

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДНИК–ИЗОЛЯТОР–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

А. Б. Ермаков^а, М. А. Тарасов^а, В. С. Эдельман^{б*}

^а Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^б Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2023 г.,
после переработки 1 марта 2024 г.
Принята к публикации 25 апреля 2024 г.

Проанализированы результаты экспериментов по влиянию магнитного поля на проводимость туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл при температурах, много меньших критической температуры сверхпроводника T_c , и при малых напряжениях, при которых одноэлектронный ток I_{single} сравним или меньше подщелевого андреевского тока $I_{Andreev} = I_n + I_s$. Эти две компоненты андреевского тока связаны с диффузионным движением коррелированных пар электронных возбуждений в нормальном и соответственно сверхпроводящем слоях структуры. При ориентации поля перпендикулярной к структуре с латеральными размерами больше глубины прикиновения прослежен переход от неоднородного распределения поля к вихревой структуре. При ориентациях поля как в плоскости структуры, так и перпендикулярно к ней, одноэлектронный ток растет из-за влияния поля на сверхпроводящую щель Δ_c . Проводимость, обязанная андреевскому току $I_n = k_n \text{th}(eV/2kT_{eff})$, уменьшается из-за роста эффективной температуры T_{eff} . Уменьшение вклада I_s связано с уменьшением щели. Нам не известны работы, в которых рассматривается влияние магнитного поля на эту составляющую туннельного тока. Показано, что при малых напряжениях так называемый ток Дайнса, обязанный мнимой добавке к энергии щели из-за влияния дефектов в сверхпроводнике, не дает вклада в проводимость туннельной структуры.

Памяти А. Ф. Андреева посвящается

DOI: 10.31857/S0044451024090098

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию проводимости тонкопленочных микроструктур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) при низких температурах, остаются вопросы, связанные с влиянием постоянного магнитного поля. Этой теме посвящено довольно много теоретических работ, но количество экспериментальных работ весьма ограничено. Из известных публикаций можно упомянуть статьи [1–3], в которых прослежен эффект распаривания в сверх-

проводящем электроде СИН под действием магнитного поля, приводящий к уменьшению энергетической щели и возрастанию туннельного тока при смещении V , близком к напряжению $V_c = \Delta_c/e$, где Δ_c — щель в спектре сверхпроводника. В частности, в [3] этот эффект исследован для структуры алюминий–изолятор–медь. Появление вихрей Абрикосова в пленках алюминия в нормальном поле прослежено в [4, 5]. Подавление аномальной дифференциальной проводимости при $V = 0$ магнитным полем, приложенным в плоскости структуры, приведено в [6, 7]. Однако нет работ, в которых все эти явления, а также влияние поля на другие компоненты подщелевого тока, наблюдались на одном образце и при разных ориентациях магнитного поля. Цель предлагаемой работы — описание и анализ экспери-

* E-mail: vsedelman@yandex.ru

ментов, удовлетворяющих этому требованию. При этом мы ограничиваемся областью малых смещений $V \leq 0.5V_c$, при которых тепловые эффекты — нагрев или электронное охлаждение, сильно усложняющие анализ результатов, практически не влияют на туннельный ток.

Ток СИН складывается из одноэлектронного тока и подщелевого тока. Одноэлектронный ток обязан туннелированию термически возбужденных выше уровня Ферми электронов из нормального металла на свободные состояния выше щели сверхпроводника с сохранением энергии (при другом знаке смещения туннелированию возбуждений сверхпроводника на свободные состояния ниже уровня Ферми). При электронной температуре $T_e \ll T_c$ и $V \leq 0,7V_c$ он с точностью порядка 1 процента описывается формулой [8]

$$I_{single} = \frac{1}{eR_n} \sqrt{2\pi kT_e \Delta_c} \exp\left\{-\frac{\Delta_c}{kT_e}\right\} \text{sh} \frac{eV}{kT_e}. \quad (1)$$

При $V \leq V_\Delta/2$ и температуре $T \leq 0.2T_c$ (T_c — критическая температура сверхпроводимости) этот ток становится мал и основным становится подщелевой андреевский ток и ток Дайнса. Андреевская проводимость много меньше проводимости СИН при нормальном состоянии сверхпроводника, но сохраняется на заметном уровне в «грязных» металлах, когда электронные пары диффундируют на большие расстояния, сохраняя когерентность, и в тонких пленках многократно возвращаются к границе между металлами, что увеличивает вероятность их туннелирования. Эта составляющая тока описывается формулой, предложенной в [9]:

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = \frac{\hbar}{e^2 R_n^2 S \nu_n d_n} \text{th} \frac{eV}{2kT_e} + \frac{\hbar}{e^2 R_n^2 S \nu_s d_s} \frac{eV/\sqrt{1 - eV/\Delta_c}}{2\pi \Delta_c}. \quad (2)$$

Токи I_n и I_s отвечают диффузии пар в объеме нормального металла и сверхпроводника соответственно, R_n — сопротивление перехода в нормальном состоянии, S — его площадь, d_n, d_s — толщина слоев, а ν_n, ν_s — плотности состояний. Хотя все фигурирующие в этой формуле величины или известны, или могут быть измерены, измеряемые токи обычно сильно отличаются от теоретических значений. Считается, что основная причина в неоднородности запорного слоя, из-за чего его прозрачность для одноэлектронного туннелирования выше, чем для двух электронного. Исходя из этого, в [7] предложено для

описания экспериментальных результатов использовать формулу

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = k_n \hbar \frac{eV}{2kT_{eff}} + k_s \frac{eV/\sqrt{1 - eV/\Delta_c}}{\Delta_c}, \quad (3)$$

в которой параметры k_n, k_s и T_{eff} определяются при подгонке экспериментальной ВАХ. Работа [9] не единственная, в которой вычислялся андреевский ток. Так, в [10] получен похожий результат, но с некоторыми отличиями. И это не только другие численные коэффициенты, но другая зависимость тока I_s от напряжения смещения:

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = \frac{3\pi\hbar}{2e^2 R_n^2 S \nu_n d_n} \text{th} \frac{eV}{2kT_e} + \frac{2\hbar}{e^2 R_n^2 S \nu_s d_s} \frac{eV/\sqrt{1 - (eV/\Delta_c)}}{\Delta_c}. \quad (4)$$

В этом случае в выражении для тока I_s под знаком корня стоит напряжение смещения не в первой степени, как в (2), а в квадрате. В первом случае дифференциальная проводимость dI/dV при малых напряжениях линейно возрастает, а во втором — практически постоянна. Функционально, согласно (4), этот вклад в ток совпадает с током Дайнса, который в большинстве известных работ считается ответственным за избыточный ток. Это одноэлектронный подщелевой ток, обязанный при $T \ll T_c$ размытию спектра возбуждений сверхпроводника из-за дефектов. На основе экспериментальных данных показано, что спектр приобретает вид [11]

$$\rho(E, \gamma) = \frac{E - i\gamma}{\sqrt{(E - i\gamma)^2 - \Delta_c^2}},$$

где $\gamma \ll \Delta_c$ — эмпирический параметр, описывающий это размытие. Исходя из этого спектра, получается выражение для тока (например, [12])

$$I_{Dynes} = \frac{\gamma}{\Delta_c} \frac{V/\sqrt{1 - (eV/\Delta_c)^2}}{R_n}. \quad (5)$$

