



# **冷却原子系を用いた量子シミュレーション** ー冷却原子系の「強み」と「弱み(だったこと)」ー Quantum simulation using ultracold atoms



量子情報·物性の新潮流@物性研究所 2018/08/01 京都大学 白眉センター/理学研究科 中島秀太



- Introduction
  - ✓ 古典現象のシミュレーション
  - ✓ 量子現象のシミュレーション
- ・冷却原子を用いた量子シミュレーション
  - ✓ 冷却原子系
  - ✓ 冷却原子系の強み
  - ✓ 冷却原子系の弱み(だったこと)

・まとめと今後



### Introduction

- ✓ 古典現象のシミュレーション
- ✓ 量子現象のシミュレーション
- ・冷却原子を用いた量子シミュレーション
   ✓ 冷却原子系
   ✓ 冷却原子系の強み
  - ✓ 冷却原子系の弱み(だったこと)
  - ▼ 冲却尽丁术の羽み(/こう/ここ

・まとめと今後

古典現象をシミュレートする

 $\phi(\boldsymbol{x}), \boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})$ 

電極の境界条件の下でポアソン方程式:

$$abla^2 \phi(oldsymbol{x}) = rac{1}{\epsilon_0} 
ho(oldsymbol{x})$$



R. P. Feynman (1918-1988)

The Feynman Lectures on Physics Vol.2, Chap.12

#### **12** Electrostatic Analogs

#### 12-1 The same equations have the same solutions

The total amount of information which has been acquired about the physical world since the beginning of scientific progress is enormous, and it seems almost impossible that any one person could know a reasonable fraction of it. But it is actually quite possible for a physicist to retain a broad knowledge of the physical world rather than to become a specialist in some narrow area. The reasons for

古典現象をシミュレートする

 $\phi(\boldsymbol{x}), \boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})$ 

電極の境界条件の下でポアソン方程式:

加えるカ

↓ 
$$\nabla^2 \phi(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\boldsymbol{x})$$
  
を解く. ⇒ 数値計算(有限要素法 etc.)



R. P. Feynman (1918-1988)

The Feynman Lectures on Physics Vol.2, Chap.12

#### 12-3 The stretched membrane

$$\nabla^2 u(x,y) = \frac{f(x,y)}{\frac{\tau}{1}}$$

Fig. 12–3. A thin rubber sheet stretched over a cylindrical frame (like a drumhead). If the sheet is pushed up at A and down at B, what is the shape of the surface?

(z方向一様な)静電ポテンシャルφと ゴム膜の変位*u*は同じ方程式に従う.

古典現象をシミュレートする

 $\phi(\boldsymbol{x}), \boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})$ 

電極の境界条件の下でポアソン方程式:

$$abla \nabla^2 \phi(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\boldsymbol{x})$$
を解く. 
⇒ 数値計算(有限要素法 etc.)



R. P. Feynman (1918-1988)

The Feynman Lectures on Physics Vol.2, Chap.12

#### 12-3 The stretched membrane

Fig. 12–6. Cross section of a stretched rubber sheet pushed up by a round rod. The function u(x, y) is the same as the electric potential  $\phi(x, y)$  near a very long charged rod.



ゴム膜をある高さ(⇔電圧) まで押したときの周りの変位 (⇔電位)を直接測れば良い!

(z方向一様な)静電ポテンシャルφと ゴム膜の変位 4 は同じ方程式に従う.

古典現象をシミュレートする

 $\phi(\boldsymbol{x}), \boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})$ 

電極の境界条件の下でポアソン方程式:

$$abla^2 \phi(oldsymbol{x}) = rac{1}{\epsilon_0} 
ho(oldsymbol{x})$$



R. P. Feynman (1918-1988)

The Feynman Lectures on Physics Vol.2, Chap.12

#### 12-3 The stretched membrane

Fig. 12–6. Cross section of a stretched rubber sheet pushed up by a round rod. The function u(x, y) is the same as the electric potential  $\phi(x, y)$  near a very long charged rod.



古典現象をシミュレートしたい!

