

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

دانشگاه تهران
پردیس علوم
دانشکده فیزیک

عنوان:

نیروی تشعشعی وارد بر اتمها در امواج ایستای شتابدار

نگارش:

غزاله غنی مقدم

استاد راهنما:

دکتر عطاملک قربان زاده

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

در

رشته فیزیک (گرایش اتمی_مولکولی)

بهمن ۱۳۸۷

تقدیم به مادرم؛ عروس خوبی‌ها، که نخل سجاده‌اش محل خیرخواهی من است.

تقدیم به پدرم؛ دریای پاکی‌ها، که خلوت سینه‌اش غوغای شگوفایی من است.

تقدیم به همسرم؛ آوازی باوایی‌ها، که دستان موافقتش دستگیرخط‌های تنهایی من است.

چکیده

در این پروژه، ما به خنک سازی و کند سازی پرتو اتم های روبیدیم به صورت محاسباتی می پردازیم. به این منظور از امواج ایستای شتابدار استفاده کرده و نشان داده ایم، زمانیکه پرتو های تشکیل دهنده امواج ایستا در حوالی تشدید با اتمها هستند، می توانند کندسازی و خنک سازی همزمان را بر روی پرتو اتمی خارج شده از کوره انجام دهند. امواج ایستای شتابدار به دو صورت می توانند ایجاد شوند. در حالت اول فرکانس موج راست رونده با نرخ ثابت جاروب می گردد که موج شتابدار با جاروب یکطرفه است. در حالت دوم هر دو موج، جاروب متضاد در فرکانس می شوند که نتایج به مراتب بهتری را ارائه کرد. در حالت اول اتمها پس از مدتی کندشدن از فرآیند کندسازی خارج می گردند ولی در حالت دوم فرآیند کندسازی تا زمانیکه موج، شتابدار است، ادامه پیدا می کند. در هر دو حالت درجه حرارت نهایی اتمهای کند شده از کوره قابل مقایسه با درجه حرارت داپلر می باشد و بنابراین نرخ بالای اتم های سرد را که از درجه تکفامی بزرگی برخوردار است، و امروزه جزو گلوگاههای اپتیک اتمی محسوب می شود، تولید می کند. همچنین نیروی ارائه شده توسط آن در شدت های بالا اشباع نمی شود. بنابراین، این تکنیک در مقایسه با نیروهای بر مبنای پالسی، همچون نیروی دورنگی برتری دارد. در این پروژه، ابتدا به توصیف برهمکنش اتم و فوتون پرداخته ایم و معادلات لازم برای شبیه سازی ها را به دست آورده ایم و سپس چند آرایش میدانی برای انحراف پرتوهای اتمی را معرفی کرده ایم و در پایان به معرفی این تکنیک و ارائه نتایج شبیه سازی های عملکرد این نیرو در کندسازی و خنک سازی اتم روبیدیم پرداخته ایم.

کلید واژه: خنک سازی لیزری، روبیدیم، کندسازی، امواج ایستای شتابدار، اپتیک اتمی

تقدیر و تشکر

خدای را سپاس که در نهادم شوق زیستن و شور آموختن نهاد.

و سپاس از استاد گرانمایه و راهبنمای همواره جناب آقای دکتر قربان زاده که در سایه عنایات الهی، عمرشان پانزده و توفیقشان

فزاینده باد.

فهرست مطالب

۱.....	مقدمه
۳.....	فصل اول: حرکت اتم در یک میدان الکترومغناطیسی
۴.....	۱-۱ مقدمه
۴.....	۲-۱ مدل کلاسیک
۸.....	۳-۱ برهم کنش نیمه کوانتومی نور و اتم
۸.....	۱-۳-۱ هامیلتونی اتم
۱۲.....	۲-۳-۱ حل اختلالی وابسته به زمان معادله شرودینگر
۱۴.....	۳-۳-۱ تصویر دو ترازی
۱۶.....	۴-۳-۱ تابش خود به خودی
۱۹.....	۵-۳-۱ معادلات اپتیکی بلاخ
۲۲.....	۶-۳-۱ پهن شدگی توانی و اشباع
۲۳.....	۷-۳-۱ نیروی تشعشعی وارد بر اتمها
۳۲.....	فصل دوم: آرایشهای مختلف نیرو
۳۳.....	۱-۲ مقدمه
۳۴.....	۲-۲ کندسازی تک لیزری
۳۵.....	۱-۲-۲ اثر زیمن
۳۷.....	۲-۲-۲ شکل میدان مغناطیسی
۳۸.....	۳-۲ نیروی دورنگی
۴۲.....	۴-۲ نیروی دوقطبی بهبود یافته
۴۴.....	۵-۲ نیروی نور کم مدوله شده یا نیروی جمعیت
۵۰.....	۶-۲ نیروی امواج لیزری ایستای ساکن
۵۴.....	۱-۶-۲ اثرات چندفوتونی داپلرونها
۶۱.....	فصل سوم: برهم کنش اتم رویدیم و امواج ایستای شتابدار

