Rydberg原子を用いたDzyaloshinskii–Moriya相互作用を有する量子スピン鎖の実現方法の提案と量子多体傷跡状態

MK, T. Tomita, H. Katsura, and Y. Kato, arXiv:2306.05591 (2023).

東京理科大学, 國見 昌哉 極限宇宙E02班　E-mail : kunimi@rs.tus.ac.jp

共同研究者：富田隆文 (分子研)　極限宇宙E01班
桂法称 (東大理)　極限宇宙D02班
加藤雄介 (東大総合文化)

Acknowledgement: 山本大輔 (日大), 二国 徹郎 (東京理科大)

Contents

- Introduction :
  - Rydberg atom quantum simulator
  - Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction
  - Properties of DH model
- Model
  - How to create DM interaction
- Results
  - Quantum many-body scar states of the DH model
- Summary

Introduction : Rydberg atom quantum simulator

Rydberg原子(状態)を構成要素にした量子シミュレーター

A. Browaeys and T. Lahaye, Nature Phys. **16**, 132 (2020).
M. Morgado and S. Whitlock, AVS Quantum Sci. **3**, 023501 (2021).

S=1/2の量子スピン系(1D,2D)が実現。様々な研究が行われている。

- **Quantum many-body scar状態の発見(Ising)**

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

- **Kibble-Zurek機構(Ising)**

  A. Keesling, et al., Nature **568**, 207 (2019).

- **Topological相転移の観測(XY)**

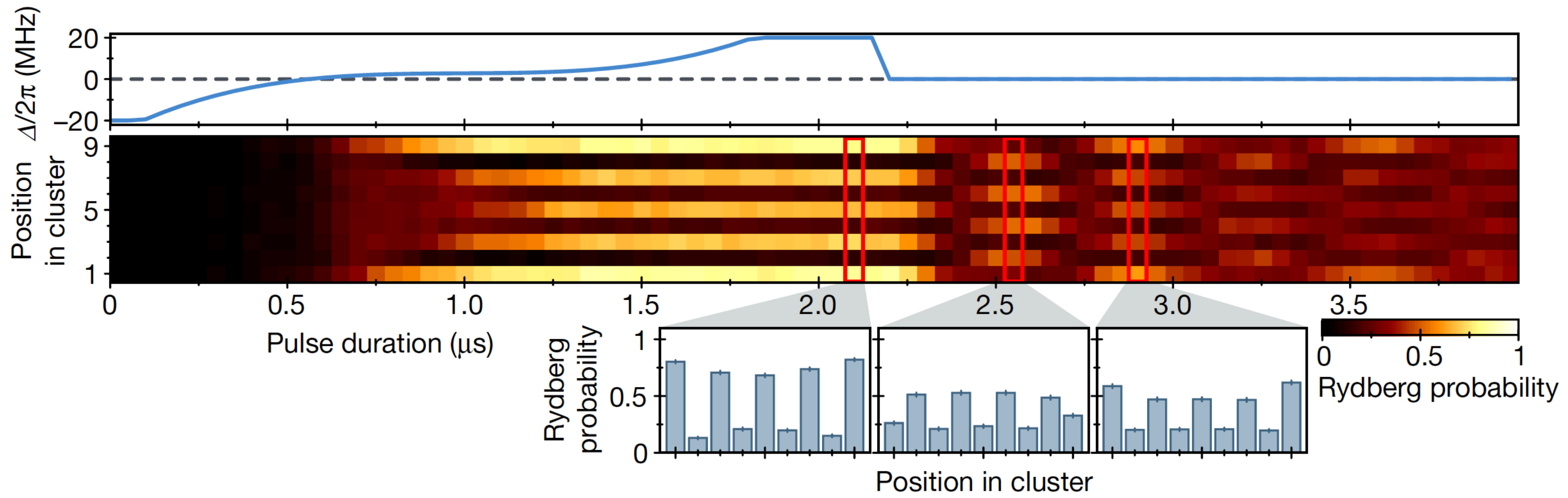
  S. de Léséleuc, et al., Science **365**, 775 (2019).

- **スピン液体状態の観測(Ising)**

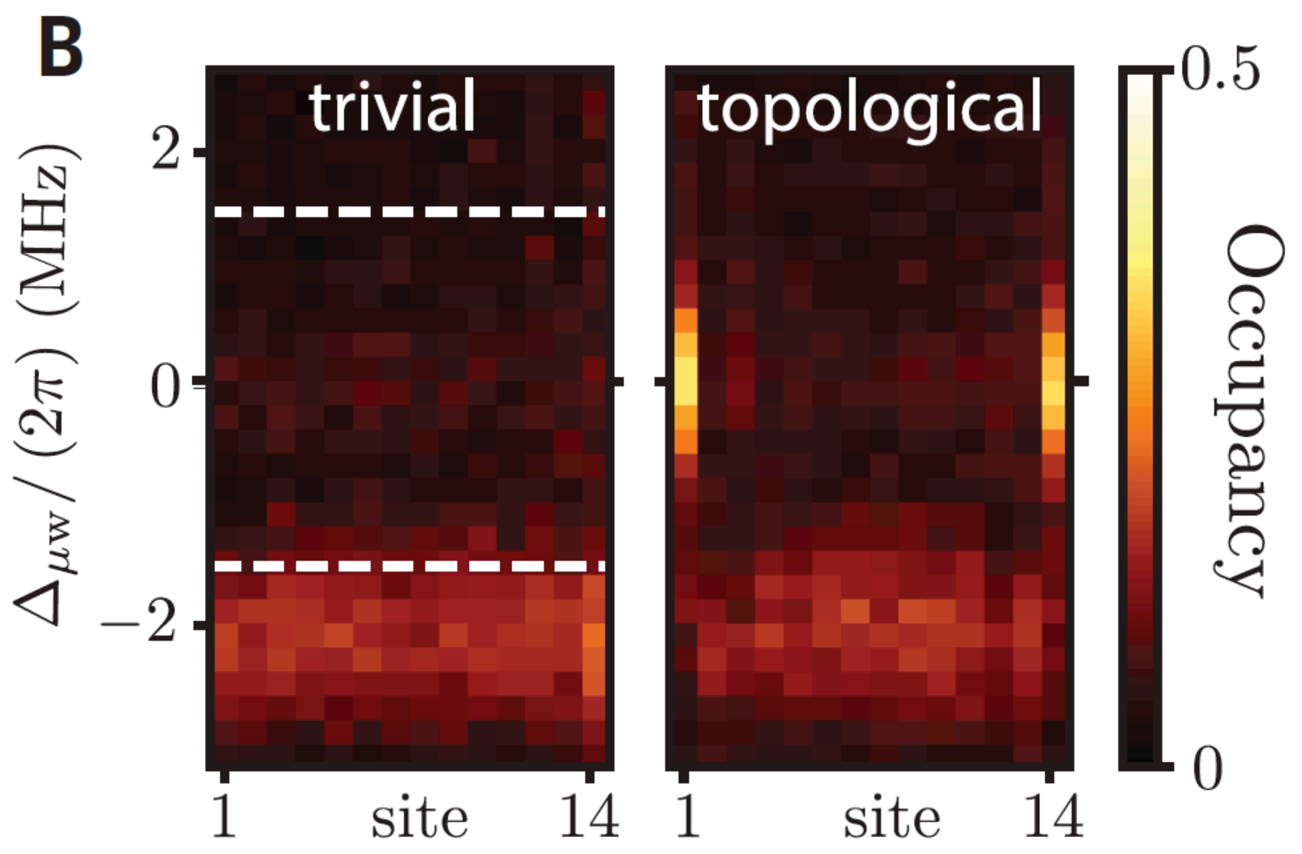
  G. Semeghini, et al., Science. **374**, 1242 (2022).

- **Thermalization (XXZ)**

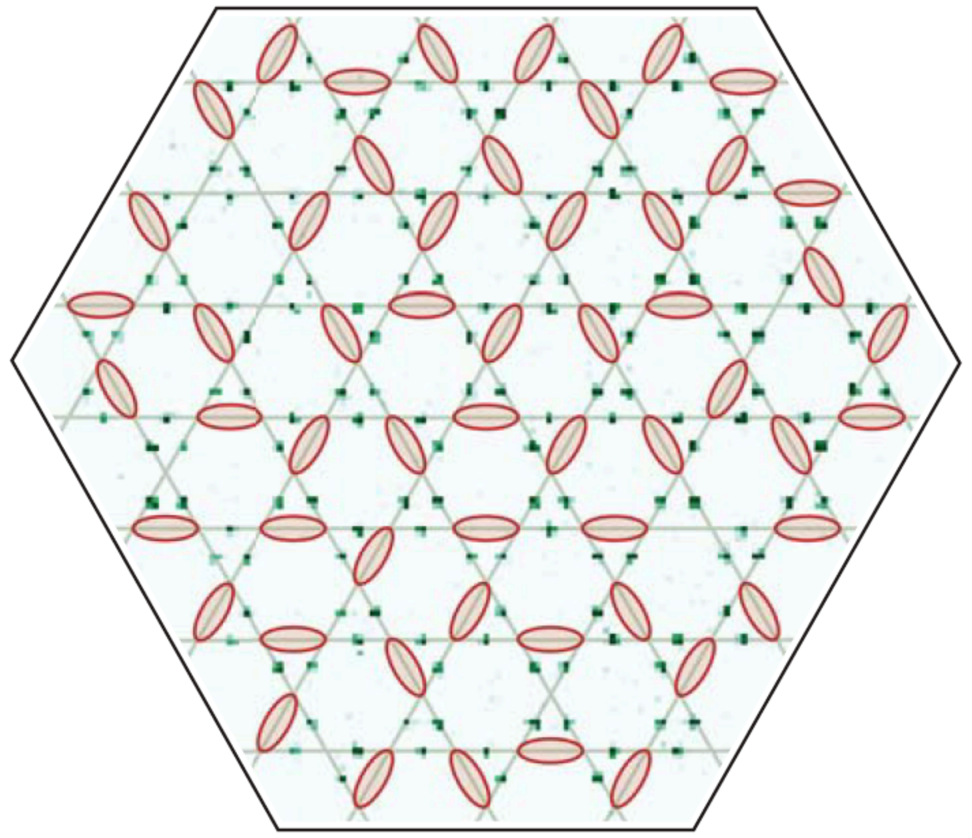
  T. Tranz, et al., arXiv:2207.14216 (2022).



