

# 超伝導量子回路を用いた 量子情報処理

石川豊史

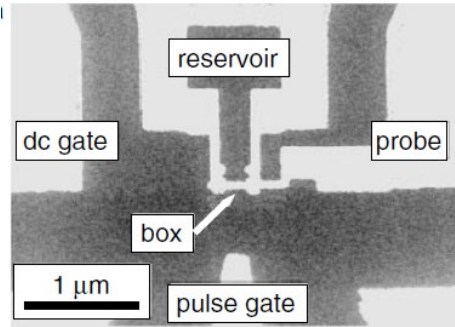
新原理コンピューティング研究センター  
産業技術総合研究所

2022年9月10日(土)

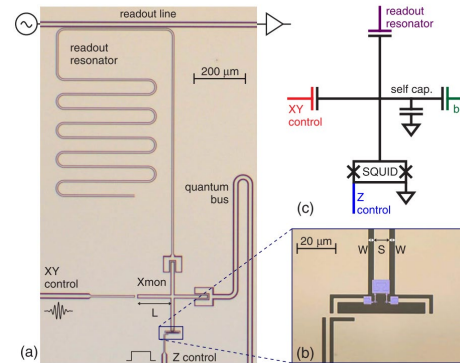
# 超伝導量子回路について

# 超伝導量子回路

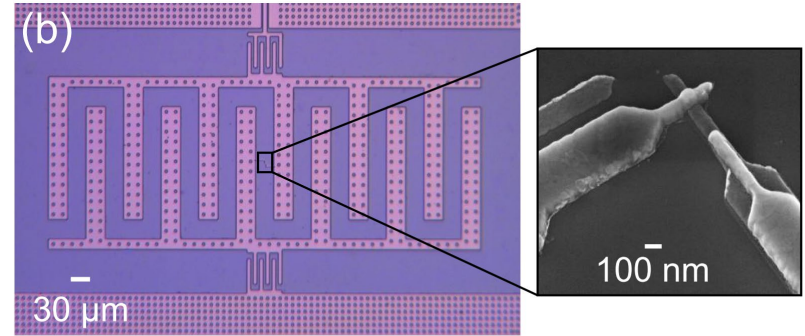
Charge qubit (NEC)  
Y. Nakamura et al.,  
Nature **398**, 786 (1999)



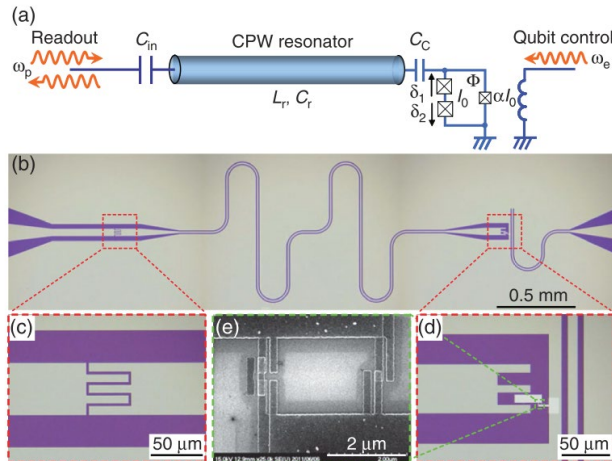
X-mon (UCSB, Google)  
R. Barends et al., PRL **111**, 080502 (2013)



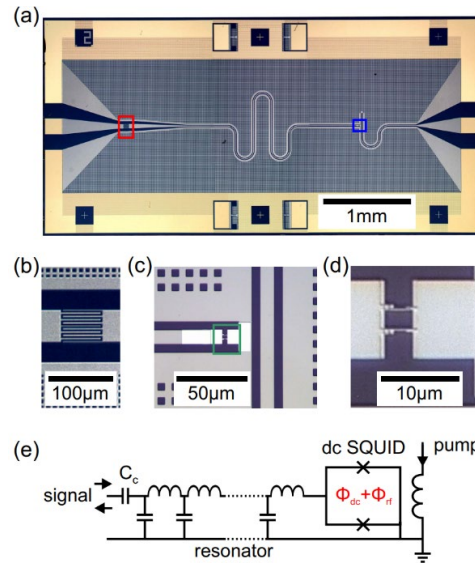
TiN transmon (IBM)  
J.B. Chang et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 012602 (2013)



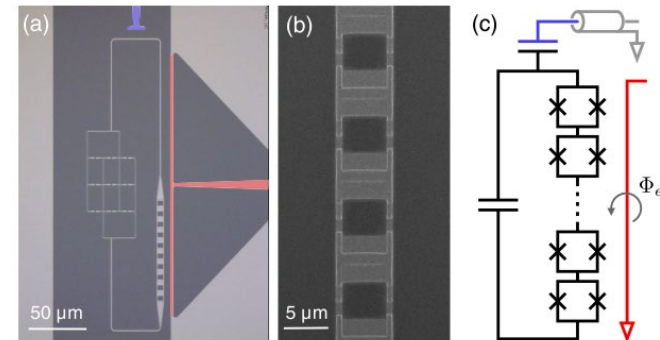
Flux qubit  
K. Inotmata et al., PRB **86**, 140508 (2012)



Flux-driven JPA (provided by NEC)  
E. P. Menzal et al., PRL **109**, 250502 (2012)

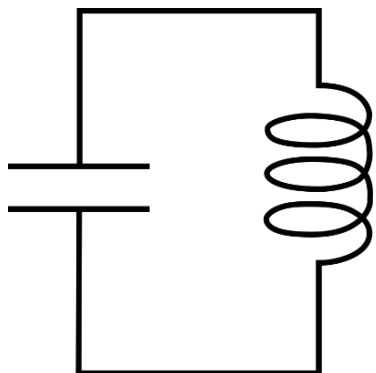


Kerr parametric oscillator (Stanford type)  
Z. Wang et al., PRX **9**, 021049 (2019)



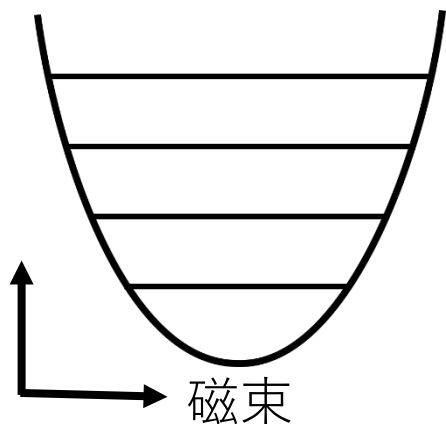
# 超伝導量子回路の構成要素

## 超伝導共振器



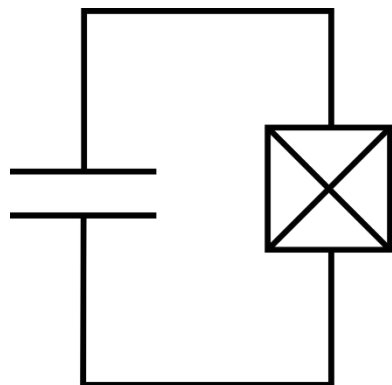
インダクタンス  $L$   
キャパシタンス  $C$

$$H = \frac{Q^2}{2C} + \frac{\Phi^2}{2L} = \frac{1}{2}CV^2 + \frac{1}{2}LI^2$$



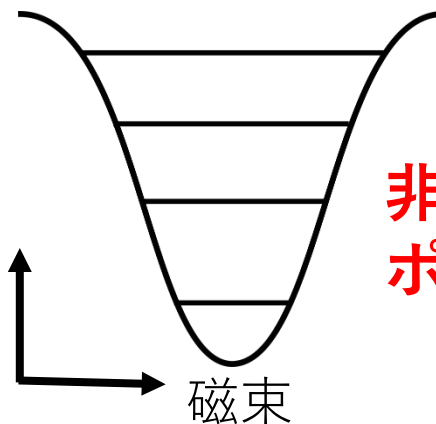
調和振動子  
ポテンシャル

## 超伝導量子ビット



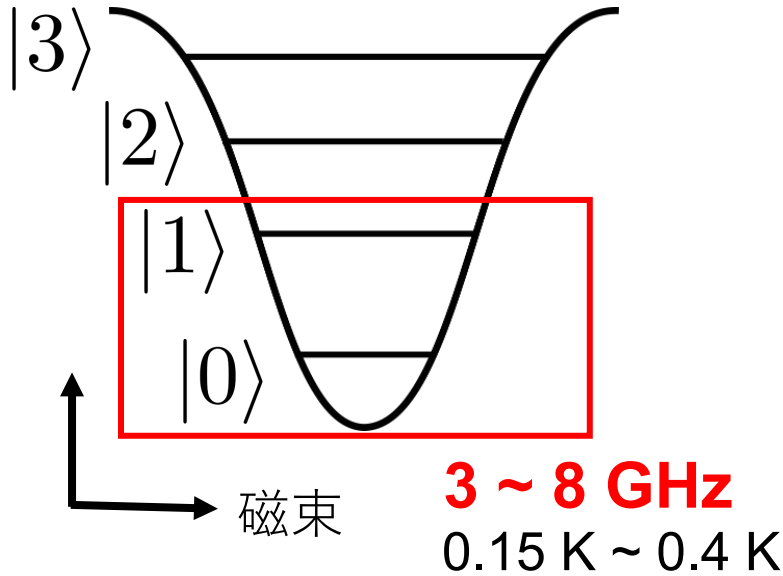
ジョセフソン接合  
キャパシタンス

$$H = \frac{Q^2}{2C} - \frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \cos \left[ 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right]$$



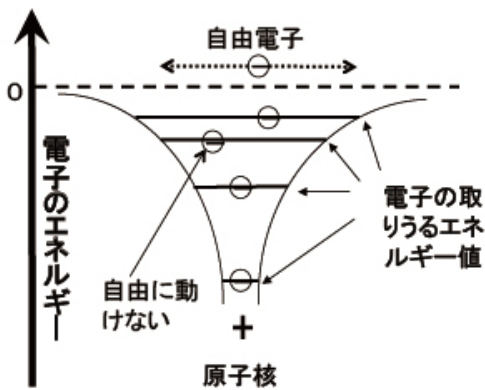
非線形調和振動子  
ポテンシャル

# 超伝導量子ビット (超伝導人工原子)



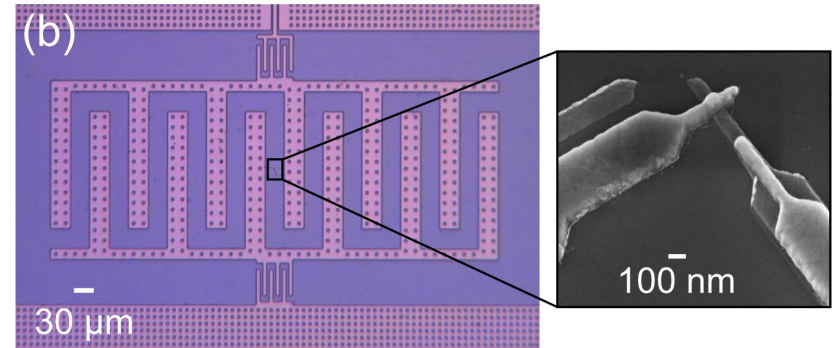
## c.f. 原子中の電子

クーロンポテンシャル



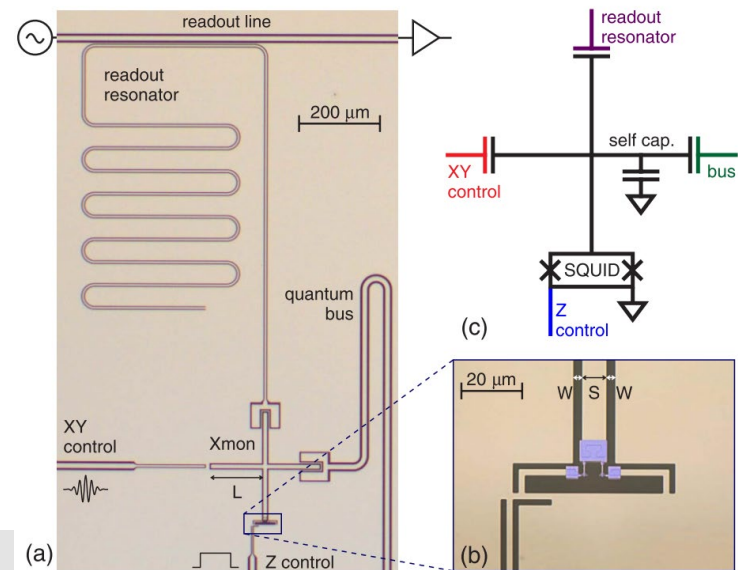
## TiN transmon (IBM)

J.B. Chang et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 012602 (2013)



