



دانشگاه زنجان

دانشکده علوم - گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

دمای بحرانی برای چگالش بوز-اینشتین در یک میکروتله‌ی مغناطیسی دائمی

بهنام میرزایی

استاد راهنما

دکتر سعید قنبری

استاد مشاور

دکتر محمد محمودی

آذر ۱۳۹۰

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

قدردانی

می نویسم تو را با سرانگشت
دست هایم!
تشنه ی حرف های جدیدند...

چکیده

در این پایان نامه دمای بحرانی چگالش بوز-اینشتین به روش تقریبی و همچنین به طور دقیق برای یک میکرو تله‌ی مغناطیسی دایمی محاسبه شده است. همچنین یک ساختار مغناطیسی معرفی شده است که شبکه‌ای از میکروتله‌های مغناطیسی سه بعدی را برای به‌دام اندازی اتم‌های فوق سرد و چگاله‌ی بوز اینشتین فراهم می‌کند. برای این شبکه‌ی مغناطیسی دایمی، که تقارنی شبیه گرافین دارد، بسامد تله، عمق و کمینه‌ی میدان، در میکرو تله‌ی مرکزی محاسبه شده است.

واژه‌های کلیدی: میکروتله‌ی مغناطیسی، دمای بحرانی، چگالش بوز اینشتین، شبکه‌های مغناطیسی.

فهرست مطالب

ت	چکیده
پ	لیست تصاویر
۱	۱
۱	۱.۱ مقدمه
۳	۲.۱ بررسی ساختار اتمی
۶	۳.۱ چرخش اسپینی مایورانا
۷	۴.۱ بررسی حرکت اتم در میدان لیزری
۹	۱.۴.۱ سرد سازی لیزری: فرایند دوپلری
۱۵	۲.۴.۱ سرد سازی به روش سیسی فاز ^۱
۲۱	۳.۴.۱ سرد سازی تبخیری
۲۳	۲
۲۳	۱.۲ محاسبه‌ی دمای بحرانی چگالش بوز-اینشتین برای پتانسیل نوسانگر هماهنگ
۲۶	۲.۲ محاسبه‌ی دمای بحرانی برای ابرهای اتمی محدود در پتانسیل‌های توانی
۲۹	۳.۲ تراشه‌های اتمی
۳۱	۱.۳.۲ آرایه‌ی متناوب منفرد از تیغه‌های مغناطیسی مستطیل شکل دایمی
	۲.۳.۲ دو آرایه‌ی متقاطع از آهنرباهای مستطیلی موازی با زاویه‌ی θ نسبت به یکدیگر
۳۴	۳.۳.۲ آرایه‌ی دوره‌ای از آهنرباهای مربع شکل
۳۸	۴.۳.۲ شبکه‌های اپتیکی لانه زنبوری

۴۰		۳
۴۰ ساختار میکرو تله‌ی مغناطیسی L شکل	۱.۳
۴۴ آرایه‌ی دو بعدی لانه زنبوری از میکرو تله‌های مغناطیسی سه بعدی	۲.۳
۵۱		مراجع

لیست تصاویر

- ۱.۱ نمودار رابی جابه‌جایی زیمن را برای انرژی حالت پایه ی اتم ^{87}Rb نشان می‌دهد که به شکافتگی حالت پایه به‌نجار شده است. زیر لایه‌ها بر طبق عدد m_F مربوط به هر زیر لایه در میدان مغناطیسی پایین، نام‌گذاری شده‌اند [۱۵]. ۵
- ۲.۱ چرخش اسپینی برای باریکه‌ای از اتم‌ها بعد عبور از میدان مغناطیسی با تغییرات سریع [۲۱]. ۶
- ۳.۱ نرخ جذب فوتون‌ها برای دو باریکه‌ی لیزر با نامیزانی سرخ که در یک راستا و در جهت مخالف به باریکه‌ای از اتم‌ها تابیده می‌شود، بر حسب تابعی از سرعت [۴]. ۱۱
- ۴.۱ سردسازی لیزری توسط سه جفت لیزر که دو به دو در خلاف جهت هم به ابر اتمی تابیده می‌شوند. اتمی که به سمت هرکدام از این لیزرها حرکت کند، به واسطه‌ی اثر دوپلر انرژی فوتون تابیده شده از لیزر روبرویی را بیشتر از مقدار آن از دید ناظر آزمایشگاهی می‌بیند، این انرژی نزدیک به انرژی حالت گذار خواهد بود، بنابراین فوتون جذب خواهد شد. تکانه‌ی فوتون به اتم انتقال پیدا کرده و باعث کند شده آن می‌شود. در صورتیکه در گسیل خود به‌خود فوتون‌ها در جهت کاتوره‌ی حرکت کرده، بنابراین سهمی در تکانه نخواهند داشت. در نتیجه سرعت اتم کاهش پیدا کرده و اتم سرد می‌شود [۱۸]. ۱۴
- ۵.۱ نمودار قطبش میدان تابشی بر حسب طول اپتیکی برای دو باریکه‌ی لیزر که در راستای z و در خلاف جهت هم گسیل می‌شوند. قطبش باریکه‌ها خطی و جهت قطبش در شکل نشان داده شده است. ۱۶
- ۶.۱ نمودار گذار الکترون برای یک اتم قلیایی از حالت پایه ی $^2S_{1/2}$ به حالت $^2P_{3/2}$ در حضور میدان تابشی. ضرایب کلبش گوردون مربوط به جفتشدگی هر دو زیر تراز در کنار آن‌ها درج شده است [۴]. ۱۷
- ۷.۱ نمودار جابه‌جایی انرژی برای زیر حالت‌های g_+ و g_- در حضور یک میدان تابشی با طول موج λ/z نظیر آنچه که در شکل ۶.۱ بیان شده است [۴]. ۱۸

