Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 1, с. 54 – 60 

# Самодетектирование ультразвуковых стоячих волн и аномалия модуля Юнга при одноосном растяжении вискеров квазиодномерного проводника $TaS_3$

*М. В. Никитин*[1], *В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. В. Фролов*

*ФГБУН Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 октября 2018 г.
После переработки 7 ноября 2018 г.
Принята к публикации 9 ноября 2018 г.

С помощью методики гетеродинирования исследованы механические колебания вискеров квазиодномерного проводника $TaS_3$, возникающие при подаче на них переменного напряжения выше порогового значения для скольжения волны зарядовой плотности. Показано, что наиболее высокочастотные моды соответствуют возбуждению продольных ультразвуковых стоячих волн. Обнаружен резкий минимум частот ультразвуковых резонансов при критическом удлинении $\varepsilon_c \approx 0.7\,\%$ в области перехода волны зарядовой плотности в новое состояние.

DOI: 10.1134/S0370274X19010107

Многие квазиодномерные проводники обладают рядом уникальных механических и электромеханических свойств, связанных с возникновением в них волны зарядовой плотности (ВЗП) [1, 2]. Качественно эти свойства можно описать на языке взаимодействия двух кристаллов – основной решетки, и ВЗП – электронного кристалла, который может двигаться и деформироваться в электрическом поле. В электрическом поле наблюдалась однородная деформация квазиодномерных проводников [3], а также разные виды неоднородной деформации [4–6], из которых наиболее детально исследовано кручение [5]. Прикладывая к образцу переменное электрическое поле $E$, можно возбуждать крутильные и другие моды колебаний квазиодномерных проводников. В полях выше порогового для скольжения ВЗП, $E > E_t$, проводимость образцов может быть достаточно чувствительной к деформации образца [4, 7], что позволяет детектировать резонансные колебания по сигналу обратной связи с образца.

Первые опыты исследования резонансных колебаний показали, что для их регистрации весьма перспективна методика гетеродинирования с частотной модуляцией (ГЧМ), при которой на образец подается высокочастотное (ВЧ) напряжение, модулированное на низкой частоте (НЧ). С помощью этой методики удается в двухконтактной схеме детектировать НЧ сигнал, пропорциональный величине модуляции тока в образце при возбуждении ВЧ резонансных колебаний [8–10]. Гетеродинирование достаточно широко используется для регистрации механических колебаний микронных и наноразмерных нитевидных объектов [11, 12]. Первый опыт применения этой методики к вискерам соединений с ВЗП [13] показал, что ГЧМ можно использовать как инструмент для исследования их ВЧ механических свойств, в том числе – упругих аномалий. В [8] приведены оценки, согласно которым в вискерах квазиодномерных проводников микронной длины можно возбуждать и детектировать крутильные колебания в гигагерцовом диапазоне частот, что открывает перспективы создания СВЧ наноэлектромеханических систем на базе соединений с ВЗП. Зарегистрированы механические резонансы на частотах до 100 МГц [14].

Кручение и другие аномальные механические свойства исследованы в ряде квазиодномерных соединений [2, 4, 6], однако методика ГЧМ, в которой свойства ВЗП используются для генерации и детектирования колебаний, пока была применена только к $TaS_3$ ромбической модификации (ниже – просто $TaS_3$). $TaS_3$, типичный представитель этого класса материалов, синтезирован в виде тонких длинных вискеров, направление роста которых совпадает с кристаллографической осью c [1]. В $TaS_3$ ВЗП существует ниже температуры пайерлсовского перехода $T_\mathrm{P} = 220\,\mathrm{K}$ и характеризуется невысокими пороговыми полями ($E_t \approx 300$ мВ/см для чистых образцов), а также сильным взаимодействием с кристаллической решеткой. Это выражается, в частности, в значительном снижении упругих модулей (мо-

[1]e-mail: nikitin@cplire.ru

дуля Юнга – на 4 %, модуля сдвига – на 25 %) при срыве ВЗП с примесей (депиннинге) [2] и в больших углах кручения в полях выше $E_t$ (сдвиговая деформация $\sim 10^{-4}$ в полях менее 1 В/см) [5]. Относительная модуляция проводимости при кручении, нормированная на сдвиг на поверхности образца, может существенно превышать 1 [4]. Благодаря этим обстоятельствам разработка методики ГЧМ началась именно на вискерах $TaS_3$. Исследование резонансных частот в зависимости от одноосного растяжения $\varepsilon$ показало многообразие колебательных мод, регистрируемых с помощью методики ГЧМ, и позволило, помимо крутильных, идентифицировать изгибные моды колебаний [14]. При этом образец сам является источником деформации (актюатором) и чувствительным элементом (сенсором), что позволяет говорить о самодетектировании резонансных колебаний и называть вискер $TaS_3$ самочувствительным резонатором.

