

ESP OSP

maleki@znu.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۱/۷/۲۹ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۲/۵/۲)

ESP OSP

ESP

OSP

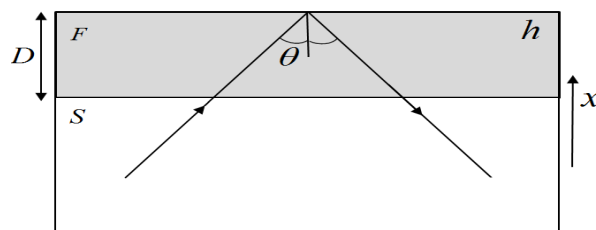
خود نشان می‌دهد [۱، ۵ و ۶]. این رفتار به خاطر حضور میدان تبدلی فرومغناطیس است که به صورت یک پتانسیل با علامت‌های مخالف برای دو الکترون از یک جفت کوپر عمل می‌کند [۷]. در این مقاله میزان نفوذ پارامتر نظم ابررسانایی با همبستگی‌های یک‌تایی، سه‌تایی OSP^۱ و سه‌تایی ESP^۲ به داخل فلزهای عادی و فرومغناطیس با هم مقایسه می‌گردند.

مطابق شکل ۱، یک لایه فلز فرومغناطیس از یک طرف با یک ابررسانا و از طرف دیگر توسط یک عایق محدود شده است. ضخامت لایه فرومغناطیس برابر D می‌باشد. میدان تبدلی

فیزیک سیستم‌های ابررسانا-فرومغناطیس غنی‌تر از اتصال‌های فلز عادی-ابررسانا است و در سال‌های اخیر به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است [۱-۵]. ابررسانایی و فرومغناطیس نظم‌هایی مخالف و رقیب هم می‌باشند. ابررسانایی آرایش پادموازی اسپینی را برای الکترون‌ها در جفت‌های کوپر ترجیح می‌دهد ولی نظم فرومغناطیسی تمامی اسپین‌ها را به هم‌جهت بودن با یکدیگر مجبور می‌کند. بنابراین هم‌زیستی این دو نظم تنها در نزدیکی فصل مشترک‌ها در سیستم‌های ابررسانا-فرومغناطیس صورت می‌گیرد. برخلاف سیستم‌های فلز عادی-ابررسانا که در آنها پارامتر نظم ابررسانایی در داخل فلز عادی به صورت نمایی با فاصله از فصل مشترک افت می‌کند، پارامتر نظم ابررسانایی در سیستم‌های ابررسانا-فرومغناطیس ضمن افت، رفتاری نوسانی از

۱. Opposite Spin Pairing

۲. Equal Spin Pairing



شکل ۱. تصویر شماتیک از یک ساختار لایه‌ای فرومغناطیس در تماس با یک ابرسانا.

با f و f^\dagger نمایش داده شده‌اند، تابع‌های گرین غیرعادی نامیده می‌شوند. ماتریس تابع گرین به فرکانس ماتسوبارا ω_n ، جهت سرعت فرمی \vec{v}_F و مکان \vec{r} بستگی دارد و در شرط بهنجارش $\vec{\nabla} \cdot \vec{G} = 0$ صدق می‌کند. $\hat{\tau}$ و $\hat{\sigma}$ ماتریس‌های واحد هستند. $\hat{\tau}_\nu$ و $\hat{\sigma}_\nu$ ماتریس‌های پاؤلی، به ترتیب، در فضاهای نامبو و اسپین می‌باشند. ماتریس تابع گاف ابرسانایی $\hat{\Delta}$ با تقارن ترکیبی از مؤلفه‌های یک‌تایی و سه‌تایی به صورت

$$\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & (d_\nu + \vec{d} \cdot \hat{\sigma}) i \hat{\sigma}_\nu \\ -i \hat{\sigma}_\nu (d_\nu^* + \vec{d}^* \cdot \hat{\sigma}) & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

است که در آن d_ν و \vec{d} ، به ترتیب مؤلفه‌های یک‌تایی (عددی) و سه‌تایی (برداری) ماتریس گاف ابرسانایی می‌باشند. برای سادگی در انجام محاسبه‌ها، از شرط خودسازگاری تابع گاف ابرسانایی صرف‌نظر می‌گردد [۹]. معادله آیلنبرگر را در امتداد یک مسیر کلاسیک الکترونی حل می‌کنیم. برای سادگی انعکاس از سطح عایق را منظم در نظر می‌گیریم. بنابراین جهت‌های شاخه‌های فرودی و بازگشتی مسیر نسبت به هم کاملاً همبسته هستند [۳].

