

Quantum information processing and correlation in holographic spacetimes

ホログラフィック時空における量子情報処理・量子相関

森 崇人（立教大・理研）

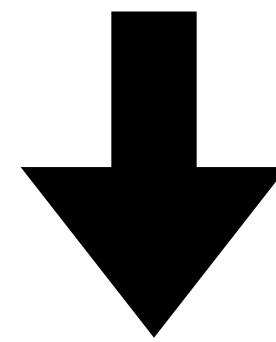


量子重力の背景独立性：

時空は背景に固定されて手では与えられるものではない

量子重力の背景独立性：

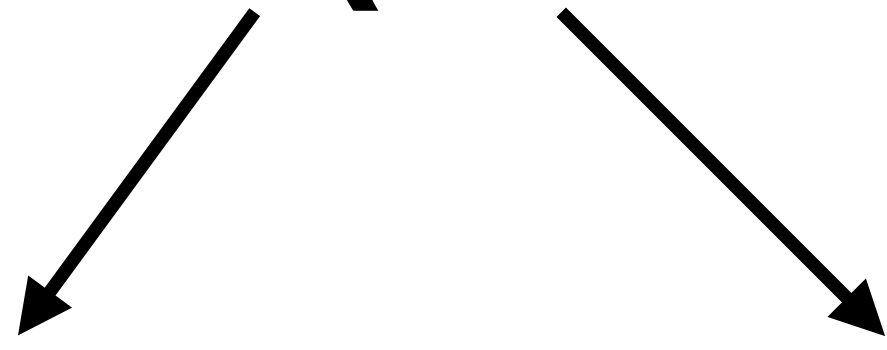
時空は背景に固定されて手で与えられるものではない



我々が存在する時空も含めて
一つの量子論として記述する

情報(処理)から時空を再構成できるか？

情報(処理)から時空を再構成できるか？



量子情報 量子基礎

情報(処理)から時空を再構成できるか？

量子情報 量子基礎

量子重力

量子重力は量子基礎・量子情報に
何を教えてくれるのか？

arXiv:2606.30853 [hep-th]



High Energy Physics – Theory

[Submitted on 29 Jun 2026]

Rethinking quantum information in gravity and fields

[Kanato Goto](#), [Yuta Hamada](#), [Kohtaro Kato](#), [Takato Mori](#), [Yoshifumi Nakata](#), [Masataka Watanabe](#), [Hayata Yamasaki](#), [Masahito Yamazaki](#), [Takuya Yoda](#)

This paper presents a curated selection of research questions at the intersection of quantum gravity and quantum information, chosen to highlight issues that we regard as particularly important for researchers in both fields. We organize the discussion into four main themes: the operational characterization of observables, the role of observers, quantum error correction, and the infinite-dimensionality of Hilbert spaces. We hope that addressing these questions will engage researchers across both communities and further strengthen the profound interplay between the two disciplines.

日本の若手研究者を集めて
量子重力と量子情報、両分野の中期的な問題を集めた

Contents

arXiv:2606.30853 [hep-th]

1	Introduction	2
2	Operational characterization	3
	2.1 What is the role of information-processing tasks in QG?	3
	2.2 Can we apply resource theory to holography and QFT?	8
3	Observer	11
	3.1 How should we articulate the concept of observers in QG?	11
	3.2 Can observers be explicitly incorporated into the dynamical descriptions of spacetime?	16
4	Quantum error correction	18
	4.1 Can we incorporate more physical constraints into QEC toy models of QG?	19
	4.2 Does QG require full protection of quantum information?	22
5	Infinite dimensionality	26
	5.1 Can we establish the theory of QI in infinite-dimensional settings, in particular QFTs?	26

操作による特徴づけ

「観測者」の定義

量子誤り訂正モデル

無限次元性

宣伝：これらの問題についての一日ワークショップをやります

Rethinking quantum information in gravity and fields

September 13, 2026
Hongo Campus, University of Tokyo
Asia/Tokyo timezone



Overview

Timetable

Registration

In the twenty-first century, we are witnessing the synthesis of two distinct “quantum” disciplines: quantum gravity (QG) and quantum information (QI). The confluence of these two vast intellectual streams is already yielding a novel language capable of describing the fundamental nature of the universe. It is fair to say, however, that significant effort is still needed to bridge the differences between the two disciplines, and there are reasons to believe that the culmination of this synthesis has yet to come.

In this workshop, building upon the insights presented in the recent arXiv paper (<https://arxiv.org/abs/2606.30853>), we will engage in an in-depth discussion on the future prospects and challenges at the intersection of quantum gravity and quantum information.

Format :

[Koshiba Hall, 2F in the Building No.1, Hongo Campus, University of Tokyo.](#) In person only. The lectures will be given in English.

Speakers (tentative):

- Kanato Goto (Osaka)
- Yoshifumi Nakata (Science Tokyo)
- Takato Mori (Rikkyo)
- Hayata Yamasaki (Tokyo)

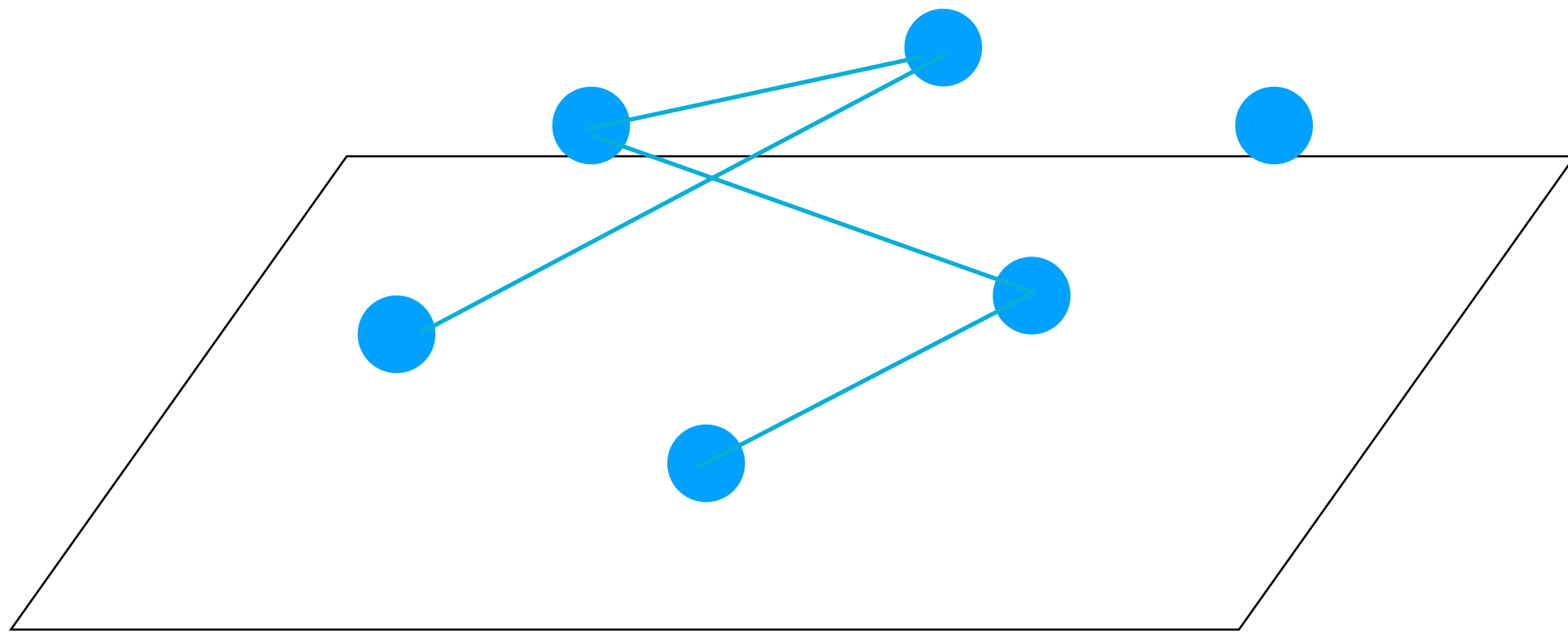
9/13 (日) @ 東大本郷

(物理学会の前日)



<https://indico.global/event/18650/overview>

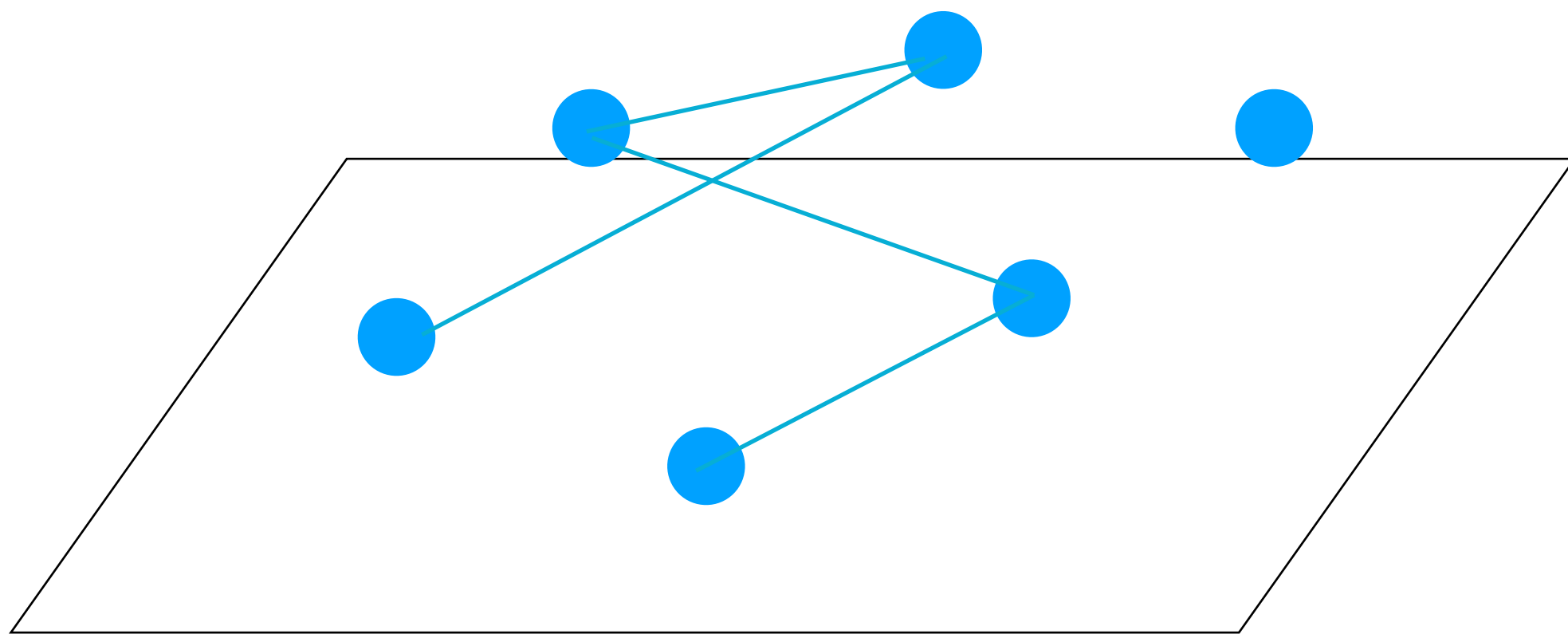
量子重力とは何か？なぜ「量子」重力を考えたいか？



固定された背景時空上の物質の相互作用

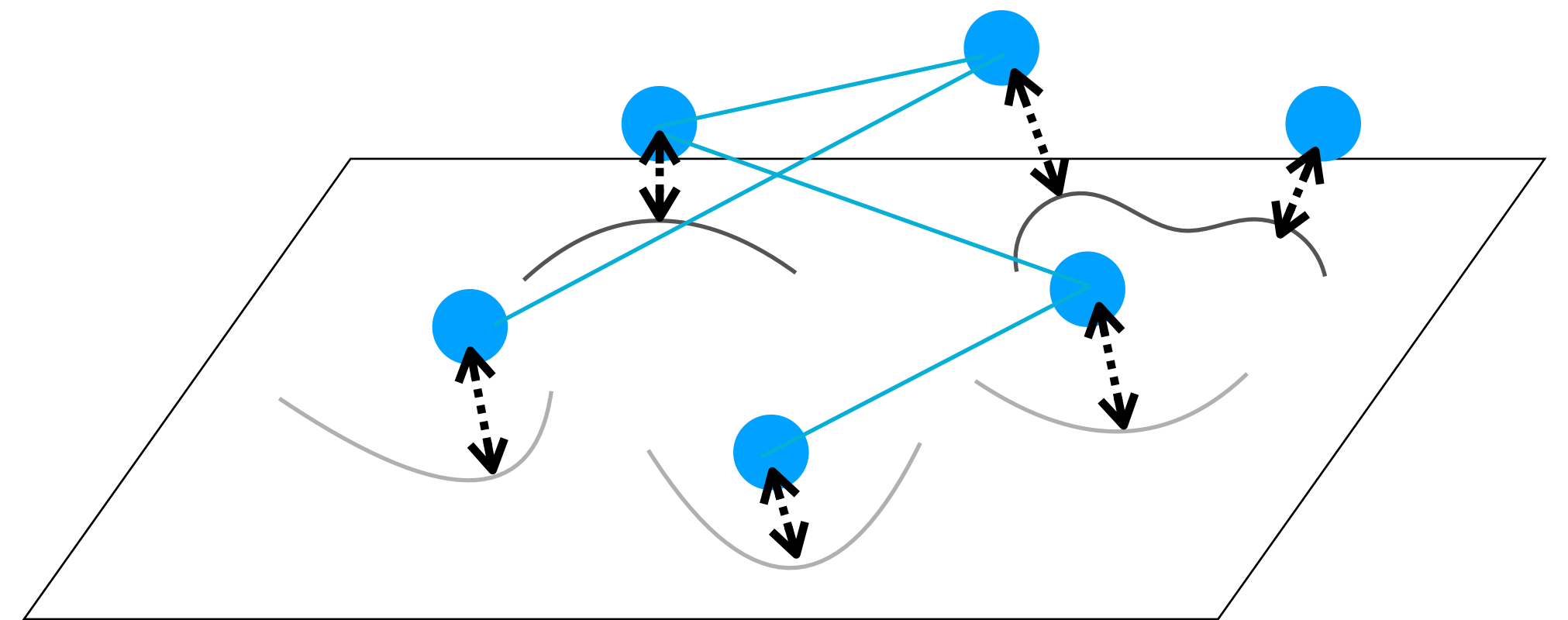
= bulk effective field theory (bulk EFT)

量子重力とは何か？なぜ「量子」重力を考えたいか？



固定された背景時空中の物質の相互作用

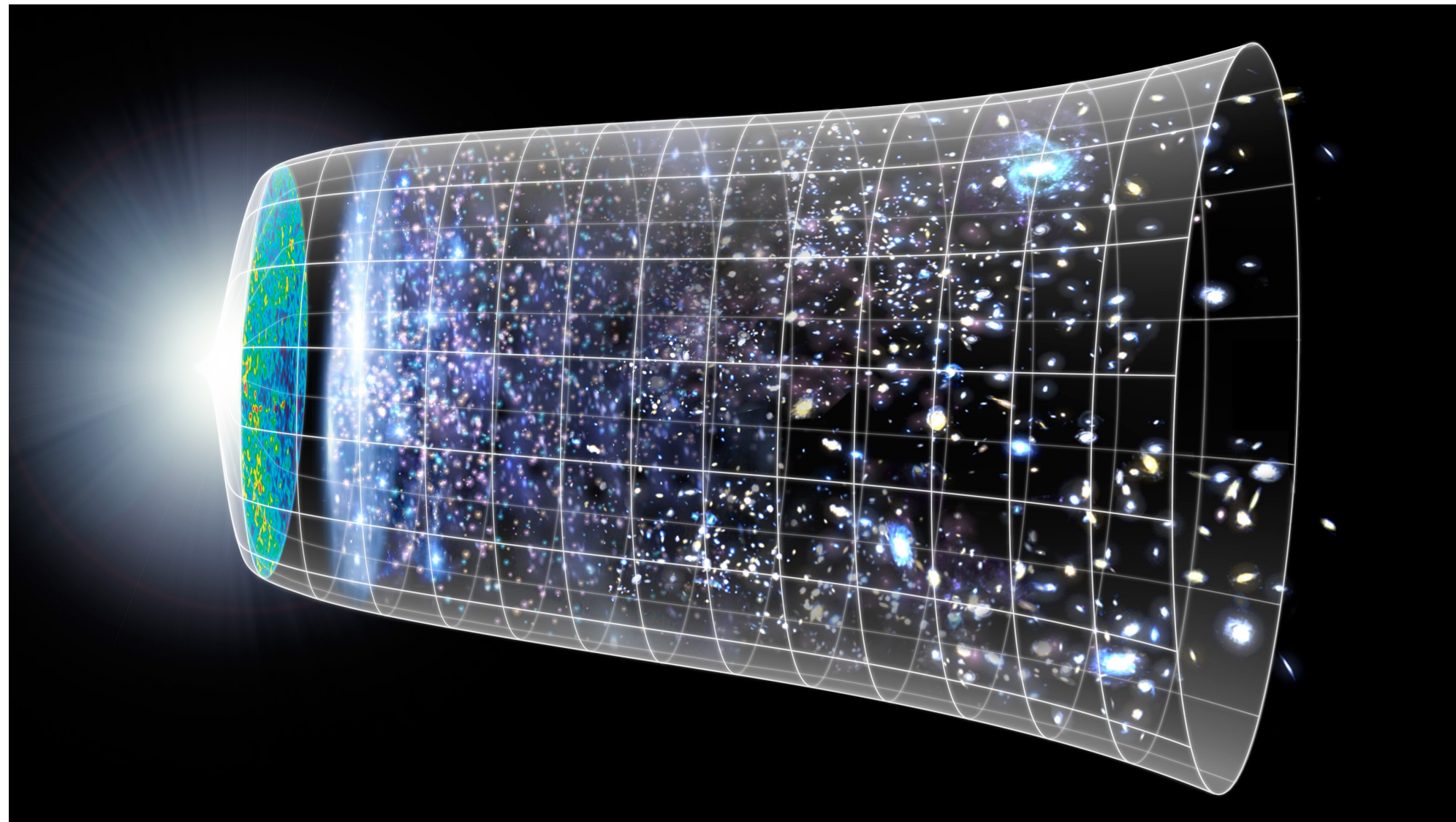
= bulk effective field theory (bulk EFT)



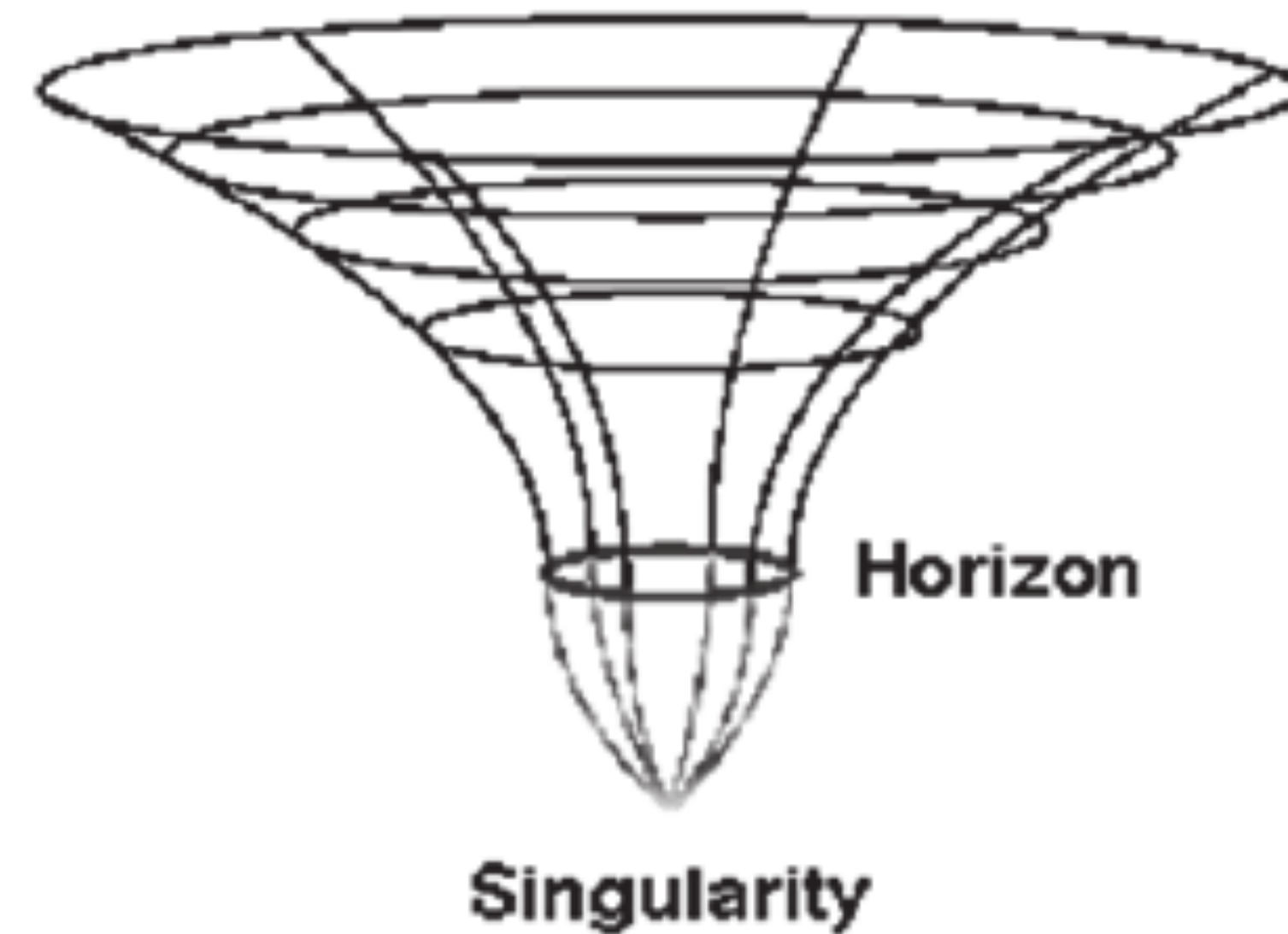
物質と時空がお互いに影響を及ぼしあう

時空も重ね合わせを許す→量子重力

古典重力では説明できない現象がある



NASA/WMAP



S. Howard "Black Holes Can Dance"

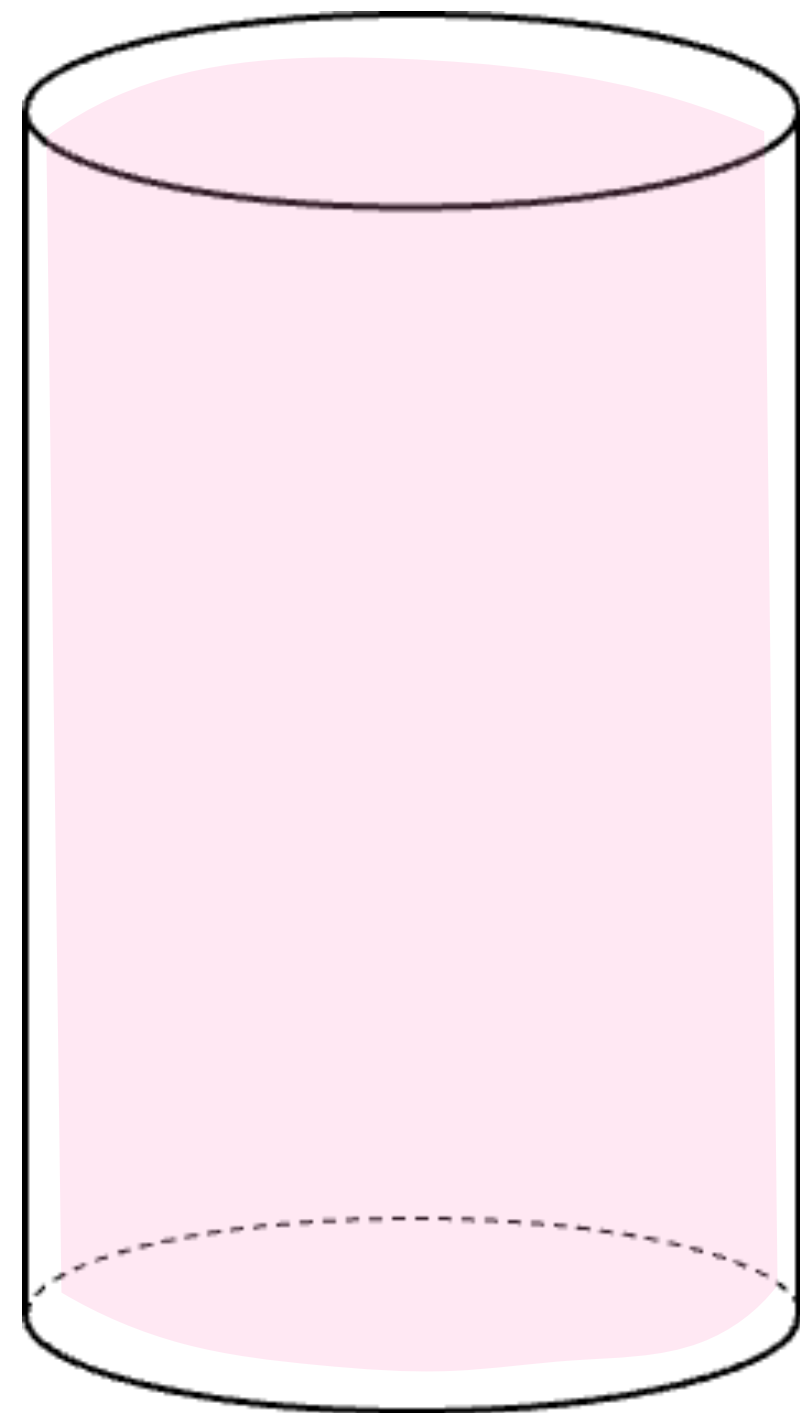
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系

相対性理論

$$G_N \rightarrow 0$$



$$\frac{1}{G_N} \sim c, N^2$$

time



量子系

$$c, N \rightarrow \infty$$



一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系

相対性理論

$$G_N \rightarrow 0$$



“バルク”

$$\frac{1}{G_N} \sim c, N^2$$

time



量子系

$$c, N \rightarrow \infty$$

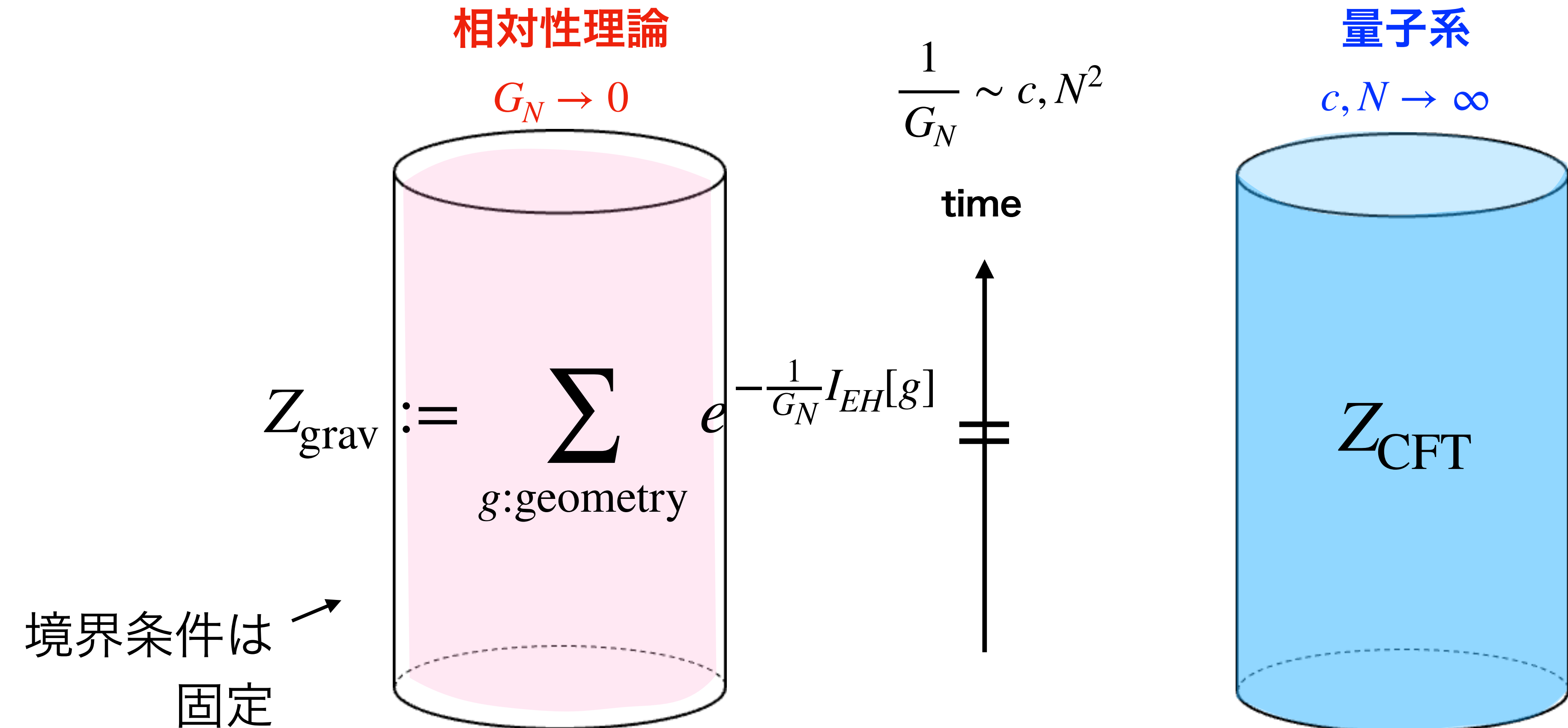


“バウンダリー”

一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系



一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

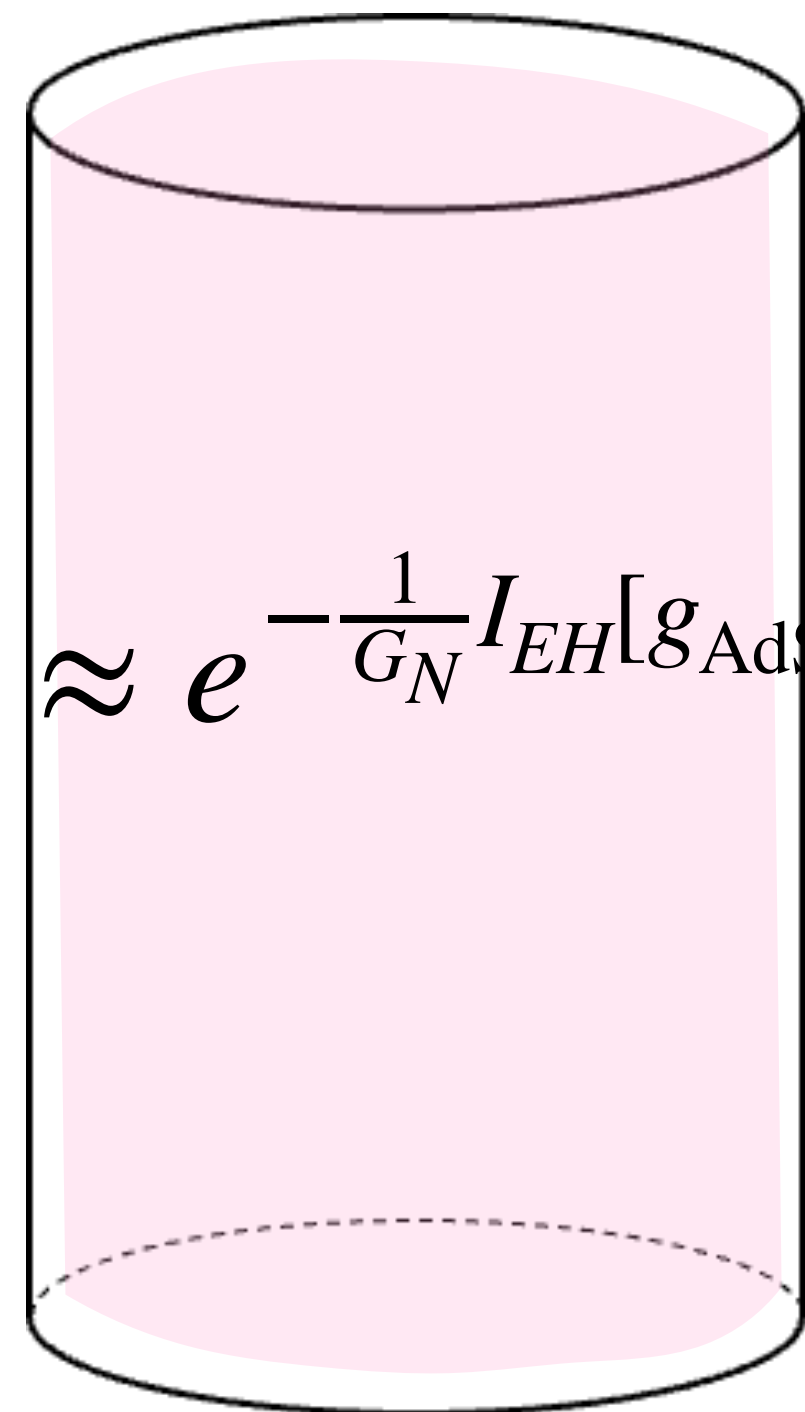
境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系

相対性理論

$$G_N \rightarrow 0$$

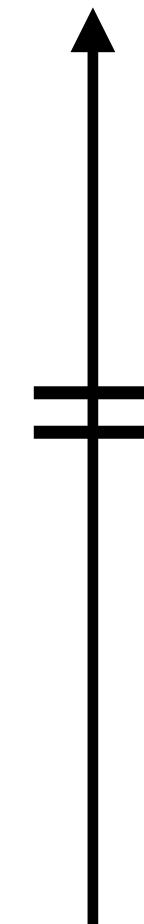
$$Z_{\text{grav}} \approx e^{-\frac{1}{G_N} I_{EH}[g_{\text{AdS}}]}$$

漸近的平坦・ジッター
時空：AdS



$$\frac{1}{G_N} \sim c, N^2$$

time

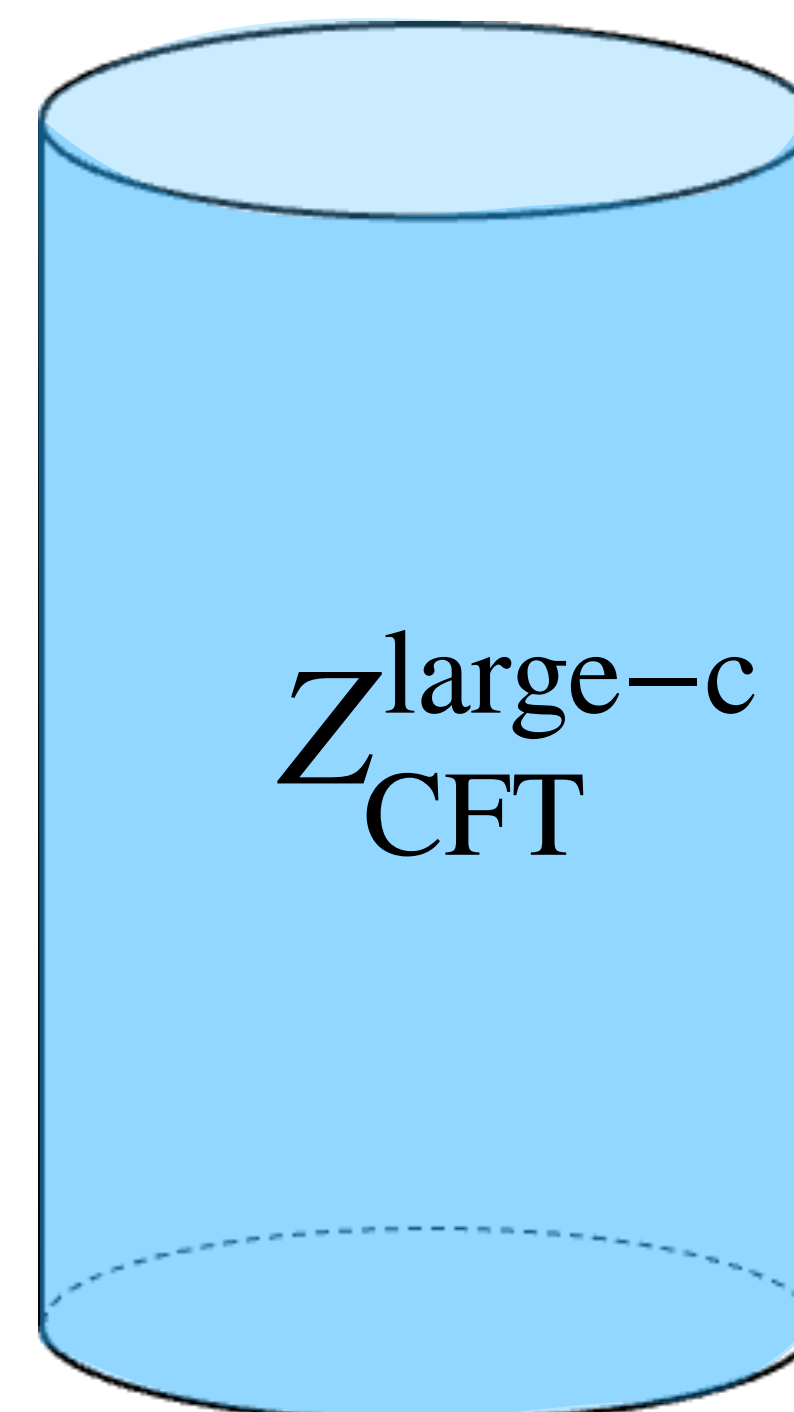


量子系

$$c, N \rightarrow \infty$$

$$Z_{\text{CFT}}^{\text{large-}c}$$

共形場理論 (CFT)



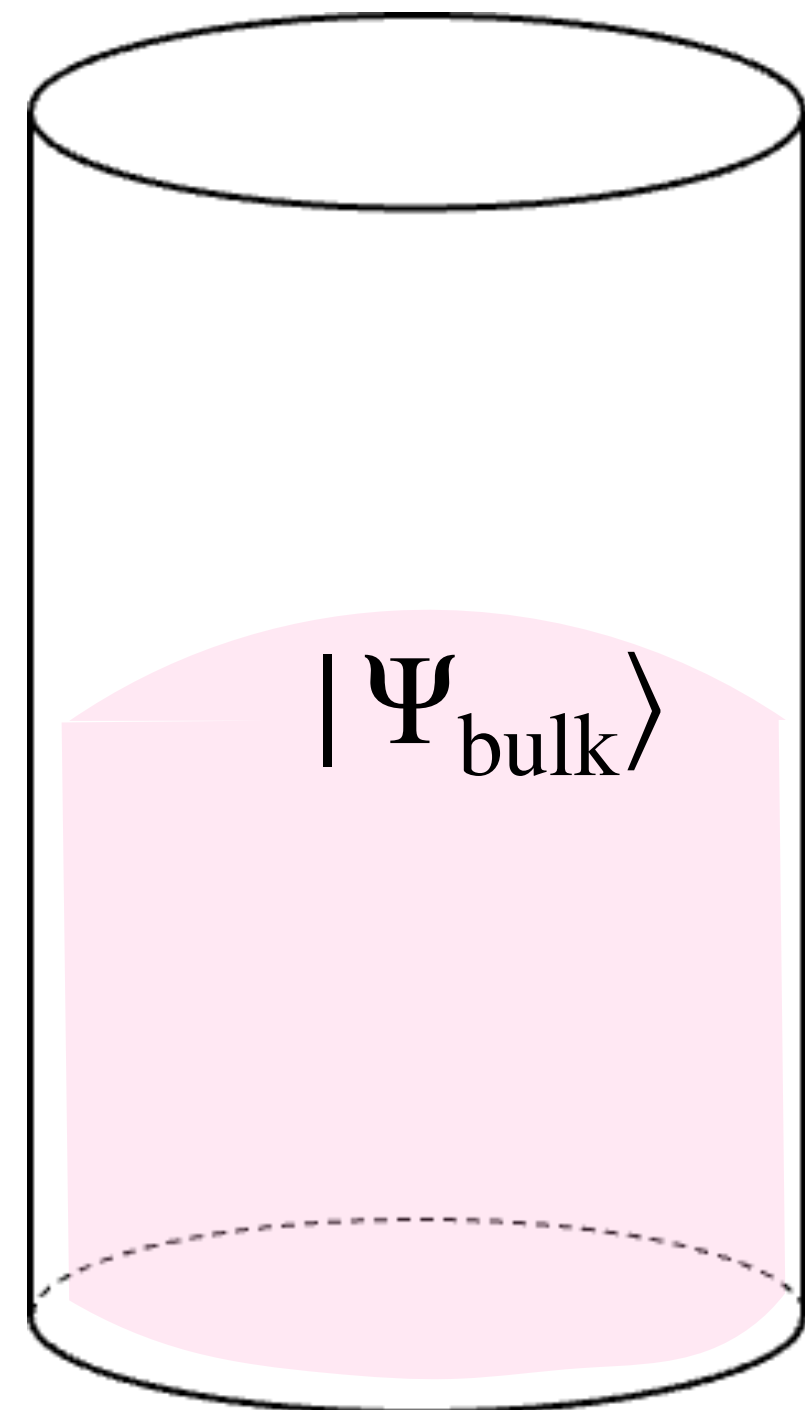
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系

