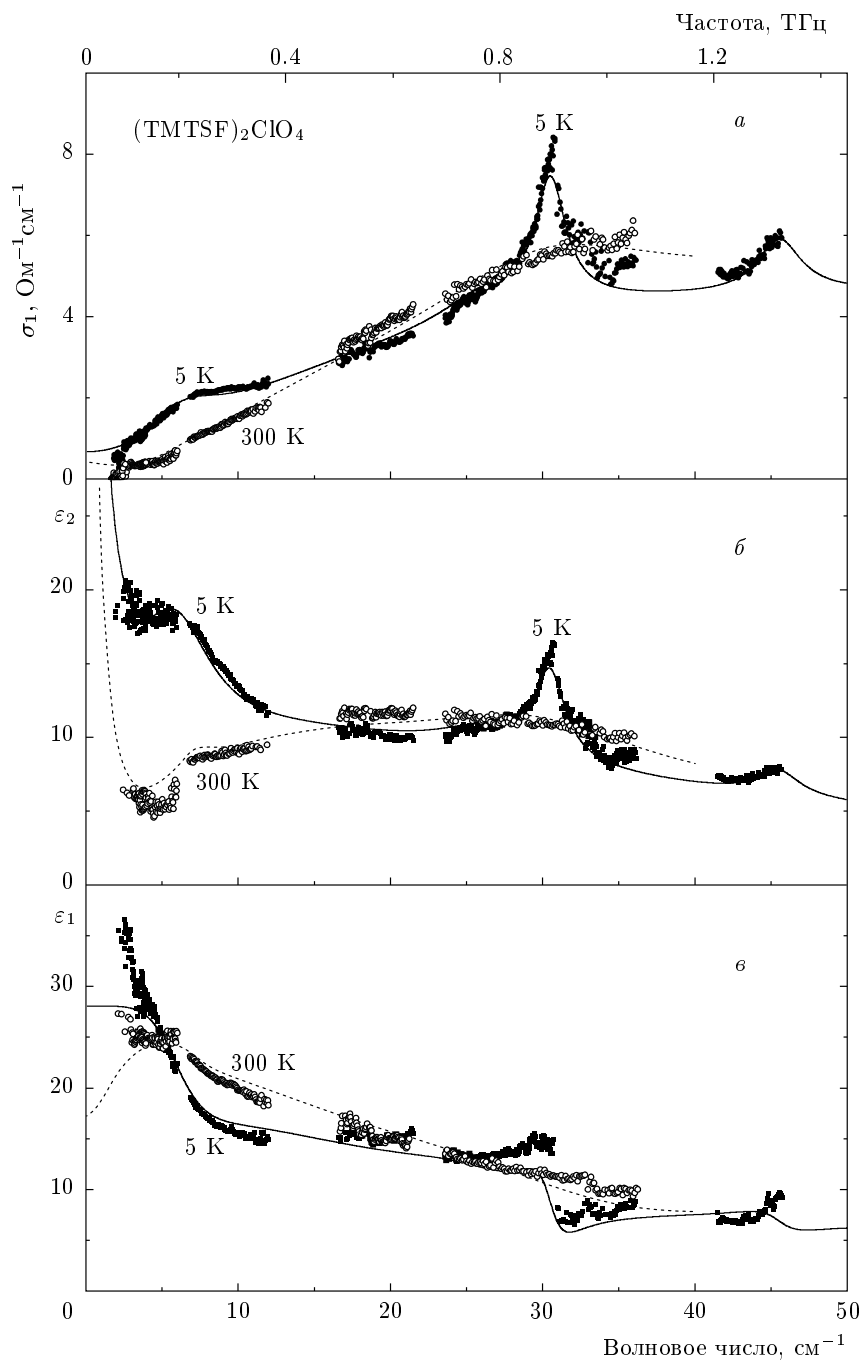


**Рис. 1.** Исследовавшиеся образцы: смесь перемолотых кристаллов  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  с маслом (прозрачным для терагерцевого излучения), сформированная в плоскопараллельный слой с помощью тонких лавсановых пленок, натянутых на пластиковые кольца

