

2020 年度 修士論文

超伝導準集 SSS 中定数共振素子における 高強度結合の実装

2020 年 12 月 9 日

東京理科大学大学院 理学研究科物理学専攻 蔡研究室
(学籍番号 1217010)

宇井 颯太

東京理科大学大学院 理学研究科物理学専攻

序章

超伝導デバイスを用いて量子状態制御に初めて成功した 1999 年昨今様々な手法を用いた量子状態の制御が注目を浴びているが集積力や小型化という面で超伝導を用いたデバイスが最も有力視されている。また、量子デバイスの集積化に伴い、量子情報、や量子科学計算等その応用分野においてもスタートアップやコミュニティ、国家プロジェクトを通じて新たな動きがみられている。

こうした時代の中 jll、最先端技術を用いて超伝導デバイスの性能向上、集積、応用の場に立てるというのは非常に有意義なことである。この場を借りて教授、先輩方、友人、そして家族に感謝したい。

さて、超伝導デバイス本来の性能向上はもちろん、目的意図に沿ったデバイスの作成が量子コンピュータの実用化という面で必要とされている。ハードとソフトの連携が盛んにおこなわれている中で、情報分野で提唱されたアルゴリズムを実験で実証することは非常に重要なこととなってくる。こうした中で本稿では、産業総合研究所の今福健太郎さんが提唱する、非断熱的な量子アニーリングダイナミクスの新手法についてその物理的現象を実証することを目的としている。

構成としては、

第 1 章では、従来 h の量子アニーリングの計算手法について簡潔に説明し、その利点と問題点について解説する。続いて、今福さんの提唱する非断熱量子ダイナミクスについて例を交えながらその意義を解説する。

続く第 2 章では s、量子ビットについて、とりわけ今回作成した磁束型量子ビットに関して、ジョセフソン接合の物理から解説する。

第 3 章では jj 2 量 kk 子 ssss ビットの coupling について今回採用した方法を解説する。a サンプル作成についてその条件や作成手順について解説する。第 5 章では実験方法について解説し、第 6 章で実験結果に言及する。

SSSS

目次

第 1 章	超伝導 ss 素子	3
1.1	アニーリング量子計算 sss	3
第 2 章	jyoron	4
2.1	アニーリング量子計算 sss	4
第 3 章	jyoron	5
3.1	アニーリング量子計算 sss	5
第 4 章	Appendix	6
.1	Appendix	6
.2	結合素子の諸々計算	7
.3	Fabrication	7

第 1 章

超伝導 ss 素子

2 llsssss この章で従来の [1] 量子アニーリング手法について簡便に解説したのち、今福さんによる新手法の意義、方法について述べる。

1.1 アニーリング量子計算 sss

基底状態探索として近年量子アニーリングという手法がよく使われている。この計算手法は駆動ハミルトニアンを V と定義したときに系のハミルトニアンを

$$\hat{H}(t) = s(t)\hat{H} + (1 - s(t))\hat{V} \quad (1.1)$$

と定義する。初期状態は $t = 0$ で $s(t) = 0$ 、 $t = t_f$ で $s(t_f) = 1$ であることに注意する。量子力学の断熱定理によれば系の初期状態を初期ハミルトニアン V で用意すれば逐次的にハミルトニアンを変動させることで $t = t_f$ ではハミルトニアン H_f において基底状態を実現することができるというものである。

上式によればエネルギーが小さければ小さいほ [2]

第 2 章

jyoron

2 llsssss この章で [3] 来 s の [1] 量子アニーリング手法について簡便に解説したのち、今福さんによる新手法の意義、方法について述べる。

2.1 アニーリング量子計算 sss

基底状態探索として近年量子アニーリングという手法がよく使われている。この計算手法は駆動ハミルトニアンを V と定義したときに系のハミルトニアンを

$$\hat{H}(t) = s(t)\hat{H} + (1 - s(t))\hat{V} \quad (2.1)$$

と定義する。初期状態は $t = 0$ で $s(t) = 0$ 、 $t = t_f$ で $s(t_f) = 1$ であることに注意する。量子力学の断熱定理によれば系の初期状態を初期ハミルトニアン V で用意すれば逐次的にハミルトニ a アンを変動させることで $t = t_f$ ではハミルトニアン H_f において基底状態を実現することができるというものである。