В этой работе проведен более подробный, чем в [7], анализ экспериментов по исследованию проводимости СИН при охлаждении их до температуры порядка 0.1 К в магнитном поле до 30 мТл. В поле, нормальном к поверхности СИН, в структуре с латеральными размерами много большими глубины проникновения λ в сверхпроводник, прослежен переход от неоднородного распределения поля к структуре

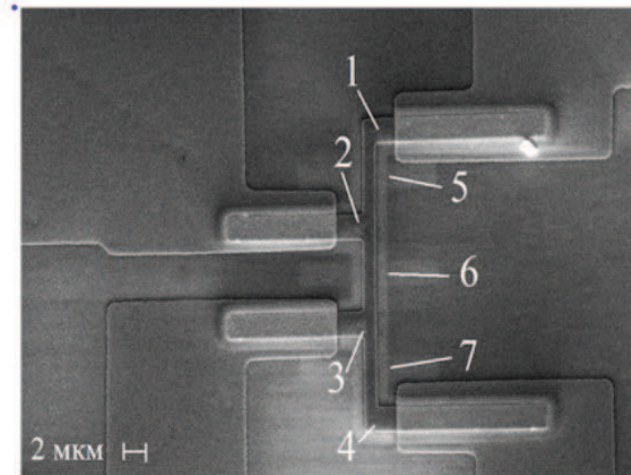


Рис. 1. Изображение с помощью сканирующего электронного микроскопа СИНИС-структур. 1, 2, 3, 4 — туннельные переходы, 5, 6, 7 — подвешенные нормальные мостики

из вихрей Абрикосова. Это позволило оценить λ и длину корреляции ξ . В [7] в основном рассматривалось влияние поля только на компоненту андреевского тока I_n . Здесь с опорой на результаты работы [3] изучено воздействие однородного поля, лежащего в плоскости СИН с толщиной сверхпроводящей пленки $d < \lambda$, на одноэлектронную проводимость. Установлено, что распаривание приводит к более быстрому, чем найдено в [3], квадратичному уменьшению параметра Δ_c , при этом формула (1) по-прежнему описывает одноэлектронный ток. Показано, что при $G_{single} \leq 0.2G_N$ (G_N — нормальная проводимость) происходит переход от тока Дайнса (5) к току, экспоненциально падающему с уменьшением напряжения. Знание одноэлектронного тока позволило надежно выделить компоненты андреевского тока I_n и I_s . Результаты, относящиеся к току I_n , практически совпадают с полученными в [7]. Ток I_s зависит от поля слабее, чем I_n . Эту зависимость можно описать как обязанную квадратичному уменьшению щели с полем. Дано на качественном уровне объяснение изменений компонент тока при нормальном поле при его неоднородном распределении.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Большая часть экспериментов проведена с тест-структурами, описанными в работе [7]. На рис. 1 представлено изображение такой структуры. Она содержит 4 туннельных перехода (1–4) медь–алюминий, соединенных медной полоской,

напыленной на окисленную поверхность алюминия, напыленного непосредственно на кремниевую подложку. На участках 5–7 алюминий, находящийся под медью, вытравлен. Толщины пленок 20 нм (медь) и 80 нм (алюминий), площади СИН1 и СИН2 8 и 10 мкм соответственно. На чип с 16 контактными площадками по краям расположены 4 таких структуры. Были протестированы 20 СИН на двух чип. Полученные для них результаты близки друг к другу. Чтобы не перегружать изложение, далее большая часть результатов приведена для одного из СИН1, у которого наиболее выражен андреевский ток.

Вольт–амперные характеристики измерялись на постоянном токе по четырехзондовой схеме. Для защиты туннельных переходов от паразитного излучения в цепи подводящих проводов были включены резисторы номиналом 0.8 М Ом, охлаждаемые до 0.4 К. Топология структуры позволяла измерять как характеристики СИНИС переходов, например, при пропускании тока через переходы 1 и 4 и измерении напряжения на них, так и одиночного СИН, например, при измерении напряжения на контактах 1–2 и токе через контакты 1–4. Использовалась автоматизированная система сбора данных на основе портативного компьютера ноутбук и NI USB блока ЦАП–АЦП. Ток I задавался 16-разрядным ЦАП. Усиленное маломощным усилителем напряжение V преобразовывалась 16-разрядным АЦП. Дифференциальная проводимость $G(V) = dI/dV$ или дифференциальное сопротивление R_d определялись численным дифференцированием вольт–амперных харак-

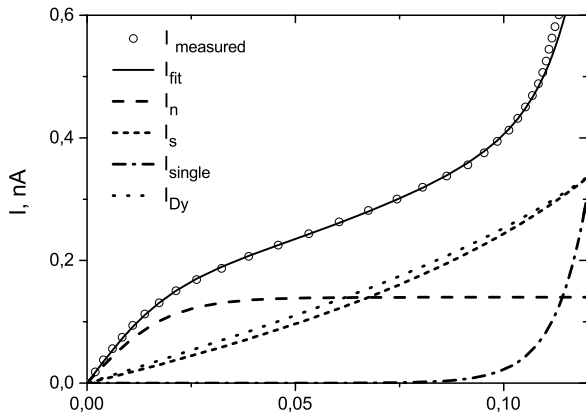


Рис. 2. Измеренная вольт-амперная характеристика СИИ и ее фитирование теоретическими моделями. При подгонке используются значения $\Delta_c/k = 2.18$ К и $R_n = 29$ Ом, определяемые из зависимостей туннельного тока от температуры, и величины $k_n = 0.135$ нА, $k_s = 0.32$ нА или $\gamma/\Delta = 6.2 \cdot 10^{-5}$, $T_{eff} = 0.11$ К и $T_e = 0.094$ К. Электронная температура T_e оценивается по одноэлектронному току при температуре чипа $T \approx 0.09$ К. Обычно T_e несколько выше T из-за проникновения излучения из окружения

теристик. Измерения проводились с использованием работающего под управлением компьютера погружного криостата растворения [13], в котором образцы размещаются внутри экрана с температурой 0.4–0.5 К на верху прибора на охлаждаемом держателе. Образцы устанавливались горизонтально или вертикально. Направленное вертикально магнитное поле, создаваемое соленоидом, установленным снаружи криостата, прикладывается примерно по нормали или по касательной к плоскости туннельного перехода с погрешностью в несколько градусов. Для изменения направления поля можно наклонять соленоид в пределах $\pm 10^\circ$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 и 3 приведены измеренные без магнитного поля ВАХ для этой структуры и их фитирование при температуре чипа $T_{chip} = 0.09$ К и составляющие тока (рис. 2), и при нескольких температурах, рис. 3. Это позволило определить исходные значения всех параметров: Δ_c , R_n , k_n , k_s (для андреевского тока по [9]) или γ (для тока Дайнса), T_{eff} и электронную температуру T_e , которая несколько выше T_{chip} из-за нагрева паразитным излучением, проникающим из комнаты. Непосредственно измерить небольшое сопротивление R_n и определить Δ_c по положению максимума проводимости при $V \approx V_c$ оказалось невозможно, так как оно включено после-