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



S. de Léséleuc, et al., Science **365**, 775 (2019).



G. Semeghini, et al., Science. **374**, 1242 (2022).

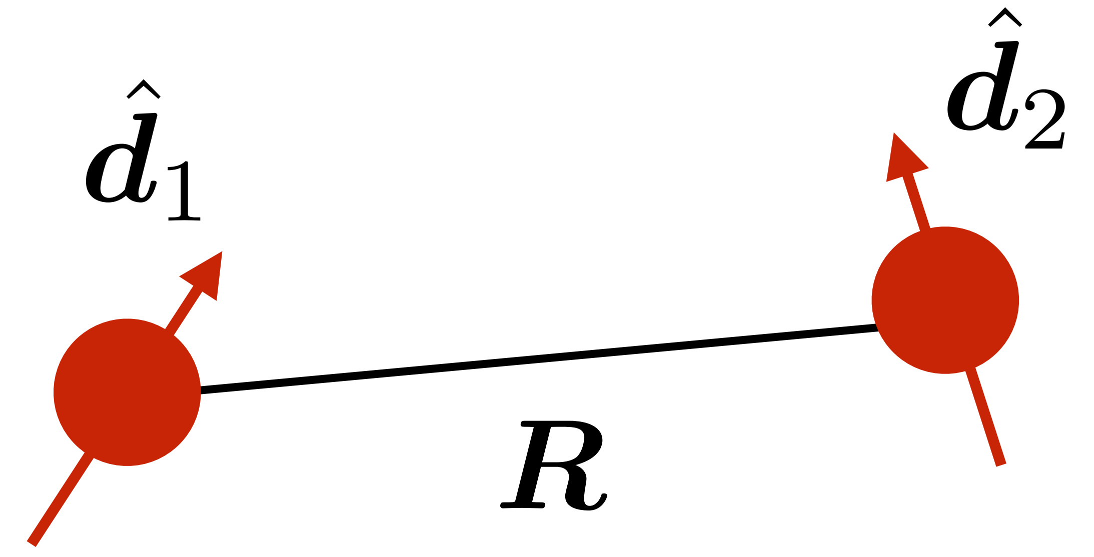
Introduction : Properties of the Rydberg atom

Rydberg状態：最外殻電子を主量子数が大きい(n=20-100)状態に励起したもの。

⇒電子半径は主量子数の2乗に比例するので、Rydberg原子は強く分極する。

強く分極したRydberg原子間にはdipole-dipole相互作用が働く

$$\hat{V}_{\mathrm{dip}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{\hat{\boldsymbol{d}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{d}}_2 - 3(\hat{\boldsymbol{d}}_1\cdot\tilde{\boldsymbol{R}})(\hat{\boldsymbol{d}}_2\cdot\tilde{\boldsymbol{R}})}{R^3}$$



摂動計算によりRydberg原子間相互作用が得られる　例：**XXZ型相互作用が出る状況**

$|\uparrow\rangle = |n_2 S\rangle$ $|\downarrow\rangle = |n_1 S\rangle$ とする。$(n_1 \neq n_2)$

中間状態

(1) $|n_i S\rangle\,|n_i S\rangle \to |n_1 P\rangle\,|n_2 P\rangle \to |n_i S\rangle\,|n_i S\rangle$　⇒ Ising型相互作用　$\hat{S}_1^z\hat{S}_2^z$

(2) $|n_1 S\rangle\,|n_2 S\rangle \to |n_3 P\rangle\,|n_4 P\rangle \to |n_1 S\rangle|n_2 S\rangle$　⇒ Ising型相互作用+　$\hat{S}_1^z\hat{S}_2^z$

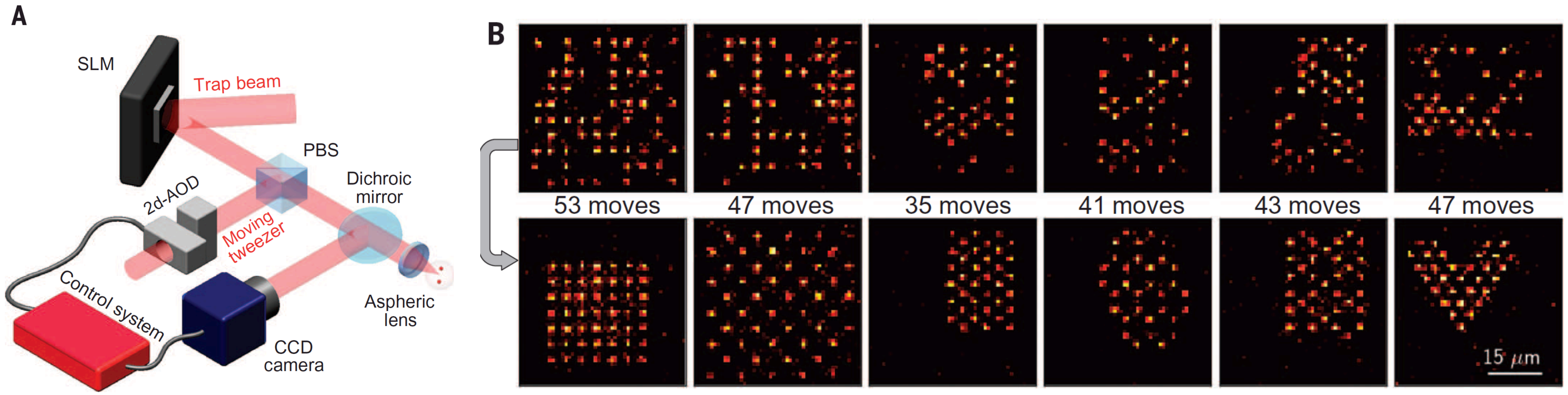
$n_1 \neq n_2$　$|n_2 S\rangle|n_1 S\rangle$　XY型相互作用　$\hat{S}_1^x\hat{S}_2^x + \hat{S}_1^y\hat{S}_2^y$

Introduction : Quantum simulator using Rydberg atoms

Rydberg原子と**optical tweezer**の技術を組み合わせることで多様な量子シミュレーションが可能に

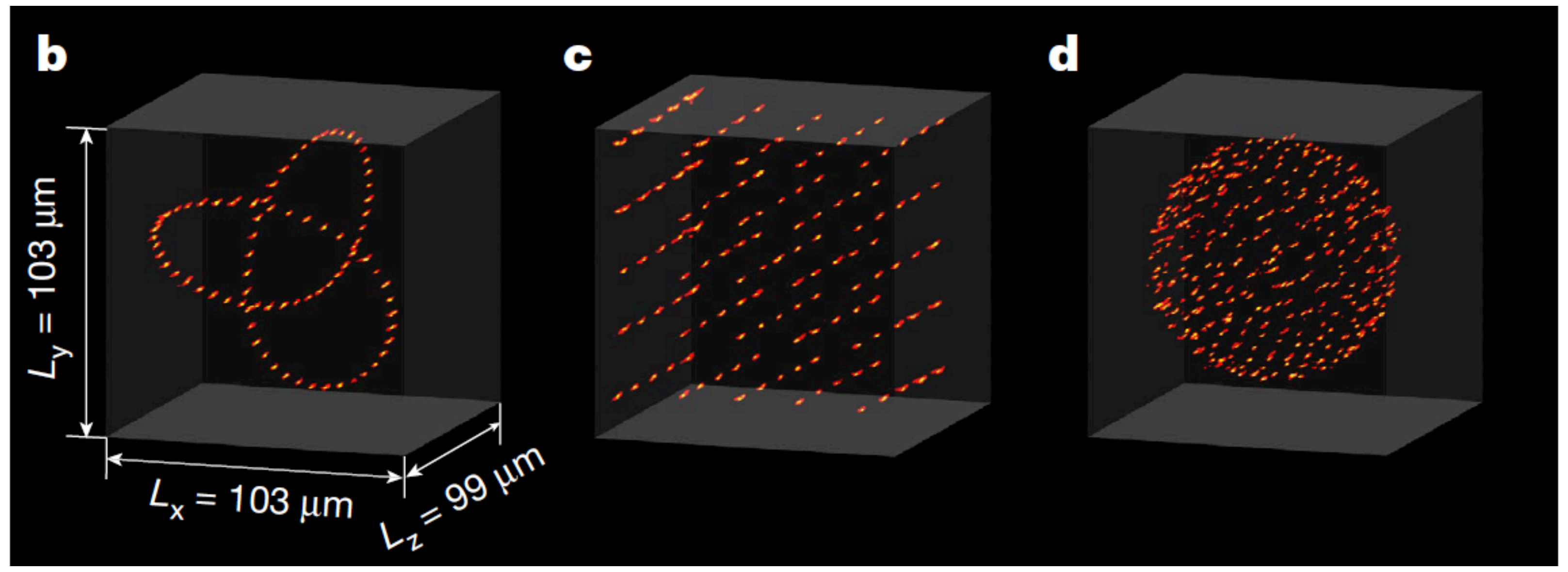
→ 原子を光を用いて捕獲し、任意配列に並べることが可能

2D optical tweezer



D. Barredo et al., Science **354**, 1021 (2016).

3D optical tweezer



D. Barredo et al., Nature **561**, 79 (2018).

- 格子形状は(ほぼ)任意の形状が実現可能。
- 準位を適切に設定することでスピン間相互作用を制御。

⇒ **制御性が非常に高い量子スピン系の量子シミュレーションが可能に**

Introduction : Realized spin models in Rydberg atom quantum simulator

現在までに実現しているスピン模型

	スピン間相互作用の起源	References (実験)
Ising模型	**van der Waals**	H. Bernien, et al., Nature **551**, 579 (2017). V. Lienhard, et al., Phys. Rev. X **8**, 021070 (2018). S. Ebadi, et al., Nature **595**, 227 (2021).
XY模型	**resonant dipole**	A. P. Orioli, Phys. Rev. Lett. **120**, 063601 (2018). S. de Léséleuc, et al., Science **365**, 775 (2019). Y. Chew et al., Nature Photonics **16**, 724 (2022).
XXZ模型	**van der Waals**	A. Signoles, et al., Phys. Rev. X **11**, 011011 (2021). P. Scholl, et al., PRX QUANTUM **3**, 020302 (2022). T. Tranz, et al., arXiv:2207.14216 (2022).

