بررسی اثر مجاورت ابررسانایی در ساختارهای فرّومغناطیس حوزه‌ای تمیز با رهیافت شبه‌کلاسیکی

ملکی ، محمّد علی[1]؛ زارعیان ، مالک[1]
[1] دانشکده فیزیک ، مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه ، زنجان

چکیده

در این مقاله اثر مجاورت ابررسانایی در یک ساختار فرّومغناطیس حوزه ای تمیزِ متشکّل از دو لایه فرّومغناطیس، که مغناطشهایی با آرایش پادموازی هم دارند، بررسی می‌شود. با استفاده از رهیافت تابع گرین شبه کلاسیکی توابع پارامتر نظم ابررسانایی و چگالی حالتها را بر حسب پارامترهای مشخّصه سیستم محاسبه کرده و نفوذ همبستگی‌های ابررسانایی را به داخل حوزه های مغناطیسی بررسی می‌کنیم. نشان داده ایم که در پیکربندی پادموازی مغناطشها احتمال این امر وجود دارد که پارامتر نظم ابررسانایی در داخل فلزّ فرّومغناطیس با ساختار حوزه‌ای تقویت گردد.

A quasiclassical approach to the superconducting proximity effect in clean ferromagnetic domain structures

Maleki, Mohammad Ali[1]; Zareyan, Malek[1]
[1]*Physics Department, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan*

Abstract

We investigate the superconducting proximity effect in a clean magnetic structure consisting of two ferromagnetic layered domains with antiparallel magnetizations in contact with a superconductor. Within the quasiclassical Green's function approach we calculate the superconducting order parameter and the Fermi level proximity density of states in terms of the characteristic parameters of the system, and investigate penetration of the superconducting correlations inside the ferromagnetic domain structure. We have shown that, for the antiparallel orientation for the magnetization vectors of the domains, there is the possibility to enhance the superconducting order parameter inside the ferromagnetic domain structure.

PACS No. 74

مقدمه

خواصّ ابررسانایی و فرّومغناطیسی بعنوان دو خاصیت متضادّ از مدّتها پیش مورد توجّه فیزیکدانان بودند. پدیده‌هایی مثل اثر مایسنر شاهدی بر این امر است. ساختارهای F/S بخاطر وجود پدیده های جالب در آنها طی سالهای اخیر بطور گسترده مورد مطالعه تجربی و نظری قرار گرفته‌اند. موادّ فرّومغناطیس عموماً ساختاری حوزه‌ای دارند. در این مقاله اثر مجاورت ابررسانایی در ساختارهای فرّومغناطیس حوزه‌ای بررسی شده است.

سیستم و روش مطالعه

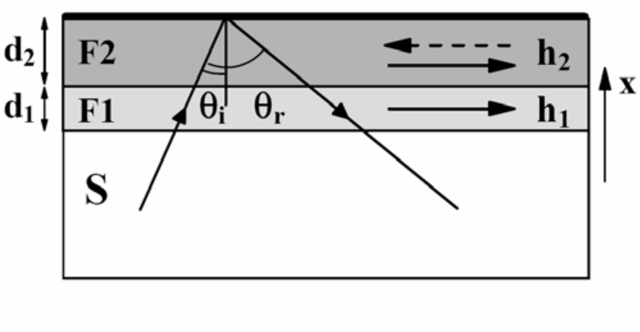
سیستم مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است. دو لایه فرّومغناطیس F1 و F2 با ضخامت های d_1 و d_2 به یک توده ابررسانا (S) متّصل شده است. طرف دیگر F2 با خلاء یا یک عایق در تماس میباشد. لایه‌های فرّومغناطیس F1 و F2 توسط میدان‌های تبادلی h_1 و h_2 مشخص میشوند که بصورت میدانهای متوسط در هامیلتونی در نظر گرفته میشوند. ضخامت این لایه‌ها یعنی d_1 و d_2 از طول موج فرمی λ_F بزرگتر و از مسافت پویش آزاد میانگین الاستیک l_{imp} کوچکتر می‌باشند. تحت این شرایط می‌توانیم از توصیف شبه کلاسیکی مسئله در حد تمیز استفاده نماییم. معادله آیلنبرگر در حدّ تمیز بصورت زیر است

$$v_F \nabla \hat{G}_\sigma(\omega_n, v_F, r) + \left[(\omega_n - i\sigma h(r))\,\hat{\tau}_3 + \hat{\Delta}(r), \hat{G}_\sigma(\omega_n, v_F, r)\right] = 0.$$

