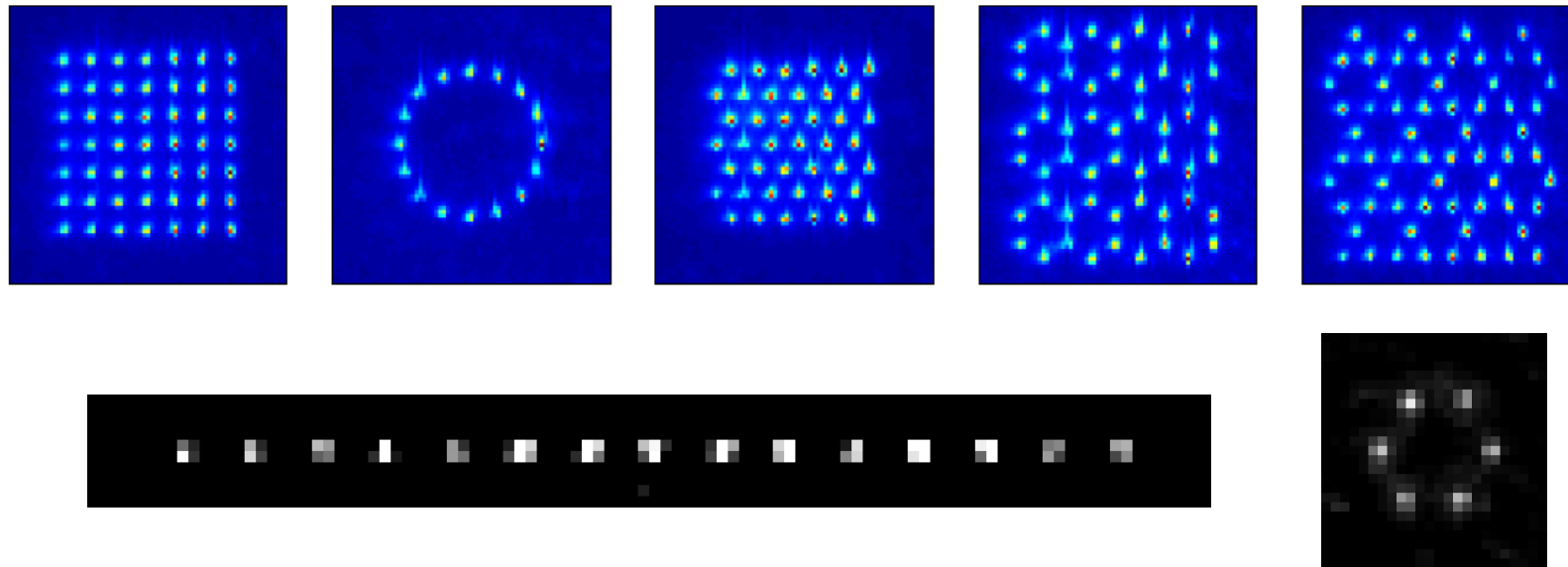


冷却リュードベリ原子 を用いた量子多体系シミュレータ

中川賢一, 田村光、山越智健
電気通信大学
レーザー新世代研究センター



内容

1. 冷却原子を用いた量子技術
2. 量子シミュレーター
3. リュードベリ原子を用いた量子技術
4. 冷却リュードベリ原子を用いた量子シミュレーター
6. まとめと今後の展望

冷却原子を用いた量子技術

原子や光の量子状態を制御して既存の技術限界を超える新しい基盤技術を実現

重ね合わせ状態

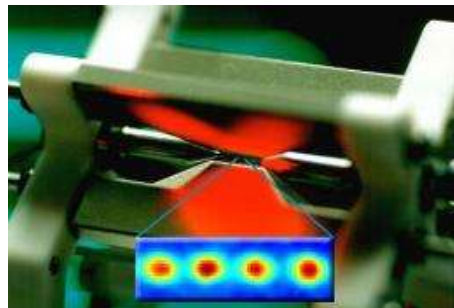
$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

量子もつれ状態

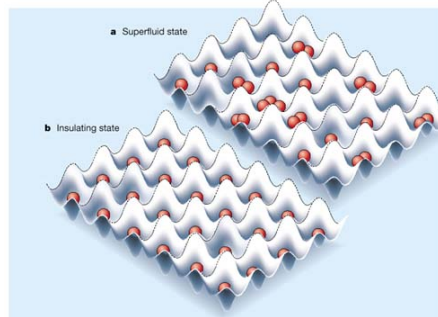
$$|\psi\rangle_{BELL} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2)$$

量子情報処理

量子コンピューター
超並列計算

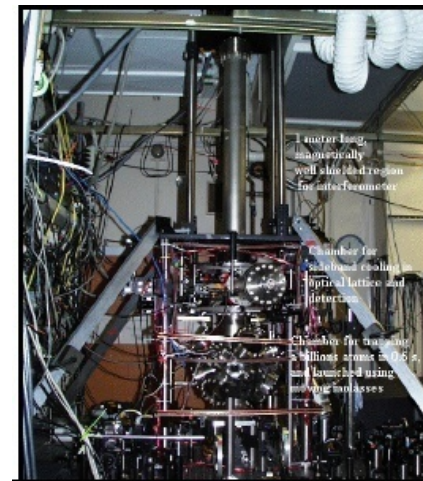


量子シミュレーション
固体物性(超伝導、磁性体、スピン)



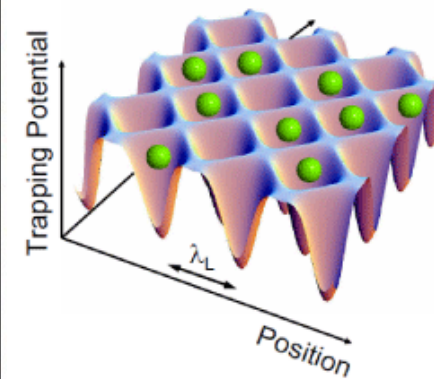
量子センシング

原子干渉計
重力、ジャイロ



量子度量衡(計測)

原子時計

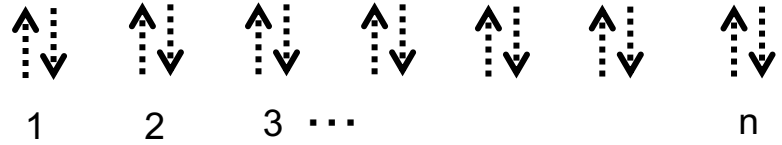


スキューミング
 $\Delta\phi < 1/\sqrt{N}$

量子多体系と量子シミュレーション

超伝導体や磁性体などの量子多体系の特異な性質を解析して理解することは非常に重要である。しかしこのような量子多体系の振る舞いを計算機シミュレーションで求めようとする、粒子数の増加と共に膨大な計算機リソースが必要となる

例

n個のスピンの系 

イジングスピンモデル
$$H = \sum_{i < j} J_{i,j} \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)} + B \sum_i \sigma_x^{(i)}$$

$$|\psi\rangle_1 |\psi\rangle_2 \cdots |\psi\rangle_n = (a_1 |\uparrow\rangle + b_1 |\downarrow\rangle)(a_2 |\uparrow\rangle + b_2 |\downarrow\rangle) \cdots (a_n |\uparrow\rangle + b_n |\downarrow\rangle) = \sum_{i=1}^{2^n} c_i |\uparrow \cdots \downarrow \cdots \uparrow\rangle$$

2ⁿ 個の重ね合わせ状態

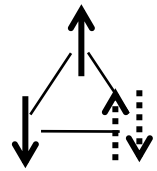
ハミルトニアンを対角化することにより厳密解を求めることが可能
しかし対角化の計算には膨大なメモリおよび計算量が必要

n=50 で状態の数は 2⁵⁰ ~ 10¹⁵ になる

量子多体系の問題

イジングスピンモデル $H = \sum_{i < j} J_{i,j} \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)} + B \sum_i \sigma_x^{(i)}$

三角格子におけるフラストレーション



$$J_{i,j+1} > 0$$

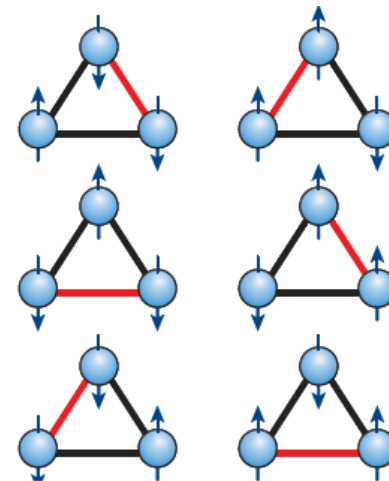
反強磁性的
相互作用



$$E < 0$$

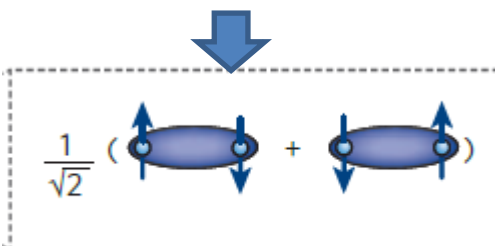
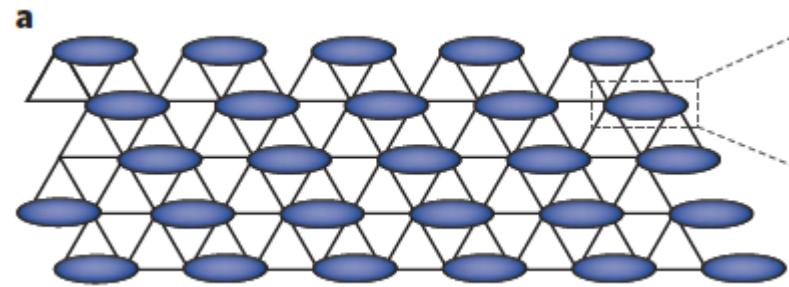
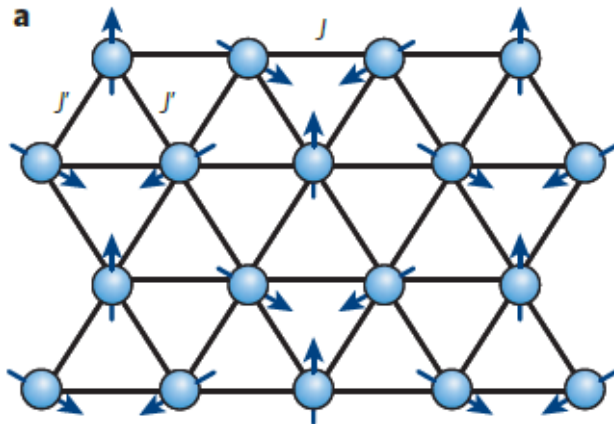


$$E > 0$$



6つの状態が縮退

量子スピン液体



量子もつれ状態

量子シミュレーター プログラマブル量子多体系

初期状態



時間発展



終状態 観測

$$|\psi(0)\rangle$$

$$|\psi(t)\rangle = U|\psi(0)\rangle$$

$$|\psi(t)\rangle = \sum_i^N a_i |\varphi_i\rangle$$

H_{sim} : 制御可能な量子多体系のハミルトニアン

$$U = \exp\{-iH_{sim}t/\hbar\}$$

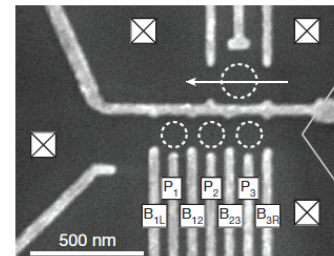
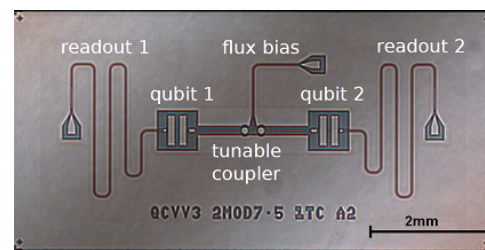
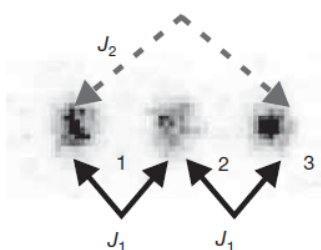
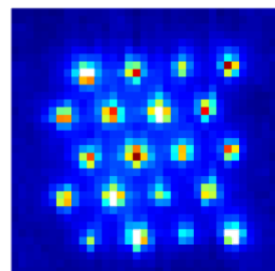
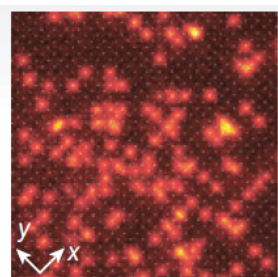
多体系の量子もつれ状態の実現

