

Ступеньки Шапиро при скольжении волн зарядовой плотности: осцилляции, смещение частот, особенности в больших электрических полях

С. Г. Зыбцев⁺, В. Я. Покровский⁺¹⁾, С. А. Никонов⁺, М. В. Никитин⁺, А. А. Майзлах⁺, А. В. Снежко^{+*},
В. В. Павловский^{+×}, С. В. Зайцев-Зотов^{+×}

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

^{*}Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия

[×]Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, факультет физики, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 сентября 2023 г.

После переработки 30 ноября 2023 г.

Принята к публикации 1 декабря 2023 г.

Представлен обзор недавних результатов в области синхронизации скольжения волн зарядовой плотности с высокочастотным электрическим полем, которая проявляется в возникновении ступенек Шапиро на вольт-амперных характеристиках. Экспериментально исследованы осцилляции ширины ступенек Шапиро в зависимости от амплитуды высокочастотного поля и продемонстрирована периодичность осцилляций по перемещению волны зарядовой плотности за полупериод высокочастотного поля. Показано, что ширину ступенек Шапиро можно связать с положением точки возврата волны зарядовой плотности относительно периодического потенциала пиннинга. Показано, как предложенный подход позволяет получить вид вольт-амперной характеристики, измеренной при воздействии высокочастотного поля, а также описать ступеньки Шапиро при смещении частот на волне зарядовой плотности. Представлен оригинальный эксперимент, позволяющий определить амплитуду колебаний волны зарядовой плотности в периодическом потенциале пиннинга с использованием высокочастотного синхронного детектора. Сравнение результата с расчетом позволило обнаружить влияние периодического потенциала пиннинга на амплитуду колебаний в режиме синхронизации, когда действие периодического потенциала пиннинга не усредняется. Также рассмотрена синхронизация волны зарядовой плотности в больших электрических полях, когда ее скольжение можно охарактеризовать определенным значением подвижности. Продемонстрирована аналогия полученных соотношений с аналогичными соотношениями для джозефсоновского перехода и одноканального квантового провода.

DOI: 10.31857/S1234567824020101, EDN: rqrwfl

1. Скольжение волны зарядовой плотности и ступеньки Шапиро. 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 соединениях с волнами зарядовой плотности (ВЗП) [2], однако скольжение ВЗП возможно лишь в электрическом поле E , превышающем порогового значения E_t . Это связано с необходимостью преодоления потенциала пиннинга – зацепления ВЗП за примеси и дефекты кристалла. При всем многообразии моделей пиннинга, его потенциал периодичен по перемещению ВЗП, причем обычно совпадает с периодом ВЗП λ (с некоторыми оговор-

ками [3]²⁾). Поэтому в полях $E > E_t$, при скольжении ВЗП со скоростью v , в образце возникают электромагнитные колебания с частотой $f_f = v/\lambda$, связанные с преодолением волной зарядовой плотности (ВЗП) периодического потенциала пиннинга (ППП).

Характерный признак скольжения ВЗП – появление так называемых ступенек Шапиро (СШ) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) $I_{dc}(V_{dc})$ при приложении к образцу напряжения высокочастотного или сверхвысокочастотного диапазона [4]. В области СШ внешнее ВЧ поле, частоту которого обозначим f , “диктует” частоту преодоления волной за-

²⁾В некоторых случаях, например, в случае соизмеримости ВЗП и решетки или в модели [3], период потенциала пиннинга может не совпадать с периодом ВЗП. Это не ограничивает общность дальнейшего изложения, если под λ понимать период ППП.

¹⁾e-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru

рядовой плотности периодического потенциала пиннинга, т.е. f_f совпадает с гармоникой или субгармоникой f . В результате дифференциальное сопротивление ВЗП резко возрастает, при полной синхронизации – до бесконечности.

Одна из особенностей, наблюдаемых в квазиодномерных проводниках с ВЗП, – аperiodические осцилляции ширины³⁾ СШ в зависимости от амплитуды переменного поля E_{rf} [4–9]. Наблюдаются и осцилляции E_t аналогичного вида, так что участок ВАХ в области полей $|E| \leq E_t$ иногда называют “0-й СШ”. В данном обзоре мы покажем, что это сходство не случайно, и что участок ВАХ в области полей $|E| \leq E_t$ при воздействии на образец ВЧ поля, действительно, можно рассматривать как частный случай СШ.

СШ наблюдались практически во всех квазиодномерных проводниках, в которых может скользить ВЗП, при условии достаточной пространственно-временной когерентности, даже в соединении $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ [10], где степень когерентности минимальна. Многократные осцилляции ширины СШ наблюдались на ВАХ соединений NbSe_3 на ВЗП-1 вблизи 120 K [5–7] и NbS_3 [8, 9] на ВЗП-1 при комнатной температуре. Эти ВЗП обладают наибольшей пространственно-временной когерентностью из всех известных: в разных точках образца ВЗП двигается синфазно относительно ППП. Удавалось наблюдать до 10 осцилляций [7]; можно заметить, что в больших полях их период уменьшается, приближаясь к константе. В соединениях ромбического TaS_3 [9] и $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ [11], в которых когерентность ВЗП ниже, осцилляций не наблюдалось, однако наблюдалась немонотонная зависимость ширины СШ от E_{rf} , которую можно рассматривать как предвестник осцилляций.

Несмотря на наблюдение осцилляций в разных материалах, универсальное описание эффекта до недавнего времени отсутствовало. Вероятная причина этого в том, что все подходы сводились к решению не работающих на практике или весьма приближенных уравнений движения ВЗП, а обсуждению физического смысла осцилляций не уделялось должного внимания. Так, по аналогии с осцилляциями ширины СШ в джозефсоновских переходах, их иногда описывают функцией Бесселя [4–6]. Для ВЗП этот подход, ввиду отсутствия универсального описания ее динамики [12], является феноменологическим и, к тому

же, – очень приближенным. Обобщение решения на случай ангармонического ППП также не прояснило физического смысла осцилляций, так же как и численные решения уравнения динамики ВЗП (см., например, недавнюю работу [13]).

2. Перемещение ВЗП за времена менее периода ВЧ поля и прояснение природы СШ. Недавно был предложен подход к описанию осцилляций ширины СШ на языке перемещения ВЗП на микроскопических масштабах времен, порядка $1/f$, и, соответственно, расстояний – порядка λ [9]. Были исследованы многократные осцилляции ширины СШ, от 0-й до 3-й, при скольжении ВЗП-1 в NbS_3 для частот ВЧ поля от 20 до 300 МГц. При этом значение ВЧ напряжения на образце было точно измерено с помощью специального щупа, что позволило определять мгновенное значение напряжения как функцию времени. Поскольку движение ВЗП можно считать безынерционным до частот $\sim 10^8$ Гц как минимум [14], мгновенное значение напряжения определяет и мгновенную скорость. Ее мы определяли из ВАХ, измеренной без воздействия ВЧ поля. Тут нужно оговориться, что на мгновенную скорость также влияет фаза ВЗП относительно ППП. Однако чуть ниже мы покажем, что это обстоятельство практически не влияет на основной результат [9].

Зная мгновенную скорость ВЗП, можно найти ее перемещение за любое время. В [9] при каждом значении V_{dc} для разных СШ (исходные зависимости дифференциальной проводимости, σ_d , от V_{dc} приведены на рис. 4 ниже) было рассчитано перемещение ВЗП, $\delta x_{1,2}$, за каждый полупериод ВЧ поля, т.е. за время $1/2f$. Оказалось, что, если ВЧ напряжение V_{rf} соответствует минимуму ширины СШ, за каждый полупериод ВЧ напряжения ВЗП перемещается на целое число λ (рис. 1). Скажем, для первого минимума 1-й СШ ВЗП перемещается на $\delta x_1 = 2\lambda$ за первый полупериод ВЧ поля, когда V_{rf} и V_{dc} имеют одинаковый знак. За второй полупериод ВЗП возвращается назад на λ : $\delta x_2 = -\lambda$. Для второго минимума соответствующие перемещения будут 3λ и -2λ . Для первого минимума 2-й СШ δx_1 и δx_2 равны 3λ и $-\lambda$, для второго – 4λ и -2λ , и т.д. Данный вывод относится и к 0-й СШ: n -й минимум E_t соответствует перемещению ВЗП на $\pm n\lambda$ за каждый полупериод ВЧ поля.

Тут следует уточнить, что в приведенном утверждении есть элемент интерпретации. Дело в том, что мы измеряем протекающий заряд, а затем пересчитываем его в перемещение ВЗП. Этот пересчет может зависеть от природы ППП (см., например, сноску 2) выше). Строго говоря, экспериментальный ре-

³⁾ Можно предложить различные варианты определения величины СШ: ширина, высота, площадь особенности на кривой $dV/dI(I)$ от I . Один из вариантов методики приведен в [9]. Для данной работы критерий не имеет значения.

