

Плотность заряда и подвижность волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS₃

С. Г. Зыбцев⁺, В. Я. Покровский¹⁾, С. А. Никонов⁺, А. А. Майзлах⁺, С. В. Зайцев-Зотов^{1*}

⁺Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, факультет физики, 105066 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2022 г.

После переработки 26 ноября 2022 г.

Принята к публикации 29 ноября 2022 г.

В моноклинной фазе NbS₃ (NbS₃-II) наблюдаются три волны зарядовой плотности (ВЗП), две из которых формируются при температурах выше комнатной. В данной работе, с использованием эффекта синхронизации скольжения ВЗП в высокочастотных полях, для каждой из трех ВЗП определена плотность заряда, а также подвижность в пределе больших полей. Установлено, что подвижность каждой из ВЗП в этом пределе приблизительно равна подвижности сконденсированных в ней квазичастиц в нормальном состоянии. Более того, наблюдается корреляция между температурными зависимостями подвижностей волн зарядовой плотности и квазичастиц. Результаты работы актуализуют вопросы о механизме предельной проводимости волн зарядовой плотности и о распределении волн зарядовой плотности между атомными цепочками в элементарной ячейке.

DOI: 10.31857/S1234567823020118, EDN: oewgze

Фрелиховская мода переноса заряда была предложена в качестве объяснения сверхпроводимости [1]. Несмотря на ошибочность этой гипотезы, оказалось, что описанный коллективный механизм проводимости, действительно, реализуется в квазиодномерных [2] (и даже в некоторых квазидвумерных [3]) соединениях с волнами зарядовой плотности (ВЗП). При этом, однако, проводимость ВЗП ограничена, как минимум, в связи с двумя обстоятельствами. Во-первых, пиннинг ВЗП на примесях и дефектах приводит к тому, что ВЗП начинает движение лишь в поле E , превышающем пороговое значение E_t . Во-вторых, при $E \gg E_t$ рост проводимости ВЗП насыщается, и в пределе больших полей ее скорость $v(E)$ пропорциональна E . Это наблюдение позволяет нам формально ввести подвижность ВЗП $\mu_{\text{CDW}} \equiv v(\infty)/E$.

Давно замечено для разных соединений, что в пределе сильного поля проводимость ВЗП, $\sigma_{\text{CDW}}(\infty) \equiv \sigma(\infty) - \sigma(0)$, приближается к проводимости составляющих ее квазичастиц в нормальном (металлическом) состоянии [4] (ниже проводимость в слабых полях, $\sigma(0)$, мы будем обозначать как σ , а под $\sigma(E)$ будем подразумевать дифференциальную проводимость). Это означает, что при повышении температуры в области T_P наблюдается ступенька

σ , величина которой $\delta\sigma$ примерно равна предельной проводимости ВЗП ниже T_P . Связь величин $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ и $\delta\sigma$ была обоснована для некоторых частных случаев [5, 6]. Тем не менее, общей теории, связывающей проводимость электронов в одночастичном и коллективном состояниях, пока не существует. Поэтому одним из актуальных вопросов является исследование скольжения ВЗП в предельно больших полях в новых материалах.

В этом плане интересно соединение NbS₃. В низкомной “подфазе” моноклинной фазы NbS₃ (NbS₃-II) формируются три ВЗП: ВЗП-0, ВЗП-1 и ВЗП-2. Соответствующие температуры пайерлсовских переходов: $T_{P0} \approx 470$ К, $T_{P1} \approx 360$ К и $T_{P2} = 150$ К [7] (см. рис. 1). Очевидно, такое многообразие волн зарядовой плотности определяется относительной сложностью элементарной ячейки NbS₃-II, которая содержит 4 пары эквивалентных цепочек Nb [2, 8, 9]. Известны волновые вектора, характеризующие ВЗП-0 и ВЗП-1: в относительных единицах $\mathbf{q}_0 = (0, 0.298, 0)$ и $\mathbf{q}_1 = (0, 0.352, 0)$ [8, 9], соответственно. Сверхструктура, связанная с образованием ВЗП-2, пока не наблюдалась, поэтому величина $\mathbf{q}_2$ неизвестна.

Каждая из ВЗП может скользить при $E > E_t$. Значения E_t различаются для трех ВЗП в NbS₃, причем, в согласии с давно замеченной тенденцией [10], чем ниже T_P , тем ниже E_t . Это позволяет наблюдать скольжение каждой из ВЗП ниже температуры со-

¹⁾e-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru

ответствующего перехода при отсутствии вклада от волн, сформировавшихся при более высоких температурах. Таким образом, открывается возможность оценить значение $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ для каждой из трех ВЗП и сравнить с величиной $\delta\sigma$ на соответствующем переходе.

