

## ДРОБНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМНОЙ КОНВЕРСИИ ВОЛН ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

Ю.И.Латышев, В.Е.Минакова, В.А.Волков

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
103907, Москва

Поступила в редакцию 22 февраля 1991 г.

Исследовано взаимодействие двух ВЗП, движущихся с разными скоростями в смежных участках образца орторомбической фазы  $TaS_3$ . Дифференциальная проводимость участка 1 (ток  $I_1$ ) как функция тока  $I_2$  в участке 2 имела провалы при  $I_1/I_2 = p/q$ ;  $p$  - целое,  $q$  - нечетное. Проведена аналогия с дробным квантовым эффектом Холла в  $2D$ -системе гипотетических возбудений вблизи контакта двух ВЗП.

Движение волны зарядовой плотности (ВЗП) в квази- $1D$ -проводнике сопровождается генерацией колебаний напряжения (узкополосный шум) с частотой  $\omega_1 \propto$  току ВЗП  $I_1$ . Взаимодействие движущейся ВЗП с внешним переменным током (частота  $\omega_2$ ) приводит к появлению на  $I-V$ -характеристиках так называемых ступеней Шапиро, т.е. к провалам дифференциальной проводимости  $\sigma_d$  при  $\omega_1/\omega_2 = p/q$ , где  $p, q$  - любые целые числа.

Цель работы - исследовать взаимодействие двух ВЗП, движущихся в смежных участках образца 1 и 2, рис.1. Ожидалось, что участок 1 будет играть роль "приемника" с внутренней частотой  $\omega_1 \propto I_1^{cdw}$ , участок 2 - роль "генератора" с заданной частотой  $\omega_2 \propto I_2^{cdw}$ , а дифференциальная проводимость участка 1  $\sigma_d(I_1, I_2)$  будет иметь провалы при рациональных  $I_1^{cdw}/I_2^{cdw}$ . В подобной геометрии ранее <sup>2,3</sup> исследовались узкополосные шумы в  $NbSe_3$  и обнаружен захват частоты при  $I_1^{cdw} \approx I_2^{cdw}$ .

Измерения проводились в 3-зондовой схеме на образцах ортофазы  $TaS_3$  длиной  $\sim 1$  мм, шириной  $\sim 10$  мкм и толщиной  $\sim 2$  мкм с размером среднего контакта  $< 10$  мкм, контактное сопротивление было  $< 5\%$  от сопротивления образца. С помощью стандартной модуляционной методики на частоте 700 Гц измерялись зависимости дифференциальной проводимости участка 1  $\sigma_d = dI_1/dV_1$  от  $V_1$  или  $I_1$  при разных значениях  $I_2$ , ( $I_2$  - задавался источником постоянного тока,  $V_1$  - источником напряжения с пилообразной разверткой по времени, так что значение  $I_1$  менялось от  $-4I_2$  до  $+4I_2$ ). При некоторых рациональных отношениях  $I_1$  и  $I_2$  и достаточно низких температурах  $T < 140K$  на зависимости  $\sigma_d(I_1)$  (см.рис. 1) обнаружены особенности (провалы) при одновременном выполнении двух условий: а)  $I_{1,2} > I_{1,2}^T$  ( $I_{1,2}^T$  - пороговые токи срыва ВЗП в участках 1 и 2); б) направления  $I_1$  и  $I_2$  совпадают <sup>1)</sup>.

Основная (по величине) особенность наблюдается при  $I_1/I_2 \approx 1$ . Ее форма качественно изменяется при одновременном изменении направления  $I_1$  и  $I_2$  и зависит от того, направлен ток  $I_2$  от участка 1 к участку 2 (рис.1а) или, наоборот, от 2 к 1 (рис.1б). В первом случае  $\sigma_d(I_1)$  по мере увеличения  $I_1$  сначала резко падает, а затем плавно возрастает, а во втором случае  $\sigma_d$  сначала слабо уменьшается, а затем резко возрастает. На рис. 2 показан фрагмент рис. 1а, зеркально отраженный относительно оси  $I_1 = 0$  и наложенный на рис. 1б. Форму основной особенности можно связать с переходом ВЗП вблизи среднего контакта из сжатого состояния в растянутое.

<sup>1)</sup> При тех же условиях наблюдалось <sup>4</sup> также влияние  $I_2$  на пороговое поле  $E_T$  срыва ВЗП на участке 1, качественно аналогичное наблюдавшемуся ранее на  $NbSe_3$  <sup>3</sup>.

