مقاله پژوهشی

مجله سنجش و ایمنی پرتو، جلد ۸، شمارهٔ ۲، ویژه‌نامه پرتوهای غیریون‌ساز، ۱۳۹۸، صفحه ۶۷–۷۷
پنجمین کنفرانس ملی سنجش و ایمنی پرتوهای یون‌ساز و غیریون‌ساز (مهرماه ۱۳۹۷)
تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۶/۰۱، تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹۷/۰۷/۰۱

به‌کارگیری فناوری کوانتوم در رادارها

حسن نعناکار*، سیدعلی حسینی‌مرادی و مهدی نظیرزاده

دانشگاه پدافند هوایی خاتم‌الانبیاء(ص)، تهران، تهران، ایران.
*تهران، دانشگاه پدافند هوایی خاتم‌الانبیاء(ص)، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، کدپستی: ۱۷۸۱۸۱۳۵۱۳
پست الکترونیکی: h_nanakar2006@yahoo.com

چکیده

در این مقاله به کارگیری فناوری کوانتومی در سیستم راداری و مزایای این نوع رادارها نسبت به رادارهای کلاسیکی، مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. در ابتدا به طور خلاصه به معرفی ساختار اصلی نظریهٔ الکترودینامیک کوانتومی پرداخته شده سپس نقش فوتون در این نظریه و برهم‌کنش‌های فوتونی مطرح شده است. در مرحله بعد به استخراج عام‌ترین فرم از معادلهٔ سطح مقطع رادار کوانتومی پرداخته شده است. این معادله از طریق رویکرد ذره گونه نیز بررسی شده و در آن به معرفی روشنایی تک‌ذره‌ای و دوذره‌ای پرداخته شده است. در ادامه این معادله بر حسب تبدیلات فوریه نوشته شده چرا که این روش راه را برای تحلیل سطح مقطع رادار کوانتومی برای اهداف پدافندی با هندسه‌های گوناگون هموار خواهد کرد. در نهایت تحلیل معادله سطح مقطع راداری برای هندسه صفحه مستطیلی مسطح خواهیم پرداخت و شبیه‌سازی‌های کامپیوتری با استفاده از نرم‌افزار متلب انجام گرفته است را توضیح داده و در نهایت با مقایسه نمودارهای رسم شده از نرم‌افزار متلب برای رادارهای کلاسیک و کوانتومی به تحلیل و مقایسه آن‌ها پرداخته‌ایم.

کلیدواژگان: رادار، کوانتوم، سطح مقطع، سطح مقطع رادار کوانتومی، در هم تنیدگی.

۱. مقدمه

رادار نوعی دستگاه سنجش از راه دور فعال است که توانایی تشخیص و شناسایی اهداف در همه شرایط آب و هوایی را دارد. براساس مکانیزم‌های عملیاتی مختلف، رادارها به انواع بسیاری طبقه‌بندی می‌شوند.

اگرچه روش‌های طبقه‌بندی متفاوت هستند، ماهیت تمامی این گونه‌های راداری یکسان است. یعنی هسته رادارها شناسایی انواع اهداف هوایی است. به عنوان مثال، همانطورکه تکنولوژی اختفاء در حال گسترش است، پیگیری وضوح بالاتر و احتمال تشخیص بیشتر در برابر اهداف رادارگریز، ضروری‌تر از پیش است. در نتیجه، نیاز مبرمی به بهبود عملکرد سیستم‌های رادار وجود دارد. افزایش عملکرد کلی رادارها بستگی به افزایش حساسیت دارد [۱، ۲]. حساسیت حسگر رادارهای مدرن توسط نویز محدود می‌شود به طوری که با توجه به مکانیسم رادارهای امروزی حساسیت نمی‌تواند به

طور چشمگیری افزایش یابد. استفاده از فوتون‌های در هم تنیده این قابلیت را در سنسورها به وجود می‌آورد که فاکتور حساسیت در آن‌ها را به حداکثر میزان مورد نیاز برساند [۳، ٤]. بنابراین، رادار کوانتومی به عنوان یک ابزار جدید برای سنجش از راه دور پیشنهاد می‌شود که اطلاعات کوانتومی فوتون‌های درهم تنیده را پردازش می‌کند. با توجه به ویژگی های منحصر به فرد رادارهای کوانتومی، به نظر می‌رسد که بتوان بر بسیاری از چالش‌های پیش روی سیستم رادارهای کلاسیک غلبه کرد.

توسعه فن‌آوری رادار در بسیاری از زمینه‌های پژوهشی از اهمیت به سزایی برخوردار است. رادار کوانتومی، از حالت‌های کوانتوم فوتون‌ها برای تعیین اطلاعات یک هدف در فاصله مشخص استفاده می کند [۵].

یک فوتون، یا دسته کوچکی از فوتون‌ها، به سمت هدف ارسال می‌شود. فوتون‌ها جذب می‌شوند، دوباره از هدف ارسال و به گیرنده باز می‌گردند. فرآیند اندازه‌گیری بر روی این فوتون‌های بازگشتی را می‌توان به دو روش اجرا کرد. در روش اول، تداخل‌سنجی در فوتون اندازه‌گیری می‌شود (یا اندازه‌گیری فازی)، در روش دوم این کار را با شمارش تعداد فوتون های بازگشتی انجام می دهند.

روش اول را رادار کوانتوم تداخل‌سنجی، و روش دوم را روشن‌سازی کوانتومی می‌نامند [٦]. مزیت استفاده از حالت‌های کوانتومی این است که درجات همبستگی بسیار زیادی ارائه می‌دهند، که در مقایسه با روش‌های کلاسیک، اطلاعات بیشتری را در اختیار می‌گذارند. همبستگی‌های اضافی (همبستگی‌های کوانتوم نامیده می‌شوند) موجب افزایش دقت و هم چنین افزایش نسبت سیگنال به نویز (SNR)[1] می‌شوند که می‌توان در سیستم رادار به آن دست یافت. در نظریهٔ رادار کلاسیک، سطح مقطع رادار معیاری است که نشان می‌دهد هنگام آشکارسازی یک شیء با موج الکترومغناطیس، در مقایسه با تابش انرژی روی هدف چه مقداری از توان باز می‌گردد [۷].

این مقدار، تابعی از متغیرهای متعدد بسیاری اعم از فرکانس عملیاتی، قطبش، حد فاصل‌های سطح و شکل هندسی، ویژگی‌های ماده، لبه‌های تیز، زاویه تابش، محل فرستنده و گیرنده، و غیره است. تمام این تأثیرات همگی در مقدار σ جمع می‌شوند که آن را سطح مقطع رادار کلاسیک (CRCS)[2] می‌نامند. همین مفهوم در رادارهای کوانتومی (سطح مقطع رادارهای کوانتومی) نشان می‌دهد که هنگام آشکارسازی یک شیء با تعداد کمی از فوتون‌ها چه مقدار از توان باز می‌گردد. برهم‌نهی در واقع مکانیزم اصلی برای سطح مقطع رادار محسوب می‌شود [۸]. هرگاه یک فوتون، یا دسته کوچکی از فوتون‌ها، با مجموعه‌ای از اتم‌ها برهم‌کنش داشته باشند، آن‌گاه این فوتون با تمام اتم‌ها به طور همزمان برهم‌کنش خواهد داشت. بدین‌ترتیب، هر اتم در مجموعه، یک فوتون را ساطع می‌کند، که در واقع در یک برهم‌نهش با توابع موج از سایر اتم‌ها قرار دارد.