## X-mon (UCSB, Google)

R. Barends et al., PRL **111**, 080502 (2013)

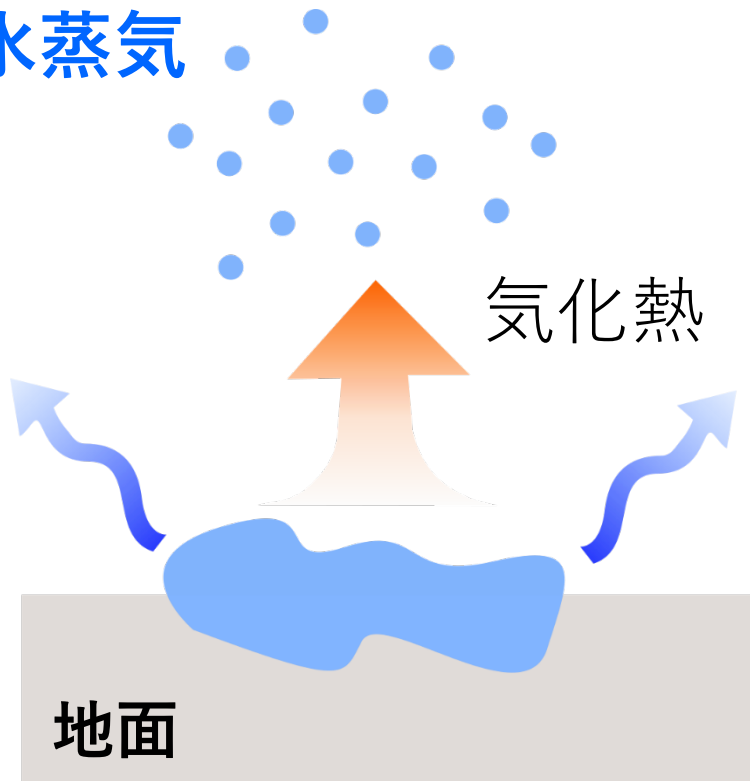


# 希釈冷凍機（簡易版）

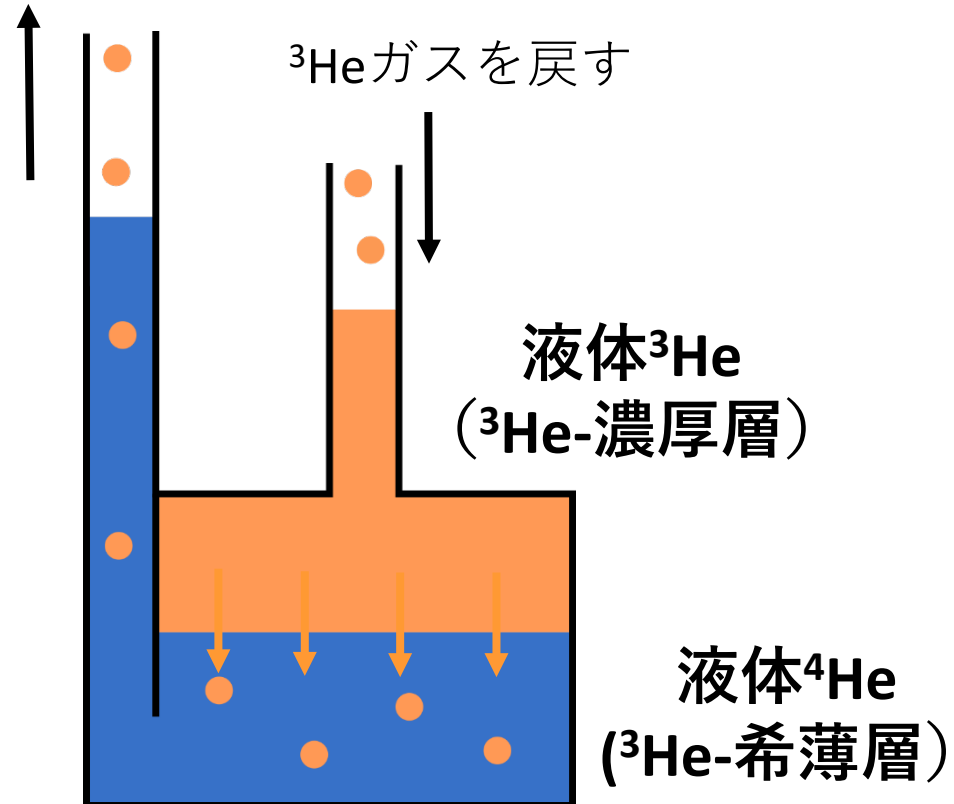
気化熱を用いた冷却をヘリウム3で行う装置

cf. 打ち水

水蒸気



$^3\text{He}$ ガスを回収



$^4\text{He}$ を大気、 $^3\text{He}$ と水と見立てたとき

$^3\text{He}$ が $^4\text{He}$ に溶け出す（蒸発する）ときに熱を奪う

# Q. 希釈冷凍機とは何か？

## A. ヘリウムの量子力学的な性質を利用した冷却装置のこと

冷却の主役： $^3\text{He}$ （陽子 2 個、中性子 1 個）， $^4\text{He}$ （陽子 2 個、中性子 2 個）

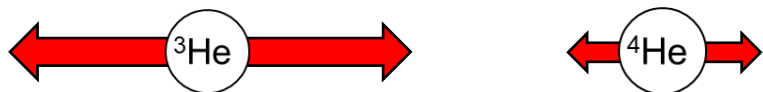
### 量子的性質 1: 量子統計性

量子論で記述される粒子集団の性質

	量子統計性	性質
$^3\text{He}$	フェルミ粒子	避け合う
$^4\text{He}$	ボース粒子	引き合う

### 量子的性質 2: ゼロ点振動

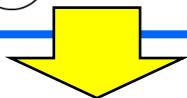
最もエネルギーが安定な状態での振動



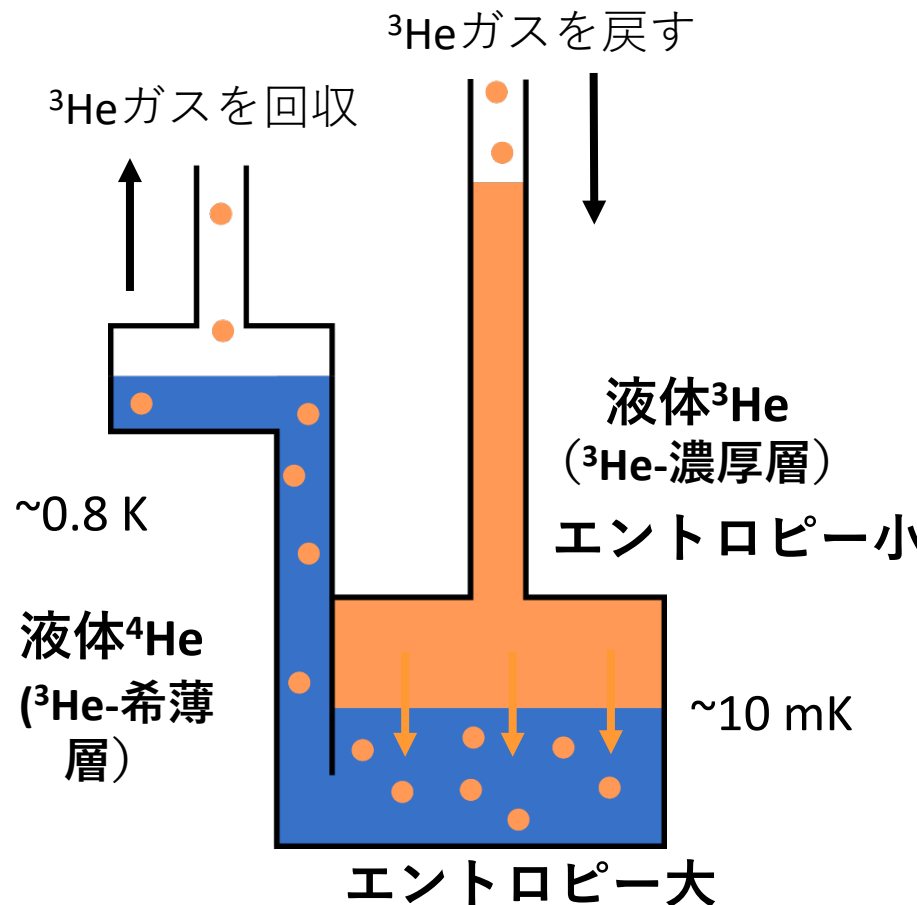
軽いので振動大

重いので振動小

束縛エネルギー (ファンデルワールス力)



### 極低温部分の模式図

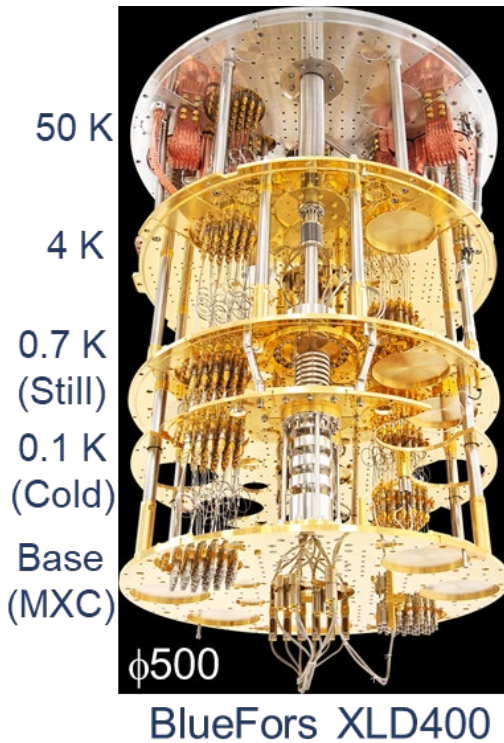


- 液体 $^3\text{He}$ と液体 $^4\text{He}$ が分離
- $^4\text{He}$ 層に $^3\text{He}$ が少し溶け込む時のエントロピー差を利用

# 希釈冷凍機の立ち上げ

熱雑音の少ない極低温環境を用意する

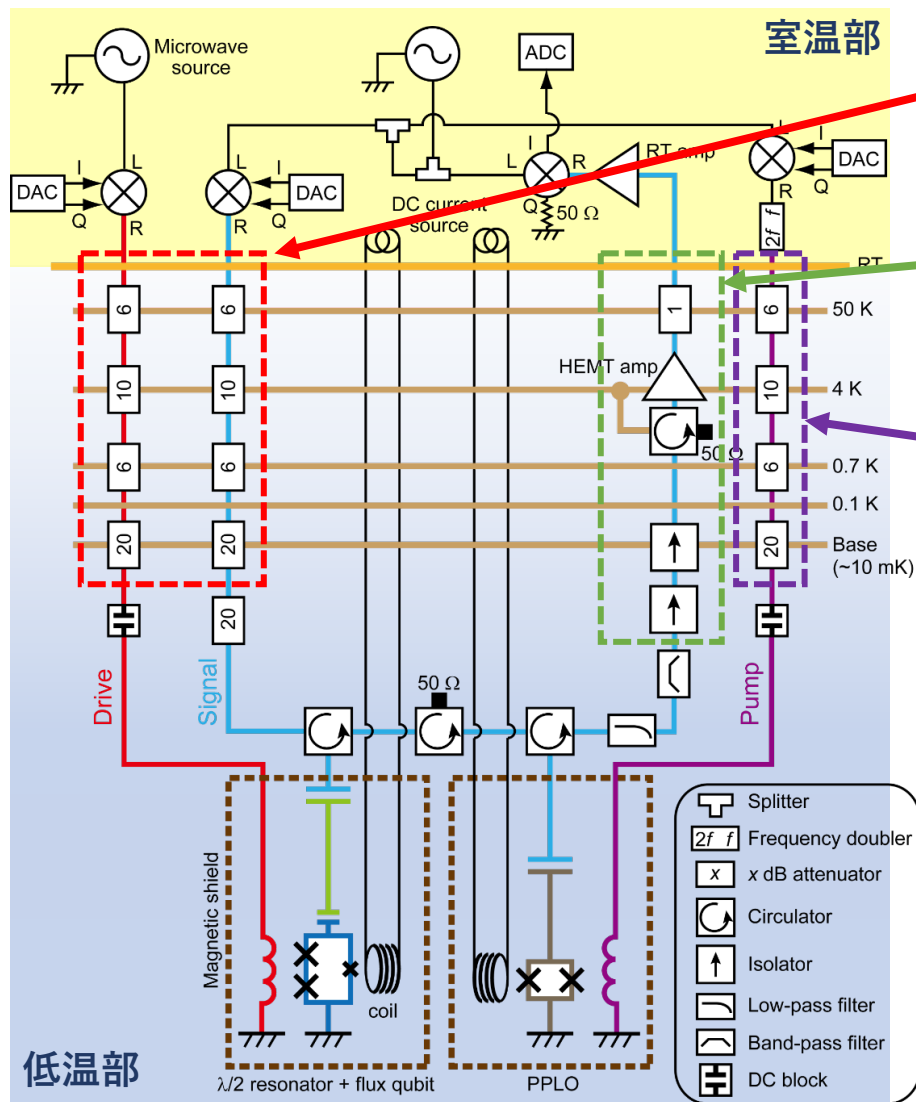
希釈冷凍機：ヘリウムの量子力学的な性質を利用した冷却装置



10 mK ~ 200 MHz, 50 mK ~ 1 GHz, 300 K ~ 6 THz



# 超伝導量子ビットの制御・読出し配線例

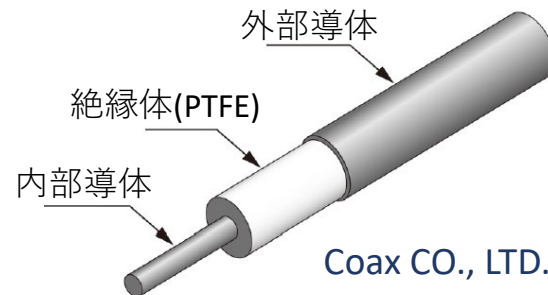


■ **入力ポート(制御ポート)**  
量子ビットへの読み出し・制御信号入力

■ **出力ポート**  
量子ビットからの読み出し信号出力

■ **ポンプポート**  
ジョセフソンパラメトリックアンプへの  
駆動 (ポンプ) 信号入力

## セミリジッド同軸ケーブル

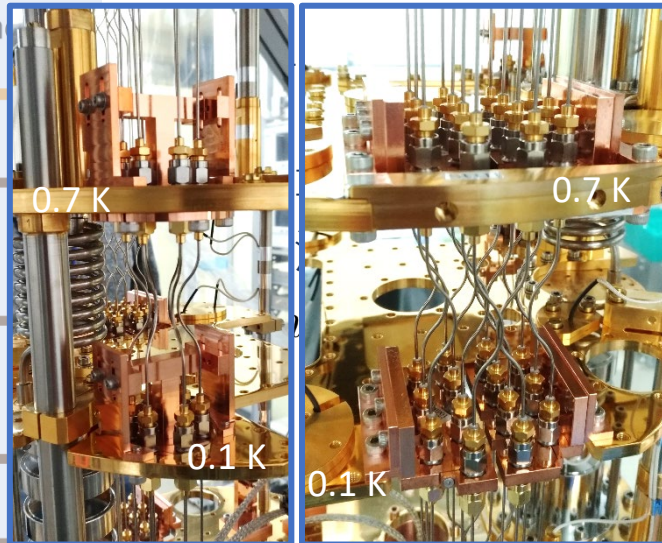
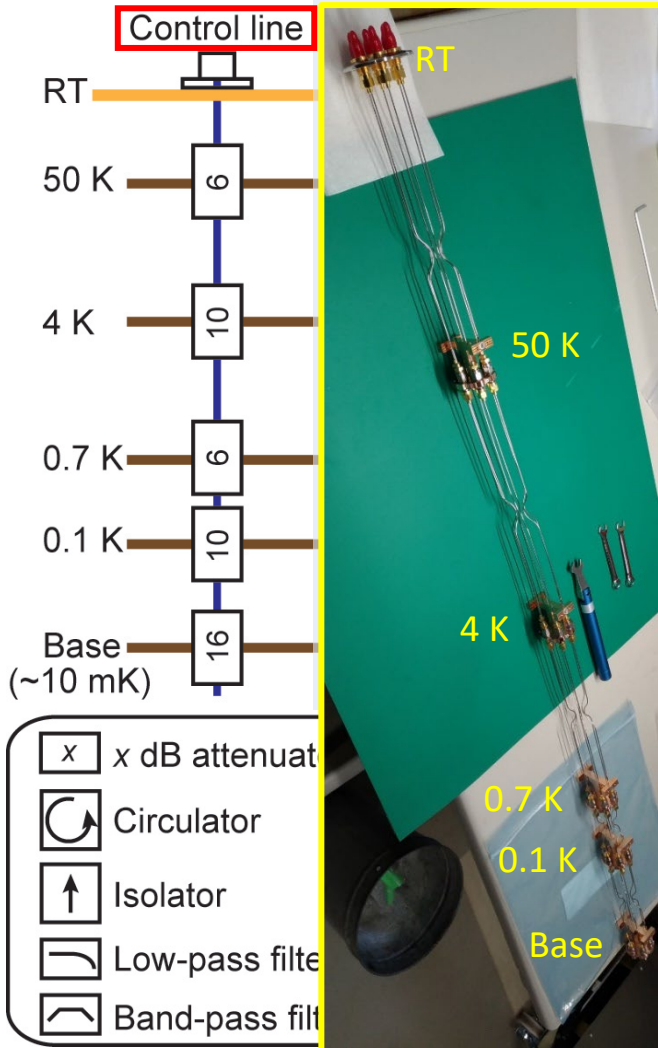


SUS, CuNi, NbTi → **低熱伝導率**

K. Inomata et al., Nat. Commun. (2016)

# 超伝導量子回路評価装置系の配線例

## ■ 入力ポート（制御ポート） ✓ 要請（仕様）



6 RF lines

14 RF lines

$10^{-3}$ レベルに  
制御・読出し:  $n \sim 1$   
読み出し:  $n \sim 10^{-2}$   
(@300 K,  $\omega_{01}/2\pi=6$  GHz)  
 $\{k_B T\} \sim 10^3$

減衰

減衰器を分散

## ✓ 入力ポート用ケーブル

材質: CuNi ( $\phi 1.19$ )

熱伝導率:  $1.74 \times 10^{-5}$  W·cm/K (@4 K)

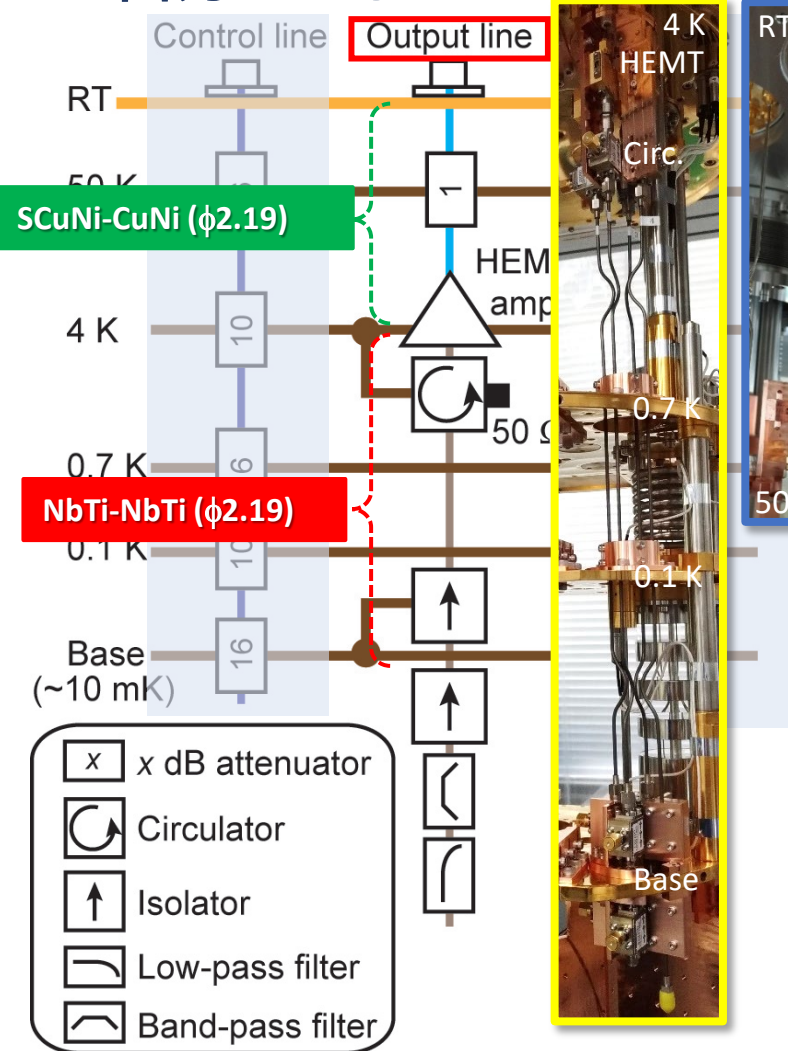
減衰量: 12.9 dB/m (@4 K, 10 GHz)