جفت‌شدگی در ناحیه ابرسانا به سه صورت جفت‌شدگی یک‌تایی، سه‌تایی OSP و سه‌تایی ESP در نظر گرفته می‌شود. اگر ابرسانایی از نوع جفت‌شدگی یک‌تایی باشد ماتریس گاف ابرسانایی را با حذف مؤلفه‌های سه‌تایی در نظر می‌گیریم. برای جفت‌شدگی ابرسانایی از نوع سه‌تایی OSP، بردار گاف \vec{d} با میدان تبدیلی \vec{h} هم‌امتداد است. برای جفت‌شدگی سه‌تایی ESP، بردار گاف \vec{d} بر میدان تبدیلی \vec{h} عمود می‌باشد. در حالت کلی، به خاطر موهومی بودن بردار گاف \vec{d} ، حاصل ضرب $\vec{d} \times \vec{d}^*$ غیرصفر است. در حالت خاص، اگر $\vec{d} \times \vec{d}^* = 0$ باشد، ابرسانای سه‌تایی از نوع عادی یا یکانی است. فرض می‌کنیم که ابرساناهای سه‌تایی مسئله از نوع یکانی باشند [۹ و ۱۲].

در هر سه حالت جفت‌شدگی، روش تحلیلی حل مسئله یکسان می‌باشد. با در نظر گرفتن معادله آیلنبرگر، و با استفاده از ماتریس تابع گرین و ماتریس گاف ابرسانایی (معادله‌های (۱) تا (۳)) و با توجه به نوع جفت‌شدگی ابرسانایی، معادله‌های آیلنبرگر را در ناحیه‌های ابرسانا و فرومغناطیس به دست می‌آوریم. جواب‌های معادله آیلنبرگر مقید به شرط‌های مرزی هستند. این

ناحیه فرومغناطیس را با h مشخص می‌کنیم. میدان تبدیلی در داخل ابرسانا $h=0$ است. در داخل فرومغناطیس نیز $\vec{\Delta} = 0$ است. ضخامت لایه فرومغناطیس، D ، بزرگ‌تر از طول موج فرمی λ_F و کوچک‌تر از مسیر پویس آزاد متوسط کشسان، l_{imp} می‌باشد که در نتیجه می‌توان از توصیف شبه کلاسیکی در حد تمیز استفاده نمود. برای سادگی محاسبه‌ها، از تغییر خودسازگار پتانسیل جفت‌شدگی در نزدیکی فصل مشترک ابرسانا-فرومغناطیس چشم‌پوشی کرده و مسئله را به صورت یک مدل غیرخودسازگار برای پارامتر نظم حل می‌نماییم. برای پیکربندی اتصال ابرسانا-فرومغناطیس معادله آیلنبرگر در فضای نامبو ضرب در اسپین^۱ به صورت

$$\vec{v}_F \nabla \vec{G} + [(\omega_n \hat{\tau}_\nu \otimes \hat{\sigma}_\nu - i h \hat{\tau}_\nu \otimes \hat{\sigma}_\nu) + \vec{\Delta}, \vec{G}] = 0, \quad (1)$$

نوشته می‌شود [۸]. در این مقاله ماتریس‌های 2×2 و 4×4 ، به ترتیب، به صورت‌های \vec{B} و \vec{B} نشان داده شده‌اند. فضاهای نامبو و اسپین، به ترتیب، فضای ذره-حفره و فضای فرمیونی با اسپین $1/2$ می‌باشند. نمایش تابع گرین در هرکدام از این دو فضا، به طور مستقل، به شکل یک ماتریس 2×2 است. بنابراین نمایش تابع گرین در فضای نامبو ضرب در اسپین به صورت یک ماتریس 4×4 به شکل

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} g_{\uparrow\uparrow} & g_{\uparrow\downarrow} & f_{\uparrow\uparrow} & f_{\uparrow\downarrow} \\ g_{\downarrow\uparrow} & g_{\downarrow\downarrow} & -f_{\downarrow\uparrow} & f_{\downarrow\downarrow} \\ f_{\uparrow\uparrow}^\dagger & -f_{\downarrow\uparrow}^\dagger & g_{\uparrow\uparrow}^\dagger & g_{\uparrow\downarrow}^\dagger \\ f_{\uparrow\downarrow}^\dagger & f_{\downarrow\downarrow}^\dagger & g_{\downarrow\uparrow}^\dagger & g_{\downarrow\downarrow}^\dagger \end{pmatrix}, \quad (2)$$

