

شبه ذرات گرم و داغ در ابررسانای موج-d

محمد علی شاهزمانیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب، ۸۱۷۴۴ اصفهان

چکیده

آهنگ واهلش شبه ذرات گرم و داغ هنگامی که با یکدیگر پراکنده شوند محاسبه شده است. احتمالات گذار در دماهای پایین بر حسب ضرایب بوگوبوف، دامنه‌های پراکندگی یکتایی و سه تایی و پارامترهای لاندائو به دست آمده است. مقایسه نتایج نظری با تجربی، مقدار دو پارامتر لاندائو را به دست می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: آهنگ واهلش، شبه ذرات گرم و داغ، پارامترهای لاندائو

۱. مقدمه

در حالت پاد فرومغناطیس و حالت‌های بیشینه و بیش آلائیده در حالت ابررسانایی یا حالت فلزی هستند [۲]. بنابراین با دید خوش‌بینانه‌ای، همان طور که انت و همکارانش فرض کردند، می‌توان در اینجا نظریه نواری الکترون مستقل را به کار برد و در محاسبات نوارهای الکترونی اثرات میانگین برهمکنش کولنی بین الکترون‌ها و همچنین اثرات انرژی کولنی همبستگی به تقارن اسپینی را در نظر گرفت و از همبستگی بلند برد کولنی صرف نظر کرد. به طور خلاصه می‌توان گفت که آزمایش‌های عمق نفوذ، تجزیه زاویه‌ای گسیل فوتونی و گرمای ویژه وجود برانگیخته‌های شبه‌ذره‌ای خوب تعریف شده‌ای در ابررسانای با دمای گذار بالا در دماهای پایین را تأیید می‌کنند. همچنین آزمایش‌های بسیاری قانون توانی در خواص ترابری این مسینها را اثبات می‌کنند. بنابراین خواص حالت ابررسانایی مسینها با نظریه تعمیم یافته BCS موج-d که در آن برانگیخته‌های شبه‌ذره‌ای گره‌ای وجود دارند، سازگار است. باز در اینجا تأکید می‌کنیم که در حالت عادی و به خصوص در

انت و همکارانش [۱] با فرض آنکه لازم است جفت شدگی و نظم بلند برد غیر قطری در مواد مسین وجود داشته باشد تا حالت ابررسانایی اتفاق بیافتد، توانستند خواص فیزیکی بسیاری از ابررساناهای مسین را تبیین و توجیه کنند. البته این فرض در ابررساناهای مسین بیش آلائیده کاربرد دارد که حالت عادی آنها فلز است. البته لازم نیست که حالت عادی یک مایع فرمی باشد. وجود چنین نظم بلند برد غیر قطری، مقاومت صفر، اثر مایسنر، کوانتیده بودن شار را به دنبال دارد. شار کوانتیده، اثر ac و dc جوزفسون در پیوندها، مبین تشکیل جفت الکترون یا جفتهای کوپر در ابررساناها است. اثر جوزفسون مبین این نیست که سیستم مایع فرمی باشد ولی وجود گره در گاف انرژی که از داده‌های تجربی عمق نفوذ و گرمای ویژه به دست می‌آید، مبین وجود مایع فرمی است. آزمایش‌های نابودی پوزیترون و بیناب تجزیه زاویه‌ای گسیل فوتونی (ARPS)، هر دو نشان دهنده سطح فرمی در ابررساناهای مسین هستند. حالت ناآلائیده ابررساناهای مسین یا ترکیب مادری با یک حفره در تک یاخته

و در مرحله دوم حدود نانو- میکروثانیه است. در این مرحله انرژی به صورت پیوسته بین الکترون و فونون سیستم مبادله می شود تا از سطوح نمونه خارج شود. این مرحله تضعیف طولانی به نام گلوگاه فونونی نیز معروف است.

هاول و همکارانش [۹] با توجه به برهم کنش بسیار قوی حالت عادی و گاف بزرگتر در مسینها پیشنهاد کردند که پراکندگی الکترون- الکترون تا الکترون- فونون در مکانیسم واهلش حاکم است. بنابراین با توجه به شبه ذرات گرمایی در گرہها یک نوع تضعیف کند دیگری در مسینها به وجود می آید. بنابراین هاول و همکارانش تصور کردند که شبه ذرات پادگرہای (با انرژی تقریباً Δ_0) به طور سریع با شکستن جفتها تضعیف نمی شوند و بر اساس مکانیسمی که بین دو گام بالا است شبه ذرات در گلوگاه پادگرہ قبل از این که دوباره ترکیب شوند، پراکنده می شوند. در دماهای بالا شبه ذرات توسط یک برهم کنش موضعی ساده پراکنده و در واهلش سریع پراکندگی واگرا رخ می دهد. ولی در یک دمای، T^* ، واهلش توسط پنخش شبه ذرات در فضای اندازه حرکت در سطح فرمی از پادگرہ به گرہ انجام می گیرد.

