

02,08

Ток распаривания и диодный эффект в мостике с разупорядоченными поверхностными слоями

© П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: bezpi@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 19 сентября 2024 г.

В окончательной редакции 18 февраля 2025 г.

Принята к публикации 16 марта 2025 г.

Рассматривается сверхпроводящее состояние узких мостиков с разупорядоченными на границах слоями из нормального металла. В рамках теории Гинзбурга-Ландау рассчитаны критические ток и магнитное поле данных структур. Изучен диодный эффект в подобных мостиках. Сделанные в рамках представленной модели оценки тока распаривания находятся в количественном согласии с экспериментальными данными для мостиков из Nb и NbN. Показано, что средняя диодная эффективность в рассматриваемом случае может достигать 18%.

Ключевые слова: сверхпроводящие мостики, критический ток, теория Гинзбурга-Ландау, диодный эффект.

DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60254.243

1. Введение

Сверхпроводящие структуры имеют большие перспективы для применения в электронике, в связи с чем сегодня они стали объектом большого количества теоретических и экспериментальных работ [1–20]. Их свойства определяются материалом, из которого они сделаны, размерами, формой и т.д. Критический ток — один из ключевых параметров сверхпроводящих структур. Для структур больших размеров при наличии достаточно сильного магнитного поля критический ток определяется движением вихрей Абрикосова. В достаточно тонких и узких мостиках (толщина мостика не превосходит 1.81ξ , где ξ — длина когерентности сверхпроводника, из которого сделан мостик [21]) критический ток связан с распариванием куперовских пар, другими словами, является током распаривания Гинзбурга-Ландау (ГЛ).

Впервые уравнение для плотности тока распаривания тонкой сверхпроводящей пленки было получено в работе [22]. Результаты работы и более поздние аналитические расчеты для тока распаривания используются для оценок критического тока сверхпроводящих структур соответствующих размеров. Например, в работе [10] авторы показали, что для тонких (толщиной $D \approx \xi(0)$, $\xi(0)$ — длина когерентности при нулевой температуре) и узких сверхпроводящих мостиков из Nb и NbN аналитические оценки критического тока превосходят экспериментальные значения на 30–50%. Такое различие авторы связали с образованием тонкого несверхпроводящего металлического слоя на поверхности мостиков во время изготовления. В работе [13] уменьшение экспериментально определенных критических параметров тонких ниобиевых мостиков по сравнению с теоретическими расчетами было связано с разупорядочением

металлических слоев на границе раздела сверхпроводник/подложка.

Точность оценок плотности критического тока важна для корректного описания диодного эффекта (ДЭ). Суть данного эффекта заключается в изменении величины критического тока при изменении направления его протекания [15,23,24]. ДЭ наблюдается как при параллельной, так и при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно поверхности мостиков. Предполагается несколько механизмов ДЭ в подобных структурах. Одни из них связаны со спинами электронов [10,15,16,25]. В большинстве случаев основную роль играет спин-орбитальное взаимодействие электронов. Тем не менее, в работе [25] описали ситуацию, когда наличие конечных моментов у электронов обусловлено не спин-орбитальным взаимодействием, а изменением плотности куперовских пар по толщине S-N (сверхпроводник–нормальный металл) структуры. Другие механизмы объясняют ДЭ несимметричностью сверхпроводящих структур [7,19], связанную, например, с изменением поверхностных слоев относительно объемных. Стоит отметить, что несимметричные структуры демонстрируют большую диодную эффективность (до 65%), чем те, в которых превалирует спиновый механизм [19]. Отдельно стоит отметить, что в работе [26] представлена структура на базе графена, которая демонстрирует ДЭ в отсутствии магнитного поля.

Разупорядоченность слоев на поверхностях сверхпроводящих структур может играть важную роль при определении их критического тока и объяснения ДЭ [10,13,19]. В настоящей работе представлена модель, позволяющая в рамках теории ГЛ проводить оценки тока распаривания для тонких и узких сверхпроводящих мостиков, при этом учтено растекание транспортного тока по соседним несверхпроводящим сильно

разупорядоченным слоям. Предложенная модель позволяет установить взаимосвязь между толщиной граничащих несверхпроводящих слоев и величиной критических параметров. Проанализировано критическое состояние тонкого и узкого сверхпроводящего мостика, представляющего собой слоистую N-S-N (нормальный металл–сверхпроводник–нормальный металл) структуру. Описаны характеристики данной структуры в контексте ее применения как сверхпроводящего диода.

2. Описание модели

Рассматривается узкий и тонкий мостик толщиной D . Геометрия задачи, а также направления протекающего по структуре транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля \mathbf{H} показаны на вставке на рис. 1. Рассматривается температурный диапазон, в котором выполняются следующие условия: толщина мостика $D < 1.81\xi$, а ширина не превосходит глубины проникновения магнитного поля λ . В этом случае сверхпроводящий мостик находится в безвихревом состоянии, а сверхпроводящий ток распределен однородно по его ширине. В данной задаче векторный потенциал имеет вид $\mathbf{A} = \mathbf{e}_y A(x)$.

Сверхпроводящий мостик предполагается неоднородным по толщине (вдоль оси x), что отвечает реальным сверхпроводящим структурам [27]. Из-за отличных от объема условий на границах подложка/сверхпроводящий материал и материал/окружающая среда образуются слои с большим количеством дефектов [28,29]. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению длины свободного пробега электронов (l) при приближении к границам (см. зависимость $l(x)$ на рис. 1). Для целей настоящей работы, делается допущение, что если длина свободного пробега меньше определенного порогового значения l_{norm} , то область, где это условие выполняется, находится в нормальном состоянии (серые области на рис. 1). Толщины разупорядоченных несверхпроводящих слоев на границе раздела подложка/мостик и мостик/внешняя среда обозначены как δ_s и δ_e соответственно.

