

リンドブラッド系の ホログラフィック双対

石井 孝典(京大 素論)

Based on arXiv:2504.17320[hep-th] with 竹田 大地(理研)

リンドブラッド系のホログラフィック双対

環境系と相互作用する量子系

AdS/CFT対応

d 次元量子論 = $d+1$ 次元重力理論

＝ ある開放量子系に等価な重力理論

目次

- Part1 量子力学(経路積分表示)
量子開放系(Lindblad系)
- Part2 重力理論(AdS時空)
AdS/CFT対応の辞書
- Part3 我々の研究：ホログラフィック双対な重力理論の構成

目次

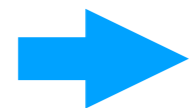
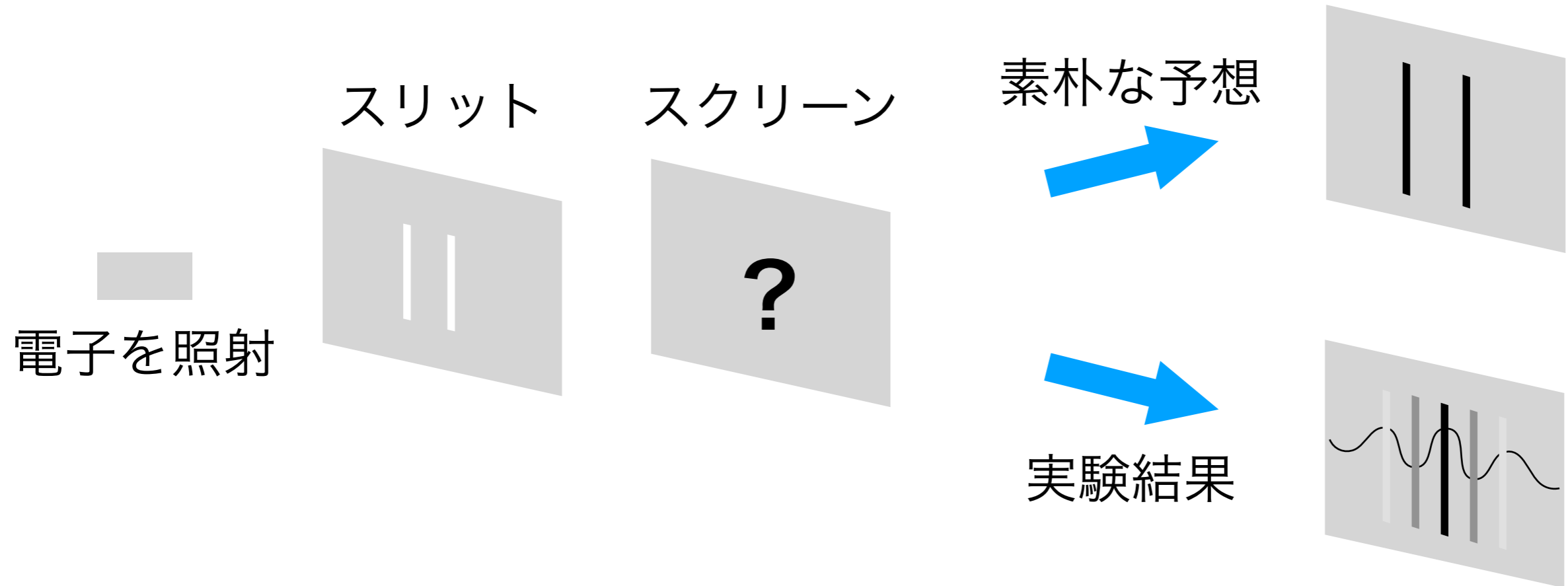
Part1 量子力学(経路積分表示)
量子開放系(Lindblad系)

Part2 重力理論(AdS時空)
AdS/CFT対応の辞書

Part3 我々の研究：ホログラフィック双対な重力理論の構成

量子力学の導入

二重スリット実験



古典力学とは異なる理論が必要

量子力学(シュレディンガー描像)

基礎方程式：シュレディンガー方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle$$

$|\Psi(t)\rangle$: 時刻 t の粒子の状態

\hat{H} : ハミルトニアン

物理量 \hat{O} は時間によらない

$$\text{期待値 } \langle O(t) \rangle := \langle \Psi(t) | \hat{O} | \Psi(t) \rangle$$

物理量は状態の時間依存性から時間依存する

状態が時間依存する描像をシュレディンガー描像という

経路積分による量子力学

$|q_I, t_I\rangle$ から $|q_F, t_F\rangle$ への遷移確率 $\langle q_F, t_F | q_I, t_I \rangle$ は？

$|q, t\rangle$: 粒子が時刻 t に位置 q にある状態

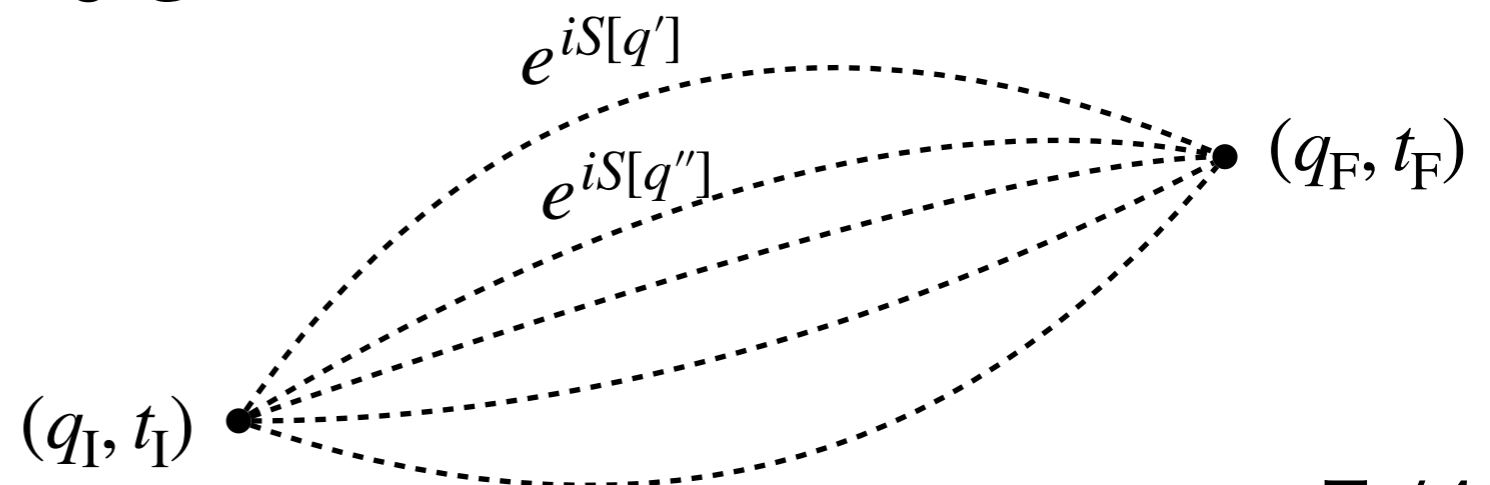
➔ $\langle q_F, t_F | q_I, t_I \rangle = \int_{q(t_I)=q_I}^{q(t_F)=q_F} \mathcal{D}q e^{\frac{i}{\hbar} S[q]}$

