

# 一种物理学基础理论探究

谢可沁

新疆工程学院, 新疆 乌鲁木齐

收稿日期: 2022年5月27日; 录用日期: 2022年6月19日; 发布日期: 2022年6月29日

## 摘要

物理学的基本理论是什么? 在人类历史中, 物理学的基本理论一直是难以解决的问题。19世纪, 随着数学达到可以处理偏微分方程的程度, 场的概念随之推广, 但问题的关键是, 涉及到基础理论时只能通过实验或用已知的方程计算。90年代中期, M理论作为“物理学终极理论”, 希望通过单一理论来解释所有物质与能量的本质与交互关系, 但M理论最终破灭。物理学该如何发展, 怎样找到物理学的基本理论? Stephen Wolfram建立了新的一个范式和框架, 它展示了在不同的规则下如何演化出相同的规律。Wolfram理论由Stephen Wolfram首次提出, 它的主要表现形式是离散时空。更新系统的超图构成了空间, 时空演化的结果由因果图表示。研究wolfram模型并用数学理论加以论证是具有现实意义的, 或许它会像众多理论一样被逐渐遗忘, 或许会在未来重新被审视。

## 关键词

Wolfram理论, 物理学基础理论, 超图

# A Kind Fundamental Theory of Physics

Keqin Xie

Xinjiang Institute of Engineering, Urumqi Xinjiang

Received: May 27<sup>th</sup>, 2022; accepted: Jun. 19<sup>th</sup>, 2022; published: Jun. 29<sup>th</sup>, 2022

## Abstract

What is the basic theory of physics? In human history, the basic theory of physics has always been a difficult problem to solve. In the 19th century, the concept of field became popular as mathematics reached the level that it could deal with partial differential equations, but the key problem is that when it comes to basic theory, it can only be calculated through experiments or known equations. In the mid-1990s, M theory, as the “ultimate theory of physics”, hoped to explain the essence and interaction of all matter and energy through a single theory, but M theory finally burst. How to develop physics and find the basic theory of physics? Stephen Wolfram has estab-

lished a new paradigm and framework, which shows how to evolve the same law under different rules. Wolfram theory was first proposed by Stephen wolfram. Its main form is discrete space-time. The hypergraph of renewal system constitutes space, and the result of spatiotemporal evolution is represented by causality diagram. It is meaningful to study wolfram model and demonstrate it with mathematical theory, it may be forgotten like many theories, or it may be examined in the future.

## Keywords

Wolfram Theory, Basic Theory of Physics, Hypergraph

Copyright © 2022 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

## 1. 引言

Stephen Wolfram 在《一种新的科学》中最重要的想法就是：“计算宇宙”比人们预期的丰富和更加多样化，或许在计算宇宙中就存在着宇宙的法则。

如果我们想为宇宙构建模型，元胞自动机显然不合理，它已经包含了太多的内置逻辑结构，需要更加纯粹的东西。在《一种新的科学》中，Stephen Wolfram 认为更适合的模型是离散点的集合，他发现了一种更纯粹且通用的方法：“将空间建模为超图”。

Wolfram 的研究貌似不是一项科学研究，因为他没有得出任何可供验证的量化数据，而且大部分内容都是物理学已存在的内容。但从哲学的角度思考，我们在“计算宇宙”中发现了各种与现实宇宙相符的规则，但究竟什么样的规则与初始条件可以模拟出我们生活的“宇宙”？是否计算宇宙中仍有一种法则，导致无论我们选择如何规则，只能得到同一个宇宙？

类似生命的演进过程，从低级到高级，从简单到复杂的演进，Wolfram 的理论令人充满好奇。Wolfram 已经从计算的世界中得到了一些现实世界从来没有的理论，并且 Gorard Jonathan 已经为 Wolfram 模型做了大量工作。

本文在第 1 节中简单概述了 Wolfram 模型的一些表现形式和结论，在第 2 节中使用逻辑中的重写系统定义它们，展示在 Wolfram 模型中如何推导出爱因斯坦场方程。随后在第 3 节中将 Wolfram 模型与量子力学联系起来。

