



МИЭМ НИУ ВШЭ им. А.Н. Тихонова

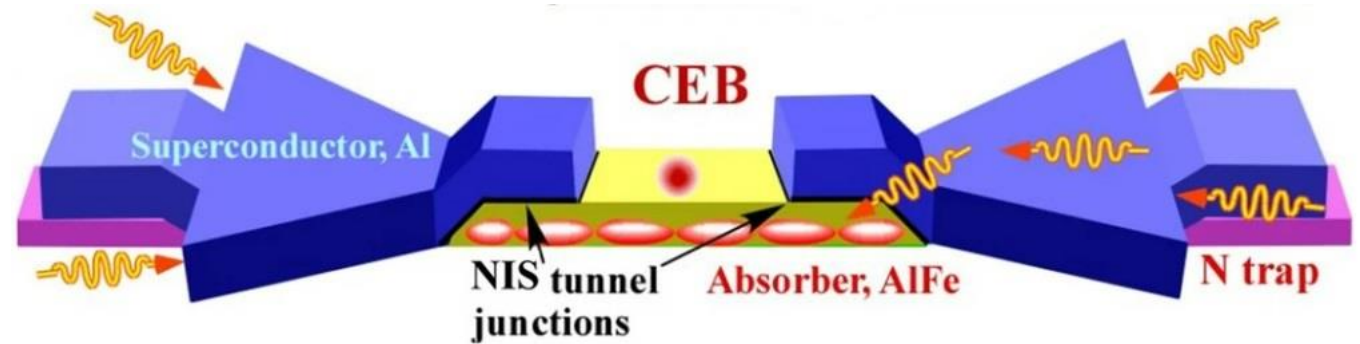
Москва
2024

ПОВЕДЕНИЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ СВЕРХПРОВОДНИК- ФЕРРОМАГНЕТИК ПРИ НАЛИЧИИ СПИНОВОГО РАССЕЯНИЯ

Мотивация и применение

Применение гетероструктур:

Изучение гетероструктур сверхпроводник-ферромагнетик интересно из-за противоположного характера двух типов спинового упорядочения – синглетной сверхпроводимости и ферромагнетизма. Мотивация заключается в поиске новых физических явлений и потенциальных приложений в спинтронике и астрофизике. Эта комбинация материалов обещает расширить наши знания о взаимодействии сверхпроводимости и магнетизма, что может привести к разработке новых устройств с контролируемыми свойствами и более эффективными технологиями. Кроме того, исследование эффекта близости в этом контексте может улучшить болометры на холодных электронах, повысив их чувствительность и применимость в астрономии для регистрации субмиллиметровых волн.



3D – схема болометра на холодных электронах. Слой абсорбера из алюминия показан желтым цветом с подслоем из железа [1].

Уравнение Узаделя (в отсутствии внешнего магнитного поля)

Выберем систему координат с осью OZ, направленной перпендикулярно плоскости слоев. Толщина структуры равна L. В направлениях OX и OY структура полагается бесконечной. Координатную плоскость XOY будем совмещать либо с одной из плоских внешних границ структуры, либо с ее серединной плоскостью. Полагаем, что выполнены условия диффузионного предела. Тогда сверхпроводящее состояние структуры описывается уравнением Узаделя:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{D_S}{2} \nabla_r \cdot (G_{\uparrow\uparrow, \omega} \nabla_r F_{\uparrow\downarrow, \omega} - F_{\uparrow\downarrow, \omega} \nabla_r G_{\uparrow\uparrow, \omega}) + \omega F_{\uparrow\downarrow, \omega} = \Delta G_{\uparrow\uparrow, \omega}, \text{ при } z \in I_S \\
 & -\frac{D_M}{2} \nabla_r \cdot (G_{\uparrow\uparrow, \omega} \nabla_r F_{\uparrow\downarrow, \omega} - F_{\uparrow\downarrow, \omega} \nabla_r G_{\uparrow\uparrow, \omega}) + (\omega + iE_{ex} + \tau_z^{-1} G_{\uparrow\uparrow, \omega} + (\tau_x^{-1} + \tau_{so}^{-1}) G_{\downarrow\downarrow, \omega}) F_{\uparrow\downarrow, \omega} + (\tau_x^{-1} - \tau_{so}^{-1}) G_{\uparrow\uparrow, \omega} F_{\downarrow\uparrow, \omega} = \\
 & \quad 0, \text{ при } z \in I_M
 \end{aligned}$$

где $G(r)$, $F(r)$ – нормальные и, соответственно, аномальные узаделевские функции Грина, которые получены из квазиклассических уравнений Грина усреднением по поверхности Ферми; $\omega = \omega_n = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты с $n = 0, \pm 1 \dots$; $D_S(D_M)$ – постоянная диффузии электрона для сверхпроводящего (несверхпроводящего) материала; $I_S(I_M)$ – область значений z , соответствующая сверхпроводящим (несверхпроводящим) слоям; $\tau_x, \tau_z, \tau_{so}$ – характерные времена спин-флип взаимодействия, затухания электронных состояний и спин-орбитального рассеяния, соответственно; E_{ex} – энергия обменного взаимодействия [2].

Линеаризованные уравнения Узаделя с граничными условиями выглядят следующим образом:

$$\left(|\omega| - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow),\omega}(x) = \Delta$$

для S слоя, и

$$\left(|\omega| - \frac{D_M}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \pm iE_{ex} \operatorname{sgn}(\omega) + \tau_z^{-1} + \right.$$