各経路は重み $e^{\frac{i}{\hbar} S[q]}$ で足されている

積分測度 $\mathcal{D}q$ について

端点を固定して、中間状態に関する全ての可能な経路の和をとる

形式的には $\prod_t dq(t)$ のようになる

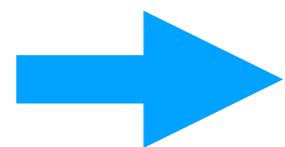


経路積分の古典極限

$\hbar \rightarrow 0$ という極限を考える

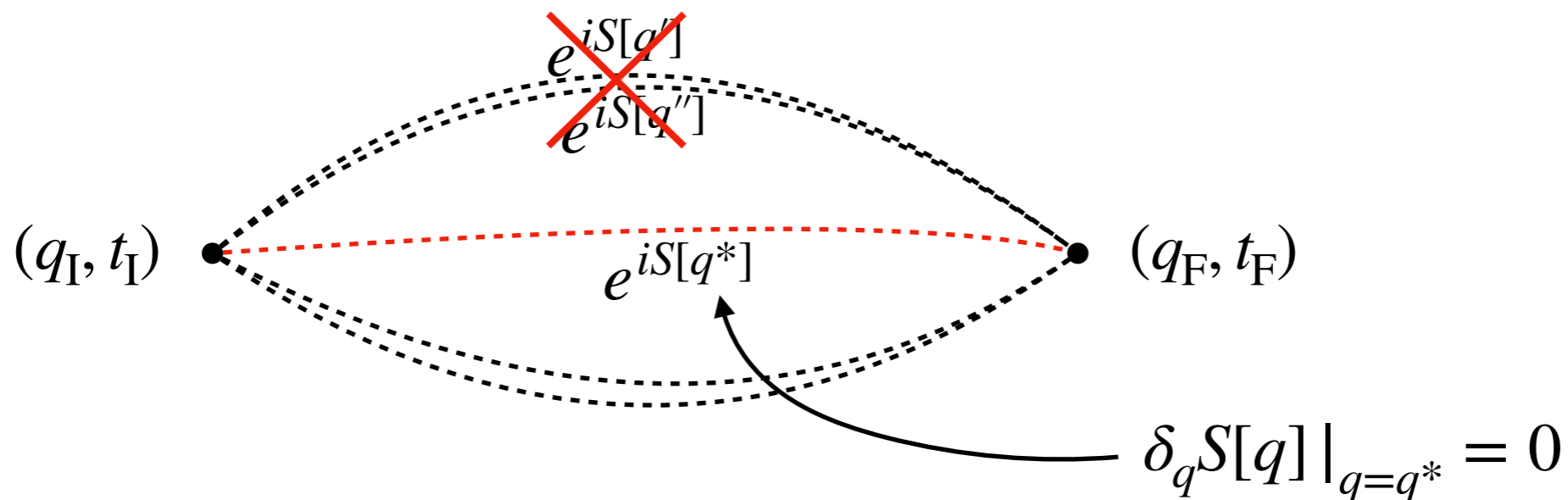
$$\langle q_F, t_F | q_I, t_I \rangle = \int_{q(t_I)=q_I}^{q(t_F)=q_F} \mathcal{D}q e^{\frac{i}{\hbar} S[q]}$$

激しく振動し、
隣の経路から来る寄与が打ち消しあう



積分に効いてくるのが、 $\delta_q S[q] = 0$ の部分のみ

これは紛れもなく、粒子の古典的な運動方程式である



相関関数は？

量子論を考える上で重要なのが、真空期待値 $\langle 0 | \mathbf{T}[q(t_1) \cdots q(t_n)] | 0 \rangle$

↑
右から時刻が早い順に並んでいることを表す

経路積分表示では以下のように書ける

$$\langle 0 | \mathbf{T}[q(t_1) \cdots q(t_n)] | 0 \rangle = \int \mathcal{D}q \, q(t_1) \cdots q(t_n) e^{\frac{i}{\hbar} S[q]}$$

* 左辺の q は演算子であるが、右辺の q はただの関数となっている

* 経路積分表示では自然に時間順序積になる

相関関数のための生成汎関数

生成汎関数という便利な道具を導入する

系に外場を入れて、

$$Z[J] := \int \mathcal{D}q e^{iS[q] + i \int dt q(t)J(t)} \quad \text{を定義する}$$

これを外場で叩くことで相関関数が得られる

$$\langle 0 | T[q(t_1) \cdots q(t_n)] | 0 \rangle = \frac{1}{i^n} \frac{\delta}{\delta J(t_1)} \cdots \frac{\delta}{\delta J(t_n)} Z[J] \Big|_{J=0}$$

場の量子論への拡張

量子力学

場の理論

力学変数

$$q(t)$$

$$\phi(x)$$

$$x = (t, \mathbf{x})$$

添字

$$t$$

$$x$$

積分測度

$$\mathcal{D}q$$

$$\mathcal{D}\phi$$

形式的に $\prod_{t,\mathbf{x}} d\phi$

場の量子論での生成汎関数

生成汎関数は $Z[J] := \int \mathcal{D}\phi e^{iS[\phi] + i \int d^d x \phi(x) J(x)}$ となる

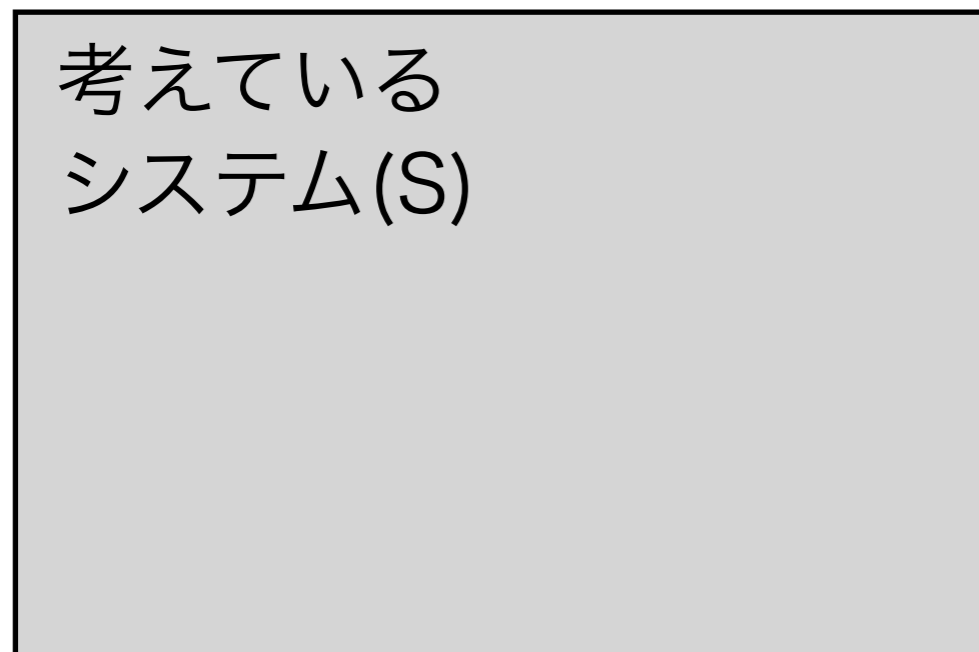
相関関数は

$$\langle 0 | T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle = \frac{1}{i^n} \frac{\delta}{\delta J(x_1)} \cdots \frac{\delta}{\delta J(x_n)} Z[J] \Big|_{J=0}$$

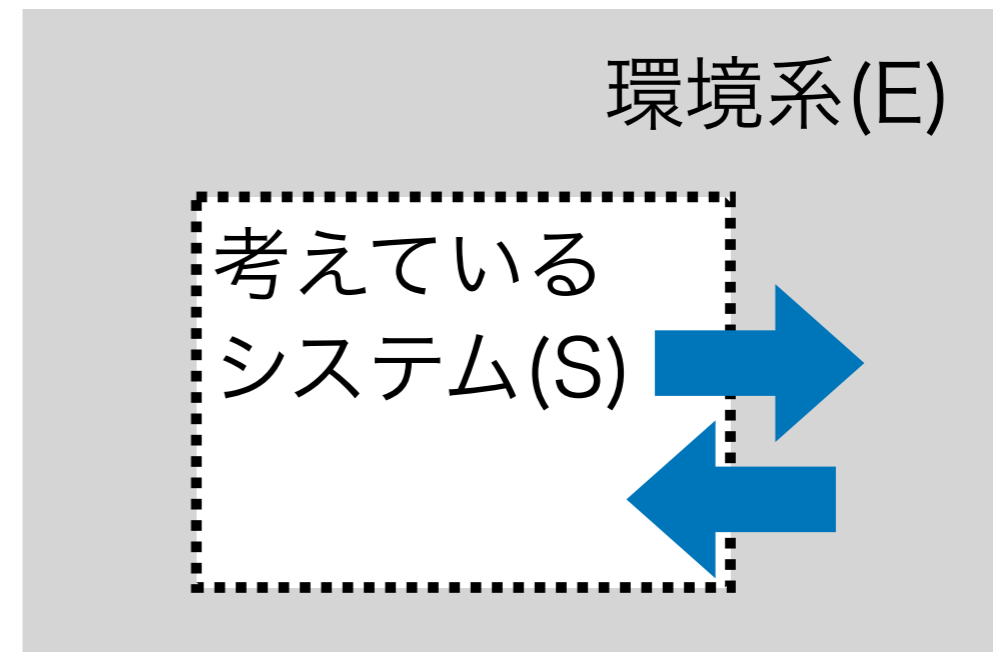
によって得られる

開放量子系とは？

孤立系



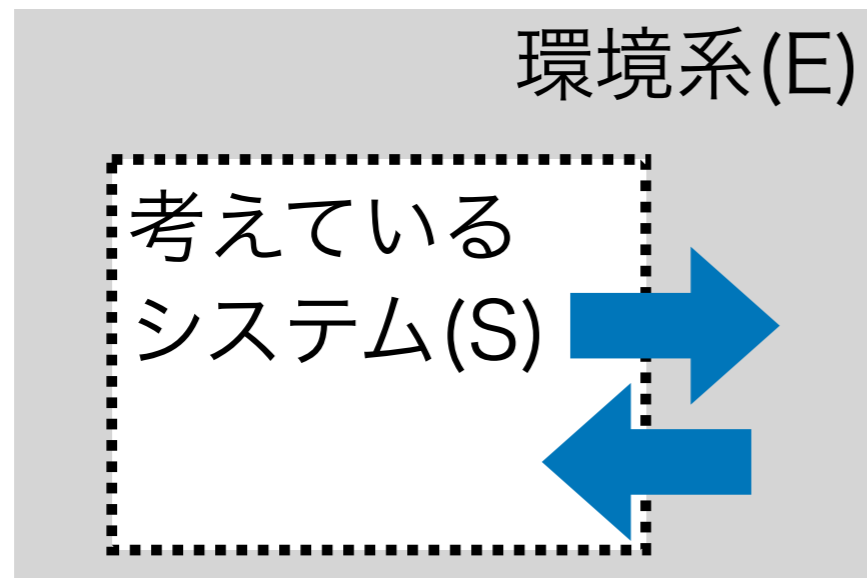
開放系



開放量子系の典型的なモデル：Lindblad系

Lindblad方程式 G. Lindblad(1976)
Vittorio Gorini, Andrzej Kossakowski, E. C. G. Sudarshan(1976)

