

## ОСЦИЛЛЯЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ПОРОГОВОГО ПОЛЯ СРЫВА ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В $\text{NbSe}_3$ ОТ АМПЛИТУДЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НАКАЧКИ

Ю.И.Латышев, В.Е.Минакова, Ю.А.Ржанов

На образцах  $\text{NbSe}_3$  малого поперечного сечения в условиях внешней ВЧ-накачки обнаружен осцилляционный характер зависимости величины порогового поля срыва волны зарядовой плотности (ВЗП) от амплитуды ВЧ-поля, предсказанный классической и туннельной моделями движения ВЗП в периодическом примесном потенциале.

Когда в условиях движения ВЗП к квазиодномерному проводнику приложено также ВЧ-поле накачки, на вольт-амперных характеристиках образца появляются ступени постоянного тока ВЗП (ступени Шапиро), соответствующие условию кратности частоты внутренних колебаний тока ВЗП  $\omega_i$  частоте поля накачки  $\omega$ :  $p\omega_i = q\omega$  ( $p, q$  – целые числа) <sup>1,2</sup>. Характер экспериментальных зависимостей величины ступеней от амплитуды  $E_{rf}$  и частоты поля накачки <sup>2</sup> в целом согласовывался с классической <sup>3</sup> и туннельной <sup>4</sup> моделями движения ВЗП. Одним из наиболее существенных расхождений с <sup>3,4</sup> было отсутствие на эксперименте <sup>2,4,5</sup> предсказываемых в <sup>3,4</sup> осцилляций зависимости величины порогового поля срыва ВЗП  $E_T$  от  $E_{rf}$ , что ставило под сомнение правильность или, по крайней мере, применимость этих моделей в области  $E \sim E_T$ .

В настоящей работе приводятся первые результаты наблюдения и исследования эффекта осцилляций зависимости  $E_T(E_{rf})$ <sup>1</sup>.

<sup>1</sup>) Эти результаты частично докладывались на II Всесоюзном симпозиуме по неоднородным электронным состояниям <sup>6</sup>, в недавней работе <sup>7</sup> также сообщалось, что новые данные о характере зависимости  $E_T(E_{rf})$  в  $\text{NbSe}_3$  будут скоро опубликованы.

В отличие от предшествующих работ, измерения проводились на образцах  $\text{NbSe}_3$  малого поперечного сечения  $2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ , что, как известно <sup>8</sup>, обеспечивает высокую когерентность движения ВЗП.

