



دانشکده‌ی علوم
گروه آموزشی فیزیک

پایان‌نامه برای دریافت درجه‌ی کارشناسی ارشد
در رشته‌ی فیزیک گرایش حالت جامد

عنوان:

پیوند جوزفسون با ساختار ترکیبی ابررساناهای d-wave و s-wave

استاد راهنما:

دکتر محمد حمدی پور

استاد مشاور:

دکتر مقصود سعادت‌نیاری

پژوهشگر:

زهرة شیرى ملاحمد

بهار ۹۶

نام خانوادگی دانشجو: شیری ملاحمد	نام: زهره
عنوان پایان نامه: پیوند جوزفسون با ساختار ترکیبی ابررساناهای s-wave و d-wave	
استاد راهنما: دکتر محمد حمدی پور استاد مشاور: دکتر مقصود سعادت‌ی نیاری	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک
گرایش: حالت جامد	دانشگاه: محقق اردبیلی
دانشکده: علوم	تاریخ دفاع: ۱۳۹۶/۲/۱۹
تعداد صفحات: ۱۱۸	
<p>چکیده:</p> <p>ابررساناهای دمای بالا از معمول‌ترین نوع ابررساناهای ناهمسانگردند که تقارن جفت‌شدگی آن‌ها به صورت $k_x^2 - k_y^2$ است. پیوندهای جوزفسون اتصال ضعیف حساس به فاز، این تقارن را تأیید می‌کنند. این نوع پیوندهای جوزفسون به صورت اتصال ضعیف بین یک ابررسانای d-wave و دو ابررسانای s-wave که به صورت عمود در وجه‌های ac و bc بلور قرار گرفته‌اند ساخته می‌شوند. به خاطر اختلاف فاز π بین اتصال ضعیف فوق‌الذکر جریان گردابه‌ای در گوشه‌های ابررسانای نوع d-wave که در اتصال با ابررسانای نوع s-wave است تشکیل می‌شود. این اتفاق حتی وقتی میدان مغناطیسی خارجی صفر باشد رخ می‌دهد که این مسئله بسیار حائز اهمیت است. در این پایان‌نامه ما یک چنین سیستمی را مورد مطالعه قرار داده‌ایم و اندازه‌ی جریان تونل‌زنی را برای هندسه‌های مختلف پیوندهای جوزفسون گوشه‌ای و لبه‌ای در حالات s-wave و d-wave بررسی کرده‌ایم و اثر دما و میدان مغناطیسی خارجی را بر جریان جوزفسون بدست آورده‌ایم. همین‌طور اثر میدان مغناطیسی را بر جریان‌های گردابه‌ای را مطالعه نموده‌ایم و نهایتاً مشخصه‌ی جریان-ولتاژ این سیستم را بدست آورده‌ایم.</p>	
کلید واژه‌ها: ابررسانایی، پیوندهای جوزفسون، تقارن جفت‌شدگی و فلاکسون	

فصل اول: کلیات پژوهش

۱-۱- مقدمه.....	۲
۱-۲- تاریخچه‌ی ابرسانایی.....	۲
۱-۳- کوانتاش شار.....	۴
۱-۴- اثر مایسنر.....	۷
۱-۵- خواص مغناطیسی ابرساناها.....	۹
۱-۵-۱- خواص مغناطیسی ابرساناهای نوع اول.....	۹
۱-۵-۲- حالت بینابین.....	۱۱
۱-۵-۳- خواص مغناطیسی ابرساناهای نوع دوم.....	۱۱
۱-۶- اثر جوزفسون.....	۱۲
۱-۷- ابرسانای دمای پایین (ابرسانای متعارف) با تقارن جفت شدگی S-wave.....	۱۴
۱-۸- ابرسانای دمای بالا (ابرسانای نامتعارف).....	۱۷
۱-۹- ساختار ابرسانای دمای بالا.....	۱۷
۱۰-۱- شکست تقارن و انواع تقارن در حالت ابرسانایی.....	۱۸
۱-۱۰-۱- شبکه‌ی بلوری تتراگونال.....	۲۱
۱-۱۰-۲- شبکه‌ی بلوری ارتورومبیک.....	۲۴
۱-۱۰-۳- شبکه‌ی مربعی - مستطیلی Cu-O.....	۲۵
۱-۱۱- تقارن جفت شدگی d-wave در ابرسانای مس.....	۲۷
۱-۱۲- اندازه‌گیری دامنه‌ی پارامتر نظم ابرسانایی.....	۲۸
۱-۱۳- اندازه‌گیری فاز پارامتر نظم ابرسانایی.....	۳۰
۱-۱۴- مروری بر توسعه‌ی نظریه‌ی ابرسانایی.....	۳۲

فصل دوم: مبانی نظری پژوهش

- ۲-۱- مقدمه..... ۲۸
- ۲-۲- آزمایش تقارن جفت شدگی غیر حساس به فاز ۲۸
- ۲-۲-۱- آزمایش اندازه‌گیری عمق نفوذ..... ۳۸
- ۲-۲-۲- آزمایش اندازه‌گیری ARPES..... ۴۰
- ۲-۲-۳- آزمایش اندازه‌گیری رسانندگی گرمایی..... ۴۲
- ۲-۲-۴- آزمایش اندازه‌گیری گرمای ویژه..... ۴۶
- ۲-۳- تونل زنی جوزفسون..... ۴۸

فصل سوم: مواد و روش پژوهش

- ۳-۱- مقدمه..... ۶۵
- ۳-۲- تعریف هندسه‌ی مختل شده و غیر مختل شده..... ۶۵
- ۳-۳- انرژی آزاد در یک حلقه‌ی ابررسانا..... ۶۷
- ۳-۴- چگالی جریان در پیوند جوزفسون..... ۷۳
- ۳-۵- آزمایش تقارن جفت شدگی حساس به فاز ۷۸
- ۳-۵-۱- آزمایش مدولاسیون تک پیوند جوزفسون..... ۷۸
- ۳-۵-۲- آزمایش مگنتومتری تری کریستال (اندازه‌گیری میدان مغناطیسی در هندسه‌ی سه بلوری)..... ۸۸

فصل چهارم: نتایج و یافته‌های پژوهش

- ۴-۱- فاز در داخل ابررسانای مس..... ۹۵
- ۴-۲- بررسی اثر دما بر روی مشخصه‌ی جریان - ولتاژ پیوند جوزفسون در نزدیکی دمای بحرانی..... ۹۷
- ۴-۳- آزمایش تداخل سنجی اسکوتید..... ۹۹

- ۴-۴- بررسی اثر میدان مغناطیسی بر روی مشخصه‌ی جریان - ولتاژ پیوند جوزفسون S-S..... ۱۰۸
- ۴-۵- بررسی اثر میدان مغناطیسی بر روی مشخصه‌ی جریان - ولتاژ پیوند جوزفسون S-d..... ۱۱۲
- ۴-۶- جریان گردشی در پیوندهای جوزفسون و تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر آنها..... ۱۱۴

فهرست جدول‌ها

شماره و عنوان جدول	صفحه
جدول ۱-۱: حالت‌های جفت پارینه‌ی زوج اسپین یگانه در بلور تتراگونال با تقارن نقطه‌ای D_{4h}	۲۲
جدول ۲-۱: حالت‌های جفت پارینه‌ی زوج اسپین یگانه در یک بلور ارتورومبیک (گروه تقارنی D_{2h}).....	۲۴
جدول ۳-۱: نمایش فضای k توابع پایه‌ی تقارن‌های مجاز برای عمل تقارنی C_{4v} برای سطوح CuO_2 در ابررساناهای دمای بالا.....	۲۷
جدول ۱-۲: کمیت‌های فیزیکی اندازه‌گیری شده در YBCO و BSCCO.....	۴۵
جدول ۱-۳: تابع پایه‌ی $\chi(n)$ برای یک پیوند جوزفسون با تقارن بلوری تتراگونال.....	۷۴

فهرست شکل‌ها

شماره و عنوان شکل	صفحه
شکل ۱-۱: وابستگی دمایی میدان بحرانی H_{cm}	۳
شکل ۲-۱: اعمال میدان مغناطیسی یه یک رسانای ایده‌آل (شکل سمت چپ) و یک ابررسانا (شکل سمت راست).....	۸
شکل ۳-۱: (الف) منحنی مغناطش ابررسانا (ب) گشتاور مغناطیسی در واحد حجم، M ، بر حسب H_0	۱۰