تابع موج یک مسیر احتمالی فراهم می‌کند که فوتون می‌تواند با استفاده از آن به گیرنده برسد. سطح مقطع رادار کوانتوم (QRCS)[3] مجموعه‌ای از این مسیرهای احتمالی است و میزان شدت دریافتی و پیش‌بینی شده را در مقایسه با شدت تابیده بر روی شیء مشخص می‌کند. هنگام مشاهده سطح مقطع یک شیء، کوانتوم یا کلاسیک، در پاسخ یک الگوی تداخل ارائه می‌شود. در الکترودینامیک کلاسیک این پدیده توسط محل مراکزی که دارای پراکندگی قوی در شیء هستند، به خاطر بازگشت از ناحیه انتهایی به وجود می‌آید [۹،۱۰].

در الکترودینامیک کوانتوم، این پدیده توسط تداخل کوانتوم توابع موج ساطع شده از اتم‌ها در شیء موردنظر رخ می‌دهد و دارای یک مبدأ احتمالی مجزا برای آن است. سطح مقطع رادار

[1] Signal to Noise Ratio

[2] Classic Radar Cross Section

[3] Quantum Radar Cross Section

کوانتوم در مقایسه با رادار کلاسیک، گلبرگ‌های جانبی را برای ما فراهم می‌کند که در این مقاله به صورت مبسوط به آن خواهیم پرداخت.

۲. مبانی نظری

۲،۱. هامیلتونی برهم‌کنش اتم ــ میدان

در این بخش قصد داریم نشان دهیم که به کارگیری فناوری کوانتومی در سیستم راداری، نسبت به حالت کلاسیکی، چه مزایایی در پی خواهد داشت. در سیستم های کلاسیکی موجی الکترومغناطیسی به سمت هدف ارسال می‌شود، و از سلسله فرآیند های فیزیکی بین موج الکترومغناطیسی با هدف، از جمله بازتاب و عمدتا القای جریان الکتریکی در هدف، مقداری از انرژی بازگشت پیدا می‌کند و گیرنده راداری از طریق تجزیه و تحلیل این طیف، به اطلاعاتی از هدف می‌رسد . اما در حالت کوانتومی ما دیگر با یک طیف مواجه نیستیم. بلکه با تعداد محدودی از اجزاء تشکیل دهنده طیف، یعنی فوتون‌ها سروکار داریم.

با توجه به تفاوت اساسی در نوع بینش بین دنیای کوانتوم و کلاسیک، فرآیندهای ارسال انرژی به هدف و بازگشت انرژی از آن به طور کل متفاوت می‌باشد. در ادامه قصد داریم به شرح این ماجرا بپردازیم. کارمان را با بحث در مورد رفتار ریاضیاتی آشکارسازی فوتون آغاز می‌کنیم و با تعیین حالت فوتون ساطع‌شدهٔ حاصل از برهم‌کنش بین میدان فوتون و یک اتم، به رابطه‌ای برای شدت فوتون خواهیم رسید.

در ادامه، از این معادلهٔ شدت به‌منظور بدست آوردن تابع موج فوتون استفاده خواهیم کرد و سپس، از این تابع موج برای دستیابی به معادله سطح مقطع رادارهای کوانتومی بهره خواهیم گرفت. پروسه ذکر شده را با تعریف ابتدایی از تابع موج فوتون ψ که عبارت است از مقدار چشمداشتی میدان الکتریکی کوانتومی در هنگام انتقال از حالتی با ۱ فوتون، که با $|\gamma>$ نشان داده شده است، به حالت بدون فوتون،که به آن حالت خلأ نیز می گویند$|0>$، آغاز می کنیم. که عبارت است از:

$$\psi(\boldsymbol{r},t)=\langle 0|\hat{E}(\boldsymbol{r},t)|\gamma\rangle \qquad (1)$$

میدان الکتریکی کوانتومی به‌شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\hat{E}(\boldsymbol{r},t)=\hat{E}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)+\hat{E}^{(-)}(\boldsymbol{r},t) \qquad (2)$$

در این‌جا، جملات $\widehat{E}^{(-)}(\boldsymbol{r},t)$ و $\widehat{E}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)$ بـه شـکل زیـر تعریف می شوند:

$$\hat{E}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)=i\sum_{k,\lambda}\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2V\epsilon_0}}\epsilon_k^{\lambda}e^{-i(\omega t-\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r})}\hat{a}_{k\lambda} \qquad (3)$$

$$\hat{E}^{(-)}(\boldsymbol{r},t)=-i\sum_{k,\lambda}\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2V\epsilon_0}}\epsilon_k^{\lambda *}e^{-i(\omega t-\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r})}\hat{a}^{\dagger}_{k\lambda} \qquad (4)$$

که در آن‌ها، $\hbar=h/2\pi$ ثابت پلانک، V حجم کوانتیزه شـده، ω فرکانس زاویه‌ای، ε_0 نفوذپذیری فضای آزاد، k بردار مـوج، ϵ_K^{λ} بردار پایهٔ قطـبش و $\hat{a}^{\dagger}_{k\lambda}$ و $\hat{a}_{k\lambda}$ عملگرهـای خلـق و فنـا برای حالت فوتونی با تکانهٔ k و پلاریزاسیون λ است.

تنها جمله‌ای از میدان الکتریکـی کوانتـومی کـه در فرآینـد انـدازه‌گیـری نقـش دارد، اولـین جملـه در معادلـهٔ (۲)، یعنـی $\widehat{E}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)$ است. دلیل این موضـوع آن اسـت کـه بـه منظـور اندازه‌گیری فوتون، باید آن را نابود کرد و با توجه بـه ایـن کـه همواره سمت چپ را در حالت خـلأ ضـرب مـی‌کنـیم، نقـش $\widehat{E}^{(-)}(\boldsymbol{r},t)$ همواره صفر ارزیابی می‌شوند و بنابراین، می توانیم آن را نادیده بگیریم. اما برای تعیین تابع موج فوتون ساطع شده از هدف، ابتدا نیاز داریم تا هامیلتونی سیستم فوتـون ارسـالی و هدف را پیدا کنیم. این تابع موج در دستیابی بـه معادلـهٔ سـطح مقطع رادارهای کوانتومی بسیار مهـم خواهـد بـود. ابتـدا بایـد هامیلتونی‌ای را ایجاد کنیم که تشریح‌کنندهٔ برهم‌کنش میـدان ــ اتم باشد. این هامیلتونی متشکل از هـامیلتونی‌ای از اتـم $\widehat{H}_A$، و

هامیلتونی‌ای از میدان $\hat{H}_F$، و نیز هامیلتونی برهم‌کنشی است[۱۱، ۱۲].