RF同軸インサートの設計と作製

→ 機械的ねじれの緩和

# 超伝導量子回路評価装置系の配線例

## ■ 出力ポート



## ✓ 要請 (仕様)

High Electron Mobility Transistor (HEMT) アンプ  
で低ロスで量子ビットからの信号を導く

- 4 K ~ Base: ~ 0 dB
- RT ~ 4 K: 減衰器 1~2 dB  
→ 中心導体の熱接触
- サーキュレータ(アイソレータ) @ 4 K, Base  
→ HEMTアンプからのノイズ抑制

## ✓ 出力ポート用ケーブル

材質: NbTi (φ2.19) @ 4 K ~ Base (難半田材料)

熱伝導率:  $2.64 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{cm/K}$  (@4 K)

減衰量: < 0.3 dB/m (@4 K)

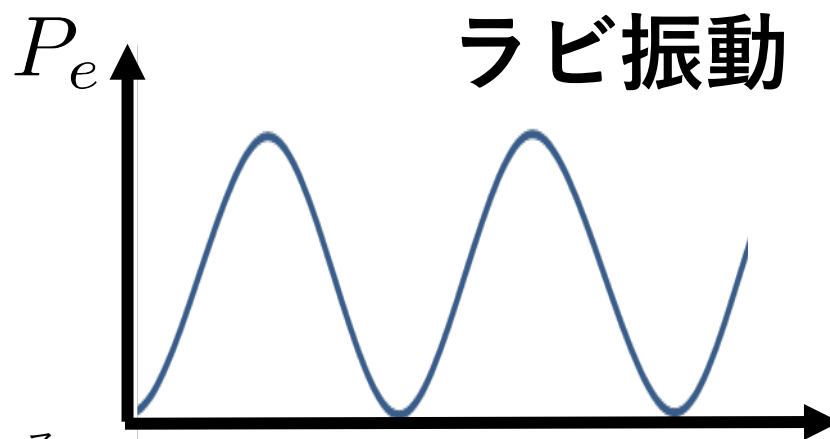
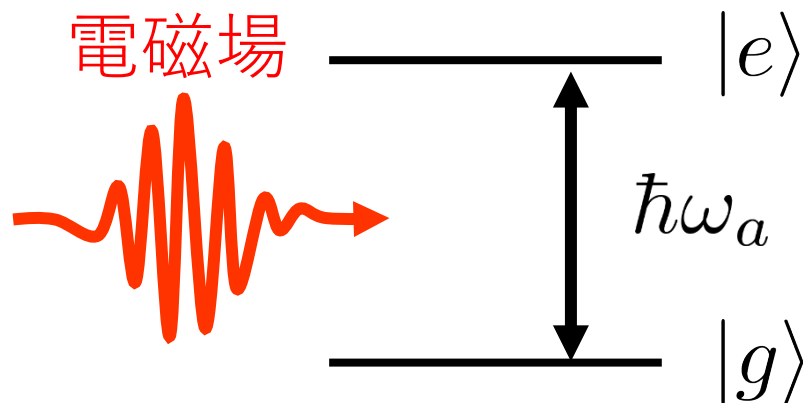
→ ケーブルとコネクタの機械的アSEMBル

SCuNi (φ2.19) @ 4 K ~ Base

熱伝導率:  $2.18 \times 10^{-4} \text{ W} \cdot \text{cm/K}$  (@4 K)

減衰量: < 1.8 dB/m (@4 K, 10 GHz)

# 電磁場と原子（2準位系）の相互作用



初期条件として、時刻  $t = 0$  では基底状態にいる

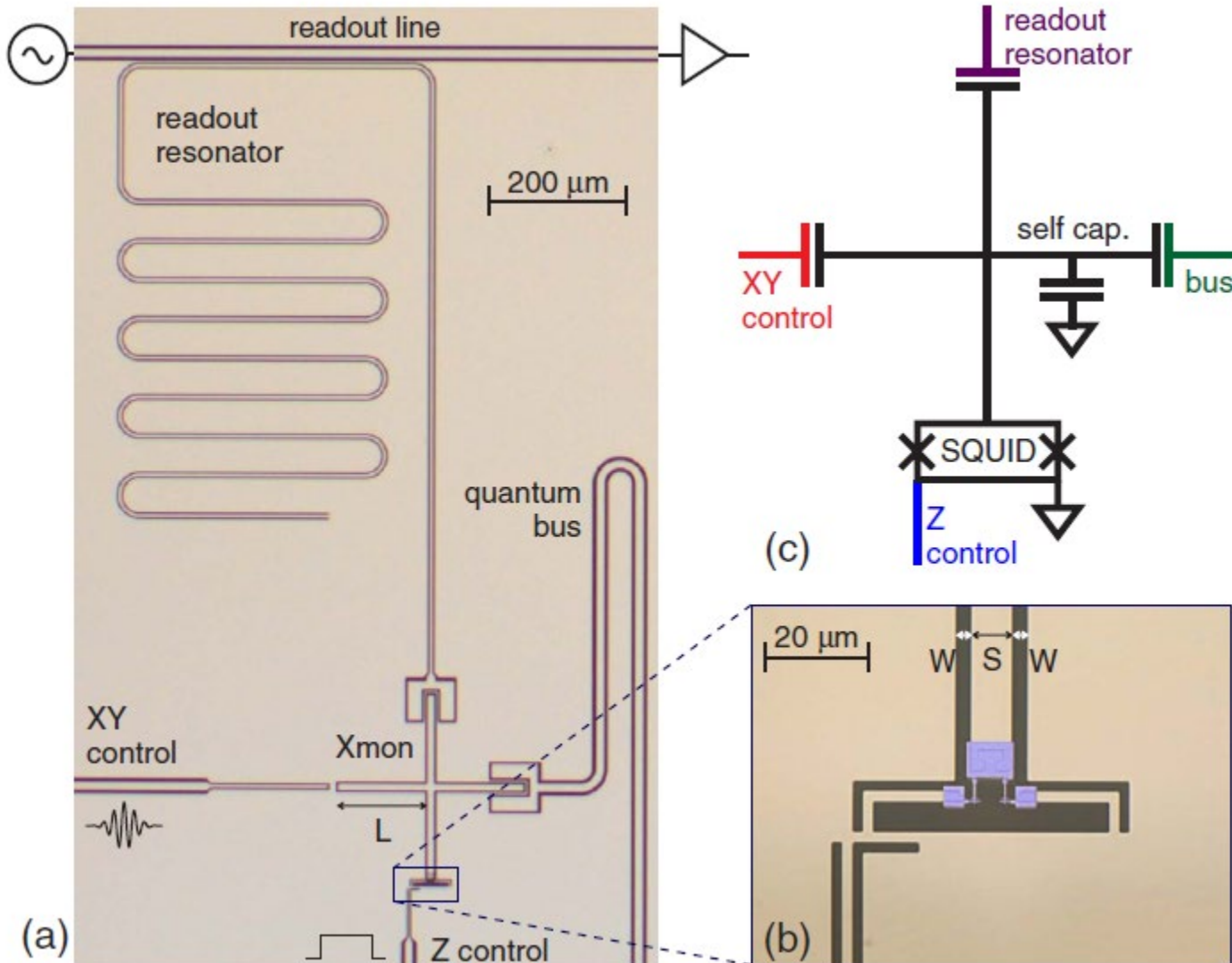
電磁場が2準位系に照射されている時間

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} - A\cos(\omega t - \delta_0)\hat{X}$$

$\hat{R} = \exp\left(-i\frac{\omega t}{2}\hat{Z}\right)$  による回転座標系の変換+ 回転波近似

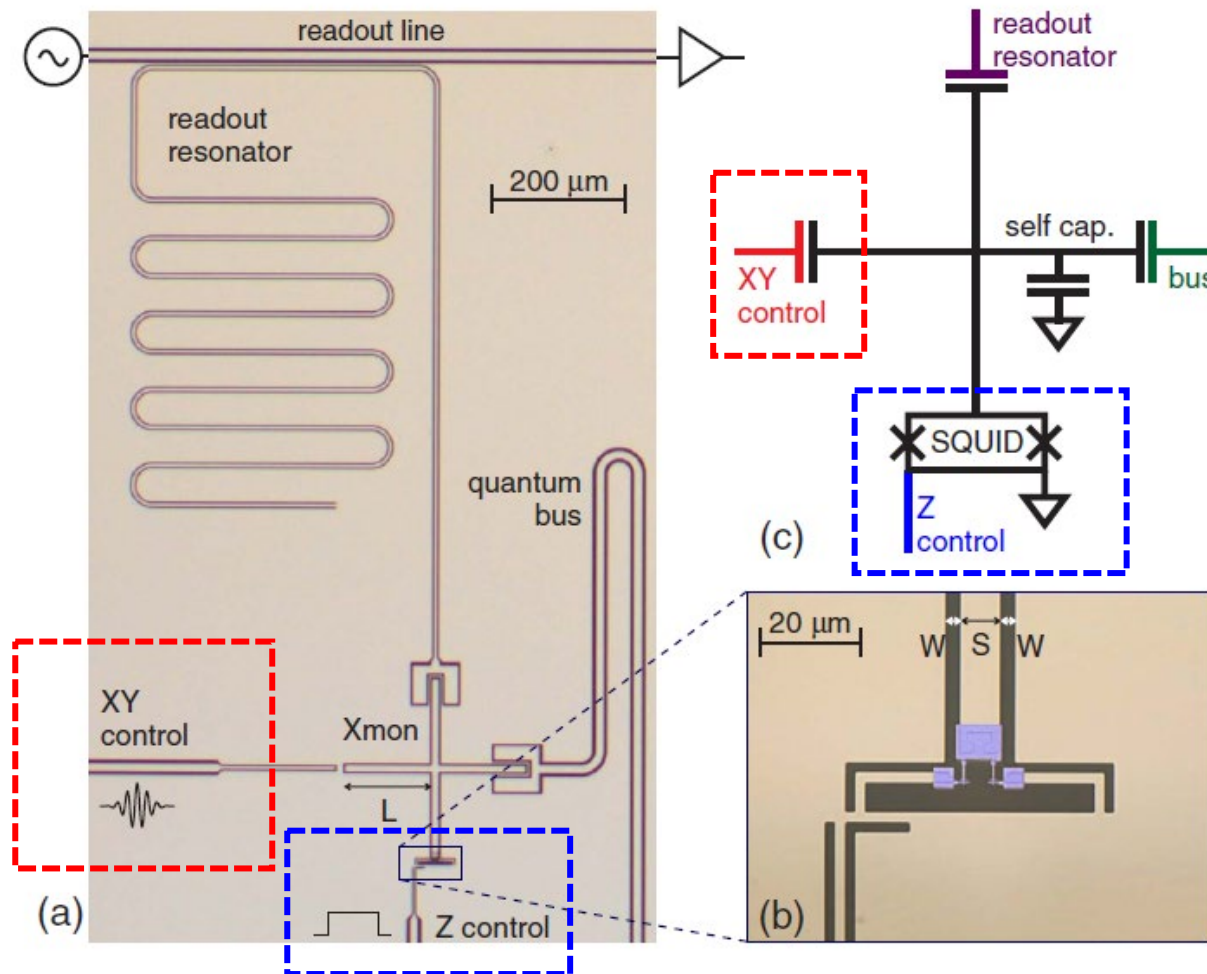
$$\hat{H}_{\text{rot}} = -\frac{\hbar\Delta}{2}\hat{Z} - \frac{A}{2}\left[\cos\delta_0\hat{X} + \sin\delta_0\hat{Y}\right]$$

# 超伝導量子ビットの量子操作

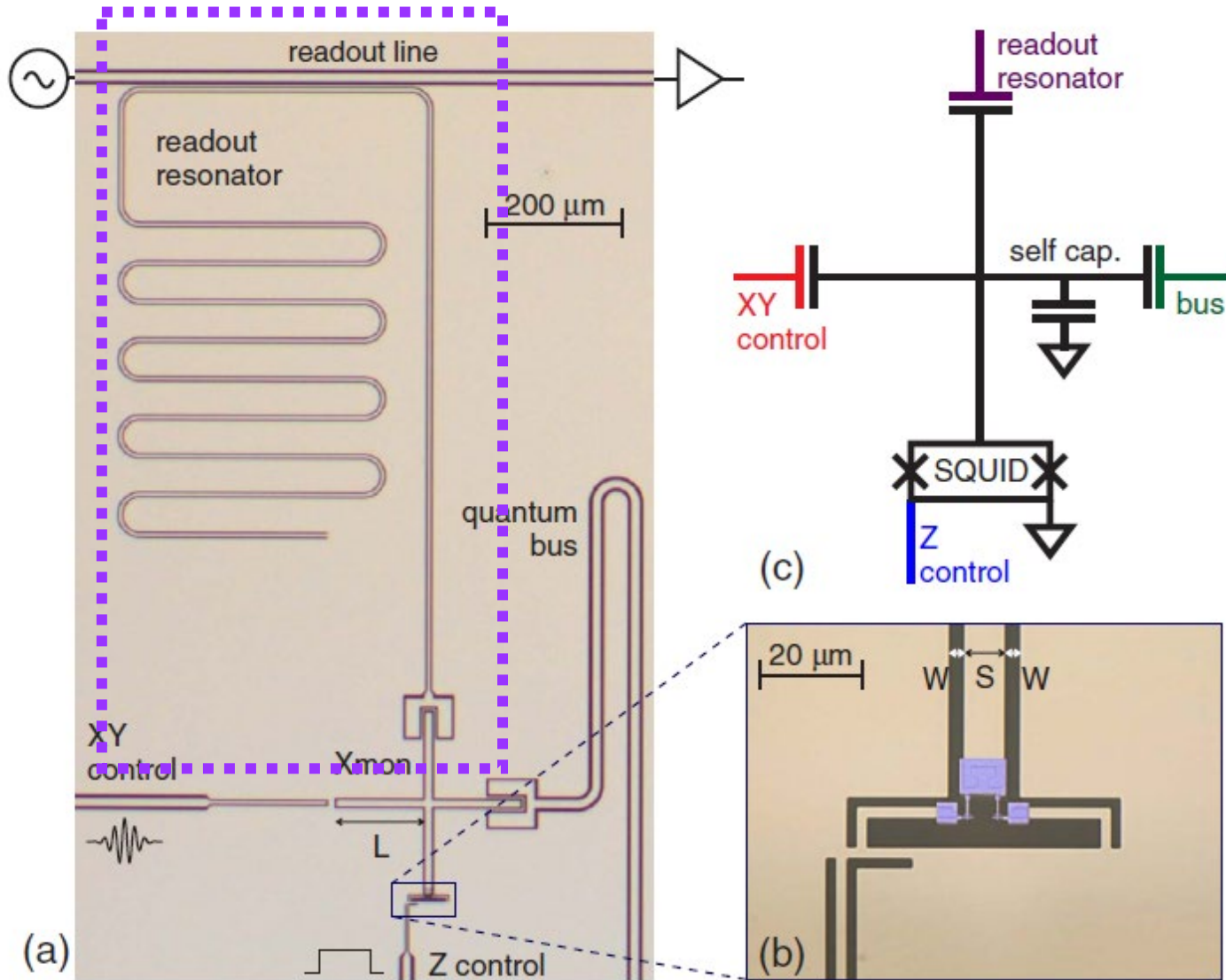


# 1つの超伝導量子ビットの状態操作

$$\hat{H}_{\text{rot}} = \boxed{-\frac{\hbar\Delta}{2}\hat{Z}} - \boxed{\frac{A}{2}\left[\cos\delta_0\hat{X} + \sin\delta_0\hat{Y}\right]}$$



