

Джозефсоновская и неджозефсоновская генерации — динамическое резистивное состояние в сверхпроводящих пленках

© В.Ф. Хирный

Институт монокристаллов Академии наук Украины,
310001 Харьков, Украина
E-mail: root@isc.kharkov.ua

(Поступила в окончательном виде 5 августа 1998 г.)

Рассмотрена модель динамического токового резистивного состояния, при помощи которой генерация электромагнитных колебаний в тонких сверхпроводящих пленках объясняется существованием в них полосок проскальзывания фазы.

1. В [1–5] были обнаружены метастабильные токовые состояния (МСТС), появляющиеся из-за локального характера разрушения сверхпроводящей фазы в пленках, изготовленных из алюминия, индия или олова движущимися поперек транспортного тока I магнитными вихрями Абрикосова и последующего образования вдоль траектории их движения стационарных полосок нормальной фазы [5–8]. В режиме с заданным током МСТС фиксировались на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) в виде прямых. В режиме с заданным напряжением ВАХ имела N -образный вид [9]. На рис. 1 схематично показаны ВАХ, полученные в режиме с заданным током (кривая 1) и в режиме с заданным напряжением (кривая 2). На участке $E-K$ наблюдалась "гигантская джозефсоновская генерация" электромагнитных колебаний (вставка на рис. 1) в индиевой пленке [9].

В настоящей работе исследованы условия появления нестационарных полосок нормальной фазы и рассмотрена модель динамического токового резистивного состояния, в котором генерация джозефсоновских колебаний происходит благодаря существованию в пленках полосок проскальзывания фазы. Дано качественное и количественное объяснение стационарных и динамических процессов, происходящих в пленочных сверхпроводниках, запитанных в режиме постоянного напряжения.

2. Общеизвестно, что вихрь Абрикосова имеет сердцевину, состоящую из нормальной фазы, в которой параметр порядка Δ уменьшается до нуля. Ее радиус равен длине когерентности сверхпроводника ξ . Поэтому при прохождении вихря со скоростью v_L через заданную точку сверхпроводника за время $\tau \cong \xi/v_L$ величина Δ в этой точке сначала убывает до нуля, а затем релаксирует за время τ_Δ до своего равновесного значения. В зависимости от скорости движения вихря Δ изменяется за времена $\tau_\Delta < \tau$ или $\tau_\Delta \geq \tau$. Величина τ_Δ равна [10]

$$\tau_\Delta \cong \hbar/\Delta, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка. Условие $\tau_\Delta < \tau$, при котором в пленке существует лишь цепочка вихрей, расположенная перпендикулярно (или под углом) к направлению течения транспортного тока, рассматривалось ранее [11]. Далее исследуются свойства сверхпроводящих пленок и поведение вихрей при выполнении неравенства $\tau_\Delta \geq \tau$.

При формировании цепочки вихри двигаются друг за другом, пересекая пленку в поперечном направлении. Чтобы в цепочке возросло количество вихрей, необходимо каждый раз увеличивать ток. Появляющееся при этом электрическое поле равно [5]

$$E = \Phi_0/\tau_L(I), \quad (2)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, а $\tau_L(I)$ — время, за которое вихрям надо пройти разделяющее их между собой расстояние в цепочке для того, чтобы одному выйти из пленки, а другому вихрю войти в нее и каждому занять место предыдущего. Скорость вихрей в цепочке зависит от значения величины E , т.е. она пропорциональна отношению E/B , где $B = \Phi_0 n$, а n — число вихрей в цепочке. С другой стороны, скорость вихрей, согласно условию $\tau_\Delta \geq \tau$ и (1), можно выразить через параметры сверхпроводника, т.е. $v_L \geq \xi(T)\Delta(T)/\hbar$.