- ۸.۱ در فرایند سرد سازی به روش سیسی فاز برای اتم‌های قلیایی که به سمت ناحیه‌هایی با انرژی پتانسیل بالا (پایین) حرکت می‌کنند آهنگ گذار به تراز پایه به انرژی پایین‌تر (بالا تر) افزایش (کاهش) می‌یابد بنابراین سرعت اتم کاهش خواهد یافت [۱۹]. ۲۱
- ۹.۱ فرایند سرد سازی تبخیری که از طریق کاهش ارتفاع سد پتانسیل میکروتله، یا به روش ایجاد یک حفره در دیواره‌ی پتانسیل با استفاده از امواج رادیویی انجام می‌شود و منجر به حذف اتم‌های دارای انرژی بالاتر از سد پتانسیل یا حفره‌ی ایجاد شده می‌شود [۴]. ۲۲
- ۱.۲ آرایه‌ی متناوب منفردی از تیغه‌های مغناطیسی مستطیل شکل با طول بینهایت در راستای x و دوره تناوب a در راستای y . جهت مغناطش تیغه‌ها عمود و در جهت z در نظر گرفته شده است. [۵۱]. ۳۱
- ۲.۲ نمودار پربندی میدان مغناطیسی برای آرایه‌ی منفرد محدود با تعداد تیغه‌های مغناطیسی $n_r = 1001$ و مغناطش $4\pi M_z = 3/8 kG$. (الف): نمودار میدان مغناطیسی در ناحیه‌ی مرکزی صفحه‌ی $y - z$ بدن حضور میدان مغناطیسی، (ب): نمودار میدان مغناطیسی با اضافه کردن میدان خارجی $B_{1y} = -15 G$ ، (د): نمودار میدان مغناطیسی در حضور میدان خارجی با مولفه‌های $B_{1x} = -20 G$ ، $B_{1y} = -15 G$ و $B_{1z} = -0.09 G$ [۵۱]. ۳۳
- ۳.۲ دو آرایه‌ی متقاطع از آهنرباهای مستطیلی شکل با مغناطش M_z در راستای z که با زاویه‌ی θ نسبت به هم قرار گرفته‌اند. طول تیغه‌ها در راستاهای x و x' بینهایت فرض شده و هر دو آرایه دارای دوره تناوب مشابه a هستند [۵۳]. ۳۴
- ۴.۲ نمودار پربندی میدان مغناطیسی برای دو آرایه‌ی متقاطع از آهنرباهای مستطیلی شکل برای زوایای (a) $\theta = 0$ ، (b) $\theta = \pi/9$ ، (c) $\theta = \pi/6$ ، (d) $\theta = \pi/4$ ، (e) $\theta = \pi/3$ و (f) $\theta = \pi/2$ و ثابت‌های $a = 1 \mu m$ ، $t_1 = 0.322 \mu m$ ، $t_2 = 0.083 \mu m$ ، $s_1 = m$ ، $s_2 = 0.422 \mu m$ ، $4\pi M_z = 3800 G$ ، $B_{1x} = -4.08 G$ و $B_{1y} = G$ [۵۳]. -۱/۳۲ ۳۶
- ۵.۲ آرایشی از تیغه‌های مغناطیسی با ضخامت t که به فاصله‌ی s از صفحه‌ی $z = 0$ قرار گرفته است. دوره تناوب در راستای محورهای x و y برابر a و مغناطش تیغه‌ها در راستای z در نظر گرفته شده است [۵۳]. ۳۷

