

- [1] Брус А., Каули Р. Структурные фазовые переходы. М.: Мир, 1984. 408 с.
 [2] Koster G. F., Slater J. R. Phys. Rev. B, 1954, vol. 95, N 3, p. 1119—1131.
 [3] Baraff G. A., Schluter M., Allan G. Phys. Rev., 1983, vol. B27, N 2, p. 1010—1016.
 [4] Ключихин А. А., Оглоблин С. Г. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3467—3469.
 [5] Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел, т. 1. М.: Мир, 1983. 381 с.

Московский институт
электронной техники
Москва

Поступило в Редакцию
22 мая 1987 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ РАЗБАЛАНСА ЗАРЯДА КВАЗИЧАСТИЦ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА СВЕРХПРОВОДНИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. А. Овсянников, С. В. Проклов, И. Л. Серпученко

При наличии внешнего воздействия в сверхпроводнике возможно возникновение двух типов неравновесных состояний, характеризующихся возмущением симметричной и несимметричной частей функции распределения квазичастиц [1]. Первый тип неравновесных возбуждений сопровождается изменением модуля параметра порядка Δ и неоднократно наблюдался в сверхпроводниках при однородном воздействии, например, при облучении сверхпроводника высокочастотным электромагнитным полем. Второй тип неравновесных явлений характеризуется существованием разбаланса электронной и дырочной ветвей спектра элементарных возбуждений сверхпроводника — разбаланса заряда квазичастиц (РЗК). Он возникал из-за инжекции избыточных квазичастиц в неоднородной системе при протекании тока через границу сверхпроводника с нормальным металлом или другим сверхпроводником. Несмотря на большое число экспериментальных работ, посвященных изучению РЗК в неоднородной системе, результаты по обнаружению РЗК при однородном воздействии слабого¹ электромагнитного поля отсутствуют.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального обнаружения и исследования разбаланса заряда квазичастиц в сверхпроводниках, возникающего при воздействии СВЧ поля. Возбуждение под действием СВЧ поля РЗК должно приводить к появлению в сверхпроводнике градиентно-инвариантного потенциала μ , связанного с разбалансом населенностей ветвей Q простым соотношением $\mu = Q/N(0) e^2$. Величину μ обычно измеряют с помощью перехода сверхпроводник—изолятор—нормальный металл (SIN), величина напряжения на котором при нулевом смещении связана с неравновесным μ соотношением [3]

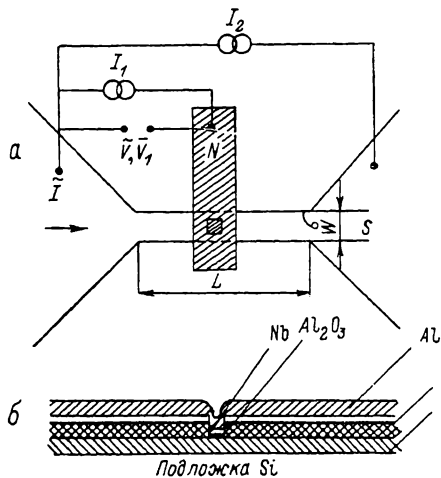
$$\tilde{V}_{\text{пер}} = F(T) \mu, \quad (1)$$

где $F(T) \sim 1$ при $T \sim T_c$. Так, что при воздействии СВЧ поля $\tilde{V}_{\text{пер}}$ представляет собой разность напряжений между автономной и возмущенной ВАХ в точке $I=0$, т. е. детекторный отклик SIN перехода на СВЧ поле.

На рис. 1, а показана упрощенная схема эксперимента. СВЧ излучение частотой 45 ГГц подавалось в криостат по волноводу и попадало на обра-

¹ При большой амплитуде СВЧ поля наблюдается переход к неоднородной системе, характеризующейся наличием центров проскальзывания фазы [2].

зец через волноводно-полосковый переход. Для увеличения плотности СВЧ \tilde{I} и постоянного I токов в сверхпроводнике использовался узкий ($W=8$ мкм) и длинный ($L=200$ мкм) мостик, соединяющий широкие части



тонкой пленки из ниобия ($d=50-100$ нм). Структура образца показана на рис. 1, б. SIN переход создавался в окне (3×3 мкм²) монооксида кремния, напыленного поверх сверхпроводящей пленки. В качестве изолятора использовался барьер из прослойки Al_2O_3 , верхний слой Al выполнял функции нормального металла, поскольку его критическая температура ниже рабочей. Тонкий промежуточный слой Nb наносился для стабилизации окисла Al_2O_3 .

Рис. 1. Схема измерений (а) и структура используемых образцов (б).