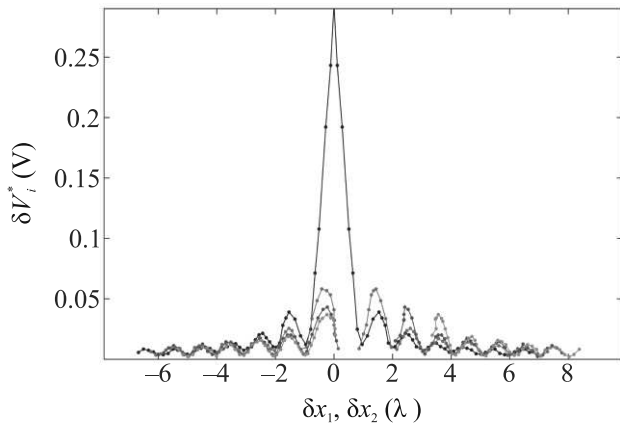


Рис. 1. (Цветной онлайн) Ширины СШ #0-3 в зависимости от δx_1 (положительные значения) и δx_2 (значения вблизи нуля или отрицательные). К образцу NbS₃-II размерами 20 мкм × 1.4 · 10⁻² мкм² приложено синусоидальное ВЧ напряжение с частотой $f =$ МГц. $T = 300$ К [9, 15]

зультат состоит в том, что в минимуме ширины любой СШ заряд, переносимый ВЗП за полупериод ВЧ напряжения, кратен заряду, переносимому ВЗП за полный период в режиме 1-й СШ: $Q_{1,2}^{nl}/Q_1^{nl}$ – целое число, где $Q_{1,2}^{nl}$ – заряд, переносимый ВЗП за 1-й или 2-й полупериод ВЧ поля, а Q_1^{nl} – заряд, переносимый ВЗП за весь период ВЧ поля в режиме 1-й СШ. В нашей интерпретации $Q_{1,2}^{nl}/Q_1^{nl} \equiv \delta x_{1,2}/\lambda$.

Обратим внимание, что, поскольку в минимумах за каждый интервал времени $1/2f$ ВЗП преодолевает целое число периодов ППП, неравномерность ее скольжения усредняется и не сказывается на результате расчетов $\delta x_{1,2}$.

Итак, период осцилляций оказывается постоянным, если их амплитуду перестроить как функцию перемещения за время $1/2f$. Добавим, что это утверждение проверено для трех соединений, а, в терминах фазы, действительно и для джозефсоновских переходов [9]. При этом для джозефсоновских переходов набег фазы не может быть непосредственно измерен, в то время как для ВЗП набег фазы связан с определенным ее перемещением в пространстве и соответствующим переносом заряда, вполне измеримым экспериментально. Как мы покажем ниже, λ -периодичность позволяет понять физический смысл и самих СШ, и осцилляций их ширины.

3. Физический смысл осцилляций ширины СШ. Чтобы оценить общность сделанного заключения о “ λ -периодичности” осцилляций, важно понять физический смысл, стоящий за этим результатом. Поэтому, мы считаем целесообразным повторить рассуждения, приведенные в [9]. Начать лучше с 0-й СШ и переменного поля меньшего E_t . В самых

общих предположениях о природе и форме ППП, а также механизме затухания движения (не обязательно – вязкого трения), ВЗП будет совершать колебания относительно минимума ППП (рис. 2). Вне зави-

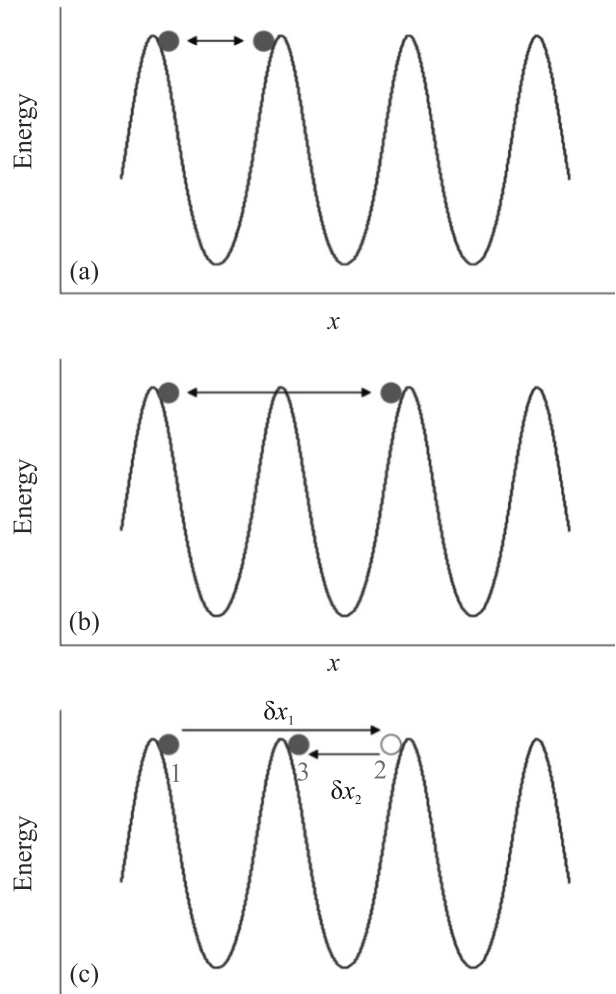


Рис. 2. (Цветной онлайн) Иллюстрации воздействия ВЧ напряжения на E_t (0-ю СШ) (а), (б) и 1-ю СШ (с). Панель (а) соответствует 1-му минимуму E_t , (б) – второму, (с) – первому минимуму 1-й СШ [9]

симости от начальной фазы приложенного поля, через какое-то время устанавливаются симметричные колебания вокруг минимума. Срыв ВЗП с примесей (депиннинг) соответствует переходу ВЗП в соседнюю долину ППП. Это становится возможным при приложении сколь угодно малого поля V_{dc} при условии, что колебания достигают вершин ППП: в этом случае E_t падает до нуля. При этом размах колебаний в точности совпадает с периодом ППП, т.е. λ (колебания $\pm\lambda/2$ вокруг минимума). Таким образом, перемещение на λ за каждый полупериод ВЧ поля является условием минимума E_t .

С дальнейшим ростом V_{rf} колебания становятся симметричными уже относительно максимума ППП. Величина E_t становится конечной и вновь падает до нуля при амплитуде колебаний λ ($\pm\lambda$ вокруг максимума): ВЗП совершает колебания между вершинами ППП, удаленными друг от друга на 2λ . Данное рассмотрение проясняет физический смысл как минимумов E_t , так и λ -периодичности осцилляций E_t по амплитуде колебаний.

Перейдем к 1-й СШ. Ее возникновение соответствует колебаниям ВЗП в ППП, однако, теперь асимметричным по перемещению. За каждый полный период ВЧ поля ВЗП смещается на λ . Это и есть условие синхронизации ВЗП для 1-й СШ. Когда V_{rf} соответствует первому минимуму, за первый интервал времени $1/2f$ ВЗП смещается на 2λ , за второй – на $-\lambda$. Как и в случае 0-й СШ, установится режим, когда точки поворота колебаний будут соответствовать максимумам ППП. Любое изменение V_{dc} приведет к переходу колебаний в следующую долину, т.е. выходу из режима синхронизации.

Аналогичные рассуждения можно применить к каждому минимуму каждой СШ. В режиме скольжения, соответствующем m -му минимуму ширины n -й СШ, за первый полупериод ВЗП продвинется вперед на $(m+n)\lambda$, а за второй – вернется назад на $m\lambda$ (рис. 3). Минимумы имеют прозрачный физический

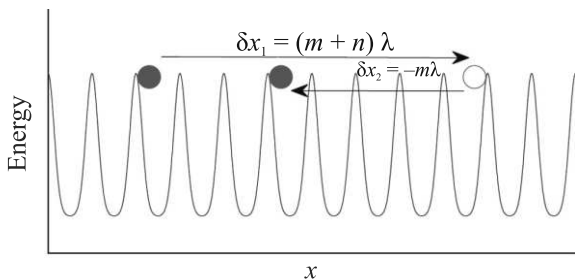


Рис. 3. (Цветной онлайн) Иллюстрация движения ВЗП в режиме n -й СШ, когда достигается ее m -й минимум

смысл. Единственный не совсем очевидный момент – переход к колебаниям вокруг максимумов ППП, однако он подтверждается численным расчетом [9]. Из этих рассуждений мы сделаем следующие выводы, которые нам потребуются в дальнейшем. Во-первых, становится понятным, что синхронизация сводится к периодическим колебаниям частицы (ВЗП) в ППП с частотой внешнего сигнала, т.е. происходит захват частоты ВЧ поля. Во-вторых, проясняется причина λ -периодичности осцилляций ширин СШ и ее универсальный характер. В-третьих, они дают участку ВАХ ниже E_t “законное право” называться 0-й СШ.

