

Эффективное магнитное рассеяние в диффузных SN и SF системах с магнитным беспорядком

Д. Иванов¹, Я. Фоминов², М. Скворцов², П. Островский^{3,2}

¹ EPFL, Лозанна, Швейцария

² ИТФ им. Ландау, Черноголовка, Россия

³ Forschungszentrum Karlsruhe, Германия

Landau Days – 2009

Магнитное рассеяние и сверхпроводимость

Абрикосов, Горьков (1960):
точечные магнитные примеси

$$\hat{H}_{sf} = \delta \mathbf{h}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$$

$$\langle \delta h_i(\mathbf{r}) \delta h_j(\mathbf{r}') \rangle = \frac{\Gamma_{sf}}{3\pi\nu} \delta_{ij} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Уравнение Узаделя (магнитное рассеяние на фоне диффузного предела для потенциальных примесей):

$$\frac{D}{2} (G \nabla^2 F - F \nabla^2 G) + iEF - 2\Gamma_{sf} GF + \Delta G = 0$$

G – обычная функция Грина

F – аномальная функция Грина (сверхпроводимость)

Явления, связанные с магнитным рассеянием:

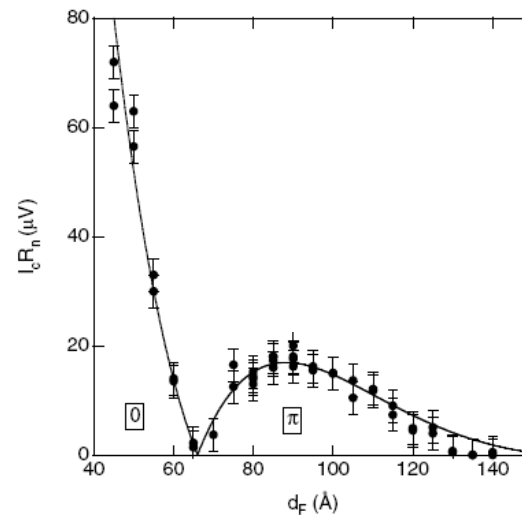
- подавление критической температуры T_c $\rightarrow \frac{D}{2} \nabla^2 F + i(E + 2i\Gamma_{sf})F + \Delta = 0$
- бесщелевая сверхпроводимость
- etc.

Мотивация: SF контакты

Ryazanov, Oboznov, Rusanov, Veretennikov, Golubov, Aarts (2001):
экспериментальное наблюдение π -контакта
в SFS системах со слабыми ферромагнетиками

$$I(\varphi) = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin(\varphi)$$

Kontos, Aprili, Lesueur, Genêt,
Stephanidis, Boursier (2002):

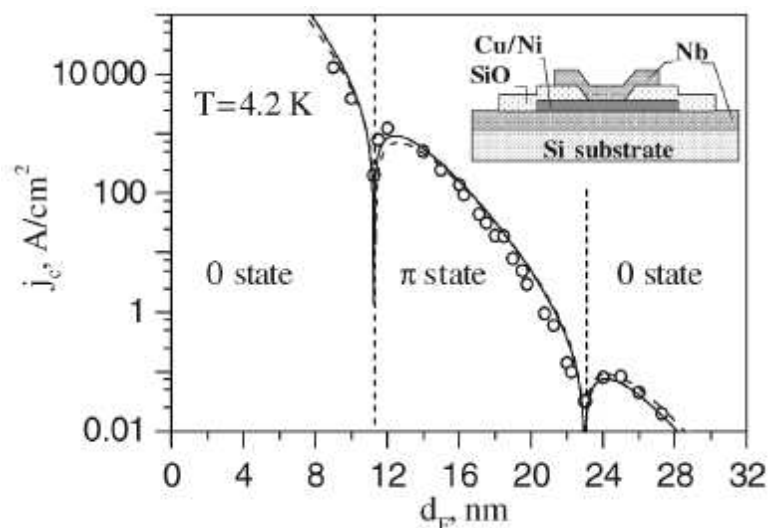


Объяснение в предположении *однодоменного* ферромагнетика:

$$I_c \propto \exp(-d_F/\xi_1) \exp(id_F/\xi_2), \quad \xi_1 \approx \xi_2$$

Мотивация: магнитное рассеяние в SF контактах

Oboznov, Vol'ginov, Feofanov, Ryazanov, Buzdin (2006):



