Влияние дефектов на электронную структуру вихрей в киральных сверхпроводниках

В. Л. Вадимов А. С. Мельников

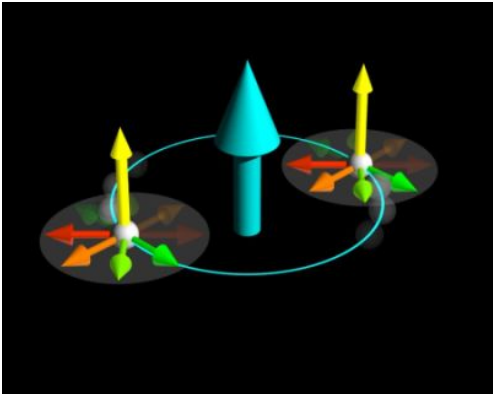
ИФМ РАН

13 сентября 2015 г.

Содержание

Сверхпроводящее состояние в $\mathrm{Sr_2RuO_4}$

Основное состояние дважды вырождено в силу нарушенной симметрии обращения времени.



Схематичное изображение куперовской пары в $\mathrm{Sr_2RuO_4}$. Пара имеет собственный орбитальный момент, равный 1, направление которого фиксировано анизотропией кристалла.

Сверхпроводящее состояние в $\mathrm{Sr_2RuO_4}$

Щель в k-пространстве принадлежит двумерному представлению E_u группы D_{4h} — группы симметрии кристалла $\mathrm{Sr_2RuO_4}$.
Возможные состояния — $|l_z = \pm 1, s_z = 0\rangle$, z — ось анизотропии кристалла.
Экспериментальные подтверждения:

- Спонтанные магнитные поля[1]
- Эффект Керра[2]

Расхождения с теорией:

- Отсутствие поверхностных токов[3]

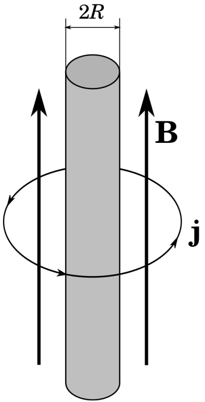
---

[1] A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys **75**, 657 (2003)

[2] J. Xia, Y. Maeno, P. T. Beyersdorf, M. M. Fejer and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett **97**, 167002 (2006)

[3] J. R. Kirtley, C. Kallin, C. W. Hicks, E.-A. Kim, Y. Lie, K. A. Moler, Y. Maeno and K. D. Nelson, Phys. Rev. B **76**, 014526

Запиннингованный вихрь



Вихрь, запиннингованный на колумнарном дефекте.

Уравнения Боголюбова-де Жена

Для простоты рассмотрим чисто двумерный случай:

$$\begin{cases} -\dfrac{\hbar^2}{2m}\left(\nabla_\perp^2 + k_F^2\right)u + \widehat{\Delta}v = \epsilon u \\ \dfrac{\hbar^2}{2m}\left(\nabla_\perp^2 + k_F^2\right)v + \widehat{\Delta}^\dagger u = \epsilon v \end{cases}$$

$$u(R,\theta) = v(R,\theta) = 0$$

$\hbar k_F$ — импульс Ферми
$\widehat{\Delta}$ — оператор щели

Вихри в Sr_2RuO_4

Параметры порядка

Щель анизотропна на поверхности Ферми:

$$\widehat{\Delta} e^{i\mathbf{kr}} \approx \Delta_0 \left[\eta_+(\mathbf{r}) e^{i\theta_k} + \eta_-(\mathbf{r}) e^{-i\theta_k} \right] e^{i\mathbf{kr}} \ ,$$

где $\mathbf{k} = k(\cos\theta_k, \sin\theta_k)$, $k \approx k_F$, $\eta_\pm(\mathbf{r})$ — параметры порядка.
Основные состояния — $(\eta_+, \eta_-) = (1, 0)$ и $(\eta_+, \eta_-) = (0, 1)$ — киральные домены.
В однородном киральном домене набег фазы при обходе вокруг поверхности Ферми равен $\pm 2\pi$.

Вихри в $\mathrm{Sr_2RuO_4}$

Параметры порядка

Щель анизотропна на поверхности Ферми:

$$\widehat{\Delta}e^{i\mathbf{kr}} \approx \Delta_0 \left[\eta_+(\mathbf{r})e^{i\theta_k} + \eta_-(\mathbf{r})e^{-i\theta_k}\right] e^{i\mathbf{kr}} \ .$$

В аксиально-симметричных вихрях[4]:

$$\eta_\pm(\mathbf{r}) = f_\pm(r)e^{im_\pm\theta}, \ m_\pm = m \mp 1$$

Поток определяется завихренностью доминирующей компоненты.