ماتریس تابع گرین برای اسپین σ به شکل $\hat{G}_\sigma = \begin{pmatrix} g_\sigma & f_\sigma \\ f_\sigma^+ & -g_\sigma \end{pmatrix}$ هست که در حالت کلّی تابعی از فرکانس ماتسوبارای $\omega_n = (2n+1)\pi T$، جهت سرعت فرمی ومکان می‌باشد. $\sigma(=\pm 1)$ برچسب اسپین الکترون، $\hat{\tau}_i, (i=1,2,3)$ ماتریسهای پاولی و $\hat{\Delta}(r) = \Delta(r)\hat{\tau}_1$ پتانسیل جفت شدگی ابررسانایی (که حقیقی فرض میشود) میباشند. g_σ و f_σ بترتیب توابع گرین بهنجار و نابهنجار هستند. ماتریس تابع گرین در شرط نرمالیزاسیون $\hat{G}_\sigma^2 = \hat{1}$ صدق می‌کند. در داخل هر کدام از لایه‌های فرّومغناطیس، میدانهای تبادلی h_1 و h_2 بصورت میدان‌های متوسط همگنی در نظر گرفته شده و $\Delta(r) = 0$ است. از تغیرات خودسازگارِ پتانسیل جفت شدگی در نزدیکی مرز F1/S چشم پوشی می‌کنیم و لذا $\Delta(r)$ را در داخل ابررسانا مقداری ثابت فرض می‌کنیم. فرض بر آنستکه میدان تبادلی در داخل ابررسانا برابر صفر است.

معادله آیلنبرگر باید در امتداد یک مسیر کلاسیکی که از عمق توده ابررسانا شروع شده و نهایتا" دوباره به همانجا منتهی می‌شود حلّ شود.[1] عبور از فصل مشترکهای F1/S و F1/F2 منظّم است، در حالیکه بازتابش از سطح عایق کاملاً پخشی می‌باشد. بنابراین امتداد مسیرهای تابشی و منعکسه کاملاً مستقلّ از همند.

با حلّ معادله آیلنبرگر ماتریس تابع گرین $\hat{G}_\sigma$، در هر نقطه از مسیر کلاسیکی بدست می‌آید که تابعی از ω_n، τ، l_{11} و l_{12} میباشد. $-\infty < \tau < \infty$ متغیری است که مکان نقاط را روی مسیر مشخص می‌سازد. $\tau = -\infty$، $\tau = 0$، $\tau = l_{11}/v_F$، $\tau = (l_{11}+l_2)/v_F$، $\tau = \tau_0 = (l_1+l_2)/v_F$ و $\tau = +\infty$ بترتیب عمق توده ابررسانا، محلّهای تلاقی مسیر با فصل مشترکهای F1/S، F1/F2 (برای شاخه تابشی)، F1/F2، F1/S و عمق توده ابررسانا (برای شاخه منعکسه) را مشخص می‌سازند. l_{11} (l_{12}) قسمتی از مسیر در داخل ناحیه F1 بر روی شاخه تابشی (منعکسه) می‌باشد. کلّ طول مسیر داخل F1 و F2 بترتیب برابر $l_1 = l_{11} + l_{12}$ و l_2 می‌باشند. حلّ معادله آیلنبرگر محدود به شرایط مرزی است. بدین ترتیب که ماتریس تابع گرین باید در فصل مشترک‌ها پیوسته بوده و در عمق توده ابررسانا $\tau \to \pm\infty$،



شکل۱ : یک ساختار فرّومغناطیس حوزه‌ای متّصل به ابررسانا. یک نمونه از مسیر کلاسیکی الکترون نشان داده شده است.