- ۶.۲ (الف): شبکه‌ی اپتیکی از میکروتله‌های مغناطیسی ایجاد شده با سه آرایه از لیزرهای متقاطع با بردارهای موج $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$ که در صفحه‌ی $x - y$ نسبت به هم با زاویه‌ی $2\pi/3$ قرار گرفته‌اند. (ب): نمودار ۳ بعدی میدان مغناطیسی را برای این شبکه‌ی اپتیکی نشان می‌دهد [۵۵]. ۳۹
- ۱.۳ (الف): ساختار یک میکروتله‌ی مغناطیسی L شکل. (ب): جهت مغناطش تیغه‌ها را در تیغه‌های مغناطیسی نشان می‌دهد. ضخامت‌های a, b, c, d و h به ترتیب برابر $1 \mu m, 0.2 \mu m, 0.6 \mu m, 10 \mu m$ و $10 \mu m$ هستند [۵۶]. ۴۱
- ۲.۳ شکل (الف) اندازه‌ی میدان مغناطیسی را به ازای $x = x_{min}$ و $y = y_{min}$ در راستای محور z ، شکل (ب) اندازه‌ی میدان مغناطیسی را در جهت محور y به ازای $x = x_{min}$ و شکل (ج) اندازه‌ی میدان را برای مختصات $z = z_{min}$ و $y = y_{min}$ در جهت محور x را نشان می‌دهد [۵۶]. ۴۲
- ۳.۳ (الف): نمودار پربندی میدان مغناطیسی برآیند در صفحه‌ی $x - y$ برای مختصات $z = z_{min}$. (ب): نمودار پربندی میدان مغناطیسی در صفحه‌ی $x - z$ برای مختصات $y = y_{min}$. (ب): نمودار پربندی میدان مغناطیسی در صفحه‌ی $y - z$ به ازای مختصات $x = x_{min}$ [۵۶]. ۴۳
- ۴.۳ ساختار یک شبکه‌ی مغناطیسی دو بعدی لانه زنبوری. ۴۶
- ۵.۳ اندازه‌ی میدان مغناطیسی برای یک شبکه‌ی مغناطیسی لانه زنبوری در راستای محورهای مختصات با اعمال میدان مغناطیسی خارجی با مولفه‌های $B_x = -1/5 G$ و $B_y = G$ در راستای محورهای مختصات. ۴۸
- ۶.۳ نمودار پربندی میدان مغناطیسی در صفحات $x - y, x - z$ و $y - z$ برای یک شبکه‌ی مغناطیسی لانه زنبوری. ۴۹

فصل ۱

۱.۱ مقدمه

لوئیس دو بروی^۱ اصل دوگانگی موج-ذره را برای ذرات مادی بکار برد. طبق نظریه‌ی او، ذرات تحت شرایط معینی شبیه موج رفتار می‌کنند و با کاهش سرعت، طول موج وابسته به آن‌ها افزایش پیدا خواهد کرد. بنابراین، ذرات در فاصله‌ای مطابق با طول موج دو بروی جای‌گزیده خواهند شد. با در نظر گرفتن رابطه‌ی طول موج دو بروی $(\lambda_T = (\frac{2\pi\hbar^2}{mkT})^{1/2})$ ، کاهش دمای اتم‌ها، افزایش طول موج دو بروی را در پی خواهد داشت. طولی نکشید که این ویژگی به طور آزمایشگاهی کشف شد. با اختراع لیزر (۱۹۵۶)، دریچه‌ی تازه‌ای به دنیای علم باز شد. یکی از چالش‌های به‌وجود آمده این بود که اگر برای ذرات مادی پدیده‌ای مشابه با لیزر رخ بدهد، آیا امکان ساخت لیزرهای اتمی وجود خواهد داشت؟ در سال‌های بعد به این سوال پاسخ داده شد.

با سرد کردن یک گاز به اندازه‌ی کافی چگال تا دماهای پایین، سرانجام موج‌های مادی بر روی هم خواهند افتاد و در شرایطی که گاز شامل بوزون‌هایی باشد که همه در حالت کوانتومی یکسانی قرار دارند، طول موج دو بروی برای ذرات منفرد باهم تداخل می‌کنند و موج مادی هم‌دوسی^۲ را به‌وجود خواهند آورد. این موج مادی به وسیله‌ی یک تابع موج مکانیک کوانتومی منفرد نشان داده می‌شود که از نوع دور برد و دارای فاز یکتاست [۱]. در حالتی که تابع موج در یک پتانسیل تله انداز شکل بگیرد،

^۱ Louis-de-Broglie

^۲ coherent matter-wave

تمام اتم‌ها در حالت پایه جمع خواهند شد. گذاری از حالت گازی با اتم‌های منفرد، به حالت بس ذره‌ای تبهگن کوانتومی بزرگ مقیاس رخ می‌دهد که توسط ساندراسکار بوز^۱ [۲] و آلبرت اینشتین [۳] در سال ۱۹۲۴-۱۹۲۵ پیش‌بینی شد. اینشتین پیش‌بینی کرد که در زیر یک دمای مشخص، کسر قابل ملاحظه‌ای از ذراتی که در یک پتانسیل محدود شده‌اند، به تراز پایه هجوم خواهند برد که این دمای بحرانی، دمای گذار به حالت چگالش بوز اینشتین نامگذاری شد [۴]. اولین قدم در راستای تحقق این پیش‌گویی، استفاده از روش‌های سرد سازی اتم‌های فلزی قلیایی به وسیله لیزر، در نیمه‌ی ۱۹۷۰ بود [۴]. در سال ۱۹۹۵ اولین چگالش گازی توسط اریک کرنل^۲ و کارل واینمن^۳ از دانشگاه کلرادو، با استفاده از اتم‌های ^{87}Rb ، که توسط سرد سازی لیزری تا حدود ۱۷۰ نانوکلوین سرد شده بودند، به دست آمد [۵]. هم‌زمان، کنترل^۴ از دانشگاه ام‌آی‌تی با آزمایش بر روی اتم‌های سدیم، توانست چگاله‌ی بوز-اینشتین را ایجاد کند [۶].