これ以外の量子スピンハミルトニアンはできないか？

Introduction : Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction

磁性を考える上で**Dzyaloshinskii-Moriya (DM)**相互作用も重要な要素の一つ

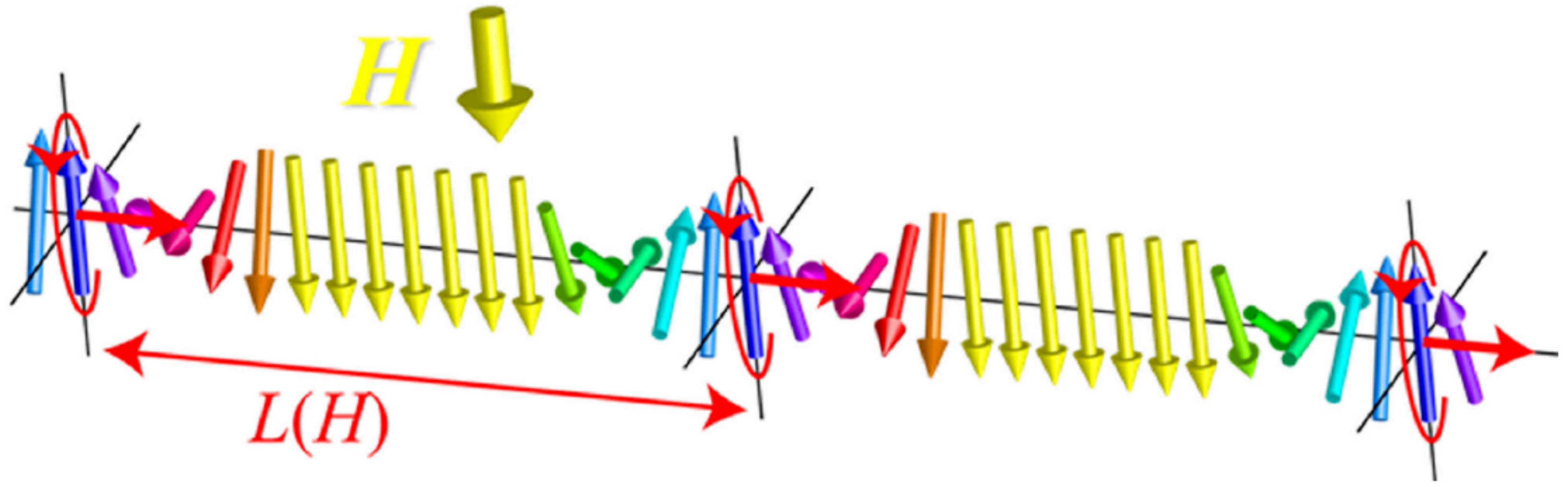
DM : $\hat{H}_{\mathrm{DM}} = \boldsymbol{D} \cdot \sum_j (\hat{\boldsymbol{S}}_j \times \hat{\boldsymbol{S}}_{j+1}) \ \Rightarrow \ \boldsymbol{S}_j \perp \boldsymbol{S}_{j+1}$ のときエネルギー最小

Exchange : $\hat{H}_{\mathrm{ex}} = -J \sum_j \hat{\boldsymbol{S}}_j \cdot \hat{\boldsymbol{S}}_{j+1} \ \Rightarrow \ \boldsymbol{S}_j \parallel \boldsymbol{S}_{j+1}$ のときエネルギー最小

スピンを揃える効果とねじる効果の競合により多彩な現象が見られる

例：Skyrmion　N. Nagaosa and Y. Tokura, Nature Nanotechnology, **8**, 899 (2013).

Chiral soliton lattice　J. Kishine and A. S. Ovchinnikov, Solid State Phys. **66**, 1 (2015).　$\boldsymbol{D} = D\boldsymbol{e}_z$ の場合



Y. Togawa, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 112001 (2016).

Introduction : Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction

カイラル磁性体を記述する古典ハミルトニアン

$$H = -J\sum_j \boldsymbol{S}_j \cdot \boldsymbol{S}_{j+1} - D\sum_j (\boldsymbol{S}_j \times \boldsymbol{S}_{j+1})_z + H\sum_j S_j^x$$

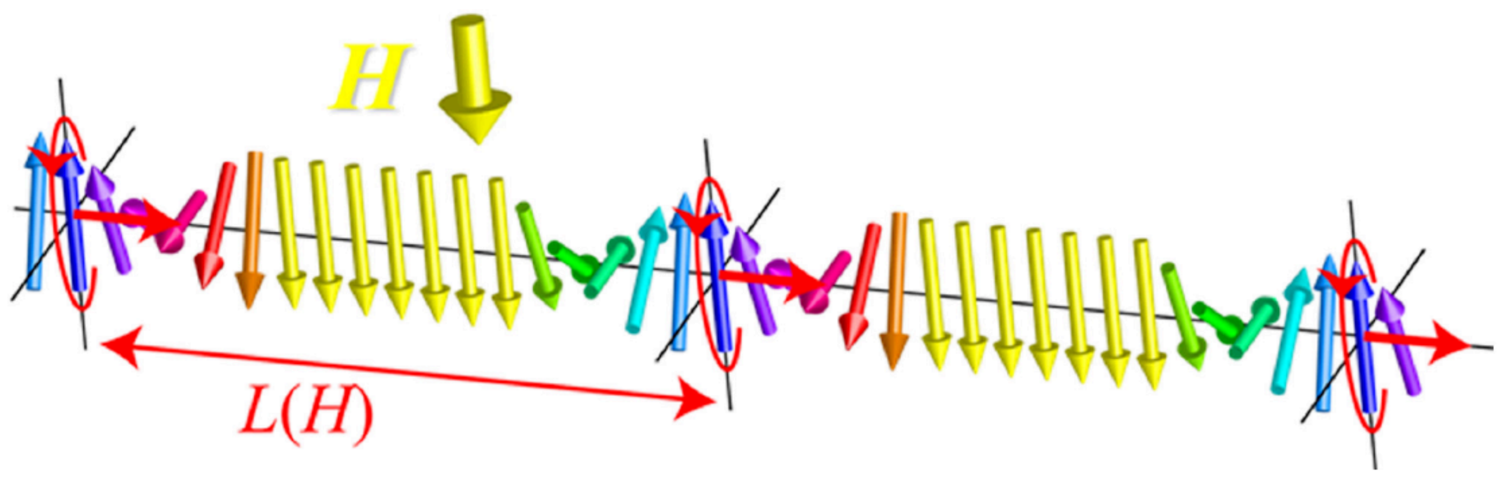
連続極限とスピンに対する仮定： $\boldsymbol{S}(x) = S(\cos\phi(x), \sin\phi(x), 0)$

$$\Rightarrow \quad H = JS^2 d \int dx \left\{ \frac{1}{2}\left[\frac{d\phi(x)}{dx}\right]^2 - q\frac{d\phi(x)}{dx} + m^2\cos\phi(x) \right\}$$

$$q \equiv D/(Jd)$$
$$m^2 \equiv H/(JSd^2)$$
d : Lattice constant

運動方程式： $\dfrac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -m^2\sin\phi(x)$: Sine-Gordon方程式

楕円関数で書けるソリトン解の存在が知られている。



Y. Togawa, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 112001 (2016).

Introduction : Ground-state properties of the DH model

量子性が強い領域のカイラル磁性体で何が起きるか？

⇒ 1次元かつ $D \gtrsim J$ の領域で**spin-parity効果**が起きる。

=基底状態の性質がスピンが半奇整数か整数かで違う。

DH模型： $\hat{H}_{\mathrm{DH}} = D\sum_j (\hat{S}^x_j \hat{S}^y_{j+1} - \hat{S}^y_j \hat{S}^x_{j+1}) - h^x \sum_j \hat{S}^x_j$

S. Kodama, Master thesis (Univ. of Tokyo, 2022)

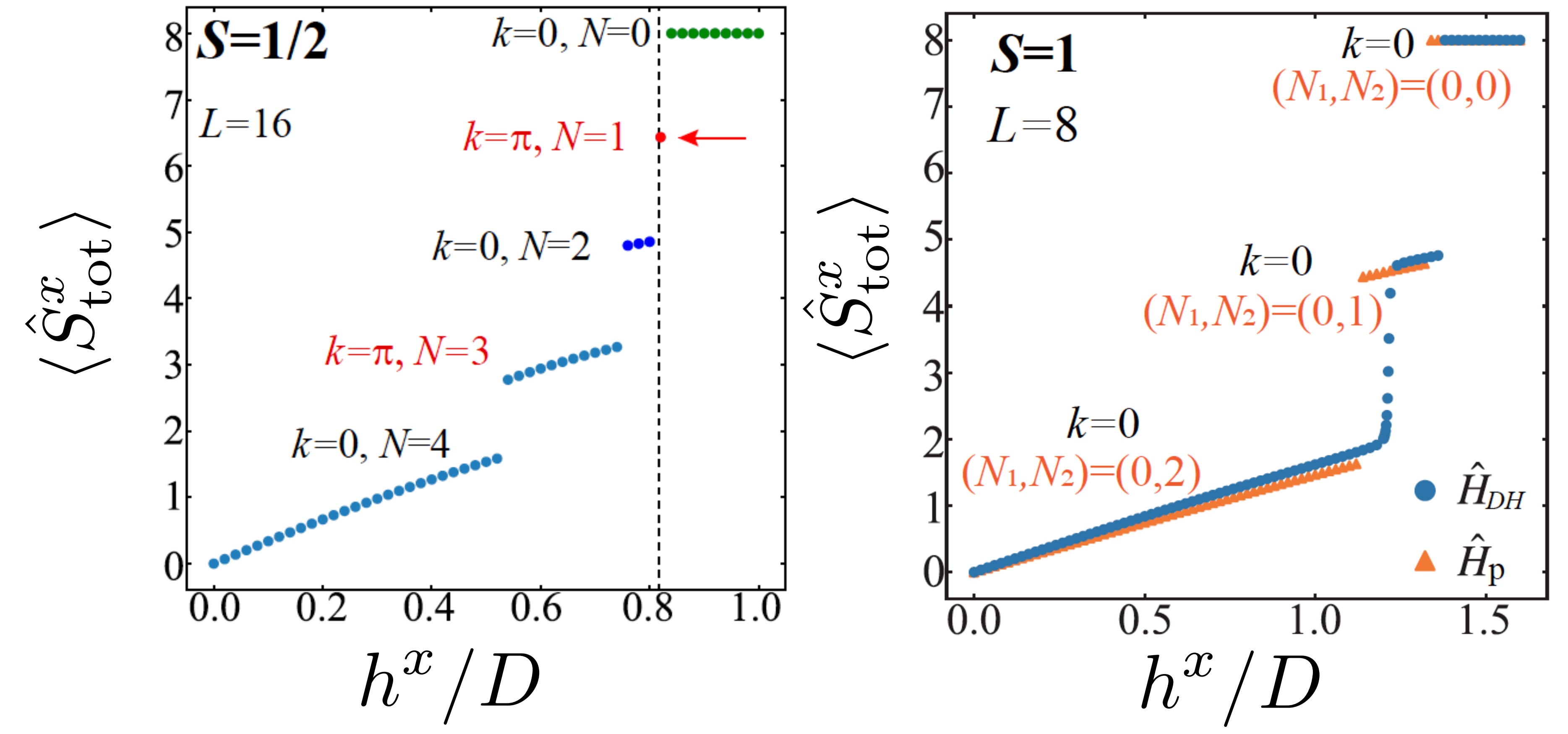
S. Kodama, et al., Phys. Rev. B **107**, 024403 (2023).

