



دانشگاه زنجان  
دانشکده علوم - گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

# کنترل دوپایایی نوری سیستم‌های کوانتومی در حضور پهن‌شدگی دوپلری

مینا سعیدی وحدت

استاد راهنما  
دکتر محمد محمودی

استاد مشاور  
دکتر مصطفی صحرایی

دی ۱۳۹۰

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## قدردانی

سپاس خداوندگار حکیم را که با لطف بی کران خود، آدمی را زیور عقل آراست. در آغاز وظیفه خود می دانم از پدر عزیز و بزرگوارم، مادر دلسوز و فداکارم و همسر مهربانم که با لطف بی دریغ و حمایت های بیشائبه شان مرا یاری نمودند سپاس گذاری کنم. از زحمات بی دریغ استاد راهنمای خود، جناب آقای دکتر محمد محمودی، که قطعاً بدون کمک ها و راهنمایی های ارزنده ایشان، این مجموعه به انجام نمی رسید صمیمانه تشکر و قدردانی می کنم. همچنین از استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر مصطفی صحرائی کمال تشکر را دارم. از جناب آقای دکتر خوش سیما و آقای دکتر مرادی که زحمت داوری پایان نامه ی اینجانب را به عهده گرفتند و با پیشنهادات ارزنده خود باعث بهبود این رساله شدند، کمال امتنان را دارم.

## چکیده

این پایان‌نامه در تلاش است که به بررسی رفتار دوپایایی نوری در سیستم های کوانتومی مختلف در حضور پهن شدگی دوپلری بپردازد. در ابتدا این پدیده در یک سیستم سه ترازوی نوع  $\Lambda$  با دو میدان دمشی و کاوشگر در داخل یک کاواک حلقوی یک سوپیه، مورد مطالعه قرار گرفت و نشان داده شد که رفتار دوپایایی سیستم با احتساب پهن شدگی دوپلری از بین می رود. سپس همین سیستم با در نظر گرفتن یک میدان لیزری اضافی و تشکیل یک سیستم گذار بسته، مورد بررسی قرار گرفت و مشاهده شد که فقط در شرایط خاصی در حضور پهن شدگی دوپلری، می توان شاهد رفتار دوپایایی برای سیستم شد. و در نهایت نشان داده شد که در یک سیستم چهار ترازوی نوع  $N$  در حضور تداخل کوانتومی، بر خلاف دو مورد قبلی با وارد کردن اثر دوپلری نه تنها دوپایایی از بین نمی رود بلکه کاهش چشمگیری را در آستانه دوپایایی خواهیم داشت.

واژه های کلیدی: پهن شدگی دوپلری، جذب، پاشندگی، دوپایایی نوری، سرعت گروه

# فهرست مطالب

ب	مقدمه
ت	لیست تصاویر
۱	۱ دوپایایی نوری
۳	۱.۱ برهم کنش نور با ماده
۳	۱.۱.۱ نظریه کلاسیک برهم کنش اتم با میدان الکترومغناطیسی
۸	۲.۱.۱ نظریه نیمه کلاسیک برهم کنش اتم با میدان الکترومغناطیسی
۱۳	۲.۱ عملگر ماتریس چگالی
۱۵	۳.۱ اپتیک غیر خطی
۱۸	۴.۱ تداخل سنج فابری-پرو
۲۰	۵.۱ بررسی دوپایایی نوری با توجه به نظریه کلاسیک برهمکنش
۲۱	۱.۵.۱ دوپایایی پاشنده
۲۵	۲.۵.۱ دوپایایی جاذب
۲۷	۶.۱ بررسی دوپایایی نوری با توجه به نظریه نیمه کلاسیک برهمکنش
۳۱	۷.۱ چیدمان استاندارد برای مطالعات آزمایشگاهی دوپایایی نوری
۳۲	۸.۱ پهن شدگی دوپلری
۳۶	۲ بررسی خواص اپتیکی سیستم سه ترازی $\Lambda$ در حضور پهن شدگی دوپلری
۳۶	۱.۲ مقدمه
۳۷	۲.۲ مدل سیستم اتمی و معادلات حاکم بر آن
۳۹	۳.۲ بررسی خواص اپتیکی سیستم
۳۹	۱.۳.۲ جذب و پاشندگی
۴۳	۲.۳.۲ دوپایایی نوری
۴۹	۴.۲ نتیجه گیری
۵۰	۳ دوپایایی نوری سیستم $\Lambda$ با یک میدان اضافی میکروویو در حضور پدیده دوپلری
۵۰	۱.۳ مقدمه
۵۱	۲.۳ مدل سیستم اتمی و معادلات حاکم بر آن
۵۴	۳.۳ بحث‌ها و نتایج