相対性理論

$$G_N \rightarrow 0$$



$$\frac{1}{G_N} \sim c, N^2$$

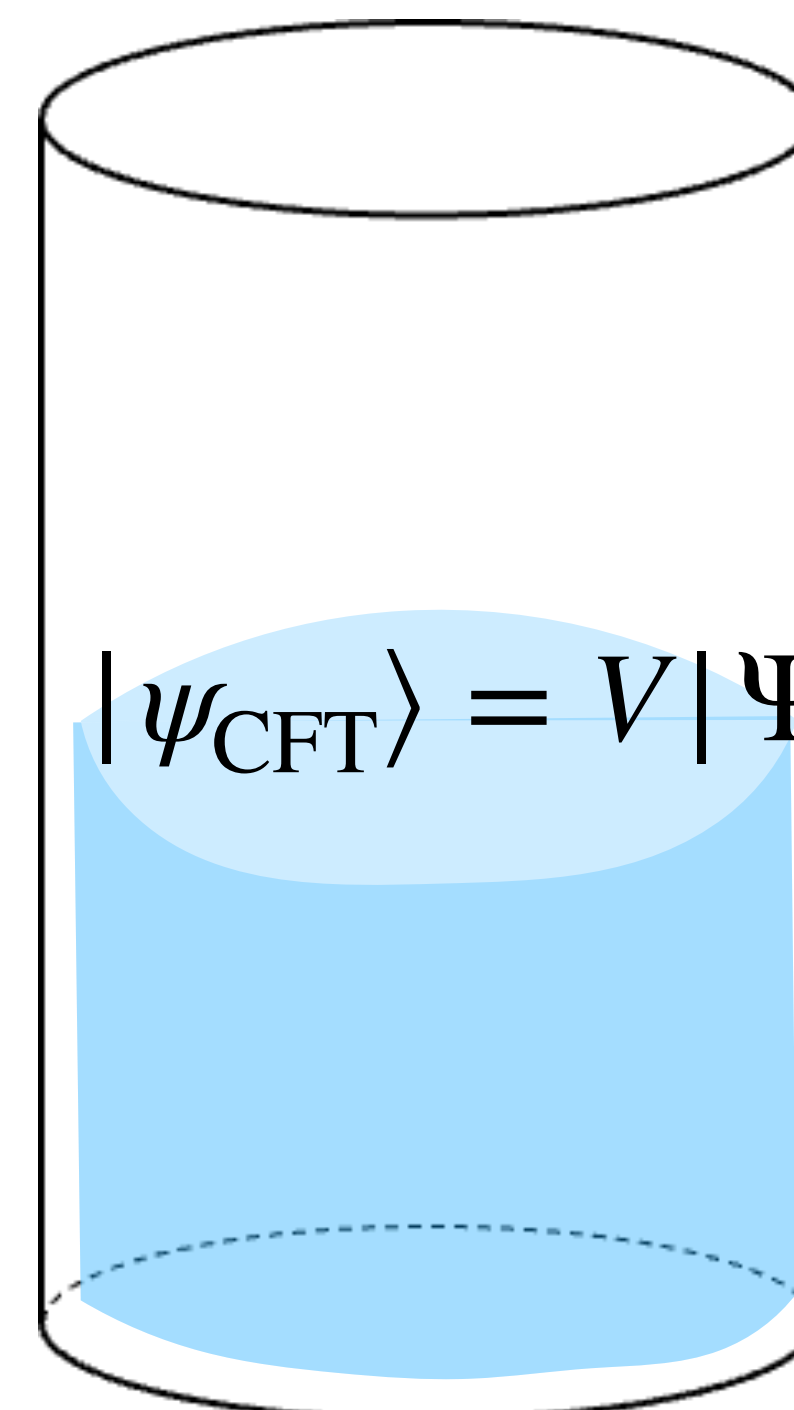
time

$\cong$

isometric

量子系

$$c, N \rightarrow \infty$$



$$|\psi_{\text{CFT}}\rangle = V|\Psi_{\text{bulk}}\rangle \in \mathcal{H}_{\text{code}} \subset \mathcal{H}_{\text{CFT}}$$

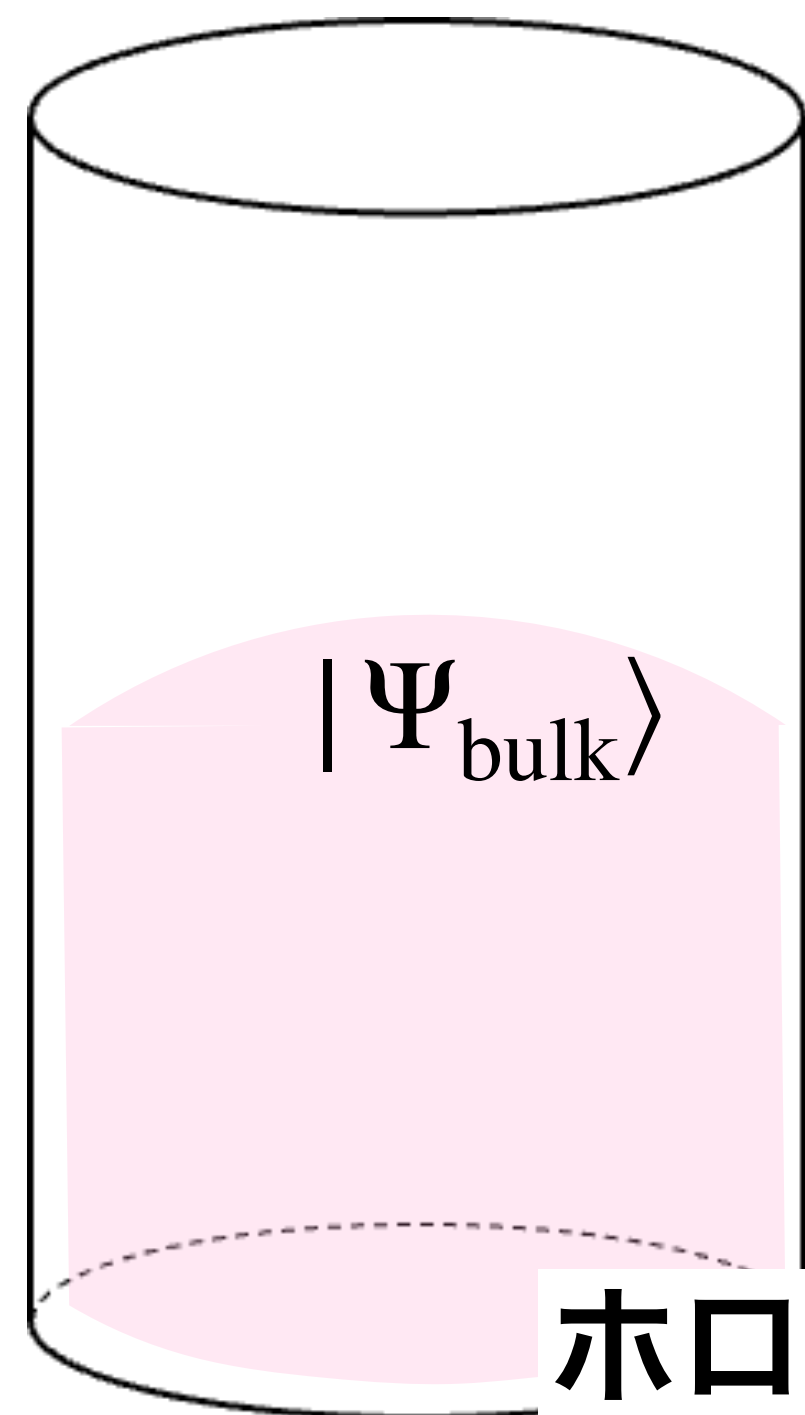
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

AdS/CFT対応 [Maldacena]

境界のある時空上の量子重力 = 境界と同じ固定時空上の強結合の臨界量子系

相対性理論

$$G_N \rightarrow 0$$



$$\frac{1}{G_N} \sim c, N^2$$

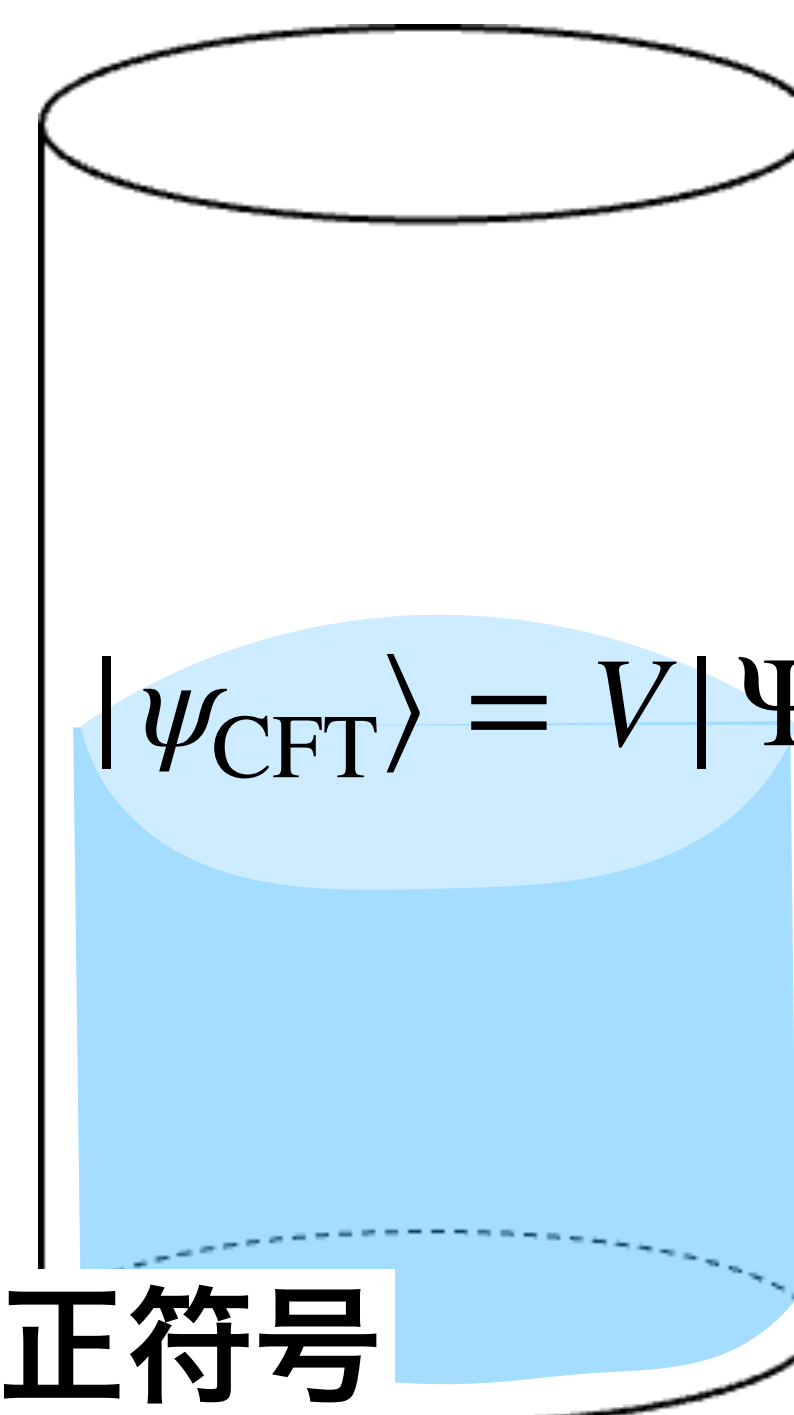
time

$\simeq$

isometric

量子系

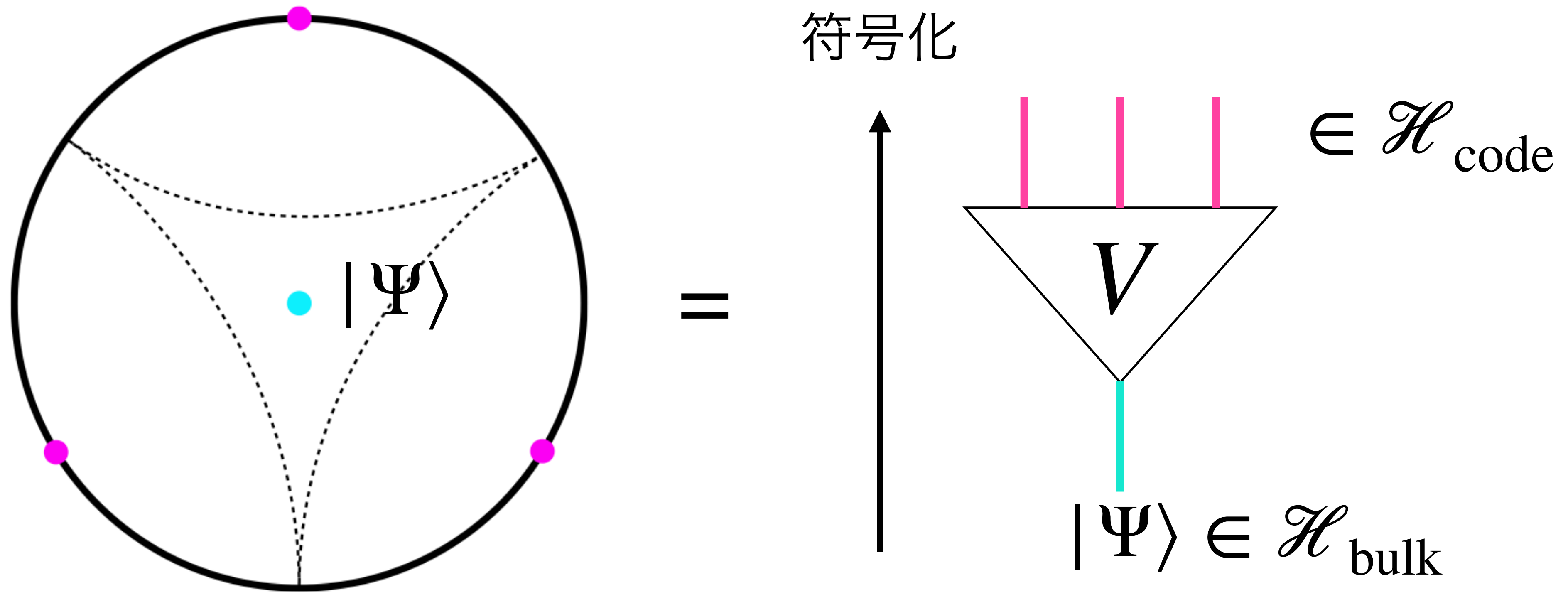
$$c, N \rightarrow \infty$$



$$|\psi_{\text{CFT}}\rangle = V|\Psi_{\text{bulk}}\rangle \in \mathcal{H}_{\text{code}} \subset \mathcal{H}_{\text{CFT}}$$

ホログラフィック誤り訂正符号

一つのアプローチ：ホログラフィー原理



ホログラフィック誤り訂正符号

一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

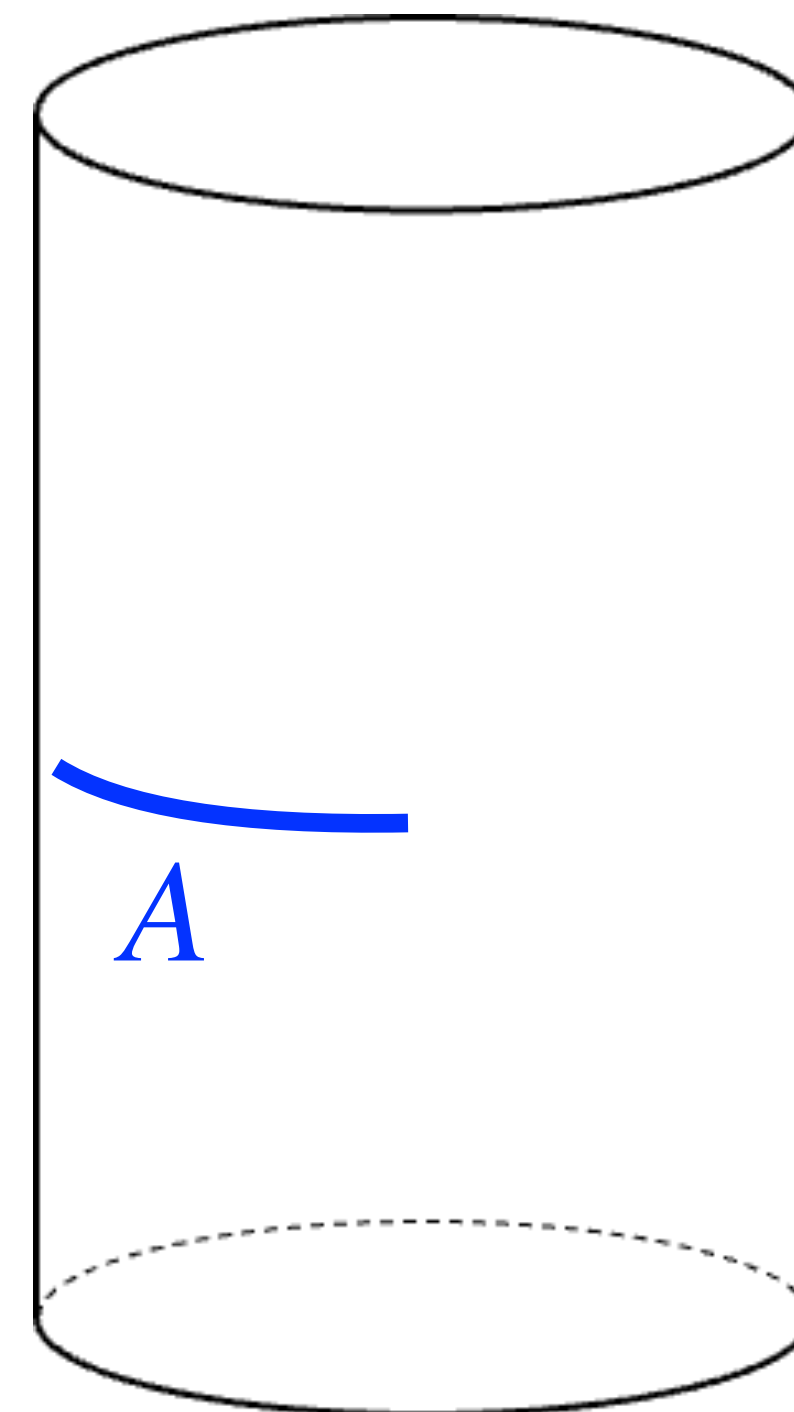
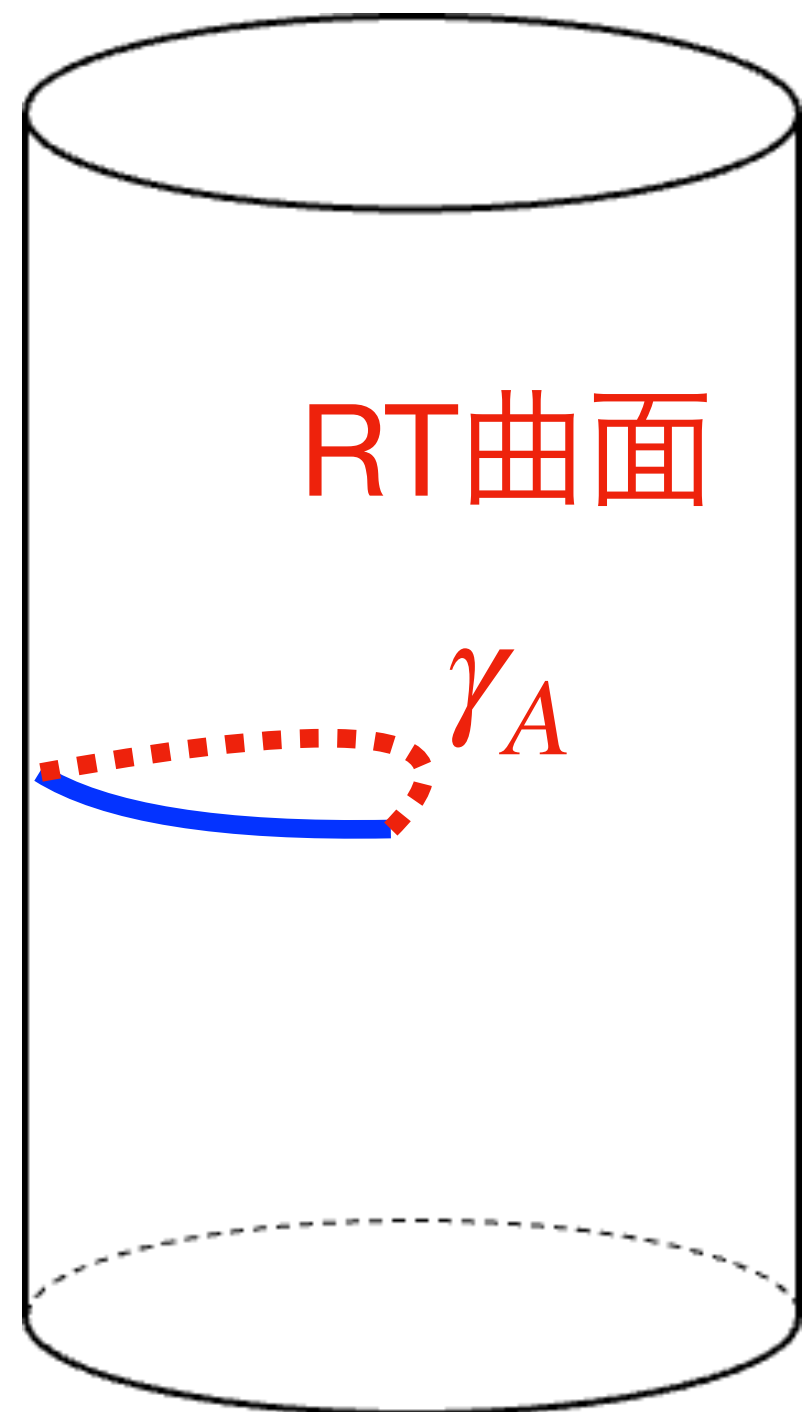
Minimal surface area

$\Leftrightarrow$

Entanglement entropy

$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$S_A = -\text{tr} \rho_A \log \rho_A, \quad \rho_A = \text{tr}_{\bar{A}} \rho$$



一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

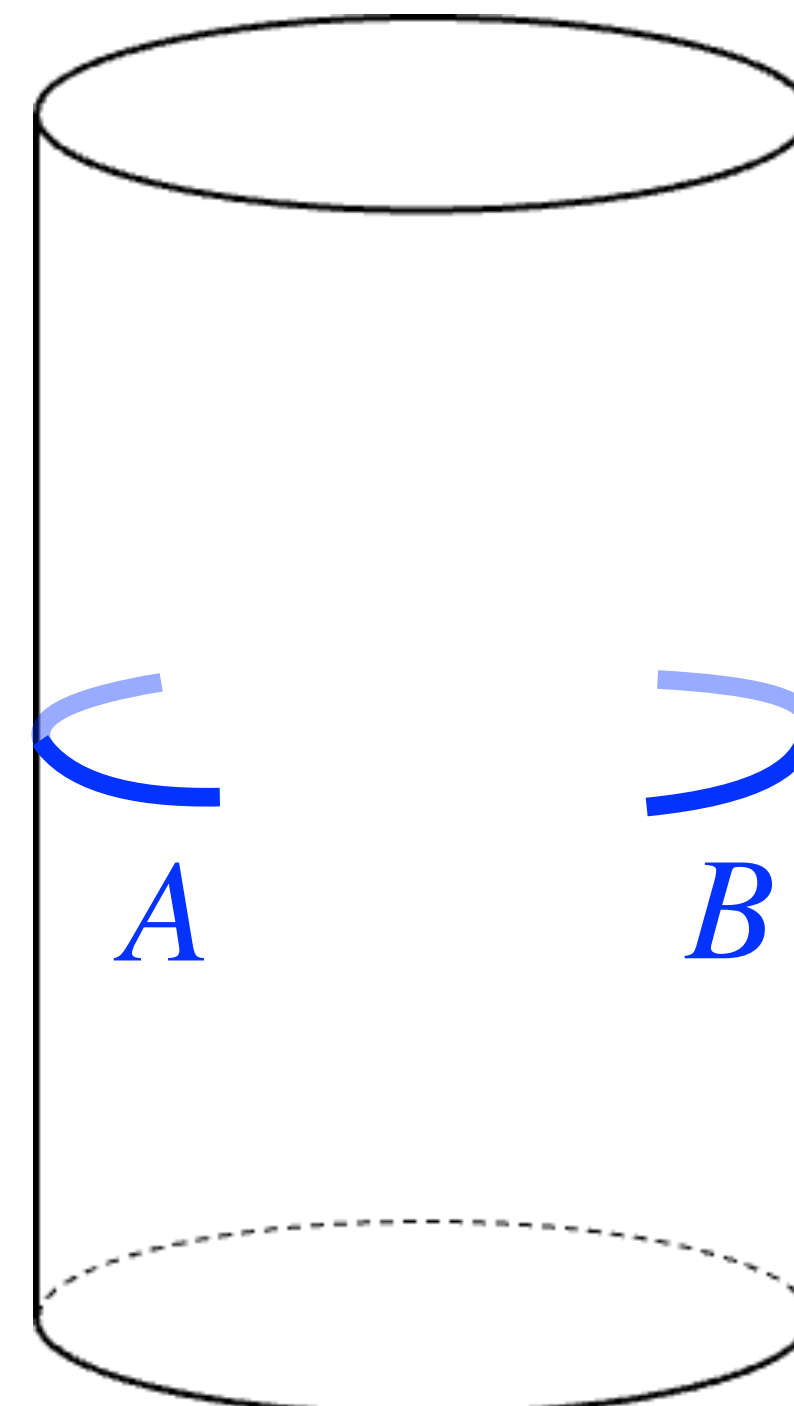
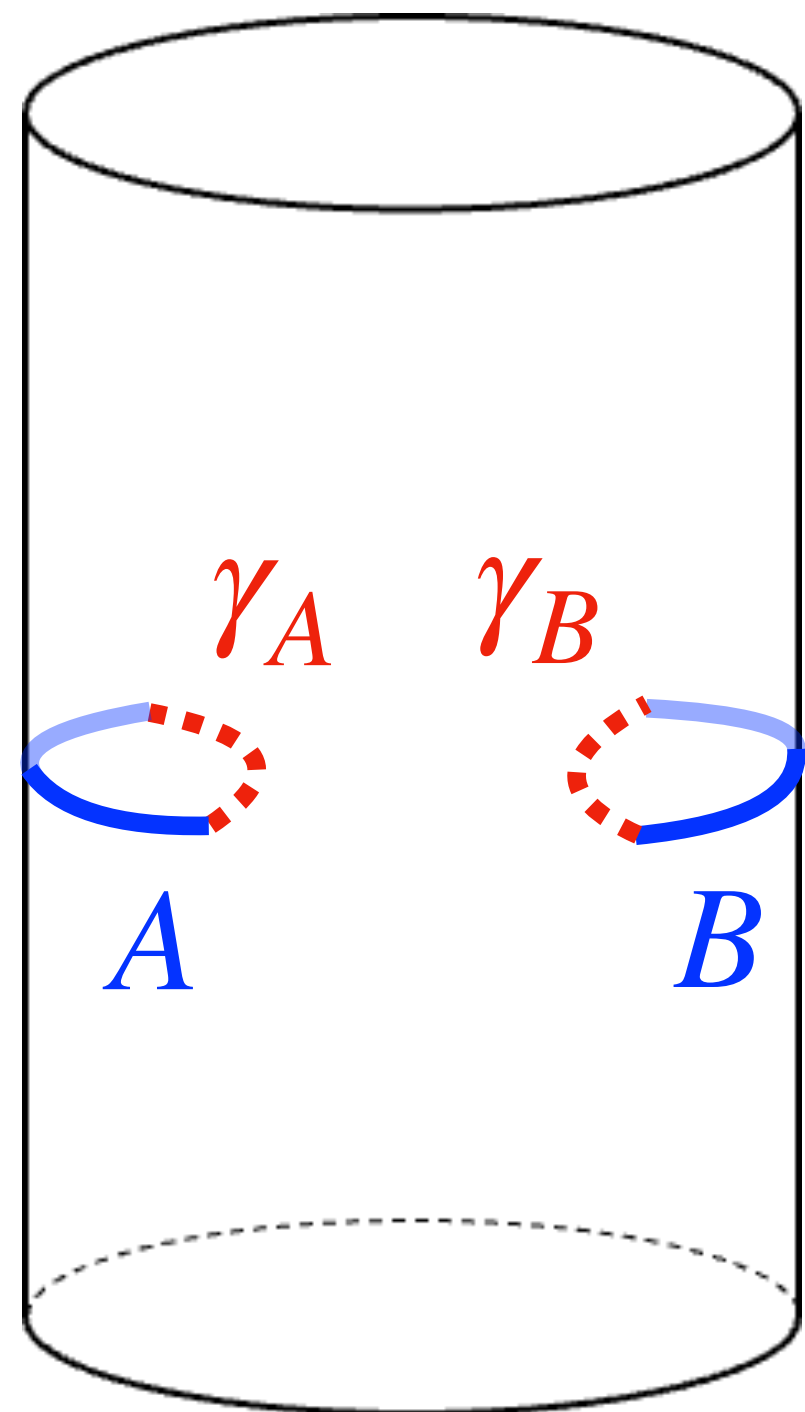
Minimal surface area

$\Leftrightarrow$

Mutual information

$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

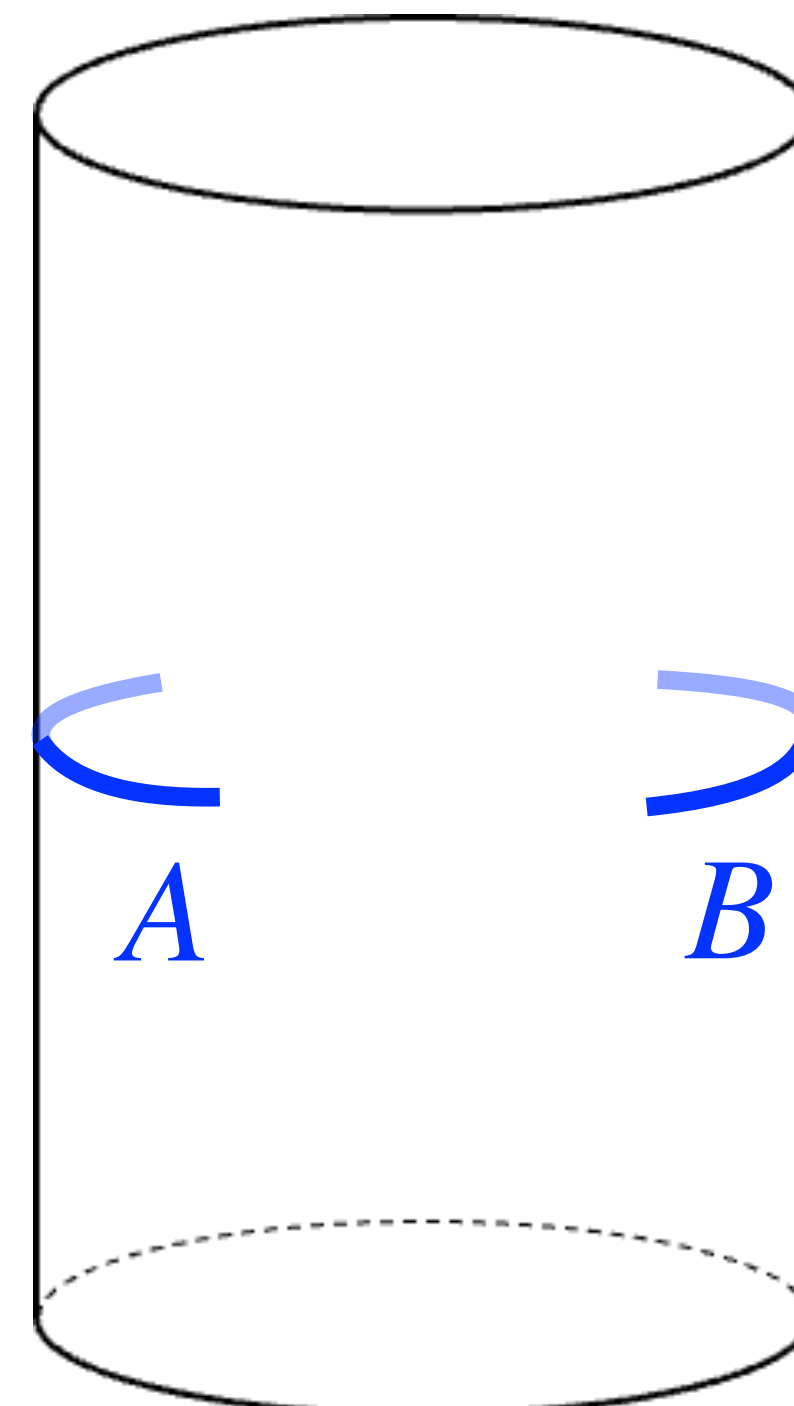
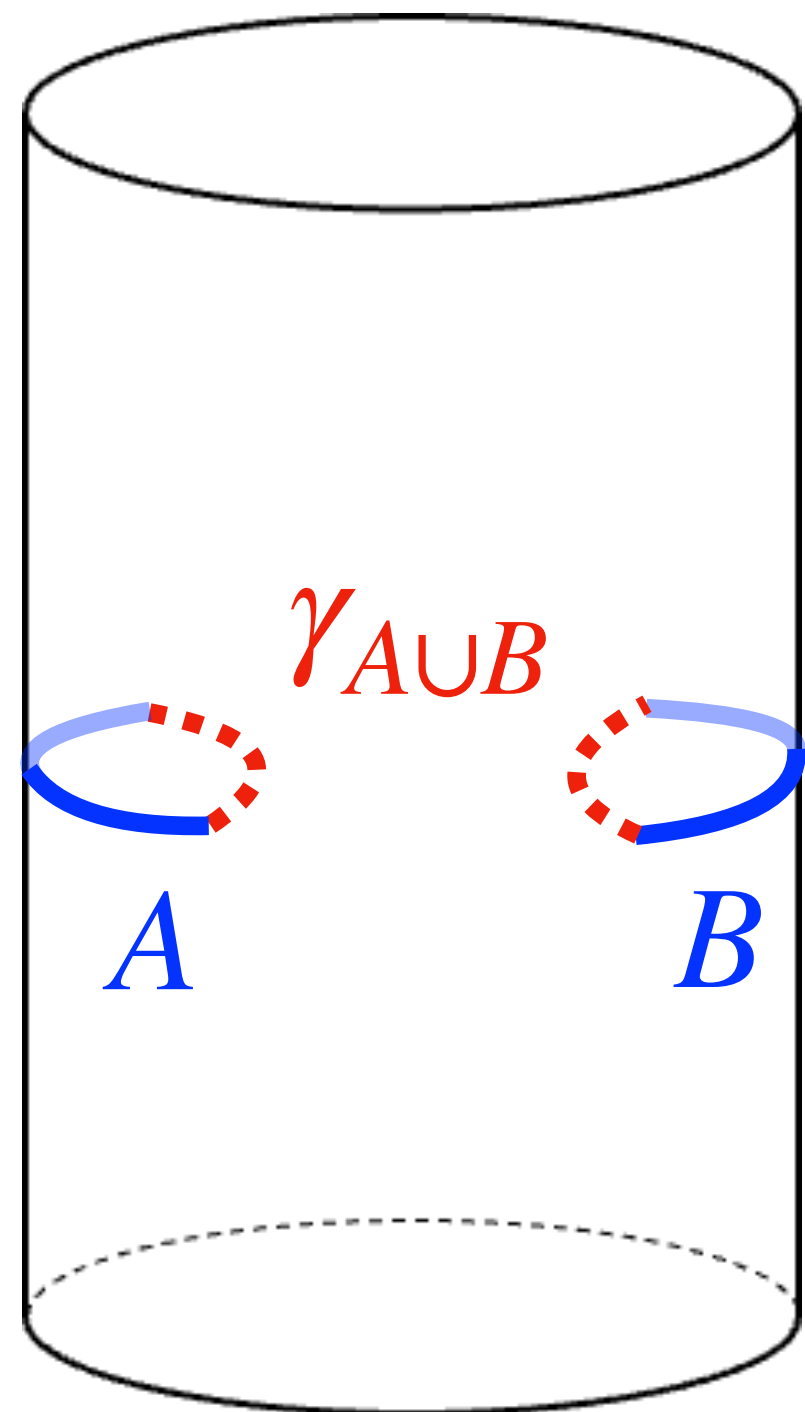
Minimal surface area

$\Leftrightarrow$

Mutual information

$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



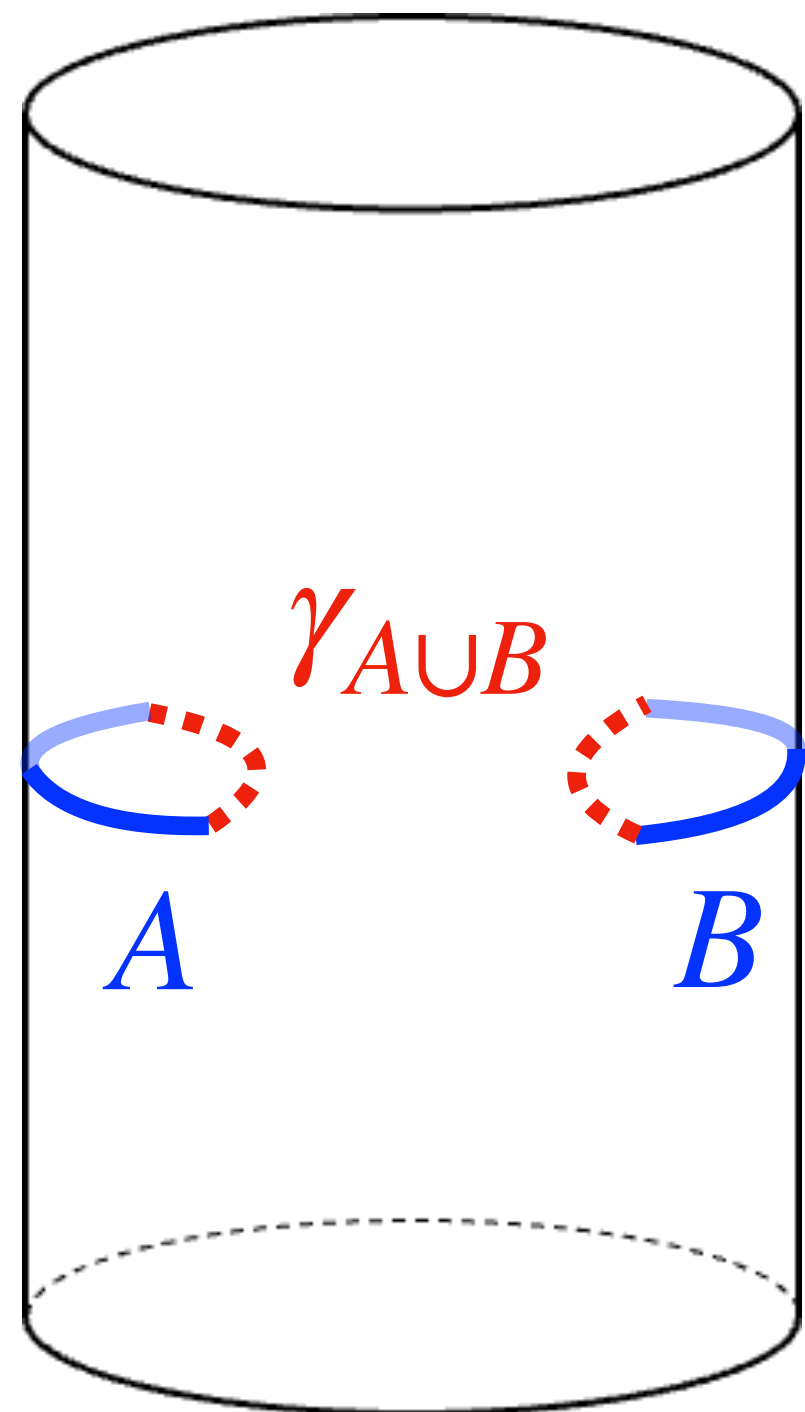
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

