

Проскальзывание фазы, поглощение электромагнитного излучения и формирование отклика в детекторах на основе узких полосок сверхпроводников



Диссертация на соискание учёной степени к.ф.-м.н. (специальность 01.04.03 – радиофизика)

А.В. Семёнов (Московский педагогический государственный университет, факультет физики и информационных технологий; кафедра общей и экспериментальной физики и Учебно-научный радиофизический центр)

Научный руководитель – д.ф.-м.н. И.А. Девятов (Научноисследовательский институт ядерной физики им. Скобельцина, МГУ)

Структура диссертации

- Гл. 1 обзорная
- Гл. 2. Теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности
- Гл. 3. Проскальзывание фазы в диффузной сверхпроводящей нанопроволоке
- Гл. 4. Оптимизация сверхпроводникового однофотонного детектора

Глава 2

Теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности

Поглощение электромагнитного излучения и формирование индуктивного отклика в «грязном» одномерном сверхпроводнике в присутствие тока, сравнимого с током распаривания

Эквивалентная схема детектора на кинетической индуктивности



Заданный ток смещения I_b распределяется между двумя ветвями сверхпроводящей петли. Изменение кинетической индуктивности детектора δL_k , приводит к изменению тока через правую ветвь на δI , Соответствующее изменение магнитного потока регистрируется СКВИДом. При условии, что индуктивность правой ветви L_s , много больше индуктивности кинетической индуктивности детектора L_k , отклик магнитного потока есть

$$\delta \Phi = I_b \delta L_k$$

Эквивалентная схема детектора на кинетической индуктивности



Заданный ток смещения I_b распределяется между двумя ветвями сверхпроводящей петли. Изменение кинетической индуктивности детектора δL_k , приводит к изменению тока через правую ветвь на δI , Соответствующее изменение магнитного потока регистрируется СКВИДом. При условии, что индуктивность правой ветви L_s , много больше индуктивности кинетической индуктивности детектора L_k , отклик магнитного потока есть

 $\delta \Phi = I_b \delta L_k$

Поскольку малость отклика составляет одну из главных проблем, интересны большие токи

Длинный одномерный сверхпроводник



 $\boldsymbol{\xi}$ в реальных образцах

Низкая температура T~T_c-T Тонкие плёнки AI: *ξ*=200 *нм* MoRe: *ξ*=15 *нм* NbN: *ξ*=4 *нм*

Поглощение в сверхпроводнике в бестоковом случае

Элиашберг Г. М. К теории высокочастотной проводимости сверхпроводников // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 61. — С. 1254—1271.

Отклик кинетической индуктивности при низкой температуре в бестоковом случае

Sergeev A. V., Mitin V. V., Karasik B. S. Ultrasensitive hot-electron kinetic-inductance detectors operating well below the superconducting transition // Appl. Phys. Lett. — 2002. — Vol. 80. — Pp. 817–819.

Спектральные функции

Fig_2



Исходные уравнения

Состояние грязного сверхпроводника в методе Узаделя описывается матричной квзиклассической функцией Грина

$$\overset{\boxtimes}{G} = \begin{pmatrix} \overset{\boxtimes}{G}{}^{R} & \overset{\boxtimes}{G}{}^{\kappa} \\ 0 & \overset{\boxtimes}{G}{}^{A} \end{pmatrix}$$

. Компоненты $\overset{\boxtimes}{G}{}^{R,A,K}$ представляют собой матрицы в пространстве Намбу

$$\overset{\boxtimes}{G}{}^{R} = \begin{pmatrix} G^{R} & F^{R} \\ -F^{R} & -G^{R} \end{pmatrix} , \qquad \overset{\boxtimes}{G}{}^{A} = -\overline{\tau}_{3} \begin{pmatrix} \overset{\boxtimes}{G}{}^{R} \end{pmatrix}^{+} \overline{\tau}_{3}$$

