

Ricottura quantistica con fabbricazione a spin

Molti interessanti ma praticamente intrattabili problemi possono essere ricondotti a trovare lo stato fondamentale di un sistema di spin; tuttavia cercare lo stato fondamentale rimane un problema computazionalmente difficile. Si crede che si possa trovare questo stato attraverso un processo naturale, basato su un sistema di spin, chiamato ricottura quantistica. Se la ricottura quantistica può essere ottenuta allora può migliorare la risoluzione di certi tipi di problemi. Però lo studio di ricottura quantistica è stato confinato allo studio di sistemi di spin a livelli microscopici di materia condensata. Qui si usa la ricottura quantistica per trovare lo stato fondamentale di un sistema artificiale secondo il modello di **Ising** comprendente un vettore di otto quantum bit a flusso superconduttivo con spin programmabile. Si osserva una firma chiara di ricottura quantistica distinguibile dalla ricottura termica classica attraverso la dipendenza della temperatura dal tempo in cui la dinamica del sistema si blocca. Le nostre implementazioni si possono configurare sul luogo per realizzare una vasta varietà di differenti network di spin, dove ogni spin può essere monitorato mentre si muove alla configurazione più bassa di energia. Questo network programmabile di spin può far da ponte tra gli studi teorici su "networks di spin isolati" e la sperimentazione sui campioni magnetici di massa. Inoltre con un maggior numero di spin si può creare un sistema in grado di eseguire algoritmi dando la possibilità di approcci più efficaci per risolvere una certa classe di problemi di difficile ottimizzazione combinatoria. Fisicamente interessanti di per se, sistemi di spin interagenti hanno anche importanza pratica per la computazione quantistica. Un esempio ampiamente studiato è il modello di Ising, dove gli spin possono assumere due valori up e down lungo un asse predefinito. Molti importanti problemi difficili apparentemente non correlati, in settori che vanno dall'intelligenza artificiale alla zoologia, possono essere riformulati come problemi di ricerca del livello di minimo energetico, o stato fondamentale, di sistemi di spin di Ising. La ricottura quantistica è stata proposta come modo efficace per la ricerca di tale stato fondamentale. Per implementare un processore che sfrutta la ricottura quantistica è necessario disporre di un sistema di spin quantistico in cui sia possibile controllare individualmente gli spin e il loro accoppiamento, eseguire la ricottura e poi determinare lo stato dello spin individuale. Fino a poco tempo fa l'indagine fisica è stata limitata alle configurazioni realizzabili nei sistemi della materia condensata come nanomagneti molecolari o solidi bulk con comportamento quantistico critico. Sfortunatamente questi sistemi non possono essere controllati o misurati al livello individuale di spin e sono tipicamente investigati attraverso misure di proprietà di bulk. Essi non sono programmabili. La risonanza magnetica nucleare è stata utilizzata come tecnica per dimostrare un algoritmo su tre quantum bit di ricottura quantistica. Recentemente sono stati usati tre ioni intrappolati per realizzare una simulazione quantistica di un piccolo sistema di Ising. Una possibile implementazione di un artificiale sistema di Ising sfrutta i flussi superconduttivi per realizzare i quantum bit (qbits). Si è realizzato un tale sistema di spin interconnesso come un grafo bipartito utilizzando un vettore **in situ** riconfigurabile di qbit a flusso superconduttore. La fabbricazione del dispositivo è stata discussa in metodologie e informazioni supplementari. Lo schema semplificato in fig. 1a mostra due qubit in anelli superconduttivi, ciascuno soggetto ad un flusso esterno di bias, rispettivamente ϕ_{1x} e ϕ_{2x} . La dinamica del dispositivo può essere modellata come un