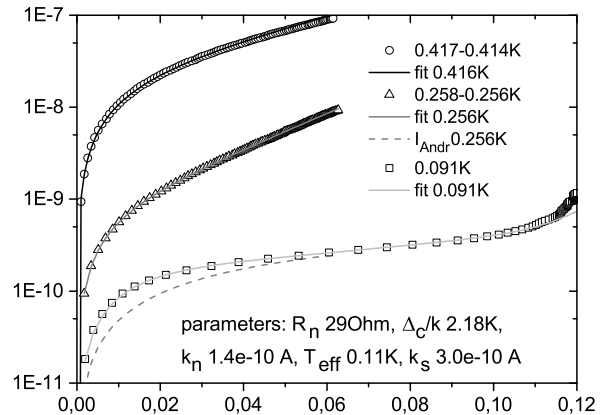


Рис. 3. Определение параметров Δ_c и R_n по ВАХ, измеренных при разных температурах, с учетом малой поправки на андреевский ток. Параметры андреевского тока установлены при $T = 0.09$ К

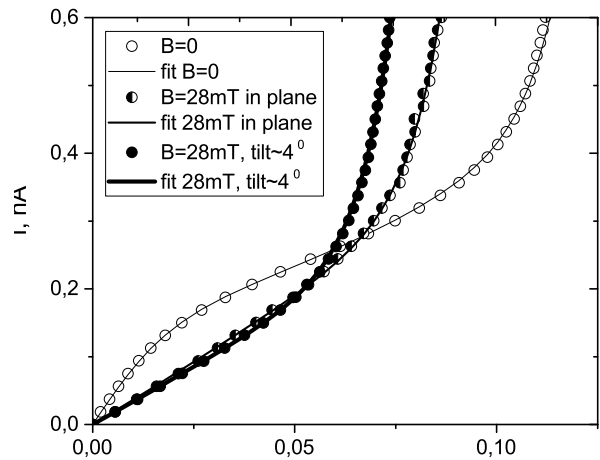


Рис. 4. ВАХ при воздействии магнитного поля, приложенного в плоскости структуры и под углом примерно 4° к ней

довательно с сопротивлением подводящих ток дорожек примерно той же величины. Из-за этого максимум на экспериментальных зависимостях дифференциальной проводимости от напряжения вообще не проявлялся даже в отсутствие магнитного поля. Его можно было выявить только после оценки сопротивления токоподводов, исходя из вычисленного значения R_n и введения поправки на падение напряжения.

На рис. 4 приведены ВАХ, измеренные в нулевом поле и в поле 28 мТл и их фитирование с использованием формул (1) и (3). В наклонном магнитном поле оно влияет на изменение тока сильнее, чем при его приложении в плоскости. Именно это позволяет, наклоняя соленоид, добиться юстировки поля относительно плоскости СИИ с точностью поряд-

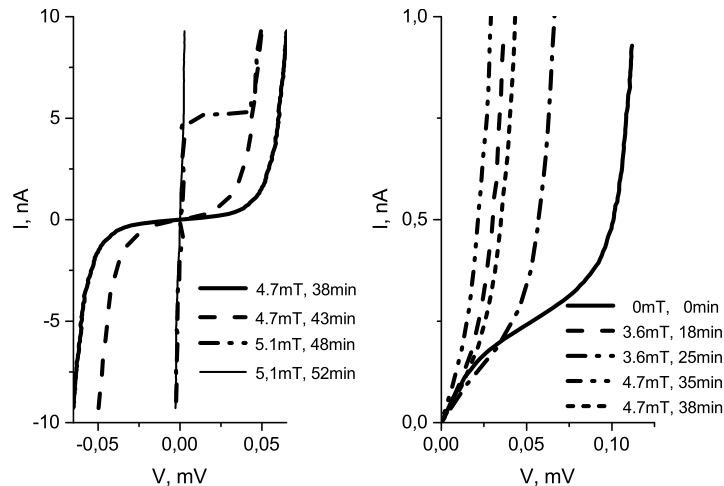


Рис. 5. ВАХ при разных значениях магнитного поля, нормального к поверхности СИН-структуры. Последовательность регистрации ВАХ указана в минутах от начала регистрации соответствующей характеристики, длительность записи каждой из них примерно 2 мин. При регистрации ВАХ при поле 5.1 мТл на 48 минуте произошел скачкообразный переход от неоднородного поля в сверхпроводнике к вихревому состоянию. Таким образом, $B_{c1} < 5$ мТл. Отметим, что ВАХ, измеренные при внешнем поле 3.6 мТл на 18 и 25 минутах и 4.7 мТл на 35 и 38 минутах, свидетельствуют о возможности различных конфигураций неоднородного поля в сверхпроводнике с близкой энергией

ка 1° . Как видно, использованные функциональные зависимости хорошо описывают экспериментальные результаты, что подтверждает отсутствие тепловых эффектов при пропускании тока и позволяет установить влияние магнитного поля на параметры как подщелевого, так и одноэлектронного тока.

3.1. Поле по нормали к поверхности СИН

На рис. 5 приведены ВАХ при разных значениях магнитного поля, нормального к поверхности СИН-структуры. Последовательность регистрации ВАХ указана в минутах от начала регистрации соответствующей характеристики, длительность записи каждой из них примерно 2 мин. При регистрации ВАХ при поле 5.1 мТл на 48 минуте произошел переход от неоднородного поля в сверхпроводнике к вихревому состоянию, о чем свидетельствует резкое изменение дифференциальной проводимости $G(V = 0, B = 0)$ от $1.15 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ до 0.003 Ом^{-1} . По-видимому, это состояние не отвечает максимальному заполнению вихрями области туннельного перехода, так как в опыте с охлаждением образца от $T > T_c$ до 0.1 К в поле 4.7 мТл проводимость при нулевом смещении составила 0.01 Ом^{-1} . При этом она остается значительно меньше $1/R_N = 0.032 \text{ Ом}^{-1}$. Вихревое состояние есть прямое свидетельство того, что тонкие пленки алюминия сверхпроводники второго рода [4, 5]. Для исследуемой структуры $B_{c1} < 5$ мТл. Отметим, что ВАХ, измеренные при

внешнем поле 3.6 мТл на 18 и 25 минутах и при 4.7 мТл на 35 и 38 минутах демонстрируют «отскок» как бы к меньшему полю. Это свидетельствует о возможности различных конфигураций неоднородного поля в сверхпроводнике с близкой энергией. Эти состояния распределения поля метастабильны с большим гистерезисом. Так, вихревая структура сохраняется неизменной при выключении поля и разрушается только в поле противоположного направления или при нагреве выше T_c .

