

超電導回路における動的減結合制御位相ゲートを実現するチューナブルカプラー

X. Li,^{1,*} T. Cai,^{1,*} H. Yan,¹ Z. Wang,¹ X. Pan,¹ Y. Ma,¹ W. Cai,¹ J. Han,¹ Z. Hua,¹ X. Han,¹ Y. Wu,¹ H. Zhang,¹ H. Wang,¹ Yipu Song,^{1,†} Luming Duan,^{1,‡} and Luyan Sun^{1,§}

¹Center 清華大学学際情報科学研究所 量子情報研究室 〒100084 中国北京市錦町1-1-1 Tel.

超伝導量子ビット間の制御可能な相互作用は、大規模な量子計算やシミュレーションのために望まれるものである。ここでは、Yanらの理論的提案[Phys. Rev. Appl. 10, 054061 (2018)]に基づき、隣接する超伝導量子ビット結合を完全にオフにできる、結合器周波数を調整することで連続的に調整可能なシンプル設計・磁束制御の調整型結合器を実験的に実証する。このカプラーを介した2つの量子ビット間の調整可能な相互作用を利用して、「動的非結合領域」を持つ異なるタイプの制御位相 (CZ) ゲートを実装し、通常の動作点では量子ビット-量子ビット結合が「オン」になっているだけで、ある量子ビット周波数を動作点から出し入れする調整プロセス中は動的に「オフ」であることを可能にしました。この方式は、演算部分空間からの漏れを効率的に抑制するだけでなく、取得した2量子ビット位相を動作点で幾何学的に変化させることも可能です。その結果、平均 $98.3 \pm 0.6\%$ のCZゲート忠実度を達成したが、これは量子ビットデコヒーレンスによって圧倒的に制限される。実証された可変カプラーは、隣接量子ビット結合を抑制する望ましいツールを提供し、大規模量子計算とシミュレーションに適しています。

I. INTRODUCTION

超伝導量子回路は、量子シミュレーション[9–11]やフォルトトレント量子計算[12, 13]のための有望な実装となっています。大規模な回路を構築するには、量子ビットの長いコヒーレント時間、高速かつ高忠実度の2量子ビットゲートのための強い量子ビット間相互作用、相互作用が必要ない場合の量子ビット間の小さな結合からゼロまでの結合が必要です。固定キャパシタや量子バスを介して接続されたトランスマンまたはトランスマン型量子ビットを持つ典型的な平面回路では、調整可能な量子ビットの周波数を動的に調整するか[4, 14–16]、または外部マイクロ波駆動を適用することによって、強い相互作用と可変結合を実現できます[17, 18]。また、量子ビットやバスの周波数をパラメトリックに変調することで、量子ビット間の可変結合を実現することも行われている[19–29]。しかし、これらのアプローチでは、相互作用を完全にオフにすることはできず、寄生的なZZクロストーク結合が常に存在し、その結果、ある量子ビットが別の量子ビットの状態によって周波数シフトすることになります。この不要な相互作用は、単一量子ビットゲートの性能を低下させ、エンタングルメント位相誤差を蓄積させる限定的な原因となり得ます。また、量子ビットの周波数チューニングが必要であったり、量子ビット間のデチューニングが比較的小さいため、これらのアプローチは周波数混雑の問題にも悩まされています。

このため、ゲート性能を制限する他の非理想性を導入することなく、制御可能な量子ビット相互作用を実現しながら、上記の不要な相互作用や周波数混雑の問題を緩和するのに有効です。RF超伝導量子干渉素子、チューナブルバス、チューナブルインダクタを用いた様々なチューナブルカプラーがこれまでに設計され、実験的に実証されている[30–42]。このように、チューナブルカプラーは、量子計算やシミュレーションのためのスケーラブルなアーキテクチャとして望ましい。本研究では、Ref. 43の理論的な提案に基づき、シンプルなカプラーを実験的に実証する。

43で提案された理論に基づき、我々は、超伝導回路内の2つの計算用Xmon量子ビットに容量結合するシンプルな設計の調整可能なカプラーを実験的に実証した[12, 44–46]。このチューナブルカプラーは、たった1つの余分なXmon量子ビットに基づいているため、簡単にスケールアップすることができます。カプラーの周波数を調整することで、異なる結合経路を組み合わせて量子ビット-量子ビット結合強度を調整することができ、正から負の値まで連続的に調整することができます。その結果、寄生ZZクロストークのような不要な量子ビット相互作用を完全にオフにすることができます。また、カプラーを介した2つの量子ビット間の調整可能な相互作用を利用して、iswapとiswapのエンタングルゲートをそれぞれ96.8%と95.0%の忠実度で実現しています。さらに、通常の動作点（2つの量子ビット状態 $|11i\rangle$ と $|20i\rangle$ が共振する点）では量子ビット-量子ビット結合を「オン」にするだけで、結合器の周波数を同時に調整することで1つの量子ビットが動作点から出入りする調整過程では動的に「オフ」にする「動的脱共振領域」（DDR）技術を用い、異なるタイプの制御位相 (CZ) ゲートを実現しました。矩形パルスや高速断熱パルスで実装したCZゲート[47]と比較して、この方式は計算部分空間からの漏れを効率的に抑制するだけでなく、 $|11i\rangle$ 状態への幾何学的な π 相の蓄積を可能にし、よりロバストな可能性を持っています[48]。我々は、平均 $98.3 \pm 0.6\%$ のCZゲート忠実度を達成したが、これは圧倒的に量子ビットのデコヒーレンスによって制限されるものである。さらに、この調整可能なカプラーは、量子ビットコヒーレンスを劣化させることなく、隣接量子ビット結合を抑制する簡単な方法を提供します。理論的には、このチューナブルカプラー方式は、正領域の数MHzから負領域の数十MHzまで幅広いカップリングチューナビリティを提供でき、高速2量子ビットゲートを可能にする。また、Xmon量子ビットを1つだけ追加してカプラーとするシンプルな設計は、大規模な2量子ビットゲートに特に適合し、望ましい。

図1: (a) 3つのXmon量子ビットの光学顕微鏡写真。

Tunable coupler for realizing a controlled-phase gate with dynamically decoupled regime in a superconducting circuit

X. Li,^{1,*} T. Cai,^{1,*} H. Yan,¹ Z. Wang,¹ X. Pan,¹ Y. Ma,¹ W. Cai,¹ J. Han,¹ Z. Hua,¹ X. Han,¹ Y. Wu,¹ H. Zhang,¹ H. Wang,¹ Yipu Song,^{1,†} Luming Duan,^{1,‡} and Luyan Sun^{1,§}

¹*Center for Quantum Information, Institute for Interdisciplinary Information Sciences, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

Controllable interaction between superconducting qubits is desirable for large-scale quantum computation and simulation. Here, based on a theoretical proposal by Yan *et al.* [Phys. Rev. Appl. **10**, 054061 (2018)] we experimentally demonstrate a simply-designed and flux-controlled tunable coupler with a continuous tunability by adjusting the coupler frequency, which can completely turn off adjacent superconducting qubit coupling. Utilizing the tunable interaction between two qubits via the coupler, we implement a different type of controlled-phase (CZ) gate with ‘dynamically decoupled regime’, which allows the qubit-qubit coupling to be only ‘on’ at the usual operating point while dynamically ‘off’ during the tuning process of one qubit frequency into and out of the operating point. This scheme not only efficiently suppresses the leakage out of the computational subspace, but also allows for the acquired two-qubit phase being geometric at the operating point. We achieve an average CZ gate fidelity of $98.3 \pm 0.6\%$, which is dominantly limited by qubit decoherence. The demonstrated tunable coupler provides a desirable tool to suppress adjacent qubit coupling and is suitable for large-scale quantum computation and simulation.

I. INTRODUCTION

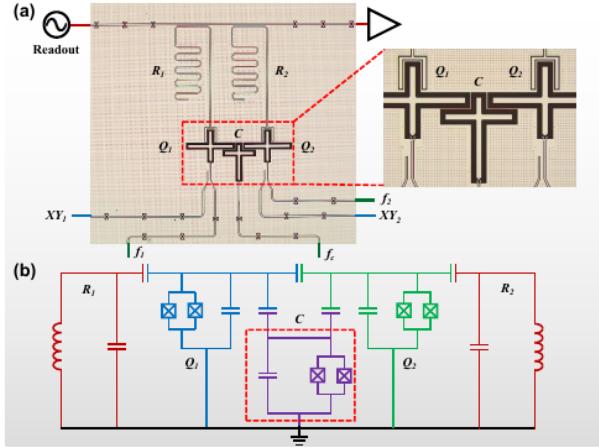
As enormous progress has been made towards more complex networks of qubits [1–8], superconducting quantum circuits have become a promising implementation for quantum simulation [9–11] and fault-tolerant quantum computation [12, 13]. Building large circuits requires long coherent times of the qubit, strong interqubit interaction for fast and high-fidelity two-qubit gates, and small to zero coupling between qubits when no interaction is needed. For typical planar circuits with transmon or transmon-type qubits connected through fixed capacitors or quantum buses, strong interaction and variable coupling can be achieved by dynamically adjusting the frequencies of the tunable qubits [4, 14–16] or by applying external microwave drives [17, 18]. Parametric modulation of the frequency of the qubit or the bus has also been used to achieve tunable coupling between qubits [19–29]. However, these approaches could not fully turn off the interaction, and thus parasitic ZZ crosstalk coupling is always present, resulting in a frequency shift of one qubit depending on the state of another. This unwanted qubit interaction could be a limited source to degrade the single-qubit gate performance and to accumulate the entanglement phase error. In addition, because of the requirement of the qubit frequency tunability or the relatively small qubit-qubit detunings, these approaches also suffer from the frequency-crowding problem.

Inserting an extra circuit element, a tunable coupler, can offer another degree of freedom, and thus is efficient for helping mitigate the above problems of unwanted interactions and frequency crowding, while achieving a controllable qubit interaction without introducing other nonidealities that limit the gate performance. A variety of tunable couplers based on a rf superconducting quantum interference device, a tunable bus, or a tunable inductor have previously been designed and demonstrated experimentally [30–42]. Tunable couplers are thus desirable for scalable architectures for quantum compu-

tation and simulation applications.

In this work, following the theoretical proposal in Ref. 43, we experimentally demonstrate a simply designed tunable coupler capacitively coupled to two computational Xmon qubits in a superconducting circuit [12, 44–46]. This tunable coupler is based on only one extra Xmon qubit and is therefore easy to scale up. By adjusting the coupler frequency, the qubit-qubit coupling strength can be tuned through a combination of different coupling paths such that a continuous tunability from positive to negative values can be realized. Consequently, unwanted qubit interactions, such as parasitic ZZ crosstalk, can be completely turned off as wished. Utilizing the tunable interaction between the two qubits via the coupler, we realize the entangling gates of iswap and $\sqrt{\text{iswap}}$ with a fidelity of 96.8% and 95.0%, respectively. In addition, we implement a different type of controlled-phase (CZ) gate by using a ‘dynamically decoupled regime’ (DDR) technique, which allows the qubit-qubit coupling to be only ‘on’ at the usual operating point (where the two qubit states $|11\rangle$ and $|20\rangle$ are resonant), while dynamically ‘off’ during the tuning process of one qubit into and out of the operating point by simultaneously tuning the coupler frequency. Compared to the CZ gate implemented with a rectangular pulse or a fast adiabatic pulse [47], this scheme not only efficiently suppresses the leakage out of the computational subspace, but also allows for a geometric π -phase accumulation on $|11\rangle$ state, which is potentially more robust [48]. We achieve an average CZ gate fidelity of $98.3 \pm 0.6\%$, which is dominantly limited by qubit decoherence.

Besides, the demonstrated tunable coupler provides a straightforward way to suppress adjacent qubit coupling without degrading the qubit coherence. Theoretically, this tunable coupler scheme can offer a wide coupling tunability from several MHz in the positive regime to several tens MHz in the negative regime, thus allowing for fast two-qubit gates. The simple design of adding only one extra Xmon qubit as the coupler is also particularly compatible and desirable for large-



中央のCは、2つの計算量子ビット（Q₁とQ₂）用の可変カプラとして働く。各計算量子ビットは独立したXYとZの制御を持ち、同時に個別の読み出しのために別のλ/4共振器に結合されています。この結合器には、周波数チューニングのための個別のフラックスバイアスラインもあります。直接の容量性結合とカプラーを介した間接的な調整可能結合の組み合わせが、2つの計算量子ビット間の全結合を構成しています。(b) 装置の電気回路の模式図。

scale superconducting architectures.

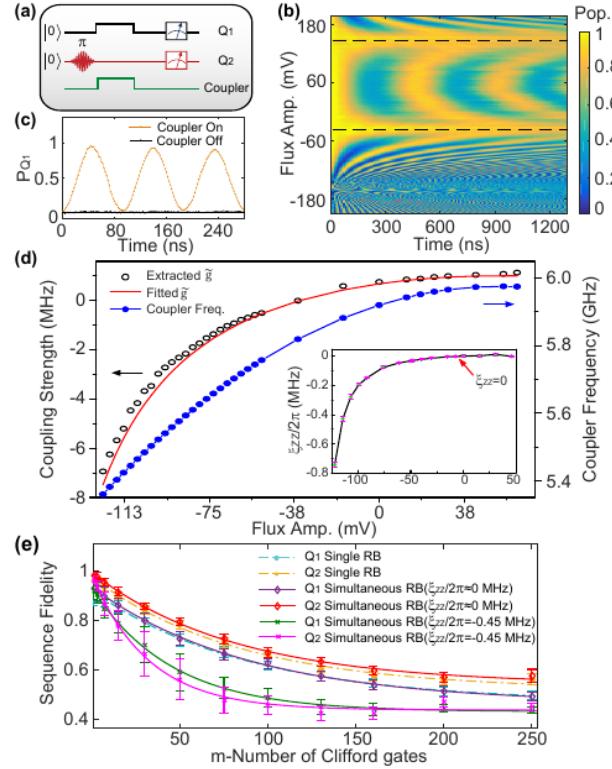
II. RESULTS

A. Experimental System and Theory

我々の実験装置は、図1(a)に示すように、3つのフラックスチューニング可能なXmon量子ビット（Q₁, C, Q₂）[16, 49, 50]と真ん中のCがチューナブルカプラー（以降、「カプラー」と呼ぶ）として機能している。図1(b)は、このデバイスの回路図である。2つの量子ビットとカプラーの最大周波数は、 $\omega_1^{\max}/2\pi = 4.961$ GHz, $\omega_2^{\max}/2\pi = 4.926$ GHz, $\omega_c^{\max}/2\pi = 5.977$ GHz。実験装置とデバイスパラメータの詳細は、付録Cに示す。まず、チューナブルカプラーの動作原理について、文献(43)に従って簡単に説明する。43. この系はハミルトニアンで記述できる：

$$H/\hbar = \sum_{i=1,2} \frac{1}{2} \omega_i \sigma_i^z + \frac{1}{2} \omega_c \sigma_c^z + \sum_{i=1,2} g_i (\sigma_i^+ \sigma_c^- + \sigma_c^+ \sigma_i^-) + g_{12} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-), \quad (1)$$

ここで、 ω_α ($\alpha = 1, 2, c$) はそれぞれ Q₁, Q₂, カプラーの周波数、 $\sigma_\alpha^{z,\pm}$ は対応するパウリ Z、昇降演算子、 g_i ($i = 1, 2$) は各クビットとカプラー間の結合強度、 g_{12} は二つのクビット間の直接容量結合強度とする。強い分散領域 ($g_i \gg \Delta_i$ |ここで、 $\Delta_i = \omega_i - \omega_c$ |) では、カプラーのモードが基底状態のままであると仮定すると、変数と有効2量子ビットハミルトニアンは図2：(a) カプラーの調整性を特徴付けるパルス列。



2つの量子ビットは、スイートスポットの基底状態で、35MHzの離調で初期化される。結合器は、2つの量子ビット間の結合がほとんどない $\omega_c/2\pi = 5.905$ GHz に初期設定されている。まずπパルスで Q₂ を励起し、次に2つの高速フラックスパルスを同時に照射する：f₁ で Q₁ を Q₂ と共鳴させ、f_c で結合器をオンにして結合させる。2つの量子ビットが相互作用して時間 t だけ進化した後、Q₁ とカプラーを元のポイントにパルスで戻し、量子ビットのポピュレーションを測定します。(b) f_c の振幅と t の関数としての Q₂ のポピュレーションは、結合強度の調整可能性を明確に示しています。2本の暗い破線は、結合がオフの状態を示しています。(c) 結合がオン（オレンジ色の点）またはオフ（黒い点）の場合の Q₁ のポピュレーションを時間の関数として示す。(d) (b) の量子ビット励起の振動をカプラー上のフラックスバイアス振幅の関数としてフィッティングすることで抽出した有効量子ビット-量子ビット結合強度 $\tilde{g}/2\pi$ (黒丸)。赤線は、式(3)に従って抽出された g にフィットしたものである。カプラーの周波数 (青い点) は、カプラーを励起状態にパルス化したときの量子ビット周波数の分散シフトをプローブすることによって、独立して測定することができます。挿入図：ラムゼイ型実験で、2つの量子ビットが離調し、スイートスポットにあるときに測定された ZZクロストーク結合 $\xi_{zz}/2\pi$ を示します。赤矢印は、結合が外れている場所を示しています。(e) Q₁ と Q₂ の個別 RB と同時 RB で、それぞれ $\xi_{zz}/2\pi = 0$ と -0.45 MHz の場合。

カップラーデカップルは、ユニタリー変換 $U = \exp\{ \sum_{i=1,2} g_i / \Delta_i (\sigma_i^+ \sigma_c^- - \sigma_c^+ \sigma_i^-) \}$ [51, 52] と、 g_i / Δ_i で2次まで保持すればよい：

$$UHU^\dagger/\hbar = \sum_{i=1,2} \frac{1}{2} \tilde{\omega}_i \sigma_i^z + \tilde{g} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_1^- \sigma_2^+), \quad (2)$$

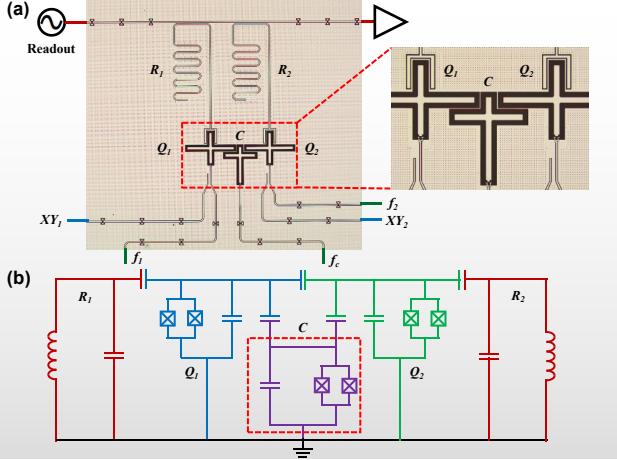


FIG. 1: (a) Optical micrograph of three Xmon qubits with the middle one C serving as a tunable coupler for the two computational qubits (Q_1 and Q_2). Each computational qubit has independent XY and Z control, and is coupled to a separate $\lambda/4$ resonator for simultaneous and individual readout. The coupler also has an individual flux-bias line for a frequency tunability. The combination of direct capacitive coupling and indirect tunable coupling via the coupler constitutes the total coupling between the two computational qubits. (b) Schematic electrical circuit of the device.

scale superconducting architectures.