# 超伝導量子ビットの読み出し

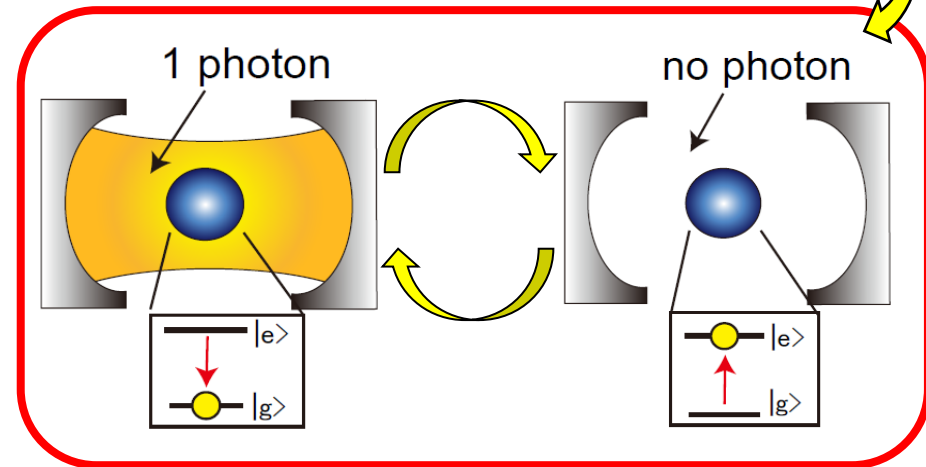
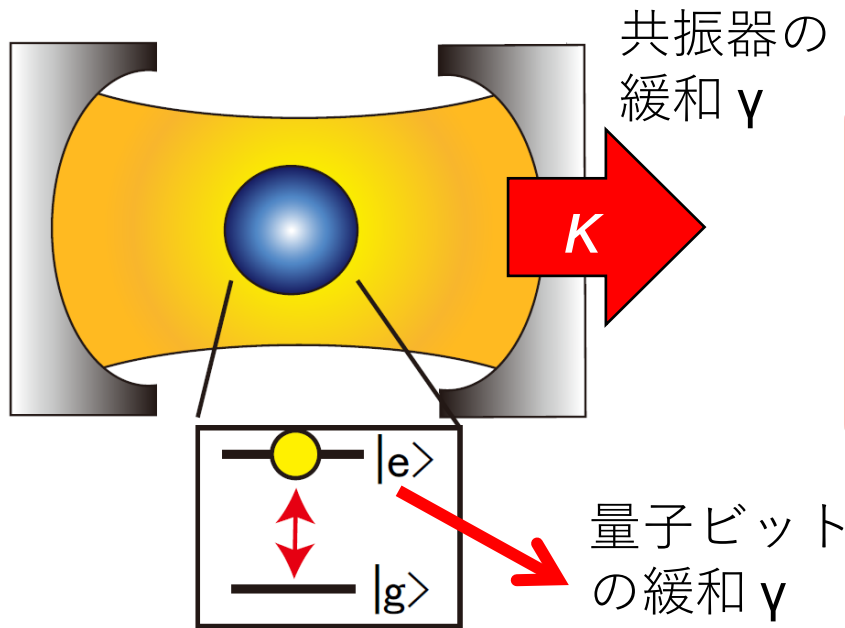


# Jaynes-Cummings ハミルトニアン

$$\hat{\mathcal{H}} = \boxed{-\frac{\hbar\omega_a}{2} \hat{Z}} + \hbar\omega_r \left( \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \hbar g (\hat{\sigma}_+ \hat{a} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_-)$$

量子ビット 共振器中の光子

電磁場と2準位系の相互作用

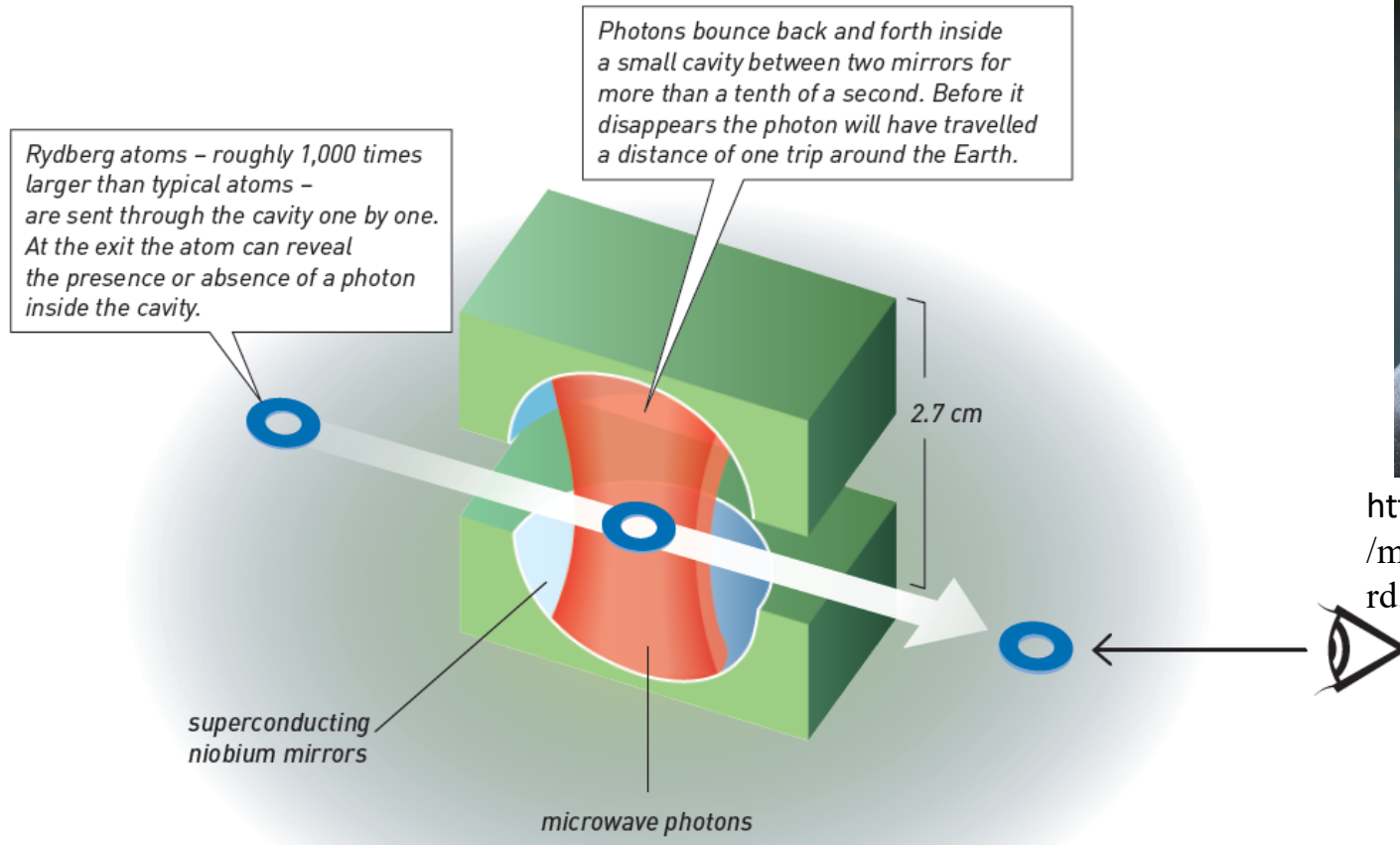


強結合 (Strong coupling):  $g > \kappa, \gamma$



# 共振器量子電磁気学 (Cavity QED)

マイクロ波共振器と原子を用いた共振器電磁気学 (Cavity QED)

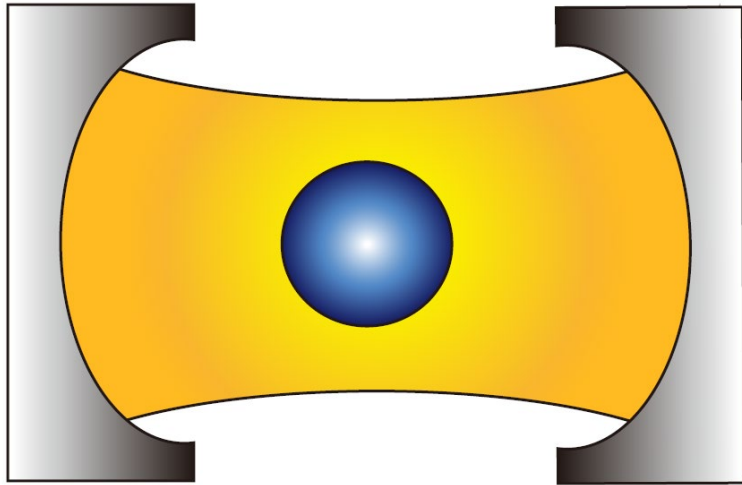


[http://www.quantumlah.org/media/story/haroche\\_postcard.jpg](http://www.quantumlah.org/media/story/haroche_postcard.jpg)

Review paper: J. M. Raimond et al.,  
Rev. Mod. Phys. **73**, 565 (2001)

[http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/lauraeates/2012/popular-physicsprize2012.pdf](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/lauraeates/2012/popular-physicsprize2012.pdf)

# 回路量子電磁気学 (Circuit QED)



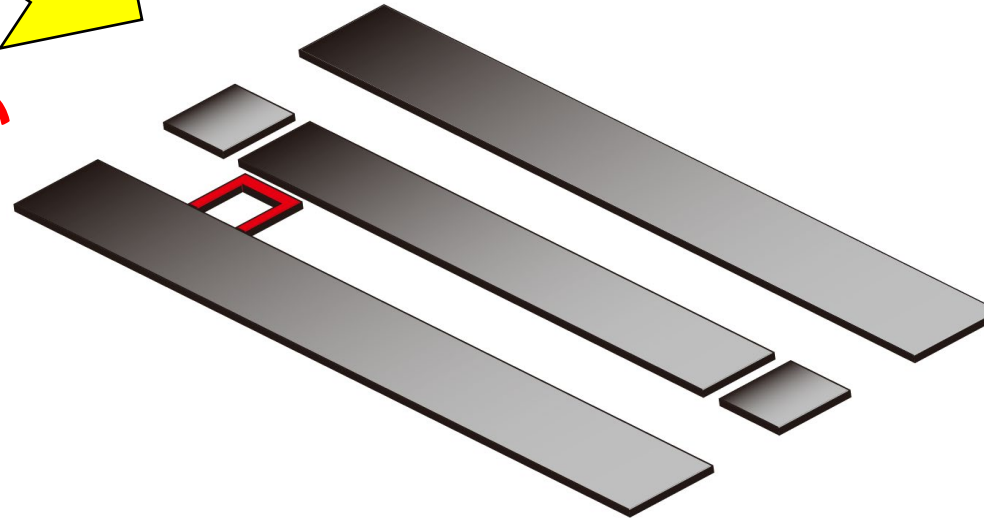
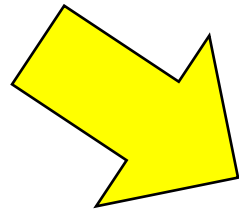
- 原子 (2準位系)  
→ 超伝導量子ビット
- 共振器  
→ 伝送線路共振器

## 双極子モーメントが大きい

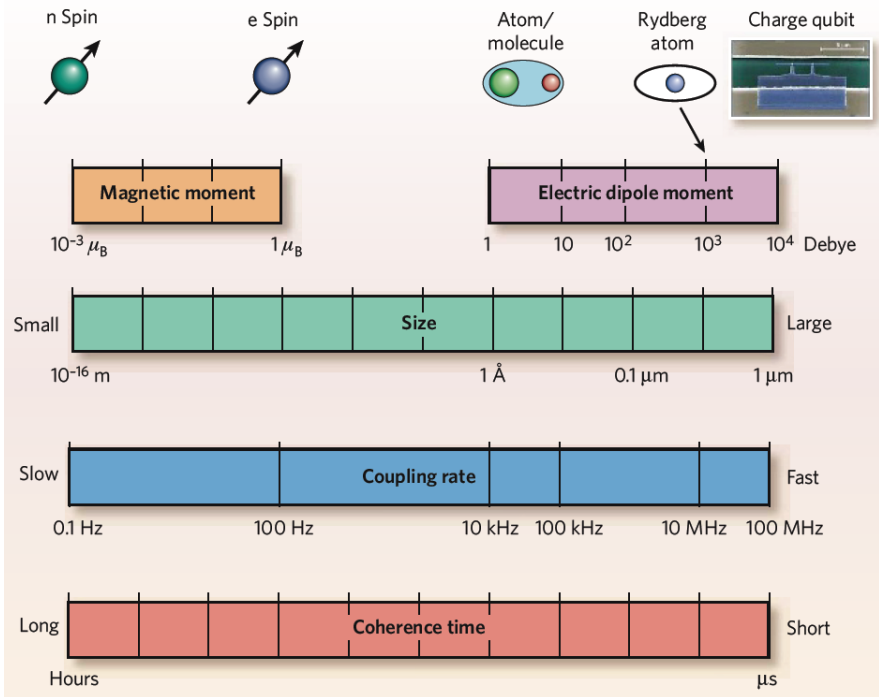
- 強い相互作用
- Jaynes-Cummingsハミルトニアン

## パラメータ設計・制御

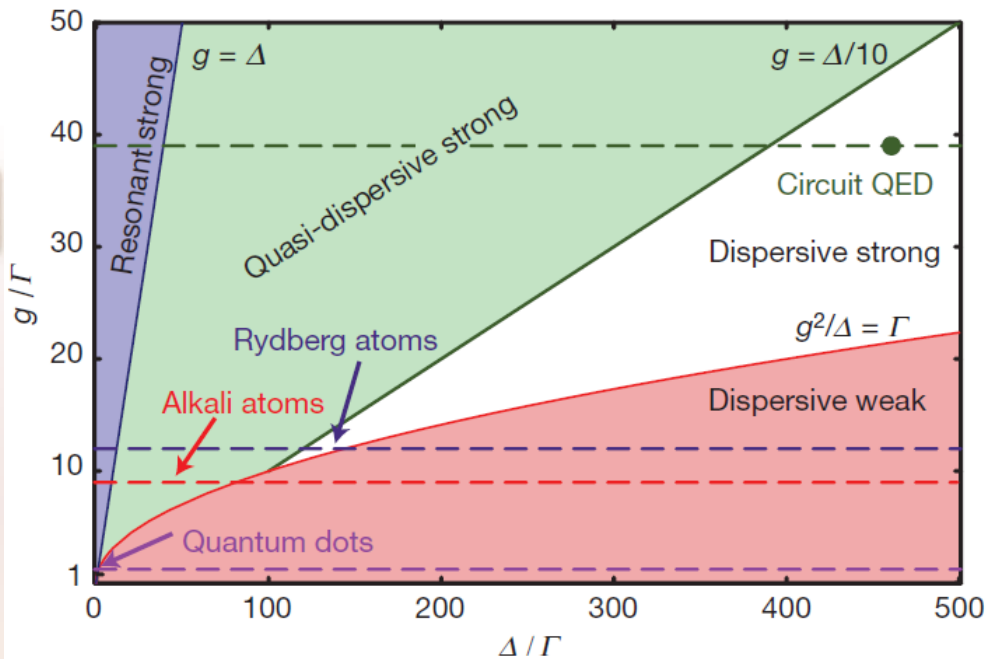
- 量子ビット - 共振器結合強度
- 共振器の外部結合強度 etc.



# 回路量子電磁気学の利点



Nature **451**, 664 (2008)  
Annalen der Physik, Vol. 16,  
pages 767–779, October 2007



Nature **445**, 515 (2007)

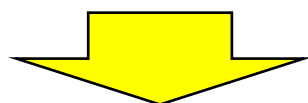
## 双極子モーメントが大きい

- 強い相互作用
- Jaynes-Cummingsハミルトニアン
- パラメータ設計・制御**
- 量子ビット - 共振器結合強度
- 共振器の外部結合強度 etc.