状態 $|\varphi_i\rangle$ が観測される確率 $|a_i|^2$

冷却(中性)原子

イオン

固体デバイス



← 16 μm →

光格子

マイクロ光トラップ イオントラップ

超伝導素子

量子ドット

MPQ, Harvard, Kyoto,,

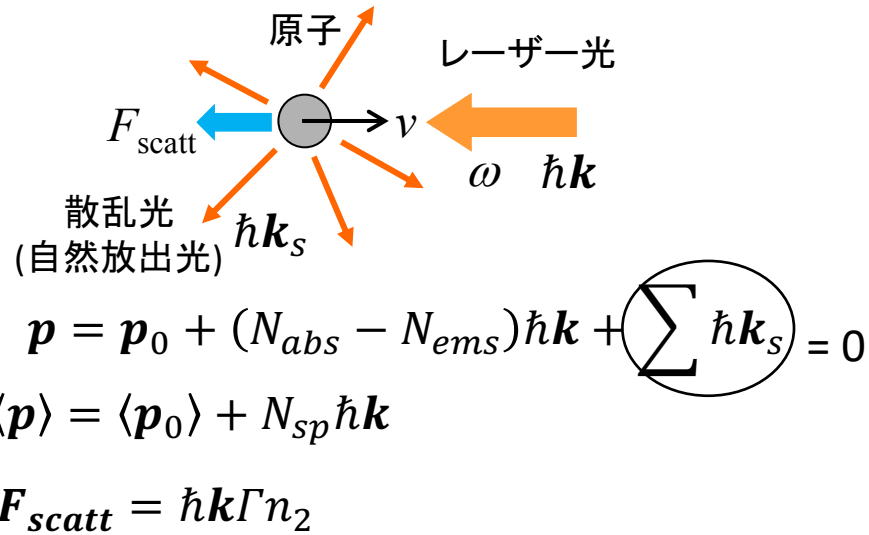
Paris-Saclay, Harvard/MIT, UEC, KAIST,,

UMD, NIST, Innsbruck

IBM Research, RIKEN,,

TU Delft

中性原子のレーザー冷却



1997年 ノーベル物理学賞



S. Chu

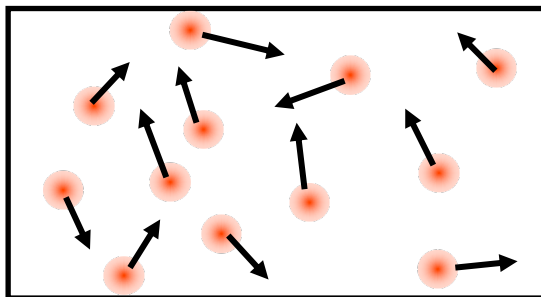


C. Cohen-Tannoudji



W. Phillips

室温原子 $T \sim 300 \text{ K}$
 原子の速度 $v_0 \sim 300 \text{ m/s}$

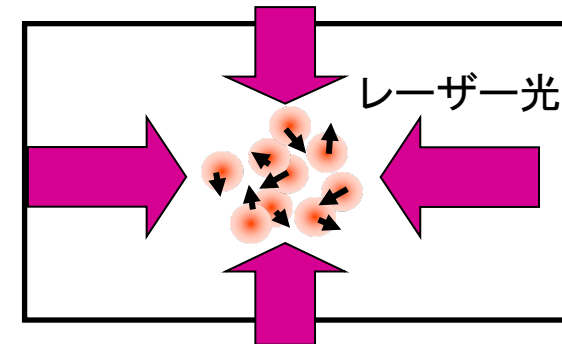


吸収・放出を
 数万回繰り返す

$t \sim \text{ms}$



レーザー冷却原子 $T < 100 \mu\text{K}$
 $v < 10 \text{ cm/s}$



光双極子トラップ

$$U = -\frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2} \alpha' I$$

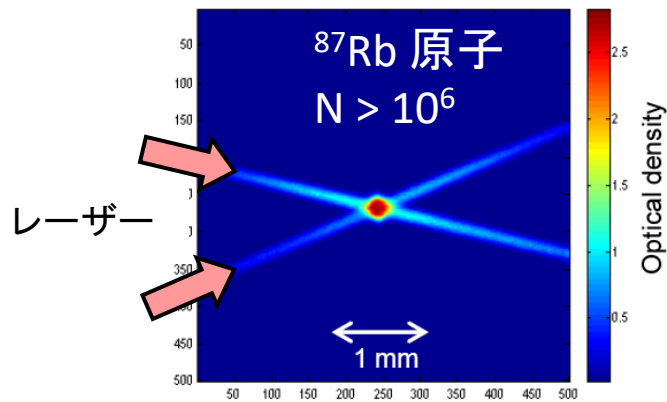
α' : 分極率の実部 $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2$ 光強度

$$\cong \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\mathbf{r})$$

ω_0 : 二準位系の遷移周波数
 δ : レーザー光の離調、 Γ : 自然幅

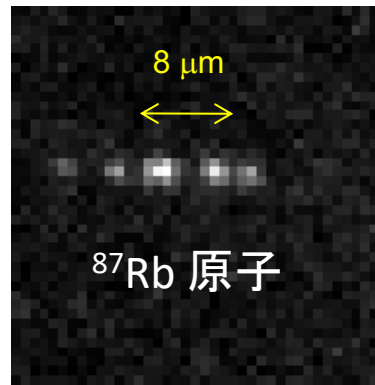
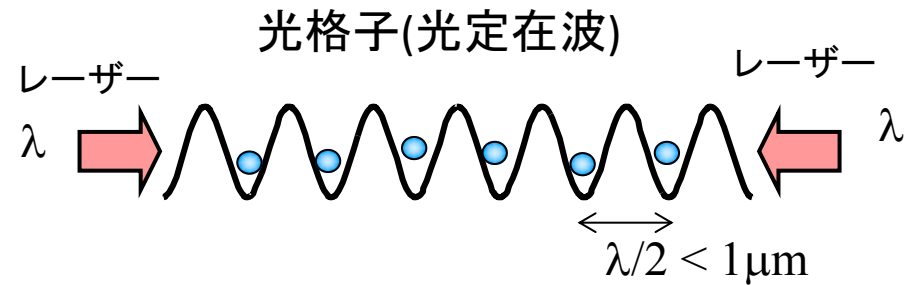
$\delta < 0$ の場合、光強度が強いところに原子をトラップすることができる

クロスビームトラップ

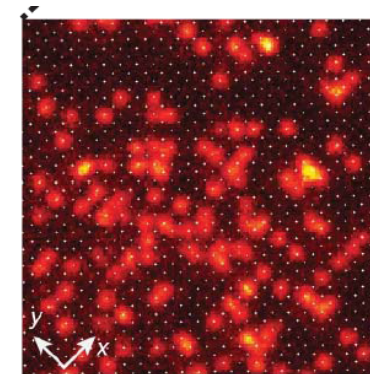


ポテンシャルの深さ $U/k_B \sim 1\text{mK}$

原子の温度 $k_B T \sim 0.1U$ $T \sim 100 \mu\text{K}$



1D



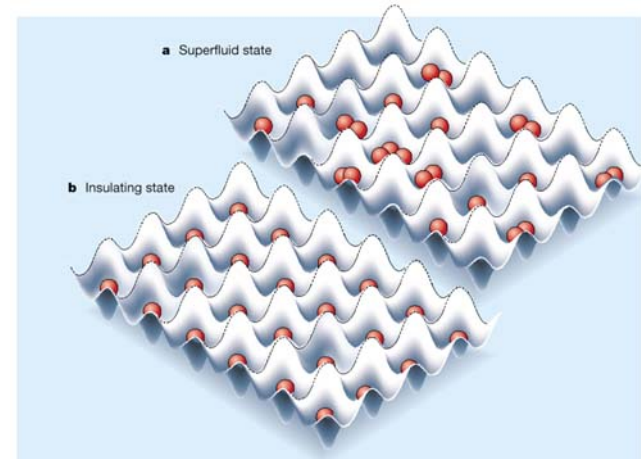
$16 \mu\text{m}$

2D

光格子中の中性原子を用いた量子シミュレーター

- 特長
1. 多数の原子(量子ビット) $n > 1000$
 2. 同一の量子ビット 高精度
 3. 長いコヒーレンス時間 $> 10 \text{ s}$

Bose Hubbard モデル
超流動状態とモット絶縁体状態の相転移



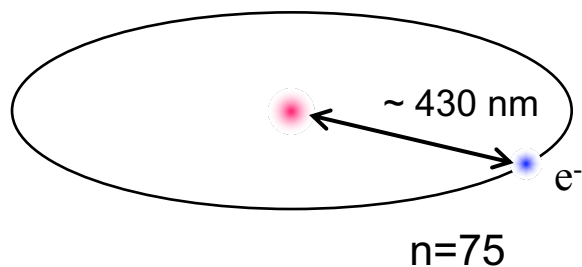
MPQ, Harvard,,,

- 問題点
1. 小さな原子間相互作用 $\Delta U/h < 1 \text{ kHz}$ ($r < 100 \text{ nm}$)
 2. 狭い格子間隔 $d < 1 \mu\text{m}$ 個々の原子の量子状態の観測 \triangle
 3. 光定在波を用いた周期ポテンシャル 任意の空間配置 \times

上記の問題を解決する方法としてリュードベリ原子を用いた方法が注目されている

リュードベリ(Rydberg)原子 主量子数 n が10以上の励起状態の原子

リュードベリ(Rydberg)原子



主量子数 n が大きな高い励起状態の原子

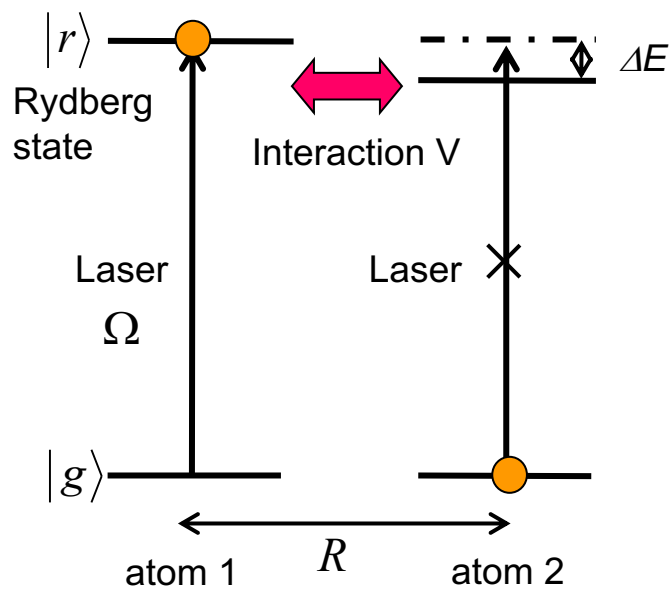
$$n = 30 \sim 100$$

軌道半径 $\langle r \rangle \sim (3n^2 - l(l+1))a_0/2$

分極率 n^7

双極子モーメント n^2

リュードベリ・ブロッケード



リュードベリ原子間の相互作用

$$V = \frac{C_6}{R^6} \propto n^{11} \quad C_6 = -356 \text{ GHz}/\mu\text{m}^6 \quad (n=63)$$

$$\Delta E/h \sim 14 \text{ MHz} \quad @ R = 4 \mu\text{m} \quad (n=63)$$

ラビ周波数(Ω)が \ll 相互作用(V) の時 励起が抑圧

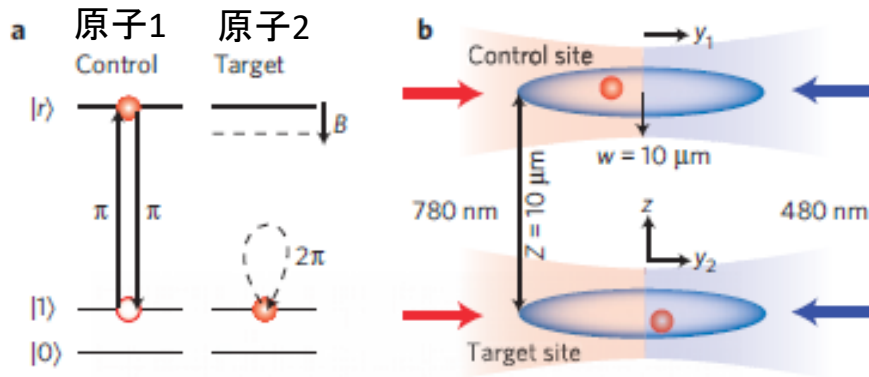
$$R_B = \sqrt[6]{C_6/\hbar\Omega} \quad \text{ブロッケード半径}$$

$$\sim 6 \mu\text{m} \quad (n=63, \Omega/2\pi = 1 \text{ MHz})$$

$R < R_B$ の近傍の原子は励起が抑圧

2個の原子間のリュードベリ・ブロッケード

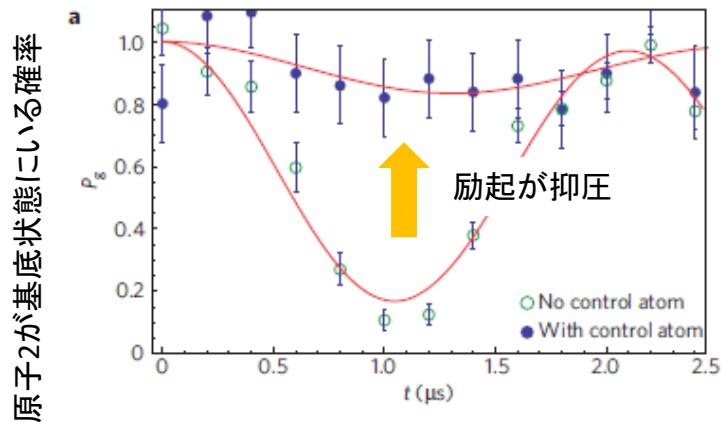
Winsconsin大 Saffmanのグループ



Paris-Saclay大 Browaeeyのグループ

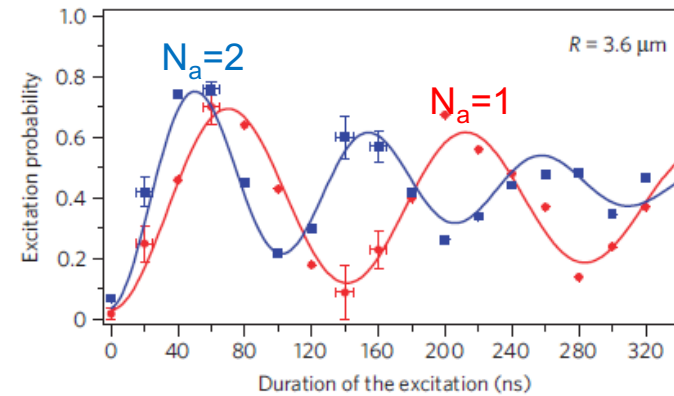
2個中、1個のみが励起される
量子もつれ状態

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|r\rangle_1 |g\rangle_2 + |g\rangle_1 |r\rangle_2)$$



