

پردازش اطلاعات کوانتومی با استفاده از طیف‌سنجی تشدید مغناطیسی هسته

مه‌کامه سلیمی مقدم^۱، سینا مرحبائی^۲، داود ظاهری نیا^۳ و صادق رئیسی^{۱*}

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران

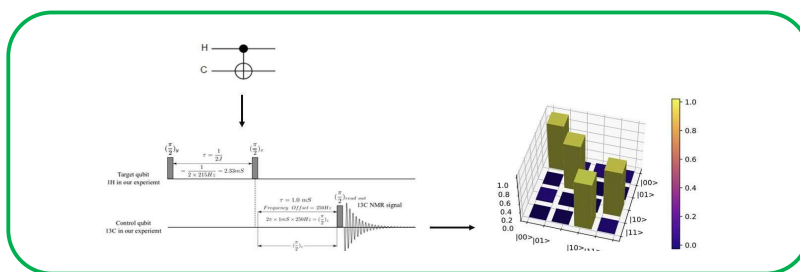
^۲دانش آموخته شیمی و فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران

^۳دانشکده شیمی، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران

تاریخ دریافت: ۲۴ تیر، ۱۴۰۱ تاریخ پذیرش: ۱۲ آبان، ۱۴۰۱

چکیده: یکی از نیازهای پردازش اطلاعات کوانتومی، قابلیت اعمال درگاه‌های کوانتومی جهان شمول است. هر تحول یکانی کوانتومی را می‌توان بر حسب این درگاه‌ها با دقت دلخواه تجزیه کرد و تقریب زد. تشدید مغناطیسی هسته (NMR) یکی از روش‌هایی است که برای آزمودن بسیاری از الگوریتم‌های کوانتومی مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله، اولین پیاده‌سازی درگاه‌های کوانتومی با استفاده از تشدید مغناطیسی هسته در ایران گزارش می‌شود. به طور مشخص، از اسپین‌های کربن و هیدروژن در مولکول کلروفرم به عنوان بیت‌های کوانتومی استفاده کردیم و درگاه‌های تک کیوبیتی و دو کیوبیتی را بر روی بیت‌های کوانتومی اعمال نمودیم. همچنین، کیفیت این درگاه‌ها را با برش‌نگاری (توموگرافی) کوانتومی مورد ارزیابی قرار دادیم. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهد که درگاه‌های مورد نظر با کیفیت بالا (شباهت بیشتر از ۹۹٪) پیاده‌سازی شده‌اند. این کار، راه را پیاده‌سازی آزمایشگاهی الگوریتم‌های کوانتومی برای کاربردهای محاسبه‌های کوانتومی، سنجش کوانتومی دقیق و شبیه‌سازی‌های کوانتومی در ایران باز می‌کند.

کلید واژه: برش‌نگاری کوانتومی درگاه، پردازش اطلاعات کوانتومی، حالت‌های شبه خالص، درگاه‌های کوانتومی، طیف‌سنجی تشدید مغناطیسی هسته



محاسبه‌های کلاسیک، از درگاه‌های جهان شمول استفاده می‌شود. در محاسبه‌های کلاسیک، درگاه‌های جهان شمول مجموعه‌ای از توابع کلاسیک هستند که از ترکیب این درگاه‌ها می‌توان به مجموعه دلخواهی از تابع‌ها دست یافت. به عبارت دقیق‌تر، برای هر دقت دلخواه، ترکیبی از اعضای مجموعه درگاه‌های جهان شمول وجود دارد، که می‌توان یک تابع مشخص را با آن تقریب زد. مشابه همین قضیه برای اعمال کوانتومی وجود دارد [۳] که بیان می‌کند که هر عمل کوانتومی را می‌توان با دقت دلخواه، به صورت ترکیبی از اعضای یک مجموعه از درگاه‌های جهان شمول کوانتومی بیان کرد.

یکی از رایج‌ترین مجموعه درگاه‌های جهان شمول کوانتومی، مجموعه‌ای شامل دوران‌های تک کیوبیتی و درگاه CNOT یا Controlled NOT است. برای اسپین

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر اطلاعات کوانتومی و رایانش کوانتومی مورد توجه جامعه علمی و صنعت بوده‌اند. این فناوری‌ها با بهره‌گیری از مکانیک کوانتومی و الگوریتم‌های هوشمند توانایی‌های محاسباتی جدیدی را فراهم می‌کنند. به عنوان نمونه، رایانه‌های کوانتومی با به کارگیری الگوریتم‌هایی نظیر الگوریتم شور و یا الگوریتم رویچ-جوژا قادر هستند مسائل مشخصی را سریع‌تر از بهترین الگوریتم‌های کلاسیک حل کنند [۱ و ۲].

یکی از نیازهای کلیدی در بسیاری از این فناوری‌ها، قابلیت پیاده‌سازی اعمال کوانتومی با کیفیت بالا است. اعمال کوانتومی یک فضای نامتناهی و پیوسته‌ای را تشکیل می‌دهند که به صورت عملیاتی ساختن همه این اعمال می‌تواند بسیار سخت و هزینه‌بر باشد. به همین دلیل همانند

کوانتومی با روش تشدید مغناطیسی هسته روی هسته‌های هیدروژن و کربن در مولکول کلروفرم به صورت آزمایشگاهی پیاده‌سازی شدند. اصول این کار اولین بار در مقاله [۵] طرح شد که توضیح می‌داد چگونه می‌شود با تشدید مغناطیسی، درگاه‌های کوانتومی را اعمال کرد. این کار منجر به مقاله‌ای [۶] شد که در آن از تشدید مغناطیسی بر روی ترکیب شیمیایی سیتوزین استفاده شد و با استفاده از پیاده‌سازی درگاه‌های کوانتومی، نمونه‌ای ریزنگاری از مسئله دوپچ را حل کردند. این کار در سال‌های بعد با روش‌های دیگری نظیر اتم‌های خنثی [۷]، تله‌های یونی [۸] و سایر روش‌های پیاده‌سازی، تکرار شد.

این آزمایش را با مولکول‌های متعددی می‌توان انجام داد. انتخاب مولکول کلروفرم بیشتر به دلیل دسترسی آسان به آن بود. از آنجایی که پیاده‌سازی درگاه‌های کوانتومی تک کیوبیتی با تشدید مغناطیسی به نسبت آسان هستند، در این مقاله توجه ما معطوف به درگاه دو کیوبیتی CNOT و پیاده‌سازی عملی آن خواهد بود. برای درک بهتر این پیاده‌سازی، دانستن روش تشدید مغناطیسی هسته ضروری است.

تشدید فرآیندی است که در بسیاری مباحث فیزیک دیده می‌شود. تشدید زمانی رخ می‌دهد که یک منبع خارجی به طور تناوبی و با بسامدی نزدیک به بسامد طبیعی آن سامانه، به سامانه انرژی دهد. در مورد اسپین، اگر یک میدان مغناطیسی متناوب با بسامدی نزدیک به بسامد لارمور که بسامد طبیعی سامانه‌ی اسپینی قرار گرفته در میدان مغناطیسی است، اعمال شود سامانه اسپینی دچار تشدید می‌شود [۹]. این پدیده، تشدید مغناطیسی نامیده می‌شود و کاربردهای فراوانی در علوم و صنایع مختلف به ویژه در شیمی و پزشکی دارد. با بررسی پاسخ سامانه‌های اسپینی می‌توان ساختار یک مولکول ناشناخته را شناسایی کرد [۴]. تصویربرداری تشدید مغناطیسی که کاربردهای بسیاری در پزشکی دارد نیز بر همین پدیده استوار است [۱۰]. در آغاز، آزمایش‌های تشدید مغناطیسی هسته به روش موج پیوسته انجام می‌شدند. در این روش، با روبش بسامد میدان مغناطیسی متناوب اعمال‌شده و یا روبش میدان مغناطیسی ثابت خارجی در یک بازه معین پاسخ تمام اسپین‌هایی که بسامد لارمور متفاوت دارند، ضبط می‌شود. امروزه این روش با روش‌های تپی جایگزین شده‌اند. در روش‌های تپی پاسخ سامانه اسپینی در قلمرو زمان ضبط می‌گردد و سپس با انجام تبدیل فوریه پاسخ قلمرو بسامد (و یا تصویر در مورد تصویربرداری تشدید مغناطیسی) به دست می‌آید.