➡ ✓ シミュレーション(数値計算) → 
✓ シミュレーション(物理) (e.g. 風洞実験 etc.)



<u>例.量子スピン系のダイナミクスを知りたい</u>



S=1/2とすると

- ・1個のスピンの状態を記録: $|\psi
  angle = C_1 |\uparrow
  angle + C_2 |\downarrow
  angle$   $\rightarrow 2個の数字 (|C_1|^2, |C_2|^2)$
- •1個のスピンのダイナミクスを記述: 4個の数字 ( $C_1=a_1+ib_1, C_2=a_2+ib_2$ )



- •N個のスピンの状態を記録 : 2<sup>N</sup>個の数字
- •N個のスピンのダイナミクスを記述: 2<sup>2N</sup>個の数字

### <u>例えば、40個のスピン1/2系なら</u>

- ・スピンの状態を記録するのに 2<sup>40</sup>~10<sup>12</sup>個の数字
- •スピンのダイナミクスを記述するのに 240×240の行列 が必要

# ▶ 真面目に数値計算するのは不可能!



### <u>量子系のダイナミクスを知りたい</u>





R. P. Feynman (1918-1988)

<u>1st conference on Physics and Computation, MIT, (1981)</u> "Simulating Physics with Computers" (Keynote talk)

## 量子系を古典コンピュータでシミュレートできるか?

"Can a quantum system be probabilistically simulated by a classical (probabilistic, I'd assume) universal computer? In other words, <u>a computer which will give the same</u> <u>probabilities as the quantum system does</u>."

(International Journal of Theoretical Physics, 21: 467–488, 1982)



"The answer is certainly, No! This is called <u>the hidden-</u> <u>variable theorem</u>: It is impossible to represent the result of quantum mechanics with a classical universal device."



### <u>量子系のダイナミクスを知りたい</u>





R. P. Feynman (1918-1988)

<u>1st conference on Physics and Computation, MIT, (1981)</u> "Simulating Physics with Computers" (Keynote talk)

量子系を古典コンピュータでシミュレートできるか?

### Feynman's conclusion

"...I'm not happy with all the analyses that go with just the classical theory, because nature isn't classical, dammit, and if you want to make a simulation of nature, you'd better make it quantum mechanical..."

(International Journal of Theoretical Physics, 21: 467-488, 1982)





#### <u>量子系のダイナミクスを知りたい</u>





R. P. Feynman (1918-1988)

<u>1st conference on Physics and Computation, MIT, (1981)</u> "Simulating Physics with Computers" (Keynote talk)

量子系を古典コンピュータでシミュレートできるか?

Feynman's conclusion

電磁場 ⇒ ✓ 数値計算(古典コンピュータ) (古典系) ⇒ ✓ ゴム膜 (古典系)

量子コンピュータ 量子系 → ✓ 数値計算<del>(古典コンピュータ)</del> → ✓ <del>ゴム膜 (古典系)</del>

別の量子系, **量子シミュレータ** 



- Introduction
  - ✓ 古典現象のシミュレーション
  - ✓ 量子現象のシミュレーション
- ・冷却原子を用いた量子シミュレーション
  - ✓ 冷却原子系
  - ✓ 冷却原子系の強み
  - ✓ 冷却原子系の弱み(だったこと)

・まとめと今後



条件①. 量子系である. 条件②. パラメータの操作性が良い

興味ある量子系のハミルトニアンを "実装"しようと思うとこの条件が必要

Nature Physics Insight – Quantum Simulation (April 2012 Vol. 8, No 4)





条件① 量子系である. 条件②. パラメータの操作性が良い

### 興味ある量子系のハミルトニアンを 実装"しようと思うとこの条件が必要

Nature Physics Insight – Quantum Simulation (April 2012 Vol. 8, No 4)

#### COMMENTARY LINSIGHT

#### Goals and opportunities in quantum simulation



Quantum simulations with ultracold quantum gases



Photonic quantum simulators



On-chip quantum simulation with superconducting circuits







### レーザー冷却技術により実現された極低温の希薄な原子気体

#### ~10nK ~10<sup>13</sup>/cm<sup>3</sup> (cf. 空気~10<sup>19</sup>/cm<sup>3</sup>)



(上田ERATO向山グループで撮影)



## レーザー冷却技術により実現された極低温の希薄な原子気体

### ~10nK ~10<sup>13</sup>/cm<sup>3</sup> (cf. 空気~10<sup>19</sup>/cm<sup>3</sup>)



(上田ERATO向山グループで撮影)













エネルギースケールが小さい(~1kHz)

### 運動エネルギー, Fermi温度

ί.

