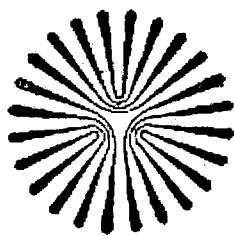


لا إله إلا الله

١٥٢٤٤



دانشگاه سям نور

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد
در رشته فیزیک حالت جامد
دانشکده علوم
گروه فیزیک

عنوان پایان نامه:

تصحیحات افت و خیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی
فلزات دانه ای

استاد راهنما:

دکتر حشمت اله یآوری

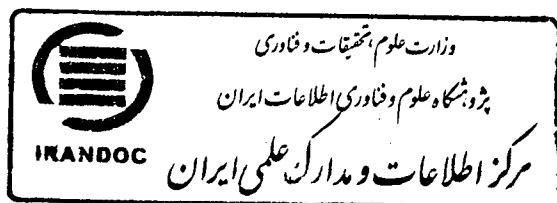
استاد مشاور:

دکتر محمدرضا بنام

نگارش:

محمد گرجی

۱۳۸۹/۱۲/۲۷



دی ماه ۱۳۸۹

۱۵۳۸۴۴



دانشگاه پیام نور مرکز مشهد

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

در رشته فیزیک گرایش حالت جامد

تصحیحات افت و خیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی

فلزات دانه ای

استاد راهنما:

دکتر حشمت اله یاوری

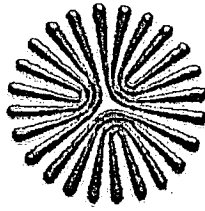
استاد مشاور:

دکتر محمدرضا بنام

نگارش:

محمد گرجی

دیماه ۱۳۸۹



تاریخ: ۱۳۸۹ / ۱۰ / ۱۹
شماره: ۲۷۶ / ۱۰ / ۱۳۸۹

پوست:

دانشگاه پیام نور

خراسان رضوی

بسم تعالی

تصویب نامه دفاع از پایان نامه

پایان نامه تحت عنوان: **تصحیحات افت و خیز ابر رسانایی در رسانندگی گرمایی فلزات دانه ای**

که توسط محمد گرجی تهیه و به هیئت داوران ارائه گردیده است مورد تایید می باشد.

تاریخ دفاع: ۱۳۸۹/۱۰/۱۶ نمره: شور (۶۹/۵) درجه ارزشیابی: عالی

اعضای هیئت داوران:

نام و نام خانوادگی	هیئت داوران	مرتبه علمی	امضاء
دکتر حشمت اله یآوری	استاد راهنما	استاد یار	
دکتر محمد رضا بنام	استاد مشاور	دانشیار	
دکتر هادی عربشاهی	استاد ممتحن	دانشیار	
دکتر افضل رقوی	نماینده گروه آموزشی	استاد یار	

تقدیم به پدر و مادر عزیزم

چکیده

در این تحقیق ابتدا دستگاههای الکترونیکی دانه ای را معرفی نموده و بطور خاص دانه های ابررسانا را مورد بررسی قرار می دهیم. رساناهای دانه ای دسته جدیدی از مواد مصنوعی با خواص تونل زنی قابل کنترل در مقیاس نانو هستند که از دانه هایی تنگ پکیده با ابعاد متغیر از چند نانومتر تا چند صد نانومتر تشکیل شده اند و به نانوکریستال ها معروف می باشند، گستره کاربرد این مواد از وسایل منتشر کننده نور تا سلول های ولتایی و بیوسنسورها می باشند.

بطور کلی افت و خیزهای ابررسانایی بر خواص ترابرد و ترمودینامیکی دستگاههای فلزی تأثیر گذر می باشند، و این افت و خیزها در فلزات دانه ای اثراتی متفاوت خواهند داشت. نخستین تحلیلها از تصحیحات افت و خیز در رسانندگی الکتریکی (فلزات دانه ای) انجام شد، که منجر به سه سهم متفاوت ۱. تصحیح مکی-تامسون (MT) ۲. تصحیح آسلامازوف-لارکین (AL) ۳. تصحیح چگالی حالتها (DOS) گردید. اولین جمله یعنی تصحیح MT پراکندگی همدوس الکترونها از ناخالصیها را بحساب می آورد، دومین تصحیح (AL) شکل گیری زوجهای کوپر منجر به یک کانال ابررسانایی موازی در فاز عادی می شود و تصحیح DOS بازآرایی حالتها نزدیک سطح فرمی است که الکترونها را تشکیل دهنده زوج کوپر نمی توانند در ترابرد تک الکترونی شرکت کنند. جملات AL و MT منجر به افزایش رسانندگی در دماهای بالاتر از T_c می شوند، در حالیکه تصحیح DOS علامتی مخالف دارد و منجر به کاهش رسانندگی می شود.

