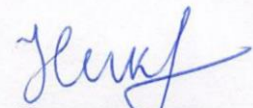


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ
им. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН)


На правах рукописи

НИКОНОВ СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**Динамика волны зарядовой плотности в NbS_3 в ВЧ
диапазоне**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИСЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Покровский Вадим Ярославович

Оглавление

Введение.....	3
ГЛАВА 1. Осцилляции порогового поля и ступенек Шапиро в зависимости от перемещения ВЗП на масштабах длин порядка периода ВЗП	15
1.1. Ступеньки Шапиро	15
1.2. Осцилляции величин ступенек Шапиро и порогового поля	17
1.3. Природа осцилляций ступенек Шапиро и порогового поля	25
1.4. Предсказание формы ВАХ при воздействии ВЧ облучения на образец	28
1.5. Выводы по главе 1	34
ГЛАВА 2. Скольжение ВЗП при одновременном воздействии ВЧ полей на двух частотах	35
2.1 Ступеньки Шапиро при одновременном воздействии ВЧ напряжения на двух частотах	35
2.2 Выводы по главе 2	44
ГЛАВА 3. Синхронизация скольжения ВЗП в области флуктуаций вблизи пайерлсовского перехода.....	45
3.1 О вкладе спонтанного проскальзывание фазы в проводимость возле пайерлсовского перехода	45
3.2 Синхронизации скольжения ВЗП вблизи пайерлсовского перехода	47
3.3 Анализ экспериментальных результатов	56
3.4 Выводы по главе 3.	69
Заключение	71
Литература.....	73
Приложение 1	78

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

При понижении температуры во многих металлах происходит фазовый переход в состояние с иным типом порядка. В таких металлах как титан или ниобий при низких температурах возникают куперовские пары, что приводит к нулевому электрическому сопротивлению, а сами материалы переходят в сверхпроводящее состояние. Железо и никель изменяют свое состояние на ферромагнитное при температурах ниже нескольких сотен градусов по Цельсию.

В 1950-х годах Пайерлс показал [1], что кристаллическая решётка одномерных металлических цепочек может быть нестабильна. При понижении температуры в результате так называемого пайерлсовского перехода возникает искажение кристаллической решетки, и на уровне Ферми появляется щель 2Δ в электронном спектре. Такое самосогласованное периодическое смещение узлов кристаллической решётки и модуляция электронной плотности называется волной зарядовой (ВЗП).

С середины 1970-х годов было открыто множество низкоразмерных материалов, которые претерпевают фазовый переход в состояние с ВЗП. Среди наиболее интересных оказалось семейство трихалькогенидов, к которому относятся кристаллы типа MX_3 , синтезированные из атомов металлов V группы ($M = Nb, Ta$) и атомов халькогена ($X = S, Se$). Такие соединения синтезируются в виде нитевидных кристаллов, называемых также вискерами. В нормальном состоянии (без ВЗП) они являются металлами. При этом они обладают высокой анизотропией, поэтому их называют квазиодномерными проводниками.

Переход в состояние с ВЗП можно формально описать в терминах теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). Эта задача точно решена только для одномерных цепочек в приближении сильной связи, причём только для случая наполовину заполненной зоны проводимости (что соответствует удвоению периода цепочки при образовании ВЗП) [1]. В этом случае температурная зависимость пайерлсовской щели точно описывается теорией БКШ. В реальных

квазиодномерных металлах такое описание может быть неприменимо даже качественно, в первую очередь, – из-за одномерных флуктуаций. Так, теория БКШ предсказывает температуру перехода T_P гораздо более высокую, чем мы наблюдаем на практике. Соответственно, отношение $2\Delta/T_P$ оказывается в несколько раз выше, чем 3.52, как предсказывает БКШ [2,3]. Сильные фазовые флуктуации могут приводить к пространственно неоднородным колебаниям фазы и амплитуды ВЗП и к спонтанному локальному подавлению пайерлсовской щели, 2Δ . Универсальное микроскопическое описание перехода Пайерлса, учитывающее флуктуации, пока не предложено. В связи с этим актуальными остаются эмпирические и полуэмпирические модели, описывающие образование ВЗП (или её разрушение, если идти вверх по температуре), см., например, [4]. Так, ряд эффектов вблизи пайерлсовского перехода удалось описать в модели спонтанного проскальзывания фазы ВЗП [3,5,6,7].

Одним из интереснейших свойств квазиодномерных проводников с ВЗП является нелинейная проводимость. В полях ниже порогового значения E_t частицы, сконденсированные ВЗП, не вносят вклад в проводимость, т.к. ВЗП запинингована на примесях и дефектах. В этом случае весь ток, протекающий через образец, определяется нормальными носителями заряда. Когда поле превышает E_t , ВЗП срывается с центров пиннинга, что приводит к дополнительному вкладу в проводимость. При скольжении ВЗП движется в периодическом потенциале пиннинга. Это приводит к периодической модуляции скорости и генерации узкополосного шума с так называемой фундаментальной частотой (ФЧ) скольжения ВЗП, f_f .

Флуктуации существенно влияют на динамику ВЗП, особенно – в тонких образцах. Так в образцах TaS_3 , $NbSe_3$ с поперечными размерами менее ~ 0.1 мкм флуктуации приводят к размытию порогового поля, известному как «раундинг». Было также высказано предположение, что флуктуации могут вносить вклад в линейную проводимость. В самых тонких образцах оценки энергии пиннинга домена когерентной ВЗП в рамках модели Фукуямы-Ли-Райса (ФЛР) [3] дают значения, сравнимые с kT [8]. Поэтому механизм

появления «раундинга» сначала интерпретировали как термически активированный срыв с центров пиннинга доменов ВЗП.

Был также рассмотрен возможный вклад проскальзывания фазы (ПФ) в термически активированный «крип». ПФ представляет собой локальное подавление щели ВЗП, в процессе которого на атомной цепочке рождается или исчезает период ВЗП. ПФ происходит при деформации ВЗП, возникающей, например, вблизи контакта при скольжении ВЗП. Поскольку ВЗП является трёхмерным (3D) электронным кристаллом, ПФ происходит в процессе крипа дислокаций ВЗП, например, расширения дислокационных петель, плоскость которых перпендикулярна одномерным цепочкам [8,9,10]. Экспериментально показано, что ПФ можно рассматривать как термически активированный процесс. При достаточно высокой температуре ПФ становится спонтанным, и его средняя частота растет с повышением температуры. Непосредственно спонтанное проскальзывание фазы (СПФ) наблюдалось в наноразмерных образцах TaS_3 в виде «случайного телеграфного сигнала» – спонтанных переключений между дискретными состояниями в процессе рождения-исчезновения отдельных периодов ВЗП [5,11]. СПФ также рассматривалось для объяснения «раундинга».

Характерным свойством скользящей ВЗП является эффект синхронизации частоты преодоления барьеров периодического потенциала пиннинга с частотой внешнего электрического поля ВЧ или СВЧ диапазона. В случае совпадения частоты внешнего поля с фундаментальной частотой скольжения ВЗП, на ВАХ возникают области постоянного тока ВЗП, называемые ступеньками Шапиро (СШ) [12,13,14]. Для краткости будем называть явление синхронизацией скольжения ВЗП ВЧ полем. В материалах, обладающих высокой когерентностью, степень синхронизации может достигать 100%, т.е. в области ступеньки Шапиро дифференциальная проводимость падает до уровня проводимости квазичастиц. Также, наблюдаются многократные квазипериодические осцилляции порогового поля E_t и величин ступенек Шапиро в зависимости от амплитуды ВЧ облучения образца [15,16].

Несмотря на то, что с момента экспериментального обнаружения скольжения ВЗП прошло немало времени, до сих пор нет универсальной модели, описывающей динамику ВЗП и, в частности, осцилляций. Ранее осцилляции пытались описать функцией Бесселя [17,18], но описание было лишь качественным. Попыток описать осцилляции как функцию перемещения ВЗП за время, сравнимое с периодом ВЧ сигнала, не предпринималось.

В данной работе исследуется динамика ВЗП в квазиодномерном проводнике NbS_3 при воздействии ВЧ поля. Расскажем об особенностях этого соединения. В зависимости от условий роста можно получить, как минимум [19, 20], две фазы NbS_3 . На первой, триклинной фазе, пайерлсовского перехода не наблюдается. Она имеет высокое сопротивление и проявляет полупроводниковые свойства. Фаза II, моноклинная, является уникальной, т.к. на температурной зависимости её сопротивления наблюдается три пайерлсовских перехода, при каждом из которых образуется ВЗП. Температуры переходов: $T_{P0} = 450-470\text{K}$ (ВЗП-0), $T_{P1} = 360\text{K}$ (ВЗП-1) и $T_{P2} = 150\text{K}$ (ВЗП-2).

При более детальном изучении NbS_3 -II можно дополнительно выделить две подфазы: «низкоомную» и «высокоомную». В низкоомных образцах на температурной зависимости их проводимости наблюдаются три пайерлсовских перехода (при T_{P0} , T_{P1} , T_{P2}). Образцы высокоомной подфазы обладают сопротивлением R в несколько раз выше низкоомных образцов, и на зависимости $R(T)$ наблюдаются только два пайерлсовских перехода (при T_{P0} , T_{P1}). Таким образом, в обеих «подфазах» при комнатной температуре сосуществуют две ВЗП – ВЗП-0 и ВЗП-1. ВЗП-1 при комнатной температуре обладает высокой когерентностью скольжения: в полях выше E_t наблюдается резкий рост проводимости, а синхронизация в ВЧ поле достигает 100% [19, 21]. Это делает NbS_3 очень удобным материалом для изучения динамики ВЗП и проверки существующих моделей.

Хотя в последние годы появились сообщения о синтезе ряда новых фаз NbS_3 [20,22,23,24,25], в нашей группе был налажен синтез преимущественно фазы II. Условия воспроизводимого роста вискером этой фазы ранее были установлены также в ИРЭ, участниками группы д.ф.-м.н. С.В. Зайцева-Зотова.

Приведём в качестве иллюстрации условия синтеза одной из партий высококачественных образцов NbS_3 -II. В ампулу из кварца загружалась смесь Nb и S , с избытком серы 12%, после чего производилась откачка до давления $3 \cdot 10^{-5}$ торр. Затем ампулу помещали в печь, наклонив на 5 градусов, и, при одинаковой скорости нагрева всей ампулы (20 К/ч), выставляли температуру в нижней области ампулы 760°C, в центральной – 710°C и в верхней – 660°C. Через 300 часов ампулу за холодный конец вытягивали ближе к входному отверстию печки и выключали нагрев, оставляя ампулу до полного остывания.

В данной диссертационной работе исследовалась динамика ВЗП-1 в NbS_3 -II. Были обнаружены квазипериодические осцилляции порогового поля и величин ступенек Шапиро в зависимости от амплитуды ВЧ сигнала [15]. Была установлена исключительно высокая когерентность скольжения ВЗП-1, что, как и возможность исследования ВЗП-1 при комнатной температуре, определило наш выбор. К началу работы над диссертацией были проведены исследования нелинейной проводимости, связанной со скольжением ВЗП-1 в NbS_3 -II [26], а также синхронизации её скольжения с ВЧ полем при разных температурах и мощностях облучения [19,27,28].

Цель и задачи диссертационной работы

Выяснение физических механизмов, определяющих динамику ВЗП при синхронизации скольжения ВЗП-1 во внешнем переменном электрическом поле ВЧ диапазона. В рамках этой цели были поставлены следующие задачи:

- Отбор наиболее совершенных образцов NbS_3 моноклинной фазы, синхронизация ВЗП с внешним ВЧ полем в которых, достигает 100% или приближается к этому значению.
- Получение экспериментальных данных, таких как, ВАХ при облучении частотами ВЧ диапазона (от 20 до 800 МГц) для разных амплитуд ВЧ сигнала и температур, а также температурные зависимости сопротивления в диапазоне температур от 77 до 380 К.
- Выяснение природы осцилляций порогового поля и величин ступенек Шапиро в зависимости от амплитуды ВЧ поля. Поиск

параметра, характеризующего воздействие ВЧ поля на ВЗП, определяющего период осцилляций.

- Поиск универсального, не зависящее от модели движения ВЗП, описания синхронизации скольжения ВЗП в периодическом потенциале пиннинга.
- Исследование динамики ВЗП при высоких температурах, вплоть до температуры пайерлсовского перехода, то есть, в области сильных флуктуаций. Использование эффекта синхронизации для выяснения механизма разрушения ВЗП при приближении температуры к T_{PI} .
- Исследование ВАХ в режиме скольжения ВЗП при одновременном приложении ВЧ напряжения на двух частотах.

Научная новизна диссертационной работы

Научная новизна определяется выбором в качестве объекта исследования уникального соединения NbS_3 . Уникальность его состоит в том, что в этом материале наблюдаются три ВЗП, две из которых формируются при температурах выше комнатной. Для выполнения задач, поставленных в диссертации, ключевым моментом оказались свойства ВЗП (ВЗП-1), которая существует при комнатной температуре и обладает высокой когерентностью скольжения. Актуальность результатов работы связана с тем, что ВЗП-1, при исключительно высокой когерентности, обладает и свойствами, характерными для разных ВЗП. Это делает соединение NbS_3 очень удобным для исследования общих свойств ВЗП и универсального описания её динамики, не зависящего от механизма пиннинга.

Научная новизна диссертационной работы заключается также в том, что:

- Показано, что в единицах перемещения ВЗП за полупериод ВЧ поля осцилляции порогового поля и ступенек Шапиро строго периодичны, причем, с периодом равным периоду ВЗП.
- Предложено и обосновано универсальное описание синхронизации скольжения ВЗП в периодическом потенциале. Предложенный

подход объясняет природу осцилляций порогового поля и величин ступенек Шапиро.

- Исследована система ступенек Шапиро, возникающих при одновременном приложении ВЧ напряжения на двух частотах F и f . Для случая $F \gg f$ показано, что вокруг каждой из «основных» ступенек Шапиро, соответствующих частоте F , возникают ступеньки «сателлиты», токи которых соответствуют частотам $nF \pm mf$, где m и n – целые. Структуру ступенек-сателлитов можно описать в подвижной системе отсчёта, привязанной к ВЗП в режиме синхронизации с частотой F .
- Наблюдалась синхронизация скольжения ВЗП при повышении температуры вплоть до T_{P1} (и даже выше). Анализ наблюдавшихся ступенек Шапиро позволил определить характерное время жизни флуктуаций ВЗП и его температурную зависимость в области пайерлсовского перехода.

Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы определяется тем, что в ней исследуются фундаментальные свойства ВЗП, проявляющиеся при синхронизации её скольжения внешним переменным полем ВЧ диапазона. Многократные осцилляции порогового поля и величин ступенек Шапиро в зависимости от ВЧ напряжения оказались строго периодическими по перемещению ВЗП за полпериода ВЧ сигнала. Данный подход к исследованию ступенек Шапиро позволил объяснить природу ступенек Шапиро и осцилляций их величин.

Синхронизация скольжения ВЗП-1 при предельно высоких температурах позволяет определить механизмы разрушения ВЗП при приближении T к T_{P1} снизу, а также механизмы флуктуационной проводимости ВЗП в области T_{P1} . Полученный результат показал, что при приближении к T_{P1} время жизни доменов когерентной ВЗП уменьшается, и синхронизация скольжения ВЗП возможна при условии, что частота ВЧ поля превышает обратное время жизни доменов. Таким образом, продемонстрирована возможность синхронизации

ВЗП в области флуктуаций, определено характерное время жизни флуктуаций ВЗП, показано, что разрушение ВЗП при $T \rightarrow T_{PI}$ можно описать моделью спонтанного проскальзывания фазы ВЗП.

Полученные результаты имеют прикладное значение, т.к. образцы NbS_3 могут быть использованы как наноразмерные детекторы-процессоры ВЧ-СВЧ излучения со спектральным разрешением, работающие при температурах вплоть до 360 К и имеющие универсальную (не зависящую от температуры) калибровку частоты в зависимости от тока ВЗП. Предельную рабочую частоту таких детекторов можно оценить значением 200 ГГц. Полученные в данной работе условия минимумов величин ступенек Шапиро может быть использовано – и использовалось в наших работах – для калибровки ВЧ или СВЧ напряжения непосредственно на образце.

Методология и методы исследования

Для проведения эксперимента были отобраны совершенные образцы NbS_3 -II. Были измерены их ВАХ при комнатной температуре. Критерием высокого качества образцов был резкий рост проводимости в полях выше порогового и полная синхронизация скольжения ВЗП в ВЧ поле.

Для исследования ВАХ образец, находящийся на подложке SiO_2 с атомарно гладкой поверхностью, монтировался в измерительную ячейку. Дифференциальная проводимость измерялась в режиме постоянного напряжения на переменном токе усилителем с синхронным детектором Stanford SR830. ВЧ сигнал подавался на образец с генератора Актаком AWG-4082. Обработка экспериментальных данных проводилась в математическом пакете Matlab. Для измерения температурных зависимостей образец монтировался в криостат. Внутри криостата находится медная бомба обмотанная нагревателем, в которой находится образец и датчик температуры. Криостат опускался в жидкий азот при низкотемпературных измерениях. Температура образца регулировалась глубиной опускания криостата, а для измерений выше комнатной температуры – нагревателем. Электрическая схема измерений и схематичное изображения образца, находящегося на подложке, представлены в приложении 1 (рис.1,2).

Для исследования перемещения ВЗП на микроскопических масштабах расстояний необходимо было точно знать величину ВЧ напряжения на образце. Для этого с помощью специального щупа, приложенного к ВЧ осциллографу, переменное напряжение было откалибровано непосредственно на образце на частотах до 300 МГц. Далее осцилляции величин СШ, δV_i^* , были исследованы при разных значениях ВЧ напряжения. В приближении безынерционного движения ВЗП, на основании ВАХ, измеренных в постоянном поле, были определены мгновенные значения скорости ВЗП в смешанном $V_{ac} + V_{dc}$ поле как функция времени. Затем было определено перемещение ВЗП за каждый полупериод ВЧ поля, и величины СШ были построены как функция перемещения ВЗП за каждый полупериод.

Для исследования флуктуаций вблизи пайерлсовского перехода были исследованы температурно-частотные зависимости плотности заряда, переносимого ВЗП. С этой целью на наиболее совершенных образцах NbS_3 -II были измерены зависимости электропроводности от напряжения. Благодаря исключительно высокой когерентности ВЗП-1 удалось синхронизировать ее скольжение в ВЧ поле вплоть до $T_{PI} \approx 365$ К, температуры пайерлсовского перехода, и даже выше, примерно на 10 К. По отношению тока ВЗП к частоте ВЧ поля в режиме синхронизации была определена плотность заряда, переносимого ВЗП, как функция частоты и температуры.

Положения выносимы на защиту

1. Осцилляции порогового поля и ширин ступенек Шапиро в зависимости от амплитуды высокочастотного поля строго периодичны по величине перемещения волны зарядовой плотности за полупериод высокочастотного поля, причём период осцилляций равен периоду волны зарядовой плотности. Результат получен на монокристаллах (вискерах) NbS_3 с характерными размерами $(20-30) \text{ мкм} \times 10^{-2} \text{ мкм}^2$ в диапазоне частот 20-400 МГц и проверен на вискерах TaS_3 (10 МГц) и $NbSe_3$ (50 МГц).

2. Условия минимумов ширины ступенек Шапиро по амплитуде высокочастотного поля можно описать в рамках модели вынужденных колебаний частицы в периодическом потенциале.
3. Вид вольтамперных характеристик квазиодномерного проводника с волной зарядовой плотности в высокочастотном поле можно восстановить на основании вольтамперной характеристики, измеренной без воздействия высокочастотного поля. При этом используются следующие условия: напряжения, при которых возникают ступеньки Шапиро, определяются суммой перемещений волны зарядовой плотности за первый и второй полупериод высокочастотного сигнала, а ширины ступенек Шапиро – разностью этих перемещений. Результат продемонстрирован на соединении NbS_3 на частоте 75 МГц.
4. При смещении частот в режиме скольжения волны зарядовой плотности на вольт-амперной характеристике рядом с каждой ступенькой Шапиро, определяемой более высокой частотой, возникает серия ступенек-сателлитов, расстояние между которыми определяется более низкой частотой. В подвижной системе отсчёта, привязанной к волне зарядовой плотности, поведение ступенек-сателлитов оказывается идентичным поведению обычных ступенек Шапиро, возникающих под действием напряжения на одной частоте. Результат подтверждён на соединении NbS_3 на паре частот $F=400$ МГц и $f=50$ МГц; аналогичные результаты получены на парах частот $F=3.2$ ГГц и $f=400$ МГц, а также $F=2.5$ ГГц и $f=400$ МГц.
5. Вблизи температуры пайерлсовского перехода возможна синхронизация скольжения волны зарядовой плотности с высокочастотным напряжением при условии, что его частота превышает обратное время жизни флуктуационно возникающих доменов волны зарядовой плотности. В NbS_3 при повышении температуры и приближении к пайерлсовскому переходу

($T_p \approx 365$ K) время жизни флуктуаций уменьшается по активационному закону, с энергией активации ~ 10000 K, в согласии с моделью спонтанного проскальзывания фазы.

Степень достоверности результатов

Достоверность результатов подтверждается их согласованностью друг с другом и с известными ранее моделями, а также признанием научной общественностью при обсуждениях на семинарах, конференциях, конкурсах, положительными рецензиями статей при публикациях результатов в научных журналах. Центральный результат работы - периодичность осцилляций величин ступенек Шапиро по перемещению ВЗП за полупериод ВЧ поля – получен на трёх разных соединениях. Аналогичный результат, в терминах фазы сверхпроводящего конденсата, проверен для джозефсоновского перехода.

Апробация результатов

Результаты, вошедшие в диссертацию, получены автором в период с 2017 по 2022 г. Они докладывались на следующих российских и международных конференциях:

- XXXVIII Сопещания по физике низких температур (Шепси 2018)
- XVI Конференция «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ» (Троицк 2018)
- XXIII Международный симпозиум «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА» (Нижний Новгород 2019)
- XIV Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск 2019)
- 62-й Всероссийская научная конференция МФТИ (Москва 2019)
- XVI Конференция «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ» (Троицк 2019)
- The 9th International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale (Zhenjiang 2019)

- 16-й молодежный конкурс им. Ивана Анисимкина (Москва 2019)
- 17-й молодежный конкурс им. Ивана Анисимкина (Москва 2020)
- 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ (Москва 2020)
- 2-я Конференция Физика конденсированных состояний (Черноголовка 2021)
- International School and Workshop on Electronic Crystals ECRYS-2022

ГЛАВА 1. Осцилляции порогового поля и ступенек Шапиро в зависимости от перемещения ВЗП на масштабах длин порядка периода ВЗП

1.1. Ступеньки Шапиро

Одним из интереснейших эффектов, связанных с ВЗП, является синхронизация её скольжения с внешним высокочастотным полем. При подаче на образец переменного ВЧ напряжения на ВАХ возникают области, в которых ток ВЗП не изменяется, или почти не изменяется (вставка к рис. 1). Эти области называются ступеньками Шапиро. Ступеньки Шапиро появляются в случае совпадения собственной частоты скольжения ВЗП (фундаментальной частоты), ее гармоники или субгармоники, с частотой внешнего облучения [14]. При синхронизации значение дифференциальной проводимости, σ_d , ВЗП может уменьшаться (рис. 1), при 100%-й степени синхронизации – до нуля.

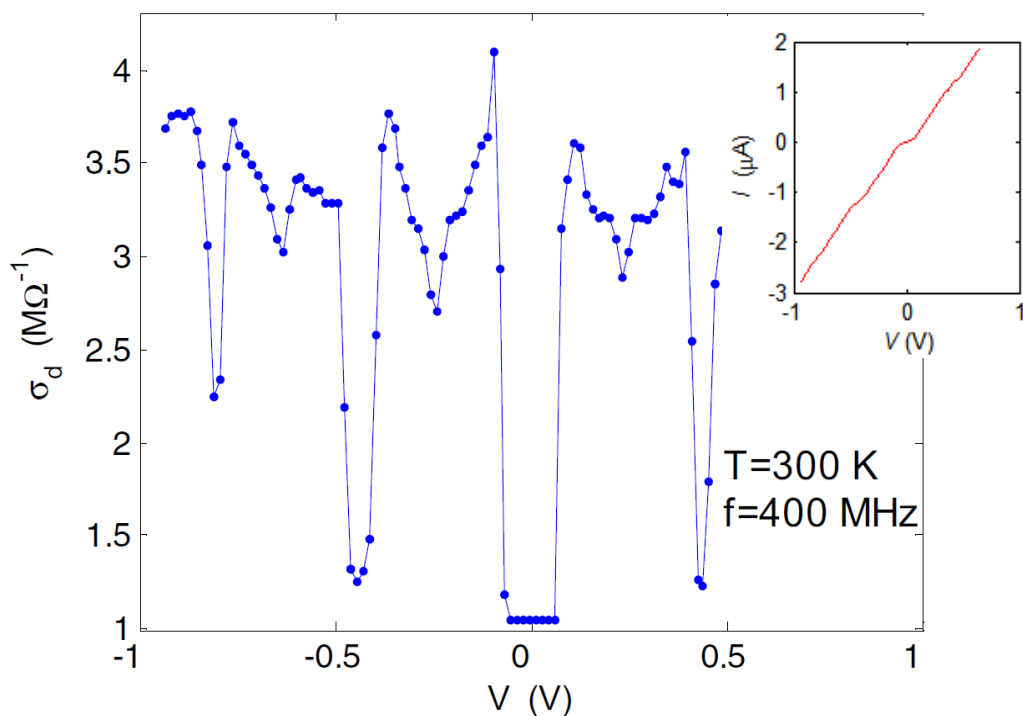


Рис.1.1. Зависимость дифференциальной проводимости от приложенного напряжения при облучении частотой 400 МГц для NbS_3 при комнатной температуре. На вставке: исходная зависимость $I(V)$.

Для материала NbS_3 (рисунок 1.1) нередко наблюдается 100%-я синхронизация. В этом случае в областях ступенек Шапиро величина σ_d падает до уровня $\sigma_d(0)$, то есть, до величины проводимости квазичастиц.

1.2. Осцилляции величин ступенек Шапиро и порогового поля

При облучении образца разными амплитудами ВЧ сигнала было замечено, что пороговое поле и величины ступенек Шапиро осциллируют в зависимости от мощности облучения.