Для 0-й СШ λ -периодичность означает периодичность осцилляций E_t по размаху колебаний в ППП. В этом случае периодичность практически очевидна, хотя мы не встречали ранее подобного утверждения в явном виде. Для других СШ величину $(\delta x_1 - \delta x_2)/2$ можно рассматривать как размах колебаний в подвижной системе отсчета, связанной с ВЗП (в таком виде она была представлена в [9]). λ -периодичность по δx_1 и δx_2 вытекает из λ -периодичности $(\delta x_1 - \delta x_2)/2$ с учетом того, что на n -й СШ $(\delta x_1 + \delta x_2) = n\lambda$.

Подчеркнем также, что утверждение о постоянстве периода осцилляций верно, строго говоря, если рассчитывать перемещения ВЗП в режиме минимумов ширин СШ. В этом случае ВЗП и за δx_1 , и за δx_2 проходит целое число периодов, и действие ППП на ВЗП усредняется. При этом расчет δx_1 и δx_2 на основании ВАХ, измеренной без ВЧ напряжения, будет точен, если ВЧ напряжение имеет форму симметричных меандров. В этом случае условия скольжения ВЗП в течение каждого полупериода ВЧ поля идентичны условиям ее скольжения в двух соответствующих точках ВАХ. В практическом плане, данная оговорка, по-видимому, является превышением точности.

Наблюдаемая периодичность не зависит от формы ППП и от соотношения периодической и вязкой сил, действующих на ВЗП, т.е. от величины относительной модуляции скорости ВЗП при движении в ППП.

4. Следствия безынерционности движения ВЗП и λ -периодичности осцилляций ширин ступенек Шапиро. Успешное применение условия безынерционности движения ВЗП и фундаментальный характер наблюдаемой λ -периодичности осцилляций ширин СШ побудил нас использовать ее для анализа различных особенностей ВАХ образцов с ВЗП, возникающих при воздействии ВЧ полей.

а) Решение обратных задач. Был поставлен вопрос о решении задач четырех типов: 1) определение напряжений и ширин СШ в зависимости от V_{rf} , основываясь на ВАХ, измеренных без подачи ВЧ напряжения; 2) калибровка V_{rf} исходя из эволюции вида ВАХ в зависимости от V_{rf} ; 3) реконструкция общего вида ВАХ и ее особенностей в ВЧ поле; 4) интерпретация показаний синхронного детектора, измеряющего ВЧ ток на образце в условиях, когда поданное на образец ВЧ напряжение создает СШ и является при этом опорным сигналом. Все эти задачи можно считать обратными по отношению к рассмотренной выше – определению перемещения ВЗП на масштабах длин $\sim \lambda$ при одновременной подаче на образец постоянного и ВЧ поля, в частности, в режимах син-

хронизации. Если для решения первой и второй задач было использованы условия, определяющие возникновение СШ, для третьей и четвертой использовалось только условие безынерционности ВЗП, а влияние ППП не учитывалось. В этих случаях сопоставление расчетов с экспериментом позволило, как будет видно ниже, выявить влияние ППП на движение ВЗП в условиях синхронизации. Таким образом, цель решения задач 3) и 4) – выявить особенности динамики ВЗП, не учитываемые в модели безынерционного движения ВЗП, согласно которой мгновенная скорость ВЗП определяется только мгновенным значением электрического напряжения на образце.

Для решения 1-й задачи, как и в п. 2, ВАХ, измеренная без ВЧ поля, была использована для определения мгновенной скорости ВЗП как функции времени при разных значениях V_{dc} и V_{rf} , приложенных одновременно [15]. Для этого, помимо самой ВАХ, необходимо было значение коэффициента пересчета нелинейного тока в скорость ВЗП, т.е. отношение тока ВЗП к f_f . Было рассчитано перемещение ВЗП за каждый полупериод ВЧ поля. При этом задавались различные фиксированные значения V_{rf} , а напряжение V_{dc} использовалось как переменная: для каждого V_{rf} перемещение ВЗП было вычислено как функция V_{dc} . Далее, методом подбора, находились значения V_{dc} , при которых перемещение ВЗП за *полный* период ВЧ поля, $\delta x_1 + \delta x_2$, равнялось λ , затем 2λ и т.д. Таким образом, находились положения по напряжению V_{dc} 1-й, 2-й и других СШ. Линии на рис. 4 показывают рассчитанные положения СШ. Видно хорошее согласие с экспериментом. Хотя условия, определяющие значения V_{dc} , очевидны, до работы [15], насколько нам известно, подобные расчеты не применялись.

Далее проводилась качественная оценка *ширин* СШ. Для оценки использовались перемещения ВЗП за *каждый полупериод* ВЧ поля в режиме каждой СШ и определялась алгебраическая разность этих величин, $\delta x_1 - \delta x_2$. Поскольку на всех СШ, включая 0-ю, δx_1 и δx_2 имеют разный знак, величина $\delta x_1 - \delta x_2$ представляет собой полный путь ВЗП. Минимумы ширин СШ соответствуют целым значениям $\delta x_1 - \delta x_2$, причем для четных СШ $\delta x_1 - \delta x_2$ четные, а для нечетных – нечетные [9]. Далее, для простоты, предполагалось, что максимумы ширин СШ находятся посередине между минимумами, т.е. для четных СШ соответствуют нечетным значениям $\delta x_1 - \delta x_2$, а для нечетных – четным. Минимумам сопоставлялась величина “0”, максимумам – “1”; для произвольного значения $\delta x_1 - \delta x_2$ ширина СШ определялась линейной интерполяцией между ближайшими значениями $\delta x_1 - \delta x_2$, соответствующими минимуму и максимуму.

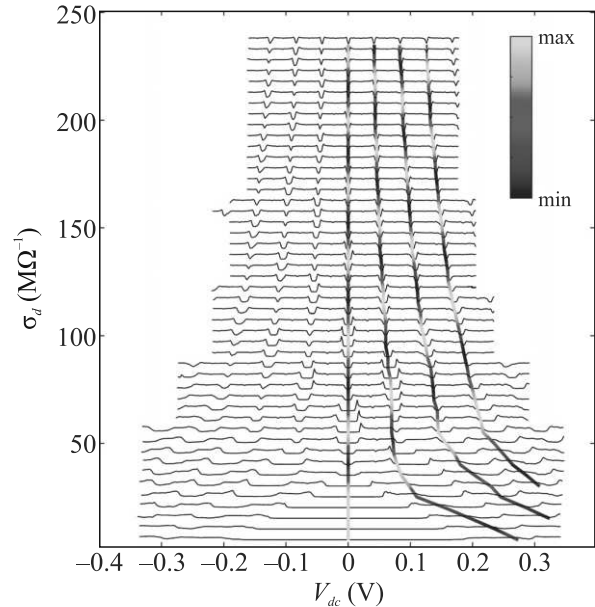


Рис. 4. (Цветной онлайн) Набор зависимостей дифференциальной проводимости, σ_d , от V_{dc} при подаче на образец синусоидального ВЧ напряжения. $f = 75$ МГц. V_{rf} увеличивается с постоянным шагом от 0 (нижняя кривая) до максимального значения (верхняя кривая). Значения V_{rf} : 0, 74, 148, 197, 246, 296, 320, 345, 369, 394, 419, 443, 456, 468, 480, 493, 505, 517, 530, 542, 554, 567, 579, 591, 603, 616, 628, 640, 653, 665, 677, 690, 702, 714, 727, 739, 751, 764, 776, 788, 800, 813, 825, 837, 850, 862, 874, и 887 мВ. Все кривые, за исключением нижней, сдвинуты с шагом 6.8 МОм^{-1} . Вычисленные значения V_{dc} для СШ с номерами 0, 1, 2, 3 соединены сплошными прямыми линиями. Цвет линии соответствует относительному изменению ширины СШ между минимумами и максимумами (см. карту цветов на вставке сверху). Образец NbS3-II с размерами $20 \text{ мкм} \times 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}^2$. $T = 300 \text{ К}$ [9, 15]

му. Полученное число характеризовало относительную ширину СШ. На рисунке 4 рассчитанные ширины СШ показаны цветом линий. Для наглядности цвет кривой меняется непрерывно между кривыми, согласно цветовой шкале. Видно, что методика способна предсказать не только положение СШ, но и их относительную ширину.

