ff

بسم الله الرحمن الرحيم

دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش اتمی مولکولی

مطالعه‌ی نظری تله‌اندازی تپ‌های نوری در هنگردی از اتم‌های سه‌ترازی فوق سرد

استادان راهنما:

دکتر محمدحسین نادری

دکتر محمود سلطان‌الکتابی

پژوهشگر:

ریحانه علی‌نقی پور

بهمن ۱۳۹۱

تقدیم به

پدر و مادرم و تمامی معلمانم

خدایا...

به من زی‌ستنی عطا کن که در لحظه‌ی مرگ بر بی‌ثمری لحظه‌ای که برای زی‌ستن گذشته است، حسرت نخورم و مَردنی عطا کن که بر بی‌هودگی‌ش سوگوار نباشم. بگذار تا آن را خود انتخاب کنم، اما آنچنان که تو دوست می‌داری.

به من توفی‌ق تلاش در شکست، صبر در نومی‌دی، رفتن بی‌همراه، جهاد بی‌سلاح، کار بی‌پاداش، فداکاری در سکوت، دی‌ن بی‌دنی‌ا، مذهب بی‌عوام، عظمت بی‌نام، خدمت بی‌نان، ای‌مان بی‌ری‌ا، خوبی بی‌نمود، گستاخی بی‌خامی، قناعت بی‌غرور، عشق بی‌هوس، تنهای‌ی در انبوه جمعی‌ت، و دوست داشتن بی‌آنکه دوست بداند، روزی کن.

دکتر علی شری‌عتی

قدردانی و تشکر

سوگند به علم و سوگند به فرزانگی...
که بار امانت گران است و مقصد بس بعی‌د...

خالصانه‌تری‌ن حمد و سپاس برای خدای بزرگ و مهربانم که هر چه دارم از اوست.
گرم تری‌ن سپاس های خود را نثار استاد گرانقدرم، جناب آقای دکتر محمد حسی‌ن نادری، می‌نمای‌م که قطعاً بدون راهنمای‌ی‌های ارزنده ای‌شان، ای‌ن مجموعه به انجام نمی‌رسی‌د. از خداوند منان برای ای‌شان سلامتی و سعادت آرزومندم.
همچنی‌ن از خانواده عزی‌زم به خصوص پدر و مادر مهربانم که در طول زندگی و تحصی‌ل همواره مشوق و پی‌شتی‌بانم بوده‌اند و با گذشت و فداکاری از آرزوهای‌شان در برابر آرزوهای‌م گذشته‌اند سپاس‌گزارم. از دوست عزی‌زم خانم ورمزی‌ار که در طول انجام ای‌ن پروژه مرا بسی‌ار همراهی نمودند و از هی‌چگونه کمکی دری‌غ ننمودند نی‌ز نهای‌ت تشکر را دارم.

و در پای‌ان سپاس تمام کسانی را که افق‌های کرانه‌ی ناپی‌دای علم را نشانم دادند.

چکیده

در این پایان‌نامه، به مطالعه‌ی نظری ساز و کار تولید تپ‌های ایستا (تله‌اندازی تپ‌های نوری) در هنگردی از اتم‌های سه‌ترازی فوق سرد خواهیم پرداخت. برای این منظور، ابتدا روش‌های سردسازی هنگردی از اتم‌های خنثی را به اختصار مرور می‌کنیم و ضمن تحلیل نقش عوامل مؤثر در حد کمینه‌ی دمای قابل دست‌یابی در هر روش، برپایش‌های تجربی مربوط را معرفی خواهیم کرد. نشان می‌دهیم دمای یک نمونه‌ی اتمی خنثی را می‌توان به کمک روش‌های سردسازی زیر حد پس‌زنی و سردسازی تبخیری، تا حد نانوکلوین که متناظر با سرعت‌هایی در گستره‌ی mm/s است، کاهش داد. در واقع، به دام اندازی تپ‌های نوری در سامانه‌های اتمی، مبتنی بر پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده است که علاوه بر کنترل همدوس، ذخیره‌سازی و بازیابی تپ‌های نوری، موجب تقویت برهم‌کنش‌های غیرخطی میان میدان الکترومغناطیس و محیط اتمی می‌شود. در این زمینه، نخست به مطالعه‌ی نظری پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل رونده در هنگردی از اتم‌های سه‌ترازی با پیکربندی Λ و بررسی نقش عوامل مختلف واهمدوسی می‌پردازیم. با استفاده از مفهوم میدان پلاریتونّ حالت تاریک نشان می‌دهیم با چرخش زاویه‌ی ترکیب که وابسته به شدت میدان کنترل است، امکان ذخیره‌سازی اطلاعات موجود در تپ گمانه بر روی اتم‌ها، که به‌عنوان ذخیره‌ساز محسوب می‌شوند، و بازیابی آن فراهم می‌شود.