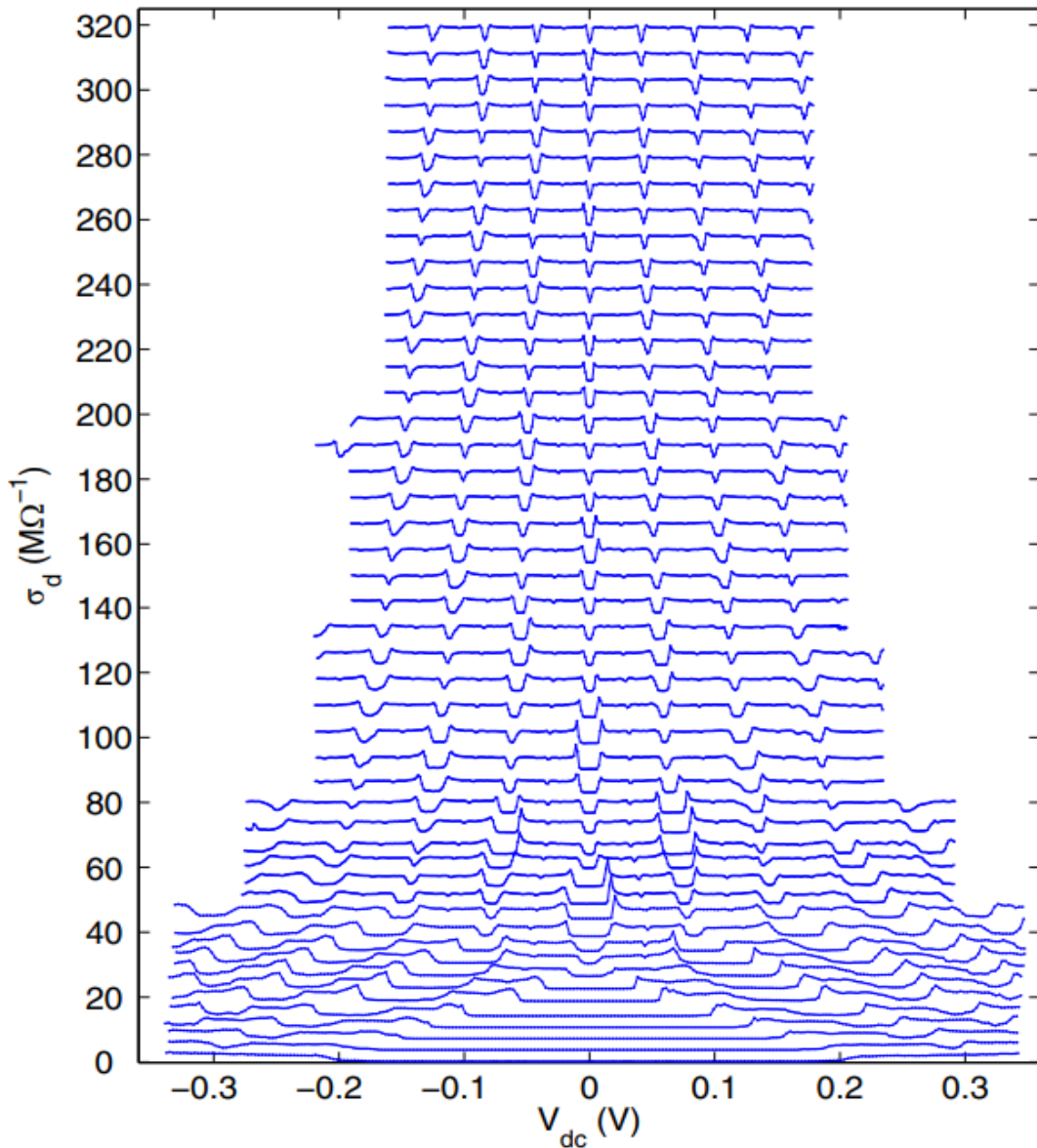


Рис.1.2. Набор зависимостей σ_d от V_{dc} при облучении синусоидальным ВЧ полем с увеличением V_{rf} от 0 до максимального значения (верхняя кривая). Значения V_{rf} составляли: 0, 74, 148, 197, 246, 296, 320, 345, 369, 394, 419, 443, 456, 468, 480, 493, 505, 517, 530, 542, 554, 567, 579, 591, 603, 616, 628, 640, 653, 665, 677, 690, 702, 714, 727, 739, 751, 764, 776, 788, 800, 813, 825, 837, 850, 862, 874, and 887 мВ. Все кривые за исключением нижней сдвинуты на 6.8 МОм^{-1} . $f = 75 \text{ МГц}$.

На рис. 1.2 приведён набор зависимостей σ_d от V_{dc} для различных значений амплитуды ВЧ напряжения, приложенных к образцу. Из рисунка видно, что пороговое поле V_t уменьшается при увеличении амплитуды V_{rf} , затем достигает минимума, а после снова возрастает. Аналогично ведут себя и ступеньки Шапиро. Так как поведение порогового похоже на поведения ступенек Шапиро (СШ), в дальнейшем мы будем называть область «дифференциальной ВАХ», $\sigma_d(V_{dc})$, при $|V| < V_t$ 0-й ступенькой Шапиро. Как будет показано ниже, такое наименование имеет фундаментальный смысл.

Прежде чем представить осцилляции СШ необходимо определить, как измерить их величины. С увеличением V_{rf} изменяется не только ширина, но и амплитуда СШ. Поэтому мы масштабировали амплитуду σ_d до полной синхронизации таким образом, что бы площадь СШ оставалась неизменной.

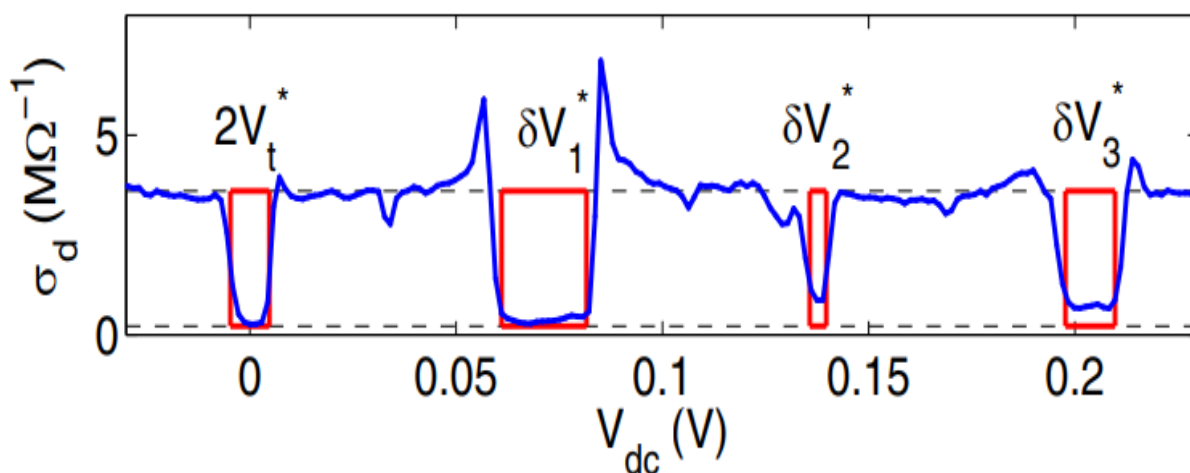


Рис.1.3. Зависимость $\sigma_d(V_{dc})$ при $V_{rf} = 290$ мВ. Пунктирные линии соответствуют уровням $\sigma_d(0)$ и $\sigma_d(\infty)$.

Рисунок 1.3 иллюстрирует эту процедуру: $\sigma_d(\infty)$ представляет собой значение проводимости в области насыщения при напряжениях выше V_t , $\sigma_d(0)$ – проводимость, обусловленная нормальными носителями заряда. Таким образом, ширина прямоугольника δV_i^* будет определять ширину СШ. Аналогично масштабируем пороговое поле $2V_t^*$, аппроксимируя $\sigma_d(V)$ при $|V| < V_t$ прямоугольником (см. рис. 1.3 вблизи $V=0$). Заметим, что определённое таким образом значение V_t^* несколько выше реального значения V_t .

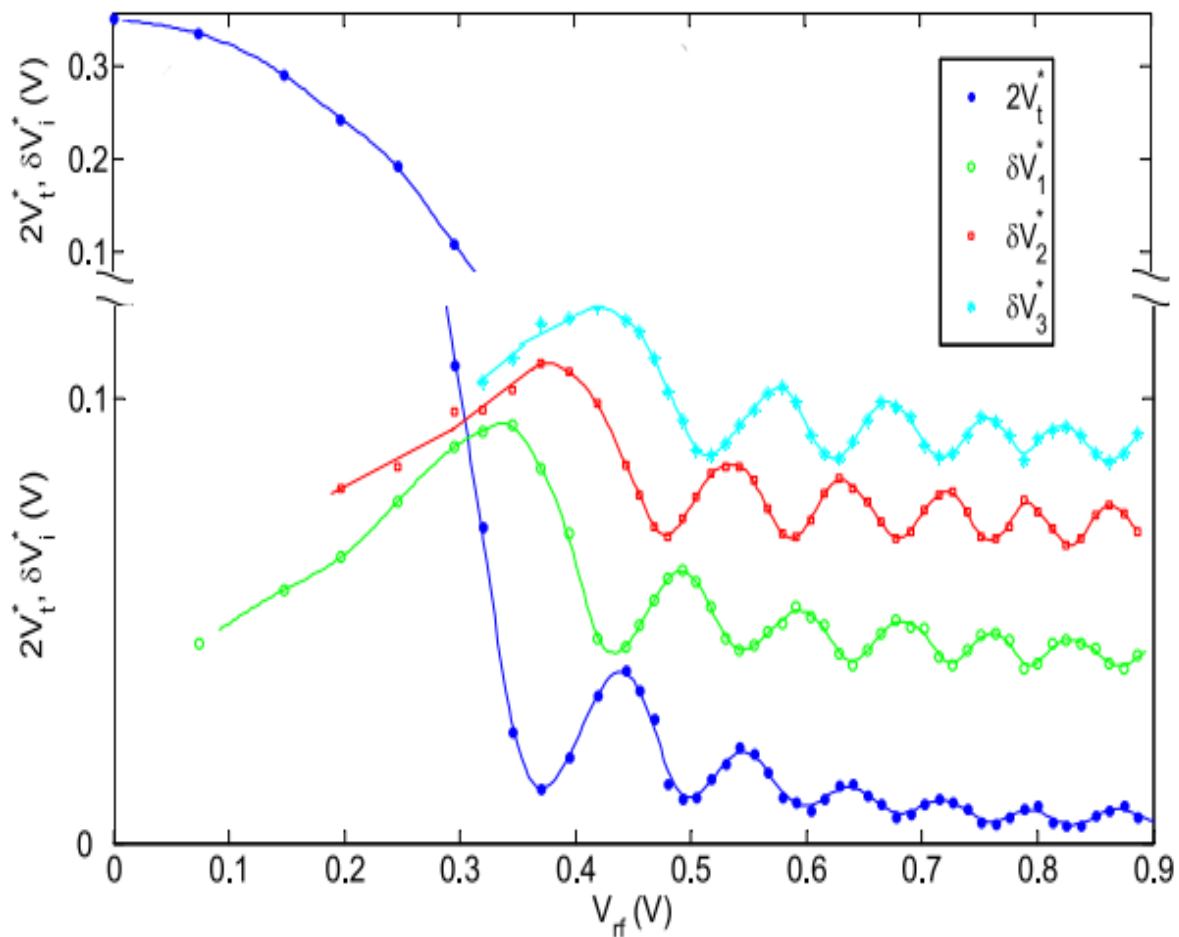


Рисунок 1.4. Значения удвоенного порогового напряжения $2V_t^*$ и δV_i^* для первых трех ступенек в зависимости от переменного синусоидального напряжения V_{rf} ($f = 75$ МГц). Кривые δV_i^* сдвинуты вверх для наглядности.

На рисунке 1.4. показаны значения $2V_t^*$ и δV_i^* (где $i = 1, 2, 3$) как функция амплитуды приложенного переменного синусоидального напряжения с частотой 75 МГц. Видно, что аperiodические колебания ширины СШ имеют тенденцию становиться периодическими при больших значениях V_{rf} . Ранее [29] подобные осцилляции приближали функцией Бесселя, которая не является строго периодической. Эта функция точно описывает осцилляции СШ в джозефсоновских переходах [30,31], однако для случая ВЗП применима лишь как довольно грубое приближение. На рисунке 1.5 показаны аналогичные кривые для другого образца, к которому напряжение было приложено на частоте 20 МГц, причём имело вид меандров.

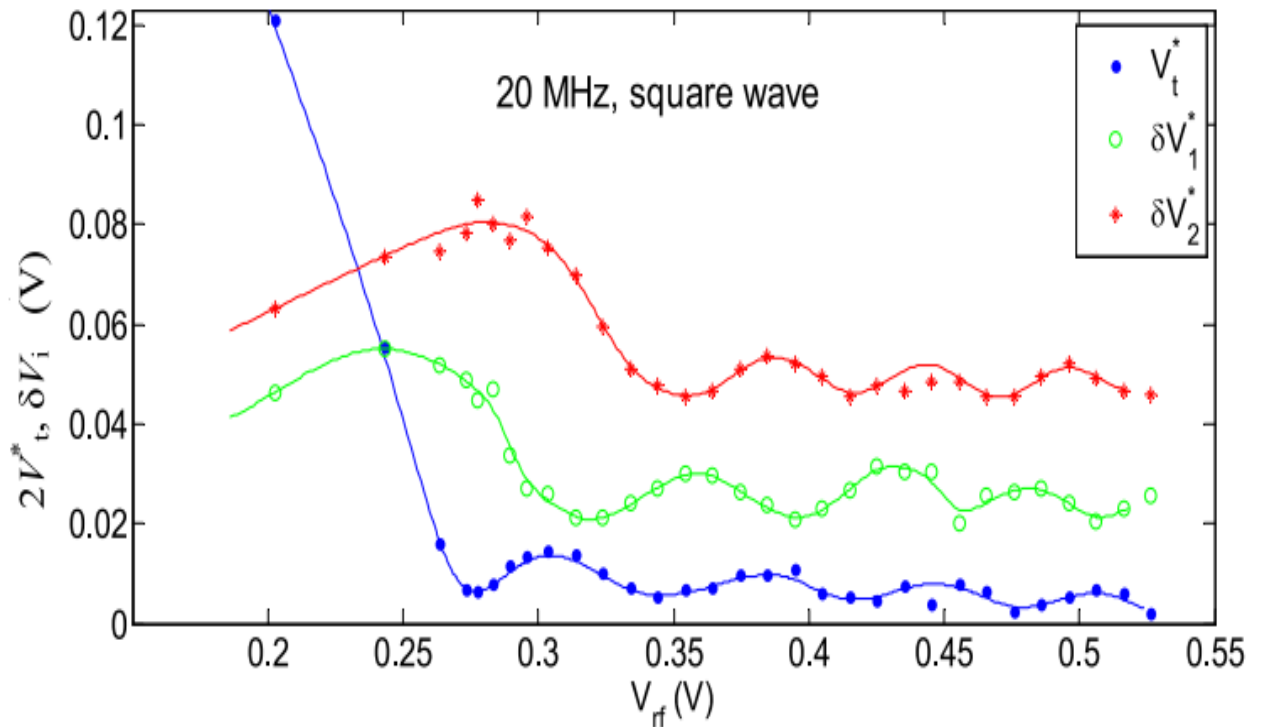


Рисунок 1.5 Значения удвоенного порогового напряжения $2V_t^*$ и δV_i^* для первых двух ступенек в зависимости от переменного напряжения прямоугольной формы V_{rf} ($f = 20$ МГц). Кривые δV_i^* сдвинуты вверх для наглядности.

Для дальнейшей обработки данных было выдвинуто предположение о безынерционности движения ВЗП. Действительно, известно, что обратные времена релаксации ВЗП лежат в диапазоне ГГц и выше [32,33]. Поскольку частоты облучения в наших экспериментах (до 300 МГц) значительно ниже обратных времен релаксации ВЗП (частоты пиннинга [32,33]), скорость движения ВЗП в каждый момент времени будет определяться мгновенным значением напряжения, приложенного к образцу. Это позволяет проанализировать перемещение ВЗП, имея в распоряжении ВАХ, измеренную без приложения ВЧ поля. Действительно, ток ВЗП I_{cdw} , – это нелинейная часть тока ($I_{cdw} \equiv I_{nl}$). Поэтому мы можем найти зависимость $I_{nl}(V)$, а, значит, получить значение тока ВЗП в каждый момент времени. Далее ток ВЗП легко пересчитать в скорость, зная отношение I_{nl}/f_f .

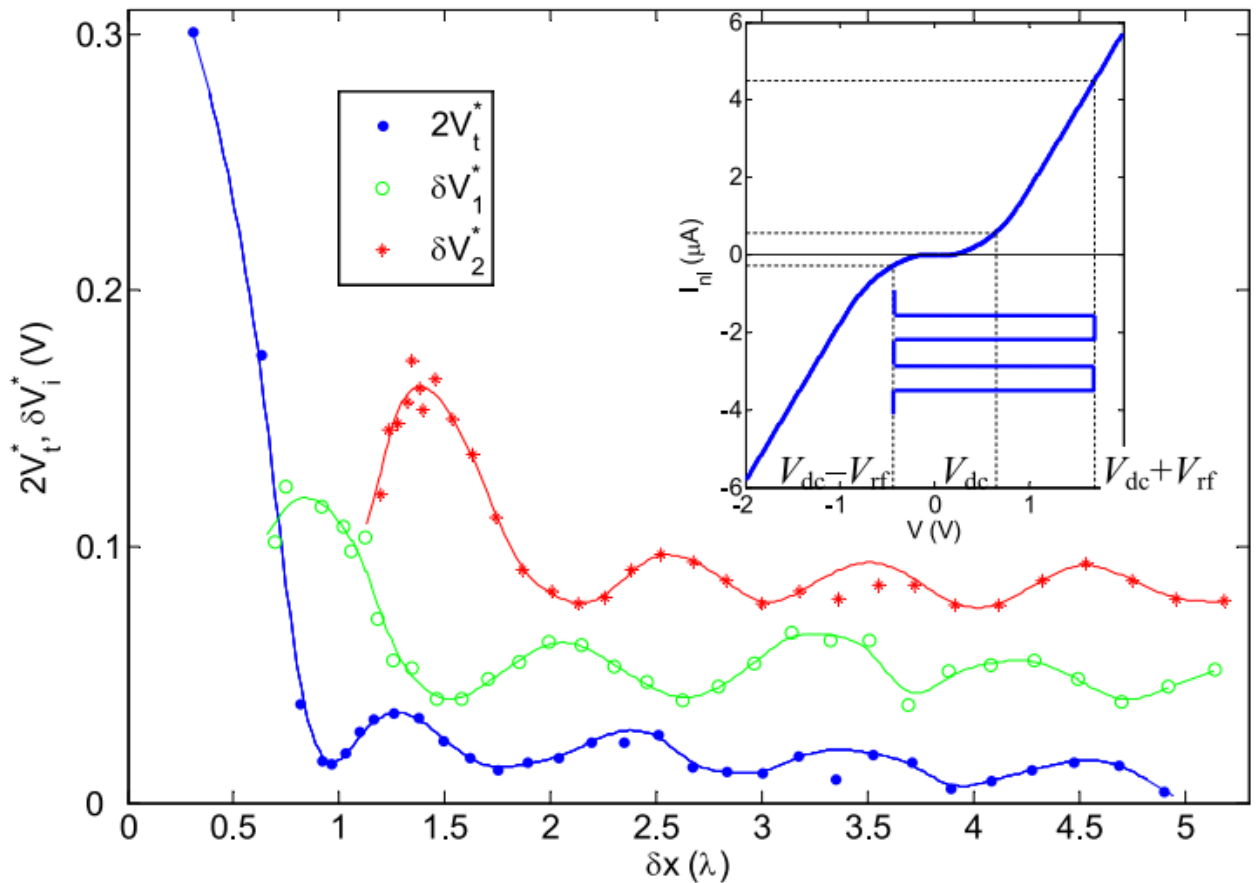


Рисунок 1.6. Зависимость $2V_t^*$ и δV_i^* (где $i = 1, 2$) от δx . Прикладывалась переменное напряжение прямоугольной формы с частотой 20 МГц. Кривые δV_i^* смещены вверх для наглядности. На вставке показана зависимость тока ВЗП I_{nl} от V_{dc} без приложения ВЧ поля. Пунктирные линии иллюстрируют, как определялось значение I_{nl} для вычисления перемещения ВЗП за каждый полупериод

Для простоты проанализируем перемещение ВЗП под воздействием прямоугольного ВЧ сигнала. При постоянном напряжении V_{dc} , на которое наложено переменное ВЧ напряжением V_{rf} , ток ВЗП как функция времени будет иметь вид меандров, переключаясь между значениями: $I_{nl|V=V_{dc}+V_{rf}}$ и $I_{nl|V=V_{dc}-V_{rf}}$, как показано на вставке к рис 1.6. Зная отношение тока ВЗП к f_f , мы можем пересчитать I_{nl} в скорость ВЗП, и для каждого полупериода переменного напряжения, $f_f|V=V_{dc}+V_{rf}$ и $f_f|V=V_{dc}-V_{rf}$, можем найти расстояние, на которое переместится ВЗП за заданный интервал времени. Поскольку скорость ВЗП, соответствующая частоте f_f равна λf_f , перемещение ВЗП за каждый полупериод ВЧ сигнала (за время $1/(2f)$) в единицах λ равно $\delta x_1 = f_f|V=V_{dc}+V_{rf}/2f$ за

положительный полупериод (когда знаки переменного и постоянного напряжения совпадают) и $\delta x_2 = f_{ff}|V=V_{dc}-V_{rf}|/2f$ – за отрицательный. Полученные соотношения эквиваленты $\delta x_{1,2} = I_{nl}|V=V_{dc}\pm V_{rf}|/I_1$, где I_1 ток ВЗП, соответствующий первой СШ.

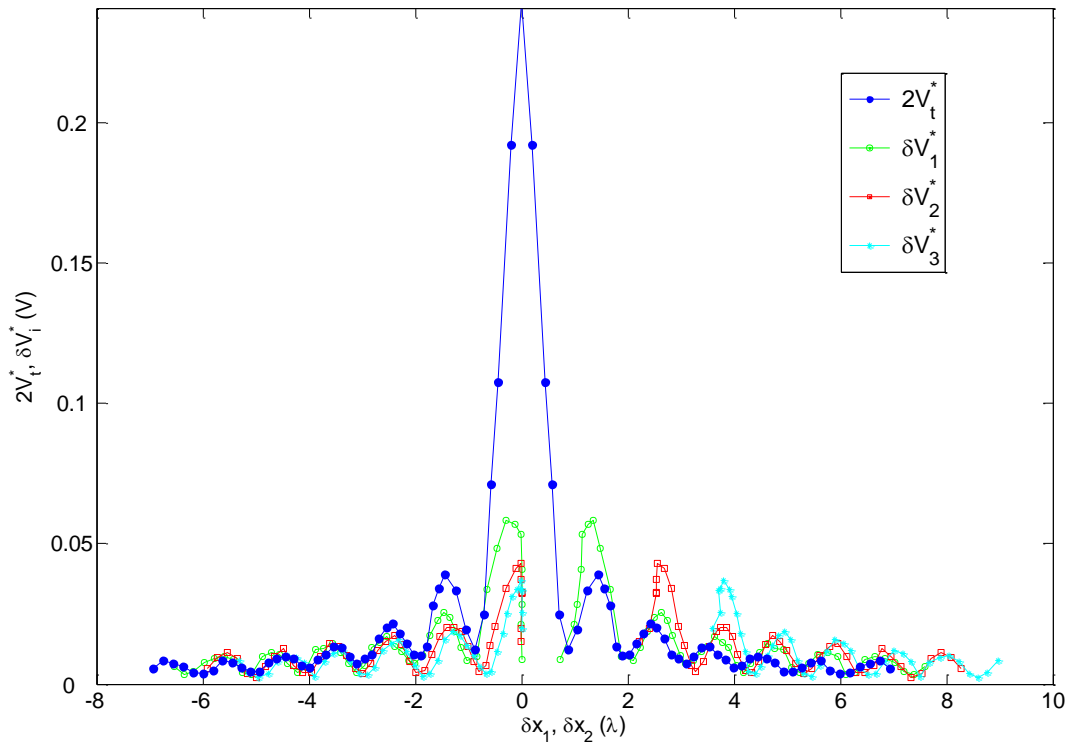


Рисунок 1.7. Зависимость $2V_t^*$ и δV_i^* от перемещение ВЗП за отрицательный и положительный полупериоды V_{rf} (75 МГц).

На рисунке 1.6. показаны значения $2V_t^*$ и δV_i^* в зависимости от перемещения ВЗП в единицах λ . Ось x показывает полуразность между перемещения ВЗП за два полупериода $\delta x = (\delta x_1 - \delta x_2)/2$. Поскольку δx_1 и δx_2 имеют противоположный знак, физический смысл величины $\delta x_1 - \delta x_2$ – общий путь, пройденный ВЗП за период ВЧ напряжения. Можно заметить, что первый минимум V_t^* соответствует $\delta x = \lambda$, второй минимум находится в районе $\delta x = 2\lambda$, третий $\delta x = 3\lambda$. Более четкие результаты могут быть получены для случая ВЧ напряжения синусоидальной формы (рис. 1.7). В этом случае для расчёта δx_1 и δx_2 применялось численное интегрирование мгновенной скорости ВЗП.

В режиме синхронизации сумма $\delta x_1 + \delta x_2$, по определению эффекта синхронизации, должна равняться λ для первой СШ, 2λ для второй и т.д. Для проверки методики расчёта δx_i мы построили сумму $\delta x_1 + \delta x_2$ для первых трёх

СШ как функцию V_{rf} . Из рисунка 1.8 видно, что результирующее перемещение ВЗП согласуется с ожиданиями для $\delta x_1 + \delta x_2 = i\lambda$, где $i = 0, 1, 2, 3$.

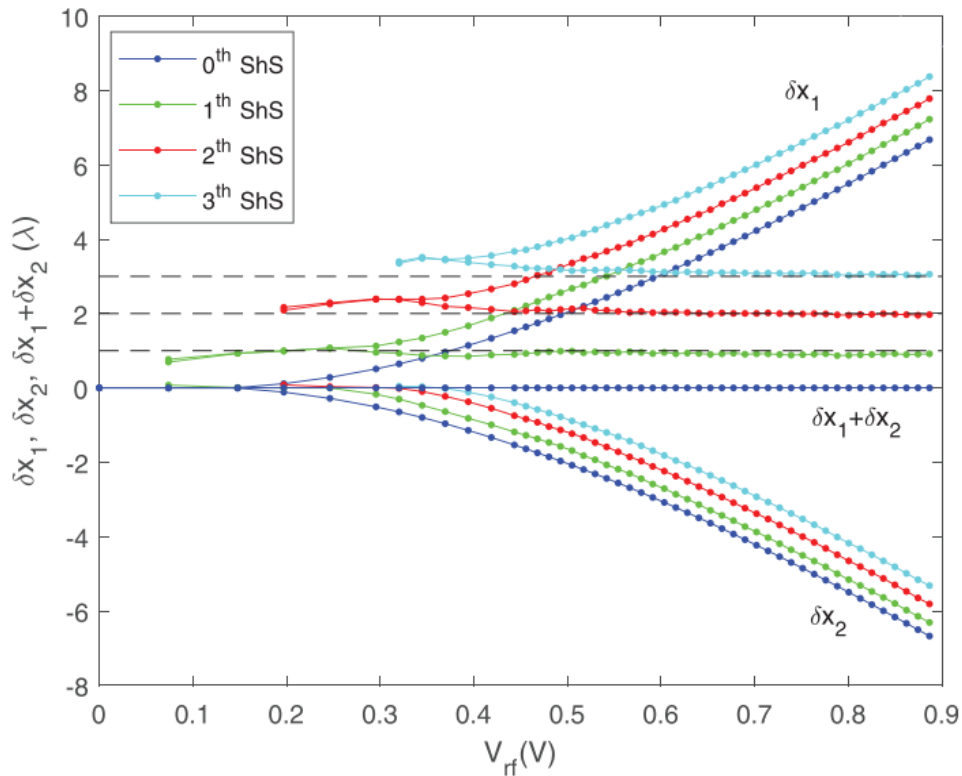


Рисунок 1.8. δx_1 , δx_2 и $\delta x_1 + \delta x_2$ («контрольная сумма») в зависимости от амплитуды ВЧ напряжения V_{rf} . Пунктирными линиями обозначены ожидаемые результаты $\delta x_1 + \delta x_2$ для различных СШ.

