

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

۱۴۴۴

دانشگاه پیام نور استان فارس
(مرکز شیراز)

دانشکده علوم پایه
گروه فیزیک

محاسبه تحلیلی رسانش و نوفه شلیکی در دیوهای تشدید دو سدی با
استفاده از رهیافت کوانتومی

پایان نامه کارشناسی ارشد
رشته فیزیک حالت جامد

مؤلف

زهره صفری فروشانی

استاد راهنما

دکتر علی اصغر شکری

استاد مشاور

دکتر عبدالرسول قرائتی

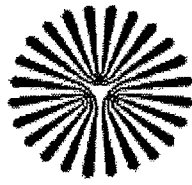
دی ۱۳۸۷

۱۳۸۸ / ۱۰ / ۷

کتابخانه دانشگاه پیام نور استان فارس
شیراز

۱۲۸۴۲۶

بسمه تعالی



دانشگاه پیام نور

تصویب نامه پایان نامه

پایان نامه تحت عنوان:

محاسبه تحلیلی رسانش و نوفه شلیکی در دیودهای تشدیدی دو سدی با استفاده از رهیافت کوانتومی که توسط زهره صفری فروشانی تهیه و به هیئت داوران ارائه گردیده است مورد تأیید می باشد.

درجه ارزشیابی: عالی

نمره: ۱۸.۵

تاریخ دفاع: ۸۷/۱۰/۲۶

امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	اعضای هیئت داوران:
	استادیار	دکتر علی اصغر شکری	۱- استاد راهنما:
	استادیار	دکتر عبدالرسول قرائتی جهرمی	۲- استاد راهنمای همکار:
	استاد	دکتر محمود مرادی	۳- استاد ممتحن:
	استادیار	دکتر مهناز پروانه نژاد شیرازی	۴- نماینده گروه آموزشی:

۱۳۸۸/۱۰/۷

فهرست مطالب

چکیده فارسی.....پ
پیشگفتار.....۱

فصل اول- نوفه شلیکی در ساختارهای مزوسکوپیک.....۴

۱-۱ مقدمه.....۵
۲-۱ منابع اصلی نوفه شلیکی.....۶
۱-۲-۱ نوفه حرارتی.....۶
۲-۲-۱ نوفه شلیکی.....۷
۳-۱ مکانیک موجی و الکترونیک کوانتومی.....۱۲
۱-۳-۱ ساختار تک سدی.....۱۳
۲-۳-۱ ساختار دو سدی.....۱۷

فصل دوم- نظریه پراکندگی نوفه شلیکی و حرارتی.....۲۱

۱-۲ پیش گفتار.....۲۲
۲-۲ اصل طرد پائولی.....۲۳
۱-۲-۲ پراکندگی یک ذره مستقل.....۲۶
۲-۲-۲ پراکندگی دو ذره ای.....۲۷
۳-۲ نتایج پراکندگی.....۲۹
۱-۳-۲ اپراتور جریان.....۲۹
۲-۳-۲ جریان متوسط.....۳۳
۳-۳-۲ حالت‌های چند پایانه ای.....۳۵
۴-۳-۲ بقای جریان.....۳۶
۴-۲ تعبیر عبارتهای عمومی نوفه.....۳۷
۱-۴-۲ نوفه تعادلی.....۳۹
۲-۴-۲ نوفه شلیکی در دمای صفر.....۴۰
۳-۴-۲ رساناهای دو پایانه ای.....۴۱
۵-۲ سدهای تونل زنی تشدیدی.....۴۴
۱-۵-۲ مساله یک بعدی حالت غیر خطی.....۴۶
۲-۵-۲ چاههای کوانتومی.....۴۷

فصل سوم-خواص تراپردی در دیودهای تونل زنی تشدیدی..... ۴۹

- ۱-۳ پیش گفتار ۵۰
- ۱-۱-۳ محاسبه جریان در تونل زنی همدوس..... ۵۰
- ۲-۳ اثر اعمال میدان الکتریکی در ساختارهای تونل زنی ۵۴
- ۳-۳ اثر میدانهای مغناطیسی روی الکترونهای محبوس شده در دو بعد..... ۵۷
- ۴-۳ اتصالات دو سدی با دو الکتروود خارجی فرو مغناطیس..... ۶۰
- ۱-۴-۳ محاسبه جریان و نوفه شلیکی ۶۱

