



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد  
فیزیک حالت جامد

# پاسخ دینامیکی گاز الکترونی شبه یک بعدی تحت تابش الکترومغناطیس

نگارش

فاطمه یوسفعلی

استاد راهنما

آقای دکتر سعید حسامی پیلهرود

بهمن ۱۳۹۱

صفحه تصویب نامه توسط هیأت داوران (فرم پیوست ۳ یا ۴ با امضای اصل هیأت داوران مورد قبول است)

سپاس پرودگار راکه انسان را آفرید و علم رازینت او کردانید تا خود را با آن آراسته کند و سپاس پروردگار که پدر و مادر را آفرید  
تا استوار در پشت من باشند و سپاس می گویم پدر و مادر راکه آموختند ام که ستایش آنان سپاس پرودگار است و سپاس می کنم پدر و  
مادرم راکه بدون آنها من نبودم که اگر بودم و آنها نمی خواستند این تحقیق نبود و سپاس پدر و مادرم راکه بی آنها هرگز نمی نوشتم و  
اکنون می نویسم.

تقدیم به پدر برای تمام استواریش و تقدیم به مادر برای تمام مهربانی هایش.

# قدردانی

نویسنده باید بداند که چون نوشت، صرف خواندن بر آن غالب باشد تا نوشته‌ها برای همیشه خواندنی بمانند. فرقی ندارد درمان می‌نوسی یا تحقیق علمی، مهم این است که باید نوشتن را بلد باشی و بلد نمی‌شوی مگر آنکه استاد داشته باشی. استاد لازم است تا شاید روزی اگر بلد باشی تو هم استاد شوی و من می‌نویسم....

پاس‌گذار تمام زحمات بشمار شما، مستم آقای دکتر حسامی پیلد رود

فاطمه یوسفعلی

بهمن ۱۳۹۱

## تعهد نامه

اینجانب، فاطمه یوسفعلی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه پاسخ دینامیک گاز الکترونی شبه یک بعدی تحت تابش الکترومغناطیس، تحت راهنمایی، دکتر سعید حسامی پیله رود، متعهد می شوم .

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « **Shahrood University of Technology** » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده ( یا بافتهای آنها ) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ 1390/11/29

امضای دانشجو

### مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است ) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

## چکیده

اخیراً توجه زیادی به پدیده‌های تراهرتز در مواد الکترونیکی بوده است. این عمدتاً به دلیل پیشرفت سریع چشمه‌های لیزر توان بالا، طول موج بلند و تنظیم‌پذیر مانند لیزرهای الکترون آزاد است. نظر به پیشرفت سریع پدیده تراهرتز جفت‌شدگی فوتون الکترون الزامی است. کمیت سودمند در درک ویژگی‌های انتقالی و نوری یک سیستم الکترونی، تابع دی‌الکتریک است. در این پایان‌نامه، ما یک پژوهش نظری از ویژگی‌های الکتریکی و دی‌الکتریک از یک گاز الکترونی که قویاً با میدان تابش تراهرتز جفت شده است، بررسی می‌کنیم. ما ابتدا نوسان بار از یک سیستم الکترونی شبه یک بعدی را با استفاده از تکنیک اختلال وابسته به زمان محاسبه می‌کنیم. پس، از آن تابع دی‌الکتریک می‌تواند نتیجه شود. ما عناصر طیف برانگیختگی از سیستم الکترونی شبه یک بعدی را تحت میدان تابش تراهرتز با یک پتانسیل حبس سهمی‌وار به دست می‌آوریم، بنابراین مدهای پلاسمون با استفاده از تقریب فاز کاتوره‌ای به دست می‌آیند. تابع دی‌الکتریک نشان می‌دهد که سیستم شدیداً به شدت و فرکانس میدان لیزر تراهرتز وابسته است.

واژگان کلیدی: گاز الکترونی، شبه یک بعدی، پاسخ دینامیک، حالات الکترونی، نانو ساختار

# فهرست مطالب

خ	لیست تصاویر	
۱	مقدمه	۱
۷	تعاریف	۲
۸	نیم‌رسانا	۱.۲
۹	ساختار نوار انرژی	۱.۱.۲
۱۰	نانو ساختارهای نیم‌رسانا	۲.۱.۲
۱۱	ویژگی‌های سیستم‌های ابعاد پایین	۲.۲
۱۳	ساختار سه بعدی تا صفر بعدی	۱.۲.۲
۱۵	ساختار شبه یک بعدی	۲.۲.۲
۱۵	زیر نوارهای سیستم‌های شبه یک بعدی	۳.۲.۲
۱۷	پلاسمون	۳.۲
۱۷	تقریب فاز کاتوره‌ای یا لیندهارد	۴.۲
۱۸	استتار دینامیکی	۵.۲
۱۹	تابع دی‌الکتریک	۶.۲
۲۰	ویژگی‌های اپتیکی نانو ساختار	۷.۲
۲۰	پدیده تراهرتز	۸.۲
۲۳	برانگیختگی شدید تراهرتز در نیم‌رسانا	۹.۲
۲۵	پاسخ خطی و تابع دی‌الکتریک	۳
۲۶	مقدمه	۱.۳
۲۶	مفهوم تابع دی‌الکتریک	۲.۳
۲۸	مدل تابع دی‌الکتریک	۳.۳
۲۸	تقریب فاز کاتوره‌ای	۱.۳.۳
۳۴	استتار دی‌الکتریک استاتیکی در مدل لیندهارد	۴.۳
۳۶	استتار دی‌الکتریک دینامیکی در مدل لیندهارد	۵.۳

۳۹	گاز الکترونی شبه یک بعدی تحت تابش تراهرتز	۴
۴۰	..... مقدمه	۱.۴
۴۰	..... معادله شرودینگر	۲.۴
۴۲	..... حالت الکترونی در یک اختلال ضعیف	۳.۴
۴۶	..... چگالی بار القایی	۴.۴
۵۰	..... مدل برانگیختگی دسته جمعی	۵.۴
۵۱	..... نتایج و بحث در نتایج	۶.۴
۵۴	مراجع و مآخذ	



# لیست تصاویر

۱۰	..... باند گاف مستقیم و غیر مستقیم	۱.۲
	طرحی شماتیک از نوار انرژی یک ساختار چاه کوانتومی است. خط قرمز و آبی به ترتیب نوار	۲.۲
۱۳	..... رسانش و باند ظرفیت را نشان می‌دهد.	
۱۴	..... ساختار و چگالی حالت‌های کپه‌ای و سیستم‌های ابعاد پایین	۳.۲
	طرح شماتیک از امواج الکترومغناطیس در ناحیه فرکانسی تراهرتز که بین ناحیه‌های فرکانسی	۴.۲
	با تکنولوژی‌های الکترونیک و اپتوالکترونیک قرار گرفته است که این ناحیه فرکانس در فیزیک	
۲۱	..... و شیمی و فرایندهای بیوتکنولوژی مورد استفاده قرار می‌گیرند.	
۳۵	..... رفتار استاتیکی لیندهارد برای گاز الکترونی	۱.۳
	رفتار کیفی از بخش حقیقی تابع دی‌الکتریک سیستم با فرکانس $\omega_n$ در فاصله بین $[\omega_1, \omega_N]$	۲.۳
۳۸	..... می‌باشد	
۵۲	..... پاشندگی پلاسما براساس تغییرات بردار موج برای شدت‌های متفاوت از تابش لیزر	۱.۴
۵۲	..... پاشندگی پلاسما براساس تغییرات بردار موج در فرکانس‌های متفاوت لیزر	۲.۴
۵۳	..... وابستگی فرکانس پلاسما به شدت تابش لیزر در بردار موج‌های متفاوت	۳.۴
۵۳	..... پاشندگی پلاسما بر حسب بردار موج در دمای متفاوت	۴.۴

# فصل ۱

## مقدمه

مطالعه ساختار مواد در مقیاس نانو یکی از مهم‌ترین حوزه‌های فعال در تحقیقات امروزی است. تحقیقات و بهره‌گیری از سیستم‌هایی در مقیاس نانو تحت عنوان علوم و فناوری نانو محدود به بزرگی از رشته‌های علمی همچون مهندسی، شیمی، علم مواد، زیست‌شناسی مولکولی و فیزیک را در بر می‌گیرند. نانو ساختارها می‌توانند به صورت طبیعی در لوله‌های متخلخل سیلیکون، بعضی از ساختارهای زیستی و... شکل بگیرند و یا می‌توانند به صورت مصنوعی در ساختارهای چاه کوانتومی دو بعدی، سیم کوانتومی یک بعدی و نقطه کوانتومی بدون بعد ساخته شوند. در این میان ساختار یک بعدی سیم کوانتومی از موارد مورد توجه بوده است. سیم کوانتومی نانوساختار نیم‌رسانایی است که در آن حرکت آزاد حامل‌ها فقط در یک امتداد فضایی اتفاق می‌افتد و حرکت حامل‌ها در امتدادهای دیگر به وسیله یک پتانسیل مصنوعی عرضی محدود شده است. بنابراین سیم‌های کوانتومی، مناسب بکارگیری در وسایلی مانند ترانزیستورهای سرعت بالا، آشکار ساز نوری<sup>۱</sup> کارآمد و لیزرها هستند. به طور معمول سیستم‌های الکترونی یک بعدی موضوع جالبی در دو بخش تجربی و نظری فیزیک ماده چگال می‌باشند [۱،۲،۳].

در سال ۱۹۵۹ در همایش سالیانه انجمن فیزیک آمریکا فاینمن<sup>۲</sup> ایده جدیدی را ارائه نمود، که به خاطر این ایده جایزه نوبل را دریافت کرد [۳]. او به کاربرد دستگاه‌های کوچک و ساخت آنها اشاره کرد. سپس مساله وجود مدل‌های پلاسمون یک بعدی توسط ریتسکو<sup>۳</sup> و همکارانش مورد بحث و بررسی قرار گرفت. ابتدا اندازه‌گیری روی فلزات یک بعدی به وسیله پراکندگی ناکشسان الکترون پر انرژی در لایه‌های نازک بلورین انجام شد. بعد ویلیامز<sup>۴</sup> و بلاخ با پیشرفت مدل تقریب فاز کاتوره‌ای<sup>۵</sup> به محاسبه پاسخ دی‌الکتریک فلز شبه یک بعدی پرداختند که نتایج به دست آمده از محاسبات با تجربه سازگاری خوبی را نشان داد [۴]. با پیشرفت در ایجاد ساختارهای متنوع نیم‌رسانا برای پژوهشگران امکان مطالعه بر روی سیستم‌هایی که در آنها حرکت الکترون به یک بعد محدود شده بود، به وجود آمد.

---

<sup>۱</sup> photodetectors

<sup>۲</sup> Feynman

<sup>۳</sup> Ritsko

<sup>۴</sup> Williams

<sup>۵</sup> Random-phase-approximation

سال‌ها بعد در ۱۹۸۰، ساکاکي<sup>۶</sup> [۵] در مورد ساخت یک سیم کوانتومی با ابعاد مقطع عرضی  $100 \text{ \AA} \times 100 \text{ \AA}$  صحبت کرد. جایی که الکترون‌ها در دو بعد به وسیله یک چاه کوانتومی طولی در جهت  $z$  و به وسیله یک پتانسیل الکتروستاتیک عرضی در جهت  $y$  محدود شده‌اند. او تحرک‌های آن سوی چاه را  $\frac{cm^2}{Vs}$  را  $10^6$  برای نمونه سیم گالیم آرسنید<sup>۷</sup> در دمای‌های پایین تخمین زد [۳]. در سال ۱۹۹۲ داس‌سارما<sup>۸</sup> و هار<sup>۹</sup> رفتار انتقال الکترون در سیم کوانتومی یک بعدی برای مایع فرمی را توضیح دادند. آنها مطابق با تقریب فاز کاتوره‌ای ثابت کردند که ذرات سطح فرمی می‌توانند پلاسمون‌های مجازی با انرژی پایین را برانگیخته کنند. سپس محاسبه تئوری برانگیختگی سیستم‌های الکترونی شبه یک بعدی تحت میدان مغناطیسی با حضور یک پتانسیل محبوس سهمی‌گون توسط داس‌سارما و لی<sup>۱۰</sup> انجام شد. یک سال بعد، تاناتار<sup>۱۱</sup> و کانستانتینو<sup>۱۲</sup> پلاسمون‌های مغناطیسی یک سیستم الکترونی شبه یک بعدی استوانه‌ای را در حضور یک میدان مغناطیسی مطالعه کردند [۶]. سپس اثر همبستگی الکترون-الکترون در مورد فرایند استتار در سیم کوانتومی به وسیله تاکور<sup>۱۳</sup> و نیلسون<sup>۱۴</sup> بحث شد. آنها مشاهده کردند، که میزان استتار با افزایش همبستگی الکترون افزایش یافته است و پراکندگی پلاسمون وابسته به همبستگی الکترون و تراز اختلال است [۴]. در همین دوره از رویدادهای علمی پیشرفت‌هایی در حوزه لیزرهای تنظیم پذیر با طول موج بالا و قدرت زیاد شکل گرفت و کارهای تجربی زیادی برای درک ویژگی‌های اپتیکی و انتقالی از گاز الکترونی تحت تابش تراهرتز انجام شد. با پیشرفت سریع پدیده تراهرتز<sup>۱۵</sup> نیاز به توصیف سیستم‌های جفت شده الکترون-فوتون احساس شد. در سال ۲۰۰۰ زانگ<sup>۱۶</sup> به بررسی گاز الکترونی تحت تابش شدید تراهرتز پرداخت و ویژگی‌های برانگیختگی دسته جمعی را با محاسبه تابع دی‌الکتریک به دست‌آورد و پراکندگی پلازما را بر اساس تغییرات طول موج و شدت

<sup>۶</sup> H.Sakaki<sup>۷</sup> Gallium Arsenide<sup>۸</sup> Das Sarma<sup>۹</sup> Ha<sup>۱۰</sup> Li<sup>۱۱</sup> B. Tanatar<sup>۱۲</sup> N. C. Constantinou<sup>۱۳</sup> Thakur<sup>۱۴</sup> Neilson<sup>۱۵</sup> Terahertz radiation<sup>۱۶</sup> C. Zhang

میدان لیزر بررسی کرد [۷].

در حدود بیست سال بعد از کار ساکاکای مجموعه‌ای جدید از تکنولوژی که به ما اجازه مهندسی دقیق مواد در مقیاس‌های نزدیک به یک اتم واحد را می‌داد مطرح شد [۳]. روآراستی پرتو مولکولی<sup>۱۷</sup>، نانو لیتوگرافی<sup>۱۸</sup>، لیتوگرافی<sup>۱۹</sup> پرتو یون و پرتو الکترون نمونه‌هایی از این تکنیک‌های عالی هستند. برای مثال، در طرح روش روآراستی پرتو مولکولی، ترکیبات نیم‌رسانا با ارسال اتم‌ها و مولکول‌های گوناگون روی زیر لایه در خلاء بالا رشد می‌یابند. بنابراین می‌توان لایه‌های نیم‌رسانایی را به روش روآراستی پرتو مولکولی با دقت بهتر و با ضخامت یک لایه اتمی تهیه کرد. این موضوع نیازمند توضیحات بیشتر و ذکر جزئیات در شیوه ساخت نانو ساختار است که از حوصله این بحث خارج می‌باشد [۳، ۸].

ساختارهایی با مقیاس طولی کوچک فقط به علت تکنیک‌های فنی مورد توجه واقع نشده‌اند، بلکه تغییراتی که در مفهوم فیزیکی ساختارها با تغییر ابعاد روی می‌دهد مورد توجه فیزیکدانان بوده است. وقتی ماده محبوس شده باشد یا در مقیاس نانو متر ساخته شده باشد، می‌تواند کوچکی ابعاد روی تغییر ساختارهای نواری و چگالی حالت‌ها اثر گذار باشد. به عبارت دیگر برخی از اثرهای فیزیکی مواد کوچک در سیستم‌های کپه‌ای (سه بعدی) می‌تواند در ویژگی‌هایی مثل رسانایی الکتریکی<sup>۲۰</sup>، توانایی مکانیکی<sup>۲۱</sup> یا تعادل ساختاری موثر باشند. همچنین فیزیک مربوط به این سیستم‌ها می‌تواند منشاء اثرهای کلاسیکی مثل اثر شارژ<sup>۲۲</sup> باشند. در مقیاس نانومتری، الکترون‌ها در بازه زمانی طولانی رفتاری مثل ذرات را از خود نشان نمی‌دهند و مدل رفتاری شبیه موج‌ها پیدا می‌کنند. در این موارد آثار کوانتومی چون تونل‌زنی<sup>۲۳</sup> و یا تداخل<sup>۲۴</sup> مشاهده می‌شود.

با توجه به دانستنی‌های فیزیک کلاسیک و اثر متقابل با فیزیک کوانتومی، فیزیک مزوسکوپیک<sup>۲۵</sup> مورد توجه

<sup>۱۷</sup> The molecular beam epitaxy

<sup>۱۸</sup> nanolithographic

<sup>۱۹</sup> lithographic

<sup>۲۰</sup> Electrical conduction

<sup>۲۱</sup> Mechanical strength

<sup>۲۲</sup> Charging

<sup>۲۳</sup> tunneling

<sup>۲۴</sup> interference

<sup>۲۵</sup> mesoscopic

بسیاری از محققین این رشته قرار گرفته است، که بخش‌های مهمی از فضای تحقیقاتی نانو تکنولوژی را وابسته به خود کرده است. فیزیک مزوسکوپیک براساس همبستگی<sup>۲۶</sup> الکترون تعریف می‌شود، به این صورت که در یک سیستم الکترونی، همبستگی از طریق حرکت، حالت و انرژی یک الکترون منفرد وابسته به ویژگی‌های الکترون‌های دیگر قابل توصیف است. براساس این تعریف، یک مسئله بس ذره‌ای<sup>۲۷</sup> در پیش روی ما قرار می‌گیرد که حل آن دشواری‌های بسیاری را به دنبال خواهد داشت. با کاربردهایی از تکنیک‌های تئوری میدان کوانتومی، مخصوصاً روش نمودار فایمن که در اوایل دهه ۱۹۵۰ مطرح شده بود، نتوانست مسیر مناسبی برای حل این مسئله به محققین ارائه دهد. تکنیک‌های ارائه شده در حل سیستم‌های بدون برهم‌کنش بعضی از ویژگی‌های سیستم را توضیح می‌داد ولی باز هم نتایج به اندازه کافی مطلوب نبود و نیاز به اصلاح داشت [۳]. بعدها تکنیک‌های مورد استفاده در حل میدان کوانتومی باعث پیشرفت‌های مهمی در مسئله بس ذره‌ای شد که این پیشرفت‌ها در نقل قولی از آقای کولمان<sup>۲۸</sup> این گونه تشریح شده است [۹]: "مطالعه فیزیک بس ذره‌ای در حالی که یک تفریگاه علمی حیرت‌آور است. یک حرکت مداوم در سرتاسر نیمی از قرن گذشته داشته است. توصیف ویژگی‌هایی از حالت‌های جدید ماده پدیده‌های همچون ابر شارگی<sup>۲۹</sup>، مایسنر<sup>۳۰</sup>، کوندو<sup>۳۱</sup> و اثر هال کوانتومی کسری<sup>۳۲</sup> موجب پیشرفت در چارچوب مفهوم جدید برای درک ما از رفتار جمعی از شاخه‌های گسترده شده آن سوی محدوده فیزیک مواد چگال این جهان همچون کیهان‌شناسی<sup>۳۳</sup>، فیزیک ذرات و هسته‌ای می‌شود."

