



حسگرهایی که برای برآورد کوانتومی از دور قابل استفاده هستند

حسین رنگانی جهرمی^{۱*}، سید محمد حسینی^۲، و مهدی امنیت طلب^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جهرم

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه

پست الکترونیکی: h.ranganijahromi@jahromu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۱۱/۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۱۲/۲۶)

چکیده

حسگرهای کوانتومی نسبت به مشابه کلاسیکی خود برتری قابل ملاحظه‌ای دارند، لذا کاربرد عملی آنها از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. اما در بسیاری از سناریوهای عملی، امکان اندازه‌گیری یا برآورد از فواصل نزدیک وجود ندارد و امنیت فرایند را دچار مخاطره می‌کند. در این مقاله، با کمک و الهام از فرایند ترابرد کوانتومی، طراحی حسگری را پیشنهاد می‌دهیم که از دور، پارامتر کد شده در حالت کوانتومی یک سامانه کوانتومی، را برآورد می‌کند. نشان خواهیم داد چگونه کنترل نوفه‌های کلاسیکی و کوانتومی که حسگر را تحت تأثیر قرار می‌دهند، می‌تواند برآورد را بهبود بخشد. به علاوه، نحوه پیاده‌سازی عملی این پروژه نیز دقیقاً مورد بحث قرار خواهد گرفت.

واژه‌های کلیدی: حسگرهای کوانتومی، اطلاعات فیشر کوانتومی، ترابرد

۱. مقدمه

امروزه فناوری کوانتومی با سرعتی بی‌سابقه در حال توسعه است. به ویژه، کاربردهای تکنولوژیک در حوزه اطلاعات کوانتومی بسیار امیدوار کننده و رو به رشد هستند [۱ و ۲]. یکی از پیشرفته‌ترین زمینه‌ها در این حوزه، مطمئناً سنجش کوانتومی و ساخت حسگرهایی [۳] است که کارایی آنها با استفاد از منابع کوانتومی نظیر درهم‌تنیدگی بهبود داده شده‌اند. سنجش کوانتومی [۴] یک اصطلاح کلی است که شامل تمام پروتکل‌های کوانتومی است که برای برورد یا متمایز ساختن پارامترهای فیزیکی طراحی شده‌اند به طوری که قادر به فراتر رفتن از عملکرد هر استراتژی کلاسیکی هستند. این تکنیک در

تشخیص امواج گرانشی، مشاهدات نجومی، میکروسکوپ‌ها، تشخیص هدف، بازخوانی داده‌ها، ساعت‌های اتمی، کاوشگرهای زیستی و ... کاربرد دارد [۵].

به طور کلی، دو سناریوی مختلف برای برآورد کوانتومی پارامترها، در حضور اثرات ناهمدوسی وجود دارد [۲ و ۶-۲۰]. در هر دو رویکرد، مهم‌ترین هدف یافتن رهیافت بهینه‌ای بر حسب حالت اولیه یا عوامل محیطی است که با استفاده از آن، تا حد امکان اطلاعات بیشتری در مورد پارامتر مورد نظر استخراج شود. در سناریوی اول، یک کاوشگر (پروب) کوانتومی، با یک حالت اولیه شناخته شده، وارد یک کانال کوانتومی [۲۱] شده و پارامتر مورد نظر را در حالت کوانتومی خود کد می‌کند. در دومین سناریوی استاندارد، اطلاعات مربوط به پارامتر مورد نظر

ترابرد کوانتومی، که انتقال یک حالت کوانتومی ناشناخته در مسافتی طولانی را میسر می‌کند، اولین بار توسط بنت و همکارانش مطرح شد [۳۱]. پس از آن به یک حوزه تحقیقاتی بسیار فعال و جالب تبدیل شده است [۳۲-۴۲] و اکنون به عنوان یک تکنیک مهم برای تحقق بسیاری از پروتکل‌های کوانتومی مانند محاسبات کوانتومی مبتنی بر اندازه‌گیری [۴۳]، تکرار کننده‌های کوانتومی [۴۴] و محاسبات کوانتومی خطاپذیر شناخته می‌شود [۴۵]. آزمایش‌ها ابتدا توسط فوتون‌ها [۴۶] و بعداً با سامانه‌های مختلفی مانند یون‌های به تله افتاده [۴۷] و [۴۸]، آنسامبل‌های اتمی [۴۹] و همچنین با فونون‌های بسامد بالا [۵۰] و چندین سامانه دیگر [۳۲ و ۵۱-۵۳] اجرا شدند.

در این مقاله ایده برآورد پارامتر از دور را با استفاده از ترابرد کوانتومی تک کیوبیتی و در حضور نوفه‌های کلاسیکی و کوانتومی بررسی خواهیم کرد. ضمناً، برخلاف مرجع [۲۲]، باب بخشی از فرایند سنجش از دور را به آلیس تفویض کرده است و لذا با کمک و اطلاع او فرایند را انجام می‌دهد، زیرا دقیقاً کیوبیتی که در آن اطلاعات کد شده است، توسط طرفین دوربری می‌شود. به طور دقیق‌تر، در مکان آلیس، کیوبیتی وجود دارد که اطلاعات مورد نظر باب، در آن کد شده است و آلیس موظف است حالت این کیوبیت ناشناخته را برای او، که مجهز به حسگر حساس برای برآورد است، ترابرد کند. ضمناً باب تحت تأثیر میدان‌های کلاسیکی و کوانتومی نیز قرار دارد و تأثیر این نوفه‌ها بر کیفیت برآورد از دور، فرایند ترابرد و بهینه‌سازی آنها مورد تحقیق قرار خواهد گرفت. همچنین نحوه تحقیق عملی این سناریو را نیز بررسی می‌کنیم.

ساختار مقاله به شرح ذیل است: در بخش ۲، مفاهیم اساسی که در این مقاله مورد استفاده قرار می‌گیرند، معرفی شده‌اند. بخش ۳، اختصاص به معرفی مدل و استخراج ماتریس چگالی سامانه دارد. در بخش ۴، نحوه بدون بعد کردن پارامترها تشریح خواهد شد. در بخش ۵، فرایند برآورد از دور به همراه ترابرد به طور کامل مورد مطالعه قرار گرفته است. در بخش ۶ نیز در مورد مقایسه سناریوهای مختلف برآورد از دور، بحث می‌کنیم به نتیجه‌گیری می‌پردازیم.

از ابتدا در حالت کوانتومی سامانه کد شده و سپس این حامل اطلاعات تحت تأثیر یک کانال کوانتومی، قرار می‌گیرد. در هر دو سناریو، در آخرین گام، روی حالت خروجی کانال کوانتومی اندازه‌گیری می‌شود تا برآوردی از پارامتر، با استفاده از نتایج اندازه‌گیری، استخراج شود [۲۲]. در این مطالعه، ما دومین سناریوی فوق‌الذکر را دنبال خواهیم کرد که در آن اطلاعاتی در پارامتر وزنی حالت اولیه سامانه کد شده است.

انجام فرایند برآورد کوانتومی توسط حسگرهایی صورت می‌گیرد که طراحی صحیح آنها می‌تواند دقت سنجش را تا اندازه زیادی افزایش دهد. به عنوان مثال، یک حسگر کوانتومی می‌تواند بر پایه یک کیوبیت بنا شود که از طریق اندرکنش با یک میدان خارجی ضعیف، اطلاعاتی را در فاز نسبی حالت کوانتومی خود کد کند. اطلاعات مستخرج که با اندازه‌گیری روی کیوبیت حاصل می‌شوند می‌توانند برای برآورد میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و یا دما استفاده شوند [۴ و ۲۳-۲۶]. همچنین اطلاعات ممکن است به جای فاز، در پارامتر وزنی کیوبیت کد شده باشند [۲۷] که هدف این پژوهش، دسترسی به چنین اطلاعاتی است.