۶۲.....	مقدمه
۶۳.....	۲-۳ اتم رویدیدیم
۶۵.....	۳-۳ معادلات
۶۶.....	۴-۳ نیروی امواج لیزری ایستای شتابدار
۶۸.....	۵-۳ نیروی موج سواری با نرخ جاروب یکطرفه
۷۱.....	۶-۳ نیروی موج سواری با نرخ جاروب دو طرفه
۷۳.....	۱-۶-۳ شیب ساز و توصیف نتایج
۸۶.....	۷-۳ کاربرد در لیتوگرافی

۸۸..... نتیجه گیری

۸۹..... منابع و مآخذ

۹۲..... پیوست

فهرست جداول

جدول (۱-۳): اعداد کوانتومی الکترون لایه ظرفیت اتم روبیدیم که در اربیتال $5s$ قرار دارد..... ۶۳

جدول (۲-۳): اعداد کوانتومی الکترون برانگیخته شده اتم روبیدیم که در اربیتال $5p$ قرار دارد..... ۶۴

فهرست شکل ها

- شکل (۱-۱): تابعیت سرعت نیروی پراکندگی F_0 برای شیره اپتیکی یک بعدی..... ۳۰
- شکل (۲-۱): نیروی پراکندگی بر حسب سرعت به ازای $\delta = -1.5\gamma$ و برای $s_0 = 1, 5, 25, 100, 1000$ ۳۱
- شکل (۱-۲): نمایه ای از مهمترین کاربردهای سردسازی لیزری..... ۳۴
- شکل (۲-۲): آرایش نیروی تک لیزری و میدان زیمن..... ۳۷
- شکل (۳-۲): آرایش نیروی دو رنگی..... ۳۹
- شکل (۴-۲): نیروی دو رنگی بر اتم متحرک سزیم..... ۴۰
- شکل (۵-۲): (a) نشانگر شکل نیرو برای سرعت مرکزی $v_c = 175m/s$ و $\Omega = 22\gamma$, $\Delta = 20\gamma$ (b) تابع توزیع سرعت اندازه گیری شده پرتو اتمی با نیروی دورنگی کند کننده ($\theta = \pi/4$) و بدون نیرو (منحنی خاکستری) (c) به مانند قسمت پیش اما با نیروی تند کننده ($\theta = -\pi/4$)..... ۴۱
- شکل (۶-۲): (a) منحنی شدتهای دو نور ایستاده برای $\varphi = 3\pi/2$, $\Omega_1 = 22.5\gamma$, $\delta_1 = 5\gamma$ و $\Omega_2 = 27.5\gamma$, $\delta_2 = -150\gamma$. در شکل (b) تابع مکانی واکوکی لیزر اول را و خط نقطه چین واکوکی نخستین لیزر اول را بدون حضور انتقال نوری کشیده است. منحنی سیاه (c) نیروی دو قطبی کازانتسف را نشان می دهد..... ۴۳
- شکل (۷-۲): انحراف پرتو اتم سدیم برای مقادیر (a) $\varphi = \pi/2$ (b) $\varphi = \pi$ (c) $\varphi = -\pi/2$ منحنی های خط چین برای پیش از انحراف است..... ۴۴
- شکل (۸-۲): تنظیم حامل و دو باند جانبی نسبت به سطح انرژی ترازهای اتم دوترازه..... ۴۶
- شکل (۹-۲): منحنی های سیاه برجسته در (a) انتقال نوری برای ترازهای پایه و برانگیخته را و خط چین ها واکوکی باند جانبی را نشان می دهند. شکل (b) نرخ برانگیزش اپتیکی توسط باند جانبی را نشان می دهد..... ۴۷
- شکل (۱۰-۲): (a) تصویر پرتو اتمی منحرف شده بر روی صفحه فسفری (b) تابع توزیع مکانی شدت بدست آمده در (a)..... ۴۸
- شکل (۱۱-۲): منحنی های سیاه برجسته در (a) انتقال نوری برای ترازهای پایه و برانگیخته را و خط چین ها واکوکی باند جانبی را نشان می دهند. موجی کوچک و سینوسی نیز در بالای حالت پایه شدت وابسته به مکان باند جانبی را نشان داده است. شکل (b) نرخ برانگیزش اپتیکی توسط باند جانبی را نشان می دهد..... ۴۹
- شکل (۱۲-۲): (a) تصویر پرتو اتمی سرد شده بر روی صفحه فسفری (b) تابع توزیع مکانی شدت بدست آمده در (a)..... ۴۹
- شکل (۱۳-۲): نمایه ای از دستگاه آزمایش خنک سازی پرتو سدیم با استفاده از امواج ایستاده..... ۵۰
- شکل (۱۴-۲): آرایشی از یک موج ایستاده..... ۵۲
- شکل (۱۵-۲): (a) منحنی شتاب- سرعت برای یک موج ایستا با $\delta = -1.2GHz$. نقطه های دایره ای توزیع ماکسول-بولتزمن را برای یک پرتو سدیم در حرارت $200^\circ C$ نشان می دهد. (b) یک نمایه بزرگ شده از (a)..... ۵۳
- شکل (۱۶-۲): توزیع سرعت اتمها در امواج ایستاده با توان های ۱۳۰، ۱۶۰ و ۲۰۰ میلی وات و $\delta = -1.2MHz$ ۵۴

