

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук (ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН)



На правах рукописи

Никитин Максим Валерьевич

**Крутильная деформация квазиодномерного проводника  
ромбического TaS<sub>3</sub> при движении волны зарядовой плотности**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Покровский В.Я.

Москва – 2017

# Содержание

<b>Введение.....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Квазиодномерные проводники с ВЗП и их электромеханические свойства.....</b>	<b>15</b>
1.1. Основы физики квазиодномерных проводников с ВЗП.....	15
1.2. Квазиодномерный проводник TaS <sub>3</sub> .....	18
1.3. Взаимодействие ВЗП и кристаллической решётки.....	21
1.4. Наблюдение механической деформации образцов, возникающей в результате деформации ВЗП.....	25
1.5. Кручение квазиодномерного проводника TaS <sub>3</sub> .....	27
1.5.1. Обнаружение кручения.....	27
1.5.2. Оптические методики для исследования кручения.....	29
1.5.3. Исследование крутильной деформации: петля гистерезиса, зависимость характеристик кручения от размеров образца и температуры.....	33
1.5.4. Медленный и быстрый вклады в кручение.....	37
1.5.5. Использование сигнала обратной связи для детектирования кручения.....	41
1.5.6. Тензорезистивный отклик.....	44
1.6. Методика гетеродинамирования с частотной модуляцией для детектирования колебаний подвешенных нитей.....	48
1.7. Возможности исследования динамики ВЗП в крутильной деформации..	50
<b>Глава 2. Ступеньки Шапиро в кручении квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub>.....</b>	<b>52</b>

2.1. Понятие о ступеньках Шапиро. Связь синхронизации ВЗП с механическими свойствами квазиодномерных проводников.....	52
2.2. Изготовление образцов и экспериментальная методика.....	57
2.3. Экспериментальное исследование ступенек Шапиро в кручении.....	59
2.4. Выводы.....	64
<b>Глава 3. Крутильные вибрации, вызванные скольжением ВЗП.....</b>	<b>65</b>
3.1. Широкополосный и узкополосный шум при скольжении ВЗП.....	65
3.2. Исследования широкополосного шума в кручении кристаллов $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ и $\text{TaS}_3$ .....	66
3.3. Наблюдение узкополосного шума в кручении $\text{TaS}_3$ .....	75
3.4. Выводы.....	82
<b>Глава 4. Самодетектирование резонансных колебаний вискеров квазиодномерного проводника <math>\text{TaS}_3</math>.....</b>	<b>83</b>
4.1. Детектирование механических резонансов квазиодномерных проводников с использованием модуляции проводимости.....	83
4.2. Методика гетеродинирования для детектирования кручения квазиодномерного проводника $\text{TaS}_3$ .....	84
4.3. Детектирование колебаний методом гетеродинного смещения сигналов в образцах $\text{TaS}_3$ без зеркал.....	90
4.4. Выводы.....	97
<b>Заключение.....</b>	<b>99</b>
<b>Список сокращений.....</b>	<b>103</b>
<b>Литература.....</b>	<b>104</b>

## Введение

В данной работе исследуется влияние движения волны зарядовой плотности на механические свойства квазиодномерных проводников. В частности, изучается кручение кристаллов квазиодномерного проводника ромбического  $\text{TaS}_3$  (обозначается как  $p\text{-TaS}_3$ , в дальнейшем – просто  $\text{TaS}_3$ ). Квазиодномерные проводники – это класс материалов, состоящих из слабо связанных между собой цепочек атомов. Большинство кристаллов квазиодномерных проводников имеет вид длинных тонких нитей, называемых вискерами. В нормальном состоянии квазиодномерные проводники – это, как правило, металлы с высокой анизотропией проводимости. Проводимость вдоль цепочек на несколько порядков превышает проводимость поперёк цепочек. При определённой температуре, называемой температурой пайерлсовского перехода, квазиодномерные проводники могут перейти в состояние с волной зарядовой плотности (ВЗП). При этом переходе на уровне Ферми открывается диэлектрическая щель  $2\Delta$ , электроны понижают свою энергию и образуют ВЗП. ВЗП – это особое, коллективное состояние электронов, возникающее в результате самосогласованного искажения кристаллической решётки и модуляции электронной плотности. При скольжении ВЗП в электрическом поле происходит коллективный перенос заряда. При этом наблюдается ряд интересных явлений, таких как генерация электрического шума при скольжении ВЗП в неоднородном потенциале примесей, синхронизация скольжения во внешнем переменном электрическом поле, деформация ВЗП и многие другие [1,2].

Важнейшим свойством ВЗП является её деформация, вызванная взаимодействием с примесями [3,4,5,6], а также связанная с воздействием электрического поля [7] и температуры [8]. Прямым способом исследования деформации ВЗП являются дифракционные методики, однако, они крайне сложны [9,10]. Поэтому многие детали деформации и её пространственного распределения были изучены по их косвенным проявлениям. Например, изучая пространственное распределение проводимости [11], термоэдс [7,12] или

оптического пропускания [13,14], можно получить информацию о профиле деформации ВЗП.

ВЗП можно представить в виде электронного кристалла внутри основной решётки, который может деформироваться [15]. При этом может существовать связь между деформацией ВЗП и деформацией кристаллической решётки. Это механическое взаимодействие можно описать, представив ВЗП и кристалл в виде двух связанных между собой пружин. При деформации одной пружины возникает деформация другой. Используя эту связь, можно качественно понять, как деформация ВЗП проявляется в механических свойствах кристаллов, например, приводит к возникновению крутильной деформации кристалла. Этот подход применён в данной работе.

Движение ВЗП и её динамическая деформация в электрическом поле вызывают колебания образца. Поэтому исследования, изложенные в диссертационной работе, относятся к области электромеханики. В настоящее время во всём мире активно создаются и исследуются различные микроэлектромеханические системы (МЭМС). Одно из направлений в области МЭМС – изучение механики подвешенных структур, таких как длинные тонкие нити, в том числе – вис커еры. Различают, нити, у которых зафиксированы либо оба конца, либо один (кантилеверы) [16]. Эти структуры могут быть длиной порядка 1-100 мкм, но часто их размеры уменьшают до субмикронных масштабов. Электромеханические системы, имеющие размеры менее 0.1 мкм хотя бы в двух измерениях, называют наноэлектромеханическими системами (НЭМС) [17]. В качестве материала нити используют различные соединения, например, углеродные нанотрубки [18]; недавно к их числу добавились и квазиодномерные проводники с ВЗП [19]. Для возбуждения колебаний в таких объектах обычно используют электростатический или пьезоэлектрический привод [16]. У обоих способов возбуждения колебаний имеются свои недостатки. Например, у электростатических приводов при уменьшении их размеров до нанометровых в ходе работы может возникнуть «эффект залипания» [20]. Эту проблему до сих

пор не удаётся полностью устранить. Также для возбуждения колебаний рядом с резонатором, который сам по себе может иметь нанометровые размеры, необходимо размещать проводящие электроды (затворы), что ограничивает размеры устройства снизу и усложняет технологию его изготовления.

Примером недостатков пьезопроводов служит малое рабочее смещение (порядка 100 нм) одного пьезоэлемента. Для достижения больших перемещений требуется создавать многослойные структуры из множества пьезоэлементов. Для их работы необходимо в некоторых случаях использовать напряжение порядка 100 В и более, что создаёт определённые трудности при проектировании и изготовлении компактных МЭМС.

Преимуществом висковеров квазиодномерных проводников с ВЗП над другими материалами, используемыми в МЭМС-НЭМС, состоит в том, что образцы квазиодномерных проводников являются уже готовыми актюаторами (исполнительными устройствами, приводами), и для возбуждения колебаний не требуется внешних приводов. Учитывая, что образцы квазиодномерных проводников можно расщеплять, получая кристаллы толщиной порядка 100 нм, можно ожидать, что новые эффекты, о которых сообщается в работе, могут найти применение в области наномеханики. Для работы таких элементов не требуются большие напряжения ( $V$ ) и токи ( $I$ ), что критически важно в вопросе создания микросистем с малой потребляемой мощностью. Для кристалла  $\text{TaS}_3$  с размерами  $1\text{ мкм} \times 100\text{ нм} \times 100\text{ нм}$ , если взять поле  $1\text{--}10\text{ В/см}$  и удельное сопротивление  $0.1\ \Omega\ \text{см}$ , получим оценки  $V \sim 0.1\text{--}1\text{ мВ}$ ,  $I \sim 1\text{--}10\text{ нА}$ , и, соответственно, мощность  $\sim 0.1\text{--}10\text{ пВт}$ .

Одним из новых способов детектирования колебаний является методика гетеродинамирования [21]. В этой работе, как и во многих других, для возбуждения колебаний нити, как правило, применяется затвор, а для детектирования – модуляция проводимости образца при возникновении в нём колебаний. Таким образом, для возбуждения колебаний используется электростатическая сила, а для детектирования – модуляция заряда на образце. Интересно, что изменение

проводимости образца может быть связано не только с модуляцией концентрации носителей, индуцированных полем, но и с прямым пьезоэлектрическим эффектом [22].

Возбуждать механические колебания нитевидных образцов можно и без применения затвора, используя в качестве нити образец квазиодномерного проводника с ВЗП, например,  $TaS_3$  [23,24]. Этот материал обладает уникальными электромеханическими свойствами [25]. Помимо того, что он сильно деформируется в электрическом поле, он является ещё и чувствительным тензорезистором [26]. Следовательно, образец  $TaS_3$  может служить одновременно и генератором, и приёмником механических колебаний. Структуры из этого материала, в перспективе, можно будет использовать в качестве элементов электромеханических систем [27].

Приведённые выше факты показывают актуальность выбранной темы исследования. Однако реализация прикладного потенциала таких устройств требует последовательного детального изучения их с фундаментальной точки зрения: необходимы широкие исследования как динамики ВЗП в квазиодномерных проводниках, так и их механических и упругих свойств.

К началу работы над диссертацией были проведены исследования деформации ВЗП, установлены её основные виды. Было обнаружено, что существует связь между деформацией ВЗП как электронного кристалла внутри решётки и деформацией самой кристаллической решётки. Этим взаимодействием было объяснено снижение модуля Юнга при начале движения ВЗП [28]. Позже выяснилось, что при деформации ВЗП возникает и механическая деформация кристалла. Наблюдалась продольная деформация (изменение длины) кристаллов при создании деформации ВЗП с помощью электрического поля [29] или в результате изменения температуры [30]. Помимо продольной деформации были обнаружены и другие виды деформации: изгиб и кручение образцов в электрическом поле [31]. Была проведена серия экспериментов, прояснившая характеристики этих явлений, в особенности – кручения [25]. Для исследования

кручения была разработана оптическая методика [31]. Исследовались также и «обратные» эффекты, то есть, влияние деформации образцов с ВЗП на их свойства. В частности, была обнаружена высокая чувствительность проводимости ВЗП к крутильной деформации основной решётки [26,32,33]. Продемонстрировано, что кручение можно детектировать по сигналу обратной связи (модуляции проводимости), возникающему при кручении [32,33].

Кручение было исследовано в нескольких материалах [25]. Наиболее детальные исследования были проведены на квазиодномерном проводнике  $TaS_3$ , поэтому он и был выбран в качестве основного материала для диссертационных исследований.

Процесс исследования кручения можно разбить на несколько этапов. Вначале было обнаружено и изучено кручение образцов при приложении к ним медленно меняющегося напряжения. На зависимостях угла кручения от напряжения был обнаружен гистерезис [31]. На этом этапе кручение было изучено, в основном, в области напряжений, близких к пороговому, что позволило связать крутильную деформацию с деформацией ВЗП, возникающую при начале её движения [31]. Выше порога, в условиях движущейся ВЗП, особенности кручения не исследовались. Были исследованы зависимости кручения от частоты и амплитуды переменного напряжения, приложенного к образцу. В результате в кручении различили два вклада – “медленный” и “быстрый”. Было определено характерное время “медленного” крутильного отклика. При температуре около 80 К оно составило около 10 мс. Зависимость угла кручения от напряжения, связанная с этим откликом, имеет пороговый и гистерезисный вид. Также наблюдался отклик, линейный по напряжению, не исчезающий на частотах как минимум до 200 кГц. Он был назван “быстрым” [25]. Верхняя граница “быстрого” отклика по частоте не была определена: имеющаяся оптическая методика не позволила детектировать колебания на частоте выше 200 кГц. Поэтому возникла актуальная задача: заменить оптическую методику на новую, позволяющую возбуждать и детектировать колебания на более высоких частотах.



Первым успехом в этой области стала трёхконтактная методика детектирования крутильной деформации по сигналу обратной связи, возникающему в результате крутильной модуляции проводимости одной из половин образца [32,33]. Несмотря на сложность изготовления структуры с подвешенным контактом и необходимость детектирования ВЧ сигнала, она показала принципиальную возможность использования электрического сигнала с самого образца для детектирования механических вибраций. Этот результат расширил перспективы применения квазиодномерных проводников в качестве материалов для устройств МЭМС-НЭМС. Как будет показано ниже, особую роль в повышении частоты измеряемого сигнала сыграло применение методики гетеродинирования с частотной модуляцией [23,24].

### **Цель работы.**

Целью настоящей работы являлось изучение крутильной деформации квазиодномерного проводника  $TaS_3$  в условиях движущейся ВЗП. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- Исследование статической деформации кристаллов, возникающей при движении ВЗП, выяснение характеристик усредненной по времени деформации ВЗП, в том числе, при воздействии на образец высокочастотного электрического поля.
- Поиск и исследование вибраций кристалла при движении ВЗП с целью выяснения характеристик зависящей от времени деформации ВЗП.
- Разработка новых методов детектирования механических колебаний кристаллов квазиодномерных проводников.

### **Научная новизна работы и представленных в ней результатов.**

Научная новизна работы определяется следующими результатами, полученными впервые:

- При подаче на образец высокочастотного (от 100 кГц до 1МГц) напряжения были зарегистрированы особенности в кручении при значениях постоянного напряжения, соответствующих ступенькам Шапиро на ВАХ.
- Было показано что кручение – это чувствительный метод для исследования деформации ВЗП при её движении.
- При приложении постоянного тока наблюдались шумовые крутильные колебания образцов со спектром типа  $1/f$ , а также гармонические крутильные колебания на так называемой фундаментальной частоте скольжения ВЗП.
- Для регистрации кручения квазиодномерного проводника с ВЗП был применён метод гетеродинного смещения сигналов. Благодаря этому удалось детектировать колебания вискера без применения оптической схемы, что открывает путь к уменьшению размеров образца и увеличению резонансной частоты колебаний.

### **Научная и практическая значимость.**

Научная значимость работы определяется тем, что в ней изучаются фундаментальные свойства ВЗП, проявляющиеся в крутильных колебаниях квазиодномерных проводников. Изучение кручения ценно как новый метод исследования деформации ВЗП. В частности, в деформации образца могут проявляться те виды деформации ВЗП, которые не выявляются другими методиками.

Изучение кручения квазиодномерных проводников с ВЗП само по себе имеет научный интерес, в том числе потому, что до сих пор не определена причина его возникновения. Установлено, что кручение вызвано пространственно-неоднородной деформацией ВЗП, возникающей при её движении и частично сохраняющейся в нулевом поле. Однако неизвестно, какой именно вид деформации ВЗП воздействует на форму и размеры кристалла,

причём теоретическое решение этого вопроса отсутствует. Опираясь на полученные экспериментальные данные, в том числе, представленные в диссертации, удалось качественно понять суть данного явления. При движении волна зарядовой плотности испытывает пространственно-неоднородную деформацию, которая передаётся кристаллической решётке, что, в частности, выражается в кручении образца.

Методом гетеродинамирования удалось детектировать механические колебания на частотах до 40 МГц. На этих частотах целесообразно провести поиск и исследование аномалий модуля упругости, связанных с возбуждением плазменных колебаний ВЗП в  $TaS_3$ , по аналогии с другим квазиодномерным соединением с ВЗП,  $NbSe_3$  [19].

Прикладное значение работы состоит в возможности использовать полученные результаты в области микро- и наноэлектромеханики. Образец можно использовать одновременно как генератор и как детектор механических колебаний. При уменьшении размеров структур до нанометровых возможно повышение рабочих частот до величин порядка 1 ГГц и выше [34]. Такие системы могут быть применены для исследования квантовых эффектов в колебаниях нанообъектов [35], а также построения устройств таких как нановесы [36], позволяющие взвешивать отдельные молекулы и даже атомы.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1) При воздействии переменного ВЧ электрического поля с частотой от 100 кГц до 1 МГц на зависимостях угла кручения образцов  $TaS_3$  от тока,  $\varphi(I)$ , обнаружены особенности, имеющие вид ступенек Шапиро. В условиях синхронизации ВЧ полем волна зарядовой плотности повышает свою пространственную когерентность.

2) При протекании постоянного тока выше порогового обнаружены шумовые механические колебания образцов на частотах от 0.1 Гц до 100 Гц со спектром типа  $1/f$ .

3) Обнаружены периодические механические колебания образцов в диапазоне частот от 2 кГц до 70 кГц при приложении постоянного напряжения выше порогового. Частота колебаний пропорциональна току ВЗП и совпадает с фундаментальной частотой скольжения ВЗП в данном поле.

4) Модифицированная методика гетеродинирования с частотной модуляцией позволила детектировать резонансные механические крутильные колебания вискеров TaS<sub>3</sub>. При этом, благодаря особым свойствам ВЗП, образец одновременно является и актюатором и детектором крутильных колебаний.

### **Достоверность полученных результатов.**

Достоверность представленных в диссертации результатов определяется использованием для измерений двух и более различных методик, использованием параллельных измерений, проверкой наблюдаемых эффектов на нескольких образцах, согласием полученных результатов с оценками, сделанными до исследований, признанием результатов научной общественностью при обсуждениях на научных семинарах, конференциях, конкурсах, а также положительными рецензиями статей при публикациях результатов в научных журналах.

### **Апробация работы.**

Основные результаты докладывались на следующих российских и международных конференциях и конкурсах: Международная конференция «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Республика Дагестан, Махачкала, 2009; Второй международный конкурс научных работ молодых учёных в области нанотехнологий, Москва, 2009; Школа молодых учёных: «Современные проблемы наноэлектроники, нанотехнологий, микро- и наносистем.» , Новороссийск, 2010; Collaborative workshop “Charge density waves: small scales and ultrashort time”, Vukovar, Croatia, 2010; Конкурсы молодых учёных ИРЭ РАН 2010, 2011, 2012, 2013 г.г.; Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного

приборостроения» INTERMATIC 2010, Москва, МИРЭА, 2010; Четвёртый международный конкурс работ молодых учёных в области нанотехнологии, секция наноэлектроника и нанофотоника, Москва, 2011; International school and workshop on electronic crystals ECRYS-2011, Cargese, France, 2011.

### **Публикации.**

По материалам диссертации опубликовано 18 научных работ, в том числе 7 статей в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, рекомендованный ВАК Минобразования и науки РФ, 4 статьи в журналах, входящих в Международные реферативные базы данных и системы цитирования Scopus и Web of Science, а также 9 публикаций - в сборниках трудов российских и зарубежных конференций.

Общий объём опубликованных работ по теме диссертации составил около 120 машинописных страниц.

### **Структура и объём диссертации.**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка публикаций по теме диссертации и списка цитируемой литературы. Работа содержит 114 страниц, 47 рисунков и список литературы, включающий 99 источников.

Во **Введении** отражено состояние исследований на сегодняшний день, а также обосновываются актуальность темы, научная новизна и достоверность результатов, научная и практическая значимость работы, приводятся цели исследования, апробация работы, положения, выносимые на защиту. Основная часть диссертации состоит из четырёх глав: В **Главе 1** описаны физические свойства квазиодномерных проводников, в том числе – электромеханические. Приводятся основные результаты исследования кручения, полученные к началу работы над диссертацией.

Начиная с Главы 2 излагаются результаты, полученные диссертантом. В **Главе 2** приводится описание эффекта синхронизации скольжения ВЗП радиочастотным полем и сообщается об обнаружении ступенек Шапиро в кручении квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub>, а также приводятся результаты их исследования. В **Главе 3** приведены результаты поиска и исследований колебаний вискеров квазиодномерных проводников, вызванных скольжением ВЗП. Рассматриваются колебания как периодические, так и имеющие шумовой вид. **Глава 4** посвящена применению метода гетеродинного смешения для детектирования резонансных колебаний квазиодномерных проводников с ВЗП. В **Заключении** сформулированы основные выводы работы. В конце работы приведён список сокращений и список литературы.

## Глава 1

# ВЗП в квазиодномерных проводниках и их электромеханические свойства

### 1.1. Основы физики квазиодномерных проводников с ВЗП

Охлаждение материалов со свободными электронами часто приводит к ряду эффектов, отсутствующих при комнатной температуре и связанных с неустойчивостью однородного их состояния, описываемого как Ферми-жидкость одиночных электронов. Эта неустойчивость приводит к возникновению коллективных электронных состояний. Таким состоянием может быть сверхпроводимость, магнитные переходы с установлением магнитного порядка и т.п. В этом ряду находится и переход в так называемое состояние с ВЗП.

История ВЗП начинается с предсказания Р. Пайерлсом неустойчивости кристаллической решётки одномерных металлов относительно периодического искажения, определяемого волновым вектором  $2k_F$  – удвоенным волновым вектором Ферми. В одномерном случае поверхности Ферми представляют собой две параллельные плоскости. Поэтому такое искажение – пайерлсовский переход – можно описать как наложение поверхностей Ферми, соответствующих  $+k_F$  и  $-k_F$ . В реальных металлах, из-за межцепочечного взаимодействия, эти плоскости искривлены (гофрированы). Если гофрировка не очень сильная и при наложении эти поверхности хорошо совмещаются, говорят, что они обладают свойством нестинга. Предсказание Пайерлса, сделанное ещё в 30-е годы, а опубликованное в 1955 [37], позволило Фрелиху в 1954 г. [38] предложить новый коллективный механизм переноса электронного заряда. Тем самым Фрелих предпринял попытку объяснить сверхпроводимость. Хотя это объяснение оказалось ошибочным, сама фрелиховская мода переноса заряда оказалась реальностью и была обнаружена 20-ю годами позже, когда были синтезированы и исследованы проводники с

высокой анизотропией кристаллической и электронной структуры [39,40,41,42,43].

В квазиодномерных металлах наблюдается следующая характерная картина: с понижением температуры до точки пайерлсовского перехода происходит переход металл-диэлектрик с искажением решётки. Поскольку период искажения,  $\lambda$ , равен  $\pi/k_F$ , точки  $\pm\pi/\lambda = \pm k_F$  становятся новыми границами первой зоны Бриллюэна, на уровне Ферми формируется диэлектрическая щель, и металл становится диэлектриком (полупроводником). При этом энергия электронной подсистемы понижается, что и объясняет причину перехода [26]. В результате возникает модуляция плотности заряда, которая описывается выражением

$$\rho(x) = \rho_0 + \rho_1 \sin(qx + \varphi), \quad (1.1)$$

где  $\rho_0$  – невозмущенная электронная плотность,  $\varphi$ -фаза ВЗП,  $\rho_1$ -амплитуда модуляции,  $q$  – ее волновой вектор.

Состояние с ВЗП интересно тем, что сконденсированные электроны могут двигаться как целое и переносить электрический ток, что в уравнении 1.1 соответствует изменению фазы в зависимости от времени. Это и есть фрелиховская мода. Период ВЗП может быть соизмеримым или несоизмеримым с периодом основной решетки. В общем случае ВЗП несоизмерима. Для несоизмеримой ВЗП проводимость идеального одномерного кристалла, связанная с движением конденсата, была бы бесконечной в силу трансляционной инвариантности, то есть независимости энергии ВЗП от  $\varphi$ . Влияние случайно расположенных примесей на энергию ВЗП также должно было бы стремиться к нулю при усреднении по большому объёму. В реальных кристаллах ВЗП закреплена (запиннигована) на примесях и дефектах, из-за того что она может деформироваться, подстраивая фазу под потенциал примесей. Поэтому для ее движения нужно приложить электрическое поле выше порогового значения  $E_t$ . При  $E > E_t$  ВЗП срывается с центров пиннига и скользит по кристаллу: реализуется коллективный механизм проводимости. При скольжении ВЗП



взаимодействует с примесями, в результате чего возникает электрический шум с частотой,  $f_f$ , пропорциональной скорости движения ВЗП. Частоту  $f_f$ , равную  $U_{CDW}/\lambda$ , где  $U_{CDW}$  – скорость ВЗП, принято называть фундаментальной частотой скольжения ВЗП.

Способность ВЗП к деформации, то есть возможность отклонения вектора  $q$  от равновесия, – ее фундаментальное свойство. В равновесном состоянии пространственное распределение  $q$ -вектора определяется минимумом суммарной энергии деформации ВЗП и взаимодействия её с примесями. Воздействие примесей на ВЗП характеризуется длинами когерентности,  $L_{2\pi}$ , т.е. длинами, на которых фаза ВЗП набегает на  $2\pi$  из-за случайных сбоев [3,4].

С деформацией ВЗП также связано существование метастабильных состояний, т.е. неравновесных состояний, в которых деформация ВЗП может сохраняться долгое время. Известно, что метастабильные состояния во многих соединениях с ВЗП можно создавать термически, используя температурную зависимость волнового вектора. На зависимости сопротивления образца от температуры,  $R(T)$ , наблюдается гистерезис. Метастабильные состояния, созданные при изменении температуры, характеризуются относительно однородной деформацией  $q$ -вектора. Чтобы приблизиться к равновесию, ВЗП необходимо преодолеть барьер для проскальзывания фазы (ПФ) [44]. Под ПФ понимают рождение или уничтожение одного периода ВЗП, происходящее при достижении ее критической деформации. В частности, в наноразмерных образцах  $TaS_3$  [44],  $K_{0.3}MoO_3$  (голубой бронзы) [45] или  $NbSe_3$  [46], наблюдается «квантование» состояний ВЗП: можно получить набор дискретных метастабильных значений проводимости, создавая их с помощью различной температурной предыстории [26]. Каждое состояние соответствует определённому значению  $q$ , а переключение в ближайшее метастабильное состояние соответствует рождению или исчезновению одного периода ВЗП на цепочку. Эти переключения являются единичными событиями ПФ.

Метастабильные состояния могут быть созданы и электрическим полем. При этом возникает неоднородная по объёму деформация ВЗП. Приложение к образцу электрического поля приводит к тому, что ВЗП начинает двигаться между контактами. Однако ПФ, необходимое для конверсии тока квазичастиц в коллективный ток на контактах, приводит к тому, что ВЗП сжимается вблизи одного контакта и растягивается у другого. Таким образом, возникает её «поляризация». При этом возле контактов возникает область деформации, которая распространяется на макроскопическую длину порядка 1мм, то есть, как правило, сравнимую с длиной образца [7,12].

Согласно полупроводниковой модели ВЗП [47,48,49], при деформации ВЗП возникает сдвиг химического потенциала. При этом происходит изменение проводимости и коэффициента термоэдс. Таким образом, измеряя распределение проводимости или коэффициента термоэдс по образцу можно измерить профиль деформации ВЗП. В работе [7] профиль деформации, возникающий при приложении электрического поля, был измерен с помощью измерения проводимости, а в работе [12] – с помощью измерения коэффициента термоэдс. В работе [50] пространственное распределение термоэдс позволило определить пространственную структуру деформации, возникающей в результате единичных актов ПФ. Эти работы – характерные примеры исследования деформации ВЗП по её косвенным проявлениям. Полученные в них результаты были подтверждены прямыми способами измерения деформации ВЗП [51 и ссылки в ней].

## **1.2. Квазиодномерный проводник TaS<sub>3</sub>**

В диссертации в качестве основного исследуемого материала был выбран ромбический TaS<sub>3</sub>, который является типичным квазиодномерным проводником. Соединение синтезируется из газовой фазы в виде вискероидов длиной, достигающей сантиметров, и толщиной от долей микрона до 100 мкм (рисунок 1.1).



Рис.1.1. Кристаллы квазиодномерного проводника  $TaS_3$

Кристаллическая решетка  $TaS_3$  – ромбическая. Кристаллы  $TaS_3$  легко расщепляются на более тонкие монокристаллы, что свидетельствует об анизотропии их структуры. В результате образования ВЗП на цепочках, вытянутых вдоль кристаллографической оси  $c$ , происходит увеличение периода решётки примерно в 4 раза. Фазы сверхструктуры на соседних цепочках скоррелированы: волновой вектор ВЗП  $q$  имеет 3 компоненты, близкие к  $(1/2a^* 1/8b^* 1/4c^*)$ , где  $a$ ,  $b$  и  $c$  – параметры элементарной ячейки [52].

В нормальном состоянии  $TaS_3$  является сильно анизотропным металлом с анизотропией проводимости около 200. При охлаждении от комнатной температуры сопротивление сначала падает, достигает минимума, затем начинает расти. В точке пайерлсовского перехода, происходящего при  $T_p \approx 220$  К, наблюдается максимум логарифмической производной сопротивления,  $d \log R / d(1/T)$ . При дальнейшем понижении температуры рост сопротивления

замедляется и выходит на активационный закон с энергией активации  $\Delta \sim 800$  К (рисунок 1.2).

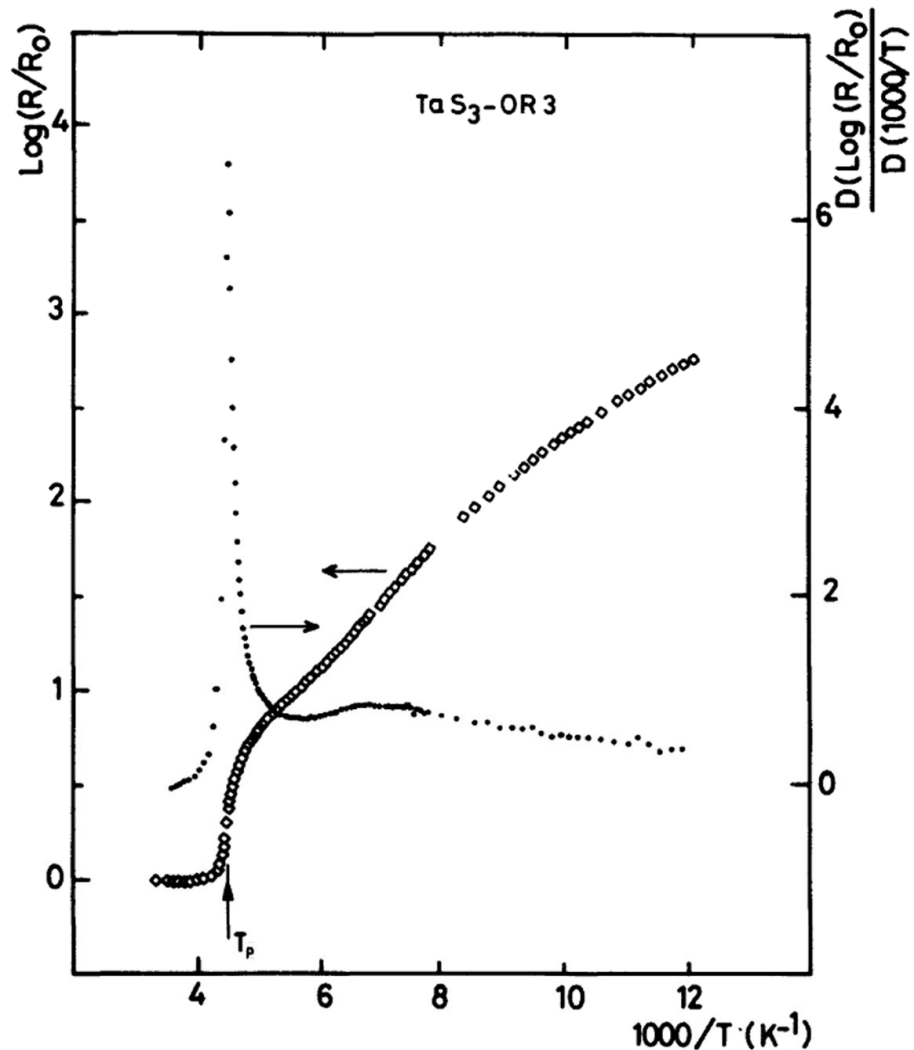


Рис.1.2. Зависимость логарифма сопротивления (нормированного на сопротивление при комнатной температуре) ромбического TaS<sub>3</sub> от  $1/T$  (кружки). Точками показана зависимость логарифмической производной  $d\text{log}R/d(1/T)$  от  $1/T$ . Температура пайерлсовского перехода  $T_P = 215$  К<sup>1</sup> [53]

Компонента волнового вектора  $c^*$  направлена вдоль цепочек. Ее величина уменьшается на 1-2% с понижением температуры от 220 К до 100 К [53]. При изменении температуры значение вектора  $q$  отстает от равновесного, что

<sup>1</sup> Значение  $T_P$  отличается от 220К, вероятно, по причине низкого качества образцов, исследовавшихся в работе [53].

объясняет возникновение гистерезиса на зависимости  $R(T)$  [7]. Характерные значения порогового поля,  $E_t$ , в наиболее чистых образцах не превышают 200 мВ/см при температуре около 120 К [52].

### 1.3. Взаимодействие ВЗП и кристаллической решётки

ВЗП можно рассматривать как электронный кристалл, образующийся внутри основной решётки. Эти два кристалла могут быть упругим образом связаны друг с другом.

Исторически, проявление взаимодействия ВЗП и кристаллической решётки впервые наблюдалось при исследовании модулей упругости квазиодномерных проводников с ВЗП. Было обнаружено, что в  $TaS_3$  при срыве ВЗП с примесей (депиннинге) наблюдается снижение модуля Юнга,  $Y$ , на величину, достигающую 4% [28, 54,55,56,57], а модуля сдвига – на величину, достигающую 25% [28,58]. Также есть данные для квазиодномерного проводника  $(TaSe_4)_2I$ . В нём было обнаружено уменьшение модуля сдвига на 30% [59]. Ещё в одном квазиодномерном проводнике –  $NbSe_3$ , наблюдалось изменение модулей упругости на 1-2 порядка меньше, чем в  $TaS_3$  [60]. Однако взаимодействие ВЗП и решётки проявляется не во всех квазиодномерных проводниках. Например, в голубой бронзе  $(K_{0.3}MoO_3)$  изменения модуля Юнга при депиннинге ВЗП не наблюдалось с точностью  $|\delta Y/Y| < 5 \times 10^{-5}$  [61]. Эти результаты удалось качественно понять, предположив, что при деформации кристалла волна зарядовой плотности также выводится из равновесия, т.е. возникает и её деформация. Это предположение не является тривиальным: в простой одномерной модели, согласно которой  $q$  в точности равно  $2k_F$ , а  $k_F \propto n$ , этого не происходит. Возможные причины нетривиальной зависимости  $q$  от деформации перечислены в статье [62]. Это – перенос заряда при деформации ВЗП, трёхмерные эффекты в нестинге поверхностей Ферми, электронно-дырочная асимметрия. Эти причины могут нарушить соотношение  $n_0 \propto 1/c$  или привести к отклонению  $\lambda$  от  $2/n_0$ . В

обоих случаях при деформации образца  $\lambda/c \neq \text{const}$  (или  $q/c^* \neq \text{const}$ , в терминах  $q$ -вектора). Таким образом, связь ВЗП и решётки и, соответственно, величина  $\delta Y$ , определяется индивидуальными свойствами каждого из соединений с ВЗП [26]. В большинстве других моделей, речь о которых пойдет ниже, объяснение аномального изменения модуля Юнга сводится к тому, что при движении ВЗП её вклад в упругость кристалла выпадает, что приводит к уменьшению  $Y$  [54,58].