В данной статье показано, что, кроме изгибных и крутильных мод, в переменном поле в образцах возбуждается ультразвуковая волна, резонансные моды которой также можно детектировать методом ГЧМ. Помимо основной, зарегистрированы гармоники, до 8-й, часто́ты которых образуют линейный ряд. Кроме того, исследованы зависимости частот этих колебаний от $\varepsilon$. Наблюдалось аномальное снижение частот при $\varepsilon_c \approx 0.7\,\%$ в области перехода ВЗП в новое [15] ("ультракогерентное" [16–18]) состояние. Данный результат подтверждает наблюдавшееся ранее снижение дифференциального модуля Юнга, $d\sigma/d\varepsilon$ (где $\sigma$ – механическое напряжение), в области $\varepsilon_c$ [15].

При детектировании механических резонансов с применением ГЧМ на образец подавалось модулированное по частоте ВЧ напряжение на частоте $f$ с амплитудой $V_\sim$, многократно превышающей пороговое напряжение $V_t$. В "классической" схеме (см., например, [13]) образец заземляется через измеритель НЧ тока. При совпадении $f$ с частотой одного из механических резонансов резко возрастает ВЧ модуляция проводимости $G$ образца, $\delta G$. В результате, в высокочастотном токе $I = V_\sim G$ появляется НЧ вклад – ток смешения $I_{\text{mix}} \approx V_\sim \delta G$, который обычно и измеряют.

В нашей схеме (подробнее она описана в [14]) напряжение $V_\sim$ подавалось на образец через разделительный конденсатор, в то время как второй конец образца был заземлен напрямую. Конденсатор не позволяет протекать через образец НЧ току $I_{\text{mix}}$. В результате на образце устанавливается НЧ напряжение $V_{\text{mix}}$, компенсирующее $I_{\text{mix}}$; величина $V_{\text{mix}}$ измерялась с помощью синхронного детектора. Поскольку образец играет роль источника НЧ напряжения с внутренним сопротивлением $1/G$, где под $G$ следует понимать среднее значение проводимости образца[2)], а $I_{\text{mix}}$ – ток короткого замыкания, получаем $V_{\text{mix}} = I_{\text{mix}}/G$. Отметим, что величина $V_{\text{mix}}/V_\sim$ в точке резонанса дает оценку относительной модуляции проводимости образца $\delta G/G$ при его деформации. Измерения проводились при температурах 120–140 K, при которых наблюдаемый сигнал максимален.

Для определения вида колебательных мод детектирование резонансов проводилось при разных значениях $\varepsilon$. Методика растяжения образцов описана в [14, 16, 17]: перемещение штифта с помощью микрометрического винта позволяет плавно изгибать подложку и практически непрерывно удлинять образец. В данной работе основное отличие от [16, 17] состоит в том, что образцы не прилегали к подложке, а были приподняты над ней: концы вискера фиксировались с помощью клея на кремниевых площадках, приклеенных к подложке. Как и в [16, 17], в качестве материала подложки использовалась эпоксидная смола, которая не теряет своей эластичности при низких температурах. Таким образом, при изгибе подложки подвешенный образец однородно растягивался вдоль оси $c$; растяжение вычислялось по формуле $\varepsilon = 4hx/L_s^2$, где $L_s$ – расстояние между опорами подложки (8.2 мм), $x$ – смещение штифта (100–200 мкм), $h$ – суммарная толщина подложки и кремниевой площадки (500–700 мкм). Точка отсчета удлинения ($\varepsilon = 0$), т.е. устранения провисания, определялась по началу изменения сопротивления в малых полях, $R_0$.