Изменение состояния граничных слоев учитывается через модельное распределение длины свободного пробега электронов по толщине сверхпроводящего мостика [30]:

$$l(x) = l_{Cn} \left(1 - 2^{n-2} \eta \left(\frac{x}{D} - \frac{D + \delta_e - \delta_s}{2D} \right)^n \right), \quad (1)$$

где l_{Cn} — длина свободного пробега в центре сверхпроводящего слоя, а η — параметр, показывающий различие между значениями l в центре слоя и на границах мостика. Однородному сверхпроводящему мостику отвечает $\eta = 0$ (в этом случае $l(x) = l_{Cn}$). Другими словами, η характеризует степень неоднородности сверхпроводящей структуры. Показатель степени n задает резкость изменения $l(x)$ у границ структуры. В расчетах будут использоваться значения параметров $\eta = 3.9$ и $n = 8$, при этом длина свободного пробега будет слабо изменяться

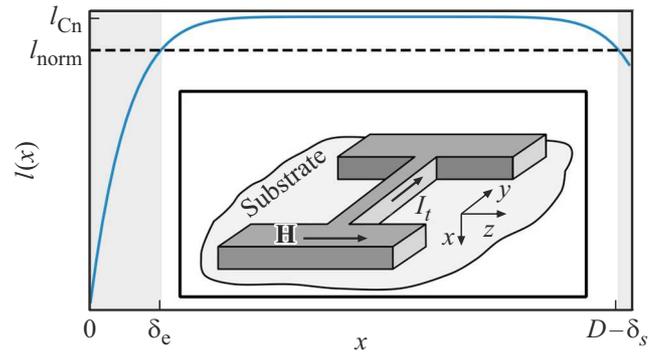


Рис. 1. Распределение длины свободного пробега электронов $l(x)$ по толщине мостика. Вставка — геометрия задачи.

в центре мостика и резко уменьшаться при приближении к границам (рис. 1).

При сильном разупорядочении слоев на границах мостика их критическая температура может уменьшаться. Здесь стоит отметить, что теорема Андерсона утверждает об отсутствии влияния на критическую температуру немагнитного рассеяния в сверхпроводнике с s -типом спаривания. Вместе с тем, данное утверждение имеет ряд дополнительных ограничений [31–34]. Критическая температура сверхпроводника может изменяться при наличии примесей в случае очень сильного разупорядочения [31,32] и в тонких сверхпроводящих пленках и мостиках [31]. В последнем случае рассматривается несколько механизмов влияния примесей на критическую температуру структур в зависимости от их толщины. Описываемые факторы имеют прямое отношение к рассматриваемой в настоящей работе задаче. Рассматривается ситуация, когда поверхностные слои будут в нормальном состоянии (из-за более низкой критической температуры), а центральный слой будет сверхпроводящим.

Функционал свободной энергии для исследуемой структуры имеет вид:

$$F \propto \int_0^D \left[-a_1(T) |\Psi(x)|^2 + \frac{a_2}{2} |\Psi(x)|^4 + b(x) \left(\left| \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|^2 + \frac{4e^2}{c^2} A(x)^2 |\Psi(x)|^2 \right) + \frac{(\partial A / \partial x - H)^2}{8\pi} \right] dx, \quad (2)$$

где Ψ — параметр порядка, e — заряд электрона, c — скорость света, T — температура сверхпроводящего мостика, a_{1-2} и b — коэффициенты в разложении функционала свободной энергии. Температурная зависимость $a_1(T)$ имеет следующий вид:

$$a_1 = \alpha_1 \left(1 - \frac{T}{T_{CM}} \right), \quad (3)$$

где T_{CM} — критическая температура массивного сверхпроводника, из которого сделан соответствующий слой.

В свою очередь коэффициент разложения $b(x)$ в „грязном пределе“ $l \ll \xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности в чистом сверхпроводнике в теории БКШ, пропорционален длине свободного пробега электронов (l) [35]. Учитывая (1), зависимость $b(x)$ будет иметь вид:

$$b(x) = b_{Cn} \left(1 - 64 \cdot \eta \left(\frac{x}{D} - \frac{D + \delta_e - \delta_s}{2D} \right)^8 \right), \quad (4)$$

где b_{Cn} — коэффициент, не зависящий от x .

Стоит отметить, что поскольку критическая температура сверхпроводящего центрального слоя (T_{CMs}) и поверхностных разупорядоченных слоев (T_{CMn}) отличается, то значения коэффициента $a_1(T)$ в этих областях будут отличаться из-за различных T_{CM} .

Вариация функционала свободной энергии (2) по параметру порядка и векторному потенциалу позволяет получить следующие уравнения ГЛ:

$$\psi - \frac{p(T/T_{CMs})}{p(T/T_{CMs,n})} \left[\psi^3 - g(x_\xi) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\xi^2} - \frac{\partial g(x_\xi)}{\partial x_\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x_\xi} + \frac{U^2}{\kappa_{Cn}^2} g(x_\xi) \psi \right] = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x_\xi^2} - \frac{\psi^2}{\kappa_{Cn}^2} g(x_\xi) U = 0, \quad (6)$$

где $p(T/T_{CMs}) = (1 - T/T_{CMs})$, $p(T/T_{CMs,n}) = (1 - T/T_{CMs,n})$ ($T_{CMs,n} = T_{CMs}$ в сверхпроводящем слое и $T_{CMs,n} = T_{CMn}$ в поверхностных слоях),

$$g(x_\xi) = \left(1 - 64 \cdot \eta \left(\frac{x_\xi}{d} - \frac{d + \delta_{e\xi} - \delta_{s\xi}}{2d} \right)^8 \right),$$

