بسمه الله الرحمن الرحيم

دانشگاه آزاد اسلامی

واحد تهران مرکزی

دانشکده علوم

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد "M.Sc"

فیزیک حالت جامد

عنوان

رسانش گرمایی هال شبه ذرات در ابر رساناهای موج d

استادان راهنما

دکتر محمود ابراهیم زاده

استاد مشاور

دکتر صمد فرخی

پژوهشگر

پیمان طلوعی

سال تحصیلی ۱۳۹۱ – ۱۳۹۰

Islamic Azad university

Central Tehran Branch

Faculty of science

M.Sc Thesis on condensed matter

Subject:

Quasiparticle scattering from vortices and termal hall conductivity in the mixed state

Advisor:

Dr.Mahmood Ebrahim zade

Consulting –Advisor:

Dr. Samad Farrokhi

By :

Peyman Tolooyi

Winter 2012

تشکر و قدردانی :

در گذر از جاده پرپیچ و خم علم از راهنمایی های اساتیدی بهره مند بودم که جای دارد از آنها تشکر و قدردانی شود:

استاد بزرگوارم جناب آقای دکترمحمودابراهیم زاده

برای تمام راهنمایی ها و حمایت های بی دریغشان

استاد مشاور ارجمندم جناب آقای دکترصمد فرخی

وبا تشکر از زحمات آقای دکتر امیری که در به انجام رساندن این تحقیق مرا یاری کردند.

تقدیم به :

پروانه اوج گرفته به سوی حق پدر

اوکه فروزش مهرش زندگانیم را روشنی می بخشید و اکنون پس ازکوچ غم انگیزش هم

دلربا پروانه مهرم مادر

اوکه آرامش زندگانیم از مهربانی و صداقت و صبربی انتهای اوست.

فهرست مطالب

عنوان	صفحه
چکیده	۱
فصل اول : ترابرد دمای پایین در ابررساناهای موج d	
۱-۱ پیش گفتار	۳
۱-۲ ابررسانایی موج d	۶
۱-۳ ترابرد الکتریکی و گرمایی	۸
۱-۴ بازنگری : رسانش در فلزات ساده	۱۰
۱-۵ نگاه کلی	۱۳
فصل دوم : ترابرد شبه ذرات القا شده توسط ناخالصی و حد عام	
۲-۱ مقدمه	۱۶
۲-۲ مدل موج d، تابع گرین و چگالی حالت ها	۱۸
۲-۳ رسانش ماکروویو	۲۳
۲-۳-۱ جریان الکتریکی	۲۳
۲-۳-۲ حباب لخت	۲۴
۲-۳-۳ تصحیحات رأس	۲۵
۲-۳-۴ چگالی ابرشاره	۲۹
۲-۳-۵ تصحیحات مایع فرمی	۳۰
۲-۴ رسانش گرمایی	۳۲
۲-۴-۱ جریان گرمایی	۳۲
۲-۴-۲ حباب لخت (گرمایی)	۳۵
۲-۴-۳ تصحیحات رأس (گرمایی)	۳۶

۲-۵ رسانش اسپینی ۳۸
۲-۵-۱ جریان اسپینی ۳۸
۲-۵-۲ حباب لخت (اسپین) ۳۹
۲-۵-۳ تصحیحات رأس(اسپین) ۴۰
۲-۶ نتیجه گیری ۴۱
۲-۷ پیوست الف : محاسبات حباب لخت ۴۵
۲-۸ پیوست ب : تصحیحات رأس ۴۹
۲-۹ پیوست ج : تحلیل عددی حد عام تصحیحات رأس ۵۹
فصل سوم : پراکندگی شبه ذره از گرداب ها و رسانش گرمایی هال در حالت مخلوط
۳-۱ مقدمه ۷۴
۳-۲ رسانش گرمایی از سطح مقطع گرداب ۷۷
۳-۳ پراکندگی از تک گرداب ۸۲
۳-۴ معادله ی بوگولیوبوف – دی ژنس ۸۴
۳-۵ جریان شبه ذره ۸۷
۳-۶ مدل و تقریب ها ۸۹
۳-۷ ویژه حالت های اندازه حرکت زاویه ای ۹۲
۳-۸ معادله های شعاعی ۹۴
۳-۹ خارج از گرداب ۹۵
۳-۹-۱ حل های آزاد ۹۶
۳-۹-۲ موج های ورودی و پراکنده شده ۹۷
۳-۹-۳ به دست آوردن سطح مقطع ۹۸
۳-۱۰ درون گرداب ۱۰۱
۳-۱۰-۱ حل های همگن از طریق روش فروبنیوس ۱۰۳