این هامیلتونی برهم‌کنشی حاصل‌ضرب نقطه‌ای بین شعاع ممان دوقطبی الکتریکی $\hat{r}$ و میدان E است:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_F - e\hat{r}.\hat{E} \qquad (۵)$$

آن چه در تعیین تابع موج فوتون ساطع شده از هدف برای ما اهمیت دارد، جمله بر هم کنشی در هامیلتونی بالا است. قبل از پرداختن به جمله برهمکنشی، به این نکته باید اشاره کرد که جمله برهمکنشی بیانگر ارتباط بین اتم و فوتون فرودی به آن است. از آن جایی که در مکانیک کوانتومی همه چیز در فضای هیلبرت بررسی می‌شود، فضای هیلبرت اتم مدنظر ما از پایه‌هایی که مربوط به ترازهای آن اتم هستند تشکیل شده است. بنابراین جمله $\hat{r}.\hat{E}$ در فضای هیلبرت به صورت زیر خواهد بود:

$$e\hat{r} = \sum_{ij} e\left|i\right\rangle\left\langle i\left|\hat{r}\right|j\right\rangle\left\langle j\right| \qquad (٦)$$

که در آن از اتحاد بستاری استفاده کردیم. سپس $d_{ij} = \langle i|\hat{r}|j\rangle$ را تعریف می‌کنیم و به صورت معادله زیر می رسیم:

$$\hat{r} = d_{ij}\hat{\sigma}_{ii} \qquad (۷)$$

میدان الکتریکی کوانتیزه‌شده از معادلهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$E(r,t) = \sum_K \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon_0 V}}\epsilon_k \left(\hat{a}_k e^{-i\omega_k t + ik.r} + \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t - ik.r}\right) \qquad (۸)$$

اکنون با اضافه کردن این جمله به آخرین جمله از هامیلتونی کلی خواهیم داشت:

$$\sum_{ij}\sum_K g_k^{ij}\hat{\sigma}_{ii}\left(\hat{a}_k e^{-i\omega_k t + ik.r} + \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t - ik.r}\right) \qquad (۹)$$

که در آن،

$$g_k^{ij} = -e\sqrt{\frac{\omega_k}{2\hbar\epsilon_0 V}}\left(d_{ij}.\epsilon_k\right) \qquad (۱۰)$$

اکنون فرض می‌کنیم اتم ما دو ترازی است که در آن a حالت پایین‌تر و b حالت بالاتر را نشان می‌دهد. جمله بر هم کنشی در این حالت عبارت است از :

$$\hbar\sum_k g_k\left(\hat{\sigma}_{ab} + \hat{\sigma}_{ba}\right)\left(\hat{a}_k e^{-i\omega_k t + ik.r} + \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t - ik.r}\right) \qquad (۱۱)$$

در عبارت بالا جمله $\hat{\sigma}_{ab}$ اتم را از سطحی پایین‌تر به سطحی بالاتر می‌برد و بنابراین آن را با $\hat{\sigma}_+$ نشان می‌دهیم و جمله $\hat{\sigma}_{ba}$ اتم را از حالتی بالاتر به حالتی پایین‌تر می‌برد و بنابراین آن را با $\hat{\sigma}_-$ نشان می‌دهیم. ترم بر هم کنشی نهایی برهم‌کنش بین فوتون و اتم در هامیلتونی در نهایت و پس از ساده سازی عبارت خواهد شد از:

$$\hbar\sum_k g_k\left(\hat{a}_k\hat{\sigma}_+ e^{-i\omega_k t + ik.r} + \hat{a}_k^\dagger\hat{\sigma}_- e^{i\omega_k t - ik.r}\right) \qquad (۱۲)$$

اکنون که هامیلتونی برهم‌کنش بین اتم و میدان را ایجاد کرده‌ایم، می‌توانیم با استفاده از جمله برهم‌کنشی در هامیلتونی، به حالت فوتونی ساطع‌شده برسیم. به این دستورالعمل نظریهٔ ویسکوف – ویگنر می گویند[۱۳]. بنابراین تابع موج فوتون ساطع شده عبارت است از:

$$\left\langle 0\left|E^{(+)}(\Delta R_0,t)\right|1_k\right\rangle = i\,\mathrm{E}_0 e_k^{(s)}\left(d_{ab}.e_k\right)e^{ik.\Delta R_0 - i\omega t - \eta} \qquad (۱۳)$$

در عبارت بالا جملهٔ $r - r_0$ فاصلهٔ موجود بین اتم و نقطهٔ مشاهده را نشان می‌دهد. همچنین $\eta = \frac{\Gamma}{2}\left(t - \frac{\hat{k}.(r-r_0)}{c}\right)$ و $\mathcal{E}_0 = \frac{e\,\omega^3}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0}$ و $d_{ij} = \langle i|\hat{r}|j\rangle$ می‌باشد و بردار e_k بیانگر قطبش فوتون می‌باشد. سطح مقطع رادار کوانتومی را با استنباط از تعریف آن در حالت کلاسیک به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$\sigma_Q = \lim_{R\to\infty} 4\pi R^2 \frac{\left\langle \hat{I}_s(r,t)\right\rangle}{\left\langle \hat{I}_i(r,t)\right\rangle} \qquad (۱٤)$$

که در آن، $\langle\hat{I}_s(r,t)\rangle$ و $\langle\hat{I}_i(r,t)\rangle$ مقادیر چشمداشتی شدت های پراکنده و تابش در موقعیت r و زمان t هستند. برای یافتن عبارت کلی برای سطح مقطع راداری تنها کافیست شدت فرودی و ساطع شده از هدف را داشته باشیم و از آن جایی که

تابع موج اتم را یافتیم، باقی کار به سادگی و با استفاده از تعریف شدت در مکانیک کوانتومی انجام پذیر است. شدت یک فوتون به صورت زیر به دست می‌آید :

$$\left\langle \hat{I}(\boldsymbol{r},t) \right\rangle = \frac{1}{2\eta}\left|\left\langle 0\left|\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)\right|\gamma_0\right\rangle\right|^2 \qquad (۱۵)$$

این عبارت به خاطر وجود یک اتم برای پراکندگی به کار می‌رود. اگر دو اتم برای پراکندگی وجود داشته باشد آن‌گاه حالت اولیه مجموعی از امواج فوتونی حاصل از هر اتم خواهد بود که توسط عبارت زیر به دست می‌آید:

$$\left|\gamma_0\right\rangle = \left|\gamma_1\right\rangle + \left|\gamma_2\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2\right)\left|0\right\rangle \qquad (۱۶)$$

که در آن، $\hat{\gamma}_i$ عملگر فوتونی است و یک فوتون را از اتم i به حالتی که در آن عمل می‌کند اضافه می‌کند. با توجه به این موضوع، شدت فوتون عبارت خواهد شد از:

$$\left\langle \hat{I}(\boldsymbol{r},t) \right\rangle = \frac{1}{2\eta}\left|\left\langle 0\left|\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r}_1,t)\right|\gamma_1\right\rangle + \left\langle 0\left|\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)\right|\gamma_2\right\rangle\right|^2 \qquad (۱۷)$$

