

# Fundamental 2D Gravity

X. D. H.

2025 年 7 月 22 日

## 摘要

这个是二维的引力的基础学习笔记

# 目录

|   |          |
|---|----------|
| <b>1 基础知识</b>   | <b>2</b> |
| 1.1 JT Gravity Basic . . . . .                          | 2        |
| 1.1.1 JT Gravity Definition . . . . .                   | 2        |
| 1.1.2 First order model . . . . .                       | 3        |
| 1.1.3 Classical Solution & Boundary Condition . . . . . | 4        |
| <b>2 知识补充！</b>  | <b>5</b> |
| <b>3 Scratch Book</b>                                   | <b>6</b> |

# Chapter 1

## 基础知识

本章节我们主要 follow Turiaci 的讲义学习基本的二维引力。讲义是“Les Houches lectures on two-dimensional gravity and holography”。这里面主要介绍了二维度的 JT Gravity 是什么，以及和 Matrix Model 之间的关系。我们这个讲义也会基本上 fol 这个思路，并用自己的理解讲述。

### 1.1 JT Gravity Basic

#### 1.1.1 JT Gravity Definition

对于二维引力来说我们的 EH action 是完全被考虑的流形的拓扑结构决定的：

$$\chi = \frac{1}{4\pi} \left( \int_M \sqrt{g} R + 2 \oint_{\partial M} \sqrt{h} K \right) = 2 - 2g - n \quad (1.1)$$

但是，世界并不是 trivial 的，我们为了研究这个问题可以引入一个标量场称为”Dilaton”。我们考虑 couple Dilaton 之后的维引力：

$$I = \underbrace{-\frac{S_0}{4\pi} \left( \int_M \sqrt{g} R + 2 \oint_{\partial M} \sqrt{h} K \right)}_{\text{topological}} - \underbrace{\frac{1}{2} \int_M \sqrt{g} (\Phi R + U(\Phi)) - \oint_{\partial M} \sqrt{h} \Phi K}_{\text{dynamical}} \quad (1.2)$$

对于 Dynamical Term 我们发现，做用量基本上完全被一个函数决定  $U(\Phi)$  也就是我们定义的 dilation Potential。

对于 JT 引力我们使用：

$$U(\Phi) = -\Lambda \Phi + U_0. \quad (1.3)$$

- 当  $\Lambda$  不等于 0 的时候，我们可以 shift  $\Phi$  的零点（也就是让  $U_0 = 0$  这个是我们可以任意操作的！）我们之后也会默认  $U(\Phi)$  是一个线性函数对于 JT 引力），修订  $S_0$  的数值让 action 变为：

$$I_{JT} = -\frac{S_0}{4\pi} \int_M \sqrt{g} R - \frac{1}{2} \int_M \sqrt{g} \Phi (R - \Lambda) + I_{\text{bdy}}. \quad (1.4)$$

这个时候经典引力解就是：

$$R = \Lambda \quad (1.5)$$

本文之中我们考虑  $\Lambda = -2$  的 AdS 的情况。

- 当  $\Lambda$  等于 0 的时候，模型变成了：CGHS model。

### 1.1.2 First order model

JT Gravity 和其他的引力理论一样我们可以给出其 first order 的理论。为此我们进行一个简化。我们定义下面两个 1-form 进行描述：

- 我们定义 frame field:  $g_{\mu\nu} = e_\mu^a e_\nu^b \delta_{ab}$ ,
- 我们定义 spin-connection :  $\omega^{ab} = \omega_\mu^{[ab]} dx^\mu$ , 并且需要满足条件:  $de^a + \omega^a_b \wedge e^b = 0$