۲. احتمالات گذار

در دماهای پایین روند دو ذره ای حاکم است و اگر تابع هامیلتونی

$$H = \frac{1}{4} \sum_{1,2,3,4} \langle 3,4 | T | 1,2 \rangle a_4^\dagger a_3^\dagger a_1 a_2 \quad (1)$$

را بر حسب عملگرهای خلق و نابودی (b, b^\dagger) بوگولیوبوف بنویسیم یعنی:

$$a_{ps}^\dagger = u_{p,ss'}^\dagger a_{ps'}^\dagger - v_{p,ss}^\dagger a_{-ps'}^\dagger$$

$$a_{ps}^\dagger = v_{p,ss'}^* a_{ps'}^\dagger + u_{p,ss}^* a_{-ps}^\dagger \quad (2)$$

که در آن عناصر ماتریسی $u_{p,ss'}^\dagger$ و $v_{p,ss}^\dagger$ برای ابرساناهای موج - d به شکل زیر است:

$$u_{p,ss'}^\dagger = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{e_p}{E_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}} d_{ss'}$$

مورد مواد ناآلاییده، نمی توان برانگیخته های شبه ذره ای را تعریف کرد.

نظریه مایع فرمی را می توان در دماهای پایین برای ابرساناهای مسین بیش آلییده به کار برد چون قله های تیزی در سطح فرمی حالت ابرسانایی ظاهر می شوند که مبین شبه ذرات هستند. لگت [۳] و لارکین [۴] در مقاله های کلاسیک خود توانستند نظریه لاندائو درباره مایع فرمی را به ابرشاره های موج - s تعمیم دهند. در نظریه میکروسکوپی لگت در مورد مایع فرمی ابرشاره خواص ساکن این مایع برحسب پارامترهای لاندائو فاز عادی بیان شد. گراس و همکارانش [۵]، کسو و همکارانش [۶] و پارامکانیتی و راندريا [۷] نظریه لاندائو را در ابرساناهای با سطح فرمی ناهمسانگرد، به ویژه موج - d تعمیم دادند.

سگرو و همکارانش [۸] با روش تلمبه نورانی- کاوشگر که در آن یک تپه نورانی یک حالت ناترازمند با انرژی و چگالی شبه ذرات اضافه در محیط ابرسانا ایجاد می کند و یک تپه ضعیف تر که نسبت به تپه نورانی اول تأخیر دارد، حالت ناترازمند را توسط تغییرات در جذب یا بازتاب نمایان می کند، توانستند آهنگ واهلش شبه ذرات در شدتهای مختلف را به دست آورند. در حد شدتهای تقریباً صفر و دماهای پایین آهنگ تضعیف نخستین $g(0)$ ، برحسب دما به صورت T^3 تغییر می کند در صورتی که در شدتهای بالاتر ثابت است. به هر جهت آهنگ واهلش شبه ذرات به دما و شدت بستگی دارند. معمولاً در آزمایشهای تلمبه- کاوشگر بعد از تپه اولیه شبه ذرات برانگیخته در اثر یک سری روند به حالت ترازمندی می روند. ۱- چون انرژی فوتونهای تپه لیزری برابر $2\Delta_0$ است و انرژی شبه ذرات آماده برای تشکیل جفتها کوپر است، آبشاری از جفتها تولید می شود تا یک شبه ترازمندی شبه ذرات داغ ایجاد شده و فونونها با انرژی $2\Delta_0$ برسند. شبه ذرات داغ دارای انرژی Δ_0 هستند و معمولاً در ناحیه پادگرہها، در اطراف گاف انرژی قرار دارند.

۲- در این مرحله ترکیب مجدد کند شبه ذرات در جفتهای کوپر است. مقیاس زمانی در مرحله اول حدود پیکوثانیه

$$W_{22}(\uparrow\uparrow) \equiv \frac{2p}{4} \left\{ \frac{1}{4} |T_{t_{II}}|^2 + \frac{1}{16} |T_{t_I} + T_{s_I}|^2 + \frac{1}{8} (T_{t_{II}} (T_{t_I}^* + T_{s_I}^*) + T_{t_{II}}^* (T_{t_I} + T_{s_I})) \right\}$$

$$W_{22}(\uparrow\downarrow) \equiv \frac{2p}{4} \left\{ \frac{1}{16} (|T_{t_{II}} - T_{s_{II}}|^2 + |T_{t_{II}} + T_{s_{II}}|^2) + \frac{1}{4} (|T_{t_I}|^2 + |T_{t_I} - T_{s_I}|^2) + \frac{1}{4} \left(-\frac{1}{4} (T_{t_{II}} - T_{s_{II}}) (T_{t_I}^* - T_{s_I}^*) - \frac{1}{4} (T_{t_I} - T_{s_I}) (T_{t_{II}}^* + T_{s_{II}}^*) \right) + \frac{1}{2} T_{t_I} (T_{t_{II}}^* - T_{s_{II}}^*) + \frac{1}{2} T_{t_I}^* (T_{t_{II}} - T_{s_{II}}) \right\}$$