فصل چهارم- بررسی خواص نوفه شلیکی و عامل فانو در دیودهای تونل زنی مغناطیسی

تشدیدی..... ۶۴

- ۱-۴ پیش گفتار..... ۶۵
- ۲-۴ چند لایه‌ای‌های مغناطیسی مبتنی بر نیمه‌هادی‌های مغناطیسی رقیق گروه^۱ II-VI ۶۵
- ۱-۲-۴ اتصالات پنج تایی $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe$ ۶۶
- ۲-۲-۴ محاسبه جریان و نوفه شلیکی و عامل فانو ۶۶
- ۳-۴ اثر تغییرات چگالی جریان و نوفه شلیکی و عامل فانو بر حسب تغییر لایه های $L_3=L_1$ ۷۲
- ۴-۴ اثر تغییر ولتاژ بر چگالی جریان و نوفه شلیکی و عامل فانو..... ۷۴
- ۵-۴ اثر تغییرات چگالی جریان، نوفه شلیکی و عامل فانو بر حسب تغییرات لایه مرکزی L_2 در سه دما ۷۷
- ۶-۴ اثر دما بر چگالی جریان، نوفه شلیکی..... ۸۱

فصل پنجم..... ۸۳

- ۱-۵ بحث و نتیجه‌گیری ۸۴
- ۲-۵ پیشنهاداتی برای ادامه کار..... ۸۶
- پیوست الف..... ۸۷
- مراجع..... ۹۳
- چکیده انگلیسی..... ۹۶

¹ II-VI Diluted magnetic seiconductors

فهرست جداول

جدول ۴-۱ پارامترهای بکار رفته شده در محاسبات..... ۷۱

فهرست اشکال

فصل اول:

شکل ۱-۱ سد تونل زنی مستطیلی ساده ۱۳

شکل ۲-۱ ساختار تونل زنی دوسدی ۱۸

فصل دوم:

شکل ۱-۲ پیکره بندی آزمایش پراکنگی با دو چشمه ۱ و ۲ و آشکار ساز ۳ و ۴ ۲۴

شکل ۲-۲ نمونه ای از شکل پراکنگی دو پایانه ای ۲۹

شکل ۳-۲ سد دوگانه تشدیدي ۴۴

فصل سوم:

شکل ۳-۱ دیاگرام نواری سد تونل زنی تحت بایاس و شار الکترون ۵۱

شکل ۳-۲ اثر میدان الکتریکی خارجی بر ساختارهای تونل زنی دو سدی ۵۴

فصل چهارم:

شکل ۴-۱ آفست نواری پنج لایه ای در حضور میدان مغناطیسی خارجی در برابر الکترونهای اسپین بالا و پایین ۶۸

شکل ۴-۲ نمودارهای چگالی جریان، نوفه شلیکی و عامل فانو بر حسب ضخامت لایه مرکزی ۷۳

شکل ۴-۳ نمودار وابستگی چگالی جریان به ولتاژ در سه دمای مختلف ۷۴

شکل ۴-۴ نمودار وابستگی نوفه شلیکی به ولتاژ در سه دمای مختلف ۷۵

شکل ۴-۵ نمودار وابستگی عامل فانو به ولتاژ در سه دمای مختلف ۷۶

شکل ۴-۶ نمودارهای چگالی جریان در سه دمای مختلف بر حسب تغییرات ضخامت لایه مرکزی برای اسپین بالا و پایین ۷۷

شکل ۴-۷ نمودارهای نوفه شلیکی در سه دمای مختلف بر حسب تغییرات ضخامت لایه مرکزی برای اسپین بالا و پایین ۷۹

شکل ۴-۸ نمودارهای عامل فانو در سه دمای مختلف بر حسب تغییرات ضخامت لایه مرکزی برای اسپین بالا و پایین.....
شکل ۴-۹ نمودارهای چگالی جریان، نوفه شلیکی بر حسب تغییرات دمایی برای اسپین بالا و پایین.....

پیوست:

شکل پ-۱ پروفایل: یک ابر شبکه منتهای در حضور ولتاژ بایاس اعمال به دو سر آن.....

چکیده

محاسبه تحلیلی رسانش و نوفه شلیکی در دیودهای تشدیدی دو سدی با استفاده از رهیافت کوانتومی

در این پایان نامه پدیده ترابرد الکتریکی و نوفه شلیکی وابسته به اسپین در یک ساختار کوانتومی متشکل از دو الکتروود نیم بی نهایت از نیمه هادی غیرمغناطیسی که به وسیله یک لایه نیمه هادی مغناطیسی $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ الکتروود جدا شده بررسی می شود. محاسبات مان مبتنی بر روش ماتریس انتقال در تقریب جرم موثر می باشد. با استفاده از فرمول بندی لاندائور ابتدا جریان قطبیده اسپینی و سپس وابستگی نوفه شلیکی و عامل فانو به دما بر حسب تغییرات بایاس بررسی می شوند. نتایج عددی این ساختار ممکن است در طراحی ادوات اسپیترونیکی کاربرد داشته باشد.