Начнём с рассмотрения связи ВЗП и решётки в виде взаимодействия двух связанных между собой пружин. При этом деформация одной «пружины» – решётки приводит к деформации другой «пружины» – ВЗП. Эта простая механическая аналогия позволяет описать влияние деформации ВЗП на упругие свойства кристаллов, а также влияние деформации кристаллической решётки на ВЗП. Для простоты представим кристалл и ВЗП как две связанные одномерные пружины. При этом упругую энергию такой системы можно записать как сумму упругих энергий решётки и ВЗП:

$$W = \frac{1}{2} \left[ Y_l \left( \frac{c - c_{\text{eq}}}{c_{\text{eq}}} \right)^2 + Y_c \left( \frac{\lambda - \lambda_{\text{eq}}(c)}{\lambda_{\text{eq}}} \right)^2 \right], \quad (1.2)$$

где  $Y_l$  и  $Y_c$  – модули упругости решётки и ВЗП соответственно,  $c$ -период решётки,  $\lambda$  - период ВЗП, а  $c_{\text{eq}}$  и  $\lambda_{\text{eq}}$  – их равновесные значения [30].

Взаимосвязь ВЗП и решётки в этой формуле выражает зависимость равновесного значения периода ВЗП от периода решётки,  $\lambda_{\text{eq}}(c)$ . ВЗП в отсутствие внешнего электрического поля запиннигована, ПФ не происходит, и период ВЗП изменяется вместе с постоянной решётки кристалла при его деформации:  $\lambda/c = \text{const}$ . Если при этом по какой-то причине  $\lambda_{\text{eq}}/c \neq \text{const}$ , деформация кристалла выводит ВЗП из равновесия. Таким образом, возникает взаимодействие ВЗП и решётки, и ВЗП вносит свой вклад в энергию деформации (1.2) и, соответственно, в модуль упругости образца. Но, как только ВЗП начинает двигаться, внутренние деформации, возникающие в ВЗП, быстро релаксируют, и её вклад в упругую

энергию кристалла (1.2) выпадает [54]. Это выражается в снижении модуля Юнга при депиннинге ВЗП, наблюдаемом в вышеописанных экспериментах.

В случае, когда в результате внешнего воздействия ВЗП деформирована, её деформация может передаваться кристаллической решётке. В результате, кристалл может изменить свои размеры таким образом, чтобы ВЗП приблизилась к равновесию, т.е. чтобы минимизировать суммарную упругую энергию ВЗП и решётки (1.2) [30]. Следовательно, при деформации ВЗП, в рамках данной модели взаимодействующих одномерных пружин, стоит ожидать растяжения или сжатия кристалла.

Первая экспериментальная работа в этом направлении была посвящена изучению изменения длины квазиодномерных проводников при воздействии электрического поля [29]. Авторы показали, что изменение длины образцов  $TaS_3$  связано с остаточной деформацией ВЗП. Поскольку деформация ВЗП в электрическом поле неоднородна, основное воздействие поля на решётку также должно быть неоднородным. Например, зная о поляризации ВЗП в электрическом поле, можно предположить, что у одного контакта образец будет растягиваться, а у другого – сжиматься. При этом наблюдать общее изменение длины можно лишь в меру асимметрии растяжения-сжатия ВЗП. Однако, несмотря на это, полученная авторами величина деформации  $TaS_3$  оказалась огромной,  $\sim 10^{-6}$  при полях  $\sim 1$  В/см, что на несколько порядков превосходит деформацию известных пьезоэлектриков [29].

Как было упомянуто в пункте 1.1, ВЗП можно деформировать не только электрическим полем, но и изменяя температуру. При этом, исходя из данной модели, можно ожидать даже большего, чем при воздействии электрического поля, удлинения-сжатия кристаллов. Так как термическое воздействие создаёт максимальную и относительно однородную по объёму деформацию ВЗП<sup>2</sup>, можно

---

<sup>2</sup> Масштаб неоднородности деформации ВЗП, согласно модели [48], соответствует масштабу деформации ВЗП из-за пиннинга [3,4].

ожидать и максимальную однородную деформацию кристаллов. Такая продольная деформация образцов  $\text{TaS}_3$ ,  $\sim 3 \times 10^{-5}$ , наблюдалась в [30].

В другой модели [63], описывающей механизм взаимодействия ВЗП и решётки, учитывается взаимодействие фононов и движущейся ВЗП. При этом уменьшение упругих модулей при депиннинге ВЗП связывается с неравномерностью начала её движения. Однако эта модель не может объяснить столь большие изменения модуля Юнга  $\delta Y/Y$  [55].

В [15] была предложена полуэмпирическая модель, объясняющая однородную деформацию образцов при термическом воздействии [30]. В ней деформация образцов связывалась с уменьшением волнового вектора ВЗП  $q$  при растяжении образцов, на которое указывают результаты [64,65]. Модель [13] также предсказывает большую неоднородную продольную деформацию образца в электрическом поле. Показано, что её величина может в  $L_c/\lambda$  раз превышать деформацию пьезоэлектрических ионных кристаллов. Отношение длины когерентности ВЗП к её периоду,  $L_c/\lambda$ , может достигать  $10^6$ . Однако неоднородная продольная деформация квазиодномерных кристаллов до сих пор не наблюдалась, что, по-видимому, связано с экспериментальными трудностями. Возможный экспериментальный подход с применением АСМ, позволяющий исследовать такую деформацию, предложен в [26,66].

Ни одна из моделей не может полностью объяснить наблюдаемые эффекты взаимодействия ВЗП и решётки. Для трёхмерного случая нужно учитывать, что в уравнении (1.2) модули упругости и деформация являются тензорами, так как связывают различные компоненты деформации ВЗП и кристалла. Однако основной трудностью описания этой связи является не сложность тензорных вычислений, а отсутствие полной картины экспериментальных данных о связи разных компонент деформации ВЗП и кристалла. Таким образом, связь постоянной решётки и ВЗП имеет сложный вид. Это обстоятельство не позволяет применять данную модель для реальных кристаллов. Результаты недавней работы



[67,62] показывают, что даже для описания одноосной продольной деформации образца необходимо учитывать трёхмерный характер деформации ВЗП [26]. Поэтому главным инструментом по её дальнейшему изучению остаются не теоретические исследования, а экспериментальные.

#### **1.4. Наблюдение механической деформации образцов, возникающей в результате деформации ВЗП**

Как было отмечено в предыдущем пункте, на образцах  $TaS_3$  наблюдалось изменение длины,  $L$ , связанное с деформацией ВЗП при воздействии электрического поля [29] или температуры [30]. В то же время, деформация кристалла может быть не только продольной. Предполагая зависимость  $\lambda$  не только от продольной, но и от других компонент деформации образца, можно ожидать другие виды неоднородной деформации кристалла в электрическом поле [26]. Кроме того, надо учесть, что  $q$ -вектор имеет три компоненты, и все три могут иметь значения отличные от равновесных. Преобладание поперечной компоненты деформации ВЗП, вызванной электрическим полем, отмечалось, например в [68]. Отметим также, что в  $TaS_3$ , наряду с температурной зависимостью продольной компоненты  $q$ -вектора (вдоль оси  $c^*$ ), наблюдалась температурная зависимость  $a^*$  или  $b^*$  компонент  $q$ -вектора [31].

Всё это позволяет ожидать многообразие видов деформации кристалла, связанной с деформацией ВЗП. Так, была обнаружена и измерена изгибная деформация образцов квазиодномерного проводника  $TaS_3$  [25]. Для этого использовался охлаждаемый просвечивающий электронный микроскоп (ПЭМ). Образец помещался на подложке, в подвешенном состоянии. Сверху образец был закрыт экраном, защищающим его от повреждения высокоэнергетическими электронами. Для отслеживания деформации к образцу были приклеены поперечные «перекладины» - висеры ВТСП, концы которых выступали из-под экрана (рисунок 1.3).

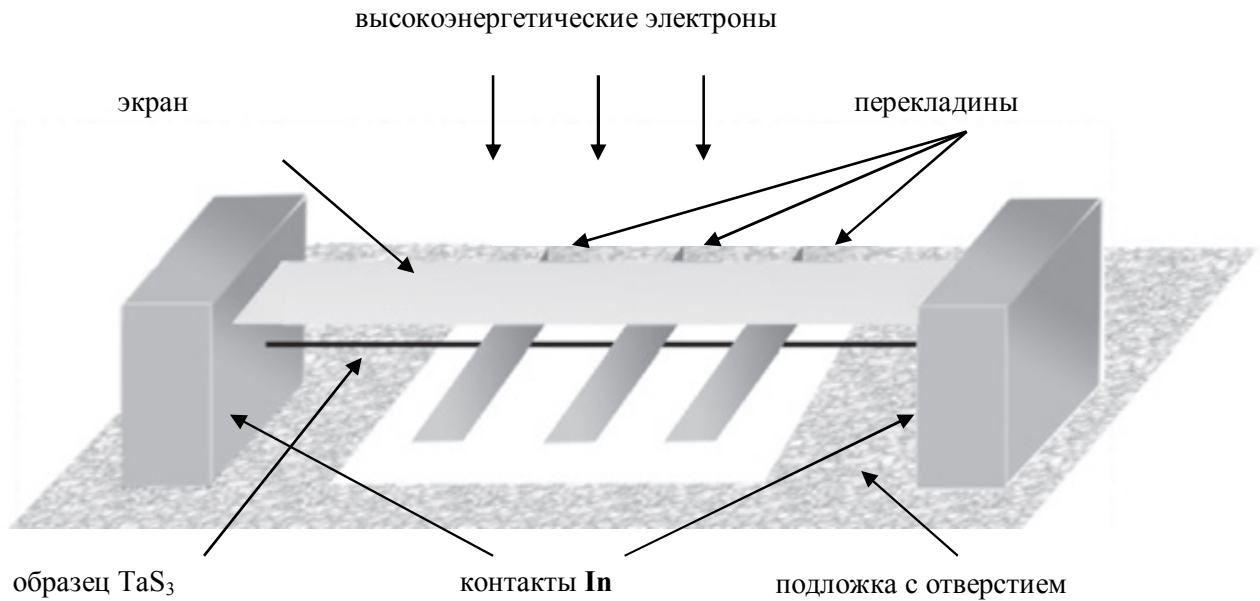


Рис. 1.3. Схема расположения образца в ПЭМ [25]

Эта конструкция помещалась в ПЭМ, охлаждалась, и на образец подавалось переменное напряжение выше порогового. В ПЭМ на конце одной из перекладин находили дефекты, играющие роль реперных точек. По размытию изображений этих дефектов, представленных на микрофотографиях (рисунок 1.4), можно было определить характеристики колебаний образца. Были обнаружены как продольные  $\Delta x$  (вдоль оси  $c$  образца TaS<sub>3</sub>), так и поперечные  $\Delta y$  (вдоль оси  $b$ ) колебания перекладин. Поперечные колебания  $\Delta y$  показаны на рисунке 1.4 а и б в квазистатической и резонансной модах, соответственно. Эти колебания вызваны изгибом образца. Смещение перекладин в продольном направлении  $\Delta x$  было зарегистрировано только в резонансе (рисунок 1.4с). Был сделан вывод, что все наблюдавшиеся смещения реперных точек связано с изгибной деформацией образца.

Изгибную деформацию можно рассматривать как неоднородную по сечению образца одноосную продольную деформацию. Оценка этой деформации показала, что её величина не превышает  $10^{-7}$  при 155 К – минимально достижимой в условиях эксперимента в данном ПЭМ температуре [25].

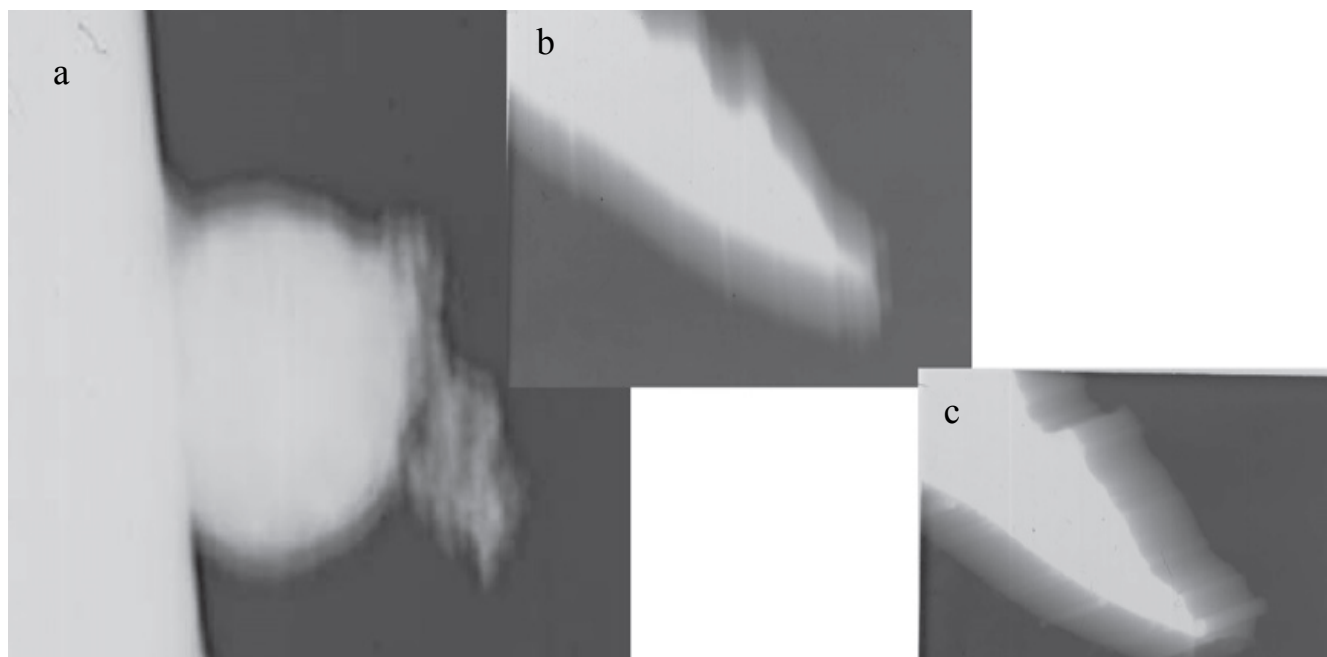


Рис. 1.4. Изображение частей поперечных «перекладин» в ПЭМ. (a)  $\Delta y = 20 \text{ nm}$ ,  $V_{AC} = 70 \text{ mV}$ ,  $f = 3 \text{ Hz}$ ; (b)  $\Delta y = 0.8 \text{ mm}$ ,  $V_{AC} = 10 \text{ mV}$ ,  $f = 12 \text{ kHz}$ ; (c)  $\Delta x = 1 \text{ mm}$ ,  $V_{AC} = 10 \text{ mV}$ ,  $f = 45 \text{ kHz}$  [25]

Позже изгибную деформацию также удалось измерить, используя оптическую методику, применённую для исследования кручения (эта методика будет подробно описана в пункте 1.5). Величина одноосной деформации при изгибе не превышала  $10^{-5}$ – $10^{-6}$ , т.е. она была, как минимум, на 1-2 порядка меньше, чем сдвиговая деформация при кручении того же образца при температуре около 80 К. Расхождение в измерении величины изгибной деформации более чем на порядок объясняется недостаточным охлаждением образца в ПЭМ.

## 1.5. Кручение квазиодномерного проводника $\text{TaS}_3$

### 1.5.1. Обнаружение кручения

В процессе изучения пространственно-неоднородной деформации образцов в электрическом поле особенно детально было исследовано кручение. Кручение наблюдалось в квазиодномерных соединениях  $\text{TaS}_3$ ,  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ ,  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  и  $\text{NbS}_3$  в пайерлсовском состоянии. Были сняты зависимости угла кручения от

электрического поля,  $\varphi(E)$ . Оказалось, что направление кручения свободного конца относительно закреплённого зависит от знака  $E$  и определяется внутренним свойством образца, вероятно, направлением полярной оси [31]. Зависимость  $\varphi(E)$  носит ярко выраженный пороговый и гистерезисный характер. Для  $TaS_3$  максимальное значение  $\varphi$  достигает нескольких градусов. Сдвиг на поверхности,  $G$ , при кручении можно оценить, как:

$$G = \varphi * R / l, \quad (1.3)$$

где  $R$  – радиус образца (если приблизить его поперечное сечение окружностью), а  $l$  – его длина (более точные расчеты приведены в [70]). Оценка (1.3) показала, что сдвиговая деформация на поверхности образца превышает  $10^{-4}$ , причём эта деформация достигается в полях менее 1 В/см [69]. Чтобы охарактеризовать величину этой сдвиговой деформации, её можно нормировать на электрическое поле и получить некий аналог пьезомодуля. Для  $TaS_3$  получается величина, превышающая  $10^{-6}$  В/м, что превосходит пьезомодули всех известных пьезоэлектриков, как минимум, на 3-4 порядка.

При кручении, как известно, наибольшая деформация кристалла, притом сдвиговая, возникает на поверхности. Её величина линейно спадает до нуля при удалении от поверхности; на оси кручения сдвиг равен нулю. Поэтому было сделано предположение, что кручение связано с деформацией ВЗП именно вблизи поверхности. Следовательно, крутильная деформация может быть связана с поверхностным пиннингом ВЗП, приводящим к сдвигу ВЗП вблизи поверхности. Это утверждение косвенно подтверждается зависимостью величины кручения от площади сечения образца. С уменьшением сечения образца углы кручения увеличиваются, как это должно быть при равных величинах сдвига в некотором слое вблизи поверхности [25,26,31]. Эти рассуждения носят характер предположения, но, во всяком случае, причиной возникновения кручения является пространственно-неоднородная деформация ВЗП.

### 1.5.2. Оптические методики для исследования кручения

Для исследования кручения использовались разные модификации оптической методики. Поскольку в диссертационной работе они широко применялись, опишем их в деталях.

Для исследования крутильной деформации отбирались образцы  $TaS_3$  с поперечным сечением порядка  $5-300 \text{ мкм}^2$  и длиной от 1 до 5 мм. На поверхность образцов в местах будущих контактов методом лазерного распыления наносилась тонкая золотая пленка. Образец подвешивался над подложкой. Один конец образца фиксировался с помощью прижимного индиевого контакта; к другому, приподнятому над подложкой, приклеивалась тонкая проволочка (вискер высокотемпературного сверхпроводника  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ ), через которую подводился ток. Эта проволочка практически не препятствовала кручению образца. Возле подвешенного контакта на образец приклеивалось одно или несколько микрозеркал из того же ВТСП, покрытого золотом (рисунок 1.5). Образец помещали на охлаждаемой площадке внутри оптического вакуумного криостата. Нагрев образца лучом лазера не превышал 1 К, что сводило к минимуму его влияние на вращение образца. Оптическая схема состояла из полупроводникового лазерного диода, фокусирующей оптики, образца с микрозеркалом и фотодетектора (рисунок 1.5 схема). В первых экспериментах в качестве детектора использовалась матрица цифрового фотоаппарата. Луч лазера фокусировался на микрозеркале, отражался от него и попадал на матрицу, фиксирующую его изображение. Изображения луча записывались после каждого изменения напряжения на образце. Из полученных данных сначала вычислялось положение луча относительно края матрицы («центр тяжести» изображения), а затем перемещение пересчитывалось в угол кручения в градусах. Эта методика позволяла измерять минимальные углы кручения  $\delta\varphi \sim 10^{-3}^\circ$ . Такой способ записи угла кручения имеет свои достоинства и недостатки.

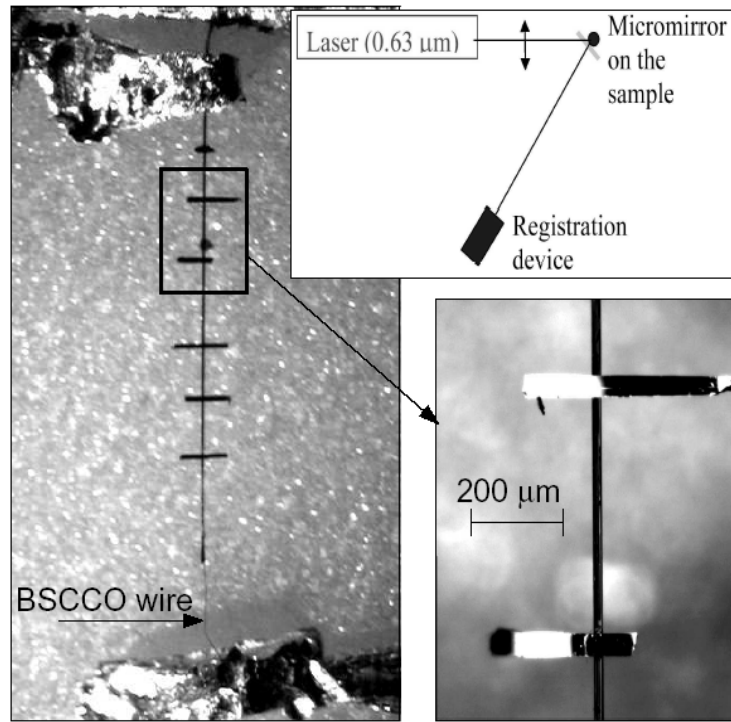


Рис. 1.5. Микрофотография образца  $TaS_3$  с подвешенным контактом и микрозеркалами. Расстояние между контактами - 3.4 мм. Также приведён увеличенный фрагмент того же образца и схема хода лучей [31]

К достоинствам этой методики можно отнести достаточно большой размер матрицы фотоаппарата, что позволяло измерять большие углы кручения. При этом калибровка угла кручения не представляла трудностей, поскольку перемещение луча измерялось напрямую. К недостаткам методики относятся: низкая скорость считывания данных (максимум 2 кадра в секунду) и трудоёмкость их обработки (требовалось обработать множество файлов с изображениями луча).

В следующем варианте оптической установки в качестве фотодетектора использовался фотодиод. Чтобы перевести отклонение луча в электрический сигнал, была сконструирована специальная оптическая система. Она состояла из двух собирающих линз (коллиматора), в общей точке фокуса которых была помещена плоская диафрагма (шлирен-метод). Эта диафрагма закрывает часть луча. Таким образом, отклонение луча вызывает изменение освещённости фотодиода, помещенного за линзами (рисунок 1.6).

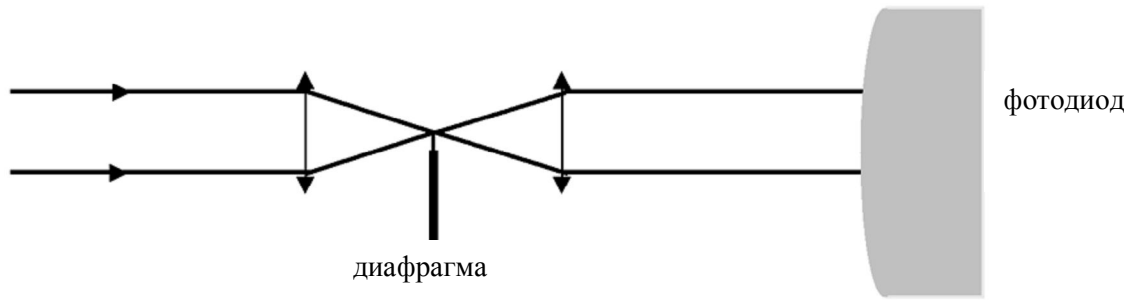


Рис. 1.6. Оптическая схема с фотодиодом для обнаружения отклонения луча [32,33]

Для калибровки угла кручения диафрагма была прикреплена к мембране динамика, так чтобы она могла перемещаться в направлении перпендикулярном ходу луча. На динамик подавалось переменное напряжение определённой частоты, и определялась величина смещения диафрагмы. На выходе усилителя фотодиода измерялся модулированный электрический сигнал, по которому и осуществлялась калибровка. Для удобства калибровочный сигнал выводился на осциллограф. Данная методика позволяет измерять углы кручения вплоть до  $10^{-4}$  градуса. Важным преимуществом методики по сравнению с предыдущей является возможность напрямую преобразовывать отклонение луча в сигнал на выходе фотодиода, изменяющийся пропорционально углу отклонения. Недостатками методики являются: сложность фокусировки луча на диафрагме и ограниченный диапазон измерения углов кручения (не более 1-2 градусов). Важно отметить, что именно с помощью этих двух методик были изучены основные характеристики кручения [25,31].

В последнем варианте оптической методики, который применялся в данной работе, в качестве фотоприемника использовался двухсекционный фотодиод. В этом случае угол кручения образца был пропорционален разности напряжений на секциях фотодиода. Сигнал с выходов фотодиода усиливался с помощью дифференциального усилителя. Для калибровки сигнала, получаемого на выходе усилителя, фотодиод закрепили на мембране динамика. Подаваемое на динамик переменное напряжение приводило фотодиод в движение, заставляя его совершать гармонические колебания заданной величины. Идея калибровки основывалась на очевидном предположении, что смещение фотодиода

относительно неподвижного луча лазера эквивалентно смещению луча лазера относительно неподвижного фотодиода. При освещении колеблющегося фотодиода отражённым от микрозеркала лучом на нем возникало переменное напряжение, зная которое, получали калибровочный коэффициент (в вольтах на градус). Достоинством данной методики является возможность более простой фокусировки луча прямо на фотодиоде (без использования системы линз). Если луч падает точно на линию, разделяющую секции фотодиода, на выходе усилителя получаем нулевой сигнал. При отклонении луча относительно центра возникает положительный или отрицательный сигнал, прямо пропорциональный смещению луча, то есть повороту микрозеркала и образца. Недостатком данной методики является небольшой диапазон линейности измеряемого сигнала и, как следствие, невозможность измерять углы более  $1^\circ$ . Схема установки приведена на рисунке 1.7, а на рисунке 1.8 приведена фотография экспериментальной установки с двухсекционным фотодиодом.

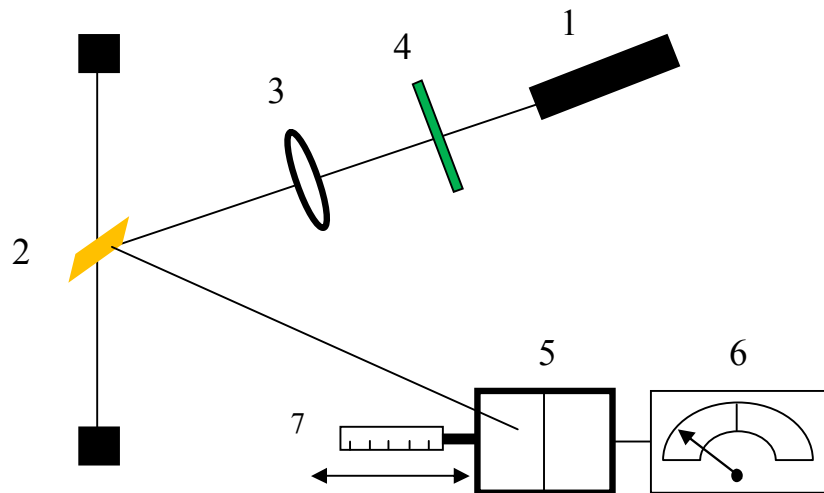


Рис. 1.7. Схема измерения угла поворота с двухсекционным фотодиодом. Цифрами обозначены: 1 – лазер, 2 – образец с закрепленным посередине микрозеркалом, 3 – фокусирующая линза, 4 – фильтр, 5 – двухсекционный фотодиод, 6 – стрелочный прибор с аналоговым выходом, регистрирующий отклонение луча 7 – микрометрический винт



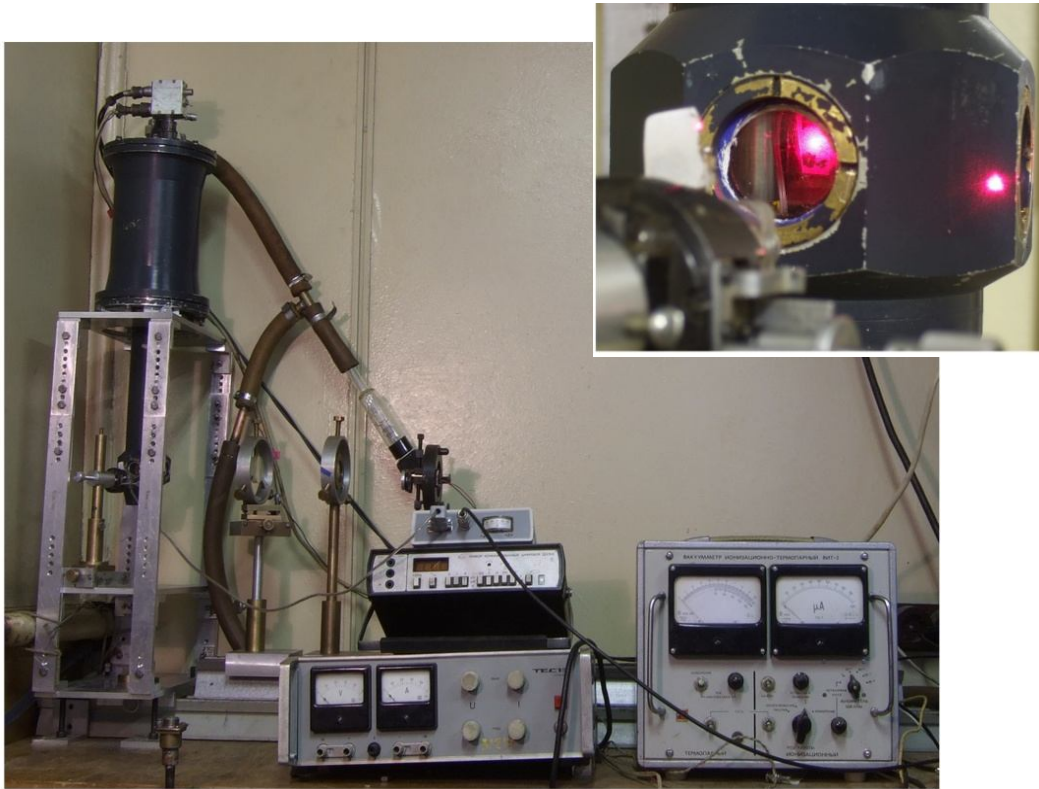


Рис. 1.8. Фотография оптической установки, применявшейся для исследования кручения в данной работе. На вставке крупным планом изображено окно криостата (в нём видна подложка с образцом)

### 1.5.3. Исследование крутильной деформации: петля гистерезиса, зависимость характеристик кручения от размеров образца и температуры

Исследование кручения проводилось с помощью оптических методик на нескольких образцах, изготовленных по описанной выше технологии. Для измерения крутильной деформации на образец подавалось постоянное смещающее напряжение, которое медленно разворачивалось от нуля до значений, в несколько раз превышающих пороговое напряжение. Одновременно измерялись две величины: дифференциальное сопротивление образца и угол кручения. Было обнаружено, что при значении напряжения, практически совпадающем с порогом для начала движения ВЗП, наблюдается поворот образца. На рисунке 1.9 а) и б) представлены зависимости угла кручения от тока  $\delta\varphi(I)$  (верхние графики) и дифференциального сопротивления от тока  $R_d(I)$  (нижние графики) для двух образцов длиной порядка 3 мм.

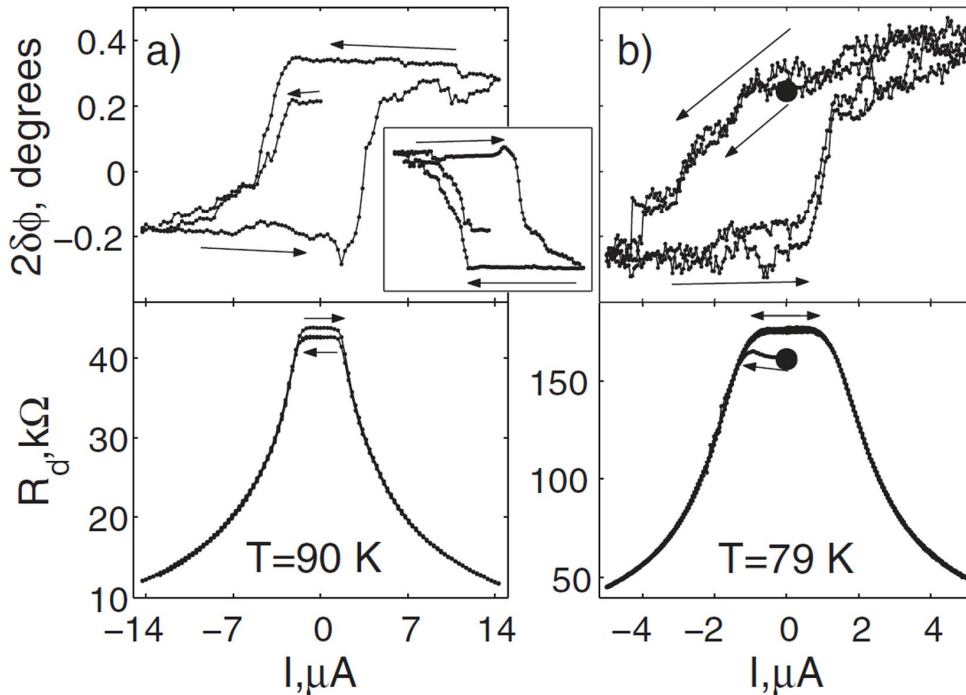


Рис.1.9. Зависимости  $\delta\phi(I)$  и  $R_d(I)$ , измеренные одновременно для двух разных образцов (графики а) и б)), масштаб по оси  $\delta\phi$  одинаковый. На вставке графика а) представлена зависимость  $\delta\phi(I)$ , для образца, изготовленного из того же кристалла, но повернутого относительно первого на 180 градусов, так что его концы поменялись местами. Чёрной точкой отмечено переохлажденное состояние при  $I=0$  [31]

На рисунке приведены зависимости от тока, а не от напряжения. Это связано, во-первых, с тем, что измерения проводились в режиме заданного тока, поэтому приведены непосредственные данные измерений. Во-вторых, на зависимостях от тока хорошо видны особенности  $\delta\phi$  выше порога, в то время как на зависимостях от  $V$  кривые сжимаются в областях  $|V| > V_t$ . Из этих измерений видно, что зависимость кручения от напряжения (или тока) имеет вид петли гистерезиса. Кручение образца начинается, когда напряжение приближается к пороговому; в узком интервале напряжений, немного превышающих пороговое, происходит резкий поворот образца. При дальнейшем росте напряжения рост угла кручения насыщается, и  $\delta\phi$  слабо зависит от напряжения. При снятии напряжения с образца угол, на который повернулся образец, практически сохраняется. Из этого был сделан вывод, что кручение образца связано с образованием метастабильных

состояний. При изменении знака напряжения на противоположный направление кручения также меняется на противоположное.

Дополнительно был поставлен эксперимент с целью проверки зависимости направления кручения от расположения кристаллографической оси  $c$ , которая направлена вдоль самого кристалла (рисунок 1.9а и вставка к нему). Было показано, что кристаллы  $TaS_3$  имеют полярную ось, определяющую направление кручения при заданной полярности напряжения, но природа появления полярной оси пока не установлена [31].

Для того чтобы изучить вид внутренней силы, возникающей из-за деформации ВЗП, исследовано распределение кручения вдоль образца. Для этого была использована конфигурация с несколькими микрзеркалами (рисунок 1.5). Было установлено, что при удалении от неподвижного контакта амплитуда кручения возрастала примерно пропорционально расстоянию до контакта (рисунок 1.10). Также был сделан образец с одним зеркалом вблизи подвешенного конца. Оказалось, что амплитуда кручения уменьшалась при укорочении примерно обратно пропорционально длине образца (рисунок 1.11).