Для решения 2-й задачи использовались те же условия, связывающие ширины СШ с δx_1 и δx_2 , а δx_1 и δx_2 определялись значением V_{rf} и видом ВАХ без ВЧ напряжения. В этом случае задача состояла в определении V_{rf} , исходя из имеющихся ВАХ, снятых при разных ВЧ напряжениях на выходе генератора. Данная задача оказалась весьма востребованной, поскольку использование специального щупа для измерения ВЧ напряжения на образце не всегда возможно, например, если образец находится в крио-

стате. В частности, в работе по смещению частот на ВЗП [16], о которой речь пойдет в разделе б), осцилляции ширин обычных СШ, без смещения, были использованы для калибровки напряжений на каждой из частот. Это позволило количественно описать осцилляции ширин СШ, наблюдаемые при смещении частот.

В [16] была реализована следующая методика калибровки V_{rf} . Записывался набор ВАХ при разных значениях V_{rf} и строились графики порогового напряжения V_t (ширины 0-й СШ) как функции $\delta x_{1,2}$. Как мы показали выше, первый минимум 0-й СШ наблюдается при $\delta x_{1,2} = \pm \lambda$. Вначале для расчета $\delta x_{1,2}$ мы брали значение V_{rf} на выходе генератора. Однако из-за несовершенного согласования генератора с образцом значение V_{rf} на образце было завышенным, и рассчитанная величина $|\delta x_{1,2}|$ превышала λ . Поэтому мы вводили коэффициент затухания и подгоняли его так, чтобы условие $\delta x_{1,2} = \pm \lambda$ выполнялось. В дальнейших исследованиях мы использовали этот коэффициент (в [16] он оказался близок к 1.5) для калибровки V_{rf} .

Отметим, что аналогичный метод используется для определения поглощенной мощности электромагнитного сигнала при определении предельной чувствительности селективного детектора на основе джозефсоновского перехода [17].

Для решения 3-й и 4-й задач мы заметили, что, зная мгновенную скорость ВЗП (достаточно даже мгновенного тока ВЗП, пересчет в f_f и скорость не требуется), мы можем определить и форму всей ВАХ. Для получения ВАХ для каждой ее точки мы численно интегрировали по времени ток $I(V_{dc} + \sqrt{2}V_{rf} \sin(2\pi ft))$ в интервале 0 до $1/f$ и делили полученный заряд на время $1/f$, т.е. вычисляли средний ток за период ВЧ поля. Такие расчеты, приведенные в [15], дали предсказуемый результат: общий вид ВАХ воспроизводится, однако СШ на них отсутствуют (рис. 5). Этого и следовало ожидать, так как СШ по своей сути связаны с ППП, который в расчете не учитывался. Очевидно, расчет может дать правильное значение тока только при V_{dc} , соответствующих серединам СШ. При меньших V_{dc} ППП, в среднем, подгоняет ВЗП, при больших – притормаживает. В этих случаях точки возврата колебаний находятся на разной высоте.

Как мы отметили выше, в минимумах ширин СШ расчет становится точным. Действительно, при тех значениях V_{rf} , при которых СШ исчезают, отклонение расчета от эксперимента отсутствует.

Подробнее расскажем о результатах решения 4-й обратной задачи, тем более что ранее о них сообщалось

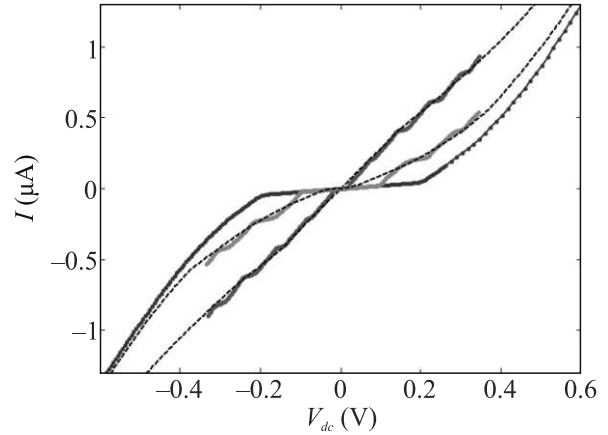


Рис. 5. (Цветной онлайн) ВАХ при воздействии на образец $V_{rf} = 0, 246$ мВ и 443 мВ (кривые # 1, 5 и 12 из рис. 4, считая снизу). Пунктирные линии являются результатом вычисления на основе ВАХ #1. Образец NbS₃-II с размерами 20 мкм \times $1.4 \cdot 10^{-2}$ мкм². $T = 300$ К [15]

лось только на конференции [18]. Эта задача возникла из осознания того, что с помощью ВЧ синхронного детектора можно практически напрямую измерить амплитуду колебаний ВЗП, в том числе, в режимах синхронизации. С этой целью мы собрали обычную схему измерения дифференциальной проводимости в режиме заданного напряжения (см. вставку к рис. 6). При этом напряжение V_{rf} использовалось в качестве опорного. При подаче $V_{rf} \ll V_t$ с помощью синхронного детектора измерялась обычная кривая $\sigma_d \equiv dI/dV$ от V_{dc} на высокой частоте. Что будет, если увеличить V_{rf} до значения, индуцирующего СШ на ВАХ? С одной стороны, можно ожидать, что получится скругленная кривая dI/dV от V_{dc} . С другой стороны, если из этого сигнала вычесть ток, вызванный квазичастицами, оставшаяся часть сигнала будет пропорциональна амплитуде колебаний ВЗП в подвижной системе отсчета (в которой они симметричны), т.е. величине $\delta x_1 - \delta x_2$. Действительно, сигнал на выходе синхронного детектора легко пересчитать в алгебраическую разность средних токов за первый и второй полупериоды ВЧ сигнала. Если из этих токов вычесть вклад квазичастиц и умножить на время, $1/2f$, получим разность зарядов, переносимых ВЗП за каждый полупериод. Эту разность можно пересчитать в разность перемещений ВЗП, $\delta x_1 - \delta x_2$, что есть удвоенный размах колебаний ВЗП в подвижной системе отсчета.

Эту же величину можно рассчитать исходя из ВАХ, измеренной без ВЧ напряжения. Очевидно, вне СШ расчет должен соответствовать эксперименту, так как влияние ППП усредняется. Таким образом, у

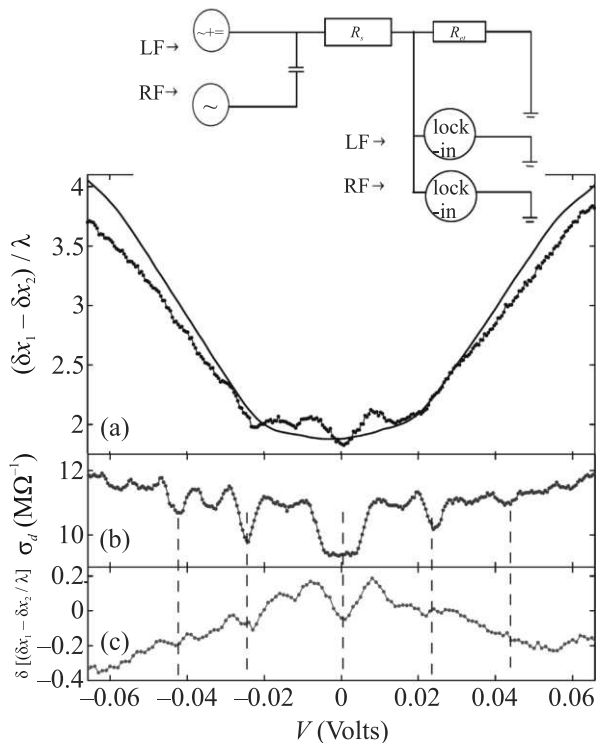


Рис. 6. (Цветной онлайн) (а) – Сигнал, измеренный EG&G 5302 на частоте $f = 400$ кГц ($V_{r,f} = 27.7$ мВ), за вычетом линейного отклика. Показания пересчитаны в величину $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$. Тонкой линией показана та же величина, рассчитанная на основании ВАХ без ВЧ напряжения. Вставка: схема измерений. (б) – Зависимость $\sigma_d(V_{dc})$ при воздействии ВЧ поля, измеренная одновременно с помощью SR 830: частота 333.3 Гц, напряжение 2.29 мВ. (с) – Разность экспериментального и расчетного значений $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$, представленных на верхней панели. Длина образца TaS₃ 385 мкм. $T = 120$ К [18]

нас открывается возможность выяснить, как в режиме синхронизации ППП влияет на величину $\delta x_1 - \delta x_2$.

Для исследований мы использовали синхронный детектор EG&G 5302 с возможностью измерений на частотах до 1 МГц. В связи с этим измерения мы провели на соединении TaS₃ ромбической модификации. Хотя когерентность ВЗП в этом соединении ниже, чем в NbS₃, для возникновения четких СШ на ВАХ TaS₃ можно прикладывать относительно низкочастотное напряжение, частотой существенно ниже 1 МГц. Заметим также, что для исследований проводимости на более высоких частотах, помимо необходимости использования другого прибора, потребовалась бы существенная модификация схемы. С повышением частоты необходимо было бы также принять во внимание переходные процессы при изменении направлении движения ВЗП, связанные с ее неод-

нородной деформацией (так называемый “overshoot” [19, 20]⁴⁾).