در سال‌های بعد پاسخ دینامیکی تابع موج چگالش به اختلال [۷]، مشخصه‌های ابرشارگی چگالش‌ها [۸] و برهم‌کنش چگاله با نور [۹] بررسی شد. بر حسب نوع اتم‌ها، لیزرهای اتمی ساخته شد [۱۰، ۱۱]، برهم‌کنش موج مادی غیرخطی و تقویت موج مادی برای چگاله‌ها مشاهده گردید [۱۲]. تاکنون برای اتم‌های ^1H ، ^6Li ، ^{23}Na ، ^{39}K ، ^{41}K ، ^{52}Cr ، ^{85}Rb ، ^{87}Rb ، ^{133}Cs ، ^{170}Yb ، ^{174}Yb و $^4\text{He}^*$ ، چگاله‌ی بوز-اینشتین مشاهده شده است. در همین راستا گازهای اتمی فرمیونی تا زیر دمای تبهگنی سرد شدند. در این محدوده‌ی دمایی، یک خاصیت ابرشارگی با جفت‌های همبسته‌ای از فرمیون‌ها مشاهده شد. همچنین، برای مولکول‌هایی که شامل یک جفت فرمیون هستند مانند ^6Li یا ^4K ، چگالش بوز-اینشتین مشاهده شده است [۱۳].

^۱ Shandrasekhar Bose

^۲ Eric Cornell

^۳ Carl Wieman

^۴ Wolfgang Ketterle

۲.۱ بررسی ساختار اتمی

اتم‌های خنثی دارای گشتاور مغناطیسی را می‌توان به وسیله‌ی گرادیان میدان مغناطیسی هدایت کرد یا به‌دام انداخت. در یک دمای فوق سرد که توسط سرمایش لیزری و سرمایش تبخیری به‌دست آمده، جابه‌جایی انرژی مربوط به برهم‌کنش اتم با میدان مغناطیسی کم با انرژی جنبشی گرمایی اتم‌ها قابل مقایسه است؛ به‌طور مثال: برای اتم ^{87}Rb در یک میدان مغناطیسی 10 G ، اتم انرژی معادل با μK دارد.

فلزات قلیایی به دلیل داشتن گشتاور مغناطیسی بزرگ، سطح مقطع برخورد بزرگ و همچنین انرژی گذار در محدوده‌ی فرو سرخ گزینه‌های مناسبی برای به‌دام اندازی هستند. هامیلتونی برهم‌کنش این اتم‌ها در حضور میدان مغناطیسی به صورت زیر است

$$H = \frac{A_{hfs}}{I + \frac{1}{4}} J \cdot I - \mu \cdot B. \quad (1.1)$$

اولین جمله سهم برهم‌کنش فوق ریز حالت پایه و جمله‌ی دوم سهم مربوط به برهم‌کنش اتم با میدان مغناطیسی را نشان می‌دهد. ثابت A_{hfs} شکافتگی حالت پایه و μ گشتاور مغناطیسی اتم، شامل سهم الکترون‌ها و هسته است

$$\mu = -(g_I \mu_I I + g_J \mu_B J). \quad (2.1)$$

در رابطه‌ی ۲.۱، g_I و g_J به ترتیب فاکتورهای لانده برای هسته و الکترون هستند. برای حالت پایه‌ی اتم ^{87}Rb ، $g_J=2$ است. جابه‌جایی انرژی حالت پایه‌ی اتم‌های قلیایی در حضور میدان مغناطیسی،

با استفاده از رابطه‌ی رابی^۱ قابل محاسبه است [۱۴]

$$E = -\frac{A_{hfs}}{2(2I+1)} + (-1)^F \times \frac{1}{4} A_{hfs} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}, \quad (3.1)$$

$$x = \frac{(g_I + g_S)\mu_B B}{A_{hfs}}.$$

در رابطه‌ی ۳.۱، $J = S = 1/2$ در نظر گرفته شده است. در میدان مغناطیسی کمتر از ۳۰۰ G جابه‌جایی‌های زمین به صورت خطی است. بنابراین، رابطه‌ی ۳.۱ را به صورت زیر می‌توان نوشت

$$\Delta E = m_F g_F \mu_B |B|. \quad (4.1)$$

ΔE جابه‌جایی انرژی حالت پایه نسبت به زمانی است که میدان صفر است. g_F در معادله‌ی بالا به