- شکل (۲-۱۷): نتایج محاسبات نیروی متوسط روی یک اتم در یک موج ایستاده به عنوان یک تابعی از سرعت اتم آورده شده است. ۵۵.....
- شکل (۲-۱۸): (a) یک اتم با سرعت v در دستگاه آزمایشگاه حرکت می کند و فرکانس های دو موج رودرو در موج ایستاده برابر ω هستند. در دستگاه اتم، فرکانس های امواج شیفیت داپلری پیدا کرده و برابر با $\omega^\pm = \omega \pm kv$ می شوند. (b) در این شکل واوکوی منفی در نظر گرفته شده و اثر رزونانس های چند فوتونی نشان داده شده است. ۵۶.....
- شکل (۲-۱۹): توزیع سرعت اندازه گیری شده برای واوکوی های متفاوت را نشان می دهد. از بالا به پایین $3s_{1/2} - 3p_{3/2} - 3200MHz, -1900, -1400$ δ برای اتم های سدیم در انتقال است. منحنی پایینی، توزیع سرعت در غیاب موج ایستاده را نشان می دهد. ۵۹.....
- شکل (۲-۲۰): منحنی سیاه در شکل بالایی $n(v)$ برای $\delta = -1800MHz$ را نشان می دهد. منحنی سیاه در شکل پایینی شتاب متوسط روی یک طول موج اپتیکی با استفاده از روش c-f است. ۵۹.....
- شکل (۳-۱): خط D_2 رویدیم. ۶۵.....
- شکل (۳-۲): وابستگی تغییر سرعت اتمها در زمان $10^{-5} s$ پس از شروع شتاب، نسبت به تغییرات واوکوی و نرخ جاروب a_r . ۶۹.....
- شکل (۳-۳): کند سازی پرتو اتمی با پارامتر های: $\omega_r = -3 \times 10^{12} Hz$, $\Omega = 40\gamma$, $\varphi = \pi/2$, و واوکوی برای منحنی بالا $\delta = -24\gamma$, در حالیکه در منحنی پایینی $\delta = +6\gamma$. ۷۰.....
- شکل (۳-۴): کند سازی با شدت لیزر بیشتر $\varphi = \pi/2$, $\omega_r = -8 \times 10^{12}$, $\delta = -25\gamma$, $\Omega = 60\gamma$. ۷۱.....
- شکل (۳-۵): فرایند کند سازی برای جاروب دو طرفه. ۷۳.....
- شکل (۳-۶): نمودار فاز-زمان. راست: $\delta = 300\gamma$ و $\varphi = \pi$ چپ: $\delta = 500\gamma$ و $\varphi = \pi$. ۷۴.....
- شکل (۳-۷): نمودار فاز-زمان. راست: $\delta = 70\gamma$ و $\varphi = 0$ چپ: $\delta = 70\gamma$ و $\varphi = \pi$. ۷۵.....
- شکل (۳-۸): نمودار فاز-زمان. راست: $\delta = 30\gamma$ و $\varphi = 0$ چپ: $\delta = 30\gamma$ و $\varphi = \pi$. ۷۵.....
- شکل (۳-۹): نمودار فاز-زمان. راست: $\delta = -14\gamma$ و $\varphi = \pi$ چپ: $\delta = -12\gamma$ و $\varphi = \pi$. ۷۶.....
- شکل (۳-۱۰): نمودار فاز-زمان. $\delta = -28\gamma$ و $\varphi = \pi$. ۷۶.....
- شکل (۳-۱۱): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 40\gamma$, $\omega_r = -3 \times 10^{12}$, $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$. ۷۷.....
- شکل (۳-۱۲): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 40\gamma$, $\omega_r = -3 \times 10^{12}$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ با زمان همدموسی $T_{coh} = 0.5^{ms}$. ۷۸.....
- شکل (۳-۱۳): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 40\gamma$, $\omega_r = -4 \times 10^{12}$, $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$. ۷۸.....
- شکل (۳-۱۴): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 40\gamma$, $\omega_r = -4 \times 10^{12}$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ با زمان همدموسی $T_{coh} = 0.5^{ms}$. ۷۹.....
- شکل (۳-۱۵): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 60\gamma$, $\omega_r = -9 \times 10^{12}$, $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$. ۸۰.....