پیش گفتار

درفیزیک و شیمی مقیاس مزوسکوپی^۱ یک مقیاس طول است که در آن به صورت قابل قبولی درباره خواص یک ماده یا یک پدیده بدون بحث از خود اتم صحبت می شود. در جامدات و مایعات این مقیاس معمولاً در حدود چند ده نانومتر است و در واقع شامل متوسط گیری در چند هزار اتم یا مولکول می باشد، لذا مقیاس مزوسکوپی در بیشتر جامدات تقریباً همان مقیاس نانوسکوپی می باشد، بنابراین مقیاس مزوسکوپی بین مقیاس ماکروسکوپی که ما در آن زندگی می کنیم و مقیاس اتمی که در آن هر اتم به صورت مجزا بررسی می شود، قرار دارد. در سالهای اخیر، مطالعه بر روی ترابرد الکتریکی وابسته به اسپین و استفاده از درجه آزادی اسپینی الکترونها در ساختارهای مغناطیسی شاخه جدیدی به نام اسپیترونیک را به وجود آورده است.

در الکترونیک سنتی از بار حاملها برای انتقال اطلاعات استفاده می شد، حال آنکه مبحث اصلی اسپیترونیک یا همان الکترونیک اسپینی، کنترل همدوس اسپینها در محیطهای جامد و بهره گیری از خصوصیات بار و اسپین حاملها برای پردازش و ذخیره سازی اطلاعات است.

کمیت اسپین توسط پاول دیراک، برای اولین بار به عنوان درجه آزادی افزون بر درجات آزادی فضایی برای حاملهای بار معرفی می شد. بر خلاف بار حاملها که یک کمیت پایسته است، اسپین آنها ناپایسته بوده و در محیطهای جامد بر اثر برهمکنشهای اسپین-مدار، فوق ریز و..... تغییر می کند. این امر علاوه بر اینکه باعث پیچیده تر شدن محاسبات مربوط به کنترل مطلوب این پارامتر است، آزادی عمل بیشتری را برای بهره گیری از انواع برهمکنشهایی که به واسطه اسپین حاملها ظاهر می شوند، به ارمغان می آورد.

الکترونیک اسپینی دارای مزایایی چون افزایش سرعت پردازش اطلاعات و چگالی مدارهای مجتمع است. همچنین کاهش توان مصرفی و غیر فرار بودن حافظه های اسپینی، به دلیل زمان واهلش طولانی اسپینی، نقاط قوت دیگر این شاخه را نمایان می کند. بدین ترتیب، به راحتی می توان کامپیوتری را تصور نمود که نه تنها سریع و دارای ابعاد کوچک است، بلکه به دلیل عدم نیاز به پنکه برای خنک کردن پردازشگرها و نبود لزوم چرخش سریع دیسک سخت در آن، مانند یک باتری کوچک برای مدت زمان چند روز برای تغذیه آن، مورد نیاز است.

^۱ Mesoscopic

در چنین سامانه‌ای هنگام خاموش شدن ناخواسته و ناگهانی سیستم، اطلاعات از دست نمی‌رود و سیستم عامل در یک چشم به هم زدن فعال شده و نیازی به گذشت زمان طولانی برای بوت شدن آن نیست.

بهره‌گیری از قطعات اسپیترونیکی برای کامپیوترها نه تنها یک تخیل نیست، بلکه هم اکنون در نسل حاضر در دسترس تصادفی مغناطیسی^۱ ادواتی با عنوان دریچه‌های اسپینی^۲ استفاده می‌شود. در واقع هد خواننده^۳ در درایو سخت از دو لایه فلز فرومغناطیس (مانند کبالت) که با یک لایه غیر مغناطیسی (مانند مس) از یکدیگر جدا می‌شوند. اندازه جریان عبوری از درون لایه‌های مس وابسته به گشتاورهای مغناطیسی کبالت و اسپین الکترونها دارد. به خاطر کاربردی بودن اسپیترونیکی در ادوات الکترونیکی مانند حافظه‌های مغناطیسی، حسگرها و هدهای خواندنی مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. ریشه فیزیکی اسپیترونیکی به مقاومت مغناطیسی ساختار مورد نظر بر می‌گردد که برای حامل‌های با اسپین مخالف، متفاوت می‌باشد. همین امر باعث می‌شود که ساختار مورد نظر به عنوان یک فیلتر اسپینی عمل کند.