اما در بسیاری از موارد حضور فیزیکی فرد اصلی (باب) در مکانی که باید در آنجا برآورد خاصی صورت گیرد مقدور نیست یا به دلیل مخاطرات امنیتی شرایط مساعد نیست. یا اصلاً ممکن است انتقال ابزار به مقصد برای تحقق چنین امری میسر نباشد. یا ممکن است فرد در مکان مورد نظر حاضر بوده ولی ابزاری که در اختیاری او برای برآورد است دقت کافی نداشته باشد؛ اما با سروری که مجهز به ابزار دقیق است مرتبط است. در چنین شرایطی، انجام برآورد از دور، راه‌گشا است که در آن آلیس و باب به طور مشترک و با استفاده از کانال‌های ارتباطی کلاسیکی و کوانتومی فرایند را محقق می‌سازند. در کارهای قبلی [۲۸-۳۰]، باب مستقیماً از طریق سامانه درهم‌تیده‌ای که با آلیس به اشتراک گذاشته است برآورد را انجام می‌دهد. در مرجع [۲۲] روش غیرمستقیم (ترابرد کوانتومی دو کیوبیتی) برای این منظور پیشنهاد شده است اما آلیس از قصد باب برای برآورد یکی از پارامترهای موضعی خود بی‌اطلاع است.

طور غیرمستقیم، برآورد کنیم. برای حل این مسئله، باید نخست یک برآوردگر $\hat{\lambda} \equiv \hat{\lambda}(x_1, x_2, \dots)$ ، یعنی یک تابع واقعی از نتایج اندازه‌گیری $\{x_i\}$ ، در فضای مقادیر ممکن پارامتر λ ساخته شود. در سناریوی کلاسیک، واریانس $Var(\lambda) = E[\hat{\lambda}^2] - E[\hat{\lambda}]^2$ هر برآوردگر، که در آن $E[\dots]$ نشان دهنده میانگین با توجه به n متغیر تصادفی توزیع شده یکسان x_i است، نابرابری کرامر-راو $Var(\lambda) \geq \frac{1}{MF_\lambda}$ ، که یک حد پایین‌تر برای واریانس است، را برآورده می‌کند. در این نابرابری، M تعداد اندازه‌گیری‌های مستقل و $F(\lambda)$ اطلاعات فیشر است، که به صورت زیر تعریف می‌شود [۵۷]:

$$F_\lambda = \sum_x \frac{[\partial_\lambda p(x|\lambda)]^2}{p(x|\lambda)}, \quad (3)$$

که در آن $p(x|\lambda)$ نشان دهنده احتمال شرطی دستیابی به مقدار x زمانی است که پارامتر مقدار λ داشته باشد. در اینجا فرض می‌شود که طیف ویژه مقدار مشاهده پذیر X گسسته است. اگر پیوسته باشد، جمع در معادله (۳) باید با انتگرال جایگزین شود.

در سناریوی کوانتومی $p(x|\lambda) = Tr[\rho P_x]$ ، که ρ حالت سامانه کوانتومی و P_x نشان دهنده سنج عملگری مقدار مثبت^۱ متناظر با اندازه‌گیری است. به طور خلاصه، می‌توان با اندازه‌گیری یک مشاهده پذیر X و سپس انجام تجزیه و تحلیل آماری بر روی نتایج اندازه‌گیری‌ها، برآوردی از پارامتر فیزیکی مورد نظر را استخراج کرد. یک برآوردگر کارآمد، حداقل می‌تواند به صورت مجانبی حد کرامر-راو را اشباع کند.

واضح است که مشاهده‌پذیرهای مختلف باعث توزیع‌های احتمال متفاوت می‌شوند که منجر به اطلاعات فیشرهای مختلف و در نتیجه دقت‌های متفاوت برای برآورد λ خواهند شد. حد نهایی دقت، که اطلاعات فیشر کوانتومی نام دارد، با پیشینه کردن اطلاعات فیشر روی مجموعه تمام مشاهده‌پذیرها به دست می‌آید. قابل اثبات است که مجموعه تصویرگرها روی ویژه‌حالات مشتق لگاریتمی متقارن یک سنج عملگری مقدار

۲. مفاهیم پایه

۲.۱. ترابرد تک کیوبیتی

ایده اصلی ترابرد کوانتومی عبارت است از انتقال یک حالت کوانتومی ناشناخته از مکان فرستنده (آلیس) به مکان گیرنده (باب)، که از لحاظ فضایی جدا هستند. یک عامل مهم در ترابرد کوانتومی کانالی است که فرستنده و گیرنده را با هم مرتبط می‌کند که ما آن را منبع می‌نامیم. در پروتکل ترابرد استاندارد T ، عملیات کوانتومی موضعی شامل اندازه‌گیری‌های بل و چرخش‌های پائولی مورد استفاده قرار می‌گیرند. با توجه به نتایج مرجع [۵۴] در پروتکل ترابرد استاندارد T با یک حالات آمیخته به عنوان منبع، عملیات ترابرد همانند یک کانال واقتبش تعمیم یافته $\Lambda(\rho_{ch})$ عمل می‌کند. بنابراین، در ترابرد یک حالت تک کیوبیتی دلخواه (که از این پس حالت ورودی ρ_{in} نامیده می‌شود)، حالت خروجی ρ_{out} کانال از رابطه زیر به دست می‌آید [۵۴]:

$$\rho_{out} = \Lambda(\rho_{ch})\rho_{in} = \sum_{i=0}^3 Tr(B_i \rho_{ch}) \sigma_i \rho_{in} \sigma_i, \quad (1)$$

که در آن B_i حالت بل متناظر با ماتریس پائولی σ_i است و با رابطه زیر داده می‌شود:

$$B_i = (\sigma_0 \otimes \sigma_i) B_0 (\sigma_0 \otimes \sigma_i); \quad i=1,2,3, \quad (2)$$

که $\sigma_0 = I, \sigma_1 = \sigma_x, \sigma_2 = \sigma_y, \sigma_3 = \sigma_z$ و I ماتریس همانی 2×2 است. برای هر دو کیوبیت دلخواه، که هر کدام در پایه $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ توصیف می‌شوند، داریم.

$B_0 = \frac{1}{4}(|00\rangle + |11\rangle)(\langle 00| + \langle 11|)$ همچنین ρ_{ch} حالت منبع یا کانال کوانتومی دو کیوبیتی مشترک بین آلیس و باب را نشان می‌دهد.

۲.۲. اطلاعات فیشر کوانتومی

اطلاعات فیشر کوانتومی یک مفهوم مهم در نظریه برآورد پارامتر است [۵۵ و ۵۶]. در این بخش ابتدا به طور خلاصه اصول نظریه برآورد کلاسیک مرور خواهد شد. هدف این است که مقدار پارامتر نامعلوم λ را با اندازه‌گیری مشاهده پذیر X ، به

^۱: Positive Operator-Valued Measure (POVM)

پذیر صفر می‌شود.

۲.۴ وفاداری

به منظور مشخص کردن کیفیت حالت ترابرد شده، وفاداری^۲ [۶۲] بین ρ_{out} و ρ_{in} به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$f(\rho_{in}, \rho_{out}) = \left\{ \text{Tr} \sqrt{(\rho_{in})^{\frac{1}{2}} \rho_{out} (\rho_{in})^{\frac{1}{2}}} \right\}^2 \quad (۷)$$

$$= \langle \psi_{in} | \rho_{out} | \psi_{in} \rangle.$$

علاوه بر این، میانگین وفاداری، که مفهوم دیگری برای تعیین کیفیت ترابرد است، به صورت زیر فرمول‌بندی می‌شود [۶۳]:

$$f_A = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi f(\rho_{in}, \rho_{out}) \sin\theta d\theta}{4\pi} \quad (۸)$$

در ارتباطات کلاسیک، بیشینه مقدار میانگین وفاداری برابر $\frac{2}{3}$ است [۶۴ و ۶۵]. بنابراین، انجام ترابرد یک حالت کوانتومی از طریق یک کانال کوانتومی، با وفاداری بزرگ‌تر از $\frac{2}{3}$ ، بسیار ارزشمند است.