- ✓ ダイナミクスが実時間で見られる
- ✓ 運動量分布の直接観測(飛行時間法)



 $t = t_{\text{TOF}}$ : observe atom density distribution

 $x = p/M \cdot t_{\text{TOF}}$ 





• エネルギースケールが小さい(~1kHz)

### 運動エネルギー, Fermi温度

- ✓ ダイナミクスが実時間で見られる
- ✓ 運動量分布の直接観測(飛行時間法)

### TOFイメージ (運動量分布を反映)





極低温 希薄 光格子 中性 孤立系

・エネルギースケールが小さい(~1kHz)

#### 運動エネルギー, Fermi温度

✓ ダイナミクスが実時間で見られる
 ✓ 運動量分布の直接観測(飛行時間法)

Reciprocal lattice and Brillouin zones for a 2D lattice.







#### filling

T. Esslinger et al. PRL 94,080403(2004)

Bose-Einstein凝縮 (Wikipedia)





- 相互作用が簡単になる(<u>s液(l=0)のみ</u>)
- 相互作用の制御が可能(Feshbach共鳴)







- 相互作用が簡単になる(<u>s波(l=0)のみ</u>)
- 相互作用の制御が可能(Feshbach共鳴)

低エネルギーでの散乱<br/>・入射粒子の軌道角運動量<br/> $L = bp = b\hbar k \simeq \hbar l \ (l = 0, 1, 2, ...)$ <br/>・散乱が起こるための必要条件<br/> $b < r_0 \therefore l < kr_0$  $p = \hbar k$ <br/>↓ b<br/>r\_0: effective range・散乱が起こるための必要条件<br/>b < r\_0 ∴ l < kr\_0</td>e.g.) <sup>6</sup>Li @ 100 nK

•  $k^{-1} \sim 10000 a_0$ •  $r_0 = 62.5 a_0$   $r_0$ 





 $r_0$ 

- 相互作用が簡単になる(<u>s波(l=0)のみ</u>)
- 相互作用の制御が可能(Feshbach共鳴)

低エネルギーでの散乱  $p = \hbar k$ b・入射粒子の軌道角運動量  $L = bp = b\hbar k \simeq \hbar l \ (l = 0, 1, 2, \dots)$  $r_0$ : effective range ・散乱が起こるための必要条件  $b < r_0 \therefore l < kr_0$ 極低温原子気体では原子間 の相互作用はs波散乱のみで

記述できる.

# s波散乱長とその制御(Feshbach共鳴)

## <u>s波散乱長</u>

$$a = -\lim_{k \to 0} \frac{\tan \delta_0}{k}$$

 $\therefore \begin{cases} a < 0 \rightarrow \text{attractive} \\ a > 0 \rightarrow \text{repulsive} \end{cases}$ 

極低温原子気体では原子間の相互作 用はs波散乱長 a のみで記述できる.

実効原子間相互作用ポテンシャル

$$U(r) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(r) \frac{\partial}{\partial r} r$$

(pseudo potential)



散乱長を磁場により制御! (Feshbach共鳴)

$$a = a_{\rm bg} \left( 1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right).$$

## 磁場Feshbach共鳴の例

例) <sup>6</sup>Li原子の基底状態の3つの超微細 スピン|1>, |2> |3> 間の散乱長

$$a = a_{\rm bg} \left( 1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right).$$



磁場により相互作用 (散乱長)を引力(a<0) から斥力(a>0)まで 自在に制御可能



相互作用する量子多 体系の量子シミュレー ションに有効!