از جمله مشخصات مهم در ادوات اسپیترونیکی پدیده تزریق اسپینی می‌باشد که معمولاً از یک فلز فرومغناطیسی و یا نیمه‌هادی‌های مغناطیسی استفاده می‌کنند. یکی از موفقیت‌های محققان برای بهبود تزریق اسپینی به درون نیمه رساناها، استفاده از نیمرساناهای مغناطیسی رقیق *DMS*، در اتصالات تونل‌زنی مغناطیسی است. این مواد به دلیل برهمکنش تبدلی بین حامل‌های بار و گشتاورهای مغناطیسی یونهای جایگزیده، قابلیت شکافتگی اسپینی زیمان بزرگ هستند. یکی از مشخصه‌های مهم دیگر سیستم‌های مزوسکوپی نوفه‌شلیکی^۴ در آنهاست.

نوفه‌شلیکی افت و خیزهای جریان گذرنده از سیستم به خاطر آماری بودن فرایندهای پراکندگی الکترونی و آمار کوانتومی است. به این دلیل ایجاد می‌شود که جریان توسط بارهای گسسته (الکترونها) حمل می‌شود.

نوفه شلیکی گونه ای از نوفه الکترونیکی است و زمانی اتفاق می‌افتد که تعداد محدودی ذره انرژی حمل می‌کنند همچون الکترونها در مدارهای الکتریکی یا فوتونها در وسایل اپتیکی و به اندازه کافی کوچک است که به یک افت و خیز آماری قابل آشکار در اندازه‌گیری منتهی می‌شود این نوفه در الکترونیک، مخابرات و فیزیک اهمیت بسیاری دارد. نوفه شلیکی اغلب در جریانهای کوچک و یا شدت‌های نور کم مشکل‌ساز می‌شود. شدت یک چشمه

¹ Magnetic random access memory

² Spin valves

³ Reader

⁴ Shot noise

نور تعداد متوسط فوتونهای جمع آوری شده را حاصل می‌کند ولی دانستن تعداد متوسط فوتونها که جمع آوری می‌شود تعداد واقعی جمع آوری شده را نمی‌دهد. تعداد جمع آوری شده بیشتر، برابر و یا کمتر از مقدار متوسط خواهد بود و توزیعشان در اطراف مقدار متوسط به صورت یک توزیع پواسون است.

معمولاً به نسبت شدت نوفه به سیگنال (جریان) عامل فانو^۱ می‌گویند که در مدارهای مغناطوالکتریک کاربرد دارد. عامل فانو بطور مستقیم متناسب با اندازه‌ی انباشتگی اسپینی در داخل فلز نرمال است [۱ و ۲]. درین پایان نامه، رسانش الکتریکی و نوفه شلیکی و عامل فانو در یک نانوساختار مبتنی بر نیمه‌هادی‌های مغناطیسی رقیق، مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

محاسبات عددی بر روی دیود تشدیدی دو سدی $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$ در حضور میدان مغناطیسی و ولتاژ

خارجی انجام می‌شود. همچنین وابستگی دمایی این کمیت‌ها نیز مورد بررسی قرار می‌گیرد.

¹ Fano factor

فصل اول

نوفه شلیکی در ساختارهای

مزوسکوپیک

۱-۱ مقدمه

افت و خیز در شارش سیگنال الکترونیهای عبوری از حالت ذره به رفتار موجی را نوفه می‌نامند. این گفته‌ی رولف لاندائو است (یکی از پدران موسس فیزیک مزوسکوپیک) حرف او به این معنی است که افت و خیزها در زمان اندازه‌گیری می‌تواند به عنوان منبع اطلاعاتی باشد که در مقدار زمان متوسط حضور ندارد، یک فیزیکدان ممکن است حقیقتاً از نوفه خوشش بیاید. نوفه نقش اساسی در ارتباط دادن دوگانگی موج ذره دارد.

اولین بار آلبرت انیشتین بود که دریافت افت و خیزهای الکترومغناطیس بسته به اینکه انرژی متوسط، موج یا ذره را حمل کند متفاوت است. بزرگی افت و خیزهای انرژی به صورت خطی با انرژی متوسط برای امواج کلاسیک افزایش می‌یابد، ولی برای متوسط انرژی ذرات کلاسیکی با جذر متوسط انرژی مقیاس بندی می‌شود. از آنجا که فوتون نه یک موج کلاسیکی و نه یک ذره کلاسیکی است، نقش خطی و جذری همزمان وجود دارد. به صورت نمونه سهم جذری (ریشه دوم) ذره در فرکانسهای اپتیکی غالب است، در حالی که سهم خطی (موج) در فرکانسهای رادیویی غلبه می‌کند.