- شکل (۳-۱۶): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 80\gamma$ ، $\omega_t = -9 \times 10^{12}$ ، $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ ۸۱
- شکل (۳-۱۷): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 50\gamma$ ، $\omega_t = -7 \times 10^{12}$ ، $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ ۸۱
- شکل (۳-۱۸): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 60\gamma$ ، $\omega_t = -7 \times 10^{12}$ ، $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ ۸۲
- شکل (۳-۱۹): شبیه سازی آزمایش کند سازی به ازای δ های مختلف و برای $\Omega = 80\gamma$ ، $\omega_t = -7 \times 10^{12}$ ، $\varphi = \pi/2$ و سرعت های اولیه اتمی در بازه ۰ تا ۱۰۰ متر بر ثانیه در زمان $T = 0.2^{ms}$ ۸۲
- شکل (۳-۲۰): نتایج کند سازی اتم برای دو نمونه از واکوکیهای مثبت و منفی ای که مطابق شکل (۳-۱۱) در آنها کند سازی بهتری داشته ایم. ۸۳
- شکل (۳-۲۱): نتایج کند سازی اتم برای دو نمونه از واکوکیهای مثبت و منفی ای که مطابق شکل (۳-۱۲) در آنها کند سازی بهتری داشته ایم. ۸۴
- شکل (۳-۲۲): نتایج کند سازی اتم برای یک نمونه از واکوکیهای منفی ای که مطابق شکل (۳-۱۱) در آن کند سازی بدتری داشته ایم. ۸۴
- شکل (۳-۲۳): پهنای سردسازی سرعتها برای شکل (۳-۲۰) چاپ. ۸۵
- شکل (۳-۲۴): محاسبه نیروی متوسط وارد بر اتم رویدیم بر حسب سرعت های مختلف. ۸۶
- شکل (۳-۲۵): محاسبه نیروی متوسط وارد بر اتم رویدیم بر حسب سرعت های مختلف. ۸۶
- شکل (۳-۲۶): شمایی ساده از لیتوگرافی اتمی. ۸۷

مقدمه

در میان ابزارهای اپتیکی که در ۵۰ سال گذشته تکوین و تکامل یافته اند، شاید لیزر از همه مهمتر باشد. لیزر از ابتدای پیدایش خود در دهه ۱۹۶۰، که خارج از جامعه علمی تقریباً ناشناخته بود، باعث شده است که اپتیک به صورت یکی از بالنده ترین حوزه های علم و تکنولوژی امروزی در آید. اما در دهه ۱۹۷۰ همه چیز تغییر کرد و قدر لیزر را به عنوان چشمه منحصر به فرد نور قوی همدوس شناختند. البته، خواص منحصر به فرد لیزر (تکفامی، یکسویی، همدوسی و درخشایی) باعث مفید بودن و مقبولیت وسیع آن شده اند. در هر کاربردی از یک یا چند خاصیت لیزر برای رسیدن به یک هدف استفاده می شود. بیشتر کاربردهای لیزر را می توان به دو رده کلی تقسیم کرد: ۱) لیزرها و برهمکنش ها، ۲) لیزرها و اطلاعات. در مورد اول لیزر با ماده برهمکنش می کند و باعث تغییرات مطلوبی می شود که دائمی یا موقتی هستند. در مورد دوم از لیزر برای ارسال، آشکارسازی، ذخیره سازی و پردازش اطلاعات استفاده می شود. یکی از کاربردهایی که برهمکنش لیزرها با ماده دارد، کندانس سازی و سردسازی پرتوهای اتمی می باشد.

در دو دهه اخیر اپتیک اتمی شاهد دگرگونیهای گسترده ای بوده است که بخش عمده آن به سبب پیدایش و گسترش لیزرهای تنظیم پذیری است که به ما توانایی کنترل حرکت اتمها را توسط نیروی نور داده اند. در دهه ی ۶۰ و ۷۰ نشان داده شده بود که نیروی نور می تواند بصورت کارآمدی برای انحراف، پراش، سرد سازی و همچنین به دام اندازی اتمهای خنثی در دام بکار رود. نتایج جدید بزودی سبب پدید آمدن کاربردهای نویی از اپتیک اتمی مانند جداسازی ایزوتوپها و اسپکتروسکوپی بسیار دقیق شدند. پس از این مطالعات اولیه روشهای بسیار متنوعی برای استفاده از نیروی نور در کنترل حرکت اتمهای خنثی پدید آمد. روشهای گوناگون برای سرد سازی و دام اندازی گازهای اتمی منجر به پیدایش و گسترش دامهای مگنتواپتیکی در سال ۱۹۸۷ شد. بوسیله شیوه های سردسازی برای دماهای پایین تر از حد داپلر و پس از آن پایین تر از حد پس زنی^۱، مشاهده آزمایشگاهی BEC^۲ در گازهای رقیق اتمی در سال ۱۹۹۵ صورت گرفت. هم اکنون بیشتر وسایل اپتیک اتمی برپایه نیروی نور در برهم کنش نزدیک رزونانس فوتون و اتم طراحی شده اند. نور لیزر پیوسته نیز در این شرایط نیروی مناسبی را برای کنترل حرکت اتمها فراهم می کند. با این وجود این نیرو دارای حدی است که توسط نرخ گذر خودبخودی در اتم تعیین می