На рисунке 1 показана частотная зависимость $V_{\text{mix}}$ для образца # 3, на которой виден ряд пиков. Измерения проводились при значении $\varepsilon$, соответствующем началу роста $R_0$, т.е. $\varepsilon$ было близко к 0, но образец не провисал. Пики наблюдаются в широком диапазоне частот и соответствуют различным механическим резонансам. Пики на частотах ниже 1 МГц соответствуют, очевидно, изгибным и крутильным модам колебаний. Исследование зависимостей резонансных частот от $\varepsilon$ и сопоставление их значений с расчетными позволило идентифицировать эти колебательные моды [14], хотя происхождение некоторых резонансов осталось под вопросом: неопределенность в поперечных размерах образцов и значениях упругих констант позволяет лишь приблизительно оценить частоты крутильных и, особенно, изгибных колебаний.

---

[2)] Поскольку размах напряжения $V$ существенно превышал $V_t$, под $G$ следует понимать значение проводимости образца, усредненное по напряжениям от нуля до $V$.

**Таблица 1.** В столбце 3 указаны значения частот $f_x$, в столбце 4 – рассчитанной из них по формуле (3) скорости звука $c$ для каждой из мод. В последнем столбце приведена величина снижения квадрата частоты $f_x$ в области аномалии при $\varepsilon = \varepsilon_c$

| # образца | $L$, мкм | $f_x$, МГц (# моды) | $c$, км/с | $\delta(f_x^2)/f_x^2$, % |
|---|---|---|---|---|
| 1 | 2240 | 1.13 (1-я, при $\varepsilon = 0$) | 5.06 (при $\varepsilon = 0$) | 8 |
| | | 1.11 (1-я, при $\varepsilon = \varepsilon_c$) | 4.97 (при $\varepsilon = \varepsilon_c$) | – |
| | | 2.20 (2-я, при $\varepsilon = \varepsilon_c$) | 4.93 (при $\varepsilon = \varepsilon_c$) | – |
| 2 | 2198 | 1.04 (1) | 4.39 | 9.7 |
| 3 | 1701 | 1.21 (1) | 4.08 | 3 |
| | | 2.40 (2) | 4.07 | 3.3 |
| | | 3.56 (3) | 4.04 | – |
| 4 | 1487 | 1.37 (1) | 4.01 | – |
| 5 | 966 | 1-я мода не исследовалась | – | – |
| | | 4.84 (2) | 4.68 | 3.2 |
| 6 | 630 | 4.02 | 5.06 | 2.2 |
| 7 | 505 | 4.69 (1) | 4.74 | 3.8 |
| | | 14.23 (3) | 4.79 | – |
| | | 18.91 (4) | 4.77 | – |
| | | 23.80 (5) | 4.81 | – |
| | | 28.25 (6) | 4.76 | – |
| | | 34.36 (7) | 4.96 | – |
| | | 38.25 (8) (все – при $\varepsilon = \varepsilon_c$) | 4.83 | – |

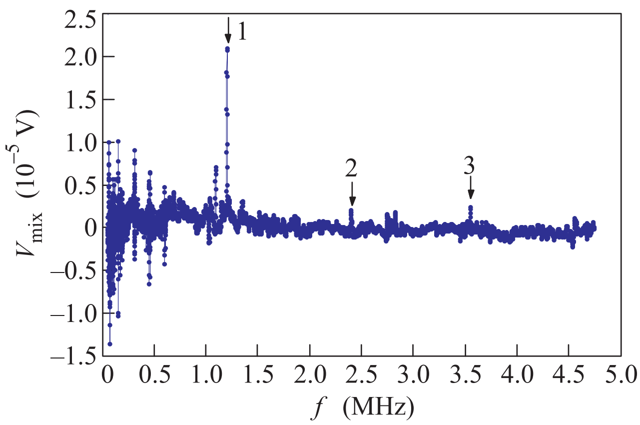


Рис. 1. (Цветной онлайн) Частотная зависимость механического отклика образца # 3 в диапазоне частот от 10 кГц до 4.8 МГц. Стрелками и цифрами "1", "2", "3" отмечены резонансы $f_x$, которые могут принадлежать ультразвуковым модам колебаний. $T = 120$ K, $\varepsilon$ близко к 0, но образец не провисает, амплитуда $V_\sim = 750$ мВ, $V_t = 44$ мВ, амплитуда модуляции частоты 14 кГц, частота модуляции 33 Гц

Пики выше 1 МГц представляют собой отдельную группу. Частоты их колебаний существенно превышают расчетные значения для крутильных и изгибных мод. Мы предположили, что они связаны с возбуждением ультразвуковых стоячих волн. Такие моды колебаний невозможно увидеть с помощью оптических методик [4, 5].