potenziale **double-well** di meccanica quantistica con rispettivo flusso ϕ_1 nell'anello 1 (Fig. 1b). L'altezza della barriera ΔU è controllata tramite ϕ_{2x} . La differenza di energia tra i due minimi $2h$ è controllata da ϕ_{1x} . I due stati di energia minimi del sistema corrispondenti al verso di rotazione orario o antiorario della circolazione di corrente nell'anello 1 vengono rinominate $|v\rangle$ e $|^>\rangle$, con flusso localizzato rispettivamente con la mano sinistra o destra (Fig. 1b). Se noi consideriamo solo questi due stati (una valida restrizione a basse temperature), la dinamica del qubit è equivalente ad uno spin di Ising e possiamo trattare i qubit come segue. Gli spin dei qubit sono accoppiati insieme con elementi di accoppiamento programmabili che forniscono un'energia di accoppiamento regolabile ininterrottamente tra accoppiamento ferromagnetico e antiferromagnetico. Questo permette agli spin di favorire rispettivamente un allineamento o un anti-allineamento. Il comportamento di questo sistema può essere descritto da un modello Ising Hamiltoniano $H_p = \sum (h_i \sigma_i^z; i = 1; N) + \sum (J_{ij} \sigma_i^z \sigma_j^z; i, j = 1; N)$ dove per σ_i^z si intende la matrice di spin di Pauli $\{|^>\rangle, |v\rangle\}$ e $2h_i$ è l'energia di bias; $2J_{ij}$ è l'energia di accoppiamento tra lo spin i e j . La nostra implementazione permette che sia J_{ij} che h_i vengano programmati indipendentemente all'interno dei vincoli di connettività del nostro sistema. Le proprietà quantomeccaniche individuali dei dispositivi sono state ben caratterizzate, ma siamo interessati a cosa succede quando sono accoppiate insieme. È ragionevole chiedersi se questo sistema macroscopico (~1mm) di spin artificiali si comporta come un sistema quantomeccanico. Riportiamo qui un esperimento che dimostra una firma di ricottura quantistica in un accoppiamento di otto spin artificiali in un sistema di Ising. Mentre la ricottura termica utilizza progressive fluttuazioni

termiche per consentire al sistema per trovare la strada che porta ad una configurazione a bassa energia, la ricottura quantistica utilizza fluttuazioni quantistiche mediante l'effetto tunnel. In entrambe, ricottura termica e quantistica, il sistema parte con un mix di tutti i possibili stati: nella prima uno stato misto classico, nell'ultima uno stato di sovrapposizione coerente di stati. La ricottura quantistica può essere eseguita cambiando lentamente il sistema Hamiltoniano $H(t) = \Gamma(t) \sum (\Delta_i \sigma_i^x + \Lambda(t) H_p)$ dove Γ diminuisce da 1 a 0 e Λ incrementa da zero a uno monotonamente rispetto al tempo, e Δ_i parametrizza l'effetto tunnel tra $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$. All'inizio della ricottura $\Gamma = 1$ e $\Lambda = 0$ e il sistema è completamente caratterizzato da termini trasversali, $\sum (\Delta_i \sigma_i^x; i = 1; N)$. Lo stato fondamentale di questa situazione è lo stato di sovrapposizione coerente di stati con bias σ_z . Durante la ricottura quantistica i termini trasversali si sono spenti gradualmente ($\Gamma \rightarrow 0$) e il peso Hamiltoniano di Ising, H_p , è aumentato ($\Lambda \rightarrow 1$) (Fig.2b). Se questa ricottura viene svolta con la giusta lentezza, il sistema rimane allo stato fondamentale tutto il tempo finendo a quello di H_p (ref.4). La descrizione sottostante della ricottura quantistica fa riferimento ad un sistema ideale di spin di Ising. Lasciateci guardare più vicino cosa significa questo dal punto di vista individuale di un qubit a flusso. Durante la ricottura la barriera di energia $\Delta U(t)$ tra i due pozzi si innalza gradualmente (Fig.2a). Se la fluttuazione termica è dominante, la dinamica del qubit può essere considerata come attivazione termica della barriera con un tasso proporzionale a $e^{-(\Delta U / (k_B * T))}$, dove T è la temperatura e k_B è la