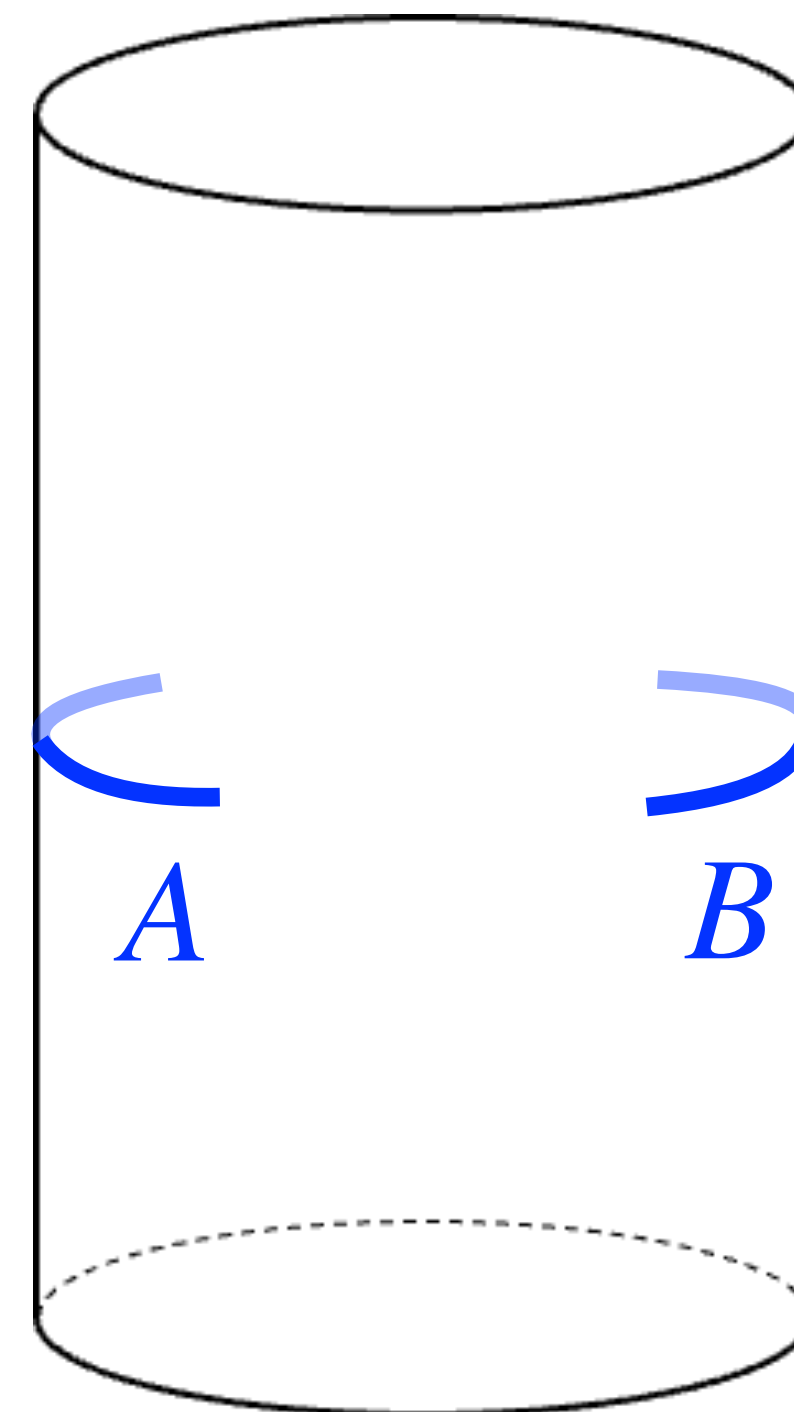
Minimal surface area $\Leftrightarrow$ Mutual information

$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



$$I(A : B) = O(1)$$



一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

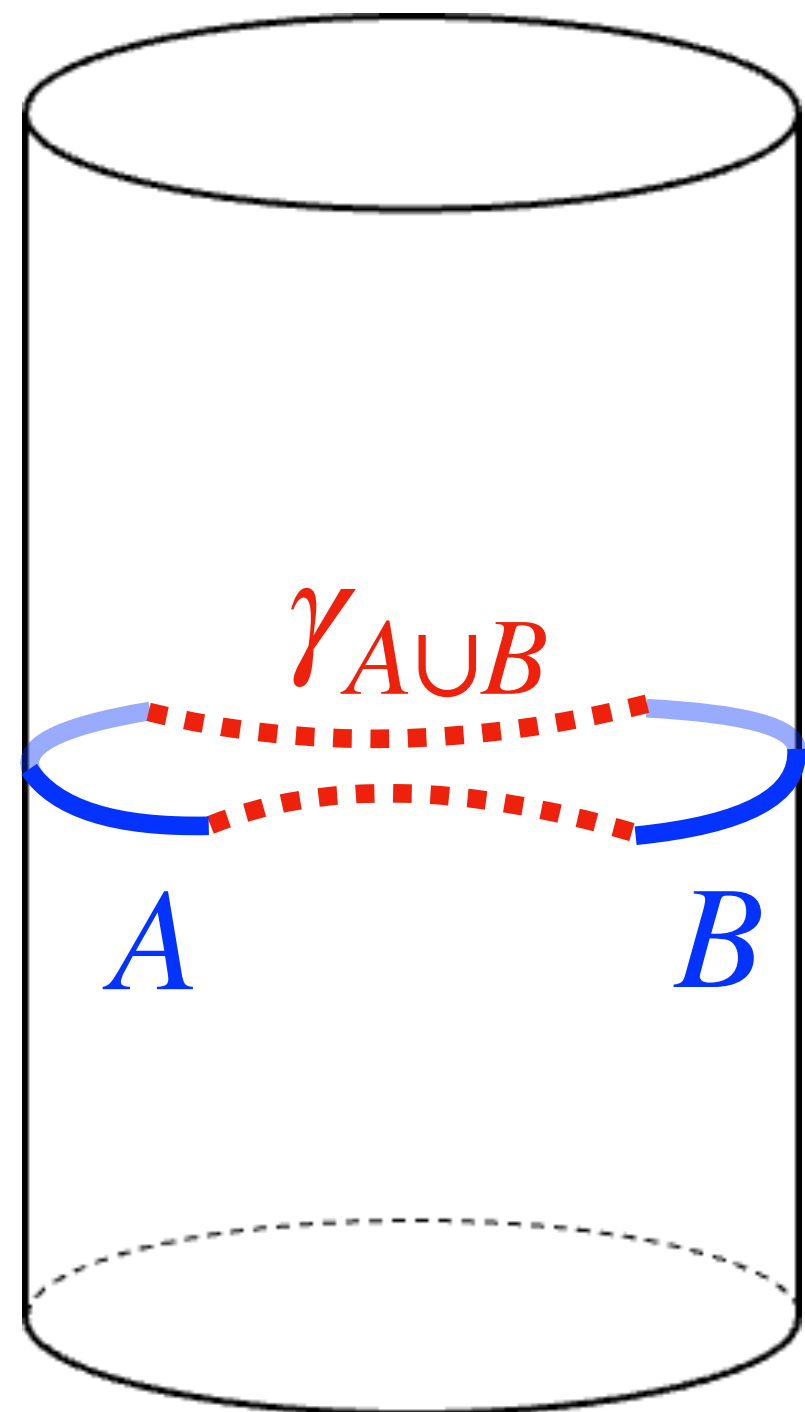
Minimal surface area

$\Leftrightarrow$

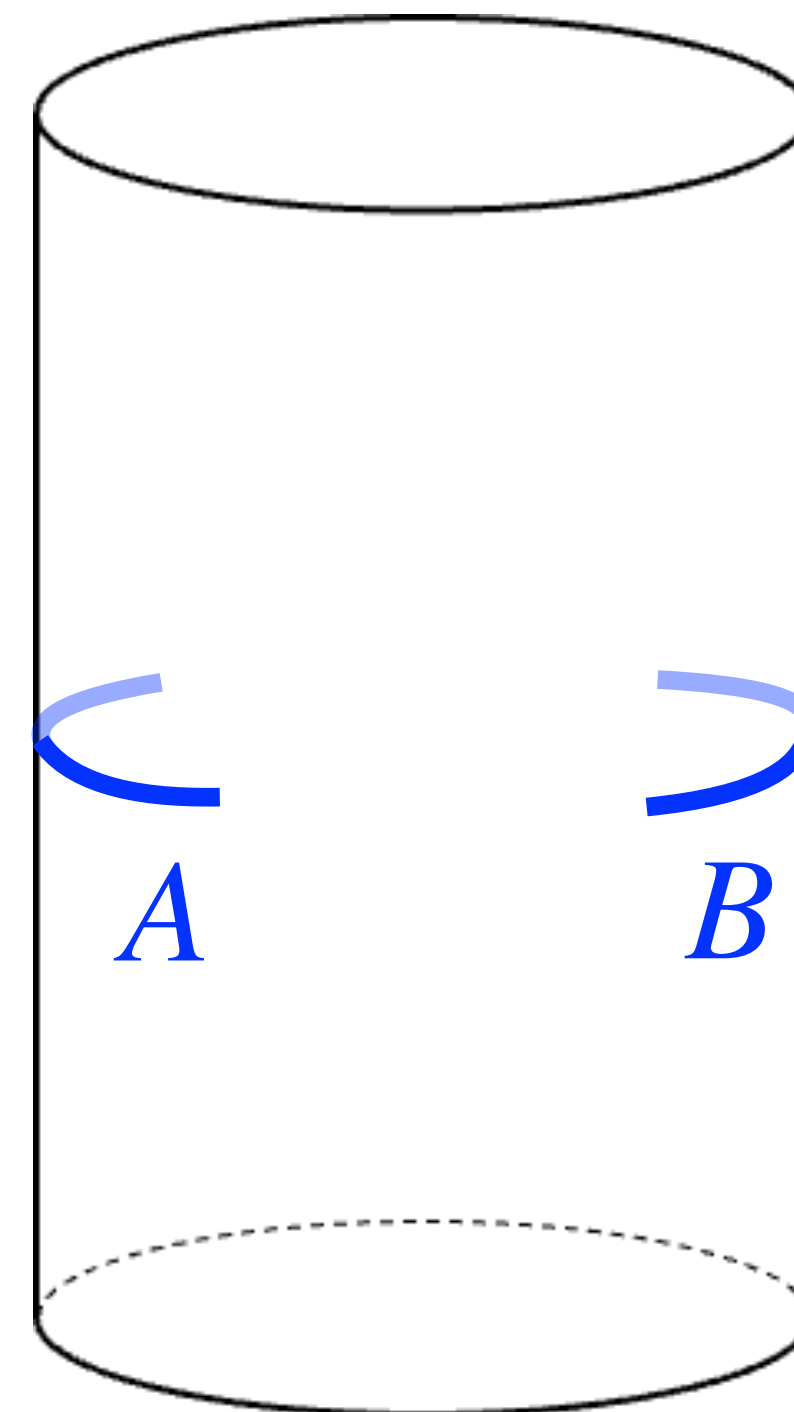
Mutual information

$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



connected wedge



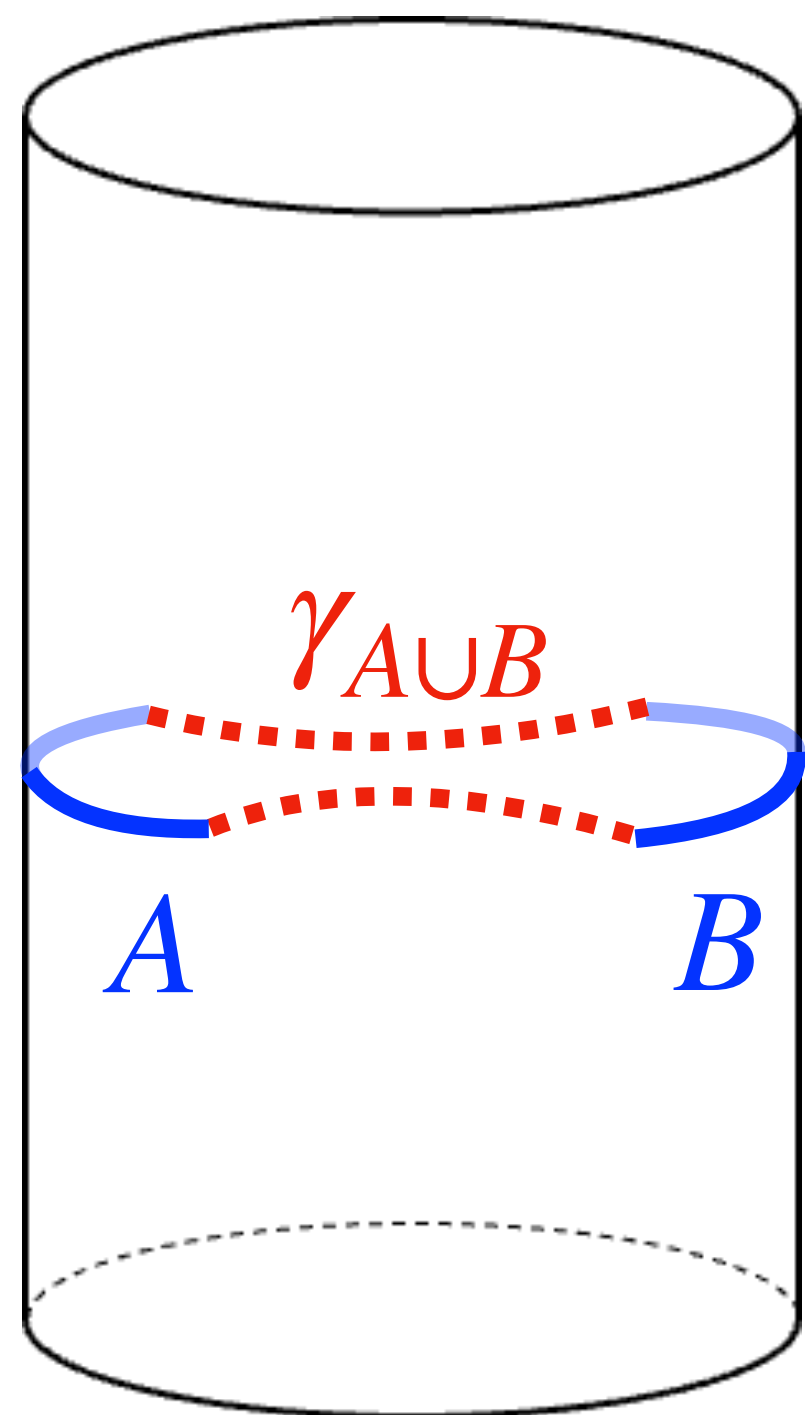
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

Minimal surface area $\Leftrightarrow$ Mutual information

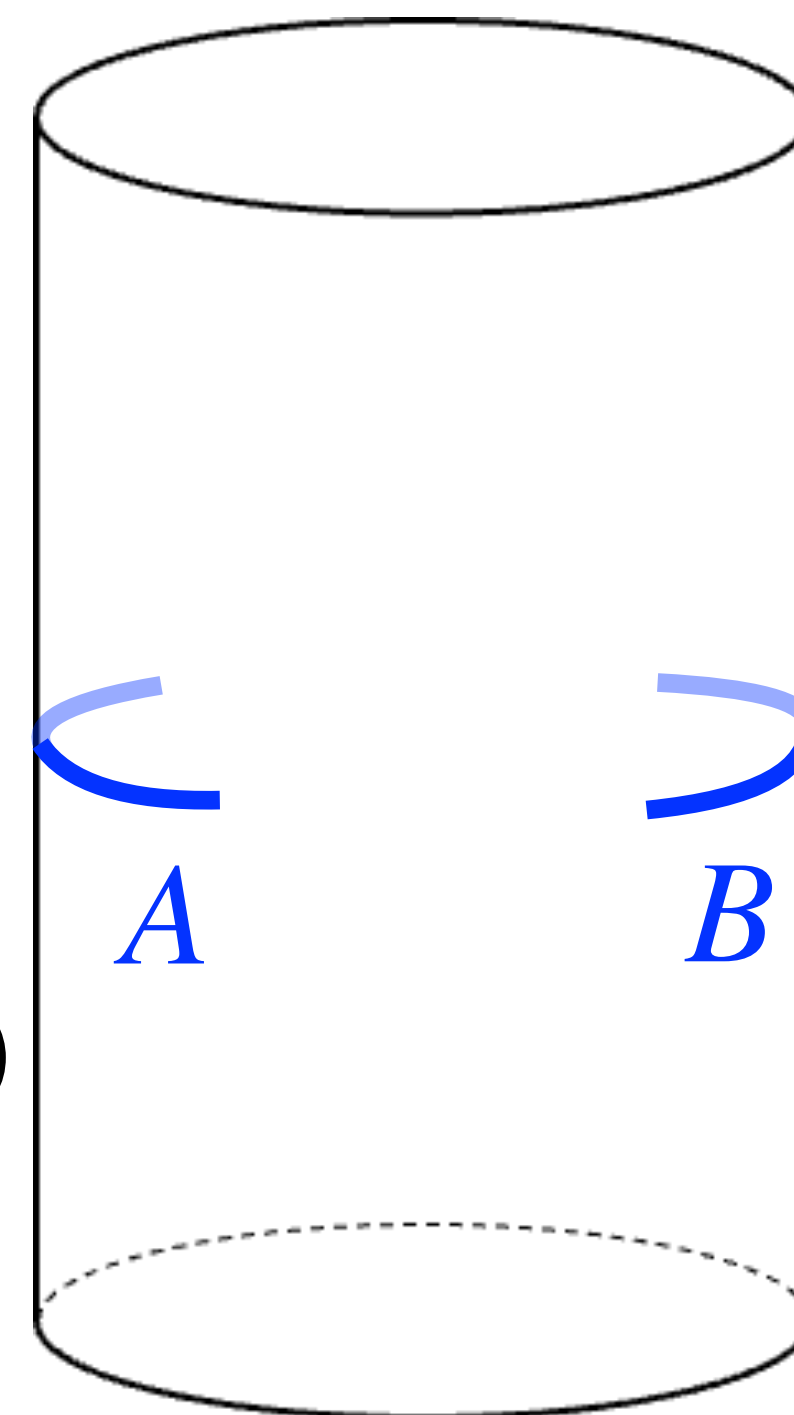
$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



connected wedge

$$I(A : B) = O(1/G_N)$$



ふーん、量子重力はホログラフィー原理で
調べられそうなんですね。

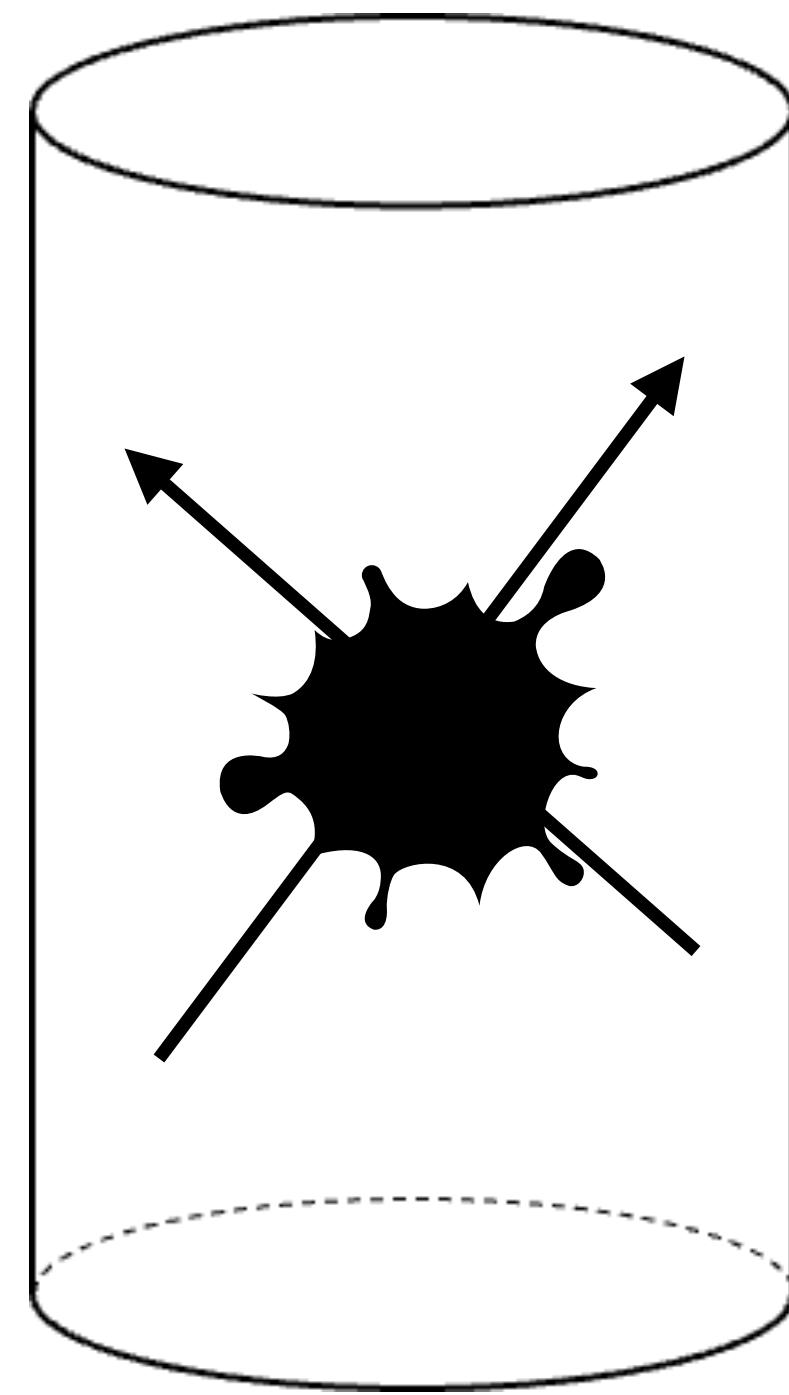
でも、純粋な量子情報/量子基礎論には
関係あるんでしょうか？

量子情報・量子基礎の立場から何が面白いのか？

- ホログラフィー原理によって**情報**を**幾何学化**できる！
- 量子情報的な**仮説**を立てる・**典型性**を調べる上での**非自明な試験場**
- 量子論の**限界**・**普遍**的な性質 $\Rightarrow$ 量子重力の性質を**予言**

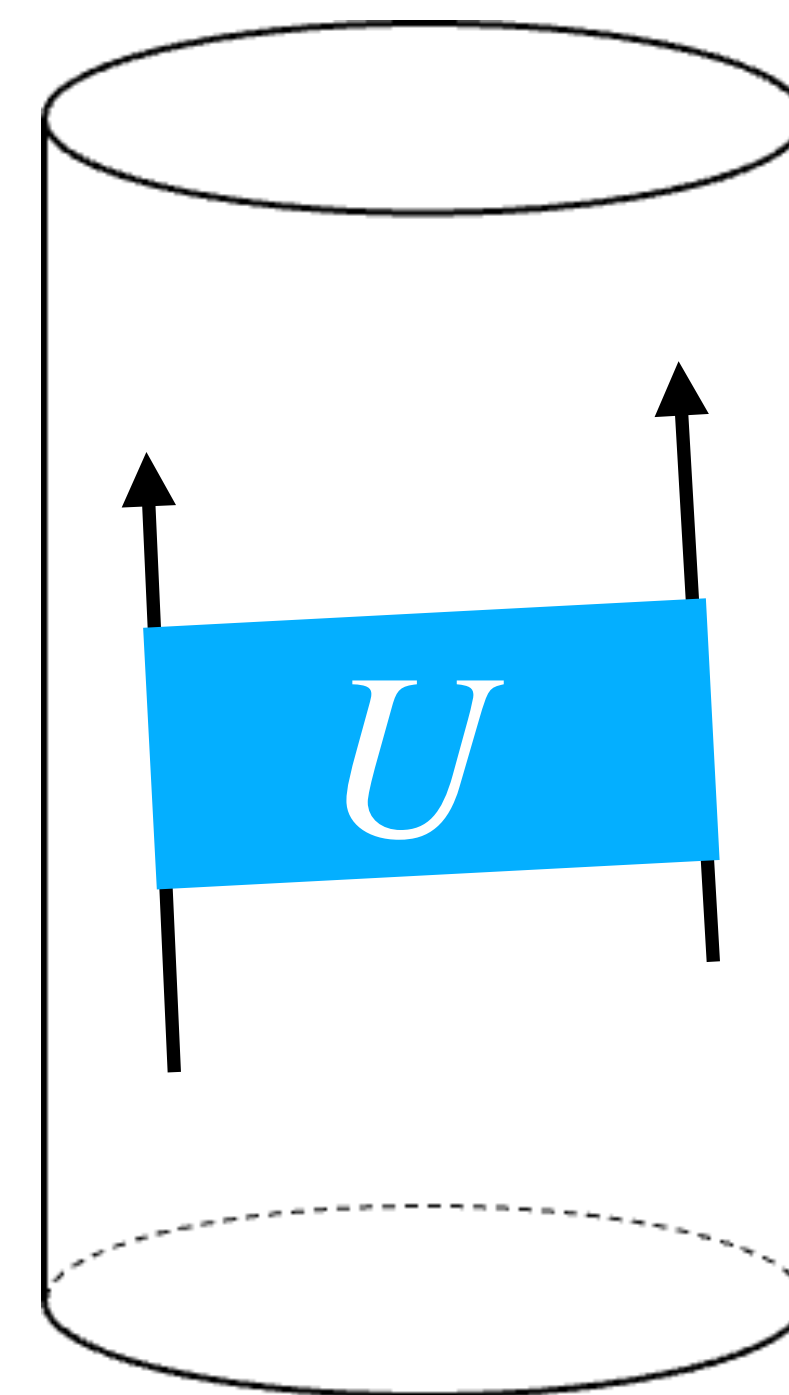
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルク

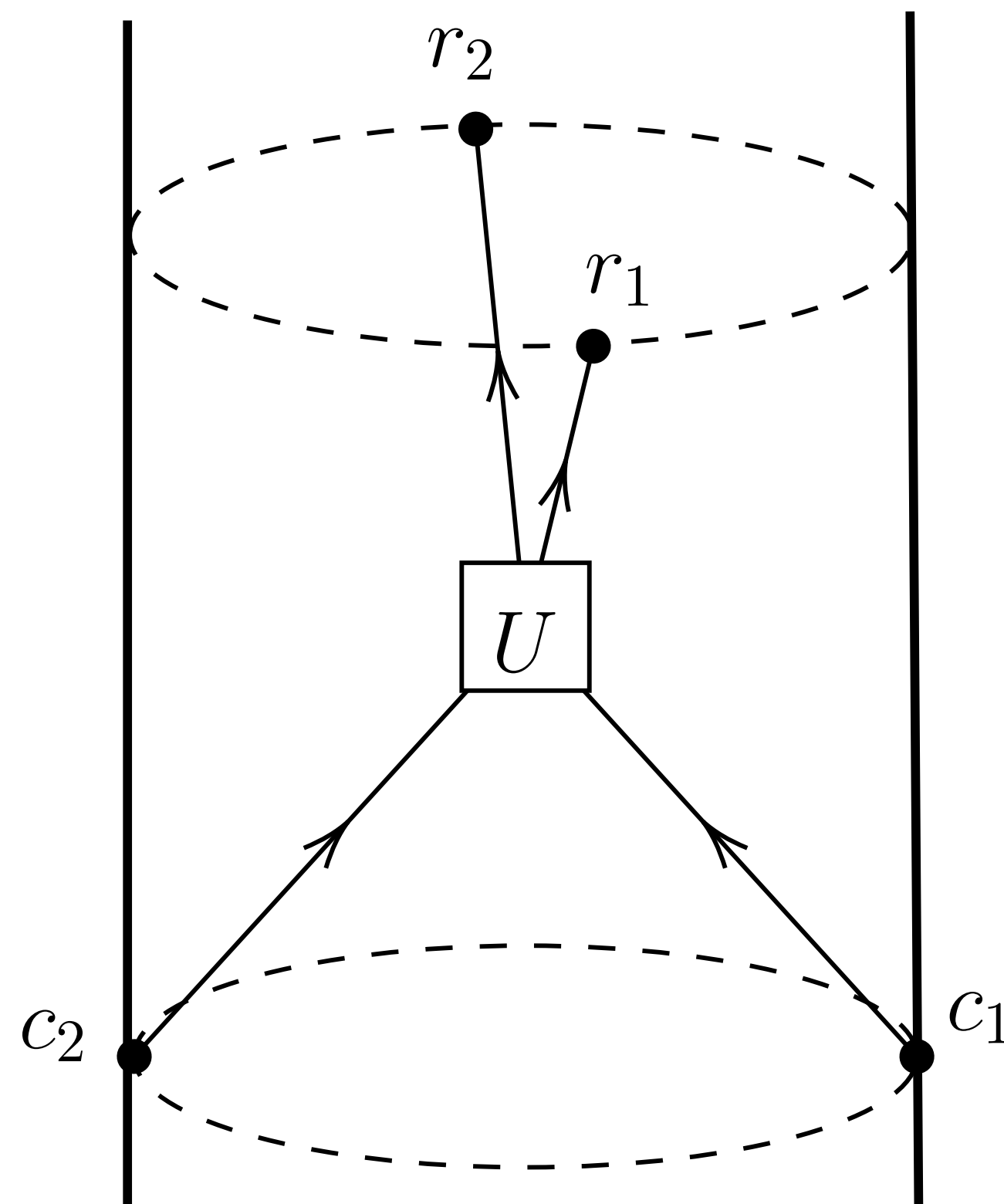
=



バウンダリー

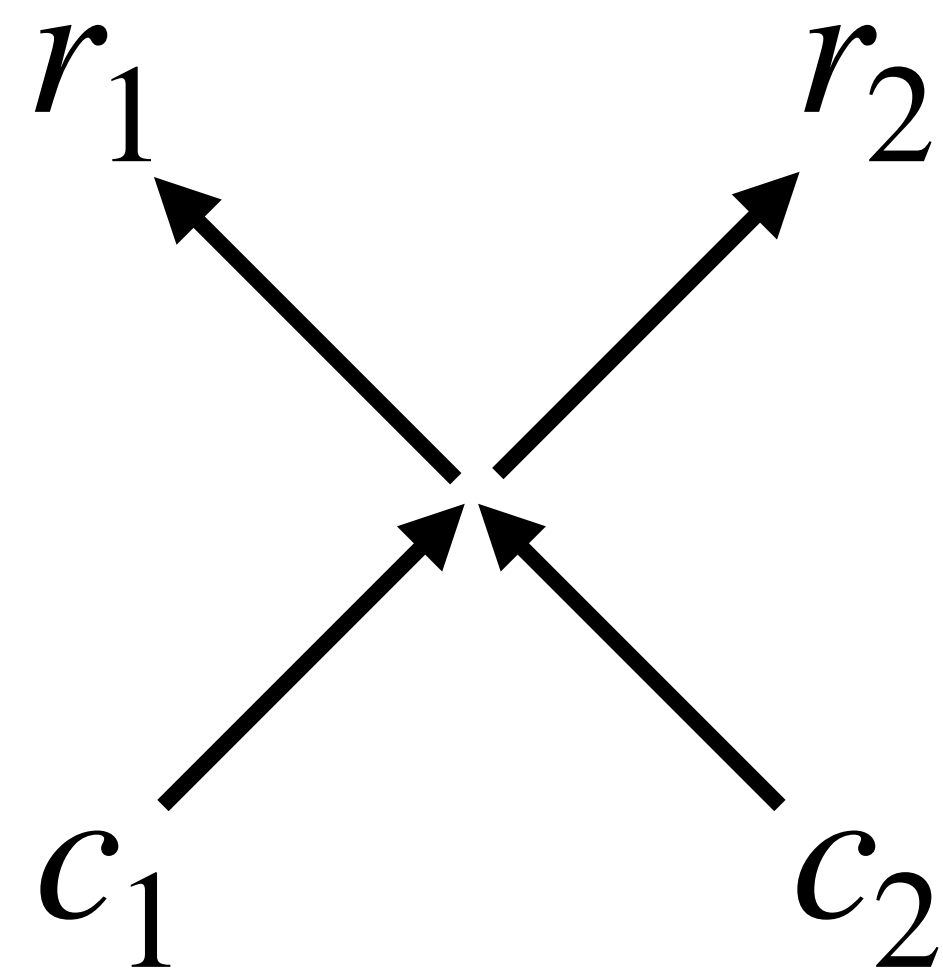
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