قدرت نوفه چنان است که می‌تواند حقیقتاً فوتون تنها را نشان دهد. خواص تشخیصی نوفه فوتون در سالهای ۱۹۶۰ توسعه یافت، زمانی که کشف شد که افت و خیزها می‌تواند تفاوت تابش میان یک لیزر و یک جسم سیاه را بازگو کند. برای یک لیزر سهم موجی افت و خیزها تماماً غالب است در حالی که برای یک جسم سیاه کوچک است. اندازه‌گیری های نوفه هم اکنون تکنیک روتینگی در اپتیک کوانتومی و در نظریه کوانتومی آماری فوتون در منابع می‌باشد.

از آنجا که الکترونها در خاصیت دوگانگی موج ذره با فوتونها سهم هستند، انتظار داریم که افت و خیزها در جریان الکتریکی نقش تشخیصی مشابهی را بازی کنند (افت و خیزهای جریان به خاطر گسستگی بار الکتریکی به نوفه شلیکی معروفند [۳]). اگر چه مشاهدات اولیه نوفه شلیکی به کارهای انجام شده در سالهای ۱۹۲۰ بر روی تیوپهای خلا برمی‌گردد، فهم مکانیک کوانتومی، از نوفه شلیکی الکترون کندتر از فوتونها توسعه یافته است. بیشتر اطلاعات فیزیکی که نوفه را در بردارد به تازگی و به خاطر آزمایشها بر روی رساناهایی در مقیاس نانو اهمیت پیدا کرده است. در این فصل به معرفی منابع اصلی نوفه می‌پردازیم.

۲-۱ منابع اصلی نوفه

۱-۲-۱ نوفه حرارتی^۱

نوفه حرارتی که به نوفه جانسون_ نایکوویست^۲ نیز معروف است، توسط افت و خیزهای تعادلی جریان الکتریکی در درون یک رسانای الکتریکی ایجاد می‌شود و صرف نظر از ولتاژ بکار رفته بخاطر حرکت تصادفی حاملهای بار (الکترونها) رخ می‌دهد. در دمای غیر صفر افت و خیزهای حرارتی یکی از منابع حتمی نوفه می‌باشد. آشفتگی حرارتی موجب می‌شود که تعداد حالت‌های اشغال شده یک سیستم افت و خیز داشته باشد. به صورت نمونه در رساناهای الکتریکی ما می‌توانیم اشغال یک حالت را با یک عدد اشغال n که می‌تواند صفر یا یک باشد مشخص کنیم، متوسط عدد اشغال $\langle n \rangle$ از روی تابع توزیع فرمی تعیین می‌شود، در حالت تعادل احتمال آنکه یک حالت خالی باشد به طور متوسط با رابطه $f = 1 - f$ داده می‌شود و احتمال اینکه یک حالت اشغال باشد به طور متوسط با $\langle f \rangle$ نشان داده می‌شود. افت و خیزهای حول این عدد اشغال به صورت $\langle n \rangle^2 - 2n\langle n \rangle + n^2 = \langle n - \langle n \rangle \rangle^2$ می‌باشد.

با در نظر گرفتن اینکه $n^2 = n$ است در می‌یابیم که افت و خیزهای عدد اشغال در حالت تعادل با احتساب متوسط حرارتی به صورت زیر ارائه می‌شود:

$$\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle = f(1 - f) \quad (1-1)$$

مربع متوسط افت و خیزها در حد دمای صفر از بین می‌رود، در دماهای بالا و انرژیهای به اندازه کافی بالا تابع توزیع فرمی خیلی کمتر از یک است و لذا فاکتور $1 - f$ در معادله را می‌توان با عدد جایگزین کرد. افت و خیزها توسط توزیع ماکسول - بولتزمن تعیین می‌شود. افت و خیز در عدد اشغال به افت و خیز جریان تعادلی در مدار خارجی منتهی می‌شود که از طریق تئوری افت و خیز - اتلاف به رسانایی سیستم مربوط است. لذا بررسی افت و خیزهای جریان تعادلی همان اطلاعات رسانایی را به ما می‌دهد.