$$I_c \propto \exp(-d_F/\xi_1) \exp(id_F/\xi_2)$$

$$3 \xi_1 \approx \xi_2$$

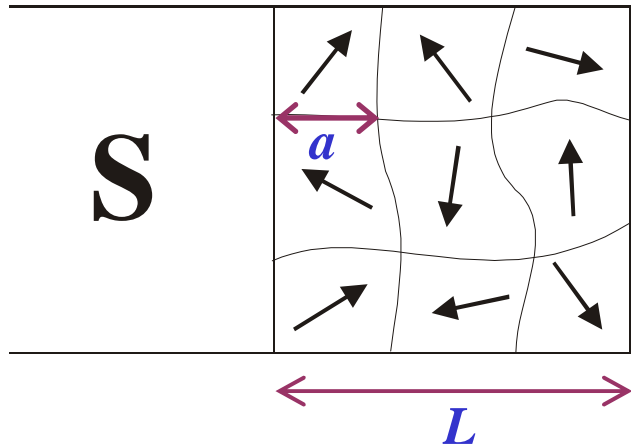
Объяснение: однородное обменное поле \mathbf{h} + магнитное рассеяние Γ_{sf}

Упрощающее предположение: одноосный магнитный беспорядок $\delta \mathbf{h}_z \cdot \boldsymbol{\sigma}_z$

Вопросы:

- Получится ли Γ_{sf} , если магнитный беспорядок не точечный?
- Учёт всех направлений в магнитном беспорядке?
- Учёт триплетной сверхпроводящей компоненты в этом случае?

Постановка задачи



Полное обменное поле: $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{h}(\mathbf{r})$

медленное (по сравнению с a и l),
не зависит от реализации беспорядка

$$\langle \delta h_i(\mathbf{r}) \delta h_j(\mathbf{r}') \rangle = F_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

спадает на масштабе a

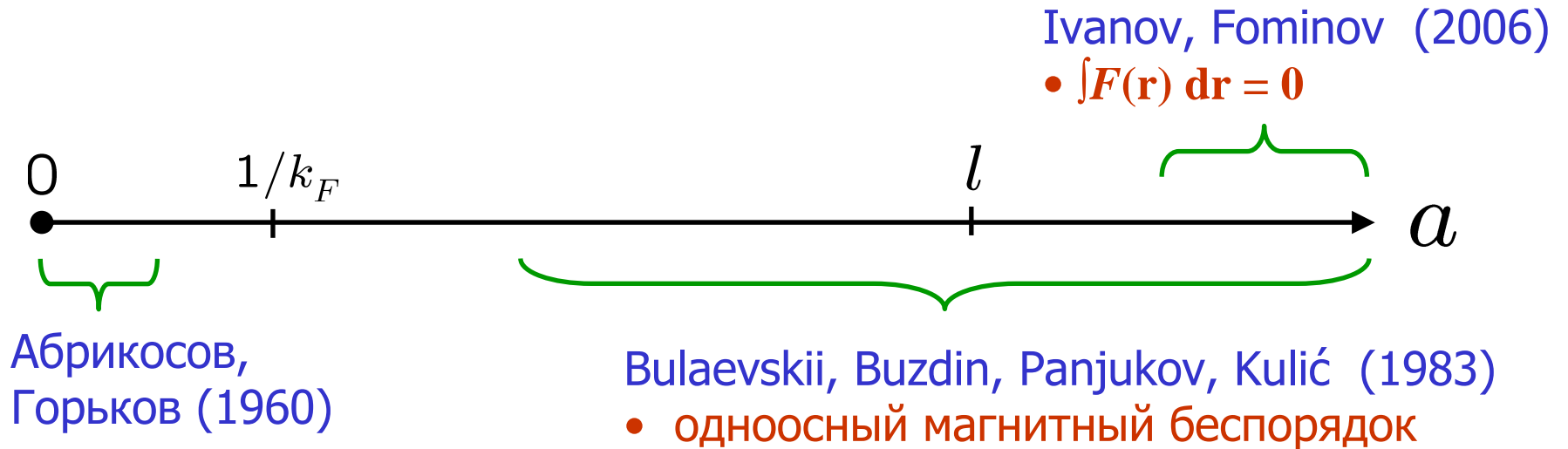
$$E_{\text{Tn}} = \frac{D}{L^2} \quad \text{- энергия Таулеса (обратное время диффузии через ферромагнетик)}$$

$$E_a = \frac{D}{a^2} \quad \text{- энергия Таулеса «домена» (магнитной неоднородности)}$$