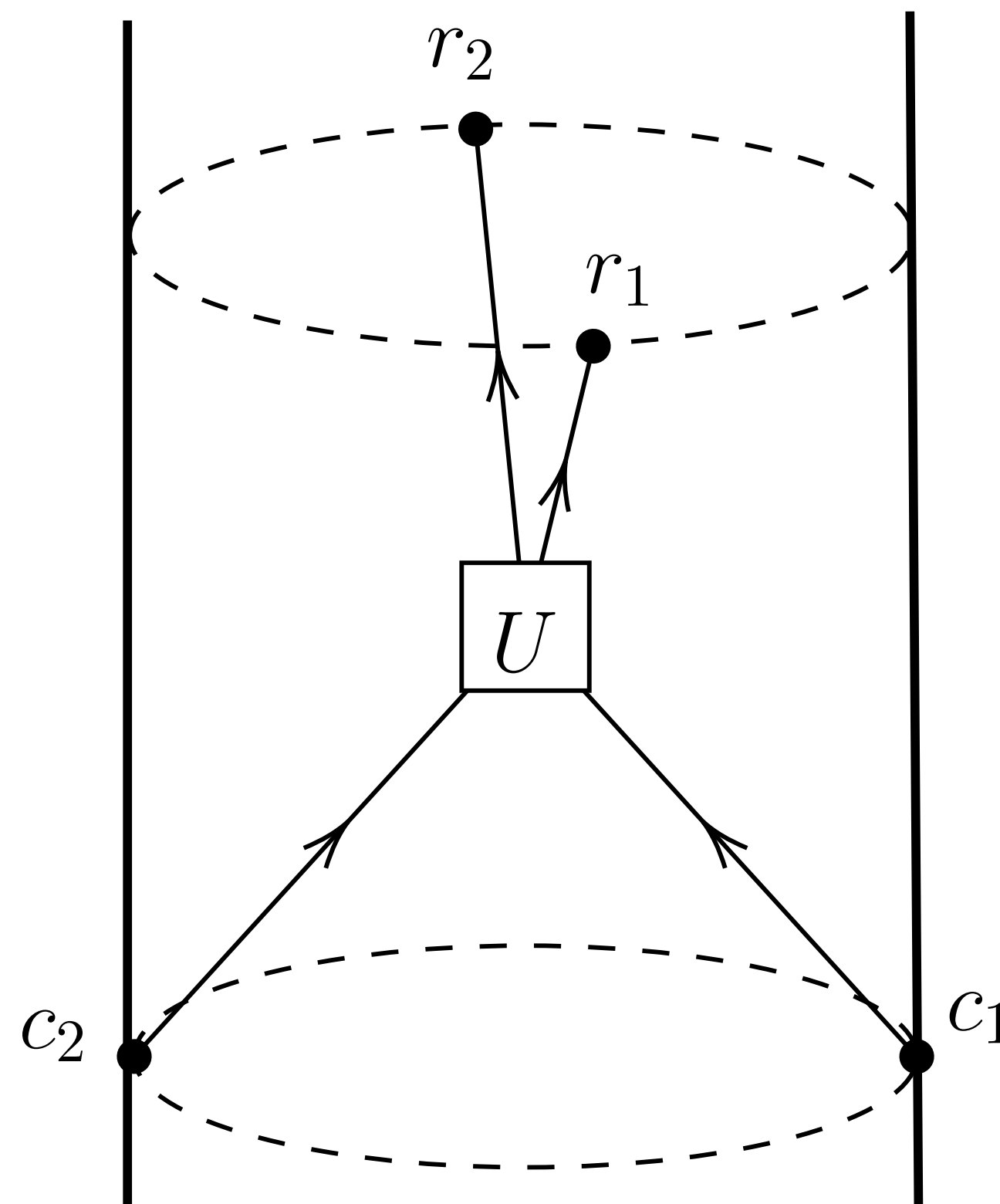


量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

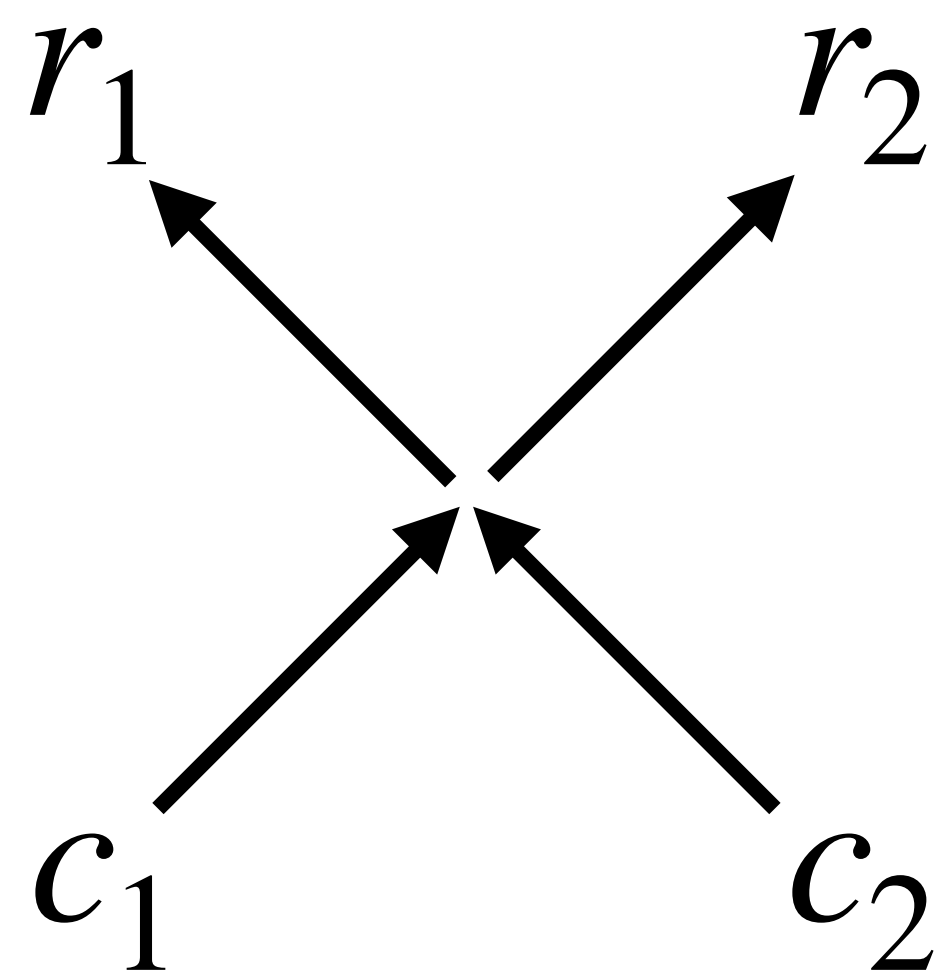


バルク

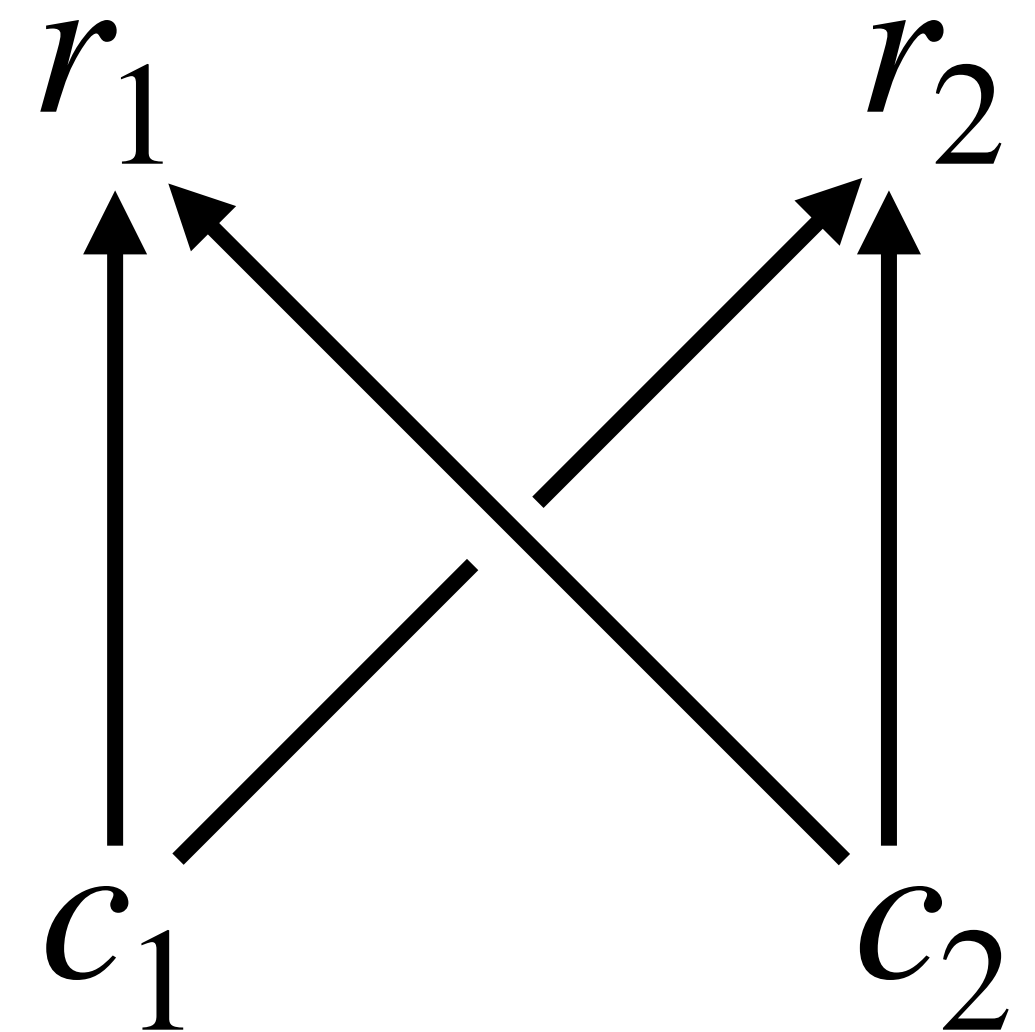
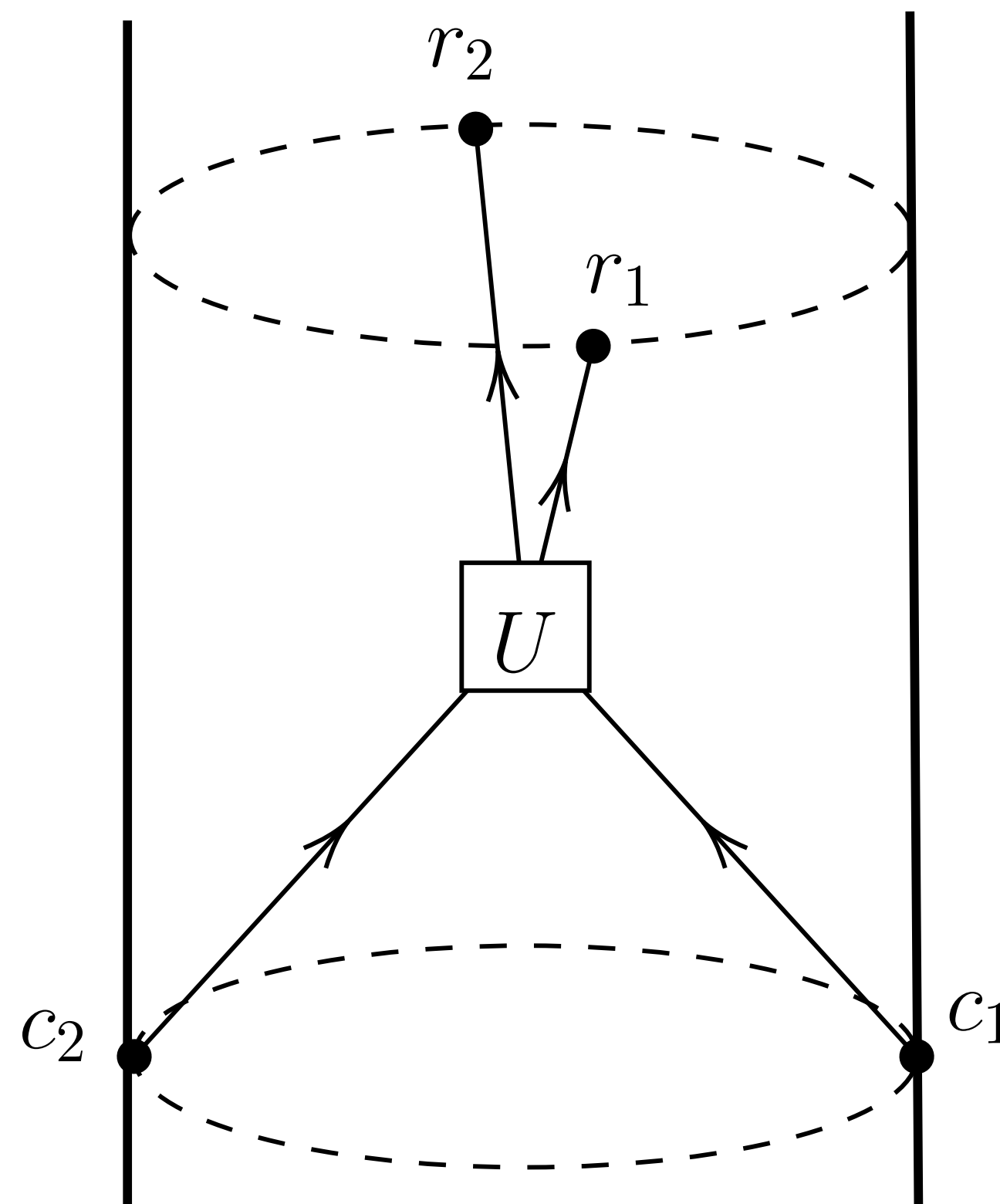


量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルク



バウンダリー

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

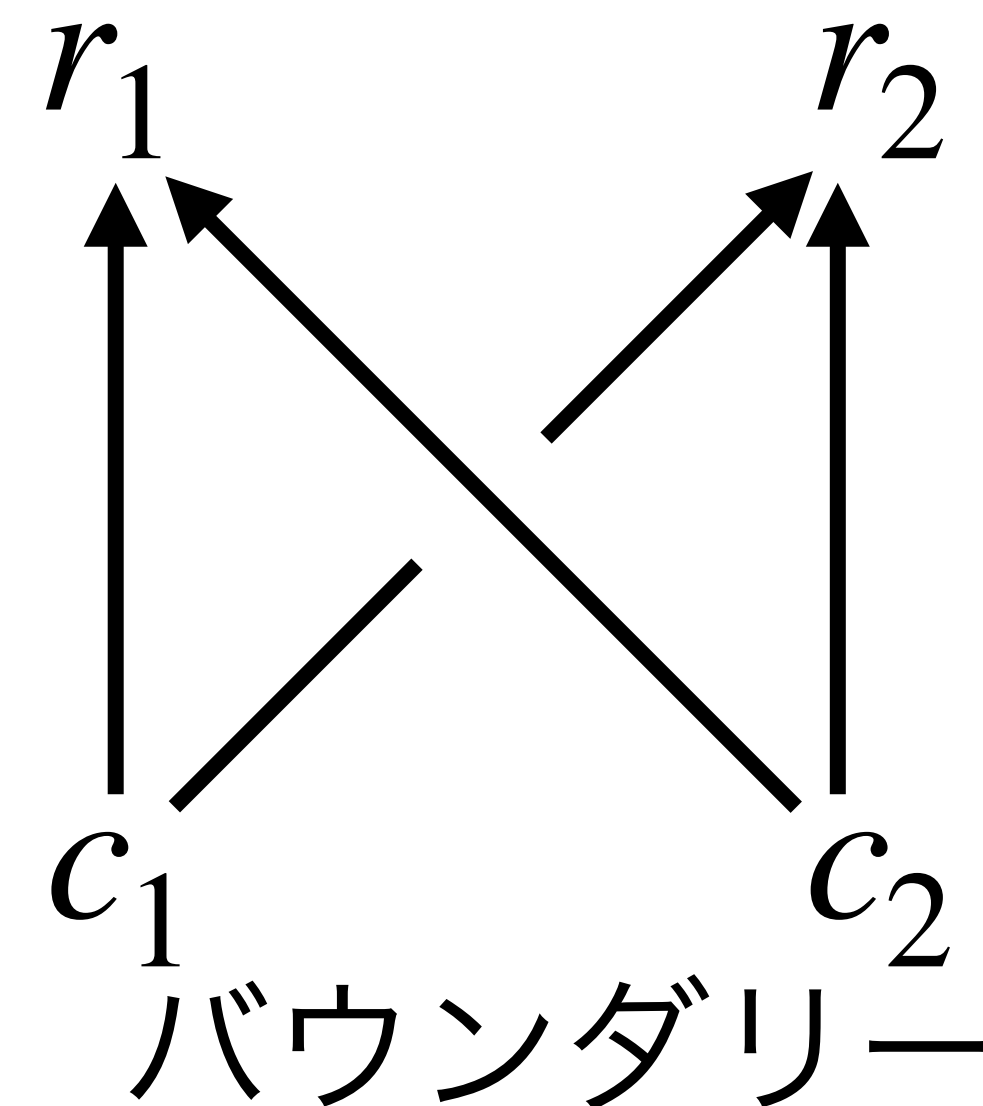
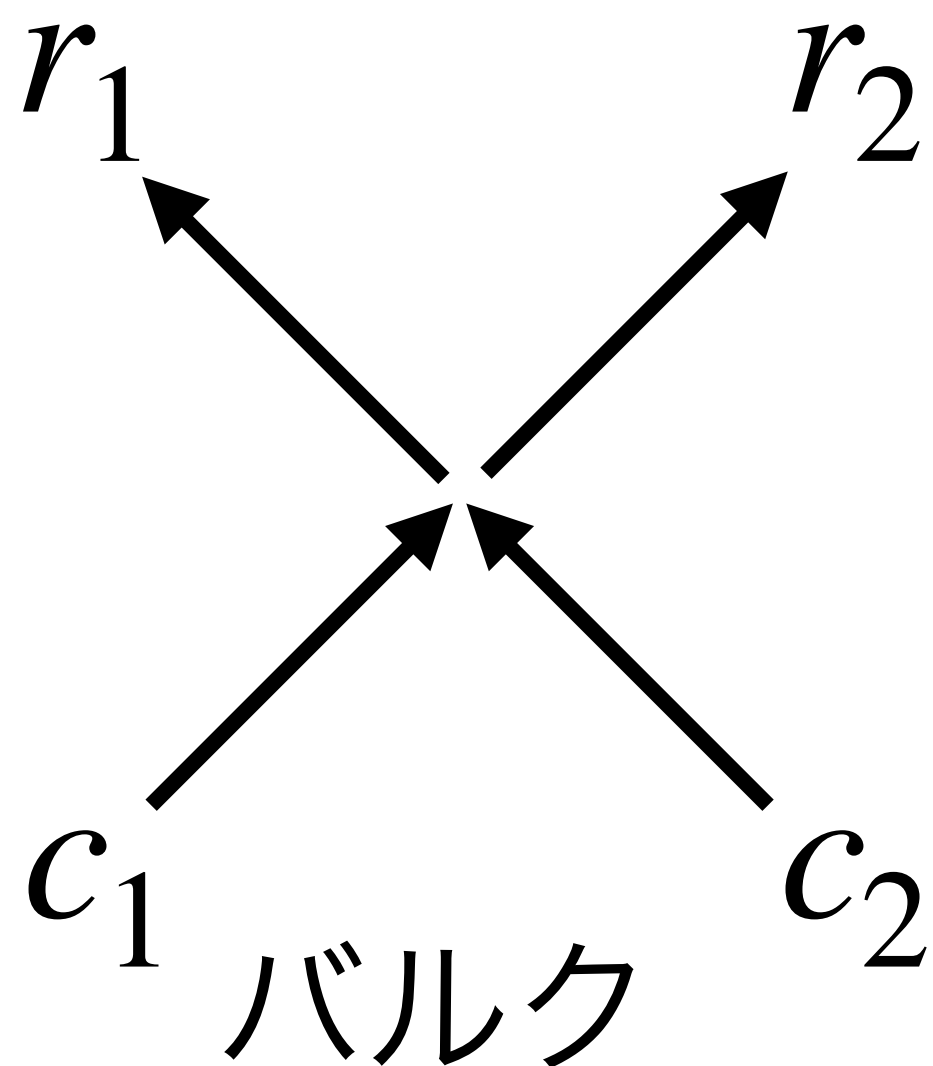
B₈₄ タスク:

入力: $H^q |b\rangle$ at c_1 (Alice) and $|q\rangle$ at c_2 (Bob).

出力: States at r_1 (Alice) and r_2 (Bob).

目標: 鍵 b を Alice ・ Bob 間で共有する

$$\begin{aligned} H|0\rangle &= |+\rangle \\ H|1\rangle &= |-\rangle \end{aligned}$$



量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

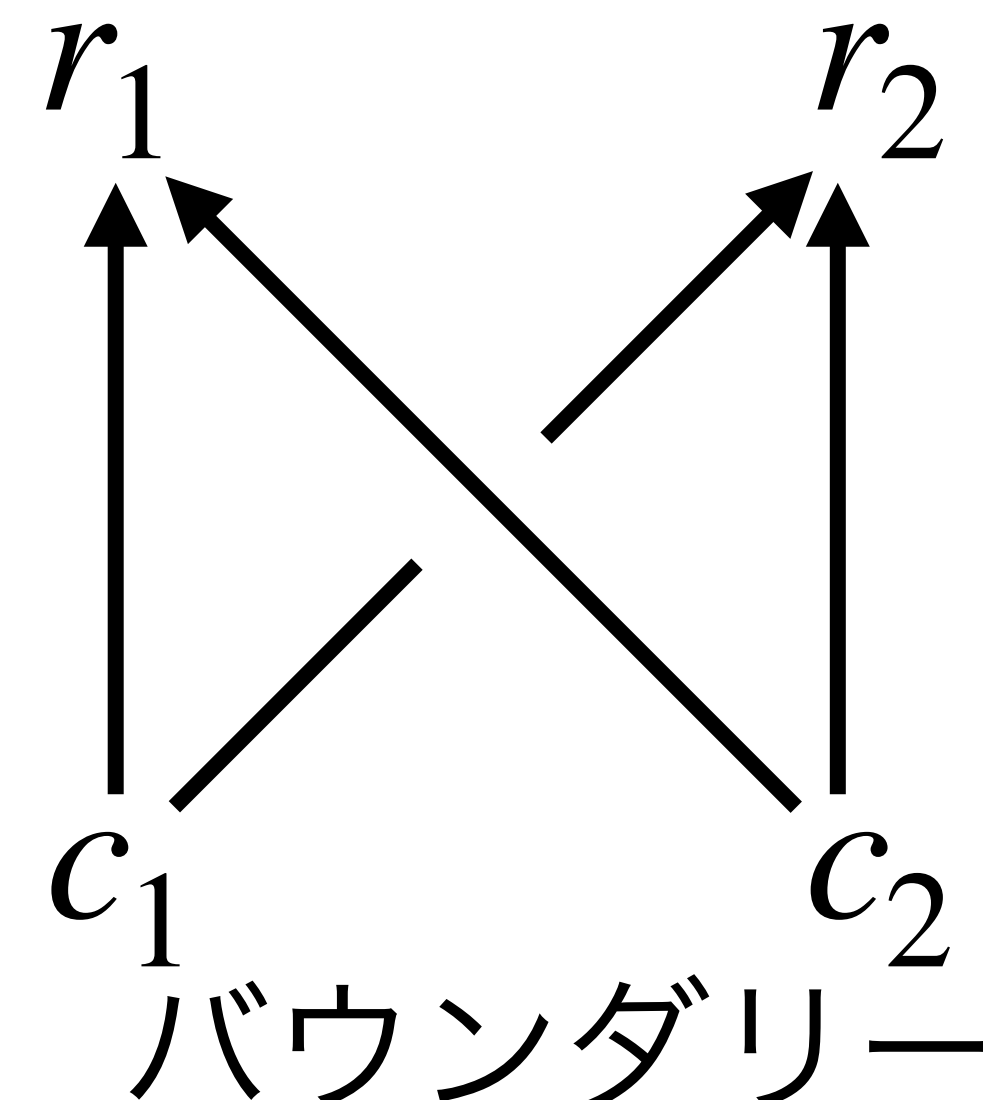
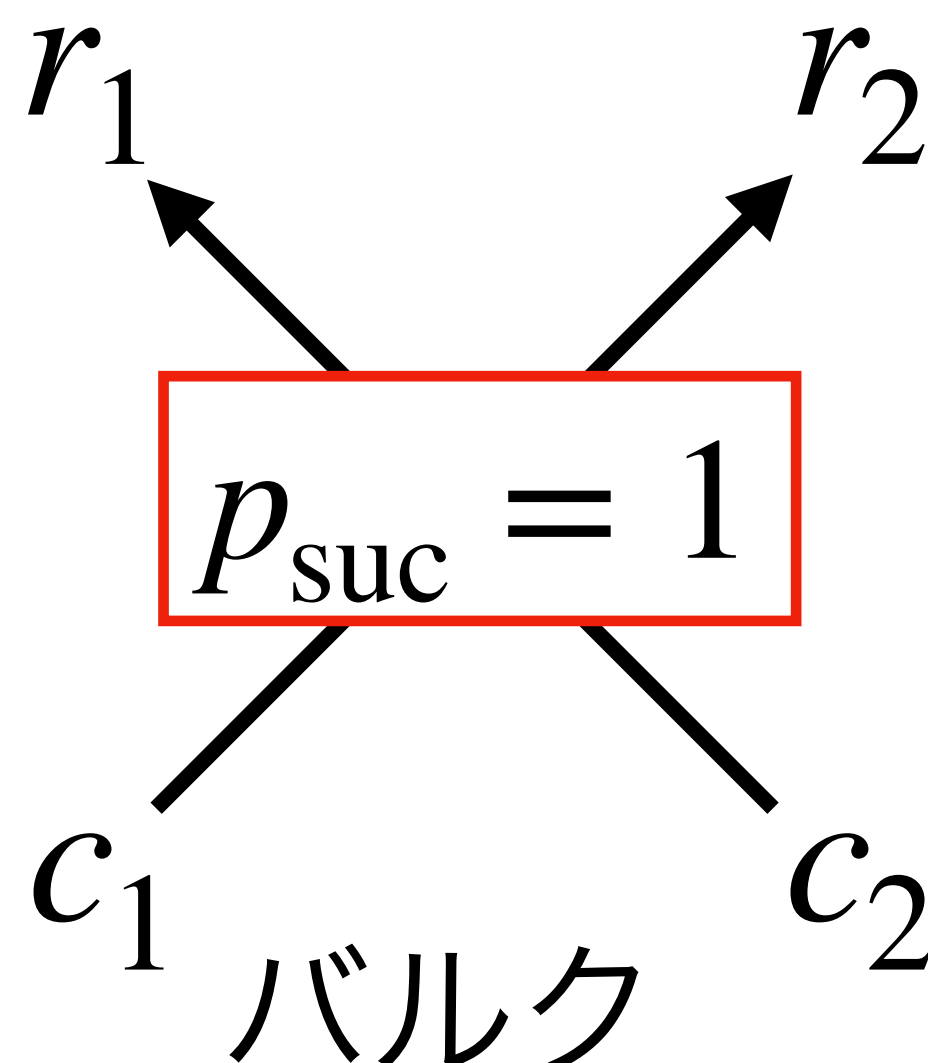
B₈₄ タスク:

入力: $H^q |b\rangle$ at c_1 (Alice) and $|q\rangle$ at c_2 (Bob).

出力: States at r_1 (Alice) and r_2 (Bob).

目標: 鍵 b を Alice ・ Bob 間で共有する

$$H|0\rangle = |+\rangle$$
$$H|1\rangle = |-\rangle$$



量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

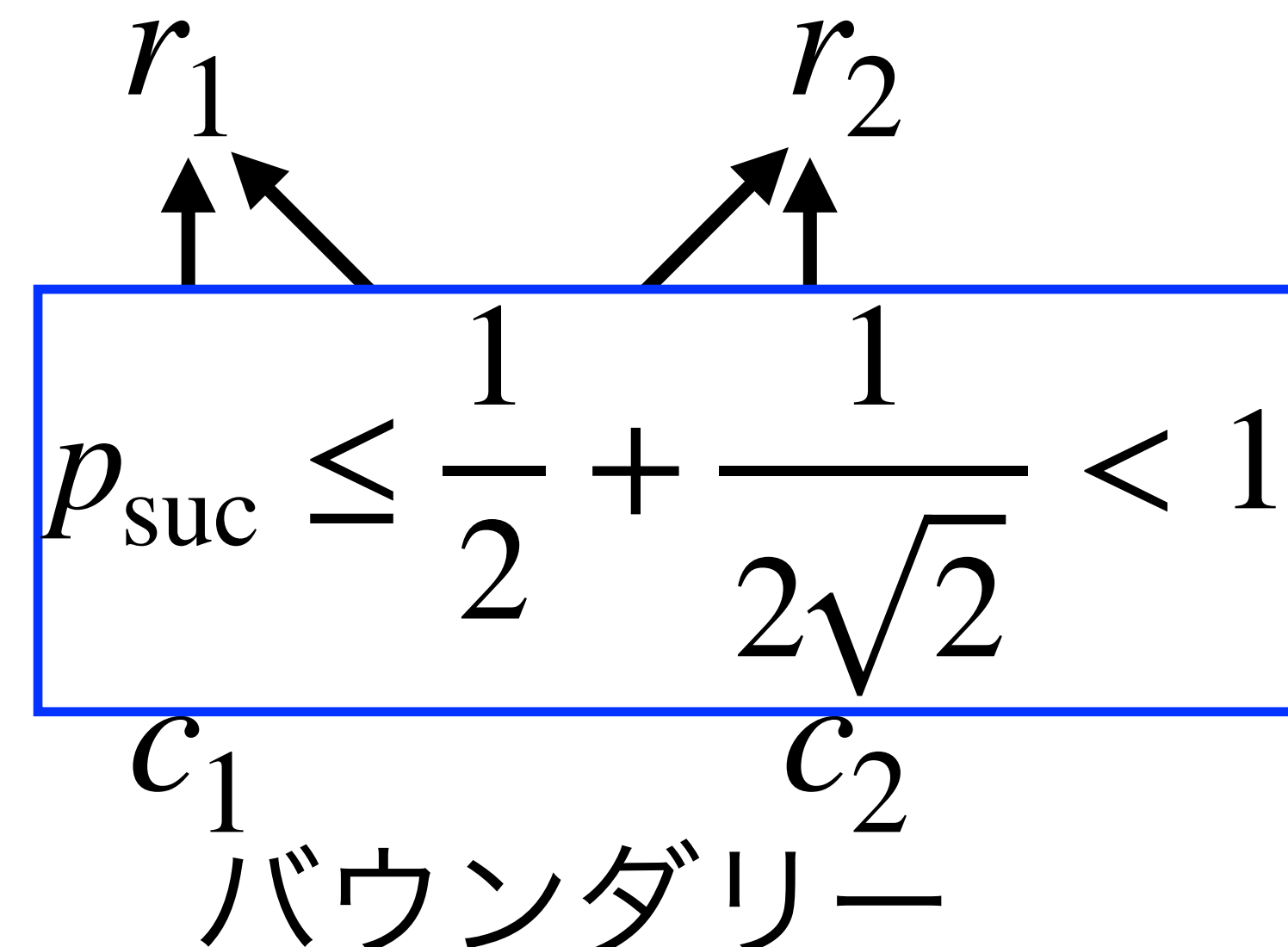
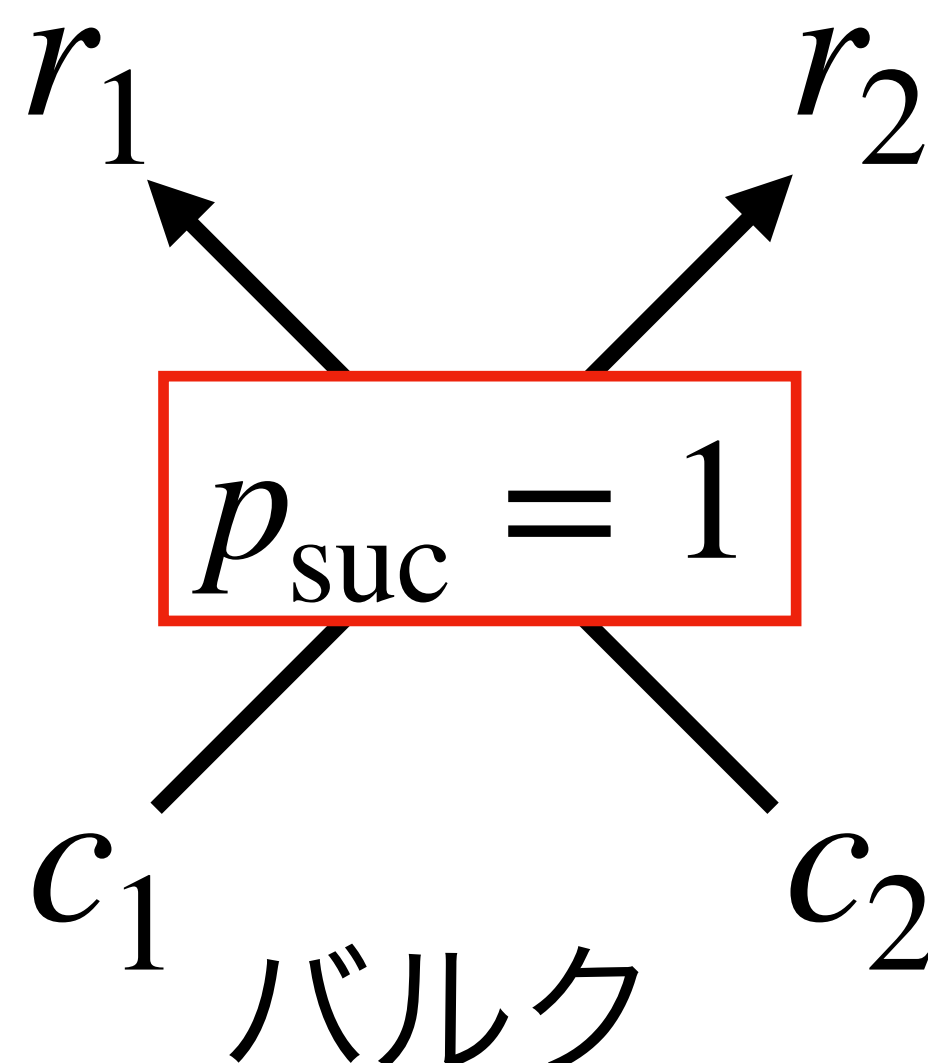
B₈₄ タスク:

入力: $H^q |b\rangle$ at c_1 (Alice) and $|q\rangle$ at c_2 (Bob).

出力: States at r_1 (Alice) and r_2 (Bob).

目標: 鍵 b を Alice ・ Bob 間で共有する

$$\begin{aligned} H|0\rangle &= |+\rangle \\ H|1\rangle &= |-\rangle \end{aligned}$$



量子情報から量子重力へ

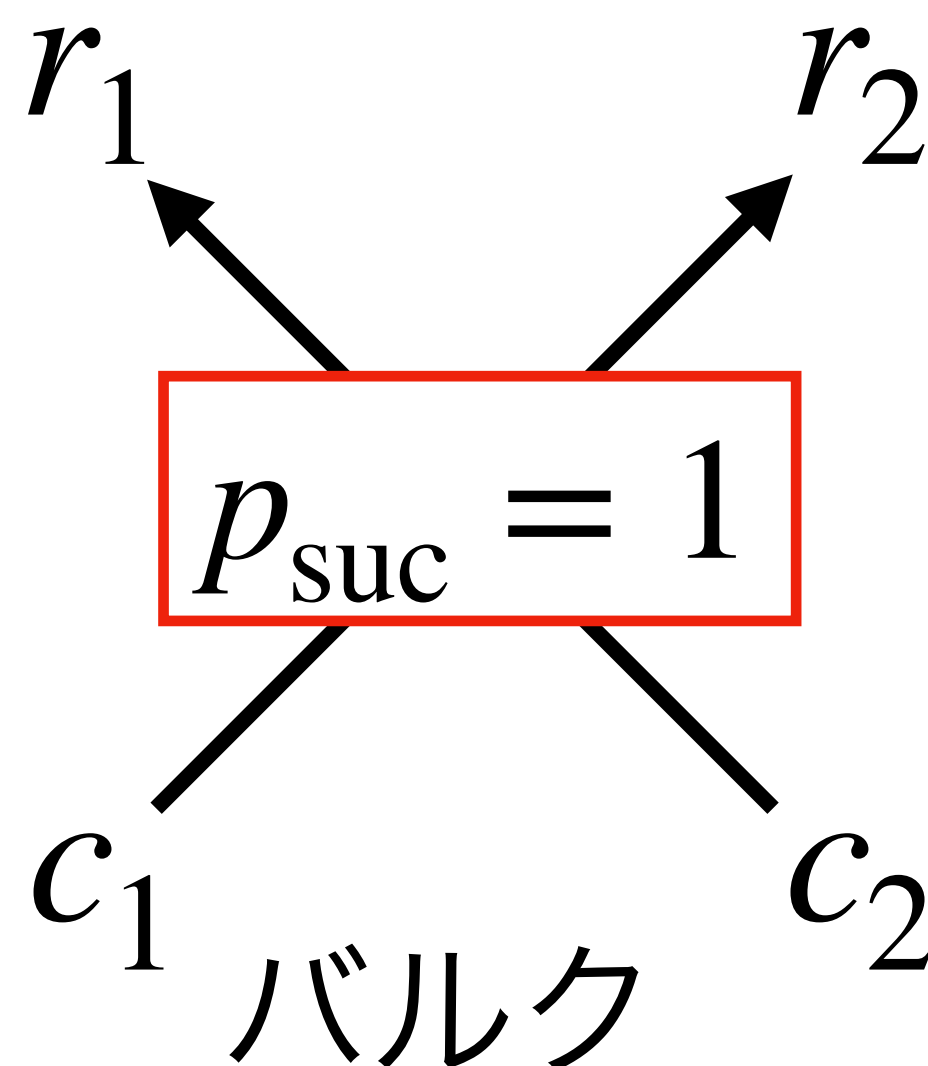
① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

B₈₄ タスク:

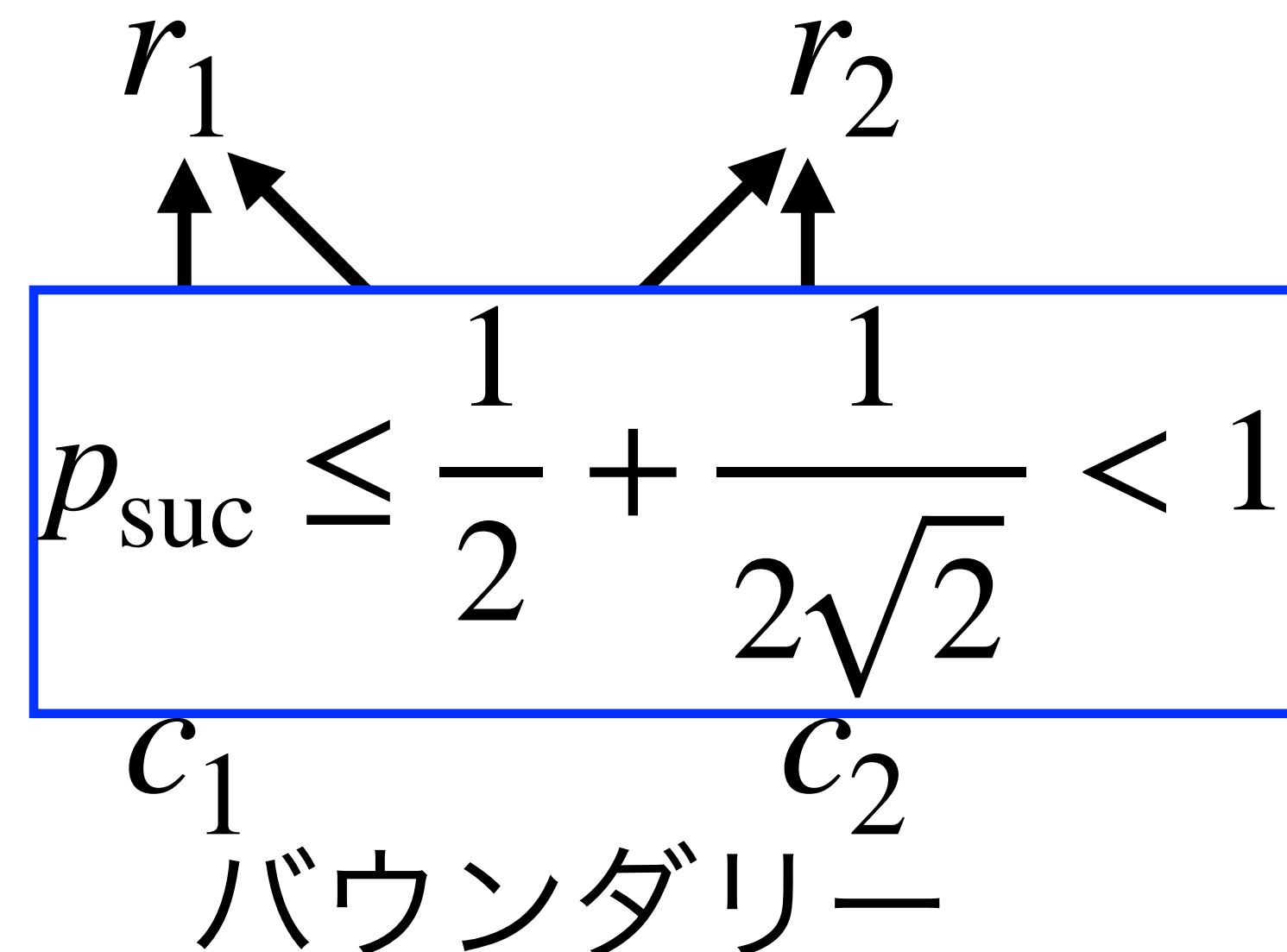
入力: $H^q |b\rangle$ at c_1 (Alice) and $|q\rangle$ at c_2 (Bob).

出力: States at r_1 (Alice) and r_2 (Bob).

目標: 鍵 b を Alice ・ Bob 間で共有する



?
 $\neq$



$$H|0\rangle = |+\rangle$$
$$H|1\rangle = |-\rangle$$

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

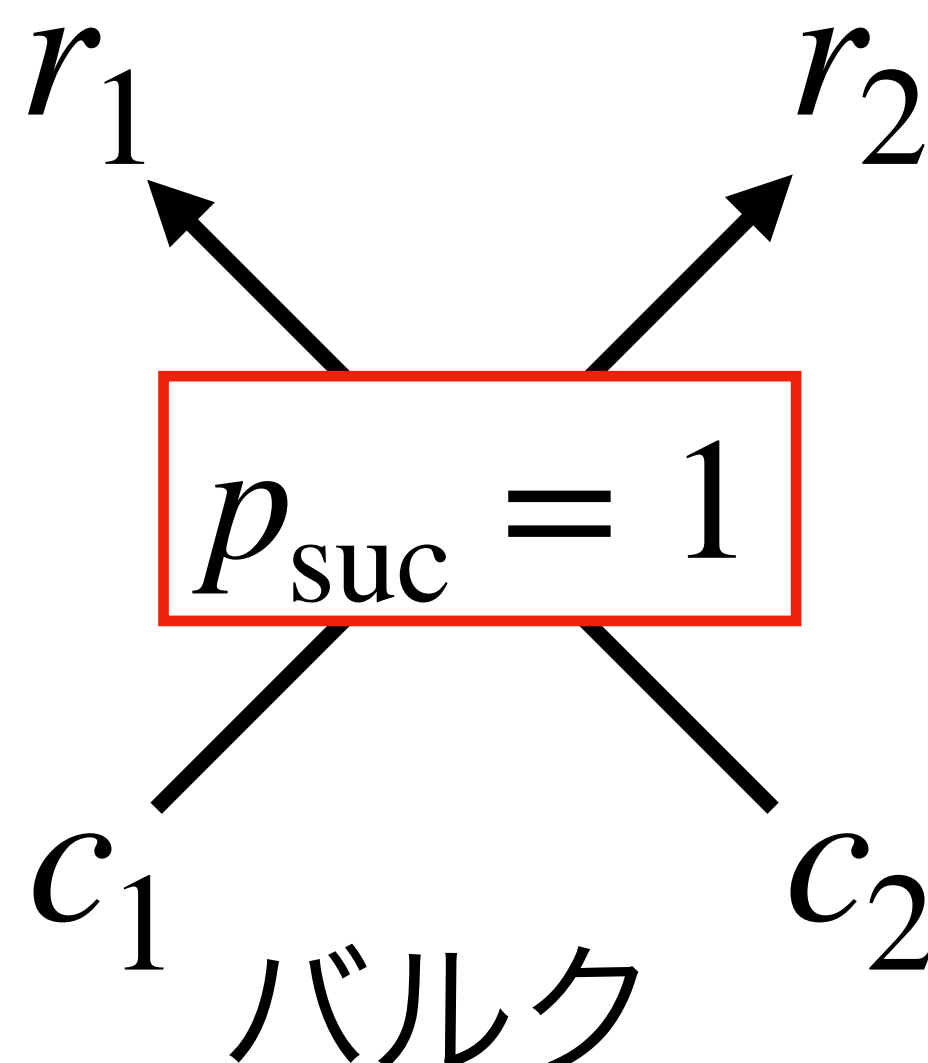
B₈₄ タスク:

入力: $H^q |b\rangle$ at c_1 (Alice) and $|q\rangle$ at c_2 (Bob).