原子2が基底状態にいる確率

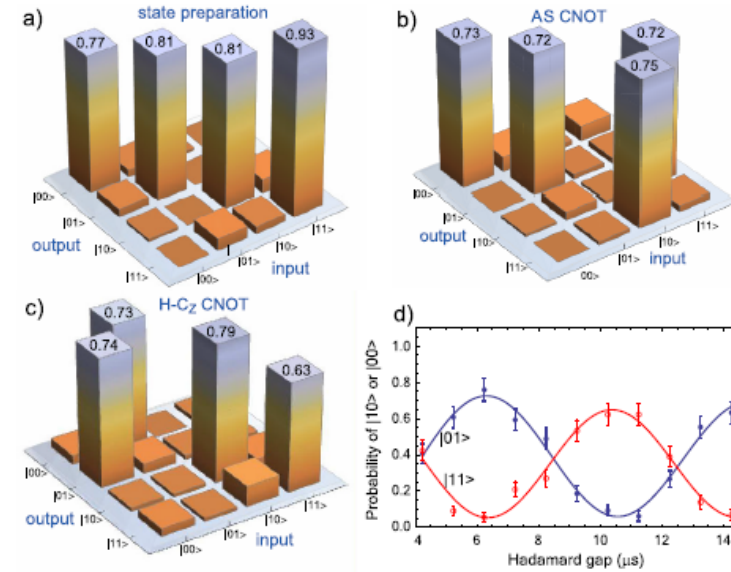
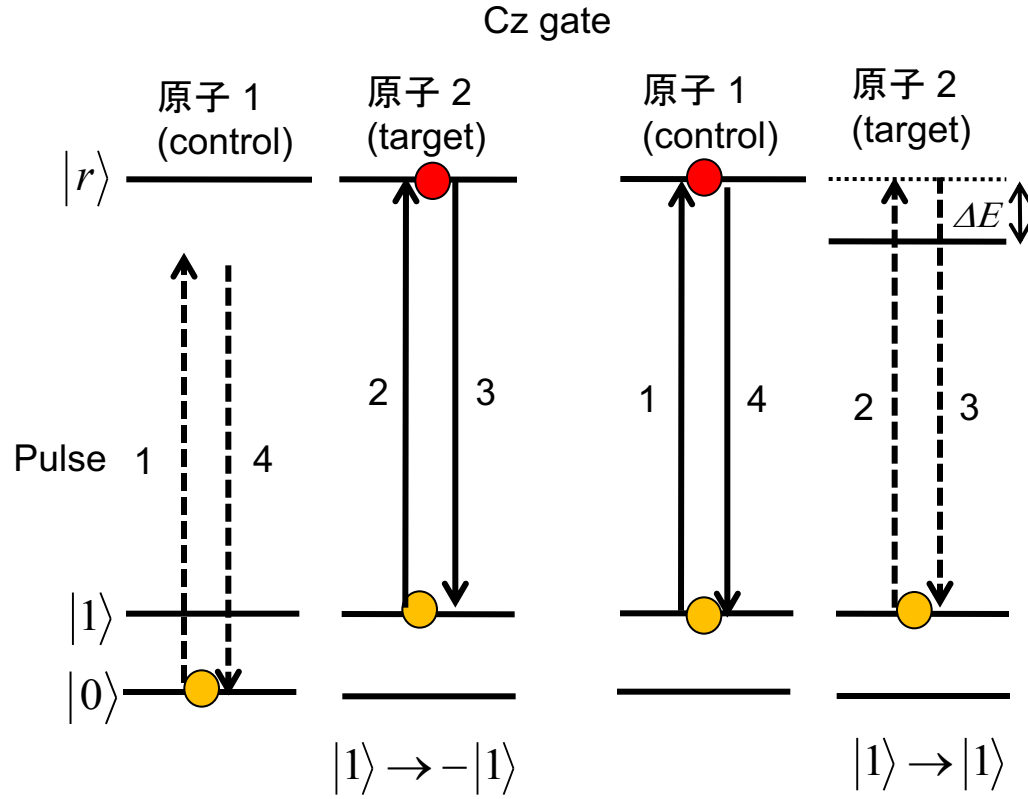
黒丸: 原子1が励起状態の時
白丸: 原子1が無い場合



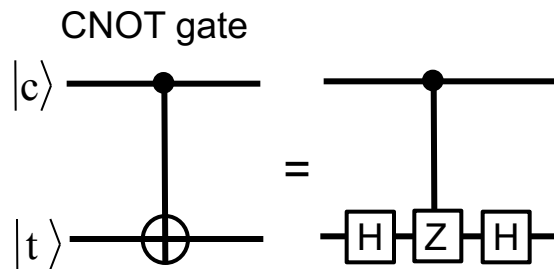
ラビ周波数が原子1個の場合の $\sqrt{2}$ 倍

リュードベリブロックを用いたCNOTゲート

L. Isenhower et al., Phys. Rev. Lett. 104, 010503 (2010).



CNOTゲートのフィデリティ
 $F = 0.72, 0.73$ (二種類の方法)



複数原子の量子もつれ状態 ($N_{\text{atom}} = 2 \sim 4$)

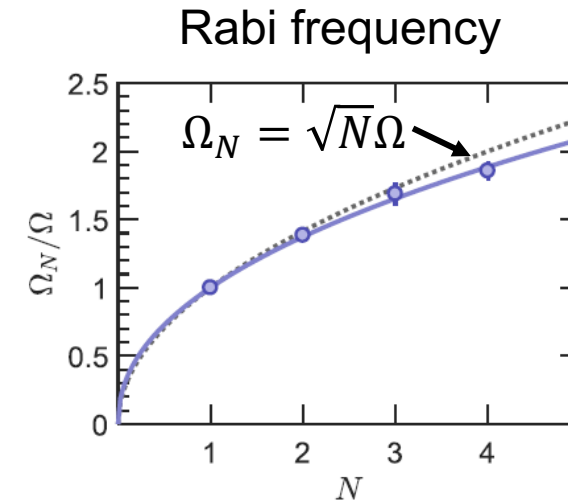
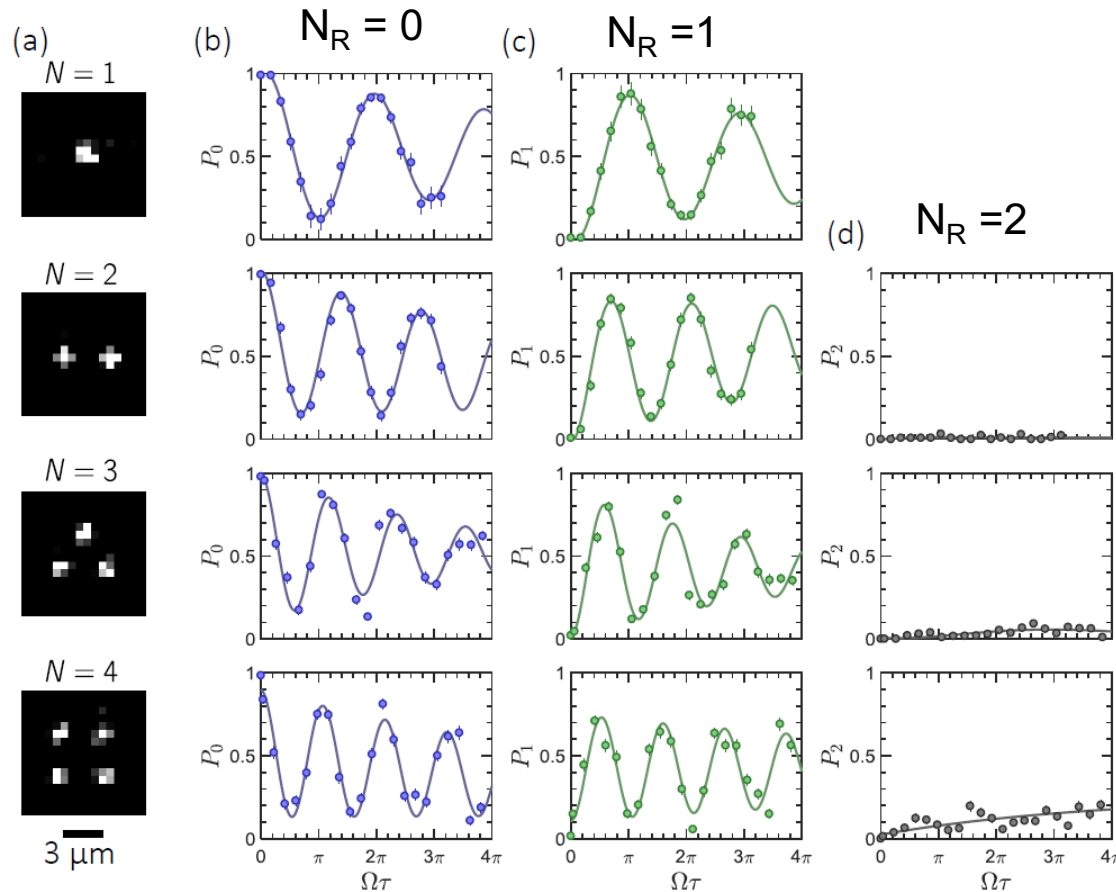
集団励起状態
(W-状態)

$$|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g_1 \cdots r_i \cdots g_N\rangle$$

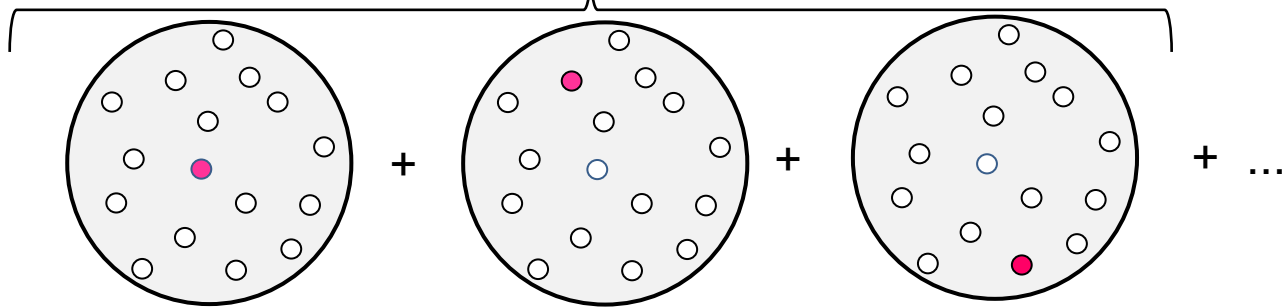
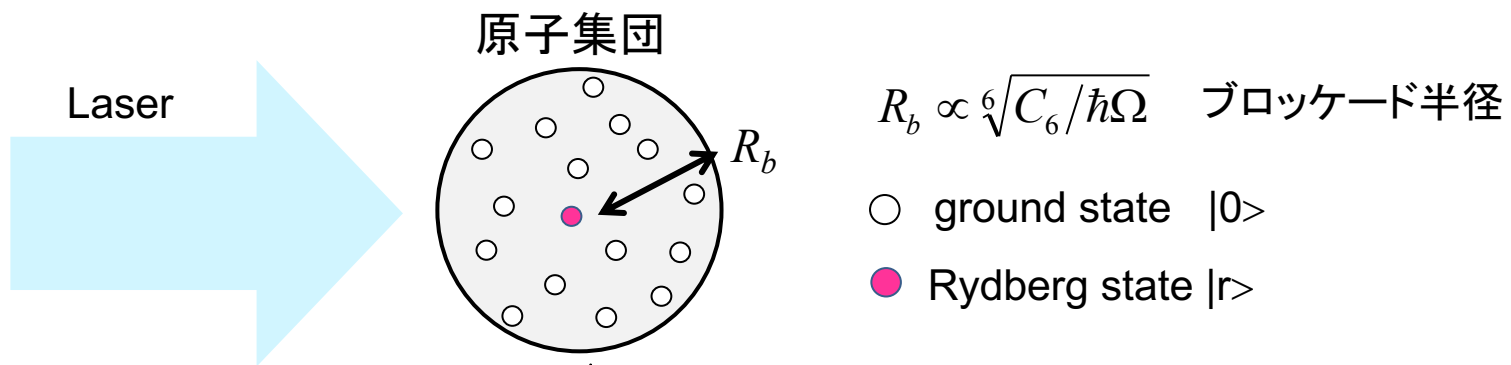
N 個中の1個の原子のみが励起

$$\Omega_N = \sqrt{N}\Omega$$

Ω : 単一原子のラビ周波数



多数の原子間の量子もつれ状態の生成



$$|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g_1 \cdots r_i \cdots g_N\rangle$$

