



北京工业大学学报
Journal of Beijing University of Technology
ISSN 0254-0037, CN 11-2286/T

《北京工业大学学报》网络首发论文

题目: 广义观测相对论: 时空在爱因斯坦广义相对论中为什么弯曲?
作者: 阮晓钢
网络首发日期: 2022-04-25
引用格式: 阮晓钢. 广义观测相对论: 时空在爱因斯坦广义相对论中为什么弯曲?
[J/OL]. 北京工业大学学报.
<https://kns.cnki.net/kcms/detail/11.2286.T.20220425.1041.002.html>



网络首发: 在编辑部工作流程中, 稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定, 且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式 (包括网络呈现版式) 排版后的稿件, 可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定; 学术研究成果具有创新性、科学性和先进性, 符合编辑部对刊文的录用要求, 不存在学术不端行为及其他侵权行为; 稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准, 正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性, 录用定稿一经发布, 不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容, 只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认: 纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊 (光盘版)》电子杂志社有限公司签约, 在《中国学术期刊 (网络版)》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版, 以单篇或整期出版形式, 在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊 (网络版)》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物 (ISSN 2096-4188, CN 11-6037/Z), 所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

广义观测相对论： 时空在爱因斯坦广义相对论中为什么弯曲？

阮晓钢

(北京工业大学信息学部, 北京 100124)

摘要：“观测相对论”（Observational Relativity, OR），基于不同于爱因斯坦狭义相对论之逻辑前提，却导出了形式上与洛伦兹变换完全相同的“广义洛伦兹变换”，概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换，揭示了物理学不同观测体系之间以及不同理论体系之间的对应关系，赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。本文基于 OR 理论和玻尔对应原理，建立“广义对应原理”；进而，基于“广义对应原理”，将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空，将爱因斯坦广义相对论由光学观测体系推广至一般观测体系，建立起与爱因斯坦广义相对论同构一致的“广义观测相对论”（General Observational Relativity, GOR）。GOR 理论为我们带来了有关爱因斯坦广义相对论的全新认识：时空并非真地弯曲——客观真实的时空是不会弯曲的；与一切观测上的相对论性效应一样，所谓“时空弯曲”，并非客观的物理现实，而是观测局域性所致之观测效应。GOR 理论概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论两大理论体系。GOR 理论中，牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论皆霍金言下之局部理论（Partial Theory），分属不同观测体系：牛顿万有引力论乃理想观测体系的产物，而爱因斯坦广义相对论则是光学观测体系的产物。根据 GOR 理论，不同观测体系存在不同程度的观测局域性，其观测上的引力时空呈现不同程度的弯曲状态：光速是有限的（ $c < \infty$ ），因而，光学观测体系存在观测局域性，这是爱因斯坦广义相对论之引力时空看起来有些弯曲的原因；理想观测体系无观测局域性存在，因而，牛顿万有引力论之引力时空代表客观真实的引力时空。广义对应原理意义下，GOR 理论与牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论具有严格的对应关系：光学观测体系情形，GOR 场方程严格地约化为爱因斯坦场方程，GOR 运动方程严格地约化为爱因斯坦广义相对论之运动方程；理想观测体系情形，GOR 场方程严格地约化为牛顿万有引力定律之泊松方程形式，GOR 运动方程严格地约化为牛顿第二定律之运动方程形式。这种严格的对应关系表明，GOR 理论，既与爱因斯坦广义相对论逻辑上一致，又与牛顿万有引力论逻辑上一致；同时，这种严格的对应关系印证了 GOR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。GOR 理论意味着，人类及其物理学需要重新认识牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论，重新认识引力相互作用及其相对论性效应，重新认识爱因斯坦基于广义相对论所做出的科学预言，重新认识客观世界，重塑人类的自然观。

关键词：对应原理，相对性原理，狭义相对论，广义相对论，观测相对论，局域性原理

General Observational Relativity: Why is the Spacetime Curved in Einstein's General Relativity?

RUAN Xiaogang

(Faculty of Information Technology, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China.)

收稿日期:2020-04-19

作者简介：阮晓钢(1958—)，男，教授，主要从事自然控制论和理论物理学方面的研究，E-mail: adrxg007@bjut.edu.cn

Abstract: The theory of observational relativity (OR for short), based on the logical prerequisites different from that of Einstein's special relativity, has derived the general Lorentz transformation (GLT for short) that is exactly the same as the Lorentz transformation in form. The GLT has generalized and unified the Lorentz transformation and the Galileo transformation, shed light on the corresponding relationship between different observation systems and between different theory systems in physics, and endowed Bohr's correspondence principle with more universal significance. On the basis of the theory of OR and Bohr's correspondence principle, this article builds up the principle of general correspondence (PGC for short). Having the aid of the PGC, the theory of OR is extended from inertial spacetime to gravitational spacetime, and Einstein's theory of general relativity is extended from the optical observation system to general observation systems. At last, we have established the theory of general observational relativity (GOR for short) that is exactly isomorphic with Einstein's theory of general relativity. The theory of GOR provides us with a new insight into Einstein's general relativity: objective and real spacetime is never curved; like all relativistic effects in observation, the so-called spacetime bending is not objective physical reality, but an observational effect resulting from observational locality. The theory of GOR has generalized and unified the two great theoretical systems, Newton's theory of universal gravitation and Einstein's theory of general relativity. In the theoretical system of GOR, Newton's theory of universal gravitation and Einstein's theory of general relativity are both partial theories that Hawking termed in his book "A Brief History of Time", and belong to different observation systems. The Newton's theory is the product of the idealized observation system; while the Einstein's theory is the product of the optical observation system. According to the theory of GOR, different observation systems have different degrees of observational locality, so that their observed gravitational spacetimes present different degrees of bending state: the speed of light is limited ($c < \infty$), and therefore the optical observation system has observational locality, which is why Einstein's gravitational spacetime looks somewhat curved; the idealized observation system has no observational locality, and therefore Newton's gravitational spacetime represents the objective and real gravitational spacetime. In the sense of the PGC, the theory of GOR has strict corresponding relations with both Newton's theory of universal gravitation and Einstein's theory of general relativity: in the case of optical observation system, GOR field equation is strictly reduced to Einstein's field equation, and GOR motion equation is strictly reduced to Einstein's motion equation; in the case of idealized observation system, GOR field equation is strictly reduced to Newton's law of universal gravitation in the form of Poisson's equation, and GOR motion equation is strictly reduced to the motion equation in the form of Newton's second law. Such strict corresponding relations show that the theory of GOR is logically consistent with both Einstein's theory of general relativity and Newton's theory of universal gravitation. Meanwhile, such strict corresponding relations corroborate the logical self-consistency and theoretical validity of GOR. The theory of GOR signifies that human beings and the physics they create have to reexamine Newton's theory of universal gravitation and Einstein's theory of general relativity, to reexamine Einstein's scientific predictions based on his general relativity, and to reshape human view of nature.

Key Words: correspondence principle, relativity principle, special relativity, general relativity, observational relativity, principle of locality

引言

《北京工业大学学报》2020 年第一期刊载了作者的《观测与相对论: 光速在爱因斯坦狭义相对论中为什么不变?》^[1], 报道了物理学一项新的理论: 观测相对论 (Observational Relativity, OR)。OR 理论给予我们关于爱因斯坦狭义相对论全新的认识。

根据 OR 理论^[1-3], 物理学一切理论体系皆依赖于观测, 不同观测体系导致不同理论体系: 伽利略变换和牛顿定律是理想观测体系的产物; 而洛伦兹变换和爱因斯坦狭义相对论则是光学观测体系的产物。

OR 理论发现: 一切物质运动之相对论性效应皆观

测效应, 而非客观真实的自然现象, 其根源在于观测局域性 (Observational Locality): $\eta < \infty$ 。OR 理论证明: 惯性时空中, 信息波速度 η (观测媒介传递观测信息的速度) 相对于观测者具有观测上的不变性; “光速不变性”是“信息波速度不变性”之特例, 仅当光或电磁相互作用担当观测媒介时成立。观测信息并非只能由光或电磁相互作用传递; 理论上, 任意物质波皆可为信息波, 任意物质运动形式皆可为观测媒介。

OR 理论, 基于不同于爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提, 却导出了与洛伦兹变换形式上完全相同的时空变换关系: “广义洛伦兹变换”, 其中, 时空变换因子 $\Gamma = \sqrt{(1 - v^2/\eta^2)}$, η 具有明确的物理意义, 即观测媒

介传递观测信息的速度,并非一定是光速 c 。广义洛伦兹变换概括统一了洛伦兹变换和伽利略变换,在玻尔对应原理下,既与洛伦兹变换严格对应: $\eta=c$ 时约化为洛伦兹变换;又与伽利略变换严格对应: $\eta \rightarrow \infty$ 时约化为伽利略变换。这种严格的对应关系,印证了广义洛伦兹变换既与伽利略变换又与洛伦兹变换具有逻辑上的一致性,同时,也印证了广义洛伦兹变换和 OR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。

物理学历史上,玻尔对应原理 (Correspondence Principle) 具有特殊地位^[4]。玻尔对应原理阐明了量子力学与经典力学的对应关系: 普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 时,量子体系同构一致地趋同于经典体系,意味着量子力学与经典力学具有逻辑上的同构一致性,因而,具有某种内在联系和对应关系。更重要地,玻尔对应原理成为发展物理学新理论新模型重要的思想基础和指导原则。正是对应原理,帮助玻尔建立了氢原子模型^[5-7],导致矩阵力学诞生^[8-10],促进量子力学发展^[11,12]。

OR 理论发现^[2,3]: 普朗克常数 h , 实为光学观测体系之测量参数,代表光学观测体系之分辨力及其观测上的不确定性。实际上,不同观测体系,其信息波速度 η 不同,观测分辨率不同,因而,具有不同的普朗克常数: h_η , 谓之“广义普朗克常数”。OR 理论建立了一个极为重要的恒等式: $h_\eta \eta = C$ (常数 $C = hc$)。这一关系式意味着,普朗克常数 h 只是广义普朗克常数 h_η 之特例: 仅当观测体系为光学体系 ($\eta = c$) 时 $h_\eta = h$ 。特别值得注意, $h_\eta \eta = C$ 正是玻尔对应原理的形式化表达: 广义普朗克常数趋于零 ($h_\eta \rightarrow 0$) 时,量子力学情形同构一致地对应变换为经典力学 ($\eta \rightarrow \infty$) 情形。

OR 理论揭示了物理学不同理论体系之间的内在联系,同时,揭示了物理学不同观测体系之间的内在联系,赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。理论上或逻辑上,物理学一切理论体系皆应具有其内在的对应关系,因循共同的逻辑前提或公理体系。实际上,无论是伽利略不变性,还是狭义相对性原理或广义协变原理,甚至等效原理,都是关于物理学不同理论体系之对应关系的原理。本文基于 OR 理论和玻尔对应原理,建立“广义对应原理”,概括了玻尔对应原理和相对性原理。广义对应原理的建立,将有助于物理学新理论的发展和旧理论的统一,并且,有助于物理学理论体系之逻辑上的一致性和自洽性检验。

霍金在其《时间简史》中说^[13]: 物理学支离破碎,被分割成许多局部理论 (Partial Theory); 物理学家们的终极目标是将它们统一起来。伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论,无疑是物理学史上最为伟大的理论;然而,我们并未真正地意识到,无论是伽利略-牛顿理

论还是爱因斯坦相对论,都只是霍金言下的局部理论。

基于广义对应原理,本文将爱因斯坦广义相对论由光学观测体系推广至一般观测体系,将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空,建立“广义观测相对论” (General Observational Relativity, GOR), 概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。

OR 理论之前,关于狭义相对论^[14],我们不能理解光速为什么不变。现在,OR 理论告诉我们: 光速并非真地不变;所谓“光速不变”,实乃观测效应,与一切观测上的相对论性一样,并非客观真实的自然现象,其根源和本质在于观测局域性。同样地,GOR 理论之前,关于广义相对论^[15],我们不能理解时空为什么弯曲。GOR 理论将会阐明: 时空并非真地弯曲——客观真实的时空是不会弯曲的! 所谓“时空弯曲”,实乃观测效应,与一切观测上的相对论性效应一样,并非客观真实的自然现象,其根源和本质同样在于观测局域性。实际上,无论是狭义的还是广义的相对论性效应,都只是观测局域性所致的表现现象。

GOR 理论将会阐明,牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论分属不同观测体系: 爱因斯坦广义相对论是光学观测体系的产物,服务于光学观测体系,其所描绘的引力时空是物理世界透过光学观测体系呈现给我们的一种光学观测映像,并非完全客观真实的自然世界;而牛顿万有引力论则是理想观测体系的产物,服务于理想观测体系,其所描绘的引力时空则是理想观测体系中的物理世界,乃客观真实的自然世界。

广义对应原理意义下,GOR 理论与牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论具有严格的对应关系: 光学观测体系情形,GOR 场方程严格地约化为爱因斯坦场方程,GOR 运动方程严格地约化为爱因斯坦广义相对论之运动方程;理想观测体系情形,GOR 场方程严格地约化为牛顿万有引力定律之泊松方程形式,GOR 运动方程严格地约化为牛顿第二定律之运动方程形式。这种严格的对应关系表明,GOR 理论,既与爱因斯坦广义相对论逻辑上一致,又与牛顿万有引力论逻辑上一致;同时,这种严格的对应关系印证了 GOR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。

GOR 理论是本文作者向北京工业大学学术委员会提交的科学研究报告,内容包括^[16]:

引言

1. 观测与观测代理
2. 广义对应原理
3. GOR 时空理论: 时空的观测和度量
4. 伽利略时空定理: 理想代理对弱场近似

5. GOR 场方程的建立
 6. 球对称引力时空之 GOR 场方程解
 7. GOR 理论与行星轨道之旋进
 8. GOR 理论与光之引力偏折
 9. GOR 理论与光之引力红移
 10. GOR 理论与引力波
 11. OR 和 GOR 与物理学十五大疑难
- GOR 后记

人类需要重新认识伽利略的思想和牛顿力学, 重新认识爱因斯坦的相对论, 重新认识引力相互作用及其相对论性效应, 重新认识爱因斯坦基于广义相对论所做出的科学预言, 重新认识“引力波”论, 重新认识“宇宙大爆炸”论, 重新认识客观世界, 重塑人类的时空观和自然观。

GOR 理论将给予我们关于牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论全新的认识。

1 观测与观测代理

GOR 理论试图将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空。OR 理论之基本概念和基本定义, 以及 OR 理论之基本前提和基本结论, 都将是 GOR 理论的基础。

OR 理论认为^[1]: “人类对客观世界的认识, 既依赖于观测, 又制约于观测。”然而, 我们并未真正地认识到观测和观测媒介在物理学及其理论体系中所扮演的角色及其特殊地位。人们以为, 爱因斯坦相对论是更好的理论, 而伽利略-牛顿理论则只是爱因斯坦相对论的某种近似。其实, 伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论分属不同观测代理, 其正确性或有效性取决于其所依赖的观测体系和观测媒介。

1.1 观测媒介 (Observation Medium)

观测, 即利用我们的感官或观测仪器获取被观测对象的信息。自然地, 被观测对象的信息必须借助于一定的媒介, 以一定的方式, 传递至我们的感官或观测仪器, 方能被我们感知或观测。

上世纪 20 年代, 德布罗意杜撰了“物质波”(Matter Wave) 概念, 提出德布罗意假设^[17-19]: 物质具有波粒二象性, 运动起来既似粒子, 又似波。波, 具有一种重要特性: 可调制性 (Modulability)。可调制性使波拥有了传递信息的特质。因此, 理论上, 作为物质波, 任意物质运动形式, 皆可扮演观测媒介的角色, 为观测者传递被观测对象的信息。

OR 理论建立了信息波 (Information Wave) 和信息子 (Informon) 的概念^[2,3]。所谓“信息波”, 即作为观测媒介的物质波, 为观测者传递被观测对象的信

息; 而所谓“信息子”, 即构成信息波的物质粒子。Železnikar 曾用 Informon 指代 Informational Entity^[20]。当我们用眼睛看世界的时候, 光波即信息波, 光子即信息子; 而当我们用耳朵听世界的时候, 声波即信息波, 气体分子即信息子。理论上, 一切物质波, 包括声波、水波、光波、电波、地震波、引力波, 皆可为信息波; 一切物质粒子, 包括光子、电子、质子、中子、原子、分子、中微子、引力子, 甚至一块岩石, 以及被观测对象自身, 皆可为信息子。

OR 理论表明^[1-3], 爱因斯坦相对论是以光为媒的理论体系, 其中, 信息波即光波, 信息子即光子。然而, 在我们的观测活动中, 为观测者传递观测信息的观测媒介, 并非只能是光波或光子。

或许, 将来有一天, “引力波”将会成为“信息波”而“引力子”将会成为“信息子”, 为我们传递观测信息。实际上, “引力波天文学”的概念已经形成^[21]。然而, 人们似乎并未认识到, 引力波可能会是超光速甚至远超光速的“信息波”。

1.2 观测局域性 (Observational Locality)

自然地, 不同观测媒介传递观测信息的速度会有所不同: 常温常压之大气声波速度 $v_a \approx 340 \text{ m/s}$; 水下超声波速度 $v_s \approx 1450 \text{ m/s}$; 光速 $c \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$; 依拉普拉斯计算^[22], 引力或引力波速度 $v_g > 7 \times 10^6 c$, 远超光速。然而, 无论如何, 观测媒介传递观测信息的速度是有限的, 此即观测上的局域性。这种观测局域性必然反映在物理学之理论体系或时空模型中。

局域性 (Locality), 或局域性原理, 在现代物理学中扮演着重要角色^[23]。爱因斯坦的局域性观念与其光速不变性假设联系在一起^[24]: 光速不可超越。1935 年, 爱因斯坦基于光速不可超越的局域性观念, 与同事 Podolsky 和 Rosen 一起, 构思了一个著名的思想实验: 量子纠缠, 史称 EPR 佯谬^[25], 以质疑量子力学的完备性。然而, 似乎越来越多的 EPR 实验支持量子纠缠和超光速现象^[26,27]。

无论光速是否不可超越, 有一点是肯定的: 宇宙不存在超距作用; 物质或信息, 跨越空间需要时间。然而, 物理学家们极少将物理世界的局域性明确地与观测或观测信息的传递联系起来。为了明确局域性对观测的制约, OR 理论建立了“观测局域性原理”。

观测局域性原理 (The Principle of Observational Locality, POL) ^[1]: 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 有限, 即 $\eta < \infty$; 观测信息跨越空间需要时间。

OR 理论发现^[1-3]: 观测局域性是一切相对论性效应的根源和本质。一切相对论性效应, 包括狭义相对

论中的“光速不变”效应和广义相对论中的“时空弯曲”效应, 皆观测效应, 乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 并非客观真实的自然现象。

1.3 观测代理 (Observation Agent)

OR 理论杜撰了一个新的概念: “观测代理”, 替代之前使用的“观测体系”概念, 以区别于“观测系统” (Observation System), 以及“观测系”或“参考系” (Reference System) 的概念; 更重要地, “观测代理”有其特定的内涵。实际上, 闵科夫斯基 4d 时空坐标框架就是一种特定的观测代理。

1.3.1 闵科夫斯基时空

爱因斯坦曾说^[28]: “我们应该把自己限定于 4d 空间和连续的实数坐标变换群。”他所指的是闵科夫斯基时空, 即闵科夫斯基专为爱因斯坦狭义相对论打造的 4d 时空坐标框架^[29,30]。

开始, 爱因斯坦并不认为闵科夫斯基 4d 时空坐标框架对于相对论有何必要性或重要意义。然而, 开展广义相对论研究之后, 爱因斯坦渐渐体会到, 自己的广义相对论似乎不得不建立在闵科夫斯基创建的 4d 时空坐标框架之中, 遂将闵科夫斯基时空由狭义相对论之惯性时空扩展至广义相对论之引力时空, 并给予闵科夫斯基的 4d 时空形式化方法高度评价。

闵科夫斯基时空乃一定义了时空度规 (Metric) $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu=0,1,2,3$) 和线元 ds 的 4d 微分流形 (Differentiable Manifold), 因而, 乃度量时空 (Metric Spacetime):

$$OA(c) \triangleq \left\{ X^{4d}(c): \begin{cases} x^0 = ct; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\} \quad (1.1)$$

$$\left\{ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right\}$$

其中, $OA(c)$ 代表以光或电磁相互作用为观测媒介的观测体系; $X^{4d}(c)$ 即 4d 光学观测时空: x^0 代表 1d 时间, (x^1, x^2, x^3) 代表 3d 空间, 可采用笛卡尔坐标 (x, y, z) 。

光学观测时空 $X^{4d}(c)$ 或为惯性时空或为引力时空: 狭义相对论之 $X^{4d}(c)$ 乃惯性时空, 即“闵科夫斯基时空”, 是平直的, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 乃不变张量, 谓之“闵科夫斯基度规”; 广义相对论之 $X^{4d}(c)$ 乃引力时空, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 依赖于时空坐标 x^α 和光速 c , 因而, 引力时空显得有些弯曲。

1.3.2 观测代理之定义

广义相对论中, 爱因斯坦将闵科夫斯基 4d 时空坐标框架由惯性时空扩展至引力时空。而 OR 理论则进一步将闵科夫斯基 4d 时空坐标框架由光学观测体系扩展至一般观测体系。

爱因斯坦并未真正地意识到, 自己创建的相对论, 包括狭义相对论和广义相对论, 都只是借助光观察物理世界的理论, 也并未真正地理解闵科夫斯基时空的本质意义。闵科夫斯基时空并不仅仅在于为爱因斯坦相对论提供一种 4d 时空坐标框架。实际上, $OA(c)$ 代表着一种特定的观测体系: 光学观测体系, 其中, 为观测者传递观测信息的观测媒介是光, 其传递观测信息的速度乃光速 c 。

OR 理论表明^[1-3]: 理论上, 一切物质运动形式皆可作为观测媒介传递观测信息。不同的观测媒介, 意味着不同的观测体系, OR 理论谓之“观测代理”: 眼睛是一类观测代理, 以光波为观测媒介; 耳朵则是另一类观测代理, 以声波为观测媒介。我们的观测器可以借助不同的“观测代理”, 其中, 一切物质运动形式皆可作为传递观测信息的观测媒介。

类比闵科夫斯基 4d 时空坐标框架 $OA(c)$, 以“信息波”之速度 η 替代式(1.1)中的光速 c , 则“观测代理”的概念可如下定义。

定义 1.1 (观测代理): 称以特定观测媒介传递观测信息的观测体系为“观测代理”, 记作 $OA(\eta)$, 定义为如下 4d 度量时空 (Metric Spacetime):

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta): \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\} \quad (1.2)$$

$$\left\{ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right\}$$

其中, η 为观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波的速度, 即 $OA(\eta)$ 之观测媒介传递观测信息的速度, 可谓任意物质运动速度; $X^{4d}(\eta)$ 代表 $OA(\eta)$ 之 4d 观测时空: x^0 代表 1d 时间, (x^1, x^2, x^3) 代表 3d 空间, 可采用笛卡尔坐标 (x, y, z) ; $g_{\mu\nu}$ 乃时空度规, 为一 2 阶张量: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 时 $X^{4d}(\eta)$ 为平直时空, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 时 $X^{4d}(\eta)$ 为弯曲时空。

观测代理 $OA(\eta)$ 概括了闵科夫斯基 4d 时空坐标框架 $OA(c)$: $\eta \rightarrow c$ 时, $OA(\eta)$ 即式(1.1)之 $OA(c)$ 。

然而, 需要特别指出: 闵科夫斯基 4d 时空, c 即真空光速, 是一个不变量; 然而, 在 GOR 理论中, 无论 η 或 c , 作为传递观测信息的信息波速度, 乃实时的观测信息传递速度。依照爱因斯坦广义相对论, 光速 c 在引力场中会衰减。若果真如此, 那么, 为爱因斯坦传递观测信息的速度将不再是真空光速 c , 而是衰减的和变化的光速。仅当理想化之情形下, $OA(\eta)$ 之 η 包括 $OA(c)$ 之 c 可视为恒定的速度。

正如爱因斯坦广义相对论需要建筑在光学观测代理 $OA(c)$ 之形式化框架之上, GOR 理论需要建筑在一般观测代理 $OA(\eta)$ 之形式化框架之上。

1.3.3 理想代理与现实代理

理论上, 观测代理 $OA(\eta)$ 之观测媒介可为任意物质运动形式, η 可为任意物质运动速度。特定观测代理意味着采用特定观测媒介的特定观测体系。

观测代理可以划分为理想的和现实的两类。

理想观测代理——

“理想观测代理”, 或称“伽利略代理”, 记作: $OA_\infty = OA(\infty)$, 其信息波之速度 η 无穷大, 不存在观测局域性 ($\eta \rightarrow \infty$), 观测信息的传递无需时间。

特别值得指出, 伽利略-牛顿理论所隐喻的, 正是“理想观测代理”。然而, 理想代理 OA_∞ 是可望而不可及的, 只能通过我们的理性方能构建。

现实观测代理——

“现实观测代理”, 即客观存在的观测代理, 是人类或智慧生命可用于感知客观世界的观测代理。

如表 1 所示, 物理世界存在各种可能的现实的观测代理: 陆地机器人之声纳可谓“蝙蝠代理” $OA(v_s)$; 水下机器人之声纳可谓“海豚代理” $OA(v_U)$; 以光或电磁相互作用为媒的观测代理可谓“光学代理” $OA(c)$ 或“爱因斯坦代理”; 以引力波为媒的观测代理可谓“引力波代理”或“拉普拉斯代理” $OA(v_G)$, 其中, $v_G > 7 \times 10^6 c$ 乃拉普拉斯引力速度^[22]。

现实观测代理 $OA(\eta)$ 皆存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。不同观测代理, 采用不同观测媒介, 传递观测信息的速度不同, 因而, 制约于不同程度的观测局域性, 呈现不同程度的相对论性效应。

OR 理论已经阐明, 不同观测代理导致不同理论体系或时空模型 (如表 1)^[1]: 洛伦兹变换和爱因斯坦狭义相对论是光学观测代理 $OA(c)$ 的产物; 而伽利略变换和经典力学则是理想观测代理 OA_∞ 的产物。不同理论体系或时空模型服务于不同观测代理。

GPS 卫星系统采用无线电通讯, 其观测代理即光学代理 $OA(c)$, 因而, 其时间测定依赖爱因斯坦相对论: $d\tau = dt(c) \sqrt{1 - v^2/c^2}$ 。

深海, 将是未来人类重要的探索领域; 多机器人深海协同作业, 必须借助海豚代理 $OA(v_U)$: 利用水声通讯。特别注意, 虽然, 水下机器人速度 (0.1-10m/s) 远低于卫星速度 (7.9-11.2 km/s), 然而, 其比值却远大于水声速度 (1450m/s) v_U 与光速 (3×10^8 m/s) c 之比。这意味着, 水下机器人协同系统较之 GPS 卫星系统, 其相对论性效应会更为显著, 其时间测定更需要依赖“海豚相对论”^[31]: $d\tau = dt(v_U) \sqrt{1 - v^2/v_U^2}$ 。可见, 亚光速观测代理也具有其存在的价值和意义。

未来, 人类或许将会发明超光速观测代理, 比如引力波代理 $OA(v_G)$, 其中, 或许正如拉普拉斯计算所得^[22]: 引力波速度 $v_G > 7 \times 10^6 c$ 。超光速观测代理将为我们传递更为实时的观测信息, 呈现给我们更为客观真实的宇宙或自然世界。

爱因斯坦相对论, 包括狭义的和广义的, 是光学代理 $OA(c)$ 之理论体系, 其呈现给观测者的是客观世界的一种光学映像。而伽利略-牛顿理论则是理想代理 OA_∞ 之理论体系, 其呈现给观测者的是客观世界之真实写照。而观测相对论, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 则是一般观测代理 $OA(\eta)$ 的理论体系, 将会概括和统一伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论。

1.4 观测时空和观测物理量

时间和空间是宇宙的重要属性。人类对时间和空间的认知, 从朴素的绝对时空观到如今占据统治地位的相对时空观, 经历着曲折的认知进程。

伽利略和牛顿持绝对时空观^[32-35]: 空间永恒不变地存在着; 而时间则静静地流淌着。伽利略变换代表着绝对时空观: 时间和空间相互独立, 不同观测者持相同时间, 无需时间变换; 空间即空间, 时间即时间。马赫和爱因斯坦持相对时空观^[36-38]: 空间, 是相对的; 时间, 也是相对的。洛伦兹变换, 或称“菲兹杰拉德-洛伦兹变换”^[39,40], 代表着相对时空观: 时间和空间相互依存; 时间亦空间, 空间亦时间。于是, 时间和空间合并形成了“时空” (Spacetime) 概念。

如今, 主流物理学界普遍支持相对时空观, 因为, 观测和实验似乎更倾向于支持洛伦兹变换和爱因斯坦相对论。然而, 物理学家们没能意识到, 洛伦兹变换和爱因斯坦相对论是光学代理的产物。我们的观测和实验大多借助于光学代理 $OA(c)$; 这是观测和实验大多支持洛伦兹变换和爱因斯坦相对论的原因。如果我们能借助理想代理 OA_∞ 观测时空, 那么, 我们的观测和实验将会倾向于支持伽利略变换-牛顿理论。

时空乃客观存在。无论人类存在或不存在, 观测或不观测, 它在那里, 并且, 就在那里。人类必须依靠自己的感官, 或者, 借助自己创造的观测仪器, 方能感知时空及其物质的存在。然而, 制约于观测局域性 ($\eta < \infty$), 我们借助任意观测代理 $OA(\eta)$ 所感知或观测到的时空 $X^{4d}(\eta)$ 都只是一种“观测时空”: 客观时空的一个映像而已。“观测时空”并非客观真实的“固有时空”。因此, 物理学需要将“观测时空”与“固有时空”区别开来。

所谓“观测时空”, 即观测者借助特定观测代理 $OA(\eta)$ 所观测到的时空 $X^{4d}(\eta)$ 。制约于观测局域性

($\eta < \infty$), 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 及其物质体系之物理量的观测值未必等同于其客观真实的物理量。因此, 物理学需要将“观测物理量”与客观真实的“固有物理量”区别开来。

那么, 什么是客观真实的物理量呢?

时空及其物质体系的物理量, 其观测值依赖于观测: 相对于不同观测者或不同观测代理, 同一物质体系之同一物理量可能具有不同观测值, 此即“观测物理量”。然而, 客观真实的物理量是时空和物质体系所固有的, 可谓“固有物理量”: 不依赖于观测, 不依赖于观测者, 不依赖于观测体系或观测代理。

根据 OR 理论^[1], 相对论性效应实为观测效应, 源于观测局域性, 同时, 依存于两种因素: 第一, 相对运动(狭义相对论之情形); 第二, 相互作用(广义相对论之情形)。OR 理论有时采用“自由时空”作为“惯性时空”的替代概念。所谓“自由时空”, 即不存在任何力或相互作用的时空。我们约定: “自由时空”记作 S_F ; 而“观测物理量”的概念和“固有物理量”的概念则可如下定义于自由时空 S_F 。

定义 1.2 (观测物理量和固有物理量): 设有物质体系 P 和观测者 O 及其观测代理 $OA(\eta)$, 若 O 借助 $OA(\eta)$ 观测到 P 之物理量 U , 则称 U 为 P 相对于 $OA(\eta)$ 之 O 的“观测物理量”; 若 P 和 O 相对静止于 S_F , 或 $OA(\eta)$ 为理想观测代理 OA_∞ , 则称 U 为 P 之“固有物理量”, 记作 U_∞ 。

定义 1.2 意味着, 观测者 O 观测所得之“观测物理量” U 依赖于观测和观测代理 $OA(\eta)$: $U=U(\eta)$ 。OR 理论已经阐明, GOR 理论将会进一步阐明, 制约于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$), 观测者之“观测物理量”并不等同于“固有物理量”。

OR 理论已经阐明, GOR 理论将会进一步阐明, $\eta \rightarrow \infty$ 时 $U \rightarrow U_\infty$: 理想观测代理 OA_∞ 之一切“观测物理量”趋同于“固有物理量”。理想观测代理 OA_∞ 代表着客观真实的物理世界。因而, 定义 1.2 之“固有物理量”代表着客观真实的物理量。

定义 1.2 对“固有物理量”的测定, 要求观测对象 O 与被观测对象 P 相对静止。更严格地, 还应要求 P 是静态的, 即其物理量不随时间变化。等价地, 可要求 O 和 P 位于同一空间坐标, 或者, 观测代理 $OA(\eta)$ 乃理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$); 如此, P 之信息传递至 O 便无需时间, P 相对于 O 便是静止的和静态的。

定义 1.2 隐喻着一个重要问题: 作为客观真实的物理量, “固有物理量”是可观测或可测定的吗?

依定义 1.2, 任意物质体系 P 之“固有物理量”的

测定, 无论要求 P 静止于“自由时空” S_F 且观测者 O 相对于 P 静止, 还是要求 P 是静态的, 或 O 和 P 位于同一空间坐标, 或 O 借助理想代理 OA_∞ , 都是理想化的, 甚至是非物理现实的。就此意义而言, 绝对客观真实的“固有物理量”是不可观测的, 或者说, 是无法测定的。或许, 正因为如此, 我们的物理学需要给予观测在其理论体系或物理模型中不可获取的特殊地位, 建立“观测物理量”的概念, 将“观测物理量”与客观真实的“固有物理量”区别开来。

观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 是 OR 理论和 GOR 理论最重要的物理量; 信息波速度 η 在 OR 理论和 GOR 理论中所扮演的角色, 正如光速 c 在爱因斯坦狭义相对论和广义相对论中所扮演的角色。需要明确一点: $OA(\eta)$ 之信息波或信息子的速度 η 乃观测媒介传递观测信息的; 而光学观测代理 $OA(c)$ 之信息波速度则是光或光子之速度 c 。

或许, 定义 1.2 之“观测物理量”和“固有物理量”的概念, 对应实验物理学家们的工作有特别意义。

1.5 信息波速度不变性

OR 理论基于时间定义及其“时频比不变性”导出“观测相对论”整个理论体系, 其中, 从某种意义上说, 最重要的逻辑结论即“信息波速度不变性”^[2,3]。正是“信息波速度不变性”, 揭示了“光速不变性”的根源和本质。

“信息波速度不变性”不仅是 OR 理论的逻辑结论, 而且, 将是 GOR 理论重要的逻辑前提。这正是我们在此论述“信息波速度不变性”的原因。

1.5.1 爱因斯坦之光速不变性

让我们从“光速不变性原理”说起。

众所周知, “光速不变性原理”是爱因斯坦狭义相对论最重要的逻辑前提。

1887 年, 因循麦克斯韦的建议^[41], 迈克尔逊和莫雷开展了一项旨在捕捉以太 (Ether) 的实验^[42]。他们没能发现以太, 却遇到了一个问题: 伽利略速度叠加原理失效了。迈克尔逊-莫雷实验显示, 光速与地球轨道速度叠加, 仍然是光速。

针对迈克尔逊-莫雷实验所观测到的现象, 菲兹杰拉德猜想: 空间会收缩^[39]; 洛伦兹猜想: 时间会膨胀^[40]。于是, 诞生了菲兹杰拉德-洛伦兹变换, 后人习惯称之为“洛伦兹变换”。可见, 洛伦兹变换原本只是一个唯象模型, 而非理论或逻辑结论。

1905 年, 爱因斯坦设立“光速不变性原理”^[14]。

光速不变性原理 (The Principle of the Invariance of

Light Speed) [14]: 惯性时空中, 真空光速 c 相对于任意观测者都是相同的和不变的。

基于“光速不变性原理”, 爱因斯坦得以从理论上导出洛伦兹变换, 最终, 建立起爱因斯坦狭义相对论之整个理论体系。

人们以为, 爱因斯坦的“光速不变性原理”得到包括迈克尔逊-莫雷实验等观测实验的验证支持, 是正确无疑的; 因而, 爱因斯坦狭义相对论也是正确无疑的。如今, 在主流物理学界, 爱因斯坦相对论, 包括“光速不变性原理”以及狭义相对论和广义相对论, 获得了圣经一般的地位, 是不可挑战的。

然而, “光速不变性”并不具有作为“原理”所应具备的“不证自明”特性。尽管“光速不变性”似乎得到了观测和实验支持, 然而, 人们知其然而不知其所以然, 至今不能真正地理解光速为什么不变。

1.5.2 OR 理论之信息波速度不变性

“光速不变性原理”只是爱因斯坦相对论的一个假设性逻辑前提, 而“信息波速度不变性”则是 OR 理论基于时间定义从理论上导出的逻辑结论。

信息波速度不变性 (The Invariance of Information-Wave Speed) [1]: 惯性时空中, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 相对于任意观测者都是相同的, 具有观测上的不变性。

根据 OR 理论, 无论爱因斯坦的“光速不变性”还是 OR 理论的“信息波速度不变性”, 其实, 都只是一种观测上的相对论性效应, 即所谓“观测效应”, 并非客观真实的自然现象。

物理世界并不真地存在“不变的速度” (Invariant Speed): 光速并非真地不变。“光速不变性”只是“信息波速度不变性”一个特例。任何物质运动形式, 当其作为观测媒介为观测者传递观测信息时, 其速度相对于观测者就会呈现出不变性。

实际上, 与其说迈克尔逊-莫雷实验是对爱因斯坦之“光速不变性原理”的支持, 不如说是对 OR 理论之“信息波速度不变性”的支持。

一群大雁从天空中飞过, 我们可以用眼睛看, 那时, 为我们传递大雁信息的观测媒介是光波; 我们也可以耳朵听, 那时, 为我们传递大雁信息的观测媒介是声波。迈克尔逊-莫雷实验中, 被观测的对象是光 (一群光子)。那么, 是什么作为观测媒介在为迈克尔逊和莫雷传递有关光之运动信息呢? ——是光自身! 换句话说, 迈克尔逊-莫雷实验之观测代理即光学观测代理 $OA(c)$, 其“信息波”即光波。因而, 光在迈克

尔逊-莫雷实验中呈现出观测上的不变性。

迈克尔逊-莫雷实验呈现的“光速不变性”现象, 其实, 正是“信息波速度不变性”的体现。

1.5.3 光速不变性与爱因斯坦广义相对论

“光速不变性原理”, 既是爱因斯坦狭义相对论之逻辑前提, 又是爱因斯坦广义相对论之逻辑前提。

闵科夫斯基时空, 即光学观测代理 $OA(c)$ 之 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(c)$ (式(1.1)), 是与“光速不变性原理”联系在一起的。

闵科夫斯基时空乃惯性时空, 依式(1.1), 成立:

$$\begin{aligned} ds^2 &= c^2 g_{00} dt^2 + 2c g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ \begin{cases} dt = \frac{dx^0}{c} = \sqrt{\frac{ds^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2}{c^2}} \\ d\tau = \frac{ds}{c} \end{cases} & \quad (g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}) \quad (1.3) \end{aligned}$$

其中, dt 为观测时元, $d\tau$ 为固有时元; 其比值 $\gamma = dt/d\tau$ 即时空变换因子 (或称“洛伦兹因子”):

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \left(v = \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}}{dt} \right) \quad (1.4)$$

其中, 洛伦兹因子 γ 隐喻着“光速不变性”。

本质上, 闵科夫斯基时空, 或者说, 光学观测代理 $OA(c)$ 之 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(c)$ (式(1.1)), 是“光速不变性原理”的一种形式化表达, 其中, 时间轴 $x^0=ct$ 代表着“光速不变性”。

特别需要指出, 闵科夫斯基时空, 即光学观测代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ (式(1.1)), 不仅是爱因斯坦狭义相对论之 4d 时空坐标框架, 而且, 也是爱因斯坦广义相对论之 4d 时空坐标框架。因而, “光速不变性原理”, 不仅是爱因斯坦狭义相对论之逻辑前提, 而且, 也是爱因斯坦广义相对论之逻辑前提。通过“等效原理”, “光速不变性”即可在爱因斯坦广义相对论中发挥其作为“原理”的作用 [15,31]。

1.5.4 信息波速度不变性与 GOR 理论

“信息波速度不变性”, 既是 OR 理论的逻辑结论, 同时, 又将是 GOR 理论之逻辑前提。

OR 时空和 GOR 时空, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$ (式(1.2)), 是与“信息波速度不变性”联系在一起的。

OR 时空乃惯性时空, 依式(1.2), 成立:

$$\begin{cases} ds^2 = \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ \left\{ \begin{aligned} dt &= \frac{dx^0}{\eta} = \sqrt{\frac{ds^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2}{\eta^2}} \quad (g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}) \\ d\tau &= \frac{ds}{\eta} \quad (g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}; dx = dy = dz = 0) \end{aligned} \right. \end{cases} \quad (1.5)$$

其中, dt 为观测时元, $d\tau$ 为固有时元; 其比值 $\Gamma(\eta) = dt/d\tau$ 即时空变换因子:

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \left(v = \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}}{dt} \right) \quad (1.6)$$

其中, 时空变换因子 Γ 隐喻着“信息波速度不变性”。

正如闵科夫斯基 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(c)$ (式(1.1)) 是“光速不变性原理”的形式化表达, OR 时空和 GOR 时空 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$ (式(1.2)) 则是“信息波速度不变性”之形式化表达。 $X^{4d}(c)$ 之时间轴 $x^0=ct$ 代表着“光速不变性”, 而 $X^{4d}(\eta)$ 之时间轴 $x^0=\eta t$ 则代表着“信息波速度不变性”。

对照式(1.2)和式(1.1)可知, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 与光学观测代理 $OA(c)$ 形式相同, 是“同构”的。闵科夫斯基时空和 OR 时空皆惯性时空; 而广义相对论之时空和 GOR 时空则为引力时空。然而, 如 1.5.3 所述, “光速不变性原理”, 既是爱因斯坦狭义相对论的基本前提, 同时, 也是爱因斯坦广义相对论的基本前提。同样的逻辑, 作为 OR 理论之逻辑结论的“信息波速度不变性”, 必定可作为 GOR 理论的逻辑前提。类似“光速不变性原理”在爱因斯坦广义相对论中的情形, 通过“等效原理”, “信息波速度不变性”即可在 GOR 理论中发挥其作为逻辑前提的作用。

将 $OA(c)$ 之“光速不变性”对应变换为 $OA(\eta)$ 之“信息波速度不变性”, 正是 GOR 理论将爱因斯坦广义相对论由光学代理 $OA(c)$ 对应变换至一般观测代理 $OA(\eta)$ 的重要逻辑途径。

光学观测代理 $OA(c)$ 是一般观测代理 $OA(\eta)$ 的特例; 而 $OA(c)$ 之“光速不变性”则是 $OA(\eta)$ 之“信息波速度不变性”的特例。可以设想: 将 $OA(c)$ 之“光速不变性”推广为 $OA(\eta)$ 之“信息波速度不变性”, 并且, 因循或类比爱因斯坦狭义相对论的逻辑, 必定能导出概括爱因斯坦狭义相对论的 OR 相对论; 同样地, 因循爱因斯坦广义相对论的逻辑, 必定能导出概括爱因斯坦广义相对论的 GOR 理论。

因此, 就其逻辑而言, 我们有理由将作为广义相对论逻辑前提的“光速不变性”推广为“信息波速度不变性”, 因循或类比爱因斯坦广义相对论的逻辑, 将爱因斯坦广义相对论由光学观测代理 $OA(c)$ 推广至

一般观测代理 $OA(\eta)$, 将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空, 最终, 建立 GOR 理论之整个理论体系。

1.6 OR 时空之相对论性与观测效应

爱因斯坦视相对论性效应为时空和物质运动的本质特性。这也是目前主流物理学界的认识。然而, OR 理论发现^[1-3], 一切相对论性效应, 包括“同时性的相对性”和“时涨尺缩”效应, 乃至“光速不变性”, 皆观测效应, 乃观测局域性所致。

如果说“信息波速度不变性”是 OR 理论最重要的逻辑结论, 那么, “一切相对论性效应皆观测效应”则是 OR 理论最重要的发现。

1.6.1 OR 时空变换因子

根据 OR 理论, 观测时空并非客观真实的固有时空, 观测物理量并非客观真实的固有物理量。

任意物理量 U 皆有其“固有量” U_0 , 是客观真实的, 不依赖于观测。然而, 制约于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$), U 之“观测量”却依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于观测媒介传递观测信息的速度 η : $U = U(\eta)$ 。此即所谓“观测效应”。

时间在相对论性效应中扮演着至关重要的角色。

OR 时空, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 呈现给观测者的惯性观测时空, 非固有时空, 如式(1.5)所示, 其观测时间 dt 并非客观真实的“固有时间”(原时) $d\tau$ ——

(1) 固有时间: $d\tau = ds/\eta$ 。

(2) 观测时间: $dt = dx^0/\eta \neq d\tau$;

OR 理论有一个重要的物理量, 所谓“时空变换因子”: $\Gamma(\eta) = dt/d\tau$, 即“观测时间” dt 与“固有时间” $d\tau$ 之比; 如式(1.6)所示 ——

$$\text{OR 时空变换因子: } \Gamma(\eta) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}}$$

OR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = dt/d\tau$ 表征惯性时空及其物质运动之相对论性, 因而, 又称“相对论性因子”。

1.6.2 一切相对论性效应皆观测效应

爱因斯坦狭义相对论中, 时空变换因子即洛伦兹因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, 光速 c 乃不变量。若 $v=0$, 则 $\gamma=1$ 而 $dt=d\tau$, 无相对论性效应; 若 $|v|>0$, 则 $\gamma>1$ 而 $dt>d\tau$, 此即所谓“时间膨胀”, 乃相对论性效应。据此, 爱因斯坦和主流物理学界认为, 一切狭义相对论性效应, 包括惯性时空之“时间膨胀”和“量尺收缩”, 乃至“光速不变性”, 其本质乃物质运动 ($|v|>0$)。

OR 理论同样存在“时间膨胀”效应: 若 $|v|>0$ 而 $\eta < \infty$, 则 $dt > d\tau$ 。然而, OR 理论显示: “时间膨胀”

的根源在于观测局域性 ($\eta < \infty$), 而非物质运动 ($|v| > 0$)。

根据式(1.5)和(1.6), 如表 1 所示, 不同观测代理, 其观测媒介传递观测信息的速度不同, 具有不同程度的观测局域性, 因而, 其观测时间会不同程度地“膨胀”。对于不同观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$, 若 $\eta_2 > \eta_1$, 则 $\Gamma(\eta_2) < \Gamma(\eta_1)$, $dt(\eta_2) < dt(\eta_1)$ 。这意味着, 观测时间 $dt = dt(\eta)$, 其“膨胀”依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 是一种观测效应, 而非客观真实的自然现象。

根据 OR 理论^[1-3], 时空和物质运动的相对论性效应可由相对论性因子 $\Gamma(\eta)$ 表征。式(1.6)之相对论性因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 可依泰勒级数分解:

$$\begin{aligned}\Gamma(\eta) &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \\ &= 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^4} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{v^6}{\eta^6} + \dots \quad (1.7) \\ &= \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta) \quad \left(\Gamma_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = 1 \right)\end{aligned}$$

其中, $\Gamma_\infty = \Gamma(\infty) \equiv 1$ 乃伽利略因子, 不依赖于观测, 不含观测效应, 代表客观真实的物理存在; $\Delta\Gamma(\eta)$ 乃“观测效应因子”, 其各项皆依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 。

特别注意: OR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 之泰勒级数(1.7)中, 只有第一项 $\Gamma_\infty \equiv 1$ 不依赖于观测; 而其余各项皆依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之观测媒介传递观测信息的速度 η 。因此, 只有伽利略因子 $\Gamma_\infty \equiv 1$ 代表客观真实的存在; 而 $\Delta\Gamma(\eta)$ 则代表着纯粹的观测效应或表观现象。

OR 理论中, 对于给定的物质运动速度 v , 信息波速度 η 越大, $\Delta\Gamma(\eta)$ 越小, 物质运动所呈现的相对论性效应越弱; 当时 $\eta \rightarrow \infty$, $\Delta\Gamma(\eta) \rightarrow 0$, 一切观测上的相对论性效应随之消失, 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 回归伽利略时空 X^{4d}_∞ , 呈现出客观真实的自然世界。

不同观测代理导致不同程度的观测效应, 充分地表明, 相对论性效应依赖于观测, 乃观测效应。

$\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta)$ 意味着:

- 第一, 我们的观测既包含着客观存在 (Γ_∞) 又包含着表观现象或观测效应 ($\Delta\Gamma(\eta)$);
- 第二, 相对论性效应乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 而非时空和物质运动的本质特性。

一切相对论性, 包括“光速不变性”, 皆观测效应。时间, 以及质量和能量, 乃最基本物理量, 其相对论性效应, 乃基本的相对论性效应和观测效应。解析“光速不变性”, 解析“时间膨胀”, 解析“相对论性质量”和“相对论性能量”, 将有助于我们进一步理解相对论性效应的根源和本质, 进一步理解观测

代理之观测局域性和观测效应。

1.6.3 光速为什么不变?

OR 理论阐明^[1-3]: “光速不变性”实乃观测效应。

“光速不变性”本身是一种相对论性效应。然而, 与其它一切相对论性效应不同, “光速不变性”是爱因斯坦相对论之逻辑前提, 而其它一切相对论性效应, 包括“时间膨胀”, 以及“相对论性质量”和“相对论性能量”, 皆爱因斯坦相对论之逻辑结论。

自然地, 作为其逻辑前提, 爱因斯坦相对论本身并不能解释光速为什么不变。因而, 人们至今不能理解“光速不变性”, 当然, 也就不能理解作为其逻辑结论的其它一切相对论性效应。

爱因斯坦狭义相对论之时空变换因子(洛伦兹因子) $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 意味着: 惯性时空中, 真空光速 c 乃宇宙极限速度, 是不可超越的, 因而, 光速具有不变性。然而, 洛伦兹因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 是由“光速不变性”假设导出作为逻辑前提的; 如此循环论证并不能回答“光速为什么不变”的问题。

现在, OR 理论阐明(如 1.5 所述), “光速不变性”只是“信息波速度不变”之特例, 仅当光作为观测媒介时成立。根据 OR 理论, 光, 并非人类感知客观世界所能借助的唯一的观测媒介; 光速, 也并非上帝或宇宙为传递观测信息而设置的极限速度。

OR 时空变换因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 表明, 不是上帝, 而是观测代理 $OA(\eta)$, 为我们设置了观测极限: 你不能指望借助观测代理 $OA(\eta)$ 观测超越 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 的物质运动; 当然, 你也不能指望借助光观测超光速物质运动。

洛伦兹因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 隐喻着爱因斯坦的“光速不变性”, 而 OR 时空变换因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 则隐喻着“信息波速度不变性”。“光速不变性”乃至“信息波速度不变性”皆纯粹的观测效应, 是观测代理之“信息波”为观测者传递观测信息时的表观现象。

假定惯性观测者 O 和 O' 观测光子 P 之运动, O 和 O' 之相对运动速度为 v , O 和 O' 观测到 P 之运动速度分别为 u 和 u' ; 如果 $u' = c$, 那么, u 呢? (这一问题的现实版即迈克尔逊-莫雷实验^[42], 其中, $v \approx 3 \times 10^4$ m/s 为地球围绕太阳之公转速度。)

当我们用肉眼观测空中的飞鸟时, 为我们传递鸟之信息的是光。那么, 迈克尔逊-莫雷实验中, 为迈克尔逊和莫雷传递光子 P 之信息的观测媒介是什么呢? 借助不同的观测代理, 观测者有不同的观测结果。

根据伽利略速度叠加原理:

$$u = u_{\infty} = u' + v = c + 3 \times 10^4 > c \quad (1.8)$$

伽利略速度叠加原理乃理想代理（伽利略代理） OA_{∞} 之物理模型。式(1.8)之结论符合我们理性。

然而，在实际的迈克尔逊-莫雷实验中，为光子 P 传递信息的是光子 P 自身，相应的观测代理乃光学代理（爱因斯坦代理） $OA(c)$ 。

依爱因斯坦狭义相对论之速度叠加公式：

$$u = u(c) = \frac{u' + v}{1 + u'v/c^2} = \frac{c + v}{1 + cv/c^2} = c = u' \quad (1.9)$$

此即“光速不变性”，符合迈克尔逊-莫雷实验。

迈克尔逊-莫雷实验中，被观测对象 P 是光，为观测者传递观测信息的也是光：光波即“信息波”，光子即“信息子”。这是迈克尔逊-莫雷实验中光速表现出“不变性”的原因。

实际上，假设惯性观测者 O 和 O' 借助观测代理 $OA(\eta)$ 以 $OA(\eta)$ 之“信息子”为被观测对象 P ，如果 $u' = \eta$ ，那么，根据 OR 速度叠加公式：

$$u = u(\eta) = \frac{u' + v}{1 + u'v/\eta^2} = \frac{\eta + v}{1 + \eta v/\eta^2} = \eta = u' \quad (1.10)$$

此即“信息波速度不变性”。

特别值得指出：“信息波速度不变性”能更好地诠释迈克尔逊-莫雷实验——不仅解释了其“光速不变”的现象，而且，解释了“光速不变”的原因。

将来，人类一定会发现超光速观测媒介，发明超光速观测代理。如表 1 中的引力波代理（拉普拉斯代理） $OA(v_G)$ 。假定引力波速度真如拉普拉斯之计算 $v_G > 7 \times 10^6 c$ ，那么，依 OR 理论之速度叠加公式得：

$$\begin{aligned} u = u(v_G) &= \frac{u' + v}{1 + u'v/v_G^2} \quad (\eta = v_G) \\ &= \frac{c + 3 \times 10^4}{1 + 3 \times 10^4 c / (7 \times 10^6)^2 c^2} = \frac{c + 3 \times 10^4}{c + 6.122 \times 10^{-10}} c \quad (1.11) \\ &\approx (1 + 10^{-4}) c \quad (c + v = u_{\infty} > u(v_G) > c) \end{aligned}$$

那时，我们会发现，光速并非真地不变。所谓“光速不变性”，实乃“信息波速度不变性”，是光学观测代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致，是一种观测上的相对论性效应。

简而言之：“光速不变性”纯属观测效应。

1.6.4 时间的膨胀

观测时间的“膨胀”，可谓最基本的相对论性效应或最基本的观测效应。甚至可以说，“时间膨胀”是“光速不变”的原因；或者说，“光速不变”是“时间

膨胀”的结果。（其实，OR 理论正是以时间定义为其最基本的逻辑前提而建立起来的^[2,3]。）

客观真实的时间，是伽利略时空 X^{4d}_{∞} 之时间 $d\tau$ （原时），也即理想观测代理 OA_{∞} 之时间。

若 $\eta \rightarrow \infty$ ，则由式(1.6)可知，观测时间 dt 即“固有时间”或“原时” $d\tau$ ：

$$dt = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) d\tau = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{d\tau}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}} = d\tau \quad (1.12)$$

然而，一般地，制约于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)，观测时间 dt 并不等同于“固有时间”（原时） $d\tau$ 。根据式(1.6)和式(1.7)， $v \neq 0$ 而 $\eta < \infty$ 时：

$$dt = \frac{d\tau}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}} = \Gamma_{\infty} d\tau + \Delta\Gamma(\eta) d\tau > d\tau \quad (1.13)$$

此即所谓“时间膨胀”。

客观真实的时间 $d\tau$ 是不依赖于观测或观测代理 $OA(\eta)$ 的。根据式(1.13)，观测时间 dt 依赖于观测代理 $dt = dt(\eta)$ ：不同观测代理 $OA(\eta)$ ，观测媒介传递观测信息的速度 η 不同，相应的观测时间 dt 会不同程度地“膨胀”。而 $\eta \rightarrow \infty$ 时，这种观测上的“时间膨胀”现象便会随之消失；观测时间 dt 回归客观真实的固有时间 $d\tau$ 。这意味着，观测时间 dt 的“膨胀”实为观测效应，而非客观真实的自然现象，其根源和本质在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)。

式(1.13)中， $\Delta\Gamma(\eta)d\tau$ 即“膨胀”的时间 Δdt ：

$$\begin{aligned} \Delta dt(\eta) &= dt(\eta) - d\tau = \Delta\Gamma(\eta) m_0 \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \frac{v^2}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^4} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{v^6}{\eta^6} + \dots \right\} d\tau \quad (1.14) \end{aligned}$$

其中， Δdt 之泰勒级数余项完全依赖观测代理 $OA(\eta)$ ，不含任何客观真实的时间成份，纯属观测效应。

“观测时间” dt 不同于客观真实的“固有时间”（原时） $d\tau$ ，这一事实具有深刻寓意：一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ ，并非客观真实的伽利略时空 X^{4d}_{∞} ，而只是自然世界透过观测代理 $OA(\eta)$ 呈现给观测者的一种观测映像。

1.6.5 相对论性质量

相对论性质量，OR 理论谓之“观测质量”。相对论性质量，或观测质量。也会“膨胀”。

客观真实的质量，是伽利略时空 X^{4d}_{∞} 之质量 m_0 （“固有质量”），也即理想观测代理 OA_{∞} 之质量。

由 OR 理论之“质速关系”可知，若 $\eta \rightarrow \infty$ ，则物质体系之“观测质量” m 即“固有质量” m_0 ：

$$m = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) m_o = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{m_o}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} = m_o \quad (1.15)$$

然而,一般地,制约于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$), 观测质量 m 并不等同于“固有质量” m_o 。根据 OR 理论之“质速关系”, $v \neq 0$ 而 $\eta < \infty$ 时:

$$m = \frac{m_o}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} = \Gamma_\infty m_o + \Delta\Gamma(\eta) m_o > m_o \quad (1.16)$$

此即观测质量的“膨胀”。

爱因斯坦狭义相对论中, m_o 被称作“静止质量”(Rest Mass), 而 $m=m(c)$ 则被称作“相对论性质量”(Relativistic Mass)。爱因斯坦和主流物理学界认为, 物质体系之质量随运动增长, 因而, 相对论性质量 m 大于静止质量 m_o , 并且, 具有更强的引力效应。这就导致了一种悖论: 同一物质粒子, 在不同的惯性观测者看来, 有不同的质量, 进而, 呈现出不同的引力效应。其实, 如此逻辑悖论已经表明, 相对论性质量效应, 只是一种观测效应。

客观真实的质量 m_o 是不依赖于观测或观测代理 $OA(\eta)$ 的。根据式(1.15), 观测质量 m 的“膨胀”依赖于观测代理 $m=m(\eta)$: 不同观测代理 $OA(\eta)$, 观测媒介传递观测信息的速度 η 不同, 相应的观测质量 m 会不同程度地“膨胀”。而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 这种观测上的“质量膨胀”现象便会随之消失; 观测质量 m 回归客观真实的固有质量 m_o 。这意味着, 观测质量 m 的“膨胀”实为观测效应, 而非客观真实的自然现象, 其根源和本质同样在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)。

式(1.16)中, $\Delta\Gamma(\eta)m_o$ 即“膨胀”的质量 Δm :

$$\begin{aligned} \Delta m(\eta) &= m(\eta) - m_o = \Delta\Gamma(\eta) m_o \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \frac{v^2}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^4} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{v^6}{\eta^6} + \dots \right\} m_o \end{aligned} \quad (1.17)$$

其中, Δm 之泰勒级数余项完全依赖观测代理 $OA(\eta)$, 不含任何客观真实的质量成份, 纯属观测效应。

OR 理论已经阐明^[1-3], 固有质量 m_o 才是具有引力效应的真实质量; 而“膨胀”的质量 $\Delta m = \Delta\Gamma(\eta)m_o$ 并非客观真实的质量, 不存在任何引力效应。

1.6.6 相对论性能量

相对论性能量 (Relativity Energy), OR 理论谓之“观测能量”, 同样包含着观测效应。

根据伽利略-牛顿理论, 物质体系的质量和能量是相互独立的: 质量即质量, 能量即能量。就纯粹质量而言, 物质粒子有两种能量: 一是动能 K , 二是势能 V ; 而总能量 $H=K+V$, 可谓物质粒子之“哈密顿量”。惯

性时空中, 物质粒子只剩下动能 K , 依赖于物质粒子的质量 m_o 及其运动速度 v : $K=m_o v^2/2$; 此即经典力学中经典的动能形式。

然而, 依爱因斯坦相对论: 物质体系的质量和能量是相互依存的: 质量亦能量, 能量亦质量。

在爱因斯坦看来, 惯性时空之物质粒子, 不仅具有动能 (Kinetic Energy) K , 而且, 还具有静能 (Rest Energy) E_o 。爱因斯坦公式是我们熟知的: $E=mc^2$, 其中, $E=E_o+K$ 即惯性时空之物质粒子总能量, $E_o=m_o c^2$, $K=(\gamma-1)m_o c^2$ 。爱因斯坦公式又称“质能公式”, 意即质量和能量可以相互转化, 如此, 有物理学家便将所谓“静能”用于解释核能或核爆炸^[31]。

OR 理论从较之爱因斯坦狭义相对论更基本的逻辑前提出发, 导出了与爱因斯坦质能公式同构一致 (形式上和逻辑上完全相同) 的 OR 惯性能量公式^[1-3]:

$$\begin{aligned} E &= E_o + K = m\eta^2 \\ &= \Gamma(\eta) m_o \eta^2 = \frac{m_o \eta^2}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \\ &\quad (E_o = m_o \eta^2; K = (\Gamma(\eta) - 1) m_o \eta^2) \end{aligned} \quad (1.18)$$

OR 惯性能量公式乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之惯性能量公式, 概括了爱因斯坦公式; 而爱因斯坦公式则只是 OR 能量公式之特例, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 乃光学代理 $OA(c)$ 时成立。

更重要地, OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$ 揭示了爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 之实质, 我们因而能理解其中的“静能” $E_o=m_o c^2$ 和“动能” $K=(\gamma-1)m_o c^2$ 。

显而易见, OR 惯性能量公式之能量 $E=E(\eta)$ 依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 。同一物质粒子 m_o , 不同的观测代理 $OA(\eta)$, 会有不同的能量 $E(\eta)$; 这充分表明, 爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和 OR 能量公式 $E=m\eta^2$ 必定包含着观测效应。

那么, 除去观测效应之外, OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$ 中到底存在哪些客观真实的能量成份呢?