M. Bartenstein et al. (2005), calculated by P. Naidon.

## 磁場Feshbach共鳴の応用:ユニタリー気体

引力相互作用が超伝導を生み出す ➡ 引力が無限に強くなったら?

### 引力を極限まで強くする

固体系(金属BCS超伝導)

- ・電子-フォノン相互作用 λ
- デバイ周波数 ω<sub>D</sub>

e.g.) 超高圧下(~100GPa) の硫化水素(H<sub>2</sub>S)

*T*<sub>c</sub>~200K

(A. P. Drozdov *et al.*, Nature, **525**, 73 (2015).)



## 磁場Feshbach共鳴の応用:ユニタリー気体

引力相互作用が超伝導を生み出す ➡ 引力が無限に強くなったら?

### 引力を極限まで強くする

冷却フェルミ原子系磁場

s波散乱長 a \_\_\_\_\_→ ±∞ (ユニタリー極限)

<u>ユニタリー気体のλ転移の観測(Mark J. H. Ku et al.,(2012))</u>



## 磁場Feshbach共鳴の応用:ユニタリー気体

### <u>ユニタリー気体の"応用":中性子星</u>

中性子星(の外殻):高密度の中性子の"超流動" →相互作用が強くユニタリー気体とほぼみなせる

冷却原子のユニタリー気体を使って、状態方程式を決定!





M. Horikoshi, <u>S.N.</u>, M. Ueda and T. Mukaiyama, Science, **327**, 442 (2010).



Mark J. H. Ku et al., Science, 335, 563 (2012).

中性子星の"量子シミュレータ"





(運動自由度が)外部電磁場と直接は結合しない
超高真空環境の中で光(または磁場)でトラップ

➡ ✓ 非常に良い孤立量子系

# 孤立量子系の熱平衡化

 ✓ Relaxation and Prethermalization in an Isolated Quantum System (M. Gring *et al.*, Science, **33**, 1318 (2012))



# 孤立量子系の熱平衡化

 ✓ Relaxation and Prethermalization in an Isolated Quantum System (M. Gring *et al.*, Science, **33**, 1318 (2012))





光格子



光定在波が作る冷却原子に対する周期ポテンシャル



※画像はイメージです

# 光格子の原理

<u>光双極子力</u>:光電場中の原子は「AC-stark 効果」による力を受ける.

原子系: 
$$H_A = \frac{p^2}{2m} + \sum_e \hbar \omega_e |e\rangle \langle e|$$
.  
光との相互作用:  $H_{dip} = -d \cdot E(x, t)$ , (dipole approx.)  
dipole moment laser field (frequency  $\omega$ )

基底状態の原子に対するエネルギーシフト

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\alpha(\omega) < E(\boldsymbol{x}, t)^2 >_t$$

(AC Stark shift)



# 光格子の原理

<u>光双極子力</u>:光電場中の原子は「AC-stark 効果」による力を受ける.

$$U_{\rm dip}(\boldsymbol{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right) I(\boldsymbol{r}), \quad \text{光双極子トラップ}$$





#### <u>光格子</u>:光定在波による光双極子トラップ





### 光格子(Optical lattice)


#### <u>光格子</u>:光定在波による光双極子トラップ



✓ 様々な格子系・バンド構造の導入
 ✓ 多数の量子ビット

### (Bose) Hubbard モデル



トンネリング オンサイト相互作用





### (Bose) Hubbard モデル





トンネリング オンサイト相互作用



T=0では、光格子深さを変える だけで<mark>超流動-Mott絶縁体量子</mark> 相転移が観測できる!