Представление осцилляций как функцию от δx_1 или δx_2 (рис. 1.7), или δx (рис. 1.6, 1.9) наглядно демонстрирует периодический характер этих осцилляций как функцию перемещения ВЗП. Период колебаний V_t^* и δV_i^* одинаков и равен λ (рис. 1.10). Первый минимум V_t^* достигается, когда за полупериод ВЧ поля ВЗП перемещается на λ , второй – на 2λ и т.д. В единицах δx величина δV_i^* осциллирует в противофазе с V_t^* (рис. 1.9). Обобщая, можно заметить, что для чётных СШ, δV_i^* осциллирует в фазе V_t^* , для нечетных – в противофазе. В этом смысле, значение V_t^* действительно ведет себя как 0-я СШ.

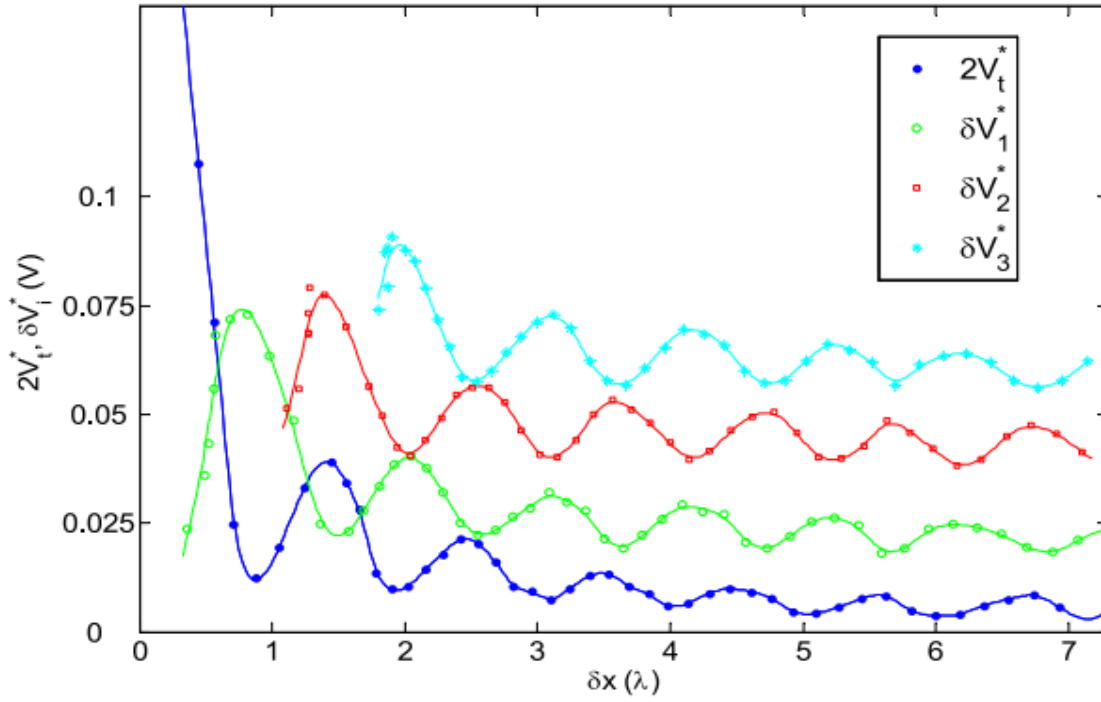


Рисунок 1.9. Зависимость $2V_t^*$ и δV_i^* ($i=1, 2, 3$) от δx . Кривые δV_i^* сдвинуты вверх.

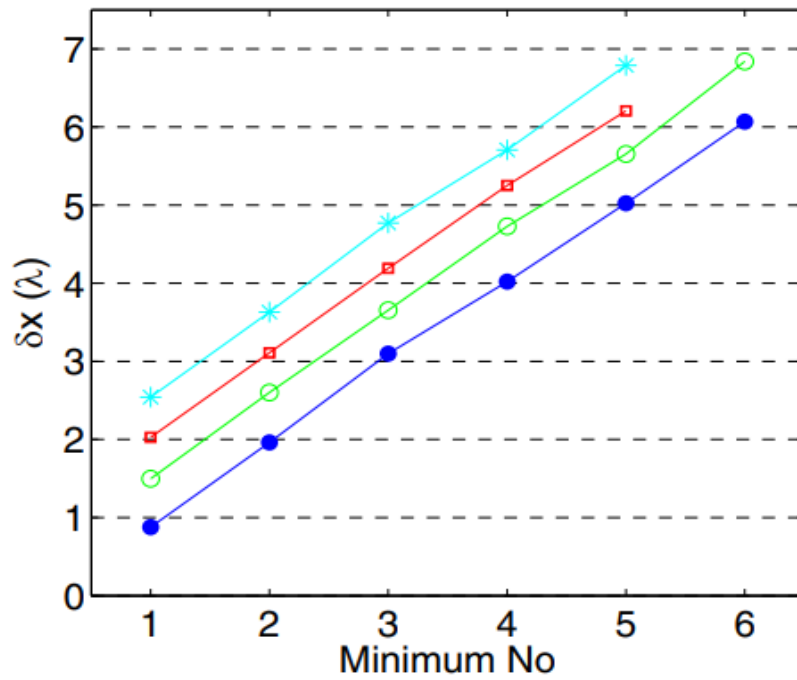


Рисунок 1.10. Значение δx при минимумах δV_i^* ($i=1, 2, 3$).

1.3. Природа осцилляций ступенек Шапиро и порогового поля

Рассмотрение природы осцилляций начнём с 0-й СШ. Осцилляции V_t^* имеют простой физический смысл. В самом общем случае движение ВЗП можно описать как движение частицы в периодическом потенциале пиннинга (ППП), или в потенциале «стиральной доски» [34]. При малых V_{rf} ВЗП колеблется вокруг потенциального минимума (рис 1.11.a). Чем выше V_{rf} , тем выше амплитуда колебаний. Когда амплитуда приближается к λ , т.е. ВЗП колеблется относительно минимума на $\pm\lambda/2$, точки возврата колебаний находятся в точках максимумах ППП, и приложение любого постоянного смещения перебрасывает частицу в соседнюю долину. Это соответствует началу движения ВЗП в сколь угодно малом поле, то есть, снижению V_t^* до нуля.

Остальные минимумы V_t^* также соответствуют перемещению ВЗП на целое число λ . Рис. 1.11b иллюстрирует перемещение ВЗП в ВЧ поле, соответствующем второму минимуму V_t^* . В этом случае точки возврата также соответствуют максимумам ППП.

Минимумы δV_i^* также соответствуют целым значениям δx_1 и δx_2 . Например, минимумы δV_1^* возникают, когда δx_1 и δx_2 принимают значения 2λ и $-\lambda$, 3λ и -2λ , 4λ и -3λ и т.д. (рис. 1.7). Для δV_2^* значения минимума возникает при δx_1 и δx_2 равных, соответственно, 2λ и 0 , 3λ и $-\lambda$, 4λ и -2λ и т.д. (рис 1.7).

Рисунок 1.11c иллюстрирует δx_1 и δx_2 для случая, когда δV_1^* приближается к первому минимуму. ВЗП сдвигается вперед на $\delta x_1 = 2\lambda$, а затем обратно на $\delta x_2 = -\lambda$. И вновь точки возврата оказываются на максимумах ППП, однако колебания несимметричны. Любое изменение V_{dc} перебросит ВЗП в следующую долину, по такому же механизму как мы рассмотрели выше для V_t^* (рис. 1.11.a). Это будет означать выход ВЗП из режима синхронизации. При меньших или больших значениях δx ВЗП колеблется между точками, находящимися ниже максимума потенциала, и колебания остаются устойчивыми при изменении V_{dc} .

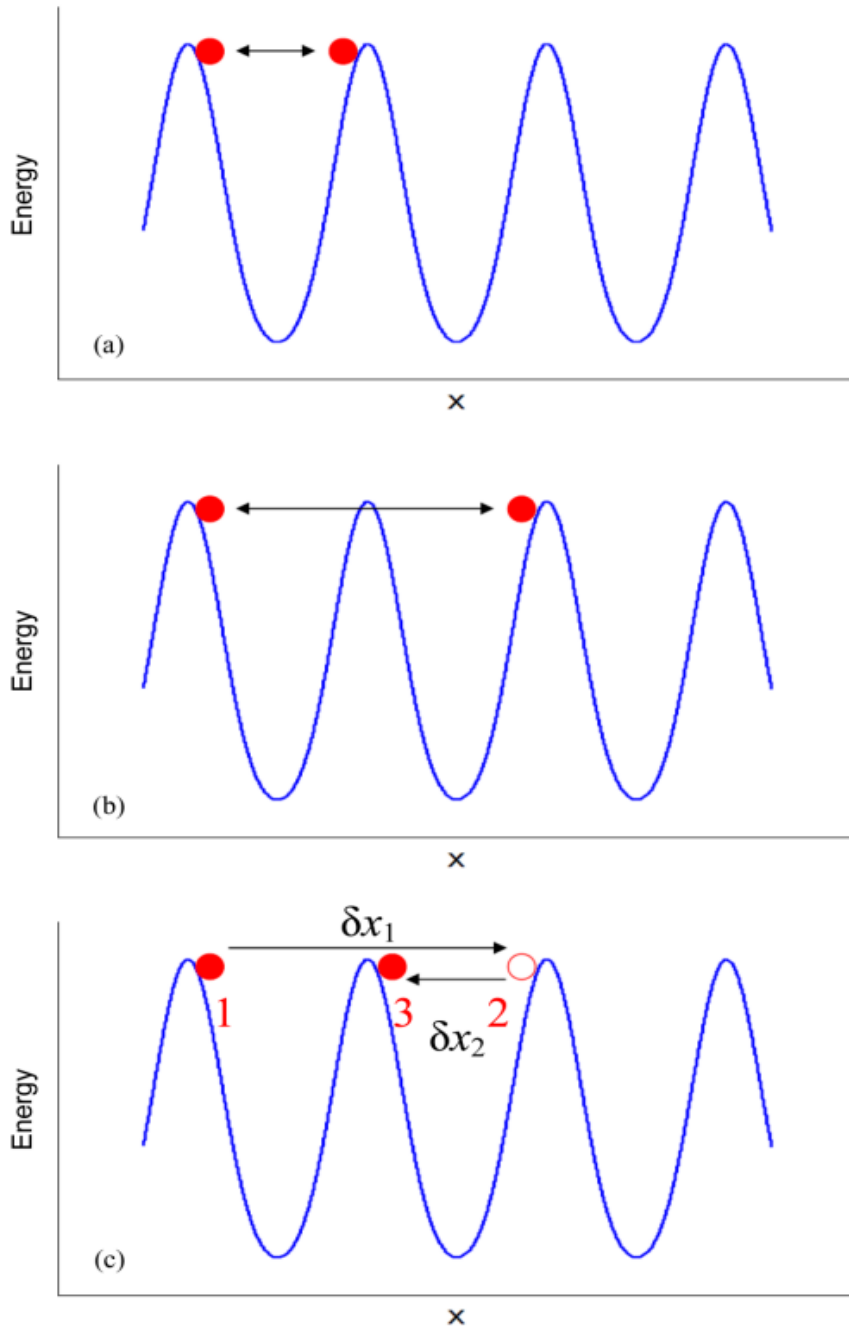


Рисунок 1.11. Иллюстрация модели колебания частицы в периодическом потенциале. (a) соответствует первому минимуму V_t^* ; (b) соответствует второму минимуму V_t^* ; (c) соответствует первому минимуму δV_1^* .

Из рисунка 1.7 можно заметить, что максимумы V_t^* или δV_i^* соответствуют полужелым значениям $\delta x_{1,2}$. В этом случае точки возврата находятся примерно на половине глубины потенциального рельефа. Большой наклон потенциального рельефа в точках возврата вызывает сильную обратную связь при изменении V_{dc} , чем и объясняется устойчивость СШ.

Заметим, что предложенное описание СШ и осцилляций их величин не связано с какой-либо определённой моделью пиннинга или движения ВЗП. Были использованы лишь общие представления о движении ВЗП в ППП и определённые из эксперимента значения $\delta x_{1,2}$.

Аналогичные исследования проведены на соединениях с ВЗП в NbSe_3 и ромбическом TaS_3 [15]. В обоих случаях период осцилляций оказался равным λ . При этом результат показал возможность описания движения ВЗП в безынерционном приближении при одновременной подаче постоянного и ВЧ поля на образец. Этот вывод лёг в основу результатов, представленных в следующей главе.

1.4. Предсказание формы ВАХ при воздействии ВЧ облучения на образец

Предложенный в главе 1.3 подход, в основе которого - определение мгновенной скорости ВЗП по мгновенному значению напряжения, позволяет предсказать значения напряжения, при которых на ВАХ появляются СШ, если известно значение V_{rf} . Более того, можно также предсказать значения V_{rf} , при которых будут наблюдаться максимумы и минимумы СШ. Для этого необходимо только измерить ВАХ без приложения ВЧ поля и знать отношение тока ВЗП к фундаментальной частоте (I_{nl}/f_f). Фундаментальное отношение, то есть, отношение плотности тока ВЗП к частоте (для ВЗП-1 в NbS_3 – 18 А/МГц/см^2) [19] является характеристикой материала, поэтому, чтобы определить I_{nl}/f_f , вообще говоря, достаточно знать площадь сечения образца. Реально мы, как правило, поступали наоборот: исходя из экспериментально определённого значения I_{nl}/f_f , находили сечение образца.

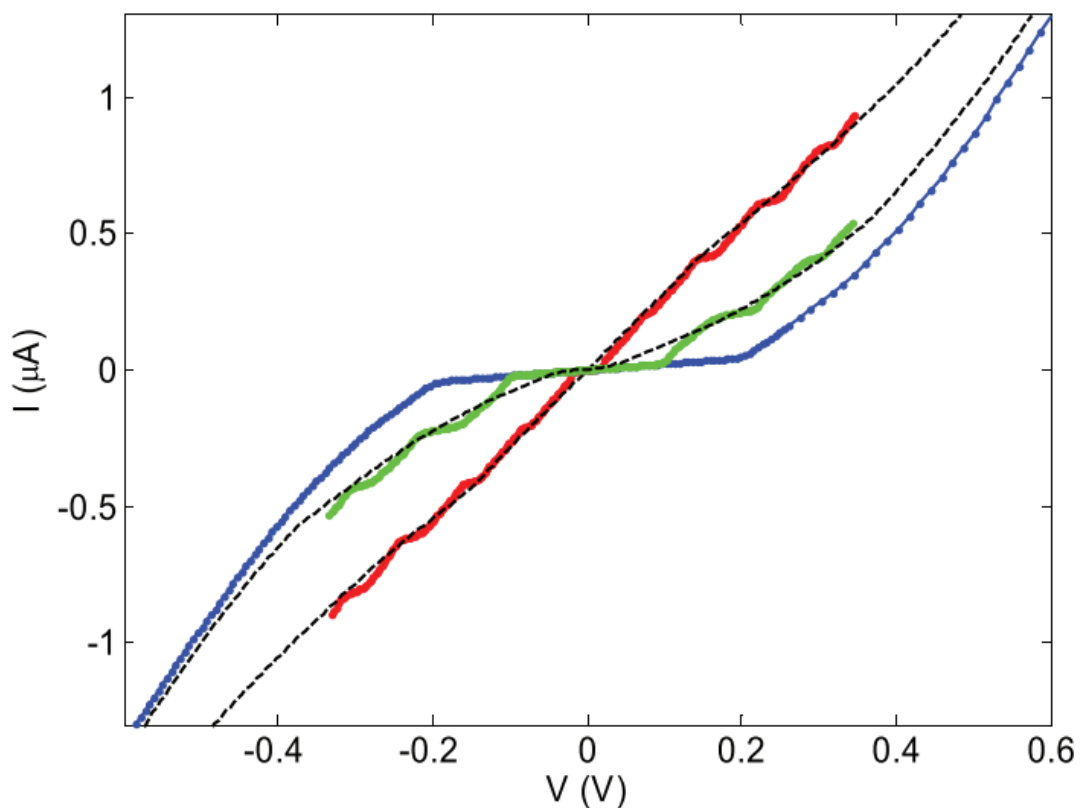


Рисунок 1.12. ВАХ при облучении $V_{rf} = 0, 246 \text{ мВ}$ и 443 мВ (кривые № 1,5 и 12 из рисунка 1.2). Пунктирные линии являются результатом вычисления на основе ВАХ при $V_{rf} = 0$.

На рисунке 1.12 синим цветом представлена ВАХ без облучения того же образца, что и для рис.1.2. Она получена интегрированием нижней кривой с этого рисунка. Из этой ВАХ можно найти ток ВЗП, I_{nl} , для любого заданного напряжения. При известных значениях V_{dc} и V_{rf} , мгновенное напряжение можно определить как $V(t) = V_{dc} + \sqrt{2}V_{rf} \sin(2\pi ft)$. Тогда перемещение ВЗП от времени, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} x &= \lambda \int f_f(t) dt = \lambda \int [I_{nl}(t)/(I_{nl}/f_f)] dt \\ &= \lambda \int [I_{nl}(V_{dc} + \sqrt{2}V_{rf} \sin(2\pi ft))/(I_{nl}/f_f)] dt \quad (1) \end{aligned}$$

Отношение I_{nl}/f_f образца, ВАХ которого представлена на рис.1.12, равно 2.54 нА/МГц. Для нахождения положения СШ при заданном V_{rf} мы сначала рассчитали перемещение ВЗП за первую и вторую половину периода ВЧ напряжения, δx_1 и δx_2 соответственно, как функцию V_{dc} . Величина δx_1 была найдена численным интегрированием по интервалу времени $0 < t < 1/(2f)$, а δx_2 – по интервалу $1/(2f) < t < 1/f$, соответственно. Затем V_{dc} – напряжение СШ, находилось методом подбора из условия, что $\delta x_1 + \delta x_2 = i\lambda$, где i – номер СШ.

На рисунке 1.13 показан набор дифференциальных ВАХ, $\sigma_d(V_{dc})$, при облучении ВЧ полем с частотой 75 МГц – тот же, что и на рис. 1.2. Результат вычисления положения СШ V_{dc} для $i = 1, 2, 3$ показан на рисунке 1.13 (сплошные разноцветные линии). Видно, что полученные значения хорошо описывают положения СШ.

Следующим шагом стало нахождение значений V_{rf} , соответствующих минимумам величин СШ. Первый минимум первой СШ должен удовлетворять условию $\delta x_1 - \delta x_2 = 3\lambda$. Для последующих минимумов условия их возникновения такие: $\delta x_1 - \delta x_2 = 5\lambda, 7\lambda$ и т.д. Эти области отмечены, синим цветом на рис 1.13. Максимумы первой СШ находились из условия, что они находятся посередине между двумя минимумами, т.е. $\delta x_1 - \delta x_2 = 4\lambda, 6\lambda$ и т.д. Эти области отмечены ярко желтым цветом на рис.1.13. Изменение ширины СШ между максимумами и минимумами иллюстрируется постепенным изменением цвета между ними (см. цветовую карту на рис.1.13). Благодаря

данной цветовой шкале видно, что модель может предсказать изменение величины СШ в зависимости от ВЧ напряжения V_{rf} .

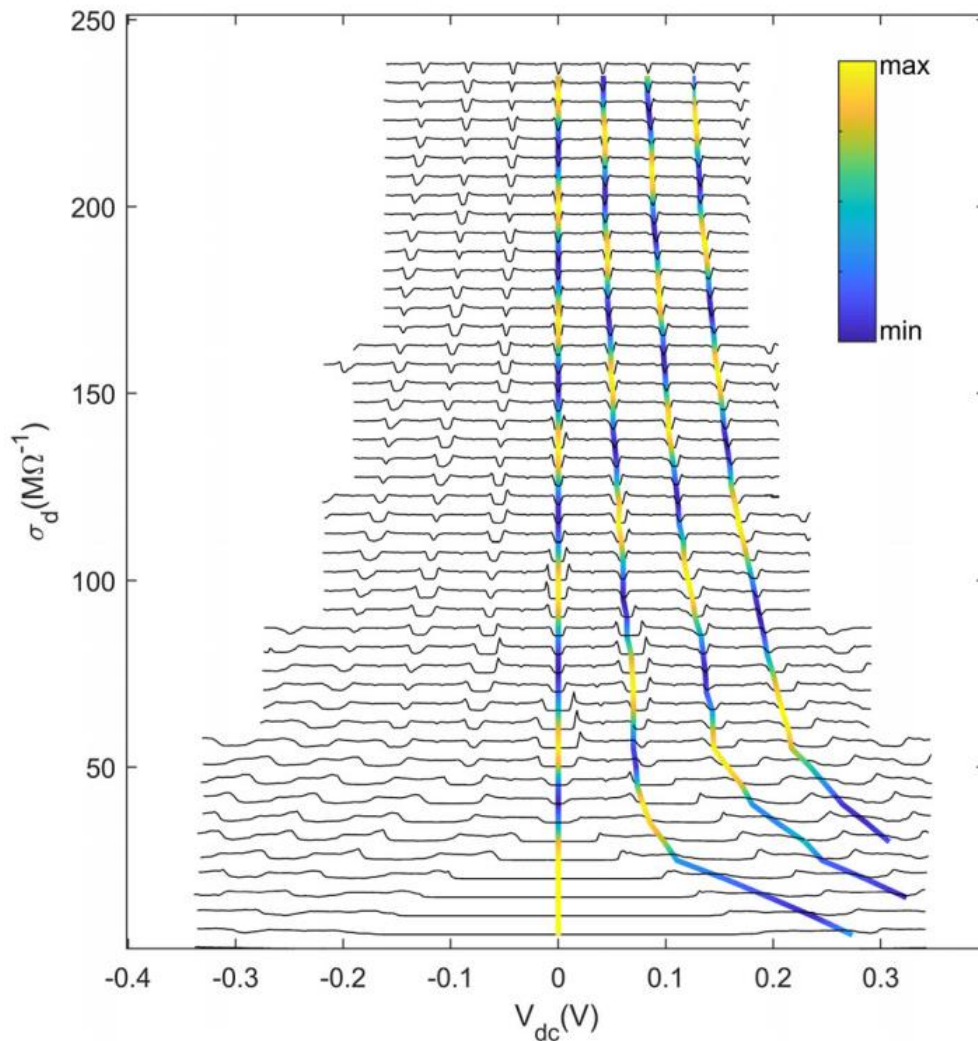


Рисунок 1.13. Набор зависимостей σ_d от V_{dc} при облучении синусоидальным ВЧ полем с увеличением V_{rf} от 0 до максимального значения (верхняя кривая). Значения V_{rf} составляли: 0, 74, 148, 197, 246, 296, 320, 345, 369, 394, 419, 443, 456, 468, 480, 493, 505, 517, 530, 542, 554, 567, 579, 591, 603, 616, 628, 640, 653, 665, 677, 690, 702, 714, 727, 739, 751, 764, 776, 788, 800, 813, 825, 837, 850, 862, 874, and 887 мВ. Все кривые за исключением нижней сдвинуты на $6.8 \text{ M}\Omega^{-1}$. $f = 75 \text{ МГц}$. Вычисленные значения V_{dc} для $i = 0, 1, 2, 3$ СШ соединены сплошными прямыми линиями. Цвет линии соответствует изменению величины СШ между минимумами и максимумами (см. карту цветов на вставке сверху)

Минимумы второй СШ рассчитывались с помощью уравнения (1) из условия $\delta x_1 - \delta x_2 = 4\lambda$, 6λ и т.д., третьей СШ – из условия $\delta x_1 - \delta x_2 = 5\lambda$, 7λ и т.д. Максимумы вычислялись из условия, что они находятся посередине между минимумами. Нулевая СШ, естественно, всегда находится при $V_{dc} = 0$ ($\delta x_1 + \delta x_2 = 0$), а минимумы и максимумы её величины можно найти исходя из условия $\delta x_1 = \lambda$, 2λ , 3λ и $\delta x_1 = 1.5\lambda$, 2.5λ , 3.5λ , соответственно. Полученное значение V_t^* отражает цвет вертикальной линии на рис 1.13 при значении $V = 0$.

Таким образом, рассчитывая перемещение ВЗП за время $1/(2f)$, мы можем определить не только положение СШ по напряжению, но и предсказать, как осциллируют величины каждой из них в зависимости от V_{rf} .

Увидев, как точно предложенный подход предсказывает положение СШ, а также их максимумы и минимумы, мы попытались восстановить всю ВАХ при облучении ВЧ полем, основываясь только на ВАХ необлученного образца. На рисунке 1.12 помимо ВАХ без облучения, построены также зависимости $I(V)$ для двух значений V_{rf} : 246 и 443 мВ (№ 5 и 12 на рис. 1. 2). Пунктирные линии соответствуют восстановленной ВАХ по кривой $I(V)$ при $V_{rf} = 0$. Для получения этих кривых мы взяли интеграл $I[V_{dc} + \sqrt{2}V_{rf} \sin(2\pi ft)]$ по времени от 0 до $1/f$, и разделили на $1/f$. Таким образом, мы получили среднее значение тока за период ВЧ напряжения.

Конечно, модель, предложенная в главе 1.3, не восстанавливает СШ как таковые. Интегрирование I как функции мгновенного значения напряжения даёт монотонный рост тока ВЗП с V , в то время как область СШ, $dI_{nl}/dV = 0$, возникает из-за неравномерного скольжения ВЗП в ППП: по своей сути, СШ представляет собой участок ВАХ, на котором скорость ВЗП отклоняется от значения в модели безынерционного движения (за исключением середины СШ). Во всех случаях расчётные кривые на рис.1.12 пересекают СШ вблизи их середин, независимо от того, близка ли ширина СШ к своему максимуму или к минимуму.

Интересно, что, если СШ достигает минимума, то есть, фактически исчезает, модель в области этой СШ не даёт погрешности, связанной с неравномерностью движения ВЗП в ППП. Как было показано выше, в этом

случае за каждый полупериод ВЧ поля ВЗП проходит целое число периодов ППП, его воздействие усредняется, и неравномерность её движения не сказывается на расчёте.