(۶)

$$W_{13}(\uparrow\uparrow) = 2p \left| \frac{1}{4} (T_{t_{III}} - T_{s_{III}}) \right|^2$$

$$W_{13}(\uparrow\downarrow) = 2p \left| \frac{1}{4} (T_{t_{III}} + T_{s_{III}}) \right|^2$$

$$W_{31}(\uparrow\uparrow) = 2p \left| -\frac{1}{2} T_{t_{III}} + \frac{1}{4} (T_{t_{II}} + T_{s_{II}}) \right|^2$$

$$W_{31}(\uparrow\downarrow) = 2p \left| -\frac{1}{4} (T_{t_{II}} - T_{s_{II}}) - \frac{1}{4} (T_{t_{III}} + T_{s_{III}}) \right|^2$$

(7)

دامنه‌های پراکندگی را می‌توان بر حسب توابع برهمکنشی لاندا و $f_{p,p'}^{s,a}$ نوشت [۱۰].

$$T_{p,p'}^{s,q} = f_{p,p'}^{s,q} + 2a^{s,a} (a) \sum_{p'} f_{p,p'}^{s,q} (a) X_p T_{p,p'}^{s,a} \quad (8)$$

که در آن مقدار $a^{s,a}$ برای $q=0$ برابر یک و برای $q>P_F$ تقریباً صفر است. تابع برهم‌کنش لانداو برای ابررسانای موج-d را می‌توان به شکل زیر نوشت

$$f(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \sum_{l \leq m} f_{l,m} [\cos(l\mathbf{q} + m\mathbf{q}') + \cos(l\mathbf{q}' + m\mathbf{q})] \quad (9)$$

که در آن $1+m=4n$ و n یک عدد صحیح مثبت یا منفی می‌تواند باشد. اگر در مسئله مورد بررسی فقط به دو پارامتر لانداو اکتفا کنیم داریم

$$f(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = 2f_{00} = 2f_{1,-1} \cos(\mathbf{q} - \mathbf{q}') \quad (10)$$

در مورد پراکندگی شبه ذرات گرم با یکدیگر می‌توان نشان داد که

$$T_{11} = 2f_{00} + 2f_{1,-1} + o(T)$$

یا

$$W_{22}(\uparrow\uparrow) = W_{22}(\uparrow\downarrow) = 2p (f_{00} + f_{1,-1})^2 \quad (11)$$

$$v_{p,ss'}^{\mathbf{r}} = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{e_p}{E_p} \right) \right]^2 d_{ss'} \quad (3)$$

با $E_p = (e_p^2 + \Delta_p^2)^{1/2}$ و فرض پارامتر گاف موج-d، $\Delta_p = \Delta_0 \cos 2q_p$ روی یک سطح فرمی. q_p زاویه بین $\mathbf{p}^{\mathbf{r}}$ و محور p_y در فضای اندازه حرکت خطی دو بعدی و Δ_0 گاف بیشینه است.

در این هامیلتونی جملاتی نظیر $b_4^\dagger b_3^\dagger b_2^\dagger b_1$ ، $b_4^\dagger b_3^\dagger b_2^\dagger b_1^\dagger$ ، $b_4^\dagger b_3^\dagger b_2^\dagger b_1^\dagger$ ، $b_4^\dagger b_3^\dagger b_2^\dagger b_1^\dagger$ ظاهر می‌شوند که به ترتیب نشان‌دهنده روند نابودی یک شبه‌ذره و خلق سه شبه‌ذره، نابودی دو شبه‌ذره و خلق دو شبه‌ذره جدید، نابودی سه شبه‌ذره و خلق یک شبه‌ذره جدید، خلق چهار شبه‌ذره از حالت چگالیده و نابودی چهار شبه‌ذره از حالت چگالیده هستند. دو روند آخری از نظر قانون پایستگی انرژی مجاز نیستند. احتمالات گذار برای هر روند را می‌توان، مثلاً برای روند دو ذره‌ای به شکل زیر تعریف کرد.