上式によればエネルギー gap が小さければ小さいほ [4]

第 3 章

jyoron

2 llsssss この章で従来の [1] 量子ア ss ニーリング手法について簡便に解説したのち、今福さんによる新手法の意義、方法について述べる。

3.1 アニーリング量子計算 sss

基底状態探索として近年量子アニーリングという手法がよく使われている。この計算手法は駆動ハミルトニアンを V と定義したときに系のハミルトニアンを

$$\hat{H}(t) = s(t)\hat{H} + (1 - s(t))\hat{V} \quad (3.1)$$

と定義する。初期状態は $t = 0$ で $s(t) = 0$ 、 $t = t_f$ で $s(t_f) = 1$ であることに注意する。量子力学の断熱定理によれば系の初期状態を初期ハミルトニアン V で用意すれば逐次的にハミルトニ a アンを変動させることで $t = t_f$ ではハミルトニアン H_f において基底状態を実現することができるというものである。

上式によればエネルギー gap が小さければ小さいほ

第 4 章

Appendix

ここで dlssssssssss は、卒業論 s 文 sssssss 本旨に j は記載 eee しなかった計算の類を
まとめておく。

.1 Appendix

ここでは、Hamiltonian の変換を行う。

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar \begin{pmatrix} \hat{a}^\dagger & \hat{b}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\omega}_a & g(\Phi) \\ g(\Phi) & \tilde{\omega}_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$= \hbar \tilde{\omega}_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar \tilde{\omega}_b \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hbar g(\Phi) (\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{a} \hat{b}^\dagger) \quad (2)$$

$$\hat{c}_\pm = \frac{\hat{a} \pm \hat{b}}{\sqrt{2}} \quad \hat{c}_+^\dagger = \frac{\hat{a}^\dagger \pm \hat{b}^\dagger}{\sqrt{2}} \quad (3)$$

$$\hat{a}^\dagger = \frac{\hat{c}_+^\dagger + \hat{c}_-^\dagger}{\sqrt{2}} \quad \hat{b} = \frac{\hat{c}_+^\dagger - \hat{c}_-^\dagger}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

$$\hat{a} = \frac{\hat{c}_+ + \hat{c}_-}{\sqrt{2}} \quad \hat{b} = \frac{\hat{c}_+ - \hat{c}_-}{\sqrt{2}} \quad (5)$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} = \frac{1}{2} (\hat{c}_+^\dagger + \hat{c}_-^\dagger) (\hat{c}_+ + \hat{c}_-) \quad \hat{a}^\dagger \hat{b} = \frac{1}{2} (\hat{c}_+^\dagger + \hat{c}_-^\dagger) (\hat{c}_+ - \hat{c}_-) \quad (6)$$

$$\hat{b} \hat{b} = \frac{1}{2} (\hat{c}_+ + \hat{c}_-) (\hat{c}_+ - \hat{c}_-) \quad \hat{a} \hat{b}^\dagger = \frac{1}{2} (\hat{c}_+ + \hat{c}_-) (\hat{c}_+^\dagger - \hat{c}_-^\dagger) \quad (7)$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} = \frac{1}{2} [\hat{c}_+^\dagger \hat{c}_+ + \hat{c}_+^\dagger \hat{c}_- + \hat{c}_-^\dagger \hat{c}_+ + \hat{c}_-^\dagger \hat{c}_-] \quad (8)$$

$$\hat{b}^\dagger \hat{b} = \frac{1}{2} [\hat{c}_+^\dagger \hat{c}_+ - \hat{c}_+^\dagger \hat{c}_- - \hat{c}_-^\dagger \hat{c}_+ + \hat{c}_-^\dagger \hat{c}_-] \quad (9)$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{b} = \frac{1}{2} [\dot{\hat{c}} + \hat{c}_t - \hat{c}_t \hat{c}_- + \hat{c}_-^+ \hat{c}_t - \hat{c}_-^+ \hat{c}_-] \quad (10)$$