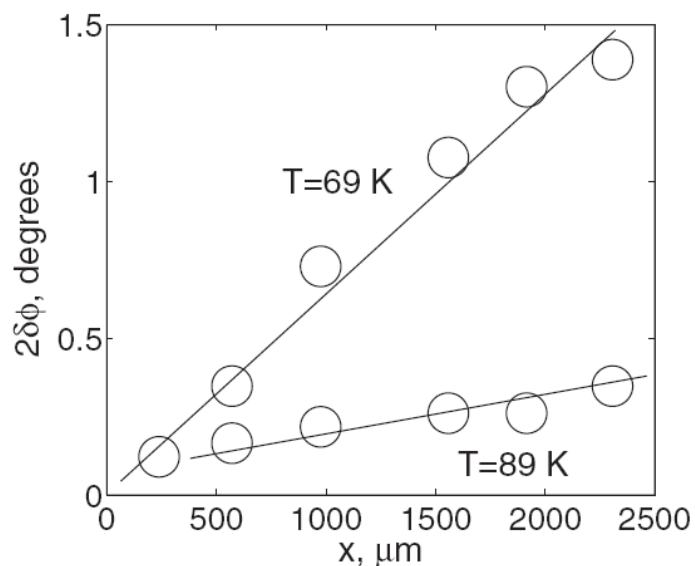


Рис. 1.10. Зависимости амплитуды  $\delta\varphi(I)$  от расстояния от неподвижного контакта для 2-х температур. К образцу было приложено пилообразное напряжение с частотой 0.1 Гц и амплитудой значительно выше пороговой величины напряжения [31]

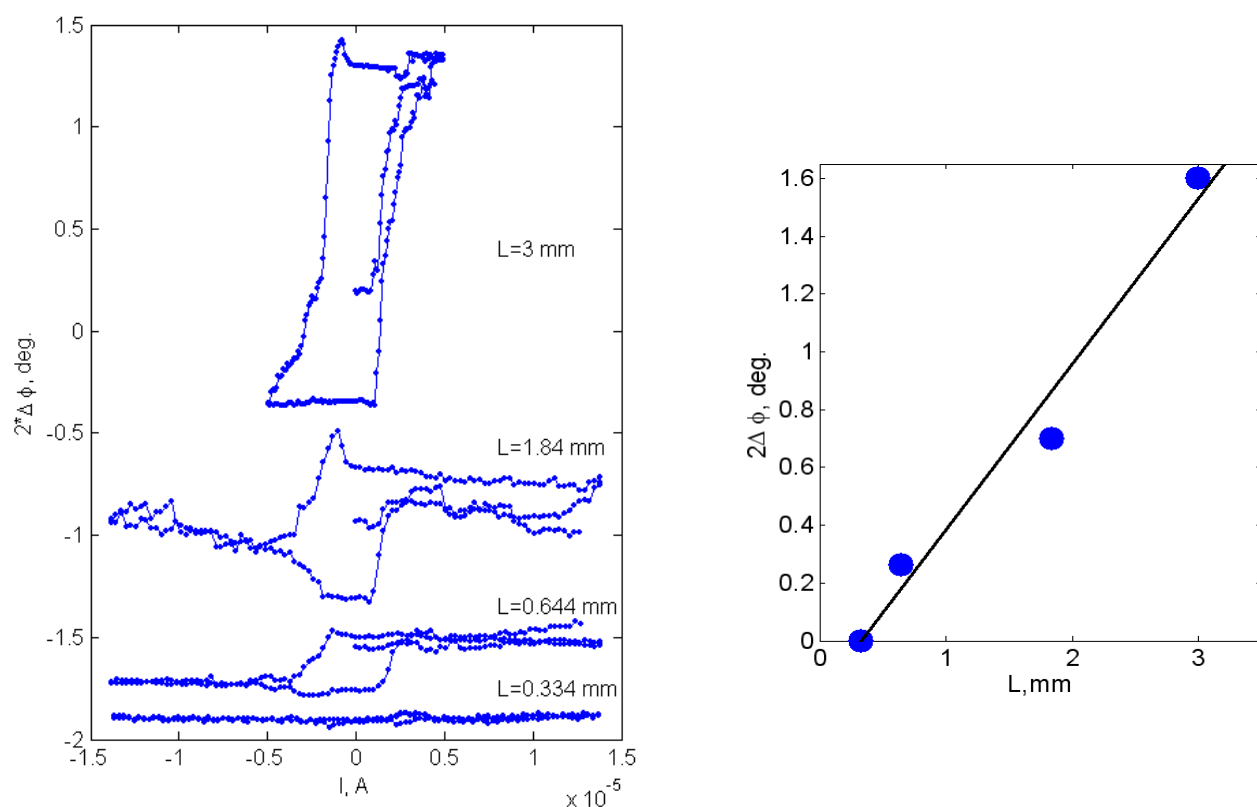


Рис. 1.11. Эксперимент с укорочением образца. На левом графике приведены петли кручения, записанные при различной длине образца. На правом графике показана зависимость амплитуды кручения (ширина петли гистерезиса) от длины образца

Из обоих экспериментов сделан вывод, что деформация кручения примерно однородна по длине образца, что соответствует постоянной величине сдвиговой деформации на поверхности образца.

Были проведены записи зависимостей угла кручения от напряжения в диапазоне температур от жидкого азота и выше. Результаты показаны на рисунке 1.12. Каждая кривая на этом графике представляет собой петлю гистерезиса угла кручения, снятую при фиксированной температуре.

Как видно из рисунка, ширина петли гистерезиса уменьшается с повышением температуры, и петля схлопывается при 190 К, на 30 градусов ниже температуры пайерлсовского перехода. Зависимость размаха  $\Delta \phi$  от  $T$  можно описать как  $\exp(400 \text{ K}/T)$  для температур от 60 до 160 К (рисунок 1.12 вставка). Разброс точек можно связать с зависимостью ширины петли гистерезиса от амплитуды приложенного напряжения.

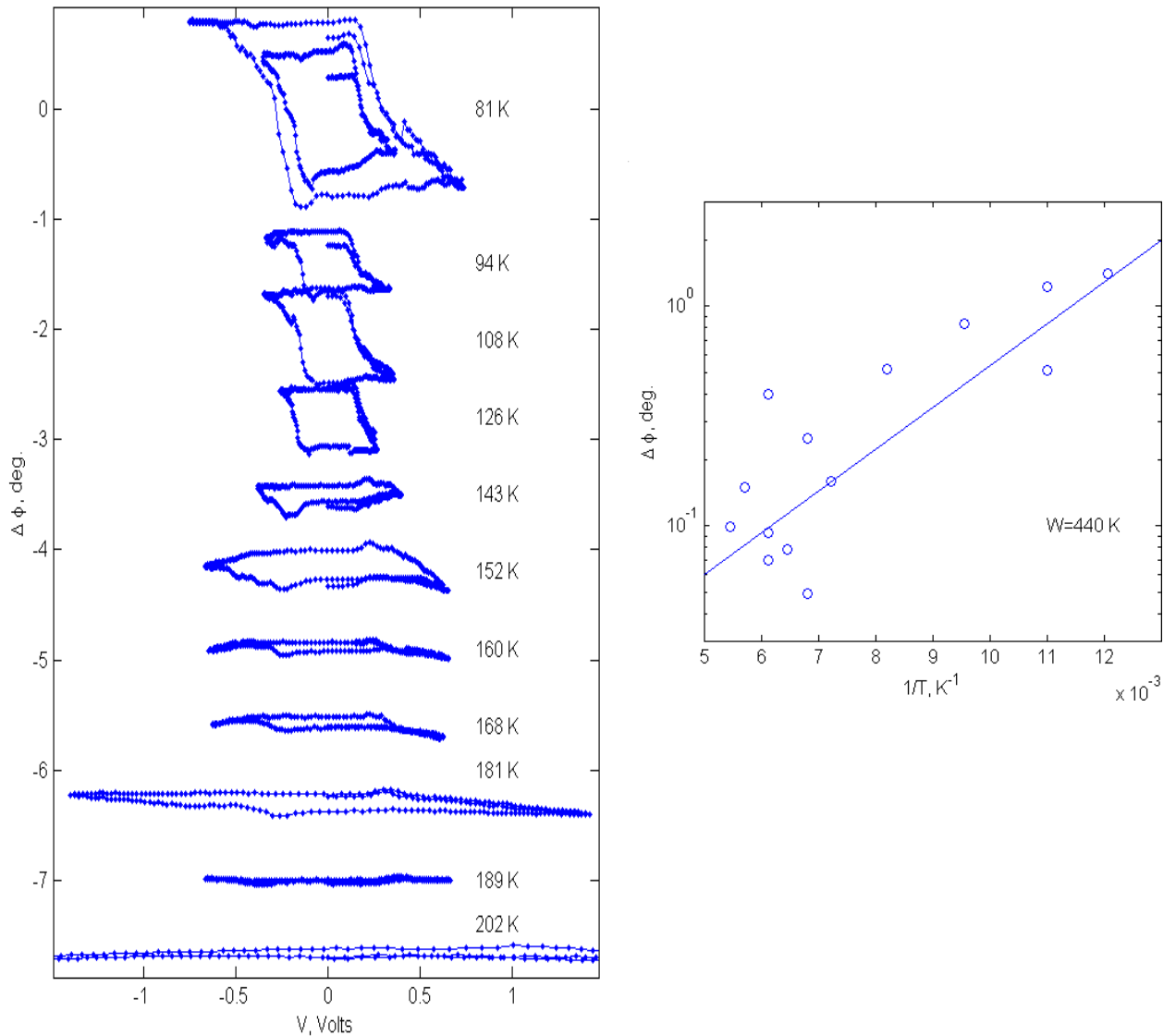


Рис. 1.12. Набор кривых  $\Delta\phi(V)$  при различных температурах для образца  $\text{TaS}_3$  длиной 3.1 мм, шириной 11 мм. На вставке приведена зависимость величины угла кручения от обратной температуры [25]

#### 1.5.4. Медленный и быстрый вклады в кручение

Помимо измерений зависимости угла кручения от размеров образца, напряжения и температуры, проводились исследования частотной зависимости угла кручения при фиксированной амплитуде напряжения. На этих зависимостях были обнаружены два вклада в кручение [25]: 1) «медленный», – пороговый гистерезисный (рисунок 1.9 а,в верхние графики) и 2) «быстрый», – меньший по величине и практически линейный по напряжению. На рисунке 1.13а изображён пример частотной зависимости амплитуды кручения, измеренной методом

синхронного детектирования. На образец подавалось переменное напряжение  $V > V_t$  прямоугольной формы (меандр), частота которого плавно менялась. Кривая 1 была измерена при подаче симметричного напряжения (см. вставку к рисунку 1.13а). При этом амплитуда кручения на низких частотах ( $\sim 1$  Гц) соответствует ширине петли гистерезиса  $\delta\phi(L)$  (рисунок 1.9 а,b). При повышении частоты до 10-100 Гц происходил спад амплитуды кручения на 2-3 порядка, и после этого амплитуда уже слабо зависит от частоты. Отсюда следует, что в кручении наблюдаются два вклада – низкочастотный и высокочастотный. Это видно также и из кривой 2, которая была измерена при приложении униполярного напряжения (напряжение менялось от 0 до  $+V_{\max}$ ). Слабая зависимость  $\delta\phi$  от частоты (вдали от резонанса) означает, что в данном случае первый, низкочастотный, вклад в кручение отсутствует, а крутильный отклик  $\Delta\phi$  определяется «быстрым», высокочастотным, вкладом. Пик в районе 7 кГц соответствует крутильному резонансу, который затрудняет корректные измерения частотных характеристик кручения на частотах выше нескольких кГц [25].

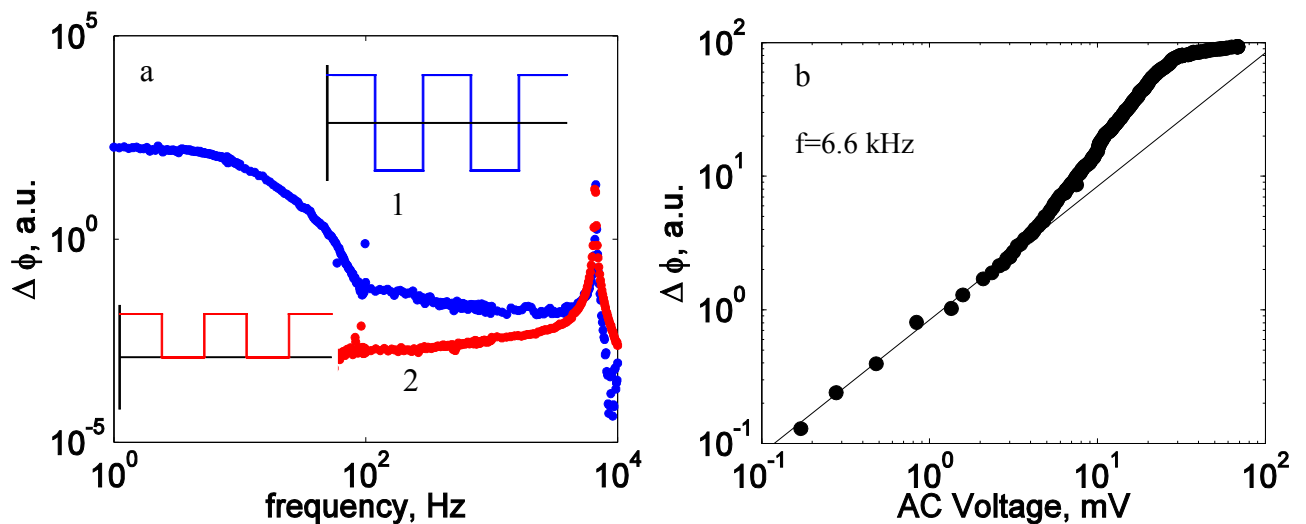


Рис.1.13. Частотная (а) и амплитудная (б) зависимости угла кручения.  $T=80$  К,  $V_t=40$  мВ. Кривая 1 получена при подаче знакопеременного напряжения  $\pm 120$  мВ, 2 – униполярного 0 –  $+120$  мВ [25]

На рисунке 1.13b изображена амплитудная зависимость кручения при азотной температуре на резонансной частоте 6.6 кГц. Из рисунка 1.13а следует,

что «медленный» вклад на этой частоте почти полностью подавлен. Как видно из рисунка 1.13b, зависимость амплитуды крутильных колебаний от напряжения близка к линейной. Небольшое отклонение наблюдается в области порогового напряжения, около 30 мВ. Этот результат означает, что на высоких частотах кручение не носит порогового характера [25].

Из этих результатов следует, что описанные выше низкочастотные гистерезисные зависимости определяются «медленным» вкладом. Оба вклада связаны с деформацией ВЗП: в первом случае деформация связана с образованием метастабильных состояний, во втором – это малая обратимая деформация ВЗП вблизи равновесного или метастабильного состояния. Для TaS<sub>3</sub> время переключения между метастабильными деформационными состояниями (то есть, метастабильными значениями  $\phi$ ) при приложении электрического поля выше порогового оказывается в области  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  с при азотной температуре (рисунок 1.13a) и изменяется примерно как  $\exp(900 \text{ K}/T)$  в диапазоне  $70 \text{ K} < T < 110 \text{ K}$  [25]. Отметим, что энергия активации, 900 К, близка к полуширине пайерлсовской щели ( $\Delta \sim 800 \text{ K}$ ). Несколько большая энергия активации получена в [71]. В этой работе показано также, что время релаксации падает с ростом напряжения, но во всех случаях оказывается неожиданно большим по сравнению с известными временами релаксации ВЗП, определёнными из динамики электромодуляции коэффициента отражения TaS<sub>3</sub> [72].

«Быстрый» вклад [25] изучен менее детально. Он меньше по величине примерно на 1-2 порядка, но преобладает в полях ниже порогового. В этом случае деформация ВЗП мала, метастабильные состояния не образуются, и «долгоживущей» деформации не возникает. Кроме того, «быстрый» вклад преобладает на сравнительно высоких частотах, – выше 0.1–1 кГц при  $T \approx 80 \text{ K}$ , что позволяет его отделить от «медленного» [25]. Общий вид зависимости крутильного отклика от амплитуды и частоты иллюстрирует рисунок 1.14a [25], на котором амплитуда кручения образца TaS<sub>3</sub> показана как функция амплитуды переменного напряжения, имеющего вид симметричного меандра. Аналогичный

набор кривых для голубой бронзы [25] представлен на рисунке 1.14b. Зависимости приведены для разных частот переменного напряжения. На них хорошо видно, что при низких частотах модуляции напряжения крутильный отклик пороговым образом зависит от амплитуды. С повышением частоты пороговая часть отклика падает, а линейная – почти не изменяется (в случае TaS<sub>3</sub>) или снижается гораздо слабее (в случае голубой бронзы).

С «быстрым» кручением связаны резонансные крутильные колебания под действием переменного поля на частотах до 200 кГц и добротностью превышающей  $10^4$  [32,33]. В этом случае предельная частота, при которой наблюдалось кручение, была ограничена возможностями измерительной методики. Связь этого вклада с существованием ВЗП очевидна из температурной зависимости  $\Delta\phi(V)$  (рисунок 1.12) – резкого спада амплитуды в области пайерлсовского перехода [25,26].

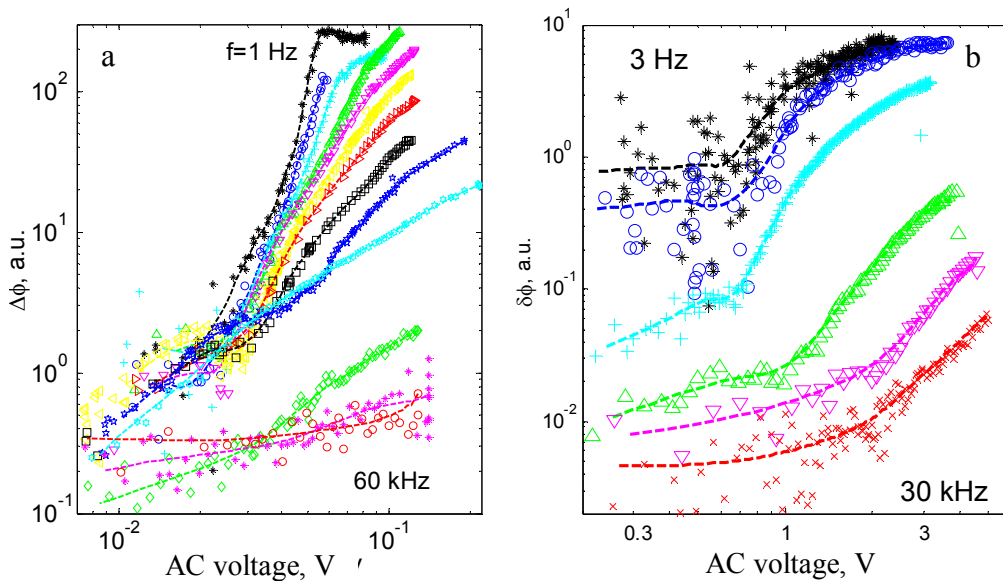


Рис.1.14. Амплитуда  $\delta\phi$  в зависимости от амплитуды симметричного прямоугольного переменного напряжения при разных частотах. а) – для TaS<sub>3</sub>,  $f = 1, 2, 4, 40, 110, 220, 440, 880$  Гц,  $2, 9, 15, 30, 60$  кГц; б) – для голубой бронзы,  $f = 3, 30, 300$  Гц,  $5, 10, 30$  кГц. Штриховыми линиями показаны результаты сглаживания кривых.  $T \approx 82$  К [26]

Верхняя частотная граница закручивающей силы пока неизвестна. Можно предположить, что предельные частоты могут быть порядка частоты пиннинга, то



есть лежать в гигагерцовой области [9]. Это значит, что, в принципе, квазиодномерные проводники могут работать как уникальные актюаторы в МЭМС-НЭМС. С другой стороны, изготовление таких структур, приспособленных для генерации и детектирования ВЧ колебаний, позволит исследовать предельные характеристики деформации ВЗП, взаимодействия ВЗП – решётка, а также исследовать возможные ВЧ аномалии упругих свойств, связанных, например, с возбуждением плазмонной моды колебаний ВЗП [19].

#### 1.5.5. Использование сигнала обратной связи для детектирования кручения

Оптическая методика регистрации кручения, хоть и позволяет напрямую наблюдать поворот образца, имеет определенные сложности в применении. Изготовление подвешенного контакта и монтаж зеркала на образец – весьма кропотливые процедуры. Требуется точность в наведении луча на зеркало, из-за изменения температуры возможен уход луча лазера с фотодиода. Но даже если преодолеть эти трудности, методика имеет принципиальный недостаток – ограничения по частотам. Зеркало ограничивает частоты крутильных резонансов. У самого фотодиода есть ограничение по частоте колебаний: для схемы усиления, которую мы использовали, – порядка 150 кГц.

Преодолеть эти трудности можно, используя сигнал обратной связи, возникающий на образце при кручении (или при деформации другого вида). Такой сигнал, связанный с модуляцией сопротивления при кручении, можно ожидать при пропускании тока. Впервые схема детектирования крутильных колебаний с использованием сигнала обратной связи, позволяющая отказаться от использования зеркала, была реализована в трёхконтактном варианте: образец был разделён на два сегмента [32,33]. Один сегмент должен был работать как актюатор, другой – как приёмник колебаний. Для этого к середине образца крепился гибкий контакт из проволоочки ВТСП. Через одну половину пропускался переменный ток, возбуждающий колебания всего образца, через другую – постоянный. Переменная компонента напряжения через эту половину измерялась

на частоте возбуждающих колебаний с помощью синхронного детектора (рисунок 1.15). При совпадении частоты переменного тока с резонансной на частотной зависимости сигнала наблюдался максимум, свидетельствующий о крутильной модуляции проводимости сегмента, то есть, о росте амплитуды крутильных колебаний (рисунок 1.16a). В данном эксперименте колебания контролировались с помощью оптической схемы, с использованием микрозеркала (рисунок 1.15 справа). Сигнал, измеренный с выхода фотодиода с помощью другого СД, показан на рисунке 1.16b.

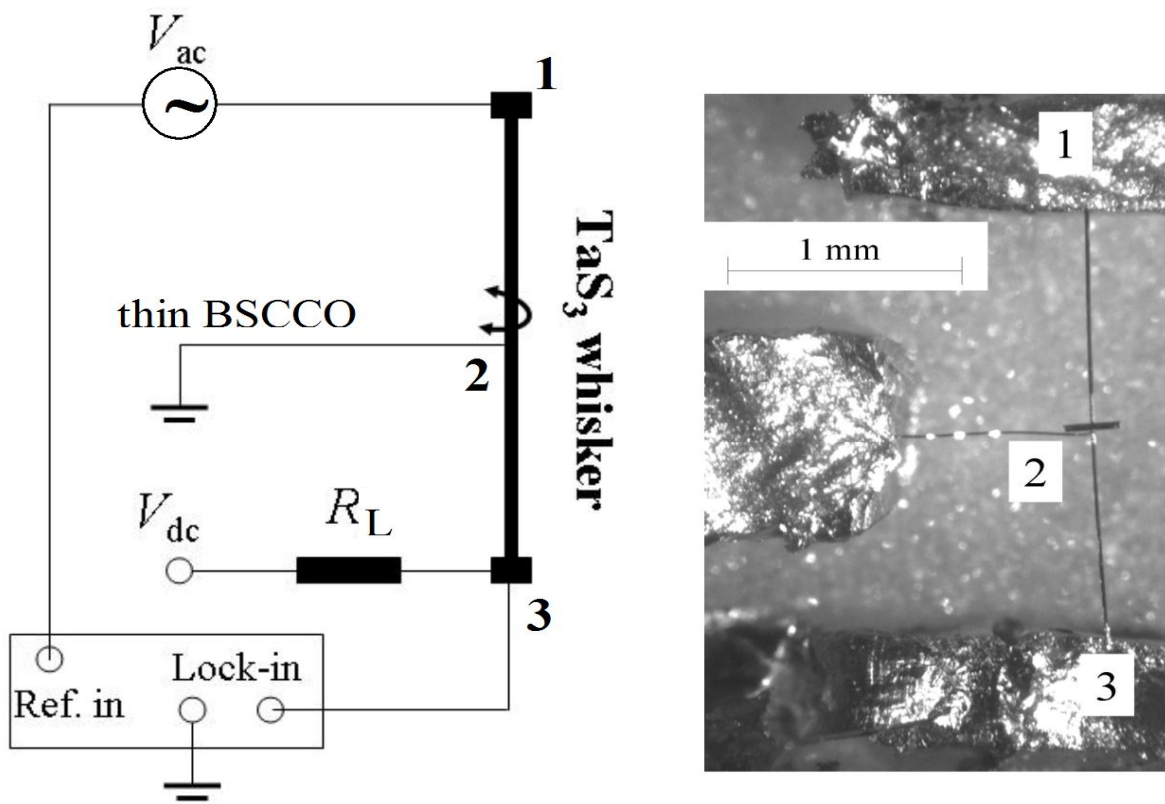


Рис. 1.15. Слева показана электрическая схема возбуждения колебаний и получения сигнала обратной связи. Справа на фото – микрофотография образца. Микрозеркало прикреплено чуть выше контакта с вискером  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и используется для параллельного оптического контроля методики [32,33]

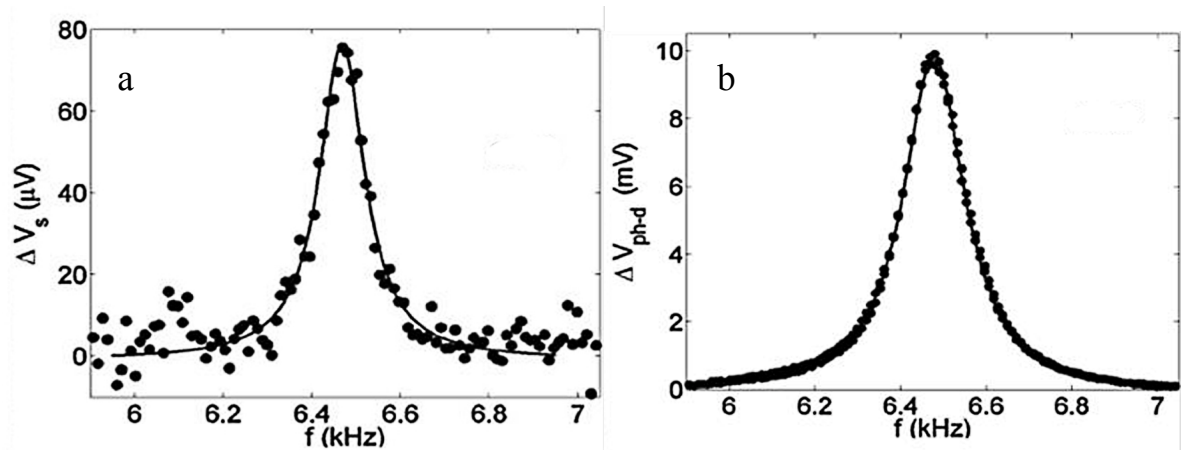


Рис. 1.16. Частотные зависимости амплитуды колебаний, измеренные синхронным детектором. а - сигнал обратной связи с образца, б - сигнал с фотодиода [32,33]

Аналогичный «самочувствительный» актюатор удалось изготовить без подвешенных контактных соединений [73]. Его схема приведена на рисунке 1.17. На образец методом лазерного напыления нанесены три золотых контакта, один из которых (2) шунтирует половину образца. Крутильные колебания возбуждаются подачей переменного напряжения 1-2, а контролируются по напряжению 2-3 (или наоборот).

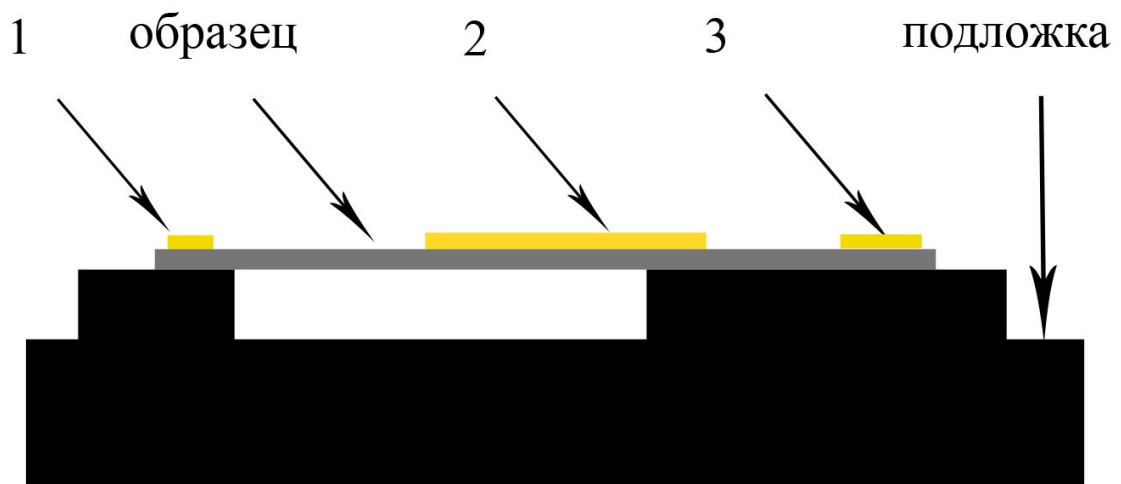


Рис.1.17. Схематическое изображение образца (вид сбоку) для исследований кручения. Цифрами 1-3 показаны напылённые золотые контакты. На контакты 1-2 подаётся переменное напряжение, возбуждающее колебания, а через контакты 3-2 протекает постоянный ток. При резонансах синхронный детектор регистрирует крутильную модуляцию напряжения 3-2

Модуляция сопротивления сектора 2-3 вызвана нелокальными свойствами ВЗП [74,75], благодаря которым деформация ВЗП в секторе 1-2 передаётся в законтрактную область, в сектор 2-3. Модуляцию сопротивления неподвижной части образца удалось использовать для получения сигнала обратной связи при детектировании колебаний без использования оптической методики. В обеих экспериментальных конфигурациях сигнал обратной связи можно было наблюдать лишь при пропускании через «приёмник» постоянного тока существенно (примерно на порядок) выше порогового.

#### 1.5.6. Тензорезистивный отклик

Наблюдение резонансных крутильных колебаний по сигналу обратной связи (п. 1.5.5) сделало актуальной задачу детального изучения резистивного отклика образца  $TaS_3$  на деформацию кручения. Согласно грубой оценке, сделанной на основании описанных выше экспериментов [32,33], относительное изменение напряжения на образце в резонансе сравнимо со сдвиговой деформацией  $TaS_3$  на поверхности:  $(\delta V/V) \sim G$ .

Более подробно тензоэлектрический отклик был исследован в [76], также при азотной температуре. Преимущество установки, созданной авторами [76], состоит в возможности создания крутильных колебаний, используя внешний источник закручивающего усилия. Для этого на образец была наклеен магнитный «флажок», приводившийся в движение с помощью переменного магнитного поля. К сожалению, ёмкостная методика не позволила точно откалибровать угол кручения (этот недостаток устранён в исследованиях, приведённых в работе [71]). Оказалось, что, действительно, заметное переменное напряжение при кручении возникает только при превышении током некоторого порогового значения, которое оказалось выше тока депиннинга ВЗП (рисунок 1.18). Выше этого порога напряжение, вызванное крутильной модуляцией проводимости, резко растёт с ростом напряжения. На основании данных [76] можно приблизительно оценить

максимальный сдвиг на поверхности образцов  $G \sim 2 \times 10^{-4}$  (формула 1.3). При этом  $\delta V/V \sim 10^{-3}$ , из чего получаем оценку  $(\delta V/V)/G \sim 5$ , близкую к приведённой выше.

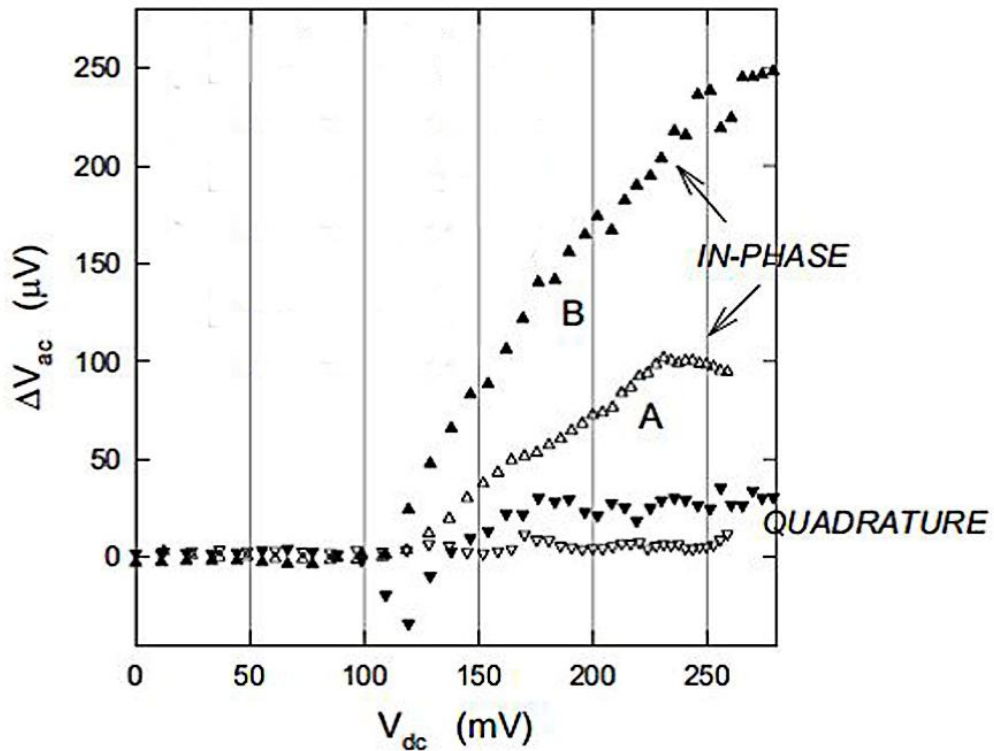


Рис. 1.18. Переменное напряжение на двух образцах  $\text{TaS}_3$  (A и B), снятое при модуляции угла кручения ( $f=10$  Гц) в зависимости от напряжения. Измерения проводились в режиме заданного тока [76]

Были также проведены исследования тензорезистивного отклика образцов  $\text{TaS}_3$  с применением другой методики. Для этого один из контактов образца размещался на неподвижной подложке, а другой – на площадке, которая может поворачиваться вокруг оси, примерно совпадающей с осью образца. Площадка приводилась в движение с помощью жёстко соединённого с ней рычага, выведенного из криостата наружу через вакуумное уплотнение. Рычаг присоединяется к измерительному механизму двухкоординатного самописца, играющего роль привода кручения. Через образец пропусклся электрический ток выше порогового, а на самописец подавалось переменное напряжение в диапазоне 2-20 Гц. Переменный сигнал с образца, измеренный методом синхронного детектирования, представлял собой искомый тензорезистивный, или «торсиорезистивный», отклик. Измерения были проведены при разных

температурах. На рисунке 1.19а приведён пример зависимости отклика образца в зависимости от тока.