将时空变换因子 $\Gamma(\eta)=1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 分解为泰勒级数, 则 OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$ 可表述为:

$$\begin{aligned} E(\eta) &= m\eta^2 = \Gamma(\eta) m_o \eta^2 = \frac{m_o \eta^2}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \\ &= \left\{ \eta^2 + \frac{1}{2} v^2 + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{v^6}{\eta^4} + \dots \right\} m_o \end{aligned} \quad (1.19)$$

其中, 唯一不依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 的项是经典力学中的经典动能: $K=m_o v^2/2$ 。

特别地, OR 能量公式中, “静能” $E_o=m_o \eta^2$ 无独

立于观测代理 $OA(\eta)$ 的成份, 乃纯粹的观测效应。

实际上, 无论爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 或 OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$, 其演绎推导最初的出发点仅在于获取物质粒子 m_o 以惯性速度 v 运动时的动能公式^[1-3]。因此, 就爱因斯坦所谓“质能方程” $E=mc^2$ 而言, 实际上, 原本只是物质粒子 m_o 的相对论性动能公式: $K=(\gamma-1)m_o c^2$, 并无所谓“静能” E_o 。同样, OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$, 原本也只是物质粒子 m_o 的相对论性动能公式: $K=(\Gamma-1)m_o \eta^2$ 。

特别值得注意: OR 理论之相对论性动能公式 $K(\eta)=(\Gamma-1)m_o \eta^2$, 概括并统一了爱因斯坦狭义相对论之相对论性动能公式 $K(c)=(\gamma-1)m_o c^2$ 和牛顿理论之经典动能公式 $K_\infty=m_o v^2/2$ —

$$K(\eta)=(\Gamma(\eta)-1)m_o \eta^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K(c)=\lim_{\eta \rightarrow c} K(\eta)=(\Gamma(c)-1)m_o c^2 \\ K_\infty=\lim_{\eta \rightarrow \infty} (\Gamma(\eta)-1)m_o \eta^2 \\ =\lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{2}v^2 + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{v^6}{\eta^4} + \dots \right\} m_o \\ =\frac{1}{2}m_o v^2 \end{array} \right. \quad (1.20)$$

理想观测代理 OA_∞ 之情形 ($\eta \rightarrow \infty$) 下, 爱因斯坦设想的物质体系之所谓“静能” $E_o \rightarrow \infty$, 变得无意义, 失去了存在的价值, 包括其作为观测效应的价值: 物质粒子原本并不存在所谓“静止能量”。

式(1.20)从一个侧面, 既印证了 OR 理论与伽利略-牛顿理论逻辑上的一致性, 也印证了 OR 理论与爱因斯坦狭义相对论逻辑上的一致性, 同时, 印证了 OR 理论逻辑上的自洽性和理论上的有效性。

特别需要指出, 观测效应, 或者说, 观测上的相对论性效应, 不仅存在于爱因斯坦狭义相对论, 而且, 存在于爱因斯坦广义相对论: “时空弯曲”效应与“光速不变性”一样, 皆观测效应。

GOR 理论将会阐明这一点。

1.7 本章小结

根据 OR 理论^[1-3]: 物理学之一切理论或学说皆依赖于观测, 并制约于观测; 时空和物质运动之一切相对论性效应, 包括爱因斯坦狭义相对论之“光速不变”和爱因斯坦广义相对论之“时空弯曲”, 皆观测效应, 其根源和本质在于观测局域性 ($\eta < \infty$)。

这便是“观测相对论”之“观测”的含义。

“一切相对论性效应皆观测效应”是 OR 理论的重要发现。GOR 理论将会进一步阐明这一结论。

正如爱因斯坦狭义相对论乃爱因斯坦广义相对论之基础, OR 理论则是 GOR 理论的基础。为此, 本章引入 OR 理论之基本概念和基本定义, 如: “观测局域性”, “观测代理”, “观测媒介”, 以及“信息波”和“信息子”概念; 重述 OR 理论之基本结论: “一切相对论性效应皆观测效应”, 以及“信息波速度不变性”。有关 OR 理论之基本前提, 包括时间定义以及“时频比不变性”, 将在第四节中论述。

自然地, OR 理论之基本概念也是 GOR 理论的基本概念。OR 理论之“观测局域性”, “观测代理”和“观测媒介”, 以及“信息波”和“信息子”概念, 具有重要内涵和寓意, 阐明物理学之理论体系与“观测”的联系, 赋予“观测”在物理学之理论体系中不可或缺的地位; 由此, 我们方能理解光在爱因斯坦相对论中所扮演的角色, 理解光速为什么不变, 理解时空为什么弯曲, 进而认识相对论性效应的本质——“观测局域性”和“观测效应”。特别地, “信息波”和“信息子”概念对于我们认识爱因斯坦广义相对论之“引力波”和“引力子”有重要意义。

“信息波速度不变性”是 OR 理论重要的逻辑结论, 阐明了光速在迈克尔逊-莫雷实验中以及在爱因斯坦狭义相对论中不变的原因。更重要地, 正如“光速不变性”既是爱因斯坦狭义相对论也是爱因斯坦广义相对论最基本的逻辑前提, “信息波速度不变性”将成为 GOR 理论最基本的逻辑前提。你若设想用“信息波速度不变性”替代作为爱因斯坦狭义相对论之逻辑前提的“光速不变性”, 你便能预见与爱因斯坦狭义相对论同构一致的 OR 理论。同样地, 你若设想用“信息波速度不变性”替代作为爱因斯坦广义相对论之逻辑前提的“光速不变性”, 你便能预见与爱因斯坦广义相对论同构一致的 GOR 理论。这是本章特别论述 OR 理论之“信息波速度不变性”的原因。

本章定义了“观测物理量”和“固有物理量”概念, 着重强调, 物理学之理论或模型需要将“观测物理量”与客观真实的“固有物理量”区别开来; 特别地, 需要将“观测时空”与客观真实的“固有时空”区别开来。爱因斯坦相对论之所谓“相对论性物理量”(Relativistic Physical Quantity), 实则“观测物理量”, 包含着“观测局域性”所致的观测效应, 并非完全客观真实的物理量。正如 OR 理论已经阐明的, “相对论性质量” $m=m_o/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 中, 只有其“固有质量” m_o 才是具有真实的引力效应的质量。

长期以来, 主流物理学界持这样一种错误认识: 爱因斯坦相对论是更好的或更正确的理论, 而伽利略-牛顿理论只是爱因斯坦相对论的宏观近似。

OR 理论已经阐明, GOR 理论会进一步阐明, 物理学之一切理论或学说无不打上观测的烙印: 伽利略-牛顿理论乃理想观测代理之学说; 而爱因斯坦相对论则是光学观测代理之学说。伽利略-牛顿理论并非爱因斯坦相对论的宏观近似, 而是客观世界的真实写照: 如果存在理想化的观测代理——“信息波”速度无穷而“信息子”动量为零, 那么, 透过理想观测代理, 客观世界呈现给观测者的景象必定服从伽利略-牛顿理论; 那时, “更正确的”将是伽利略-牛顿理论, 而非爱因斯坦相对论。爱因斯坦相对论是服务于光学观测代理的理论, 仅当我们以光或电磁相互作用为观测媒介观察物理世界时, 它才是正确的或有效的。当然, 限于我们当前的技术水平, 我们的观测和实验大多借助光学观测代理, 这是爱因斯坦相对论得到大多数观

测和实验支持的原因。

就客观性而言, 伽利略变换和牛顿力学是更为正确的理论, 更为接近客观世界; 而洛伦兹变换和爱因斯坦相对论则只是客观世界的近似。

GOR 理论将会阐明: 牛顿万有引力论为我们描述的是客观真实的引力时空和客观真实的引力相互作用; 而爱因斯坦广义相对论所预言的“引力红移”和“引力偏折”乃至“水星进动”现象, 则是引力时空透过光学观测代理呈现给观测者的观测映像。

特别地, GOR 理论将会阐明, 爱因斯坦广义相对论之“引力波”预测是一个错误: 那不是“引力波”, 那是为观测者传递观测信息的“信息波”!

表 1. 人类感知客观世界可以借助不同的观测代理

观测代理 $OA(\eta)$	观测时间 $dt(\eta)$	时空变换因子 $\Gamma(\eta)=dt/d\tau$	观测效应因子 $\Delta\Gamma(\eta)$	观测时空 $X^{4d}(\eta)$
$OA(v_S): v_S \approx 340\text{m/s}$	$dt(v_S) > dt(v_U)$	$\Gamma(v_S) = 1/\sqrt{1-v^2/v_S^2}$	$\Delta\Gamma(v_S) > \Delta\Gamma(v_U)$	蝙蝠时空: $X^{4d}(v_S)$
$OA(v_U): v_U \approx 1450\text{m/s}$	$dt(v_U) > dt(c)$	$\Gamma(v_U) = 1/\sqrt{1-v^2/v_U^2}$	$\Delta\Gamma(v_U) > \Delta\Gamma(c)$	海豚时空: $X^{4d}(v_U)$
$OA(c): c = 3 \times 10^8\text{m/s}$	$dt(c) > dt(v_G)$	$\Gamma(c) = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$	$\Delta\Gamma(c) > \Delta\Gamma(v_G)$	闵科夫斯基时空: $X^{4d}(c)$
$OA(v_G): v_G > 7 \times 10^6 c$	$dt(v_G) > dt_\infty$	$\Gamma(v_G) = 1/\sqrt{1-v^2/v_G^2}$	$\Delta\Gamma(v_G) > \Delta\Gamma(\infty)$	拉普拉斯时空: $X^{4d}(v_G)$
$OA_\infty = OA(\infty): \eta \rightarrow \infty$	$dt_\infty = dt(\infty) = d\tau$	$\Gamma_\infty = \Gamma(\infty) = 1$	$\Delta\Gamma(\infty) = 0$	伽利略时空: X^{4d}_∞

注释: (1) $OA(\eta)$ 概括了一切观测代理, 包括现实的: 蝙蝠代理 $OA(v_S)$, 海豚代理 $OA(v_U)$, 爱因斯坦代理 (光学代理) $OA(c)$, 拉普拉斯代理 (引力波代理) $OA(v_G)$; 以及理想化的: 伽利略代理 (理想代理) OA_∞ 。(2) 现实之一切观测代理皆制约于观测局域性 ($\eta < \infty$): η 越小, $\Delta\Gamma(\eta)$ 越大, 观测上的相对论性效应越显著。(3) 不同观测代理呈现不同观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 及不同观测时间 $dt(\eta)$; 而 $dt(\eta) \neq d\tau$ 则意味着观测时空并非客观真实的固有时空。(4) 伽利略时空代表着固有时空, 其中的时间即客观真实的固有时间: $dt_\infty = d\tau$ 。

2 广义对应原理

OR 理论从较之光速不变性假设更为基本的逻辑前提出发^[2,3], 导出广义洛伦兹变换, 不仅概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换, 并且, 揭示了不同理论体系之间的对应关系, 将对应原理与相对性原理联系起来, 赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。

本章, 旨在发掘一项原理: “广义对应原理”, 为 GOR 理论搭建一座逻辑桥梁, 一条逻辑捷径。

2.1 玻尔对应原理

玻尔正式地建立对应原理是在 1920 年^[4], 后人谓之“玻尔对应原理”。然而, 玻尔对应原理的基本思想可追溯至 1913 年玻尔原子理论和玻尔原子模型的建立^[5-6]; 正是基于对应原理的基本思想, 玻尔建立了原子模型和原子理论。实际上, 对应原理的基本思想还可以追溯至 1900 年普朗克黑体辐射定律及其黑体辐射公式的建立^[43]。

玻尔对应原理基本思想: 量子物理学与经典物理学之间必定存在某种内在的对应关系, 在一定的条件下, 二者可以相互转化。

玻尔对应原理有各种不同的解读, 其中, 最常见的是两种极限对应表达: (1) 玻尔量子数 (能级) n 极限对应; (2) 普朗克常数 h 极限对应。

2.1.1 玻尔量子数之极限对应: $n \rightarrow \infty$

玻尔对应原理 (玻尔量子数之极限表达): 量子数 $n \rightarrow \infty$ 时, 量子物理量趋同于其对应的经典物理量; 玻尔量子数之极限表达可形式化作——

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \{\text{Quantum Quantity}\} = \{\text{Classical Quantity}\} \quad (2.1)$$

一般认为, 能量的量子化是量子物理学与经典物理学的分水岭: 连续能量代表经典物理学量, 而离散能量则代表量子物理学。玻尔认为, 大量子数情形下, 原子中电子的能量趋于连续, 因而, $n \rightarrow \infty$ 时, 量子物理量必定趋同于经典物理量。

一方面, 基于经典物理学, 假定电子围绕原子核作圆周运动, 由牛顿定律和库伦定律可计算电子运行速度 v 与轨道半径 r 的关系:

$$\frac{KZe^2}{r^2} = \frac{m_e v^2}{r} \quad \text{or} \quad v = \sqrt{\frac{KZe^2}{m_e r}} \quad (2.2)$$

其中, $K=1/(4\pi\epsilon_0)$ 为库伦常数, ϵ_0 为真空电容率, Z 为原子序数, m_e 为电子质量。以 $T_c=2\pi r/v$ 为电子轨道运行周期, 可计算经典情形之电磁波辐射频率 f_c :

$$f_c = \frac{1}{T_c} = \frac{v}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{KZe^2}{m_e r}} \quad (2.3)$$

式(2.3)显示, 根据经典物理学计算所得结论, 原子之电子辐射频率 f_c 可取连续值。

另一方面, 实验显示, 原子之电子辐射频率只能取若干离散值。1889 年, 里德伯根据实验建立了如下关于氢原子谱线的经验公式:

$$\frac{1}{\lambda_Q} = R \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \left(\begin{array}{l} n' = 1, 2, 3, \dots; \\ n = n' + 1, n' + 2, n' + 3, \dots \end{array} \right) \quad (2.4)$$

其中, λ_Q 为氢原子谱线波长, 而 R 则为里德伯常数, 需由实验确定。

1911 年, 卢瑟福提出原子结构的行星模型, 其中, 电子像太阳系之行星围绕太阳运行一样围绕原子核旋转。卢瑟福模型存在严重缺陷: 依经典电磁理论, 卢瑟福模型之电子会因辐射电磁波而损失能量, 最终坍塌至原子核。卢瑟福不能解释这一问题。

1913 年, 玻尔建立原子模型, 其中, 最重要的假设乃“定态条件”: 原子只能稳定地存在于离散能量状态, 即所谓“定态”或“能级”; 电子在原子中围绕原子核作圆周运动, 其运行轨道是分立的。因而, 电子只能运行于特定能级 n , 取离散能量 E_n :

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2} Z^2 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.5)$$

式(2.5)意味着, 原子中的电子可以在特定能级以特定能量稳定地运行, 也可以通过辐射能量或吸收能量在不同能级之间跃迁。电子由高能级 n 跃迁至低能级 n' 时会释放具有一定能量 ΔE 和频率 f_Q 的光子; 反之, 电子若吸收一定能量 ΔE 和频率 f_Q 的光子, 则会由低能级 n' 跃迁至高能级 n 。这便是玻尔原子模型第二项假设——“频率条件”:

$$\Delta E = E_n - E_{n'} = hf_Q \quad \text{or} \quad f_Q = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_n - E_{n'}}{h} \quad (2.6)$$

设 $n'=n-1$ 且 $n \gg 1$, 则联立“频率条件”(2.6)和“定态条件”(2.5)可得:

$$f_Q = \frac{\Delta E}{h} = RcZ^2 \left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right) \approx 2RcZ^2 \frac{1}{n^3} \quad (2.7)$$

式(2.7)意味着: $n \rightarrow \infty$ 时, $\Delta E \rightarrow 0$, 电子相邻能级之能量趋于连续。依据玻尔对应原理基本思想, 这时的量子物理量趋同于对应的经典物理量: $f_Q = f_c$, $r_n = r$, $v_n = v$ 。考虑氢原子 ($Z=1$), 联立式(2.2-3)和式(2.7)可得电子各能级轨道半径 r_n 和运行速度 v_n :

$$v_n = \sqrt{\frac{Ke^2}{m_e r_n}} \quad \text{and} \quad r_n = \sqrt[3]{\frac{Ke^2}{4^2 \pi^2 R^2 c^2 m_e}} n^2 \quad (2.8)$$

为最终建立原子理论模型, 玻尔设立了原子模型第三项假设——“角动量量子化条件”:

$$L = m_e v_n r_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad \left(n = 1, 2, 3, \dots; \hbar = \frac{h}{2\pi} \right) \quad (2.9)$$

联立“角动量量子化条件”(2.9)和式(2.8)中电子运行速度 $v_n = \sqrt{Ke^2/m_e r_n}$ 可得轨道半径 r_n 另一表达式:

$$m_e v_n r_n = \sqrt{Ke^2 m_e r_n} = \frac{n\hbar}{2\pi} \quad \text{or} \quad r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 Ke^2 m_e} \quad (2.10)$$

对照式(2.10)和式(2.8)可得里德伯常数 R :

$$R = \frac{2\pi^2 K^2 e^4 m_e}{h^3 c} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \quad \left(K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \quad (2.11)$$

至此, 里德伯常数 R 不再是一个实验值, 而是玻尔原子理论导出的理论值; 里德伯公式也不再是一个经验公式, 而是玻尔原子理论导出的理论模型。

可见, 玻尔对应原理的思想在玻尔原子模型和玻尔原子理论的建立过程中发挥了重要作用。

然而, 值得注意, 式(2.7)只是“大量子数”之情形; $f_Q = f_c$ 并非 $n \rightarrow \infty$ 之极限对应。实际上, 经典频率公式(2.3)与量子频率公式(2.7)并不具有同构一致性对应关系: 式(2.7)之量子辐射频率 f_Q 不能通过 $n \rightarrow \infty$ 同构一致地对应变换为式(2.3)之经典辐射频率 f_c 。

正如 Shomar 所指出的^[44], 大量子数或 $n \rightarrow \infty$ 情形并不总能代表经典物理体系。这似乎意味着, 量子数 $n \rightarrow \infty$ 之极限对应缺乏一般性和普遍意义。

2.1.2 普朗克常数之极限对应: $\hbar \rightarrow 0$

玻尔对应原理 (普朗克常数之极限表达): 普朗克常数 $\hbar \rightarrow 0$ 时, 量子物理模型趋同于其对应的经典物理模型; 普朗克常数之极限表达可形式化作——

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} \{\text{Quantum Model}\} = \{\text{Classical Model}\} \quad (2.12)$$

能量量子化源于普朗克方程: $E = hf$; 自然地, $\hbar \rightarrow 0$ 时, $E \rightarrow 0$, 能量 E 趋于连续。然而, 需要指出, $\hbar \rightarrow 0$ 与 $n \rightarrow \infty$ 并不等价。 $E = hf$ 代表量子物理体系; Shomar

认为^[44], 普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 必定代表经典物理体系, 然而, 玻尔量子数 $n \rightarrow \infty$ 则未必。

1900 年, 普朗克以其量子假设 $E=hf$ 为逻辑前提, 从理论上导出普朗克定律^[43], 其黑体辐射公式

$$u(f, T) = \frac{8\pi hf^3}{c^3} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \quad (2.13)$$

与黑体辐射实验极为吻合, 可视为瑞利-金斯定律^[45,46]和维恩近似^[47]的融合。更重要地, 作为普朗克定律逻辑前提的能量子假设 $E=hf$ 标志着量子理论诞生^[48,49]。

普朗克发现, 其黑体辐射定律与瑞利-金斯定律存在对应关系: $h \rightarrow 0$ 时, 量子化的黑体辐射公式(2.13)趋同于(或者说, “同构一致”地对应变换为)经典物理体系之瑞利-金斯黑体辐射公式:

$$\lim_{h \rightarrow 0} u(f, T) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{8\pi hf^3}{c^3} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} = \frac{8\pi kT f^2}{c^3} \quad (2.14)$$

其中, k 为玻尔兹曼常量, T 为温度, c 即光速。

特别注意, 普朗克黑体辐射公式与瑞利-金斯黑体辐射公式具有相同的形式和结构, 或者说, 二者是“同构”的, 具有“同构一致性”或“同构一致性对应关系”: $h \rightarrow 0$ 时, 普朗克黑体辐射公式(2.13)形式不变地, 或者说, 同构一致地, 对应变换为瑞利-金斯黑体辐射公式(2.14)。普朗克将这种“同构一致性对应关系”形式化作(参见 Shomar 综述^[44]):

$$\lim_{h \rightarrow 0} \{\text{Quantum Physics}\} = \{\text{Classical Physics}\} \quad (2.15)$$

与玻尔量子数 $n \rightarrow \infty$ 之极限对应不同, 式(2.15)显示, 普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 之极限对应, 不仅体现在物理量的层面上, 更体现在物理概念和理论体系的层面上。不同理论体系之间的对应关系, 不仅在于其物理量的趋同和结论上的一致性, 更在于其形式上和结构上的趋同, 以及概念上和逻辑上的一致性。

2.2 相对性原理与对应原理

众所周知, 除光速不变性假设之外, 爱因斯坦狭义相对论还有一项重要的逻辑前提: 相对性原理。

相对性原理是关于时空对称性的原理^[50]。

相对性原理基本思想: 时空是对称的, 因而, 一切观测者平权, 不同参考系之物理学定律形式相同。

相对性原理最早的论述来自伽利略, 谓之“伽利略不变性”^[51,52]: 力学体系之一切惯性观测者平权, 一切惯性参考系之力学定律形式相同。

狭义相对论中^[14], 爱因斯坦将伽利略不变性从力学体系推广至任意物理体系, 谓之“狭义相对性原理”; 之后, 在广义相对论中^[15], 爱因斯坦又将其从惯性参

考系推广至任意参考系, 谓之“广义相对性原理”或“广义协变原理”。

于是, 相对性原理获得了更为一般的意义。

实际上, 相对性原理也是一种对应原理, 阐明了不同观测者之物理学定律的内在联系和对应关系, 要求不同参考系之物理学模型具有相同的形式化结构: 即“同构”的, 具有“同构一致性”或“同构一致性对应关系”; 因而, 因循相对性原理, 不同观测者的物理学定律之间, 或不同参考系的物理学模型之间, 可进行“同构一致性对应变换”。

不同观测者或不同参考系之物理学定律和物理模型因循相对性原理的“同构一致性对应变换”, 是其对应物理量之间的变换, 这与玻尔对应原理中玻尔量子数 $n \rightarrow \infty$ 时量子物理量趋同于经典物理量的情形类似; 然而, 其物理学定律和物理模型的形式和结构保持不变, 这与玻尔对应原理中普朗克常数 $h \rightarrow \infty$ 时量子理论模型趋同于经典理论模型的情形类似。

基于相对性原理, 只须对不同观测者之对应物理量进行替换或对换, 便可实现其物理学模型的“同构一致性对应变换”。这就是“原理”的力量。

伽利略变换是不同惯性观测者之间的时空变换关系, 阐明了相对性原理, 同时, 也阐明了不同观测者之物理学定律和物理模型的“同构一致性”:

$$\begin{aligned} O' \rightarrow O: & \quad O \rightarrow O': \\ x = x' - vt' & \quad x' = x - vt \\ y = y' & \quad y' = y \\ z = z' & \quad z' = z \\ t = t' & \quad t' = t \end{aligned} \quad (v = -v') \quad (2.16)$$

其中, 惯性观测者 O 拥有观测量: t, x, y, z, v ; 而惯性观测者 O' 则拥有观测量: t', x', y', z', v' 。 v 是 O' 沿 O 之 x 轴相对于 O 运动的速度; 而 v' 则是 O 沿 O' 之 x' 轴相对于 O' 运动的速度。

式(2.16)显示, 时空变换 $O \rightarrow O'$ 与 $O' \rightarrow O$ 具有完全相同的形式, 是对称的和“同构”的: 只须对 $O \rightarrow O'$ 中的对应物理变量实施对应变换 ($t \rightleftharpoons t', x \rightleftharpoons x', y \rightleftharpoons y', z \rightleftharpoons z', v \rightleftharpoons v'$), 便可获得 $O' \rightarrow O$; 反之亦然。这既是相对性原理的体现, 同时, 也是对应原理的体现。

如果说伽利略变换是对“相对性原理”和“同构一致性对应变换”的诠释, 那么, 作为爱因斯坦狭义相对论逻辑结论的洛伦兹变换, 便是“相对性原理”和“同构一致性对应变换”的产物。

实际上, 爱因斯坦狭义相对论有三项原理作为其基本的逻辑前提:

(1) 简单性原理

(2) 相对性原理

(3) 光速不变性原理

归纳起来, 其演绎过程可谓“三步曲”。

首先, 基于简单性原理, 将惯性观测者 O 和 O' 之间的空间变换关系设定为线性关系:

$$O \rightarrow O': \begin{cases} x' = \gamma(x - vt) \\ y' = y \\ z' = z \end{cases} \quad (2.17)$$

其次, 基于相对性原理, 对式(2.17)实施“同构一致性对应变换”: $t \rightleftharpoons t', x \rightleftharpoons x', y \rightleftharpoons y', z \rightleftharpoons z', v \rightleftharpoons v'$ ($v' = -v$), 则由式(2.17)之 $O \rightarrow O'$ 可得 $O' \rightarrow O$:

$$O' \rightarrow O: \begin{cases} x = \gamma(x' - v't') = \gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \end{cases} \quad (2.18)$$

最后, 基于光速不变性原理, 联立式(2.17)和式(2.18), 可得洛伦兹变换:

$$\begin{array}{ll} O' \rightarrow O: & O \rightarrow O': \\ x = \gamma(x' + vt') & x' = \gamma(x - vt) \\ y = y' & y' = y \\ z = z' & z' = z \\ t = \gamma\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right) & t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \end{array} \quad (2.19)$$

其中, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 即洛伦兹因子; $v = -v'$ 。

爱因斯坦狭义相对论三步曲中, 第二步应用相对性原理, 对空间变换关系 $O \rightarrow O'$ (式(2.17)) 实施“同构一致性对应变换”, 便得到形式上完全相同的空间变换关系 $O' \rightarrow O$ (式(2.18))。

这里, “相对性原理”所扮演的角色可谓“对应原理”。如此对应变换所得洛伦兹变换之结构 (式(2.19)) 与伽利略变换之结构 (式(2.16)) 类似: 时空变换 $O \rightarrow O'$ 与 $O' \rightarrow O$ 是对称的, 并且, 具有完全相同的形式和完全相同的结构, 保持着“同构一致性对应关系”。

相对性原理的核心思想是: “一切观测者平权”。OR 理论则进一步阐明: “一切观测代理平权”。

2.3 OR 理论与对应原理

同一物理世界, 同一逻辑体系!

作为同一物理世界的形式化模型, 物理学之一切理论体系, 必定遵循共同的公理体系和逻辑前提, 因而, 相互之间应该存在某种内在联系和对应关系, 具备逻辑上的一致性。不同理论体系之间的内在联系和对应关系是其逻辑一致性的体现或反映。

OR 理论揭示了物理学不同理论体系 (包括量子物理学与经典物理学, 爱因斯坦相对论与经典物理学,

以及量子物理学与爱因斯坦相对论) 之间的内在联系和对应关系, 同时, 揭示了不同观测体系 (包括一般观测代理与光学代理, 一般观测代理与理想代理, 以及光学代理与理想代理) 之间的内在联系和对应关系, 赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。

2.3.1 OR 物质波论及其广义普朗克常数 h_η

普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 之极限意义上, 玻尔对应原理是关于光学观测代理 $OA(c)$ 之量子物理学和理想观测代理 OA_∞ 之经典物理学内在联系和对应关系的原理: $h \neq 0$ 代表量子物理学, $h = 0$ 代表经典物理学; 而 $h \rightarrow 0$ 则意味着量子物理学趋同于经典物理学。实际的普朗克常数 h 由黑体辐射实验测定: $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ 。

那么, $6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} > h > 0$ 意味着什么呢?

根据 OR 理论^[2,3], 普朗克常数 h 可谓光学观测体系之测量参数, 代表着光学代理 $OA(c)$ 之观测上的分辨力 (Resolving Power) 及其观测上的不确定性。

普朗克常数 h 源于普朗克方程 $E = hf$ 。而 $E = hf$ 原本为普朗克黑体辐射定律之能量子假设^[43]; 之后, 德布罗意将其由光子推广至任意物质粒子, 并且, 导出德布罗意关系 $\lambda = h/p$, 建立德布罗意物质波论^[17-19]。然而, 值得注意, 德布罗意物质波论乃光学观测代理之理论, 其中, 普朗克方程 $E = hf$ 只是普朗克定律的一个假设性前提, 德布罗意对普朗克方程的推广也只是一启发性推断, 而非理论和逻辑结论。

OR 理论, 即基于物质波时间定义及其时频比不变性建立的“观测相对论”, 是逻辑和理论的产物, 不仅概括了爱因斯坦狭义相对论, 而且概括了德布罗意物质波论。OR 物质波论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之物质波理论, 其形式和结构与光学观测代理 $OA(c)$ 之德布罗意物质波论完全相同, 包括两个重要的量子关系式: “广义普朗克方程”和“广义德布罗意关系”^[2,3]:

$$\begin{cases} E(\eta) = h_\eta f(\eta) \\ p(\eta) = \frac{h_\eta}{\lambda(\eta)} \end{cases} \quad (h_\eta = h(\eta); \lambda(\eta) f(\eta) = \eta) \quad (2.20)$$

其中, $h_\eta = h(\eta)$ 为 $OA(\eta)$ 之普朗克常数, 可谓“广义普朗克常数”; $f(\eta)$ 和 $\lambda(\eta)$ 以及 $E(\eta)$ 和 $p(\eta)$ 为被观测对象 P 之于 $OA(\eta)$ 的观测物理量, 分别为 P 之“物质波”频率和波长以及能量和动量。

OR 物质波论概括了德布罗意物质波论, 将德布罗意物质波论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ 。根据 OR 物质波论^[2,3], 不同的观测代理 $OA(\eta)$ 具有不同的普朗克常数 h_η , 因而, 具有不同的观测分辨力和不同的观测不确定性。然而, 不同观测代理之

量子定律和量子模型具有完全相同的形式和完全相同的结构, 是“同构”的, 具有“同构一致性”或“同构一致性对应关系”。

依相对性原理之逻辑: “一切观测代理平权!”

于是, 不同观测代理之间, 其量子理论体系可进行“同构一致性对应变换”。对于任意不同观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$, 成立:

$$\begin{cases} \lim_{\eta_1 \rightarrow \eta_2} \{E(\eta_1) = h_{\eta_1} f(\eta_1)\} = \{E(\eta_2) = h_{\eta_2} f(\eta_2)\} \\ \lim_{\eta_1 \rightarrow \eta_2} \left\{p(\eta_1) = \frac{h_{\eta_1}}{\lambda(\eta_1)}\right\} = \left\{p(\eta_2) = \frac{h_{\eta_2}}{\lambda(\eta_2)}\right\} \end{cases} \quad (2.21)$$

即当 $\eta_1 \rightarrow \eta_2$ 时, $OA(\eta_1)$ 之量子体系将“同构一致地”对应变换为 $OA(\eta_2)$ 之量子体系; 反之亦然。

自然地, $\eta \rightarrow c$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA(c)$, 广义普朗克常数 h_η 对应变换为普朗克常数 h , 广义普朗克方程 $E(\eta) = h_\eta f(\eta)$ 对应变换为普朗克方程 $E = hf$, 而广义德布罗意关系 $\lambda(\eta) = h_\eta/p(\eta)$ 则对应变换为德布罗意关系 $\lambda = h/p$ 。可见, 普朗克方程 $E = hf$ 和德布罗意关系 $\lambda = h/p$ 仅当其服务于光学代理 $OA(c)$ 时方可成立。

特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, $OA(\eta)$ 之量子物理体系趋同于 OA_∞ 之经典物理体系, 量子能量 $E(\eta)$ 趋于连续, 广义普朗克常数 $h_\eta \rightarrow 0$; 而 $\eta \rightarrow 0$ 时 $h_\eta \rightarrow \infty$ 。OR 物质波论建立了一个重要的恒等式: $h_\eta \eta = C$ (常数 $C \equiv hc$)。这一关系式进一步阐明, 普朗克常数 h 只是“广义普朗克常数” h_η 的一个特例: 仅当观测体系 $OA(\eta)$ 为光学观测体系 $OA(c)$ 时, 广义普朗克常数 h_η 约化为普朗克常数 h : $\eta = c$ 时 $h_\eta = h$ 。

$h_\eta \eta = C$ 反映了不同观测代理之量子体系的“同构一致性”和对应关系, 并且, 概括了玻尔对应原理:

$$h_\eta \eta = C: \begin{cases} \eta_1 \rightarrow \eta_2 \Leftrightarrow h_{\eta_1} \rightarrow h_{\eta_2} \\ \eta \rightarrow c \Leftrightarrow h_\eta \rightarrow h \\ \eta \rightarrow \infty \Leftrightarrow h_\eta \rightarrow 0 \end{cases} \quad (C = hc) \quad (2.22)$$

其中, $\eta \rightarrow \infty$ 代表理想代理 OA_∞ 和经典体系, $\eta \rightarrow c$ 代表光学代理 $OA(c)$ 和光量子体系; 而 $h_\eta \rightarrow 0$ 则意味着量子物理体系趋同于经典物理体系。

式(2.22)显示:

- 第一, 不同观测代理具有同构一致的对应关系;
- 第二, 光学观测体系 $OA(c)$ 下, OR 物质波论约化为德布罗意物质波论;
- 第三, 量子物理体系与经典物理体系的对应关系乃极限对应关系: $\eta \rightarrow \infty \Leftrightarrow h_\eta \rightarrow 0$ 。

玻尔对应原理是关于量子物理体系与经典物理体系之极限对应关系的原理; 而 $h_\eta \eta = hc$ 则反映了一切观

测代理之量子物理体系间的“同构一致性”及其对应关系, 泛化了玻尔对应原理。

2.3.2 OR 时空变换之对应关系

玻尔对应原理反映了量子物理学与经典物理学之间的内在联系和对应关系。同样地, 就逻辑一致性要求而言, 洛伦兹变换与伽利略变换之间, 乃至相对论与经典力学之间, 也应具备内在联系和对应关系。

主流物理学界认为, 洛伦兹变换与伽利略变换之间具有对应关系: 低速情形下, 洛伦兹变换和伽利略变换互为近似 ($v \ll c$ 时, 洛伦兹因子 γ 约等于伽利略因子 Γ_∞ : $\gamma = \Gamma(c) = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} \approx 1 = \Gamma_\infty$); 因而, 洛伦兹变换与伽利略变换之间, 乃至相对论与经典物理学之间, 具有逻辑上的一致性。主流物理学界进而认为: 洛伦兹变换更正确, 伽利略变换只是个近似; 爱因斯坦相对论更正确, 经典力学只是个近似。

其实, 洛伦兹变换与伽利略变换并不严格对应。

OR 理论表明^[1]: 伽利略变换和洛伦兹变换分别对应不同观测代理: 伽利略变换对应理想代理 OA_∞ ; 而洛伦兹变换则对应光学代理 $OA(c)$ 。实际上, 伽利略变换和洛伦兹变换都只是霍金言下的局部理论^[13], 仅当其服务于各自的观测代理时, 才是正确有效的。

OR 理论经由不同于爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提和逻辑路线, 从理论上, 导出了更具一般性和普遍意义的微分形式的时空变换关系^[2,3]:

$$\begin{array}{ll} O' \rightarrow O: & O \rightarrow O': \\ dx = \Gamma(dx' + vdt') & dx' = \Gamma(dx - vdt) \\ dy = dy' & dy' = dy \\ dz = dz' & dz' = dz \\ dt = \Gamma\left(dt' + v \frac{dx'}{\eta^2}\right) & dt' = \Gamma\left(dt - v \frac{dx}{\eta^2}\right) \end{array} \quad (2.23)$$

其中, η 具有明确的物理意义, 乃观测媒介传递观测信息的速度; $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时空变换因子; O 和 O' 乃 $OA(\eta)$ 之惯性观测者。

值得注意: 菲兹杰拉德-洛伦兹变换中^[39,40], 光速 c 并不具有明确的物理意义。爱因斯坦狭义相对论中, 光速 c 只是一个由“光速不变性”假设代入的物理量, 其在时空变换过程中所担任的角色并不十分明确。

设定初始条件: $t=t'=0$ 时, $x=x'=0$, $y=y'=0$, $z=z'=0$, 对微分形式的时空变换关系式(2.23)进行积分, 可得代数形式的“广义洛伦兹变换”^[2,3]:

$$\begin{aligned}
O' \rightarrow O: \quad & x = \Gamma(x' + vt') \\
& y = y' \\
& z = z' \\
& t = \Gamma\left(t' + v \frac{x'}{\eta^2}\right) \\
O \rightarrow O': \quad & x' = \Gamma(x - vt) \\
& y' = y \\
& z' = z \\
& t' = \Gamma\left(t - v \frac{x}{\eta^2}\right)
\end{aligned} \quad (2.24)$$

OR 时空变换关系概括了洛伦兹变换和伽利略变换, 将洛伦兹变换由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ 。根据 OR 时空变换关系^[2,3], 不同的观测代理 $OA(\eta)$ 具有不同的时空变换因子 $\Gamma(\eta)$, 因而, 具有不同程度的相对论性效应。然而, 不同观测代理之时空变换关系, 乃至不同观测代理之相对论, 具有完全相同的形式和完全相同的结构, 是“同构”的, 具有“同构一致性”或“同构一致性对应关系”。

用相对性原理的话说: “一切观测代理平权!”

于是, 不同观测代理之间, 其时空变换关系, 乃至其相对论体系, 可进行“同构一致性对应变换”。任意不同观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$, 成立:

$$\begin{aligned}
\lim_{\eta_1 \rightarrow \eta_2} \Gamma(\eta_1) &= \lim_{\eta_1 \rightarrow \eta_2} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/\eta_1^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/\eta_2^2}} = \Gamma(\eta_2) \\
\lim_{\eta_1 \rightarrow \eta_2} \left\{ \begin{aligned} x &= \Gamma(\eta_1)(x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \Gamma(\eta_1)\left(t' + \frac{vx'}{\eta_1^2}\right) \end{aligned} \right\} &= \left\{ \begin{aligned} x &= \Gamma(\eta_2)(x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \Gamma(\eta_2)\left(t' + \frac{vx'}{\eta_2^2}\right) \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \quad (2.25)$$

即当 $\eta_1 \rightarrow \eta_2$ 时, $OA(\eta_1)$ 时空变换关系, 乃至 $OA(\eta_1)$ 整个 OR 相对论体系, 将“同构一致地”对应变换为 $OA(\eta_2)$ 时空变换关系乃至 $OA(\eta_2)$ 整个 OR 相对论体系; 反之亦然。

“广义洛伦兹变换”之观测代理乃一般观测代理 $OA(\eta)$, 其中, 信息波的速度 η 取决于 $OA(\eta)$ 所雇佣的观测媒介。在“同构一致性对应”的意义上, 广义洛伦兹变换, 既与洛伦兹变换严格对应, 又与伽利略变换严格对应。

$\eta \rightarrow c$ 时, “广义洛伦兹变换” (式(2.24)) 严格地约化为洛伦兹变换:

$$\begin{aligned}
\lim_{\eta \rightarrow c} \Gamma(\eta) &= \Gamma(c) = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} = \gamma \\
\lim_{\eta \rightarrow c} \left\{ \begin{aligned} x &= \Gamma(x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \Gamma\left(t' + vx'/\eta^2\right) \end{aligned} \right\} &= \left\{ \begin{aligned} x &= \gamma(x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \gamma\left(t' + vx'/c^2\right) \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \quad (2.26)$$

$\eta \rightarrow \infty$ 时, “广义洛伦兹变换” (式(2.24)) 严格地

约化为伽利略变换:

$$\begin{aligned}
\lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} 1/\sqrt{1 - v^2/\eta^2} = 1 = \Gamma_\infty \\
\lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ \begin{aligned} x &= \Gamma(x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \Gamma\left(t' + vx'/\eta^2\right) \end{aligned} \right\} &= \left\{ \begin{aligned} x &= x' + vt' \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \quad (2.27)$$

伽利略变换是理想代理 OA_∞ 的时空模型; 洛伦兹变换是光学代理 $OA(c)$ 的时空模型。然而, 它们都与“广义洛伦兹变换”具有严格的“同构一致性对应关系”, 统一于“广义洛伦兹变换”。

OR 理论之“广义洛伦兹变换”所体现的不同观测代理之间的同构一致性对应关系, 反映了“广义洛伦兹变换”与伽利略变换和洛伦兹变换逻辑上的一致性, 同时, 也从一个侧面印证了“广义洛伦兹变换”以及 OR 理论逻辑上的自洽性。

2.4 广义对应原理

OR 理论和爱因斯坦狭义相对论源于不同的逻辑前提: OR 理论源于时间定义及其“时频比不变性”, 而爱因斯坦狭义相对论则源于“光速不变性”; 然而, 却具有完全相同形式和结构。OR 理论揭示了不同观测代理之间的对应关系, 包括玻尔对应原理中光学代理 $OA(c)$ 之量子模型与理想代理 OA_∞ 之经典模型的对应关系; 并且, OR 理论服从相对性原理。

归纳概括 2.2 和 2.3 可形成如此结论:

不同观测者平权, 并且, 不同观测代理平权! 因而, 不同观测者或不同观测代理, 其理论体系应遵循相同形式的物理学定律, 其物理模型是“同构”的, 应呈现“同构一致性”——OR 和 GOR 理论谓之“同构一致性对应关系”: “相同的形式, 相同的结构, 相同的逻辑”。

根据 OR 理论, 我们有理由将玻尔对应原理和相对性原理联系起来, 推广为更具有一般性和普遍意义的“广义对应原理”。

广义对应原理 (The Principle of General Correspondence, PGC): 时空是对称的, 因而, 时空之一切观测者平权, 不同观测体系, 包括不同参考系和不同观测代理, 其物理学定律和时空模型必定是同构一致的, 具有同构一致性对应关系。

需要指出, PGC 对应原理中的观测者, 不仅包括不同参考系之观测者, 而且, 包括不同观测代理之观测者: 同一观测代理之不同观测者平权, 同一观测者之不同观测代理平权。

表 2. OR 惯性时空不同观测代理之间基本物理量的同构一致性对应关系

基本物理量	观测代理		
	一般观测代理 $OA(\eta)$	光学代理 $OA(c)$	理想代理 OA_∞
信息波速度	η	c	$\eta_\infty = \infty$
相对论性因子	$\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$	$\Gamma(c) = \gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$	$\Gamma_\infty = 1$
观测时间	$dt(\eta) = \Gamma(\eta)d\tau$	$dt(c) = \Gamma(c)d\tau = \gamma d\tau$	$dt_\infty = \Gamma_\infty d\tau = d\tau$
观测质量	$m(\eta) = \Gamma(\eta)m_o$	$m(c) = \Gamma(c)m_o = \gamma m_o$	$m_\infty = \Gamma_\infty m_o = m_o$
观测动量	$p(\eta) = m(\eta)v$	$p(c) = m(c)v$	$p_\infty = m_\infty v = m_o v$
观测动能	$K(\eta) = (\Gamma(\eta) - 1)m_o \eta^2$	$K(c) = (\Gamma(c) - 1)m_o c^2$	$K_\infty = m_\infty v^2/2 = m_o v^2/2$
广义爱因斯坦质能公式	$E(\eta) = m(\eta)\eta^2$	$E(c) = m(c)c^2$	—
广义普朗克常数	$h(\eta) = hc/\eta$	$h(c) = h$	$h_\infty = 0$
广义普朗克方程	$E(\eta) = h(\eta)f(\eta)$	$E(c) = h(c)f(c)$	—
广义德布罗意关系	$\lambda(\eta) = h(\eta)/p(\eta)$	$\lambda(c) = h(c)/p(c)$	—
OR 物质波相速度	$v_p(\eta) = \eta^2/v = \lambda(\eta)f(\eta)$	$v_p(c) = c^2/v = \lambda(c)f(c)$	—
OR 物质波群速度	$v_g(\eta) = v = \eta^2/v_p(\eta)$	$v_g(c) = v = c^2/v_p(c)$	—

注释: (1) 固有物理量 (不依赖观测代理): $d\tau$ 乃固有时元 (原时), m_o 乃被观测对象之固有质量 (自由时空之静态质量); (2) (η) : 观测代理 $OA(\eta)$ 之物理量; (3) $(\bullet)_\infty$: 经典物理量, 即理想代理 ($\eta \rightarrow \infty$) 之物理量; (4) 物质波物理量: f 乃物质波观测频率, λ 乃物质波观测波长; (5) 被观测对象之粒子速度: v_o .