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i[H_s, \rho(t)] + \sum_k \left(L_k \rho(t) L_k^\dagger - \frac{1}{2} \{L_k^\dagger L_k, \rho(t)\} \right)$$



H_s システムのハミルトニアン

L_k ジャンプ演算子
= 環境系との相互作用を表す

Lindblad方程式による時間発展の特徴(1)

- マルコフ過程

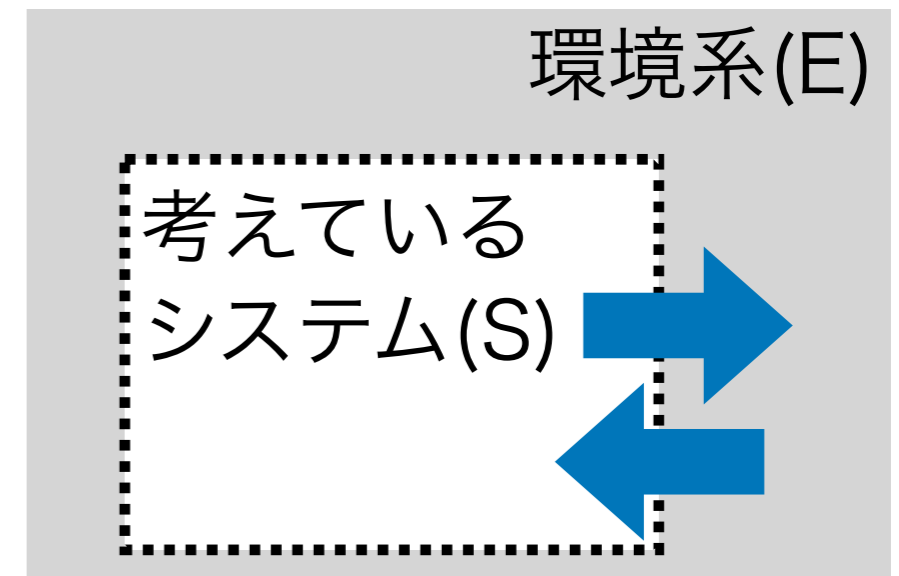
時刻 $t + \Delta t$ の状態は
その前の時刻 t の状態により決まる

$$\rho(t) = \Sigma_t[\rho(0)]$$



時間発展演算子

$$\Sigma_s[\Sigma_t[\rho(0)]] = \Sigma_{t+s}[\rho(0)] \text{となる}$$



$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i[H_s, \rho(t)] + \sum_k (L_k \rho(t) L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho(t)\})$$

Lindblad方程式による時間発展の特徴(2)

- CPTP写像(completely positive and trace preserving map)
 1. 完全正定値性
 2. トレース保存
 1. $\rho(t)$ の固有値が正 (システムが物理的状態であるための条件)
+ 環境系も含めた状態 $\rho_{\text{tot}}(t)$ の固有値も正 (全系が物理的)
 2. $\text{tr}[\rho(t)] = 1$: 確率解釈が可能

目次

Part1 量子力学(経路積分表示)
量子開放系(Lindblad系)

Part2 重力理論(AdS時空)
AdS/CFT対応の辞書

Part3 我々の研究：ホログラフィック双対な重力理論の構成

AdS時空とCFT

AdS/CFT

- 反ドジッター時空

- 計量 $ds^2 = -(r^2 + 1)dt^2 + \frac{dr^2}{r^2 + 1} + r^2 d\Omega_{d-1}^2$

- 曲率は負で一定

- $r \rightarrow \infty$ に境界(AdS境界)を持つ

- CFT(共形場理論)

- スケール変換のもとで不変な場の量子論

AdS/CFT対応

AdS/CFT対応は二つの理論が等価であるという原理

$d + 1$ 次元漸近反ドジッター (AdS) 時空中の重力理論

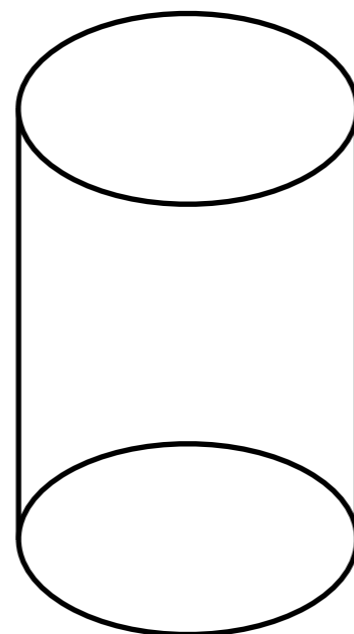
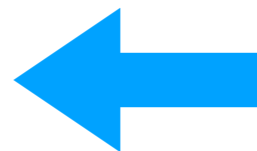


d 次元共形場理論

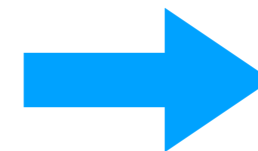
Bulk描像



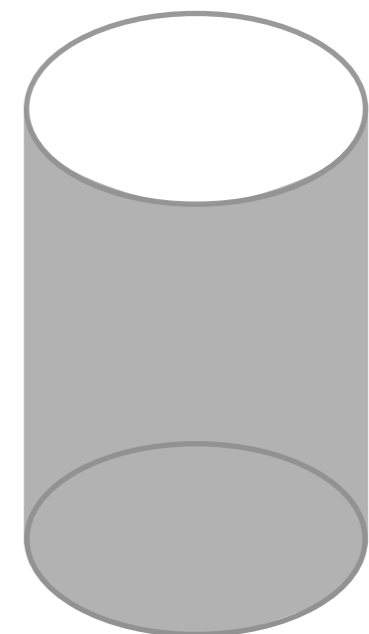
Bulk



Boundary



Bdy描像



等価というのは

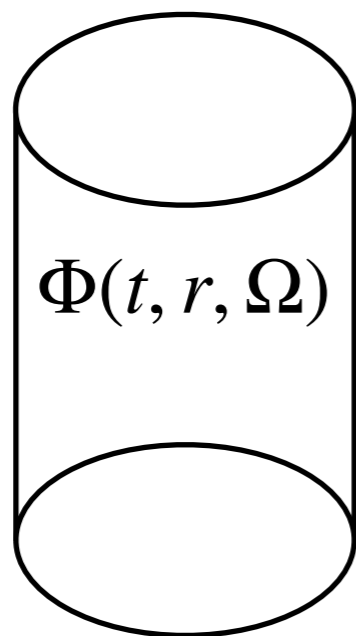
$$Z_{\text{Bdy}}[J] = Z_{\text{Bulk}}[\Phi |_{\text{AdS bdy}} = J]$$

J : 共形場理論の外場

Φ : 重力理論の場

GKP-Witten 対応

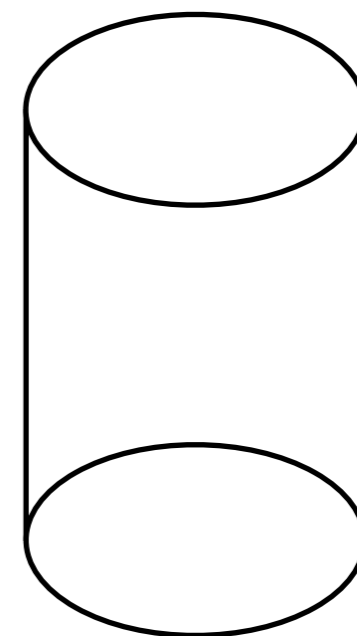
Bulk描像



$$\Phi(t, r \rightarrow \infty, \Omega) \sim J(t, \Omega)$$

=

Bdy描像



$J(t, \Omega)$

具体例：AdS₃/CFT₂

$$Z_{\text{Bdy}}[J] := \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C;\phi] + i \int dt d\theta J(x) O(x)}$$