به مقدار حدّی خود یعنی $\hat{G}_\sigma(bulk) = (\omega_n \hat{\tau}_3 + \Delta\hat{\tau}_1)/\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}$ میل نماید.

تابع چگالی حالتها، به ازای هر مسیر کلاسیکی معیّن، از رابطه زیر بدست می‌آید

$$N(E, \tau, l_{11}, l_{12}) = \frac{N_0}{2} \sum_{\sigma=\pm1} \mathrm{Re}\, g_\sigma(\omega_n = -iE + 0),$$

که در آن N_0 چگالی حالتها روی سطح فرمی برای حالت نرمال می‌باشد. ما در اینجا این تابع را به ازای انرژی‌های زیر گاف $|E| \le \Delta$ محاسبه می‌کنیم. تابع چگالی حالتهای کلّ توسط میانگین‌گیری از رابطه اخیر روی تمامی مسیرهای کلاسیکی ممکنه بدست می‌آید. این تابع در نواحی F1 و F2 (با $x \ge 0$) شکل یکسان

$$N(E) = \frac{N_0}{2} \sum_{\sigma=\pm1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{n\sigma}(E) e^{2in\arccos(E/\Delta)},$$

را دارد که مستقلّ از مکان x است، در حالیکه در ناحیه S (با $x \le 0$) بصورت

$$N(E, x) = \frac{N_0}{2} \sum_{\sigma=\pm1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Q_{n\sigma}(E, x) e^{2in\arccos(E/\Delta)},$$

وابسته به مکان x می‌باشد. در این روابط $P_{n\sigma}(E) = E_2^2(b + 2inA_\sigma)/E_2^2(b)$ و

$Q_{n\sigma}(E,x) = E_2(b + 2inA_\sigma - 2x\sqrt{\Delta^2 - E^2}/v_F)E_2(b + 2inA_\sigma)/E_2^2(b)$

با $b=b_1+b_2$، $b_i=d_i/l_{imp}$ و $E_2(z)=\int_1^\infty du\, e^{-zu}/u^2$ می‌باشند. همچنین $A_\sigma=k_\sigma d$ با $k_\sigma=(E+\sigma h_{eff})/v_F$، فاز مؤثّری است که توسط ضخامت کلّ $d=d_1+d_2$ و یک میدان تبادلی مؤثر $h_{eff}=(h_1d_1+h_2d_2)/(d_1+d_2)$ تعین می‌شود. این رابطه امکان وجود یک حذف‌شدگی فازی را برای ساختارهای حوزه‌ای مشخص می‌کند.

پارامتر نظم ابررسانایی بصورت زیر از روی تابع گرین نابهنجار محاسبه می‌گردد

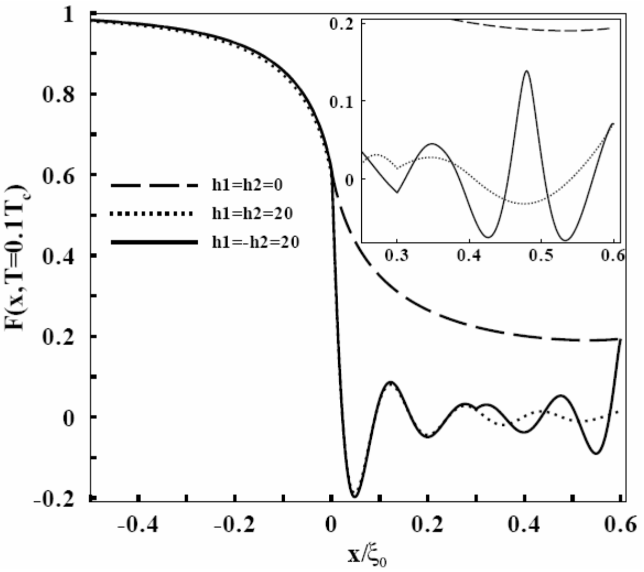
$$F(x,T)=\frac{\lambda\pi T}{\Delta}\sum_{\sigma=\pm1}\sum_{n}\langle f_\sigma(\omega_n,\tau,l_{11},l_{12})\rangle,$$