۵۹	نتیجه گیری	۱.۳.۳
۶۰	بررسی دوپایایی نوری سیستم چهار ترازوی نوع $N$ در حضور پدیده دوپلری	۴
۶۰	مقدمه	۱.۴
۶۱	مدل سیستم اتمی و معادلات حاکم بر آن	۲.۴
۶۵	نتایج عددی مربوط به مشخصات اپتیکی سیستم	۱.۲.۴
۷۱	نتیجه گیری	۳.۴
۷۲	مراجع	

## مقدمه

بعضی از سیستم‌های اپتیکی غیرخطی به ازای یک ورودی معین می‌توانند بیش از یک خروجی داشته باشند. اصطلاح دوپایایی نوری، ( $OB$ )<sup>۱</sup>، به وضعیتی اطلاق می‌شود، که در آن به ازای یک شدت ورودی، دو شدت خروجی متفاوت برای سیستم ممکن باشد، و عبارت عمومی‌تر چندپایایی نوری برای توصیف وضعیتی به کار می‌رود که در آن دو یا چند حالت خروجی پایدار ممکن باشد. چنین رفتار دوپایا نتیجه‌ی غیرخطی بودن فضای اتمی و سازوکار بازخورد ناشی از آینه‌های کاواک می‌باشد، و بخاطر استفاده از آن در کلیدهای اپتیکی در محاسبات نوری و ارتباطات، بسیار مورد علاقه و توجه فیزیکدانان قرار گرفته است. دوپایایی نوری در سیستم‌های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. به طور نمونه در سیستم‌های اتمی دو ترازوی به طور گسترده از لحاظ نظری و تجربی بررسی شده است [۱، ۲].

در سال‌های اخیر بیشتر توجه‌ها در زمینه‌ی مطالعه دوپایایی نوری به بررسی اتم‌های چند ترازوی اختصاص یافته است. در مورد سیستم‌های اتمی چند ترازوی پارامترهای موجود برای کنترل پدیده‌ی دوپایایی بیشتر از پارامترهای کنترلی در مورد سیستم‌های دو ترازوی است. علاوه بر این میدان‌های کنترلی اضافه شده به سیستم اتمی که ترازهای مختلف اتمی را به هم متصل می‌کنند، سبب ایجاد پدیده‌های جالبی در خروجی سیستم می‌شوند. ریشه این پدیده‌ها در به وجود آمدن اثر تداخل کوانتومی و یا هم‌دوسی کوانتومی در سیستم است. در مورد سیستم‌های سه اتمی مطالعات فراوانی صورت گرفته است و از جنبه‌های مختلف مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته‌اند [۳، ۴، ۵، ۶]. سیستم‌های چهار ترازوی نیز از جنبه‌های مختلف بررسی شده‌اند از جمله این مطالعات می‌توان به بررسی پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی<sup>۲</sup> ( $EIT$ )<sup>۵</sup> پدیده نور تند سرعت و کند سرعت [۸]، پدیده دوپایایی نوری [۹، ۱۰] و چند پدیده دیگر اشاره کرد. در این پایان‌نامه ابتدا در فصل اول به بیان مفهوم دوپایایی نوری پرداخته شده است. در فصل دوم و سوم مشخصات اپتیکی، به ترتیب برای سیستم  $\Lambda$  با دو میدان لیزری کاوشگر و دمشی، و همین سیستم در حضور یک میدان لیزری اضافی در دو حالت اتم‌های ساکن

<sup>۱</sup>Optical Bistability

<sup>۲</sup>Electromagnetically induced transparency

و با اثر دادن پدیده دوپلری که ناشی از حرکت اتم‌هاست بررسی شده است و در فصل آخر اثر دوپلری در جذب، پراکندگی، سرعت گروه و دوپایایی نوری یک سیستم چهار ترازی نوع  $N$  در حضور تداخل کوانتومی، مورد مطالعه قرار گرفته است.