## 2. Wolfram 理论部分概括

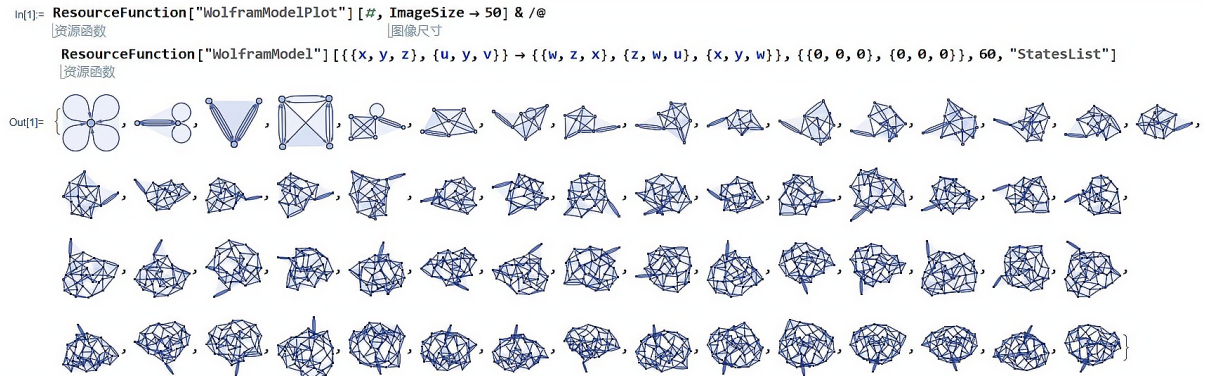
### 2.1. 空间

“C→E”这样的因果推理形式可以追溯到大卫·休谟(D. Hume)，研究对象是一种“恒常性因果关系”，原因与产生的结果之间是一种必然联系，即具备自然必然性[1]。Wolfram 模型是微小无结构的抽象元素集合，尽管它们构造很简单，它们的行为却仍具有极大的复杂度。即使它与物理学无关，但模型本身就具有重大意义，尤其是可通过代数和几何的方法进行定量分析。

Wolfram 模型在物理学的应用是：“宇宙的结构和演变发展使用超图表示”。在这其中没有时间概念；空间及其特征只是超图的特征，在模型中也没有物质的概念，如图 1；

宇宙中的一切都只是对应于超图的特征。Wolfram 理论中也没有时间的定义，时间的流逝本质上对

应于这些更新事件的发生。可理解为在 Wolfram 理论中，时间起到的作用是记录超图中事件、路径和关系的改变。超图的变化是时间产生的因素，时间的存在体现了超图中抽象过程的变化。对于事件可能发生的顺序[2]。



**Figure 1.** The space created by the rules of discrete collection points

**图 1.** 离散集合点由于规则所产生的空间

## 2.2. 空间结果与维度

空间中的位置由超图中的节点定义，距离定义为它们之间的超图中的最短路径上超边数、两个位置的最短路径定义为它们之间的测地线。现实世界中的连续空间作为大集合超图的极限，类似离散分子的运动极限作为流体的连续特性。

Wolfram 模型对空间没有定义维度；有效维度来自超图的大规模结构。假设围绕  $X$  的位置节点都有测地线球，测地线球由不超过超图距离  $r$  的所有的节点组成。 $V_r(X)$  为该球中的节点总数，则超图可以近似看作  $d$  维空间。维度一般为超图或因果锥中的增长率指数，所以在 Wolfram 模型中维度可能不会是整数。对于  $V_r \sim r^d$  时，有修正项： $V_r \sim r^d \left( 1 - \frac{r^2}{6(d+2)} + O(r^4) \right)$ 。

## 2.3. 因果性

时间的流逝表示了超图的渐进式更新，故时间是可计算的，时间的流逝反映了计算的性能。模型中一切演化都由超图表示，包括观测者的状态，这样做能够使得观测者“感知”宇宙任何事物。然而观测者察觉到的只是发生的不同更新事件之间的因果关系。从超图的演化，可以构造一个因果图，其节点对应于更新的事件，其有向边表示这些事件之间的因果关系。如图 2。

可以认为因果图代表系统在时空中的演化，图中的每条边都代表了事件之间的类时关系，可以认为对应于时空中的类时方向。沿着图的边不能相互到达的节点表示空间是分离的。[3]

定义时间坐标必须建立因果图的叶状结构，其中连续的切片对应于时间的连续。叶状结构对应于类空间超曲面序列，当一个人到达一个特定的类空间超曲面时，它代表一组特定的事件已经发生，已经达到了系统的特定状态，用特定的超图表示。

## 2.4. 狭义相对论

在经典物理中，不同状态的匀速运动对应不同的惯性参考系。不同的参考系在 Wolfram 模型类表示为空间超曲面序列的不同选择，对应于因果图的不同叶状结构。叶层只是形成连续的层如图 3。

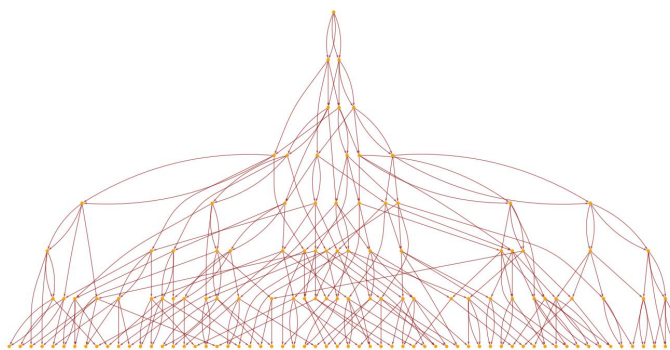


Figure 2. Causal graph  
图 2. 因果图

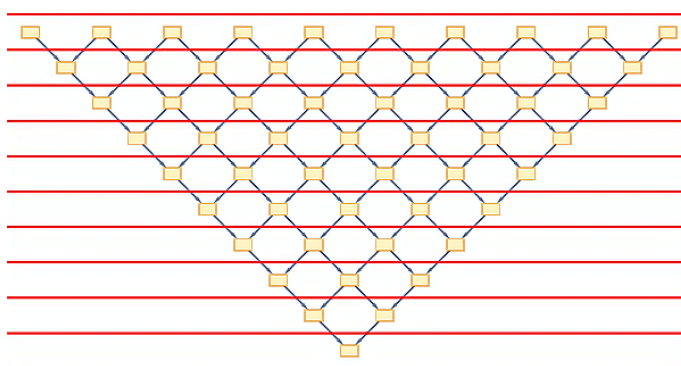


Figure 3. Segmented causal graph  
图 3. 分割后的因果图

观测者相对于宇宙相对静止的，观测者站在叶形图上的经历是一条垂直线。考察在空间中匀速运动的观测者，由于不再“垂直”，观测者会自然地、无意识地构建一个不同的因果图，如图 4：