این پایان‌نامه با هدف مطالعه نظری برانگیختگی‌های جمعی الکترون در سیم کوانتومی تحت تابش الکترومغناطیس در چهار فصل تنظیم شده است. در فصل ۲ مفاهیم ابتدایی مثل شناخت نیم‌رساناها، پلاسمن، استتار، تابع دی‌الکتریک، معرفی پدیده تراهرتز مطرح می‌شوند.

---

<sup>۲۶</sup>correlation

<sup>۲۷</sup>Many-body

<sup>۲۸</sup>Coleman

<sup>۲۹</sup>superfluidity

<sup>۳۰</sup>Meissner

<sup>۳۱</sup>Kondo

<sup>۳۲</sup>fractional quantum

<sup>۳۳</sup>cosmology

در فصل سوم چگونگی محاسبه تابع دی‌الکتریک و همچنین تقریب فاز کاتوره‌ای بیان شده و نحوه محاسبه تابع دی‌الکتریک به روش تقریب فاز کاتوره‌ای مورد بررسی قرار می‌گیرد.

در فصل ۴ یک مدل از گاز الکترونی شبه یک بعدی، تحت تابش تراهرتز که تحت تاثیر یک پتانسیل محدود کننده هارمونیک است، بررسی می‌شود. ابتدا با جداسازی بخش زمانی و مکانی معادله شرودینگر تابع موج و حالت الکترونی دستگاه گاز الکترونی شبه یک بعدی تحت تابش محاسبه می‌شود سپس با محاسبه چگالی بار القایی، تابع دی‌الکتریک سیستم و در نهایت ویژگی‌های حرکت دسته جمعی الکترون‌ها سیستم بدست می‌آیند.

## فصل ۲

## تعاريف



## ۱.۲ نیم‌رسانا

نیم‌رساناها در صفر کلومین یک نوار الکتریکی کاملاً پر دارند که تنها با یک گاف کوچک انرژی از یک نوار خالی جدا شده است. در دماهای بالا، آنقدر فعال‌سازی گرمایی وجود دارد که برخی از الکترون‌ها بتوانند از نوار پایینی (نوار ظرفیت) به نوار بالایی (نوار رسانش) برانگیخته شوند. در این حال، میدان‌های الکتریکی خارجی می‌تواند بر حالت‌های الکترونی در هر دو نوار تاثیر گذارد و جریان عبور کند. هر چه دما بیشتر شود، الکترون‌های بیشتری به نوار رسانش برانگیخته می‌شوند و در نتیجه رسانندگی با ازدیاد دما افزایش می‌یابد.

در نیم‌رساناها رفتار الکترون‌هایی مورد نظر است که در نزدیکی لبه نوارها قرار دارند، یعنی آنها که به بالای نوار ظرفیت و نیز آنها که به ته نوار رسانش نزدیک‌ترند. زیرا فاصله آنها با ترازهای تهی به میزان لازم کم شده است و می‌توانند هنگامی که میدان الکتریکی اعمال می‌شود حالت انرژی خود را تغییر دهند. اما پتانسیل بلور بیشترین اثر را درست در لبه‌های نوارها دارد، لذا انحراف زیادی از شکل (سه‌موی) الکترون آزاد روی می‌دهد. اما نباید فراموش کرد که رفتار الکترون‌هایی که در نزدیکی بالای نوار ظرفیت قرار دارند، نیز اهمیت دارد.

ویژگی مهم نیم‌رسانا این است که رسانایی آنها با تغییر دما، برانگیختگی نوری و میزان ناخالصی به نحو قابل ملاحظه‌ای تغییر می‌کند. این قابلیت تغییر خواص الکتریکی، مواد نیم‌رسانا را انتخاب مناسبی برای تحقیق در زمینه قطعات الکترونیکی ساخته است. کاربردهای ایتوالکترینکی از دیگر ویژگی‌های بسیار مهم نیم‌رسانا است. از مهم‌ترین مواد نیم‌رسانا که شناخته شده  $Si$  و  $Ge$  را می‌توان نام برد که در پیشرفت میکرو الکترونیک بسیار مفید است، گاف انرژی آنها غیر مستقیم است که باعث می‌شود گسیل نور در آنها ضعیف باشد. همچنین دارای ضریب جذب کوچکی هستند، اما نیم‌رساناهای مرکب که از عناصر ستون‌های مختلف جدول تناوبی بدست می‌آیند، دارای خواص مطلوبی هستند [۱۰].

## ۱.۱.۲ ساختار نوار انرژی

ساختار نوار انرژی، به رفتار الکترون‌های سیستم وابسته است که براساس همین اصل می‌توان ویژگی‌های نوری و الکتریکی دستگاه را تعیین کرد. بنابراین محاسبه ساختار نواری نقش بسیار مهمی در مطالعه ساختار ناهمگن<sup>۱</sup> نیم‌رسانا ایفا می‌کند. وقتی اتم‌های مجزا به هم نزدیک کردند و به تشکیل یک ماده جامد را فراهم نمایند، تعاملی بین اتم‌های مجاور رخ خواهد داد. بنابراین نیروهای جاذبه و دافعه موجب یک تعادل مناسب بین اتمی در کریستال می‌شوند. در این فرایند تغییر در پیکربندی سطح انرژی<sup>۲</sup> الکترون منجر به تشکیل نوارهای پیوسته انرژی ظرفیت<sup>۳</sup> و رسانش<sup>۴</sup> می‌شوند. برای یک نیم‌رسانا در دمای صفر مطلق، ترازهای انرژی نوار ظرفیت با الکترون‌ها اشغال شده و سطوح انرژی در نوار رسانش خالی هستند. محدوده بین این دو نوار، گاف نواری<sup>۵</sup> با انرژی  $E_g$  نامیده می‌شود. در یک نیم‌رسانا ذاتی الکترون‌ها نمی‌تواند در محدوده گاف نواری حضور داشته باشند. پس این ناحیه به عنوان یک ناحیه ممنوعه برای الکترون‌ها شمرده می‌شود. اندازه گاف نواری می‌تواند دلیلی برای تمایز نیم‌رساناها از فلزات و عایق‌ها می‌باشد.

هر جامد دارای ساختار نواری انرژی ویژه می‌باشد. در محاسبه گاف نواری، یک مسیر برای الکترون از میان شبکه<sup>۶</sup> متناوب فرض می‌شود. با این حال، فاصله شبکه در جهات مختلف از شبکه بلور متفاوت است. بنابراین کمینه نوار رسانش و بیشینه نوار ظرفیت نمی‌تواند صرفاً در صفحه یکسان در مسیر الکترون‌ها باشند. این در شکل (۱.۲) نشان داده می‌شود.

در نیم‌رساناهای با گاف نواری مستقیم (مثل گالیم آرسنید) منطقه در بیشینه نوار ظرفیت و کمینه نوار رسانش در یک بردار موج<sup>۷</sup> یکسان در (نقطه  $\Gamma$ ) واقع می‌شوند، یعنی در نقطه صفر منطقه بریلون<sup>۸</sup> یک الکترون می‌تواند

<sup>۱</sup>heterostructures

<sup>۲</sup>energy level

<sup>۳</sup>valence band

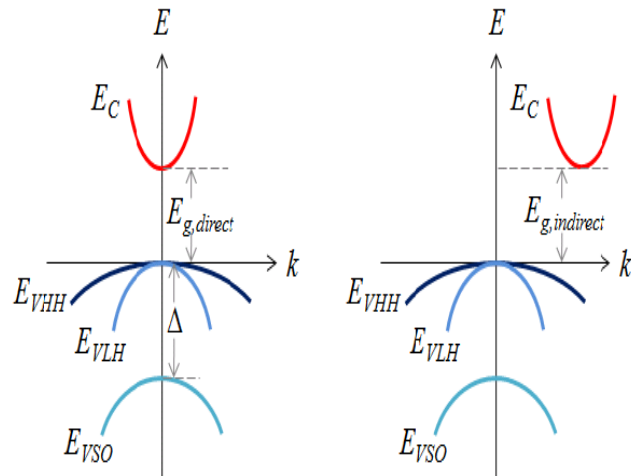
<sup>۴</sup>conduction band

<sup>۵</sup>band gap

<sup>۶</sup>lattice

<sup>۷</sup>wave vector

<sup>۸</sup>Brillouin



شکل ۱.۲: باند گاف مستقیم و غیر مستقیم

به نوار رسانش برود و یک جای خالی در نوار ظرفیت ایجاد کند و یک فوتون با اختلاف انرژی  $E_g$  از خود ساطع کند. اما در یک نیم‌رسانا با گاف نواری غیر مستقیم عدد موج برای بالاترین تراز اشغال شده نوار ظرفیت و پایین‌ترین تراز در نوار رسانش یکسان نیست پس امکان جذب فوتون خیلی کم است. انتخاب نیم‌رساناها بر اساس همین ویژگی برای کاربردهای مختلف صورت می‌گیرد. انتشار نور در وسایل اپتوالکتریک<sup>۹</sup> همچون لیزرها<sup>۱۰</sup> و دیودهای ساطع کننده نور<sup>۱۱</sup> ناشی از مواد نیم‌رسانایی با گاف نواری مستقیم است و از مواد نیم‌رسانا با گاف نواری غیر مستقیم در کاربردهای الکترونیکی استفاده می‌شود [۱۱].

## ۲.۱.۲ نانو ساختارهای نیم‌رسانا

دستیابی به مواد نیم‌رسانا با خلوص بالا با یک کریستال خطی کامل امکان ساخت ساختارهای نیم‌رسانایی را در مقیاس نانو متر به وجود می‌آورد. این مواد به روش‌های مختلفی به نانو ساختارهای نیم‌رسانا برای تحقیقات و بهره برداری رسانش الکتریکی روی مقیاس‌های طولی کوتاه تقسیم شده‌اند. آنها می‌توانند به صورتی ساخته شوند که الکترون‌ها محدود به حرکت در یک صفحه باشند در حالیکه حرکت عمودی نسبت به لایه، کوانتیزه است. در این

<sup>۹</sup>optoelectronic

<sup>۱۰</sup>laser

<sup>۱۱</sup>light emitting diode

صورت دارای یک لایه نازک از الکترون‌هایی با تحرک بسیار بالا ایجاد می‌شود [۱۲].

## ۲.۲ ویژگی‌های سیستم‌های ابعاد پایین

سیستم‌های ابعاد پایین<sup>۱۲</sup> اشاره به موادی دارند که حداقل در یک بعد محدود شده‌اند. چاه‌های کوانتومی<sup>۱۳</sup> فیلم‌های، نازک<sup>۱۴</sup>، نانو سیم‌ها<sup>۱۵</sup>، نانو لوله‌ها<sup>۱۶</sup>، نقطه‌های کوانتومی<sup>۱۷</sup>، نانو ذرات<sup>۱۸</sup> و شامل این دسته از سیستم‌ها می‌شود. ویژگی‌های فیزیکی در این سیستم‌ها با توجه به تغییر سیستم‌های کپه‌ای به علت اثرهای ابعاد کوانتومی و اثرهای مرزی پیش‌بینی شده است. اثر اندازه کوانتومی نقش مهمی را در سیستم‌های ابعاد پایین ایفا می‌کند. برای یک گاز الکترونی بدون برهم کنش در سه بعد، رابطه چگالی حالت به شکل زیر تعریف می‌شوند،

$$N(E) = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} E^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3}.$$

در رابطه فوق  $N(E)$  در واقع چگالی حالت‌های مجاز انرژی در واحد حجم است. وقتی سیستم در حالت دو بعد باشد چگالی به شکل مقدار ثابت  $N(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}$  خواهد بود و در نهایت در سیستم یک بعدی یا سیم کوانتومی چگالی به صورت زیر تغییر می‌کند،

$$N(E) = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{1/2} E^{-1/2}}{\pi \hbar}.$$

باید توجه کرد که با تغییر ابعاد سیستم وابستگی انرژی به چگالی حالت تغییر می‌کند. به صورتی که در سیستم سه بعدی چگالی حالت متناسب با  $E^{1/2}$  است در حالی که در دو بعد وابستگی به انرژی ندارد و در یک بعد با  $E^{-1/2}$  متناسب است. همچنین چگالی حالت‌ها اثر مهمی روی ویژگی‌های فیزیکی مختلف مواد همچون انتقال<sup>۱۹</sup>، جذب

<sup>۱۲</sup>low-dimensional systems.

<sup>۱۳</sup>quantum well

<sup>۱۴</sup>thin films

<sup>۱۵</sup>nanowires

<sup>۱۶</sup>nanotubes

<sup>۱۷</sup>quantum dots

<sup>۱۸</sup>nanoparticles

<sup>۱۹</sup>transport

اپتیکی<sup>۲۰</sup> و مغناطیسی<sup>۲۱</sup> می‌گذارند. برای مثال در گاز الکترونی بدون برهم کنش در یک نیم‌رسانا وقتی ابعاد سیستم از سه بعد به دو بعد تغییر می‌کند تغییری در تراز انرژی پایین نوار رسانش به وجود می‌آید که باعث تغییر در انرژی جذب اپتیکی مواد نیم‌رسانا می‌شود.

پدیده با اهمیت دیگر، پیدایش مرزها در تقسیم بندی مواد است که موجب پیدایش پدیده‌های فیزیکی در امتداد آن مرز یا حتی در سر تاسر مرز مربوط به کل سیستم می‌شود. چون در فرایند حبس ساختار نواری ماده در سه بعد تغییر می‌کند، یک حالت ویژه معمولا در لایه‌های اتم نزدیک به مرز به وجود می‌آید که به این حالت سطح مرزی گفته می‌شود [۸،۱۴]. در بسیاری موارد سطح‌های مشترک فضای تهی فلز و ساختارهای ناهمگون نیم‌رسانا، منبع اصلی برای گاز الکترونی دو بعدی هستند [۱۵]. عایق‌های توپولوژیک<sup>۲۲</sup> [۱۶] (مواد الکتریکی هستند که یک گاف نواری گپه‌ای، مانند عایق‌های معمولی دارند اما حالت‌های رسانایی روی لبه یا سطح محفوظ هستند) یک مبحث تست گرمایی در سال‌های اخیر است، که مثالی از اثر مرزی می‌باشد.

از سوی دیگر برهم‌کنش بس ذره‌ای روی ویژگی‌های مختلف سیستم‌های ابعاد کم اثر می‌گذارد. تغییر بعد اثر چشمگیری روی برهم‌کنش بین الکترون‌ها و برانگیختگی آنها دارد. بعضی اثرهای فیزیکی مانند انتقال فلز-نارسانا، ناهنجاری کولن<sup>۲۳</sup> (یک ناهنجاری در رابطه پراکندگی بخش فونون در یک فلز است)، نوسان فریدل<sup>۲۴</sup> (از یک اختلال متمرکز در یک نیم‌رسانا به علت یک نقض در گاز فرمی یا مایع فرمی ناشی می‌شود) و غیره در سیستم‌های ابعاد کم از برهم‌کنش چند جسمی ناشی می‌شوند [۱۴].

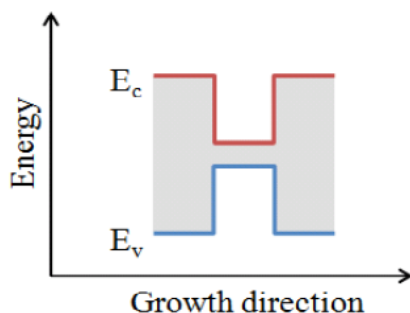
<sup>۲۰</sup>optical absorption

<sup>۲۱</sup>magnetism

<sup>۲۲</sup>Topological Insulators

<sup>۲۳</sup>Koln

<sup>۲۴</sup>Friedeloscillation



شکل ۲.۲: طرحی شماتیک از نوار انرژی یک ساختار چاه کوانتومی است. خط قرمز و آبی به ترتیب نوار رسانش و باند ظرفیت را نشان می‌دهد.

## ۱.۲.۲ ساختار سه بعدی تا صفر بعدی

در مواد نیم‌رسانای مختلف، حرکت الکترون‌ها به فضای طول موج دوبروی<sup>۲۵</sup> محدود می‌شوند. این نتیجه‌ای از کوانتس شدن سطح‌های انرژی است، که در آن طیف انرژی از پیوسته<sup>۲۶</sup> به گسسته<sup>۲۷</sup> تغییر می‌کند، این پدیده منشاء اثر حبس کوانتومی<sup>۲۸</sup> است.