формировалась в плоскопараллельные слои с помощью лавсановых пленок толщиной  $10 \text{ мкм}$  и пластиковых колец, как показано на рис. 1. Столь тонкие пленки прозрачны для ТГц-излучения лавсана практически не оказывали влияния на измеряемые спектры комплексного коэффициента пропускания слоев, толщина которых составляла от  $100 \text{ мкм}$  до  $1 \text{ мм}$ . Понятно, что при измерениях образцов, приготовленных описываемым способом, одновременно должны проявляться особенности, характерные для всех кристаллографических направлений. Важно, однако, что этот способ позволил нам уверенно измерить спектры исследуемых соединений до весьма низких частот, вплоть до  $1.6 \text{ см}^{-1}$ , и в сочетании с возможностями ЛОВ-спектрометра уверенно определить абсолютные частотные положения линий поглощения и температурную зависимость их параметров. Измерения проводились в интервале  $(1.6\text{--}46) \text{ см}^{-1}$  и при температурах  $(5\text{--}300) \text{ К}$ . В случае  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  охлаждение образцов проводилось достаточно медленно (около  $0.8 \text{ К}$  в минуту), чтобы обеспечить условия для упорядочения нецентросимметричных анионов и формирования металлического низкотемпературного состояния [33, 34]. Наблюдавшаяся температурная эволюция ТГц-субТГц-особенностей в спектрах образцов обоих составов (см. ниже) однозначно указывает на то, что она обусловлена внутренними (intrinsic) свойствами  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ .

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

$(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ . На рис. 2 показаны результаты, полученные для  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ : спектры действительной части  $\sigma$  динамической проводимости (а), а также мнимой  $\varepsilon_2$  (б) и действительной  $\varepsilon_1$  (в) частей диэлектрической проницаемости, измеренные при двух температурах,  $300 \text{ К}$  и  $5 \text{ К}$ . Видно, что при комнатной температуре динамическая проводимость возрастает с увеличением частоты, а в спектрах  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$  наблюдаются соответственно широкий максимум и релаксационного вида дисперсия (падение с ростом частоты). Такое поведение можно связать с вкладом в спектры от более высокочастотных фоновых мод, низкочастотный «хвост» которых простирается в ТГц-область; природа релаксационного вида дисперсии в спектрах диэлектрической проницаемости будет обсуждаться ниже. При  $T = 300 \text{ К}$  на самых низких частотах, ниже  $5 \text{ см}^{-1}$ , видна особенность, проявляющаяся в виде



**Рис. 2.** Спектры динамической проводимости (а) и мнимой (б) и действительной (в) частей диэлектрической проницаемости образца  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ , измеренные при температурах 5 К и 300 К. Точки — эксперимент, линии — результат модельной обработки по методу наименьших квадратов

ступеньки в спектрах  $\sigma(\nu)$ ,  $\epsilon_2(\nu)$  и немоногоного хода  $\epsilon_1(\nu)$ . Интересно, что эта особенность присутствует в спектрах и при более низких температурах — в еще более отчетливой форме, в виде пиков в спектрах  $\sigma(\nu)$  и  $\epsilon_2(\nu)$ . При гелиевых темпе-

ратурах наиболее яркими особенностями в спектрах  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  является острый максимум поглощения в области частот  $30 \text{ cm}^{-1}$  в спектрах  $\sigma(\nu)$  и  $\epsilon_2(\nu)$  и соответствующая дисперсия в спектре  $\epsilon_1(\nu)$ .

Измеренные спектры обрабатывались нами по

методу наименьших квадратов с применением моделей дисперсии двух видов. Резонансные линии поглощения описывались стандартной моделью лоренциана, в которой комплексная проводимость (пропорциональная поглощению) дается выражением