基底状態の結晶運動量にspin-parity効果が現れる。

S =1/2, 3/2, … : 準位交差が起きる。結晶運動量が0かπが基底状態

S =1, 2, 3, … : 準位交差なし。クロスオーバー。基底状態の結晶運動量は常に0。

DH模型の磁化曲線



S. Kodama, et al., Phys. Rev. B **107**, 024403 (2023).

Introduction : Motivation of the study

1次元かつ $D \gtrsim J$ は固体物理では到達困難な領域。

▸実際の磁性体ではD/Jは0.01〜0.1程度 (DM相互作用は交換相互作用より小さい)。

▸また1次元の試料作成も簡単ではない。

⇒**量子カイラル磁性体は量子シミュレーションの格好のターゲット。**

研究目的

▸Rydberg原子を用いた量子シミュレーターでDM相互作用を有する制御性の高い量子スピン系の実装方法の提案

▸実現するハミルトニアンでの量子多体現象の探索
基底状態および非平衡ダイナミクス

Contents

- Introduction :
  - Rydberg atom quantum simulator
  - Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction
  - Properties of DH model
- Model
  - How to create DM interaction
- Results
  - Quantum many-body scar states of the DH model
- Summary

Model : How to create DM interaction?

方針：DM相互作用をそのまま実現するのは難しいので、ユニタリー変換で等価になる
ハミルトニアンを作る。

実験室座標系でのハミルトニアン

$$\hat{H}_{\rm lab} = J\sum_j \left(\hat{S}^x_j \hat{S}^x_{j+1} + \hat{S}^y_j \hat{S}^y_{j+1} + \delta \hat{S}^z_j \hat{S}^z_{j+1}\right) \underline{- h^x \sum_j [\cos(qj)\hat{S}^x_j + \sin(qj)\hat{S}^y_j]} - h^z \sum_j \hat{S}^z_j$$

ユニタリー変換 (局所的にスピンをz軸周りに回転)

$$\hat{U} \equiv \prod_j e^{-i\hat{S}^z_j qj} \quad q \in \mathbb{R}$$

L. Shekhtman et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 836 (1992).

T. Nikuni and N. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 3268 (1993).

M. Oshikawa and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **79**, 2883 (1997).

$\Downarrow$

回転座標系でのハミルトニアン

$(\hat{\boldsymbol{S}}_j \times \hat{\boldsymbol{S}}_{j+1})_z$ ：DM相互作用項

$$\hat{H}_{\rm rot} = \hat{U}^\dagger \hat{H}_{\rm lab} \hat{U}$$
$$= J\sum_j \left[\cos(q)\left(\hat{S}^x_j \hat{S}^x_{j+1} + \hat{S}^y_j \hat{S}^y_{j+1}\right) + \delta \hat{S}^z_j \hat{S}^z_{j+1} \underline{- \sin(q)\left(\hat{S}^x_j \hat{S}^y_{j+1} - \hat{S}^y_j \hat{S}^x_{j+1}\right)}\right] + \sum_j (-h^x \hat{S}^x_j - h^z \hat{S}^z_j)$$

Model : How to create DM interaction?

実験室座標系でのハミルトニアン(XXZハミルトニアン + 回転横磁場 + 一様縦磁場)

$$\hat{H}_{\mathrm{lab}} = J\sum_j \left(\hat{S}^x_j\hat{S}^x_{j+1} + \hat{S}^y_j\hat{S}^y_{j+1} + \delta\hat{S}^z_j\hat{S}^z_{j+1}\right) - h^x\sum_j[\cos(qj)\hat{S}^x_j + \sin(qj)\hat{S}^y_j] - h^z\sum_j\hat{S}^z_j$$

XXZ模型+縦磁場は既に実験がある。

この系に回転横磁場を実験的に作ればよい。

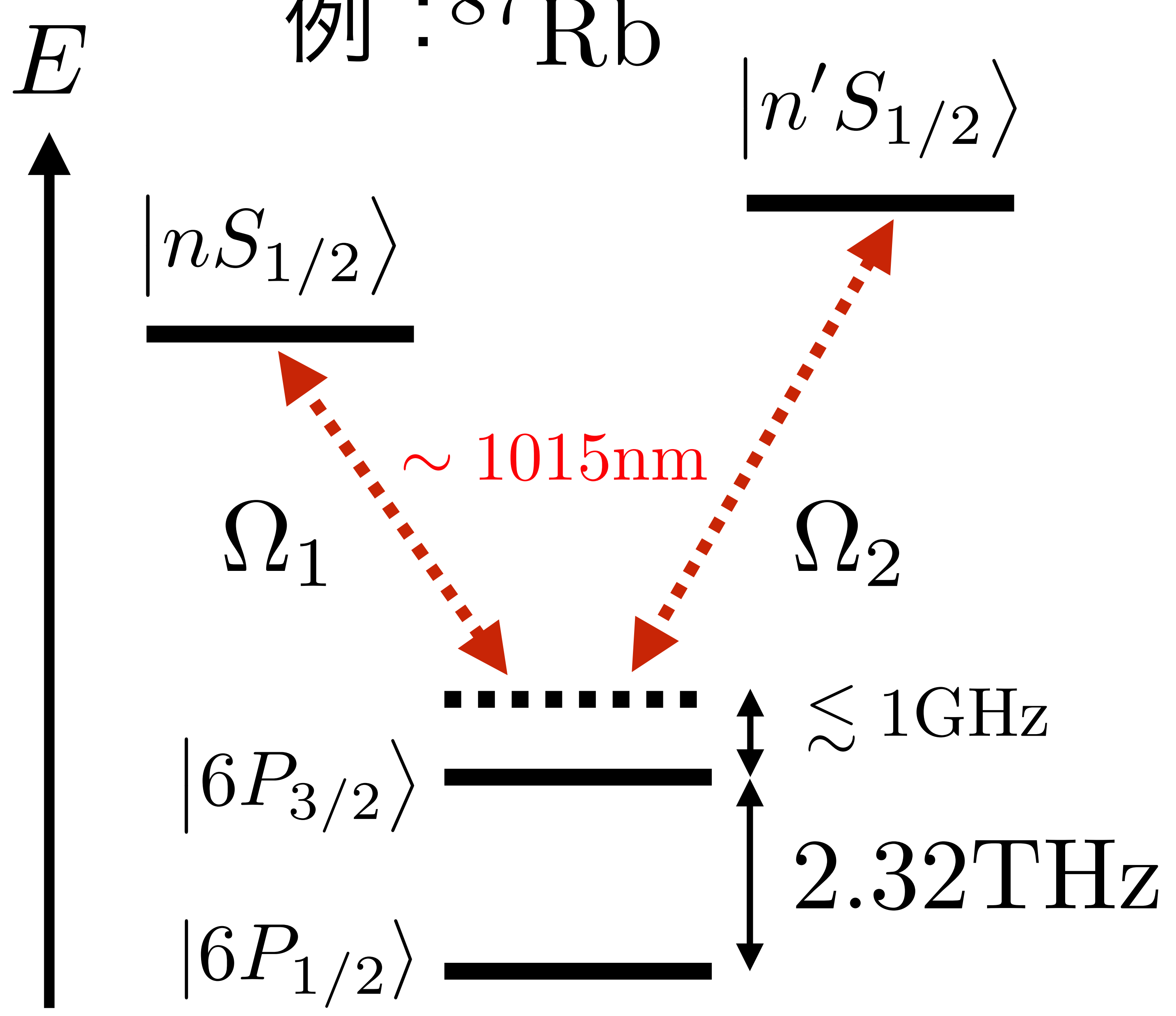
A. Signoles, et al., Phys. Rev. X **11**, 011011 (2021).