Проверить это предположение можно, используя одну из особенностей звуковых резонансов: номер моды равен числу полуволн, укладывающихся на длине образца, и частоты соответствующих стоячих волн, образуют линейную последовательность. Обозначим частоты резонансов, наблюдаемых на образце # 3 (рис. 1) как $f_x$. Частота пика # 1 – $f_{x1} = 1.20$ МГц, # 2 – $f_{x2} = 2.40$ МГц, # 3 – $f_{x3} = 3.56$ МГц. С высокой точностью $f_{x2} = 2f_{x1}$, а $f_{x3} = 3f_{x1}$. Аналогичные ряды гармоник наблюдались на образцах – # 1 и # 7 (см. табл. 1). Заметим также, что амплитуда 2-й гармоники существенно меньше, чем 1-й (рис. 1), что согласуется с предположением о возбуждении стоячих волн. Действительно, если на длине образца укладывается одна полуволна, растяжение-сжатие происходит синфазно по всему образцу, как и модуляция сопротивления. Если на длине образца укладывается две полуволны, растяжение-сжатие двух половин образца, как и модуляция сопротивления, происходит в противофазе.

Для дальнейшей проверки предположения мы сопоставили значения резонансных частот с расчетными. Приведем формулы для частот основных, крутильной и изгибной, мод, а также стоячих волн:

$$f_t = [(G+\sigma)/\rho]^{1/2}(1/2L), \tag{1}$$

$$f_b = 1.03(Y/\rho)^{1/2}(t/L^2), \tag{2a}$$

$$f_b = (\sigma/\rho)^{1/2}(1/2L), \tag{2b}$$

$$f_s = c/2L, \tag{3}$$

где $f_t$, $f_b$ и $f_s$ – частоты крутильной, изгибной и ультразвуковой мод, соответственно. Здесь $G$ – модуль