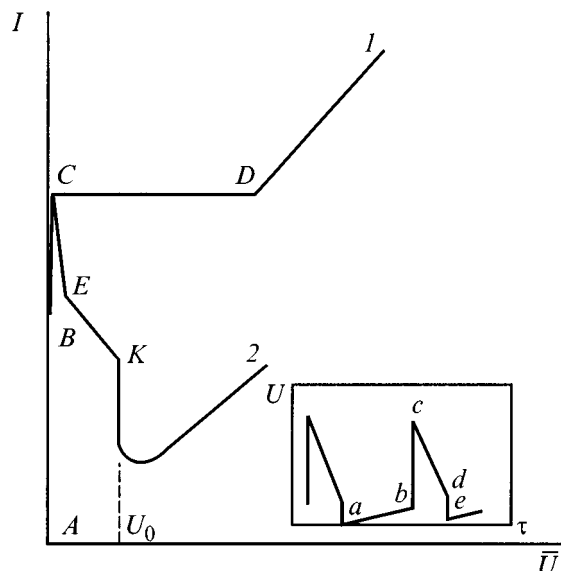


Рис. 1. Схематический вид ВАХ, измеренных в режимах с источником тока [1] (1), с источником напряжения [9] (2), для широких сверхпроводящих пленок, находящихся в динамическом резистивном состоянии. На вставке — осциллограмма импульсов напряжения "гигантской джозефсоновской генерации" электромагнитных колебаний [9].

В изотермических условиях после движущегося вихря остается полоска нормальной фазы длиной $l \leq \xi$ [12]. Чтобы след от каждого вихря соединился с соседним и образовалась полоска нормальной фазы, пересекающая пленку поперек, необходимы нереально большие скорости вихрей при $T \geq 0.8T_c$. Отсюда следует, что в образовании полоски нормальной фазы, пересекающей пленку вдоль траектории движения вихрей, основную роль играет иной механизм, а именно диссипация энергии, т.е. выделение тепла вдоль траектории движения вихрей. Во время такого неизотермического движения вихря через пленку после него остается полоска нормальной фазы длиной $l > \xi$, иначе бы не образовалась полоска нормальной фазы, пересекающая пленку. Далее исследуется в основном поведение вихрей только в таких неизотермических условиях, когда выполняется неравенство $\tau_\Delta \leq \tau_0$, где $\tau_0 = \rho C/A$ — время, за которое тепло, выделяющееся при движении вихрей, рассеивается в окружающее сверхпроводящее пространство [5]. Здесь ρ — плотность материала образца, C — теплоемкость, $A = (\alpha_1 + \alpha_2)/d$ — суммарный коэффициент теплоотдачи в подложку α_1 и окружающую среду α_2 на единицу толщины пленки d .

Если полоска нестационарна во времени, ее можно назвать полоской проскальзывания фазы. Имеются три способа образования динамического резистивного состояния. Рассмотрим их последовательно:

1) $\tau_L(I) > \tau_0$.

Полоска нормальной фазы длиной $l > \xi$, которая остается после движущегося вихря, успевает перейти в сверхпроводящее состояние до появления следующего вихря в рассматриваемой точке. С возрастанием электрического тока новые вихри входят в другие места на пленке, где током и неоднородностями барьер Бина–Ливингстона занижен до нуля. В пленке существуют только цепочки вихрей, локализованные на ее неоднородностях и отделенные друг от друга равновесными сверхпроводящими областями. ВАХ образцов имеют вид ломаной кривой и состоят из серии линейных участков с дифференциальным сопротивлением, кратным определенному значению R [13].

2) $\tau_L(I) < \tau_0$.

С достижением током значения I_{c1} в пленку начинают входить и двигаться вихри (точка B на рис. 1). Дальнейшее возрастание тока (точка C на рис. 1) приводит к развитию температурной неустойчивости, поскольку тепло, выделяющееся при движении первого вихря, еще не успеет рассеяться, как за ним проследует второй, третий и т.д. Вдоль траектории их движения локальная температура T_L повышается, а температурная неустойчивость завершается лавинообразным разрушением сверхпроводимости с появлением полоски нормальной фазы [5]. В зависимости от режимов измерения ВАХ их вид и процессы разрушения сверхпроводимости будут различными.

а) Измерение ВАХ в режиме с заданным электрическим током. Поскольку ток задан, то на ВАХ появится ступенька напряжения (участок $C-D$ на кривой I , рис. 1) в момент формирования полоски нормальной фазы. Сверхпроводящая пленка перейдет в диссипативное метастабильное состояние со стационарным резистивным доменом нормальной фазы, закрепленным на неоднородности образца [5]. Полоска появляется один раз в данном месте образца. С возрастанием тока подобные домены локализуются на неоднородностях в других местах [1–8].