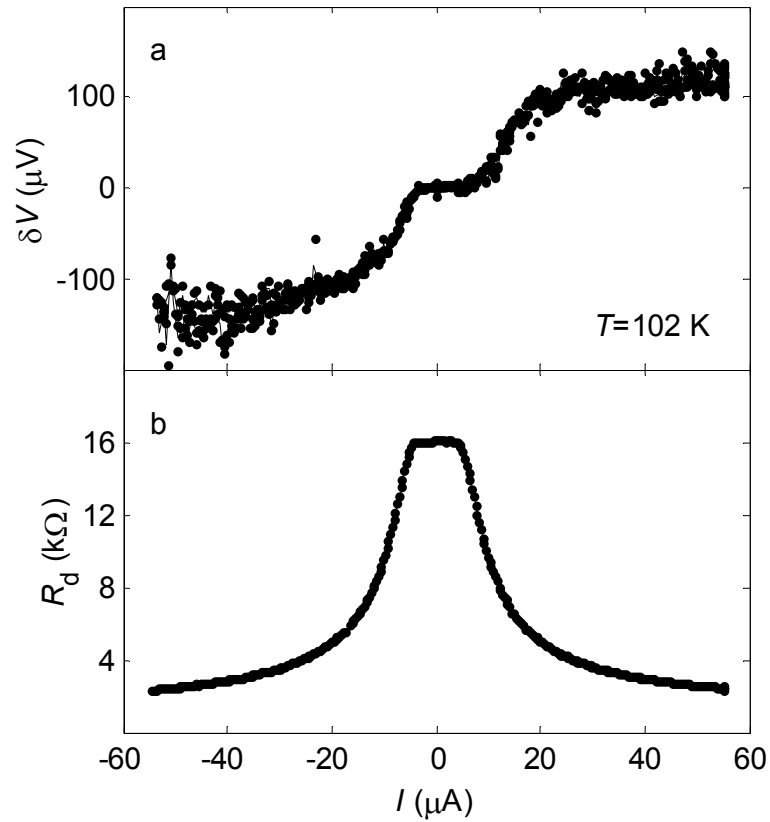


Рис.1.19. а) Переменное напряжение на образце  $\text{TaS}_3$ , снятое при модуляции угла кручения в зависимости от тока.  $f=3$  Гц, амплитуда модуляции  $4^\circ$ , длина образца 3 мм. б) Зависимость дифференциального сопротивления от тока в тех же условиях [26]

Видно, что отклик появляется при токе выше порогового  $I_t$ . Зависимости аналогичны полученным в [76], хотя видно насыщение сигнала при токах выше  $\sim 2I_t$ . Кроме того, в отличие от [76], пороги срыва ВЗП (рисунок 1.19b) и появления крутильного отклика существенно не отличаются. При частоте модуляции 3 Гц фаза отклика практически не зависит от тока, т.е. отклик не отстаёт от кручения. С ростом частоты наблюдается запаздывание отклика (т.е. появляется сигнал в квадратуре) вблизи порогового поля,  $E_t$ , уменьшающееся с ростом тока. Такой же вывод можно сделать и из рисунка 1.18, на котором видно, что для образца В сигнал в квадратуре на частоте 10 Гц вначале растёт с ростом  $V$ , а затем рост насыщается.

На основании данных, приведённых на рисунке 1.19а, сделана оценка величины  $(\delta V/V)/G \sim 5$ , близкая к полученной в [76]. Вместе с тем, как и в [76], величина отклика сильно менялась от образца к образцу, также как и характер зависимости отклика от тока. Иногда вместо насыщения наблюдался максимум  $\delta V(I)$  – см. рисунок 1.20.

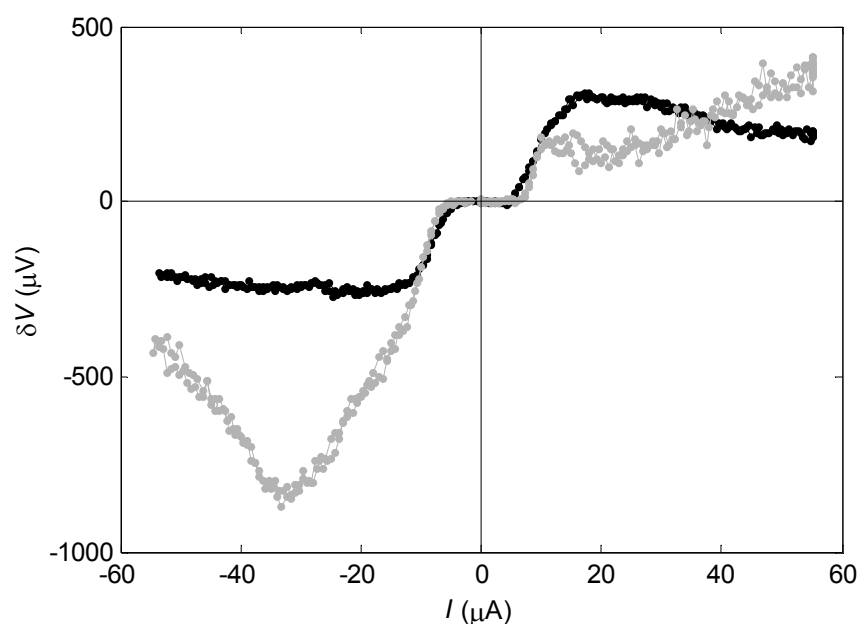


Рис.1.20. Переменное напряжение на образце  $\text{TaS}_3$ , снятое при модуляции угла кручения в зависимости от тока при  $T=89$  К (чёрная кривая) и  $T=78$  К (серая кривая).  $f=7$  Гц, амплитуда модуляции  $3.5^\circ$ , длина образца 3 мм [26]

Характер зависимости изменялся, если к переменной величине  $\delta\varphi$  добавлялся постоянный угол кручения  $\sim 1$  рад ( $G \sim 10^{-3}$ ). Зависимость была не всегда антисимметричной относительно обращения тока. Как правило, с понижением температуры до азотной и ниже симметрия терялась. Это также иллюстрирует рисунок 1.20, на котором приведены зависимости  $\delta V(I)$  при двух температурах.

Подводя итог тензорезистивным измерениям, можно сказать, что величина  $(\delta V/V)/G$  для  $\text{TaS}_3$  может достигать величины 5–10 в случае крутильной деформации. Это - достаточно большая величина, учитывая, что при кручении

возникает лишь сдвиговая деформация, при которой, в первом приближении, объём элементарной ячейки не меняется.

Высокая чувствительность проводимости  $TaS_3$  в полях выше порогового к крутильной деформации имеет простой физический смысл: диссипация ВЗП весьма чувствительна к малейшим изменениям дефектной структуры образца. В то же время, попыток количественного описания эффекта пока не предпринималось.

Для полноты картины, коротко скажем о модуляции сопротивления  $TaS_3$  при продольной одноосной деформации. Имеющиеся публикации [64,77,78] позволяют (с учётом величины модуля Юнга 350 ГПа [28]) оценить для  $TaS_3$  отношение  $\delta V/V$  к  $\Delta L/L$  (тензорезистивный коэффициент) при  $T=120-160$  К величиной порядка 100 и больше в режиме линейной проводимости. Это сравнимо с соответствующим параметром  $p$ -кремния [79], традиционно используемого в качестве тензорезистивного датчика [26]. В нелинейном режиме это отношение может быть несколько меньше. Однако надо иметь в виду, что из-за возникновения метастабильных состояний, то есть, из-за гистерезиса  $R(L)$  [67 и ссылки в ней, 62], модуляция проводимости может оказаться существенно меньше 100 и, наоборот, возрасти в поле, близком к пороговому.

### **1.6. Методика гетеродинирования с частотной модуляцией для детектирования колебаний подвешенных нитей**

Приведённые выше исследования тензорезистивного отклика показали, что модуляция проводимости квазиодномерных проводников при крутильных колебаниях может быть источником сигнала обратной связи. Одной из методик, позволяющих детектировать колебания подвешенных нитей, является методика гетеродинирования [21]. В этой работе ([21]) проводящая нить подвешивается над «затвором», и к нити прикладывается переменное высокочастотное напряжение, создающее электростатическую силу для возбуждения изгибных колебаний. При этом напряжение приложено только к одному концу образца («истоку»), в то



время как второй конец («сток») заземлён. Образец и затвор образуют конденсаторную структуру, и колебания образца вызывают изменение индуцированного на нём заряда, а значит, и проводимости. Ток через образец равен произведению напряжения исток-сток и проводимости образца.

$$I = V\sigma = V_0 \cos(\omega t) \sigma_0 (1 + A\Pi \cos(\omega t + \Phi)) = \\ = V_0 \sigma_0 (\cos(\omega t) + A\Pi \cos(2\omega t + \Phi)/2 + \underline{A\Pi \cos(\Phi)/2}), \quad (1.4)$$

где  $\sigma$  – проводимость образца,  $A$  – амплитуда колебаний, происходящих на частоте  $\omega$ ,  $\Phi$  – сдвиг фазы колебаний относительно поданного напряжения, а  $\Pi$  – коэффициент, характеризующий связанный с модуляцией заряда отклик образца,  $(\delta\sigma/\sigma)/A$ . Поскольку оба множителя содержат переменный сигнал одной частоты, в токе должна возникнуть постоянная компонента, пропорциональная амплитуде модуляции проводимости – 3-й член в скобках, подчёркнут. При совпадении частоты напряжения с частотой изгибного резонанса резко усиливается модуляция проводимости образца. Чтобы выделить этот вклад, связанный с ВЧ модуляцией проводимости, то есть, увидеть малые изменения проводимости, в [21] была применена НЧ амплитудная модуляция ВЧ напряжения, а ток через образец измерялся с помощью синхронного детектора (СД) с использованием НЧ напряжения в качестве опорного сигнала. В этом случае сигнал на выходе СД оказывается пропорциональным производной  $A \cos(\Phi)$  по амплитуде напряжения. Измеряя этот сигнал в зависимости от частоты ВЧ напряжения, можно наблюдать особенность в области резонанса, например, зигзаг [21]. Аналогично, для выделения вклада третьего члена в (1.4) можно использовать частотную модуляцию [23]. Подробно техника гетеродинного смещения напряжения и проводимости описана в работе [80] и диссертации В. Сазоновой [81].

Методика [21] в разных вариантах была использована для исследования резонансных колебаний см., например [82]. Так, в статье [83] было показано, что методика гетеродинирования может применяться для детектирования механических колебаний НЭМС на основе гетероструктур GaAs/GaAlAs. Эта же

методика была применена для исследования упругих свойств квазиодномерных проводников с ВЗП  $\text{NbSe}_3$  [19]. Обнаружена аномалия модуля Юнга в области десятков МГц, связанная, по-видимому, с возбуждением плазмонной моды колебаний ВЗП.

Механические свойства квазиодномерных проводников с ВЗП отражают уникальную природу этого коллективного состояния. Вискеры  $\text{TaS}_3$  являются готовыми крутильными актюаторами, а для возбуждения и детектирования крутильных колебаний можно обойтись без использования затвора или других внешних приводов [23,27]. Применению методики гетеродинирования с частотной модуляцией для детектирования высокочастотных резонансных колебаний в квазиодномерном проводнике  $\text{TaS}_3$  будет посвящена Глава 4.

### **1.7. Возможности исследования динамики ВЗП по крутильной деформации**

На основе сказанного выше можно предложить два подхода к исследованию динамики ВЗП по кручению:

1. Исследование усреднённой по времени деформации скользящей ВЗП. В этом случае мы можем изучать зависимости  $\varphi(V)$ , медленно разворачивая  $V$  в области напряжений выше  $V_t$ , и по ним судить об особенностях деформации ВЗП при движении. В частности, можно изучить влияние на деформацию ВЗП синхронизации ВЗП высокочастотным полем. Изучению влияния синхронизации ВЗП на зависимости  $\varphi(V)$  посвящена Глава 2 диссертации.

2. Исследование зависящей от времени деформации ВЗП. При движении ВЗП возникает электрический шум, связанный с её взаимодействием с неоднородным потенциалом примесей и контактами. Обычно в спектре шума различают узкополосный вклад на фундаментальной частоте и широкополосный НЧ вклад со спектром типа  $1/f$ .

При движении ВЗП испытывает неоднородную деформацию, зависящую от времени. Эта деформация, упругая или пластическая, может быть связана с воздействием примесей и контактов. Естественно предположить, что в деформации ВЗП также должны содержаться компоненты возникающего узкополосного или широкополосного шума. В этом случае можно ожидать пространственно-неоднородную деформацию кристалла, проявляющуюся в вибрации на фундаментальной частоте, а также со спектром типа  $1/f$ . Обнаружению и исследованию колебаний образца при протекании тока ВЗП, как гармонических, так и широкополосных, посвящена Глава 3 диссертации.

## Глава 2

## Ступеньки Шапиро в кручении квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub>

### 2.1. Понятие о ступеньках Шапиро. Связь синхронизации ВЗП с механическими свойствами квазиодномерных проводников

Одним из интересных проявлений внутренних свойств ВЗП является эффект синхронизации движения ВЗП при приложении к образцу переменного внешнего поля [84]. Внешнее ВЧ поле заставляет ВЗП скользить с заданной скоростью, и при некоторых значениях напряжения её дифференциальное сопротивление увеличивается, в случае полной синхронизации – до бесконечности. Это происходит, если при данном напряжении частота ВЧ напряжения совпадет с собственной частотой движения ВЗП (фундаментальной частотой) или с одной из её гармоник или субгармоник, что выражается в соотношении:

$$f_f / \omega_{ex} = p/q, \quad (2.1)$$

где  $f_f$  – фундаментальная частота,  $\omega_{ex}$  – частота внешнего поля, а  $p$  и  $q$  – целые числа. При этом на графике зависимости нелинейного тока (который фактически равен току ВЗП) от напряжения  $V$  будут наблюдаться ступеньки (рисунке 2.1).

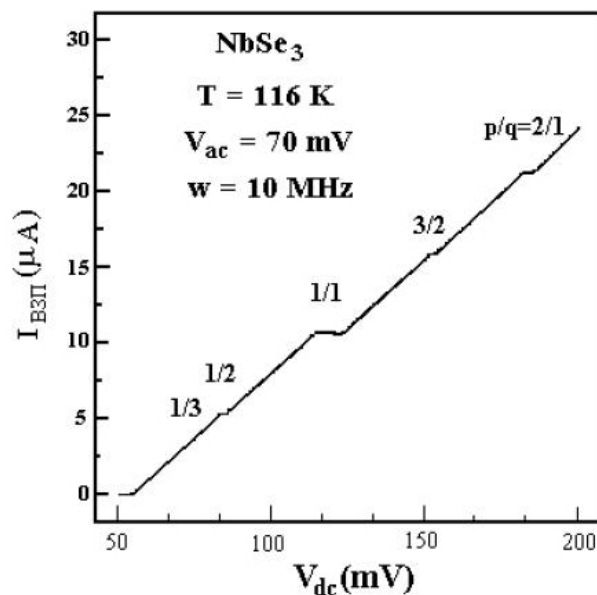


Рис. 2.1. Зависимость тока ВЗП от напряжения. Материал – NbSe<sub>3</sub> [85]

Зависимость дифференциального сопротивления образца  $\text{NbSe}_3$  от тока приведена на рисунке 2.2.

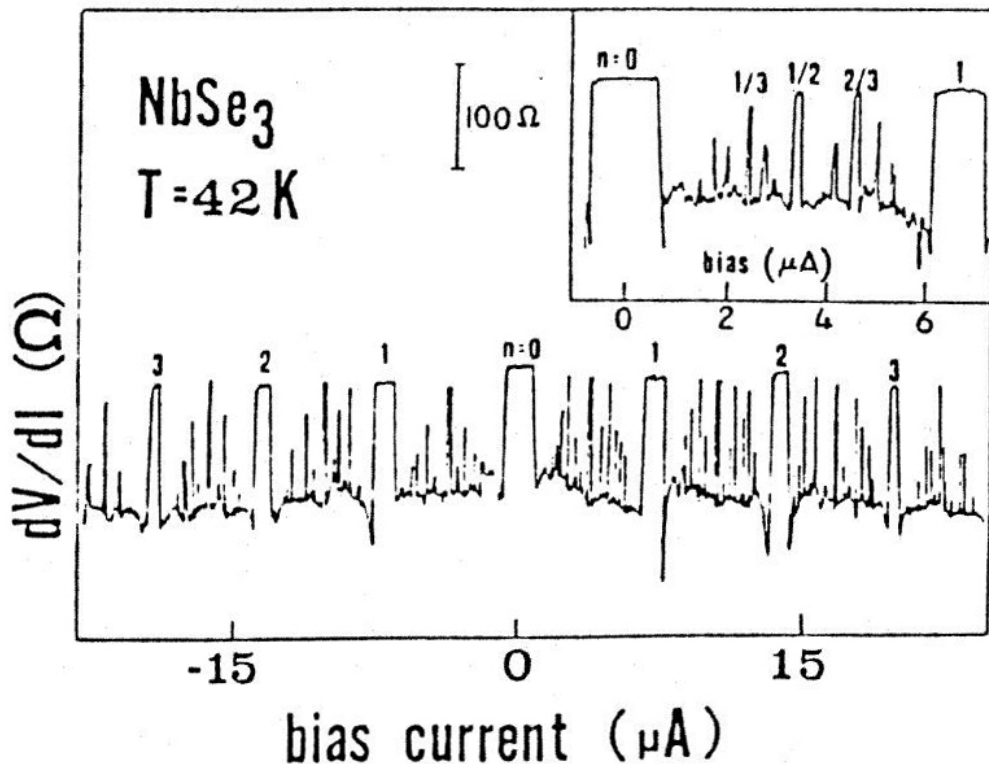


Рис. 2.2. Зависимость дифференциального сопротивления от тока. Материал  $\text{NbSe}_3$  [1]

При синхронизации значение дифференциального сопротивления ВЗП увеличивается до бесконечности. В этом случае говорят о 100%-й синхронизации внешним ВЧ полем [1]. Однако при этом сохраняется проводимость квазичастиц. Поэтому экспериментально наблюдается падение проводимости до величины проводимости квазичастиц, то есть, до значения проводимости в полях ниже порогового. Этому случаю соответствуют кривые, приведённые на рисунке 2.2.

Для материала  $\text{TaS}_3$  степень синхронизации, то есть относительное падение дифференциальной проводимости ВЗП, редко превышает 10-20%. На рисунке 2.3 приведены зависимости тока ВЗП от фундаментальной частоты. При этом фундаментальная частота определялась двумя способами: по генерации узкополосного шума и на основе синхронизации ВЧ полем.

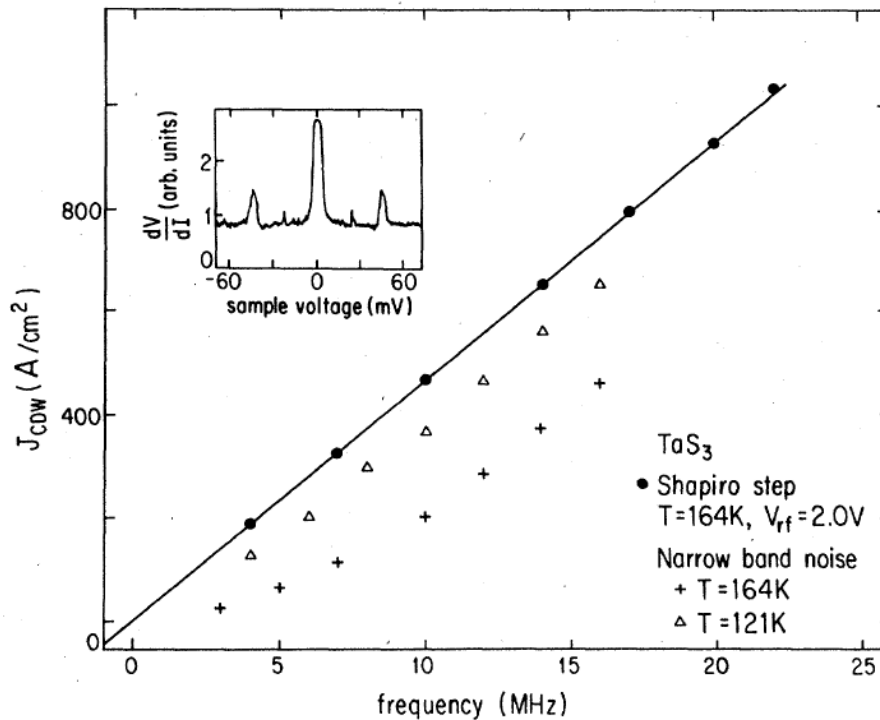


Рис. 2.3. Зависимость тока ВЗП от частоты. На вставке приведена зависимость дифференциального сопротивления от напряжения. Материал  $TaS_3$ . [86]

На вставке к рисунку 2.3 приведена одна из зависимостей дифференциального сопротивления от тока при ВЧ облучении. Видно, что при синхронизации высота пиков сопротивления достигает порядка 30% от максимума сопротивления при  $V=0$  [86].

Ступеньки Шапиро свидетельствуют о росте временной когерентности ВЗП: в разных точках образца ВЗП преодолевает периодический потенциал пиннинга синфазно. В то же время, по этим данным трудно судить о пространственной когерентности ВЗП. Изучение пространственной когерентности ВЗП представляет собой непростую задачу, решить которую возможно лишь наблюдая за распределением деформации ВЗП по кристаллу с помощью дифракционных методик [9,10], или с помощью сканирующего туннельного микроскопа [87]. Однако существует и другой способ, который позволяет изучать деформацию ВЗП в пространстве – наблюдение за деформацией самого кристалла, например за крутильной деформацией. Известно,

что кручение кристалла напрямую связано с неоднородной деформацией ВЗП [31]. На эту связь указывает пороговый гистерезисный характер зависимости угла кручения от тока. Кручение образца происходит, в основном, в момент начала движения ВЗП, когда в ВЗП возникает неоднородная деформация. Следовательно, по кручению можно судить о степени неоднородной деформации ВЗП, что может стать еще одним инструментом для её исследования.

О пространственной структуре деформации ВЗП в условиях синхронизации можно сказать следующее: с одной стороны, в условиях синхронизации прекращается рост скорости скольжения ВЗП, т.е. движение ВЗП как бы замораживается. Можно ожидать, что при этом замораживается и рост неоднородной деформации ВЗП, например – сдвиговой, с которой, по-видимому, связано кручение. Значит, в условиях полной синхронизации ( $dI_{CDW}/dV=0$ ), можно ожидать прекращение роста кручения:  $d\varphi/dV=0$ .

С другой стороны, СВЧ поле может не только останавливать или замедлять рост тока ВЗП, но и влиять на её пространственную структуру. Если рост временной когерентности ВЗП, то есть синфазности преодоления барьеров пиннинга в разных точках образца, сопровождается ростом её пространственной когерентности, можно ожидать уменьшения угла кручения в области ступеньки Шапиро даже при неполной синхронизации движения.

О влиянии синхронизации ВЗП на механические свойства квазиодномерных проводников сообщается в работе [88]. Одновременно со ступеньками Шапиро авторы [88] наблюдали на образцах  $TaS_3$  и  $NbSe_3$  максимумы модуля Юнга и минимумы внутреннего трения. Оба результата свидетельствуют о том, что в условиях полной синхронизации, когда  $dI_{CDW}/dV=0$ , состояние ВЗП становится подобным запиннигованному. С точки зрения модели двух упруго взаимодействующих кристаллов, рост модуля Юнга означает, что фаза ВЗП при синхронизации становится жёстче привязана к решётке кристалла: деформация образца приводит к неравновесной деформации ВЗП, причём последняя не

релаксирует, несмотря на движение ВЗП. Об этом же свидетельствует и снижение внутренних потерь (рост добротности изгибных колебаний) [69,88].

В диссертационной работе представлены исследования зависимости угла кручения от тока в условиях синхронизации.

## **2.2. Изготовление образцов и экспериментальная методика**

Для исследований были отобраны совершенные по внешнему виду образцы квазиодномерного проводника  $TaS_3$ . К этому времени был отработан новый, менее трудоёмкий и более надёжный метод изготовления структур для исследования кручения. Сначала на образцы, закрытые маской на половину длины, напылялся тонкий слой золота. Таким образом, золотая плёнка шунтировала половину образца. Это было сделано для того, чтобы ток не протекал через объём образца. Запылённая золотом половина образца при проведении исследований играла роль пассивной растяжки и не создавала закручивающего усилия (рисунок 2.4 фото). При такой конфигурации ток втекает в образец там, где заканчивается плёнка, то есть электрический контакт к образцу оказывается примерно в его середине. Такая модификация сильно облегчила изготовление образца, потому что она не требует трудоёмкого изготовления подвешенного контакта с помощью проводящей микропроволоки. Затем образец подвешивали над подложкой и закрепляли индиевыми контактами с двух концов. Такой образец можно рассматривать как в два раза более короткий образец с подвешенным контактом. При этом упругость «подводящего провода» примерно равна упругости самого образца, то есть можно ожидать углы поворота в два раза меньшие, чем в конфигурации с идеально гибкой проволокой вместо зашунтированной половины. В остальном, конфигурация структуры подобна старой (рисунок 1.5). На середину подвешенной части с помощью капли клея крепилось микрозеркало. Подложка с образцом помещалась в оптический криостат. На зеркало с помощью линзы фокусировался луч лазера. Для регистрации отклонения луча использовался двухсекционный фотодиод, сигнал с



которого линейно зависит от смещения луча, отражённого от зеркала. Далее производилась калибровка электрического сигнала, что позволяло пересчитать напряжение, снимаемое с фотодиода, в угол кручения  $\delta\varphi$ .

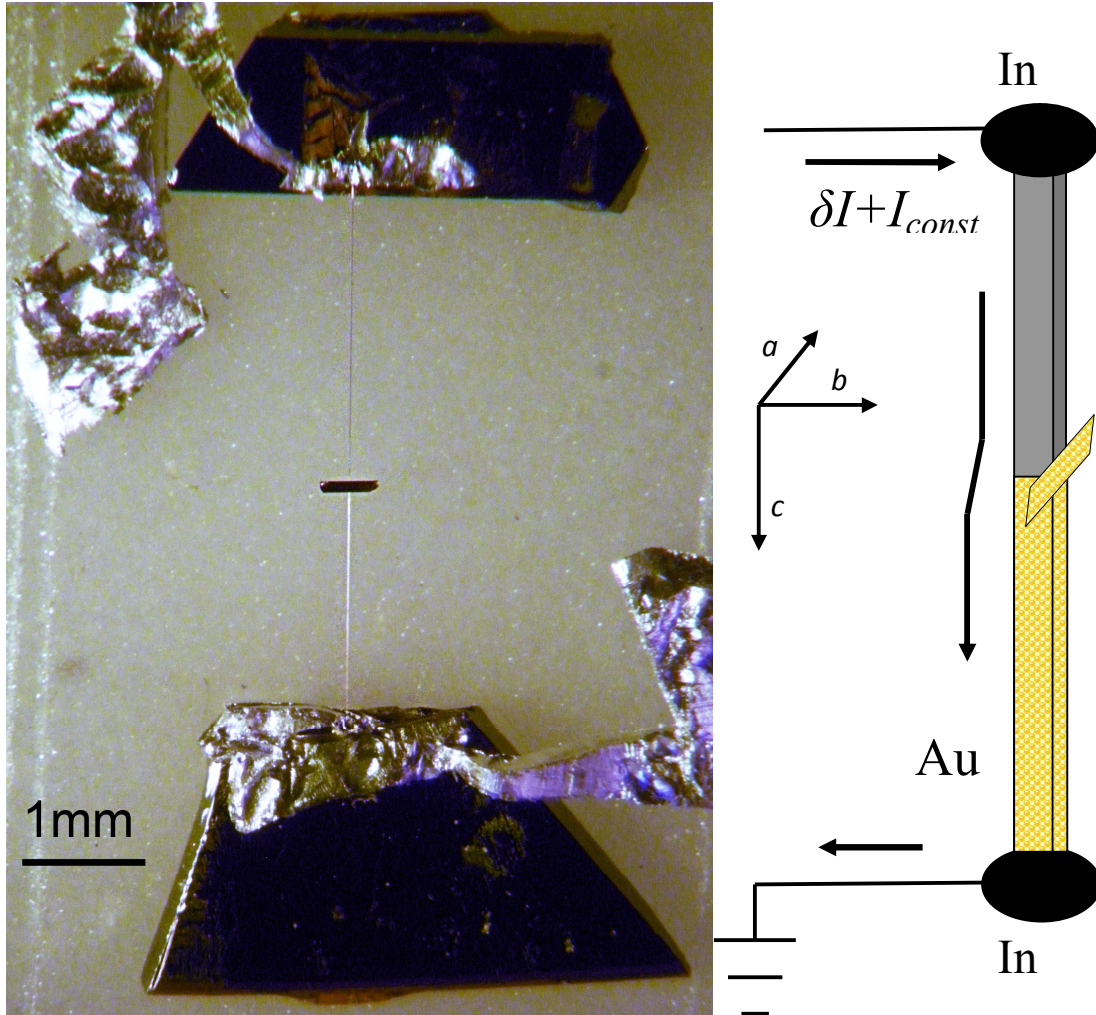


Рис 2.4. Микрофотография образца и схема измерений. Ток протекает вдоль кристаллографической оси  $c$ . Оба конца образца зафиксированы с помощью индиевых контактов, вблизи середины приклеено микрозеркало. Нижняя половина образца запылена шунтирующим слоем золота. Направление протекания тока показано стрелками [69]

Зависимости  $\delta\varphi(I)$  и  $R_d(I)$ , аналогичные представленным на рисунке 1.9, измерялись в режиме заданного тока. Для измерения  $R_d(I)$  с помощью синхронного детектора одновременно с медленно меняющимся током,  $I_{const}$ , на образец подавался переменный ток малой амплитуды,  $\delta I$  (рисунок 2.4, схема). Этот ток использовался в качестве опорного сигнала для синхронного детектора [69]. Обе зависимости измерялись одновременно.

### 2.3. Экспериментальное исследование ступенек Шапиро в кручении

На рисунке 2.5а представлены измеренные в идентичных условиях кривые  $R_d(I)$  и  $\delta\varphi(I)$ .

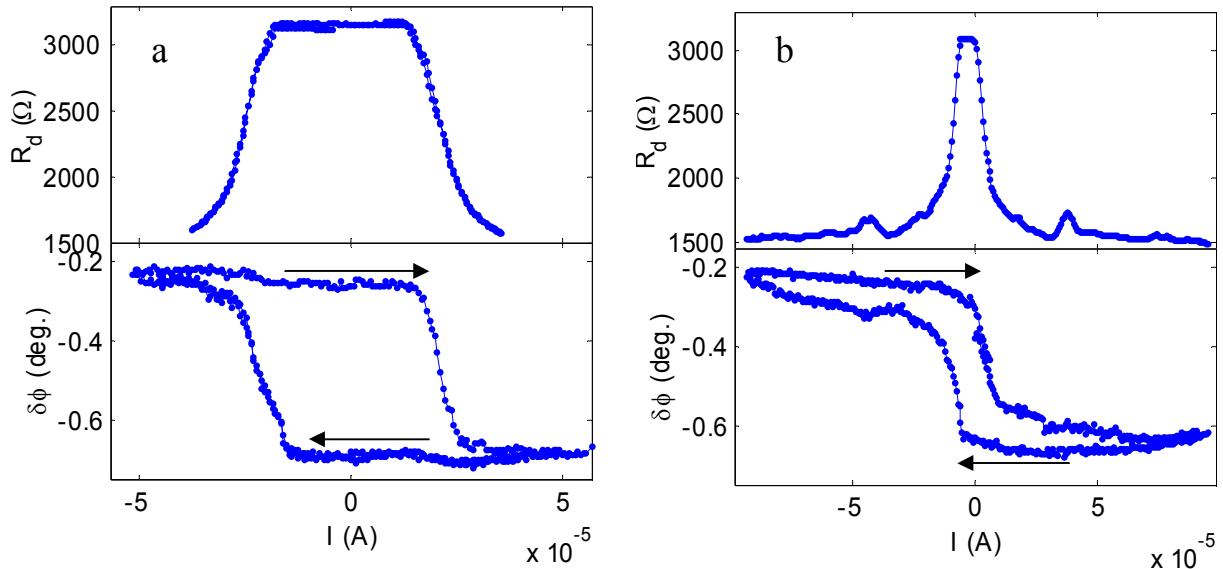


Рис. 2.5. Зависимости  $R_d(I)$  и  $\delta\varphi(I)$  для образца  $\text{TaS}_3$  при  $T=121$  К а – без облучения ВЧ, б – при ВЧ облучении на частоте 500 кГц [69]

Обе зависимости имеют ярко выраженный пороговый вид. На зависимости  $\varphi(I)$  очевиден гистерезис. Выше порогового тока рост  $\varphi$  быстро выходит на насыщение, и значение угла кручения практически сохраняется при снятии напряжения с образца. Характерный вид зависимостей  $\delta\varphi(I)$  и  $R_d(I)$  [31] позволяет говорить о высокой степени однородности образца и когерентности ВЗП в нём. Для наблюдения синхронизации ВЗП на образец дополнительно подавалось напряжение с ВЧ генератора. Подача ВЧ напряжения на образец производилась по отдельному радиочастотному кабелю через разделительный конденсатор. Напряжение на выходе генератора составляло от 0.1 до 0.3 В. Результат воздействия ВЧ излучения виден на рисунке 2.5б. При данной амплитуде ВЧ напряжения пороговое напряжение значительно уменьшается, (что характерно для ВЗП [84]), но остаётся конечным. Соответственно, сужается вдоль оси токов и петля гистерезиса  $\delta\varphi(I)$ .

На зависимости  $R_d(I)$ , представленной на рисунке 2.5b, хорошо видны пики  $R_d$  при  $I$  примерно  $\pm 40$  мкА, соответствующие ступенькам Шапиро. Это подтверждается тем, что аналогичные пики видны при частотах облучения 250 и 1000 кГц, причём нелинейный ток, соответствующий пику, прямо пропорционален частоте облучения [69]. Отношение плотности тока ВЗП к частоте,  $40 \text{ А}/(\text{МГц см}^2)$ , соответствует данным, известным для  $\text{TaS}_3$  [89]. Наиболее чёткие ступеньки Шапиро на кривых  $R_d(I)$  наблюдались при температурах 110–120 К. При этом степень синхронизации составляла около 10%.

На рисунке 2.5b на зависимости  $\delta\varphi(I)$  можно разглядеть едва заметные особенности, соответствующие ступенькам Шапиро. Чтобы изучить эти особенности, мы исследовали кручение на переменном токе (на частоте много ниже всех крутильных резонансов) с помощью синхронного детектора. Для этого, на вход синхронного детектора вместо переменного напряжения с образца подавался сигнал с фотодиода. Медленно поворачиваясь, образец под действием малого тока  $\delta I$  одновременно совершал колебания. Если измерять такой переменный сигнал с помощью синхронного детектора, можно получить производную угла кручения по току,  $d\varphi/dI$ . Результаты измерений представлены на рисунке 2.6a [69]. Частота опорного сигнала составляла 333 Гц, а амплитуда  $\delta I = 0.6$  мкА. Пики, соответствующие ступенькам Шапиро, хорошо видны при обеих полярностях. Отметим, что пики пересекают уровень, соответствующий  $d\varphi/dI = 0$ , т.е. в условиях синхронизации образец начинает крутиться в обратную сторону. На основе данного результата можно сделать вывод, что неоднородная деформация ВЗП, с которой связано кручение, не только перестаёт расти, но и заметно уменьшается, даже при такой низкой степени синхронизации ВЗП.

Чтобы проверить корректность измерений на переменном токе, мы проинтегрировали кривую  $d\varphi/dI$  (рисунок 2.7) и сравнили её с прямым измерением  $\varphi(I)$ .