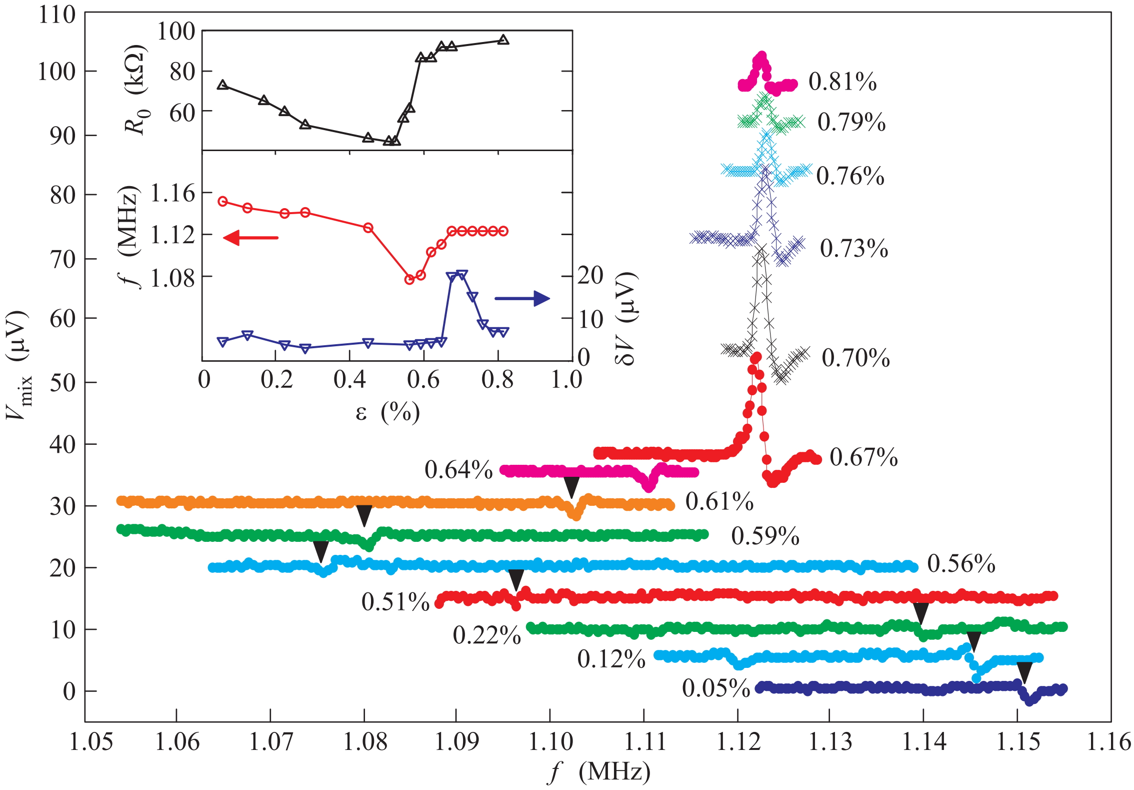


Рис. 2. (Цветной онлайн) $V_{\rm mix}(f)$ при разных значениях $\varepsilon$, указанных на рисунке, для образца #1 (приведены не все кривые). Кривые, кроме нижней, сдвинуты по вертикали. На вставке: сопротивление образца $R_0$ (сверху), а также частоты $f_x$ и амплитуды $\delta V_{\rm mix}$ резонансов (снизу) в зависимости от $\varepsilon$. $T = 137.5$ К, амплитуда $V_\sim = 750$ мВ; для сравнения, $V_t = 49$ мВ при $\varepsilon = 0$, $V_t = 98$ мВ – при $\varepsilon = 0.4\,\%$, $V_t = 10$ мВ при $\varepsilon = 0.7\,\%$[3)]. Амплитуда модуляции – 595 Гц, частота модуляции – 133 Гц

сдвига (усредненный по плоскостям, параллельным оси $b$), $Y$ – модуль Юнга, $\rho$ – плотность материала, $L$ – длина образца, $t$ – его толщина. Для $TaS_3$ $\rho = 6.4\,г/см^3$ [1], $G = 5 \pm 3$ ГПа [2], $Y = 100{-}350$ ГПа [2]. Соотношение (2a) соответствует малым удлинениям, $\varepsilon \ll (t/L)^2$, а соотношение (2b) – для $\varepsilon \gg (t/L)^2$. В соотношении (3) $c$ – скорость звука. В (3), как и в других формулах, под $L$ следует понимать длину подвешенной части образца. При этом предполагается, что звуковая волна отражается от точек соприкосновения образца с кремниевыми площадками. Для образца #1 находим $c = 5$ км/с. Аналогичные резонансы наблюдались на 5 образцах; полученные частоты $f_x$ и соответствующие им значения $c$ – приведены в табл. 1. Полученные скорости близки друг к другу и к приведенному в [19] значению $c = 4$ км/с. Для продольного, самого быстрого, звука

$$c = (Y/\rho)^{1/2}(1-\nu)^{1/2}/[(1+\nu)(1-2\nu)]^{1/2}, \qquad (4)$$

где $\nu$ – коэффициент Пуассона[4)].

Для дальнейшей идентификации наблюдавшихся резонансов мы исследовали зависимости частот $f_x$ от $\varepsilon$. Как видно из (1), в первом приближении $f_t = \mathrm{const}$, однако, в виду малости отношения $G/Y \sim 10^{-2}$, величина $f_t$ заметно возрастает с ростом $\varepsilon$ и при $\varepsilon \sim 10^{-2}$ может удвоиться [14]. Величина $f_b$ при $\varepsilon > 10^{-5}$, т.е. при всех реальных значениях $\varepsilon$, описывается формулой (2b) и также растет с удлинением [14]. В отличие от величин $f_tL$ и $f_bL$, значение $f_sL$ определяется только модулем Юнга $Y$ (считая $\nu = \mathrm{const}$), который в обычных материалах практически не зависит от $\varepsilon$ [20]. Поэтому при удлинении вискера можно ожидать незначительное снижение $f_s$, пропорционально $1/L$, т.е. $1/(1+\varepsilon)$.