б) Измерение ВАХ в режиме с заданным электрическим напряжением. Во время первичного формирования полоски нормальной фазы при токе $I_m > I_{c1}$ (точка C на рис. 1) электрическое сопротивление возрастает от нуля до $R \neq 0$. Из-за того, что задано напряжение, ток, текущий по образцу, будет уменьшаться (участок $C-E$ на рис. 1). Диссипация энергии уменьшится, и эта часть образца за время $\sim \tau_0$ охладится и опять перейдет в равновесное сверхпроводящее состояние. При практически постоянном электрическом напряжении на пленке с достижением электрическим током значения I_{c1} в том же месте на пленке повторно начнут входить вихри (точка E на рис. 1). Они будут двигаться друг за другом до тех пор, пока не образуется полоска нормальной фазы. На осциллограмме (вставка на рис. 1) этому соответствует участок $(a-b)$ со значением падения электрического напряжения на образце, равным электрическому напряжению шума при движении вихрей. Минимальное время, которое необходимо затратить любому из вихрей в цепочке, чтобы пройти разделяющее их расстояние в момент образования между ними полоски нормальной фазы, равно τ_0 . Для индиевой пленки $\tau_0 \cong 10^{-9}$ s ширина полоски порядка длины проникновения тепла $\lambda_T = (K/A)^{1/2} \cong 10^{-5}$ m [5], где K — коэффициент теплопроводности образца, отнесенный к толщине пленки. Тогда, согласно (2), максимальное значение напряжения, которое при этом развивается, будет 10^{-4} V. Это совпадает с данными [9].

В момент появления полоски нормальной фазы возникает неоднородное электрическое поле напряженностью U . Величина напряжения U фиксируется на осциллографе в виде переднего фронта импульса (участок $(b-c)$ осциллограммы на вставке, рис. 1). Это напряжение состоит из нескольких слагаемых, т.е. $U = U_0 + U_N + U_n$. Первое слагаемое — U_0 появляется из-за того, что электроны транспортного тока, движущиеся в связанной паре из области равновесной сверхпроводимости, ускоряясь в неоднородном электрическом поле на расстоянии l_0 , приобретают дополнительную энергию $\delta\varepsilon = eEl_0$, где e — заряд электрона. Если $\delta\varepsilon$ больше энергии связи пары $2\varepsilon_0$, то индивидуальный электрон, встречаясь с дефектом, может рассеяться, разорвав при этом пару. Здесь ε_0 — величина энергетической щели сверхпроводника. Поскольку $eEl_0 = eU_0$, то это произойдет

при $U_0 \geq 2\varepsilon_0(T)/e$ [5]. Вторым слагаемым будет U_N — падение напряжения на полоске нормальной фазы. Третьим, U_n , — значение напряжения продольного электрического поля, которое появляется в равновесной части сверхпроводника, находящейся с той стороны полоски нормальной фазы, которая расположена в направлении протекания тока из нормальной области в сверхпроводящую. Существование этого поля постулировалось в [6]. Здесь оно получается естественным образом, поскольку энергия электронов транспортного тока больше, чем ε_0 . Эта часть сверхпроводника на длине $l_E = l_D(4T/\pi\varepsilon_0)^{0.5} \cong 10^{-6}-10^{-7}\text{m} \ll \lambda_T$ перейдет в неравновесное состояние с нарушенным балансом заселенности "электронноподобной" и "дырочноподобной" ветвей энергетического спектра возбуждений электронов (l_D — диффузная длина пробега квазичастиц). Величина U_n очень мала и ею можно пренебречь.

После образования полоски нормальной фазы (точка С на вставке, рис. 1) транспортный ток станет меньше, чем значение величины I_{c1} . Диссипация энергии также уменьшится и локальная температура вдоль траектории движения вихрей за время τ_0 достигнет равновесной величины. За такое же время исчезнет и область неравновесной сверхпроводимости, так как оказалось, что в индиевой пленке τ_0 по порядку величины совпадает со временем "перемешивания ветвей" τ_Q , хотя эти величины связаны с различными физическими процессами. Казалось бы, что за время τ_0 должно было бы уменьшиться до нуля и электрическое сопротивление полоски нормальной фазы R_N . Но характер изменения электрического сопротивления полоски нормальной фазы $R_N(\tau)$ со временем τ будет зависеть от значения величины локальной температуры и от параметров образцов. Так, длительность импульсов будет определяться временем объединения τ_R квазичастиц в пары с излучением фононов. Оно равно нескольким микросекундам [14,15], что совпадает по порядку величины с полученным в [9] (участок $c-d$ на вставке, рис. 1). Точнее τ_R в данном случае определить трудно, поскольку его значение зависит от отношения ε_0/kT , в котором за величину T надо принимать значение температуры локального разогрева полоски T_L , которая в [9] не определялась. Здесь k — постоянная Больцмана.