در موارد ساده‌تر یک چاه کوانتومی دو بعدی متشکل از یک لایه نازک<sup>۲۹</sup> از مواد با گافی نواری باریک بین لایه‌هایی از مواد با گافی نواری بزرگ ساندویچ می‌شود که این باعث می‌شود الکترون‌ها در چاه پتانسیل در جهت رشد محدود شود. شکل (۲.۲) یک نمونه از چاه کوانتومی را نشان می‌دهد. به عنوان یک نتیجه از اثر حبس کوانتومی، طیف الکترونی یک چاه کوانتومی شامل یک مجموعه از زیر نوارها با چگالی حالت‌های پله گونه است. این ویژگی‌ها اختلاف زیادی با مواد کپه‌ای میکروسکوپی دارند. موقعیت پایین هر یک از زیر نوارهای انرژی به وسیله شرایط حبس همچون پهنای چاه پتانسیل (یعنی ضخامت‌های لایه) و ارتفاع سد پتانسیل (یعنی مواد وابسته) تعیین شده است. در جهت بهبود بازده کلی در دستگاه نوری، ساختارهای چاه کوانتومی چندگانه توسط سدهایی

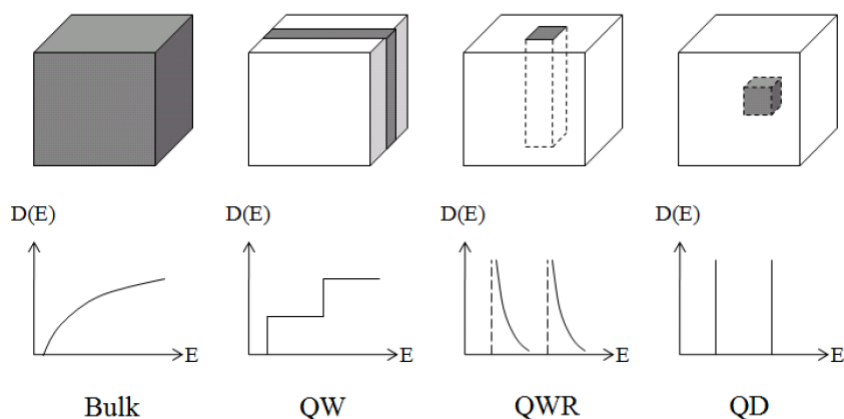
<sup>۲۵</sup>Broglie wavelength

<sup>۲۶</sup>continuous

<sup>۲۷</sup>discrete

<sup>۲۸</sup>quantum confinement

<sup>۲۹</sup>thin layer



شکل ۳.۲: ساختار و چگالی حالت‌های کپه‌ای و سیستم‌های ابعاد پایین

ضخیم از هم جدا شده‌اند که برای الکترون‌ها غیر قابل نفوذ می‌باشند. اما در یک سد نازک احتمال تونل‌زنی از یک چاه به دیگری امکان پذیر است. در این مورد سطوح انرژی گسسته و به شکل باندهایی کوچک گسترده می‌شوند. این ساختارها به عنوان یک ابر شبکه<sup>۳۰</sup> شناخته شده‌اند. در وضعیتی مشابه اگر دو سد پتانسیل، وارد سیستم شود حرکت الکترون‌ها به یک مسیر محدود خواهند شد و در این صورت سیم کوانتومی بدست می‌آید. سرانجام اگر حرکت الکترون‌ها در سه بعد محدود شود، نقطه کوانتومی بدون بعد شکل می‌گیرد. حال مشابه چاه‌های کوانتومی، سطح انرژی را می‌توان با تغییر پارامترهای ساختاری (یعنی اجزاء سازنده نقطه کوانتومی، اندازه و شکل) و ارتفاع سد پتانسیل تنظیم کرد. با توجه به اندازه کوچک نقطه کوانتومی، پارامترهای ساختاری اثر قابل توجهی نسبت به اجزاء سازنده ماده دارند پس توانایی تنظیم ویژگی‌های سیستم به وسیله تغییر اندازه، برای ما سودمند است. چگالی حالت‌ها برای سیستم‌های ابعاد پایین با سیستم‌های کپه‌ای متفاوت است. شکل (۳.۲) روند تغییرات چگالی حالت را در ابعاد متفاوت سیستم نشان می‌دهد [۱۱].

<sup>۳۰</sup> superlattice

### ۲.۲.۲ ساختار شبه یک بعدی

پیشرفت‌های اخیر در تکنولوژی نیم‌رسانا در مقیاس نانو، توجه بسیاری از تجربی کارها و تئوری کارها را به خود جلب کرده است که در میان این نانو ساختارها، مدل گاز الکترونی شبه یک بعدی یا سیم کوانتومی نیم‌رسانا، که حرکت الکترون در آن محدود به یک امتداد است، توجه بیشتری را به خود معطوف نموده است. گاز الکترونی شبه یک بعدی یک مدل نظری کامل برای توصیف رفتار فیزیکی سیستم‌های الکترونی شبه یک بعدی می‌باشد. در این مدل الکترون‌ها یک حرکت شبه آزاد در امتداد طول سیم دارند تا وقتی که حرکت آنها به طور مکانیکی-کوانتومی در امتداد جهت‌های عرضی به وسیله پتانسیل حبس محصور شده باشد. این سیستم‌ها براساس نمایش پدیده‌های متنوع و جالب فیزیکی همچون افزایش در تبلور ویگنر<sup>۳۱</sup> (بلور ویگنر شامل تعدادی از الکترون‌های مرتب شده در یک ساختار منظم شبیه یک جامد بلورین می‌شود. شکل گیری ساختار الکترون منظم در یک چگالی الکترون کم و یا میدان‌های مغناطیسی بالا پیش بینی شده است.) و غیره بنیان نهاده شده‌اند. دینامیک الکترون‌ها محصور در یک بعد موجب افزایش اثرهای برهم‌کنشی نسبت به سیستم‌هایی با ابعاد بزرگ‌تر می‌شود. همچنین مطالعات مربوط به حبس دینامیکی در یک سیستم الکترون یک بعدی می‌تواند رفتار مایع لاتینگر-تومانانگو<sup>۳۲</sup> (یک مدل نظری برای توصیف برهم‌کنش الکترون‌ها یا فرمیون‌ها در رسانا یک بعدی است.) را به جای توصیف مایع فرمی مورد توجه قرار دهد [۱۷،۱۸].

### ۳.۲.۲ زیر نوارهای سیستم‌های شبه یک بعدی

در بخش قبلی بیان شد که محدود شدن ابعاد سیستم می‌تواند روی حرکت الکترون‌ها و ترازهای انرژی سیستم تاثیر گذار باشد. بنابراین برای مطالعه یک سیم کوانتومی می‌توان سیستم را در یک امتداد تحت تاثیر کوانتس انرژی فرض کرد و در امتدادی دیگر پتانسیل محدود کننده  $U(y)$  را در نظر گرفت، یعنی الکترون‌ها فقط در امتداد محور

<sup>۳۱</sup>Wigner crystallization

<sup>۳۲</sup> Tomonaga-Luttinger



$x$  آزاد می‌تواند حرکت کنند، پس معادله شرودینگر سیستم به شکل زیر دخواهد شد،

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + U(y) \right] \psi(x, y) = E\psi(x, y), \quad (1.2)$$

همچنین با معرفی تابع موج به صورت  $\psi(x, y) = \psi(x)\phi(y)$  معادله شرودینگر فوق به دو معادله به فرم زیر تفکیک می‌شود،

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x) = E_x \psi(x), \quad (2.2)$$

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + U(y) \right) \phi(y) = E_y \phi(y). \quad (3.2)$$

می‌توان پتانسیل محدود کننده را به شکل زیر، یعنی پتانسیل دیوار سخت، که در آن  $\omega$  متناظر با پهنای سیم کوانتومی مورد مطالعه است، بیان کرد:

$$U(y) = \begin{cases} 0 & 0 < y < \omega, \\ \infty & y < 0, \omega < y, \end{cases}$$

حاصل حل معادله‌های (۲.۲) و (۲.۳) برابر زیر است،

$$\psi_n(x, y) = \psi(x)\phi_n(y) = e^{ik_x x} \sin\left(\frac{\pi n y}{\omega}\right). \quad (4.2)$$

در این صورت ویژه انرژی‌های حاصل از معادله‌های شرودینگر به فرم زیر در می‌آیند.

$$E = E_x + E_{y,n} = \frac{\hbar^2}{2m} \left( k_x^2 + \left( \frac{\pi n}{\omega} \right)^2 \right) = \frac{\hbar^2}{2m} (k_{||}^2 + \pi^2 k_{\perp}^2) \quad (5.2)$$

انرژی کل  $E$  از مجموع یک بخش پیوسته  $E_x$  و یک بخش گسسته  $E_{y,n}$  که مشابه بردارهای موج پیوسته  $(k_{||})$  و

گسسته  $(k_{\perp})$  می‌باشد، شکل گرفته است. در اینجا رابطه پراکندگی انرژی  $k_{||}^2 + k_{\perp}^2$   $E(k) = E(k_{||} + k_{\perp}) \sim k_{||}^2 + k_{\perp}^2$

شامل ترازهایی گسسته در نوار می‌باشد. [۱۹]

## ۳.۲ پلاسمون

از ویژگی‌های مورد توجه سیستم‌های شبه یک بعدی می‌توان به پاسخ دسته جمعی الکترون‌ها اشاره کرد، برانگیختگی دسته جمعی<sup>۳۳</sup> گاز الکترون (پلازما<sup>۳۴</sup>) پلاسمون<sup>۳۵</sup> نامیده می‌شود، نوسان پلاسمون‌ها که پاسخ دسته جمعی الکترون‌های یک سیستم به یک میدان الکتریکی خارجی است، یک نقش اساسی در برخی از پدیده‌های ابعاد پایین همچون کشش کولنی<sup>۳۶</sup> (پاسخ لایه غیر فعال به جریان در لایه فعال است که به واسطه برهم کنش کولنی در میان این دو لایه واقع شده است.) و اثر رفتار سیستم الکترونی در طول موج‌های بلند ایفا می‌کند. بنابراین می‌توان بیان کرد که علاوه بر حبس ناشی از مقیاس نانو، پراکندگی پلاسمون‌ها در حرکت الکترون‌ها برای سیم‌های کوانتومی یک بعدی تغییر قابل ملاحظه‌ای را ایجاد می‌کنند. یک ناحیه مجاز جدید برای نوسان پلاسمون‌ها در انرژی‌های پایین به دست آمده است. به عبارت دیگر در یک بعد فضای فاز در دسترس برای استتار ذره واحد به شدت محدود است به طوری که در این مورد موجب یک گاف در طیف برانگیختگی ذره-حفره می‌شود. بسیاری سعی دارند، فرکانس‌های پلاسمون را برای برهم‌کنش‌های بس‌ذره‌ای مختلف محاسبه کنند. یکی از موارد محاسبه فرکانس پلاسمون‌ها تقریب فاز کاتوره‌ای است که در بخش‌های آتی مورد بررسی قرار خواهد گرفت [۱۸،۲۰].

## ۴.۲ تقریب فاز کاتوره‌ای یا لیندهارد

تابع دی‌الکتریک که به روش لیندهارد محاسبه می‌شود، تقریب فاز کاتوره‌ای (*RPA*) نامیده می‌شود. این روش شامل دو مدل استاتیکی و دینامیکی برای تابع دی‌الکتریک می‌باشد. این تقریب به علت سادگی در توصیف پاسخ گاز الکترون توجه بیشتری را نسبت به روش‌های قبل (توماس فرمی و ...) به خود جلب کرده است. در این تقریب در مراتب پایین از تبادل و همبستگی حفره صرفه‌نظر می‌شود و همچنین این روش می‌تواند ویژگی‌های گاز الکترونی همچون پلاسمون‌ها را پیش‌بینی کند. دو روش برای تقریب فاز کاتوره‌ای در نظر گرفته می‌شود، یکی معادله حرکت

<sup>۳۳</sup>collective excitations

<sup>۳۴</sup>plasma

<sup>۳۵</sup>plasmon

<sup>۳۶</sup>Coulomb drag

و دومی استفاده از تابع گرین است. نتیجه‌ای که از معادله حرکت به دست می‌آید میدان خود سازگار<sup>۳۷</sup> نامیده می‌شود [۲۱] که در فصل ۳ مفصل درباره این موضوع صحبت خواهد شد.

## ۵.۲ استتار دینامیکی

به واسطه برهم‌کنش قطبی، پراکندگی الکترون‌ها یکی از موضوع‌های مهم در فرایندهای فیزیکی هستند. منابع اصلی در پراکندگی قطبی شامل ناخالصی‌ها، حالت‌های پیزوالکتریک<sup>۳۸</sup>، حفره‌ها، الکترون و فونون نوری می‌باشند که همه در معرض استتار الکتریکی به وسیله حرکت الکترون‌های گاز هستند. تا کنون در بحث این فرایندها فرض شده، که استتار به طور موثر لحظه‌ای است. وقتی پراکندگی پتانسیل وابستگی زمانی نداشته باشد پاسخ گاز الکترون به پتانسیل کم خواهد بود پس حالت استتار کمتر روی می‌دهد. به عبارت دیگر در استتار فرض شده که پتانسیل استاتیک خواهد بود، اما هیچ اثر فیزیکی فوراً اتفاق نمی‌افتد. الکترون‌ها به علت این که اینرسی دارند، تحت اثر میدان الکتریکی حرکت می‌کنند که منبع ضعیف برای پراکندگی است. هر وقت که پراکندگی پتانسیل متغیر در زمان باشد. استتار یک فرایند دینامیکی است.

فرض شده، استتار استاتیکی باشد. بنابراین استتار استاتیکی یک توصیف مناسب برای استتار ناشی از برهم‌کنش پیزوالکتریک است، از اینرو فرکانس‌های فونون آکوستیکی (صوتی) که می‌تواند با الکترون‌ها برهم‌کنش کنند بسیار کم هستند. استتار وقتی مهم است که چگالی گاز الکترون زیاد باشد مثلاً برای گالیم آرسنید  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  به بالا باشد. با وجود این قبیل چگالی‌ها حرکت دسته جمعی از گاز الکترون را نمی‌توان نادیده گرفت. بنابراین استتار دینامیکی و آثار پلاسما از هم جدا ناپذیر هستند و با هم بحث می‌شوند. [۲۲].

<sup>۳۷</sup>self consistent field

<sup>۳۸</sup>piezoelectric

## ۶.۲ تابع دی‌الکتریک

محاسبه تابع دی‌الکتریک می‌تواند به منظور مطالعه برانگیختگی دسته جمعی و اندازه‌گیری طیف انرژی الکترون به کار برده شود. رابطه‌ای که در زیر آمده است یک تعریف از تابع دی‌الکتریک را ارائه می‌دهد،

$$E(r, t) = \int dr' \int dt \epsilon^{-1}(r, r', t - t') D(r', t'). \quad (۶.۲)$$

در رابطه فوق  $D$  تابع جابه‌جایی و  $E$  میدان الکتریکی است. یک سیستم در مقیاس میکروسکوپی می‌تواند همگن مطرح شده باشد، از این رو تابع دی‌الکتریک  $\epsilon$  وابسته به اختلاف  $r - r'$  است. رابطه فوق بعد از تبدیل فوریه به فرم زیر در می‌آید،

$$E(q, \omega) = \epsilon^{-1}(q, \omega) D(q, \omega). \quad (۷.۲)$$

در الکتروپدینامیک، میدان الکتریکی  $E$  و جابه‌جایی  $D$  به واسطه بار کل و بار خارجی به ترتیب زیر تعریف می‌شوند،

$$iq \cdot E(q, \omega) = \rho_{tot}(q, \omega), \quad (۸.۲)$$

$$iq \cdot D(q, \omega) = \rho_{ext}(q, \omega). \quad (۹.۲)$$

در روابط بالا  $\rho_{ext}(q, \omega)$  چگالی خارجی و همچنین  $\rho_{tot}(q, \omega)$  چگالی بار کل است که به شکل زیر تعریف می‌شود،

$$\rho_{tot}(q, \omega) = \rho_{ext}(q, \omega) + \rho_{ind}(q, \omega). \quad (۱۰.۲)$$

که در رابطه فوق  $\rho_{ind}(q, \omega)$  چگالی بار القایی داخلی ناشی از برهم‌کنش‌های داخلی سیستم می‌باشد. پس به وسیله روابط بیان شده در بالا می‌توان به یک شکل کلی از رابطه چگالی بار رسید،

$$\rho_{ind}(q, \omega) = \left( \frac{1}{\epsilon(q, \omega)} - 1 \right) \rho_{ext}(q, \omega). \quad (۱۱.۲)$$

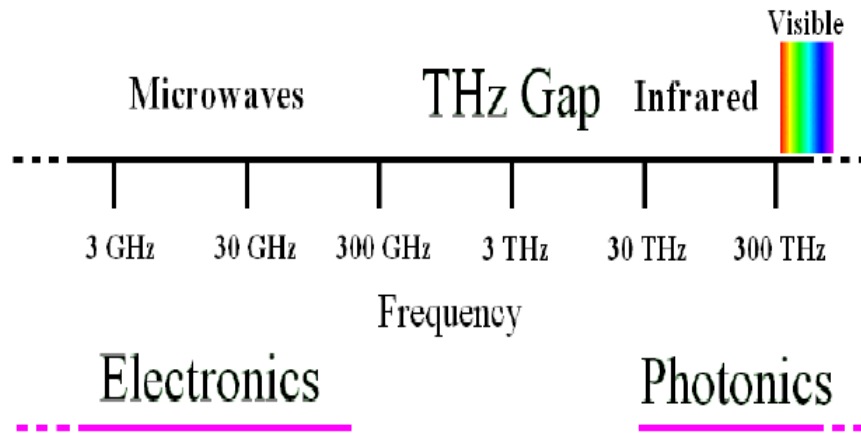
این رابطه مهم است زیرا نشان می‌دهد وقتی  $\epsilon(q, \omega)$  به سمت صفر می‌رود، سیستم میزبان یک ناپایداری ذاتی دارد و همچنین توزیع بار بدون حضور یک نیرو محرکه خارجی وجود خواهد داشت. همچنین نشان می‌دهد که  $\epsilon(q, \omega)$  یا با دقتی بیشتر  $\epsilon(q, \omega)^{-1}$  پاسخ سیستم به یک اختلال خارجی را شامل می‌شود [۲۳].

## ۷.۲ ویژگی‌های اپتیکی نانوساختار

ویژگی‌های اپتیکی مواد، اشاره به پاسخ مواد به میدان الکترومغناطیس دارند. درک ویژگی‌های اپتیکی از مواد با انعکاس و شکست نور روی سطح مشترک از مواد مختلف امکان پذیر می‌شوند. پاسخی که این مواد به نور فرودی از خود نشان می‌دهند به فرکانس آنها وابسته است. برهم کنش بین نور و الکترون در یک ماده شامل استتار و جذب نور است که معمولاً با تابع دی‌الکتریک بدست آمده از مواد توصیف می‌شود. در این سال‌ها ویژگی‌های اپتیکی در سیستم‌های ابعاد پایین، توجه زیادی را به دلیل پلاسمون‌های سطحی به خود جلب کرده است. پلاسمون‌ها اشاره به حالت‌های برانگیخته دسته جمعی از الکترون‌ها در مواد دارند. پلاسمون سطحی یک نوع از حالت پلاسمون است که روی مرز سیستم‌ها متمرکز می‌شود. مهمترین مسئله در پلاسمون سطحی این است که می‌تواند قویاً با نور جفت شود، که این نشان دهنده افزایش میدان الکتریکی در مرز است [۲۴]. بنابراین این نتیجه‌ها نمایانگر پدیده و ویژگی‌های کاربردی تکنولوژی پلاسمون‌ها در طیف نمایی رامان<sup>۳۹</sup> [۲۵]، سلول‌های خورشیدی<sup>۴۰</sup> [۲۶] می‌باشد.