С другой стороны, величина $f_s$ особенно чувствительна к малым изменениям $Y(\varepsilon)$. Это связано с тем, что при распространении продольной звуковой волны происходит продольная модуляция деформации

[3)] Это соответствует $E_t = 110$ мВ/см, что является рекордно малым значением для $TaS_3$ (с учетом частичного покрытия образца золотой пленкой расстояние между электрическими контактами составляло 900 мкм).

[4)] Поскольку $(1-\nu)/[(1+\nu)(1-2\nu)] \geq 1$ при всех $\nu$, считая $c \leq 5$ км/с получаем оценку сверху: $Y \leq 160$ ГПа. Для сравнения, в [2] приведены значения $Y = 100$ ГПа и $Y = 350$ ГПа.

на фоне постоянной величины $\varepsilon$, а значит, $c$ в формуле (4) определяется дифференциальным модулем Юнга, $d\sigma/d\varepsilon$. Частоты крутильных и изгибных колебаний также зависят от $Y$. Однако поскольку в соотношения (1) и (2b) модуль Юнга входит через напряжение $\sigma = \varepsilon Y$, величины $f_t$ и $f_b$ определяются отношением $\sigma/\varepsilon$, а не $d\sigma/d\varepsilon$, и не так чувствительны к особенностям на кривой $\sigma(\varepsilon)$.

На рисунке 2 показан набор частотных зависимостей $V_{\rm mix}$ для образца # 1, снятых в области частоты $f_x$ при различных $\varepsilon$. На приведенных кривых видны особенности, соответствующие резонансу. Видно, что при $\varepsilon > 0.65\,\%$ амплитуда особенностей $\delta V$ резко возрастает. На вставке рис. 2 показаны зависимости $R_0$, $f_x$, а также $\delta V$, от $\varepsilon$. Максимум амплитуды $V_{\rm mix}$ соответствует точке $\varepsilon_c$ перехода ВЗП в новое ("ультракогерентное") состояние, которую можно определить как область резкого роста $R_0$ (см. вставку к рис. 2) [15, 16]. Резкий рост сигнала можно связать с максимумом производной $dR_0/d\varepsilon$ (считая, что он приблизительно совпадает с максимумом $dR/d\varepsilon$, где $R = 1/G$), который, очевидно, соответствует максимуму тензорезистивного отклика образца [14].

Для $\varepsilon < \varepsilon_c$ частота $f_x$ слабо зависит от $\varepsilon$, как и следовало ожидать для случая ультразвукового резонанса[5)]. В области $\varepsilon_c \sim 0.6\,\%$ на зависимостях $f_x(\varepsilon)$ наблюдался минимум, представляющий особый интерес. Для образца # 1 глубина минимума $f_x$ достигает 4 % (вставка к рис. 2). Аналогичное снижение $f_x$ наблюдалось для всех образцов, однако его величина изменялась от образца к образцу (см. табл. 1). Согласно соотношениям (3) и (4), снижение $f_s$ естественно отнести к снижению дифференциального модуля Юнга. Ранее при исследовании удлинения вискеров $TaS_3$ в зависимости от статического напряжения, $\varepsilon(\sigma)$, а также при модуляции $\sigma$ на низкой частоте, в области $\varepsilon_c$ был обнаружен аналогичный по форме минимум $d\sigma/d\varepsilon$ [15]. При $T = 120{-}140$ K наблюдалось снижение дифференциального модуля Юнга на $\sim 20{-}35\,\%$ [15]. Естественно связать минимум $f_x$ с минимумом $d\sigma/d\varepsilon$, обнаруженным в [15].

Таким образом, слабая зависимость $f_x(\varepsilon)$ при $\varepsilon < \varepsilon_c$ и минимум $f_x(\varepsilon)$ в области перехода ВЗП в новое состояние при $\varepsilon = \varepsilon_c$ подтверждают, что $f_x$ и есть $f_s$, – частота, соответствующая возбуждению продольной стоячей звуковой волны. Кроме того, наблюдение минимума $f_s(\varepsilon)$ подтверждает результат [15].

[5)] Для данного образца наблюдалось снижение $f_x(\varepsilon)$ более быстрое, чем $1/(1+\varepsilon)$. Однако на других образцах такого значительного снижения не наблюдалось. Вид зависимостей $f_x(\varepsilon)$ для $\varepsilon < \varepsilon_c$ требует дальнейшего экспериментального исследования.