۳-۱۰-۲ شرط مرزی در مبدأ ۱۰۵
۳-۱۰-۳ انتگرال خصوصی از طریق وردش پارامترها ۱۰۶
۳-۱۱ سطح مقطع چهار گره ۱۱۰
۳-۱۲ نتایج ۱۲۲
۳-۱۳نتیجه گیری ها ۱۲۵
۳-۱۴ پیوست : پراکندگی فازبری یک موج تخت ورودی ۱۳۱

فصل اول

ترابرد دمای پایین در ابررساناهای موج d

چکیده

آزمایشها نشان داده است که پارامترنظم (گاف) در ابررساناهای دمای بالاتر کاپریت[1]تقارن موج dاز خود نشان میدهد چراکه درچهارنقطه گرهی[2] برروی سطح فرمی، صفرمی شود. نزدیک هریک از این چهارگره گافی، شبه ذرات به سادگی برانگیخته می شوند و بیشتر شبیه به ذرات نسبیتی بدون جرم رفتار میکنند تا الکترون ها در یک فلز. در این تز، ما خواص ترابرد در این شبه ذرات گرهی را مطالعه می کنیم و برای نتایج آزمایش های دمای پایین ترابرد گرمایی و الکتریکی (مایکروویو) در کاپریت، یک تفسیر تئوری ارائه می دهیم.

ما در ابتدا رژیم دمای خیلی پایین را در نظر می گیریم که در آن ترابرد غالبا توسط شبه ذرات القا شده توسط ناخالصی ها انجام می شود. این به عنوان یک حد عمومی شناخته می شود، چرا که محاسبات اولیه مشخص می کند که ضرایب ترابرد مقادیر عمومی(مستقل ازپراکندگی) به خود میگیرند.

[1]cuprate
[2]Gap note

ما با در نظرگرفتن سهم تصحیحات رأس[1]، این نتایج اولیه را بهبود می بخشیم و در می یابیم که هرچند رسانایی الکتریکی تصحیحات وابسته به پراکندگی پیدا می کند، رسانایی گرمایی و اسپینی مقادیر عمومی خود را حفظ می کنند.

در نهایت به سراغ میدان مغناطیسی می رویم و ترابرد گرمایی در حالت مخلوط (گردابی)[2] را در نظر میگیریم. در رژیم میدان ضعیف ، تانسور رسانایی گرمایی می تواند برحسب سطح مقطع پراکندگی شبه ذرات ازیک گرداب بیان شود.

ما این سطح مقطع را محاسبه می کنیم و بنابراین رسانایی گرمایی طولی و رسانایی گرمایی هال را به دست می آوریم و نتایج ما به طورشگفت انگیزی به صورت کیفی با داده های اندازه گیری شده همخوانی دارند. ماهیت وضوح محاسبات ما ، به ما این اجازه را میدهد که یک فهم فیزیکی از خواصی که در آزمایش دیده شده اند به دست بیاوریم.

[1] vertex
[2] vortex

۱-۱پیش گفتار

ابررسانایی مهمترین مثال یک پدیده کوانتومی ماکروسکوپیک می باشد. کشف این پدیده درسال ۱۹۱۱بود که کامرلینگ اونس[۱][۱] جیوه را تا دمای هلیوم مایع سرد کرد و دریافت که رسانایی الکتریکی آن در دمای T=۴.۲K به طور ناگهانی صفر می شود. درسال ۱۹۳۳ مایزنر[۲] و اوشنفلد[۳][۲] مشاهده کردند که ابررساناها شارمغناطیسی را هم پس می زنند و بنابراین هم رساناهای عالی وهم دیامغناطیس های عالی هستند. از آن زمانها نشان داده شد که تعداد زیادی ازفلزات وآلیاژهای معمولی ، در یک دمای گذار پایین T_C ، یک گذارفاز به حالت ابررسانا انجام می دهند. هرچند که نظریه های پدیدار شناختی پیشرفته ای توسط گورتر[۴] و کازمیر[۵][۳]در ۱۹۳۴ ، لندن [۴] در۱۹۳۵ و گینزبرگ و لاندائو[۵] در ۱۹۵۰ ارائه شد، ولی درسال ۱۹۵۷، ۴۶سال بعد ازکشف اولیه بود که باردین[۶]، کوپر[۷]وشریفر[۸](BCS)[۶] یک توضیح میکروسکوپیک برای ابررسانایی ارائه دادند. این تاخیر قابل

[1]Kamerling onnes
[2]Meissner
[3] Ochenfeld
[4]Gorter
[5]Casimir
[6]Bardeen
[7]Cooper
[8]Schrieffer

بخشش است ، چرا که این نظریه نیازبه ابداع مکانیک کوانتومی و نظریه بس ذره ای در این سالها داشت.