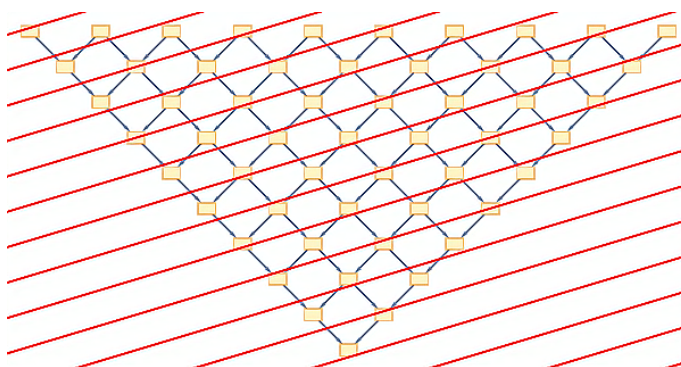


Figure 4. Uniform motion observer  
图 4. 匀速运动的观测者

如果想垂直显示时间，同时又不破坏因果网络的顺序，可以将点  $(t, x)$  转换为： $\frac{\{t - \beta x, x - \beta t\}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ ，这正是狭义相对论中的洛伦兹变换。Wolfram 模型中，为了与原始叶层中切片  $t$  处发生的事件对应，必须使

该事件增长 0 倍，即  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ 。

### 2.5. 能量与动量

在 Wolfram 模型中，穿过类空间超曲面的因果边的数量对应于能量，穿过类时超曲面的数量对应于动量。结果取决于选择的超曲面，因此从一个观测者到另一个观测者会有所不同。将因果图的简单网格理想化的添加了额外的垂直边缘，如图 5。

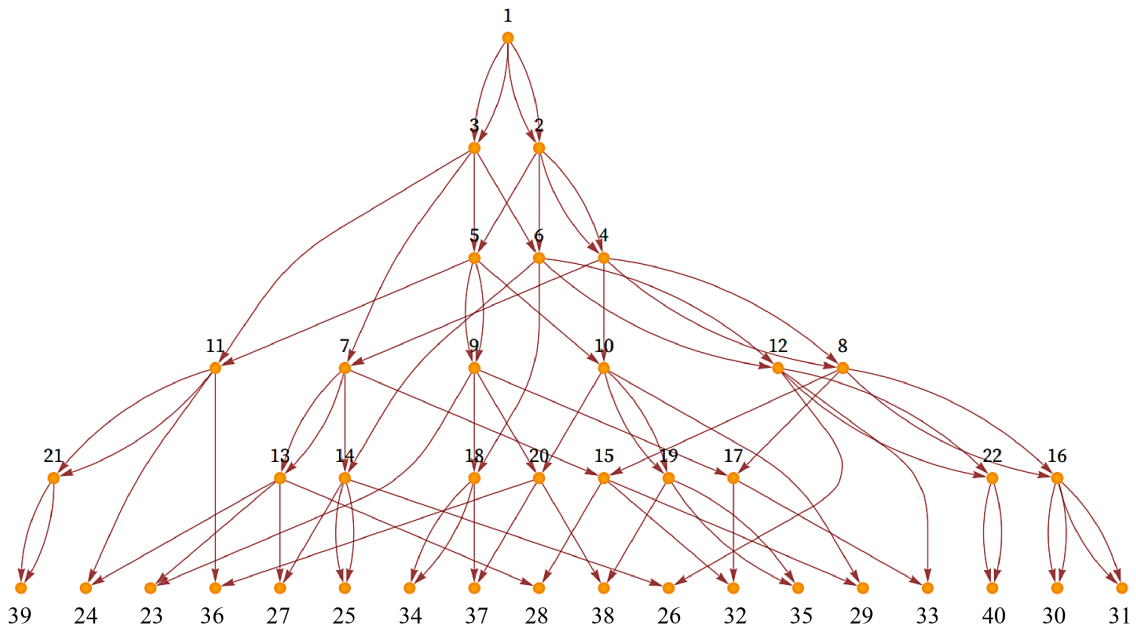


Figure 5. Simple network causal graph  
图 5. 简单网络下的因果图

$\beta$  表示相对于最大速度(取 1)，定义  $E(\beta)$  是类空间超曲面因果边缘交叉的密度， $p(\beta)$  类时间超曲面边缘交叉的密度。然后对于速度为 1 的边缘，有：

$$E(\beta) = p(\beta) = \frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

对于速度快的边缘  $\alpha$  有：

$$E(\beta) = \frac{1-\alpha\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, p(\beta) = \frac{\alpha-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

