

(دریافت مقاله: ۱۳۸۷/۲/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۸/۹/۷)

c

ab

-d

بر خلاف ابرسانایی معمولی موج-s، در این نوع از ابرسانایی حالت‌های بین کافی دقیقا در انرژی فرمی وجود دارد که ناشی از تغییر علامت پارامتر نظم ابرسانای دمای بالا می‌باشد. در مراجع [۶و۵] آزمایش‌های گران قیمتی برای بررسی و اثبات تقارن موج-d در ابرساناهای دمای بالا انجام شده است و ما در این مقاله روش ساده‌تری را برای هدف مذکور پیشنهاد می‌دهیم.

هدف اصلی ما در این مقاله بررسی اثر ضریب عبور سد پتانسیل روی نمودارهای جریان بر حسب اختلاف فاز جوزفسون بین دو کپه ابرسانا با جهت‌گیری‌های متفاوت پارامتر نظم به شکل موج-d است. چون ساختن اتصال با ضریب عبور اختیاری به مراتب آسانتر از اتصال با ضریب عبور ایده‌آل است، ضریب عبور اختیاری را مورد مطالعه قرار

در سال‌های اخیر انتقال کوانتومی بار در اتصال بین ابرساناهای دمای بالا توجه زیادی را به خود جلب کرده است. معروف است که اثر ایزوتوپ برای ابرساناهای دمای بالا برقرار نیست و بنا بر این برهم‌کنش فونون-الکترون را نمی‌توان به عنوان عامل شکل‌گیری زوج‌های کوپر در ابرساناهای دمای بالا دانست [۲و۱].. علیرغم تلاش‌های زیاد تا به امروز مکانیسم تشکیل ابرسانایی دمای بالا هنوز شناخته شده نیست. یکی از مفاهیم کلیدی در فهم فیزیک ابرسانایی پارامتر نظم ابرسانایی است که در این مقاله به آن می‌پردازیم.

بلافاصله پس از کشف ابرسانایی دمای بالا [۳] تقارن موج-d برای پارامتر نظم ابرسانایی در فضای وارون تکانه به این نوع ابرسانایی نسبت داده شد [۴و۵]. مشاهده شده بود که

و Δ پارامتر نظم ابررسانایی، \vec{v}_F سرعت فرمی الکترون‌ها f_{ω}^+ تابع $\omega = (2n+1)\pi T$ بسامد ماتسویبارا، T دمای سیستم، تابع f_{ω}^+ همتای وارونی زمان تابع f_{ω} ، n یک عدد صحیح و \vec{r} بردار مکان الکترون‌ها می‌باشد. معادلات فوق همراه با شرط بهنجارش، $g_{\omega} = \sqrt{1 - f_{\omega} f_{\omega}^+}$ ، شرط مرزی برای اتصال و یک معادله خود سازگار حل می‌شوند. در تقریب خوبی که با نتایج آزمایشگاهی نیز مطابقت دارد از معادله خودسازگاری صرف نظر می‌کنیم. شرط مرزی موجود در [۱۱ و ۱۲] که در [۱۳] توسط نویسنده این مقاله مورد بررسی مجدد قرار گرفته است سد پتانسیل تیغه عایق بین کپه‌های ابررسانا را توصیف می‌کند. این شرط مرزی مهم به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{cases} \hat{d}_{l,r} = \hat{G}_{\omega}(\vec{v}_F, \vec{r}) - \hat{G}_{\omega}(\vec{v}'_F, \vec{r}), \\ \hat{s}_{l,r} = \hat{G}_{\omega}(\vec{v}_F, \vec{r}) + \hat{G}_{\omega}(\vec{v}'_F, \vec{r}), \\ \hat{d}_l = \hat{d}_r = \hat{d}, \\ \left(\frac{D}{\gamma - D}\right) \left[\left(1 + \frac{\hat{d}}{\gamma}\right) \hat{s}_r, \hat{s}_l \right] = \hat{d}(\hat{s}_l)^{\dagger}. \end{cases} \quad (2)$$

در آن D ضریب عبور سد پتانسیل و \vec{v}'_F انعکاس یافته \vec{v}_F نسبت به مرز بین ابررساناهاست. ضمناً پارامتر نظم ابررسانایی در فواصل دور لایه عایق به شکل زیر است:

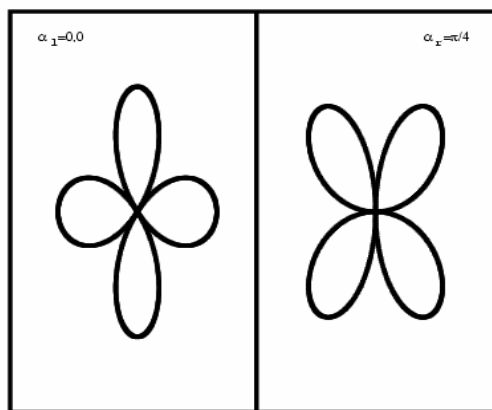
$$\Delta_{l,r} = \Delta_0(T) \exp(\mp i\Phi / 2) \cos^2(\theta - \alpha_{l,r}), \quad (3)$$

که در آن Φ اختلاف فاز جوزفسون بین دو کپه ابررسانا، θ زاویه بردار سرعت فرمی نسبت به خط عمود بر لایه عایق، $\alpha_{l,r}$ زاویه پارامتر نظم نسبت به خط عمود و Δ_0 وابستگی پارامتر نظم به دما را نشان می‌دهد. برای به دست آوردن چگالی جریان در تقریب شبه کلاسیک از رابطه زیر استفاده می‌کنیم.

$$\vec{j}(\vec{r}) = -4\pi ieTN_0 \sum_{n=0}^{\infty} \langle \vec{v}_F g_{\omega} \rangle, \quad (4)$$

که در آن، $\langle \dots \rangle$ متوسط‌گیری روی همه جهت‌های سرعت در سطح فرمی و N_0 چگالی حالت‌ها در سطح فرمی است (در این مقاله ثابت‌های پلانک و بولتزمن را یک فرض کرده‌ایم).

ابتدا تابع گرین مناسب را به صورت تحلیلی دست آورده‌ایم



شکل ۱. اتصال جوزفسون بین دو ابررسانای دمای بالا با پارامتر نظم موج-d. پارامتر نظم بلور سمت راست به اندازه $\frac{\pi}{4}$ نسبت به بلور سمت چپ حول محور موازی سطح تماس چرخیده است. صفحه موج-d صفحه قرارگرفتن اکسید مس در یک ابررسانا مثل YBaCuO است. لایه عایق بین دو ابررسانا و موازی با محور c دو بلور قرار گرفته است.

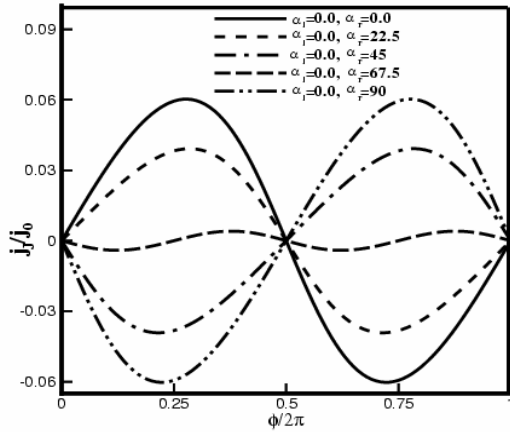
می‌دهیم (شکل ۱). این ساختار می‌تواند به عنوان یک بلوک مهم در ساخت دستگاه تداخل سنج کوانتومی ابررسانا، SQUID، به کار رود. دستگاه اخیر در اندازه‌گیری شار مغناطیسی استفاده می‌شود و کاربردهای فراوانی دارد [۷]. در قسمت باقیمانده این مقاله ابتدا فرمولبندی ریاضی مورد نظر را معرفی کرده و تابع گرین مربوطه را به صورت دقیق و تحلیلی محاسبه می‌کنیم. در قسمت بعد نتایج محاسبات عددی در نمودارهای جریان-فاز نشان داده می‌شوند و در پایان نتیجه گیری کوتاهی خواهیم داشت.

برای بررسی ساختار مورد نظر معادلات شبه کلاسیک آیلنبرگر که از معادلات دایسون استخراج می‌شوند [۸ و ۹] را حل می‌کنیم. معادلات آیلنبرگر برای ابررسانای دمای بالا به شکل زیر می‌باشند.

$$\vec{v}_F \nabla \hat{G}_{\omega}(\vec{v}_F, \vec{r}) + [\omega \hat{\tau}_{\mp} + \hat{\Delta}(\vec{v}_F, \vec{r}), \hat{G}_{\omega}(\vec{v}_F, \vec{r})] = 0 \quad (1)$$

که در آن رابطه،

$$\hat{G}_{\omega}(\vec{v}_F, \vec{r}) = \begin{pmatrix} g_{\omega} & f_{\omega} \\ f_{\omega}^+ & -g_{\omega} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ \Delta^+ & 0 \end{pmatrix}$$