¹ Thermal noise

² Nyquist-johnson

۲-۱-۲ نوفه شلیکی

نوفه شلیکی در یک رسانای الکتریکی نتیجه‌ی کوانتا شدن بار است، بر خلاف نوفه حرارتی برای مشاهده نوفه شلیکی ما می‌بایستی حالت غیر تعادلی (ترانسپورت) سیستم را بررسی کنیم.

برای توضیح منبع نوفه شلیکی ما در ابتدا یک آزمایش خیالی را که در آن یک ذره به یک سد یا مانع برخورد می‌کند را در نظر می‌گیریم، در برخورد با مانع ذره هم می‌تواند با احتمال T عبور کند و هم با احتمال R منعکس شود، ما اکنون اعداد اشغال این آزمایش را معرفی می‌کنیم.

حالت فرودی (برخورد) با یک عدد اشغال n_{in} توصیف می‌شود و حالت عبور هم با یک عدد اشغال n_T و حالت انعکاس با عدد اشغال n_R توصیف می‌شود. اگر ما این آزمایش را بارها تکرار کنیم می‌توانیم متوسط این اعداد اشغال را و همچنین افت و خیزهای آنها را از رفتار متوسط بررسی کنیم. در آزمایش ما پرتو فرودی با احتمال یک اشغال شده است و لذا $\langle n_{in} \rangle = I$ ولی حالت عبوری تنها با احتمال T اشغال شده و با احتمال R خالیست لذا $\langle n_T \rangle = T$ و $\langle n_R \rangle = R$ می‌شود. افت و خیزهای عدد اشغال متوسط را می‌توان به سادگی به صورت زیر بدست آورد، $(n_{in} - \langle n_{in} \rangle)^2 = 0$ زیرا افت و خیز متوسط در پرتو فرودی از بین می‌رود.

برای پیدا کردن مربع متوسط افت و خیزهای در حالت عبوری و انعکاسی، متوسط حاصلضرب اعداد اشغالی پرتو عبوری و انعکاسی را $\langle n_R n_T \rangle$ در نظر می‌گیریم از آنجا که در هر زمان ذره هم عبور و هم منعکس می‌شود حاصلضرب $n_R n_T$ برای هر آزمایش از بین می‌رود و لذا مقدار متوسط آن نیز $\langle n_R n_T \rangle = 0$ می‌شود با بکار بردن اینها ما به سادگی در می‌یابیم که مربع متوسط پرتو انعکاسی و عبوری و توافق آنها به صورت زیر است:

$$\langle (\Delta n_T)^2 \rangle = \langle (\Delta n_R)^2 \rangle = -\langle \Delta n_T \Delta n_R \rangle = TR \quad (2-1)$$

چنین افت و خیزهایی را نوفه پارش¹ می‌نامند چون پراکندگی پرتو فرودی را به دو قسمت تقسیم می‌کند.

¹ partition noise

در حالتی که احتمال عبور یک و یا صفر است، هیچ نوفه پارشی رخ نمی‌دهد، و زمانی که احتمال عبور $T = 1/2$ شود نوفه پارشی ماکزیمم است.

در ادامه اجازه دهید آزمایش کمی پیچیده تر ولی هنوز خیالی را در نظر بگیریم، ما فرض می‌کنیم که پرتو فرودی تنها با احتمال f اشغال شود در نهایت f باید تابع توزیع فرمی لحاظ شود حالت اولیه با احتمال $1-f$ خالی می‌شود واضح است که در این آزمایش عدد اشغال فرودی متوسط $\langle n_{in} \rangle = f$ می‌شود و از آنجا که ذره تنها با احتمال Tf عبور می‌کند و با احتمال fR منعکس می‌شود، داریم $\langle n_T \rangle = fT$ و $\langle n_R \rangle = fR$.

از آنجا که هنوز هم ما یک ذره تنها را در نظر گرفته‌ایم همچون حالت قبل در هر واقعه حاصلضرب n_{RT} از بین می‌رود (صفر می‌شود) لذا ما می‌توانیم محاسبات بالا را تکرار کنیم و نتایج زیر را بدست آوریم:

$$\langle (\Delta n_T)^2 \rangle = Tf(1 - Tf) \quad (3-1)$$

$$\langle (\Delta n_R)^2 \rangle = Rf(1 - Rf) \quad (4-1)$$

$$\langle \Delta n_T \Delta n_R \rangle = -TRf^2 \quad (5-1)$$

اگر ما در حد دمای صفر باشیم $f = 1$ نتایج معادلات تغییر می‌یابد. توجه داشته باشید که اکنون حتی در حد $T = 1$ افت‌وخیزها در حالت عبوری صفر نمی‌شوند. اگر احتمال عبوری کوچک باشد یا احتمال اشغال باریکه حامل فرودی کوچک باشد برای باریکه عبوری فاکتور $(1 - Tf) = 1$ می‌شود.