T. Tranz, et al., arXiv:2207.14216 (2022).

スピンとRydberg状態の対応

$$|\downarrow\rangle = |nS_{1/2}\rangle$$
$$|\uparrow\rangle = |n'S_{1/2}\rangle$$

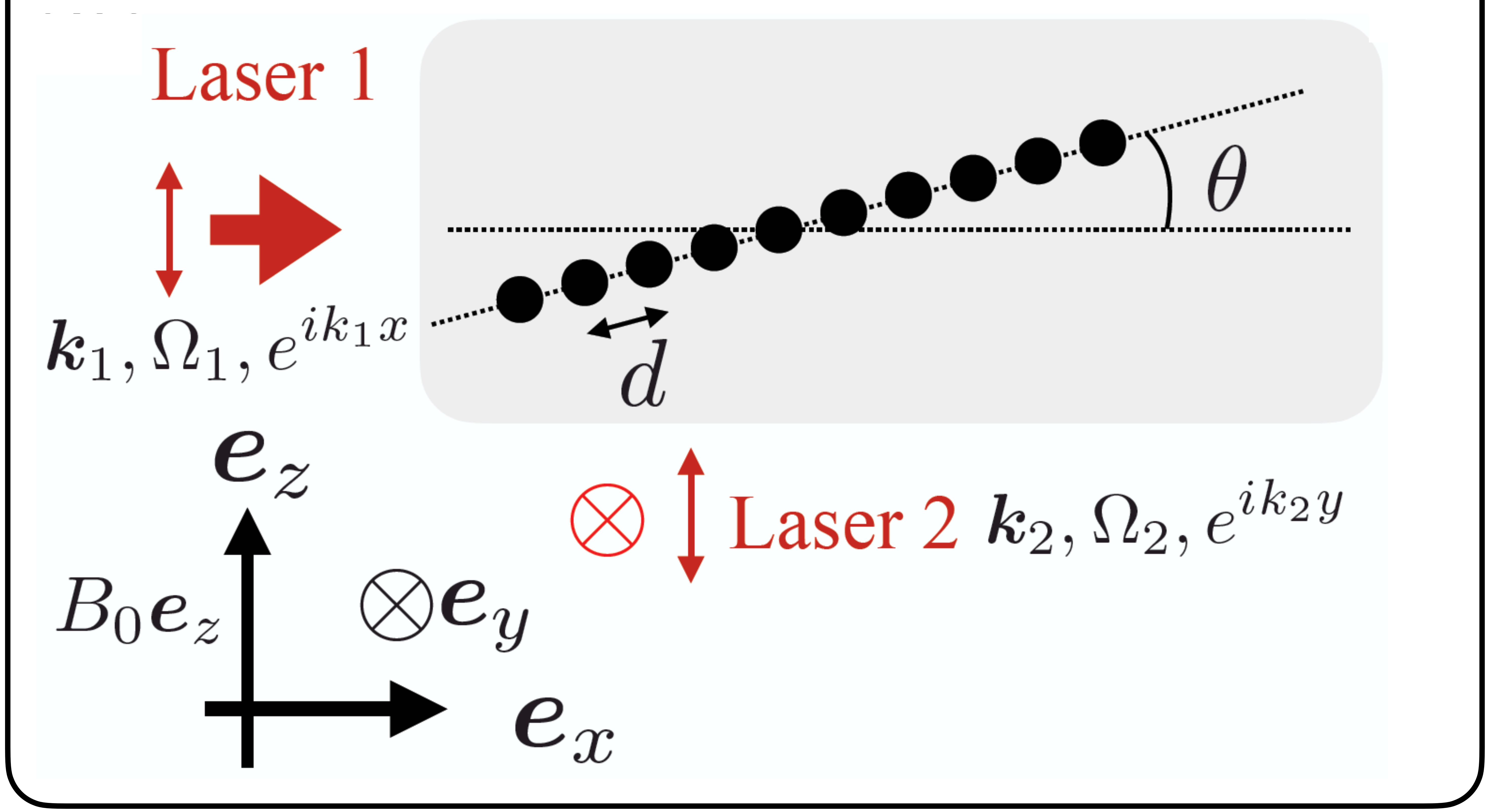
例：$^{87}\mathrm{Rb}$

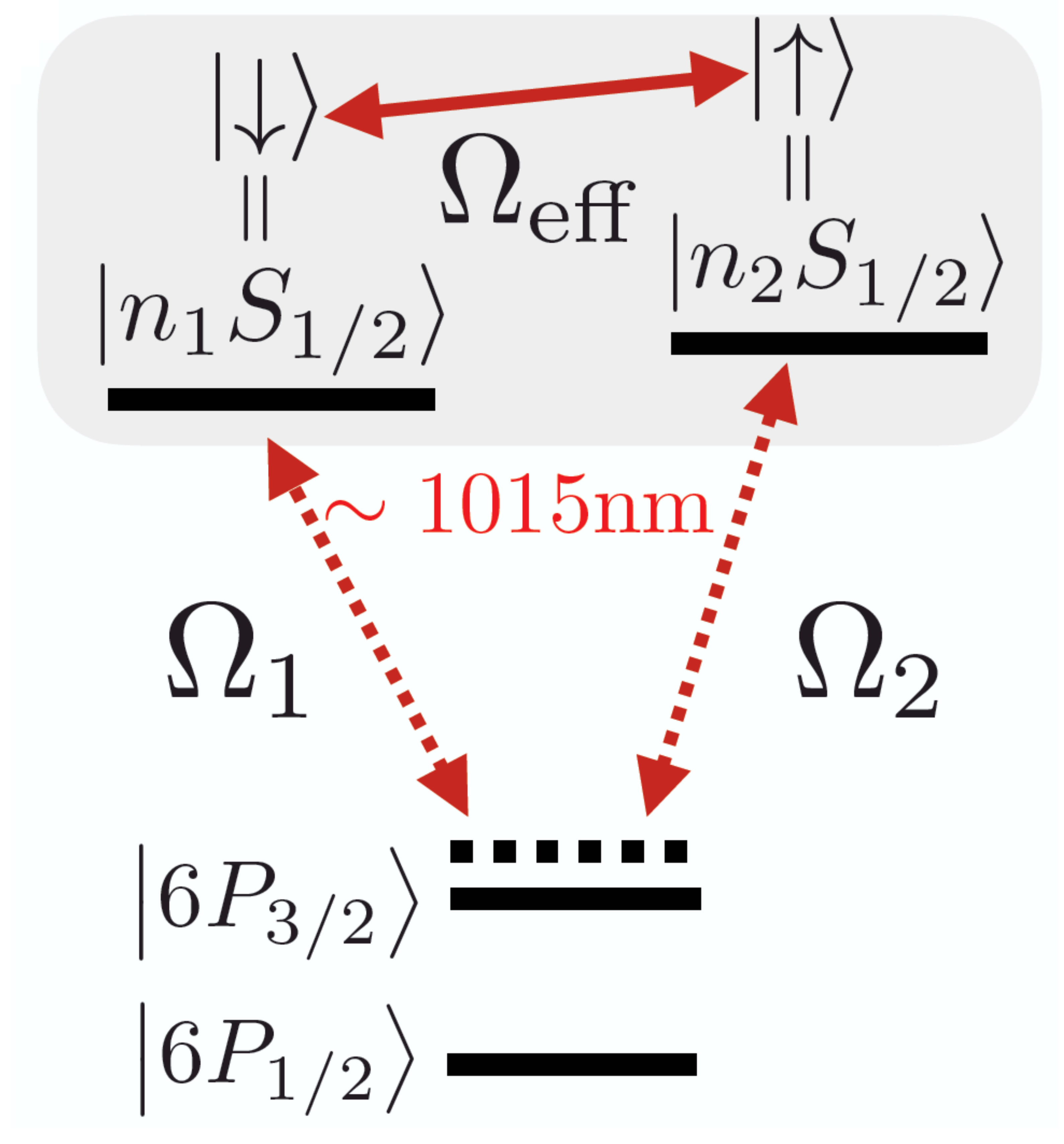


⇒2光子Raman遷移を用い、2状態間の結合を作る。

Model : Rydberg atom array with rotating transverse field

1D atom array (xz面内に配置)





Laser 1の位相が場所ごとに異なる ⇒ Rabi結合の位相が空間的に変調

$$\frac{\hbar\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{ik_1dj\cos\theta}|\downarrow_j\rangle\langle\uparrow_j| + \text{h.c.} = \hbar\Omega_{\text{eff}}[\cos(k_1dj\cos\theta)\hat{S}_j^x + \sin(k_1dj\cos\theta)\hat{S}_j^y]$$ ⇒ 回転横磁場

Model : Hamiltonian

$$\hat{H}_{\mathrm{rot}} = J\sum_j \left[\cos(k_1 d\cos\theta)\left(\hat{S}^x_j\hat{S}^x_{j+1} + \hat{S}^y_j\hat{S}^y_{j+1}\right) + \delta\hat{S}^z_j\hat{S}^z_{j+1} - \sin(k_1 d\cos\theta)\left(\hat{S}^x_j\hat{S}^y_{j+1} - \hat{S}^y_j\hat{S}^x_{j+1}\right)\right] - \sum_j (h^x\hat{S}^x_j + h^z\hat{S}^z_j)$$