В чистом алюминии при $T \ll T_c$ критическое поле $B_c \simeq 11$ мТл, длина когерентности $\xi_0 \simeq 1500$ нм, глубина проникновения магнитного поля $\lambda_0 = 15$ нм. На рис. 6 показано изменение дифференциальной проводимости СИН-структуры в магнитном поле. Видно, что при 14 мТл еще сохраняется минимум проводимости, обусловленный сверхпроводимостью алюминия. Это говорит о том, что $B_{c2}/B_c > 1.3$. Из соотношения $B_{c2}B_{c1} = B_c^2$ при $B_{c1} = 5$ мТл имеем $B_{c2}/B_c \simeq 2.2$. Используя оценку $B_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2$ (Φ_0 — квант магнитного потока) получим, что ξ лежит в интервале 115–150 нм. Из соотношения $\xi^2 = \xi_0 l$ для длины пробега электронов в пленке алюминия получим $l = 9 - 15$ нм. И наконец, для глубины проникновения из соотношения $B_{c1}/B_c = \xi/\lambda$ следует, что λ лежит в интервале 200–250 нм. Таким образом, выполнен критерий сверхпроводимости второго рода. (Используемые здесь соотношения взяты из [14, 15].)

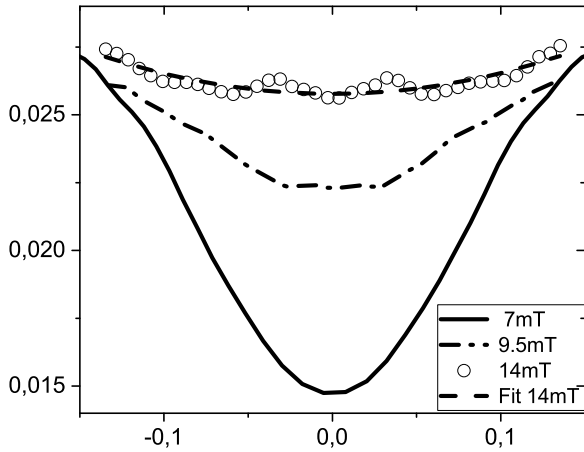


Рис. 6. Зависимости дифференциальной проводимости СИН1 от напряжения при разных значениях индукции магнитного поля, перпендикулярного поверхности СИ

Используя формулу для зависимости локальной проводимости квантового вихря от расстояния от его центра, полученную при туннельной спектроскопии в работе [16],

$$G(x) = G_0 - \frac{G_N - G_0}{1 - \text{th}(x/\xi)},$$

считая вихрь аксиально симметричным, получим для проводимости одного вихря 0.0009 Ом^{-1} (для $\xi = 100 \text{ нм}$) и 0.0019 Ом^{-1} (для $\xi = 150 \text{ нм}$). При проводимости СИН в поле 4.7 мТл равной 0.01 Ом^{-1} это соответствует включению 11 или 5 вихрей. Максимальное число вихрей на площади СИН $S = 8 \text{ мкм}^2$ в поле 4.7 мТл в соответствии с соотношением $n = SB/\Phi_0 = 18$. Согласно работе [17], для образцов микронных размеров такое заполнение не достигается из-за сохранения мейснеровского состояния по краям пленки на размерах порядка λ . Так, для круга диаметром 2 мкм вместо 6 помещается только 2–3 вихря. Таким образом, проводимость СИН в поле, большем B_{c1} , согласуется с картиной вихревой структуры.

3.2. СИН в касательном поле

3.2.1. Одноэлектронная проводимость

Как видно на рис.1, область перехода имеет сложную геометрию: она имеет участок с размерами $2 \times 3 \text{ мкм}^2$, от которого под прямым углом отходит полоска $\simeq 1 \times 2 \text{ мкм}^2$. Эти размеры превышают глубину проникновения. Поэтому в нормальном к поверхности СИН магнитном поле из-за эффекта Мейснера – Оксенфельда его распределение сильно

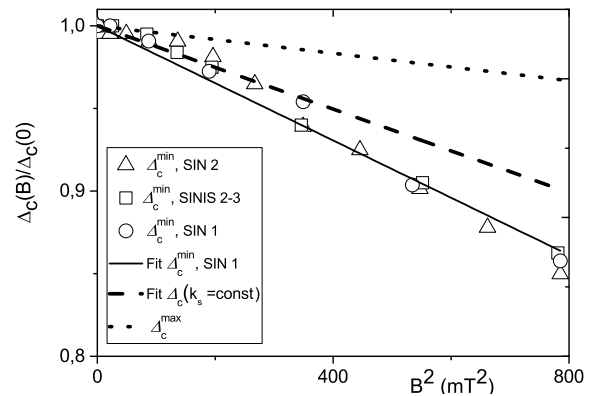


Рис. 7. Изменение сверхпроводящей щели в касательном магнитном поле. Δ^{min} — значение, определенное по зависимости от поля одноэлектронной компоненты тока, $\Delta(k_s = \text{const})$ соответствует постоянному значению k_s в формуле (3) для андреевского тока, Δ^{max} соответствует результатам работы [4] при $\xi = 150 \text{ нм}$

неоднородно — практически отсутствует в середине, а на краях перехода в разы превышает поле на бесконечности. Как оказалось, и в этом случае измеренные ВАХ можно аппроксимировать формулами (1)–(5). Однако полученные в этом случае результаты позволяют делать только качественные выводы. При поле в плоскости ситуация обратная — толщина сверхпроводящей пленки 80 нм значительно меньше λ . Используя соответствующую формулу распределения поля в тонкой пластине [15], можно оценить, что поле в середине пленки меньше, чем на бесконечности, на 1–1.5 %. Это позволяет получить количественные результаты.

Согласно рис. 4, магнитное поле приводит к изменению одночастичного тока аналогично повышению температуры. Но поскольку постоянное поле не может нагревать СИН, то рост тока означает уменьшение сверхпроводящей щели из-за эффекта расплавления. На рис. 7 приведены зависимости Δ_c для двух СИН и для СИНИС в касательном к поверхности поле. Все три зависимости совпадают в пределах погрешности определения этого параметра.