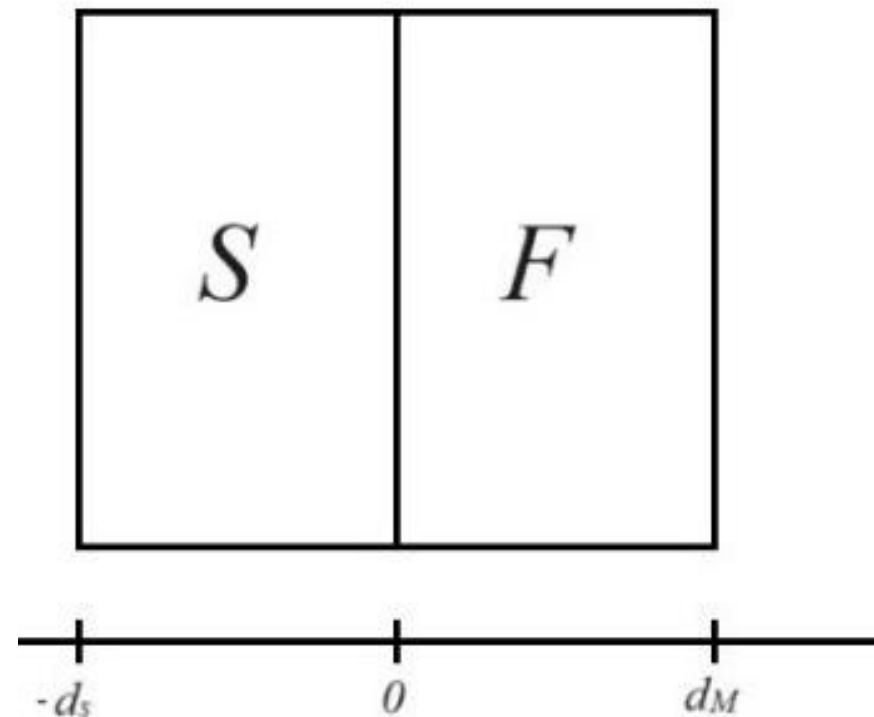
$$\left. + 2\tau_x^{-1} \right) F_{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow),\omega}(x) + (\tau_{s0}^{-1} - \tau_x^{-1}) \left(F_{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow),\omega}(x) - F_{\downarrow\uparrow(\uparrow\downarrow),\omega}(x) \right) = 0,$$

для F слоя.

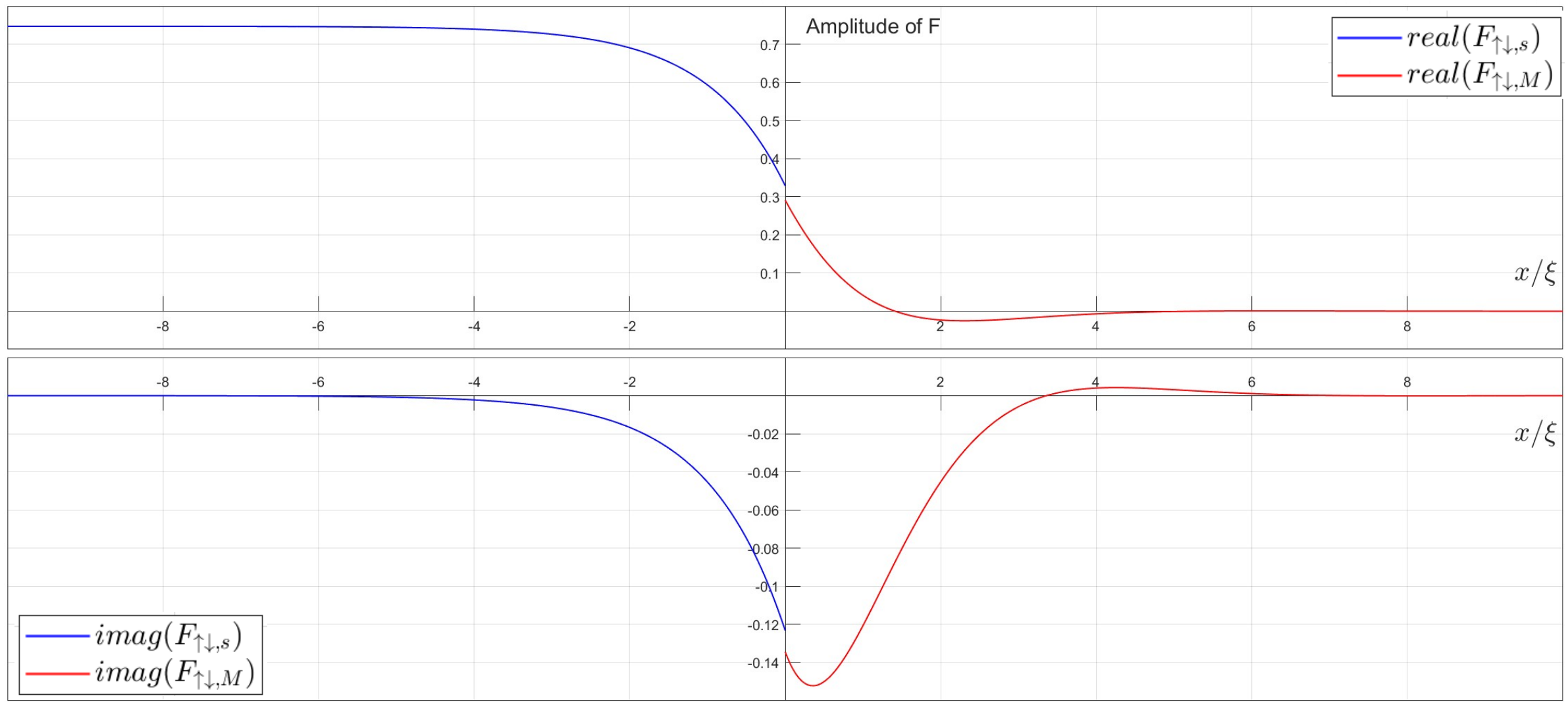
Данные уравнения дополняются граничными условиями Куприянова-Лукичева.

$$\gamma \xi_s \left(\frac{\partial F_s}{\partial x} \right)_{d_s} = \xi_M \left(\frac{\partial F_M}{\partial x} \right)_{d_s},$$

$$F_S(d_s) = F_M(d_s) - \xi_M \gamma_B \left(\frac{\partial F_M}{\partial x} \right)_{d_s}$$