Помимо проводимости, мы можем экспериментально определить и плотность заряда, переносимого каждой из ВЗП. Для этого удобно использовать эффект синхронизации скольжения ВЗП в высокочастотном (ВЧ) поле [2]. В режиме синхронизации на ВАХ образца возникают так называемые ступеньки Шапиро – интервалы напряжения, в которых v постоянна или почти постоянна. На первой ступеньке Шапиро частота ВЧ поля, f , совпадает с фундаментальной частотой скольжения ВЗП, f_f . В этом режиме за каждый период ВЧ поля каждая цепочка, участвующая во фрелиховской проводимости, переносит 2 электрона (заряд $2e$). Поэтому, зная плотность тока ВЗП j_{CDW} и частоту f , легко найти плотность цепочек в поперечном сечении образца, участвующих в переносе:

$$n_{\text{ch}} = (j_{\text{CDW}}/f)/(2e). \quad (1)$$

Введем площадь элементарной ячейки s_c в плоскости перпендикулярной цепочкам (для NbS_3 -II - в плоскости ac). Тогда число цепочек в ячейке, дающих вклад в ток ВЗП,

$$N_{\text{ch}} = n_{\text{ch}} s_c. \quad (2)$$

Мы также можем найти концентрацию электронов в ВЗП, используя формулу

$$n = 2n_{\text{ch}}/\lambda, \quad (3)$$

где λ – период ВЗП. Рассчитанную таким способом плотность заряда en , переносимого каждой из ВЗП, интересно будет сопоставить с известными моделями формирования ВЗП на восьми цепочках в элементарной ячейке.

Зная $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$, мы можем найти μ_{CDW} в пределе больших полей. Значение μ_{CDW} удобно оценивать как $\sigma_s \sigma_{\text{CDW}}(\infty)/en$. Учитывая, что $v = \lambda f_f$, а $n = 2/(\lambda s_c)$, несложно убедиться, что $\sigma_s \sigma_{\text{CDW}}(\infty)/en \equiv v(\infty)/E$. Здесь и ниже индекс “s” означает, что имеется в виду удельная проводимость. Кроме того, зная $\delta\sigma$, мы сможем найти подвижность тех же электронов в нормальном состоянии: $\mu = \delta\sigma_s/en = \lambda\delta\sigma_s/(j_{\text{CDW}}/f) = L\lambda\delta\sigma/(I_{\text{CDW}}/f)$ [7], где I_{CDW} – ток ВЗП, L – длина образца. Последнее соотношение удобно для расчета μ на основе непосредственно

измеренных величин. Полученные значения μ интересно будет сопоставить с подвижностями соответствующих ВЗП.

В данной работе для каждой из трех ВЗП, формирующихся в NbS_3 -II, мы определяем концентрацию электронов, участвующих во фрелиховской моде проводимости, соответствующую величину N_{ch} , а также подвижность тех же электронов в ВЗП и в нормальном состоянии. Сопоставив проводимость ВЗП в пределе больших полей с проводимостью сконденсированных в ней электронов в нормальном состоянии, мы приходим к выводу, что для каждой из ВЗП эти значения близки по величине. Оказалось, что значения N_{ch} для ВЗП-0,1 и 2 соотносятся как $(1.3-2.3) : 1 : (1/3-1/1000)$, в то время как подвижности этих ВЗП (и соответствующих электронов в нормальном состоянии) соотносятся примерно как $0.045 : 0.6 : 3$, где значения приведены в $\text{см}^2/\text{Вс}$. Полученные значения согласуются с предварительными результатами, приведенными в [7]. Аномально низкое значение μ_{CDW} для ВЗП-0 свидетельствует о прыжковом характере проводимости квазичастиц при $T > T_{P0}$, что может объяснить диэлектрический температурный ход проводимости в этой области. Более того, согласно нашим предварительным данным, диэлектрический ход проводимости (и подвижности) наблюдается и для самой ВЗП-0, в то время как для ВЗП-1 эти величины гораздо слабее зависят от T , в согласии с большей величиной подвижности.

Начнем с определения основных характеристик каждой из ВЗП. Для ВЗП-1 в NbS_3 -II $j_{\text{CDW}}/f = 18 \text{ А/МГц/см}^2$ [11], что, с учетом $s_c = 180 \text{ \AA}^2$ [2], соответствует $N_{\text{ch}1} = 1$ [11] (1), (2). Период ВЗП-1 $\lambda_1 = b/\mathbf{q}_b = 1.12 \text{ нм}$, где $b = 0.335 \text{ нм}$ [2, 9] – постоянная решетки вдоль цепочек, $\mathbf{q}_b = 0.298$ – b -компонента $\mathbf{q}$ -вектора. Используя соотношение (3), получаем для ВЗП-1 $n_1 = 1.0 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

ВАХ, на которых нелинейная проводимость связана со скольжением ВЗП-0, приведены в [7]. При воздействии ВЧ поля на них наблюдались ступеньки Шапиро. Установлено, что для ВЗП-0 отношение j_{CDW}/f в 1.3–2.3 раза больше, чем для ВЗП-1, т.е. $N_{\text{ch}0} = 1.3-2.3$, а $n_0 = (\lambda_1/\lambda_0)(1.3-2.3)n_1 = (1.5-2.7) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, т.е. в 1.5–2.7 раза больше, чем для ВЗП-1.