اسپین هسته‌ها گزینه‌ی مناسبی برای آزمودن بسیاری از الگوریتم‌های کوانتومی هستند. این به دلیل زمان آسایش به نسبت طولانی و توانایی پاسخ دقیق آن‌ها است. پاسخ اسپین‌ها با اعمال تپ‌های الکترومغناطیسی با دقت به نسبت بالایی قابل حصول است. از همین رو، این رهیافت برای

دوران‌های تک کیوبیتی برحسب ماتریس‌های پاولی نمایش داده می‌شوند. برای یک دوران دلخواه به اندازه θ حول بردار \hat{n} خواهیم داشت:

$$R_{\hat{n}}(\theta) = e^{-\frac{i}{2}\theta\hat{n}\cdot\vec{\sigma}} \quad (1)$$

که در آن $\sigma_{x,y,z}$ بیانگر ماتریس‌های پاولی است. به عنوان مثال برای دوران 180° درجه حول هریک از محورهای مختصات خواهیم داشت:

$$R_x(\pi) := \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$R_y(\pi) := \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},$$

$$R_z(\pi) := \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

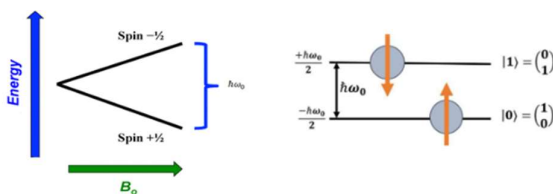
درگاه CNOT به صورت شرطی حالت یک بیت کوانتومی را تغییر می‌دهد. به این ترتیب که اگر حالت کوانتومی کیوبیت پایش صفر باشد، هیچ تغییری ایجاد نمی‌کند، اما در صورتی که حالت کیوبیت پایش یک باشد، با اعمال یک NOT روی کیوبیت دوم حالت آن را تغییر می‌دهد. بیان ماتریسی این درگاه به صورت زیر است:

$$CNOT_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$CNOT_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

این درگاه روی یک سامانه دو کیوبیتی $|AB\rangle$ (کیوبیت اول A و کیوبیت دوم B) عمل می‌کند. تفاوت $CNOT_A$ و $CNOT_B$ در کیوبیت پایش است. کیوبیت پایش در $CNOT_A$ کیوبیت اول یعنی A و در $CNOT_B$ کیوبیت دوم یعنی B است.

برای پیاده‌سازی عملی الگوریتم‌های کوانتومی، توانایی پیاده‌سازی اعضای یک چنین مجموعه‌ی جهان شمولى بسیار مهم است. در این مقاله، برای اولین بار در ایران پیاده‌سازی آزمایشگاهی این اعمال کوانتومی با استفاده از روش طیف‌سنجی تشدید مغناطیسی هسته گزارش می‌شود. تشدید مغناطیسی هسته یکی از اولین روش‌هایی است که برای ارزیابی الگوریتم‌های کوانتومی مورد توجه قرار گرفته است [۴]. در این روش، از اسپین هسته‌ها به عنوان بیت کوانتومی استفاده می‌شود. درگاه‌های کوانتومی نیز با استفاده از برهمکنش بین اسپین‌ها و همچنین اعمال تپ‌های الکترومغناطیسی در محدوده بسامدی که اسپین هسته تشدید می‌کند، پیاده‌سازی می‌شوند. در این مقاله درگاه‌های



شکل ۱- تراز های انرژی شکافته شده اسپین به علت اثر زیمان [۱۰].

می‌شود. این برهم‌کنش، برهم‌کنش اسپین-اسپین و یا برهم‌کنش J نام دارد. هامیلتونی این برهم‌کنش را می‌توان به شکل معادله (۶) نوشت که در آن ثابت جفت‌شدگی است.

$$\mathcal{H}_J = 2\pi\hbar \sum_{i<j} J_{ij} \mathbf{I}^i \cdot \mathbf{I}^j = 2\pi\hbar \sum_{i<j} J_{ij} (I_x^i I_x^j + I_y^i I_y^j + I_z^i I_z^j) \quad (6)$$

اگر اختلاف بسامد لارمور هسته‌ها بسیار بزرگتر از مقدار ضریب جفت‌شدگی باشد آنگاه (با تقریب خوبی) خواهیم داشت:

$$\mathcal{H}_J \approx 2\pi\hbar \sum_{i<j} J_{ij} I_z^i I_z^j \quad (7)$$

در حالت کلی هامیلتونی چنین سامانه‌ای را می‌توان به شکل معادله (۸) بازنویسی کرد.

$$\mathcal{H}_{Sys} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_J \approx -\hbar \sum_i \omega_0^i I_z^i + 2\pi\hbar \sum_{i<j} J_{ij} I_z^i I_z^j \quad (8)$$

۲-۲ هامیلتونی پایش

برای تغییر حالت اسپین‌ها، یک میدان مغناطیسی متناوب در صفحه عمود بر B_0 به آن‌ها اعمال می‌شود. این میدان مغناطیسی متناوب در روش‌های قدیمی به صورت یک موج پیوسته تک بسامد است. اما در روش‌های جدید تشدید مغناطیسی هسته تپی، به صورتی یک تپ با طول، اندازه و فاز مشخص است. اثر این میدان مغناطیسی متناوب B_1 به این صورت است:

$$\mathcal{H}_{rf} = -\hbar \gamma \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{I} = -\hbar \gamma B_1 [\cos(\omega_{rf}t + \phi) I_x + \sin(\omega_{rf}t + \phi) I_y], \quad \omega_1 = \gamma B_1 \quad (9)$$

که در آن ϕ زاویه بین میدان مغناطیسی متناوب و محور x در لحظه‌ی صفر و ω_{rf} بسامد میدان مغناطیسی متناوب است. با توجه به معادله‌های (۸) و (۹)، بعد از اعمال میدان اسپین مغناطیسی متناوب، هامیلتونی سامانه تک برابر

آزمایش‌های اولیه بسیاری از ایده‌ها نظیر اولین پیاده سازی‌های الگوریتم‌های کوانتومی مانند الگوریتم گروور مورد توجه قرار گرفته است [۱۱]. البته باید توجه داشت که این روش، دو کاستی بزرگ دارد که مانع از آن می‌شود که بتوان از تشدید مغناطیسی برای ساخت رایانه‌های کوانتومی در ابعاد بزرگ (با تعداد زیاد بیت کوانتومی) استفاده کرد. مشکل اول این است که تعداد اسپین‌های یک مولکول به نحوی که در دامنه‌ی بسامدی مجزا باشند، محدود است. همین باعث می‌شود که در این روش تعداد بیت‌های کوانتومی بسیار محدود باشد. مشکل دیگر این است که اگر چه پایش کیوبیت‌ها در این روش به نسبت آسان است، به دست آوردن حالت‌های با خلوص بالا در این روش به سادگی امکان‌پذیر نیست. بنابرین بیشتر آزمایش‌هایی که در این زمینه انجام شده‌اند با حالت‌های اسپینی کار می‌کنند که خلوص پایینی دارند و به حالت کاملاً آمیخته حالت‌ها بسیار نزدیک هستند. کم بودن خلوص، اندازمگیری حالت‌های کوانتومی را نیز سخت می‌کند [۱۲]. با این وجود تشدید مغناطیسی هسته هنوز هم یکی از بهترین روش‌های پیاده سازی الگوریتم‌های کوانتومی است.