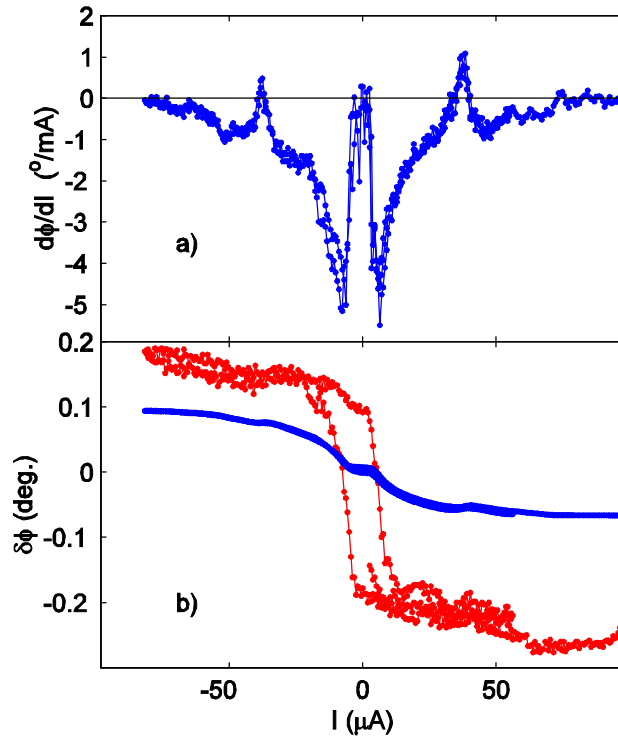


Рис. 2.6. а) Дифференциальный сигнал с фотодиода (действующее значение), измеренный с помощью синхронного детектора. Частота модуляции 333 Гц (в 20 раз ниже частоты первого крутильного резонанса), амплитуда  $\delta I = 0.6$  мкА.  $T=121$  К. б) Зависимости  $\delta\varphi(I)$ . Кривая с гистерезисом – непосредственное измерение. Кривая без гистерезиса получена путём интегрирования данных рисунка 2.6а [69]

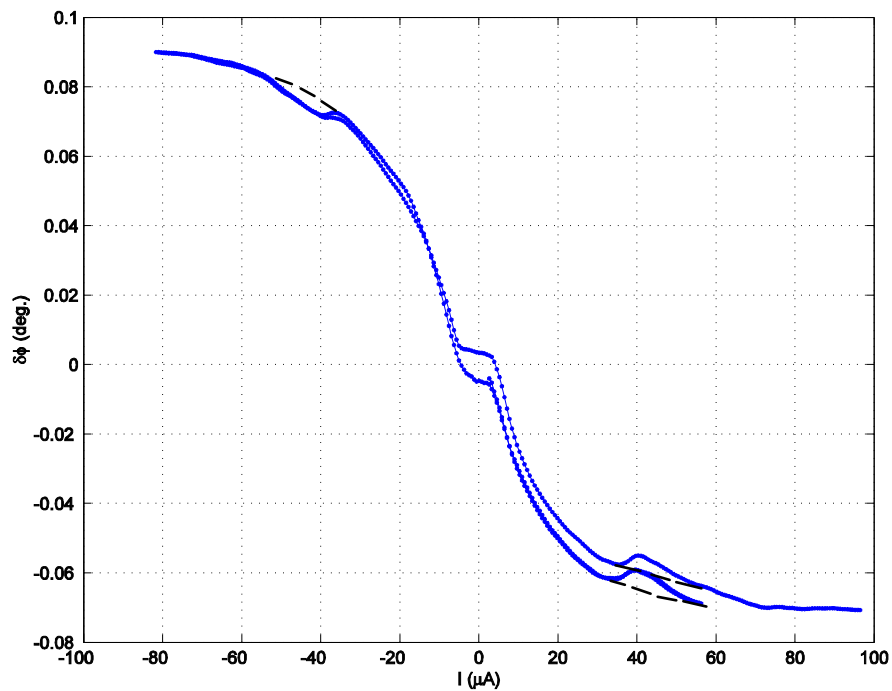


Рис 2.7. Зависимость  $\varphi(I)$ , полученная интегрированием кривой  $d\varphi/dI(I)$ , представленной на рисунке 2.6а. Дополнительные линии (пунктир) позволяют оценить снижение угла кручения на ступеньке Шапиро на  $\sim 10\%$

Обе кривые вместе приведены на рисунке 2.6b. На нём синем цветом показана зависимость  $\delta\varphi(I)$ , полученная в результате интегрирования производной угла кручения  $d\varphi/dI$ , а красным цветом – зависимость  $\delta\varphi(I)$ , измеренная в тех же условиях. Из рисунка 2.6b видно, что восстановленный по производной угол кручения  $\delta\varphi(I)$  не отражает гистерезисной части зависимости  $\delta\varphi(I)$ . Это происходит потому, что при измерениях на переменном токе малой амплитуды метастабильные значения угла кручения  $\delta\varphi$  не видны. Чтобы их увидеть нужно пройти всю петлю гистерезиса изменяя значения тока через образец в большом диапазоне. Однако выше порогового тока метод синхронного детектирования угла кручения корректно отражает особенности на производной  $d\varphi/dI$  [69]. Основные черты кривых совпадают, хотя нужно учесть, что на частоте модуляции «медленный» вклад частично подавлен [25], и полного сходства зависимостей  $\varphi(I)$  не наблюдается.

Снижение угла кручения на 10% на рисунке 2.7 в условиях синхронизации внешним полем по своей величине соответствует степени синхронизации ВЗП в  $\text{TaS}_3$ : её можно оценить в 10% по высоте ступенек Шапиро на зависимости  $R_d(I)$ . Экстраполируя результат, представленный на рисунке 2.7, можно предположить, что в случае полной синхронизации величина угла кручения снизилась бы до нуля. Это означает, что при полной синхронизации должна полностью исчезать неоднородная деформация ВЗП, по крайней мере, та часть её, с которой связано кручение (вероятно, – сдвиговая [25,31]). Этот вывод согласуется и с результатом [88]: снижение деформации означает, что ВЧ поле «привязывает» ВЗП к основной решётке. Значит, и деформироваться ВЗП должна вместе с решёткой, а релаксации возникающей при этом упругой энергии ВЗП препятствует «привязка» фазы к решётке. Этим логично объяснить повышение модуля Юнга ВЗП в условиях синхронизации [88].

Из рисунка 2.6a видно, что методика исследования кручения более чувствительна к синхронизации, чем традиционная методика исследования дифференциального сопротивления (рис 2.5b). Этот вывод иллюстрирует и

рисунок 2.8, на котором приведены результаты исследования ступенек Шапиро для еще одного образца [69].

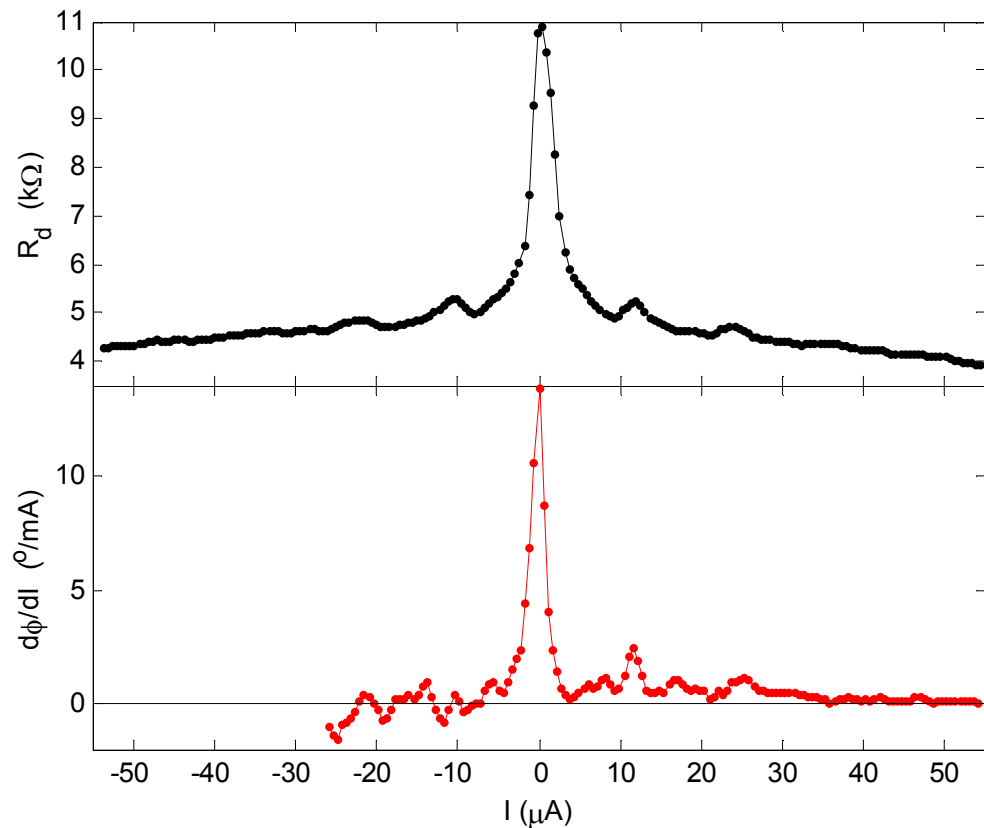


Рис. 2.8. Токвые зависимости дифференциального сопротивления (сверху) и дифференциального сигнала с фотодиода, измеренного с помощью синхронного детектора (снизу) при ВЧ облучении на частоте 1 МГц. Для обеих кривых частота модуляции 333 Гц, амплитуда  $\delta I = 0.5$  мкА.  $T=113$  К. При отсутствии ВЧ облучения  $R_d(0) = 18$  кОм,  $V_t = 90$  мВ ( $E_t = 360$  мВ/см) [69]

Особенность этого образца – более высокая степень хаотичности движения ВЗП. В результате, пики, соответствующие ступенькам Шапиро, менее выражены. В то же время видны пики, которые могут соответствовать гармоникам и субгармоникам фундаментальной частоты. Для наилучшего наблюдения эффектов синхронизации мы подавали сравнительно высокое ВЧ напряжение, при котором зависимость  $R_d(I)$  теряет пороговый вид [84]. Как видно из рисунка 2.8, зависимости  $d\phi/dI$  от  $I$  имеют сложную структуру, и по ним трудно судить о росте когерентности ВЗП в условиях синхронизации. Тем не менее, сравнивая

ступеньки Шапиро на зависимостях  $R_d$  и  $d\phi/dI$  от  $I$ , можно заметить, что тонкая структура гармоник и субгармоник лучше видна из кривой  $d\phi/dI$  от  $I$  [69].

#### **2.4. Выводы**

Наш результат показал, что в условиях синхронизации ВЗП не просто движется с постоянной скоростью, синхронно преодолевая барьеры пининга, но и повышает свою пространственную когерентность, снижая степень неоднородной деформации. Синхронизация с внешним ВЧ полем приводит к уменьшению неоднородной деформации ВЗП, чем и объясняется уменьшение величины кручения образца.

Сравнивая данные без облучения ВЧ и с облучением, мы обнаружили, что на зависимости угла кручения от тока даже при небольшой степени синхронизации хорошо видны пики – производные ступенек Шапиро. Отсюда можно заключить, что, регистрируя кручение, можно наблюдать тонкую структуру взаимодействия ВЧ облучения с ВЗП.

Таким образом, можно сделать вывод, что исследование кручения или, говоря шире, неоднородной деформации образцов квазиодномерных проводников, вызванной электрическим полем, позволяет изучать тонкие эффекты в динамике пространственно-неоднородной деформации ВЗП.

## Глава 3

# Крутильные вибрации, вызванные скольжением ВЗП

### 3.1. Широкополосный и узкополосный шумы при скольжении ВЗП

Исследование ступенек Шапиро можно рассматривать как способ изучения скольжения ВЗП в периодическом потенциале пиннинга при воздействии внешнего ВЧ поля. Непосредственно же движение ВЗП в таком потенциале проявляется в генерации узкополосного электрического шума. С пиннингом, а также непосредственно с узкополосным шумом [90,91,92], связана и генерация широкополосного низкочастотного шума. Частотная зависимость спектральной плотности широкополосного шума хорошо описывается как  $1/f^{\alpha}$  [90,93], а амплитуда шумового напряжения, нормированная на напряжение, обратно пропорциональна квадратному корню из объёма, что указывает на объёмный механизм его образования [90,94].

Можно ожидать, что движение в потенциале примесей должно вызывать неоднородную динамическую, то есть зависящую от времени, деформацию ВЗП. Если деформация ВЗП приводит к крутильной деформации образца, логично предположить, что динамическая неоднородная деформация ВЗП при скольжении может проявляться в (крутильных) шумовых колебаниях образца. Можно ожидать как стохастических, так и периодических колебаний образца [26].

В данной главе приводятся результаты исследования динамической деформации образца при протекании через него постоянного тока ВЗП. Поскольку наша оптическая установка была настроена на исследование кручения, мы исследовали именно крутильные шумы. Можно предположить, что при движении ВЗП возникают и другие виды динамической деформации. Заметим, что наша установка легко модифицируется для исследования изгибной деформации: для этого достаточно повернуть приёмник (двухсекционный фотодиод или бритвенную диафрагму) на 90 градусов, с тем, чтобы



электрический сигнал диода был пропорционален отклонению луча в вертикальной плоскости. Пробные измерения показали, что измеряемая деформация, как по величине сигнала, так и по абсолютной величине (если сравнивать одноосную и сдвиговую деформацию), на порядок ниже крутильной. Поэтому детальных исследований изгиба не проводилось.

### **3.2. Исследования широкополосного шума в кручении кристаллов $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ и $\text{TaS}_3$**

Для измерения шумов в механических колебаниях использовалась описанная выше оптическая методика: образец с микрозеркалом размещался в оптическом криостате, который был установлен на виброизолированном столе. Была выбрана схема монтажа образца с одним подвешенным концом. Этот выбор обусловлен большей чувствительностью данной схемы при малых углах кручения: как было показано выше, при той же длине образца, углы кручения должны быть в 4 раза больше, чем в конфигурации с обоими зажатыми концами и шунтирующей плёнкой золота. Другое преимущество данной схемы – возможность возбуждения целого ряда мод крутильных колебаний, особенно в случае слабого натяжения токоподводящей проволоки. Использование этих мод помогло наблюдать узкополосный шум в кручении, о чём будет сказано ниже. Схема измерений и конфигурация образца приведена на рисунке 3.1.

На данном рисунке изображен образец (1) с приклеенным возле свободного конца микрозеркалом (3). Второй контакт к образцу выполнен с помощью гибкой проволоочки (2), что почти не мешало образцу поворачиваться. Через образец пропускали постоянный ток  $I$  (7) выше порогового, вызывающий колебания образца. Колебания фиксировались с помощью оптической схемы с фотодиодом (4). Сигнал с фотодиода подавался на усилитель (5), напряжение на выходе которого, было пропорционально углу кручения  $\varphi$ . Затем сигнал дополнительно усиливался с помощью малошумящего усилителя Stanford SR560 и подавался на

один из входов двухканального цифрового осциллографа (6). Далее записывалась осциллограмма колебаний угла  $\varphi(t)$ .

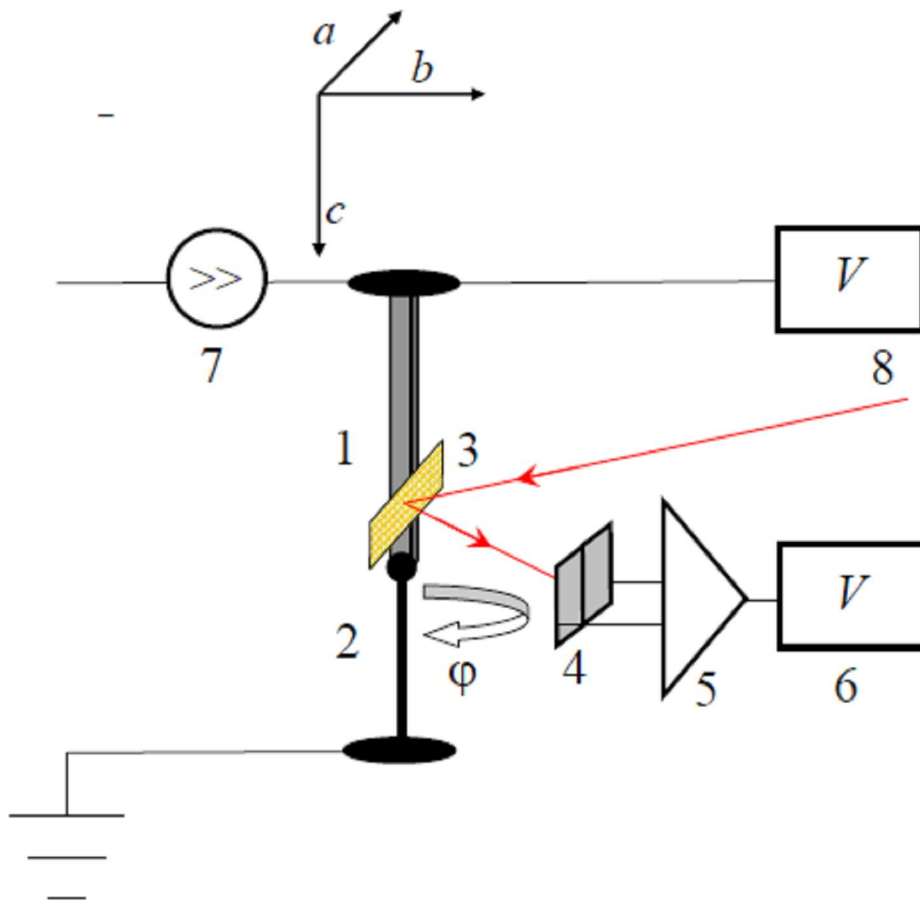


Рис 3.1. Схема экспериментальной установки. 1 – образец, 2 – тонкая проводящая проволочка (BSCCO), 3 – микрозеркало, 4 – двухсекционный фотодиод, 5- дифференциальный усилитель, 6,8 – два канала приборов для усиления и записи шумового напряжения (усилитель Stanford SR560 и цифровой осциллограф Acute DSO) , 7– источник тока. Стрелки указывают направление кристаллографических осей в образце  $\text{TaS}_3$  [95]

Для более полных исследований на образцах  $\text{TaS}_3$  измерялись не только шумы в кручении, но и электрические шумы. Запись осциллограммы переменного (шумового) напряжения на образце  $V(t)$  выполнялась с использованием второго канала цифрового осциллографа (8). Напряжение на образце предварительно усиливалось с помощью того же Stanford SR560.

Мы начали исследования с поиска низкочастотных флуктуаций угла кручения. Поскольку амплитуда широкополосных флуктуаций напряжения обычно гораздо выше, чем узкополосных, обнаружить такие шумы

представлялось существенно более лёгкой задачей. Кроме того, ввиду низкочастотного характера шума, логично было искать вибрации на частотах ниже первого крутильного резонанса ( $\sim 1$  кГц). В этом случае механические характеристики образца не влияют на спектр колебаний, то есть, величина  $\delta\varphi$  пропорциональна закручивающему усилию.

Первые эксперименты проводились на соединении  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ . Скольжение ВЗП в этом соединении отличается очень низкой когерентностью, что проявляется в сильном размытии пика узкополосного шума ( $\delta f/f \geq 1/10$ ) [96,97] и относительно высокой величине широкополосного шума. Мы предположили, что амплитуда стохастических колебаний угла при скольжении ВЗП в этом соединении будет выше, чем в  $\text{TaS}_3$ . Наши исследования подтвердили это предположение [26]. Были изготовлены образцы  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  по схеме с одним подвешенным контактом. Схема измерений соответствовала той, что изображена на рисунке 3.1, однако флуктуации напряжения на образце не исследовались. Запись осциллограммы длилась 40 секунд, частота дискретизации составляла 400 Гц (16000 точек). С помощью дискретного преобразования Фурье из осциллограммы была получена частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций угла  $S_\varphi(f)$  в диапазоне 0.025–200 Гц. Набор зависимостей  $S_\varphi(f)$  при разных значениях постоянного напряжения,  $V$ , для одного из образцов  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  показан на рисунке 3.2 [26].

Значения приложенного напряжения (кроме нулевого) превышали  $V_t$ . С увеличением  $V$  наблюдается рост флуктуаций по сравнению с уровнем фонового шума ( $V=0$ ). При  $V=0.55\text{В}$  наиболее заметен рост спектральной плотности шума на низких частотах до 1 Гц (синяя кривая). Затем, при дальнейшем повышении напряжения, ВЗП начинает скользить быстрее, что сопровождается ростом спектральной плотности шума уже на частотах выше 1 Гц.

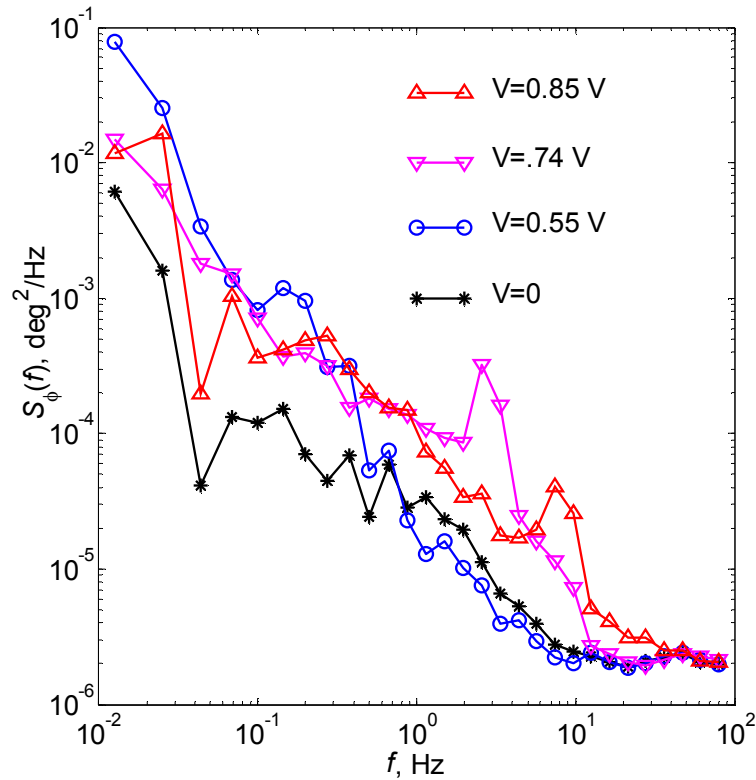


Рис.3.2. Спектральная плотность флуктуаций угла кручения вискера  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  при пропускании через него постоянного тока выше порогового.  $T=147$  К, частота дискретизации – 200 Гц. Пороговое напряжение 0.5 В, длина – 1.5 мм, ширина – 15 мкм [26]

На этих кривых наблюдаются особенности в виде пиков, но насколько они значимы, и с чем связано их появление – неизвестно. Наблюдаемые особенности на кривых  $S_\phi(f, V)$  требуют дальнейшего изучения. Трудность приготовления крутильных структур на основе  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ , связанная с хрупкостью образцов, не позволила продолжить эти исследования. Поэтому в дальнейшем мы решили исследовать шумы в кручении на образцах  $\text{TaS}_3$  [26].

Чтобы получить аналогичный набор спектров шума для  $\text{TaS}_3$ , была проведена модернизация оптической установки. Поскольку углы кручения образцов  $\text{TaS}_3$  на порядок меньше, чем углы кручения образцов  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ , необходимо было снизить уровень внешних шумов (вибраций) и наводок в электрической цепи измерений. Для этого стол с криостатом был защищён от внешних вибраций с помощью воздушных камер; электрические шумы удалось уменьшить, заменив в схеме усилителя фотодиода сетевой источник питания на

аккумуляторные батареи. С целью уменьшения посторонних шумов измерения проводились в ночное время. Один из образцов  $\text{TaS}_3$ , на которых проводились исследования, изображен на рисунке 3.3.

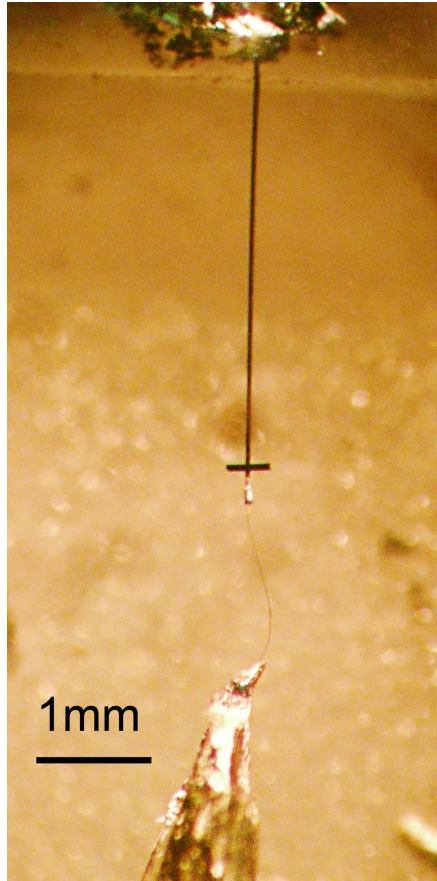


Рис. 3.3. Фото образца  $\text{TaS}_3$ . Длина образца – 3.5 mm, ширина – 17  $\mu\text{m}$ , толщина – 7  $\mu\text{m}$

Для измерений шумовых колебаний образца использовалась уже описанная схема (рисунок 3.1), но в отличие от измерений шумов в  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ , одновременно с измерениями флуктуаций угла кручения измерялись и флуктуации напряжения на образце. Измерения повторялись при различных значениях тока, как ниже, так и выше порогового. Результаты измерений спектральной плотности шума в напряжении  $S_V(f)$  (a) и в кручении  $S_\phi(f)$  (b) для данного образца приведены на рисунок 3.4. Из данного рисунка можно сделать следующие качественные заключения: 1) при пропускании тока, помимо флуктуаций напряжения, возникают флуктуации угла кручения; 2) флуктуации угла кручения превышают фоновые вибрации только при напряжении близком к пороговому или выше его, в то время как флуктуации напряжения проявляются и до порога; 3) в среднем, шум

с ростом тока «белеет», что выражается в уменьшении наклона кривых в области частот 0.01 – 10 Гц.

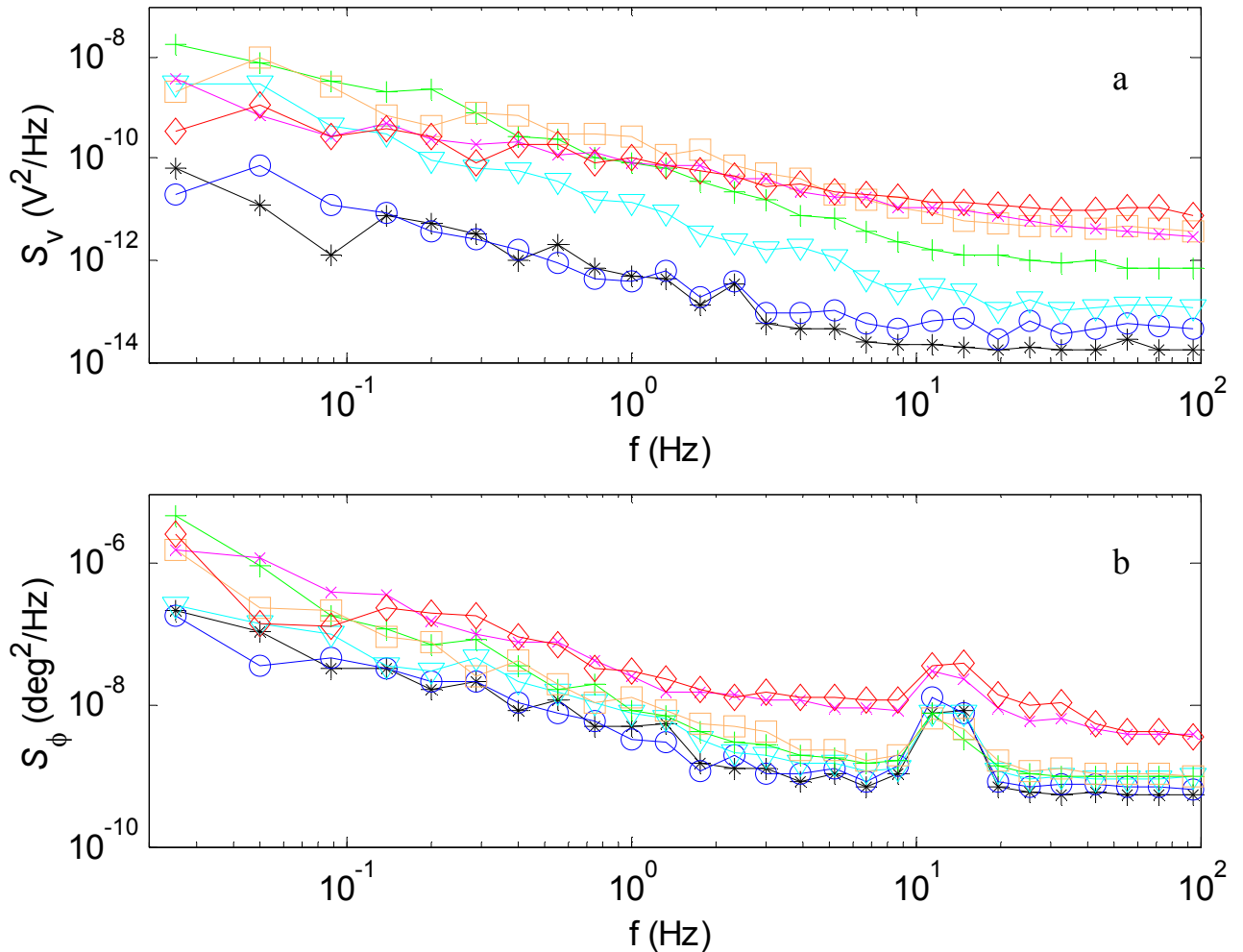


Рис.3.4. (а) Зависимости спектральной плотности флуктуаций напряжения на образце TaS<sub>3</sub> от частоты. (б) Зависимости спектральной плотности флуктуаций угла кручения от частоты. Значения постоянного тока, при которых сняты зависимости: 0 (чёрный \*), 1.20  $\mu\text{A}$  (синий  $\circ$ ), 2.24  $\mu\text{A}$  (голубой  $\nabla$ ), 2.68  $\mu\text{A}$  (зелёный +), 2.93  $\mu\text{A}$  (жёлтый  $\square$ ), 3.17  $\mu\text{A}$  (розовый  $\times$ ) и 3.41  $\mu\text{A}$  (красный  $\diamond$ ). Величина порогового тока  $I_t=2.8 \mu\text{A}$ .  $T=83 \text{ K}$  [26]

Для более подробного рассмотрения поведения частотных зависимостей спектральной плотности шумов мы построили эти же данные с вычетом нулевого уровня шума  $S(f,I) - S(f,0)$  (рисунок 3.5).

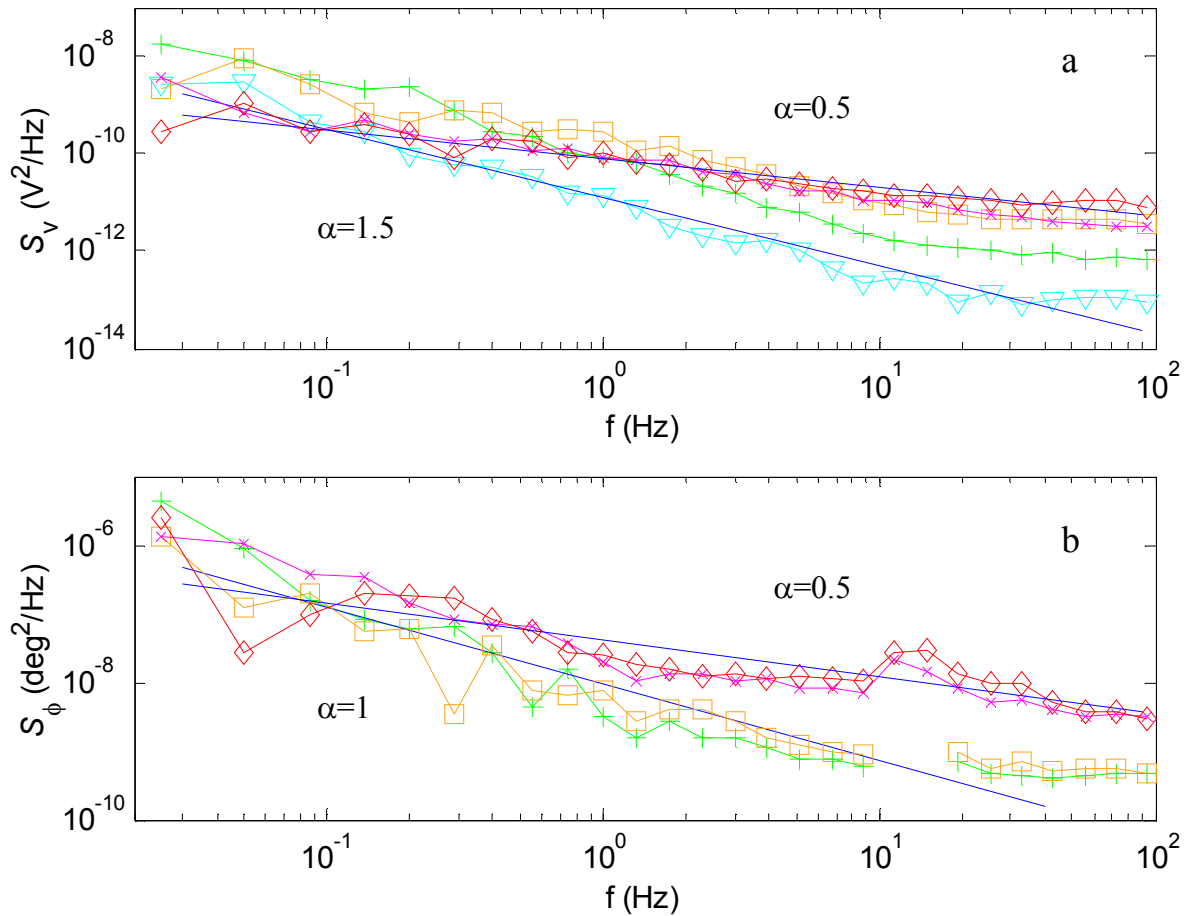


Рис. 3.5. (а) Зависимости спектральной плотности флуктуаций напряжения с вычетом нулевого уровня шума  $S_V(f, I) - S_V(f, 0)$  от частоты. (б) Зависимости спектральной плотности флуктуаций угла кручения образца TaS<sub>3</sub> с вычетом нулевого уровня шума  $S_\phi(f, I) - S_\phi(f, 0)$  от частоты. Значения постоянного тока, при которых сняты зависимости: 2.24  $\mu\text{A}$  (голубой  $\nabla$ ), 2.68  $\mu\text{A}$  (зелёный  $+$ ), 2.93  $\mu\text{A}$  (жёлтый  $\square$ ), 3.17  $\mu\text{A}$  (розовый  $\times$ ) и 3.41  $\mu\text{A}$  (красный  $\diamond$ ). Величина порогового тока  $I_t = 2.8 \mu\text{A}$ .  $T = 83 \text{ K}$

Зависимости  $S_\phi(f)$  и  $S_V(f)$  могут быть приблизительно описаны как  $1/f^\alpha$ . При повышении тока значение  $\alpha$ , характеризующее зависимости  $S_V(f)$ , уменьшается с 1.5 до 0.5, а вид зависимостей  $S_\phi(f)$  указывает на уменьшение  $\alpha$  с 1 до 0.5. Отметим, что качественно аналогично ведут себя шумы угла кручения и в случае  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ , с тем отличием, что  $\alpha$  уменьшается с ростом  $V$  от 2 до 1 для этого соединения (рисунок 3.2).