هر یک از این عبارات یک تابع موج می‌باشند. تنها تفاوتی که وجود دارد مقدار متفاوت $\Delta\boldsymbol{R}_i$ است، زیرا r_i برای هر اتم فرق دارد. بنابراین، شدت پیش‌بینی شده برابر خواهد شد با:

$$\left\langle \hat{I}(\boldsymbol{r},t) \right\rangle = \frac{1}{2\eta}\left(\frac{1}{2}\left|\psi_{\gamma_1}(\Delta\boldsymbol{R}_1,t) + \psi_{\gamma_2}(\Delta\boldsymbol{R}_2,t)\right|^2\right) \qquad (۱۸)$$

این نتیجه را می‌توان به هر تعداد اتم N در یک شیء تعمیم داد.

$$\left\langle \hat{I}(\boldsymbol{r},t) \right\rangle = \frac{1}{2\eta N}\left|\sum_{i=n}^{N}\psi_{\gamma_n}(\Delta\boldsymbol{R}_n,t)\right|^2 \qquad (۱۹)$$

در نتیجه خواهیم داشت:

$$\left\langle \hat{I}_s(\boldsymbol{r},t) \right\rangle = \frac{\mathrm{E}_0^2}{2\eta N}\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\boldsymbol{d}_{ab}\,\boldsymbol{e}_k\right)e^{ik.\Delta\boldsymbol{R}_n-\eta}\right|^2 \qquad (۲۰)$$

با توجه به بزرگتر بودن هدف از طول موج فرودی، می‌توانیم از تقریب فرکانس بالا استفاده کنیم. طبق این تقریب انرژی فرودی به هدف، برابر است با انرژی کل پراکنده از شیء.

$$\left\langle \hat{I}_i \right\rangle A_\perp(\theta,\phi) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{\mathrm{E}_0^2}{2\eta N}\left|\sum_{n=1}^{N}\boldsymbol{e}_{k_s}\left(\boldsymbol{d}_{ab}\,\boldsymbol{e}_{k_s}\right)e^{ik_s.\Delta\boldsymbol{R}_n}\right|^2 R^2\sin\theta d\theta d\phi \qquad (۲۱)$$

$$\left\langle \hat{I}_i \right\rangle = \frac{1}{A_\perp(\theta,\phi)}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{\mathrm{E}_0^2}{2\eta N}\left|\sum_{i=1}^{N}\boldsymbol{e}_{k_s}\left(\boldsymbol{d}_{ab}\,\boldsymbol{e}_{k_s}\right)e^{ik_s.\Delta\boldsymbol{R}_i}\right|^2 R^2\sin\theta d\theta d\phi \qquad (۲۲)$$

بنابراین معادله کلی برای سطح مقطع راداری عبارت خواهد شد از:

$$\sigma_Q = \frac{4\pi A_\perp(\theta_i,\phi_i)\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\boldsymbol{d}_{ab}^{(n)}\boldsymbol{e}_k\right)e^{i(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_s).\boldsymbol{x}_n}\right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\boldsymbol{d}_{ab}^{(n)}\boldsymbol{e}_k\right)e^{i(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_s).\boldsymbol{x}_n}\right|^2\sin\theta_s d\theta_s d\phi_s} \qquad (۲۳)$$

۲,۲. آشکارسازی هدف با استفاده از چندین فوتون

هنگام آشکارسازی یک هدف با چندین فوتون، یک برهم‌کنش بین توابع موج منتشر شده از فوتون‌های هر اتم وجود دارد. برای به دست آوردن QRCS برای آشکارسازی فوتون چندتایی، باید عبارت جدیدی برای شدت پراکنده شده $\langle \ddot{I}_s \rangle$ به دست بیاوریم [۱٤]. تحلیل خود را با بررسی حالت دو فوتون آشکارسازی آغاز می‌کنیم. یک فوتون دارای اندازه حرکت $\boldsymbol{k}_1$ و دیگری دارای اندازه حرکت $\boldsymbol{k}_2$ است. آشکارساز نوری باید دو اندازه‌گیری انجام دهد. اولین اندازه‌گیری مربوط به فوتون اول است و در موقعیت $\boldsymbol{r}$ در آشکارساز و در زمان t رخ می‌دهد، در حالی‌که دومین اندازه‌گیری از فوتون دوم به دست می‌آید و در $(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{t}')$ رخ می‌دهد.

طبق منطقی که قبلاً بیان شد، یعنی دامنه گذار میدان الکتریکی کوانتوم را هنگام حرکت از یک فوتون به حالت تهی تعیین می‌کنیم، با این حال این بار چون با دو فوتون سر و کار داریم، دامنه گذار را به صورت زیر به دست می‌آوریم:

$$\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\left\langle 0\left|\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r}',t')\right|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\right\rangle \qquad (۲٤)$$

این کمّیت نشانگر کل تابع موج منتشر شده از مجموعه اتم‌های $\psi_{\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}',\boldsymbol{t},\boldsymbol{t}')$ است. اندیس n و m در تمام موقعیت‌های احتمالی اتم که فوتون از آن به وجود آمده شمارش می‌شود، زیرا میدان پراکنده شده، یک برهم‌نهش بین میدان‌های پراکنده از تمام اتم‌ها در شیء است. بنابراین خواهیم داشت:

$$\psi_{k_1,k_2}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}',t,t')=\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\langle 0|\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r},t)\hat{\boldsymbol{E}}^{(+)}(\boldsymbol{r}',t')|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\rangle \quad (۲۵)$$

در ادامه، بردارهای r و $\boldsymbol{r}'$ را به صورت مجموع بردار از مبدأ تا اتم $\boldsymbol{r}_n^{(i)}$ به اضافهٔ برداری از اتم تا نقطه اندازه‌گیری در آشکارساز می‌نویسیم؛ $\boldsymbol{r}_n^{(s)}$ را برای نقطه آشکارسازی r و $\boldsymbol{r}_n^{(s)\prime}$ را برای نقطه آشکارسازی $\boldsymbol{r}'$ به صورت زیر می‌نویسیم (که در آن i و s نماد تابش و پراکندگی هستند).

$$\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_n^{(i)}+\boldsymbol{r}_n^{(s)} \quad (۲۶)$$

$$\boldsymbol{r}'=\boldsymbol{r}_n^{(i)}+\boldsymbol{r}_n^{(s)'} \quad (۲۷)$$

اگر هدف بسیار دور باشد، آن‌گاه بردار مکان اتم تا نقطه آشکارسازی، صرف‌نظر از این‌که موقعیت آشکارسازی r یا $\boldsymbol{r}'$ باشد، تقریباً برابر خواهد بود. بدین‌ترتیب $\boldsymbol{r}_n^{(s)\prime}\approx\boldsymbol{r}_n^{(s)}$ خواهد بود و آنرا در معادلات $\boldsymbol{r}_n$ می‌نامیم. با توجه به این که:

$$\langle 0|\hat{a}_{k_1}\hat{a}_{k_2}|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\rangle=\langle 0|\hat{a}_{k_2}\hat{a}_{k_1}|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\rangle=1 \quad (۲۸)$$

$$\langle 0|\hat{a}_{k_1}\hat{a}_{k_1}|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\rangle=\langle 0|\hat{a}_{k_2}\hat{a}_{k_2}|1_{k_1}^{(n)},1_{k_2}^{(m)}\rangle=0 \quad (۲۹)$$