اگرچه ذخیره‌سازی و بازیابی تپ‌های نوری همراه با تقویت برهم‌کنش‌های غیرخطی در طرحواره‌های مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده میسر است، اما به دلیل برهم‌کنش ضعیف اتم–میدان و محدود بودن مدت زمان ذخیره‌سازی تپ گمانه، مسئله‌ی ذخیره‌سازی و بازیابی تپ‌های نوری را در سامانه‌ی اتمی مبتنی بر پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل ایستاده در محیط گرم مطرح می‌کنیم. نشان می‌دهیم که با چشم‌پوشی از پخش‌شدگی در محیط گرم و استفاده از میدان کنترل ایستاده در مرحله‌ی بازیابی، تپ بازیابی شده یک تپ ایستا (سرعت گروه صفر) خواهد بود و بدین ترتیب مدت زمان حضور میدان در محیط افزایش می‌یابد. اما چون در عمل امکان کنار گذاشتن عوامل اتلافی در محیط گرم امکان پذیر نیست از این‌رو با منظور کردن پخش‌شدگی پوش تپ خواهیم دید در حالت کلی تپ بازیابی شده با میدان کنترل ایستاده یک تپ شبه ایستا است و این خود نشان‌دهنده‌ی از دست رفتن اطلاعات است. هم‌چنین، نقش عوامل مؤثر در مدت زمان ذخیره‌سازی تپ در محیط را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

از آن‌جا که در اجرای پروتکل‌های پردازش اطلاعات کوانتومی موضوع انتقال همدوس اطلاعات میان تابش الکترومغناطیس و سامانه‌ی اتمی بسیار مورد توجه است، از دست رفتن اطلاعات ذخیره شده در سامانه، یک مشکل اساسی محسوب می‌شود. بر این اساس، به بررسی بازیابی تپ‌های نوری در یک محیط اتمی فوق سرد مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل ایستاده، مبادرت می‌ورزیم. با مطالعه‌ی دینامیک سامانه‌ی مزبور در چارچوب رهیافت‌های تحلیلی و عددی نشان می‌دهیم که اگر چه حضور مرتبه‌های بالای همدوسی در این سامانه، برخلاف محیط اتمی گرم، باعث شکافته شدن تپ بازیابی شده در جهت انتشار می‌شود اما با استفاده از

برخی روش‌های مشخص امکان تولید تپ ایستا فراهم می‌شود. به این ترتیب نه تنها افزایش مدت زمان حضور میدان گمانه در سامانه و در نتیجه افزایش بازده‌ی تقویت برهم‌کنش‌های غیرخطی میان تابش الکترومغناطیس و هنگرد اتمی تحقق می‌یابد بلکه امکان کنترل و دست‌کاری تپ نوری تقویت می‌شود. از این‌رو، به دلیل قابل کنترل بودن عوامل واهمدوسی در محیط فوق سرد، محیط مزبور به‌عنوان گزینه‌ی مناسب‌تری برای تحقق عملی طرحواره‌های نظری مربوط به کنترل تپ‌های نوری در محیط اتمی، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است.

واژه‌های کلیدی: شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی دینامیکی، محیط اتمی فوق سرد، برهم‌کنش غیر خطی، ذخیره‌سازی و بازیابی اطلاعات

فهرست مطالب

پیش‌گفتار . . . . . ح

۱ مروری بر اصول و روش‌های سردسازی ۱

۱.۱ سردسازی لیزری ۲

۱.۱.۱ سردسازی داپلری ۳

۲.۱.۱ سردسازی سیسیفاس ۶

۳.۱.۱ سردسازی زیر حد پس‌زنی ۱۱

۲.۱ سردسازی تبخیری ۲۵

۳.۱ جمع‌بندی ۲۷

۲ ذخیره‌سازی و بازیابی تپ‌های نوری بر اساس پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی دینامیکی ۲۸

۱.۲ توصیف نظری پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده ۲۹

۱.۱.۲ مفاهیم فیزیکی مربوط به پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده ۳۰

۲.۱.۲ دینامیک و پاسخ اپتیکی سامانه‌ی اتمی ۳۳

۳.۱.۲ تابع دامنه‌ی عبور از محیطِ با شفافیت الکترومغناطیس القائیده ۳۸

۲.۲ سرعت‌های گروه فرانوری و فرونوری ۳۹

۱.۲.۲ سرعت فاز و سرعت گروه ۳۹

۲.۲.۲ سازگاری مفهوم سرعت‌های فرانوری با اصل علیت ۴۲

۳.۲.۲ کنترل سرعت انتشار نور در محیط با شفافیت الکترومغناطیس القائیده ۴۷

۳.۲ شفافیت الکترومغناطیس القائیده در حضور میدان کنترل مستقل از زمان ۴۸

۱.۳.۲ بررسی انتشار تپ در یک محیط شفاف با میدان کنترل ناهمگن و مستقل از زمان ۴۹

۲.۳.۲ بررسی محدودیت‌های دست‌یابی به زمان تأخیر طولانی ۵۰

۴.۲ شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی دینامیکی ۵۱

۱.۴.۲ انتشار تپ گمانه در محیط شفاف با میدان کنترل همگن و وابسته به زمان . . . ۵۱
۲.۴.۲ ذخیره‌سازی و بازیابی تپ‌های نوری . . . ۵۴
۳.۴.۲ مروری بر برخی پژوهش‌های تجربی . . . ۵۶
۵.۲ جمع‌بندی . . . ۵۸