- شکل ۱-۴: تصویری از اتصال ضعیف بین دو ابررسانا..... ۱۳
- شکل ۱-۵: تصویر متعارف از ابررسانایی: (a) در مدل BCS، ابررسانایی ناشی از برهم‌کنش الکترون- الکترون به واسطه‌ی پراکندگی فونون می‌باشد. (b) برانگیختگی از حالت پایه‌ی جفت کوپر، یک گاف انرژی را نشان می‌دهد که در فضای k همسانگرد است..... ۱۵
- شکل ۱-۶: مشخصه‌ی تونل زنی، که یکی از حساس‌ترین بررسی‌های ساختار گاف انرژی ابررساناها می‌باشد: (a) رسانایی تونل زنی تک ذره بر حسب ولتاژ از یک فلز عادی به یک ابررسانای همسانگرد s-wave، که برای رسانایی در ولتاژ Δ/e پایین‌تر از آستانه عدم حالت را نشان می‌دهد. (b) اندازه‌گیری رسانندگی برای پیوند YBCO-Pb که افزایش حالت‌ها را پایین‌تر از گاف انرژی چشمداشتی نظریه‌ی BCS نشان می‌دهد. این نوعی از منحنی تونل زنی مشاهده شده در ابررسانای مس می‌باشد که هرگز یک گاف را که به طور کامل شکل گرفته است را نشان نمی‌دهد..... ۱۶
- شکل ۱-۷: (A) ساختار چند ابررسانای متفاوت با دمای بحرانی بالا، (B) بلوکه‌ی ساختمان کلی از ابررسانای مس با دمای بحرانی بالا از صفحه‌ی CuO_2 ، که در آن مهم‌ترین اوربیتال‌های الکترونی Cu با تقارن $d_{x^2-y^2}$ و O با تقارن $p\sigma$ نشان داده شده است..... ۱۸
- شکل ۱-۸: طرحی شبکه‌های CuO_2 : (a) شبکه‌ی مربعی (b) شبکه‌ی مستطیلی. دایره‌های پر اکسیژن و دایره‌های خالی مس هستند. در هر دو شکل سلول واحد و عمل تقارنی گروه تقارنی نشان داده شده است..... ۲۵
- شکل ۱-۹: تقارن جفت شدگی در ابررساناهای مختلف..... ۲۸
- شکل ۱-۱۰: تغییرات دامنه و فاز پارامتر نظم برای تقارن‌های مختلف..... ۳۱
- شکل ۱-۱۱: تغییرات $\frac{\lambda^2(0)}{\lambda^2(T)}$ بر حسب $\frac{T}{T_c}$ در بلور $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ ۴۰
- شکل ۲-۲: گاف انرژی در Bi-2212: ●، اندازه‌گیری شده با ARPES بر حسب تابعی از زاویه‌ی سطح فرمی؛ منحنی توپر، با داده‌های تقارن d-wave متناسب است..... ۴۱
- شکل ۲-۳: رسانندگی گرمایی محور a در دو بلور YBCO، یکی برای عایق (مثلث، $y=6.0$) و دیگری برای حالت ابررسانایی آن (دایره، $y=6.9$). قطعه‌ی اصلی: k/T بر حسب T^2 است، خطوط برای $T < 0$ متناسب با $a + bT^2$ هستند. قطعه‌ی کوچکتر: k/T بر حسب T می‌باشد..... ۴۳
- شکل ۲-۴: رسانندگی گرمایی تقسیم بر دما بر حسب T^2 برای YBCO (مربع) و BSCCO (دایره) در دوپینگ بهینه..... ۴۴

- شکل ۲-۵: وابستگی دمایی گرمای ویژه الکترونیکی: (منحنی ۱) جفت شدگی d wave و (منحنی ۲) جفت شدگی s-wave..... ۴۷
- شکل ۲-۶: یک طرح شماتیک از پیوند تونلی جوزفسون..... ۴۸
- شکل ۳-۱: انرژی آزاد در یک حلقه‌ی ابررسانا با یک پیوند جوزفسون در عدم میدان مغناطیسی خارجی برای حلقه‌ی - صفر. $\gamma = 2\pi L I_c / \Phi_0 = 20$ می‌باشد..... ۶۹
- شکل ۳-۲: انرژی آزاد در یک حلقه‌ی ابررسانا با یک پیوند جوزفسون در عدم میدان مغناطیسی خارجی برای حلقه‌ی - π . که در آن $\gamma = 2\pi L I_c / \Phi_0 = 20$ می‌باشد..... ۶۹
- شکل ۳-۳: مشخصه‌ی جریان- شار برای یک حلقه با یک پیوند در حالت O-ring ($I_c > 0$)..... ۷۱
- شکل ۳-۴: مشخصه‌ی جریان- شار برای یک حلقه با یک پیوند در حالت π -ring ($I_c < 0$)..... ۷۲
- شکل ۳-۵: پیکره‌بندی تک پیوند جوزفسون لبه‌ای که در آن هر دوی بلوکه و فیلم نازک ابررسانا تقارن s-wave دارد..... ۷۹
- شکل ۳-۶: مدولاسیون جریان بحرانی بر حسب میدان مغناطیسی برای پیوند جوزفسون لبه‌ای..... ۸۱
- شکل ۳-۷: طراحی پیوند جوزفسون گوشه‌ای که در آن بلوکه‌ی ابررسانا تقارن s-wave دارد..... ۸۲
- شکل ۳-۸: طراحی پیوند جوزفسون گوشه‌ای با تقارن d-wave..... ۸۴
- شکل ۳-۹: مدولاسیون جریان بحرانی بر حسب میدان مغناطیسی خارجی برای پیوند گوشه‌ای که شامل بلوکه‌ی ابررسانا با تقارن d-wave است..... ۸۶
- شکل ۳-۱۰: اندازه‌گیری تجربی جریان بحرانی بر حسب میدان مغناطیسی اعمالی..... ۸۷
- شکل ۳-۱۱: طراحی آزمایش تری کریستال..... ۸۹
- شکل ۳-۱۲: نواحی‌ای از پارامترهای طرح که حلقه‌ی - صفر و حلقه‌ی - π را می‌دهند (حدتمیز)..... ۹۱
- شکل ۳-۱۳: نواحی‌ای از پارامترهای طرح که حلقه‌ی - صفر و حلقه‌ی - π را می‌دهند (حدکشیف)..... ۹۲
- شکل ۳-۱۴: تصویر سه بعدی SSM برای نمایش میدان مغناطیسی در حلقه‌ی سه پیوندی تری کریستال..... ۹۲
- شکل ۴-۱: فاز پارامتر نظم در ابررسانای مس..... ۹۵
- شکل ۴-۲: چگونگی تغییرات فاز پارامتر نظم در داخل ابررسانا با تقارن $d_{x^2-y^2}$ wave..... ۹۶
- شکل ۴-۳: مشخصه‌ی جریان- ولتاژ برای پیوند جوزفسون در دماهای مختلف..... ۹۸

- شکل ۴-۴: مشخصه جریان ولتاژ برای سیستمی از پیوندهای جوزفسون جفت که به صورت تجربی در دماهای
 ۹۹..... (a) 4.2K ، (b) 57K ، (c) 75K و (d) 82K بدست آمده است.....
- شکل ۴-۵: طراحی آزمایش اسکوئید گوشه‌ای..... ۱۰۰.....
- شکل ۴-۶: طراحی آزمایش اسکوئید لبه‌ای..... ۱۰۰.....
- شکل ۴-۷: برون‌یابی اندازه‌گیری کمینه‌ی مقاومت اسکوئید بر حسب شار به جریان با یاس صفر برای اسکوئید گوشه-
 ای و اسکوئید لبه‌ای روی یک بلور یکسان..... ۱۰۲.....
- شکل ۴-۸: مدولاسیون جریان بحرانی بر حسب شار مغناطیسی اعمالی برای تقارن s-wave..... ۱۰۵.....
- شکل ۴-۹: مدولاسیون جریان بحرانی بر حسب شار مغناطیسی اعمالی برای تقارن d-wave..... ۱۰۶.....
- شکل ۴-۱۰: طرح پیوند جوزفسون گوشه‌ای متشکل از دو ابررسانای متعارف با دمای بحرانی پایین..... ۱۰۸.....
- شکل ۴-۱۱: مشخصه‌ی جریان- ولتاژ در پیوند جوزفسون گوشه‌ای S- S..... ۱۱۰.....
- شکل ۴-۱۲: طرح پیوند جوزفسون گوشه‌ای متشکل از یک ابررسانای متعارف با تقارن s-wave و یک ابررسانای
 نامتعارف با تقارن d-wave..... ۱۱۲.....
- شکل ۴-۱۳: مشخصه‌ی جریان- ولتاژ در پیوند جوزفسون S- d..... ۱۱۳.....
- شکل ۴-۱۴: تغییرات جریان گردشی سیستم بر حسب میدام مغناطیسی خارجی..... ۱۱۴.....

فصل اول:

کلیات پژوهش

۱-۱ مقدمه

در این فصل ابتدا تاریخچه‌ای از ابررسانایی را آورده و سپس چند ویژگی از ابررساناها از جمله کوانتس شار، اثر مایسنر، خواص مغناطیسی ابررساناها و اثر جوزفسون را ذکر می‌کنیم. بعد از این مقدمات ابررساناهای دمای پایین و دمای بالا را تعریف و ساختار ابررسانای دمای بالا که به صورت لایه‌ای است را نشان می‌دهیم. همچنین در این فصل در مورد شکست تقارن بحث کرده و سپس ذکر می‌کنیم که تقارن جفت شدگی در ابررسانای مس d-wave است.

