اثر اندرکنش بر تابعیت دمایی عملگر قطبش و خود-انرژی غیر عادی برای مِسین‌های الکترون‌دار و حفره‌دار

رضا افضلی*، عمید علی‌زاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیر الدین طوسی، تهران، ایران

چکیده

با در نظر گرفتن نظریه اسپین-فرمیون که از مکانیزم افت و خیز اسپینی برای توجیه جفت شدگی در ابررساناهای دمای بالا استفاده می‌کند، پذیرفتاری اسپینی یا همان عملگر قطبش را برای مسین‌های حفره دار و الکترون دار محاسبه نمودیم. در حالتی که گاف انرزی را ثابت در نظر بگیریم بخشی از محاسبات را به‌طور تحلیلی انجام داده‌ایم. در مورد گاف وابسته به تکانه ابتدا در دمای صفر رفتار عملگر قطبش برحسب فرکانس را نمایش داده و سپس با در نظر گرفتن فرکانس‌های گسستهٔ دمای غیر صفر را نیز بررسی نمودیم. همچنین با به‌دست آوردن معادلهٔ غیرخطی برای گاف، تابعیت برحسب فرکانس و تکانه برای تقریب اول گاف انرژی ارائه شد. در پایان با استفاده از معادلات خود ساز گار الیشبرگ خود انرژی مرتبه اول را با استفاده از قطبش غیر اندرکنشی برای هر دو نوع مسین حفره‌دار و الکترون‌دار محاسبه و تأثیر اندرکنش بر رفتار دمایی عملگر قطبش بررسی شد.

کلیدواژگان: پذیرفتاری، مسین حفره‌دار، مسین الکترون‌دار، نظریهٔ اسپین-فرمیون.

مقدمه

ویژگی‌های منحصر به‌فرد ابررسانایی نامتعارف نردیک به سی سال است که توجه دانشمندان حالت جامد را جلب کرده است. به‌طوری که یافتن مکانیزمی که سبب بروز چنین ویژگی‌های شده است بحث اصلی میان جامعه فیزیک دانان این رشته شده است. بررسی ابررساناهای دمای بالا، ترکیبات آلی، سیستم‌های الکترون سنگین و ابررساناهای پایهٔ آهن این فرصت را فراهم می‌آورد تا فیزیک ابررساناهای نامتعارف مشخص گردد. در میان ابررساناهای دمای بالا ، مِسین‌ها موضوع بسیاری از تحقیقات تجربی و تئوری بوده‌اند [٣-١]

مسین‌های حفره‌دار، نظیر $SrLa_2CuO_4$، و الکترون‌دار، نظیر $CeNd_2CuO_4$، دو تقسیم بندی اصلی مسین‌ها هستند که مشابهت‌های زیادی با هم دارند. برای هر دوی آنها گاف انتقال بار در حدود 2 eV می‌باشد. تقارن گاف هر دوی آنها به‌صورت $d_{x^2-y^2}$ بوده و ساختار انتگرال جهش آنها یکی است. که البته شباهت آخر به این امر اشاره دارد که این دو دسته از مواد با مدل هابارد یکسانی توصیف می‌شوند [٤]. از طرف دیگر تفاوت‌هایی بین این دسته وجود دارد. اول آنکه دمای بحرانی T_C در مسین‌های حفره‌دار نزدیک به 120 K بوده که در حدود یک مرتبه بزرگی از مسین‌های الکترون‌دار بیشتر است. دوم آنکه،

* نویسنده مسئول: afzali@kntu.ac.ir

مسین‌های الکترون‌دار، دارای گاف غیر یکنوا در راستای سطح فرمی می‌باشند حال آنکه در مسین‌های حفره‌دار، گاف به‌صورت یکنوا تغییر می‌کند. نظریه‌های زیادی قصد تفسیر ویژگی‌هایی که در بالا بدان‌ها اشاره شد را دارند.

یک گروه اصلی از این نظریات، که سعی در تشریح مسئله جفت‌شدگی در ابررساناهای نامتعارف را دارند، برانگیختگی‌های جمعی بوزونی دیگری را جایگزین فونون می‌کند. برای مثال افت و خیز اسپینی گزینه مناسبی برای توضیح خواص مسین‌ها به نظر می‌رسد. یکی از نظریه‌های میکروسکوپی که در این امر موفق بوده است نظریه اسپین فرمیون می‌باشد که توسط شاباکوف و دیگران [۵] ارائه شده است.

