



بررسی علل حذف اثر پاشندگی بر روی فوتون‌های درهم‌تنیده

امین بابازاده^۱، رحمان نوروزی^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران،

^۲مرکز پژوهشی اپتیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران،

چکیده - حذف اثر پاشندگی بر روی فوتونی که از یک محیط پاشنده عبور می‌کند از جمله پدیده‌هایی است که توسط رهیافت کلاسیکی توصیف نمی‌شود. این اثر در اپتیک کوانتومی می‌تواند به درهم‌تنیدگی، عدم آگاهی از زمان تولید فوتون‌ها و یا نامتمایز بودن آنها ارتباط داده شود. در این مقاله برای اینکه نقش درهم‌تنیدگی بر روی این اثر مشخص شود مدهای فرکانسی-زمانی فوتون تولید شده توسط فرایند تبدیل پایین پارامتری خود به خودی مورد بررسی قرار گرفته است. نشان داده شده است که درهم‌تنیدگی نقشی در این حذف شدگی ندارد بلکه مسئله اصلی نامتمایز بودن فوتون‌هاست که نقش اساسی در این حذف شدگی ایفا می‌کند.

کلید واژه- فرایند تبدیل پارامتری خود به خودی، پاشندگی، درهم‌تنیدگی، مدهای فرکانسی-زمانی.

Investigation on Dispersion Cancellation of Entangled Photons

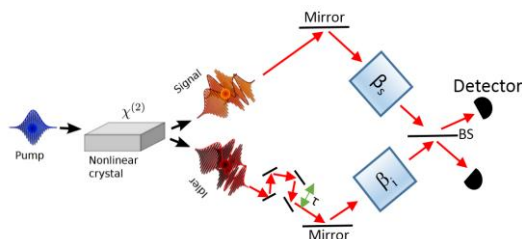
Amin Babazadeh¹, Rahman Nouroozi^{1,2}

¹Physics Department, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

²Optics & Photonics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

Abstract- Dispersion Cancellation is a quantum optics phenomenon which cannot be described by classical optics. It can be attributed to the uncertainty of the photons' generation time, entanglement or indistinguishability. For clarifying the role of entanglement on the dispersion cancellation the time-frequency modes in the spontaneous parametric down conversion process are investigated. It is shown that the indistinguishability plays an important role in dispersion cancellation.

Keywords: Spontaneous parametric down conversion, Dispersion, entanglement, Time-frequency modes.



۱- مقدمه

فیزیک کلاسیک از توصیف پدیده‌هایی چون درهم‌تنیدگی (entanglement) [۱]، فوتون چلانده (squeeze) [۲]، پارادوکس اینشتین-پودولسکی-روزن [۳] قاصر است. همچنین در سال ۱۹۹۲ اشتاینبرگ نشان داد که اگر از پرتو لیزر پیوسته در فرایند تبدیل پایین پارامتری خود به خودی برای تولید فوتون‌ها استفاده شود می‌توان اثر پاشندگی را حذف کرد [۴]. اشتاینبرگ علت را به عدم آگاهی از زمان تولید فوتون‌ها ارتباط داد. حال آنکه درهم‌تنیدگی و همچنین نامتمایز بودن فوتون‌ها نیز می‌توانند از علل حذف پاشندگی در اپتیک کوانتومی باشند. چرا که هر چقدر زمان تولید فوتون‌ها نامعلوم تر باشد همبستگی بین مدهای فرکانسی-زمانی بیشتر شده و حالت‌های تولید شده درهم‌تنیده‌تر خواهند بود. در این مقاله سعی شده است که با طرح آزمایشی این موضوع مورد بررسی عددی قرار گیرد و مشخص شود که آیا درهم‌تنیدگی در حذف پاشندگی تأثیری دارد یا خیر؟ در ادامه ابتدا نحوه انجام آزمایش برای بررسی این موضوع مطرح می‌شود و سپس به مدهای فرکانسی-زمانی پرداخته می‌شود و در نهایت نتایج محاسبات مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرد.