$O(x)$: プライマリー演算子
 $x = (t, \theta)$

翻訳

$$Z_{\text{Bulk}}[J] = \int \mathcal{D}\Phi e^{i\mathcal{I}_{\text{Bulk}}[M, g_{\mu\nu}; \Phi]}$$

w/ $\Phi(t, r \rightarrow \infty, \theta) \sim r^{2-\Delta} J(t, \theta)$

Large N 極限

$$e^{i\mathcal{I}_{\text{Bulk}}[M, g_{\mu\nu}; \Phi]} \Big|_{\text{on-shell}}$$

w/ $\Phi(t, r \rightarrow \infty, \theta) \sim r^{2-\Delta} J(t, \theta)$

$\partial M = C$, Δ : 共形次元

$$Z_{\text{Bdy}}[J] = Z_{\text{Bulk}}[J]$$

$$\simeq e^{i\mathcal{I}_{\text{Bulk}}[M, g_{\mu\nu}; \Phi]} \Big|_{\text{on-shell}}$$

w/ $\Phi(t, r \rightarrow \infty, \theta) \sim r^{2-\Delta} J(t, \theta)$

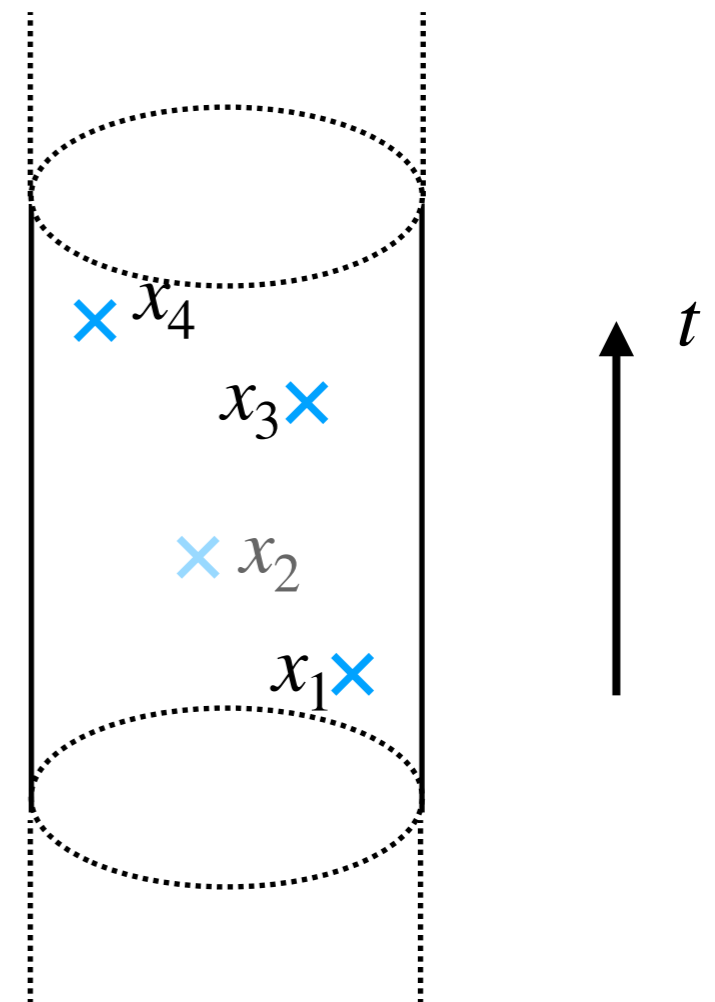
CFTの相関関数 from 重力理論

例：三点関数 ($t_1 < t_2 < t_3 < t_4$)

$$\langle 0 | T[O(x_1) \cdots O(x_n)] | 0 \rangle$$

$$= \frac{1}{i^n} \frac{\delta}{\delta J(x_n)} \cdots \frac{\delta}{\delta J(x_1)} Z_{\text{Bdy}}[J] |_{J=0}$$

翻訳 $\rightarrow \frac{1}{i^n} \frac{\delta}{\delta J(x_n)} \cdots \frac{\delta}{\delta J(x_1)} Z_{\text{Bulk}}[J] |_{J=0}$



目次

Part1 量子力学(経路積分表示)
量子開放系(Lindblad系)

Part2 重力理論(AdS時空)
AdS/CFT対応の辞書

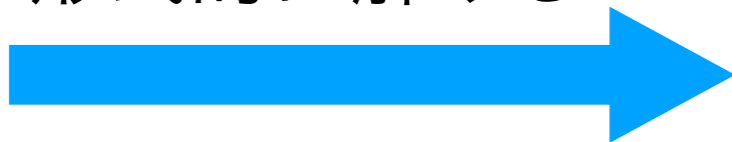
Part3 我々の研究：ホログラフィック双対な重力理論の構成

Lindblad系の経路積分表示 in 量子力学(1)

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = \mathcal{L}[\rho(t)]$$

$$\mathcal{L}[\rho(t)] := -i[H_s, \rho(t)] + \sum_k (L_k \rho(t) L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho(t)\})$$

形式的に解ける



$$\rho(t) = e^{t\mathcal{L}}\rho(0)$$

Lindblad系の経路積分表示 in 量子力学(2)

$$\rho(t) = e^{t\mathcal{L}}\rho(0)$$

注意：簡単のため L, L^\dagger は x の関数



いつものように時間を分割して q, p の完全系を挟んでいく
挟んだ q, p について積分を実行する

$$\langle q' | \rho(t) | q \rangle$$

$$= \int \mathcal{D}q_L \mathcal{D}q_R \exp \left[iI_L - iI_R + \int_0^t ds \mathcal{L}_{LR}(s) \right] \rho_{LR}(0) \delta(q_L(t) - x') \delta(q_R(t) - x)$$

密度行列の行列成分の経路積分表示

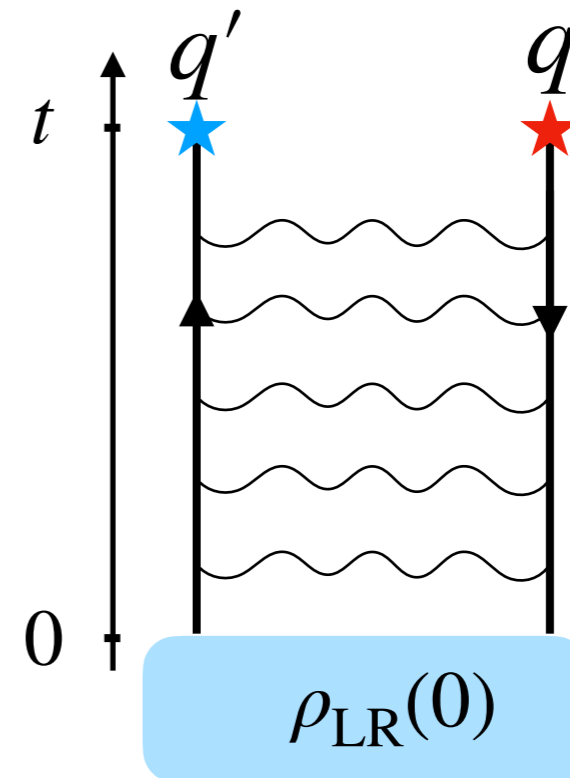
$$\begin{aligned}
 & \langle q' | \rho(t) | q \rangle \\
 &= \int \mathcal{D}q_L \mathcal{D}q_R \exp \left[\underbrace{iI_L - iI_R}_{\text{作用}} + \underbrace{\int_0^t ds \mathcal{L}_{LR}(s)}_{\text{非ユニタリーな効果}} \right] \overbrace{\rho_{LR}(0)}^{\text{初期状態}} \delta(q_L(t) - x') \delta(q_R(t) - x)
 \end{aligned}$$

$$I_i = I[q_i], \quad i \in \{L, R\}$$

$$L_R := L(q) | q_R \rangle, \quad L_L := \langle q_L | L(q)$$

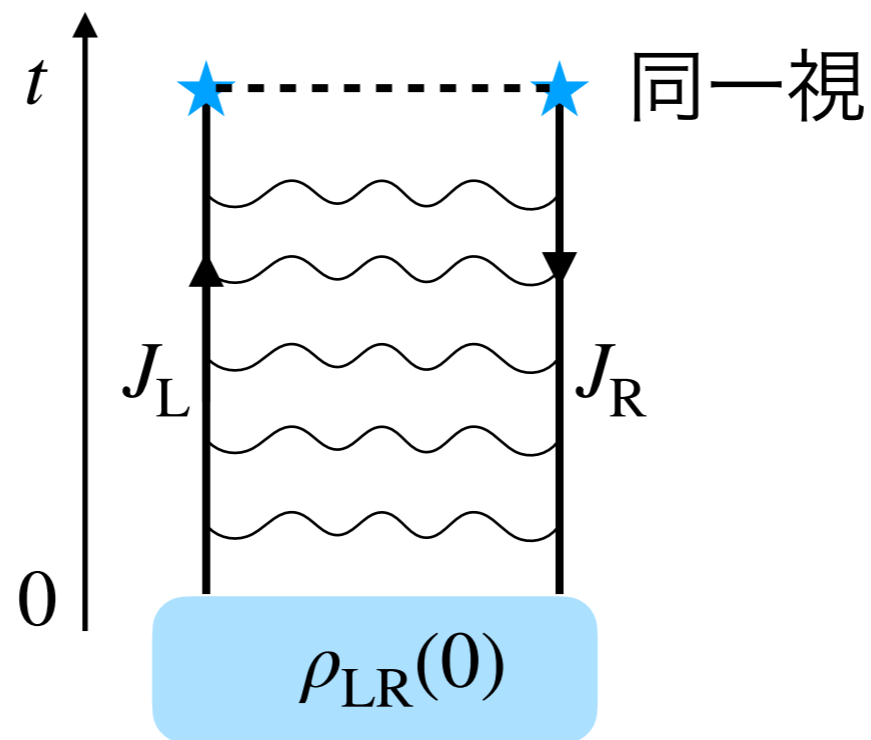
$$\mathcal{L}_{LR} := L_L^* L_R - \frac{1}{2} (L_L^* L_L + L_R^* L_R)$$