对于任意  $\beta$  有：

$$E(\beta)^2 - p(\beta)^2 = 1 - \alpha^2$$

假设静止质量与超图中的节点集合相关，允许重复更新事件发生而无需其他节点的参与。这种假设，就可以推导出能量、动量和质量。假设基本光锥的时间线范围为  $T$ ，则它的类空间范围是  $cT$ ，其中  $c$  是光速。[3]

在光锥内，我们可以说有  $\mu$  因果边缘指向类时间方向。使用上述因果图，因果边缘对能量和动量为：

$$E(\beta) = c \frac{\mu}{\sqrt{1-\beta^2}} = c\mu \left( 1 + \frac{\mu^2}{2} + O(\beta^4) \right), P(\beta) = \mu\beta (1 + O(\beta^2))$$

定义  $m = \frac{c}{\mu}$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$ , 则得到狭义相对论公式：

$$E = mc^2 + \frac{1}{2}mv^2$$

$$p = mv$$

还能得到能量和静止质量之间的关系：

$$E = mc^2$$

从因果图中任意位置开始，沿前向光锥沿着因果图中的连接，经过时间  $t$  后可从因果图中得到节点数。在  $(d+1)$  维时空，任何时空位置  $X$  上必须满足： $C_i(X) \sim t^{d+1}$ ,

以及  $C_i(X) \sim t^{d+1} \left( 1 - \frac{1}{6} \sigma \delta t^\mu \delta t^\nu R_{\mu\nu}(X) + \dots \right)$ , 其中  $R_{\mu\nu}$  是 Ricci 张量,  $\sigma \delta t^\mu \delta t^\nu R_{\mu\nu}$  是类时向量  $\delta t^\mu$  的投影。

定义  $\rho(X)$  为因果图中节点的“局部密度”。对  $\rho(X)$  使用级数展开：

$$\rho(X) = \rho_0 \left( 1 + \sigma \delta t^i \delta t^j T_{ij} + \dots \right) t^{d+1} \left( 1 - \frac{1}{6} \sigma \delta t^i \delta t^j R_{ij} + \dots \right).$$

### 3. Wolfram 模型中的相对论

#### 3.1. 重写和因果不变性

利用逻辑中抽象重写系统的概念，可以使超图之间的更新规则和转换的概念在数学上更加严格。

抽象重写系统表示为一个集合  $A$ ,  $A$  中每个元素称为对象。二进制关系表示为  $\rightarrow$ , 称为“重写关系”。 $a \rightarrow b$  指定了一个替换规则，表示对象  $a$  可以被对象  $b$  替换(重写)。一般地，两个对象  $a$  和  $b$  不是单个重写操作连接，而是通过一些有限的重写操作序列连接： $a \rightarrow a' \rightarrow a'' \rightarrow \dots \rightarrow b' \rightarrow b$ , 这种情况下，使用符号  $a \rightarrow^* b$  表示这种重写序列。 $\rightarrow^*$  是  $\rightarrow$  的自反闭包，即它是  $\rightarrow \cup =$  的传递闭包， $=$  表恒等。

用  $a \in A$  表示“交汇”，则  $\forall b, c \in A$ , 使得  $a \rightarrow^* ba$  和  $a \rightarrow^* c$ ,  $\exists d \in A$  使得  $b \rightarrow^* d$  和  $c \rightarrow^* d$ .

若每个对象  $a \in A$  是交汇的，则抽象重写系统  $A$  是全交汇的。在全部交汇重写系统中，每当重写顺序存在歧义时，可以通过不同的重写顺序从共同的对象  $a$  获得不同的对象  $b$  和  $c$ , 通过有限次的重写收敛于  $d$ 。

假设超图交汇，多路系统中由更新操作产生的新序列一定会使遵循多路系统不同方向获得的空间超图分歧消失。这条原则被称作“因果不变性。”

多路系统是“因果不变的”，所以它生成的因果图最终都是同结构的有向无环图。全交汇是因果不变性的必要条件，在重写系统理论外，还有方法来形式化这些更新规则、交汇、因果不变性等概念，在此不过多赘述。

#### 3.2. 广义相对论

Gorard Jonathan 称超图变换有一个条件[4]: “随着更新事件的数量任意增长，因果图的维数会收敛到某个固定的有限值。”即因果图全局维度的校正因子，随着因果图大小的增加而收敛为零。因果图维

数的局部校正因子就与离散时空 Ollivier-Ricci 中曲率张量  $R_{ij}$  的投影成正比,  $R$  为离散时空 Ollivier-Ricci 的标量曲率, 产生由下式给出的体积的平均值:

$$S = [g^{ab}] = \sum d\mu_g R$$

逐渐变化的维数可以保持, 这个条件对应于全局维数异常值的变化。故其应在因果图的极限内收敛到零,  $\frac{\delta S [g^{ab}]}{\delta g^{ab}} \rightarrow 0$ 。在无穷大的因果图的极限中, 这个总和可以写做积分, 体积元素由下式度量张量的公式给出:  $S [g^{ab}] = \int d^4 x \sqrt{-g} R$ 。因此可以得到:

$$\frac{\delta S [g^{ab}]}{\delta g^{ab}} = \sqrt{-g} \left( R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} \right)$$