ψ — нормированный параметр порядка: $\psi = \Psi/\Psi_0$, $\Psi_0 = \sqrt{a_1/a_2}$ — параметр порядка в массивном сверхпроводнике в отсутствии внешнего магнитного поля (Ψ_0 соответствует центральному сверхпроводящему слою), κ_{Cn} — параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя. Также введены безразмерные величины:

$$x_\xi = \frac{x}{\xi_{Cn}}, \quad d = \frac{D}{\xi_{Cn}}, \quad \delta_{s\xi} = \frac{\delta_s}{\xi_{Cn}}, \quad \delta_{e\xi} = \frac{\delta_e}{\xi_{Cn}},$$

$$U = \frac{2\pi\kappa_{Cn}\xi_{Cn}}{\phi_0} A,$$

где ϕ_0 — квант магнитного потока, ξ_{Cn} — длина когерентности ГЛ в центре сверхпроводящего слоя, при этом $\xi_{Cn} = \sqrt{b_{Cn}/a_1(T/T_{CMs})}$. Все приведенные далее значения длины и толщины представлены в единицах длины когерентности в центре сверхпроводящего слоя ξ_{Cn} . При выводе уравнений использовалась калибровка векторного потенциала $\text{div} \mathbf{A} = 0$.

В настоящей работе расчеты проводятся для температуры $T = 0.95T_{CMs}$. В свою очередь средняя по толщине критическая температура разупорядоченных слоев $T_{CMn} = 0.9T_{CMs}$. Так как критическая температура

разупорядоченных слоев меньше температуры мостика ($T > T_{CMn}$), то они находятся в нормальном состоянии.

Дополнительно рассматривается случай, когда разупорядоченные поверхностные слои находятся в сверхпроводящем состоянии ($T_{CMn} = T_{CMs}$). Это позволяет отдельно проанализировать влияние неоднородности сверхпроводящих слоев и эффекта близости, возникающего, когда слои находятся в нормальном состоянии.

Обсудим граничные условия к уравнениям (5) и (6). Поскольку транспортный ток I_t в мостике создает магнитное поле:

$$H_I = \frac{2\pi}{c} I_t, \quad (7)$$

то полное поле вблизи поверхностей мостика (на границе раздела с подложкой и внешней средой) равно $H \pm H_I$, и граничные условия для уравнения (6) имеют вид:

$$\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{sub} = h + h_I, \quad \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{env} = h - h_I, \quad (8)$$

где

$$h = \frac{H}{H_\xi}, \quad h_I = \frac{H_I}{H_\xi}, \quad H_\xi = \frac{\phi_0}{2\pi\kappa_{Cn}^2\xi_{Cn}^2}.$$

На границе раздела сверхпроводящий слой/разупорядоченные слои граничные условия к уравнению (6) будут отвечать условию непрерывности магнитного поля и векторного потенциала. В свою очередь параметр порядка и его производная также будут непрерывны на границе между сверхпроводящими и несверхпроводящими слоями [36]. Это и определяет граничные условия к уравнению (5).

Все приведенные ниже значения магнитного поля представлены в единицах H_ξ (см. (8)). Значения силы тока в рамках модели представляются через H_I (7) и поэтому так же, как и магнитное поле, выражены в единицах H_ξ . Итерационная процедура решения системы уравнений (5), (6) с описанными граничными условиями аналогична приведенной в работе [37].

3. Результаты численных расчетов

Рассмотрим зависимости критического тока (I_c) от внешнего магнитного поля (h) для сверхпроводящего мостика толщиной $d = 1.5$ (рис. 2, а). Отметим, что сплошные линии отвечают структуре с разупорядоченными слоями на поверхности, при этом синяя линия (обозначена I_{NL+inh}) соответствует несверхпроводящим разупорядоченным слоям, а оранжевая сверхпроводящим (обозначена I_{inh}). Толщины неоднородных поверхностных слоев для границ мостик/окружающая среда и мостик/подложка равны $0.13\xi(0)/0.029\xi(0.95T_{CMs})$ и $0.03\xi(0)/0.007\xi(0.95T_{CMs})$ соответственно, что отвечает экспериментально полученным значениям для пленок из ниобия [10,13]. Черной штриховой линией (обозначенной I_{dep}) показана оценка тока распаривания для однородной по толщине структуры (в этом случае $\eta = 0$, а поверхностные несверхпроводящие слои отсутствуют).

Анализ показывает, что учет только неоднородности поверхностных слоев (оранжевая кривая на рис. 2, *a*) приводит к уменьшению величины критического тока, вместе с тем увеличится значение критического магнитного поля (h_c , точка пересечения кривых $I_c(h)$ с осью h). Если дополнительно учесть, что разупорядоченные поверхностные слои находятся в нормальном состоянии (синяя линия на рис. 2, *a*), то это приведет к значительному уменьшению критического тока. В свою очередь h_c станет немного меньше, чем в случае разупорядоченных сверхпроводящих поверхностных слоев.

Для прояснения описанных явлений рассмотрим изменение параметра порядка $\psi(x_\xi)$ под действием транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля h . В отсутствие внешнего магнитного поля при протекании транспортного тока (рис. 2, *b*) параметр порядка структуры с разупорядоченными сверхпроводящими поверхностными слоями (кривая, обозначенная I_{inh}) будет меньше, чем у однородного по толщине мостика (кривая, обозначенная I_{dep}). Если поверхностные слои находятся в нормальном состоянии, то это приведет к уменьшению параметра порядка (см. кривую I_{NL+inh}). Таким образом, параметр порядка в структуре с поверхностными разупорядоченными слоями подавляется сильнее транспортным током, чем в однородной структуре. При этом, если поверхностные слои находятся в нормальном состоянии, то ψ подавляется сильнее. В результате критический ток в мостике с разупорядоченными слоями меньше тока распаривания (I_{dep}) и достигает наименьшего значения, если разупорядоченные поверхностные слои находятся в несверхпроводящем состоянии.