۳. مدل

سامانه تک کیوبیتی را در نظر بگیرید که با یک مخزن در دمای صفر اندرکنش دارد. کیوبیت مورد نظر یک اتم با بسامد گذار ω است که با یک میدان الکترومغناطیسی در حال اندرکنش است. علاوه بر این، اتم تحت تأثیر یک میدان کلاسیک اعمالی با بسامد ω_f قرار دارد. هامیلتونی به صورت زیر نوشته می‌شود [۶۶ و ۶۷]:

$$H = \frac{\omega_0}{2} \sigma_z + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + \Omega \left(e^{-i\omega_f t} \sigma_+ + e^{i\omega_f t} \sigma_- \right) + \sum_k g_k \left(a_k \sigma_+ + a_k^\dagger \sigma_- \right), \quad (۹)$$

که عملگرهای σ_z و σ_\pm با $\sigma_\pm = |u\rangle\langle l|$ و $\sigma_z = |u\rangle\langle u| - |l\rangle\langle l|$ و $\sigma_- = \sigma_+^\dagger$ توصیف می‌شوند، که با تراز برانگیخته $|u\rangle$

مثبت بهینه را تشکیل می‌دهند. اطلاعات فیشر کوانتومی برای یک پارامتر ناشناخته λ کد شده در حالت کوانتومی $\rho(\lambda)$ به صورت زیر تعریف می‌شود [۸، ۱۰ و ۵۵]:

$$H_\lambda = \text{Tr} \left[\rho(\lambda) L^\dagger \right] = \text{Tr} \left[\left(\partial_\lambda \rho(\lambda) \right) L \right], \quad (۴)$$

که در آن L ، مشتق لگاریتمی متقارن است، که توسط $\partial_\lambda \rho(\lambda) = \frac{1}{2} (L\rho(\lambda) + \rho(\lambda)L)$ با $\partial_\lambda = \partial/\partial\lambda$ داده می‌شود.

یک عبارت ساده و صریح را می‌توان برای اطلاعات فیشر کوانتومی سامانه‌های تک کیوبیتی به دست آورد. هر حالت کیوبیت را می‌توان در نمایش کره بلاخ به صورت

$\rho = \frac{1}{4} (I + \omega \cdot \sigma)$ بیان کرد، که در آن $\omega = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)^T$ بردار بلاخ است و $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ نشان دهنده ماتریس‌های پائولی است. با این توضیح، اطلاعات فیشر کوانتومی حالت تک کیوبیتی را می‌توان به صورت زیر فرمول‌بندی کرد [۵۸]:

$$H_\lambda = \begin{cases} |\partial_\lambda \omega|^2 + \frac{(\omega \cdot \partial_\lambda \omega)^2}{1 - |\omega|^2}, & |\omega| < 1, \\ |\partial_\lambda \omega|^2, & |\omega| = 1, \end{cases} \quad (۵)$$

که در آن $|\omega| < 1$ برای حالت آمیخته استفاده می‌شود، در حالی که $|\omega| = 1$ برای حالت خالص (محض) قابل استفاده است.

۳.۲ درهم‌تنیدگی

درهم‌تنیدگی به عنوان یک منبع مهم در برقراری ارتباطات کوانتومی شناخته می‌شود. در واقع، درهم‌تنیدگی نشان دهنده همبستگی‌های مربوط به عدم تفکیک پذیری حالت یک سامانه کوانتومی مرکب است. درهم‌تنیدگی یک سامانه دویبخشی به راحتی با سنجۀ توافق^۱ [۵۹ و ۶۰] تعیین می‌شود، که برای حالت X [۶۱] به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$C(\rho) = \sqrt{\max\{0, C_1(\rho), C_2(\rho)\}}, \quad (۶)$$

که در آن $C_1(\rho) = |\rho_{12}| - \sqrt{\rho_{22}\rho_{33}}$ و $C_2(\rho) = |\rho_{23}| - \sqrt{\rho_{11}\rho_{44}}$ و عناصر ماتریس چگالی است. توافق برای حالت‌های درهم‌تنیده^۲ بیشینه برابر واحد است و برای حالت‌های تفکیک

۲. Fidelity

۱. Concurrence

$$\hat{\rho}_S(t) = \begin{pmatrix} |\rho_{++}(\omega)/\Xi(t)|^2 & \rho_{+-}(\omega)\Xi(t) \\ \rho_{-+}(\omega)\Xi^*(t) & |\rho_{--}(\omega)+\rho_{++}(\omega)|^2 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

که

$$\Xi(t) = e^{-[\lambda-i(\omega'-\omega_c)]t/\tau} \left[\cosh(\Theta t/\tau) + \frac{\lambda-i(\omega'-\omega_c)}{\Theta} \sinh(\Theta t/\tau) \right], \quad (12)$$

و

$$\Theta = \sqrt{\lambda^2 - 2R\lambda - (\omega' - \omega_c)^2 - 2i(\omega' - \omega_c)\lambda}, \quad (13)$$

به طور کلی، دو رژیم وجود دارد [۶۷ و ۷۰]: رژیم جفت شدگی قوی ($\lambda/2 < R$)، که در آن دینامیک غیرمارکوفی [۷۱] رخ می‌دهد، و رژیم جفت شدگی ضعیف ($\lambda/2 > R$)، که برای آن رفتار دینامیکی سامانه کوانتومی، به صورت مارکوفی است. اثرات غیر مارکوفی زمانی رخ می‌دهند که زمان همبستگی مخزن بزرگ‌تر از زمان واهلش باشد. توجه داشته باشید که برای رژیم جفت‌شدگی فوق قوی، مدل رابی برای توصیف دینامیک کیوبیت مناسب‌تر خواهد بود و تقریب موج چرخان از بین می‌رود.

یک سامانه دو کیوبیتی را که با یکدیگر اندرکنش ندارند در نظر می‌گیریم که یکی از آنها در اختیار آلیس و دیگری به باب تعلق دارد. آلیس با فراهم کردن شرایط مناسبی موفق شده است که کیوبیت خود را به طور تقریبی از اثرات ناهمدوسی ایمن نگه دارد در حالی که کیوبیت باب به صورت موضعی با محیط توصیف شده در بالا اندرکنش دارد. هر چند دو کیوبیت از یکدیگر مستقل هستند اما آنها در حالت اولیه

$$|\psi_0\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|++\rangle + e^{i\varphi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|--\rangle, \quad (14)$$

آماده‌سازی شده‌اند. با استفاده از روش ارائه شده در مرجع [۷۲]، ماتریس چگالی تحول یافته سامانه دو کیوبیتی را در پایه محاسباتی $\{|--\rangle, |+-\rangle, |-+\rangle, |++\rangle\}$ ، به شکل زیر به دست می‌آوریم:

و حالت پایه $|l\rangle$ تداعی می‌شوند. a_k نیز عملگر نابودی (خلق) برای میدان با مد k است که با بسامد ω_k مشخص می‌شود. به علاوه، Ω و g_k ، که هر دو حقیقی هستند، ثابت‌های جفت شدگی اتم، به ترتیب، با میدان اعمالی کلاسیکی و مد k میدان را توصیف می‌کنند [۶۷ و ۶۸]. بسامد Ω در مقایسه با بسامد میدان کلاسیکی و بسامد اتمی کوچک فرض می‌شود [۶۷ و ۶۹].

در این کار، فرض می‌شود که بسامد گذار کیوبیت با بسامد میدان اعمالی برابر است، یعنی $\omega_0 = \omega_F$. در تقریب موج چرخان، با معرفی پایه $\{|+\rangle = 1/\sqrt{2}(|l\rangle + |u\rangle), |-\rangle = 1/\sqrt{2}(|l\rangle - |u\rangle)\}$ هامیلتونی تعریف شده در معادله (۹)، به شکل هامیلتونی مؤثر زیر تبدیل خواهد شد:

$$H_{eff} = \frac{\omega'}{2} \Sigma_z + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_k g_k' (a_k \Sigma_+ + a_k^\dagger \Sigma_-), \quad (10)$$

که در آن $\omega' = 2\Omega + \omega_0$ و $g_k' = g_k/2$. در اینجا Σ_\pm و Σ_z توسط روابط $\Sigma_z = |+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|$ و $\Sigma_\pm = |+\rangle\langle-| + |-\rangle\langle+|$ توصیف می‌شوند. یکی از ویژگی‌های قابل توجه هامیلتونی تبدیل شده این است که، وقتی اتم با کمک میدان کلاسیکی اعمالی با مخزن جفت می‌شود عناصر پایه به $\{|+\rangle, |-\rangle\}$ تغییر یافته‌اند.