$$\hat{a} \hat{b}^\dagger = \frac{1}{2} [\hat{c}_+ \hat{c}_+^4 - \hat{c}_+ \hat{c}_\pm + \hat{c} - \hat{c}_+^2 - \hat{c} - \hat{c}_-] \quad (11)$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \hat{w}_a [\hat{c}_t^+ \hat{c}_+ + \hat{c}_t^+ \hat{c} + \hat{c}_-^+ \hat{c}_t + \hat{c}_-^+ \hat{c}_-] \quad (12)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} \hat{w}_b [\hat{c}_+^+ \hat{c}_+ - \hat{c}_+^+ \hat{c}_- - \hat{c}_-^+ \hat{c}_+ + \hat{c}_-^+ \hat{c}_-] \quad (13)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} g [2\hat{c} + \hat{c}_+ - 2\hat{c}_- \hat{c}] \quad (14)$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} (\hat{w}_a + \hat{w}_b + 2g(\Phi)) \hat{c}_t^+ \hat{c}_+ + \frac{\hbar}{2} (\hat{w}_a + \hat{w}_b - 2g(\Phi)) \hat{c}_-^+ \hat{c}_- \quad (15)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} A (\hat{w}_a - \hat{w}_b) (\hat{c}_t + \hat{c}_- + \hat{c}_+ \hat{c}_-) \quad (16)$$

$$\omega_a + \bar{c}_b + 2g(\Phi) = \Omega + \quad (17)$$

$$\omega_a + \bar{c}_b - 2g(\Phi) = \Omega - \quad (18)$$

$$\hat{w}_a - \hat{w}_b = \Delta \quad (19)$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \Omega + \hat{c} + \hat{c} + \frac{\hbar}{2} \Omega - \hat{c} \pm \hat{c} + \frac{\hbar}{2} \Delta (\hat{c} + \hat{c} + \hat{c}_+ \hat{c}_-) \quad (20)$$

$$- \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \hat{c}_+ & \hat{c}_\pm \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_1 & \Delta \\ 2 & \Omega_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{c}_+ \\ \hat{c}_- \end{pmatrix} \quad (21)$$

.2 結合素子の諸々計算

dc-SQUID のインダクタンスは

$$L_s(\Phi) = \frac{\Phi_0}{4\pi I_c |\cos(\phi_-^{min}(\Phi_{ext}))|} \quad (22)$$

と記述することができる。

$$\Phi = \Phi_{ext} + L_{loop} \quad (23)$$

$$\beta_{dc} = \frac{2\pi L_{loop} I_c}{\Phi_0} \quad (24)$$

とすると。

.3 Fabrication

参考文献

- [1] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, and J. Tsai, “Coherent control of macroscopic quantum states in a single-cooper-pair box”, [nature](#) **398**, 786 (1999).
- [2] F. Wulschner, J. Goetz, F. R. Koessel, E. Hoffmann, A. Baust, P. Eder, M. Fischer, M. Haerberlein, M. J. Schwarz, M. Pernpeintner, E. Xie, L. Zhong, C. W. Zollitsch, B. Peropadre, J. J. G. Ripoll, E. Solano, K. G. Fedorov, E. P. Menzel, F. Deppe, A. Marx, and R. Gross, “Tunable coupling of transmission-line microwave resonators mediated by an rf SQUID”, [EPJ Quantum Technology](#) **3** (2016) [10.1140/epjqt/s40507-016-0048-2](#).
- [3] D. D. Coon and M. D. Fiske, “Josephson ac and step structure in the supercurrent tunneling characteristic”, [Physical Review](#) **138** (1965) [10.1103/PhysRev.138.A744](#).
- [4] R. Harris, T. Lanting, A. J. Berkley, J. Johansson, M. W. Johnson, P. Bunyk, E. Ladizinsky, N. Ladizinsky, T. Oh, and S. Han, “Compound Josephson-junction coupler for flux qubits with minimal crosstalk”, [Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics](#) **80**, 2 (2009).