۳ تپ‌های نوری ایستا در گازهای اتمی گرم ۵۹
۱.۳ الگوسازی فیزیکی . . . ۶۰
۱.۱.۳ تجزیه‌ی فوریه‌ای عملگرهای اتمی . . . ۶۱
۲.۱.۳ تقریب میدان ضعیف . . . ۶۳
۳.۱.۳ اثر جنبش‌های اتمی . . . ۶۳
۴.۱.۳ حذف بی‌درروی همدوسی اپتیکی . . . ۶۵
۲.۳ میدان‌های پلاریتون . . . ۶۶
۱.۲.۳ معادله‌ی موج مؤلفه‌های میدان پلاریتون حالت تاریک . . . ۶۶
۳.۳ حل معادله‌های موج جفت‌شده‌ی مربوط به مدهای نرمال میدان پلاریتون حالت تاریک . . . ۶۹
۱.۳.۳ شرایط اولیه . . . ۷۰
۲.۳.۳ پاسخ معادله‌ی موج مدهای نرمال میدان پلاریتون حالت تاریک با فرض پخش‌شدگی ناچیز پوش تپ نوری . . . ۷۱
۳.۳.۳ پاسخ معادله‌ی موج مدهای نرمال میدان پلاریتون حالت تاریک با درنظر گرفتن پخش‌شدگی پوش تپ نوری . . . ۷۵
۴.۳ تحلیل نقش عوامل مؤثر در زمان ذخیره‌سازی تپ گمانه در محیط گرم . . . ۷۷
۵.۳ منشأ فیزیکی پخش‌شدگی پوش تپ نوری . . . ۷۹
۶.۳ رابطه‌ی پاشندگی مربوط به مؤلفه‌های میدان گمانه‌ی بازیابی شده در محیطِ با شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی مدوله شده . . . ۸۰
۷.۳ شواهد تجربی عدم انتشار تپ گمانه‌ی بازیابی شده در محیطِ با شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی مدوله شده . . . ۸۱
۸.۳ جمع‌بندی . . . ۸۷

۴ تپ‌های نوری ایستا در گازهای اتمی فوق سرد ۸۸
۱.۴ بررسی تحلیلی تولید تپ ایستا در گازهای اتمی فوق سرد . . . ۸۹
۱.۱.۴ الگوسازی فیزیکی . . . ۸۹
۲.۱.۴ مطالعه‌ی نظری تولید تپ ایستا در هنگردی از اتم‌های فوق سرد در چارچوب رهیافت لانژون–هایزنبرگ . . . ۹۱

۳.۱.۴ بررسی‌های نظری جدید در زمینه‌ی رفتار تپ گمانه‌ی بازیابی شده در محیط فوق سرد ۱۰۳
۲.۴ رهیافت عددی بررسی رفتار تپ گمانه‌ی بازیابی شده در محیط فوق سرد ۱۰۸
۱.۲.۴ دینامیک میدان گمانه‌ی بازیابی شده به روش عددی ۱۰۹
۲.۲.۴ نمودارهای پاشندگی مربوط به میدان گمانه‌ی بازیابی شده ۱۱۲
۳.۲.۴ مقایسه‌ی نتایج عددی با نتایج تحلیلی ۱۱۵
۳.۴ روش‌های مؤثرِ حذف مرتبه‌های بالای همدوسی در محیط فوق سرد و تولید تپ ایستا . . . ۱۱۶
۱.۳.۴ حذف مرتبه‌های بالای همدوسی در محیط فوق سرد از طریق اعمال وادنیدگی میان مؤلفه‌های میدان کنترل ۱۱۶
۲.۳.۴ حذف مرتبه‌های بالای همدوسی در محیط فوق سرد با کاهش پهنای پنجره‌ی شفافیت ۱۱۷
۴.۴ نتایج تجربی حاصل از بررسی تپ گمانه‌ی بازیابی شده به‌وسیله‌ی میدان کنترل ایستاده در محیط فوق سرد ۱۱۸
۱.۴.۴ بررسی تجربی ارتباط میان اعمال وادنیدگی میان مؤلفه‌های میدان کنترل و تولید تپ ایستا در سامانه ۱۱۹
۲.۴.۴ بررسی تجربی ارتباط میان کاهش پهنای پنجره‌ی شفافیت و تولید تپ ایستا . . ۱۲۰
۵.۴ جمع‌بندی ۱۲۲
جمع‌بندی نهایی ۱۲۲
مراجع ۱۲۵