В области более толстого поверхностного слоя (на границе с внешней средой, при x_ξ близких к 0, см. рис. 1) наблюдается излом параметра порядка (синяя линия I_{NL+inh} на рис. 2, *b*). Он обусловлен тем, что поверхностный слой находится в нормальном состоянии. В области более тонкого поверхностного слоя (на границе с подложкой, при x_ξ вблизи 1.5, рис. 1) подобного излома не наблюдается, что связано с очень малой толщиной слоя.

Под действием внешнего магнитного поля в отсутствие транспортного тока ситуация будет обратная: при одинаковых значениях h параметр порядка $\psi(x_\xi)$ мостика с поверхностными неоднородными слоями будет больше, чем у однородной структуры (рис. 2, *c*). Таким образом, сверхпроводящее состояние мостика с разупорядоченными поверхностными слоями более устойчиво к подавлению внешним магнитным полем. Другими словами, для неоднородного мостика значение критического магнитного поля будет выше, чем для однородного. Данное утверждение верно как для сверхпроводящих, так и несверхпроводящих разупорядоченных слоев. При этом в случае несверхпроводящих разупорядоченных слоев h_c будет немного ниже, чем в случае сверхпроводящих.

Проанализируем зависимости критического тока от внешнего магнитного поля для сверхпроводящих мостиков различной толщины ($d = 0.25, 0.5$ и 1). На

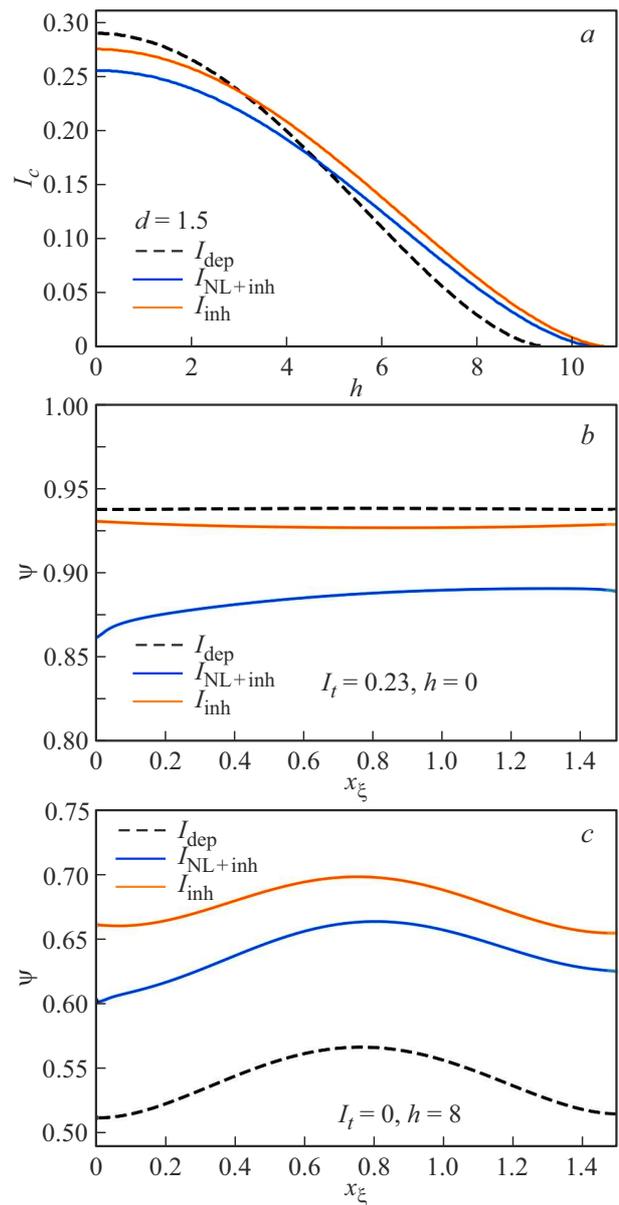


Рис. 2. *a* — зависимости критического тока I_c от внешнего магнитного поля h для мостика толщиной $d = 1.5$. Сплошные линии соответствуют структуре с разупорядоченными слоями на ее поверхности. Синяя линия отвечает несверхпроводящим разупорядоченным слоям, а оранжевая — сверхпроводящим. Черной штриховой линией показана оценки тока распаривания для однородной по толщине структуры. *b–c* — распределения параметра порядка ψ по толщине мостика ($d = 1.5$), полученные для различных значений транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля h . Для всех рисунков параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя $\kappa_{Cn} = 2$. Другие параметры расчетов указаны на рисунках. Серая область отвечает разупорядоченным слоям.

рис. 3 представлено сравнение результатов расчетов I_c мостиков с разупорядоченными несверхпроводящими поверхностными слоями с оценками тока распаривания для однородных мостиков. Расчеты показали, что учет