实际上, 相对性原理是关于不同参考系之物理学定律和时空模型对应关系的原理; 玻尔对应原理是关于光学观测代理 $OA(c)$ 之量子物理体系与理想观测代理 OA_∞ 之经典物理体系对应关系的原理。而 PGC 对应原理则是关于一切观测体系 (包括一切参考系乃至一切观测代理) 之物理学定律和时空模型对应关系的原理。PGC 对应原理, 超越并概括了玻尔对应原理, 同时, 也概括了广义相对性原理。

特别地, PGC 对应原理阐明, 理想代理 OA_∞ 之极限情形 ($\eta \rightarrow \infty$ 或 $h_\eta \rightarrow 0$) 下, 物理学一切理论体系趋同于经典物理学: $h_\eta \rightarrow 0$ 意味着量子论趋同于经典物理学 (正如玻尔对应原理之普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 极限表达); 而 $\eta \rightarrow \infty$ 则意味着相对论趋同于经典物理学。

基于 PGC 对应原理, 一切观测体系 (包括不同参考系和不同观测代理) 之时空模型或理论体系, 皆可进行同构一致性对应变换。

基于 PGC 对应原理, 同一观测代理 $OA(\eta)$ 之不同观测者 O 和 O' 间的同构一致性对应变换 $O \rightarrow O'$, 是 O 和 O' 对应物理量 U 和 U' 之间的对应变换:

$$O' \rightarrow O: U' \rightleftharpoons U \left\{ \begin{array}{l} U = \{t, x, y, z, v, \dots\} \\ U' = \{t', x', y', z', v', \dots\} \end{array} \right\} \quad (2.28)$$

正如伽利略变换(2.16)以及洛伦兹变换(2.19)中 O 和 O' 之间的同构一致性对应变换。

基于 PGC 对应原理, 同一观测者 O 之不同观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$ 间的同构一致性对应变换

$OA(\eta_1) \rightarrow OA(\eta_2)$, 是 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$ 对应物理量 $U(\eta_1)$ 和 $U(\eta_2)$ (如表 2 所示) 之间的对应变换:

$$OA(\eta_1) \rightarrow OA(\eta_2): \eta_1 \rightarrow \eta_2, U(\eta_1) \rightarrow U(\eta_2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} OA(\eta): \infty > \eta > 0 \\ U(\eta) = \{h_\eta, t_\eta, x_\eta, y_\eta, z_\eta, v_\eta, \dots\} \end{array} \right\} \quad (2.29)$$

正如 OR 相对论中不同观测代理之时空变换关系的同构一致性对应变换 (如式(2.25-27)和表 2 所示), 以及 OR 物质波论中不同观测代理之量子体系间的同构一致性对应变换 (如式(2.22)和表 2 所示)。

特别地, 式(2.29)中, $\eta = \eta_1 \rightarrow \eta_2 = c$ 意味着一般观测代理 $OA(\eta)$ 之物理体系同构一致地对应变换为光学代理 $OA(c)$ 之物理体系; 而 $\eta = \eta_1 \rightarrow \eta_2 = \infty$ 则意味着一般观测代理 $OA(\eta)$ 之物理体系同构一致地对应变换为理想代理 OA_∞ 之经典物理体系。

式(2.29)中, $U(\eta)$ 或 U_η 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测物理量, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测媒介传递观测信息的速度 η 。实际上, 实施 $\eta_1 \rightarrow \eta_2$ 对应变换, 也就意味着实施 $U(\eta_1) \rightarrow U(\eta_2)$ 对应变换。(不产生误解或混淆之情形时, $OA(\eta)$ 之观测物理量 $U(\eta)$ 或 U_η 可省略 ' (η) ' 或 ' $_\eta$ ', 简记: U_o 。)

运用 PGC 对应原理, 对不同观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$ 之时空模型和理论体系进行同构一致性对应变换, 可因循两条不同的逻辑路线。

PGC 逻辑路线一:

基于 PGC 对应原理, 直接以 η_2 替代 $OA(\eta_1)$ 之 η_1 , 则 $OA(\eta_1)$ 之观测物理量 $U(\eta_1)$ 或 U_{η_1} 将对应变换为 $OA(\eta_2)$ 之观测物理量 $U(\eta_2)$ 或 U_{η_2} ; $OA(\eta_1)$ 之物理模型将同构一致地对应变换为 $OA(\eta_2)$ 之物理模型。

PGC 逻辑路线二:

第一, 基于 PGC 对应原理, 将 $OA(\eta_1)$ 理论体系之逻辑前提同构一致地变换为 $OA(\eta_2)$ 理论体系之逻辑前提; 第二, 基于 PGC 对应变换后的逻辑前提, 因循或类比 $OA(\eta_1)$ 理论体系的逻辑, 演绎推导与 $OA(\eta_1)$ 理论体系同构一致的 $OA(\eta_2)$ 理论体系。

本文将运用 PGC 对应原理, 结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二, 将 OR 理论由惯性时空扩展至引力时空, 将爱因斯坦广义相对论由光学观测代理 $OA(c)$ 扩展至一般观测代理 $OA(\eta)$, 进而, 建立 GOR 理论, 将牛顿万有引力论与爱因斯坦广义相对论统一起来, 更重要的在于, 阐明广义相对论性效应或引力相对论性效应的根源和本质。

PGC 对应原理或许会成为物理学的一件利器, 为物理学新理论的发展和旧理论的统一, 为物理学理论体系之逻辑上的一致性和自洽性检验, 提供重要的思想基础和指导原则。

2.5 OR 理论对应狭义相对论

OR 理论原本是基于时间定义及其时频比不变性导出的理论体系, 是逻辑演绎的产物^[2,3]。显然, OR 理论同时也服从 PGC 对应原理, 可由爱因斯坦狭义相对论经 $c \rightarrow \eta$, 由 $OA(c)$ 同构一致性地对应变换至 $OA(\eta)$ 。这里基于 PGC 对应原理演绎 OR 理论, 有助于我们对 PGC 对应原理及其作用的认识。

如 2.4 所述, 基于 PGC 对应原理, 无论经由 PGC 逻辑路线一还是 PGC 逻辑路线二, 我们都能将爱因斯坦狭义相对论同构一致性地对应变换为 OR 理论。

2.5.1 经由 PGC 逻辑路线一演绎 OR 理论

爱因斯坦狭义相对论核心关系:

简单归纳为——

- (1) 闵科夫斯基时空: 光学观测代理 $OA(c)$ 及其 4d 惯性时空坐标框架 $X^{4d}(c)$ ——

$$OA(c) \equiv \left\{ \begin{array}{l} X^{4d}(c): \left\{ \begin{array}{l} x^0 = ct; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{array} \right\} \\ ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \end{array} \right\}$$

- (2) 时空变换因子: $\gamma(v) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$

$$(3) \text{ 洛伦兹变换 } O' \rightarrow O: \left\{ \begin{array}{l} x = \gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \gamma\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right) \end{array} \right.$$

$$(4) \text{ 质速关系: } m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$(5) \text{ 爱因斯坦质能方程: } E = mc^2$$

OR 理论核心关系:

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 直接以一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 替代光学观测代理 $OA(c)$ 之光速 c , 则爱因斯坦狭义相对论之核心关系可同构一致地对应变换为——

- (1) OR 观测时空: 一般观测代理 $OA(\eta)$ 及其 4d 惯性时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$ ——

$$OA(\eta) \equiv \left\{ \begin{array}{l} X^{4d}(\eta): \left\{ \begin{array}{l} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{array} \right\} \\ ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ = \eta^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \end{array} \right\}$$

$$(2) \text{ OR 时空变换因子: } \Gamma(\eta) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}}$$

$$(3) \text{ OR 时空变换 } O' \rightarrow O: \left\{ \begin{array}{l} x = \Gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \Gamma\left(t' + \frac{vx'}{\eta^2}\right) \end{array} \right.$$

$$(4) \text{ OR 质速关系: } m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}}$$

$$(5) \text{ OR 惯性能量公式: } E = m\eta^2$$

PGC 对应变换得出的 OR 理论与基于时间定义及其“时频比不变性”导出的结果完全相同^[2,3]。

可见, 基于 PGC 对应原理, OR 理论整个理论体系, 包括其核心关系以及表 2 列出的 OR 关系式, 皆可通过 $OA(c) \rightarrow OA(\eta)$ 同构一致性对应变换, 由爱因斯坦狭义相对论直接变换而来; 反之亦然。

如此, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, OR 理论之整个理论体系便可建立起来。

2.5.2 经由 PGC 逻辑路线二演绎 OR 理论

“光速不变性”原理乃爱因斯坦狭义相对论最重要的逻辑前提。然而, “光速不变性”并不具备作为“原理”所应具备的“不证自明”特征。尽管“光速不变性原理”似乎得到了观测和实验支持, 然而, 人

们并不理解光速为什么不变。

经由 PGC 逻辑路线一构建 OR 理论，简单直接地进行 $c \rightarrow \eta$ 对应变换，即可获得与爱因斯坦狭义相对论同构一致的 OR 理论。然而，PGC 逻辑路线一未能明确“光速不变性”的本质，同时，也不能明确 OR 理论关系式相互之间的因果联系。

OR 理论原本以时间及其“时频比不变性”为“最基本”的逻辑前提，其导出的理论体系中，有一个重要的逻辑结论——“信息波速度不变性”。

“信息波速度不变性”揭示了“光速不变性”的本质：光速并非真地不变；所谓“光速不变性”，其实，只是一种观测效应，是光作为观测媒介为观测者传递观测信息时的一种表现现象，并非客观真实的自然现象。“光速不变性原理”乃爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提，因此，爱因斯坦狭义相对论本身并不能解释光速为什么不变。

或许，只有当我们的理论源于“最基本”的逻辑前提时，我们才能知其然并知其所以然。然而，无论如何，相对于 PGC 逻辑路线一，PGC 逻辑路线二更有助于我们理解 OR 理论关系式相互之间的因果联系，以及“光速不变性”的本质。

基于 PGC 对应原理，通过 $OA(c) \rightarrow OA(\eta)$ ，作为爱因斯坦狭义相对论之逻辑前提的“三原理”（参见 2.2），可同构一致地对应变换为“OR 三原理”：

- 第一，简单性原理；
- 第二，相对性原理；
- 第三，信息波速度不变性原理。

在 OR 理论之逻辑前提中，“简单性原理”和“相对性原理”依然有效；而爱因斯坦的“光速不变性原理”经由 PGC 对应原理变换 $c \rightarrow \eta$ ，成为“信息波速度不变性原理”，其中，信息波速度 η 替代了光速 c 。如此，基于 PGC 原理对应变换后的 OR 理论之逻辑前提，即“OR 三原理”，便可经由 PGC 逻辑路线二，因循或类比爱因斯坦狭义相对论的逻辑，演绎 OR 理论，导出与爱因斯坦狭义相对论同构一致的 OR 理论之整个理论体系。

经由 PGC 逻辑路线二，有助于我们明确 OR 理论的逻辑思想以及 OR 关系式之间的因果联系，同时，有助于我们理解“光速不变”乃至一切狭义相对论性效应的根源和本质。

2.6 GOR 理论对应广义相对论

PGC 对应原理可将光学观测代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦狭义相对论同构一致地变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 OR 理论，即所谓“观测相对论”。同样地，PGC

对应原理也可将光学观测代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦广义相对论同构一致地变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 GOR 理论，即所谓“广义观测相对论”。

OR 理论将爱因斯坦狭义相对论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ ，从而，概括了爱因斯坦狭义相对论。而 GOR 理论则试图将爱因斯坦广义相对论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ ，从而，概括爱因斯坦广义相对论；并且，试图将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空，从而，概括 OR 理论。

本文的中心任务是，基于 PGC 对应原理，对爱因斯坦广义相对论实施 $OA(c) \rightarrow OA(\eta)$ 同构一致性对应变换，最终建立 GOR 理论之整个理论体系。

如 2.4 所述，GOR 理论有两条逻辑路线可循。

2.6.1 经由 PGC 逻辑路线一演绎 GOR 理论

爱因斯坦广义相对论核心关系：

简单归纳为——

- (1) 4d 微分流形之度量时空：表征光学观测代理 $OA(c)$ 及其 4d 引力时空坐标框架 $X^{4d}(c)$

$$OA(c) \triangleq \left\{ X^{4d}(c) : \begin{cases} x^0 = ct; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \\ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \end{cases} \right\}$$

- (2) 时空变换因子 $\gamma(v, \chi) = dt/d\tau$ ：测定观测时空 $X^{4d}(c)$ 之时间和空间

$$\gamma(v, \chi) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+2\chi/c^2} - \gamma_i v^i/c\right)^2 - v^2/c^2}}$$

$$(\chi = c^2(g_{00} - 1)/2; \gamma_i = -g_{0i}/\sqrt{g_{00}})$$

- (3) 测地线方程：表征物质运动

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)$$

$$\left(\Gamma_{\alpha\beta}^\mu(c) = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu, \beta} + g_{\nu\beta, \alpha} - g_{\beta\alpha, \nu}) \right)$$

- (4) 爱因斯坦场方程：表征时空弯曲

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa T_{\mu\nu} \quad \left(\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \right)$$

$$(R_{\mu\nu}(c) = \Gamma_{\mu\sigma, \nu}^\sigma - \Gamma_{\mu\nu, \sigma}^\sigma + \Gamma_{\mu\sigma}^\alpha \Gamma_{\alpha\nu}^\sigma + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \Gamma_{\alpha\sigma}^\sigma)$$

GOR 理论核心关系：

基于 PGC 对应原理，经由 PGC 逻辑路线一，直接以一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 替代光学观测代理 $OA(c)$ 之光速 c ，则爱因斯坦广义相对论之核心关系可同构一致地对应变换为——

- (1) 4d 微分流形之度量时空: 表征一般观测代理
OA(η) 及其 4d 引力时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta) : \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\}$$

$$\left\{ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right\}$$

- (2) 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = dt/d\tau$: 测定观测时空
 $X^{4d}(\eta)$ 之时间和空间

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+2\chi/\eta^2} - \gamma_i v^i / \eta\right)^2 - v^2 / \eta^2}}$$

$$(\chi = \eta^2 (g_{00} - 1)/2; \gamma_i = -g_{0i} / \sqrt{g_{00}})$$

- (3) GOR 测地线方程: 表征物质运动

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)$$

$$\left(\Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta) = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \right)$$

- (4) GOR 场方程: 表征时空弯曲

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa T_{\mu\nu} \quad \left(\kappa = \frac{8\pi G}{\eta^4} \right)$$

$$(R_{\mu\nu}(\eta) = \Gamma_{\mu\sigma,\nu}^\sigma - \Gamma_{\mu\nu,\sigma}^\sigma + \Gamma_{\mu\sigma}^\alpha \Gamma_{\alpha\nu}^\sigma + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \Gamma_{\alpha\sigma}^\sigma)$$

注释: GOR 理论所有关系式皆采用爱因斯坦求和约定——希腊字母下标 $\mu, \nu, \alpha, \beta, \lambda, \dots$ 求和范围 $\{0, 1, 2, 3\}$; 英文字母下标 $i, j, k, \dots$ 求和范围 $\{1, 2, 3\}$ 。

可以预见, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, GOR 理论之整个理论体系便可建立起来。

PGC 逻辑路线一是 GOR 理论最便捷的逻辑通道。如此便捷得来的 GOR 关系仍然可能给予我们重要的启示: GOR 时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 依赖于观测媒介速度 η , 这意味着, 一切广义相对论性效应, 或者说, 一切引力相对论性效应, 皆观测效应!

2.6.2 经由 PGC 逻辑路线二演绎 GOR 理论

爱因斯坦广义相对论也有“三原理”作为其基本的逻辑前提:

- 第一, 等效原理;
- 第二, 广义协变原理;
- 第三, 光速不变性原理。

光速 c 出现在爱因斯坦狭义相对论中, 如惯性时空变换因子: $\gamma(v) = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, 是“光速不变性原理”作为其逻辑前提导致的结果。同样地, 光速 c 出现在爱因斯坦广义相对论中, 如引力时空变换因子: $\gamma(\chi) = 1/\sqrt{1+2\chi/c^2}$, 也是“光速不变性原理”作为其逻辑前提导致的结果。正如 1.5.3 所述, “光速不变性原理”,

既是爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提, 也是爱因斯坦广义相对论的逻辑前提; 借助于“等效原理”, “光速不变性”即可在爱因斯坦广义相对论中发挥其作为“原理”和逻辑前提的作用。

光学观测代理 OA(c) (式(1.1)) 与一般观测代理 OA(η) (式(1.2)) 具有同构一致性对应关系。基于 PGC 对应原理, OA(c) 可同构一致地变换为 OA(η)。根据 1.5, OA(c) 隐喻着“光速不变性”, 而 OA(η) 则隐喻着“信息波速度不变性原理”。

因此, 基于 PGC 对应原理, 通过 OA(c) $\rightarrow$ OA(η) 变换, 作为爱因斯坦广义相对论之逻辑前提的“三原理”, 即可同构一致地对应变换为“GOR 三原理”:

- 第一, 等效原理;
- 第二, 广义协变原理;
- 第三, 信息波速度不变性原理。

在 GOR 理论中, 爱因斯坦设立的“等效原理”和“广义协变原理”依然有效; 而爱因斯坦的“光速不变性原理”则经由 PGC 对应变换 $c \rightarrow \eta$, 成为: “信息波速度不变性原理”, 其中, 信息波速度 η 替代了“光速不变性”之光速 c 。如此, 基于 PGC 原理对应变换后的 GOR 理论之逻辑前提 (“GOR 三原理”), 经由 PGC 逻辑路线二, 因循或类比爱因斯坦广义相对论的逻辑, 即可演绎 GOR 理论, 最终, 导出与爱因斯坦广义相对论同构一致的 GOR 理论之整个理论体系。

值得指出, 将光学代理 OA(c) 同构一致地变换为一般观测代理 OA(η), 则“光速不变性”对应变换成为“信息波速度不变性”; 因而, 凡基于 OA(η) 定义 1.1 之线元公式推导 GOR 关系, 实则, 皆属基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循或类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 演绎推导 GOR 理论。

经由 PGC 逻辑路线二, 将有助于我们更好地理解爱因斯坦广义相对论的逻辑和思想, 有助于我们理解“时空弯曲”乃至一切广义相对论性效应或引力相对论性效应的根源和本质, 同时, 有助于我们明确 GOR 理论的因果关系和逻辑思想。

2.7 本章小结

玻尔对应原理的基本思想在于, 量子物理学与经典物理学之间必定存在某种内在的对应关系; 如 2.1.2 所述, 普朗克常数 $\hbar \rightarrow 0$ 之限条件下, 量子物理模型将会同构一致地对应变换为经典物理模型。

相对性原理主张: 一切观测者平权! 因而, 不同观测者之物理学定律和时空模型形式相同。

OR 理论中, 不同观测代理之物理学定律和时空模

型形式相同, 是“同构”的, 具有“同构一致性”或“同构一致性对应关系”。

因而, OR 理论主张: 一切观测代理平权!

实际上, 相对性原理也是一种对应原理, 体现了不同观测者理论体系之间内在的对应关系; 而 OR 理论则进一步体现了不同观测代理理论体系之间内在的对应关系。特别地, 如 2.3 所述, OR 理论既体现了相对论与经典物理学之间内在的对应关系, 又体现了量子论与经典物理学之间内在的对应关系。

玻尔对应原理是关于量子物理学与经典物理学内在联系和对应关系的原理。需要指出, 其中的量子物理学是光学观测代理 $OA(c)$ 之理论体系; 而经典物理学则是理想观测代理 OA_∞ 之理论体系。根据 OR 理论, $OA(c)$ 之量子物理学与 OA_∞ 之经典物理学并不具有直接的对应关系; 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 广义普朗克常数 $h_\eta \rightarrow 0$, OR 物质波论或 OR 量子论趋同于 OA_∞ 之经典物理学。这正是玻尔对应原理常常采用普朗克常数 $h \rightarrow 0$ 之极限表达的原因。

OR 理论中, 不同观测代理 $OA(\eta_k)$ ($k=1,2,\dots$) 有各自的理论体系, 包括各自的量子论和各自的相对论。OR 物质波论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之量子论, $\eta=c$ 时即主流物理学界信奉的量子力学; OR 相对论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之相对论, $\eta=c$ 时即爱因斯坦狭义相对论。特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 即理想观测代理 OA_∞ , 这时, 无论量子论还是相对论, 必定趋同于经典物理学。这意味着, 无论量子效应还是相对论性效应, 皆依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于观测媒介传递观测信息的速度 η , 乃观测效应。理想观测代理 OA_∞ 之理论体系代表着客观真实的物理世界; 而不同观测代理 $OA(\eta_k)$ ($k=1,2,\dots$) 各自的理论体系则只是客观物理世界的观测映像。

OR 理论中, 同一观测代理之不同观测者平权, 其物理学定律和时空模型具有同构一致性对应关系, 这正是相对性原理的体现和表达; 同时, 同一观测者之不同观测代理平权, 其物理学定律和时空模型同样具有同构一致性对应关系。特别地, 若 $\eta \rightarrow \infty$, 则 $h_\eta \rightarrow 0$, OR 物质波论或 OR 量子论将趋同于经典物理学。这种极限情形下不同观测代理之间的“同构一致性对应关系”则是玻尔对应原理的体现和表达。

OR 理论揭示了不同观测代理之理论体系间的同构一致性对应关系, 将对应原理与相对性原理联系起来, 赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。本章 2.4 基于 OR 理论, 将玻尔对应原理和相对性原理联系起来, 建立了 PGC 原理, 即所谓“广义对应原理”。

PGC 对应原理意味着: 一切观测者平权!

值得注意, 相对性原理中的观测者是理想观测代理 OA_∞ 之观测者; 而 PGC 对应原理中的观测者则是任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测者。因而, 不同观测者, 无论其代表何种参考系或何种观测代理, 必定遵循相同的物理学定律, 其物理模型或理论体系必定是“同构”的, 具备“同构一致性对应关系”。

PGC 对应原理为物理学铺设了一条逻辑捷径。

基于 PGC 对应原理, 一切观测者之时空模型或理论体系皆可进行同构一致性对应变换。

本章 2.5 显示, 爱因斯坦狭义相对论可基于 PGC 原理同构一致地对应变换为 OR 理论。原本, OR 理论乃基于时间定义及其“时频比不变性”导出的理论体系, 现在, 基于 PGC 对应原理即可直接导出。这种逻辑上殊途同归的现象, 既印证了 OR 理论与爱因斯坦狭义相对论逻辑上的一致性, 也印证了 OR 理论逻辑上的自洽性, 同时, 印证了 PGC 对应原理。

本章 2.6 显示, 基于 PGC 对应原理, 无论经由 PGC 逻辑路线一还是 PGC 逻辑路线二, 我们都能将爱因斯坦广义相对论推广为 GOR 理论。然而, 2.6 只是 GOR 理论的序曲, 意在阐明基于 PGC 对应原理演绎 GOR 理论的基本思想和基本逻辑。

PGC 原理对于 GOR 理论的建立具有重要作用和意义。本文后续章节力求基于 PGC 对应原理, 结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二, 将爱因斯坦广义相对论由光学观测代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$, 将 OR 理论由惯性时空推广至引力时空, 阐明广义相对论性效应或引力相对论性效应的根源和本质, 建立 GOR 理论之整个理论体系, 即所谓“广义观测相对论”, 最终, 概括并统一牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。

然而, 需要特别指出, PGC 对应原理, 无论逻辑路线一或逻辑路线二, 都是一种逻辑捷径。

爱因斯坦特别善于铺设逻辑捷径——为了通向狭义相对论而设立“光速不变性原理”; 为了通向广义相对论而设立“等效原理”和“广义协变原理”。

然而, 走捷径需要付出代价: 简单而直接地运用 PGC 对应原理, 可能导致我们知其然而不知其所以然, 丧失对广义相对论性或引力相对论性效应本质的理解和认识。正如经由爱因斯坦逻辑捷径, 我们至今不能完全理解光速为什么不变和时空为什么弯曲。

因此, 借助 PGC 对应原理的同时, 本文力求“知其然并知其所以然”, 从最基本的物理概念和最基本的逻辑前提出发演绎 GOR 理论, 阐明广义相对论性效

应(包括“时空弯曲”)的根源和本质。

PGC 对应原理将为物理学新理论的发展和旧理论的统一, 为物理学理论体系之逻辑上的一致性和自治性检验, 提供重要的思想基础和指导原则。

作为物理学家, 如果你能将 PGC 对应原理应用于自己的研究, 或许会有新的认识和新的发现。

3 GOR 时空理论: 时空的观测和度量

引力时空如何观测和度量是 GOR 理论首要问题。

人类所感知的时空, 依赖于观测, 可谓“观测时空”, 是物理世界透过特定观测代理 $OA(\eta)$ 呈现给观测者的时空 $X^{4d}(\eta)$, 并非客观时空。一切现实的观测代理, 包括爱因斯坦相对论之光学代理 $OA(c)$, 皆存在观测局域性 ($\eta < \infty$), 令我们所观测的时空呈现相对论性效应, “观测起来”显得些弯曲。

GOR 时空之时间和空间当如何定义和度量? 广义相对论性效应或引力相对论性效应, 包括“时空弯曲”, 究竟是客观物理世界之本质特性呢, 还是观测时空之局域性所致之观测效应呢?

3.1 引力时空之局域性问题

关于引力, 物理学存在两大理论体系: 一是牛顿万有引力论^[53]; 二是爱因斯坦广义相对论^[15]。无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 均涉及两类局域性问题: 一是引力局域性; 二是观测局域性。

3.1.1 引力局域性: 引力波速度是有限的

作为客观世界的形式化模型, 物理学一切理论皆具有某种理想化特征。实际上, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 皆隐喻着一项重要的理想化假设: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

牛顿万有引力定律未计引力局域性: 体系之物质分布变化时, 其泊松方程所描述的引力场会随之瞬时变化^[54], 引力跨越空间无需时间。

爱因斯坦场方程, 可谓光学代理 $OA(c)$ 之牛顿万有引力定律: 依广义相对论^[15], “弱场近似”条件下, 爱因斯坦场方程约化为牛顿万有引力定律之泊松方程。这意味着, 爱因斯坦广义相对论中的引力, 与牛顿之万有引力一样, 乃超距作用, 引力辐射速度无穷。你不能设想, 弱场情形下, 引力速度更快。

然而, 根据“物理可观测性原理”^[1-3], 物理世界不存在超距作用, 一切物理量(包括引力速度)都必定是有限的。1859 年, 法国天文学家 Verrier 发现水星椭圆轨道以不同于牛顿定律预测的速率旋进^[55], 引发了人们对引力速度的关注。1805 年, 拉普拉斯通过

计算得出结论^[22]: 引力辐射速度大于 $7 \times 10^6 c$ 。美国物理学家 Flandern 认为^[56]: 引力辐射速度远高于光速, 否则, 天体将失去现有的稳定结构; 1998 年, 他通过计算得出的引力辐射速度为 $2 \times 10^{10} c$ 。

在广义相对论中^[15], 爱因斯坦导出了引力波方程, 其中, 引力波速度为光速。然而, 逻辑上或就逻辑而言, 无论牛顿万有引力论还是爱因斯坦广义相对论, 皆无关于引力波和引力辐射速度的任何先验信息, 根本无法计算引力速度或导出引力波方程。

那么, 爱因斯坦广义相对论之引力波方程究竟意味着什么呢? 其中的引力波速度为何恰恰是光速呢?

GOR 理论将为我们揭示其中的奥妙。

与牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论一样, GOR 理论也未引入关于引力波和引力辐射速度的任何先验信息。GOR 理论同样蕴含着这一重要的理想化假设: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

3.1.2 观测局域性: 信息波速度是有限的

牛顿万有引力论是理想观测代理 OA_∞ 的产物, 其中, 信息波速度无穷: 伽利略时空不存在观测局域性, 信息跨越空间无需时间; 而爱因斯坦广义相对论则是光学观测代理 $OA(c)$ 的产物, 其中, 信息波速度即光速, 存在观测局域性, 信息跨越空间需要时间。

与惯性时空之狭义相对论性效应(包括“光速不变性”)一样, 引力时空之广义相对论性效应(包括“时空弯曲”), 其根源和本质, 仍然在于光学观测代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$)。OR 理论^[1-3]基于 Schwarzschild 度规^[57]的分析显示: 所谓“时空弯曲”, 实则观测效应。存在观测局域性的光学代理 $OA(c)$ 犹如广角镜, 令引力时空看起来有些弯曲或变形。

GOR 理论将进一步阐明: 如果我们能够借助理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 观测引力时空, 那么, 引力时空将会呈现出客观真实的面貌: 平直, 而非弯曲。

牛顿万有引力论中, 引力, 与电磁力以及弱力和强力一样, 乃物质间最基本的相互作用, 是一种“力”(Force), 而非时空几何效应。然而, 广义相对论中^[15], 爱因斯坦去除了引力, 只剩下几何化的引力效应。爱因斯坦广义相对论将引力几何化, 将引力效应等效为时空弯曲: 物质存在导致时空弯曲, 物质密度越大时空曲率越大。于是, 地球围绕太阳运转, 不再是万有引力之作用, 而是时空弯曲所致。

将引力效应几何化, 不失为物质相互作用的一种形式化方法; 实际上, 这一方法将通过 PGC 对应原理渗入 GOR 理论及其逻辑演绎进程。然而, 这种将引力

效应几何化的方法, 终究只是一种形式化手段, 并不代表引力作为基本相互作用真实的物理特性, 更不能以为万有引力不存在。否则, 我们应该将电磁力以及弱力和强力一并几何化。

GOR 理论将会令我们更加清晰地认识到, “时空弯曲”并非因为物质堆积, 而是一种观测效应。

3.2 爱因斯坦广义相对论之时空理论

基于 PGC 对应原理论述 GOR 时空理论之前, 我们需要理解爱因斯坦广义相对论之时空理论, 理解光学观测代理 OA(c) 及其观测时空 $X^{4d}(c)$ 。

爱因斯坦广义相对论是光学观测代理 OA(c) 的产物, 其中, 光学观测代理 OA(c) 的基本任务是, 以光或电磁相互作用为观测媒介, 量化和测定引力时空 $X^{4d}(c)$, 包括其时间的测定和其空间的测定。

特别值得指出, 爱因斯坦广义相对论之引力时空 $X^{4d}(c)$ 的测定运用了“等效原理”和“光速不变性原理”。在广义相对论中, 爱因斯坦基于“等效原理”引入局部惯性时空, 其目的和作用在于, 令“引力时空”局部等效于“惯性时空”或“自由时空” S_F , 于是, “光速不变性原理”在局部惯性时空中成立, 从而:

- 第一, 测定 $X^{4d}(c)$ 之时间: 将“观测时间” dt 变换为“标准时间” $d\tau$;
- 第二, 测定 $X^{4d}(c)$ 之空间: 用“标准时间” $d\tau$ 和不变的真空光速 c 计算“物理空间” dl 。

3.2.1 爱因斯坦时间概念

闵科夫斯基 4d 时空坐标框架 (式(1.1)), 实为光学观测代理 OA(c), 蕴含着爱因斯坦相对论之时空理论, 其中, $X^{4d}(c)$ 乃 4d 观测时空:

1d 时间 + 3d 空间——

- (1) $X^{4d}(c)$ 之 1d 时间坐标: $x^0=ct$;
- (2) $X^{4d}(c)$ 之 3d 空间坐标: $x^1=x, x^2=y, x^3=z$ 。

其中, $t=x^0/c$ 隐喻着“光速不变性”。

设运动物体或被观测对象 P 在 $X^{4d}(c)$ 中运动, 其时空轨迹 (包括时元 dt 和线元 ds) 可基于 $X^{4d}(c)$ 之 4d 时空坐标框架之定义 1.1 描述:

$$\begin{cases} dt = dx^0/c \\ ds^2 = g_{\mu\nu}(c) dx^\mu dx^\nu \\ = c^2 g_{00} dt^2 + 2c g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \end{cases} \quad (3.1)$$

其中, dt 乃 OA(c) 之观测者 O 的“观测时间”, x^μ ($\mu=1,2,3,4$) 为 $X^{4d}(c)$ 之时空坐标, $g_{\mu\nu}(c)$ 为 $X^{4d}(c)$ 之时空度规, ds 为 P 之时空轨迹 (“世界线”), 而 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$)

则是 P 特定时刻 $t=x^0/c$ 之空间坐标。

OR 理论和 GOR 理论称观测时空 $X^{4d}(c)$ 之时间 t 为光学观测代理 OA(c) 之“观测时间”。然而, 爱因斯坦在其相对论中并未明确观测和观测者的地位及其作用。因此, 我们并不十分清楚, OA(c) 之观测时空 $X^{4d}(c)$ (式(3.1)) 中, 计量时间 t 或时元 dt 的时钟何在, 观测时间 t 或时元 dt 的观测者何在。

那么, $X^{4d}(c)$ 之 dt 究竟意味着什么呢?

设想被观测对象 P 本身即一部钟, 或者, T_P 为 P 之“固有时钟”。依定义 1.2, 当观测者 O 与 T_P 相对静止于惯性时空 S_I 或“自由时空” S_F 时, O 观测 T_P 所得时间即客观真实的“固有时间” $d\tau=ds/c$; 否则, O 观测 T_P 所得时间只能是 O 之“观测时间” $dt=dx^0/c$ 。

狭义相对论惯性时空之时间:

爱因斯坦狭义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 乃惯性时空: $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}=\text{diag}(+1,-1,-1,-1)$ 。

因此, 依式(3.1), 成立:

$$dt = \frac{dx^0}{c} = \frac{d\tau}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \left(d\tau = \frac{ds}{c} \right) \quad (3.2)$$

其中, v 为惯性时空 $X^{4d}(c)$ 之观测者 O 与被观测对象 P 或 T_P 之间的相对运动速度。

爱因斯坦狭义相对论之关系式(3.2)显示:

- (1) $v=0$ 时 $dt=d\tau$, 这表明, 爱因斯坦狭义相对论之“固有时间”概念服从 OR 理论和 GOR 理论之定义 1.2;
- (2) $v \neq 0$ 时 $dt > d\tau$, 此即惯性时空之“时间膨胀”, 不同惯性速度导致不同程度的“时间膨胀”。

惯性时空中, 运动是相对的, 静止也是相对的。就爱因斯坦狭义相对论关系式(3.2)之时元 dt 而言, 你可以设想, O 是静止的, 而 P 则以惯性速度 v 相对于 O 运动, 如此, dt 则应为静止的观测者 O 观测“动钟” T_P 所得时间; 你也可以设想, P 是静止的, 而 O 则以惯性速度 v 相对于 P 运动, 如此, dt 则应为运动的观测者 O 观测“静钟” T_P 所得时间。

爱因斯坦狭义相对论视静止于惯性时空的时钟为“标准钟”, 其所指示的时间即“标准时间”。

人们通常以为: 既然“原时” $d\tau$ 乃惯性时空之“静钟”时间速率, 那么, “观测时间” dt 则应为“动钟”时间速率。然而, 如果将 dt 诠释为“动钟”时间速率, 那么, $dt > d\tau$ 则意味着“动钟快”, 有悖于爱因斯坦狭义相对论之“动钟慢”的认知!

OR 理论已经阐明^[1-3], 实际上, 惯性时空 $X^{4d}(c)$

中, 被观测对象 P 之“固有时钟” T_P 应视为静止于“自由时空” S_F 之“标准钟”, 而观测代理 $OA(c)$ 之“观测时间” dt 实为惯性观测者 O 以速度 v 相对于 P 运动时观测“标准钟” T_P 所得时间。

广义相对论引力时空之时间:

爱因斯坦广义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 乃引力时空, 时空度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^i)$ 依赖于 $X^{4d}(c)$ 之空间坐标 x^i ($i=1,2,3$): 不同坐标之时间速率 dt 可能不同。

关于时间, 爱因斯坦广义相对论有两个概念, 一是“标准时间”, 二是“坐标时间”:

- (1) 标准时间: $d\tau=ds/c$;
- (2) 坐标时间: $dt=ds/(c\sqrt{g_{00}})$ 。

人们通常以为: “标准时间”即“标准钟”时间; “坐标时间”即“坐标钟”时间。如此, 依照式(3.1): “坐标钟”应为静止于观测时空 $X^{4d}(c)$ 之空间坐标 x^i ($dx^i=0$) 的时钟, 而“标准钟”则应为静止于惯性时空或“自由时空” S_F ($g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$, $dx^i=0$) 的时钟。

依照闵科夫斯基 4d 时空坐标框架或光学观测代理 $OA(c)$ 的定义 1.1, 观测时空 $X^{4d}(c)$ 之时间速率 dt (式(3.1)) 应为: $dt=dx^0/c$ 。

实际上, 爱因斯坦广义相对论之时间 $dt=dx^0/c$ 服从定义 1.2 之“观测物理量”的定义, 可谓 $OA(c)$ 之“观测时间”; 而爱因斯坦广义相对论之“标准时间”服从定义 1.2 之“固有物理量”的定义, 可谓客观真实的“固有时间”或“原时”。

然而, 一般地, $OA(c)$ 之“观测时间” $dt=dx^0/c$ 并不等同于 $X^{4d}(c)$ 之“坐标时间” $dt=ds/(c\sqrt{g_{00}})$ 。仅当 P 静止于观测时空 $X^{4d}(c)$ 时, $OA(c)$ 之“观测时间”方为 $X^{4d}(c)$ 之“坐标时间”。(特别注意: 正因为如此, 爱因斯坦在其广义相对论中基于“等效原理”将引力时空 $X^{4d}(c)$ 惯性化, 并且, 令其瞬时静止于 P 之坐标位置 x^i ($i=1,2,3$))。

P 静止于 $X^{4d}(c)$ 时, $dx^i=0$; 依式(3.1), 成立:

$$dt = \frac{dx^0}{c} = \frac{ds}{c\sqrt{g_{00}}} = \frac{d\tau}{\sqrt{1+2\chi/c^2}} \quad \left(d\tau = \frac{ds}{c} \right) \quad (3.3)$$

其中, χ ($=-GM/r \leq 0$) 为引力时空 $X^{4d}(c)$ 特定空间位置 x^i ($i=1,2,3$) 之引力势。

爱因斯坦广义相对论之关系式(3.3)显示:

- (1) $\chi=0$ 时 $dt=d\tau$, 这表明, 爱因斯坦广义相对论之“标准时间”的概念同样服从 OR 理论和 GOR 理论之定义 1.2;
- (2) $\chi<0$ 时 $dt>d\tau$, 此即引力时空之“时间膨胀”, 不同的引力势导致不同程度的“时间膨胀”。

引力时空中, 观测者 O 和被观测对象 P 可能存在势差。就爱因斯坦广义相对论“坐标时间”关系(3.3)之时元 dt 而言, 你可以认为, O 静止于“自由时空” S_F (零势位: $\chi=0$), 而 P 则处于引力时空 $X^{4d}(c)$ 之 χ 势位, 如此, dt 则应为“零势位 ($\chi=0$)”观测者 O 观测 χ 势位之 T_P 所得时间; 你也可以认为, P 静止于“自由时空” S_F (“零势位”), 而 O 则处于引力时空 $X^{4d}(c)$ 之 χ 势位, 如此, dt 则应为 χ 势位之观测者 O 观测“零势位 ($\chi=0$)”之 T_P 所得时间。

爱因斯坦广义相对论视静止于“零势位”的时钟为“标准钟”, 其所指示的时间即“标准时间”。

人们通常以为: 既然“标准时间” $d\tau$ 乃“零势钟”之时间速率, 那么, dt 则应为“势钟”之时间速率。然而, 如果将 dt 诠释为“势钟”时间速率, 那么, $dt>d\tau$ 则意味着“势钟快”, 有悖于爱因斯坦广义相对论之“势钟慢”的认知!

GOR 理论将会阐明, 与 OR 理论中的情形类似, 引力时空 $X^{4d}(c)$ 中, 被观测对象 P 之“固有时钟” T_P 应视为静止于“自由时空” S_F 之“标准钟”(处于“零势位: $\chi=0$)”, 而观测代理 $OA(c)$ 之“观测时间” dt 实为 P 在 $t=x^0/c$ 时刻空间位置 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$; χ 势位) 之观测者 O 观测“零势位”之 T_P 所得时间。

无论如何, “标准时间”和“坐标时间”概念乃爱因斯坦广义相对论之重要概念, 在爱因斯坦广义相对论中扮演着重要角色, 不仅用于计量或测定引力时空 $X^{4d}(c)$ 之时间, 而且, 用于计量或测定引力时空 $X^{4d}(c)$ 之空间。

3.2.2 广义相对论之标准时间的测定^[15,58,59]

如 3.2.1 所述, 惯性时空中, 不同惯性速度 (v) 之观测者, 其时间速率 dt 不同; 引力时空中, 不同引力势 (χ) 之观测者, 其时间速率 dt 也不同。

爱因斯坦狭义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 乃惯性时空。如式(3.2), $d\tau$ 乃 $v=0$ 时的时间, 可理解为时钟静止于惯性时空的时间速率, 不依赖于时空和物质运动, 可谓“固有时间”或“原时”; 而 dt 则可理解为时钟运动于惯性时空的时间速率。虽然, dt 依赖于被观测对象 P 在 $X^{4d}(c)$ 中的惯性速度 v , 然而, 并不依赖于 P 在 $X^{4d}(c)$ 中的空间坐标。因此, 在狭义相对论中, 爱因斯坦可以并且似乎更愿意使用 dt 而不是 $d\tau$ 描述 P 之运动, 并且, 依据并非客观真实的 dt 解释其“时涨尺缩”和“同时性之相对论性”观念, 渲染其“相对论性乃时空和物质运动本质特性”的思想。

广义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 乃引力时空。如式(3.3), 不同空间坐标有不同的引力势 χ ; 因而, 不同空

间坐标之时间速率 dt 不同。如此, 爱因斯坦广义相对论便不能直接地运用闵科夫斯基 4d 时空坐标框架之时间速率 dt 描述被观测对象 P 之运动。或许, 正因为如此, 爱因斯坦意识到, 闵科夫斯基 4d 时空坐标框架之时间速率 dt 并不代表真实的时间或标准的时间。

爱因斯坦广义相对论需要统一的“标准时间”。

自然地, 这种“标准时间”应该独立于时空和物质运动, 不依赖于 v 和 χ 。或许, 这让爱因斯坦想到了狭义相对论中静止于惯性时空的时钟和时间 $d\tau$ (式(3.2))。爱因斯坦广义相对论的“标准时间”概念: 静止于惯性时空的时钟即“标准钟”, 而“标准钟”所指示的时间即“标准时间”。“静止于惯性时空”意味着 $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 且 $dx^i=0$ ($i=1,2,3$)。因此, 依据式(3.1)即可得出不依赖于 v 和 χ 的“标准时间” $d\tau$:

$$\begin{cases} ds^2 = g_{\mu\nu}(c) dx^\mu dx^\nu = c^2 d\tau^2 \\ d\tau = \frac{ds}{c} \end{cases} \quad (3.4)$$

显然, 式(3.4)之“标准时间”乃定义 1.2 的“固有物理量”, 可谓“固有时间”, 即客观真实的时间。

若被观测对象 P 之“固有时钟” T_P 静止于“自由时空” S_F , 则 T_P 即“标准钟”, 其时间便是“标准时间”。然而, 在爱因斯坦看来, P 处于引力势场 ($\chi \neq 0$), T_P 并非“标准钟”, 其时间并非“标准时间”; 若 P 静止于 $X^{4d}(c)$ 特定空间坐标 x^i ($i=1,2,3$), 则 T_P 便是 x^i 之“坐标钟”; 时间 dt 便是 x^i 之“坐标时间”。

因此, 爱因斯坦需要对广义相对论实施“时间标准化”: 将 $X^{4d}(c)$ 变换为惯性时空, 将 T_P 变换为“标准钟”, 将“坐标时间” dt 变换为“标准时间” $d\tau$ 。

于是, “等效原理”体现出其特殊的价值和意义。

设 D_0 ($x^i(t)$ ($i=1,2,3$)) 为 P 特定时刻 $t=x^0/c$ 的空间坐标。 D_0 之观测者 O 原本属于引力时空 $S_0=X^{4d}(c)$; 基于“等效原理”, 如图 1(a1), 在 D_0 处引入 P 相对于 D_0 之观测者 O 瞬时静止的局部惯性时空 S_I , 其中, “光速不变性”成立。

于是, 经由“等效原理”之等效变换, 引力时空 S_0 瞬时局部等效于惯性时空 S_I 。

式(3.4)意味着, “标准时间”正比于被观测对象 P 在光学代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的世界线 ds 。如图 1(a1) 所示, 设 L_0 为 $OA(c)$ 之引力时空 S_0 的世界线, L_I 为等效惯性时空 S_I 之世界线。合理地, S_0 之标准时间可定义为 $d\tau_0=ds_0/c$; S_I 之标准时间可定义为 $d\tau_I=ds_I/c$ 。显然, 根据式(3.4)之“标准时间”定义, $d\tau_I$ 即客观真实的“固有时间”(原时) $d\tau$: $d\tau_I=d\tau$ 。

依微分几何, 曲线 L_0 之线元 ds_0 与其切线 L_I 之线元 ds_I 相等: $ds_0=ds_I$; 故有:

$$d\tau_0 = \frac{ds_0}{c} = \frac{ds_I}{c} = d\tau_I = d\tau \quad (3.5)$$

式(3.5)具有重要寓意: 光学观测代理 $OA(c)$ 之任意观测时空 (包括 S_0 和 S_I) 具有相同的“标准时间”, 皆客观真实的“固有时间”(原时) $d\tau$ 。

经“等效原理”对引力时空 $S_0=X^{4d}(c)$ 的惯性化处理, 被观测对象 P 相对于 $X^{4d}(c)$ 之空间坐标 $D_0(x^i)$ 的观测者 O 瞬时静止于 S_I : $dx^i=0$ ($i=1,2,3$), 故依式(3.1)和式(3.5), 爱因斯坦广义相对论之“标准时间” $d\tau$ 可依其“坐标时间” dt 测定:

$$\begin{aligned} d\tau &= \frac{ds}{c} = \frac{1}{c} \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} = \frac{1}{c} \sqrt{g_{00}} dx^0 \\ &= \sqrt{g_{00}} dt = \sqrt{1+2\chi/c^2} dt \quad (g_{00}=1+2\chi/c^2) \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中, χ 为 $X^{4d}(c)$ 空间坐标 x^i 之“牛顿引力势”。

式(3.5)表明: “标准时间”是可以测定的; 更重要地, 客观真实的“原时”是可以测定的!。

特别需要指出, “光速不变性”假设在爱因斯坦广义相对论之时间测定中发挥了重要作用。

如 1.5.1 所述, 闵科夫斯基时空, 或者说, 光学观测代理 $OA(c)$ 之 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(c)$, 是“光速不变性原理”的形式化表达, 其时轴 $x^0=ct$ 代表着“光速不变性”。式(3.6)之“标准时间” $d\tau$ 的测定正是基于闵科夫斯基 4d 时空之线元 $dt=dx^0/c$ (式(3.1)) 和线元公式 $ds=g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$ (式(3.1)) 导出的。

3.2.3 广义相对论之物理空间的测定 [15,58,59]

爱因斯坦广义相对论之空间测定依赖于“标准时间” $d\tau$ 的测定, 同时, 也需要“光速不变性”假设。实际上, 爱因斯坦广义相对论中, 空间的测定是基于“光速不变性”假设并借助“标准时间” $d\tau$ 予以测定的, 其中, 必定需要借助“等效原理”, 将引力时空 $S_0=X^{4d}(c)$ 瞬时局部惯性化。

如图 1(a2), 设 D 为观测时空 $S_0=X^{4d}(c)$ 中足够接近 D_0 的相邻空间点, 光信号由 D_0 射向 D , 再由 D 返回 D_0 , 其所需观测时间为:

$$dx^0 = dx_{out}^0 + dx_{back}^0 \quad (3.7)$$

其中, S_0 未必各向同性, 故 dx_{out}^0 未必等同于 dx_{back}^0 。

若光由 D_0 至 D 之位移为 dx^i ($i=1,2,3$), 则其返回之位移为 $-dx^i$ ($i=1,2,3$)。光学代理 $OA(c)$ 情形之下, 光之时空线元 $ds^2=0$, 因而:

$$\begin{cases} 0 = g_{00} (dx_{\text{out}}^0)^2 + 2g_{0i} dx^i dx_{\text{out}}^0 + g_{ik} dx^i dx^k \\ 0 = g_{00} (dx_{\text{back}}^0)^2 - 2g_{0i} dx^i dx_{\text{back}}^0 + g_{ik} dx^i dx^k \end{cases} \quad (3.8)$$

$$dx^0 = dx_{\text{out}}^0 + dx_{\text{back}}^0 = 2 \frac{\sqrt{(g_{0i} g_{0k} - g_{00} g_{ik})} dx^i dx^k}{g_{00}}$$

依“等效原理”，在 D_0 点引入局部惯性时空 S_I ，其中，必定各向同性，且“光速不变性”假设成立；因而， D_0 和 D 之间的“物理空间距离” dl 可依原时 $d\tau$ 和真空光速 c 定义为 $dl = c d\tau/2$ 。

依式(3.6)，“标准时间” $d\tau = \sqrt{g_{00}} dx^0/c$ 。

于是，“物理空间距离” dl 可如下测定：

$$dl = c \frac{d\tau}{2} = \frac{\sqrt{g_{00}}}{2} dx^0 = \sqrt{\left(\frac{g_{0i} g_{0k} - g_{ik}}{g_{00}} \right) dx^i dx^k} \quad (3.9)$$

or $dl^2 = \gamma_{ik}(c) dx^i dx^k \left(\gamma_{ik}(c) = \frac{g_{0i} g_{0k} - g_{ik}}{g_{00}} \right)$

其中， $\gamma_{ik}(i, k=1, 2, 3)$ 被称为“物理空间度规”。

3.2.4 广义相对论之时空变换因子^[15,59,60]

在爱因斯坦相对论中，“时空变换因子” $\gamma = dt/d\tau$ ，即“观测时元” dt 与“固有时元” $d\tau$ 的比，是一个重要的物理量： γ 越大，相对论性效应越显著。因此， γ 又可称作“相对论性因子”，表征相对论性效应。

爱因斯坦狭义相对论中，“时空变换因子” $\gamma = dt/d\tau$ 即洛伦兹因子，或称“惯性时空变换因子”：

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (3.10)$$

其中， γ 依赖于被观测对象 P 之惯性速度 v ， $|v|$ 越大，则惯性相对论性效应越显著。

爱因斯坦广义相对论中，“时空变换因子” $\gamma = dt/d\tau$ 乃“引力时空变换因子”；单纯引力情形 ($v=0$) 下：

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/c^2}} \quad (3.11)$$

其中， γ 依赖于 P 所处空间坐标之引力势 χ ： $|\chi|$ 越大，则引力相对论性效应越显著。

如果考虑被观测对象 P 在引力场中运动，那么，爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ 应为：

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/c^2 - v^2/c^2}} \quad (3.12)$$

然而，式(3.12)中的 χ 是标量，只代表“标量引力势”。爱因斯坦设想，引力场或许也像电磁场那样，既有标势，又有矢势。仿照静电场场强定义，引力场任意一点之场强 $\mathbf{g}$ 可定义为：

$$\mathbf{g} = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta m} \quad (\Delta \mathbf{F} = \Delta m \mathbf{a})$$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} = \sqrt{\gamma_{ik} a^i a^k} \left(a^i = \frac{d^2 x^i}{dt^2}, a_i = \gamma_{ik} a^k \right) \quad (3.13)$$

其中， Δm 乃质量，依“等效原理”，不区分引力质量和惯性质量；引力场强 $\mathbf{g}$ 等效于该点引力加速度 $\mathbf{a}$ 。

依广义相对论之计算和分析：

$$a_i = -\frac{\partial \chi}{\partial x^i} - c \sqrt{1 + \frac{2\chi}{c^2}} \frac{\partial \gamma_i(c)}{\partial t} \left(\gamma_i(c) \equiv -\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \right) \quad (3.14)$$

其中， $\gamma_i (i=1, 2, 3)$ 即“矢量引力势”。

若矢量引力势 $\gamma_i (i=1, 2, 3)$ 果真存在，则 $\exists i \in (1, 2, 3) g_{0i} \neq 0$ ；根据式(3.9)， $X^{4d}(c)$ 之空间度规 $\gamma_{ik} (i, k=1, 2, 3)$ 与 $X^{4d}(c)$ 之时间轴 x^0 相关。这意味着， $X^{4d}(c)$ 之时间轴 x^0 与空间轴 $x^i (i \in (1, 2, 3))$ 可以是非正交的。

反之，若矢量引力势 $\gamma_i (i=1, 2, 3)$ 不存在，则 $g_{0i}=0 (i=1, 2, 3)$ ；根据式(3.9)， $X^{4d}(c)$ 之空间度规 $\gamma_{ik}=g_{ik} (i, k=1, 2, 3)$ 与 $X^{4d}(c)$ 之时间轴 x^0 无关。这意味着， $X^{4d}(c)$ 之时间轴 x^0 与空间轴 $x^i (i \in (1, 2, 3))$ 正交：时间与空间无关，相应的 $X^{4d}(c)$ 坐标系谓之“时轴正交系”。

引力场是否存在“矢量引力势”的问题，引发了“时间与空间是否正交”的问题。

依光学代理 $OA(c)$ (式(1.1))： $dt=dx^0/c$ 和 $d\tau=ds/c$ ；考虑引力场之标势 χ 和矢势 $\gamma_i (i=1, 2, 3)$ ，则：

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{dt}{d\tau} = \frac{dx^0}{ds} = \frac{dx^0}{\sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}} \\ &= \frac{dx^0}{\sqrt{g_{00} dx^0 dx^0 + 2g_{0i} dx^0 dx^i + g_{ik} dx^i dx^k}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{g_{00}} + \frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^i}{dx^0} \right)^2 + \left(g_{ik} - \frac{g_{0i} g_{0k}}{g_{00}} \right) \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}} \end{aligned} \quad (3.15)$$

对照式(3.6)以及式(3.9)和式(3.14)，可得爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ ：

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1 + \frac{2\chi}{c^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{c} \right)^2 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.16)$$

其中， $v=dl/dt$ ， $v^i=dx^i/dt (i=1, 2, 3)$ 。

广义相对论之“时空变换因子” (式(3.16))，概括了惯性时空和引力时空的相对论性：无引力场 ($\chi=0$ ， $\gamma_i=0$) 时，式(3.16)严格约化为惯性时空变换因子： $\gamma=1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ ；无相对运动 ($v=0$) 时，式(3.15)严格约化为引力时空变换因子： $\gamma=1/\sqrt{1+2\chi/c^2}$ 。

3.2.5 相对论性的根源和本质问题

人们首次观测到相对论性现象是在迈克尔逊-莫雷实验中^[42], 因此, 诞生了菲兹杰拉德-洛伦兹变换^[39,40]; 爱因斯坦则将这种相对论性现象归结为“光速不变性原理”, 进而, 从理论上导出洛伦兹变换, 建立狭义相对论^[14]。然而, 无论菲兹杰拉德和洛伦兹, 还是爱因斯坦, 乃至如今的主流物理学界, 并未真正理解, 光速 c 在爱因斯坦相对论 (包括其狭义相对论和广义相对论) 中究竟扮演着什么角色。

光速 c 为什么会出现在爱因斯坦相对论中? 特别地, 光速 c 为什么会出现在爱因斯坦相对论之“时空变换因子” $\gamma=dt/d\tau$ 之特定位置?

自然地, 光速 c 出现在爱因斯坦相对论之“时空变换因子” $\gamma=1/\sqrt{1+2\chi/c^2-v^2/c^2}$ 中, 乃“光速不变性”假设所致。然而, 作为爱因斯坦相对论之逻辑前提, “光速不变性”假设本身并不能解释光速在爱因斯坦相对论中扮演着什么角色。

爱因斯坦认为, 如今, 主流物理学界也这么认为: 光速乃宇宙极限速度, 是不可超越的; 因而, 光速 c 相对于任意惯性观测者是不变的或相同的。如此, 式 (3.16) 之“时空变换因子” $\gamma=\gamma(v, \chi)$ 取决于物质运动速度 v 和引力相互作用 χ : $v=0$ 且 $\chi=0$ 时, $\gamma=\Gamma_\infty=1$, 无相对论性现象; 而 $v\neq 0$ 或 $\chi\neq 0$ 时, 则 $\gamma>\Gamma_\infty$, 被观测对象 P 便会呈现出相对论性现象。

据此, 爱因斯坦乃至整个物理学界错误地认为: 相对论性现象, 包括“光速不变性”和“时空弯曲”, 乃时空和物质运动的本质特性, 其根源在于物质运动 (v) 以及物质间的相互作用 (χ)。

然而, OR 理论已经阐明, 狭义相对论性效应或惯性相对论性效应的根源并非物质运动, 其本质在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta<\infty$)。GOR 理论将进一步阐明, 广义相对论性效应或引力相对论性效应的根源并非物质相互作用, 其本质同样在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta<\infty$)。

3.3 时间与时频比不变性

时间是最基本的物理概念和最基本的物理量。

正是从时间定义出发, OR 理论从逻辑上和理论上导出具有重要意义的“时频比不变性”, 进而, 建立起概括爱因斯坦狭义相对论和德布罗意物质波论的 OR 理论之整个理论体系^[2,3]。实际上, OR 理论之时间定义及其时频比不变性, 并不局限于惯性时空和 OR 理论, 可推广至引力时空和 GOR 理论。

需要强调, 这里, 时间的定义以及“时频比不变性”, 并非源于爱因斯坦相对论, 而是 OR 理论。

3.3.1 时间的定义

时间的定义依赖于周期性物理现象。

任意周期性物理现象之周期皆可作为时间单位用于计量时间: 1 年乃地球绕日运行 1 周, 1 月乃月亮圆缺变化 1 周, 1 天乃昼夜交替 1 周。

最基本的时间单位是秒 (Second)。

依照国际标准组织 ISO 制定的国际标准单位, 1 秒乃铯-133 原子基态两个超精细能级之间跃迁辐射或震荡 9,192,631,770 周所持续的时间。

ISO 定义的时间自然被视为“标准时间”, 相应的原子钟自然被视为“标准钟”。然而, ISO 之原子钟作为“标准钟”是有条件的!

特别值得注意, ISO 基于铯原子辐射周期定义时间单位“秒”, 要求铯原子处于静止且温度绝对零度和零磁场状态。自然地, 所谓“静止”, 必须相对于观测者而言: 观测者相对于“标准钟”应该是静止的。这一要求暗示: 周期性物理信号源之周期, 既依赖于其所处的时空环境, 同时, 也依赖于观测者之观测。

爱因斯坦在其广义相对论中引入了“标准时间”和“标准钟”的概念; 其所谓“标准钟”, 意即静止于惯性时空的时钟。然而, 无论 ISO 之原子钟还是爱因斯坦之“标准钟”都没有明确观测者的地位和作用: 谁在观测时间, 谁在阅读或观看“标准钟”, 或者, 谁在观测铯-133 之辐射; 特别地, 谁作为观测媒介在为观测者传递有关时间的信息?

OR 理论引入“自由时空”作为“惯性时空”的替代概念。如 1.4 所述, 所谓“自由时空”, 即不存在任何力或相互作用的时空, 记作: S_F 。ISO 要求原子钟处于静止且温度绝对零度和零磁场状态, 实则, 要求原子钟静止于“自由时空” S_F 。

正是基于“自由时空”的概念, 定义 1.2 定义了“固有物理量”和“观测物理量”。如果我们将“标准钟”定义为静止于“自由时空” S_F 的时钟, 那么, ISO 定义的原子钟, 以及爱因斯坦的“标准钟”, 便成为一致的或等价的概念, 皆可指示“标准时间”。

“标准钟”所指示的时间即“标准时间”。

然而, 问题是: “标准钟”借助于什么样的观测媒介向什么样的观测者指示“标准时间”呢?