Более того, исследование $f_s(\varepsilon)$ открывает возможность исследования перехода ВЗП в новое состояние в области $\varepsilon_c$ в динамике, на частоте ультразвуковых резонансов.

Поскольку $f_s^2 \propto Y$ (3, 4), аномалию модуля Юнга удобнее сравнивать с изменением квадрата $f_x$. На рисунке 3 величины наблюдавшихся минимумов $f_x^2(\varepsilon)$ построены в зависимости от $f_x$. Данные взяты из табл. 1. Видна общая тенденция к падению аномалии с ростом частоты $f_x$. Пунктиром приблизительно нанесен уровень аномалии из [15], 25 %. Измерения [15] проводились с применением модуляции $\sigma$ на частоте 28 Гц, так что уровень пунктирной линии характеризует величину аномалии, практически, в статическом режиме. На основании рис. 3 характерное время перехода ВЗП между двумя состояниями можно оценить величиной $10^{-6}$–$10^{-5}$ с. Для сравнения, период амплитудных колебаний ВЗП (для соединения $K_{0.3}MoO_3$) после разрушения ее лазерным импульсом – менее $10^{-12}$ с [21].

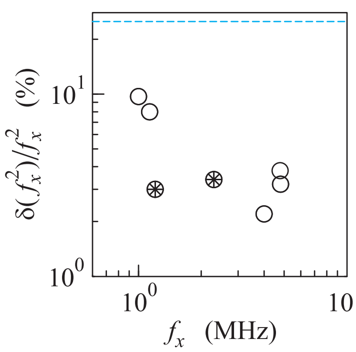


Рис. 3. (Цветной онлайн) Относительная величина аномалии $f_x^2$, $\delta(f_x^2)/f_x^2$, в зависимости от частоты для разных образцов и предполагаемых мод ультразвуковых колебаний (табл. 1). Звездочками отмечены аномалии 1-й и 2-й гармоник на одном и том же образце (# 3). Пунктиром обозначен приблизительный уровень аномалии (25 %), полученной в [15] на частоте 28 Гц

Хотя свидетельства наблюдения ультразвуковых резонансов представляются нам достаточно убедительными, надо отметить, что идентификация некоторых резонансных мод остается под вопросом. Так, практически для всех образцов на частотных зависимостях, помимо пика, соответствующего основной звуковой моде колебаний, видны пики на близких к ней частотах. Например, рядом с пиком # 1 (1.20 МГц) виден пик на частоте 1.10 МГц (рис. 1). Нам не удалось наблюдать гармоники, соответствующие этим пикам. Тем не менее, они также связаны с механическими колебаниями, так как их частота меняется при растяжении образцов. Раздвоение пиков можно связать с неопределенностью граничных условий для отражения звуковых волн, т.е. значения $L$ в формуле (3). Не совсем ясна также причина разброса величин аномалии $Y(f)$ (рис. 3). Возможно, механические свойства существенно меняются от образца к образцу, что, в частности, проявляется в неопределенности значения модуля Юнга для $TaS_3$ [2].

В заключение, приведем основные выводы данной работы. Исследование резонансных колебаний методом ГЧМ в квазиодномерном проводнике $TaS_3$ позволило различить разные моды колебаний. Обнаружены пики $V_{\rm mix}(f)$, связанные с возбуждением ультразвуковых резонансов. Соответствие частот основной моды расчетной величине, зависимость частоты резонанса от номера моды, слабая зависимость частоты от удлинения при $\varepsilon < \varepsilon_c$ и наблюдение минимума в области $\varepsilon = \varepsilon_c$ (ср. [15]) подтверждают это предположение.

Показано, что по зависимостям $f_x(\varepsilon)$, как и по зависимостям резонансных частот от температуры [13], можно исследовать упругие аномалии квазиодномерных проводников на разных частотах, в частности – при переходе в состояние ультракогерентной ВЗП. Высокая чувствительность частоты стоячей продольной волны к изменениям модуля Юнга позволила наблюдать минимум $Y$ при $\varepsilon = \varepsilon_c$. Этот результат подтверждает, что образование новой ВЗП происходит в результате фазового перехода, по-видимому, – I рода: в области $\varepsilon_c$, когда обе ВЗП сосуществуют [16], при модуляции $\varepsilon$ происходит не деформация ВЗП, а перераспределение электронов между двумя ВЗП. В результате вклад ВЗП в упругие свойства выпадает, что и объясняет минимум $d\sigma/d\varepsilon$.