Уравнение

Узаделя:

$$\begin{bmatrix} e^{2}D\left\{A\overrightarrow{\tau}_{3}\boxtimes\overrightarrow{G}\boxtimes A\overrightarrow{\tau}_{3}\boxtimes\overrightarrow{G}-\overrightarrow{G}\boxtimes A\overrightarrow{\tau}_{3}\boxtimes\overrightarrow{G}\boxtimes A\overrightarrow{\tau}_{3}\right\}+\\ +\overrightarrow{\tau}_{3}\partial_{t_{1}}\overrightarrow{G}+\partial_{t_{2}}\overrightarrow{G}\overrightarrow{\tau}_{3}-i\left[\overleftarrow{\Delta}\boxtimes,\overrightarrow{G}\right]=-i\left[\overleftarrow{\Sigma}_{e-p}\boxtimes,\overrightarrow{G}\right] \end{bmatrix}$$

Градиентные члены устранены калибровочным преобразованием. Это возможно благодаря пространственной однородности задачи

Электрон-фотонный источник

Монохроматический сигнал $A(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)A_+ + 2\pi\delta(\omega + \omega_0)A_-$

Член источника получается из келдышевой части уравнения Узаделя

$$\frac{\partial f_{L}}{\partial t}\Big|_{e-phot} = \frac{1}{2}e^{2}D|A|^{2}\{(\mathbf{R}_{+}+\mathbf{R}_{-})f_{L}-\mathbf{R}_{-}f_{L-}-\mathbf{R}_{+}f_{L+}\}$$

$$f_{\pm} \equiv f(E \pm \omega_0)$$

 $f \equiv f(E)$

$$\mathbf{R}_{\pm} \equiv \operatorname{Re} G_{\pm}^{R} - \frac{\operatorname{Re} F^{R}}{\operatorname{Re} G^{R}} \operatorname{Re} F_{\pm}^{R}$$

 $1 - f_L \equiv 2f$ **f** – функция распределения квазичастиц

в термодинамическом равновесии, f_{I} =tanh(E/2T)

Электрон-фотонный источник

В линейном по поглощаемой мощности приближении, функции распределения и когерентные факторы в члене источника – равновесные



Нормированная на скорость электрон-фотонных столкновений функция источника, рассчитанная для различных значений параметра распаривания g. Положено $\omega_0 = 5\Delta$, T=0. Пунктир соответствует нормальному металлу.

Вычисление когерентных факторов

Запаздывающее уравнение Узаделя

$$-i\left[E\hat{\tau}_{3}+\hat{\Delta},\hat{G}^{R}\right]+e^{2}D\left|A_{0}\right|^{2}\left\{\hat{\tau}_{3}\hat{G}^{R}\hat{\tau}_{3}\hat{G}^{R}-\hat{G}^{R}\hat{\tau}_{3}\hat{G}^{R}\hat{\tau}_{3}\right\}=0$$

Ф - параметризация

$$G^{R}(E) = \frac{E}{\sqrt{E^{2} - \Phi^{2}(E)}} \qquad F^{R}(E) = -\frac{\Phi(E)}{\sqrt{E^{2} - \Phi^{2}(E)}}$$

$$\Phi^{4} - 2\Delta\Phi^{3} + (\Delta^{2} - E^{2} - \Gamma^{2})\Phi^{2} + 2E^{2}\Delta\Phi - E^{2}\Delta^{2} = 0 \qquad \Gamma \equiv 2e^{2}D|A_{0}|^{2}$$

Уравнение самосогласования

$$\Delta = 2\lambda \int_{0}^{\omega_{D}} dE f_{L} \operatorname{Re} F^{R}$$

Линеаризованные кинетические уравнения

Линейное приближение:

$$f_L = f_L^T + \delta f_L \quad H = H^T + \delta H$$

 $f_L^T(E) \equiv \tanh(E/2T) \qquad H^T(E) \equiv \coth(E/2T)$

- равновесные функции распределения квазичастиц и фононов, $\delta f_L, \delta H \propto \left| A \right|^2$ Линеаризованное кинетическое уравнение для