$$\rho_{LR}(0) := \langle q_L(0) | \rho(0) | q_R(0) \rangle$$



Lindblad系の生成汎関数 in 量子力学

$$Z[J_L, J_R] = \int \mathcal{D}q_L \mathcal{D}q_R \rho_{LR}(0) \delta(q_L(t) - q_R(t)) \\ \times \exp \left[iI_L - iI_R + \int_0^t ds \mathcal{L}_{LR}(s) + i \int ds [J_L(s)q_L(s) - J_R(s)q_R(s)] \right]$$



Lindblad系 in 場の量子論

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i[H_s, \rho(t)] + \sum_k (L_k \rho(t) L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho(t)\})$$

Lindblad方程式を場の量子論に拡張すると、

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i[H_s, \rho(t)] + \gamma \int d^d x (O(x) \rho(t) O(x) - \frac{1}{2}\{O(x)^2, \rho(t)\})$$

- ジャンプ演算子として実スカラー場を選んできた
- γ は散逸の強度を表す定数

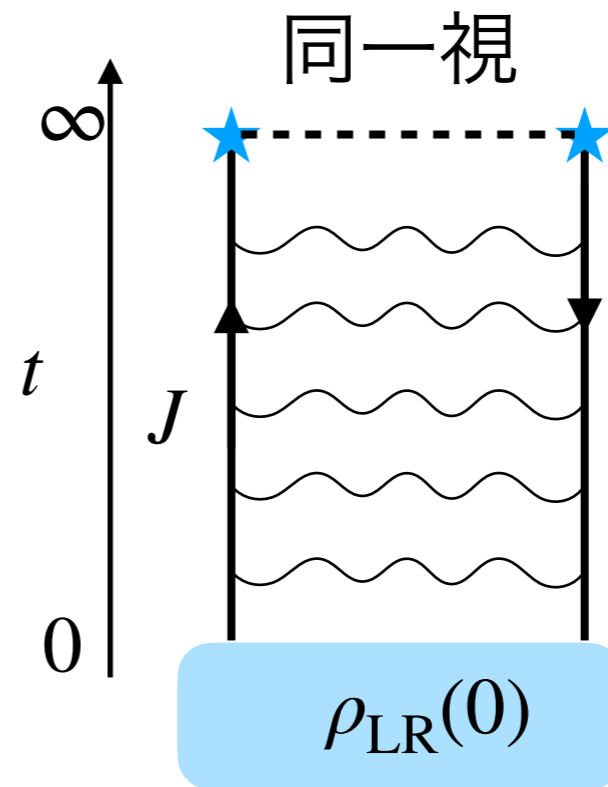
Lindblad系の生成汎関数 in 場の量子論

$$Z[J_L] = \int \mathcal{D}q \exp \left[iI_L - iI_R + \int_0^t ds \mathcal{L}_{LR}(s) + i \int ds [J_L(s)q_L(s)] \right]$$



$$q(t) \rightarrow \phi(x)$$

$$L_k \rightarrow O(x)$$



$$Z_{\text{bdy}}[J] = \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C;\phi]}$$

$$\times \exp \left[\int_{t=0}^{t=\infty} d^d x \left[iJ(x)O_f(x) + \gamma O_f(x)O_b(x) - \frac{\gamma}{2}O_f^2(x) - \frac{\gamma}{2}O_b^2(x) \right] \right]$$

初期状態 $\rho_{LR}(0)$ を真空状態に選ぶ

真空は任意の状態 $|\psi\rangle$ から

無限時間のユークリッド時間発展によって得られる

$$\begin{aligned} |\psi(\tau)\rangle &= e^{-H\tau} |\psi\rangle \\ &= \sum_i e^{-E_i\tau} |E_i\rangle \end{aligned} \quad \begin{array}{c} \tau \rightarrow \infty \\ \longrightarrow \end{array} \quad |0\rangle$$

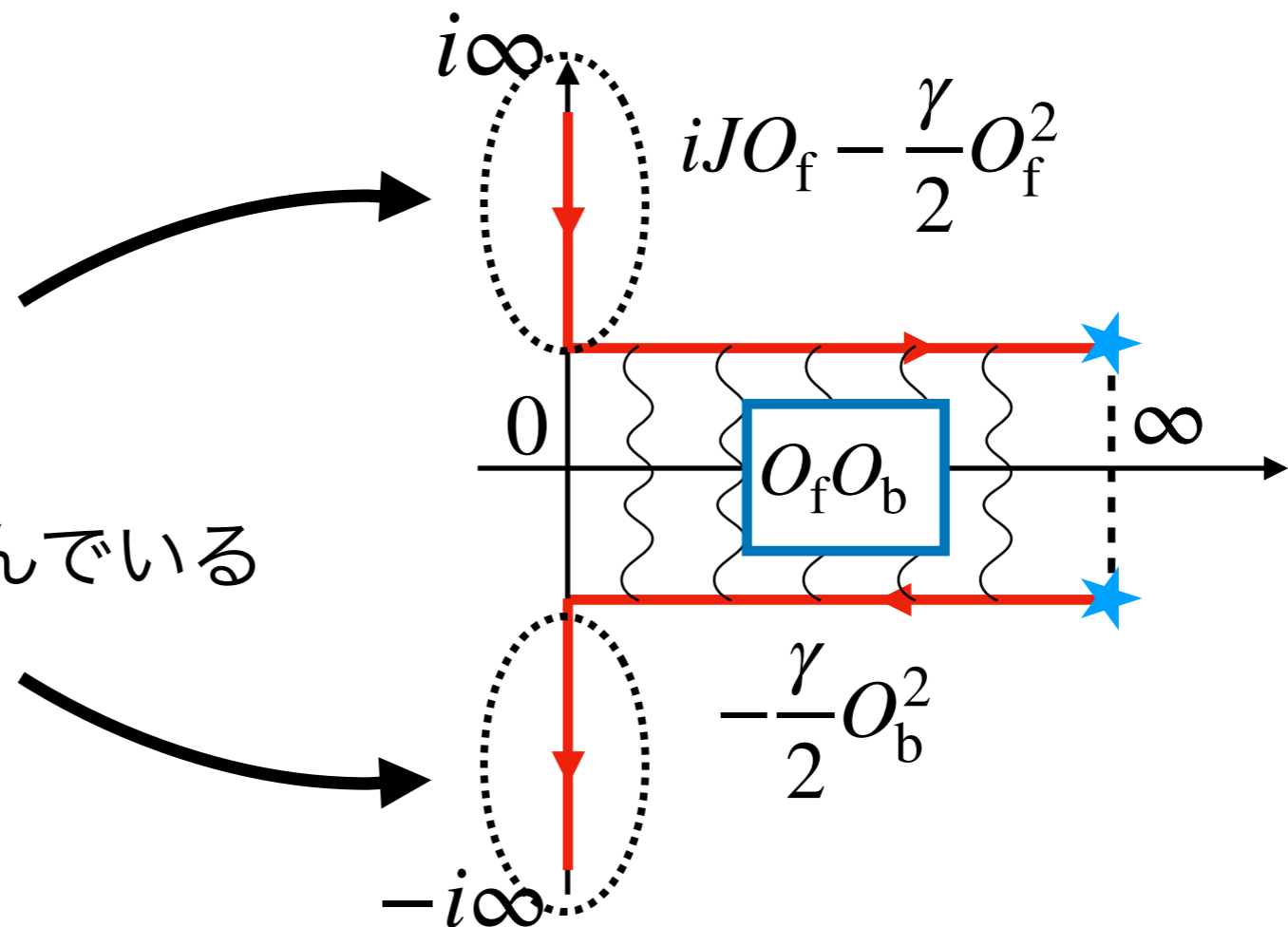
つまり、 $t=0$ でユークリッド時間に接続し、
ユークリッド時間の無限の過去と未来に適当な状態を用意すれば、
真空を用意できる

$$\begin{aligned} \rho_{LR}(0) &:= \langle \phi_L(0,x) | 0 \rangle \langle 0 | \phi_R(0,x) \rangle \\ &= \lim_{\tau \rightarrow \infty} \langle \phi_L(0,x) | e^{-\tau H} |\psi\rangle \langle \psi | e^{-\tau H} | \phi_R(0,x) \rangle \end{aligned}$$