۲- آزمایش هونگ-او-مندل

یکی از روشهای تولید جفت فوتون درهم‌تنیده استفاده از فرایند تبدیل پایین پارامتری خود به خودی (Spontaneous parameter down conversion) در موجبرها و یا بلورهای است که در آنها اثر غیرخطی مرتبه دوم وجود دارد.

برای اینکه زمان تولید فوتون‌ها مشخص شود به جای لیزر پیوسته از لیزری با تپهای فوق کوتاه می‌توان استفاده کرد. این فرایند تولید جفت فوتون باعث تولید حالت‌های درهم‌تنیده‌ی فرکانسی-زمانی می‌شود [۵]. شکل ۱ شماتیکی از تداخل سنج هونگ او مندل را نشان می‌دهد که یک پالس فوق کوتاه به یک بلور قطبیده‌ی دوره‌ای پتاسیوم تیتانیل دی فسفات (PPKTP) نوع دوم با طول L برخورد می‌کند و جفت فوتون در هم‌تنیده با قطبش‌های عمود برهم تولید می‌کند.

شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی تداخل سنج هونگ-او-مندل. تپ فوق کوتاه پس از عبور از بلور غیرخطی بر اثر فرایند تبدیل پایین پارامتری خود به خودی، فوتون‌های درهم‌تنیده تولید می‌کند. این فوتون‌ها که در برگرفته‌ی مدهای فرکانسی-زمانی هستند پس از عبور از محیط‌های پاشنده (β_s و β_i) و بیم اسپلیتر (BS) توسط آشکارساز، آشکارسازی می‌شوند.

این جفت فوتون‌ها که به سیگنال و آیدلر معروف هستند پس از عبور از محیط‌هایی با پاشندگی‌های β_s و β_i بر روی یک بیم اسپلیتر با هم برهمکنش می‌کنند (تداخل سنج هونگ-او-مندل). تابع حالت این جفت فوتون‌ها را با استفاده از حل هامیلتونین اختلال مرتبه اول می‌توان به صورت زیر نوشت [۶]:

$$|\psi\rangle_{SPDC} \propto \iint d\omega_s d\omega_i \alpha(\omega_s + \omega_i) \phi(\omega_s, \omega_i) \times D(\omega_s, \omega) a_s^\dagger(\omega_s) a_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle \quad (1)$$

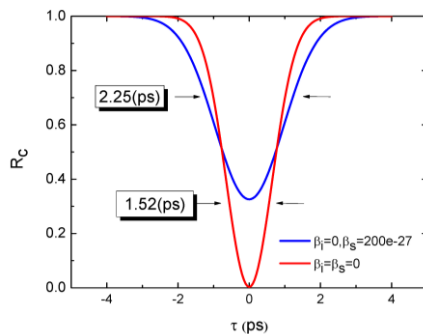
که در این رابطه $a_s^\dagger$ و $a_i^\dagger$ عملگرهای خلق برای سیگنال و آیدلر می‌باشند. و تابع پاشندگی به صورت $D(\omega_s, \omega_i) = \exp(i(\beta_s \omega_s^2 + \beta_i \omega_i^2))$ تعریف می‌شود. در این رابطه β اثر پاشندگی، به صورت نصف حاصلضرب مرتبه‌ی دوم پارامتر پاشندگی محیط در طول محیط پاشنده تعریف می‌شود. همچنین توابع $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ و $\phi(\omega_s, \omega_i)$ که به ترتیب دربرگیرنده قانون بقای انرژی و تکانه هستند به صورت زیر نوشته می‌شوند [۶]:

$$\alpha(\omega_s, \omega_i) = \exp\left(\frac{-(\omega_s + \omega_i)^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad (2)$$

$$\phi(\omega_s, \omega_i) = \exp\left(-0.193\left(\frac{L}{2}\Delta k(\omega_s, \omega_i)\right)^2 + \frac{iL}{2}\Delta k(\omega_s, \omega_i)\right)$$