квазичастиц

$$\alpha \left\{ \left(\mathbf{R}_{+} + \mathbf{R}_{-}\right) f_{L}^{T} - \mathbf{R}_{-} f_{L-}^{T} - \mathbf{R}_{+} f_{L+}^{T} \right\} = -\tau_{e-p}^{-1}(E) \delta f_{L} + \frac{\lambda}{\omega_{D}^{2}} \int_{E}^{\omega_{0}} dE' (E - E')^{2} K(E, E') \delta f_{L}' - \frac{\lambda}{\omega_{D}^{2}} \int_{E}^{\omega_{0}} dE' E'^{2} K(E, E - E') \delta H'$$

$$\tau_{e-p}^{-1}(E) = \frac{\lambda}{2\omega_D^2} \int_{0}^{\omega_D} dE' E'^2 K(E, E-E') (f_L^T(E-E') + H^T') + K(E, E') = \operatorname{Re} G^R' - \frac{\operatorname{Re} F^R}{\operatorname{Re} G^R} \operatorname{Re} F^R' K(E, E' + E) (-f_L^T(E+E') + H^T')$$

Линеаризованные кинетические уравнения

Линеаризованное кинетическое уравнение для фононов

$$\delta H = -\frac{2\lambda_1}{\tau_{p-b}^{-1}(E) + \tau_{esc}^{-1}} \int_E^{\omega_0} dE' K(E'-E,E') \delta f_L'$$

$$\tau_{esc}^{-1} = v_s / 4Kd$$

где $\tau_{p-b}^{-1}(E) = -\lambda_1 \int_{0}^{E} dE' K(E'-E,E') \delta f_L'$ - скорость поглощения фононов с порождением квазичастиц,

фононов в подложку

- скорость ухода

Выражение для кинетической ИНДУКТИВНОСТИ $L^{-1} = \sigma_N \left[dE f_L \left(\operatorname{Im} G^R \operatorname{Re} G^R + \operatorname{Im} F^R \operatorname{Re} F^R \right) \right]$ и его линеаризация $\frac{\delta L}{L_0} = \frac{\int dE \,\delta f_L \,\mathrm{Im} \, F^2 + \int dE \, \mathrm{tanh} (E/2T) \delta \,\mathrm{Im} \, F^2}{\int dE \, \mathrm{tanh} (E/2T) \mathrm{Im} \, F^2} \equiv \frac{\delta_1 L}{L_0} + \frac{\delta_2 L}{L_0}$

Результаты численных расчётов



Функции распределения неравновесных квазичастиц, рассчитанные численно при нескольких значениях параметра распаривания g. Пунктирные кривые соответствуют режиму ``фононного термостата", сплошные кривые режиму ``эффективно запертых фононов"

§f

Результаты численных расчётов



Функции распределения неравновесных фононов, рассчитанные численно при тех же значения параметра распаривания g, что и неравновесные функции распределения квазичастиц на предыдущем рисунке

Результаты численных расчётов



Нормированный отклик детектора на кинетической индуктивности как функция тока смещения. Кривая 1 - предел "фононного термостата", кривая 2 - предел "эффективно запертых фононов"

Глава З

Проскальзывание фазы в диффузной сверхпроводящей нанопроволоке

Микроскопическое рассмотрение задачи о флуктуационном проскальзывании фазы параметра порядка в «грязном» одномерном сверхпроводнике

Длинный одномерный сверхпроводник



ξ в реальных образцах

Низкая температура *T~T_c-T Тонкие плёнки* AI: *ξ*=200 *нм* MoRe: *ξ*=15 *нм* NbN: *ξ*=4 *нм*

Эффективная размерность образца зависит от температуры!

Затухание тока в кольцевом 1D сверхпроводнике



Ток в кольце квантуется

Затухание тока в кольцевом 1D сверхпроводнике



Ток в кольце квантуется

Параметр порядка должен претерпеть топологическое превращение

Проскальзывание фазы



W.A. Little, Phys. Rev. 156, 396 (1967)

Оценка порога



$$\delta F \approx N_0 \Delta^2 \times \xi s$$

Оценка порога



Мотивация

$$r_{PS} \propto \exp(-\delta F/T)$$

 $\delta F \propto V = s\xi$



d≈1 мкм



1970-е

2000-е

Первые эксперименты



J.E. Lukens, R.J. Warburton, W.W. Webb, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1180

Пример похожих современных измерений на нанопроволоке



Зависимости R(T) для α:InO нанопроволоки шириной 100 нм и для аналогичным образом изотовленной плёнки шириной 500 мкм. Вставка: Изображение типичного образца, полученное на сканирующем электроном микроскопе.