۱. Recoil limit

۲. Bose-Einstein condensation

شود و بنابراین روشهای معمول اپتیک اتمی تنها می توانند تغییر کوچکی در سرعت‌های اتمی بدهند و برای افزایش محدوده کاربردهای آنها نیاز به روشهایی است که بتواند این تغییر را بصورت قابل ملاحظه ای افزایش دهد.

در این پروژه ابتدا به بررسی چند روش مختلف کند سازی و انحراف پرتوهای اتمی توسط نیروهای تشعشعی می پردازیم و سپس نیروی امواج ایستای شتابدار را معرفی می کنیم که نرخ بالایی از اتمهای سرد را تولید و آنها را به درجه حرارت های قابل مقایسه با درجه حرارت داپلر میرساند.

در فصل اول، حرکت اتم در یک میدان الکترومغناطیسی را بررسی می کنیم و به توصیف برهم کنش نور و اتم می پردازیم. نخست به حرکت کلاسیک اتم در میدان لیزر که توصیف ساده ای از برهمکنشهای اولیه به دست می دهد می پردازیم و سپس مساله را به صورت نیمه کوانتمی حل کرده و معادلات لازم برای شبیه سازیها را بدست می آوریم. در فصل دوم، به معرفی و بررسی چند آرایش انحراف پرتوهای اتمی دو ترازه که تاکنون به صورت محاسباتی و تجربی در مقالات مختلف معرفی شده اند می پردازیم و در فصل سوم آرایش جدیدی که تاکنون در مورد آن صحبت نشده است (نیروی امواج ایستای شتابدار) را معرفی و به شبیه سازی آن در رژیمهای مختلف لیزری می پردازیم.

فصل اول

حرکت اتم در یک میدان الکترومغناطیسی

۱-۱ مقدمه

تأثیر میدان الکترومغناطیسی بر حرکت اتمی به صورت تغییر توزیع فضایی نکلوتونها و ابرهای الکترونی است. جزئیات این تغییرات به شدت به ساختار داخلی اتم و شکل میدان وابسته است. برهم کنشهای موجود بین میدان و اتم را به دو صورت اتلافی و غیر اتلافی دسته بندی می کنیم. دسته نخست شامل برهم کنشهای برگشت ناپذیری می شود که اتم انرژی را از میدان می گیرد و به صورت تابش خودبخودی و در جهت نامعلوم آن را گسیل می کند. در این حالت به اتم نیرویی در جهت بردار انتشار میدان وارد میشود. در شدتهای پایین این نیرو متناسب با چگالی ممتوم خطی میدان است و به همین دلیل آن را نیروی فشار تابشی می نامیم. در برهم کنش های غیر اتلافی تنها فرایندهای القایی جذب و تابش وجود دارند. در این وضعیت میدان سبب ایجاد دوقطبی الکتریکی در اتم شده و از آنجایی که در تمامی مسیر این دوقطبی هم سو با میدان الکتریکی است بنابراین نیرویی در جهت گرادیان شدت میدان به اتم وارد می شود. این نیرو را نیروی دو قطبی نامیده اند. جهت نیروی دوقطبی می تواند موازی یا پاد موازی گرادیان شدت باشد.

در این فصل به بررسی این نیروها و توصیف پارامترهای موجود می پردازیم. به این منظور ابتدا، حل کلاسیک و سپس حل نیمه کوانتومی این برهم کنش ها را ارائه می دهیم و معادلات لازم برای شبیه سازیها را به دست می آوریم.

۲-۱ مدل کلاسیک

در مدل کلاسیک اتم بصورت دو بار مختلف و مجزای نقطه ای در نظر گرفته می شود که توسط نیرویی به هم متصل شده اند. اگر این سیستم در میدان الکترومغناطیسی قرار بگیرد. نیروی لورنتس بر هر دو بار وارد می شود. [۱]

$$\vec{F} = q_i [\vec{E}(\vec{r}_i, t) + \dot{\vec{r}}_i \times \vec{B}(\vec{r}_i, t)]. \quad (1-1)$$