می‌باشد. عنصرهای قطری این ماتریس که با g و g^\dagger نشان داده شده‌اند، تابع‌های گرین عادی و عنصرهای غیرقطری آن که

۱. Nambu \otimes Spin

به داخل محیط فرومغناطیس تنها به مؤلفه‌های $f_{\downarrow\uparrow}$ ، $f_{\uparrow\downarrow}$ ، $f_{\downarrow\downarrow}$ و $f_{\uparrow\uparrow}$ از ماتریس تابع گرین معادله (۲)، در ناحیه فرومغناطیس نیازمند هستیم. این عناصر برای حالت جفت‌شدگی یک‌تایی در ابرسانا به صورت

$$f_{\downarrow\downarrow} = \frac{\nu d_{\downarrow} \exp[\nu \omega_{\downarrow}(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_{\downarrow} \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (4)$$

$$f_{\uparrow\uparrow} = \frac{\nu d_{\uparrow} \exp[\nu \omega_{\uparrow}(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_{\uparrow} \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (5)$$

$$f_{\uparrow\downarrow} = f_{\downarrow\uparrow} = 0, \quad (6)$$

می‌باشند. در این رابطه‌ها $\Omega_n = \sqrt{\omega_n^2 + d_n^2}$ و $\omega_{\pm} = \omega_n \pm ih$ معرفی و استفاده شده‌اند. همان‌طور که انتظار می‌رفت، ملاحظه می‌شود که حالت‌های سه‌تایی در این سیستم حضور ندارند. برای حالت جفت‌شدگی سه‌تایی از نوع OSP نیز رابطه‌های

$$f_{\downarrow\downarrow} = \frac{\nu d_{\downarrow} \exp[\nu \omega_{\downarrow}(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_{\downarrow} \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (7)$$

$$f_{\uparrow\uparrow} = \frac{\nu d_{\uparrow} \exp[\nu \omega_{\uparrow}(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_{\uparrow} \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (8)$$

$$f_{\uparrow\downarrow} = f_{\downarrow\uparrow} = 0, \quad (9)$$

به دست می‌آیند که مثل حالت قبلی نشان دهنده عدم حضور حالت‌های سه‌تایی در سیستم می‌باشند. همچنین برای حالت جفت‌شدگی سه‌تایی ESP نتیجه‌های

$$f_{\uparrow\uparrow} = \frac{-\nu(d_{\downarrow} - id_{\uparrow}) \exp[\nu \omega_n(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_n \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (10)$$

$$f_{\downarrow\downarrow} = \frac{\nu(d_{\downarrow} + id_{\uparrow}) \exp[\nu \omega_n(\tau_0 - \tau)]}{(\Omega_n + \omega_n) \exp(\nu \omega_n \tau_0) + (\Omega_n - \omega_n)}, \quad (11)$$

$$f_{\uparrow\downarrow} = f_{\downarrow\uparrow} = 0, \quad (12)$$

حاصل می‌شوند. در این وضعیت، برخلاف دو حالت قبلی، حالت‌های یک‌تایی در سیستم حضور ندارند.

میزان نفوذ پارامتر نظم ابرسانایی در حالت‌های مختلف

جفت‌شدگی ابرسانایی توسط تابع‌های

$$F_{S_0} = \sum_n \langle (f_{\downarrow\downarrow} + f_{\uparrow\uparrow}) \rangle, \quad (13)$$

$$F_{I_0} = \sum_n \langle (f_{\downarrow\downarrow} - f_{\uparrow\uparrow}) \rangle, \quad (14)$$

$$F_{I_1} = \sum_n \langle (f_{\uparrow\uparrow} + f_{\downarrow\downarrow}) \rangle, \quad (15)$$

داده می‌شود که تابع‌های دامنه جفت ابرسانایی نامیده می‌شوند. اندیس‌های s_0 ، i_0 و i_1 در این رابطه‌ها، به ترتیب نشان دهنده