یکی از کمیت‌های مهم در بحث ابررسانایی پذیرفتاری می‌باشد. پذیرفتاری مغناطیسی در واقع پاسخ خطی سیستم به میدان مغناطیسی خارجی است. وقتی سیستم در حالت نرمال باشد این کمیت فقط مقدار موهومی به خود می‌گیرد. این بدان معناست که موج اسپینی که منجر به جفت شدگی می‌شود فقط قسمت میرا دارد بنابراین ابررسانایی مشاهده نمی‌شود. اما در حالت ابررسانا، پذیرفتاری هم قسمت حقیقی و هم موهومی دارد که قسمت حقیقی آن نشان دهنده انتشار موج اسپینی و ظهور جفت‌شدگی می‌باشد.
در این مقاله با در نظر گرفتن نظریه اسپین–فرمیون قسمت حقیقی پذیرفتاری اسپینی با استفاده از معادلات الیشبرگ به‌دست آمده است. در بخش۱ ابتدا توابع گرین فرمیونی و بوزونی مربوطه معرفی شده و با استفاده از روابط بس‌ذره‌ای قطبش دینامیک سیستم (پذیرفتاری) برای گاف ثابت محاسبه شده است و همچنین اثر انحراف از بردار پاد فرمغناطیس بررسی شده است. در بخش دوم با در نظر گرفتن گاف وابسته به تکانه، برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار در دمای صفر و غیر صفر پذیرفتاری اسپینی به‌دست آمده است. در بخش سوم با در نظر گرفتن معادله سوم الیشبرگ، یک معادله غیر خطی برای گاف انرژی نوشته و نتایج عددی آن را رسم کرده‌ایم. در قسمت پایانی اثر اندرکنش را بر هر دو نوع مسین بررسی کرده‌ایم و در مورد نتایج بحث کرده‌ایم.

پذیرفتاری اسپینی با در نظر گرفتن گاف ثابت

انگیزه اصلی مدل اسپین–فرمیون از هامیلتونی چهار اندرکنشی هابارد گونه می‌آید. در این اندرکنش سهم انرژی‌های بزرگ و کوچک فرمیونی در هم ادغام شده اند. با استفاده از روند هابارد–استراتونویچ [٦] می‌توان این سهم‌ها را از هم جدا کرد و هامیلتونی را به‌صورت زیر نوشت

$$H=\sum_k \varepsilon_k c^{\dagger}_{k,\alpha}c_{k,\alpha}+\sum_q \chi^{-1}_{st}(q)S_q.S_{-q}+ g\sum_{q,k,\alpha,\beta} c^{\dagger}_{k+q,\alpha}\sigma_{\alpha,\beta}c_{k,\beta}.S_{-q} \qquad ۱$$

که در آن ε_k پراکندگی الکترونی، $c^{\dagger}_{k,\alpha}$ عملگر خلق برای یک الکترون با تکانه kو اسپین α، σ ماتریس‌های پائولی و S میدان بوزونی اسپین–۱ می‌باشد. همچنین g ثابت جفت‌شدگی و $\chi_{st}(q)$ پذیرفتاری اسپینی ایستایی می‌باشد. در معادلهٔ۱ عبارت اول نشان‌دهنده انرژی جنبشی، عبارت دوم نشان‌دهنده اندرکنش اسپین–اسپین و عبارت آخر بیانگر اندرکنش

اسپین–فرمیون می‌باشد. در مدل اسپین–فرمیون فیزیک سیستم با اندرکنش بین فرمیون‌های نزدیک به ناپایداری پاد فرومغناطیس و برانگیختگی‌های بوزونی کم انرژی توصیف می‌شود. در مورد $\chi_{st}(q)$ باید اضافه کرد پذیرفتاری اسپینی (به‌عنوان انتشارگر بوزونی) از فرمیون‌های انرژی بالا می‌آید و باید به‌عنوان کمیت ورودی برای نظریهٔ در نظر گرفته شود. حال آنکه فرمیون‌های کم انرژی قسمت دینامیک را می‌سازند و باید درون خود نظریه محاسبه شوند. بر اساس کارهای اخیر، مدل اسپین–فرمیون از امار اورنستن–زرنیک برای پذیرفتاری ایستایی استفاده می‌کند [۵]

$$\chi_{st}(q) = \frac{\chi_0}{\xi^{-2} + (Q)^2} \qquad ۲$$

که در آن ξ طول همبستگی مغناطیسی است که در نقطهٔ بحرانی کوانتومی $\xi^{-1} = 0$ [۵]. Q بردار موج پادفرومغناطیس می‌باشد (π,π) انتشارگرهای فرمیونی و بوزونی توسط معادلات گورکف در حالت ابرسانایی داده می‌شود [۵]. با فرض این که گاف ابرسانایی مستقل از فرکانس باشد، این انتشارگرها به شکل زیر در می‌آیند

$$G(k,\omega_m) = \frac{i\omega Z(k,\omega_m) + \varepsilon_k}{(\omega_m^2 + \Delta^2(k))Z^2(k,\omega_m) + \varepsilon_k^2} \qquad ۳$$

$$F(k,\omega_m) = i\,\frac{\Delta(k)}{(\omega_m^2 + \Delta^2(k))Z^2(k,\omega_m) + \varepsilon_k^2} \qquad ٤$$

$$\chi_{st}(q,\Omega_n) = \frac{\chi_0}{\chi_0 \Pi_{tot}(q,\Omega_n) + (Q)^2} \qquad ۵$$