Уменьшаясь, U достигнет минимального значения электрического напряжения U_0 , которое еще может существовать в сверхпроводнике (участок $d-e$ на осциллограмме напряжений рис. 1), что подтверждается экспериментом [9]. Ток, текущий по образцу, по величине значительно меньше критического и его недостаточно, чтобы полоска оставалась в нормальном состоянии. При ее переходе в сверхпроводящее состояние R_N и U станут равными нулю за время $\sim \tau_\Delta$ (участок $d-e$ на осциллограмме напряжений, на вставке, рис. 1), и процесс образования и исчезновения полоски нормальной фазы будет повторяться с периодом t_p . Его значение можно получить из соотношения, определяющего среднее напряжение \bar{U} , даваемое генератором импульсов, зная

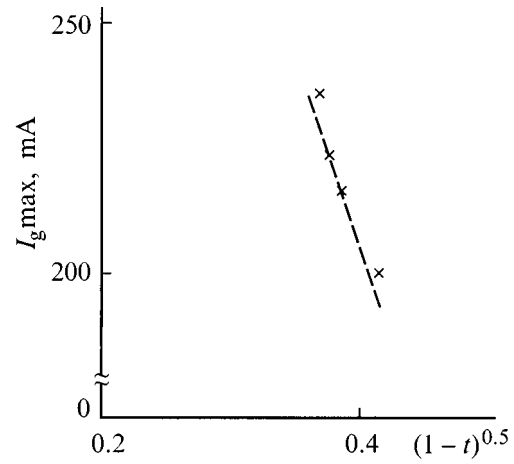


Рис. 2. ВАХ, измеренная в режиме с источником тока при $\tau_L(I) \cong \tau_0$.

максимальную амплитуду напряжения в импульсе U и скважность

$$\bar{U} = Ut_i/t_p = Ut_i\nu, \tag{3}$$

где ν — частота следования импульсов. Из формулы (3) следуют выводы, подтверждаемые экспериментально [9].

а) $\bar{U} \sim \nu$ с постоянным коэффициентом пропорциональности, что характеризует осцилляции как "джозефсоновские". Зависимость $\varepsilon(\nu)$ имеет вид прямых линий, наклон которых с увеличением температуры уменьшается из-за уменьшения U_0 при приближении к T_0 . Пересечение с ними вертикальной прямой (режим с постоянной ν) дает зависимость $\varepsilon_0(T)$.

б) Наименьшая частота устойчивой генерации обратно пропорциональна ширине пленки w , так как чем больше w , тем больше t_p и меньше ν_{min} .

в) Максимальная частота генерации достигается при значении напряжения на пленке $\bar{U} = U_0$ (точка К на ВАХ, рис. 1), выше которого образец перейдет в нормальное состояние, что повлечет за собой резкое уменьшение транспортного тока. С дальнейшим увеличением напряжения рабочая точка на ВАХ будет передвигаться по восходящей ветви, соответствующей омической зависимости.

3) $\tau_L(I) \cong \tau_0$.

В этом случае на образование МСТС влияют различные флуктуации тепловой или электромагнитной природы. При работе в режиме заданного тока возможны самопроизвольные перескоки (переключения) рабочей точки на ВАХ с бездиссипативного участка на МСТС и обратно или из участка с одним значением дифференциального сопротивления на участок с другим его значением (рис. 2).

Из условия $\tau_L(I) \cong \tau_0$ следует, что минимальная скорость, которую должны иметь вихри для образования полоски нормальной фазы равняется $v_L \geq \lambda_T/\tau_0 \cong 10^5\text{m/s} \leq v_F$, где v_F — фермиевская скорость.

Это значение совпадает с данными многих работ (см., например, [16]). Из приведенной выше оценки следует правомерность использования формулы (1), поскольку в исследуемой модели рассматривается случай только быстрого движения вихрей, когда последующему энергетически выгодно находиться в следе предыдущего.