使作用最小化, 则可以得到真空爱因斯坦场方程:  $R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} = 0$ 。对于任何一组既是因果不变又是保持维数渐近的超图更新规则, 如果存在连续极限, 其中因果图为黎曼流形。该流形的极限必须满足爱因斯坦场方程。或者理解为: “因果图中局部曲率必须消失, 使得曲率与全局维度能够区分。” [4]

在 Wolfram 理论结果中, 通过因果图的测试粒子的轨迹  $x(s)$  将在连续极限和不存在任何非重力的情况下服从测地线方程。如图 6:

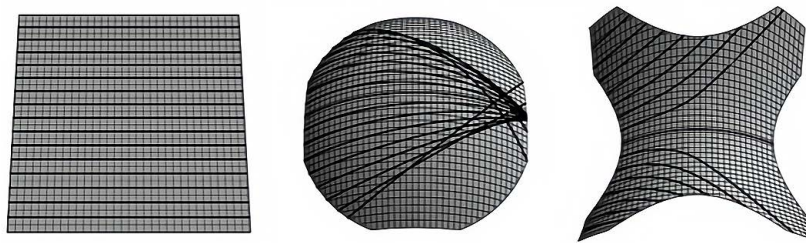


Figure 6. The geodesic trajectories of the test particles pass through flat, positively curved, and negatively curved discrete spaces, respectively [2]

图 6. 测试粒子的测地线轨迹分别通过平坦、正弯曲和负弯曲的离散空间[2]

在场方程中加入物质项可以推广到离散情况。动量通量通常情况下指交叉边的数量, 即数量约束在某个空间超图的非平面缠结内的边的集合。一些空间超图的非平面缠结内的边数, 通过因果图给出定离散超曲面。在计算中进行校正, 通过有效地向相对论拉格朗日密度给出修正项:  $L = L_G + C_M L_M$ , 其中  $C_M$  是一个常数。

现在将会得到爱因斯坦场方程:

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = 8\pi T_{ab}$$

式中  $T_{ab} = \frac{C_M}{8\pi\sqrt{g}} \frac{\partial L_M [g^{ab}]}{\partial g_{ab}}$

Jonathan Gorard 将其称为  $2\wedge$ , 则得到:  $S [g^{ab}] = \sum d\mu_g (R + 2\wedge)$ 。

故在 Wolfram 模型中, 场方程表示为:  $R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} + \wedge g_{ab} = 8\pi T_{ab}$ 。它对能量 - 动量张量的定义进行了推广, 因果边缘的演化对应于标准基本粒子的贡献, 以及背景空间的演化、因果边缘与对应于真空能量贡献。或理解为类空间和类时间超曲面通量从  $T_{\mu\nu}$  中得到了能量和动量。

在 Wolfram 模型中推导连续场方程是基于因果图的离散性，凑巧的是 Wolfram 在从离散元胞自动机模型中推导流体动力学方程时，发现了 Chapman-Enskog 理论的推广。

我们从第一个粒子分布函数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  开始，并构造玻尔兹曼方程：

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \hat{c}$$

$\hat{c}$  表示粒子间碰撞对分布函数演化的影响。

引入虚拟参数  $\epsilon$ ， $\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{1}{\epsilon} \hat{c} f$ ，将  $f$  用幂级数展开：

$$f = f^{(0)} + \epsilon f^{(1)} + \epsilon^2 f^{(2)} + \dots$$

确定  $f$  的零阶和一阶解后，Navier-Stokes 方程的解也确定。

因为在 Wolfram 模型中，在连续极限的情况下推导爱因斯坦场方程类似于在流体动力学中推导 Chapman-Enskog 方程。故有函数： $C(t) = at^n \left[ 1 - \frac{1}{6} R_{jk} t^j t^k + O(\|t\|^3) \right]$ 。

把 Ricci 曲率张量的动力学变成展开中的零阶项(类似于欧拉方程)，并将 Weyl 曲率张量的动力学变成相应的一阶项(类似于 Navier-Stokes 方程)。场方程提供了 Ricci 曲率张量，对时空中测地线束的体积得到了约束，而形状的约束由 Weyl 曲率张量表示：

$$C_{iklm} = R_{iklm} + \frac{1}{n-2} (R_{imgkl} - R_{ilgkm} + R_{klgim} - R_{kmgil}) + \frac{1}{(n-1)(n-2)} R(gilgkm - gimgkl)$$

在流体力学中，总粘性应力张量可分为迹线部分和无迹线部分。欧拉方程对迹线部分(压力)施加约束，修正高阶对无迹线部分(剪应力)施加约束。故爱因斯坦场方程对里奇曲率张量加以约束，高阶修正项可能对外尔曲率张量也加以约束。