# لیست تصاویر

۲	منحنی خروجی یک سیستم دوپایا . . . . .	۱.۱
	وابستگی فازی جذب (خط پررنگ) و پراکندگی (خط چین) برای فرکانس های نزدیک به	۲.۱
۶	فرکانس تشدید (w) در مدل کلاسیکی [۱۶]. . . . .	
۱۲	احتمال گذار $P_{i \rightarrow f}^{(1)}$ بر حسب زمان برای نامیزانی های کوچک و بزرگ [۱۷]. . . . .	۳.۱
۱۲	احتمال گذار $P_{i \rightarrow f}^{(1)}$ بر حسب نامیزانی $\Delta$ [۱۷]. . . . .	۴.۱
	طرح کاواک فابری-پرو با یک موج صفحه ای که به صورت عمود بر کاواک فرود می آید.	۵.۱
	بخشی از موج از صفحه ی مشترک اول بازتابیده می شود (a) و بخشی از صفحه ی مشترک	
۱۹	دوم بازتابیده می شود (b) [۱۹]. . . . .	
۲۱	طرح شماتیک کاواک شامل یک ماده غیر خطی [۱۴] . . . . .	۶.۱
	منحنی حل گرافیکی مربوط به ضریب انتقال دهی شدت یک کاواک فابری-پرو غیر خطی	۷.۱
۲۳	به ازای شدت های فرودی مختلف [۱۴] . . . . .	
۲۴	نمایش طرح وار منحنی شکل گرفته از کاواک فابری-پرو [۱۴]. . . . .	۸.۱
۲۵	ابزار نوری دوپایا به صورت یک تداخل سنج فابری-پرو که محیط غیرخطی را در بر دارد. . . . .	۹.۱
۲۷	رابطه بین شدت ورودی و خروجی کاواک برای یک وسیله دوپایای جاذب [۱۳]. . . . .	۱۰.۱
۲۸	طرح شماتیک یک سیستم دوپایا در داخل تداخل سنج [۲۴]. . . . .	۱۱.۱
۳۲	چیدمان استاندارد برای مشاهده دوپایایی نوری [۱۴]. . . . .	۱۲.۱

- ۱۳.۱ سیستم سه ترازی  $\Lambda$  با دو میدان لیزری جفت کننده و کاوشگر،  $\delta pu$  و  $\delta pr$  به ترتیب نامیزانی
- ۳۳ . . . . . میدان های جفت کننده و کاوشگر می باشد.
- ۱۴.۱ نمایش شماتیک حرکت اتم تحت تأثیر میدان های اعمالی . . . . . ۳۳
- ۱.۲ مدل سیستم اتمی سه ترازی  $\Lambda$  . . . . . ۳۸
- ۴۱figure.۲.۲
- ۳.۲ نمودارهای پاشندگی به ازای مقادیر مختلف  $\Omega_c$ . نمودار سمت چپ برای اتم هایی که ساکن هستند و نمودار سمت راست برای اتم هایی که دارای سرعت هستند. بقیه پارامترهای مشابه
- شکل ۲.۲ می باشد. . . . . ۴۲
- ۴.۲ کاواک حلقوی با نمونه اتمی به طول  $L$ ،  $E_p^I$  و  $E_p^T$  به ترتیب میدان های فرودی و عبوری می باشند. . . . . ۴۳
- ۵.۲ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای  $\Omega_c$  های مختلف. بقیه پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_p = 0.03\gamma$ ،  $\gamma = 1$ ،  $\Omega_p = 0.5\Gamma$  و  $C = 200$  . . . . . ۴۶
- ۶.۲ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $ku$ .  $\Omega_c = 0.5\Gamma$  بقیه پارامترهای استفاده شده مشابه شکل ۵.۲ می باشد. . . . . ۴۷
- ۷.۲ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای  $\Omega_c$  های مختلف برای  $ku = 50\Gamma$ . بقیه پارامترهای استفاده شده مشابه شکل ۵.۲ می باشد. . . . . ۴۷
- ۸.۲ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $C$ . بقیه پارامترهای استفاده شده مشابه شکل ۵.۲ می باشد. . . . . ۴۸
- ۱.۳ مدل سیستم اتمی سه ترازی  $\Lambda$  که با میدان میکروویو یک سیستم حلقه-بسته تشکیل داده است. . . . . ۵۱
- ۲.۳ کاواک حلقوی با نمونه اتمی به طول  $L$ ،  $E_p^I$  و  $E_p^T$  به ترتیب میدان های فرودی و عبوری می باشند. . . . . ۵۳