Из рисунка 3.5а видно, что вибрации качественно повторяют основные черты низкочастотного шума, возникающего при движении ВЗП [98]. Уменьшение  $\alpha$  с ростом тока ВЗП означает, что вначале шум возрастает на низких частотах, а затем – на высоких. Если упрощённо представить шум как результат суперпозиции двухуровневых флуктуирующих систем («флуктуаторов»), изменение спектров с ростом тока означает повышение средней частоты переключений этих систем [92,99]. Более точный подход требует, по-видимому, учёта упругого взаимодействия элементарных флуктуаторов, как это было показано в наносужениях [100].

Сопоставление спектров флуктуаций угла и напряжения для  $TaS_3$  на рисунке 3.5 позволяет заметить как сходство, так и некоторые различия в их эволюции с ростом тока. Чтобы представить их более наглядно, мы построили те же данные для спектральной плотности шумов, но в зависимости от тока, а не от частоты (рисунок 3.6 b и c соответственно) [26]. Также на рисунке 3.6а приведена зависимость дифференциального сопротивления от тока для данного образца при той же температуре 83 К. Разным цветом на зависимостях  $S_V(I)$  и  $S_\varphi(I)$  показаны кривые, соответствующие колебаниям на разных фиксированных частотах.

Из этого рисунка видно, что с ростом тока флуктуации угла и напряжения изменяются сходным образом. В обоих случаях шумы резко возрастают в области порогового тока, и рост их спектральной плотности насыщается при токах, примерно в 2 раза превышающих пороговую величину. Однако на зависимостях  $S_V$  рост начинается постепенно и при токах заметно ниже порогового, в то время как рост  $S_\varphi$  происходит скачкообразно и при несколько большем токе. Поведение зависимостей  $S_\varphi$  при токах ниже порогового нельзя установить из-за относительно высокого уровня фонового шума.

Отметим, что связь флуктуаций угла и напряжения не является тривиальной: флуктуации угла определяются неоднородной деформацией ВЗП. Флуктуации же напряжения возможны и без деформации ВЗП, например, в



модели жёсткой ВЗП [101]. Поэтому, отличия в зависимостях шумов  $\varphi$  и  $V$  от тока вполне объяснимы. Отметим также, что значимой корреляции осциллограмм  $V(t)$  и  $\varphi(t)$ , измеренных одновременно [26] не наблюдалось.

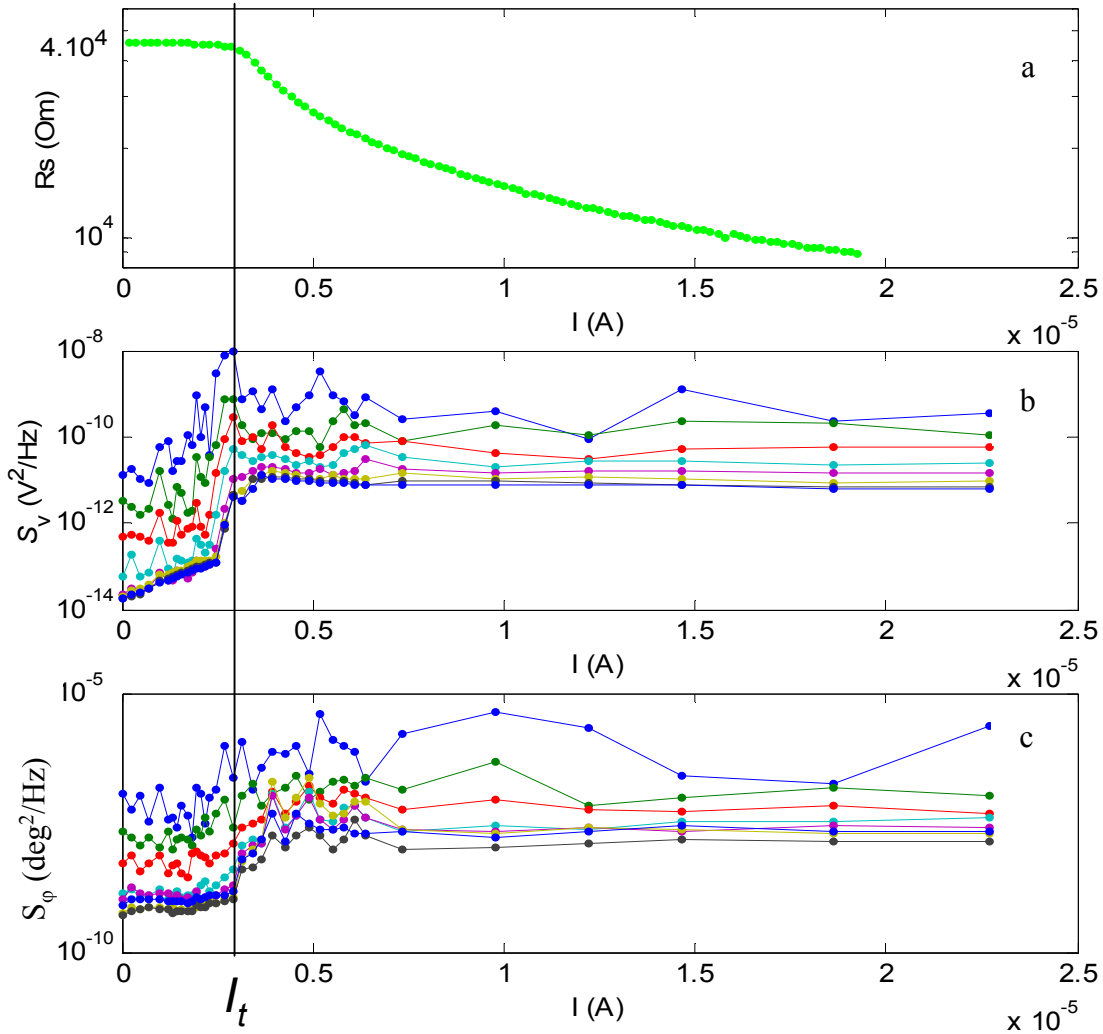


Рис. 3.6. (a) Зависимость дифференциального сопротивления от тока. (b) Спектральная плотность шума в напряжении  $S_V(I)$ , и спектральная плотность шума в кручении и  $S_\varphi(I)$  (c), при разных значениях частоты  $f$ , начиная сверху: синий – 0.05 Гц, зелёный – 0.3 Гц, красный – 1 Гц, голубой – 3 Гц, розовый – 8.7 Гц, бежевый – 25 Гц, тёмно-зелёный – 72 Гц, синий – 206 Гц. Значение порогового тока  $I_t=2.93 \mu\text{A}$  ( $R(I)$ ),  $T=83 \text{ K}$

Успешное наблюдение шумовых механических колебаний образцов на низких частотах позволило перейти к поиску высокочастотных вибраций, вызванных скольжением ВЗП.

### 3.3. Наблюдение узкополосного шума в кручении TaS<sub>3</sub>

Исследование узкополосного шума (УПШ) – центральная тема этой главы. Первоначально поиск и исследования УПШ проводились по той же схеме, что и широкополосных шумов: мы записывали осциллограммы  $\varphi(t)$  и  $V(t)$  и тут же, используя встроенную опцию цифрового осциллографа, получали их спектры. На зависимости спектральной плотности флуктуаций напряжения от частоты можно было различить два или три максимума, которые смещались вправо при увеличении тока через образец – см. рисунок 3.7 a-d (верхние кривые на каждом из рисунков). Было сделано предположение, что наблюдаемые максимумы соответствуют генерации УПШ. Большая ширина пиков характерна для больших образцов TaS<sub>3</sub> при температуре ниже 100К [102]. Расщепление спектра УПШ на несколько максимумов указывает на движение доменов ВЗП с разными скоростями. Частота главного максимума,  $f_f$  (он отмечен стрелками на рисунке 3.7) линейно зависит от тока ВЗП (см. рисунок 3.10, квадраты). Полученное отношение  $I_{CDW}/s f_f \approx 26 \text{ A}/(\text{MHz cm}^2)$  типично для TaS<sub>3</sub> с учётом того, что происходит движение нескольких доменов ВЗП [89]. Это подтверждает, что пики соответствуют фундаментальной частоте.

Таким же образом, параллельно с электрическими измерениями, записывались спектры угла кручения. Рассмотрим их более детально. Сначала обратимся к конструкции образца. Так как один его конец не был жёстко зафиксирован, образец мог практически свободно крутиться. У такой системы может быть много различных мод колебаний. Для того чтобы определить колебательный спектр системы, мы измерили частотную характеристику крутильного отклика образца, подавая на него переменное напряжение немного выше порогового. Величину угла кручения (среднее квадратичное значение  $\delta\varphi$ ) измеряли с помощью синхронного детектора [25]. На частотах выше 1кГц преобладает «быстрый» вклад в кручение, линейный по напряжению, величина которого не зависит от частоты [25] (рисунок 1.13). Таким образом, кривую,

изображённую на рисунке 3.8, можно рассматривать как частотную характеристику образца.

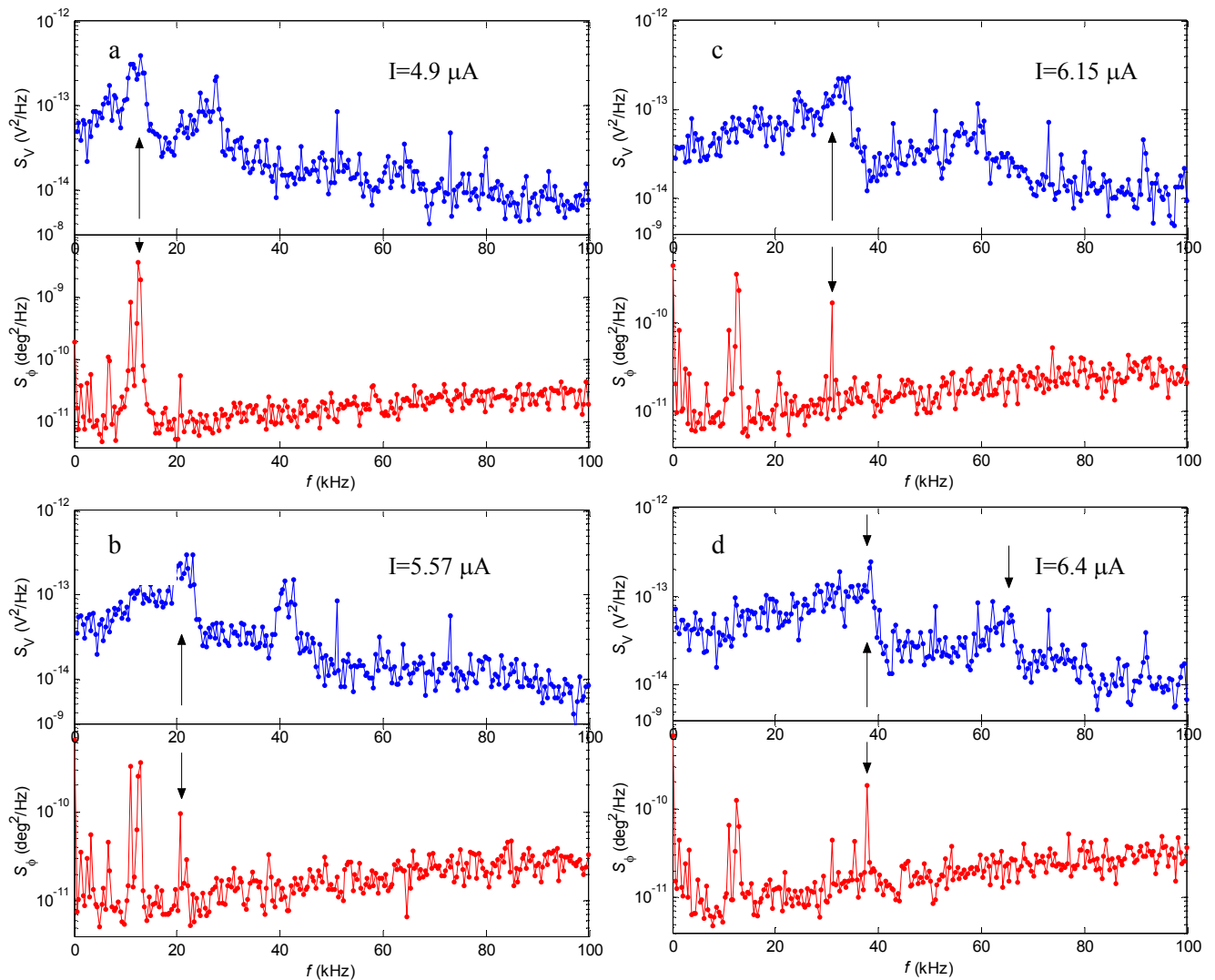


Рис. 3.7. Спектры  $S_V(f)$  (верхние графики на каждом из рисунков) и  $S_\phi(f)$  (нижние графики на каждом из рисунков), измеренные при различных токах. Значения постоянного тока подобраны таким образом, чтобы частота основного пика узкополосной генерации (указана стрелкой), совпадала с одним из механических резонансов (см. рисунок 3.8) На спектрах  $S_V(f)$  видны несколько максимумов, соответствующих движению разных доменов ВЗП (отмечены стрелками на рисунке d) [95]

На частотной зависимости угла кручения наблюдается множество максимумов (рисунок 3.8). Максимумы соответствуют различным крутильным колебательным модам образца и, вероятно, изгибным колебательным модам

микрозеркала [25]. Такое множество резонансов характерно для слабо натянутого образца.

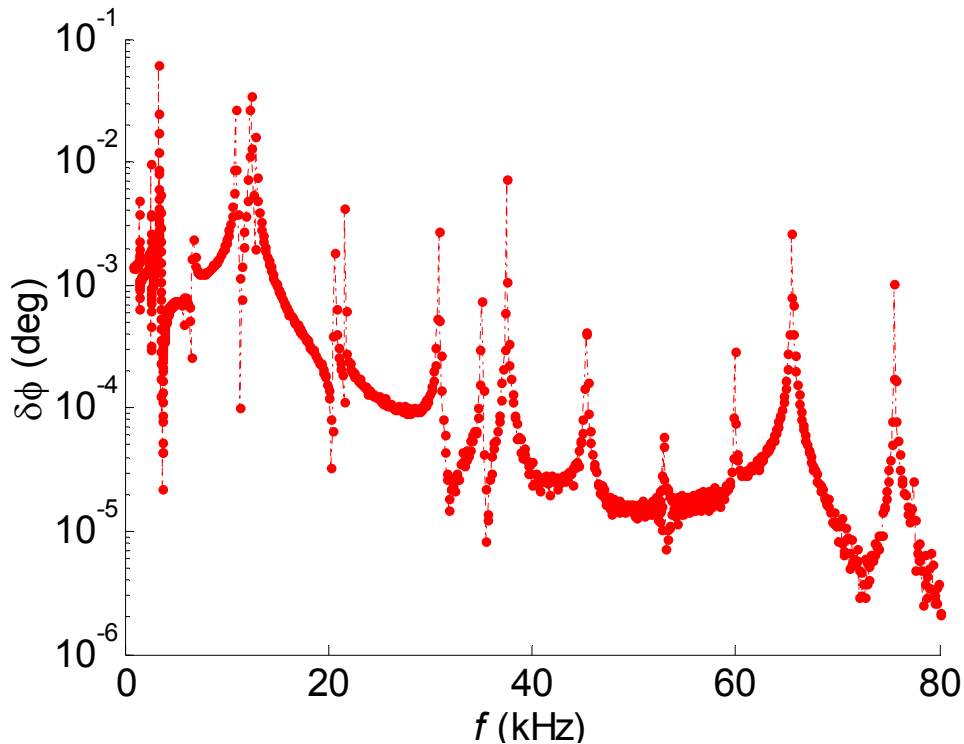


Рис. 3.8. Частотная зависимость угла кручения  $\delta\varphi$ , измеренная при действующем значении переменного напряжения  $V_{AC}=185$  mV.  $V_{T}=125$  mV [95]

Добротность крутильных резонансных колебаний образца на различных частотах принимала значения: от 100 на частоте 6.74 кГц, до 1260 на частоте 20.68 кГц. Для данного образца первый резонанс наблюдался на частоте 1.4 кГц, в то время как характерные частоты УПШ заметно выше – более 10 кГц, (см. рисунок 3.7). Известно, что оптимальные частоты для наблюдения УПШ (и ступенек Шапиро) в  $TaS_3$  лежат в области сотен кГц – МГц [84], но в нашем случае из-за используемой методики эта область частот, к сожалению, осталась недостижимой.

На зависимостях спектральной плотности шума от частоты (рисунок 3.7 нижние графики) наблюдались пики на разных частотах, соответствующих крутильным резонансам. Первый пик наблюдался на частоте 1.4 кГц. При плавном увеличении тока через образец можно наблюдать, как на спектре крутильных колебаний, при совпадении тока ВЗП с частотой одного из

крутильных резонансов, появляется и исчезает максимум резонансных колебаний. Ток через образец на каждом из графиков (рисунок 3.7) подобран так, чтобы частота основного пика узкополосного шума совпадала с одним из механических резонансов. В этих случаях соответствующий пик хорошо виден на каждой зависимости  $S_{\varphi}(f)$  и оказывается даже более острым, чем соответствующий пик на кривой  $S_V(f)$ . Однако наблюдение за пиками оказалось достаточно сложным из-за того, что пики сильно флуктуируют, а ток через образец необходимо подстраивать вручную, что может привести к субъективности результата. Поэтому для исследования УПШ в кручении мы решили пойти другим путем.

Вместо исследования частотных зависимостей при заданном токе было решено измерять зависимость величины шума на фиксированной частоте от тока. Для этого, в качестве приборов, измеряющих напряжение (рисунок 3.1), использовались два селективных нановольтметра Unipan 237. Эти приборы позволяют измерять напряжение на выбранной фиксированной частоте. Таким образом, медленно изменяя ток через образец, можно получить зависимость величины шумового напряжения от тока на определённой частоте. Частоты для измерений были выбраны исходя из полученной ранее амплитудно-частотной характеристики крутильного отклика. Перед каждым измерением  $V_n(I)$  и  $\varphi_n(I)$  проводилась настройка фильтра Unipan 237 на частоту, соответствующую выбранному механическому резонансу. Для этого на образец подавалось переменное напряжение с генератора, возбуждающее искомый резонанс, что позволяло точно настроить частоту фильтра по максимуму сигнала кручения. Поочередно настраивая фильтры нановольтметров на частоты механических резонансов (рисунок 3.8), мы измеряли одновременно зависимости шумового напряжения  $V_n$  на образце и шумового угла кручения  $\varphi_n$  от тока. Величину  $\varphi_n$ , измеренную в вольтах, затем пересчитывали в градусы, оперируя значением калибровки для этого образца. Добротность фильтров была выбрана около 30 (подавление шумового сигнала – 40 дБ на октаву), постоянная времени усреднения выходного сигнала равнялась 1 с.

На рисунке 3.9а и рисунке 3.9б показаны наборы зависимостей  $V_n(I)$  и  $\varphi_n(I)$ , соответственно, для различных настроек фильтра.

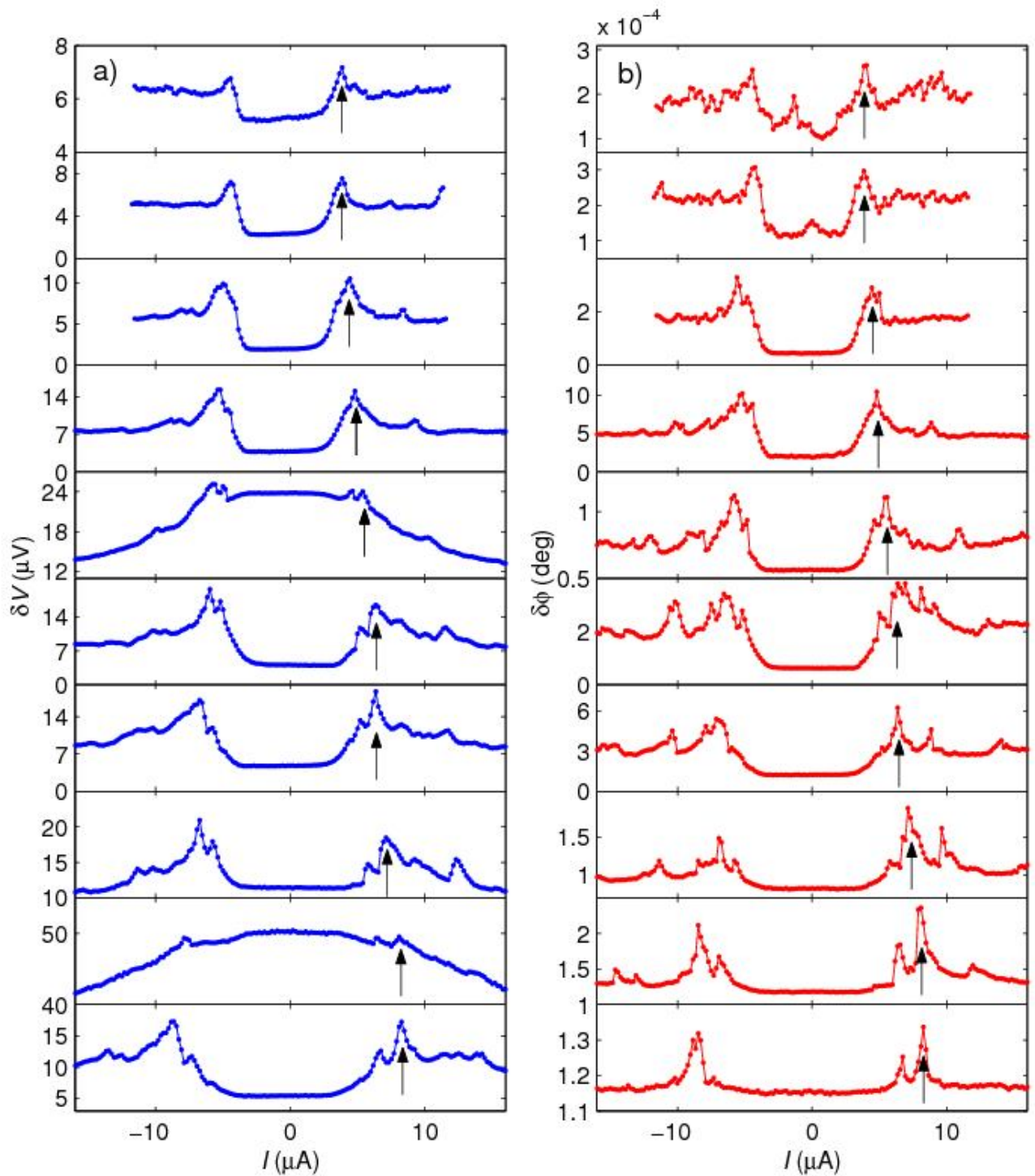


Рис. 3.9. Зависимости тока от шумового напряжения (а) и кручения (б), при частотах механических резонансов: 1.45, 2.54, 6.77, 12.3, 21.1, 30.6, 37.4, 45.1, 66 и 75.5 кГц (см. рисунок 3.8).  $T=84$  К. Стрелки указывают на положение пиков [95]

Из рисунка видна схожесть шумовых кривых, характеризующих напряжение и крутильную деформацию. В обоих случаях видны пики при определённом токе; иногда можно различить серии из трёх пиков разной высоты. Позиции пиков на оси токов примерно совпадают. Настройка фильтров на более высокие частоты приводила к сдвигу пиков в сторону бóльших токов.

Очевидно, что главный пик на каждой из кривых  $V_n(I)$  (отмечен стрелкой) соответствует току, при котором фундаментальная частота скольжения ВЗП совпадает с настройкой фильтра. Это подтверждает зависимость нелинейного тока, соответствующего пику  $V_n$ , от частоты настройки фильтра (синие звездочки на рисунке 3.10). Аналогичным образом построены зависимости нелинейного тока от частоты по пикам на кривых  $\varphi_n(I)$  (рисунок 3.10 кружки).

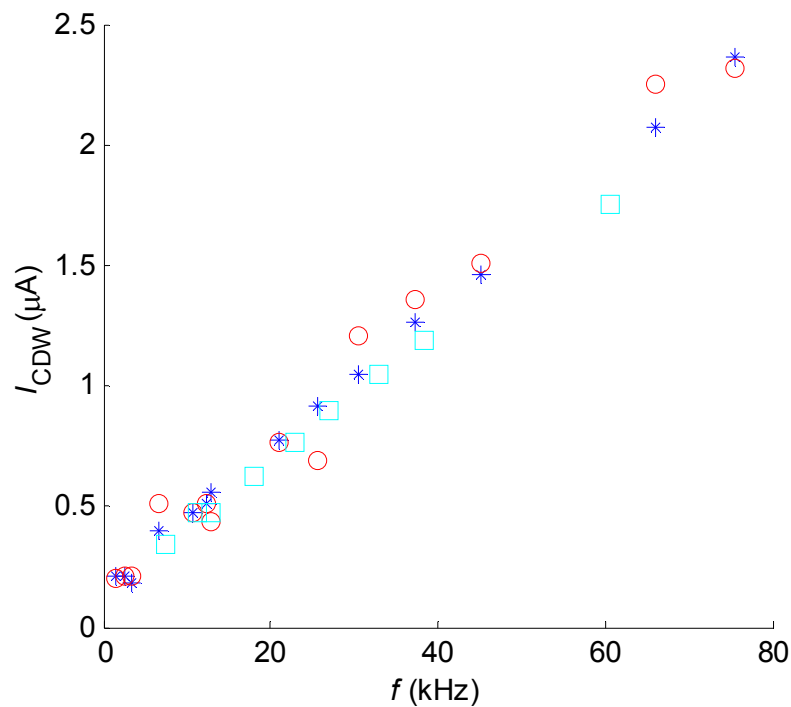


Рис 3.10. Зависимость нелинейного тока ВЗП от частоты. На графике символом  $\square$  отмечена зависимость нелинейной части тока ВЗП от частоты соответствующей главному максимуму  $S_v(f)$  (рисунок 3.7).  $*$  - ток ВЗП главного пика  $V_n(I)$  от частоты фильтра (рисунок 3.9а).  $\circ$  – ток ВЗП главного пика  $\varphi_n(I)$  от частоты фильтра (рисунок 3.9b) [95]

Обе полученные зависимости ложатся на прямую (рисунок 3.10 голубые квадраты), соответствующую уже известному фундаментальному отношению.

Это означает, что крутильные колебания вызваны движением ВЗП, и частота этих колебаний совпадает с фундаментальной частотой скольжения ВЗП.

Насколько нам известно, эффект возбуждения перестраиваемых гармонических механических колебаний с помощью постоянного тока, не имеет аналогов в твердых телах. Наиболее близким аналогом можно считать наблюдение изгибных колебаний нанотрубки в режиме кулоновской блокады [103] при пропускании через неё тока  $i$ . В этом случае заряд нанотрубки периодически меняется на  $\pm e$ , и под действием периодической кулоновской силы возникают изгибные колебания. Примечательно, что при этом нанотрубка колеблется с частотой  $i/e$ , то есть с удвоенной фундаментальной частотой скольжения ВЗП (если для ВЗП за  $i$  взять ток на одну цепочку ВЗП).

Исследовав вибрации образцов, возникающие при скольжении ВЗП, мы задались вопросом: не сводится ли данный эффект к уже известным ранее? При движении ВЗП возникает переменное напряжение, в данном случае – УПШ, которое должно приводить к возникновению крутильных колебаний на этой же частоте. Оценим амплитуду этих колебаний на основании имеющихся данных. Считая зависимость амплитуды кручения от напряжения близкой к линейной (см. рисунок 1.13), можно использовать зависимость  $\delta\varphi(V)$  (рисунок 3.8) для пересчёта напряжения УПШ (рисунок 3.9а) в углы кручения. Возьмём для примера резонансную частоту 12.3 кГц. Напряжение УПШ на этой частоте имеет величину 14 мкВ (рисунок 3.9а), а коэффициент пересчёта в угол составляет  $3.5 \times 10^{-2}$  град/185мВ (рисунок 3.8). Из этого получаем амплитуду колебаний величиной лишь  $\delta\varphi_n = 2.6 \times 10^{-6}$  град., тогда как наблюдаемое значение составляет  $10^{-3}$  град (рисунок 3.9b). Оценки, проведённые для других резонансных частот, также показали, что амплитуда кручения, которую мог бы вызвать УПШ, оказывается на 2-3 порядка ниже наблюдаемой в эксперименте. Таким образом, наблюдение УПШ в кручении можно объяснить только непосредственным механическим воздействием динамической деформации ВЗП на кристаллическую решётку. К аналогичному выводу привёл и анализ широкополосного шума в кручении.



Этот результат позволяет по-новому подойти к изучению динамики ВЗП. Используя данные методики можно изучать динамическую деформацию ВЗП напрямую, через динамическую деформацию кристалла, а не по электрическим шумам в напряжении.

### 3.4. Выводы

Обнаружено, что при движении ВЗП в поле выше порогового возникают периодические механические колебания образца. Это означает, что скольжение ВЗП сопровождается периодической по времени деформацией кристаллической решётки. Частота колебаний совпадает с фундаментальной частотой скольжения ВЗП в данном поле. Таким образом, образец  $TaS_3$  является уникальным генератором периодических механических колебаний, частотой которых можно управлять, изменяя постоянный ток через образец.

Вибрации образцов определяются динамической деформацией ВЗП и, помимо узкополосного вклада на фундаментальной частоте, содержат широкополосную шумовую компоненту. Измерения флуктуаций угла кручения показали, что при протекании постоянного тока выше порогового наблюдаются механические колебания образцов со спектром типа  $1/f$  в области частот от 0.1 Гц до 100 Гц. При этом удалось выявить некоторые сходства и различия в поведении зависимостей спектральной плотности шума в напряжении  $S_V(f)$  и в кручении  $S_\varphi(f)$  при различных значениях тока, как ниже, так и выше порогового. Общие черты: 1) шумы появляются в районе  $I_t$ , их рост насыщается в районе двух  $I_t$ , 2) в обоих случаях зависимость  $S(f) \propto 1/f^\alpha$ , где  $\alpha$  уменьшается с ростом тока (с 1.5 до 0.5 для  $S_V(f)$  и с 1 до 0.5 для  $S_\varphi(f)$ ). Отличие: рост зависимости  $S_V(f)$  начинается раньше, чем  $S_\varphi(f)$ . Уменьшение  $\alpha$  с ростом тока ВЗП можно упрощённо описать как результат суперпозиции двухуровневых флуктуирующих систем, частота которых растёт с ростом тока через образец.

Определена природа шума в кручении. Механические колебания связаны с прямым механическим воздействием скользящей ВЗП на образец.

## Глава 4

# Самодетектирование резонансных колебаний вискеров квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub>

### 4.1. Детектирование механических резонансов квазиодномерных проводников с использованием модуляции проводимости

В Главе 1 были описаны эксперименты, в которых исследовалось влияние деформации кручения на электрические свойства кристаллов TaS<sub>3</sub> [26,32,33,76]. Эти исследования были проведены до начала работ, выполненных в рамках данной диссертации. Наблюдающийся «торсиорезистивный» отклик [26,76] позволил впервые детектировать крутильные колебания подвешенного образца без использования оптической схемы [32,33]. Крутильный резонанс в данной методике наблюдали по изменению проводимости половинки образца. Недостатком такого подхода к детектированию является возбуждение и детектирование колебаний на одной частоте, что требует наличия у образца трёх контактов. Это усложняет измерения, а также приводит к появлению наводок в измерительной схеме на частоте измерений. Также недостатком является использование высокой рабочей частоты для детектирования сигнала, что ограничивает исследования по максимальной частоте работы синхронного детектора.

Перед нами стояла задача исследовать кручение на частотах, выше 100кГц. С использованием трёхконтактной методики это было практически невозможно: во-первых, мы были ограничены по рабочей частоте синхронного детектора EG&G 5210 – максимум, 120 кГц. Во-вторых, наличие третьего контакта не позволило бы образцу колебаться на высоких частотах. Поэтому мы решили модифицировать методику гетеродинирования [21] для детектирования крутильных колебаний вискеров TaS<sub>3</sub>. Эта методика не требует разделения сигнала, вызванного модуляцией проводимости образца, и возбуждающего

напряжения. Более того, сигнал обратной связи резонансных колебаний можно детектировать на удобной для измерений низкой частоте, вне зависимости от частоты резонанса. Единственное требование к схеме – возможность подачи на образец ВЧ или СВЧ напряжения достаточной амплитуды. Нами были разработаны схемы, в которых для возбуждения крутильных колебаний использовалось внутреннее закручивающее усилие, связанное с деформацией ВЗП, а для детектирования – сигнал обратной связи, связанный с крутильной модуляцией проводимости ВЗП. Использование гетеродинирования позволило проводить исследования на образцах с двумя контактами.

#### **4.2. Методика гетеродинирования для детектирования кручения квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub>**

На первоначальном этапе (для проверки работоспособности методики) колебания образца детектировались параллельно с помощью метода гетеродинирования с ЧМ и с помощью оптической методики, описанной в главе 1 [31,95]. Для измерений были выбраны относительно большие по размерам образцы TaS<sub>3</sub> (длиной ~1 мм, шириной – несколько мкм), на которые были наклеены микрозеркала. Мы выбрали наиболее простой способ монтажа образцов – крепление образца с двумя зажатыми концами [69], как показано на рисунке 2.4. Схема электрических и оптических измерений показана на рисунке 4.1.

Переменное напряжение на частоте  $\omega$  с генератора (4) подаётся на образец, заземлённый через относительно малое эталонное сопротивление  $R_e$  (2),  $R_e \ll R_s$ , где  $R_s$  – сопротивление образца. Таким образом, обеспечивается режим заданного напряжения. Напряжение  $V_1$ , пропорциональное току через образец, снимается с эталонного сопротивления  $R_e$  и подаётся на детектор СД1 (3).

$$V_1 = IR_e = V\sigma R_e = V_0 \cos(\omega t) R_e \sigma_0 (1 + \delta\varphi_0 \Pi \cos(\omega t + \Phi)) \quad (4.1)$$

В результате:

$$V_1 = V_0 R_e \sigma_0 (\cos(\omega t) + \delta\varphi_0 \Pi \cos(2\omega t + \Phi)/2 + \delta\varphi_0 \Pi \cos(\Phi)/2), \quad (4.2)$$

где  $\sigma$  – проводимость образца, а  $\Pi = (\delta\sigma/\sigma)/\delta\varphi_0$  – коэффициент, характеризующий «торсиосопротивление» образца. При крутильных колебаниях на частоте  $\omega$  проводимость модулируется на этой же частоте:

$$\sigma = \sigma_0(1 + \delta\varphi_0 \Pi \cos(\omega t + \Phi)), \quad (4.3)$$

где  $\Phi$  – сдвиг фазы колебаний относительно поданного напряжения. Вообще говоря,  $\Phi$  складывается из сдвигов фазы закручивающего усилия относительно  $V$ , угла кручения относительно закручивающего усилия (в резонансе – 90 град) и модуляции  $\sigma$  относительно угла кручения [23].