II. RESULTS

A. Experimental System and Theory

Our experimental device consists of three flux-tunable Xmon qubits (Q_1, C, Q_2) [16, 49, 50] with the middle one C serving as the tunable coupler (henceforth referred to as the ‘coupler’), as shown in Fig. 1(a). Figure 1(b) is the schematic of the device. The maximum frequencies of the two qubits and the coupler are $\omega_1^{\max}/2\pi = 4.961$ GHz, $\omega_2^{\max}/2\pi = 4.926$ GHz, and $\omega_c^{\max}/2\pi = 5.977$ GHz. Details of the experimental apparatus and device parameters are presented in Appendix C. We first briefly discuss the operating principle of the tunable coupler following Ref. 43. The system can be described by the Hamiltonian:

$$H/\hbar = \sum_{i=1,2} \frac{1}{2} \omega_i \sigma_i^z + \frac{1}{2} \omega_c \sigma_c^z + \sum_{i=1,2} g_i (\sigma_i^+ \sigma_c^- + \sigma_i^- \sigma_c^+) + g_{12} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-), \quad (1)$$

where ω_α ($\alpha = 1, 2, c$) are the frequencies of Q_1 , Q_2 , and the coupler respectively, $\sigma_\alpha^{z,\pm}$ are the corresponding Pauli Z-raising and lowering operators, g_i ($i = 1, 2$) is the coupling strength between each qubit and the coupler, g_{12} is the direct capacitive coupling strength between the two qubits.

In the strong dispersive regime ($g_i \ll |\Delta_i|$, where $\Delta_i = \omega_i - \omega_c$) and assuming that the coupler mode remains in its ground state, an effective two-qubit Hamiltonian with the variable

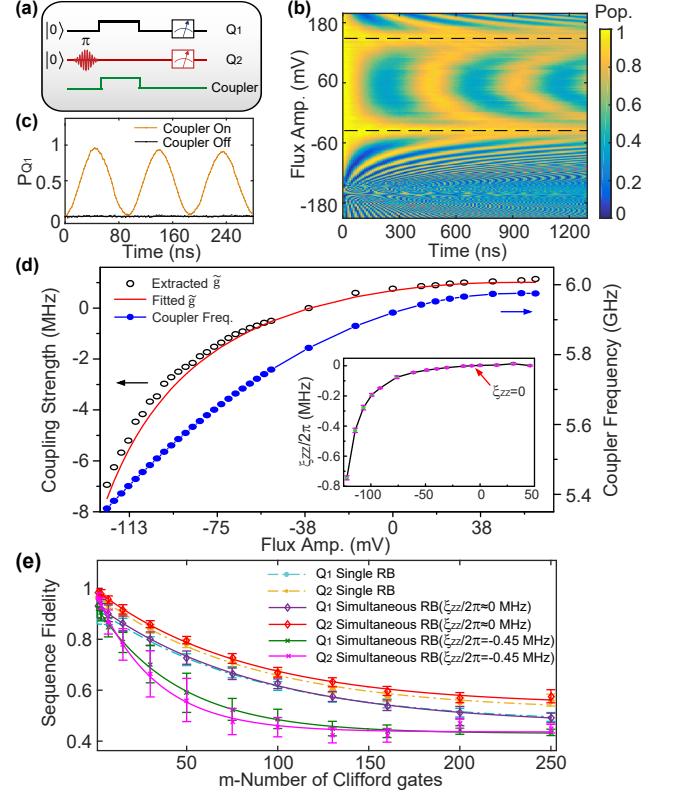


FIG. 2: (a) Pulse sequence to characterize the tunability of the coupler. The two qubits are initialized in the ground state at their sweet spots with a detuning of 35 MHz. The coupler is originally set at $\omega_c/2\pi = 5.905$ GHz where the coupling between the two qubits is nearly off. A π pulse is first to excite Q_2 , followed by two simultaneous fast flux pulses: f_1 brings Q_1 into resonance with Q_2 ; f_c on the coupler to turn on the coupling. After the two qubits interact and evolve for time t , Q_1 and the coupler are pulsed back to the original points for measurements of qubit populations. (b) Population of Q_2 as a function of the amplitude of f_c and t clearly reveals the tunability of the coupling strength. The two dark dashed lines indicate the situation where the coupling is off. (c) Population of Q_1 as a function of time with the coupling on (orange dots) or off (black dots). (d) The effective qubit-qubit coupling strength $\tilde{g}/2\pi$ (black circles) extracted by fitting the oscillation of the qubit excitation in (b) as a function of the flux-bias amplitude on the coupler. The red line is a fit to the extracted \tilde{g} according to Eq. (3). The coupler frequency (blue dots) can be measured independently by probing the dispersive shift of the qubit frequency when pulsing the coupler into the excited state. Inset: the ZZ crosstalk coupling $\xi_{ZZ}/2\pi$ measured in a Ramsey-type experiment when the two qubits are detuned and at their sweet spots. The red arrow indicates where the coupling is off. (e) Individual and simultaneous RB for Q_1 and Q_2 with $\xi_{ZZ}/2\pi \approx 0$ and -0.45 MHz, respectively.

coupler decoupled can be derived by making the unitary transformation $U = \exp\{\sum_{i=1,2} g_i/\Delta_i (\sigma_i^+ \sigma_c^- - \sigma_i^- \sigma_c^+)\}$ [51, 52] and keeping to second order in g_i/Δ_i :

$$U H U^\dagger / \hbar = \sum_{i=1,2} \frac{1}{2} \tilde{\omega}_i \sigma_i^z + \tilde{g} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_1^- \sigma_2^+), \quad (2)$$

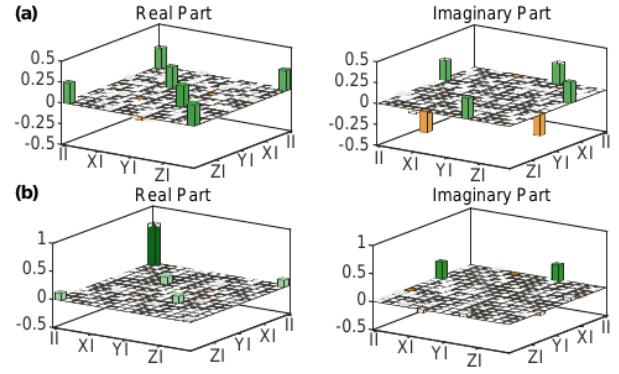
ここで、 $\omega_i = \omega_i + g_i^2 / \Delta_i$ はドレス周波数であり

$$\tilde{g} = g_{12} + (g_1 g_2) / \Delta \quad (3)$$

は $1/\Delta = (1/\Delta_1 + 1/\Delta_2) / 2$ で有効結合強度とする。このように2つの量子ビット間の相互作用は、直接的な容量性結合とカプラーを介した間接的な仮想交換結合からなります。もし、 $\Delta_i < 0$ （カプラの周波数が両方の量子ビットの周波数より高い）なら、仮想交換相互作用項 $(g_1 g_2) / \Delta < 0$ 。したがって、有効結合 \tilde{g} はカプラ周波数の増加とともに負から正の単調に調整することが出来る。この結合のチューナビリティは連続的であるため、常に臨界値 ω_c^{off} に達して量子ビット間結合 $\tilde{g}(\omega_c^{off}) = 0$ をオフにできる。2量子ビットが離調されると、ZZクロストーク結合 ξ_{zz} もオフにできる（下記および付録A参照）。

B. Suppressing Parasitic ZZ Crosstalk

次に、結合器の周波数で制御される量子ビット間結合強度 \tilde{g} のチューナビリティを実証する。実験用パルスシーケンスを図2(a)に示す。 Q_1 と Q_2 間のコヒーレント励起振動を、カプラ上のフラックス振幅 f_c と時間 t の関数として図2(b)に示し、カプラ周波数による結合強度の変化を明瞭に示している。驚くべきことに、qubit-qubit相互作用が完全にオフになる2つのカプラーのフラックスバイアスが観測され、2本の暗い破線でマークされています。図2(d)に示すように、抽出された \tilde{g} は確かに正から負の値まで連続的に変化し、理論計算とよく一致している（赤い曲線）。大きな負の結合領域での小さな不一致は、量子ビットとカプラーの結合が強い分散条件から外れていることに起因しています。抽出された結合強度と結合器からの各クビットの周波数離調を考えると、式(3)を用いて直接容量性結合強度 $g_{12} \approx 6.74\text{MHz}$ を推定することができます。結合器の周波数が量子ビット周波数に近づくほど、大きな負の相互作用に達することができることに注意する。しかし、カプラの周波数をさらに下げて量子ビット周波数に近づけると、カプラの仮想励起近似は無効となる。 Q_1 を基底状態か励起状態にして Q_2 の周波数をプローブするラムゼイ型実験[53, 54]を用いて、二つの量子ビットがスイートスポットで離調したときの ξ_{zz} を抽出します。測定された ξ_{zz} もカップラー周波数に依存し、図2(d)の挿入図に示されているように、カップラー周波数に依存する。赤矢印で示す臨界カプラ周波数 $\omega_c^{off} \approx 5.905\text{GHz}$ では、測定された $\xi_{zz} / 2\pi \approx 1\text{kHz}$ であり、現在の検出方式では限界がある。この構成で2つの量子ビットの分離を検証するために、同時ランダム化ベンチマーク（RB）を利用します。図2(e)に示すように、 Q_1 と Q_2 それぞれについて、同時RBゲートフィデリティ99.4%と99.40%は個別RBゲートフィデリティ99.44%と99.41%とほぼ同じであることがわかります。



比較のため、2つの量子ビットを上記と同じ構成で偏らせる場合、図3: (a) (b) iswapとiswapのQPTからの測定 χ_{exp} の棒グラフで、それぞれゲート忠実度が96.8%と95.0%の場合です。黒い実線は理想的なゲートのものです。

$\xi_{zz} / 2\pi = -0.45\text{ MHz}$ の場合、両クビットの同時RBゲート忠実度は約0.54% (Q_1) と0.93% (Q_2) 低下することがわかります。この対比は、精密な量子ビット制御のためのチューナブルカプラの重要性を示しています。

C. Implementing CZ Gate with Dynamically Decoupled Regime

カップリングが調整可能であることを受けて、次に2量子ビット絡みゲートの実装に移る。iswapとiswapゲートは式(2)[37]のハミルトニアンに基づいて非常に自然である。ゲートプロセスに関する完全な情報を与えることができる量子プロセストモグラフィ（QPT）[55]からのそれらの測定 χ_{exp} は、図3に示されており、それぞれ96.8%と95.0%のゲート忠実度を有しています。ここでは、CZ (Controlled-Phase) ゲートに焦点を当てます。CZゲートは、非計算状態 $|20i\rangle$ と $|11i\rangle$ 状態との通常の回避された交差を用いることで実装されます[図4(a)]。これは $|11i\rangle$ にしかアクセスできず、したがって、両方の量子ビットが励起された場合のみ位相を反転させるゲートの条件付き性質を提供します[15, 56~58]。カプラの相互作用を完全に制御できるため、カプラの「オン」「オフ」を思いのままに行うことができます。カプラを用いたCZゲートの理想的な実装方法は、カップリングが「オフ」の状態で $|11i\rangle$ と $|20i\rangle$ が同じエネルギーを持つ動作点に両方の量子ビットを初期化し、適切な時間だけカプラをゆっくりとオンにしてゲートを実装することです。この方法は、量子ビットの周波数を調整することを避けられるので、漏れ誤差を減らすことができます。しかし、 Q_1 の ω_{12} と Q_2 の ω_{01} の間のゼロ離調のため、我々のデバイスではXY制御線の不要なクロストークが1量子ビットゲート性能を低下させる恐れがある。したがって、量子ビットは初期状態では離調しており、カップリングが「オフ」の状態でスイートスポットに位置しています。最も単純なケースは、矩形フラックスを使って、量子ビットを回避交差点まで同時にパルスし、結合をオンにすることです。我々の測定とシミュレーションの両方から、 $|11i\rangle$ の漏れは、負の結合領域よりも正の結合領域で効果的に抑制されることが明らかになりました。図4: (a) 通常の $|11i\rangle$ と $|20i\rangle$ 共振を用いたCZゲート実現の模式図。

where $\tilde{\omega}_i = \omega_i + g_i^2/\Delta_i$ is the dressed frequency and

$$\tilde{g} = g_{12} + (g_1 g_2)/\Delta \quad (3)$$

is the effective coupling strength with $1/\Delta = (1/\Delta_1 + 1/\Delta_2)/2$. The interaction between the two qubits thus consists of the direct capacitive coupling and the indirect virtual exchange coupling via the coupler. If $\Delta_i < 0$ (the coupler's frequency is above both qubits' frequencies), the virtual exchange interaction term $(g_1 g_2)/\Delta < 0$. Therefore, the effective coupling \tilde{g} can be tuned from negative to positive monotonically with increasing the coupler frequency. Since this coupling tunability is continuous, a critical value ω_c^{off} can always be reached to turn off the qubit-qubit coupling $\tilde{g}(\omega_c^{\text{off}}) = 0$. When the two qubits are detuned, the ZZ crosstalk coupling ξ_{ZZ} can also be turned off (see below and Appendix A).

B. Suppressing Parasitic ZZ Crosstalk

We now demonstrate the tunability of the qubit-qubit coupling strength \tilde{g} controlled by the coupler's frequency. The experimental pulse sequence is illustrated in Fig. 2(a). Coherent excitation oscillation between Q_1 and Q_2 as a function of the flux amplitude of f_c on the coupler and time t is shown in Fig. 2(b), and clearly reveals the change of the coupling strength depending on the coupler frequency. Remarkably, two flux biases of the coupler, at which the qubit-qubit interaction is completely turned off, are observed and marked by two dark dashed lines.

The extracted \tilde{g} indeed varies continuously from positive to negative values and is in good agreement with theoretical calculations (red curve), as shown in Fig. 2(d). The small discrepancy at large negative coupling regime owes to the deviation of the qubit-coupler coupling from the strong dispersive condition. Given the extracted coupling strength and the frequency detuning of each qubit from the coupler, we can estimate the direct capacitive coupling strength $g_{12} \approx 6.74$ MHz using Eq. (3). We note that a large negative interaction can be reached with the decrease of the coupler frequency approaching the qubit frequency. However, when the coupler frequency is further reduced to be close to the qubit frequency, the virtual excitation approximation of the coupler becomes invalid.

We extract ξ_{ZZ} when the two qubits are detuned at their sweet spots using a Ramsey-type experiment, which involves probing the frequency of Q_2 with Q_1 in either its ground or excited state [53, 54]. The measured ξ_{ZZ} also depends on the coupler frequency and is shown in the inset of Fig. 2(d). At the critical coupler frequency $\omega_c^{\text{off}} \approx 5.905$ GHz, indicated by the red arrow, the measured $\xi_{ZZ}/2\pi \approx 1$ kHz and is limited by the current detection scheme. We utilize simultaneous randomized benchmarking (RB) to verify the isolation of two qubits at this configuration. The simultaneous RB gate fidelities of 99.45% and 99.40% are nearly the same as the individual RB gate fidelities of 99.44% and 99.41% for Q_1 and Q_2 respectively, as shown in Fig. 2(e). For comparison, when the two qubits are biased in the same configuration as above but with

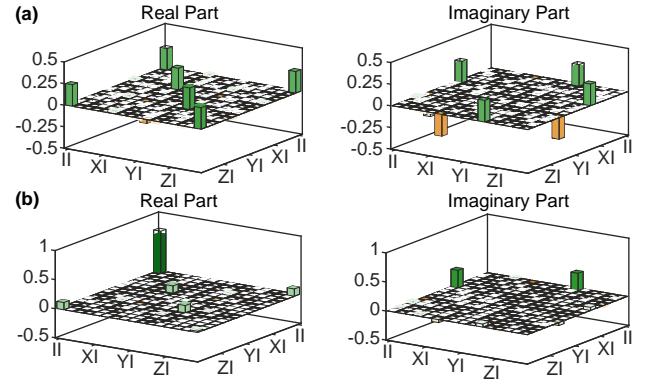


FIG. 3: (a) (b) Bar charts of the measured χ_{exp} from a QPT for iswap and $\sqrt{\text{iswap}}$ with a gate fidelity of 96.8% and 95.0%, respectively. The solid black outlines are for the ideal case.

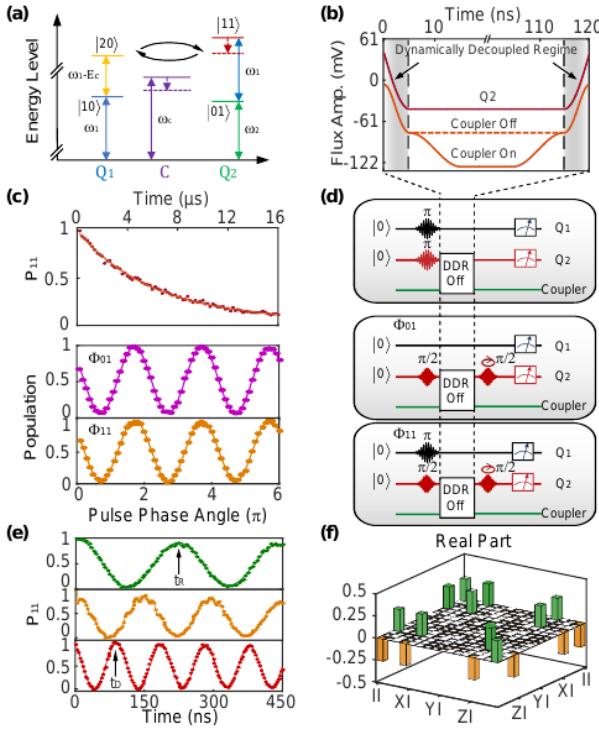
$\xi_{ZZ}/2\pi = -0.45$ MHz, the simultaneous RB gate fidelities on both qubits are lowered by about 0.54% (Q_1) and 0.93% (Q_2). This contrast illustrates the importance of the tunable coupler for precise qubit control.

C. Implementing CZ Gate with Dynamically Decoupled Regime

With the tunability of the coupling, we now move to the implementation of two-qubit entangling gates. The iswap and $\sqrt{\text{iswap}}$ gates are quite natural based on the Hamiltonian of Eq. (2) [37]. Their measured χ_{exp} from quantum-process tomography (QPT), which can give full information about the gate process [55], are presented in Fig. 3 with a gate fidelity of 96.8% and 95.0% respectively. Here we focus on the controlled-phase (CZ) gate. The CZ gate is implemented by using the usual avoided crossing of the noncomputational state $|20\rangle$ with the $|11\rangle$ state [Fig. 4(a)], which is only accessible to $|11\rangle$ and thus provides the conditional nature of the gate to flip the phase if and only if both qubits are excited [15, 56–58].

The fully controllable interaction of the coupler allows for turning the coupler 'on' or 'off' as wished. The ideal scheme of implementing a CZ gate with a coupler is to have both qubits initialized in the operating point where $|11\rangle$ and $|20\rangle$ have the same energy with the coupling 'off', and then slowly turn on the coupler for proper time to implement the gate. This method can avoid adjusting the qubit frequency, and thus reduce the leakage error. However, the unwanted crosstalk of the XY control lines in our device could degrade single-qubit gate performance because of the zero detuning between ω_{12} of Q_1 and ω_{01} of Q_2 . Therefore, the qubits are initially detuned and at their sweet spots with the coupling 'off'.