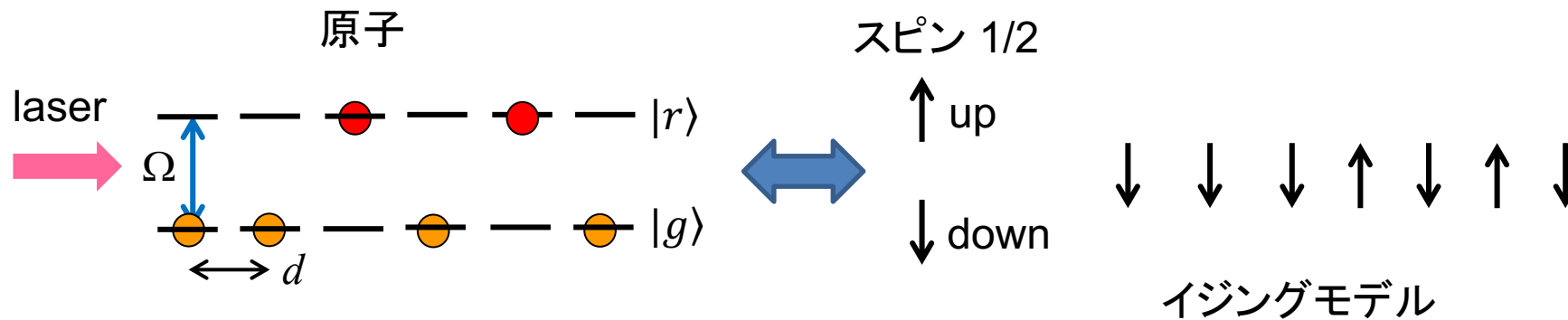
N個の原子の内、1個のみが励起状態
量子もつれ状態

応用 単一光子源、単一光子スイッチ、単一光子トランジスタ

H. Kübler et al., Nature Photonics 4, 112 (2010).

L. Li et al., Nature 498, 466 (2013).

冷却リュードベリ原子を用いた量子スピン系のシミュレーション



Ω : ラビ周波数、 Δ : レーザーの離調、
 V_{ij} : 励起原子間の相互作用

$$H = \sum_{i<j} J_{i,j} \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)} + B \sum_i \sigma_x^{(i)}$$

$$H = \sum_i \frac{\hbar\Omega}{2} (|g_i\rangle\langle r_i| + |r_i\rangle\langle g_i|) - \sum_i \hbar\Delta |r_i\rangle\langle r_i| + \sum_{i\neq j} \frac{V_{ij}}{2} |r_i\rangle\langle r_j| \langle r_i| \langle r_j|$$

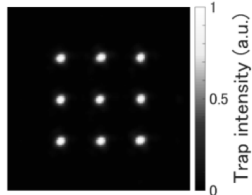
横磁場 縦磁場 相互作用

この方法の特長 原子間隔が大きいため、個々の原子(スピン)の状態が観測可能
 $d = 3\sim 10 \mu\text{m}$

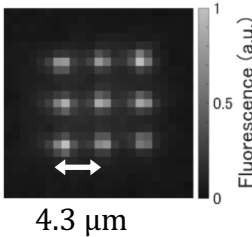
空間位相変調器を用いた任意の空間配置のマイクロ光トラップアレー

F. Nogrette et al., Phys. Rev. X 4, 021034 (2014).
H. Tamura et al., Optics Express 24, 8132 (2016).

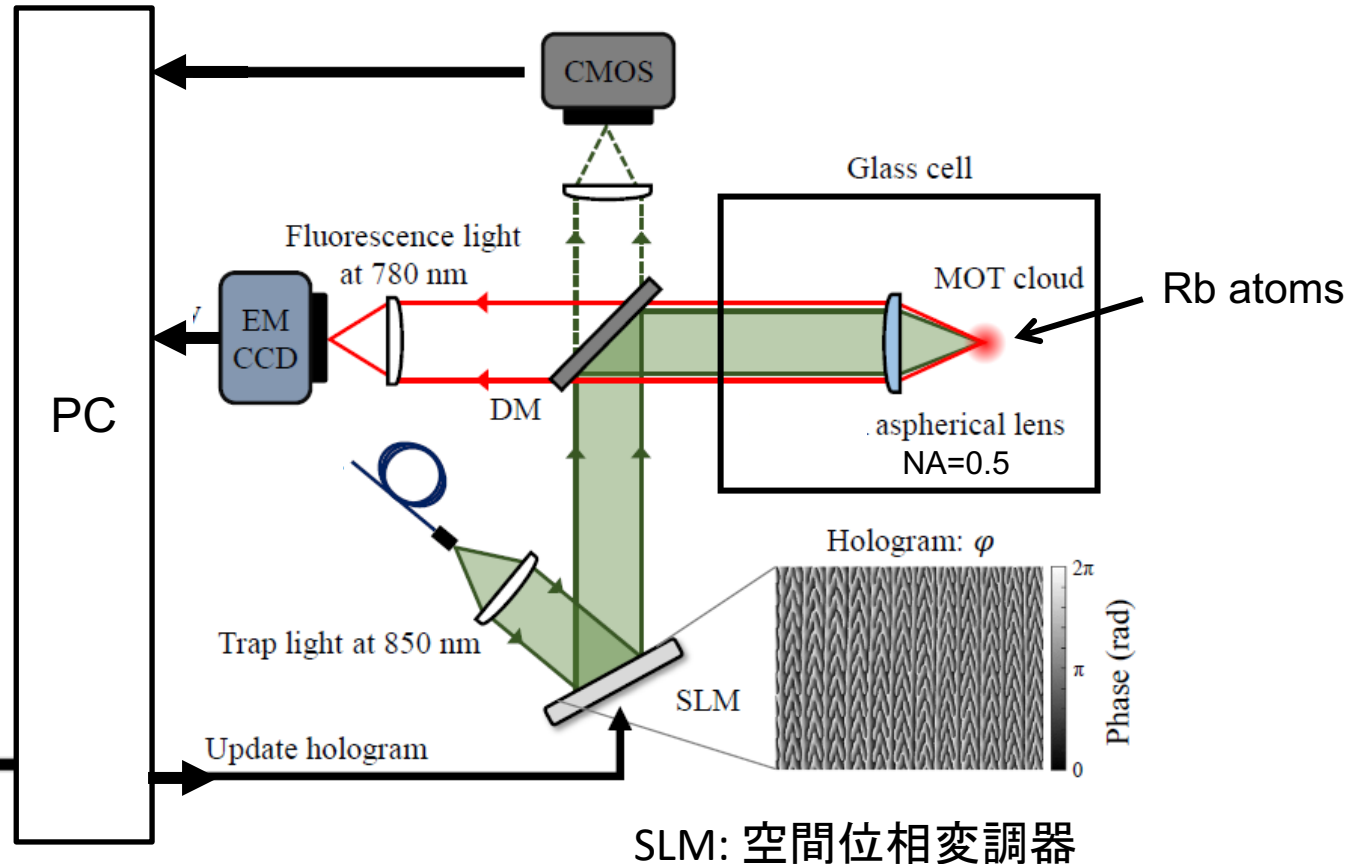
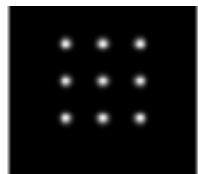
トラップ光の強度分布



原子の蛍光

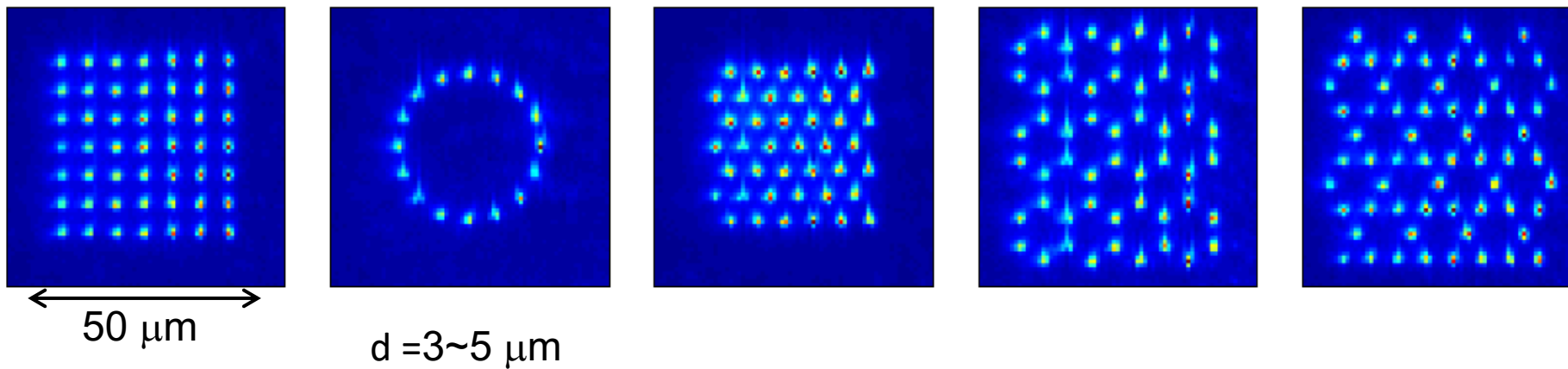


作りたいトラップのパターン

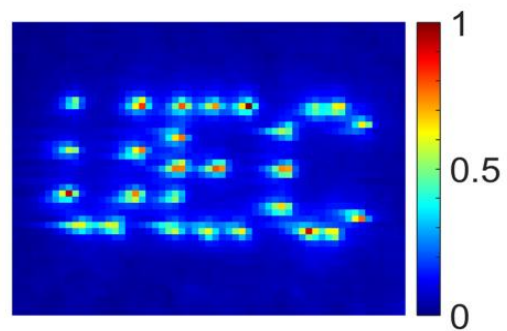


SLM: 空間位相変調器

マイクロ光トラップアレー中の単一原子の像

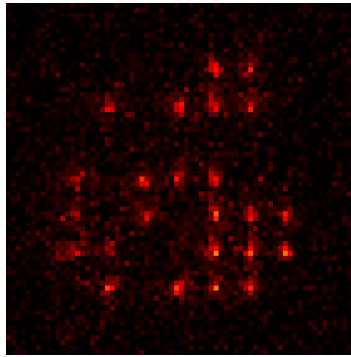


任意の空間配置が可能

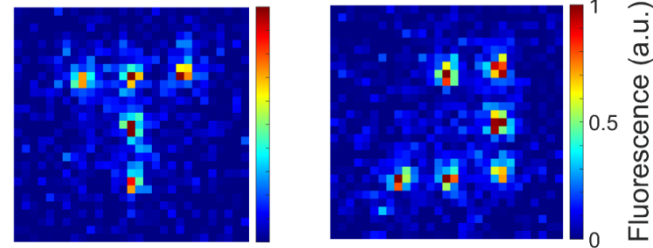


問題点 各サイトの単一原子トラップ確率 (filling factor) $P \sim 50\%$

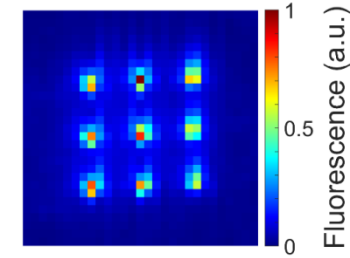
$$N = 7 \times 7 = 49$$



各回毎の原子の蛍光像



100回以上の平均



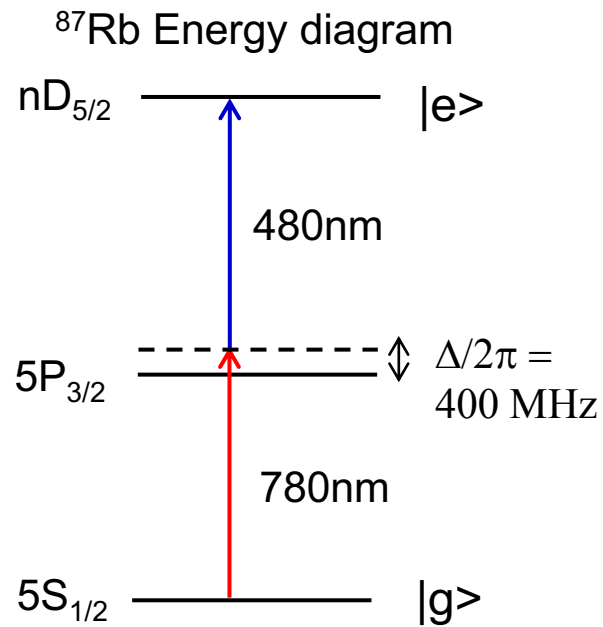
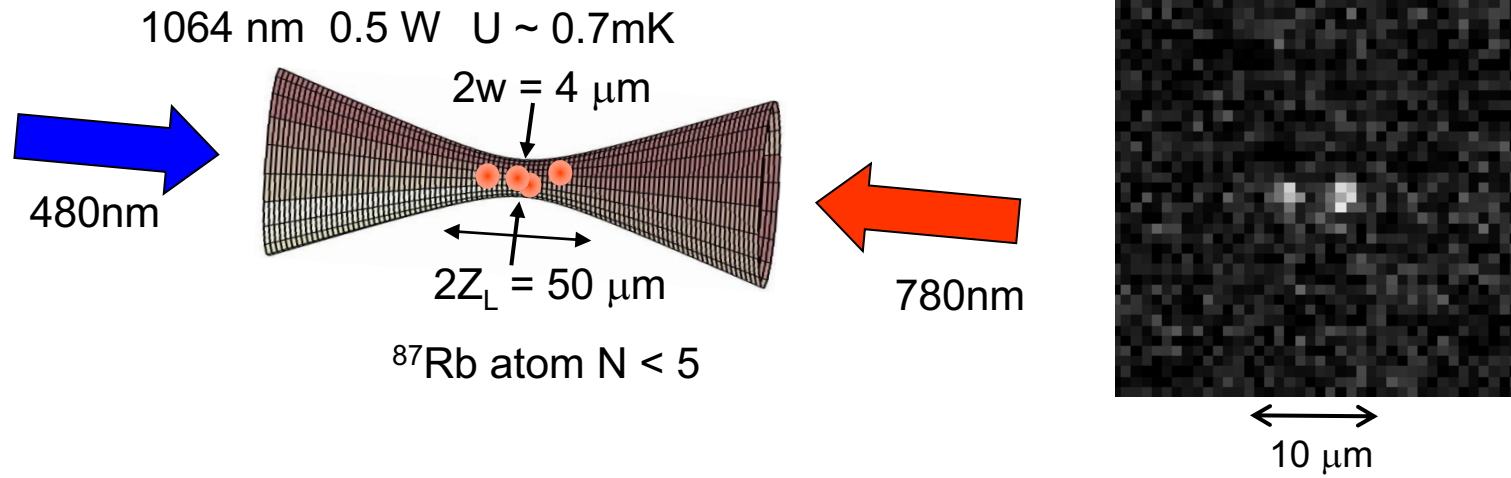
$$\text{平均原子数 } \bar{N} = NP \approx \frac{1}{2}N$$