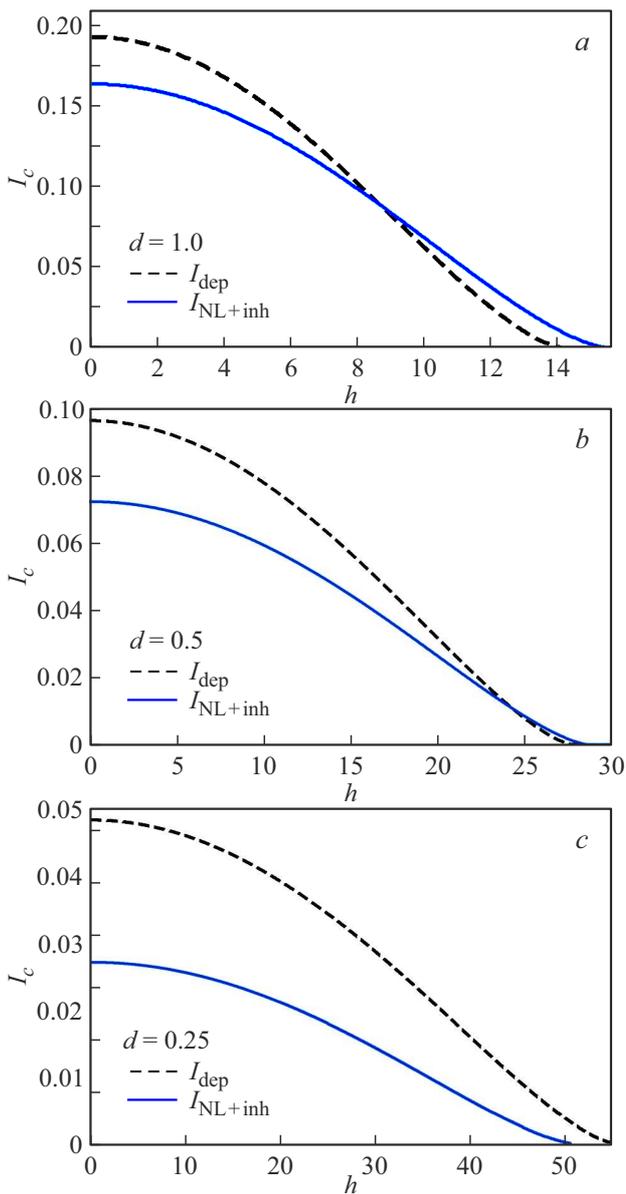


Рис. 3. Зависимости критического тока I_c от внешнего магнитного поля h для мостиков с разупорядоченными несверхпроводящими слоями на их поверхности (сплошные синие линии). Черными штриховыми линиями показаны оценки тока распаривания для однородных по толщине структур. Толщины мостиков обозначены на рисунках ($d = 1$ (a), $d = 0.5$ (b) и $d = 0.25$ (c)). Параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя $\kappa_{Cn} = 2$.

поверхностных слоев приводит к снижению критического тока относительно значений тока распаривания на 12–44% (рис. 2, a и 3). При этом, чем тоньше мостик, тем больше это снижение. Данное изменение совпадает с определенным экспериментально для мостиков из ниобия и ниобий содержащих материалов [10]. Таким образом, несмотря на малую относительно мостика толщину разупорядоченных поверхностных слоев, они значительно влияют на критический ток структуры.

С ростом магнитного поля разница между I_c мостиков с поверхностными разупорядоченными слоями и током распаривания для однородных структур становится все меньше, и при некотором значении h они даже могут стать равными (рис. 3, b). Критическое магнитное поле h_c у мостиков с несверхпроводящими поверхностными слоями может быть больше (случай $d = 1.5$ и $d = 1$), совпадать ($d = 0.5$) или быть меньше ($d = 0.25$), чем у однородных мостиков.

Ранее в работах [38,39] было исследовано влияние эффекта близости (для случая нормальных слоев толщиной не менее длины когерентности ξ) и неоднородности на критические параметры сверхпроводящих мостиков. Оказалось, что оба фактора ощутимо подавляют критический ток мостика, а на критическое магнитное поле воздействуют по-разному: неоднородность его увеличивает, а эффект близости уменьшает. Граничные неупорядоченные слои влияют на критические параметры мостиков как за счет эффекта близости, так и за счет создаваемой ими неоднородности структуры. Описанные в настоящей работе изменения критического магнитного поля показывают, что в рассматриваемом случае важно учитывать оба фактора. Вместе с тем, в мостиках большей толщины превалирует влияние неоднородности структуры, а в более тонких эффект близости.

Структура с разупорядоченными граничными слоями несимметрична. Кроме того, создаваемое транспортным током магнитное поле на одной из поверхностей совпадает по направлению с внешним магнитным полем, а на другой направлено противоположно (8). В этом случае следует ожидать, что изменение направления транспортного тока может привести к изменению величины критического тока. Таким образом, для рассматриваемой структуры должен наблюдаться диодный эффект. На рис. 4 представлена зависимость $I_c(h)$ для мостика с разупорядоченными поверхностными слоями при разных направлениях транспортного тока. Ток I_+ протекает вдоль положительного направления оси y , I_- — в противоположную сторону. Рассматривается структура как со сверхпроводящими (оранжевая и красная линии I_{inh} на рис. 4), так и несверхпроводящими (синяя и розовая линии I_{NL+inh} на рис. 4) разупорядоченными слоями. При смене направления тока в магнитном поле h меняется величина критического тока. Введем диодную эффективность $\varepsilon = (I_- - I_+)/I_+$, характеризующую изменение критического тока при смене направления. Средняя диодная эффективность для рассматриваемой структуры толщиной $d = 0.25$ составляет 18%. При этом средняя диодная эффективность практически не отличается для поверхностных сверхпроводящих и несверхпроводящих слоев. Для мостиков большей толщины диодный эффект также наблюдается, но величина ε будет меньше.

Причиной изменения величины критического тока являются несимметричность мостика и различие граничных условий на магнитное поле (8) на его границах. На одной из границ магнитное поле, создаваемое транспортным током, увеличивает внешнее магнитное поле h ,

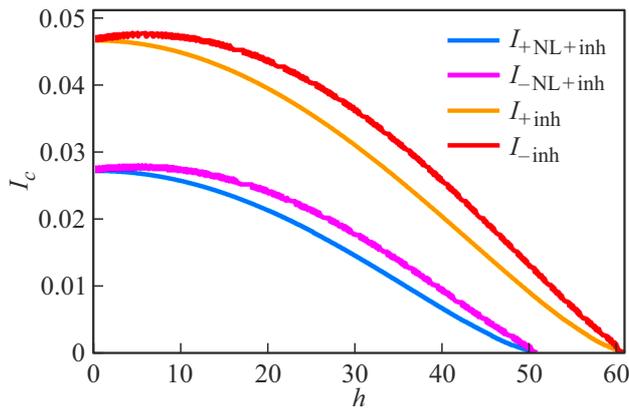


Рис. 4. Зависимости критического тока I_c от внешнего магнитного поля h для мостика с разупорядоченными сверхпроводящими (оранжевая и красная линии I_{inh}) и несверхпроводящими (синяя и розовая линии I_{NL+inh}) слоями на его поверхности. Синяя и оранжевая линии отвечают току, протекающему в положительном направлении оси y (I_+), розовая и красная соответствуют току в противоположном направлении (I_-). Расчеты проведены для мостика толщиной $d = 0.25$. Параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя $\kappa_{Cn} = 2$.