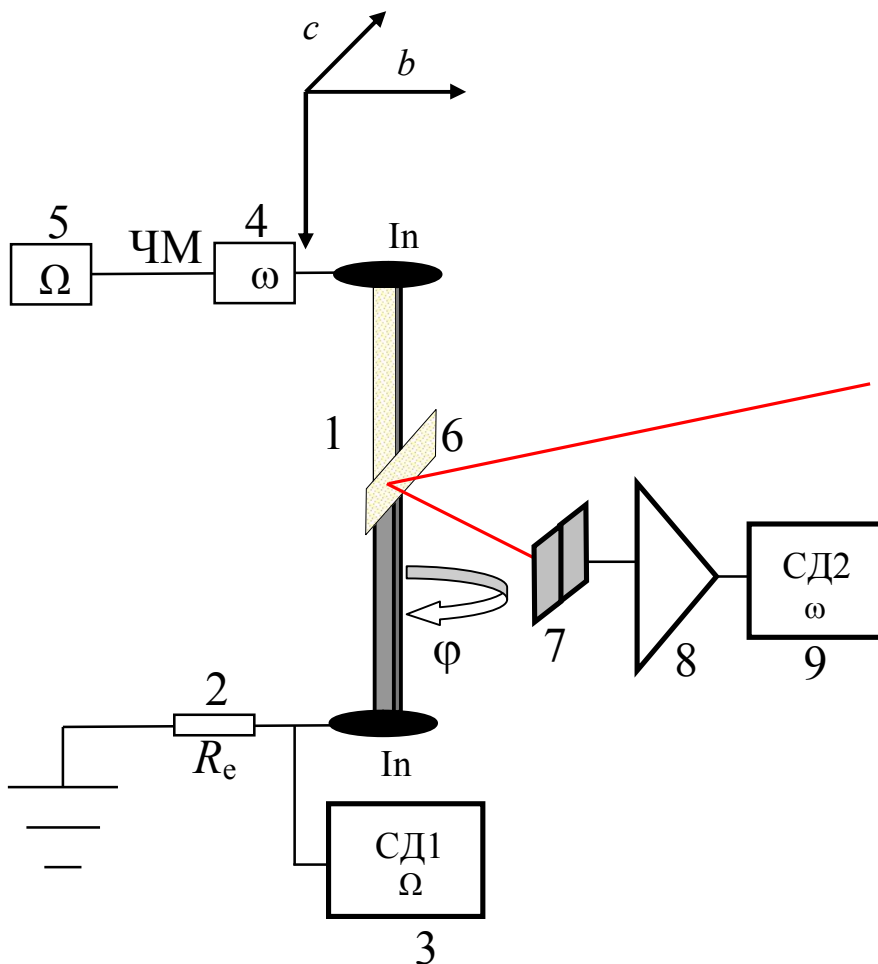


Рис. 4.1. Схема детектирования резонансных крутильных колебаний методом ЧМ с одновременным оптическим контролем колебаний. 1 – образец (вискер  $TaS_3$ ), 2 – эталонное сопротивление, 3 – СД, 4 – генератор, задающий ток, 5 – модулирующий генератор. Оптическая схема: 6 – зеркало, 7 – двухсекционный фотодиод, 8 – усилитель, 9 – СД [23]

Последнее слагаемое в скобках в уравнении 4.2,  $\delta\varphi_0\Pi\cos(\Phi)/2$ , – и есть постоянная составляющая  $V_1$ , пропорциональная  $\delta\varphi_0$ . Для ее выделения можно использовать амплитудную или частотную модуляцию. В нашей схеме удобно было использовать ЧМ, поэтому мы подавали на вход «ЧМ» генератора (4) модулирующее напряжение с другого генератора (5) с частотой  $\Omega$ , и на выходе (4) получали:  $\omega=\omega_{cp}+\delta\omega\cos(\Omega t)$ . В результате, как видно из (4.2), в напряжении  $V_1$  появляется компонента на частоте  $\Omega$ , амплитуда которой оказывается пропорциональной производной  $\delta\varphi_0\Pi\cos(\Phi)$  по  $\omega$ . СД1 детектирует эту компоненту (рисунок 4.1), отфильтровывая высокочастотные первый и второй члены (4.2). При этом величины  $\Omega$  и  $\delta\omega$  должны быть достаточно малы:  $(\Omega,\delta\omega)\leq\omega/Q$ , где  $Q$  – добротность крутильного резонанса (значения  $\Omega$  и  $\delta\omega$  указаны в подписях к рисункам). Малость  $\Omega$  означает, что  $\omega$  должна меняться достаточно медленно, с тем чтобы в каждый момент времени колебания на частоте  $\omega$  можно было считать равновесными. Физический смысл  $\delta\omega$  – амплитуда аналогового дифференцирования сигнала по  $\omega$ . Поэтому соответствующее ограничение на  $\delta\omega$  необходимо, чтобы при дифференцировании резонансный пик не уширялся.

Для измерений частотной зависимости сигнала мы суммировали модулирующее напряжение на частоте  $\Omega$  с медленно меняющимся постоянным напряжением. В результате мы получили возможность медленно изменять величину  $\omega$ , одновременно модулируя её. Поскольку  $\delta\varphi_0(\omega)$  имеет особенности в точках резонансов, а СД1 измеряет производную по  $\omega$  от  $\delta\varphi_0\Pi\cos(\Phi)/2$ , на зависимости сигнала на выходе СД1 от величины  $\omega$  в области резонанса следует ожидать особенность. Отметим, что и  $\delta\varphi_0$ , и  $\Phi$  зависят от  $\omega$ , поэтому вид особенности в резонансе зависит от величины  $\Phi$  при этой частоте [81].

Аналогично, измерения можно проводить в режиме заданного тока. При этом на вход СД1 подаётся напряжение с образца, равное произведению его сопротивления и тока. На высоких частотах существенный ток будет протекать

через паразитную ёмкость кабеля  $c$ , шунтирующую образец, а не через сам образец. В нашем случае  $c \sim 1$  нФ, что приводит к ограничению  $\omega R < \sim (1 \text{ нФ})^{-1}$ , предельная частота измерений для образцов с  $R \sim 100 \text{ к}\Omega$  составляла  $\omega/2\pi \sim 1 \text{ кГц}$  [23].

Измерения методом гетеродинамирования с ЧМ контролировались с помощью проверенной оптической схемы. Для этого использовался второй детектор, СД2 (9 на рисунке 4.1), на который через усилитель 8 подавался сигнал с фотодиода. СД2 использовал в качестве опорной частоту  $\omega$ . Сигнал на выходе СД2 пропорционален углу отклонения луча.

На рисунках 4.2, 4.3 показаны зависимости сигнала СД1 (а) и одновременно измеренного оптического сигнала кручения с выхода СД2 (б) от  $\omega$  для двух образцов TaS<sub>3</sub> – №1 и №2, соответственно.

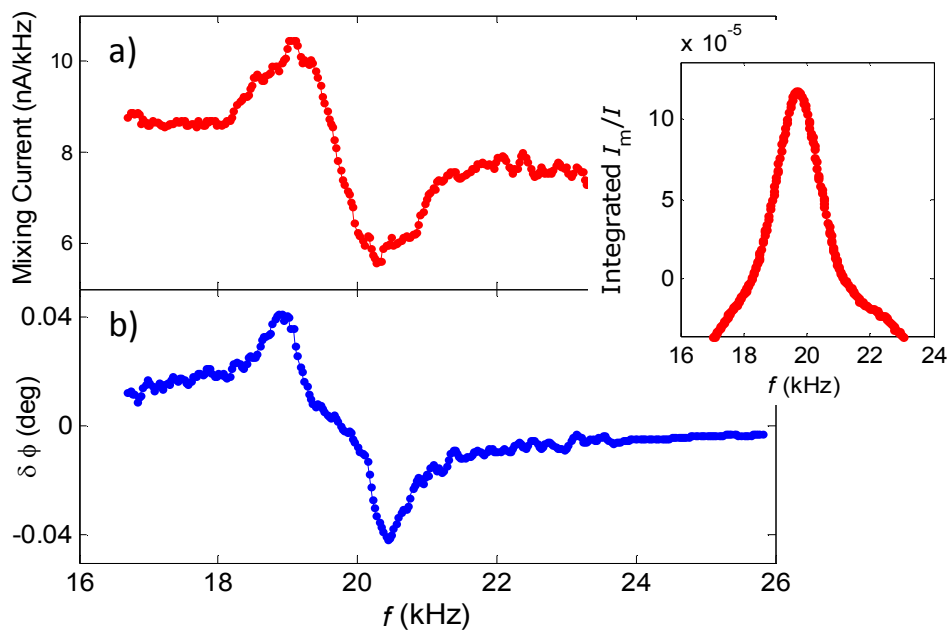


Рис. 4.2. Показания СД1, пересчитанные в ток на кГц (а) и СД2, пересчитанные в угол (б), в зависимости от частоты, снятые одновременно. Режим заданного напряжения (рисунок 4.1),  $R_s=40\text{к}\Omega$ ,  $R_e=10\text{к}\Omega$ , размах  $\pm 700 \text{ mV}$  (пороговое напряжение –  $80 \text{ mV}$ ). Фазы обоих СД близки к 0. На вставке: показания СД1, проинтегрированные по частоте и нормированные на ток. Образец №1: длина незапылённой части образца  $L=1.1 \text{ мм}$ , ширина  $w=6.4 \text{ }\mu\text{м}$ .  $T=99 \text{ К}$ ,  $\Omega/2\pi=34 \text{ Гц}$ ,  $\delta\omega/2\pi=405 \text{ Гц}$  [23]

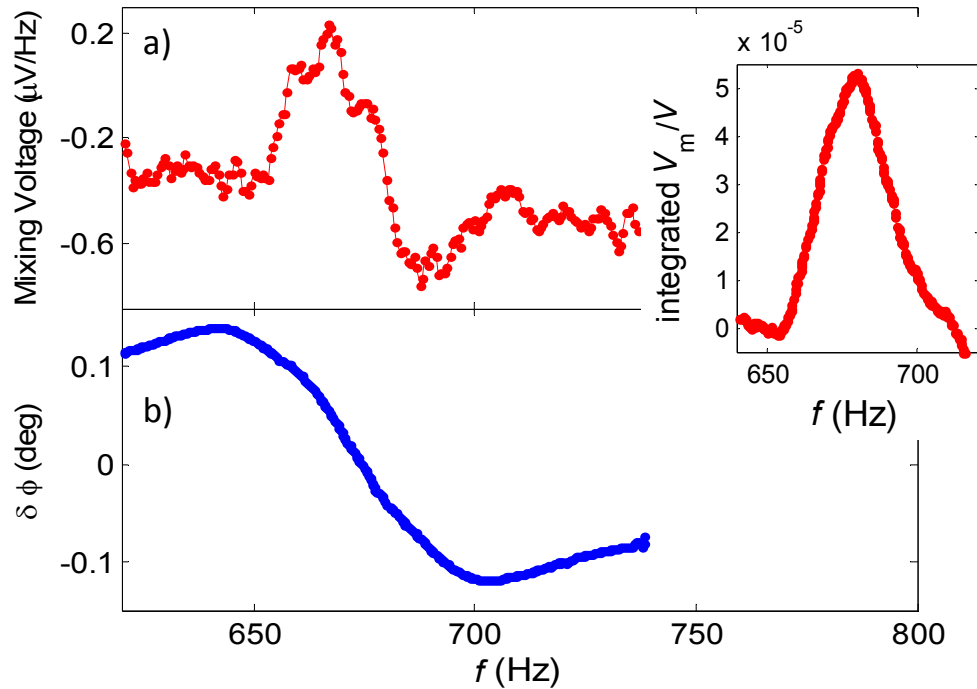


Рис. 4.3. Показания СД1, пересчитанные в напряжение на Гц (сверху) и СД2, пересчитанные в угол, в зависимости от частоты, снятые одновременно. Режим заданного тока,  $R_e=3\text{МОм}$ ,  $R_s=100\text{кОм}$ , размах  $\pm 7.4\text{mA}$  (пороговый ток –  $0.48\text{ mA}$ ). Фазы обоих СД близки к 0. На вставке: показания СД1, проинтегрированные по частоте и нормированные на напряжение. Образец №2: длина незапылённой части образца  $L=1.2\text{ мм}$ , ширина  $w=8\text{ }\mu\text{m}$ .  $T=90\text{ К}$ ,  $\Omega/2\pi=4\text{ Гц}$ ,  $\delta\omega/2\pi=6,88\text{ Гц}$  [23]

Микрозеркало на образце №2 длиннее, чем на № 1, поэтому частота первого крутильного резонанса,  $680\text{ Hz}$ , на образце №2 существенно ниже, чем на №1 –  $20\text{ kHz}$ . Соответственно, измерения на образце № 1 проводились в режиме заданного напряжения, а на № 2 – заданного тока. Показания СД1 пересчитаны в ток (образец № 1) или напряжение (№ 2), разделены на амплитуду модуляции частоты, и в таком виде представлены на рисунках 4.2а и 4.3а, соответственно [23].

На обоих рисунках ясно виден зигзаг тока смещения в области частоты резонанса. Появление фонового сигнала на частоте работы синхронного детектора мы связываем с влиянием наводки в измерительной схеме, а так же с несовершенством генератора Г6-34, на выход которого, очевидно, частично проходило напряжение ЧМ. В дальнейшем нам удалось избавиться от большей

части фонового сигнала, заменив Г6-34 на генератор Rigol DG4062. Аналогичная по форме зависимость получается на выходе СД2, настроенного приблизительно в фазе с поданным напряжением (рисунки 4.2b и 4.3b). Максимум отклика наблюдается в квадратуре с напряжением (зависимости не приведены). Нужно отметить, что из-за больших углов отклонения зеркал, значения углов на рисунке 4.2b и, особенно, рисунке 4.3b заметно искажены. Это связано с уходом отражённого луча из области стыковки секций фотодиода (7 на рисунке 4.1).

Наблюдение особенностей, представленных на рисунках 4.2a и 4.3a, означает, что нам удалось детектировать крутильный резонанс без использования оптической схемы. Помимо упразднения оптической схемы, важнейшим преимуществом предложенной методики является возможность детектировать высокочастотные резонансы на низкой частоте. Частота напряжения, подаваемого на образец, ограничена только его собственной внутренней ёмкостью и может составлять гигагерцы. Это значит, что частотный предел детектирования колебаний определяется максимальной частотой резонансных колебаний. Высоких частот колебаний можно достичь, укорачивая образец. Основная частота крутильных колебаний (при приближении образца цилиндрическим стержнем) не зависит от его ширины  $w$  и равна

$$\omega_0 = (\pi/L)\sqrt{(\mu/\rho)}, \quad (4.4)$$

где  $L$  – длина образца,  $\mu$  – модуль сдвига,  $\rho$  – плотность. Из (2) очевидна необходимость укорочения образцов для повышения  $\omega_0$ . Подставляя для  $\text{TaS}_3$   $\mu=5$  ГПа [28],  $\rho=6.4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> [9],  $L=1$  мкм, получаем  $\omega_0=2.8 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>.

Интегрируя кривые на рисунках 4.2a и 4.3a, получаем максимумы (перед интегрированием был вычтен фоновый сигнал). Их физический смысл – изменение тока или напряжения на образце в результате крутильной модуляции проводимости. Нормируя сигнал в максимуме на ток через образец (рисунок 4.2) или напряжение на нём (рисунок 4.3), получаем относительную модуляцию проводимости  $\delta\sigma/\sigma=1.2 \times 10^{-4}$  и  $5.5 \times 10^{-5}$ , соответственно. При этом максимальные



углы кручения  $\delta\varphi \sim 0.08^\circ$  и  $\sim 0.25^\circ$ , а максимальный сдвиг на краях образца (для простоты считаем образцы цилиндрами),  $G \sim \delta\varphi w/2L = 4 \times 10^{-6}$  и  $1.5 \times 10^{-5}$ , соответственно. Поделив  $\delta\sigma/\sigma$  на  $G$ , получаем 30 для образца №1 и 4 – для образца №2. Эти безразмерные величины характеризуют тензорезистивный эффект, причём в данном случае он вызван сдвиговой деформацией. Эти значения находятся в согласии с проведёнными ранее оценками [26]:  $(\delta\sigma/\sigma)/G = 1-10$ . Приблизительность оценок связана с нелинейностью и пороговой зависимостью от тока, как кручения, так и модуляции сопротивления. Величина  $(\delta\sigma/\sigma)/G$  растёт с ростом напряжения примерно как  $E - E_t$  [26,76], поэтому для увеличения сигнала СД1 следует прикладывать напряжение значительно выше  $E_t$ . При этом, однако, резко возрастают внутренние механические потери [28], то есть падает добротность резонатора.

Итак, мы продемонстрировали, что образцы квазиодномерного соединения с ВЗП  $\text{TaS}_3$ , являясь уникальным актюаторами, могут быть и детекторами резонансных колебаний. Ток, протекающий через образец, содержит в себе информацию об амплитуде этих колебаний. Эту информацию можно извлечь, используя технику гетеродинного смешения. Предложенная методика представляется наиболее перспективной для исследования ВЧ колебаний, прежде всего, в образцах микронных и нанометровых размеров [23,27].

#### **4.3. Детектирование колебаний методом гетеродинного смешения сигналов в образцах $\text{TaS}_3$ без зеркал**

Следующим шагом стало детектирование резонансов в образцах без зеркал, с использованием исключительно методики гетеродинирования с ЧМ. Для этого были отобраны и приготовлены образцы  $\text{TaS}_3$  по методике, описанной выше, но без зеркала. При этом сразу возникла новая трудность: при наблюдении особенности на  $I(f)$  необходимо было убедиться, что она связана именно с механическим резонансом.

Был изготовлен образец без зеркала длиной 1.65 мм, шириной – 5.4 мкм (рисунок 4.4 микрофотография №1). Затем, пользуясь электрической схемой, изображённой на рисунке 4.1, мы измерили зависимость тока смещения от частоты с помощью методики гетеродинамирования с частотной модуляцией (рисунок 4.4. кривая 1 на графике).

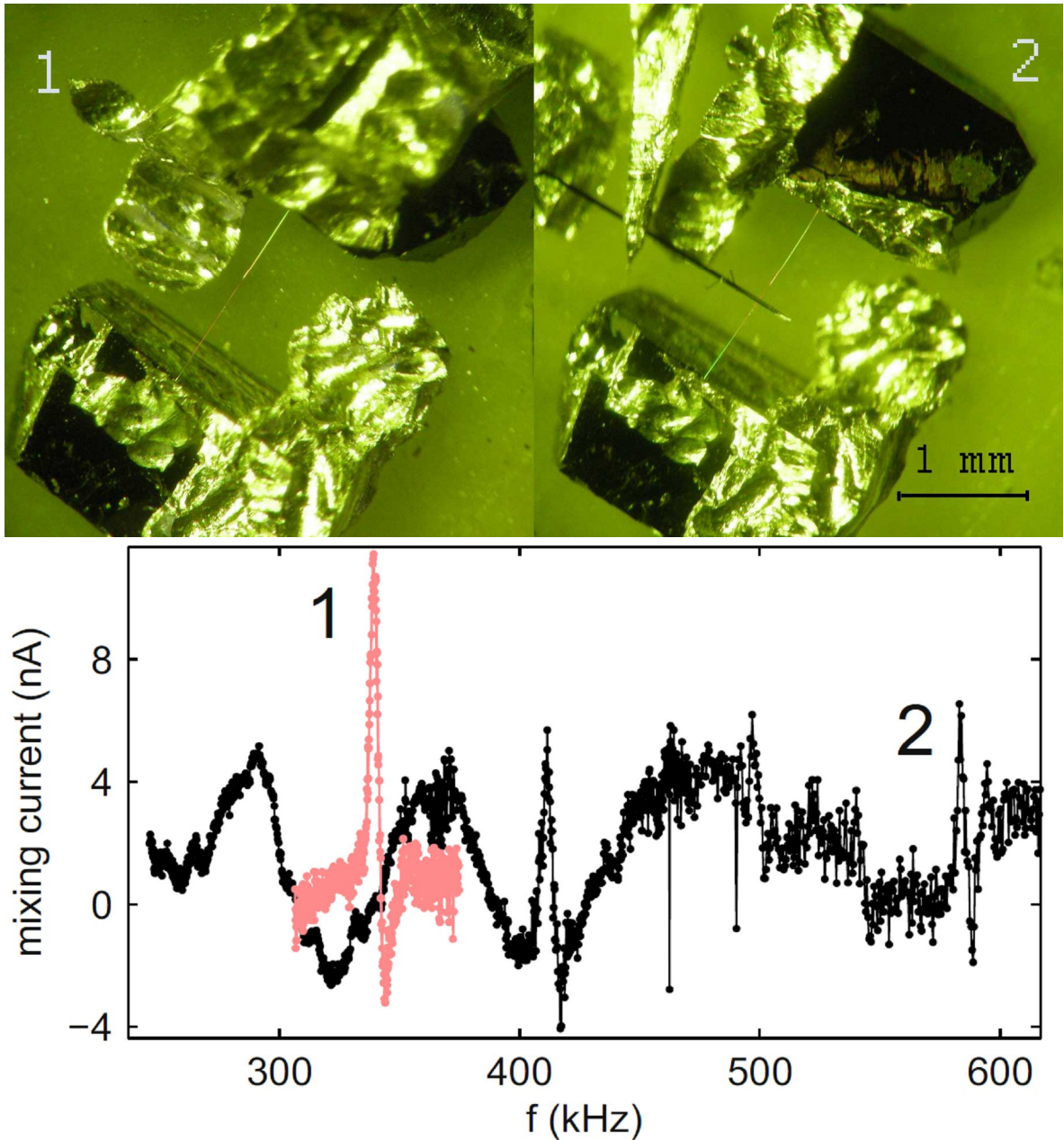


Рис. 4.4. На микрофотографии 1: образец  $\text{TaS}_3$ , натянутый между индиевыми контактами. Длина образца – 1.65 мм, ширина – 5.4 мкм. На фото 2 тот же образец с поперечным вискером, подавляющим колебания. На нижнем графике изображены зависимости амплитуды тока гетеродинного смешения от частоты. Кривая 1 относится к фото 1, кривая 2 – к

фото 2, частоты резонансов на 1-й кривой – 341.2 кГц, на второй – 414.3 и 590 кГц.  $T=181$  К,  $V = \pm 220$  мВ,  $V_t = 50$  мВ,  $\Omega/2\pi = 132$  Гц,  $\delta\omega/2\pi = 1322$  Гц,  $1/\sigma_{300} = 240$   $\Omega$  [24]

На зависимости была обнаружена особенность в виде зигзага в районе 340 кГц. С целью определения природы этой особенности были проведены измерения зависимости её частоты от температуры (рисунок 4.5).

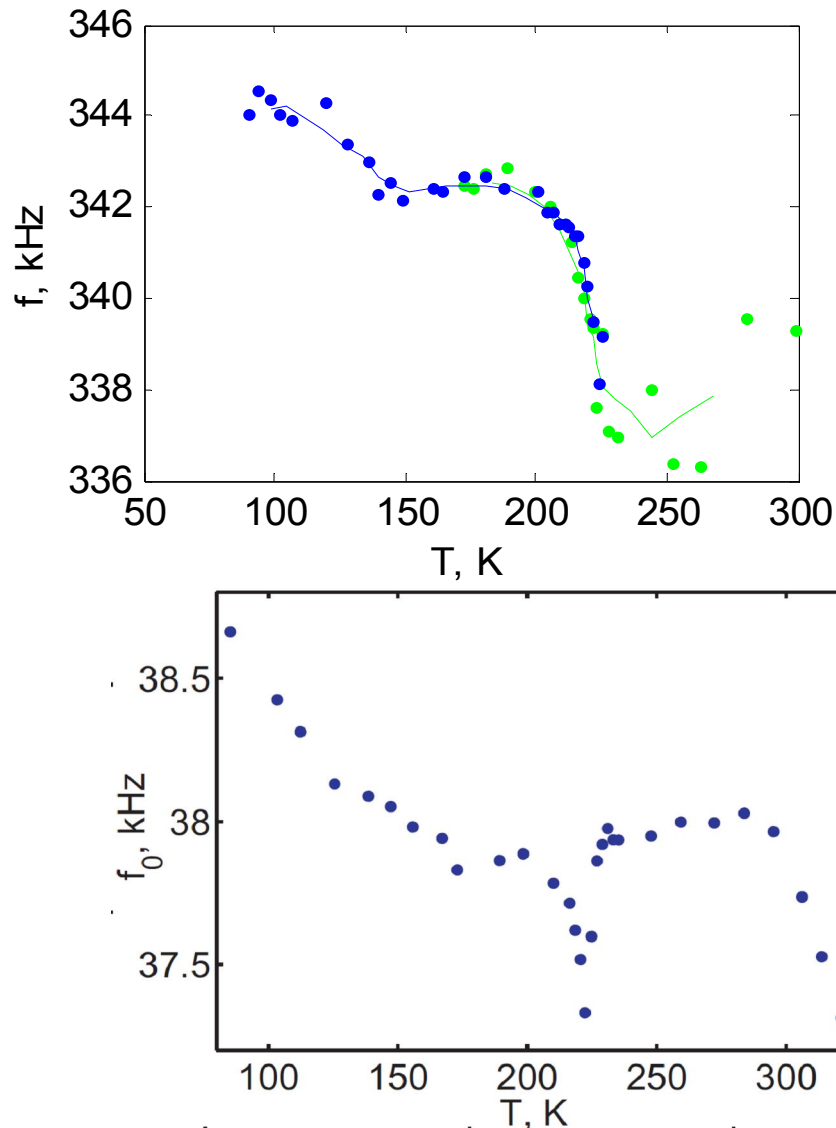


Рис. 4.5. Верхний график: зависимости частоты пика, наблюдаемого на кривой 1 из рисунка 4.4, от температуры. Разным цветом показаны данные, записанные в разные дни. Введён поправочный коэффициент на уход частоты. Нижний график: зависимость частоты крутильного резонанса от температуры для образца  $TaS_3$  с зеркалом [25]. На образец подавалось напряжение в виде меандра  $V_{AC} = \pm 20$  мВ. Длина образца 5 мм,  $V_t = 75$  мВ

Результат соответствует полученным ранее данным для зависимости частоты крутильного резонанса от температуры [25] (нижний график на рисунке 4.5), а также для модуля сдвига и модуля Юнга, найденным для  $TaS_3$  [28, 57]. Это указывает на связь пика с механическими колебаниями образца. Тем не менее, было решено проверить эту связь с помощью дополнительного эксперимента. Мы решили выяснить, как на наблюдаемой особенности сказывается механическое воздействие на образец.

С этой целью мы положили на образец ещё один вискер, так чтобы он немного изгибал образец (2-я фотография на рисунке 4.4). После этого мы повторили измерения. Сопротивление образца и его ВАХ не изменились, однако исследование тока смещения показало изменение его частотной зависимости. Кривая 2 на рисунке 4.4 иллюстрирует это изменение. Видно, что вместо пика на 341 кГц появились особенности при 590 и 414 кГц. Также заметно уменьшение амплитуд пиков, которое можно связать с демпфирующим действием вискера. Кроме того, изначально половина образца была покрыта шунтирующим слоем золота, что, как было описано в главе 2, эквивалентно созданию подвешенного контакта и должно приводить к максимальной амплитуде кручения середины образца. Вискер разбивает образец на две части, примерно в 2 раза меньшей длины. Согласно формуле (4.4) можно было бы ожидать удвоения  $\omega_0$ . Пик при 590 кГц, вероятно, соответствует крутильному резонансу одной из половинок образца, что примерно соответствует удвоению резонансной частоты. Однако точно установить моду колебаний мы не смогли и продолжили исследования на других образцах. Для другого образца длиной 161 мкм, тоже изготовленного без зеркала (рисунок 4.6), мы зафиксировали колебания на частоте 9 МГц (рисунок 4.7).

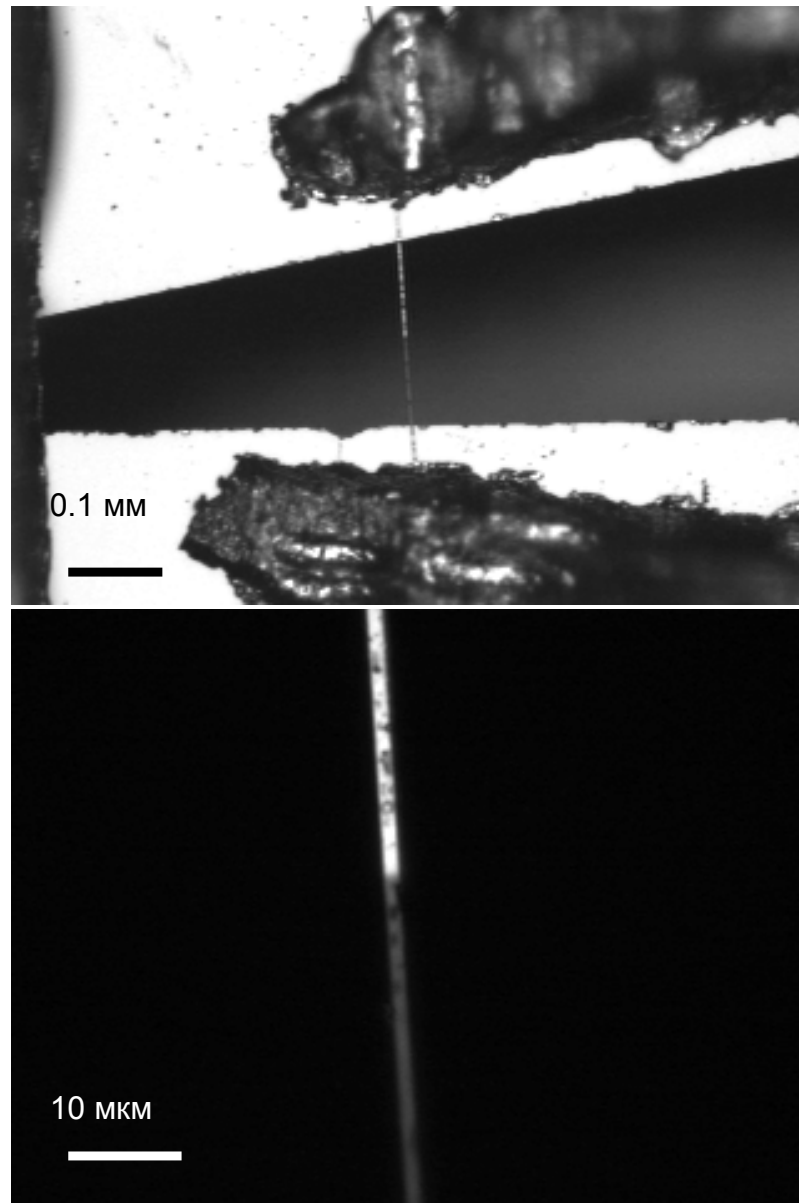


Рис. 4.6. Микрофотографии образца длиной 161 мкм

На рисунке 4.7 показаны зависимости тока смещения от частоты при нескольких разных амплитудах переменного напряжения. Было установлено, что зависимость амплитуды пика от напряжения имеет пороговый вид (рисунок 4.8). Кривая, представленная на рисунке 4.8, качественно отражает зависимость переменного напряжения, индуцированного деформацией кручения, от напряжения [26], [76]: сигнал появляется при токах несколько выше порогового и далее резко растёт. После роста следует спад сигнала, который, очевидно, связан с особенностями угла кручения и/или крутильной модуляции тока в полях выше порогового, которые могут меняться от образца к образцу и пока мало изучены.

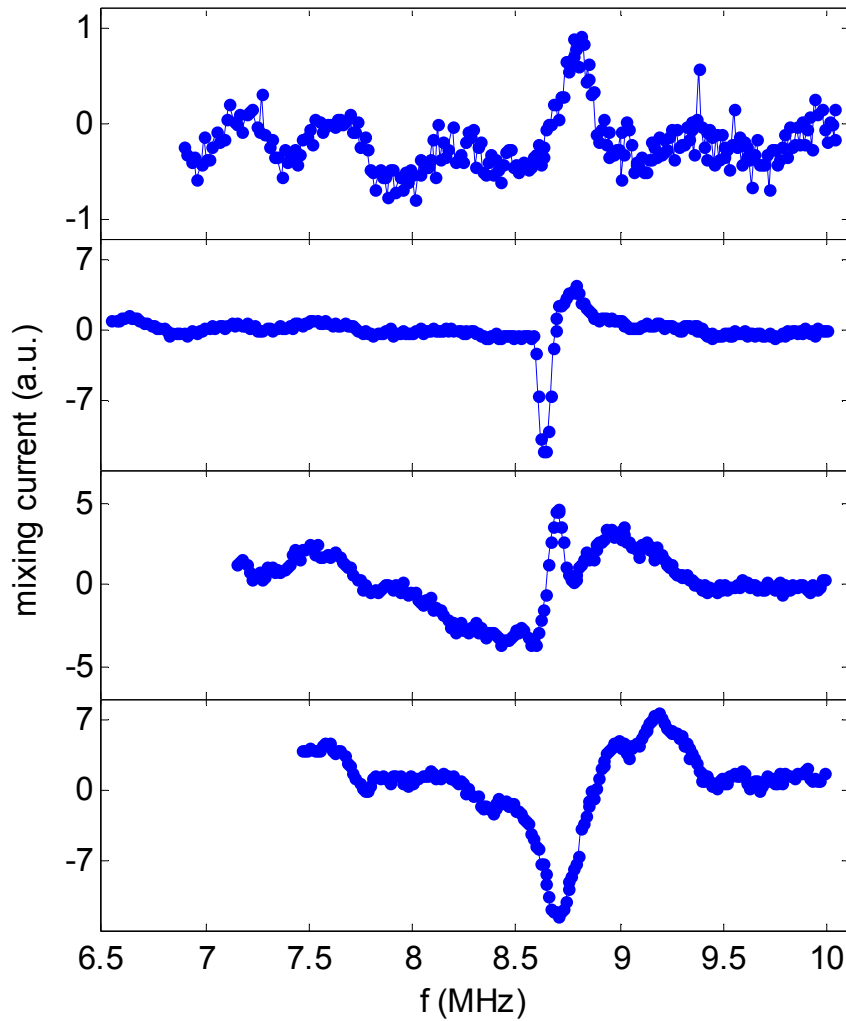


Рис. 4.7. Частотные зависимости тока смешения, снятые при различных значениях переменного напряжения. Сверху вниз:  $V=\pm 150, 230, 300$  и  $490$  мВ.  $L=161$   $\mu\text{m}$ ,  $w=4$   $\mu\text{m}$ .  $T=105$  К,  $V_t=15$  мВ,  $\Omega/2\pi = 3,35$  Гц,  $\delta\omega/2\pi = 30 \cdot 10^3$  Гц [24]

На рисунке 4.7 также хорошо видна эволюция формы пика в зависимости от напряжения. Добротность пика уменьшается с ростом напряжения на образце. Очевидно, это отражает рост внутренних механических потерь с ростом величины напряжения [28]. Также можно наблюдать, как меняется соотношение фаз между приложенным переменным напряжением и модуляцией сопротивления ( $\Phi$  в уравнении (4.1)). При отсутствии запаздывания крутящего момента относительно переменного напряжения на образце и модуляции тока относительно угла кручения [76] сдвиг фазы в резонансе будет равен  $\pi/2$ .