Как замечено ранее, τ_0 зависит фактически от значения величины суммарного коэффициента теплоотдачи A . Поэтому проявление на эксперименте любого из рассмотренных выше трех случаев зависит в основном от степени акустического согласования между пленкой и подложкой, обеспечивающего уход тепловых фононов из образца. Для границы раздела металлическая пленка–стекло оно далеко от идеального не только из-за акустического рассогласования этих двух сред [17]. Очень эффективно тепловые фононы рассеиваются неоднородностями, остающимися на поверхности стекла после полировки. Значительно меньше их остается на сапфире, как на более твердом материале, чем стекло [13]. Использование сапфира в качестве подложки обеспечило выполнение условия $\tau_L(I) > \tau_0$. Второй и третий случаи реализуются очень легко. На это указывалось ранее в [13].

Кроме температуры T , электрический ток I и магнитное поле H также должны влиять на частоту генерации из-за их влияния на ε_0 . Воздействие T , H и I на ε_0 качественно одинаково — с их увеличением ε_0 уменьшается, а ν увеличивается. Однако параллельное магнитное поле двояко влияет на ε_0 [18]. При толщине пленки $d < \sqrt{5}\lambda_L(T)$ имеет место фазовый переход второго рода при критическом значении поля и $\varepsilon_0(H)$ убывает монотонно до нуля, где $\lambda_L(T)$ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля. При $d > \sqrt{5}\lambda_L(T)$ наблюдается фазовый переход первого рода и $\varepsilon_0(H)$ убывает к нулю скачком. Так же будет вести себя и частота генерации.

В сильных магнитных полях $\varepsilon_0 \neq \Delta$. В частности, вблизи T_c имеется конечная область в плоскости (H, T) , в которой $\varepsilon_0 \cong 0$, а $\Delta \neq 0$. В ней для поликристаллических пленок должна существовать бесщелевая сверхпроводимость с $R_N = 0$, аналогичная той, что возникает при добавлении магнитных примесей в сверхпроводник [19]. Основанием для такого утверждения будет следующее обстоятельство. Пленку вблизи T_c можно классифицировать как сверхпроводник, находящийся в "грязном" пределе. Длина свободного пробега l_e электронов проводимости из-за их рассеяния на границах кристаллитов, из которых она образована, очень мала, а ξ — велико. Так, например для индиевой пленки произведение $\rho_n l_e = 1.1 \cdot 10^{-11} \Omega \cdot \text{см}^2$, где ρ_n — величина удельного электрического сопротивления сверхпроводящего индия в нормальном состоянии. Это равенство взято из измерений скин-эффекта на чистых образцах [20]. Для поликристаллических сверхпроводящих пленок, напыленных в умеренном вакууме, $\rho_n \cong 10^{-3} \Omega \cdot \text{см}$. Тогда $l_e/\xi(T) \cong (l_e/\xi_0)^{1/2}(1-t)^{1/2} \cong 10^{-3} \ll 1$, где $\xi_0 = 4.4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ — длина когерентности для индия при $T = 0 \text{ К}$ [21]. Принято, что $(1-t) = 10^{-2}$, где

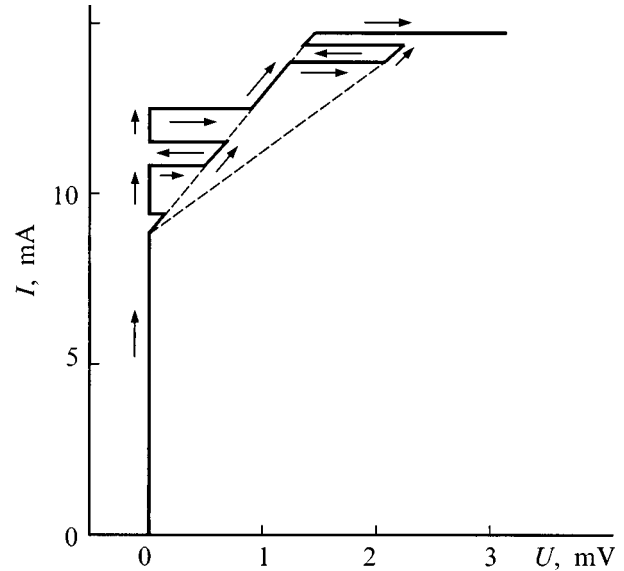


Рис. 3. Зависимость величины тока, соответствующего максимуму частоты неджозефсоновской генерации $I_{g \max}$, от приведенной температуры $t = T/T_c$ для узкой оловянной пленки, построенная по данным [22].