n個のトラップに全て単一原子が埋まる確率 $P_N = P^N$

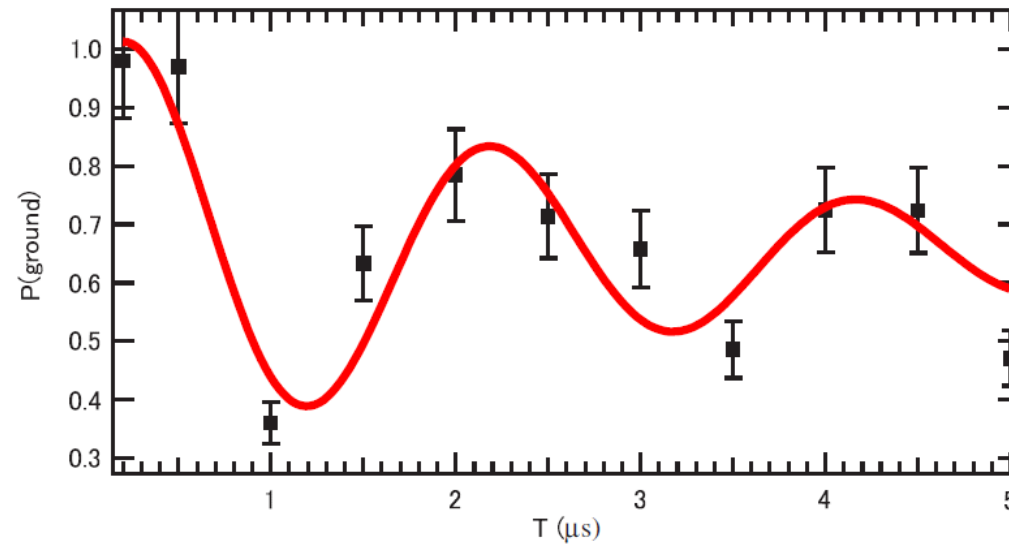
$$P_n < \frac{1}{2^n} \quad \frac{1}{1024} \quad (n=10)$$

$$\sim 10^{-6} \quad (n=20)$$

マイクロ光トラップ中の単一Rb原子のRydberg状態への励起

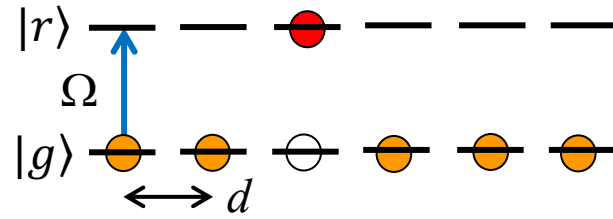


単一Rb原子のRydberg状態へのコヒーレント励起によるラビ振動



Z. Zuo, M. Fukusen, Y. Tamaki, T. Watanabe, Y. Nakagawa and K. Nakagawa, Optics Express 17, 22898(2009)

量子スピン系のプログラマブル量子シミュレーター



$$H = \sum_i \frac{\hbar\Omega(t)}{2} |g_i\rangle\langle r_i| + |r_i\rangle\langle g_i| - \sum_i \hbar\Delta(t) |r_i\rangle\langle r_i| + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} |r_i\rangle\langle r_i| |r_j\rangle\langle r_j|$$



$$|g\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle, \quad |r\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$$

$$H = \hbar\Omega(t) \sum_i \sigma_x^{(i)} + \sum_i (\mathcal{L}_i - \hbar\Delta) \sigma_z^{(i)} + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)} \quad \text{Ising model}$$

横磁場

縦磁場

相互作用

$$\mathcal{L}_i = \sum_{j, (i \neq j)} \frac{V_{ij}}{2}$$

レーザー光強度 $\Omega(t)$
離調 $\Delta(t)$

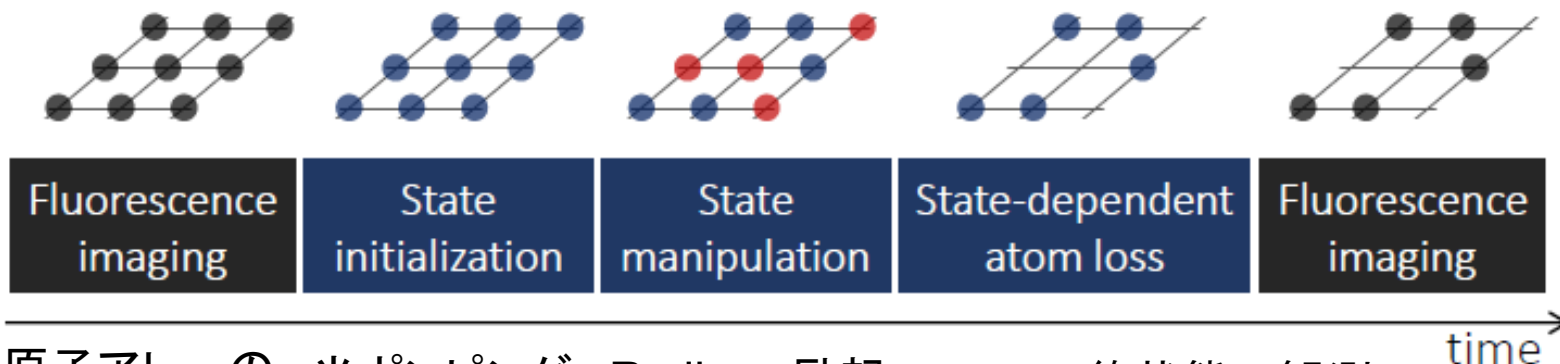
今回の実験では $\Omega = \text{一定}$ 、 $\Delta = 0$

相互作用の大きさ $V_{ij} = -\frac{C_6}{d_{ij}^6}$ 原子間隔 d $d = 3 \sim 4 \mu\text{m}$
 $V_{i,i+1} = 7 \sim 19 \text{ MHz}$

これらのパラメータを高精度に制御可能

量子シミュレーションの実験シーケンス

● = $|g\rangle$ ● = $|r\rangle$



原子アレーの
準備

光ポンピング

Rydberg励起

終状態の観測



コヒーレントな
時間発展

各サイトの原子の状態
が観測可能

$$|\psi(0)\rangle = |gg \cdots g\rangle$$

$$|\psi(t)\rangle = U|\psi(0)\rangle$$

$$U = \exp\{-iH_{sim}t/\hbar\}$$

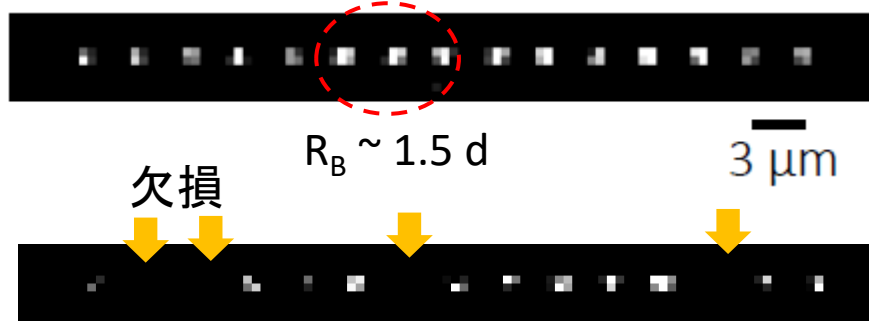
$$|\psi(t)\rangle = \sum_i^N a_i |ggr \cdots\rangle$$

相互作用時間 $t < 5 \mu s$

1回のサイクル ~ 80 ms

イジング型量子スピン系の量子シミュレーション 最初の実験

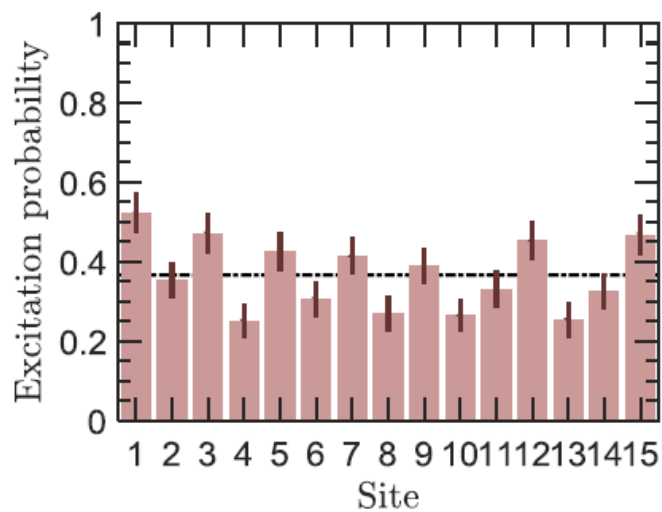
1次元格子 サイト数 $N_{\text{trap}} = 15$ 原子数 $N_{\text{atom}} \geq 11$ のデータのみを使う



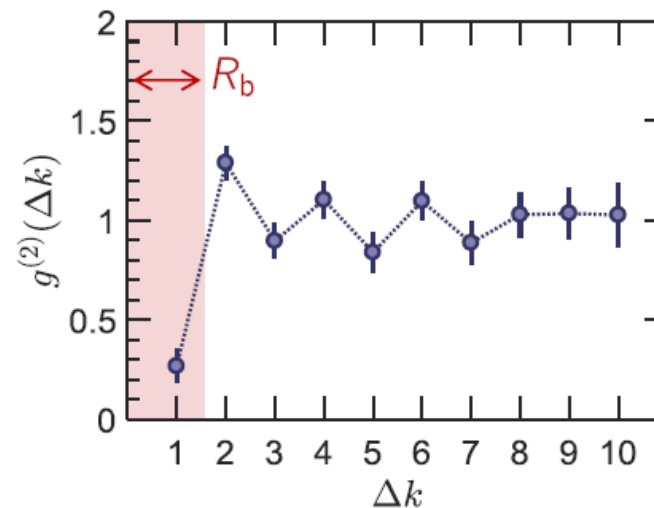
蛍光像(多数回の平均)

蛍光像(1ショット)

原子充填率 $11/15 \sim$ 約73%

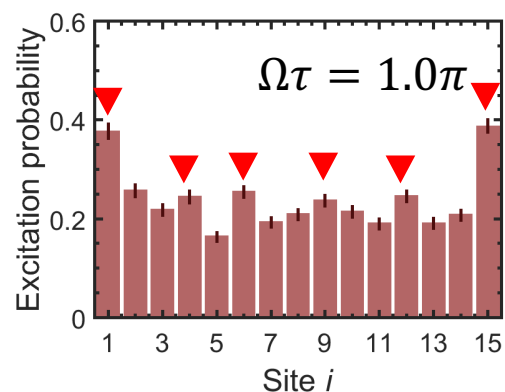
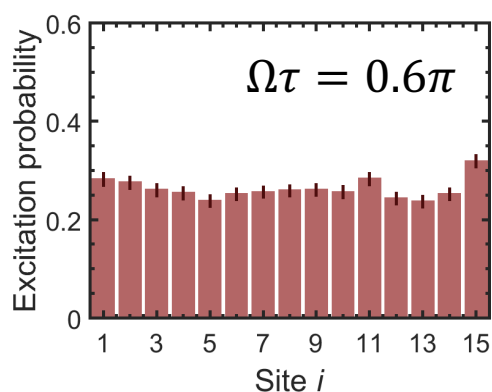
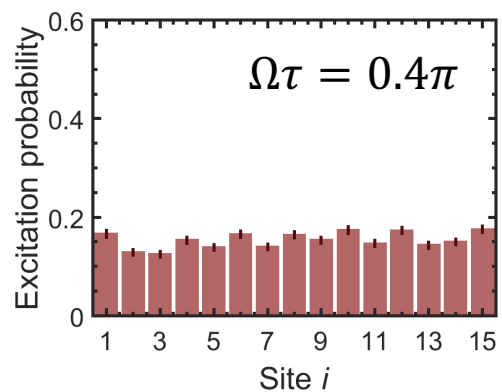
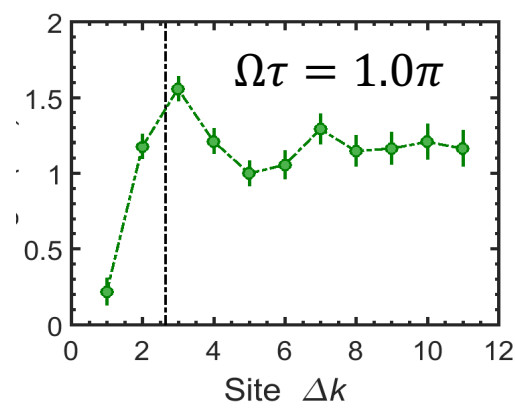
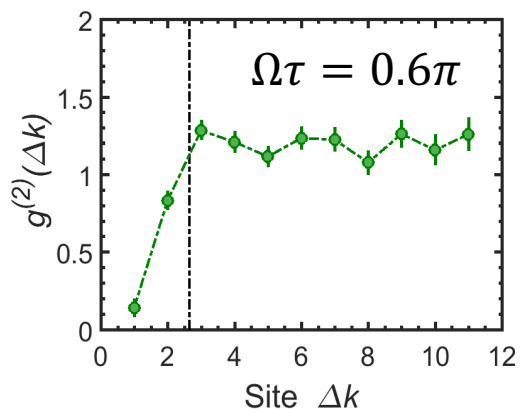
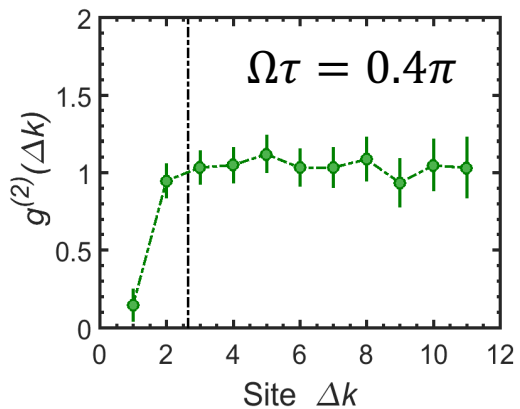
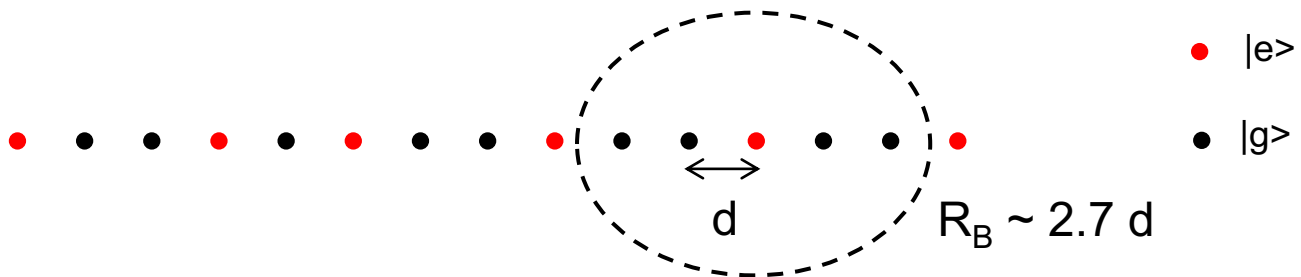


