

# AdS3 from random CFT

X. D. H.

2025 年 6 月 20 日

## 摘要

这是科研项目学习的模板!!! 呀呀呀!!

# 目录

1	AdS3 from random CFT	2
2	科研主体内容	6
3	知识补充!	7
4	Scratch Book	8

# Chapter 1

## AdS3 from random CFT

这主要是阅读文章: “AdS3 gravity and random CFT”(Cotler 和 Jensen, 2021, p. 0) (pdf)。这个文章计算了一个特殊的 AdS3 的引力路径积分, 并且说明了这个或许对偶一个 CFT2 的 ensemble。这篇文章是认为开始通过 Random CFT 试图理解三维量子引力的基础工作。后面大家存在逐渐构建出来一些 random model 试图对偶上面 AdS 的理论。

之后一个值得阅读的文章是: “Approximate CFTs and Random Tensor Models”(Belin 等, 2024, p. 0) (pdf)。这里出不构建了一个 CFT data 的矩阵模型。并且在其 fol up 文章: “3d Gravity as a random ensemble”(Jafferis 等, 2024, p. 0) (pdf)。里面有仔细对于引力对偶的说明。对于这个模型计算我们[[Random CFT matrix model to AdS]]里面考虑。

我们现在 fol Cotler 的文章关于最原始模型

## Introduction 简介

### 二维引力的回顾

我们知道 JT 引力对偶于矩阵模型, 其精确对偶说的是:

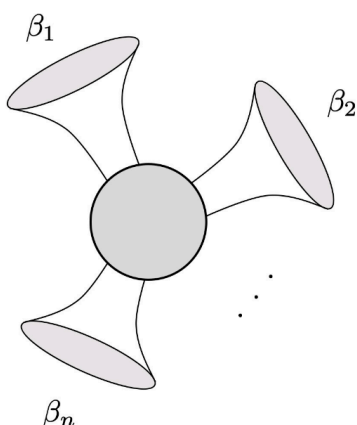
$$\langle \text{tr}(e^{-\beta_1 H}) \cdots \text{tr}(e^{-\beta_n H}) \rangle_{\text{ensemble}} =$$


图 1.1: 由 JT 引力对偶矩阵模型的图示 (示意)

{fig:jt-

其中, 图灰色的圈圈意味着对于所有可能的几何和拓扑进行求和。同时, 如果我们考虑两点函数那么有下面的展开。并且, 这个两点函数 connected 的项的 leading term 对应着 connected 的几何, 也就是欧几里得虫洞 Euclidean wormhole

$$\langle \text{tr}(e^{-\beta_1 H}) \text{tr}(e^{-\beta_2 H}) \rangle_{\text{ensemble, conn.}} = \begin{array}{c} \text{Diagram of a wormhole with two boundaries} \\ O(g_s^0) \end{array} + \cdots O(g_s^2)$$

图 1.2: 两点函数的几何展开与欧几里得虫洞

{fig:wor

所以, Euclidean 虫洞是一个比较重要的模型。但是这个模型对与 AdS/CFT 的语境存在矛盾:

1. 存在两个边界意味着, 存在两个可以 factorize 的 local CFT
2. 但, 几何的联通意味着存在不能 factorize 称为两边的关联函数

我们解决这个问题的方式, 是并不认为边界上的 CFT 是一个单独的模型, 而是一系列的 CFT ensemble。这样子, 在 Ensemble average 的语境下可以给出两个 CFT 之间的关联。所以我们的  $\text{tr}(e^{-\beta H})$  并不是一个确定的数值, 而是一个 random variable, 只用在 ensemble 平均下面给出一个具体的数值。

### 三维引力基本回顾

AdS3 静电引力的经典解已经解决, 参考文章“2 + 1 DIMENSIONAL GRAVITY AS AN EXACTLY SOLUBLE SYSTEM”(Witten, 1988, p. 46) (pdf) 【虽然有可能是错的】我们认为三维引力没有 local 自由度, 但是我们有 edge mode。

在 Witten 和 Malony 文章 (Quantum Gravity Partition Functions in Three Dimensions, J) 之中, 计算了, 边界是  $\tau$  的 torus 上面的 leading term 引力路径积分。他们其实就是求和 saddle point。这些几何在图像上基本上等价于一个 disk 乘上一个 circle, 基本上就是一个填满的 torus。但结果上并没有给出一个合理的 CFT 的 spectrum。