در این رابطه فرکانس انحرافی به صورت $\omega_\mu = \omega_\mu - \omega_s (\mu=s,i)$ تعریف می‌شود که فرکانس ω^0 فرکانس مرکزی است که تطابق فاز در آن رخ می‌دهد. همچنین σ_p پهنای طیفی پمپ و L طول موجبر می‌باشد که در این مقاله یک سانتیمتر در نظر گرفته شده است. Δk تابعی است که میزان

دید می شود که با اعمال پاشندگی در مسیر سیگنال پهن شدگی ایجاد می شود.



شکل ۲: آهنگ آشکارسازی فوتون ها در تداخل سنج هونگ-او-مندل برای وقتی که سیگنال در معرض محیط پاشنده قرار نمی گیرد (نمودار قرمز، FWHM=1.52ps) و برای وقتی که سیگنال از محیطی با پاشندگی $(s^2) \cdot 10^{-27} \cdot 200$ عبور می کند (نمودار آبی، FWHM=2.25ps).

از معادله ۶ می توان این نتیجه را گرفت که اگر $\beta_i \neq \beta_s \neq 0$ باشد در آن صورت پهنای عمق مندل بیشتر می شود. که این نتیجه در رهیافت کلاسیک نیز قابل انتظار است. حال اگر سیگنال و آیدلر از محیط هایی با پاشندگی یکسان عبور کنند ($\beta_i = \beta_s$) پاشندگی حذف می شود. به عبارت دیگر وقتی که دو فوتون محیط هایی با پاشندگی یکسان را طی کنند دیگر پاشندگی رخ نخواهد داد و پهنای طیفی عمق مندل تغییر نخواهد کرد. علت این پدیده غیرکلاسیکی را می توان به علت عدم آگاهی مشاهده گر از زمان رسیدن فوتونها به آشکار ساز، درهم تنیدگی حالت های تولید شده و یا نامتمایز بودن فوتونها ارتباط داد. در ادامه با بررسی حالت های کوانتومی ایجاد شده در آزمایش فوق (شکل ۱) به بررسی اثر درهم تنیدگی بر روی پاشندگی می پردازیم.

۳- مدهای فرکانسی-زمانی

تابع همبستگی طیفی را می توان بر حسب توابع عمود بر هم بسط داد [۷]:

$$f(\omega_s, \omega_i) = \sum_j \sqrt{k_j} \phi(\omega_s) \psi(\omega_i) \quad (7)$$

که در آن ϕ و ψ توابع پایه عمود بر هم هستند. همچنین k_j ضریب اشمیت است که با استفاده از آن می توان عدد اشمیت $K = 1 / \sum_j k_j^2$ که نشان دهنده میزان درهم تنیدگی حالت های تولید شده است را به دست آورد. در واقع این عدد تعداد مدهای فرکانسی-زمانی را مشخص می کند. در شکل

عدم تطابق فاز بین پمپ، آیدلر و سیگنال را نشان می دهد. با بسط تیلور این تابع حول فرکانس مرکزی به دست می آوریم:

$$L\Delta k(\nu_s, \nu_i) = L\Delta k^0 + \tau_s \nu_s + \tau_i \nu_i \quad (3)$$

در این رابطه سرعت نسبی سیگنال و آیدلر به صورت زیر تعریف می شود:

$$\tau_\mu = L(u_\mu^{-1} - u_p^{-1}) \quad \mu = s, i \quad (4)$$

که در آن u_μ سرعت مربوط به هر کدام از فوتون های تولید شده است. آهنگ آشکارسازی همزمان فوتون ها در تداخل سنج هونگ او مندل بر حسب اختلاف زمان تاخیر (τ) یکی از بازوهای تداخل سنج از رابطه زیر به دست می آید:

$$R_c(\tau) \propto 1 - \iint d\omega_s d\omega_i f(\omega_s, \omega_i) f^*(\omega_s, \omega_i) \exp(i(\omega_s - \omega_i)\tau) \quad (5)$$

