

الله أكبر

دانشگاه پیام نور شیراز

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

در رشته فیزیک

دانشکده : علوم پایه

گروه علمی: فیزیک

عنوان پایان نامه:

دینامیک سالیتون‌های اتصالات جوزفسون در محیط ناهمگن

استاد راهنما :

دکتر عبدالرسول قرائتی

استاد مشاور:

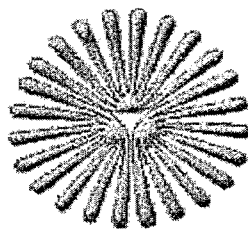
دکتر رضا خرداد

نگارش :

زهرا شهیدی

اسفند ۱۳۸۷

۲۲ / ۴ / ۱۳۸۸
کتابخانه اسناد و کتابخانه ملی
تهیه مدارک


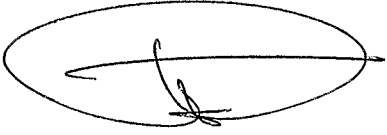




دانشگاه پیام نور شیراز

بسمه تعالی

تصویب نامه پایان نامه

پایان نامه / رساله تحت عنوان دینامیک سالیتون‌های اتصالات جوزفسون در محیط ناهمگن که توسط زهرا شهیدی در مرکز پیام نور شیراز تهیه و به هیات داوران ارائه گردیده است مورد تأیید می‌باشد. تاریخ دفاع ۱۳۸۷/۱۲/۲۵ نمره: ۱۹ (نوزده تمام) درجه ارزشیابی: عالی
اعضای هیات داوران:

<u>امضاء</u>	<u>مرتبه علمی</u>	<u>هیات داوران</u>	<u>نام و نام خانوادگی</u>
	استادیار	استاد راهنما	۱- دکتر عبدالرسول قرائتی
	استادیار	استاد مشاور	۲- دکتر رضا خرداد
	استاد	استاد داور	۳- دکتر محمود مرادی
	استادیار	نماینده تحصیلات تکمیلی	۴- دکتر محبوبه حسین یزدی

سپاسگزاری

خدای را سپاس می‌گویم که با استعانت از حضرتش پس از تلاشی پی‌گیر مراحل تحقیق و نگارش این پایان‌نامه را به اتمام رساندم. در اینجا برخود می‌دانم از استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر عبدالرسول قرائتی که با راهنمایی، دقت نظر و صبوری، چراغ هدایت‌م بودند، سپاسگزاری کنم.

دینامیک سالیتون‌های اتصالات جوزفسون در محیط ناهمگن

به منظور کاربرد و هدایت سالیتون‌ها در صنعت؛ بررسی و مطالعه دینامیک سالیتون‌ها در محیط‌های ناهمگن مسئله‌ای است که بسیار مورد توجه قرار گرفته است. معادله حاکم بر اتصالات جوزفسون در محیط همگن به شکل سینوسی گوردون است که تابعی از ظرفیت خازن (C) می‌باشد. در این پایان‌نامه ظرفیت خازن را متغیر و تابعی از مکان (x) در نظر می‌گیریم ($C = C(x)$) و معادله سینوسی گوردون در این اتصالات را مورد بررسی قرار داده، پاسخ‌های تحلیلی و عددی آن را به دست می‌آوریم.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	پیش گفتار
	فصل اول: ابرسانا
۳	۱-۱ تاریخچه ابرسانایی
۴	۲-۱ رفتار مغناطیسی ابرسانا
۵	۳-۱ خاصیت دیامغناطیسی ابرسانا
۶	۴-۱ انواع ابرسانا
۷	۵-۱ گاف انرژی
۸	۶-۱ عمق نفوذ
۹	۷-۱ معادله لندن
۱۱	۸-۱ طول همدموسی
۱۲	۹-۱ نظریه ابرسانایی
۱۲	۱-۹-۱ نظریه BCS
۱۳	۲-۹-۱ جفت کوپر
۱۴	۱۰-۱ کوانتش شار در یک حلقه ابرسانا
	فصل دوم: سالیتون‌ها و امواج منفرد
۱۷	۱-۲ تاریخچه سالیتون‌ها
۱۸	۲-۲ امواج منفرد و سالیتون‌ها
۲۰	۳-۲ دستگاه‌های غیر خطی با پاسخ سالیتونی
۲۰	۱-۳-۲ معادله کورتوگ دوری (KdV)
۲۲	۲-۳-۲ معادله سینوسی گوردون (SG)