فهرست شکل‌ها

۱.۱ پرتوهای لیزر پادانتشارگر در سردسازی داپلری. ۴
۲.۱ طرحواره‌ای از ترازهای اتمی در سردسازی زیر داپلری. ۸
۳.۱ ساز و کار سردسازی سیسیفاس ۹
۴.۱ پیکربندی اتم‌های سه ترازی جفت شده با لیزرهای پادانتشارگر قطبیده‌ی دایره‌ای σ^+ و σ^-. ۱۲
۵.۱ خانواده‌ای از حالت‌های جفت شده توسط برهم‌کنش با دو لیزر σ_+ و σ_-. ۱۳
۶.۱ بازتوزیع میان خانواده‌های حالت‌های اتمی از طریق گسیل خود به خود. ۱۵
۷.۱ زیر ترازهای مغناطیسی گذار $J = ۱ \to ۱$ ۱۸
۸.۱ توزیع تکانه و جمعیت اتم در حالت $|\psi_{nc}(p)\rangle$. ۱۹
۹.۱ جفت‌شدگی میان ترازهای $|\psi_c(p)\rangle, |e_۰, p\rangle$ و $|\psi_{nc}(p)\rangle$ از خانواده‌ی $\mathbf{F}(p)$. ۲۰
۱۰.۱ نتایج عددی تحول زمانی توزیع تکانه‌ی اتم $(\mathbf{P}(p^z_{atm}))$ برای مقادیر مختلف θ [۲۲]. . . . ۲۱
۱۱.۱ توزیع تکانه‌ی اتم مربوط به وضعیت لیزرهای نامتوازن [۲۲]. ۲۲
۱۲.۱ توزیع تکانه‌ی اتم برای مقادیر مختلف وادنیدگی [۲۲]. ۲۳
۱۳.۱ (الف) برهم‌کنش دو پرتوی لیزری پادانتشارگر با قطبش‌های σ_+ و σ_-، با اتم ^۴He (ب) طرح کلی برپایش تجربی [۲۳]. ۲۴
۱۴.۱ طرحواره‌ای کلی برای سردسازی تبخیری. ۲۶
۱۵.۱ نمودار تغییر تعداد اتم‌های داخل دام برحسب انرژی جنبشی اتم‌ها در سازوکار سردسازی تبخیری. ۲۶

۱.۲ اتم سه ترازی با پیکربندی Λ. ۳۰
۲.۲ طرحواره‌ای از برهم‌کنش اتم نوع Λ همراه با میدان گمانه با بسامد ω_p و میدان کنترل با بسامد ω_c ۳۲
۳.۲ طیف جذب محیط با شفافیت الکترومغناطیس القائیده برای دو مقدار مختلف بسامد رابی میدان کنترل و برای $\gamma_{۲۱} = ۰$. ۳۶
۴.۲ طیف جذب برای دو وضعیت $\gamma_{۲۱} = ۰$ و $\gamma_{۲۱} \neq ۰$. ۳۷

۵.۲ تغییرات قسمت حقیقی ضریب شکست مربوط به محیط اتمی دو ترازی برحسب بسامد. . . ۴۱
۶.۲ منحنی‌های شدت در یک لحظه از زمان برای وضعیتی که سرعت گروه تپ نور وارد شده در یک محیط با طول L، (الف) بی‌نهایت و (ب) منفی است. ۴۲
۷.۲ شبیه‌سازی عددی انتشار پلاریتون حالت تاریک با پوش $\exp(-(z/۱۰)^۲)$. ۵۵
۸.۲ پیکربندی ترازهای اتمی $Rb^{۸۷}$ که در شرایط بازآوایی با میدان‌های گمانه و کنترل جفت شده‌اند. ۵۶
۹.۲ ذخیره‌سازی و بازیابی تپ گمانه در یک سلول بخار $Rb^{۸۷}$. ۵۷

۱.۳ طرحواره‌ای از اتم سه‌ترازی نوع Λ. ۶۰
۲.۳ طرحواره‌ای از تولید تپ ایستا. ۷۰
۳.۳ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده با میدان کنترل ایستاده، در شرایطی که پخش‌شدگی تپ بسیار ناچیز است. ۷۴
۴.۳ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده با میدان کنترل شبه ایستاده. ۷۴
۵.۳ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده با میدان کنترل ایستاده در یک محیط گرم. ۷۶
۶.۳ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده به‌کمک میدان کنترل شبه ایستاده، در شرایطی که پخش‌شدگی پوش تپ ناچیز نیست. ۷۷
۷.۳ نمودار چگالی برانگیختگی n_{tot} بهنجار شده به $n_{tot}(۰)$ برحسب z و $x(t)$. ۷۸
۸.۳ (الف) برپایش تجربی تولید تپ ایستا در یک محیط اتمی گرم. (ب) دامنه‌ی عبور میدان گمانه از سلول اتمی بر حسب وادنیدگی دو فوتونی. ۸۳
۹.۳ (الف) طیف‌های عبوری مربوط به مؤلفه‌های رو به جلو و رو به عقب تپ گمانه از سلول روبیدیوم.(ب) طیف فلورسانی روبیدیوم.(پ) وابستگی شدت تپ گمانه‌ی رها شده به طول عمر مؤلفه‌ی رو به عقب میدان کنترل [۹]. ۸۶

۱.۴ اتم سه‌ترازی با پیکربندی Λ. ۸۹
۲.۴ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده با میدان کنترل ایستاده. ۹۸
۳.۴ بازیابی تپ گمانه‌ی ذخیره شده با میدان کنترل شبه ایستاده. ۹۹
۴.۴ چهار برانگیختگی رامان که برهم‌کنش میان مؤلفه‌های مختلف میدان‌های گمانه و کنترل را با محیط اتمی فوق سرد توصیف می‌کنند. ۱۰۵
۵.۴ تحول تابع $|E_s|^۲ + |E_d|^۲$ برحسب z و t در حضور میدان کنترل ایستاده و با فرض $\sigma_{bc}^{(۰)}(z, ۰) = e^{-(z/L_۰)^۲}$ که در آن، $L_۰$ طول اولیه‌ی بسته‌ی موج گمانه است. ۱۰۷
۶.۴ شدت نور $|E_s|^۲ + |E_d|^۲$ به صورت تابعی از z و t، در وضعیت $\gamma_n = ۰$ و برای طول‌های مختلف $L_۰$ [۸۴]. ۱۱۰
۷.۴ شدت نور $|E_s|^۲ + |E_d|^۲$ برای $L_۰ = ۵l_{abs}$ و ثابت‌های اتلاف متفاوت. ۱۱۱