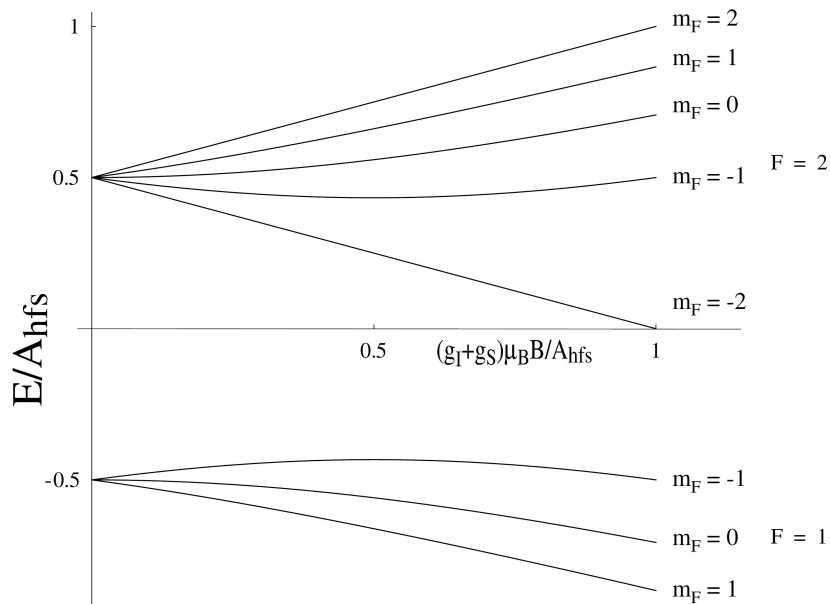
صورت زیر تعریف می‌شود [۱۵]

$$g_F = \frac{g_J(F(F+1) + J(J+1) - I(I+1))}{2F(F+1)} + \frac{\mu_N g_I(F(F+1) - J(J+1) + I(I+1))}{\mu_B 2F(F+1)}, \quad (5.1)$$

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (6.1)$$

در شرایطی که گشتاور مغناطیسی هسته بسیار کوچکتر از مگنتون بور باشد، $\mu_N \ll \mu_B$ ، از جمله‌ی دوم معادله‌ی (۵.۱) می‌توان چشم‌پوشی کرد. با این تقریب برای $F = 1$ و $F = 2$ ، به ترتیب $g_F = \pm 1/2$ است. در شکل ۱.۲ ترازهای انرژی برای اتم ^{85}Rb در حضور میدان مغناطیسی بر حسب $(g_I + g_S)\mu_B B / A_{hfs}$ رسم شده است. حالت‌های موجود را می‌توان به دو دسته تقسیم کرد: حالت‌هایی که با افزایش میدان مغناطیسی انرژی آن‌ها نیز افزایش می‌یابد، این حالت‌ها جذب نقاط کمینه‌ی میدان می‌شوند (جستجوگر میدان پایین)؛ و دسته‌ی دوم، حالت‌هایی که با افزایش میدان انرژی آن‌ها کاهش پیدا می‌کند، اتم‌ها در این حالت جذب نقاط بیشینه‌ی میدان می‌شوند (جستجوگر

^۱Breit-Rabi



شکل ۱.۱: نمودار رابی جابه‌جایی زمین را برای انرژی حالت پایه اتم ^{87}Rb نشان می‌دهد که به شکافتگی حالت پایه بهنجار شده است. زیر لایه‌ها بر طبق عدد m_F مربوط به هر زیر لایه در میدان مغناطیسی پایین، نام‌گذاری شده‌اند [۱۵]

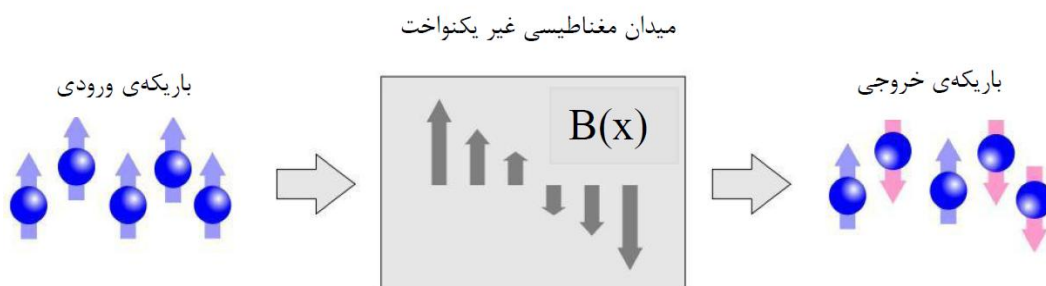
میدان بالا). به علت اینکه ایجاد بیشینه‌ی میدان در فضا غیر ممکن است [۱۶]، برای به‌دام اندازی از حالت‌هایی استفاده می‌کنیم که جستجوگر میدان پایین باشند. برای اتم‌های ^{87}Rb حالت‌هایی با $|F, m_F\rangle$ برابر $|2, 2\rangle$ ، $|2, 1\rangle$ و $|1, -1\rangle$ جستجوگر میدان پایین هستند. به علت این که بیشترین برهم‌کنش با حالت $|2, 2\rangle$ رخ می‌دهد، در این پایان نامه برای به‌دام اندازی، از این حالت اتم ^{87}Rb استفاده شده است.

نیروی عامل برای جذب اتم‌های جستجوگر میدان پایین با گرادیان میدان مغناطیسی متناسب است

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E = g_F m_F \mu_B \vec{\nabla}|B|. \quad (7.1)$$

این نیرو به عنوان نیروی اشترن-گرلاخ^۱ شناخته می‌شود. نکته‌ی مهمی که باید در نظر گرفته شود این است که تله‌های مغناطیسی تنها در حد بی‌درو کار می‌کنند. اگر این شرایط فراهم نشود جهت اسپین اتم‌ها تغییر می‌کند و اتم‌ها از تله فرار خواهند کرد. به منظور حفظ حالت اسپین، میدان مغناطیسی

^۱ Stern-Gerlach force



شکل ۲.۱: چرخش اسپینی برای باریکه‌ای از اتم‌ها بعد عبور از میدان مغناطیسی با تغییرات سریع [۲۱].