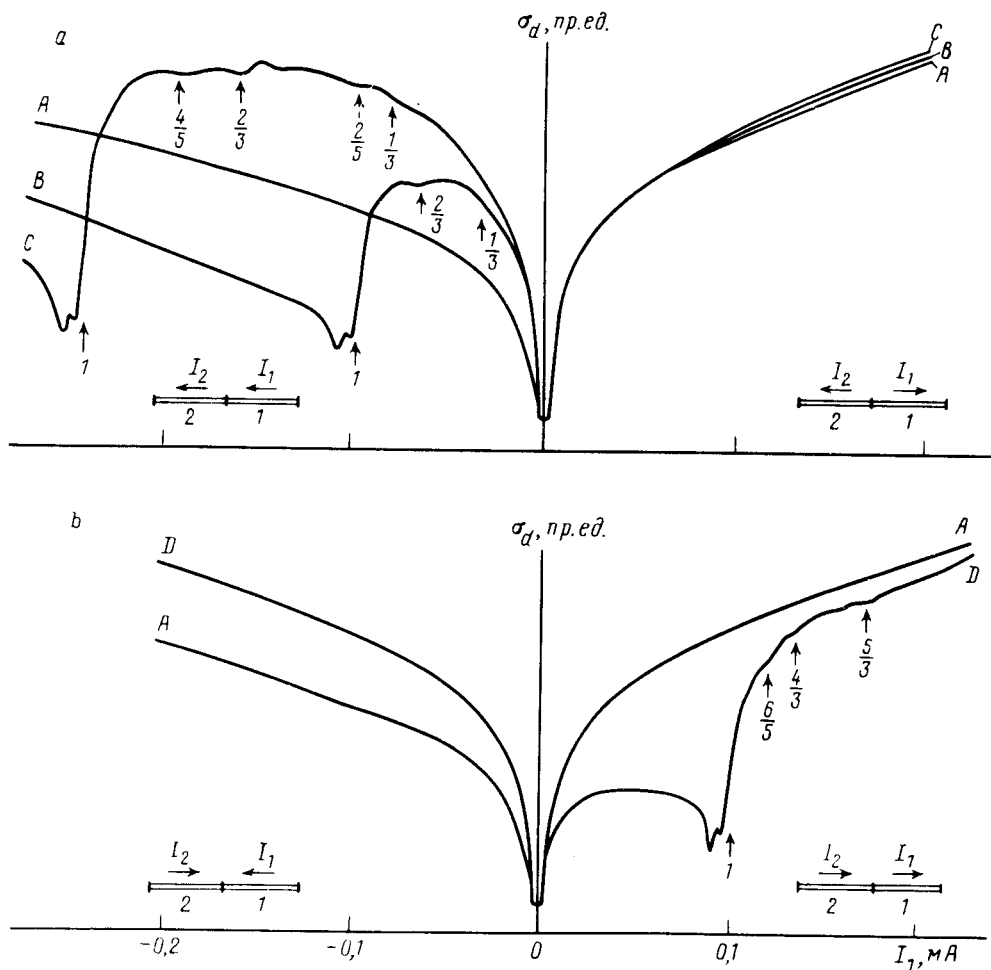


Рис. 1. Зависимости  $\sigma_d(I_1)$ : а - при  $I_2 = 0$  (кривая А),  $I_2 = -0,1 \text{ мА}$  (В),  $I_2 = -0,25 \text{ мА}$  (С); б - при  $I_2 = 0$  (кривая А),  $I_2 = +0,1 \text{ мА}$  (D). Цифры у вертикальных стрелок соответствуют значениям  $I_1/I_2$ ,  $T = 110 \text{ К}$ .

Если считать <sup>4</sup>, что проводимость ВЗП имеет электронный характер, то оказывается, что  $\sigma_d$  для сжатой ВЗП больше, чем для растянутой. Точка пересечения кривых на рис.2 в "чистых" образцах ( $E_T < 0,5 \text{ В/см}$ ) близка к точке  $I_1 = I_2$ , когда во всем образце существует единая недеформированная ВЗП. При  $I_1 \neq I_2$  ВЗП деформируется и может разорваться. Этот процесс напоминает пороговый характер срыва неподвижной ВЗП. Отметим, что в "грязных" образцах ( $E_T \sim 1 \div 2 \text{ В/см}$ ) основная особенность глубже.