- ۳.۳ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $\Omega_d$ . بقیه پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_c = 2\gamma, \varphi = \frac{\pi}{4}, \gamma = 1, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{33} = \gamma = 1, C = 200$  . . . . . ۵۵
- ۴.۳ نمودار جذب و پاشندگی به ازای مقادیر مختلف  $\Omega_d, \Omega_p = \gamma, \Delta_p = \Delta_c$  بقیه پارامترهای ورودی مشابه شکل ۳.۳ می باشد. . . . . ۵۵
- ۵.۳ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $\varphi, \Omega_d = 2\gamma$  بقیه پارامترهای ورودی مشابه شکل ۳.۳ می باشد. . . . . ۵۶
- ۶.۳ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $ku$ . بقیه پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_c = 2\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \varphi = \frac{\pi}{4}, \gamma = 1, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{33} = \gamma = 1, C = 200$  . . . . . ۵۷
- ۷.۳ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $\Omega_d$ . بقیه پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_c = 2\gamma, \varphi = \frac{\pi}{4}, \gamma = 1, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{33} = \gamma = 1, C = 200$  . . . . . ۵۸
- ۸.۳ نمودار ورودی بر حسب خروجی به ازای مقادیر مختلف  $\varphi$ . بقیه پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_c = 2\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \gamma = 1, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{33} = \gamma = 1, C = 200$  . . . . . ۵۸
- ۱.۴ مدل سیستم اتمی چهار ترازوی نوع  $N$  . . . . . ۶۱
- ۲.۴ کاواک حلقوی با نمونه اتمی به طول  $L, E_p^I$  و  $E_p^T$  به ترتیب میدان های فرودی و عبوری می باشند. . . . . ۶۴
- ۳.۴ طیف جذبی میدان کاوشگر  $a, c$  و پراکندگی  $b, d$ . برای  $T = 0K$  نمودارهای  $a, b$  و برای  $T = 300K$  نمودارهای  $c, d$ . پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\Omega_c = 2\gamma, \Omega_r = 5\gamma, \Delta_c = \Delta_r = 0, \Omega_p = 0.3\gamma, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{33} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = \gamma_{43} = \gamma$  . . . . . ۶۶
- ۴.۴ شاخص گروه بر حسب نامیزانی میدان کاوشگر. برای  $T = 0K$  نمودار  $a$ ، و برای  $T = 300K$  نمودار  $b$ ، پارامترهای ورودی مشابه با شکل ۳.۴ می باشد. . . . . ۶۷

- ۵.۴ دوپایایی نوری برای  $T = 0K$  نمودار  $a$ ، و برای  $T = 300K$  نمودار  $b$ ، پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\frac{z}{\lambda} = \gamma_{42} = \gamma_{41} = \gamma_{32} = \gamma_{31} = 0.001\gamma$ ،  $\Omega_c = 2\gamma$ ،  $\gamma_c = 0.001\gamma$
- ۶۸ . . . . .  $C = 200$  و  $\Delta_c = \Delta_r = \Delta_p = 0$ ،  $\Omega_r = 5\gamma$
- ۶.۴ نمودار دوپایایی به ازای  $\Delta_r$  های کوچک و بزرگ برای  $T = 0K$  نمودار  $a$  و  $b$ ، و برای  $T = 300K$  نمودار  $c$  و  $d$ ، پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = \gamma$ ،  $\Omega_c = 2\gamma$ ،  $\gamma_c = 0.001\gamma$ ،  $\Omega_r = 5\gamma$ ،  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ ،  $p_1 = p_2 = 0.9$
- ۶۹ . . . . .  $C = 200$  و
- ۷.۴ دوپایایی نوری برای  $\Omega_r$  های مختلف برای  $T = 0K$  نمودار  $a$ ، و برای  $T = 300K$  نمودار  $b$ ، پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = \gamma$
- ۷۰ . . . . .  $C = 200$  و  $p_1 = p_2 = 0.9$ ،  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ ،  $\Omega_c = 2\gamma$ ،  $\gamma_c = 0.001\gamma$
- ۸.۴ دوپایایی نوری برای  $\Delta_c$  های مختلف برای  $T = 0K$  نمودار  $a$ ، و برای  $T = 300K$  نمودار  $b$ ، پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = \gamma$
- ۷۱ . . .  $C = 200$  و  $p_1 = p_2 = 0.9$ ،  $\Delta_p = 0$ ،  $\Omega_r = 5\gamma$ ،  $\Omega_c = 2\gamma$ ،  $\gamma_c = 0.001\gamma$

# فصل ۱

## دوپایایی نوری

دوپایایی نوری پدیده جالبی است که به موجب آن یک وسیله اپتیکی می‌تواند به ازای یک شدت ورودی معین دو حالت پایا برای شدت خروجی داشته باشد. این رفتار نتیجه‌ای از بازخورد نور و استفاده از یک ماده غیرخطی است. بر پایه این رفتار غیرخطی، ابزار اپتیکی دوپایا می‌توانند به عنوان کلیدهای اپتیکی، ترانزیستورهای اپتیکی، عناصر ذخیره‌سازی اپتیکی و ارتباطات اپتیکی مورد استفاده قرار گیرند.

اولین مقاله در مورد دوپایایی نوری در سال ۱۹۶۹ میلادی توسط شوک<sup>۱</sup> منتشر شد، که در این مقاله از تداخل سنج فابری-پرو<sup>۲</sup> و ماده‌ای با خاصیت جذب اشباع به عنوان ماده غیرخطی استفاده شده بود. در این روش، جذب ماده به شدت نور داخل کاواک بستگی دارد [۱۱]. بعدها اولین گزارش درباره مشاهده تجربی اثر دوپایایی نوری، در سال ۱۹۷۶ توسط گیبس<sup>۳</sup> و همکارانش به چاپ رسید [۱۲]. در این آزمایش از تداخل سنج فابری-پرو و بخار سدیم به عنوان ماده غیرخطی استفاده شده بود و رفتار دوپایایی، بر اساس تغییرات ضریب شکست که به شدت نور وابسته است توضیح داده شد.