Одноквантовые вихри

	η_+ домен	η_- домен
$\mathbf{H} \uparrow\uparrow \hat{\mathbf{z}}$	$m_+ = 1, \, m_- = 3$	$m_- = 1, \, m_+ = -1$
$\mathbf{H} \uparrow\downarrow \hat{\mathbf{z}}$	$m_+ = -1, \, m_- = 1$	$m_- = -1, \, m_+ = -3$

Два типа вихрей: N_+ вихрь $(m = \pm 2)$, N_- вихрь $(m = 0)$.

[4] Y. S. Barash and A. S. Mel'nikov, JETP **100**, 307 (1991)

Квазиклассический подход

$$-i\xi\hat{\tau}_3\frac{\partial\psi}{\partial s}+[\hat{\tau}_1\,\mathrm{Re}\,D(s)-\hat{\tau}_2\,\mathrm{Im}\,D(s)]\psi=\varepsilon\psi\ ,$$

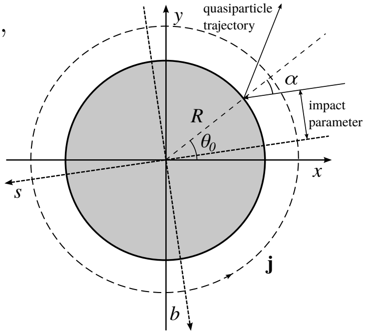
$\xi = \hbar v_F/\Delta_0$, s — координата вдоль траектории, $D(s)$ — профиль щели, $\psi(s)$ — квазиклассическая волновая функция, $\varepsilon = \epsilon/\Delta_0$.
Условие применимости $k_F\xi \gg 1$.

Квантовые числа

Сохраняется орбитальный момент квазичастицы μ.

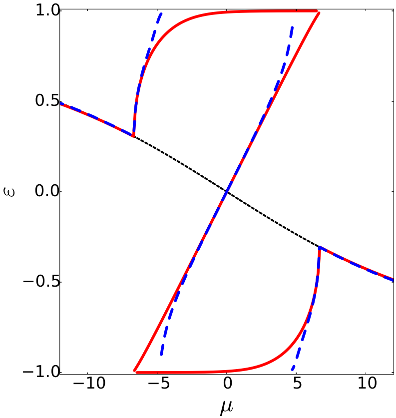
Разница фаз на концах траектории

$\delta\varphi = m\,(\theta_0+\alpha) - m\,(\theta_0-\alpha) = 2m\alpha$

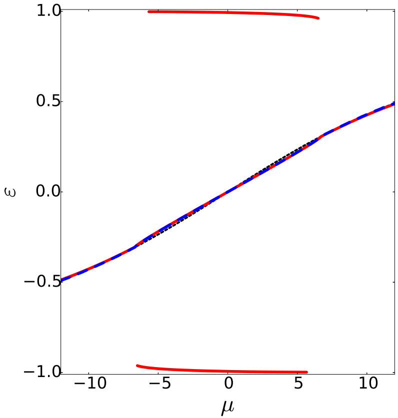


Классическая траектория квазичастицы. Прицельный параметр траектории $b = -\mu/k_F$

Спектр квазичастиц



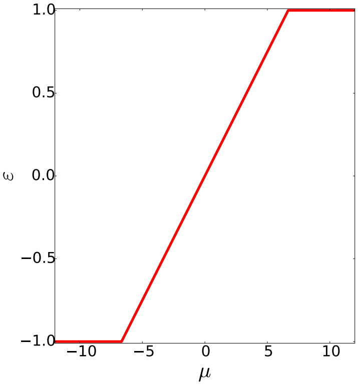
N_+ вихрь



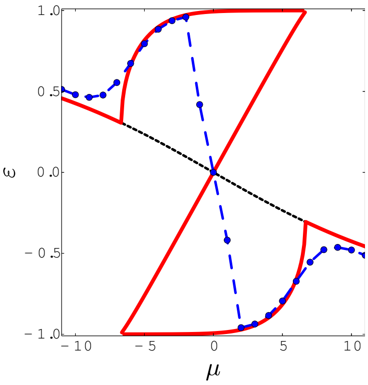
N_- вихрь

Спектр квазичастиц. Синий пунктир — приближенное аналитическое решение, красные сплошные линии — численный счет, черный пунктир — спектр свободного вихря.