که در آن معادلات ۳ و ٤ توابع گرین فرمیونی و معادلهٔ۵ تابع گرین بوزونی می‌باشد. در این معادلات $Z(k,\omega)$ به‌صورت $1+\Sigma(k,\omega)/\omega$ تعریف شده که $\Sigma(k,\omega)$ خود انرژی فرمیونی می‌باشد. در اینجا ما حالت غیر اندرکنشی را در نظر می‌گیریم یعنی $\Sigma(k,\omega)=0$. همچنین $\Pi_{tot}(q,\Omega_n)$ قطبش می‌باشد که تابعیت پذیرفتاری اسپینی دینامیک به فرکانس از طریق این پارامتر بوده و $\omega_n = (2n+1)\pi T$ و $\Omega_n = 2n\pi T$ به‌ترتیب فرکانس‌های فرمیونی و بوزونی می‌باشند.

دو کمیت قطبش و خود انرژی به‌همراه کمیت سومی به نام خود انرژی غیر عادی که به گاف ابرسانایی مرتبط است، از طریق سه معادله خودسازگار الیشبرگ محاسبه می‌شوند [۸]

$$\Sigma(p,i\omega_n) = 3g^2 T \sum_m \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2}\, G(k,i\omega_m)\,\chi(k-p, i\omega_m - i\omega_n) \qquad ٦$$

$$\begin{aligned}\Pi(q,i\Omega_n) = -8g\xi^2 T \sum_m \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2}\, &\{G(k,i\omega_m)G(k+q,i\omega_m+i\Omega_n) \\ &- F^\dagger(k,i\omega_m)F(k+q,i\omega_m+i\Omega_n)\}\end{aligned} \qquad ۷$$

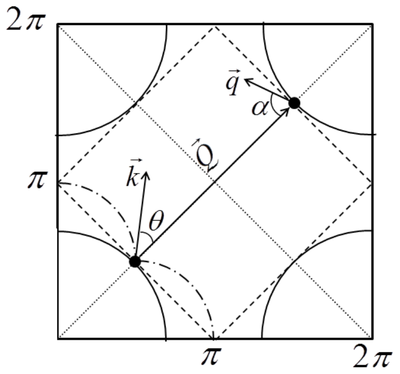
$$\Sigma_{02}(p,i\omega_n) = 3g^2 T \sum_m \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2}\, F(k,i\omega_m)\,\chi(k-p, i\omega_m - i\omega_n) \qquad ۸$$

با توجه به شکل۱ پراکندگی‌های خطی شده را در دستگاه مختصات قطبی در نظر می‌گیریم

$$\varepsilon_{\vec{k}} = v_F k\cos\theta + v_F k\sin\theta \qquad ۹$$

$$\varepsilon_{\vec{k}+\vec{Q}} = -v_F k\cos\theta + v_F k\sin\theta \qquad ۱۰$$

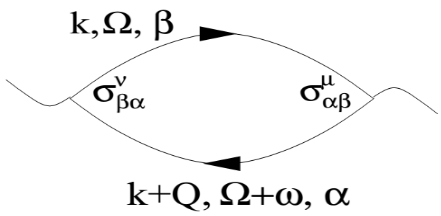
که در آن v_F سرعت فرمی، θ به‌عنوان زاویهٔ بین $\vec{k}$ و عمود بر سطح فرمی در نظر گرفته می‌شود.



شکل۱. شمایی از کمیت‌های $\vec{k}, \vec{q}, \alpha, \theta$.که در معادلات ٦و٧ ظاهر شده‌اند منحنی‌های توپر و مربع خط‌چین به‌ترتیب سطوح فرمی و منطقه بریلوئن پاد فرومغناطیس را نشان می‌دهند.

برای به‌دست آوردن قطبش در دمای صفر از یکی از معادلات الیشبرگ که نمایش فاینمن آن در شکل۲ نشان داده شده است استفاده می‌کنیم:

$$\Pi(Q,i\Omega) = -8g\xi^2 \int\int \frac{d\omega d^2k}{(2\pi)^3} \{G(k,i\omega)G(k+Q,i\omega+i\Omega) - F^\dagger(k,i\omega)F(k+Q,i\omega+i\Omega)\} \quad (11$$



شکل۲. دیاگرام فاینمن برای قطبش، برای راحتی در فرمول از اندیس‌های اسپینی صرف‌نظر شده است و مستقیماً جمع روی آنها محاسبه شده است.