物理学一切理论体系或物理模型, 其时间皆依赖于观测。自然地, 观测者处于不同的时空环境或不同的运动状态, 其观测“标准钟”所得“观测时间”是不同的, 未必等同于“标准时间”。

我们必须认识到:

第一, 任意周期信号源皆可作为“标准钟”, 但必须静止于“自由时空” S_F ;

第二, 任意观测者皆可测定“标准时间”, 但必须相对于“标准钟”静止于“自由时空” S_F , 除非观测者能借助理想观测代理 OA_∞ 为其传递“标准钟”之时间信息。

OR 和 GOR 理论明确了观测和观测者在时间计量中的地位和作用, 引入了“观测时间”概念, 以区别于客观真实的“固有时间”或“原时”。

理论上, 任意周期性物理现象皆可用于定义时间; 任意周期性物理现象之固有周期 T_0 或固有频率 f_0 皆可作为计量或定义时间的基本单位。

定义 3.1 (时间): 设有周期信号源 P 和观测者 O 及其观测代理 $OA(\eta)$, T_0 和 f_0 分别为 P 之固有周期和固有频率。若 O 借助 $OA(\eta)$ 在时段 Δt 内观测到 P 之 N 个周期, 则 $\Delta t = NT_0 = N/f_0$, 并称其为 P 相对于 $OA(\eta)$ 之 O 的“观测时间”; 特别地, 若 Δt 乃 O 和 P 相对静止于自由时空 S_F 之观测值, 则称其为 P 之“固有时间”(原时), 记作 $\Delta\tau (=N_0T_0=N_0/f_0)$, 其中, N_0 乃 P 静止于 S_F 时固有时段 $\Delta\tau$ 内的周期数。

周期信号源 P 静止于“自由时空” S_F 时即“标准钟”, 其所指示的时间即“固有时间”。(注意: 静止于 S_F 等同于静止于惯性时空或“零势位”。)

或者, 更正式地, 我们将“标准钟”定义如下。

定义 3.2 (标准钟): 设有周期信号源 P , T_0 和 f_0 分别为 P 之固有周期和固有频率; 若 T_0 或 f_0 被定义为计量时间之基本单位, 则当 P 静止于“自由时空” S_F 时, P 即“标准钟”。

对照定义 3.1 和闵科夫斯基 4d 时空坐标框架之时间速率 dt (见式(3.1)和式(3.3)) 可知:

- (1) $\Delta t = \Delta x^0/c$ 乃光学代理 $OA(c)$ 之“观测时间”;
- (2) O 和 P 静止于观测时空 $X^{4d}(c)$ 特定空间坐标时, Δt 即爱因斯坦之“坐标时间”;
- (3) O 和 P 相对于静止于“自由时空” S_F 时, $\Delta t = \Delta\tau$, 此时, Δt 即爱因斯坦之“标准时间”。

可见, OR 和 GOR 之“固有时间”概念与爱因斯坦广义相对论之“标准时间”概念是一致的; 而爱因斯坦之“坐标时间”乃“观测时间”之特定情形。

定义 3.1 意味着, 观测者 O 观测所得之“观测时间” Δt 依赖于观测和观测代理 $OA(\eta)$: $\Delta t = \Delta t(\eta)$; OR 理论已经阐明, GOR 理论将会进一步阐明, 制约于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$), 观测者之“观测时间”并不等同于“固有时间”。

OR 理论已经阐明, GOR 理论将会进一步阐明, $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Delta t \rightarrow \Delta\tau$: 理想观测代理 OA_∞ 之“观测时间” Δt 趋同于“固有时间” $\Delta\tau$ 。理想观测代理 OA_∞ 代表着客观真实的物理世界。因而, 定义 3.1 之“固有时间”(原时) 代表着客观真实的时间, 不依赖于观测, 不依赖于观测者, 不依赖于观测代理。

3.3.2 时频比不变性

定义 3.1 隐喻着时间观测上的一个重要性质: 时频比不变性 (The Invariance of Time-Frequency Ratio)。

时频比不变性: 设观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 有物理周期信号源 P 和观测者 O , f_0 为 P 之固有频率, 依定义 3.1 和定义 3.2, 将 P 定义为“标准钟”, 则 P 相对于 O 之“观测时元” dt 与 O 之“观测频率” f 的比 dt/f 乃一不变量, 恒等于 P 之“固有时元” $d\tau$ 与 P 之“固有频率” f_0 的比: $d\tau/f_0$ 。

证明: 固有物理量 (包括固有时间 $\Delta\tau$) 乃不变量, 是一切观测者共同遵循的计量标准。

依定义 3.1, 时钟 P 之“固有频率” $f_0 = N_0/\Delta\tau$; 相应地, O 之“观测频率”为 $f = N/\Delta t$ 。故有: $f/f_0 = N/N_0$ 。

依定义 3.1, $N/N_0 = \Delta t/\Delta\tau$ 。故有: $f/f_0 = \Delta t/\Delta\tau$ 。

令 $\Delta \rightarrow d$, 成立:

$$\frac{dt}{f} = \frac{d\tau}{f_0} \quad \text{or} \quad \Gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{f}{f_0} \quad (3.17)$$

(证毕)

需要特别指出: “时频比不变性”, 乃观测时元 dt 与时钟观测频率 f 之比的不变性, 其中的“频率”乃时钟频率, 而非任意被观测周期现象之频率; “时频比不变性”, 是时间之观测上的相对论性效应, 而非一般周期性物理现象之多普勒效应。(然而, 特别值得注意, 多普勒效应中的观测代理, 既非理想代理 OA_∞ , 也非光学代理 $OA(\eta)$, 而是周期性物理现象自身。)

时频比不变性具有深刻寓意: 相对论性效应和量子效应可以通过“时频比不变性”联系在一起。

正是基于“时频比不变性”, OR 理论统一了爱因斯坦狭义相对论和德布罗意物质波论, 将爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$ 两个原本分属不同理论体系的伟大公式纳入了同一理论体系^[2,3]。

主流物理学界一些学者怀疑甚至批判 OR 理论及其“时频比不变性”, 以维护爱因斯坦狭义相对论。

实际上, “时频比不变性”原本就存在于爱因斯坦相对论和经典量子论中。爱因斯坦狭义相对论中的质速关系 $m=\gamma m_0$ 意味着“时质比不变性”:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \gamma m_0 \quad \text{or} \quad \frac{dt}{m} = \frac{d\tau}{m_0} \left(\gamma = \frac{dt}{d\tau} \right) \quad (3.18)$$

其中, m_0 乃被观测对象 P 之固有质量, m 乃 P 之相对论性质量 (OR 谓之“观测质量”)。

“时质比不变性”与“时频比不变性”是等价的。结合爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和经德布罗意推广的普朗克方程 $E=hf$, 即可检验或验证光学观测代理 OA(c) 情形下的“时频比不变性”:

$$\begin{aligned} \frac{dt}{f} &= \gamma \frac{d\tau}{f} = \frac{m}{m_0} \frac{d\tau}{f} \\ &= \frac{mc^2}{m_0 c^2} \frac{d\tau}{f} = \frac{E}{E_0} \frac{d\tau}{f} = \frac{hf}{hf_0} \frac{d\tau}{f} = \frac{d\tau}{f_0} \end{aligned} \quad (3.19)$$

在 GOR 理论中, “时频比不变性”将为广义相对论性效应 (例如“引力红移”现象) 注入新的见解, 并且, 把引力论与量子论自然地联系起来。或许, 这将有助于量子力学扩展至引力时空, 进而, 促进“量子引力论”或“引力量子论”的发展。

时频比不变性, 是“固有时间”和“观测时间”所遵循的法则, 可表述为物理学一项基本原理。

3.4 GOR 时空的度量

广义相对论中, 爱因斯坦基于“等效原理”将引力时空变换为惯性时空, 其中, “光速不变性”假设得以成立, 于是: “坐标时间”变换为“标准时间”, 因而, 引力时空之时间可测定; “引力空间”变换为“惯性空间”, 因而, 引力时空之空间可测定。现在, 基于 PGC 对应原理, 我们拟将爱因斯坦广义相对论中的“标准时间”和“坐标时间”概念, 以及爱因斯坦度量引力时空之时间和空间的方法, 由光学代理 OA(c) 推广至 GOR 理论之一般观测代理 OA(η)。

爱因斯坦借助光学代理 OA(c) 度量时空; 而 GOR 理论度量时空可借助于任意观测代理 OA(η)。

3.4.1 PGC 逻辑途径: OA(c)→OA(η)

理论上, 观测代理 OA(η) 之观测媒介可为任意物质运动形式, 未必一定是光; 其观测信息之传播速度 η 可为任意物质运动速度, 未必一定是光速 c 。

客观世界中, 物质运动速度必定是有限的; 因此, 与 OA(c) 一样, 一切观测代理 OA(η) 皆存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。制约于观测局域性, GOR 观测时空, 与光学观测时空一样, 观测起来也会有些“弯曲”。然而, 如图 1(b1)所示, 不同观测代理 OA(η), 其不同的 η 对应着不同程度的观测局域性, 相应的 GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 所呈现的“弯曲”程度会有所不同。

基于 PGC 对应原理, 不同观测代理之间, 包括光学代理 OA(c) 与一般观测代理 OA(η) 之间, 皆可进行“同构一致性”对应变换。实际上, 定义 1.1 之“观测代理”, 正是基于 PGC 对应原理, 由光学观测代理 OA(c) (式(1.1)) 至一般观测代理 OA(η) (式(1.2)) 的“同构一致性”对应变换。

如 2.4 所述, 基于 PGC 对应原理, 演绎 GOR 引力时空度量关系, 有两条逻辑路线可循。

经由 PGC 逻辑路线一:

基于 PGC 对应原理, 将光学观测代理 AO(c) 同构一致地对应变换为一般观测代理 OA(η), 则爱因斯坦广义相对论之光学观测时空 $X^{4d}(c)$ 随之变换为 GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 。

如此, 爱因斯坦广义相对论测定引力时空的度量关系式便可同构一致地对应变换至 GOR 理论:

第一, 以 η 替代光速 c , 则爱因斯坦广义相对论测定“标准时间”的逻辑关系(3.5)可直接变换为 GOR 理论测定“标准时间”的逻辑关系(3.20):

$$d\tau = \sqrt{g_{00}(\eta)} dt \quad \left(g_{00}(\eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \right) \quad (3.20)$$

其中, $g_{00}=g_{00}(\eta)$ 为 OA(η) 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时空度规元素 (区别于 OA(c) 之 $X^{4d}(c)$ 的 $g_{00}(c)$)。

于是, 一切观测代理 OA(η) (而不仅仅是 OA(c)) 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其“标准时间”皆可测定。

第二, 以 η 替代光速 c , 则爱因斯坦广义相对论测定“物理空间”的逻辑关系(3.8)可直接变换为 GOR 理论测定“物理空间”的逻辑关系(3.21):

$$dl = \sqrt{\gamma_{ik}(\eta)} dx^i dx^k \quad \left(\gamma_{ik}(\eta) = \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} - g_{ik} \right) \quad (3.21)$$

其中, $\gamma_{ik}=\gamma_{ik}(\eta)$ 为 OA(η) 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的空间度规 (区别于 OA(c) 之 $X^{4d}(c)$ 的 $\gamma_{ik}(c)$)。

于是, 一切观测代理 OA(η) (而不仅仅是 OA(c)) 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其“物理空间”皆可测定。

经由 PGC 逻辑路线二:

或许, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 更有助于我们对爱因斯坦广义相对论之时空理论的理解, 进而, 更具逻辑性地演绎 GOR 时空理论。

实际上, 定义 1.1 所因循的正是 PGC 逻辑路线二: 光学代理 OA(c) 中, $x^0=ct$ 代表着“光速不变性”; 而一般观测代理 OA(η) 中, $x^0=\eta t$ 则代表着“信息波速度不变性”。因此, 将 OA(c) 同构一致地变换为 OA(η), 并非简单地以 η 替代光速 c , 实则, 是“信息波速度

不变性”替代了“光速不变性”。

如 3.2 所述, 爱因斯坦广义相对论中, 引力时空的度量, 包括时间的测定和空间的测定, 依赖于爱因斯坦广义相对论之“三原理”: 1) 等效原理; 2) 广义协变原理; 3) 光速不变性原理。基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 以“信息波速度不变性”替代“光速不变性”, 则 GOR 理论也将拥有“三原理”: 1) 等效原理; 2) 广义协变原理; 3) 信息波速度不变性原理。自然地, 以 GOR “三原理”为逻辑前提, 因循爱因斯坦广义相对论的逻辑, GOR 理论必能导出与爱因斯坦广义相对论同构一致的引力时空度量关系, 包括 GOR 时间测定和 GOR 空间测定。

基于“等效原理”, 将一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“弯曲的引力时空” $X^{4d}(\eta)$ 局部惯性化, 令其等效于“平直的惯性时空” S_I 或“自由时空” S_F , 其中, “广义协变原理”和“信息波速度不变性原理”成立。于是, 第一, 如 3.4.3, GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之“标准时间” $d\tau$ 可测定, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑自然可导出时间测定关系(3.20); 第二, 如 3.4.4, GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之“物理空间” dl 可测定, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑自然可导出空间测定关系(3.21)。

3.4.2 GOR 时间

根据定义 1.1, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 与光学代理 $OA(c)$ 之闵科夫斯基时空 $X^{4d}(c)$ 同构一致, 同样具有 1d 时间+3d 空间的时空结构:

- (1) $X^{4d}(\eta)$ 之 1d 时间坐标: $x^0 = \eta t$;
- (2) $X^{4d}(\eta)$ 之 3d 空间坐标: $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ 。

其中, $t = x^0/\eta$ 隐喻着“信息波速度不变性”。

设有被观测对象 P 和观测者 O : P 存在于“固有时空”(客观时空), O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 观测 P 。从 O 之观测角度看, P 在 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中运动, 其时空轨迹(包括时元 dt 和线元 ds) 依 $OA(\eta)$ 及其 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$ 之定义 1.1 描述:

$$\begin{cases} dt = dx^0/\eta \\ ds^2 = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu \\ = \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \end{cases} \quad (3.22)$$

其中, dt 乃 $OA(\eta)$ 之观测者 O 的“观测时间”, x^μ ($\mu=1,2,3,4$) 为 $X^{4d}(\eta)$ 之时空坐标, $g_{\mu\nu}(\eta)$ 为 $X^{4d}(\eta)$ 之时空度规, ds 为 P 之时空轨迹 (“世界线”), 而 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$) 则是 P 特定时刻 $t=x^0/\eta$ 之空间坐标。

式(3.22)之时元 dt 可称: “GOR 时间”。

那么, GOR 时间与定义 1.1 之时间以及爱因斯坦之“坐标时间”和“标准时间”什么关系呢?

GOR 时间是定义 1.1 之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的时间, 与定义 3.1 之时间概念是一致的。依 3.2.1 和 3.3.1, GOR 时间 $dt = dx^0/\eta$, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“观测时间”, 同时, 也是定义 3.1 之“观测时间”; 一般地, $dt = dx^0/\eta$ 既非“标准时间”也非“坐标时间”。

定义 3.1 之时间概念概括了爱因斯坦广义相对论之“标准时间”和“坐标时间”: 无论“标准时间”或“坐标时间”, 皆定义 3.1 之“观测时间”的特定情形。特别地, 定义 3.1 之“固有时间”与爱因斯坦之“标准时间”是一致的或等价的, 皆“标准钟”静止于惯性时空或“自由时空” S_F 之时间。

然而, 爱因斯坦没有明确观测者在时间之观测和度量中的地位和作用。OR 理论和 GOR 理论基于定义 3.1 的时间概念需要与观测者 O 之观测联系起来: 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 时间 dt 即定义 3.1 中 O 之“观测时间”; 特别地, 根据定义 1.2, 定义 3.1 之“固有时间”乃客观真实的时间, 仅当 O 相对于“标准钟”静止于“自由时空” S_F , 或借助于理想观测代理 OA_∞ , 方可测定。

可以设想: 定义 1.1 (式(1.2)或(3.21)) 之 dt 乃“标准钟”呈现给 $OA(\eta)$ 之观测者 O 的“观测时间”。

那么, 就 P 之时空轨迹 (式(3.22)) 而言, 问题是:

- 第一, 谁是“标准钟”或“标准钟”在哪里?
- 第二, 谁是观测者 O 或观测者 O 在哪里?

依定义 3.2, “标准钟”乃静止于“自由时空” S_F 的时钟; 任意静止于 S_F 的周期信号源, 包括 P 或其“固有时钟” T_P , 皆可作为“标准钟”。

GOR 时间 $dt = dx^0/\eta$ 需要明确 $OA(\eta)$ 之观测者 O 与被观测对象 P 的相对关系。 O 的基本任务即测定 P 之时空坐标 x^μ ($\mu=1,2,3,4$), 或者说, 测定 P 之特定时刻 $t=x^0/\eta$ 的特定空间坐标 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$)。

观测即时空变换: 观测者 O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 将被观测对象 P 由其“固有时空”(客观时空)变换至 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 。原本, 被观测对象 P 属于“固有时空”(客观时空), 静止于“自由时空” S_F ; P 本身或其“固有时钟” T_P 即“标准钟”。因此, 定义 1.1 (式(1.2)或(3.22)) 之 dt 乃 T_P 作为“标准钟”呈现给 $OA(\eta)$ 之观测者 O 的“观测时间”。

特别注意, 引力场中, 不同空间坐标之观测者有不同“观测时间” dt ; 那么, 定义 1.1 (式(1.2)或(3.22)) 之 dt 所对应的观测者 O 在哪? 作为观测者, O 观测 P 之时空轨迹 (式(3.22)): 特定时刻 $t=x^0/\eta$, P 到达或位于特定空间坐标 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$); 相应的 dt 必定是 P 位于 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$) 的“观测时间”速率。因此, 被

观测对象 P 之时空轨迹 (式(3.21)) 之观测者 O 应该定位于 P : 特定时刻 $t=x^0/\eta$, P 之时空轨迹 (式(3.22)) 之 dt , 乃与 P 瞬时定位于 $X^{4d}(\eta)$ 同一空间坐标 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$) 之观测者 O 的“观测时间”。

就空间位置而言, “标准钟” T_P 永远地静止于 P 。自然地, 若 $t=x^0/\eta$ 时刻 O 和 P 瞬时相对静止于“自由时空” S_F , 则 O 之“观测时间” $dt=dx^0/\eta$ ($g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$, $dx^i=0$; $i=1,2,3$) 便是“标准时间”; 若 $t=x^0/\eta$ 时刻 O 和 P 瞬时相对静止于 $X^{4d}(\eta)$ 特定空间坐标 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$), 则 O 之“观测时间” $dt=dx^0/\eta$ ($dx^i=0$; $i=1,2,3$) 便是 $x^i(t)$ ($i=1,2,3$) 之“坐标时间”。

归纳起来, GOR 时间, 包括: GOR 标准时间, 以及 GOR 坐标时间和 GOR 观测时间, 服从定义 3.1, 与爱因斯坦广义相对论之“标准时间”和“坐标时间”一致, 并且, 可由一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.1 和 P 之时空轨迹 ((3.22)) 符合逻辑地导出。

GOR 标准时间: 若 O 和 P 相对静止于“自由时空” S_F , 则 $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 且 $dx^i=0$ ($i=1,2,3$), 应成立

$$\begin{cases} ds^2 = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu = (dx^0(\eta))^2 \\ dt(\eta) = dx^0/\eta = ds/\eta = d\tau \end{cases} \quad (3.23)$$

其中, O 之“观测时间” dt 即“固有时间”或“标准时间” $d\tau$, 与定义 3.1 之“固有时间”概念以及爱因斯坦广义相对论之“标准时间”概念一致。

GOR 坐标时间: 若 O 和 P 静止于 $X^{4d}(\eta)$ 特定空间坐标 $x^i(t)$, 则 $dx^i=0$ ($i=1,2,3$), 应成立

$$\begin{cases} ds^2 = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu = g_{00}(\eta) (dx^0)^2 \\ dt(\eta) = dx^0/\eta = ds/(\eta\sqrt{g_{00}}) \\ = d\tau/\sqrt{1+2\chi/\eta^2} \quad (g_{00}=1+2\chi/\eta^2) \end{cases} \quad (3.24)$$

其中, GOR 理论一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“坐标时间”与爱因斯坦广义相对论之光学代理 $OA(c)$ 的“坐标时间” $dt(c)=d\tau/\sqrt{1+2\chi/c^2}$ 同构一致。

GOR 观测时间: O 和 P 瞬时位于 $X^{4d}(\eta)$ 同一空间坐标 $x^i(t)$, 并非相对静止, $dt=dx^0/\eta$ 乃 O 之“观测时间” dt 最一般情形, 服从定义 3.1。若仅考虑时空正交情形: $g_{0i}=g_{i0}=0$ ($i=1,2,3$), 则成立

$$\begin{cases} ds^2 = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu = g_{00}dx^0dx^0 + g_{ik}dx^idx^k \\ dt(\eta) = \frac{dx^0}{\eta} = \frac{dx^0}{ds} d\tau = \frac{d\tau}{\sqrt{g_{00} + g_{ik} \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}} \\ = \frac{d\tau}{\sqrt{1+2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2}} \quad \left(v = \sqrt{-g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt}} \right) \end{cases} \quad (3.25)$$

其中, 概括了 O 相对于 P 运动之情形 (v 乃 O 相对于 P 之瞬时运动速度)。注意, GOR 理论导出的 $OA(\eta)$ 关系(3.25)与爱因斯坦广义相对论之光学代理 $OA(c)$ 关系(3.11) $dt(c)=d\tau/\sqrt{1+2\chi/c^2 - v^2/c^2}$ 同构一致。

观察式(3.23-25)可知, GOR 观测时间概括了 GOR 标准时间和 GOR 坐标时间: $v=0$ 时, 式(3.25)约化为式(3.24), GOR 观测时间 dt 即 GOR 坐标时间; $v=0$ 且 $\chi=0$ 时, 式(3.25)约化为式(3.23), GOR 观测时间 dt 即 GOR 标准时间。

“观测时间”概念乃 OR 理论和 GOR 理论重要的时间概念。定义 3.1 的“观测时间”概念, 概括了 GOR 时间 (即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时间概念)。GOR 时间以及爱因斯坦之“标准时间”和“坐标时间”皆定义 3.1 中观测者 O 观测“标准钟”所得“观测时间”。

GOR 观测时间 (式(3.25)) dt 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的观测者 O 观测“标准钟”所得时间。与爱因斯坦相对论中的情形一样, GOR 观测时间 dt 也会“膨胀”: $\chi \neq 0$ 或 $v \neq 0$ 时, $dt > d\tau$; 在观测者 O 看来, “标准钟”变快了。

特别地, 借助式(3.25)可知:

第一, 惯性时空 ($\chi=0$): $dt=d\tau/\sqrt{1-v^2/\eta^2} \geq d\tau$

运动之观测者 O 观测静止的“标准钟”, 所得“观测时间” dt 大于“标准时间” $d\tau$: 在惯性观测 O 看来, 静止于惯性时空的时钟更快。这符合爱因斯坦狭义相对论关于“动钟慢”的认知或判断。

第二, 引力时空 ($v=0$): $dt=d\tau/\sqrt{1+2\chi/\eta^2} \geq d\tau$

势场之观测者 O (处于 $\chi (\leq 0)$ 势位) 观测“零势位”的“标准钟”, 所得“观测时间” dt 大于“标准时间” $d\tau$: 在势场观测 O 看来, 处于“零势位”的时钟更快。这符合爱因斯坦广义相对论关于“势钟慢”的认知或判断。

然而, 特别值得注意, 式(3.24)表明, 这种“时间膨胀”现象依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: 不同观测代理之“观测时间”会不同程度地膨胀; 特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $X^{4d}(\eta)$ 回归伽利略时空 X^{4d}_∞ , 这时, GOR 观测时间即“固有时间”或“标准时间”, 或者说, 即客观真实的时间: $dt=d\tau$ 。

GOR 时间与爱因斯坦广义相对论之时间具有一致性对应关系。因而, 爱因斯坦广义相对论之“标准时间”和“坐标时间”可基于 PGC 原理由光学代理 $OA(c)$ 对应变换至一般观测代理 $OA(\eta)$; 特别地, 爱因斯坦广义相对论度量或测定光学代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的逻辑方法, 可推广至 GOR 理论, 度量或测定一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 。

3.4.3 GOR 标准时间的测定

实际上, 3.2.2 已阐明: 式(3.22)之 $dt=dx^0/\eta$ 乃 GOR 观测时间, 式(3.23)之 $dt=ds/\eta$ 为 GOR 标准时间, 而式(3.24)之 $dt=dx^0/(\eta\sqrt{g_{00}})$ 则为 GOR 坐标时间。

与爱因斯坦广义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 一样, GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 也是引力时空: 不同空间坐标有不同的引力势 χ ; 因而, 不同空间坐标之时间速率 dt 不同。如此, GOR 理论便不能直接地运用 $OA(\eta)$ 之“观测时间”速率 dt 或“坐标时间” dt 描述被观测对象 P 的运动。因此, 如同爱因斯坦广义相对论, GOR 理论也需要统一的“标准时间”。

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 因循爱因斯坦之“标准时间” $d\tau=ds/c$, 以 η 替代光速 c , 则 GOR “标准时间”应为: $d\tau=ds/\eta$ 。或者, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论的逻辑: “标准钟”静止于 S_F , $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 且 $dx^i=0$ ($i=1,2,3$); 因而, 由式(3.22)即可得知客观真实的“固有时间”或“标准时间” $d\tau$:

$$\begin{cases} ds^2 = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu = \eta^2 d\tau^2 \\ d\tau = \frac{ds}{\eta} \end{cases} \quad (3.26)$$

依定义 3.2, 静止于“自由时空” S_F 的时钟即“标准钟”。设想被观测对象 P 之“固有时钟” T_P 原本静止于 S_F , 那么, T_P 便是“标准钟”, 相对静止于 S_F (“零势位”) 的观测者 O , O 之“观测时间”便是“标准时间”。然而, GOR 理论中, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 乃引力时空, 其任意空间坐标之观测者 O 皆处于引力势场 ($\chi \neq 0$); 因而, O 之“观测时间”并非“标准时间”。若 P 静止于 $X^{4d}(\eta)$ 特定空间坐标 x^i ($i=1,2,3$), 则 T_P 便是 x^i 之“坐标钟”; 位于 x^i 的观测者 O , 其“观测时间”便是 x^i 之“坐标时间”。

因此, GOR 理论需要对 $OA(\eta)$ 之“观测时间” $dt=dx^0/\eta$ 实施“标准化”。基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑, 借助“等效原理”和“信息波速度不变性”, GOR 理论便可将引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之观测者 O 的“观测时间” $dt=dx^0/\eta$ (式(3.22)) 变换为“标准时间” $d\tau$ 。

设 $D_0(x^i(t) (i=1,2,3))$ 为 P 特定时刻 $t=x^0/\eta$ 的空间坐标。 D_0 之观测者 O 乃引力势位 χ 之观测者, 借助特定观测代理 $OA(\eta)$ 测定 GOR 引力时空 $S_O=X^{4d}(\eta)$ 之时间, 其“观测时间” dt 并非“标准时间” $d\tau$ 。基于“等效原理”, 如图 1(b1), 在 D_0 处引入 D_0 之观测者 O 相对于 P 瞬时静止的局部惯性时空 S_I , 其中, “信息波速度不变性”成立。

于是, 经由“等效原理”之等效变换, GOR 引力时空 S_O 瞬时局部等效于惯性时空 S_I 。

式(3.26)意味着, “标准时间”正比于被观测对象 P 在观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的世界线 ds 。如图 1(b1) 所示, 设 L_O 为 $OA(\eta)$ 之引力时空 S_O 的世界线, L_I 为等效惯性时空 S_I 之世界线。合理地, S_O 之标准时间可定义为 $d\tau_O=ds_O/\eta$; S_I 之标准时间可定义为 $d\tau_I=ds_I/\eta$ 。显然, 根据式(3.26)之“标准时间”定义, $d\tau_I$ 即客观真实的“固有时间”(原时) $d\tau$: $d\tau_I=d\tau$ 。

依微分几何, 曲线 L_O 之线元 ds_O 与其切线 L_I 之线元 ds_I 相等: $ds_O=ds_I$; 故有:

$$d\tau_O = \frac{ds_O}{\eta} = \frac{ds_I}{\eta} = d\tau_I = d\tau \quad (3.27)$$

式(3.27)具有重要寓意: 给定观测代理 $OA(\eta)$, 其任意观测时空(包括 S_O 和 S_I)具有相同的“标准时间”, 皆客观真实的“固有时间”(原时) $d\tau$ 。

经“等效原理”对 GOR 观测时空 $S_O=X^{4d}(\eta)$ 的惯性化处理, S_O 空间坐标 $D_0(x^i)$ 之观测者 O 相对于 P 瞬时静止 S_I : $dx^i=0$ ($i=1,2,3$)。依式(3.22)和式(3.27), GOR “标准时间” $d\tau$ 可依“观测时间” dt 测定:

$$\begin{aligned} d\tau &= \frac{ds}{\eta} = \frac{1}{\eta} \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} = \frac{1}{\eta} \sqrt{g_{00}} dx^0 \\ &= \sqrt{g_{00}} dt = \sqrt{1+2\chi/\eta^2} dt \quad (g_{00}=1+2\chi/\eta^2) \end{aligned} \quad (3.28)$$

其中, χ 为 $X^{4d}(\eta)$ 空间坐标 $D_0(x^i)$ 之“牛顿引力势”。

显然, GOR “标准时间” (3.28) 与爱因斯坦广义相对论之“标准时间” (3.6) 是同构一致的。

式(3.28)表明: “标准时间”, 即客观真实的“原时” $d\tau$, 不仅可以借助光学代理 $OA(c)$ 测定, 而且, 理论上, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 皆可测定之。

特别需要指出, “信息波速度不变性”在 GOR 时间测定中发挥了重要作用。如 3.4.2 所述, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 4d 时空坐标框架 $X^{4d}(\eta)$ 是“信息波速度不变性”的形式化表达, 其时轴 $x^0=\eta t$ 代表着“信息波速度不变性”。式(3.28)之“标准时间” $d\tau$ 的测定正是基于一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 4d 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之线元公式(1.2)或(3.22)导出的。

3.4.4 GOR 物理空间的测定

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论的逻辑, GOR 理论可借助“等效原理”将 GOR 观测时空 $S_O=X^{4d}(\eta)$ 惯性化, 进而, 基于“信息波速度不变性”, 用信息波速度 η 和“标准时间” $d\tau$ 定义并测定 GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之“物理空间距离” dl 。

因循爱因斯坦广义相对论之空间测定的逻辑, 如 3.2.3 所述和图 1(b2)所示, 设 D 为观测时空 $S_O=X^{4d}(\eta)$ 中足够接近 D_0 的相邻空间点, D_0 之观测者 O 向 D 发射“信息波”; “信息波”由 D_0 射向 D , 再由 D 返回 D_0 , 所需观测时间为:

$$dx^0(\eta) = dx_{out}^0(\eta) + dx_{back}^0(\eta) \quad (3.29)$$

其中, S_O 未必各向同性, 故 dx_{out}^0 未必等同于 dx_{back}^0 。

若“信息波”由 D_0 至 D 之位移为 dx^i , 则其返回之位移为 $-dx^i$ ($i=1,2,3$)。一般观测代理 $OA(\eta)$ 情形之下, “信息波”之时空线元 $ds^2=0$, 因而:

$$\begin{cases} 0 = g_{00}(dx_{out}^0)^2 + 2g_{0i}dx^i dx_{out}^0 + g_{ik}dx^i dx^k \\ 0 = g_{00}(dx_{back}^0)^2 - 2g_{0i}dx^i dx_{back}^0 + g_{ik}dx^i dx^k \end{cases} \quad (3.30)$$

$$dx^0(\eta) = dx_{out}^0(\eta) + dx_{back}^0(\eta)$$

$$= 2 \frac{\sqrt{(g_{0i}g_{0k} - g_{00}g_{ik})} dx^i dx^k}{g_{00}}$$

依“等效原理”, 在 D_0 点引入局部惯性时空 S_I , 其中, 必定各向同性, 且“信息波速度不变性”成立。因而, D_0 和 D 之间的“物理空间距离” dl 可依“原时” $d\tau$ 和“信息波”速度 η 定义为 $dl = \eta d\tau/2$ 。

依式(3.28), “原时” $d\tau = \sqrt{(g_{00})} dx^0/\eta_0$ 。

于是, GOR “物理空间距离” dl 可如下测定:

$$dl = \eta \frac{d\tau}{2} = \frac{\sqrt{g_{00}}}{2} dx^0 = \sqrt{\left(\frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} - g_{ik} \right)} dx^i dx^k \quad (3.31)$$

$$\text{or } dl^2 = \gamma_{ik}(\eta) dx^i dx^k \quad \left(\gamma_{ik}(\eta) = \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} - g_{ik} \right)$$

其中, $\gamma_{ik} = \gamma_{ik}(\eta)$ ($i,k=1,2,3$) 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的“物理空间度规”。

显然, GOR “物理空间”关系(3.31)与爱因斯坦广义相对论之“物理空间”关系(3.9)是同构一致的。

需要明确指出: 爱因斯坦广义相对论之观测时空 $X^\mu(c)$ 的时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(c)$ 和空间度规 $\gamma_{ik} = \gamma_{ik}(c)$ 是光学观测代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的度规, 依赖于光速 c ; 而 GOR 观测时空 $X^\mu(\eta)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$ 和空间度规 $\gamma_{ik} = \gamma_{ik}(\eta)$ 则是一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规, 依赖于或取决于观测代理 $OA(\eta)$ 及其信息波之速度 η 。

3.5 GOR 时空变换因子

观测, 即时空变换。

一切被观测对象, 原本属于客观世界, 属于客观真实的“固有时空”。任意观测者 O 借助特定观测代

理 $OA(\eta)$ 观测特定对象 P , 实则, 是将 P 由其“固有时空”变换至 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其中, “时空变换因子” $\Gamma(\eta) = dt/d\tau$, 即“观测时空”之时间 dt 与“固有时空”之时间 $d\tau$ 的比, 或者说, 即观测者 O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 所得“观测时间” dt 与客观真实之“原时” $d\tau$ 的比, 是一个极为重要的物理量, 表征时空和物质运动之观测上的相对论性。

GOR 时空, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 乃引力时空。设有运动物体或被观测对象 P , 考虑: (1) P 静止于引力场; (2) P 在标量引力场中运动; (3) P 在矢量引力场中运动。

让我们从惯性时空开始。

3.5.1 惯性时空变换因子

惯性时空变换因子可称 OR 时空变换因子^[1-3]。

设有运动物体或被观测对象 P , 观测者 O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 观测 P (设想其“固有时钟” T_P 即“标准钟”): O 相对于 P 以惯性速度 v 运动。相应的时空变换: O 借助 $OA(\eta)$ 将 P 由其静止的“自由时空” S_F 变换至其运动的惯性时空 $S_I = X^{4d}(\eta)$ 。

爱因斯坦狭义相对论中, 时空变换因子即洛伦兹因子: $\gamma = dt/d\tau = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, 是光学代理 $OA(c)$ 之惯性时空变换因子, 表征 P 在 $OA(c)$ 之惯性时空 $X^{4d}(c)$ 中呈现给 O 的惯性相对论性。实际上, 洛伦兹因子 $\gamma = \Gamma(c)$ 只是 OR 时空变换因子的一个特例。

OR 理论中^[1-3], 时空变换因子乃一般观测代理 $OA(\eta)$ (包括光学代理 $OA(c)$) 的惯性时空变换因子:

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \quad (3.32)$$

表征 P 在一般观测代理 $OA(\eta)$ 之惯性时空 $S_I = X^{4d}(\eta)$ 中呈现给 O 的惯性相对论性效应。

原本, $OA(\eta)$ 之时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ (式(3.32)) 是由 OR 理论之基本逻辑前提导出的逻辑结论^[1-3], 却同时服从 PGC 对应原理, 与爱因斯坦狭义相对论之洛伦兹因子 $\gamma = \Gamma(c)$ (式(3.10)) 同构一致。这既反映了 PGC 对应原理逻辑上的有效性, 也反映了 OR 理论与爱因斯坦狭义相对论之逻辑上的一致性。

实际上, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代光速 c , 便可直接将洛伦兹因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 由光学代理 $OA(c)$ 同构一致地变换至 OR 理论, 成为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之惯性时空变换因子: $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ (式(3.32)); 反之亦然。

特别地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 将“光速不变性”变换为“信息波速度不变性”,

因循爱因斯坦狭义相对论的逻辑, 同样能导出式(3.32)之 OR 时空变换因子, 并且, 更有助于我们理解一般观测代理 OA(η) 之惯性时空变换因子。

3.5.2 引力时空变换因子: 静态

引力时空变换因子可称 GOR 时空变换因子。

设有被观测对象 P , 观测者 O 借助观测代理 OA(η) 观测 P (设想其“固有时钟” T_P 即“标准钟”) : O 位于引力时空 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 之 χ 势位; P 相对于 O 静止。相应的时空变换: O 借助 OA(η) 将 P 由“自由时空” S_F 之零势位变换至引力时空 S_G 之 χ 势位。

爱因斯坦广义相对论中, P 静止于光学代理 OA(c) 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 时, 相应的时空变换因子 $\gamma=dt/d\tau=1/\sqrt{1+2\chi/c^2}$, 表征 P 静止于 OA(c) 之 $X^{4d}(c)$ 时呈现给 O 的引力相对论性效应。

自然地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代 $\gamma=\Gamma(c)$ 之光速 c , 即可简单直接地获得 GOR 时空变换因子: $\Gamma(\eta)=dt/d\tau=1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2}$, 表征 P 静止于一般观测代理 OA(η) 之引力时空 S_G 时呈现给 O 的引力相对论性效应。

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 将光学代理 OA(c) 同构一致地变换为一般观测代理 OA(η), 实则, 是将“光速不变性”变换为“信息波速度不变性”, 同样能导出相应地 GOR 时空变换因子, 并且, 更有助于我们理解一般观测代理 OA(η) 之引力时空变换因子, 更有助于我们理解 P 静止于引力场时 GOR 时空变换因子形成的逻辑。

将 OA(c) 变换为定义 1.1 之一般观测代理 OA(η) 后, 根据式(3.22), 即可演绎推导 O 和 P 相对于 O 静止 ($dx^i=0 (i=1,2,3)$) 时的 GOR 引力时空变换因子:

$$\begin{aligned}\Gamma(\eta) &= \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{dx^0}{ds} = \frac{dx^0}{\sqrt{g_{\mu\nu}(\eta)dx^\mu dx^\nu}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_{00}(\eta)}} \quad (dx^i = 0 \quad (i=1,2,3)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{1+2\chi/\eta^2}} \quad (g_{00}(\eta)=1+2\chi/\eta^2)\end{aligned}\quad (3.33)$$

PGC 逻辑路线二的结论与 PGC 逻辑路线一的结论相同, 并且, 式(3.33)与爱因斯坦广义相对论之关系式(3.11)同构一致, 概括了 P 静止于光学代理 OA(c) 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 时的空变换因子。

3.5.3 引力时空变换因子: 标量场

设有被观测对象 P , 观测者 O 借助观测代理 OA(η) 观测 P (设想其“固有时钟” T_P 即“标准钟”) : O 位

于引力时空 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 之 χ 势位; S_G 乃标量引力场, P 以速度 v 相对于 O 在 S_G 中运动。相应的时空变换: O 借助 OA(η) 将 P 由“自由时空” S_F 之零势位变换至引力时空 S_G 之 χ 势位。

爱因斯坦广义相对论中, P 在光学代理 OA(c) 之引力时空 $X^{4d}(c)$ (标量场) 中运动时, 其相应的时空变换因子 $\gamma=1/\sqrt{1+2\chi/c^2-v^2/c^2}$, 表征 P 在 OA(c) 之标量引力场 $X^{4d}(c)$ 中运动时呈现给 O 的引力相对论性效应。自然地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代 $\gamma(c)$ 之光速 c , 即可简单直接地将式(3.12)之爱因斯坦广义相对论时空变换因子由光学代理 OA(c) 同构一致地对应变换至一般观测代理 OA(η): $\Gamma(\eta)=1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2-v^2/\eta^2}$, 表征 P 在一般观测代理 OA(η) 之标量引力场 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 中运动时呈现给 O 的引力相对论性效应。

同样地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑, 我们也能演绎推导 P 在一般观测代理 OA(η) 之标量引力场 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 中运动时的 GOR 引力时空变换因子, 并且, 更有助于我们理解一般观测代理 OA(η) 之引力时空变换因子, 更有助于我们理解 P 在标量引力时空中运动时 GOR 引力时空变换因子形成的逻辑。

OA(η) 之观测时空 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 为标量场时, 其“矢量引力势” $\gamma_i=0$ ($g_{0i}=g_{i0}=0 (i=1,2,3)$)。根据定义 1.1 之式(3.22), 成立:

$$\begin{aligned}\Gamma(\eta) &= \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{dx^0}{ds} = \frac{dx^0}{\sqrt{g_{\mu\nu}(\eta)dx^\mu dx^\nu}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_{00} + g_{ik} \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}} \quad \left(\begin{matrix} g_{0i} = g_{i0} = 0 \\ (i=1,2,3) \end{matrix} \right)\end{aligned}\quad (3.34)$$

对照式(3.28)以及式(3.31)和式(3.34), 可得:

$$\begin{aligned}\Gamma(\eta) &= \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1+2\chi/\eta^2-v^2/\eta^2}} \quad \left(v = \frac{dl}{dt} \right) \\ \left(dl = \sqrt{\left(\frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} - g_{ik} \right) dx^i dx^k} = \sqrt{-g_{ik} dx^i dx^k} \right)\end{aligned}\quad (3.35)$$

其中, $v=dl/dt$ 为 O 相对于 P 的运动速度; dl 为 P 在观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之时间 dt 内移动的物理空间距离。

PGC 逻辑路线二的结论与 PGC 逻辑路线一的结论相同, 并且, 式(3.35)与爱因斯坦广义相对论之关系式(3.12)同构一致, 概括了 P 在光学代理 OA(c) 之标量引力时空 $X^{4d}(c)$ 中运动时的时空变换因子。

3.5.4 引力时空变换因子: 矢量场

或许, 真如爱因斯坦所设想的那样: 引力场如同电磁场, 既有“标势”, 又有“矢势”。

设有被观测对象 P , 观测者 O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 观测 P (设想其“固有时钟” T_P 即“标准钟”): O 位于引力时空 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 之 χ 势位; S_G 乃矢量引力场, P 以速度 v 相对于 O 在 S_G 中运动。相应的时空变换: O 借助 $OA(\eta)$ 将 P 由“自由时空” S_F 之零势位变换至引力时空 S_G 之 χ 势位。

爱因斯坦广义相对论中, P 在光学代理 $OA(c)$ 之引力时空 $X^{4d}(c)$ (矢量场) 时, 其相应的时空变换因子 $\gamma=1/\sqrt{((1+2\chi/c^2)^{1/2}-\gamma v^i/c)^2-v^2/c^2}$, 表征 P 在 $OA(c)$ 之矢量引力场 $X^{4d}(c)$ 中运动时呈现给 O 的引力相对论性效应。自然地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代 $\gamma=\Gamma(c)$ 之光速 c , 即可简单直接将式(3.16)之爱因斯坦广义相对论时空变换因子由光学代理 $OA(c)$ 同构一致地对应变换之一般观测代理 $OA(\eta)$: $\Gamma(\eta)=dt/d\tau=1/\sqrt{((1+2\chi/\eta^2)^{1/2}-\gamma v^i/\eta)^2-v^2/\eta^2}$, 表征 P 在 $OA(\eta)$ 之矢量引力场 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 中运动时呈现给 O 的引力相对论性效应。

同样地, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑, 我们也能演绎推导 P 在一般观测代理 $OA(\eta)$ 之矢量引力场 $S_G=X^{4d}(\eta)$ 中运动时的 GOR 引力时空变换因子, 并且, 更有助于我们理解一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空变换因子, 更有助于我们理解 P 在矢量引力时空中运动时 GOR 引力时空变换因子形成的逻辑。

仿照静电场场强之定义, 引力场任意空间坐标 x^i ($i=1,2,3$) 之场强 $\mathbf{g}$ 可定义为:

$$\mathbf{g} = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta m} \quad (\Delta \mathbf{F} = \Delta m \mathbf{a})$$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} = \sqrt{\gamma_{ik}(\eta)} a^i a^k \quad (3.36)$$

$$\left(a^i(\eta) = \frac{d^2 x^i}{dt^2}, a_i(\eta) = \gamma_{ik} a^k(\eta) \right)$$

其中, Δm 乃质量, 依“等效原理”, 不区分引力质量和惯性质量; 引力场强 $\mathbf{g}$ 等效于该点引力加速度 $\mathbf{a}$ 。

基于 PGC 原理, 对式(3.14)进行同构一致性变换:

$$a_i = -\frac{\partial \chi}{\partial x^i} - \eta \sqrt{1 + \frac{2\chi}{\eta^2}} \frac{\partial \gamma_i(\eta)}{\partial t} \quad \left(\gamma_i(\eta) = -\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \right) \quad (3.37)$$

其中, $\gamma_i = \gamma_i(\eta)$ ($i=1,2,3$) 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“矢量引力势”, 依赖于信息波速度 η 。

根据一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.1: “观测时间” $dt=dx^0/\eta$, “固有时间” $d\tau=ds/\eta$; 被观测对象 P

在一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中运动, 其时空轨迹, 包括 P 之时元 dt 和线元 ds , 依式(3.22)描述。考虑式(3.37)中引力场之“标量引力势” χ 和“矢量引力势” γ_i ($i=1,2,3$), 则依式(3.22), 成立:

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{dx^0}{ds} = \frac{dx^0}{\sqrt{g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu}}$$

$$= \frac{dx^0}{\sqrt{g_{00} dx^0 dx^0 + 2g_{0i} dx^0 dx^i + g_{ik} dx^i dx^k}} \quad (3.38)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{g_{00}} + \frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^i}{dx^0} \right)^2 + \left(g_{ik} - \frac{g_{0i} g_{0k}}{g_{00}} \right) \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}}$$

对照式(3.28)和式(3.31) 以及式(3.37)和式(3.38), 可得 GOR 理论之一般时空变换因子 $\Gamma(\eta)$:

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1 + \frac{2\chi}{\eta^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{\eta} \right)^2 - \frac{v^2}{\eta^2}}} \quad (3.39)$$

其中, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度; $dt=dx^0/\eta$ 为 $OA(\eta)$ 之观测者 O 的“观测时间”, 即被观测对象 P 之“固有时钟” T_P 作为“标准钟”呈现给 O 的时间; $d\tau=ds/\eta$ 为“原时”, 即客观真实的“固有时间”; $v=dl/dt$ 为 P 相对于 O 的运动速度, $v^i=dx^i/dt$ ($i=1,2,3$); χ 为牛顿引力势, 即“标量引力势”; 而 γ_i ($i=1,2,3$) 则为“矢量引力势”, 乃一向量 $\gamma_i = \gamma_i(\eta) = -g_{0i}/\sqrt{g_{00}}$ 。

PGC 逻辑路线二的结论与 PGC 逻辑路线一的结论相同, 并且, 式(3.39)与爱因斯坦广义相对论之关系式(3.16)同构一致, 概括了 P 在光学代理 $OA(c)$ 之矢量引力时空 $X^{4d}(c)$ 中运动时的时空变换因子。

特别地, 式(3.39)之 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 概括了惯性时空变换因子和引力时空变换因子。无引力相互作用 ($\chi=0, \gamma_i=0$) 时, 式(3.39)严格地约化为 OR 理论之惯性时空变换因子: $\Gamma(\eta)=1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$; 而无相对运动 ($v=0$) 时, 式(3.39)则严格地约化为 GOR 理论之引力时空变换因子: $\Gamma(\eta)=1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2}$ 。

并且, 式(3.39)之 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 概括了爱因斯坦广义相对论乃至一切观测代理 $OA(\eta)$ (包括光学代理 $OA(c)$ 和理想代理 OA_∞ 之时空变换因子: $\eta \rightarrow c$ 时, 式(3.39)严格地约化为式(3.16)之爱因斯坦广义相对论之时空变换因子; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 式(3.39)则严格地约化为伽利略因子 $\Gamma_\infty (=1)$)。

同时, 式(3.39)之 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 概括了标量引力势 (χ) 和矢量引力势 (γ_i ($i=1,2,3$)) 之时空变换因子: $\gamma_i=0$ ($i=1,2,3$) 时, 式(3.39)严格地约化为式(3.35)之纯“标量引力势” χ 的时空变换因子。

3.6 一切相对论效应皆观测效应

GOR “时空变换因子” $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 具有重要寓意, 给予我们不同于爱因斯坦广义相对论之新的认识。

OR 时空变换因子阐明^[1-3], 一切惯性相对论性效应皆观测效应; GOR 时空变换因子进一步阐明, 一切相对论性效应, 包括一切惯性相对论性效应和一切引力相对论性效应, 皆观测效应。

爱因斯坦相对论中, 真空光速 c 乃宇宙常量, 是宇宙速度上限, 是不可超越的, 是不变的。因此, 根据式(3.11): $\gamma=1/\sqrt{(1+2\chi/c^2-v^2/c^2)}$, 爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 $\gamma=\gamma(v, \chi)$ 并不取决于 c , 而取决于物质运动速度 v 和牛顿引力势 χ : 当且仅当 $v \neq 0$ 或 $\chi \neq 0$ 时, $\gamma > \Gamma_\infty \equiv 1$, 此时, 被观测对象 P 呈现相对论性效应。据此, 爱因斯坦以及当今主流物理学界皆认为, 相对论性乃时空和物质运动之本质特性, 其根源在于物质运动 ($|v| > 0$) 以及物质间的相互作用 ($|\chi| > 0$)。

爱因斯坦相对论诞生之后, 人们对于相对论性效应, 既充满好奇, 又充满疑惑。

尽管主流物理学界坚持认为, 相对论性是时空和物质运动的本质特性, 人们至今仍然不能理解时空和物质运动为什么会呈现相对论性效应, 不能理解光速为什么不变, 不能理解时空为什么弯曲。

相对论性效应的根源和本质究竟是什么呢?

3.6.1 相对论性的根源和本质

相对论性并非时空和物质运动的本质特性。

根据 GOR 时空理论, 相对论性并非如爱因斯坦和主流物理学界所主张的那样: 其根源在于物质运动 ($|v| > 0$) 或物质间的相互作用 ($|\chi| > 0$)。

实际上, 爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 $\gamma=\gamma(c)$ 仅表征光学代理 $OA(c)$ 之相对论性, 乃光学观测代理 $OA(c)$ 之时空变换因子, 是 GOR 时空变换因子之特例, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时空变换因子 $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 之特例, 并不意味着相对论性取决于物质运动 ($|v| > 0$) 或物质间的相互作用 ($|\chi| > 0$)。

OR 理论已经阐明, 惯性相对论性效应的本质是“观测效应”, 其根源在于观测代理之观测局域性。现在, GOR 理论进一步阐明: 引力相对论性效应的本质也是“观测效应”, 其根源同样在于观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。

不同观测代理呈现不同程度的相对论性:

GOR 理论显示, 不同观测代理呈现不同程度的相对论性。依式(3.35): $\Gamma=1/\sqrt{(1+2\chi/\eta^2-v^2/\eta^2)}$, GOR 时空变换因子 $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 。不同观

测代理 $OA(\eta)$, 观测媒介不同, 信息波有速度 η 不同, 相应地, 其时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 取值不同。

设有观测代理 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$ ($\eta_2 > \eta_1$), 给定的 v 和 χ , 则 $OA(\eta_1)$ 和 $OA(\eta_2)$ 之时空变换因子有不同取值: $\Gamma(\eta_1) > \Gamma(\eta_2) \geq \Gamma_\infty$ 。可见, 不同观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 物质运动 (v) 和物质相互作用 (χ) 呈现出不同程度的相对论性效应: η 越慢, $X^{4d}(\eta)$ 所呈现出的相对论性效应越显著。

这就意味着, 相对论性依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于观测媒介, 依赖于观测媒介传递观测信息的速度 η 。因此, 所谓“相对论性”, 只是观测上呈现出的相对论性效应, 乃“观测效应”。

客观真实的时空并不存在相对论性:

特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$, $\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty \equiv 1$ — $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 回归客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ , GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 回归伽利略因子 Γ_∞ — 一切相对论性效应随之消失。

观察式(3.35)之 GOR 时空变换因子可知:

$\eta \rightarrow \infty$ 时 $v^2/\eta^2 \rightarrow 0$: 客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 物质运动 (v) 并不呈现相对论性效应;

$\eta \rightarrow \infty$ 时 $\chi/\eta^2 \rightarrow 0$: 客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 引力相互作用 (χ) 也不呈现相对论性效应。

可见, 就客观真实的物理世界而言, 时空和物质运动并不呈现“相对论性”或“相对论性效应”。

这就充分地表明, 客观真实的时空并不存在相对论性; 所谓“相对论性”, 或“相对论性效应”, 并非客观真实的自然现象, 而是“观测效应”或“表现现象”, 其根源和本质在于观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。我们应该认识到, 光速虽然很快, 然而, 光速仍然是有限值的: $c < \infty$, 光学观测代理 $OA(c)$ 仍然存在观测局域性。正是光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 造就了爱因斯坦相对论。

观测信息既是客观的也是表现的:

如 1.6.2 所述, 我们的观测 (以时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 表征), 既包含着关于时空和物质运动之客观真实的信息 (以伽利略因子 Γ_∞ 表征), 又包含着观测代理之观测局域性所致的观测效应或表现现象 (以相对论性因子 $\Delta\Gamma(\eta) = \Gamma(\eta) - \Gamma_\infty$ 表征), 犹如海市蜃楼, 并非客观真实的自然现象。

OR 理论中, OR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{(1-v^2/\eta^2)}$ 可依泰勒级数分解为伽利略因子 Γ_∞ 和观测效应因子 $\Delta\Gamma(\eta)$: $\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta)$, 意味着, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 对惯性时空的观测, 既包含着客观真实的惯性

运动信息 (Γ_∞), 也包含着观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致的观测效应或表现现象 ($\Delta\Gamma(\eta)$)。

同样地, GOR 理论中, GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2}$ 也可依泰勒级数分解为伽利略因子 Γ_∞ 和观测效应因子 $\Delta\Gamma(\eta)$:

$$\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta)$$

$$\begin{cases} \Gamma_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = 1 \\ \Delta\Gamma(\eta) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{\alpha^2}{\eta^4} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{\alpha^3}{\eta^6} + \dots \end{cases} \quad (3.40)$$

其中, $\alpha = -2\chi \geq 0$, $\Delta\Gamma(\eta) \geq 0$ 。

与式(1.5)中的 OR 观测效应因子 $\Delta\Gamma(\eta)$ 一样, 式(3.40)中的 GOR 观测效应因子 $\Delta\Gamma(\eta)$ 代表着观测上的相对论性效应, 实属观测效应或表现现象, 并非客观真实的自然现象; 而伽利略因子 Γ_∞ , 正如 OR 理论所阐明的, 则代表着客观真实的物理存在。

与式(1.5)中的 OR 观测效应因子 $\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta)$ 类似, 式(3.40)中的 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = \Gamma_\infty + \Delta\Gamma(\eta)$ 意味着: 任意观测代理 $OA(\eta)$ 对引力时空的观测, 既包含着客观真实的引力相互作用运动信息 (Γ_∞), 也包含着观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致的观测效应或表现现象 ($\Delta\Gamma(\eta)$)。

3.6.2 时空真地会弯曲吗?

