

СТРУКТУРА СОБСТВЕННЫХ МОД ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СЛОИСТЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.А. Добрынин, В.В. Курин

Нижегородский госуниверситет

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), в силу ряда их особенных свойств, являются предметом повышенного интереса на протяжении уже более двадцати лет. Причина этого кроется как в интересе к фундаментальным свойствам ВТСП структур (см., например, [1, 2]), так и в возможности создания на основе слоистых ВТСП, наподобие $BiSrCaCuO$ –генераторов в диапазоне до 10 ТГц [3, 4].

В данной работе рассмотрено влияние анизотропии слоистых ВТСП структур на собственные моды сверхпроводника. Мотивация в данном случае связана, прежде всего, с надеждой на существование распространяющихся коллективных мод (волн Карлсона–Голдмана и плазменных) в более широком диапазоне длин волн по сравнению с изотропным сверхпроводником.

Для описания сверхпроводника использована простая гидродинамическая модель электронного газа, состоящего из нормальной и сверхпроводящей компонент. Сразу оговоримся, что рассматривалось приближение $\omega \ll \nu$, где ν – частота столкновений нормальных электронов. Получаемые линеаризованные уравнения хорошо известны [5]. Анизотропия учтена введением тензора эффективных масс:

$$\hat{m}_{s,n} = m \begin{pmatrix} \Gamma_{s,n} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\Gamma_{s,n}} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Как было показано в работе [6], в изотропном случае затухание волны Карлсона–Голдмана определяется соотношением $\delta_{KG} = -\nu \omega_{ps}^2 / 2\omega_{pn}^2$, где ω_{ps} и ω_{pn} – плазменные частоты соответственно сверхпроводящих и нормальных электронов. Отсюда в силу того, что $\omega_{ps} \sim \nu_s \sim (T_c - T)$, видно, что волна является слабозатухающей лишь в окрестности критической температуры.

В описанном выше приближении нами была найдена зависимость затухания волны Карлсона–Голдмана в анизотропном ВТСП, определяемая соотношением:

$$\delta_{KG}(\vec{k}) = -\nu \frac{\omega_{ps}^2}{2\omega_{pn}^2} \left(\frac{\Gamma_s k_x^2 + \Gamma_s^{-1} k_y^2}{\Gamma_n k_x^2 + \Gamma_n^{-1} k_y^2} \right), \quad (2)$$

откуда следует, что в зависимости от коэффициентов анизотропии Γ_s и Γ_n в некоторых направлениях внутри сверхпроводника затухание будет существенно меньше, чем в изотропном случае. На рис. 1 приведены графики зависимости затухания от

угла падения волны при различных соотношениях коэффициентов анизотропии. На приведенных графиках зависимости значения нормированы на $v\omega_{ps}^2/2\omega_{pn}^2$.

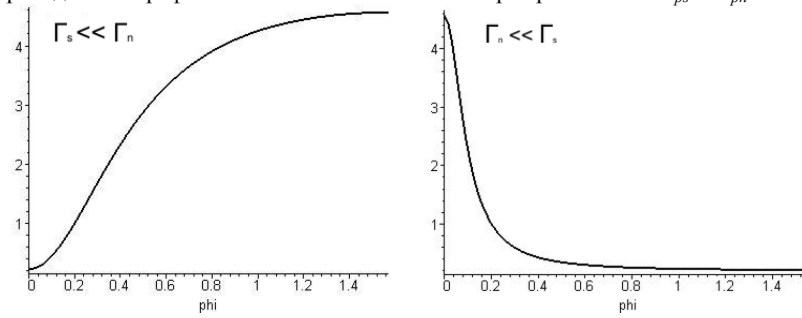


Рис. 1

Дисперсионная зависимость моды Карлсона –Голдмана представлена на рис. 2. Можно отметить, что, несмотря на перепутанность собственных волн из-за анизотропии, мода Карлсона–Голдмана вполне различима.

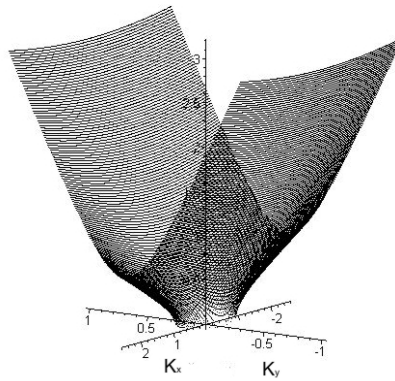


Рис.2

Данные результаты могут быть использованы при решении задачи об излучении джозефсоновского вихря, движущегося в сверхпроводнике, так как при этом будут возбуждаться собственные моды.