برای در نظر گرفتن تقارن $d_{x^2-y^2}$ در گاف انرژی می‌توان اندازه گاف را ثابت در نظر گرفت ولی تحت انتقال تکانه Q علامت آن را عوض کرد یعنی:

$$\Delta(k) = \Delta \quad ۱۲$$

$$\Delta(k+Q) = -\Delta \quad ۱۳$$

با جای‌گذاری روابط پراکندگی (معادلات۹ و ۱۰) در توابع گرین (معادلات۳ و ٤) و همچنین جای‌گذاری توابع گرین در رابطهٔ۱۱ می‌توان قطبش را محاسبه نمود. با در نظر گرفتن نواحی گره‌ای (نزدیک به قطر) می‌توان نتیجه حاصل را ساده‌تر کرد. یعنی وقتی که $\theta \to 0$ داریم

۱٤

$$\Pi(Q,i\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} \frac{gk\xi^2(\Delta^2+\omega^2+\Omega^2)dk\,d\omega\,d\theta}{\pi^3(k^2v_F^2+\Delta^2+\omega^2)(k^2v_F^2+\Delta^2+(\omega+\Omega)^2)} + O[\theta^1] + ...$$

اکنون با انتگرال گیری روی θ و همچنین روی k می توان رابطه زیر را برای قطبش بدست آورد

$$\Pi(Q,i\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g\xi^2(\omega(\omega+\Omega)+\Delta^2)}{2\pi^3 v_F^2\Omega(2\omega+\Omega)} Ln\left(\frac{(\omega+\Omega)^2+\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2}\right) d\omega \quad ۱۵$$

با در نظر گرفتن محور حقیقی برای فرکانس خارجی ($i\Omega \to \Omega$) معادلهٔ۱۵ را به‌صورت عددی حل نموده و نتایج حاصل را در شکل۳ نمایش داده‌ایم. در صورتی‌که از بردار پادفرومغناطیس به اندازهٔ $\vec{q}$ انحراف پیدا کنیم، مقدار انرژی پراکندگی در $\vec{k}+\vec{Q}+\vec{q}$ می‌شود:

$$\varepsilon_{k+Q+q} = -v_F k\cos\theta + v_F k\sin\theta + E_q \quad ۱٦$$

که در آن

$$E_q = -v_F q\cos\alpha + v_F q\sin\alpha \quad ۱۷$$

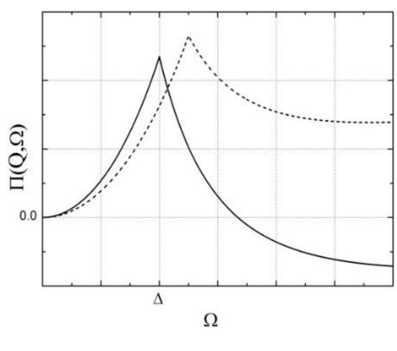
می‌باشد و α زاویهٔ $\vec{q}$ نسبت به عمود بر سطح فرمی است.

منحنی قطبش با در نظر گرفتن این انحراف تکانه‌ای به‌صورت خط‌چین در شکل۳ آمده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با در نظر گرفتن E_q نقطهٔ واگرایی در انرژی تحریکی $\sqrt{E_q^2+\Delta^2}$ واقع می‌شود.

طبق روابط کرامرز–کرونینگ که ارتباط بین قسمت‌های موهومی و حقیقی کمیت‌هایی نظیر قطبش را بیان می‌کند. می‌توان قسمت حقیقی تابع عملگر قطبش را به این صورت در نظر گرفت [۵]

$$\Re\{\Pi(Q,\Omega)\} \propto \Delta\, Ln\, \frac{2\Delta}{|2\Delta-\Omega|} \qquad ۱۸$$

با توجه به رابطه فوق می‌توان دریافت که قسمت حقیقی عملگر قطبش در حوالی گاف انرژی دارای واگرایی لگاریتمی می‌باشد. وجود واگرایی لگاریتمی را ما با استفاده از حل عددی معادله دوم الیشبرگ در مختصات قطبی به‌دست آوردیم.



شکل۳. رفتار عملگر قطبش برحسب فرکانس خارجی. واگرایی لگاریتمی در نقطهٔ $\Omega=\Delta$ پدید آمده است. منحنی خط‌چین عملگر قطبش را با در نظر گرفتن انحراف تکانه‌ای $\vec{q}$ از بردار $\bar{Q}$نشان می‌دهد.