۲- روش محاسبات

۲-۱-۲ هامیلتونی سامانه NMR

۲-۱-۱-۲ سامانه‌های تک اسپین

اگر یک هسته با اسپین $\frac{1}{2}$ در یک میدان مغناطیسی قرارگیرد، ترازهای انرژی آن شکافته می‌شوند. این پدیده به اثر زیمان معروف است [۱۳] که با هامیلتونی زیر توصیف می‌شود.

$$\mathcal{H}_0 = -\hbar\gamma B_0 I_z = -\hbar\omega_0 I_z = \hbar\omega_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \omega_0 = \gamma B_0 \quad (5)$$

که در آن γ ضریبی است که به نوع هسته بستگی دارد، B_0 میدان مغناطیسی خارجی و $\omega_0 = \gamma B_0$ است. همچنین $\frac{\omega_0}{2\pi}$ بسامد لارمور نام دارد که بسامد حرکت تقدیمی اسپین‌ها حول میدان خارجی (راستای z) است. با توجه به هامیلتونی معادله (۵)، در این سامانه دو تراز انرژی با اختلاف $\hbar\omega_0$ وجود دارد که در شکل (۱) نمایش داده شده‌اند. تراز پایین‌تر با انرژی $-\frac{\hbar\omega_0}{2}$ را حالت $|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ و تراز انرژی با انرژی $+\frac{\hbar\omega_0}{2}$ را حالت $|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ تعریف می‌کنیم.

۲-۱-۲-۲ برهم‌کنش اسپین‌ها (جفت شدگی غیرمستقیم)

برهم‌کنش دو هسته از طریق الکترون‌های اشتراکی یک پیوند شیمیایی موجب تغییرهایی در هامیلتونی اسپین

۲-۳- درگاه‌های کوانتومی

برای ساخت درگاه‌های کوانتومی تک کیوبیتی تنها به دوران‌هایی مانند دوران معادله (۱۳) نیاز داریم. پیاده‌سازی عملی چنین درگاه‌هایی به نسبت ساده و سرراست است. برای پیاده‌سازی عملی یک دوران حول محوری که در صفحه x-y قرار دارد، کافی است تا یک تپ با طول، توان و فاز مورد نیاز اعمال شود، که از قابلیت‌های ابتدایی تمام دستگاه‌های تشدید مغناطیس هسته تپی است. دوران‌های حول محور z (که جهت اعمال میدان مغناطیسی B₀ نیز هست) را می‌توان با استفاده از یک مجموعه از تپ‌های درون صفحه x-y ایجاد کرد. راه دوم برای پیاده‌سازی دوران‌های حول محور z، استفاده از یک تاخیر زمانی همراه با یک جابجایی بسامدی است. با محاسبه مستقیم می‌توان نشان داد که یک عملگر CNOT را می‌توان به صورت زیر از عملگرهای دورانی مناسب و عملگر تحول زمانی تحت برهمکنش اسپین-اسپین U_J(t) ساخت.

$$CNOT_A = (15) \\ \sqrt{i} R_z^A \left(\frac{\pi}{2}\right) R_z^B \left(-\frac{\pi}{2}\right) R_x^B \left(\frac{\pi}{2}\right) U_J \left(\frac{1}{2J}\right) R_y^B \left(\frac{\pi}{2}\right) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$CNOT_B = (16) \\ \sqrt{i} R_z^B \left(\frac{\pi}{2}\right) R_z^A \left(-\frac{\pi}{2}\right) R_x^A \left(\frac{\pi}{2}\right) U_J \left(\frac{1}{2J}\right) R_y^A \left(\frac{\pi}{2}\right) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

که در آن بیانگر دوران حول محورهای مختصات R_{x,y,z} و U_J(1/2J) تحول زمانی سامانه در مدت زمان 1/2J تحت تأثیر برهمکنش اسپین-اسپین با ثابت جفت‌شدگی J است. تفاوت CNOT_A و CNOT_B در کیوبیت پایش است. کیوبیت پایش در CNOT_A کیوبیت اول یعنی A و در CNOT_B کیوبیت دوم یعنی B است. توجه داشته باشید که در تمام آزمایش‌های گزارش شده در این مقاله سامانه دو کیوبیتی کلروفرم را به صورت |1H13C> (کیوبیت اول هیدروژن و کیوبیت دوم کربن) در نظر گرفته‌ایم. با توجه به آنچه گفته شد برای پیاده‌سازی عملی درگاه CNOT کافی است تا دوران‌ها و تاخیر زمانی‌های مناسب را به ترتیب اعمال کنیم.

معادله (۱۰) خواهد شد.

$$\mathcal{H}_{sys} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{rf} = (10) \\ -\hbar \omega_0 I_z - \hbar \omega_1 [\cos(\omega_{rf} t + \phi) I_x + \sin(\omega_{rf} t + \phi) I_y]$$

با فرض شرط تشدید $\omega_0 = \omega_{rf}$ از دید ناظر نشسته در دستگاه مختصات قاب چرخان یعنی دستگاه مختصاتی که با بسامد زاویه‌ای ω_{rf} نسبت به دستگاه مختصات ثابت در آزمایشگاه می‌چرخد، معادله (۱۰) به صورت زیر ساده می‌شود.

$$\mathcal{H}_{rot} = -\hbar \omega_1 (\cos\phi I_x + \sin\phi I_y) (11)$$

معادله (۱۱) نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی متناوب B₁ می‌تواند مولد دوران حول محورهای دلخواه در صفحه x-y باشد. در ادامه به صورت دقیق، تحولی که ناشی از هامیلتونی معادله (۱۱) است را محاسبه می‌کنیم.

$$U = e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}_{control} t} = (12) \\ e^{i\omega_1 t (\cos\phi I_x + \sin\phi I_y)}$$

با این تحول می‌توانیم دوران‌های دلخواه را با تغییر ϕ (که جهت محور دوران در صفحه x-y را تنظیم می‌کند) و زمان اعمال تپ الکترومغناطیس (طول تپ) ایجاد کنیم. به عنوان مثال، با تنظیم $\omega_1 t = \pi, \phi = \pi$ تحول زیر حاصل می‌شود.

$$U = e^{-i\pi I_x} = e^{-\frac{i\pi}{2} \sigma_x} = R_x \left(\frac{\pi}{2}\right) (13)$$

بخش دیگری از هامیلتونی که برای اعمال درگاه‌های دو کیوبیتی بسیار مهم است، جمله جفت‌شدگی است. در صورتی که هامیلتونی پایش خاموش باشد (یعنی هنگامی که تپ الکترومغناطیس اعمال نمی‌شود) در دستگاه مختصات قاب چرخان، فقط جمله جفت‌شدگی باقی می‌ماند. تحول این برهمکنش به شکل معادله (۱۴) در می‌آید [۴].

$$U_J(t) = \exp \left(-\frac{i\pi}{2} J t \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right) (14)$$

در بخش بعد توضیح می‌دهیم که چطور از این تحول در ساخت درگاه CNOT استفاده می‌شود.