۱-۲ تاریخچه‌ی ابررسانایی

ابررسانایی در سال ۱۹۱۱ در آزمایشگاه لیدن کشف شد. اچ. کامرلینگ اونس^۱ به هنگام مطالعه‌ی وابستگی دمایی مقاومت ویژه‌ی الکتریکی نمونه‌ای از جیوه، مشاهده کرد که در دمای T^* نزدیک به ۴K، مقاومت نمونه ناگهان به صفر سقوط می‌کند و در همه‌ی دماهای دسترس پذیر زیر T^* مقاومت دیگر قابل اندازه‌گیری نیست. نکته‌ی مهم این است که با کاهش دما مقاومت ناگهان به صفر می‌رسید (نه به تدریج). آشکار بود که نمونه باید دستخوش گذاری به حالت جدیدی با مقاومت الکتریکی صفر شده باشد که در آن زمان ناشناخته بود. این پدیده را ابررسانایی نامیدند. هر گونه تلاش برای یافتن کوچکترین اثری از مقاومت در ابررساناهای کپه‌ای، راه به جایی نبرد. با توجه به حساسیت وسایل اندازه‌گیری جدید، می‌توان گفت که مقاومت ویژه‌ی ابررساناها، حداقل تا دقت $10^{-24} \Omega \text{cm}$ ، صفر است. در مقایسه، می‌دانیم که مرتبه‌ی بزرگی مقاومت ویژه‌ی مس با خلوص بالا در ۴K برابر با $10^{-9} \Omega \text{cm}$ است. مدت کوتاهی پس از کشف ابررسانایی

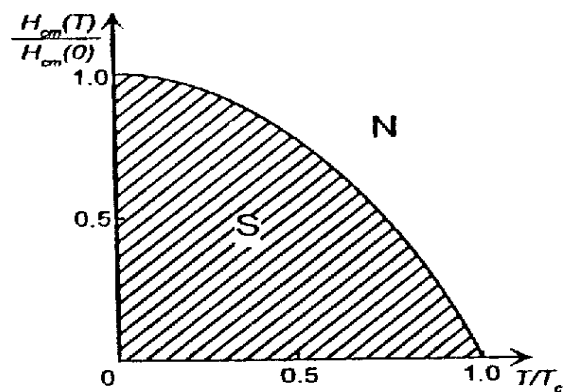
1- Heike Kamerlingh Onnes.

در جیوه، این خاصیت در سایر فلزات مانند: قلع، سرب، ایندیم، آلومینیم، نیوبیم و غیره یافت شد. همچنین معلوم شد که تعداد زیادی از آلیاژها و ترکیبات بین فلزی نیز ابررسانا هستند.

دمای گذار از حالت عادی به ابررسانایی را دمای بحرانی (T_c) می‌نامند. زمان کوتاهی پس از این کشف معلوم شد که نه تنها با گرم کردن نمونه، بلکه با قرار دادن آن در میدان مغناطیسی نسبتاً ضعیف می‌توان ابررسانایی را از بین برد. این میدان، را میدان بحرانی ماده‌ی کپه‌ای می‌خوانند و با \vec{H}_{cm} نشان می‌دهند. در این جا $\vec{H}_{cm}(0)$ میدان بحرانی برون‌یابی شده تا صفر مطلق است. وابستگی دمایی \vec{H}_{cm} با رابطه‌ی تجربی زیر سازگاری خوبی دارد.

$$\vec{H}_{cm}(T) = \vec{H}_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1-1)$$

این وابستگی در شکل ۱-۱ نشان داده شده است، که اصولاً نمودار فاز H-T حالت ابررسانایی را نشان می‌دهد. در ناحیه‌ی سایه خورده، هر نقطه در صفحه‌ی H-T با حالت ابررسانایی همخوان است (اشمیت^۲، ۱۹۹۷).



شکل ۱ - ۱ وابستگی دمایی میدان بحرانی H_{cm} (اشمیت، ۱۹۹۷).

۳-۱ کوانتس شار مغناطیسی

جریان الکتریکی در یک حلقه‌ی ابررسانا می‌تواند تا زمان نامحدودی باقی بماند. طبیعتاً، این ماندگاری جریان به چشمه‌ی انرژی نیاز ندارد، زیرا مقاومت حلقه صفر است. چنین جریان ماندگاری را می‌توان به شرح زیر تولید کرد:

نخست حلقه را در $T > T_c$ در میدان مغناطیسی خارجی قرار می‌دهیم، به طوری که خطوط میدان مغناطیسی از درون حلقه بگذرند. سپس حلقه را تا زیر دمای T_c ، تا جایی که ماده ابررسانا می‌شود، سرد کرده و میدان مغناطیسی خارجی را قطع می‌کنیم. در نخستین لحظه پس از قطع میدان، شار مغناطیسی درون حلقه کاهش می‌یابد و بنابر قانون القای الکترومغناطیس فاراده، در حلقه جریانی القا می‌شود که از این لحظه به بعد دوام خواهد داشت. این جریان از کاهش بیشتر شار مغناطیسی حلقه جلوگیری می‌کند. یعنی اکنون که میدان خارجی قطع است، جریان القایی خود باعث تأمین شار به مقدار اولیه‌ی آن از حلقه می‌شود. در واقع، اگر حلقه دارای مقاومت محدود R باشد، شار از حلقه با ثابت زمانی $\frac{L}{R}$ کاهش خواهد یافت، که L خود القای حلقه است. ولی در یک حلقه‌ی ابررسانا، چون $R=0$ است آهنگ کاهش شار مغناطیسی نامحدود است. یعنی تا وقتی در حلقه جریان ماندگاری شارش می‌یابد شار مغناطیسی در آن به انجماد در می‌آید، معمولاً چنین جریانی را جریان ابررسانشی یا ابرجریان می‌خوانند. مقادیر شار مغناطیسی یک پوسته‌ی استوانه‌ای ابررسانشی فقط مضرب درستی از $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7}$ هستند، این مقدار را کوانتوم شار مغناطیسی می‌نامند. در سیستم یکاهای MKSA، داریم $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ ، که در آن h ثابت پلانک و e بار الکترون می‌باشد (اشمیت، ۱۹۹۷).

حالا نشان می‌دهیم چگونه به کوانتس شار می‌رسیم (Kleiner;Buckel,2004). فرض می‌کنیم یک حلقه‌ی دلخواه به شعاع R با انتشار موج بدون میرایی داریم. اگر تعداد صحیح n از طول موج λ دقیقاً در حلقه متناسب شود، می‌توان موج ایستا داشت. در این صورت می‌توان شرط زیر را اعمال نمود:

$$n\lambda = 2\pi R \quad (1-2)$$

و از آنجایی که عدد موج $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ می‌باشد، معادله‌ی (۱-۲) به رابطه‌ی زیر تبدیل می‌شود:

$$kR = n. \quad (1-3)$$

برای طرز عمل دقیق‌تر، معادله‌ی شرودینگر را برای هندسه‌ی مربوطه حل می‌نماییم ولی خود را محدود به رفتار نیمه کلاسیکی می‌کنیم. ما از رابطه‌ی بین بردار موج الکترون و تکانه‌ی آن شروع می‌کنیم. با توجه به دوبروی، برای یک ذره‌ی کوانتومی غیر باردار داریم، $\vec{p}_{kin} = \hbar \vec{k}$ که \vec{p}_{kin} تکانه‌ی خطی ($\vec{p}_{kin} = m\vec{v}$) می‌باشد و انرژی جنبشی ذره برابر است با:

$$E_{kin} = \frac{(\vec{p}_{kin})^2}{2m}. \quad (1-4)$$

برای ذره‌ی کوانتومی باردار، مثل الکترون، با توجه به قوانین مکانیک کوانتومی، بردار موج \vec{k} به پتانسیل برداری \vec{A} وابسته است. این پتانسیل برداری با میدان مغناطیسی، از طریق رابطه‌ی $\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$ ارتباط دارد. تکانه‌ی کانونیک زیر را معرفی می‌کنیم:

$$\vec{p}_{can} = m\vec{v} + q\vec{A} \quad (1-5)$$

که m ، q و \vec{v} به ترتیب جرم، بار و سرعت ذره می‌باشند. رابطه‌ی بین بردار موج \vec{k} و \vec{p}_{can} عبارت است از:

$$\vec{p}_{can} = \hbar \vec{k} \quad (1-6)$$

الان لازم است که تعداد صحیحی از طول موج در درون حلقه وجود داشته باشد. ما از \vec{k} در امتداد یک مسیر انتگرال‌گیری حول حلقه، انتگرال می‌گیریم. بنابراین داریم:

$$n \cdot 2\pi = \oint \vec{k} \cdot d\vec{r} = \frac{1}{\hbar} \oint \vec{p}_{can} \cdot d\vec{r} = \frac{m}{\hbar} \oint \vec{v} \cdot d\vec{r} + \frac{q}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{r} \quad (1-7)$$