Эти зависимости можно аппроксимировать формулой вида

$$\Delta_c(B)/\Delta_c(0) = 1 - aB^2. \tag{6}$$

Согласно [3], щель изменяется как

$$\Delta_c(B)/\Delta_c(0) = 1 - 0.75(B/B_T)^2. \tag{7}$$

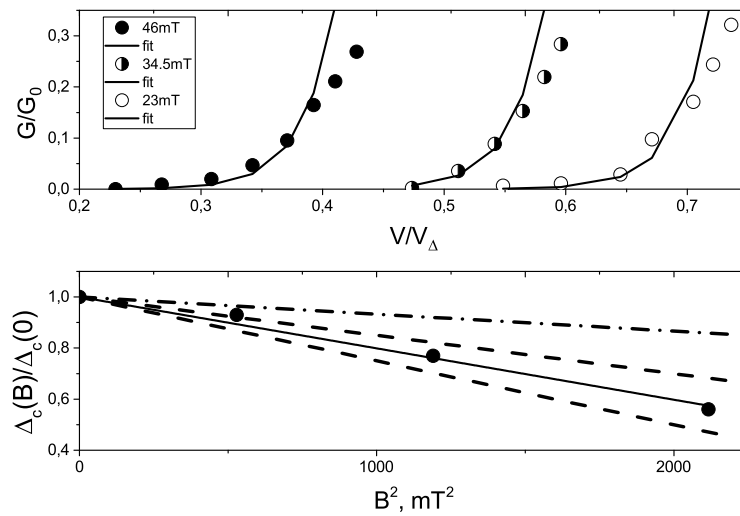


Рис. 8. Вверху: экспериментальные точки, перенесенные с рис. 3 работы [3], линии — фит с использованием формулы (1). Внизу: кружки — значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, сплошная линия — фит линейной функцией, штриховые линии ограничивают снизу и сверху область, соответствующую результатам, представленным на рис. 7 с учетом возможного изменения масштаба по B^2 из-за различия параметров $L \times \xi$ в нашей работе и в [3], штрихпунктир — зависимость $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, установленная в [3] по результатам измерений в области значений напряжения вблизи V_c

В работе [3] показано, что характерное поле B_Γ равно

$$B_\Gamma = \sqrt{6\hbar e/d\xi} = 0.78\Phi_0/(d\xi), \quad (8)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, а d и ξ — размеры поперек направления магнитного поля (если $d < \xi$). Фитируя экспериментальные значения для СИН1 выражением (6), получим $B_\Gamma = 66$ мТл. При толщине сверхпроводящей пленки $d = 80$ нм, согласно (8), получаем, что длина корреляции $\xi = 340$ нм. Однако, как установлено в разд. 3.1, значение ξ лежит в интервале 115–150 нм. Отметим, что при $\xi = 340$ нм алюминий является сверхпроводником первого рода, что явно противоречит экспериментам в нормальном магнитном поле.

Таким образом, изменение Δ_c сверхпроводника, определяемое по изменению одноэлектронного тока под воздействием поля, не соответствует модели, построенной в [3]. Как отмечено выше, в нашем случае было невозможно получить достаточно достоверные сведения о проводимости исследуемых структур при $V \simeq V_c$. Однако можно показать, что наши экспериментальные зависимости дифференциальной проводимости от напряжения «сшиваются» с приведенным в этой публикации. Так, приведенные в [3] зависимости $G(V)$ при $G(V)/G_n < 0.2$ можно фитировать с использованием формулы (1), верхний рис. 8. Полученные таким способом значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$ представлены на нижнем рис. 8. Чтобы сопоставить

эти данные с нашими результатами (рис. 7), надо учесть изменение масштаба по магнитному полю. Значения $L \times \xi$ в нашей работе и в [3] равны соответственно 0.014–0.018 и 0.015 мкм². Исходя из этого, результаты для СИН 1 должны лежать в области, ограниченной снизу и сверху штриховыми линиями на нижнем рис. 8.

Как видно, в этой области находятся и результаты нашего анализа данных из работы [3] при малых значениях проводимости. Однако значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, отвечающие максимуму проводимости вблизи V_c , (штрихпунктирная линия), демонстрируют значительно меньшее изменение $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$ и соответствуют теории. Таким образом, есть два параметра, изменяющихся квадратично с полем, характеризующие сверхпроводник: Δ_c^{min} , описывающее экспоненциальное уменьшение одноэлектронного туннельного тока при уменьшении напряжения, и Δ_c^{max} , описывающее проводимость в области максимума проводимости вблизи V_c . В отсутствие поля они совпадают. Соответственно Δ_c^{min} имеет смысл параметра обрезания в спектре Дайнса, и, как следствие, при малых значениях напряжения происходит переход при описании одноэлектронного тока от формулы (5) к формуле (1). Влияние поля, наклонного к поверхности или приложенного по нормали, можно описать формулой (6), однако коэффициент при B^2 больше соответственно примерно в два раза и почти на 2

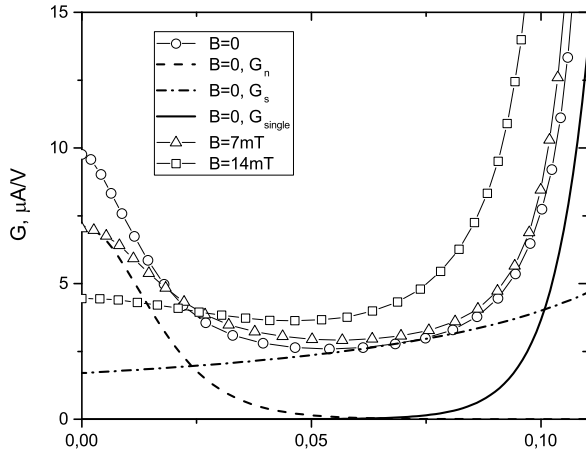


Рис. 9. Дифференциальная проводимость при нескольких значениях индукции касательного магнитного поля и расчетные составляющие проводимости в отсутствие поля

порядка. Качественно это можно объяснить влиянием двух факторов. Во-первых, при нормальном поле вместо размера d надо использовать ξ , что приведет к увеличению коэффициента a в формуле (6) в 4.5 раз. Во-вторых, при сохранении полного потока поле в центральной области пленки мало, а на периферии значительно превышает поле далеко от сверхпроводника. Поэтому именно там, где распаривание, пропорциональное квадрату поля, сильнее, сосредоточен практически весь ток. Это с лихвой перекрывает уменьшение эффективной площади перехода.

3.2.2. Андреевская проводимость, компонента I_n

На рис. 9 приведены зависимости дифференциальной проводимости G СИН от напряжения при нескольких значениях индукции касательного магнитного поля и компонент тока, полученных при фитировании ВАХ в нулевом поле в соответствии с формулами (1) и (3), рис. 2. Согласно рис. 9, значение dI_n/dV при напряжении $V = 0$ соответствует значению $G_A(V = 0) - G_{min}$, использовавшемуся при анализе влияния касательного магнитного поля на андреевскую проводимость в работе [6]. Авторы цитируемой работы со ссылкой на теоретические публикации [18] для описания влияния магнитного поля применяли формулу

$$G_A(V = 0, B) = G_A(V = 0, B = 0) \text{th}(b)/b, \quad (9)$$

$$b = 2^{1/2} \lambda L e B / \hbar = B/B_0,$$

где L — длина нормальной полоски, в пределах ко-

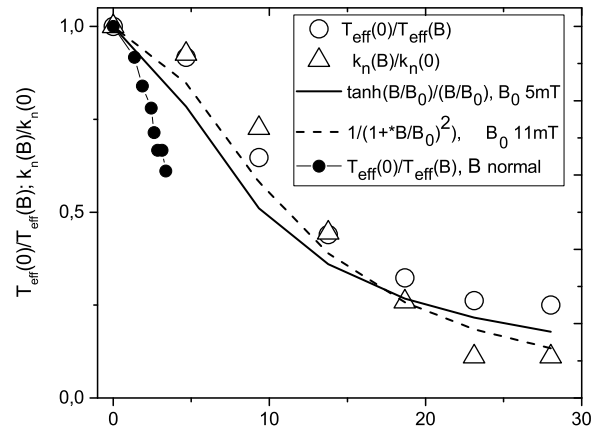


Рис. 10. Зависимости от индукции касательного и нормального к поверхности СИН магнитного поля, приведенных значений параметров k_n (при $T_{eff} = \text{const}$) и T_{eff} (при $k_n = \text{const}$), описывающих компоненту I_n андреевского тока, формула (3)