دلیل مطالعه خواص گرمایی فلزات دانه ای این است که در مقایسه با فلزات همگن بسته به محدوده دمایی مورد نظر، رفتار متفاوتی از خود نشان می دهند. در اینجا به بررسی تصحیحات فوق در رسانندگی گرمایی در نزدیکی دمای گذار می پردازیم. نخست با انتخاب یک مدل مناسب انتشارگر افت و خیز را محاسبه و این تصحیحات را در دو ناحیه متفاوت دمایی تحلیل نموده و نتایج برای تصحیح نهایی در نواحی مختلف دمایی بدست می آوریم. سپس با مقایسه رسانندگی الکتریکی عدد لورنتس و قانون ویدمان-فرانتس را در این نواحی تحلیل نموده و انحراف از این قانون را در نواحی مختلف دمایی به دست می آوریم.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
	فصل اول: دستگاه‌های الکترونیکی دانه‌ای
۱-۱	مقدمه
۲-۱	کمیت‌های فیزیکی مواد دانه‌ای
۳-۱	دانه‌های عادی
۱-۳-۱	خواص تراپردی
۴-۱	ابزارهای نظری مرتبط به دانه‌ها
۱-۴-۱	۱- هامیلتونی
۲-۴-۱	۲- روش‌های نموداری در توصیف فلزات دانه‌ای
۳-۴-۱	۳- برهم‌کنش‌های کولنی و تبدیل پیمان‌های
۵-۱	۵- تابع Ambegaokar_Eckern_Schon
۶-۱	۶- خواص فلزی آرایه دانه‌ای در دماهای بالا
۱-۶-۱	۱- نظریه اختلال
۲-۶-۱	۲- بازبهنجارش گروه (RG)
۷-۱	۷- خواص فلزی دانه‌ها در دماهای پایین
۸-۱	۸- توصیف کلی فلزات دانه‌ای
۱-۸-۱	۱- خواص عایقی فلزات دانه‌ای (مدل دوره‌ای)
۲-۸-۱	۲- رفتار نمایی رسانندگی
۳-۸-۱	۳- گاف مات در رسانندگی های تونلی متفاوت
۴-۸-۱	۴- گذار عایق-فلز در آرایه‌ای دوره‌ای از دانه‌ها
۹-۱	۹- چگالی حالت‌ها
	فصل دوم: دستگاه‌های ابررسانای دانه‌ای
۱-۲	۱- خواص کلی ابررساناهای دانه‌ای
۱-۱-۲	۱- تک دانه
۲-۱-۲	۲- ابررسانایی ماکروسکوپی
۳-۱-۲	۳- دانه‌های ابررسانا در میدان مغناطیسی
۴-۱-۲	۴- خواص تراپردی دانه‌های ابررسانا
۲-۲	۲- نمودار فاز ابررساناهای دانه‌ای
۱-۲-۲	۱- تابع فازی ابررساناهای دانه‌ای
۲-۲-۲	۲- تقریب میدان متوسط یا میانگین
۳-۲	۳- میدان بحرانی بالا در ابررساناهای دانه‌ای

- ۶۴ ۱-۳-۲. میدان بحرانی یک تک دانه
- ۶۶ ۲-۳-۲. میدان بحرانی یک دستگاه دانه‌ای

فصل سوم: اثرات جایگزیدگی ضعیف و ضرایب ترابرد گرمایی فلزات دانه ای

- ۶۸ ۱-۳. مقدمه
- ۷۰ ۲-۳. جایگزیدگی ضعیف
- ۷۷ ۳-۳. ترمو الکترونیک و ضرایب سبیک در فلزات دانه ای
- ۷۷ ۱-۳-۳. مدل
- ۷۸ ۲-۳-۳. ضریب ترموالکترونیک
- ۸۶ ۳-۳-۳. توان گرمایی و کارایی ZT
- ۹۰ ۴-۳-۳. خلاصه و نتایج

فصل چهارم: رسانندگی گرمایی در ابررسانای دانه ای

- ۹۲ ۱-۴. گرمایش تک دانه ناشی از تونل زنی ناکشسان
- ۹۲ ۱-۴. مقدمه
- ۹۳ ۲-۱-۴. سازوکار ترابرد
- ۹۸ ۳-۱-۴. گرمایش تک دانه
- ۹۹ ۲-۴. تصحیحات افت و خیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی فلزات دانه ای
- ۹۹ ۱-۲-۴. انتخاب مدل
- ۱۰۱ ۲-۲-۴. فرمولبندی مسئله
- ۱۰۳ ۳-۲-۴. تصحیحات افت و خیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی
- ۱۰۵ ۱-۳-۲-۴. تصحیح چگالی حالتها
- ۱۰۶ ۲-۳-۲-۴. تصحیح مکی-تامسون
- ۱۰۷ ۳-۳-۲-۴. تصحیح آسلامازوف-لارکین
- ۱۰۹ ۳-۴. بررسی تصحیح نهایی در دماهای مختلف
- ۱۱۱ ۴.۴. نتیجه

فهرست شکل ها

- شکل ۱.۱. تصویر میکروسکوپ الکترونی عنصر ایندیوم تبخیر شده بر روی SiO_2 ۲
- شکل ۲.۱. نمودار فاز برای ابررساناهای دانه‌ای ۶
- شکل ۳.۱. خودانرژی تابع گرین الکترونی ۲۲
- شکل ۴.۱. نمودارهای نشان دهنده معادله دایسون ۲۲
- شکل ۵.۱. نمودارهای نشان دهنده تصحیح راس ۳۴
- شکل ۶.۱. نمودارهای توصیف کننده رسانش فلزات دانه‌ای ۳۴
- شکل ۱.۲. وابستگی دمایی مقاومت برای فیلم‌های فوق نازک ۵۲
- شکل ۲.۲. بازبهبود انرژي کولنی یک دانه عادی ۵۳
- شکل ۳.۲. مقاومت بر حسب دما در یک نمونه دانه‌ای از جنس Al ۵۶
- شکل ۴.۲. مقاومت نمونه‌های دانه‌ای سه بعدی Al ۵۷
- شکل ۵.۲. نمودار منحنی فاز ابررساناهای دانه‌ای ۶۲
- شکل ۶.۲. نمودار فاز دمای صفر آزایی از ابررساناهای دانه‌ای ۶۳
- شکل ۱.۳. نمایش نموداری حرکت الکترون در دو ناحیه در فلزات دانه‌ای ۷۱
- شکل ۲.۳. معادله دایسون برای یک رأس پخشی در یک فلز دانه‌ای ۷۳
- شکل ۳.۳. تصحیح WL در رسانندگی در نمایش تکانه ۷۴
- شکل ۴.۳. رئوس متناظر با عملگر جریان گرمایی ۸۰
- شکل ۵.۳. ضریب ترموالکتریک فلزات دانه‌ای ۸۱
- شکل ۶.۳. نمودارهای بدون بعد $Z/Z(0)$ برای رسانندگیهای تونلی مختلف ۸۷
- شکل ۷.۳. نمودارهای بدون بعد $Z/Z(0)$ به ایزای اندازه‌های دانه‌ای مختلف ۸۷
- شکل ۸.۳. نمودارهای بدون بعد $Z/Z(0)$ در دمای T ۸۸
- شکل ۹.۳. همبستگی جریان گرمایی-الکتریکی فلزات همگن اختلاالی ۸۹
- شکل ۱.۴. نمودار تک دانه جفت شده به تیغه‌ها ۹۴
- شکل ۲.۴. وابستگی ولتاژ به دمای بدون بعد T_g^* در مقادیر متفاوت تونل زنی g_t ۹۶
- شکل ۳.۴. نمودارهای دمای دانه T_g بر حسب زمان τ در تونل زنی‌های متفاوت ۹۶
- شکل ۴.۴. نمودار رسانندگی گرمایی در فلزات دانه‌ای ۱۰۳
- شکل ۵.۴. نمودارهای نشان دهنده سهم‌های مختلف افت و خیز در رسانندگی گرمایی ۱۰۴
- شکل ۶.۴. نمودارهای مربوط به سهم آسلامازوف-لارکین در رسانندگی گرمایی ۱۰۴
- شکل ۷.۴. تصحیح نهایی افت و خیز در رسانندگی گرمایی برای یک سیستم دوبعدی ۱۱۱