Для ВЗП-2 величина j_{CDW}/f варьируется в широких пределах: диапазон ее изменений превышает два порядка [12]. Соответственно, величина $N_{\text{ch}2}$ оказывается в диапазоне $1/3-10^{-3}$, т.е. во всех случаях на элементарную ячейку приходится существенно менее одной цепочки. Величина λ_2 в настоящее

время неизвестна. Однако, вероятнее всего, ее период близок к периодам ВЗП-1 и ВЗП-0. На это указывает расчет функции Линдхарда для NbS₃-II [13]: функция имеет максимум отклика при трех значениях $\mathbf{q}$ -вектора; b^* -компоненты всех трех векторов близки к $1/3$, причем два из них близки к экспериментальным значениям $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_0$, а третье имеет b^* -компоненту 0.339. Можно предположить, что это и есть ВЗП-2. Взяв $\lambda_2 = \lambda_1$,²⁾ получаем $n_2 = (1/3 - 10^{-3}) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что можно считать оценкой n_2 при любых разумных значениях λ_2 . Столь малая плотность ВЗП-0, величина которой сильно зависит от образца, объясняются, скорее всего, формированием этой ВЗП на структурных дефектах NbS₃. В [9, 14, 15, 16] приведены аргументы в пользу того, что ВЗП-2 формируется на дефектах упаковки, которые образуют плоскости, параллельные ab , толщиной в атомный слой. В этом слое ячейки содержат, как правило, лишнюю пару цепочек. В пользу такой возможности говорит и недавнее наблюдение ВЗП на монослоях дихалькогенидов (см., например, [17]). Наличие значительной концентрации дефектов упаковки в NbS₃-II подтверждается данными исследований в ПЭМ и СТМ [9, 15]. Тем не менее, предположение о формировании 2D ВЗП на дефектах упаковки требует прямого доказательства.

Перейдем к оценке подвижности электронов, сконденсированных в ВЗП, в нормальном состоянии. Для этого необходимо определить величину $\delta\sigma$ на соответствующем переходе. На рисунке 1 приведены зависимости $\sigma(T)$, характерные для NbS₃-II. Поскольку для высокотемпературных измерений (до 500 К и выше) требовался специальный монтаж образцов, для представления $\sigma(T)$ во всем диапазоне температур приведены данные для двух вискерсов, имеющих схожие свойства. Для сшивки кривых проводимость вискера, исследованного при высоких температурах, поделена на 1.67. Для всех образцов, исследованных выше T_{P0} , в этой области наблюдается диэлектрический температурный ход сопротивления [7]: сопротивление падает с ростом T , несмотря на то, что волны зарядовой плотности при этих температурах, по всей видимости, отсутствуют.

Пунктирные линии на рис. 1 иллюстрируют методику определения скачка проводимости $\delta\sigma_i$, $i = 0, 1, 2$, в области каждого из трех переходов. Ниже T_{P1}

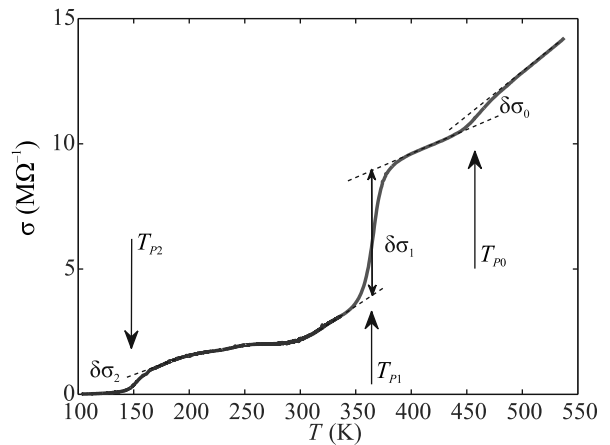


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость $\sigma(T)$ для двух образцов NbS₃-II с близкими свойствами: $126 \text{ мкм} \times 0.06 \text{ мкм}^2$ ($T = 100\text{--}335 \text{ К}$, синяя кривая) и $160 \text{ мкм} \times 0.1 \text{ мкм}^2$ ($T = 298\text{--}537 \text{ К}$, красная кривая, проводимость поделена на 1.67). Стрелочками отмечены температуры трех пайерлсовских переходов. Пунктирными линиями показаны экстраполированные зависимости $\sigma(T)$, используемые для оценки величин $\delta\sigma_i$, $i = 0, 1, 2$. Показана величина $\delta\sigma_i$ для $i = 1$; для $i = 0, 2$ величины $\delta\sigma_i$ определялись аналогично

ход $\sigma(T)$ сильно варьируется от образца к образцу [11]. Слабая зависимость σ от T и выраженная особенность в области $T_{P2} = 150 \text{ К}$ означают, что образец, представленный на рис. 1, относится к низкоомной “подфазе” [12].