### (Bose) Hubbard モデル



トンネリング オンサイト相互作用





M. Greiner, et.al., Nature 415, 39-44 (2002)

### (Bose) Hubbard モデル



トンネリング オンサイト相互作用





M. Greiner, et.al., Nature 415, 39-44 (2002)

### <u>(Fermi) Hubbard モデル</u>





トンネリング オンサイト相互作用



### (Fermi) Hubbard モデル



例. 銅酸化物高温超伝導体



http://www.sciencedaily.com/releases/ 2008/03/080313204503.htm



A. Damascelli et al., Rev. Mod. Phys. (2003).



### <u>(Fermi) Hubbard モデル</u>



## 光格子の冷却原子系と電子系の比較

	Electrons	Cold atoms
Statistics	Fermi	Bose, Fermi, mixtures
(pseudo) Spin	1/2	integer, 1/2,, 5/2,, 9/2,
Mass	m <sub>e</sub> ~10 <sup>-30</sup> [kg]	10 <sup>4</sup> - 10 <sup>5</sup> m <sub>e</sub>
Lattice constant	~ 0.5 [nm]	~ 500 [nm]
Tunneling ( <i>t</i> )	eV ~ 10 <sup>14</sup> [Hz]	100 - 1000 [Hz]
Density	~ 10 <sup>23</sup> [/cm <sup>3</sup> ]	~ 10 <sup>13</sup> [/cm <sup>3</sup> ]
Interaction	Coulomb, long range other couplings (phonon etc.)	van der Waals, on-site well-characterized, tunable
Fermi temperature	~ 10 <sup>4</sup> [K]	~ 100 [nK]
Achieved temperature	∼ 10 [μK] ⇔ 10 <sup>-8</sup> T <sub>F</sub>	∼ 10 [nK] ⇔ 0.1 <i>T</i> <sub>F</sub>
Defects, disorders	Generally exist Uniform	None, or artificially created Harmonically trapped



- Introduction
  - ✓ 古典現象のシミュレーション
  - ✓ 量子現象のシミュレーション
- ・冷却原子を用いた量子シミュレーション
  - ✓ 冷却原子系✓ 冷却原子系の強み
  - ✓ 冷却原子系の弱み(だったこと)

・まとめと今後





相互作用が簡単になる(s波のみ))

→ 接触型の相互作用のみ



✓ 遠距離力, nearest-neighbor?



✓ 離れた量子ビット間の制御ゲートができない

### 冷却原子系の弱み(だったこと)①

## | 対抗策! | 磁気双極子力 or 電気双極子力の利用

- ・ 大きな磁気双極子モーメントを持つ原子種
  ✓ Cr, Er, Dy, etc.
- ・ 大きな電気双極子・双極子相互作用が作れる系
  ✓ 2原子分子(極性分子)
  - ✓ Rydberg原子

### ARTICLE

# Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator

 $Hannes Bernien^{l}, Sylvain Schwartz^{l,2}, Alexander Keesling^{l}, Harry Levine^{l}, Ahmed Omran^{l}, Hannes Pichler^{l,3}, Soonwon Choi^{l}, Alexander S. Zibrov^{l}, Manuel Endres^{4}, Markus Greiner^{l}, Vladan Vuletić^{2} & Mikhail D. Lukin^{l}$ 

H. Bernien et al., Nature 551, 579 (2017)

→中川先生講演



"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"





- ・ 原子に共鳴する光(イメージング光)の波長は決まっている
  →分解能の制限
  - ✓ 広げて運動量分布をみるのは得意だが、広げずに実空間で見るのは(少し)苦手
  - ✓ 多数の量子ビットを用意するなど光格子全体の操作は得意 だが、個別の格子点の操作は苦手



#### <sup>87</sup>Rb (Boson)

▶ 単一格子点中の単一原子の直接観測



J. F. Sherson *et al.*, Nature **467**, 68 (2010)



#### 87Rb (Boson)

▶ 単一格子点中の単一原子の直接観測



W. S. Bakr *et al*. Nature **462**, 5 (2009)



J. F. Sherson et al., Nature 467, 68 (2010)



#### <sup>87</sup>Rb (Boson)

▶ 単一格子点操作





C. Weitenberg et al., Nature 471, 319 (2011)



#### 87Rb (Boson)

▶ 超流動-Mott絶縁体量子相転移の実空間観測



M. Greiner, et.al., Nature 415, 39-44 (2002)





W. S. Bakr et al., Science 329, 30 (2010)



▶ 単一格子点中の単一原子の直接観測

<sup>40</sup>K (Fermion)