The simplest case is to use rectangular fluxes to simultaneously pulse the qubits to the avoided-crossing point and turn on the coupling. Both our measurement and simulation reveal that the leakage out of $|11\rangle$ can be effectively suppressed in the positive coupling regime rather than the negative one. This is evidenced by the observation of high-frequency oscil-



(b) DDRでCZゲートを実現するためのフラックスシーケンス。Q₁の周波数はこの間変化しない。Q₂は徐々にフラックスパルス（コサイン型周波数調整用）で周波数を動作点に合わせ、結合器には適切なパルス形状のフラックスパルスで結合を動的に「オフ」にしておく（斜線領域）。その後、2量子ビットの相互作用時間を適切にとり、|11i|に必要なπ位相シフトを得るために、カップランにもう一度緩やかなフラックスパルス（コサイン型カップラン一周波数調整用）を印加して、カッplingをオンにする。（c）、（d）DDRにおけるカップリングの「オフ」状態の確認と、それに対応する測定シーケンス。上図：|11i|状態の集団は、振動を伴わない純粋な指数関数的減衰を示している。中：|00i|に対する|01i|の位相蓄積。下：|11i|の|10i|に対する位相の蓄積。下の2つのパネルの差は、|11i|の位相累積がゼロであることを示し、ゼロカップリングを確認した。（e）CZゲートを実現するための3つの異なるスキームにおける|11i|のポピュレーション。標準的な2量子ビットCZゲートを実現するためにはt_R = 222 nsが必要である。中：負の結合強度を持つ矩形パルス。明らかな高周波振動が発生しており、|11i|から漏れていることがわかる。下段：DDRパルスは負の結合が大きいが、振動は滑らかである。ゲート時間t_D = 119 nsでCZゲートを実現できる。（f）QPTで測定したχ_{exp}の実部のバーチャートで、ゲート忠実度は98.3 ± 0.6%であることがわかる。黒い実線は理想的なゲートのものです。

ーション[図4(e)の中段]が発生し、不要なリーキ誤差が発生する。しかし、正結合強度が弱いため、CZゲートを達成するためには比較的長いゲート時間(t_R = 222 ns)が必要である。QPT測定による平均CZゲート忠実度は95.5%であった。ゲート忠実度を向上させるために、CZゲートの実装に「動的分離領域」(DDR)方式を採用しています。

ここで定義するDDRは、コヒーレント制御パルス法でデフェージングエラーを抑制するために用いられる「動的デカップリング」[59]という用語とは説明の仕方が異なることに注意してください。この方式は、計算部分空間からの漏れを効率的に抑制するだけでなく、より大きな相互作用強度を持つ負結合領域で、より短いゲート時間でゲートを実行することができる。DDR方式は、状態|11i|と|20i|の相互作用を量子ビットのハミルトニアン $H = H_x \sigma_x^0 + H_z \sigma_z^0$ [47]にマッピングすることで理解でき、H_xは状態|11i|と|20i|間の結合エネルギーである、H_zは回避交差の共振点からの|11i|の周波数離調、σ_x⁰とσ_z⁰は計算量子ビット上のものとは区別される対応パウリ演算子である。結合エネルギーσ_x⁰項が固定された結合器なしの典型的な直接結合方式では、σ_z⁰項のみを調整することでCZゲートが実現され、例えば矩形パルス、高速断熱パルス、非断熱パルスで実現されます[47, 58]。一方、カップランを用いたDDR方式では、σ_x⁰項とσ_z⁰項の両方を任意に変化させることができる。

図4(b)に実験用フラックスシーケンスを示す。Q₂に緩やかな磁束パルスを与え、結合を動的に「オフ」に保ちながら、その周波数を動作点にチューニングしています。このDDRは、式(3)で計算された適切なパルス形状の磁束パルスを結合器に印加することで実現され、さらに、量子ビット周波数変更プロセス全体においてゼロ結合を保証するように最適化されています(H_x = 0, H_z = H_z(t)の斜線部分)。その後、カップランに再び緩やかな磁束パルスを印加して結合をゆっくりとオンにし、2量子ビット相互作用が|11i|のπ位相シフトを獲得する適切な時間を待ちます[H_x = H_x(t), H_z = 0]。DDRにおけるカップリングの「オフ」状態は、図4(b)と同じフラックスパルス(DDRと中央の破線)で|11i|状態のポピュレーション変化と位相蓄積を測定することで確認します。実験結果とシーケンスをそれぞれ図4(c)と図4(d)に示す。

CZゲートを行うために適切な負の相互作用強度を選択し、ゲート時間とカップランの無視できない励起によって誘発される量子ビット-カップランのリークをバランスさせる。相互作用強度を大きくすることでCZゲート時間をt_D = 119 ns [図4(e)の下段]に短縮し、ゲート忠実度は平均QPT忠実度98.3 ± 0.6%と向上しました。測定されたχ_{exp}を図4(f)に示す。さらに、観測された2量子ビットπ相の蓄積は幾何学的であり、ゲート動作時の周波数変動に対して潜在的にノイズ耐性があることがわかる。結合強度を上げるために結合器の周波数をさらに下げると、CZゲート時間をt_D = 68 nsに短縮することができる。しかし、量子ビットとカップラン間のリークが大きくなるため、ゲート忠実度は若干低下する。また、qubit-qubit|01i and |10i swap channelだけでなく、qubit-coupler real-energy exchange channelからのリークを軽減するための同期最適化戦略も考慮されていることは言及に値します[60]。

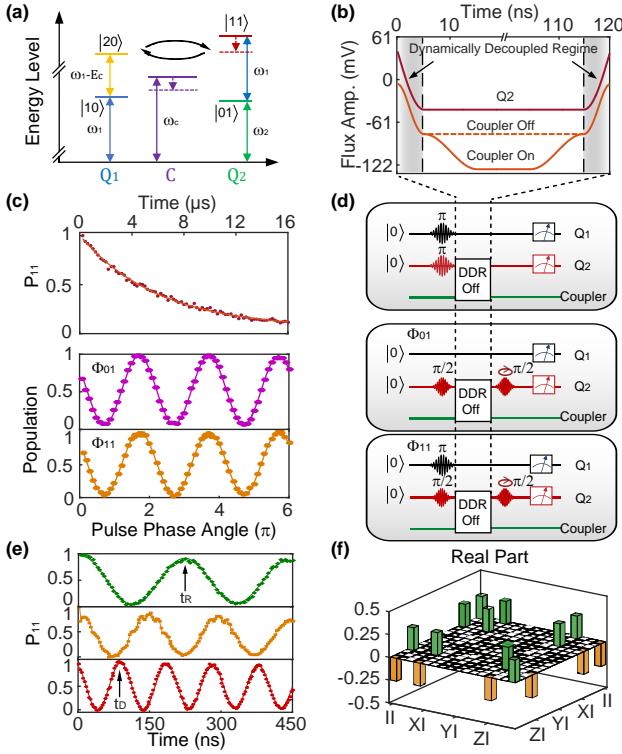


FIG. 4: (a) Schematic to realize the CZ gate using the usual $|11\rangle$ and $|20\rangle$ resonance. (b) Flux sequence to realize the CZ gate with DDR. The Q_1 frequency is unchanged during the process. A gradual flux pulse (for a cosine-type frequency adjustment) on Q_2 is to tune its frequency to the operating point, while a flux pulse on the coupler with an appropriate pulse shape to dynamically keep the coupling ‘off’ (the shaded regions). The coupling is then turned on by applying another gradual flux pulse on the coupler (for a cosine-type coupler frequency adjustment) for proper two-qubit interaction time to acquire the required π -phase shift on $|11\rangle$. (c), (d) Confirmation of the ‘off’ state of the coupling in the DDR and the corresponding measurement sequences. Top: the population of $|11\rangle$ state shows purely exponential decay without any oscillation. Middle: phase accumulation of $|01\rangle$ with respect to $|00\rangle$. Bottom: phase accumulation of $|11\rangle$ with respect to $|10\rangle$. The difference between the lower two panels shows zero phase accumulation of $|11\rangle$, confirming zero coupling. (e) Population of $|11\rangle$ in three different schemes to realize the CZ gate. Upper: rectangular pulses to have a positive coupling strength. $t_R = 222$ ns is required for realizing the standard two-qubit CZ gate. Middle: rectangular pulses to have a negative coupling regime. Obvious high-frequency oscillations occur and indicate the leakage out of $|11\rangle$. Lower: DDR pulses to have a large negative coupling but with a smooth oscillation. A CZ gate can be accomplished with a gate time $t_D = 119$ ns. (f) Bar chart of the measured real part of χ_{exp} from a QPT shows a gate fidelity of $98.3 \pm 0.6\%$. The solid black outlines are for the ideal gate.

lations [the middle panel in Fig. 4(e)], which cause unwanted leakage error. However, due to the weak positive coupling strength, a relatively long gate time ($t_R = 222$ ns) is required to accomplish the CZ gate. The average CZ gate fidelity is 95.5% from the QPT measurement.

To improve the gate fidelity, we use a ‘dynamically decoupled regime’ (DDR) scheme to implement the CZ gate. Note

that DDR defined here differs in explication from the term ‘dynamical decoupling’ used in coherent control pulse methods to suppress the dephasing error [59]. This scheme can not only efficiently suppress the leakage out of the computational subspace but also allow us to perform the gate in the negative coupling regime with larger interaction strength for a shorter gate time. The DDR scheme can be understood by mapping the interaction between the states $|11\rangle$ and $|20\rangle$ onto a Hamiltonian of a qubit $H = H_x \sigma'_x + H_z \sigma'_z$ [47], where H_x is the coupling energy between the states $|11\rangle$ and $|20\rangle$, H_z is the frequency detuning of $|11\rangle$ from the resonance point of the avoided crossing, and σ'_x and σ'_z are the corresponding Pauli operators which are distinguished from those on the computational qubit. For the typical direct coupling scheme without a coupler where the coupling energy σ'_x term is fixed, CZ gate is realized by adjusting only the σ'_z term, such as the one implemented with a rectangular pulse, fast adiabatic pulse or nonadiabatic pulse [47, 58]. While for the DDR scheme with a coupler, both σ'_x term and σ'_z term can be varied as wished.

The experimental flux sequence is shown in Fig. 4(b). We use a gradual flux pulse on Q_2 to tune its frequency to the operating point, while dynamically keeping the coupling ‘off’. This DDR is achieved by applying a flux pulse on the coupler with an appropriate pulse shape calculated by Eq. (3) and is further optimized to assure the zero coupling during the whole qubit frequency-changing process [the shaded regions where $H_x = 0, H_z = H_z(t)$]. After that, we slowly turn on the coupling by applying another gradual flux pulse on the coupler and wait for proper time for the two-qubit interaction to acquire the π -phase shift on $|11\rangle$ [$H_x = H_x(t), H_z = 0$]. The ‘off’ state of the coupling in the DDR is confirmed by measuring the population change and phase accumulation of $|11\rangle$ state with the same flux pulses as in Fig. 4(b) (the DDR and the dashed line in the middle). The experimental results and sequences are shown in Figs. 4(c) and 4(d), respectively.

We choose an appropriate negative coupling strength to perform the CZ gate, balancing the gate time and qubit-coupler leakage induced by the non-negligible excitation of the coupler. The larger interaction strength reduces the CZ gate time to $t_D = 119$ ns [bottom panel in Fig. 4(e)] and the gate fidelity is improved with an average QPT fidelity of $98.3 \pm 0.6\%$. The measured χ_{exp} is shown in Fig. 4(f). Moreover, the observed two-qubit π -phase accumulation is geometric, which is potentially noise resilient to frequency fluctuation during the gate operation. The coupler frequency can be further lowered for a higher coupling strength such that the CZ gate time can be reduced to $t_D = 68$ ns. However, due to a larger leakage between the qubit and the coupler, the gate fidelity is slightly lower. It is worth mentioning that we also consider a synchronization optimization strategy to mitigate leakages from not only the qubit-qubit $|01\rangle$ and $|10\rangle$ swap channel but also the qubit-coupler real-energy exchange channel [60].

III. DISCUSSION

調整可能なカプラは余分な自由度を提供し、量子ビット結合を完全に抑制できるため、DDR方式を採用したCZゲートは量子ビットパラメータに鈍感であるべきです。数値シミュレーション（付録E参照）によれば、量子ビットのデコヒーレンスがない場合、DDR方式のCZゲートのQPT忠実度は99.99%以上になります（QuTip [61, 62]の「mesolve」による）。比較のために、高速断熱パルスを用いた直接結合のケースで実装されたCZゲートの数値シミュレーションも行いました[47]。DDR方式と同じゲート時間（約120ns）を確保するために、同じ量子ビットアイドル周波数と量子ビット-量子ビット結合強度を選択し、PYTHONの「fmin」機能を使ってパルスの最適化にフーリエ基底関数の最初の3係数を含めています。その結果、最大CZゲート忠実度Fは99.60%となり、DDR方式よりも大幅に誤差が大きくなりました。これは、高速断熱パルスが量子ビットパラメータやパルス最適化に対してより敏感であるためです。高速断熱パルスのフーリエ係数を増やすことで、CZゲートの忠実度を向上させることができます。その分、最適化パラメータが増え、最適化が難しくなることに注意しています。高忠実度の高速断熱CZゲートは、量子ビットシステムが大きくなると不要なクロストークが発生するため、さらに困難となる。これに対し、DDR方式を用いたCZゲートは、その堅牢性と利便性を維持できるはずであり、したがって、大規模超伝導回路に特に適していると思われる。

今回の実験では、CZゲートの忠実度は、量子ビットのデコヒーレンスによって大きく制限されるが、カプラのデコヒーレンスは、カプラが基底状態のままなので、ゲート忠実度にはほとんど影響しないことがわかった。より良いパラメータでカプラ設計を最適化することで、リーク誤差を減らしながら高い結合強度を達成し、結果としてゲート性能を向上させたCZゲート時間を短縮することができます。また、カップリングをオンにするための他のパルス形状は、さらにリークを抑制する可能性があり、今後の検討が必要です。さらに、XY線間のクロストークを最小化する製造技術の向上により、より理想的なCZゲートを実現できる可能性があります[63]。最後に、Nelder-Mead最適化プロトコル[64]を採用することで、CZゲートの忠実度をより高いレベルまで向上させることができる。

要約すると、我々は、フラックス制御のチューナブルカッパーの簡単なプロトタイプを実験的に実現した。正の直接結合と負の間接結合の競合により、連続的なチューナビリティと結合の完全なスイッチオフが可能である。 $\sqrt{\cdot}$ この結合器を用いて、2量子ビット絡みのiswap、iswap、およびCZゲートを実装した。特にCZゲートは、量子ビット-量子ビット結合を完全に動的に制御して実現した。結合は幾何学的な2量子ビット位相を獲得する動作点でのみオンになり、量子ビット周波数のチューニング過程ではオフになる。その結果、平均 $98.3 \pm 0.6\%$ のCZゲート忠実度を達成し、QPTによって特徴づけられ、システムのデコヒーレンスによって支配的に制限されました。従って、実証されたチューナブルカッパーは、隣接する量子ビットの結合を抑制するための望ましいツールであり、大規模な量子力学に適している。

tum computation and simulation [9–11, 65].

Acknowledgments

我々は、Chengyao Liの技術サポート、Changling ZouとZheng yuan Xueの貴重な議論に感謝する。この研究は、グラント番号2016YFA0301902と2017YFA0304303の下で中国の国家重点研究開発プログラム、およびグラント番号11874235と11925404の下で中国の国家自然科学基金によってサポートされています。

付録A：有効量子ビット結合 g_e とZZクロストーク結合 ξ_{ZZ} の計算例

Q_1 と Q_2 の間の調整可能な結合強度を研究するために、システムのハミルトニアンを考える。

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{V} \\ \hat{H}_0/\hbar &= \sum_{i=1,2,c} \omega_i a_i^+ a_i + \frac{\eta_i}{2} a_i^+ a_i^+ a_i a_i \\ \hat{V}/\hbar &= \sum_{j=1,2} g_{jc} (a_j^+ a_c + a_j a_c^+) + g_{12} (a_1^+ a_2 + a_1 a_2^+) \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

ここで、 ω_i と η_i ($i = 1, 2, c$) はそれぞれ Q_1 、 Q_2 、カッパーの周波数と非調和性、 a_i^+ と a_i は対応する昇降演算子である、 g_{jc} ($j = 1, 2$) は各クビットとカッパー間の結合強度、 g_{12} は2つのクビット間の直接容量性結合強度である。Xmon量子ビットの基底状態と第一励起状態のみを考える場合、Schrieffer-Wolff変換[51, 52]に基づくと、 Q_1 と Q_2 間の有効結合 g_e は[43]となる、

$$g_e = \frac{g_{2c}g_{1c}}{2\Delta_{2c}} + \frac{g_{2c}g_{1c}}{2\Delta_{1c}} + g_{12}, \quad (\text{A2})$$

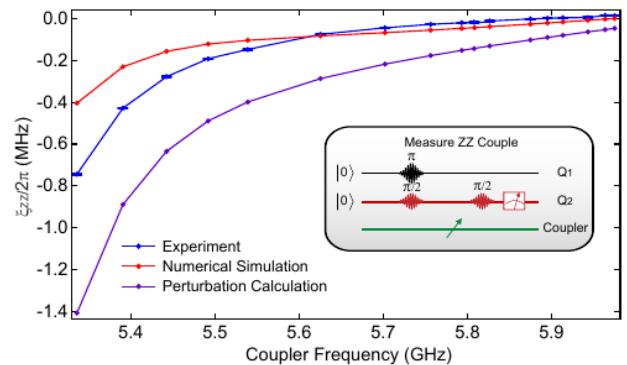


図5：ZZクロストーク結合 ξ_{ZZ} は、2つの量子ビットがデチューンされ、本文の図2の挿入図にあるようなスイートスポットにあるとき、カッパー周波数に対するものです。挿入図：特定のカッパー・フラックスバイアスでZZクロストーク結合 ξ_{ZZ} を測定するための実験シーケンスです。

III. DISCUSSION

Because the tunable coupler provides an extra degree of freedom and can fully suppress the qubit coupling, the CZ gate with the DDR scheme should be insensitive to qubit parameters. Based on a numerical simulation (see Appendix E), in the absence of qubit decoherence, the QPT fidelity of the CZ gate with the DDR scheme can be above 99.99% (with ‘mesolve’ in QuTip [61, 62]). For comparison, we also numerically simulate the CZ gate implemented for the direct coupling case with a fast adiabatic pulse [47]. We choose the same qubit idle frequencies and qubit-qubit coupling strength to ensure the same gate time (~ 120 ns) as the DDR scheme, and include the first three coefficients of Fourier basis functions in the pulse optimization with the ‘fmin’ function in PYTHON. The resulted maximum CZ gate fidelity $F \approx 99.60\%$, with an error significantly larger than that from the DDR scheme, because the fast adiabatic pulse is more sensitive to qubit parameters and pulse optimization. We note that more Fourier coefficients in the fast adiabatic pulse can be included to improve the CZ gate fidelity, but at the expense of more optimization parameters and harder optimization. A high-fidelity, fast adiabatic CZ gate would be even more challenging because of the unwanted crosstalk when the qubit system becomes larger. By contrast, the CZ gate with the DDR scheme should maintain its robustness and convenience, and therefore would be particularly suitable for large-scale superconducting circuits.

In current experiment, the measured CZ gate fidelity is dominantly limited by the qubit decoherence, while the coupler decoherence has little effect on the gate fidelity since the coupler remains in the ground state. Optimization of coupler design for better parameters would be helpful to achieve a higher coupling strength while decreasing the leakage error and consequently get a shorter CZ gate time with a improved gate performance. Besides, other pulse shapes to turn on the coupling may further suppress the leakage and need future exploration. In addition, improving fabrication technology to minimize crosstalk between XY lines can offer possibility of realizing a more ideal CZ gate [63]. Finally, by adopting the Nelder-Mead optimization protocol [64], we could further improve the CZ gate fidelity to a higher level.

In summary, we experimentally realize a simple prototype of a flux-controlled tunable coupler. The competition between the positive direct and negative indirect coupling allows for a continuous tunability and for switching off the coupling completely. With this coupler, we implement two-qubit entangling iswap, \sqrt{i} swap, and CZ gates. In particular, the CZ gate is realized with fully dynamical control over the qubit-qubit coupling: the coupling is only on at the operating point to acquire a geometric two-qubit phase, while being off during the tuning process of the qubit frequency. We achieve an average CZ gate fidelity of $98.3 \pm 0.6\%$, characterized via QPT and dominantly limited by system decoherence. The demonstrated tunable coupler therefore provides a desirable tool to suppress adjacent qubit coupling and is suitable for large-scale quantum computation and simulation [9–11, 65].

Acknowledgments

We thank Chengyao Li for the technical support, and Changling Zou and Zhengyuan Xue for valuable discussions. This work is supported by National Key Research and Development Program of China under Grant No. 2016YFA0301902 and 2017YFA0304303, and National Natural Science Foundation of China under Grant No.11874235 and No.11925404.