# JCハミルトニアン固有値・固有状態

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r \left( \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \hbar g (\hat{\sigma}_+ \hat{a} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_-)$$

$$\hat{\mathcal{H}}^{(n)} = \begin{pmatrix} |e, n\rangle & |g, n+1\rangle \\ \left( \frac{\hbar\omega_a}{2} + \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \right) & \hbar g \sqrt{n+1} \\ \hbar g \sqrt{n+1} & -\frac{\hbar\omega_a}{2} + \left[ \left( n + 1 \right) + \frac{1}{2} \right] \hbar\omega_r \end{pmatrix}$$

 対角化

$$E_{\pm, n} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{4g^2(n+1) + \Delta^2}$$

$$= \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \pm \frac{\hbar\Omega_n}{2}$$

$$\Delta = \omega_a - \omega_r$$

$$\Omega_n = \sqrt{4g^2(n+1) + \Delta^2}$$

$$|E_+, n\rangle = \sin \theta_n |e, n\rangle + \cos \theta_n |g, n+1\rangle$$

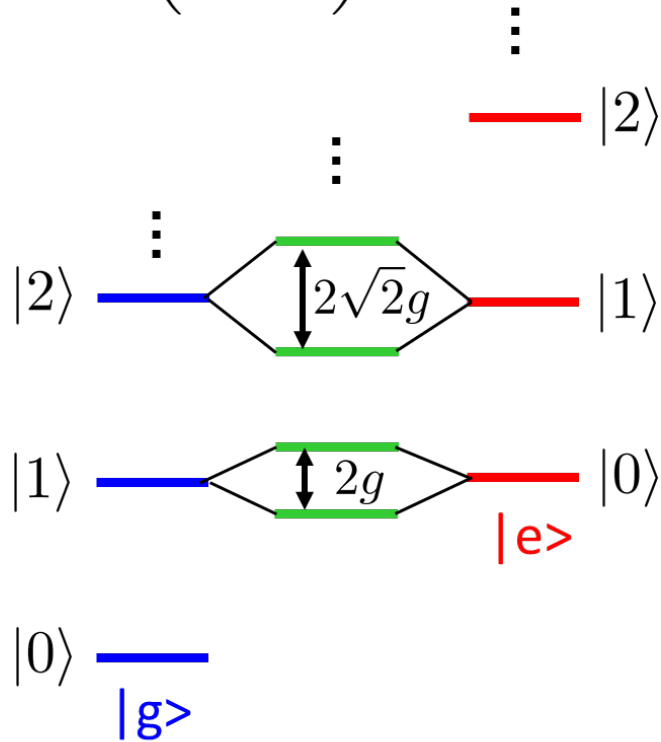
$$|E_-, n\rangle = \cos \theta_n |e, n\rangle - \sin \theta_n |g, n+1\rangle$$

$$\sin \theta_n = \frac{2g\sqrt{n+1}}{\sqrt{4g^2(n+1) + (\Omega_n - \Delta)^2}}$$

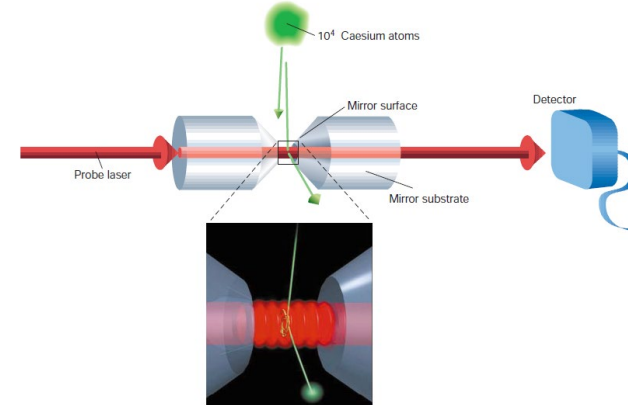
$$\cos \theta_n = \frac{\Omega_n - \Delta}{\sqrt{4g^2(n+1) + (\Omega_n - \Delta)^2}}$$

# 共鳴 $\Delta=0$ のJCハミルトニアン(1)

$$E_{\pm,n} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \pm \hbar g \sqrt{n+1}$$

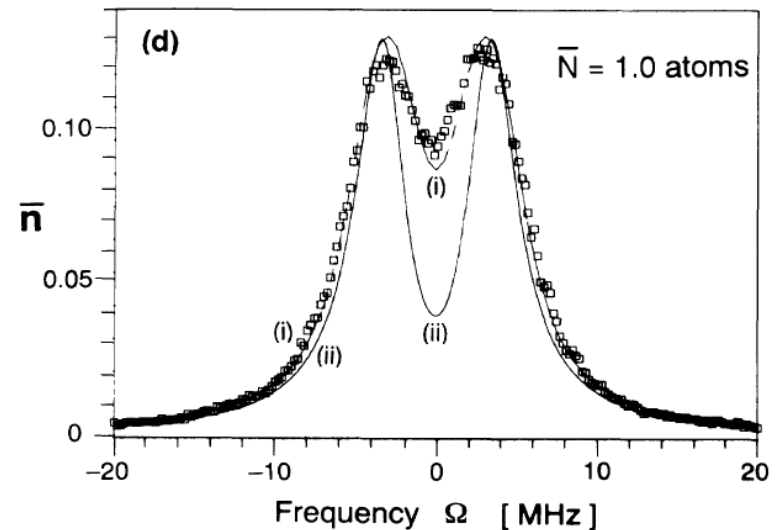


<http://quantumoptics.calttech.edu/index.html>



Nature **416**, 238 (2002)

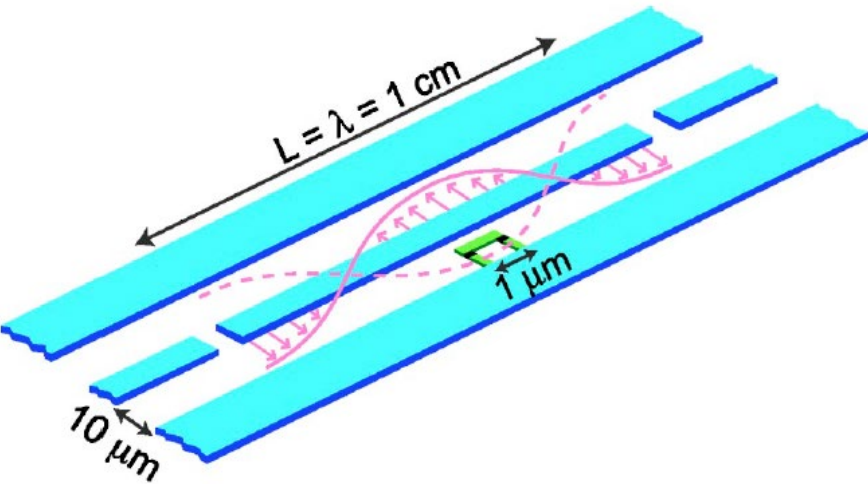
## Vacuum Rabi splitting



- 原子のエネルギー準位が2つに分裂 = ラビ分裂
- 初め電磁場が真空状態( $n=0$ )でも分裂 = 真空ラビ分裂

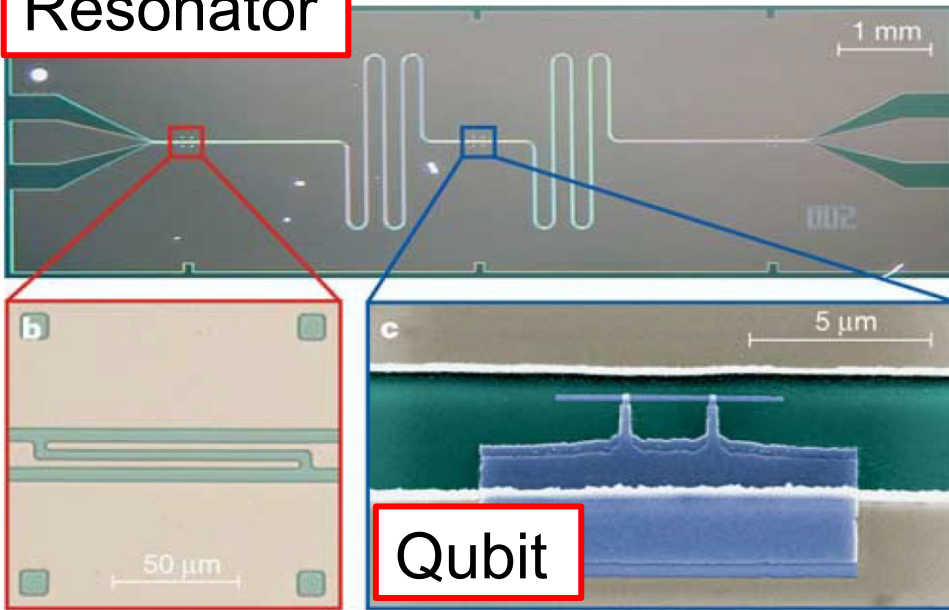
R. J. Thompson *et al.*, PRL **68**, 1132 (1992)

# 共鳴 $\Delta=0$ のJCハミルトニアン(2)

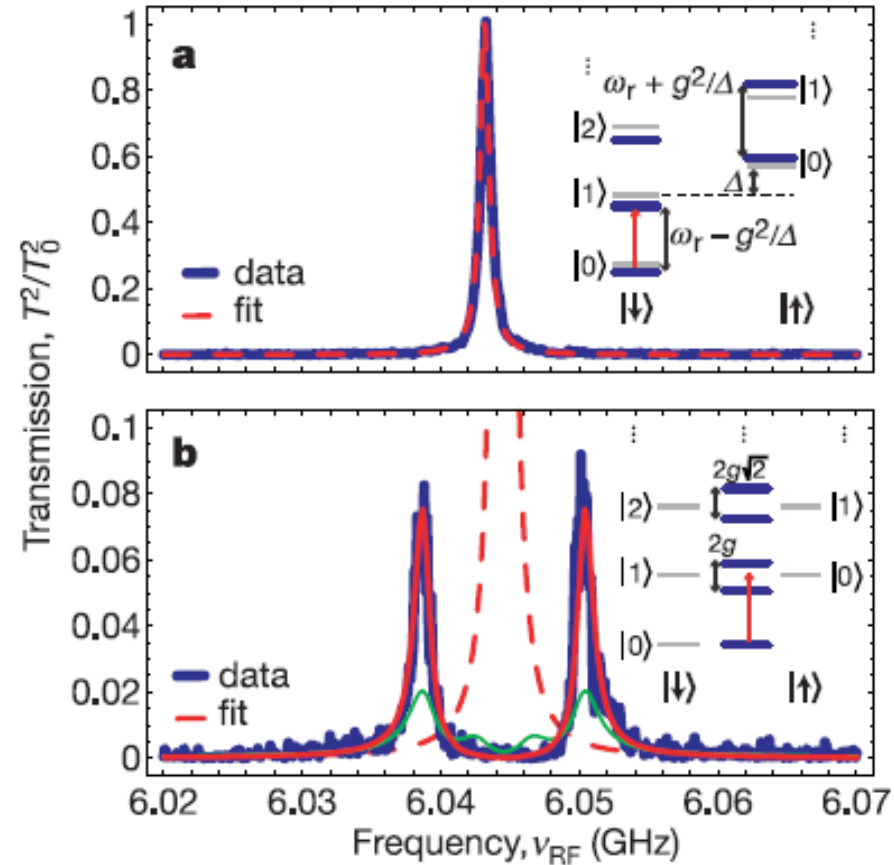


Theory: A. Blais *et al.*, PRA **69**, 062320 (2004)  
 Experiment: A. Wallraff *et al.*, Nature **431**, 162 (2004)

Resonator



Qubit



$g/2\pi \sim 6$  MHz

$\gamma/2\pi \sim 0.8$  MHz,  $\kappa/2\pi \sim 0.7$  MHz

# 離調の大きな極限でのJCハミルトニアン

Jaynes-Cummings ハミルトニアン

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r \left( \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \hbar g (\hat{\sigma}_+ \hat{a} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_-)$$

$$\Delta \gg g \quad \sin \theta_n \simeq 1, \quad \cos \theta_n \simeq \frac{g}{\Delta}$$

$$\begin{aligned} E_{\pm, n} &= \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{4g^2(n+1) + \Delta^2} & |E_{+, n}\rangle &\simeq |e, n\rangle + \frac{g}{\Delta} |g, n+1\rangle \\ &\simeq \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_r \pm \frac{\hbar\Delta}{2} \pm \hbar \frac{g^2}{\Delta} (n+1) & |E_{-, n}\rangle &= \frac{g}{\Delta} |e, n\rangle - |g, n+1\rangle \\ &= \pm \frac{\hbar\omega_a}{2} + \hbar\omega_r \left( n + \frac{1 \pm 1}{2} \right) \pm \hbar \frac{g^2}{\Delta} (n+1) \end{aligned}$$

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{n=0} E_{+, n} |E_{+, n}\rangle \langle E_{+, n}| + E_{-, n} |E_{-, n}\rangle \langle E_{-, n}|$$

エネルギー原点の  
平行移動なので無視

$$\simeq -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r \hat{a}^\dagger \hat{a} - \hbar \frac{g^2}{\Delta} \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{Z} - \frac{\hbar g^2}{2\Delta} \hat{Z} + \frac{\hbar g^2}{2\Delta} \hat{I}$$

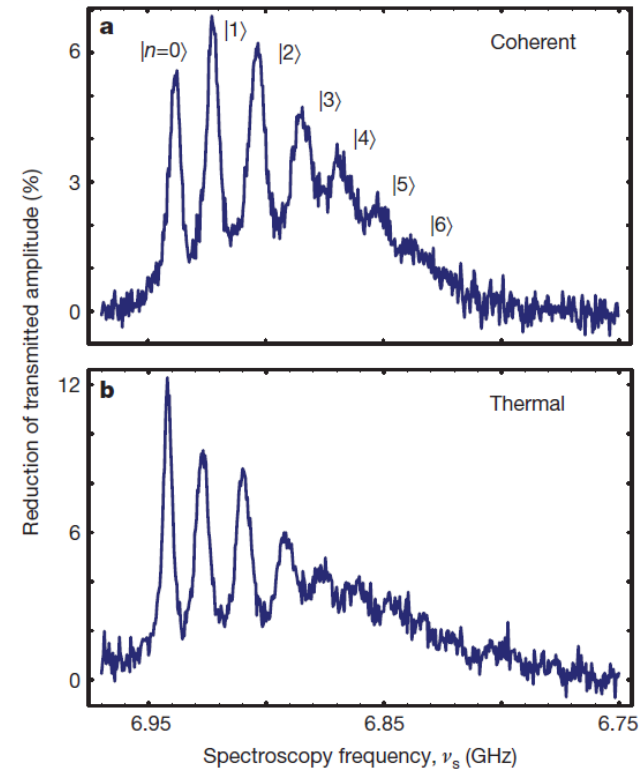
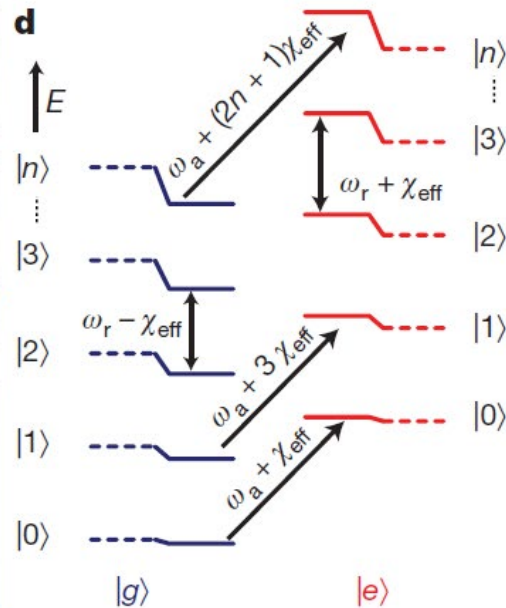
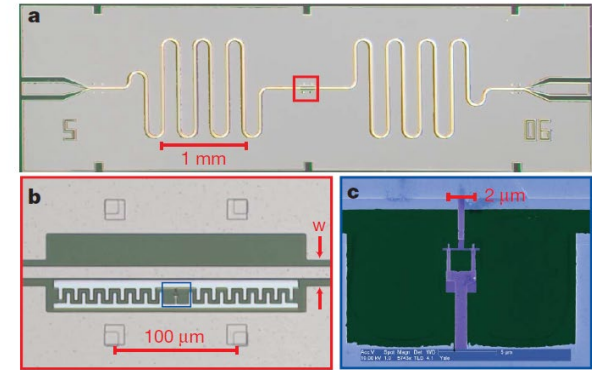
$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r \hat{a}^\dagger \hat{a} - \hbar \frac{g^2}{\Delta} \left( \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \hat{Z}$$

# 共振器中の光子数の検出

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r\hat{a}^\dagger\hat{a} - \hbar\frac{g^2}{\Delta}\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{Z}$$

$$= -\hbar\left(\frac{\omega_a}{2} + \frac{g^2}{\Delta}\hat{a}^\dagger\hat{a}\right)\hat{Z} + \hbar\omega_r\hat{a}^\dagger\hat{a}$$

光子数によって量子ビットの共鳴エネルギーが変わる





# 非古典的な光子分布の検出

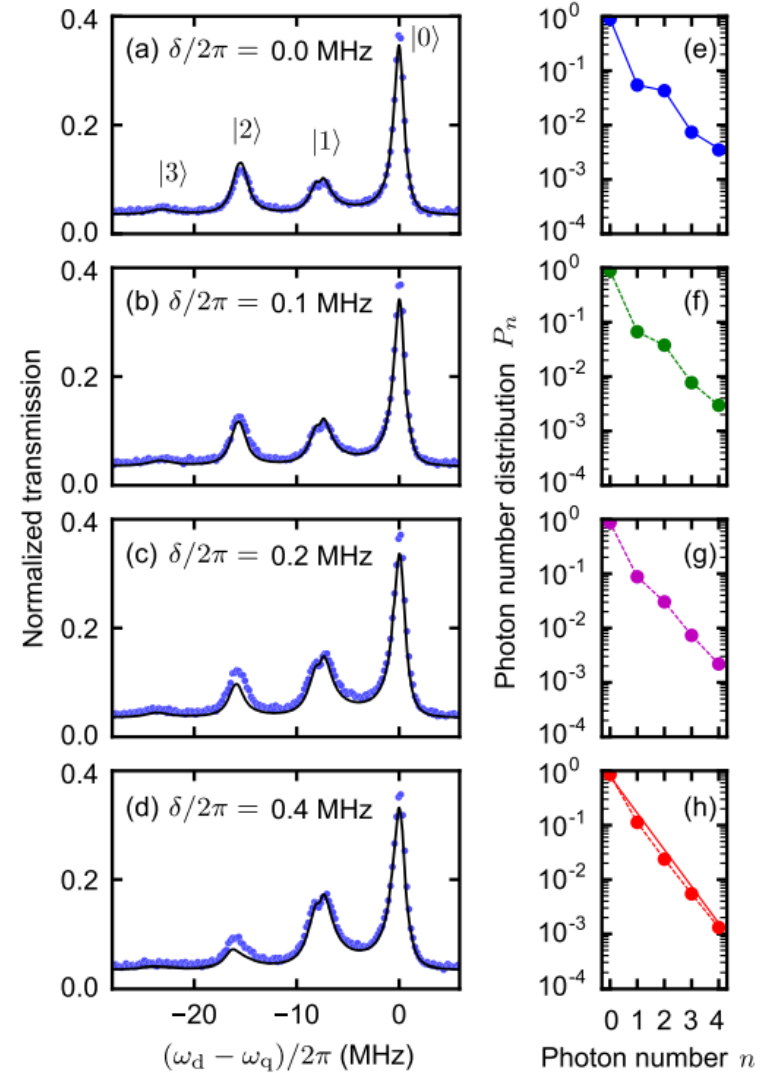
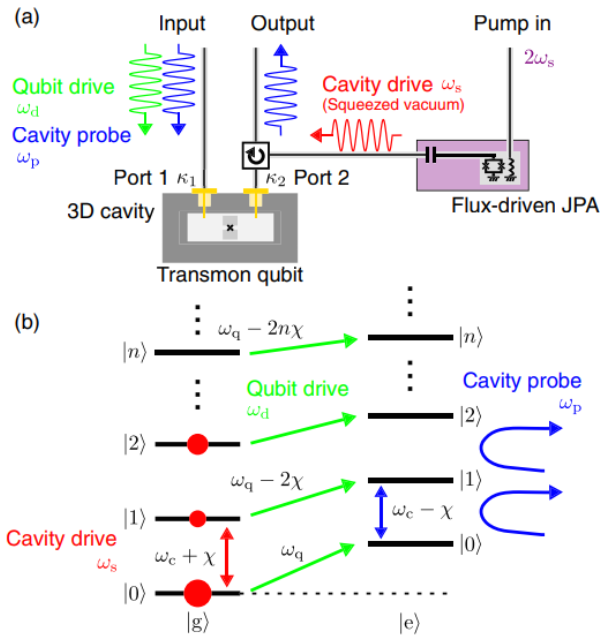
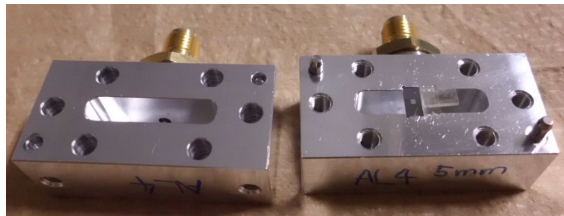
PRL 119, 023602 (2017)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
14 JULY 2017