که طبق قضیه‌ی استوکس، جمله‌ی دوم رابطه‌ی (1-7) در سمت راست ($\oint \vec{A} \cdot d\vec{r}$) را می‌توان با انتگرال سطحی $\int \nabla \times \vec{A} \cdot d\vec{s}$ برابر گرفت. یعنی داریم:

$$\oint \nabla \times \vec{A} \cdot d\vec{s} = \int \vec{B} \cdot d\vec{s} = \Phi \quad (1-8)$$

Φ شار مغناطیسی می‌باشد که توسط حلقه احاطه شده است. طرفین رابطه‌ی (1-7) را در $\frac{\hbar}{q}$ ضرب کرده

و از $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ نیز استفاده کرده‌ایم و در نتیجه معادله‌ی (1-7) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$n \frac{h}{q} = \frac{m}{q} \oint \vec{v} \cdot d\vec{r} + \Phi. \quad (1-9)$$

در این روش یک شرط کوانتومی بدست آمد که شار مغناطیسی گذرنده از حلقه را به ثابت پلانک و بار ذره مربوط می‌سازد. اگر مسیر انتگرال‌گیری روی سمت راست معادله‌ی (۹-۱) ثابت باشد، آنگاه شار مغناطیسی گذرنده از حلقه دقیقاً با ضرایبی از $\frac{h}{q}$ تغییر می‌کند. تاکنون فقط در مورد یک ذره بحث کرده‌ایم. در مورد تعداد زیادی از حاملین بار نیز می‌توانیم بگوییم که تمام آن‌ها با حالت کوانتومی یکسانی توصیف می‌شوند. که در این مورد معادله‌ی (۹-۱) نیز برای موج ماده‌ی همدوس برقرار است. به هر حال، الان با این مسئله مواجه‌ایم که الکترون‌ها، مشابه تمام ذرات کوانتومی با اسپین نیمه صحیح، باید از اصل پائولی پیروی کنند و بنابراین باید حالت‌های کوانتومی متفاوتی را اشغال کنند. این مسئله با تشکیل جفت شدگی دو الکترون که جفت کوپر^۳ نامیده می‌شود قابل حل است. برای بیش‌تر ابررساناها، هر جفت کوپر دارای اسپین صحیح معادل با صفر می‌باشد. سرعت \vec{v} از طریق رابطه‌ی زیر به چگالی ابر جریان j_s مربوط می‌شود:

$$j_s = qn_s \vec{v} \quad (1-10)$$

که n_s چگالی حاملین بار ابررسانایی می‌باشد. الان می‌توانیم معادله‌ی (۹-۱) را به صورت زیر بنویسیم:

$$n \frac{h}{q} = \frac{m}{q^2 n_s} \oint j_s \, dr + \Phi \quad (1-11)$$

علاوه بر این داریم، $\frac{m}{q^2 n_s} = \mu_0 \lambda_L^2$ که در آن λ_L عمق نفوذ لندن می‌باشد که برابر است با:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 q^2 n_s}} \quad (1-12)$$

که m ، q و n_s به ترتیب جرم، بار و چگالی ذره بوده و μ_0 تراوایی می‌باشد. نهایتاً داریم:

$$n \frac{h}{q} = \mu_0 \lambda_L^2 \oint j_s \, dr + \Phi \quad (1-13)$$

که معادله‌ی (۱۳-۱) نشان دهنده‌ی کوانتش شار می‌باشد. عبارت سمت راست معادله‌ی (۱۳-۱) به معنای شار است. در بیشتر موارد، چگالی ابرجریان و بنابراین انتگرال خطی معادله‌ی (۱۳-۱) در سمت راست، خیلی جزئی است. به طور خاص، اگر ما با یک استوانه‌ی ابررسانایی با دیواره‌ی ضخیم و یا با یک حلقه که از ابررسانای نوع اول ساخته شده، سروکار داشته باشیم، این اتفاق رخ می‌دهد. زیرا به دلیل وجود اثر

3- cooper pair.

مایسنر^۴، میدان مغناطیسی به طور کامل از ابررسانا طرد می‌شود. ابرجریان‌های محافظ فقط در نزدیکی سطح ابررسانا جاری می‌شوند و به طور نمایی به سمت داخل تنزل می‌یابند. ما می‌توانیم مسیر انتگرال‌گیری را در معادله‌ی (۱-۱۳) به سمت داخل حلقه، عمیق انتخاب کنیم. در این مورد انتگرال‌گیری روی چگالی جریان به طور نمایی کوچک می‌شود و با تقریب خوبی داریم:

$$\Phi \approx n \frac{h}{q} \quad (1-14)$$

این دقیقاً همان شرط برای کوانتش شار مغناطیسی است و مشاهدات تجربی $\Phi = n \frac{h}{2|e|} = n\Phi_0$ به وضوح نشان می‌دهند که حاملین بار دارای بار $|q| = 2e$ می‌باشند.

۴-۱ اثر مایسنر

بیست و دو سال پس از کشف ابررسانایی، دانشمندان هنوز بر این باور بودند که ابررسانا تنها یک رسانای ایده‌آل، یعنی قطعه‌ای فلز با مقاومت صفر است (اشمیت، ۱۹۹۷).

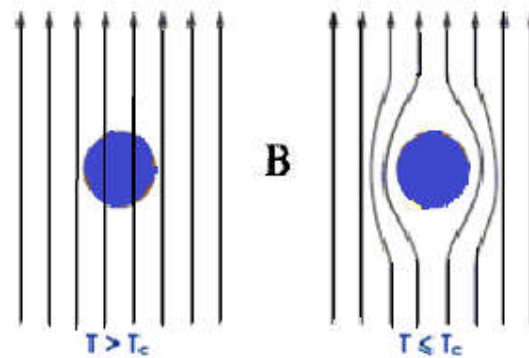
اکنون به این نکته می‌پردازیم که چنین رسانای ایده‌آلی در یک میدان مغناطیسی خارجی که به قدر کافی ضعیف است و نمی‌تواند رسانش ایده‌آل نمونه را تخریب کند، باید چگونه رفتاری داشته باشد.

نخست فرض کرده رسانای ایده‌آل در حضور میدان مغناطیسی خارجی صفر تا زیر دمای بحرانی سرد شده است و سپس یک میدان مغناطیسی خارجی برقرار می‌شود. از بررسی‌های عمومی، به آسانی می‌توان نشان داد که میدان به درون نمونه نفوذ نمی‌کند (شکل ۱-۲). در واقع، بلافاصله پس از نفوذ میدان به لایه‌ی سطحی رسانای ایده‌آل، یک جریان القایی برقرار می‌شود که بنابر قانون لنز، در راستای مقابل میدان خارجی، میدان مغناطیسی تولید می‌کند. بنابراین، میدان کل در درون نمونه صفر است. اکنون این رفتار را به یاری معادلات ماکسول اثبات می‌کنیم. با تغییر القای \vec{B} ، بنابر رابطه‌ی $(\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$ باید در نمونه میدان الکتریکی \vec{E} القاء شود، در این رابطه c سرعت نور در خلأ است. در رسانای ایده‌آل $\vec{E} = 0$ ، زیرا $\vec{E} = j\rho$ ، که

4-Meisner effect.

در آن ρ مقاومت ویژه (که در این مورد صفر است) و Z چگالی جریان القایی است. نتیجه می‌شود که \vec{B} باید ثابت باشد و با توجه به این که پیش از اعمال میدان خارجی $\vec{B} = 0$ بوده است، بنابراین پس از برقراری میدان نیز باید $\vec{B} = 0$ باشد.

به این ترتیب، ثابت شد که در هر نقطه از رسانای ایده‌آل واقع در میدان مغناطیسی خارجی $\vec{B} = 0$ است. ولی، می‌توان با انتخاب گام‌های متفاوتی (رسانای ایده‌آل در $T < T_c$ در میدان مغناطیسی خارجی) به این وضعیت رسید، به این ترتیب که نخست نمونه‌ی گرم را در میدان مغناطیسی خارجی قرار می‌دهیم و سپس آن را تا $T < T_c$ سرد کنیم. در آن صورت، برای رسانای ایده‌آل، الکتروپنایمیک نتیجه‌ی کاملاً متفاوتی پیش‌بینی می‌کند. در $T > T_c$ ، مقاومت ویژه‌ی نمونه متناهی است و از این رو، میدان مغناطیسی به درون آن نفوذ می‌کند. پس از سرد کردن نمونه و گذار به حالت ابررسانشی، آن چنان که در شکل ۱ - ۲ نشان داده شده است، میدان درون آن ماندگار می‌شود.