فصل سوم: اتصالات جوزفسون

۲۸ ۱-۳ مقدمه
۲۸ ۲-۳ انواع اتصالات
۳۰ ۳-۳ فلاکسون ها
۳۲ ۱-۳-۳ چگونگی مشاهده فلاکسون ها
۳۲ ۲-۳-۳ مشاهده پالس های ولتاژ فلاکسون
۳۳ ۴-۳ روش های تونل زنی در اتصالات جوزفسون
۳۴ ۵-۳ اتصال جوزفسون بلند
۳۸ ۶-۳ اثر میدان مغناطیسی
۴۰ ۷-۳ الکترو دینامیک اتصالات جوزفسون
۴۲ ۸-۳ استخراج معادله سینوسی گوردون از خط انتقال جوزفسون
۴۶ ۹-۳ اثرات اتلاف در اتصالات جوزفسون
۴۸ ۱۰-۳ کاربردها
۴۸ ۱-۱۰-۳ تداخل سنج کوانتومی ابررسانشی
۴۹ ۱-۱-۱۰-۳ اسکوید RF
۵۰ ۲-۱-۱۰-۳ اسکوید DC
۵۱ ۲-۱۰-۳ RSFQ
۵۱ ۳-۱۰-۳ اتصالات جوزفسون به عنوان استاندارد ولتاژ

فصل چهارم

۵۳ ۱-۴ دینامیک سالیتون ها در اتصالات جوزفسون در محیط ناهمگن
۵۶ ۲-۴ استخراج معادله سینوسی گوردون در خط انتقال جوزفسون ناهمگن
۵۸ ۳-۴ حرکت مرکز جرم سالیتون
۵۹ ۴-۴ نتایج عددی

فصل پنجم:

نتیجه گیری و بحث ۶۵

پیوست

خطوط انتقال ۶۶

منابع ۶۸

فهرست شکل‌ها

صفحه	عنوان
	فصل اول
۳	۱-۱ گذار ابرسانایی جیوه
	۲-۱ الف) کره ابرسانایی قرار گرفته در میدان مغناطیسی ب) خطوط القای میدان مغناطیسی
۴	در گذر از دمای بحرانی به علت اثر مایسنر، از کره به بیرون رانده می‌شود.
۶	۳-۱ توزیع شار مغناطیسی در اطراف یک جسم کاملاً دیامغناطیس
۷	۴-۱ الف) ابرسانای نوع I (ب) ابرسانای نوع II
۸	۵-۱ منحنی تغییرات گاف انرژی با دما
۹	۶-۱ نفوذ شار مغناطیس به داخل سطح ابرسانا
	۷-۱ الف) جذب یک فونون به وسیله یک جفت کوپر که دو الکترون بهنجار تولید می‌کند.
	ب) دو الکترون بهنجار همراه با گسیل یک فونون با یکدیگر ترکیب شده و یک جفت کوپر را
۱۳	می‌سازند.
۱۴	۸-۱ مسیر انتگرال‌گیری c در درون یک حلقه ابرسانا

فصل دوم

	۱-۲ منحنی آبی رنگ نشان دهنده یک کینک سالیتون از 0 تا 2π ، منحنی زرد رنگ نشان دهنده
	یک کینک سالیتون از 2π تا 0، منحنی قرمز رنگ نشان دهنده یک آنتی کینک سالیتون از 0 تا
۲۵	-2π و منحنی سبز رنگ نشان دهنده یک آنتی کینک سالیتون -2π تا 0

فصل سوم

۲۹	۱-۳ انواع اتصالات جوزفسون
۲۹	۲-۳ انواع اتصالات جوزفسون بلند

- ۳-۳ نمای مقطع عرضی یک اتصال جوزفسون بلند و نمایش جریان استتار و فلاکسون
- ۳۰ λ_L عمق نفوذ جوزفسون و λ_L عمق نفوذ لندن
- ۳۱ حرکت فلاکسون در اتصالات جوزفسون بلند
- ۳-۵ (الف) یک فلاکسون در اتصال جوزفسون بلند برای یک چرخش 2π
- ۳۲ با اختلاف فاز $\varphi(x)$ ، (ب) میدان مغناطیسی خود تولید شده متناسب با $\varphi_x(x)$
- ۳-۶ مشخصه ولتاژ جریان یک اتصال جوزفسون بلند میراشده، که در دمای $4/2$ کلویین اندازه گیری شده. نواحی مختلف تونل زنی عبارتند از:
- ۳۳ (ZV: zero voltage, SG: sub-gap, G: gap, N: normal)
- ۳-۷ (الف) دو ابر رسانای جفت شده با اتصال ضعیف،
- ۳۴ (ب) دامنه تابع موج ماکروسکوپی دو ابررسانا
- ۳-۸ شارش جریان در اتصالات جوزفسون در حالتی که اختلاف فاز
- ۳۷ بین دو ابررسانا از 0 تا 2π افزایش می یابد
- ۳-۹ مسیر بسته در سرتاسر سد یک اتصال جوزفسون.
- ۳۸ طرح پراش جریان بحرانی یک اتصال جوزفسون مستطیلی
- ۴۰ ۳-۱۱ اتصال جوزفسون بلند یا خط انتقال جوزفسون
- ۴۲ ۳-۱۲ معادل الکتریکی خط انتقال جوزفسون بدون اتلاف
- ۴۳ ۳-۱۳ طرحی از حرکت فلاکسونها در راستای خط انتقال
- ۴۶ ۳-۱۴ (الف) منحنی یک فلاکسون (کینک) و (ب) پالس ولتاژ V (نقاط خط چین) و پالس جریان i (خط پیوسته) آن به عنوان تابعی از x ($v=0.1$)
- ۴۶ ۳-۱۵ معادل الکتریکی خط انتقال اتصال جوزفسون بلند با اتلاف
- ۴۷ ۳-۱۶ اسکویید DC
- ۵۰