بنابراین معادله (۲۵) خواهد شد:

$$\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}e^{-i(\omega_{k_1}t-\boldsymbol{k}_1\cdot\boldsymbol{r}_n)}e^{-i(\omega_{k_2}t'-\boldsymbol{k}_2\cdot\boldsymbol{r}_m)}+e^{-i(\omega_{k_2}t-\boldsymbol{k}_2\cdot\boldsymbol{r}_n)}e^{-i(\omega_{k_1}t'-\boldsymbol{k}_1\cdot\boldsymbol{r}_m)} \quad (۳۰)$$

$$=\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\psi_{k_1}(\boldsymbol{r}_n,t)\psi_{k_2}(\boldsymbol{r}_m,t')+\psi_{k_2}(\boldsymbol{r}_n,t)\psi_{k_1}(\boldsymbol{r}_m,t') \quad (۳۱)$$

بنابراین، شدت پراکنده شده متناسب است با:

$$\langle\hat{I}_{k_1,k_2}\rangle\propto\left|\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\psi_{k_1}(\boldsymbol{r}_n,t)\psi_{k_2}(\boldsymbol{r}_m,t')+\psi_{k_2}(\boldsymbol{r}_n,t)\psi_{k_1}(\boldsymbol{r}_m,t')\right|^2 \quad (۳۲)$$

از آن جایی‌که توابع موج توابع نمایی مختلط هستند و فرض می‌کنیم که هر فوتون‌ها دارای اندازه حرکت یکسان هستند، بنابراین حاصلضرب آن ها صرف‌نظر از مرتبه ضرب همیشه یکسان است[۱۵، ۱۶].

$$\langle\hat{I}_{k_1,k_2}\rangle\propto\left|\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\psi_{k_1}(\boldsymbol{r}_n,t)\psi_{k_2}(\boldsymbol{r}_m,t')\right|^2 \quad (۳۳)$$

بنابراین می‌توانیم معادله سطح مقطع را برای زمانی که M فوتون را برای آشکار سازی هدفی متشکل از تعداد زیادی اتم به کار می‌بریم، به صورت زیر بنویسیم:

$$\sigma_Q=4\pi A_\perp\frac{\left|\sum_{n=1}^{N}e^{i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot\boldsymbol{x}^{(n)}}\right|^{2M}}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\left|\sum_{n=1}^{N}e^{i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot\boldsymbol{x}^{(n)}}\right|^{2M}\sin\theta' d\theta' d\phi'} \quad (۳۴)$$

۳،۲. QRCS برحسب تبدیل‌های فوریه

در این بخش، یک شکل جایگزین از معادله QRCS ارائه می‌دهیم، که توانایی ما را برای بررسی سطح مقطع رادار کوانتوم به طور تحلیلی افزایش می‌دهد. معادلاتی که تاکنون ارائه شدند مبتنی بر مجموع‌ها هستند. با توجه به این که محل اتمها در هدف اختیاری هستند، تحلیل نظری معادلات سطح مقطع راداری (به علت جمع روی محل اتم‌ها) کاری دشوار است. بنابراین برای بررسی رفتار معادله QRCS باید به شبیه‌سازی‌ها اتکا کنیم. در ادامه نشان خواهیم داد که می‌توان معادله QRCS را بر حسب تبدیلات فوریه نوشت و این امر امکان محاسبه صریح انتگرال‌ها را برای به حل معادله سطح مقطع راداری برای هندسه‌ای خاص را فراهم می‌کند [۱۷].

فرآیندی که قصد داریم پیگیری کنیم این است که می‌خواهیم با استفاده از سطح مقطع راداری برای ذرات، به معادله‌ی تبدیلات فوریه دست پیدا کنیم. این کار را با تبدیل مجموع به انتگرال در معادله فعلی از QRCS انجام خواهیم داد. بدین منظور، با کلی‌ترین فرم از معادله QRCS کار را آغاز می‌کنیم:

$$\sigma_Q=4\pi\frac{A_\perp(\theta,\phi)\left|\sum_{i=1}^{N}\left(\boldsymbol{d}_{ab}^{(i)}\cdot\boldsymbol{e}_{k'}\right)e^{i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot\boldsymbol{x}_i}\right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left|\sum_{i=1}^{N}\left(\boldsymbol{d}_{ab}^{(i)}\cdot\boldsymbol{e}_{k'}\right)e^{i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot\boldsymbol{x}_i}\right|^2\sin\theta' d\theta' d\phi'} \quad (۳۵)$$

از آن جایی‌که، تعداد اتم‌ها بی‌شمار است و دارای فواصل نزدیک به هم هستند، می‌توانیم مجموع را در معادله (۳۵) به انتگرال تبدیل کنیم. مجموع در معادله (۳۵) بیانگر مشارکت

همه‌ی اتم‌های هدف می باشد. منطقی به نظر می‌رسد که فرض کنیم اتم‌های روی سطح بیشترین مشارکت در اندرکنش با ذرات فرودی را دارا هستند؛ بنابراین مجموع، به انتگرال گیری روی سطح شیء تبدیل می‌شود. این تبدیل در معادله (۳۵) به صورت زیر انجام می گیرد:

$$\sum_{n=1}^{N} e^{i(k-k').x_n} \text{TM} \iint e^{iK.x'} dS \qquad (۳۶)$$

که در آن $\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'=\boldsymbol{K}$ تعریف می‌کنیم و در حد پیوسته داریم $\boldsymbol{x}'_n \to \boldsymbol{x}'$. برای نوشتن این عبارت در قالب فرم عامی از تبدیل فوریه، باید حدود دامنه تبدیل را برای تمامی متغیرهای هندسی به کار رفته در معادله، از $-\infty$ تا ∞ در نظر بگیریم. بدین منظور، تابع چگالی اتم سطحی $V(\boldsymbol{x}')$ را تعریف می‌کنیم. برای سطحی که توسط S تعریف شده است، تابع چگالی اتم سطح به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$V(x')=\begin{cases}\left(\boldsymbol{d}_{ab}^{(i)}\boldsymbol{e}_{k'}\right), if\ \boldsymbol{x}'\in S\\ 0,\ otherwise\end{cases} \qquad (۳۷)$$

فضای تبدیل فوریه شامل تمامی اندازه حرکت‌های پراکندگی احتمالی فوتون است. این بدین معناست که اگر محدوده زاویه‌ای خاصی وجود داشته باشد که احتمال پراکندگی داخل آن بالاتر باشد، اندازه تکانه مربوط به آن بیشتر خواهد بود[۱۸، ۱۹]. با کنار هم گذاشتن این مفاهیم می‌توان معادله (۳۶) را به صورت زیر نوشت:

$$\iint V(x')e^{iK.x'}dS = \mathrm{F}\left(V(x')\right) \qquad (۳۸)$$

که در آن، $\mathcal{F}\left(V(\boldsymbol{x}')\right)$ نشانگر تبدیل فوریه $V(\boldsymbol{x}')$ است. با اضافه کردن این عبارت به معادله (۳۵) خواهیم داشت:

$$\sigma_Q=\frac{4\pi A_\perp(\theta,\phi)\left|\mathrm{F}\left(V(x')\right)\right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\left|\mathrm{F}\left(V(x')\right)\right|^2\sin\theta' d\theta' d\phi'} \qquad (۳۹)$$