ابزارهای ایجاد دوپایایی نوری را می‌توان به نوع تقسیم‌بندی کرد [۱۳]:

- (۱) نوع جاذب: تغییرات جذب ماده غیرخطی در تداخل سنج، وابسته به شدت نور داخل کاواک است.
- (۲) نوع پاشنده: تغییرات ضریب شکست ماده غیرخطی در تداخل سنج، وابسته به شدت نور است.

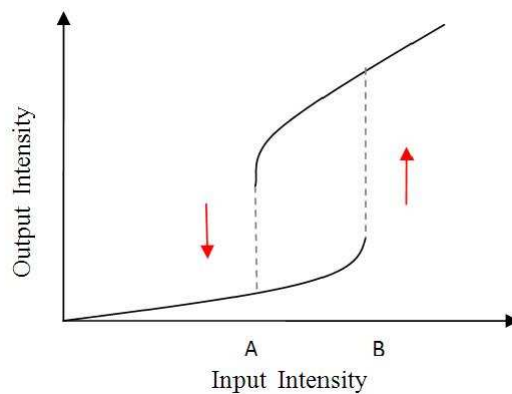
---

<sup>۱</sup>Szoke

<sup>۲</sup>Fabry-Perot cavity

<sup>۳</sup>Gibbs

در تمامی مطالعات آزمایشگاهی با مواد غیرخطی متفاوت، شدت خروجی به عنوان تابعی از شدت ورودی رسم شده است. ویژگی مشترک تمامی این منحنی‌ها، شکل حلقه هیستریزیس آنها است [۱۴]. رفتار نور در این سیستم‌ها به صورت طرح‌واره در شکل ۱.۱ نشان داده شده است. انتخاب هر یک از مسیرها به سابقه تغییرات شدت ورودی بستگی دارد. اگر دامنه میدان ورودی در حال افزایش باشد، دامنه خروجی شاخه پایین منحنی را طی می‌کند تا به آستانه  $B$  برسد، سپس به شاخه بالا پریده و شاخه بالا را ادامه می‌دهد. حال اگر در یک نقطه در شاخه بالا ورودی شروع به کاهش کند، روند نزولی را در شاخه بالایی تا نقطه  $A$  ادامه می‌دهد، سپس جهشی به شاخه پایین انجام داده و شاخه پایینی را دنبال می‌کند. در بازه مقادیر ورودی بین  $(A$  و  $B)$  دو مقدار بالا و پایین برای خروجی ممکن می‌شود. این سیستم را برای ذخیره اطلاعات دودویی می‌توان بکار برد. زمانی که آستانه  $A$  و  $B$  یکی شوند منحنی ورودی-خروجی دوپایایی، به عنوان تقویت‌کننده به کار می‌رود. می‌بینیم که در این سیستم‌ها انتخاب هر یک از حالت‌های خروجی به روند افزایشی یا کاهش شدت ورودی بستگی دارد. این ویژگی امکان ساخت ابزار اپتیکی که مکانیسم آنها بر پایه دو حالت ۰ و ۱ است را فراهم می‌کند. امروزه تحقیقات فراوانی برای کاربردی کردن این پدیده در حال انجام است. امید می‌رود با کم کردن آستانه دوپایایی برای استفاده در سویچ‌های اپتیکی بتوان ابزار اپتیکی ایده‌آلی ساخت [۱۳].