L. W. Cheuk *et al.* PRL **114**, 193001 (2015)



E. Haller *et al.* Nature Physics **11**, 738 (2015)



G. J. A. Edge *et al.* PRA **92**, 063406 (2015)



<sup>6</sup>Li (Fermion)

M. P. Parsons *et al.* PRL **114**, 213002 (2015)



A. Omran *et al.* PRL **115**, 263001 (2015)



#### ▶ 単一格子点中の単一原子の直接観測

<sup>174</sup>Yb (Boson)





M. Miranda *et al.*, PRA **91**, 063414 (2015)

R. Yamamoto et al., New J. Phys., 18, 023016 (2016)



(1024 × 768 mirrors)

(from DLP5500 manual, Texas Instruments)







#### DMDによる冷却原子の操作例① エンタングルメント・エントロピーの測定 R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015). H 680 nm С Twin state Site-resolved Many-body а Initialization interference parity readout Mott Odd Even +• В А www • →Pure A even A+B even →Pure Mott insulator ➤ A and B product state d B DMDで - **1** 2×4サイト A odd or even → mixed の原子のみ残す A+B even → pure Superfluid A and B entangled ≻



エンタングルメント・エントロピーの測定

R. Islam et al., Nature 528, 77 (2015).





#### <u>冷却フェルミ原子のメゾスコピック伝導に対する走査型ゲート顕微法</u>

内野さん講演 "強く相互作用する冷却フェルミ原子気体におけるメゾスコピック伝導"



#### <u> 冷却フェルミ原子のメゾスコピック伝導に対する走査型ゲート顕微法</u>

#### 冷却原子の量子ポイントコンタクト(QPC)系



コンダクタンスの量子化



#### <u> 冷却フェルミ原子のメゾスコピック伝導に対する走査型ゲート顕微法</u>

#### 半導体量子ポイントコンタクト(QPC)系



## DMDによる冷却原子の操作例2

### <u> 冷却フェルミ原子のメゾスコピック伝導に対する走査型ゲート顕微法</u>



冷却原子の量子ポイントコンタクト(QPC)系 (c) (a) Mask DMD DMD beam OWF (b) PBS Microscope 0.0 0.3 -03 objective 0/0 0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1.0 1.2 (a) (mml) 0 y (µm) S. Häusler, S. N., M. Lebrat, D. Husmann, S. Krinner, T. Esslinger, and J.-P. Brantut, PRL **119**, 030403 (2017)



希薄

極低温



中性

孤立系

光格子

- ✓ 磁場をかけてもローレンツカを感じない
  - ✓ 電荷がないのでスピン・軌道相互作用が生じない

量子ホール効果やスピンホール効果 etc. の トポロジカル量子現象の量子シミュレーション?

### 冷却原子系の弱み(だったこと)③

人エゲージ<u>場</u> 対抗策

#### <u>例:整数量子ホール効果</u>

2D Electron Gas in a Magnetic Field B



Does NOT depend on details of samples!

⇒ Standard for electrical resistance:  $R_{K} = h/e^{2}$ = 25812.807557(18)  $\Omega$  P. M. Paalanen et.al. PRB (1982)











2次元格子系

整数量子ホール効果と同様、この 系が非自明なトポロジカル量子数 (Chern数)をもつバンドを持つこと に由来する現象を観測



M. Aidelsburger *et al.,* PRL (2013), Nat Phys. (2015)

#### Haldane model



G. Jotzu et al., Nature (2014)

### 冷却原子系の弱み(だったこと)③



整数量子ホール効果と同様、この 系が非自明なトポロジカル量子数 (Chern数)をもつバンドを持つこと に由来する現象を観測

Spatial 1D + Synthetic 1D



M. Mancini *et al.* Science (2015)

#### Spatial 1D + Temporal 1D



Fermion: <u>S. N.</u> *et al.*, Nat. Phys.(2016) Boson: M. Lohse *et al.*, Nat. Phys.(2016)
# **Our Interest: Thouless Pumping**

#### Thouless (1983) "Quantization of particle transport"

1D periodic potential + Adiabatic & periodic modulation

$$\begin{cases} V(x+L) = V(x) & (\text{Periodicity: } L ) \\ \hat{H}(t+T) = \hat{H}(t) & (\text{Pumping Cycle: } T ) \end{cases}$$