۲-۴- پیاده‌سازی آزمایشگاهی درگاه CNOT

برای اعمال درگاه CNOT در آزمایشگاه، از دستگاه طیف سنج تشدید مغناطیسی هسته بروکر-آوانس ۴۰۰ مگاهرتز دانشگاه شهید چمران اهواز، استفاده شد. نمونه مورد استفاده در این آزمایش کلروفرم با فراوانی طبیعی ^{13}C (۱/۱ درصد) می‌باشد. در این نمونه، هسته اتم هیدروژن (^1H) و هسته اتم کربن (^{13}C) دو کیوبیت مورد نظر ما هستند و درگاه CNOT بر روی آن‌ها اعمال گردید. میدان مغناطیسی دستگاه مورد استفاده ۹/۴ تسلا است که متناظر با بسامد لارمور ۴۰۰ مگاهرتز برای هیدروژن و ۱۰۰ مگاهرتز برای کربن است. ثابت جفت‌شدگی هیدروژن و کربن در کلروفرم ۲۱۵ هرتز می‌باشد. این ویژگی‌ها در جدول زیر خلاصه شده‌اند.

جدول ۱- ویژگی‌های کیوبیت‌ها و دستگاه طیف سنج مورد استفاده در آزمایش

$\frac{\omega_C}{2\pi}$	100 MHz
$\frac{\omega_H}{2\pi}$	400 MHz
B_0	9.4 T
J	215 Hz

۳- نتایج و بحث روی نتایج

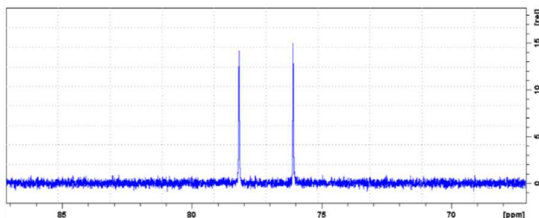
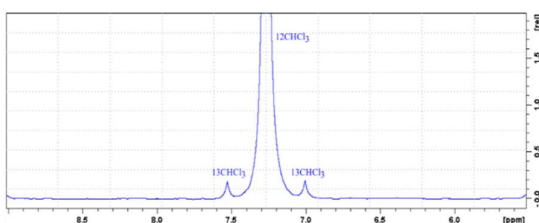
۳-۱- نتایج مربوط به حالت آمیخته

در ابتدا، حالت آمیخته سامانه بررسی شد. برای سامانه‌ای که در تعادل گرمایی و در دمای اتاق قرار دارد، طیف تشدید مغناطیسی هسته این حالت آمیخته شامل یک دوتایی به نسبت ۱:۱ در محدوده طیف ^1H و یک دوتایی به نسبت ۱:۱ در محدوده طیف ^{13}C است. این طیف‌ها را در شکل ۲ مشاهده می‌کنید.

در مرحله‌ی بعد تاثیر درگاه CNOT بر حالت آمیخته مورد بررسی قرار گرفت. برای این منظور، ابتدا درگاه CNOT به یک دنباله تپ قابل اعمال در دستگاه طیف‌سنج ترجمه شد و سپس دنباله تپ مربوط روی حالت آمیخته (تعادل گرمایی) اعمال شد. از آنجا که در دستگاه طیف‌سنج، هیدروژن و کربن دو بسامد بسیار متفاوت دارند، به ازای هر درگاه دو دنباله تپ جداگانه نیاز داریم که هر یک در آزمایشی جداگانه بر روی سامانه اعمال شده و طیف هیدروژن و یا کربن حاصل ثبت می‌گردد. در شکل‌های ۳ و ۴ دنباله تپ‌های متناظر با درگاه $\text{CNOT}_{^{13}\text{C}}$ (یعنی درگاهی که کیوبیت پایش آن اسپین کربن است) و طیف تشدید مغناطیسی هسته حاصل را مشاهده می‌کنید. شکل ۳ دنباله تپ و طیف هیدروژن را نشان می‌دهد و در شکل ۴ دنباله تپ و طیف مربوط به کربن را مشاهده می‌کنید. توجه

داشته باشید که در دنباله تپ‌های مورد استفاده در این آزمایش‌ها، دوران‌های درون صفحه $x-y$ با اعمال یک تپ مناسب و دوران‌های حول محور z با استفاده از یک تاخیر زمانی همراه با یک جابجایی بسامدی اعمال می‌شوند. همچنین توجه کنید که در دنباله تپ‌های اعمال‌شده، علاوه بر تپ‌های متناظر با عملگرهای مورد استفاده در درگاه CNOT یک تپ قرائت در پایان وجود دارد. نقش این تپ آشکار سازی حالت سامانه است.

بدون اعمال تپ قرائت هیچ علامتی (نشانی) در دستگاه طیف‌سنج مشاهده نخواهد شد. بعد از یک تنظیم اولیه، تپ قرائت در همه آزمایش‌ها بدون تغییر باقی خواهد ماند. باید توجه داشت که عامل فاز \sqrt{t} که در معادله‌های ۱۵ و ۱۶ وجود دارد، در دنباله تپ‌های استفاده‌شده در آزمایش دیده نمی‌شود. در آزمایش‌های ما این عامل فاز با عامل فازی که در انتها برای تبدیل تمامی قله‌ها به یک قله‌ی جذبی اعمال می‌شود، یک کاسه شده است.



شکل ۲- طیف تشدید مغناطیسی هسته هیدروژن (بالا) و کربن (پایین) مربوط به نمونه کلروفرم در حالت آمیخته متناظر با تعادل گرمایی در دمای اتاق. هر دوطیف با یک روبش گرفته شده‌اند. در طیف هیدروژن قله‌ی ظاهر شده در حدود ۷/۲ ppm مربوط به هیدروژن‌هایی است که متصل به اتم ^{12}C هستند. از آنجایی که فراوانی اتم ^{12}C بسیار بیشتر از اتم ^{13}C است علامت نشانک حاصل از این هیدروژن‌ها نیز بسیار بزرگتر است. برای مشاهده علامت مربوط به هیدروژن‌های مورد علاقه‌ی ما (یعنی هیدروژن-های متصل به اتم ^{13}C) طیف نمایش داده شده بزرگنمایی شده است.