торой диффундируют электроны. Значение λ в [6] не приведено. Согласно этой формуле, поле влияет на k_n . Примнимость этого подхода вызывает вопросы. Для пленки алюминия, как показано выше и известно из публикаций, λ составляет 150–200 нм. В [6] на рис. 3 в поле 0.28 Тл на порядок больше, чем в настоящей статье (рис. 9), при той же электронной температуре 0.1 К не видно вклада одноэлектронного тока. Исходя из результатов разд. 3.2.1, можно утверждать, что толщина пленки меньше 80 нм примерно в 3 и более раз. Используя формулу (9), можно оценить $B_0 \approx 0.7 - 0.8$ Тл, и при $L = 5$ мкм на второй размер остается около 1 нм. Похоже, авторы [6] ошиблись в расчетах, поэтому нельзя признавать, что теория подтверждена экспериментом. Заметим так же, что представляется странным использовать параметр, описывающий сверхпроводник, для описания процессов в нормальном металле.

На рис. 10 приведены результаты определения $k_n(B)/k_n(0)$ для СИН1 в предположении, что значение $T_{eff}(B = 0) = 0.11$ К не зависит от поля и $k_n(0) = 0.135$ нА в касательном магнитном поле, и расчет дифференциальной проводимости при $V = 0$ по формуле (9) с $B_0 = 5$ мТл. Если в формуле (9) вместо λ подставить толщину пленки 20 нм, то для L получаем значение 5 мкм, что близко к латеральным размерам нормальной пленки.

Альтернативный подход, использованный в работе [7], основан на качественных аргументах. В формуле андреевского тока I_n (2) коэффициент k_n не содержит величин, зависящих от магнитного поля или температуры. А изменение температу-

ры приводит к тому, что при $V = 0$ дифференциальная проводимость, согласно теории, изменяется пропорционально $1/T_e$ (формулы (2) и (4)). В [7] установлено, что реально надо использовать вместо T_e несколько большее значение T_{eff} , что связано с наличием дефектов в пленке металла. Это подтверждают результаты, полученные в [7] и приведенные ниже для многоэлементной структуры из последовательно включенных СИН алюминий-окись алюминия-алюминий с тонким подслоем железа, подавляющим сверхпроводимость. В последнем случае T_{eff} в несколько раз превышает значение $T_e \simeq 0.1$ К. Естественно предположить, что и магнитное поле приводит к изменению эффективной температуры. Поэтому при фитировании ВАХ с использованием формулы (3) считалось, что магнитное поле приводит к изменению T_{eff} . На рис. 10 представлены результаты определения $1/T_{eff}(B)$ при постоянном $k_n(0) = 0.135$ нА для СИН1 в касательном магнитном поле и расчет дифференциальной проводимости при $V = 0$ по формуле

$$T_{eff}(B) = T_{eff}(0)(1 + (B/B_0)^2) \quad (10)$$

с $B_0 = \Phi_0/(dl_\phi) = 11$ мТ, где d — толщина пленки 20 нм, а $l_\phi \approx 9$ мкм пробег электрона с потерей фазы. Эта формула предложена по аналогии с описанием в работе [19] подавления эффекта близости мезоскопической пленки, контактирующей со сверхпроводником. Полученное значение l_ϕ имеет разумное значение по порядку величины, особенно с учетом того, что формула (10) получена из качественных соображений. Согласно рис. 10, в обоих случаях достигается согласие в пределах погрешности определения dI_n/dV при $V = 0$. Однако в следующем разделе показано, что можно предпочесть модель изменения эффективной температуры под воздействием магнитного поля на основании изменения $I_s(B)$ или $I_{Dynes}(B)$. Наряду с результатами, полученными в касательном поле, на рис. 10 представлены результаты измерений в нормальном поле. В этом случае андреевская проводимость изменяется быстрее. Аномальная андреевская проводимость подавляется полем, и основную роль начинает играть центральная область, размеры которой уменьшаются при росте поля. Однако такой локальный подход вряд ли применим, поскольку латеральные размеры $L \ll l_\phi$. Чтобы провести корректное сравнение воздействия на андреевский ток поля при разных его ориентациях нужны эксперименты со структурами, ширина и толщина которых сравнимы и заметно меньше глубины проникновения, чтобы обеспечить однородность поля в сверхпроводнике.

3.2.3. Андреевская проводимость, компонента I_s

Согласно формулам (2), (4), этот ток должен зависеть от магнитного поля, в первую очередь, из-за изменения $\Delta_c(B)$. Возникает вопрос, какое значение надо брать — $\Delta_c^{min}(B)$, $\Delta_c^{max}(B)$ или специфическое значение, описывающее ток $I_s(B)$ при условии $k_s = \text{const}$. Как и в случае тока $I_n(B)$, коэффициент k_s в формулах (2), (4) не содержит величин, зависящих от поля. Нам не известно работ, обсуждающих зависимость от поля тока I_s . Более того, в большинстве работ, посвященных исследованию СИН, за исключением [7], считается, что эта компонента андреевского тока пренебрежимо мала, и вместо нее при анализе вольт-амперных характеристик используется ток Дайнса I_{Dynes} (5). На рис. 11 представлены результаты определения параметров этих токов при фитировании вольт-амперных характеристик с использованием формул (1), (3), (5) при следующих предположениях.

1. При вычислении тока I_n принимаем $k_n = \text{const}$, T_{eff} зависит от поля B .

1.1. k_s ((1), рис. 11 а), альтернативно γ ((5), рис. 11 б), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{min}(B)$.

1.2. k_s ((2), рис. 11 а), альтернативно γ ((6), рис. 11 б), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{max}(B)$.

1.3. $k_s = \text{const}$ ((9), рис. 11 с) альтернативно $\gamma = \text{const}$ ((10) рис. 11 с) значения щели подбираются при фитировании ВАХ такими, чтобы удовлетворялось это условие.

2. При вычислении тока I_n принимаем $T_{eff} = \text{const}$, k_n зависит от поля B .

2.1. k_s (3), альтернативно γ (7), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{min}(B)$.

2.2. k_s (4), альтернативно γ (точки на рис. 8), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{max}(B)$.