دو ذره با بارهای q_i و سرعت‌های $\dot{\vec{r}}_i$ در مکان‌های \vec{r}_i قرار گرفته اند. شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی وارد بر آنها با $\vec{E}(\vec{r}_i, t)$ و $\vec{B}(\vec{r}_i, t)$ نشان داده شده اند. با رفتن به مختصات مرکز جرم اتم معادلات حرکت نیوتون را می نویسیم. در این مختصات مکان نسبی بارها \vec{r} و مختصات مرکز جرم \vec{R} چنین تعریف می شود:

$$\begin{aligned}\vec{r} &= \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \\ \vec{R} &= \frac{m_r}{m_2} \vec{r}_1 + \frac{m_r}{m_1} \vec{r}_2\end{aligned}\quad (2-1)$$

که در آن $m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ جرم کاهش یافته می باشد. در مختصات جدید در معادلات حرکت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بصورت $\vec{E}, \vec{B}(\vec{R} \pm \frac{m_i}{M} \vec{r}, t)$ وارد می شوند که در آن $M = m_1 + m_2$ معرف جرم کل می باشد. در فرکانسهای نوری میدان‌های الکترومغناطیسی در ابعاد طول موج یعنی چند صد نانومتر تغییر می کنند که در مقایسه با ابعاد اتم ($< 1nm$) بسیار بزرگتر است. به همین دلیل فرض می کنیم که میدان در اطراف \vec{R} تقریباً ثابت است. حال می توانیم میدانها را نسبت به \vec{r} بسط تیلور بدهیم و تنها جملات تا مرتبه اول را نگه داریم. در واقع این همان تقریب آشنای دوقطبی است که بصورت گسترده در فیزیک اتمی ملکولی استفاده می شود. با استفاده از این تقریب معادله حرکت مرکز جرم شکل ساده زیر را پیدا می کند. [۱]

$$M\ddot{\vec{R}} = [\nabla(\vec{E}(\vec{R}, t) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{R}, t))] \cdot \vec{\mu} + \frac{d}{dt} [\vec{\mu} \times \vec{B}(\vec{R}, t)] \quad (3-1)$$

که در آن \vec{v} سرعت اتم و $\vec{\mu}$ دوقطبی القایی می باشد. در بیشتر مواقع می توانیم از دوجمله آخر بر اساس استدلال زیر صرف نظر کنیم. نخست آنکه نسبت میدان مغناطیسی و الکتریکی $1/c$ است و بنابراین جمله دوم کوچک است. و دیگر آنکه مشتق زمانی نوسانات سریع در مقیاس زمانی حرکت اتم متوسط گیری می شود. تحت این شرایط نیروی نور بر اتم صورت ساده زیر را می یابد

$$\vec{F} = \nabla \vec{E}(\vec{R}, t) \cdot \vec{\mu} = (\vec{\mu} \cdot \hat{\epsilon}) \nabla E(\vec{R}, t). \quad (4-1)$$

شکل دوم رابطه هنگامی برقرار است که پلاریزاسیون میدان تابعی از مکان نباشد. در ادامه یک میدان الکترومغناطیسی تک رنگ با دامنه غیر یکنواخت فضایی زیر را در نظر می گیریم.

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{1}{2} \hat{\epsilon} E_0(\vec{R}, t) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} + c.c. \quad (5-1)$$

فرض کنید که دوقطبی القایی وابستگی خطی با میدان الکتریکی دارد. در نمایش مختلط، ممان دوقطبی به صورت ساده ای نوشته می شود. $\vec{\mu} = \alpha(\omega) \vec{E}(\vec{R}, t)$ که $\alpha(\omega)$ قطبش پذیری اتمی

است. با جاگذاری $\bar{\mu}$ و گرادیان میدان در رابطه نیرو، نیروی وارد بر اتم بصورت زیر بدست می آید.

$$\bar{F} = \bar{F}_{rad} + \bar{F}_{dip} , \quad (6-1)$$

که

$$\bar{F}_{rad} = \frac{1}{2} \alpha_I(\omega) E_0^2(\bar{R}, t) \bar{k} ,$$

$$\bar{F}_{dip} = \frac{1}{4} \alpha_R(\omega) \nabla E_0^2(\bar{R}, t) .$$

در اینجا \bar{k} بردار موج و $\alpha_R(a)$ و $\alpha_I(a)$ بخش حقیقی و موهومی قطبش پذیری می باشند. نیرو از متوسط گیری در یک پریود میدان بدست می آید. برای اتمهای ایستا مشخصه های زیر برای دوجمله نیرو بی درنگ بدست می آید.

نیروی تابشی همواره در راستای بردار موج میدان می باشد و تنها وقتی مخالف صفر است که قطبش پذیری بخش موهومی داشته باشد. یا به بیان دیگر تلفات داشته باشیم. نیروی دوقطبی همواره در جهت گرادیان شدت میدان الکترومغناطیسی است و تنها در میدانهای غیر یکنواخت مخالف صفر می باشد. و همچنین هیچگونه اثر اتلافی ناشی از بخش حقیقی قطبش پذیری نداریم.