В "чистых" образцах обнаружены также существенно более слабые особенности  $\sigma_d(I_1)$  при дробных значениях  $I_1/I_2$ . Они лучше видны в состоянии сжатой ВЗП. Наиболее четко проявляются провалы  $\sigma_d(I_1)$  при  $I_1/I_2 = 1/3$  и  $2/3$  для направлений  $I_2$   $1 \Rightarrow 2$ , и  $4/3$ ,  $5/3$  для направлений  $I_2$   $2 \Rightarrow 1$ . Слабее проявляются особенности при  $I_1/I_2 = 2/5$ ,  $3/5$ ,  $4/5$  в первом случае и  $6/5$ ,  $7/5$ ,  $8/5$ ,  $8/7$ ,  $2$  - во втором случае. При увеличении  $I_2$  количество особенностей растет, они перекрываются и их трудно идентифицировать. Следует подчеркнуть, что не обнаружены дробные особенности  $I_1/I_2 = p/q$  с четными  $q$ , в частности, вблизи  $p/q = 1/2$  имеется "мертвая" зона (без особенностей). Эти результаты противоречат ожидавшимся в модели "генератор-приемник".

Нам известно только одно явление, когда наблюдаются формально такие же дроби - дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ).

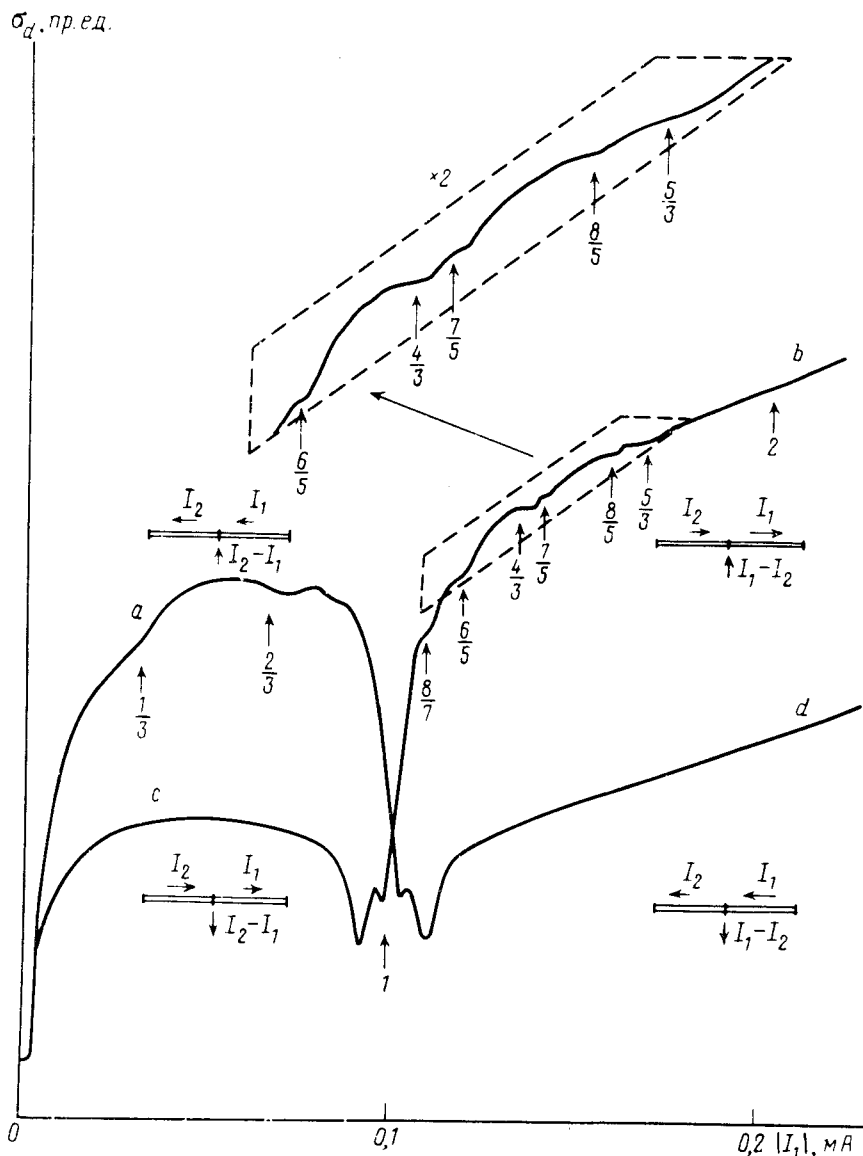


Рис. 2. Зависимости  $\sigma_d(|I_1|)$  при  $I_2 = -0,1 \text{ мА}$  (кривая зеркально отображена относительно оси ординат) и при  $I_2 = +0,1 \text{ мА}$ . Участки *a* и *b* соответствуют сжатию ВЗП, участки *c* и *d* - растяжению ВЗП. Цифры у вертикальных стрелок соответствуют значениям  $I_1/I_2$ . Вставка - фрагмент участка *b*, растянутый по обеим осям в 2 раза;  $T = 110 \text{ К}$ .