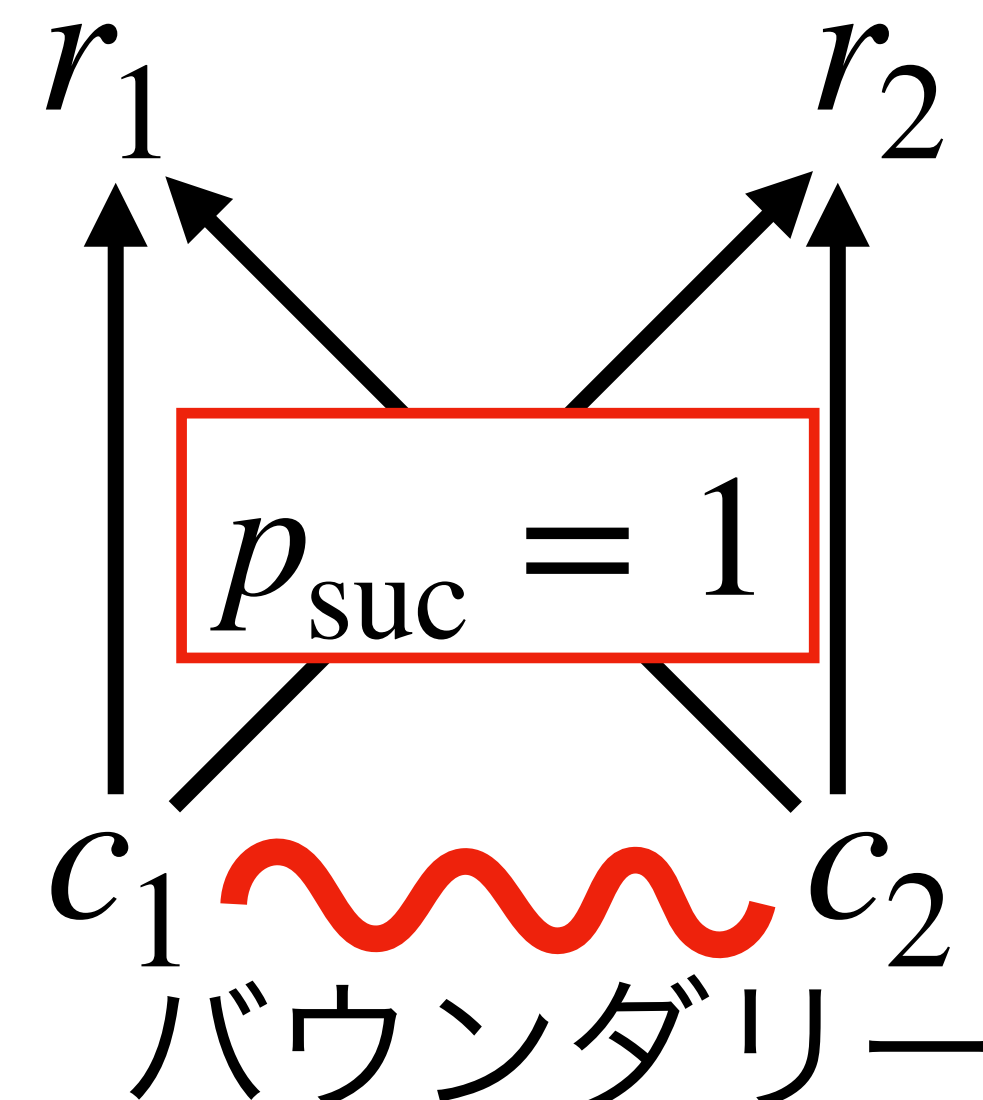
出力: States at r_1 (Alice) and r_2 (Bob).

目標: 鍵 b を Alice ・ Bob 間で共有する

$$\begin{aligned} H|0\rangle &= |+\rangle \\ H|1\rangle &= |-\rangle \end{aligned}$$



=



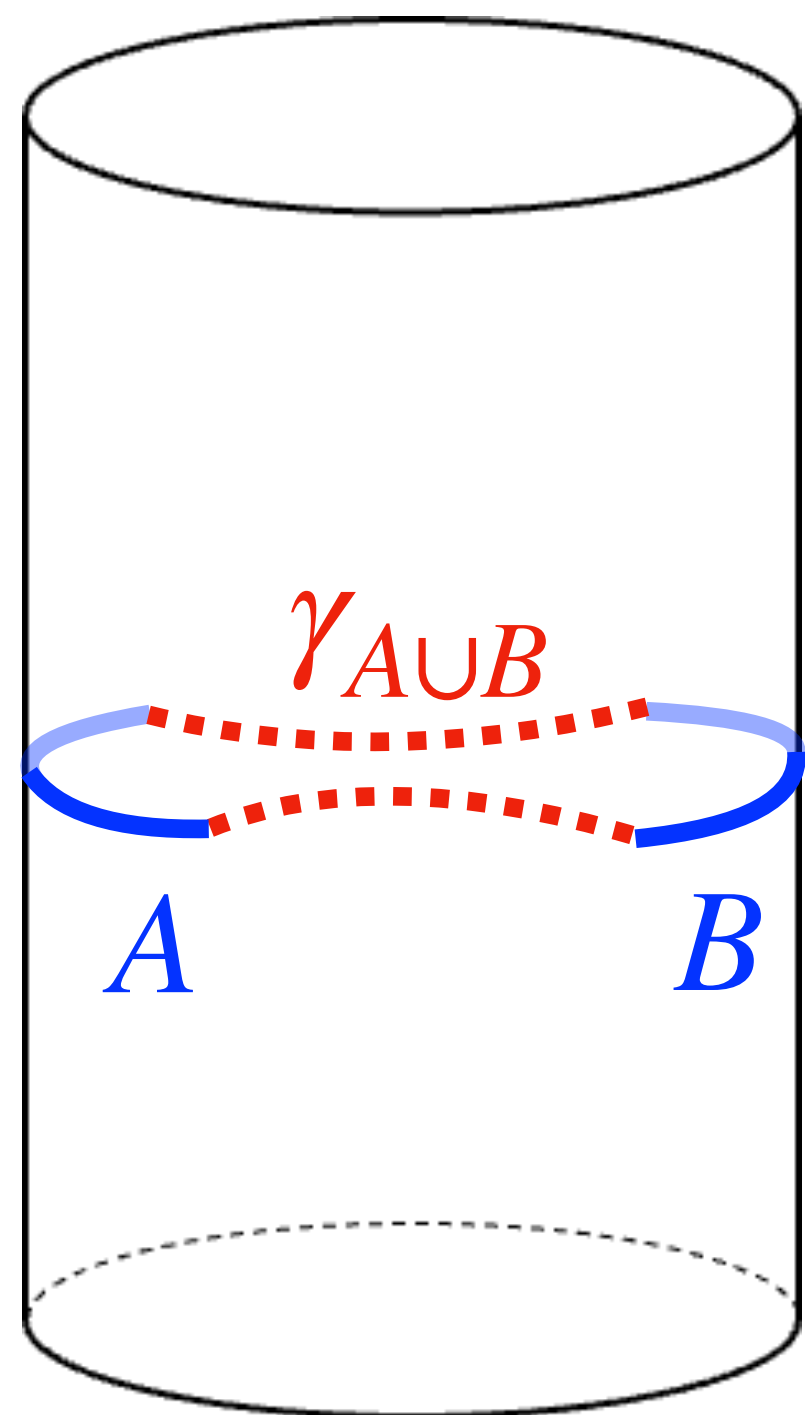
一つのアプローチ：ホログラフィー原理

Ryu-Takayanagi (RT) formula:

Minimal surface area $\Leftrightarrow$ Mutual information

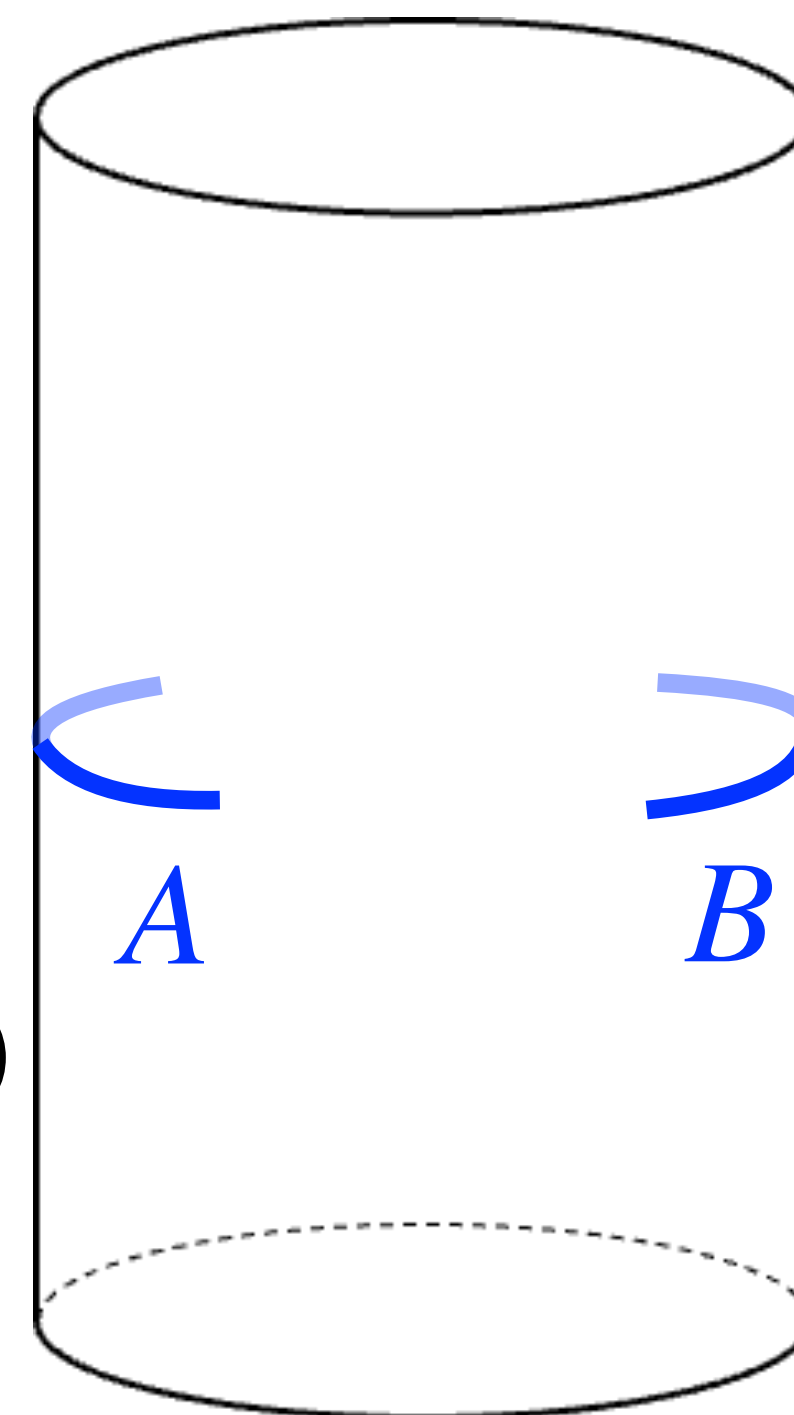
$$S_{HEE}(A) = \min_{\gamma_A} \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N} + O(1)$$

$$I(A : B) = S_A + S_B - S_{AB}$$



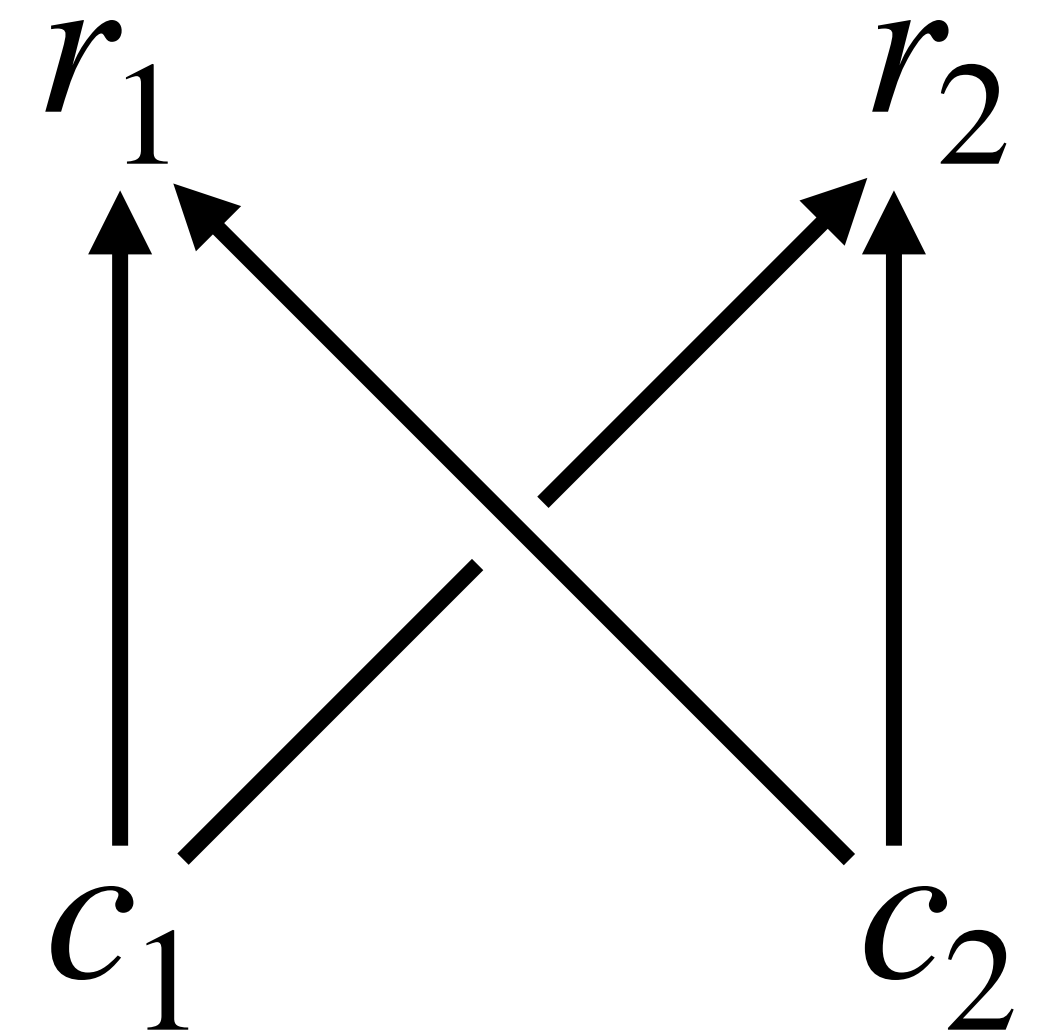
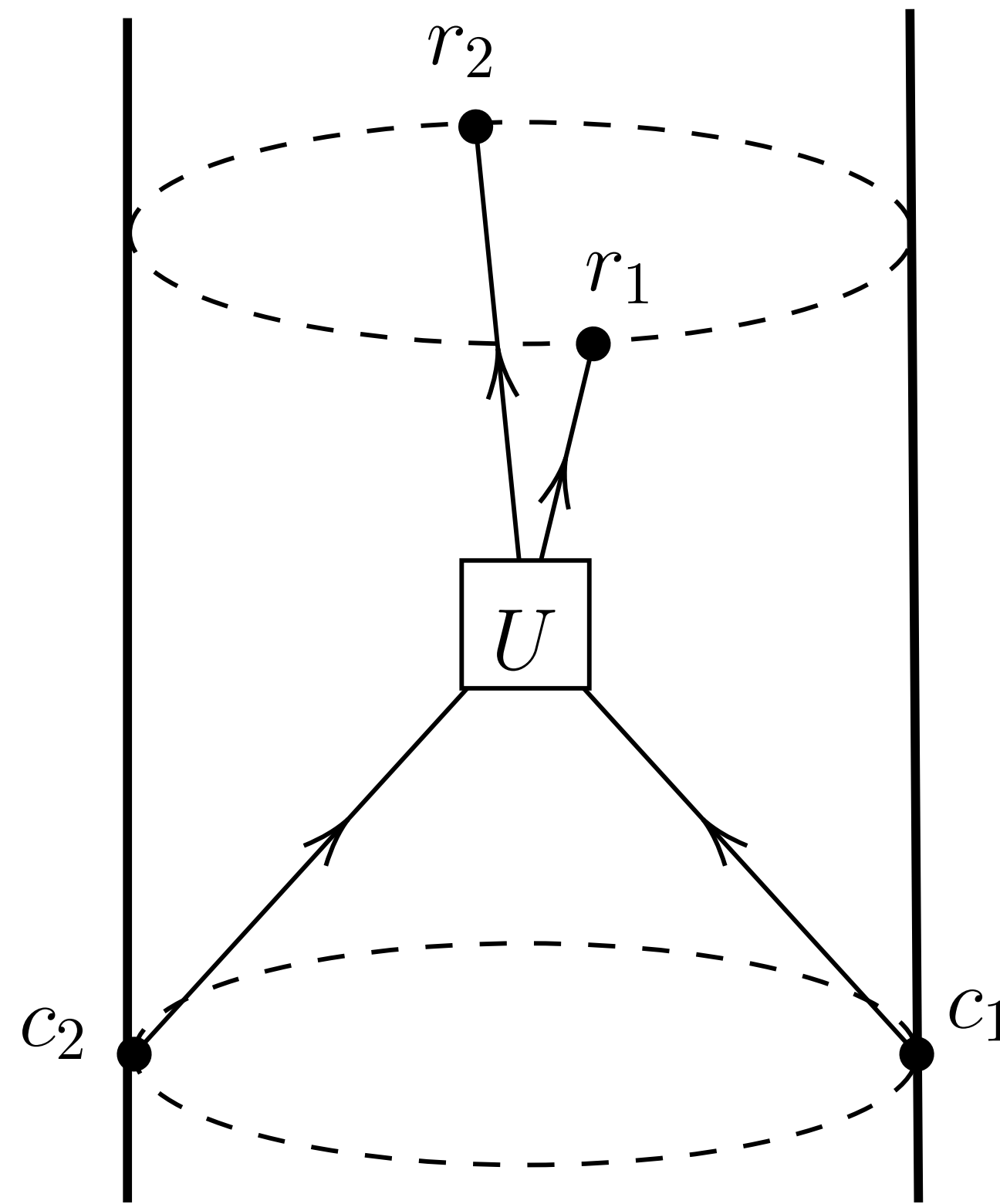
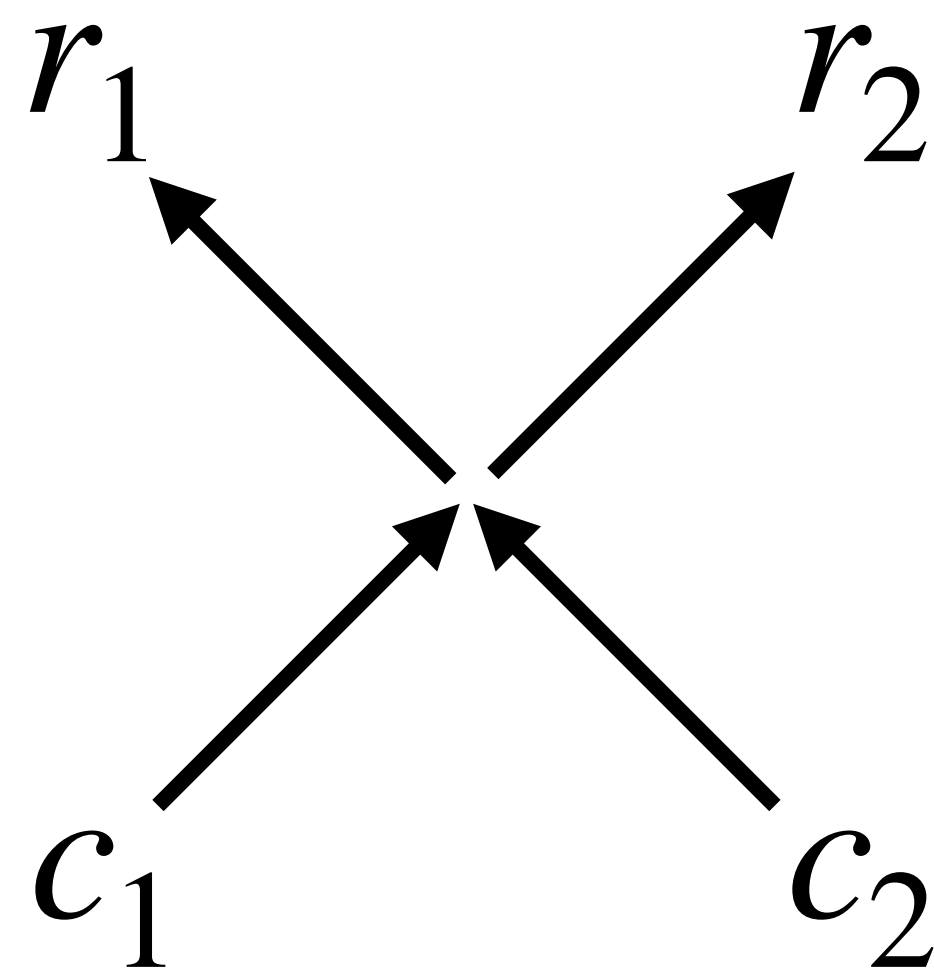
connected wedge

$$I(A : B) = O(1/G_N)$$



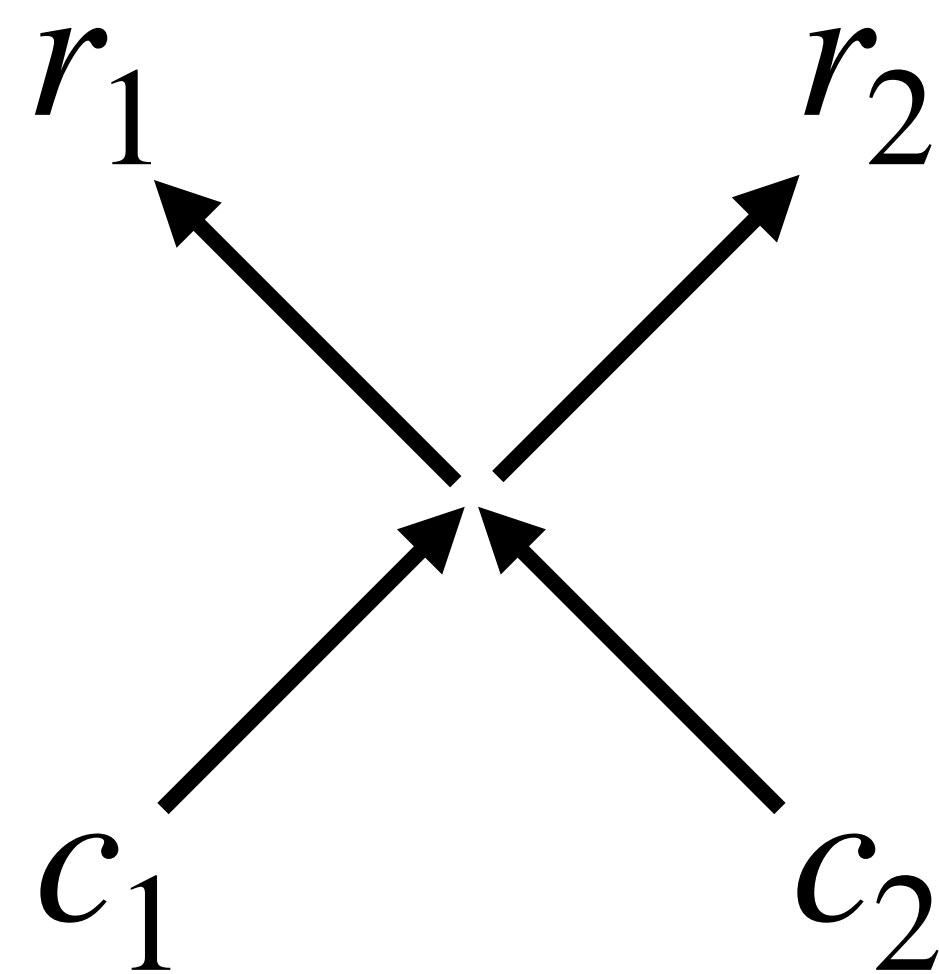
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

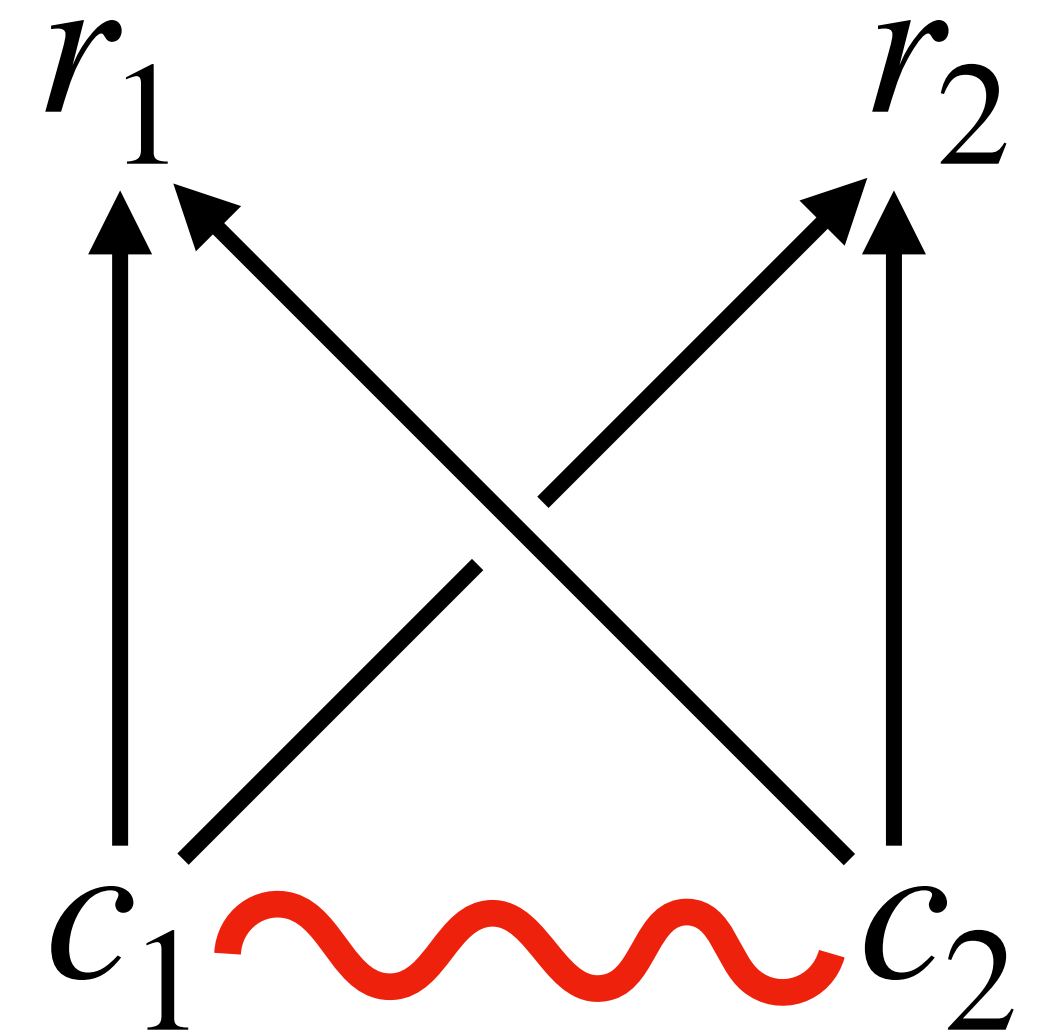
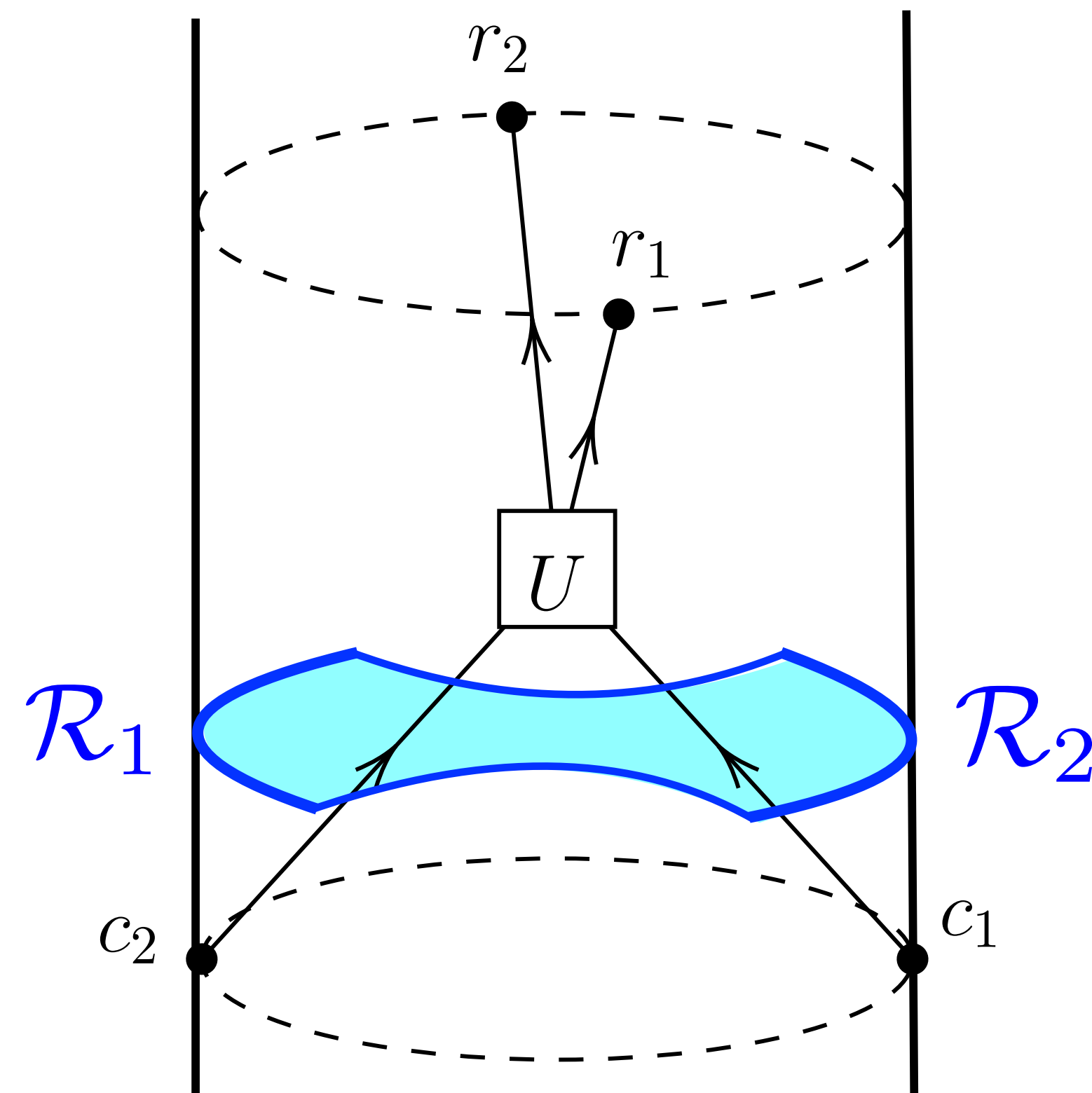


量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



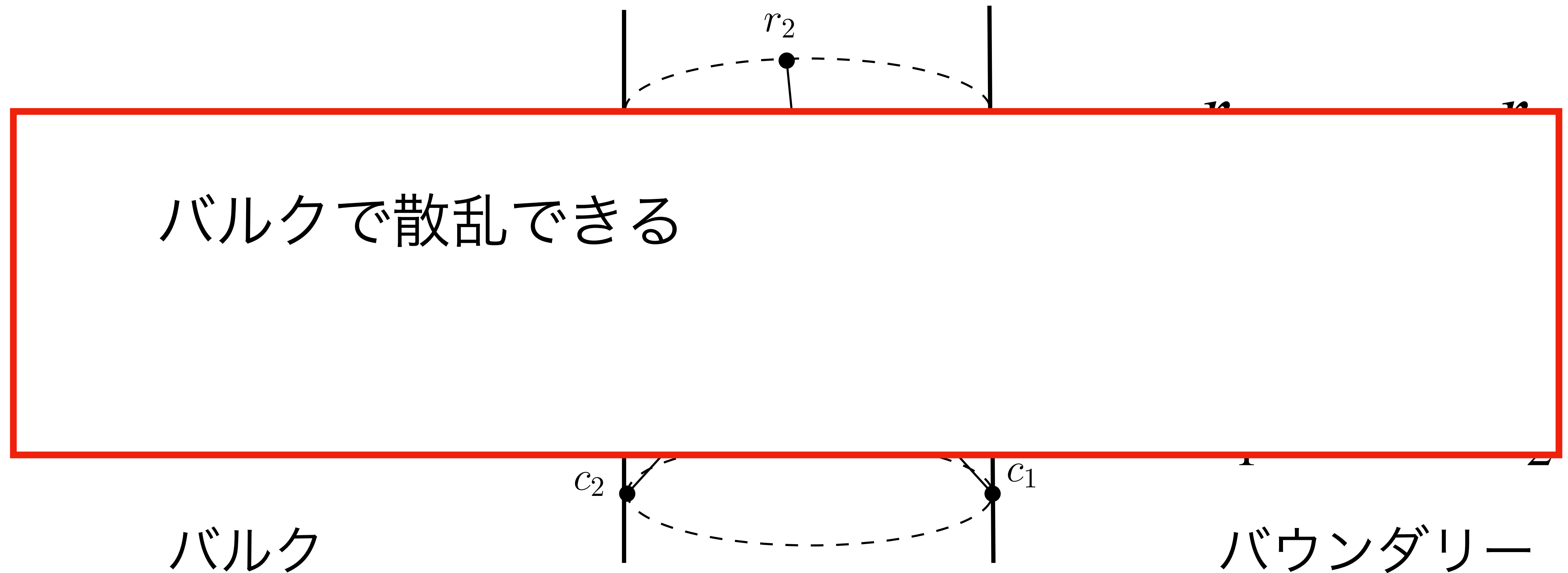
バルク



バウンダリー

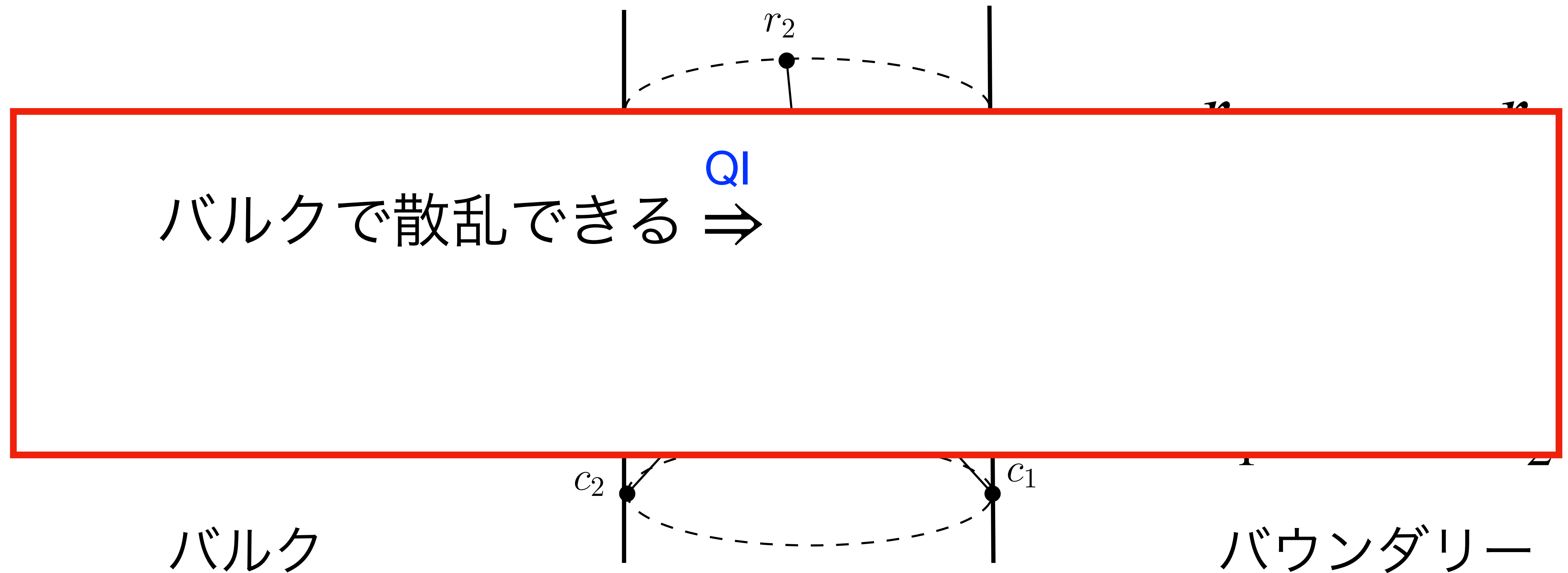
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



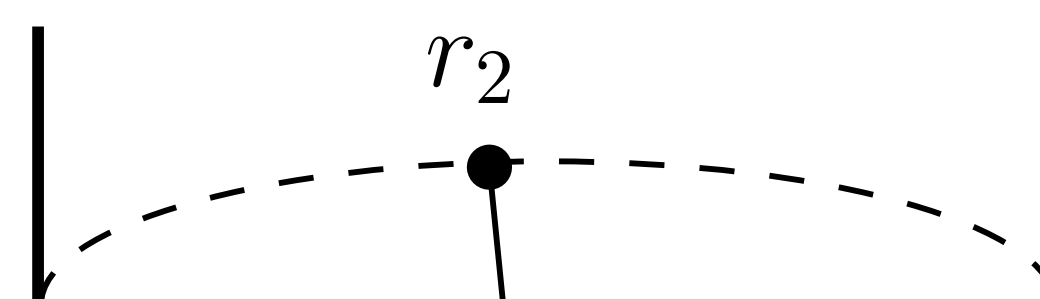
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



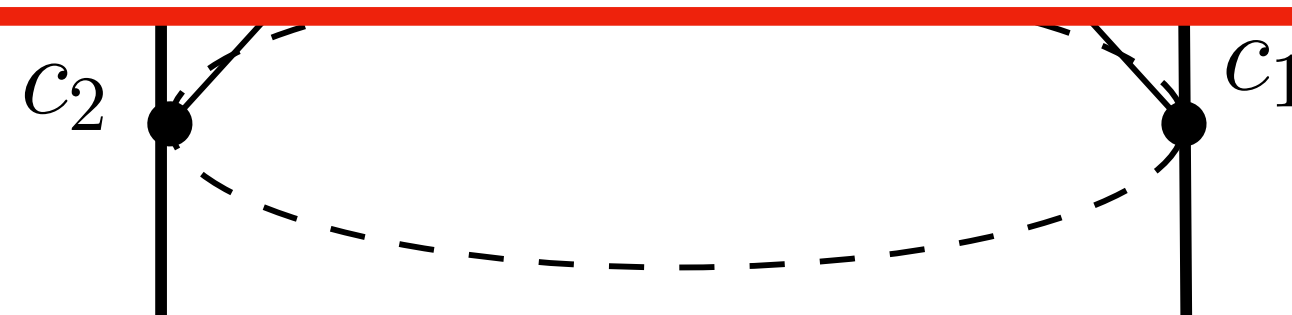
量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルクで散乱できる $\overset{\text{QI}}{\Rightarrow}$ 幾何学的な連結性

[May] [May-Sorce-Penington]

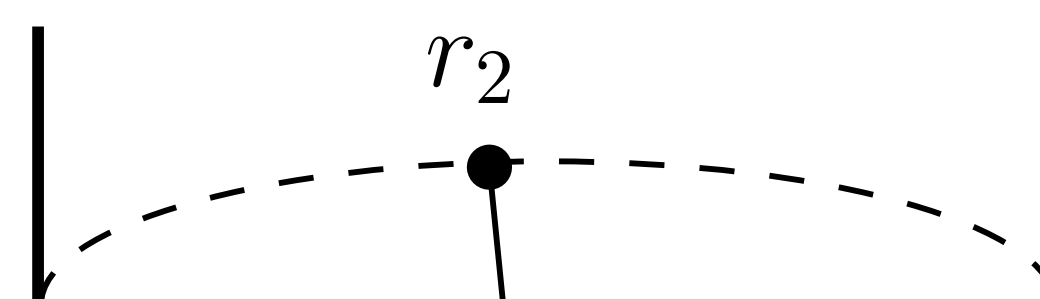


バルク

バウンダリー

量子情報から量子重力へ

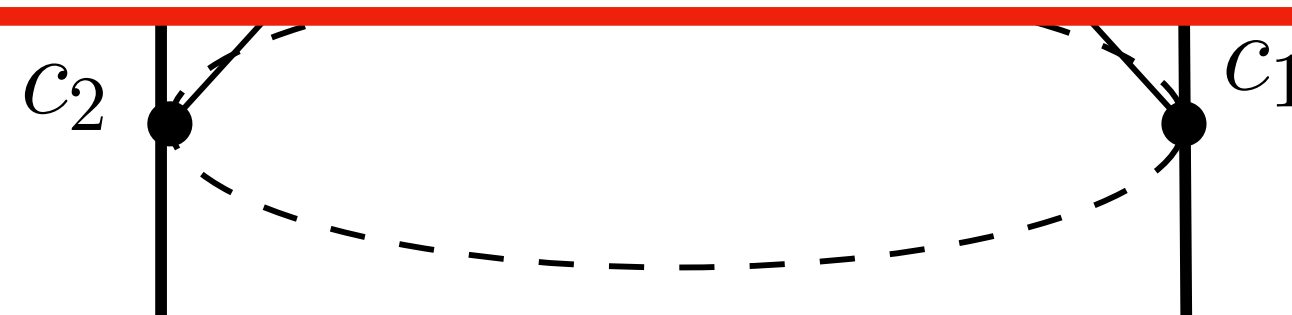
① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルクで散乱できる $\overset{\text{QI}}{\Rightarrow}$ 幾何学的な連結性

[May] [May-Sorce-Penington]

純粋な時空の幾何学の主張！一般相対論でも示される！

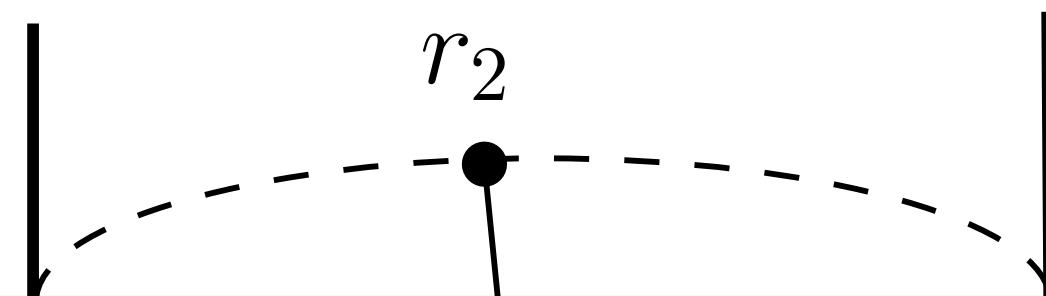


バルク

バウンダリー

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルクで散乱できる $\overset{\text{QI}}{\Rightarrow}$ 幾何学的な連結性

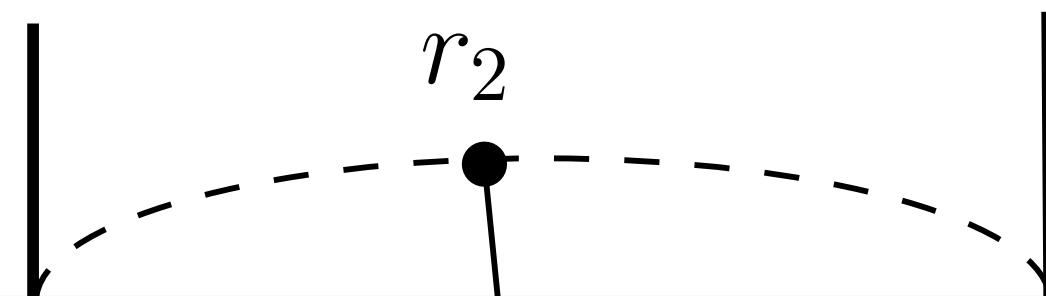
[May] [May-Sorce-Penington]

純粋な時空の幾何学の主張！一般相対論でも示される！

「量子情報は一般相対論を知っている」

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性



バルクで散乱できる $\overset{\text{QI}}{\Rightarrow}$ 幾何学的な連結性

[May] [May-Sorce-Penington]

純粋な時空の幾何学の主張！一般相対論でも示される！

「量子情報は一般相対論を知っている」

→ 未知のホログラフィー原理の幾何構造を量子情報から予言できる

[**TM**-Yoshida, JHEP (2023)] [**TM**-Franken, JHEP (2024)]

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

2週間ほど前に出たChatGPT 5.6 Sol Ultraを活用した量子暗号の論文

あるsecurity gameのアドバンテージが指数的に小さいことを証明：

Unconditional Unclonable Encryption

Prabhanjan Ananth*
UCSB

Amit Sahai†
UCLA

Abstract

We give an unconditional construction of information-theoretically secure one-time private-key unclonable encryption scheme for one-bit messages, with efficient encryption and decryption and exponentially small unclonable-indistinguishability advantage.