فرض سامانه کل (سامانه + مخزن) ابتدا در حالت حاصل ضرب تانسوری $|\Psi_0\rangle = |+\rangle_S |0\rangle_E$ قرار داشته‌اند. با حل معادله شرودینگر نوشته شده برای هامیلتونی (۱۰) و با مشخص بودن چگالی طیفی مخزن، می‌توان حالت تحول یافته سامانه کل و سپس سامانه اصلی را محاسبه کرد. ما یک چگالی طیفی لورنتسی را به صورت $S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda R}{(\omega - \omega_c)^2 + \lambda^2}$ در نظر

می‌گیریم که R قدرت جفت شدگی، λ پهنای طیفی و ω_c بسامد مرکزی مخزن را نمایش می‌دهد. با این مفروضات، ماتریس چگالی کاهش یافته سامانه به صورت زیر به دست می‌آید [۶۶ و ۶۷]:

جدول ۱. نحوه بدون بعد کردن پارامترها

مقدار بدون بعد شده	در مقدار واقعی (به عنوان مثال) SI واحد	کمیت فیزیکی
۲	$2 \times 10^6 \text{ Hz}$	بسامد گذار ω_0 :
۴۵	$45 \times 10^6 \text{ Hz}$	بسامد میدان کلاسیکی ω_F :
۳/۱۴	$3/14 \times 10^6 \text{ Hz}$	بسامد مرکزی مخزن ω_c :
۵	$5 \times 10^6 \text{ Hz}$	ثابت جفت‌شدگی (با میدان کلاسیکی) Ω :
۳	$3 \times 10^6 \text{ Hz}$	قدرت جفت‌شدگی :
۰/۳۶	$0/36 \times 10^6 \text{ Hz}$	پهنای طیفی λ :
۱۰۰	$100 \times 10^6 \text{ Hz}$	زمان t :

است.

۵. حسگر برای برآورد کوانتومی از دور

آلیس و باب توسط کانال کوانتومی دو کیوبیتی توصیف شده در معادله (۱۵) با یکدیگر مرتبط هستند. باب قصد دارد از دور، به اطلاعات کد شده در کیوبیت اضافی که در اختیار آلیس است دست پیدا کند. این کار مستلزم آن است که پارامتر θ حالت کوانتومی

$$|\psi_{in}\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|+\rangle + e^{i\phi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|-\rangle, \quad (16)$$

کیوبیت اضافی آلیس، از دور، توسط باب برآورد شود. جهت تحقق این امر، کانال دو کیوبیتی بین آلیس و باب باید وارد اندرکنش با کیوبیت اضافی مورد نظر شود. ایده‌ای که در اینجا مورد بررسی قرار خواهد گرفت آن است که نخست کیوبیت اضافی، توسط کانال دو کیوبیتی به عنوان منبع، از طرف آلیس به باب ترابرد شود و سپس برآورد توسط باب بدون نیاز به حضور در مکان آلیس انجام پذیرد.

هر چند برای برآورد، اندازه گیری توسط باب فقط روی کیوبیت ترابرد شده انجام می‌شود، اما در واقع کانال دو کیوبیتی ترابرد مثل حسگر غیر موضعی، اشتراک گذاری شده بین مکان‌های آلیس و باب، برای تحقق برآورد از دور، عمل می‌کند.

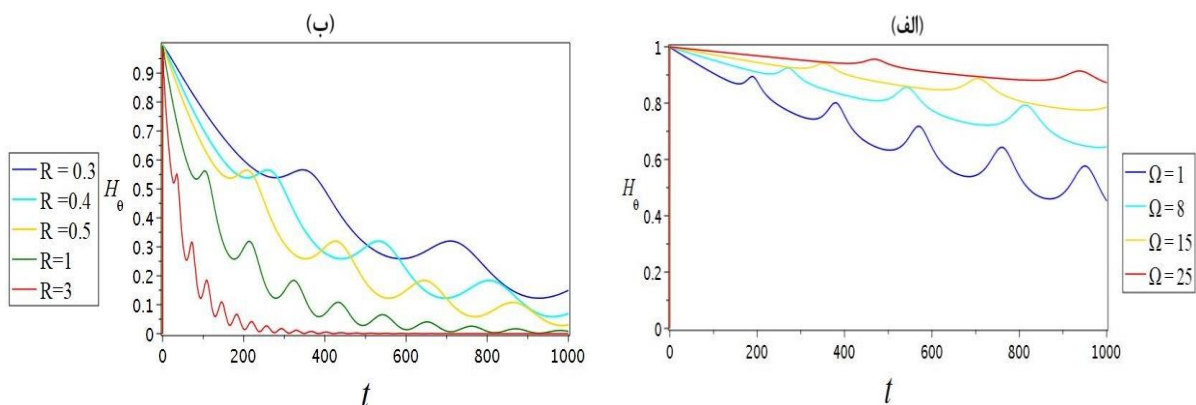
$$\rho_{ch}(t) =$$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} |\Xi(t)|^2 (\cos(\theta) + 1) & \cdot & \cdot & \frac{1}{2} e^{-i\phi} \Xi(t) \sin(\theta) \\ \cdot & -\frac{1}{2} (|\Xi(t)|^2 - 1) (\cos(\theta) + 1) & \cdot & \cdot \\ \frac{1}{2} e^{i\phi} \Xi^*(t) \sin(\theta) & \cdot & \cdot & \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (15)$$

در ادامه از این سامانه دو کیوبیتی به عنوان کانال ترابرد استفاده می‌شود.

۴. نحوه بدون بعد کردن پارامترها

در این مقاله $\hbar=1$ انتخاب شده و در ترسیم شکل‌ها، تمامی پارامترها بدون بعد هستند. به طور دقیق‌تر، مشابه با کاری که در [۳۳] انجام شده است، در ترسیم تمامی شکل‌ها، برای کمیت‌هایی که بعد بسامد و زمان دارند، به ترتیب مقادیر $\tilde{\omega}$ و $\frac{1}{\tilde{\omega}}$ برابر با واحد انتخاب شده‌اند که در آن، $\tilde{\omega}$ یک مقدار دلخواه متناسب با مدل و با بعد معکوس زمان است که تغییر آن هیچ تأثیری روی نتایج کیفی مستخرج از نمودارها، ندارد. به عنوان مثال، اگر برای کیوبیتی که با مخزن درحال اندرکنش است، بسامد گذار برابر $2 \times 10^6 \text{ Hz}$ باشد، بهتر است $\tilde{\omega} = 10^6 \text{ Hz}$ برابر با واحد انتخاب شود که در این صورت، برای این حالت خاص، مقادیر بدون بعد شده کمیت‌هایی که در مقاله مورد استفاده قرار گرفته‌اند، به صورت نمایش داده شده در جدول ۱



شکل ۱. دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی بر حسب مقادیر مختلف قدرت جفت‌شدگی شدگی بین حسگر و (الف) محیط کوانتومی (ب) محیط کلاسیکی.

کوانتومی متناظر با θ ، را با جایگذاری (۱۷) در (۵) به دست می‌آوریم:

$$H_{\theta}(t) = \frac{|\Xi(t)|^2 \sin^2(\theta) - \sin^2(\vartheta) (|\Xi(t)|^2 - \text{Re}(\Xi(t)))^2}{\left(|\Xi(t)|^2 \cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) (\text{Re}(\Xi(t)))^2 - 1 \right) + \cos^2(\theta) (\text{Re}(\Xi(t)))^2} \quad (18)$$

در شکل ۱ دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی که در واقع رفتار آن بر حسب لحظه شروع فرایند ترابرد است، را به ازای (الف) $\lambda = 0.36$, $\omega_c = 14.3$, $R = 3$, $\omega_F = 45$ و (ب) نشان $\lambda = 36$, $\omega_c = 14.3$, $\Omega = 5$, $\omega_F = 10.5$ می‌دهد. مشاهده می‌شود که با شدت یافتن جفت‌شدگی بین حسگر و محیط کوانتومی (کلاسیکی)، اطلاعات فیشر کوانتومی به طور قابل توجهی با گذشت زمان کاهش (افزایش) می‌یابد و هر چه باب بتواند شدت جفت‌شدگی با میدان کوانتومی (کلاسیکی) را تضعیف (تقویت) کند در مجموع می‌تواند به برآورد دقیق‌تری دست یابد. نتیجه‌ای کلیدی و کاربردی که باب می‌تواند با کنترلی که بر شدت میدان‌های موضعی خود به دست می‌آورد، از آن برای بهبود برآورد از دور استفاده کند.