فصل چهارم

- ۱-۴ تحول زمانی رفتار ذره ای سالیتون در بازه $0 \leq x \leq 40$ با سرعت اولیه صفر
- ۶۰ در پتانسیل هارمونیک $V(x) = \frac{1}{2}kx^2$ و $k = 0.01$ ، ارتفاع
- ۲-۴ تحول زمانی رفتار ذره ای سالیتون در بازه $0 \leq x \leq 50$ ، سرعت $v = 0.3$ ، ارتفاع
- ۶۱ سد $h = 0.15$ و پهنای سد $a = 10$ در برخورد با سد پتانسیل
- ۳-۴ تحول زمانی رفتار ذره ای سالیتون در بازه $0 \leq x \leq 50$ ، سرعت $v = 0.4$ ، ارتفاع
- ۶۲ سد $h = 0.15$ و پهنای سد $a = 10$ در عبور از سد پتانسیل
- ۴-۴ تحول زمانی رفتار ذره ای سالیتون در بازه $0 \leq x \leq 50$ ، سرعت $v = 0.25$
- ۶۳ در پتانسیل $V(x) = kx$ با $k = 0.05$

پیوست

- پ-۱ یک خط انتقال به صورت یک شبکه از مقاومت ها و خودالقاهای متوالی و
- ۶۶ خازن ها که در تمام طول خط به طور یکنواخت قرار دارند
- پ-۲ یک قسمت از خط انتقال شکل پ-۱ به طول dz
- ۶۷

پیش گفتار

بسیاری از پدیده‌ها در طبیعت وجود دارند که به سادگی نمی‌توان آنها را توصیف کرد چون معادله دینامیکی آنها غیرخطی است و توصیف بعضی از پدیده‌ها به کمک فیزیک خطی، کم و بیش تقریبی هستند. بنابراین خیلی از دانشمندان معتقدند که بهترین راه برای درک طبیعت، گرایش به فیزیک غیر خطی است. اگرچه بیش از یک قرن از تولد فیزیک غیرخطی می‌گذرد، اما هنوز پیشرفت قابل ملاحظه‌ای در فیزیک غیرخطی صورت نگرفته است. یکی از دلایل اصلی این تأخیر، پیچیدگی محاسبات آن می‌باشد. خوشبختانه بعضی از دانشمندان در چند دهه گذشته، به این موضوع توجه بیشتری نشان داده‌اند و بسیاری از مقالات در زمینه علم غیرخطی در فیزیک، ریاضی و شیمی به این امر اختصاص داده شده است.

یکی از موضوعاتی که در فیزیک غیرخطی، مورد بررسی قرار گرفته است دینامیک سالیتون‌ها می‌باشد که در زمینه‌های مختلفی مانند آپتیک، ذرات بنیادی و حالت جامد، کاربرد دارد. به‌منظور کنترل و هدایت سالیتون‌ها در صنعت، بررسی و مطالعه دینامیک سالیتون‌ها در محیط‌های ناهمگن مسئله‌ای است که بسیار مورد توجه قرار گرفته است.