پذیرفتاری اسپینی برای گاف وابسته به تکانه

در این قسمت قصد داریم هم برای مسین‌های حفره‌دار و هم الکترون‌دار قسمت حقیقی قطبش را به‌ازای گاف وابسته به تکانه محاسبه کنیم. بدین منظور تابع گاف با تقارن $d_{x^2-y^2}$ به‌صورت $\Delta(k)=\frac{\Delta_0}{2}(\cos k_x-\cos k_y)$ در نظر می‌گیریم که به‌ازای θ کوچک به این صورت محاسبه می‌شود

$$\Delta(k)=\Delta_0\cos(2\varphi)\approx-\Delta\theta \qquad ۱۹$$

$$\Delta(k+Q+q)\approx\Delta\theta+\Delta' \qquad ۲۰$$

وقتی دمای صفر را در نظر می‌گیریم، بدون تقریب $\theta\to 0$ می‌توان به‌صورت عددی تابع قطبش به‌ازای گاف‌های ۱۹و ۲۰ محاسبه نمود. تقریب $\theta\to 0$ در مرجع [۷] برای مسین‌های حفره‌دار به‌صورت تحلیلی برای دمای صفر و غیر صفر محاسبه شده است. نتیجه این محاسبات در شکل٤ نشان داده شده است. در این شکل قطبش مسین‌های الکترون‌دار نیز رسم شده است که انرژی پراکندگی آنها در دستگاه مختصات قطبی به‌این صورت است [۸]:

$$\varepsilon_k=v_F k\cos\theta+\beta^2k^2\sin^2\theta \qquad ۲۱$$

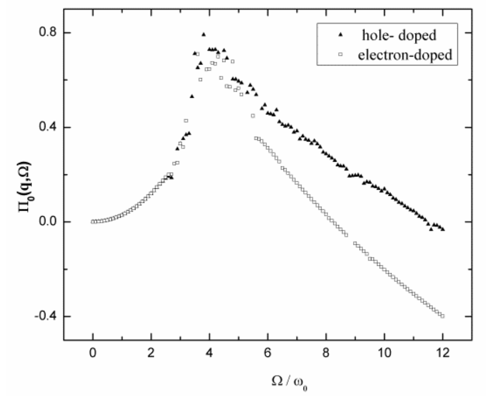
$$\varepsilon_{k+q+Q}=-v_F k\cos\theta+\beta^2k^2\sin^2\theta+E_q \qquad ۲۲$$

که در آن βدر مرجع [۸] تعریف شده و نشان دهنده انحنای سطح فرمی است. در این رابطه E_q برابر است با

$$E_q=-v_F q\cos\alpha+\beta^2q^2\sin^2\alpha \qquad ۲۳$$

ω_0مقیاس فرکانس بوده که به‌این صورت تعریف می‌شود [۵]

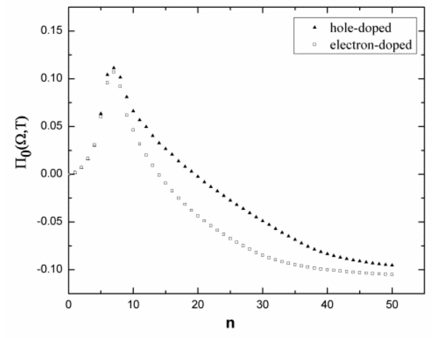
$$\omega_0=9g/16\pi \qquad ۲٤$$



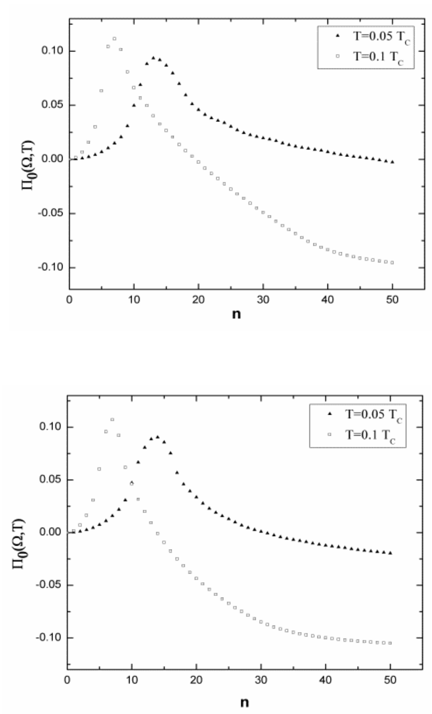
شکل٤. عملگر قطبش غیراندرکنشی برحسب فرکانس در دمای صفر برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار.