J : van der Waals interaction

d : Lattice spacing

k_1 : Wave number of the laser 1

θ : Angle between laser 1 and array

h^z : Two-photon detuning+AC Stark shift

h^x : Two-photon Rabi frequency

実験的には**格子間隔dと角度θは(optical tweezerがあれば)簡単に変えられる。**

⇒DM相互作用/交換相互作用の値を制御できる。 $\sim \tan(k_1 d\cos\theta)$

実際の磁性体ではこの比は0.01〜0.1程度 (DM相互作用は交換相互作用より小さい)。

Rydberg原子を使えばDM相互作用の方が主要な模型も作ることができる。

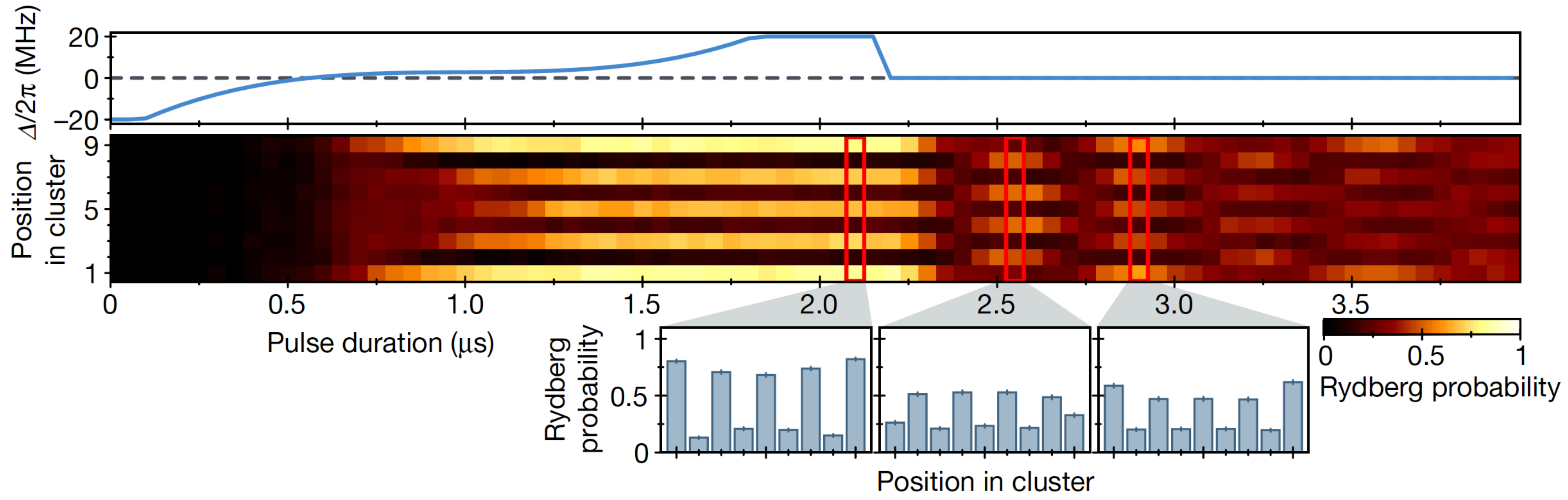
例：$k_1 d\cos\theta = \pi/2$ のときDM相互作用のみになる。DH模型が実現可能。

Contents

- Introduction :
  - Rydberg atom quantum simulator
  - Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction
  - Properties of DH model
- Model
  - How to create DM interaction
- Results
  - Quantum many-body scar states of the DH model
- Summary

Introduction : Quantum many-body scar states

Quantum many-body scar状態：量子多体ハミルトニアンの特別な固有状態



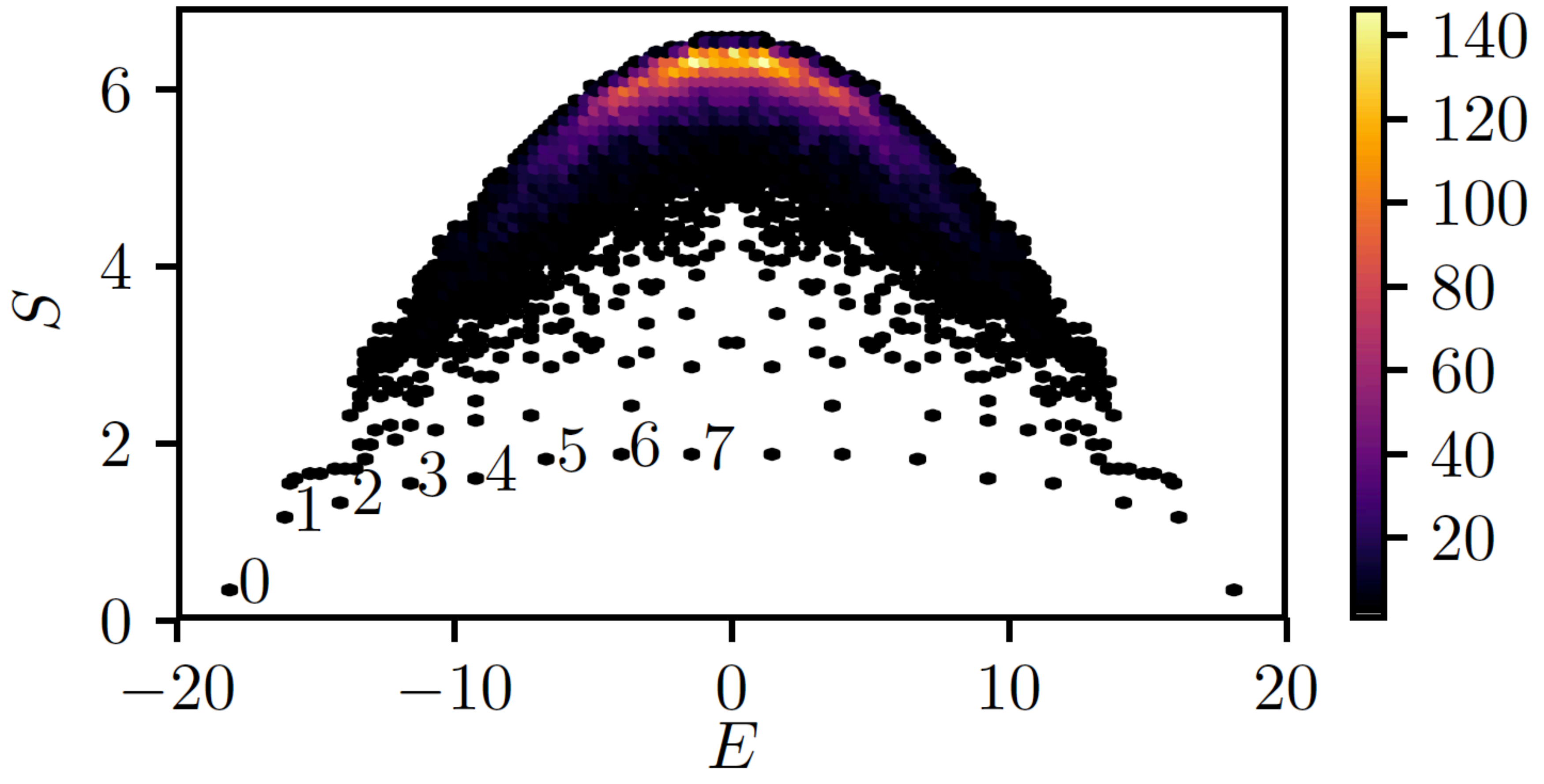
$$\hat{H} = \sum_{j=1}^{M} \hat{P}_{j-1}\hat{S}_j^x\hat{P}_{j+1} \qquad |\cdots\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\cdots\rangle$$

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

非可積分系にも関わらずscar状態と大きなoverlapを持つ状態を初期状態にし時間発展すると熱平衡化しない。

基本的に高エネルギーの固有状態
それにもかかわらず、エンタングルメントエントロピーがsub-volume lawに従う。

$$\sim \ln(\text{system size}) \ (1D)$$



C. J. Turner, et al., Phys. Rev. B **98**, 155134 (2018).

Introduction : Quantum many-body scar states

Scar状態にはいくつか種類がある。
そのうちの一つが以下の関係式で特徴付けられる

Review: M. Serbyn, et al., Nat. Phys. **17**, 675 (2021).
A. Chandran, et al., Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **14** 443 (2023).
S. Moudgalya, et al., Rep. Prog. Phys. **85**, 086501 (2022).

Restricted spectrum generating algebra (SGA) S. Moudgalya, et al., Phys. Rev. B **102**, 085140 (2020).

$$\hat{H}|\psi_0\rangle = E_0|\psi_0\rangle$$

$$[\hat{H}, \hat{Q}^\dagger]|\psi_0\rangle = \mathcal{E}\hat{Q}^\dagger|\psi_0\rangle$$

$$[[\hat{H}, \hat{Q}^\dagger], \hat{Q}^\dagger] = 0$$

左の関係式が満たされると以下が成り立つことが証明可能：

$$\hat{H}(\hat{Q}^\dagger)^n|\psi_0\rangle = (E_0 + n\mathcal{E})(\hat{Q}^\dagger)^n|\psi_0\rangle$$

$(\hat{Q}^\dagger)^n|\psi_0\rangle$ ：scar状態

- Scar状態の固有エネルギーの差は等間隔になる(tower states)。
  ⇒初期状態を適切に選ぶとrevivalすることと関連。

Results : Quantum many-body scar states in the DH model

周期境界条件下でDH模型がscar状態を持つことが解析的に証明できる。

DH model： $\hat{H}_{\mathrm{DH}} = D\sum_{j=1}^{M}\hat{S}_j^x(\hat{S}_{j-1}^z - \hat{S}_{j+1}^z) - H\sum_{j=1}^{M}\hat{S}_j^z$ (周期境界条件)

基底の変更: $(\hat{S}^x, \hat{S}^y, \hat{S}^z) \to (\hat{S}^z, \hat{S}^x, \hat{S}^y)$

$\hat{Q}^\dagger$ として $\hat{Q}^\dagger \equiv \sum_{j=1}^{M}\hat{P}_{j-1}\hat{S}_j^+\hat{P}_{j+1}$ を採用。 $\hat{P}_j|\uparrow_j\rangle = 0$ $\hat{P}_j|\downarrow_j\rangle = |\downarrow_j\rangle$ ：射影演算子

$$\hat{P}_j \equiv \frac{1}{2} - \hat{S}_j^z,\ \hat{S}_j^+ \equiv \hat{S}_j^x + i\hat{S}_j^y \qquad \hat{Q}^\dagger|\downarrow\downarrow\downarrow\rangle = |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle$$

$|\psi_0\rangle$ として $|\psi_0\rangle = |\downarrow\downarrow\cdots\downarrow\rangle$ を選ぶ。そうするとSGAの関係式を満たすことが証明できる。

Scar状態： $\hat{H}_{\mathrm{DH}}|S_n\rangle = (E_0 - nH)|S_n\rangle$ $\quad |S_n\rangle \propto (\hat{Q}^\dagger)^n|\downarrow\downarrow\cdots\downarrow\rangle$ $\quad E_0 = MH/2$

Results : Quantum many-body scar states in the DH model

Scar状態： $\hat{H}_{\mathrm{DH}}\,|S_n\rangle = (E_0 - nH)\,|S_n\rangle \qquad |S_n\rangle \propto (\hat{Q}^\dagger)^n\,|{\downarrow\downarrow}\cdots{\downarrow}\rangle$

具体的な表式(6サイト)

$$|S_1\rangle \propto |{\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow}\rangle$$

$$\begin{aligned}|S_2\rangle \propto\ & |{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow}\rangle \\ & + |{\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow}\rangle + |{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow}\rangle\end{aligned}$$

$$|S_3\rangle \propto |{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow}\rangle + |{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow}\rangle$$

n：アップスピン数

アップスピンが隣り合わないような配置の状態を
全て同じ重みで重ね合わせた状態がscar状態になっている。

ほぼ同様のscar状態が違うハミルトニアンで実現： T. Iadecola and M. Schecter, Phys. Rev. B **101**, 024306 (2020).