Измерялись вольт-амперные характеристики и зависимости дифференциального сопротивления от тока через SIN переход. В отличие от ранних работ по изучению РЗК [1, 4] в данной схеме регистрация μ осуществлялась на отличной от нуля частоте модуляции воздействующего СВЧ поля для уменьшения влияния температурных дрейфов и шумов $1/f$. Частота модуляции выбиралась равной 15 кГц для удобства реги-

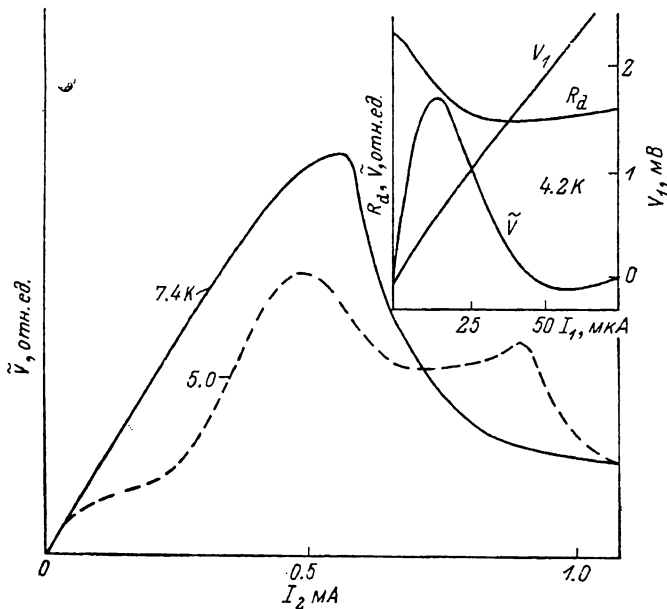


Рис. 2. Зависимость неравновесного отклика SIN перехода от сверхпроводящего тока через мостик I_2 при двух температурах.

На вставке показаны ВАХ и зависимости от тока дифференциального сопротивления R_d и отклика \tilde{V} детектирующего SIN перехода.

страции \tilde{V} с помощью охлажденного трансформатора и малошумящего усилителя. Шумовая температура усилителя с трансформатором была 30 К при сопротивлении нагрузки 3 Ом.

На вставке к рис. 2 показаны ВАХ SIN перехода, зависимости от тока I_1 его дифференциального сопротивления R_d и детекторного отклика \tilde{V}

при 4.2 К. Видно, что максимум \tilde{V} перехода наблюдается в области максимального значения d^2V/dI^2 ($V \leq \Delta/e$). Это хорошо соответствует теории СВЧ детектирования нелинейного элемента с характерным размытием ВАХ $\Delta Ve/k=10$ К больше кванта СВЧ излучения $\hbar\omega/k=2$ К, т. е. в классическом случае.

На рис. 2 показана зависимость \tilde{V} от тока через сверхпроводящий мостик I_2 при $I_1=0$ для двух значений температуры. В рамках теории классического СВЧ детектирования при этом \tilde{V} должно быть равно нулю.³ Из рис. 2 видно, что для 7.4 К отклик \tilde{V} линейно возрастает с увеличением тока до значений $I_2 \leq 1$ мА. Во всем диапазоне изменения тока $I_2 \ll I_c$ и резистивное состояние в сверхпроводящей пленке отсутствует ($V_1=0$). Максимальное значение неравновесного и классического откликов совпадают при фиксированном значении падающего излучения. Анизотропия рассеяния, возникающая при протекании сверхпроводящего тока ($I \ll I_c$), ведет к появлению дополнительного канала релаксации РЗК с характерным временем [1, 4]

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{D}{2} \left(\frac{p_s}{\hbar} \right)^2 \quad (2)$$

где $D = \frac{1}{3} v_F^2 l$ — коэффициент диффузии, а $p_s = 2mv_s$ — сверхпроводящий импульс. Для однородного распределения тока имеем: $j_s = I_s/S$, $j_s = n_s e v_s$, $n_s = mc^2/4\pi e^2 \lambda$. Оценка τ_s по (2) показывает, что условие $\tau_s = \tau_e$ ($\tau_e = 2 \times 10^{-11}$ с — время электрон-фононного взаимодействия для Nb) выполняется для токов $I_2 = 10$ мА при 7.4 К. С учетом неравномерного распределения тока по ширине полоски (глубина проникновения магнитного поля в пленку $\delta_{\perp} = 2$ мкм меньше ширины пленки $W = 8$ мкм) реальное значение I_2 необходимо уменьшить в отношении δ_{\perp}/W . При дальнейшем понижении температуры зависимость $\tilde{V}(I_2)$ является более сложной, вероятно, из-за сильно неравномерного распределения тока.