时空, 是不会“弯曲”的。

实际上, “时空弯曲”是一种相对论性效应, 一种引力相对论性效应。与一切相对论性效应一样, “时空弯曲”也是一种观测效应, 其根源和本质同样在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)。

如 3.1.2 所述, 引力, 与电磁力以及弱力和强力一样, 乃物质间最基本的相互作用, 是一种力 (Force), 而非时空弯曲之几何效应。将引力效应几何化, 将引力时空等效为弯曲时空, 不失为描述引力相互作用的一种形式化方法。然而, 时空并不真地弯曲。

我们并不确定, 爱因斯坦真地以为“时空弯曲”, 或爱因斯坦广义相对论需要“时空弯曲”。依照爱因斯坦广义相对论^[15], 物质和能量的聚集导致“时空弯曲”, 因而, 地球在太阳弯曲的时空中围绕太阳旋转。然而, 令我们感到一丝疑惑的是, 太阳又当如何在地球弯曲的时空中运动呢?

现在, GOR 理论告诉我们, 爱因斯坦广义相对论之所谓“时空弯曲”, 并非因为物质和能量聚集, 而是一种观测效应, 乃光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致, 恰如我们透过广角镜所观测到或拍摄到的弯曲景象, 实属“广角镜效应”。

OR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 代表一般观测代理 $OA(\eta)$ 之惯性时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时空度规 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 乃闵科夫斯基度规; $\eta_{\mu\nu}$ 不依赖于时空坐标 x^α ($\alpha = 1, 2, 3, 4$) 和信息波速度 η , 因而, 惯性时空 $X^{4d}(\eta)$ 是平直的。GOR 时空变换因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2}$ 代表一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 依赖于时空坐标 x^α ($\alpha = 1, 2, 3, 4$) 和信息波速度 η , 因而, 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 显得有些弯曲, 并且, 是否“弯曲”以及“弯曲”的程度取决于 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 中的引力项: $2\chi/\eta^2$ 。

GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2}$ 显示: 不同的观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 会呈现出不同程度的弯曲: η 越慢, $|2\chi/\eta^2|$ 越大, $\Delta\Gamma(\eta)$ 越大, $X^{4d}(\eta)$ 显得越“弯曲”, 反之, 则越“平直”。特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $|2\chi/\eta^2| \rightarrow 0$, $\Delta\Gamma(\eta) \rightarrow 0$, $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty \equiv 1$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$, 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 回归客观真实的“平直而非弯曲”的伽利略时空 X^{4d}_∞ 。

这充分表明, 客观真实的时空, 是不会弯曲的。所谓“时空弯曲”, 本质上, 只是一种“观测效应”, 与一切相对论性效应一样, 其根源在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)。理想观测代理 OA_∞ 下, 观测时空将会呈现出其客观真实的自然面貌。

3.6.3 引力场真地存在矢量引力势吗?

引力场, 并非矢量场, 并不存在矢量引力势。

因循爱因斯坦广义相对论之逻辑, 如 3.5.4 所述, GOR 理论也能导出包含矢量引力势 $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{g_{00}}$ ($i=1, 2, 3$) 的时空变换因子, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时空变换因子: $\Gamma(\eta) = 1/\sqrt{((1+2\chi/\eta^2)^{1/2} - \gamma_i v^i/\eta)^2 - v^2/\eta^2}$ 。

若矢量引力势 $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{g_{00}}$ ($i=1, 2, 3$) 果真存在, 则必定存在 $g_{0i} \neq 0$ ($i \in (1, 2, 3)$); 如此, 根据式(3.31), $X^{4d}(\eta)$ 之空间度规 $\gamma_{ik} = g_{0i}g_{0k}/g_{00} - g_{ik}$ ($i, k=1, 2, 3$) 必定与 $X^{4d}(\eta)$ 之时间轴 x^0 相关。这意味着, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时间轴 x^0 与空间轴 x^i ($i \in (1, 2, 3)$) 可以是非正交的: 时间和空间相关。

反之, 若矢量引力势 $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{g_{00}}$ ($i=1, 2, 3$) 不存在, 则 $g_{0i} = 0$ ($i=1, 2, 3$); 根据式(3.31), $X^{4d}(\eta)$ 之空间度规 $\gamma_{ik} = -g_{ik}$ ($i, k \in (1, 2, 3)$) 与 $X^{4d}(\eta)$ 之时间轴 x^0 无关。这意味着, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时间轴 x^0 与空间轴 x^i ($i \in (1, 2, 3)$) 正交: 时间和空间无关。相应的 $X^{4d}(\eta)$ 坐标系谓之“时轴正交系”。

因此, GOR 时空理论同样存在着“时空是否正交”(或者说, “时间和空间是否正交”)的问题。

时空是否正交, 原本, 是一个哲学问题。

正如 1.4 所述，伽利略和牛顿持绝对主义时空观 [32-35]：时间与空间相互独立；时间静静地流淌着，空间静静地存在着。这意味着，时空原本是正交的，或者说，时间与空间是正交的。

然而，如果真如爱因斯坦所设想的那样，引力时空，不仅存在“标量引力势” χ ，还存在“矢量引力势” $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{g_{00}}$ ($i=1,2,3$)，那么，引力时空之时间和空间可以是非正交的。这符合马赫和爱因斯坦的相对主义时空观 [36-38]：时间亦空间，空间亦时间；时间和空间相互依存，并且，在一定的条件下，相互转化。

据说，的确有实验观测到引力场之“矢量引力势”。然而，GOR 理论表明：所谓“矢量引力势”并非客观存在；如果存在，那只是特定观测代理 $OA(\eta)$ 情形下的一种观测效应或表现现象。

GOR 时空变换因子 (式(3.39)) 之“标量引力势” χ 乃牛顿引力势，是客观真实的“固有物理量”。毫无疑问，牛顿引力势乃客观存在：无论我们观测与否，地球表面一切物质皆受其引力作用。

然而，GOR 时空变换因子 (式(3.39)) 之“矢量引力势” $\gamma_i = \gamma_i(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ ，并非客观真

实的“固有物理量”，而是“观测物理量”；不同 $OA(\eta)$ 有不同“矢量引力势”。显然， $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\gamma_i v^i / \eta \rightarrow 0$ ($i=1,2,3$)。根据式(3.39)，这意味着，客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ 中，即使引力场存在“矢量引力势”，也并不呈现出“矢量引力势”之相对论性。

进一步地，根据式(3.39)： $\eta \rightarrow \infty$ 时， $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty \equiv 1$ ， $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$ ， $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 回归伽利略时空 X^{4d}_∞ 。我们可以推定 (下一章节将会证明)： $\eta \rightarrow \infty$ 时， $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ ——伽利略时空 X^{4d}_∞ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 。这意味着， $\eta \rightarrow \infty$ 时， $g_{0i} = g_{i0} = 0$ 和 $\gamma_i = 0$ ($i=1,2,3$)；其中，有两点重要寓意：

- 第一，客观真实的引力场并无“矢量引力势”；
- 第二，时间与空间原本是正交的，相互独立的。

可见，根据 GOR 时空理论：引力时空，仍然是牛顿为我们描绘的标量引力场；而爱因斯坦所设想的矢量引力场并非客观存在。时间和空间是绝对的，正交的，相互独立的，符合伽利略和牛顿之绝对主义时空观，而非马赫和爱因斯坦之相对主义时空观。

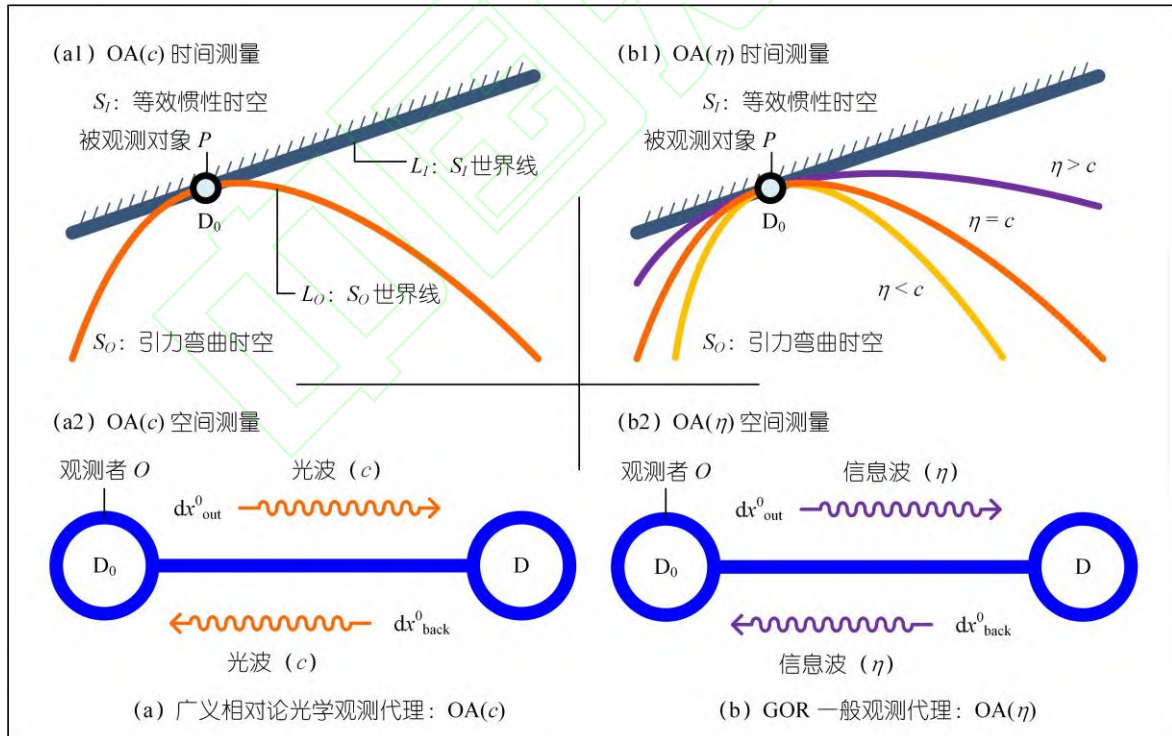


图 1 观测时空的度量. (a) 爱因斯坦广义相对论之观测时空：时间和空间的度量采用光学代理 $OA(c)$ ，光速有限 ($c < \infty$)， $OA(c)$ 存在观测局域性，引力时空观测起来显得有些弯曲。(b) GOR 之观测时空：时间和空间的度量雇用一般观测代理 $OA(\eta)$ ，信息波速度 η 越慢， $OA(\eta)$ 之观测局域性越显著，引力时空观测起来显得越“弯曲”；理想代理 OA_∞ 下， $\eta \rightarrow \infty$ ，引力观测时空将趋于平直。

3.6.4 超光速观测代理和理想代理

GOR 理论表明，牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论分属不同观测体系：爱因斯坦广义相对论是光

学观测体系的产物, 服务于光学观测体系, 其所描绘的引力时空是物理世界透过光学观测体系呈现给观测者的一种光学观测映像, 并非完全客观真实的自然世界; 而牛顿万有引力论则是理想观测体系的产物, 服务于理想观测体系, 其所描绘的引力时空则是理想观测体系中的物理世界, 乃客观真实的自然世界。

根据 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$: 如果我们能借助理想观测代理 OA_∞ 观测时空和物质运动, 那么, 时空和物质运动之一切相对论性效应都将随之消失: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Delta\Gamma(\eta) \rightarrow 0$; 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 即伽利略因子 Γ_∞ : $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$; 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 即客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ : $\eta \rightarrow \infty$ 时 $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$ 。那时, 我们的观测时空, 无论惯性的或引力的, 都将呈现其客观真实的自然面貌。

然而, 自然世界并不存在理想观测代理 OA_∞ 。

因此, 根据 OR 和 GOR 理论, 任何观测代理 $OA(\eta)$, 其所呈现给观测者的自然世界, 永远只能是客观世界的一个映像, 一个观测映像而已, 永远也不可能等同于客观真实的自然世界。

限于目前的科学技术水平, 我们的观测和实验大多依赖于光学观测代理 $OA(c)$ ——这是爱因斯坦相对论, 包括狭义相对论和广义相对论, 得到大多数观测和实验支持的原因。实际上, 与其说这些观测或实验是对爱因斯坦狭义相对论和广义相对论的支持, 不如说是对观测相对论之 OR 理论和 GOR 理论的支持, 验证了 OR 和 GOR 理论之光学代理情形。

光学观测代理 $OA(c)$ 及其观测局域性, 未必是人类不可逾越的观测屏障^[31]。根据 OR 理论^[1-3], 光速不变性只是光作为观测媒介时的一种观测效应; 光速并非真地不变或不可超越。随着科学技术的进步, 人类将会发现甚至发明超光速物质运动。实际上, 越来越多的量子纠缠实验已经呈现出超光速物理现象^[61-66], 其鬼魅般的超距作用似乎正在越来越强烈地挑战爱因斯坦以光速为极限的局域性观念。

可以设想, 人类未来将会“超光速观测代理”^[31], 令我们观测到更为真实的自然世界。那时, 我们将会观测到不同于光学观测代理呈现给观测者的自然景象, 观测到不同于爱因斯坦广义相对论所预测的“引力偏折”和“引力红移”以及“水星进动”。那时, “超光速天文学”, 比如“引力波天文学”^[21], 或许, 将会替代传统的“光学天文学”(包括射电天文学)。

3.7 本章小结

本章乃 GOR 理论之第一部分: GOR 时空理论。

GOR 时空理论, 是关于引力时空之时间和空间及其相互关系的理论, 意在演绎和建立引力时空模型, 论述引力时空之首要问题——存在引力相互作用的时空, 其时间和空间当如何测定和度量?

基于 PGC 对应原理, 因循爱因斯坦广义相对论之逻辑, 本章建立起了与爱因斯坦广义相对论同构一致的 GOR 时空理论。然而, GOR 时空理论所蕴含的思想却与爱因斯坦广义相对论深刻不同, 包括逻辑出发点的不同, 对引力局域性和观测局域性认识的不同, 对引力相对论性之根源和本质认识的不同。

关于 GOR 理论之逻辑前提——

GOR 理论基于 PGC 对应原理并因循和类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 因而, 其逻辑演绎进程与爱因斯坦广义相对论具有形式上的一致性。然而, GOR 理论和爱因斯坦广义相对论的逻辑前具有本质上的不同: 爱因斯坦广义相对论最基本的逻辑前提是“光速不变性”; 而 GOR 理论最基本的逻辑前提则是“信息波速度不变性”。正是基本逻辑前提的不同, 导致 GOR 理论和爱因斯坦广义相对论对引力相对论性效应产生了不同的看法和不同的认识。

爱因斯坦将“光速不变性”假设作为原理, 视其为物理世界之本质特性; 而“信息波速度不变性”则表明, 任意物质波, 当其作为“信息波”时, 必定具有观测上的不变性。“光速不变性”只是“信息波速度不变性”之特例, 仅当光作为“信息波”时成立。

如 2.6 和 3.4 所述, 爱因斯坦广义相对论以“三原理”为其基本逻辑前提: 1) 等效原理; 2) 广义协变原理; 3) 光速不变性原理。人们往往以为“光速不变性”只是爱因斯坦狭义相对论最基本的逻辑前提, 却不知, 其实, “光速不变性”还是爱因斯坦广义相对论最基本的逻辑前提。人们津津乐道于“等效原理”, 却不知, 没有“光速不变性”假设, “等效原理”便失去了在爱因斯坦广义相对论中存在的价值。

基于 PGC 对应原理, 爱因斯坦广义相对论之“三原理”可同构一致地对应变换为“GOR 三原理”:

- 第一, 等效原理;
- 第二, 广义协变原理;
- 第三, 信息波速度不变性原理。

其中, “等效原理”和“广义协变原理”依然有效; 而光学观测代理 $OA(c)$ 之“光速不变性”则经 PGC 对应原理变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波速度不变性”, 成为 GOR 理论最基本的逻辑前提。

如此, 任何人都会意识到, 基于 PGC 对应原理和“GOR 三原理”, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循和类

比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 必定能演绎出与爱因斯坦广义相对论同构一致的 GOR 理论。并且, 可以预见, GOR 理论将概括统一牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论: $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ ($\eta=c$) 时, GOR 理论即爱因斯坦广义相对论; $OA(\eta)$ 为理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 时, GOR 理论即牛顿万有引力论。

引力局域性和观测局域性——

本章首先讨论了引力时空之局域性问题: 一是引力局域性; 二是观测局域性。

如 3.1 所述, 物理学之一切理论模型皆具有某种理想化特征。牛顿万有引力论乃典型的理想化模型, 其引力时空, 既不存在引力局域性, 也不存在观测局域性。依牛顿万有引力论: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷; 同时, 观测信息传递速度无穷, 跨越空间无需时间。直觉和常识告诉我们, 引力速度奇快 (依拉普拉斯计算为 $7 \times 10^6 c$ ^[22]; 依 Flandern 计算为 $2 \times 10^{10} c$ ^[56]), 远超光速。否则, 我们很难想象, 光子如何能与其它物质粒子产生引力相互作用, 宇宙怎么会具有如此稳定的天体结构。或许, 这正是牛顿万有引力论假定引力速度无穷的合理性之所在。

本章 3.1 特别地阐明, 与牛顿万有引力论一样, 爱因斯坦广义相对论也包含着“引力乃超距作用”的理想化假设。无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 皆无任何关于引力波和引力辐射速度的先验知识或先验信息, 逻辑上, 根本无法预测引力波的存在, 更不能预测引力波之速度。那么, 爱因斯坦广义相对论为什么能演绎出“引力波”方程, 并且, 其引力波之速度恰好就是真空光速 c ?

GOR 理论将会阐明, 爱因斯坦的“引力波”预测是一个错误: 那不是“引力波”, 而是“信息波”!

与牛顿万有引力论之引力时空不同, 爱因斯坦广义相对论之引力时空存在观测局域性: 爱因斯坦广义相对论是光学观测代理 $OA(c)$ 的产物, 需要光作为观测媒介为其传递观测信息, 而光速是有限的。正是这种观测上的局域性 ($c < \infty$), 导致爱因斯坦广义相对论之引力时空呈现出引力相对论性效应。

然而, 正如 1.1 和 3.6.4 所阐明的: 光, 并非我们所能利用的唯一的观测媒介; 光速, 并非宇宙极限速度或不可超越。因而, GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”可为任意物质波, 其信息波速度 η 可为任意物质运动速度。特别地, $\eta=c$ 时, $OA(\eta)$ 即爱因斯坦之光学观测代理 $OA(c)$, 存在观测局域性 ($c < \infty$); $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 即伽利略和牛顿的理想观测代理 OA_∞ , 乃理想化的观测体系, 不存在观测局域

性, 观测信息跨越空间无需时间。

特别需要指出, 与牛顿万有引力论以及爱因斯坦广义相对论一样, GOR 理论也包含着“引力乃超距作用”的理想化假设。因此, GOR 理论并无任何关于引力波和引力辐射速度的先验知识或先验信息, 同样不能预测引力波或引力波之速度。

引力时空的观测和度量——

如 3.2-3.4 所述, GOR 理论将 OR 理论之时间定义以及时频比不变性由惯性时空推广至引力时空。

OR 和 GOR 理论明确了观测和观测者在时间计量中的地位 and 作用, 引入了“观测时间”概念, 以区别于客观真实的“固有时间”。GOR 理论之时间概念与爱因斯坦广义相对论之时间概念是一致的; 并且, OR 和 GOR 理论之“观测时间”概括了爱因斯坦广义相对论之“坐标时间”和“标准时间”。

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论测定引力时空的逻辑, GOR 理论将爱因斯坦广义相对论度量引力时空之时间和空间的方法, 由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ ——借助“等效原理”将引力时空变换为惯性时空, 其中, “信息波速度不变性”得以成立, 于是: “坐标时间”变换为“标准时间”, 因而, GOR 引力时空之时间可测定; “引力空间”变换为“惯性空间”, 因而, GOR 引力时空之空间可测定。

特别需要指出, GOR 引力时空的测定, 包括 GOR 时间测定和 GOR 空间测定, “信息波速度不变性”和“等效原理”发挥了重要作用。

相对论性效应的根源和本质——

OR 理论早已阐明, 一切相对论性皆观测效应^[1-3]。

相对论性, 或“相对论性效应”, 由时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 表征。基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循爱因斯坦广义相对论之光学代理 $OA(c)$ 时空变换因子的演绎逻辑, 本章 3.5 导出了一般观测代理 $OA(\eta)$ 的时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ (式(3.39)), 即所谓“GOR 时空变换因子”。

GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$, 概括了 OR 时空变换因子和爱因斯坦广义相对论之时空变换因子, 概括了惯性时空变换因子和引力时空变换因子, 同时, 概括了一切观测代理 $OA(\eta)$ (包括光学代理 $OA(c)$ 和理想代理 OA_∞) 之时空变换因子。

根据 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$, 如 3.5-3.6 所述, GOR 理论进一步阐明, 一切相对论性效应, 包括惯性相对论性效应和引力相对论性效应, 并非客观真实的自然现象, 而是观测效应, 其根源和本质在于观测者

所雇佣的观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。

GOR 时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 具有重要寓意, 给予我们不同于爱因斯坦广义相对论之新的认识:

不同观测代理呈现不同程度的相对论性效应;
客观真实的物理世界并不存在相对论性;
时空并不真地弯曲;
引力场并不真地存在矢量引力势;
时间与空间原本是相互独立的。

归根结蒂, 相对论性依赖于观测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于观测媒介, 依赖于观测媒介传递观测信息的速度 η 。所谓“相对论性”, 其实, 只是一种“观测效应”, 其本质乃“观测局域性” ($\eta < \infty$)。

突破观测局域性——

客观世界并不存在理想观测代理。

因此, 人类永远也不可能看到或观测到伽利略和牛顿为我们描绘的自然景象。

然而, 如 3.6.4 所述, 光学观测代理 $OA(c)$ 及其观测局域性, 未必是人类不可逾越的观测屏障^[31]。根据 OR 理论^[1-3], 光速并非真地不变或不可超越。随着科学技术的进步, 人类将会发现或发明超光速物质运动, 掌握“超光速观测代理”技术, “超光速天文学”将会替代传统的“光学天文学”和“射电天文学”, 令我们观测到更为真实和更具有实时性的自然世界。

4 伽利略时空定理: 理想代理对弱场近似

逻辑上, 作为描述统一物理世界之引力相互作用的物理学理论, 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论应该具有内在的对应关系或逻辑一致性。

爱因斯坦依据时空变换因子设想: 类同于“低速”时狭义相对论之洛伦兹变换近似对应伽利略变换, “弱场”时广义相对论之场方程应近似对应牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。爱因斯坦广义相对论中, “弱场近似” (Weak Field Approximation), 既是一个重要的概念, 又是一种逻辑技巧, 在爱因斯坦广义相对论的建立过程中, 发挥了重要作用。

原本, 基于 PGC 对应原理, 因循爱因斯坦之“弱场近似”逻辑, 无论经由 PGC 逻辑路线一或 PGC 逻辑路线二, GOR 理论都能将爱因斯坦广义相对论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$, 建立 GOR 引力场方程乃至 GOR 整个理论体系。

然而, PGC 对应原理, 无论 PGC 逻辑路线一或 PGC 逻辑路线二, 乃逻辑捷径; 走捷径是需要付出代价的。完全依赖于 PGC 原理对爱因斯坦广义相对论施行同构一致性对应变换, 可能会令 GOR 理论丧失对于

引力相对论性效应之本质的认识, 丧失对于爱因斯坦广义相对论所谓“引力波”之本质的认识。

爱因斯坦场方程属光学代理 $OA(c)$, 牛顿万有引力定律属理想代理 OA_∞ , 二者并不具有直接的对应关系。因此, 爱因斯坦只能通过“弱场近似”的逻辑方法, 将其场方程与牛顿万有引力定律近似对应。GOR 理论属一般观测代理 $OA(\eta)$, 其引力场方程可通过“理想代理”法与牛顿万有引力定律之泊松方程形式严格对应, 即通过理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) “逼近”牛顿万有引力定律。因此, GOR 引力场方程的标定或确立需要“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 而非“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法。

本章旨在阐明 GOR“理想代理”法的逻辑和思想, 其中, “伽利略时空定理”扮演着重要角色。

4.1 爱因斯坦之弱场近似法

爱因斯坦相对论, 包括狭义的和广义地, 是光学观测体系的理论, 其观测代理即所谓“光学观测代理” $OA(c)$, 其观测媒介即光, 信息传递速度即光速。

在论述 GOR 理论之“理想代理”法之前, 我们需要先解析爱因斯坦之“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法。类比爱因斯坦之“弱场近似”法, 将有助于我们阐明 GOR 理论之“理想代理”逻辑。

4.1.1 弱场近似之逻辑思想

所谓“弱场近似”, 指引力场强 g (式(3.13)) 较弱之时, 爱因斯坦场方程近似牛顿万有引力定律。

爱因斯坦广义相对论之引力时空是弯曲的, 而牛顿万有引力时空是平直的。爱因斯坦设想: 弱场, 即引力场之引力势较弱的情形, 广义相对论之弯曲的引力时空近似平直; 如此, 爱因斯坦广义相对论便可与牛顿万有引力论联系或对应起来。

实际上, 爱因斯坦之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法的基本思想, 源于爱因斯坦对于相对论性效应之根源和本质的认识。在爱因斯坦看来, 相对论性效应乃物质运动和物质相互作用之本质特性。

爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”可类比爱因斯坦狭义相对论之“低速近似”。或者, 更准确地说, “弱场近似”的逻辑源于“低速近似”的思想。

爱因斯坦狭义相对论中, 惯性时空变换因子 γ 依赖于物质运动速度 v : $\gamma = \gamma(v) = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, 而其中的真空光速 c 是不变的; 惯性运动速率 $|v|$ 越大, $\gamma = \gamma(v)$ 越大, 惯性相对论性效应越显著。

据此, 爱因斯坦和主流物理学界认为: 狭义相对

论之惯性相对论性的根源和本质在于物质运动。

低速之情形 ($|v| \ll c$)，惯性时空变换因子 γ 近似于伽利略因子 Γ_∞ ： $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} \approx 1 = \Gamma_\infty$ ，洛伦兹变换近似于伽利略变换。于是，爱因斯坦以及主流物理学界认为：洛伦兹变换与伽利略变换，乃至狭义相对论与经典力学，逻辑上是一致的，具有“低速近似”对应关系。并且，主流物理学界认为：洛伦兹变换是更正确的时空变换，而伽利略变换则只是个近似，仅在“低速”情形下近似成立。

类似地，爱因斯坦广义相对论中，引力时空变换因子 γ 依赖于引力相互作用 χ ： $\gamma = \gamma(\chi) = 1/\sqrt{1+2\chi/c^2}$ ，其中，真空光速 c 是不变的；引力势 $|\chi|$ 越大， $\gamma = \gamma(\chi)$ 越大，引力相对论性效应越显著。

据此，爱因斯坦和主流物理学界认为：广义相对论之引力相对论性的根源和本质在于物质相互作用。

弱场之情形 ($|\chi| \ll c^2$)，引力时空变换因子 γ 近似于伽利略因子 Γ_∞ ： $\gamma = 1/\sqrt{1+2\chi/c^2} \approx 1 = \Gamma_\infty$ ，引力时空近似平直。爱因斯坦认为，此时，爱因斯坦场方程应近似于牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。如此，爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论便具备了逻辑上的一致性。此即“弱场近似”对应关系。并且，在爱因斯坦和主流物理学界看来，广义相对论是更正确的引力论，而牛顿万有引力论则只是个近似，仅在“弱场”情形下近似成立。

特别注意：无论“低速近似”或“弱场近似”，实则，要求时空变换因子 γ 近似于伽利略因子 Γ_∞ 。而伽利略因子 $\Gamma_\infty \equiv 1$ ，代表着平直的伽利略时空，其中， $dt = d\tau$ ；时空度规 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 。（我们将在 4.2 之“伽利略时空定理”中专门讨论这一问题。）

因此，“弱场近似”条件下， $\gamma \approx \Gamma_\infty$ 意味着：弱引力场近似平直，其中，牛顿万有引力论近似成立。于是，借助“弱场近似”法，爱因斯坦广义相对论可与牛顿万有引力论近似对应，爱因斯坦场方程可与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式近似对应。

4.1.2 弱引力场之时空度规

一般地，如第三章之 3.5 所述，爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ 与物质运动速度 v 以及引力时空之“标量引力势” χ 和“矢量引力势” γ_i ($i=1,2,3$) 相关： $\gamma = \gamma(v, \chi, \gamma_i)$ 。

爱因斯坦广义相对论中（式(3.16)）：

$$\text{时空变换因子：} \gamma = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+\frac{2\chi}{c^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{c}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

欲令 $\gamma \approx \Gamma_\infty$ （“弯曲”的引力时空近似“平直”的伽利略时空），除假设：(i) 弱场 ($|\chi| \ll c^2$ 且 $|\gamma_i|$ 足够小 ($i=1,2,3$))；还需假设：(ii) 低速 ($|v| \ll c$)；并且，还常常假设 (iii) 时空正交 ($g_{0i} = 0$ ($i=1,2,3$)))。实际上， $g_{0i} = 0$ 即意味着 $\gamma_i = 0$ ；或者，反过来， $|\gamma_i|$ 足够小即意味着时空正交 ($g_{0i} \approx 0$)。

“弱场近似”法，实为爱因斯坦广义相对论之线性化理论。爱因斯坦广义相对论之引力时空是弯曲的或非线性的： $\gamma > \Gamma_\infty$ ；而“低速弱场”情景下， $\gamma \approx \Gamma_\infty$ ，引力时空趋于平直或线性，引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 近似闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ ： $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \approx \eta_{\mu\nu}$

观察爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ ，欲令 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \approx \eta_{\mu\nu}$ ，需营造“弱场”情景。 $|\chi| \ll c^2$ 且 $|\gamma_i v^i| \ll c$ 时，引力时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 可线性化作：

$$|\chi| \ll c^2 \text{ and } |\gamma_i v^i| \ll c: \quad g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \quad (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|) \quad (4.1)$$

其中， $h_{\mu\nu}$ 及其各阶导数皆无穷小量； $\eta_{\mu\nu}$ 可称作“平度规”而 $h_{\mu\nu}$ 则可称作“曲度规”。

式(4.1)乃爱因斯坦广义相对论之“弱场度规”，即弱引力场之度规，是爱因斯坦“弱场近似”法的核心关系式。式(4.1)之“弱场度规”是爱因斯坦广义相对论引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 之线性化方程，是“弱场近似”的结果，是“弱场近似”法的形式化表达。

特别注意，依照爱因斯坦的“弱场近似”逻辑：“弱场”时 $|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$ ；无引力场时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 而 $h_{\mu\nu} = 0$ 。如此，爱因斯坦人为：式(4.1)中的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 即“弱引力势”，代表着引力辐射，代表着“引力波”。这为爱因斯坦之后演绎“引力波”方程并对“引力波”做出预测埋下伏笔。

GOR 理论将会阐明，式(4.1)之“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 并不代表引力辐射，更非“引力波”。

4.1.3 弱场近似条件

实际上，“弱场近似”法所涉及的假设条件不仅仅是“弱场”和“低速”，以及“时空正交”。

爱因斯坦试图通过“弱场近似”法将其广义相对论之引力场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式近似对应，进而，标定爱因斯坦场方程之系数。而爱因斯坦场方程之系数标定的过程，涉及若干线性化假设，均与“弱场近似”相关。

爱因斯坦“弱场近似”法涉及五项假设。

第一，弱场 (Weak Field)：

牛顿引力势 $\chi = 0$ 时，时空平直： $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ ；故而“弱

场” ($|\chi| \ll c^2$) 时, 时空近似平直, 应成立

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|)$$

第二, 低速 (Slow Motion) :

被观测对象 P 相对于观测者 O 的速率 $|v| \ll c$, 或

$$|v^i| = \left| \frac{dx^i}{dt} \right| \ll \frac{dx^0}{dt} = c \quad (i=1,2,3; x^0=ct)$$

第三, 静态场 (Stationary Field) :

度规 $g_{\mu\nu}$ 或 $h_{\mu\nu}$ 不随时间变化, 即

$$g_{\alpha\beta,0} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^0} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{c\partial t} = 0 \quad \text{or} \quad h_{\alpha\beta,0} = \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{\partial x^0} = \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{c\partial t} = 0$$

$$(\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3)$$

在爱因斯坦广义相对论中, 静态场条件是“近似的”, 只是要求度规 $g_{\mu\nu}$ 或 $h_{\mu\nu}$ 不“显著”地随时间 t 变换。并且, 特别注意, 静态场条件在应用时, 并非 $\partial h_{\alpha\beta}/\partial t = 0$; 而是 $h_{\mu\nu,0} = \partial h_{\alpha\beta}/\partial x^0 \approx 0$ 。

第四, 时空正交 (Space-Time Orthogonality) :

时间轴 x^0 与空间轴 x^i ($i=1,2,3$) 正交, 即

$$g_{i0} = g_{0i} = 0 \quad (i=1,2,3)$$

需要说明: “时空正交”假设似乎有些多余。

一方面, 如第三章 3.6.3 所述, 客观时空乃伽利略时空 X^{4d} , 其时间轴 x^0 与空间轴 x^i ($i=1,2,3$) 原本就是正交的。(稍后, “伽利略时空定理”将会证明这一点)。另一方面, “弱场”条件下, γ_i 理应为“弱势”: $\gamma_i \approx 0$, 时空趋于正交: $g_{0i} \approx 0$; 结合“低速”条件, 时空变换因子 γ 之“矢量引力势”项: $|\gamma_i v^i| \ll c$ 。

第五, 调和坐标 (Harmonic Coordinates) :

$$\square x^\mu = \frac{1}{\sqrt{(-g)}} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \left(\sqrt{(-g)} g^{\mu\nu} \right) = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)$$

其中, $g = \det(g_{\mu\nu})$ 乃度规 $g_{\mu\nu}$ 之行列表; 调和坐标条件之极端情形为 $\sqrt{(-g)} = 1$ 或 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 。

我们将会阐明, GOR 理论 (包括爱因斯坦广义相对论), 其引力场方程之逻辑演绎 (包括线性化处理), 无需“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法。

正如我们反复强调的, GOR 理论与牛顿万有引力论的对应关系, 并非“弱场近似”, 而是一般观测代理 $OA(\eta)$ 与理想观测代理 OA_∞ 之间的对应关系。因此, GOR 理论不应通过“弱场近似”与牛顿万有引力论近似对应; 而应通过“理想代理”与牛顿万有引力论严格对应, 即通过理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) “逼近”牛顿万有引力论。

GOR 理论将会阐明, 爱因斯坦广义相对论之所谓

“弱场近似”条件, 包括弱场、低速、静态场、时空正交, 以及调和坐标, 皆可通过“理想逼近”逻辑得到满足: 观测代理 $OA(\eta)$ 之 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 爱因斯坦之“弱场近似”条件都能成立。

4.1.4 牛顿万有引力场景

爱因斯坦之“弱场近似”法, 其“近似”的对象是牛顿万有引力定律, 或者, 严格地说, 是牛顿万有引力定律之泊松方程形式^[54]。

自然地, 为了爱因斯坦广义相对论之引力场方程能与牛顿万有引力定律对应, 场方程理应设定与牛顿万有引力定律同样的引力相互作用场景。

这里, 所谓“牛顿万有引力场景”, 即牛顿万有引力定律所设定的引力场景: 平直的引力时空中, 静静地存在两个质点 M 和 m (相距 r), M 乃引力源和引力中心 (形成一球对称引力场), m 乃受引力作用之物体 (物质密度 ρ)。令 m 所处引力势为 χ , 依牛顿万有引力定律: $\chi = -GM/r$ 。不失一般性, 令 M 位于引力时空之空间坐标原点, 则其半径为 r 的球面上, 引力势处处相等。

特别值得指出, 牛顿万有引力场景, 并不意味着其引力场为“弱场”: M 和 m 质量均可任意大, 同样可以设想为引力无穷的“黑洞”。(就此而言, 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论并不必然地具有“弱场近似”之对应关系。)

实际上, 无论“牛顿万有引力场景”是否为弱引力场, 伽利略时空之牛顿引力场景都是平直的时空。为了将广义相对论与牛顿万有引力论对应, 爱因斯坦必须将广义相对论之引力时空平直化。然而, 就广义相对论对应牛顿引力场景而言, 爱因斯坦所能采用的逻辑和方法, 只能是“弱场近似”的逻辑方法: $\chi \rightarrow 0$ 或 $r \rightarrow \infty$ 时, 广义相对论之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$, 因而, $X^{4d}(c)$ 近似平直。

这里特别需要指出, GOR 理论并不需要“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法; GOR 理论可以采用的逻辑方法是“理想逼近”, 即通过理想代理 OA_∞ “逼近”牛顿万有引力场景: $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$, 因而, $X^{4d}(\eta)$ 趋于平直。

对照 4.1.3 之“弱场近似”条件可知, 五项假设, 包括弱场、低速、静态场、时空正交, 以及调和坐标, 在牛顿万有引力场景中自然成立——

第一, 弱场: 牛顿引力场景中, 时空平直, 自然地, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|\eta_{\mu\nu}| \gg |h_{\mu\nu}| = 0$);

牛顿引力场景中, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$) 依然

成立;然而,并非因为“弱场”(牛顿引力场景并非必然地意味着“弱场”),而是因为,牛顿万有引力场景乃平直时空。

第二, 低速: 牛顿场景中 m 相对于 M 静止;

第三, 静态场: 牛顿场景中 χ 不随时间改变;

第四, 时空正交: $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$, 自然地, $g_{0i}=g_{i0}=0$;

第五, 调和坐标: $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$, 自然地, $\square x^\mu = 0$ 。

可以说, 爱因斯坦广义相对论设立的“弱场近似”条件正是比照牛顿万有引力场景而设置的。反过来说, 当我们比照牛顿万有引力场景设置爱因斯坦场方程的引力场景时, 爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件(见 4.1.3)自然成立。

牛顿万有引力场景留给我们的问题是: 牛顿万有引力场景是否真地为“平直引力时空”, 或者, 牛顿万有引力场景之时空度规 $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 是否真地成立? 根据 GOR 理论, 牛顿万有引力场景属伽利略时空 X^{4d}_∞ 。于是, 问题演变为: 伽利略时空 X^{4d}_∞ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 是否真地为闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$?

这一问题涉及“伽利略时空定理”。

4.2 伽利略时空定理

伽利略时空定理基于第一章一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.1 证明伽利略时空 X^{4d}_∞ 乃平直时空, 其时空度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$: $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 。

爱因斯坦认为, 牛顿万有引力场景是平直时空; 反之, 平直时空中, 牛顿万有引力论必定成立。正是基于这样的认识, 爱因斯坦构造了“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 进而, 将其广义相对论与牛顿万有引力论对应, 建立起爱因斯坦场方程。

根据 GOR 理论, 牛顿万有引力论乃理想观测代理 OA_∞ 之产物, 其观测时空乃理想观测时空 X^{4d}_∞ , 即所谓“伽利略时空”, 代表客观真实的物理世界。

需要特别指出, 牛顿万有引力论并非弱引力场论; 伽利略时空, 其平直的时空特征也非弱场所致, 而是理想观测代理 OA_∞ 呈现给观测者的客观景象。

4.2.1 理想代理与伽利略时空

OR 理论已阐明, 观测者观测自然世界, 必须借助“观测代理”。理论上, 任意物质运动形式皆可作为观测媒介为观测者传递观测信息。根据第一章 1.3 之定义 1.1, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 可形式化地表述为:

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta) : \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\}$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

其中, η 乃 $OA(\eta)$ 之信息波速度; $X^{4d}(\eta)$ 即 $OA(\eta)$ 之观测时空: x^0 为 1d 时间, (x^1, x^2, x^3) 为 3d 空间; $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 乃观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规。

如 1.6 和表 1, 所谓“伽利略时空”, 即理想观测代理 OA_∞ 之观测时空 X^{4d}_∞ : $\eta \rightarrow \infty$ 时 $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$, 不存在观测局域性, 观测信息跨越空间不需要时间。

GOR 理论基于定义 1.1 导出了 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ (参见第三章 3.5), 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时空变换因子(式(3.39)):

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt(\eta)}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1 + \frac{2\chi}{\eta^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{\eta} \right)^2 - \frac{v^2}{\eta^2}}}$$

GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 概括了光学代理 $OA(c)$ 以及理想代理 OA_∞ 之时空变换因子(见 3.5.4): $\eta \rightarrow c$ 时, $\Gamma(\eta)$ 严格地约化为爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 $\Gamma(c)=\gamma$; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\Gamma(\eta)$ 则严格地约化为伽利略因子 $\Gamma_\infty (\equiv 1)$ 。这里, 伽利略因子 $\Gamma_\infty (\equiv 1)$ 代表着伽利略时空, 代表着理想观测时空 X^{4d}_∞ : $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty \equiv 1$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$ 。

可以设想(如 4.1 所述, 爱因斯坦也是这么想的): 伽利略时空 X^{4d}_∞ 是平直的, 其时空度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规: 若 $\eta \rightarrow \infty$ 则 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。这一设想可以形式化地表述为如下“伽利略时空定理”。

伽利略时空定理: 设有观测代理 $OA(\eta)$, 其观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之时空度规为 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$, 其中, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。

这里需要证明: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。

或者说, 这里需要证明: 伽利略时空 X^{4d}_∞ 是平直的, 其度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$: $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 。

牛顿万有引力场景属伽利略时空 X^{4d}_∞ 。如果伽利略时空定理成立, 那么, 无需“弱场近似”, 通过理想代理 OA_∞ , 或者说, $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 理论便可“逼近”牛顿万有引力论。如此, GOR 引力场方程便可与牛顿万有引力定律之泊松方程对应并建立起来。

4.2.2 引理

伽利略时空定理的证明, 可由若干引理构成。

引理 A 及其推论——

引理 A 力求证明, 伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 观测者之观测时间 dt 即客观真实的“固有时间”(标准时间)

$d\tau$ 。引理 A 还将产生一个重要的推论。

引理 A: 设有观测代理 $OA(\eta)$, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 任意观测者 O 之“观测时间” dt 皆“标准时间” $d\tau: dt=d\tau$; 而 $d\tau=ds/\eta_0$ 。

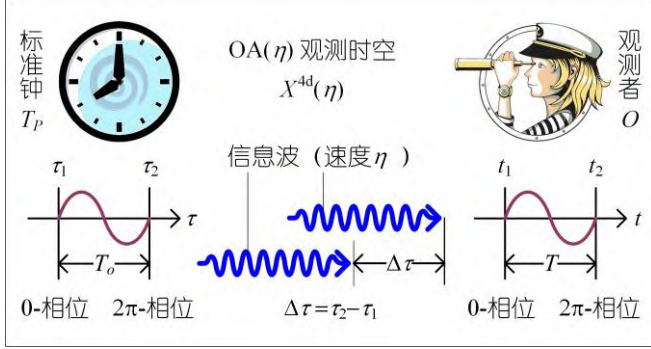


图 2 观测者 O 与观测时间 dt : 观测者 O 观测标准钟 T_P , 所得“观测时间” dt 依赖于其雇佣的观测代理 $OA(\eta)$ 。一般观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$), 因而, 其 dt 并非客观真实的“原时” $d\tau$; 然而, 伽利略时空中, 观测代理乃理想代理 OA_∞ , 不存在观测局域性, $dt=d\tau_0$ 。

证明:

如图 2 所示, 观测者 O 借助观测代理 $OA(\eta)$ 观测“标准钟” T_P ; T_P 之“固有周期”为 T_0 。

根据“标准时间”定义: O 和 T_P 相对静止于“自由时空” S_F ($g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}$ 且 $dx^i=0$ ($i=1,2,3$)) 时, O 之“观测时间” dt 即“标准时间” $d\tau_0$ 。

依定义 1.1 和 $g_{\mu\nu}$ 的对称性, 观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 线元 ds 公式为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ &= \eta^2 \eta_{00} dt^2 \quad (g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}; dx^i = 0 \quad (i=1,2,3)) \\ &= \eta^2 d\tau^2 \quad (\eta_{00} = 1) \end{aligned} \quad (4.2)$$

故: “标准时间” $d\tau=ds/\eta_0$ 。

假设“标准钟” T_P 于时刻 τ_1 和 τ_2 分别向外发射时钟周期之 0-相位和 2π -相位信号, 那么, 自然地, T_P 之“固有周期” $T_0=\Delta\tau=\tau_2-\tau_1$ 。假设 O 于时刻 t_1 和 t_2 分别接收到 T_P 之时钟周期 0-相位和 2π -相位信号, 那么, O 所观测到的时钟周期则为 $T=t_2-t_1$ 。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 无观测局域性, 观测媒介传递观测信息不需要时间。因此, $t_1=\tau_1$ 且 $t_2=\tau_2$, O 所观测到的时钟周期 T 即标准钟 T_P 之“固有周期” T_0 : $T=t_2-t_1=\tau_2-\tau_1=T_0$ 。

如此, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中,

任意观测者 O 之“观测时间” dt 皆“标准时间” $d\tau$: $dt=d\tau$; 而 $d\tau=ds/\eta_0$ 。

(证毕)

根据引理 A, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 或者说, 在理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 任意观测者 O (无论其 X^{4d}_∞ 空间坐标何在) 观测 T_P 所得“观测时间” dt 皆“标准时间”或“固有时间”(原时)。这意味着, 在理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 时间不依赖于空间, 或者说, 时间和空间相互独立。

因此, 由引理 A 可得如下推论:

推论 A: 设有观测代理 $OA(\eta)$, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}$, 其 $0i$ 和 $i0$ 元素为零: $g_{0i}=g_{i0}=0$ ($i=1,2,3$)。

推论 A 具有重要意义——

- (1) 推论 A 表明, 客观真实的物理世界, 其时间和空间原本是正交的: 时间只是时间, 静静得流淌着; 空间只是空间, 静静地存在着。
- (2) 推论 A 表明, 客观真实的物理世界, 并不存在爱因斯坦所设想的“矢量引力势”: $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{g_{00}}=0$ ($i=1,2,3$)。

然而, 值得注意, 引理 A 中, $\gamma_i=0$ ($i=1,2,3$) 要求 $\eta \rightarrow \infty$; 这意味着, 当观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$) 时, “矢量引力势” γ_i ($i=1,2,3$) 作为一种纯粹的“观测效应”, 可能会呈现在观测中。

引理 B 及其证明——

引理 B 力求证明, 伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 度规 $g_{\mu\nu}$ 之 00 元素 g_{00} 即闵科夫斯基度规度 $\eta_{\mu\nu}$ 之 00 元素 η_{00} 。

引理 B: 设有观测代理 $OA(\eta)$, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 度规 $g_{\mu\nu}$ 的 00 元素为 1: $g_{00}=\eta_{00}=1$ 。

证明:

观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时空度规 $g_{\mu\nu}$ 不依赖于观测者 O 和被观测对象 T_P 。因此, 我们可以设定 O 和 T_P 相对静止的场景: $dx^i=0$ ($i=1,2,3$)。

根据定义 1.1, 以及引理 B 之条件, 成立:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 \quad (dx^i = 0 \quad (i=1,2,3)) \end{aligned} \quad (4.3)$$

根据引理 A: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $dt=d\tau$; 而 $d\tau=ds/\eta_0$ 。

对照引理 A 和式(4.3)即得: $g_{00}=\eta_{00}=1$ 。

(证毕)

引理 C 及其证明——

引理 C 力求证明, 伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 度规 $g_{\mu\nu}$ 之 ii 元素 g_{ii} 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 之 ii 元素 η_{ii} 。

引理 C: 设有观测代理 $OA(\eta)$, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $X^{4d}(\eta)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu}$ 的 ii 元素为 -1 : $g_{ii} = \eta_{ii} = -1$ ($i=1,2,3$)。

证明:

观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时空度规 $g_{\mu\nu}$ 不依赖于观测者 O 和被观测对象 T_P ; 因此, 我们可以设定 T_P 相对于 O 沿 x^1 匀速运动的场景: $dx^1 \neq 0$, $dx^2 = dx^3 = 0$ 。

根据定义 1.1, 根据引理 A 及其推论, 根据引理 C 之给定条件以及设定的运动场景, 应成立:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + g_{ik} dx^i dx^k \quad (g_{0i} = g_{i0} = 0) \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + g_{11} dx^1 dx^1 \quad (dx^2 = dx^3 = 0) \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 - dl^2 \\ dl &= \sqrt{-g_{11}} dx^1 \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中, dl 乃 $OA(\eta)$ 之观测者 O 测定被观测对象 T_P 在观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中时段 $dt = d\tau$ 内所移动的“物理空间距离”或“纯空间距离”。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$ 。依设定的运动场景, 理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 观测者 O 测定被观测对象 T_P 在 X^{4d}_∞ 中时段 $dt = d\tau$ 内所移动的“物理空间距离”(“纯空间距离”)必定为: $dl = dx^1$ 。因此, 对照式(4.4)中的 $dl = \sqrt{-g_{11}} dx^1$ 可知: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{11} = -1$ 。

同理: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{22} = g_{33} = -1$ 。

故有: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{ii} = -1$ ($i=1,2,3$)。

(证毕)

引理 D 及其证明——

引理 D 力求证明, 伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 度规 $g_{\mu\nu}$ 之 ik 元素 g_{ik} 为零: $g_{ik} = \eta_{ik} = 0$ ($i, k=1,2,3; i \neq k$)。

引理 D: 设有观测代理 $OA(\eta)$, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $X^{4d}(\eta)$ 时空度规 $g_{\mu\nu}$ 的 ik 元素为零: $g_{ik} = \eta_{ik} = 0$ ($i, k=1,2,3; i \neq k$)。

证明:

观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时空度规 $g_{\mu\nu}$ 不依赖于观测者 O 和被观测对象 T_P ; 因此, 我们可以设定 T_P 在 x^1 - x^2 平面内匀速运动的场景: $dx^1 \neq 0$ 和

$dx^2 \neq 0$, $dx^3 = 0$ 。

根据定义 1.1, 根据引理 A 及其推论, 根据引理 D 之给定条件以及设定的运动场景, 应成立:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + 2\eta g_{0i} dx^i dt + g_{ik} dx^i dx^k \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 + g_{ik} dx^i dx^k \quad (g_{0i} = g_{i0} = 0) \\ &= \eta^2 g_{00} dt^2 - dl^2 \quad (dx^3 = 0) \\ dl &= \sqrt{-\left(2g_{12} dx^1 dx^2 + g_{11} (dx^1)^2 + g_{22} (dx^2)^2\right)} \end{aligned} \quad (4.5)$$

其中, dl 乃 $OA(\eta)$ 之观测者 O 测定被观测对象 T_P 在观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中时段 $dt = d\tau$ 内所移动的“物理空间距离”或“纯空间距离”。

根据引理 C, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{ii} = -1$ ($i=1,2,3$); 故:

$$dl = \sqrt{\left((dx^1)^2 + (dx^2)^2\right) - 2g_{12} dx^1 dx^2} \quad (4.6)$$

$\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$ 。依设定的运动场景, 理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 观测者 O 测定被观测对象 T_P 在 X^{4d}_∞ 中时段 $dt = d\tau$ 内所移动的“物理空间距离”(“纯空间距离”)必定为: $dl = \sqrt{((dx^1)^2 + (dx^2)^2)}$ 。

对照式(4.6)可知: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{12} = g_{21} = 0$ 。

同理: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{23} = g_{32} = 0$ 。

故有: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{ik} = \eta_{ik} = 0$ ($i, k=1,2,3; i \neq k$)。

(证毕)

4.2.3 伽利略时空定理的证明

基于引理 A-D 即可证明伽利略时空定理。

证明:

根据引理 A 及其推论, 以及引理 B-D, 在理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 成立:

- (1) “观测时间” dt 即“标准时间” $d\tau$: $dt = d\tau$;
- (2) “时空正交”: 时空度规 $g_{\mu\nu}$ 之 $0i$ 和 $i0$ 元素 $g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i=1,2,3$)。
- (3) $g_{\mu\nu}$ 之 00 元素即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 之 00 元素: $g_{00} = \eta_{00} = 1$ 。
- (4) $g_{\mu\nu}$ 之 ii 元素即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 之 ii 元素: $g_{ii} = \eta_{ii} = -1$ ($i=1,2,3$)。
- (5) $g_{\mu\nu}$ 之 ik 元素即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 之 ik 元素: $g_{ik} = \eta_{ik} = 0$ ($i, k=1,2,3; i \neq k$)。

归纳起来, 伽利略时空定理成立:

$\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。

(证毕)

“伽利略时空定理”意味着, 客观真实的时空, 即“伽利略时空 X^{4d}_∞ ”, 原本是平直而非弯曲的。

4.2.4 伽利略时空定理的验证

爱因斯坦广义相对论中, 爱因斯坦采用“弱场近似”法求解场方程, 得到了爱因斯坦场方程的第一个解^[15]: 爱因斯坦近似解, 其中, 光学观测代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 为:

$$\begin{cases} g_{00}(c) = 1 + \frac{2\chi}{c^2} \left(\chi = -\frac{GM}{r} \right) \\ g_{0i}(c) = 0 \\ g_{ik}(c) = -\delta_{ik} + \frac{2\chi}{c^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \quad (i, k = 1, 2, 3) \end{cases} \quad (4.7)$$

式(4.7)中, $\chi = -GM/r$ 为牛顿引力势; $r \rightarrow \infty$ 时, $\chi \rightarrow 0$, $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。这符合爱因斯坦“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法的预期。

然而, 正如 GOR 理论于 3.6 所阐明的: 引力相对论性效应的根源和本质并不在于引力相互作用, 而在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$)。基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 之光速 c , 即可获得一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$:

$$\begin{cases} g_{00}(\eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \left(\chi = -\frac{GM}{r} \right) \\ g_{0i}(\eta) = 0 \\ g_{ik}(\eta) = -\delta_{ik} + \frac{2\chi}{\eta^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \quad (i, k = 1, 2, 3) \end{cases} \quad (4.8)$$

令 $\eta \rightarrow \infty$, 则:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1) \quad (4.9)$$

可见, 对于爱因斯坦场方程近似解, 伽利略时空定理成立: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。

类似地, Schwarzschild 度规^[57], 即爱因斯坦场方程第一个精确解, 也可用于验证“伽利略时空定理”, 并且, 得出类似爱因斯坦场方程近似解的结论。

4.2.5 伽利略时空定理的意义

“伽利略时空定理”令第一章和第三章中模糊的伽利略时空图像变得更加清晰。实际上, 伽利略时空定理与第一章 1.4 中有关“观测时空”和“固有时空”的论述, 以及第三章 3.5-3.6 中有关 GOR 时空变换因子的论述, 是一致的。

“ $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$ ”已经意味着理想代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 是平直的。而“伽利略时空定理”则证明: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$, 更加清晰地表明, 伽

利略时空 X^{4d}_∞ (包括牛顿万有引力场) 是平直而非弯曲的。(实际上, 爱因斯坦的潜意识中, 牛顿万有引力场本来就是平直的。这一点可从爱因斯坦之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法的基本思想中看到。)

根据“伽利略时空定理”, OR 和 GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$, 概括了一切观测代理, 包括光学代理 $OA(c)$ 和理想代理 OA_∞ , 将爱因斯坦相对论之闵科夫斯基 4d 时空和伽利略-牛顿理论之笛卡尔 4d 时空 (独立的 1d 时间和独立的 3d 空间) 统一起来。

自然地, $\eta \rightarrow c$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 成为光学观测代理 $OA(c)$ (爱因斯坦代理)。特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 成为理想代理 OA_∞ (伽利略代理), 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 成为伽利略时空 X^{4d}_∞ ; 依“伽利略时空定理”, 伽利略时空 OA_∞ 之度规 $g_{\mu\nu}(\infty)$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 。

一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$, 可分解为:

$$g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta) \quad \left(\lim_{\eta \rightarrow \infty} h_{\mu\nu}(\eta) = 0 \right) \quad (4.10)$$

其中, 闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ (平度规) 不依赖于 $OA(\eta)$, 而曲度规 $h_{\mu\nu}$ 则依赖于 $OA(\eta)$: $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$; 特别地, 根据“伽利略时空定理”, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。