A. Johansson, G. Sambandamurthy, D. Shahar, N. Jacobson, R. Tenne, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 116804

Теоретические работы последних 15 лет, посвящённые флуктуационному проскальзыванию фазы

A.D. Zaikin, D.S. Golubev, A. van Otterlo, and G.T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. 78, 1552 (1997)
A.D. Zaikin, D.S. Golubev, A. van Otterlo, and G.T. Zimanyi, Usp. Fiz. Nauk 168, 244 (1998)
D.S. Golubev, A.D. Zaikin, Phys. Rev. B 64, 014504 (2001)
D.S. Golubev, A.D. Zaikin, Phys. Rev. B 78, 144502 (2008)

A. Zharov, A. Lopatin, A.E. Koshelev et al., Phys. Rev. Lett. 98, 197005 (2007) Оценка частоты QPS при T=0 —Учёт взаимодействия между QPS

Коррекция результата Маккамбера-Гальперина для частоты TAPS

Микроскопическое вычисление δF для 1D чистого случая Однако, до настоящего времени не было проведено расчетов зависимости барьера свободной энергии от тока и магнитного поля для наиболее важного для практических применений случая диффузной нанопроволоки, находящейся при произвольной по сравнению с Т_с температуре.

Приближение «седловой точки»



 $W \propto \exp(-F/T)$

 $T << \delta F$

 $W_{PS} \propto \exp(-\delta F / T)$

Решение Ланжера-Амбегаокара

$$\begin{split} \xi^2 \nabla^2 \psi + 2i \xi^2 p_{s\infty} \nabla \psi - \left(1 - \xi^2 p_{s\infty}^2\right) \psi^3 + \psi &= 0 \\ \psi(x \to \pm \infty) = \psi_\infty = \sqrt{1 - \xi^2 p_{s\infty}^2} \end{split}$$
 граничные условия

$$\psi_{PS}(x) = \sqrt{1 - 3\xi^2 p_{s\infty}^2} \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2\xi}}\right) - i\xi p_{s\infty}\sqrt{2}$$

,

J.S. Langer and V. Amegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967)





Результаты Ланжера-Амбегаокара

Задача о проскальзывании фазы рассмотрена в рамках теории Гинзбурга-Ландау

$$\delta F = \frac{16\pi^2}{21\zeta(3)} s N_0 \sqrt{\pi D} (T_C - T)^{3/2}$$
 (в пределе нулевого тока)
 $\gamma_{\text{TAPS}} \propto \exp\left[-\frac{\delta F}{T}\right]$
 $V = \frac{2\pi}{e} \gamma_{\text{TAPS}} \sinh \frac{\pi I}{2eT}$ $\pi I / 2eT \equiv I / I_T$ $I_T = 13nA / K$

J.S. Langer and V. Amegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967)

Уравнение Узаделя для проскальзывания фазы

$$D(G\nabla^2 F - F\nabla^2 G + i\langle p_{s\infty}\rangle G\nabla F - \langle p_{s\infty}^2\rangle GF) - 2\omega F + 2\Delta G = 0 \quad \boxed{\ell <$$

$$2\pi T \sum_{\omega} (\Delta/\omega - F) = \Delta \ln(T_c/T)$$

Граничные условия

$$|F(x \to \pm \infty)| = F_{\infty}$$

arg $F(x \to \pm \infty) = \phi_{\pm \infty}$

G и F – мацубаровские функции Грина; G²+|F|²=1 ∆ – координатно-зависимый комплексный параметр порядка $\omega = (2n+1)\pi T - мацубаровская$ частота (Т-температура, пнеотрицательное целое число) $p_{s^{\infty}}$ – сверхтекучий импульс на бесконечности D – коэффициент диффузии *Т*_с – критическая температура

Вычисление порога свободной энергии

$$\Phi = N_0 \int d^3 r \left\{ \left| \Delta \right|^2 \ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{\left| \Delta \right|^2}{\omega} - \bar{I}(\omega) \right] \right\}$$