## ۸.۲ پدیده تراهرتز

در تکنولوژی الکترونیک که مبتنی بر ترابرد حامل‌ها در نیم‌رساناهای نوعی است، کاربردها به ناحیه فرکانسی کمتر از حدود  $THz/30$  محدود می‌شوند، در حالی که در محدوده فوتونیک برای تولید تشعشع الکترومغناطیس وسایل نیم‌رسانا در فرکانس‌های بالاتر از  $THz/30$  عمل می‌کنند. در بین نواحی فرکانسی مربوط به این دو تکنولوژی یک گاف معروف به تراهرتز وجود دارد. شکل (۴.۲) یک طرح کلی از گاف  $THz$  بین ناحیه فرکانسی مربوط به



شکل ۴.۲: طرح شماتیک از امواج الکترومغناطیس در ناحیه فرکانسی تراهرتز که بین ناحیه‌های فرکانسی با تکنولوژی‌های الکترونیک و اپتوالکترونیک قرار گرفته است که این ناحیه فرکانس در فیزیک و شیمی و فرایندهای بیوتکنولوژی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

تکنولوژی‌های الکترونیک و اپتوالکترونیک را نشان می‌دهد. گزارش از لیزر تزریقی تراهرتز یک پارچه که مبتنی بر انتقال بین ترازهای داخلی در نوار رسانش ساختار ناهمگون نیم‌رسانا ( $GaAs/AlGaAs$ ) است، نتیجه بسیار امید بخشی را به واسطه دستیابی به کارایی و عملکرد موج پیوسته و دما بالا در سیستم‌های اپتوالکترونیک می‌دهد. نتایج مطالعات بر روی عملکرد موج پیوسته از لیزرهای آبخاری<sup>۴۱</sup> کوانتومی به توصیف پتانسیل با ارزش آنها در چشمه‌های نور موج پیوسته نیمه مادون قرمز<sup>۴۲</sup> به واسطه دقت بالا طیف نمایی<sup>۴۳</sup>، کاربردبرای‌های حسگر<sup>۴۴</sup> شیمیایی و ارتباط نور فضای آزاد (خلاء)<sup>۴۵</sup> با سیستم‌ها می‌پردازد. تولید پهنای نوار تشعش  $THz$  با قدرت بالا از خوشه‌های<sup>۴۶</sup> الکترون زیر پیکو ثانیه در یک شتاب دهنده با قدرت بالا افزایش یافته، کاربردهای جدیدی را در نتیجه همپوشانی ویژگی‌های متمایز جذب‌کنندگی و پراکندگی بسیاری از مواد با این محدوده طیفی نوید می‌دهد که تراهرتز را قادر به تصویربرداری می‌سازد تا ویژگی‌های جالبی را آشکار سازد. دستیابی به چشمه‌های لیزر پیوسته، منسجم،

<sup>۳۹</sup>Raman

<sup>۴۰</sup>solar cells

<sup>۴۱</sup>cascade lasers

<sup>۴۲</sup>mid-infrared

<sup>۴۳</sup>spectroscopy

<sup>۴۴</sup>sensing

<sup>۴۵</sup>free-space

<sup>۴۶</sup>bunches

قابل تنظیم و قوی در محدوده فرکانس تراهرتز تحقیقات تئوری و تجربی بسیاری را بر روی ساختارهای نانویی نیم‌رسانا به دلیل پتانسیل عالی در کاربری‌های وسایل در الکترونیک نوری، ارتباط نوری و حتی در پردازشگرهای اطلاعات کوانتومی به وسیله استفاده ماهرانه و منسجم از ذرات کوانتومی نیم‌رسانا تحت پالس‌های شدید تشعشع تراهرتز برانگیخته است. در نتیجه هم سیستم‌های آشکارسازی تراهرتز و هم سیستم‌های تولید تراهرتز بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. پیشرفت در تکنولوژی آشکارسازی تشعشع تراهرتز، تکنیک‌های طیف سنجی ارزشمندی را برای بسیاری از موارد کاربردهای علمی، صنعتی و پزشکی مهیا کرده است. اشعه  $T$  انرژی فوتون کمتری نسبت به اشعه  $X$  دارد و یک بافت زیستی را در معرض اشعه مضر قرار نمی‌دهد. برای مثال انتظار می‌رود تکنیک تصویر برداری اشعه  $T$  که مبتنی بر طیف سنجی دامنه زمانی تراهرتز است، اولین طیف سنج تصویر برداری زیر مادون قرمز<sup>۴۷</sup> قابل حمل و نقل باشد.

تحقیقات مدرن بر روی مواد و سیستم‌های تراهرتز ذاتاً به علت وابستگی چشمه‌های تراهرتز به ساختارها و مواد جدید و در همان زمان متکی به تحقیقات مواد روی ابزارهای ویژه تراهرتز است. آنها با قابلیت بالا برای توصیف و کاوش در مواد و سیستم‌های گوناگون استفاده می‌شوند. از موادی که در وسایل تراهرتز استفاده می‌شوند، جامداتی هستند که شامل نیم‌رسانا، ابررساناها، پلیمرها، کریستال‌های فوتونیک تا ساختارهای نانویی کوانتوم می‌شوند. طیف‌نمایی در حوزه زمانی تراهرتز به عنوان پایه سیستم‌های تصویر برداری اشعه  $T$  در زیست‌شناسی و پزشکی بکار گرفته شده است که شامل تشخیص بیماری‌ها، تجزیه و تحلیل  $DNA$ ، مطالعات ساختار پروتئین و پرتونگاری مقطعی می‌شوند. چند مثال از تکنیک‌های طیف سنجی تراهرتز در بررسی مواد متنوع شامل انتقالات ساختار بین مولکولی در مایعات به وسیله طیف‌نمایی در حوزه زمانی<sup>۴۸</sup> تراهرتز، یونش القایی لیزر و دینامیک‌های پلاسما در گازها به وسیله طیف‌نمایی کاوشی<sup>۴۹</sup> پمپ نوری تراهرتز<sup>۵۰</sup> و انتقال نور رسانی در نیم‌رساناها، نقاط کوانتومی و ذرات نانو به وسیله طیف‌نمایی زمان معین تراهرتز است.

---

<sup>۴۷</sup> far-infrared

<sup>۴۸</sup> time-domain

<sup>۴۹</sup> probe

<sup>۵۰</sup> pump-terahertz

تحقیقات بنیادی و کاربردی نیازهای ذاتی برای توسعه مواد و وسایل برای سیستم‌های تشخیص و تولید تراهرتز هستند. پیشرفت در حسگرها و چشمه‌های تشعشعات تراهرتز و اجزایشان مثل لوله‌ها، لیزرها، آشکارسازهای مستقیم، مخلوط کن<sup>۵۱</sup> و چند برابر کننده‌های<sup>۵۲</sup> فرکانس، مدارهای پیچیده‌تر و در نهایت ابزارهای کاملی را به همراه دارند. بسیاری از وسایل و کاربردهای مرتبط بر مبنای ویژگی‌های الکترونیکی و دی‌الکتریکی ساختارهای نانویی در محدوده تراهرتز واقع شده که در آن اتصال قوی الکترون‌ها به میدان‌های تراهرتز منجر به تعدادی پدیده جدید مثل انتقال غیر خطی، جذب تشدید و تشدید الکترون- فوتون-فونون شده است. ضرورت فهم عمیق ویژگی‌های مواد الکترونیکی در حضور تشعشع تراهرتز منجر به مطالعات تئوری و تجربی گوناگونی شده است [۱۲].

## ۹.۲ برانگیختگی شدید تراهرتز در نیم‌رسانا

با پیشرفت کاربردی شدن لیزرهای تراهرتز مولکولی که به صورت نوری پمپ می‌شوند و نیز لیزرهای الکترون آزاد، طیف‌نمایی تراهرتز در سطح برانگیختگی بالا به واقعیت پیوسته است و اخیراً اقدامات چشم‌گیری در این زمینه انجام شده است. لیزر تراهرتز با قدرت بالا در محدوده فرکانس ۱۲۰ گیگاهرتز تا ۳۰ تراهرتز تنظیم می‌شود. ارائه پالس‌های نانو ثانیه از تابش میدان الکترومغناطیسی با شدت  $MW/cm^2$  متشابه با میدان الکتریکی ده‌ها کیلو ولت در هر سانتی‌متر در خلاء است.

استفاده از تابش تراهرتز با قدرت بالا منجر به افزایش پدیده‌های مختلف غیر خطی در نیم‌رسانا شامل تونل‌زنی<sup>۵۳</sup>، جذب چند فوتونی<sup>۵۴</sup>، یونیزاسیون ضربه‌ای<sup>۵۵</sup> (برخورد یونش بالا) نور، اشباع<sup>۵۶</sup> جذب و غیره می‌شود. ویژگی‌های این اثر اساساً با هم‌تایان خود از نظر هر دو محدوده مرئی<sup>۵۷</sup> و مادون قرمز<sup>۵۸</sup> و محدوده گسترش میکرو موج<sup>۵۹</sup>

<sup>۵۱</sup> mixer

<sup>۵۲</sup> multipliers

<sup>۵۳</sup> tunneling

<sup>۵۴</sup> multiphoton absorption

<sup>۵۵</sup> impact ionization

<sup>۵۶</sup> saturation

<sup>۵۷</sup> visible

<sup>۵۸</sup> infrared

<sup>۵۹</sup> microwave



ناشی از میدان الکتریکی  $dc$  متفاوت است. با توجه به این واقعیت که در محدوده تراهرتز، برهم‌کنش در سیستم الکترون فوتون تحت انتقال کوانتومی به حد کلاسیکی اتفاق می‌افتد. علاوه بر این شدت تابش بالا اجازه به کشف دینامیک غیر خطی می‌دهد یا اشاره به از دست دادن قدرت تابشی مطابق با بازیابی پاسخ خطی از سیستم با یک سطح متقاطع  $\phi$  کوچک دارد [۲۷].

در سیستم‌های نیم‌رسانا با ابعاد پایین که تحت تابش لیزر در محدوده تراهرتز هستند، یک حالت تشدید ایجاد می‌شود که از این وضعیت می‌توان برای درک بسیاری از ویژگی‌های آنها استفاده کرد به همین دلیل این وضعیت برای بسیاری از پژوهشگران خوشایند است. برای مثال از مطالعه گاز الکترونی تحت تابش لیزر تراهرتز می‌توان ویژگی‌هایی همچون پلاسمون‌ها، برانگیختگی دسته جمعی و میزان جفت شدگی الکترون و فوتون و غیره را استخراج کرد.

---

$\phi$  cross-section

## فصل ۳

# پاسخ خطی و تابع دیالکتریک

### ۱.۳ مقدمه

یکی از موارد مورد علاقه در فیزیک ماده چگال بررسی پاسخ سیستم به ازای تغییر در شرایط محیطی و یا اعمال میدان‌های الکتریکی و یا مغناطیسی ثابت و یا متغییر خارجی است. زمانی که پاسخ یک سیستم فیزیکی، به یک نوسان خارجی ضعیف (یا اختلال) هم به مکان و هم به زمان وابسته است، امکان ظهور حالت‌های متعددی وجود دارد. ترم ضعیف اعمالی اشاره به این دارد که پاسخ سیستم به اختلال، خطی است. اگر اختلال اعمالی ( $I$ ) روی سیستم تحت ملاحظه و آزمون‌های تبدیل ( $A$ ) تحمیل شده باشد، می‌تواند یک تابع پاسخ خطی ( $R$ ) به وسیله رابطه  $A = R \times I$  را معرفی کند. برای همه این حالت‌ها یک قاعده کلی وجود دارد که اجازه محاسبه پاسخ خطی سیستم فیزیکی را صرف‌نظر از جزئیات اختلال اعمالی به سیستم می‌دهد. این قاعده پاسخ خطی نامیده می‌شود. تابع دی‌الکتریک نقش مهمی در این قاعده ایفا می‌کند [۳].

### ۲.۳ مفهوم تابع دی‌الکتریک

برای درک مفهوم تابع دی‌الکتریک، یک گاز الکترونی غیر برهم‌کنشی همگن با چگالی  $n$  بررسی خواهد شد. اگر یک پتانسیل خارجی  $V_{ext}(r, t)$  یابه طور معادل چگالی بار خارجی  $n_{ext}(r, t)$  در نظر گرفته شود، به واسطه نوسان‌هایی در گاز الکترون القاء شده، چگالی بار القایی  $n_{ind}(r, t)$  با پتانسیل القایی<sup>۱</sup> به وسیله معادله پواسون<sup>۲</sup> مرتبط می‌شوند:

$$\nabla^2 V_{ind}(r, t) = -4\pi e^2 n_{ind}(r, t). \quad (1.3)$$

چگالی بار کل  $n(r, t)$  در سیستم مطابق با دستور العمل زیر محاسبه می‌شود،

$$n_{scr}(r, t) = n_{ext}(r, t) + n_{ind}(r, t). \quad (2.3)$$

<sup>۱</sup>induced potential

<sup>۲</sup>Poisson equation

بنابراین پتانسیل کل فعال روی الکترون به فرم زیر معین می‌شود،

$$V_{scr}(r, t) = V_{ext}(r, t) + V_{ind}(r, t). \quad (۳.۳)$$

که  $V_{ind}(r, t)$  اثر استتار گاز الکترون روی یک الکترون در مکان  $r$  را توصیف می‌کند. نسبت  $V_{ext}(r, t)$  به  $V_{scr}(r, t)$  تابع دی‌الکتریک از یک گاز الکترونی را تعریف می‌کند،

$$\epsilon(r, t) = \frac{V_{ext}(r, t)}{V_{scr}(r, t)}, \quad (۴.۳)$$

که رابطه فوق را به شکل زیر می‌توان نوشت،

$$\epsilon(q, \omega) = \frac{V_{ext}(q, \omega)}{V_{scr}(q, \omega)}. \quad (۵.۳)$$

بنابراین یک روش مستقیم از پاسخ یک گاز الکترونی با تعریف تابع دی‌الکتریک به دست می‌آید. تابع دی‌الکتریک اندازه اختلال خارجی استتار شده به وسیله قطبش الکترونیکی ناشی از بار القایی را بیان می‌کند. همچنین چگالی بار القایی و خارجی را متناوباً از طریق تابع پاسخ چگالی (یا پذیرفتاری<sup>۳</sup> چگالی) به هم مرتبط می‌کند،

$$\chi(q, \omega) = \frac{n_{ind}(q, \omega)}{V(q, \omega)_{ext}} = \frac{n_{ind}(q, \omega)}{V_c(q)n_{ext}(q, \omega)}, \quad (۶.۳)$$

که  $V_c(q)$  پتانسیل برهم کنش کولنی در میان الکترون‌ها است. بنابراین تابع دی‌الکتریک به صورت زیر به پذیرفتاری وابسته می‌شود،

$$\frac{1}{\epsilon(q, \omega)} = 1 + V_c(q)\chi(q, \omega). \quad (۷.۳)$$

پاسخ به یک اختلال خارجی استتار شده، به سادگی به وسیله تابع پاسخ چگالی استتار تعریف می‌شود،

$$\chi_{scr}(q, \omega) = \frac{n_{ind}(q, \omega)}{V_{scr}(q, \omega)} = \frac{n_{ind}(q, \omega)}{V_c(q, \omega)n_{scr}(q, \omega)} = \epsilon(q, \omega)\chi(q, \omega). \quad (۸.۳)$$

<sup>۳</sup>susceptibility

$\chi_{scr}(q, \omega)$  به واسطه مطالعه نوسان چگالی بار القایی به وسیله یک چگالی بار خارجی به صورت  $n_{ext}(q, \omega) / \epsilon(q, \omega)$

به دست می‌آید. با به کارگیری رابطه بالا تابع دی‌الکتريک به شکل زیر نوشته می‌شود،

$$\epsilon(q, \omega) = 1 - V_c(q) \chi_{scr}(q, \omega). \quad (9.3)$$

از طریق تابع دی‌الکتريک محاسبه شده، می‌توان ویژگی‌های زیر را برای سیستم گاز الکترونی دارای برهم‌کنش به دست آورد: الف) پاسخ سیستم به میدان خارجی که در فضا و زمان متفاوتند، ب) طیف برانگیختگی چگالی نوسان، پ) همبستگی‌های وابسته به زمان بین چگالی نوسان‌ها، ت) حالت پایه انرژی و تراکم‌پذیری [۲۸].

### ۳.۳ مدل تابع دی‌الکتريک

تئوری استتار در گاز الکترون مبتنی بر مفهوم تابع دی‌الکتريک است، که در بخش قبلی بررسی شد. شناخت دقیق در مورد شکل تابع دی‌الکتريک در حوزه مطالعات چگالی الکترون بسیار مهم است. همچنین تابع دی‌الکتريک به روش‌های متنوعی مثل توماس فرمی<sup>۴</sup>، هابارد<sup>۵</sup>، لیندهارد<sup>۶</sup>، هارتری فوک<sup>۷</sup> و غیره قابل محاسبه است در این بخش تابع دی‌الکتريک را با استفاده از مدل کاتوره‌ای توصیف کنیم.

#### ۱.۳.۳ تقریب فاز کاتوره‌ای

همانطور که گفته شد تابع دی‌الکتريک به روش‌های متفاوتی محاسبه شد تا اینکه لیندهارد روشی با عنوان تقریب فاز کاتوره‌ای مطرح کرد، که این تقریب از سال ۱۹۵۰ طی ده سال در مسیر مطالعات استتار و برانگیختگی دسته جمعی گاز الکترونی گسترش یافت.

در دمای صفر، حالت پایه یک گاز الکترون بدون برهم‌کنش به وسیله دترمینال اسلیتر<sup>۸</sup> توصیف می‌شود.