Модель гетероструктуры

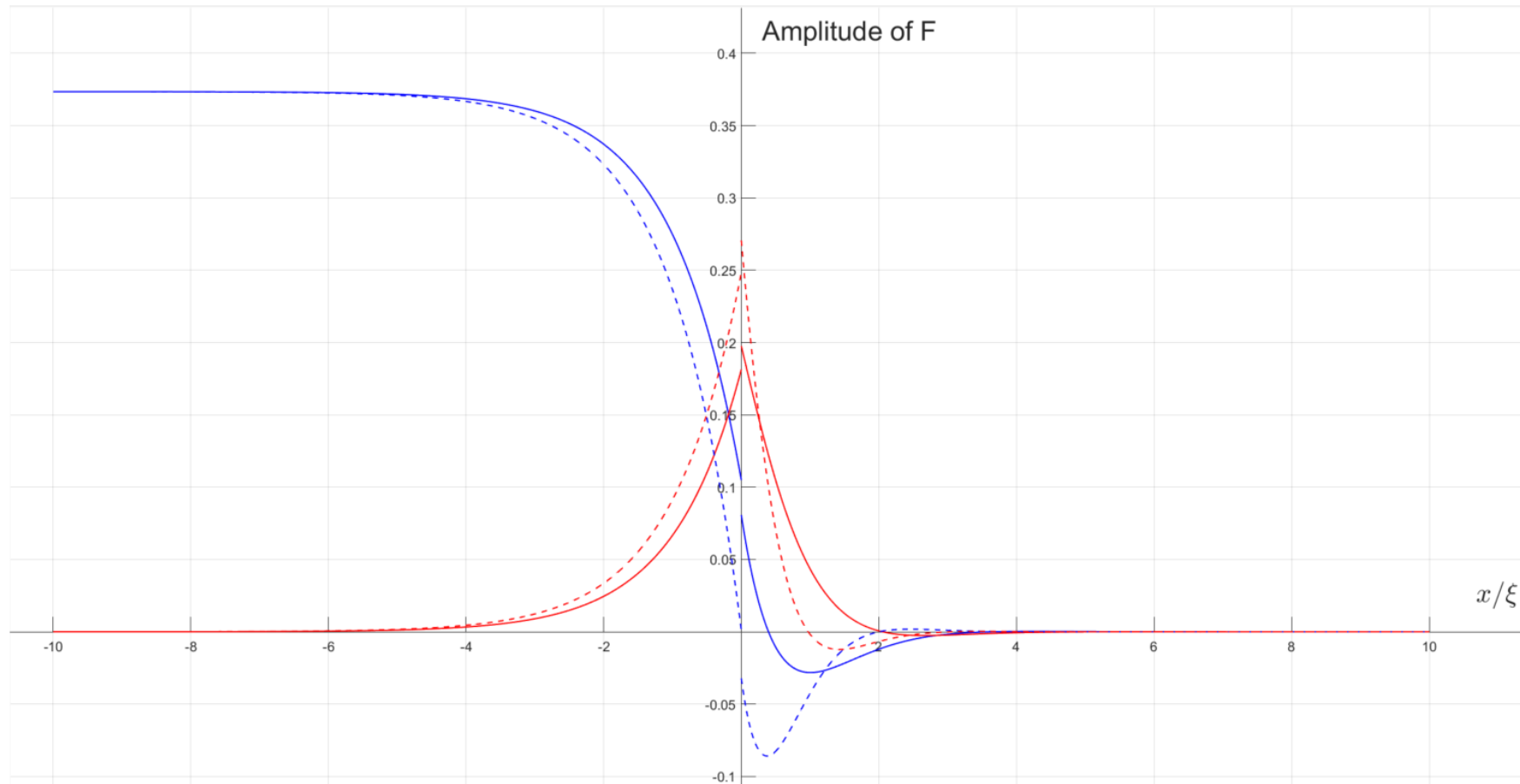


Вещественная и мнимая часть аномальной функции Грина для минимальной Мацубаровской частоты без рассеяния

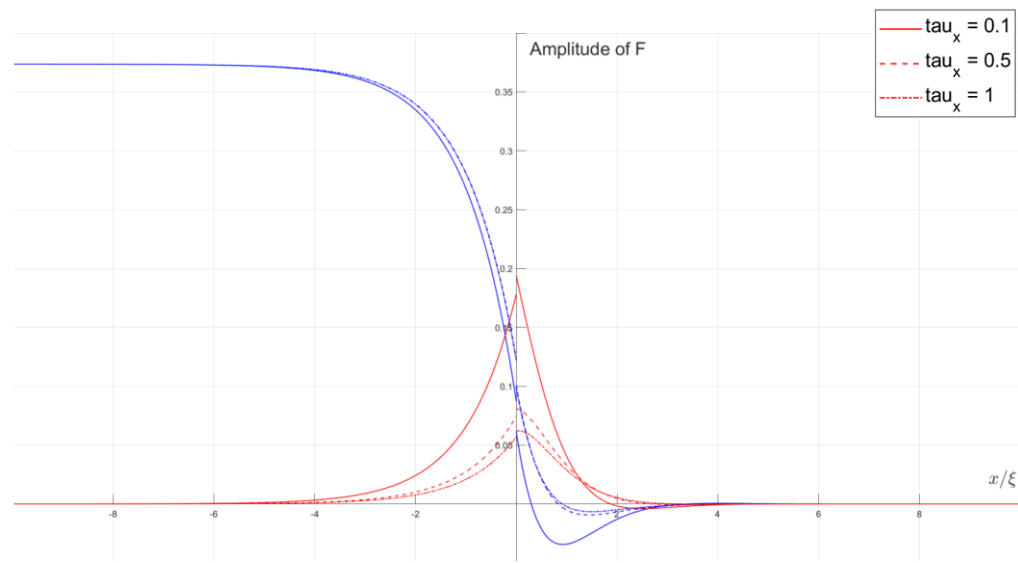
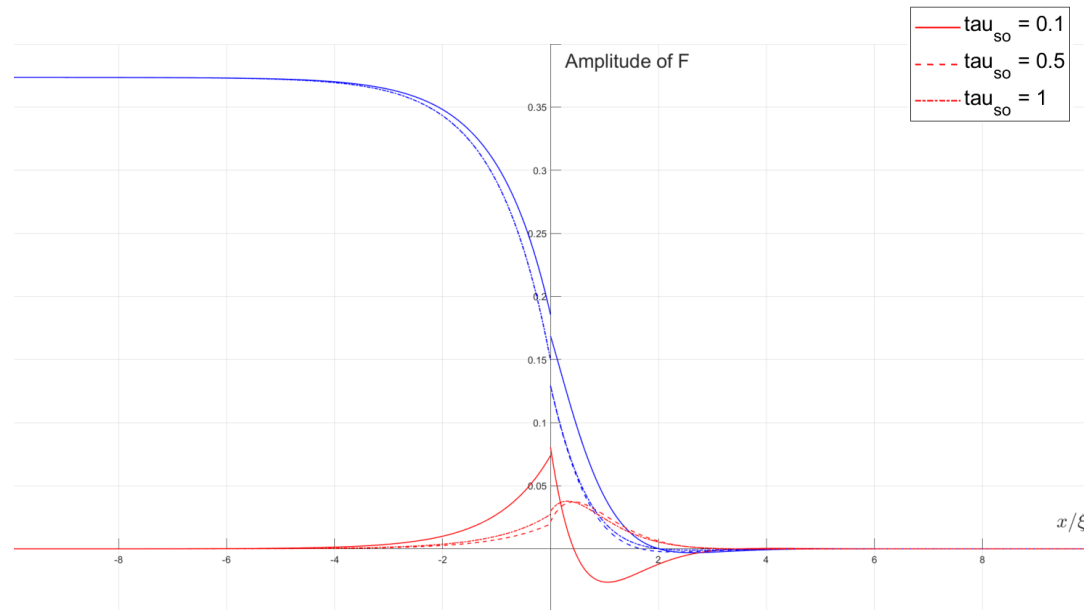
В Синглетная и триплетная компонента

6

Чтобы получить синглетную и триплетную компоненту по отдельности, воспользуемся следующими формулами: $F_{singlet} = Re\left(\frac{F_{\uparrow\downarrow} + F_{\downarrow\uparrow}}{2}\right)$, $F_{triplet} = Im\left(\frac{F_{\downarrow\uparrow} - F_{\uparrow\downarrow}}{2}\right)$.