2.3. $k_s = \text{const}$ (точки на рис. 11 с) альтернативно $\gamma = \text{const}$ (точки на рис. 12 с) значения щели подбираются при фитировании ВАХ такими, чтобы удовлетворялось это условие.

В принципе, не исключена «гибридная» модель с подбором соотношения вкладов от изменения как k_n , так и T_{eff} , обеспечивающих постоянство k_s . Однако при имеющейся точности измерения токов и напряжений делать это не имеет смысла.

Согласно рис. 11, можно исключить из рассмотрения все варианты, отвечающие пункту 2 и некоторые из вариантов пункта 1. Для увеличения с полем андреевского тока I_s (зависимости 2, 3, 4) нет оснований. Ток Дайнса (зависимости 6, 7, 8), в принципе, мог бы увеличиться, но не на десятки процентов, а в несколько раз из-за значительного ушире-

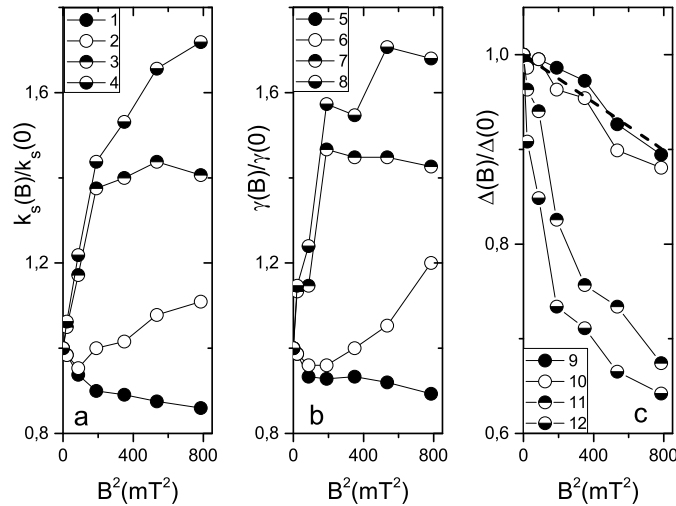


Рис. 11. Зависимость от индукции магнитного поля, приложенного в плоскости СИН, приведенных коэффициентов: *a* — k_s (компонента андреевского тока); *b* — γ (ток Дайнса); *c* — щель $\Delta(k_s = \text{const})$ и $\Delta(\gamma = \text{const})$. Кривые 1, 2, 5, 6, 9, 10 при $k_n = \text{const}$, кривые 3, 4, 7, 8, 11, 12 при $T_{eff} = \text{const}$, кривые 1, 3, 5, 7 при Δ^{min} , кривые 2, 4, 6, 8 при Δ^{max}

ния пика проводимости в области максимума вблизи щели [3]. Уменьшение сверхпроводящей щели, соответствующее постоянству k_s (зависимость 11) или γ (зависимость 12), значительно превышает изменение Δ^{min} . При этом вопреки здравому смыслу во всех этих случаях и вариантов 1.2 (зависимости 1, 5) параметры быстро изменяются в области полей $B < 10$ мТ, а при дальнейшем увеличении поля изменение замедляется или даже прекращается (зависимости 3, 7).

Таким образом, остается всего 2 варианта, отвечающие приемлемому описанию картины — $k_n = \text{const}$, T_{eff} зависит от поля B , $\Delta(k_s = \text{const})$ (рис. 11), зависимость 9, альтернативно $\Delta(\gamma = \text{const})$ (рис. 11), зависимость 10, и эти значения щели, как и Δ^{min} , Δ^{max} квадратично уменьшаются с полем B (рис. 7, 11).

4. ПРОВОДИМОСТЬ МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ

В [4, 5, 7] описаны результаты влияния нормального к поверхности магнитного поля и вклад андреевского тока в проводимость «электронного термометра» — структуры, содержащей 100 последовательно включенных идентичных цепочек из 5 параллельно соединенных СИН. Каждый СИН содержит алюминиевый электрод толщиной 80 нм, окись алюминия, нормальный электрод из алюминия с подслоем железа, подавляющим его сверхпроводимость. Площадь СИН-перехода 1.8 мкм². Каждый переход

связан с соседними пленками золота с размерами $14 \times 100 \times 0.1$ мкм³. При такой конфигурация структуры подавляются тепловые эффекты.

На рис. 12 приведены вольт-амперная характеристика и полученная ее численным дифференцированием проводимость термометра и ее фитирование с использованием формул (1) и (3). Фитирующая кривая с использованием формулы Дайнса на графике для тока неотличима от фитирования андреевским током по формуле (3). Однако для проводимости

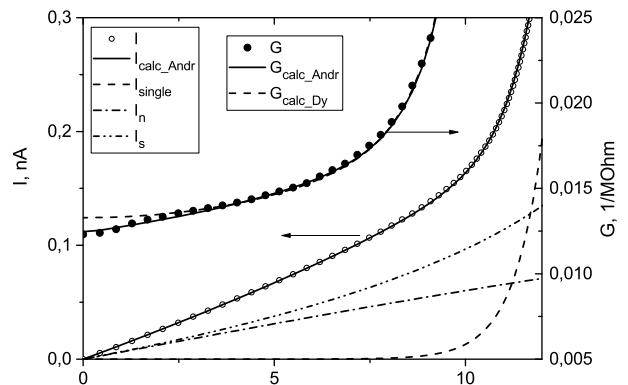


Рис. 12. Измеренные ВАХ и дифференциальная проводимость электронного «термометра» из 100 последовательно включенных СИН и их фитирование с использованием формул (1), (3), (5). Параметры фитирования: $R_n/100 = 90$ Ом; $\Delta_c/k = 2.07$ К; $T_e = 0.087$ К. Для андреевского тока $I_{Andreev}$: $T_{eff} = 1$ К; $k_n = 0.098$ нА; $k_s = 0.12$ нА. Для тока Дайнса I_{Dynes} : $T_e = 0.0865$ К; $T_{eff} = 1$ К; $k_n = 0.022$ нА; $\gamma/\Delta_c = 1.07 \cdot 10^{-4}$

видно различие при малых смещениях, заметно превышающее погрешность измерения. Оно составляет порядка 8% и проявляется потому, что измеряемое напряжение в сто раз больше, чем для одиночного СИН и поэтому отношение сигнал/шум значительно выше.

Отметим, что аномалия дифференциальной проводимости — максимум при $V = 0$, обязанная андреевскому току I_n , не видна. Это связано с тем, что $T_{eff} = 1 \pm 0.3$ К. Очевидно, это связано с магнитным моментом атомов железа, что говорит в пользу модели влияния магнитного поля на эффективную температуру.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследование проводимости тонкопленочных СИН-структур в магнитном поле, нормальном к их поверхности, позволило оценить параметры сверхпроводящей пленки — корреляционную длину ξ и глубину проникновения поля λ . Благодаря этому удалось выявить особенность влияния магнитного поля, ориентированного в плоскости структуры с толщиной, много меньшей глубины проникновения, на ее проводимость. При малом напряжении на структуре, когда ее сопротивление при низкой температуре много больше R_n , одноэлектронный ток, как и в отсутствие поля, описывается формулой (1). Однако фигурирующее в ней значение Δ_c изменяется с полем значительно быстрее, чем следует из теоретического рассмотрения распаривания и экспериментов в работе [3]. Такое поведение можно трактовать как обрезание спектра Дайнса и переход от формулы (5) к экспоненциальному спаду тока при уменьшении напряжения.