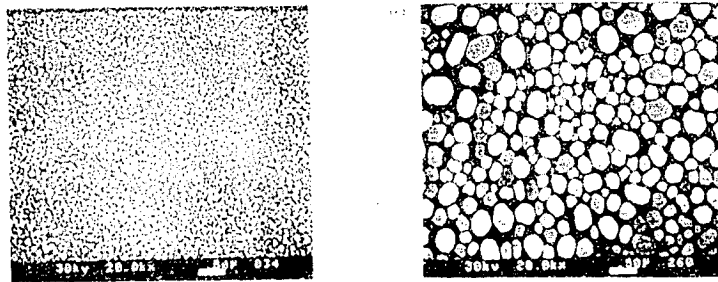
فصل اول:

دستگاه‌های الکترونیکی دانه‌ای

۱-۱. مقدمه

رساناهای دانه‌ای مواد مصنوعی جدیدی با خواص تونل‌زنی قابل کنترل در مقیاس نانو هستند که از دانه‌هایی تنگ پکیده با ابعاد متغیر از چند نانومتر تا چند صد نانومتر تشکیل شده‌اند و به نانوکریستال‌ها معروف می‌باشند. البته این دانه‌ها به اندازه کافی بزرگ‌اند که ساختار الکترونیکی متمایزی دارند و در عین حال به اندازه کافی کوچک‌اند تا ذاتاً مزوسکوپیک باشند بطوریکه برای الکترونهای مقید اثرات کوانتومی در ترازهای انرژی الکترونی را ارائه می‌کنند. این رساناها خواص فردی و جمعی نانوکریستالهای جفت شده را ترکیب می‌کنند و مسیر را برای کاربردهای پتانسیل جدید الکترونی اپتیکی و... آغاز می‌کنند، گستره کاربرد این مواد از وسایل منتشر کننده نور تا سلول‌های ولتایی و بیوسنسورها می‌باشند. این مواد را می‌توان به روشهای تجاری تهیه کرد و از بین روش‌های رایج در ساخت چنین موادی می‌توان به تبخیر حرارتی و تکنیک‌های پرتابی یا واپاشی اشاره کرد. طی چنین فرآیندهایی مولفه‌های فلزی یا عایق به طور همزمان بر روی تبخیر شده و یا به روی یک لایه پرتاب می‌شوند. بخش مولفه‌های فلزی منجر به شکل‌گیری دانه‌های فلزی کوچکی معمولاً با قطر ۳-۵۰ نانومتر می‌شود (شکل ۱-۱) که با توجه به مواد مورد استفاده می‌توان دستگاه‌های مغناطیسی، ابررسانا، عایق و ... از آنها را بدست آورد.

درسال‌های اخیر پیشرفت‌های قابل توجهی در طراحی رساناهای دانه‌ای با پارامترهای ساختاری قابل کنترل صورت گرفته است. این دانه‌ها را می‌توان با مولکولهای آلی یا غیر آلی پیوند داد.



شکل ۱-۱- تصویر میکروسکوپ الکترونی عنصر ایندیوم تبخیر شده بر روی SiO_2 [۱]

با تغییر اندازه و شکل دانه‌ها می‌توان اثرات کوانتومی منحصر به دانه را تنظیم کرد. به ویژه، با تغییر پارامترهای میکروسکوپی می‌توان مواد دانه‌ای فلزی خوب یا عایق تهیه کرد که رسانندگی الکتریکی آنها به صورت تابعی از قدرت جفت‌شدگی تونلی بین دانه‌های همسایه است، بنابراین رساناهای دانه‌ای دستگاه‌های مناسبی برای مطالعه گذار عایق-فلز و پدیده‌های مربوط به این گذار می‌باشند.