$t = T/T_c$ — приведенная температура, а T_c — критическая температура. Из [22] известно об эквивалентности электропроводности в динамических режимах тонких пленок (в "грязном" пределе), находящихся в параллельном магнитном поле, и сверхпроводников с добавлением магнитных примесей (первая теорема эквивалентности). Если ширина образца w больше $\lambda_{\perp} = (2\lambda_L^2(T)/d)$ — эффективной глубины проникновения магнитного поля в пленку толщиной d , то механизм электромагнитных колебаний будет тот же, но импульсы падения напряжения на пленке практически не будут иметь заднего фронта. Поскольку $U_0 \ll U$, то равенство (3) не будет выполняться и нарушится условие джозефсоновской генерации. В противоположность обычным сверхпроводникам в бесщелевых экранирующей ток I_s , вызванный приложенным полем H , оказывается больше критического тока I_c и имеет величину $I_s \sim \Delta^2$ [21]. Поэтому ток генерации I_g по своей природе будет экранирующим и превысит по абсолютному значению I_c . Зависимость $I_s \sim \Delta^2$ приводит к температурной и полевой зависимостям тока генерации вида $I_g(T) \sim (1-t)$ и $I_g(H) \sim (1-H^2/H_c^2)$, в то время как $I_c(T) \sim (1-t)^{3/2}$, а $I_c(H) \sim (1-H^2/H_c^2)^{3/2}$, где H_c — критическое магнитное поле. Отмеченное поведение I_g наблюдалось в узких оловянных пленках в области температур от $t = 0.975$ до 0.995 [23]. Считалось, что генерация была вызвана нестационарным поведением центра проскальзывания фазы, так как $w < \lambda_{\perp}$, и эта генерация была названа неджозефсоновской.

Известно [21], что зависимость плотности тока j от скорости сконденсированных пар v имеет максимум при достижении последней критического значения v_c . В случае, изученном в [24], максимальному току $I_{g \max}$ соответ-

ствует максимум частоты неджозефсоновской генерации. Поскольку $v_c \sim (1-t)^{1/2}$, то $I_{g\max}(T) \sim (1-t)^{1/2}$. На рис. 3 приведена зависимость $I_{g\max}$ от $(1-t)^{1/2}$, построенная согласно [24]. Она удовлетворяет приведенному соотношению. Влияние T , H и I на величину v_c качественно одинаково, поэтому под воздействием магнитного поля, приложенного к образцу, максимум тока генерации должен смещаться в область все более и более малых токов, что и наблюдалось в [24]. Совпадение полученных экспериментально в [23,24] зависимостей с предсказанными в данной статье предполагает: существование области бесщелевой сверхпроводимости вблизи T_c и центров проскальзывания фазы в бесщелевых сверхпроводниках.

Необходимо отметить, что обнаружение влияния эффекта близости на генерацию электромагнитных колебаний в сверхпроводящих пленках послужило бы подтверждением приведенных выше оценок и рассуждений о существовании связи между неджозефсоновской генерацией и бесщелевой сверхпроводимостью.

3. Таким образом, с помощью модели, в которой полосы нормальной фазы периодически образуются в широкой сверхпроводящей пленке индия, находящейся в динамическом резистивном состоянии, дано качественное и количественное объяснение поведения ВАХ, джозефсоновской генерации и появления области неравновесной сверхпроводимости. Модель применима при температурах, начиная с которых появляются МСТС, т. е. при $t < 0.8$ [1–8]. Переход в резистивное состояние происходит в результате проникновения в образец на больших скоростях вихрей Абрикосова и характеризуется появлением полосок нормальной фазы вдоль траектории их движения вихрей. Образование полосок нормальной фазы обусловлено неизотермичностью пленок, связанной с плохим теплоотводом от образца. При измерении ВАХ в режиме с источником напряжения появляются полоски проскальзывания фазы. Это отличает исследуемую модель от модели линий проскальзывания фазы, которая применима при $t > 0.8$ [25,26]. Согласно этой модели, движение вихрей происходит в изотермических условиях, а сверхпроводник переходит в резистивное состояние без появления полосок нормальной фазы. В [25,26] исследованы изотермические условия движения вихрей в пленках и малые отклонения параметра порядка Δ от равновесного значения $\Delta(T)$ при скоростях вихрей $v_f \sim v_\tau = (D/\tau_\Delta)^{1/2}$, где $D = \xi^2(T)(1 - T/T_c)(6\tau_\epsilon)^{-1}$, $\tau_\Delta = \pi\Delta(T)\tau_\epsilon T_c/8(T_c - T)$, а τ_ϵ — постоянная времени энергетической релаксации. Оценка при $\tau_\epsilon \cong 10^{-10}$ s дает $v_L \cong 10^2 v_f$.