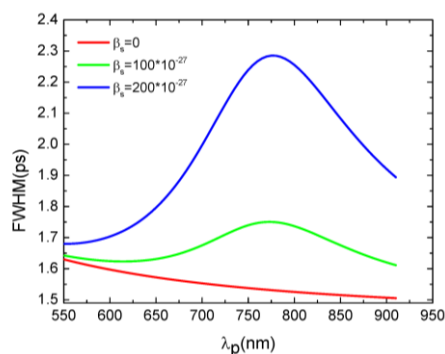
در این رابطه $f(\omega_s, \omega_i)$ که تابع همبستگی طیفی (Joint Spectral Amplitude) نامیده می شود از حاصلضرب جمله پاشندگی ($D(\omega_s, \omega_i)$) در $\alpha(\omega_s, \omega_i)$ و $\phi(\omega_s, \omega_i)$ (معادلات ۲) به دست می آید. با استفاده از معادلات ۱-۴ و انتگرال گیری از معادله ۵ پهنای زمانی (FWHM) عمق مندل (Mandel Dip) به صورت زیر به دست می آید:

$$FWHM_{HOM} = \{[0.193L^2(\tau_i - \tau_s)^2 \zeta + 16\sigma_p^2(\beta_i^2 - 2\beta_i\beta_s + \beta_s^2)]/4\ln(2)\zeta\}^{1/2} \quad (6)$$

در این رابطه $\zeta = 8 + 0.193L^2\sigma_p^2(\tau_i + \tau_s)^2$ است.

در شکل ۲ نمودار مربوط به تداخل دو فوتونی برای حالتی که پاشندگی نداشته باشیم ($\beta_i = \beta_s = 0$) رسم شده است (شکل ۲ نمودار رنگ قرمز). این نمودار برای حالتی که طول موج پمپ ۸۰۰ نانومتر و پهنای طیفی آن $\sigma_p = 4 \text{ nm}$ است رسم شده و نشان می دهد که زمانی که دو فوتون مسیرهای یکسانی را طی می کنند ($\tau = 0$) تداخل رخ داده و فوتونها جفت شده و تنها یکی از آشکارسازها روشن می شود. با اعمال یک اختلاف راه نوری در مسیر یکی از فوتونها ($\tau \neq 0$) این تداخل کمتر شده و همزمان روشن شدن دو تداخل سنج بیشتر می شود. همچنین در این شکل برای حالتی که فقط سیگنال در معرض محیط پاشنده قرار گرفته است ($\beta_s = 200 \cdot 10^{-27} \text{ s}^2$)، پهنای عمق مندل به دست آمده است.

خطی به هم نزدیکتر باشد (فوتون‌ها متمایز پذیر نباشند $(\tau_s = \tau_i)$) اثر پاشندگی به‌هنگام عبور فوتون از یک محیط پاشنده بیشتر حذف می‌شود و هر اندازه اختلاف سرعت این دو فوتون از هم بیشتر باشد $(\tau_s = -\tau_i)$ پاشندگی بیشتر نمود پیدا می‌کند.



شکل ۴: تاثیر پاشندگی بر روی عمق مندل وقتی که فوتون سیگنال از محیطی با پاشنده گی β_s عبور کند.

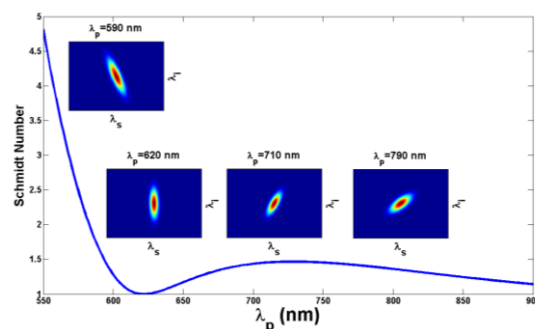
۴- نتیجه گیری:

یکی از پدیده‌هایی که در اپتیک کوانتومی رخ می‌دهد حذف اثر پاشندگی بر روی فوتون است. این حذف شدگی به صورت تحلیلی در این مقاله نشان داده شده است و همچنین با استفاده از یک چیدمان اپتیکی اثبات شده است که درهم‌تنیدگی نقشی در این موضوع ندارد بلکه اختلاف سرعت گروه سیگنال و آیدلر نسبت به پمپ است که باعث این پهن شدگی می‌شود.