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

2週間ほど前に出たChatGPT 5.6 Sol Ultraを活用した量子暗号の論文
あるsecurity gameのアドバンテージが指数的に小さいことを証明：

Theorem 3.2. *Let $\Pi = (\text{Gen}, \text{Enc}, \text{Dec})$, where Gen, Enc and Dec are as defined above. For every $n \geq 1$ and every adversary $(\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C})$, we have:*

$$\Pr \left[\text{Win}_{\Pi, \mathcal{G}, \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}}^{\text{UI}}(n) \right] \leq \frac{1}{2} + \frac{1}{2^{\frac{(n+1)}{2}}}$$

メッセージ1 bit,
鍵・暗号文 $O(n)$ (qu)bits

where $\Pr \left[\text{Win}_{\Pi, \mathcal{G}, \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}}^{\text{UI}}(n) \right]$ is defined in Theorem 2.4.

量子情報から量子重力へ

① 因果的に制約された量子暗号タスク $\Rightarrow$ 幾何学的な連結性

2週間ほど前に出たChatGPT 5.6 Sol Ultraを活用した量子暗号の論文
あるsecurity gameのアドバンテージが指数的に小さいことを証明：

Theorem 3.2. *Let $\Pi = (\text{Gen}, \text{Enc}, \text{Dec})$, where Gen, Enc and Dec are as defined above. For every $n \geq 1$ and every adversary $(\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C})$, we have:*

$$\Pr \left[\text{Win}_{\Pi, \mathcal{G}, \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}}^{\text{UI}}(n) \right] \leq \frac{1}{2} + \frac{1}{2^{\frac{(n+1)}{2}}}$$

メッセージ1 bit,
鍵・暗号文 $O(n)$ (qu)bits

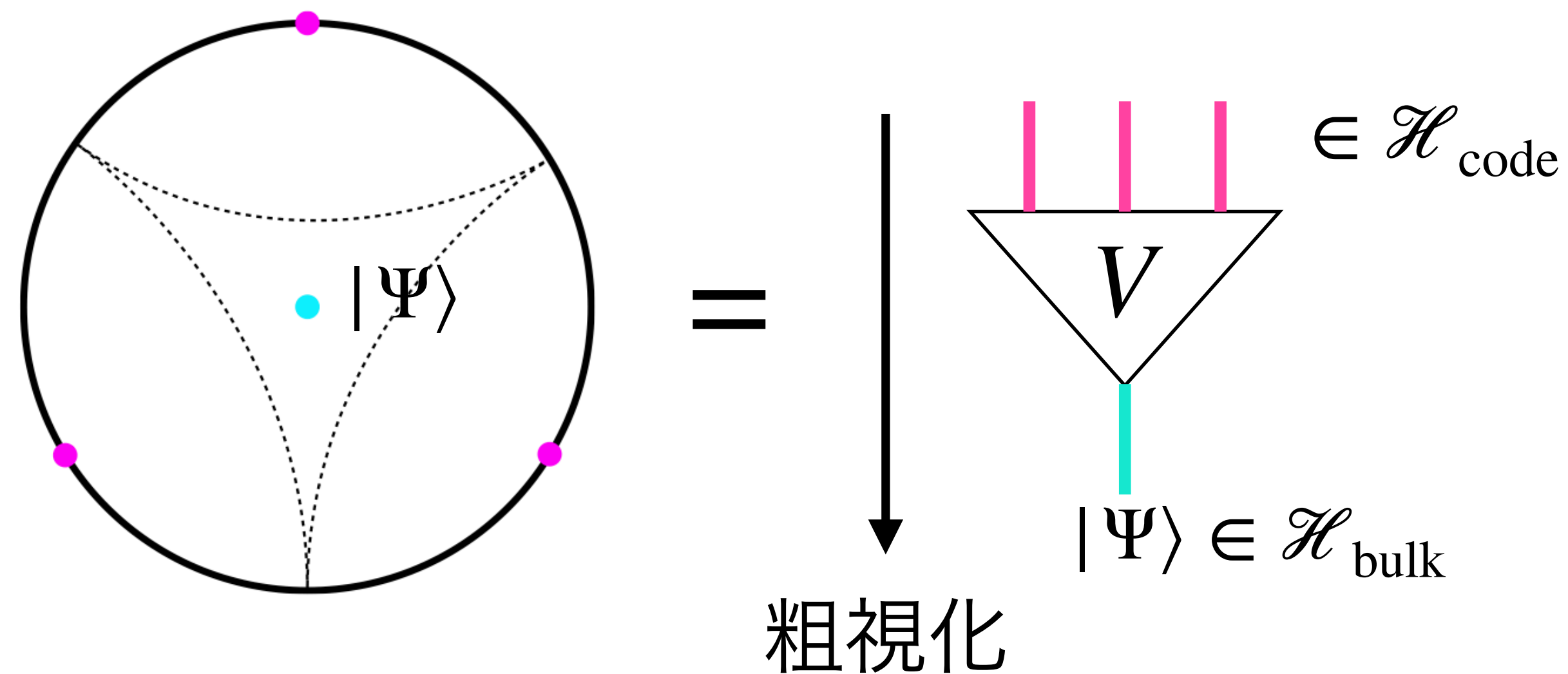
where $\Pr \left[\text{Win}_{\Pi, \mathcal{G}, \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}}^{\text{UI}}(n) \right]$ is defined in Theorem 2.4.

[TM, ChatGPT 5.6 Sol Ultra] リソースが十分あれば破れる (多分)

$$\Pr[\text{Win}] = 1 \Rightarrow I(c_1 : c_2) \geq 2n \Rightarrow \text{connected wedge}$$

量子情報から量子重力へ

② ホログラフィー原理（空間の創発）を情報理論から導出する



アイソメトリーはあくまでToyモデル。

実際の場の理論では「くりこみ＝粗視化＋リスケール」になっている。

→くりこみ群の情報論的定式化（Kraus表示、代数的定式化など） [森-長澤 wip]

くりこみ操作を時間発展とするKrylov複雑性＝ホログラフィック時空の体積？[cf. 磯さんのトーク] 51/96

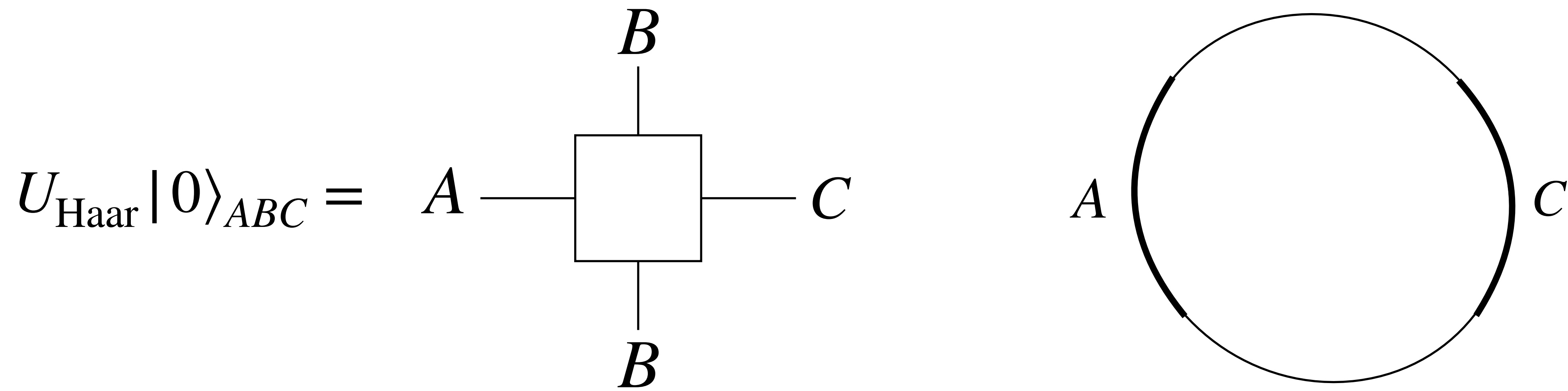
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

ホログラフィー原理の最も単純なトイモデル=**Haarランダム状態**



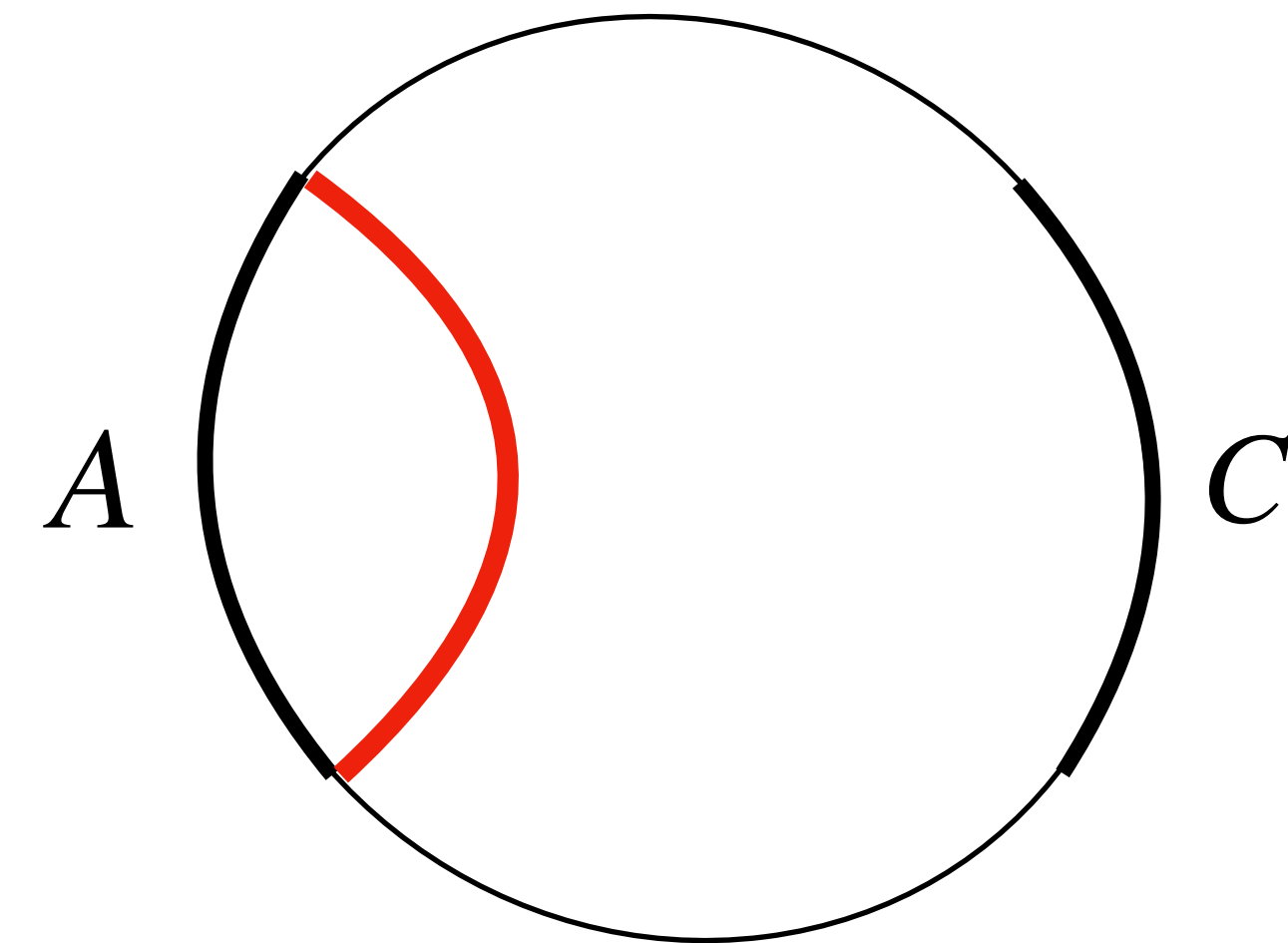
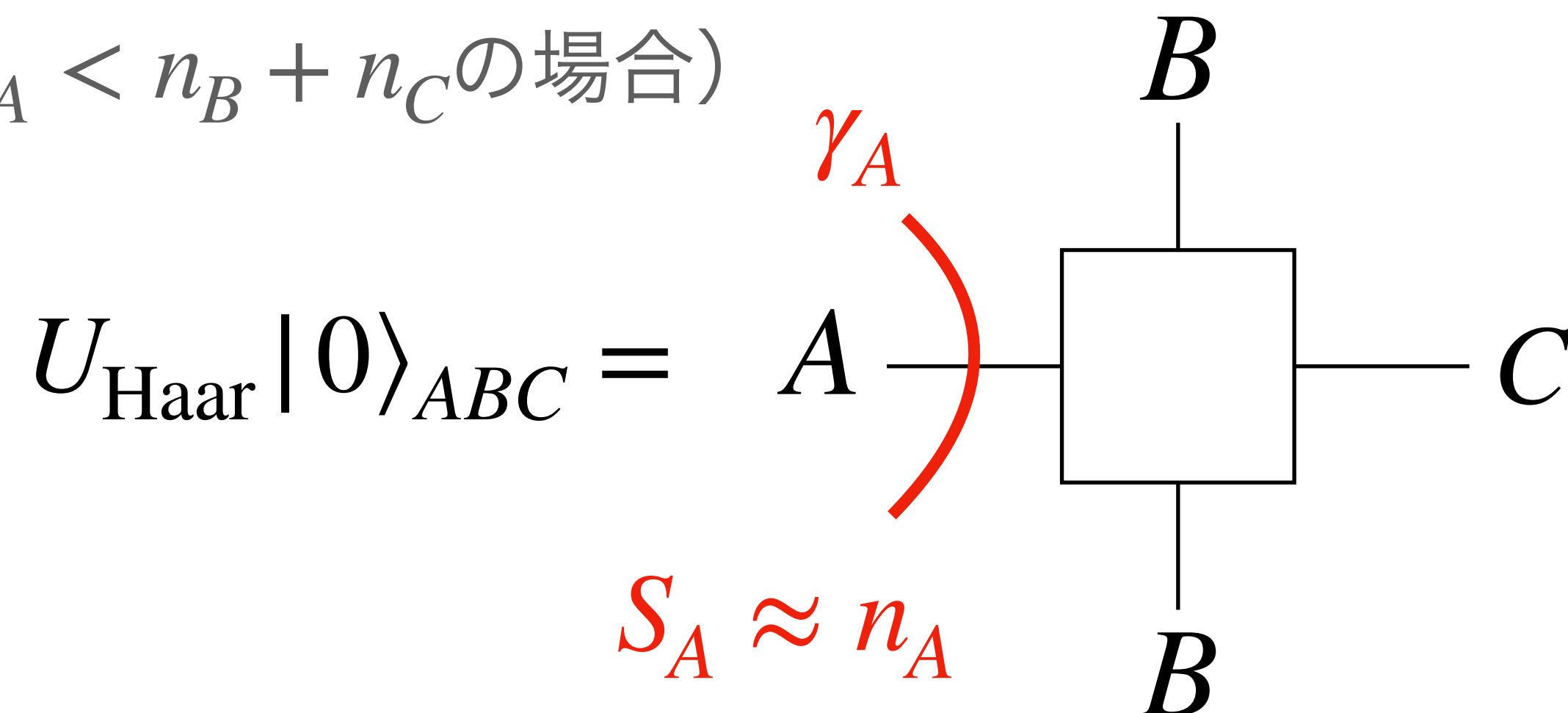
(ランダムテンソルネットワークというspatial localityを取り入れたもう少し非自明なモデルもある)

量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

ホログラフィー原理の最も単純なトイモデル＝**Haarランダム状態**

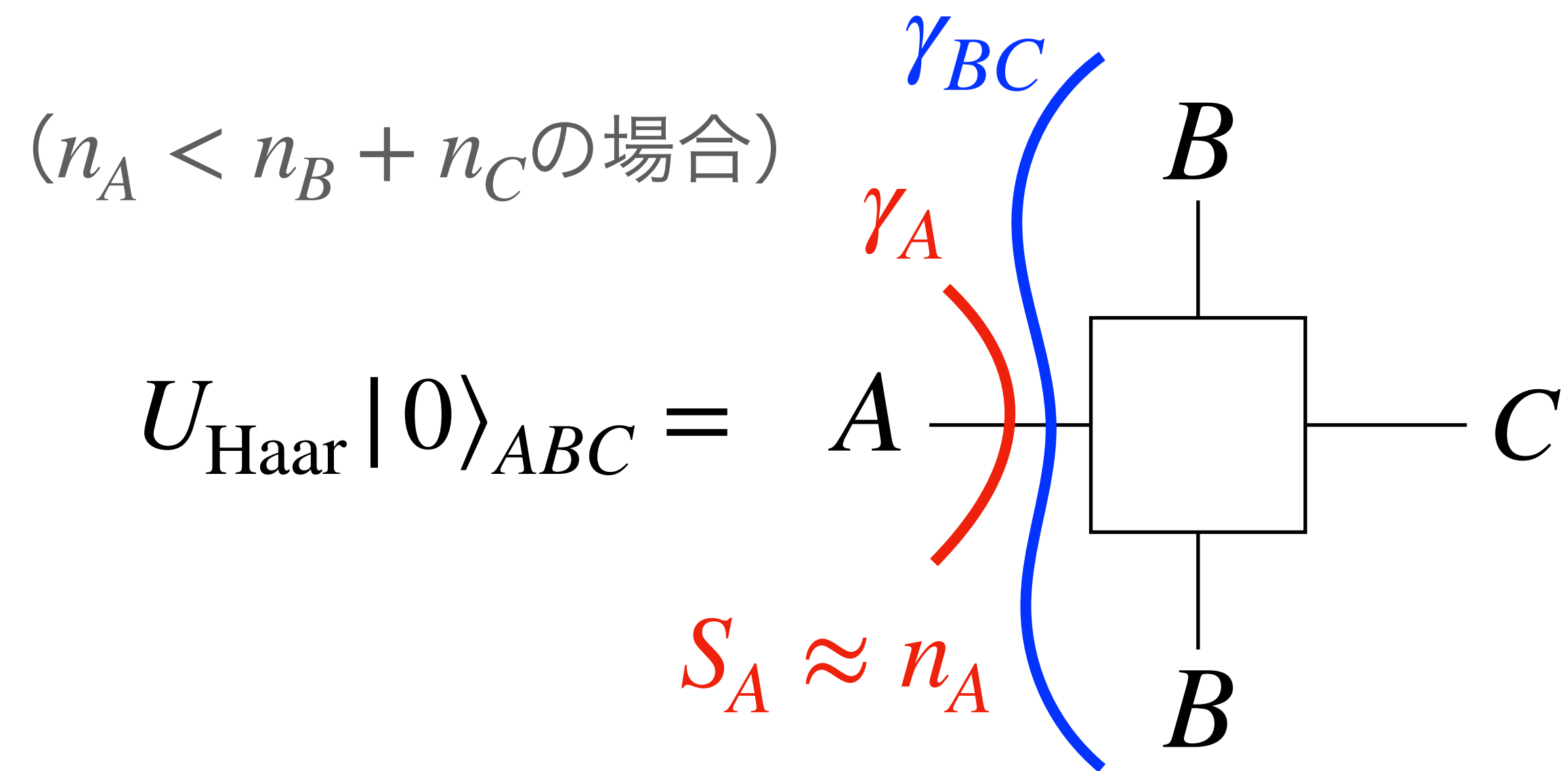
($n_A < n_B + n_C$ の場合)



量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

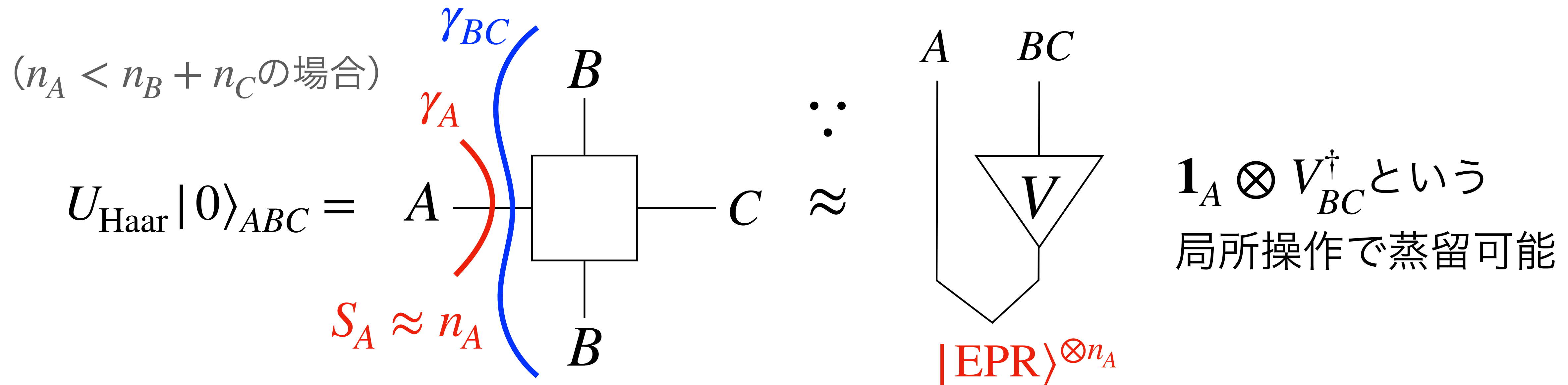
$A - B$ 間でエンタングルメント蒸留が可能 = RT曲面 γ_A, γ_B が被っている



量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

$A - B$ 間でエンタングルメント蒸留が可能 = RT曲面 γ_A, γ_B が被っている



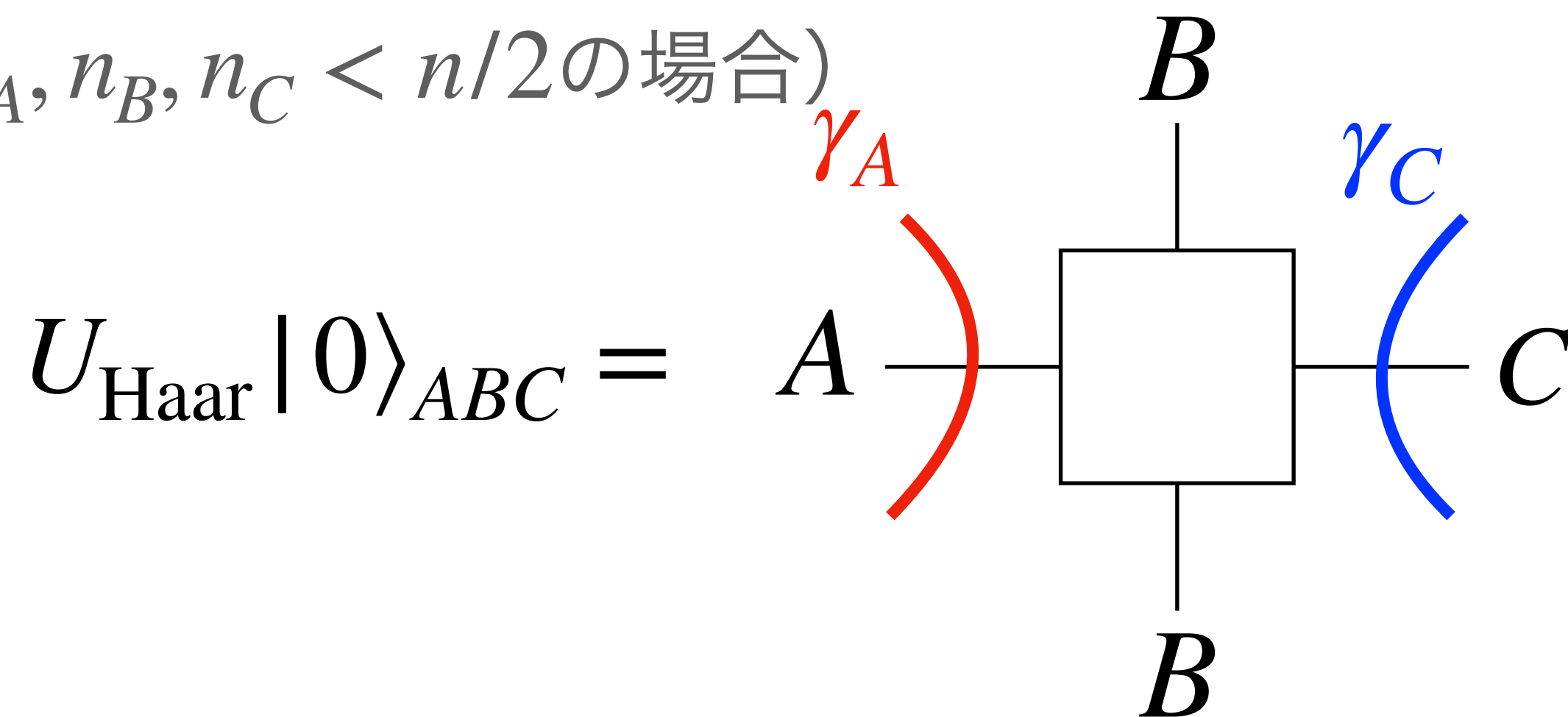
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

$A - B$ 間でエンタングルメント蒸留が可能 = RT曲面 γ_A, γ_B が被っている

→ 逆に言えばRT曲面が離れている時は局所操作で蒸留できないのでは？

($n_A, n_B, n_C < n/2$ の場合)



$I(A : C) = n_B \gg 1$ で
エンタングルメントはたくさんあっても
 $O(n)$ ebitの蒸留はできない??

量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

$A - B$ 間でエンタングルメント蒸留が可能 = RT曲面 γ_A, γ_B が被っている

→ 逆に言えばRT曲面が離れている時は局所操作で蒸留できないのでは？

→ 示せた！ [Li-**TM**-Yoshida, PRX (2026)]
arXiv:2502.04437v3

$$\text{Prob} \left(E_D^{[\text{LO}]}(A : C) \geq 1 \right) \lesssim 2^{-2^n}$$

Theorem 2. If $\delta \stackrel{\text{def}}{=}} h^2 - 2^{-m} > 0$, then for an arbitrary constant $0 < c < 1$, we have

$$\log \mathbb{P} \left(\text{ED}_h^{[\text{LO}]}(A : B) \geq m \right) \leq -c\delta^2 d + O(2^{2m}(d_A^2 + d_B^2) \log \frac{1}{\delta}).$$

$$\text{ED}_h^{[\text{LO}]}(A : B) \equiv \sup_{m \in \mathbb{N}} \sup_{\Lambda \in \text{LO}} \left\{ m \mid \text{Tr} (\Lambda(\rho_{AB}) \Pi_{R_A R_B}^{[\text{EPR}]}) \geq h^2 \right\}$$

他、no GHZ entanglement, tripartite chirality, no global symmetryなども示せる

量子重力から量子情報へ



リソース
モノトーン

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

エンタングルメント蒸留だけでなく、**relative entropy of entanglement**の最適化も幾何学的に考えられる。

$$E_R(\rho_{AB}) = \inf_{\sigma \in \text{Sep}(A:B)} D(\rho \parallel \sigma), \quad D(\rho \parallel \sigma) = \text{Tr}[\rho(\log \rho - \log \sigma)]$$

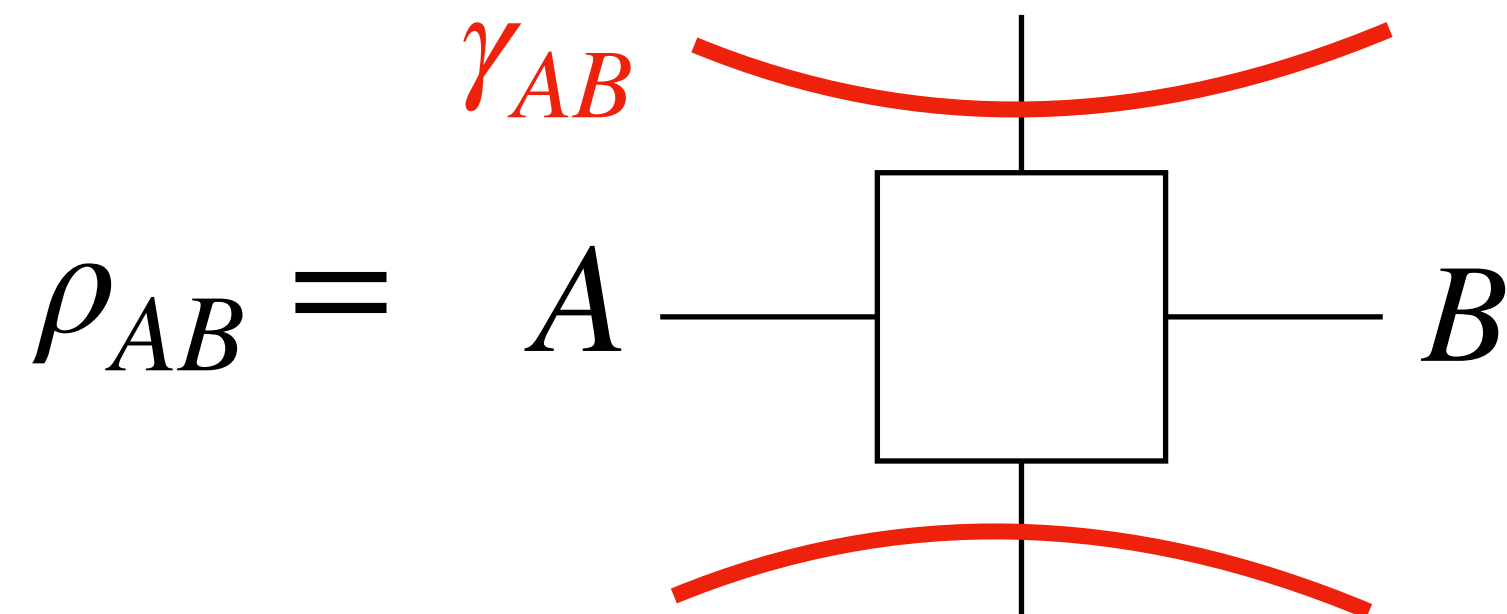
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

エンタングルメント蒸留だけでなく、**relative entropy of entanglement**の最適化も幾何学的に考えられる。

$$E_R(\rho_{AB}) = \inf_{\sigma \in \text{Sep}(A:B)} D(\rho \parallel \sigma), \quad D(\rho \parallel \sigma) = \text{Tr}[\rho(\log \rho - \log \sigma)]$$

一般に最適化はNP-hardで高次元では難しいがHaar random marginalに対してはできる？



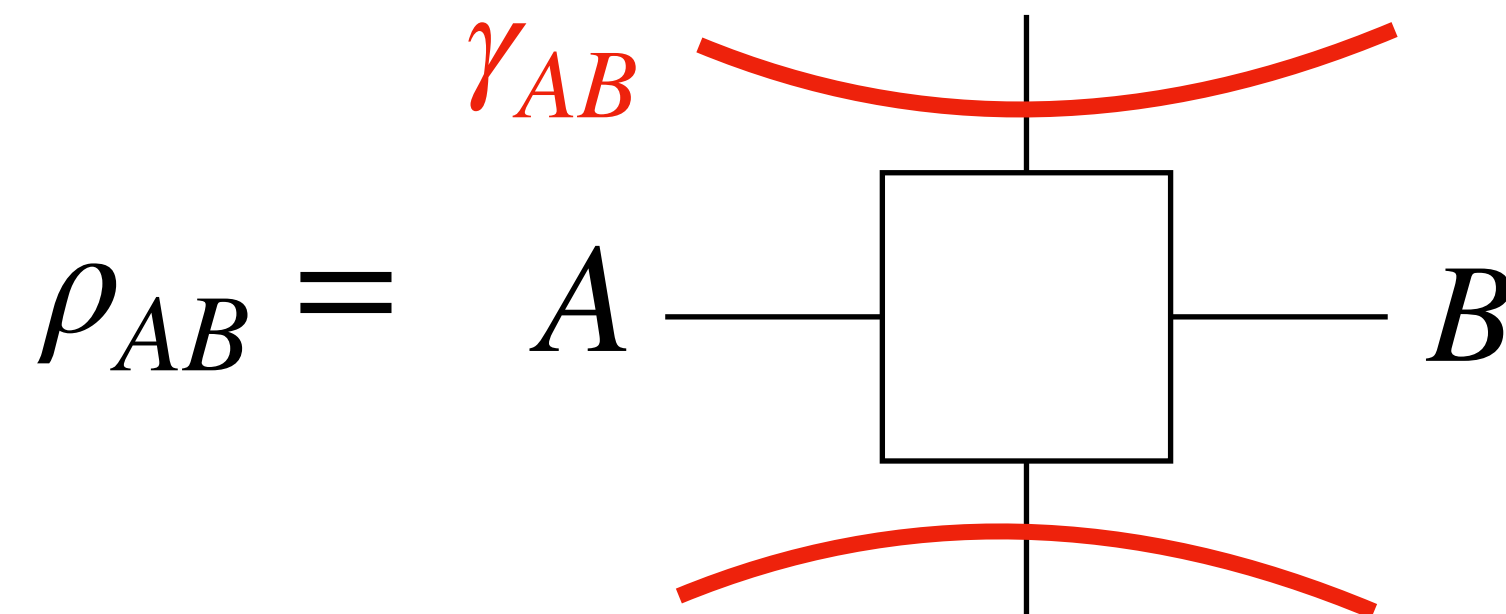
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

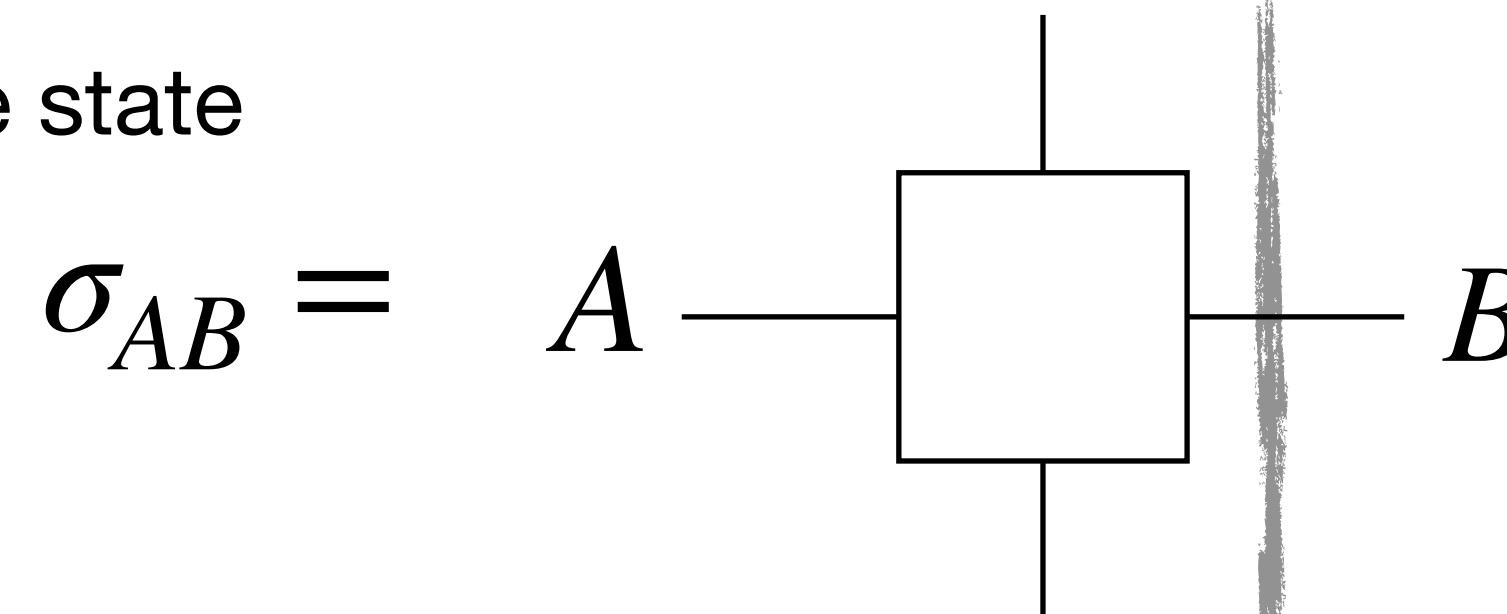
エンタングルメント蒸留だけでなく、**relative entropy of entanglement**の最適化も幾何学的に考えられる。

$$E_R(\rho_{AB}) = \inf_{\sigma \in \text{Sep}(A:B)} D(\rho \parallel \sigma), \quad D(\rho \parallel \sigma) = \text{Tr}[\rho(\log \rho - \log \sigma)]$$