B. L. Altshuler *et al.*, Science (1999)

transports electrons as:  $C = \frac{i}{2\pi} \sum_{\lambda} f_{\lambda} \int_{0}^{T} dt \int_{0}^{2\pi/L} dk \left[ \left\langle \frac{\partial \psi_{\lambda k}}{\partial t} \middle| \frac{\partial \psi_{\lambda k}}{\partial k} \right\rangle - \left\langle \frac{\partial \psi_{\lambda k}}{\partial k} \middle| \frac{\partial \psi_{\lambda k}}{\partial t} \right\rangle \right]$ 

Topological Invariant (Chern Number)

- Quantization which does NOT depend on the detail of pumping cycle. (If there is no topological transition)
- Described by the same topological invariant (Chern #) as IQHE.
  (IQHE=periodic 2D system of x & y ⇔ TCP=periodic 2D system of x & t)

# **Quantum Rice-Mele Charge Pumping**

Rice & Mele, PRL (1982): One-Dimensional Dimerized Lattice Model



Positions of potential minimum do NOT move

"Quantum" versus "Classical"

# **Quantum Rice-Mele Charge Pumping**

Rice & Mele, PRL (1982): One-Dimensional Dimerized Lattice Model

$$\mathcal{H} = \Delta \sum_{i} (-1)^{i} c_{i}^{\dagger} c_{i} + \sum_{i} \left( \frac{t_{0}}{2} + (-1)^{i} \frac{\delta}{2} \right) (c_{i}^{\dagger} c_{i+1} + \text{h.c.})$$



Pumping cycle:



Pumped charge

$$n = -\mathrm{sgn}(t_0 \delta_0 \Delta_0)$$



Pumped charge depends only on whether the degeneracy point ( $\Delta = \delta = 0$ ) is

- enclosed clockwise(n=+1)
- enclosed anti-clockwise (n=-1)
- No winding(n=0)

by the trace of parameters!

(D. Xiao et.al. Rev. Mod. Phys. (2010))

# **Dynamical Optical Super-Lattice Scheme**

#### L. Wang et al, PRL 111, 026802(2013)





#### Continuous Rice-Mele (cRM) pumping superlattice

The phase sweep breaks time-reversal symmetry and the energy bands can acquire a non-zero Chern #.

# **Dynamical Optical Super-Lattice Scheme**

N

#### L. Wang et al, PRL 111, 026802(2013)



#### Continuous Rice-Mele (cRM) pumping superlattice

The phase sweep breaks time-reversal symmetry and the energy bands can acquire a non-zero Chern #.

### **Dynamical Optical Super-Lattice Scheme**







Pumped chareg per 1 Cycle (⇔ Chern Number)

- Thouless pump: v = [<z(t)>/d]/t = 0.94(4)
- cRM pump (t<7T): v = [<z(t)>/d]/t = 0.94(7)



Simple sliding lattice pumping (Thouless pump.,  $V_s=0$ ,  $V_L=40$ ) and continuous Rice-Mele pumping (cRM pump.,  $V_s=20$ ,  $V_L=30$ ) are topologically equivalent!



Simple sliding lattice pumping (Thouless pump.,  $V_s=0$ ,  $V_L=40$ ) and continuous Rice-Mele pumping (cRM pump.,  $V_s=20$ ,  $V_L=30$ ) are topologically equivalent!





エネルギースケールが小さい(~1kHz)

#### 運動エネルギー, Fermi温度

	Electrons	Cold atoms
Fermi temperature	~ 10 <sup>4</sup> [K]	~ 100 [nK]
Achieved temperature	∼ 10 [μK] ⇔ 10 <sup>-8</sup> T <sub>F</sub>	~ 10 [nK] ⇔ 0.1 <i>T</i> <sub>F</sub>

系の典型的な温度と比較して 温度を十分に下げられない (エントロピーを逃がせない!)