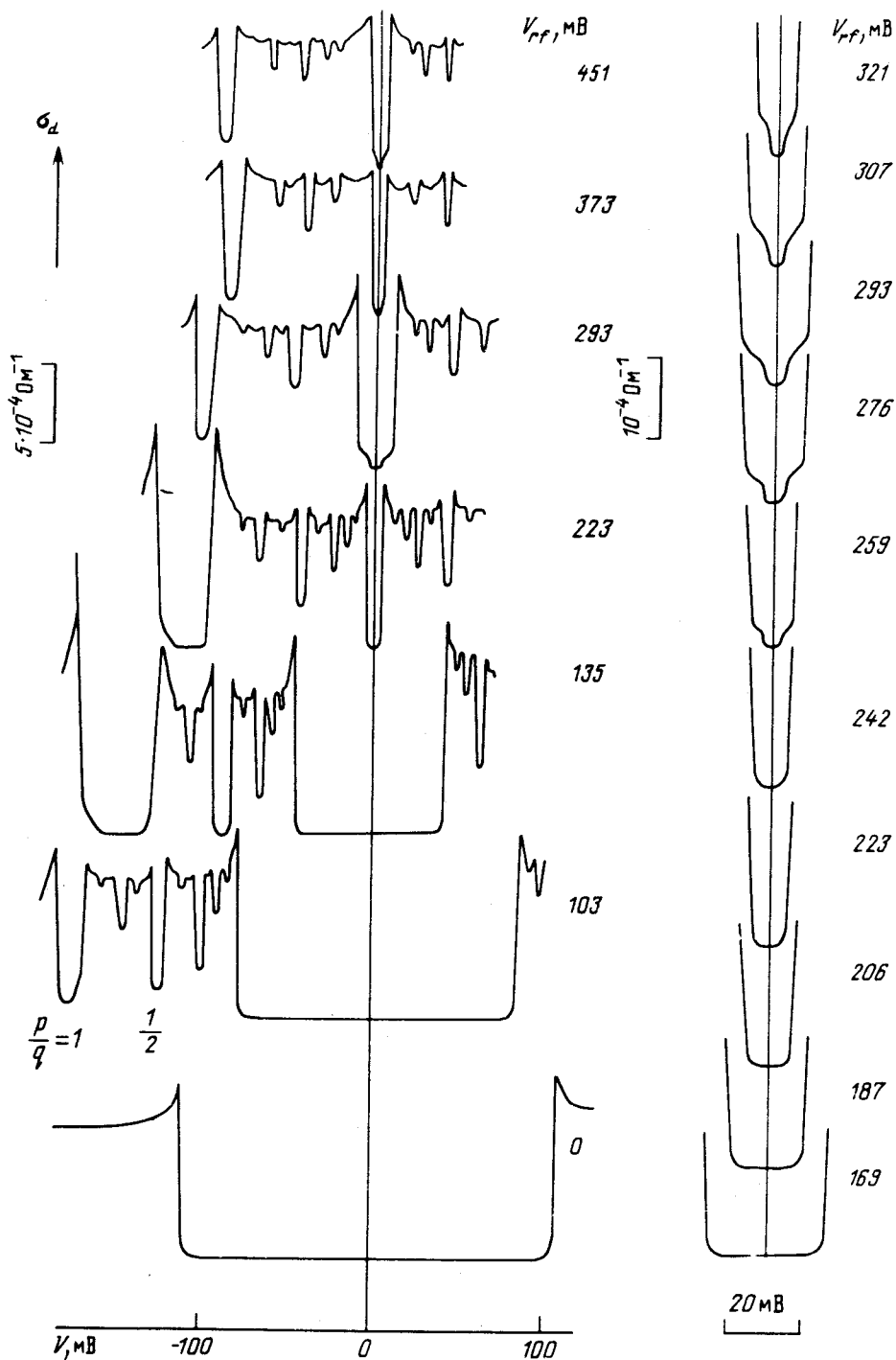


Рис. 1. Серия зависимостей  $\sigma_d(V)$  образца  $\text{NbSe}_3$  с размерами  $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \cdot 0,05 \text{ см}$  при разных амплитудных значениях ВЧ-поля  $V_{rf}$ .  $T = 39 \text{ К}$ . Нули кривых при  $V_{rf} > 0$  смещены вверх. Справа детально даны начальные участки кривых  $\sigma_d(V)$

На рис. 1 изображена серия зависимостей дифференциальной проводимости  $\sigma_d$  от напряжения смещения на образце  $V$  при разных амплитудах поля накачки  $V_{rf}$  частотой  $0,8 \text{ ГГц}$ .

При  $V_{rf} = 0$  выход из состояния пиннинга с ростом  $V$  происходит скачком при  $V = V_T$ , при этом в момент срыва ВЗП  $\sigma_d$  достигает резкого максимума и затем уменьшается до постоянной величины  $\sigma_d^{ac}$ . Такая асимптотика поведения  $\sigma_d(V)$  характерна для модели движения жесткой ВЗП<sup>3</sup>, а также следует из модели, учитывающей деформацию ВЗП в пределе, когда размер домена ВЗП больше размера образца<sup>9</sup>. Скачок  $\sigma_d$  при  $V = V_T$  связывается с тем, что ВЗП при  $V = V_T$  начинает двигаться сразу как целое во всем объеме образца. По мере роста  $V_{rf}$  (до  $V_{rf} \approx 220$  мВ) наблюдается уменьшение  $V_T$ , а также появление и развитие ступеней Шапиро. Начиная с  $V_{rf} \approx 120$  мВ  $\sigma_d$  в области первой ступени ( $p/q = 1$ ) достигает значения  $\sigma_d$  в состоянии пиннинга ВЗП (условие полной синхронизации (ПС) колебаний с  $p/q = 1$  при движении ВЗП). Наблюдалась также ПС колебаний с  $p/q = 1/2$ . Вид  $\sigma_d$  при  $V \sim V_T$ , наличие ПС колебаний тока ВЗП свидетельствует о высокой когерентности характера движения ВЗП, близком к однодоменному в изучаемых образцах<sup>9,10</sup>.

При дальнейшем увеличении  $V_{rf}$ , с  $V_{rf} \gtrsim 220$  мВ начинает проявляться осцилляционный характер зависимости  $V_T(V_{rf})$ :  $V_T$  сначала возрастает (рис. 1, кривая при  $V_{rf} = 293$  мВ), затем уменьшается (373 мВ), потом снова возрастает (451 мВ). Полученная осцилляционная зависимость  $V_T(V_{rf})$  приведена на рис. 2. В области  $V_{rf} \gtrsim 220$  мВ, когда начинается первая осцилляция зависимости  $V_T(V_{rf})$ , появляется тонкая структура  $\sigma_d(V)$  (правая часть рис. 1, кривые при  $V_{rf} = 259 \div 321$  мВ), проявляющаяся в увеличении  $\sigma_d$  на  $2 \div 7\%$  в полях в 1,5 – 3 раза меньших  $V_T$ .