نظریه BCS برای توضیح رفتار آنچه که امروز ابررسانای سنتی نامیده می شود، کارمهمی انجام داد. ابررساناهای سنتی، فلزات و آلیاژهایی هستند که در دماهای گذار نسبتا پایین (T_C<۲۰K) ابررسانا می شوند. نظریه BCS توضیح می دهد که چگونه انرژی حالت پایه یک فلز با استفاده ازبرهمکنش الکترون- الکترون ناشی ازفونون ها و در نتیجه جفت شدن الکترون ها و تولید زوج های کوپر، می تواند پایین آورده شود. پس هم بستگی های جفت- جفت که ناشی ازاصل طرد پائولی هستند مستلزم این می باشد که زوج های کوپربه صورت همدوس حرکت کنند[۷] . نتیجه یک حالت پایه کوانتومی ماکروسکوپی می باشد که در آن الکترون ها به صورت جمعی عمل می کنند تا رفتارهایی را که در بالا توضیح داده شد نشان دهند. از آنجایی که الکترون ها با هم جفت شده اند، به مقدار محدودی انرژی، موسوم به انرژی گاف، نیاز است تا یک زوج کوپرشکسته شود و یک برانگیختگی تک ذره ای به نام شبه ذره بوگولیوبوف تولید شود که یک برهم نهی کوانتومی ازیک الکترون و یک حفره می باشد. درابررساناهای سنتی، شبه ذرات در دماهایی که در مقایسه با انرژی گاف کم می باشند به صورت نمایی کمیاب هستند. بنابراین هرچند که برانگیخته شدن آنها در نمونه آزمایشگاهی منجر به نتایج جالبی می شود، تعداد کمشان اهمیت کلی آنها را کم می کند.[۸]

تا ۲۹سال بعد از کار BCS ، ابررسانایی در بیشترقسمت ها یک مسأله حل شده بود. همه ی این ها در سال ۱۹۸۶ وقتی که بدنورز[1] ومولر[2][۹]درپروسکیت لایه لایه شده ، $(La\text{-}Ba)_2\ CuO_4$، ابررسانایی با T = ۳۳K مشاهده کردند، تغییر کرد.در طول چند ماه بعد، T_C به مقدار قابل توجهی با کشف ترکیبات مشابهی که شامل $YBa_2Cu_3O_4$ با T=۹۲Kبودند ، زیادتر شد. این مواد ساختار کریستالی دارند که متشکل از صفحات روی هم CuO_2 می باشند و به همین دلیل کاپریت نامیده می شوند. خیلی سریع مشخص شد که علاوه بر دماهای گذار بالا، ابررساناهای کاپریت یک پدیده جدید و تازه

[1] Bednorz
[2] Muller

را نشان می دادند. خیلی زود بعد ازکشف اولیه، اندرسون[1] سه ویژگی مهم از ابررسانایی کاپریت را مشخص کرد: (۱) فیزیک مساله، مربوط به صفحه ی شبه دو بعدی Cuo_2 می باشد. (۲) ابررسانایی از افزودن ناخالصی (افزودن حفره) به نارسانای مات[2] (ماده ای که به خاطربرهمکنش الکترون – الکترون نارسانا است) به وجود می آید . (۳) ترکیب دوبعدی بودن و نزدیک بودن به یک نارسانای مات، منجر به یک فیزیک ازنظربنیادی جدید می شود.[۱۰]