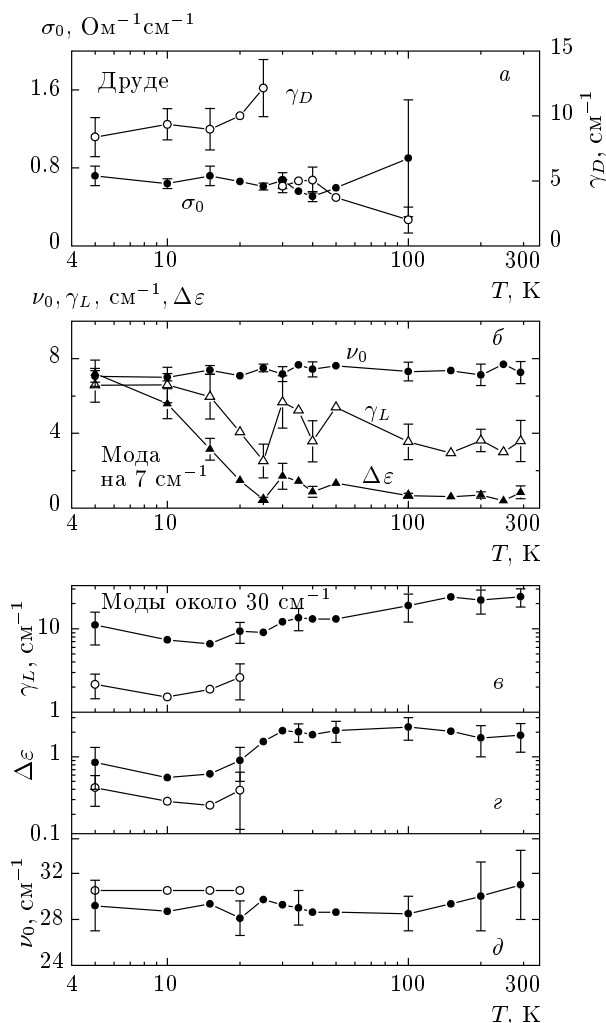
$$\sigma^*(\nu) = \frac{0.5\Delta\epsilon\nu}{\nu\gamma_L + i(\nu_0^2 - \nu^2)}, \quad (1)$$

где  $\Delta\epsilon$  — диэлектрический вклад моды,  $\nu_0$  — собственная частота,  $\gamma_L$  — затухание. Для удовлетворительного описания спектров при всех температурах было необходимо также учитывать вклад от свободных носителей заряда, который моделировался в рамках модели проводимости Друде [2, 12], и комплексная проводимость записывалась в виде

$$\sigma^*(\nu) = \sigma_1(\nu) + i\sigma_2(\nu) = \frac{\sigma_0\gamma_D^2}{\gamma_D^2 + \nu^2} + i\frac{\sigma_0\nu\gamma_D}{\gamma_D^2 + \nu^2}. \quad (2)$$

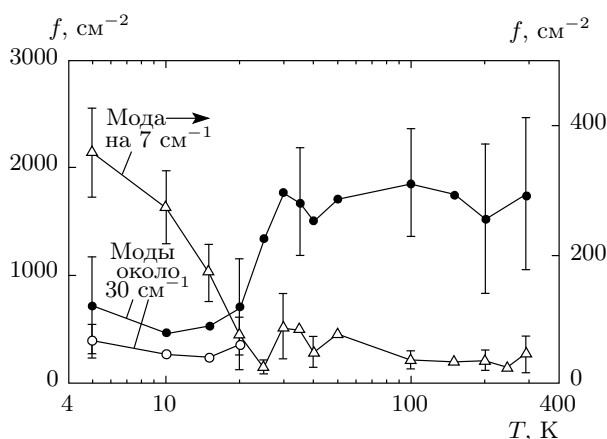
Здесь  $\sigma_1$  — действительная и  $\sigma_2 = \nu(\epsilon_\infty - \epsilon')/2$  — мнимая части динамической проводимости,  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\sigma_0 = \nu_{pl}^2/2\gamma_D$  — статическая проводимость,  $\nu_{pl}$  — плазменная частота,  $\gamma_D$  — частота рассеяния носителей тока. Примеры обработки спектров показаны на рис. 2 сплошными ( $T = 5$  К) и пунктирными ( $T = 300$  К) линиями. На рис. 3, 4 представлены температурные зависимости параметров моделей: частоты релаксации носителей тока  $\gamma_D$  и рассчитанной статической проводимости  $\sigma_0$  (а), собственных частот  $\nu_0$ , затуханий  $\gamma_L$ , диэлектрических вкладов  $\Delta\epsilon$  (б, в, г, д) и сил осцилляторов  $f = \Delta\epsilon\nu_0^2$  (рис. 4) трех линий поглощения. Заметим, что при обработке спектров в районе  $30 \text{ см}^{-1}$  при температуре ниже 20 К было необходимо ввести в рассмотрение дополнительную линию поглощения — ее параметры отображены на рис. 3, 4 светлыми точками.