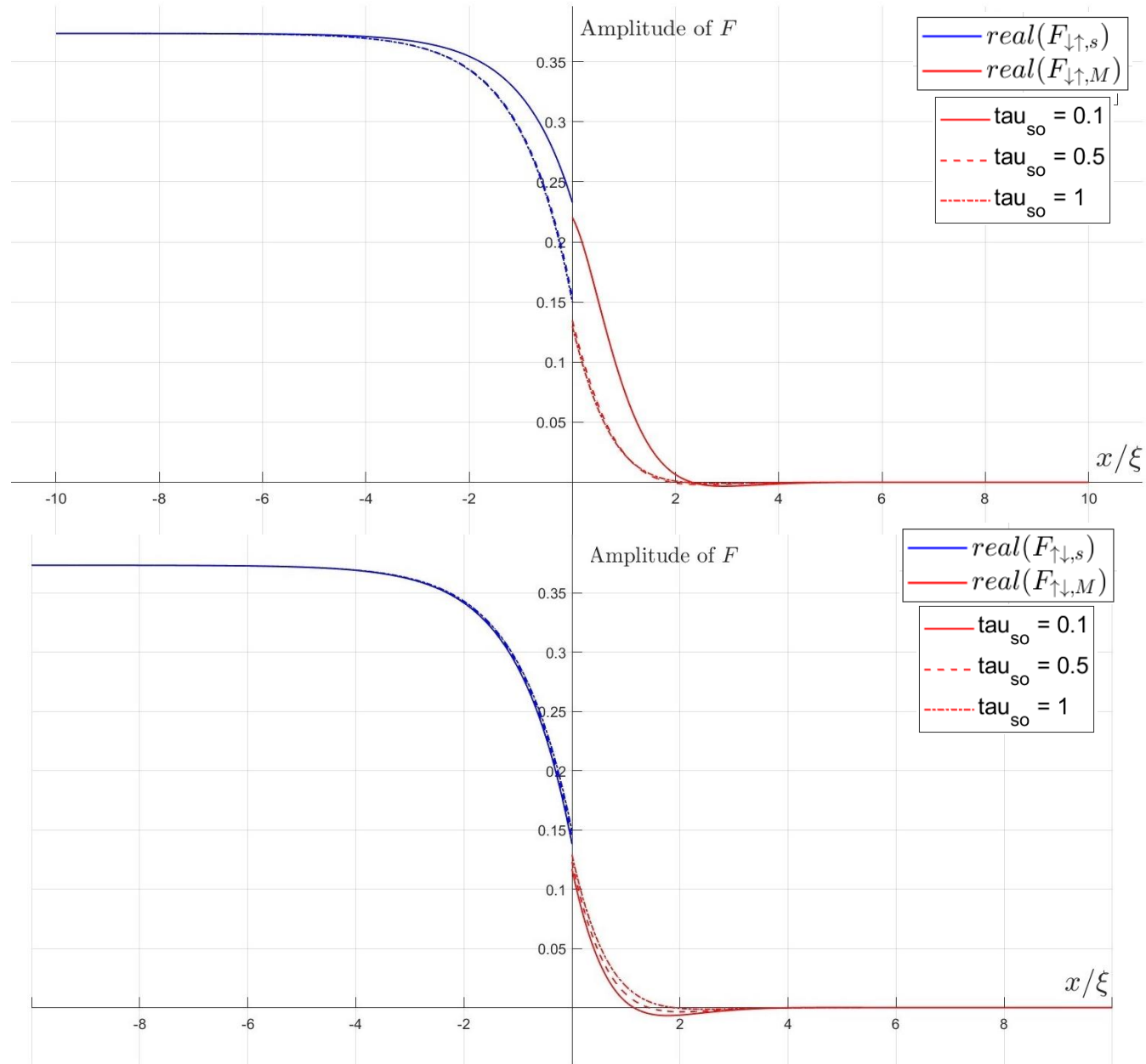


Синглетная и триплетная компонента при обменной энергии $E = 10\Delta$ и $E = 20\Delta$ в сверхпроводнике и ферромагнетике