## Nonclassical Photon Number Distribution in a Superconducting Cavity under a Squeezed Drive

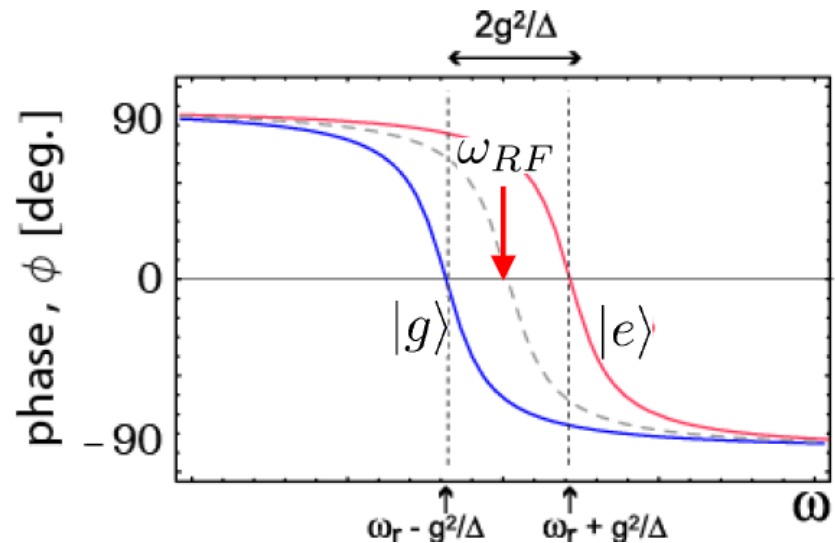
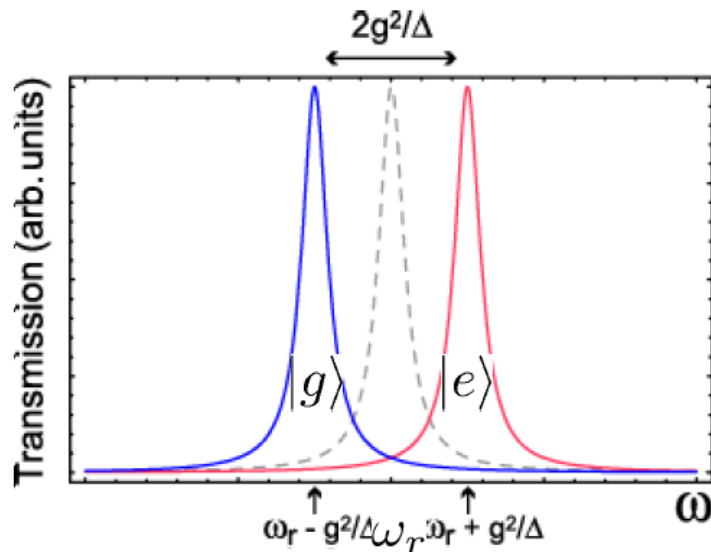
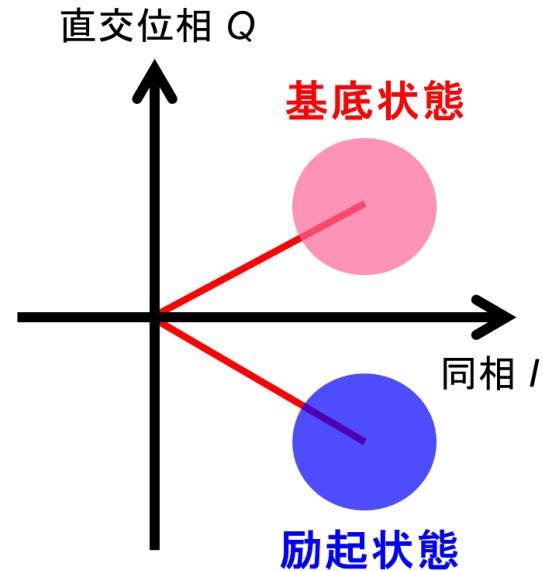
S. Kono,<sup>1</sup> Y. Masuyama,<sup>1</sup> T. Ishikawa,<sup>1</sup> Y. Tabuchi,<sup>1</sup> R. Yamazaki,<sup>1</sup> K. Usami,<sup>1</sup> K. Koshino,<sup>2</sup> and Y. Nakamura<sup>1,3</sup>  
<sup>1</sup>Research Center for Advanced Science and Technology (RCAST), The University of Tokyo, Meguro-ku, Tokyo 153-8904, Japan  
<sup>2</sup>College of Liberal Arts and Sciences, Tokyo Medical and Dental University, Ichikawa, Chiba 272-0827, Japan  
<sup>3</sup>Center for Emergent Matter Science (CEMS), RIKEN, Wako, Saitama 351-0198, Japan  
 (Received 13 February 2017; published 13 July 2017)



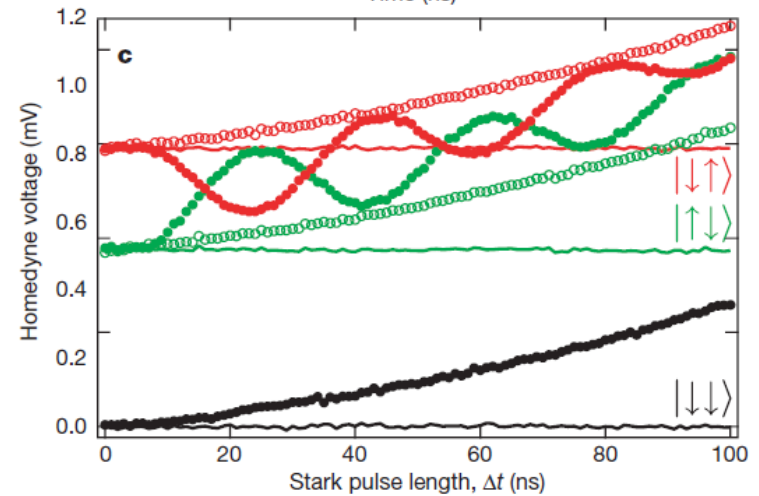
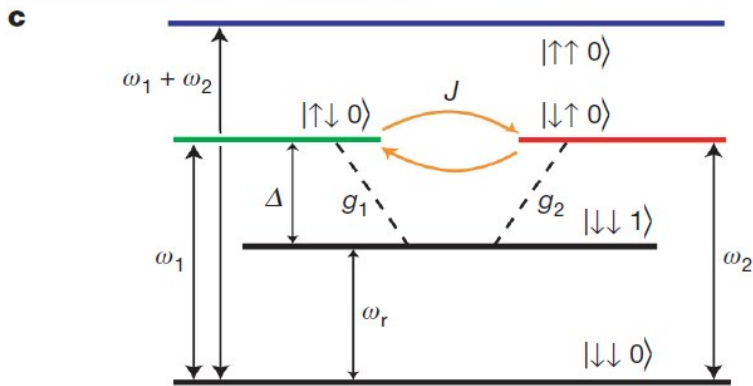
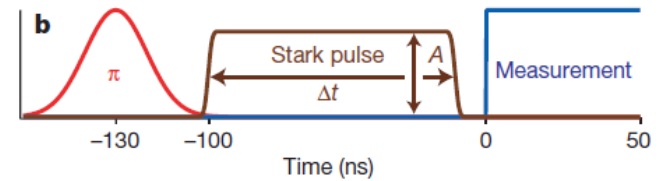
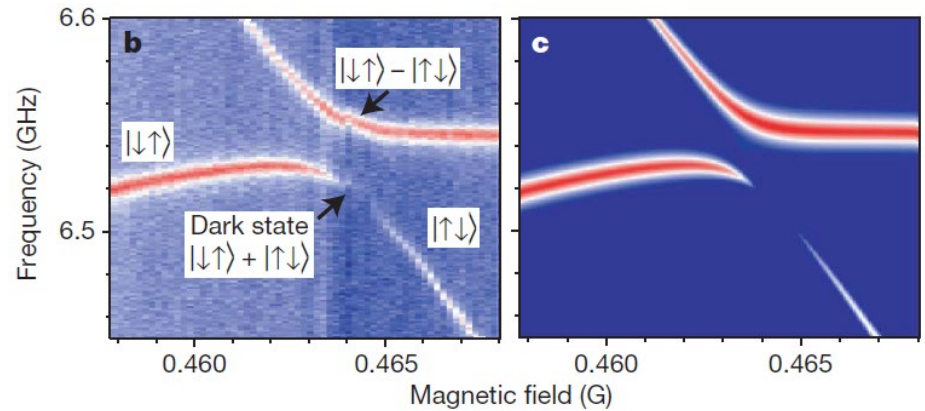
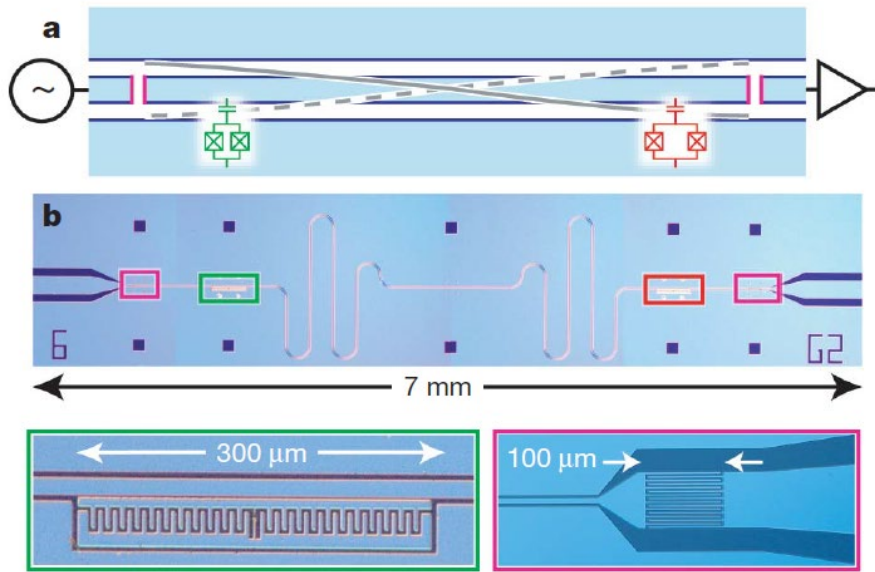
# 量子ビットの読み出し (分散読み出し)

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\omega_r\hat{a}^\dagger\hat{a} - \hbar\frac{g^2}{\Delta}\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{Z} \\ &= -\frac{\hbar\omega_a}{2}\hat{Z} + \hbar\left(\omega_r - \frac{g^2}{\Delta}\hat{Z}\right)\hat{a}^\dagger\hat{a} \end{aligned}$$

量子ビットの状態によって  
共振器の共鳴周波数が変わる



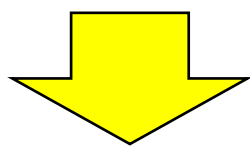
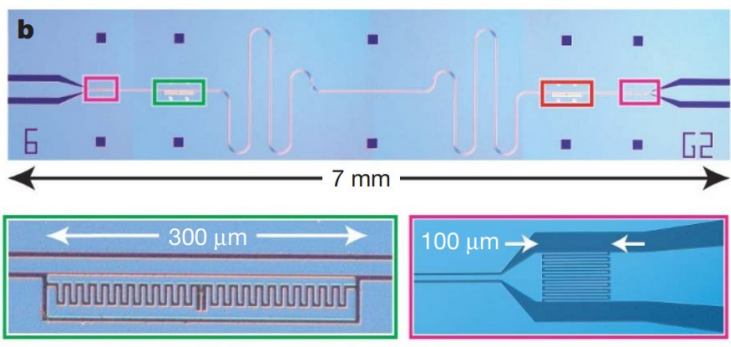
# 2量子ビット間の相互作用



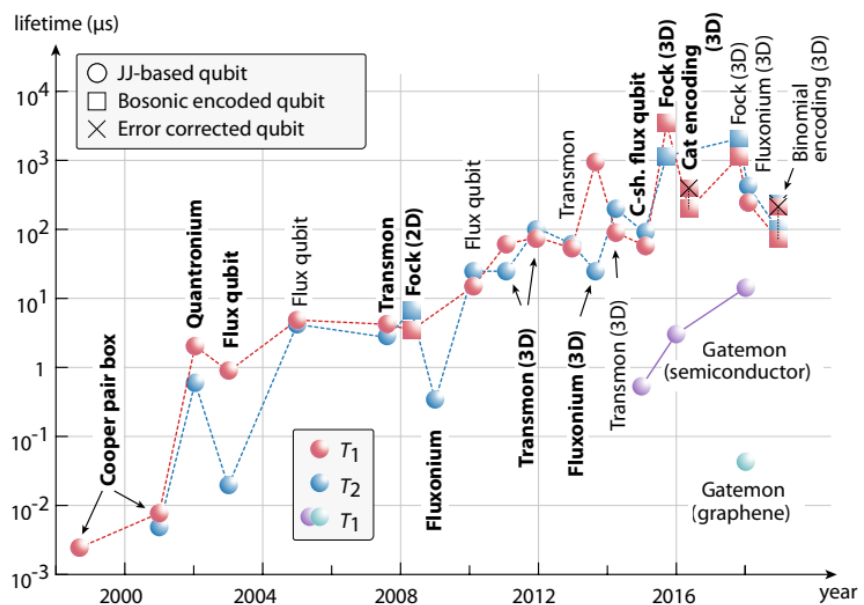
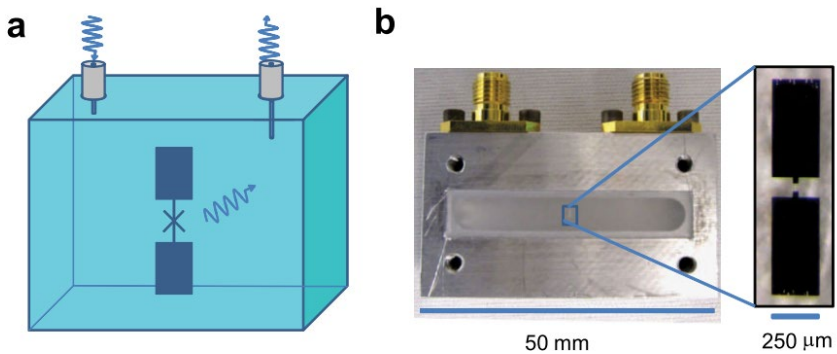
# 超伝導量子ビット コヒーレンスの改善

# 共振器の品質評価が重要視されるきっかけ

J. Majer et al.,  
Nature **449**, 443 (2007)  $T_1: \sim 100$  ns



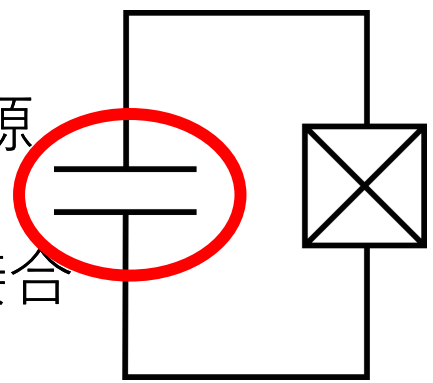
H. Paik et al.,  
PRL **107**, 240501 (2011)  $T_1: \sim 60$   $\mu$ s