در رایج‌ترین حالت که هدف قطبی نیست، تابع چگالی اتم سطحی به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$V(x')=\begin{cases}1 \quad ,if\ \boldsymbol{x}'\in S\\ 0,otherwise\end{cases} \qquad (۴۰)$$

۴،۲. حل تحلیلی میدان معادله سطح مقطع رادارهای کوانتومی برای اشیاء مسطح و مقایسه آن با متناظر کلاسیکی آن

در ابتدا، باید نحوه تغییر $\boldsymbol{A}_\perp$ را بر اساس زاویه دید برای هر شیء موردنظر در نظر بگیریم. برای اشیاء مسطح، سطح مقطع عرضی باید در زوایای اکسترمم صفر باشد (از نمای جانبی، یعنی هرگاه $\boldsymbol{\theta}=\boldsymbol{\pi/2}$ باشد) و هرگاه از زاویه عمود نگاه کنیم (یعنی هرگاه $\boldsymbol{\theta}=\boldsymbol{0}$ یا $\boldsymbol{\pi}$) باشد آن‌گاه به مقدار بیشینه دست می‌یابیم. این نکات را می‌توان در قالب فرمول زیر بیان کرد:

$$A(\theta)=A_\perp|\cos\theta| \qquad (۴۱)$$

که در آن، $\boldsymbol{A}_\perp$ مساحت عرضی شیء در تابش عمود است، و $\boldsymbol{\theta}$ بین $-\boldsymbol{\pi/2}$ و $\boldsymbol{\pi/2}$ تغییر می‌کند. مقدار قدرمطلق تضمین می‌کند که مساحت تصویرشده همیشه مثبت است. از این فرم می‌توان در تمام محاسبات بعدی استفاده کرد. در ادامه، بر روی تبدیل فوریه داخل علامت‌های قدرمطلق در معادله (۳۸) تمرکز می‌کنیم:

$$\mathrm{F}\left(V(x)\right)=\iint e^{-iK'.x}V(x)e^{iK.x}dS \qquad (۴۲)$$

برای سادگی می‌نویسیم $\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'=\boldsymbol{K}$

$$\mathrm{F}\left(V(x)\right)=\iint e^{iK.x}V(x)dS \qquad (۴۳)$$

۱،۴،۲ حل QRCS برای صفحه مستطیلی

برای یک صفحه مستطیلی ۲ بُعدی با طول **a** و عرض **b**، معادله (۴۳) را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\mathrm{F}\left(V(x)\right)=(ab)\frac{\sin\left(\frac{1}{2}K_x a\right)}{\frac{1}{2}K_x a}\frac{\sin\left(\frac{1}{2}K_y b\right)}{\frac{1}{2}K_y b} \qquad (۴۴)$$

برای عبارت‌های بردار موج داریم:

$$K_x=k\left(\sin\theta'\cos\phi'-\sin\theta\cos\phi\right) \qquad (۴۵)$$

$$K_y = k\left(\sin\theta'\sin\phi' - \sin\theta\sin\phi\right) \qquad (۴٦)$$

قصد داریم حالت پراکندگی مونواستاتیک را بررسی کنیم. برای این سناریو، $\theta = \theta' - \pi$ و $\phi = \phi' - \pi$ است. بنابراین به نتایج زیر می‌رسیم:

$$|K_x = 2k\sin\theta\cos\phi| \qquad (۴۷)$$

$$K_y = 2k\sin\theta\sin\phi \qquad (۴۸)$$

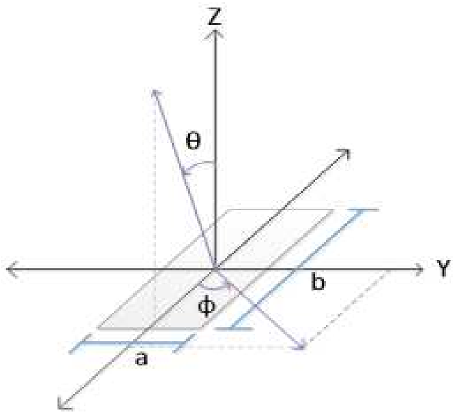
صفحه را در صفحه XY تعریف کردیم، یعنی برای مشاهده آن در زوایای اصلی مشاهده باید $\phi = 0$ و $-\pi/2 \le \theta \le \pi/2$ را تعریف کنیم. این وضعیت در شکل ۱ نشان داده شده است. با توجه به تعاریف داریم:

$$K_x = 2k\sin\theta \qquad (۴۹)$$

$$K_y = 0 \qquad (۵۰)$$

از این‌رو، معادله (۴۴) عبارت خواهد شد از:

$$\mathrm{F}\left(V(\boldsymbol{x})\right) = (ab)\frac{\sin(K_x a)}{K_x a} \qquad (۵۱)$$



شکل (۱): شکل هندسی صفحه مستطیل.

با فرض تابش عمود بر صفحه، یعنی $\theta = \pi$ خواهیم داشت:

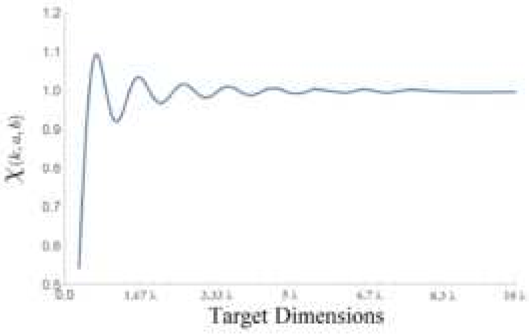
$$\frac{(2\pi)^2 ab}{k^2}\left(\frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi}\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}ka\sin\theta'\cos\phi'\right)}{\frac{1}{4}ka\sin^2\theta'\cos^2\phi'}\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}kb\sin\theta'\cos\phi'\right)}{\frac{1}{4}kb\sin^2\theta'\cos^2\phi'}\sin\theta'\,d\phi'\,d\theta'\right) \qquad (۵۲)$$

عبارت داخل پرانتز یک کمّیت بدون‌بعد است که آن را به صورت $\chi(k,a,b)$ می‌نویسیم. بنابراین:

$$\sigma_Q = \frac{1}{\chi(k,a,b)}\frac{4\pi(ab)^2}{\lambda^2}|\cos\theta|\left(\frac{\sin(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}\right)^2 \qquad (۵۳)$$