С учетом значений $\delta\sigma_s$ для ВЗП-1 и ВЗП-0 получаем следующие оценки подвижности квазичастиц: $\mu_1 = 0.6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $\mu_0 = 0.04\text{--}0.05 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Что касается ВЗП-2, хотя величина j_{CDW}/f варьируется в широких пределах, отношение j_{CDW}/f оказывается пропорциональным скачку удельной проводимости $\delta\sigma_{s2}$ (рис. 1) [12]. Как можно установить из рис. 15 в [12], коэффициент пропорциональности $\delta\sigma_{s2}/(j_{\text{CDW}}/f)$ равен $30 (\Omega \text{ см})^{-1}/(\text{А}/\text{МГц}/\text{см}^2)$. Если это отношение умножить на λ_2 , получим подвижность в нормальном состоянии электронов, сконденсированных в ВЗП-2. Взяв $\lambda_2 = \lambda_1$, получаем оценку подвижности квазичастиц $\mu_2 = 3.4 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

Перейдем к центральной части работы – к характеристике динамики волн зарядовой плотности в больших полях. Для всех трех ВЗП очевидна тенденция к насыщению роста $\sigma(E)$. На рисунке 2 справа приведены примеры кривых $\sigma(E)$ для каждой из трех ВЗП. Приведены кривые без облучения и при воздействии ВЧ полей. На всех зависимостях заметна тенденция к насыщению роста $\sigma(E)$, более выраженная на кривых, снятых при ВЧ облучении. Сле-

²⁾В [14] сообщается о наблюдении с помощью СТМ сверхструктуры на дефекте упаковки [8, 15] с периодом $2.1b$ ниже 150 К. Вероятно, это и есть ВЗП-2, однако доказательств формирования этой структуры при 150 К не получено. Если взять $\lambda_2 = 2.1b$ вместо $\lambda_2 = \lambda_1$, это не повлияет на качественные выводы статьи.