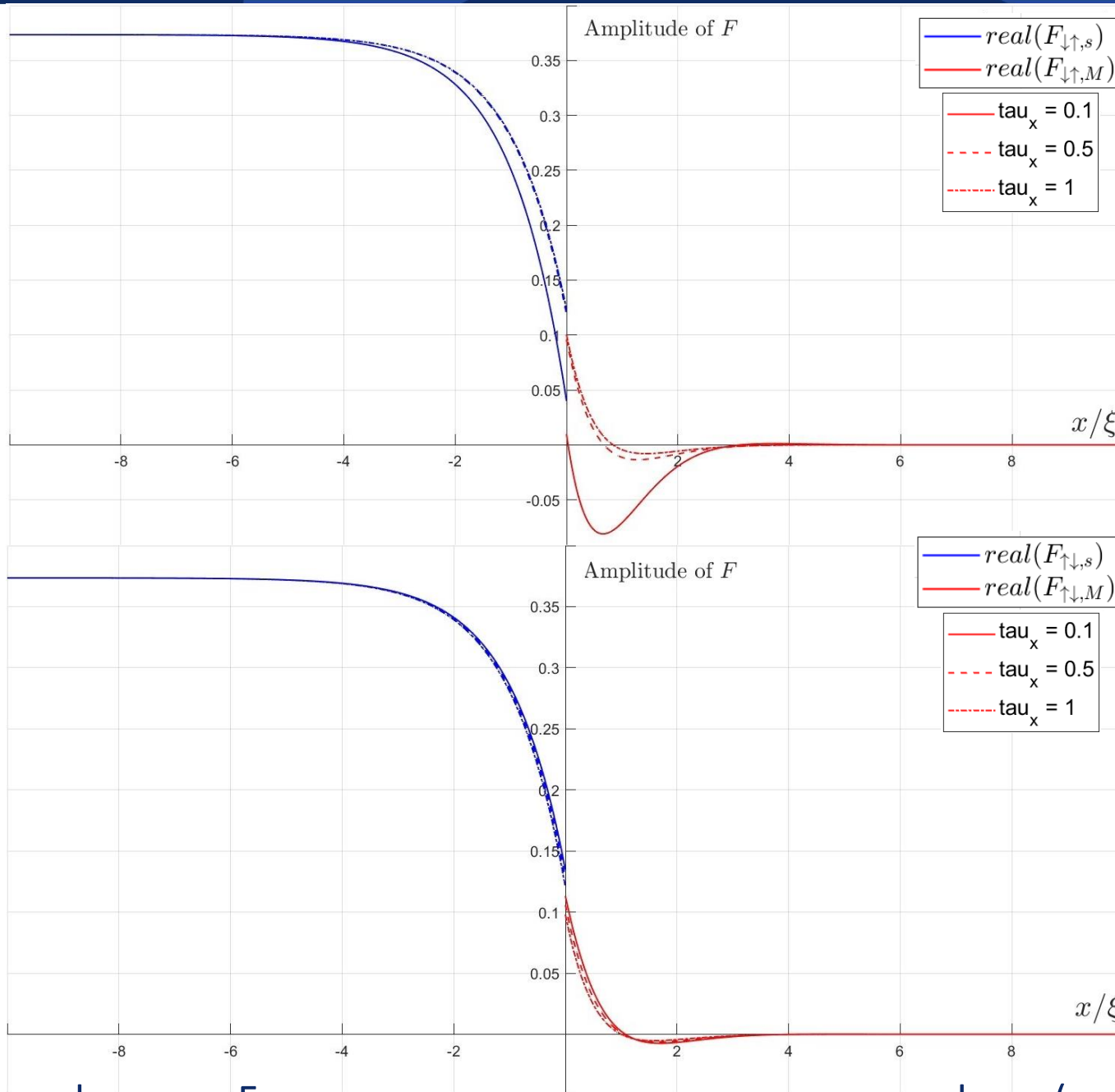
На графиках наблюдается заметное подавление образования триплетных пар. Причем заметно, что спин-орбитальное рассеяние влияет на это сильнее чем спин-флип.

Синглетная и триплетная компонента при обменной энергии при различных значениях рассеяния в сверхпроводнике и ферромагнетике



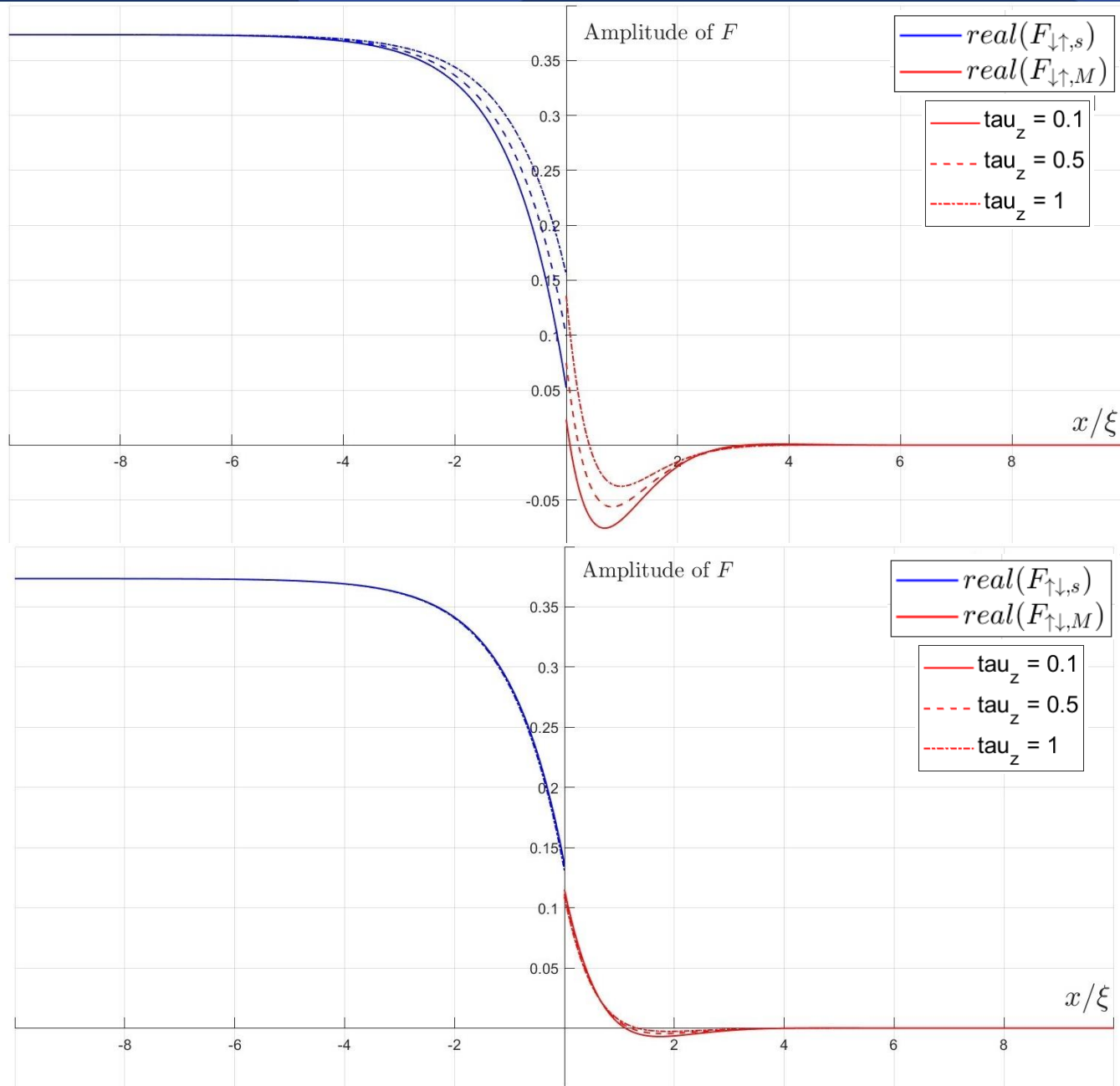
На данных рисунках мы видим, как спин-орбитальное взаимодействие полностью подавляет осцилляции сверхпроводящих корреляций.

Реальная часть функции Грина при различных значениях спин-орбитального рассеяния



Видно, что спин-флип взаимодействие перпендикулярно полю подавляет функцию Грина, но оставляет ее осцилляции. Причем видно существенное различие между влиянием на функции $F_{\uparrow\downarrow}$ и $F_{\downarrow\uparrow}$.