ما می‌توانیم نتایج بالا را به افت‌وخیزهای جریان در یک رسانا مرتبط کنیم، برای انجام این کار، این حقیقت را که در

رسانا همچون بالا تنها با وقایع یک حامل تنها بلکه با یک حالت شامل حاملهای بسیار (غیر قابل تشخیص) سرو کار

داریم.

حال رسانای کاملی را که حاملهای فرودی را به سمت سد (مانع) هدایت می‌کند تصور می‌کنیم و فرض می‌کنیم که دو رسانای اضافی داریم که حاملهای انعکاسی و عبوری از رسانا را هدایت می‌کنند، به طوری که همچون بالا می‌توانیم جریانهای انعکاسی، عبوری و فرودی را به صورت جداگانه بحث کنیم بعلاوه باید تنها حامل باری که در یک جهت با سرعت $v(E)$ (منحصراً از روی انرژی حامل تعیین می‌شود) حرکت می‌کنند را در نظر بگیریم، سپس متوسط جریان فرودی را حساب می‌کنیم.

در یک فاصله انرژی کم dE ، جریان فرودی $dI_{in}(E) = ev(E)d\rho(E)$ که در این فرمول $d\rho(E)$ چگالی حاملها در واحد طول در گستره انرژی می‌باشد و چگالی درفاصله انرژی dE از روی چگالی حالتها در واحد طول $v(E) = d\rho/dE$ ضربدر فاکتور اشغال $n_{in}(E)$ حالت در انرژی E تعیین می‌شود لذا داریم

$$d\rho(E) = n_{in}(E) v(E) dE$$

چگالی حالتها در رساناهای کامل به صورت $v(E) = 1/2\pi\hbar v(E)$ ، لذا جریان فرودی در یک فاصله انرژی باریک به صورت زیر است:

$$dI_{in}(E) = \frac{e}{2\pi\hbar} n_{in}(E) dE \quad (6-1)$$

این نتیجه ارتباط مستقیم میان جریانها و اعداد اشغال را نشان می‌دهد. جریان فرودی کل

عبوری متوسط $I_T = (e/2\pi\hbar) \int f(E) T dE$ و جریان انعکاسی $I_R = (e/2\pi\hbar) \int f(E) R dE$ است. افت و-
 $\langle I_{in} \rangle = (e/2\pi\hbar) \int f(E) dE$ با ملاحظات مشابهی برای جریان

خیزهای جریان پدیده‌های دینامیکی هستند. [۴].

روابط بالا را می توان به سادگی برای افت و خیزهای جریان وابسته به زمان بکار برد. برای اعداد اشغالی که به آهستگی با زمان تغییر می کنند معادله (۶-۱) هنوز برقرار است. افت و خیزهای جریان در یک فاصله انرژی باریک در زمانهای طولانی به وسیله رابطه $dI_m(E, t) = (e/2\pi\hbar)n_m(E, t)dE$ که $n_m(E, t)$ عدد اشغال وابسته به زمان حالتی با انرژی E می باشد تعریف می شود. در این فصل ارتباط بین عدد اشغال و جریانهای فرودی را در فرکانس صفر بررسی می کنیم.

اگر از معادله بالا تبدیل فوریه بگیریم خواهیم داشت $I(\omega) = (e/2\pi\hbar) \int dE n(E, E + \hbar\omega)$ ما به حل این معادله در فرکانسهای پایین می پردازیم، با توجه به این رابطه افت و خیزهای جریان و افت و خیزها عدد اشغال مستقیماً با هم ارتباط دارند، در حد فرکانس صفر توان نوفه جریان به صورت $S_{II} = e^2 \int dE S_{mm}(E)$ می باشد.