که در آن $\langle...\rangle$ نشان‌دهنده متوسط‌گیری روی جهت‌های سرعت فرمی بوده و λ ثابت برهم‌کنش الکترون–فونون می‌باشد.

نتایج و بحث

در این بخش بستگی توابع پارامتر نظم و چگالی حالت‌ها را برای سیستم مورد مطالعه به مکان x و میدان تبادلی مؤثّر h_{eff} بررسی می‌کنیم. تمامی انرژی‌ها را بر حسب واحد $\Delta_0=\Delta(T=0)$ بیان می‌کنیم و $b_1=b_2=0.02$ انتخاب می‌کنیم.

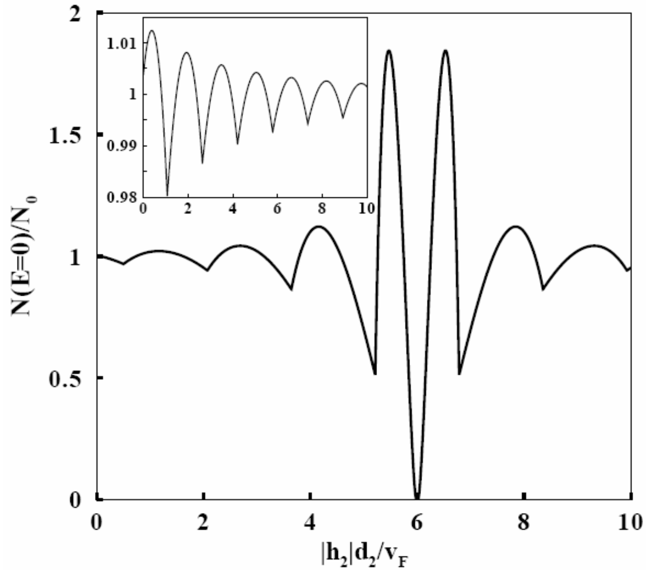
در شکل ۲ بستگی پارامتر نظم سیستم $F(x,T)$ به مکان x به ازای میدانهای تبادلی مختلف h_1 و h_2 برای مقادیر $d_1=d_2=0.3\xi_0$ و $T=0.1T_c$ رسم شده است که $\xi_0=v_F/\Delta_0$ طول همدوسی ابررسانا در حدّ تمیز می‌باشد. این تابع به مقدارش در توده ابررسانا بهنجار شده‌است. در ناحیه S در نزدیکی فصل مشترک F1/S تابع F کاهش می‌یابد. برای یک فلزّ غیرمغناطیسی با $h_1=h_2=0$ (منحنی خط‌چین)، تابع F بصورت نمایی با x در طول همدوسی نرمال $\xi_N=v_F/T$ افت می‌کند. به ازای $h_1=h_2=20\Delta_0$ (منحنی نقطه‌چین)، این تابع با پریودی از مرتبه $\xi_F=v_F/h$ با دامنه‌ای میرا نوسان می‌کند که $\xi_F<<\xi_N$. حالت $h_1=-h_2=20\Delta_0$ (منحنی پیوسته)، نیز در شکل رسم شده‌است. در الحاقیِ شکل ۲ نمودار تابع F برای دو حالت $h_1=12\Delta_0$، $h_2=-20\Delta_0$ (منحنی پیوسته)، و $h_1=20\Delta_0$، $h_2=-12\Delta_0$ (منحنی نقطه‌چین)، نیز رسم شده‌است. تابع F در سه حالت اخیر همچنان در نواحی F1 و F2 با پریودی که به میدان‌های تبادلی موضعیِ h_1 و h_2 بستگی دارد نوسان می‌کند. دامنه این نوسانات همواره در داخل F1 میرا است.