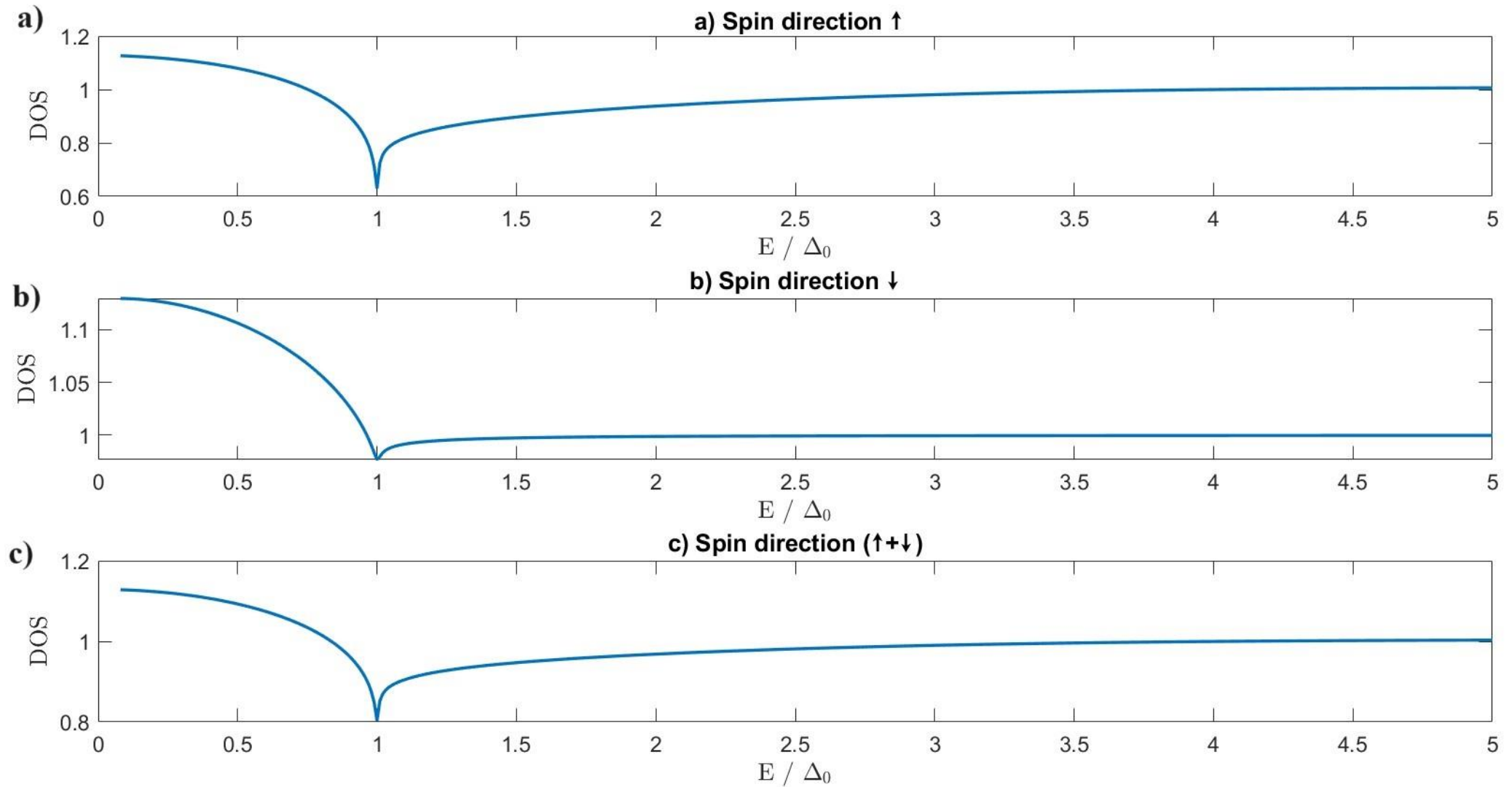
Реальная часть функции Грина при различных значениях спин-флип (перпендикулярно полю) рассеяния



10

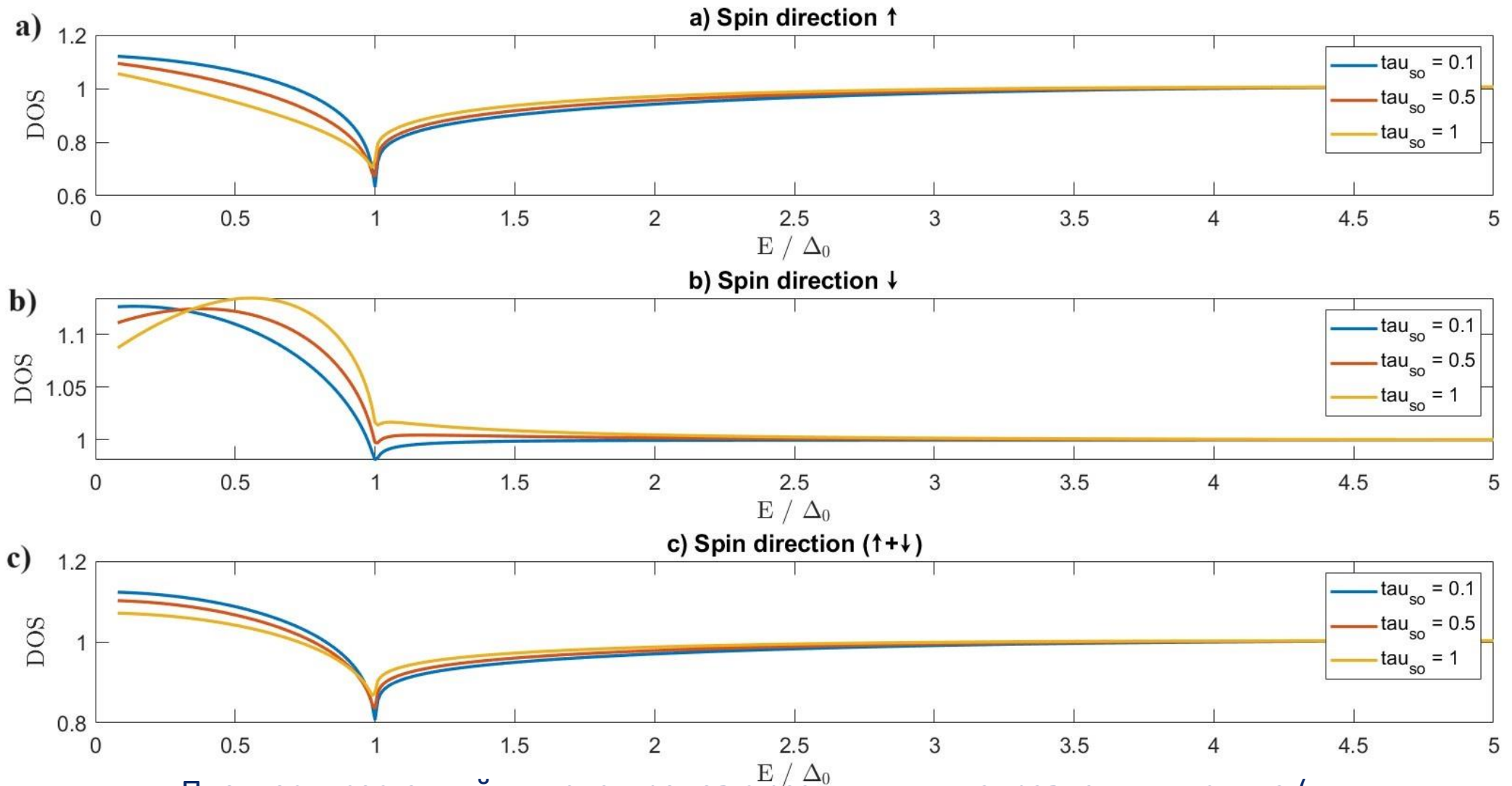
Видно, что спин-флип взаимодействие вдоль поля подавляет функцию Грина, но оставляет ее осцилляции, большие чем в случае рассеяния перпендикулярно полю. Причем видно существенное различие между влиянием на функции $F_{\uparrow\downarrow}$ и $F_{\downarrow\uparrow}$.