在这个定义的基础上面我们有下面两个等式。为了复习微分流形的计算我们很细致的写出了证明细节：

$$d^2x\sqrt{g} = e^0 \wedge e^1, \quad d^2x\sqrt{g}R = 2d\omega. \quad (1.6)$$

我们知道,  $d^2x\sqrt{g}$  实际上代表着微分形式  $\sqrt{g}dx^0 \wedge dx^1$  我们计算  $g$  的数值。根据定义  $g = \det g_{\mu\nu}$ 。通过矩阵行列式计算我们可以得到：

$$g = (e_1^0 e_0^1 - e_0^0 e_1^1)^2 \quad (1.7)$$

同时对于  $e^0 \wedge e^1$  我们通过 wedge 的定义也可以得到：

$$e^0 \wedge e^1 = (e_0^0 e_1^1 - e_1^0 e_0^1) dx^0 \wedge dx^1 \quad (1.8)$$

对比一下我们可以发现第一个等式成立。对于第二个等式, 我也不到为啥成立 (((  
带入公式我们不难发现：

$$\frac{1}{2} \int d^2x \sqrt{g} \Phi(R + 2) = \int_M \Phi(d\omega + e^1 \wedge e^2) \quad (1.9)$$

但是这个式子是有约束的因为  $\omega$  存在着约束。由于我们的理论是一个量子理论, 或者说我们的理论是一个追求最小作用量的理论。所以我们可以放入一个拉格朗日乘子。理论等价于:

$$\int_M [\Phi(d\omega + e^1 \wedge e^2) + X_a(de^a + \omega^a_b \wedge e^b)]. \quad (1.10)$$

$$\int_M [\Phi(d\omega + e^1 \wedge e^2) + X_a(de^a + \omega^a_b \wedge e^b)]. \quad (2.7)$$

We can now define the following quantities

$$\begin{aligned} A &= e^1 \lambda^1 + e^2 \lambda^2 + \omega \lambda^3, \\ B &= 2i(X^1 \lambda^1 + X^2 \lambda^2 + \Phi \lambda^3), \end{aligned}$$

where  $\{\lambda^1, \lambda^2, \lambda^3\}$  are  $2 \times 2$  matrices that generate the Lie algebra  $\mathfrak{sl}(2, \mathbb{R})$ , chosen with the normalization condition  $\text{Tr } \lambda^i \lambda^j = \eta^{ij}/2$  with  $\eta = \text{diag}(1, 1, -1)$ . The signature of  $\eta$  reflects the fact that  $\text{SL}(2, \mathbb{R})$  is a non-compact group. In terms of these adjoint-valued one-form  $A$  and zero-form  $B$ , the JT gravity action, including the torsion constraint, can be written in the suggestive form

$$I = -i \int \text{Tr } BF, \quad F = dA + A \wedge A. \quad (2.8)$$

This is the action of a  $BF$  theory [26] with gauge group  $\text{SL}(2, \mathbb{R})$ . The path integral of this

对于这样的一个理论我们发现其实是一个 connection 为 0 理论因为这个理论的解是：

$$\int dB e^{-I} = \int dB e^{i \int \text{Tr} BF} = \delta(F). \quad (1.11)$$

由于没有积分  $F$  的配分函数是一个  $\delta$  函数。所以，只有  $F = 0$  的时候存在量子力学的解。

**Remark:**

我们能进行上面这个操作是因为我们的理论的作用量写成：

$$I = -i \int \text{Tr} BF, \quad (1.12)$$

这个虚数单位的存在保证我们的理论可以积分出一个 delta 函数。这本质上其实是要求我们的  $B$  是实数，也就是 imaginary dilaton 的情况。

### 1.1.3 Classical Solution & Boundary Condition

我们列出集中让下方的 JT Gravity 的作用量最小的方式。我们称之为经典解。（我先 copy 一波 JT Gravity 的作用量，同时提醒写出这个作用量的时候，我们默认  $U_0 = 0$  以及  $U(\Phi)$  是一个线性函数）

$$I_{JT} = -\frac{S_0}{4\pi} \int_M \sqrt{g} R - \frac{1}{2} \int_M \sqrt{g} \Phi (R - \Lambda) + I_{\text{bdy}}. \quad (1.13)$$

以及我们取  $\Lambda = -2$  作为宇宙学常数。

首先，如果我们认为 Dilaton 是一个常数的话。

# Chapter 2

## 知识补充！

这里记录一些补充的知识 !!!

# Chapter 3

## 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!!!

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!!! 哈哈哈哈哈 !!!