نکته مهم دیگر آن که اگر باب در مکان آیس حاضر باشد و برآورد را مستقیماً روی حالت ورودی (۱۶) ترابرد شده انجام دهد می‌توان نشان داد که اطلاعات فیشر کوانتومی مربوط به این حالت ورودی برابر یک است که حد بیشینه‌ای است که باب می‌تواند با اندازه‌گیری روی حالت ترابرد شده به آن دست

۵. ۱. ترابرد حالت کوانتومی سامانه‌ای که در اندرکنش با پارامتر هدف بوده است

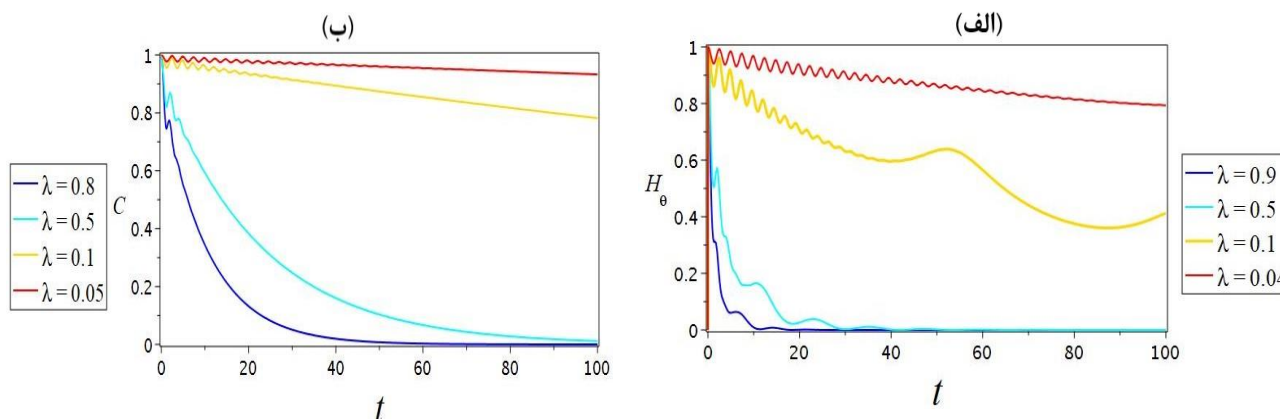
معادله (۱۶) حالت ورودی است که با جایگذاری آن و معادله (۱۵) در رابطه (۱) حالت خروجی کانال ترابرد، به صورت زیر قابل حصول است:

$$\rho_{out}(t) = \left(\begin{array}{cc} \frac{1}{2} (|\Xi(t)|^2 \cos(\theta) + 1) & \frac{1}{2} e^{-i\phi} \sin(\theta) \text{Re}(\Xi(t)) \\ \frac{1}{2} e^{i\phi} \sin(\theta) \text{Re}(\Xi(t)) & \frac{1}{2} (1 - |\Xi(t)|^2 \cos(\theta)) \end{array} \right) \quad (17)$$

که برای سادگی فرض کرده‌ایم $\vartheta = \pi/2$ و $\phi = 0$. از این‌رو، کانال ترابرد ابتدا در حالت بیشینه درهم‌تنیده بل آماده‌سازی شده است. معادله (۱۷) در واقع حالت کیوبیت باب پس از انجام عملیات ترابرد را نشان می‌دهد.

۵. ۲. برآورد کوانتومی در مقصد ترابرد

به دلیل آن که این کیوبیت اطلاعات مربوط به θ را در خود کد کرده است، لذا باب می‌تواند اندازه‌گیری‌های مربوط به برآورد این پارامتر نامعلوم را روی کیوبیت خود اجرا و سپس برآوردی را استخراج کند. هدف ما این است که تأثیر عوامل محیطی در مکان باب، بر دقت چنین برآوردی را مطالعه کنیم. برای این منظور، نخست یک رابطه تحلیلی برای اطلاعات فیشر



شکل ۲. (الف) رفتار زمانی اطلاعات فشر کوانتومی به ازای مقادیر مختلف پهنای طیفی میدان کوانتومی و (ب) نمودار مشابه برای درهم‌تندگی بین دو کیوبیتی که به عنوان کانال ترابرد یا حسگر غیر موضعی استفاده شده‌اند.

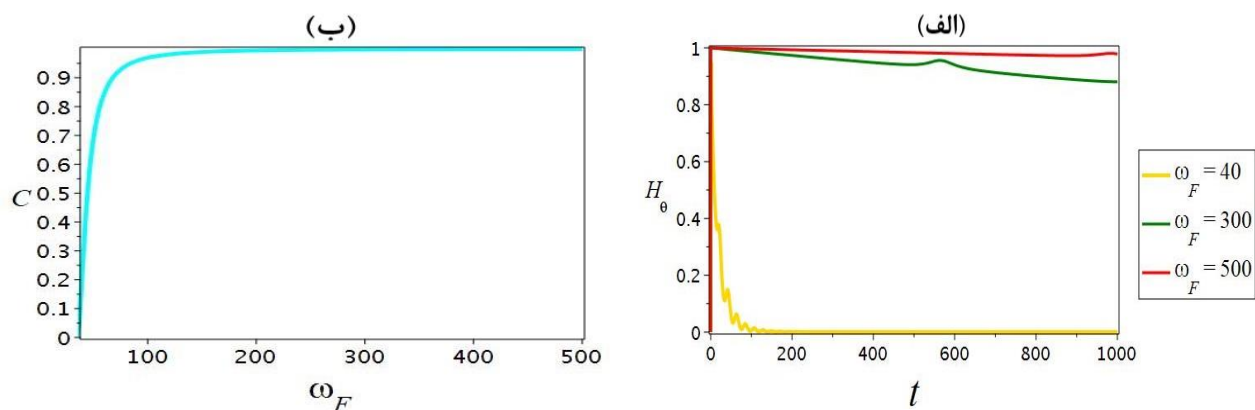
حالت کوانتومی، با کاهش پهنای طیفی محیط، با کیفیت بالاتری انجام می‌گیرد (در ادامه با بررسی وفاداری بین حالات ورودی و خروجی، این نکته را دقیقاً بررسی خواهیم کرد). این اثر سبب می‌شود باب بتواند، از دور به برآورد دقیق‌تری از پارامتری که در حالت کوانتومی ورودی کد شده، دست یابد.

نتیجه جالب دیگری، در شکل ۳. الف، که به ازای $R=3, \lambda=1, \omega_c=50, \Omega=10$ رسم کردیم، نمایش داده شده است. برآورد پارامتر از دور، با افزایش بسامد میدان کلاسیکی در مقصد ترابرد، بهبود می‌یابد به طوری که سبب رخ دادن پدیده‌ای به نام گیرافتادگی اطلاعات فشر کوانتومی در مقدار تقریباً بیشینه خود، با گذشت زمان می‌شود. لذا، با اعمال بسامدهای بالای میدان کلاسیکی روی حسگر، می‌توان تا زمان‌های طولانی برآورد از دور را تقریباً با همان کیفیتی که در مبدأ ترابرد قابل حصول است، اجرایی کرد. دلیل فیزیکی، مجدداً همان افزایش درهم‌تندگی حسگر دو کیوبیتی و حفظ این درهم‌تندگی در مقدار تقریباً بیشینه یک، است که با اعمال بسامدهای بالا به دست می‌آید (شکل ۳. ب ملاحظه شود که به ازای $R=3, \lambda=1, \omega_c=50, \Omega=10, t=100$ رسم شده است). نتیجه دقیقاً مشابهی، با بررسی رفتار زمانی اطلاعات فشر کوانتومی بر حسب مقادیر مختلف بسامد ω_c حاصل می‌شود. در نتیجه، هر چقدر در میدان کوانتومی بسامد مرکزی طیفی به