در دمای متناهی حالت تعادل برای گاز الکترون در مجموعه بندادی<sup>۹</sup> (کانونیک) به وسیله اپراتور چگالی زیر بیان

<sup>۴</sup>Thomas-fermi

<sup>۵</sup>Hubbard

<sup>۶</sup>Lindhard

<sup>۷</sup>Hartree Fock

<sup>۸</sup>Slater

<sup>۹</sup>Canonical ensemble

می‌شود.

$$\hat{\rho}_0 = \frac{1}{\text{Tr}(e^{-\beta(H_0 - \mu N)})} e^{-\beta(H_0 - \mu N)} \quad (10.3)$$

که در رابطه فوق  $\mu$  پتانسیل شیمیایی و  $H_0 = \sum_k \varepsilon_k n_k$  هامیلتونی برابر با  $H_0$ ، داده می‌شود. متوسط عدد اشغال  $f_k = \langle n_k \rangle$  در حالت  $k$  به وسیله توزیع فرمی،  $f_k = 1 / (e^{\beta(\varepsilon_k - \mu)} + 1)$ ، معین می‌شود. متوسط عدد اشغال‌ها<sup>۱۰</sup>، ویژه مقادیرهای<sup>۱۱</sup> اپراتور چگالی  $\hat{\rho}_0 |k\rangle$  هستند. اپراتور چگالی یک معادله حرکت در تصویر هایزنبرگ به صورت زیر است،

$$i \frac{d\hat{\rho}_0}{dt} = [H, \hat{\rho}_0], \quad \hbar = 1 \quad (11.3)$$

معادله فوق معادله لیوویل<sup>۱۲</sup> نامیده می‌شود. در حضور اختلال خارجی وابسته به زمان اپراتور هامیلتونی و چگالی به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$H = H_0 + V_{scr}(r, t), \quad \hat{\rho} = \hat{\rho}_0 + \delta\hat{\rho} \quad (12.3)$$

می‌توان اختلال را در فضای اندازه حرکت بر حسب بردارهای موج بسط داد:

$$V_{scr}(r, t) = \sum_q V_{scr}(q, t) e^{iq \cdot r} \quad (13.3)$$

معادله لیوویل برای سیستم آشفته شکل زیر را به خود می‌گیرد.

$$i \frac{d}{dt} (\hat{\rho}_0 + \delta\hat{\rho}) = [H_0 + V_{scr}(r, t), \hat{\rho}_0 + \delta\hat{\rho}] \quad (14.3)$$

با چشم‌پوشی از همه جملات مرتبه بالا خواهیم داشت:

$$i \frac{d}{dt} \delta\hat{\rho} = [H_0, \delta\hat{\rho}] + \left[ \sum_q V_{scr}(q, t) e^{iq \cdot r}, \hat{\rho}_0 \right] \quad (15.3)$$

<sup>۱۰</sup> Occupancy

<sup>۱۱</sup> Eigenvalue

<sup>۱۲</sup> Liouville equation

در قدم بعدی عناصر ماتریس را بین دو حالت موج  $|k\rangle$  و  $|k+q\rangle$  قرار می‌گیرند.

$$i \frac{d}{dt} \langle k+q | \delta \hat{\rho} | k \rangle = \langle k+q | [H_0, \delta \hat{\rho}] | k \rangle + \langle k+q | \left[ \sum_{q'} V_{scr}(q', t) e^{iq'.r}, \hat{\rho}_0 \right] | k \rangle \quad (۱۶.۳)$$

بنابراین برای اولین جمله سمت راست به دست می‌آید:

$$\langle k+q | [H_0, \delta \hat{\rho}] | k \rangle = \varepsilon_{k+q} \langle k+q | \delta \hat{\rho} | k \rangle - \varepsilon_k \langle k+q | \delta \hat{\rho} | k \rangle. \quad (۱۷.۳)$$

محاسبه ترم دوم در معادله (۱۵.۳) به نتیجه زیر منجر می‌شود:

$$\begin{aligned} \langle k+q | \left[ \sum_{q'} \dots \right] | k \rangle &= (f_{k\sigma} - f_{k+q\sigma}) \langle k+q | \sum_{q'} V_{scr}(q', t) e^{iq'.r} | k \rangle \\ &= (f_{k\sigma} - f_{k+q\sigma}) \sum_{q'} V_{scr}(q', t) \delta(q - q') \\ &= (f_{k\sigma} - f_{k+q\sigma}) V_{scr}(q', t) \end{aligned} \quad (۱۸.۳)$$

با جاگذاری روابط (۱۷.۳) و (۱۸.۳) در معادله لیوویل عبارت زیر به دست خواهد آمد:

$$i \frac{d}{dt} \langle k+q | \delta \hat{\rho} | k \rangle = (\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) \langle k+q | \delta \hat{\rho} | k \rangle + (f_{k\sigma} - f_{k+q\sigma}) V_{scr}(q, t). \quad (۱۹.۳)$$

همچنین با انتخاب یک مولفه فوریه از اختلال خارجی وابسته به زمان به شکل زیر به بررسی این اختلال می‌توان پرداخت:

$$V_{ext}(r, t) = V_{ext}(r, \omega) e^{-i\omega t} e^{\eta t}. \quad (۲۰.۳)$$

فاکتور  $e^{\eta t}$  نشان دهنده این حقیقت است که سیستم به صورت بی‌درو منجر به اختلال می‌شود که این فاکتور به صورت نمایی در  $t = -\infty$  افزایش می‌یابد. این فاکتور رفتار ناشی از اختلال را ضمانت می‌کند و از اثرات زود گذر جلوگیری می‌نماید که ما علاقه‌مند به آن نیستیم. در پایان می‌توان  $\eta$  را به سمت صفر میل داد، زیرا پاسخ، خطی فرض شده است.  $r$  و  $t$  وابسته به پتانسیل استتار  $V_{scr}$  و  $V_{ind}$  را با توجه به اختلال  $V_{ext}$  می‌توان تفسیر

کرد. همچنین  $\delta\hat{\rho}$  این وابستگی زمانی را خواهد داشت، در نتیجه با استفاده از تبدیل فوریه  $\frac{d}{dt} \rightarrow -i\omega + \eta$  در معادله (۱۹.۳) نتیجه زیر به دست می‌آید،

$$(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+q} + \omega + i\eta)\langle k+q|\delta\hat{\rho}|k\rangle = (f_{k\sigma} - f_{k+q\sigma})V_{scr}(q, \omega), \quad (21.3)$$

$$\langle k+q|\delta\hat{\rho}|k\rangle = \frac{f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}}{\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k - \omega - i\eta}V_{scr}(q, \omega). \quad (22.3)$$

متوسط چگالی یک سیستم کوانتومی به وسیله ماتریس چگالی  $\hat{\rho}$  در مکان  $r_0$  به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$n(r_0) = Tr[\hat{\rho}\delta(r_0 - \hat{r})], \quad (23.3)$$

$$\delta n(r_0, \omega) = Tr[\delta\hat{\rho}(\omega)\delta(r_0 - \hat{r})].$$

با جاسازی توابع موج در معادله معرفی شده، مشاهده می‌شود که:

$$\begin{aligned} \delta n(r_0, \omega) &= \sum_{k,k'} \langle k|\delta\hat{\rho}(\omega)|k'\rangle \langle k'|\delta(r_0 - \hat{r})|k\rangle \\ &= \sum_{k,k'} e^{i(k-k').r_0} \langle k|\delta\hat{\rho}(\omega)|k'\rangle \\ &= \sum_{q,k'} e^{iq.r_0} \langle k'+q|\delta\hat{\rho}(\omega)|k'\rangle, \end{aligned} \quad (24.3)$$

از سویی انتقال فوریه چگالی بار القاء شده به شکل زیر خواهد بود،

$$n_{ind}(r_0, \omega) = \sum_q e^{iq.r_0} \delta n(q, \omega). \quad (25.3)$$

با مقایسه معادله‌های (۲۳.۳) و (۲۴.۳) می‌توان دریافت که:

$$n_{ind}(q, \omega) = \sum_k \langle k+q|\delta\hat{\rho}(\omega)|k\rangle. \quad (26.3)$$



با ضرب مولفه  $q$  در تبدیل فوریه معادله پواسون رابطه زیر نتیجه می‌شود،

$$-q^2 V_{ind}(q, \omega) = -4\pi e^2 n_{ind}(q, \omega). \quad (27.3)$$

با جاگذاری معادله (۲۶.۳) و (۲۲.۳) در رابطه فوق نتیجه زیر برای پتانسیل القایی به دست می‌آید،

$$\begin{aligned} V_{ind}(q, \omega) &= V_{scr}(q, \omega) - V_{ext}(q, \omega) \\ &= V_c(q) \sum_k \langle k+q | \delta\hat{\rho}(\omega) | k \rangle \\ &= V_c(q) \sum_{k\sigma} \frac{f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}}{\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k - \omega - i\eta} V_{scr}(q, \omega). \end{aligned} \quad (28.3)$$

در این عبارت، مولفه‌های فوریه از پتانسیل خارجی به مولفه فوریه از پتانسیل موضعی  $V_{scr}$  براساس رابطه (۵.۳) معرفی شده در بخش قبل مرتبط می‌شوند، مشابه رابطه آشنا  $E = \frac{D}{\epsilon}$  در الکترواستاتیک است و نیز  $D$  میدان تولیدی به وسیله منبع خارجی (منبع حقیقی) است، جایی که  $E$  میدان شتابده<sup>۱۳</sup> کل است که روی یک بار در جامد اثر می‌کند. ترم طولی فقط از اندازه پتانسیل‌های اسکالر ناشی می‌شود. اثر نوسان‌های چگال‌شده موازی با میدان الکتریکی رفتار می‌کند،  $E = -\nabla V = -iqV||q$  . جمله‌ها را دوباره مرتب می‌کنیم،

$$V_{ind}(q, \omega) = V_{scr}(q, \omega) - V_{ext}(q, \omega) = [1 - \epsilon(q, \omega)] V_{scr}(q, \omega), \quad (29.3)$$

در انتها با جاگذاری پتانسیل اسکالر در رابطه بالا تابع دی‌الکتریک از طریق تقریب فاز کاتوره‌ای به دست می‌آید،

$$\epsilon^{RPA}(q, \omega) = 1 - V_c(q) \sum_{\sigma} \frac{f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}}{\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k - \omega - i\eta}. \quad (30.3)$$

تابع  $\epsilon^{RPA}$  تابع لیندهارد نامیده می‌شود، چون اولین بار این تابع توسط لیندهارد محاسبه شد. در تابع لیندهارد  $\chi_0(q, \omega)$ ، پاسخ گاز فرمی ایده‌ال است،

$$\chi_0(q, \omega) = V_c(q) \sum_{k\sigma} \frac{f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}}{\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k - \omega - i\eta}. \quad (31.3)$$

<sup>۱۳</sup>Accelerating

حال می‌توان تابع دی‌الکتريک را در دو بخش حقیقی و موهومی محاسبه کرد. برای این کار اتحاد دیراک به کار می‌رود،

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{z - i\eta} = P\left\{\frac{1}{z}\right\} + i\pi\delta(z). \quad (۳۲.۳)$$

که  $z$  بخش حقیقی است و  $P$  دلالت بر بخش اصلی دارد.

$$\operatorname{Re}\{\epsilon^{RPA}(q, \omega)\} = 1 - V_c(q) \sum_{k\sigma} P\left\{\frac{f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}}{\epsilon_{k+q} - \epsilon_k - \omega}\right\}, \quad (۳۳.۳)$$

$$\operatorname{Im}\{\epsilon^{RPA}(q, \omega)\} = V_c(q) \sum_{k\sigma} [f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma}] \delta(\epsilon_{k+q} - \epsilon_k - \omega). \quad (۳۴.۳)$$

همچنین با محاسبه تابع دی‌الکتريک می‌توان بخش حقیقی و موهومی را به صورت زیر به دست آورد:

$$\operatorname{Re}\{\epsilon^{RPA}(q, \omega)\} = 1 - V_c(q) \sum_{k\sigma} \frac{(f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma})(\epsilon_{k+q} - \epsilon_k - \omega)}{(\epsilon_{k+q} - \epsilon_k - \omega)^2 + \eta^2}, \quad (۳۵.۳)$$

$$\operatorname{Im}\{\epsilon^{RPA}(q, \omega)\} = iV_c(q) \sum_{k\sigma} \frac{(f_{k+q\sigma} - f_{k\sigma})\eta}{(\epsilon_{k+q} - \epsilon_k - \omega)^2 + \eta^2}. \quad (۳۶.۳)$$

از تابع دی‌الکتريک رابطه (۳۰.۳) می‌توان به اطلاعات بیشتری دست یافت. اختلال در گاز الکترونی که دارای اندازه حرکت  $q$  و انرژی  $\hbar\omega$  است می‌تواند بر برانگیختگی الکترون‌ها از تراز فرمی (حالت  $k$ ) به تراز بالاتر (حالت  $k+q$ ) اثر گذار باشد. بنابراین بخش حقیقی تابع دی‌الکتريک، برانگیختگی‌های گاز الکترونی را توصیف می‌کند که در این برانگیختگی‌ها، انرژی و اندازه حرکت باید پایسته<sup>۱۴</sup> باشند. به واسطه تابع  $\delta$  همیشه جذب اتفاق می‌افتد. انرژی موج فرودی  $\hbar\omega$  برابر با اختلاف انرژی حالت‌های  $k$  و  $k+q$  است، بنابراین بخش موهومی تابع دی‌الکتريک فرایند اتلاف انرژی در گاز الکترونی را شرح می‌دهد [۳]. برای پیدا کردن درکی بهتر از تابع دی‌الکتريک، در دو بخش آتی مدل گاز الکترونی آزاد را برای دو وضعیت استاتیکی و دینامیکی از کتاب فیزیک حالت جامد [۲۹] بررسی خواهد شد.

<sup>۱۴</sup>Conserved

### ۴.۳ استتار دی‌الکترونیک استاتیکی در مدل لیندهارد

در این بخش کاربردی از تابع دی‌الکترونیک به دست آمده، برای مدل یک گاز الکترون آزاد محاسبه می‌شود که در

گاز الکترونی هامیلتونی شامل  $H_0 = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2$  است. تابع موج‌های نوار رسانش برابر  $W_k(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik \cdot r}$  هستند و انرژی‌ها به صورت  $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$  می‌باشند. معمولاً در دمای صفر مطلق حالت‌های اشغال شده به

وسیله تابع جابه‌جایی فرمی دیراک  $f(k)$  تعیین می‌شوند. بنابراین تابع دی‌الکترونیک گاز الکترونی به صورت زیر

تعریف می‌شود [۲۹]،

$$\epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{\lambda \pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k \frac{f(k) - f(k+q)}{E(k+q) - E(k) + \hbar\omega - i\eta}. \quad (۳۷.۳)$$

ا اعمال یک اختلاف جزئی به وسیله جای‌گذاری  $k+q \rightarrow k$  در جملات رابطه بالا تابع دی‌الکترونیک به صورت زیر

باز نویسی می‌شود.

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{\lambda \pi e^2}{q^2 V} \sum_k \left( \frac{f(k)}{E(k+q) + E(k) - \hbar\omega - i\eta} + \frac{f(k)}{E(k+q) - E(k) + \hbar\omega + i\eta} \right) \quad (۳۸.۳)$$

برای ساده شدن محاسبه تابع دی‌الکترونیک، رابطه فوق به صورت دو جمله در نظر گرفته می‌شود. جمله اول  $S_1$  و

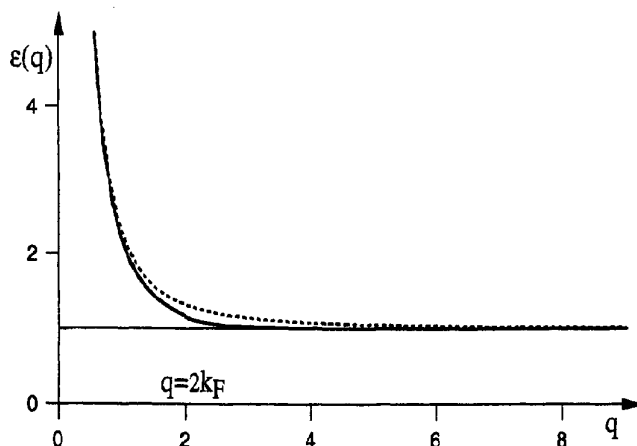
جمله دوم  $S_2$  می‌باشد. در دمای صفر تابع فرمی دیراک به صورت تابع پله‌ای فرض شده و همچنین مجموعه  $k$  به

انتگرال  $dk$  تبدیل می‌شود. جمله اول از تابع دی‌الکترونیک به شکل زیر در می‌آید،

$$S_1 = \frac{\lambda \pi e^2}{q^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{k < k_F} \frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{2q \cdot k + q^2 - \tilde{\omega}} dK. \quad (۳۹.۳)$$

که در این رابطه  $\tilde{\omega} = \left(\frac{2m}{\hbar}\right)\omega + i\tilde{\eta}$  و  $\tilde{\eta} = \frac{2m}{\hbar^2}\eta$  است. بنابراین در ادامه  $S_1$  به شکل زیر در می‌آید،

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{4\pi m e^2}{\pi \hbar^2} \frac{1}{q^2} \int_0^{k_F} k^2 dk \int_0^\pi \frac{1}{2qk \cos(\theta) + q^2 - \tilde{\omega}} \sin(\theta) d\theta \\ &= \frac{4\pi m e^2}{\pi \hbar^2} \frac{1}{q^2} \int_0^{k_F} k \operatorname{Ln} \frac{2qk + q^2 - \tilde{\omega}}{-2qk + q^2 - \tilde{\omega}} dk \\ &= \frac{4\pi m e^2}{\pi \hbar^2} \frac{1}{q^2} \left( \frac{q^2 - \tilde{\omega}}{2q} k_F + \frac{1}{2} \left[ k_F^2 - \frac{(q^2 - \tilde{\omega})^2}{4q^2} \right] \operatorname{Ln} \frac{2qk_F + q^2 - \tilde{\omega}}{-2qk_F + q^2 - \tilde{\omega}} \right). \quad (۴۰.۳) \end{aligned}$$



شکل ۱.۳: رفتار استاتیکی لیندهارد برای گاز الکترونی

با همین روش  $S_2$  محاسبه می‌شود. می‌توان شکل تابع الکتتریک را به صورت زیر ارائه نمود،

$$\begin{aligned} \epsilon(q, \omega) &= 1 + \frac{2me^2 k_F}{\pi \hbar^2 q^2} + \frac{2me^2}{\pi \hbar^2 q^3} \left[ k_F^2 - \frac{(q^2 - \tilde{\omega})^2}{4q^2} \right] \text{Ln} \frac{2qk_F + q^2 - \tilde{\omega}}{-2qk_F + q^2 - \tilde{\omega}} \\ &+ \left[ k_F^2 - \frac{(q^2 - \tilde{\omega})^2}{4q^2} \right] \text{Ln} \frac{2qk_F + q^2 + \tilde{\omega}}{-2qk_F + q^2 + \tilde{\omega}}. \end{aligned} \quad (41.3)$$

با برابر صفر قرار دادن  $\omega$  در تابع دی‌الکتریک محاسبه شده، تابع دی‌الکتریک استاتیکی به صورت زیر تعریف

می‌شود،

$$\epsilon(q) = 1 + \frac{2me^2 k_F}{\pi \hbar^2 q^2} + \frac{2me^2}{\pi \hbar^2 q^3} \left( k_F^2 - \frac{q^2}{4} \right) \text{Ln} \left| \frac{2k_F + q}{2k_F - q} \right|. \quad (42.3)$$

با معرفی کمیت بدون بعد  $x = \frac{q}{2k_F}$  در رابطه فوق، تابع دی‌الکتریک استاتیک به صورت زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned} \epsilon(q) &= 1 + \frac{k_F^2}{q^2} F(x), \\ F(x) &= \frac{1}{2} + \frac{1-x^2}{4x} \text{Ln} \left| \frac{1+x}{1-x} \right|. \end{aligned} \quad (43.3)$$

تابع دی‌الکتریک فوق را در طول موج‌های بلند و کوتاه می‌توان در نمودار تغییرات رفتاری  $\epsilon(q)$  در حالت استاتیک

مشاهد کرد. همانطور که در شکل دیده می‌شود، در  $q$  کوچک ( $q < 2k_F$ ) تابع لیندهارد رفتاری مشابه مدل

توماس فرمی دارد، در مدل توماس فرمی تابع دی‌الکترونیک به صورت  $\epsilon(q) = 1 + \frac{4\pi e^2 n_0}{E_f}$  تعریف می‌شود که در این رابطه  $n_0$  چگالی بار،  $E_f$  انرژی فرمی و  $e$  بار الکترون است. همچنین مدل توماس فرمی فقط می‌تواند حالت استاتیکی تابع دی‌الکترونیک را توصیف کند، و برای  $q$  بزرگ ( $q > 2k_F$ )،  $x \gg 1$  و  $F(x) = \frac{1}{3}x^3$  است و تابع لیندهارد رفتاری مجانبی از خود نشان می‌دهد،

$$\epsilon(q) \rightarrow 1 + \frac{k_F^2}{q^2} \frac{1}{3 \left(\frac{q}{2k_F}\right)^2}. \quad (44.3)$$