Заметное расхождение расчетов с экспериментом наблюдается при низких значениях V_{rf} . На рис. 1.12 сплошные кривые пересекают левые края СШ, а не их середины. Соответственно, на рис. 1.8, $\delta x_1 + \delta x_2$ для первой СШ заметно превышают λ , для второй превышают 2λ , а для третьей превышают 3λ . Это несоответствие можно объяснить неточностью модели при низких напряжениях. В диапазоне $|V(t)| < V_t$, считается что ВЗП покоится, тогда как на самом деле она движется внутри одной долины периодического потенциала. При $V < 0$ ВЗП движется в обратном направлении, поэтому ее «контрольная сумма» (Рисунок 1.8) может быть больше, а экспериментальные значения V_{dc} , соответствующих центрам СШ, оказываются выше расчетных.

Условие минимумов (максимумов) соответствует перемещение ВЗП на целое (полуцелое) число длин волн для любого полупериода ВЧ напряжение. Данное условие можно использовать в прикладных целях.

Как правило, согласование ВЧ генератора с образцом далеко от идеального, что не позволяет точно знать напряжение V_{rf} , падающее на образце. Результат, полученный в главе 1, позволяет сделать калибровку напряжения V_{rf} . Для этого можно, например, подобрать напряжение на генераторе, чтобы значение V_t достигло первого минимума. В этом случае ВЗП колеблется вокруг потенциального минимума $\pm \lambda/2$. Исходя из этого условия, имея в распоряжении ВАХ без облучения и отношение I_{nl}/f_{rf} , можно рассчитать значение V_{rf} . Отношение амплитуды номинального выходного ВЧ сигнала к рассчитанному V_{rf} , позволяет получить коэффициент затухания. Данный метод был успешно применен для калибровки V_{rf} при облучении разными частотами в работах [15, 35, 36].

Кроме того, стоит отметить, что модель может быть применена к осцилляциям субгармонических СШ и их сателитных СШ, возникающих при одновременном облучении образца двумя разными частотами, о которых будет рассказано в следующей главе.

Таким образом, модель «мгновенной скорости», основанная на предположении о безынерционности движения ВЗП под действием смешанного постоянного и переменного ВЧ напряжения, оказывается применима для описания нелинейной ВАХ в квазиодномерном проводнике NbS_3 . Если в нашем распоряжении есть ВАХ, измеренная без приложения внешнего ВЧ поля, этот подход позволяет предсказать форму ВАХ при облучении ВЧ полем с известной амплитудой. Хотя модель не описывает форму особенностей на СШ, она позволяет указать их положение на ВАХ (V_{dc}), а также значения V_{rf} , при которых наблюдаются максимумы и минимумы величин СШ.

1.5. Выводы по главе 1

В главе 1 экспериментально исследованы многократные апериодические (квазипериодические) осцилляции величин ступенек Шапиро (СШ) и порогового напряжения («0-й СШ») в зависимости от ВЧ напряжения. Продемонстрирован простой алгоритм, преобразующий колебания, приближённо описываемые функцией Бесселя, в периодические. Для этого из ВАХ необлученного образца необходимо получить зависимость $I_{nl}(V_{dc})$. Затем для каждой СШ нужно проинтегрировать $I_{nl}(V(t))$ по времени, для каждого полупериода ВЧ сигнала. Разделив результат на коэффициент I_{nl}/f_f , получим перемещение ВЗП в единицах λ . Если построить график величин СШ в зависимости от этих перемещений, их осцилляции окажутся строго периодическими с периодом λ . Данный подход позволяет описать осцилляции СШ и порогового поля без привязки к какой-либо определённой модели пиннинга или движения ВЗП.

С помощью предложенного алгоритма можно также предсказать положение СШ на ВАХ по напряжению для любого значения V_{rf} , зная только фундаментальное отношение и имея в распоряжении ВАХ без приложения ВЧ поля. Можно также вычислить значения V_{rf} , при которых будут наблюдаться максимумы и минимумы величин СШ. Также мы попытались восстановить ВАХ при облучении, основываясь на ВАХ необлученного образца. Результат довольно точно описывает форму ВАХ за исключением особенностей в областях СШ.

ГЛАВА 2. Скольжение ВЗП при одновременном воздействии ВЧ полей на двух частотах

2.1 Ступеньки Шапиро при одновременном воздействии ВЧ напряжения на двух частотах

В данной главе представлено исследование ВАХ в режиме скольжения ВЗП при одновременном приложении ВЧ напряжения на двух частотах. Известны подобные исследования систем СШ на джозефсоновских переходах [37,38]. На ВЗП подобных экспериментов ранее не проводилось. Задача была поставлена, в частности, в связи с тем, что, как мы показали в предыдущей главе, участок ВАХ при $E \lesssim E_t$ можно рассматривать как 0-ю СШ. Это позволяет предположить, что и обычные СШ можно рассматривать как точки отсчета напряжения и тока. Иными словами, возникает вопрос: нельзя ли участки ВАХ в области СШ рассматривать как участок ВАХ вокруг точки $V=0$, считая ВЗП в режиме СШ неподвижной? Если это так, при одновременном воздействии ВЧ поля на более низкой частоте вокруг этой СШ должны появляться дополнительные СШ, как и вокруг 0-й СШ.

В главе 1 было установлено, что, если осцилляции величин СШ и порогового поля построить как функции перемещения ВЗП за полупериод ВЧ поля, период осцилляций будет постоянным, причём, равным λ . Результат дает ясное понимание эффекта синхронизации как вынужденных колебаний ВЗП в периодическом потенциале. В данной главе этот подход будет обобщён для случая смещения частот на ВЗП. Для этого также будет использована идея тождественности обычных СШ и нулевой.

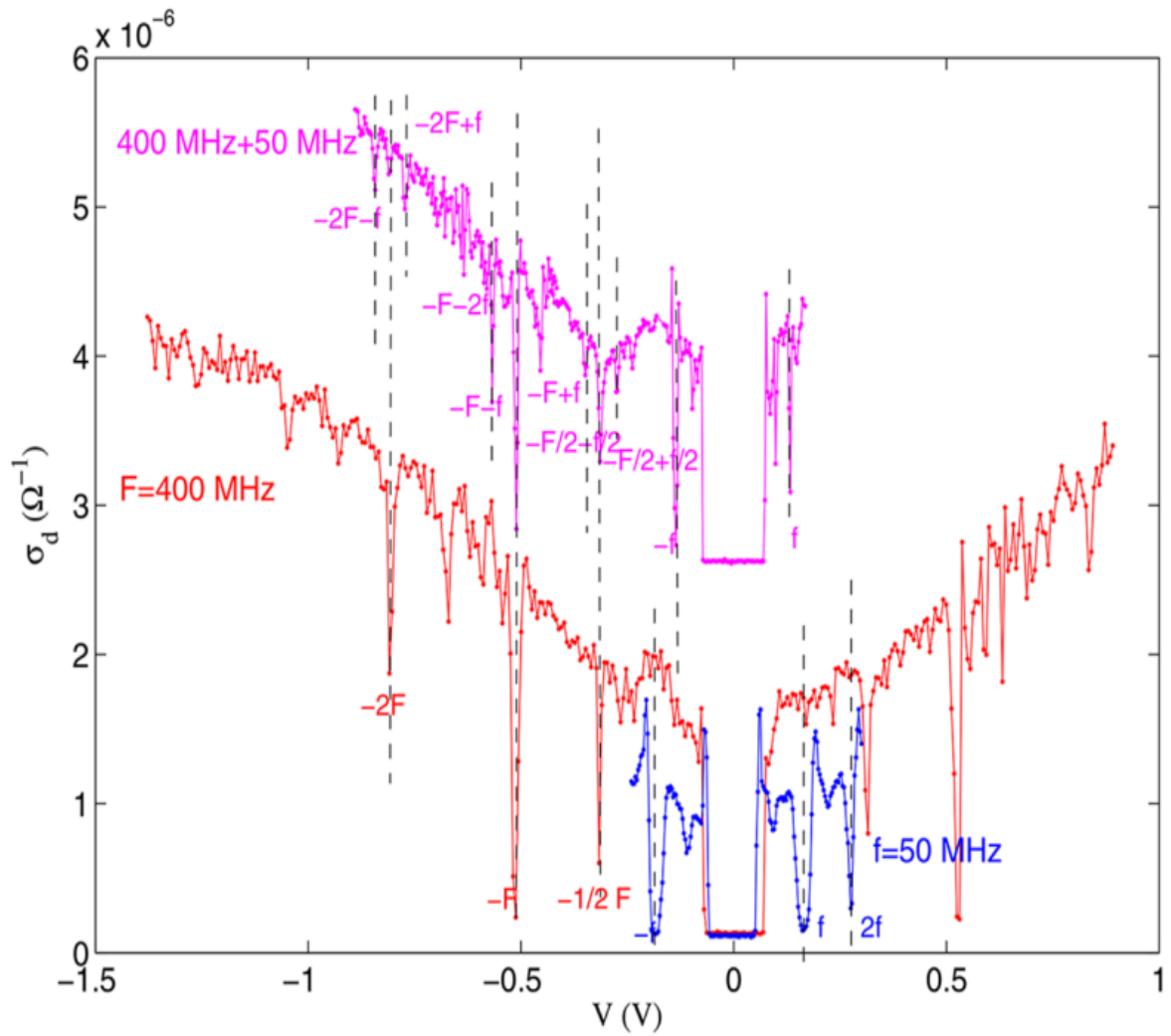


Рисунок 2.1. Зависимость $\sigma_d(V)$ при облучении с частотой $f = 50$ МГц (синяя кривая), с частотой $F = 400$ МГц (красная кривая) и при одновременном облучении обеими частотами (фиолетовая кривая, сдвинута вверх на 2.5 МОм^{-1}).

На рисунке 2.1 показаны «дифференциальные ВАХ» образца NbS_3 при облучении с частотой $F = 400$ МГц (красная кривая), и $f = 50$ МГц (синяя кривая). Соответствующие напряжения обозначим V_{RF} и V_{rf} . На каждой кривой виден набор пиков σ_d , которые соответствуют СШ. Фиолетовая кривая на рис. 2.1 соответствует зависимости $\sigma_d(V)$, измеренной при одновременном наложении на образец ВЧ напряжения на частотах f и F . Можно заметить, что пики σ_d , вызванные облучением с частотой F (ниже будем их называть основными), окружены СШ, положение которых определяется током ВЗП при $f_f = \pm F \pm f, \pm F \pm 2f, \pm 2F \pm f, \text{ и } \pm 2F \pm 2f$. Ниже будем называть их спутниками.

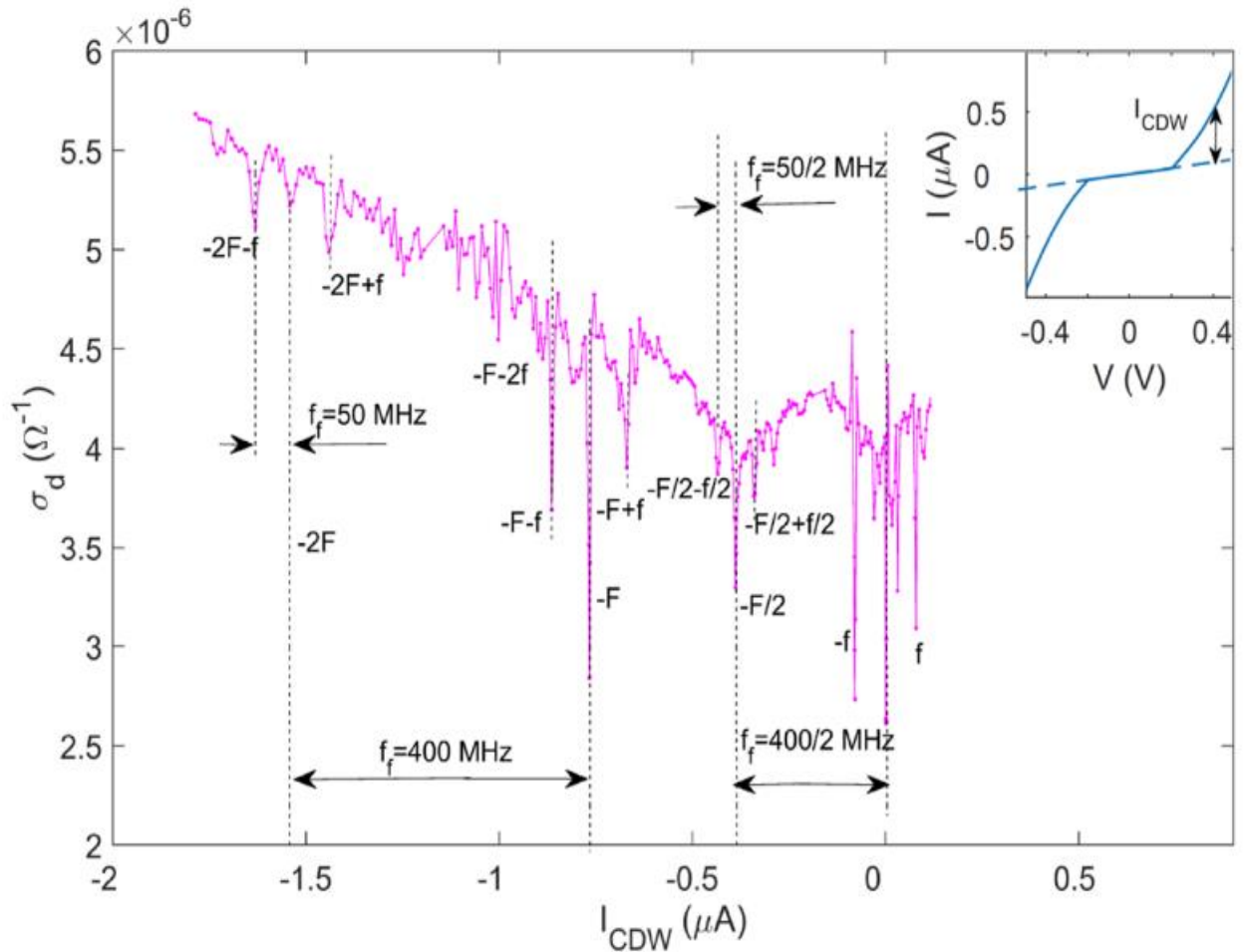


Рисунок 2.2. Зависимость σ_d от тока ВЗП I_{cdw} при одновременном облучении образца ВЧ полем с частотой $f = 50$ МГц, и ВЧ полем с частотой $F = 400$ МГц. На вставке показана зависимость $I(V)$ без облучения.

На рисунке 2.2 фиолетовая кривая с рис.2.1 перестроена в зависимости от I_{nl} . Поскольку ток ВЗП напрямую пересчитывается в f_f , шкала I_{nl} фактически является шкалой фундаментальной частоты. В таком представлении положение спутников становится очевидным: токи спутников, возникающих вокруг основных СШ, соответствуют частотам $nF \pm f$ и $nF \pm 2f$, где $n = 1, 2$.

В зависимости от V_{rf} наблюдаются осцилляции величин спутников, как и величин обычных СШ. Это видно из рисунков 2.3.a и 2.3.b. На рисунке 2.3c показаны зависимости от V_{rf} величин СШ, представленных на рисунках (a) и (b).

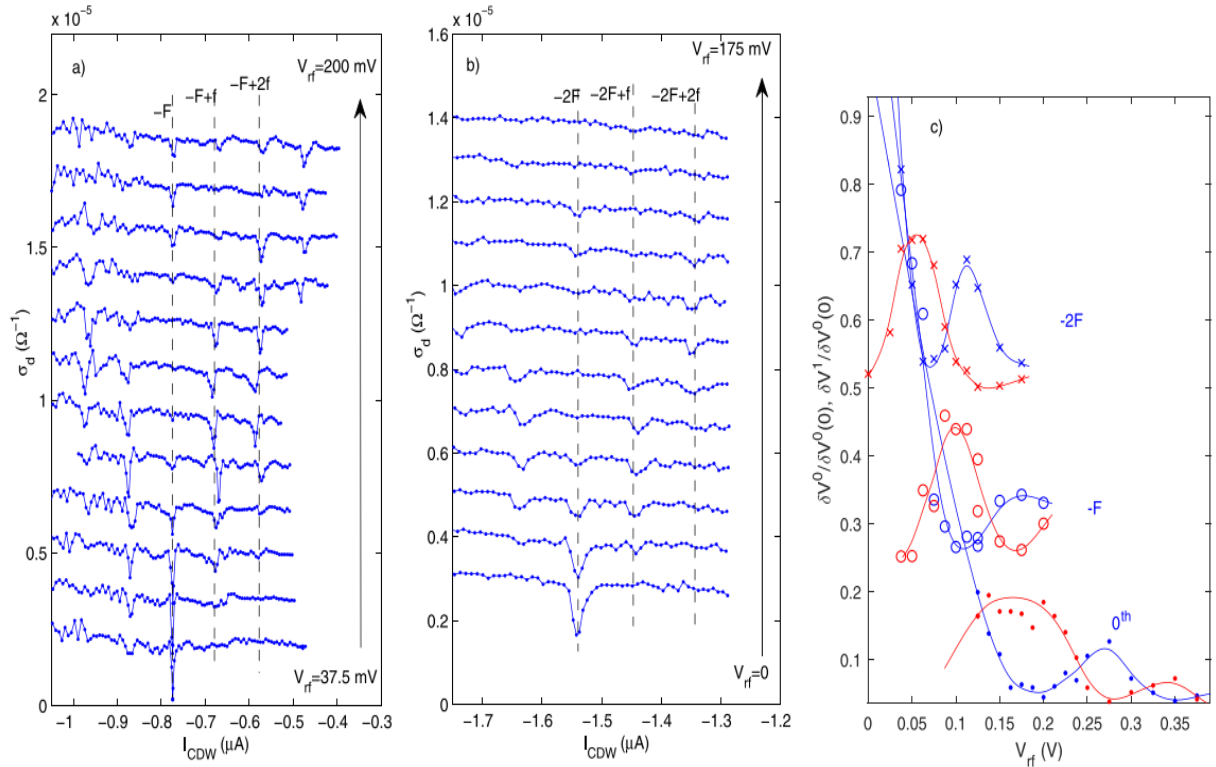


Рис.2.3. Набор кривых $\sigma_d(I_{cdw})$ при разных V_{rf} . Видны осцилляции величин основных СШ и их сателлитов, соответствующих частотам F (a) и $2F$ (b). Кривые, кроме нижней, смещены вверх. $V_{RF} = 284$ мВ. Значения V_{rf} снизу вверх: 37,5, 50, 62,5, 75, 87,5, 100, 112,5, 125, 125, 150, 175 и 200 мВ (a) и 0, 25, 37,5, 50, 62,5, 75, 87,5, 100, 112,5, 125, 150 и 175 мВ (b). Вертикальными пунктирными линиями показаны положения СШ. (c) Амплитуда δV^0 нулевого (\bullet), F (o) и $2F$ (x) СШ и их ближайших сателлитов δV^1 в зависимости от V_{rf} . Все значения нормированы на $\delta V^0(0)$ соответствующую величину СШ.

На рис. 2.2 кроме гармоник ($n = 1, 2, \dots$) видны также субгармонические пики ($n = 1/2$). Субгармоника, соответствующая частоте $400/2$ МГц, также окружена сателлитами. Примечательно, что более выраженные сателлиты отделены от основной СШ током ВЗП, соответствующим $f/2$, то есть, основные субгармоники окружены субгармоническими сателлитами. Величины субгармоник также осциллируют в зависимости от V_{rf} (рисунок 2.5)

Наблюдаемая система СШ навела нас на мысль, что основные СШ можно рассматривать как системы отсчета для сателлитов, если за точку отсчёта скорости ВЗП ($V, I=0$) взять середину основной СШ. На рис. 2.4 показаны две кривые $I_{cdw}(V)$, снятые при облучении на частоте $F = 400$ МГц. Середины

первой и второй СШ (синяя кривая) можно рассматривать как точки отсчёта тока (и напряжения) для ВАХ моделируемых образцов со значениями V_t , намного меньшими, чем у исходного образца. Другая кривая $I_{cdw}(V)$ (на рис. 2.4 она смещена вверх) была измерена при значении V_{RF} , подобранном так, чтобы СШ, соответствующая $F/2$, имела максимальную величину.

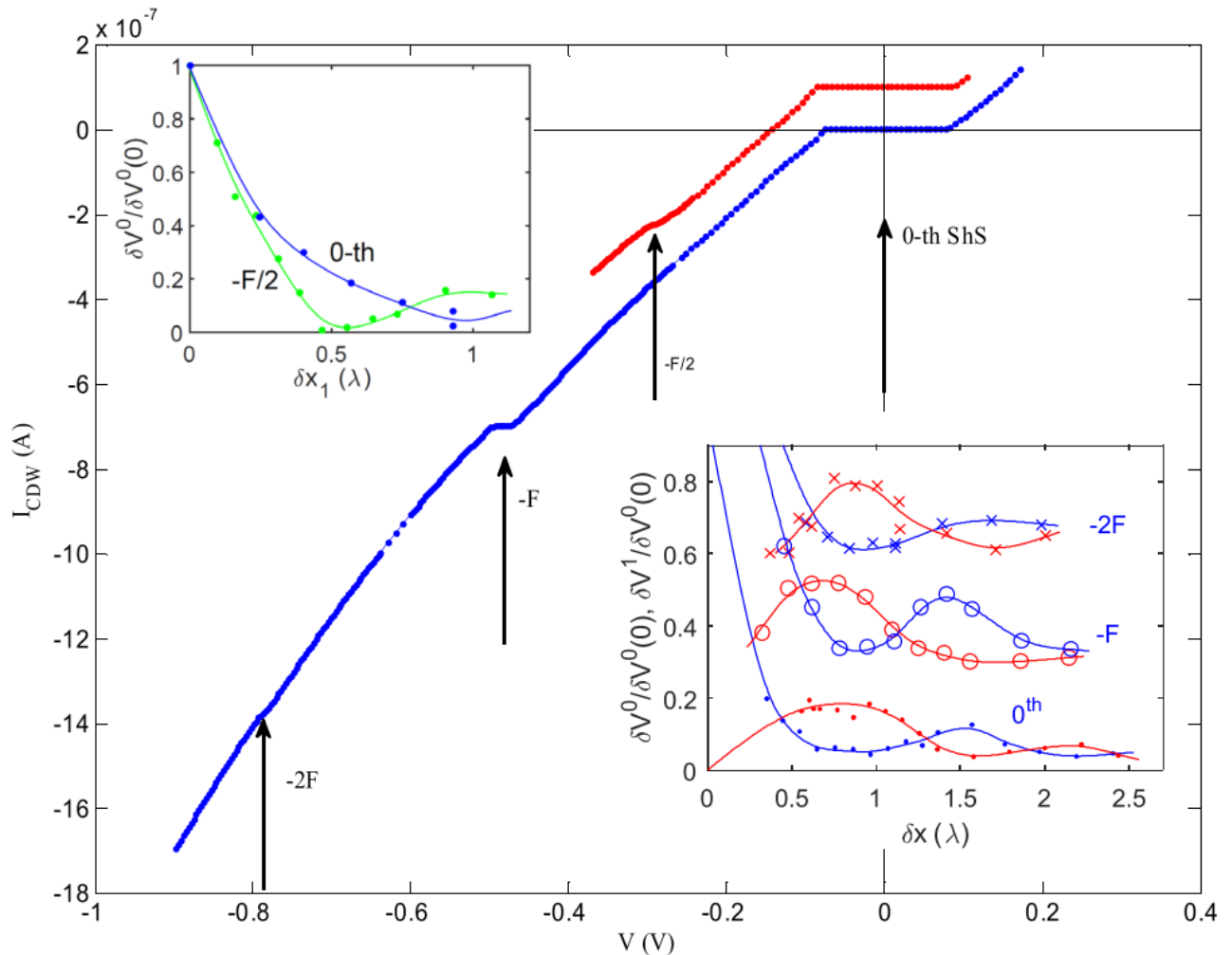


Рисунок 2.4. Зависимости $I_{CDW}(V)$ при облучении только на частоте $F = 400$ МГц с $V_{RF} = 284$ и 210 мВ (кривая смещена вверх). Нижняя вставка: δV^0 для нулевой СШ, первой и второй основной СШ и их ближайших сателлитов δV^1 , в зависимости от $\delta x \equiv (\delta x_1 - \delta x_2)/2$ (см. рис. 2.3.с). Верхняя вставка: изменение амплитуды основной СШ $-F/2$ (см. рис. 2.5) в зависимости от перемещения ВЗП за первый полупериод ВЧ напряжения на частоте 50 МГц. Также показано δV^0 для нулевой СШ. Перемещение ВЗП, показанное на рисунке, рассчитано в системе отсчёта, привязанной к ВЗП при токе в середине соответствующей основной СШ.

На нижней вставке к рис. 2.4 значения δV для нулевой, первой и второй основных СШ и их первых сателлитов (рис. 2.3.с) показаны в зависимости от значений $\delta x = (\delta x_1 - \delta x_2)/2$, рассчитанных в подвижных системах отсчёта. Минимумы СШ соответствовали условию $\delta x = \delta x_1 = \lambda$. Для нулевой СШ перемещение ВЗП рассчитывалось так же, как в главе 1. Минимумы этой СШ соответствуют условиям $\delta x = \delta x_1 = \lambda$ и 2λ (рис. 2.4). Для первой и второй расчёт проводился аналогичным образом, но ток и напряжение отсчитывали от значений в середине каждой основной СШ. Иными словами, часть ВАХ вокруг основной СШ, измеренной при $V_{rf} = 0$, принимали за базовую, как бы без воздействия ВЧ напряжения. Затем ВАХ при ненулевом V_{rf} обрабатывались так же, как в главе 1. Видно, что первые минимумы первой и второй основных СШ близки к точке $\delta x = \delta x_1 = \lambda$. Это подтверждает, что ВАХ в области основной СШ можно использовать для моделирования образца. Иными словами, основные СШ ведут себя при ненулевом V_{rf} точно так же, как 0-я СШ. Аналогичным образом, сателлиты изменяются подобно обычным СШ, демонстрируя первые минимумы около $\delta x = 1.5\lambda$.

Используя субгармонику, в данном случае, - СШ соответствующую частоте $F/2$, также можно моделировать образцы, но с половинным соотношением I_{cdw}/f_f . Это видно из верхней вставки к рис. 2.4, на которой величина основной СШ, соответствующей $f_{\bar{f}}=F/2$, построена в зависимости от δx_1 : минимум её величины наблюдается при $\delta x_1 = \lambda/2$. Для сопоставления на том же графике приведена аналогичная кривая для нулевой СШ. Её минимум наблюдается при $\delta x_1 = \lambda$.

Следует отметить, что в принципе, сателлиты, соответствующие $f_{\bar{f}}=f/2$, могут быть изучены вокруг нулевой СШ и без смещения частот. Однако преимущество использования смещения частот в том, что оно позволяет наблюдать более выраженные субгармоники ($f_{\bar{f}}=f/2$) как вокруг нулевой СШ, так и вокруг основных субгармоник ($f_{\bar{f}}=F/2$).