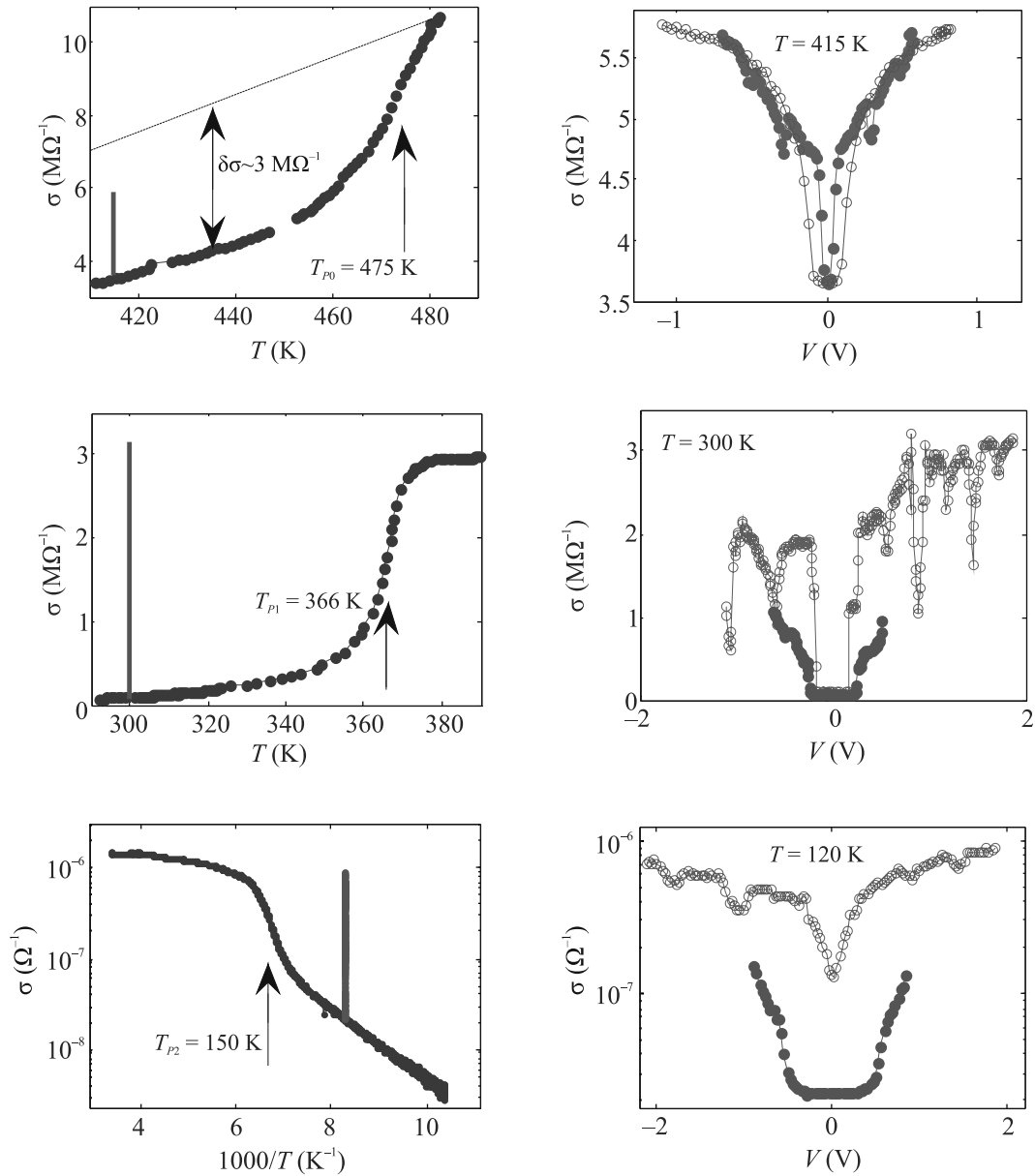


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сверху: фрагмент кривой $\sigma(T)$ в окрестности T_{P0} (слева) и $\sigma(V)$ при 415 K (справа). Зависимости $\sigma(V)$ измерены без ВЧ поля ($\bullet$) и при облучении на частоте 10 МГц ($\circ$). Размеры образца $58 \text{ мкм} \times 0.12 \text{ мкм}^2$. В середине: Фрагмент кривой $\sigma(T)$ в окрестности T_{P1} (слева) и $\sigma(V)$ при комнатной температуре (справа). Зависимости $\sigma(V)$ измеряли без ВЧ поля и при облучении на частоте 800 МГц. Размеры образца: $38 \text{ мкм} \times 0.01 \text{ мкм}^2$. Снизу: фрагмент кривой $\sigma(T)$ в окрестности T_{P2} (слева) и $\sigma(V)$ при 120 K (справа). Зависимости $\sigma(V)$ измеряли без ВЧ поля и при облучении на частоте 400 МГц. Размеры образца $266 \text{ мкм} \times 0.015 \text{ мкм}^2$. Вертикальные линии на левых панелях – проекции соответствующих ВАХ справа

ва от ВАХ приведены фрагменты зависимостей $\sigma(T)$ в области соответствующих переходов и ниже. На этих же панелях показан диапазон изменения $\sigma(V)$ при соответствующих температурах, т.е. “дифференциальные ВАХ” справа как бы спроецированы на левые панели. Видно, что для всех трех ВЗП величина $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ близка по величине к $\delta\sigma$ в области со-

ответствующего перехода. Таким образом, полученные выше оценки проводимости и подвижности можно отнести и к электронам в соответствующих *коллективных* состояниях. Так, наиболее подвижная из трех волн зарядовой плотности, ВЗП-2, образуется в результате конденсации наиболее подвижных квази-частиц.

Наименьшая подвижность наблюдается для “сверхвысокотемпературной” ВЗП-0, которая образуется при конденсации квазичастиц с подвижностью $0.04\text{--}0.05\text{ см}^2/\text{Вс}$. Столь малая подвижность характерна для прыжкового механизма проводимости. Этим естественно объяснить диэлектрический ход проводимости $\text{NbS}_3\text{-II}$ выше T_{P0} , т.е. в нормальном состоянии (рис. 1). Однако тогда возникает вопрос: не является ли механизм коллективной проводимости ВЗП-0 в больших полях также прыжковым? Поскольку универсальной модели, объясняющей сходство механизмов рассеяния электронов, конденсированных в ВЗП и в нормальном состоянии, пока не существует, мы не можем однозначно ответить на этот вопрос. Тем не менее, мы попытались исследовать температурный ход $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ и μ_{CDW} для ВЗП-0 и ВЗП-1.

Для исследования подвижности ВЗП-0 был отобран один из образцов II фазы, в котором отсутствует ВЗП-1. В [7, 15] было показано, что в выращенных партиях $\text{NbS}_3\text{-II}$ встречаются необычные образцы, в которых ВЗП-1 не наблюдается, либо она слабо выражена. При этом T_{P0} , период ВЗП-0 и ее подвижность в больших полях такие же, как и в обычных образцах. Это подтвердили транспортные [7, 15] и структурные исследования [15]. Преимущество таких образцов в том, что динамику ВЗП-0 на них можно исследовать в широком диапазоне температур, а не только выше T_{P1} : в обычных образцах ниже T_{P1} практически невозможно определить вклад ВЗП-0 в проводимость на фоне скольжения ВЗП-1. Кроме того, флуктуации ВЗП-1 существенно снижают значение σ и выше T_{P1} . В результате значение $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$, определенное как $\sigma(\infty) - \sigma$, оказывается завышенным. В [7] приведен набор ВАХ одного из таких образцов в диапазоне температур от комнатной до 480 К, т.е. до T_{P0} и даже чуть выше. На всех ВАХ при ВЧ облучении на частоте 10 МГц можно наблюдать ступеньки Шапиро. Такие ВАХ, как видно из рис. 2, во многих случаях позволяют точнее оценить $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ при ограниченных значениях напряжения.