一般に最適化はNP-hardで高次元では難しいがHaar random marginalに対してはできる？



Closest
separable state



← エンタングルメントを
古典相関にしたこと
による障壁

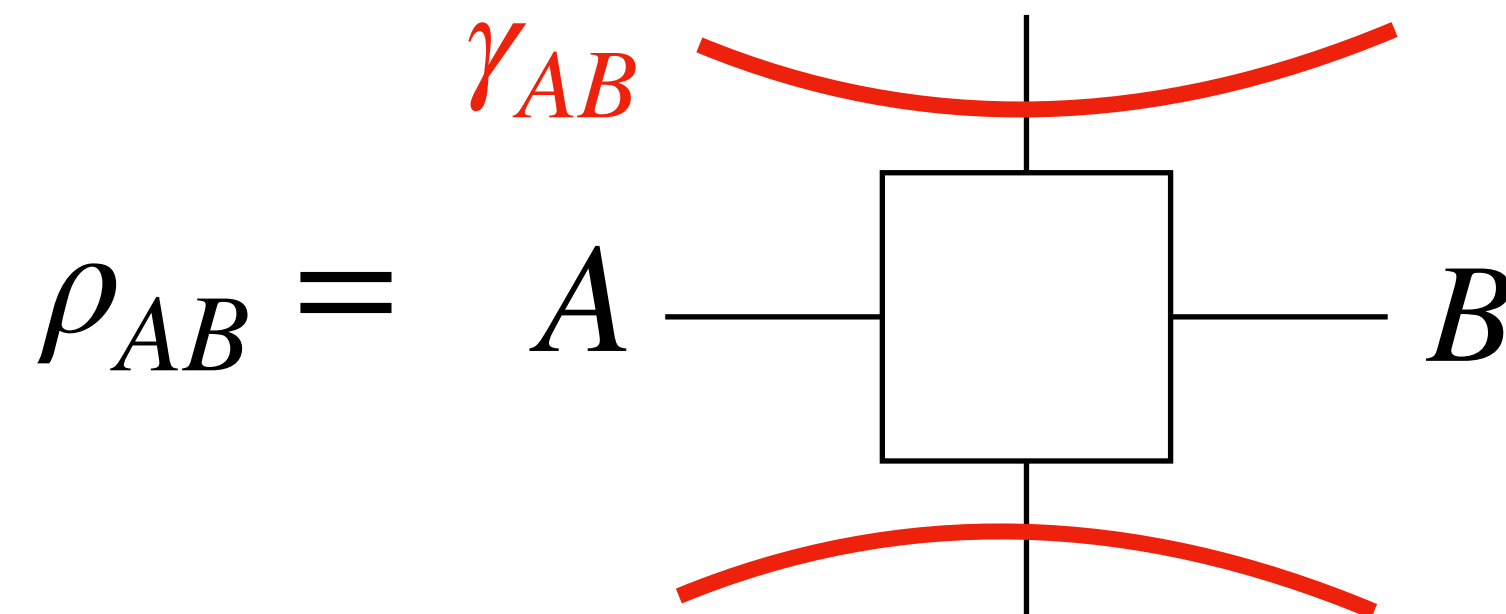
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

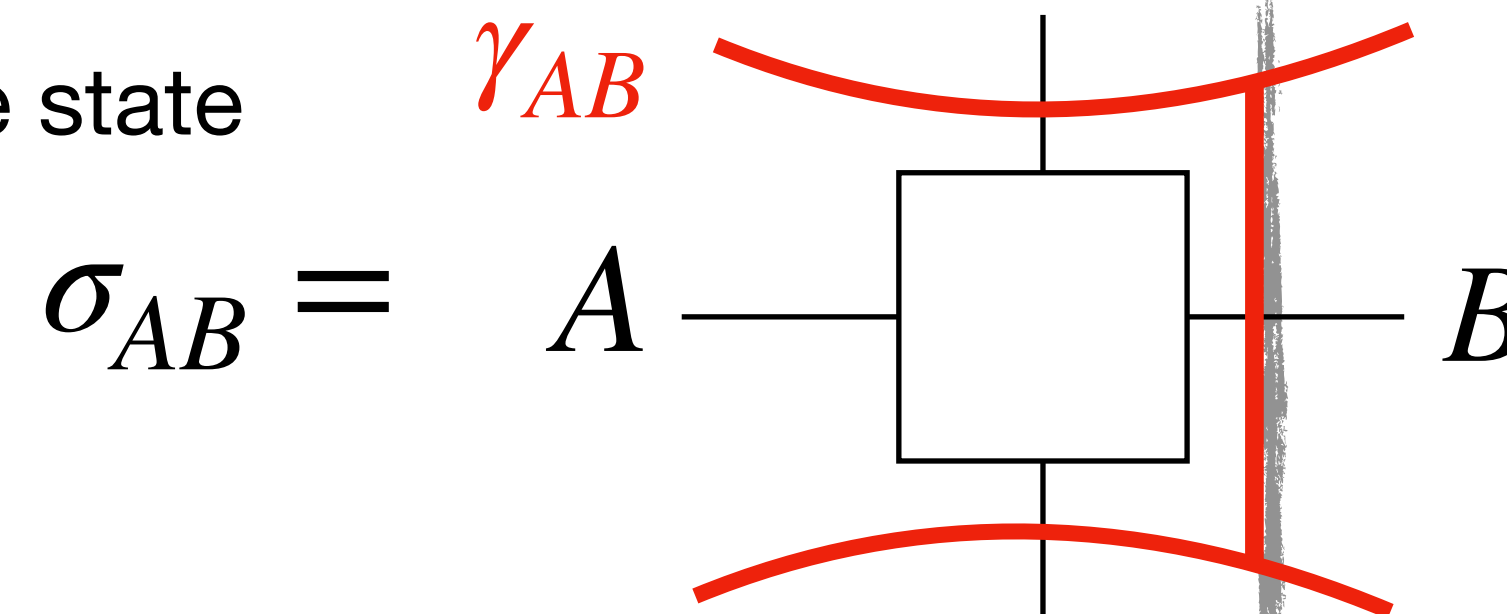
エンタングルメント蒸留だけでなく、**relative entropy of entanglement**の最適化も幾何学的に考えられる。

$$E_R(\rho_{AB}) = \inf_{\sigma \in \text{Sep}(A:B)} D(\rho \parallel \sigma), \quad D(\rho \parallel \sigma) = \text{Tr}[\rho(\log \rho - \log \sigma)]$$

一般に最適化はNP-hardで高次元では難しいがHaar random marginalに対してはできる？



Closest
separable state



エンタングルメントを
古典相関にしたこと
による障壁

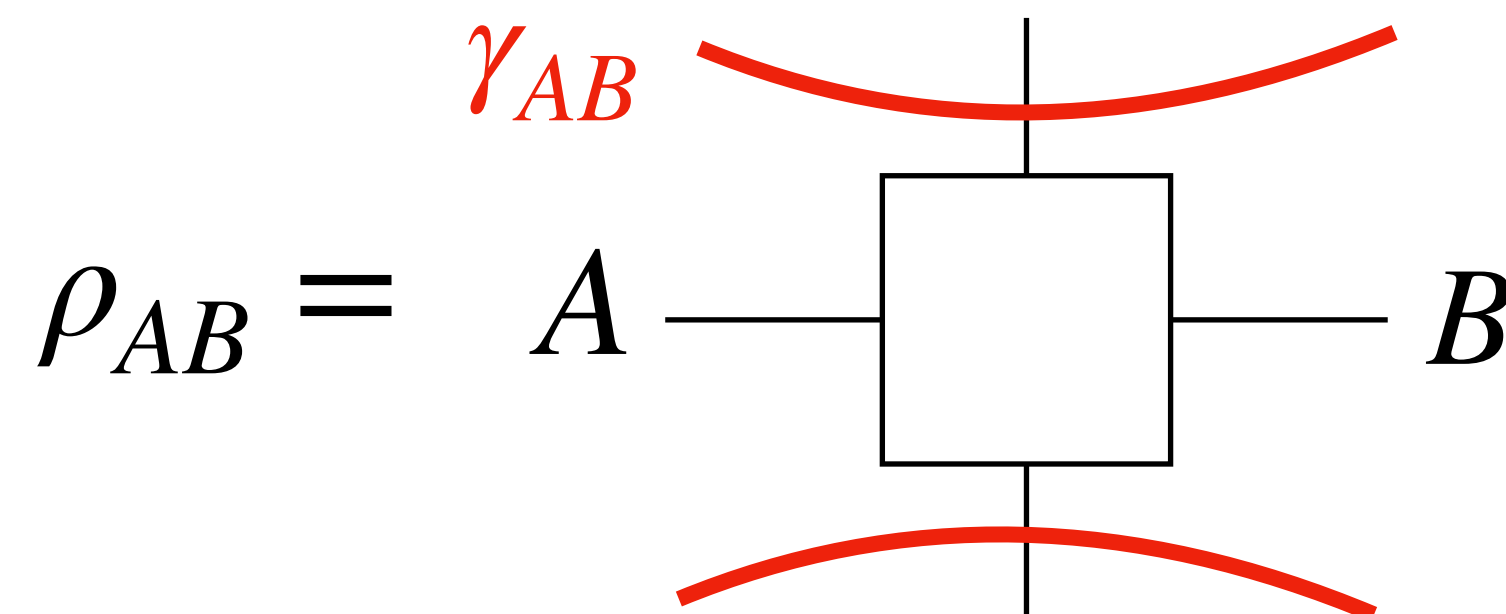
量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う

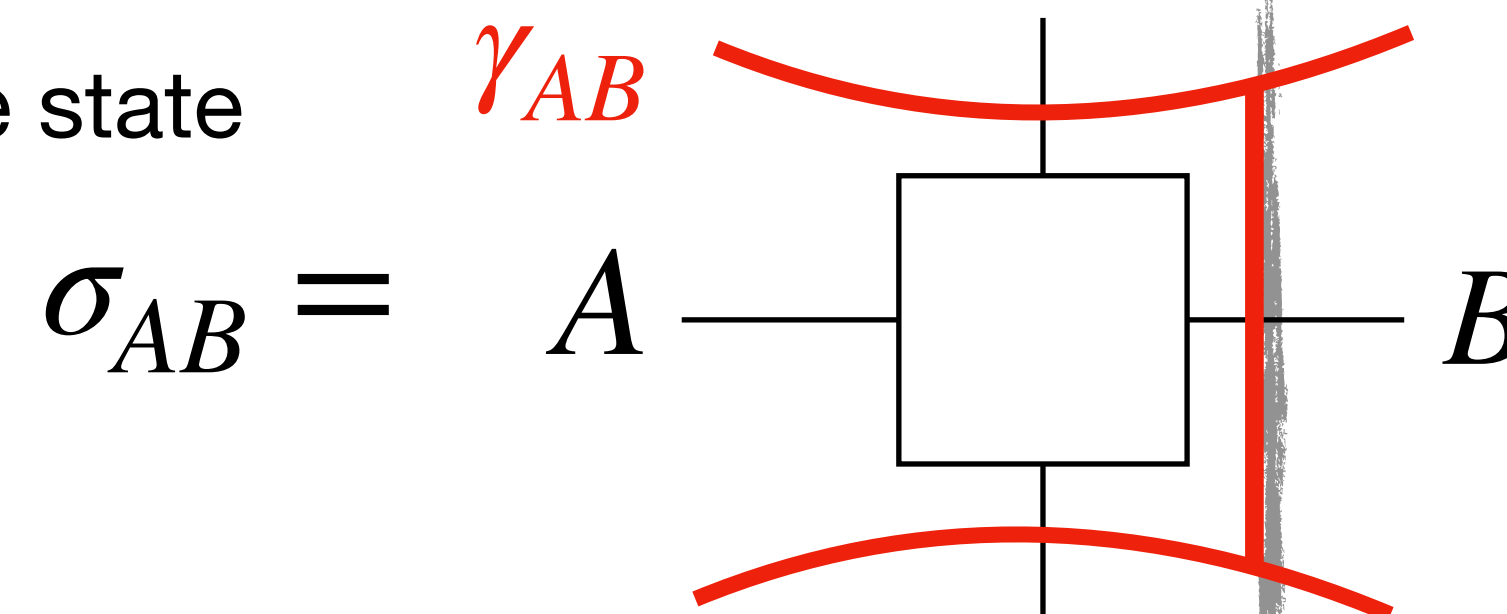
エンタングルメント蒸留だけでなく、**relative entropy of entanglement**の最適化も幾何学的に考えられる。

$$E_R(\rho_{AB}) = \inf_{\sigma \in \text{Sep}(A:B)} D(\rho \parallel \sigma), \quad D(\rho \parallel \sigma) = \text{Tr}[\rho(\log \rho - \log \sigma)]$$

一般に最適化はNP-hardで高次元では難しいがHaar random marginalに対してはできる？



Closest
separable state

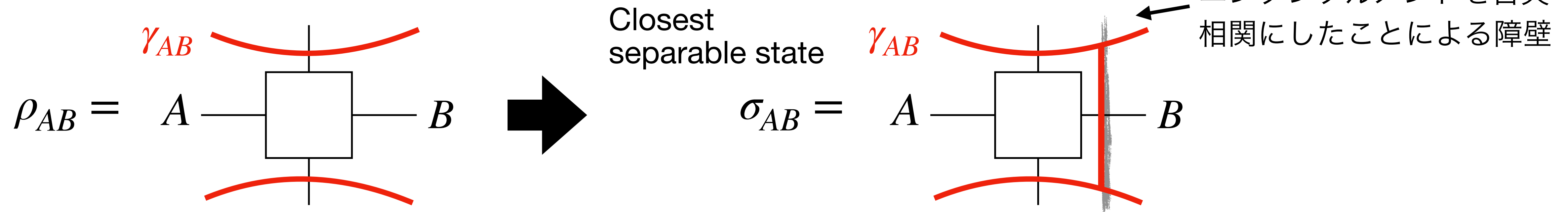


エンタングルメントを
古典相関にしたこと
による障壁

↑
この場所を幾何学的
に最適化する！

量子重力から量子情報へ

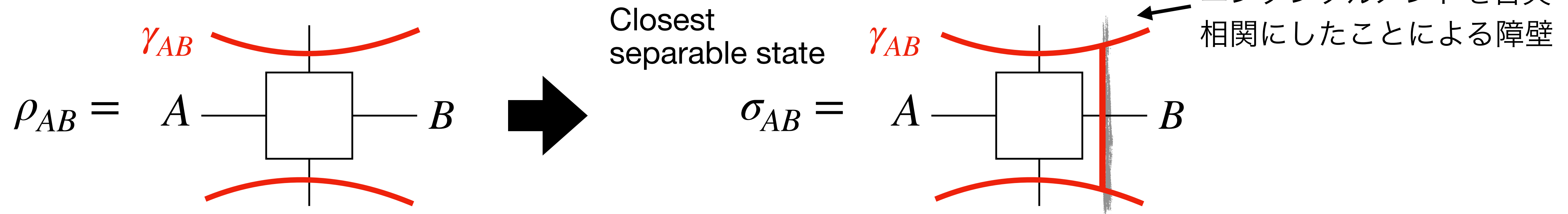
③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う



$$E_R(\rho_{AB}) \stackrel{?}{\approx} n_A + n_B - \max(n_A, n_B, n_C) =: \log \tilde{d}$$

量子重力から量子情報へ

③ 最適化問題・量子操作を幾何学的に扱う



$$E_R(\rho_{AB}) \approx n_A + n_B - \max(n_A, n_B, n_C) \approx \min(E_F, I)_{\rho_{AB}}$$

→ 示せた！ [TM-Yoshida, to appear 今週] これは既知のEoF, MIの上限を飽和する。

Theorem 1 (Main result). *Let ρ_{AB} be the reduced state of a tripartite Haar random state $|\psi\rangle_{ABC}$ as in Eq. (8) with $1 \leq d_C \leq D$. There exist absolute constants $K, C, c > 0$ such that*

$$\mathbb{P}\left[\left|E_R(\rho_{AB}) - \log \tilde{d}\right| > K\right] \leq C \exp[-c(d_A + d_B + d_C)]. \quad (12)$$

※ 3体のgeometric measureにも応用可能

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現

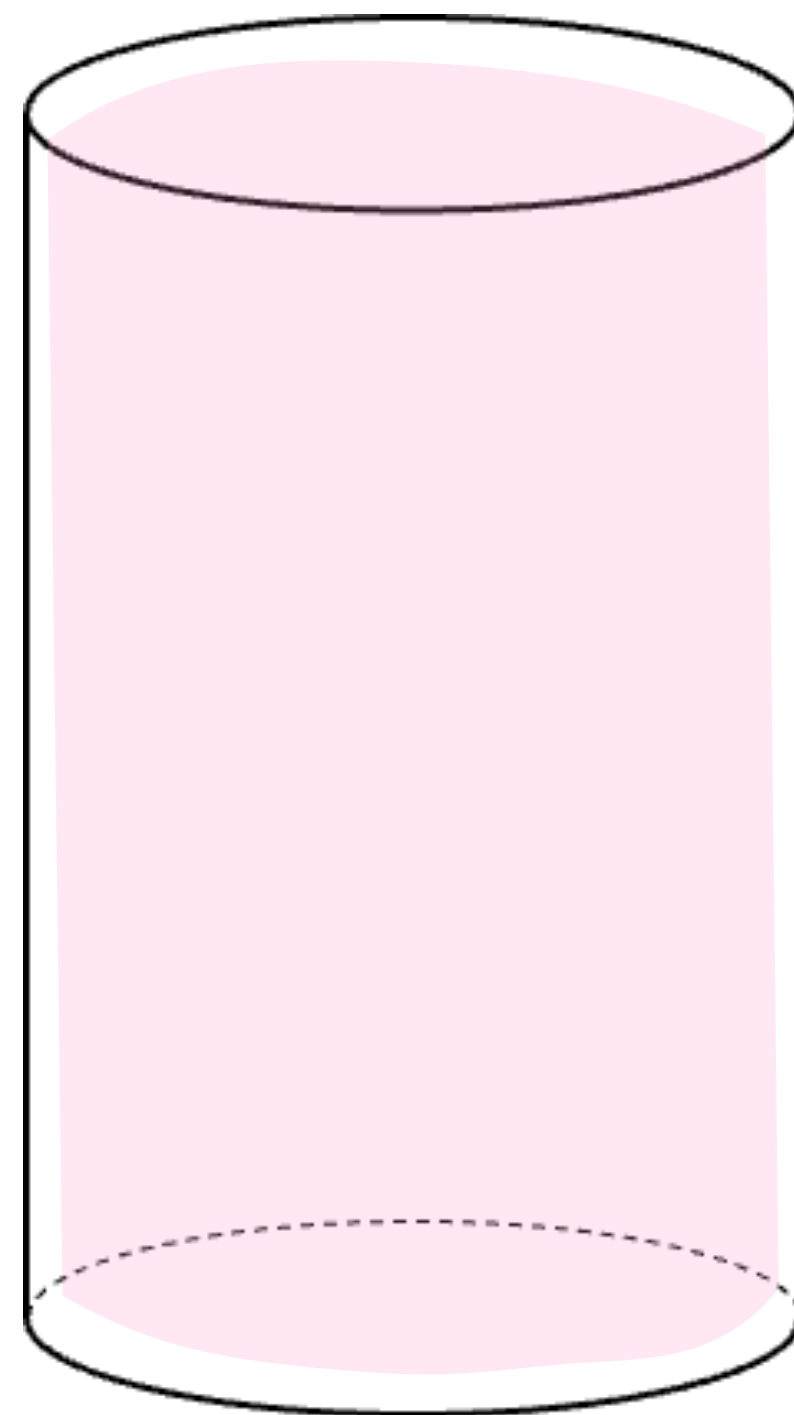
量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

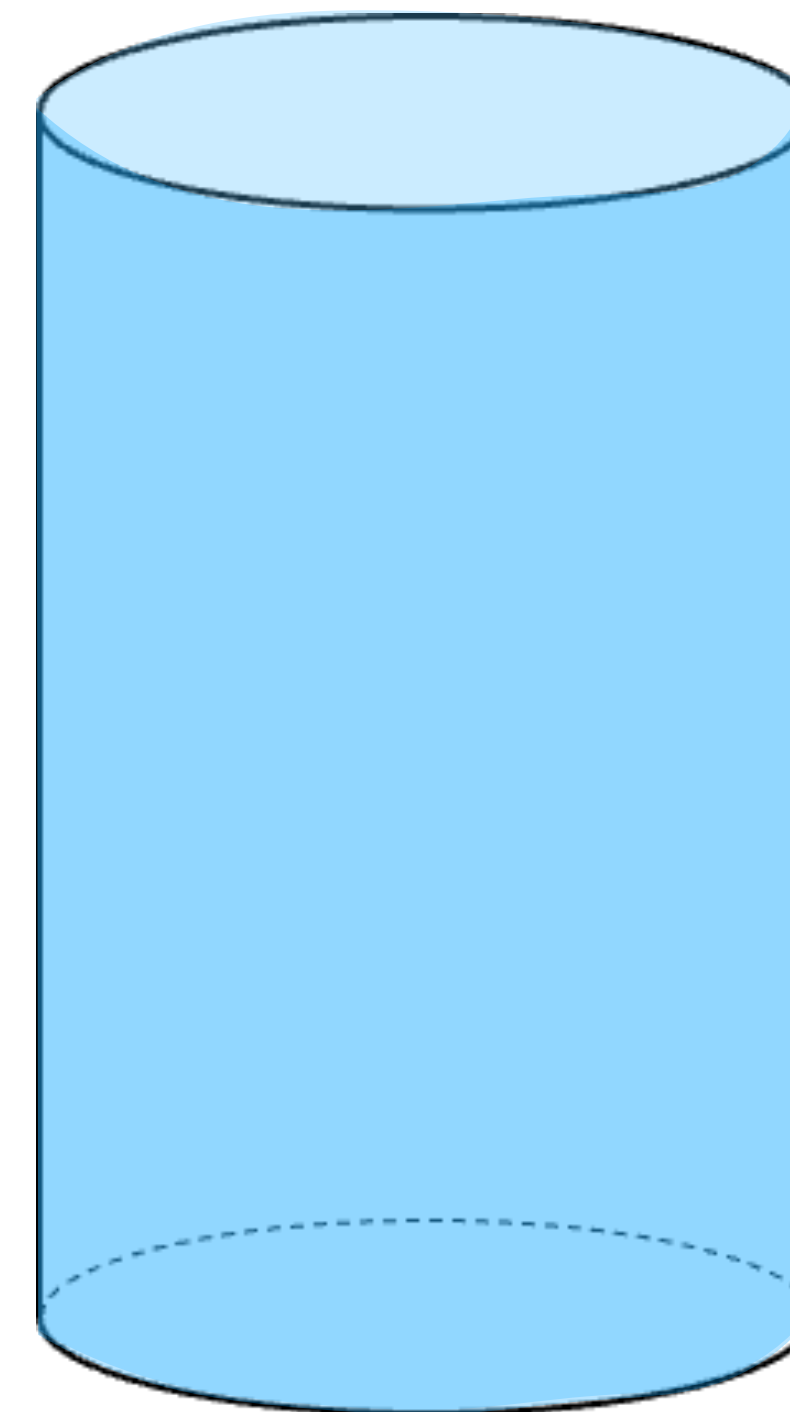
④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現

相対性理論



=

量子系



量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

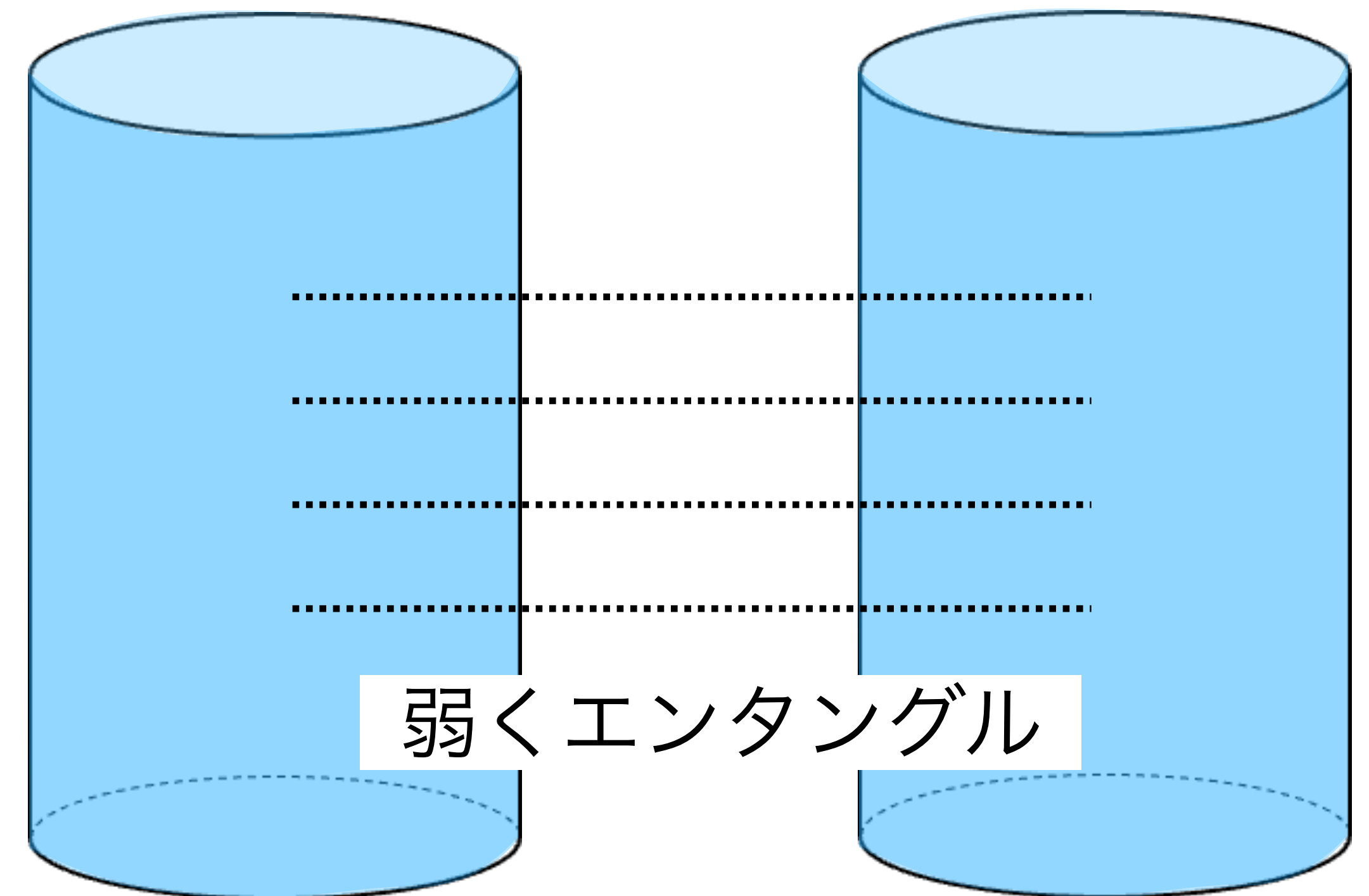
$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現

相対性理論

量子系

=



量子重力から量子情報へ

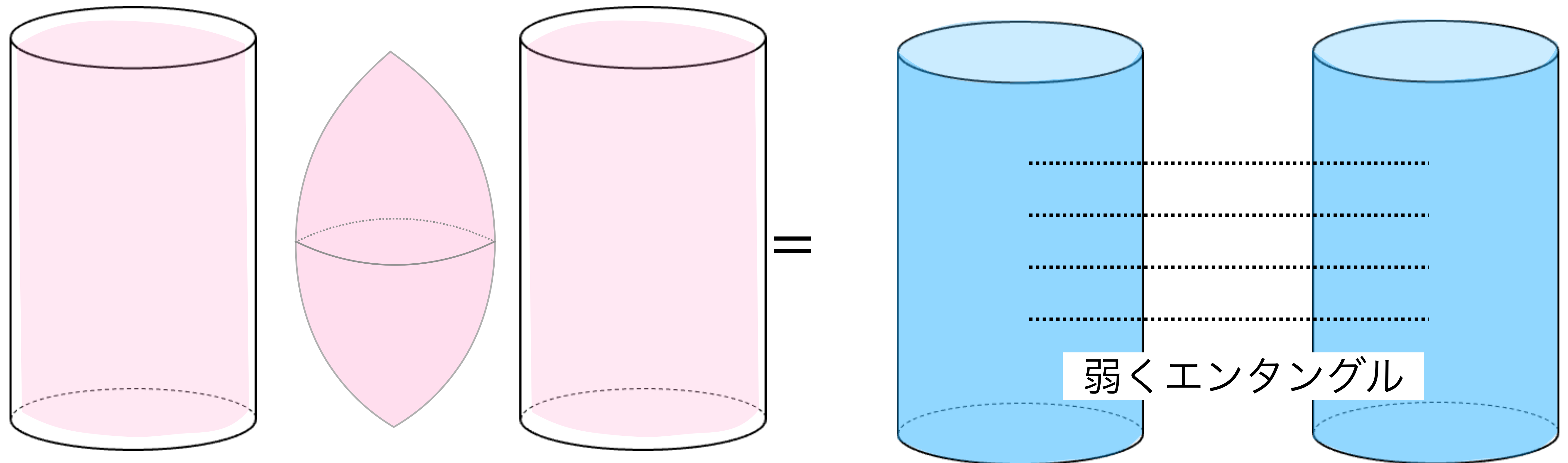
Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現

相対性理論

量子系



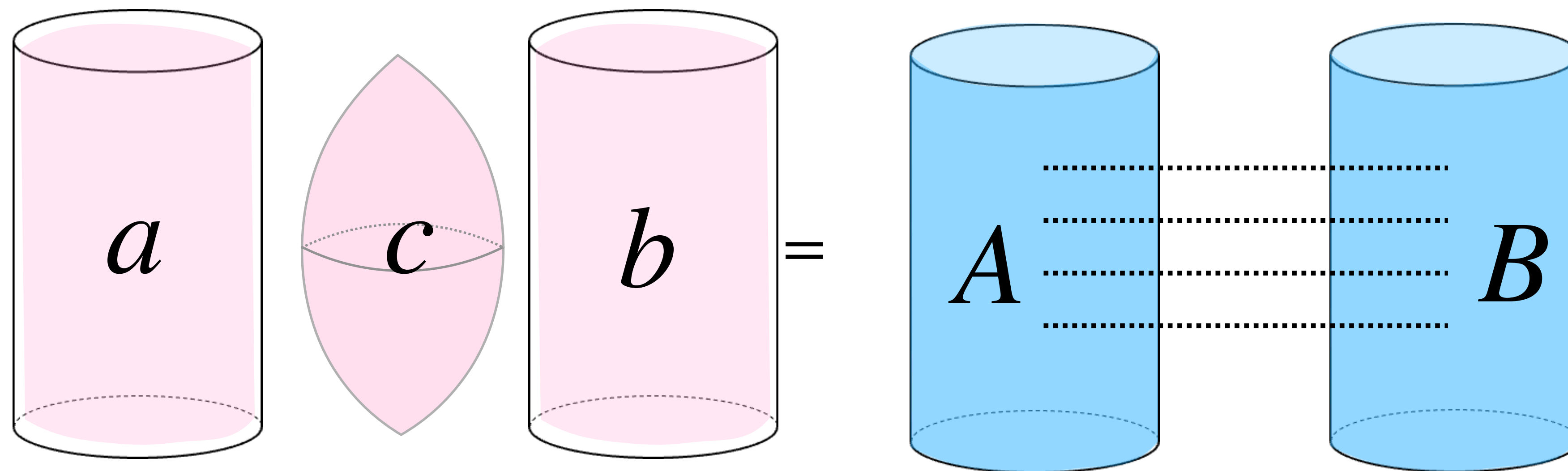
孤立した宇宙=ベビー宇宙が現れるように見える [Antonini-Sasieta-Swingle]

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現 [TM-Yoshida arXiv:2511.20747]



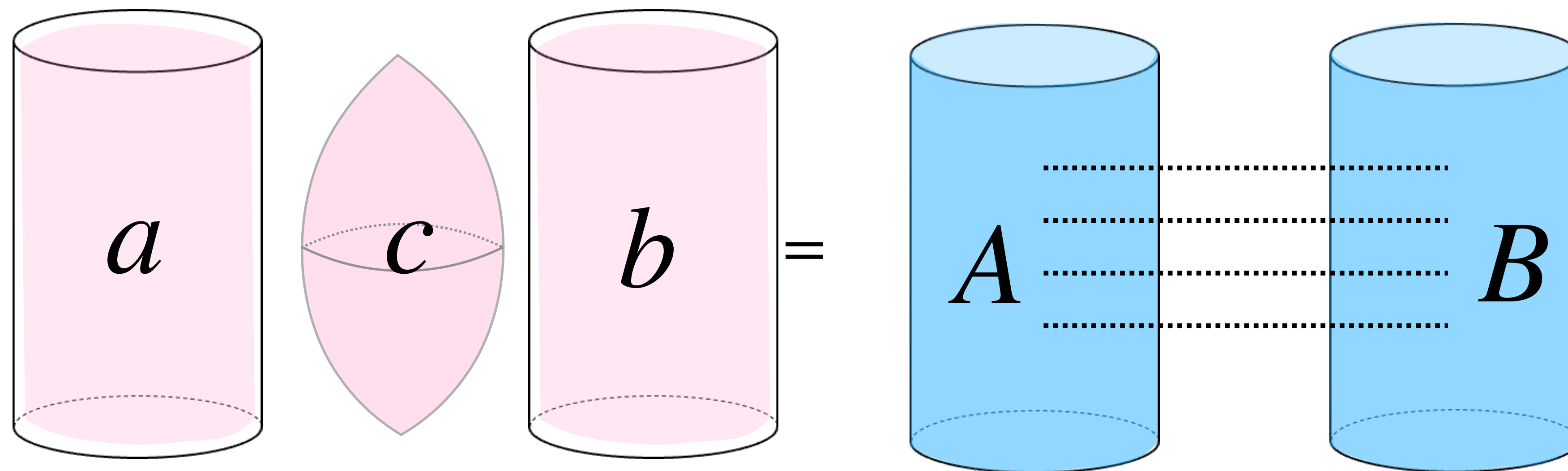
$$\mathcal{A}_A = (\mathcal{A}_B)'$$

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現 [TM-Yoshida arXiv:2511.20747]



$$\mathcal{A}_a = (\mathcal{A}_b)'$$

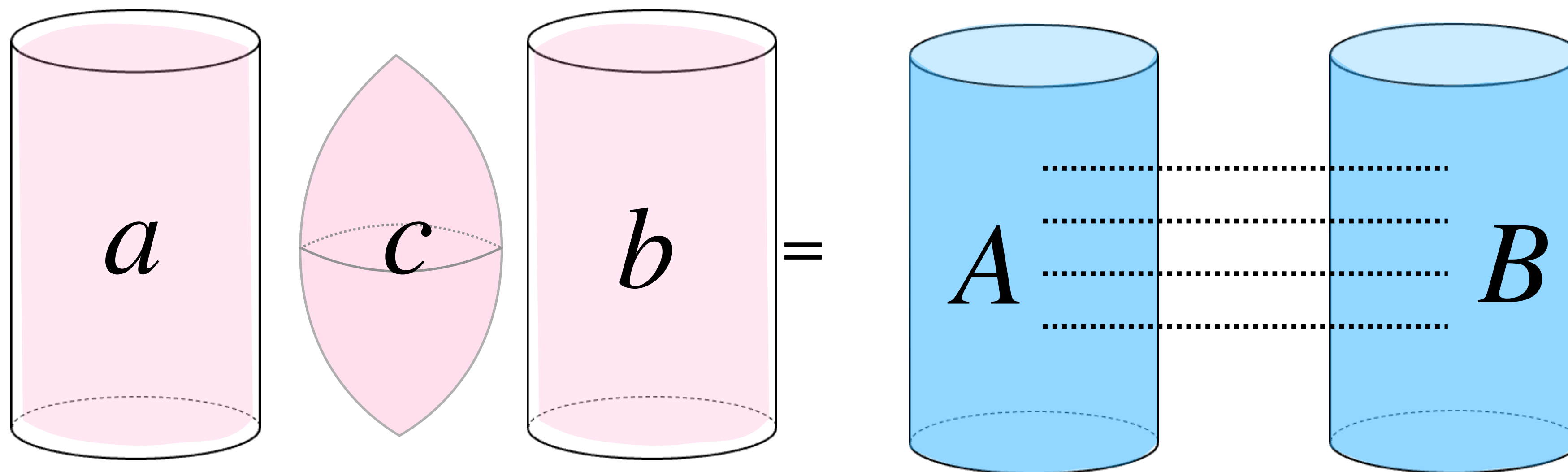
$$\mathcal{A}_A = (\mathcal{A}_B)'$$

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現 [TM-Yoshida arXiv:2511.20747]



$$\mathcal{A}_{ac} \neq \mathcal{A}_a = (\mathcal{A}_b)'$$

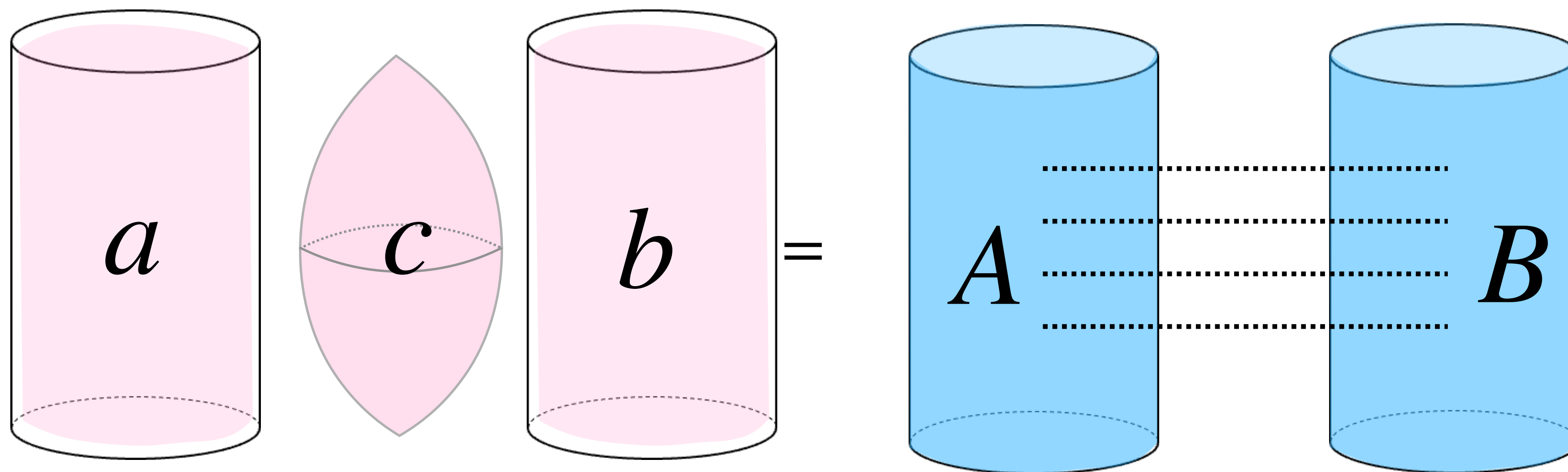
$$\mathcal{A}_A = (\mathcal{A}_B)'$$

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現 [TM-Yoshida arXiv:2511.20747]



$$\mathcal{A}_{ac} \neq \mathcal{A}_a = (\mathcal{A}_b)'$$

$$\mathcal{A}_A = (\mathcal{A}_B)'$$

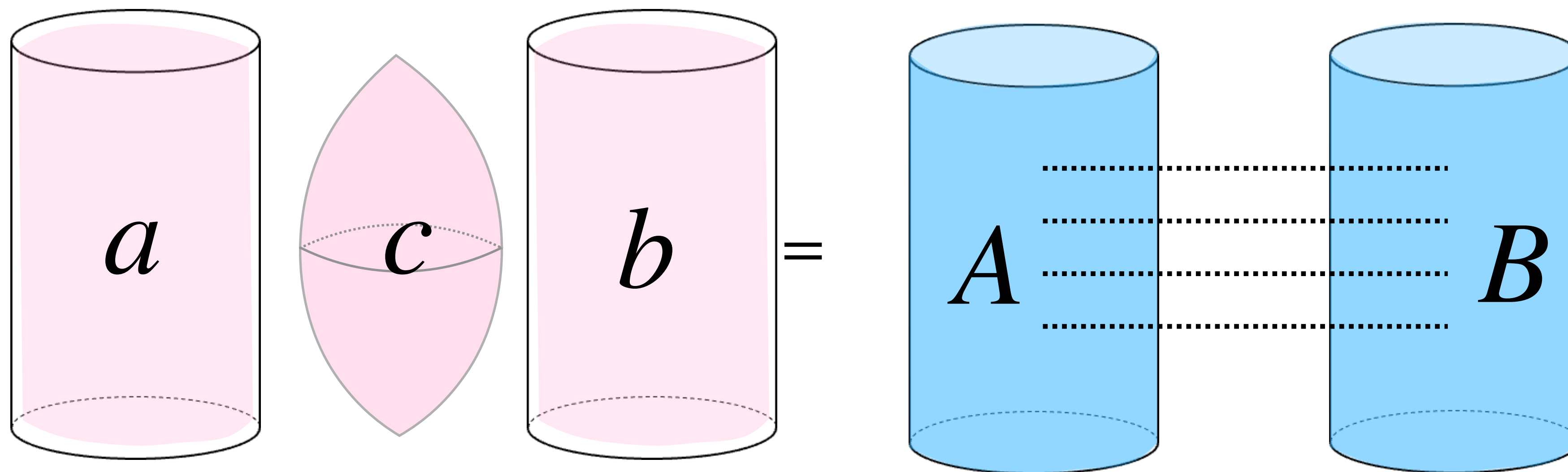
→ $\mathcal{A}_c$ = center (i.e. ベビー宇宙が 1 次元) か バルクの Haag duality が破れている