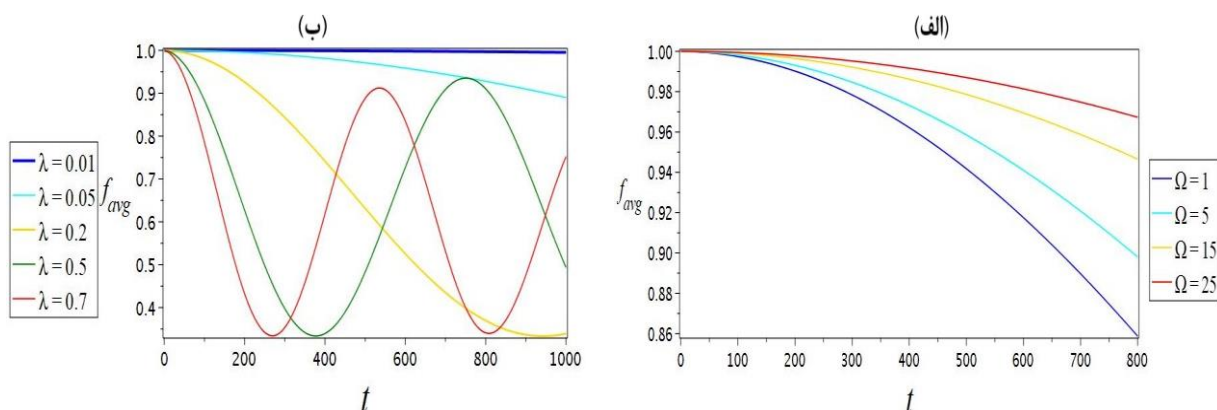
یابد. با توجه به شکل ۱. ب، باب می‌تواند با افزایش شدت میدان کلاسیکی در مکان خود، به صورت تقریبی به این حد بهینه، از دور دست یابد و اثرات نوفه کوانتومی را خنثی کند.

در شکل ۲. الف دینامیک اطلاعات فشر کوانتومی به ازای $R=3, \omega_c=10, \Omega=1, \omega_F=10.5$ طیفی میدان کوانتومی رسم شده است. این نمودار به وضوح نشان می‌دهد که هر چه پهنای طیفی میدان کوانتومی کمتر شود به حد بیشینه اطلاعات فشر کوانتومی که برابر یک است نزدیک‌تر می‌شویم. بالعکس، با افزایش پهنای طیفی محیط، دقت برآورد خیلی سریع کاهش می‌یابد.

هم در بحث فعلی و هم در تحلیل رفتار زمانی اطلاعات فشر کوانتومی بر حسب شدت میدان‌های کلاسیکی و کوانتومی در شکل ۱، این سؤال مطرح می‌شود که دلیل فیزیکی این نتایج چیست؟ با بررسی شکل ۲. ب، که دینامیک درهم‌تندگی بین کیوبیت‌های کانال ترابرد یا حسگر بر حسب مقادیر مختلف پهنای طیفی، را نشان می‌دهد، به پاسخ این سوال مهم می‌رسیم. لازم به توضیح است که درهم‌تندگی با جایگذاری فرمول (۱۵) در (۶) محاسبه شده است و به ازای پارامترهای ذکر شده در شکل ۲. الف، ترسیم شده است. همان طور که مشاهده می‌شود، درهم‌تندگی با کاهش پهنای طیفی میدان کوانتومی، به مقدار بیشینه خود نزدیک می‌شود. می‌دانیم درهم‌تندگی، مهم‌ترین منبع برای انجام عمل ترابرد است. به همین دلیل فرایند انتقال



شکل ۳. (الف) رفتار زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی به ازای مقادیر مختلف بسامد میدان کلاسیکی اعمالی و (ب). تغییر در هم‌تیدگی کانال دوکیوبیتی ترابرد بر حسب بسامد میدان کلاسیکی.



شکل ۴. (الف) تغییرات وفاداری میانگین بر حسب لحظه شروع فرایند ترابرد و به ازای مقادیر مختلف (الف) قدرت جفت‌شدگی بین حسگر و میدان کلاسیکی و (ب) پهنای طیفی میدان کوانتومی.

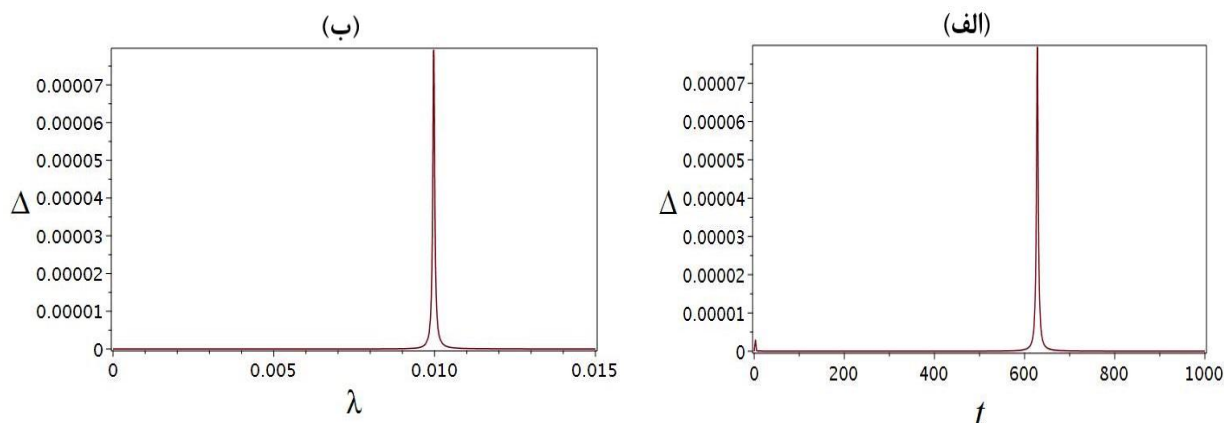
مواردی است که برای اطلاعات فیشر کوانتومی حاصل شده‌اند. مثلاً، همان‌طور که در شکل ۴ الف ترسیم شده است، وفاداری با افزایش بسامد میدان کلاسیکی افزایش یافته و می‌توانیم حالت ترابرد شده را تا حدود زیادی به حالت ورودی نزدیک کنیم. لازم به ذکر است که با کنترل پارامترهایی که برای بهبود برآورد پارامتر مورد بحث قرار دادیم می‌توانیم به وفاداری میانگین بالای $2/3$ دست یابیم که نشان می‌دهد ترابرد کوانتومی مؤثرتر از نوع کلاسیکی آن است.

شکل ۴ ب نیز نتیجه بسیار مهمی را نشان می‌دهد: هر اندازه پهنای طیفی را کاهش دهیم فرایند ترابرد با وفاداری میانگین بالاتری انجام می‌شود. به طور دقیق‌تر، وقتی پهنای

سمت بسامدهای بالاتر انتقال پیدا کند، برآورد دقیق‌تری را شاهد خواهیم بود.

۳.۵. میزان تشابه بین حالتی که روی آن برآورد انجام می‌شود و حالت اصلی

در این بخش، با استفاده از فرمول (۸)، وفاداری بین حالتی که روی آن برآورد انجام می‌شود (معادله ۱۷) و حالتی که پارامتر مورد علاقه ما در آن کد شده است (معادله ۱۴) را بررسی می‌کنیم که معیاری از کیفیت حالت ترابرد شده نیز است. نتایج، که برخی از آنها در شکل ۴ نمایش داده شده‌اند، بسیار شبیه به



شکل ۵. واریانس بین اطلاعات فیشر کوانتومی و اطلاعات فیشر کلاسیکی محاسبه شده با ویژه حالات σ_7 به صورت تابعی از (الف) لحظه شروع ترابرد به ازای $\lambda = 0.01$ و (ب) پهنای طیفی میدان کوانتومی.

مثبت ساخته شده با این ویژه کت‌ها، محاسبه می‌شود، برابر با حد کوانتومی یعنی اطلاعات فیشر کوانتومی است. اما مشکل آنجا است که معمولاً مشتق لگاریتمی متقارن، متناظر با هیچ یک از مشاهده‌پذیرهای فیزیکی سامانه تحت اندازه‌گیری نیست و عملاً در بسیاری از موارد این ایده قابل تحقق نیست.

اما نتایج محاسبات عددی ما نشان می‌دهد که اگر پهنای طیفی میدان کوانتومی کوچک باشد، تصویرگرها روی ویژه حالات σ_7 تشکیل یک سنجۀ عملگری مقدار مثبت تقریباً-بهینه می‌دهند. در نتیجه، باب با اندازه‌گیری در پایه σ_7 می‌تواند حد نهایی دقت، در برآورد از دور را، به طور تقریبی برآورده کند. برای نشان دادن این نتیجه مهم، تغییرات واریانس بین اطلاعات فیشر کلاسیکی مربوطه و اطلاعات فیشر کوانتومی، یعنی $\Delta = |H_\theta - F_\theta|$ ، را در شکل ۵ بررسی کرده‌ایم.