W. Hofstetter et al., PRL 89, 220407 (2002)



"A cold-atom Fermi–Hubbard antiferromagnet"

(A. Mazurenko et al., Nature 545, 462 (2017))







・ 良い孤立量子系

✓ 外界との接触、散逸過程の系の量子シミュレーション?



T. Tomita, <u>S. N.</u>, I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi, Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

超流動-Mott絶縁体相転移に対する2体ロスの影響

(光会合)



の非弾性衝突を誘起



T. Tomita, <u>S. N.</u>, I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi, Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

超流動-Mott絶縁体相転移に対する2体ロスの影響

(光会合)





#### 冷却原子系の弱み(だったこと)⑤





- Introduction
  - ✓ 古典現象のシミュレーション
  - ✓ 量子現象のシミュレーション
- ・冷却原子を用いた量子シミュレーション
  - ✓ 冷却原子系
  - ✓ 冷却原子系の強み
  - ✓ 冷却原子系の弱み(だったこと)

・まとめと今後









#### Next: PRD (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology) !?

Recent interest: PRD (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology) !?





時空の量子カオス性の指標

仮説2

⇒ 非時間順序相関関数(Out-of-Time-Ordered correlator, OTOC)

$$C(\tau) = \left\langle W^{\dagger}(\tau) V^{\dagger}(0) W(\tau) V(0) \right\rangle$$

W, V: operation  $W(t) = e^{iHt}We^{-iHt}$ 

仮説1 OTOCの変化率には上限がある. [Maldacena *et al.* (2016)] Maldacena-Shenker-Stanford bound:  $\lambda_L \leq \frac{2\pi k_B T}{\hbar}$ 

ブラックホールはこの世で最も早い "かき混ぜ器".

"Black holes are the fastest scrambles in nature." :上限達成 [Sekino *et al*. (2012)]

✓ ブラックホールの量子カオス性の指標 ✓ 上限を達成する物理系はブラックホールと等価(?)



時空の量子カオス性の指標

⇒ 非時間順序相関関数(Out-of-Time-Ordered correlator, OTOC)





時間反転量子ダイナミクス/非時間順序相関関数(OTOC)の評価

<u>光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)</u>

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} c_i^{\dagger} c_j + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

運動エネルギー項 相互作用項 (トンネリング)





時間反転量子ダイナミクス/非時間順序相関関数(OTOC)の評価

<u>光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)</u>



時間反転量子ダイナミクス/非時間順序相関関数(OTOC)の評価

<u>光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)</u>



時間反転量子ダイナミクス/非時間順序相関関数(OTOC)の評価

<u>光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)</u>

#### <u>時間反転量子ダイナミクス</u>

t=0 U/t大, Mott絶縁体 U/t小, 格子点に局在 街 街 市間反転 局在状態に戻る?

時間反転量子ダイナミクス/非時間順序相関関数(OTOC)の評価 OTOCの測定

- - 始状態  $|\psi_i\rangle$  と 終状態  $|\psi_f\rangle = W^{\dagger}(\tau)V^{\dagger}(0)W(\tau)V(0) |\psi_i\rangle$

とのフィデリティがOTOC(の自乗)に相当(B. Swingle, et al. (2016))



相互作用がない系(U=0,可積分系) と相互作用がある系(U≠0)で Lyapunov指数にどう<u>違い</u>が出るか?

保存量



<sup>7</sup>Li系への拡張, 量子相転移点近傍の量子ダイナミクス

<u>光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Bose-Hubbradモデル)</u>

$$H = -\frac{t}{\sqrt{\langle ij \rangle}} a_i^{\dagger} a_j + \frac{U}{\frac{2}{\sqrt{2}}} \sum_i n_i (n_i - 1)$$
  
$$-H - t - U$$

- ✓ 量子臨界点近傍の共形場で書ける領域が、 ゲージ・重力対応から、ブラックホールと等 価と期待?
- ✓ → Fermi系では見られない、非常にはやい
  Scramblingが観測できる可能性?



#### 昨年10/1より京都大学白眉センター着任・さきがけ採択 現在,新規実験系立ち上げ準備中.





#### ご清聴ありがとう ございました。