На рис. 3, 4 видно, что собственные частоты линий поглощения оказались практически не зависящими от температуры во всем интервале  $T = (5-300)$  К. В то же время остальные характеристики выказывают аномальное поведение при  $T = (20-30)$  К, т. е. в области температуры  $T_{AO} = 25$  К (anion ordering) упорядочения нецентросимметричных (тетраэдрических) анионов. Резонансное поглощение на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  наблюдалось ранее в работах [16, 18], однако однозначной интерпретации его происхождения дано не было. Поскольку аномалии в поведении параметров этой линии наблюдались нами при температурах около  $T_{AO} = 25$  К, т. е. заметно выше температуры образования в «закаленном» кристалле ВСП-состояния ( $T_{SDW} = 7$  К), ее



**Рис. 3.** Температурные зависимости параметров спектральных компонент, наблюдаемых в спектрах  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ : частоты релаксации  $\gamma_D$  и статической проводимости  $\sigma_0$  носителей заряда (а), а также собственной частоты  $\nu_0$ , затухания  $\gamma_L$  и диэлектрического вклада  $\Delta\epsilon$  линий поглощения на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  (б) и около  $30 \text{ см}^{-1}$  (в, г, д)

связь с возбуждениями ВСП-конденсата следует исключить. Заметим, что в соединении  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  с центросимметричными анионами признаков моды на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  нами замечено не было (см. ниже). Поэтому можно предположить, что мода на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  в  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  является акустическим фононом с границы зоны Бриллюэна, приобретающим оптическую активность в результате «свертывания» зоны. Такое свертывание должно быть вызвано упорядочением тетраэдрических анионов и соответствующим возникновением сверхструктуры в кристаллической решетке [35, 36]. Заметим, однако, что осо-



**Рис. 4.** Температурные зависимости силы осцилляторов  $f = \Delta \epsilon \nu_0^2$  линий поглощения, наблюдаемых в  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ : на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  (светлые треугольники) и около  $30 \text{ см}^{-1}$  (светлые и темные кружки)

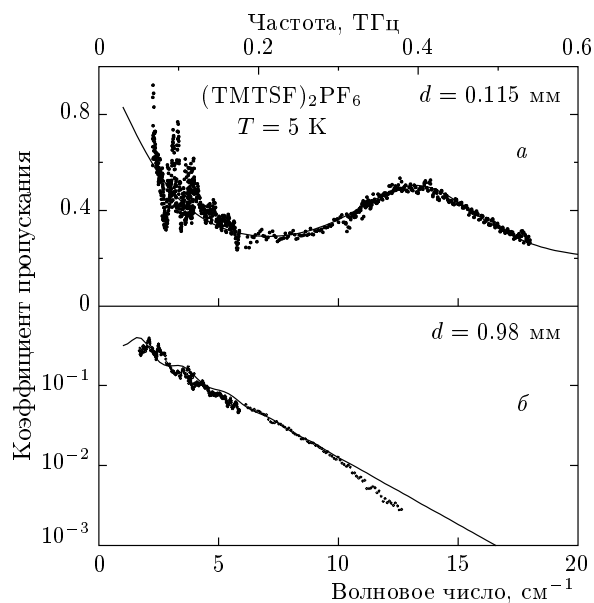
бенность при частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  видна и при комнатной температуре (см. рис. 2, 3), и что ее спектральная форма не вполне удовлетворительно описывается лоренцианом. Эти два момента свидетельствуют о том, что обсуждаемая особенность может иметь более нетривиальное происхождение.

Параметры линии поглощения, зарегистрированной нами на частоте  $30 \text{ см}^{-1}$  и наблюдавшейся ранее в работе [33], также выказывают аномальную температурную зависимость в области (20–30) К. Здесь ее сила осциллятора (рис. 4) и диэлектрический вклад (рис. 3) уменьшаются в несколько раз. Основываясь на наблюдении похожих возбуждений в солях  $(\text{TMTSF})_2\text{BF}_4$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{ReO}_4$ , содержащих, так же как и  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ , нецентросимметричные анионы, авторы работы [33] утверждают, что рассматриваемое возбуждение является поперечным акустическим фононом с границы зоны Бриллюэна, связанным с электронным конденсатом и становящимся оптически активным в результате упорядочения анионов и свертывания зоны Бриллюэна. С такой интерпретацией, однако, не согласуются резкое падение (а не возрастание) интенсивности возбуждения ниже  $T_{AO}$  и его присутствие в спектрах при температурах вплоть до комнатных, пусть и в передемпфированном виде. Мы полагаем, что фононное происхождение имеет другая, несколько менее интенсивная мода, регистрируемая в ТГц-спектрах при  $T < 20 \text{ К}$ . Природа же возбуждения на частоте  $30 \text{ см}^{-1}$  остается неустановленной.