شکل ۱.۱: منحنی خروجی یک سیستم دوپایا

## ۱.۱ برهم کنش نور با ماده

در آغاز قرن نوزدهم دو نظریه متفاوت برای نور وجود داشت: نظریه ذره‌ای و نظریه موجی. نظریه ذره‌ای پس از به نمایش در آمدن اثرات تداخلی، در سالهای اولیه قرن نوزدهم، محبوبیت خود را از دست داد. در سالهای آخر قرن نوزدهم، این نظریه تقریباً بطور کامل به کنار گذاشته شد، زیرا ماکسول<sup>۴</sup> نشان داد که تمام پدیده‌های الکتریکی و مغناطیسی و اپتیکی را می‌توان از چهار معادله (به نام معادلات ماکسول) استخراج کرد و این معادلات امواجی الکترومغناطیسی را پیش‌بینی می‌کنند که با سرعت  $\times 2/9979$   $10^8 m/s$  جابجا می‌شوند. چون این مقدار نزدیک سرعت نور بود که قبلاً اندازه‌گیری شده بود، ماکسول این فرضیه را پیش کشید که نور هم خود موجی الکترومغناطیسی است و در اوایل قرن بیستم نظریه موجی الکترومغناطیسی برای نور کاملاً پذیرفته شد. اولین نشانه‌هایی که حاکی از آن بودند که نظریه موجی به تنهایی نمی‌تواند رفتار نور را توضیح دهد، در سه آزمایش دیده شدند: تابش جسم سیاه، اثر فوتوالکتریک و اثر کامپتون. این آزمایشها در مجموع مؤید این فرضیه بودند که نور از ذراتی ساخته شده است که امروزه فوتون می‌نامیم. به این ترتیب پس از پیدایش مکانیک کوانتوم، برهم کنش نور با ماده که از مهمترین مباحث کوانتومی به شمار می‌رود، از سه دیدگاه کلاسیکی، نیمه کلاسیکی و کوانتومی مورد بررسی قرار گرفت. در مدل کلاسیکی، الکترون وابسته به اتم به عنوان نوسانگر کلاسیک میرا و نور به صورت کلاسیکی یعنی موج فرض شد. در مدل نیمه کلاسیکی، اتم به صورت کوانتیزه و نور به صورت موج و در مدل کوانتومی اتم به صورت کوانتیزه و نور به صورت فوتون در نظر گرفته می‌شود.

### ۱.۱.۱ نظریه کلاسیک برهم کنش اتم با میدان الکترومغناطیسی

مدل کلاسیکی ساده‌ای که برهم کنش تابش الکترومغناطیسی و اتم را توضیح می‌دهد، مدل درود-لورنتس<sup>۵</sup> نام دارد. در این مدل الکترون‌ها و یون‌ها به صورت نوسانگرهای هماهنگ میرا، یعنی ذراتی

<sup>۴</sup>Maxwell

<sup>۵</sup>Lorentz - Drude

که با یک نیروی بازگرداننده به یک موضع تعادل مقید می‌شوند، در نظر گرفته می‌شوند. اعمال یک موج الکترومغناطیس خارجی با فرکانس  $\omega$ ، موجب نوسان‌های سیستم در فرکانس  $\omega$  می‌شود. اگر  $\omega$  با یکی از فرکانس‌های ذاتی اتم سازگار باشد، بنابراین پدیده تشدید به وجود می‌آید که باعث القای دامنه نوسان‌های بزرگ می‌شود و انرژی را از موج خارجی به اتم انتقال می‌دهد. پس هنگامی که موج الکترومغناطیس وجود داشته باشد، هر نوسانگر با میدان الکتریکی موج رانده می‌شود، و پاسخ محیط با جمع زدن حرکت‌های ذرات به دست می‌آید.

معادله حرکت ذرات را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + G \frac{dx}{dt} + Cx = eE(t) \quad (1.1)$$

یا

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{eE(t)}{m} \quad (2.1)$$

که در آن  $e$  و  $m$  بار و جرم ذره است. فرکانس طبیعی مربوط به نوسانگر نامیرا  $\omega$ ، از طریق رابطه  $C = m\omega_0^2$  به ثابت نیرو  $C$ ، مربوط می‌شود. عبارات سمت چپ به ترتیب شتاب، میرایی و نیروی بازگرداننده را نشان می‌دهند. میرایی به صورت یک نیروی اصطکاکی که متناسب با سرعت است و از حرکت ممانعت می‌کند نشان داده می‌شود، جمله میرایی به علت از دادن انرژی در اثر برخوردها می‌باشد و باعث کاهش قله جذب و پهن‌شدگی خط جذب می‌شود. جمله سمت راست هم نیروی ناشی از میدان الکتریکی موج نور است. از آنجا که طول موج  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  در مقایسه با ابعاد اتمی بسیار بزرگ است، می‌توان از تقریب دوقطبی الکتریکی استفاده کرد و  $k$  را برابر صفر قرار داد. بنابراین میدان الکتریکی را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$E(t) = E \exp(-i\omega t) \quad (3.1)$$



که  $E_0$  دامنه و  $\omega$  فرکانس نوسان نور هستند. با جایگذاری رابطه ۳.۱ در رابطه ۲.۱ و جستجوی