هدف اصلی این پایان‌نامه بررسی دینامیک سالیتون‌ها در اتصالات جوزفسون در محیط‌های ناهمگن می‌باشد. برای این منظور ابتدا در فصل اول به معرفی ابررسانا می‌پردازیم و راجع به خواص ابررسانا و ویژگی‌های مغناطیسی آن بحث می‌کنیم، ابررساناها در بسیاری از موارد صنعتی و پزشکی از جمله در MRI کاربرد دارند. در فصل دوم، سالیتون‌ها و امواج منفرد را معرفی کرده و معادله دیفرانسیلی را که دارای پاسخ سالیتونی است و به معادله سینوسی گوردون معروف است، به طور مختصر بیان می‌کنیم. در فصل سوم، اتصالات جوزفسون را معرفی می‌نماییم. پایه و اساس اتصالات جوزفسون، دو ابررساناست که توسط یک عایق بسیار نازک در فاصله خیلی نزدیک به هم قرار گرفته‌اند، و در ادامه روی معادله حاکم بر اتصالات جوزفسون که یکی از کاربردهای معادله سینوسی گوردون است، بحث کرده، سپس کاربردهایی از اتصالات جوزفسون، نظیر اسکوییدها را بیان می‌نماییم. در فصل چهارم، با تغییر در معادله حاکم بر اتصالات جوزفسون به گونه‌ای که یکی از کمیت‌ها را تابعی از x گرفته، پاسخ‌های تحلیلی و عددی این معادله را به دست می‌آوریم و مثال‌های متعددی از این معادله را نشان می‌دهیم. نهایتاً در فصل پنجم، روی مطالب ارائه شده، مرور اجمالی نموده و نتیجه‌گیری می‌نماییم.

فصل اول

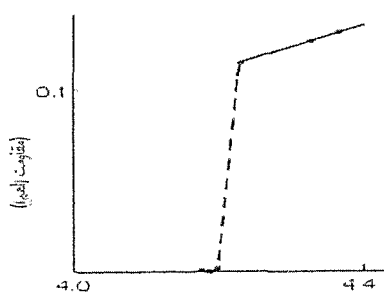
أَبْرَسَانَا

اُبرسانا

۱-۱ تاریخچه ابرسانایی

در سال ۱۹۰۸ اچ کمرلینگ اونس^۱ برای اولین بار موفق به میعان هلیوم، تنها گاز نادری که تا آن زمان مایع نشده بود، گردید و سه سال بعد از آن یعنی در سال ۱۹۱۱ ابرسانایی را کشف کرد. او مقاومت الکتریکی این مایع را در دماهای پایین بررسی کرد و متوجه شد که مقاومت ویژه الکتریکی هلیوم ناگهان صفر می‌شود. او همچنین نمونه‌هایی از فلزات و آلیاژها را تا دماهای خیلی پایین بررسی کرد و دریافت که هر نمونه در دمایی که دمای بحرانی نام دارد و با T_C نمایش داده می‌شود، با یک گذار فاز از حالتی با مقاومت الکتریکی معمولی به طور ناگهانی صفر می‌شود. اونس این حالت جدید را به عنوان حالت ابرسانایی تعریف کرد. به دنبال آن نشان داده شد که نه تنها فلزات بلکه خیلی از آلیاژها نیز ابرسانا می‌شوند. در سال ۱۹۸۶ ابرسانایی در دماهای بالا کشف شد. دمای بحرانی این ابرساناها بیش از ۹۰ کلوین است، به عنوان مثال دمای بحرانی ابرسانای $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ برابر ۱۲۵ کلوین است [۱]. از نظر عملی ابرساناهای دمای بالا کاربرد بیشتری دارند، زیرا در دماهایی ابرسانا می‌شوند که راحت‌تر می‌توان آنها را تولید یا استفاده نمود.

از دید تجربی در حالت ابرسانانش، مقاومت الکتریکی، صفر یا آن قدر به صفر نزدیک می‌شود که در حلقه‌های ابرسانا جریان‌های ماندگار بدون هیچ کاهشی تا مدت زمان طولانی مثلاً بیش از یک سال جاری است. بنابراین در مواد ابرسانا مانند آلومینیوم، جیوه و بعضی از آلیاژهای فلزی، اگر دما از مقدار مشخص T_C کمتر شود، مقاومت الکتریکی ناگهان صفر می‌شود. دمای بحرانی به ماده مورد نظر بستگی دارد، مثلاً دمای بحرانی جیوه $4/2$ کلوین است، ولی در رساناهای عادی، مقاومت الکتریکی با کاهش دما به طور خطی کم می‌شود [۲-۳].