Results : Quantum many-body scar states in the DH model

開放端条件下ではDH模型に**端磁場を加える**とscar状態を持つことが解析的に証明できる。

DH model： $$\hat{H}_{\mathrm{DH}} = D\sum_{j=1}^{M-1}(\hat{S}_j^z\hat{S}_{j+1}^x - \hat{S}_j^x\hat{S}_{j+1}^z) - H\sum_{j=1}^{M}\hat{S}_j^z - \underbrace{\frac{D}{2}(\hat{S}_1^x - \hat{S}_M^x)}_{\text{端磁場}}$$ (開放端条件)

$$= D\sum_{j=1}^{M}\hat{S}_j^x(\hat{S}_{j-1}^z - \hat{S}_{j+1}^z) - H\sum_{j=1}^{M}\hat{S}_j^z$$

$$\hat{S}_0^z = \hat{S}_{M+1}^z \equiv -1/2$$

$j=0$と$M+1$に仮想的にダウンスピンを配置することに相当。

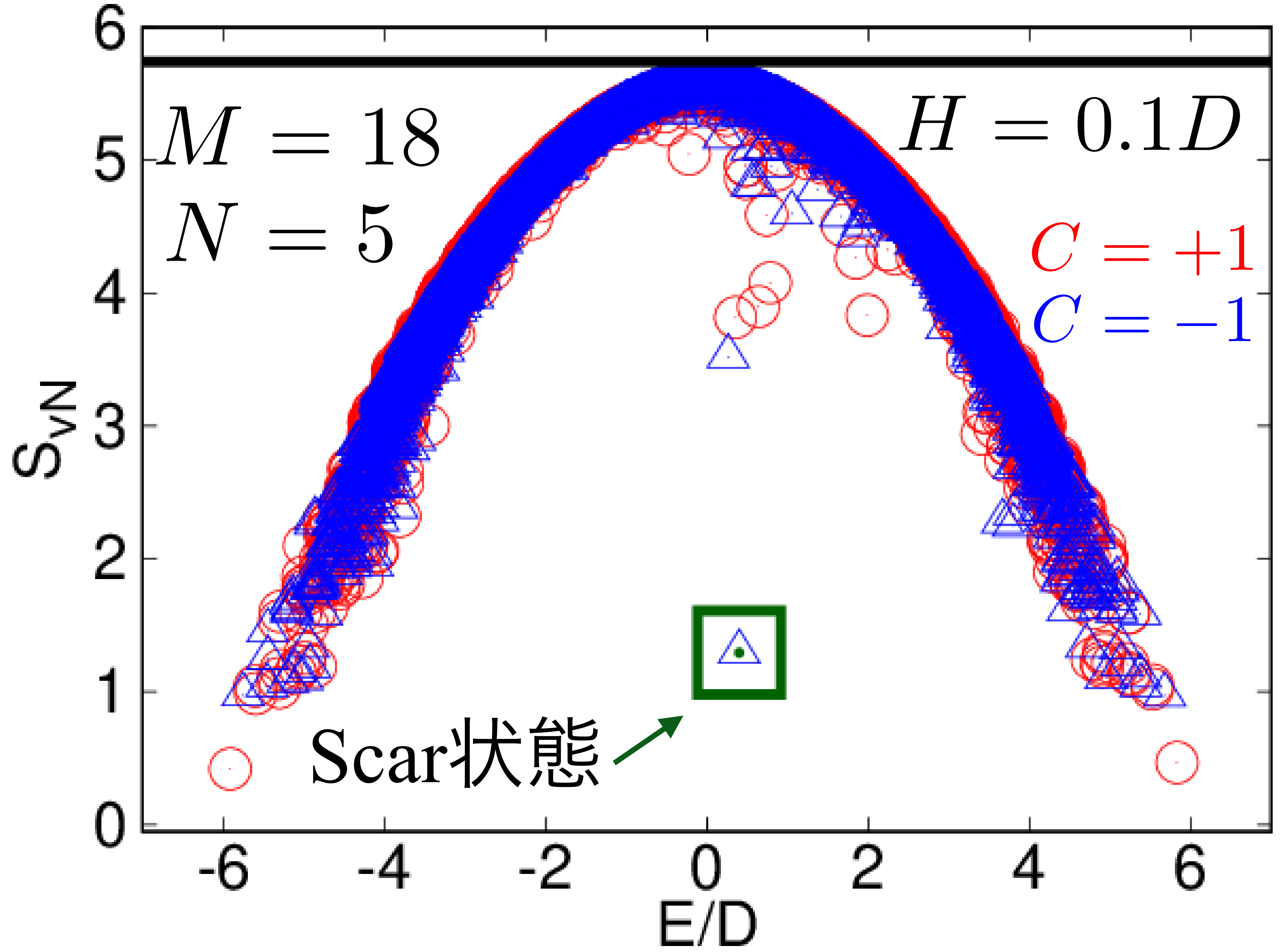
$\hat{Q}^\dagger$ として $$\hat{Q}^\dagger \equiv \sum_{j=1}^{M}\hat{P}_{j-1}\hat{S}_j^+\hat{P}_{j+1} \qquad \hat{P}_0 = 1 \quad \hat{P}_{M+1} = 1$$

$|\psi_0\rangle$ として $|\psi_0\rangle = |\downarrow\downarrow\cdots\downarrow\rangle$ を選ぶとSGAの関係式を満たすことが証明できる。

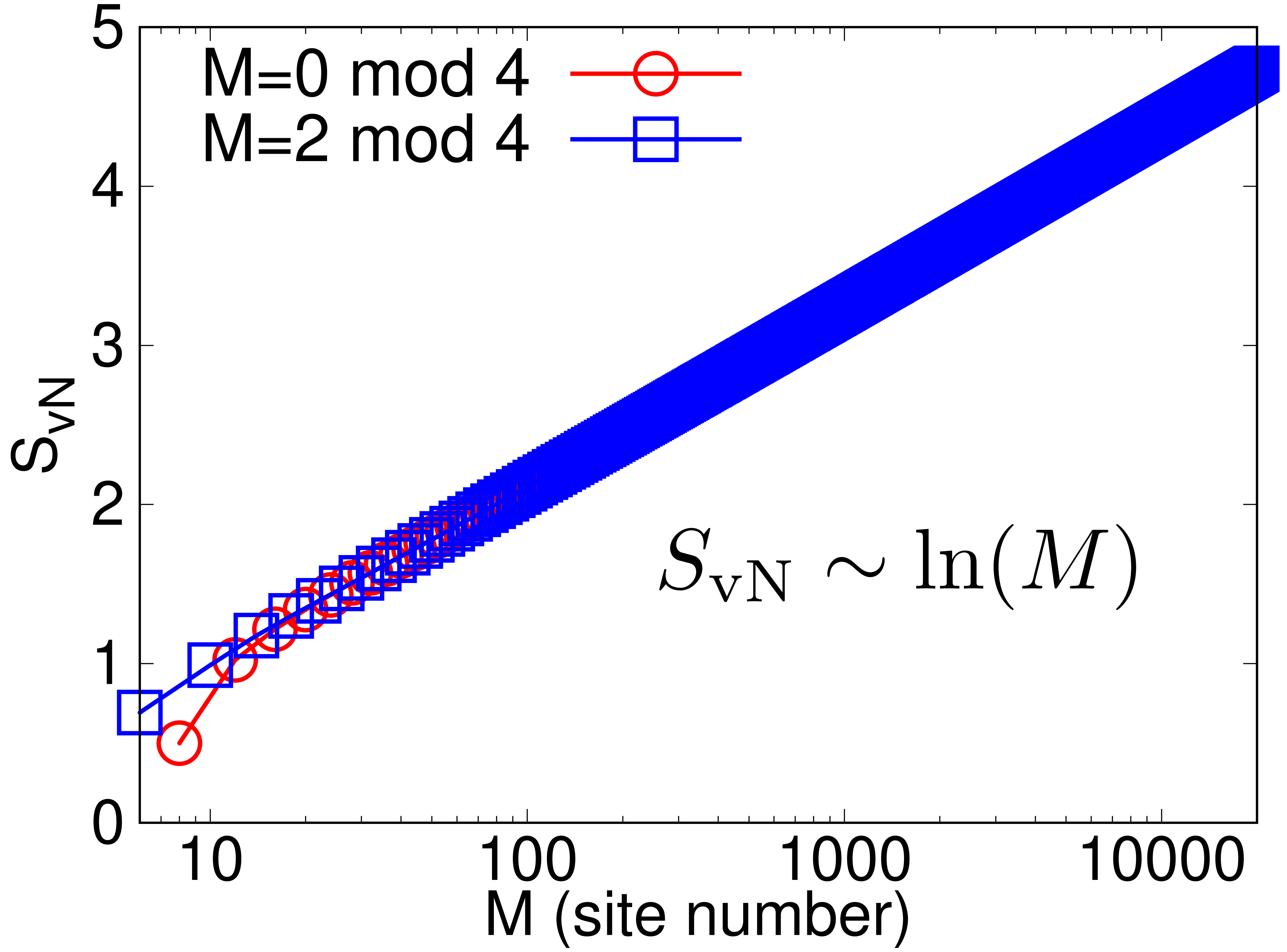
Scar状態: $\hat{H}_{\mathrm{DH}}\,|S_n\rangle = (E_0 - nH)\,|S_n\rangle \qquad |S_n\rangle \propto (\hat{Q}^\dagger)^n\,|\downarrow\downarrow\cdots\downarrow\rangle$

Results : Quantum many-body scar states in the DH model

端磁場DH模型のhalf-chain エンタングルメントエントロピー



Scar状態のエンタングルメントエントロピーのサイズ依存性(解析表式による)