- [1] Machida M., Sakai S. //Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P.144520.
- [2] Kim Ju H., Pokharel J. //Physica C. 2002. V. 384. P. 425.
- [3] Kurin V.V., Yulin A.V. //Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 11659.
- [4] Bulaevskii L.N., Chudnovsky E.M. //Phys. Rev. Lett. 2006. V.97, P. 197002.
- [5] Курин В.В., Чигинев А.В. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2007. Т.71, № 1. С. 16.
- [6] Carlson R.V., Goldman A.M. //Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 11.

ОПИСАНИЕ ДИФФУЗИИ СВОБОДНОЙ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ЛАНЖЕВЕНА

А.А. Добрынин

Нижегородский госуниверситет

Задача о движении квантовой частицы, связанной с квантовомеханическим термостатом важна для многих разделов физики, таких как статистическая механика ([1]), квантовая оптика ([2]) и физика твердого тела ([3]). Одним из методов решения такого типа задач является метод квантового уравнения Ланжевена.

В рамках данной работы рассмотрена задача о диффузии свободной квантовой частицы, взаимодействующей с термостатом из независимых гармонических осцилляторов. Гамильтониан такой системы:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \sum_k \left[\frac{p_k^2}{2m_k} + \frac{m_k \omega_k^2 (q_k - x)^2}{2} \right]. \quad (1)$$

Используя унитарные преобразования, к такому виду возможно свести ряд задач статистической механики и квантовой оптики (см. [4]). Уравнение Ланжевена, описывающее динамику частицы, как известно (см., например, [5]), в общем случае имеет вид:

$$m\ddot{x} + \int_{-\infty}^t \mu(t-t')\dot{x}(t')dt' = F(t), \quad (2)$$

где $\mu(t)$ – функция отклика, характеризующая регулярную силу, действующую на частицу со стороны термостата, и $F(t)$ – операторная случайная сила, зависящая от переменных термостата и флуктуационно-диссипационной теореме (ФДТ) Каллена-Велтона [6]:

$$\frac{1}{2} \langle F(\omega)F(\omega') + F(\omega')F(\omega) \rangle = 4\pi\delta(\omega + \omega')\theta(\omega, T)\rho(\omega), \quad (3)$$

где $\theta(\omega, T)$ – средняя энергия осциллятора на частоте ω при температуре T , а $\rho(\omega) = \text{Re}[\mu(\omega + i0^+)]$ – спектральное распределение, где 0^+ – положительная бесконечно малая величина.

В случае постоянного трения $\rho(\omega) = \gamma$, имеем $\mu(t) = \gamma\delta(t)$, и уравнение Ланжевена принимает классический вид (см. [7]). При этом, хотя в системе отсутствует память, процесс, вообще говоря, не является марковским, т.к. автокорреляционная функция (АКФ) $\langle F(t)F(t') \rangle$ пропорциональна $\delta(t-t')$ лишь в классическом пределе. В квантовом случае найдено, что АКФ определяется соотношением:

$$\frac{1}{2} \langle F(t)F(t') + F(t')F(t) \rangle = \frac{\hbar\gamma\omega_c^2}{2\pi} \left(\frac{\sin 2x}{x} - \frac{\sin^2 2x}{x^2} \right), \quad x = \frac{\omega_c \tau}{2}, \quad (4)$$

где ω_c – граничная частота спектра. График зависимости (4) приведен на рис. 1.

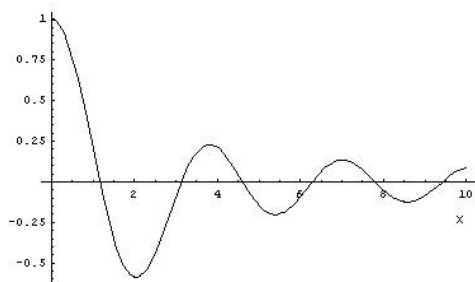


Рис. 1.