Для удовлетворительного описания ТГц-суб-ТГц-спектров  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  требовалось также введение в рассмотрение друдевского слагаемого, описывающего отклик свободных носителей заряда. Этот отклик проявляется в виде выхода на плато при самых низких частотах динамической проводимости (рис. 2а) и в виде расходимости в спектрах  $\epsilon_2(\nu)$  (рис. 2б). Рассчитанные величины статической проводимости  $\sigma_0$  исследованных нами образцов (рис. 3а) отвечают эффективным значениям, усредненным по всем кристаллографическим направлениям  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ . Поэтому они оказываются существенно меньшими по сравнению с данными статических измерений вдоль наиболее проводящей оси  $a$  (см., например, [3, 37]). Существенным является, однако, довольно большое значение величины  $\sigma_0 \approx 0.8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , полученное при самых низких температурах и на несколько порядков превышающее измеренные значения  $\sigma_a > 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [3, 37]. Резкий рост значения частоты релаксации  $\gamma_D$  носителей заряда (рис. 3а) при  $T < (20\text{--}30) \text{ К}$ , т. е. ниже  $T_{AO}$ , говорит о тесной связи в  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  электронной и фононной подсистем. Сами же значения  $\gamma \approx (2\text{--}12) \text{ см}^{-1}$  существенно превышают данные из работ [14, 18],  $\gamma \approx 0.03 \text{ см}^{-1}$ . Такую ситуацию можно рассматривать как свидетельство в пользу существования низкоэнергетических возбуждений, которые должны проявляться в спектрах на еще более низких частотах, т. е. ниже  $(1\text{--}2) \text{ см}^{-1}$ .

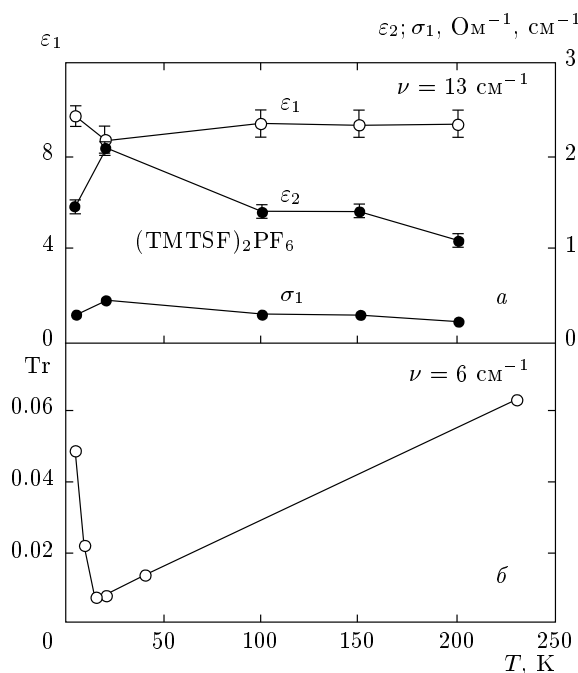
**$(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ .** Результаты, полученные для  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ , представлены на рис. 5, 6. В данном соединении, содержащем центросимметричные анионы, признаков возбуждений в интервале частот  $(3\text{--}20) \text{ см}^{-1}$  обнаружено не было<sup>1)</sup>. На рис. 5 показаны спектры коэффициента пропускания  $\text{Tr}(\nu)$  образцов различной толщины, выбиравшейся из соображений оптимизации для надежного измерения коэффициента пропускания. В спектре  $\text{Tr}(\nu)$  более тонкого образца (рис. 5а) хорошо виден широкий максимум около  $(12\text{--}13) \text{ см}^{-1}$ , обусловленный интерференцией излучения при его отражении от плоских граней образца (резонанс Фабри–Перо). Разброс точек на частотах ниже  $5 \text{ см}^{-1}$ , наиболее значительный в спектре тонкого образца, связан с эффектами стоя-

<sup>1)</sup> Эксперименты по низкотемпературному рассеянию нейтронов в  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  обнаруживают резкое падение интенсивности нескольких рефлексов при нагревании от 4 К до 40 К. Это наблюдение может свидетельствовать о наличии в  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  необычно мягкого фонона с собственной частотой  $7 \text{ см}^{-1}$  (согласно анализу фактора Дебая–Уоллера в рамках модели Эйнштейна) [38]. В настоящей работе признаков такого возбуждения не обнаружено.