۳-۲- نتایج مربوط به حالات شبه خالص

برای بررسی تجربی اثر یک درگاه روی یک حالت کوانتومی خالص، ابتدا باید این حالت تهیه شود. می‌توان با

سردکردن نمونه تا دمای نزدیک به صفر مطلق، خلوص حالت‌ها را بهبود داد، اما این روش نیاز به پروب خاص دارد و همچنان بسیار مشکل است و در نهایت بیت ۲ تا ۳ مرتبه بزرگی خلوص را بهبود می‌بخشد. به علاوه حتی در صورت تهیه چنین حالتی، برای انجام آزمایش روی آن با محدودیت‌های زیادی روبرو هستیم. چراکه فرآیندهای آسایش شناخته‌شده در تشدید مغناطیس هسته در نهایت حالت خالص تهیه‌شده را به حالت آمیخته متناظر با تعادل گرمایی تبدیل خواهند کرد. یک راه عملی برای آزمون تجربی اثر یک درگاه روی یک حالت کوانتومی خالص، روش میانگین‌گیری زمانی است. در این روش تعدادی آزمایش جداگانه به گونه‌ای انجام می‌شوند که مجموع نتایج آن‌ها همانند اثر درگاه مربوط روی حالت خالص مورد نظر است. اگر ماتریس چگالی حالت تعادل گرمایی ρ_{ini} و عملگرهای U_0 ، U_1 و U_2 را مطابق زیر تعریف کنیم، با محاسبه مستقیم می‌توان درستی معادله ۲۱ را نشان داد [۱۲].

$$\rho_{ini} = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$U_0 = I_{4 \times 4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (18)$$

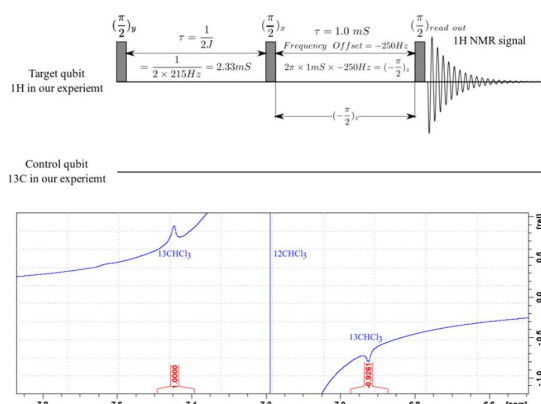
$$U_1 = CNOT_B CNOT_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (19)$$

$$U_2 = U_1^\dagger = CNOT_A CNOT_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

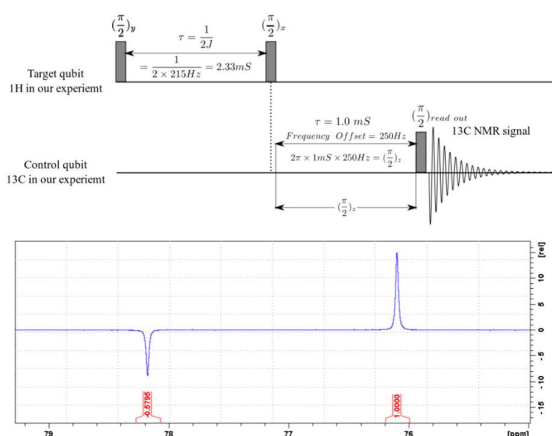
$$(U_0 + U_1 + U_2) \rho_{ini} (U_0 + U_1 + U_2)^\dagger = \begin{pmatrix} 3a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b+c+d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b+c+d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b+c+d \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$= (1-a) I_{4 \times 4} + (4-a) |00\rangle\langle 00| = \rho_{00}$$

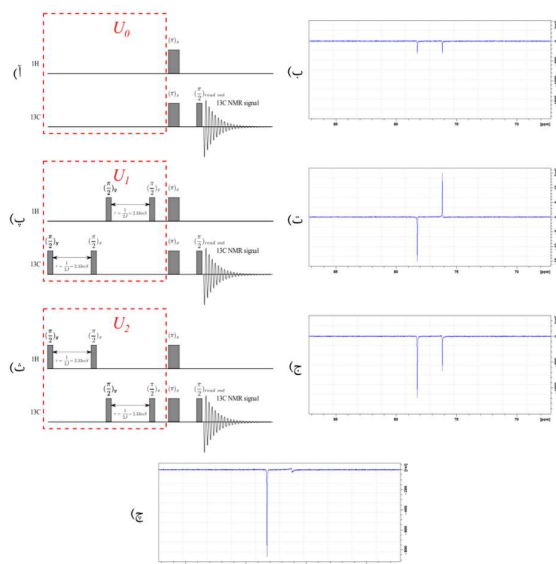
که در آن ρ_{00} ماتریس چگالی متناظر با حالت $|00\rangle$ است. در عمل برای به دست آوردن طیف تشدید مغناطیس هسته



شکل ۳- دنباله تپ متناظر با درگاه $CNOT_{13C}$ (بالا) و طیف تشدید مغناطیس هسته هیدروژن (پایین) ناشی از اعمال این درگاه بر روی حالت آمیخته متناظر با تعادل گرمایی در دمای اتاق. کیوبیت پایش در درگاه اعمال‌شده اسپین کربن است. خط عمودی ظاهر شده در ppm ۷/۲ مربوط به قله‌ی پخشی هیدروژن‌هایی است که متصل به اتم ^{12}C هستند. از آنجایی که فراوانی اتم ^{12}C بسیار بیشتر از اتم ^{13}C است علامت حاصل از این هیدروژن‌ها نیز بسیار بزرگتر است. برای مشاهده علامت مربوط به هیدروژن‌های مورد علاقه‌ی ما (یعنی هیدروژن‌های متصل به اتم ^{13}C) طیف نمایش داده شده بزرگنمایی شده است. اعداد قرمز رنگ زیر هر قله (شدت هر قله) را نشان می‌دهند، که با مقدار نظری یعنی نسبت ۱-:۱+ همخوانی دارند.



شکل ۴- دنباله تپ متناظر با درگاه $CNOT_{13C}$ (بالا) و طیف تشدید مغناطیس هسته کربن (پایین) ناشی از اعمال این درگاه بر روی حالت آمیخته متناظر با تعادل گرمایی در دمای اتاق. کیوبیت پایش در درگاه اعمال‌شده اسپین کربن است. اعداد قرمز رنگ زیر هر قله (شدت هر قله) را نشان می‌دهند، که با مقدار نظری یعنی نسبت ۵+:۳- همخوانی دارند.



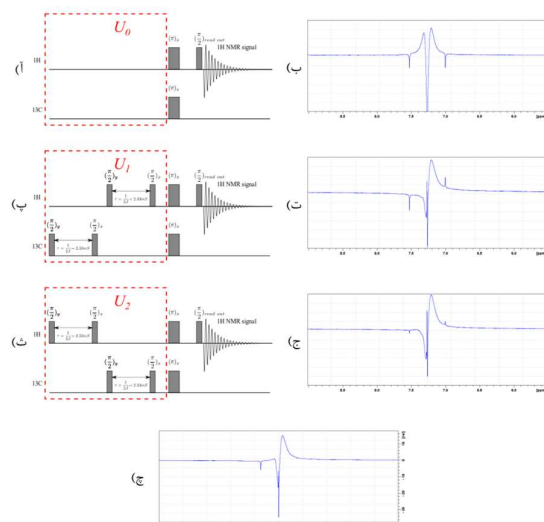
شکل ۶- دنباله تپ‌ها و طیف‌های مربوط به تهیه حالت شبه‌خال ($|11\rangle$) با استفاده از روش میانگین‌گیری زمانی. (ا) دنباله تپ متناظر با U_0 و (ب) طیف کربن حاصل. (پ) دنباله تپ متناظر با U_1 و (ت) طیف کربن حاصل. (ث) دنباله تپ متناظر با U_2 و (ج) طیف کربن حاصل. (چ) طیف حاصل جمع طیف‌های (ب)، (ت) و (ج). نقش تپ‌های 180° درجه تبدیل حالت $|00\rangle$ به $|11\rangle$ است.