根据第一章“观测代理”之定义 1.1 及其式(1.2), 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之线元 ds 为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu = (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta)) dx^\mu dx^\nu \\ &= \eta^2 dt^2 - dl^2 + h_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$(dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2})$$

其中, dt 为“观测时间”, dl 为“纯空间距离”。

将式(4.11)改写作:

$$d\tau^2 = dt^2 - \frac{dl^2}{\eta^2} + \frac{h_{\mu\nu}(\eta)}{\eta^2} dx^\mu dx^\nu \quad \left(d\tau = \frac{d\tau}{\eta} \right) \quad (4.12)$$

根据“伽利略时空定理”, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。

于是, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 时空线元 ds 公式(4.12)在伽利略时空 X^{4d}_∞ (客观真实的物理世界) 中分裂成为时间线 dt 和空间线 dl 两个独立的关系式:

$$\begin{cases} dt = d\tau \\ dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} \end{cases} \quad (4.13)$$

其中, “观测时间” dt 即客观真实的“固有时间” $d\tau$; 而“纯空间距离” dl 则是笛卡尔 3d 空间距离。

“伽利略时空定理”明确了伽利略时空 X^{4d}_∞ 作为客观真实之“固有时空”所具有的时空特性:

第一, 时间处处一致: 不同的观测者有相同的时间, 同时性是绝对的;

第二, 时间和空间相互独立: 时间静静地且均匀地流淌着, 空间永恒不变地存在着。

式(4.13)所呈现的正是伽利略变换之情景, 是理想观测代理 OA_∞ 之理想观测时空 X^{4d}_∞ 。这便是“伽利略时空”, 是客观物理世界的真实写照。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 合乎逻辑地回归伽利略时空 X^{4d}_∞ , 印证了一般观测代理 $OA(\eta)$ 与理想观测代理 OA_∞ 形式上和逻辑上是一致性的。

基于“伽利略时空定理”, 可以建立“理想逼近”条件: η 足够大时, $g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta)$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$); 进而, 编制 GOR 理论之“理想逼近”逻辑。

“伽利略时空定理”为 GOR 理论之“理想代理”法以及 GOR 引力场方程的确立奠定了理论基础。

4.3 GOR 理想代理法

“同一物理世界, 同一逻辑体系”乃 PGC 对应原理之基本思想。与爱因斯坦广义相对论一样, GOR 理论也需要与牛顿万有引力论保持逻辑上的一致性; 与爱因斯坦场方程一样, GOR 引力场方程也需要与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式保持逻辑上的一致性。然而, 与爱因斯坦广义相对论不同, GOR 理论所因循的是“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 而非“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法。

OR 理论之广义洛伦兹变换与伽利略变换的逻辑一致性, 并非“低速近似”对应关系, 而是“理想逼近”逻辑, 系一般观测代理 $OA(\eta)$ 与理想代理 OA_∞ 之间的同构一致对应关系, 乃严格的逻辑一致性: $\eta \rightarrow \infty$ 时, 广义洛伦兹变换严格地约化为伽利略变换。

同样地, GOR 理论之引力论与牛顿万有引力论的逻辑一致性, 并非“弱场近似”对应关系, 而是基于 PGC 对应原理的“理想逼近”逻辑, 系一般观测代理 $OA(\eta)$ 与理想观测代理 OA_∞ 之间的同构一致对应关系, 乃严格的逻辑一致性: $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 引力场方程严格地约化为牛顿万有引力定律之泊松方程。

4.3.1 理想逼近之逻辑思想

局限于光学观测代理 $OA(c)$, 爱因斯坦以为, 相对论性的本质在于物质运动和物质相互作用, 只能通过“低速”将狭义相对论之洛伦兹变换与伽利略变换近似对应; 只能通过“弱场”将广义相对论之场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程近似对应。

然而, OR 和 GOR 理论发现: 一切相对论性效应皆观测效应, 其本质在于观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域

性 ($\eta < \infty$): 不同观测代理存在不同观测局域性, 呈现不同程度的相对论性效应。牛顿万有引力论乃理想观测代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 之理论。因此, 逻辑上, GOR 理论只能通过理想代理 OA_∞ (而非爱因斯坦之“弱场近似”) “逼近”牛顿万有引力论。

此即所谓“理想逼近”逻辑或“理想代理”法。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 趋同于理想代理 OA_∞ ; 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 趋同于伽利略时空 X^{4d}_∞ 。根据“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$; 因而, 伽利略时空 X^{4d}_∞ (包括牛顿万有引力场) 乃平直时空。此时, GOR 引力论理当“逼近”牛顿万有引力论。

GOR 理论反复强调: 牛顿万有引力论并非爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”理论; 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论分属不同的观测代理, 并不具有直接的对应关系。爱因斯坦广义相对论是光学观测代理 $OA(c)$ 的理论, 仅当光担当观测媒介之角色时成立; 牛顿万有引力论是理想观测代理 OA_∞ 的理论, 代表客观真实的引力相互作用, 只能借理想观测代理 OA_∞ 方可“逼近”。

GOR 引力时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: $\Gamma = 1/\sqrt{1+2\chi/\eta^2}$ 。对于给定的引力势 χ , η 越大, $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 越接近伽利略因子 Γ_∞ , 引力时空越平直, 越接近伽利略时空 X^{4d}_∞ 。特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$, GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 成为平直的伽利略时空 X^{4d}_∞ 。此时, GOR 引力论与牛顿万有引力论便具备了逻辑上严格的一致性: 所谓“理想对应”。

如此, GOR 引力论便可“逼近”牛顿万有引力论; GOR 引力场方程便可“逼近”牛顿万有引力定律。

4.3.2 准伽利略时空之度规

根据“伽利略时空定理”, 理想代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 的度规 $g_{\mu\nu}$, 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 。

基于一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.1, GOR 理论导出与爱因斯坦广义相对论时空变换因子 γ (式(3.16)) 同构一致的 GOR 时空变换因子 (式(3.39)) ——

$$\text{GOR 时空变换因子: } \Gamma = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+\frac{2\chi}{\eta^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{\eta}\right)^2 - \frac{v^2}{\eta^2}}}。$$

GOR 时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, η 乃信息波速度, 可为任意物质运动速度; 而爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ 则只是 GOR 时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 之特例, 其中, η 只能是光速 c : $\gamma = \Gamma(c)$ 。

在其广义相对论中, 爱因斯坦为了令其光学代理

OA(c) 之“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(c)$ 近似伽利略时空 X^{4d}_∞ : $\gamma \approx \Gamma_\infty$ (伽利略因子), 以便其场方程近似对应牛顿万有引力定律之泊松方程形式, 只能借助“弱场近似”法, 假设: (i) 弱场 ($|\chi| \ll c^2$); (ii) 低速 ($|v| \ll c$); (iii) 时空正交 ($g_{0i}=0$ 故 $\gamma_i=0$ ($i=1,2,3$))。

然而, 正如 OR 和 GOR 理论已经阐明的, 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论并不具有直接的对应关系, 并且, 牛顿引力场并非一定为弱引力场。

在 GOR 理论中, 牛顿引力时空与理想代理 OA_∞ 之引力时空 (伽利略时空) X^{4d}_∞ 具有逻辑上的严格对应关系: $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$; 此时, OA_∞ 之 GOR 引力论趋同于牛顿万有引力论。

因此, 为了使一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(\eta)$ “逼近”伽利略时空 X^{4d}_∞ : $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$, 以便 GOR 场方程趋同或严格对应牛顿万有引力定律之泊松方程, GOR 理论以“理想逼近”逻辑替代爱因斯坦之“弱场近似”逻辑, 以“理想代理”法替代爱因斯坦之“弱场近似”法。(特别需要指出: 这也是一种基于 PGC 原理同构一致性对应策略。)

GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 无需假设“弱场”, “低速”, 或“时空正交”; 只需设定 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, 即可将“弯曲”的 GOR 引力时空“平直”化, 成为伽利略时空 X^{4d}_∞ :

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1 + \frac{2\chi}{\eta^2}} - \gamma_i \frac{v^i}{\eta} \right)^2 - \frac{v^2}{\eta^2}}} = 1 = \Gamma_\infty \quad (4.14)$$

“理想代理”法, 也是一种线性化理论。

一般观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。因而, 依爱因斯坦广义相对论之逻辑, $OA(\eta)$ 之 GOR 引力时空也应视为弯曲的或非线性的: $\Gamma(\eta) > \Gamma_\infty$ 。而理想代理 OA_∞ 情景下: $\eta \rightarrow \infty$, $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$ 。此时, GOR 引力论理当“逼近”牛顿万有引力论。

根据“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 时空趋同于伽利略时空 X^{4d}_∞ , GOR 时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 趋同于闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 。因此, 基于“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 令 η 足够大, 则 GOR 时空可谓“准伽利略时空”, GOR 时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 可谓“准伽利略时空度规”, 并且, 可依照式(4.10)分解并线性化作:

$$\begin{aligned} \eta \gg \sqrt{|\chi|} \quad \text{and} \quad \eta \gg |\gamma_i v^i|: \\ g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \quad (4.15) \\ (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}| \quad \text{and} \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} h_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) = 0) \end{aligned}$$

其中, $h_{\mu\nu}$ 及其各阶导数皆无穷小量; 根据“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$, 故而 $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。

显然, 式(4.15)与爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件 (式(4.1)) 同构一致。式(4.15)可称“理想逼近”条件; 式(4.15)之 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 即“准伽利略时空度规”, $\eta_{\mu\nu}$ 即“平度规”, $h_{\mu\nu}$ 即“曲度规”。

式(4.1)乃爱因斯坦“弱场近似”法的核心关系式; 而式(4.15)则是 GOR 理论之“理想代理”法的核心关系式, 是 GOR 理论之引力时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 的线性化方程, 是“理想逼近”的结果, 是“理想代理”法的形式化表达。

特别注意, 曲度规 $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: 不同观测代理 $OA(\eta)$ 下, 同一引力场景, 却呈现出不同的弯曲状和曲度规 $h_{\mu\nu}(\eta)$ 。这一事实表明, $h_{\mu\nu}$ 并非所谓“弱引力势”, 并不代表引力辐射, 更不是什么“引力波”; 而是一种“载波” (Carrier Wave), 一种加载了物质运动信息 (v) 和引力相互作用信息 (χ) 的“信息波” (Information Wave)。

GOR 理论将在第 9 章揭示“引力波”的奥秘。

4.3.3 理想逼近条件和理想代理法

GOR 理论之“理想逼近”条件可与爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件对应和类比。

如 4.1.3 所述, 爱因斯坦“弱场近似”法涉及五项假设; 而 GOR 理论之“理想逼近”条件则仅仅意味着: 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。基于“伽利略时空定理”, η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, “理想代理”法之线性化方程(4.15)成立, 爱因斯坦之“弱场近似”法中的五项假设自然地成立。

对应于爱因斯坦之“弱场近似”法之五条件, GOR 理论之“理想逼近”条件也可引申为五条件。

第一, 时空平直条件 (对应“弱场”假设)

GOR 理论之观测时空, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 可分解为“平度规” $\eta_{\mu\nu}$ 和“曲度规” $h_{\mu\nu}(\eta)$: $g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta)$ 。

根据“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 。因此, 对于任意引力场景 (设牛顿引力势 χ), η 足够大 ($\eta \gg \sqrt{|\chi|}$) 时, 引力时空皆趋于平直, 可视为爱因斯坦之“弱场近似”法中的“弱场”情形, 成立

$$g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \quad (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|)$$

其中, $h_{\mu\nu}$ 乃“曲度规”, 并不代表“弱引力势”, 而代表观测时空之“弯曲”状态: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$, 或者说, η 足够大时 $|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$ 。此时, GOR 观测时

$X^{4d}(\eta)$ 空近乎伽利略时空 X^{4d}_∞ , 趋于平直。

第二, 低速条件

$\eta \rightarrow \infty$ 时, 一切被观测对象 P 相对于观测者 O 的速度 v 皆可视为“低速”; 因而, η 足够大 ($\eta \gg |v|$) 时, “低速”条件成立:

$$|v^i| = \left| \frac{dx^i}{dt} \right| \ll \frac{dx^0}{dt} = \eta \quad (i=1,2,3; x^0 = \eta t)$$

第三, 静态场条件

$\eta \rightarrow \infty$ 或 η 足够大时, 依照爱因斯坦“弱场近似”法之“静态场条件”的逻辑, 此时之引力时空可视为不随时间变化的“静态引力场”, 即度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 或 $h_{\mu\nu}(\eta)$ 不“显著”地随时间 t 变化, 成立:

$$g_{\alpha\beta,0} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^0} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\eta \partial t} = 0 \quad \text{or} \quad h_{\alpha\beta,0} = \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{\partial x^0} = \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{\eta \partial t} = 0$$

($\alpha, \beta = 0,1,2,3$)

然而, 特别注意, GOR 理论之“理想代理”法中, 所谓“静态场条件”, 并非要求 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 或 $h_{\mu\nu}(\eta)$ 不“显著”地随时间 t 变化, 而是要求 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 或 $h_{\mu\nu}(\eta)$ 不“显著”地随时间线 $x^0 = \eta t$ 变化, 只需 η 足够大。

第四, 时空正交条件

在“伽利略时空定理”中, 引理 A 之推论已经证明, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 时空度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 之 $0i$ 和 $i0$ 元素为零: $g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i=1,2,3$)。这已经表明, $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时间轴与空间轴是正交的: 客观真实的物理世界之时空原本就是正交的。(这与第三章 3.6.3 之相关论述是一致地。)

第五, 调和坐标条件

根据“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, 因而, η 足够大时 $|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$ 或 $g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu}$ 或 $\sqrt{(-g)} \approx 1$ 。于是, 如下调和坐标关系式成立:

$$\square x^\mu = \frac{1}{\sqrt{(-g)}} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \left(\sqrt{(-g)} g^{\mu\nu} \right) = 0 \quad (\mu = 0,1,2,3)$$

其中, $g = \det(g_{\mu\nu})$ 乃度规 $g_{\mu\nu}$ 之行列式。

实际上, 归纳起来, GOR 理论之“理想代理”法的“理想逼近”条件仅剩下一项: 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。

$\eta \rightarrow \infty$ 或 η 足够大时, GOR 理论之“理想逼近”条件, 包括时空平直条件, 低速条件, 静态场条件, 时空正交条件, 以及调和坐标条件, 皆成立; 并且, 爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件皆成立。

于是, 可以设想: 基于“理想逼近”条件“ $\eta \rightarrow \infty$ 或 η 足够大”, 因循和类比爱因斯坦广义相对论之“弱

场近似”法的逻辑路线, GOR 理论即可将 GOR 引力场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程形式对应, 并且, 最终确立 GOR 理论之场方程。

这便是 GOR 理论之“理想代理”法。

GOR 理论将基于“伽利略时空定理”, 因循“理想逼近”逻辑, 运用“理想代理”法, 标定 GOR 场方程系数, 确立 GOR 引力场方程。

GOR “理想逼近”逻辑和“理想代理”法乃 PGC 原理同构一致性逻辑思想的体现: 是 GOR 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之与理想观测代理 OA_∞ 的同构一致性对应; 是 GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 与伽利略时空 X^{4d}_∞ 的同构一致性对应; 是 GOR 引力场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程的同构一致性对应; 是 GOR 引力论与牛顿万有引力论的同构一致性对应。最终, GOR 理论将概括和统一爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论。

4.4 本章小结

本章证明了“伽利略时空定理”。

所谓“伽利略时空”, 乃理想代理 OA_∞ 之理想观测时空, 不存在观测局域性, 不存在观测极限, 不存在观测效应, 代表着客观真实的物理世界。

原本, GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的时空变换因子 $\Gamma = \Gamma(\eta)$ (式(3.39)), $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$ 。这已经表明, 理想观测代理 OA_∞ 之伽利略时空 X^{4d}_∞ 乃平直时空。而“伽利略时空定理”则令伽利略时空 X^{4d}_∞ 之图像更加清晰。根据“伽利略时空定理”, 客观时空原本就是平直的: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 。

“伽利略时空定理”之重要意义可归纳为两方面。

重塑人类之时空观——

“伽利略时空定理”之引理 A 表明, 伽利略时空 X^{4d}_∞ 之观测时间 dt 即客观真实的固有时间 $d\tau$; 不同的观测者之时间相同, 同时性是绝对的。

时间与空间的关系问题原本乃哲学问题, 涉及人类之时空观。然而, 在“伽利略时空定理”中, 这一问题演变为伽利略时空 X^{4d}_∞ 之时间轴 x^0 与空间 x^1, x^2, x^3 是否正交的问题。“伽利略时空定理”之引理 A 有一重要推论: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i=1,2,3$)。这意味着: (1) 伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 时间与空间本是相互正交的; (2) 伽利略时空 X^{4d}_∞ 本不存在爱因斯坦所设想的所谓“矢量引力势”—— $\gamma_i = g_{0i}/\sqrt{(g_{00})} = 0$ ($i=1,2,3$)。

“伽利略时空定理”的另一重要推论, 如 4.2.5 所述: 4d 时空线元 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ 在伽利略时空 X^{4d}_∞ 中分裂成为时间线 $dt = d\tau$ 和空间线 $dl = \sqrt{(dx^2 + dy^2 + dz^2)}$ 两个独立的关系式: $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之

4d 时空 $X^{4d}(\eta)$ 合乎逻辑地回归笛卡尔时空——独立的 1d 时间 t 和独立的 3d 空间 (x,y,z) 。

伽利略时空 X^{4d}_∞ 中, 无论其时间与空间的正交, 还是其时间与空间的分裂, 都深刻地表明: 客观真实的物理世界, 其时间和空间是相互独立的, 正如牛顿在其《数学原理》中所表达的思想^[53]: 时间均匀而静静地流淌着, 空间永恒且不变地存在着。

“伽利略时空定理”支持伽利略和牛顿所持的绝对主义时空观。“伽利略时空定理”表明, 朴素的绝对主义时空观方乃“更正确的”的时空观; 而相对主义时空观实为“观测主义”时空观, 乃特定观测代理之观测上“貌似正确”的时空观, 似是而非。

“伽利略时空”以及“伽利略时空定理”, 其寓意值得哲学家们和物理学界深刻反思。

确立 GOR 引力场方程——

“伽利略时空定理”, 为 GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法奠定了理论基础, 对于 GOR 引力场方程的标定乃至 GOR 理论之整个理论体系的建立具有重要意义。

确立爱因斯坦场方程, 是爱因斯坦广义相对论之核心任务, 其中, “弱场近似”法发挥了重要作用。正是基于“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 爱因斯坦标定并确立了广义相对论之引力场方程。

爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法存在逻辑上的缺陷, 导致人们误以为牛顿万有引力论乃爱因斯坦广义相对论之近似理论, 仅适用于弱引力场之情形。同时, “弱场近似”逻辑误导了爱因斯坦本人, 导致其形成关于引力相对论性之本质的错误认识, 以及, 关于“引力波”的错误认识。

正如 OR 和 GOR 理论已经阐明并且反复强调的, 爱因斯坦场方程乃光学代理 $OA(c)$ 之产物, 牛顿万有引力定律乃理想代理 OA_∞ 代理之产物, 二者并不具有直接的对应关系。这正是爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法逻辑缺陷之所在。

GOR 理论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力论, 其“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 可通过理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 趋同于“平直”的“伽利略时空”, 其中, 牛顿万有引力论成立; 因而, GOR 引力场方程可通过理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) “逼近”牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。如此, 逻辑上, GOR 引力场方程的标定只需要借助“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 而非“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法。

理想观测时空 X^{4d}_∞ 即“伽利略时空”, 包括牛顿万有引力场。因此, 基于“伽利略时空定理”, 只需

假设“观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ ”, 即可因循“理想逼近”逻辑, 借助“理想代理”法, 将 GOR 引力场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程对应, 进而, 标定和确立 GOR 场方程。

依“伽利略时空定理”, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, $X^{4d}(\eta) \rightarrow X^{4d}_\infty$, $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$, GOR 观测时空趋于平直, 印证了一般观测代理 $OA(\eta)$ 与理想观测代理 OA_∞ 形式上和逻辑上的一致性, 印证了一般观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 与理想观测时空 X^{4d}_∞ 形式上和逻辑上的一致性。如此, 我们甚至可以设想, GOR 引力论与牛顿万有引力论具有形式上和逻辑上的一致性。

GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法将有助于我们正确认识爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论的关系, 正确认识引力相对论性效应的本质, 正确认识“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 在爱因斯坦广义相对论以及 GOR 理论中所扮演的角色。

5 GOR 场方程的建立

爱因斯坦场方程是爱因斯坦广义相对论最基本和最重要的关系式。从某种意义上说, 爱因斯坦场方程就代表着爱因斯坦广义相对论。同样地, GOR 场方程, 或 GOR 引力场方程, 将代表 GOR 理论, 成为 GOR 理论最基本和最重要的关系式。

本章, 旨在建立 GOR 理论之引力场方程。

我们可以基于 PGC 原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替换 c , 直接将爱因斯坦场方程由光学代理 $OA(c)$ 同构一致地对应变换至一般观测代理 $OA(\eta)$, 即 GOR 场方程。然而, 完全依赖于 PGC 逻辑路线一, 我们可能错失对于引力相对论性效应之本质的认识。

我们也可以基于 PGC 原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循和类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 演绎 GOR 场方程; 进而, 因循和类比爱因斯坦“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 标定和确立 GOR 场方程。然而, 完全依赖于 PGC 逻辑路线二, 我们可能会错失对于爱因斯坦“弱场近似”法之逻辑缺陷的认识, 并且, 类同于爱因斯坦广义相对论, 形成关于牛顿万有引力论以及关于爱因斯坦“引力波”论的错误认识。

因此, 一方面, 我们力求, 基于 PGC 原理, 结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二, 因循和类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 演绎 GOR 场方程; 另一方面, 我们力求基于“伽利略时空定理”, 运用第四章所阐明地 GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 标定和确立 GOR 场方程。

5.1 爱因斯坦场方程的确立

在基于 PGC 原理演绎 GOR 场方程之前, 在运用“伽利略时空定理”和“理想代理”法标定 GOR 场方程之前, 我们需要解析爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法。这将有助于我们理解 GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 同时, 有助于我们重新认识牛顿万有引力论, 重新认识爱因斯坦广义相对论。

爱因斯坦场方程, 即爱因斯坦广义相对论之引力场方程, 其形式确定之后, 剩下的问题便是如何标定场方程之系数。爱因斯坦希望通过某种逻辑途径, 能将其场方程与牛顿万有引力定律之联系或对应起来。

5.1.1 牛顿万有引力定律及其泊松方程

毫无疑问, 万有引力是牛顿的伟大发现; 万有引力定律是人类物理学一座伟大的丰碑, 是牛顿对人类及其物理学做出的伟大贡献。

牛顿认为^[53]: 万物皆相互吸引, 任意两个物体 M 和 m 之间存在引力相互作用, 其引力 F 与其质量 M 和 m 的乘积成正比, 与其距离 r 的平方成反比:

$$F = \frac{GMm}{r^2} = -\frac{m}{r} \chi \left(\chi = -\frac{GM}{r} \right) \quad (5.1a)$$

$$\Delta \chi = \nabla^2 \chi = 4\pi G \rho \left(\Delta = \nabla^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x^i} \frac{\partial}{\partial x^i} \right) \quad (5.1b)$$

其中, $G=6.754 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ 为万有引力常数, χ 为引力势, ρ 为 m 物质密度, $\Delta=\nabla^2$ 为拉普拉斯算子; 式(5.1a) 乃牛顿万有引力定律, 而式(5.1b)则是牛顿万有引力定律之泊松方程形式 (一个 2 阶偏微分方程)^[54]。

自然地, 物理学一切理论皆客观物理世界之理想化模型, 其中, 必定包含着理想化的假设或前提条件。牛顿万有引力定律也不例外。

正如第三章 3.1 “引力时空之局域性问题”所指出的, 牛顿万有引力论存在两项理想化的假设:

- 第一, 引力乃超距作用, 辐射速度无穷;
- 第二, 信息波乃超距媒介, 传播信息速度无穷。

第一项假设, 可谓“超距作用”条件。

实际上, 牛顿从一开始就意识到, 自己的万有引力定律存在引力超距作用问题。而理性告诉牛顿, 超距作用是非物理现实的, 万有引力一定存在有限的辐射速度。虽然, 牛顿 (乃至其后的物理学家们) 未能解决引力超距作用问题, 而直觉告诉牛顿, 以及后来的像拉普拉斯^[22]和 Flandern^[56]等人, 引力辐射速度一定超奇地快, 远远地超过光速, 否则, 光子当如何被引力作用, 宇宙之天体又当如何保持其如此稳定的运行结构 (参见 Flandern 之研究^[56])。

第二项假设, 可谓“超距媒介”条件。

牛顿并未意识到, 物理学之理论模型需要与观测联系在一起, 依赖于观测代理, 依赖于观测媒介, 依赖于观测媒介传递观测信息之信息波速度, 制约于观测局域性。然而, “超距媒介”假设却隐喻在了牛顿的万有引力定律之中。当然, “超距媒介”假设, 不仅隐喻在牛顿万有引力定律中, 实际上, 隐喻在古典物理学之一切定律或理论模型之中, 包括开普勒三大定律, 以及伽利略变换和牛顿三大定律。

“超距媒介”假设赋予了古典物理学一种理想化的观测体系——“理想观测代理” OA_∞ 。正如 OR 和 GOR 理论已经阐明的, 伽利略-牛顿理论, 乃理想观测之理论, 属理想观测代理 OA_∞ 。牛顿万有引力定律 (式 (5.1)) 也不例外: 严格意义上, 当且仅当其服务于理想观测代理 OA_∞ 时, 才是正确的或有效的。

根据第四章之“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, 牛顿万有引力场属“平直”的 X^{4d}_∞ , 牛顿万有引力定律当成立于“平直”的伽利略时空 X^{4d}_∞ 。

5.1.2 爱因斯坦场方程和运动方程

爱因斯坦认为: 地球围绕太阳运转, 乃“时空弯曲”所致; 而“时空弯曲”则乃物质和能量的堆积或分布所致。因此, 爱因斯坦设想, 自己的广义相对论应该包含两个基本的方程:

- 第一, 场方程: 描述时空如何弯曲——其后被赋予“时空弯曲 = 能量动量”的形式

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa T_{\mu\nu} \quad (5.2)$$

其中, $G_{\mu\nu}$ 称作“爱因斯坦张量”, $R_{\mu\nu}$ (即里奇张量) 为时空曲率, R 为高斯曲率, $g_{\mu\nu}$ 为时空度规, $T_{\mu\nu}$ 为能动张量, 而 κ 则为场方程系数。式(5.2)未含宇宙项 $\Lambda g^{\mu\nu}$ (我们暂不讨论爱因斯坦场方程之宇宙项问题)。

- 第二, 运动方程: 描述弯曲的时空中物体如何运动——其后被确定为测地线方程

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (5.3)$$

其中, $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 称作“联络” (Connection)。

后来, 爱因斯坦等人^[67]和福克^[68]先后证明: 场方程(5.2)可由运动方程(5.3)导出。这意味着, 爱因斯坦广义相对论实际上只有一个基本方程: 爱因斯坦场方程。然而, 这并不意味着对运动方程之价值和意义的否定, 只意味着运动方程与场方程具有内在的关联性或等价性。并且, 特别值得我们注意, 场方程系数 κ 的标定, 既需要依赖于爱因斯坦场方程(5.2), 也需要借

助于运动方程(5.3)。

作为客观物理世界之理想化模型, 爱因斯坦广义相对论, 包括其场方程和运动方程, 同样存在理想化特征和假设性的前提条件。

正如第三章 3.1 之“引力时空之局域性问题”所指出的, 爱因斯坦广义相对论也存在两项假设:

- 第一, 引力乃超距作用, 辐射速度无穷;
 - 第二, 信息波乃光波, 传播信息速度即光速。
- 第一项假设, 同样, 乃“超距作用”条件。

关于第一项“超距作用”假设, 爱因斯坦并未意识到, 与牛顿万有引力论一样, 自己的广义相对论同样包含着“引力乃超距作用”的理想化假设。实际上, 正如第三章之 3.1 所指出的: 爱因斯坦之引力论, 包括其场方程和运动方程, 隐喻着引力超距作用的假设条件, 并无任何关于引力波和引力辐射速度的先验知识或先验信息, 逻辑上或理论上, 根本不能预测引力波的存在, 更不能预测引力波之速度。

第二项假设, 可谓“光学代理”条件。

与牛顿一样, 爱因斯坦也未意识到, 物理学之理论模型需要与观测联系在一起, 需要依赖于观测代理。然而, “光学代理”假设却隐喻了在爱因斯坦广义相对论中, 隐喻在其“光速不变性”假设之中。(或许, 在爱因斯坦看来, 鉴于光速不变或不可超越, 观测信息以光速传递可谓理所当然的事情。或许, 爱因斯坦从未考虑过光在自己的理论中扮演着观测媒介或信息使者的角色, 也从未设想过非光观测媒介之情形; 甚至, 从未考虑过自己的理论依赖于观测媒介。)

“光速不变性”假设赋予爱因斯坦相对论一种人类感知客观世界最常用的观测体系——“光学观测代理” $OA(c)$ 。闵科夫斯基将光学观测代理 $OA(c)$ 形式化作光学 4d 时空坐标框架, 即所谓“闵科夫斯基时空”^[29,30]。虽然闵科夫斯基时空是专为爱因斯坦狭义相对论打造的, 之后, 却又被爱因斯坦推广至广义相对论。可见, 正如 OR 和 GOR 理论已经阐明的, 爱因斯坦相对论, 包括狭义相对论和广义相对论, 皆光学观测理论, 属光学观测代理 $OA(c)$, 当且仅当其服务于光学观测代理 $OA(c)$ 时, 才是正确的或有效的。

爱因斯坦广义相对论之引力时空, 乃光学代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}_\infty(c)$, 是“弯曲”的时空。

那么, “弯曲”时空中的爱因斯坦场方程, 当如何与“平直”时空中的牛顿万有引力定律对应呢?

5.1.3 弱场近似逻辑与弱场近似法

就逻辑而言, 作为描述同一物理世界之引力相互

作用的物理学理论, 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力理论当具有某种内在的联系或对应关系。

爱因斯坦设想: 类同于“低速近似”情形下狭义相对论之洛伦兹变换近似于伽利略变换, “弱场近似”情形下, 广义相对论之引力场方程应近似对应牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。

然而, 正如第四章所阐明的, 爱因斯坦场方程(光学观测理论模型)与牛顿万有引力定律(理想观测理论模型), 并不具有直接的对应关系。然而, 就标定爱因斯坦场方程之系数而言, 爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法似乎是奏效的: 通过“弱场近似”, 爱因斯坦场方程和牛顿万有引力定律之泊松方程联系并对应起来, 进而, 爱因斯坦成功地标定和确立了广义相对论之引力场方程。

爱因斯坦场方程是一个复杂的非线性偏微分方程组, 难以标定和求解。爱因斯坦不得不采用线性化和近似的手段对其进行处理: 最基本的任务是确定场方程系数 κ ; 最基本的手段则是“弱场近似”法。

为了能将“弯曲时空”之爱因斯坦场方程与“平直时空”之牛顿万有引力定律或其泊松方程形式联系并对应起来, 爱因斯坦需要将其场方程所处的“弯曲时空”平直化, 令引力时空变换因子 γ 近似伽利略因子: $\gamma \approx \Gamma_\infty$ 。观察爱因斯坦广义相对论之引力时空变换因子: $\gamma = 1/\sqrt{(1+2\chi/c^2)}$, 其中, 真空光速 c 乃常数, 欲使 $\gamma \approx \Gamma_\infty \approx 1$, 只能令 $\chi \approx 0$ 或 $|\chi| \ll c^2$, 即令牛顿万有引力场为所谓“弱引力场”。

$\Gamma_\infty \approx 1$ 代表着平直的伽利略时空, 其中: $dt = d\tau$ 。

(爱因斯坦的“弱场近似”法隐含着了一主张; 而严格的理论证明则来自“伽利略时空定理”。)

就爱因斯坦广义相对论时空变换因子 γ 之一般形式而言, 如式(3.15)和(3.16)所示——

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{g_{00}} + \frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^i}{dx^0}\right)^2 + \left(g_{ik} - \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right) \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+2\chi/c^2} - \gamma_i v^i/c\right)^2 - v^2/c^2}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

除标量引力 χ 势外, 还需考虑矢量引力势 γ_i ($i=1,2,3$) 和物质运动速度; 欲令 $\gamma \approx \Gamma_\infty$, 除了假设: 1) 弱场 ($|\chi| \ll c^2$); 还需假设: 2) 低速 ($v \ll c$); 3) 时空正交 ($g_{0i} = g_{i0} = 0$ 或 $\gamma_i = 0$ ($i=1,2,3$))。

弱场近似情形之下, $\gamma \approx \Gamma_\infty$, 意味着“弱场”之时空近似平直。爱因斯坦设想: 既然弱引力场之时空近似平直, 则牛顿万有引力定律在弱场条件下近乎成立;

那么,“弱场”时的广义相对论之场方程和运动方程可近似对应牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。如此,场方程系数 κ 便可与牛顿引力势 χ 联系起来,并由牛顿万有引力定律或其泊松方程之参数确定。

如第四章所述,“弯曲”的引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 可分解成为“平度规” $\eta_{\mu\nu}$ (闵科夫斯基度规) 和“曲度规” $h_{\mu\nu}$;“弱场”情形下,必定成立或满足

$$\text{“弱场近似”条件: } g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (|h_{\mu\nu}| \leq |\eta_{\mu\nu}|)$$

自然地,无引力或无引力场时, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, $h_{\mu\nu} = 0$; 因此,爱因斯坦广义相对论中,或在爱因斯坦看来,“弱场近似”条件中的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 代表着“弱引力势”。

特别注意,时空正交条件下 ($g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i=1,2,3$)), 广义相对论之时空变换因子 γ (式(5.4)) 约化为:

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{g_{00} - v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2 + h_{00}}} \quad (5.5)$$

$$(g_{00} = \eta_{00} + h_{00}; \eta_{00} \equiv 1)$$

如此,爱因斯坦广义相对论之引力时空的“弯曲”状态便只依赖于“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 之 00-元素 h_{00} 。

由时空正交情形之时空变换因子(5.5)可知: 依爱因斯坦之“弱场近似”逻辑,若 $|h_{00}| \ll 1$ (弱场) 并且 $|v| \ll c$ (低速), 则 $\gamma \approx \Gamma_\infty$, “弯曲”的引力时空近似“平直”, 牛顿万有引力定律近似成立。因而,“弯曲时空”之爱因斯坦场方程和运动方程可与“平直时空”之牛顿万有引力定律或其泊松方程形式近似对应。

“弱场近似”法可视为爱因斯坦广义相对论之“线性化理论”。实际上,“弱场近似”法,即爱因斯坦场方程和运动方程之线性化处理办法。

依据式(5.5),“弱场近似”法可如下设计。

“弱场近似”法程序——

以标定爱因斯坦场方程之系数 κ 为目标,根据弱场情形之时空变换因子(5.5),基于“弱场近似”逻辑,将 h_{00} 与牛顿引力势 χ 和场方程系数 κ 联系起来,其逻辑演绎程序可分为两步。

第一步,运动方程之弱场近似: 将式(5.3)之曲度规 00-元素 h_{00} 与牛顿引力势 χ 联系起来 ($h_{00} \sim \chi$)。

第二步,场方程之弱场近似: 将式(5.2)之曲度规 00-元素 h_{00} 与场方程系数 κ 联系起来 ($h_{00} \sim \kappa$)。

最终,在牛顿万有引力定律场景之下,对照弱场近似关系式 $h_{00} \sim \chi$ 和 $h_{00} \sim \kappa$, 即可确定场方程系数 κ 。

“弱场近似”条件——

实际上,作为爱因斯坦广义相对论的一种“线性化”理论,爱因斯坦之“弱场近似”法涉及了一组线性化条件。根据第四章之 4.1.3 所论述的爱因斯坦“弱场近似”法条件,除了假设

第一, 弱场: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$);

之外,还需假设

第二, 低速: $v \ll c$;

第三, 静态场: $g_{\mu\nu,0} = \partial g_{\alpha\beta} / \partial x^0 = 0$ 或 $h_{\mu\nu,0} = \partial h_{\alpha\beta} / \partial x^0 = 0$;

第四, 时空正交: $g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i=1,2,3$);

第五, 调和坐标: $\square x^\mu = g^{\alpha\beta} \Gamma^\mu_{\alpha\beta} = 0$ ($\mu=0,1,2,3$)。

牛顿万有引力场景——

如第四章 4.1.4 所述,牛顿引力场景,即牛顿万有引力定律所设定的场景: 平直的时空中仅存两个质点 M 和 m (相距 r), M 为引力源,乃一球对称引力场之引力中心; m 为被引力作用之物体 (物质密度 ρ)。令 m 处引力势为 χ , 依牛顿万有引力定律: $\chi = -GM/r$ 。距离 M 半径为 r 的球面上, 引力势 χ 处处相等。

自然地,为了爱因斯坦广义相对论之场方程或运动方程能与牛顿万有引力定律或其泊松方程近似对应,场方程和运动方程理应设定与牛顿万有引力定律同样的引力相互作用场景。

特别值得指出,牛顿万有引力场景,并不意味着其引力场为“弱场”: M 和 m 质量均可任意大,同样可以被设想为引力无穷或任意大的“黑洞”。

然而,正如第四章 4.1.4 已经阐明的,在牛顿万有引力场景中,爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件或“线性化”条件自然成立;或者说,爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”条件或“线性化”条件正是为了对应牛顿万有引力场景而设立的。这里,特别需要说明,爱因斯坦之“弱场近似”条件第一项“弱场: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$)”依然成立,并非因为“弱场”(牛顿引力场景并非必然地意味着“弱场”),而是因为牛顿万有引力场景乃平直时空。(在“弱场近似”条件之第一项中,爱因斯坦理所当然地将 $|x| \ll c^2$ 替换为了 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$); 在爱因斯坦看来,“弱场”即意味着“平直”时空。)

5.1.4 运动方程之弱场近似

爱因斯坦广义相对论之运动方程(5.3)可写作:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0 \quad (\mu=0,1,2,3)$$

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \quad \left(, \sigma = \frac{\partial}{\partial x^\sigma} \right) \quad (5.7)$$

其所描述的,是物质在引力场之“弯曲时空”中运动的测地线,即所谓“短程线”,与联络 $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ 联系在一

起，而联络 $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ 则与度规 $g_{\mu\nu}$ 联系在一起。

设想运动方程之“弱场近似”——

可以设想：“弱场近似”条件下，时空近似平直；“弯曲时空”中的“短程线”(5.7)将约化为牛顿引力场之欧几里得空间中的“直线”：

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla \chi \quad \left(\chi = -\frac{GM}{r} \right) \quad (5.8)$$

其中， χ 即牛顿引力势。式(5.8)左右两端同乘 m ，既得牛顿第二定律，又得牛顿万有引力定律。

于是，“弱场近似”条件下的“弱势度规” $h_{\mu\nu}$ 可与牛顿引力势 χ 联系起来。

运动方程之“弱场近似”操作——

运动方程之“弱场近似”的过程，是其线性化过程：非线性的“短程线”化作线性的“直线”。

依“弱场”条件： $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$)， $h_{\mu\nu}$ 代表“弱引力势”， $h_{\mu\nu}$ 及其各阶导数皆无穷小量。因此，“短程线”(5.7)中的联络 $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ 可只保留 $h_{\mu\nu}$ 的一次项，而忽略其高阶小量。如此，联络 $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ 方可与“弱势” $h_{\mu\nu}$ 形成近似线性关系：

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} &= \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \\ &\approx \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} (h_{\alpha\nu,\beta} + h_{\nu\beta,\alpha} - h_{\beta\alpha,\nu}) \\ & \quad (g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} - h^{\mu\nu}; \eta^{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}, h^{\mu\nu} = \eta^{\mu\alpha} \eta^{\beta\nu} h_{\alpha\beta}) \end{aligned} \quad (5.9)$$

已知弱场近似情形下， $dt \approx d\tau$ 。依“低速”条件 $|v^i| = |dx^i/dt| \ll c$ 以及 $x^0 = ct$ ， $|dx^i/d\tau| \ll |dx^0/d\tau|$ 。因而，成立：

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^{\mu}}{d\tau^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} \frac{dx^{\alpha}}{d\tau} \frac{dx^{\beta}}{d\tau} &= \left\{ \begin{aligned} &\frac{d^2 x^{\mu}}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^{\mu} \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} + \Gamma_{i0}^{\mu} \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} \\ &+ \Gamma_{0k}^{\mu} \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} + \Gamma_{ik}^{\mu} \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \end{aligned} \right\} \\ &\approx \frac{d^2 x^{\mu}}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^{\mu} \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (5.10)$$

式(5.7)约化为：

$$\frac{d^2 x^{\mu}}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^{\mu} \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (5.11)$$

基于“静场”条件 $h_{\alpha\beta,0} = 0$ ，由式(5.9)可得：

$$\begin{aligned} \Gamma_{00}^{\mu} &\approx \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} (h_{0\nu,0} + h_{\nu 0,0} - h_{00,\nu}) = -\frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} h_{00,\nu} \\ &= -\frac{1}{2} (\eta^{\mu 0} h_{00,0} + \eta^{\mu i} h_{00,i}) = -\frac{1}{2} \eta^{\mu i} h_{00,i} \end{aligned} \quad (5.12)$$

因为 $\eta^{0i} = 0$ ， $\eta^{ii} = -1$ ($i=1,2,3$)，所以：

$$\Gamma_{00}^0 = 0 \quad \text{and} \quad \Gamma_{00}^i = \frac{1}{2} h_{00,i} \quad (5.13)$$

于是，弯曲时空之“短程线”方程(5.7)在平直时空中“分裂”(split into)为时间和空间两组方程：

$$\begin{aligned} \frac{d^2 t}{d\tau^2} &= 0 \\ \frac{d^2 x^i}{d\tau^2} &= -\frac{1}{2} h_{00,i} \left(\frac{dx^0}{d\tau} \right)^2 \quad (i=1,2,3) \end{aligned} \quad (5.14)$$

这种时间与空间的“分裂”令我们想到了伽利略变换。在伽利略变换中，时间和空间便是“分裂”的：时间与空间相互独立，互不依赖。

式(5.14)之时间方程意味着，“弱场”中，“坐标时间” dt 与“标准时间” $d\tau$ 没有区别；解之可得：

$$t = a\tau + b \quad (5.15)$$

适当选取单位 (令 $a=1$) 并校准时间 (令 $b=0$)，则 $t = \tau$ 。

其实，根据式(5.4)和(5.6)，我们已经知道，“弱场”和“低速”以及“时空正交”条件下，时空变换因子 $\Gamma(c) \approx \Gamma_{\infty} = 1$ ，即 $dt = d\tau$ 。

因此，式(5.14)之空间方程组约化为：

$$\frac{d^2 x^i}{d\tau^2} = -\frac{c^2}{2} \nabla_i h_{00} \quad (i=1,2,3) \quad (5.16)$$

弯曲时空 $X^{4d}(c)$ 中的“短程线”(5.7)约化为伽利略时空 X^{4d}_{∞} 中的“直线”(5.16)。

对照弱场近似情形下的“短程线”(5.16)和牛顿引力场中的“直线”(5.8)可知：

$$h_{00} = \frac{2\chi}{c^2} \quad \text{and} \quad g_{00} = 1 + \frac{2\chi}{c^2} \quad (5.17)$$

如此，引力时空之“弱势度规”00-元素 h_{00} 便与牛顿引力势 χ 联系起来 ($h_{00} \sim \chi$)。

5.1.5 场方程之弱场近似

爱因斯坦场方程(5.2)： $G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$ ，左端 $G_{\mu\nu}$ 代表引力时空的弯曲，右端 $T_{\mu\nu}$ 代表物质能量的分布； $G_{\mu\nu}$ 通过场方程系数 κ 与能量分布 $T_{\mu\nu}$ 联系在一起。

设想场方程之“弱场近似”——

一方面，场方程左端之 $G_{\mu\nu}$ 与时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 联系在一起，而时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 与联络 $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$ 联系在一起，而联络 $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$ 与度规 $g_{\mu\nu}$ 联系在一起；因而， $R_{\mu\nu}$ 与 $g_{\mu\nu}$ 形成复杂非线性关系。另一方面， $G_{\mu\nu}$ 通过场方程系数 κ 与场方程右端能动张量 $T_{\mu\nu}$ 联系在一起，与 $T_{\mu\nu}$ 形成简单的线性关系。

可以设想：“弱场近似”条件下，随着“弱势度规” $h_{\mu\nu}$ 的弱化，时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 与度规张量 $g_{\mu\nu}$ 的非线性关

系将退化为关于“弱势度” $h_{\mu\nu}$ 的线性关系，非线性的爱因斯坦场方程将退化为线性化场方程。

于是，“弱场近似”条件下的“弱势度规” $h_{\mu\nu}$ 可与爱因斯坦场方程之系数 κ 联系起来。

场方程之“弱场近似”的操作——

以 $g^{\mu\nu}$ 乘以爱因斯坦场方程(5.2)左右两端可得：

$$g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} R = -\kappa g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

$$\begin{cases} g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = \delta_{\mu}^{\mu} = 4 \\ g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} = R \\ g^{\mu\nu} T_{\mu\nu} = T \end{cases} \quad (5.18)$$

其中， R 为高斯曲率， T 为能动张量 $T_{\mu\nu}$ 的迹。

于是， $R = \kappa T$ ，爱因斯坦场方程(5.2)可改写作：

$$R_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \quad (5.19)$$

依定义，式(5.19)之时空曲率（里奇张量） $R_{\mu\nu}$ 为：

$$R_{\mu\nu} \triangleq R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha} - \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} + \Gamma^{\sigma}_{\mu\alpha} \Gamma^{\alpha}_{\sigma\nu} - \Gamma^{\sigma}_{\mu\nu} \Gamma^{\alpha}_{\sigma\alpha} \quad (5.20)$$

可见，爱因斯坦场方程是关于度规张量 $g_{\mu\nu}$ 的非线性偏微分方程；这是其难以处理和难以求解的原因。

如同运动方程之“弱场近似”的情形，经“弱场近似”法处理，去除 $h_{\mu\nu}$ 二阶及以上高阶小量，只保留一阶无穷小，时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 乃至爱因斯坦场方程可约化为关于“弱势” $h_{\mu\nu}$ 的线性方程。

对照式(5.9)，忽略 $h_{\mu\nu}$ 高阶小量， $R_{\mu\nu}$ 近似为：

$$R_{\mu\nu} \approx \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha} - \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} \quad (5.21)$$

对照式(5.9)，忽略 $h_{\mu\nu}$ 高阶小量， $\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}$ 近似为：

$$\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} \approx \frac{1}{2} \eta^{\alpha\beta} (h_{\mu\beta,\nu} + h_{\beta\nu,\mu} - h_{\nu\mu,\beta})$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\nu}} h^{\alpha}_{\mu} + \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h^{\alpha}_{\nu} - \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} h_{\nu\mu} \right) \quad (5.22)$$

将式(5.22)中的 ν 变换为 α ，即可由 $\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}$ 得 $\Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha}$ ：

$$\Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} h^{\alpha}_{\mu} + \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h^{\alpha}_{\alpha} - \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} h_{\alpha\mu} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} h^{\alpha}_{\mu} + \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h - \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} h^{\beta}_{\mu} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h \quad (5.23)$$

于是，式(5.21)可改写作：

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\nu}} h^{\alpha}_{\mu} + \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h^{\alpha}_{\nu} - \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} h_{\nu\mu} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} h_{\mu\nu}$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} h^{\alpha}_{\mu} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} h \right)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \left(\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} h^{\alpha}_{\nu} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} h \right) \quad (5.24)$$

“调和坐标”条件（参见第四章之 4.1.3 中调和坐标公式）可写作 $\square x^{\mu} = g^{\alpha\beta} \Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = 0$ 。在线性化理论中，这一规范化条件等价于^[69]：

$$\frac{\partial}{\partial x^{\sigma}} h^{\sigma}_{\lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\lambda}} h = 0 \quad (5.25)$$

因而，“弱场近似”条件下， $R_{\mu\nu}$ 可进一步约化为：

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} h_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \square h_{\mu\nu}$$

$$\left(\square = \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \eta^{\alpha\beta} = \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \nabla^2 \right) \quad (5.26)$$

其中，符号“ $\square$ ”为光学代理 OA(c) 之达朗贝尔算子；而 $\Delta = \nabla^2$ 则为拉普拉斯算子。

特别需要说明，原本，拉普拉斯算子 $\Delta = \nabla^2$ 乃 3d 笛卡尔空间之二阶偏微分算子；而 4d 闵科夫斯基时空则将其由 3d 空间扩展至 4d 时空，即所谓“达朗贝尔算子”。实际上，达朗贝尔算子“ $\square$ ”只是光学代理 OA(c) 之 4d 观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的二阶偏微分算子。OR 和 GOR 理论进一步将其扩展为一般观测代理 OA(η) 之 4d 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的二阶偏微分算子，可应用于 OR 和 GOR 理论。（扩展定义参见第五章附录 5.1）

根据式(5.26)，非线性场方程(5.19)最终线性化作：

$$\frac{1}{2} \square h_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \quad (5.27)$$

如此，引力时空之“曲度规” 00-元素 h_{00} 与爱因斯坦场方程之系数 κ 便联系在了一起（ $h_{00} \sim \kappa$ ）。

5.1.6 标定场方程系数 κ

爱因斯坦希望，其“弱场近似”之线性化场方程(5.27)能与牛顿万有引力定律之泊松方程近似对应。

牛顿万有引力定律场景中，物质粒子 M 作为引力源构成引力场；而物质粒子 m 受 M 之引力作用，在引力时空中运动。设物质粒子 m 之 3 维速度 $v = (v^1, v^2, v^3)$ ($v^i = dx^i/dt$ ($i=1,2,3$))，而 4 维速度 $u = (u^0, u^1, u^2, u^3)$ ($u^{\mu} = dx^{\mu}/d\tau$ ($\mu=0,1,2,3$))。

在“弱场”和“低速”条件下, $dt \approx d\tau$, $g_{\mu\nu} \approx g_{\mu\nu}$, $|v| \ll c^2$; 于是:

$$\begin{cases} u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} \approx \frac{dx^\mu}{dt} = \begin{cases} v^0 = c & \mu = 0 \\ v^i = 0 & \mu = i = 1, 2, 3 \end{cases} \\ T^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu \\ T_{\mu\nu} = \rho g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} u^\alpha u^\beta \approx \rho c^2 \eta_{\mu 0} \eta_{\nu 0} \quad (T_{00} = \rho c^2) \\ T = T^\mu_\mu = \rho u^\mu u_\mu = \rho c^2 \end{cases} \quad (5.28)$$

其中, 引力时空属光学观测代理 OA(c) 之观测时空 $X^{4d}(c)$, 其时间轴 $x^0 = ct$; ρ 为物质粒子 m 之物质密度, $T_{\mu\nu}$ 则为物质 m 在光学代理 OA(c) 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的能动张量, 而 T 则为 $T_{\mu\nu}$ 的迹。

特别需要说明, “四维速度”的概念来自爱因斯坦狭义相对论, 乃“三维速度”概念由 3d 笛卡尔空间至 4d 闵科夫斯基时空的扩展。实际上, 爱因斯坦狭义相对论中的“四维速度”概念只是光学代理 OA(c) 之 4d 观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的速度概念。OR 和 GOR 理论进一步将其扩展为一般观测代理 OA(η) 之 4d 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的速度概念, 可应用于 OR 和 GOR 理论。(扩展定义参见第五章附录 5.2)

“弱场”和“低速”条件下, 物质粒子 m 之 4 维速度 $u \approx (c, 0, 0, 0)$, 故如式(5.28)所示, m 之能动张量 $T_{\mu\nu}$ 退化为标量 T_{00} 。

于是, 场方程(5.19)和式(5.27)可改写作:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} &\approx -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} T \right) = -\frac{1}{2} \kappa T_{00} \delta_{\mu\nu} \\ \square h_{\mu\nu} &\approx -\kappa T_{00} \delta_{\mu\nu} = -\kappa \rho c^2 \delta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (5.29)$$

其中, $\delta_{\mu\nu}$ 为 Kronecker 张量。

“弱场”和“低速”条件下, 光学代理 OA(c) 之达朗贝尔算子“ $\square$ ”(参见第五章附录 5.1) 为:

$$\square = \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \nabla^2 \approx -\nabla^2 = -\Delta \quad (5.30)$$

对照式(5.17)和式(5.29)以及(5.30)可知:

$$\begin{aligned} \square h_{00} &= -\kappa \rho c^2 \quad \text{or} \quad \Delta h_{00} = \kappa \rho c^2 \quad (h_{00} = 2\chi/c^2) \\ \text{so that } \nabla^2 \chi &= \frac{1}{2} \kappa \rho c^4 \end{aligned} \quad (5.31)$$

如此, 将式(5.31)与牛顿万有引力定律之泊松方程(式(5.1b)) $\nabla^2 \chi = 4\pi G \rho$ 比较, 即可确定爱因斯坦之场方程的系数 κ :

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (5.32)$$

爱因斯坦基于“弱场近似”法对其场方程和运动方程进行线性化处理, 通过与牛顿万有引力定律之泊

松方程形式的近似对应, 标定了场方程系数 κ , 最终, 确立了广义相对论之场方程。

“弱场近似”法在爱因斯坦广义相对论中扮演了重要角色, 在爱因斯坦场方程的标定和确立过程中发挥了重要作用。之后, 爱因斯坦又运用“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法求其场方程之近似解。

5.2 GOR 场方程与 GOR 运动方程

爱因斯坦场方程是爱因斯坦广义相对论最重要的关系式, 乃爱因斯坦广义相对论之核心。同样地, GOR 场方程, 即 GOR 理论之引力场方程, 乃 GOR 理论最重要的关系式, 是 GOR 理论的核心。

GOR 场方程的建立, 与爱因斯坦建立其广义相对论之引力场方程的一样, 涉及两项工作:

- 第一, 推演 GOR 场方程;
- 第二, 标定 GOR 场方程之系数。

据说, 爱因斯坦曾感叹道, 自己的狭义相对论只用了五周时间, 而广义相对论却耗时十年。可以推测, 爱因斯坦场方程占用了其中的大部分时间。

然而, 基于 PGC 对应原理确立 GOR 场方程无需耗费十年的光景, 或许, 五分钟即可。

5.2.1 GOR 场方程

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 直接地将爱因斯坦广义相对论之场方程及其场方程系数 κ 中的光速 c 变换为信息波速度 η , 即可将爱因斯坦场方程(式(5.2))由光学代理 OA(c) 推广至一般观测代理 OA(η), 成其为 GOR 场方程:

$$R_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa_\eta T_{\mu\nu} \quad \left(\kappa_\eta = \frac{8\pi G}{\eta^4} \right) \quad (5.33)$$

其中, κ_η 乃 GOR 理论之引力场方程系数。

特别注意, 与爱因斯坦场方程不同, GOR 场方程中的里奇张量 $R_{\mu\nu} = R_{\mu\nu}(\eta)$, 时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$, 高斯曲率 $R = R(\eta)$, 能动张量 $T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}(\eta)$, 以及场方程系数 $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$, 皆依赖于观测代理 OA(η) 之信息波速度 η , 而非真空光速 c 。

我们甚至不需要再耗费时间对式(5.33)之 GOR 场方程中的系数 κ_η 进行标定。

自然地, 我们也可以基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循或类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 从“信息波速度不变性”原理出发, 对 GOR 理论之引力场方程进行严谨的逻辑推导, 并且, 必然地得出与式(5.33)完全相同的结果。