Были отобраны наиболее совершенные образцы TaS₃. Один из них исследовался в растянутом виде, с тем чтобы ВЗП переходила в “ультракогерентное” состояние ([21] и ссылки в ней). Схема была собрана так, что на образец подавалось переменное напряжение одновременно на низкой и высокой частотах. Параллельно с EG&G 5302 к эталонному сопротивлению был подключен низкочастотный синхронный детектор SR 830 (также показан на вставке к рис. 6). Это позволило измерять одновременно зависимость дифференциальной проводимости dI/dV и сигнала с ВЧ детектора.

На рисунке 6а приведены экспериментальная и расчетная зависимости величин $\delta x_1 - \delta x_2$ от V_{dc} . Из сигнала, измеренного EG&G 5302, вычтена константа, связанная с проводимостью квазичастиц. Оставшийся ток ВЗП пересчитан в размах колебаний. На практике мы делили измеренный ток на ток 1-й СШ. Получившаяся в результате величина $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$ представляет собой удвоенный размах колебаний ВЗП, выраженный в единицах λ . Видно сходство расчетной и экспериментальной кривых, но видны и различия, особенно заметные в области СШ. На нижней части рис. 6 показана разность экспериментальной и расчетной кривых (панель с) вместе с одновременно измеренной на низкой частоте “дифференциальной ВАХ”, dI/dV от V_{dc} (панель б). Видны провалы величины $\delta x_1 - \delta x_2$ относительно расчетных значений. Их можно интерпретировать как, в среднем, тормозящее действие ППП в режиме синхронизации. В условиях, когда амплитуда СШ близка к максимуму, ВЗП проводит больше времени вблизи минимумов ППП. В этом случае в точках поворота наклон ППП близок к максимуму, и в моменты, когда ВЗП приближается к точкам поворота, ППП препятствует движению ВЗП сильнее всего. Таким образом, ППП уменьшает амплитуду колебаний ВЗП при сохранении средней ее скорости.

Аналогичные результаты были получены на другом образце TaS₃, специально растянутом для перевода ВЗП в “ультракогерентное” состояние. Это видно из рис. 7, на котором представлен аналогичный набор кривых. Здесь минимумы величины $\delta x_1 - \delta x_2$ в областях СШ видны даже на исходной кривой,

⁴⁾ В наших измерениях, на частотах ~ 500 кГц, этот эффект также был замечен: заряд, полученный из показаний EG&G 5302, был несколько меньше величины, рассчитанной из ВАХ без ВЧ поля, и для сравнения эксперимента с расчетом мы использовали подгоночный множитель ~ 1 .

записанной с помощью ВЧ синхронного детектора (рис. 7а).

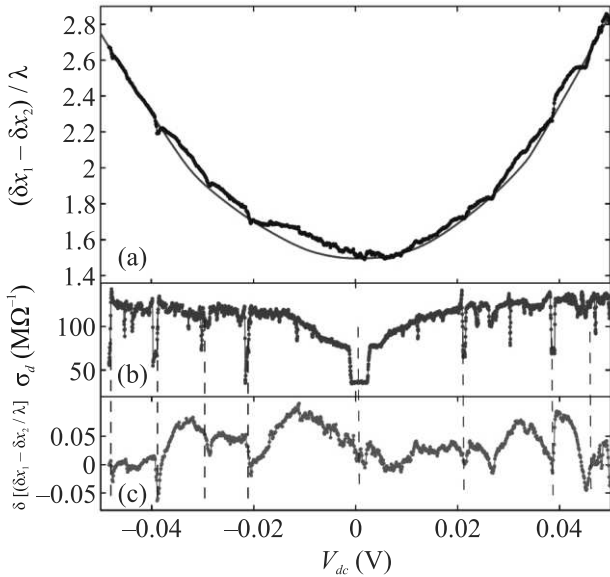


Рис. 7. (Цветной онлайн) Измерения, аналогичные представленным на рис. 6, на другом образце TaS₃, растянутом на величину $\sim 0.8\%$. ВЗП – в “ультракогерентном” состоянии. (а) – Сигнал, измеренный EG&G 5302 на частоте $f = 500$ кГц [меандр] ($V_{rf} = 50$ мВ), за вычетом линейного отклика. (б) – Зависимость $\sigma_d(V_{dc})$ при воздействии ВЧ поля, измеренная одновременно с помощью SR 830: частота 87 Гц, напряжение 1.98 мВ. (с) – Разность экспериментального и расчетного значений $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$, представленных на верхней панели. Длина образца TaS₃ 180 мкм. $T = 120$ К

Тем не менее, вывод об уменьшении амплитуды колебаний ВЗП в области СШ из-за воздействия ППП имеет предварительный характер, а исследования – скорее иллюстративные. В области некоторых СШ особенности величины $\delta x_1 - \delta x_2$ имеют, скорее, вид зигзага (рис. 6с, 7с). Для выяснения влияния ППП на амплитуду колебаний ВЗП, следовало бы исследовать аналогичные зависимости для разных значений V_{rf} .

Наконец, обратим внимание и на абсолютные значения $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$. Для 1-й СШ известно, что в 1-м минимуме ее ширины $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda = 2 - (-1) = 3$. В максимуме можно ожидать в два раза меньшую величину, $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda = 1.5$ (а, согласно рис. 1, – немного больше, 1.7–1.8). Согласно рис. 7а $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda \approx 1.7$, что представляется разумным, поскольку величина V_{rf} подбиралась так, чтобы получить максимальную ширину СШ. Аналогично, 1-й минимум ширины 2-й СШ должен наблюдаться при $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda = 3 - (-1) = 4$. На рисунке 7 – $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda \approx 2.2$, также примерно в 2 раза мень-

ше. На рисунке 6а значения $(\delta x_1 - \delta x_2)/\lambda$ немного больше, но также представляются разумными при наблюдении СШ максимальной ширины.

б) Смещение частот. Представление о СШ как о колебаниях в ППП, а также λ -периодичность осциллирующих, позволили объяснить ряд особенностей систем СШ, возникающих при приложении к образцу со скользящей ВЗП ВЧ полей на двух разных частотах. В работе [16] экспериментально исследовано смещение частот на ВЗП в NbS₃ при комнатной температуре. Рассмотрен случай приложения ВЧ напряжения на частотах F и f , отличающихся примерно на порядок: $F \gg f$. Соответствующие напряжения обозначим как V_{RF} и V_{rf} . Как и следовало ожидать, СШ возникают при токах ВЗП, которым соответствуют значения $f_f = \pm nF \pm mf$, где n и m – натуральные числа (см. рис. 8). При этом структуру СШ мож-

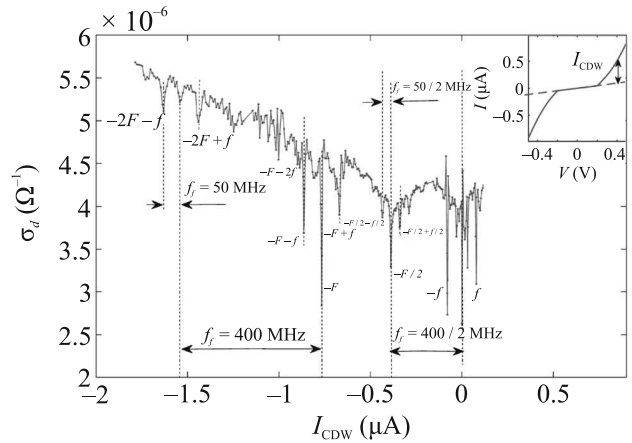


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость σ_d от тока ВЗП при воздействии ВЧ полей на частотах $f = 50$ МГц и $F = 400$ МГц одновременно. Образец NbS₃ имеет размеры 30 мкм \times 0.01 мкм². $T = 300$ К [16]. Вставка иллюстрирует методику определения I_{CDW}

но описать как систему “основных” СШ, окруженных “сателлитами”. “Основные” СШ – самые крупные, а “сателлиты” спадают по величине по мере удаления от “основной”. Для “основных” СШ $f_f = \pm nF$ ($n = 1, 2, 3$), а “сателлиты” отклоняются от “основной” на величины $\delta f_f = \pm m_f$. Таким образом, “сателлиты” окружают “основные” СШ подобно тому, как обычные СШ расположены относительно 0-й СШ.