۳-۳- نتایج مربوط به حالت‌های شبه‌خالص

برای اینکه دقیق عمل درگاهی اعمال‌شده را بررسی کنیم، در حالت کلی نیاز به برش‌نگاری فرآیند [۱۵ و ۱۶] داریم. اما چون برش‌نگاری فرآیندی بسیار پر هزینه است، معمولاً اثر درگاه را بر روی اعضای یک پایه بررسی می‌کنیم. به این ترتیب، درگاه را بر روی تک تک اعضای یک پایه اعمال می‌کنیم و حالت نهایی را برش‌نگاری حالت می‌کنیم. این اگر چه به اندازه برش‌نگاری کامل فرآیند کامل نیست، با فرض خطی بودن، با آن معادل می‌شود. به عبارت دیگر، با فرض اینکه اعمالی که در آزمایشگاه پیاده کرده‌ایم، خطی هستند، بررسی اثر درگاه بر روی اعضای یک پایه، توصیف کاملی از عمل درگاه می‌دهد. از همین رو، در تقریباً تمام مقاله‌هایی که به پیاده‌سازی درگاه‌های کوانتومی نظیر CNOT، توفولی و غیره پرداخته‌اند، برش‌نگاری کامل فرآیند انجام‌نشده و از روشی که توصیف‌شده استفاده شده است [۷، ۸، ۱۲ و ۲۰-۱۷]. معمولاً برش‌نگاری کامل به صورت یک مقاله جدا در این حوزه انجام و بررسی شده است [۲۳-۲۱].

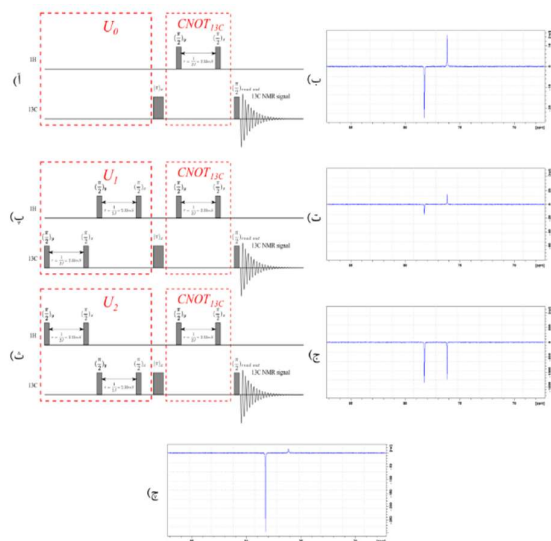
برای برش‌نگاری درگاهی که پیاده‌سازی کرده‌ایم، نیازمند تهیه تمام حالت‌های شبه‌خالص و اعمال هر دو درگاه $CNOT_{13C}$ و $CNOT_{1H}$ بر روی آن‌ها است. بعد

متناظر با هر یک از این حالت‌ها و یا طیف حاصل اعمال یک درگاه روی هر یک از این حالت‌ها، سه آزمایش جداگانه روی حالت تعادل گرمایی انجام می‌شود که هر یک از این آزمایش‌ها برابر با اعمال یکی از عملگرهای U_0 ، U_1 و U_2 می‌باشد. دنباله تپ هر آزمایش نیز دنباله تپ مربوط به این عملگرها است که با توجه به معادله‌های ۱۸-۲۰ از ترکیب مناسب دنباله تپ‌های مربوط به $CNOT_{1H}$ و $CNOT_{13C}$ به دست می‌آید. سپس با جمع کردن نتیجه‌ی این سه آزمایش، طیف مربوط به حالت شبه‌خالص مورد نظر به دست می‌آید. در آزمایش‌های انجام‌شده، ابتدا حالت شبه $|00\rangle$ همان‌طور که شرح داده شد، ساخته شد. سپس حالت‌های $|11\rangle$ ، $|01\rangle$ و $|10\rangle$ با اعمال دوران-های لازم بر روی حالت $|00\rangle$ به دست آمدند. به عنوان یک نمونه از چگونگی تشکیل یک حالت شبه‌خالص، دنباله تپ و طیف تشدید مغناطیس هسته مربوط به حالت شبه-خالص $|11\rangle$ را در شکل‌های ۵ و ۶ (به ترتیب برای هیدروژن و کربن) مشاهده می‌کنید.



شکل ۵- دنباله تپ‌ها و طیف‌های مربوط به تهیه حالت شبه‌خالص $|11\rangle$ با استفاده از روش میانگین‌گیری زمانی. (ا) دنباله تپ متناظر با U_0 و (ب) طیف هیدروژن حاصل. (پ) دنباله تپ متناظر با U_1 و (ت) طیف هیدروژن حاصل. (ث) دنباله تپ متناظر با U_2 و (ج) طیف هیدروژن حاصل. (چ) طیف حاصل جمع طیف‌های (ب)، (ت) و (ج). نقش تپ‌های 180° درجه تبدیل حالت $|00\rangle$ به $|11\rangle$ است. در تمام این آزمایش‌ها قبل از شروع دنباله تپ اصلی یک تپ تک بسامد (به مدت ۲ ثانیه با بسامد مربوط به هیدروژن‌های متصل به اتم ^{12}C) به نمونه اعمال شد. نقش این تپ اشباع-کردن هیدروژن‌های متصل به اتم ^{12}C در محدوده‌ی ppm ۷/۲ است و قله‌ی اشباع‌شده به صورت نیم مثبت نیم منفی در شکل‌ها دیده می‌شود.

درصد برای درگاه $CNOT_{1H}$ و $99/82$ درصد برای درگاه $CNOT_{13C}$ (هر دو درگاه را اعمال کرد. این نتایج به همراه مشخصات درگاه‌های اعمال شده به‌طور خلاصه در جدول ۲ نشان داده شده‌اند.

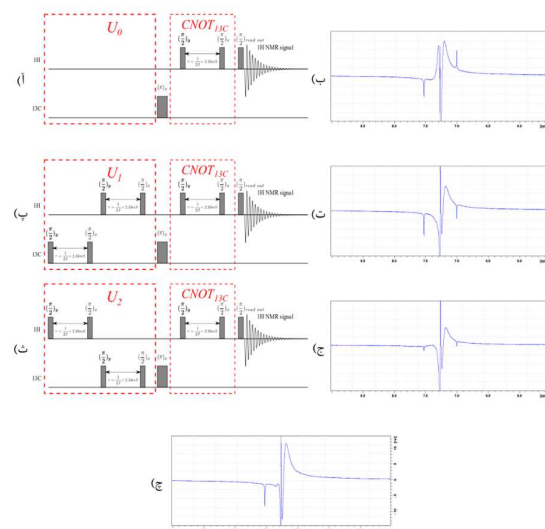


شکل ۸- دنباله تپ‌ها و طیف‌های مربوط به اعمال درگاه $CNOT_{13C}$ بر روی حالت شبه‌خالص $|01\rangle$ با استفاده از روش میانگین‌گیری زمانی. (آ) دنباله تپ متناظر با U_0 و (ب) طیف کربن حاصل. (پ) دنباله تپ متناظر با U_1 و (ت) طیف کربن حاصل. (ث) دنباله تپ متناظر با U_2 و (ج) طیف کربن حاصل. (چ) طیف حاصل جمع طیف‌های (ب)، (ت) و (ج). نقش تپ 180° درجه تبدیل حالت $|00\rangle$ به $|01\rangle$ است. نتیجه تجربی اعمال درگاه $CNOT_{13C}$ بر روی $|01\rangle$ با پیش‌بینی نظری یعنی حالت $|11\rangle$ که در شکل ۶ نمایش داده شده است، همخوانی دارد.