Во многих случаях асимптотическое поведение проводимости при $V \rightarrow \infty$ можно описать, используя, например, формулу для зенеровского туннелирования [18]: $\sigma_{\text{CDW}} = A + B \exp(-V_0/V)$, где A , B и V_0 – константы. В качестве примера приведем ВАХ образца без ВЗП-1 при $T = 321\text{ К}$, с ВЧ облучением и без, перестроенные как $\sigma - \sigma(0)$ от $1/|V|$ в полупологарифмическом масштабе (вставка к рис. 3). Экстраполируя $1/|V|$ к 0, можно оценить $\sigma_{\text{CDW}}(\infty) = 1.2 \times 10^{-6} \Omega^{-1}$ ($\sigma_{\text{CDW}}(\infty) = 5.8 (\Omega \text{ см})^{-1}$). Полу-

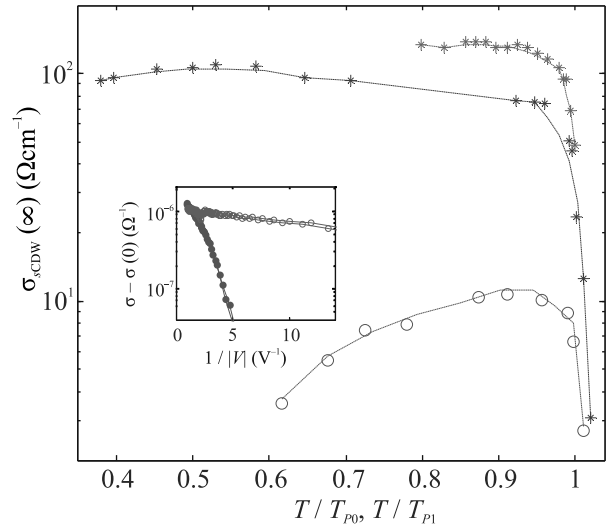


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ для ВЗП-0 ($\circ$) и ВЗП-1 ($*$) от температуры, нормированной на T_{P0} и T_{P1} соответственно. Размеры образцов $58\text{ мкм} \times 0.12\text{ мкм}^2$ ($\circ$, см. рис. 2 сверху), $18\text{ мкм} \times 0.008\text{ мкм}^2$ ($*$, синий цвет) и $38\text{ мкм} \times 0.01\text{ мкм}^2$ ($*$, зеленый). На вставке: ВАХ образца (без ВЗП-1) при $T = 321\text{ К}$ в координатах $\ln[\sigma - \sigma(0)]$ от $1/V$

ченные значения $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ в зависимости от температуры, нормированной на T_{P0} , показаны на рис. 3. Другие способы определения $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ дали близкие значения.

Аналогичным образом были определены величины $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ для ВЗП-1. Эти результаты, полученные на двух высокоомных образцах, также приведены на рис. 3. Для ВЗП-0 ниже примерно $0.95T_{P0}$ наблюдается спад $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ с понижением температуры, т.е. диэлектрический ход $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$. В то же время, проводимость ВЗП-1 ниже $0.95T_{P1}$ слабо зависит от T .

На всех кривых (рис. 3) виден резкий спад $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ при $T \rightarrow T_{P1}$ (или $T \rightarrow T_{P0}$) снизу, связанный с разрушением ВЗП, т.е. с падением плотности заряда ВЗП. Для образцов, исследованных при воздействии ВЧ поля, наблюдались ступеньки Шапиро, поэтому нам известна плотность ne заряда ВЗП при каждой температуре. Разделив $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ на ne , получаем подвижность ВЗП-0, а также ВЗП-1 для одного из образцов (рис. 3), на котором была исследована синхронизация ВЗП-1 (рис. 4).

Как видно из рис. 4, значения подвижностей близки к полученным ранее оценкам подвижности квазичастиц в области T_{P0} . Рост подвижности ВЗП-0 с температурой наблюдается во всем диапазоне темпе-

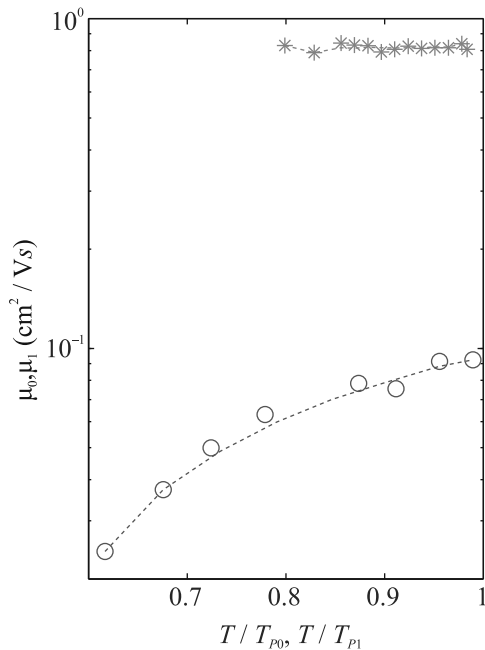


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости подвижностей ВЗП-0 (○) и ВЗП-1 (*) от температуры, нормированной на T_{P0} и T_{P1} , соответственно. Размеры образцов $58 \text{ мкм} \times 0.12 \text{ мкм}^2$ (○) и $38 \text{ мкм} \times 0.01 \text{ мкм}^2$ (см. рис. 3). На образце $18 \text{ мкм} \times 0.008 \text{ мкм}^2$ (рис. 3) синхронизация в широком диапазоне температур не исследовалась

ратур. Это означает, что подвижность ВЗП-0 в больших полях не только приблизительно равна подвижности сконденсированных в ней квазичастиц в нормальном состоянии, но и имеет аналогичную, диэлектрическую, температурную зависимость.