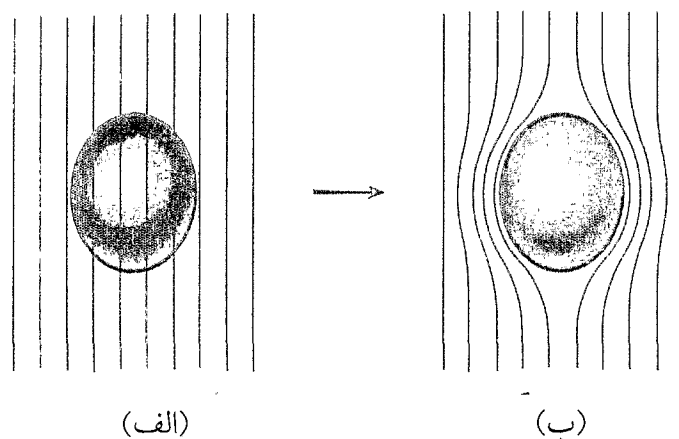


شکل ۱-۱ گذار ابرسانایی جیوه

^۱ H. Kamerlingh Onnes

۲-۱ رفتار مغناطیسی ابررسانا

ویژگی‌های مغناطیسی که ابررساناها از خود نشان می‌دهند، مانند ویژگی‌های الکتریکی قابل توجه است. ابررسانا در میدان مغناطیسی ضعیف مثل یک دیامغناطیس کامل عمل می‌کند و القای مغناطیسی درون آن صفر است ($B=0$). وقتی ماده‌ای در میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد و برای ابررسانا شدن و عبور از دمای بحرانی سرد می‌شود، شار مغناطیسی در درون آن به بیرون رانده شده و شار درون آن صفر می‌شود که این اثر را اثر مایسنر^۱ می‌نامند. بنابراین، ویژگی‌های مغناطیسی در ابررساناها منحصر به فرد است و در تشخیص ابررسانایی نقش عمده‌ای دارد. مطابق شکل ۲-۱، در گذار از دمای بحرانی، خطوط القای میدان مغناطیسی از کره به بیرون رانده می‌شوند.



شکل ۲-۱ الف) کره ابررسانایی قرار گرفته در میدان مغناطیسی

ب) خطوط القای میدان مغناطیسی در گذر از دمای بحرانی به علت اثر مایسنر، از کره به بیرون رانده می‌شود

حالت ابررسانش، حالت منظمی از الکترون‌های رسانش فلز است که این نظم به علت تشکیل زوج الکترون‌هایی که به طور ضعیفی به یکدیگر وابسته‌اند به وجود می‌آید. الکترون‌ها در دماهای پایین‌تر از دمای بحرانی نظم دارند در صورتی که در دماهای بالاتر از آن، نامنظم‌اند [۴].

در نظریه BCS^2 که توسط باردین، کوپر و شریف‌ارائه شده، ماهیت و منشاء این نظم بیان شده است. وقوع ابررسانایی در بسیاری از عناصر فلزی، آلیاژها، ترکیبات بین فلزی و نیمه رساناها رخ می‌دهد. در حال حاضر، گستره دمای بحرانی از $2/23$ کلوین برای آلیاژ Nb_3Ge تا $0/01$ کلوین برای بعضی نیمه رساناها گسترده می‌باشد [۵]. در بسیاری از فلزات، ابررسانایی تا پایین‌ترین دماهایی که فلز در آنها آزمایش شده، معمولاً خیلی پایین‌تر از 1 کلوین پیدا نشده است. مثلاً لیتیوم، سدیم و پتاسیم به ترتیب

¹ Meissner effect

² Bardeen, Cooper, Schrieffer

تا دماهای ۰/۰۸، ۰/۰۹ و ۰/۰۸ کلوین برای ابررسانایی مورد بررسی قرار گرفته‌اند اما تا این دماها هنوز رسانای عادی بوده‌اند [۵].

۳-۱ خاصیت دیامغناطیسی ابررسانا

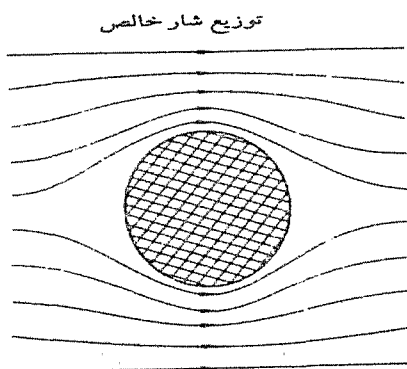
دیامغناطیس، یک ماده مغناطیسی است که ویژگی آن پذیرفتاری مغناطیسی منفی است. اگر M مغناطش ماده در میدان اعمال شده H باشد، پذیرفتاری مغناطیسی به صورت $\vec{M} = \chi \vec{H}$ تعریف می‌شود که در آن کمیت نرده‌ای و بی بُعد χ_m را پذیرفتاری مغناطیسی می‌نامند. اگر χ_m مثبت باشد، ماده را پارامغناطیس می‌گویند و میدان مغناطیسی در اثر حضور ماده تقویت می‌شود. اگر χ_m منفی باشد، جسم را دیامغناطیس می‌نامند و میدان مغناطیسی در اثر حضور چنین ماده‌ای تضعیف می‌شود [۵]. همان‌طور که قبلاً بیان کردیم، در زیر دمای بحرانی، ابررساناها هیچ مقاومتی ندارند. حال در این جا خواص مغناطیسی رسانای بدون مقاومت را بیان می‌کنیم.