در هر فاصله انرژی کم ذرات با آهنگ $dE/(2\pi\hbar)$ به هم می رسند و به یکدیگر وابسته اند، با افت و خیزهای مربع متوسطی که از معادلات (۳-۱) تا (۵-۱) برای توان نوفه بدست می آید داریم $S_{mm}(E) = 1/\pi\hbar \langle \Delta n \Delta n \rangle$ لذا طیف افت و- خیز جریانهای انعکاسی، عبوری و فرودی به صورت زیر است:

$$S_{I_m I_m} = 2 \frac{e^2}{2\pi\hbar} \int dE f(1-f) \quad (7-1)$$

$$S_{I_T I_T} = 2 \frac{e^2}{2\pi\hbar} \int dE T f(1-Tf) \quad (8-1)$$

$$S_{I_R I_R} = 2 \frac{e^2}{2\pi\hbar} \int dE R f(1-Rf) \quad (9-1)$$

$$S_{I_T I_R} = -2 \frac{e^2}{2\pi\hbar} \int dE T f R f \quad (10-1)$$

در حدی که هم T و هم f خیلی کوچک باشد در معادله (۸-۱) به جای فاکتور $(1-Tf)$ مقدار یک را قرار می-

در این حد از آنجایی که جریان عبوری درون سد به صورت $\langle I \rangle = (e/2\pi\hbar) \int dE T f$ می‌باشد، معادله (۸-۱) معادله اسکاتی^۱ برای نوفه شلیکی را به ما می‌دهد که به صورت زیر می‌باشد [۵].

$$S_{I_T I_T} = 2e \langle I \rangle \quad (11-1)$$

به صورت جایگزین معادله (۱۱-۱) در منابع به عنوان مقدار پواسون^۲ نوفه شلیکی صحبت می‌شود. نتیجه معادله (۸-۱) به طور قابل ملاحظه‌ای با معادله (۱۱-۱) تفاوت دارد، چون در مقایسه با عبارت اسکاتی، فاکتور اضافی $(1 - Tf)$ را شامل می‌شود. این فاکتور نتیجه آن است که نوفه شلیکی همواره کوچکتر از معادله‌ی پواسون است. برای سیستم‌های بالستیک واقعی (همه‌ی ورودیها عبور پیدا می‌کنند $T = 1$) نوفه شلیکی حتی در حد دمای صفر نیز از بین می‌رود.

نوفه پواسون کامل ارائه شده توسط فرمول اسکاتی همچنین برای یک پراکندگی باشفافیت بسیار کوچک $T \ll 1$ بکار می‌رود. در حد $T \ll 1$ ، جریان انعکاسی تقریباً تا دماهای بالا بدون نوفه باقی می‌ماند. نوفه حرارتی و نوفه شلیکی در فرکانسها و ولتاژهای پایین در وضعیتهای بسیاری ترا برد شبه ذرات به صورت مستقل منعکس می‌شود. با این حال الکترونها موجودات اندرکنش‌داری هستند و افت‌وخیز در فرکانسهای محدود و خواص افت‌وخیز خارج از حالت تعادل به صورت عمومی مستلزم توضیعی از نقش اندرکنشهای کولمبی بلند برد می‌باشند. برای اینکه بتوانیم نوفه شلیکی را بدست آوریم لازم است که ضریب عبوردهی ذره را از درون سد پتانسیل محاسبه کنیم.

¹ Schottky

² poisson value

۳-۱ مکانیک موجی و الکترونیک کوانتومی

پارامتر مورد توجه در بررسی تراپرد کوانتومی ذرات در ساختارهای نامتجانس تونل‌زنی، که در صنعت الکترونیک کاربرد شایانی دارد. ضریب عبور دهی ذره^۱ است. بنابر تعریف، این کمیت برابر با نسبت شار خروجی ذرات به شار فرودی آن‌ها است. برای توضیح بیش‌تر، معادله شرودینگر وابسته به زمان را به صورت زیر در نظر بگیرید [5]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (12-1)$$

با ضرب دو طرف معادله در $\Psi^*(\mathbf{r}, t)$ ، رابطه زیر، که قانون پایستگی است، بدست می‌آید.

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2mi} \nabla \cdot [\Psi^*(\mathbf{r}, t) \nabla \Psi(\mathbf{r}, t) - \Psi(\mathbf{r}, t) \nabla \Psi^*(\mathbf{r}, t)] \quad (13-1)$$

بنابراین قانون، هیچ ذره‌ای خلق یا نابود نمی‌شود، معادله (۱۳-۱) را به صورت زیر نیز می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot f(\mathbf{r}, t) \quad (14-1)$$

که در آن، پارامتر $f(\mathbf{r}, t)$ شارذرات در ساختار کوانتومی است. بنابر روابط (۱۲-۱) و (۱۳-۱) این کمیت به این صورت است:

$$f(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar}{2im} [\Psi^*(\mathbf{r}, t) \nabla \Psi(\mathbf{r}, t) - \Psi(\mathbf{r}, t) \nabla \Psi^*(\mathbf{r}, t)] \quad (15-1)$$

¹Transmission coefficient