یک روش دیگر برای تولید دستگاه‌های دانه‌ای روش خود گرد آورنده است. در این روش می‌توان برای ساخت آرایشهای نقاط کوانتومی نیمه رسانا از رشد همبافته دو نیمرسانا با ثابتهای شبکه متفاوت استفاده کرد که موادی با شفافیت قابل ملاحظه و رسانایی خوب الکتریکی را پدید آورد که در الکترودهای دیوده‌های پرتو مرئی بکار می‌روند. تمام این دستاوردهای تجربی و تکنولوژیکی یک بحث تئوری قادر به توصیف خواص تراپردی و ترمودینامیکی رساناهای دانه‌ای هستند که می‌توانند برای طراحی هوشمندانه وسایلی برای تولید نانوالکترونیکهای جدید بکار روند. گاهی اوقات دانه‌ای بودن فیزیک جدیدی را به دست می‌دهد. این دستگاه‌های دانه‌ای اثرات قابل توجهی نسبت به مواد بی نظم دارند. یکی از مشاهدات اولیه رفتار نمایی رسانندگی الکتریکی فیلم‌های بی نظم و آرایه‌هایی از دانه‌های فلزی است [۲]:

$$\sigma(T) \approx \exp\left(-\sqrt{T_0/T}\right) \quad (1-1)$$

که در آن T_0 ثابت وابسته به ماده است. انگیزه‌ی دیگری برای مطالعه بیشتر این مواد بستگی لگاریتمی رسانندگی الکتریکی در ناحیه فلزی به صورت زیر است [۳]:

$$\sigma(T) = a + b \ln T \quad (2-1)$$

که در آن a و b ثابت‌های وابسته به ماده هستند. این رفتار لگاریتمی در نمونه‌های دو و سه بعدی مشاهده شده است و در توضیح جمله‌های جایگزینی ضعیف یا تصحیحات برهمکنشی که نتیجه رفتار لگاریتمی در دو بعد است بکار می‌روند [۴]. یکی از ویژگیهای مواد دانه‌ای که نقش مهمی مخصوصاً در دماهای پایین بازی می‌کند گسسته بودن ترازهای الکترونی الکترون مقید در یک تک دانه است.

میانگین فاصله ترازهای انرژی در یک تک به صورت رابطه زیر است

$$\delta = (nV)^{-1} \quad (3-1)$$

که در آن V حجم دانه و n چگالی حالت‌ها در تراز فرمی می‌باشند. برای ذرات فلزی با اندازه چندین نانومتر، پارامتر δ از مرتبه چندین کلون است. در محدوده دمایی $\delta > T$ اثرات کوانتومی مهم نیستند. در حقیقت هر دو رفتار دمایی رسانندگی یعنی روابط (۱-۱) و (۲-۱) در ناحیه $\delta > T$ مشاهده شده‌اند. اگر دانه‌ها ابررسانا باشند [۵] اثرات جالبی از جمله توقف ابررسانایی که ناشی از افت و خیزهای ابررسانایی است را نیز می‌توان مشاهده کرد. در اینجا به جمع بندی نتایج نظری در فهم پدیده‌ی مشاهده شده در فلزات دانه‌ای و ابررسانا می‌پردازیم. لازم به ذکر است که در این پژوهش k_B و h_B را برابر یک در نظر گرفته ایم.

۲-۱. کمیت‌های فیزیکی مواد دانه‌ای

همانطور که گفته شد، فلزات دانه‌ای به صورت آرایه‌ای از ذرات فلزی مزوسکوپی با اندازه و شکل یکسان هستند که جفت‌شدگی الکتریکی بین دانه‌ها از طریق ماتریس تونلی مشخص می‌شود. آرایش دانه‌ها ممکن است دوره‌ای یا غیر دوره‌ای باشد.

اثر بی‌نظمی در مکان دانه‌ها و قدرت جفت‌شدگی تونلی، بر روی ویژگی‌های فیزیکی دستگاه‌های دانه‌ای در نمونه‌های فلزی و عایق متفاوت است. اگر جفت‌شدگی بین دانه‌ها به حد کافی قوی باشد دستگاه رسانای خوبی است و آرایش دانه‌ها به صورت منظم و یا بی‌نظم مهم نیست. اما این اثرات در جفت‌شدگی ضعیف و آرایه‌ی عایق قابل توجه‌اند. در دانه‌هایی که مسافت آزاد میانگین بزرگتر از اندازه دانه است، الکترون‌ها در مرزها بطور نامنظم پراکنده می‌شوند و حرکت الکترون در بین دانه‌ها بی‌نظم می‌شود در چنین دانه‌های ایده‌آلی تبهگنی ترازهای انرژی به کمیت‌های فیزیکی منجر می‌شود.

شود و با این حال انحراف اندک در شکل کره ها یا مکعبهای ایده آل بطور تصادفی تبهگنی ترازهای انرژی را تغییر خواهد داد. بنابراین باید فرض کنیم که دانه ها همیشه بطور نامنظم اند.

رسانش تونلی میانگین بین دانه‌های همسایه G پارامتر اساسی تعیین کننده خواص فیزیکی آرایه‌ای از فلزات دانه‌ای است. کمیت بدون بعد g که برحسب واحد رسانش کوانتومی e^2/h بیان می‌شود را با در نظر گرفتن یک مولفه اسپینی به صورت $g = \frac{G}{2e^2/h}$ معرفی می‌کنیم.

خواهیم دید نمونه‌هایی با $g \geq 1$ خواص فلزی از خود نشان می‌دهند و نمونه‌هایی با $g < 1$ رفتار عایق از خود نشان می‌دهند.

یکی دیگر از پارامترهای مهم انرژی در دستگاه‌های دانه‌ای، انرژی کولنی تک دانه E_c است. این انرژی معادل تغییر انرژی یک تک دانه، وقتی که یک الکترون از آن برداشته یا به آن اضافه می‌شود است و نقش اساسی در خواص ترابرد در ناحیه عایق وقتی الکترون‌ها در دانه‌ها جایگزیده هستند، ایفا می‌کند [6].

ویژگی‌های اصلی پدیده سد کولنی را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

(i) اگر دانه‌ها دارای جفت‌شدگی ضعیف باشند ($g \ll 1$)، بار بر روی هر دانه همیشه کوانتیده است و این ناحیه، سد کولنی نامیده می‌شود.