Были найдены точные выражения для структурных функций координаты и импульса частицы $D_{x(p)}(\tau) = \langle [x(t+\tau) - x(t)]^2 \rangle$. Анализ полученных выражений в классическом пределе приводит к хорошо известным результатам [3, 6]. Графики структурных функций в квантовом случае (низкие температуры, сильная связь с термостатом) приведены на рис. 2, где $y = \gamma\tau$ – собственное время системы. На зависимости $D_x(y)$ видно наличие трех режимов диффузии. Было показано, что параболическая зависимость в начале соответствует свободному квантовому разлету. Взаимодействие с термостатом на переходном режиме учитывается введением эффективной массы [6] $m_{\text{eff}}(\omega) = m - \text{Im}\gamma/\omega$. Анализ $D_p(y)$ выявил, что в данной системе при низких температурах среднее квадратичное отклонение импульса стремится к нулю пропорционально температуре. Удалось доказать, что такая «локализация» получается прямо из уравнения Шредингера, т.е. при $T=0$.

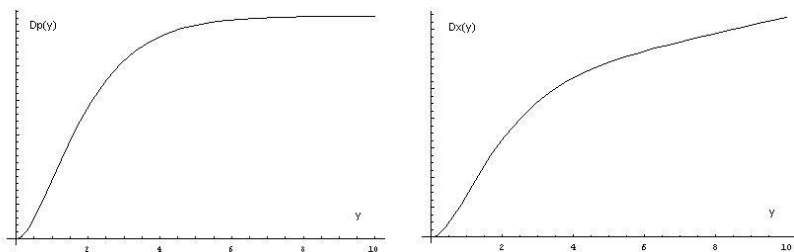


Рис. 2

- [1] Lindenberg K., West B.J. // Phys. Rev. A. 1984. V.30. P. 568.
- [2] Chow W.W. et al. Semiconductor-Laser Physics. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [3] Riseborough P.S., Hänggi P., Weiss U. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 471.
- [4] Ford G.W., Lewis J.T., O'Connell R.F. // Phys. Rev. 1988. A. 37. P. 4419.
- [5] Banik S.K., Bag B.C., Ray D.S. // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. P. 051106.
- [6] Callen H.B., Welton T.A. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P 34.
- [7] Kubo R. // Reports on Progress in Physics. 1966. V.29. P. 255.

БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ СВЧ ЛОКАЦИЯ ОБЪЕКТА СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ**М.А. Галин¹⁾, А.Н. Резник²⁾**¹⁾*Нижегородский госуниверситет*²⁾*Институт физики микроструктур РАН*

Ближнепольная (БП) локация является эффективным методом зондирования сред и применяется для поиска дефектов в материалах, обнаружения опухолей в биологических тканях и др. Особенностью данного метода является высокая разрешающая способность, обычно превышающая длину волны на несколько порядков. В работах [1, 2] была развита теория БП локации плоскостройной среды, позволившая изучить предельные глубины зондирования [3]. В данной работе построена модель диагностики объекта сферической формы, позволившая исследовать ряд новых явлений, которые не могли быть изучены в рамках плоской модели.

Шар располагался в однородной поглощающей среде на произвольном удалении от антенны локатора. Рассматриваемое устройство представляло собой СВЧ резонатор, нагрузкой которого служила антенна с входным импедансом $Z=R+iX$. Наличие исследуемого объекта в ближней зоне антенны вызывало возмущение импеданса Z . Отклик устройства на это возмущение фиксировался по частотной зависимости коэффициента отражения на входе резонатора $\Gamma(f)$ в виде сдвига резонансной частоты f_0 и изменения параметра согласования $\Gamma_m=\Gamma(f_0)$. Расчет импеданса Z производился при помощи теоремы Пойнтинга. Волновые и квазистатические поля излучения антенны локатора генерировались поверхностными электрическими токами, пространственная структура которых считалась заданной в плоскости апертуры. Искомые поля представлялись в виде суперпозиции невозмущенных и дифрагированных полей. Первые рассчитывались при помощи функции Грина свободного пространства. Вторые вычислялись в приближении Рэлея, которое справедливо при $d_s < D$, где d_s и D – диаметры шара и апертуры антенны соответственно. С вычислительной точки зрения, за счет оптимального выбора области интегрирования полей в теореме Пойнтинга, задача сведена к расчету двукратных интегралов, а в частном случае, когда центр шара находится на оси симметрии антенны – однократных интегралов.