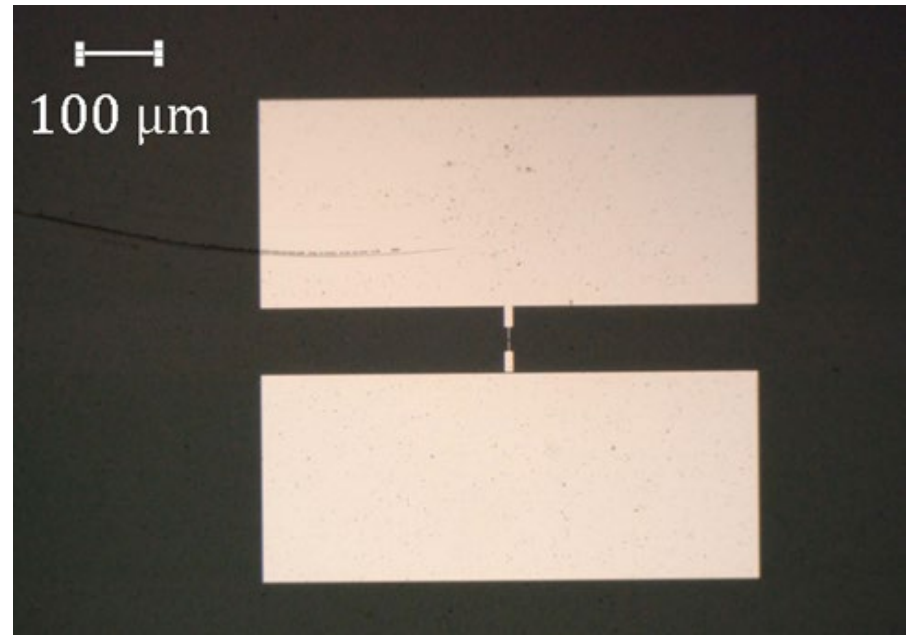
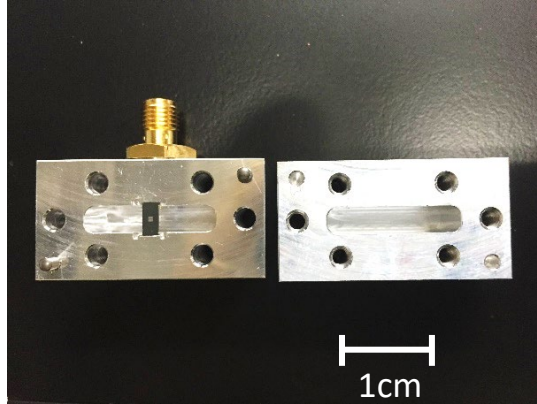
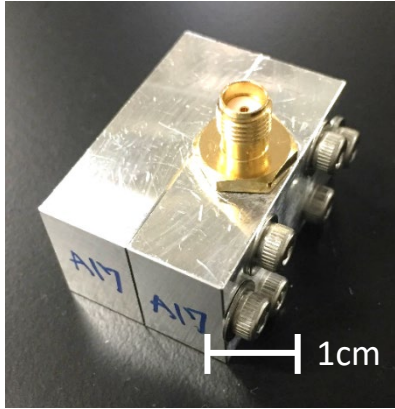
M. Kjaergaard et al.,  
Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **11**, 369 (2020)

デコヒーレンス源

- 静電容量
- ジョセフソン接合



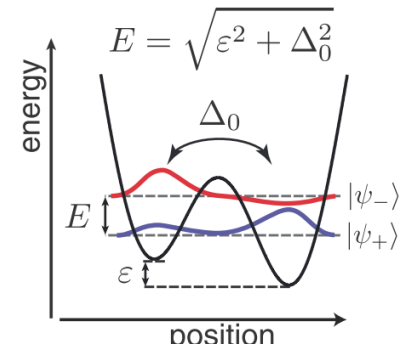
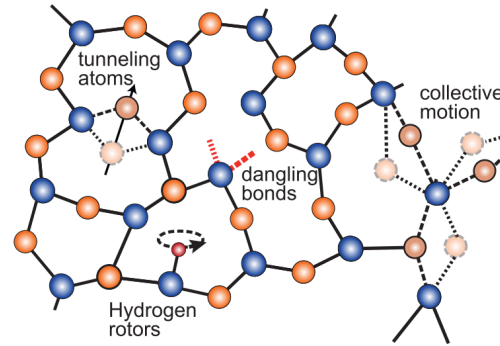
# 参考：3D共振器と超伝導ビット



# 超伝導共振器のエネルギー損失源

## 1. TLS (Two-level system)

- 極低温環境
- 共振器中の光子が少ない時
- 誘電体基板や金属の成膜品質、界面などに強く依存



C. Müller, et al., Rep. Prog. Phys. **82** 124501 (2019)

## 2. 準粒子 (Quasi particle)

- 超伝導体の性質 (エネルギーギャップ) との関係
- 熱やstray IR fieldなどによる励起
- マイクロ波パワーを強く入れすぎた場合

## 3. 磁気渦

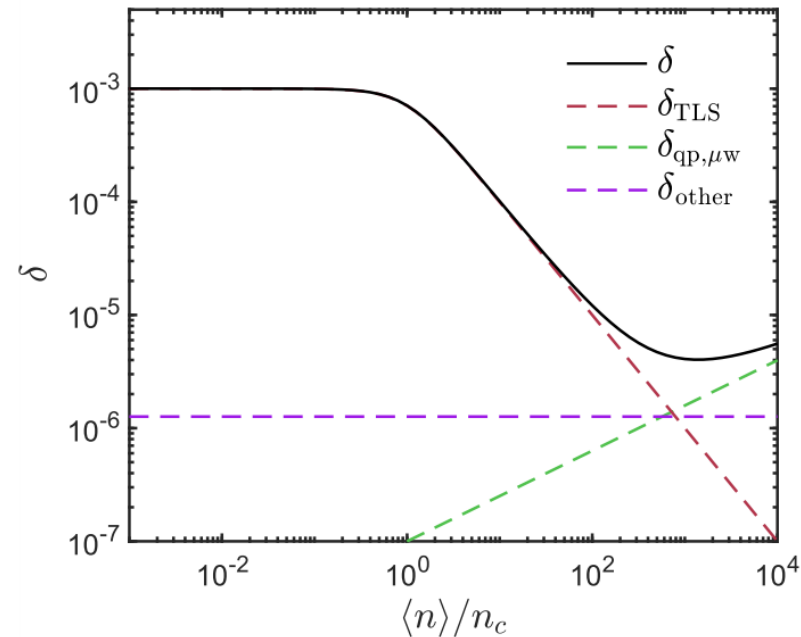
- vortexが超伝導体にトラップ

## 4. 放射損

- 自由空間に電磁場が放射される
- 周波数、サンプルデザイン、パッケージに依存

## 5. Parasitic modes

- 低いQ値のモードと結合して起こる損失
- Slotline modes, box modes, chip modesなど
- 高い周波数ほど不要なモードが生成されやすい



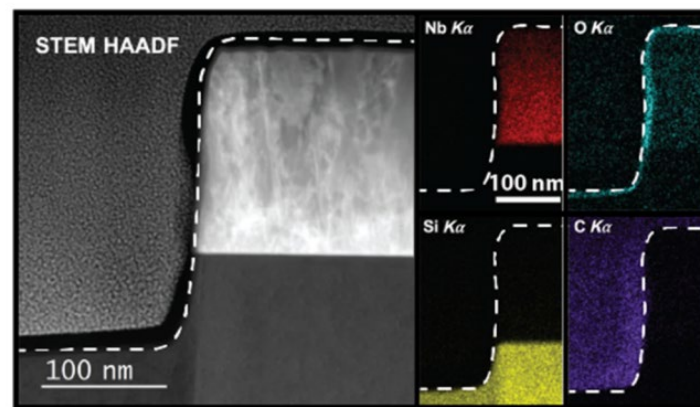
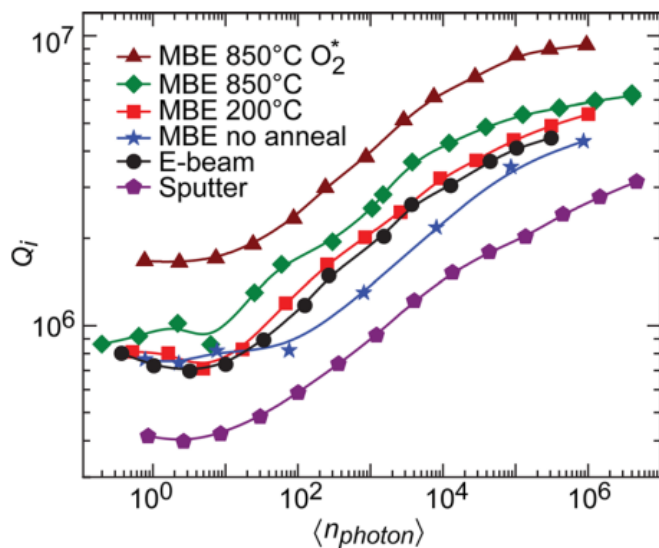
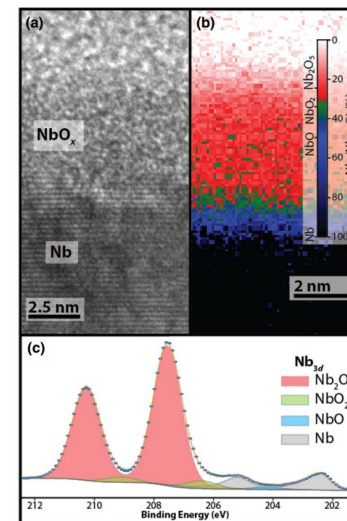
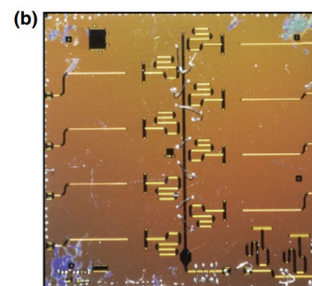
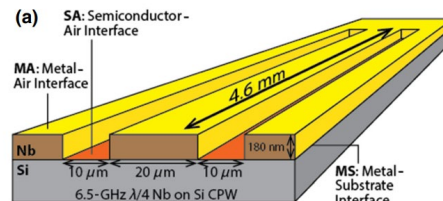
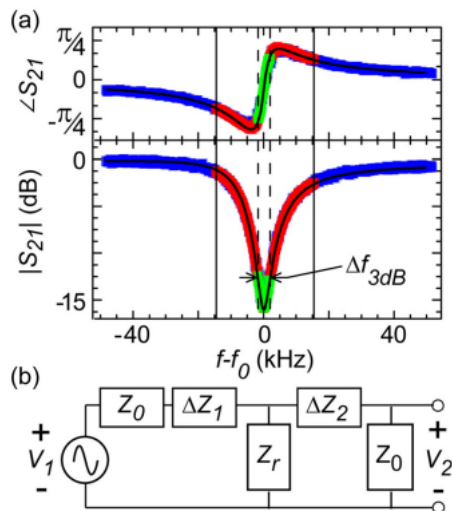
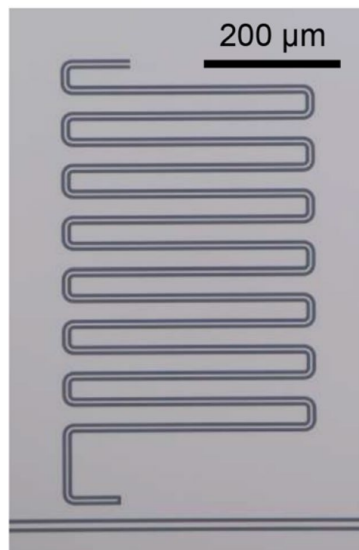
# 超伝導共振器評価の意義

- 最も基本となる量子回路
  - + ジョセフソン接合で非線形共振器
  - 非線形共振器 → 量子ビット、アンプなど
- 極低温、低パワー極限ではTLSが支配的
  - デバイス品質に依存
    - 超伝導体成膜、誘電基板、基板と金属の界面
- 共振器Q値はデバイス品質だけではなく、測定環境にも強く影響される
  - 磁気シールド、サンプルパッケージなど

**Q値はデバイス作製および測定環境を  
総合的に評価するバロメーター**



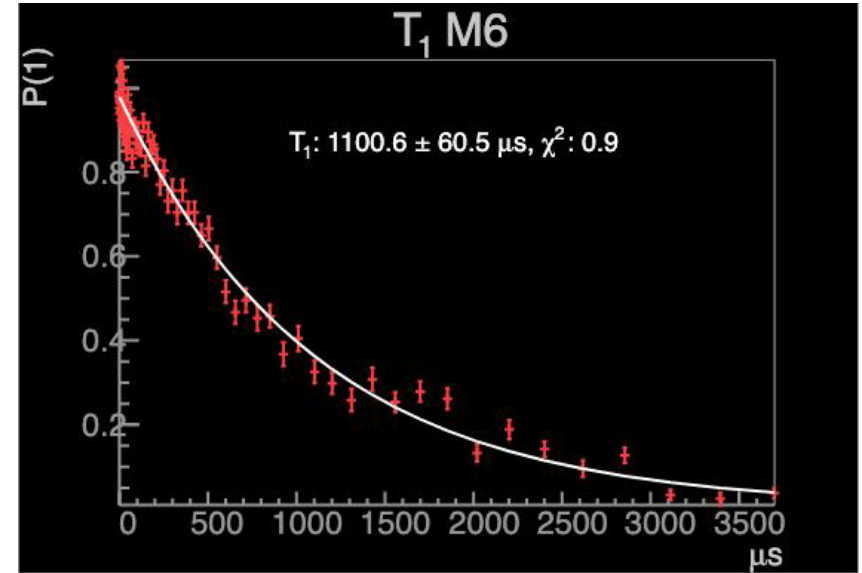
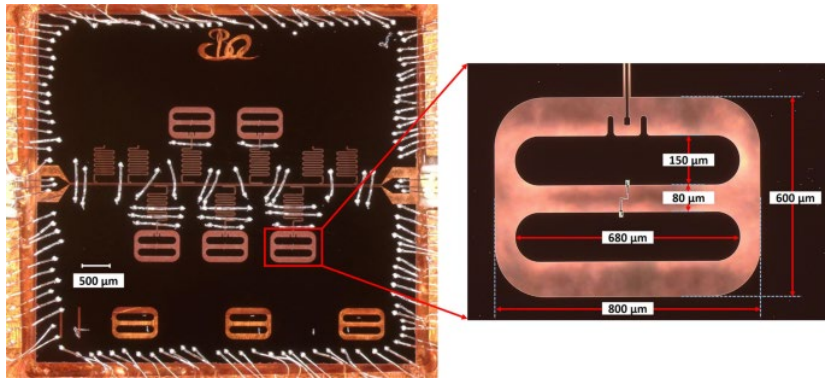
# 共振器評価の例



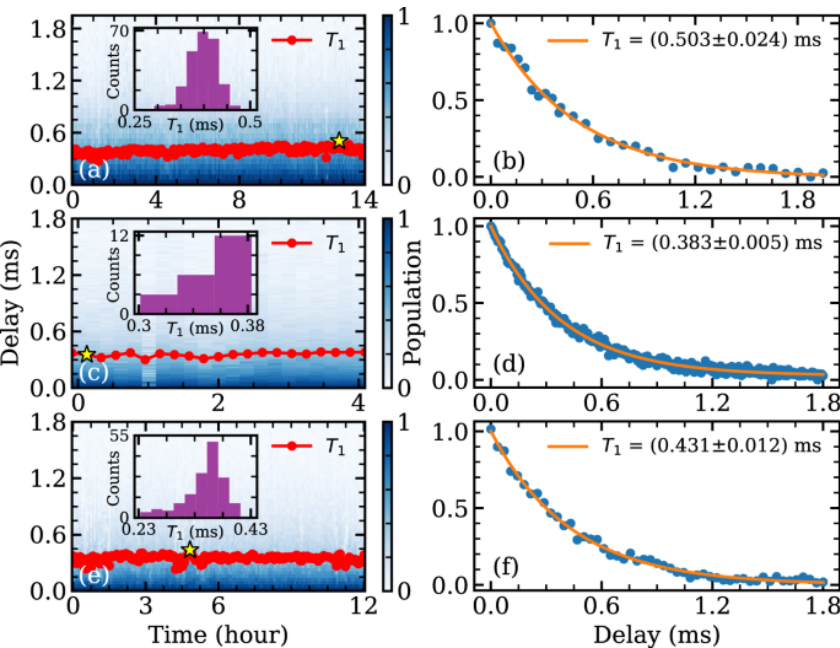
M. Virginia P. Aloté et al., PRX QUANTUM **3**, 020312 (2022)