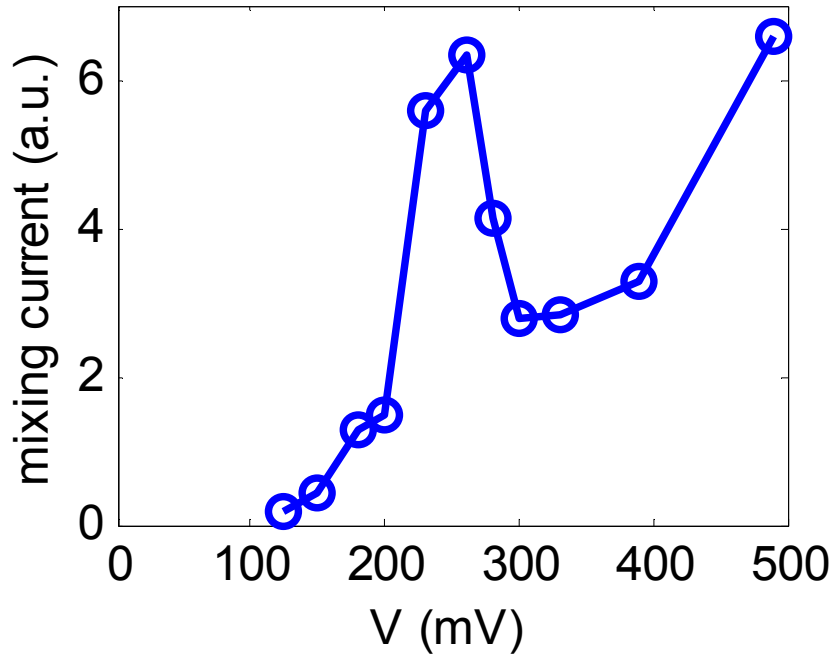


Рис. 4.8. Зависимость высоты пика (рис. 4.7) от амплитуды переменного напряжения [24]

Обозначим дополнительный фазовый сдвиг, который возникает из-за запаздывания как  $\Phi_0$ . Чтобы восстановить  $\Phi_0$ , амплитуду и частоту из измеряемого детектором сигнала, мы сначала интегрировали ток смещения. Для этого мы подбирали константу интегрирования таким образом, чтобы среднее значение измеренного сигнала было близко к нулю как выше, так и ниже резонанса. Основываясь на полученных данных, мы смогли проанализировать сдвиг фазы [24]. Например, пик при  $V=\pm 150$  мВ (рисунок 4.7) соответствует нулевому сдвигу фазы  $\Phi_0$  (производная от зигзага,  $\cos(\Phi)=0$ ,  $\Phi=\pi/2$ ). Тем не менее, этот пик можно рассматривать как сигнал с фазовым сдвигом  $\Phi_0=\pi$ , происходящим в результате двух сдвигов на  $\pi/2$ . Это объяснение кажется разумным, поскольку заметный сдвиг фаз между кручением и резистивным откликом наблюдался уже на частоте 10 Гц [76]. Следовательно, величина сдвига на  $\pi/2$  на частоте 9 МГц вполне ожидаема. Сдвиг еще на  $\pi/2$  труднее объяснить. Возможно, время релаксации закручивающего усилия оказывается выше, чем  $1/(2\pi \times 9 \text{ МГц})$ , по крайней мере, при малых  $V$ . При более высоких токах очевидно изменение сдвига фазы. Это может быть связано с уменьшением обоих вкладов в

$\Phi_0$ . Уменьшение времён релаксации как закручивающего усилия, так и «торсиорезистивного» отклика с ростом  $V$  наблюдалось в [76].

Из этих рассуждений можно сделать вывод, что изменение формы пика в зависимости от напряжения (рисунок 4.7) отражает изменение, очевидно, – уменьшение времён релаксации ВЗП с ростом напряжения. Детальные исследования фазового сдвига в зависимости от напряжения и температуры могут дать важную информацию о динамике ВЗП. Подробно вопрос о зависимости формы особенности  $\delta\varphi_0\Pi\cos(\Phi)$  от величины  $\Phi_0$ , а также и обратная задача, рассмотрены в [24].

Наши результаты показывают, что, несмотря на сложности в детектировании высокочастотных колебаний микрообразцов  $TaS_3$ , применение методики гетеродинирования с ЧМ перспективно для исследования колебаний образцов квазиодномерных проводников на частотах порядка 10 МГц и выше. На частотах свыше 10 МГц уже могут наблюдаться аномалии в модулях упругости подобные тем, которые были обнаружены в кристаллах  $NbSe_3$  в области частот 60-70 МГц [19]. Резкое повышение модуля Юнга на этих частотах несколько ниже  $T_p$  объясняется, по-видимому, возбуждением плазмонной моды колебаний ВЗП [19].

#### 4.4. Выводы

Методика гетеродинного смешения с частотной модуляцией успешно применена для детектирования крутильных колебаний вискерев  $TaS_3$ : на частотной зависимости тока смешения в точках резонансов наблюдались особенности. Результат подтверждён измерениями с помощью оптической схемы. Подтверждена также механическая природа пиков тока смешения, наблюдавшихся на образцах без зеркал. При этом колебания возбуждаются не с помощью затвора, а за счёт внутренних свойств образцов с ВЗП – крутильной деформации в электрическом поле. Модуляция тока происходит не из-за эффекта поля, а за счёт крутильной модуляции тока ВЗП. Эти свойства выгодно отличают



резонаторы на основе квазиодномерных проводников от многих систем, исследованных ранее [21,32,33]. Тем не менее, необходимы более подробные исследования для установления мод возбуждаемых механических колебаний. Мы не видим препятствий для дальнейшего увеличения частот (в перспективе до гигагерцовой области [34]) за счёт укорочения образцов [27].

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы были получены следующие результаты:

1. При воздействии ВЧ поля на зависимостях угла кручения образцов  $\text{TaS}_3$  от тока,  $\varphi(I)$ , обнаружены особенности, имеющие вид ступенек Шапиро. Особенности наблюдаются при токах, при которых происходит синхронизация движения ВЗП с ВЧ полем. Из анализа зависимостей  $\varphi(I)$  сделан вывод, что в условиях синхронизации волна зарядовой плотности не просто движется с постоянной скоростью, синхронно преодолевая барьеры пининга в разных точках, но и повышает свою пространственную когерентность. Синхронизация скольжения ВЗП под действием внешнего ВЧ поля приводит к уменьшению неоднородной деформации ВЗП, чем и объясняется уменьшение угла кручения образца.

2. Обнаружено, что на зависимости производной угла кручения по току,  $d\varphi/dI$ , даже при небольшой степени синхронизации ( $\sim 10\%$ ) хорошо видны пики, соответствующие ступенькам Шапиро. Сделан вывод, что, исследуя кручение, можно наблюдать тонкую структуру взаимодействия ВЧ облучения с ВЗП. Иными словами, исследование кручения или, говоря шире, неоднородной деформации образцов квазиодномерных проводников, позволяет изучать тонкие эффекты в динамике пространственно-неоднородной деформации ВЗП.

3. Обнаружено, что при движении ВЗП в поле выше порогового возникают периодические механические колебания образца. Частота колебаний совпадает с фундаментальной частотой скольжения ВЗП в данном поле. Это означает, что скольжение ВЗП сопровождается периодической по времени деформацией кристаллической решётки. Таким образом, образец  $\text{TaS}_3$  является уникальным генератором периодических механических колебаний, частотой которых можно управлять, изменяя постоянный ток через образец.

4. Вибрации образцов определяются динамической деформацией ВЗП и, помимо узкополосного вклада на фундаментальной частоте, содержат широкополосную шумовую компоненту. Измерения флуктуаций угла кручения, проведённые одновременно с измерениями флуктуаций напряжения на образце  $\text{TaS}_3$ , показали, что при протекании постоянного тока выше порогового наблюдаются механические колебания образцов со спектром типа  $1/f$  в области частот от 0.1 Гц до 100 Гц. При этом удалось выявить некоторые сходства и различия в поведении зависимостей спектральной плотности шума в напряжении  $S_V(f)$  и в кручении  $S_\phi(f)$  при различных значениях тока как ниже, так и выше порогового. Установлено, что: 1) шумы появляются в районе  $I_t$ , их рост насыщается в области  $2I_t$ ; 2) в обоих случаях  $S(f) \propto 1/f^\alpha$ , где  $\alpha$  уменьшается с ростом тока (с 1.5 до 0.5 для  $S_V(f)$  и с 1 до 0.5 для  $S_\phi(f)$ ); 3) рост величины  $S_V(f)$  в зависимости от  $I$  начинается раньше, чем  $S_\phi(f)$ . Уменьшение  $\alpha$  с ростом тока ВЗП можно объяснить уменьшением времён релаксации ВЗП и упрощённо описать, представив ВЗП как суперпозицию двухуровневых флуктуирующих систем, средняя частота переключений в которых растёт с током через образец.

Изучение шума типа  $1/f$  является большой междисциплинарной областью, причём далеко не все его свойства объяснены. Например, в полупроводниках  $1/f$ -шум редко удаётся связать с другими явлениями в тех же системах. Это можно объяснить тем, что измерение спектра токового шума (флуктуационная спектроскопия) гораздо чувствительнее к низкочастотной кинетике дефектов, чем другие методы. Поэтому наблюдаемые по спектру шума релаксационные явления не удастся одновременно (на тех же образцах) изучать по другим физическим эффектам [104]. В нашем случае использовалась весьма чувствительная оптическая методика, которая позволила наблюдать  $1/f$  шум в кручении одновременно с  $1/f$  шумом в напряжении. По чувствительности оптическая методика оказалась сравнимой электрофизической. При этом методики не дублируют друг друга. Если электрические шумы (и УПШ, и  $1/f$ ) отражают движение ВЗП как целого, и деформация ВЗП лишь уменьшает их амплитуду,

шумы в кручении возникают именно из-за деформации ВЗП при движении. Поэтому, получение нового канала наблюдения за шумами можно отнести к важным достижениям, полученным в ходе наших исследований.

5. Важным результатом является также определение природы узкополосного шума в кручении. Вибрации нельзя свести к воздействию на образец шумового напряжения, возникающего при скольжении ВЗП. Наблюдаемые флуктуации угла кручения на 2-3 порядка превышают углы, обусловленные воздействием электрического шума. Таким образом, механические колебания связаны с прямым механическим воздействием деформации скользящей ВЗП. Этот вывод относится и широкополосным механическим колебаниям образцов.

6. Методика гетеродинного смещения с ЧМ успешно применена для детектирования колебаний вискероов  $TaS_3$ : на частотной зависимости тока смещения в точках резонансов наблюдались особенности (пики или зигзаги). Подтверждена их механическая природа. Методика позволяет детектировать резонансные колебания образцов без использования зеркал и увеличить предельные частоты колебаний.

Колебания возбуждаются не с помощью затвора, а за счёт внутренних свойств образцов с ВЗП – крутильной деформации в электрическом поле. Модуляция тока происходит не из-за эффекта поля, а за счёт крутильной модуляции тока ВЗП. Анализ формы особенностей на частотной зависимости тока смещения позволяет определить сдвиг фаз между поданным напряжением и модуляцией проводимости и сделать выводы о временах релаксации ВЗП. Для анализа релаксационных процессов, а также для установления мод возбуждаемых механических колебаний, необходимы более подробные исследования.

7. Исследование электромеханических свойств квазиодномерных проводников с ВЗП в виду уникальности характера взаимодействия сконденсированных электронов и кристаллической решётки открывает

возможности как для изучения свойств ВЗП, так и для создания на базе квазиодномерных проводников устройств МЭМС-НЭМС. При этом можно, например, использовать возможность генерации механических ВЧ колебаний образцов под действием как переменного, так и постоянного электрического поля.

## Список сокращений

ВЗП – волна зарядовой плотности

ВТСП – высокотемпературный сверхпроводник

ВЧ – высокая частота

СВЧ – сверхвысокая частота

НЧ – низкая частота

МЭМС – микроэлектромеханические системы

НЭМС – наноэлектромеханические системы

УПШ – узкополосный шум

СД – синхронный детектор

ЧМ – частотная модуляция

## Литература

1. Grüner, G. The dynamic of charge-density waves / G. Grüner // Reviews of Modern Physics. – 1988. – Vol.60. – No.4. – P.1129-1181
2. Thorne, R.E. Charge-density-wave conductors / R.E. Thorne // Physics Today. – 1996. – Vol.49. – Issue5. – P.42-47
3. Fukuyama, H. and Lee P.A. Dynamics of the charge-density wave. I. Impurity pinning in a single chain / H. Fukuyama and P.A. Lee // Phys. Rev. B. – 1978. – Vol.17. – P.535-541
4. Lee, P.A. and Rice T.M. Electric field depinning of charge density waves / P.A. Lee and T.M. Rice // Phys. Rev. B. – 1979. – Vol.19. – P.3970-3980
5. Grüner, G. Nonlinear conductivity and noise due to charge-density-wave depinning in NbSe<sub>3</sub> / G. Grüner, A. Zwadowski, P.M. Chaikin // Phys. Rev. Lett. – 1981. – Vol.46 – No.7. – P.511-515
6. Abe, S. Impurity-Induced Pinning, Damping and Metastability of Interchain-Coupled Charge Density Waves / S. Abe // J. Phys. Soc. Jpn. – 1985. – Vol.54. – P.3494-3505
7. Brown, S.E. Long range remanent deformations of charge-density waves in TaS<sub>3</sub> and NbSe<sub>3</sub> / S.E. Brown, L. Mihaly, G. Grüner // Solid State Commun. – 1986. – Vol.58. – No.4. – P.231-234
8. Higgs, A.W. Hysteresis in the electrical properties of orthorhombic tantalum trisulphide: evidence for an incommensurate-commensurate charge-density wave transition? / A.W. Higgs, J.C. Gill // Solid State Commun. – 1983. – Vol.47. – No.9. – P.737-742
9. Monceau, P. Electronic crystals: an experimental overview / P. Monceau // Advances in Physics. – 2012. – Vol.61. – P.325-581
10. Requardt, H. Direct observation of charge density wave current conversion by spatially resolved synchrotron X-ray studies in NbSe<sub>3</sub> / H. Requardt, F.Ya. Nad, P. Monceau at al. // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol.80. – No.25. – P.5631-5634

11. Lemay, S.G. Spatially resolved study of charge-density-wave strain in NbSe<sub>3</sub>: Evidence for a finite threshold for creep / S.G. Lemay, K. O'Neill, C. Cicak and R.E. Throne // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol.63. – L.081102(R). – P.1-4
12. Иткис, М.Е. ЭДС, возникающая в квазиодномерном проводнике TaS<sub>3</sub> под действием лазерного излучения / М.Е. Иткис, Ф.Я. Надь, В.Я. Покровский // *ЖЭТФ.* – 1986. – Т. 90. – Вып.1. – С.307-317
13. Itkis, M.E. Imaging charge-density-wave strains with electromodulated transmission / M.E. Itkis, B.M Emerling, J.W. Brill // *Phys. Rev. B.* 1995. – Vol.52. – No.16. – P.11545-11548
14. Itkis, M.E. Experimental studies of the mechanism of the electro-optical effect in blue bronze / M.E. Itkis, B.M Emerling, J.W. Brill // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol.56. – No.11. – P.6506-6512
15. Покровский, В.Я. Об огромном воздействии электрического поля на решётку квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности / В.Я. Покровский // *Письма в ЖЭТФ.* – 2007. – Т.86. – Вып.4. – С.290-293
16. Masmanidis, S.C. Multifunctional nanomechanical systems via tunably coupled piezoelectric actuation / S.C. Masmanidis, R.B. Karabalin, I. De Vlaminck, et al. // *Science.* – 2007. – Vol.317. – P.780-783
17. Ekinci. K.L. Nanoelectromechanical systems / K.L. Ekinci and M.L. Roukes // *Rev. Sci. Instrum.* – 2005. – Vol.76. – L.061101. – P.1-12
18. Fennimore, A.M. Rotational actuators based on carbon nanotubes / A.M. Fennimore, T.D. Yuzvinsky, W.Q. Han, M.S. Fuhrer, J. Cumings and A. Zettl // *Nature.* – 2003. – Vol.424. – P.408-410
19. Sengupta, S. Plasmon mode modifies the elastic response of a nanoscale charge density wave system / S. Sengupta, N. Samudrala, V. Singh, A. Thamizhavel, P.B. Littlewood, V. Tripathi and M.M. Deshmukh // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol.110. – L.166403. – P.1-6
20. Ding, J-N. Theoretical study of the sticking of a membrane strip in MEMS under the Casimir effect / J-N. Ding, S-Z. Wen and Y-G. Meng // *J. Micromech. Microeng.* – 2001. – V.11. – P.202-208



21. Sazonova, V. A tunable carbon nanotube electromechanical oscillator / V. Sazonova, Y. Yaish, H. Ustunel, D. Roundy, T.A. Arias and P.L. McEuen // Nature. – 2004. – Vol.431. – P.284-287
22. Shevyrin, A.A. Piezoelectric electromechanical coupling in nanomechanical resonators with a two-dimensional electron gas / A.A. Shevyrin, A.G. Pogosov, A.K. Bakarov and A.A. Shklyaeв // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Vol.117. – L.017702. – P.1-5
23. **Никитин, М.В.** Детектирование резонансных крутильных колебаний квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub> методом гетеродинного смещения / **М.В. Никитин**, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев // Журнал радиоэлектроники. – 2013. – Вып.2 февраль. – С.1-15
24. Pokrovskii, V.Ya. Self-detection of mechanical oscillations of charge-density wave conductors / V.Ya. Pokrovskii, **M.V. Nikitin** and S.G. Zybтsev // Physica B. – 2015. – Vol.460. – P.39-44
25. Pokrovskii, V.Ya. Deformations of charge-density wave crystals under electric field / V.Ya. Pokrovskii, S.G. Zybтsev, V.B. Loginov, V.N. Timofeev, D.V. Kolesov, I.V. Yaminsky and I.G. Gorlova // Physica B. – 2009. – Vol.404. – P.437-443
26. Покровский, В.Я. Высокочастотные, «квантовые» и электромеханические эффекты в квазиодномерных кристаллах с волной зарядовой плотности / В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, **М.В. Никитин**, И.Г. Горлова, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов // УФН. – 2013. – Т.183. – С.33-54
27. **Никитин, М.В.** О возможности самодетектирования высокочастотных механических колебаний висзеров квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности / **М.В. Никитин**, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, А.М. Жихарев, П.В. Лега // Радиотехника и электроника. – 2017. – (в печати)
28. Brill, J.W. Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases / J.W. Brill; edited by M. Levy, H. E. Bass, and R. R. Stern. – Academic Press, New York, 2001. – Vol. II. – P. 143–162

29. Hoen, S. Metastable length states of a random system: TaS<sub>3</sub> / S. Hoen, B. Burk, A. Zettl, and M. Inui // *Phys. Rev. B.* – 1992. – Vol.46. – No.3. – P.1874-1877
30. Golovnya, A.V Coupling of the lattice and superlattice deformations and hysteresis in thermal expansion for the quasi-one-dimensional conductor TaS<sub>3</sub> / A.V. Golovnya, V.Ya. Pokrovskii, P.M. Shadrin // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol.88. – No.24. – L.246401. – P.1-4
31. Pokrovskii, V.Ya. Torsional strain of TaS<sub>3</sub> whiskers on the charge-density wave depinning / V.Ya. Pokrovskii, S.G. Zybtssev, and I.G. Gorlova // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol.98. – L.206404. – P.1-4
32. Pokrovski, V.Ya. Self-sensitive torsional microresonators based on a charge-density wave system / V.Ya. Pokrovski, S.G. Zybtssev // *cond-mat.str-el.* – 2007. – Vol.07082694. – P.1-10
33. Pokrovskii, V.Ya. Self-Sensitive torsional microresonators based on a charge-density wave system / V.Ya. Pokrovskii, S.G. Zybtssev and V.V. Koledov // 3rd IEEE-NEMS, Sanya, Hainan Island, China; Technical Digest. – January 6-9, 2008. – P. 142
34. Chaste, J. High-frequency nanotube mechanical resonators / J. Chaste, M. Sledzinska, M. Zdrojek, J. Moser and A. Bachtold // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – Vol.99. – L.213502. – P.1-3
35. O'Connell, A.D. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator / A.D. O'Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann et al // *Nature.* – 2010. – Vol.464. – P.697-703
36. Jensen, K. An atomic-resolution nanomechanical mass sensor / K. Jensen, K. Kim, A. Zettl // *Nat. Nanotech.* – 2008. – Vol.3. – P.533-537
37. Пайерлс, Р. Квантовая теория твёрдых тел / Р. Пайерлс. – М.: ИЛ, 1956
38. Fröhlich, H / H. Fröhlich, R. Proc. – Soc. London, Ser. A 223, 296, 1954
39. Devreese, J.T. Highly conducting one-dimensional solids / J.T. Devreese, R.P. Evrard and V.E. van Doren; edited by J. T. Devreese. – Plenum, New York/London, 1979

40. Fogle, W. Semiconductor-to-metal transition in the blue potassium molybdenum bronze,  $K_{0.3}MoO_3$ ; example of a possible excitonic insulator / W. Fogle and H. Perlstein // *Phys. Rev. B.* – 1972. – Vol.6. – No.4. – P.1402-1412
41. Monceau, P. Electric field breakdown of charge-density-wave-induced anomalies in  $NbSe_3$  / P. Monceau, N.P. Ong, A.M. Portis, A. Meerschaut and J. Rouxel // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – Vol.37. – P.602-606
42. Monceau, P. Electronic properties of inorganic quasi-one-dimensional compounds Vol. 2 Dordrecht: D. Reidel / P. Monceau; ed. P. Monceau. – *Physics and chemistry of materials with low-dimensional structures, Ser. B*, 1985 – P. 139
43. Gruener, G *Density waves in solids* / Gruener, G; – *Frontiers in Physics*, Vol. 89 Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1994
44. Бородин, Д.В. Скачки между метастабильными состояниями квазиодномерного проводника  $TaS_3$  с субмикронными поперечными размерами / Д.В. Бородин, С.В. Зайцев-Зотов, Ф.Я. Надь // *Письма в ЖЭТФ.* – 1986. – Т.43. – Вып.10. – С.485
45. Zybtssev, S.G. “Quantized” states of the charge-density wave in microcrystals of  $K_{0.3}MoO_3$  / S.G. Zybtssev, V.Ya. Pokrovskii, S.V. Zaitsev-Zotov // *Nat. Commun.* x:x. – 2010. – doi: 10.1038/ncomms1087
46. Zybtssev, S.G. Discrete conducting states, wave-vector variation, and carrier mobilities in  $NbSe_3$  microsamples / S. G. Zybtssev and V. Ya. Pokrovskii // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol.84. – L.085139. – P.1-7
47. Артёменко, С.Н. Электронно-дырочный баланс и полупроводниковые свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности / С.Н. Артёменко, В.Я. Покровский, С.В. Зайцев-Зотов // *ЖЭТФ.* – 1996. – Т.110. – С.1069
48. Pokrovskii, V.Ya. Critical-state model for pinned charge-density waves: conditions and consequences of phase slip / V.Ya. Pokrovskii, S.V. Zaitsev-Zotov // *Synthetic Metals.* – 1989. – Vol.32. – P.321-328

49. Артёменко, С.Н. К теории Флёриховской проводимости проводников с соизмеримой волной зарядовой плотности / С.Н. Артёменко, А.Ф. Волков // ЖЭТФ. – 1981. – Т.81 – С.1872
50. Pokrovskii, V.Ya. Inhomogeneous spatial structure of CDW metastable states in o-TaS<sub>3</sub>: Step-like and continuous temperature evolution / V.Ya. Pokrovskii, S.V. Zaitsev-Zotov // Synthetic Metals. – 1989. – Vol.29. – Iss.2-3. – P.439-444
51. Brazovskii, S. Plastic sliding of charge density waves: X-ray space resolved-studies versus theory of current conversion / S. Brazovskii, N. Kirova, H. Requardt, F.Ya. Nad, P. Monceau, R. Currat, J.E. Lorenzo, G. Grübel and Ch. Vettier // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol.61. – P.10640-10650
52. Зайцев-Зотов, С.В. Размерные эффекты в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности / С.В. Зайцев-Зотов // УФН. – 2004. – Т.174. – №.6. – С.585-608
53. Wang, Z.Z. Incommensurate-commensurate transition in TaS<sub>3</sub>. / Z.Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, Maurice Renard, C. Roucau, et al. // Journal de Physique Lettres. – 1983. – Vol.44. – No.8 – P.311-319
54. Mozurkewich, G. Phase-relaxation interpretation of elastic softening induced by sliding charge-density waves / G. Mozurkewich // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol.42. – P.11183-11188
55. Brill, J.W. Electric field dependence of elastic properties of TaS<sub>3</sub> / J.W. Brill and W. Roark // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol.53. – No.8. – P.846-849
56. Jacobsen, R.L. Stiffness reduction associated with charge-density-wave sliding: Temperature and bias dependences in TaS<sub>3</sub> / R.L. Jacobsen and G. Mozurkewich // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol.42. – No.5. – P.2778-2784
57. Xu, Z.G. Relaxation and elastic anomalies in charge-density-wave conductors / Z.G. Xu and J.W. Brill // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol.45. – P.3953-3961
58. Xiang, X.-D. Shear modulus of TaS<sub>3</sub> / X.-D. Xiang and J. W. Brill // Phys. Rev. B. – 1987. – Vol.36. – P.2969-2971

59. Rivero, A.J. Elastic measurements in  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  at low frequencies under direct current / A.J. Rivero, H.R. Salva, A.A. Ghilarducci, P. Monceau, F. Levy // *Solid State Comm.* – 1998. – Vol.106. – Iss.1. – P.13–16
60. Xiang, X.-D. Effects of charge-density-wave depinning on the elastic properties of  $\text{NbSe}_3$  / X.-D. Xiang, J.W. Brill // *Phys. Rev. B.* – 1989. – Vol.39. – No.2. – P.1290-1297
61. Bourne, L.C. Elastic anomalies in the charge density wave conductor  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$  / L.C. Bourne and A. Zettl // *Solid State Commun.* – 1986. – Vol.60. – No.10. – P.789-792
62. Zybtssev, S.G. Quantization of states and strain-induced transformation of charge-density waves in the quasi-one-dimensional conductor  $\text{TaS}_3$  / S.G. Zybtssev and V.Ya. Pokrovskii // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol.94. – L.115140. – P.1-7
63. Maki, K. Elastic properties of charge-density-wave conductors / K. Maki and A. Virosztek // *Phys. Rev. B.* – 1987. – Vol.36. – No.5. – P.2910-2912
64. Преображенский, В.Б. Электропроводность одноосно деформированного квазиодномерного пайерлсовского диэлектрика  $\text{TaS}_3$  / В.Б. Преображенский, А.Н. Талдёнков, И.Ю. Кальнова // *Письма ЖЭТФ.* – 1984. – Т.40. – Вып.5. – С.183-187
65. Preobrazhensky, V.B. Nonlinear conductivity of orthorhombic  $\text{TaS}_3$  under uniaxial strain: kink versus charge-density-wave transport / V.B. Preobrazhensky, A.N. Taldenkov and S.Yu. Shabanov // *Solid State Commun.* – 1985. – Vol.54. – No.5. – P.399-402
66. Pokrovskii, V.Ya. Atomic-force microscope as an instrument for measurements of thermal expansion of whisker-like samples / V.Ya. Pokrovskii, G.B. Meshkov, I.G. Gorlova, S.G. Zybtssev, A.B. Odobesko and I.V. Yaminsky // *Workshop “Recent developments in low dimensional charge density wave conductors“*, Skradin, Croatia. – June 29-July 3 2006. – P.28
67. Zybtssev, S.G. Strain-induced formation of ultra-coherent CDW in quasi one-dimensional conductors / S.G. Zybtssev, V.Ya. Pokrovskii // *Physica B.* – 2015. – Vol.460. – P.34-38

68. Tsutsumi, K. Charge density waves in solids / K. Tsutsumi, T. Tamegai, S. Kagoshima, M. Sato // *Lecture Notes in Physics*. – 1985. – Vol.217. – P.17-22
69. Зыбцев, С.Г. Ступеньки Шапиро в кручении квазиодномерного проводника  $TaS_3$  / С.Г. Зыбцев, **М.В. Никитин**, В.Я. Покровский // *Письма в ЖЭТФ*. – 2010. – Т.92. – Вып.6. – С.448-453
70. Timoshenko, S. *Theory of elasticity* 2<sup>nd</sup> ed. / S. Timoshenko, J.N. Goodier; Mc. Graw-Hill, New York, 1951 – P.277
71. Zhang, H. Torque and temperature dependence of the hysteretic voltage-induced torsional strain in tantalum trisulfide / H. Zhang, J. Nichols and J.W. Brill // *Phys. Rev. B*. – 2011. – Vol.84. – L.125134. – P.1-8
72. Rai, R.C. Dynamics of the electroreflective response of  $TaS_3$  / R.C. Rai and J.W. Brill // *Phys. Rev. B*. – 2004. – Vol.70. – L.235126. – P.1-6
73. Зыбцев, С.Г. Актюаторы на основе вискеров квазиодномерных проводников – новые элементы микро- и наносистемной техники / С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский // *Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения»* под ред. член-корр. РАН А.С. Сигова, Москва, «Энергоатомиздат». – 21-23 октября 2008. – С.18
74. Monceau, P. Charge-density wave transport in transition metal tri- and tetrachalcogenides. In: *Electronic properties of inorganic quasi-one-dimensional conductors, Part 2*. Ed. by P. Monceau. Dordrecht: D.Reidel / P. Monceau; Publ. Comp., 1985
75. Grüner, G. *Density Waves in Solids* / G. Grüner; Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1994
76. Nichols, J. Characterization of the torsional piezoelectriclike response of tantalum trisulfide associated with charge-density-wave depinning / J. Nichols, D. Dominko, L. Ladino, J. Zhou and J.W. Brill // *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol.79. – P.241110(R); Erratum: *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol.80. – P.039903(E)

- 77.Lear, R.S. Stress dependence of the charge-density-wave transitions in NbSe<sub>3</sub> and TaS<sub>3</sub> / R.S. Lear, M.J. Skove, E.P. Stillwell and J.W. Brill // Phys. Rev. B. – 1984. – Vol.29. – No.10. – P.5656-5662
- 78.Das, K. Possible stress-induced phase transition in o-TaS<sub>3</sub> / K. Das, M. Chung, M.J. Skove, and G.X. Tessema // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol.52. – No.11. – P.7915-7919
- 79.Клокова, Н.П. Тензорезисторы: Теория, методики расчета, разработки / Н.П. Клокова. М.: Машиностроение, 1990. - 224 с.
- 80.Gouttenoire, V. Digital and FM demodulation of a doubly clamped single-walled carbon-nanotube oscillator: towards a nanotube cell phone / V. Gouttenoire, T. Barois, S. Perisanu, J.-L. Leclercq, S. T. Purcell, P. Vincent and A. Ayari // Small. – 2010. – Vol.6. – P.1060-1065
- 81.Sazonova, V. A tunable carbon nanotube resonator / Vera Sazonova: Ph.D. Thesis – Cornell University, 2006. – 209 p.
- 82.Witkamp, B. Self-detecting gate-tunable nanotube paddle resonators / B. Witkamp, M. Poot, H. Pathangi, A. K. Hüttel and H.S.J. van der Zant // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol.93. – L.111909. – P.1-3
- 83.Shevyrin, A.A. Actuation and transduction of resonant vibrations in GaAs/AlGaAs-based nanoelectromechanical systems containing two-dimensional electron gas / A.A. Shevyrin, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, E.E. Rodyakina, and A.A. Shklyayev // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol.106. – L.183110. – P.1-5
- 84.Brown, S.E. Charge density wave current oscillations and interference effects / S.E. Brown and A. Zettl; Charge density waves in solids, editors: L.P. Gor'kov G. Grüner, Elsevier, Science Publishers B.V., Vol.25, 1989. – P.233-291
- 85.Matsukawa, H. Numerical study on statics and dynamics of charge-density waves in quasi 1D conductors / H. Matsukawa and H. Takayama // Synth. Met. – 1987. – Vol.19. – P.7-12
- 86.Brown, S.E. Shapiro steps in orthorhombic TaS<sub>3</sub> / S.E. Brown and G. Grüner // Phys. Rev. B. – 1985. – Vol.31. – No.12. – P.8302-8304

87. Brazovskii, S. Scanning-tunneling microscope imaging of single-electron solitons in a material with incommensurate charge-density waves / S. Brazovskii, C. Brun, Z.Z. Wang and P. Monceau // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol.108. – L.096801. – P.1-4
88. Bourne, L.C. Elastic properties of charge-density-wave conductors: ac-dc electric field coupling / L.C. Bourne, M.S. Sherwin, and A. Zettl // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol.56. – No.18. – P.1952-1955
89. Monceau, P. Evidence for one-half charge-density-wave wavelength pinning periodicity in Peierls conductors / P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M.C. Saint-Lager, H. Salva, and Z.Z. Wang // *Phys. Rev. B.* – 1983. – Vol.28. – No.3. – P.1646-1648
90. Bhattacharya, S. Origin of broadband noise in charge-density-wave conductors / S. Bhattacharya, J.P. Stokes, M.O. Robbins and R. A. Klemm // *Phys. Rev. Lett.* – 1985. – Vol.54. – No.22. – P.2453-2456
91. Bhattacharya, S. Temporal coherence in the sliding charge-density-wave condensate / S. Bhattacharya, J.P. Stokes, and M.J. Higgins // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol.59. – No.16. – P.1849-1852
92. Bloom, I. Correlation between broad-band noise and frequency fluctuations of narrow-band noise in the charge-density wave in NbSe<sub>3</sub> / I. Bloom, A.C. Marley and M.B. Weissman // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol.50. – L.12218(R). – P.1-4
93. Maeda, A. Threshold-field behavior and switching in K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> / A. Maeda, T. Furuyama and S. Tanaka // *Solid State Commun.* – 1985. – Vol.55. – No.11. – P.951-955
94. Richard, J. Charge-density-wave motion in NbSe<sub>3</sub>. II. Dynamical properties / J. Richard, P. Monceau and M. Renard // *Phys. Rev. B.* – 1982. – Vol.25. – No.2. – P.948-970
95. **Nikitin, M.V.** Tunable harmonic vibrations of quasi one-dimensional conductors induced by sliding charge-density waves / **M.V. Nikitin**, S.G. Zybtssev and V.Ya. Pokrovskii // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol.86. – L.045104. – P.1-5



96. Wang, Z.Z. Charge density wave transport in  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  / Z.Z. Wang, M.C. Saint Lager, P. Monceau et al. // *Solid State Commun.* – 1983. – Vol.46. – No.4. – P.325-328
97. Mozurkewich, G. Size dependence of current oscillations in the charge density wave compound  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  / G. Mozurkewich, K. Maki and G. Grüner // *Solid State Commun.* – 1983. – Vol.48. – No.5. – P.453-455
98. Bhattacharya, S. Broadband-noise spectrum in sliding-charge-density-wave conductors / S. Bhattacharya, J.P. Stokes, M. J. Higgins and M.O. Robbins // *Phys. Rev. B.* – 1989. – Vol.40. – No.8. – P.5826-5829(R)
99. Pokrovskii, V.Ya. Spontaneous resistance fluctuations and their evolution near the threshold in o-TaS<sub>3</sub> below the liquid-nitrogen temperature / V.Ya. Pokrovskii, S.V. Zaitsev-Zotov, P. Monceau and F.Ya. Nad // *J. Phys IV (France).* – 1993. – Vol.3. – P.189-192.
100. Ralls, K.S. Defect interactions and noise in metallic nanoconstrictions / K.S. Ralls, R.A. Burmann // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol.60. – No.23 – P.2434-2438
101. Brown, S. Charge density waves in solids / S. Brown and A. Zettl; *Modern problems in condensed matter science series Vol. 25*, Eds L.P. Gor'kov, G. Grüner. – Amsterdam: Elsevier, 1989. – p.223
102. Grüner, G. Observation of narrow-band charge-density-wave noise in TaS<sub>3</sub> / G. Grüner, A. Zettl, W.G. Clark and A.H. Thompson // *Phys. Rev. B.* – 1981. – Vol.23. – No.12. – P.6813-6815
103. Steele, G.A. Strong coupling between single-electron tunneling and nanomechanical motion / G.A. Steele, A.K. Hüttel, B. Witkamp, M. Poot, H.B. Meerwaldt, L.P. Kouwenhoven and H.S.J. van der Zant // *Science.* – 2009. – Vol.325. – P.1103-1107
104. Коган, Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа  $1/f$  в твёрдых телах / Ш.М. Коган // *УФН.* – 1985. – Т.145. – Вып.2. – С.285–328