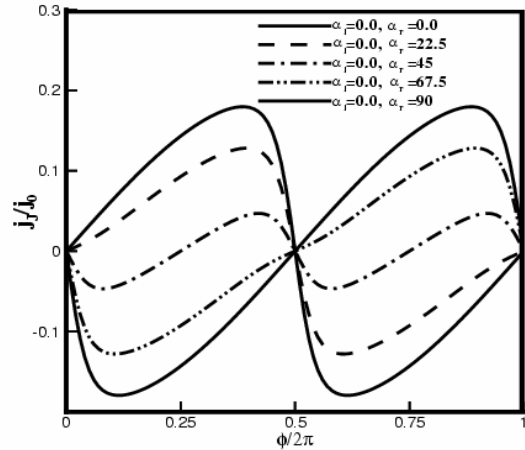
شکل ۳. نمودار جریان جوزفسون برحسب اختلاف فاز برای $T/T_c = 0.1$ ، $D = 0.5$ و $\alpha_f = 0$ و زوایای چرخش مختلف.

$$j_J(T \rightarrow 0) = \frac{\pi e v_F N_s \Delta(\theta) D \sin \Phi}{\sqrt{1 - D(\sin \Phi / \gamma)^2}}$$

به علاوه در مورد ضریب عبور پایین بین دو ابررسانای دمای بالا موج-d که حد تونل زنی نامیده می شود نتیجه زیر را به دست می آوریم که قبلاً در مرجع [۱۵] به دست آمده بود:

$$j_J(D \rightarrow 0) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\langle \frac{\gamma \pi e T N_s \eta \bar{v}_F D \Delta_l \Delta_r \sin \Phi}{\gamma \Omega_l \Omega_r} \right\rangle. \quad (6)$$

حال نتایج تحلیلی بالا را برای ترسیم نمودارهای جریان-فاز به کار می گیریم. در شکل ۲ نمودار جریان جوزفسون بر حسب اختلاف فاز را برای دمای پایین ($T/T_c = 0.1$) و ضریب عبور بالا $D = 0.99$ و برای زوایای چرخش مختلف در بلور سمت راست شکل ۱ رسم کرده ایم. مشاهده می شود که این نمودار با نمودار سینوسی معروف جوزفسون متفاوت می باشد. این نمودار غیر سینوسی بودن نتیجه جمله سینوسی در مخرج تابع گرین جدید است. همچنین این نمودار در حالت بدون چرخش ($\alpha_l = \alpha_r = 0$) دقیقاً شبیه به اتصال بین ابررسانای سرد است. و این قابل قبول است زیرا وجود چرخش اثر انگشت ابررسانای دمای بالا می باشد. بنابر این می توان از ساختار موجود برای نمایش پارامتر نظم موج-d استفاده نمود. از طرف دیگر در مورد ضریب عبور بینایی $D = 0.5$ در شکل ۳ مشاهده می شود که نمودارها به حالت سینوسی نزدیک می شوند و این به دلیل کاهش سهم جمله سینوس در مخرج کسراست. چگالی جریان تابع غیر



شکل ۲. نمودار جریان جوزفسون عبوری از سد پتانسیل عمود بر سطح تماس برحسب اختلاف فاز بین دو انباره ابررسانا برای ضریب عبور بالای $D = 0.99$ ، دمای $T/T_c = 0.1$ و $\alpha_f = 0$ و زوایای چرخش مختلف ($j_s = \gamma \pi e N_s v_F T_c$).

به طوری که شرط مرزی، شرط بهنجارش و معادلات آیلنبرگر را ارضا کند. سپس چگالی جریان جوزفسون عمود بر سطح و دقیقاً در سطح تماس بین دو ابررسانا را محاسبه کرده ایم که به شکل زیر است:

$$j_J = \sum_{n=0}^{\infty} \left\langle \frac{\gamma \pi e T N_s v_F |\cos \theta| \Delta_l \Delta_r \sin \Phi}{|\Delta_l| |\Delta_r| \cos \Phi + \omega^2 + \frac{\gamma - D}{D} \Omega_l \Omega_r} \right\rangle, \quad (5)$$

که در آن $\Omega_{l,r} = \sqrt{\omega^2 + |\Delta_{l,r}|^2}$ ، بار الکترون و θ زاویه بین تکانه فرمی الکترون و خط عمود بر سطح است. در حالت اتصال بین دو ابررسانای معمولی موج-s که پارامتر نظم آنها به زاویه بستگی ندارد، $\Delta_l = \Delta_r = \Delta$ ، چگالی جریان را به دست می آوریم:

$$j_J = \frac{\pi e v_F N_s \Delta D \sin \Phi}{\sqrt{1 - D(\sin \Phi / \gamma)^2}} \text{Tanh} \frac{\Delta \sqrt{1 - D(\sin \Phi / \gamma)^2}}{\gamma T}$$