Подвижность ВЗП-1 гораздо слабее зависит от температуры. Это соответствует слабой температурной зависимости проводимости выше T_{P1} [7, 12] (из нее, для корректного сравнения с $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$, надо вычесть вклад квазичастиц, связанных с ВЗП-0, который имеет диэлектрическую температурную зависимость).

Итак, экспериментально показано, что подвижности каждой из трех ВЗП в NbS_3 -II в больших полях примерно равны подвижностям составляющих их квазичастиц. Температурный ход проводимости (и подвижности) ВЗП-0 оказывается диэлектрическим, повторяя ход проводимости выше T_{P0} , в то время как проводимость ВЗП-1 слабо зависит от температуры. При этом различие подвижностей разных ВЗП достигает почти двух порядков. Этот результат вновь ставит вопрос об актуальности создания обобщающей теории, связывающей подвижности электронов в ВЗП и в свободном состоянии, а также об образовании ВЗП из состояний, имеющих прыж-

ковую проводимость. В случае вязкого трения, некоторой аналогией можно считать модель Бардина–Стефана, описывающую сопротивление 2D сверхпроводника в режиме вязкого течения абрикосовских вихрей [19].

Несмотря на отсутствие общей теории, естественно связать ход проводимости ВЗП-0 с диэлектрической зависимостью одночастичной проводимости NbS_3 выше T_{P0} [7]. Подвижность квазичастиц, образующих ВЗП-0, выше T_{P0} , $0.04\text{--}0.05 \text{ см}^2/\text{Vs}$, характерна для прыжковой проводимости. Подвижность ВЗП-0 того же порядка. Таким образом, мы приходим к неожиданному выводу: проводимость ВЗП-0 имеет прыжковый характер. Данное заключение требует дальнейшего анализа. На данный момент можно сделать вывод, что близость значений проводимости зарядов в коллективном и одночастичном состояниях для трех ВЗП, имеющих существенно разные свойства, не является случайным совпадением.

Интересно отметить, что, если в относительно небольших полях диссипация ВЗП определяется рассеянием квазичастиц, возбужденных через пайерлсовскую щель [20, 21], в больших полях механизм диссипации ВЗП аналогичен механизму рассеяния сконденсированных в ней электронов в нормальном состоянии. При этом мы не можем исключить, что $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ в какой-то мере также определяется квазичастицами, сосуществующими с ВЗП. На это указывают результаты работы [22], в которой за счет использования эффекта Холла удалось добиться скольжения ВЗП в NbSe_3 при отсутствии сонаправленного тока квазичастиц. Оказалось, что в этом случае $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ может быть существенно выше, чем при скольжении ВЗП во внешнем электрическом поле, и заметно превышать проводимость сконденсированных в ВЗП квазичастиц в нормальном состоянии.

Отдельной дискуссии требуют полученные значения плотности заряда трех ВЗП. Для ВЗП-0 значения j_{CDW}/f были получены в диапазоне $23\text{--}40 \text{ А/МГц/см}^2$, т.е. в 1.3–2.3 раза выше, чем для ВЗП-1. Для ВЗП-1 отношение j_{CDW}/f соответствует скольжению 1 цепочки ВЗП из 8 на элементарную ячейку [11]. Можно было бы предположить, что ВЗП-0 модулирует 2 цепочки из 8 ($j_{\text{CDW}}/f = 36 \text{ А/МГц/см}^2$), в то время как разброс значений j_{CDW}/f связан с погрешностью в определении площади сечения нанобразцов. Однако на тех образцах, где ступеньки Шапиро наблюдались при скольжении обеих ВЗП, – ВЗП-0 и ВЗП-1, отношение $N_{\text{ch0}}/N_{\text{ch1}}$ также не было целым и зависело от образца. Таким образом, можно предположить, что “рассадить”

ВЗП-0 и ВЗП-1 по “своим” цепочкам невозможно, и необходимо учесть одновременную модуляцию одних и тех же цепочек разными ВЗП, как предложено в [9, 23]. Эта модель нашла экспериментальное подтверждение для NbSe_3 [24], где формируются две ВЗП. Отметим, однако, что в случае NbSe_3 значения j_{CDW}/f совпадают для обеих ВЗП [25, 26] и согласуются с общепринятыми представлениями о формировании каждой из ВЗП на одной из трех пар цепочек в элементарной ячейке. Мы также не можем исключить, что разброс значений j_{CDW}/f в NbS_3 связан с неоднородностью образца.