Реальная часть функции Грина при различных значениях спин-флип (вдоль поля) рассеяния



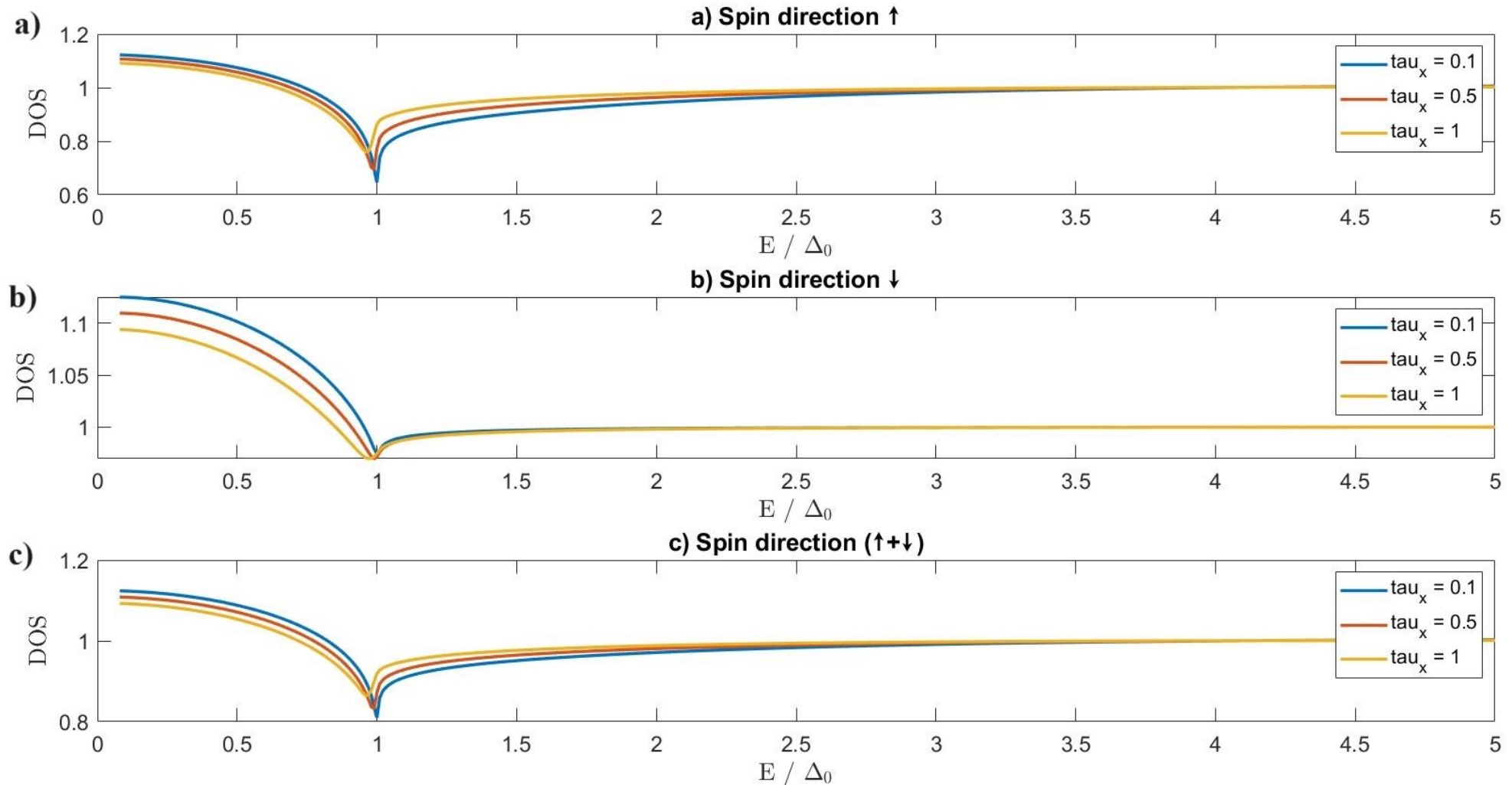
Плотность состояний для электронов с различными направлениями спина, без учета рассеяния ($\tau_z = 0$, $\tau_x = 0$, $\tau_{so} = 0$).