۸.۴ شدت نور باقی‌مانده‌ی I به صورت تابعی از زمان، برای $L_\circ = 5l_{abs}$ و ثابت‌های اتلاف متفاوت؛ ۰/۲, ۰/۰۲, ۰/۰۱, ۰/۰۰۵, ۰/۰۰۱ و ۰. . . . . ۱۱۲
۹.۴ شدت نور $|E_s|^2 + |E_d|^2$ برای $a = 0/001$ و مقادیر مختلف $L_\circ$ [۸۴]. ۱۱۳
۱۰.۴ نتایج عددی روابط پاشندگی برای $L_\circ = 5l_{abs}$ و ثابت‌های اتلاف مختلف [۸۴]. . . . ۱۱۴
۱۱.۴ سرعت گروه v_g تپ بازیابی شده در وضعیت $\gamma_n = 0$ و $L_\circ = l_{abs}$ [۸۴]. ۱۱۵
۱۲.۴ طرحواره‌ی دوتایی نوع Λ برای تولید تپ ایستا. ۱۱۷
۱۳.۴ شبیه‌سازی عددی شدت میدان گمانه ($|E_p^+|^2 + |E_p^-|^2$) به صورت تابعی از زمان و مکان [۱۳]. ۱۱۸
۱۴.۴ طرحواره‌ی برپایش تجربی [۷۷]. ۱۱۹
۱۵.۴ نتایج تجربی و عددی مربوط به طیف عبور میدان گمانه از یک محیط اتمی فوق سرد [۱۳]. ۱۲۰
۱۶.۴ نتایج تجربی و عددی مربوط به طیف عبور مؤلفه‌های میدان گمانه برای دو مورد (الف) $\Omega_c^\pm = 0/71\Gamma$ و (ب) $\Omega_c^\pm = 0/48\Gamma$ [۷۷]. ۱۲۱

پیش‌گفتار

اختراع لیزر در دهه‌ی ۱۹۶۰، مسیر نوینی را در فیزیک اتمی گشود. لیزرها با مجهز کردن فیزیکدانان اتمی به ابزاری با دقت و قابلیت کنترل بی‌نظیر، چشم‌اندازهای جدیدی را در زمینه‌ی بیناب‌نمایی با دقت بالا، سردسازی لیزری، ساخت ساعت‌های اتمی دقیق و هم‌چنین عناصر اپتیکی برای باریکه‌ی اتمی همچون، آینه‌ها، عدسی‌ها و تداخل‌سنج‌های اتمی، به ارمغان آورد.

یکی از زمینه‌های پژوهشی جدید که در سال ۱۹۷۶ پا به عرصه‌ی وجود گذاشت، توسط آلزتا [۱] و همکارانش ارائه شد [۱]. آن‌ها نشان دادند که در شرایط بازآوایی، احتمال جذب در یک گاز متشکل از اتم‌های سدیم صفر خواهد شد. این فرایند که به فرایند تله‌اندازی همدوس جمعیت اتمی [۲] (CPT) موسوم است، شالوده‌ی فیزیکی پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده [۳] (EIT) را تشکیل می‌دهد که در سال ۱۹۹۰ توسط هریس [۴] و همکارانش [۲] مطرح شد. محیط‌های با شفافیت الکترومغناطیس القائیده، در شرایط بازآوایی و براساس مفاهیمی همچون تداخل کوانتومی ویرانگر و حالت تاریک که در اثر همدوسی فراهم شده در سامانه امکان وقوع آن‌ها وجود دارد، در برابر انتشار میدان گمانه کاملاً شفاف هستند و آثار غیرخطی قوی از خود نشان می‌دهند. به عبارت دیگر از آن‌جا که در محیط‌های مزبور، امکان کاهش سرعت انتشار میدان گمانه با کاهش شدت میدان کنترل تا حد مقادیر $v_g \ll c$ وجود دارد، افزایش شیب منحنی قسمت حقیقی پاسخ خطی سامانه و در نتیجه تقویت ویژگی‌های غیرخطی در محیط روی می‌دهد.

اولین برپایش تجربی برای مشاهده‌ی پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده در سال ۱۹۹۱ توسط بولر [۵] و همکارانش [۳] با استفاده از گازی از اتم‌های استرانسیوم گزارش شد. در آزمایش‌های بعدی انجام شده در این زمینه، نه تنها شفافیت محیط اتمی مورد بررسی قرار گرفت بلکه تلاش‌هایی برای اندازه‌گیری سرعت گروه تپ نوری منتشر شده نیز صورت پذیرفت. از جمله موفقیت آمیزترین آزمایش‌های انجام شده در این زمینه می‌توان به برپایش تجربی هو [۶] و همکارانش [۴] در سال ۱۹۹۹ اشاره کرد. آن‌ها توانستند سرعت تپ نوری را تا حد $۱۷ m/s$ کاهش دهند.