Прежде, чем перейти к анализу наблюдающейся картины СШ, заметим, что, вообще говоря, при смещении частот на нелинейном образце должны возникать пики на частотах, соответствующих линейным комбинациям F и f с целыми

коэффициентами. Однако мы наблюдаем именно структуру СШ типа «основная-спутники». Такая структура хорошо описывается в рамках подхода, предложенного в главе 1, где показана общность природы 0-й СШ с другими. В обоих случаях синхронизация сводится к колебаниям частицы между точками возврата, расположенными на склонах периодического потенциала. Это объясняет подобие структур спутников вокруг основных СШ структуре СШ вокруг 0-й СШ.

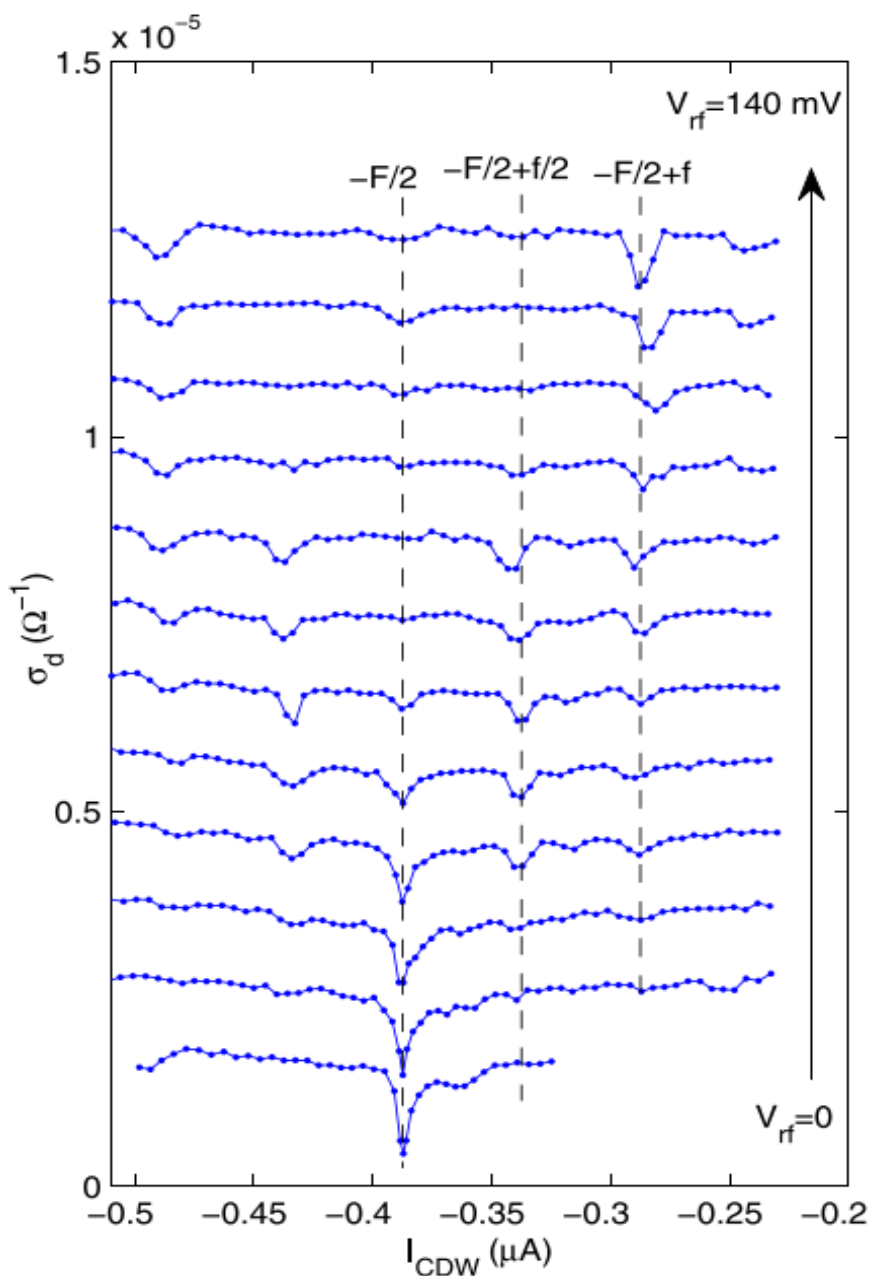


Рисунок 2.5 Зависимости $\sigma_d(I_{cdw})$ при различных значениях V_{rf} , показывающие осцилляции амплитуды субгармонической СШ $F/2$ и окружающих его спутников. $V_{RF} = 210$ мВ. Значения V_{rf} снизу вверх: 0, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80,

90, 100, 120, 140 мВ. Кривые с ненулевым V_{rf} смещены вверх. Вертикальными пунктирными линиями показаны положения СШ.

Особенность нулевой СШ состоит в том, что ее колебания симметричны, а для ненулевой (n -ой) СШ количество периодов периодического потенциала, пройденных за первый и второй полупериод ВЧ поля, отличается на n . Рассмотрение основных СШ в подвижной системе отсчета устраняет отличие этих СШ от 0-й, поскольку при таком подходе $\delta x_1 = -\delta x_2$ для каждой СШ.

Как видно из рисунка 2.3с, осцилляции величин СШ в зависимости от V_{rf} являются аperiodическими. Аperiodичность наиболее заметна для нулевой СШ, где V_{rf} первого минимума (V_{rf}^{λ}) сильно превышает расстояния между следующими минимумами. Это можно понять в рамках рассмотрения, предложенного в главе 1. Условием первого минимума нулевой СШ является перемещение ВЗП на λ за время $1/(2f)$. Ясно, что V_{rf} в любом случае должно превышать V_t . Чем выше f , тем короче полупериод ВЧ, $1/2f$, и тем больше должно быть V_{rf} , чтобы ВЗП перешла в соседнюю долину. В противоположном пределе, при $f \rightarrow 0$, амплитуда $V_{rf} \rightarrow V_t$. Таким образом, период первого колебания всегда превышает V_t , а периоды последующих колебаний могут быть значительно короче, особенно при малых f (рис. 2.3(с)).

В то же время, используя основные СШ, можно моделировать образцы с V_t , близким к нулю, в которых σ_d растёт скачком при $|V|=V_t$ и почти не изменяется при $|V| > V_t$. Соответственно, период первой осцилляции (V_{rf}^{λ}) величины V_t такого модельного образца намного короче, чем величины нулевой СШ (рис. 2.3(с)). Таким образом, моделируя образцы с использованием основных СШ, можно получить в них осцилляции порогового поля практически периодические по V_{rf} , начиная уже с первого периода осцилляции.

Это только один пример того, как ВАХ при воздействии ВЧ напряжения может быть использована для моделирования образцов с заданными свойствами ВЗП. Некоторые другие преимущества моделируемых образцов также видны из эксперимента. Так, обычные СШ при облучении только на частоте $f = 50$ МГц более размыты, чем сателлиты основных СШ (в том числе, 0-й), возникающих при облучении на частоте $F = 400$ МГц (рис. 2.2, ср. синюю

и фиолетовую кривые). Аналогичным образом, основная СШ, соответствующая $F/2$, представляется лучшей системой отсчёта для наблюдения $f/2$ -субгармоник, чем нулевая СШ без облучения. Кроме того, низкочастотное облучение может работать как инструмент для управления высокочастотной СШ. В частности, гораздо легче подавить основную СШ низкочастотным ВЧ напряжением, чем увеличивая высокочастотное ВЧ напряжение. Так, на рис. 2.3а,с представлена эволюция величины основной СШ, возникающей при облучении на частоте $F=400$ МГц, при изменении V_{rf} . Во всех случаях $V_{RF} = 284$ мВ. Чтобы подавить эту ступеньку, то есть, достичь первого минимума её величины, необходимо увеличить V_{RF} до 1.3 В. В то же время, при приложении напряжения на частоте 50 МГц для подавления этой СШ достаточно всего лишь $V_{rf} = 110$ мВ (рис. 2.3(с)). Это легко объяснить на языке колебаний ВЗП при скольжении в периодическом потенциале. Действительно, чем ниже частота f , тем меньшее напряжение необходимо приложить на этой частоте, чтобы заставить ВЗП пройти расстояние λ за время $1/2f$.

В заключение раздела отметим, что, хотя все результаты были приведены для $F=300$ МГц и $f=50$ МГц, аналогичные исследования были проведены на частотах F и f , соответственно, 3.2 МГц и 400 МГц, а также 2.5 МГц и 400 МГц. Наблюдались аналогичные структуры СШ.

2.2 Выводы по главе 2

В данной главе приведены данные экспериментов по смещению частот ВЧ диапазона в режиме скольжения ВЗП. Частоты ВЧ поля отличались примерно на порядок. Мы обнаружили, что систему СШ при этом можно охарактеризовать как набор основных СШ и их спутников: СШ, обусловленные более высокой частотой F , окружены СШ, положение которых определяется более низкой частотой f . Спутники расположены относительно основной СШ подобно тому, как расположены обычные СШ относительно области $|V| < V_t$, то есть относительно 0-й СШ.

Поведение спутников, включая осцилляции их амплитуд в зависимости от мощности ВЧ сигнала, идентично поведению обычных СШ. Осцилляции величин спутников можно описать так же, как осцилляции обычных СШ (см. Главу 1), если перейти в подвижную систему отсчета, связанную с движущейся ВЗП. Для этого за точку отсчета скорости ВЗП ($V, I = 0$) следует взять середину основной СШ. Таким образом, основная СШ рассматривается как 0-я. Это позволяет моделировать образцы с регулируемыми значениями V_t , в частности, – с чрезвычайно низкими пороговыми полями и высокой когерентностью скольжения. Эквивалентность основных СШ и нулевой СШ можно понять, если рассматривать динамику ВЗП в терминах вынужденных колебаний в периодическом потенциале пиннинга (как показано в Главе 1).

ГЛАВА 3. Синхронизация скольжения ВЗП в области флуктуаций вблизи пайерлсовского перехода

3.1 О вкладе спонтанного проскальзывания фазы в проводимость возле пайерлсовского перехода

В данной главе ступеньки Шапиро (СШ) исследуются вблизи T_p . Как известно, на основании СШ мы можем определить плотность заряда, переносимого ВЗП, зная отношение I_{CDW}/f_f , [34]. Поэтому мы предположили, что, используя СШ, мы можем количественно исследовать процесс разрушения ВЗП при приближении T к T_p снизу. Как будет показано ниже, разрушение трёхмерного порядка ВЗП и, в частности, возникающий при этом флуктуационный вклад в линейную проводимость, объясняются, скорее всего, процессом спонтанного проскальзывания фазы (СПФ) [5]. При этом, однако, возникает сложность при определении тока ВЗП. Данная (вводная) глава посвящена рассмотрению этого вопроса.

Как было сказано во Введении, процесс ПФ обеспечивает рождение или уничтожение периодов ВЗП в образце. Изменение числа периодов невозможно без подавления ВЗП в какой-то точке заданной цепочки. Поэтому для возникновения центра ПФ необходимо преодолеть энергетический барьер. При приближении к T_p снизу барьер для ПФ понижается, и становится возможным СПФ. С этим процессом можно связать наблюдаемый рост проводимости.

Можно предложить два основных механизма избыточной проводимости, связанной со СПФ. Во-первых, при ПФ, т. е. в процессе добавления или удаления одного периода ВЗП, может происходить локальное подавление щели (ЛПЩ). В этом случае эффект СПФ заключается в генерации дополнительных квазичастиц [39]. Второй подход рассматривает каждое событие ПФ как триггер для крипа ВЗП – локального движения ВЗП в окрестности центра ПФ. При этом СПФ может давать вклад как в линейную, так и в нелинейную проводимость ВЗП [6]. Хотя ранее процесс СПФ был успешно привлечён для

описания избыточной проводимости и других особенностей вблизи T_P [39, 40, 41], попыток различить два возможных вклада СПФ в увеличение $\delta\sigma$ проводимости σ вблизи T_P не предпринималось.

Рассмотрим движение ВЗП в области сильных флуктуаций. Предположим, что СПФ характеризуется некоторой средней частотой f_{sps} . Тогда $1/f_{sps}$ – оценка времени жизни домена когерентной ВЗП. Если размеры домена достаточно велики, ВЗП может когерентно скользить при условии, что она переместится хотя бы на несколько длин волн за время жизни. В терминах фундаментальной частоты это означает, что $f_f \gg f_{sps}$. В противоположном пределе ток ВЗП должен быть близок к нулю, поскольку за время жизни, $1/f_{sps}$, домен когерентной ВЗП не успеет выбраться из минимума ППП. Это утверждение справедливо независимо от механизма вклада СПФ в $\delta\sigma$, однако способ определения тока ВЗП зависит от этого механизма. Действительно, если в $\delta\sigma$ преобладает вклад ЛПЩ, ток ВЗП можно определить как I_{nl} , как и в первых двух главах: $I_{cdw} = I - V\sigma_d(0)$, где I — полный ток, а $\sigma_d = dI/dV$. В данном случае мы считаем, что f_{sps} не зависит от напряжения, как показано в [42].

Рассмотрим другой случай, когда в $\delta\sigma$ при $V = 0$ преобладает вклад, вызванный крипом ВЗП. При $V \gg V_t$, при условии $f_f \gg f_{sps}$, этот вклад трансформируется в когерентное скольжение. Тогда для корректного определения I_{cdw} следует вычесть из полного тока I только вклад квазичастиц (одночастичный ток). Одночастичная проводимость может быть найдена из экстраполяции $\sigma(T)$ из области низких температур, зависимостью $\exp(-\Delta/T)$ [39]. Далее мы будем обозначать экстраполированное значение σ как σ_Δ . В этом случае $I_{cdw} = I - V\sigma_\Delta$.

Таким образом, чтобы определить плотность заряда ВЗП вблизи T_P , необходимо выбрать один из двух способов определения I_{cdw} по СШ, в зависимости от того, чем определяется вклад СПФ в проводимость.

3.2 Синхронизации скольжения ВЗП вблизи пайерлсовского перехода

Для эксперимента мы отобрали образцы NbS_3 -II высокоомной подфазы, в которой ВЗП-1 обладает высокой когерентностью. Основные результаты приведены для двух образцов NbS_3 -II, с размерами $38 \text{ мкм} \times 0.01 \text{ мкм}^2$ (№ 1) и $68 \text{ мкм} \times 0.012 \text{ мкм}^2$ (№ 2).

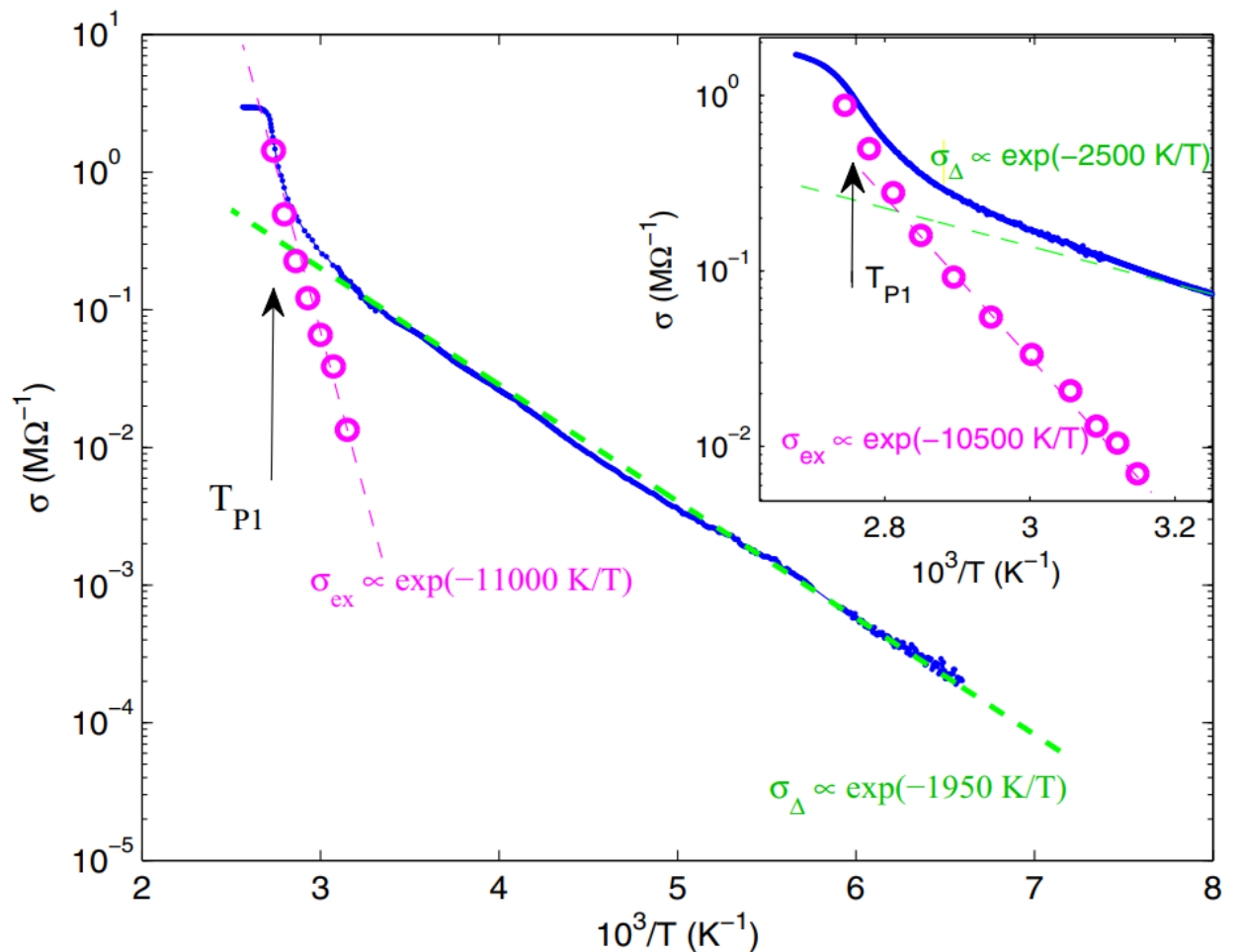
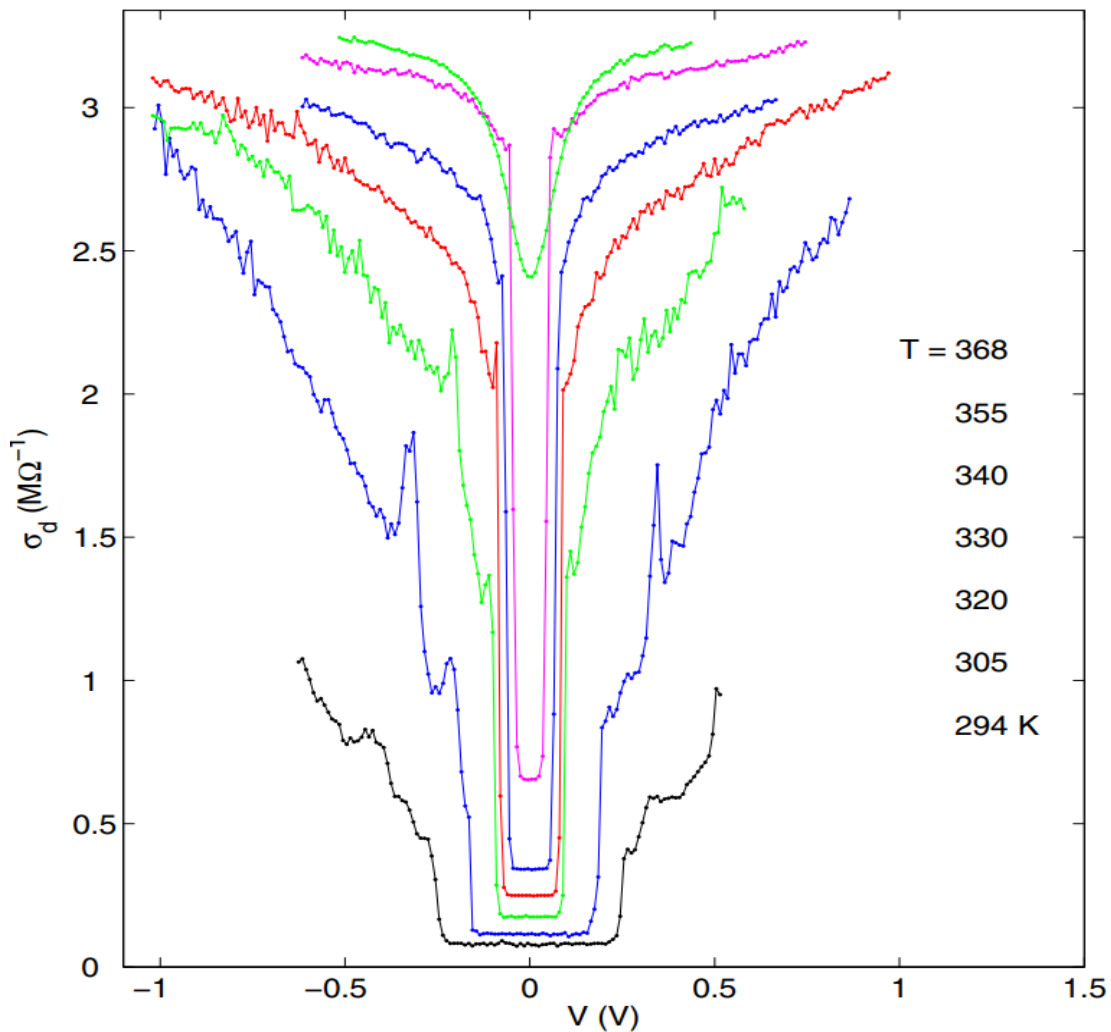


Рисунок 3.1. Зависимость σ от $1/T$ для образца № 1 (синие точки). Пунктирная прямая аппроксимирует зависимость как $\sigma_{\Delta} \propto \exp(-1950 \text{ K}/T)$. Светлые кружки показывают избыточную проводимость $\sigma_{ex} \equiv \sigma(T) - \sigma_{\Delta}$. Наклон пунктирной линии соответствует энергии активации $W = 11000 \text{ K}$. Стрелкой отмечено значение $T_{P1} = 367 \text{ K}$, определенное из максимума $-d \ln(\sigma)/d(1/T)$. Вставка: аналогичный рисунок для образца № 2 в узком диапазоне температур. $T_{P1} = 363 \text{ K}$, $\sigma \propto \exp(-2500 \text{ K}/T)$, $W = 10500 \text{ K}$.

На рисунках 3.1 и 3.2 показаны основные характеристики образца №1: зависимость $\sigma(T)$ и набор дифференциальных ВАХ. Значение T_{PI} , определялась как максимум $-d\ln(\sigma)/d(1/T)$, и составляет 367 ± 1 К. Прямая пунктирная линия на рис. 3.1 аппроксимирует $\sigma(T)$ законом Аррениуса с энергией активации $\Delta = 1950$ К. Ниже мы будем обозначать эту зависимость как σ_{Δ} , а значение $\sigma - \sigma_{\Delta}$ вблизи T_{PI} назовём избыточной проводимостью σ_{ex} . На вставке к рис. 3.1 показана кривая $\sigma(T)$ для образца № 2, обработанная аналогично, но в более узком диапазоне T .

На рисунке 3.2 приведён набор зависимостей $\sigma_d(V)$, измеренных в диапазоне температур от 294 К до 368 К. Видно, что ВАХ имеют нелинейный вид, по крайней мере, до T_{PI} . Эффект размытия порога («раундинг») заметен только при температуре 368 К, фактически – при T_{PI} .



Pu

сунк 3.2. Набор зависимостей $\sigma_d(V)$ при различных температурах без приложения ВЧ поля, для образца № 1. Кривые не смещены.

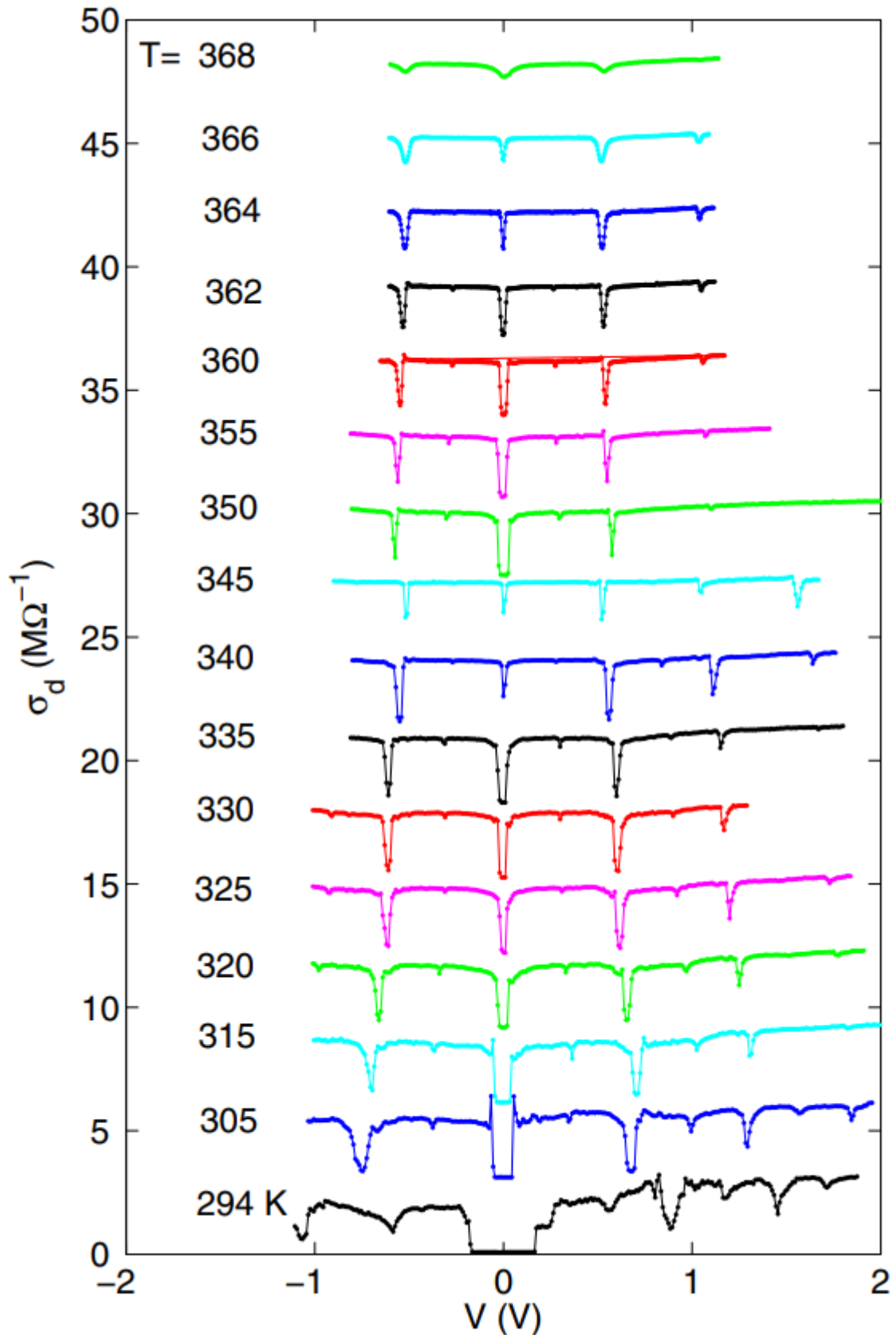


Рисунок 3.3. Набор зависимостей $\sigma_d(V)$ для различных температур при приложении СВЧ поля с частотой 800 МГц для образца №1. Кривые смещены вверх с шагом $3M\Omega^{-1}$, кроме самой нижней.