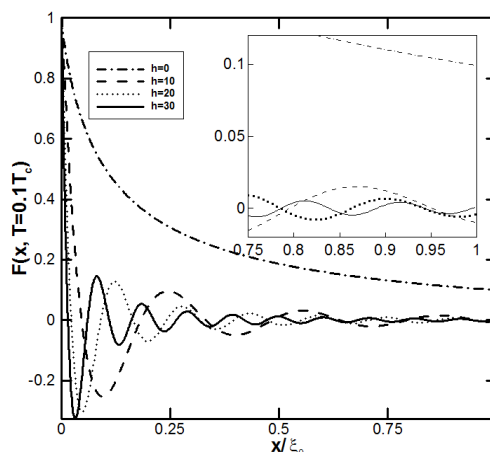
شرط‌ها رفتار تابع گرین ماتریسی را در حین عبور از فصل مشترک و همچنین مقدارهای تعادلی آن را در عمق توده ابرسانا، برای هر مسیر کلاسیکی، تعیین می‌کنند. نقطه‌های روی مسیر کلاسیکی را با پارامتر زمانی τ مشخص می‌کنیم. تابع گرین ماتریسی در ابتدا و انتهای مسیر $\tau = \pm\infty$ به سمت مقدار توده خود، که با \bar{G}_{bulk} نشان داده می‌شود، میل می‌کند. هر مسیر کلاسیکی، فصل مشترک دو ناحیه را در نقطه‌های $\tau = 0$ و $\tau = l/v_F$ قطع می‌کند که l طول مسیر پیموده شده داخل فرومغناطیس است. برای سادگی فصل مشترک دو محیط را به طور ایده‌آل شفاف در نظر می‌گیریم. در این حالت شرط‌های مرزی به پیوستگی تابع گرین ماتریسی در تمامی نقطه‌های فصل مشترک کاهش می‌یابند. در واقع، تمامی عناصر ماتریس تابع گرین در نقطه‌های روی فصل مشترک، $\tau = 0, l/v_F$ ، باید پیوسته باشند. با اعمال این شرط‌های مرزی می‌توان تمامی مؤلفه‌های ماتریس تابع گرین را در ناحیه‌های ابرسانا و فرومغناطیس محاسبه نمود [۵].

معادله آیلنبرگر (۱) در هر کدام از ناحیه‌های ابرسانا و فرومغناطیس به صورت شانزده معادله دیفرانسیل خطی مرتبه اول با شانزده مجهول (عناصرهای ماتریس تابع گرین) می‌باشد. این معادله‌ها در ناحیه‌های ابرسانا بر روی مسیر کلاسیکی جفت شده هستند. برای حل آنها ابتدا جواب را با اعمال قید مستقل بودن آن از τ در ابتدا و انتهای مسیر، در عمق توده ابرسانا ($\tau \rightarrow \pm\infty$)، \bar{G}_{bulk} و دور از فصل مشترک $\tau = 0$ ، به دست می‌آوریم. جواب عمومی در ناحیه ابرسانا را به صورت مجموع \bar{G}_{bulk} و جمله‌ای نمایی با ضریبی دلخواه که در $\tau \rightarrow \pm\infty$ به صفر میل می‌کند معرفی کرده و سازگاری آن را با معادله‌های آیلنبرگر اعمال می‌کنیم. در ناحیه فرومغناطیس، به خاطر قید $\bar{\Delta} = 0$ ، مؤلفه‌های معادله آیلنبرگر جفت شده نیستند و به راحتی قابل حل می‌باشند. با اعمال شرط مرزی در فصل مشترک $\tau = 0$ تمامی ضریب‌های مجهول در ماتریس‌های تابع گرین محاسبه می‌گردند. ما این محاسبه‌ها را برای سه حالتی که در آنها جفت‌شدگی در ناحیه ابرسانا به صورت یک‌تایی، سه‌تایی OSP و سه‌تایی ESP باشند، انجام داده‌ایم.