همان‌طور که از شکل مشخص است برای مسین‌های الکترون‌دار برای فرکانس‌های بزرگتر از انرژی برانگیختگی $\sqrt{E_q^2 + \Delta'^2}$ قسمت حقیقی عملگر قطبش برای مسین‌های الکترون‌دار سریع‌تر میرا می‌شود. که می‌تواند بیانگر چرایی ویژگی‌های ضعیف‌تر مسین‌های الکترون‌دار نسبت به مسین حفره‌دار باشد.

وقتی دمای غیر صفر را در نظر می‌گیریم متوجه می‌شویم که افزایش دما برای هر دو نوع مسین اثر مشابه دارد. در دمای غیر صفر انتگرال روی فرکانس رابطهٔ۱۱ به جمع روی فرکانس‌های فرد تبدیل می‌شود. با توجه روابط کرامرز کرونینگ [٥] وجود قله در قسمت حقیقی نشان‌دهندهٔ آغاز شدن قسمت موهومی است. بنابراین افزایش دما در هردو نوع مسین ظهور قسمت موهومی را به فرکانس‌های کمتر منتقل می‌کند. (شکل‌های ٥ و ٦). تابعیت دمایی قسمت حقیقی قطبش نیز در یک فرکانس ثابت برای دونوع مسین در شکل۷ نشان داده شده است. که بیان کنندهٔ بیشتر بودن قسمت حقیقی انتشارگر برای مسین‌های حفره‌دار است. این امر می‌تواند کمتر بودن دمای گزار مسین‌های الکترون‌دار نسبت به حفره‌دار را توجیه کند.



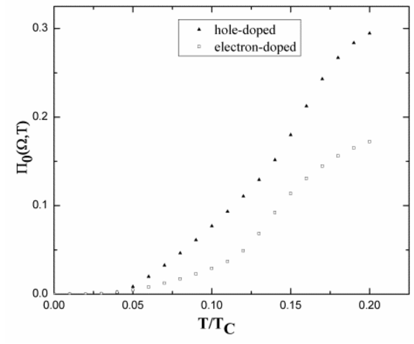
شکل٥. عملگر قطبش غیراندرکنشی برحسب فرکانس در دمای $T=0.1T_C$ برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار.



الف

ب

شکل٦. عملگر قطبش غیراندرکنشی برحسب فرکانس در دو دمای مختلف برای الف)مسین‌های حفره‌دار و ب) مسین‌های الکترون‌دار. محور افقی n شماره فرکانس خارجی را نشان می‌دهد.



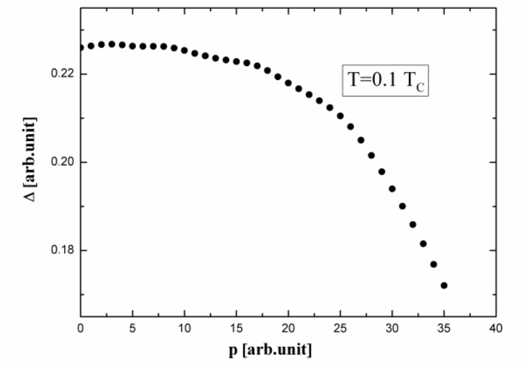
شکل۷. عملگر قطبش غیراندرکنشی برحسب دما در فرکانس ثابت (n=2) برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار.

معادله غیر خطی گاف (محاسبه خود–انرژی غیر عادی)

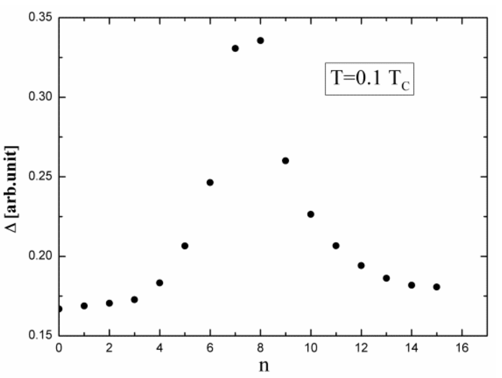
در این بخش می‌خواهیم با استفاده از معادله سوم الیشبرگ که به خود انرژی غیر عادی مربوط است، معادله‌ای برای گاف ابررسانایی به‌دست بیاوریم. همان‌طور که گفته شد در تقریب مرتبهٔ اول، ما از شکل ساده گاف $d_{x^2-y^2}$ (معادله‌های ۱۹ و۲۰) برای محاسبه قطبش استفاده نمودیم. اکنون با استفاده از معادله الیشبرگ می‌توان مرتبه بعدی گاف را محاسبه نمود. با توجه به معادله سوم الیشبرگ

$$\Sigma_{02}(p,i\omega_n,T)=\Delta(p,i\omega_n,T) = 3g^2T\sum_m\int\frac{d^2k}{(2\pi)^2}\times \frac{\Delta(k)}{(i\omega_m)^2-\Delta^2(k)-\varepsilon_k^2}\times \frac{\chi_0}{\chi_0\Pi_0(k-p,\omega_n-\omega_m,T)+(k-p)^2} \tag{۲۵}$$