کل نباید به سمت صفر برود.

۳.۱ چرخش اسپینی مایورانا

احتمال چرخش اسپینی برای باریکه‌ی قطبشی از اتم‌ها در حضور میدان مغناطیسی با تغییرات جهتی سریع، توسط مایورانا^۱ ارزیابی شد [۱۷]. در نزدیکی صفر میدان مغناطیسی تمام اتم‌ها تمایل دارند که جهت اسپین خود را تغییر دهند که این پدیده به چرخش اسپینی مایورانا^۲ مشهور است. آزمایش اشترن-گرلاخ با گرادیان میدان مغناطیسی در شرایط بی‌درو انجام می‌گرفت؛ به این صورت که باریکه‌ای از اتم‌ها بعد از عبور از یک میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، به دو باریکه شکافته می‌شدند. ولی با عبور دوباره‌ی باریکه‌ها از میدان غیر یکنواخت، شکافتگی مجددی اتفاق نمی‌افتاد. علت را می‌توان به این صورت بیان کرد که گرادیان میدان مغناطیسی به اندازه‌ی کافی ضعیف، و بی‌درو بودن فرایند با در نظر گرفتن حالت‌های داخلی اتم تضمین می‌شود. سرگی^۳ و فریش^۴ برای تعمیم کار اشترن-گرلاخ آزمایشی طراحی کردند [۲۰] که هدف این آزمایش اندازه‌گیری گشتاور مغناطیسی باریکه‌ای از اتم‌ها با حالت اسپینی یکسان، در حضور یک میدان مغناطیسی با تغییرات سریع نسبت به مکان بود. این آزمایش را به صورت طرح وار در شکل ۲.۱ نمایش داده‌ایم. دامنه‌ی احتمال برای گذار از حالت m به

^۱E. Majorana

^۲Majorana Spin-flip

^۳E.Serge

^۴R.Frisch

حالت m' در ساده‌ترین حالت که مربوط به $J = 1/2$ است، بررسی شده است. در چنین شرایطی دو بسامد اهمیت پیدا می‌کند: اولی بسامد لارمور گشتاور دو قطبی اتمی $\omega_L = \gamma B$ که γ نسبت ژیرومغناطیسی اتم است؛ و دومی بسامد چرخش میدان مغناطیسی از دید دستگاه اتم ثابت است، ω_B . زمانیکه تغییرات جهتی میدان مغناطیسی از حرکت تقدیمی اتم حول محورش بزرگتر باشد، $\omega_B > \omega_L$ ، احتمال تغییر زیر لایه‌های اتم افزایش پیدا می‌کند و اتم متحمل چرخش اسپین می‌شود. احتمال چرخش اسپین به نسبت بین دو بسامد، $k = \omega_L/\omega_B$ ، وابسته است و با رابطه‌ی زیر بیان می‌شود [۱۷]

$$P = e^{-\frac{k\pi}{\gamma}}. \quad (8.1)$$

هنگامی که دمای اتم‌های به دام افتاده در تله کاهش پیدا می‌کند، اتم‌ها به سمت مرکز تله با کمینه مقدار در میدان، حرکت می‌کنند. از رابطه‌ی ۸.۱ می‌توان دریافت که منطقه‌ای با میدان مغناطیسی پایین یا صفر برای دستکاری اتم‌های فوق سرد نامناسب است؛ چرا که احتمال چرخش اسپینی در آن بالا و طول عمر اتم‌های موجود در تله کاهش خواهد یافت.

۴.۱ بررسی حرکت اتم در میدان لیزری

اتمی را در نظر می‌گیریم که تحت تاثیر یک میدان لیزری قرار گرفته است. با این فرض که طول موج لیزر بسیار بزرگتر از اندازه‌ی اتم باشد، می‌توان دینامیک مرکز جرم این اتم را به روش تقریب دو قطبی بررسی کرد

$$H' = \vec{d} \cdot \vec{\epsilon}. \quad (9.1)$$

\vec{d} گشتاور الکتریکی اتم و $\vec{\varepsilon}$ عملگر مربوط به میدان الکتریکی است. میدان الکتریکی وابسته به زمان را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\vec{\varepsilon}(\vec{r}, t) = \vec{\varepsilon}_0 e^{-i\omega t} + \vec{\varepsilon}_0^* e^{i\omega t}. \quad (10.1)$$