初期状態を真空に取った時の分配関数

$$Z_{\text{bdy}}[J] = \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C;\phi]} \times \exp \left[\int_{t=0}^{t=\infty} d^d x \left[iJ(x)O_f(x) + \gamma O_f(x)O_b(x) - \frac{\gamma}{2}O_f^2(x) - \frac{\gamma}{2}O_b^2(x) \right] \right]$$

作用 $I_{\text{Bdy}}[C;\phi]$ は
ユークリッド作用を含んでいる



Lindblad系のホログラフィックな記述(1)

$$Z_{\text{bdy}}[J] = \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C;\phi]} \exp \left[\int_{t=0}^{t=\infty} d^d x \left[iJ(x)O_f(x) + \gamma O_f(x)O_b(x) - \frac{\gamma}{2}O_f^2(x) - \frac{\gamma}{2}O_b^2(x) \right] \right]$$

$$\left| 1 = \int dx \int_{\delta(x)} dy e^{ixy} \text{ を導入した} \right.$$

$$= \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C,\phi]} \int \mathcal{D}\lambda \mathcal{D}\eta \times \exp \left[\int d^d x \left(i(J + \lambda_f)O_f - i\lambda_b O_b + \gamma \eta_f \eta_b - \frac{\gamma}{2}(\eta_f^2 + \eta_b^2) - i\lambda_f \eta_f + i\lambda_b \eta_b \right) \right]$$

外場 \times プライマリ演算子

Lindblad系のホログラフィックな記述(2)

$$Z_{\text{Bdy}}[J] = \int \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\lambda \mathcal{D}\eta e^{iI_{\text{Bdy}}[C, \phi]} \\ \times \exp \left[\int d^d x \left(i(J + \lambda_f) O_f - i\lambda_b O_b + \gamma \eta_f \eta_b - \frac{\gamma}{2} (\eta_f^2 + \eta_b^2) - i\lambda_f \eta_f + i\lambda_b \eta_b \right) \right]$$

外場 \times プライマリ演算子



AdS/CFT対応による翻訳

$$Z_{\text{Bulk}}[J] = \int \mathcal{D}\Phi \mathcal{D}\lambda \mathcal{D}\eta e^{i\mathcal{I}[M, g_{\mu\nu}; \Phi; J + \lambda, \lambda]}$$

$$\times \exp \left[\int d^d x \left(\gamma \eta_f \eta_b - \frac{\gamma}{2} (\eta_f^2 + \eta_b^2) - i\lambda_f \eta_f + i\lambda_b \eta_b \right) \right]$$

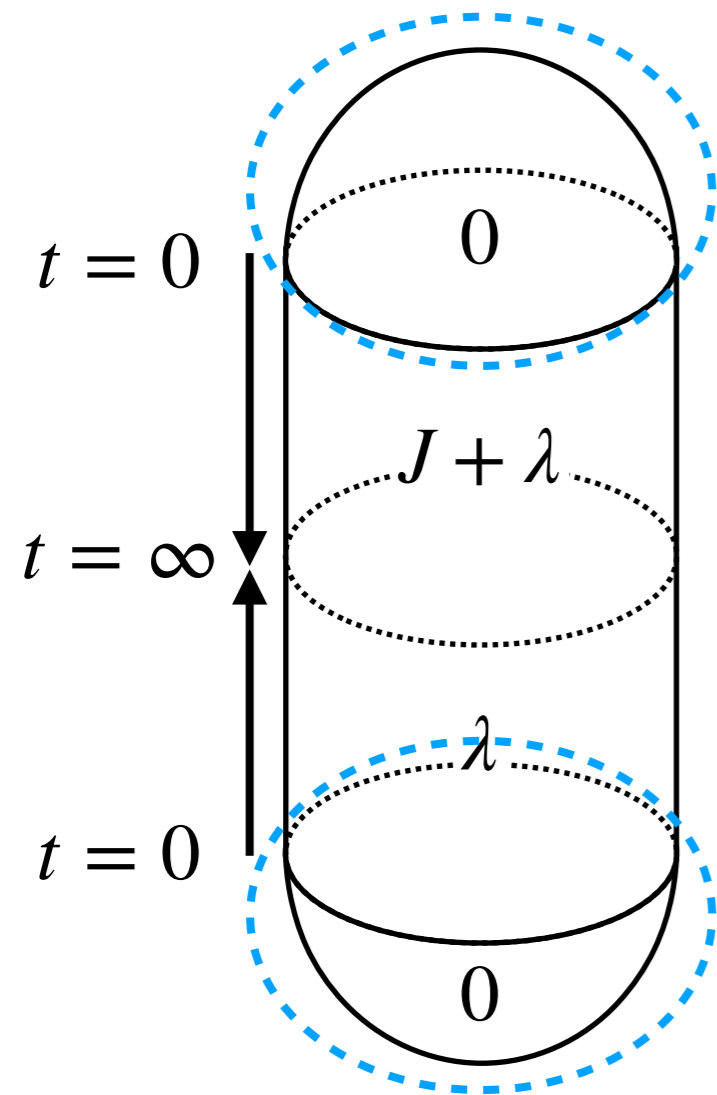
$$\partial M = C$$

$$\Phi_f |_{\text{AdS bdy}} \sim r^{\Delta-d} (J + \lambda)$$

$$\Phi_b |_{\text{AdS bdy}} \sim r^{\Delta-d} \lambda$$

Lindblad系の重力理論による記述

ユークリッド部分($i\infty$)



$$\begin{aligned}
 Z_{\text{Bulk}}[J] &= \int \mathcal{D}\Phi \mathcal{D}\lambda \mathcal{D}\eta e^{i\mathcal{I}[M, g_{\mu\nu}; \Phi; J+\lambda, \lambda]} \\
 &\quad \times \exp \left[\int d^d x \left(\gamma \eta_f \eta_b - \frac{\gamma}{2} (\eta_f^2 + \eta_b^2) - i\lambda_f \eta_f + i\lambda_b \eta_b \right) \right] \\
 &= \int \mathcal{D}\lambda e^{i\mathcal{I}[M, g_{\mu\nu}; \Phi; J+\lambda, \lambda]|_{\text{on shell}}} e^{-\frac{1}{2\gamma} \int d^d x \lambda^2}
 \end{aligned}$$

通常のオンシェルの生成汎関数の境界の値のガウス平均となっている

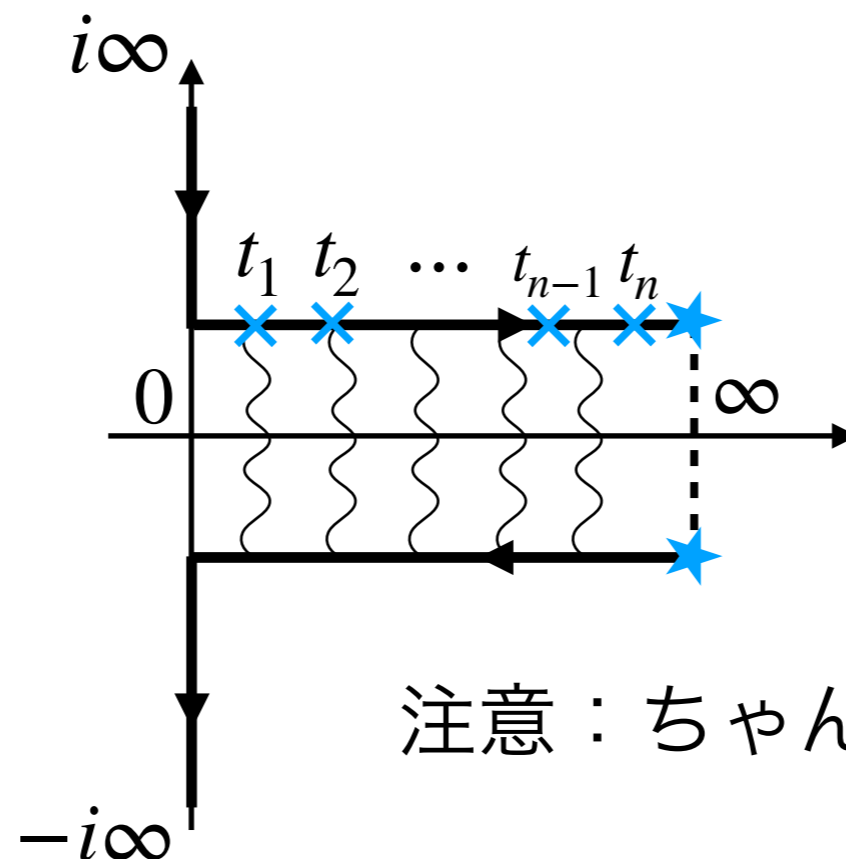
ユークリッド部分($-i\infty$)