در مدل کلاسیک فرض می شود که الکترون در مدار پایداری گرد هسته می چرخد. اگر الکترون از حالت تعادل توسط میدان الکتریکی خارج شود نیروی برگرداننده نوسانگری بر آن وارد می شود و شروع به نوسان حول حالت تعادل می کند. به علت فرایندهای اتلافی این نوسانات میرا می شوند و حل ایستای قطبش پذیری چنین بدست می آید. [۱]

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 / m_r}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} . \quad (7-1)$$

در اینجا α_0 بسامد طبیعی نوسانات دوقطبی و γ توصیف کننده نرخ میرایی است. در ادامه به دو حالت حدی مهم قطبش پذیری، دور از تشدید و نزدیک تشدید می پردازیم.

در وضعیت غیر تشدیدي ($|a_0 - a| \gg \gamma$) بخش موهومی قطبش پذیری حذف می شود و بنابراین نیروی تابشی از بین می رود. با جاگذاری قطبش پذیری در رابطه نیرو، نیروی دوقطبی چنین بدست می آید.

$$\bar{F}_{dip}^{or} = \frac{q^2}{4m_r} \frac{\nabla \bar{E}_0^2(\bar{R}, t)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (8-1)$$

این رابطه نشان می دهد که نیروی دوقطبی می تواند در جهت افزایش و یا کاهش گرادیان شدت نور باشد. و علامت آن بستگی به آبی یا قرمز بودن واکوکی^۱ دارد. همچنین در حد $a \ll a_0$ قطبش پذیری مستقل از بسامد میدان در می آید. در این حالت شبه استاتیک، نیروی دوقطبی شکل ساده $\bar{F} = -\nabla V_{eff}(\bar{R})$ را دارد که $V_{eff}(\bar{R}) = -q^2 E_0^2(\bar{R}, t) / (4m_r \omega_0^2)$ می باشد.

در حالت تشدیدي ($|a_0 - a| \leq \gamma$)، اختلاف $\omega_0^2 - \omega^2$ را با $2a\Delta$ تقریب میزنیم که $\Delta = a_0 - a$ واکوکی فرکانس میدان از فرکانس رزونانس اتم است. با این تقریب مولفه های قطبش پذیری چنین بدست می آید:

$$\alpha_R(\omega) = \frac{q^2}{m_r \omega} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \gamma^2} \quad (9-1)$$

$$\alpha_I(\omega) = \frac{q^2}{m_r \omega} \frac{\gamma}{\Delta^2 + \gamma^2}$$

روابط فوق نشان می دهند که در واکوکی های در حدود اندازه پهنای باند گذر، بخش حقیقی قطبش پذیری نسبت به حالت غیر تشدیدي به شدت افزایش می یابد ولی در تشدید کامل صفر می شود. این نیروی بزرگ دوقطبی به ما توانایی استفاده حتی از لیزر های کم توان پیوسته را برای کنترل سرعت اتمها می دهد. با این وجود در اینجا وابستگی شدید به واکوکی روشن می کند که نیرو بسیار به ساختار داخلی اتم بستگی دارد و تنها در اتمهای ساده قابل استفاده می باشد. همچنین در حالت تشدیدي قطبش پذیری بخش موهومی بزرگی نیز دارد. و بنابر این نیروی تابشی وارد بر اتم مخالف صفر و خط طیفی نیروی تابشی تابعی لورنتسی به مرکزیت فرکانس تشدید می باشد و همچنانکه انتظار داریم، بیشترین جذب در تشدید رخ می دهد.

۱. detuning

۳-۱ برهم کنش نیمه کوانتومی نور و اتم

در این بخش به بررسی نیمه کوانتومی (میدان کلاسیک و اتم کوانتومی) بر همکنش نور و اتم می پردازیم. بیشتر تلاش ما در نشان دادن تقریبهای ساده ایست که در توصیف رفتار اتم در حضور نور نزدیک تشدید بکار می رود.

۱-۳-۱ هامیلتونی اتم

اتم را می توان به گونه چندین ذره باردار کنار هم گرد آمده در نظر گرفت. ساده ترین هامیلتونی برای این به گونه زیر نوشته می شود [۲-۴].

$$H_A = \sum_{\alpha} \frac{\bar{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} \frac{q_{\alpha} q_{\beta}}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta}|} \quad (10-1)$$

در رابطه بالا a نشانگر نوکلئون و الکترونها می باشد و جملات برهمکنش بصورت نیروی بین ذرات باردار هستند.

مدلهای درست تر اتمی برهمکنشهای اسپین-الکترون، اسپین-مدار، اسپین-اسپین و دیگر بر همکنشهای فوق ریز را نیز در نظر می گیرند. در فیزیک اتمی تمامی این تصحیحات با استفاده از اصول اولیه اختلال در ترازهای انرژی و حالتی ویژه اتمی وارد می شوند. با این وجود برای اتمهای با بیش از دو یا سه الکترون هیچ گونه راه حل تحلیلی ساده ای وجود ندارد.