Первая наша задача состояла в изучении радиационного эффекта (РЭ), экспериментально обнаруженного и интерпретированного при помощи «плоской» модели в [3]. РЭ состоит в том, что реактанс антенны X формируется под воздействием лишь квазистатических полей антенны, а сопротивление R – как квазистатических, так и волновых. Это приводит к тому, что при достаточно слабом поглощении в окружающей среде зависимость R от расстояния h между антенной и объектом имеет более медленный характерный масштаб, чем зависимость $X(h)$. Иллюстрирующие РЭ расчеты показаны на рис. нормированными функциями $R_n=(R(h)-R(\infty))/(R(0)-R(\infty))$, $X_n=(X(h)-X(\infty))/(X(0)-X(\infty))$ при различных значениях тангенса угла потерь в среде (рис. (а) соответствует среде с сильным поглощением: $tg\delta=10^{-1}$, рис. (б) – среде со слабым поглощением: $tg\delta=10^{-4}$). Сплошными линиями показаны результаты для шара (шар – на оси антенны), пунктирными – для плоского слоя.

Расчеты выполнены для диапазона волн $\lambda=30$ см при $D=1$ см. Предполагалось, что диэлектрические проницаемости исследованных объектов одинаковы, а диаметр шара равен толщине плоского слоя. Из рис. можно видеть существенную разницу масштабов изменения функций $R_n(h)$ и $X_n(h)$ для слабопоглощающей среды, которая имеет место при зондировании как плоского, так и сферического тел.

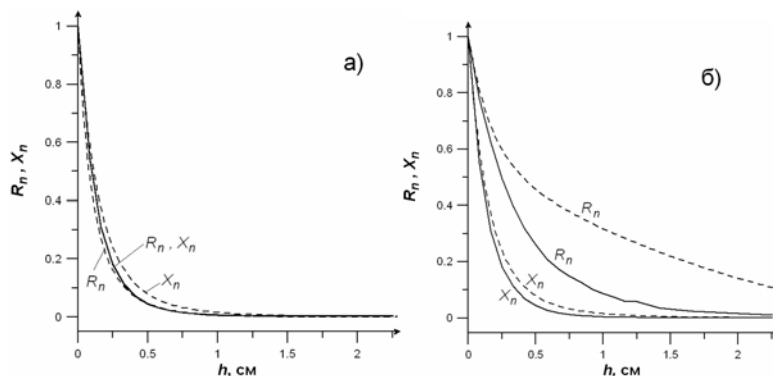


Рис.

Развитая модель позволила исследовать разрешающую способность БП локатора в плоскости апертуры антенны (x, y). При этом обнаружены обусловленные РЭ особенности двумерных распределений $X(x,y)$ и $R(x,y)$, которые не могли быть изучены в рамках «плоской» модели. В частности эти распределения анизотропны и различным образом ориентированы относительно направления тока антенны. Выяснилось также, что измерение параметра Γ_m обеспечивает в 2–3 раза лучшее разрешение БП локатора, нежели измерение f_0 .

Изучены перспективы применения БП локатора для обнаружения злокачественной опухоли молочной железы – карциномы, которая моделировалась сферической неоднородностью в однородной окружающей среде. Диэлектрические проницаемости ϵ здоровой и пораженной тканей взяты из литературы, при этом контраст ϵ карциномы составляет 5:1. Найдено оптимальное значение размера апертуры БП локатора – D_0 , обеспечивающее обнаружение опухоли на максимальной глубине d_m . В диапазоне частот $\sim 0,5$ ГГц значение $D_0 \approx 2$ см, при этом опухоли диаметром 0,5–1 см обнаруживаются на глубинах $d_m \approx 0,7$ –0,8 см. Сделанные оценки d_m оказались в 2–4 раза меньше тех значений, которые были получены в [1, 2], где карцинома моделировалась плоским слоем.

Работа поддержана РФФИ, грант N 02-06-16669.

[1] Reznik A.N., Yurasova N.V. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 114701.

[2] Резник А.Н., Юрасова Н.В. // ЖТФ. 2006. Т.76, № 1. С. 90.

[3] Резник А.Н., Шершевский И.А., Вдовичева Н.К. // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53, № 6. С. 656.