جدول ۲- ویژگی درگاه‌های اعمال‌شده با استفاده از روش تشدید مغناطیس هسته

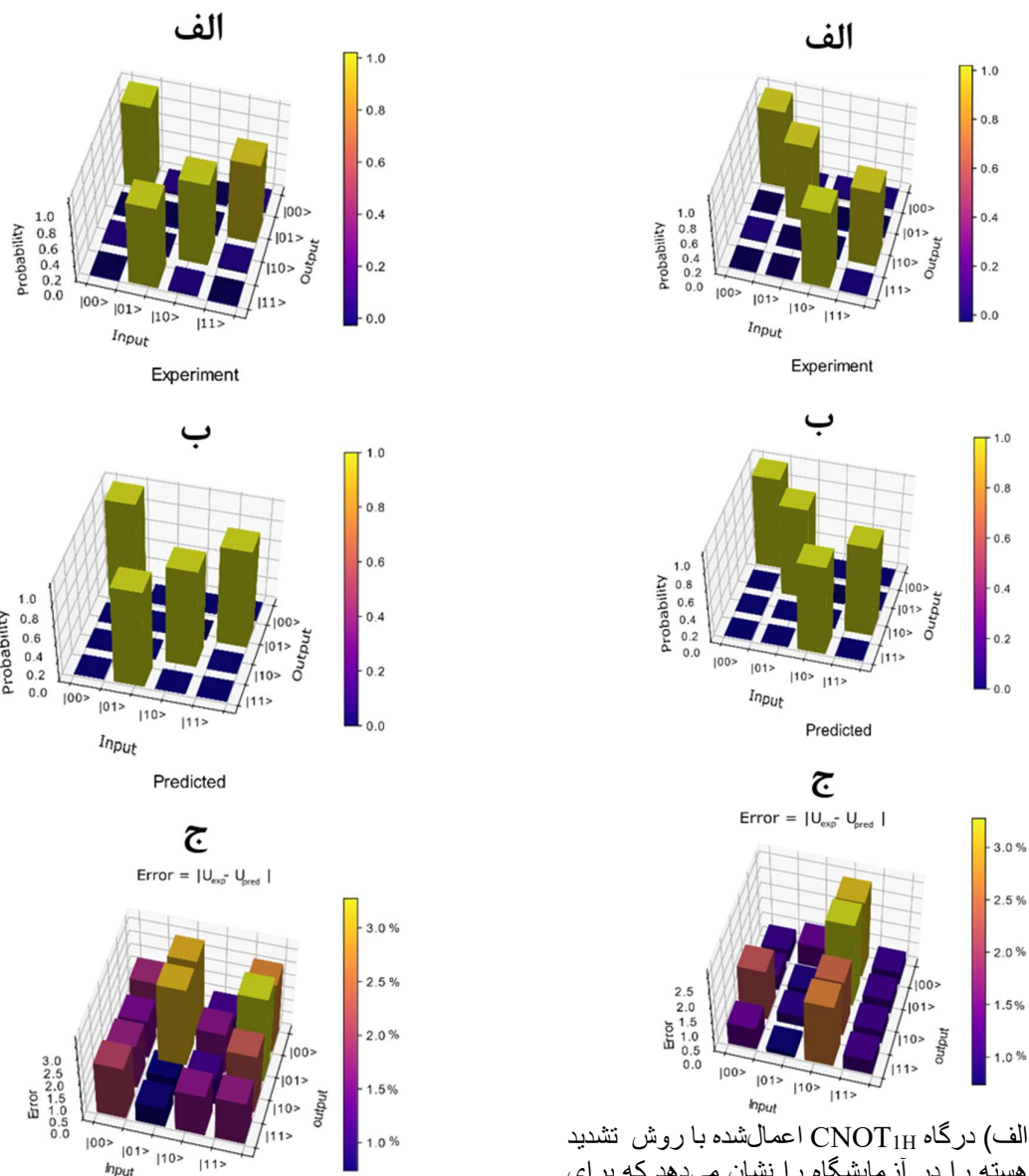
مدت زمان اعمال درگاه (میلی‌ثانیه)	میانگین خطای درایه‌ها (درصد)	تشابه درگاه (درصد)	درگاه
۲/۳۶	۱/۸۶	۹۹/۸۸	$CNOT_{13C}$
۲/۳۶	۰/۹۶	۹۹/۷۶	$CNOT_{1H}$

از آماده‌سازی تمام حالت‌های شبه‌خالص، هر دو درگاه $CNOT_{13C}$ و $CNOT_{1H}$ بر روی آن‌ها اعمال شد. به عنوان نمونه، دنباله تپ و طیف تشدید مغناطیس هسته حاصل از اعمال درگاه $CNOT_{13C}$ بر روی حالت شبه‌خالص $|01\rangle$ را در شکل‌های ۷ و ۸ (به ترتیب برای هیدروژن و کربن) مشاهده می‌کنید.



شکل ۷- دنباله تپ‌ها و طیف‌های مربوط به اعمال درگاه $CNOT_{13C}$ بر روی حالت شبه‌خالص $|01\rangle$ با استفاده از روش میانگین‌گیری زمانی. (آ) دنباله تپ متناظر با U_0 و (ب) طیف هیدروژن حاصل. (پ) دنباله تپ متناظر با U_1 و (ت) طیف هیدروژن حاصل. (ث) دنباله تپ متناظر با U_2 و (ج) طیف هیدروژن حاصل. (چ) طیف حاصل جمع طیف‌های (ب)، (ت) و (ج). نقش تپ 180° درجه تبدیل حالت $|00\rangle$ به $|01\rangle$ است. در همه این آزمایش‌ها قبل از شروع دنباله تپ اصلی یک تپ تک بسامد (به مدت ۲ ثانیه با بسامد مربوط به هیدروژن‌های متصل به اتم ^{12}C) به نمونه اعمال شد. نقش این تپ، اشباع‌کردن هیدروژن‌های متصل به اتم ^{12}C در محدوده $7/2$ ppm است و قله‌ی اشباع‌شده به صورت نیم مثبت نیم منفی در شکل‌ها دیده می‌شود. نتیجه تجربی اعمال درگاه $CNOT_{13C}$ بر روی $|01\rangle$ با پیش‌بینی نظری یعنی حالت $|11\rangle$ که در شکل ۵ نمایش داده شده است، همخوانی دارد.

با اعمال هر دو درگاه $CNOT_{13C}$ و $CNOT_{1H}$ بر روی تمام حالت‌های شبه‌خالص برش‌نگاری درگاه انجام شد. نتایج حاصل از این برش‌نگاری را در شکل‌های ۹ و ۱۰ مشاهده می‌کنید. نتایج اندازه‌گیری به روش تشدید مغناطیس هسته نشان می‌دهد که می‌توان با تشابه بالا (تشابه $99/76$)



شکل ۹- الف) درگاه $CNOT_{IH}$ اعمال شده با روش تشدید مغناطیس هسته را در آزمایشگاه نشان می‌دهد که برای نمونه اگر بر روی حالت اولیه ورودی $|00\rangle$ درگاه $CNOT$ را اعمال کنیم حالت خروجی با احتمال ۹۹/۹۵ درصد حالت $|00\rangle$ خواهد بود. ب) نمایش معادله (۴) که نشان‌دهنده درگاه $CNOT$ آرمانی می‌باشد. ج) اختلاف درایه‌های درگاه به دست آمده از نتیجه آزمایش با درگاه مورد انتظار را نشان می‌دهد. خطای هر یک از درایه‌های به دست آمده در آزمایش که به طور متوسط برابر ۱/۸۶ درصد است. مقدار تشابه درگاه [۲۴] با درگاه اصلی نیز ۹۹/۸۸ درصد اندازه‌گیری شده است.