Appendix A: Calculation of the effective qubit coupling \tilde{g} and ZZ crosstalk coupling ξ_{ZZ}

To study the tunable coupling strength between Q_1 and Q_2 , we consider the system Hamiltonian,

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{V} \\ \hat{H}_0/\hbar &= \sum_{i=1,2,c} \omega_i a_i^+ a_i + \frac{\eta_i}{2} a_i^+ a_i^+ a_i a_i \\ \hat{V}/\hbar &= \sum_{j=1,2} g_{jc}(a_j^+ a_c + a_j a_c^+) + g_{12}(a_1^+ a_2 + a_1 a_2^+) \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

where ω_i and η_i ($i = 1, 2, c$) are the frequencies and anharmonicities of Q_1 , Q_2 , and the coupler respectively, a_i^+ and a_i are the corresponding raising and lowering operators, g_{jc} ($j = 1, 2$) is the coupling strength between each qubit and the coupler, and g_{12} is the direct capacitive coupling strength between the two qubits.

When we only consider the ground and the first excited states of the Xmon qubits, based on the Schrieffer-Wolff transformation [51, 52], the effective coupling \tilde{g} between Q_1 and Q_2 would be [43],

$$\tilde{g} = \frac{g_{2c}g_{1c}}{2\Delta_{2c}} + \frac{g_{2c}g_{1c}}{2\Delta_{1c}} + g_{12}, \quad (\text{A2})$$

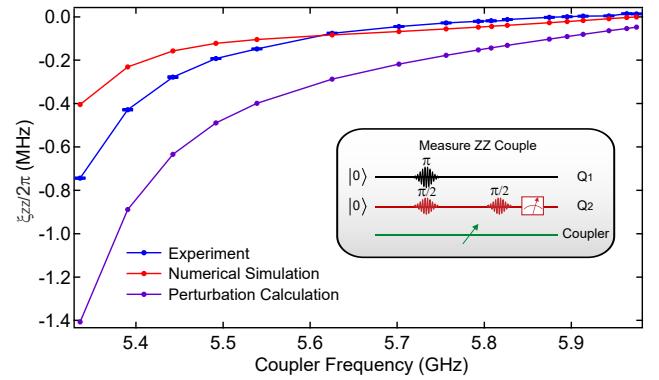


FIG. 5: ZZ crosstalk coupling ξ_{ZZ} versus coupler frequency when the two qubits are detuned and at their sweet spots as in the inset of Fig. 2 of the main text. Inset: the experimental sequence for measuring ZZ crosstalk coupling ξ_{ZZ} at a specific coupler flux bias.

ここで、 $\Delta_{ic} \equiv \omega_i - \omega_c$ は量子ビットとカプラーの間の周波数離調です。しかし、 Q_1 と Q_2 がデチューンしたときの寄生 ZZ クロストーク結合 ξ_{ZZ} を計算するには、Schrieffer-Wolff 変換の 2 次までしか保てないので不十分です。ここでは摂動法 [66, 67] を用いて、ハミルトニアン (A1) の 2 次、3 次、4 次までの寄生 ZZ クロストーク結合を導出することにします。 Q_1 と Q_2 の間の $\xi_{ZZ} = \omega_{11} - \omega_{01} - \omega_{10}$ と定義します。対応する摂動項は次の通りである：

$$\xi_{ZZ}^{(2)} = \frac{2(g_{12})^2(\eta_1 + \eta_2)}{(\Delta_{12} + \eta_1)(\Delta_{12} - \eta_2)}, \quad (\text{A3})$$

$$\begin{aligned} \xi_{ZZ}^{(3)} = & 2g_{12}g_{1c}g_{2c}\left[\frac{1}{\Delta_{2c}}\left(\frac{2}{\Delta_{21}-\eta_1}-\frac{1}{\Delta_{21}}\right)\right. \\ & \left.+\frac{1}{\Delta_{1c}}\left(\frac{2}{\Delta_{12}-\eta_2}-\frac{1}{\Delta_{12}}\right)\right], \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned} \xi_{ZZ}^{(4)} = & \frac{2(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{\Delta_{1c} + \Delta_{2c} - \eta_c}\left(\frac{1}{\Delta_{1c}} + \frac{1}{\Delta_{2c}}\right)^2 \\ & + \frac{(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{(\Delta_{1c})^2}\left(\frac{2}{\Delta_{12}-\eta_2}-\frac{1}{\Delta_{12}}-\frac{1}{\Delta_{2c}}\right) \\ & + \frac{(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{(\Delta_{2c})^2}\left(\frac{2}{\Delta_{21}-\eta_1}-\frac{1}{\Delta_{21}}-\frac{1}{\Delta_{1c}}\right), \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

ここで、 $\Delta_{ij} \equiv \omega_i - \omega_j$ ($i, j = 1, 2, c$; i 4 次 per (2) (3) (4) turbation の導出において g_{12} 項を省略した)。最後に、 $\xi_{ZZ} = \xi_{ZZ}^{(2)} + \xi_{ZZ}^{(3)} + \xi_{ZZ}^{(4)}$ と摂動計算を、図 5 に示すように、実験および QuTiP [61, 62] に基づく数値シミュレーションと比較します。実験は数値シミュレーションとかなりよく一致する。実験と摂動計算の乖離は、高次の項によるものと考えられる。結合器と量子ビットとの間の離調が小さくなると、より大きな偏差が見られるが、これは高次の摂動項がより重要になることを示している。実験、シミュレーション、摂動計算の結果、 ξ_{ZZ} は負から正へ連続的に調整できることがわかり、 Q_1 と Q_2 の間で ξ_{ZZ} を完全にオフにする臨界点を常に見つけることができます。

付録B：量子プロセストモグラフィ

2量子ビット量子ゲートは、量子プロセストモグラフィ (QPT) を用いて特性評価を行います。一般に、量子ビットは以下の 16 状態 $\{|gi\rangle, |ei\rangle, (|gi\rangle + |ei\rangle)/\sqrt{2}, (|gi\rangle - |ei\rangle)/\sqrt{2}\}^{\otimes 2}$ に初期化し、適切な 1 量子ビットローテーションを行います。特徴づけが必要なゲートの後、対応する最終的な 2 量子ビット状態は、16 個の予備回転 $\{I, X/2, Y/2, Z/2\}^{\otimes 2}$ で状態トモグラフィー測定から再構成される。ここで I は同一演算子、 $X, Y, Z/2$ はそれぞれ X 軸と Y 軸の周りの单一量子ビット π と $\pi/2$ 回転を表す。

16 個の初期状態 ρ_i を用いると、実験過程行列 χ_{exp} は 16 値の対応する最終状態 $\rho_f = \sum_m \chi_{mn} E_m \rho_i E_n^\dagger$ [68]、ここで基底演算子 E_m と E_n はセット $\{I, \sigma_x, -i\sigma_y, \sigma_z\}^{\otimes 97}$ から選ばれます。しかし、実際の実験は完璧ではありません。例えば、生成された ρ_i は初期状態の準備誤差により理想的なものではありません。また、最終状態のトモグラフィーも読み出し誤差により非理想的なものとなる可能性があります。この問題を解決するために、まず、状態トモグラフィーを使って初期状態の準備を特徴づける。測定された初期状態 ρ_i^{meas} は、次に $\rho_f = \sum_m \chi_{mn} E_m \rho_i^{meas} E_n^\dagger$ を通して χ_{exp} を抽出するために使われます。ここで、 χ_{ideal} は対応するゲートの理想的なプロセス行列である。

Appendix C: Device Fabrication, Experimental Setup, and Device Parameters

この実験装置は、3 つの光束可変 Xmon 量子ビット (Q_1, Q_2, C) からなり、真ん中の C は可変カプラーとして機能する。この試料の作製には、主に 3 つのステップがあります： (1) c 面サファイア基板にアルミニウムを蒸着し、フォトリソグラフィと誘導結合プラズマエッチングにより、すべてのベース配線と共振器を定義する。 (2) 2 つのフォトリソグラフィプロセス、アルミニウム蒸着、ウェットエッチングによりエアブリッジを構築する [69]。エアブリッジは、寄生スロットラインモードを低減するために、主にグランドプレーンのセグメントを接続するために使用される。また、磁束トラップホール（一辺の長さが $2\mu\text{m}$ の正方形の穴）を用いて、磁気渦の損失を低減している [70]。量子ビットと結合器の全パラメータを表 I に示し、結合容量を図 6 に定義している。サンプルはベース温度約 20 mK の希釈冷凍機で測定し、測定回路の詳細を図 7 に示します。量子ビットの状態を操作するために 2 本の XY 制御線、量子ビットと結合器の周波数を変更するために 3 本の磁束線、両方の量子ビットを同時に読み出すために 1 本の入出力線を使っています。XY 制御パルスは 4 チャンネルの任意波形発生器 (AWG) で変調した信号発生器から生成し、フラックスパルスは AWG から直接生成する。最後に、広帯域の

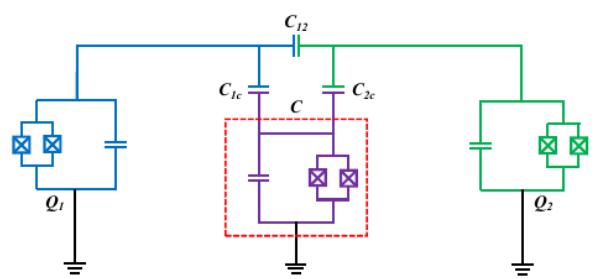


図 6】デバイスの模式的な電気回路である。

where $\Delta_{ic} \equiv \omega_i - \omega_c$ is the frequency detuning between the qubit and the coupler.

To calculate the parasitic ZZ crosstalk coupling ξ_{ZZ} between Q_1 and Q_2 when they are detuned, however, it is not enough to only keep up to the second order in the Schrieffer-Wolff transformation. Here we use the perturbation approach [66, 67] to derive the parasitic ZZ crosstalk coupling to second, third, and fourth order of the Hamiltonian (A1). We define $\xi_{ZZ} = \omega_{11} - \omega_{01} - \omega_{10}$ between Q_1 and Q_2 . The corresponding perturbation terms are:

$$\xi_{ZZ}^{(2)} = \frac{2(g_{12})^2(\eta_1 + \eta_2)}{(\Delta_{12} + \eta_1)(\Delta_{12} - \eta_2)}, \quad (\text{A3})$$

$$\begin{aligned} \xi_{ZZ}^{(3)} &= 2g_{12}g_{1c}g_{2c}\left[\frac{1}{\Delta_{2c}}\left(\frac{2}{\Delta_{21} - \eta_1} - \frac{1}{\Delta_{21}}\right)\right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\Delta_{1c}}\left(\frac{2}{\Delta_{12} - \eta_2} - \frac{1}{\Delta_{12}}\right)\right], \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned} \xi_{ZZ}^{(4)} &= \frac{2(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{\Delta_{1c} + \Delta_{2c} - \eta_c}\left(\frac{1}{\Delta_{1c}} + \frac{1}{\Delta_{2c}}\right)^2 \\ &\quad + \frac{(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{(\Delta_{1c})^2}\left(\frac{2}{\Delta_{12} - \eta_2} - \frac{1}{\Delta_{12}} - \frac{1}{\Delta_{2c}}\right) \\ &\quad + \frac{(g_{1c})^2(g_{2c})^2}{(\Delta_{2c})^2}\left(\frac{2}{\Delta_{21} - \eta_1} - \frac{1}{\Delta_{21}} - \frac{1}{\Delta_{1c}}\right), \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

where $\Delta_{ij} \equiv \omega_i - \omega_j$ ($i, j = 1, 2, c; i \neq j$). Because $g_{12} \ll g_{ic}$, we omit the g_{12} term in the derivation of the fourth-order perturbation. Finally, $\xi_{ZZ} = \xi_{ZZ}^{(2)} + \xi_{ZZ}^{(3)} + \xi_{ZZ}^{(4)}$ and the perturbation calculation is compared with the experiment and the numerical simulation based on QuTip [61, 62], as shown in Fig. 5. The experiment agrees fairly well with the numerical simulation. The deviation between the experiment and the perturbation calculation may be due to the higher-order terms. When the detuning between the coupler and the qubits decreases, we can see a larger deviation, indicating the higher-order perturbation terms become more important. The experiment, simulation, and perturbation calculation all reveal that ξ_{ZZ} can be tuned from negative to positive continuously, and thus we can always find a critical point to fully turn off ξ_{ZZ} between Q_1 and Q_2 .

Appendix B: Quantum Process Tomography

The two-qubit quantum gates are characterized with quantum-process tomography (QPT). Generally, the qubits are initialized to the following 16 states $\{|g\rangle, |e\rangle, (|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}, (|g\rangle - i|e\rangle)/\sqrt{2}\}^{\otimes 2}$ with the proper single-qubit rotations. After the gate that needs to be characterized, the corresponding final two-qubit state is reconstructed from state tomography measurements with 16 prerotations $\{I, X/2, Y/2, X\}^{\otimes 2}$, where I is the identity operator, $X, Y, X/2$, and $Y/2$ are single-qubit π and $\pi/2$ rotations around X and Y

axes respectively. With the 16 initial states ρ_i , the experimental process matrix χ_{exp} can be extracted from the 16 corresponding final states ρ_f through $\rho_f = \sum_{m,n} \chi_{mn} E_m \rho_i E_n^\dagger$ [68], where the basis operators E_m and E_n are chosen from the set $\{I, \sigma_x, -i\sigma_y, \sigma_z\}^{\otimes 2}$.

However, the real experiment is not perfect. For example, the generated ρ_i are not ideal due to the initial state preparation errors; the final state tomography could also be nonideal due to the readout errors. To solve this problem, we first use state tomography to characterize the preparation of the initial states. The measured initial states ρ_i^{meas} are then used to extract χ_{exp} through $\rho_f = \sum_{m,n} \chi_{mn} E_m \rho_i^{\text{meas}} E_n^\dagger$. The gate-process fidelity is finally calculated through $F = \text{Tr}(\chi_{\text{exp}} \chi_{\text{ideal}})$, where χ_{ideal} is the ideal process matrix for the corresponding gate.

Appendix C: Device Fabrication, Experimental Setup, and Device Parameters

Our experimental device consists of three flux-tunable Xmon qubits (Q_1, C, Q_2) with the middle one C serving as the tunable coupler. Fabrication of this sample includes three main steps: (1) aluminum deposition onto a c -plane sapphire substrate followed by photolithography and inductively coupled-plasma etching to define all the base wiring and resonators; (2) two photolithography processes, aluminum deposition, and wet etching to construct airbridges [69]; (3) e-beam lithography with two layer e-beam resists and double-angle aluminum deposition to make Josephson junctions. Airbridges are mainly used to connect segments of ground planes in order to reduce parasitic slotline modes. We also apply flux trapping holes (square holes of side length of 2 μm) to reduce magnetic vortices loss [70].

The full parameters of the qubits and the coupler are shown in Table I with the coupling capacitances defined in Fig. 6. Our sample is measured in a dilution refrigerator with a base temperature about 20 mK, and the details of our measurement circuit are shown in Fig. 7. We use two XY control lines to manipulate the qubit states, three flux lines to modify the qubit and the coupler frequencies, and one input-output line to readout both qubits simultaneously. The XY control pulses are generated from a signal generator modulated by a four-channel arbitrary waveform generator (AWG), while flux pulses are directly generated from AWGs. Finally, a broad-

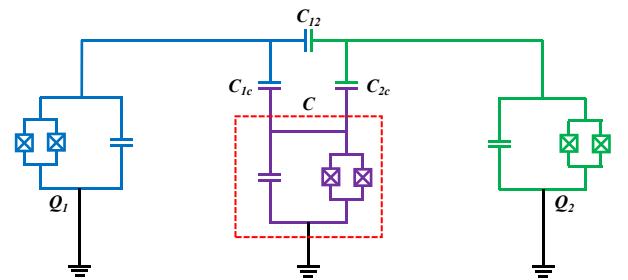


FIG. 6: Schematic electrical circuit of the device.

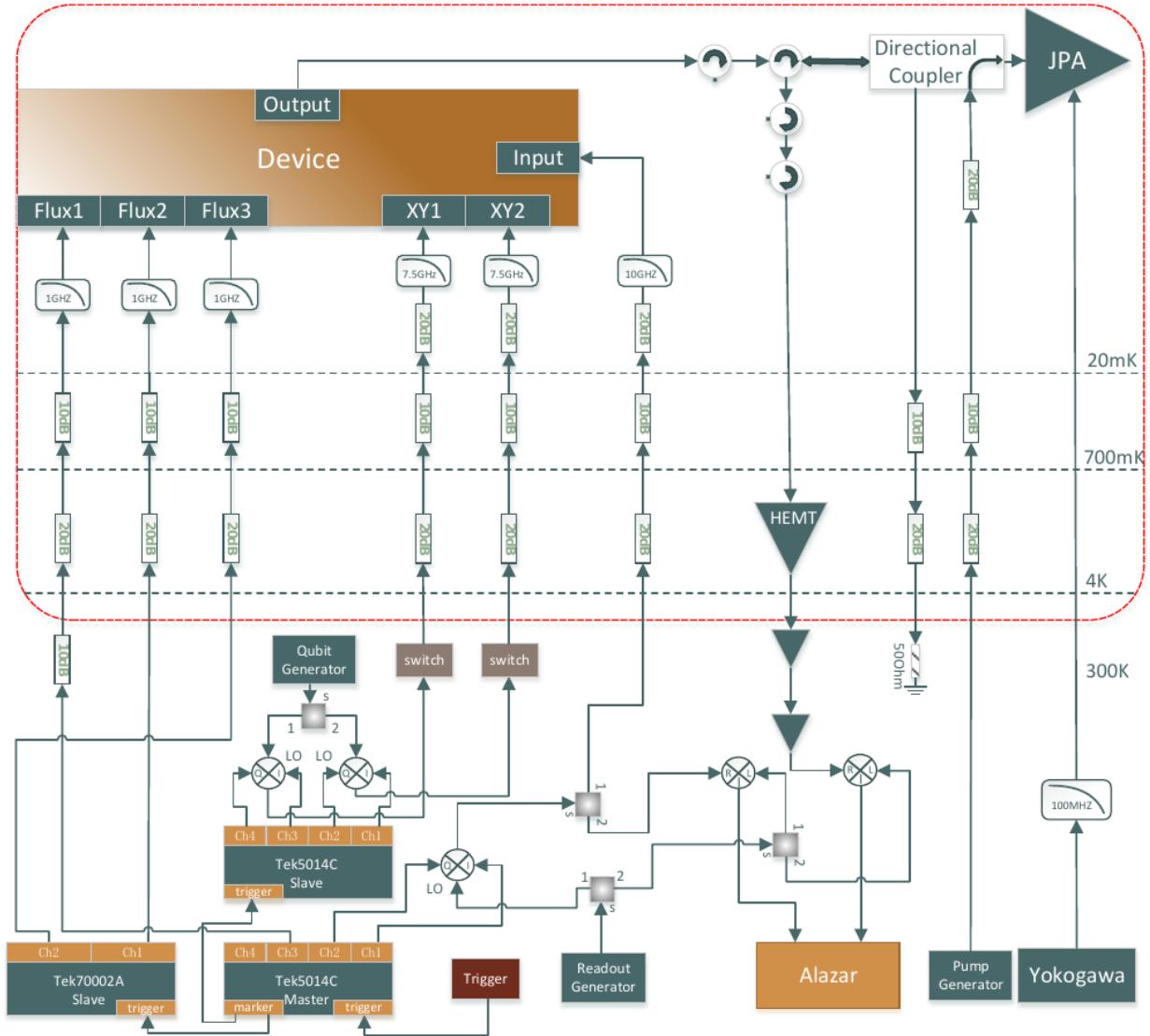


図7: 測定セットアップ。測定回路には、3つのAWG（2つのTek5014Cと1つのTek70002A）、3つの信号発生器、およびその他のマイクロ波部品が含まれています。XY制御パルスは、AWGで変調された信号発生器から生成されます。フラックスパルスは、Tek5014C (Q_1 用) とTek70002A (Q_2 とカプラ用) から直接生成されます。読み出し信号は、ベースのJPA、4Kの高電子移動度トランジスタ（HEMT）アンプ、2つの室温アンプで増幅され、最後にアナログ・デジタル変換器（ADC）でダウンコンバートしてデジタル化する。