### ۵.۳ استتار دی‌الکترونیک دینامیکی در مدل لیندهارد

همانطور که در بخش قبلی بیان شد، تابع دی‌الکترونیک گاز الکترونی به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$\epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k \frac{f(k) - f(k+q)}{E(k+q) - E(k) + \hbar\omega - i\eta}. \quad (45.3)$$

با اعمال یک اختلاف جزئی یعنی با تغییر  $k+q \rightarrow k$  در رابطه فوق تابع دی‌الکترونیک به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2 V} \sum_k \left( \frac{f(k)}{E(k+q) + E(k) - \hbar\omega - i\eta} + \frac{f(k)}{E(k+q) - E(k) + \hbar\omega + i\eta} \right) \quad (46.3)$$

با ساده سازی جملات داخل پرانتز شکل تابع دی‌الکترونیک به صورت زیر می‌شود،

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k f(k) \left( \frac{E(k+q) - E(k)}{(E(k+q) - E(k))^2 - (\hbar\omega - i\eta)^2} \right). \quad (47.3)$$

هنگامی که  $q \rightarrow 0$  میل کند اختلاف انرژی برابر با  $0 \rightarrow E(k+q) - E(k) = \frac{\hbar^2}{2m}(2k \cdot q + q^2)$  خواهد

بود. در این صورت جملات رابطه (۴۵.۳) به شکل زیر نوشته می‌شوند. همچنین از مرتبه‌های بالای  $q$  در تابع

دی‌الکترونیک صرفه نظر شده است:

$$\begin{aligned} \epsilon(q \rightarrow 0, \omega) &= 1 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k f(k) \left( \frac{E(k+q) - E(k)}{(\hbar\omega)^2} + \frac{(E(k+q) - E(k))^2}{(\hbar\omega)^4} + \dots \right) \\ &= 1 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k f(k) \left( \frac{1}{(\hbar\omega)^2} \frac{\hbar^2 q^2}{2m} + \frac{1}{(\hbar\omega)^4} \frac{\hbar^4}{\lambda m^3} \frac{1}{2} (k \cdot q)^2 q^2 + \mathcal{O}(q^6) \right) \\ &= 1 - \frac{4\pi e^2}{m(\omega + \frac{i\eta}{\hbar})} \frac{1}{V} \sum_k f(k) - \frac{4\pi e^2}{m(\omega + \frac{i\eta}{\hbar})^3} q^2 \frac{1}{V} \sum_k f(k) \left( \frac{\hbar k}{m} \right)^2 - \dots \quad (48.3) \end{aligned}$$

باید توجه کرد که

$$\frac{1}{V} \sum_k f(k) = \frac{n}{\nu}, \quad \frac{1}{V} \sum_k \left(\frac{\hbar k}{m}\right)^2 f(k) = \frac{\nu}{5} \nu_F^2 \frac{n}{\nu},$$

می‌باشند. همچنین  $\nu_F = \frac{\hbar k_F}{m}$  است. با استفاده از دو رابطه فوق در تابع دی‌الکتریک به نتیجه زیر می‌توان

رسید،

$$\epsilon(q \rightarrow 0, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + \frac{i\eta}{\hbar})^2} - \frac{\nu}{5} \frac{\omega_p^2}{(\omega + \frac{i\eta}{\hbar})^4} \nu_F^2 q^2 - \dots \quad (49.3)$$

که  $\omega_p$  بیان استاندارد از فرکانس پلاسما  $\omega_p = \frac{\sqrt{4\pi e^2 n}}{m}$  است. در رابطه بالا دیده می‌شود که تابع دی‌الکتریک

دینامیکی برای  $q = 0$  به فرم زیر است،

$$\epsilon(0, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{i\omega}{\tau}}. \quad (50.3)$$

همانطور که مشاهده می‌شود  $\frac{\eta}{\hbar} \rightarrow \frac{1}{\tau}$  جاگذاری شده است که  $\tau$  می‌تواند مشخصه زمان واهلش<sup>۱۵</sup> از مواد باشد.

در نتیجه متوسط تابع دی‌الکتریک می‌تواند به وسیله منحنی پخش پلاسمون روی مکان نقاطی در فضای  $(q, \omega)$

جایی که  $\epsilon(q, \omega) = 0$  است، به دست آید. سه جمله اول از رابطه (49.3) را نگه‌داشته و سپس این معادله را برابر

صفر می‌گذاریم،

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\nu}{5} \frac{\omega_p^2}{\omega^4} \nu_F^2 q^2 = 0. \quad (51.3)$$

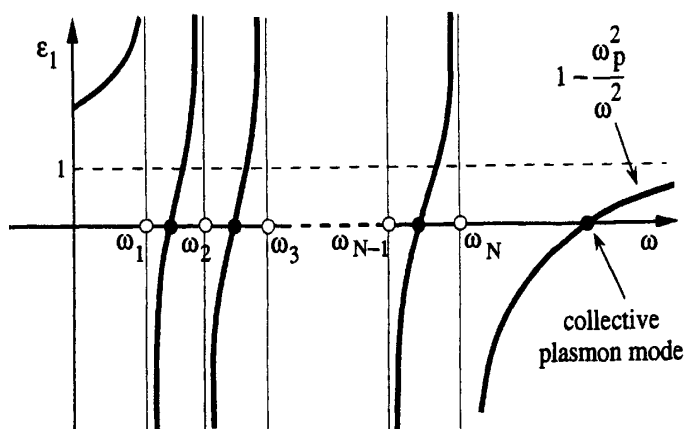
با حل معادله فوق منحنی پراکندگی مدهای پلاسمون برای بردار موج‌های کوچک  $q$  به شکل زیر خواهد بود.

$$\omega_{plasmon}(q) = \omega_p \left( 1 + \frac{\nu}{10} \frac{\nu_F^2 q^2}{\omega_p^2} + \dots \right) \quad (52.3)$$

برای درک مفهوم نوسان پلاسمون‌ها دوباره رابطه (45.3) به صورت زیر باز نویسی می‌شود.

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{1}{V} \sum_k f(k)(1 - f(k+q)) \frac{E(k+q) - E(k)}{(E(k+q) - E(k))^2 - (\hbar\omega - i\eta)^2} \quad (53.3)$$

<sup>۱۵</sup>Relaxation time



شکل ۲.۳: رفتار کیفی از بخش حقیقی تابع دی‌الکتریک سیستم با فرکانس  $\omega_n$  در فاصله بین  $[\omega_1, \omega_N]$  می‌باشد

البته باید در نظر گرفت، که اختلاف  $f(k)(1 - f(q+k))$  در دمای  $T = 0$  فقط بین حالت‌های اشغال شده  $k$  که زیر سطح فرمی هستند و حالت‌های خالی  $k+q$  که بالای سطح فرمی می‌باشند برابر صفر است. وقتی

$$E(k+q) - E(k) > 0$$

است کلی معادله بالا به صورت زیر است،

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \sum_n \frac{C_n}{\omega_n^2 - (\omega + i\eta)^2} \quad (54.3)$$

در رابطه فوق  $\omega_n$  فرکانس‌های برانگیختگی از سیستم در تقریب ذرات مستقل هستند و  $C_n$  کمیت مثبت و معلومی است که می‌تواند شدت نوسان از فرکانس تشدید شده  $\omega_n$  را تفسیر کند. بخش حقیقی رابطه (۵۲.۳) در محدوده  $\eta \rightarrow 0^+$  رفتاری مطابق با نمودار (۲.۳) خواهد داشت. هنگامی که بخش حقیقی تابع دی‌الکتریک برابر صفر باشد برانگیختگی اتفاق می‌افتد. بعلاوه ریشه‌های گسسته پدیدار می‌شوند. این حالت دسته جمعی معرف نوسان‌های بار حفره-الکترون به واسطه گستره بلند برهم‌کنش کولنی است.

## فصل ۴

# گاز الکترونی شبه یک بعدی تحت تابش تراهرتز



## ۱.۴ مقدمه

انرژی تابش تراهرتز متناظر با انرژی‌های ویژه در نیم‌رساناهای نانوساختار همچون چاه‌های کوانتومی و سیم‌های کوانتومی است. بنابراین جذب یا گسیل تابش و یا تشدید در فرکانس تراهرتز، نقش مهمی در درک ویژگی‌های نوری و الکترونی سیستم‌های نیم‌رسانا نانوساختار و بسیاری از وسیله‌های اپتوالکتریک ایفا می‌کند. اخیراً گسترش سریعی در مورد منابع لیزر تراهرتز تنظیم‌پذیر مبتنی بر ساختارهای نیم‌رسانا انجام شده است. این منبع تابش می‌تواند از طریق تابش لیزر قطبیده خطی در محدوده تراهرتز تولید شود. لیزرهای تراهرتز برای بررسی تجربی ویژگی‌های اپتیکی و الکترونی در گازهای الکترونی، همچون سیستم‌های نیم‌رسانای نانوساختار استفاده می‌شوند [۳۰]. بنابراین تراهرتز موجب بررسی پدیده‌های جالب توجه زیادی همچون تشدید<sup>۱</sup> جذب<sup>۲</sup>، فوتون افزایش یافته اثر حفره-الکترون، فوتون  $TH_z$  القاء شده در برخورد یونش، برانگیختگی دسته جمعی<sup>۳</sup> در سیستم‌های الکترون-فوتون جفت شده و اثر خیلی باریک فونون  $LO$  شده است [۳۱].

نظر به پیشرفت سریع پدیده تراهرتز توصیف نظری جفت‌شدگی فوتون الکترون الزامی است. کمیتی که معمولاً در درک ویژگی‌های نوری و الکترونی سیستم به کار برده می‌شود، تابع دی‌الکتریک می‌باشد. در این فصل ویژگی‌های الکترونی و دی‌الکتریک یک گاز الکترونی که قویاً با میدان تابش لیزر جفت شده است، بررسی می‌شود. ابتدا نوسان بار سیستم با استفاده از تکنیک اختلال محاسبه شده و سپس تابع دی‌الکتریک به دست می‌آید. همچنین ارتباط فرکانس پلاسمای سیستم با فرکانس و شدت میدان لیزر تراهرتز بررسی می‌شود [۷].

## ۲.۴ معادله شرودینگر

مدل سیستم ما یک گاز الکترونی شبه یک بعدی<sup>۴</sup> تحت تابش شدید لیزر می‌باشد. میدان لیزر را در جهت محور  $y$  به صورت  $E(t) = E_0 \sin(\omega t) \hat{e}_y$  در نظر گرفته می‌شود که در این رابطه  $E_0$  و  $\omega$  به ترتیب دامنه و فرکانس

<sup>۱</sup>Resonant

<sup>۲</sup>Absorption

<sup>۳</sup>Collective excitations

<sup>۴</sup>quasi-one dimensional

میدان لیزر هستند و بردار پتانسیل را مربوط به میدان لیزر به شکل  $A(t) = \frac{E_0}{\omega} \cos(\omega t)$  تعریف می‌شود. همچنین حبس در این مدل در جهت  $x$  ناشی از یک پتانسیل سهمی وار با فرکانس ویژه  $\omega$  می‌باشد. بنابراین با این شرایط الکترون‌های آزاد در سیم فقط در یک جهت امکان حرکت را دارند. همچنین برای پیدا کردن چگالی بار القایی در سیستم، پاسخ سیستم به پتانسیل کاوشی<sup>۵</sup> ضعیف  $V(x, y, t)$  مطرح خواهد شد. حالت الکترونی تحت پتانسیل ناشی از تابش لیزر و پتانسیل کاوشی و پتانسیل حبس می‌تواند از یک معادله شرودینگر وابسته به زمان به شکل زیر بدست آید:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \frac{p_x^2}{2m^*} \psi + \frac{1}{2m^*} [p_y + \frac{e}{c} A(t)]^2 \psi + \frac{1}{2} m^* \omega^2 x^2 \psi + V(x, y, t) \psi \quad (1.4)$$

که  $m^*$  و  $e$  به ترتیب جرم موثر<sup>۶</sup> و بار الکترون<sup>۷</sup> هستند و  $\omega$  بسامد نوسانگر می‌باشد. با استفاده از تبدیل یکانی  $\psi(r, t) = U(t)\Phi(t)$  که چگالی بار  $|\psi|^2 = |U\Phi|^2$  را تغییر نمی‌دهد، معادله شرودینگر برای حالت  $\psi(r, t)$  می‌تواند به معادله‌ای برای حالت  $\Phi(r, t)$  بدون ترم  $A(t)$  به شکل زیر تبدیل شود:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(t) = [H_0 + V(x, y - u_2(t), t)] \Phi(t), \quad (2.4)$$

$$H_0 = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2} m^* \omega^2 x^2.$$

$H_0$  هامیلتونی معادله شرودینگر مستقل از زمان برای گاز الکترون یک بعدی می‌باشد. این تبدیل می‌تواند به وسیله

یک عملگر یکانی به شکل زیر انجام شود:

$$U(t) = e^{\frac{i}{\hbar} u_1(t)} e^{\frac{i}{\hbar} u_2(t) p_y} \quad (3.4)$$

با استفاده از شرایط اولیه  $u_1(0) = u_2(0) = 0$  می‌توان  $u_1(t)$  و  $u_2(t)$  را به دست آورد.

$$u_1(t) + \frac{e}{2m^*c^2} A^2(t) = 0 \rightarrow u_1(t) = -\gamma_1 (2\omega t + \sin(2\omega t)) \quad (4.4)$$

<sup>۵</sup> Probing potential

<sup>۶</sup> Effective mass

<sup>۷</sup> Electron charge

$$i\dot{u}_y(t) + \frac{e}{cm^*} A(t) = 0 \rightarrow u_y(t) = -\gamma_0 \sin(\omega t) \quad (5.4)$$

بنابراین  $U(t)$  به صورت زیر خواهد بود،

$$U(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \gamma_1 (\gamma_0 \omega t + \sin(\gamma_0 \omega t))} e^{-ik_y \gamma_0 \sin(\omega t)}, \quad (6.4)$$

در رابطه فوق  $\gamma_0$  و  $\gamma_1$  به ترتیب  $\frac{1}{\Lambda m^*} \frac{e^2 E^2}{\omega^3}$  و  $\frac{eE}{m^* \omega^2}$  می‌باشند.

### ۳.۴ حالت الکترونی در یک اختلال ضعیف

در این بخش حالت الکترونی<sup>۸</sup> سیستم در حضور اختلال ضعیف  $V$  محاسبه خواهد شد. بنابراین می‌توان از روش اختلال وابسته به زمان استفاده کرد و تابع موج را برای پایین‌ترین مرتبه  $V$  به دست آورد. سپس حالت الکترونی با اعمال عملگر تبدیل یکانی روی تابع موج تعیین خواهد شد (یعنی محاسبه  $U\Phi$ ). برای  $V = 0$  می‌توان تابع موج را برای معادله شرودینگر (۲.۴) به شکل زیر محاسبه کرد.

$$\phi_{nk_y}(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{L}} \xi_n(x) e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} e^{ik_y y} \quad (7.4)$$

در این رابطه  $L$  ابعاد سیستم و  $E_n$  انرژی سیستم و  $\xi$  تابع موج برای نوسان‌های هارمونیک خطی<sup>۹</sup> است، که به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\xi_n(x) = \left( \frac{\sqrt{\alpha}}{2^n n! \sqrt{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha x^2}{2}} H_n(\sqrt{\alpha} x) \quad (8.4)$$

در تابع موج تعریف شده، چند جمله‌ای هرمیت،  $H_n(\sqrt{\alpha} x)$ ، به شکل زیر است.

$$H_n(\sqrt{\alpha} x) = (-1)^n e^{\alpha x^2} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-\alpha x^2})$$

<sup>۸</sup>Electronic state

<sup>۹</sup>Linear harmonic oscillator

که در رابطه ذکر شده  $\alpha = \frac{m^* \omega_0}{\hbar}$  می‌باشد. با در نظر گرفتن یک اختلال ضعیف تابع موج مورد نیاز برای محاسبه حالت الکترونی به شکل زیر است،

$$\Phi_{n'k'_y}(x, y, t) = \sum_{n'k'_y} \{ \delta_{nn'} \delta_{k'_y k_y} + a_{n'k'_y}(t) \} e^{ik'_y y} \xi_n(x) e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t}. \quad (9.4)$$

ضریب  $a_{n'k'_y}(t)$  ناشی از اختلال با استفاده از روش اختلال وابسته به زمان محاسبه می‌شود. می‌توان پتانسیل کاوشی که برای شناسایی موقیعت الکترون‌ها در سیستم استفاده می‌شود به صورت زیر نوشت:

$$V(x, y - u_y(t), t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq' e^{iq'_x x} e^{iq'_y (y - u_y(t))} \int d\Omega e^{i\Omega t} V(q', \Omega) \quad (10.4)$$

که در آن  $V(q, \Omega)$  و  $V(q, t)$  عبارتند از،

$$V(q, t) = \int dr e^{iq \cdot r} V(q, \Omega),$$

$$V(q, \Omega) = \int dt e^{-i\Omega t} V(q, t).$$

با استفاده از تعاریف فوق و تابع مولد توابع بسل<sup>۱۰</sup> نوع اول  $e^{iv \sin x} = \sum_m J_m(v) e^{imx}$  می‌توان پتانسیل کاوشی را به شکل زیر بازنویسی کرد:

$$V(x, y - u_y(t), t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq e^{iq_x x} e^{iq_y y} \sum_m J_m(\gamma, q_y) e^{im\omega t} \int d\Omega V(q, \Omega) e^{i\Omega t}. \quad (11.4)$$

با بهره‌گیری از نظریه اختلال تا مرتبه اول از  $V$ ،  $a_{nk_y}(t)$  به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$a_{n'k'_y}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int dx dy \int_{-\infty}^t dt \phi_{n'k'_y}^*(x, y, t) V(x, y - u_y(t), t) \phi_{nk_y}(x, y, t) \quad (12.4)$$

با جای گذاری رابطه (۱۱.۴) در معادله بالا ضریب  $a_{nk_y}(t)$  به شکل زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned} a_{n'k'_y}(t) &= -\frac{i}{\hbar} \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq \int d\Omega V(q, \Omega) \sum_m J_m(\gamma, q_y) \int_{-\infty}^t dt e^{-\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n + \hbar m \omega + \hbar \Omega) t} \\ &\times \frac{1}{L} \int dy e^{-i(k_{y'} - k_y - q_y) y} \int dx \xi_{n'}(x) e^{iq_x x} \xi_n(x) \end{aligned} \quad (13.4)$$