На рисунке 3.3 представлены зависимости $\sigma_d(V)$ при приложении ВЧ напряжения с частотой $f = 800$ МГц. Аналогичные наборы кривых при облучении на более низких частотах, а именно 50 МГц, 80 МГц и 400 МГц (и те же данные в зависимости от I_{CDW} мы привели в конце раздела 3.2 (рис. 3.9 и 3.10). Мы поступили так, чтобы так, чтобы эти рисунки, занимая большой объём, не разбивали материал диссертации. СШ можно наблюдать вплоть до T_{PI} в виде пиков (минимумов) σ_d на ВАХ для всех четырех частот ВЧ напряжения. Можно заметить, что, чем выше f , тем выше максимальная температура, при которой возможно синхронизовать ВЗП. Так, СШ при самой высокой температуре лучше видны при облучении на частоте 800 МГц. Качественно эта картина согласуется с моделью СПФ, частота которого растёт с повышением T .

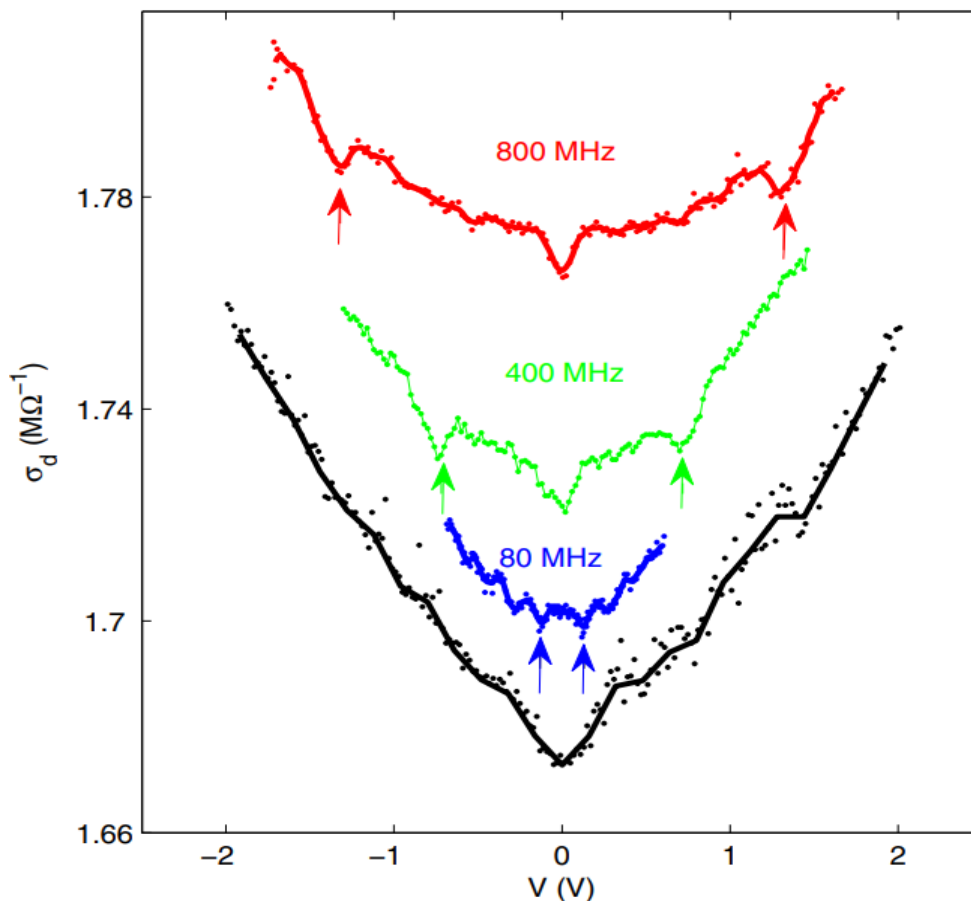


Рисунок 3.4. Набор зависимостей $\sigma_d(V)$ при $T = 373$ К без облучения и под облучением с частотами $f = 80, 400$ и 800 МГц для образца № 2. Стрелками указаны СШ. Кривые для $f = 80, 400$ и 800 МГц сдвинуты вверх с шагом $0,02$ МОм. $T_{PI} \approx 363$ К.

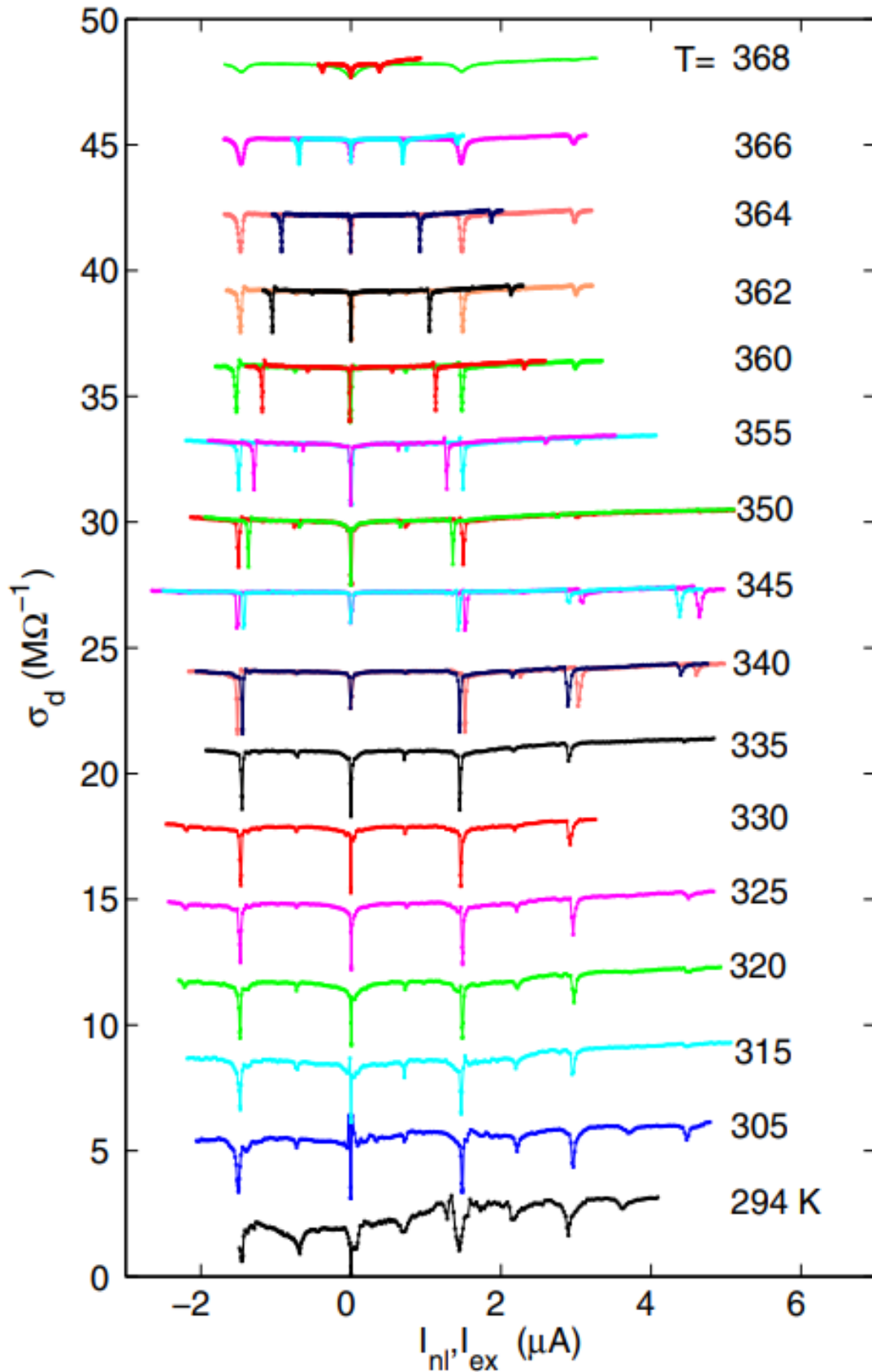


Рисунок 3.5. Набор зависимостей σ_d от I_{nl} . Для $T = 340$ К и выше, также показаны кривые $\sigma_d(I_{ex})$ (на них СШ находятся при больших значениях тока). Кривые сдвинуты вверх с шагом 3.3 МОм, кроме самой нижней. $f=800$ МГц.

Более детально ВАХ при $T > T_{PI}$ были измерены на образце № 2, который имеет примерно такую же площадь сечения, как образец №1. Несколько ВАХ, снятых при облучении на разных частотах, показаны на рис. 3.4 при $T = 373$, то есть, выше T_{PI} более чем на 10 К. Можно заметить, что СШ лучше видны при облучении на более высоких частотах, как и в случае образца №1.

Перейдём к анализу плотности заряда, переносимого ВЗП. Имея в виду два возможных вклада СПФ в линейную проводимость, мы будем рассматривать ток ВЗП либо как $I_{nl} \equiv I - V\sigma_d(0)$, либо как $I_{ex} \equiv I - V\sigma_{\Delta}$. На рисунке 3.5 показаны кривые, приведённые на рисунке 3.3, перестроенные в зависимости от I_{nl} . В таком представлении хорошо видно изменение заряда, переносимого ВЗП при перемещении на λ , в зависимости от температуры. Для кривых, измеренных ниже 345 К, положение ступенек Шапиро по току не изменяется, что свидетельствует о независимости фундаментального отношения, то есть, плотности заряда ВЗП, от температуры. При температурах выше 345 К можно заметить, что СШ начинают смещаться все ближе и ближе к $I_{nl} = 0$.

Вероятно, это отражает падение переносимого ВЗП заряда с приближением к T_{PI} . Аналогичную эволюцию можно наблюдать для СШ при более низких частотах (см. рис. 3.10). На основании кривых, представленных на рис. 3.5 и 3.10, мы построили температурную зависимость I_{nl} , соответствующего первой СШ (рис. 3.6, незакрашенные значки). Все значения I_{nl} нормированы на нелинейный ток при комнатной температуре.

На рисунке 3.6 пунктирной линией обозначена зависимость $\Delta(T)$ согласно теории БКШ с T_{PI} , взятой из эксперимента:

$$\Delta(T) \approx \sqrt{1 - T/T_p} \quad (2)$$

Видно существенное расхождение этой кривой с наблюдаемой зависимостью $I_{nl}(T)$. Это несоответствие, однако, может не противоречить зависимости пайерлсовской щели Δ от температуры, подобной БКШ. В самом деле, пока $\Delta \gg T$, число термически возбужденных квазичастиц составляет лишь малую долю от всех конденсированных электронов. Уменьшение плотности заряда ВЗП должно стать заметным только тогда, когда Δ станет

сравнимым с T . На рисунке 3.6 сплошной линией показана температурная зависимость $1 - A \exp[-\Delta(T)/T]$, $A = 4.5$, где для $\Delta(T)$ взята зависимость БКШ. Эта подгонка предполагает, что сконденсированный в ВЗП заряд уменьшается за счёт электронов, возбужденных через щель. Подгонка намного лучше описывает поведение, чем теория БКШ, взятая напрямую.

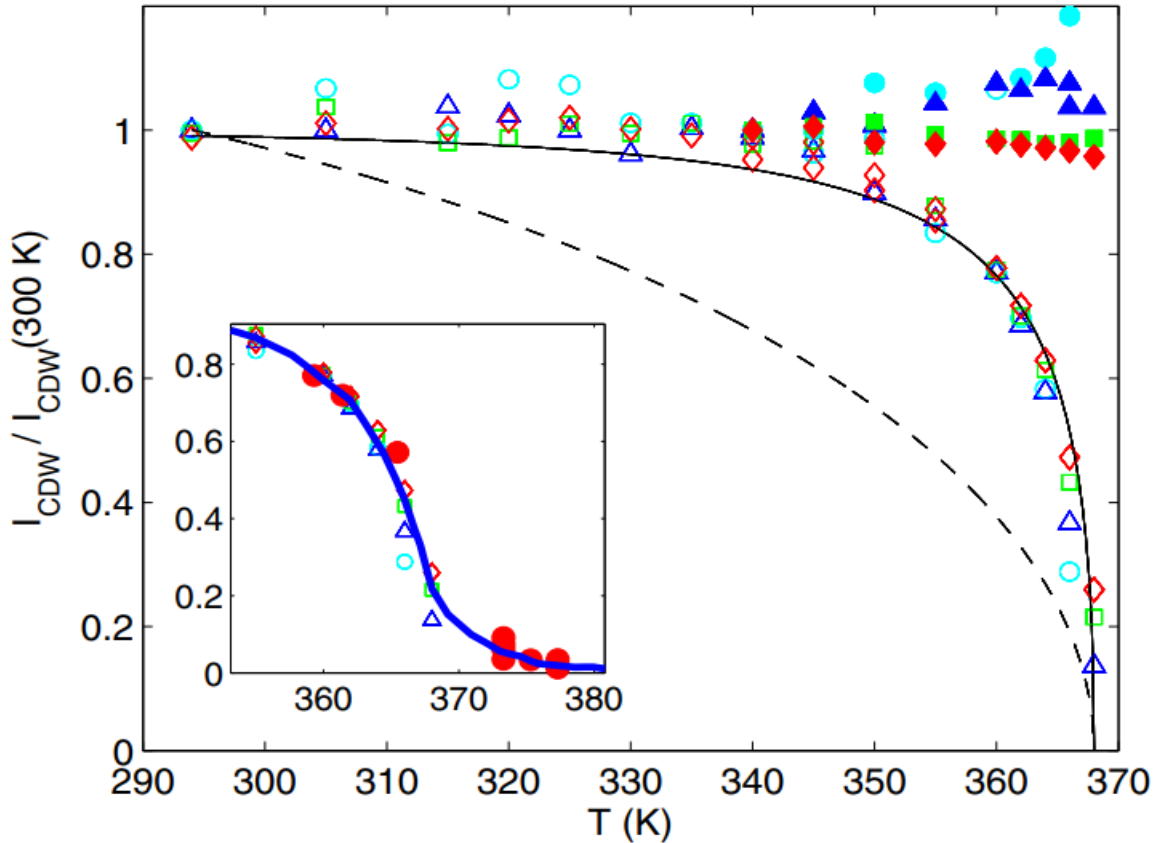


Рисунок 3.6. Температурная зависимость тока ВЗП I_{cdw} соответствующего первой СШ, нормированного на I_{cdw} при комнатной температуре. Незакрашенные значки показывают $I_{cdw} \equiv I_{nl}$ (\circ , $f = 50$ МГц; Δ , $f = 80$ МГц; \square , $f = 400$ МГц; \diamond , $f = 800$ МГц). Закрашенные значки соответствуют значениям $I_{CDW} \equiv I_{ex}$ для $T \geq 340$ К. Пунктиром показана зависимость пайерлсовской щели, $\Delta(T)$, согласно теории БКШ. Сплошной линией показана зависимость $1 - A \exp(-\Delta/T)$, $A=4.5$. Вставка: те же данные вблизи T_{P1} вместе с $I_{nl}(T)$ для образца №. 2 (жирные закрашенные кружки). Точки сдвинуты вправо на 4.3 К, что соответствует разнице значений T_{P1} . Сплошной линией показана зависимость $1 - u_n$, нормированного объема флуктуаций ВЗП.

На вставке к рисунку 3.6 показаны те же данные в окрестности T_{PI} вместе с температурной зависимостью I_{nl} на первой СШ для образца № 2, где СШ наблюдались вплоть до самых высоких температур (рис. 3.4). Видно падение величины I_{nl} почти на два порядка по сравнению с низкотемпературными значениями. Разные значения I_{nl} при одной и той же T соответствуют разным частотам ($f = 80\text{--}800$ МГц) и амплитудам ВЧ напряжения. Видно, что чем выше частота, тем выше I_{nl}/f .

До сих пор мы предполагали, что вклад СПФ в проводимость сводится к росту концентрации квазичастиц. Напомним, однако, что, если избыточная проводимость, σ_{ex} , (рис. 3.1) вызвана спонтанным крипом ВЗП, I_{cdw} определяется как I_{ex} .

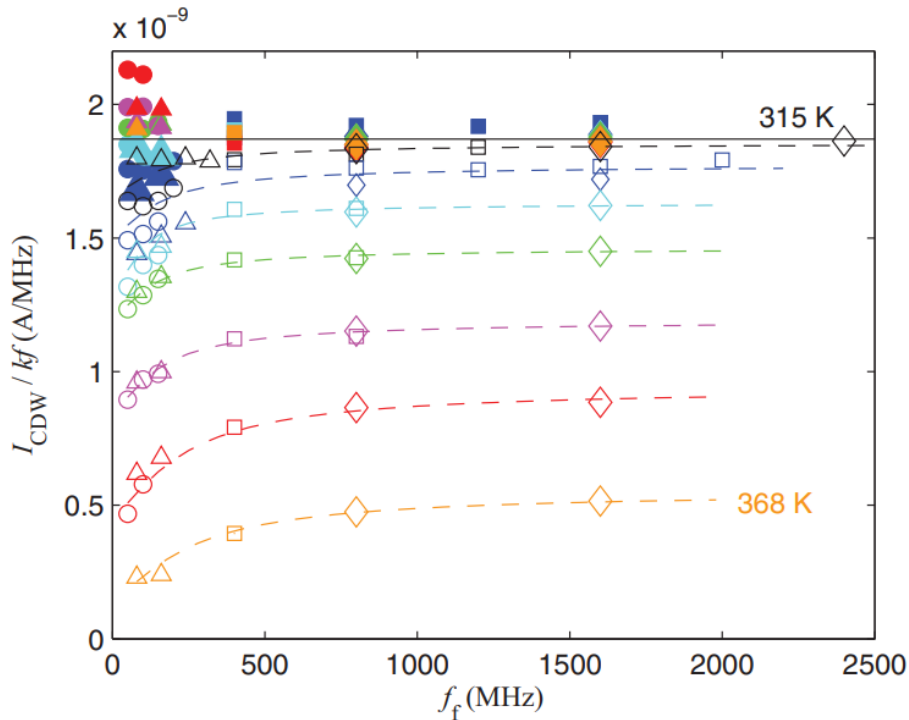


Рисунок 3.7. I_{CDW}/fk в зависимости от f_f при нескольких температурах, где k номер СШ (гармоники). При этом фундаментальная частота скольжения ВЗП f_f рассчитывалась как: $f_f = fk$. Значки соответствуют частоте ВЧ-СВЧ напряжения: \circ – $f=50$ МГц, Δ – $f=80$ МГц, \square – $f=400$ МГц, \diamond – $f=800$ МГц. I_{CDW} показано для двух случаев: как I_{nl} (незакрашенные значки) и как I_{ex} (закрашенные значки). $T = 315$ К (верхняя кривая), 350, 355, 360, 364, 366, 368 К (нижняя кривая). Пунктиром показано приближение в виде $A + B \arctg(f/f_0)$. Сплошной линией отмечено среднее значение I_{ex}/fk .

На рисунках 3.5 и 3.10 (ниже) значения σ_d показаны в зависимости от I_{ex} . Эти кривые наложены на зависимости $\sigma_d(I_{nl})$. Видно, что избыточный ток на каждой СШ практически постоянен во всем диапазоне температур. Это видно также из рис. 3.6, где значения I_{ex} на первой СШ, нормированные на I_{cdw} при комнатной температуре, показаны закрашенными значками в зависимости от T .

Как мы отметили в начале, заряд, переносимый при когерентном скольжении ВЗП, должен быть разным для случаев $f_f < f_{sps}$ и $f_f > f_{sps}$. Проанализируем частотные зависимости «фундаментального отношения», используя I_{cdw} , определённый двумя способами – как I_{nl} и как I_{ex} . На рисунке 3.7 представлены зависимости I_{cdw}/f_f от f_f при разных температурах. Значения f_f варьировались как за счёт изменения частоты генератора f , так и за счёт использования разных гармоник: были определены токи ВЗП на СШ с разными номерами, k , при облучении на одной и той же частоте f . Для k -й гармоники величина f_f равна kf . Ток ВЗП рассчитывался либо как I_{nl} (незакрашенные значки), либо как I_{ex} (закрашенные значки). Ток ВЗП k -й СШ делился на k . Видно, что заряд, переносимый ВЗП, заметно зависит от частоты, в случае если I_{cdw} рассчитывается как I_{nl} . Например, при 366 К наблюдается почти двукратный рост I_{nl}/f_f с увеличением f_f . В то же время, I_{ex}/f_f не зависит от частоты.

3.3 Анализ экспериментальных результатов

Анализ изученных при высоких температурах СШ начнём с некоторых качественных наблюдений. Температурно-частотная эволюция СШ демонстрирует принципиальную возможность синхронизации флуктуаций ВЗП. Это видно из сравнения рисунков 3.3 и 3.9: при максимальных температурах (366 и 368 К) чем выше f , тем больше амплитуда СШ. При 368 К при облучении на частоте 50 МГц никаких признаков СШ не видно, а при 366 К они едва заметны. Это наблюдение качественно согласуется с предположением, что время жизни флуктуаций ВЗП падает с повышением T , и что они могут быть синхронизированы при условии, что f (если точнее, $2\pi f$) превышает обратное характерное время флуктуаций.

Из рис. 3.3 можно заметить другую особенность СШ при высоких температурах, при $T > 340$ К: их положение по напряжению практически не зависит от температуры. Это указывает на независимость от температуры скорости ВЗП v в сильных электрических полях. В самом деле, $f_f = v/\lambda$, а максимальные возможные изменения λ могут находиться в пределах нескольких процентов [43,44,45]. Поэтому подвижность (вязкость) сконденсированных носителей заряда также не зависит от температуры вблизи T_{PI} .

Из рисунка 3.1 видно, что избыточная проводимость, σ_{ex} , очень быстро растёт с повышением температуры, с энергией активации $\sim 10^4$ К, что значительно выше Δ . Независимо от модели, объясняющей происхождение σ_{ex} , активацию можно отнести к СПФ [5,11,40]. Основным результатом, подлежащим обсуждению, является изменение плотности заряда ВЗП вблизи T_{PI} (рисунки 3.5–3.7 и 3.10). Для этого необходимо определиться, какая из двух предложенных моделей точнее описывает происхождение σ_{ex} . Если приписать избыточную проводимость $\sigma_{ex}(T, V) = \sigma(T, V) - \sigma_{\Delta}(T)$ коллективной транспорту, заряд, переносимый ВЗП на длину волны, оказывается не зависящим от температуры вплоть до T_{PI} (рис. 3.7). Если это так, квазичастицы, которые могли бы возникнуть из-за уменьшения Δ , не вносят существенного вклада в

$\sigma_{ex}(T, 0)$. Хотя эта интерпретация выглядит привлекательной, она не согласуется с некоторыми экспериментальными результатами.

Во-первых, мы заметили, что с повышением температуры σ_{ex} становится сравнимой с $\sigma(0)$, в то время как «раундинг» остается малозаметным. Качественно понятно, что вклад крипа ВЗП в $\sigma(0)$ должен стать существенным при расширении области «раундинга» от порогового напряжения вплоть до нулевого. При этом температурные зависимости σ_{ex} и нелинейной проводимостью при $E < E_t$ должны масштабироваться. Как именно, – зависит от конкретного механизма крипа, вызванного СПФ. В рамках модели [6] можно получить, что нелинейная проводимость $\sigma_{nl} = 1/2\sigma_{ex}(E/E_t)^2$. Для дифференциальной проводимости: $\sigma_d^{nl} = 3/2\sigma_{ex}(E/E_t)^2$. Например, при $E/E_t = 0.85$ величина $\sigma_d^{nl} = 1.1\sigma_{ex}$. Для образца № 1 при $T = 340$ К $\sigma_{ex} \approx 0.3\sigma(0)$ (рис. 3.1), и при $E/E_t = 0.85$ следует ожидать, что $\sigma_d^{nl} \approx 0.33\sigma(0)$. Однако вплоть до $0.85E_t$, $\sigma_d = \text{const}$ (рис. 3.2) с точностью 1%. Таким образом, влияние эффекта ПФ на проводимость оказывается независимым от E . Это соответствует случаю, когда избыточная проводимость возникает из-за ЛПЦ.

Во-вторых, если флуктуационный вклад в σ_{ex} в высоких полях проявляется в виде когерентного скольжения ВЗП, при полной синхронизации следует ожидать падения σ_d вплоть до уровня σ_Δ , т.е. ниже $\sigma(0)$. Наблюдение такого эффекта – степени синхронизации как бы больше 100% – могло бы быть прямым свидетельством коллективного вклада в $\sigma(0)$. Однако такого поведения СШ мы не наблюдали, что также подтверждает связь σ_{ex} с появлением дополнительных квазичастиц.

Наконец, отношение I_{cdw}/f_f обычно слабо зависит от частоты. Неполный депиннинг и низкая когерентность ВЗП вблизи E_t могут уменьшать отношение при низких частотах. Аналогично, можно ожидать падения I_{cdw}/f_f при малых f_f , если $f_f < f_{sps}$, как это видно на рисунке 3.7 для $I_{nl}(f)$. Однако мы не видим причины для роста I_{cdw}/f_f при малых f_f , тогда как при $T = 364$ и 366 К, I_{ex}/f_f имеет тенденцию к росту (рис. 3.7) и даже расходимости. Наиболее разумное объяснение этого состоит в том, что I_{ex} содержит вклад, который остается

отличным от нуля, в то время как скорость ВЗП стремится к нулю. Проще говоря, I_{ex} дает неверное значение тока ВЗП.

Исходя из вышеизложенного, мы приходим к выводу, что I_{nl} дает наиболее точное значение тока ВЗП, и вкладом коллективного переноса заряда в $\sigma(0)$ можно пренебречь.

Одно из возможных объяснений отсутствия вклада крипа ВЗП в проводимость связано с размерами образцов. Ранее влияние ПФ на крип ВЗП рассматривалось только для случая одномерного пиннинга, когда каждый акт ПФ охватывает все поперечное сечение образца [6]. Обобщение модели на случай трехмерного пиннинга неочевидно. В трёх измерениях эффект ПФ можно рассматривать как расширение дислокационной петли, которая не достигает поверхности образца. Вероятно, ВЗП снаружи петли блокирует крип ВЗП в домене Фукуямы-Ли-Райса, охватываемом петлей. Это может быть причиной того, что «раундинг» наблюдается только в самых тонких образцах. Ранее «раундинг» наблюдался на нанобразцах TaS_3 и $NbSe_3$, однако это утверждение можно отнести и к NbS_3 -II. Например, для образца № 3 с размерами 3.5 мкм x 0.0003 мкм², самого тонкого среди исследованных, «раундинг» заметен уже при комнатной температуре (см. рис. 3.11.a). При этом ВЗП может быть синхронизирована до T_{PI} и значительно выше (см. рис. 3.11.b). По-видимому, вклад ПФ в проводимость в таких образцах требует специального рассмотрения.