Для менее совершенных образцов, в которых, по-видимому, не достигался однодоменный характер движения ВЗП (отсутствие условия ПС, наличие характерного провала  $\sigma_d(V)$  при  $V \gtrsim V_T$  ниже величины  $\sigma_d^{ac}$ <sup>9</sup>), осцилляции зависимости  $V_T(V_{rf})$  практически замыкались.

Осцилляционная зависимость  $V_T(V_{rf})$  следует из теории, описывающей движение ВЗП в периодическом примесном потенциале<sup>3,4</sup>. Так в классической модели<sup>3</sup> уравнение движения ВЗП записывается в виде

$$m\ddot{x} + 1/\tau \dot{x} + \frac{m\Omega_c}{Q\tau} \sin Qx = e(E + E_{rf} \sin \omega t), \quad (1)$$

где  $m$  и  $Q$  – соответственно масса и волновой вектор ВЗП, характерная частота  $\Omega_c = \omega_0^2 \tau$ ,  $\omega_0$  – собственная частота колебаний ВЗП,  $1/\tau$  описывает трение ВЗП. В туннельной модели рассмотрен несинусоидальный тип периодического потенциала взаимодействия ВЗП с примесями<sup>4</sup>. На рис. 2 проведено сравнение экспериментально полученной зависимости  $V_T(V_{rf})$  с зависимостью, даваемой уравнением (1) для  $\omega/\Omega_c = 1,3$ . Несмотря на то, что величина осцилляций меньше теоретической и осцилляции не "проваливаются" до нуля (см. вставку к рис. 2), качественный характер экспериментальной зависимости и период осцилляций находятся в хорошем согласии с (1). Величина  $\Omega_c$ , соответствующая наилучшему согласию с экспериментальной зависимостью  $V_T(V_{rf})$  по  $k$ -критерию<sup>11</sup>, оказывается равной 610 МГц, что близко данным по частотной зависимости максимальной амплитуды первой ступени Шапиро<sup>12</sup>, измеренным для этого же образца:  $\Omega_c = 560$  МГц.

Величина  $\Omega_c$ , определявшаяся ранее для образцов NbSe<sub>3</sub> с меньшими (приблизительно в 7 раз) пороговыми полями<sup>2</sup>, составляла  $\sim 100$  МГц, так что отношение  $\Omega_c/E_T$  оказывается примерно одинаковым для наших образцов и образцов NbSe<sub>3</sub> в<sup>2</sup>. В модели<sup>3</sup> соответствующая величина  $\Omega_c/E_T = Qe\tau/m$ . Постоянство величины  $\Omega_c/E_T$  для разных образцов, по-видимому, свидетельствует о слабой зависимости величины  $\tau$  от концентрации примесей в NbSe<sub>3</sub> подобно тому, как это имеет место в TaS<sub>3</sub><sup>13</sup>.

Для качественного понимания физического смысла осцилляционной зависимости  $V_T(V_{rf})$  нами на базе уравнения (1) было численно проанализировано поведение фазы ВЗП  $\theta = Qx$  при малом постоянном поле  $V_0 = 0, 2V_T$  в зависимости от величины  $V_{rf}$ . На рис. 3 приведены зависимости области изменения  $\theta(V_{rf})$  и  $V_T(V_{rf})$  вплоть до  $V_{rf}$ , соответствующих

четырем осцилляциям  $V_T(V_{rf})$ . Как видно из рисунка, с увеличением  $V_{rf}$  до величины, когда  $V_0 < V_T(V_{rf})$  (2), фаза ВЗП локализована в заштрихованной области I, соответствующей колебаниям ВЗП в одной потенциальной яме (в правой части рисунка изображен периодический примесный потенциал  $V_{B3}(\theta)$  в модели <sup>3</sup>). При  $V_0 > V_T(V_{rf})$  (3) фаза начинает бесконечно расти, что соответствует движению ВЗП. При выполнении условия (2) на первой осцилляции  $V_T(V_{rf})$  фаза ВЗП опять локализована (заштрихованная область II), но теперь уже в двух соседних потенциальных ямах и т.д. Таким образом, физический смысл осцилляционной зависимости  $V_T(V_{rf})$  в модели <sup>3</sup> и, по-видимому, в любой модели, рассматривающей периодический примесный потенциал, заключается в том, что с ростом  $V_{rf}$  фаза ВЗП за период изменения  $V_{rf}$  последовательно локализована в одной, двух и т.д. периодических потенциальных ямах.