برای هدف ما نیازی به بررسی مدلهای پیچیده اتمی نمی باشد. در عوض از الگوی ساده اتمی اتمهای قلیایی استفاده می کنیم که دارای تنها یک الکترون در آخرین تراز خود می باشند.

بنابر قواعد الکترومدینامیک، بر همکنش بارها با میدان الکترومغناطیسی توسط هامیلتونی "جفت شدگی کمینه" توصیف می شود. برای رسیدن به این هامیلتونی از جاگذاری $\bar{p}_{\alpha} = \bar{p}_{\alpha} - q_{\alpha} A(\vec{r}_{\alpha}, t)$ استفاده می کنیم. به علاوه انرژی پتانسیل وابسته به پتانسیل اسکالر الکترواستاتیکی $\phi(x, t)$ و بر همکنش اسپین الکترون ها با میدان مغناطیسی نوسانی موج تخت را نیز باید در هامیلتونی وارد کنیم. در نهایت خواهیم داشت:

$$H_A = \sum_{\alpha} \frac{[\bar{p}_{\alpha} - q_{\alpha} \bar{A}(\bar{r}_{\alpha}, t)]^2}{2M_{\alpha}} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} \frac{q_{\alpha} q_{\beta}}{4\pi\epsilon_0 |\bar{r}_{\alpha} - \bar{r}_{\beta}|} + \sum_{\alpha} q_{\alpha} \phi(\bar{r}_{\alpha}, t) + \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{m} \bar{S}_{\alpha} \cdot \bar{B}(\bar{r}_{\alpha}, t). \quad (11-1)$$

هنگامیکه هامیلتونی فوق بسط داده شود و تنها جملات با پایین ترین مرتبه \bar{A} نگه داشته شوند و همچنین با صرف نظر از جمله اسپینی به علت کوچکتر بودن آن، جمله برهمکنشی معروف $\bar{p}_{\alpha} \cdot \bar{A}$ بدست می آید.

$$H_{\text{int}} = -\sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{2M_{\alpha}} \{ \bar{p}_{\alpha} \cdot \bar{A}(\bar{r}_{\alpha}, t) + \bar{A}(\bar{r}_{\alpha}, t) \cdot \bar{p}_{\alpha} \} = -\sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{M_{\alpha}} \bar{p}_{\alpha} \cdot \bar{A}(\bar{r}_{\alpha}, t). \quad (12-1)$$

در پیمانه کولون که $\bar{\nabla} \cdot \bar{A} = 0$ ، ترتیب اپراتورها اهمیت ندارد و این بر هم کنش به شرط صرف نظر از جملات بالاتر نسبت به پتانسیل برداری، خطی می باشد.

موج الکترومغناطیسی را یک موج تخت با بردار موج \bar{k} (موازی با محور z) و بسامد زاویه ای ω در نظر می گیریم. میدان الکتریکی موج موازی با محور x و میدان مغناطیسی آن موازی با محور y می باشد. برای چنین موجی همواره می توان با انتخاب مناسب یک پیمانه، پتانسیل نرده ای را صفر کرد. در این صورت، پتانسیل برداری $\bar{A}(\bar{r}, t)$ با عبارت حقیقی زیر داده می شود.

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = A_0 \hat{e}_x e^{-i(\omega t - kz)} + A_0^* \hat{e}_x e^{i(\omega t - kz)} \quad (13-1)$$

که در آن A_0 یک ثابت مختلط است که آرگومان آن به انتخاب مبدا زمان بستگی دارد. در این صورت داریم

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \bar{A}(\bar{r}, t) = i\omega A_0 \hat{e}_x e^{-i(\omega t - kz)} - i\omega A_0^* \hat{e}_x e^{i(\omega t - kz)} \quad (14-1)$$

$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \nabla \times \bar{A}(\bar{r}, t) = ikA_0 \hat{e}_y e^{-i(\omega t - kz)} - ikA_0^* \hat{e}_y e^{i(\omega t - kz)}$$

مبدا زمان را طوری انتخاب می کنیم که ثابت A_0 موهومی محض شود، و قرار می دهیم

$$i\omega A_0 = \frac{E}{2} \quad (15-1)$$

$$ikA_0 = \frac{B}{2}$$

که در آن E و B دو کمیت حقیقی هستند به گونه ای که

$$\frac{E}{B} = \frac{\omega}{k} = c \quad (16-1)$$

در این صورت بدست می آوریم

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = E \hat{e}_x \cos(\omega t - kz) \quad (17-1)$$

$$\bar{B}(\bar{r}, t) = B \hat{e}_y \cos(\omega t - kz)$$