**Рис. 5.** Спектры коэффициентов пропускания двух образцов  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  разной толщины, измеренные при температуре 5 К. Точки — эксперимент, линии — обработка по методу наименьших квадратов с использованием формул Френеля для коэффициента пропускания плоского слоя [2, 41]. Структура при частоте меньше  $5 \text{ см}^{-1}$  на рис. *a* связана со стоячими волнами внутри криостата

чих волн внутри криостата. В более толстом образце (рис. 5*б*) интерференционный эффект пропадает и коэффициент пропускания экспоненциально уменьшается с возрастанием частоты. Температурная зависимость коэффициента пропускания и диэлектрических характеристик  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  показаны на рис. 6. Уменьшение с охлаждением коэффициента пропускания связано с температурной эволюцией друдевской компоненты: согласно работам [39, 40], при охлаждении вплоть до температуры перехода в фазу с ВСП ( $T_{SDW} = 12 \text{ К}$ ) частота релаксации носителей уменьшается, что вызывает сужение друдевского «колокола» в спектре динамической проводимости и, соответственно, приводит к падению коэффициента пропускания на частоте  $6 \text{ см}^{-1}$ . В диэлектрической ВСП-фазе друдевская компонента «вымораживается» и коэффициент пропускания резко возрастает. Существенно менее резкие температурные зависимости диэлектрической проницаемости и динамической проводимости, наблюдаемые на несколько более высокой частоте,  $13 \text{ см}^{-1}$  (рис. 6*a*), обусловлены тем, что в этой области вклад в динамическую проводимость определяется не друдевским откликом свободных носителей тока, а поглощением за



**Рис. 6.** Температурные зависимости параметров образца  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ : действительной  $\epsilon_1$  и мнимой  $\epsilon_2$  частей диэлектрической проницаемости и действительной части динамической проводимости  $\sigma_1$  на частоте  $13 \text{ см}^{-1}$  (*a*), коэффициента пропускания слоя толщиной 0.98 мм на частоте  $6 \text{ см}^{-1}$  (*б*)

счет «переброса» носителей через щель в плотности состояний, возникающую в ВСП-фазе.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С применением метода терагерцевой ЛОВ-спектроскопии напрямую (без привлечения соотношений Крамерса–Кронига) измерены спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости поликристаллических образцов солей  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  в диапазоне частот от  $1.6 \text{ см}^{-1}$  до  $46 \text{ см}^{-1}$  и в интервале температур от 300 К до 5 К. На количественном уровне определены температурные зависимости параметров двух линий поглощения, наблюдавшихся ранее в  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  на частоте  $7 \text{ см}^{-1}$  и в области частот  $30 \text{ см}^{-1}$ , а также собственных частот, диэлектрических вкладов, сил осцилляторов и затуханий. При температурах ниже 20 К обнаружены резонансное поглощение в области частот  $30 \text{ см}^{-1}$ , признаки существования дополнительных возбуждений в микроволновой области (ниже  $1 \text{ см}^{-1}$ ), значительное возрастание с охлаждением частоты релаксации носителей заряда. Обсуждаются микроскопические механизмы наблюдаемых явлений.