(ii) در حد مخالف $g \gg 1$ ، اثرات کوانتس بار قابل چشم‌پوشی می‌باشند و الکترون‌ها آزادانه بین منبع و دانه مبادله می‌شوند.

دستگاه‌هایی که ما در نظر می‌گیریم به صورت آرایه‌ای از دانه‌ها هستند که به هم متصلند. در ناحیه جفت‌شدگی قوی بین دانه‌ای ($g \gg 1$)، الکترون‌ها به آسانی در نمونه دانه‌ای انتشار می‌یابند و برهم‌کنش‌های کولنی استتار می‌شوند. بالعکس در محدوده جفت‌شدگی ضعیف ($g \ll 1$)، بار بر روی هر دانه کوانتیده است و رفتار سد کولنی متعارف انتظار می‌رود. در این مورد الکترون باید بر سد الکتروستاتیک از مرتبه E_c غلبه کند تا به دانه همسایه جهش یابد و ترابرد در انرژی‌های پایین‌تر از E_c امکان پذیر نیست.

از این پس فرض می‌کنیم که، فاصله میانگین بین ترازهای انرژی در یک تک دانه δ (معادله ۱-۳) کوچکترین مقیاس انرژی است. در تمامی موارد فرض می‌کنیم که رابطه $\delta \gg E_c$ برقرار باشد (انرژی بار E_c بطور معکوس باشعاع دانه a متناسب است درحالی‌که δ بطور معکوس با حجم متناسب است).

نکته مهم دیگر این است که رسانش تقلیل یافته بین دانه‌های g به مراتب کمتر از رسانش درون دانه‌ای تقلیل یافته g_0 است:

$$g \ll g_0 \quad (4-1)$$

رسانش g_0 از پراکندگی توسط ناخالصی‌ها یا مرز دانه‌ها ناشی می‌شود و نامساوی بالا به معنی آن است که دانه‌ها ناخالصی چندانی ندارند. در مواد همگن بی نظم $g \sim g_0$ است. رسانش g_0 را می‌توان رسانش فیزیکی یک تک دانه مکعبی برحسب واحد رسانش کوانتومی e^2/\hbar تعریف کرد. همچنین در فیزیک مزوسکوپی رسانش g_0 به انرژی تالس توسط رابطه $g_0 = E_{Th}/\delta$ مربوط می‌شود درحالی‌که انرژی تالس به صورت رابطه زیر است [۷]:

$$E_{Th} = D_0/a^2 \quad (5-1)$$

که $D_0 = \frac{V_F^2 \tau}{d}$ ضریب پخش کلاسیکی، V_F سرعت فرمی و τ زمان پراکندگی کشسان درون دانه‌ها، d بعد دانه و a شعاع دانه‌ها می‌باشند. اگر دانه‌ها تقریباً خالص باشند الکترون‌های درون دانه دارای حرکت کشسان هستند و مسیر آزاد میانگین $l = V_F \tau$ را می‌توان توسط اندازه دانه‌ها یعنی $2a$ جایگزین کرد.

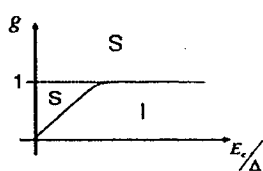
انرژی تالس رابطه (۵-۱)، متناسب با معکوس مدت زمانی است که الکترون طول دانه را طی می‌کند. انرژی تالس E_{Th} بیشتر از δ است و بنابراین رسانش درون دانه‌ای g_0 همیشه بزرگتر از یک است، در حالی که رسانش بین دانه‌ای ممکن است بزرگتر یا کوچکتر از واحد باشد. پارامترهای بالا، دسته کاملی از متغیرهایی هستند که خواص فلزات دانه‌ای بهنجار را تعیین می‌کنند و خواص فلزات دانه‌ای عادی را توصیف می‌کند.

اگر ذرات تشکیل دهنده نمونه ابررسانا باشند رفتار چنین دستگاه‌هایی با اضافه کردن پارامتر انرژی دیگری که همان پارامتر گاف ابررسانایی Δ مربوط به یک تک دانه است، مورد بررسی قرار می‌گیرد. حال اگر جفت‌شدگی بین دانه‌ها به حد کافی قوی باشد دستگاه در دماهای پایین می‌تواند ابررسانا باشد که خواص چنین ابررسانایی مشابه یک ابررسانای کپه‌ای است. در حد مخالف یعنی در جفت‌شدگی ضعیف بین دانه‌ای، آرایه‌ای از دانه‌های ابررسانا می‌توانند در دمای نزدیک به $T=0$ به عایق تبدیل شوند. در این ناحیه جفت‌های کوپر در هر دانه به طور موضعی شکل می‌گیرند ولی به دلیل دافعه شدید کولنی که منجر به سد کولنی می‌گردد در دانه‌ها جایگزیده باقی می‌مانند. به همین دلیل تعداد جفت‌های کوپر در هر دانه ثابت می‌ماند و مطابق اصل عدم قطعیت منجر به افت و خیز فازی شدید می‌شود. بنابراین همدوسی تابع موج از بین می‌رود و ابررسانایی ماکروسکوپیک سراسری

از بین می‌رود. این اثر را می‌توان با استفاده از مدلی از دانه‌های ابررسانا که با اتصالات جوزفسون به هم متصل‌اند توصیف کرد. جفت‌شدگی قوی جوزفسون از افت و خیزهای فازی در دماهای پایین جلوگیری می‌کند. چنین دستگاه‌هایی توسط سه پارامتر انرژی مشخص می‌شوند، گاف ابررسانایی تک دانه Δ ، جفت‌شدگی جوزفسون J و انرژی کولنی هر دانه E_C در جفت‌شدگی قوی جوزفسون $E_C \gg J$ ، افت و خیزها متوقف می‌شوند و حالت ابررسانایی در دماهای پایین تشکیل می‌شود. در جفت‌شدگی ضعیف جوزفسون $E_C \ll J$ ، سد کولنی ظاهر می‌شود و جفت‌های کوپر جایگزیده می‌شوند و دستگاه در دمای نزدیک به $T \rightarrow 0$ به حالت عایق می‌رود.