バンドジョセフソン・パラメトリック増幅器（JPA）[71-74]を用いて、高忠実度の同時単発読み出しを行っています。微分除去熱ゲート(DRAG)[75]パルスは、より高い量子ビットレベルへのリーケークを減らすために、単一量子ビット回転に使用されます。量子ビットと結合器の熱的ポピュレーション、および各量子ビットの基底状態と励起状態の非完全な分離のため、量子ビット読み出し結果は、校正行列を用いたベイズの法則で再構成される：

$$M_{Bj} = \begin{pmatrix} F_{gj} & 1 - F_{ej} \\ 1 - F_{gj} & F_{ej} \end{pmatrix},$$

ここで、 F_{gj} と F_{ej} はそれぞれ、 π 回転のない初期定常状態のj番目の($j = 1, 2$)量子ビットの読み出し忠実度、および次の π 回転のあるときの読み出し忠実度です。校正プロセスはRef. 26。

また、デバイス内の磁束制御線（量子ビットとカプラの両方）間の磁束線クロストーク行列 M_z を測定します。カプラの読み出し空洞はありませんが、カプラの周波数は、量子ビット-カプラ分散シフト（後述）を通じて測定することができます。 M_z の逆行列は直交化行列 M_{ez} を与え、

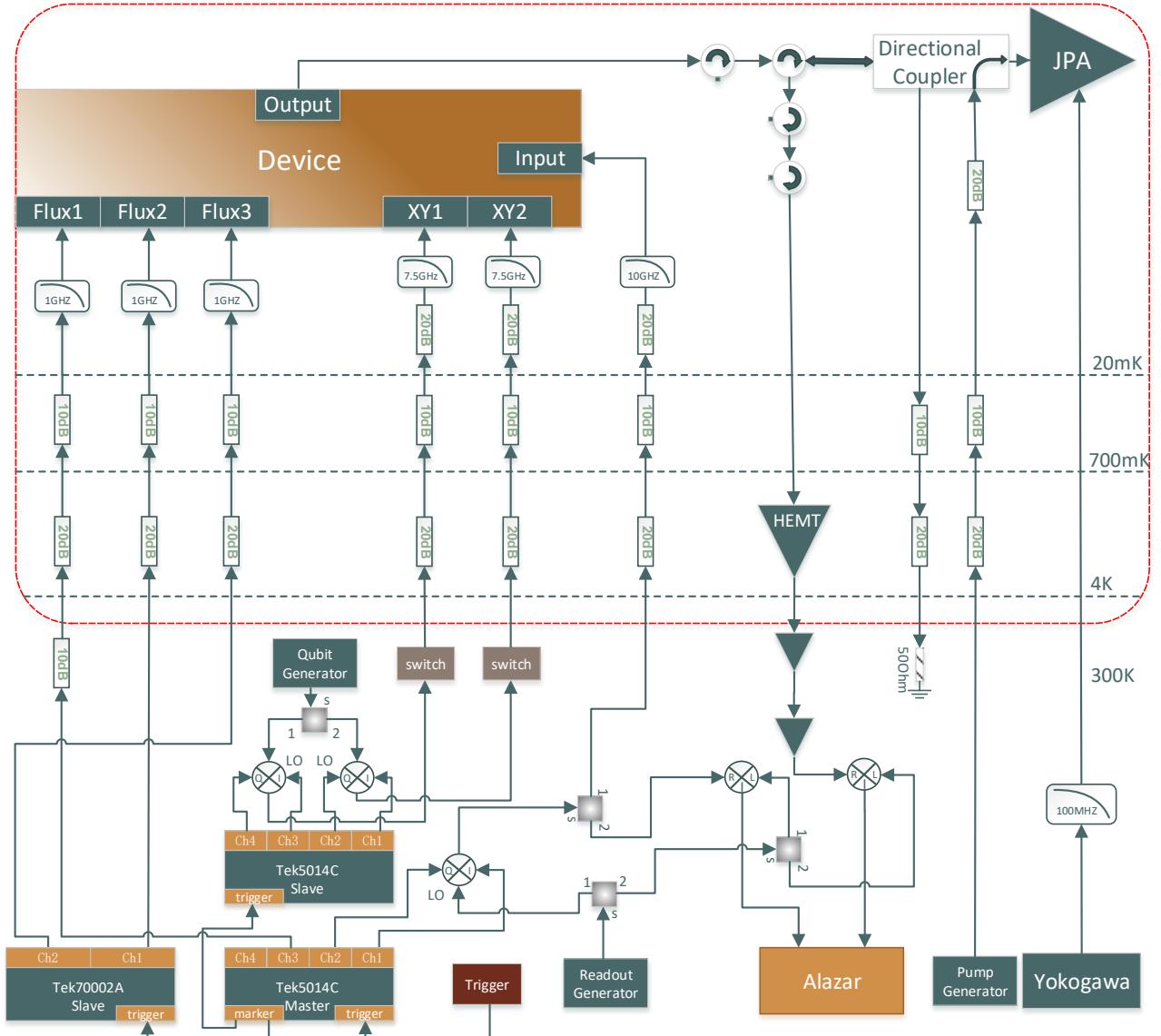


FIG. 7: Measurement setup. Our measurement circuit contains three AWGs (two Tek5014C and one Tek70002A), three signal generators, and other microwave components. The XY control pulses are generated from a signal generator modulated by the AWG. Flux pulses are generated directly from Tek5014C (for Q_1) and Tek70002A (for Q_2 and the coupler). Readout signal is amplified by a JPA at the base, a high-electron-mobility-transistor (HEMT) amplifier at 4K and two room-temperature amplifiers, and finally down-converted and digitized by an analog-to-digital converter (ADC).

band Josephson parametric amplifier (JPA) [71–74] is used for high-fidelity simultaneous single-shot readout.

Derivative removal adiabatic gate (DRAG) [75] pulse is used for single qubit rotation to reduce the leakage to higher qubit levels. Due to thermal population of the qubits and the coupler, and nonperfect separation of the ground and excited states for each qubit, the qubit readout results are reconstructed by using Bayes' rule with a calibration matrix:

$$M_{Bj} = \begin{pmatrix} F_{gj} & 1 - F_{ej} \\ 1 - F_{gj} & F_{ej} \end{pmatrix},$$

where F_{gj} and F_{ej} are the readout fidelity for the j -th ($j = 1, 2$) qubit in the initial steady state without and with a following π rotation respectively. The calibration process is similar to that in Ref. 26.

Besides, we measure the flux-line-crosstalk matrix M_z among the flux control lines (both qubits and the coupler) in the device. Although there is no readout cavity for the coupler, the coupler frequency can still be measured through the qubit-coupler dispersive shift (discussed below). The inverse of M_z gives the orthogonalization matrix \tilde{M}_z which allows for

唯一の所望の量子ビットまたはカプラを独立して制御することができる：

$$\tilde{M}_z = M_z^{-1} = \begin{pmatrix} 0.9963 & 0.0096 & 0.0264 \\ -0.0798 & 0.9997 & 0.0094 \\ -0.0116 & 0.0384 & 0.9974 \end{pmatrix}$$

フラックスラインクロストークが小さいのは、カプラが2つの量子ビットに幾何学的に接近しているにもかかわらず、エアブリッジを使用することで接地面接続が良好であるためです。

TABLE I: Device parameters.

| Qubit parameter | Q_1 | Q_2 |
|-----------------------------------|-------|-------|
| Readout resonator frequency (GHz) | 6.825 | 6.864 |
| Qubit maximum frequency (GHz) | 4.961 | 4.926 |
| T_1 (sweet point) (μ s) | 14 | 13.7 |
| T_2 (sweet point) (μ s) | 8.4 | 4 |
| T_{2E} (sweet point) (μ s) | 8.7 | 4.4 |
| $\eta/2\pi$ (MHz) | -206 | -202 |
| $\chi_{qr}/2\pi$ (MHz) | -0.4 | -0.4 |
| $g_{qr}/2\pi$ (MHz) | 86.6 | 90.6 |

| Coupler parameter | Simulation | Experiment |
|---------------------------------|------------|------------|
| $\eta_c/2\pi$ (MHz) | -254 | |
| C_{ic} ($i=1,2$) (fF) | 2.4 | |
| C_{12} (fF) | 0.13 | |
| Coupler frequency (GHz) | 6.3 | 5.977 |
| $g_{ic}/2\pi$ ($i=1,2$) (MHz) | 81.3 | 76.9 |
| $g_{12}/2\pi$ (MHz) | 3.8 | 6.74 |

付録D. その他の測定結果

1. カプラースペクトルと量子ビット-カプラ結合強度

我々の実験では、カプラの読み出し共振器がないため、カプラの熱人口とスペクトルを直接検出することができません。ここでは、カプラと演算量子ビットの両方について、単純に同様の熱人口を仮定します。しかし、 Q_1 のXY制御線と Q_2 のポピュレーション測定でカプラを駆動することにより、量子ビット-カプラ分散シフトを介してカプラのスペクトルを間接的に調べることはできます。各クビットとカプラの結合は、それらが遠く離調したときに分散型周波数シフトを引き起こす：

$$\chi_{ic} = \frac{(g_{ic})^2(\eta_i + \eta_c)}{2(\Delta_{ic} - \eta_c)(\Delta_{ic} + \eta_i)}. \quad (\text{D1})$$

カプラースペクトルの実験結果を図8に示す。また、カプラが大きな熱ポピュレーションを持つ場合、量子ビットとカプラの分散シフトは単一量子ビットゲートフイデリティを低下させる可能性があります。しかし、今回の実験では、量子ビットとカプラの間の周波数離調が大きい場合に1量子ビットゲートを実装しています。したがって、カプラの熱的集団は、単一量子ビットゲートの忠実度やシステム全体の準備にほとんど影響を与えないだろう。さらに、我々は信じている、図8：測定されたカプラのスペクトル。

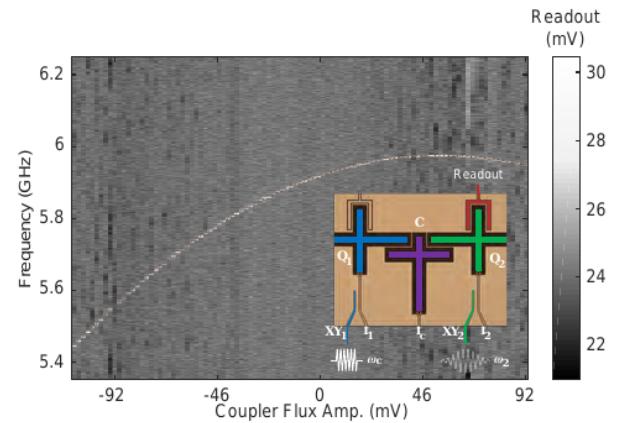


図8: キュービット-カプラのアンチクロッシング。共振点では、エネルギーレベルのアンチクロッシングが観察され、分離が結合強度を特徴づける。

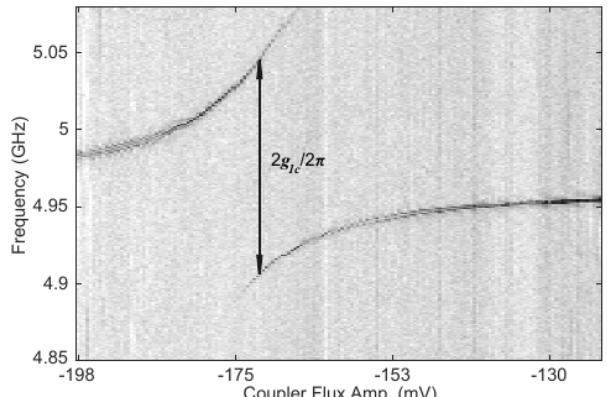


図9: キュービット-カプラのアンチクロッシング。共振点では、エネルギーレベルのアンチクロッシングが観察され、分離が結合強度を特徴づける。

試料と冷蔵庫の環境を慎重に設計することで、カプラーの熱人口を非常に低く抑えることができます。また、各クビットとカプラー間の結合強度は、両者間のスワップ動作で測定することができます。カプラーの周波数を変化させ、もう一方の量子ビットを遠くに偏らせながら、量子ビットの分光測定を行う。図9に示すようにスペクトルのアンチクロスが見られ、量子ビット-カプラー結合強度 g_{1c} を抽出することができる。

2. 負の結合強度を持つ動作範囲

iSWAPゲート、iSWAPゲートを行うには、2つの量子ビットを共振に同調させたときのカプラー周波数を変化させて、適切な結合強度を選ぶ必要があります。

independent control of the only desired qubit or the coupler:

$$\tilde{M}_z = M_z^{-1} = \begin{pmatrix} 0.9963 & 0.0096 & 0.0264 \\ -0.0798 & 0.9997 & 0.0094 \\ -0.0116 & 0.0384 & 0.9974 \end{pmatrix}$$

The small flux-line-crosstalk is due to the good ground-plane connection by using airbridges even though the coupler is geometrically close to the two qubits.

TABLE I: Device parameters.

| Qubit parameter | Q_1 | Q_2 |
|-----------------------------------|------------|------------|
| Readout resonator frequency (GHz) | 6.825 | 6.864 |
| Qubit maximum frequency (GHz) | 4.961 | 4.926 |
| T_1 (sweet point) (μ s) | 14 | 13.7 |
| T_2 (sweet point) (μ s) | 8.4 | 4 |
| T_{2E} (sweet point) (μ s) | 8.7 | 4.4 |
| $\eta/2\pi$ (MHz) | -206 | -202 |
| $\chi_{qr}/2\pi$ (MHz) | -0.4 | -0.4 |
| $g_{qr}/2\pi$ (MHz) | 86.6 | 90.6 |
| Coupler parameter | Simulation | Experiment |
| $\eta_c/2\pi$ (MHz) | -254 | |
| $C_{ic}(i=1,2)$ (fF) | 2.4 | |
| C_{12} (fF) | 0.13 | |
| Coupler frequency (GHz) | 6.3 | 5.977 |
| $g_{ic}/2\pi$ (i=1,2) (MHz) | 81.3 | 76.9 |
| $g_{12}/2\pi$ (MHz) | 3.8 | 6.74 |

Appendix D: More Measurement Results

1. Coupler spectrum and qubit-coupler coupling strength

In our experiments, due to the lack of the readout resonator for the coupler, we cannot directly detect the coupler's thermal population and spectrum. Here, we just simply assume a similar thermal population for both the coupler and the computational qubits. We can, however, indirectly probe the coupler spectrum via the qubit-coupler dispersive shift, by driving the coupler with the XY control line of Q_1 followed by a population measurement of Q_2 . The coupling between each qubit and the coupler causes a dispersive frequency shift when they are far detuned as:

$$\chi_{ic} = \frac{(g_{ic})^2(\eta_i + \eta_c)}{2(\Delta_{ic} - \eta_c)(\Delta_{ic} + \eta_i)}. \quad (\text{D1})$$

The experimental results of coupler spectrum are shown in Fig. 8.

The qubit-coupler dispersive shift may also decrease the single-qubit gate fidelity when the coupler has a large thermal population. However, in our experiments, the single-qubit gate is implemented when the frequency detuning is large between the qubits and the coupler. Thus, the coupler's thermal population would have little effect on the single-qubit gate fidelity and overall system preparation. In addition, we believe,

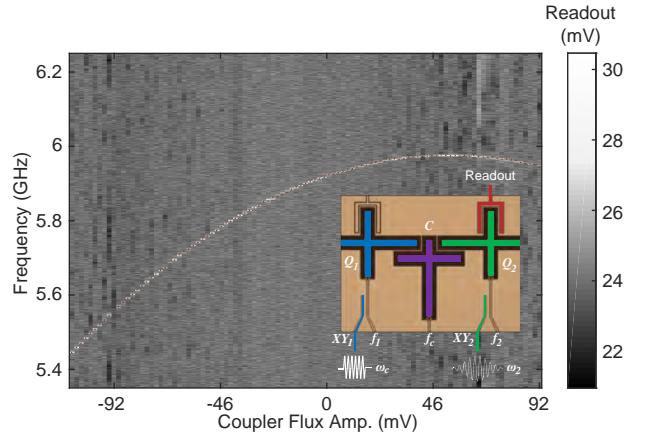


FIG. 8: Measured coupler spectrum. We drive the coupler through the XY control line of Q_1 by applying a microwave pulse at variable frequency with a rectangular envelope of a duration of 500 ns, followed by a population measurement of Q_2 with a wide selective Gaussian pulse. Inset: schematic of the measurement. The two computational qubits (Q_1 and Q_2) are shown in blue and green respectively, and the coupler is shown in purple.

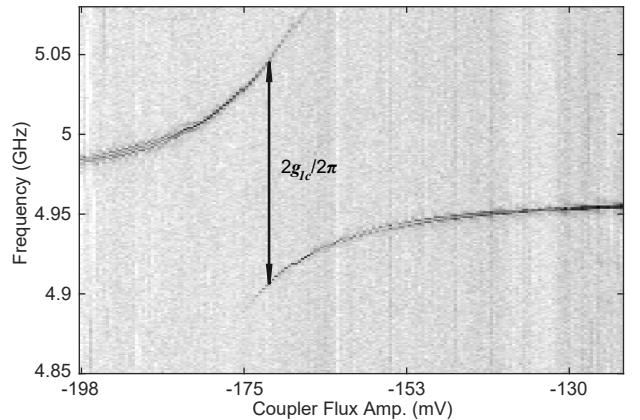


FIG. 9: Qubit-coupler anti-crossing. At the resonance point, anti-crossing of the energy level is observed and the separation characterizes the coupling strength.

through carefully designing our sample and fridge environment, the coupler thermal population can be suppressed to a very low level.

The coupling strength between each qubit and the coupler can be measured in a swap operation between them. We perform the qubit spectroscopy measurement while varying the coupler frequency and biasing the other qubit far away. The anti-crossing in the spectrum can be seen as shown in Fig. 9 and the qubit-coupler coupling strength g_{ic} can be extracted.