Предположения: $E_{\text{Tn}}, E, h, \Delta, h, \Gamma_{\text{sf}} \ll E_a, \tau^{-1}$

т.е. «домены» достаточно маленькие
- это означает малость триплетной компоненты

Предыдущие результаты для Γ_{sf}

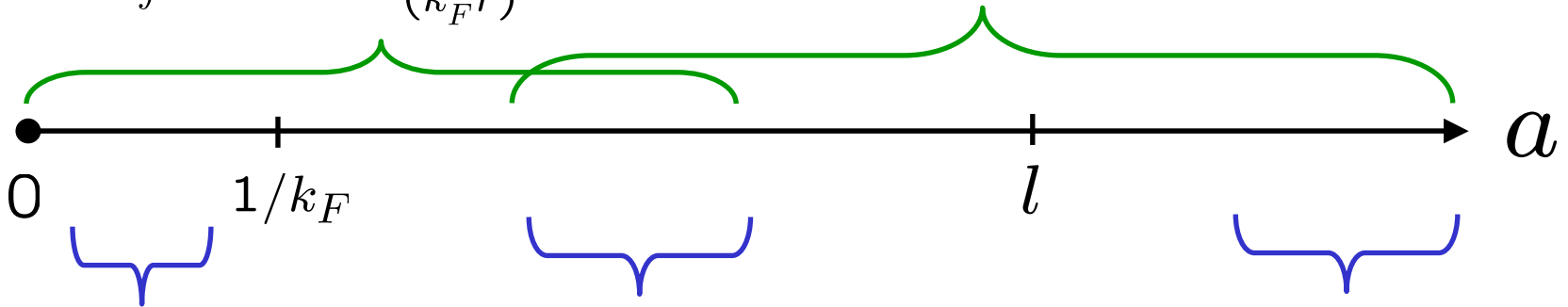


Новые результаты:

- 1) вычисление Γ_{sf} для произвольного a
- 2) учёт всех направлений неупорядоченного обменного поля

Результаты

$$\Gamma_{sf}^{ij} = \pi\nu \int d\mathbf{r} F_{ij}(r) \frac{\sin^2(k_F r)}{(k_F r)^2} \quad \Gamma_{sf}^{ij} = \frac{l^2}{3D} \int \frac{dq}{(2\pi)^3} F_{ij}(q) \frac{\arctg(ql)}{ql - \arctg(ql)}$$



$$\Gamma_{sf}^{ij} = \pi\nu \int d\mathbf{r} F_{ij}(r)$$

$$\sim \nu(\delta h)^2 a^3$$

$$\Gamma_{sf}^{ij} = \pi\nu \int d\mathbf{r} \frac{F_{ij}(r)}{2(k_F r)^2}$$

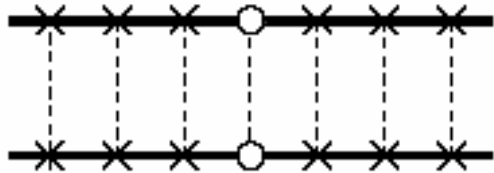
$$\sim \nu(\delta h)^2 a k_F^{-2}$$

$$\Gamma_{sf}^{ij} = \frac{1}{D} \int d\mathbf{r} \frac{F_{ij}(r)}{4\pi r}$$

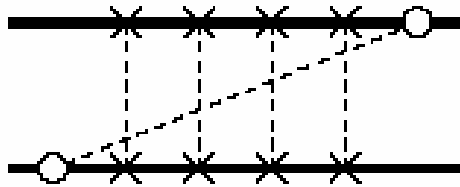
$$\sim \nu(\delta h)^2 \frac{a^2}{l} k_F^{-2}$$

Диаграммы

Различные режимы магнитного рассеяния в зависимости от величины a :



- локальное магнитное рассеяние



- нелокальное магнитное рассеяние

- × - потенциальное рассеяние (как в обычной диаграммной технике)
- - магнитное рассеяние