costante di Boltzmann. Questo suggerisce che la dinamica si interrompe quando $\Delta U \gg (k_B * T)$. Questo a causa che ΔU si incrementa con il tempo, questo blocco accade quando $t \sim t_{freeze}^{(TA)}$ dove $\Delta U(t_{freeze}^{(TA)}) \sim k_B * T$. Nell'ambito del regime in questione, ΔU è quasi lineare nel tempo, quindi noi ci aspettiamo che $t_{freeze}^{(TA)}$ sia linearmente indipendente da T . Se tuttavia le fluttuazioni dominanti sono quelle quantistiche, allora il qubit può attraversare il tunnel tra i due pozzi cioè tra i due stati $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$. Innalzare la barriera incrementando ΔU riduce questo effetto tunnel fino a renderlo trascurabile. In questa figura ci aspettiamo di trovare un tempo di blocco quantico all'istante $t_{freeze}^{(QA)}$ che sia indipendente (o con una dipendenza molto debole) da T . Dalla misurazione della dipendenza da T di t_{freeze} , istante di tempo da cui il sistema non può più rispondere ai cambiamenti del suo paesaggio energetico, noi possiamo determinare qual è stato l'effetto dominante tra l'effetto classico termico e quello di tunnel quantistico. Qui noi modifichiamo la procedura di ricottura per effettuare un esperimento specializzato che permettere la distinzione tra i due casi permettendo che il valore h_i nell'equazione sia dipendente dal tempo. Noi misuriamo la risposta a step del sistema a cambiamenti rapidi di h (rapidi rispetto le grandezze di Γ e Λ) a stage differenti durante la ricottura quantistica. In questo modo siamo in grado di misurare t_{freeze} . Misurando t_{freeze} come funzione di T , possiamo concludere se la dinamica del sistema dipende da fluttuazioni termiche o quantistiche. Aumentiamo bruscamente da zero ad un livello h_t con un tempo di ritardo t_d durante la ricottura come mostrato in Fig.2c e poi misuriamo la probabilità che lo spin sia in una delle due configurazioni alla fine della ricottura. Se h è cambiato molto presto nel processo di ricottura, mentre la barriera ΔU è ancora piccola rispetto alla scala energetica termica o quantistica, allora il qubit reagirà rapidamente e sarà in grado di evolversi nel livello energetico più basso in modo tale che P_{up} , la probabilità che lo spin sia nello stato $|\uparrow\rangle$ sia maggiore di $1/2$. Il valore di P_{up} dipenderà sia da h_t che da T , in quanto il sistema si adopererà per ottenere una distribuzione di Boltzmann di distribuzione statistica tra i due valori $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$. Tuttavia se h non viene acceso fino a quando la barriera non è sufficientemente alta ($t_d > t_{freeze}$), il sistema non sarà in grado di seguirlo e sarà equiprobabile che il sistema si stabilisca in entrambi i valori di potenziale di energia più basso in modo tale che $P_{up} \sim 1/2$. Queste due situazioni sono illustrate in Fig.2d. Per valori intermedi di t_d , il qubit risponderà solo parzialmente alla rapida variazione del bias h . Esempi di grafici delle misurazioni di P_{up} rispetto a t_d per un singolo qubit a differenti temperature sono mostrati in Fig.3a. In questo caso $h_t = 2.55 \pm 0.04 \text{ GHz}$ e $\Delta = 9.0 \pm 0.2 \text{ GHz}$. Parametri sperimentali controllanti il processo di ricottura sono discussi in informazioni supplementari. Come aspettato P_{up} mostra all'inizio una dipendenza da T che converge ad $1/2$ dopo un tempo di attesa inoltrato. Queste curve numericamente combaciano esattamente con t_{freeze} che è il tempo in mezzo a questa regione di transizione, dove è stato realizzato un grafico rispetto a T in Fig.3b. La curva usata per la sovrapposizione è stata ottenuta tramite simulazioni numeriche di questo processo usando modelli di meccanica quantistica discussi nelle informazioni supplementari. In aggiunta ai risultati sperimentali, nella figura Fig.3b noi mostriamo i risultati di tre