Появление неравновесного потенциала μ при облучении сверхпроводника СВЧ полем обсуждалось теоретически в [5-7]. Величина возникающего РЗК в [5, 7] связывается с термоэлектрическим эффектом в сверхпроводниках и оказывается достаточно малой — порядка $\varepsilon/\varepsilon_F$ ($\varepsilon \sim \Delta$, T — характерная энергия квазичастиц, ε_F — энергия Ферми). В [6] показана возможность возникновения РЗК в отличие от [5] уже в нулевом приближении по малому параметру $\varepsilon/\varepsilon_F$ при учете неборновского приближения рассеяния на примесях. Увеличение \tilde{V} с ростом p_s , отсутствие \tilde{V} в пленке, находящейся в нормальном состоянии, аномальный отклик SIN перехода в области напряжений $V \gg \Delta/e$, где его ВАХ линейна, показывает, что в нашем случае наиболее предпочтительным механизмом возникновения РЗК является аномальное рассеяние дырок и электронов при наличии распаривающего фактора ($p_s \neq 0$) [6]. Однако корректное сравнение эксперимента с теорией [6] затруднительно, поскольку для реализованного в эксперименте случая ($\omega < \Delta < T$) не удастся получить выражения для μ , используя результаты [6].

Авторы благодарны А. В. Зайцеву за обсуждения, стимулирующие постановку и выполнение работы, А. Н. Выставкину, В. Н. Губанкову за интерес к работе, В. П. Кошельцу за помощь в изготовлении образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries. Ed. by K. E. Gray, N. Y. Plenum Press, 1981. 690 p.
- [2] Дмитриев В. М., Золочевский И. В., Христенко Е. В. ФНТ, 1986, т. 12, № 5, с. 540—542.
- [3] Волков А. Ф., Зайцев А. В. ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 6, с. 2222—2230.
- [4] Lemberger T. R., Clarke J. Phys. Rev., 1981, vol. B23, N 3, p. 1088—1099.

³ Наблюдаемый при увеличении чувствительности усилителя отклик при $I_1=0$ был на 1—2 порядка меньше классического.

- [5] Аронов А. Г. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 4 с. 1477—1489.
 [6] Зайцев А. В. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 3, с. 993—1009.
 [7] Smith A. D., Tinkham M., Skocpol W. J. Phys. Rev., 1980, vol. B22, N 9, p. 4346—4354.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
22 июня 1987 г.

УДК 537.226.33

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ВЛИЯНИЕ АДсорбЦИИ ПОЛЯРНЫХ МОЛЕКУЛ НА ФОРМИРОВАНИЕ СОЛИТОНОВ В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ СОБСТВЕННОГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$

Ю. В. Попик, И. Д. Сейковский, В. Н. Жижарев

Обнаружены десятки сегнетоэлектриков с несоизмерной фазой (НСФ), однако, насколько нам известно, солитонный механизм привлекался для объяснения свойств только несобственных сегнетоэлектриков. Авторами работ [1, 2] выдвинуто предположение о возможности образования доменоподобной периодической структуры в НСФ собственного сегнетоэлектрика $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$. Такая структура должна быть очень чувствительна к изменению условий экранирования [3, 4], которыми можно управлять адсорбцией [5, 6].

Для исследований подбирались образцы кристаллов с хорошей естественной огранкой. Контакты из серебряной пасты наносились на плоскости, перпендикулярные полярной оси, площадь контактов $3\div 4$ мм², толщина образцов $0.7\div 1.5$ мм. Перед проведением адсорбционных измерений с целью очистки поверхности монокристаллические образцы проходили тренировку в вакууме $7\cdot 10^{-7}$ Па, полученном безмасляной откачкой в течение 10 часов при 420 К. Емкость и добротность образцов измерялись в стационарном режиме куметром ВМ-560 на частоте 50 кГц, так как, согласно [1, 2], на более высоких частотах вклад доменоподобной структуры в диэлектрическую проницаемость не наблюдался. Измерение зависимости ϵ от T проводилось по точкам со стабилизацией не хуже ± 0.01 К и шагом в области T_i 0.5 К, а вблизи T_{ic} — 0.25 К. Результаты температурной зависимости ϵ представлены на рис. 1. Видно, что для очищенной поверхности образцов (кривая 1) наши данные, измеренные на частоте 50 кГц, совпадают с результатами [1, 2], полученными при измерениях ϵ на частотах $10^7\div 10^9$ Гц, т. е. при наличии очищенной поверхности в НСФ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ периодическая доменоподобная структура на величине ϵ не проявляется. Аналогичные результаты нами получены при адсорбции кислорода (кривая 2) и малых давлениях CH_3OH (< 2.6 Па, кривая 3).

Однако при давлениях паров CH_3OH $3\div 13$ Па с понижением температуры в области НСФ наблюдается резкое увеличение ϵ (кривая 4). Последующие циклы нагрева—охлаждения представлены кривыми 5 и 6. Наряду с существенным увеличением ϵ появляется аномально большой температурный гистерезис в области T_{ic} , который за пределами НСФ отсутствует.

Из рис. 2 видно, что в режиме напуска паров CH_3OH при температуре образца 198 К резкое увеличение ϵ происходит при $p \approx 13$ Па, а в режиме откачки — его уменьшение при $p \approx 7$ Па. Ни в сегнетофазе, ни в парафазе