توجه می‌کنیم که حتی در حالت عایق هم گاف ابررسانایی Δ در هر دانه وجود دارد و مقدار آن نزدیک به گاف ماده کپه‌ای است مشروط به اینکه $\Delta \gg \delta$ باشد. اگر این شرط برقرار نباشد گاف ابررسانایی کاهش می‌یابد یا کاملاً از بین می‌رود.

در دماهای پایین، جفت‌شدگی جوزفسون J را می‌توان توسط رسانش تونلی g به صورت $J = \frac{\pi g \Delta}{2}$ بیان کرد [۷]. می‌توان نتیجه گرفت که گذار بین حالت‌های عایق و ابررسانایی در $g \approx \frac{E_C}{\Delta}$ اتفاق می‌افتد. این تخمین ساده در ناحیه جفت‌شدگی ضعیف $1 \ll g$ با فرض $E_C \ll \Delta$ برقرار است. در جفت‌شدگی‌های قوی‌تر انرژی کولنی E_C به صورت $E_C \rightarrow \tilde{E} - \frac{\Delta}{g}$ به واسطه رسانش تونلی بین دانه‌های همسایه بازبهنجار می‌شود [۸]. بنابراین در حد جفت‌شدگی قوی $1 \ll g$ ، انرژی کولنی موثر \tilde{E} همیشه کوچکتر از جفت‌شدگی جوزفسون $\tilde{E}(J)$ است که بیانگر ابررسانا بودن دانه در حالت زمینه است. خلاصه بحث بالا در نمودار شکل (۱-۲) نشان داده شده است [۹].



شکل ۱-۲- نمودار فاز برای ابررساناهای دانه‌ای در دمای حدود $T=0$ نماد S و I نشان دهنده حالت‌های عایق و ابررسانایی هستند.

برای بسیاری از نمونه‌های ابررسانا که قابل دسترس برای آزمایش هستند، $\frac{E_C}{\Delta}$ بزرگ است. در این مورد همانگونه که از نمودار (۱-۲) مشاهده می‌شود، گذار بین حالت‌های ابررسانایی و عایق در $T \rightarrow 0$ و $g \approx 1$ اتفاق می‌افتد [۱۰].

برای بیشتر نمونه‌های آزمایشگاهی در دسترس اندازه دانه به مراتب کوچکتر از طول همدوسی ابررسانا کپهای است

$$a \ll \xi_0 \quad (6-1)$$

از این رو می‌توان از تغییرات پارامتر نظم Δ در داخل دانه‌ها چشم‌پوشی کرد و به عبارت دیگر با یک دانه همانند یک جسم صفر بعدی رفتار کرد.

۳-۱. دانه‌های عادی

۱-۳-۱. خواص تراپردی

با خواص دستگاه‌های دانه‌ای در حالت عادی شروع می‌کنیم. شناخت بهتر دستگاه و ارائه روش نظری مناسب برای توصیف آن منجر به توافق بیشتر نتایج نظری با نتایج آزمایشگاهی می‌شود.

الف) رسانندگی کلاسیکی

رسانش تونلی g پارامتر اساسی مشخص‌کننده خواص تراپردی در مواد دانه‌ای است. در ناحیه‌ی با جفت‌شدگی قوی $g \gg 1$ آرایه دانه‌ای فلز و در ناحیه جفت‌شدگی ضعیف $g \ll 1$ عایق است. حالت عایق به واسطه برهم‌کنش‌های کولنی قوی ایجاد می‌شود.

بطور کلی قسمتی از آثار برهم‌کنش‌های کولنی بصورت آثار تداخلی کوانتومی نقش مهمی در رسانندگی اندک نمونه ایفا می‌کنند.

در دستگاه‌های بی‌نظم همگن اثرات تداخلی منجر به جایگزیدگی حالت‌های الکترونی در غیاب برهم‌کنش‌ها می‌شوند [۱۱].

در ناحیه فلزی و در دماهای به حد کافی بالا، برهم‌کنش کولنی و اثرات تداخلی ضعیف هستند. در این مورد رسانندگی کلی نمونه σ_0 توسط رابطه کلاسیکی درود داده می‌شود. به ویژه برای یک آرایه دوره‌ای مکعبی می‌توان نوشت [۶]:

$$\sigma_0 = 2e^2 g a^{2-d} \quad (7-1)$$

که در آن a شعاع دانه و d بعد نمونه می‌باشند و ضریب ۲ ناشی از اسپین است و این رابطه برای دستگاه‌های با بی‌نظمی داخلی معتبر است. هنگامی که الکترون از دانه‌ای به دانه مجاور می‌جهد، تکانه پایسته نمی‌ماند و این امر منجر به رسانندگی محدود σ_0 می‌شود. ثابت رسانش g به خواص

میکروسکوپی یک نمونه وابسته است و فرض می‌کنیم که یک مدل دوره ای تغییری در رسانش تونلی ندارد. در اغلب موارد رسانش بین دانه‌ای g را می‌توان به عنوان یک پارامتر بدون بُعد پدیده‌شناسی کنترل کننده دستگاه در نظر گرفت. با کاهش دما برهم‌کنش‌های کولنی نیز اهمیت می‌یابند و رابطه (۷-۱) برقرار نیست.