به کمک انجام انتگرال‌گیری عددی متعدد با مقادیر متفاوت برای طول موج، بر حسب اندازه هدف، برای فرکانس‌های بالا، مقدار $\chi(k,a,b)$ به طور تقریبی برابر است با ۱. در فرکانس های پایین $\chi(k,a,b)$ در اطراف مقدار ۱ نوسان می‌کند، و در نهایت مقداری کم‌تر از واحد خواهد داشت. با توجه به این که از تقریب فرکانس زیاد در بدست آوردن روابطمان استفاده کرده‌ایم، مقدار $\chi(k,a,b)$ را تقریباً برابر با ۱ در نظر می‌گیریم [۲۰]. شکل ۲ مقدار $\chi(k,a,b)$ را برای یک فرکانس، در ابعاد مختلف هدف برای یک صفحه مربع نشان می‌دهد. با استفاده از این اطلاعات، برای فرکانس‌های زیاد در مقایسه با اندازه هدف، معادله QRCS به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\sigma_Q = \frac{4\pi(ab)^2}{\lambda^2}|\cos\theta|\left(\frac{\sin(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}\right)^2 \qquad (۵۴)$$



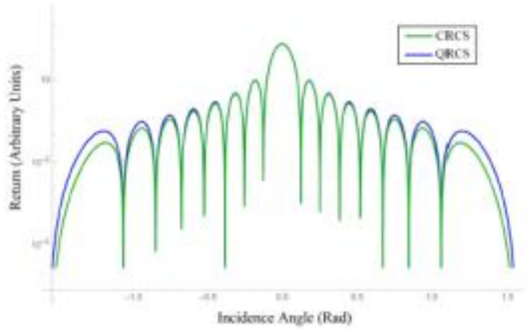
شکل (۲): مقدار $\chi(k,a,b)$ برای یک فرکانس در صفحه مربع نسبت به ابعاد متفاوت.

اکنون در مرحله ای هستیم که معادلات CRCS و QRCS را به طور مستقیم با هم مقایسه کنیم. عبارت CRCS برای صفحه عبارت است از [۱۰]:

$$\sigma_C = \frac{4\pi(ab)^2}{\lambda^2}(\cos^2\theta)\left(\frac{\sin(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}\right)^2 \qquad (۵۵)$$

نمودار این دو معادله برای صفحه ای به اندازه $4\lambda \times 4\lambda$ در شکل ۳ آمده است. هر دو معادله بسیار شبیه هم هستند. با توجه به معادلات (۵۴) و (۵۵)، می‌بینیم که معادله QRCS شامل عبارت $\cos\ \theta$ است، در حالیکه معادله CRCS شامل عبارت $\cos^2\theta$ است. این عبارت است که منشأ مزیت لبه

کناری **QRCS** نسبت به رادار کلاسیکی است. این موضوع را می‌توان با مقایسه نمودارهای دو تابع کسینوسی در شکل ۳ مشاهده کرد.



شکل (۳): مقایسه معادلات QRCS و CRCS. معادله QRCS در زوایای پراکندگی بزرگ دارای پاسخدهی بزرگ‌تری است. اندازه صفحه برابر است با $4\lambda \times 4\lambda$.

۳. شبیه‌سازی کامپیوتری

در این قسمت، از تحلیل ارائه شده در بخش قبل به منظور راه اندازی یک آزمایش بر روی یک هدف واقعی استفاده خواهیم کرد. طول موج‌هایی که در مثال‌های ارائه شده استفاده خواهیم کرد یک طول موج خاص نیست، بلکه متناسب با ابعاد اهداف است. در ادامه هدفی که مورد بررسی قرار می‌دهیم، یک صفحه مربعی با طول W خواهد بود.

جدول (۱): نمونه لیست پارامتر های استفاده شده در شبیه‌سازی.

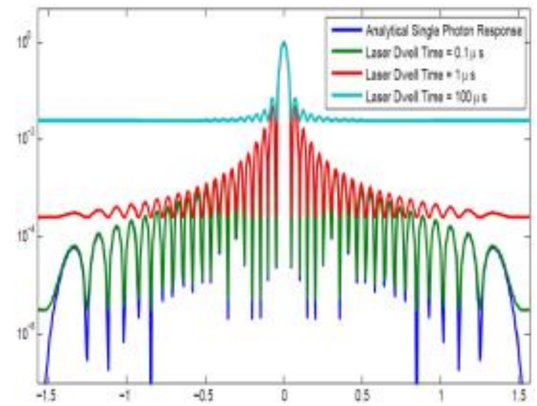
L=100	R=25	M=3
λ=0.1W	γ=0.002W	D=0.33
ΔT=0.1×0.00001	Λ=0.1	a =W
b = W	=0.7η	-

شبیه‌سازی را با استفاده از پارامترهای ارائه شده در جدول۱، انجام خواهیم داد. L تعداد پالس های لیزری، λ طول موج لیزر می‌باشد و واحد آن متر است، ΔT زمان ماندگاری بین پالس‌های لیزری است و واحد آن ثانیه می‌باشد، a و b طول و عرض لیزر با واحد متر هستند، R شمارش تاریک لیزر است و واحد آن تعداد بر ثانیه است، γ نصف پهنا در نصف ارتفاع ماکزیمم می‌باشد که واحد آن متر است، Λ پارامتر پواسون می‌باشد و بیانگر تعداد فوتون‌های انتظاری پس از عبور باریکه از تضعیف‌کننده می‌باشد، η بازده کوانتومی است. قبل از دستیابی به نتایج شبیه‌سازی شده با استفاده از تمام این پارامترها، ابتدا از حالت ایده‌آل شروع کرده و با تغییر یک متغیر، اثرات آن را بر مقادیر اندازه گیری شده بررسی خواهیم کرد. بدین منظور، یک اسکریپت در **Matlab** برای شبیه‌سازی معادله زیر می‌نویسیم.

$$E(\sigma Q) = \eta \frac{L}{L+R\Delta t}\frac{\lambda}{\lambda_0}\int_{-\Delta\lambda}^{\Delta\lambda}\frac{1}{\pi}\frac{\gamma}{(\lambda-\lambda_0)+\gamma^2}\times \sum_{M=1}^{M_{max}}\frac{\Lambda^M}{M!}e^{-\Lambda}\frac{1}{\Gamma^M(k,a,b)}|\cos\theta|\times \left(\frac{\sin(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}\right)^{2M} d\lambda + R \qquad (٥٦)$$

پس از تنظیم پهنای باند لیزر بر روی یک فرکانس، بازده کوانتومی برابر با یک می‌شود و بنابراین هر بار یک فوتون تولید شده که این منجر به یک پاسخ ایده آل برای مساله می شود. در ادامه، زمان ماندگاری بین اندازه‌گیری‌ها را تغییر می‌دهیم. از تغییر زمان ماندگاری لیزر می‌توان به منظور شبیه‌سازی فاصله هدف استفاده کرد.