显然, 式(5.33)之 GOR 场方程与式(5.2)之爱因斯

坦场方程是同构一致的; 并且, 特别值得注意: $\eta=c$ 时, GOR 场方程即爱因斯坦场方程, 其中, $\kappa_\eta=\kappa$ 即爱因斯坦场方程系数。

可见, GOR 场方程将概括爱因斯坦场方程。

5.2.2 GOR 运动方程

我们已经知道, 爱因斯坦曾设想, 自己的广义相对论应该包含两个基本的方程: 一是场方程, 二是运动方程。后来发现, 场方程与运动方程是等价的^[67,68]。既然是等价的, 那么, 爱因斯坦运动方程与爱因斯坦场方程应该具有同样的价值和意义。特别地, 正如 5.1 所述, 爱因斯坦场方程之系数 κ 的标定, 需要借助爱因斯坦广义相对论之运动方程。

同样的逻辑, GOR 理论也应该具备两个相互等价的重要关系式: 一个是 GOR 场方程, 而另一个则是 GOR 运动方程。

自然地, 如同 GOR 场方程, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 直接将爱因斯坦广义相对论之运动方程中的光速 c 变换为“信息波”速度 η , 即可将爱因斯坦运动方程(5.3)由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$, 成其为 GOR 运动方程:

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta) \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \quad (\mu=0,1,2,3) \quad (5.34)$$

其中, 特别注意, 与爱因斯坦运动方程不同, GOR 运动方程中的联络 $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta)$ 以及时间坐标轴 $x^0 = \eta t$, 皆依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 并非依赖真空光速 c 。

自然地, 我们也可以基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循或类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 从“信息波速度不变性”原理出发, 对 GOR 理论之运动场方程进行严谨的逻辑推导, 并且, 必然地得出与式(5.34)完全相同的结果。

显然, 式(5.34)之 GOR 运动方程与爱因斯坦广义相对论之运动方程 (式(5.3)) 是同构一致的; 并且, 特别注意: $\eta=c$ 时, GOR 运动方程即爱因斯坦广义相对论之运动方程。

可见, GOR 运动方程将概括爱因斯坦运动方程。

5.2.3 GOR 场方程系数的标定问题

现在, 基于 PGC 原理, 我们已经建立起 GOR 理论之引力场方程和 GOR 理论之运动方程。剩下的问题便是, 如何标定 GOR 场方程之系数: $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$, 最终, 确立 GOR 理论之引力场方程。

最简单便捷的自然是, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 直接地将爱因斯坦场方程之系数 $\kappa =$

$8\pi G/c^4$ 中的真空光速 c 变换为信息波速度 η , 即可得到 GOR 场方程系数: $\kappa_\eta = 8\pi G/\eta^4$ 。

然而, 特别需要指出, 那样, 我们可能会为逻辑上的简单和便捷而付出代价, 丧失对于爱因斯坦场方程和 GOR 场方程的正确认识, 丧失对于爱因斯坦之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法的正确认识, 丧失对于牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论的正确认识, 丧失对于引力相对论性效应的正确认识。

为避免“知其然而不知其所以然”, GOR 理论并不打算盲目地沿用或照搬 PGC 逻辑路线一毫不费力得来的 GOR 场方程之系数: $\kappa_\eta = 8\pi G/\eta^4$ 。

GOR 理论力求基于 PGC 原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 重新标定 GOR 场方程, 重新确定式(5.33)中 GOR 场方程的系数: $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$, 并最终确立 GOR 场方程。

特别强调, 在经由 PGC 逻辑路线二标定 GOR 场方程之系数 $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$ 时, 我们并不打算沿用爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑或照搬爱因斯坦之“弱场近似”法。GOR 场方程系数 $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$ 的标定, 将基于“伽利略时空定理”, 运用第四章所论述的“理想逼近”逻辑和“理想代理”法。

5.3 理想代理对弱场近似

无论爱因斯坦广义相对论, 或 GOR 理论, 其引力场方程的标定和确立, 都需要借助某种逻辑途径, 将其引力场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式联系或对应起来。爱因斯坦广义相对论采用“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法; 而 GOR 理论则采用“理想逼近”逻辑和“理想代理”法。

第四章曾基于“伽利略时空定理”专门就爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法和 GOR 理论之“理想代理”法进行研究和论述。这里, 我们对其做进一步梳理, 特别地, 对“弱场近似”法之逻辑缺陷做进一步分析, 正确地认识爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法; 对“理想代理”法之“理想逼近”条件做进一步分析, 正确地运用 GOR 理论之“理想代理”法, 进而, 确立 GOR 场方程。

5.3.1 弱场近似法的逻辑缺陷

在爱因斯坦广义相对论中, 为了将“弯曲”时空中的爱因斯坦场方程与“平直”时空中的牛顿万有引力定律或其泊松方程形式对应, 爱因斯坦构思设计了“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 意在将其广义相对论之“弯曲”的引力时空“平直”化: 令时空度规 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ 或时空变换因子 $\gamma = \Gamma_\infty$ 。如此, 爱因斯坦场

方程方可与牛顿万有引力定律之泊松方程对应。

观察爱因斯坦广义相对论之时空变换因子:

$$\gamma(v, \chi, \gamma_i) = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+2\chi/c^2} - \gamma_i v/c\right)^2 - v^2/c^2}}$$

$$\lim_{v \rightarrow 0, \chi \rightarrow 0, \gamma_i \rightarrow 0} \gamma(v, \chi, \gamma_i) = 1 = \Gamma_\infty \quad (5.35)$$

其中, 光速 c 乃宇宙常量, $\gamma = \gamma(v, \chi, \gamma_i)$ 代表爱因斯坦广义相对论之“弯曲”的引力时空, 依赖于物体运动速度 v 以及引力时空之“标量引力势” χ 和“矢量引力势” γ_i ($i=1,2,3$); 而伽利略因子 Γ_∞ 则代表“平直”的伽利略时空, 包括“平直”的牛顿万有引力场。

式(5.35)显示, 欲令 $\gamma = \Gamma_\infty$, 要求 $v=0$ 和 $\chi=0$ 。然而, $v=0$ 且 $\chi=0$ 是平凡的; 因此, 只能令 $\gamma \approx \Gamma_\infty$ 。于是, 对于广义相对论之引力时空, 爱因斯坦只能假设: (i) 弱场: $|\chi| \ll c^2$; (ii) 低速: $|v| \ll c$; (iii) 时空正交: $g_{0i} = 0$ ($i=1,2,3$)。如此, $\gamma \approx \Gamma_\infty$, 爱因斯坦广义相对论之“弯曲”的引力时空得以“平直”化。

这便是爱因斯坦之“弱场近似”法的逻辑。

爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法似乎是有效的和成功的。运用“弱场近似”法, 爱因斯坦得以将其场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程对应, 由此, 标定场方程之系数: $\kappa = 8\pi G/c^4$, 最终, 确立了爱因斯坦场方程。

然而, 爱因斯坦“弱场近似”法所存在的逻辑缺陷却误导了物理学和爱因斯坦本人。

GOR 理论反复强调, 爱因斯坦广义相对论为光学代理 $OA(c)$ 之理论, 而牛顿万有引力论则为理想代理 OA_∞ 之理论, 二者并不具有直接的对应关系。通过“弱场近似”法, 将光学代理 $OA(c)$ 之理论模型与理想代理 OA_∞ 之理论模型牵强地联系在一起, 这正是爱因斯坦“弱场近似”法逻辑缺陷之所在。

正如第四章 4.1 “弱场近似之逻辑思想”所述, 无论“低速近似”或“弱场近似”, 实际上, 皆反映了爱因斯坦对相对论性效应之本质的错误认识。

局限于光学代理, 爱因斯坦错误地以为: 惯性相对论性效应乃时空和物质运动之本质特性; 引力相对论性效应乃物质相互作用之本质特性。

正是基于这种对相对论性之本质的错误认识, 相对论被视为更符合客观物理世界的“正确”理论; 而非相对论性的伽利略-牛顿理论则被视为“近似”理论。至今, 主流物理学界仍然坚持认为: 伽利略变换是洛伦兹变换的“低速近似”理论; 而牛顿万有引力论则是爱因斯坦广义相对论的“弱场近似”理论。

正是这种对相对论性之本质的错误认识, 催生了爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法。反过来, “弱场近似”逻辑和“弱场近似”法又进一步强化了物理学界对引力相对论性之本质的错误认识。至今, 主流物理学界仍然坚持认为: 牛顿万有引力论只是“弱场近似”理论, 仅适用于“宏观”以及“低速”和“弱场”之情形。

“弱场近似”法的逻辑缺陷在爱因斯坦广义相对论中被进一步地放大: 加载引力场信息的“信息波”被视为“引力波”。无任何关于引力辐射的先验知识或先验信息, 爱因斯坦广义相对论, 仅凭其弱引力场方程, 便预测得出似是而非的“引力波”; 并且, 令人称奇的是, 爱因斯坦预测的“引力波”, 其引力辐射速度或“引力波”速度恰好就是光速!

GOR 理论力求引力论能回到正确的逻辑轨道上; 力求因循正确的逻辑路线, 正确地演绎 GOR 引力场方程, 进而, 正确地认识引力相对论性效应, 包括: “引力偏折”效应, “引力红移”效应, 以及“水星进动”效应, 乃至“引力波”或“引力波”效应。

5.3.2 理想代理法之逻辑程序

GOR 理论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论。爱因斯坦广义相对论乃光学观测代理 $OA(c)$ 之理论, 而牛顿万有引力论则为理想观测代理 OA_∞ 之理论。

光学代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦广义相对论与理想代理 OA_∞ 之牛顿万有引力论并不具有直接的对应关系。

在 PGC 对应原理的意义上, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 GOR 理论, 既可与光学观测代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦广义相对论严格对应: $\eta=c$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即光学代理 $OA(c)$, GOR 理论即爱因斯坦广义相对论; 同时, 也可与理想观测代理 OA_∞ 之牛顿万有引力论严格对应: $\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即理想代理 OA_∞ , GOR 理论即牛顿万有引力论。

根据“伽利略时空定理”, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta)$ 之“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 趋同于“平直”的“伽利略时空” X^{4d}_∞ 。因而, 理想代理 OA_∞ 下, GOR 场方程与牛顿万有引力定律, 能在“平直”的伽利略时空 X^{4d}_∞ 中严格地对应起来。或者说, $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程将趋同于牛顿万有引力定律或其泊松方程形式。

这便是 GOR 理论之“理想代理”逻辑和“理想代理”法的基本思想或思想基础。

据此, GOR 理论在第四章中基于“伽利略时空定理”构思设计了“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 其中, 基于“理想逼近”逻辑设立了“理想逼近”条件: 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。

这里，简单归纳，进一步将 GOR 理论之“理想代理”法与爱因斯坦之“弱场近似”法类比，以便我们将其应用于标定并确立 GOR 场方程。

类似爱因斯坦广义相对论，GOR 理论需要在“平直”的伽利略时空 X^{4d}_∞ 将 GOR 场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式对应，以标定和确立引力场方程。因而，GOR 理论需要将一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“弯曲”时空 $X^{4d}(\eta)$ “平直”化：令 $X^{4d}(\eta)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu}(\eta)=\eta_{\mu\nu}$ 或 $X^{4d}(\eta)$ 之时空变换因子 $\Gamma(\eta)=\Gamma_\infty$ 。

观察一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时空变换因子：

$$\Gamma = \Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{1+2\chi/\eta^2} - \gamma_i v^i/\eta\right)^2 - v^2/\eta^2}} \quad (5.36)$$

$$\forall v, \chi, \gamma_i (i=1,2,3) \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = 1 = \Gamma_\infty$$

其中， $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 本质上依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η ，而非 (v, χ, γ_i) 。

式(5.36)意味着， $\eta \rightarrow \infty$ 时，观测代理 $OA(\eta)$ 趋同于理想代理 OA_∞ ， $OA(\eta)$ 之“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 趋同于“平直”的伽利略时空 X^{4d}_∞ 。

实际上，根据“伽利略时空定理”： $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ ；即理想代理 OA_∞ 下，一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 趋同于闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 。“伽利略时空定理”更加明确地阐明，理想代理 OA_∞ 之引力时空 X^{4d}_∞ 具有“平直”的时空特征，为 GOR 理论之“理想代理”法奠定了理论基础。

自然地，“伽利略时空定理”之结论： $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(\eta)=\eta_{\mu\nu}$ ，与式(5.36)之结论： $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Gamma(\eta)=\Gamma_\infty$ ，是一致的，或者说，是等价的。

“伽利略时空定理”之引理 A 有一个重要的推论（第四章 4.3.2）： $\eta \rightarrow \infty$ 时， $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}$ ，其 $0i$ 和 $i0$ 元素为零： $g_{0i}=g_{i0}=0 (i=1,2,3)$ 。这意味着，在理想代理 OA_∞ 下，或者说，在“理想逼近”条件下（ $\eta \rightarrow \infty$ ），时空是正交的；也就是说，伽利略时空（包括牛顿万有引力场），其时间和空间原本就是相互正交或相互独立的。

特别注意，时空正交情形下（ $g_{0i}=g_{i0}=0 (i=1,2,3)$ ），GOR 时空变换因子 Γ （式(3.38)）约化为：

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma(\eta) = dt(\eta)/d\tau \\ &= \frac{1}{\sqrt{\left(\sqrt{g_{00}} + \frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^i}{dx^0}\right)^2 + \left(g_{ik} - \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right) \frac{dx^i}{dx^0} \frac{dx^k}{dx^0}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_{00} - v^2/\eta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2 + h_{00}}} \\ &\quad (g_{00}(\eta) = \eta_{00} + h_{00}(\eta); \eta_{00} \equiv 1) \quad (5.37) \end{aligned}$$

如此，GOR 引力时空的“弯曲”状态便只依赖于“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 之 00 -元素 h_{00} 。

特别注意，爱因斯坦广义相对论中，“时空正交”乃爱因斯坦“弱场近似”法或其线性化方法之假设性条件；然而，在 GOR 理论中，“时空正交”乃“伽利略时空定理”和“理想逼近”条件的逻辑结论。

基于“伽利略时空定理”，“理想逼近”条件下，必定成立： $|h_{00}| \ll 1$ 而 $|v| \ll \eta$ 。结合时空正交情形之时空变换因子(5.36)可知， $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$ ，因而，观测代理 $OA(\eta)$ 之“弯曲”的引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 趋于“平直”，牛顿万有引力定律成立。因而，“弯曲时空”中的 GOR 场方程和 GOR 运动方程可与“平直时空”之牛顿万有引力定律或其泊松方程形式对应。

“理想代理”法乃 GOR 理论之“线性化理论”，是 GOR 场方程和 GOR 运动方程的线性化处理方法。

依据式(5.37)，类比爱因斯坦之“弱场近似”法，GOR 理论之“理想代理”法可如下设计。

“理想代理”法程序——

以标定 GOR 场方程之系数 κ_η 为目标，根据理想情形之时空变换因子(5.37)，基于“理想逼近”逻辑，将 h_{00} 与牛顿引力势 χ 和场方程系数 κ_η 联系起来，其逻辑演绎程序可分为两步。

第一步，运动方程之理想逼近：将式(5.34)之曲度规 00 -元素 h_{00} 与牛顿引力势 χ 联系起来（ $h_{00} \sim \chi$ ）。

第二步，场方程之理想逼近：将式(5.33)之曲度规 00 -元素 h_{00} 与场方程系数 κ_η 联系起来（ $h_{00} \sim \kappa_\eta$ ）。

最终，在牛顿万有引力定律场景之下，对照“理想逼近”关系式 $h_{00} \sim \chi$ 和 $h_{00} \sim \kappa_\eta$ ，即可标定 GOR 场方程之系数 κ_η ，确立 GOR 理论之引力场方程。

“理想逼近”条件——

“伽利略时空定理”和式(5.36)意味着，GOR 理论只需设定 $\eta \rightarrow \infty$ ，即可满足： $\Gamma(\eta)=\Gamma_\infty$ 和 $g_{\mu\nu}(\eta)=\eta_{\mu\nu}$ 。因而，GOR 理论无需“弱场近似”假设。正如第四章 4.3 “GOR 理想代理法”所述，GOR 理论之“理想代理”法基于“伽利略时空定理”所设定的假设条件仅有一项，即所谓“理想逼近”条件。

“理想逼近”条件: 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。

GOR 理论之“理想代理”法仅仅需要“ η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ ”。第四章 4.3.3 已经阐明, 基于“伽利略时空定理”, 在“理想逼近”条件下, 即“ η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ ”时, 爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法中的假设条件, 包括: 第一, 弱场: $|\chi| \ll \eta^2$, 或时空平直: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$); 第二, 低速: $v \ll c$; 第三, 静态场: $g_{\mu\nu,0} = \partial g_{\alpha\beta} / \partial x^0 = 0$ 或 $h_{\mu\nu,0} = \partial h_{\alpha\beta} / \partial x^0 = 0$; 第四, 时空正交: $g_{0i} = g_{i0} = 0$ ($i = 1, 2, 3$); 第五, 调和坐标: $\square x^\mu = g^{\alpha\beta} \Gamma^\mu_{\alpha\beta} = 0$, 皆自然地成立。

因此, 仅需“理想逼近”条件: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, GOR 理论即可因循或类比爱因斯坦“弱场近似”法之逻辑程序, 标定 GOR 场方程之系数 $\kappa_{\eta 0}$ 。

牛顿万有引力场景——

类似爱因斯坦广义相对论, 为了将 GOR 场方程和 GOR 运动方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式对应, GOR 场方程和 GOR 运动方程理应设定与牛顿万有引力定律同样的引力相互作用场景。

第四章 4.1.4 定义了牛顿万有引力场景, 即牛顿万有引力定律所设定的引力相互作用场景。

特别需要指出, 正如我们一再强调的, 牛顿万有引力场景是理想代理 OA_∞ 之引力论, 是客观物理世界的真实写照; 牛顿万有引力场景是真实的引力相互作用场景, 并非“弱引力场”。

现在, 无需限定于“弱引力场”, GOR 理论将因循“理想逼近”逻辑, 运用“理想代理”法, 基于“伽利略时空定理”和“理想逼近”条件 (η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$), 将 GOR 场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式联系或对应起来, 标定 GOR 场方程之系数 κ_η , 最终, 确立 GOR 理论之引力场方程。

5.4 GOR 运动方程之理想逼近

GOR 运动方程(5.34)可写作:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}(\eta) \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (5.38)$$

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta}(\eta) = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu})$$

其中, 特别注意, 与爱因斯坦运动方程不同, GOR 运动方程中的联络 $\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \Gamma^\mu_{\alpha\beta}(\eta)$, 时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$, 以及时间坐标轴 $x^0 = \eta t$, 皆依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 而非真空光速 c 。

与爱因斯坦广义相对论之运动方程一样, GOR 运动方程代表物质在引力场之“弯曲时空”中运动的测

地线, 即所谓“短程线”。所不同的是, 爱因斯坦广义相对论之运动方程属于光学代理 $OA(c)$, 而 GOR 运动方程则属于一般观测代理 $OA(\eta)$ 。

设想 GOR 运动方程之“理想逼近”——

GOR 运动方程之“理想逼近”, 实则, 基于“理想逼近”条件 (η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$), 导出一般观测代理 $OA(\eta)$ 之运动方程的理想代理 OA_∞ 形式。

自然地, “理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 引力时空趋于平直; “弯曲时空”中的“短程线”(5.38)将约化为牛顿引力场之欧几里得空间中的

$$\text{直线 (式(5.8)) : } \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla \chi \quad \left(\chi = -\frac{GM}{r} \right)$$

直线 (式(5.8)) 左右两端同乘 m , 既得牛顿第二定律 $F = ma$, 又得牛顿万有引力定律:

$$\begin{cases} F = -m\nabla \chi = -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{GMm}{r^2} \\ F = ma = m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \quad \left(a = \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2}, F = -\frac{\partial V}{\partial r} \right) \end{cases} \quad (5.39)$$

其中, χ 即牛顿引力势, V 即牛顿引力势能, F 即力。

于是, “理想逼近”条件下的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 可与牛顿引力势 χ 联系起来。

GOR 运动方程之“理想逼近”操作——

GOR 运动方程概括了爱因斯坦广义相对论之运动方程, 而爱因斯坦广义相对论之运动方程仅当观测代理为光学代理 $OA(c)$ 时成立。

可以设想 GOR 运动方程之理想代理 OA_∞ 情形: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 退化为伽利略时空 X^{4d}_∞ , GOR “短程线”(5.38)将退化为牛顿引力场之欧几里得空间中的“直线”(5.8)。这里, 观测代理 $OA(\eta)$ 之理想化过程 ($\eta \rightarrow \infty$), 是 GOR 运动方程之线性化过程: $\eta \rightarrow \infty$ 时, 非线性的“短程线”化作线性的“直线”。

“理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 引力时空度规 $g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta)$ ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$), $h_{\mu\nu}$ 为无穷小量。因此, GOR “短程线”(5.38)中的联络 $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ 只需保留 $h_{\mu\nu}$ 一次项, 忽略其高阶小量:

$$\begin{aligned} \Gamma^\mu_{\alpha\beta}(\eta) &= \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \\ &= \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} (h_{\alpha\nu,\beta} + h_{\nu\beta,\alpha} - h_{\beta\alpha,\nu}) \\ &= \frac{1}{2} (\eta^{\mu\nu} h_{\alpha\nu,\beta} + \eta^{\mu\nu} h_{\nu\beta,\alpha} - \eta^{\mu\nu} h_{\beta\alpha,\nu}) \end{aligned} \quad (5.40)$$

η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $dt = d\tau$, $|v^i| = |dx^i/dt| \ll \eta$; 又 $x^0 = \eta t$, 故 $|dx^i/d\tau| \ll |dx^0/d\tau|$ 。因而, 成立:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} &= \left\{ \begin{aligned} &\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^\mu \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} + \Gamma_{i0}^\mu \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} \\ &+ \Gamma_{0k}^\mu \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} + \Gamma_{ik}^\mu \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \end{aligned} \right\} \quad (5.41) \\ &= \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^\mu \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} \quad (\mu=0,1,2,3) \end{aligned}$$

式(5.38)之“短程线”约化为：

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^\mu \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} = 0 \quad (\mu=0,1,2,3) \quad (5.42)$$

η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\partial/\eta \partial t = 0$, $g_{\alpha\beta,0} = \partial g_{\alpha\beta}/\partial x^0 = \partial h_{\alpha\beta}/\partial x^0 = \partial h_{\alpha\beta}/\eta \partial t = 0$; 因而, 由式(5.40)可得:

$$\begin{aligned} \Gamma_{00}^\mu &= \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} (h_{0\nu,0} + h_{\nu 0,0} - h_{00,\nu}) = -\frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} h_{00,\nu} \\ &= -\frac{1}{2} (\eta^{\mu 0} h_{00,0} + \eta^{\mu i} h_{00,i}) = -\frac{1}{2} \eta^{\mu i} h_{00,i} \end{aligned} \quad (5.43)$$

因为 $\eta^{0i}=0$, $\eta^{ii}=-1$ ($i=1,2,3$), 所以:

$$\Gamma_{00}^0 = 0 \quad \text{and} \quad \Gamma_{00}^i = \frac{1}{2} h_{00,i} \quad (5.44)$$

于是, GOR “短程线” 方程(5.38)在伽利略时空 X^{4d}_∞ 中“分裂”(split into)为时间和空间两组方程:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 t}{d\tau^2} &= 0 \\ \frac{d^2 x^i}{d\tau^2} &= -\frac{1}{2} h_{00,i} \left(\frac{dx^0}{d\tau} \right)^2 \quad (i=1,2,3) \end{aligned} \quad (5.45)$$

这种时间与空间的“分裂”正是伽利略变换和伽利略时空 X^{4d}_∞ 的特征: 时间与空间相互独立。

式(5.45)之时间方程意味着, 在伽利略时空中, 观测时间 dt 与固有时间 $d\tau$ 没有本质区别; 解之可得:

$$t = a\tau + b \quad (5.46)$$

适当选取单位 (令 $a=1$) 并校准时间 (令 $b=0$), 则 $t=\tau$; 这与伽利略变换中, 不同观测者 O 和 O' 之时间相同 ($t=t'$) 具有同样的含义。

这与“伽利略时空定理”的结论相同: $dt=d\tau$ 。

因此, 式(5.45)之空间方程组约化为:

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} = -\frac{\eta^2}{2} \nabla_i h_{00} \quad (i=1,2,3) \quad (5.47)$$

OA_∞ 之 GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的“短程线” (5.38) 约化为伽利略时空 X^{4d}_∞ 中的“直线” (5.47)。

对照理想代理 OA_∞ 之 GOR “短程线” (5.47) 和牛顿引力场中的“直线” (5.8) 可知:

$$h_{00}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \quad \text{and} \quad g_{00}(\eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \quad (5.48)$$

如此, GOR 引力时空之“曲度规” 00 -元素 h_{00} 与牛顿引力势 χ 便联系在了一起 ($h_{00} \sim \chi$)。

5.5 GOR 场方程之理想逼近

GOR 场方程与爱因斯坦场方程(5.33)是同构一致的: $G_{\mu\nu}(\eta) = \kappa_\eta T_{\mu\nu}(\eta)$; 同样, 可类似爱因斯坦广义相对论之逻辑理解: 左端 $G_{\mu\nu}(\eta)$ 代表一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 GOR 时空的弯曲, 右端 $T_{\mu\nu}(\eta)$ 代表物质能量在 GOR 时空中的分布; $G_{\mu\nu}(\eta)$ 通过场方程系数 κ_η 与能量分布 $T_{\mu\nu}(\eta)$ 联系在一起。

所不同的是, 爱因斯坦场方程属于光学代理 $OA(c)$, 而 GOR 场方程则属于一般观测代理 $OA(\eta)$ 。GOR 场方程概括了爱因斯坦场方程, 而爱因斯坦场方程则只是 GOR 场方程之特例, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时成立。

设想 GOR 场方程之“理想逼近”——

可以设想 GOR 场方程之理想代理 OA_∞ 之情形: “理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$, GOR 观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 将约化为伽利略时空 X^{4d}_∞ , GOR 场方程将约化为牛顿万有引力定律之泊松方程形式。这里, 观测代理 $OA(\eta)$ 之理想化过程 ($\eta \rightarrow \infty$) 即 GOR 场方程之线性化过程: $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之非线性的 GOR 场方程约化为线性化的牛顿万有引力定律之泊松方程。

于是, “理想逼近”条件下的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 可与 GOR 场方程之系数 κ_η 联系起来。

场方程之“理想逼近”的操作——

以 $g^{\mu\nu}$ 乘以 GOR 场方程(5.33)左右两端可得:

$$\begin{aligned} g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} R &= -\kappa_\eta g^{\mu\nu} T_{\mu\nu} \\ \left\{ \begin{aligned} g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} &= \delta_\mu^\mu = 4 \\ g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} &= R_\mu^\mu = R \\ g^{\mu\nu} T_{\mu\nu} &= T_\mu^\mu = T \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (5.49)$$

其中, R 为高斯曲率, T 为能动张量 $T_{\mu\nu}$ 的迹。

于是, $R = \kappa_\eta T$, GOR 场方程(5.33)可改写作:

$$R_{\mu\nu}(\eta) = -\kappa_\eta \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \quad (5.50)$$

依定义, 式(5.50)之时空曲率 (里奇张量) $R_{\mu\nu}$ 为:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(\eta) &\triangleq R_{\mu\nu}^\alpha \\ &= \frac{\partial}{\partial x^\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^\alpha + \Gamma_{\mu\alpha}^\sigma \Gamma_{\sigma\nu}^\alpha - \Gamma_{\mu\nu}^\sigma \Gamma_{\sigma\alpha}^\alpha \end{aligned} \quad (5.51)$$

这意味着, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 GOR 场方程是关于度规张量 $g_{\mu\nu}$ 的非线性偏微分方程。

“理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 代表时空弯曲状态的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 为一小量; 去除 $h_{\mu\nu}$ 高阶小量, 保留一阶小量, 时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 乃至 GOR 场方程可约化为关于 $h_{\mu\nu}$ 的线性方程。

η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 对照式(5.41), 忽略 $h_{\mu\nu}$ 之高阶小量, 时空曲率 $R_{\mu\nu}(\eta)$ 为:

$$R_{\mu\nu}(\eta) = \frac{\partial}{\partial x^\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \quad (5.52)$$

η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 对照式(5.41), 忽略 $h_{\mu\nu}$ 之高阶小量, 联络 $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha(\eta)$ 为:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\nu}^\alpha(\eta) &= \frac{1}{2} \eta^{\alpha\beta} (h_{\mu\beta,\nu} + h_{\beta\nu,\mu} - h_{\nu\mu,\beta}) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^\nu} h_\mu^\alpha + \frac{\partial}{\partial x^\mu} h_\nu^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} h_{\nu\mu} \right) \end{aligned} \quad (5.53)$$

将式(5.53)中的 ν 变换为 α , 即可由 $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ 得 $\Gamma_{\mu\alpha}^\alpha$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha(\eta) &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} h_\mu^\alpha + \frac{\partial}{\partial x^\mu} h_\alpha^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} h_{\mu\alpha} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} h_\mu^\alpha + \frac{\partial}{\partial x^\mu} h - \frac{\partial}{\partial x^\beta} h_\mu^\beta \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\mu} h \end{aligned} \quad (5.54)$$

于是, 式(5.52)可改写作:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(\eta) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \frac{\partial}{\partial x^\mu} h \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left(\frac{\partial}{\partial x^\nu} h_\mu^\alpha + \frac{\partial}{\partial x^\mu} h_\nu^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} h_{\nu\mu} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} h_{\mu\nu} \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} h_\mu^\alpha - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\mu} h \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} h_\nu^\alpha - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\nu} h \right) \end{aligned} \quad (5.55)$$

如此, 时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 与 $h_{\mu\nu}$ 成线性关系式。

“调和坐标”条件 (参见第四章之 4.1.3 中调和坐标公式) 可写作 $\square x^\mu = g^{\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta}^\mu = 0$ 。“理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 这一规范化条件自然成立。在线性化理论中, 这一规范化条件等价于^[69]:

$$\frac{\partial}{\partial x^\sigma} h_\lambda^\sigma - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\lambda} h = 0 \quad (5.56)$$

因而, η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $R_{\mu\nu}$ 进一步约化为:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(\eta) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} h_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \square h_{\mu\nu} \\ \left(\square = \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} = \frac{\partial^2}{\eta^2 \partial t^2} - \nabla^2 \right) \end{aligned} \quad (5.57)$$

其中, 符号“ $\square$ ”为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子, $\nabla^2 = \Delta$ 为拉普拉斯算子。

特别需要说明, 式(5.57)中的“ $\square$ ”是 OR 和 GOR 理论扩展的“达朗贝尔算子”, 即一般观测代理 $X^{4d}(\eta)$ 之达朗贝尔算子。(扩展定义参见第五章附录 5.1)

于是, 在理想代理 OA_∞ 情形下, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之非线性场方程(5.50)最终退化为线性场方程:

$$\frac{1}{2} \square h_{\mu\nu}(\eta) = -\kappa_\eta \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \quad (5.58)$$

如此, GOR 引力时空之“曲度规” 00-元素 h_{00} 与 GOR 场方程之系数 κ_η 便联系在了一起 ($h_{00} \sim \kappa_\eta$)。

5.6 标定 GOR 场方程系数 κ_η

GOR 理论设想, 理想代理 OA_∞ 情形下, GOR 场方程与牛顿万有引力定律之泊松方程严格对应。

牛顿万有引力定律场景中, 物质粒子 M 作为引力源构成引力场; 而物质粒子 m 受 M 之引力作用, 在引力时空中运动。设物质粒子 m 之 3 维速度 $v = (v^1, v^2, v^3)$ ($v^i = dx^i/dt$ ($i=1,2,3$)), 而 4 维速度 $u = (u^0, u^1, u^2, u^3)$ ($u^\mu = dx^\mu/d\tau$ ($\mu=0,1,2,3$)))。

“理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $dt = d\tau$, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$; 于是:

$$\begin{cases} u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} = \frac{dx^\mu}{dt} = \begin{cases} v^0 = \eta & \mu = 0 \\ v^i = 0 & \mu = i = 1, 2, 3 \end{cases} \\ T^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu \\ T_{\mu\nu} = \rho g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} u^\alpha u^\beta = \rho \eta^2 \eta_{\mu 0} \eta_{\nu 0} \quad (T_{00} = \rho \eta^2) \\ T = T_\mu^\mu = \rho u^\mu u_\mu = \rho \eta^2 \end{cases} \quad (5.59)$$

其中, 引力时空属一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其时间轴 $x^0 = \eta t$; ρ 为物质粒子 m 之物质密度, $T_{\mu\nu}$ 则为物质 m 在观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的能动张量, 而 T 则为 $T_{\mu\nu}$ 的迹。

特别需要说明, 式(5.59)中的“四维速度”是 OR 和 GOR 理论对爱因斯坦相对论之“四维速度”概念的扩展, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“四维速度”的概念。(扩展定义参见第五章附录 5.2)

在“理想逼近”条件下, 即 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 物质粒子 m 之 4 维速度 $u = (\eta, 0, 0, 0)$, 故如式(5.59)所示, 物质粒子 m 之能动张量 $T_{\mu\nu}$ 退化为标量 T_{00} 。

于是, 场方程(5.50)和(5.58)可写作:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(\eta) &= -\kappa_\eta \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} T \right) = -\frac{1}{2} \kappa_\eta T_{00} \delta_{\mu\nu} \\ \square h_{\mu\nu}(\eta) &= -\kappa_\eta T_{00} \delta_{\mu\nu} = -\kappa_\eta \rho \eta^2 \delta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (5.60)$$

其中, $\delta_{\mu\nu}$ 为 Kronecker 张量。

η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子 “ $\square$ ” (参见第五章附录 5.1) 为:

$$\square = \frac{\partial^2}{\eta^2 \partial t^2} - \nabla^2 = -\nabla^2 = -\Delta \quad (5.61)$$

对照式(5.48)和式(5.60)以及(5.61)可知:

$$\square h_{00} = -\kappa_\eta \rho \eta^2 \text{ or } \Delta h_{00} = \kappa_\eta \rho \eta^2 \quad (h_{00} = 2\chi/\eta^2) \quad (5.62)$$

so that $\nabla^2 \chi = \frac{1}{2} \kappa_\eta \rho \eta^4$

将式(5.62)与牛顿万有引力定律之泊松方程 $\nabla^2 \chi = 4\pi G \rho$ (式(5.1b)) 比较, 即可确定 GOR 场方程系数 κ_η :

$$\kappa_\eta = \frac{8\pi G}{\eta^4} \quad (5.63)$$

这一结果正是式(5.33)基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 由爱因斯坦场方程同构一致地对应变换所得到的 GOR 场方程系数。

至此, GOR 场方程得以确立, 代表着一种新的引力论诞生——所谓“广义观测相对论”: GOR 理论。

5.7 GOR 场方程与引力论的统一

引力场方程乃引力论之核心关系式。

GOR 场方程代表着 GOR 理论, 爱因斯坦场方程代表着爱因斯坦广义相对论; 而牛顿万有引力定律之泊松方程形式, 可谓牛顿引力论之场方程, 或称“牛顿场方程”, 代表着牛顿万有引力论。

牛顿万有引力论^[53]和爱因斯坦广义相对论^[15], 是物理学有关引力相互作用的两大理论体系。GOR 理论反复强调, 牛顿万有引力论并非爱因斯坦广义相对论之近似理论, 并非只适用于“宏观”、“低速”、“弱场”之引力场景。牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论分属不同观测体系: 牛顿引力论乃理想观测理论, 是理想观测代理 OA_∞ 的产物; 爱因斯坦引力论乃光学观测理论, 是光学观测代理 $OA(\eta)$ 的产物。从某种意义上说, 牛顿引力论是“正确”理论, 其所表达的是客观物理世界; 而爱因斯坦引力论则是“近似”理论, 其所表达的只是客观物理世界的光学映像。

GOR 场方程, 即 GOR 理论之引力场方程, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力场方程, 其最重要的价值和意义在于, 它概括了归属理想观测代理 OA_∞ 的牛顿万有引力论之场方程和归属光学观测代理 $OA(c)$ 的爱因斯坦广义相对论之场方程。实际上, 这意味着牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论的统一。

GOR 场方程最一般的形式(5.33)可重写作:

$$R_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}(\eta) R(\eta) = -\kappa(\eta) T_{\mu\nu}(\eta) \quad (5.64)$$

$$(\kappa_\eta = \kappa(\eta) = 8\pi G/\eta^4)$$

其中, 里奇张量 $R_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}(\eta)$, 高斯曲率 $R=R(\eta)$, 时空度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$, 能动张量 $T_{\mu\nu}=T_{\mu\nu}(\eta)$, 乃至场方程系数 $\kappa_\eta=\kappa(\eta)$, 皆依赖于一般观测代理 $OA(\eta)$ 。

自然地, 当观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 为光速 c 时, GOR 场方程即爱因斯坦场方程:

$$R_{\mu\nu}(c) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}(c) R(c) = -\kappa(c) T_{\mu\nu}(c) \quad (5.65)$$

$$(\kappa = \kappa(c) = 8\pi G/c^4)$$

其中, 里奇张量 $R_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}(c)$, 高斯曲率 $R=R(c)$, 时空度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(c)$, 能动张量 $T_{\mu\nu}=T_{\mu\nu}(c)$, 乃至场方程系数 $\kappa_\eta=\kappa(c)$, 皆依赖于光学观测代理 $OA(c)$ 。

可见, 爱因斯坦场方程乃光学代理之引力场方程, 乃 GOR 场方程之特例, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 之观测媒介为光, 或 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 为光速 c 时, 才是有效的。

特别地, 考虑理想代理 OA_∞ 之情形 ($\eta \rightarrow \infty$)。

将 GOR 场方程(5.64)重新写作:

$$\square \chi_{\mu\nu} = -\frac{\eta^2}{2} \kappa_\eta T_{\mu\nu} \left(\square \chi_{\mu\nu} \equiv \frac{\eta^2}{2} \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) \right) \quad (5.66)$$

其中, $\chi_{\mu\nu}$ 为扩展牛顿引力势; 可以证明, 当 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\chi_{\mu\nu} \rightarrow 0$ ($\mu \neq 0$ 或 $\nu \neq 0$) 而 $\chi_{00} \rightarrow \chi$ (牛顿引力势)。

依“理想逼近”式(5.49-50)以及式(5.58-60): $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程(5.64)中, 能动张量 $T_{\mu\nu}$ 退化为标量 T_{00} ; 而 $T_{\mu\nu}$ 之迹 $T=T_{00}$, 相应地, 高斯曲率 R 为:

$$T_{\mu\nu} = \begin{cases} T_{00} = \rho \eta^2 & \mu = \nu = 0 \\ T_{\mu\nu} = 0 & \text{else} \end{cases} \quad (5.67)$$

$$R = \kappa_\eta T = \frac{8\pi G}{\eta^4} T_{00} = \frac{8\pi G}{\eta^2} \rho = -\frac{2}{\eta^2} \square \chi$$

其中, χ 乃牛顿引力势。

依式(5.60)以及式(5.66-67):

$$R_{00} = \frac{1}{2} \square h_{00} = \frac{1}{\eta^2} \square \chi \quad \text{and} \quad R = -\frac{2}{\eta^2} \square \chi \quad (5.68)$$

$$\square \chi_{00} \equiv \frac{\eta^2}{2} \left(R_{00} - \frac{1}{2} g_{00} R \right) = \square \chi = -\nabla^2 \chi$$

原本, GOR 场方程由 10 个独立的偏微分方程组成, 然而, 理想代理 OA_∞ 情形 ($\eta \rightarrow \infty$) 时, 随着能动张量 $T_{\mu\nu}$ 的退化, GOR 场方程相应地退化, 仅剩下对应 T_{00} 的唯一一个非平凡式:

$$\begin{aligned}\square\chi_{00} &= -\frac{\eta^2}{2}\kappa_\eta T_{00} = -4\pi G\rho \\ \square\chi_{\mu\nu} &= 0 \quad (\mu \neq 0 \text{ or } \nu \neq 0)\end{aligned}\quad (5.69)$$

式(5.68)和式(5.69)联立即——

泊松方程: $\nabla^2\chi = 4\pi G\rho$ (式(5.1b))

实际上, 式(5.69)即“牛顿场方程”, 与牛顿万有引力定律之泊松方程形式(5.1b)是等价。

如此, $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程(5.67)严格地约化为牛顿场方程(5.69)。或者说, 理想代理 OA_∞ 情形 ($\eta \rightarrow \infty$) 时, GOR 理论之引力场方程严格地约化为牛顿万有引力定律之泊松方程形式。

可见, 牛顿万有引力定律之泊松方程形式, 作为“牛顿场方程”, 也只是 GOR 场方程之特例, 仅当理想观测代理 OA_∞ 情形时, 才是有效的。

古老的泊松方程, 作为牛顿万有引力定律的一种偏微分方程形式, 作为“牛顿引力场方程”, 居然与 GOR 理论之引力场方程和爱因斯坦广义相对论之引力场方程同构一致。这一现象值得我们深思。

归纳起来, GOR 引力场方程概括并统一了牛顿引力场方程和爱因斯坦引力场方程。PGC 对应原理下, GOR 场方程与牛顿场方程和爱因斯坦场方程具有严格的同构一致性对应关系: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程严格地约化为爱因斯坦场方程; $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程严格地约化为牛顿引力场方程。这种严格的同构一致性对应关系反映了 GOR 场方程与牛顿引力场方程和爱因斯坦场方程之逻辑上的一致性, 同时, 印证了 GOR 场方程乃至 GOR 理论逻辑上的自洽性。

GOR 理论这一涉及爱因斯坦广义相对论的结论可与 OR 理论涉及爱因斯坦狭义相对论的结论进行类比——OR 理论中, 广义洛伦兹变换概括并统一了洛伦兹变换和伽利略变换: $\eta \rightarrow c$ 时, 广义洛伦兹变换严格地约化为洛伦兹变换; $\eta \rightarrow \infty$ 时, 广义洛伦兹变换严格地约化为伽利略变换。

5.8 本章小结

本章基于 PGC 对应原理, 类比爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法, 因循“理想逼近”逻辑, 运用“理想代理”法, 演绎并确立了 GOR 场方程。

GOR 场方程的确立, 意味着 GOR 理论的建立。

GOR 场方程的演绎并未沿袭爱因斯坦的“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法。本章分析并阐明了爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”法的逻辑缺陷。

标定和确立引力场方程, 需要将引力场方程与牛

顿万有引力定律或其泊松方程形式对应。正如 OR 和 GOR 理论所阐明地, 爱因斯坦场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式并不具有直接对应关系, 只能基于“弱场近似”逻辑, 运用“弱场近似”法, 近似对应。就爱因斯坦场方程系数的标定而言, 爱因斯坦之“弱场近似”法是成功而有效的; 然而, 其“弱场近似”逻辑的似是而非却误导了物理学。人们至今以为, 牛顿万有引力论乃爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”理论, 仅适用于“宏观低速弱场”之情形。爱因斯坦广义相对论中, “弱场近似”法的逻辑缺陷被进一步地放大: 似是而非的“弱场近似”逻辑, 最终, 导致了似是而非的“引力波”。

GOR 理论反复强调, 爱因斯坦广义相对论属光学代理 $OA(c)$ 之理论, 牛顿万有引力论属理想代理 OA_∞ 之理论, 二者并不具有直接的对应关系。

GOR 理论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论。

在 PGC 对应原理的意义上, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之 GOR 理论概括了光学代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦广义相对论和理想代理 OA_∞ 之牛顿万有引力论: $\eta \rightarrow c$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即光学代理 $OA(c)$, GOR 理论即爱因斯坦广义相对论; $\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即理想代理 OA_∞ , GOR 理论即牛顿万有引力论。

因此, GOR 场方程可以通过理想代理 OA_∞ 与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式直接地并严格地对应。据此, GOR 理论基于“伽利略时空定理”构思设计了“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 其中, 设立了“理想逼近”条件: 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。

“理想代理”法乃 GOR 理论之“线性化理论”, 可应用于 GOR 场方程和 GOR 运动方程的线性化处理, 乃至求解 GOR 场方程。

无需限定于“弱引力场”, 只要求: $OA(\eta)$ 之 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, GOR 理论即可基于“理想逼近”逻辑, 运用“理想代理”法, 将 GOR 场方程与牛顿万有引力定律或其泊松方程形式对应。如此, GOR 理论标定了 GOR 场方程之系数: $\kappa_\eta = 8\pi G/\eta^4$, 确立了 GOR 场方程。下一章里, 借助“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 基于“理想逼近”条件: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, GOR 理论将类比爱因斯坦场方程之近似解和 Schwarzschild 精确解的逻辑, 求解 GOR 场方程。

不同的逻辑, 不同的认识。

爱因斯坦场方程的建立, 基于“弱场近似”逻辑; 而 GOR 场方程的建立, 则基于“理想逼近”逻辑。不同的逻辑给予我们不同的认识。GOR 场方程将会给予

我们不同于爱因斯坦广义相对论的认识, 包括对于“时空弯曲”和“引力波”的不同认识。

引力场方程是引力论之核心。牛顿万有引力定律之泊松方程形式, 可谓牛顿引力论之场方程, 代表着牛顿万有引力论; 爱因斯坦场方程代表着爱因斯坦广义相对论, 而 GOR 场方程则代表着 GOR 理论。

GOR 场方程乃 GOR 理论之引力场方程, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力场方程。GOR 场方程的建立, 标志着人类物理学有关引力相互作用的两大理论体系——牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论的统一: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程同构一致地约化为爱因斯坦广义相对论之引力场方程; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程则同构一致地约化为牛顿引力论之引力场方程——牛顿万有引力定律之泊松方程形式。

正如本章 5.7 之“GOR 场方程与引力论的统一”所述: GOR 场方程与牛顿引力场方程和爱因斯坦场方程严格的同构一致性对应关系, 反映或印证了 GOR 场方程与牛顿引力场方程和爱因斯坦场方程之逻辑上的一致性, 同时, 反映或印证了 GOR 场方程乃至 GOR 整个理论体系逻辑上的自洽性。

第五章附录

附录 5.1: 一般观测代理之达朗贝尔算子

达朗贝尔算子“ $\square$ ”可谓拉普拉斯算子 $\Delta = \nabla^2$ 的一种扩展: 由 3d 空间 (x, y, z) 扩展至 4d 时空 (x^0, x^1, x^2, x^3) 。原本, 拉普拉斯算子是 3d 笛卡尔空间之二阶偏微分算子; 而 4d 闵科夫斯基时空则将其扩展为达朗贝尔算子“ $\square$ ”。实际上, 达朗贝尔算子“ $\square$ ”只是光学代理 $OA(c)$ 之 4d 观测时空 $X^{4d}(c)$ 之二阶偏微分算子。

依照第一章光学观测代理 $OA(c)$ 之定义 1.1

$$OA(c) \triangleq \left\{ X^{4d}(c): \begin{cases} x^0 = ct; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\} \\ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

闵科夫斯基时空中的二阶偏微分算子, 即达朗贝尔算子“ $\square$ ”, 应定义为:

$$\begin{aligned} \square &= \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} \\ &= \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ &= \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \nabla^2 \quad \left(\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (5.70)$$

其中, c 乃真空光速, 即光学代理 $OA(c)$ 之信息波速度; $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 为闵科夫斯基度规; ∇ 为偏

微分算子, 而 Δ 则为拉普拉斯算子, 。

自然地, 达朗贝尔算子“ $\square$ ”可进一步扩展: 由光学观测代理 $OA(c)$ 扩展至一般观测代理 $OA(\eta)$ 。

实际上, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 以 η 替代 c , 即可直接将光学代理 $OA(c)$ 之达朗贝尔算子“ $\square$ ”同构一致地对应变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子“ $\square$ ”, 进而, 成为 OR 和 GOR 理论之二阶偏微分算子。

或者, 基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线二, 依照第一章一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.2

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta): \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\} \\ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

因循与光学代理 $OA(c)$ 同样的逻辑, OR 和 GOR 理论之二阶偏微分算子, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子“ $\square$ ”, 应定义为:

$$\begin{aligned} \square &= \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} \\ &= \frac{\partial^2}{\eta^2 \partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ &= \frac{\partial^2}{\eta^2 \partial t^2} - \nabla^2 \quad \left(\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (5.71)$$

其中, η 乃 $OA(\eta)$ 之信息波速度。

如此, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子“ $\square$ ” (式(5.71)) 便可应用于 OR 和 GOR 理论。

附录 5.2: 一般观测代理之四维速度

“四维速度”的概念来自爱因斯坦狭义相对论, 乃“三维速度”概念的扩展: 由 3d 笛卡尔空间扩展至 4d 闵科夫斯基时空。实际上, 爱因斯坦狭义相对论中的“四维速度”概念只是光学观测代理 $OA(c)$ 之 4d 观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的速度概念。

依照第一章光学观测代理 $OA(c)$ 之定义 1.1

$$OA(c) \triangleq \left\{ X^{4d}(c): \begin{cases} x^0 = ct; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\} \\ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

闵科夫斯基时空中的“四维速度”应定义为:

$$\begin{aligned} u &= (u^0, u^1, u^2, u^3) \quad (u^\mu = dx^\mu / d\tau \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)) \\ v &= (v^0, v^1, v^2, v^3) \quad (v^\mu = dx^\mu / dt \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)) \\ &\quad (x^0 = ct, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z) \end{aligned} \quad (5.72)$$

其中, $d\tau$ 乃“固有时间”, $dt = dt(c)$ 乃光学观测代理 $OA(c)$ 之“观测时间”。

自然地,“四维速度”概念可进一步扩展:由光学观测代理 $OA(c)$ 扩展至一般观测代理 $OA(\eta)$ 。

实际上,基于 PGC 对应原理,经由 PGC 逻辑路线一,以 η 替代 c ,即可直接将光学代理 $OA(c)$ 之“四维速度”概念同构一致地对应变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“四维速度”概念,进而,成为 OR 和 GOR 理论中的“四维速度”概念。

或者,基于 PGC 对应原理,经由 PGC 逻辑路线二,依照第一章一般观测代理 $OA(\eta)$ 之定义 1.2

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta) : \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \end{cases} \right\}$$

$$\left\{ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right\}$$

因循与光学代理 $OA(c)$ 同样的逻辑,OR 和 GOR 理论中“四维速度”的概念,即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“四维速度”的概念,应定义为:

$$u = (u^0, u^1, u^2, u^3) \quad (u^\mu = dx^\mu / d\tau \quad (\mu = 0, 1, 2, 3))$$

$$v = (v^0, v^1, v^2, v^3) \quad (v^\mu = dx^\mu / dt \quad (\mu = 0, 1, 2, 3)) \quad (5.73)$$

$$(x^0 = \eta t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z)$$

其中, $d\tau$ 乃“固有时间”, $dt = dt(\eta)$ 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“观测时间”。

如此,一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“四维速度”概念(式(5.73))便可应用于 OR 和 GOR 理论。

6 球对称引力时空之 GOR 场方程解

GOR 场方程的标定和确立,意味着 GOR 理论的建立。如此,我们能基 GOR 理论,站在一个更高的视角,正确认识牛顿引力论和爱因斯坦广义相对论。

物理学,既是思辨的,又是实证的。一个新的物理学模型或物理学理论,既需要具备逻辑上的合理性和理论上的正确性,同时,还需要经受观测和实验的检验,符合观测实验,符合客观自然现象。

本章,旨在求解 GOR 场方程,为后续测试和验证 GOR 场方程乃至 GOR 理论,解析爱因斯坦广义相对论,揭示引力相对论性效应之本质做准备。

6.1 GOR 理论与爱因斯坦预测

因循和类比爱因斯坦验证或测试其广义相对论的逻辑途径,GOR 理论的验证和测试可如此设置:

- (1) 测试内容: 爱因斯坦三大著名预测——1) 引力红移, 2) 引力偏折, 3) 行星进动;
- (2) 测试场景: 静态球对称引力场,其度规乃球对称物质分布之 GOR 场方程外部真空解;

- (3) 测试途径: 求解 GOR 场方程,确定一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$, 计算预测值,对照观测值。

实际上,一切对于爱因斯坦广义相对论的验证和测试,即是对于 GOR 理论的验证和测试;一切支持爱因斯坦广义相对论的观测和实验,即支持 GOR 理论的观测和实验。然而,对于引力相对论性效应,GOR 理论将给予我们不同于爱因斯坦广义相对论的诠释和解读,进而,揭示引力相对论性效应之根源和本质,纠正爱因斯坦广义相对论的错误认识。

6.1.1 爱因斯坦之三大预测

为了验证其广义相对论,爱因斯坦构思了三项测试,即爱因斯坦著名的三大预测:

- 第一, 引力红移 (Gravitational Redshift): 光在引力场中穿行,其频率会呈现红移;
- 第二, 引力偏折 (Gravitational Deflection): 光线在引力场中会呈现弯曲;
- 第三, 行星进动 (The Precession of Planets): 水星和金星近日点会呈现反常进动。

爱因斯坦著名的三大预测,为引力论,包括爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论,乃至 GOR 理论,提供了验证和测试的途径及方法。

实际上,牛顿万有引力论和 GOR 理论也能预测“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”。

爱因斯坦设想和构思的测试,无论“引力红移”或“引力偏折”或“行星进动”,其广义相对论所计算的预测值都依赖于时空度规,而时空度规的计算则需要求解爱因斯坦场方程,其中,引力场景皆理想化的天体“二体问题”和“球对称物质分布之静态引力时空”。实际上,这与牛顿万有引力定律之泊松方程形式中的引力场景相同。

人们总是在为牛顿还是爱因斯坦正确而纠结。

“引力红移”和“引力偏折”是爱因斯坦在其广义相对论正式建立之前基于“等效原理”提出的。而“水星进动”或水星轨道旋进的计算和预测则是爱因斯坦广义相对论正式建立之后提出的。

爱因斯坦广义相对论计算和预测的“引力红移”量与牛顿万有引力论之计算似乎是相近的,观测上难以分辨。(需要指出:基于牛顿万有引力论的“引力红移”计算尚存疑点,有待商榷。)广义相对论正式建立之前,爱因斯坦计算和预测的“引力偏折”量与牛顿引力论之计算相同。然而,广义相对论正式建立之后,爱因斯坦重新计算“引力偏折”,得出的预测值

较牛顿万有引力论之计算值大一倍。

理想化的引力场景下, 基于理想化的天体“二体系统”理论模型, 爱因斯坦广义相对论所能计算和预测的水星进动值为每 100 年 43 角秒, 而牛顿万有引力论所能计算和预测的水星进动值则为零。并非牛顿万有引力论不能预测行星进动; 实际上, 如果考虑天体运动体系之非理想化因素, 牛顿万有引力论也能预测行星之进动或行星轨道之旋进。水星轨道实际旋进率为每 100 年 5600.73 角秒, 扣除坐标系之“岁差”导致的进动大约 5000 角秒; 而考虑金星和地球以及木星对水星的“摄动”, 牛顿万有引力论所预测的水星进动值达到了约 557 角秒, 远远地大于爱因斯坦广义相对论所能预测的水星进动量。GOR 理论将会阐明, 爱因斯坦广义相对论所预测的水星每 100 年 43 角秒进动, 并非水星客观真实的轨道旋进。

6.1.2 GOR 理论之测试场景

自然地, 爱因斯坦著名的三大预测也可用于验证或测试 GOR 理论, 包括 GOR 场方程及其运动方程。

GOR 理论也能预测“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”。特别地, GOR 理论对于光在引力场中运动的预测, 以及对于天体运动的预测, 是一般观测代理 $OA(\eta)$ 所呈现的观测现象, 包括理想代理 OA_∞ 和光学代理 $OA(c)$ 所呈现的观测现象。换句话说, GOR 理论, 既能做出爱因斯坦广义相对论之预测, 也能做出牛顿万有引力论之预测。