Итак, мы приходим к выводу, что $I_{cdw} = I_{nl}$. Рассмотрим температурно-частотные зависимости I_{cdw}/f_f (рис. 3.6 и 3.7, незакрашенные значки). Уменьшение плотности тока ВЗП (рис. 3.6) при приближении к T_p может быть связано с ростом общего объема, занимаемого областями ЛПЩ и, соответственно, с уменьшением числа цепочек, несущих ВЗП.

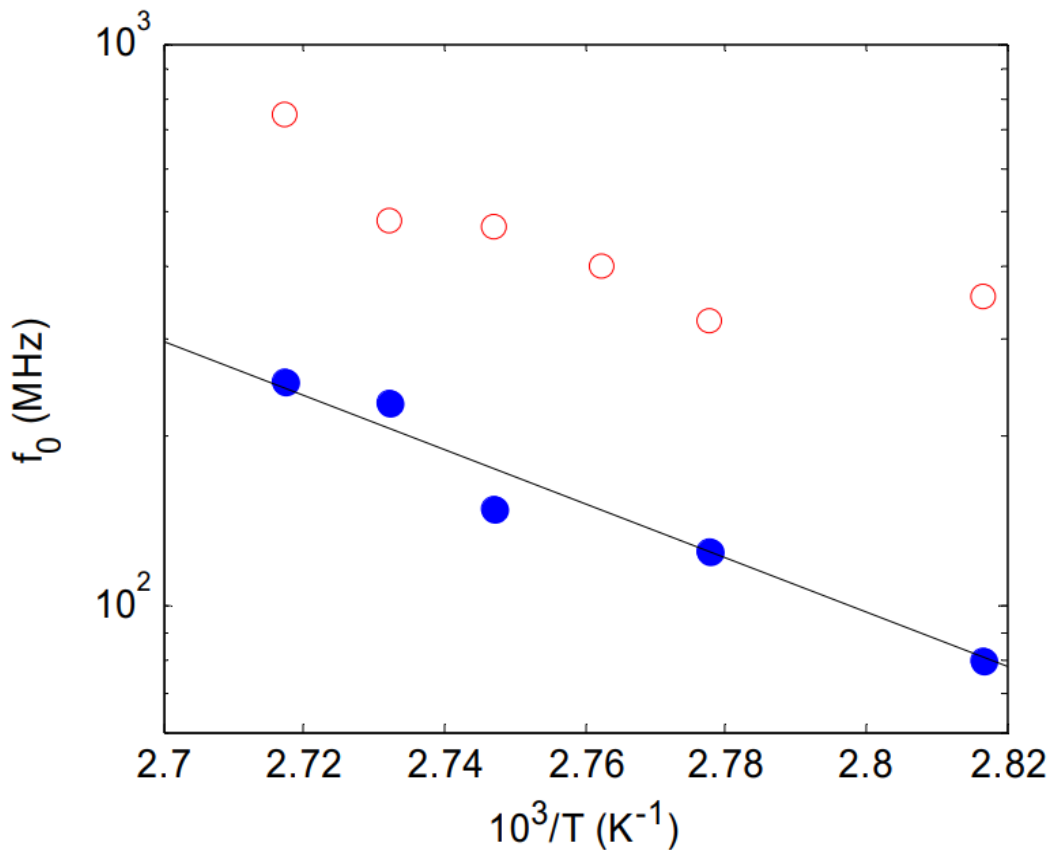


Рисунок 3.8. Температурная зависимость частоты f_0 (см. рис. 3.6), определённой двумя способами: из приближения $I_{CDW}(T)$ арктангенсом (синие закрашенные кружки) и «на глаз», как частота перехода от линейного роста $I_{CDW}(f)$ при низких f к $I_{CDW}=\text{const}$ при высоких f . Наклон прямой соответствует энергии активации $W=11000$ К.

Из рисунка 3.7 видно, что для всех температур с ростом f_f отношение I_{nl}/f_f растёт при низких f_f , а затем рост насыщается. Пунктирные линии аппроксимируют температурные зависимости арктангенсом: $I_{nl}/f_f = A + B \arctan(f/f_0)$, где A , B и f_0 — подгоночные параметры. Очевидно, характерная частота f_0 , в области которой рост плотности заряда ВЗП насыщается, может служить оценкой f_{sps} . На рисунке 3.8 закрашенными кружками показана зависимость f_0 от T . Видно, что частота f_0 растёт с повышением температуры. Мы также определили f_0 другим, более простым, способом. Для этого мы аппроксимировали зависимости I_{nl}/f_f от f_f двумя прямыми линиями, соответствующими линейному росту при низких f_f и $I_{nl}/f_f = \text{const}$ при высоких f_f . Значения f_0 определены в точках пересечения этих

линий и показаны на рис. 3.8 светлыми кружками. Хотя абсолютные значения f_0 зависят от метода их определения, в обоих случаях их температурную зависимость можно описать законом Аррениуса с энергией активации 11000 К (прямая линия на рис. 3.8), так же, как и σ_{ex} . Таким образом, на основании рис. 3.7, 3.8 возникает следующая картина: при высоких напряжениях, когда f_f выше f_{sps} ($f_0 \approx f_{sps}$), практически вся ВЗП скользит когерентно со степенью синхронизации почти 100%. С уменьшением f_f ниже f_{sps} , доля скольжения ВЗП спадает, как и степень синхронизации. Этот результат подтверждает, что модель термически активированного ПФ описывает реальное физическое явление, проявляющееся как СПФ вблизи перехода T_{P1} . В широком смысле, большое значение энергии активации W , намного превышающее щель Пайерлса, отражает коллективный характер эффекта ПФ. Оценка величины W как энергии подавления пайерлсовской щели в объёме ЛПЩ приведена в [39].

Необходимо также обратить внимание на зависимость I_{ex}/f_f от температуры при высоких f_f (закрашенные значки на рис. 3.6 и 3.7). С одной стороны, I_{ex} как будто не имеет физического смысла: часть I_{ex} обеспечивается ВЗП, а часть — квазичастицами, возникшими в результате разрушения ВЗП. С другой стороны, удивляет отсутствие температурной зависимости I_{ex}/f_f . Результат проясняется, если принять во внимание, что в пределе высоких полей проводимость ВЗП на один электрон, примерно равна проводимости тех же электронов в нормальном состоянии. Эта закономерность, отмеченная для разных соединений с ВЗП [46,47,48,49], включая NbS_3 -II [50], еще не нашла универсального теоретического обоснования. Поэтому в больших полях свободные и сконденсированные электроны движутся с примерно одинаковыми скоростями, а отношение I_{ex}/f_f дает суммарный заряд электронов, сконденсированных в ВЗП, и избыточных свободных электронов, образующихся в результате ЛПЩ. Таким образом, не изменяющееся значение $I_{ex}(T)$ (рис. 3.6, закрашенные фигурки) иллюстрирует «закон сохранения»: сколько электронов «убавится» из ВЗП, столько «присовокупится» к числу свободных.

С ростом температуры из-за роста общего объема областей ЛПЩ объём областей когерентности флуктуаций ВЗП уменьшается, но они все еще могут

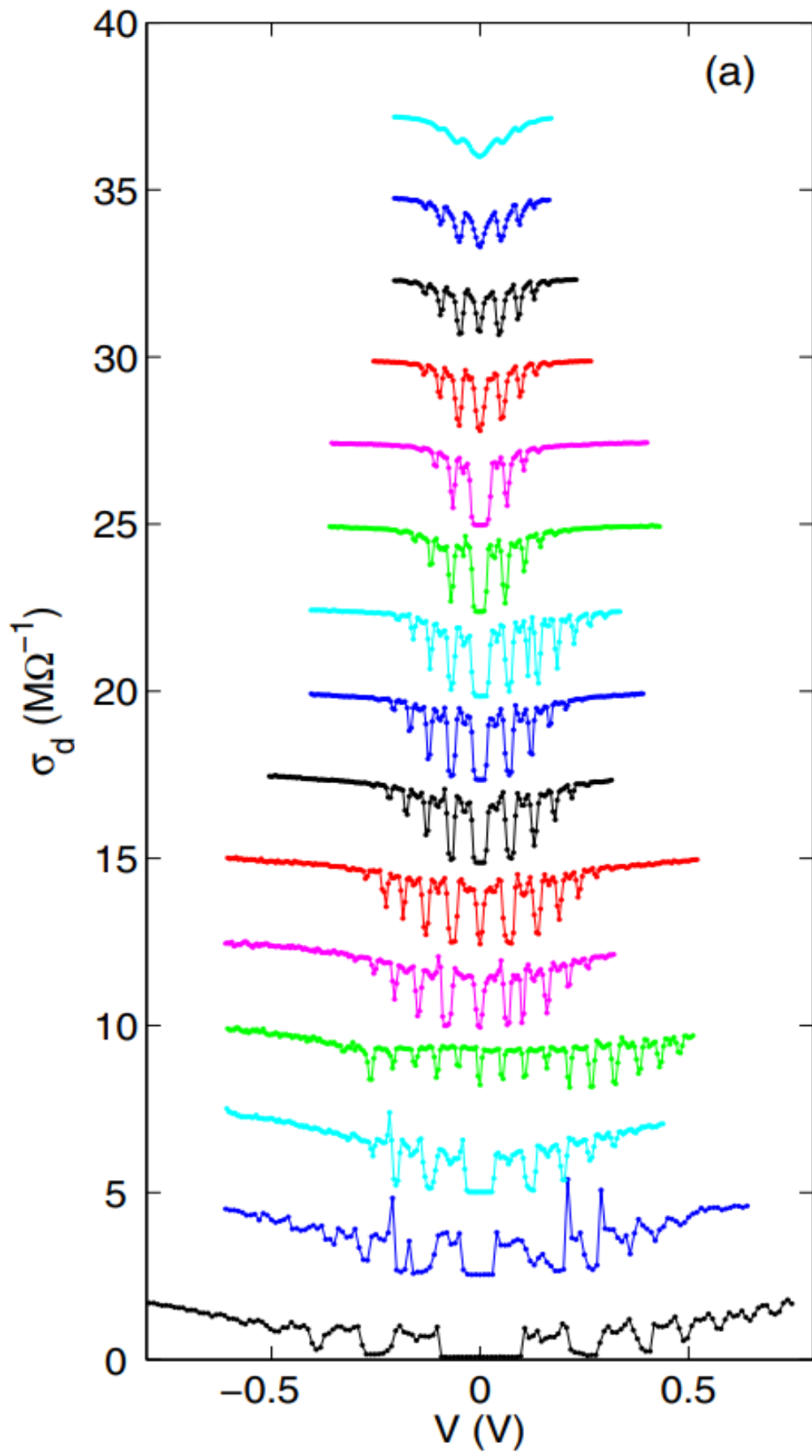
проявлять временный когерентный перенос при температурах более чем на 10 К выше T_{PI} . Это хорошо видно из рис. 3.4 и 3.11, а также из вставки к рис. 3.6 (закрашенные кружки). Этот результат согласуется с наблюдением пороговой нелинейной проводимостью существенно выше T_P в тонких образцах TaS₃ [51].

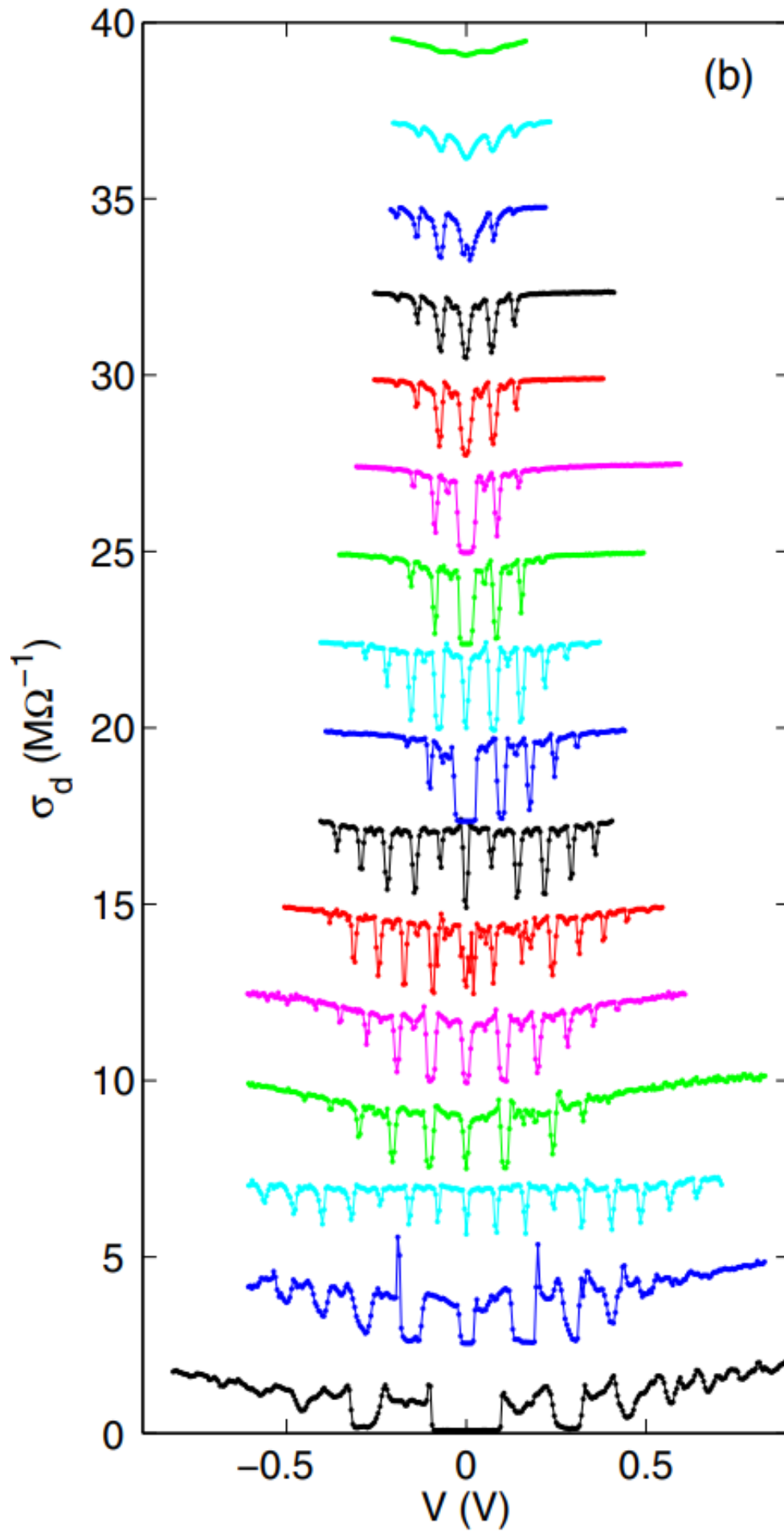
Заметим также, что амплитуда СШ остается сравнимой с амплитудой роста проводимости в области порогового поля, т. е. с амплитудой «0-й» СШ (рис. 3.3 и 3.4). Это свидетельствует о высокой когерентности доменов ВЗП даже в области флуктуаций. Более того, вполне вероятно, что большая часть доменов ВЗП может быть синхронизирована.

Чтобы проверить это предположение, имеет смысл оценить флуктуационный вклад в линейную проводимость вблизи T_{PI} и выше. Для этого представим проводимость в малых полях вблизи T_{PI} как:

$$\sigma = \sigma_n u_n + \sigma_\Delta (1 - u_n) \quad (3)$$

где u_n — доля объёма образца, занимаемая областями ЛПЩ. Соответственно $(1 - u_n)$ — доля объёма, занимаемая ВЗП, точнее, её флуктуациями. Проводимость в нормальном состоянии σ_n может быть найдена как значение σ выше T_{PI} и составляет около 3 МОм⁻¹ для образца №1 (рис. 3.1). Таким образом, уравнение, приведенное выше, содержит одну неизвестную величину, u_n . На вставке к рисунку 3.6 вычисленная зависимость $1 - u_n(T)$ показана сплошной линией. Видно, что поведение $1 - u_n$ вблизи T_{PI} и выше аналогично поведению плотности синхронизированного тока ВЗП. Данный результат подтверждает, что даже выше T_{PI} флуктуации ВЗП могут скользить когерентно. Это возможно в том случае, если они образуют крупные домены с поперечными размерами, сравнимыми с размерами исследованных нанобразцов [51]. В противном случае срыв флуктуаций ВЗП был бы возможен лишь в существенно более высоких полях.





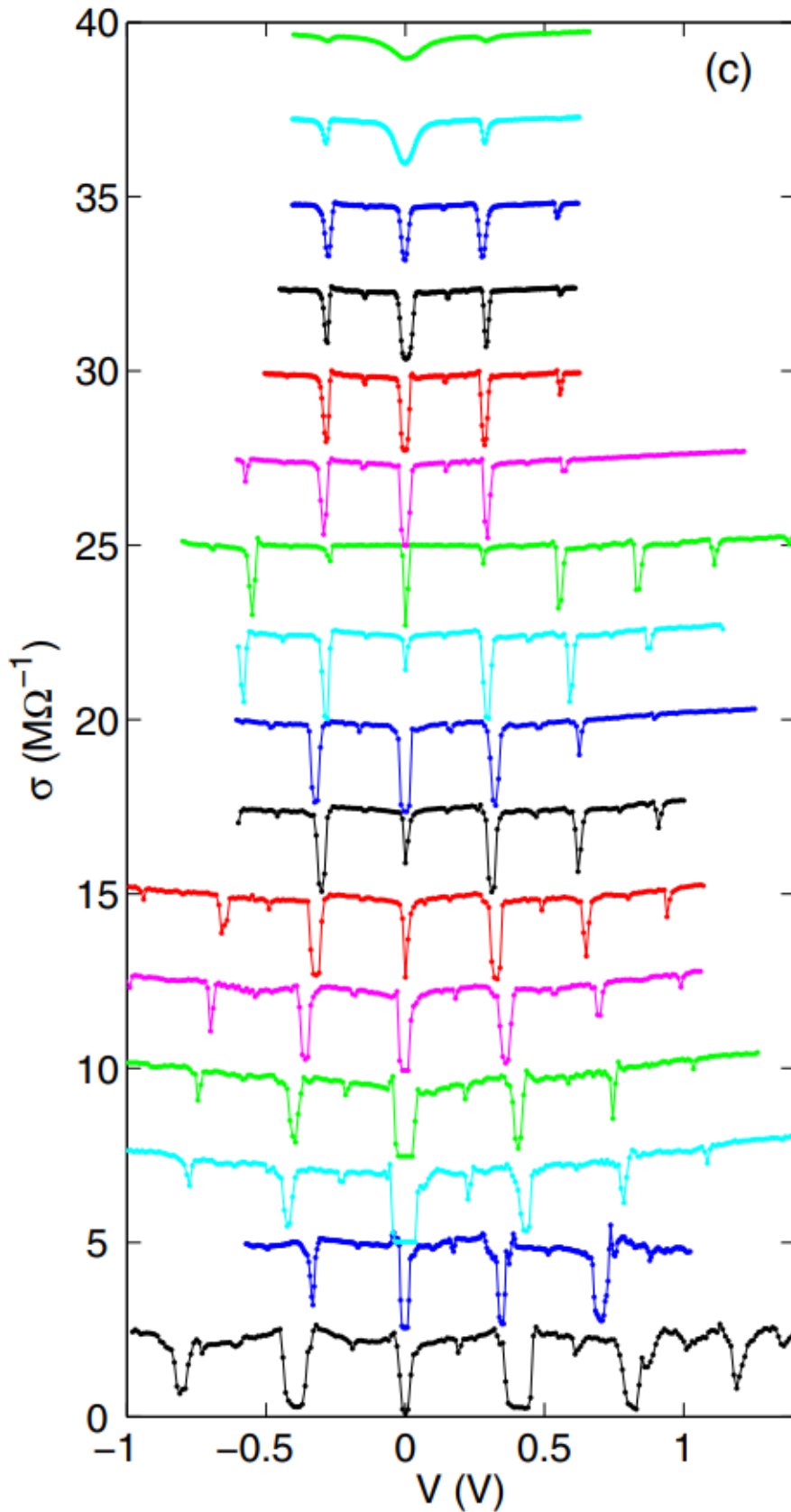
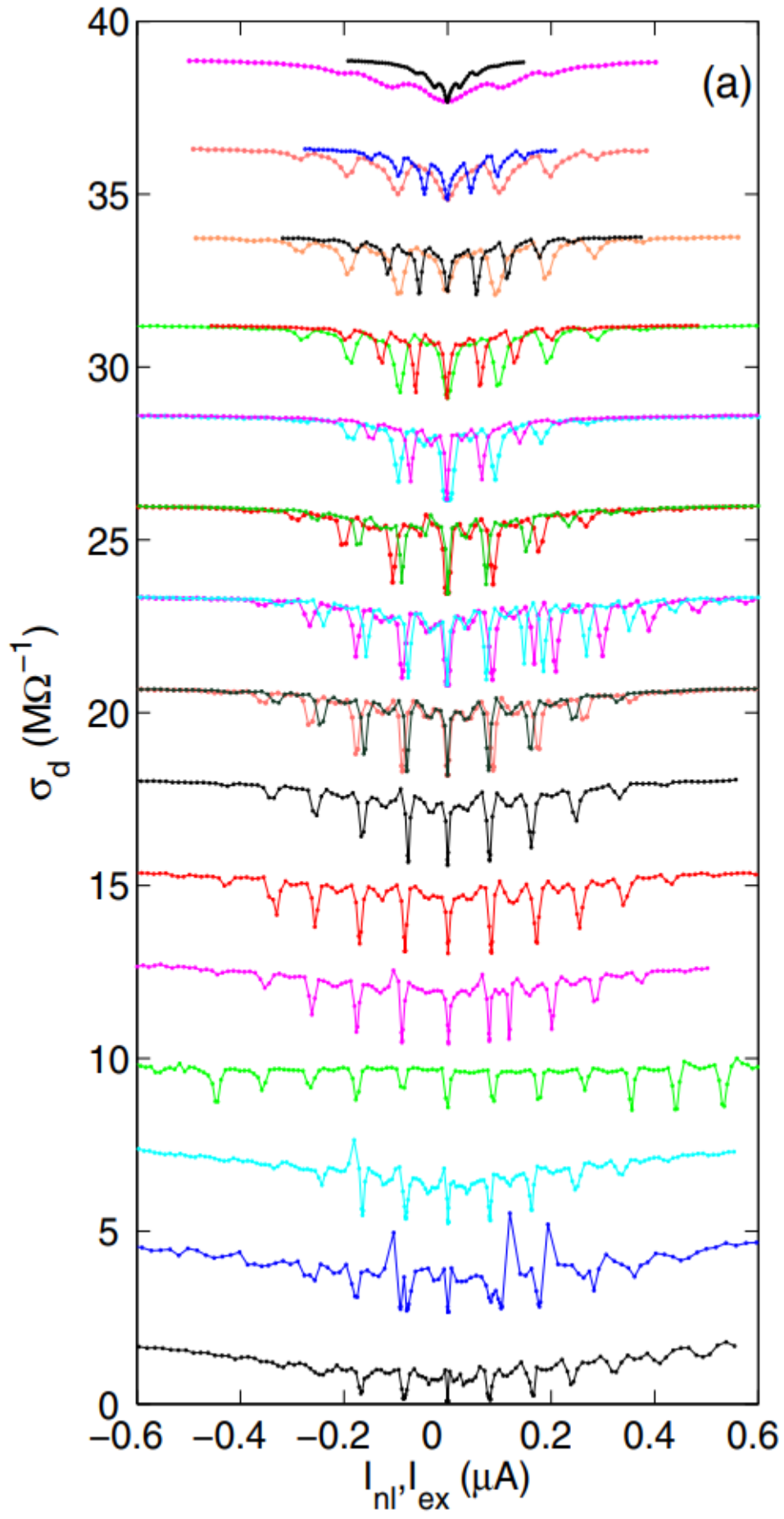
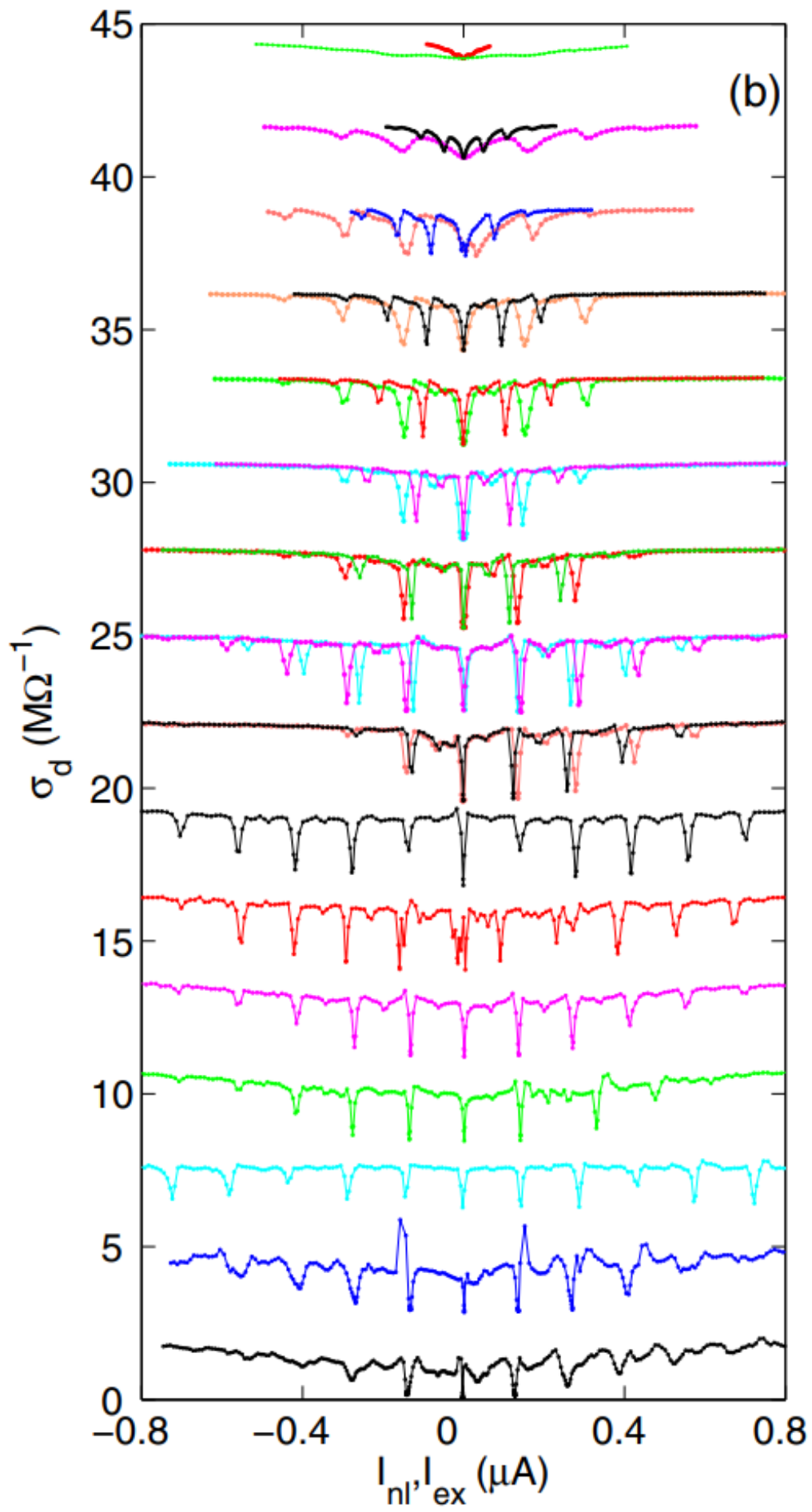