2. Operation range with negative coupling strength

To perform the iSWAP and $\sqrt{i\text{SWAP}}$ gates, we need to choose an appropriate coupling strength by varying the cou-

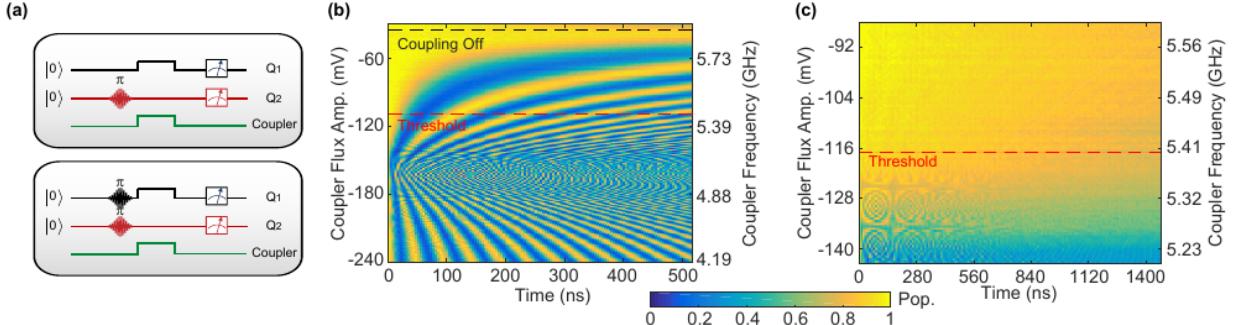
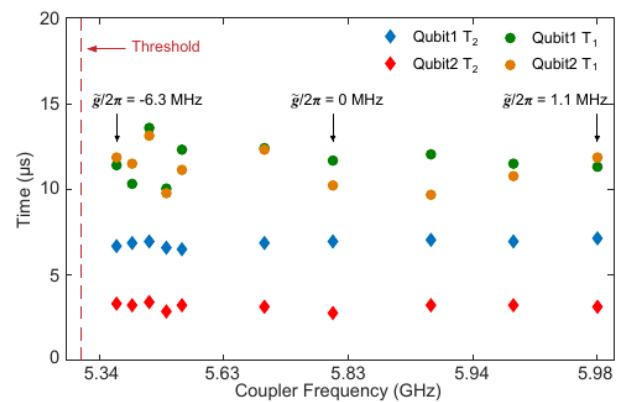


図10】カプラ周波数の下限閾値を示す図である。(a) 負の結合強度を持つ動作範囲を測定するためのパルスシーケンスである。(b) 本文中の図2(b)を拡大した部分。スワップ相互作用はマークされた暗い破線で完全にオフになり、赤い破線はカプラの無視できない励振のおおよその閾値を示す。(c) カプラー周波数の近似的な閾値を求めるための直接漏洩実験。2つの量子ビットを $|11i\rangle$ で初期化し、結合器の周波数を変化させながら共振に同調させ、最後に $|11i\rangle$ の状態のポピュレーションを測定する。赤い破線は、計算空間の外に漏れがある場合の閾値を示す。

量子ビットとカプラーを調整するために、本文の図3に示した測定では、高速矩形磁束パルスを使用します。高速な2量子ビットゲート演算を実現するためには、結合強度を大きくする必要がある。正の結合強度はデバイスの形状によって定義され制限されるが、負の値はカプラー周波数を調整することで変化させることができる。しかし、量子ビットとカプラー間の直接的なエネルギー交換、すなわち計算空間への漏れを起こさずに、大きな負の結合強度を得るために、カプラー周波数を量子ビット周波数に近づけすぎることはできない。図10(b)は、本文の図2(b)を拡大し、より細かく掃引したものです。赤い破線は近似的な閾値、つまりカプラー周波数の低い閾値を示し、それ以下では Q_2 の集団振動に小さな波紋が現れ始め、カプラーの励振が無視できることを示しています。また、両方の量子ビットを励起したときの $|11i\rangle$ 状態のポピュレーションをモニターすることで、計算空間からの漏れを直接測定することができます。実験結果は図10(c)に示されています。ここでも、カプラー周波数の閾値以下では、 $|11i\rangle$ 状態の集団は望ましい指数関数的減衰から逸脱し始める。図10(b)と図10(c)で行った測定の実験シーケンスを、図10(a)に示す。

3. Qubit coherence

このプロトタイプのカプラーの利点の一つは、大規模アーキテクチャへの柔軟性と互換性である。正の結合強度は2つのXmon量子ビット間の直接結合によって定義され、負の結合はカプラーによって提供される。正の直接結合と負の間接結合の間の競争は、連続的な調整と結合の完全なスイッチオフを可能にします。また、結合の強さの符号を変えることで、将来の量子シミュレーションに貴重な自由度を与えることができる。図11: キュービットのコヒーレンス時間とカプラーの周波数。



カッplerー周波数が、カッplerーを無視できないほど励起するための閾値を超えている場合、量子ビットのコヒーレンス時間はほとんど影響を受けないままです。3つの結合強度が黒い矢印で示されています。

ンプリケーションを実現することができます。また、このカプラー方式は、慎重に設計することで、量子ビットのコヒーレンスにほとんど影響を与えないことができます。さらに、カプラーの磁束バイアス線は、量子ビットに誘導的に結合し、そのコヒーレンスに影響を与える可能性があります。図11に示すように、異なるカプラー周波数で量子ビットのコヒーレンス時間を測定しました。閾値以上の動作範囲では、結合の強さに関わらず、量子ビットのコヒーレンス時間は影響を受けません。

4. Calibration of the CZ gate

まず、矩形磁束パルスを用いて実装した標準CZゲートの校正を示す。図12: CZゲートの較正。(a) $|00i\rangle$ に対する $|01i\rangle$ の位相蓄積 ϕ_{10} と、 $|10i\rangle$ に対する $|11i\rangle$ の位相蓄積 ϕ_{11} を測定するための実験シーケンスである。

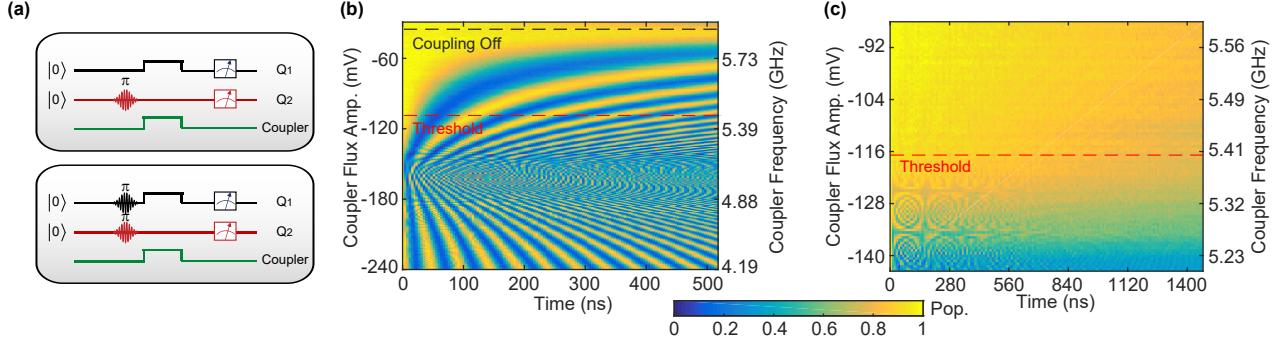


FIG. 10: Lower threshold for the coupler frequency. (a) The pulse sequences to measure the operation range with negative coupling strength. (b) A zoomed-in part of Fig. 2(b) in the main text. The swap interaction is completely turned off at the marked dark dashed line, while the red dashed line indicates the approximate threshold for non-negligible excitation of the coupler. (c) Direct leakage experiment for finding the approximate threshold of the coupler frequency. The two qubits are initialized in $|11\rangle$, then are tuned into resonance while varying the coupler frequency, and finally the population of $|11\rangle$ state is measured. The red dashed line shows the threshold of having leakage out of the computational space.

pler frequency when the two qubits are tuned into resonance. To tune the qubit and the coupler, we use fast rectangular flux pulses for the measurements shown in Fig. 3 in the main text.

In order to achieve fast two-qubit gate operations, the coupling strength needs to be large. The positive coupling strength is defined and limited by the geometry of the device, while the negative value can be varied by tuning the coupler frequency. However, the coupler frequency cannot be tuned too close to the qubit frequency for a large negative coupling strength without causing direct energy exchange between the qubit and the coupler, i.e. the leakage out of the computational space. Figure 10(b) is a zoomed-in and finer sweep of Fig. 2(b) of the main text. The red dashed line shows an approximate threshold, a lower threshold for the coupler frequency, below which small ripples in the population oscillation of Q_2 start to show up, indicating non-negligible excitation of the coupler. The leakage out of the computational space can also be directly measured by monitoring the population of $|11\rangle$ state when both qubits are excited. The experimental results are shown in Fig. 10(c). Again, below the threshold of the coupler frequency, the population of $|11\rangle$ state starts to deviate from the desired exponential decay. The experimental sequences for the measurements performed in Figs. 10(b) and 10(c) are shown in Fig. 10(a).

3. Qubit coherence

One of the advantages of this prototype of coupler is the flexibility and compatibility to a large-scale architecture. The positive coupling strength is defined by the direct coupling between the two Xmon qubits, while the negative coupling is provided by the coupler. The competition between the positive direct and negative indirect coupling allows for a continuous tunability and for switching off the coupling completely. The change of sign of the coupling strength could also provide a valuable degree of freedom for future quantum simulation ap-

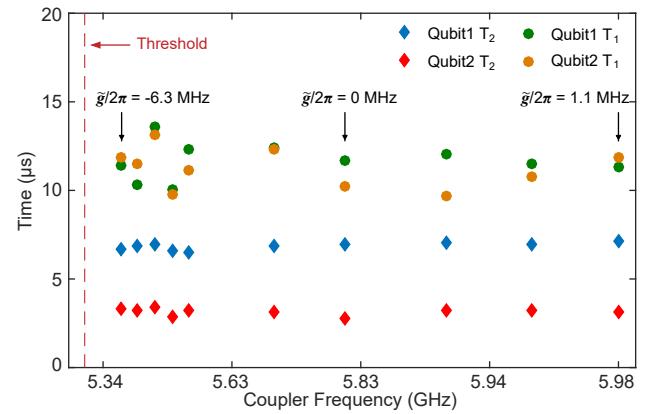


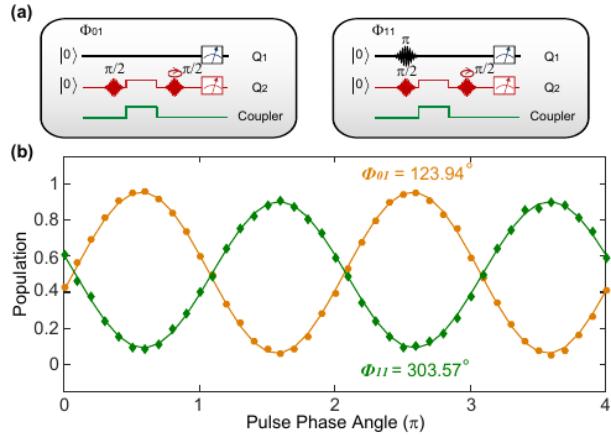
FIG. 11: Qubit coherence times vs coupler frequency. When the coupler frequency is above the threshold for non-negligible excitation of the coupler, the qubit coherence times remain nearly unaffected. Three specific coupling strengths are marked by the black arrows.

plications.

Besides, this coupler scheme can also have little impact on the qubit coherence through careful design, although the coupler is capacitively coupled to both qubits and may offer an additional decay channel to the qubits. In addition, the coupler flux bias line may inductively couple to the qubits and affect their coherence. We measure the qubit coherence times at different coupler frequencies, as shown in Fig. 11. In the operation range above the threshold, the qubit coherence times remain unaffected regardless of the coupling strength.

4. Calibration of the CZ gate

We first show the calibration of the standard CZ gate implemented by using rectangular flux pulses. We conduct the Ramsey measurements to extract the single qubit phase



(b) $|01i$ と $|11i$ の測定確率と2回目の $\pi/2$ パルスの位相の比較。正弦波振動は、2量子ビット状態 $|01i \rightarrow e^{i\phi} 01|01i$ と $|11i \rightarrow e^{i\phi} 11|11i$ のラムゼイ測定で得られた位相をそれぞれ示しています。実線は正弦波振動へのフィットである。標準的なCZのゲートタイム $t_R = 222$ nsでは、オレンジの曲線と緑の曲線の間に π の位相のずれが観測される。

ϕ_{01} と 2量子ビット条件位相 ϕ_{11} は図12(b)に示すようになる。実線は正弦波振動へのフィットである。両クビットを励起すると ϕ_{01} 曲線と ϕ_{11} 曲線の間に π の位相シフトが観測されます。ユニタリー行列を $\text{diag}\{1, 1, 1, -1\}$ とした所望のCZゲートを取得するために、ソフトウェアで単一量子ビットの位相を補正する。QPT測定から、CZゲートの忠実度は平均95.5%と推定される。本文で述べた動的非結合領域(DDR)を持つCZゲートの条件付き π 位相の校正にも同じ方法を用いる。

付録E: CZゲートのシミュレーション

PythonのQuTip [61, 62]を用いて、CZゲートのシミュレーションを行った。まず、カプラのデコヒーレンスがCZゲートにはほとんど影響しないことを確認する。カプラの周波数は大きな範囲で調整することが可能である。カプラの周波数がスイートスポットから大きく離調すると、カプラのデフェージングが大きく増加する。カプラのデフェージング時間 $T_2 = 5$ μ s と $T_2 = 0.5$ μ s の2つのケースでCZゲート fidelity を比較すると、両者にほぼ差はないことがわかる。これは、カプラが全過程でほぼ基底状態のままであるためである。次に、矩形フラックスパルスで実装された標準的なCZゲートをシミュレーションしてみました(QuTipの'mesolve'を使用)。初期状態 $|Q_1 CQ_2 v_i = |+0+i$ の各状態の人口進化を図13(a)に示し、 $|+i = (|gi + |ei)/\sqrt{2}$ とした。この場合、カプラ周波数は5.337GHzに調整され、全クビット-クビット結合は負である。また、 $|101i$ と $|200i$ の間で顕著な高周波発振が観測される。

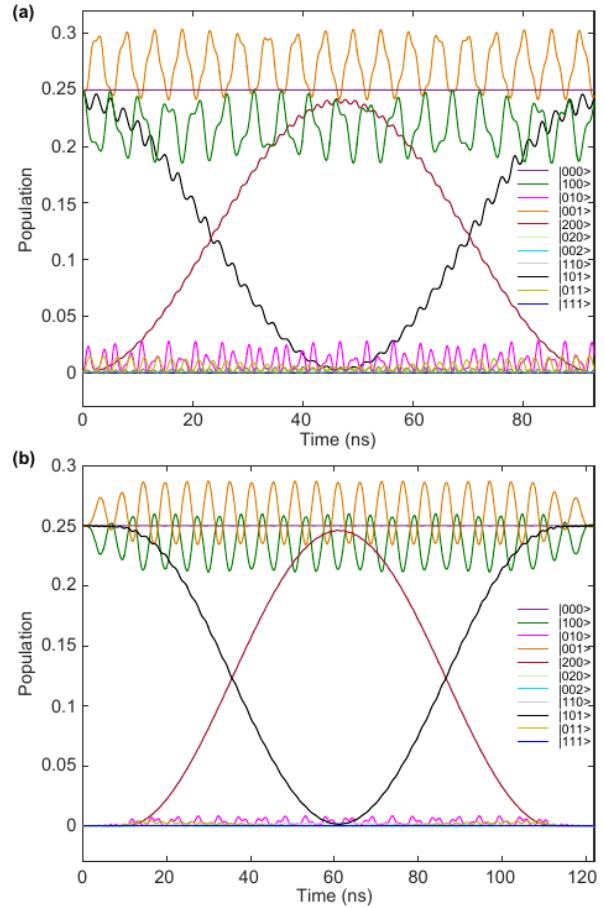


図13】初期合同量子ビット-結合器状態 $|Q_1 CQ_2 v_i = |+0+i$ によるCZゲート中の各状態の集団進化のシミュレーションを示す。(a) 長方形の磁束パルスを用いたCZゲート。(b) DDRを用いたCZゲート。

この非理想はカプラーと量子ビットの間の人口交換に由来し、 $|010i$ と $|100i$ の間の振動で証明される。 $001i$ と $|100i$ の間のスワップ振動は、量子ビットの非調和性に起因しています。同期最適化戦略[60]の後、我々はこのタイプのCZゲートの忠実度 $F = 98.75\%$ を、システムコヒーレンスなしで90 nsで達成することができます。比較として、同じ初期状態 $|Q_1 CQ_2 v_i = |+0+i$ で、同じ解法でDDR方式のCZゲートの各状態の集団進化を図13 (b) に示しました。このシミュレーションでは、ゲートタイムはDDRを含めて120nsである。カプラをONにするとカプラと Q_1 の間の発振振幅が大きく減少する。より遅いコサイン立ち上がりエッジを使用すると、発振振幅はさらに小さくなるが、その代償として動作時間が長くなる。最も重要なことは、カプラの周波数をチューニングしてゆっくりとカプラをオフにすると、カプラと Q_1 の間のスワップ振動がずっと弱くなるので、カプラの集団がゆっくりと計算空間に振動して戻ってくることである。

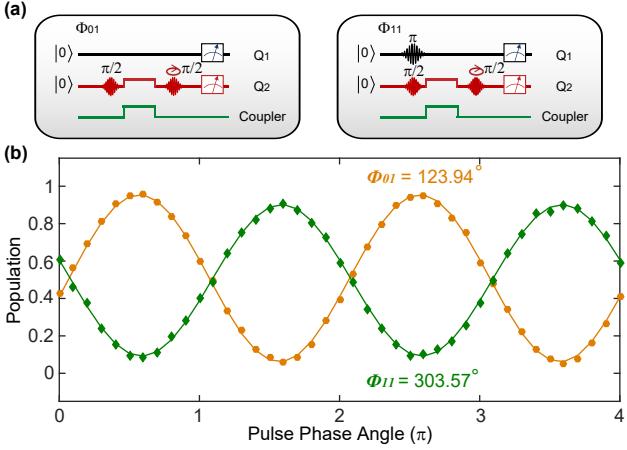


FIG. 12: The CZ gate calibration. (a) The experimental sequences to measure ϕ_{10} , phase accumulation of $|01\rangle$ with respect to $|00\rangle$, and ϕ_{11} , phase accumulation of $|11\rangle$ with respect to $|10\rangle$. (b) The probabilities of measuring $|01\rangle$ and $|11\rangle$ vs the phase of the second $\pi/2$ pulse. The sinusoidal oscillations reveal the phases acquired in the Ramsey measurements for the two-qubit states $|01\rangle \rightarrow e^{i\phi_{01}}|01\rangle$ and $|11\rangle \rightarrow e^{i\phi_{11}}|11\rangle$, respectively. The solid lines are fits to sinusoidal oscillations. With a standard CZ gate time of $t_R=222$ ns, a π phase shift between the orange and green curves is observed.

ϕ_{01} and the two-qubit conditional phase ϕ_{11} , as shown in Fig. 12(b). The solid lines are fits to sinusoidal oscillations. A π phase shift between ϕ_{01} and ϕ_{11} curves is observed when both qubits are excited. We correct the single-qubit phases in software to acquire the desired CZ gate with the unitary matrix as $\text{diag}\{1, 1, 1, -1\}$. The CZ gate fidelity is estimated to be 95.5% on average from the QPT measurement. We use the same method to calibrate the conditional π phase of the CZ gate with the dynamically decoupled regime (DDR) mentioned in the main text.

Appendix E: Simulation of the CZ gate

We simulate the CZ gates with QuTip in Python [61, 62]. First, we confirm the coupler decoherence has little effect on the CZ gates. The coupler frequency can be tuned in a large range. If the coupler frequency is far detuned from its sweet spot, the dephasing of the coupler will increase significantly. We compare the CZ gate fidelities for two cases in which the coupler dephasing time $T_2 = 5 \mu\text{s}$ and $T_2 = 0.5 \mu\text{s}$, and find there is nearly no difference between them. This is because the coupler remains almost on the ground state for the whole process.

We then simulate the standard CZ gate implemented by the rectangular flux pulse (with ‘mesolve’ in QuTip). The population evolution of each state with an initial state $|Q_1CQ_2\rangle = |+0+\rangle$ is shown in Fig. 13(a), where $|+\rangle = (|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}$. In this case, the coupler frequency is tuned to 5.337 GHz and the total qubit-qubit coupling is negative. We observe significant high-frequency oscillation between $|101\rangle$ and $|200\rangle$.

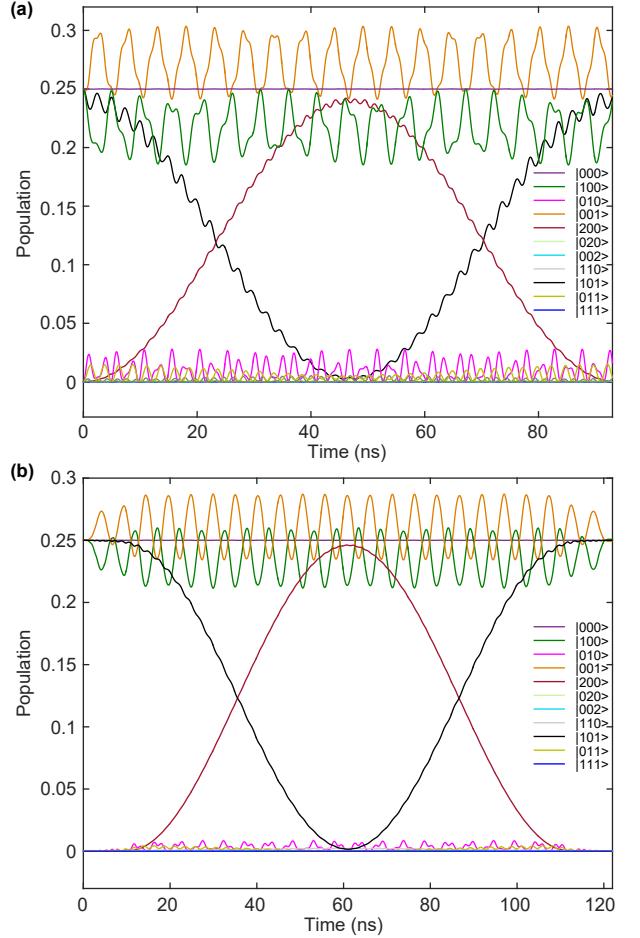


FIG. 13: Simulation of the population evolution of each state during the CZ gate with an initial joint qubit-coupler state $|Q_1CQ_2\rangle = |+0+\rangle$. (a) CZ gate with rectangular flux pulses. (b) CZ gate with DDR.