در شکل ۵. الف، تغییرات زمانی واریانس، به ازای یک پهنای طیفی کوچک و قدرت جفت شدگی بزرگ ($R \gg \lambda$) رسم شده است. مشاهده می‌کنیم که حتی اگر ترابرد با تأخیر هم آغاز شود، که در نتیجه آن اندرکنش کانال با محیط طولانی‌تر خواهد شد، می‌توان واریانس را نزدیک صفر نگه داشت و حد کوانتومی را با اندازه‌گیری روی σ_7 به طور تقریبی اشباع کرد. شکل ۵. ب نیز که به ازای لحظه خاصی رسم شده است تأکیدی بر این نتیجه کاربردی است.

طیفی میدان کوانتومی به اندازه کافی کوچک باشد، به طور تقریبی، شاهد گیرافتادگی وفاداری میانگین در مقدار بیشینه خود (یعنی یک) با گذشت زمان خواهیم بود، که در نتیجه آن ترابرد با بالاترین کیفیت ممکن انجام می‌پذیرد. دلیل فیزیکی آن هم، همان طور که در شکل ۲. ب توضیح داده شد، این است که وقتی پهنای طیفی نوفه کوانتومی کوچک باشد می‌توان از درهم‌تنیدگی بیشینه کانال ترابرد، با گذشت زمان محافظت کرد.

۵.۴. تحقق عملی فرایند برآورد از دور

در پایان این سؤال مهم پیش می‌آید که چگونه به صورت عملی، فرایند برآورد از دور مقدور است؟ توضیح بیشتر آن که: برای انجام برآورد کوانتومی، نیاز است که در گام نهایی، باب روی مشاهده پذیر خاصی از سامانه اندازه‌گیری کند و سپس با استفاده از تکنیک‌های آماری، نتایج اندازه‌گیری را تحلیل و برآوردی را استخراج کند. بسیار ارزشمند خواهد بود اگر بتوانیم پیشنهادی برای این اندازه‌گیری نهایی و مشاهده پذیر فیزیکی مورد نظر داشته باشیم به طوری که حد دقت کوانتومی برآورد، اشباع شود.

یک ایده آن است که اندازه‌گیری در پایه ویژه کت‌های مشتق لگاریتمی متقارن متناظر انجام پذیرد که می‌توان نشان داد اطلاعات فیشر کلاسیکی مربوطه، که با سنجۀ عملگری مقدار

۶. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله فرایند برآورد از دور را با استفاده از ترابرد تک کیوبیتی و در حضور میدان‌های کلاسیکی و کوانتومی که نه تنها فرایند ترابرد بلکه برآورد را نیز تحت تأثیر قرار می‌دهند، مورد پژوهش قرار دادیم. در مرجع [۷۴] نویسندگان نشان دادند که اثرات حافظه‌ای غیرموضعی می‌تواند به طور قابل ملاحظه‌ای وفاداری ترابرد کوانتومی حالت آمیخته را در حضور نوفه افزایش دهد، به طوری که حتی با حالات قطبش فوتون آمیخته نیز می‌توان به ترابرد کوانتومی کامل دست یافت. در مرجع [۲۲] نیز امکان ترابرد تقریباً کامل با استفاده از کیوبیت‌های غیرموضعی بررسی شد. در این مقاله، نشان دادیم که استفاده از میدان‌های کلاسیکی می‌تواند تا اندازه‌ی زیادی اثرات نوفه‌های کوانتومی بر کیفیت ترابرد را خنثی و امکان ترابرد تقریباً کامل کیوبیت‌های اتمی را فراهم کند. همچنین میدان‌های کلاسیکی می‌توانند فرایند برآورد از دور را نیز بهبود ببخشند.

موضوع مهمی که باید به آن پرداخته شود این است که برآورد از دور، اصولاً چه اهمیت فیزیکی دارد؟ پاسخ آن است که اگر باب امکان حضور در مکان آلیس را نداشته باشد یا انتقال ابزارهای حساس برای انجام چنین برآوردی مقدور نبوده یا هزینه‌بر باشد، این پروژه از اهمیت بسیار ویژه‌ای برخوردار می‌شود. از سویی دیگر چنین پروژه‌هایی ممکن است تحت شنود کلاسیکی نیز باشند که دخیل کردن ترابرد به خاطر ماهیت کوانتومی آن، تا اندازه‌ی زیادی جلوی شنود کلاسیکی را با توضیحاتی که در ادامه خواهیم داد، می‌گیرد.

در نخستین سناریوی برآورد از دور، باب می‌تواند انجام بخشی از فرایند را به فرد دیگری (آلیس) که دسترسی به مکان مورد نظر دارد تفویض کند [۲۸ و ۲۹]. به عنوان مثال، باب قصد دارد میدان مغناطیسی در مکان آلیس را برآورد کند. حسگر می‌تواند یک سامانه دو کیوبیتی باشد که در یک حالت درهم‌تنیده بین آلیس و باب به صورت غیرموضعی به اشتراک گذاشته شده است. آلیس کیوبیت خود را وارد اندرکنش با میدان می‌کند و در اثر درهم‌تنیدگی اطلاعات در بخشی از حسگر که در اختیار باب است هم کد می‌شود. سپس باب با

اندازه‌گیری نهایی روی کیوبیت خود، برآوردی از شدت میدان در مکان آلیس را استخراج می‌کند. اما مشکلی که در این سناریو ممکن است بروز کند آن است که وقتی آلیس بخشی از حسگر را وارد اندرکنش با میدان می‌کند حفظ درهم‌تنیدگی بین دو بخش حسگر، برای بالا نگه داشتن کیفیت برآورد که بر پایه همین درهم‌تنیدگی است، چالش بزرگی خواهد بود.

در سناریوی دوم، باب، شبیه پروژه فوق، قصد دارد پارامتری در مکان استقرار آلیس را برآورد کند اما، مایل است این فرایند بدون آگاه شدن آلیس انجام پذیرد. آلیس، بدون آن که از قصد باب مطلع باشد، کیوبیت خود را در اندرکنش با یک محیط قرار داده که در اثر آن اطلاعات مورد نظر باب، در حالت کوانتومی درهم‌تنیده بین این زوج کد می‌شود. اما اگر باب روی یکی از کیوبیت‌های درهم‌تنیده اندازه‌گیری انجام دهد بلافاصله این کار با راستی آزمایشی‌های امنیتی که توسط آلیس قابل انجام است آشکارسازی می‌شود. به طور دقیق و مفصل‌تر، در برقراری ارتباطات کوانتومی بین آلیس و باب، دو طرف باید دو شرط امنیتی مهم را در نظر بگیرند [۷۵-۷۸]: امنیت در برابر حملات داخلی و خارجی. در حملات داخلی، آلیس یا باب سعی می‌کنند اطلاعات مخفی دیگری را بدزدند. با این حال، در حملات خارجی، یک استراق سمع کننده، تلاش می‌کند تا پیام‌ها را بدون شناسایی آلیس یا باب سرقت کند. به دلیل این ملاحظات، همیشه انجام بررسی‌های امنیتی توسط آلیس و باب برای شناسایی حملات داخلی یا خارجی ضروری است. فعالیت باب برای برآورد یکی از پارامترهای آلیس از طریق کیوبیت‌های مورد استفاده به عنوان کانال، توسط آلیس در چنین بررسی امنیتی قابل شناسایی است. بنابراین، باب ترجیح می‌دهد فعالیت خود را از آلیس پنهان کند و از او می‌خواهد که یک سامانه دو کیوبیتی را برای وی ترابرد کرده و سپس به صورت غیر مستقیم، از این کیوبیت‌های ترابرد شده برای اجرای سنجش از دور استفاده می‌کند [۲۲].