به منظور بررسی میزان نفوذ این سه نوع جفت‌شدگی

جهت به دست آوردن و رسم تابع‌های دامنه جفت ابرسانایی (معادله‌های (۱۳) تا (۱۵)) در شکل ۲، نتیجه‌های مهمی حاصل می‌شوند. رابطه‌های (۴) تا (۹)، (۱۳) و (۱۴) نشان می‌دهند که نفوذ همبستگی‌های ابرسانایی سه‌تایی OSP به داخل یک فلز عادی یا فرومغناطیس با نفوذ همبستگی‌های ابرسانایی یک‌تایی به داخل همان فلز یکسان می‌باشد. همچنین، معادله‌های (۴) تا (۶) و (۱۰) تا (۱۲) به همراه رابطه‌های (۱۳) و (۱۵) نشان می‌دهند که نفوذ همبستگی‌های سه‌تایی ESP به داخل یک فلز عادی یا فرومغناطیس، با نفوذ همبستگی‌های یک‌تایی ابرسانایی به داخل یک فلز عادی یکسان می‌باشد. با توجه به شکل ۲ ملاحظه می‌کنیم که نفوذ همبستگی‌های سه‌تایی ESP به داخل فلزهای عادی یا فرومغناطیس، نسبت به نفوذ همبستگی‌های یک‌تایی و سه‌تایی OSP، نفوذی بلندتر می‌باشد. این نفوذ فقط تابع دما است و به میدان تبادل h فلز فرومغناطیس بستگی ندارد. بنابراین با توجه به این نتیجه‌ها، در ادامه، نحوه نفوذ همبستگی‌های ابرسانایی یک‌تایی را به داخل فلزهای عادی و فرومغناطیس مورد بررسی قرار می‌دهیم.

شکل ۲ در مورد یک ابرسانای یک‌تایی با ضخامت $D = \xi_0$ رسم شده است که $\xi_0 = v_F / \Delta_0$ طول همدوسی ابرسانایی در حد تمیز می‌باشد. دستگاه واحدها طوری انتخاب شده است که $\hbar = k_B = 1$ گردند. در داخل فلز عادی، تابع دامنه جفت همبستگی‌های یک‌تایی در نزدیکی فصل مشترک با دامنه‌ای از مرتبه طول همدوسی فلز عادی، ξ_N ، به صورت نمایی برحسب فاصله از فصل مشترک افت می‌کند. طول همدوسی فلز عادی، $\xi_N = v_F / T$ ، مستقل از میدان تبادل فرومغناطیس است و فقط تابعی از دما می‌باشد. این نفوذ همبستگی‌های یک‌تایی به داخل فلزهای عادی، در مقایسه با نفوذ آنها به داخل فلزهای فرومغناطیس با میدان تبادل $h \neq 0$ ، نفوذی بلندتر است. در داخل ناحیه فرومغناطیس، تابع دامنه جفت برای ابرساناهای یک‌تایی به شدت به میدان تبادل بستگی دارد. تابع دامنه جفت در داخل محیط فرومغناطیس، علاوه بر افت نمایی با دوره تناوبی از مرتبه $\xi_F = v_F / h$ و دامنه‌ای میرا برحسب x نوسان می‌کند. با افزایش میدان تبادل



شکل ۲. نمودار تابع دامنه جفت ابرسانایی یک ابرسانای یک‌تایی برحسب فاصله از فصل مشترک، برای مقادیر مختلف میدان تبادل در دمای $T = 0.1T_c$ به ازای $D = \xi_0$ برای ضخامت لایه فرومغناطیس. مقادیر میدان تبادل h در این شکل برحسب پارامتر گاف ابرسانایی در دمای صفر، یعنی Δ_0 ، آمده‌اند.

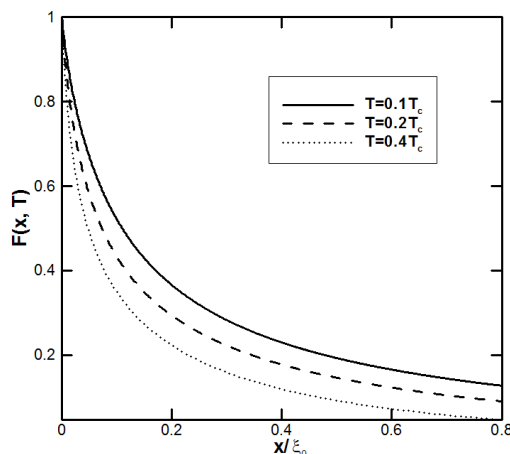
جفت‌شدگی‌های یک‌تایی، سه‌تایی OSP و سه‌تایی ESP می‌باشند. علامت $\langle 000 \rangle$ به معنی میانگین‌گیری روی کل مسیرهای کلاسیکی ممکن و یا روی جهت‌های مختلف بردار سرعت فرمی است. این تابع‌ها به مقدارشان در فصل مشترک بهنجار می‌گردند.