که در آن از فرض غیر اندرکنشی ($Z(k,\omega)=1$) به‌کار رفته است، می‌توان از قطبش غیر اندرکنشی استفاده نمود و تابع گاف را محاسبه کرد. برای مسین‌های حفره‌دار، تابعیت گاف ابررسانایی برحسب تکانه و فرکانس به‌ترتیب در شکل‌های ۸ و ۹ نشان داده شده است. شایان ذکر است که در تقریب دمای نتایج برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار یکسان است.



شکل۸. گاف ابررسانایی معادلهٔ ۲۵ برحسب تکانه. فرکانس خارجی در (n=10) ثابت شده است.



شکل۹. گاف ابررسانایی معادلهٔ ۲۵ برحسب شمارهٔ فرکانس خارجی مومنتوم ثابت در نظر گرفته شده است.

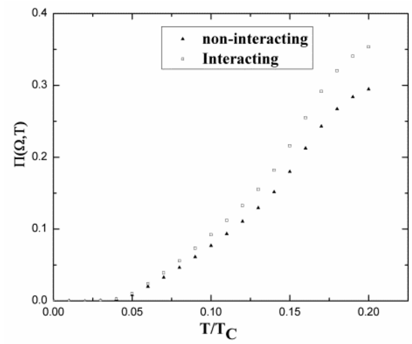
شکل۸ نشان می‌دهد که با افزایش اندازهٔ تکانه گاف کاهش می‌یابد که منطبق بر نتایج مرجع [۹] است. البته در این مرجع هر سه معادله الیشبرگ همزمان به‌صورت خودسازگار و ضمناً برای مسین‌های الکترون‌دار حل شده است. همچنین فرض آنها در مورد تقریب اولیه گاف این بود که گاف انرژی صرفاً روی سطح فرمی در نظر گرفته شود ($\varepsilon_k=0$). همان‌طور که در شکل ۹ مشخص است، در فرکانس صفر مقدار قسمت حقیقی گاف غیر صفر بوده و همچنین برحسب فرکانس گاف انرژی دارای قله می‌باشد. این نتیجه نیز با نتایج مبوط به مرجع [۵] منطبق است که در آنجا

معادلات خودسازگار الیشبرگ به‌طور همزمان و به‌صورت عددی برای دمای صفر محاسبه شده است.

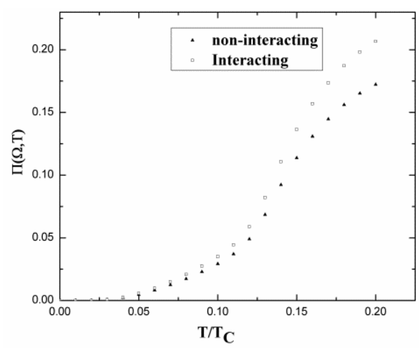
تأثیر اندرکنش بر تابعیت دمایی عملگر قطبش مسین‌های حفره-دار و الکترون- دار

با توجه به معادلات الیشبرگ [۵] می‌توان اندرکنش فرمیونی را به‌صورت خود سازگار با قطبش محاسبه نمود. با توجه به رابطه زیر:

$$\Sigma^{(1)}(p,i\omega,T)=3g^2T\sum_m\int\frac{d^2k}{(2\pi)^2}\times \frac{i\omega_n+\varepsilon_k}{(i\omega_n)^2-\Delta^2(k)-\varepsilon_k^2}\times \frac{\chi_0}{\chi_0\Pi_0(k-p,\omega_n-\omega_m,T)+(k-p)^2} \quad ۲۶$$



الف



ب

شکل۱۰. تأثیر اندرکنش بر تابعیت دمایی عملگر قطبش در فرکانس ثابت (n=2) برای الف) مسین‌های حفره‌دار و ب) مسین‌های الکترون‌دار.

می توان اولین مرتبۀ خود انرژی فرمیونی را با استفاده از قطبش غیر اندرکنشی محاسبه نمود. با توجه به مرجع [۷] می‌توان جمع روی فرکانس‌ها را با توجه به دقت مورد نیاز محدود نمود.