شکل۲ : پارامتر نظم ابررسانا که به مقدارش در توده ابررسانا بهنجار شده‌است برای فلزّ غیرمغناطیسی، فلزّ فرّومغناطیس تک حوزه‌ای و فلزّ فرّومغناطیس با ساختار حوزه‌ای با $h_{eff}=0$. ضخامت حوزه‌ها $d_1=d_2=0.3\xi_0$ بوده و میدانهای تبادلی بر حسب واحد Δ_0 نوشته شده‌اند. الحاقی: نمودار پارامتر نظم برای دو حالت با میدان‌های تبادلی غیرصفر $h_{eff}=-4\Delta_0$ (منحنی پیوسته)و $h_{eff}=4\Delta_0$ (منحنی نقطه‌چین). در منحنی پیوسته بیشینه تابع در $x_p=0.48\xi_0$ اتّفاق می‌افتد.

امّا این دامنه می‌تواند در ناحیه F2، بسته به مقدار h_{eff}، در فاصله‌ای از فصل مشترک F1/S تقویت گردد. فاصله‌ای که تابع F در آن فاصله به بیشینه مقدار خود می‌رسد از رابطه $x_p=(1-h_{eff}/h_2)d$ بدست می‌آید. برای حالت $h_1=-h_2=20\Delta_0$ میدان تبادلی مؤثّر $h_{eff}=0$ بوده و بنابراین $x_p=d$ است. در این حالت پارامتر نظم در کلّ ناحیه F2 تقویت شده و در $x=d$ به مقدار متناظرش برای حالت غیرمغناطیسی می‌رسد، بعبارت دیگر حذف‌شدگی فازی بصورتی کامل صورت می‌گیرد. برای حالت‌های نشان داده شده در الحاقیِ شکل ۲ حذف‌شدگی فاز به صورت جزئی می‌باشد. برای حالت $h_1=12\Delta_0$، $h_2=-20\Delta_0$ میدان مؤثر $h_{eff}=-4\Delta_0$ منفی

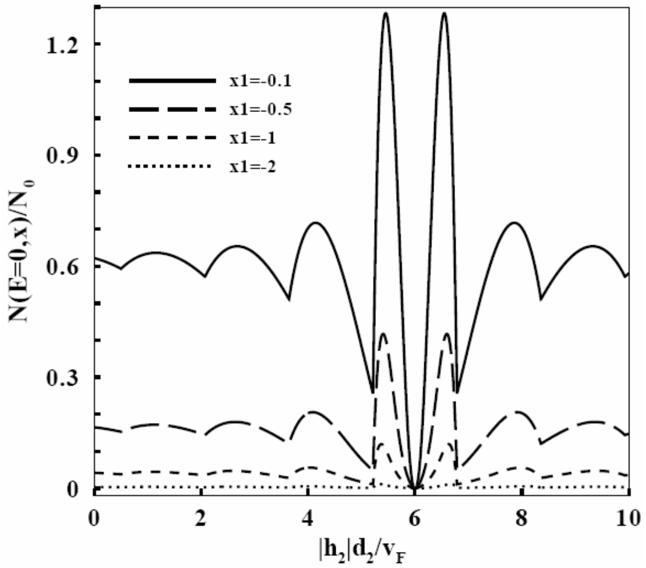
بوده و $x_p = 0.8d < d$. در این حالت دامنه نوسانات پارامتر نظم در ناحیه F2 به ازای $x < x_p$ تقویت و برای $x > x_p$ تضعیف می‌شود. برای حالت $h_1 = 20\Delta_0$، $h_2 = -12\Delta_0$ میدان مؤثر $h_{eff} = 4\Delta_0$ مثبت بوده و $x_p = (4/3)d > d$. دامنه



شکل۳ : رفتار چگالی حالت‌ها در داخل ساختار فرّومغناطیس حوزه‌ای بر حسب متغیّر بدون بعد $|h_2|d_2/v_F$ به ازای $E=0$، $d_1 = 0.3\xi_0$ و $h_1 = 20\Delta_0$. میدان‌های تبادلی در F1 و F2 پادّموازی همند. الحاقی: h_1 و h_2 موازی همند.