а на другой уменьшает. В частном случае отсутствия внешнего магнитного поля граничные условия (8) на границах мостика не различаются. Из-за этого I_+ и I_- не различаются при $h = 0$.

На рис. 5, *a–c* представлены распределения параметра порядка по толщине мостика $\psi(x_\xi)$ при различных значениях транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля h для мостика толщиной $d = 1.5$. В отсутствие внешнего магнитного поля при одинаковых значениях I_t параметр порядка будет практически совпадать для I_+ и I_- (рис. 5, *a*). Это выполняется как для сверхпроводящих, так и для несверхпроводящих разупорядоченных поверхностных слоев. Из-за этого при обращении тока величина критического тока в отсутствие магнитного поля не изменяется.

Рассмотрим подавление сверхпроводящего состояния транспортным током и внешним магнитным полем в мостике с неоднородными поверхностными слоями. Соответствующие распределения $\psi(x_\xi)$ для случаев I_+ и I_- представлены на рис. 5, *b* (несверхпроводящие поверхностные слои) и рис. 5, *c* (сверхпроводящие поверхностные слои). Отличие между сверхпроводящими и несверхпроводящими слоями наблюдается только на границе раздела с внешней средой и представляет собой излом параметра порядка. В обоих случаях $\psi(x_\xi)$ для I_- ассиметрично распределению I_+ , что выражается в расположении максимума у другой границы мостика. Количественно параметр порядка отличается для I_+ и I_- . Это, в свою очередь, является причиной различия критических токов I_+ и I_- .

В отсутствие транспортного тока и при значениях h , близких к критическому полю, рассмотрим распреде-

ление магнитного поля $b(x_\xi)$ по толщине структуры (рис. 5, *d*). В безвихревом случае при проникновении поля в однородный мостик оно начинает уменьшаться и достигает своего минимального значения в его центре. Однако, в отличие от обычного эффекта Мейснера, поле не исчезает полностью, что обусловлено относительно небольшой толщиной структуры. Если есть граничные несверхпроводящие разупорядоченные слои, то магнитное поле слабо изменяется в них, в результате чего распределение $b(x_\xi)$ становится несимметричным.

Согласно численным расчетам, при малых значениях магнитного поля (рассмотрим $h = 0.1$) и очень тонких поверхностных разупорядоченных слоях ($\delta_e = 0.02\xi(0)$ и $\delta_s = 0.01\xi(0)$) параметр порядка ψ слабо изменяется по толщине структуры. В этом случае распределение поля $b(x_\xi)$ можно получить с помощью аналитических оценок. Дополнительно рассмотрим распределение длины свободного пробега $l(x)(1)$ с $n = 2$. Качественно зависимости $l(x)$ похожи для $n = 2$ и $n = 8$, но в последнем случае длина свободного пробега более резко изменяется у границ структуры [30]. Также примем, что $T = 0.99T_{CMs}$, а $T_{CMn} = 0.9T_{CMs}$. Для однородного мостика $b(x_\xi)$ будет определяться известным соотношением для тонкой пластины [40]:

$$b(x_\xi) = \frac{h(\text{sh}(\psi d/\kappa_{Cn}) \text{ch}(\psi x_\xi/\kappa_{Cn}) + (1 - \text{ch}(\psi d/\kappa_{Cn})) \text{sh}(\psi x_\xi/\kappa_{Cn}))}{\text{sh}(\psi d/\kappa_{Cn})} \approx 0.121608(0.822317 \text{ch}(0.5x_\xi) - 0.294683 \text{sh}(0.5x_\xi)).$$

Для неоднородного мостика уравнение (6) приобретает вид уравнения параболического цилиндра. Распределение $b(x_\xi)$ будет определяться „нечетным“ решением для $U(x_\xi)$:

$$b(x_\xi) = \frac{\partial U(x_\xi)}{\partial x_\xi} \approx 0.096501 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \frac{(1.142816x_\xi - 0.857679)^{2n}}{(2n)!},$$

где коэффициенты $\alpha_0 = 1$, $\alpha_1 = 0.188369$, остальные α_n связаны рекуррентными соотношениями [41]. Полученные аналитические оценки для распределения поля $b(x_\xi)$ проиллюстрированы на рис. 4, *e*. Представленные результаты совпадают с полученными численными расчетами.

Результаты настоящей работы могут быть применены и к структурам, находящимся в перпендикулярном к поверхности магнитном поле. При этом их размеры должны удовлетворять условию отсутствия вихрей в данных структурах. Дополнительно в работе рассматриваются разупорядоченные поверхностные слои, которые находятся в нормальном состоянии, но при этом являются сверхпроводниками. Рассматривается ситуация,