شکل ۱ - ۲ اعمال میدان مغناطیسی به یک رسانای ایده‌آل (شکل سمت چپ) و یک ابررسانا (شکل سمت راست).

توجه داشته باشید که در استدلال بالا نمونه‌ی با ویژگی $\rho = 0$ را همواره به صورت رسانای ایده‌آل و نه ابررسانا نام می‌بریم. پیش از سال ۱۹۳۳ همه بر این باور بودند که یک ابررسانا به راستی چیزی بیش از یک رسانای کامل نیست. ولی آزمایش‌های انجام شده توسط مایسنر و اوکسنفلد^۵ نشان داد که این باور

درستی نبود! آنها پی بردند که در $T < T_c$ میدان درون نمونه‌ی ابررسانا در حضور میدان مغناطیسی خارجی، مستقل از روش انتخابی برای سرد کردن ابررسانا به زیر دمای بحرانی، همواره صفر است ($\vec{B} = 0$). یعنی صرفاً ابررسانا یک رسانای کامل نیست بلکه یک دیامغناطیس کامل نیز می‌باشد. در واقع با نزدیک شدن آهنربا به نمونه‌ی ابررسانا، نمونه آن را دفع می‌کند. بدین ترتیب، حالت ابررسانشی از معادلات $\rho = 0$ و $\vec{B} = 0$ پیروی می‌کند.

۵-۱ خواص مغناطیسی ابررساناها

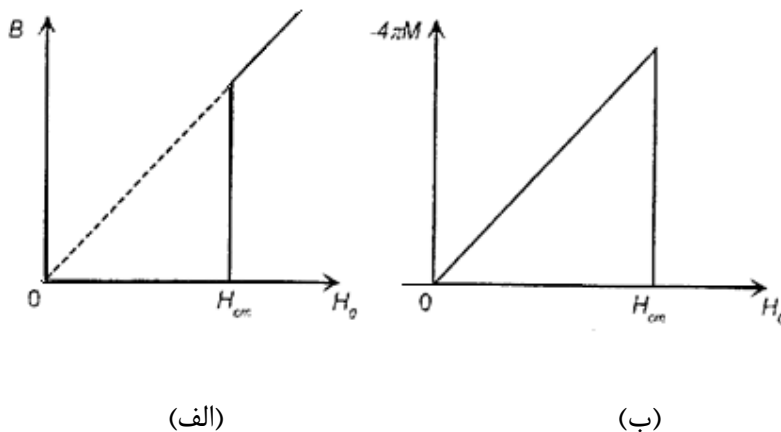
ابررساناها با توجه به خواص مغناطیسی‌شان، به ابررسانای نوع اول و ابررسانای نوع دوم تقسیم می‌شوند. ابررسانای نوع اول همه‌ی عناصر ابررسانا غیر از نیوبیم را در بر می‌گیرد. نیوبیم، آلیاژهای ابررسانا و ترکیب-های شیمیایی، ابررسانای نوع دوم را تشکیل می‌دهند. همچنین ابررساناهای با T_c بالا به گروه دوم تعلق دارند. اختلاف اساسی بین این دو گروه در واکنش متفاوت آنها به میدان مغناطیسی خارجی نهفته است. اثر مایسنر فقط در ابررساناهای نوع اول مشاهده می‌شود (اشمیت، ۱۹۹۷).

۵-۱-۱ خواص مغناطیسی ابررساناهای نوع اول

اکنون منحنی مغناطش ابررسانا را بررسی می‌کنیم. فرض می‌کنیم نمونه‌ی استوانه‌ای بلندی داریم که در میدان مغناطیسی خارجی طولی \vec{H}_0 قرار گرفته است. با افزایش \vec{H}_0 ، نخست القای درون نمونه تغییر نمی‌کند یعنی $\vec{B} = 0$ باقی می‌ماند. به محض این که \vec{H}_0 به مقدار \vec{H}_{cm} برسد، حالت ابررسانشی تخریب می‌شود، میدان به درون ابررسانا نفوذ می‌کند، و $\vec{B} = \vec{H}_0$ می‌شود. بنابراین، منحنی مغناطش به مانند شکل ۱ - ۳ (الف) خواهد بود. القای مغناطیسی \vec{B} و میدان مغناطیسی \vec{H}_0 با رابطه‌ی شناخته شده‌ی زیر به یکدیگر مربوط می‌شوند.

$$\vec{B} = \vec{H}_0 + 4\pi\vec{M} \quad (1-15)$$

که در آن \vec{M} گشتاور مغناطیسی واحد حجم است. منحنی مغناطش اغلب به صورت $-4\pi\vec{M}$ در مقابل \vec{H}_0 به گونه‌ی نشان داده شده در شکل ۱ - ۳ (ب)، رسم می‌شود.



شکل ۱ - ۳ (الف) منحنی مغناطش ابررسانا (ب) گشتاور مغناطیسی در واحد حجم، \vec{M} ، بر حسب \vec{H}_0 (اشمیت،

۱۹۹۷).

خواص مغناطیسی بنیادی ابررساناهای نوع اول عبارت‌اند از: ۱- خطوط میدان مغناطیسی، خارج از ابررسانا، همواره بر سطح آن مماس‌اند. ۲- یک ابررسانا در میدان مغناطیسی خارجی، همواره نزدیک به سطح خود حامل جریان الکتریکی است. ۳- در یک ابررسانا با اتصال ساده، جریان‌های سطحی تنها هنگامی می‌تواند وجود داشته باشند که ابررسانا در میدان مغناطیسی خارجی قرار داشته باشد. در واقع اگر پس از قطع میدان، جریان سطحی باقی بماند، در درون ابررسانا میدان مربوط به خود را ایجاد می‌کند، که ناممکن است (اشمیت، ۱۹۹۷).

۲-۵-۱ حالت بینابین

متوجه شدیم که برای یک ابررسانای نوع اول به شکل استوانه‌ای بلند، واقع در میدان مغناطیسی یکنواخت، موازی با سطح آن، وقتی میدان به مقدار بحرانی می‌رسد، ابررسانایی از بین می‌رود. ولی، چنانچه این استوانه در میدان مغناطیسی عرضی قرار داده شود، از بین بردن حالت ابررسانایی آن به مراتب دشوارتر است. به عنوان مثال، رفتار یک کره‌ی ابررسانا در میدان مغناطیسی خارجی را در نظر بگیرید. از آن جا که خطوط میدان مغناطیسی همواره با سطح ابررسانا موازی‌اند، روشن است که در مورد کره خطوط میدان چگالی بالاتری در استوا دارند که موجب افزایش موضعی میدان مغناطیسی می‌شوند. همزمان با آن، میدان در قطب‌ها صفر است. دورتر از کره، جایی که هر نوع افت و خیز به وجود آمده با آن در میانگین صفر می‌شود، میدان خارجی یکنواخت \vec{H}_0 ، از میدان استوا کمتر است. اکنون این سوال پیش می‌آید که وقتی میدان استوایی به مقدار بحرانی برسد، چه رخ می‌دهد؟ روشن است که در آن لحظه \vec{H}_0 کمتر از مقدار بحرانی میدان است و در نتیجه کره مجاز نیست که به طور یکپارچه به حالت عادی بازگردد. از طرف دیگر، کره نمی‌تواند به طور کامل ابررسانا باقی بماند، چرا که میدان در استوا به مقدار بحرانی رسیده است. این تناقض با حضور همزمان نواحی متناوب ابررسانشی و عادی در درون کره که به آن حالت بینابین گفته می‌شود، از بین می‌رود (اشمیت، ۱۹۹۷).

۳-۵-۱ خواص مغناطیسی ابررساناهای نوع دوم

بر خلاف ابررساناهای نوع اول، در ابررساناهای نوع دوم اثر مایسنر دیده نمی‌شود. میدان مغناطیسی به طریقی کاملاً غیر عادی به درون این مواد نفوذ می‌کند. یک ابررسانای نوع دوم را به شکل استوانه‌ای بلند در نظر می‌گیریم که در یک میدان مغناطیسی طولی قرار دارد. میدان از صفر افزایش داده می‌شود. نخست استوانه همهی میدان را به بیرون می‌راند، یعنی القای مغناطیسی در درون استوانه صفر است. این نشان

می‌دهد که در آغاز اثر مایسنر دیده می‌شود، ولی با شروع از مقدار معینی از میدان، نفوذ القای مغناطیسی به درون استوانه آغاز می‌شود. این میدان را که به میدان بحرانی پایین‌تر معروف است با \vec{H}_{c1} نشان می‌دهیم. با افزایش بیشتر \vec{H}_0 ، القا نیز افزایش می‌یابد تا جایی که میدان میانگین در استوانه با میدان خارجی \vec{H}_0 برابر شود و استوانه به حالت عادی باز گردد. این فرآیند در میدان \vec{H}_{c2} معروف به میدان بحرانی بالاتر رخ می‌دهد (اشمیت، ۱۹۹۷).