مراجع

- [1] T. Herbst, T. Scheidl, M. Fink, J. Handsteiner, B. Wittmann, R. Ursin, and A. Zeilinger, Proc. Natl. Acad. Sci. **112**, 14202 (2015).
- [2] G. Breitenbach, S. Schiller, and J. Mlynek, Nature **387**, 471 (1997).
- [3] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [4] A. Steinberg, P. Kwiat, and R. Chiao, Phys. Rev. Lett. **68**, 2421 (1992).
- [5] C. Law, I. Walmsley, and J. Eberly, Phys. Rev. Lett. **84**, 5304 (2000).
- [6] Y. Jeronimo-Moreno and A. U'Ren, Phys. Rev. A **79**, 33839 (2009).
- [7] B. Brecht, A. Eckstein, A. Christ, H. Suche, and C. Silberhorn, New J. Phys. **13**, 65029 (2011).

۳ عدد اشمیت برای بلور ذکر شده و طول موج‌های مختلف پمپ رسم شده است.



شکل ۳: عدد اشمیت برای طول موج‌های مختلف پمپ. در داخل نمودار تابع همبستگی طیفی برای چند طول موج مختلف پمپ رسم شده است.

دیده می‌شود که برای طول موج ۶۲۰nm کمترین درهم‌تنیدگی ($K=1$) را داریم. درواقع وقتی که تابع همبستگی طیفی دامنه موازی با یکی از محورهای XY (محور X تغییرات طول موج سیگنال و Y تغییرات طول موج آیدلر) قرار می‌گیرد دیگر درهم‌تنیدگی نداریم. در چنین شرایطی سرعت فوتون آیدلر با سرعت پمپاژ یکی می‌شود و در نتیجه می‌توان تابع همبستگی طیفی دامنه را به صورت حاصلضرب دو تابع مجزا نوشت (معادله ۷). در چنین شرایطی تنها یک مد فرکانسی-زمانی داریم. از شکل ۳ پیداست که اگر درهم‌تنیدگی در حذف پاشندگی تاثیر داشته باشد باید برای طول موج پمپاژ ۶۲۰nm بیشترین پهن شدگی عمق مندل را داشته باشیم چرا که در این طول موج هیچ درهم‌تنیدگی وجود ندارد. در شکل ۴ این پهن شدگی برای طول موج‌های مختلف پمپ وقتی که سیگنال از محیط پاشنده عبور می‌کند رسم شده است. دیده می‌شود که برای وقتی که پاشندگی وجود ندارد پهن شدگی به صورت یکنواخت کاهش می‌یابد در حالی که برای زمانی که فوتون از محیط پاشنده عبور می‌کند شیب تغییرات پهن شدگی یکنواخت نیست. نکته جالب توجه این است که برای طول موج ۶۲۰nm بیشترین پهن‌شدگی را نداریم یا به عبارت دیگر درهم‌تنیدگی تاثیری در حذف پاشندگی ندارد. از نکات قابل توجه نمودار محل قله است که در نزدیکی ۷۷۵nm اتفاق افتاده است. در واقع زمانی که مخرج معادله ۶ به کمترین میزان خود می‌رسد $(\tau_i + \tau_s = 0)$ یعنی زمانی که سرعت فوتون سیگنال و آیدلر یکسان ولی از لحاظ علامت مخالف هم هستند. این امر نشان می‌دهد که هر اندازه سرعت حرکت فوتون‌های تولید شده در داخل بلور غیر