جوابهایی به صورت زیر:

$$x(t) = x \exp(-i\omega t) \quad (4.1)$$

به دست می آوریم:

$$x_0 = \frac{eE_0/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (5.1)$$

دامنه حرکت ذره، با میدان وادارنده متناسب است و تابعی است از فرکانس وادارنده که به ازاء  $\omega = \omega_0$  خیلی بزرگ است (شرط تشدید). در غیاب میرائی دامنه تشدید بی نهایت خواهد بود. بنابراین یک مدل واقعی به نوعی میرایی نیاز دارد. رابطه بین جابجایی مکانیکی ذرات باردار میکروسکوپی تشکیل دهنده ماده ( $x$ ) و پاسخ الکتریکی ماکروسکوپی محیط، با محاسبه چگالی قطبش ( $P$ ) به دست می آید. گشتاور دو قطبی ناشی از جابجایی بار  $e$ ، برابر است با  $ex$ . بنابراین

$$P = -Nex \quad (6.1)$$

که در آن  $N$  تعداد بارها در واحد حجم است. اکنون فرض می شود که پاسخ  $P$  متناسب است با میدان

اعمال شده  $E$

$$P = \chi E \quad (7.1)$$

از روابط ۵.۱ و ۶.۱ داریم:

$$P = -Nex = Ne \left( \frac{eE_0/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \quad (8.1)$$

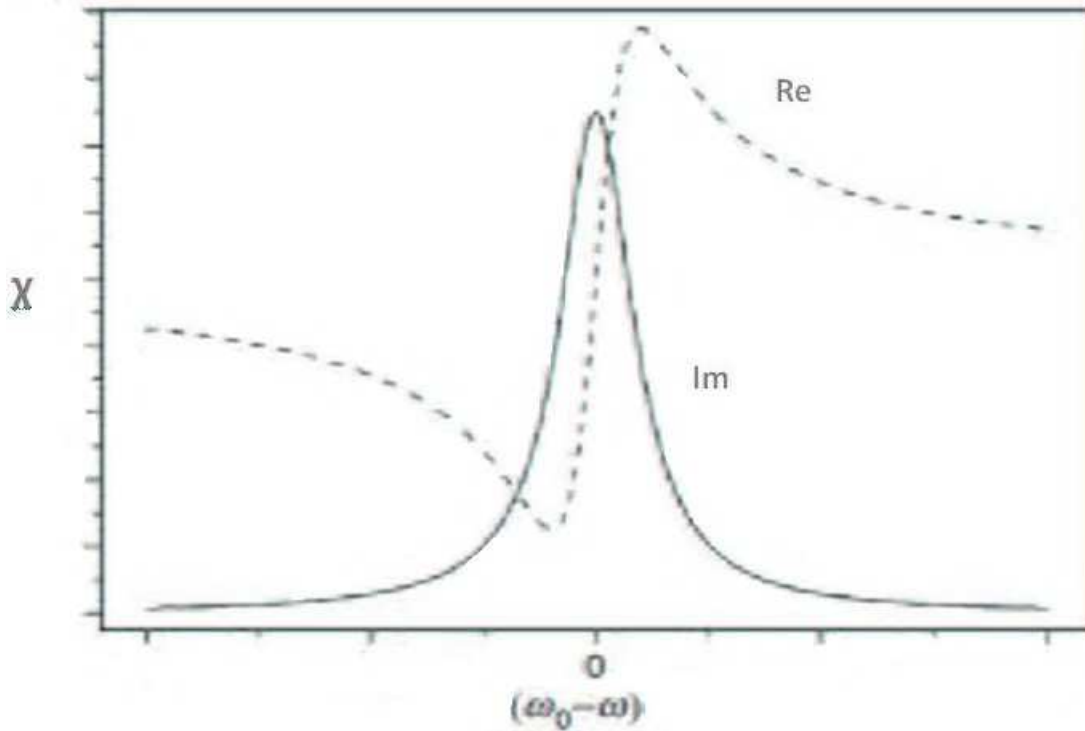
از ترکیب معادلات ۸.۱ و ۷.۱ به دست می‌آید:

$$\chi = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \quad (9.1)$$

همان گونه که مشاهده می‌شود، پذیرفتاری الکتریکی که به این ترتیب به دست می‌آید، مختلط می‌باشد [۱۵].

برای بررسی خواص جذب و پاشندگی محیط کافی است، قسمت‌های موهومی و حقیقی  $\chi$  را از هم جدا

کنیم. قسمت موهومی، جذب و قسمت حقیقی، پاشندگی محیط را می‌دهد.



شکل ۲.۱: وابستگی فازی جذب (خط پرننگ) و پراکندگی (خط چین) برای فرکانس‌های نزدیک به فرکانس تشدید  $\omega$  در مدل کلاسیکی [۱۶].

همیلتونی الکترون مقید به یک اتم در غیاب میدان‌های خارجی به این صورت می‌باشد.

$$H_0(r, p) = P^2/2m + V(r) \quad (10.1)$$

که  $V(r)$  پتانسیل کلونی الکترون مقید به هسته،  $\vec{P}$  تکانه الکترون و  $m$  جرم الکترون می‌باشد.