Результаты данной работы могут представлять интерес и с прикладной точки зрения. Продемонстрирована работа самочувствительного ультразвукового резонатора, функционирующего на новых принципах. Таким образом, квазиодномерные проводники с ВЗП могут играть роль резонаторов и элементов акустоэлектроники[6)]. Мы не видим препятствий их работе в гигагерцовом диапазоне частот.

Авторы благодарны Р.Е. Торну (R.E. Thorne) за предоставление высококачественных образцов $TaS_3$. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты # 17-02-01343, 18-02-00931) и РНФ (модифицирована методика одноосного удлинения – проект # 17-12-01519).

[6)] Добротность крутильных резонаторов на основе вискеров $TaS_3$ может превышать $10^4$ при детектировании оптическими методами [22]. Однако для появления измеримого сигнала обратной связи необходимо прикладывать к образцу напряжение $V \gg V_t$, вследствие чего возрастает внутреннее трение [2]. Поэтому при самодетектировании добротность резонансов обычно не превышает $10^3$. Это относится как к колебательным модам (изгибным и крутильным), так и к стоячей звуковой волне.


1. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
2. J. W. Brill, in *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases*, v. II *Elastic Properties of Solids: Theory, Elements and Compounds, Novel Materials, Alloys, and Building Materials*, ed. by M. Levy, Academic Press, San Diego (2001), ch. 10, p. 143.
3. S. Hoen, B. Burk, A. Zettl, and M. Inui, Phys. Rev. B **46**, 1874 (1991).
4. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, УФН **183**, 33 (2013).
5. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, and I. G. Gorlova, Phys. Rev. Lett. **98**, 206404 (2007).
6. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, V. B. Loginov, V. N. Timofeev, D. V. Kolesov, I. V. Yaminsky, and I. G. Gorlova, Physica B **404**, 437 (2009).
7. J. Nichols, D. Dominko, L. Ladino, J. Zhou, and J. W. Brill, Phys. Rev. B **79**, 241110(R) (2009); **80**, 039903(E) (2009).
8. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, Журнал Радиоэлектроники **2** (2013); http://jre.cplire.ru/jre/feb13/8/text.pdf.
9. V. Ya. Pokrovskii, M. V. Nikitin, and S. G. Zybtsev, Physica B **460**, 39 (2015).
10. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. М. Жихарев, П. В. Лега, Радиотехника и электроника **63**(3), 248 (2018).
11. V. Sazonova, Y. Yaish, Y. Ustunel, D. Roundy, T. A. Arias, and P. L. McEuen, Nature **431**, 284 (2004).
12. V. Gouttenoire, T. Barois, S. Perisanu, J. L. Leclercq, S. T. Purcell, P. Vincent, and A. Ayari, Small **6**, 1060 (2010).
13. Sh. Sengupta, N. Samudrala, V. Singh, A. Thamizhavel, P. B. Littlewood, V. Tripathi, and M. M. Deshmukh, Phys. Rev. Lett. **110**, 166403 (2013).
14. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, Радиотехника и электроника **63**, 1110 (2018).
15. K. Das, M. Chung, M. J. Skove, and G. X. Tessema, Phys. Rev. B **52**, 7915 (1995).
16. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Physica B **460**, 34 (2015).
17. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **94**, 115140 (2016).
18. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, О. М. Жигалина, Д. Н. Хмеленин, Д. Старешинич, С. Штурм, Е. Чернышова, ЖЭТФ **151**, 776 (2017).

19. M. H. Jericho and A. M. Simpson, Phys. Rev. B **34**, 1116 (1986).
20. W. Ramberg and W. R. Osgood, Technical Note No. 902, National Advisory Committee For Aeronautics, Washington DC (1943); (https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19930081614_1993081614.pdf https://en.wikipedia.org/wiki/Ramberg%E2%80%93Osgood_relationship).
21. J. Demsar, K. Biljaković, and D. Mihailovic, Phys. Rev. Lett. **83**, 800 (1999).
22. V. Ya. Pokrovskii and S. G. Zybtsev, arXiv:0708.2694v1 [cond-mat.str-el].