نوسانات پارامتر نظم در این حالت در کلّ ناحیه F2 تقویت می‌شود. هر دو نمودار در $x = d$ به مقدار یکسانی می‌رسند که همواره کوچکتر از مقدار مربوط به فلزّ غیرمغناطیسی می‌باشد.

این اثر در بررسی رفتار تابع چگالی حالت‌ها نیز خود را نشان می‌دهد. نمودار تابع چگالی حالت‌ها در سطح انرژی فرمی بر حسب پارامتر بدون بعد $|h_2|d_2/v_F$، به ازای $d_1 = 0.3\xi_0$ و $h_1 = 20\Delta_0$، در شکل ۳ رسم شده‌است. این تابع شبیه چگالی حالت‌های یک فلزّ همگن حول مقدار نرمال N_0 با پریود $\pi/2$ نوسان می‌کند.[2] در اینجا بر خلاف وضعیّت فلزّ همگن دامنه نوسانات می‌تواند در یک محدوده از $|h_2|d_2/v_F$ افزایش یابد. این محدوده تقویت تابع توسط میدان تبادلی مؤثّر h_{eff} مشخص می‌شود. در این وضعیّت دامنه نوسانات چگالی حالت‌ها تا $h_2 d_2/v_F = -6$ تقویت می‌شود. در این نقطه تابع به صفر می‌رسد که متناظر است با چگالی حالتهای فلزّ غیرمغناطیسی با $h_{eff} = 0$ که نشان می‌دهد حذف‌شدگی فاز بطور کامل اتّفاق افتاده‌است. رفتار مشابهی را برای چگالی حالت‌ها در داخل ابررسانا، در فواصل مختلف x از فصل مشترک F1/S، در شکل ٤ می‌بینیم. در این وضعیّت نوسانات حول مقداری است که فقط به



شکل٤ : رفتار چگالی حالتها در داخل ابررسانا بر حسب متغیّر بدون بعد $|h_2|d_2/v_F$ به ازای $E=0$، $d_1 = 0.3\xi_0$ و $h_1 = 20\Delta_0$. میدان‌های تبادلی در F1 و F2 پادّموازی همند و $x_1 = x/\xi_0$.

x وابسته است. با افزایش $|x|$ از مقدار صفر (فصل مشترک F1/S) این مقدار بطور یکنواخت از مقدار N_0 کاهش یافته و در عمق توده ابررسانا $|x| > \xi_0$، بسمت صفر میل می‌کند.

نتیجه گیری

اثر مجاورت ابررسانایی در یک ساختار فرّومغناطیس حوزه‌ای تمیزِ متشکّل از دو لایه فرّومغناطیس با مغناطش‌هایی پادّموازی هم بررسی شده است. با استفاده از رهیافت تابع گرین شبه کلاسیکی بستگی توابع پارامتر نظم ابررسانایی و چگالی حالت‌ها را به میدان تبادلی مؤثر $h_{eff} = (h_1 d_1 + h_2 d_2)/(d_1 + d_2)$ بررسی کرده، نشان داده‌ایم که پارامتر نظم ابررسانایی می‌تواند در داخل یک فلزّ فرّومغناطیس با ساختاری حوزه‌ای تقویت گردد.[3]

مرجع‌ها

[1] M. Zareyan, W. Belzig, and Yu. V. Nazarov; Phys. Rev. B **65**, 184505 (2002).
[2] M. Zareyan, W. Belzig, and Yu. V. Nazarov; Phys. Rev. Lett. **86**, 308 (2001).
[3] M. A. Maleki and M. Zareyan; cond-mat/0604224.