Авторы благодарят Г. Унтерайнер (G. Untereiner) за помощь при приготовлении образцов. Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Кадры».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Горьков, УФН **144**, 381 (1984).
2. M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of Solids*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2002).
3. M. Dressel, *Naturwissenschaften* **90**, 337 (2003).
4. G. Gruner, *Physica B* **230**, 966 (1997).
5. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, Oxford University Press, Oxford, UK (2004).
6. D. Jerome and H. J. Schulz, *Adv. Phys.* **31**, 299 (1982).
7. *Organic Conductors*, ed. by J. P. Farges, Marcel Dekker, New York (1994).
8. C. S. Jacobsen, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vidensk. Selsk* **41**, 251 (1985).
9. C. S. Jacobsen, in: *Low-Dimensional Conductors and Superconductors*, ed. by D. Jerome and L. G. Caron, Vol. 155 of NATO ASI B Series, Physics, Plenum Press, London, UK (1987), p. 253.
10. C. S. Jacobsen, in: *Highly Conducting Quasi-One-Dimensional Organic Conductors*, ed. by E. Conwell, Vol. 27 of Semiconductors and Semimetals, Academic Press, Boston, MA, USA (1988), p. 293.
11. C. S. Jacobsen, D. B. Tanner, and K. Bechgaard, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1142 (1981).
12. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, ГИФМЛ, Москва (1961).
13. Т. Timusk, in: *Low-Dimensional Conductors and Superconductors*, ed. by D. Jerome and L. G. Caron, Vol. 155 of NATO ASI B Series, Physics, Plenum Press, London, UK (1987), p. 275.
14. N. Cao, Т. Timusk, and K. Bechgaard, *J. de Phys. I* **6**, 1719 (1996).
15. J. E. Eldridge and G. S. Bates, *Phys. Rev. B* **34**, 6992 (1986).
16. W. A. Challener, P. L. Richards, and R. L. Greene, *J. de Phys.* **44**, C3-873 (1983).
17. W. A. Challener, P. L. Richards, and R. L. Greene, *Sol. St. Comm.* **51**, 765 (1984).
18. H. K. Ng, Т. Timusk, and K. Bechgaard, *J. de Phys.* **44**, C3-867 (1983).
19. H. K. Ng, Т. Timusk, J. M. Delrieu et al., *J. de Phys. Lett.* **43**, 513 (1982).
20. T. J. B. M. Janssen, A. S. Perel, A. M. Gerrits et al., *Phys. Rev. B* **46**, 8663 (1992).
21. R. Ellison, M. Reedyk, and K. Behnia, *Phys. Rev. B* **66**, 12508 (2002).
22. Б. П. Горшунов, А. С. Прохоров, И. Е. Спектор и др., *Терагерцевая ЛОВ-спектроскопия проводников и сверхпроводников. Квантовая электроника*, Т. 37, № 10, с. 916 (2007).
23. Б. П. Горшунов, А. А. Волков, А. С. Прохоров и др., *ФТТ* **50**, 1921 (2008).
24. G. Kozlov and A. Volkov, in: *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, ed. by G. Gruner, Springer, Berlin (1998).
25. B. P. Gorshunov, A. Volkov, I. E. Spektor et al., *Int. J. Infrared Millim. Waves* **26**, 1217 (2005).
26. B. P. Gorshunov, G. V. Kozlov, A. A. Volkov et al., *Phys. St. Sol. (b)* **137**, K89 (1986).
27. А. А. Волков, Б. П. Горшунов, Г. В. Козлов, *ЖЭТФ* **92**, 1524 (1987).
28. V. Zelezny, J. Petzelt, R. Swietlik et al., *J. de Phys.* **51**, 65 (1990).
29. V. Zelezny, J. Petzelt, B. P. Gorshunov et al., *J. Phys. C* **1**, 10585 (1990).
30. B. P. Gorshunov, A. A. Volkov, G. V. Kozlov et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 308 (1994).
31. N. Drichko, P. Haas, B. Gorshunov et al., *Synthetic Metals* **137**, 1321 (2003).
32. T. Vuletic, B. Korin-Hamzic, T. Ivek et al., *Phys. Rep.* **428**, 169 (2006).
33. J. E. Eldridge, C. C. Homes, F. E. Bates et al., *Phys. Rev. B* **32**, 5156 (1985).
34. J. E. Eldridge and C. C. Homes, *Phys. Rev. B* **43**, 13971 (1991).
35. M. Dressel, M. Dumm, T. Knoblauch et al., *Crystals* **2**, 528 (2012).
36. G. Rindorf, H. Soling, and N. Throup, *Acta Crystallogr. C* **40**, 1137 (1984).
37. M. Dressel, *Naturwissenschaften* **94**, 527 (2007).
38. J.-P. Pouget, Private communication.
39. M. Dressel, A. Schwartz, G. Gruner et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 398 (1996).
40. A. Schwartz, M. Dressel, G. Gruner et al., *Phys. Rev. B* **58**, 1261 (1998).
41. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1970).