励起状態原子の空間相関 $g^{(2)}(\Delta k)$



ただし、原子アレーに欠損があり、空間相関のコントラストは低い

励起原子の空間相関の時間発展



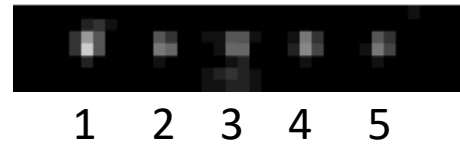
相互作用時間



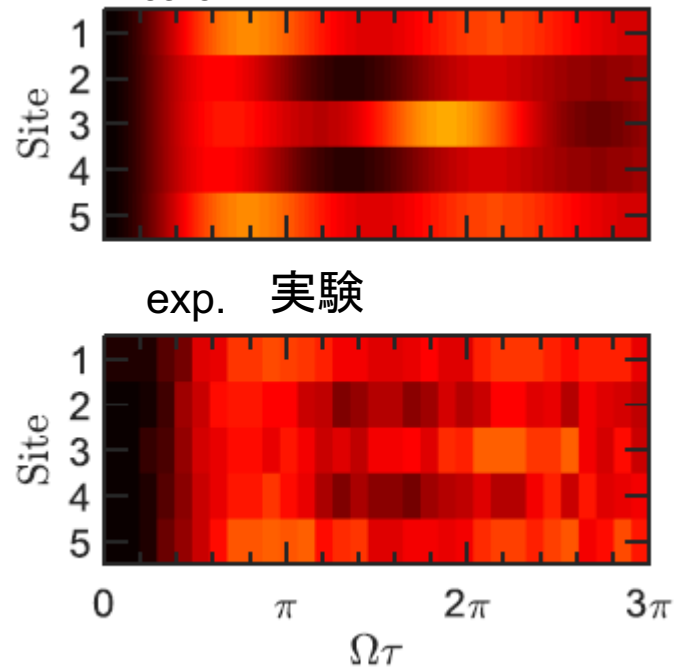
イジング型量子スピン系の量子シミュレーション II

無欠損の原子アレー $N_{\text{atom}} = 5$ (1次元格子), 6 (リング型格子)

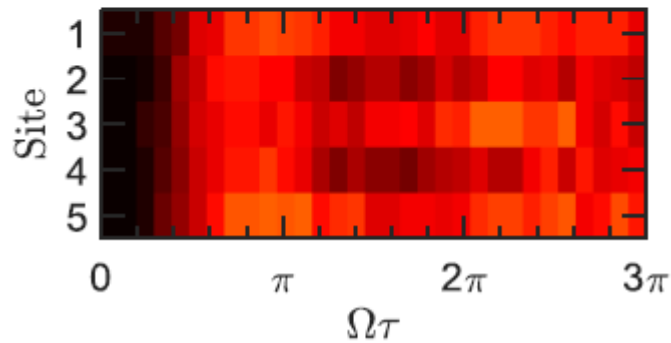
1D linear array $N=5$
(filling factor = 100%)



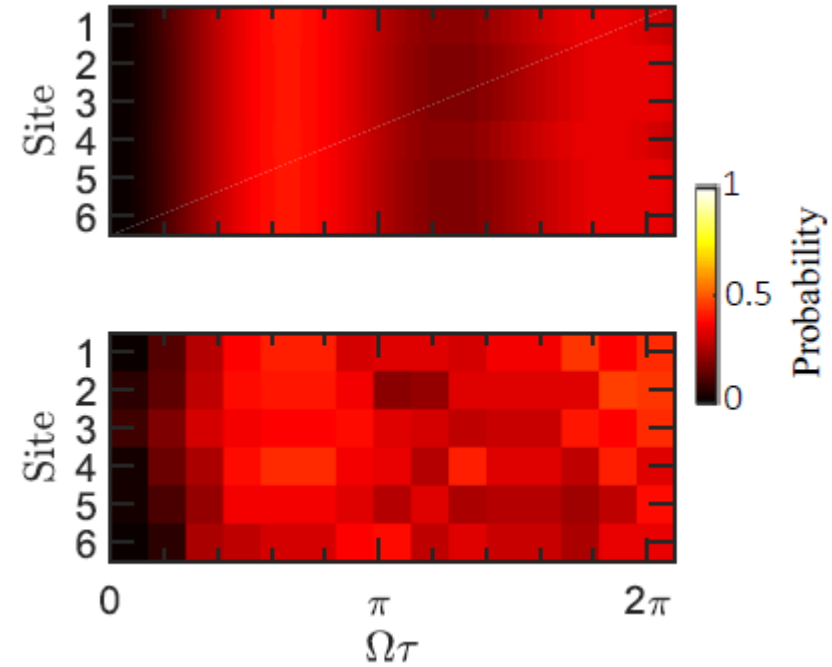
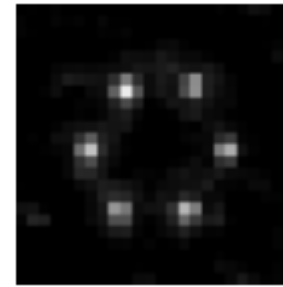
calc. 理論

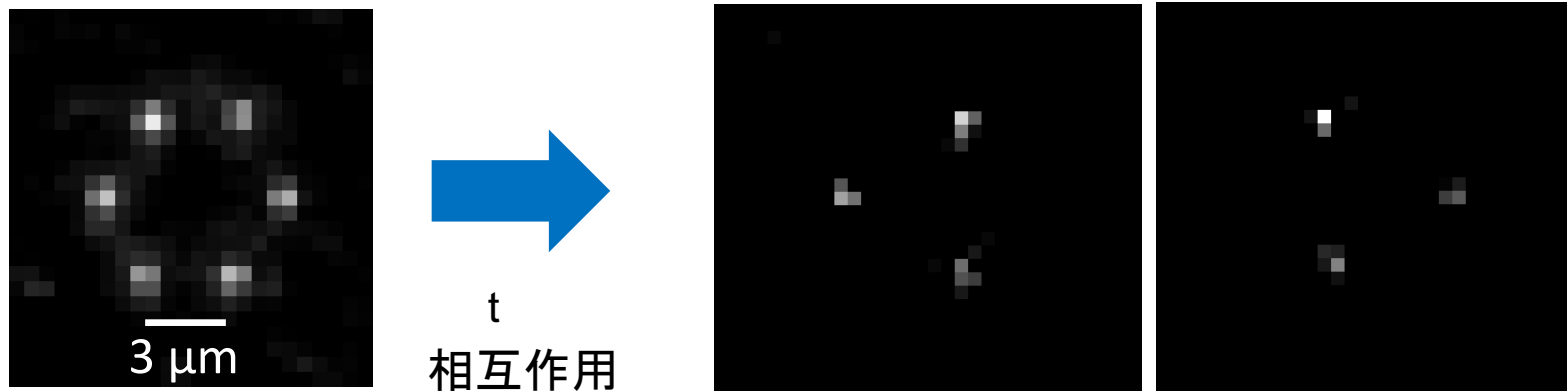


exp. 実験



Ring (hexagonal) lattice $N=6$
(filling factor = 100%)