۶-۱ اثر جوزفسون^۶

یکی از جلوه‌ی ماهیت کوانتومی ابررسانایی، ابررسانندگی ضعیف است که اثر جوزفسون نیز خوانده می‌شود. این اثر در سال ۱۹۶۲ توسط جوزفسون پیش‌بینی شده بود که خیلی زود به صورت تجربی به اثبات رسید. ابررسانندگی ضعیف به رفتاری اشاره دارد که در آن دو ابررسانا با یک اتصال ضعیف به یکدیگر وصل شده‌اند. این اتصال را می‌توان با پیوند تونلی یا یک گلوگاه کوتاه در مقطع فیلمی نازک ایجاد نمود. به طور کلی، اتصال ضعیف می‌تواند تنها تماس ضعیفی بین دو ابررسانا در ناحیه‌ای بسیار کوچک یا به صورت‌های دیگری باشد که در آن‌ها تماس ابررسانشی بین ابررساناها ضعیف باشد. دو ابررسانای S_L و S_R (و S_L و S_R به ترتیب ابررسانای چپ و راست هستند) را در نظر می‌گیریم که توسط یک فاصله‌ی ماکروسکوپی از هم جدا شده‌اند. در این حالت فازهای دو ابررسانا می‌توانند آزادانه تغییر کنند (Barone;Paterno,1981). زمانی که دو ابررسانا به یکدیگر نزدیک شوند، به طوری که فاصله‌ی آن‌ها به حدود ۳۰ آنگسترم برسد، شبه ذرات می‌توانند از یک ابررسانا به ابررسانای دیگر با استفاده از تونل زنی شارش یابند (تونل زنی تک الکترون). اگر دو ابررسانا را به هم نزدیک‌تر کنیم تا جایی که فاصله‌ی بین آن‌ها به ۱۰ آنگسترم برسد، سپس همان‌طور که خواهیم دید، جفت‌های کوپر نیز می‌توانند از ابررسانایی به ابررسانای دیگر شارش یابند (تونل زنی جوزفسون). در این حالت بین دو ابررسانا هم‌دوسی فاز به وجود می‌آید و فازهای دو ابررسانای S_L و S_R

1-Josephson effect.

نمی‌توانند آزادانه تغییر نمایند. بنابراین کل سیستم، متشکل از دو ابررسانا که توسط یک مانع دی‌الکتریک نازک (۱۰ آنگسترم) از هم جدا شده‌اند، تا حدودی مانند یک ابررسانای واحد رفتار می‌کنند. این پدیده، ابررسانایی ضعیف نامیده می‌شود. شکل (۴-۱) چنین پیوند جوزفسونی را نشان می‌دهد که توسط مانعی (این مانع می‌تواند عایق باشد) از هم جدا شده‌اند و تابع موج را در طرف راست با Ψ_R و در طرف چپ با Ψ_L نشان می‌دهیم.

اثر جوزفسون به صورت ایستا (اثر جوزفسون dc) و نایستا (اثر جوزفسون ac) دیده شده‌اند (اشمیت ۱۹۹۷). در اثر dc اگر از اتصال ضعیف یا به عبارت دیگر از پیوندگاه جوزفسون، جریانی گذر دهیم و چنانچه این جریان به اندازه‌ی کافی کوچک باشد، جریان بدون روبرو شدن با مقاومت از اتصال ضعیف می‌گذرد، حتی اگر ماده‌ی اتصال ضعیف خود ابررسانا نباشد (مثلاً، می‌تواند یک لایه‌ی عایق در پیوندگاه تونلی باشد). در این جا مستقیماً به مهمترین ویژگی ابررساناها می‌رسیم: یعنی رفتار همدوس الکترون‌های ابررسانشی. در واقع به واسطه‌ی اتصال ضعیف، الکترون‌های دو ناحیه‌ی ابررسانا به یک پیکره‌ی کوانتومی واحد تبدیل می‌شوند. همین مطلب را می‌توان به گونه‌ای دیگر نیز بیان کرد. همان طور که در شکل (۴-۱) نشان داده شده است، با نفوذ از اتصال ضعیف به ابررسانای دوم، تابع موج الکترون‌های ابررسانای اول با تابع موج الکترون‌های محلی تداخل می‌کنند. در نتیجه همه‌ی الکترون‌های ابررسانشی در دو سوی اتصال ضعیف با تابع موج یکسانی توصیف می‌شوند. حضور اتصال ضعیف نباید توابع موج دو طرف را، در مقایسه با آنچه پیش از ایجاد اتصال بودند، به طور چشمگیری تغییر دهد.



شکل ۴-۱ تصویری از اتصال ضعیف بین دو ابررسانا.

اثر جوزفسون ac حتی از این هم جالب تر است. اگر جریان dc را در اتصال ضعیف افزایش دهیم تا ولتاژ محدودی در دو سر پیوندگاه ظاهر شود، علاوه بر مؤلفه‌ی ولتاژ V، مؤلفه‌ی دیگر ac این ولتاژ با بسامد زاویه‌ای ω نیز پدیدار می‌شود، به طوری که داریم:

$$\omega \hbar = 2eV \quad (1-16)$$

برای ثبت این اثر که تابش جوزفسون نیز خوانده می‌شود، آی. کا. یانسون، دی. ام. سوستونف و آی. ام. دمیترنکو^۲ آزمایش موفقیت آمیزی انجام داده‌اند (اشمیت، ۱۹۹۷).

۷-۱ ابررسانای دمای پایین (ابررسانای متعارف) با تقارن جفت شدگی^۱ s-wave

باردن، کوپر و شریف در سال ۱۹۵۷ نشان دادند که در ابررساناهای متعارف با دمای بحرانی پایین، اندرکنش الکترون- فونون بر دافعه‌ی کولنی غلبه کرده و جفت کوپر را تشکیل داده، که این اندرکنش مسئول ابررسانایی می‌باشد (شکل ۱-۵ (a)). این جفت‌های کوپر تشکیل یک چگالیده می‌دهند که تنها توسط یک فاز مکانیک کوانتومی توصیف می‌شود. که این منجر به هم‌دوسی فاز ماکروسکوپی بلندبرد می‌گردد، که این پدیده یکی از ویژگی‌های منحصر به فرد ابررسانایی است. در این مواد حالت پایه اسپین-یگانه^۳ می‌باشد که در این حالت دو الکترون با اسپین و تکانه‌ی مخالف به طور مؤثر با هم جفت شده‌اند و منجر به تقارن جفت شدگی s-wave می‌گردند. برانگیختگی‌ها از حالت پایه، شامل ترکیب حالت‌های حفره و الکترون، به عنوان شبه‌ذرات معرفی شده است. یکی از مهم‌ترین ویژگی شبه‌ذرات این است که آن‌ها یک گاف انرژی $\Delta(\vec{k})$ را با توجه به انرژی حالت پایه نمایش می‌دهند. در ابررساناهای متعارف^۴، گاف انرژی در فضای \vec{k}

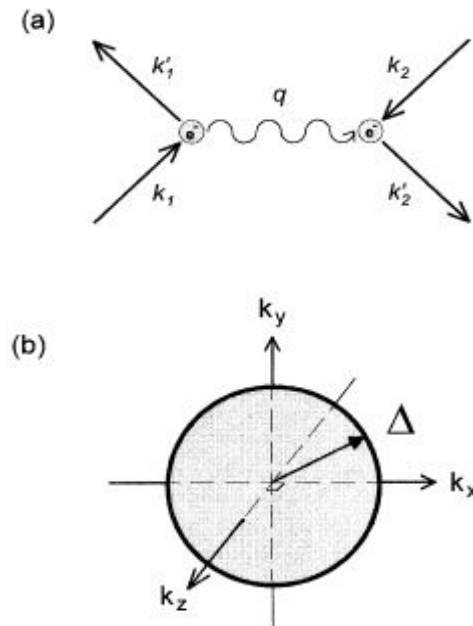
1- I.K. Yanson, V.M. Svistunov, and I.M. Dmitrenko.

2- pairing symmetry.

3- spin-singlet.