## 4. Wolfram 模型中的量子力学

### 4.1. 波函数坍缩

哥本哈根诠释有一个问题没有解决，就是经典理论是独立于量子理论的存在，而并不能从量子理论中合理推论出来。玻尔认为我们不能指望从量子力学中得到我们对观察结果的合理解释，因为我们作为宏观物体必然是经典的，我们所需要的观察仪器也是经典的。这种经典量子边界就在观察过程中起到了迫使波函数坍缩的作用：波函数在微观领域，我们对观察结果的接收必然处在宏观领域，那么对波函数的观察，必然要使得观察结果穿越这种边界，从量子变为经典，从“既此又彼”的叠加态变为“非此即彼”的概率。如果真的存在经典量子这样的边界，那么这个边界在哪里[5]？

但在 Wolfram 模型中这些问题将迎刃而解，假设存在于多路系统不同分支上的状态对应宇宙的正交本征态，多路系统的整体演化过程对应于这些本征态的线性叠加。我们可以类似于相对论情况下的类空间超曲面作为投影到希尔伯特的一个空间[6]。

或者超曲面是多路径的本征态的线性叠加： $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\phi_i\rangle$ ，其中  $c_i$  对应每个特征状态的概率振幅  $|\phi_i\rangle$ 。

$\forall_{i,j} \langle \phi_i | \phi_j \rangle = \delta_{ij}$ ， $\delta_{ij}$  表示克罗内克符号

将  $|\psi\rangle$  归一化： $\langle \psi | \psi \rangle = \sum_i |c_i|^2 = 1$ 。

如果我们将集合  $\{|\psi\rangle\}$  解释为应用于多路系统的某个可观察算子的特征值，记为  $\hat{Q}$ ，将补全过程解释



为对应于  $\hat{Q}$  的可观察量的测量。

测量导致波函数“坍缩”为单个本征态。坍缩  $|\psi\rangle$  到本征态  $|\phi_k\rangle$  的概率由 Born 规则给出  $P_k = |\langle\psi|\phi_k\rangle|^2 = |c_k|^2$ ，它说明波函数的“坍缩”是有意义的，即： $c_i = \delta_{ik}$ ，表明完成坍缩后只存在一个有效的多路演化分支。

但为什么观察行为会导致多路系统结束？根据统计力学给出一个临时的直观解释：在经典统计力学中，给定系统的微观状态数通常是不可数无限的，因为粒子的位置和动量通常取实数 ( $x_i, p_i \in \mathbb{R}$ )。为了定义宏观体系的微观数，例如熵： $S = k_b \log(\Omega)$ 。必须对这些微观状态进行一种粗略的假设，即将两个粒子  $i$  和  $j$  定义为等价，代表测量上无法区分[7]。

多路演化图中的每个顶点对应于一个独特的宇宙微观状态，并且如果找到分支并强制收敛。就可以对应于微观状态  $x$  和  $y$  之间的等价。通过类比，每个分支的完成步骤都可以被视为宏观观测者无法区分的微观状态  $x$  和  $y$ ，这是观测者导致的结果。因此，Knuth-Bendix 算法的正确性陈述是这样的：在粗略的假设情况中，对观测者而言，可能会使量子力学系统的演化在宏观上看起来是经典的，即因果不变。

## 4.2. 不确定性原理

Wolfram 模型中观测者是多路系统中确定的事件序列的存在，观测者自己必须已经经历了足够分支保证其在主观上是因果不变的。因此必须满足要求才能使波函数的演化变得足够宏观，并且因果不变。Gorard, Jonathan 给出了这种解释说明[7]。

为了推导不确定性原理，首先引入交换的概念。

$R_1 = \langle A, \rightarrow_1 \rangle$  和  $R_2 = \langle A, \rightarrow_2 \rangle$  表示一对重写系统，共用同一个集合  $A$ 。但具有不同的交换关系  $\rightarrow_1$  和  $\rightarrow_2$ ，则称  $R_1$  和  $R_2$  是“交换”的。

$$\forall x, \begin{matrix} * \\ 1 \end{matrix} \rightarrow y \text{ 和 } x \rightarrow \begin{matrix} * \\ 2 \end{matrix} \Rightarrow \exists x, \text{ 使得 } y \rightarrow \begin{matrix} * \\ 2 \end{matrix} w \text{ 和 } z \rightarrow \begin{matrix} * \\ 1 \end{matrix} w$$

Hindley 和 Rosen 提出了“交换联合定理”，该定理指出： $\forall_i \in I, R_i = \langle A, \rightarrow_i \rangle$ ，表示一个抽象重写系统的索引族，使得对于所有  $i, j \in I$ ， $R_i$  与  $R_j$  交换，它们的并集为： $\bigcup_{i \in I} R_i = \langle A, \bigcup_{i \in I} \rightarrow_i \rangle$ 。交换性引理为系统  $R_1$  和  $R_2$  的交换性给出了一个充分条件： $\forall x, x \rightarrow_1 y$  和  $x \rightarrow_2 z \Rightarrow \exists x, \text{ 使得 } (y = w \text{ 或 } y \rightarrow_2 w)$  和  $z \rightarrow_1 w$ 。

这些假设证明如果多路系统的演化不是因果不变的，一定存在一对不交换的更新事件。Wolfram 模型下超图演化的结果取决于这些事件精确时间顺序，因为多路系统的两个不同分支分别对应事件的两个不同的时间顺序。