ب) ناحیه فلزی

در ناحیه فلزی الکترون‌ها به آسانی از دانه‌ای به دانه دیگر تونل‌زنی می‌کنند. مدت زمانی که الکترون در داخل یک دانه سپری می‌کند (τ_0)، نقش مهمی در ناحیه فلزی ایفا می‌کند. انرژی متناظر Γ به صورت $\Gamma = \tau_0^{-1}$ است و توسط رابطه زیر به رسانش تونلی و فاصله میانگین ترازهای انرژی مرتبط می‌شود [۱۲]:

$$\Gamma = g \delta \quad (۸-۱)$$

انرژی Γ معمولاً به عنوان پهنای توزیع ترازهای انرژی در یک دانه در نظر گرفته می‌شود. در حد رسانش بالا یعنی $1 \gg g$ با افزایش δ ، گسستگی ترازهای انرژی در یک تک دانه با اهمیت می‌شود. از آنجایی که حرکت الکترون‌ها در مقیاسی بیشتر از اندازه یک دانه اغلب حرکت پخشی است، می‌توان حرکت الکترون‌ها را در مقیاس زمانی بزرگتر از Γ^{-1} با ضریب پخش موثر به صورت زیر تعریف کرد:

$$D_{eff} = \Gamma a^2 \quad (۹-۱)$$

و مطابق با رابطه انیشتین داریم:

$$\sigma_0 = 2 e^2 v D_{eff} \quad (۱۰-۱)$$

که برای یک آرایه دوره‌ای روابط (۷-۱) و (۱۰-۱) هم‌ارز می‌باشند ولی رابطه (۱۰-۱) کلی‌تر از (۱-۱) است. این رابطه با تعریف یک ثابت پخشی مناسب D_{eff} قابل کاربرد برای هر آرایه‌ی دانه‌ای دلخواه است.

انرژی Γ نقش مهمی را ایفا می‌کند، بسیاری از کمیت‌های فیزیکی با توجه به اینکه انرژی آنها بیشتر یا کمتر از Γ است رفتار متفاوتی دارند. آزمایش‌های انجام شده روی فلزات بی‌نظم همگن دو عامل

اصلی که موجب تغییر رسانندگی کلاسیکی $\sigma_{||}$ در رابطه (۷-۱) می‌شود را نشان می‌دهند: (i) برهم‌کنش الکترون-الکترون [۱۳]، (ii) اثرات تداخلی کوانتومی [۱۴]. بر همین اساس می‌توان با توجه به نظریه فلزات بی‌نظم و دو تصحیح فوق، نظریه فلزات دانه‌ای را بنا نهاد. برای فهم کیفی اثرات برهم‌کنش مقیاس‌های زمانی $\tau_T \approx \hbar/T$ و مقیاس فضایی متناظر $L_T = \sqrt{D_{eff}/T}$ را تعریف می‌کنیم. انتظار می‌رود رفتار تصحیح برهم‌کنش برای $a \langle L_T \rangle a$ متفاوت باشد. وقتی از رابطه (۹-۱) برای پیدا کردن ثابت پخشی موثر D_{eff} استفاده می‌کنیم، بی‌درنگ مشاهده می‌شود که این شرایط حضور دو ناحیه دمایی متفاوت $T \langle \Gamma$ و $T \rangle \Gamma$ نسبت به سهم برهم‌کنش‌ها را مشخص می‌کنند. تصحیح در رسانندگی به واسطه برهم‌کنش کولنی را می‌توان مجموعی از سهم‌هایی که از انرژی‌های $\Gamma \langle \varepsilon$ و $\varepsilon \rangle \Gamma$ بدست می‌آیند در نظر گرفت [۱۲]. و در نهایت تصحیحات پدیدآمده از انرژی‌های بالاتر و پایتر از Γ به شکل $\delta\sigma_1$ و $\delta\sigma_2$ داریم:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 \quad (11-1)$$

که در آن

$$\frac{\delta\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{1}{2\pi d g} \ln \left[\frac{g E_c}{\max(T, \Gamma)} \right] \quad (12-1)$$

و

$$\frac{\delta\sigma_2}{\delta_0} = \begin{cases} \frac{\alpha}{12\pi^2 g} \sqrt{\frac{T}{\Gamma}} & d=3 \\ -\frac{1}{4\pi^2 g} \ln \frac{\Gamma}{T} & d=2 \\ \frac{-\beta}{4\pi g} \sqrt{\frac{T}{\Gamma}} & d=1 \end{cases} \quad (13-1)$$

که در آن $\alpha \approx 1.83$ و $\beta \approx 3.13$ ثابت‌های عددی هستند [۱۲].

در رابطه (۱۲-۱)، سهم انرژی‌های بالا ($\delta\sigma_1$)، بعد آرایه به عنوان ضریبی وارد شده که به معنی مقدار جهانی است اما سهم مربوط به انرژی‌های پایین ($\delta\sigma_2$) یعنی رابطه (۱۳-۱) اساساً دارای اشکال متفاوتی برای آرایه‌هایی با ابعاد متفاوت است.

در دماهای بالا $T \langle \Gamma$ تصحیح $\delta\sigma_1$ رابطه (۱۲-۱) به صورت لگاریتمی با کاهش دما افزایش می‌یابد و با کاهش بیشتر دما این تصحیح در $\Gamma \approx h_B T$ اشباع می‌شود و در $T \langle \Gamma$ ثابت باقی می‌ماند. تصحیح $\delta\sigma_2$ مربوط به انرژی‌های پایین $\Gamma \langle \varepsilon$ ، مشابه رابطه‌ای است که برای فلزات بی‌نظم همگن بدست

آمده است [۱۵]. در حد دماهای پایین این جمله بستگی دمایی رسانندگی الکتریکی را تعیین می‌کند ولی سهم $\delta\sigma_1$ گرچه مستقل از دماست اما هنوز در این محدوده از دماها وجود دارد و حتی می‌تواند بزرگتر از سهم $\delta\sigma_2$ باشد.