در سناریوی سوم، که در این مقاله مورد پژوهش قرار دادیم، باب مشابه با سناریوی اول، آلیس را جهت انجام بخشی از فرایند برآورد استخدام کرده است، اما مشکل آنجاست که

ایجاد اندرکنش بین حسگر آلیس و محیط (که در واقع همان کیوبیت اضافه است) منجر به برآورد مؤثری نمی‌شود. به همین دلیل، باب از آلیس می‌خواهد که حالت کوانتومی کیوبیتی که در آن اطلاعات مورد نظر کد شده است را برای وی ترابرد کند. واضح است که هرچه ترابرد با کیفیت بالاتری رخ دهد برآورد نهایی انجام شده توسط باب هم دقیق‌تر خواهد بود. با تضمین کیفیت ترابرد، به دلیل این که اطلاعات در حالت کوانتومی کیوبیت اضافه آلیس کد شده است، این سناریو نسبت به سناریوی اول ارجحیت دارد و می‌تواند با هزینه کمتری منجر به بهبود برآورد شود. در واقع ساده بودن اعمال موضعی مورد نیاز و امکان عملیاتی کردن سریع فرایند ترابرد، این کارایی را افزایش می‌دهد.

در هر سه سناریو اگر سرورهای مخابراتی آلیس یا باب تحت شنود کلاسیکی هم باشند امنیت فرایند به دلیل استفاده از حسگرهای غیرموضعی درهم‌تنیده به مخاطره نمی‌افتد. اما امنیت در برابر شنودهای کوانتومی مسئله دیگری است که باید جداگانه مورد پژوهش قرار گیرد.

این تحقیق انگیزه بخش مطالعات بیشتر بر روی تحقق فیزیکی ترابرد کوانتومی کیوبیت‌های متعدد است و راه را برای طراحی حسگرهایی که از دور برآورد کوانتومی را به صورت امن انجام می‌دهند هموار می‌سازد.

مراجع

1. M Hayashi, "Quantum information theory" Springer (2016).
2. S Pirandola, et al., *Nat. Photonics* **12** (2018) 724.
3. J P Tetienne, *Nat. Phys.* **17** (2021) 1074.
4. C L Degen, F Reinhard, and P Cappellaro, *Rev. Mod. Phys.* **89** (2017) 035002.
5. Z Zhang and Q Zhuang, *Quantum Sci. Technol.* **6** (2021) 043001.
6. A Holevo, *Rep. Math. Phys.* **13** (1978) 379.
7. V Giovannetti, S Lloyd, and L Maccone, *Science* **306** (2004) 1330.
8. M G Paris, *Int. J. Quantum Inf.* **7** (2009) 125.
9. V Giovannetti, S Lloyd, and L Maccone, *Nat. Photonics* **5** (2011) 222.
10. J Liu, *J. Phys. A: Math. Theor.* **53** (2019) 023001.
11. G Tóth and I Apellaniz, *J. Phys. A: Math. Theor.* **47** (2014) 424006.
12. E Polino, et al., *AVS Quantum Sci.* **2** (2020) 024703.
13. K Bongs, et al. *Nat. Rev. Phys.* **1** (2019) 731.
14. L Pezze, et al., *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018) 035005.
15. T Xiao, J Fan, and G Zeng, *Npj Quantum Inf.* **8** (2022) 1.
16. T Tanaka, et al., *Phys. Rev. A* **105** (2022) 012411.
17. N Shettell, E Kashefi, and D Markham, *Phys. Rev. A* **105** (2022) L010401.
18. S Alipour and AT Reza khani, *Phys. Rev. A* **91** (2015) 042104.
19. A Reza khani, M Hassani, and S Alipour, *Phys. Rev. A* **100** (2019) 032317.
20. T Homayoun and K Aghayar, *Iran. J. Phys. Res.* **19** (2020) 515.
21. M A Nielsen and I Chuang, "Quantum computation and quantum information" American Association of Physics Teachers (2002).
22. H Rangani Jahromi, *Phys. Lett. A* **424** (2022) 127850.
23. D Budker and M Romalis, *Nat. Phys.* **3** (2007) 227.
24. G Balasubramanian, et al., *Nature* **455** (2008) 648.
25. F Dolde, et al., *Nat. Phys.* **7** (2011) 459.
26. P Neumann, et al., *Nano letters* **13** (2013) 2738.
27. Y Yao, et al., *Phys. Rev. A* **89** (2014) 042336.
28. H Okane, et al., *Phys. Rev. A* **104** (2021) 062610.
29. Y Takeuchi, et al., *Phys. Rev. A* **99** (2019) 022325.
30. P Yin, et al., *Phys. Rev. Appl.* **14** (2020) 014065.
31. C H Bennett, et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1895.
32. S Pirandola, et al., *Nat. Photonics* **9** (2015) 641.
33. Y H Luo, et al., *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 070505.
34. D Llewellyn, et al., *Nat. Phys.* **16** (2020) 148.

35. M Huo, *et al.*, *Sci. Adv.* **4** (2018) eaas9401.
36. F Kheirandish, S J Akhtarshenas, and H Mohammadi, *Phys. Rev. A* **77** (2008) 042309.
37. A Motavallibashi, H Mohammadi, and A Akhound, *JOSA B* **38** (2021) 1200.
38. A Naji, R Hamzehofi, and D Afshar, *Iran. J. Phys. Res.* **19** (2020) 656.
39. A Rabeie and A Fatahizadeh, *Iran. J. Phys. Res.* **14** (2019) 381.
40. M Etefaghi and N Pour Rahimi, *Iran. J. Phys. Res.* **21** (2021) 479.
41. R Hamzehofi, A Naji, and D Afshar, *J. Res. Many. Sys.* **11** (2021) 139.
42. A Naji and M M. Zamani, *IJAP* **11** (2021) 68.
43. R Raussendorf and H J Briegel, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5188.
44. N Sangouard, *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **83** (2011) 33.
45. D Gottesman and I L Chuang, *Nature* **402** (1999) 390.
46. D Bouwmeester, *et al.*, *Nature* **390** (1997) 575.
47. M Riebe, *et al.*, *Nature* **429** (2004) 734.
48. M Barrett, *et al.*, *Nature* **429** (2004) 737.
49. J F Sherson, *et al.*, *Nature* **443** (2006) 557.
50. P Y Hou, *et al.*, *Nat. Commun.* **7** (2016) 1.
51. A Kumar, *et al.*, *Sci. Rep.* **10** (2020) 1.
52. Z D Liu, *et al.*, *Phys. Rev. A* **102** (2020) 062208.
53. S Langenfeld, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **126** (2021) 130502.
54. G Bowen and S Bose, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 267901.
55. C W Helstrom, *J. Stat. Phys.* **1** (1969) 231.
56. S L Braunstein and C M Caves, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3439.
57. S L Braunstein, C M Caves, and G J Milburn, *Ann. Phys.* **247** (1996) 135.
58. W Zhong, *et al.*, *Phys. Rev. A* **87** (2013) 022337.
59. W K Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998)
60. C H Bennett, *et al.*, *Phys. Rev. A* **54** (1996) 3824.
61. A Rau, *J. Phys. A: Math. Theor.* **42** (2009) 412002.
62. R Jozsa, *J. Mod. Opt.* **41** (1994) 2315.
63. S Oh, S Lee, and H W Lee, *Phys. Rev. A* **66** (2002) 022316.
64. S Popescu, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 797.
65. S Massar and S Popescu, "Optimal extraction of information from finite quantum ensembles" World Scientific (2005).
66. Y J Zhang, *et al.*, *Phys. Rev. A* **91** (2015) 032112.
67. K Berrada, B Raffah, and H Eleuch, *Results Phys.* **17** (2020) 103083.
68. K Kraus, *et al.*, *Lect. Notes Phys.* **190** (1983).
69. Y L Li, X Xiao, and Y Yao, *Phys. Rev. A* **91** (2015) 052105.
70. B Dalton, S M Barnett, and B Garraway, *Phys. Rev. A* **64** (2001) 053813.
71. H P Breuer, *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016) 021002.
72. B Bellomo, R L Franco, and G Compagno, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 160502.
73. H Rangani Jahromi and M Amniat Talab, *Ann. Phys.* **360** (2015) 446.
74. E M Laine and H P Breuer, *J. Pilo, Sci. Rep.* **4** (2014) 1.
75. A D Zhu, *et al.*, *Phys. Rev. A* **73** (2006) 022338.
76. X H Li, F G Deng, and H Y Zhou, *Phys. Rev. A* **74** (2006) 054302.
77. Y H Chou, *et al.*, *Sci. Rep.* **8** (2018) 1.
78. Y H Chou, *et al.*, *Sci. Rep.* **11** (2021) 1.