اندکی پس از آشنایی فیزیکدانان با پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده، مشخص شد که این پدیده از

---

۱ Alzetta

۲ Coherent Population Trapping

۳ Electromagnetically Induced Transparency

۴ Harris

۵ Boller

۶ Hau

توانمندی‌های بالقوه‌ای در زمینه‌ی پردازش اطلاعات کوانتومی برخوردار است. به‌ویژه، معلوم شد که به کمک این پدیده علاوه بر کاهش سرعت گروه تپ‌های نوری، امکان توقف کامل آن‌ها نیز فراهم می‌آید. به بیان صریح به کمک محیط‌های مبتنی بر پدیده‌ی مزبور، به‌عنوان یک حافظه‌ی کوانتومی، می‌توان حالت کوانتومی را از تپ‌های نوری به هنگرد اتمی و بالعکس منتقل کرد. کنترل همدوس تپ‌های نوری کوانتومی، کاربردهای مختلفی در زمینه‌ی تولید حالت‌های غیرکلاسیک هنگردهای اتمی، حافظه‌های کوانتومی برگشت‌پذیر برای نور [۵، ۶] و بیناب‌نمایی با دقت بالا به خود اختصاص داده است. در تمام پژوهش‌ها و برپایش‌های تجربی نام برده شده در زمینه‌ی پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده، از میدان کنترل رونده استفاده می‌شود.

اگرچه انتقال اطلاعات کوانتومی میان نور و هنگرد اتمی براساس پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل رونده امکان پذیر است و این موضوع هم به صورت نظری و هم به صورت تجربی تأیید شده است، اما تقویت برهم‌کنش‌های غیرخطی و پردازش اطلاعات کوانتومی در چنین طرحواره‌ای با چالش‌هایی همراه است. به‌عبارت دیگر، استفاده از طرحواره‌ی مزبور در فرایند پردازش اطلاعات کوانتومی، نیازمند جفت‌شدگی‌های غیرخطی قوی میان فوتون‌ها و برانگیختگی‌های اسپینی است و دست‌یابی به چنین جفت‌شدگی‌هایی نیازمند زمان‌های برهم‌کنش طولانی و تله‌اندازی مؤثر تپ‌های نوری است. در طرحواره‌ی مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل رونده، دست‌یابی به چنین شرایطی امکان پذیر نیست [۲، ۷، ۸].

توسعه‌ی طرحواره‌های ذخیره‌سازی و بازیابی اطلاعات کوانتومی با استفاده از میدان کنترل ایستاده در محیط گرم مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده نخستین بار توسط باجسی [۷] و همکارانش [۹] در سال ۲۰۰۳ برای رفع مشکلات ذکر شده، به صورت تجربی مورد ارزیابی قرار گرفت و از آن سال به بعد بررسی‌های نظری متعددی در این زمینه انجام شد [۱۰–۱۲]. در برپایش تجربی مورد اشاره، استفاده از میدان کنترل ایستاده در مرحله‌ی بازیابی باعث تولید تپ گمانه‌ی بازیابی شده‌ی شبه ایستا و در نتیجه افزایش مدت زمان برهم‌کنش میدان و هنگرد اتمی نسبت به محیط مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل رونده می‌شود. اما هم‌چنان به دلیل دمای بالای محیط و در نتیجه از دست رفتن اطلاعات بازیابی شده، استفاده از طرحواره‌ی پیشنهاد شده توسط باجسی نیز برای پردازش اطلاعات کوانتومی مناسب نیست. به همین منظور برای کنترل میزان اتلاف در سامانه، نخستین بار هنسن [۸] و همکارانش [۱۲] در سال ۲۰۰۶ طرحواره‌ی مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل ایستاده را در یک محیط فوق سرد به صورت نظری مورد بررسی قرار دادند، اعتبار نتایج به‌دست آمده نیز به صورت تجربی در سال ۲۰۰۹ توسط لین [۹] [۱۳] و همکارانش مورد ارزیابی قرار گرفت. کنترل دمای محیط و رساندن آن به حد نانوکلوین، موجب کنترل وافازی‌ها و اتلاف‌های مختلف در طرحواره‌ی مورد استفاده برای پردازش اطلاعات کوانتومی می‌شود و افزایش بازده این فرایند را به همراه دارد.

لازم به ذکر است که مسئله‌ی وارسی حالت کوانتومی فوتون‌های به دام افتاده توسط اتم‌ها، در عمل نه تنها