با استفاده از اندرکنش فوق، توابع گرین اندر کنشی۳ و٤ در محاسبۀ قطبش به‌کار رفته و شکل۱۰ برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار به‌دست می‌آیند. همان‌طور که شکل‌ها نشان می‌دهند اولین مرتبه اندرکنش برای هر دو مسین منجر به تقویت قسمت حقیقی قطبش شده و خاصیت ابررسانایی را بهبود می‌بخشد.

نتیجه‌گیری

با در نظر گرفتن نظریه اسپین‌فرمیون که از مکانیزم افت و خیز اسپینی برای توجیه جفت شدگی در ابرساناهای دمای بالا استفاده می‌کند، پذیرفتاری اسپینی یا همان عملگر قطبش را برای مسین‌های حفره‌دار و الکترون‌دار با در نظر گرفتن اثر انحراف از بردار پادفرمغناطیس رامحاسبه نمودیم. در حالتی که گاف انرژی را ثابت در نظر بگیریم بخشی از محاسبات را به‌طور تحلیلی انجام داده‌ایم. در مورد گاف وابسته به تکانه ابتدا در دمای صفر رفتار عملگر قطبش برحسب فرکانس را نمایش داده و سپس با در نظر گرفتن فرکانس‌های گسسته دمای غیر صفر را نیز بررسی نمودیم. دیدیم که با افزایش دما قله قسمت حقیقی به سمت فرکانس‌های کمتر منتقل می شود. همچنین با در نظر گرفتن معادله غیر خطی برای گاف ابررسانایی ، تابعیت تکانه و فرکانس برای اولین مرتبه تقریب در گاف به‌دست آمد. در پایان با استفاده از

معادلات خود ساز گار الیشبرگ خود–انرژی مرتبهٔ اول را با استفاده از قطبش غیر اندر کنشی برای هر دو نوع مسین حفره‌دار و الکترون‌دار محاسبه و تأثیر اندر کنش بر رفتار دمایی عملگر قطبش بررسی شد. تصحیح مرتبهٔ اول خود انرژی موجب افزایش قسمت حقیقی عملگر قطبش یا همان پذیرفتاری دینامیکی سیستم ابررسانا می‌گردد.

مراجع

[1] D.A. Wollmann, D.J. Van Harlingen,W.C. Lee, D.M. Ginsberg, A.J. Leggett, Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDs, *Physical Review letter 71*(1993)21-34.

[2] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, L.S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J.Z. Sun, M.B. Ketchen, Pairing symmetry and flux quantization in a tricrystal superconducting ring of $YBa_2Cu_3O_7$, *Physical Review letter 73* (1994) 593-593.

[3] C.P. Slichter, Strongly Correlated Electron Systems, Addison-Wesley, Massachusetts, (1994).

[4] Y. Onose, Y. Taguhi, K. Ishizaka, Y. Tokura, Charge dynamics in underdoped Nd 2− x Ce x CuO 4: pseudogap and related phenomena, *Physical Review B 69* (2004) 024504.

[5] A.V. Chubukov, D. Pines, J. Schmalian, *The Physics of Superconductors* 1, Springer, Berlin, (2002).

[6] R.L. Stratonovich, A method for the computation of quantum distribution functions, *Doklady Akademii Nauk SSSR 115.6* (1957)1097-1100.

[7] R. Afzali, A. Alizadeh, Temperature Dependence of Interacting Dynamic Spin Susceptibility for Hole-Doped Cuprates in Quasi Two-Dimensional d-Wave Superconductors, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism 29.1* (2016)57-65.

[8] P. Krotkov, A.V. Chubukov, Theory of non-Fermi liquid and pairing in electron-doped cuprates, *Physical Review B 74* (2006) 014509.

[9] D. Dhokarh, A.V. Chubukov, Self-consistent Eliashberg theory, T c, and the gap function in electron-doped cuprates, *Physical Review B 83* (2011) 064518.

The effect of interaction on temperature behavior of the polarization and the anomalous self-energy for hole-doped and electron-doped cuprates

Reza Afzali*, Amid Alizadeh

Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran

Abstract

By considering the spin-fermion model that uses spin fluctuations as the mechanism for pairing in HTSCs, we calculate the spin susceptibility or the polarization for hole-doped and electron-doped cuprates. For the constant gap, we calculate a part of the procedure analytically. In momentum dependent gap we presented polarization in term of frequency at zero temperature firstly and then considering discrete frequencies, we investigated the finite temperature case. Also, considering a non-linear equation for superconducting gap, the first order approximation of energy gap in terms of momentum and frequency is represented. Finally, using self-consistent Eliashberg equations, we calculate first order self-energy for electron-doped and hole-doped cuprates and the effect of interaction is then investigated.

Keywords: susceptibility, hole-doped cuprate, electron doped cuprate, spin-fermion theory