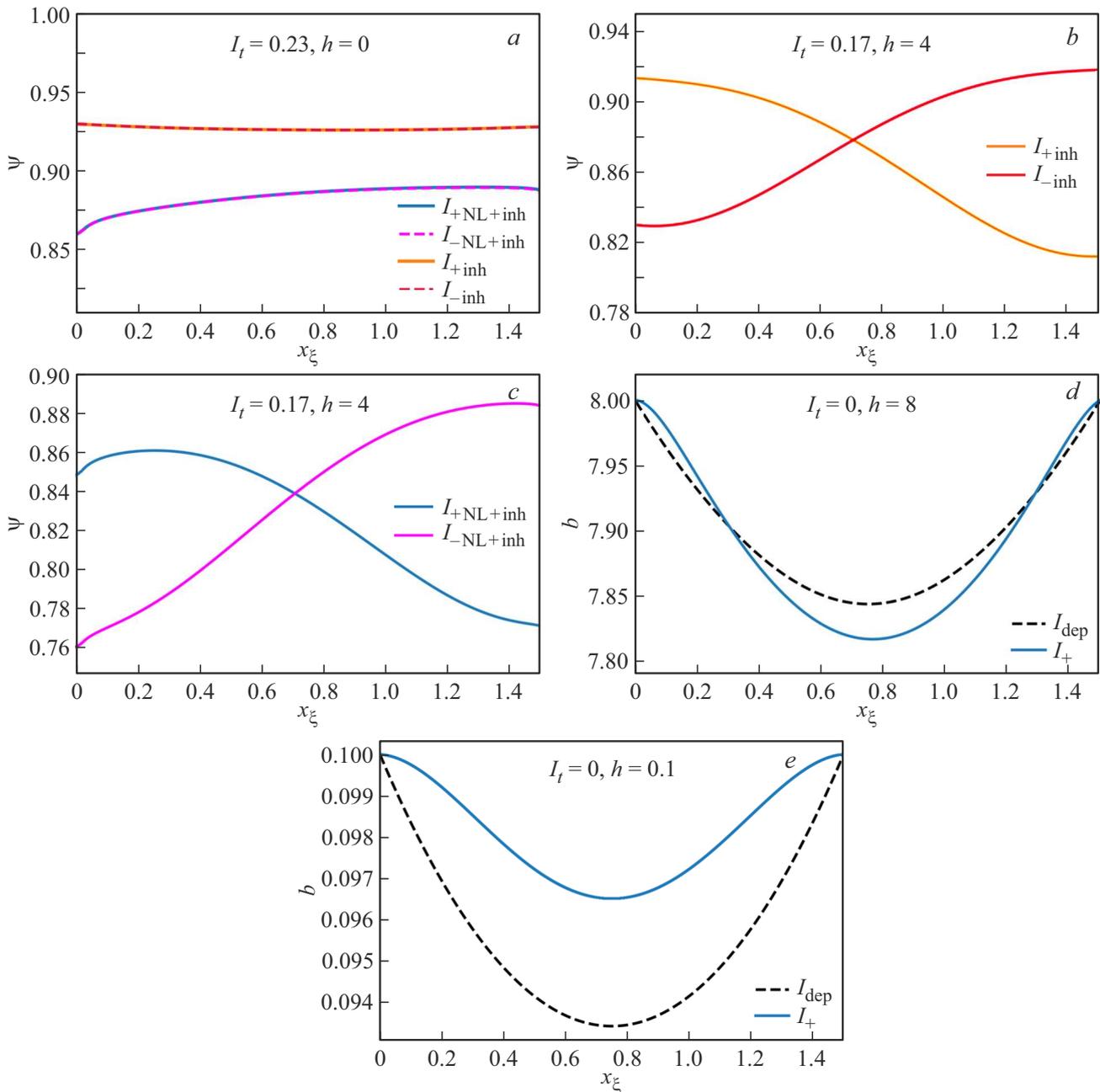


Рис. 5. *a–c* — распределения параметра порядка ψ по толщине мостика ($d = 1.5$), полученные для различных значений транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля h . *d–e* — распределения магнитного поля b по толщине мостика ($d = 1.5$) для различных значений I_t и h . Рисунок (*e*) для $n = 2, T = 0.99T_{CMs}$ и $T_{CMn} = 0.9T_{CMs}$. Параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя $\kappa_{Cn} = 2$. Другие параметры расчетов указаны на рисунках. Серая область отвечает разупорядоченным слоям.

когда мостики находятся при температурах больших, чем критические температуры этих слоев. Теория ГЛ не применима для нормальных слоев, не являющихся сверхпроводниками. Это обусловлено тем, что теория ГЛ может быть использована только в некоторой окрестности критической температуры. Тем не менее, качественно результаты данной работы могут быть распространены на нормальные поверхностные слои, не являющиеся сверхпроводящими.

В заключение раздела отметим, что экспериментальная проверка механизмов ДЭ, обусловленных спинами электронов [10,15,16,25], требует создания структур, где будет достижим ток распаривания [42]. В свою очередь, как обсуждается в настоящей работе и в [10], сам ток распаривания чувствителен к структуре сверхпроводящих мостиков, особенно учитывая, что ток распаривания достижим в достаточно тонких и узких мостиках. С другой стороны, структурные неоднородности сами

могут давать вклад в ДЭ. Учет такого вклада важен при изучении других механизмов ДЭ, в том числе, связанных со спинами электронов.