جمله $\exp(i\omega t)$ و $\exp(-i\omega t)$ در مکانیک کوانتومی، به ترتیب میدان تابشی برای جذب فوتون و میدان گسیلی را نمایش می‌دهد. با چشم پوشی از گسیل خود به خودی و در نتیجه بی‌نهایت بودن طول عمر تراز برانگیخته، اختلال مرتبه‌ی دوم برای میدان الکتریکی به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$\Delta E_g = -\alpha(\omega) |\varepsilon_0|^2 = -\frac{1}{4} \alpha(\omega) \langle \varepsilon(\vec{r}, t)^2 \rangle_t, \quad (11.1)$$

$$\alpha(\omega) = \sum_e \frac{2(E_e - E_g) |\langle e | \vec{d} \cdot \hat{\varepsilon} | g \rangle|^2}{(E_e - E_g)^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (12.1)$$

$\hat{\varepsilon}$ بردار یکه در جهت میدان الکتریکی است. در رابطه‌ی بالا $|g\rangle$ و $|e\rangle$ به ترتیب تراز پایه و تراز برانگیخته‌ی اتم و $\alpha(\omega)$ قطبیدگی اتم را نشان می‌دهند. در اغلب موارد فرکانس تابشی بسیار نزدیک به فرکانس تشدید است. با این شرط می‌توان از تمام گذارها در مقابل تشدید صرف‌نظر کرد. بنابراین، قطبیدگی را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد

$$\alpha(\omega) = \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \hat{\varepsilon} | g \rangle|^2}{(E_e - E_g) - (\hbar\omega)}. \quad (13.1)$$

اثر گسیل خود به خود به صورت یک جمله‌ی موهومی در انرژی حالت برانگیخته ظاهر می‌شود. با وارد کردن این جمله و با فرض اینکه طول عمر حالت برانگیخته به صورت $1/\Gamma_e$ باشد، سهم گسیل خود به خود در انرژی حالت برانگیخته به صورت $-i\hbar\Gamma_e/2$ ظاهر می‌شود. بنابراین قطبیدگی را می‌توان به

صورت زیر تصحیح کرد [۴]

$$\alpha(\omega) = \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \hat{\varepsilon} | g \rangle|^2}{E_e - \frac{i\hbar\Gamma_e}{2} - E_g - \hbar\omega}. \quad (14.1)$$

ΔE_g را می‌توان به صورت یک پتانسیل در نظر گرفت که قسمت حقیقی و موهومی آن به ترتیب تغییر انرژی حالت‌ها و طول عمر محدود حالت پایه، به دلیل گذار به حالت برانگیخته در حضور میدان تابشی، را نشان می‌دهند. برای قسمت حقیقی انرژی داریم

$$V_g = -\frac{1}{4}\alpha(\omega)\langle\varepsilon(\vec{r}, t)^2\rangle_t, \quad (15.1)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{(E_e - E_g - \hbar\omega)|\langle e|\vec{d}\cdot\vec{\varepsilon}|g\rangle|^2}{(E_e - E_g - \hbar\omega)^2 + (\frac{\hbar\Gamma_e}{4})^2}. \quad (16.1)$$

که نامیزانی لیزری به صورت $\delta = \omega - \omega_{eg}$ تعریف می‌شود. معادله‌ی بالا را می‌توان به شکلی دیگر نوشت

$$V_g = \frac{\delta\hbar\Omega_R^2}{\delta^2 + \frac{\Gamma_e^2}{4}}. \quad (17.1)$$

در معادله‌ی ۱۷.۱، Ω_R بسامد رابی^۱ نامیده می‌شود که برابر اندازه‌ی درایه‌ی ماتریس اختلال در واحد \hbar است، $(|\langle e|\vec{d}\cdot\vec{\varepsilon}|g\rangle|/\hbar)$. هنگامی که $\delta > 0$ باشد جابه‌جایی انرژی مثبت و در نتیجه میدان تابشی اتم‌ها را به سمت ناحیه‌هایی با میدان کمتر می‌راند، در این صورت یک پتانسیل دافعه داریم که مقدار کمینه‌ی آن بر نقاطی با کمینه میدان مغناطیسی منطبق است. برای $\delta < 0$ پتانسیل جاذبه و کمینه‌ی آن متناظر با مکان‌هایی با شدت بیشینه میدان است. برای به‌دام اندازی اتم‌ها یک شدت بیشینه در فضا لازم است که بسامد آن از بسامد گذار کمتر باشد. بنابراین، انرژی حالت پایه‌ی اتم‌ها کاهش و اتم در بیشینه‌ی میدان به‌دام خواهد افتاد.

۱.۴.۱ سرد سازی لیزری: فرایند دوپلری

اتمی را در نظر می‌گیریم که در معرض تابش دو باریکه‌ی لیزر با بسامد مشابه ω و شدت یکسان است. باریکه‌های لیزر در راستای محور z و در خلاف جهت هم به اتم تابیده می‌شوند. فرض می‌کنیم بسامد

^۱Rabi frequency

لیزر از بسامد گذار بین حالت پایه $|g\rangle$ و حالت برانگیخته $|e\rangle$ ، ω_{eg} ، کمتر باشد. میدان تابشی به اندازه‌ی کافی ضعیف در نظر گرفته می‌شود تا بتوان جذب را به وسیله‌ی نظریه‌ی اختلال محاسبه کرد. نرخ جذب فوتون‌های هر باریکه توسط یک اتم به صورت زیر قابل محاسبه است