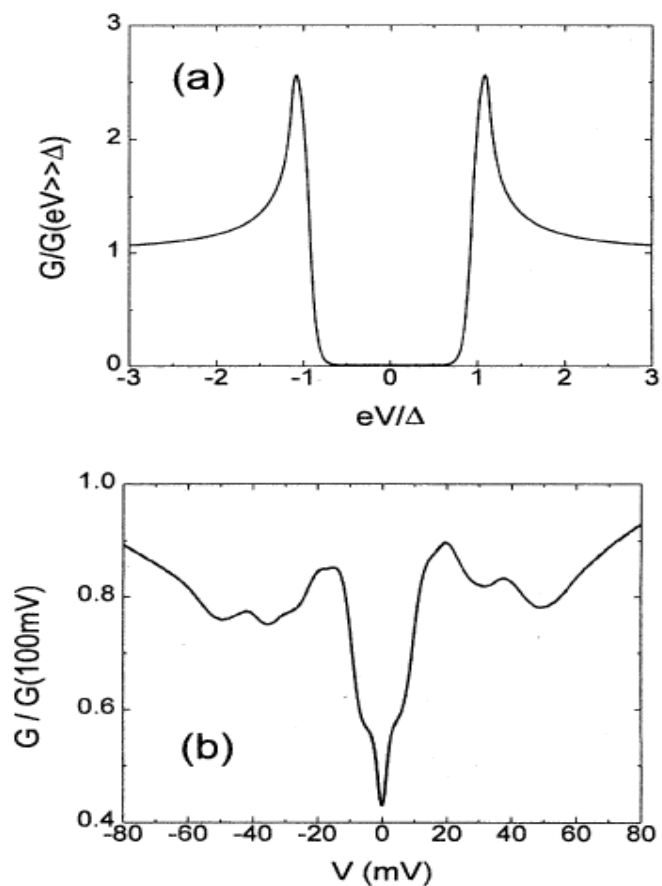
4- conventional superconductors.

همسانگرد بوده، بنابراین چنانچه در شکل ۱-۵ (b) نیز مشاهده می‌شود، گاف انرژی در تمام جهت‌ها دامنه و فاز یکسانی را دارد (Van Harlingen, 1995).



شکل ۱-۵ تصویر متعارف از ابررسانایی: (a) در مدل BCS، ابررسانایی ناشی از برهم‌کنش الکترون-الکترون به واسطه‌ی پراکندگی فونون می‌باشد. (b) برانگیختگی از حالت پایه‌ی جفت کوپر، یک گاف انرژی را نشان می‌دهد که در فضای \vec{k} همسانگرد است (Van Harlingen, 1995).

گاف انرژی مانع از ایجاد برانگیختگی در حالت ابررسانایی می‌شود. گاف انرژی توسط اندازه‌گیری تونل زنی در ابررساناها سنجیده شده است. چنانچه در شکل ۱-۶ (a) مشاهده می‌شود در ولتاژ Δ/e افزایش تیزی در رسانایی قابل رویت است. به غیر از دسته‌ای از مواد مثل ابررسانای فرمیون سنگین تمام مواد ابررسانایی دمایی پایین براساس مکانیزم جفت شدگی- فونون BCS رفتار می‌کنند.



شکل ۱-۶ مشخصه‌ی تونل زنی، که یکی از حساس‌ترین بررسی‌های ساختار گاف انرژی ابررساناها می‌باشد: (a) رسانایی تونل زنی تک ذره بر حسب ولتاژ از یک فلز عادی^{۱۱} به یک ابررسانای همسانگرد s-wave، که برای رسانایی در ولتاژ Δ/e پایین‌تر از آستانه عدم حالت را نشان می‌دهد. (b) اندازه‌گیری رسانندگی برای پیوند YBCO-Pb که افزایش حالت‌ها را پایین‌تر از گاف انرژی چشمداشتی نظریه‌ی BCS نشان می‌دهد. این نوعی از منحنی تونل زنی مشاهده شده در ابررسانای مس می‌باشد که هرگز گافی را که به طور کامل شکل گرفته است را نشان نمی‌دهد (Van Harlingen, 1995).

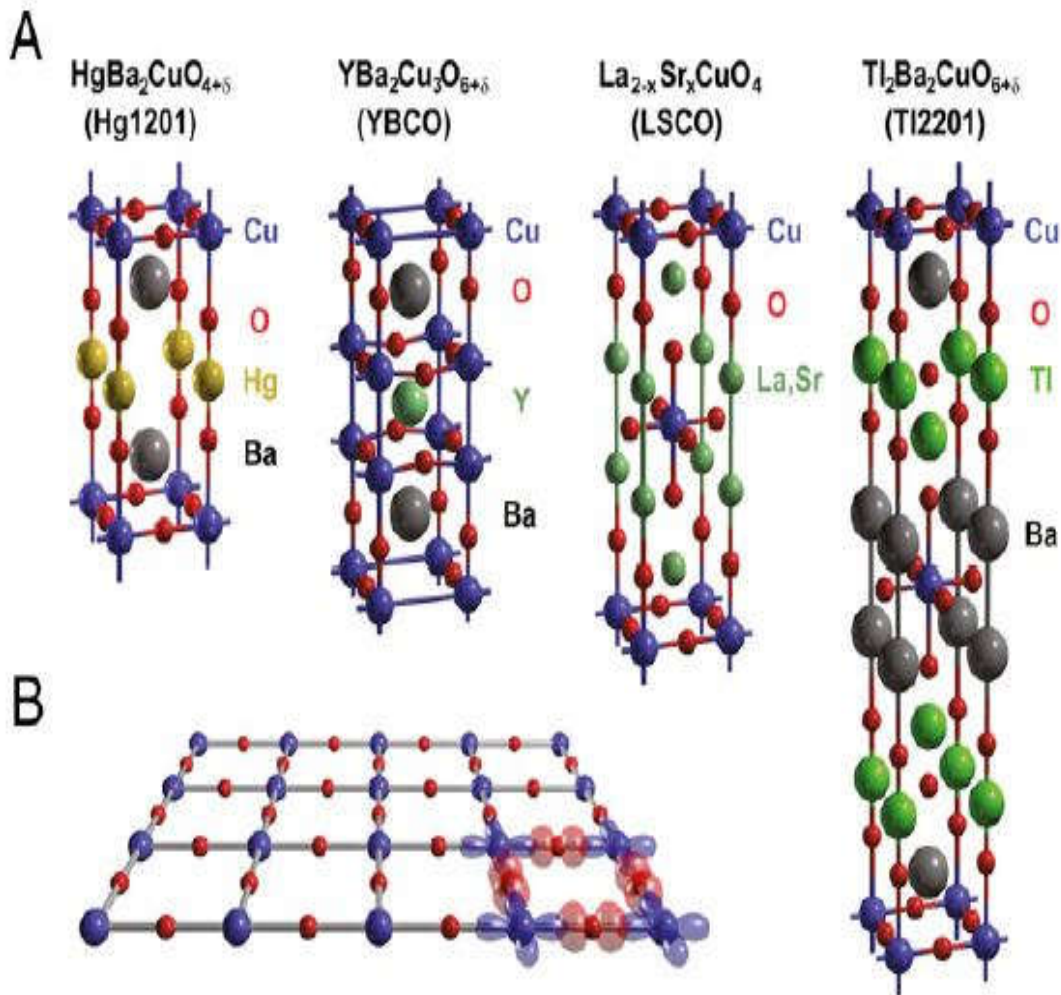
۸-۱ ابرسانای دمای بالا (ابرسانای نامتعارف)

ابرسانای دمای بالا در سال ۱۹۸۶ توسط الکس مولر^{۱۲} و جورج بدنورز^{۱۳} کشف شد که بسیاری از ویژگی‌های آن را نمی‌شد با ساز و کار برهمکنش الکترون- فونون توصیف کرد. ابرسانای بر پایه‌ی مس نمونه‌ای از ابرسانای دمای بالا می‌باشد. این ابرساناها مواد لایه‌ای شدیداً ناهمسانگرد هستند که در آن سطوح CuO_2 ابرسانا بوده که به طور ضعیف توسط تونل‌زنی جوزفسون جفت شده‌اند. بلافاصله بعد از کشف ابرسانای دمای بالا، تقارن جفت شدگی d - wave برای پارامتر نظم ابرسانایی در فضای وارون تکرانه، به این نوع از ابرساناها نسبت داده شد. چنانچه در قسمت قبل در شکل ۱-۶ (b) نمایش داده شد، برخلاف ابرسانای متعارف با تقارن s - wave، در این نوع از ابرسانایی، دقیقاً چگالی حالت‌های بین گافی^{۱۴} بالایی وجود دارد (Van Harlingen, 1995).

۹-۱ ساختار ابرسانای دمای بالا

همان‌طور که در شکل ۱-۷ مشاهده می‌شود، ابرساناهای دمای بالا دارای ساختار لایه‌ای می‌باشند. یعنی یک لایه ابرسانا و یک لایه عایق در ساختارشان وجود دارد، به همین دلیل گفته می‌شود ابرسانای دمای بالا پیوند جوزفسون ذاتی دارند. در واقع در ابرساناهایی که بر پایه‌ی مس هستند، این لایه‌ی اکسید مس است که نقش ابرسانایی را ایفا می‌کند (Barisic, et al, 2013).

1- Karl Alexander Muller.
2- Johannes Georg Bednorz.
3- sub- gap.