Узаделевское выражение для свободной энегргии

$$\bar{I} = \Delta^* F + \Delta F^* + 2\omega (G-1) - \frac{1}{2} D\left\{ \left(\frac{\operatorname{Re}(F^* \nabla F)}{G|F|} \right)^2 + \left(\frac{\operatorname{Im}(F^* \nabla F)}{|F|} \right)^2 + 4e^2 A^2 |F|^2 - 4e\mathbf{A} \operatorname{Im}(F^* \nabla F) \right\}$$

$$\delta F = \delta \Phi$$

Вычисление порога свободной энергии

$$\Phi = N_0 \int d^3 r \left\{ \left| \Delta \right|^2 \ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{\left| \Delta \right|^2}{\omega} - \bar{I}(\omega) \right] \right\}$$

Узаделевское выражение для свободной энергии

$$\bar{I} = \Delta^* F + \Delta F^* + 2\omega (G-1) - \frac{1}{2} D\left\{ \left(\frac{\operatorname{Re}(F^* \nabla F)}{G|F|} \right)^2 + \left(\frac{\operatorname{Im}(F^* \nabla F)}{|F|} \right)^2 + 4e^2 A^2 |F|^2 - 4e\mathbf{A} \operatorname{Im}(F^* \nabla F) \right\}$$

$$\delta F = \delta \Phi - J \delta \phi / 2e$$

Зависимость порога свободной энергии от тока



Зависимость порога свободной энергии от тока $\delta F(J_s)$ при H=0. Сплошные кривые - численный расчёт, пунктир с точками - теория Гинзбурга-Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации $N_0 \Delta^{3/2} D^{1/2}$

Зависимость порога свободной энергии от магнитного поля



Зависимость порога свободной энергии от магнитного поля δF(B) при J_s=0. Сплошные кривые численный расчёт, пунктир с точками - теория Гинзбурга-Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации N₀Δ^{3/2}D^{1/2}

Аналитическое решение вблизи критического поля

При Г→Г_с удаётся свести уравнение Узаделя к замкнутому уравнению для параметра порядка, аналогичному уравнению теории Гинзбурга-Ландау

Параметр Г описывает влияние магнитного поля и определяется как

 $\frac{\Gamma}{\Delta_0} = \left(\frac{B}{B_{\Gamma}}\right)^2 \quad B_{\Gamma} = \frac{\Phi_0 \sqrt{6}}{\pi w \xi}$

$$\xi^2 \nabla^2 \Delta - \frac{1}{\Delta_{\infty}^2} \Delta^3 + \Delta = 0$$

(бестоковый случай)

Для сравнения, ГЛ

$$\Delta_{\infty}(\Gamma) = \sqrt{3}\Delta_0 (1 - \Gamma/\Gamma_c)^{1/2}$$

$$\xi(\Gamma) = \sqrt{\frac{D}{\Delta_0}} (1 - \Gamma/\Gamma_c)^{-1/2}$$

$$\Delta_{\infty}(T) = \sqrt{\frac{8\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)}} (1 - T/T_c)^{1/2}$$
$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\pi D}{8T_c}} (1 - T/T_c)^{-1/2}$$

Критическое магнитное поле (T<<T_c)

$$B_c = \frac{\Phi_0 \sqrt{3}}{\pi w \xi}$$

Аналитическое решение вблизи критического поля

Решение для «седловой точки»

$$\Delta(x) = \Delta_{\infty}(B) \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2}\xi(B)}\right)$$

Порог свободной энергии

,

2

$$\delta F = 4\sqrt{2}N_0 s \Delta_0^{3/2} D^{1/2} (1 - B/B_c)^{3/2}$$

Глава 4

Оптимизация сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD)

Моделирование формы отклика SSPD

Исследование возможности применения SSPD, разрешающего число фотонов, в телекоммуникационных линиях

Сверхпроводниковый однофотонный детектор



Механизм работы



Поглощение фотона, размножение неравновесных квазичастиц

Подавление параметра порядка, перераспределение сверхтока, превышение критической плотности тока

Джоулев нагрев, эволюция резистивного участка – регистрация импульса напряжения

Механизм работы



Поглощение фотона, размножение неравновесных квазичастиц

Подавление параметра порядка, перераспределение сверхтока, превышение критической плотности тока