Для качественного описания этой картины мы рассмотрели синхронизацию как колебания в ППП. Только для 0-й СШ колебания симметричны. Для описания других “основных” СШ в [16] было предложено перейти в подвижные системы отсчета, скорость каждой из которых совпадает со средней скоростью движения ВЗП на данной СШ. В такой си-

стеме отсчета колебания становятся симметричными, СШ становится 0-й, и участок ВАХ вокруг нее можно рассматривать как ВАХ вблизи порогового поля. Таким образом, в результате воздействия частоты F моделируется образец, в котором середина “основной” СШ является точкой отсчета напряжения и тока. В этой системе отсчета “сателлиты” оказываются обычными СШ.

Данный подход не только качественно описывает возникающую систему СШ, но позволяет количественно описать осцилляции ширин СШ – как “сателлитов”, так и “основных” – при изменении амплитуды ВЧ поля на частоте f . Напряжения V_{RF} и V_{rf} были откалиброваны исходя из напряжений первых минимумов 0-й СШ, как мы описали разделе а). Ширины СШ были построены как функции перемещения ВЗП, $\delta x_{1,2}$, за время $1/2f$, в точности как это было сделано в [9] с той лишь разницей, что мгновенная скорость ВЗП определялась в подвижной системе отсчета, связанной с “основной” СШ. Оказалось, что период осцилляций ширин всех СШ совпал с λ , причем минимумы соответствовали целым значениям $\lambda x_{1,2}/\lambda$.

Таким образом, представление об эквивалентности 0-й СШ и других позволило описать систему СШ, возникающую при смешении частот на ВЗП, и получить λ -периодичность осцилляций их ширин. В [9] приведены и другие результаты исследования смешения частот. В частности, описаны “основные” субгармоники СШ и их “сателлиты”, также оказавшиеся субгармониками. В [9] также отмечается, что смешение частот можно использовать для моделирования образцов с регулируемыми свойствами ВЗП, такими как величина порогового поля и степень пространственно-временной когерентности ВЗП. Частный случай моделирования был описан ранее как эффект стимулирования когерентности ВЗП при приложении ВЧ поля [10]: воздействие поля с частотой F использовалось для уменьшения ширины 0-й “основной” СШ и увеличения пространственно-временной когерентности скольжения ВЗП. Это, в частности, как отмечалось выше, позволило наблюдать СШ на соединении $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, в котором скольжение ВЗП отличается низкой когерентностью [10]. В терминах смешения частот наблюдавшиеся СШ были “сателлитами” “основной” 0-й СШ. Эффект стимулирования когерентности ВЧ полем позволил также исследовать фотопроводимость низкотемпературной ВЗП, формирующейся в NbS_3 при 150 K [22]. Наблюдался аномальный характер зависимости E_t от интенсивности инфракрасного излучения.

5. Об осцилляциях ширин СШ в больших полях. Поскольку λ -периодичность осцилляций имеет универсальный характер, имеет смысл применить ее для описания СШ и их осцилляций для ВАХ, имеющих конкретный вид. Один из характерных случаев – скольжение ВЗП в больших электрических полях⁵⁾. При $E \gg E_t$ скольжение ВЗП происходит в режиме вязкого трения: рост проводимости ВЗП насыщается, и в пределе больших полей $v(E) \propto E$. Это позволяет ввести подвижность ВЗП, $\mu \equiv v(E)/E$ [23]. Хотя общее объяснение этого явления отсутствует, оно проверено для большого числа ВЗП в разных квазиодномерных соединениях. При этом подвижности волн зарядовой плотности близки к подвижностям составляющих их носителей в нормальном состоянии, т.е. выше температуры соответствующего пайерлсовского перехода (см. работу [23] и ссылки в ней)

Предыдущие эксперименты показали, что период осцилляций ширин СШ стремится к некоторой константе с ростом номера осцилляции. Этим свойством обладает и функция Бесселя, которой формально описывали эти осцилляции. Практически очевидно, что данная “периодичность”⁶⁾ является следствием λ -периодичности и скольжения ВЗП в режиме вязкого трения. Действительно, поскольку период осцилляций определяется перемещением ВЗП за определенный интервал времени, а ее скорость пропорциональна полю, осцилляции будут “периодичны” и по полю.

Для расчета периода осцилляций ширин СШ в пределе $E \gg E_t$ рассмотрим, для определенности, два соседних минимума какой-либо СШ: i -й и $i + 1$ -й. Как и выше, для определенности будем считать *первым* тот полупериод ВЧ поля, в течение которого оно сонаправлено постоянному полю. Сравним смещение ВЗП за этот временной интервал, то есть, за время $1/(2f)$, в режимах скольжения, соответствующих $i + 1$ -му и i -му минимумам. Согласно [9], в первом случае смещение ВЗП должно быть на λ больше. Значит, средняя скорость ВЗП должна возрасти на $\delta v = 2f\lambda$. Из этого сразу находим, насколько должно возрасти среднее значение E_{rf} за первый полупериод:

$$\delta \langle |E_{rf}| \rangle = 2f\lambda/\mu. \quad (1)$$

Это соотношение дает период осцилляций по величине переменного поля. Если ВЧ поле имеет вид

⁵⁾Надо иметь в виду мгновенное значение электрического поля, определяемое и E_{dc} , и E_{rf} .

⁶⁾Строго говоря, осцилляции не становятся периодическими, поскольку их амплитуда спадает с ростом номера.

меандров, $\langle |E_{rf}| \rangle$ совпадает с амплитудой колебаний. Если поле синусоидально, $\langle |E_{rf}| \rangle = (2/\pi)E_{rf}$ и $\delta E_{rf} = \pi f \lambda / \mu$. Здесь E_{rf} – амплитуда колебаний поля. Если измеряется действующее значение поля, $E_{rf}^{\text{rms}}, \delta E_{rf}^{\text{rms}} = (\pi/\sqrt{2})f \lambda / \mu \approx 2.22 f \lambda / \mu$.

Сопоставим период осцилляций (1) с расстоянием δE_{dc} между соседними СШ – n -й и $(n+1)$ -й гармониками. На $(n+1)$ -й СШ перемещение ВЗП должно быть больше на λ за целый период ВЧ поля, т.е. скорость ВЗП должна возрасти на $\delta v = \lambda f$. В больших полях, когда проводимость ВЗП можно описать законом Ома,

$$\delta E_{dc} = f \lambda / \mu, \quad (2)$$

т.е. в 2 раза меньше, чем $\delta \langle |E_{rf}| \rangle$ (1). Входящую в соотношения (1) и (2) величину μ легко найти из эксперимента. Для этого необходимо знать скорость ВЗП, которую можно определить, используя те же СШ. Для первой СШ (гармоники) $f_f = f$, и скорость ВЗП находим как $v = f \lambda$. Зная v в области первой СШ, мы можем найти ее и в любой точке ВАХ по величине нелинейного тока, поскольку среднее значение нелинейного тока пропорционально f_f : $j_{\text{CDW}}/f_f = \text{const}$, где j_{CDW} – плотность нелинейного тока. Также для определения подвижности ВЗП мы использовали эквивалентное [23] соотношение: $\mu = \sigma_{\text{CDW}}(\infty) / [(j_{\text{CDW}}/f_f)/\lambda]$, где $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ – нелинейная удельная проводимость в пределе больших полей.

Заметим, что соотношения (1) и (2) можно использовать как для сравнения δE_{dc} и $\delta \langle |E_{rf}| \rangle$, так и для оценки подвижности ВЗП. Проверим эти соотношения на образцах, исследованных ранее. Рассмотрим образец NbS₃ #1 из работы [9], где представлена ВАХ при подаче переменного напряжения на частоте 75 МГц (при $T = 300$ К). Для больших E_{rf} и/или n расстояние по полю между соседними СШ $\delta E_{dc} = 21$ В/см (рис. 2а из [9]). Взяв $\lambda_1 = 1.12$ нм для ВЗП-1, из (2) получаем $\mu = 0.4 \text{ см}^2/\text{Вс}$, в согласии с [23] (рис. 9). Период осцилляций ширины СШ в больших полях для того же образца $\delta E_{rf}^{\text{rms}} \approx 38$ В/см [9] ($\mu = 0.49 \text{ см}^2/\text{Вс}$), т.е. почти в 2 раза больше расстояния между соседними СШ, в приблизительном согласии с (1) и (2).