CFTの相関関数

$$\langle 0 | T[O(x_1) \cdots O(x_n)] | 0 \rangle$$

$$:= \text{tr}[O(x_n) e^{(t_n - t_{n-1})\mathcal{L}} \left[O(x_{n-1}) e^{(t_{n-1} - t_{n-2})\mathcal{L}} \left[O(x_{n-2}) \cdots O(x_1) e^{t_1 \mathcal{L}} \rho(0) \right] \right]]$$

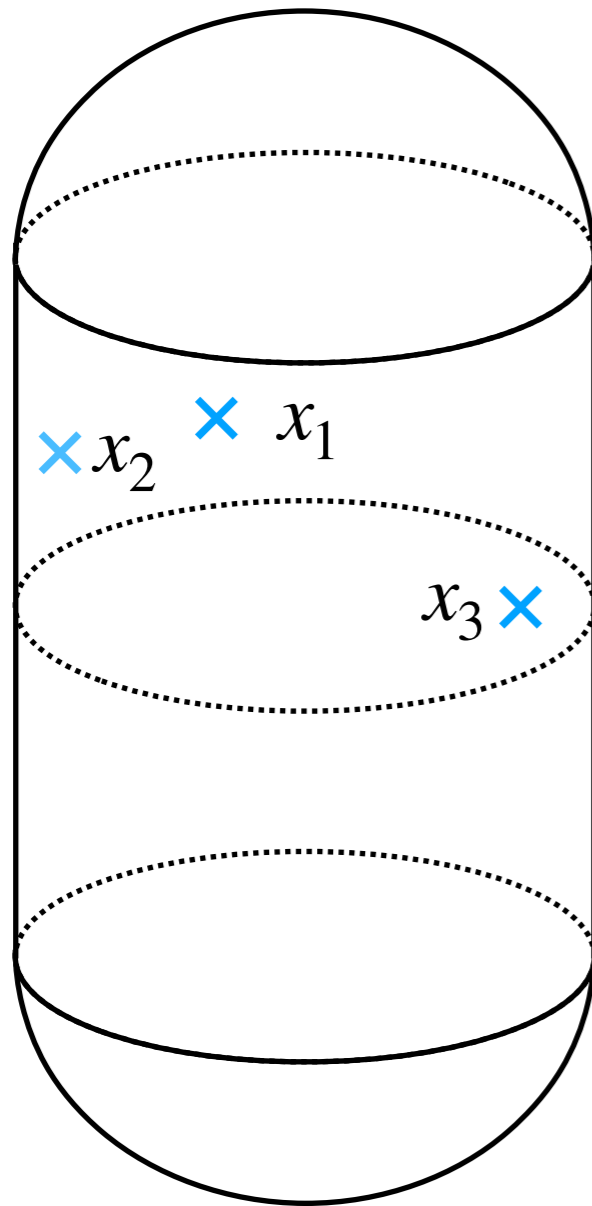
$$\text{from } Z_{\text{bdy}}[J] := \text{tr}[e^{\int dt (\mathcal{L} + \int d^{d-1}x J(x) O_f(x))} \rho(0)] \quad (0 < t_1 < \cdots < t_n)$$



注意：ちゃんと $d-2$ 次元方向もある

CFTの相関関数 from 重力理論

三点関数の例



$$\langle 0 | T[O(x_1) \cdots O(x_n)] | 0 \rangle$$

$$= \frac{1}{i^n} \frac{\delta}{\delta J(x_n)} \cdots \frac{\delta}{\delta J(x_1)} Z_{\text{bdy}}[J] \Big|_{J=0}$$

↓

$$Z_{\text{bulk}}[J]$$

具体例：AdS₃/CFT₂

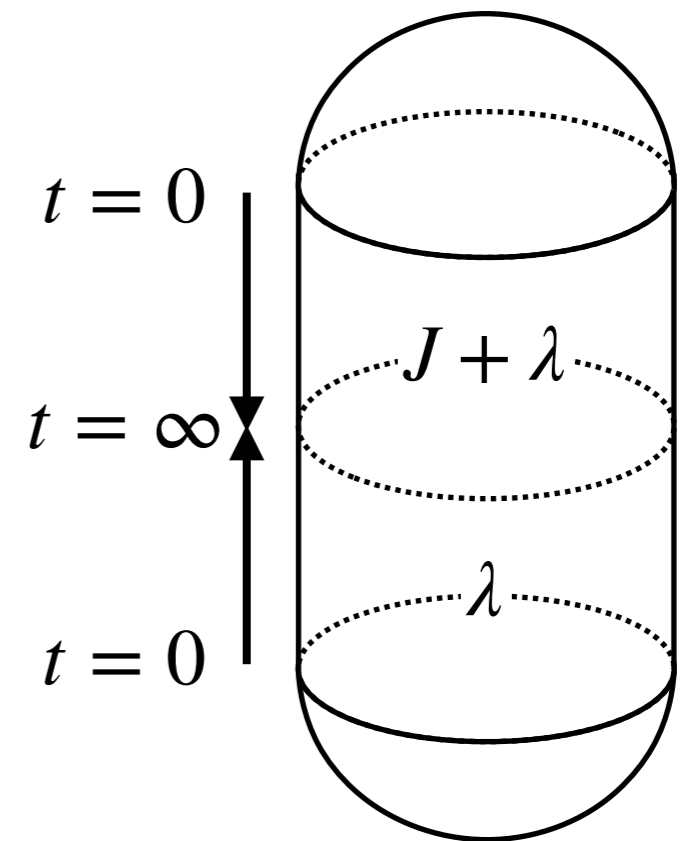
$$\mathcal{I}_{\text{on-shell}}[M; \Phi] = -\frac{1}{2} \int d^3x \sqrt{|g|} [g^{\mu\nu} \partial_\mu \Phi \partial_\nu \Phi + m^2 \Phi^2] + \mathcal{I}_{\text{CT}}$$

counter term

Φの運動方程式の解を代入した作用

計量： $ds^2 = -(r^2 + 1)dt^2 + \frac{dr^2}{r^2 + 1} + r^2 d\theta^2$

→ $Z_{\text{bulk}}[J] = \int \mathcal{D}\lambda e^{i\mathcal{I}_{\text{on-shell}}[M; \Phi, J+\lambda, \lambda]}$



具体例：AdS₃/CFT₂(相関関数の導出)

$$Z[J] = \exp[S_{\text{uni}}[J] + S_{\text{diss}}[J]]$$

ユニタリ一部分と散逸部分に分れる

$$S_{\text{uni}}[J] := -\frac{2(\Delta - 1)^2}{\pi} \int dt d\theta d\hat{t} d\hat{\theta} \Theta(t - \hat{t}) F_{\Delta}(t - \hat{t}, \theta - \hat{\theta}) J(t, \theta) J(\hat{t}, \hat{\theta})$$

$$S_{\text{diss}}[J] := \frac{2\gamma(\Delta - 1)^4}{\pi^2} \int dt d\theta d\hat{t} d\hat{\theta} dt' d\theta' \Theta(t - t') \Theta(\hat{t} - t') J(t, \theta) J(\hat{t}, \hat{\theta}) \\ \times [F_{\Delta}(t - t', \theta - \theta') - F_{\Delta}(t' - t, \theta - \theta')] [F_{\Delta}(\hat{t} - t', \hat{\theta} - \theta') - F_{\Delta}(t' - \hat{t}, \hat{\theta} - \theta')]$$

$$F_{\Delta}(t, \theta) := \left[-2i \sin \left(\frac{t + \theta - i\epsilon}{2} \right) \right]^{-\Delta} \left[-2i \sin \left(\frac{t - \theta - i\epsilon}{2} \right) \right]^{-\Delta}$$

具体例：AdS₃/CFT₂(相関関数)