---

[۷] Bajcsy

[۸] Hansen

[۹] Lin

مستلزم منزوی ساختن طولانی مدت سامانه‌های کوانتومی در خلال فرایند اندازه‌گیری است بلکه نیازمند برپایش تجربی آن چنان ظریفی است که در پی فرایند اندازه گیری سرشت کوانتومی سامانه دست نخورده باقی بماند. مشارکت‌های علمی پیشگامانه‌ی پروفسور هروش [۱۰] و پروفسور واینلند [۱۱] در پایه ریزی و شکل گیری شیوه‌های تجربی سردسازی و تله اندازی تک اتم‌ها و تک یون‌ها در خلال دهه‌های ۷۰ و ۸۰ قرن بیستم، با گشودن مسیر نوینی به سوی امکان کنترل تک سامانه‌های کوانتومی، دست آوردهای علمی عمیقی را به ارمغان آورده است و از این‌رو این دو موفق به دریافت جایزه‌ی نوبل فیزیک سال ۲۰۱۲ شدند. هروش در تحقیقات خود، از اتم‌ها برای وارسی حالت کوانتومی فوتون‌های به دام افتاده بهره برد در حالی که در تحقیقات واینلند فوتون‌ها نقش عامل وارسی حالت کوانتومی یون‌های به دام افتاده را ایفا می‌کنند. به بیان صریح، شیوه‌های تحقیق آن دو مکمل یکدیگر به شمار می‌آیند. در واقع تحقیقات گروه هروش به ویژه بر مطالعه‌ی برخی جنبه‌های معماگونه‌ی سامانه‌های کوانتومی همچون جهش‌های کوانتومی و حالت‌های برهم نهیده‌ی کوانتومی ، موسوم به حالت‌های گربه‌ی شرودینگر، متمرکز بوده است. این در حالی است که واینلند و همکارانش تلاش خود را بر تحقق تجربی درگاه‌های منطق کوانتومی و افزایش دقت ساعت‌های اتمی با به کارگیری کنترل کوانتومی یون‌های به دام افتاده معطوف ساخته‌اند.

در فصل اول این پایان‌نامه، با تکنیک‌های مختلف سردسازی لیزری و سردسازی تبخیری آشنا می‌شویم. ضمن توضیح هر یک از روش‌ها، حد کمینه‌ی دمای قابل دست‌یابی در هر روش و عوامل مختلفی را که با هر یک از فرایندهای سردسازی مزبور رقابت می‌کنند، مورد بررسی قرار می‌دهیم و مقایسه‌ای میان روش‌های مختلف سردسازی لیزری به‌عمل می‌آوریم. هم‌چنین برپایش‌های تجربی گزارش شده در زمینه‌ی تحقق هر یک از روش‌های سردسازی را مطرح می‌کنیم.

در فصل دوم، ابتدا مفاهیم فیزیکی مرتبط با پدیده‌ی شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل رونده را توضیح می‌دهیم. نشان می‌دهیم در هنگردی از اتم‌های سه‌ترازی نوع Λ، در غیاب وافازی رامان و در شرایط بازآوایی دو فوتونی، همواره پاسخ خطی سامانه در برابر انتشار میدان گمانه صفر است و محیطی شفاف خواهیم داشت. سپس ضمن آشنایی با سرعت‌های گروه فرانوری و فرونوری و تحقیق سازگاری سرعت گروه فرانوری با اصل علیت، سرعت انتشار میدان گمانه در محیط شفاف را استخراج کرده و به بررسی ویژگی‌های آن می‌پردازیم. با بررسی دو محیط، یکی محیط با شفافیت الکترومغناطیس القائیده در حضور میدان کنترل مستقل از زمان و دیگری در حضور میدان کنترل وابسته به زمان، شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی دینامیکی را معرفی می‌کنیم و نشان می‌دهیم ذخیره‌سازی و بازیابی اطلاعات تپ گمانه در محیط با شفافیت الکترومغناطیس القائیده‌ی دینامیکی امکان‌پذیر است. سپس برخی پژوهش‌های تجربی انجام شده در زمینه‌ی ذخیره‌سازی تپ‌های نوری را به اختصار معرفی می‌کنیم.

در فصل سوم این پایان‌نامه، دینامیک تپ گمانه در محیط گرم با شفافیت الکترومغناطیس القائیده در حضور میدان کنترل ایستاده را بررسی خواهیم کرد. در این فصل ضمن توضیح مفهوم فیزیکی تقریب‌های به‌کار رفته

---

[۱۰] Haroche

[۱۱] Weinland

شده، نشان می‌دهیم به‌علت جنبش‌های گرمایی اتم‌ها، همدوسی‌های مرتبه‌های بالاتر که حاصل از جفت‌شدگی مؤلفه‌های پادانتشارگر میدان‌های گمانه و کنترل است، حذف می‌شوند و همین موضوع باعث تولید تپ بازیابی شده‌ی شبه ایستا می‌شود. علاوه براین، عوامل مؤثر در مدت زمان ذخیره‌سازی تپ گمانه در سامانه را بررسی خواهیم کرد و به توضیح یک برپایش تجربی شاخص در این زمینه می‌پردازیم.

سرانجام در فصل چهارم، به‌منظور رفع مشکل از دست رفتن تپ بازیابی شده در طرحواره‌ی فصل قبل، محیط فوق سرد مبتنی بر شفافیت الکترومغناطیس القائیده با میدان کنترل ایستاده را بررسی می‌کنیم. با استفاده از رهیافت تحلیلی، ضمن مطالعه‌ی رفتار تپ بازیابی شده از دیدگاه‌های مختلف نتایج حاصل را با نتایج به‌دست آمده از طریق رهیافت‌های عددی و تجربی مقایسه می‌کنیم. خواهیم دید که به‌علت حضور مرتبه‌های بالای همدوسی در محیط فوق سرد، تپ بازیابی شده دچار شکافتگی می‌شود. توضیح خواهیم داد که با استفاده از دو روش، یکی اعمال وادنیدگی میان مؤلفه‌های میدان کنترل و دیگری تنظیم پهنای پنجره‌ی شفافیت امکان تولید تپ ایستا و درنتیجه تقویت برهم‌کنش‌های غیر خطی و پردازش اطلاعات کوانتومی با کمترین محدودیت فراهم می‌شود.

