

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

1	基础知识	2
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
2	知识补充 !	5
3	Scratch Book	6

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 follow 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 Λ 不等于 0 的时候，我们可以 shift Φ 的零点 (也就是让 $U_0 = 0$ 这个是我们任意操作的！！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 Λ 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 ω 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 2×2 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 η 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 δ 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!!!