Рисунок 3.9. Набор зависимостей $\sigma_d(V)$ для различных температур при облучении на частотах 50 МГц (a), 80 МГц (b) и 400 МГц (c) (см. рис. 3.3). Кривые смещены вверх с шагом 2.43 МОм^{-1}





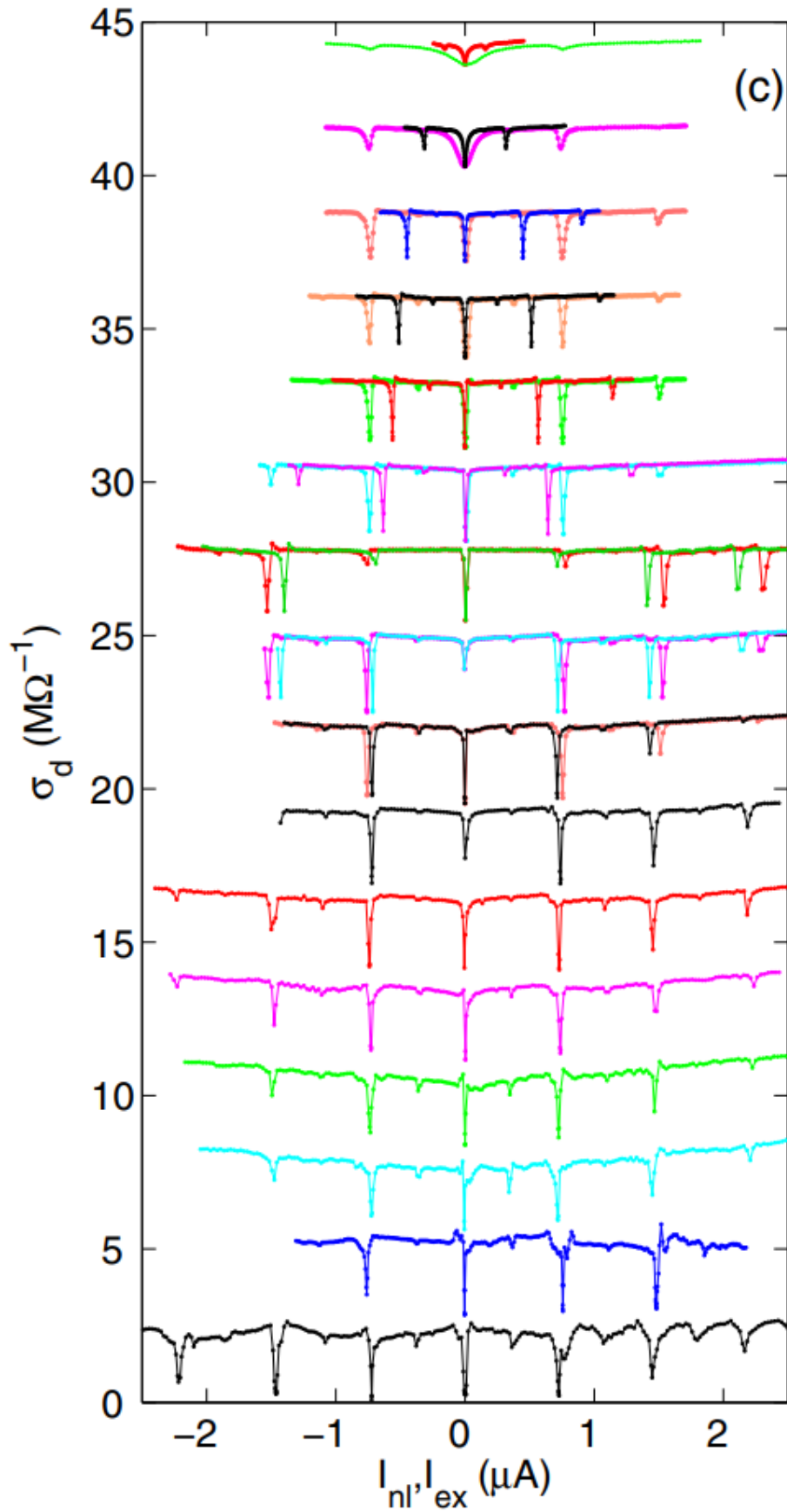


Рисунок 3.10. Набор зависимостей σ_d от I_{nl} для частот 50 МГц (a), 80 МГц (b) и 400 МГц (c). Для $T = 340$ К и выше показаны также кривые $\sigma_d(I_{ex})$. Кривые сдвинуты вверх с шагом $3\text{M}\Omega^{-1}$, кроме самой нижней.

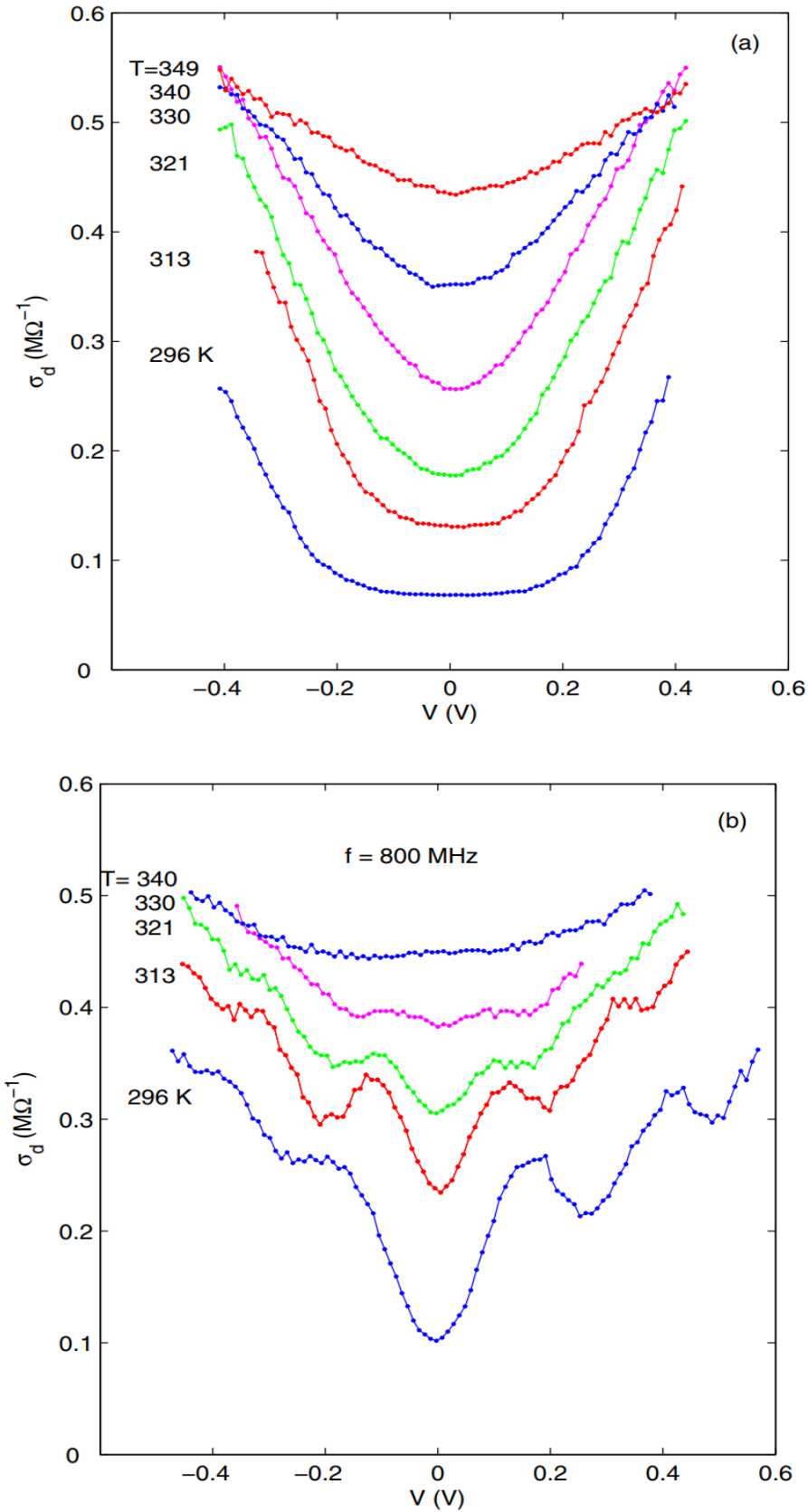


Рисунок 3.11. Набор зависимостей $\sigma_d(V)$ при различных температурах для образца NbS₃-II № 3 (a) без облучения и (b) при облучении на частоте 800 МГц. Размеры 3.5 мкм x 0.0003 мкм². $T_{PI} \approx 322 \pm 3$ К. Кривые не смещены.

3.4 Выводы по главе 3.

Изучена синхронизация скольжения ВЗП-1 в ВЧ полях в квазиодномерном проводнике NbS_3 -II в диапазоне температур 300–373 К. Максимальные температуры, при которых наблюдались СШ, превышают температуру перехода T_{PI} примерно на 10 К. Чем выше частота, тем более выражены ступеньки Шапиро при фиксированной температуре и тем выше максимальная температура их наблюдения. Сделан следующий качественный вывод: когерентное движение ВЗП в области флуктуаций можно наблюдать при приложении к образцу достаточно высокого постоянного напряжения; в этом случае движение флуктуаций может быть синхронизировано ВЧ напряжением.

Анализ СШ показал, что флуктуации можно описать в модели спонтанного термически активированного проскальзывания фазы. Избыточная проводимость в малых полях вблизи T_{PI} , $\sigma_{ex}(0) \equiv \sigma(T) - \sigma_{\Delta}$, объясняется локальным подавлением щели Пайерлса в процессе СПФ, приводящим к увеличению концентрации квазичастиц. Относительно слабое размытие порогового поля, амплитуда СШ и склонность I_{ex}/f_f расходятся при малых f_f позволяют предположить, что коллективный вклад СПФ в избыточную проводимость $\sigma_{ex}(0)$ можно не учитывать. Соответственно, $I_{cdw} = I_{nl}$.

Из частотных зависимостей I_{cdw}/f_f в области СШ следует, что характерная частота f_0 , в области которой рост I_{cdw}/f_f насыщается, растёт с температурой с энергией активации $W \approx 10^4$ К. Такие же значения W описывают рост избыточной проводимости $\sigma_{ex}(0)$ вблизи T_{PI} . Этот результат свидетельствует о том, что f_0 – это оценка средней частоты СПФ, f_{sps} . Если частота ВЧ напряжения значительно выше f_{sps} , скольжение ВЗП может быть синхронизировано.

В то же время, СШ можно различить при температурах примерно на 10 К выше T_{PI} и даже при относительно низкочастотном (30 МГц) ВЧ напряжении. Этот результат свидетельствует о том, что долгоживущие домены ВЗП могут формироваться значительно выше T_{PI} , в согласии с [51].

Плотность заряда ВЗП, пропорциональная I_{cdw}/f_f , падает при $T \rightarrow T_{PI}$. Однако если к I_{cdw} добавить ток избыточных квазичастиц $V(\sigma(0) - \sigma_{\Delta})$, фундаментальное

отношение остается постоянным вплоть до T_{PI} . Этот неожиданный результат объясняется совпадением подвижности ВЗП в высоких полях и подвижности квазичастиц, образующих ВЗП, и отражает «закон сохранения заряда»: с ростом температуры заряд, переносимый ВЗП, уменьшается за счет заряда, переносимого квазичастицами.

Особенности свойств ВЗП вблизи пайерлсовского перехода, о которых сообщается в данной главе, могут наблюдаться не только на NbS_3 -II, но и на других соединениях с ВЗП, поскольку модель СПФ имеет универсальный характер.

Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы были получены следующие результаты:

1. Экспериментально показано, что осцилляции порогового поля и величин ступенек Шапиро в NbS_3 -II являются строго периодической функцией перемещения ВЗП за полупериод ВЧ поля. Аналогичные результаты получены на соединениях с ВЗП $NbSe_3$ и TaS_3 [15]. Во всех случаях период осцилляций оказался равным периоду ВЗП λ . Показана возможность описания движения ВЗП, считая, что её мгновенная скорость определяется мгновенным значением ВЧ поля, то есть, в безынерционном приближении. Сделан вывод, что перемещение ВЗП за полупериод ВЧ поля является ключевым параметром, характеризующим динамику ВЗП в режиме синхронизации.

2. Установлено, что минимумы величин порогового поля и ступенек Шапиро достигаются при условии, что ВЗП за каждый полупериод ВЧ поля перемещается на целое число λ .

3. Приближение безынерционного отклика ВЗП на ВЧ поле позволяет смоделировать вид ВАХ для любого значения приложенного ВЧ напряжения на основании ВАХ, измеренной без облучения. При этом можно предсказать положение СШ на ВАХ и их величину.

4. Анализ ВАХ, измеренных при смешении двух частот, $F \gg f$, показал, что возникающую при этом систему СШ можно описать как набор «основных» СШ, определяемых частотой F , которые окружены «сателлитами», расстояние до которых определяется частотой f . Поведение «сателлитов», включая осцилляции их амплитуд в зависимости от ВЧ напряжения, идентично поведению обычных СШ, если описывать их в подвижной системе отсчёта, привязанной к движущейся ВЗП в области основной СШ.

5. В области температуры пайерлсовского перехода возможна синхронизация скольжения флуктуаций ВЗП при условии, что обратное время жизни флуктуаций меньше частоты ВЧ напряжения. Время жизни флуктуаций

при приближении к T_p снизу спадает с энергией активации ~ 10000 К, что согласуется с моделью спонтанного ПФ.

Благодарности

В заключение диссертации я хотел бы выразить свою искреннюю благодарность всем тем людям, которые внесли свой вклад в выполнение данной работы. Прежде всего, я выражаю огромную благодарность своему научному руководителю, Покровскому Вадиму Ярославовичу, а также Зыбцеву Сергею Григорьевичу за их неоценимую помощь, поддержку и наставления на протяжении всего процесса написания диссертации. Также хочу поблагодарить коллектив лабораторий 183 и 184 за создание благоприятной научной атмосферы и поддержку в реализации моего исследования. Я также выражаю благодарность фонду “РФФИ” за финансовую поддержку моего исследования и предоставление возможности работать над диссертацией.

Также благодарю Сергея Владимировича Зайцева-Зотова за время и усилия, потраченные на чтение и анализ моей диссертации. Ваша конструктивная критика и полезные замечания значительно улучшили качество работы и помогли мне более ясно выразить свои идеи.

Литература

1. Peierls R. E. Quantum theory of solids. – Oxford University Press, 1955.
2. Rice M.J., Strässler S. Effects of fluctuations and interchain coupling on the Peierls transition //Solid State Communications. – 1973. – V. 13. – №. 9. – P. 1389-1392.
3. Lee P.A., Rice T.M., Anderson P.W. Fluctuation effects at a Peierls transition //Physical Review Letters. – 1973. – V. 31. – №. 7. – P. 462.
4. Artemenko S.N. Modification of charge density wave fluctuations by charge perturbations // J. Phys. IV France. – 2002. V. 12. – P. Pr9-77.
5. Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V. Spontaneous resistance fluctuations and transition of the charge-density waves into disordered states in o-TaS₃ nanosamples //EPL (Europhysics Letters). – 1990. – V. 13. – №. 4. – P. 361.
6. Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V. Contribution of spontaneous phase slippage to linear and nonlinear conduction near the Peierls transition in thin samples of TaS₃ //Physical Review B. – 2000. – V. 61. – №. 19. – P. 13261.
7. Zybtev S. G., Nikonov S. A., Pokrovskii V. Y. Spontaneous phase slippage and charge density wave synchronization near the Peierls transition //Physical Review B. – 2020. – T. 102. – №. 23. – C. 235415.
8. Gill J. C. Experiments on the role of charge-density wave dislocations in frohlich conduction //Synthetic metals. – 1991. – T. 43. – №. 3. – C. 3917-3922.
9. Feinberg D., Friedel J. Elastic and plastic deformations of charge density waves // J. Phys. France. – 1988. – V. 49. – P. 485.
10. Ramakrishna S., Maher M.P, Ambegaokar V., Eckern U. Phase Slip in Charge-Density-wave Systems. // Phys. Rev. Lett. – 1992.– V. 68. – P. 2066.
11. Zaitsev-Zotov S.V., Pokrovskii V.Ya. Solitary two-level fluctuations in extremely small samples of a quasi-one-dimensional TaS₃ conductor //Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 1989. – V. 49. – P. 514.

12. Brown S. E., Gruener. Shapiro steps in orthorhombic TaS_3 // *Phys. Rev. B.* – 1985. – V. 31. – P. 8302.
13. Brown S. E., Gruener G., Mihaly L. Interference phenomena in charge-density waves for nonsinusoidal external drives // *Solid State Commun.* – 1986. V. 57. – P. 165.
14. Brown S. E., Zetl A. Charge density wave current oscillations and interference effects // *Modern Problems in Condensed Matter Sciences.* – Elsevier, 1989. – T. 25. – C. 223-291.
15. Zetl A., Grüner G. Observation of Shapiro Steps in the Charge Density Wave. State of $NbSe_3$ // *Solid State Commun.* – 1983. – V. 46. – P. 501.
16. Zybtssev S.G., Nikonov S.A., Pokrovskii V.Y., Pavlovskiy V.V. and Starešinić D. Step-by-step advancement of the charge density wave in the rf-synchronized modes and oscillations of the width of Shapiro steps with respect to the rf power applied // *Physical Review B.* – 2020. – V. 101. – №. 11. – P. 115425.
17. Zetl A., Grüner G. Phase coherence in the current-carrying charge-density-wave state: ac-dc coupling experiments in $NbSe_3$ // *Physical Review B.* – 1984. – T. 29. – №. 2. – C. 755.
18. Thorne R. E. et al. Charge-density-wave transport in quasi-one-dimensional conductors. II. ac-dc interference phenomena // *Physical Review B.* – 1987. – T. 35. – №. 12. – C. 6360.
19. Zybtssev S.G. et al. NbS_3 : A unique quasi-one-dimensional conductor with three charge density wave transitions // *Physical Review B.* – 2017. – V. 95. – №. 3. – P. 035110.
20. Зыбцев С.Г., Табачкова Н.Ю., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А. и Зайцев-Зотов С. В. Новый политип NbS_3 , квазиодномерного проводника с высокотемпературной волной зарядовой плотности // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2021. – Т. 114. – №. 1. – С. 36-40.
21. Zybtssev S. G. et al. Gigahertz-range synchronization at room temperature and other features of charge-density wave transport in the quasi-one-dimensional conductor NbS_3 // *Applied Physics Letters.* – 2009. – T. 94. – №. 15.

22. Bloodgood M.A., Wei P., Aytan E. et al. Monoclinic structures of niobium trisulfide // *APL MATERIALS*. – 2018. – V. 6. – P. 026602.
23. Conejeros S. et al. Rich polymorphism of layered NbS_3 // *Chemistry of Materials*. – 2021. – T. 33. – №. 14. – С. 5449-5463.
24. Bloodgood M. A., Ghafouri Y., Wei P., Salguero T.T. Impact of the chemical vapor transport agent on polymorphism in the quasi-1D NbS_3 system // *Appl. Phys. Lett.* – 2022. – V. 120. – P. 173103.
25. Мартовицкий В. П., Клоков А. Ю., Покровский В. Я. Уникальные структурные особенности ленточных вискеро́в NbS_3 // *Письма в ЖЭТФ*. – 2023. – Т. 118. – С. 191.
26. Wang Z.Z, Monceau P., Salva H. et al. Charge-density wave transport above room temperature in a polytype of NbS_3 // *Phys. Rev. B*. – 1988. – V. 40. – P. 11589.
27. Zytsev S. G., Pokrovskii V. Ya., Nasretdinova V. F., and Zaitsev-Zotov S. V. Gigahertz-range synchronization at room temperature and other features of charge-density wave transport in the quasi-one-dimensional conductor NbS_3 // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94. – P. 152112.
28. Zytsev S. G. et al. Growth, crystal structure and transport properties of quasi one-dimensional conductors NbS_3 // *Physica B: Condensed Matter*. – 2012. – Т. 407. – №. 11. – С. 1696-1699.
29. Thorne R.E. et al. ac-dc interference, complete mode locking, and origin of coherent oscillations in sliding charge-density-wave systems // *Physical Review B*. – 1988. – V. 37. – №. 17. – P. 10055.
30. Shapiro S. Josephson Currents in Superconducting Tunneling: The Effect of Microwaves and Other Observations // *Phys. Rev. Lett.* – 1963. – V 11. – P. 80.
31. Shapiro S., Janus A.R., Holly S. Effect of microwaves on Josephson currents in superconducting tunneling // *Reviews of Modern Physics*. – 1964. – V. 36. – №. 1. – P. 223.
32. Sridhar S., Reagor D., Gruner G. Inertial Dynamics of Charge-Density Waves in TaS_3 and $NbSe_3$ // *Physical Review Letters*. – 1985. – V. 55. – №. 11. – P. 1196.
33. Reagor D., Sridhar S., Maki K., Gruner G. Inertial charge-density-wave dynamics in $(TaSe_4)_2I$ // *Phys. Rev. B*. – 1985. – V. 32. – P. 8445.

34. Monceau P. Electronic crystals: an experimental overview // *Advances in Physics*. – 2012. – V. 61. – №. 4. – P. 325-581.
35. Nikonov S. A., Zybtshev S. G., Pokrovskii V. Ya. RF wave mixing with sliding charge-density waves // *Applied Physics Letters*. – 2021. – T. 118. – №. 25.
36. Nikonov S. A. et al. Prediction of the effects of rf irradiation on the I–V curves of a CDW compound // *Applied Physics Letters*. – 2021. – T. 118. – №. 21.
37. Cunnane D. et al. Low-noise THz MgB₂ Josephson mixer // *Applied Physics Letters*. – 2016. – T. 109. – №. 11.
38. Tsai J.-H., Yang H.-Y., Huang T.-W., Wang H. A 30–100 GHz wideband sub-harmonic active mixer in 90nm CMOS technology // *IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.* – 2008. V.– 18. – P. 554.
39. Pokrovskii V. Ya., Golovnya A. V., Zaitsev-Zotov S. V. Peierls transition as spatially inhomogeneous gap suppression // *Physical Review B*. – 2004. – V. 70. – №. 11. – P. 113106.
40. Zybtshev S. G. et al. Thermoelectric power and its correlation with conductivity in NbS₃ whiskers // *Physical Review B*. – 2019. – V. 99. – №. 23. – P. 235155.
41. Zybtshev S. G. et al. Properties of strained TaS₃ samples in the state of charge density wave and in the normal state // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2017. – T. 124. – C. 665-677.
42. Zaitsev-Zotov S. V. Bottle-necks in the relaxation of metastable states in o-TaS₃ // *Synthetic metals*. – 1991. – T. 43. – №. 3. – C. 3923-3928.
43. Roucau C. New results obtained by electron diffraction on the one-dimensional conductors TaS₃ and NbS₃ // *J. Phys. Colloques*. – 1983. – V. 44. – P. C3-1725.
44. Moudden A. H., Axe J. D., Monceau P., Levy F. q1 charge-density wave in NbSe₃ // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65. – P. 223.
45. Pouget J.-P., Girault S., Moudden A. H. Structural aspects of Charge Density Waves in the Blue Bronzes // *Physica Scripta*. – 1989. – V. T25. – P. 58.
46. Grüner G., Zettl A. Charge density wave conduction: A novel collective transport phenomenon in solids // *Phys. Rep.* – 1985. – V. 119. – P. 117.
47. Горьков Л. П., Долгов Е. Н. Движение фрелиховской моды и проводимость NbSe₃. // *ЖЭТФ*. – 1979. – Т. 77. – С. 396.

48. Bardeen J. Depinning of charge-density waves by tunneling // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1982. – V. 81. – P. 1.
49. Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А. и Зайцев-Зотов С.В. Плотность заряда и подвижность волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS_3 // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2023. – Т. 117. – №. 2. – С. 158-164.
50. Zybtssev S.G. et al. The ultra-high- T_P charge-density wave in the monoclinic phase of NbS_3 // *Journal of Alloys and Compounds.* – 2021. – V. 854. – P. 157098.
51. Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V., Monceau P. Threshold nonlinear conduction of thin samples of $o-TaS_3$ above the Peierls transition temperature // *Physical Review B.* – 1997. – V. 55. – №. 20. – P. 13377.

Приложение 1

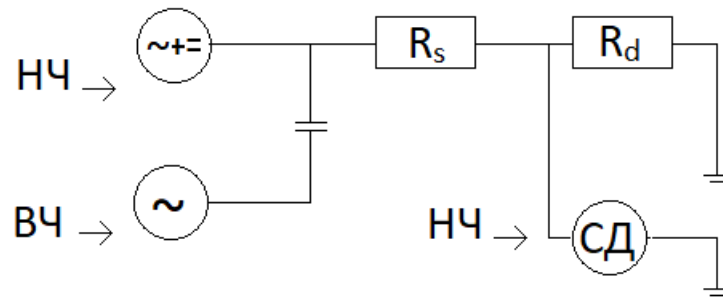


Рис.1. Электрическая схема экспериментальной установки. R_s – сопротивление образца; R_d – нагрузочное сопротивление; НЧ – низкая частота; ВЧ – высокая частота; СД – синхронный детектор.

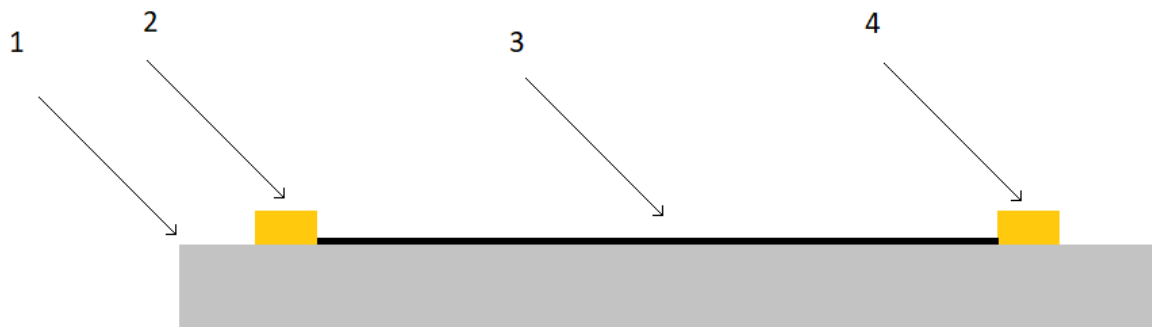


Рис.2. Схематичное изображение образца (вид с боку). Цифрой 1 обозначена подложка, на которой находится образец (3) и нанесенные методом лазерного распыления золотые контакты (2,4).