$$W_{22}(\uparrow\uparrow) = 2p \left| \langle 3^1 \uparrow 4^1 \uparrow | \mathbf{H} | 1^1 \uparrow 2^1 \uparrow \rangle \right|^2 \quad (4)$$

حال اگر کمیت T در معادله (۱) را بر حسب دامنه‌های پراکندگی یک جفت ذره در حالت‌های یکتایی T_s و سه‌تایی T_t و آنها را نیز بر حسب دامنه‌های متقارن T^c و پادمقارن T^a بنویسیم و با توجه به اینکه ضرایب تبدیل بوگولیوبوف در گره‌ها $u_p^2 \cong 1$ ، $v_p^2 \cong 0$ و در پادگره‌ها $u_p^2 \cong 1/2$ ، $v_p^2 \cong 0$ برای پراکندگی شبه‌ذرات گرمایی داریم:

$$W_{22}(\uparrow\uparrow) = 2p |T_{t_{11}}|^2$$

$$W_{22}(\uparrow\downarrow) = \frac{p}{2} \left(|T_{t_{11}} - T_{s_{11}}|^2 + |T_{t_{11}} + T_{s_{11}}|^2 \right)$$

$$W_{13}(\uparrow\uparrow) = W_{13}(\uparrow\downarrow)$$

$$= W_{31}(\uparrow\uparrow) = W_{31}(\uparrow\downarrow) \approx 0 \quad (5)$$

به همین ترتیب می‌توان احتمالات گذار برای پراکندگی شبه‌ذرات داغ با یکدیگر و شبه‌ذرات گرم با شبه ذرات داغ را به دست آورد که خلاصه نتایج به صورت زیر است:

کند. در این راستا مقادیر زیر را برای این پارامترها به دست آوردیم

$$F_{0,0} = 0/81, F_{1,-1} = -0/31$$

یا

$$F_{0,0} = -0.64, F_{1,-1} = 1.1$$

پارامکانتی و راندیریا با فرض اینکه فقط پارامتر $F_{1,-1}$ غیر صفر است در محاسبه عمق نفوذ در ابررسانای موج-d مقدار آن را 0.7 - برای $x = 0.2$ به دست آوردند. البته این مقدار برای دامنه پادمقارن است در صورتی که مقادیر بالا برای دامنه های متقارن است. نکته دیگری که باید ذکر کرد آن است که پارامترهای لاندائو در ابرشاره هلیوم سه به فشار بستگی دارند در صورتی که در مسینها به مقدار آلایدگی، x ، بستگی دارند.

در مورد پراکندگی شبه ذرات داغ با شبه ذرات گرم و یا برعکس پراکندگی شبه ذرات گرم با شبه ذرات داغ، می توان روابط مربوط را محاسبه نمود.

با کاربرد قانون طلایی فرمی، آهنگ گذار شبه ذرات در دو بعد برای مورد بالا چنین است

$$\frac{1}{t_{P_1}} = 2p \int \frac{d^2 p_2 d^2 p_3 d^2 p_4}{(2p)^6} \left(W_{22}(\uparrow\downarrow) + \frac{1}{2} W_{22}(\uparrow\uparrow) \right) d(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_3 - \vec{P}_4) d(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) n_2 (1 - n_3) (1 - n_4) \quad (12)$$

با توجه به مورد برخورد شبه ذرات گرمایی با یکدیگر داریم

$$\frac{1}{t_{P_1}} = \frac{9T^3}{2\Delta_0^2} (F_{0,0} + F_{1,-1})^2 \quad (13)$$

این نتیجه با داده های تجربی سگر و همکارانش توافق کاملی دارد و مقایسه دو نتیجه می تواند پارامترهای لاندائو را تعیین

مراجع

1. J F Annett, N Goldenfeld and A J Legget, *Physical Properties of High Superconductor*, V, edited by D M Ginsberg (1992).
2. J R Waldram, *superconductivity of metals and cuprates*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (1996).
3. A J Leggett, *Phys. Rev* **140** (1965) A1869.
4. A I Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** (1964) 2188; *Sov. Phys. JETP* **19** (1964) 1478.
5. F Gross, B S Chandrasekhar, D Einzel, K Andres, P J Hirschfeld, H R Ott, J Beuers, Z Fisk and J L Smith, *Z. Phys. B: Condens. Matter* **64** (1986) 175.
6. D Xu, S K Yip and J A Sauls, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 16233.
7. A Paramekanti and M Randeria, *Phys. Rev B* **66** (2002) 214517.
8. G P Segre, N Gedik and J Orenstein, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 137001.
9. P C Howell, A Rosch and P J Hirschfeld, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 037003.
10. C Pethick, H Smith, P Bhattacharyya, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 643.