A. Megrant et al., APL **100**, 113510 (2012)

# 超伝導量子ビットの緩和時間

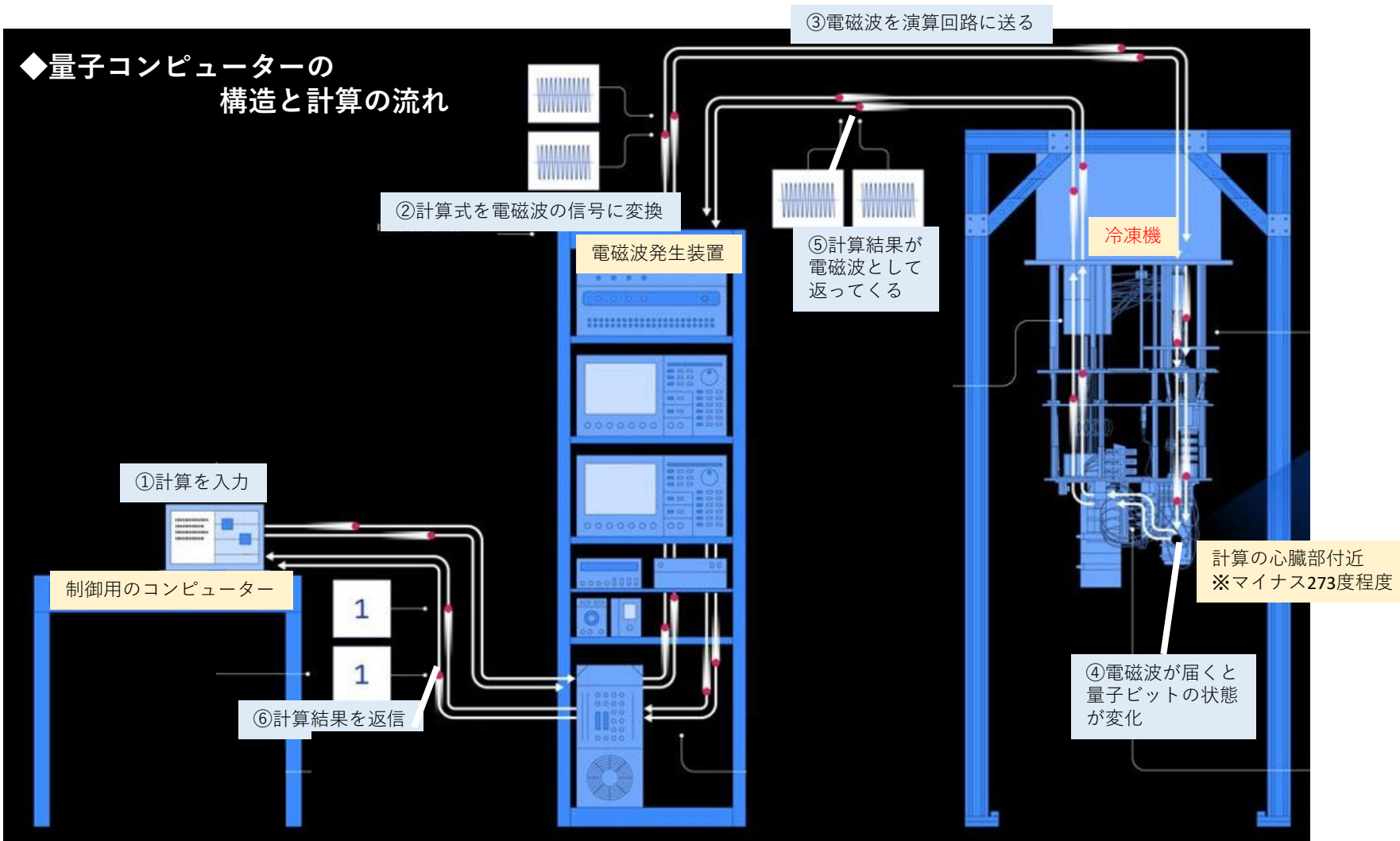


Jay Gambetta (IBM Research)  
2021年5月20日のTwitterより



C. Wang et al., *nqj quantum information* **8**, 3 (2022)

# 超伝導量子コンピューターの課題



# 固体量子ビットの問題意識(~2014年頃まで)

1 ~ 2 量子ビット

初期化 読み出し 操作

拡張性

## Fidelities:

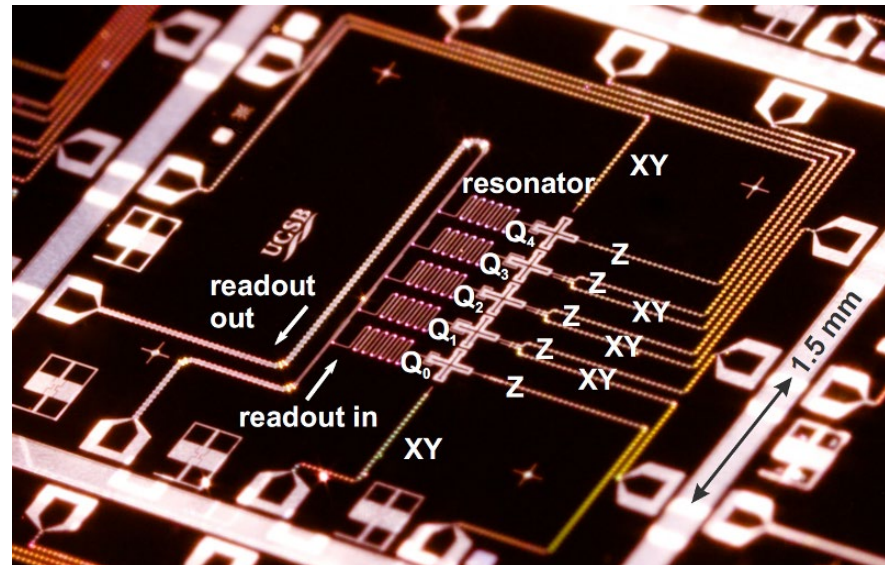
1-qubit gate  
99.92%

2-qubit gate  
99.4%

Readout  
99.8% in 140 ns

5-qubit GHZ state  
87%

量子エラー訂正に向けて  
State-of-the-art circuits



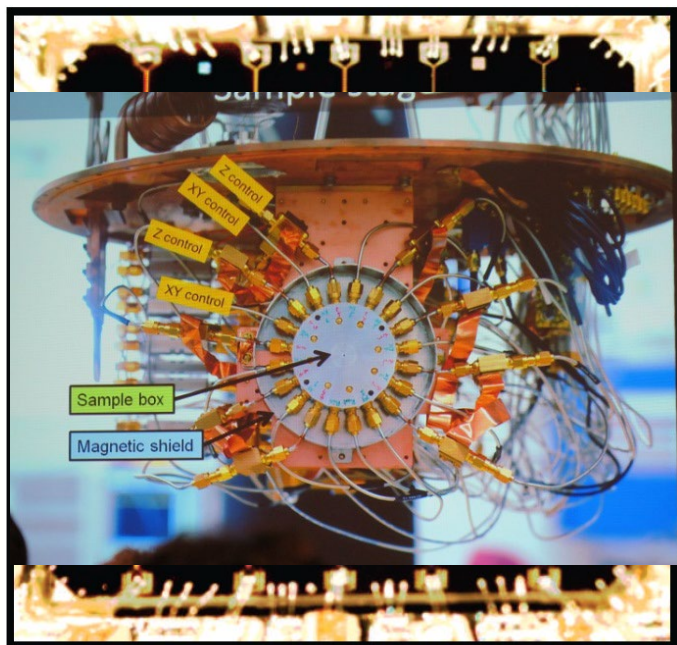
R. Barends et al., Nature **508**, 500 (2014) (UCSB)

# 固体量子ビットの問題意識(~2019年頃まで)

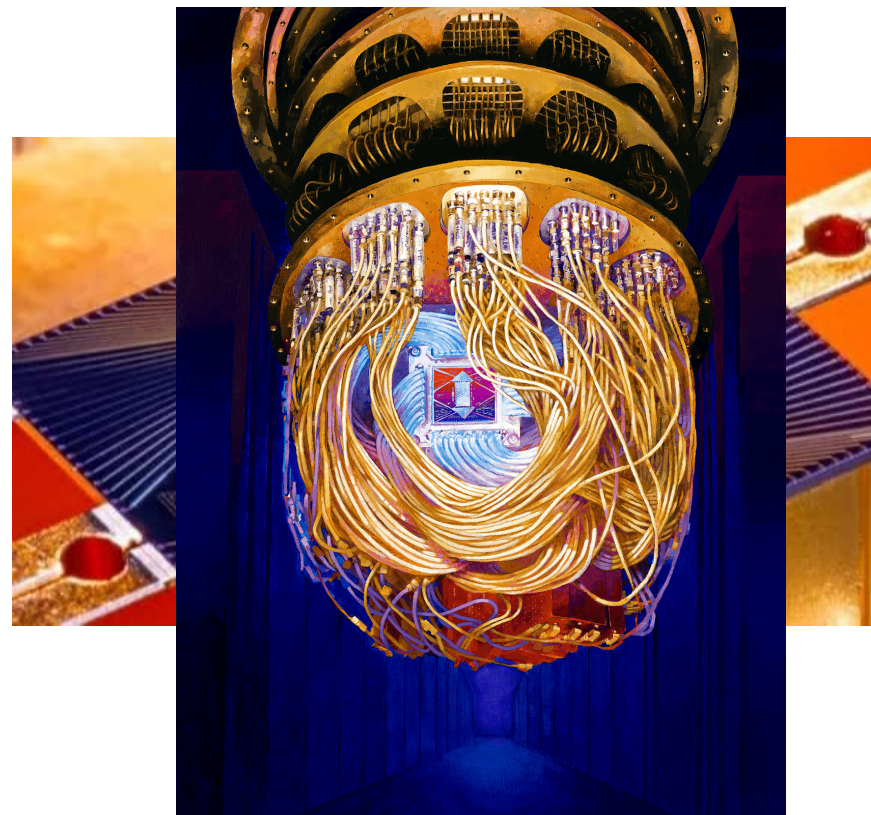
## 量子超越性 --- Quantum Supremacy

初期化 読み出し 操作 拡張性

2015年 10量子ビット



2019年 53量子ビット



J.Kelly, et al., Nature **519**, 66–69 (2015), Google  
F. Arute, et al., Nature **574**, 505-510 (2019), Google

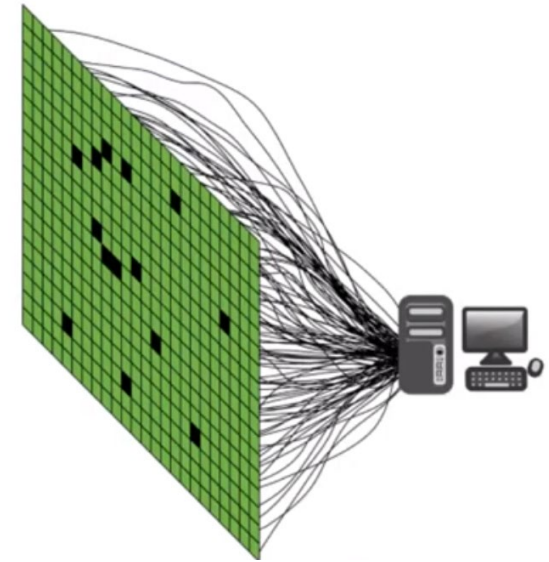
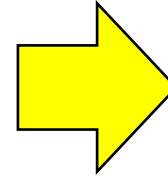
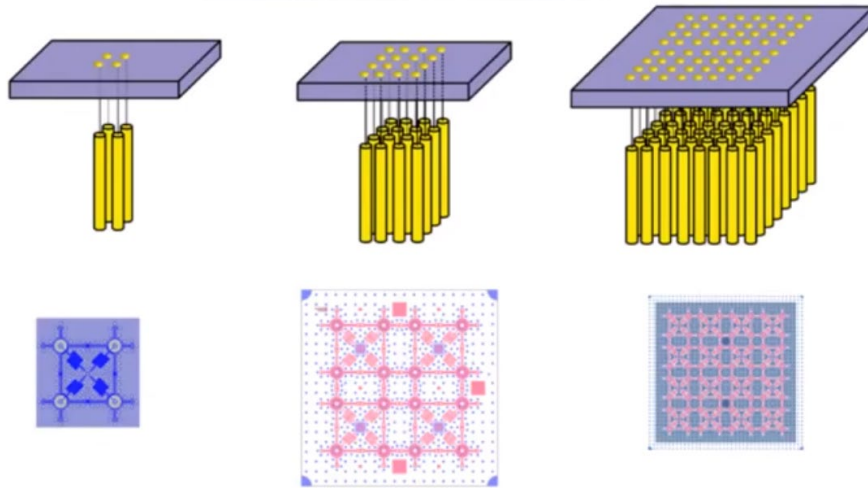
# 固体量子ビットの問題意識(2020~?)

## 今の主流の方法 (Brute Force方式)

## 予想される未来

- 配線密度  $O(1)$  はスケールブルか？

入出力給電路まで含めてタイル配置可



東大中村研 田淵 講演動画より [https://www.youtube.com/watch?time\\_continue=4&v=5oqsgBViCqM&feature=emb\\_logo](https://www.youtube.com/watch?time_continue=4&v=5oqsgBViCqM&feature=emb_logo)

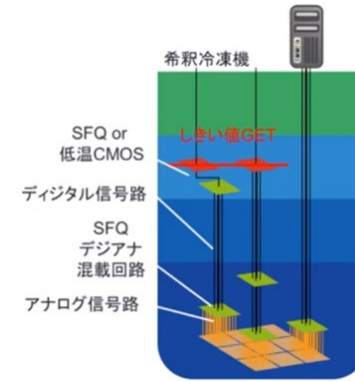
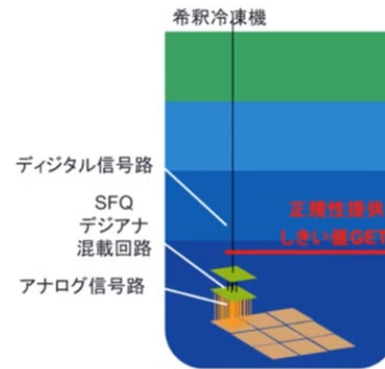
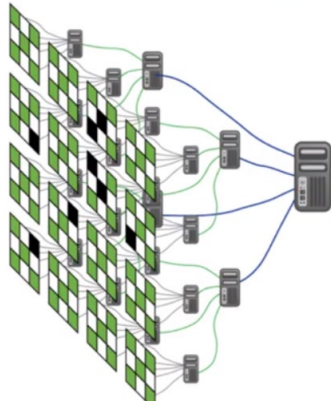
	Input lines		Output lines		Passive heat load		Active heat load	
	4K - mK	300 K - 4K	4 K - mK	300 K - 4 K	mK	4 K	mK	4 K
<b>50 qubits</b>	1 - 200 dc 150 10 GHz	1- 200 dc 150 10 GHz	1-200 dc 50 10 GHz	1-200 dc 50 10 GHz	500 nW	200 mW	1 - 5 $\mu$ W	1 - 2 W
<b>100 qubits</b>	2 - 500 dc 200 10 GHz	2 - 500 dc 200 10 GHz	2-500 dc 100 10 GHz	2-500 dc 100 10 GHz	750 nW	300 mW	1 - 5 $\mu$ W	2 - 3 W
<b>200 qubits</b>	2 - 1000 dc 200 10 GHz	2- 1000 dc 200 10 GHz	2-1000 dc 20 10 GHz	2-1000 dc 20 10 GHz	550 nW	200 mW	1 - 5 $\mu$ W	5 W
<b>500 qubits</b>	<b>Brute force approach, reliability and cost limit CryoCMOS, MUX tech.</b>				<b>Fridge limit</b>			
<b>1000 qubits</b>								

# では、どうするのか？

## 田渕案（デジタル計算機の類推から）

東大中村研 田渕 講演動画より [https://www.youtube.com/watch?time\\_continue=4&v=5oqsgBViCqM&feature=emb\\_logo](https://www.youtube.com/watch?time_continue=4&v=5oqsgBViCqM&feature=emb_logo)

●分割統治による階層化構造の導入



こうするのが正解なのかは現時点ではわからないが・・・

- **量子操作・検出の原理** --- もっと**拡張性**の優れたやり方はないのか
  - 制御方式 --- 時間多重、周波数多重、新奇方式？
  - 量子コンポーネント --- 増幅器、フィルター、ルーター、スイッチなど
  - 量子変換器 --- トランスデューサー、シリパラ変換器？
  - 量子ネットワーク --- 量子チップ間通信
- **周辺制御機器** --- しばらくはBrute Force方式で対応
  - クライオCMOS、SFQ回路
  - 拡張性のある制御システム（アルゴリズム）
- **配線、実装方式**
  - 三次元実装
  - 配線のバンドル化 --- DCライン、制御用ライン、検出用のライン