$$\langle 0 | O(t, \theta) | 0 \rangle = 0$$

$$\langle 0 | T[O(t_1, x_1)O(t_2, x_2)] | 0 \rangle$$

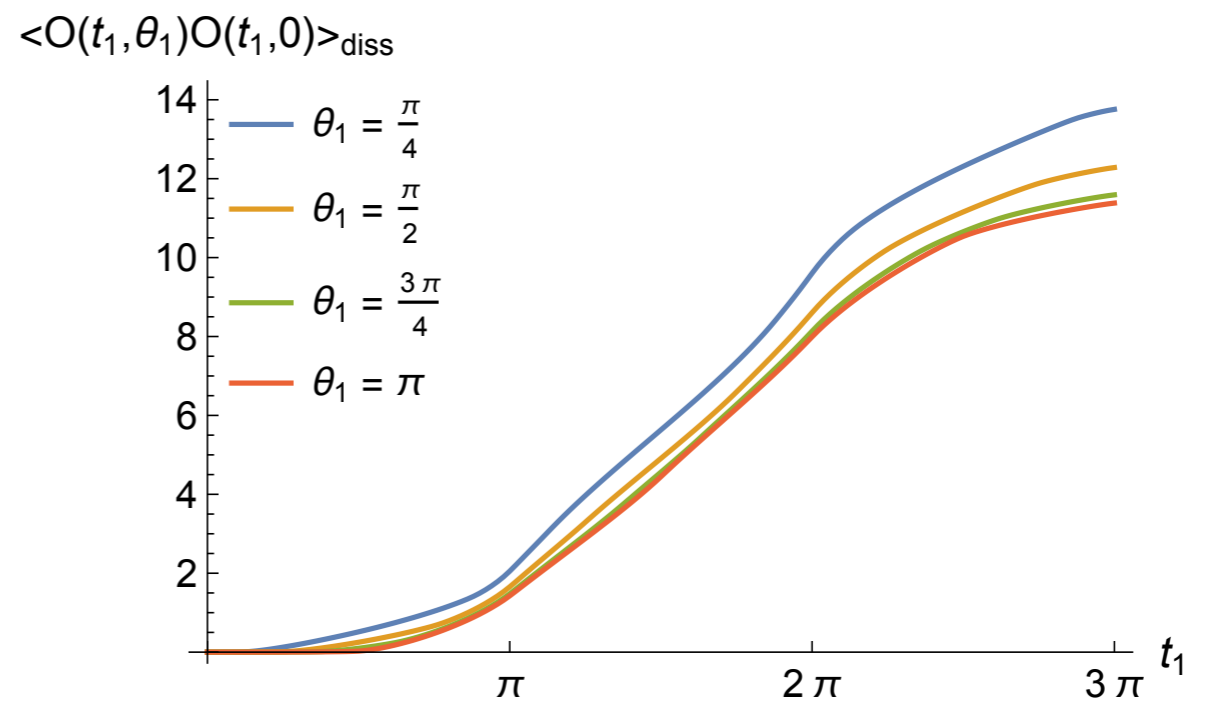
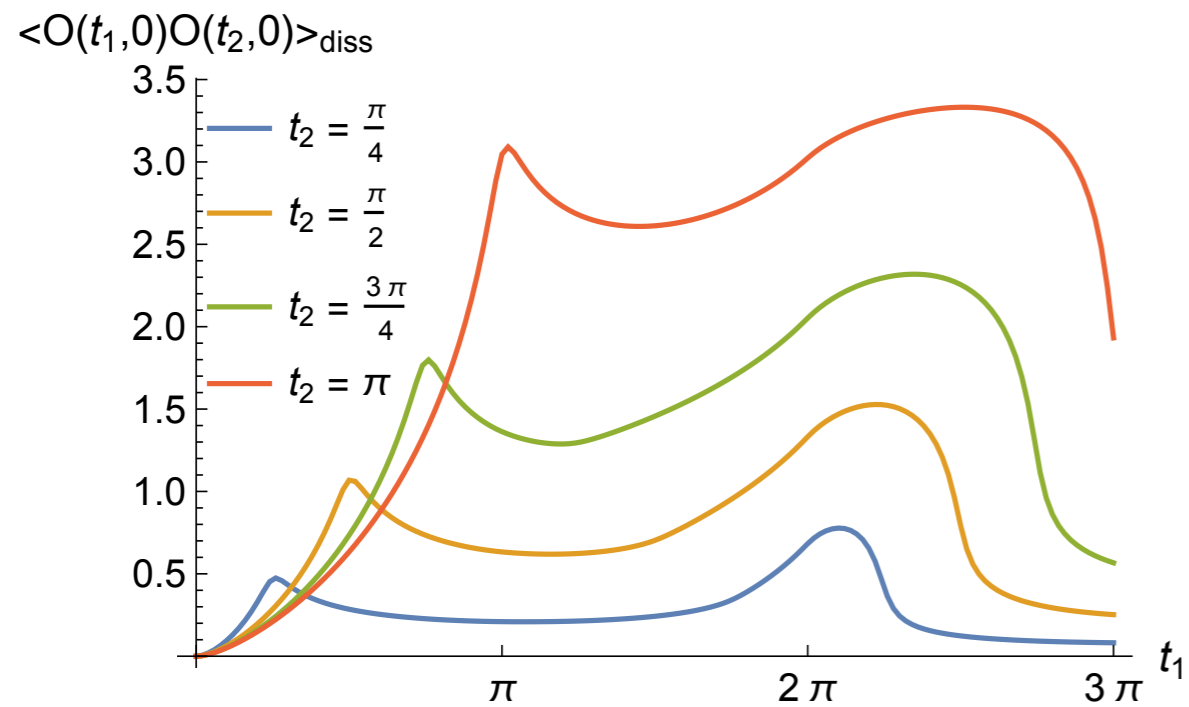
$$= \frac{2(\Delta - 1)^2}{\pi} F_{\Delta}(t_2 - t_1, \theta_2 - \theta_1) \quad \text{ユニタリ一部分}$$

$$\frac{4\gamma(\Delta - 1)^4}{\pi^2} \int dt d\theta \left\{ \Theta(t_1 - t) [F_{\Delta}(t_1 - t, \theta_1 - \theta) - F_{\Delta}(t - t_1, \theta_1 - \theta)] \right. \\ \left. \times [F_{\Delta}(t_2 - t, \theta_2 - \theta) - F_{\Delta}(t - t_2, \theta_2 - \theta)] \right\}$$

散逸部分

相関関数のプロット

$$\Delta = \frac{3}{10}$$



CFTによる計算

$$Z_{\text{bdy}}[J] = \int \mathcal{D}\phi e^{iI_{\text{Bdy}}[C;\phi]} \exp \left[\int_{t=0}^{t=\infty} dt d\theta \left[iJ(x)O_f(x) + \gamma O_f(x)O_b(x) - \frac{\gamma}{2}O_f^2(x) - \frac{\gamma}{2}O_b^2(x) \right] \right]$$

$$\langle 0 | O(t_1, \theta_1) O(t_2, \theta_2) | 0 \rangle$$

$$= \frac{1}{Z[0]} \int \mathcal{D}\phi O(t_1, \theta_1) O(t_2, \theta_2) e^{iI[C;\phi]} \exp \left[\gamma \int d^2x \left(O_f O_b - \frac{1}{2} O_f^2 - \frac{1}{2} O_b^2 \right) \right]$$

γ の摂動論を考えると、

$$\langle 0 | O(t_1, \theta_1) O(t_2, \theta_2) | 0 \rangle_0 = c F_{\Delta}(t_2 - t_1, \theta_2 - \theta_1)$$

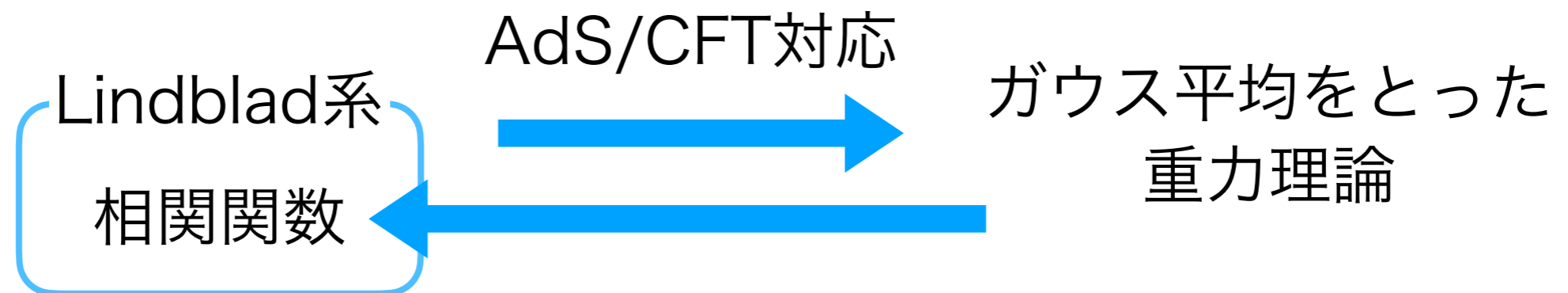
$$\begin{aligned} \langle 0 | O(t_1, \theta_1) O(t_2, \theta_2) | 0 \rangle_1 = & -\gamma c^2 \int_0^{t_1} dt d\theta \left[F_{\Delta}(t_1 - t, \theta_1 - \theta) - F_{\Delta}(t - t_1, \theta_1 - \theta) \right] \\ & \times \left[F_{\Delta}(t_2 - t, \theta_2 - \theta) - F_{\Delta}(t - t_2, \theta_2 - \theta) \right] \end{aligned}$$

$$c = \frac{2(\Delta - 1)^2}{\pi} \text{で一致する}$$

まとめ・展望

今回やったこと

Lindblad方程式に従うCFTの相関関数を
重力理論から計算する形式を構築した



まとめ・展望

- ・ バックリアクションを取り入れる

バックリアクションを入れなければ、
バルクの背景は常にAdS時空である

- ・ Lindblad方程式に従う状態は混合状態になる
- ・ 混合状態はBulkではブラックホール時空に対応しているはず
バックリアクションを取り入れることで
現れる可能性がある



Lindblad系の時間発展の解析は
ブラックホールの時間変化を研究できるのでは？