فرض کنیم که نمونه‌ای را تا زیر دمای بحرانی، جایی که تبدیل به رسانای کامل می‌گردد، سرد کنیم. چون مقاومت در هر مسیر بسته صفر است، مقدار شار مغناطیسی که در داخل این مسیر قرار دارد نمی‌تواند تغییر کند و این فقط وقتی ممکن است که چگالی شار در هر نقطه در داخل فلز با زمان تغییر نکند، یعنی:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (1-1)$$

در نتیجه توزیع شار در داخل فلز به همان صورتی است که به هنگام بدون مقاومت شدن، بوده است. اکنون جسم ابررسانایی را که در میدان مغناطیسی قرار گرفته مانند شکل ۱-۳ در نظر می‌گیریم. توزیع خطوط میدان مغناطیسی گویای این واقعیت است که این جسم از نفوذ شار میدان مغناطیسی اعمال شده به درون خود جلوگیری می‌کند در واقع یک دفع میدان مغناطیسی وجود دارد و چگالی شار مغناطیسی خالص در داخل آن، هنگام اعمال میدان مغناطیسی صفر است. در این حالت گفته می‌شود که جسم خاصیت دیامغناطیس کامل دارد. اگر میدان مغناطیسی اعمال شده را به صفر کاهش دهیم نمونه در حالت غیرمغناطیدگی که قبل از اعمال میدان مغناطیسی داشت باقی می‌ماند. مواد دیامغناطیس دارای یک نفوذپذیری مغناطیسی نسبی می‌باشند که مقدار آن کمتر از ۱ است بنابراین پذیرش مغناطیسی کمتر از صفر به معنی دفع میدان مغناطیسی است.

ابرساناها می‌توانند به عنوان یک دیامغناطیس کامل بررسی شوند چون در آنها نفوذپذیری مغناطیسی برابر $\chi_v = -1$ است. از این رو آنها به دلیل اثر مایسنر، تمام میدان‌های درونشان را به بیرون می‌رانند [۶-۵].



شکل ۱-۳ توزیع شار مغناطیسی در اطراف یک جسم کاملاً دیامغناطیس

۴-۱ انواع ابرسانا

ابرساناها بر دو نوعند:

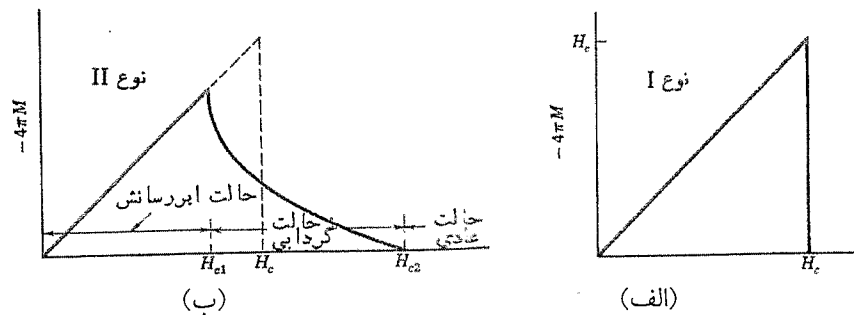
۱-۴-۱ ابرسانای نوع I

در ابرساناهای نوع I، اگر میدان مغناطیسی در نمونه از حد آستانه H_C کمتر باشد (مطابق شکل ۴-۱ الف)، ابرسانا کاملاً شار مغناطیسی را از درون خود بیرون می‌راند یعنی اثر مایسنر رخ می‌دهد. چنانچه میدان مغناطیسی از حد آستانه H_C بیشتر شود ابرسانایی ناگهان از بین می‌رود و نمونه به حالت عادی برمی‌گردد. بسته به شکل هندسی نمونه، ممکن است حالت‌های میانه‌ای ایجاد شود که در آن، ناحیه‌های عادی (که در آن میدان وجود دارد) و ناحیه‌های ابرسانا (که میدان درونشان صفر است) هم‌زمان وجود داشته باشد.