$|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$
 $|gggggg\rangle$
 初期状態

$|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$
 $|grgrgr\rangle$

$|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$
 $|rgrgrg\rangle$

終状態

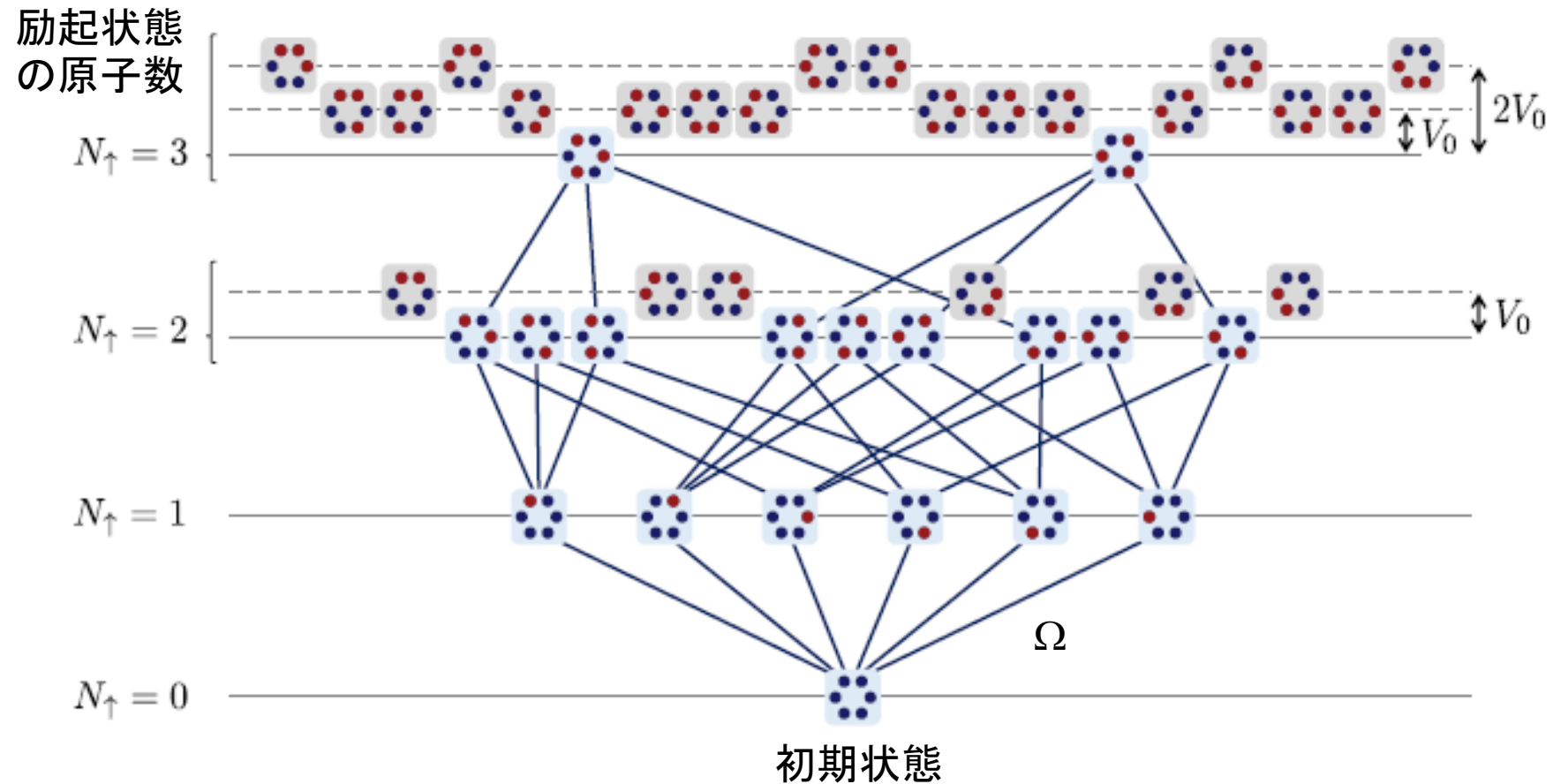
高い確率(24%)で反強磁性的な二つの状態が出現

量子状態のコヒーレントな時間発展の様子をしてみる

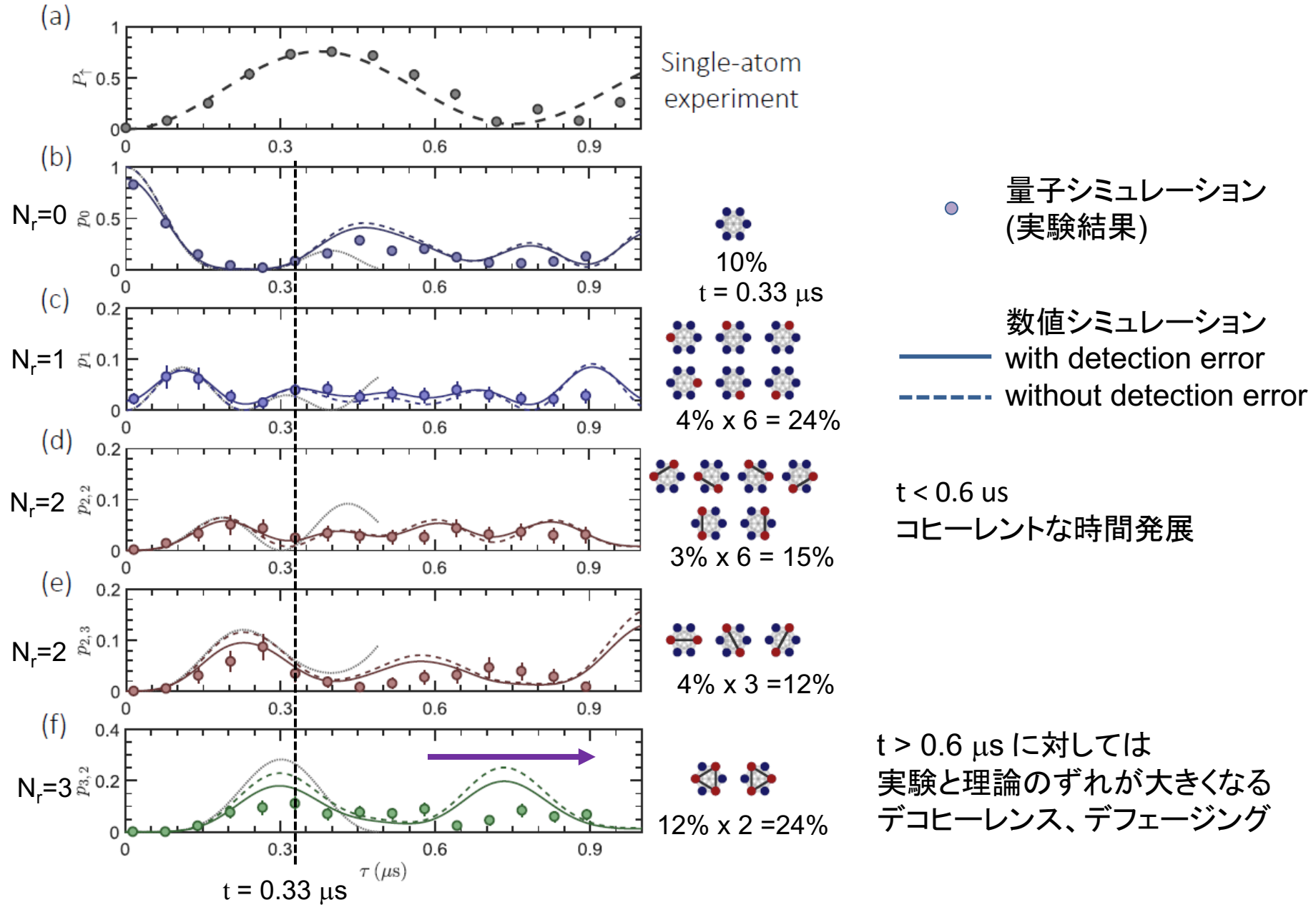
$N=6$ Hilbert 空間 $2^N = 2^6 = 64$ 個の状態

隣接原子間のブロッケード効果により、一方の原子しか励起されない $\Delta=0, \Omega \ll V_0$

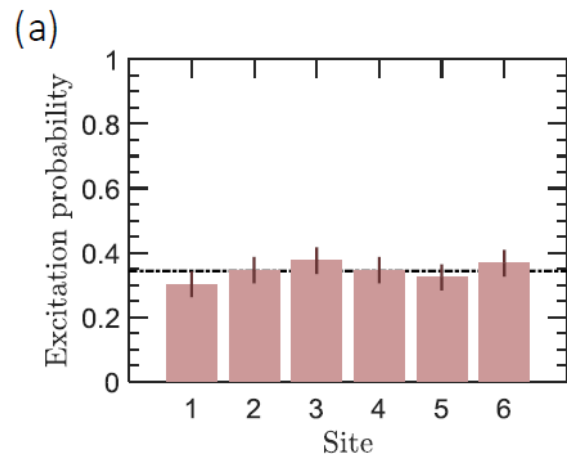
このため、レーザー光で結合する状態の数は 18 に制限される



各量子状態の時間発展

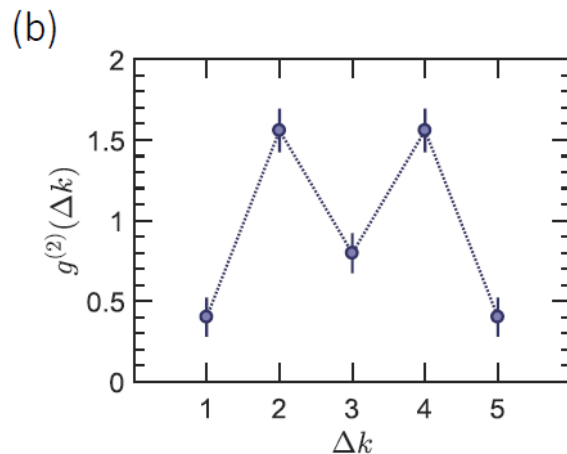


各サイトの励起確率



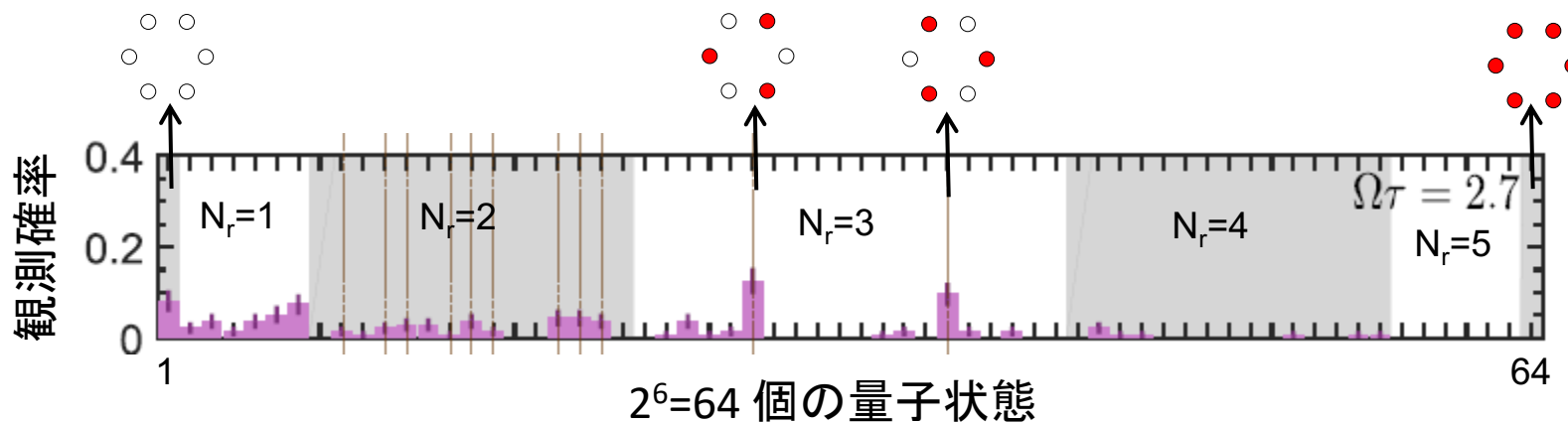
空間的に均一な励起確率

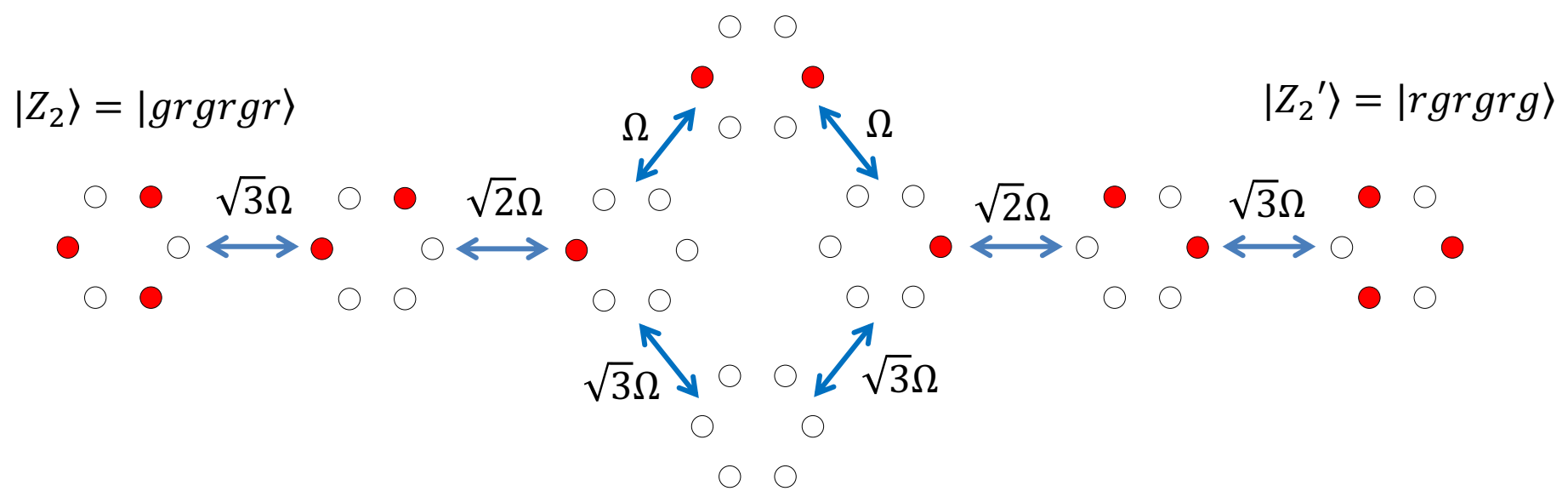
励起原子のサイト間の相関



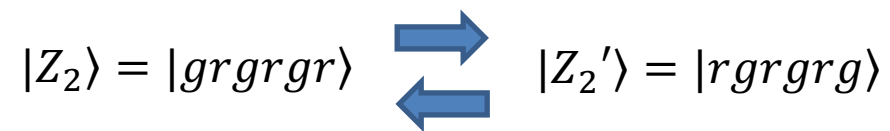
隣接原子間($\Delta k=1$)に強い負の相関

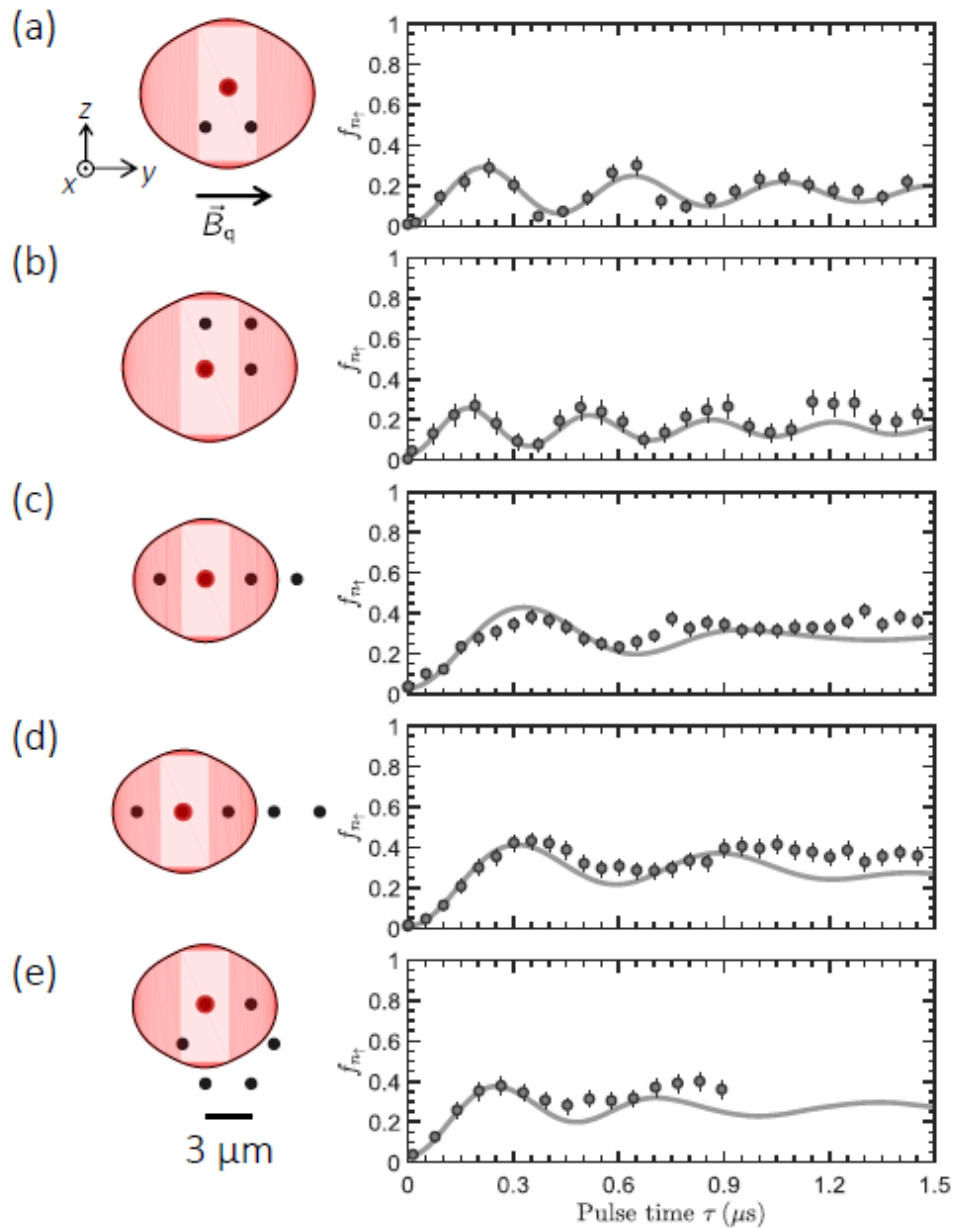
結晶(秩序)状態





二つの結晶状態(Z_2)は弱く結合している





丸印：実験結果
 実線：数値計算

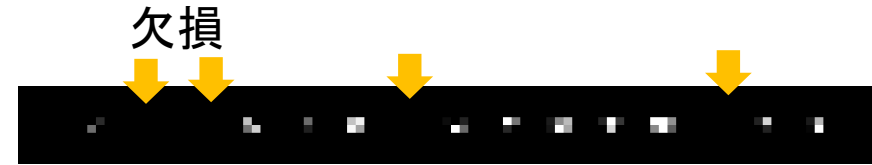
larger discrepancy for $R_b < 2d$

$$N_{ryd} \geq 2 \quad \text{loss}$$

励起原子が2個以上になると
 両者の違いが大きくなる
 デコヒーレンスの影響？
 中間準位からの自然放出
 デフェーシングの影響？
 残留速度のドップラー効果

現在の実験系の問題点と今後の方向

1. 欠損が無い原子アレーの実現
アレーの数は10個以下に制限



解決法1 青色離調の光による光誘起衝突 単一原子ローディング確率 50%→90%

原子数 $N_a = 20$ の時 全部埋まる確率 $P_N = (0.9)^{20} \sim 0.12$ (12%)