但是, 这个理论在 Bulk 和 Boundary 基本上都是不对的。

- Bulk 里面, 我们不能仅仅对于 saddle point 进行求和, 或许一些 off shell 的情况会给出很大的影响
- Boundary 里面, 或许一个 CFT 不是 physical 的, 而是 Ensemble of CFT。

本文正是在探讨这样的可能性。

### 本文内容基本概述

我们希望计算对于一个 Torus times time interval 的三维引力, 我们推测这个或许可以作为某个矩阵模型在某个 ensemble average 下面的平均:

$$\langle Z(\tau_1) Z(\tau_2) \rangle_{\text{conn}} = Z_{\mathbb{T}^2 \times I}(\tau_1, \tau_2) + \cdots,$$

我们认为如果 dual to 一个单独的理论, 那么右边计算出来的第一项是 0 == 【我并未懂呃呃呃】 ==

文章的结论给出计算结果是：

$$Z_{\mathbb{T}^2 \times I}(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{2\pi^2} Z_0(\tau_1) Z_0(\tau_2) \sum_{\gamma \in PSL(2; \mathbb{Z})} \frac{\text{Im}(\tau_1) \text{Im}(\gamma\tau_2)}{|\tau_1 + \gamma\tau_2|^2}, \quad Z_0(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\text{Im}(\tau)} |\eta(\tau)|^2}.$$

其中  $Z_0$  是一个 non-compact 波色子的配分函数。并且其中特殊函数  $\eta$  定义为：  $\eta(\tau) = q^{1/24} \prod_{n=1}^{\infty} (1 - q^n)$  并且  $q = e^{2\pi i \tau}$ ；以及  $\gamma$  是 modular transformation 也就是  $\gamma\tau = \frac{a\tau+b}{c\tau+d}$  其中满足  $ad - bc = 0$ 。

---

下文讲了半天作者是怎么计算出这个配分函数的结论的。

---

下面，作者分析了一下这个配分函数的性质：

1. 存在 modular 的对称性
2. 可以按照 Virasoro 代数分解成 Primaries 的部分；并且可以通过 spin 进行分类

$$Z^P(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{2\pi^2 \sqrt{\text{Im}(\tau_1) \text{Im}(\tau_2)}} \sum_{\gamma \in PSL(2; \mathbb{Z})} \frac{\text{Im}(\tau_1) \text{Im}(\gamma\tau_2)}{|\tau_1 + \gamma\tau_2|^2}.$$

并且还可以根据固定的 spin 进行展开得到：

$$Z_{s_1, s_2}^P(\beta_1, \beta_2) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}{\beta_1 + \beta_2} e^{-E_{s_1} \beta_1 - E_{s_2} \beta_2} \left( \delta_{s_1, s_2} + O\left(\frac{1}{\beta}\right) \right), \quad E_s = 2\pi \left( |s| - \frac{1}{12} \right)$$

并且这个行为可以很好的 RMT 进行对应。

## 基础知识回顾

首先，所有计算基于 first order formalism of gravity。这个体系下，我们可以理解引力是有约束的相空间路径积分。

## 相空间路径积分以及 constrain first 量子化

相空间路径积分意味着一个模型：

1. 哈密顿量只有时间一阶导数，比如：  $L = \dot{q}^2 - V$
2. 我们的路径积分仅仅做在相空间  $(p_i, q_i)$ ，而不是构型空间  $q_i$

一个经典的例子就是：对于作用量  $L = \dot{q}^2 - V$  在构型空间上面的路径积分其实等价于  $L = p\dot{q} - H(p, q)$  在相空间的路径积分。

这个理论其实是有约束的路径积分的理论。

## Yang-Mills 理论的哈密顿形式

对于一个 Yang-Mills 理论来说，我们可以写出作用量以及配分函数：

$$Z = \int \frac{[dA_\mu]}{\text{gauge}} e^{iS_{\text{YM}}}, \quad S_{\text{YM}} = -\frac{1}{4g^2} \int d^d x \operatorname{tr}(F^2),$$

这个时候，我们仅仅是对于势能进行场构型的路径积分。但是，如果我们并不积分电场强度，那么就可以给出一个相空间的路径积分的形式。

# Chapter 2

## 科研主体内容

这里我们介绍科研主体的知识内容!!



# Chapter 3

## 知识补充!

这里记录一些补充的知识!!!

# Chapter 4

## Scratch Book

这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!!—

真的吗???

这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!! 这里会放一些写的很混沌，但懒得扔掉的东西呜呜呜呜!!!— 哈哈哈哈哈!!!