Спектр квазичастиц



Поверхностные состояния на дефекте без вихря

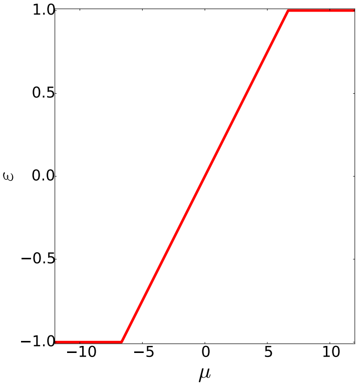


Сравнение с опубликованным ранее результатом[5]

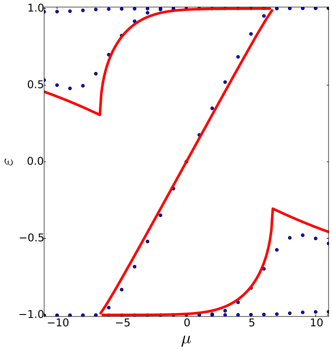
В спектре N_+ вихря аномальная ветка соответствует поверхностным состояниям.

[5] B. Rosenstein, I. Shapiro, and B. Y. Shapiro, Journal of Physics: Condensed Matter **25**, 075701 (2013)

Спектр квазичастиц



Поверхностные состояния на дефекте без вихря



Сравнение с неопубликованным результатом авторов работы [5]

В спектре N_+ вихря аномальная ветка соответствует поверхностным состояниям.

[5] B. Rosenstein, I. Shapiro, and B. Y. Shapiro, Journal of Physics: Condensed Matter **25**, 075701 (2013)

Сканирующая туннельная микроскопия

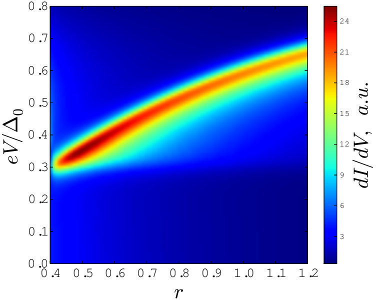
Локальная плотность состояний

$$N(\mathbf{r},\epsilon) = \int k_F \left|u_b(\mathbf{r})\right|^2 \delta\left(\epsilon-\epsilon_b\right)\ db$$

$$\left|u_b(r)\right|^2 = \frac{\exp\left[-2K_b\left(\sqrt{r^2-b^2}\right)\right]}{2\pi I_b\sqrt{r^2-b^2}}$$

Дифференциальный кондактанс

$$\frac{dI/dV}{(dI/dV)_N} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N(\mathbf{r},\epsilon)}{N_0}\frac{\partial f(\epsilon-eV)}{\partial V}\ d\epsilon$$



Дифференциальный кондактанс, N_+ вихрь, $R=0.4\xi$, $T=0.02\Delta_0$

Сканирующая туннельная микроскопия

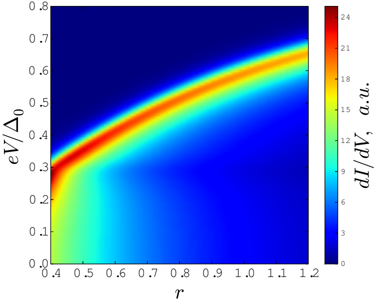
Локальная плотность состояний

$$N(\mathbf{r},\epsilon) = \int k_F \, |u_b(\mathbf{r})|^2 \, \delta\left(\epsilon - \epsilon_b\right) \; db$$

$$|u_b(r)|^2 = \frac{\exp\left[-2K_b\left(\sqrt{r^2 - b^2}\right)\right]}{2\pi I_b \sqrt{r^2 - b^2}}$$

Дифференциальный кондактанс

$$\frac{dI/dV}{(dI/dV)_N} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N(\mathbf{r},\epsilon)}{N_0} \frac{\partial f(\epsilon - eV)}{\partial V} \; d\epsilon$$



Дифференциальный кондактанс, N_- вихрь, $R = 0.4\xi$, $T = 0.02\Delta_0$

Высокочастотная проводимость

Полуклассический гамильтониан

Внешнее электромагнитное поле: $\mathbf{A}_\pm = \mathrm{Re}\, A_\pm(\mathbf{x}_0 \pm i\mathbf{y}_0)e^{-i\Omega t}$.

$$H(\mu,\theta) = \epsilon(\mu) + \hbar \mathbf{k_F} \mathbf{v_s} \ ,$$

$$H(\mu,\theta) = \epsilon(\mu) - \frac{2\hbar e}{mc} k_F \,\mathrm{Re}\left(A_\pm e^{\pm i\theta - i\Omega t}\right) \ .$$

Уравнение Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\partial H}{\partial \mu}\frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{\partial H}{\partial \theta}\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) = -\nu\left(f - f_0\right).$$

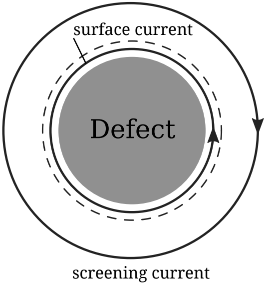
Омическая и Холловская проводимости

$$\sigma_O \propto \frac{\nu + i\Omega}{\left(\nu + i\Omega\right)^2 + \omega_0^2}, \ \sigma_H \propto \frac{\omega_0}{\left(\nu + i\Omega\right)^2 + \omega_0^2} \ ,$$

где $\hbar\omega_0 = \partial\epsilon/\partial\mu|_{\mu=0}$. Знак и величина σ_H определяются ω_0.