a) Спин вверх. b) Спин вниз. c) Сумма спинов

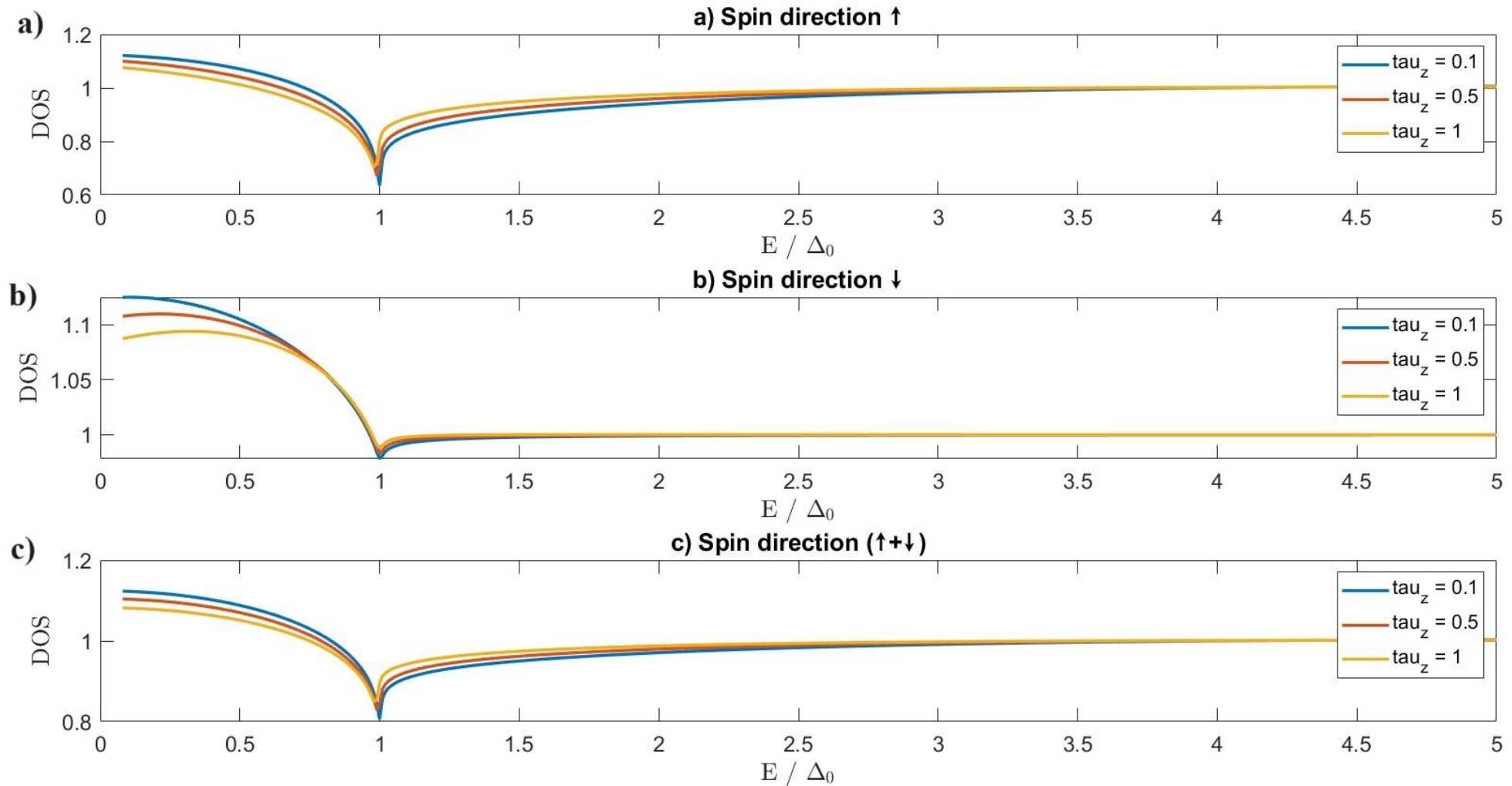


Плотность состояний для электронов с различными направлениями спина ($\tau_z =$

0, $\tau_x = 0$, $\tau_{so} \neq 0$). Параметр спин-орбитального рассеяния τ_{so} принимает различные значения 0.1, 0.5, 1. а) Спин вверх. б) Спин вниз. в) Полная плотность состояний.



Плотность состояний для электронов с различными направлениями спина ($\tau_z = 0$, $\tau_x \neq 0$, $\tau_{so} = 0$). Спин-флип τ_x (перпендикулярно полю) принимает различные значения 0.1, 0.5, 1. а) Спин вверх. б) Спин вниз. в) Полная плотность состояний.



Плотность состояний для электронов с различными направлениями спина ($\tau_z \neq 0$, $\tau_x = 0$, $\tau_{so} = 0$) Параметр спин-флип τ_z (параллельно полю) принимает различные значения 0.1, 0.5, 1. а) Спин вверх. б) Спин вниз. в) Полная плотность состояний.



Выводы:

1. По итогу проделанной работы, можно сделать следующие выводы. Наличие рассеяния запутывает функции $F_{\uparrow\downarrow}$ и $F_{\downarrow\uparrow}$. Без него функции комплексно-сопряжены, с ним ведут себя по-разному. Из полученных графиков видно, что функция $F_{\downarrow\uparrow}$ сильнее меняется при изменении параметров рассеяния. Также рассеяние замедляет образование триплетных куперовских пар. Спин-орбитальное взаимодействие полностью заглушает осцилляции функций в ферромагнетике, в то время как спин-флип лишь уменьшает их амплитуду.
2. Слабое рассеяние позволяет сохранить часть сверхпроводящих свойств, поддерживая более чёткие пики в плотности состояний.
3. Сильное рассеяние приводит к значительному сглаживанию и расширению пиков в плотности состояний, что может влиять на стабильность сверхпроводящего состояния.
4. Обменное взаимодействие приводит к изменению характеристики мини-щели и дополнительному подавлению сверхпроводящих свойств. В условиях высокого обменного взаимодействия сверхпроводящие свойства могут быть существенно ослаблены. То есть с увеличением обменного взаимодействия происходит подавление БКШ пика.



Литература:

1. A. V. Gordeeva, A. L. Pankratov, N. G. Pugach, A. S. Vasenko, V. O. Zbrozhek, A. V. Blagodatkin, D. A. Pimanov & L. S. Kuzmin Record electron self-cooling in cold-electron bolometers with a hybrid superconductor-ferromagnetic nanoabsorber and traps. Scientific Reports volume 10, Article number: 21961 (2020) .
2. Кушнир, В.Н., Сверхпроводимость слоистых структур: монография / В.Н. Кушнир. – Минск: БНТУ, 2010. – 234 с.
3. D. Yu. Gusakova, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, A. Buzdin Density of states in SF bilayers with arbitrary strength of magnetic scattering. Pis'ma v ZhEFT, vol. 83, iss. 8, pp. 385-389
4. M. Faur'е, A. I. Buzdin , A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov Striking properties of Superconductor/Ferromagnet structures with spin-dependent scattering
5. Karabassov, T.; Pashkovskaia, V. D.; Parkhomenko, N. A.; Guravova, A. V.; Kazakova, E. A.; Lvov, B. G.; Golubov, A. A.; Vasenko, Density of states in the presence of spin-dependent scattering in SF bilayers: a numerical and analytical approach A. S. Beilstein J. Nanotechnol. 2022, 13, 1418–1431. doi:10.3762/bjnano.13.117