Двухчастичный андреевский ток (3), определяется как разность измеренного тока и вычисленного одноэлектронного тока. В поле изменение компоненты I_n описывается изменением эффективной температуры T_{eff} при постоянном значении коэффициента k_n . Изменение I_s можно описать, если считать, что k_s не зависит от поля, а квадратично с полем изменяется Δ .

Хотя в этой картине нет места для тока Дайнса, используемого в большинстве работ по исследованию СИН-структур, в настоящей работе такая модель рассматривалась как альтернатива андреевскому току I_s . Почти во всех случаях, за исключением многоэлементного «электронного термометра», в пределах погрешности измерений удавалось фитировать измеренные вольт-амперные характеристи-

ки в рамках и той, и другой моделей с близкими результатами, касающимися изменения параметров СИН в магнитном поле. Однако благодаря высокой точности измерений для многоэлементной структуры выявлен линейный рост проводимости при малых напряжениях (рис. 12), который характерен для описываемого формулами (2), (3) андреевского тока и противоречит проводимости, определяемой током Дайнса (5).

Ток Дайнса обязан мнимой добавке в спектре возбуждений в сверхпроводнике, связанной с их рассеянием. Это приводит к уширению максимума при $V \simeq \Delta_c/e$. Естественно ожидать, что значительное, в несколько раз, уширение этого пика в магнитном поле [3], должно настолько же увеличить и ток Дайнса. Но этого не происходит. Наконец, в работе [6] для структур, изготовленных по одной и той же технологии, отличающихся только толщиной изолирующего слоя, оказалось, что в модели Дайнса параметр γ , зависящий только от параметров сверхпроводящей пленки, изменяется на порядок. При этом, как видно на рис. 3 этой работы, отношение андреевской проводимости, связанной току I_n , к дополнительной подщелевой проводимости, практически сохраняется, что естественно для компонент андреевского тока. Отметим, что в [7] для разных образцов соотношение этих вкладов также изменяется весьма умеренно — не более чем втрое.

Основная причина, почему игнорируется ток I_s , та, что по теоретической формуле (2) отношение $k_s/k_n \ll 1$. А согласно эксперименту [7] оно для разных структур лежит в пределах 2–7, в десятки раз больше, чем по теории. Правда, если для оценки использовать формулу (4), то расхождение с экспериментом уменьшится примерно втрое. Согласно измерениям в [6] (рис. 4), для пленок с толщиной $d > l$ в соответствующих формулах вместо d надо использовать длину пробега l . Для сверхпроводящей пленки с $d = 80$ нм и длиной пробега $l = 9–15$ нм (разд. 3.1), это приведет к увеличению расчетного значения k_s в 5–9 раз. Медная пленка имеет $d = 20$ нм и $l \approx 10$ нм [7], так что k_n изменится незначительно. Учет этого обстоятельства делает различие теории и эксперимента не столь драматичным.

Таким образом, для описания проводимости туннельных СИН-структур как в магнитном поле, так и без него, при температурах, много меньших T_c , и при напряжениях, при которых туннельный ток много меньше тока в нормальном состоянии сверхпроводящей пленки, достаточно трех компонент: одноэлектронного тока, формула (1), и двух составляющих андреевского тока, формула (3). При этом

независимо от ориентации магнитного поля относительно плоскости структуры, вклад одноэлектронного тока растет пропорционально квадрату поля из-за его влияния на сверхпроводящую щель. Проводимость, обязанная андреевскому току I_n , уменьшается из-за роста эффективной температуры. Изменение тока I_s можно описать уменьшением щели. Нам не известно работ, в которых рассматривается влияние магнитного поля на эту составляющую туннельного тока.

Чтобы сделать эти выводы еще более аргументированными, целесообразно провести эксперименты с аналогичными СИН-структурами с более тонким сверхпроводящим слоем и с шириной меньше глубины проникновения. Это позволит за счет ослабления влияния магнитного поля на одноэлектронный ток расширить область напряжений, в которой доминирует подщелевой ток и провести измерения при ортогональной ориентации поля при его однородности в пределах структуры.

Благодарности. Авторы благодарны Александру Федоровичу Андрееву за интерес к работе и полезные обсуждения. При выполнении работ использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529 «Криоинтеграл».

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант <https://rscf.ru/project/23-79-00022/>.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. Levine, Phys. Rev. **155**, 373 (1967).
2. J. Millstein, M. Tinkham, Phys. Rev. **158**, 325 (1967).
3. A. Anthore, H. Pothier, and D. Esteve, Phys. Rev. Lett. **90**, 127001 (2003).
4. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ, **101**, 136 (2015).
5. М. Tarasov, A. Gunbina, M. Fominsky, A. Chekushkin, V. Vdovin, V. Koshelets, E. Sohina, A. Kalaboukhov, and V. Edelman, Electronics **10**, 2894 (2021); <https://doi.org/10.3390/electronics10232894>.
6. T. Greibe, M. P.V. Stenberg, C. M. Wilson, T. Bauch, V. S. Shumeiko, and P. Delsing, Phys. Rev. Lett. **106**, 097001 (2011).
7. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 752 (2017).
8. I. Giaever and K. Megerle, Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).
9. F. W. J. Hekking and Y. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
10. T. Faivre, D. S. Golubev, J. P. Pekola, Appl. Phys. Lett. **106**, 182602 (2015).
11. R. C. Dynes, V. Narayanamurti, and J. P. Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
12. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich, D. Maradan, O.-P. Saira, M. Palma, M. Meschke, J. P. Pekola, and D. M. Zumbühl, Phys. Rev. Appl. **4**, 034001 (2015).
13. В. С. Эдельман, ПТЭ, No 2, 159 (2009).
14. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4 edition, John Wiley and Sons, Inc [Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, Наука, Москва (1978)].
15. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦМНО (2000).
16. M. R. Eskildsen, M. Kugler, G. Levy, S. Tanaka, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, and O. Fischer, Physica C: Superconductivity **385**, 169 (2003).
17. I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L. Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Obozнов, Phys. Rev. Lett. **96**, 077005 (2006).
18. A. F. Volkov and T. M. Klapwijk, Phys. Lett. A **168**, 217 (1992); A. F. Volkov, Phys. Lett. A **174**, 144 (1993); A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, and T. M. Klapwijk, Physica C **210**, 21 (1993); A. F. Volkov, Physica B **203**, 267 (1994).
19. D. A. Dikin, M. J. Black, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **87**, 187003 (2001); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.187003>.