Для интерпретации воспользуемся концепцией центров проскальзывания фазы ВЗП<sup>5-8</sup> в модели 7. Основным состоянием движущейся ВЗП является недеформированное состояние при  $I_1/I_2 = 1$ . При отклонении от этого равенства ВЗП вблизи среднего контакта деформируется, причем деформация возрастает со временем, параметр порядка подавляется, обращается в нуль, его фаза проскальзывает и процесс повторяется. Так происходит конверсия ВЗП-2 в ВЗП-1 и в нормальный ток  $|I_1 - I_2|$ , уходящий в средний контакт. При малой величине  $|I_1 - I_2|$  и узком среднем контакте проскальзывание в

тонких образцах происходит вблизи контакта на плоскости, перпендикулярной скорости ВЗП, с помощью образования уединенных дислокаций фазы <sup>5,6</sup>. Дислокации движутся в указанной плоскости, сбрасывая фазу на поверхности образца. При увеличении  $|I_1 - I_2|$  их количество увеличивается, и они все сильнее взаимодействуют между собой и с нормальными электронами. В результате на этой плоскости образуется система возбуждений, структура которых неясна (будем называть их вихрями). Возможен следующий сценарий организации коллективного состояния в системе вихрей. Если предположить, что вихри обладают достаточно короткодействующим отталкиванием друг от друга, малой кинетической энергией для движения в указанной плоскости (это может быть связано с квазиодномерностью TaS<sub>3</sub>) и статистикой Ферми, то проблема определения свойств системы таких "тяжелых" фермионов сводится к аналогичной проблеме для "легких" 2D- фермионов в сильном магнитном поле. Так как ток  $I_2$  задан <sup>2)</sup>, то мерой относительной плотности вихрей может служить величина  $\nu = |(I_1 - I_2)/I_2| = |1 - p/q|$ , аналог фактора заполнения в ДКЭХ. Из теории ДКЭХ <sup>9</sup> известно, что при целых  $p$  и нечетных  $q$  образуется несжимаемая жидкость Лафлина с щелью для возбуждений. Эта щель в спектре вихревой жидкости приводит при учете центров пиннинга (примеси и т.д.) к существованию порогового значения  $\Delta\nu$ . Увеличение  $\nu$  вблизи  $|1 - p/q|$  вводит неподвижные ( локализованные на примесях в щели ) вихри, скорость сброса фазы не увеличивается, и дифференциальная проводимость ВЗП должна иметь минимум. Этот сценарий качественно объясняет полученные результаты.

Предварительные измерения на NbSe<sub>3</sub> показывают, что обнаруженные эффекты носят во многом универсальный характер.

Авторы выражают благодарность С.Н.Артеменко, С.А.Бразовскому, А.Ф.Волкову за обсуждение результатов.

### Литература

1. Monceau P., Richard J., Renard M. Phys.Rev.Lett. 1980, 45, 43.
2. Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 340.
3. Saint-Lager M.C., Monceau P., Renard M. Synt.Metals, 1989, 29, F-289.
4. Latyshev Yu.I., Minakova V.E. Synt.Metals, 1991, in press.
5. Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1984, 86, 1818.
6. Ong N.P., Verma G., Maki K. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 663.
7. Ong N.P., Maki K. Phys.Rev.B, 1985, 32, 6582.
8. Артеменко С.Н., Волков А.Ф., Круглов А.Н. ЖЭТФ, 1986, 91, 1537.
9. Рашба Э.И., Тимофеев В.Б. ФТП, 1986, 20, 972.

---

<sup>2)</sup>  $I_1$  определяется источником напряжения и в отличие от  $I_2$ , заданного источником тока, имеет смысл среднего по времени значения. С этим связано отсутствие симметрии  $I_1 \longleftrightarrow I_2$