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ КОНТАКТЫ С НЕСКОЛЬКИМИ СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Д.А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию джозефсоновского транспорта в гибридных системах нормальный металл/сверхпроводник. Ранее был рассмотрен механизм джозефсоновского взаимодействия двух сверхпроводящих каналов (SNS контакт), связанных через область нормального металла [1]. При этом количество поперечных мод в каждом из электродов считалось одинаковым. Таким образом, цель данной работы – выполнить обобщение результатов работы [1] на случай произвольного количества сверхпроводников, а также любого числа мод в них. Данное обобщение проведено универсальным способом (используется матрица рассеяния в нормальном металле) в отличие от рассмотренного ранее контакта четырех электродов, где решение основывалось на описании движения электронов по квазиклассическим траекториям [2].

В рассматриваемых гибридных системах возможны связанные состояния квазичастиц. Их энергия $\varepsilon < \Delta_0$, где Δ_0 – потенциал спаривания электронов в толще сверхпроводника. Иначе говоря, в таких системах происходит искажение спектров сверхпроводников – появляются пощелевые энергетические уровни, которые определяются, используя теорию Боголюбова – де Жена. Волновые функции электронов и дырок с такими энергиями в сверхпроводящих электродах экспоненциально затухают при отдалении от контакта. Решая задачу рассеяния и учитывая эффект Андреевского отражения, можно определить зависимость подщелевых спектров от разностей фаз комплексных параметров порядка в сверхпроводниках.

В данной работе обсуждаются возможные способы нахождения уровней дискретного спектра для контактов с несколькими электродами. В случае трех контактов (джозефсоновский триод) задача рассеяния решена точно для одноканального режима. Найдены уровни дискретного спектра:

$$\varepsilon = \pm \Delta_0 (1 - |T_{12}|^2 \sin^2(\varphi_1 - \varphi_2) - |T_{13}|^2 \sin^2(\varphi_1 - \varphi_3) - |T_{23}|^2 \sin^2(\varphi_3 - \varphi_2))^{(1/2)}.$$

Здесь T_{kj} – коэффициент прохождения контакта k -ого и j -ого электродов, $(\varphi_k - \varphi_j)$ – джозефсоновские разности фаз ($k, j = 1, 2, 3$).

Также найдены соответствующие ток-фазовые зависимости электродов:

$$I_j = (e\Delta_0^2 \tan(\varepsilon/2\theta) / 2\varepsilon\hbar) (|T_{kj}|^2 \sin(\varphi_k - \varphi_j) + |T_{mj}|^2 \sin(\varphi_m - \varphi_j)).$$

Здесь θ – температура, e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка.

Для режима, в котором существует произвольное количество поперечных мод, найдены приближенные ток-фазовые зависимости с точностью до второй гармоники по разностям фаз сверхпроводящих электродов, используя условие малости прозрачностей контактов. В данной работе также показано, что при температурах, близких к критическим, или в случае, когда прозрачности контактов малы, джо-

зефсоновский триод может осуществлять бесконечное усиление по мощности на постоянном токе.

В случае четырех электродов задача рассеяния решена точно для одноканального режима и симметричных контактов. Показано, что в такой системе при определенных условиях может существовать φ -контакт, что может быть очень важным для практического применения. Такая ситуация может быть реализована, если замкнуть попарно электроды многоканального джозефсоновского перехода в одноконтактные сквиды (см. рис.). Меняя магнитный поток через одно из сверхпроводящих колец, можно сдвинуть минимум свободной энергии системы таким образом, чтобы в устойчивом состоянии разность фаз $\varphi_3 - \varphi_4$ зависела от этого магнитного потока.

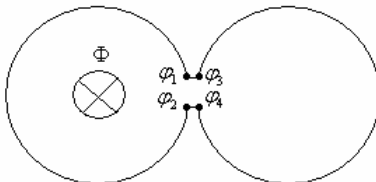


Рис.

В данной работе рассматривался и случай произвольного количества электродов джозефсоновского контакта. В приближении малых прозрачностей были найдены ток-фазовые зависимости с точностью до первой гармоники по разностям фаз:

$$I_j = (e\Delta_0/2\hbar) \|T_{kj}\|^2 |\sin(\varphi_k - \varphi_j)|.$$

Здесь температура считается равной нулю, φ_k – фаза комплексного параметра в k -ом сверхпроводнике, суммирование идет по повторяющемуся индексу k .

[1] Beenakker C.W.J. // Phys. Rev. Let. 1991. V. 67. P. 3836.

[2] Omelyanchouk A.N., Zareyan M. // ФНТ. 1999. Т. 25, вып.3. С. 240.