在模型下多路系统被解释为投射到希尔伯特空间的离散模拟，重写则是作用于该空间的线性算子  $\hat{A}$  ( $\hat{A} = \sum_i e_i \hat{A}_i$ )，基向量  $e_i$  和算子  $\hat{A}_i$  应用于波函数  $\psi$  时会产生特征值  $a_i$ ： $\hat{A}_i \psi = a_i \psi_i$ 。

把重写解释为对应于某个可观察量  $A$ ，因此可以得出  $\hat{A}\psi = a\psi$ 。对于某个特征值  $a$ ，对应  $A$  的测量值： $\hat{A} : \hat{A}\psi = (\sum_i e_i \hat{A}_i)\psi = \sum_i (e_i \hat{A}_i \psi) = \sum_i (e_i a_i \psi)$ 。

对可观测测量  $\hat{A}$  和  $\hat{B}$  的重写关系  $\hat{A}$  和  $\hat{B}$ ，交换的定义为相邻分支超曲面间的距离。先用  $\hat{A}$  再应用  $\hat{B}$  得到的状态，以及先应用  $\hat{B}$  再应用  $\hat{A}$  得到的状态： $[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ ，可以看出它们的交换子就是希尔伯特空间上的线性算子： $[\hat{A}, \hat{B}]\psi = \hat{A}\hat{B}\psi - \hat{B}\hat{A}\psi$ 。

如果  $\psi$  是  $A$  和  $B$  的特征函数，产生各自的特征值  $a$  和  $b$ ，那么与  $\hat{A}$  和  $\hat{B}$  的重写的对易表示为： $[\hat{A}, \hat{B}]\psi = 0$ 。非交换更新事件的时间顺序将对多路系统的事件的最终结果产生宏观影响，因此测量操作的时间先后将影响观测结果。表明可观察量  $A$  和  $B$  的测量为：

$$\Delta A \Delta B \neq \left| \frac{\langle [A, B] \rangle}{2} \right|$$

假设分支超曲面上的单位距离由  $i$  给出，那么对应多路系统上重写关系的不确定性原理表述为： $[\hat{A}, \hat{B}] = i\hbar$ 。

### 4.3. 传播问题

因果图中光锥决定了信息传播的最大有效速率，所以  $\hbar$  也可以被认为是有效的分隔。对的单个非更新事件  $\hat{A}, \hat{B}$  是规范共轭的： $[\hat{A}, \hat{B}] = i\hbar$ ，每一对单步事件对应于多路图中的一个分支对，因此给定分支状超曲面中相邻点对之间的有效距离： $\psi(x, t) = \frac{1}{Z} \int_{x(0)=x} Dxe^{iS[x, \dot{x}]} \psi_0(x(t))$ ，路径积分中  $e^{iS[x, \dot{x}]}$  表示角量，这个量表示通过多路图传播的测地线束的分散角[7]；该角与多路因果图中的因果边缘密度有关，即普朗克常数。

$\hbar$  对应于量子态之间的最大纠缠率，是状态演化的“量子速度极限”。使用 Margolus 和 Levitin 的方法[8]考虑能量本征基中某个初始状态  $|\psi_0\rangle$ ，有： $|\psi_0\rangle = \sum_n c_n |E_n\rangle$ 。

它与含时薛定谔方程的关系为： $|\psi_t\rangle = \sum_n c_n e^{(-i\frac{E_n t}{\hbar})} |E_n\rangle$

初态和终态之间的叠加由  $S(t)$  给出，其形式为： $S(t) = \langle \psi_0 | \psi_t \rangle = \sum_n |c_n|^2 e^{(-i\frac{E_n t}{\hbar})}$ 。假设平均能量始终为非负，即  $\langle \hat{H} \rangle \geq 0$ 。若初态和终态是正交的，则  $S(t) = 0$ ，实部等于虚部等于零。正交状态之间的最小演化时间： $t \geq \frac{\pi}{2} \frac{\hbar}{\langle \hat{H} \rangle}$ 。多路图叶状结构接近最大纠缠率，则多路系统中全局状态的演化会进行得更慢，

类似时间膨胀，这也是在量子世界中观察到的现象。

$$S(t) \approx \left[ 1 - \frac{(\Delta \hat{H})^2 t^2}{\hbar^2} \right]$$

其中， $(\Delta \hat{H})^2 = \langle \psi_0 | \hat{H}^2 | \psi_0 \rangle - \langle \psi_0 | \hat{H} | \psi_0 \rangle^2$ 。假设系统被允许在有限时  $[0, t]$  上变化，但是这个间隔时间  $t$  被等周期的打断，类似于  $\frac{t}{n}, \frac{2t}{n}$ ， $n \in N$ 。  $|\Psi_0\rangle$  为测量算符的本征态。

则[6]：

$$S(t) \approx \left[ 1 - \frac{(\Delta \hat{H})^2}{\hbar^2} \left( \frac{t}{n} \right)^2 \right]^n \rightarrow 1$$

$n \rightarrow \infty$  时，量子系统的演化随着测量操作增加而减慢，这种现象被称为“芝诺效应”，量子芝诺效应或许能够启示我们，塌缩表现为粒子状态的突变，实质上是体系演化时空的塌缩。而如果说这真的是一种涉及时空相对场理论的效应，其物理根源又并非能够轻易得到诠释。甚至它所基于的投影测量假定也并非完美的[9]。