端磁場DH模型は以下の保存量を持つ： $\hat{C}\equiv\hat{\mathcal{I}}\hat{C}_z\quad \hat{C}_z\equiv\prod_{j=1}^{M}\hat{\sigma}_j^z\quad \hat{C}^2=\hat{1}$

準位間隔統計比 $\langle r\rangle_{C=+1}\simeq 0.532$

$\langle r\rangle_{C=-1}\simeq 0.529$

⇒ Wigner-Dyson分布とconsistent(非可積分系)

$$\hat{N}=\sum_{j=0}^{M}\left(\frac{1}{4}-\hat{S}_j^z\hat{S}_{j+1}^z\right)$$ ：ソリトン数演算子

Results : Quantum many-body scar states in the DH model

端磁場がある模型は実験で実現不可能ではないものの、容易ではない。

⇒**端磁場が無い系でscarの痕跡は見えないか？**

⇒端磁場を摂動とみなすと、痕跡が見えても良いであろう。

端磁場系のscar状態(6サイト *n*=3)

$$|S_3\rangle \propto \underbrace{|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle}_{\text{Neel状態がある}} + |\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$$

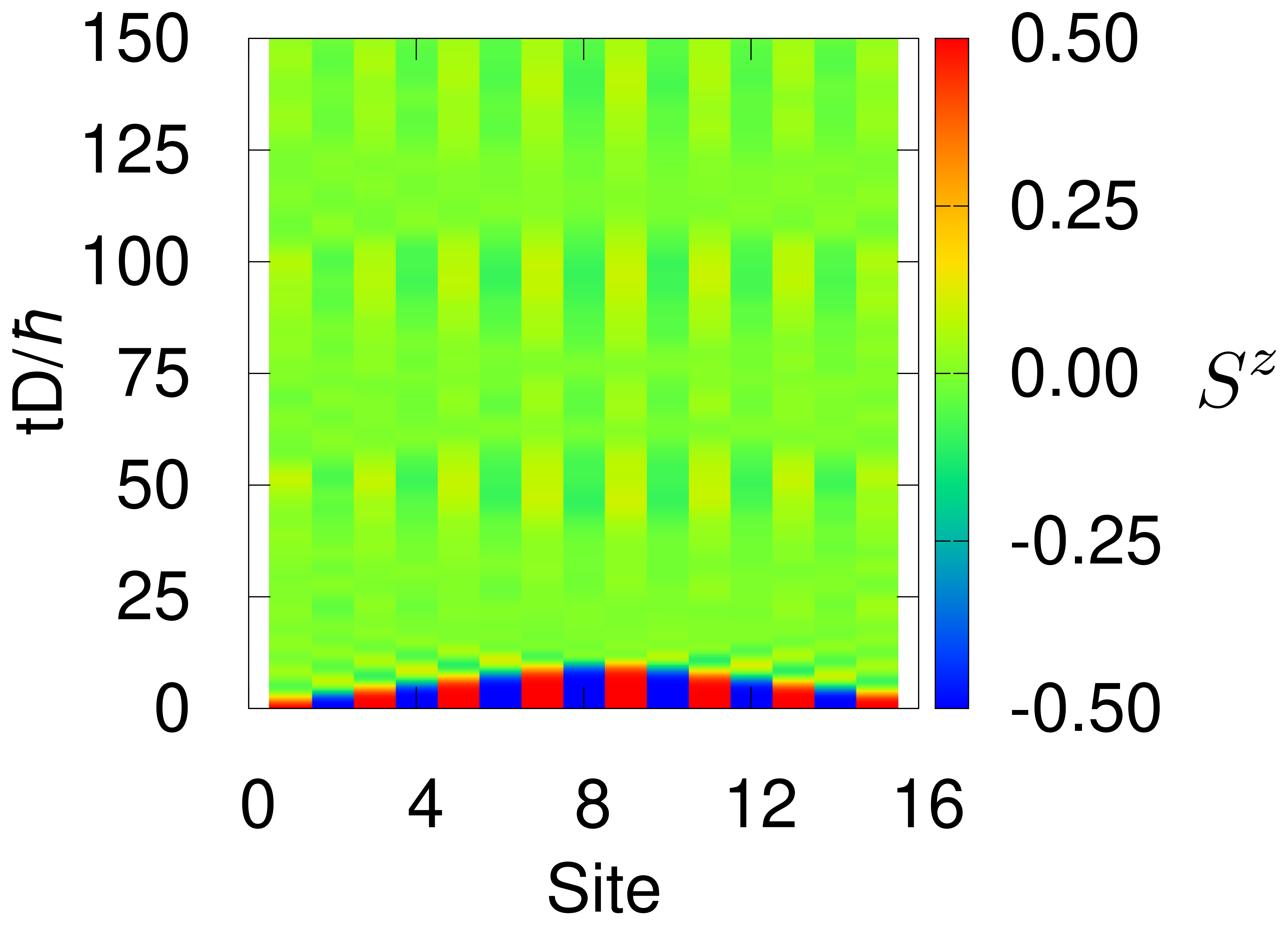
- Neel状態はscar状態と大きなoverlapがある。$|\langle \mathrm{Neel}|S_{M/2}\rangle|^2 = O(M^{-1})$
- 初期状態をNeel状態にすれば端磁場がないハミルトニアンでも痕跡が見えるであろう。

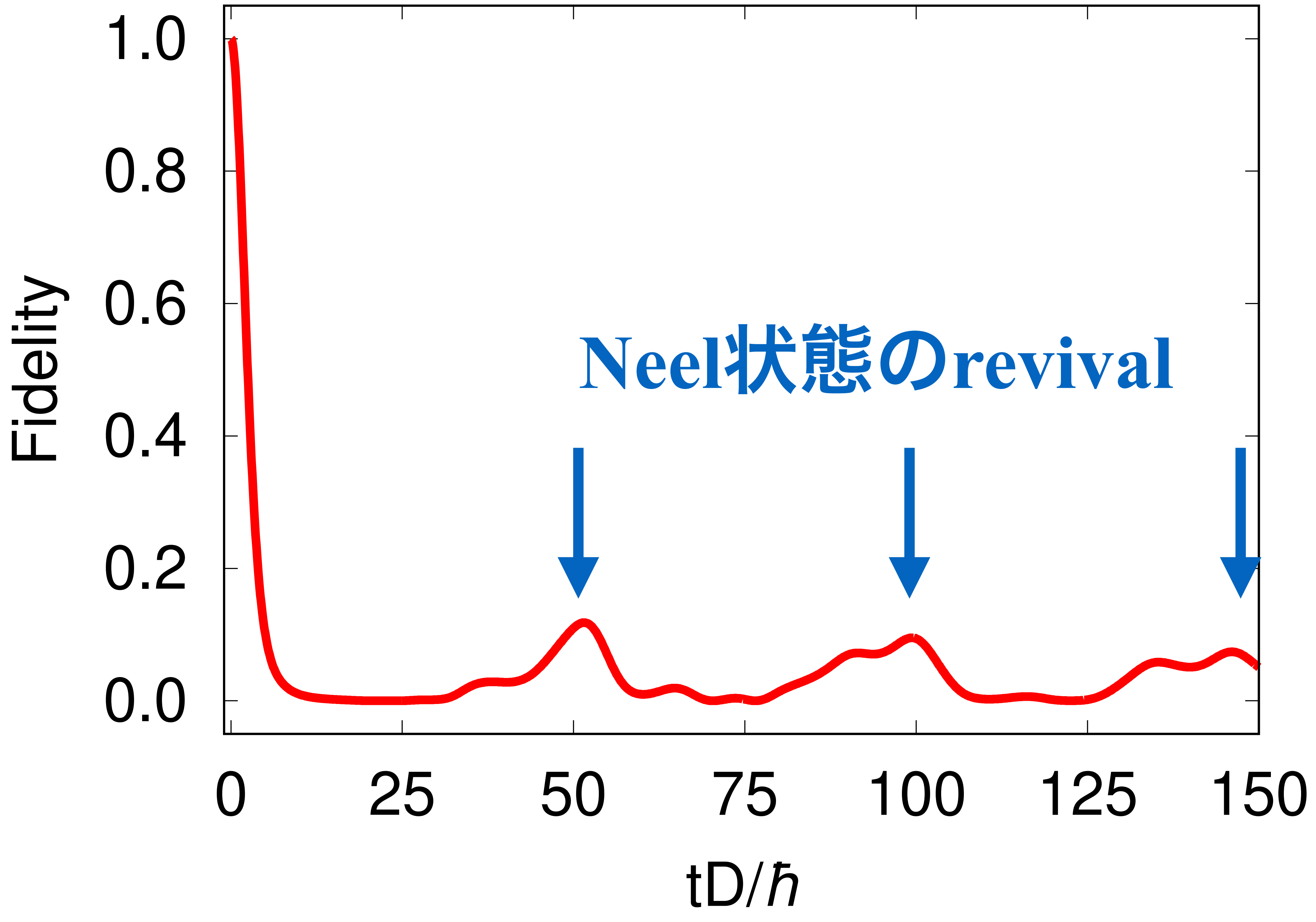
Results : Quantum many-body scar states in the DH model

初期状態をNeel状態とした時の実時間発展

(TEBD法による, *M*=16, *H*=0.1*D*)

Fidelity: $|\langle\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\cdots|\psi(t)\rangle|^2$





スピン密度やFidelityからNeel状態のrevivalの振る舞いが見える。

⇒Scar状態の痕跡。

Summary and future prospect

- Rydberg原子を用いた量子シミュレーターでDM相互作用を実装する方法の提案を行った。
- DH模型(DM相互作用と一様磁場のみの模型)でquantum many-body scar状態が存在することをSGAを用いて厳密に証明した。
- Scar状態を実験で見るためのセットアップを考案した。

MK, T. Tomita, H. Katsura, and Y. Kato, arXiv:2306.05591 (2023).

将来展望

- より複雑なDM相互作用の実装方法の提案。Quantum skyrmionの量子シミュレーション。
- Higher spin系の実現方法の提案。Spin-parity effectの実験研究へ向けて。

E-mail : kunimi@rs.tus.ac.jp