differenti simulazioni numeriche. In tutti e tre i casi i parametri del modello sono stati misurati in maniera indipendente per i singoli dispositivi che non lasciano parametri liberi. Una simulazione basata sul modello classico tratta i flussi dei due anelli superconduttivi come coordinate di una particella discreta in mezzo al potenziale del flusso di un qubit bidimensionale, e poi quella particella viene accoppiata con un bagno termico. La dinamica è stata simulata numericamente attraverso le equazioni di Langevin, come descritto nelle informazioni supplementari. Il valore classico simulato per t_{freeze} varia linearmente con T come aspettato. Le altre due simulazioni corrispondono a risolvere un modello quantomeccanico di un qubit a flusso accoppiato con un bagno termale in cui sono stati mantenuti solo due o quattro livelli di energia più bassi del qubit. La dinamica è stata simulata numericamente risolvendo una equazione non markoviana

della matrice della densità di movimento (informazioni supplementari). Questi due modelli verranno riferiti qui come modelli quantici a due o quattro livelli. I risultati sperimentali mostrano chiaramente una saturazione di t_{freeze} sotto i 45 mK, in concordanza con entrambi i modelli quantistici da due o quattro livelli ma in disaccordo con il modello classico. I dati sperimentali derivanti dal modello a due livelli sopra i 45 mK mostrano come i livelli superiori di energia all'interno del qubit inizino ad essere termicamente occupati. Il modello quantico a quattro livelli descrive bene il comportamento per temperature superiori a 80 mK, dove una maggiore quantità di livelli energetici iniziano ad essere occupati. I dati sperimentali si avvicinano in modo assintotico ai dati ottenuti dalla simulazione classica ad alte temperature. Noi proponiamo che se la modellazione quanto meccanica venisse estesa aumentando ancora di più i livelli di energia, allora si potrebbe riprodurre i dati a temperature sempre più elevate. Entrambe, sia la simulazioni che le misurazioni (modello quanto meccanico a quattro livelli) di T dipendenti da P_{up} per $t_d \approx 0$ sono mostrate in Fig.3a. A causa della forte dipendenza di T dalla probabilità per $t_d < t_{\text{freeze}}$, le sue misurazioni provano a noi un controllo indipendente delle temperature effettive del sistema di spin in regime. Inoltre poiché la probabilità non satura a 45 mK dove t_{freeze} satura, è un chiaro indicatore che la saturazione di t_{freeze} non è un dipende dalla saturazione della temperatura del qubit. La chiave della conclusione che abbiamo disegnato nella Fig.3b è che la dinamica dei nostri qubit è meglio caratterizzata dalla quanto meccanica per $T \sim 80$ mK. Il sistema si risolve allo stato fondamentale attraverso un processo di ricottura quantistica. Ma finora abbiamo dimostrato questo solo per un qubit individuale. Resta da dimostrare se la ricottura quantica può essere eseguita su più spin accoppiati insieme. Per indagare su questo ora configuriamo il nostro vettore in una catena di otto spin, artificiali, ferromagneticamente e accoppiati con $J_{\{i,j+1\}} = -J$ per $i = 1, 2, \dots, 7$ lungo la catena e diversamente $J_{ij} = 0$. Nel nostro esperimento abbiamo usato $J = 12.78$ GHz che è vicino al massimo valore ottenibile per gli accoppiamenti. La configurazione con il livello più basso di energia corrisponde ai due stati $|\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$. Applicando bias forti ma opposti $h_B = \pm 2J$ alla fine della catena introduce frustrazione al sistema e la configurazione più bassa di energia avrà una rottura nell'ordine ferromagnetico. Questo è conosciuto come un muro di dominio (dove le rotazioni cambiano direzione). Per esempio noi rappresentiamo lo stato $|\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ in Fig.4a dove il muro di dominio è in mezzo alla catena.