<sup>۱۰</sup> Bessel function

برای به دست آوردن ضریب اختلال لازم است انتگرال‌های تعریف شده حل شوند. جواب انتگرال سوم با جای گذاری تابع موجی که در رابطه (۸.۴) معرفی شد به شکل زیر در می‌آید،

$$\begin{aligned}
 M_{nn'}(q_x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{n'}(x) e^{iq_x x} \xi_n(x) dx = \left( \frac{\alpha}{\sqrt{\pi} \sqrt{\alpha} n! n'! \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx H_{n'}(\sqrt{\alpha} x) e^{iq_x x} e^{-\alpha x^2} \\
 &\times H_n(\sqrt{\alpha} x) = \left( \frac{\alpha}{\sqrt{\pi} \sqrt{\alpha} n! n'! \pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{4\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \\
 &\times H_{n'}(\sqrt{\alpha} x) e^{-\alpha(x - \frac{iq_x}{2\alpha})^2} H_n(\sqrt{\alpha} x) = \\
 &\left( \frac{\alpha}{\sqrt{\pi} \sqrt{\alpha} n! n'! \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx H_{n'}(\sqrt{\alpha} x + \frac{iq_x}{2\alpha} - \frac{iq_x}{2\alpha}) \\
 &\times e^{-\frac{q_x^2}{4\alpha}} e^{-\alpha(x - \frac{iq_x}{2\alpha})^2} H_n(\sqrt{\alpha} x + \frac{iq_x}{2\alpha} - \frac{iq_x}{2\alpha}). \quad (14.4)
 \end{aligned}$$

با استفاده از تغییر متغیر  $z = \sqrt{\alpha} x - \frac{iq_x}{2\sqrt{\alpha}}$  رابطه بالا شکل جدیدی به خود می‌گیرد،

$$M_{nn'}(q_x) = \left( \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\alpha} n! n'! \pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{4\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz H_{n'}(z + \frac{iq_x}{2\alpha}) e^{-z^2} H_n(z + \frac{iq_x}{2\alpha}). \quad (15.4)$$

معادله‌ی بالا با استفاده از رابطه زیر:

$$H_n(x+y) = \sum_{k=0}^n \frac{n!}{((n-k)!k!)} H_n(x) (y)^{n-k} \quad (16.4)$$

به شکل زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned}
 M_{nn'}(q_x) &= \left( \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\alpha} n! n'! \pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{4\alpha}} \sum_{m'}^n \frac{\sqrt{\pi}^{n-m'} n!}{(n'-m')! m'!} \left( \frac{iq_x}{2\sqrt{\alpha}} \right)^{n'-m'} \sum_{m=0}^n \frac{\sqrt{\pi}^{n-m} n!}{(n-m)! m!} \\
 &\times \left( \frac{iq_x}{2\sqrt{\alpha}} \right)^{n-m} \int_{-\infty}^{+\infty} dz H_m(z) H_{m'}(z) e^{-z^2} \quad (17.4)
 \end{aligned}$$

می‌توان انتگرال موجود در رابطه (۱۹.۴) را با استفاده از شرط راست هنجارش توابع هرمیت یعنی:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_m e^{-x^2} H_n(x) = \sqrt{\pi} \sqrt{\pi} n! \delta_{mn}. \quad (18.4)$$

محاسبه کرد. بنابراین

$$M_{nn'}(q_x) = \left(\frac{1}{\sqrt[n]{n} \sqrt[n']{n'}}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{2\alpha}} \sum_m^{n'} \frac{\sqrt[n'-m]{n'}!}{(n'-m)! m!} \left(\frac{iq_x}{\sqrt{2\alpha}}\right)^{n'-m} \sum_{m=0}^n \frac{\sqrt[n]{n}!}{(n-m)!} \left(\frac{iq_x}{\sqrt{2\alpha}}\right)^{n-m} \quad (19.4)$$

برای حالت،  $n > n'$ ، با فرض  $n' - m = k$ ، می توان نشان داد که:

$$M_{nn'}(q_x) = \left(\frac{\sqrt[n]{n}!}{\sqrt[n']{n'}!}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{2\alpha}} \left(\frac{iq_x}{\sqrt{2\alpha}}\right)^{n-n'} L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{q_x^2}{2\alpha}\right). \quad (20.4)$$

$$L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{q_x^2}{2\alpha}\right) = \sum_{k=0}^{n'} \frac{n!}{(n-n'+k)! k!} \left(\frac{q_x^2}{2\alpha}\right)^k$$

برای حالت  $n' > n$  با فرض  $n - m = k$ ، رابطه فوق به شکل زیر در می آید:

$$M_{n'n}(q_x) = \left(\frac{\sqrt[n']{n'}!}{\sqrt[n]{n}!}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{2\alpha}} \left(\frac{iq_x}{\sqrt{2\alpha}}\right)^{n'-n} L_n^{n'-n}\left(\frac{q_x^2}{2\alpha}\right) \quad (21.4)$$

نتایج فوق در یک رابطه به شکل زیر قابل بیان خواهند بود:

$$M_{n'n}(q_x) = \left(\frac{\sqrt[n']{n'}!}{\sqrt[n]{n}!}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x^2}{2\alpha}} \left(\frac{iq_x}{\sqrt{2\alpha}}\right)^{n'-n} L_{n'}^{n'-n}\left(\frac{q_x^2}{2\alpha}\right) \quad (22.4)$$

با بهره گیری از تمهيلات فوق می توان  $a_{nk_y}(t)$  را به صورت زیر بازنویسی نمود. با حل انتگرال ها جواب نهایی ضریب

$a_{nk_y}(t)$  به شکل زیر در می آید،

$$a_{n'k'_y}(t) = -\frac{1}{(\sqrt{2\pi})^2} \int dq \int d\Omega e^{i\Omega t} V(q, \Omega) \sum_m J_m(\gamma_0, q_y) e^{im\omega t} G_{nn'}(\Omega, m) \times e^{\frac{i}{\hbar}(E_{n'} - E_n)t} M_{nn'}(q_x) \delta_{k'_y, k_y + q_y}, \quad (23.4)$$

در رابطه فوق  $G_{nn'}(\Omega, m)$  عبارت است از

$$G_{nn'}(\Omega, m) = \frac{1}{E_{n'} - E_n + \hbar m \omega + \hbar \Omega - i \hbar \eta}. \quad (24.4)$$

با جای گذاری ضریب  $a_{nk_y}(t)$  در تابع موج شامل اثر اختلال تا اولین مرتبه از،  $V$  تابع موج به صورت زیر در می آید،

$$\begin{aligned} \Phi_{nk_y}(r, t) &= e^{ik_y y} e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \left[ \xi_n(x) - \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq \int d\Omega V(q, \Omega) e^{i\Omega t} \sum_m J_m(\gamma \cdot q_y) \right. \\ &\quad \left. \times e^{im\omega t} \sum_{n'} G_{nn'}(\Omega, m) M_{nn'} e^{iq_y y} \xi_{n'}(x) \right] \end{aligned} \quad (25.4)$$

و حالت الکترونیکی  $U\Phi$  با استفاده از تابع موج محاسبه شده و عملگرد تبدیل قابل محاسبه خواهند بود.

$$\begin{aligned} U\Phi_{nk_y}(r, t) &= e^{\frac{i}{\hbar} u_\tau(t)} e^{ik_y(y-u_\tau(t))} e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \left[ \xi_n(x) - \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq \int d\Omega V(q, \Omega) \right. \\ &\quad \left. \times e^{i\Omega t} \sum_m J_m(\gamma \cdot q_y) e^{im\omega t} \sum_{n'} G_{nn'}(\Omega, m) M_{nn'} e^{iq_y y} \xi_{n'}(x) \right]. \end{aligned} \quad (26.4)$$

## ۴.۴ چگالی بار القایی

با استفاده از تابع موج به دست آمده در بخش قبل چگالی بار القایی ناشی از پاسخ سیستم به پتانسیل کاوشی به وسیله رابطه زیر محاسبه می شود.

$$\rho_n(r, t) = -e[(U\Phi_{nk_y}(r, t))^* U\Phi_{nk_y}(r, t) - (U\phi_{nk_y}(r, t))^* U\phi_{nk_y}(r, t)], \quad (27.4)$$

همچنین در فرایند محاسبات از ترم های مرتبه بالا صرف نظر می کنیم، پس با این دیدگاه چگالی بار القایی به صورت زیر در می آید:

$$\begin{aligned} \rho_n(r, t) &= \frac{1}{L} \frac{e}{(2\pi)^3} \xi_n(x) \int dq \int d\Omega \sum_{n'} \xi_{n'}(x) \sum_m \left( J_m(\gamma \cdot q_y) e^{im\omega t} V(q, \Omega) e^{i\Omega t} \right. \\ &\quad \times G_{nn'}(\Omega, m) M_{nn'}(q_x) e^{iq_y(y-u_\tau(t))} + J_m^*(\gamma \cdot q_y) e^{-im\omega t} V^*(q, \Omega) e^{-i\Omega t} \\ &\quad \left. \times G_{nn'}^*(\Omega, m) M_{nn'}^*(q_x) e^{-iq_y(y-u_\tau(t))} \right). \end{aligned} \quad (28.4)$$

با استفاده از تبدیل فوریه،  $\rho_n(q, t) = \int dr e^{-iq \cdot r} \rho_{nk_y}(r, t)$ ، به صورت زیر محاسبه می‌شود،

$$\begin{aligned} \rho_n(q, t) = & \frac{e}{(\sqrt{\pi})^3} \int dq' \int d\Omega \sum_{n'} \int dx \xi_n(x) e^{-iq_x x} \xi_{n'}(x) \sum_m [J(q'_y \gamma_0) e^{im\omega t} e^{i\Omega t} \\ & \times V(q', \Omega) \int dy e^{-i(q_y - q_{y'})y} e^{-iq'_y u_{\uparrow}(t)} G_{nn'}(\Omega, m) M_{nn'}(q'_x) + J^*(q'_y) e^{-i\Omega t} \\ & \times e^{-im\omega t} V^*(q', \Omega) \int dy e^{-i(q_y + q_{y'})y} e^{iq'_y u_{\uparrow}(t)} G_{nn'}^*(\Omega, m) M_{nn'}^*(q'_x)]. \quad (29.4) \end{aligned}$$

با محاسبه انتگرال‌های مکانی چگالی بار القایی به شکل زیر در می‌آید،

$$\begin{aligned} \rho_n(q, t) = & \frac{e}{(\sqrt{\pi})^3} \int dq' \int d\Omega \sum_{n'} \sum_m [J_m(q'_y \gamma_0) e^{im\Omega t} V(q', \Omega) e^{i\Omega t} \delta(q'_y - q_y) \\ & \times e^{-iq_y u_{\uparrow}(t)} G_{nn'}(\Omega, m) M_{nn'}(q'_x) M_{nn'}(-q_x) + J_m^*(q'_y \gamma_0) e^{-im\Omega t} V^*(q', \Omega) \\ & \times e^{-i\Omega t} \delta(q'_y + q_y) e^{iq_y u_{\uparrow}(t)} G_{nn'}^*(\Omega, m) M_{nn'}^*(q'_x) M_{nn'}(-q_x)] \quad (30.4) \end{aligned}$$

برای رسیدن به جواب نهایی لازم است، تمام انتگرال‌های وابسته به بردار موج را محاسبه کنیم. اولین انتگرال به

شکل زیر بررسی می‌شود،

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} dq'_x M(q'_x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dq'_x e^{-\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}} \left(\frac{iq'_x}{\sqrt{\alpha}}\right)^{n-n'} \left(\frac{\sqrt{n}n'}{\sqrt{n}n}\right)^{\frac{1}{2}} L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}\right) \\ &= \int_{-\infty}^{\circ} d(-q'_x) e^{-\frac{-q'_x}{\sqrt{\alpha}}} \left(\frac{-iq'_x}{\sqrt{\alpha}}\right)^{n-n'} \left(\frac{\sqrt{n}n'}{\sqrt{n}n}\right)^{\frac{1}{2}} L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{-q'_x}{\sqrt{\alpha}}\right) \\ &+ \int_{\circ}^{+\infty} dq'_x e^{-\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}} \left(\frac{iq'_x}{\sqrt{\alpha}}\right)^{n-n'} \left(\frac{\sqrt{n}n'}{\sqrt{n}n}\right)^{\frac{1}{2}} L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}\right) = \\ &(1 - (-1)^{n-n'}) \int_{\circ}^{\infty} dq'_x e^{-\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}} \left(\frac{iq'_x}{\sqrt{\alpha}}\right)^{n-n'} \left(\frac{\sqrt{n}n'}{\sqrt{n}n}\right)^{\frac{1}{2}} L_{n'}^{n-n'}\left(\frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (31.4) \end{aligned}$$

از تغییر متغیر  $t = \frac{q'_x}{\sqrt{\alpha}}$  استفاده می‌شود تا به شکل ساده‌تری از انتگرال برسیم،

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dq'_x M(q'_x) = (1 - (-1)^{n-n'}) \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi}} i^{n-n'} \left(\frac{\sqrt{n}n'}{\sqrt{n}n!}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} dt e^{-\frac{t}{\sqrt{\alpha}}} \left(\frac{t}{\sqrt{\alpha}}\right)^{n-n'-1} L_{n'}^{n-n'}(t) \quad (32.4)$$

انتگرال به دست آمده از رابطه فوق براساس نمونه زیر با شرط  $[Re\beta > -1, Res > 0]$  حل می‌شود [۳۲]،

$$\int_0^{\infty} e^{-st} t^{\beta} L_n^{\alpha}(t) dt = \frac{\Gamma(\beta + 1) \Gamma(\alpha + n + 1)}{n! \Gamma(\alpha + 1)} s^{-\beta-1} F(-n, \beta + 1; \alpha + 1; \frac{1}{s}) \quad (33.4)$$



که با معادل قرار دادن دو رابطه فوق پارامترهای  $s = \frac{1}{\gamma}$ ،  $\beta = \frac{n - n' - 1}{\gamma}$  و  $\alpha = n - n'$  مشخص می‌شوند.

اگر  $n > n'$  باشد جواب انتگرال به صورت زیر در می‌آید:

$$N_{n,n'} = (1 - (-1)^{n-n'})\sqrt{\alpha}(i)^{n-n'} \left(\frac{\gamma^n n!}{\gamma^{n'} n'!}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{\Gamma(\frac{n-n'+1}{\gamma})\Gamma(n+1)}{n!\Gamma(n-n'+1)} \times \\ \times F(-n', \frac{n-n'+1}{\gamma} + 1; n-n'+1; \gamma) \quad (34.4)$$

و اگر  $n < n'$  باشد جواب به صورت زیر تغییر می‌کند.

$$N_{n,n'} = (1 - (-1)^{n'-n})\sqrt{\alpha}(i)^{n'-n} \left(\frac{\gamma^{n'} n!}{\gamma^n n!}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{\Gamma(\frac{n'-n+1}{\gamma})\Gamma(n'+1)}{n!\Gamma(n'-n+1)} \times \\ \times F(-n, \frac{n'-n+1}{\gamma} + 1; n'-n+1; \gamma) \quad (35.4)$$

بنابراین با استفاده از جواب‌های به دست آمده، نتیجه پایانی به شکل زیر خواهد بود.

$$N_{n_<,n_>} = (1 - (-1)^{n_>-n_<})\sqrt{\alpha}(i)^{n_>-n_<} \left(\frac{\gamma^{n_>} n_<!}{\gamma^{n_<} n_>!}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{\Gamma(\frac{n_>-n_<+1}{\gamma})\Gamma(n_>+1)}{n_<!\Gamma(n_>-n_<+1)} \times \\ \times F(-n_<, \frac{n_>-n_<+1}{\gamma} + 1; n_>-n_<+1; \gamma) \quad (36.4)$$

که در آن  $F(-n_<, \frac{n_>-n_<+1}{\gamma} + 1; n_>-n_<+1; \gamma)$  تابع فوق هندسی<sup>۱۱</sup> است که می‌توان آن را به شکل

زیر بیان نمود [۳۳]،

$${}_pF_q(a_1, a_2, \dots, a_p; b_1, b_2, \dots, b_q; x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a_1)_k \dots (a_p)_k x^k}{(b_1)_k \dots (b_q)_k k!}, \quad (37.4)$$

$$(a)_k = a(a+1)\dots(a+k-1) = \frac{\Gamma(a+k)}{\Gamma(a)}. \quad (38.4)$$

بنابراین تابع فوق هندسی در رابطه (۳۶.۴) به صورت زیر در خواهد آمد،

$$F(-n', \frac{n-n'+1}{\gamma}; n-n'+1; \gamma) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-n')_k (\frac{n-n'+1}{\gamma})_k (\gamma)^k}{(n-n'+1)_k k!} \\ = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\frac{\Gamma(-n'+k)}{\Gamma(-n')})(\frac{\Gamma(\frac{n-n'+1}{\gamma}+k)}{\Gamma(\frac{n-n'+1}{\gamma})})}{\frac{\Gamma(n-n'+k+1)}{\Gamma(n-n'+1)}} \frac{\gamma^k}{k!} \quad (39.4)$$

<sup>۱۱</sup>Hypergeometric functions

با استفاده از نتایج فوق، چگالی بار به صورت زیر بیان می‌شود،

$$\rho_n(q, t) = \frac{e}{(\sqrt{2\pi})^3} \int d\Omega e^{-iq_y u_\tau(t)} \sum_m J_m(q_y \gamma_0) e^{im\omega t} e^{i\Omega t} \sum_{n'} M_{nn'}(-q_x) N_{nn'} \times \\ \times \left[ \frac{V(q, \Omega)}{E_{n'} - E_n + \hbar m\omega + \hbar\Omega - i\hbar\eta} + \frac{(-1)^m V^*(-q, -\Omega)}{E_{n'} - E_n - \hbar m\omega - \hbar\Omega + i\hbar\eta} \right], \quad (40.4)$$

که در آن  $M_{nn'}(-q_x)$  به شکل زیر تعریف می‌شود،

$$M_{nn'}(-q_x) = \left( \frac{\sqrt{2}^{n_> n_<}}{\sqrt{2}^{n_< n_>}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q_x}{\sqrt{2}\alpha}} \left( -\frac{iq_x}{\sqrt{2}\sqrt{\alpha}} \right)^{n_> - n_<} L_{n_<}^{n_> - n_<} \left( \frac{q_x}{\sqrt{2}\alpha} \right). \quad (41.4)$$

چون  $V(x, y, t)$  یک کمیت فیزیکی حقیقی است، بنابراین

$$V^*(x, y, t) = V(x, y, t)$$

است. با استفاده از این خاصیت در رابطه (۴۰.۴) شکل نهایی چگالی بار این گونه می‌شود،

$$\rho_n(q, t) = \frac{e}{(\sqrt{2\pi})^3} \int d\Omega V(q, \Omega) e^{-iq_y u_\tau(t)} \sum_m J_m(q_y \gamma_0) e^{im\omega t} e^{i\Omega t} \sum_{n'} M_{nn'}(-q_x) N_{nn'} \times \\ \times \left[ \frac{1}{E_{n'} - E_n + \hbar m\omega + \hbar\Omega - i\hbar\eta} - \frac{(-1)^m}{E_n - E_{n'} - \hbar m\omega - \hbar\Omega + i\hbar\eta} \right]. \quad (42.4)$$