Джоулев нагрев, эволюция резистивного участка – регистрация импульса напряжения

Влияние кинетической индуктивности на длительность оклика

Длительность импульса определяется в основном временем восстановления тока



Электротермическая модель



Константы

Температура термостата Т0=4.2 К

Критическая температура Тс=10 К

Эффективная длина когерентности ξ=7.5 нм

Постоянная Зоммерфельда ү=240Дж/(К²м³)

Толщина плёнки 3 нм

Ширина полоски 100 нм

Сопротивление плёнки на квадрат в нормальном состоянии Rn=700 Ом

Рабочий ток I=20 мкА

Крит. ток при 4.2 К Іс=25 мкА

Результаты моделирования



Результаты моделирования



Зависимость температуры электронной подсистемы от времени и координаты

•L=5 nH •R0=108 Ohm •Ic=25 mA •I=20 mA Зависимость электрического поля и параметра порядка от времени и координаты

Измерения на образцах с малой кинетической индуктивностью



Сверхпроводниковый однофотонный детектор, разрешающий число фотонов, как приёмник в телекоммуникационной линии



Положения, выносимые на защиту по результатам гл.2

- Поглощение энергии высокочастотного электромагнитного поля в диффузном сверхпроводнике может быть полностью описано в рамках метода Келдыша-Узаделя. Получающийся при этом интеграл электрон-фотонных столкновений является обобщением результата теории Элиашберга на случай произвольного вида когерентных факторов.
- Максимальный отклик сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности на основе узкой и длинной сверхпроводящей полоски достигается при величине тока смещения, сравнимого с током распаривания. Положение максимума определяется конкуренцией между ростом тока и кинетической индуктивности полоски и уменьшением относительной величины отклика кинетической индуктивности из-за сокращения времени рекомбинации квазичастиц.

Положения, выносимые на защиту по результатам гл.3

- Зависимости порога свободной энергии для процесса проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике от магнитного поля и тока во всём диапазоне температур качественно сходны с получающимися в пределе высоких температур в рамках теории Гинзбурга-Ландау; количественное отличие составляет приблизительно два раза в пределе низких температур, малых токов и магнитных полей, и уменьшается с ростом этих параметров.
- В окрестности критического магнитного поля состояние одномерной диффузной нанопроволоки может быть описано замкнутым уравнением для параметра порядка типа уравнения Гинзбурга-Ландау, следующим из уравнений микроскопической теории как их предельный случай.

Положения, выносимые на защиту по результатам гл.4

 Уменьшение кинетической индуктивности сверхпроводникового однофотонного детектора до величин менее 5 нГн позволяет достичь длительностей отклика, обусловленных собственной динамикой образованного после поглощения фотона резистивного состояния.

Спасибо за внимание!

Поиски QPS



Superconducting transitions of "long" MoGe nanowires on top of an insulating carbon nanotube used as the substrate. The samples' normal state resistances and lengths are 1: 14.8 kΩ, 135 nm; 2: 10.7 kΩ, 135 nm; 3: 47 kΩ, 745 nm; 4: 17.3 kΩ, 310 nm; 5: 32 kΩ, 730 nm; 6: 40 kΩ, 1050 nm; 7: 10 kΩ, 310 nm; 8: 4.5 kΩ, 165 nm. Symbols stand for calculations with the single numerical coefficient A = 0.7. The critical temperature T_c and the dirty-limit coherence length $\xi(0)$ used as fitting parameters for samples 3-8 are 3: 5.0 K, 8 nm; 4: 6.4 K, 8.5 nm; 5: 4.6 K, 8.9 nm; 6: 4.8 K, 8.9 nm; 7: 5.6 K, 11.9 nm; 8: 4.8 K, 8.5 nm

A. Bezryadin, C.N. Lau, M. Tinkham, Nature 404 (2000) 971

Удобное калибровочное преобразование



$$J_s \propto |\psi|^2 \nabla \phi$$
$$A = 0$$

Удобное калибровочное преобразование



$$p_s = \nabla \phi - 2eA = inv$$

$$R(T) = b_1 \frac{\Delta_0(T) S_{\text{core}}^2 X}{\xi(T)} \exp(-2S_{\text{core}})$$
$$S_{\text{core}} = \pi A N_0 s \sqrt{D\Delta_0} = A \frac{R_q}{R_N} \frac{X}{\xi}$$