This non-ideality comes from the population exchange between the coupler and the qubit, evidenced by the oscillation between $|010\rangle$ and $|100\rangle$. The swap oscillation between $|001\rangle$ and $|100\rangle$ is owing to the anharmonicity of the qubits. After a synchronization optimization strategy [60], we can achieve the fidelity of this type of CZ gate $F = 98.75\%$ in 90 ns with no system coherence.

As a comparison, the population evolution of each state for the CZ gate with the DDR scheme with the same initial state $|Q_1CQ_2\rangle = |+0+\rangle$ and with the same solving methods is shown in Fig. 13(b). In this simulation, the gate time is 120 ns including DDR. The oscillation amplitude between the coupler and Q_1 decreases significantly when the coupler is turned on. If we use a slower cosine rising edge, the oscillation amplitude gets even smaller, but at the cost of a longer operation time. Most importantly, when we slowly turn off the coupler by tuning up the coupler frequency, the swap oscillation between the coupler and Q_1 gets much weaker, so the population of the coupler would slowly oscillate back into the computational space.

シミュレーションによると、システムのデコヒーレンスがなければ、慎重な同期最適化戦略[60]により、このCZゲートの忠実度は $F=99.998\%$ まで高くなる可能性があります。実験的なコヒーレンス時間を考慮すると、シミュレーションによるCZゲートの忠実度は $F = 98.1\%$ となり、本文中の測定値 $F = 98.3 \pm 0.6\%$ とよく一致する。実は、このような実験的なゲートフィーディティの変動は、主に2つの理由に起因しています。まず、我々の実験では、測定セットアップの低周波ドリフトにより、各クビットの基底状態と励起状態の間のビストグラム閾値の測定値が時間と共に変動することがありました。ペイズルール校正法（詳細は付録C参照）に従えば、測定値の揺らぎ分布が得られるため、ゲート忠実度が変動することになる。第二に、各クビットのコヒーレンスも時間によって変化します。一方では、このことがゲート性能に影響し、CZゲートの忠実度が変動する可能性があります。他方では、シミュレーションしたゲートの忠実度は、使用するコヒーレンス時間に敏感に依存します。我々のシミュレーションでは、各クビットの T_2 を10%程度増加させるだけで、CZゲートの忠実度を $F=98.1\%$ から $F=98.3\%$ に改善できることが示されました。また、Ref. 55で開発された方法に従って、実験結果の誤差要因を抽出しました。55で開発された方法に従って、私たちの実験用CZゲートのエラーソースを抽出しました。その結果、デコヒーレンス誤差が主な誤差要因であり、その寄与率は約1.14%であることがわかりました。その他の誤差は合計で0.56%に過ぎず、状態準備と測定誤差に由来すると考えられます（詳細は付録Bに記載）。不要な遷移があるため、DDRを用いたCZゲートの完全な幾何学的π位相を取得することができませんでした。シミュレーションの結果、π位相の幾何学的寄与率は約98.3%であることがわかりました。必要なπ位相を実現するためには、動作点を $|101i\rangle$ と $|200i\rangle$ の間の共振からわずかに離して調整し、小さな動的位相（約3度）を蓄積する必要があります。チューナブルカブラによる自由度の拡大により、より効率的なパルス形状を最適化することで、より忠実で不要なリーキーが少ないCZゲートを実現できる可能性があります。このことは、今後の研究に値する。

- [4] C. Song, K. Xu, H. Li, Y.-R. Zhang, X. Zhang, W. Liu, Q. Guo, Z. Wang, W. Ren, J. Hao, *et al.*, “Generation of multicomponent atomic schrödinger cat states of up to 20 qubits,” *Science* **365**, 574 (2019).
- [5] Z. Yan, Y. Zhang, M. Gong, Y. Wu, Y. Zheng, S. Li, C. Wang, F. Liang, J. Lin, Y. Xu, *et al.*, “Strongly correlated quantum walks with a 12-qubit superconducting processor,” *Science* **364**, 753 (2019).
- [6] R. Ma, B. Saxberg, C. Owens, N. Leung, Y. Lu, J. Simon, and D. I. Schuster, “A dissipatively stabilized mott insulator of photons,” *Nature* **566**, 51 (2019).
- [7] A. J. Kollár, M. Fitzpatrick, and A. A. Houck, “Hyperbolic lattices in circuit quantum electrodynamics,” *Nature* **571**, 45 (2019).
- [8] C. K. Andersen, A. Remm, S. Lazar, S. Krinner, N. Lacroix, G. J. Norris, M. Gabureac, C. Eichler, and A. Wallraff, “Repeated quantum error detection in a surface code,” *arXiv:1912.09410* (2019).
- [9] I. Bulut and F. Nori, “Quantum simulators,” *Science* **326**, 108 (2009).
- [10] A. A. Houck, H. E. Türeci, and J. Koch, “On-chip quantum simulation with superconducting circuits,” *Nat. Phys.* **8**, 292 (2012).
- [11] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, “Quantum simulation,” *Rev. Mod. Phys.* **86**, 153 (2014).
- [12] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf, “Superconducting circuits for quantum information: an outlook,” *Science* **339**, 1169 (2013).
- [13] E. T. Campbell, B. M. Terhal, and C. Vuillot, “Roads towards fault-tolerant universal quantum computation,” *Nature* **549**, 172 (2017).
- [14] J. Majer, J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Koch, B. R. Johnson, J. A. Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, *et al.*, “Coupling superconducting qubits via a cavity bus,” *Nature* **449**, 443 (2007).
- [15] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, *et al.*, “Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor,” *Nature* **460**, 240 (2009).
- [16] J. Kelly, R. Barends, A. G. Fowler, A. Megrant, E. Jeffrey, T. C. White, D. Sank, J. Y. Mutus, B. Campbell, Y. Chen, *et al.*, “State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit,” *Nature* **519**, 66 (2015).
- [17] J. M. Chow, A. D. Córcoles, J. M. Gambetta, C. Rigetti, B. R. Johnson, J. A. Smolin, J. R. Rozen, G. A. Keefe, M. B. Rothwell, M. B. Ketchen, *et al.*, “Simple all-microwave entangling gate for fixed-frequency superconducting qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 080502 (2011).
- [18] S. Sheldon, E. Magesan, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, “Procedure for systematically tuning up cross-talk in the cross-resonance gate,” *Phys. Rev. A* **93**, 060302 (2016).
- [19] L. Zhou, S. Yang, Y.-x. Liu, C. P. Sun, and F. Nori, “Quantum zeno switch for single-photon coherent transport,” *Phys. Rev. A* **80**, 062109 (2009).
- [20] J. D. Strand, M. Ware, F. Beaudoin, T. A. Ohki, B. R. Johnson, A. Blais, and B. L. T. Plourde, “First-order sideband transitions with flux-driven asymmetric transmon qubits,” *Phys. Rev. B* **87**, 220505 (2013).
- [21] Y. X. Liu, C. X. Wang, H. C. Sun, and X. B. Wang, “Coexistence of single- and multi-photon processes due to longitudinal couplings between superconducting flux qubits and external fields,” *New J. Phys.* **16**, 015031 (2014).
- [22] Z.-Y. Xue, J. Zhou, and Z. D. Wang, “Universal holonomic quantum gates in decoherence-free subspace on superconduct-

* この研究には、これら二人の著者が等しく貢献している。[†] 電子アドレス : ypsong@mail.tsinghua.edu.cn [‡] 電子アドレス : lmduan@tsinghua.edu.cn [§] 電子アドレス : luyansun@tsinghua.edu.cn [1] J. S. Otterbach, R. Manenti, N. Alidoust, A. Bestwick, M. Block, B. Bloom, S. Caldwell, N. Didier, E. S. Fried, S. Hong, 他, ”Unsupervised machine learning on a hybrid quantum computer,” *arXiv:1712.05771* (2017). [2] A. Kandala, A. Mezzacapo, K. Temme, M. Takita, M. Brink, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, ”Hardware-efficient variational quantum eigensolver for small molecules and quantum magnets,” *Nature* **549**, 242 (2017). [3] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. S. L. Brandao, D. A. Buell, et al., ”Quantum supremacy using a programmable superconducting process,” *Nature* **574**, 505 (2019).

Based on simulation, this CZ gate fidelity could be as high as $F = 99.998\%$ after careful synchronization optimization strategy [60], provided there is no system decoherence. Given the experimental coherence times, a simulated CZ gate fidelity $F = 98.1\%$ is acquired, in good agreement with the measured $F = 98.3 \pm 0.6\%$ in the main text. In fact, such variations of the experimental gate fidelity are mainly due to two reasons. First, in our experiment, the measured histogram threshold between the ground state and the excited state of each qubit could fluctuate with time due to low frequency drift in the measurement setup. Following the Bayes rule calibration method (details can be found in Appendix C), we would acquire a measurement fluctuation distribution, and thus a variation of the gate fidelity. Second, the coherence of each qubit also varies with time. On one hand, this can affect the gate performance and thus lead to a fluctuating CZ gate fidelity; on the other hand, the simulated gate fidelity sensitively depends on the coherence times we use. Our simulation shows that the CZ gate fidelity can be improved from $F = 98.1\%$ to $F = 98.3\%$ by increasing T_2 of each qubit by only about 10%.

In addition, we also follow the method developed in Ref. 55 to extract error sources in our experimental CZ gate. We find that the decoherence error is the main error source with a contribution of about 1.14%. Other errors, contributing only 0.56% in total, may come from the state preparation and measurement errors (details can be found in Appendix B).

Because of the unwanted transitions, we could not acquire a complete geometric π phase for the CZ gate with DDR. The simulation shows the geometric contribution to the π phase is about 98.3%. We have to tune the operation point slightly away from the resonance between $|101\rangle$ and $|200\rangle$ to accumulate a small dynamical phase (about 3 degrees) to realize the required π phase.

With the extra degree of freedom provided by the tunable coupler, a more efficient pulse shape could be optimized to achieve a CZ gate with a higher fidelity and lower unwanted leakage in future experiments. This deserves future exploration.

* These two authors contributed equally to this work.

[†] Electronic address: ypsong@mail.tsinghua.edu.cn

[‡] Electronic address: lmduan@tsinghua.edu.cn

[§] Electronic address: luysun@tsinghua.edu.cn

- [1] J. S. Otterbach, R. Manenti, N. Alidoust, A. Bestwick, M. Block, B. Bloom, S. Caldwell, N. Didier, E. S. Fried, S. Hong, *et al.*, “Unsupervised machine learning on a hybrid quantum computer,” [arXiv:1712.05771](https://arxiv.org/abs/1712.05771) (2017).
- [2] A. Kandala, A. Mezzacapo, K. Temme, M. Takita, M. Brink, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, “Hardware-efficient variational quantum eigensolver for small molecules and quantum magnets,” *Nature* **549**, 242 (2017).
- [3] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. S. L. Brandao, D. A. Buell, *et al.*, “Quantum supremacy using a programmable superconducting processor,” *Nature* **574**, 505 (2019).

- [4] C. Song, K. Xu, H. Li, Y.-R. Zhang, X. Zhang, W. Liu, Q. Guo, Z. Wang, W. Ren, J. Hao, *et al.*, “Generation of multicomponent atomic schrödinger cat states of up to 20 qubits,” *Science* **365**, 574 (2019).
- [5] Z. Yan, Y. Zhang, M. Gong, Y. Wu, Y. Zheng, S. Li, C. Wang, F. Liang, J. Lin, Y. Xu, *et al.*, “Strongly correlated quantum walks with a 12-qubit superconducting processor,” *Science* **364**, 753 (2019).
- [6] R. Ma, B. Saxberg, C. Owens, N. Leung, Y. Lu, J. Simon, and D. I. Schuster, “A dissipatively stabilized mott insulator of photons,” *Nature* **566**, 51 (2019).
- [7] A. J. Kollár, M. Fitzpatrick, and A. A. Houck, “Hyperbolic lattices in circuit quantum electrodynamics,” *Nature* **571**, 45 (2019).
- [8] C. K. Andersen, A. Remm, S. Lazar, S. Krinner, N. Lacroix, G. J. Norris, M. Gabureac, C. Eichler, and A. Wallraff, “Repeated quantum error detection in a surface code,” [arXiv:1912.09410](https://arxiv.org/abs/1912.09410) (2019).
- [9] I. Buluta and F. Nori, “Quantum simulators,” *Science* **326**, 108 (2009).
- [10] A. A. Houck, H. E. Türeci, and J. Koch, “On-chip quantum simulation with superconducting circuits,” *Nat. Phys.* **8**, 292 (2012).
- [11] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, “Quantum simulation,” *Rev. Mod. Phys.* **86**, 153 (2014).
- [12] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf, “Superconducting circuits for quantum information: an outlook.” *Science* **339**, 1169 (2013).
- [13] E. T. Campbell, B. M. Terhal, and C. Vuillot, “Roads towards fault-tolerant universal quantum computation,” *Nature* **549**, 172 (2017).
- [14] J. Majer, J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Koch, B. R. Johnson, J. A. Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, *et al.*, “Coupling superconducting qubits via a cavity bus,” *Nature* **449**, 443 (2007).
- [15] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, *et al.*, “Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor,” *Nature* **460**, 240 (2009).
- [16] J. Kelly, R. Barends, A. G. Fowler, A. Megrant, E. Jeffrey, T. C. White, D. Sank, J. Y. Mutus, B. Campbell, Y. Chen, *et al.*, “State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit,” *Nature* **519**, 66 (2015).
- [17] J. M. Chow, A. D. Córcoles, J. M. Gambetta, C. Rigetti, B. R. Johnson, J. A. Smolin, J. R. Rozen, G. A. Keefe, M. B. Rothwell, M. B. Ketchen, *et al.*, “Simple all-microwave entangling gate for fixed-frequency superconducting qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 080502 (2011).
- [18] S. Sheldon, E. Magesan, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, “Procedure for systematically tuning up cross-talk in the cross-resonance gate,” *Phys. Rev. A* **93**, 060302 (2016).
- [19] L. Zhou, S. Yang, Y.-x. Liu, C. P. Sun, and F. Nori, “Quantum zeno switch for single-photon coherent transport,” *Phys. Rev. A* **80**, 062109 (2009).
- [20] J. D. Strand, M. Ware, F. Beaudoin, T. A. Ohki, B. R. Johnson, A. Blais, and B. L. T. Plourde, “First-order sideband transitions with flux-driven asymmetric transmon qubits,” *Phys. Rev. B* **87**, 220505 (2013).
- [21] Y. X. Liu, C. X. Wang, H. C. Sun, and X. B. Wang, “Coexistence of single- and multi-photon processes due to longitudinal couplings between superconducting flux qubits and external fields,” *New J. Phys.* **16**, 015031 (2014).
- [22] Z.-Y. Xue, J. Zhou, and Z. D. Wang, “Universal holonomic quantum gates in decoherence-free subspace on superconduct-