Наконец, отметим, что предложенный нами метод оценки подвижности квазичастиц, основанный на использовании эффекта синхронизации ВЗП и анализе кривой $\sigma(T)$ в области перехода, может быть весьма актуальным для нитевидных кристаллов с ВЗП. Так, висеры NbS_3 -II обычно имеют ширину менее 1 мкм, и исследовать на них эффект Холла для определения подвижности весьма затруднительно.

Электрофизические исследования NbS_3 и анализ полученных результатов выполнены С. Г. Зыбцевым, В. Я. Покровским и С. А. Никоновым при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-12-00319.

Рост кристаллов II фазы проводился А. А. Майзлахом и С. В. Зайцевым-Зотовым в рамках Госзадания.

1. Н. Frohlich, Proc. R. Soc. A **223**, 296 (1954).
2. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
3. A. A. Sinchenko, P. Lejay, and P. Monceau, Phys. Rev. B **85**, 241104(R) (2012).
4. G. Gruner and A. Zettl, Phys. Rep. **119**, 117 (1985).
5. Л. П. Горьков, Е. Н. Долгов, ЖЭТФ **77**, 396 (1979) [L. P. Gor'kov and E. N. Dolgov, Sov. Phys. JETP **50**, 203 (1979)].
6. J. Bardeen, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **81**, 1 (1982).
7. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov, E. Zupanič, M. van Midden, and W. Wu Pai, J. Alloys Compd. **854**, 157098 (2021).
8. Z. Z. Wang, P. Monceau, H. Salva, C. Roucau, L. Guemas, and A. Meerschaut, Phys. Rev. B **40**, 11589 (1989).
9. E. Zupanič, H. J. P. van Midden, M. van Midden, S. Sturm, E. Tchernychova, V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtev, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov, W. T. Chen, W. W. Pai, J. C. Bennett, and A. Prodan, Phys. Rev. B **98**, 174113 (2018).
10. P. Monceau, in *Electronic Properties of Inorganic Quasi-one-dimensional Conductors*, ed. by P. Monceau, Reidl, Dordrecht (1985), part 2.
11. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, and S. V. Zaitsev-Zotov, Appl. Phys. Lett. **94**, 152112 (2009).
12. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **95**, 035110 (2017).
13. S. Conejeros, B. Guster, P. Alemany, J.-P. Pouget, and E. Canadell, Chem. Mater. **33**, 5449 (2021).
14. W. W. Pai, M. W. Chu, W. T. Chen, V. Ya. Pokrovskii, S. V. Zaitsev-Zotov, S. G. Zybtev, V. F. Nasretdinova, M. D. Ustenko, E. Zupanič, H. J. P. van Midden, M. van Midden, S. Sturm, A. Prodan, E. Tchernychova, and J. C. Bennett, Труды XXII Международного симпозиума, Нижний Новгород, издательство Нижегородского госуниверситета им. Н. И. Лобачевского (2018) т. 1, с. 285.
15. С. Г. Зыбцев, Н. Ю. Табачкова, В. Я. Покровский, С. А. Никонов, А. А. Майзлах, С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ **114**, 36 (2021).
16. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov, V. V. Pryadun, E. S. Kozlyakova, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, W. W. Pai, and D. Starešinić, Phys. Rev. B **99**, 235155 (2019).
17. Y. Nakata, K. Sugawara, A. Chainani, O. Hirofumi, C. Bao, S. Zhou, P.-Y. Chuang, Ch.-M. Cheng, T. Kawakami, Y. Saruta, T. Fukumura, S. Zhou, T. Takahashi, and T. Sato, Nat. Commun. **12**, 5873 (2021).
18. R. E. Thorne, W. G. Lyons, J. W. Lyding, J. R. Tucker, and J. Bardeen, Phys. Rev. B **35**, 6360 (1987).
19. J. Bardeen and M. Stephen, Phys. Rev. **136**, A1485 (1964).
20. R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneemeyer, E. A. Rietman, and R. G. Dunn, Phys. Rev. B **33**, 5450 (1986).
21. G. Mihály, P. Beauchêne, J. Marcus, J. Dumas, and C. Schlenker, Phys. Rev. B **37**, 1047(R) (1988).
22. A. V. Frolov, A. P. Orlov, F. Gay, A. A. Sinchenko, and P. Monceau, Appl. Phys. Lett. **118**, 213102 (2021).
23. A. Prodan, H. van Midden, R. Žitko, E. Zupanič, J. Bennett, and H. Bohm, Solid State Commun. **150**, 2134 (2010).
24. M. A. van Midden, H. J. P. van Midden, A. Prodan, J. C. Bennett, and E. Zupanič, Phys. Rev. B **102**, 075442 (2020).
25. J. Richard, J. Chen, and S. N. Artemenko, Solid State Comm. **85**, 605 (1993).
26. A. A. Sinchenko and P. Monceau, Phys. Rev. B **87**, 045105 (2013).