بین ۱۶ سال آن زمان تا کنون، این پیش بینی فیزیک جدید تایید شده است. هرچند که انگیزش اولیه بخاطر مزایای صنعتی ابررسانایی دمای بالا (اکنون با T_C با بزرگی ۱۶۰k) از آن زمان تاکنون تا حدی ازبین رفته است، ابررسانایی کاپریت به عنوان یک نقطه تمرکز غالب در فیزیک ماده چگال، باقی مانده است. در آزمایش های خیلی گسترده، نشان داده شده است که کاپریت ویژگی های عجیب و جالبی از خود نشان می دهند که ازجمله آنها می توان به یک حالت فلزی خیلی غیرعادی (غیرازمایع فرمی) و یک حالت ابررسانایی که با نظریه سنتی BCS به خوبی توضیح داده نمی شود،اشاره کرد. در نتیجه، چندین نظریه (که بعضی از بعضی دیگرموفق ترند)ارائه شده اند و در مورد آنها بحث شده است و معمولا رد شده اند. اما با وجود این که جامعه نظریه پردازان به یک توافق محدود در مورد خیلی از مسایل کلیدی رسیده است، یک نظریه منسجم میکروسکوپی برای کاپریت باید ساخته شود.

در این پایان نامه ما نمی خواهیم که یک نظریه میکروسکوپی ارائه دهیم، بلکه ما بر حالت ابررسانایی تمرکز خواهیم کرد و ویژگی های دمای پایین آن را با یک رهیافت پدیدار شناختی مطالعه خواهیم نمود. حالت ابررسانایی در کاپریت ،همانند ابررساناهای سنتی، بوسیله یک پارامتر نظم مشخص می شود که مشخص کننده گاف انرژی برای برانگیختگی های تک ذره ای می باشد. اما برخلاف حالت سنتی که گاف تقریبا مستقل ازتکانه بود (یعنی با تقارن موج S) ، گاف انرژی درکاپریت شدیداً وابسته به تکانه است. بر اساس نتایج یک سری آزمایش خیلی هوشمندانه [۱۱] ، اکنون به خوبی مشخص شده است که گاف ، تقارن موج d دارد(که در بخش های بعدی بیشتر بحث خواهد شد). در نتیجه ، ۴نقطه روی سطح فرمی دوبعدی وجوددارند(که به آنها گره های گافی می گویند) که در

[1]Anderson
[2]Mott insulator

آنها انرژی گاف صفر می شود. بنابراین شبه ذرات در نزدیکی این نقاط گرهی می توانند با یک انرژی خیلی کم برانگیخته می شوند. بنابراین برخلاف موج s که شبه ذرات به صورت نمایی کمیاب هستند، در ابررساناهای موج d، شبه ذرات خیلی مهم می باشند.این به این معنی است که شبه ذرات موج d هم مهمتر شده و هم آسانتراز شبه ذرات موج s اندازه گیری می شوند. از انجایی که برانگیخته شدن شبه ذرات منجربه کاهش قابل توجهی در چگالی ابرشاره می شود، این برانگیختگی در ازبین رفتن گرمایی ابررسانایی نقش دارد [۱۲] . علاوه بر این ، با نمایش با ارقام با معنی، شبه ذرات می توانند به طورموثری با آزمایش های ترابرد الکتریکی و گرمایی در دمای پایین ، اندازه گیری شوند.از یک دیدگاه تئوری، این یک امکان دوگانه به دست می دهد. با مطالعه ی ترابرد دمای پایین شبه ذرات در ابررساناهای موج d و با کمک گرفتن از آزمایش های ترابرد در کاپریت، می توان در مورد رفتارجالب شبه ذرات گرهی، اطلاعات کسب نمود. ازطرفی می توان هردانشی را که به دست آمد، در راه بهتر فهمیدن حالت ابررسانایی کاپریت به کاربرد. اینها اهداف مطالعه ما هستند.

۱-۲ابررسانایی موج d

گفتن اینکه یک ابررسانا، موج d می باشد، صرفا یک مشاهده تجربی ازتقارن پارامتر نظم (گاف انرژی) ، Δ_K می باشد. ولی این یک مشاهده است که برخی نتایج خیلی جالب دارد. نمودارهای شکل ۱-۱ را در نظربگیرید که در آن ساختارگاف را برای یک ابررسانای موج s و موج d با هم مقایسه کرده ایم. برای حالت موج s ، گاف در همه جای سطح فرمی ثابت است، $\Delta_0 = \Delta_K$. بنابراین هیچ حالت شبه ذره ای برای انرژی های کمتر ازگاف وجود ندارد. برخلاف این، برای حالت موج d، گاف فرم زیر را می گیرد:

$$\Delta_k = \frac{\Delta_0}{2}[\cos(K_x a) - \cos(K_y a) \quad (۱-۱)$$

که درآن a ثابت شبکه می باشد. این واضحا وابسته به تکانه است ووقتی که درطول سطح فرمی حرکت کنیم، ازمثبت به منفی تغییرعلامت می دهد. بنابراین، چهارنقطه ، گره های گافی، برروی سطح فرمی وجود دارد که در آنها انرژی گاف صفر می شود و شبه ذرات به راحتی برانگیخته می شوند.در نزدیکی یک گره، گاف به صورت خطی با مولفه های تکانه در راستای سطح فرمی محلی ،