В [23] для оценки μ необходимо было оценить предельное значение проводимости ВЗП и величину j_{CDW}/f_f при каждой температуре. Из соотношения (2) подвижность можно оценить напрямую, зная расстояние по E_{dc} между соседними СШ (гармониками) с большими номерами. На рисунке 9, вместе с зависимостями $\mu(T)$ из [23] для ВЗП-1 и ВЗП-0, представлены значения μ для этих же образцов, расчи-

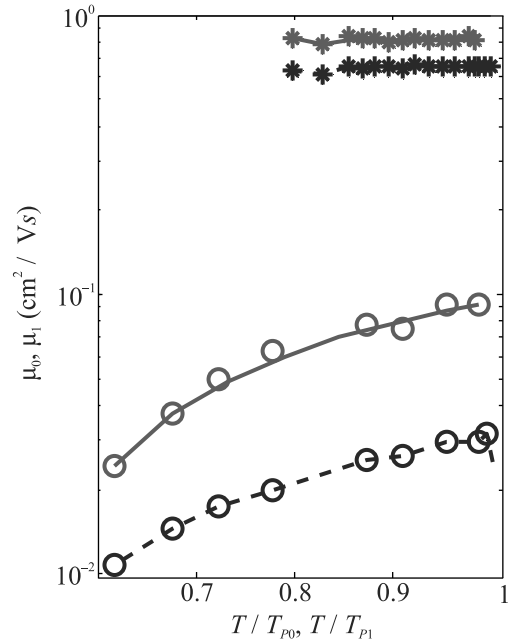


Рис. 9. (Цветной онлайн) Рассчитанные значения подвижностей μ_0 для ВЗП-0 (“○”) и μ_1 для ВЗП-1 (“*”) в NbS₃. Сплошные красные линии – расчет исходя из $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ и концентрации сконденсированных электронов $(j_{\text{CDW}}/f_f)/(\lambda e)$ [23]. Пунктирные синие линии – оценки из соотношения (2) на тех же образцах

танные из соотношения (2). Видно хорошее согласие двух методик, хотя (2) дает μ на $\approx 25\%$ ниже для ВЗП-1, и в 2-3 раза меньше – для ВЗП-0. Это означает, что СШ, измерены в режимах, когда проводимость ВЗП-0 еще не достигла $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$, либо оценки $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ [23] оказались несколько завышены.

Можно также оценить подвижности ВЗП на основании публикаций других авторов. Так, для ВЗП-1 в образце NbSe₃, представленном в [7], при облучении на частоте 5 МГц между 1-й и 2-й СШ $\delta E_{dc} = 133$ мВ/см. С $\lambda_1 = 1.44$ нм получаем $\mu = 5.4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ($T = 121$ К). Период осцилляций 1-й СШ при той же частоте (рис. 1 из [7]) можно оценить в 232 мВ/см ($\mu = 6.9 \text{ см}^2/\text{Вс}$), т.е. опять же, примерно в 2 раза больше, чем расстояние между соседними СШ.

Соотношения (1) и (2) позволяют также оценивать подвижности сконденсированных в ВЗП квазичастиц в нормальном состоянии (выше T_P), поскольку проводимость, обусловленная движением ВЗП, в пределе сильного поля приближается к проводимости составляющих ее квазичастиц в нормальном (металлическом) состоянии [23, 24]. То же можно сказать и о соответствующих значениях подвижностей.

Возвращаясь к NbSe₃, отметим, что подвижность электронов при комнатной температуре близка к

$5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ [25]. Это значение было получено исходя из концентрации электронов $3.9 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, рассчитанной на основе структуры химических связей в элементарной ячейке ([26], с. 166) и согласуется с концентрацией электронов, сконденсированных в ВЗП-1: из отношения $j_{\text{CDW}}/f = 40 \text{ А/см}^2/\text{МГц}$ [27], считая, что заряд $2e$ протекает на каждой цепочке при перемещении ВЗП на $\lambda_1 = 1.44 \text{ нм}$, получаем концентрацию $1.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, примерно в 2 раза меньше. Это следовало ожидать, поскольку в ВЗП-1 конденсируется примерно половина свободных электронов. В то же время, рассчитанная из эффекта Холла концентрация оказывается существенно ниже реальной [26]. Таким образом, приведенные выше оценки подвижности ВЗП, $\mu = 5.4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $6.9 \text{ см}^2/\text{Вс}$, можно считать экспериментальной оценкой подвижности квазичастиц наиболее близкой к реальному значению – около $10 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (при охлаждении от 300 до 121 К можно ожидать, что подвижность возрастет примерно в 2 раза).

6. Сопоставление со СШ на ВАХ джозефсоновских переходов. Сопоставим соотношения (1) и (2) с формулами, описывающими СШ на джозефсоновских переходах в пределе больших номеров осцилляций и/или СШ. Аналогия между динамикой ВЗП и джозефсоновских переходов, основанная на подобии уравнений движения ВЗП и эволюции разности фаз конденсата в резистивной модели ДП [28], неоднократно обсуждалась, начиная с работы [29]. Как известно, при воздействии СВЧ поля на ВАХ джозефсоновских переходов (ДП) также наблюдаются СШ – участки постоянного *напряжения*. И для ВЗП, и для ДП режим СШ соответствует условию $d\varphi/dt = 2\pi f = \text{const}$. Для случая ВЗП φ – фаза ВЗП, для ДП – разность фаз между берегами ДП. Величины критического тока ДП (0-й СШ) и ширины СШ также испытывают осцилляции в зависимости от СВЧ напряжения. Резистивная модель ДП [28] достаточно точно описывает реальные переходы при температурах близких критической. В частности, функция Бесселя точно описывает осцилляции ширины СШ в зависимости от напряжения. При этом, как показано в [9] на примере 0-й СШ, осцилляции периодичны по набегу разности фаз за полупериод СВЧ поля, причем период осцилляций равен 2π . Этот результат – полная аналогия λ -периодичности осцилляций для случая ВЗП и подтверждает универсальный характер этой периодичности.

В пределе больших номеров СШ, т.е. высоких СВЧ напряжений на ДП, период осцилляций функции Бесселя становится постоянным. При этом сопротивление ДП приближается к значению в нор-

мальном состоянии, R_n . Эти обстоятельства указывают на фундаментальную аналогию между СШ для случаев ВЗП и ДП. Для ДП аналогом (2) будет соотношение

$$\delta I_{dc} = hf/2eR_n, \quad (3)$$

или

$$\delta V_{dc} = hf/2e. \quad (4)$$

Вернемся к ВЗП. Если μ выразить как σ_s/en , где σ_s – удельная проводимость ВЗП, (2) можно переписать:

$$\delta V_{dc} = 2efV_{dc}/I_1, \quad (2')$$

где $I_1 = 2ef_f$ – ток ВЗП на одной цепочке. Имеет смысл ввести обозначение $R_1 \equiv V_{dc}/I_1$ – сопротивление цепочки ВЗП на длине образца. Сравнивая (4) и (2'), можно заметить, что для перехода от ВЗП к ДП следует заменить R_1 на $h/4e^2$, т.е. $1/2$ кванта сопротивления. Обратная величина, точнее, $2e^2/h$, характеризует проводимость квантового провода с одним каналом проводимости.

Для анализа полученных соотношений заметим, что с движением ВЗП связана еще одна величина, V^* , характеризующая различие eV^* энергий электронов на уровне Ферми, имеющих импульсы $+k_F$ и $-k_F$. Это различие (“перекося”) возникает из-за того, что при движении ВЗП k_F возрастает на величину δk_F в направлении скольжения ВЗП и уменьшается на ту же величину – в противоположном (см. рис. 7b из [30]). Величина δk_F находится из условия, что электроны вблизи энергии Ферми, скорость которых равна v_F , а линейная концентрация – $4\delta k_F/(2\pi)$, переносят ток, равный току ВЗП на одну цепочку: $\delta k_F = d\varphi/dt/(2v_F)$. Связь eV^* и $\hbar\delta k_F$ определяется наклоном дисперсионной кривой, т.е. v_F . Поэтому $V^* = 2\delta k_F \hbar v_F/e$, и, учитывая, что $I_1 = e/\pi(d\varphi/dt)$, получаем:

$$V^* = I_1 \hbar/2e^2.$$

Теперь видно, что, если вместо V_{dc} в (2') подставить V^* , получим $2\delta V_{dc}$ для ДП (4). Заметим также, что $eV^* = \hbar f_f$, т.е. eV^* – это энергия, соответствующая фундаментальной частоте скольжения ВЗП.

Значения V^* достаточно малы. При максимальных токах ВЗП-1 [23] V^* достигает 50 мкВ и приближается к 1 мВ при рекордных токах в нанобразцах NbS_3 , соответствующих $f_f \sim 200 \text{ ГГц}$ [31].

Вообще говоря, величина V^* не соответствует какому-либо измеряемому напряжению. Тем не менее, можно оценить длину образца L^* , при которой напряжение на нем $V_{dc} = EL^*$ совпадает с V^* . Легко убедиться, что, в пренебрежении контактными явлениями, $L^* = \hbar\mu/2e\lambda$. Проводимость такого образца в

пересчете на одну цепочку составляет $2e^2/h$, и, значит, для него выполняется соотношение Джозефсона (4).