لازم به ذکر است که در به دست آوردن رابطه فوق از اتحاد

$$\text{Tanh} \frac{\pi x}{\gamma} = \frac{\gamma x}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{x^2 + (\gamma n + 1)^2},$$

استفاده کرده ایم. در مورد کاملاً شفاف $D = 1$ به نتایج موجود در [۱۴] می رسیم. همچنین در دماهای پایین و بالا داریم:

$$j_J(T \rightarrow T_c) = \frac{\pi e v_F N_s \Delta^2 D \sin \Phi}{\gamma T_c}$$

بلور محل صفر شدن جریان، جابه‌جا می‌شود یعنی پارامتر نظم ابررسانای دمای بالا اثرات مغناطیسی مثل اختلاف فاز جوزفسون دارد. مشاهده شده است که با افزایش زاویه چرخش از $\alpha_r = 0^\circ$ تا $\alpha_r = \pi/2$ نمودار جریان-فاز از $\sin(\Phi)$ به $\sin(\Phi + \pi)$ تغییر می‌کند (شکل ۲) یا به عبارت دیگر می‌توان نوشت $j(\Phi, \alpha_r = \frac{\pi}{4}) = j(\Phi + \pi)$. بنا بر این فاز جوزفسون، Φ ، ناشی از شار مغناطیسی به چرخش بلور ابررسانا، α_r ، مربوط می‌شود. این نتیجه ممکن است دلیلی بر شرکت اثرات مغناطیسی الکترونی در تشکیل جفت‌های کوپر در ابررساناهای با دمای گذار بالا باشد. همچنین مشاهده می‌شود که با کاهش ضریب عبور الکترونی لایه عایق، D ، شیب منحنی جریان فاز در اختلاف فاز $\Phi = \pi$ که نمایش دهنده حساسیت SQUID برای اندازه‌گیری شار مغناطیسی می‌باشد [۱۶]، کاهش می‌یابد.

خطی از ضریب عبور و غیر سینوسی از اختلاف فاز می‌باشد. اما طبیعت غیر خطی و غیر سینوسی آن در حد تونل زنی یعنی در $D \ll 1$ از بین می‌رود. اثر چرخش دو بلور نسبت به یکدیگر نیز در شکل‌های ۲ و ۳ مشاهده می‌شود. با افزایش زاویه از $\alpha_r = 0^\circ$ تا $\alpha_r = \pi/4$ نمودار جریان-فاز از $\sin(\Phi)$ به $\sin(\Phi/2)$ تغییر می‌کند که این مشخصه پارامتر نظم موج-d است. به علاوه مشاهده می‌شود که بیشینه مقدار جریان، J_c ، برحسب ضریب عبور بر خلاف ابررسانای معمولی که با D متناسب است در این جا با \sqrt{D} متناسب است.

در این مقاله نمودارهای جریان فاز مربوط به اتصال بین دو ابررسانای دمای بالا با شفافیت اختیاری را مطالعه کرده‌ایم. مشاهده می‌شود که نمودارها در ضریب عبور بالا غیر سینوسی و در حد تونل زنی سینوسی هستند. با تغییر زاویه

- G Eilenberger; *Z. Phys.*, **214** (1968) 195.
- J Serene and D Rainer; *Phys Rep.* **101** (1983) 221- 311.
- A V Zaitsev; *JETP* **59** (1984) 1015.
- W Belzig, F K Wilhelm, G Schön, C Bruder, and A D Zaikin; *Superlattices and Microstructures* **25** (1999) 1251.
- G Rashedi; *Superlatt and Microstruct* **35** (2004) 155.
- I O Kulik and A N Omelyanchouk; *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **4** (1978) 142.
- Yu S Barash, A V Galaktionov, A D Zaikin; *Phys. Rev. B* **52** (1995) 665.
- Yu A Kolesnichenko, A N Omelyanchouk, S N Shevchenko; *Phys. Rev. B* **67** (2003) 172504.
- J Tanaka; *Physica C: Superconductivity* **412-141**, (2004) 166.
- Guo-meng Zhao, H Keller and K Conder; *J. Phys.:Condens Matter* **13** (2001) R569.
- J G Bednordz and K A Muller; *Z. Phys. B* **64** (1986) 189.
- C R Hu; *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994) 1526.
- D J Van Harlingen; *Rev. Mod. Phys.* **67** (1995) 515.
- V B Geshkenbein, A I Larkin and A Barone; *Phys. Rev. B* **36** (1987) 235.
- J Clarke and A I Braginski; *The SQUID handbook* **1** 2nd Ed Wiley-Vch (2004).
- M H S Amin, A N Omelyanchouk, S N Rashkeev, M Coury and A M Zagoskin; *Physica B* **318** (2002) 162.