K_2، تغییر می کند. به طور مشابه، پاشندگی الکترون به صورت خطی با مولفه ی تکانه عمود بر سطح فرمی محلی ، K_1 ، تغییر میکند. بنابراین :

$$\varepsilon_K \approx v_f k_1 \, \Delta_k \approx v_2 k_2 \qquad (۲-۱)$$

که در آن v_fسرعت فرمی و v_2شیب گاف می باشد و k_1 و k_2 هردواز نقطه گرهی اندازه گیری می شوند. بنابراین انرژی برانگیختگی شبه ذرات ، فرم زیر را می گیرد:

$$E_k = \sqrt{v_f{}^2 k_1{}^2 + v_2{}^2 k_2{}^2} \quad (۳-۱)$$

که یک پاشندگی مخروطی شکل را توضیح می دهد که حول یک محور فشرده شده است. در مشابهت با پاشندگی مخروطی ذرات نسبیتی بدون جرم، رابطه پاشندگی در این مساله، به عنوان طیف ناهمسانگرد دیراک نامیده می شود. برخلاف مورد موج s ، شبه ذرات در موج d خیلی راحت برانگیخته می شوند. نتیجه یک چگالی حالت شبه ذره است که تا انرژی صفر، خطی می باشد.

(شکل ۱-۱) مقایسه پارامترنظم برای موج s و موج d

واضح است که فیزیک یک شبه ذره گرهی در یک ابررسانای موج d خیلی با یک الکترون در فلز متفاوت است. در یک فلز (یک مایع فرمی) ، الکترون ها طبق فیزیک سطح فرمی رفتار می کنند. انرژی فرمی ، E_F ، یک مقیاس انرژی ذاتی برای همه محاسبات به دست می دهد. چگالی حالت ها در انرژی فرمی غیرصفر است و بنابراین معمولا می تواند در نزدیکی سطح فرمی با یک ثابت تقریب زده شود. برخلاف این، در یک ابررسانای موج d، شبه ذرات گرهی از فیزیک نقطه و نه سطح تبعیت می کنند. در نزدیکی یک گره، هیچ مقیاس انرژی ذاتی وجود ندارد. علاوه براین، چگالی حالت ها خیلی با یک ثابت متفاوت است، چرا که به صورت خطی در گرهصفر می شود و بنابراین یک فاکتور جدید انرژی در محاسبات خیلی از کمیت های فیزیکی را وارد می کند.همان طور که در این پایان نامه نشان داده خواهد شد، این ویژگی های غیرمعمول که در فیزیک ذرات گرهی وجود دارند منجر به ضرایبی برای ترابرد شبه ذره خواهند شد که برخی ویژگی های خیلی جالب را ازخود نشان می دهند.

۱-۳ ترابرد الکتریکی و گرمایی

راه معمول برای اندازه گیری برانگیختگی های انرژی پایین یک سیستم ماده چگال، اعمال یک اختلال ضعیف و اندازه گیری پاسخ می باشد. دوسنجه استاندارد، ترابرد الکتریکی و گرمایی می باشند.ترابرد الکتریکی با اعمال یک میدان الکتریکی E و اندازه گیری چگالی جریان الکتریکی حاصله ، j_e ، سنجیده می شود.ترابرد گرمایی با اعمال یک گرادیان دمایی ، ∇T و اندازه گیری چگالی جریان گرمایی حاصله j^Q ، سنجیده می شود. این گونه اندازه گیری هاتانسورهای رسانندگی الکتریکی و گرمایی را بر طبق معادله های زیر به دست می دهند:

$$j_i^e = \sigma_{ij} E_j \qquad j_i^Q = K_{ij}(-\nabla T)_j \quad (۴-۱)$$

که در آن $i , j = \{x,y\}$. برای اینکه شبه ذرات گرهی اندازه گیری شوند و نه جنبه ی دیگری از سیستم ، یا باید اختلال را طوری اعمال کرد که تنها توسط شبه ذرات حس شود و یا اینکه راهی یافت که پاسخ مربوط به شبه ذرات را از بقیه سیستم جدا نمود. آزمایشگرها در طول سالها ، تعدادی

ترفندهای بسیارهوشمندانه ابداع کرده اند تا این امر را ممکن سازند. در ادامه برخی از تکنیک های تجربی که برای اندازه گیری ترابرد شبه ذرات در این ابررساناها استفاده شده اند، لیست شده اند. در این پایان نامه، ما محاسبات مربوط بر پایه ی فیزیک شبه ذرات گرهی را ارائه می کنیم.