4. Заключение

В работе рассмотрено критическое состояние тонкого и узкого сверхпроводящего мостика с разупорядоченными на поверхности металлическими слоями. Опираясь на экспериментальные исследования структур из ниобия и ниобий-содержащих материалов, был рассмотрен случай, когда разупорядоченные слои на границе раздела подложка/сверхпроводник и сверхпроводник/внешняя среда (вакуум, хладагент) отличаются по толщине. С помощью численных расчетов в рамках теории ГЛ показано, что учет в модели разупорядоченных металлических слоев позволяет получить оценки критического тока, находящиеся в количественном согласии с экспериментальными данными для структур из Nb и NbN. В таких мостиках наблюдается ДЭ. При этом, изменение критического тока при обращении существенно, а средняя диодная эффективность может достигать 18%.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников. *ЖЭТФ* **71**, 348 (1976). [V.N. Gubankov, V.P. Koshelets, G.A. Ovsyannikov. *Sov. Phys. JETP* **44**, 181 (1976)].
- [2] И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук. *ФНТ* **4**, 296 (1978). [I.O. Kulik, A.N. Omel'yanchuk. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 142 (1978)].
- [3] K.K. Likharev. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
- [4] R.B. van Dover, A. de Lozanne, M.R. Beasley. *J. Appl. Phys.* **52**, 7327 (1981).
- [5] H. Jiang, Y. Huang, H. How, S. Zhang, C. Vittoria, A. Widom, D.B. Chrisey, J.S. Horwitz, R. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1785 (1991).
- [6] A.Yu. Rusanov, M.B.S. Hesselberth. *J. Aarts. Phys. Rev. B* **70**, 24510 (2004).
- [7] D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters. *Phys. Rev. B* **72**, 172508 (2005).
- [8] J. Kitaygorsky, I. Komissarov, A. Jukna, D. Pan, O. Minaeva, N. Kaurova, A. Divochiy, A. Korneev, M. Tarkhov, B. Voronov, I. Milostnaya, G.N. Gol'tsman, R. Sobolewski. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 275 (2007).
- [9] A. Bezryadin. *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 043202 (2008).
- [10] K. Ilin, D. Henrich, Y. Luck, Y. Liang, M. Siegel, D.Yu. Vodolazov. *Phys. Rev. B* **89**, 184511 (2014).
- [11] G.P. Papari, A. Glatz, F. Carillo, D. Stornaiuolo, D. Massarotti, V. Rouco, L. Longo-bardi, F. Beltram, V.M. Vinokur, F. Tafuri. *Sci. Rep.* **6**, 38677 (2016).
- [12] Yu.P. Korneeva, D.Yu. Vodolazov, A.V. Semenov, I.N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Appl.* **9**, 64037 (2018).
- [13] N. Pinto, S.J. Rezvani, A. Perali, L. Flammia, M.V. Milošević, M. Fretto, C. Cassiago, N. De Leo. *Sci. Rep.* **8**, 4710 (2018).
- [14] P.M. Marychev, D.Yu. Vodolazov. *Phys. Rev. B* **97**, 104505 (2018).
- [15] F. Ando, Y. Miyasaka, T. Li, J. Ishizuka, T. Arakawa, Y. Shiota, T. Moriyama, Y. Yanase, T. Ono. *Nature* **584**, 373 (2020).
- [16] A. Daido, Y. Ikeda, Y. Yanase. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 37001 (2022).
- [17] N.F.Q. Yuan, L. Fu. *Proc. Natl Acad. Sci.* **119**, e2119548119 (2022).
- [18] D. Suri, A. Kamra, T.N.G. Meier, M. Kronseder, W. Belzig, C.H. Back, C. Strunk. *Appl. Phys. Lett.* **121**, 102601 (2022).
- [19] Y. Hou, F. Nichele, H. Chi, A. Lodesani, Y. Wu, M.F. Ritter, D.Z. Haxell, M. Davydova, S. Ilić, O. Glezakou-Elbert, A. Varambally, F.S. Bergeret, A. Kamra, L. Fu, P.A. Lee, J.S. Moodera. *Phys. Rev. Lett.* **131**, 027001 (2023).
- [20] D. Margineda, A. Crippa, E. Strambini, Y. Fukaya, M.T. Mercaido, M. Cuoco, F. Giazotto. *Commun. Phys.* **6**, 343 (2023).
- [21] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Dover Publications (1996).
- [22] В.Л. Гинзбург. *Докл. АН СССР* **118**, 464 (1958).
- [23] J.J. He, Y. Tanaka, N. Nagaosa. *New J. Phys.* **24**, 053014 (2022).
- [24] S. Ilić, F.S. Bergeret. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 177001 (2022).
- [25] M.Yu. Levichev, I.Yu. Pashenkin, N.S. Gusev, D.Yu. Vodolazov. *Phys. Rev. B* **108**, 94517 (2023).
- [26] H.D. Scammell, J.I.A. Li, M.S. Scheurer. *2D Mater.* **9**, 025027 (2022).
- [27] S. Richter, S. Aswartham, A. Pukenas, V. Grinenko, S. Wurmel, W. Skrotzki, B. Büchner, K. Nielsch, R. Hühne. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1 (2017).
- [28] М.В. Ловыгин. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Нац. исслед. ун-т МИЭТ, 2015.
- [29] А.Э. Муслимов. Диссертация докт. физ.-мат. наук. ФНИЦ „Кристаллография и Фотоника“ РАН, 2018.
- [30] P.I. Bezotosnyi, K.A. Dmitrieva, S.Y. Gavrilkin, A.N. Lykov, A.Y. Tsvetkov. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **31**, 1 (2020).
- [31] Д.С. Антоненко. Диссертация канд. физ.-мат. наук. ФГБУН Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 2020.
- [32] Н.А. Степанов. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 2020.
- [33] В.Л. Вадимов. Диссертация канд. физ.-мат. наук. ФГБНУ Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 2019.
- [34] И.А. Семенихин. *ФТТ* **45**, 1545 (2003).
- [35] P.G. De Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. CRC Press, Boca Raton (2018).
- [36] Р.О. Зайцев. *ЖЭТФ* **50**, 1055 (1966).
- [37] П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков. *ФТТ* **57**, 1277 (2015).
- [38] П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева. *ФТТ* **65**, 1679 (2023).
- [39] П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева. Краткие сообщения по физике *ФИАН* **51**, 48 (2024).
- [40] В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников*. МЦНМО, М. (2000).
- [41] M. Abramowitz, I.A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*. National Bureau of Standards (1964).
- [42] N. Satchell, P.M. Shepley, M.C. Rosamond, G. Burnell. *J. Appl. Phys.* **133**, 203901 (2023).

Редактор Ю.Э. Кутяев