- ing circuits," *Phys. Rev. A* **92**, 022320 (2015).
- [23] Y. Wu, L. Yang, Y. Zheng, H. Deng, Z. Yan, Y. Zhao, K. Huang, W. J. Munro, K. Nemoto, D. Zheng, *et al.*, "An efficient and compact quantum switch for quantum circuits," *npj Quantum Information* **4**, 50 (2018).
- [24] S. A. Caldwell, N. Didier, C. A. Ryan, E. A. Sete, A. Hudson, P. Karalekas, R. Manenti, M. P. da Silva, R. Sinclair, E. Acalá, *et al.*, "Parametrically activated entangling gates using transmon qubits," *Phys. Rev. Applied* **10**, 034050 (2018).
- [25] M. Reagor, C. B. Osborn, N. Tezak, A. Staley, G. Prawiroatmodjo, M. Scheer, N. Alidoust, E. A. Sete, N. Didier, M. P. da Silva, *et al.*, "Demonstration of universal parametric entangling gates on a multi-qubit lattice," *Sci. Adv.* **4**, eaao3603 (2018).
- [26] X. Li, Y. Ma, J. Han, T. Chen, Y. Xu, W. Cai, H. Wang, Y. Song, Z.-Y. Xue, Z.-q. Yin, *et al.*, "Perfect quantum state transfer in a superconducting qubit chain with parametrically tunable couplings," *Phys. Rev. Applied* **10**, 054009 (2018).
- [27] T. Chen and Z.-Y. Xue, "Nonadiabatic geometric quantum computation with parametrically tunable coupling," *Phys. Rev. Applied* **10**, 054051 (2018).
- [28] W. Cai, J. Han, F. Mei, Y. Xu, Y. Ma, X. Li, H. Wang, Y. P. Song, Z.-Y. Xue, Z.-q. Yin, *et al.*, "Observation of topological magnon insulator states in a superconducting circuit," *Phys. Rev. Lett.* **123**, 080501 (2019).
- [29] Y. Xu, Z. Hua, T. Chen, X. Pan, X. Li, J. Han, W. Cai, Y. Ma, H. Wang, Y. P. Song, *et al.*, "Experimental implementation of universal nonadiabatic geometric quantum gates in a superconducting circuit," *Phys. Rev. Lett.* **124**, 230503 (2020).
- [30] Y.-X. Liu, L. F. Wei, J. S. Tsai, and F. Nori, "Controllable coupling between flux qubits," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067003 (2006).
- [31] A. Niskanen, K. Harrabi, F. Yoshihara, Y. Nakamura, S. Lloyd, and J. Tsai, "Quantum coherent tunable coupling of superconducting qubits," *Science* **316**, 723 (2007).
- [32] S. H. W. van der Ploeg, A. Izmalkov, A. M. van den Brink, U. Hübner, M. Grajcar, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, and A. M. Zagorskin, "Controllable coupling of superconducting flux qubits," *Phys. Rev. Lett.* **98**, 057004 (2007).
- [33] R. Harris, A. J. Berkley, M. W. Johnson, P. Bunyk, S. Govorkov, M. C. Thom, S. Uchaikin, A. B. Wilson, J. Chung, E. Holtham, *et al.*, "Sign- and magnitude-tunable coupler for superconducting flux qubits," *Phys. Rev. Lett.* **98**, 177001 (2007).
- [34] M. S. Allman, F. Altomare, J. D. Whittaker, K. Cicak, D. Li, A. Sirois, J. Strong, J. D. Teufel, and R. W. Simmonds, "rf-squid-mediated coherent tunable coupling between a superconducting phase qubit and a lumped-element resonator," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 177004 (2010).
- [35] R. Bialczak, M. Ansmann, M. Hofheinz, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, A. O Connell, D. Sank, H. Wang, M. Weides, *et al.*, "Fast tunable coupler for superconducting qubits," *Phys. Rev. Lett.* **106**, 060501 (2011).
- [36] Y. Chen, C. Neill, P. Roushan, N. Leung, M. Fang, R. Barends, J. Kelly, B. Campbell, Z. Chen, B. Chiaro, *et al.*, "Qubit architecture with high coherence and fast tunable coupling," *Phys. Rev. Lett.* **113**, 220502 (2014).
- [37] D. C. McKay, S. Filipp, A. Mezzacapo, E. Magesan, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, "Universal gate for fixed-frequency qubits via a tunable bus," *Phys. Rev. Applied* **6**, 064007 (2016).
- [38] Y. Lu, S. Chakram, N. Leung, N. Earnest, R. K. Naik, Z. Huang, P. Groszkowski, E. Kapit, J. Koch, and D. I. Schuster, "Universal stabilization of a parametrically coupled qubit," *Phys. Rev. Lett.* **119**, 150502 (2017).
- [39] M. Kounalakis, C. Dickel, J. M., C. Dickel, C. Dickel, N. K. Langford, and G. A. Steele, "Tunable hopping and nonlinear cross-kerr interactions in a high-coherence superconducting circuit," *npj Quantum Information* **3**, 1 (2018). Q. -M. チェン、Y.-x. Liu, L. Sun, およびR.-B. Wu, "Tuning the coupling between superconducting resonators with collective qubits," *Phys. Rev. A* **98**, 042328 (2018). C. Neill, P. Roushan, K. Kechedzhi, S. Boixo, S. Isakov, V. Smelyanskiy, A. Megrant, B. Chiaro, A. Dunsworth, K. Arya, et al., "A blueprint for demonstrating quantum supremacy with superconducting qubits," *Science* **360**, 195 (2018). P. Mundad, G. Zhang, T. Hazard, and A. Houck, "Suppression of qubit crosstalk in a tunable coupling superconducting circuit," *Phys. Rev. Applied* **12**, 054023 (2019). F. Yan, P. Krantz, Y. Sung, M. Kjaergaard, D. L. Campbell, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, "Tunable coupling scheme for implementing high-fidelity twoqubit gate," *Phys. Rev. Applied* **10**, 054062 (2018). J. Q. You and F. Nori, "Atmic physics and quantum optics using superconducting circuits," *Nature* **474**, 589 (2011). X. Gu, A. F. Kockum, A. M. iranowicz, Y. xi Liu, and F. Nori, "Microwave photonics with superconducting quantum circuits," *Physics Reports* **71** 8-719, 1 (2017). P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, "A quantum engineer's guide to superconducting qubits," *Appl. Phys. Rev.* **4**, 021318 (2019). J. M. Martinis and M. R. Geller, "Fast adiabatic qubit gates using only σ_z control," *Phys. Rev. A* **90**, 022307 (2014). S.-L. Zhu and P. Zanardi, "Geometric quantum gates that are robust against stochastic control errors," *Phys. Rev. A* **72**, 020301 (2005). R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, D. Sank, E. Jeffrey, Y. Chen, Y. Yin, B. Chiaro, J. Mutus, C. Neill, et al., "Coherent Josephson qubit suitable for scalable quantum integrated circuits" *Phys. Rev. Lett.* **111**, 080502 (2013). R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, A. Veitia, D. Sank, E. Jeffrey, T. C. White, J. Mutus, A. G. Fowler, B. Campbell, et al., "Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance," *Nature* **508**, 500 (2014). A. Blais, J. Gambetta, A. Wallraff, D. I. Schuster, S. M. Girvin, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Quantum-information processing with circuit quantum electrodynamics," *Phys. Rev. A* **75**, 032329 (2007). S. Bravyi, D. P. DiVincenzo, and D. Loss, "Schrieffer-Wolff transformation for quantum many-body systems," *Annals of physics* **326**, 2793 (2011). M. Reed, Entanglement and quantum error correction with superconducting qubits (Yale University, 2013). J. M. Chow, "Quantum information processing with superconducting qubits" (イエール大学, 2010年). A. N. Korotkov, "Error matrices in quantum process tomography," arXiv:1309.6405 (2013). F. W. Strauch, P. R. Johnson, A. J. Dragt, C. J. Lobb, J. R. Anderson, and F. C. Wellstood, "Quantum logic gates for coupled superconducting phase qubits," *Phys. Rev. Lett.* **91**, 167005 (2003). M. D. Reed, L. DiCarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, "Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits," *Nature* **482**, 382 (2012). S. Li, A. D. Castellano, S. Wang, Y. Wu, M. Gong, Z. Yan, H. Rong, H. Deng, C. Zha, C. Guo, et al., "Realisation of high-fidelity nonadiabatic CZ gates with superconducting qubits," *npj Quantum Information* **5**, 84 (2013). L. Viola and S. Lloyd, "Dynamical suppression of decoherence

- ing circuits,” *Phys. Rev. A* **92**, 022320 (2015).
- [23] Y. Wu, L. Yang, Y. Zheng, H. Deng, Z. Yan, Y. Zhao, K. Huang, W. J. Munro, K. Nemoto, D. Zheng, *et al.*, “An efficient and compact quantum switch for quantum circuits,” *npj Quantum Information* **4**, 50 (2018).
- [24] S. A. Caldwell, N. Didier, C. A. Ryan, E. A. Sete, A. Hudson, P. Karalekas, R. Manenti, M. P. da Silva, R. Sinclair, E. Acalá, *et al.*, “Parametrically activated entangling gates using transmon qubits,” *Phys. Rev. Applied* **10**, 034050 (2018).
- [25] M. Reagor, C. B. Osborn, N. Tezak, A. Staley, G. Prawiroatmodjo, M. Scheer, N. Alidoust, E. A. Sete, N. Didier, M. P. da Silva, *et al.*, “Demonstration of universal parametric entangling gates on a multi-qubit lattice,” *Sci. Adv.* **4**, eaao3603 (2018).
- [26] X. Li, Y. Ma, J. Han, T. Chen, Y. Xu, W. Cai, H. Wang, Y. Song, Z.-Y. Xue, Z.-q. Yin, *et al.*, “Perfect quantum state transfer in a superconducting qubit chain with parametrically tunable couplings,” *Phys. Rev. Applied* **10**, 054009 (2018).
- [27] T. Chen and Z.-Y. Xue, “Nonadiabatic geometric quantum computation with parametrically tunable coupling,” *Phys. Rev. Applied* **10**, 054051 (2018).
- [28] W. Cai, J. Han, F. Mei, Y. Xu, Y. Ma, X. Li, H. Wang, Y. P. Song, Z.-Y. Xue, Z.-q. Yin, *et al.*, “Observation of topological magnon insulator states in a superconducting circuit,” *Phys. Rev. Lett.* **123**, 080501 (2019).
- [29] Y. Xu, Z. Hua, T. Chen, X. Pan, X. Li, J. Han, W. Cai, Y. Ma, H. Wang, Y. P. Song, *et al.*, “Experimental implementation of universal nonadiabatic geometric quantum gates in a superconducting circuit,” *Phys. Rev. Lett.* **124**, 230503 (2020).
- [30] Y.-X. Liu, L. F. Wei, J. S. Tsai, and F. Nori, “Controllable coupling between flux qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067003 (2006).
- [31] A. Niskanen, K. Harrabi, F. Yoshihara, Y. Nakamura, S. Lloyd, and J. Tsai, “Quantum coherent tunable coupling of superconducting qubits,” *Science* **316**, 723 (2007).
- [32] S. H. W. van der Ploeg, A. Izmalkov, A. M. van den Brink, U. Hübner, M. Grajcar, E. Il’ichev, H.-G. Meyer, and A. M. Zagorskin, “Controllable coupling of superconducting flux qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 057004 (2007).
- [33] R. Harris, A. J. Berkley, M. W. Johnson, P. Bunyk, S. Govorkov, M. C. Thom, S. Uchaikin, A. B. Wilson, J. Chung, E. Holtham, *et al.*, “Sign- and magnitude-tunable coupler for superconducting flux qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 177001 (2007).
- [34] M. S. Allman, F. Altomare, J. D. Whittaker, K. Cicak, D. Li, A. Sirois, J. Strong, J. D. Teufel, and R. W. Simmonds, “rf-squid-mediated coherent tunable coupling between a superconducting phase qubit and a lumped-element resonator,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 177004 (2010).
- [35] R. Bialczak, M. Ansmann, M. Hofheinz, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, A. O’Connell, D. Sank, H. Wang, M. Weides, *et al.*, “Fast tunable coupler for superconducting qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **106**, 060501 (2011).
- [36] Y. Chen, C. Neill, P. Roushan, N. Leung, M. Fang, R. Barends, J. Kelly, B. Campbell, Z. Chen, B. Chiaro, *et al.*, “Qubit architecture with high coherence and fast tunable coupling,” *Phys. Rev. Lett.* **113**, 220502 (2014).
- [37] D. C. McKay, S. Filipp, A. Mezzacapo, E. Magesan, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, “Universal gate for fixed-frequency qubits via a tunable bus,” *Phys. Rev. Applied* **6**, 064007 (2016).
- [38] Y. Lu, S. Chakram, N. Leung, N. Earnest, R. K. Naik, Z. Huang, P. Groszkowski, E. Kapit, J. Koch, and D. I. Schuster, “Universal stabilization of a parametrically coupled qubit,” *Phys. Rev. Lett.* **119**, 150502 (2017).
- [39] M. Kounalakis, C. Dickel, J. M., C. Dickel, C. Dickel, N. K. Langford, and G. A. Steele, “Tunable hopping and nonlinear cross-kerr interactions in a high-coherence superconducting circuit,” *npj Quantum Information* **3**, 1 (2018).
- [40] Q.-M. Chen, Y.-x. Liu, L. Sun, and R.-B. Wu, “Tuning the coupling between superconducting resonators with collective qubits,” *Phys. Rev. A* **98**, 042328 (2018).
- [41] C. Neill, P. Roushan, K. Kechedzhi, S. Boixo, S. Isakov, V. Smelyanskiy, A. Megrant, B. Chiaro, A. Dunsworth, K. Arya, *et al.*, “A blueprint for demonstrating quantum supremacy with superconducting qubits,” *Science* **360**, 195 (2018).
- [42] P. Mundada, G. Zhang, T. Hazard, and A. Houck, “Suppression of qubit crosstalk in a tunable coupling superconducting circuit,” *Phys. Rev. Applied* **12**, 054023 (2019).
- [43] F. Yan, P. Krantz, Y. Sung, M. Kjaergaard, D. L. Campbell, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, “Tunable coupling scheme for implementing high-fidelity two-qubit gates,” *Phys. Rev. Applied* **10**, 054062 (2018).
- [44] J. Q. You and F. Nori, “Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits,” *Nature* **474**, 589 (2011).
- [45] X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Y. xi Liu, and F. Nori, “Microwave photonics with superconducting quantum circuits,” *Physics Reports* **718-719**, 1 (2017).
- [46] P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, “A quantum engineer’s guide to superconducting qubits,” *Appl. Phys. Rev.* **6**, 021318 (2019).
- [47] J. M. Martinis and M. R. Geller, “Fast adiabatic qubit gates using only σ_z control,” *Phys. Rev. A* **90**, 022307 (2014).
- [48] S.-L. Zhu and P. Zanardi, “Geometric quantum gates that are robust against stochastic control errors,” *Phys. Rev. A* **72**, 020301 (2005).
- [49] R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, D. Sank, E. Jeffrey, Y. Chen, Y. Yin, B. Chiaro, J. Mutus, C. Neill, *et al.*, “Coherent Josephson qubit suitable for scalable quantum integrated circuits,” *Phys. Rev. Lett.* **111**, 080502 (2013).
- [50] R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, A. Veitia, D. Sank, E. Jeffrey, T. C. White, J. Mutus, A. G. Fowler, B. Campbell, *et al.*, “Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance,” *Nature* **508**, 500 (2014).
- [51] A. Blais, J. Gambetta, A. Wallraff, D. I. Schuster, S. M. Girvin, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, “Quantum-information processing with circuit quantum electrodynamics,” *Phys. Rev. A* **75**, 032329 (2007).
- [52] S. Bravyi, D. P. DiVincenzo, and D. Loss, “Schrieffer–Wolff transformation for quantum many-body systems,” *Annals of physics* **326**, 2793 (2011).
- [53] M. Reed, *Entanglement and quantum error correction with superconducting qubits* (Yale University, 2013).
- [54] J. M. Chow, *Quantum information processing with superconducting qubits* (Yale University, 2010).
- [55] A. N. Korotkov, “Error matrices in quantum process tomography,” *arXiv:1309.6405* (2013).
- [56] F. W. Strauch, P. R. Johnson, A. J. Dragt, C. J. Lobb, J. R. Anderson, and F. C. Wellstood, “Quantum logic gates for coupled superconducting phase qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 167005 (2003).
- [57] M. D. Reed, L. DiCarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, “Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits,” *Nature* **482**, 382 (2012).
- [58] S. Li, A. D. Castellano, S. Wang, Y. Wu, M. Gong, Z. Yan, H. Rong, H. Deng, C. Zha, C. Guo, *et al.*, “Realisation of high-fidelity nonadiabatic CZ gates with superconducting qubits,” *npj Quantum Information* **5**, 84 (2013).
- [59] L. Viola and S. Lloyd, “Dynamical suppression of decoherence

- in two-state quantum systems,” *Phys. Rev. A* **58**, 2733 (1998).
- [60] R. Barends, C. Quintana, A. Petukhov, Y. Chen, D. Kafri, K. Kechedzhi, R. Collins, O. Naaman, S. Boixo, F. Arute, *et al.*, “Diabatic gates for frequency-tunable superconducting qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **123**, 210501 (2019).
- [61] J. R. Johansson, P. D. Nation, and F. Nori, “Qutip: An open-source python framework for the dynamics of open quantum systems,” *Comp. Phys. Comm.* **183**, 1760 (2012).
- [62] J. R. Johansson, P. D. Nation, and F. Nori, “Qutip 2: A python framework for the dynamics of open quantum systems,” *Comp. Phys. Comm.* **184**, 1234 (2013).
- [63] A. Dunsworth, R. Barends, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Fowler, B. Foxen, E. Jeffrey, J. Kelly, P. Klimov, *et al.*, “A method for building low loss multi-layer wiring for superconducting microwave devices,” *Appl. Phys. Lett.* **112**, 063502 (2018).
- [64] J. Kelly, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, A. G. Fowler, I.-C. Hoi, E. Jeffrey, *et al.*, “Optimal quantum control using randomized benchmarking,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 240504 (2014).
- [65] O. Kyriienko and A. S. Sørensen, “Floquet quantum simulation with superconducting qubits,” *Phys. Rev. Applied* **9**, 064029 (2018).
- [66] G. Zhu, D. G. Ferguson, V. E. Manucharyan, and J. Koch, “Circuit qed with fluxonium qubits: Theory of the dispersive regime,” *Phys. Rev. B* **87**, 024510 (2013).
- [67] R. Krishnan and J. A. Pople, “Approximate fourth-order perturbation theory of the electron correlation energy,” *International Journal of Quantum Chemistry* **14**, 91 (1978).
- [68] M. A. Nielsen and I. Chuang, “Quantum computation and quantum information,” (2002). [69] Z. Chen, A. Megrant, J. Kelly, R. Barends, J. Bochmann, Y. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, E. Jeffrey, J. Mutus, *et al.*, “Fabrication and characterization of aluminum airbridges for superconducting microwave circuits,” *Appl. Phys. Lett.* **104**, 052602 (2014). [70] B. Chiaro, A. Megrant, A. Dunsworth, Z. Chen, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, A. Fowler, I. C. Hoi, E. Jeffrey, *et al.*, “Dielectric surface loss in superconducting resonators with flux-trapping hole,” *Superconductor Science and Technology* **29**, 104006 (2016). [71] M. Hatridge, R. Vijay, D. H. Slichter, J. Clarke, and I. Siddiqi, “Dispersive magnetometry with a quantum limited SQUID parametric amplifier,” *Phys. Rev. B* **83**, 134501 (2011). [72] S. S. Roy, A. Shukla, T. S. Mahesh, “NMR implementation of a quantum delayed-choice experiment,” *Phys. Rev. A* **85**, 022109 (2012). [73] A. カマル、A. マーブルストーン、M. H. デボレ、「ダブルポンプ・ジョセフソン・パラメトリック増幅器における信号-ポンプ逆作用と自己発振」、*Phys. Rev. B* **79**, 184301 (2009). [74] K. W. Murch, S. J. Weber, C. Macklin, and I. Siddiqi, “Observing single quantum trajectories of a superconducting quantum bit,” *Nature* **502**, 211 (2013). [75] F. Motzoi, J. M. Gambetta, P. Rebentrost, and F. K. Wilhelm, “Simple pulses for elimination of leakage in weakly nonlinear qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **103**, 110501 (2009).

- in two-state quantum systems,” *Phys. Rev. A* **58**, 2733 (1998).
- [60] R. Barends, C. Quintana, A. Petukhov, Y. Chen, D. Kafri, K. Kechedzhi, R. Collins, O. Naaman, S. Boixo, F. Arute, *et al.*, “Diabatic gates for frequency-tunable superconducting qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **123**, 210501 (2019).
- [61] J. R. Johansson, P. D. Nation, and F. Nori, “Qutip: An open-source python framework for the dynamics of open quantum systems,” *Comp. Phys. Comm.* **183**, 1760 (2012).
- [62] J. R. Johansson, P. D. Nation, and F. Nori, “Qutip 2: A python framework for the dynamics of open quantum systems,” *Comp. Phys. Comm.* **184**, 1234 (2013).
- [63] A. Dunsworth, R. Barends, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Fowler, B. Foxen, E. Jeffrey, J. Kelly, P. Klimov, *et al.*, “A method for building low loss multi-layer wiring for superconducting microwave devices,” *Appl. Phys. Lett.* **112**, 063502 (2018).
- [64] J. Kelly, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, A. G. Fowler, I.-C. Hoi, E. Jeffrey, *et al.*, “Optimal quantum control using randomized benchmarking,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 240504 (2014).
- [65] O. Kyriienko and A. S. Sørensen, “Floquet quantum simulation with superconducting qubits,” *Phys. Rev. Applied* **9**, 064029 (2018).
- [66] G. Zhu, D. G. Ferguson, V. E. Manucharyan, and J. Koch, “Circuit qed with fluxonium qubits: Theory of the dispersive regime,” *Phys. Rev. B* **87**, 024510 (2013).
- [67] R. Krishnan and J. A. Pople, “Approximate fourth-order perturbation theory of the electron correlation energy,” *International Journal of Quantum Chemistry* **14**, 91 (1978).
- [68] M. A. Nielsen and I. Chuang, “Quantum computation and quantum information,” (2002).
- [69] Z. Chen, A. Megrant, J. Kelly, R. Barends, J. Bochmann, Y. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, E. Jeffrey, J. Mutus, *et al.*, “Fabrication and characterization of aluminum airbridges for superconducting microwave circuits,” *Appl. Phys. Lett.* **104**, 052602 (2014).
- [70] B. Chiaro, A. Megrant, A. Dunsworth, Z. Chen, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, A. Fowler, I. C. Hoi, E. Jeffrey, *et al.*, “Dielectric surface loss in superconducting resonators with flux-trapping holes,” *Superconductor Science and Technology* **29**, 104006 (2016).
- [71] M. Hatridge, R. Vijay, D. H. Slichter, J. Clarke, and I. Siddiqi, “Dispersive magnetometry with a quantum limited SQUID parametric amplifier,” *Phys. Rev. B* **83**, 134501 (2011).
- [72] S. S. Roy, A. Shukla, and T. S. Mahesh, “NMR implementation of a quantum delayed-choice experiment,” *Phys. Rev. A* **85**, 022109 (2012).
- [73] A. Kamal, A. Marblestone, and M. H. Devoret, “Signal-to-pump back action and self-oscillation in double-pump Josephson parametric amplifier,” *Phys. Rev. B* **79**, 184301 (2009).
- [74] K. W. Murch, S. J. Weber, C. Macklin, and I. Siddiqi, “Observing single quantum trajectories of a superconducting quantum bit,” *Nature* **502**, 211 (2013).
- [75] F. Motzoi, J. M. Gambetta, P. Rebentrost, and F. K. Wilhelm, “Simple pulses for elimination of leakage in weakly nonlinear qubits,” *Phys. Rev. Lett.* **103**, 110501 (2009).