فصل ۱

مروری بر اصول و روش‌های سردسازی

مقدمه

از سال ۱۹۷۵ تاکنون، حوزه‌های پژوهشی فیزیک اتمی شاهد پیشرفت‌های قابل توجهی در زمینه‌ی توسعه‌ی روش‌های تجربی، از جمله سردسازی لیزری [۱] و به دام‌اندازی اتم‌ها بوده است. از طریق تبادل انرژی و تکانه میان اتم‌ها و نور لیزر این امکان وجود دارد که یک نمونه‌ی اتمی در دماهایی حدود میکروکلوین و یا حتی نانوکلوین با سرعت‌هایی در گستره‌ی $\frac{cm}{s}$ یا $\frac{mm}{s}$ فراهم شود. به عبارت دیگر از طریق کنترل اپتیکی حرکت اتم، سرعت اتم به‌طور قابل توجهی کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که در فرایند سردسازی لیزری، از نور برای کنترل اتم‌ها و در اپتیک از ماده برای کنترل نور استفاده می‌شود.

برای سردسازی نمونه‌های اتمی، یون‌ها و یا مولکول‌ها علاوه بر سردسازی لیزری از شیوه‌ی دیگری موسوم به سردسازی تبخیری [۲] نیز می‌توان بهره برد که به کمک آن می‌توان به سردسازی مؤثرتری دست یافت. در این فصل ضمن معرفی روش‌های سردسازی لیزری و سردسازی تبخیری، حد دمای مؤثر قابل دست‌یابی در هر روش را تعیین خواهیم کرد.

---

۱ laser cooling

۲ evaporative cooling

۱.۱ سردسازی لیزری

سردسازی لیزری اتم‌های خنثی، اولین‌بار در سال ۱۹۷۵ توسط هانش[۳] [۱۴]، و برای یون‌های به دام افتاده توسط واینلند [۱۵] در سال ۱۹۷۹ معرفی شد. در این بخش قصد داریم به دو سؤال عمده که در مبحث سردسازی اتم‌های خنثی مطرح می‌شود، پاسخ دهیم:

۱) سازوکارهای فیزیکی که امکان کنترل سرعت و مکان یک اتم را فراهم می‌سازند، چیست؟

۲) محدودیت‌های اساسی که در روش‌های مختلف سردسازی برای دست‌یابی به کمترین دمای ممکن وجود دارد، کدامند؟

شیوه‌های متنوعی برای انجام فرایند سردسازی و کم کردن سرعت اتم‌ها وجود دارد. اما ابتدا باید توجه کرد که هدف اصلی در فرایند سردسازی، پایین آوردن نوفه‌های تکانه‌ی خطی اتم‌ها است که این نوفه‌ها می‌توانند منشأ کلاسیک یا کوانتومی داشته باشند. دمای ترمودینامیکی و گسیل خود به خود به ترتیب از جمله عوامل کلاسیک و کوانتومی هستند که باعث تزریق نوفه به تکانه‌ی خطی اتم‌ها می‌شوند. به‌عبارت دیگر با گسیل خود به خود، اتم دچار پس‌زنی می‌شود و از آن‌جا که فرایند گسیل خود به خود یک فرایند تصادفی است، میانگین زمانی تکانه‌ی خطی که در اثر پس‌زنی به اتم وارد می‌شود صفر است، $< p >= ۰$، در حالی‌که $< p^۲ > \neq ۰$ است. بنابراین تکانه‌ی اتم دچار افت و خیز می‌شود و پخش‌شدگی آن برابر است با $(\delta p)^۲ =< p^۲ > - < p >^۲ =< p^۲ >$.

بدین ترتیب، لیزر از یک طرف بر درجه‌ی آزادی داخلی اتم اثر می‌گذارد به طوری که با برانگیختگی آن (جذب) و سپس وقوع گسیل خود به خود، نوفه به سامانه تزریق می‌گردد و از طرف دیگر از طریق جفت‌شدگی با درجه‌های آزادی خارجی، امکان سردسازی اتم را فراهم می‌کند.

لازم به ذکر است که سردسازی تنها به معنی کند کردن سرعت اتم نیست، بلکه یکی از ویژگی‌های بسیار مهم آن توانایی تغییر چگالی فضای فاز یک نمونه‌ی اتمی است. تغییر چگالی فضای فاز مهمترین تمایز میان اپتیک نوری واپتیک اتمی به‌حساب می‌آید.

چگالی فضای فاز $\rho(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{p}, t)$، احتمال این است که ذره در لحظه‌ی t، در مکان $\overrightarrow{r}$ و با تکانه‌ی $\overrightarrow{p}$ باشد. در یک سامانه‌ی N ذره‌ای، چگالی فضای فاز برای N ذره‌ی غیر برهم‌کنشی جمع چگالی فضای فاز تک تک ذرات است. هدف از سردسازی لیزری، افزایش چگالی فضای فاز و به عبارت دیگر فشرده کردن توزیع سرعت است، زیرا پهنای توزیع سرعت، نشان‌دهنده‌ی نوفه‌های تکانه‌ی خطی است.

در این بخش، سه روش عمده‌ی سردسازی را که در مراجع [۱۶،۱۷] به تفصیل بررسی شده‌اند، توضیح خواهیم داد:

---

[۳] Hansch