۱-۴-۲ ابرسانای نوع II

در ابرساناهای نوع II، اگر میدان مغناطیسی از حد H_{C1} بیشتر شود (مطابق شکل ۴-۱ ب)، حالت گردابی^۱ ایجاد می‌شود که در آن شار مغناطیسی رو به افزایش، از ماده می‌گذرد ولی مقاومت ماده، اگر جریان خیلی زیاد نباشد، همچنان صفر باقی می‌ماند. بنابراین اثر مایسنر کامل نیست، زیرا بین میدان بحرانی پایینی H_{C1} و میدان بحرانی بالایی H_{C2} چگالی شار مغناطیسی مخالف صفر است. اگر میدان مغناطیسی از حد H_{C2} بیشتر شود ابرسانایی از بین می‌رود.

^۱ vortex



شکل ۱-۴ (الف) مغناطیدگی بر حسب میدان مغناطیسی اعمال شده برای ابررسانایی که اثر کامل مایسنر را نشان می دهد. یک ابررسانا با چنین رفتاری را ابررسانای نوع I می نامند.

(ب) منحنی مغناطیدگی ابررسانا برای ابررسانای نوع II است که شار در میدان H_{C1} که پایین تر از میدان بحرانی H_C است، شروع به نفوذ در نمونه می کند. نمونه بین H_{C1} و H_{C2} در یک حالت گردابی است و تا H_{C2} دارای ویژگی های الکتریکی ابررسانشی است. بالای H_{C2} نمونه از هر جهت یک رسانای عادی است.

مطابق شکل ۱-۴، آستانه یا مقدار بحرانی میدان مغناطیسی خارجی که ابررسانایی را از بین می برد با H_C نشان می دهند که تابع دماست و در دمای بحرانی، میدان بحرانی برابر صفر است.

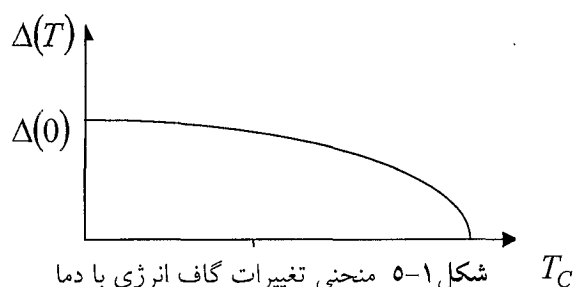
بنابراین تنها تفاوت ابررساناهای نوع I و II فقط در اثر مایسنر است. اگر میدان مغناطیسی قوی باشد اثر مایسنر از بین می رود و همین پدیده است که ابررساناها را به دو نوع تقسیم می کند بیشتر ابررساناهایی که عنصر ساده هستند (به جز نیوبوم، تکنوتیوم، واندالیوم و نانو لوله های کربنی) نوع I هستند و تقریباً همه ابررساناهای ناخالص و ترکیبی، نوع II هستند [۲و۴].

۱-۵ گاف انرژی در ابررسانا

ابتدا مروری بر گاف انرژی در نیمه رساناها می کنیم. در نیمه رساناها یک جدایی در انرژی یا گاف انرژی، بین نوار ظرفیت ترازهای انرژی الکترون و نوار رسانش وجود دارد. اگر فرکانس تابش فرودی به اندازه ای بالا باشد که انرژی فوتون $h\nu$ بیشتر از گاف انرژی باشد، فوتونها قادرند که الکترونی را از باند ظرفیت به باند رسانش تحریک کنند و خود در ضمن فرایند، جذب شوند.

طبیعی است که در مورد ابررسانا نیز چیزی شبیه به این رخ می دهد و وقتی انرژی فوتون کافی برای تحریک الکترون ها در عرض گاف انرژی باشد، تابش به شدت جذب می شود. از آنجا که در ابررساناها، جذب در فرکانس های بالاتر از 10^{11} Hz اتفاق می افتد، گاف انرژی باید در حدود 10^{-4} eV باشد. هنگامی که دما افزایش یابد، الکترون ها در عرض گاف برانگیخته می شوند و به ازای هر یک از این الکترون ها مقداری انرژی برابر گاف انرژی E_g در فرایند، جذب می شوند.

با افزایش دما، گاف انرژی ثابت نیست و کاهش می‌یابد. پس با افزایش دما، تعداد شبه ذره‌ها افزایش یافته و کاهش گاف تا زمانی که نهایتاً به دمایی می‌رسیم که برای آن گاف انرژی صفر است، ادامه می‌یابد. این دما همان دمای بحرانی است. تغییرات گاف انرژی $E_g = 2\Delta$ بنا بر نظریه BCS طبق منحنی زیر است، که Δ وابسته به دما است و در T_C صفر می‌شود و مقدار بیشینه خود $\Delta(0)$ را در $T=0$ کسب می‌کند، همچنین در $T=0$ همه الکترون‌ها به صورت زوج در می‌آیند ولی در $T>0$ برخی از زوج‌ها در اثر برانگیزش گرمایی شکسته می‌شوند، همان طور که در شکل ۵-۱ دیده می‌شود، $\Delta(T)$ در $T=T_C$ با شیب نامتناهی صفر می‌شود [۵].