量子重力から量子情報へ

Haag duality [cf. 緒方先生のトーク]

$$\mathcal{A}_{\Sigma^c} = (\mathcal{A}_{\Sigma})'$$

④ Haag dualityの破れ ← ベビー宇宙の出現 [TM-Yoshida arXiv:2511.20747]



$$\mathcal{A}_{ac} \neq \mathcal{A}_a = (\mathcal{A}_b)'$$

$$\mathcal{A}_A = (\mathcal{A}_B)'$$

→ $\mathcal{A}_c$ = center (i.e. ベビー宇宙が 1 次元) か バルクの Haag duality が破れている
ランダム符号化モデルは後者と整合的

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

- Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

- **Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界**
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])
 - X状態やBell-diagonal状態、Werner状態、455,257個のtwo-qubit状態で成立
 - しかしどうやら[Hastings, Nature Phys. (2009)] [Fukuda, Commun. Math. Phys. (2014)]
のadditivity conjectureの反例の拡張が適用できそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra, Claude Fable 5]
ただ破れは非常に小さい

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

- Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])
 - X状態やBell-diagonal状態、Werner状態、455,257個のtwo-qubit状態で成立
 - しかしどうやら[Hastings, Nature Phys. (2009)] [Fukuda, Commun. Math. Phys. (2014)]
のadditivity conjectureの反例の拡張が適用できそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra, Claude Fable 5]
ただ破れは非常に小さい
- 高次元での漸近的NPT束縛エンタングルメントの存在 [TM-Yoshida, JHEP (2026)]
[TM, arXiv:2506.02131]

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

- Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])
 - X状態やBell-diagonal状態、Werner状態、455,257個のtwo-qubit状態で成立
 - しかしどうやら[Hastings, Nature Phys. (2009)] [Fukuda, Commun. Math. Phys. (2014)]
のadditivity conjectureの反例の拡張が適用できそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra, Claude Fable 5]
ただ破れは非常に小さい
- 高次元での漸近的NPT束縛エンタングルメントの存在 [TM-Yoshida, JHEP (2026)]
[TM, arXiv:2506.02131]
 - Type II₁ von Neumann algebraではHaarランダム状態の結果を使って
 $\forall k = O(d^0)$ -undistillabilityは言えそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra]

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

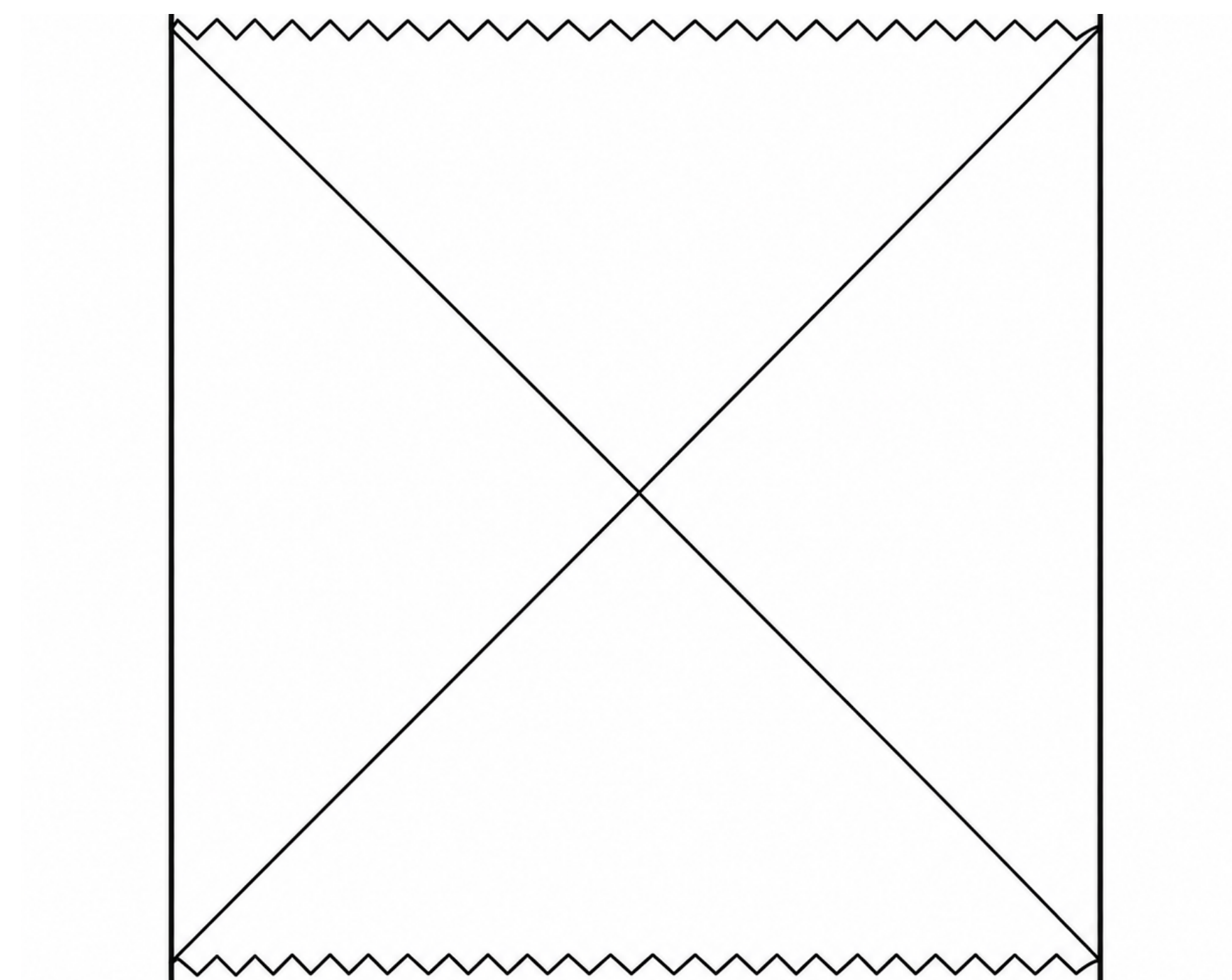
- Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])
 - X状態やBell-diagonal状態、Werner状態、455,257個のtwo-qubit状態で成立
 - しかしどうやら[Hastings, Nature Phys. (2009)] [Fukuda, Commun. Math. Phys. (2014)]
のadditivity conjectureの反例の拡張が適用できそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra, Claude Fable 5]
ただ破れは非常に小さい
- 高次元での漸近的NPT束縛エンタングルメントの存在 [TM-Yoshida, JHEP (2026)]
[TM, arXiv:2506.02131]
 - Type II₁ von Neumann algebraではHaarランダム状態の結果を使って
 $\forall k = O(d^0)$ -undistillabilityは言えそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra]
- **≥ 2 -tensor proof**
Haarランダム状態の厳密証明をランダムテンソルネットワーク（ホログラ
フィー原理のより良いトイモデル）に拡張できるか？

ホログラフィー-drivenな量子情報・基礎論的な問題

- **Entanglement of formationのreflected entropy/2による非自明な上界**
(Eq. (7.4) in [Louisia-TM-Warner, JHEP (2026)])
 - X状態やBell-diagonal状態、Werner状態、455,257個のtwo-qubit状態で成立
 - しかしどうやら[Hastings, Nature Phys. (2009)] [Fukuda, Commun. Math. Phys. (2014)]
のadditivity conjectureの反例の拡張が適用できそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra, Claude Fable 5]
ただ破れは非常に小さい
- **高次元での漸近的NPT束縛エンタングルメントの存在** [TM-Yoshida, JHEP (2026)]
[TM, arXiv:2506.02131]
 - Type II₁ von Neumann algebraではHaarランダム状態の結果を使って
 $\forall k = O(d^0)$ -undistillabilityは言えそう？ [ChatGPT Sol 5.6 Ultra]
- **≥ 2 -tensor proof**
Haarランダム状態の厳密証明をランダムテンソルネットワーク（ホログラフィー原理のより良いトイモデル）に拡張できるか？

ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

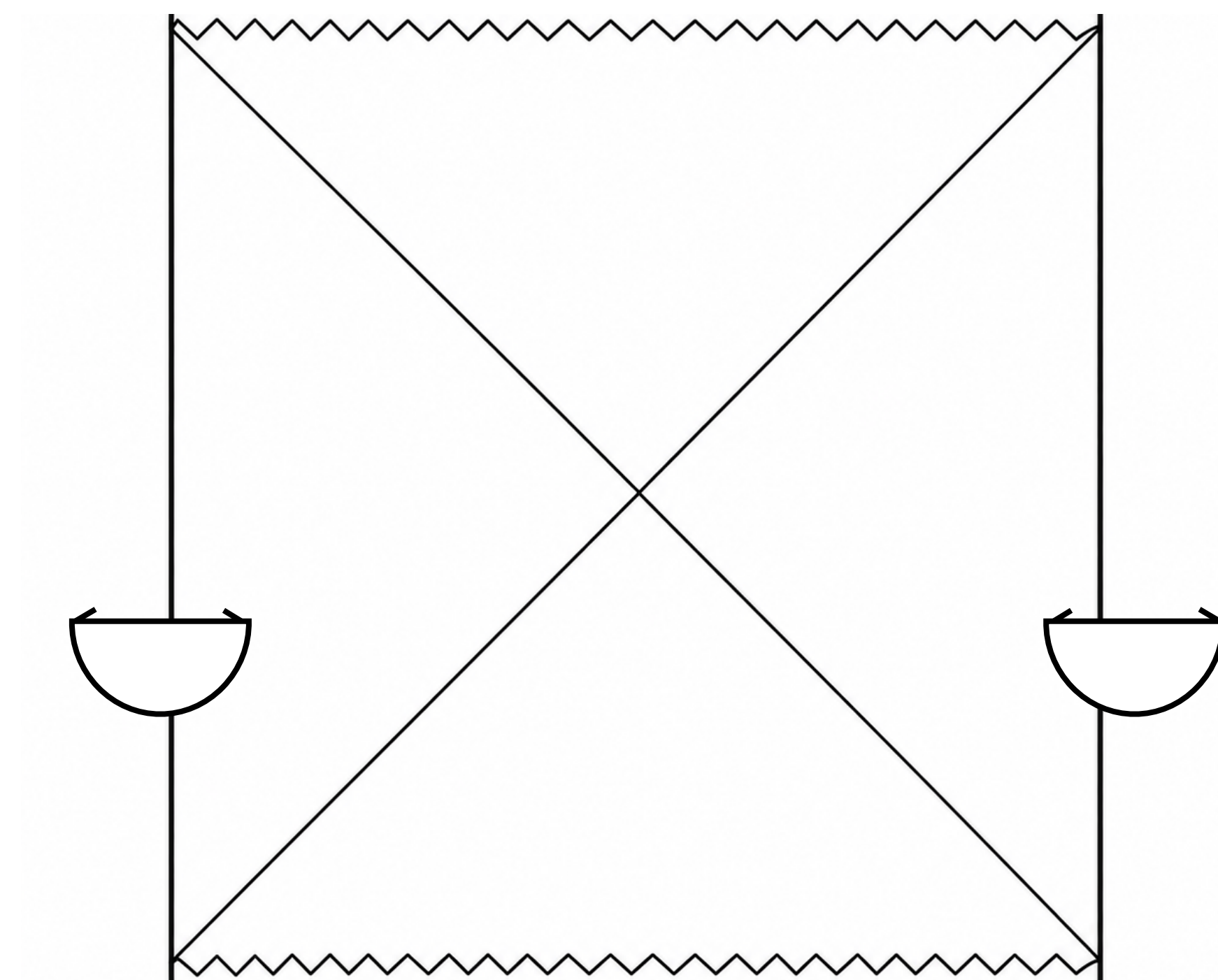
[森-秋笛 wip]



ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

[森-秋笛 wip]

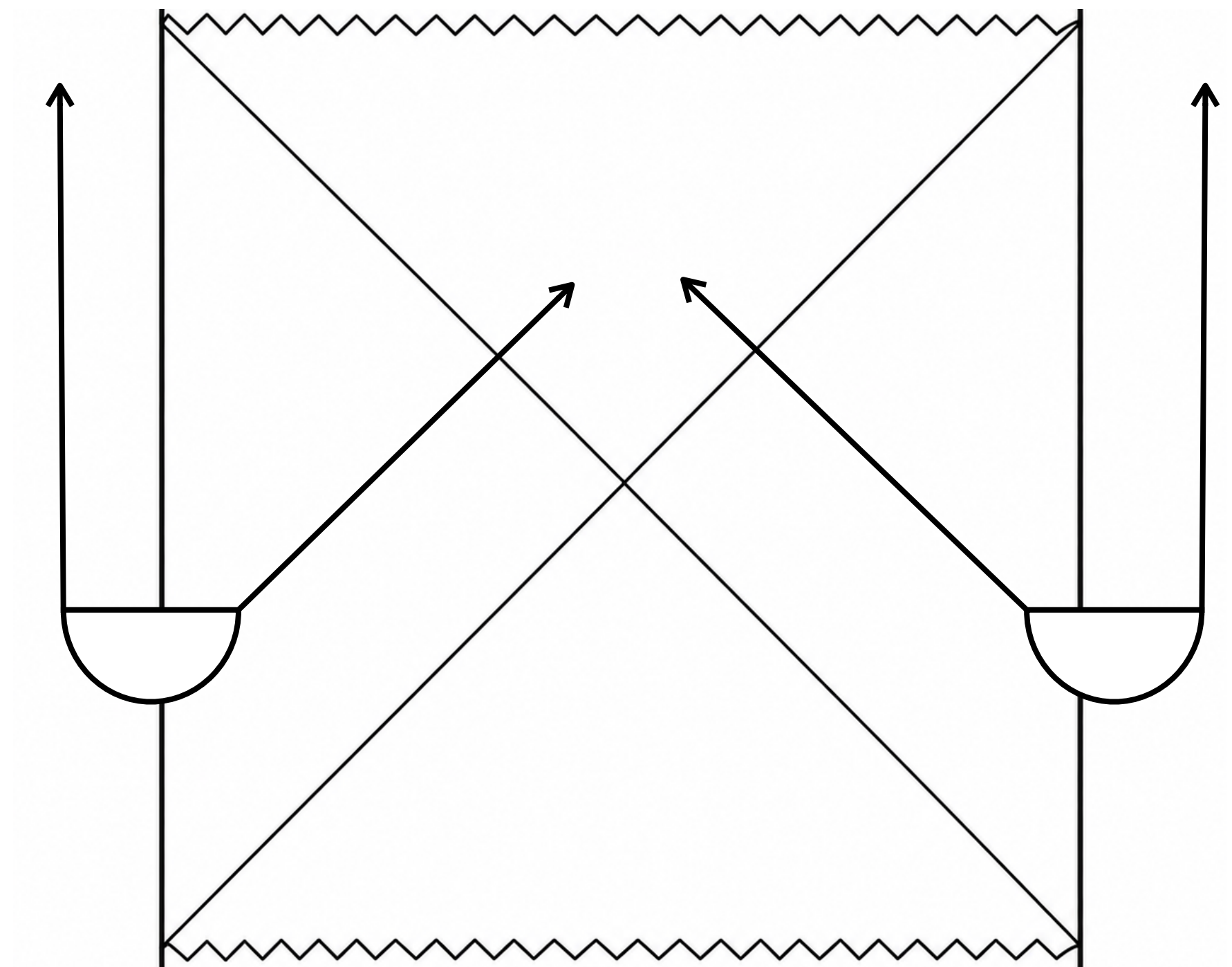
1. 左と右の境界で XI_X ($X = L, R$)上の量子状態をそれぞれ準備



ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

[森-秋笛 wip]

1. 左と右の境界で XI_X ($X = L, R$)上の量子状態をそれぞれ準備
2. I_X をBHに投げ入れる



ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

[森-秋笛 wip]

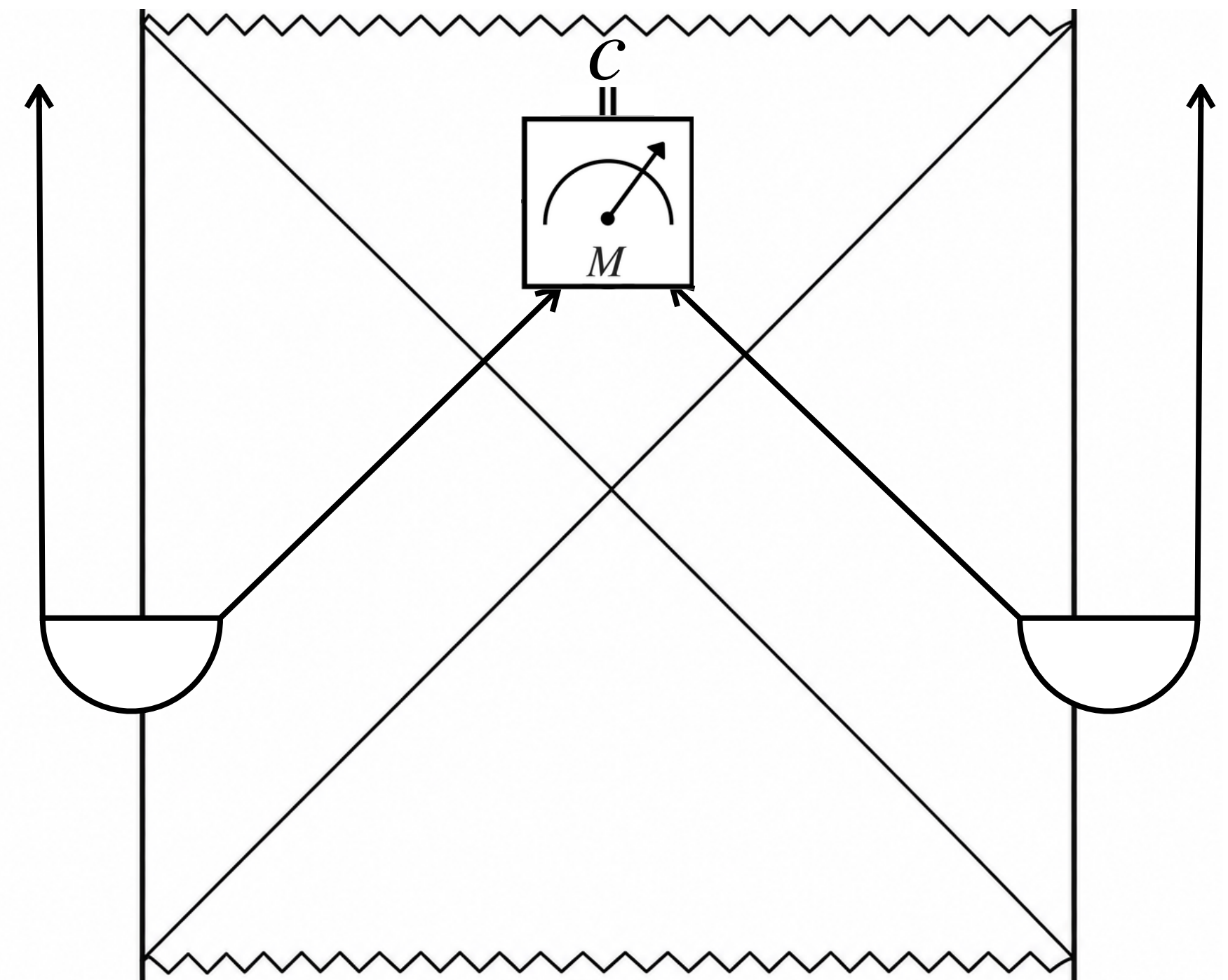
1. 左と右の境界で XI_X ($X = L, R$)上の量子状態をそれぞれ準備

2. I_X をBHに投げ入れる

3. $I = I_L I_R$ にBH内部で行う測定を $\{M_{c|a}\}_c$ と書く

(設定 a , 測定結果 c) :

$$\rho_{c|a} \sim \text{Tr}_I[(\mathbf{1}_{LR} \otimes [M_{c|a}]_{I_L I_R})\rho]$$



ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

[森-秋笛 wip]

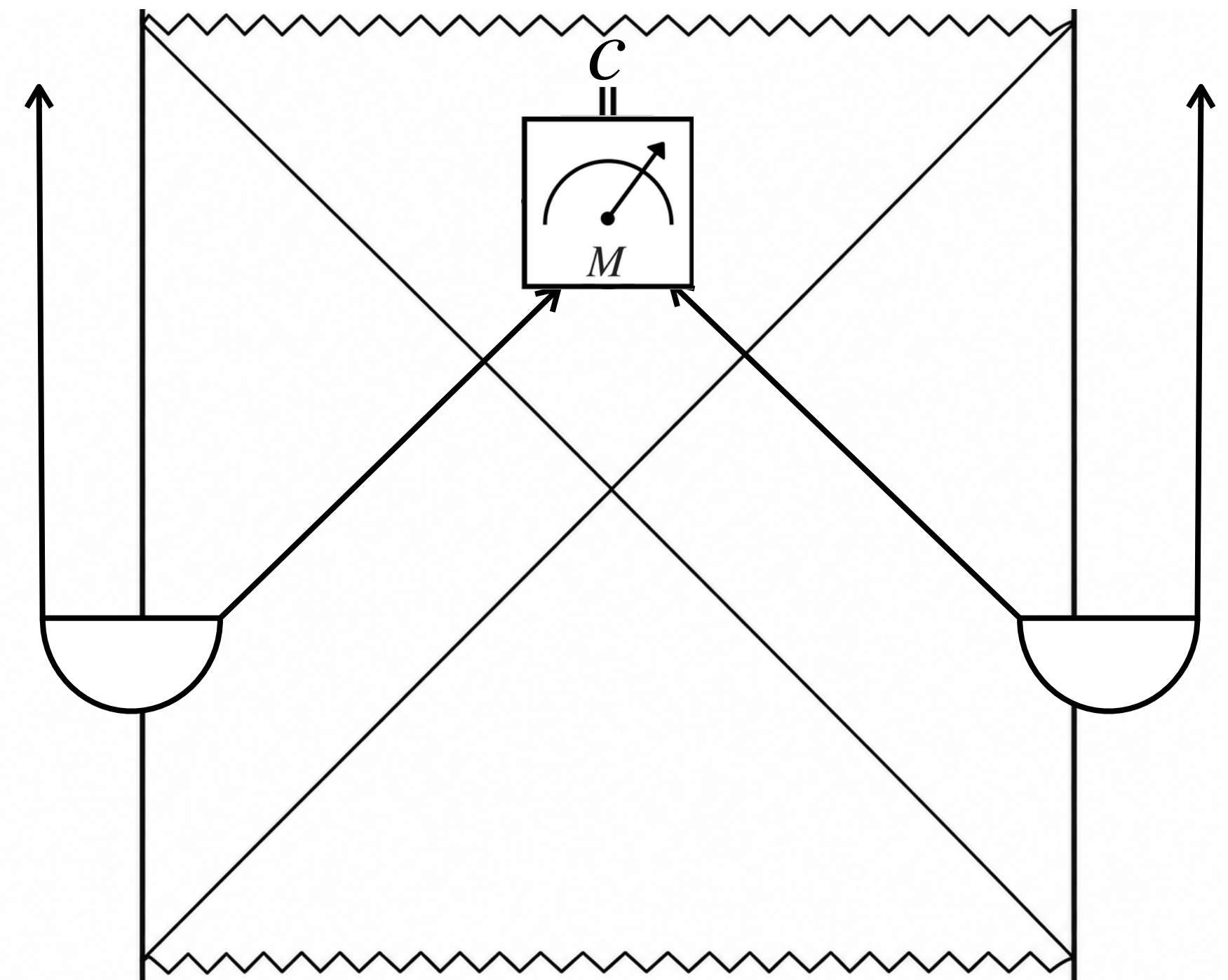
1. 左と右の境界で XI_X ($X = L, R$)上の量子状態をそれぞれ準備
2. I_X をBHに投げ入れる
3. $I = I_L I_R$ にBH内部で行う測定を $\{M_{c|a}\}_c$ と書く

(設定 a , 測定結果 c) :

$$\rho_{c|a} \sim \text{Tr}_I[(\mathbf{1}_{LR} \otimes [M_{c|a}]_{I_L I_R})\rho]$$

問題

- a) ブラックホールの中で出会えるか
- b) ブラックホールの内部の量子重力的な再構成
(アイランド公式) は可能か



ブラックホール内部を無信号条件・二体steerabilityから探る

[森-秋笛 wip]

- 1. 左と右の境界で XI_X ($X = L, R$)上の量子状態をそれぞれ準備
- 2. I_X をBHに投げ入れる
- 3. $I = I_L I_R$ にBH内部で行う測定を $\{M_{c|a}\}_c$ と書く
(設定 a , 測定結果 c) :

$$\rho_{c|a} \sim \text{Tr}_I[(\mathbf{1}_{LR} \otimes [M_{c|a}]_{I_L I_R})\rho]$$

測定をコントロールできるか、
測定結果をteleportできるかによる！

問題

- a) ブラックホールの中で出会えるか
- b) ブラックホールの内部の量子重力的な再構成
(アイランド公式) は可能か

	量子 (steerable)	古典	無信号
用意できる 状態	Entangled	LHS model	Separable

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

CHSH不等式 in the (2,2,2) setting [CHSH '69]

- 空間的に離れた2者 L, R (局所性)
- (射影) 測定2種類 $\{A, A'\}, \{B, B'\}$
- 2つの測定結果 ± 1 (+ 自由選択を仮定)

実在性を仮定するとベル相関関数 $S = \langle \hat{C} \rangle$, $\hat{C} = A \otimes B + A \otimes B' + A' \otimes B - A' \otimes B'$ は

$-2 \leq S \leq 2$ (CHSH inequality).

量子論では破れうる [Cirel'son '80]:

$$-2\sqrt{2} \leq S \leq 2\sqrt{2}$$

Tsirelson's bound

一般確率論 (GPT) では ± 4 まで破れうる

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

CHSH不等式 in the (2,2,2) setting [CHSH '69]

- 空間的に離れた2者 L, R (局所性)
- (射影) 測定2種類 $\{A, A'\}, \{B, B'\}$
- 2つの測定結果 ± 1 (+ 自由選択を仮定)

実在性を仮定するとベル相関関数 $S = \langle \hat{C} \rangle$, $\hat{C} = A \otimes B + A \otimes B' + A' \otimes B - A' \otimes B'$ は

$-2 \leq S \leq 2$ (CHSH inequality).

量子論では破れうる [Cirel'son '80]:

$$-2\sqrt{2} \leq S \leq 2\sqrt{2}$$

Tsirelson's bound

一般確率論 (GPT) では ± 4 まで破れうる

バルクで幾何学的にテストすることで、対応する境界の系が量子的か調べられる 90/96

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

AdS/CFTでは、バルクに対応する系は量子系（CFT）のはず。

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

AdS/CFTでは、バルクに対応する系は量子系（CFT）のはず。

ワームホールの両側を射影測定することで計算してみると

$$|S| = 2 + O(e^{-\# / G_N}).$$

半古典近似 $G_N \rightarrow 0$ で指数的に小さなBell不等式の破れがあったが、確かに $2\sqrt{2}$ 以内には入っている。

AdSに対応する理論は量子論と整合する

Tsirelsonの量子限界で「量子」重力を探る

[TM, wip]

AdS/CFTでは、バルクに対応する系は量子系（CFT）のはず。

ワームホールの両側を射影測定することで計算してみると

$$|S| = 2 + O(e^{-\# / G_N}).$$

半古典近似 $G_N \rightarrow 0$ で指数的に小さなBell不等式の破れがあった

が、確かに $2\sqrt{2}$ 以内には入っている。

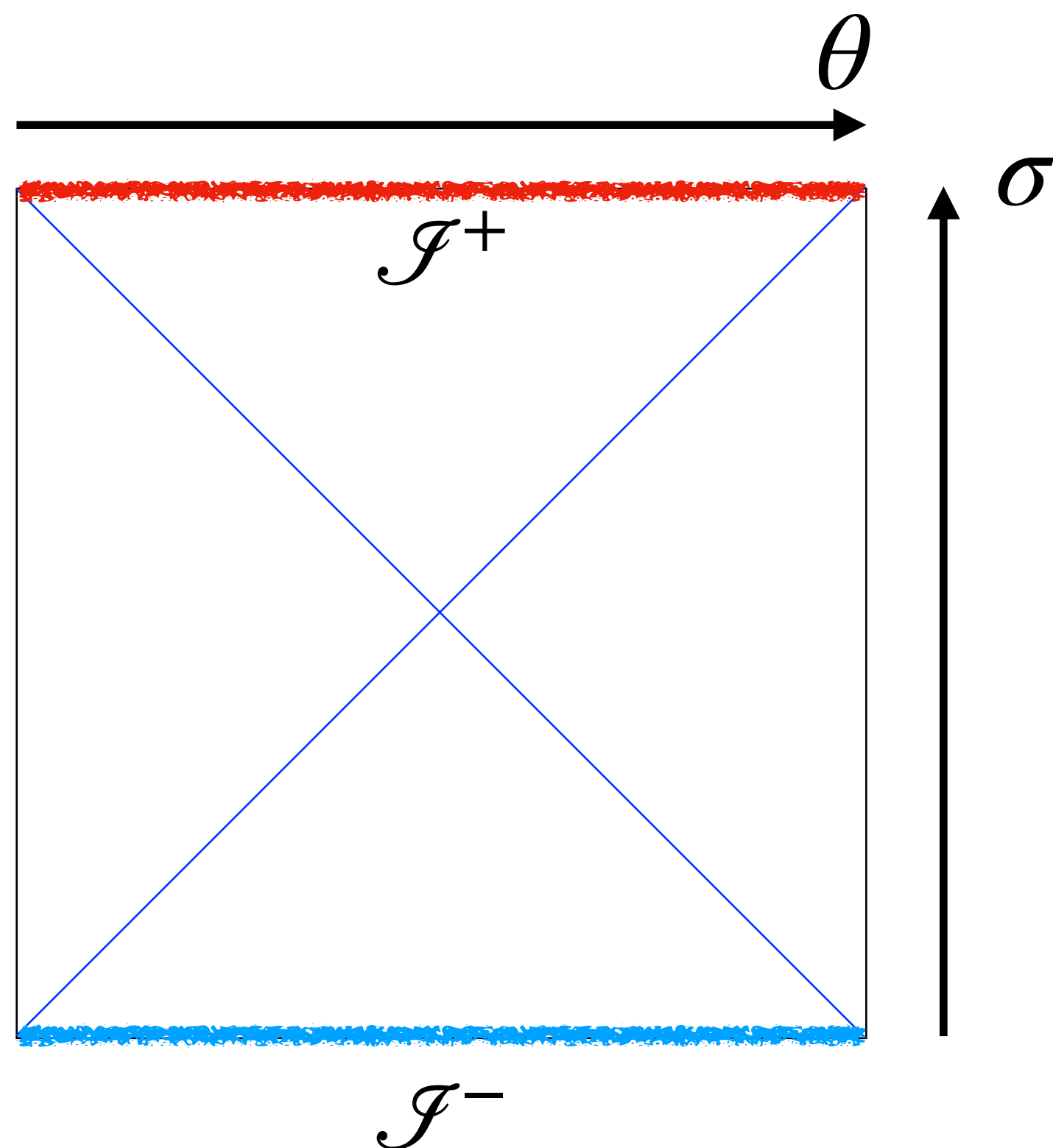
AdSに対応する理論は量子論と整合する

これは予想通り。

では、**バルクはわかるがバウンダリー側の理論が未知のホログラフィー原理では？**

dS/CFT：時間と空間の反転 [Strominger]

- AdSでは境界があったが、我々の宇宙は境界がない。
- それをホログラフィー原理の枠組みでモデル化しよう → dS/CFT

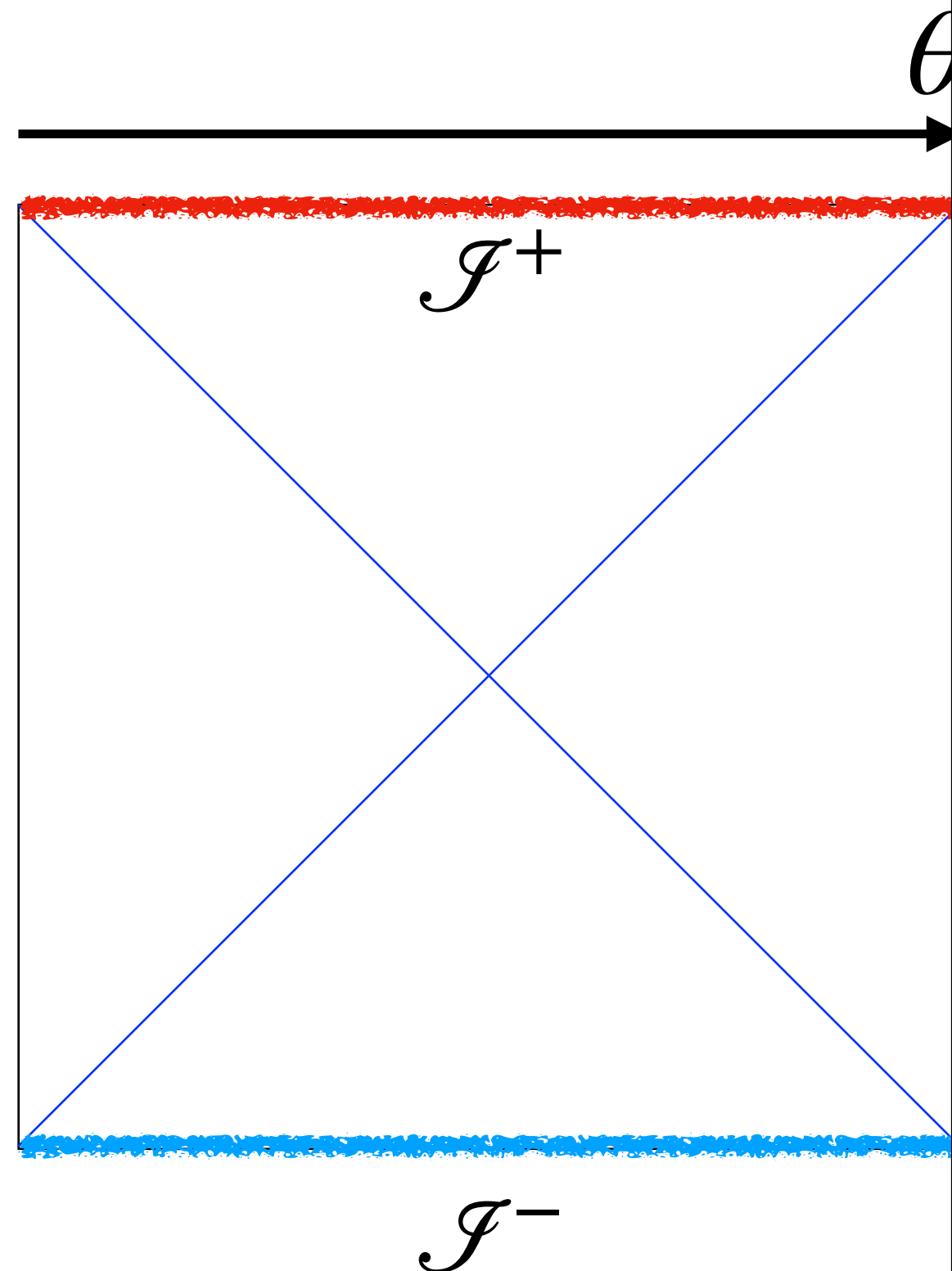


- 境界の理論
= 無限過去/未来の時刻一定面(const. σ)に定義
- 時間は創発するもの！
- ハミルトニアン拘束がかかる。 $\hat{H}|\text{phys}\rangle = 0$
- 辞書が異なる $\Psi_{\text{bulk}}[\varphi_0] = Z_{\text{CFT}}(J = \varphi_0)$
- 時空の離散対称性がゲージ化される（だろう）

dS/CFT：時間と空間の反転 [Strominger]

- AdSでは境界があったが 我々の宇宙は境界がない

- それをホログラフィー



そもそもどう状態の間の対応をつける？

$\mathcal{I}^-$ の理論と $\mathcal{I}^+$ の理論は独立？

(時間発展で繋がるなら選択独立性や局所性がやばい)

まず、dS/CFTでどう状態が対応し、どう時間の概念 (crossed product algebra) が生まれるかを考えたい

[森-木村 wip]

まとめ

情報(処理)から時空を再構成できるか？→YES!

- ホログラフィー原理によって**情報**を**幾何学化**できる！
- 量子情報的な**仮説**を立てる・**典型性**を調べる上での**非自明な試験場**
- 量子論の**限界**・**普遍的な性質** $\Rightarrow$ 量子重力の性質を**予言**