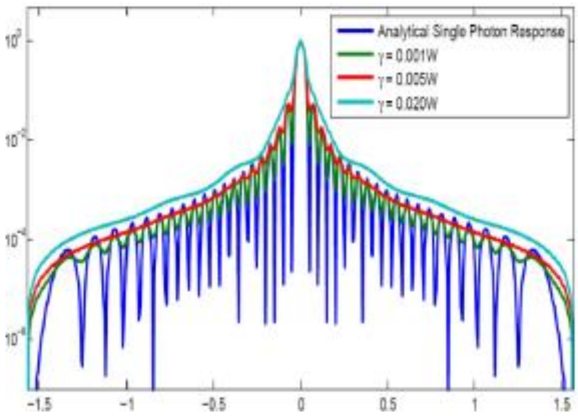
نتایج این آزمایش، در شکل ٤ نشان‌داده شده‌است. همانطور که در شکل مشاهده می‌کنیم، هر چه زمان ماندگاری لیزر بیشتر می‌شود، شمارش تاریک بیشتر خواهد شد. در نهایت تعداد شمارش تاریک از تعداد فوتون های بازگشتی از هدف بیشتر شده، و پاسخ در نویز محو خواهد شد.



شکل (۴): شبیه‌سازی فاصله هدف در زمان‌های مختلف لیزر.

مجددا به شبیه‌سازی در حالت ایده‌آل برمی‌گردیم. این بار فقط مقدار پهنای باندی که لیزر می‌تواند داشته باشد را تغییر می‌دهیم. این نتایج در شکل ۵ نشان‌داده شده‌است. پارامتر γ میزان تیزی تابع چگالی احتمال طول‌موج را مشخص می‌کند .هر چقدر مقدار آن کم تر باشد، شکل حاصله به لیزر خطی شکل نزدیکتر خواهد بود.

به بیان دقیق تر به یک فرکانس منفرد نزدیک‌تر خواهد بود. هر چقدر γ بزرگ‌تر می‌شود، فرکانس‌های بیشتری نسبت به قبل وارد قضیه می‌شود. هرچقدر فرکانس فوتون‌های فرودی به هدف بیشتر شود، **QRCS** از نظر اندازه در لوب اصلی بزرگتر خواهد شد، در حالی که در لوب‌های جانبی کوچکتر خواهد شد**.** هنگامی که هدف با فرکانس‌های پایین‌تر روشن شود، پرتو اصلی در عرض گسترش می‌یابد، که این امر با کاهش بزرگی همراه است.



شکل (۵): شبیه‌سازی فاصله هدف دز زمان‌های مختلف لیزر

۴. نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

با توجه به نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌ها و حل‌های تحلیل معادله سطح مقطع رادار کوانتومی، قدرت رهگیری اهداف پروازی در چنین رادارهایی نسبت به حالت کلاسیک بسیار بیشتر می‌شود. همچنین ویژگی خاصی در دنیای کوانتومی به نام حالات در هم تنیده وجود دارد که مشابه آن در حالت کلاسیک وجود ندارد. به مدد این خاصیت قادر به رهگیری اهداف پروازی ای هستیم که قابلیت رهگیری آن در رادار های کنونی به هیچ وجه وجود ندارد.

همانطور که در معادله ۳۵ مشاهده گردید رابطه سطح مقطع رادار کوانتومی را با بدست آوردن دقیق ترین صورت بندی از معادلات آن محاسبه نمودیم و معادلات مذکور را برای هندسه‌ی دو پایه[1] و با در نظر گرفتن اثرات قطبش بدست آوردیم. همچنین در معادله ۳۹ یک فرمول‌بندی جدید با استفاده از تبدیل فوریه ایجاد کردیم. که این معادله راه‌حل‌های تحلیلی برای پاسخ QRCS اهداف مختل ایجاد نمود.

با توجه به شکل ۳ مشخص شد که برای اشیاء مسطح در زوایای کم QRCS تقریبا برابر با CRCS است و با افزایش زاویه تابش رادار مقدار سطح مقطع رادار کوانتمی نسبت به رادار کلاسیک بیشتر می‌گردد و در نهایت مدلی ارائه کردیم که طبق آن اولا قادر باشیم مفاهیم بیان شده را در آزمایشگاه در معرض اندازه‌گیری قرار دهیم، ثانیاً طبق آن بتوانیم به شبیه سازی کامپیوتری بپردازیم همانطور که در شکل.٤ مشاهده می‌شود، با افزایش زمان ماندگاری لیزر، شمارش تاریک بیشتر خواهد شد.در نهایت تعداد شمارش تاریک از تعداد فوتون های بازگشتی از هدف بیشتر شده و پاسخ در نویز محو خواهد شد. هرچقدر فرکانس فوتون های فرودی به هدف بیشتر شود، QRCS از نظر اندازه در لوب اصلی بزرگتر خواهد شد، در حالی که در لوب های جانبی کوچکتر خواهد شد. هنگامی که هدف با فرکانس‌های پایین‌تر روشن شود، پرتو اصلی در عرض گسترش می‌یابد، که این امر با کاهش بزرگی همراه است.

[1] Bi static

۵. مراجع

[1] S.W.S. McKeever. Ther Marco Lanzagorta, Quantum Radar, (2011).

[2] Seth LIoyd,"Enhanced sensitivity of photodetection via quantum illumination", (2008).

[3] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, ―Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit, Science, 306, (2004).

[4] A.Balanis . Advanced engineering Electromagnetics, (2012).

[5] Tan Hong, Dai Zhiping, ―Key technology research in the quantum radar, Journal of Huazhong Normal University, vol. 46, No. 3, (2012).

[6] Marco Lanzagorta, Quantum Radar, 1st edition, Morgan & Claypool Publishers, (2012).

[7]]M. Lanzagorta , "Quantum sensing in Martime Environment" , (2015).

[8] Marlan O.Schully & M.Suhai Zubairy, Quantum Optics. (1997).

[9] Marco Lanzagorta, "Quantum Radar cross section", Article in Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2010).

[10] Chonghua Fang, The Simulation and Analysis of Quantum Radar Cross Section for Three-Dimensional Convex Targets, IEEE Photonics Journal , Volume: 10 Issue: 1, (2018).

[11] D. Alexander, StealthWarfare, Alpha, (2004). Cited on page(s) 1, 58

[12] D. Richardson, StealthWarplanes, MBI, (2001). Cited on page(s) 1, 53, 58

[13] S. Lloyd, ―Enhanced Sensitivity of Photodetection via Quantum Illumination, Science, Vol.321, Issue 5895,(2008).

[14] J.F. Smith, ―Quantum entangled radar theory and acorrection method for the effects of the atmosphere on entanglement‖, Proceedings of the SPIE Quantum Information and Computation VII conference, (2009).

[15] C. Emary, B.Trauzettel, and C.W.J. Beenakker,―Entangled Microwave Photons From Quantum Dots,

[16] Lopaeva, I. R. Berchera, I. Degiovanni, S. Olivares, G.Brida, and M. Genovese, "Experimental realization of

[17] R. E. Jehel, S. Spring, and D. F. Hudson, et al. ―Impulsetransmitter and quantum detection radar system,‖ U.S.

[18] H. Lee, P. kok, and J. P. Dowling, ―A quantum Rosettastone for interferometry, J. Mod. Opt., vol. 49, Feb. (2002),pp. 2325-2338.

[19] S.-H. Tan, B. I. Erkmen, V. Giovannetti, S. Guha, S.Lloyd, L. Maccone, et al., "Quantum illumination with

[20] Gaussian states," Physical review letters, vol. 101, p.253601, (2008).

.