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = CL(\omega). \quad (18.1)$$

طرف راست معادله به صورت زیر تعریف می‌شود

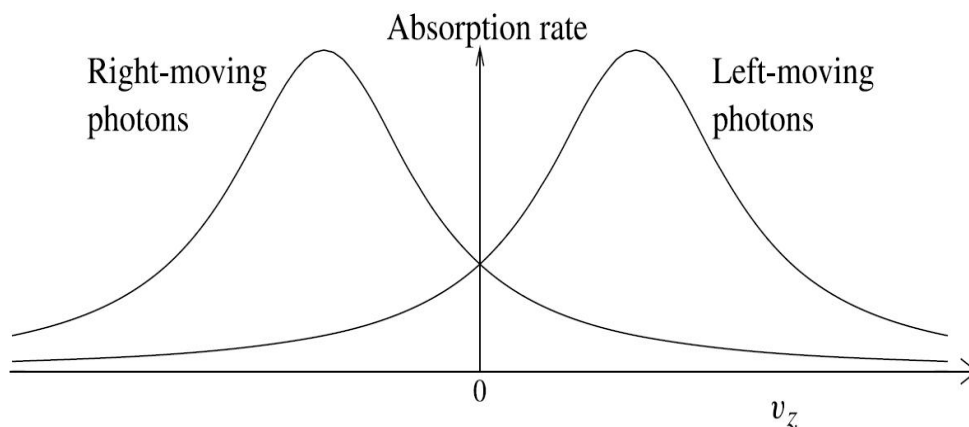
$$C = \frac{\pi}{\hbar^2} |\langle e | \vec{d} \cdot \hat{\epsilon} | g \rangle|^2 \langle \varepsilon(\vec{r}, t) \rangle_t, \quad (19.1)$$

$$L(\omega) = \frac{\Gamma_e / 2\pi}{(\omega - \omega_{eg})^2 + (\frac{\Gamma_e}{2})^2}. \quad (20.1)$$

$L(\omega)$ یک تابع لورنتسی است و طوری بهنجار شده است که انتگرال آن بر روی ω برابر یک خواهد شد. طول عمر یک اتم در حالت پایه، در حضور یک میدان لیزری برابر $1/CL(\omega)$ است. برای یک اتم در حال سکون تعداد بسیار زیادی از فوتون‌هایی که از راست به چپ یا برعکس حرکت می‌کنند، جذب خواهند شد. بنابراین، میانگین تغییرات تکانه‌ی کل صفر خواهد بود. اما برای اتمی که با سرعت V به سمت راست حرکت می‌کند، بسامد فوتون‌هایی که در همین جهت حرکت می‌کنند به علت پدیده‌ی دوپلر به صورت $\omega - Vq$ کاهش پیدا می‌کند. q عدد موج مربوط به فوتون است که برابر ω/c است. نرخ جذب فوتون‌هایی که به سمت راست حرکت می‌کنند به صورت زیر قابل محاسبه است

$$\frac{dN_{right}}{dt} = CL(\omega - Vq). \quad (21.1)$$

از رابطه‌ی بالا می‌توان فهمید که نرخ جذب این دسته از فوتون‌ها کاهش می‌یابد. برای فوتون‌هایی که در جهت مخالف حرکت می‌کنند برعکس است؛ نرخ جذب برای این فوتون‌ها از رابطه‌ی زیر به دست



شکل ۳.۱: نرخ جذب فوتون‌ها برای دو باریکه‌ی لیزر با نامیزانی سرخ که در یک راستا و در جهت مخالف به باریکه‌ای از اتم‌ها تابیده می‌شود، بر حسب تابعی از سرعت [۴].

می‌آید

$$\frac{dN_{left}}{dt} = CL(\omega + Vq). \quad (22.1)$$

نرخ جذب فوتون برای این دو باریکه به صورت طرح وار در شکل ۳.۱ نشان داده شده است. تعبیر فیزیکی دو رابطه‌ی بالا را برای اتمی که به سمت چپ حرکت می‌کند، به این شکل می‌توان بیان کرد که: از دید دستگاهی که نسبت به اتم ساکن است، فوتون‌هایی که از سمت چپ به اتم نزدیک می‌شوند بسامدشان افزایش پیدا کرده و به بسامد گذار اتم نزدیک می‌شود، بنابراین بیشتر جذب می‌شوند؛ اما برای فوتون‌هایی که از راست نزدیک می‌شوند، بسامد این فوتون‌ها از بسامد گذار دور شده در نتیجه کمتر جذب می‌شوند. جذب فوتون‌ها از دو باریکه یک نیروی ترمزی در مقابل حرکت اتم به وجود می‌آورد. نرخ خالص مبادله‌ی تکانه به صورت زیر است

$$\frac{dP}{dt} = -\gamma V. \quad (23.1)$$

γ ضریب نیروی ترمزی است که با رابطه‌ی

$$\gamma = \frac{\hbar q C}{V} [L(\omega + Vq) - L(\omega - Vq)] \simeq 2\hbar q^2 C \frac{dL(\omega)}{d\omega}, \quad (24.1)$$