با بازنویسی سهم انرژی‌های پایین $\delta\sigma_2$ بر حسب ضریب پخش موثر D_{eff} از رابطه (۱-۹) تصحیحات آلتشولر و آرانوف دوباره ایجاد می‌شوند [۱۵]. این امر نشان دهنده مشخصه جهانی رفتار بزرگ مقیاس دستگاه‌های بی‌نظم است. در واقع مدل فلز دانه‌ای را می‌توان به یک محیط بی‌نظم موثر در فاصله‌ای بزرگتر از اندازه دانه تبدیل کرد. سهم $\delta\sigma_1$ که مربوط به انرژی‌های بزرگتر از Γ است مربوط به فلزات دانه‌ای است و برای فلزات بی‌نظم همگن وجود ندارد.

حال به بررسی اثرات تداخلی کوانتومی (جایگزیدگی ضعیف) که در دستگاه‌های بدون برهم‌کنش الکترون-الکترون وجود دارند، می‌پردازیم. در ناحیه فلزی، جایی که نظریه اختلال با معکوس رسانش تونلی $\frac{1}{g}$ مرتبط است تصحیحات برهم‌کنش و جایگزیدگی ضعیف می‌توانند به طور جداگانه در نظر گرفته شوند. تصحیحات جایگزیدگی ضعیف نتیجه‌ی یک اصل کوانتومی هستند که ناشی از تداخل کوانتومی الکترون‌های در حال حرکت بوده و متناسب با احتمال بازگشت یک الکترون پخشی در یک محیط بی‌نظم است، که در رساناهای یک یا دو بعدی احتمال بازگشت یک است و مسیرهای بازگشت طول بی‌نهایت دارند. بنابراین انتشار الکترون‌های همدوس منجر به واگرایی تصحیح جایگزیدگی ضعیف می‌گردد و نیز به دلیل زمان واهلش فازی، از مسیرهای بلند الکترونی جلوگیری می‌شود.

در تطابق با محیط‌های بی‌نظم موثر می‌توان نتایج آلتشولر و آرانوف^۱ برای فلزات بی‌نظم همگن را با تعریف طول موثر $L_\phi = \sqrt{D_{eff}\tau_\phi} \approx a\sqrt{\Gamma\tau_\phi}$ که در آن τ_ϕ زمان واهلش فازی که مقیاسی برای تعیین آثار تداخلی در فلزات دانه‌ای است. در دماهای پایین τ_ϕ بزرگ است و لذا طول L_ϕ می‌تواند بزرگتر از اندازه یک تک دانه (a) باشد. در این محدوده دمایی مسیر الکترون بزرگ است و از تعداد زیادی دانه عبور می‌کند، بنابراین آثار تداخلی کوانتومی شبیه با فلزات بی‌نظم همگن پدید می‌آید. با افزایش

۱. Altshuler and Aronov

دما طول L_ϕ کاهش می‌یابد و وقتی به مقدار $L_\phi \approx a$ می‌رسد مسیر الکترون کوتاه می‌شود و اثر جایگزیدگی ضعیف از بین می‌رود.

بنابراین برای $\tau_\phi > \Gamma^{-1}$ اثرات تداخلی کوانتومی مهم هستند، در حالی که برای $\tau_\phi < \Gamma^{-1}$ تصحیحات مورد انتظار به سرعت با دما کاهش می‌یابند.

نتایج نهایی برای تصحیحات کوانتومی به صورت زیر می‌باشند [۱۶]:

$$\frac{\delta\sigma_{WL}}{\sigma_0} = \frac{-1}{4\pi^2 g} \ln(\tau_\phi \Gamma) \quad (14-1)$$

برای فیلم‌های دانه‌ای (دوبعدی) و

$$\frac{\delta\sigma_{WL}}{\sigma_0} = -\frac{1}{2\pi g} (\tau_\phi \Gamma)^{1/2} \quad (15-1)$$

برای سیم‌های دانه‌ای است (تک بعدی).

رایج‌ترین سازوکار واهلش فاز برهم‌کنش الکترون-الکترون برای زمان τ_ϕ توسط رابطه زیر تعیین می‌شود [۱۷].

$$\tau_\phi^{-1} = \begin{cases} \frac{T}{g} & d=2 \\ \left(\frac{T^2 \delta}{g}\right)^{1/3} & d=1 \end{cases} \quad (16-1)$$

در این مورد نیز شرط $\Gamma \approx \tau_\phi^{-1}$ معیاس انرژی مشخصه دیگری در دو بعد را به صورت $T^* = g^2 \delta$ تعریف می‌کند که بازه اثرات تصحیح جایگزیدگی ضعیف را مشخص می‌کند.

تصحیح اثرات کوانتومی $\delta\sigma_{WL}$ با اعمال یک میدان مغناطیسی نسبتاً ضعیف از بین می‌رود، وابستگی به میدان مغناطیسی می‌تواند به عنوان روشی برای تشخیص جایگزیدگی ضعیف به کار رود.

در میدان‌های به حد کافی بالا، وابستگی دمایی رسانندگی به واسطه اثرات برهم‌کنش الکترون-الکترون از روابط (۱۲-۱) و (۱۳-۱) بدست می‌آیند.

هر دو اثر برهم‌کنش‌های الکترون-الکترون و اثرات تداخلی کوانتومی، رسانندگی فلزات دانه‌ای را همانند دستگاه‌های همگن نامنظم در دماهای پایین کاهش می‌دهند.

نکته مهم آن است که دانه‌ای بودن موجب مهار اثر استتار می‌شود و بنابراین نقش برهم‌کنش کولنی را افزایش می‌دهد و موجب ایجاد سهم $\delta\sigma_1$ می‌شود که فقط مختص رساناهای دانه‌ای است و در فلزات بی‌نظم همگن وجود ندارد. در نتیجه در دستگاه‌های دانه‌ای سه بعدی برهم‌کنش‌های کولنی می‌توانند مهمترین عامل گذار عایق-فلز باشند.