شکل ۱-۷ (A) ساختار چند ابررسانای متفاوت با دمای بحرانی بالا، (B) بلوک‌های ساختمانی کلی از ابررسانای مس با دمای بحرانی بالا از صفحه‌ی CuO_2 ، که در آن مهم‌ترین اوربیتال‌های الکترونی Cu با تقارن $d_{x^2-y^2}$ و O با تقارن p_σ نشان داده شده است (Barisic, et al, 2013).

۱-۱۰ شکست تقارن و انواع تقارن در حالت ابررسانایی

مفهوم شکست تقارن تقریباً در هر شاخه‌ای از فیزیک مدرن وارد شده است. برای مثال، شروع هر نظم بلند بردی در ماده چگال، همیشه با یک کاهش تقارن همراه بوده است. با توجه به این واقعیت که شکست تقارن در هر دوطرف گذار پیوسته است، در هر گذار فاز مرتبه‌ی دوم، تقارن‌های بالا و پایین گذار، از حالت عادی

به حالت ابرسانایی، به هم مرتبط هستند (Tsuei;Kirtley,2000). در این جا، پارامتر نظم فقط یک اندازه از مقدار شکست تقارن در حالت منظم می‌باشد. گروه تقارنی H، که حالت ابرسانایی را توصیف می‌کند باید زیر گروه G (گروه تقارنی کل) باشد که حالت نرمال را توصیف می‌کند و داریم:

$$G = X \times R \times U(1) \times T \quad T > T_c \text{ if} \quad (1-17)$$

$$H \subset G \quad T < T_c \text{ if} \quad (1-18)$$

که X گروه تقارنی شبکه‌ی بلوری^{۱۵}، R گروه تقارنی دوران اسپین^{۱۶}، U(1) تقارن نمونه‌ی جهانی یک بعدی^{۱۷} و T عمل تقارن برگشت زمان^{۱۸} می‌باشد. وجود نظم بلند برد غیر قطری در ابرساناهای BCS^{۱۹} دمای پایین، منجر به همدوسی فاز جفت چگالیده می‌شود که در آن تقارن U(1) به طور لحظه‌ای شکسته شده است. پدیده همدوسی فاز کوانتومی ماکروسکوپی از قبیل: اثر مایسنر، کوانتش شار و اثرات جوزفسون، همگی تجلی شکست تقارن U(1) در حالت ابرسانایی می‌باشند. در یک ابرسانای نامتعارف، علاوه بر تقارن U(1) یک تقارن دیگر و یا بیشتر، در دمای بحرانی شکسته می‌شود. مرتبه‌ی شکست تقارن در حالت جفت، در نمایش تقارن پارامتر نظم، منعکس شده است. تنها می‌توان براساس ملاحظات تقارن، اطلاعاتی در ماهیت حالت چگالیده‌ی جفت بدست آورد. برای مثال، پارите‌ی یک ابرسانا با تقارن وارون می‌تواند با استفاده از اصل پائولی مشخص شود. ساختار بلوری ابرساناهای بلوکه‌ی موجود، از جمله سیستم‌های فرمیون سنگین و مس، همه توسط نقطه‌ی مرکز وارونگی مشخص می‌شوند. بنابراین ابرساناها را به وسیله‌ی پارите‌ی حالت جفت می‌توان دسته‌بندی کرد: حالت اسپین-سه‌گانه^{۲۰} (اسپین کل برابر یک است) دارای پارامتر نظم ابرسانایی (تابع گاف) با پارите‌ی فرد است (یعنی $\Delta(\vec{k}) = -\Delta(-\vec{k})$) و حالت جفت اسپین-یگانه (S=0) مطابق با تابع موج جفت اوربیتالی با پارите‌ی زوج (یعنی $\Delta(\vec{k}) = \Delta(-\vec{k})$) است. با توجه به

1- crystal lattice.
 2- spin rotation.
 3- onedimensional global gauge symmetry.
 4- timereversal symmetry operation.
 5- Bardeen-Cooper-Schrieffer theory.
 6- spin-triplet.

عدم تقارن وارون، نزدیک به یک سطح، حالت جفت مخلوط یگانه و سه گانه به وسیله‌ی اندرکنش اسپین-مداری القا می‌شود، که ممکن است در ابررساناهای فرمیون سنگین مهم باشد و منجر به یک اثر ایتیکی-مغناطیسی غیر خطی قابل مشاهده‌ای شود. در ابررساناهای مس انتظار می‌رود که جفت شدگی اسپین-مداری نسبتاً کوچک باشد. بدین ترتیب حالت‌های جفت اسپین-یگانه و اسپین-سه‌گانه به خوبی تعریف شده‌اند. دسته‌بندی بیشتر ابررساناها نیاز به داشتن اطلاعاتی از تقارن‌های شبکه‌ای موجود دارد، که ممکن است در حالت ابررسانایی شکسته شود. فرض می‌کنیم که تقارن تابع موج جفت ابررسانایی از شبکه‌ی بلوری، منعکس شده است. برطبق نظریه‌ی لاندائوی^{۲۱} گذار فاز مرتبه‌ی دوم، پارامتر نظم تعریف می‌کند که، گذار باید مطابق با یکی از نمایش‌های کاهش ناپذیر گروه تقارنی فاز دمای بالا تبدیل شود. گذار فاز ابررسانایی در عدم میدان مغناطیسی باید از مرتبه‌ی دوم باشد. اشکال پارامتر نظم را می‌توان برای سیستم-های مختلف جفت چگالیده توسط تجزیه‌ی نمایش گروه تقارنی حالت نرمال در نمایش کاهش ناپذیر^{۲۲} طبقه‌بندی کرد. دسته‌بندی تقارن گروه نقطه‌ای حالت‌های جفت به طور وسیع در ابرشاره‌ی هلیوم، ابررساناهای فرمیون سنگین و همچنین در ابررساناهای مس مورد مطالعه قرار گرفته است. تابع گاف را می‌توان به عنوان یک ترکیب خطی از توابع پایه‌ی (χ^j) نمایش کاهش ناپذیر (Γ^j) ، که مطابق با دمای بحرانی بالای تمام شکل‌های ممکن پارامتر نظم است را به صورت زیر بیان نمود:

$$\Delta(\vec{k}) = \sum_{\mu=1}^{l_j} \eta_{\mu} \chi_{\mu}^j(\vec{k}) \quad (1-19)$$

که l_j ابعادی از Γ^j است و η_{μ} عدد مختلط است که تحت تمام عمل‌های تقارنی گروه حالت نرمال در معادله‌ی (۱-۱۷) ناوردا است. بسط ضرایب η_{μ} را برای بدست آوردن انرژی آزاد گینزبرگ-لاندائو می‌توان به کار گرفت. در سال ۱۹۹۳ یاپ و گارگ^{۲۳} نشان دادند که توابع χ_{μ}^j را می‌توان همیشه حقیقی انتخاب نمود، بنابراین $\eta_{\mu}^* \eta_{\mu}$ اطلاعاتی در مورد تقارن برگشت زمان خواهد داد. آن‌ها دوباره ثابت کردند که تقارن

1- Landau theory.

2- irreducible representations.

3- Yip and Garg.

Family name: Shiri Mollaahmad	Name: Zohreh
Title of Thesis: Josephson Junction with Composite Structure of d-wave and s-wave Superconductors.	
Supervisor(s): Mohammad Hamdipour Advisor: Maghsoud Saadati Niari	
Graduate Degree M.Sc.	
Major: Physics	Specialty: Solid State
University: University of Mohaghegh Ardabili	Faculty: Science
Graduation date: 1396/2/19	Number of pages:118
<p>Abstract:</p> <p>High temperature superconductors are of most common type of anisotropic superconductors that has pairing symmetry as $k_x^2 - k_y^2$. This pairing symmetry has been confirmed by phase-sensitive Josephson weak links. This Josephson junction is made by a weak link between a d-wave superconductor and two s-wave superconductors that are orthogonal in crystal ac and bc faces. Because of π-phase shift between weak links, vortex current flows in the corners of d-wave superconductor that connected to s-wave superconductor. This occurs even when the external magnetic field is zero, this issue is very important. In this thesis, we have studied the notion of such a system and we have reviewed the size of the tunneling current for different geometries corner and edge Josephson junctions in the s-wave and d-wave states and have obtained the effect of temperature and external magnetic field on the Josephson current. Also we have studied the effect of the magnetic field on the vortex current and finally have obtained the current-voltage characteristics of this system.</p>	
Keywords: Flaxon, Josephson junctions, Pairing symmetry, Superconductivity.	



University of Mohaghegh Ardabili

Faculty of Science

Department of Physics

**Thesis submitted in partial fulfilment of the requirements for the degree of
M.Sc. in Solid State Physics**

Title:

**Josephson Junction with Composite Structure of d-wave and s-wave
Superconductors**

Supervisor:

Mohammad Hamdipour (Ph. D)

Advisor:

Maghsoud Saadati Niari (Ph. D)

By:

Zohreh Shiri Mollaahmad

May – 2017