Чем ниже μ , тем меньше L^* . Если в качестве длины L^* взять λ , получим

$$\mu_\lambda = 2e\lambda^2/h. \quad (5)$$

В соотношении (5) фигурируют только фундаментальные константы и период ВЗП. Для характерной величины $\lambda = 1$ нм, $\mu_\lambda \sim 5$ см²/Вс, что по порядку величины соответствует экспериментально наблюдаемым значениям. Случайно или нет такое соответствие, остается не ясным.

Отметим еще одну параллель между СШ на ВАХ образца с ВЗП и джозефсоновского перехода между двумя сверхпроводниками, причем, в случае, когда они соединены одиночным квантовым проводом и находятся при температуре близкой к критической. Заряд, переносимый отдельной цепочкой ВЗП за время $1/f$ при токе, соответствующем n -й СШ, равен $2en$. В случае эффекта Джозефсона аналогичное поведение имеет место для тока нормальных квазичастиц. В середине 1-й ступеньки Шапиро период джозефсоновских осцилляций совпадает с периодом внешнего сигнала. За этот интервал времени протекает заряд eR_q/R_n . Для одиночного квантового провода $R_n = R_q$, значит, заряд равен e . Для n -й СШ получаем заряд ne [32].

В заключение, подытожим полученные результаты. Исследование осцилляций ширин СШ в зависимости от точно откалиброванного значения ВЧ напряжения показало, что осцилляции периодичны по перемещению ВЗП за полупериод ВЧ поля. Период осцилляций равен периоду ППП, λ . Показано, что синхронизация скольжения ВЗП сводится к колебаниям в ППП. Ясный физический смысл условия минимумов ширин СШ позволяет сделать вывод, что выявленная периодичность осцилляций не зависит от формы ППП и механизма диссипации ВЗП. Из рассмотрения СШ как колебаний в ППП также вытекает эквивалентность 0-й СШ, т.е. участка ВАХ в полях меньше или порядка порогового, и остальных СШ. Эта эквивалентность позволяет описать структуру СШ, возникающих при смешении двух частот, а также осцилляции их ширин. Ключевой момент описания – переход в систему отсчета, движущуюся со средней скоростью скольжения ВЗП.

Используя условие безынерционности движения ВЗП в полях ВЧ и СВЧ диапазонов, удается восстановить вид ВАХ в ВЧ поле на основании ВАХ, измеренной без ВЧ воздействия. Рассчитав перемещение ВЗП за период ВЧ поля, можно определить

напряжения СШ, а расчет перемещения за полупериод ВЧ поля позволяет оценить относительную ширину СШ. При этом сами СШ расчет не описывает, так как не учитывает влияние ППП в тех случаях, когда его воздействие на ВЗП не усредняется по периоду. По этой же причине определенный с применением ВЧ синхронного детектора удвоенный размах колебаний ВЗП в подвижной системе отсчета (величина $\delta x_1 - \delta x_2$) в режимах синхронизации отклоняется от расчетной величины. Объяснить наблюдаемое отклонение можно, рассмотрев колебания ВЗП в ППП. Также λ -периодичность осцилляций порогового поля E_t была использована для калибровки ВЧ напряжения на образце [16].

Отдельно рассмотрен случай больших электрических полей, когда движение ВЗП можно приблизить законом Ома. Показано, что в этом случае осцилляции ширин ступенек Шапиро становятся периодическими по амплитуде ВЧ поля, E_{rf} . Получено простое соотношение, выражающее период осцилляций через частоту ВЧ поля, период и подвижность ВЗП. Если осцилляции представить как функцию $\langle |E_{rf}| \rangle$, их период оказывается ровно в 2 раза больше, чем расстояние между соседними ступеньками Шапиро (гармониками). Анализ опубликованных экспериментальных данных подтверждает данный вывод. Полученные соотношения могут быть полезными для оценки подвижности ВЗП, а, значит [23, 24], – и составляющих ее квазичастиц.

Полученные соотношения сопоставлены с аналогичными соотношениями для джозефсоновских переходов в переделе высоких частот и номеров ступенек Шапиро. Показано, что, если вместо постоянного напряжения в соотношение для периода осцилляций подставить сдвиг уровней Ферми при скольжении ВЗП, $eV^* = hf_f$, оно трансформируется в аналогичное соотношение для перехода Джозефсона. Получена характерная микроскопическая длина образца с ВЗП, при которой расстояние между соседними СШ в единицах напряжения сравнялось бы с расстоянием между СШ на ВАХ джозефсоновских переходов. Приведена оценка подвижности ВЗП, при которой ее сопротивление на длине волны ВЗП совпадает с сопротивлением одноканального квантового провода. Отмечена параллель между ступеньками Шапиро, возникающим на ВАХ квазиодномерного проводника с ВЗП и джозефсоновского перехода между двумя сверхпроводниками, соединенными одиночным квантовым проводом.

Финансирование работы. Электрофизические исследования NbS₃ и анализ полученных результатов выполнены С. Г. Зыбцевым, В. Я. Покровским,

А. В. Снежко и С. А. Никоновым при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-12-00319. Рост кристаллов NbS₃ и сопоставление свойств ВЗП и джозефсоновского перехода проводились А. А. Майзлахом, С. В. Зайцевым-Зотовым, М. В. Никитиным и В. В. Павловским в рамках Госзадания.

Конфликт интересов. Отсутствует.

1. H. Fröhlich, Proc. R. Soc. A **223**, 296 (1954).
2. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
3. S. E. Barnes and A. Zawadowski, Phys. Rev. Lett. **51**, 1003 (1983).
4. S. Brown and A. Zettl, *Charge Density Wave Current Oscillations and Interference Effects, in Charge Density Waves in Solids*, ed. by L. P. Gor'kov and G. Grüner, North-Holland, Elsevier, Amsterdam (1989), v. 25, p. 223.
5. A. Zettl and G. Gruner, Solid State Commun. **46**, 501 (1983).
6. A. Zettl and G. Gruner, Phys. Rev. B **29**, 755 (1984).
7. R. E. Thorne, W. G. Lyons, J. W. Lyding, J. R. Tucker, and John Bardeen, Phys. Rev. B **35**, 6360 (1987).
8. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **95**, 035110 (2017).
9. S. G. Zybtev, S. A. Nikonov, V. Ya. Pokrovskii, V. V. Pavlovskiy, and D. Staresinic, Phys. Rev. B **101**, 115425 (2020).
10. S. G. Zybtev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **88**, 125144 (2013).
11. M. F. Hundley and A. Zettl, Phys. Rev. B **39**, 3026 (1989).
12. R. E. Thorne, J. Phys. IV France **131**, 89 (2005).
13. Y. Funami and K. Aoyama, Phys. Rev. B **108**, L100508 (2023).
14. S. Sridhar, D. Reagor, and G. Grüner, Phys. Rev. Lett. **55**, 11 (1985).
15. S. A. Nikonov, S. G. Zybtev, A. A. Maizlakh, and V. Ya. Pokrovskii, Appl. Phys. Lett. **118**, 213106 (2021).
16. S. A. Nikonov, S. G. Zybtev, and V. Ya. Pokrovskii, Appl. Phys. Lett. **118**, 253108 (2021).
17. В. В. Широков, Ю. Я. Дивин, Письма в ЖТФ **30**, 79 (2004).
18. М. В. Никитин, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, *Влияние периодического потенциала пиннинга на перемещение волны зарядовой плотности в ВЧ поле*, Тезисы III Международной конференции "Физика конденсированных состояний" ФКС-2023, под редакцией д.ф.м.н. Б. Б. Страумала (Черноголовка, 29 мая–2 июня 2023), с. 218.
19. J. C. Gill, Solid State Commun. **39**, 1203 (1981).
20. E. C. Geil and R. E. Thorne, Phys. Rev. Lett. **114**, 016404 (2015).
21. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, О. М. Жигалина, Д. Н. Хмеленин, Д. Старешинич, С. Штурм, Е. Чернышова, ЖЭТФ **151**, 776 (2017).
22. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, Радиотехника и электроника **63**, 992 (2018).
23. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, С. А. Никонов, А. А. Майзлах, С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ **117**, 158 (2023).
24. G. Grüner and A. Zettl, Phys. Rep. **119**, 117 (1985).
25. S. G. Zybtev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **84**, 085139 (2011).
26. P. Monceau, in *Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Conductors*, ed. by P. Monceau, Reidel, Dordrecht (1985), p. 139, part 2.
27. J. Richard, J. Chen, and S. N. Artemenko, Solid State Commun. **85**, 605 (1993).
28. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, N.Y. (1986).
29. M. Papoular, Phys. Lett. A **76**, 430 (1980).
30. G. Grüner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
31. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, S. V. Zaitsev-Zotov, and V. F. Nasretdinova, Physica B **407**, 1696 (2012).
32. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. Lett. **66**, 3056 (1991).