همیلتونی برهم‌کنش الکترون در میدان الکترومغناطیس خارجی، با پتانسیل‌های برداری  $A(r, t)$  و

نرده‌ای  $\varphi(r, t)$  به صورت زیر است:

$$H(r, t) = \frac{1}{2m} [\vec{P} - \vec{A}(r, t)]^2 + e\varphi(r, t) + v(r) \quad (11.1)$$

این پتانسیل‌ها را می‌توانیم به صورت زیر تعریف کنیم:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{\nabla}\varphi(r, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}(r, t)}{\partial t} \\ \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A}(r, t) \end{aligned} \quad (12.1)$$

به طوری که تحت این تبدیلات پیمانه‌ای، معادلات ماکسول ناورد باقی می‌مانند. از آنجایی که تغییرات

فضایی پتانسیل‌های برداری و نرده‌ای در چارچوب نظریه کلاسیک در مقیاسی کوچکتر از ابعاد اتمی

روی می‌دهد، به تقریب می‌توان  $\vec{A}$  را مستقل از مکان در نظر گرفت. در این صورت  $A$  تنها تابعی از

زمان خواهد بود. حال اگر  $\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{\nabla}\chi + \vec{A}$  و  $\varphi \rightarrow \varphi' = \varphi - \frac{\partial\chi}{\partial t}$  در نظر بگیریم تحت

این تبدیلات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی تغییر نمی‌کنند.

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} + \vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\chi = \vec{B} \\ \vec{E} &= -\vec{\nabla}\varphi + \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla}\chi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla}\chi = \vec{E} \end{aligned} \quad (13.1)$$

پس اگر این تبدیلات،  $\vec{A} \rightarrow \vec{A}'$  و  $\varphi \rightarrow \varphi'$  را در هامیلتونی جایگذاری کنیم خواهیم داشت:

$$\dot{H} = \frac{1}{2m} [\vec{P} - \vec{A}' - \vec{\nabla}\chi]^2 + e\varphi' - e \frac{\partial\chi}{\partial t} \quad (14.1)$$

فرض می‌کنیم که ذره در قید پتانسیل نباشد

$$\begin{aligned} \chi &= -\vec{A} \cdot \vec{r} \\ \vec{\nabla}\chi &= -(\vec{A} \cdot \vec{\nabla}) \vec{r} = -\vec{A} \\ \frac{\partial\chi}{\partial t} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot \vec{r} = (\vec{E} + \vec{\nabla}\varphi) \cdot \vec{r} \rightarrow \varphi = 0 \rightarrow \vec{E} \cdot \vec{r} \end{aligned} \quad (15.1)$$

تحت این تبدیلات، هامیلتونی را به صورت زیر خواهیم داشت [۱۷]:

$$H = \frac{P^2}{2m} - e r \cdot E = H_0 + H_{int} \longrightarrow H_{int} = - d \cdot E \quad (16.1)$$

در این رابطه  $d$  گشتاور دوقطبی الکتریکی می‌باشد.

### ۲.۱.۱ نظریه نیمه کلاسیک برهم کنش اتم با میدان الکترومغناطیسی

در نظریه نیمه کلاسیک برهم کنش اتم با میدان الکترومغناطیسی، میدان مثل حالت قبل کلاسیکی فرض می‌شود در حالی که سیستم اتمی، کوانتیده در نظر گرفته می‌شود و بنابراین باید به زبان مکانیک کوانتومی توصیف شود، به طوری که به جای متغیرهای مربوط به اتم، عملگرهای متناظرشان قرار می‌گیرد. هامیلتونی نیمه کلاسیکی برهم کنش اتم کوانتومی با میدان الکترومغناطیسی کلاسیکی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$H = H_0 + H^{(I)} = H_0 - \hat{d} \cdot E(t) \quad (17.1)$$

در رابطه بالا  $d$  عملگر گشتاور دوقطبی الکتریکی می‌باشد. برای به دست آوردن تغییرات حالت سیستم در اثر برهم کنش از نظریه اختلال استفاده می‌شود. برای این منظور ابتدا اتم را در یک میدان الکتریکی سینوسی فرض می‌کنیم:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) \quad (18.1)$$

$\omega$  فرکانس تابش است و میدان بطور ناگهانی در زمان  $t = 0$  روشن می‌شود. فرض می‌کنیم اتم در حالت پایه  $|i\rangle$  قرار دارد و تقریب دوقطبی الکتریکی  $k \cdot r \ll 1$  برقرار است. بنابراین تابع حالت سیستم برای زمانهای  $t > 0$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k C_k(t) e^{-iE_k t/\hbar} |k\rangle \quad (19.1)$$