В бесщелевых сверхпроводниках или пленках, находящихся в параллельных магнитных полях, при температурах вблизи T_c возможно появление генерации электромагнитных колебаний, свойства которой совпадают со свойствами неджозефсоновской генерации, обнаруженной в узких пленках из олова или алюминия вблизи критической температуры [23,24].

Отметим также, что с образованием полосок проскальзывания фазы и генерированием электромагнитных колебаний в сверхпроводящих пленках появляется возможность очень простыми способами определять: времена объединения (рекомбинации) квазичастиц в пары в обычных и бесщелевых сверхпроводниках; фазовую диаграмму для сверхпроводников, подобную той, которая предсказывалась в [21] для эргодической системы.

Список литературы

- [1] А.А. Галкин, Ю.М. Иванченко, В.Ф. Хирный. ФТТ **20**, 6, 1237 (1978).
- [2] Ю.М. Иванченко, В.Ф. Хирный. ФНТ **4**, 9, 969 (1978).
- [3] Ю.М. Иванченко, В.Ф. Хирный / В сб.: Тез. докл. 20-го Всесоюзного совещания по физике низких температур. (Черноголовка, 1978).
- [4] Ю.М. Иванченко, В.Ф. Хирный, П.Н. Михеенко. ЖЭТФ **77**, 4, 952 (1979).
- [5] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко, В.Ф. Хирный. ЖЭТФ **80**, 1, 161 (1981).
- [6] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко. ЖЭТФ **82**, 2, 488 (1982).
- [7] Ю.М. Иванченко, Ю.В. Медведев, П.Н. Михеенко. ФТТ **25**, 4, 763 (1983).
- [8] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко. ЖЭТФ **83**, 3, 684 (1982).
- [9] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко, Я.И. Южелевский. Письма в ЖЭТФ **45**, 6, 483 (1987).
- [10] F.J. Rachford, S.A. Wolf, M. Nisenoff, C.Y. Huang. Phys. Rev. Lett. **35**, 3, 305 (1975).
- [11] M. Tinkham. Phys. Rev. Lett. **13**, 10, 804 (1964).
- [12] Р.П. Хьюбнер. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. Машиностроение, М. (1984). (R.P. Huebener. Magnetic Flux Structures in Superconductors. Springer-Verlag, Berlin (1979)).
- [13] Ю.В. Медведев, В.Ф. Хирный. ФТТ **26**, 6, 1163 (1984).
- [14] H.A. Notarys, J.E. Mercereau. Physica **55**, 2, 424 (1971).
- [15] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. Мир, М. (1973). (Tunneling Phenomena in Solids / Ed. by E. Burstein and S. Lundqvist. Plenum Press. N.Y. (1969).)
- [16] А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.В. Ступаков. ЖЭТФ **82**, 4, 1262 (1982).
- [17] S.B. Kaplan. J. Low Temp. Phys. **37**, 3, 343 (1979).
- [18] В.Л. Гинзбург. ДАН СССР **83**, 4, 385 (1952); ЖЭТФ **34**, 1, 113 (1958).
- [19] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков. ЖЭТФ **39**, 6, 178 (1960).
- [20] T. Oqushi, Y. Shibuya. J. Phys. Soc. Japan. **32**, 400 (1972).
- [21] П.Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. Мир, М. (1968). (P.G. de Gennes. Superconductivity of Metals and Alloys. W.A. Benjamin, INC, N.Y. — Amsterdam (1966).)
- [22] K. Maki. Gapless Superconductivity / In: "Superconductivity" / Ed. by R.D. Parks. Marcel Dekker. INC, N.Y. (1969). Vol. II. Part. 18. P. 1035–1105.
- [23] Г.Е. Чурилов, Д.А. Дикин, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов. ФНТ **15**, 9 994 (1989).
- [24] Д.А. Дикин, Г.Е. Чурилов, В.Н. Светлов, В.М. Дмитриев. ФНТ **14**, 2 204 (1988).
- [25] Л.И. Глазман. ФНТ **12**, 7, 688 (1975).
- [26] И.М. Дмитренко. ФНТ **22**, 8, 849 (1996).