اندازه گیری ترابرد الکتریکی شبه ذرات گرهی به خاطروجود ابرجریان، پیچیده شده است. اگریک میدان الکتریکی DC به ابررسانا اعمال شود، چگالیده حالت پایه بدون مقاومت پاسخ می دهد و یک ابرجریان به وجود می آورد. در نتیجه، پاسخ الکتریکی DC شبه ذرات هرچند که غیرصفرباشد، به طورکامل با اتصال کوتاه مواجه می شود و قابل مشاهده نخواهد بود. راه حل این است که یک میدان الکتریکی AC اعمال کرد. با وجود اینکه ابرجریان فقط یک مولفه ی DC دارد، برانگیختگی های شبه ذره ای به اختلال های با فرکانس غیرصفر هم پاسخ می دهند.

رسانندگی گرمایی این مزیت را دارد که گرما به وسیله برانگیختگی های شبه ذرات و نه با چگالیده ی حالت پایه حمل می شود. اما متاسفانه گرما همچنین با نوسانات شبکه بلوری هم انتقال می یابد. بنابراین رسانایی گرمایی هم سهم الکترونی (شبه ذره) و هم سهم فونونی دارد. آزمایشگرها به راه های مختلف می توانند ازاین مشکل بگذرند. یک راه این است که فقط دماهای خیلی پایین را بررسی کنند که در آن فونون ها عملا منجمد شده اند. رسانش گرمایی در این حد دمای خیلی پایین در فصل ۲ در نظرگرفته شده است. راه دیگر اعمال یک میدان مغناطیسی عمودی است. در حضور یک میدان مغناطیسی سهم شبه ذرات در رسانایی گرمایی طولی ، K_{xx} ، وابسته به میدان می باشد در حالیکه سهم فونون ها اینگونه نیست. بنابراین با سوار کردن وابستگی به میدان به یک مدل تجربی، بخش فونونی می تواند تفریق شود. علاوه براین ، میدان مغناطیسی یک مولفه عمودی K_{xy} القا می کند که به رسانایی گرمایی هال معروف است.از آنجایی که تنها سهم موجود در Kxy مربوط به شبه ذرات می باشد، می توان آن را به طور مستقیم اندازه گرفت. ماهیت این تانسور رسانندگی گرمایی وابسته به میدان در فصل سوم بررسی شده است.

۱-۴ بازنگری : رسانش در فلزات ساده

برای اینکه بعضی از مفاهیمی که در شاکله ی این پایان نامه مهم خواهند شد را معرفی کنیم، ما در اینجا یک بازنگری خلاصه از محاسبات رسانش دمای پایین در یک فلز ساده را ارائه خواهیم داد که به صورت یک گازفرمی از الکترون های بدون برهم کنش مدل شده است. در یک گاز فرمی، حالت پایه ی توزیع الکترون مربوط به یک کره در فضای تکانه می باشد که حالت های انرژی آن تا سطح فرمی پرشده اند. اگریک میدان الکتریکی E اعمال شود، الکترون ها شتاب می گیرند که منجربه جابجایی کره فرمی در فضای تکانه خواهد شد.جریان حاصله به وسیله رانش حاصل ازپراکندگیتوسط ناخالصی ها، که مکانیزم غالب پراکندگی در دماهای پایین می باشد، محدود می شود. ساده ترین راه برای محاسبه رسانایی این است که توزیع الکترون را با یک تابع توزیع شبه کلاسیک، f(K) ، توضیح دهیم و معادلات بولتزمن حاصله را حل کنیم.[۱۳]،[۱۴]،[۱۵] با فرض اینکه آهنگ تغییرناشی ازپراکندگی در توزیع، متناسب با انحراف از تعادل می باشد، معادله بولتزمن شکل ساده ی زیر را به خود می گیرد:

$$\frac{\partial_k}{\partial_t} \cdot \nabla_k f = \left(\frac{df}{dt}\right)_{coll} = -\frac{f(k)-f_0(k)}{\tau_{tr}} \quad (۵-۱)$$