$N_a = 50$ の時 $P_N = (0.9)^{50} \sim 0.005$ (0.5%)

解決法2 原子をダイナミックに並び替えて欠損を埋めて再配置する

50~100個程度 1~3次元の任意の空間配置

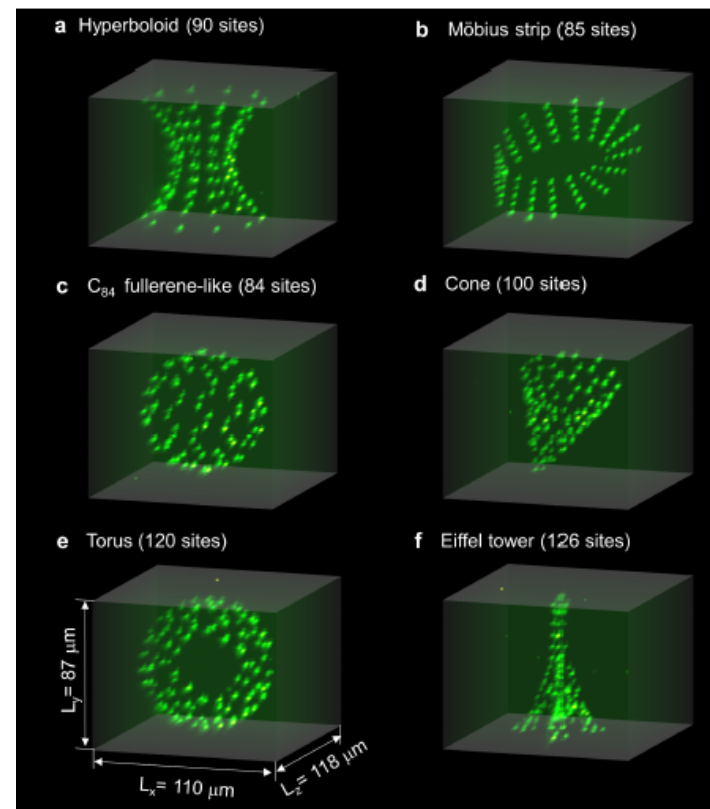
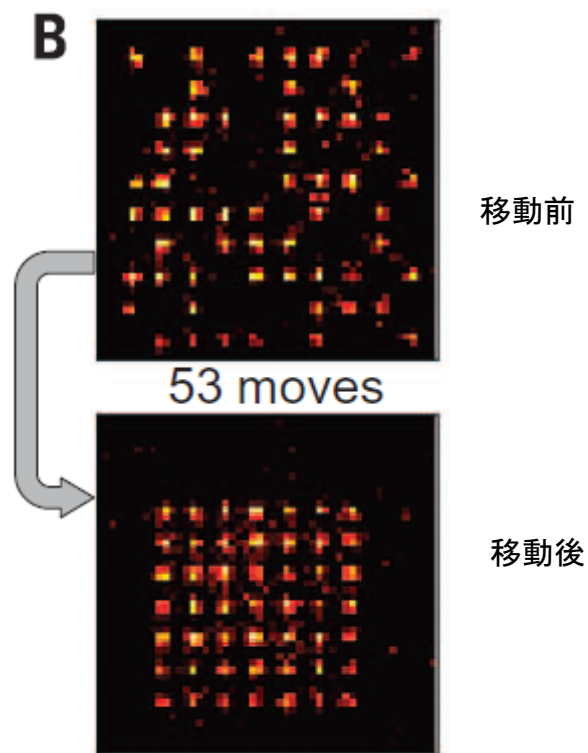
Harvard大 欠損が無い1次元原子アレー

最大51個の量子スピン系の量子シミュレーターの実現

個々の原子(量子ビット)の量子状態が観測可能な量子多体系として最大の規模



最近では3次元の任意配置のトラップも実現



arXiv:1712.02727v1

2. 長いコヒーレントな時間発展の実現

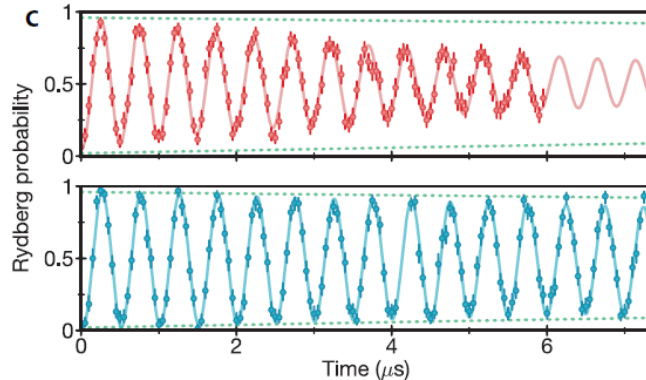
相互作用時間 $\tau < 2\mu\text{s}$ ラビ周波数 $\Omega/2\pi < 2\text{MHz}$ $\Omega\tau < 2\pi \times 4$ ~ 4 周期

Harvard大のグループの最近の結果

arXiv:1806.04682v1

レーザーの周波数雑音を低減することによるデフェーシングの低減

1原子のリュドベリ状態への励起のラビ振動



ラビ振動の減衰時間
 $7\mu\text{s}$ (レーザーの改良前)

$27\mu\text{s}$ (レーザーの改良後)

ラビ周波数 $\Omega/2\pi \sim 2\text{MHz} <$ 原子間相互作用 $v/h \sim 20\text{MHz}$

$\Omega\tau > 2\pi \times 2\text{MHz} \times 27\mu\text{s} \sim 2\pi \times 50$ 50周期以上のラビ振動が観測可能

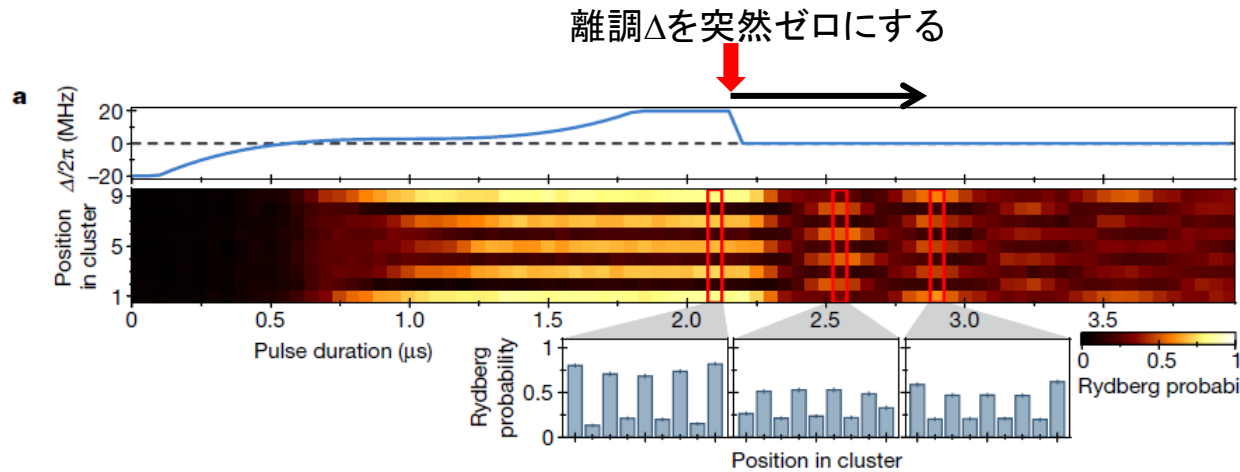
これはイオントラップを用いた量子シミュレーターを上回る性能

Rydberg原子シミュレーターに関する最近の研究

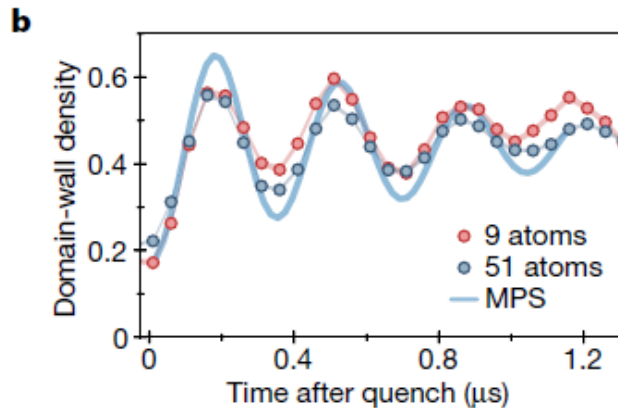
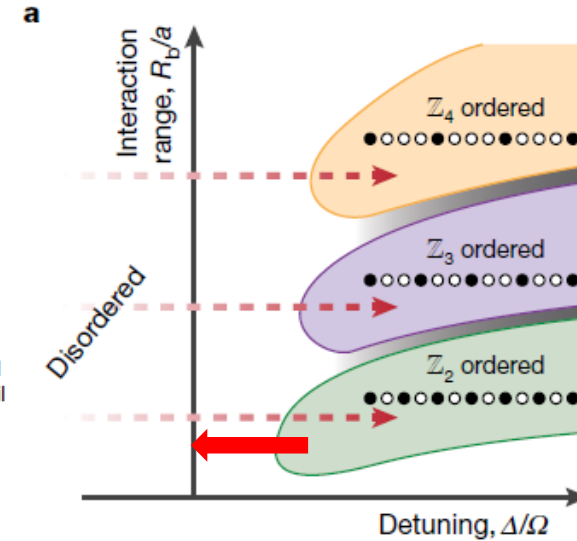
量子クエンチ(Quantum quench)

反強磁性的(AF)結晶状態から無秩序相へ移行するまでの系の非平衡ダイナミクスの観測

Nature 551, 579 (2017)



長い時間に渡って結晶状態が振動し続ける



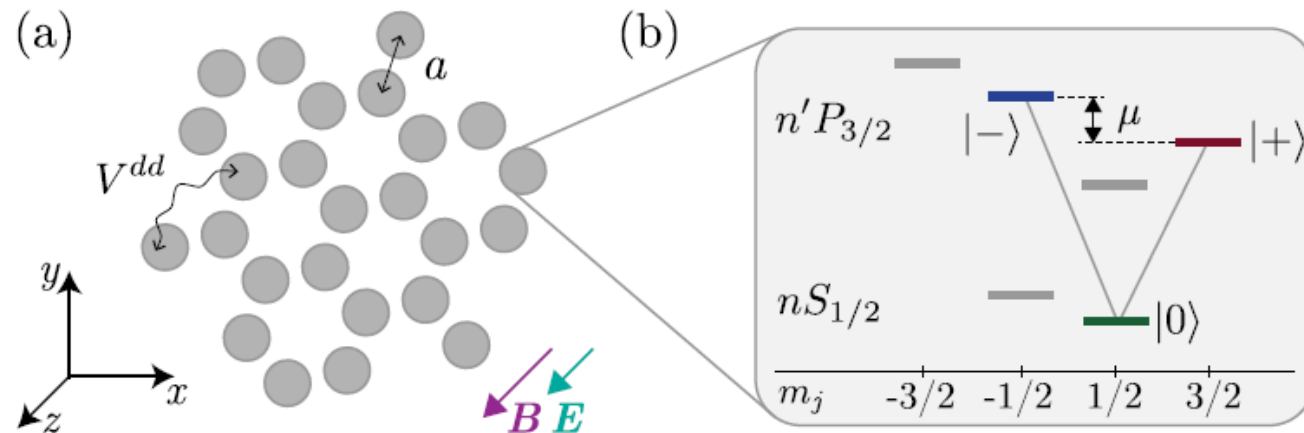
振動の減衰速度はラビ周波数 Ω や最近接相互作用 $V_{i,i+1}$ より遅い

実験結果は、第二近接相互作用 $V_{i,i+2}$ による減衰速度で説明できる

これは量子多体系スカー(quantum many-body scar)に対応

Nature Physics 14, 745-749 (2018)

トポロジカル絶縁体のエッジ状態を少数個のRydberg原子系で実現 (提案)
Quantum Sci. Technol.3 044001 (2018)



nP状態を用いて双極子相互作用を実現

まとめ

リュードベリ原子を用いた量子スピン系の量子シミュレーションの実現
一次元格子、リング格子において反強磁性的なスピン配置の出現
10個以下の粒子の量子多体系のコヒーレントな時間発展の観測

今度の方向

本格的な量子シミュレーションを実現するための装置の改良

欠損無しの原子アレー 原子数 6 \rightarrow 50 ~ 100
長いコヒーレンス時間 数 μs \rightarrow 10 μs 以上
系のパラメータの動的制御 レーザーの離調、強度

フラストレーションがある量子スピン系のシミュレーション

量子多体系の非平衡状態のダイナミクス

固有状態熱化仮説(ETH) 量子多体系における熱平衡状態

相転移近傍におけるダイナミクス 秩序状態(結晶状態) \leftrightarrow 無秩序状態
Kibble Zurek機構の検証