### 4.4. 多路系统的量子力学

正如 Wolfram 在“一种新科学”提出的那样[2]：“可以将网络或超图中的基本粒子的类比为持久的局部结构，这些结构具有某些由更新规则保留的图论属性(守恒的物理量)。

Wolfram 提出了这种守恒, 因此通过考虑更新保持图形平面性的规则, 提出了基本粒子如何在基于网络的时空中运行的模型任何局部非平面结构将表现得像持久的、类似粒子的激发[5]。

设  $G=(V, E)$  是一个超图, 且  $\varphi: V \rightarrow R$  是在  $R$  中取值的函数, 则作用于  $\varphi$  的“离散拉普拉斯算子”  $\Delta$ , 由下式给出:  $(\Delta\varphi)(v) = \sum_{w \in R: d(w,v)=1} [\varphi(v) - \varphi(w)]$ 。

$d(w, v)$  表示  $w$  和  $v$  之间的距离。对于超图中相邻顶点的量  $\varphi$ ,  $\Delta$  与局部平均算子  $M$  有关:

$$(M\varphi)(v) = \frac{1}{v} \sum_{w: d(w,v)=1} \varphi(w)$$

对超图扰动情况,  $\varphi$  表示路径权重之和, 考虑其他超图扰动对测量超图的影响, 扰动的影响定义为超图上的势函数, 表示为  $P: V \rightarrow R$ , 或者通过  $\varphi$  的乘法算符来描述:  $(P\varphi)(v) = P(v)\varphi(v)$ 。所有扰动的组合效应由  $H = \Delta + P$  给出。它具有离散薛定谔算符的形式:

$$D = -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}, t)$$

在含时薛定谔方程时:  $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}, t) \right] \psi(\mathbf{r}, t)$ , 扩散方程使用薛定谔方程而非热力学方程。超图扰动量  $\varphi$  对脉冲的响应由离散薛定谔的格林函数表示:  $G(v, w; \lambda) = \langle \delta v | \frac{1}{H - \lambda} | \delta w \rangle$ 。在极限中, 离散的格林函数与薛定谔算符有关, 时间  $t$  为跃迁幅度。

$$K(x, t; x', t') = \langle x | \hat{U}(t, t') | x' \rangle$$

离散格林函数将在这个极限内收敛, 则方程的解为:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}_x G(x, t; x', t') = \delta(x - x') \delta(t - t')$$

## 5. 结论

从目前物理发展进程来看, 基础理论注定是一项艰巨的任务。相对论和量子力学衍生出了一系列的新学科, 而且各学科之间也通过相互渗透、相互交汇形成了一批交叉学科、边缘学科。这不仅使得体系得到前所未有的扩张, 产生的认识论、方法论等也给人们的思维方式带来改变。

Wolfram 模型在这样的背景下产生, 它确实在建立真正的宇宙模型, 而不是关于作为该模型对象的宇宙。但他还需处理宇宙学原理和抽象物理宇宙的不同模型: 计算机模型、化学模型、生物模型等。独立于所有的模型而存在的同一个的宇宙模型, 就像意识独立于个体而存在一样。

本文对 Wolfram 模型进行了一定的总结研究, 并对场方程进行了数学推导。根据他的模型可发现随着时间的选择约束越来越多, 导致某些态坍塌为本征态。这与退相干相照应, 即让整个体系处于复杂的叠加态中是极其困难的, 这也是目前研制量子计算机的主要困难所在。总体而言, Wolfram 理论拥有巨大的潜力, 但更可能的情况是, 产生的规则和现有的物理近乎等价或更加复杂, 即便模型接近真实的宇宙, 也无法得到结论验证正确性。或许它会像众多理论一样被逐渐遗忘, 或许也会在未来重新被审视。

## 参考文献

- [1] 尹飞. 计算机因果建模的发展历程[J]. 自然辩证法研究, 2019, 35(11): 118-122
- [2] Wolfram, S. (2002) A New Kind of Science. Wolfram Media, Detroit.
- [3] Wolfram S. (2020) A Class of Models with the Potential to Represent Fundamental Physics. *Complex Systems*, **29**, 107-526.

- [4] Gorard J. (2020) Some Relativistic and Gravitational Properties of the Wolfram Model. *Complex Systems*, **29**, 599-654.
- [5] 黄永义. 量子力学的哥本哈根解释[J]. 物理与工程, 2020, 30(6): 3-11+14.
- [6] Margolus, N. and Levitin, L.B. (1998) The Maximum Speed of Dynamical Evolution. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **190**, 188-195. [https://doi.org/10.1016/S0167-2789\(98\)00054-2](https://doi.org/10.1016/S0167-2789(98)00054-2)
- [7] Gorard J. (2020) Some Quantum Mechanical Properties of the Wolfram Model. *Complex Systems*, **29**, 537-598.
- [8] Sibgatullin, N.R. (1991) *Relativistic Hydrodynamics*. Springer, Berlin.
- [9] 杨朝辉. 量子芝诺效应的物理诠释探讨[J]. 大学物理, 2022, 41(4): 11-13.