شکل ۹- الف) درگاه $CNOT_{IH}$ اعمال شده با روش تشدید مغناطیس هسته را در آزمایشگاه نشان می‌دهد که برای نمونه اگر بر روی حالت اولیه ورودی $|00\rangle$ درگاه $CNOT$ را اعمال کنیم حالت خروجی با احتمال ۹۹/۹۵ درصد حالت $|00\rangle$ خواهد بود. ب) نمایش معادله (۳) که نشان‌دهنده درگاه $CNOT$ آرمانی می‌باشد. ج) اختلاف درایه‌های درگاه به دست آمده از نتیجه آزمایش با درگاه مورد انتظار را نشان می‌دهد. خطای هر یک از درایه‌های به دست آمده در آزمایش که به طور متوسط برابر ۰/۹۶ درصد است. مقدار تشابه درگاه [۲۴] با درگاه اصلی نیز ۹۹/۷۶ درصد اندازه‌گیری شده است.

مراجع

- [1] P. W. Shor, Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science. IEEE Comput. Soc. Press, 124 (1994).
- [2] D. Deutsch, R. Jozsa, Proc. R. Soc. Lond. A **439**, 553 (1992).
- [3] M. Nielsen, I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (10th Anniversary edn.) Cambridge University Press. **2010**.
- [4] L. M. Vandersypen, I. L. Chuang, Rev. Mod. Phys. **76**, 1037 (2005).
- [5] J. A. Jones, R. H. Hansen, M. Mosca, J. Mag. Reson. **135**, 353 (1998).
- [6] J. A. Jones, M. Mosca, J. Chem. Phys. **109**, 1648 (1998).
- [7] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, M. Saffman, Phys. Rev. Lett. **104**, 010503 (2010).
- [8] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
- [9] D. J. Griffiths, Introduction to Quantum Mechanics (2nd ed.). Prentice Hall. **2004**.
- [10] V. P. Grover, J. M. Tognarelli, M. M. Crossey, I. J. Cox, S. D. Taylor-Robinson, M. J. McPhail, J Clin Exp Hepatol **5**, 246 (2015).
- [11] V. L. Ermakov, B. M. Fung, Phys. Rev. A **66**, 042310 (2002).
- [12] I. S. Oliveira, T. J. Bonagamba, R. S. Sarthour, J. C. C. Freitas, E. R. Azevedo, NMR Quantum Information Processing. Elsevier. Amsterdam. **2007**.
- [13] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Fundamentals of Physics. Wiley. **2005**.
- [14] Courtesy of Allen D. Elster, MRIquestions.com.
- [15] M. Mohseni, A. T. Rezakhani, D. A. Lidar, Phys. Rev. A **77**, 032322 (2013).
- [16] D. Greenbaum, arXiv preprint arXiv:1509.02921 (2015).
- [17] D. G. Cory, A. F. Fahmy, T. F. Havel, Proc. Natl. Acad. Sci. **94**, 1634 (1997).
- [18] H. Li, G. Cao, G. Yu, M. Xiao, G. Guo, H. Jiang, G. Guo, Nat. Commun. **6**, 1 (2015).
- [19] Y. Lahini, G. R. Steinbrecher, A. D. Bookatz, D. Englund Npj Quantum Inf. **4**, 1 (2018).
- [20] Y. He, S. K. Gorman, D. Keith, L. Kranz, J. G. Keizer, M. Y. Simmons, Nature **571**, 371 (2019).
- [21] A. M. Childs, I. L. Chuang, D. W. Leung, Phys. Rev. A **64**, 012314 (2001).
- [22] M. Riebe, K. Kim, P. Schindler, T. Monz, P. O. Schmidt, T. K. Körber, W. Hänsel, H. Häffner, C. F. Roos, R. Blatt, Phys. Rev. Lett. **97**, 220407 (2006).
- [23] M. Jiang, T. Wu, J. W. Blanchard, G. Feng, X. Peng, D. Budker, Sci. Adv. **4**, eaar6327 (2018).
- [24] E. Magesan, R. BlumeKohout, J. Emerson, Phys. Rev. A **84**, 012309 (2011).
- [25] A. Peres, Found. Phys. **29**, 589 (1999).
- [26] S. Raeisi, P. Kurzynski, D. Kaszlikowski, Phys. Rev. Lett. **114**, 200401 (2015).
- [27] D. Qu, P. Kurzynski, D. Kaszlikowski, S. Raeisi, L. Xiao, K. Wang, X. Zhan, P. Xue, Phys. Rev. A **101**, 060101 (2020).

۴- نتیجه گیری

در این پژوهش، برای اولین بار در ایران درگاه‌های کوانتومی جهان شمول در آزمایشگاه پیاده‌سازی شدند. این پیاده‌سازی با استفاده از روش تشدید مغناطیسی هسته انجام گرفت. در این پیاده‌سازی از اسپین هسته‌های هیدروژن و کربن در مولکول کلروفرم استفاده شد. در ابتدا، حالت‌های شبه‌خالص برای آزمایش آماده گردید و سپس با اعمال تب‌های مناسب و بهره‌گیری از جفت‌شدگی بین اسپین‌های کربن و هیدروژن، درگاه CNOT بر روی این دو اسپین اعمال شد. برای این درگاه یک بار از اسپین کربن به عنوان کیوبیت پایش استفاده گردید و یک بار نیز از اسپین هیدروژن برای این منظور بهره برده شد. در انتها با استفاده از برش‌نگاری کوانتومی نتایج پیاده‌سازی شده مورد سنجش قرار گرفت. برش‌نگاری درگاه CNOT نشان داد که می‌توان با تشابه میانگین بیش از ۹۹٪ این درگاه را پیاده‌سازی کرد که برای بسیاری از آزمایش‌ها، دقت بالایی محسوب می‌شود. این، گام بزرگی برای پیاده‌سازی و آزمون روش‌ها و ایده‌های پردازش اطلاعات کوانتومی در ایران محسوب می‌شود. اگر چه این کار در کشورهای توسعه یافته انجام شده است، این گام بسیار مهمی برای ایجاد زیرساخت‌های لازم برای توسعه فناوری‌های کوانتومی محسوب می‌شود و می‌تواند زمینه را برای کارهای آزمایشگاهی در این حوزه و پنجره جدیدی در این علم در کشور بگشاید.

گفتنی است که همان‌گونه که رایج است، در این گونه کارهای آزمایشگاهی، برش‌نگاری کامل فرآیند صورت نگرفته و با فرض خطی بودن فرآیند، به بررسی اثر درگاه بر روی اعضای یک پایه کامل بسنده شده است. در ادامه این کار، باید برش‌نگاری کامل صورت بگیرد. همچنین علاقه‌مندیم در ادامه این کار، نامساوی‌هایی نظیر نامساوی بل [۲۵] و نامساوی‌های بر مبنای آنتروپی و اطلاعات [۲۶ و ۲۷] را بر روی این حالت‌ها بیازماییم.

سپاسگزاری

بر خود لازم می‌دانیم تا از همکاران آزمایشگاه مرکزی دانشگاه شهید چمران اهواز، به ویژه جناب آقای حمید مددی به خاطر پشتیبانی فنی و در اختیار قرار دادن دستگاه صمیمانه سپاسگزاری کنیم. همچنین از برنامه گرنت معاونت پژوهشی دانشگاه صنعتی شریف (گرنت G960219) قدردانی می‌کنیم.