که در آن $f_0(k)$تابع توزیع تعادلی می باشد و مایک آهنگ پراکندگی ترابرد، $\frac{1}{\tau_{tr}}$ معرفی کرده ایم. از آنجایی که شتاب برابر با نیروی وارد بر الکترون، حاصل ازمیدان الکتریکی است، در نظر میگیریم $\frac{\partial_k}{\partial_t} = -eE$.برای یک میدان الکتریکی ضعیف، انحراف $f(k)$از تعادل کوچک است و در سمت چپ معادله بولتزمن قابل صرف نظر می باشد. بنابراین می توانیم بنویسیم$\nabla_k f \approx \nabla_k f_0 = \left(\frac{k}{m}\right)\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k}\right)$ که ε_k پاشندگی الکترون می باشد.با حل معادله (۱-۵) ، تابع توزیع مختل شده به صورت زیر به دست می آید :

$$f(k) = f_0(k) + k.E\frac{e\tau_{tr}}{m}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \quad (۶-۱)$$

جریان الکتریکی سپس با معادله $J = -en\langle V\rangle$ داده می شود که n چگالی الکترون هاست و سرعت بر روی تابع توزیع مختل شده میانگین گیری می شود. انتگرال حاصله روی تکانه منجرمی شود به :

$$j = \sigma E \qquad \sigma = \frac{ne^2\tau_{tr}}{m} \quad (۷-۱)$$

که به سادگی همان فرمول درود برای رسانش الکتریکی می باشد. می توان یک عبارت برای آهنگ پراکندگی ترابرد با به دست آوردن بخش مربوط به برخورد در معادله بولتزمن برحسب عنصرماتریس پراکندگی،$T_{k\acute{k}}$، یافت که به وسیله ی احتمال های اشغال برای حالت های اولیه و نهایی وزن داده می شود.با توجه به اینکه پراکندگی از ناخالصی الاستیک است، این منجرمی شود به :

$$\frac{f(k)-f_0(k)}{\tau_{tr}} = 2\pi n_i \int \frac{d^3\acute{k}}{(2\pi)^3}\delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{\acute{k}})\left|T_{k\acute{k}}\right|^2\left[f(k)\left(1-f(\acute{k})\right) - f(\acute{k})(1-f(k))\right] \quad (۱-۸)$$

که درآن n_i چگالی ناخالصی ها می باشد. با جایگذاری معادله (۱-۶)در معادله فوق، به دست می آید

$$\frac{1}{\tau_{tr}} = 2\pi n_i \int \frac{d^3\acute{k}}{2\pi^3}\delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{\acute{k}})\left|T_{k\acute{k}}\right|^2(1-\cos(\theta)) \quad (۱-۹)$$

که در آن θ زاویه بین تکانه ورودی و پراکنده می باشد. توجه کنید که این آهنگ پراکندگی ترابرد با آهنگ واهلش (زمان میانگین بین پدیده های پراکندگی) :

$$\frac{1}{\tau} = 2\pi n_i \int \frac{d^3\acute{k}}{(2\pi)^3}\delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{\acute{k}})\left|T_{k\acute{k}}\right|^2 \quad (۱-۱۰)$$

در یک فاکتور $(1-\cos\theta)$در انتگرال تکانه متفاوت است. این فاکتور به نفع پراکندگی های با زاویه بالا است و سبب این حقیقت می شود که پراکندگی به عقب در کاهش جریان خیلی موثرتر از پراکندگی به جلو می باشد.

این رهیافت شبه کلاسیک بولتزمن یک جواب خیلی خوب فیزیکی به دست می دهد ولی به سادگی قابل تعمیم به شرایط پیچیده تری مانند آنچه که در شاکله این پایان نامه بدان پرداخته شده است، نیست. بنابراین آموزنده است که ببینیم چگونه می توان این نتیجه ی ساده را با استفاده از تکنیک نموداری نظریه بس ذره ای، که پیچیده تر است ولی ساده تر قابل تعمیم می باشد، دوباره به دست آورد [۱۳] . این کار با استفاده از فرمول کوبو[1] برای بیان تانسور رسانندگی الکتریکی وابسته به دما و

[1]Kubo formula