Сигма-модель

$$Z = \int DQ e^{-S[Q]}, \quad S = S_0 + S_1 + S_2$$

$$S_0 = \pi\nu \int d\mathbf{r} \text{STr} \left\{ \frac{D}{4} (\nabla Q)^2 + [i\hat{\tau}_3(E - \hat{\sigma}\mathbf{h}) - \hat{\Delta}] Q \right\}$$

$$S_1 = -i\pi\nu \int d\mathbf{r} \delta h_i(\mathbf{r}) \text{STr}(\hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_i Q(\mathbf{r}))$$

$$S_2 = -\frac{\pi^2\nu^2}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \frac{\sin^2(k_F R)}{(k_F R)^2} e^{-R/l} \delta h_i(\mathbf{r}) \delta h_j(\mathbf{r}') \text{STr}(\hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_i Q(\mathbf{r}) \hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_j Q(\mathbf{r}'))$$

Усредняем по $\delta\mathbf{h}$:

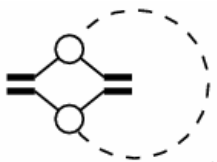
$$S_2 \Rightarrow -\frac{\pi\nu}{2} \left(\Gamma_{\text{sf-local}}^{ij} \right) \int d\mathbf{r} \text{STr}(\hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_i Q(\mathbf{r}) \hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_j Q(\mathbf{r}))$$

$$S_1 \Rightarrow \frac{\pi^2\nu^2}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' F_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \text{STr}(\hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_i Q(\mathbf{r})) \text{STr}(\hat{\tau}_3 \hat{\sigma}_j Q(\mathbf{r}'))$$

↓ интегрирование по флуктуациям вокруг седла

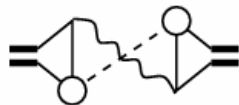
$\Gamma_{\text{sf-nonlocal}}^{ij}$

local:



(a)

nonlocal:



(b)

Сравнение вкладов: $\frac{\Gamma_{\text{sf-local}}}{\Gamma_{\text{sf-nonlocal}}} \sim \left(\frac{l}{a} \right)^2$

Уравнение Узателя

$$D\nabla (\check{G}\nabla\check{G}) + iE [\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_0, \check{G}] - i [\hat{\tau}_3(\mathbf{H}\hat{\sigma}), \check{G}] - \Delta [\hat{\tau}_1\hat{\sigma}_0, \check{G}] = 0$$


$\hat{\tau}$ - матрицы Паули в пространстве Намбу-Горькова

$\hat{\sigma}$ - матрицы Паули в спиновом пространстве

\check{G} - матрица 4×4 в пространстве Намбу-Горьков \otimes спин :

$$\check{G} = \hat{\tau}_3 (G_0\hat{\sigma}_0 + \mathbf{G}\hat{\sigma}) + \hat{\tau}_1 (F_0\hat{\sigma}_0 + \mathbf{F}\hat{\sigma})$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{h} + \delta\mathbf{h}$$

 медленное (по сравнению с a и l), не зависит от реализации беспорядка

$$\check{G} = \check{g} + \delta\check{g}$$

  линейный отклик на $\delta\mathbf{h}$

медленное (по сравнению с a и l), не зависит от реализации беспорядка

- нулевой порядок по $\delta\mathbf{h}$
- второй порядок: $\langle \delta\mathbf{h}\nabla^{-2}\delta\mathbf{h} \rangle$

В результате: $-i [\hat{\tau}_3(\mathbf{H}\hat{\sigma}), \check{G}] \Rightarrow -i [\hat{\tau}_3(\mathbf{h}\hat{\sigma}), \check{g}] - \Gamma_{sf}^{ij} [\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_i\check{g}\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_j, \check{g}]$

Выводы

- В случае $E_{\text{Th}}, E, \Delta, h, \Gamma_{\text{sf}} \ll E_a, \tau^{-1}$
(где $E_{\text{Th}} = D/L^2$, $E_a = D/a^2$)
эффект неоднородной намагниченности эффективно сводится к спин-флип вкладу в уравнения
- Получены формулы для интенсивности магнитного рассеяния Γ_{sf} при произвольном радиусе корреляции намагниченности