در شکل ۲ نمودار تغییرات تابع دامنه جفت ابرسانایی در داخل ناحیه فرومغناطیس برحسب فاصله از فصل مشترک x ، رسم شده است. مختصه x در امتداد محوری عمود بر فصل مشترک معرفی می‌گردد به طوری که $x < 0$ ، $x = 0$ و $0 \leq x \leq D$ به ترتیب با نقطه‌های داخل ابرسانا، روی فصل مشترک و داخل ناحیه فرومغناطیس متناظر هستند. این نمودارها به ازای دمای $T = 0.1T_c$ رسم شده‌اند و مقدار میدان تبادل فرومغناطیس از مرتبه $10\Delta_0$ انتخاب گردیده است که Δ_0 پارامتر گاف ابرسانایی در دمای صفر می‌باشد.

با توجه به رابطه‌های مربوط به عنصرهای ماتریس تابع گرین $f_{\uparrow\uparrow}$ ، $f_{\uparrow\downarrow}$ ، $f_{\downarrow\uparrow}$ و $f_{\downarrow\downarrow}$ برای سه نوع جفت‌شدگی (معادله‌های (۴) تا (۱۲)) و انجام دادن محاسبه‌های عددی لازم

می‌دهد که با افزایش دما، تابع دامنه جفت ابرسانایی نفوذی به داخل محیط‌های عادی یا فرومغناطیس کاهش می‌یابد و به عبارتی این نفوذ ضعیف‌تر می‌گردد.

اثر مجاورت ابرسانایی در یک ساختار ابرسانا-فلز عادی یا فرومغناطیس تمیز برای جفت‌شدگی‌های ابرسانایی یک‌تایی، سه‌تایی OSP و سه‌تایی ESP بررسی شده است. با استفاده از رهیافت تابع گرین شبه کلاسیکی، میزان نفوذ این سه نوع همبستگی‌ها به داخل یک فلز عادی یا فرومغناطیس محاسبه شده و با هم مقایسه شده‌اند. نشان داده شده است که از این لحاظ، همبستگی‌های ابرسانایی سه‌تایی OSP با همبستگی‌های ابرسانای یک‌تایی معادل می‌باشند. همچنین، همبستگی‌های سه‌تایی ESP در داخل یک فلز عادی یا فرومغناطیس رفتاری معادل با رفتار همبستگی‌های یک‌تایی ابرسانایی در داخل یک فلز عادی دارد. نفوذ همبستگی‌های سه‌تایی ESP به داخل فلزهای فرومغناطیس، در مقایسه با نفوذ همبستگی‌های یک‌تایی و سه‌تایی OSP، نفوذی بلندتر می‌باشد. این نفوذ دمایی است و با افزایش دما ضعیف‌تر می‌گردد.



شکل ۳. نمودار تابع دامنه جفت ابرسانایی نفوذکننده به داخل یک فلز عادی با ضخامت $D = 0.8\xi_0$ در دماهای $T/T_c = 0.1, 0.2, 0.4$ برحسب فاصله از فصل مشترک.

دوره تناوب نوسان‌ها کوچک‌تر می‌شود و نوسان‌های تابع دامنه جفت سریع‌تر می‌شوند.

در یک ابرسانا پارامتر نظم تابعی از دما است و با افزایش دما کاهش می‌یابد، به طوری که در دمای بحرانی برابر صفر می‌شود. در شکل ۳ نمودار تابع دامنه جفت ابرسانایی نفوذکننده به داخل یک فلز عادی (معادله‌های (۱۳) تا (۱۵))، به ازای مقدارهای مختلف دما، $T/T_c = 0.1, 0.2, 0.4$ ، برحسب فاصله از فصل مشترک رسم شده است. این نمودار نشان

7. E A Demler, G B Arnold, and M R Beasley, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 15174.
8. G. Eilenberger, *Z Phys.* **214** (1968) 195.
9. Y Rahnavard and G R Rashedi, *Iranian Journal of Physics Research* **10**, 2 (2010) 141.
10. F S Bergeret, A F Volkov, and K B Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 4096.
11. B J Powell, J F Annett, and B L Györfy, *J. Phys. A* **36** (2003) 9289.
12. A Brataas and Y Tserkovnyak, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 087210.

1. A I Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 935.
2. W Belzig, F K Wilhelm, C Bruder, G Schön, and A D Zaikin, *Superlatt. Microstruct.* **25** (1999) 1251.
3. M Zareyan, W Belzig, and Yu V Nazarov, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 308.
4. M Zareyan, W Belzig, and Yu V Nazarov, *Phys. Rev. B* **65** (2002) 184505.
5. M A Maleki and M Zareyan, *Phys. Rev. B* **74** (2006) 144512.
6. K Halterman and O T Valls, *Phys. Rev. B* **66** (2002) 224516.