Поверхностные токи

Дефект в киральном домене



Из-за наличия поверхностных мод, вдоль дефекта течет поверхностный ток, экранируемый в толще сверхпроводника. Поверхностный ток и ток экранировки взаимодействует с вихрем электромагнитным образом.

Поверхностные токи можно описать с помощью эффективной намагниченности[6] $\mathbf{M}_0 = \Phi_0/(16\pi^2\lambda^2)\mathbf{z}_0$.

[6] Michal Stone and Roy Rahul, Phys. Rev. B. **69**, 184511 (2004)

Энергия пиннинга

Плотность свободной энергии[7]

$$\mathcal{F} = \frac{1}{8\pi L} \int\limits_{r>R} \left[(\mathrm{rot}\,\mathbf{A})^2 - 8\pi \mathbf{M}_0\,\mathrm{rot}\,\mathbf{A} + \frac{1}{\lambda^2} \left(A - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\Theta \right)^2 \right] d^3r + $$
$$+ \frac{1}{8\pi L} \int\limits_{r<R} (\mathrm{rot}\,\mathbf{A})^2 \; d^3r \;,$$

где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал магнитного поля, Θ — фаза доминирующего параметра порядка, λ — глубина проникновения магнитного поля, Φ_0 — квант потока.

[7] L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kulic and S. V. Panjukov, Adv. Phys. **34**, 176 (1985)

Энергия пиннинга

Дефект

$$\mathbf{B}_d = \begin{cases} -4\pi\mathbf{M}_0, \ r < R \\ \dfrac{2\pi\mathbf{M}_0 R^2}{\lambda^2} K_0(r/\lambda), \ r > R \end{cases}$$

$$\mathcal{F}_d = -2\pi^2 M_0^2$$

$N_\pm$ вихрь

$$\mathbf{B}_\pm = \begin{cases} -4\pi\mathbf{M}_0 \pm \dfrac{\Phi_0\mathbf{z}_0}{2\pi\lambda^2}\ln\dfrac{\lambda}{R}, \ r < R \\ \left[\dfrac{2\pi\mathbf{M}_0 R^2}{\lambda^2} \pm \dfrac{\Phi_0\mathbf{z}_0}{2\pi\lambda^2}\right] K_0(r/\lambda), \ r > R \end{cases}$$

$$\mathcal{F}_\pm = -2\pi^2 M_0^2 + \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\lambda^2}\ln\frac{\lambda}{R} \mp \frac{\mathbf{z}_0\mathbf{M}_0\Phi_0}{R^2/(2\lambda^2)\ln(R/\lambda)+1}$$

Формулы справедливы в пределе $\xi \ll R \ll \lambda$.

Энергия пиннинга. Критические поля

Выражение для энергии пиннинга:

$$\mathcal{F}_{\pm}^{(p)} = \mathcal{F}_{\pm} - \mathcal{F}_{d} - \mathcal{F}_{\pm}^{(f)} \ ,$$

где $\mathcal{F}_{\pm}^{(f)} = \Phi_0^2/(4\pi^2\lambda^2)(\ln\lambda/\xi + C_{\pm}) \mp \Phi_0 \mathbf{M}_0 \mathbf{z}_0$ — энергия свободного вихря.

$$\mathcal{F}_{\pm}^{(p)} = -\frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\lambda^2}\left(\ln\frac{R}{\xi} + C_{-} \mp \frac{R^2}{2\lambda^2}\ln\frac{\lambda}{R}\right) < 0$$

Добавка к энергии пиннинга, связанная со взаимодействием вихря с эффективной намагниченностью, имеет разный знак в зависимости от ориентации вихря.

Выводы

- Найден спектр квазичастиц в запиннингованном вихре.
- Показано качественное отличие между спектрами N_+ и N_- вихрями.
- Найдены плотность состояний и высокочастотная проводимость. Получено выражение для энергии пиннинга.
- Предложены дополнительные тесты на тип спаривания в $\mathrm{Sr_2RuO_4}$.

Спасибо за внимание!