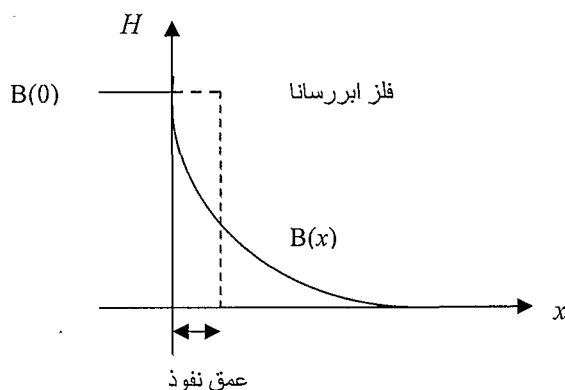
بنابراین هنگامی که دما افزایش پیدا می‌کند و به دمای بحرانی T_C می‌رسد، گاف انرژی به طور پیوسته به صفر کاهش می‌یابد. وجود گاف انرژی در ابررساناها به این معناست که فوتون‌هایی که انرژی آنها کمتر از انرژی گاف است جذب نمی‌شوند [۵].

۶-۱ عمق نفوذ

در بخش ۳-۱ دیدیم که دیامغناطیس کامل بودن ابررسانا از جاری شدن جریان الکتریکی در داخل ماده جلوگیری می‌کند. از طرف دیگر، جریان‌ها را نمی‌توان کاملاً محدود به سطح کرد زیرا اگر چنین باشد، ورقه حامل جریان هیچ ضخامتی نخواهد داشت و چگالی جریان بی‌نهایت خواهد شد که از نظر فیزیکی غیرممکن است. در واقع جریان در لایه نازکی از سطح جاری می‌شود، که در فلزات مختلف متفاوت است. با وجودی که ضخامت بسیار کوچک است، اما نقش مهمی در تعیین خواص ابررسانایی دارد.

هنگامی که یک ابررسانا در میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد، جریان‌هایی که به منظور حذف شار درون ابررسانا در گردش‌اند، درون لایه سطحی جاری می‌شوند، در نتیجه چگالی شار در مرز فلز به طور ناگهانی به صفر کاهش نمی‌یابد بلکه در داخل ناحیه‌ای که جریان در آن جاری است به تدریج از بین می‌رود. به همین دلیل، عمقی که در آن جریان جاری است و به نظر می‌رسد که میدان مغناطیسی

اعمال شده، در آن نفوذ کرده، عمق نفوذ نامیده می‌شود. بنابراین گرچه از ابررسانا به عنوان ماده‌ای کاملاً دیامغناطیس صحبت می‌کنیم، اما در واقع نفوذی خیلی جزئی از شار مغناطیسی وجود دارد و چگالی شار به گونه‌ای که در شکل ۶-۱ نشان داده شده است در نزدیکی سطح از بین می‌رود. در این شکل مرز قطعه‌ای ابررسانا که از طرف راست تا بی‌نهایت ادامه دارد، نشان داده شده است [۵ و ۲].



شکل ۶-۱ نفوذ شار مغناطیس به داخل سطح ابررسانا

در این جا از لحاظ نظری به بررسی پدیده‌هایی که مربوط به ابررسانایی است، می‌پردازیم.

۷-۱ معادله لندن

رسانش الکتریکی یک فلز در حالت عادی توسط رابطه $j = \sigma E$ توصیف می‌شود که آن را قانون اهم می‌نامند. برای توصیف رسانش الکتریکی و اثر مایسنر در حالت ابررسانش، باید تغییرات قابل توجهی در این رابطه داد. فرض می‌کنیم که در حالت ابررسانش، چگالی جریان مستقیماً با پتانسیل برداری \vec{A} که منشاء یک میدان مغناطیسی موضعی است، متناسب باشد. این ثابت تناسب را $-\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2}$ انتخاب می‌کنیم که μ_0 تراوایی مغناطیسی در خلاء و λ_L یک ثابت بدون بُعد است، دلیل این انتخاب در ادامه روشن خواهد شد (در دستگاه SI) [۵ و ۱].

$$\vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A} \quad (۲-۱)$$

این معادله لندن است که اولین بار توسط فریتز لندن و اچ لندن^۱ پیشنهاد شد [۵]. با گرفتن تاو از طرفین معادله (۲-۱)، خواهیم داشت:

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (۳-۱)$$

^۱ F. London, and H. London