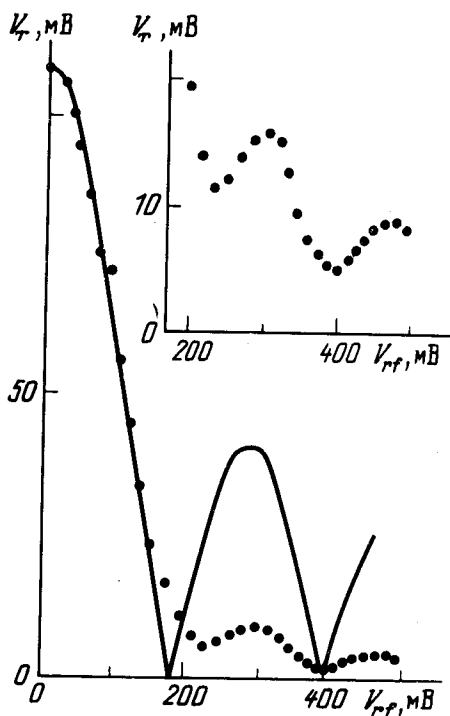


Рис. 2

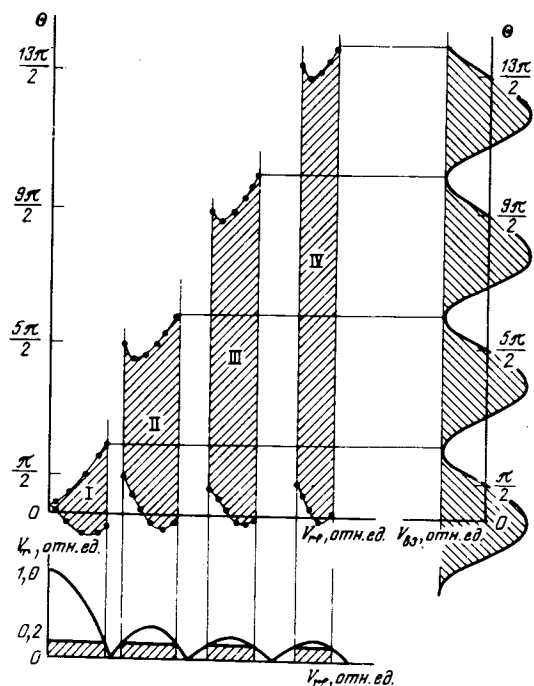


Рис. 3

Рис. 2. Экспериментальная и рассчитанная из (1) при  $\omega/\Omega_c = 1.3$  (сплошная кривая) зависимости  $V_T(V_{rf})$

Рис. 3. Изменение величины  $V_T$  и границ областей локализации фазы ВЗП  $\theta$  с ростом  $V_{rf}$ . Расчет на основе (1) проводился при постоянном поле  $V_0 = 0, 2V_T$  и параметрах  $\omega/\Omega_c = 1, 2$ ;  $(\omega_0\tau)^2 = 0, 2$ . Справа показан примесный потенциал  $V_{B3}(\theta)$

Возможно также, что тонкая структура зависимости  $\sigma_d(V)$  при  $V < V_T$  в области, соответствующей первой осцилляции  $V_T(V_{rf})$  связана с тем, что она несет информацию о колебаниях ВЗП в двух соседних потенциальных ямах, хотя этот вопрос требует еще дополнительного исследования.

Таким образом, наличие на эксперименте осцилляционной зависимости  $V_T(V_{rf})$  является одним из прямых доказательств существования периодического потенциала взаимодействия ВЗП с примесями в  $NbSe_3$ .

Мы благодарны С.Н.Артеменко и А.Ф.Волкову за обсуждение работы, а также Я.С.Савицкой и В.В.Фролову за предоставление образцов.

## Литература

1. *Monceau P., Richard J., Renard M.* Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 43.
2. *Zettl A., Grüner G.* Solid State Comm., 1983, 46, 501.
3. *Grüner G., Zawadowski A., Chaikin P.M.* Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 511.
4. *Thorne R.E., Tucker J.R., Bardeen J., Brown S.E., Grüner G.* Phys. Rev., 1986, B33, 7342.
5. *Zettl A., Grüner G.* Phys. Rev., 1984, B29, 755.
6. *Латышев Ю.И., Минакова В.Е.* Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума "Неоднородные электронные состояния". 1987, Новосибирск, с. 20.
7. *Thorne R.E., Tucker J.R., Bardeen J.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 828.
8. *Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я.* ЖЭТФ, 1986, 90, 318.
9. *Klemm R.A., Robbins M.O.* Physica, 1986, B143, 76.
10. *Sherwin M.S., Zettl A.* Phys. Rev., 1985, B32, 5536.
11. *Лухарев К.К., Ульрих Б.Т.* "Системы с джозефсоновскими контактами", 1978, М.: изд. МГУ, с. 89.
12. *Латышев Ю.И., Минакова В.Е., Савицкая Я.С., Фролов В.В., Мищенко А.В., Федоров В.Е.* Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума "Неоднородные электронные состояния". 1987, Новосибирск, с. 18.
13. *Reagor D., Grüner G.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 659.