می‌توان چگالی بار القایی کل در سیستم را به صورت زیر نوشت،

$$\rho(q, t) = \sum_n f_n \rho_n(q, t) \quad (43.4)$$

که در آن تابع جابه‌جای فرمی  $f_n$  برابر با  $f_n = (e^{\frac{E_n - \mu}{k_B T}} + 1)^{-1}$  بوده،  $k_B$  ثابت بولتزمن<sup>۱۲</sup> و  $\mu$  پتانسیل شیمیایی<sup>۱۳</sup>

است. با قرار دادن رابطه (۴۲.۴) در چگالی بار القایی کل، شکل این معادله به صورت زیر در خواهد آمد،

$$\rho(q, t) = \frac{e}{(\sqrt{2\pi})^3} \int d\Omega V(q, \Omega) e^{-iq_y u_\tau(t)} \sum_m J_m(q_y \gamma_0) e^{im\omega t} e^{i\Omega t} \Pi(\Omega, m), \quad (44.4)$$

<sup>۱۲</sup>Boltzmann constant

<sup>۱۳</sup>Chemical potential

که در آن  $\Pi(\Omega, m)$  به شکل زیر تعریف شده است،

$$\Pi(\Omega, m) = -\frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n'} M_{nn'}(-q_x) N_{nn'} \left[ \frac{f_n + (-1)^m f_{n'}}{E_{n'} - E_n + \hbar m \omega + \hbar \Omega - i \hbar \eta} \right]. \quad (45.4)$$

با بهره‌گیری مجدد از تابع مولد توابع بسل نوع اول

$$e^{-iq_y u_\Delta(t)} = e^{iq_y \gamma_0 \sin(\omega t)} = \sum_{m'} J_{m'}(q_y \gamma_0) e^{im' \omega t}$$

چگالی بار در سیستم به شکل زیر در می‌آید.

$$\rho(q, t) = -\frac{e}{(2\pi)^3} \int d\Omega V(q, \Omega) e^{i\Omega t} \sum_{m, m'} J_m(q_y \gamma_0) J_{m'}(q_y \gamma_0) e^{im\omega t} e^{im'\omega t} \Pi(\Omega, m) \quad (46.4)$$

## ۵.۴ مدل برانگیختگی دسته جمعی

پتانسیل القایی،  $V_{ind}(q, \Omega) = -\frac{V_q}{e} \rho(q, \Omega)$ ، از تبدیل فوریه نوسانات چگالی بار به دست می‌آید. شکل کلی

چگالی بار نوسانی به صورت زیر است،

$$\rho(q, t) = \frac{1}{2\pi} \int d\Omega e^{i\Omega t} \rho(q, \Omega). \quad (47.4)$$

با مقایسه دو رابطه (۴۷.۴) و (۴۶.۴) به این نتیجه می‌رسیم که  $m'\omega = -m\omega$  است. پس چگالی القایی کل

سیستم به شکل زیر در خواهد آمد:

$$\rho(q, t) = -eV(q, \Omega) \sum_{m, m'} J_m(q_y \gamma_0) J_{m'}(q_y \gamma_0) \Pi(\Omega, m) \delta_{\cdot, m+m'} \quad (48.4)$$

بنابراین شکل پتانسیل القایی شکل زیر را خواهد داشت:

$$V_{ind}(q, \Omega) = V_q V(q, \Omega) \sum_{m, m'} J_m(q_y \gamma_0) J_{m'}(q_y \gamma_0) \Pi(\Omega, m) \delta_{\cdot, m+m'} \quad (49.4)$$

تابع دی الکتریک به صورت  $D(q, \Omega) = 1 - \frac{V_{ind}(q, \Omega)}{V(q, \Omega)}$  بیان می‌شود. بنابراین با استفاده از این تعریف تابع دی الکتریک برای سیستم ما به شکل زیر با پتانسیل کولنی،  $V_q = \frac{\gamma \pi e^2}{q}$ ، در می‌آید،

$$D(q, \Omega) = 1 + \frac{e^2}{\gamma \pi q} \sum_m (-1)^m [J_m(q_y \gamma_0)]^2 \sum_{n, n'} M_{nn'}(-q_x) N_{nn'} \times \\ \times \left[ \frac{f_n + (-1)^m f_{n'}}{E_{n'} - E_n + \hbar m \omega + \hbar \Omega - i \hbar \eta} \right] \quad (50.4)$$

برای به دست آوردن برانگیختگی دسته جمعی سیستم باید معادله زیر را حل کنیم. این معادله وابستگی فرکانس پلاسما را به شدت و فرکانس تابش بیان می‌کند.

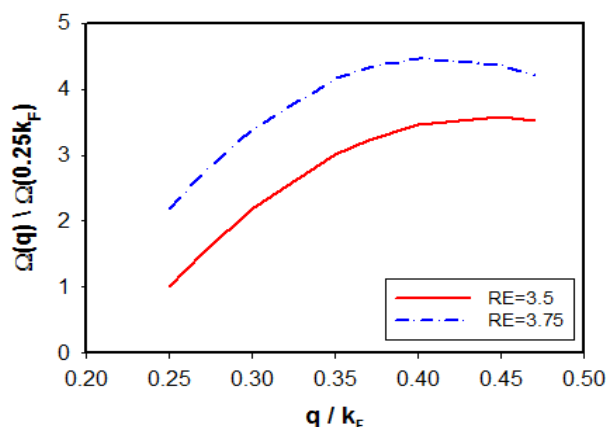
$$Re[D(q, \Omega)] = 0 \quad (51.4)$$

## ۶.۴ نتایج و بحث در نتایج

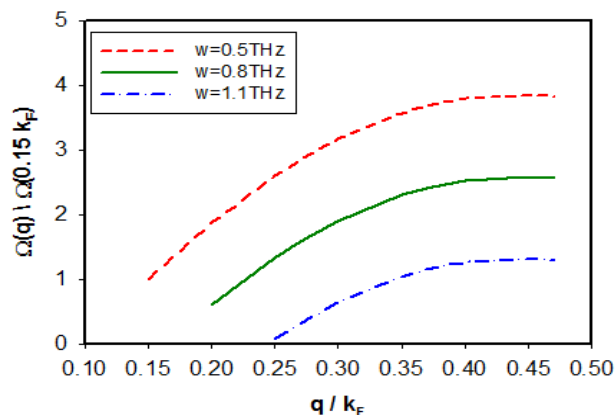
مدهای برانگیختگی دسته جمعی سیستم به وسیله حل معادله (۵۱.۴) تعیین می‌شوند. فرکانس پلاسما در سیستمی که در این فصل مورد بررسی قرار می‌گیرد، شدیداً به فرکانس و شدت میدان لیزر وابسته می‌باشد. در این بخش به محاسبه عددی فرکانس پلاسمون برای گاز الکترونی شبه یک بعدی در نیم‌رسانای گالیوم آرسنید می‌پردازیم. در این محاسبات از پارامترهای  $m^* = 0.06 m_e$ ،  $v_s = \frac{m^* e^2}{\hbar^2 k_f^2} = 1$ ،  $q_x = \frac{q}{2}$ ،  $q_y = \frac{\sqrt{3}}{2} q$  و  $E_f = 13 meV$  استفاده شده است.

شکل (۱.۴) پاشندگی پلاسما نسبت به تغییرات بردار موج را برای فرکانس لیزر  $\omega = 1 meV$  و مقدارهای متفاوتی از شدت تابش، نشان می‌دهد. شدت میدان لیزر با استفاده از کمیت بدون بعد  $R(E) = \frac{ek_f E}{m^* \omega^2}$  تعیین می‌شود. در نمودار فوق با افزایش بردار موج و همچنین افزایش شدت میدان لیزر افزایش اثر جفت شدگی الکترون-فوتون با افزایش میزان شدت مشاهده می‌شود در حالی که در بردارهای موج پایین‌تر تاثیر شدت جفت شدگی الکترون-فوتون کم است. این جفت شدگی عمدتاً در فرکانس‌های بالای پلاسمون رخ می‌دهد.

در شکل (۲.۴)، پاشندگی پلاسما نسبت به تغییرات بردار موج برای فرکانس‌های متفاوتی از لیزر رسم شده



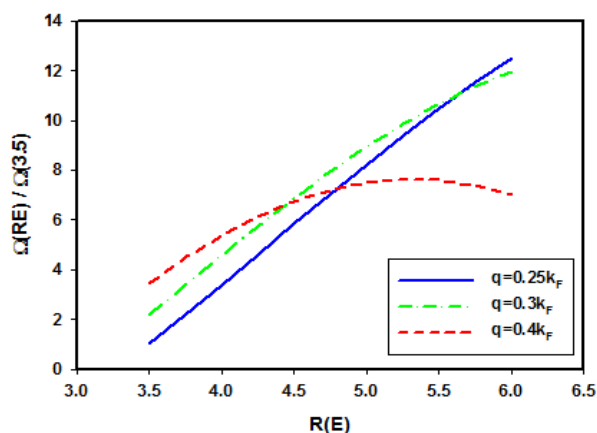
شکل ۱.۴: پاشندگی پلاسما براساس تغییرات بردار موج برای شدت‌های متفاوت از تابش لیزر



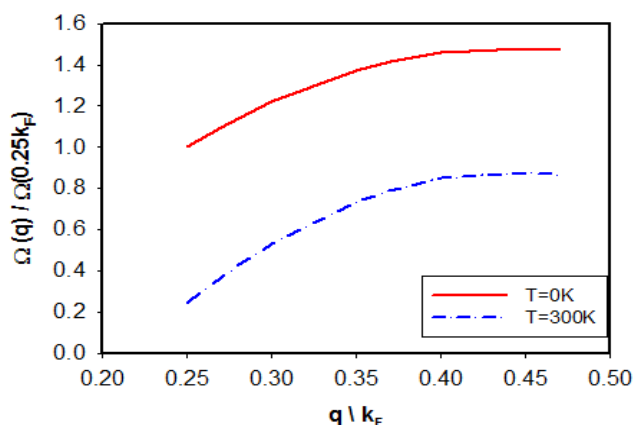
شکل ۲.۴: پاشندگی پلاسما براساس تغییرات بردار موج در فرکانس‌های متفاوت لیزر.

است. در نمودار مشاهده می‌شود که با افزایش فرکانس لیزر میزان پخش کاهش می‌یابد. سهم عمده‌ی گذارهای الکترون به شکل درون نواری است. بنابراین با افزایش فرکانس لیزر  $\omega$  جفت‌شدگی تابش با الکترون کاهش پیدا می‌کند و این منجر به کاهش پخش پلاسما می‌شود.

شکل (۳.۴) تغییرات فرکانس پلاسما را براساس شدت‌های متفاوتی از لیزر برای بردار موج‌های  $q = 0.25k_f$ ،  $q = 0.3k_f$  و  $q = 0.4k_f$  در فرکانس  $\omega = 1\text{meV}$  توصیف می‌کند. همانطور که در این نمودار دیده می‌شود با افزایش بردار موج تغییرات فرکانس پلاسما نسبت به افزایش شدت تابش لیزر تک فوتونی، کاهش می‌یابد. زیرا



شکل ۳.۴: وابستگی فرکانس پلاسما به شدت تابش لیزر در بردار موج‌های متفاوت



شکل ۴.۴: پاشندگی پلاسما بر حسب بردار موج در دمای متفاوت

حرکت الکترون‌ها محدودیت فضایی در راستای  $x$  دارند بنابراین نرخ الکترون‌ها برای  $q_x$  بزرگ کم خواهد بود. در شکل (۴.۴) تغییرات پاشندگی پلاسما در شرایط دمای متفاوت مشاهده می‌شود. هنگامی که سیستم تحت اثر افزایش دما قرار می‌گیرد، از ترازهای پایین نوار به ترازهای بالاتر برانگیخته می‌شوند. بنابراین الکترون‌ها موجود در کف نوار کاهش یافته و به همین جهت میزان جفت‌شدگی با تابش کاهش می‌یابد که این فرایند در نمودار مشاهده می‌شود.

## مراجع و مأخذ

- [1] N. F. Johnson, (1995), ” **Electron Correlations in Mesoscopic Structures**”, Contemporary Physics, 36, 6, pp 377-387.
- [2] L. Wendler and V. G. Grigoryan, (1996), ”**Collective and single-particle excitations of the quasi-one-dimensional electron gas in the presence of a magnetic field**”, Phys Rev B, 54, 12.
- [3] M. Tas, (2004), PhD.Thesis, ”**Dielectric Formulation of the Dimensional Electron Gas**”, phys. Depart. Middle East Technical University.
- [4] I. Grosu and L. Tugulan, (2007), **Plasmon dispersion in quasi-one- and one-dimensional systems with non-magnetic impurities**, Physical E, 40, 474-477.
- [5] H. Sakaki, (1980), **Scattering Suppression and High-Mobility Effect of Size Quantized Electrons in Ultrafine Semiconductor Wire Structures**, Applied Physics, 19, 12, pp 735-738.
- [6] B. Tanatar and N. C. Constantinou, (1993), **Collective excitations in quasi-one-dimensional electron systems under a magnetic field**, Phys Rev B, 48, 24.
- [7] C. Zhang, (2002), **Dynamic screening and collective excitation of an electron gas under intense terahertz radiation**, Phys Rev B, 56, 153107.
- [8] J. Singh, (1995), ”**Semiconductor Optoelectronic Physics and Technology**”, McGraw-Hill, New York.
- [9] P. Coleman, (2003), ”**Many-Body Physics: Unfinished Revolution**”, arXiv:cond-mat/0307004v2.
- [10] روزنبرگ. هرولدماکس، (۱۹۹۸)، ”**فیزیک حالت جامد**”، ح.عشقی، ح. عزیزى، مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
- [11] B. H. H. MEng (Hull), (2011), PhD.Thesis, **Modelling of Semiconductor Nanostructures: Electronic Properties and Simulated Optical Spectra**, Phys. Depart. Hull University.

- [12] S. Hessami Pilehrood, (2006), PhD.Thesis, **Electronic Properties of Semiconductor Nanostructures under Terahertz Radiation**, Phys Depart. Wollong University.
- [۱۳] اس.ام.زی، (۱۹۸۵)، "فیزیک و تکنولوژی قطعات نیم‌رسانا"، غ.سیدیر عابدی، چاپ چهارم، دانشگاه امام رضا، مشهد، ص ۲۳.
- [14] X. Li, (2011), PhD.Thesis, **"Transport and Optical Properties of Quantized Low Dimensional Systems"**, Phys Depart, Tennessee Knoxville University.
- [15] T.Ando, A.B.Fowle and F.Stern, (1982), **"Electronic Properties of Two-Dimensional System"**, Rev.Mod.Phys, 54, pp437-627.
- [16] M. Z. Hasa and C. L. Kane, (2010), **"Topological Insulators"**, arXiv:1002.3895v2.
- [17] Vinayak Garg, R. K. Moudgil,<sup>2</sup> Krishan Kumar, and P. K. Ahluwalia<sup>1</sup>, (2008), **"Ground-state properties of a quasi-one-dimensional electron gas within a dynamical self-consistent mean-field approximation"**, Phys Rev B, 78, 045406.
- [18] T. Vazifeshenas, (2008), **"Plasmon dispersion in quantum wires at finite temperature"**, phys. stat. sol. (a) 205, No. 6, pp 1302–1306.
- [19] M. Evaldsson, (2008), PhD.Thesis, **"Quantum transport and spin effects in lateral semiconductor nanostructures and graphene"**, Phys. Depart. Linköping University..
- [20] H. Huang and S. W.Koch, (2004), **"Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductor"**, Co. Pte. Ltd, London.
- [21] G. D ,Mah, (1990), **"Many Particle Physics"**, Second Printing, Plenum Press, New York.
- [22] B. K. Ridley FRS, (1999), **"Quantum Processes in Semiconductors"**, Oxford University Press Inc, New York.
- [23] R. Schuster, (2009), **"Electron Energy-Loss Spectroscopy on Underdoped Cuprates and Transition-Metal Dichalcogenides"**, Faculty of Mathematics and Natural Sciences ,Dresden University of Technology.
- [24] J M Pitarke, V M Silkin, E V Chulkov and P M Echenique, (2007), **"Theory of Surface Plasmons and Surface-Plasmon Polaritons"** Rep. Prog. Phys, 70,pp 1-88



- [25] Hongxing Xu, Erik J. Bjerneld, Mikael Käll, and Lars Börjesson, (1999), "**Spectroscopy of Single Hemoglobin Molecules by Surface Enhanced Raman Scattering**", Phys Rew Letters, 83, 21.
- [26] Harry A. Atwater<sup>1</sup> and Albert Polman<sup>2</sup>, (2010), "**Plasmonics for improved photovoltaic devices**", Nature materials ,doi,10,1038/nmat2629.
- [27] S.D. Ganichev, (2008), "**Intense Terahertz Excitation of Semiconductors**", Issn, 1, 3, pp1941-7411.
- [28] D.Pines, (1963), "**Elementary Excitations in Solids**", L.L.C, New York.
- [29] G.Grosso and G.P.Parravicini, (2003), "**Solid State Physics**", Second printing, Academic Press, New York.
- [30] M. Fujita, T. Toyoda, J. C. Cao, and C. Zhang, (2003), "**Induced charge-density oscillation under a quantizing magnetic field and intense terahertz radiation**", Phys Rew B, 67, 075105.
- [31] W. Xu, (1998), "**Elementary electronic excitation in three-dimensional electron gases under free-electron laser radiations**", Phys Rew B, 57 ,24.
- [32] I.S. Grand shteyn, I.M. Ryzhik, (2000), "**Table of Integrals, Series and Products**", Academic Press, San Diego.
- [33] Karen T. Kohl and Victor H. Moll, (2011), "**The integrals in Gradshteyn and Ryzhik. Part 20: Hypergeometric functions**", Mathematical Sciences, 21, pp43-54.



## Abstract

Recently there has been a great deal of interest in terahertz phenomena in electronic materials. This is mainly due to the rapid development of high-power, long-wavelength, and tunable laser sources such as free electron lasers. In view of this rapid development of terahertz phenomena, a theoretical formalism describing strongly coupled electron-photon systems becomes urgently required. The most useful quantity in understanding the transport and optical properties of an electronic system is the dielectric function. In this thesis, we present a theoretical investigation of the electronic and dielectric properties of an electron gas strongly coupled to a THz radiation field. We first calculate the charge fluctuation of the quasi-one dimensional (Q1D) electron system using the time-dependent perturbation technique. The dielectric function can then be derived. We obtain elementary excitation spectrum of Q1D electron systems under THz radiation field within a parabolic confining potential. Then we study and obtain the plasmon modes using the random-phase approximation. The resultant dielectric function shows that the plasma frequency of the system is strongly dependent on the intensity and frequency of the THz laser field.

**Keywords:** *electron gas, quasi-one dimensional, dynamic response, electronic states, nanostructure.*



**Shahrood University of Technology**

**Faculty of Physics**

**Solid Physics**

**M.S Thesis**

**Dynamic response of a quasi-one dimensional  
electron gas under electromagnetic radiation**

**By:**

**Fatemeh Yousefali**

**Supervisor:**

**Dr. Saeid Hessami Pilehrood**

**February 2013**