无论“引力红移”或“引力偏折”或“行星进动”, 皆可归结为理想化的天体之“二体问题”(Two-Body Problem): (M, m) , 其中, M 乃形成引力场的物质体系(比如太阳系中的太阳); m 乃被观测运动对象(常理想化作物质粒子), 既可以是“引力红移”和“引力偏折”中的光子, 也可以是“行星进动”中的行星, 例如: 太阳系中的水星或金星或地球。

理想化的测试场景: 设有天体之“二体系统” (M, m) , M 乃一半径为 R 的球体, 物质呈中心对称分布, 形成静态之球对称引力场, 不计 m , M 之外部乃无物质分布的真空; 运动物体 m ($\ll M$) 在 M 之引力场中运动。(更理想化地, M 和 m 皆为质点。)

与爱因斯坦基于其广义相对预测“引力红移”和“引力偏折”以及“水星进动”时所进行的操作一样, GOR 理论的首要任务是, 求解 GOR 理论之引力场方程, 确定天体“二体系统” (M, m) 之理想化引力时空的度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 。基于时空度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$, 方可构造天体或运动物体 m 之 GOR 运动方程, 进而, 计算光之红移或光之偏折或水星进动等天象的预测值。

实际上, 爱因斯坦所得其场方程之近似解, 以及 Schwarzschild 所得爱因斯坦场方程之精确解, 乃至牛顿万有引力之泊松方程形式, 皆“二体系统” (M, m) 之物质体系 M 的外部静态真空解。

6.2 爱因斯坦场方程之解

为便于类比, 我们首先简要地回顾并解析爱因斯坦场方程之解, 包括其近似解和精确解。

爱因斯坦场方程是一个关于时空度规 $g_{\mu\nu}$ 的非线性偏微分方程组, 共有 10 个独立关系式。求解爱因斯坦场方程, 即确定光学观测时空 $X^{4d}(c)$ 之度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(c)$, 计算时空度规 $g_{\mu\nu}$ 中的 10 个独立元素。

6.2.1 爱因斯坦场方程之近似解

鉴于场方程的非线性和复杂性, 爱因斯坦在求解其场方程时, 沿袭了“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 即“弱场近似”的线性化方法。

参照太阳系中太阳的尺度, 以 M 为太阳质量, R_S 为太阳半径, 则太阳表面之牛顿引力势 $|\chi|=GM/R_S \approx 1.9 \times 10^{11} \text{ m}^2/\text{s}^2 \ll c^2$ 。因此, 太阳表面之外无物质区域的牛顿引力势 χ 可视为“弱引力势”。另一方面, r 足够大时, 距离 M 质心 r 处的牛顿引力势 $\chi = -GM/r$ 自然地也可视为“弱引力势”。

考虑一种特定的符合爱因斯坦“弱场近似”逻辑的情形: $g_{\mu\nu}(c) \approx \eta_{\mu\nu}$, 相应地, $g_{\mu\nu}$ 之行列式 $g = \det(g_{\mu\nu})$ 满足 $\sqrt{(-g)} = 1$ 。依黎曼几何和张量微积分公式, 成立:

$$\Gamma_{\lambda\alpha}^{\alpha}(c) = \frac{\partial \ln \sqrt{(-g)}}{\partial x^{\alpha}} = 0 \quad (x^0 = ct) \quad (6.1)$$

根据所设定的球对称引力场景, M 之外部物质密度 $\rho=0$, 能动张量 $T_{\mu\nu}=0$, 爱因斯坦场方程(5.19)退化为: $R_{\mu\nu}=0$ 。依式(5.20)之里奇张量 $R_{\mu\nu}(c)$ 定义和式(6.1), 爱因斯坦场方程(5.19)可约化作:

$$R_{\mu\nu}(c) = -\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} + \Gamma_{\mu\alpha}^{\sigma} \Gamma_{\sigma\nu}^{\alpha} = 0 \quad (x^0 = ct) \quad (6.2)$$

如此约化后的场方程(6.2) 仍然是一个非线性偏微分方程组, 难以求解。爱因斯坦基于其“弱场近似”之线性化条件(第四章 4.1.3), 对引力场方程(6.2)进行线性化处理并求解。

基于“弱场近似”条件(第四章之 4.1.3), 包括: 弱场、低速、静态、时空正交, 以及调和坐标条件, 结合运动方程之“弱场近似”的结论(式(5.17)), 求解场方程(6.2), 可得光学观测代理 $OA(c)$ 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 的度规 $g_{\mu\nu}(c)$:

$$\begin{cases} g_{00}(c) = 1 + \frac{2\chi}{c^2} & h_{00}(c) = \frac{2\chi}{c^2} \\ g_{0i}(c) = 0 & h_{0i}(c) = 0 \\ g_{ik}(c) = -\delta_{ik} + \frac{2\chi}{c^2} \frac{x^i x^k}{r^2} & h_{ik}(c) = \frac{2\chi}{c^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \end{cases} \quad (6.3)$$

($i, k = 1, 2, 3; \chi = -GM/r$)

其中, $h_{\mu\nu}$ 被爱因斯坦视为平直时空背景 $\eta_{\mu\nu}$ 下的“弱引力势” ($|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|$)。

式(6.3)显示, 正如 GOR 理论所阐明的, 爱因斯坦场方程属光学代理 OA(c), 其观测媒介为光, 其传递观测信息的速度为光速 c , 其引力时空 $X^{4d}(c)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于光速 c : $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(c)$ 和 $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(c)$ 。

相应地, 引力时空 $X^{4d}(c)$ 之线元 ds 为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{00}(dx^0)^2 + g_{ik} dx^i dx^k \\ &= c^2 \left(1 + \frac{2\chi}{c^2} \right) dt^2 - \left(\delta_{ik} - \frac{2\chi}{c^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \right) dx^i dx^k \end{aligned} \quad (6.4)$$

其中, 引力时空 $X^{4d}(c)$ 之时间轴 $x^0 = ct$ 。

早在广义相对论正式建立之前, 爱因斯坦便基于“等效原理”做出了“引力红移”和“引力偏折”预测。广义相对论及其场方程正式建立之后, 有了场方程近似解(6.3-4), 爱因斯坦便将其应用于光之“引力红移”和光之“引力偏折”的理论计算, 建立行星运动方程, 解析水星近日点之进动, 甚至, 还预测了“引力波”及其辐射速度(恰好即真空光速 c)。

6.2.2 爱因斯坦场方程之精确解

1916 年, 爱因斯坦广义相对论正式发表之后不久, 德国天文学家及物理学家 Schwarzschild 便在大第一次世界大战前线的战壕里得出了爱因斯坦场方程第一个精确解, 史称 Schwarzschild 解^[57]。

与爱因斯坦场方程近似解一样, Schwarzschild 解所设定的引力场景也是天体“二体系统”(M, m)之静态球对称引力场, M 外部无物质分布。根据牛顿万有引力定律, 与 M 相距 r ($>R$) 的引力势 $\chi = -GM/r$ 。Schwarzschild 解即 M 外部真空解, 其中, 空间坐标采用球坐标而非笛卡尔坐标。相应地, 光学代理 OA(c) 及其观测时空 $X^{4d}(c)$ 之定义 1.1 可改写作:

$$OA(c) \triangleq \left\{ X^{4d}(c): \begin{cases} x^0 = ct; \\ x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi \end{cases} \right\} \quad (6.5)$$

$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$

其中, 空间坐标 $(x^1, x^2, x^3) = (r, \theta, \varphi)$ 乃球坐标。

值得注意: 式(1.1)和式(6.5)所定义的观测代理皆为光学观测代理 OA(c)。无论笛卡尔坐标之定义式(1.1)

或球坐标之定义式(6.5), 其时间轴 x^0 之定义是相同的, 即: $x^0 = ct$; 并且, 其线元公式之形式相同:

$$\begin{aligned} \text{Cartesian: } ds^2 &= g_{\mu\nu}(x, y, z, c) dx^\mu dx^\nu \\ &\begin{cases} x^0 = ct, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \\ \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \end{cases} \\ \text{Spherical: } ds^2 &= g_{\mu\nu}(r, \theta, \varphi, c) dx^\mu dx^\nu \\ &\begin{cases} x^0 = ct, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi \\ \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \varphi) \end{cases} \end{aligned} \quad (6.6)$$

$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \varphi \\ y = r \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$

自然地, 球坐标度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(r, \theta, \varphi, c)$ 与笛卡尔度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x, y, z, c)$, 其表现形式有所不同。特别地, 笛卡尔坐标中, “平直时空”即闵科夫斯基时空, 相应的度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$; 而球坐标中, $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta)$ 。

Schwarzschild 所得球坐标之时空度规 $g_{\mu\nu}$ 为^[57]:

$$\begin{cases} g_{00}(r, c) = 1 - 2GM/c^2 r \\ g_{11}(r, c) = -(1 - 2GM/c^2 r)^{-1} \\ g_{22}(r, c) = -r^2 \\ g_{33}(r, c) = -r^2 \sin^2 \theta \\ g_{\mu\nu}(r, c) = 0 \quad (\mu \neq \nu) \end{cases} \quad (6.7)$$

相应的 Schwarzschild 线元 ds 为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} dr^2 \\ &\quad - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \end{aligned} \quad (6.8)$$

借助 Schwarzschild 解(6.7-8), 基于其更为精确的时空度规 $g_{\mu\nu}(c)$, 可构建更为理想的天体运动方程(爱因斯坦广义相对论之“短程线”), 进而, 对光之“引力红移”和光之“引力偏折”, 乃至“行星进动”或水星轨道旋进, 做出更为精确的计算和预测。

6.3 GOR 场方程之近似解

与爱因斯坦场方程一样, GOR 场方程也是一个关于时空度规 $g_{\mu\nu}$ 的非线性偏微分方程组, 包含 10 个独立的关系式。求解 GOR 场方程, 即确定一般观测代理 OA(η) 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$, 计算时空度规 $g_{\mu\nu}$ 中的 10 个独立元素。

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 将式(6.3-4)中的光速 c 变换为 η , 爱因斯坦场方程之近似解, 即光学代理 OA(c) 之场方程近似解(6.3-4), 便可

同构一致地变换为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之场方程近似解。然而, 为了解析时空度规 $g_{\mu\nu}$ 及其曲度规 $h_{\mu\nu}$ 的本质, 我们更愿意经由 PGC 逻辑路线二, 由更基本的逻辑前提出发, 求解 GOR 场方程。

6.3.1 近似解之 GOR 场方程

GOR 场方程近似解因循和类比爱因斯坦求解其场方程近似解的逻辑途径。然而, 与爱因斯坦采用的“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法不同, GOR 理论采用“理想逼近”逻辑和“理想代理”法 (第四章 4.3) 求解 GOR 场方程, 基于“理想逼近”条件: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, 求取 GOR 场方程之近似解。

第四章 4.3 之“理想代理法”已经阐明: 基于“伽利略时空定理”, η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时, “理想代理”法之线性化方程 (式(4.15)) 成立, 爱因斯坦之“弱场近似”法中五项假设, 包括: 弱场、低速、静态、时空正交, 以及调和坐标条件, 皆自然地成立。换句话说, GOR 理论之“理想代理”法可取代爱因斯坦之“弱场近似”法: 经由 PGC 逻辑路线二, 基于“理想逼近”条件, 可得 GOR 场方程之近似解。

在“理想逼近”条件下: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, 根据“伽利略时空定理”, $g_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$; 对于度规 $g_{\mu\nu}$ 之行列表 $g = \det(g_{\mu\nu})$, $\sqrt{(-g)} = 1$ 自然成立。

于是, 依黎曼几何和张量微积分公式, 成立:

$$\Gamma_{\lambda\alpha}^{\alpha}(\eta) = \frac{\partial \ln \sqrt{(-g)}}{\partial x^{\alpha}} = 0 \quad (x^0 = \eta t) \quad (6.9)$$

注: 爱因斯坦场方程近似解中, $\sqrt{(-g)} = 1$ 是强行设置的假设或条件^[74], 以满足“调和坐标”条件之要求。

根据设定的球对称引力场景, M 外部物质密度 ρ 和能动张量 $T_{\mu\nu}$ 为零: $\rho = 0$, $T_{\mu\nu} = 0$; GOR 场方程(5.50)退化为: $R_{\mu\nu} = 0$ 。根据式(5.51)之里奇张量 $R_{\mu\nu}(\eta)$ 定义以及式(6.9), GOR 场方程(5.50)可约化作:

$$R_{\mu\nu}(\eta) = -\frac{\partial}{\partial x^{\rho}} \Gamma_{\mu\nu}^{\rho} + \Gamma_{\mu\alpha}^{\sigma} \Gamma_{\sigma\nu}^{\alpha} = 0 \quad (x^0 = \eta t; \mu, \nu, \rho, \sigma, \alpha = 0, 1, 2, 3) \quad (6.10)$$

6.3.2 基于理想逼近条件的近似解

求 GOR 场方程之近似解, 即在“理想逼近”条件 (η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$) 下, 确定场方程(6.10)中的时空度规: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$ 和 $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$ 。

如此约化后的 GOR 场方程(6.10), 与约化后的爱因斯坦场方程(6.2)一样, 仍然是一个非线性偏微分方程组, 难以求解。爱因斯坦继续沿用其“弱场近似”法求解其场方程(6.2); 而 GOR 理论则继续采用“理想

代理”法求解 GOR 场方程(6.10)。

第一, 求时空耦合之度规元素 g_{0i} ($i=1,2,3$)

第四章 4.2 之“伽利略时空定理”中, 引理 A 之推论已经证明, “理想逼近”条件之下: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, “时空正交”条件自然成立。即引力时空之度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 的 $0i$ 和 $i0$ ($i=1,2,3$) 元素为零:

$$\begin{aligned} g_{0i}(\eta) &= g_{i0}(\eta) = 0 \\ h_{0i}(\eta) &= h_{i0}(\eta) = 0 \end{aligned} \quad (i=1,2,3) \quad (6.11)$$

注: 爱因斯坦场方程近似解中, “时空正交”是强行设置的假设或条件^[74], 而非逻辑结论。

GOR 线元 ds , 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的线元; “理想逼近”条件下, $X^{4d}(\eta)$ 呈现“时空正交”, 因而, 线元公式约化为:

$$ds^2 = g_{00}(\eta)(dx^0)^2 + g_{ik}(\eta)dx^i dx^k \quad (x^0 = \eta t; i, k = 1, 2, 3) \quad (6.12)$$

第二, 求解时间之度规元素 g_{00}

“理想逼近”条件下, “时空正交”, 时间与空间相互独立, GOR 场方程(6.10)分裂为“时间方程”和“空间方程”两个独立的部分, 其中, “时间方程”为:

$$R_{00}(\eta) = -\frac{\partial}{\partial x^{\rho}} \Gamma_{00}^{\rho} + \Gamma_{0\alpha}^{\sigma} \Gamma_{\sigma 0}^{\alpha} = 0 \quad (x^0 = \eta t; \rho, \sigma, \alpha = 0, 1, 2, 3) \quad (6.13)$$

第四章 4.3 之“GOR 理想代理法”已经阐明, “理想逼近”条件下: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, “弱场”条件 (曲度规 $h_{\mu\nu}$ 足够小), 以及“静态”条件 (度规 $g_{\mu\nu}$ 不随 x^0 显著变化) 和“低速”条件 (m 之运动速度 v 远小于“信息波”速度 η) 自然成立:

$$\text{弱场: } g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^{\alpha}, \eta) \quad (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|)$$

$$\text{低速: } |v^i| = \left| \frac{dx^i}{dt} \right| \ll \frac{dx^0}{dt} = \eta \quad (x^0 = \eta t; i = 1, 2, 3)$$

$$\text{静态: } \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^0} = \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\eta \partial t} \approx 0$$

注: 爱因斯坦场方程近似解中, “弱场”, 以及“低速”和“静态”是强行设置的假设或条件^[74], 而 GOR 之“理想逼近”条件并不要求引力场真的“弱场”或“静态”, 也不要求运动物体真的“低速”, 而只是要求观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 足够大。

如此, 结合牛顿万有引力定律之泊松方程形式 $\nabla^2 \chi = 4\pi G\rho$ 和 GOR 运动方程 (“短程线”: 式(5.34)) 即可获得 GOR 场方程(6.10)之“时间方程”的解:

$$g_{00}(\eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \quad h_{00}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \quad (\chi = -GM/r) \quad (6.14)$$

这一结果与第五章 5.4 之“GOR 场方程之理想逼近”的结果（式(5.48)）相同。

第三，求解空间之度规元素 $g_{ik}(i,k=1,2,3)$

GOR 场方程(6.10)之“空间方程”为：

$$R_{ik}(\eta) = -\frac{\partial}{\partial x^\rho} \Gamma_{ik}^\rho + \Gamma_{i\alpha}^\sigma \Gamma_{\sigma k}^\alpha = 0 \quad (6.15)$$

$$(x^0 = \eta t; i, k = 1, 2, 3; \rho, \sigma, \alpha = 0, 1, 2, 3)$$

同样地，“理想逼近”条件下： η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ ，结合牛顿万有引力定律之泊松方程形式 $\nabla^2 \chi = 4\pi G\rho$ 和 GOR 运动方程（“短程线”：式(5.34)），即可获得 GOR 场方程(6.10)之“空间方程”的解：

$$g_{ii}(\eta) = -1 + \frac{2\chi(x^i)^2}{\eta^2 r^2} \quad h_{ii}(\eta) = \frac{2\chi(x^i)^2}{\eta^2 r^2}$$

$$g_{ik}(\eta) = h_{ik}(\eta) = \frac{2\chi x^i x^k}{\eta^2 r^2} \quad (i \neq k) \quad (6.16)$$

$$(i, k = 1, 2, 3; \chi = -GM/r)$$

归纳式(6.11,14,16)，静态球对称引力场外部真空之 GOR 场方程(6.10)的解为：

$$\begin{cases} g_{00}(\eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} & h_{00}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \\ g_{0i}(\eta) = 0 & h_{0i}(\eta) = 0 \\ g_{ik}(\eta) = -\delta_{ik} + \frac{2\chi x^i x^k}{\eta^2 r^2} & h_{ik}(\eta) = \frac{2\chi x^i x^k}{\eta^2 r^2} \end{cases} \quad (6.17)$$

$$(i, k = 1, 2, 3; \chi = -GM/r)$$

其中， $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ ，任意 $h_{\mu\nu}$ 皆包含着因子 $|\chi|/\eta^2$ 。

依式(6.17)，引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之线元 ds 为：

$$ds^2 = g_{00}(dx^0)^2 + g_{ik}dx^i dx^k$$

$$= \eta^2 \left(1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \right) dt^2 - \left(\delta_{ik} - \frac{2\chi x^i x^k}{\eta^2 r^2} \right) dx^i dx^k \quad (6.18)$$

其中，引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之时间轴 $x^0 = \eta t$ ，而空间轴系笛卡尔坐标轴： $x^1 = x$ ， $x^2 = y$ ， $x^3 = z$ 。

GOR 场方程之解(6.17-8)是近似解，要求观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度为 η 足够大。

基于 GOR 场方程之近似解(6.17)以及 GOR 线元公式(6.18)，GOR 理论也能对光之“引力红移”和光之“引力偏折”进行理论计算和理论预测；并且，可建立 GOR 理论之行星运动方程，解析行星近日点之进动，包括“水星进动”，可建立 GOR 理论之“信息波”方程，解析爱因斯坦广义相对论之“引力波”的实质。

基于 GOR 场方程之近似解(6.17-8)，对于“引力红移”和“引力偏折”，以及“水星进动”等相对论

性天象，乃至“引力波”，GOR 理论将给予我们不同于爱因斯坦广义相对论的观点和认识。

6.4 GOR 场方程之精确解

基于 PGC 对应原理，经由 PGC 逻辑路线一，将式(6.7-8)中的光速 c 变换为 η ，爱因斯坦场方程之 Schwarzschild 精确解^[57]，即光学代理 $OA(c)$ 之场方程精确解(6.7-8)，便可同构一致地变换为 GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的场方程精确解。

然而，为了知其所以然，更好地理解 GOR 场方程之精确解的逻辑思想，我们依然经由 PGC 逻辑路线二，力求由更基本的逻辑前提出发，求 GOR 场方程之精确解。特别地，基于“理想逼近”逻辑和“理想代理”法，以“理想逼近”条件，而不是“弱场近似”条件，作为 GOR 场方程的边界条件。

6.4.1 球对称引力场之度规与 GOR 线元

与 Schwarzschild 精确解一样，GOR 场方程之精确解所设定的引力场景也是静态球对称引力场：设有“二体系统” (M, m) ，其中， M 乃一半径为 R 的球体，物质呈中心对称分布状态，形成球对称引力场；不计 m ， M 外部乃无物质分布之真空。依牛顿万有引力定律，与 M 相距 $r (>R)$ 的引力势为： $\chi = -GM/r$ 。

GOR 场方程之精确解与 Schwarzschild 解一样，也是 M 之外部静态真空解，其中，空间坐标采用球坐标而非笛卡尔坐标。相应地，一般观测代理 $OA(\eta)$ 及其观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 之定义 1.2 可改写作：

$$OA(\eta) \triangleq \left\{ X^{4d}(\eta) : \begin{cases} x^0 = \eta t; \\ x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi \end{cases} \right\} \quad (6.19)$$

$$\left\{ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right\}$$

其中，空间坐标 $(x^1, x^2, x^3) = (r, \theta, \varphi)$ 乃球坐标。

值得注意：式(1.2)和式(6.19)所定义的观测代理 $OA(\eta)$ 皆为一般观测代理。无论笛卡尔坐标之定义式(1.2)或球坐标之定义式(6.19)，其时间轴 x^0 之定义相同的： $x^0 = \eta t$ ；并且，其线元公式之形式相同：

$$\begin{aligned} \text{Cartesian: } ds^2 &= g_{\mu\nu}(x, y, z, \eta) dx^\mu dx^\nu \\ &\left(\begin{aligned} x^0 &= \eta t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \\ \eta_{\mu\nu} &= \text{diag}(1, -1, -1, -1) \end{aligned} \right) \\ \text{Spherical: } ds^2 &= g_{\mu\nu}(r, \theta, \varphi, \eta) dx^\mu dx^\nu \end{aligned} \quad (6.20)$$

$$\left(\begin{aligned} x^0 &= \eta t, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi \\ \eta_{\mu\nu} &= \text{diag}(1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \varphi) \end{aligned} \right)$$

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \varphi \\ y = r \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$$

其中, 一般地, 球坐标之度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(r, \theta, \varphi, \eta)$ 和笛卡尔坐标之度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x, y, z, \eta)$, 不仅是各自空间坐标 (r, θ, φ) 和 (x, y, z) 的函数, 而且, 是一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 的函数。

如式(6.20)所示, 球坐标和笛卡尔坐标, 其时空度规有不同的表达形式。特别地, 笛卡尔坐标式(1.2)中, “平直时空” 即闵科夫斯基时空, 度规 $g_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}=\text{diag}(+1, -1, -1, -1)$; 而球坐标式(6.19)中, $\eta_{\mu\nu}=\text{diag}(+1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta)$ 。

球对称引力场, 其时空度规也是球对称的。根据 Birkhoff 定理^[70], 真空球对称度规 $g_{\mu\nu}$ 必定是静态的, 不随时间而变化: $\partial g_{\mu\nu}/\partial t=0$ 。如此, 真空球对称时空之度规 $g_{\mu\nu}$ 及其线元 ds 最一般的形式可为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= W(r) \eta^2 dt^2 \\ &- U(r) dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \end{aligned} \quad (6.21)$$

其中, $g_{00}=W(r)$ 和 $g_{11}=-U(r)$ 乃待求解之度规元素。

实际上, 式(6.21)还意味着, 球对称引力时空之时间和空间是正交的: $g_{0i}=g_{i0}=0$ ($i=1, 2, 3$)。

特别地, 在 GOR 理论中, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$ 依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η ; 对应式(6.21), $g_{00}=W(r, \eta)$ 和 $g_{11}=-U(r, \eta)$, 不仅是 r 的函数, 而且, 也是 η 的函数。因此, GOR 理论中, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之真空球对称时空度规 $g_{\mu\nu}$ 及其线元 ds 最一般的形式可为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= W(r, \eta) \eta^2 dt^2 \\ &- U(r, \eta) dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ &\left\{ \begin{aligned} g_{00}(r, \eta) &= W(r, \eta) = e^{\xi(r, \eta)} \\ g_{11}(r, \eta) &= -U(r, \eta) = -e^{\zeta(r, \eta)} \\ g_{22}(r, \eta) &= -r^2 \\ g_{33}(r, \eta) &= -r^2 \sin^2 \theta \\ g_{\mu\nu}(r, \eta) &= 0 \quad (\mu \neq \nu) \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (6.22)$$

其中, $g_{00}=W(r, \eta)$ 和 $g_{11}=-U(r, \eta)$ 乃待求解之度规元素;

或者说, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之真空球对称时空度规 $g_{\mu\nu}$ 待求解的参数即式(6.22)中的 $\xi(r, \eta)$ 和 $\zeta(r, \eta)$ 。

6.4.2 球对称引力场之 GOR 场方程

依照真空解所设定的球对称引力场景, 能动张量 $T_{\mu\nu}=0$ 。如此, 爱因斯坦场方程(5.2)可借助于“弱场近似”法由式(5.19)的形式约化为式(6.2): $R_{\mu\nu}(c)=0$, 解之可得爱因斯坦场方程之近似解; GOR 场方程(5.33)可借助于“理想代理”法由式(5.50)的形式约化为式(6.10): $R_{\mu\nu}(\eta)=0$, 解之可得 GOR 场方程之近似解。

然而, 如同 Schwarzschild 精确解并不借助于“弱场近似”法, GOR 场方程之精确解也不借助于“理想代理”法。因而, GOR 场方程(5.33)不能由式(5.50)的形式约化为 $R_{\mu\nu}(\eta)=0$ (式(6.10))。

鉴于真空解所设定的球对称引力场景: $T_{\mu\nu}=0$, 依 GOR 场方程之式(5.33), 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之真空球对称引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的场方程可写作:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R(\eta) &= 0 \\ \left\{ \begin{aligned} R_{\mu\nu} &\triangleq \frac{\partial}{\partial x^\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha - \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^\alpha + \Gamma_{\mu\alpha}^\sigma \Gamma_{\sigma\nu}^\alpha - \Gamma_{\mu\nu}^\sigma \Gamma_{\sigma\alpha}^\alpha \\ \Gamma_{\mu\nu}^\alpha &\triangleq \frac{1}{2} g^{\alpha\lambda} (g_{\mu\lambda, \nu} + g_{\lambda\nu, \mu} - g_{\nu\mu, \lambda}) \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (6.23)$$

其中, $R_{\mu\nu}$ 可谓广义的里奇张量, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的曲率, R 乃广义的高斯曲率, $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之联络; 特别地, $R_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}(\eta)$ 和 $R=R(\eta)$ 以及 $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha=\Gamma_{\mu\nu}^\alpha(\eta)$, 皆依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 。

依联络 $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ 之定义 (式(6.23)) 计算可得:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\mu}^\mu &= \frac{1}{2} g^{\mu\mu} \frac{\partial g_{\mu\mu}}{\partial x^\mu} = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln |g_{\mu\mu}|}{\partial x^\mu} \quad \left(g^{\mu\mu} = \frac{1}{g_{\mu\mu}} \right) \\ \Gamma_{\mu\mu}^\alpha &= -\frac{1}{2} g^{\alpha\alpha} \frac{\partial g_{\mu\mu}}{\partial x^\alpha} \quad (\alpha \neq \mu) \\ \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha &= \frac{1}{2} g^{\alpha\alpha} \frac{\partial g_{\alpha\alpha}}{\partial x^\mu} = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln |g_{\alpha\alpha}|}{\partial x^\mu} \quad \left(g^{\alpha\alpha} = \frac{1}{g_{\alpha\alpha}} \right) \\ \Gamma_{\mu\nu}^\alpha &= 0 \quad (\mu, \nu, \alpha = 0, 1, 2, 3; \alpha \neq \mu \neq \nu \neq \alpha) \end{aligned} \quad (6.24)$$

进一步计算可得:

$$\begin{cases} \Gamma_{10}^0 = \Gamma_{01}^0 = \frac{1}{2} \frac{d\xi}{dr} & \Gamma_{00}^1 = \frac{1}{2} e^{\xi-\zeta} \frac{d\xi}{dr} \\ \Gamma_{11}^1 = \frac{1}{2} \frac{d\zeta}{dr} & \Gamma_{22}^1 = -re^{-\zeta} & \Gamma_{33}^1 = -re^{-\zeta} \sin^2 \theta \\ \Gamma_{12}^2 = \Gamma_{21}^2 = \frac{1}{r} & \Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cos \theta \\ \Gamma_{13}^3 = \Gamma_{31}^3 = \frac{1}{r} & \Gamma_{23}^3 = \Gamma_{32}^3 = \cot \theta \end{cases} \quad (6.25)$$

the others: $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha = 0$

利用公式:

$$\frac{\partial \ln \sqrt{-g}}{\partial x^\mu} = \Gamma_{\mu\nu}^\nu \left(\begin{aligned} g &= \det(g_{\mu\nu}) \\ &= -e^{\mu+\lambda} r^4 \sin^2 \theta \end{aligned} \right) \quad (6.26)$$

并依时空曲率 $R_{\mu\nu}$ 之定义 (式(6.23)), 计算可得:

$$\begin{cases} R_{00} = -\frac{\partial}{\partial r} \Gamma_{00}^1 + 2\Gamma_{00}^1 \Gamma_{01}^0 - \Gamma_{00}^1 \frac{\partial}{\partial r} \ln \sqrt{-g} \\ R_{11} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \ln \sqrt{-g} - \frac{\partial}{\partial r} \Gamma_{11}^1 - \Gamma_{11}^1 \frac{\partial}{\partial r} \ln \sqrt{-g} \\ \quad + (\Gamma_{10}^0)^2 + (\Gamma_{11}^1)^2 + (\Gamma_{12}^2)^2 + (\Gamma_{13}^3)^2 \\ R_{22} = \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \ln \sqrt{-g} - \frac{\partial}{\partial r} \Gamma_{22}^1 - \Gamma_{22}^1 \frac{\partial}{\partial r} \ln \sqrt{-g} \\ \quad + 2\Gamma_{12}^2 \Gamma_{22}^1 + (\Gamma_{23}^3)^2 \\ R_{33} = -\left(\frac{\partial}{\partial r} \Gamma_{33}^1 + \frac{\partial}{\partial \theta} \Gamma_{33}^2 \right) + 2(\Gamma_{13}^3 \Gamma_{33}^1 + \Gamma_{23}^3 \Gamma_{33}^2) \\ \quad - \left(\Gamma_{33}^1 \frac{\partial}{\partial r} \ln \sqrt{-g} + \Gamma_{33}^2 \frac{\partial}{\partial \theta} \ln \sqrt{-g} \right) \end{cases} \quad (6.27)$$

the others: $R_{\mu\nu} = 0$

利用式(6.27)可得曲率标量 R :

$$\begin{aligned} R(\eta) &= g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \\ &= e^{-\xi} R_{00} - e^{-\zeta} R_{11} - \frac{R_{22}}{r^2} - \frac{R_{33}}{r^2 \sin^2 \theta} \\ &= -e^{-\zeta} \left(\frac{d^2 \xi}{dr^2} - \frac{1}{2} \frac{d\zeta}{dr} \frac{d\xi}{dr} + \frac{1}{2} \left(\frac{d\xi}{dr} \right)^2 \right) \\ &\quad + \frac{2}{r} e^{-\zeta} \left(\frac{d\zeta}{dr} - \frac{d\xi}{dr} \right) + \frac{2}{r^2} (1 - e^{-\zeta}) \end{aligned} \quad (6.28)$$

整理后, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之真空球对称时空 $X^{4d}(\eta)$ 的场方程(6.23)剩下 4 个非平凡式:

$$R_{\mu\mu}(\eta) - \frac{1}{2} g_{\mu\mu} R(\eta) = 0 \quad (x^0 = \eta t; \mu = 0, 1, 2, 3) \quad (6.29)$$

6.4.3 理想代理法与 GOR 场方程精确解

Schwarzschild 精确解属式(6.29)之观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ (即 $\eta=c$) 之情形。Schwarzschild 为求解相应的光学代理 $OA(c)$ 之场方程而设置的边界条件是: $r \rightarrow \infty$ 时, $g_{00}=1$, $g_{11}=-1$ 。其中仍然沿袭了爱因

斯坦“弱场近似”的逻辑思想: $r \rightarrow \infty$ 时, 引力势 $\chi \rightarrow 0$, 时空趋于平直, 因而, $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$

根据第四章之“伽利略时空定理”: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。因此, GOR 场方程的边界条件, 可基于“理想代理”法的逻辑和思想, 依“理想逼近”条件 ($\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$) 设置:

$$\begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow \infty} W(r, \eta) &= 1 \quad \text{and} \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} U(r, \eta) = 1 \\ \text{or: } \lim_{\eta \rightarrow \infty} \xi(r, \eta) &= 0 \quad \text{and} \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} \zeta(r, \eta) = 0 \end{aligned} \quad (6.30)$$

无论 $r \rightarrow \infty$, 还是 $\chi \rightarrow \infty$, 或 $\eta \rightarrow \infty$, 时空度规 $g_{\mu\nu}$ 都将退化为“平直时空”之度规: $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。可以预计: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(r, \chi, \eta)$ 。换句话说, $W = W(r, \chi, \eta)$ 和 $U = W(r, \chi, \eta)$ 皆为 r 和 χ 以及 η 的函数。

基于 PGC 对应原理, 因循 Schwarzschild 解之逻辑, 采用“理想代理”法之边界条件(6.30), 结合式(6.24-28), 求解 GOR 场方程(6.29), 可得:

$$W(r, \eta) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \quad \text{and} \quad U(r, \eta) = \left(1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \right)^{-1} \quad (6.31)$$

其中, $\chi = -GM/r$ 乃牛顿引力势。

相应地, GOR 球对称引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之线元 ds 及其精确的时空度规可表述为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(1 + 2\chi/\eta^2 \right) \eta^2 dt^2 \\ &\quad - \left(1 + 2\chi/\eta^2 \right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ &\quad \begin{cases} g_{00}(r, \eta) = 1 + 2\chi/\eta^2 \quad (\chi = -GM/r) \\ g_{11}(r, \eta) = -\left(1 + 2\chi/\eta^2 \right)^{-1} \\ g_{22}(r, \eta) = -r^2 \\ g_{33}(r, \eta) = -r^2 \sin^2 \theta \\ g_{\mu\nu}(r, \eta) = 0 \quad (\mu \neq \nu) \end{cases} \end{aligned} \quad (6.32)$$

其中, $r=0$ (代表 M 质心) 以及 $r=2GM/\eta^2$ (代表 M 球面) 均为式 (6.32) 之奇点; 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之时间轴 $x^0 = \eta t$, 而空间轴系球坐标轴: $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ 。

基于 GOR 场方程之精确解(6.31)以及 GOR 线元公式(6.32), GOR 理论便可对光之“引力红移”和光之“引力偏折”做出更为精确的理论计算和理论预测; 并且, 建立更为准确和更具有可信度的 GOR 理论之行星运动方程, 解析行星近日点之进动或行星轨道之旋进, 包括“水星进动”; 进而, 建立更为准确和更具有可信度的 GOR 理论之“信息波”方程, 解析爱因斯坦广义相对论之“引力波”的实质。

基于 GOR 场方程之精确解(6.31-2), 对于“引力红移”和“引力偏折”, 以及“水星进动”等相对论

性天象, 乃至“引力波”, GOR 理论将给予我们不同于爱因斯坦广义相对论的新的观点和新的认识。

6.5 GOR 场方程解之寓意

如式(4.10)所示, GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 可分解为“平度规” $\eta_{\mu\nu}$ 和“曲度规” $h_{\mu\nu}(\eta)$:

$$\text{度规分解式: } g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\eta)$$

其中, $\eta_{\mu\nu}$ 即闵科夫斯基度规, 表征“平直时空”, 包括伽利略时空和闵科夫斯基时空; 而 $h_{\mu\nu}=h_{\mu\nu}(\eta)$ 则表征“弯曲时空”, 代表时空之“弯曲”状态。

GOR 观测时空, 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$, 其度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$ 及其曲度规 $h_{\mu\nu}=h_{\mu\nu}(\eta)$ 具有深刻寓意。而 GOR 场方程之解, 包括其近似解和精确解, 则反映了 $X^{4d}(\eta)$ 之时空度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$ 及其曲度规 $h_{\mu\nu}=h_{\mu\nu}(\eta)$ 所具有的深刻寓意。

6.5.1 概括不同观测代理之时空度规

爱因斯坦广义相对之引力场方程, 被称作“爱因斯坦场方程”; 而牛顿万有引力定律之泊松方程形式则可谓“牛顿场方程”。爱因斯坦场方程之解, 乃光学代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的度规: $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(c)$; 而牛顿引力场之解, 则为理想代理 OA_∞ 之观测时空 X^{4d}_∞ 的度规: $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\infty)$, 根据“伽利略时空定理”, $g_{\mu\nu}(\infty)$ 即闵科夫斯基度规: $g_{\mu\nu}(\infty)=\eta_{\mu\nu}$ 。

第五章已经阐明, GOR 理论之引力场方程, 概括统一了爱因斯坦场方程和牛顿场方程。GOR 观测时空之度规, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规: $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$, 自然地, 概括了一切观测代理之观测时空的度规; GOR 场方程之解, 自然地, 概括了爱因斯坦场方程之解和牛顿场方程之解。

显然地, GOR 场方程之近似解, 既概括了光学代理 $OA(c)$ 之爱因斯坦场方程近似解, 又概括了理想代理 OA_∞ 之牛顿场方程之解: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程之近似解(式(6.17))约化为爱因斯坦场方程之近似解(式(6.3)); $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程之近似解约化为牛顿场方程之解的笛卡尔形式 $g_{\mu\nu}(\infty)=\text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 。可见, 基于“理想代理”法的 GOR 场方程近似解, 既与基于“弱场近似”法的爱因斯坦场方程之近似解同构一致, 又与牛顿场方程之解同构一致。

同样地, GOR 场方程之精确解, 既概括了光学代理 $OA(c)$ 的爱因斯坦场方程之 Schwarzschild 解, 又概括了理想代理 OA_∞ 之牛顿场方程的解: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程之精确解(式(6.31-2))约化为爱因斯坦场方程之 Schwarzschild 解(式(6.7-8)); 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程之精确解则约化为牛顿场方程之解的球坐标形

式 $g_{\mu\nu}(\infty)=\text{diag}(+1, -1, -r^2, -r^2\sin^2\theta)$ 。可见, GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的场方程精确解, 既与爱因斯坦场方程之 Schwarzschild 解同构一致, 又与牛顿场方程之解同构一致。

GOR 理论之场方程作为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力场方程的一般性, 以及 GOR 场方程之解与爱因斯坦场方程之解和牛顿场方程之解的同构一致性对应关系, 再次反映了 GOR 场方程与爱因斯坦场方程和牛顿场方程逻辑上的一致性, 同时, 进一步体现了 GOR 理论逻辑体系的自治性。

6.5.2 时空并不真地弯曲

第三章 3.6.2 之“时空真地会弯曲吗?”曾基于 GOR 时空变换因子 $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 阐明: 时空并非真地弯曲; 所谓“时空弯曲”, 实际上, 只是一种观测效应, 依赖或取决于观测代理 $OA(\eta)$, 其根源和本质在于观测代理 $OA(\eta)$ 本身存在观测局域性 ($\eta < \infty$)。

实际上, 根据第四章之“伽利略时空定理”, 理想代理 OA_∞ 情形下, 观测时空之“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 为零:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} \quad \text{and} \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} h_{\mu\nu}(\eta) = 0 \quad (6.33)$$

这同样意味着, 客观真实的时空是不会弯曲的。

现在, 我们可以换一个视角, 基于 GOR 场方程之解, 包括其近似解(6.17-8)和精确解(6.31-2), 进一步验证这一结论: “时空并不真地弯曲”。

任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$, 其度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 为常值张量(如闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$) 时, $X^{4d}(\eta)$ 为“平直时空”; 反之, 则为“弯曲时空”。

观察爱因斯坦场方程之解(6.3)和(6.7)可知, 光学代理 $OA(c)$ 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 的度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^i, c)$ 依赖于空间坐标 x^i ($i=1, 2, 3$): 不同空间坐标, 其度规不同, 因而, 光学观测中的引力时空 $X^{4d}(c)$ 呈现“弯曲”状。在爱因斯坦广义相对论中, 真空光速 c 是不变的宇宙常数。局限于光学观测代理 $OA(c)$, 爱因斯坦只能将“时空弯曲”的根源归咎于引力势 $\chi=\chi(x^i)$, 归咎于引力时空中物质和能量的分布。

观察 GOR 场方程之解(6.17)和(6.32)可知, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^i, \eta)$ 仍然依赖于空间坐标 x^i ($i=1, 2, 3$): 不同空间坐标, 其度规不同, 因而, GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 也会呈现“弯曲”状。然而, 根据 GOR 场方程之解(6.17)和式(6.32), 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(x^i, \eta)$, 本质上, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η : 不同观测代理之下, 同一引力场景会呈现出不同程度的“弯曲”。

这一事实表明, 本质上, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的“弯曲”, 并非物质和能量分布所致, 而是观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 属观测效应, 乃表观现象; 相应地, 爱因斯坦广义相对论之引力时空的“弯曲”, 则为光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致之观测效应。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程之近似解(6.17)约化为:

$$\begin{cases} \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{00}(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} (1 + 2\chi/\eta^2) = 1 \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{ik}(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(-\delta_{ik} + \frac{2\chi}{\eta^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \right) = -\delta_{ik} \\ g_{0i}(\eta) = 0 \quad (i, k = 1, 2, 3; x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z) \end{cases} \quad (6.34)$$

That is: $\lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$

其中, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^i, \eta)$ ($x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$) 为笛卡尔时空度规, $\eta_{\mu\nu}$ 为闵科夫斯基度规之笛卡尔坐标形式。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程之精确解(6.32)约化为:

$$\begin{cases} \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{00}(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} (1 + 2\chi/\eta^2) = 1 \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{11}(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(-(1 + 2\chi/\eta^2)^{-1} \right) = -1 \\ g_{22}(\eta) = -r^2 \\ g_{22}(\eta) = -r^2 \sin^2 \theta \\ g_{\mu\nu}(\eta) = 0 \quad (\mu \neq \nu; x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi) \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta) \end{cases} \quad (6.35)$$

其中, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^i, \eta)$ ($x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi$) 为球坐标时空度规, $\eta_{\mu\nu}$ 为闵科夫斯基度规之球坐标形式。

如此, 若能借理想观测代理 OA_∞ 观测引力时空, $\eta \rightarrow \infty$, 没有了观测局域性, 则 GOR 场方程, 无论近似解或精确解, 无论笛卡尔坐标或球坐标, 其时空度规皆趋同于“平度规”: $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$; 而“曲度规”则趋于零: $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。

GOR 引力场之近似解(6.17)和精确解(6.32), 其理想代理 OA_∞ 情形之极限表达式(6.34)和(6.35), 既验证了“伽利略时空定理”, 同时, 向我们表明: 客观真实的时空乃“伽利略时空” X^{4d}_∞ , 原本是平直的, 并不因为物质和能量的聚集而弯曲。引力时空之所谓的“弯曲”, 只是一种表观现象, 是我们的观测代理不够“理想” ($\eta < \infty$) 而导致的观测效应。

可见, 客观真实的时空是不会弯曲的。理想代理 OA_∞ 之下, 客观时空将会呈现出真实而平直的面貌。

6.5.3 曲度规 $h_{\mu\nu}$ 并不代表引力辐射

爱因斯坦相对论, 无论狭义的或广义的, 皆与光和光速 c 联系在一起。然而, 主流物理学界并未真正

理解真空光速 c 为什么会出现于爱因斯坦相对论中。

爱因斯坦场方程之解, 包括近似解(6.3)和精确解(6.7), 其引力时空之度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(c)$ 及其“曲度规” $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(c)$, 不出意料地与真空光速 c 联系在一起。然而, 爱因斯坦未能正确解读其场方程之解中的时空度规 $g_{\mu\nu}$ 及其“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 为什么会出现真空光速 c 。

实际上, 这正是光学观测代理 $OA(c)$ 之体现。

的确, 观测和实验显示, 引力时空“看起来”有些“弯曲”。然而, 爱因斯坦并未真正意识到, 我们的观测和实验大多借助光学代理 $OA(c)$; 而所谓“时空弯曲”, 正是光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致, 乃观测效应或表观现象。在爱因斯坦看来, 引力时空的“弯曲”乃物质之引力相互作用所致, 是物质和时空的本质特性。在爱因斯坦广义相对论中, “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 代表着引力势 χ , 被视为“平直”时空背景 $\eta_{\mu\nu}$ 下客观存在的引力辐射或“引力波”。

然而, GOR 场方程之解(6.17,32)却显示: 本质上, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$ 及其“曲度规” $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 。因而, “曲度规” $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$ 并不代表引力势, 更不能解释为引力辐射或“引力波”。

GOR 场方程之近似解(6.17)中的“曲度规”:

$$h_{00}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \quad h_{ik}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \frac{x^i x^k}{r^2} \quad h_{0i}(\eta) = 0 \quad (6.36)$$

$(x^0 = \eta t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z; i, k = 1, 2, 3)$

GOR 场方程之精确解(6.32)中的“曲度规”:

$$h_{00}(\eta) = \frac{2\chi}{\eta^2} \quad h_{11}(\eta) = 1 - \left(1 + \frac{2\chi}{\eta^2} \right)^{-1} \\ h_{0i}(\eta) = 0 \quad h_{ik}(\eta) = 0 \quad (6.37)$$

$(x^0 = \eta t, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi; i, k = 1, 2, 3)$

观察式(6.36)和式(6.37)可知, 无论笛卡尔坐标或球坐标, 无论近似解或精确解, GOR 场方程之解中的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 之非零元素, 皆包含着个一重要的无量纲因子: $C_W = |\chi|/\eta^2$, 即引力势 $|\chi|$ 与信息波速度 η 之平方的比, 可谓“载波因子”(The Factor of Carrier Wave)。当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时, 即爱因斯坦场方程之近似解(6.3)和 Schwarzschild 解(6.7)中的情形: $C_W = |\chi|/c^2$ 。

特别值得注意, 正是“载波因子” C_W 导致引力时空观测起来或“看起来”有些弯曲。

从广义相对论的角度看: $C_W = |\chi|/c^2$; 其中, 真空光速 c 乃宇宙常量, 是不变的。因而, 爱因斯坦将“时

空弯曲”归咎于引力势 χ : 引力越强, $|\chi|$ 越大, C_W 越大, $|h_{\mu\nu}|=|h_{\mu\nu}(c)|$ 越大, 引力时空越“弯曲”。

然而, GOR 理论发现: $C_W=|\chi|/\eta^2$; 引力时空之所以观测起来或“看起来”有些弯曲, 本质上, 并非物质间的引力相互作用 (χ), 而在于观测代理 $OA(\eta)$ 存在观测局域性 ($\eta<\infty$)。GOR 场方程之解(6.17,32)显示, 同一引力场景 (χ), 不同的观测代理 (η), 引力时空观测起来或“看起来”, 其“弯曲”的程度不同。观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 越小, “载波因子” C_W 便会越大, $|h_{\mu\nu}|=|h_{\mu\nu}(\eta)|$ 越大, 引力时空观测起来或“看起来”就会越“弯曲”。反之, $\eta\rightarrow\infty$ 时, “载波因子” $C_W\rightarrow 0$, GOR 场方程之解中的“曲度规”皆趋于零: $h_{\mu\nu}\rightarrow 0$ 。

引力时空之“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η , 这一事实表明: “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 并不代表引力场客观存在的引力或引力势, 更非引力辐射或“引力波”。

可以设想: “曲度规” $h_{\mu\nu}=h_{\mu\nu}(\chi, \eta)$ 乃引力相互作用信息 (χ) 之“载波”, 即经引力辐射信号 χ 调制后的 $OA(\eta)$ 之“信息波”, 以信息波之速度 η 传递引力辐射信号或引力势 χ 之信息。

关于曲度规 $h_{\mu\nu}$ 究竟意味着“引力波”还是“信息波”的问题, 我们将在第十章中进一步论述。

6.6 本章小结

GOR 理论是逻辑的产物。除了逻辑上的一致性和自洽性以及理论上的正确性之外, 一个新的物理学理论更需要经受观测和实验检验, 符合客观自然现象。

一定意义上, GOR 场方程代表着 GOR 理论。本章求解 GOR 理论之引力场方程, 为验证或测试 GOR 理论及其场方程和运动方程奠定基础。类比 GOR 场方程和爱因斯坦场方程之解, 类比 GOR 理论和爱因斯坦广义相对论对“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”的计算和预测, 将有助于我们进一步认识和理解引力相对论性效应的根源和本质。

本章之 6.3 基于 PGC 对应原理, 因循和类比爱因斯坦广义相对论之场方程近似解的逻辑和方法, 求解 GOR 场方程, 获得了静态球对称引力时空之 GOR 场方程的近似解。然而, 与爱因斯坦场方程之近似解采用“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法不同, GOR 场方程之近似解采用“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 获得的 GOR 场方程之近似解却与爱因斯坦场方程之近似解具有同构一致性对应关系。

爱因斯坦广义相对论建立之后, 其场方程的求解

是一个难题。爱因斯坦借助“弱场近似”法获得了静态球对称引力场之场方程的近似解, 进而, 将其应用于光之“引力红移”和光之“引力偏折”的理论计算, 并且, 基于场方程近似解建立行星运动方程, 解析水星近日点之反常进动, 甚至, 还基于场方程近似解预测了“引力波”及其辐射速度。同样地, 基于 GOR 场方程之近似解, GOR 理论也能做出“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”的计算和预测。

本章 6.4 基于 PGC 对应原理, 因循和类比爱因斯坦场方程之 Schwarzschild 精确解的逻辑和方法, 求解 GOR 场方程, 获得了静态球对称引力时空之 GOR 场方程的精确解。与 Schwarzschild 采用无穷远处引力势为零作为爱因斯坦场方程之边界条件不同, GOR 场方程之精确解采用“理想逼近”条件作为 GOR 场方程之边界条件, 所获得的 GOR 场方程之精确解与 Schwarzschild 解同样具有同构一致性对应关系。

与 Schwarzschild 精确解一样, 基于 GOR 场方程之精确解, 可以构建更为准确和可信的天体运动方程, 进而, 对“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”做出更为精确的计算和预测。

GOR 理论之引力场方程的解, 不仅可用于测试爱因斯坦著名的三大预测, 即“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”, 而且, 具有深刻的寓意, 有助于我们从不同的侧面进一步理解和认识 GOR 理论及其场方程, 验证“伽利略时空定理”, 解析“时空弯曲”的本质, 揭示“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 之寓意。

GOR 理论之引力场方程的解, 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之场方程的解, 概括了一切观测代理, 包括光学代理 $OA(c)$ 和理想代理 $OA(\eta)$ 。GOR 场方程之近似解(6.17), 既概括了爱因斯坦场方程之近似解, 也概括了牛顿场方程之解; GOR 场方程之精确解(6.32), 既概括了 Schwarzschild 精确解, 也概括了牛顿场方程之解。GOR 场方程之解与爱因斯坦场方程之解和牛顿场方程之解的同构一致性对应关系, 反映了 GOR 场方程与爱因斯坦场方程和牛顿场方程逻辑上的一致性, 同时, 印证了 GOR 理论体系逻辑上的自洽性。

第三章曾基于 GOR 时空变换因子 $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 阐明: 时空并非真地弯曲; 所谓“时空弯曲”, 其实, 只是一种观测效应和表观现象, 乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta<\infty$) 所致。现在, 基于 GOR 场方程之解, 可进一步验证这一结论, 从一个不同的角度, 认识和理解“时空弯曲”的本质。

GOR 场方程之解(6.17,32)显示: 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta)$, 依赖于

OA(η) 之信息波速度 η : 不同观测代理, 不同“信息波”速度, 同一引力场景之观测时空会呈现出不同程度的“弯曲”。这意味着, 本质上, 一般观测代理 OA(η) 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 的“弯曲”, 并非物质和能量分布所致, 而是观测代理 OA(η) 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 是一种观测效应, 乃表现现象。若能借助理想代理 OA $_{\infty}$, $\eta \rightarrow \infty$, 没有观测局域性, GOR 场方程, 无论近似解或精确解, 无论笛卡尔坐标或球坐标, 其时空度规皆趋同于闵科夫斯基度规: $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$; 引力时空, 无论其引力势之强或弱, 都将呈现出“平直”的面貌。如此, GOR 引力场之解, 既验证了“伽利略时空定理”, 同时, 向我们表明: 客观真实的时空是不会弯曲的。

爱因斯坦广义相对论之“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法中, “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 扮演着重要角色: 正是“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 的存在导致引力时空观测起来或“看起来”有些“弯曲”。爱因斯坦将“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 视为“平直时空”之背景 $\eta_{\mu\nu}$ 下客观存在的“引力势”。最终, 基于这一认识, 爱因斯坦导出了一个与“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 相关的波方程。于是, “引力波”诞生了!

然而, GOR 场方程之解(6.17,32)却向我们阐明: “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 的存在, 本质上, 并非引力或引力势的存在。GOR 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之“曲度规” $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\eta)$, 依赖于观测代理 OA(η), 依赖于 OA(η) 之信息波速度: η 越小, $|h_{\mu\nu}| = |h_{\mu\nu}(\eta)|$ 越大; 反之, $\eta \rightarrow \infty$, 则 $h_{\mu\nu}(\eta) \rightarrow 0$ 。这一事实表明: “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 并不代表引力场客观存在的引力或引力势, 更非引力辐射或“引力波”。(我们将在第十章中专门讨论“引力波”问题, 并且, 阐明爱因斯坦广义相对论之“引力波”的实质。)

爱因斯坦著名的三大预测, 为引力论, 包括爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论, 乃至 GOR 理论, 提供了验证和测试的途径及方法。基于 GOR 理论, 本文后续章节将运用 GOR 场方程之解, 对光之“引力红移”和光之“引力偏折”进行理论计算, 同时, 建立行星之运动方程, 预测“行星进动”和水星轨道之旋进, 并与爱因斯坦广义相对论的结论进行类比。GOR 理论将会给予爱因斯坦著名的三大预测以不同的解读; 特别地, GOR 理论将会给予爱因斯坦广义相对论之“引力波”方程以不同的诠释。

7 GOR 理论与行星轨道之旋进

GOR 理论之引力场方程的标定和确立, 意味着 GOR 理论的正式建立, 意味着牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论两大理论体系的统一。新的理论期待新的发现和新的认识, 乃至新的思想。

第六章成功地求解静态球对称引力时空之 GOR 场方程, 由此, 本章围绕爱因斯坦著名的三大预测之“行星进动”(行星轨道旋进)问题, 测试或验证 GOR 理论。我们将基于 GOR 理论, 探究天体系统之“二体问题”(The Two-Body Problem); 运用 GOR 场方程和 GOR 运动方程, 建立行星运动方程, 即行星围绕恒星运行的天体“二体系统”之理论模型。

我们力求, 基于 PGC 原理, 结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二, 类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 演绎 GOR 理论之行星运动方程。GOR 理论之行星运动模型, 可与牛顿引力论之行星运动模型以及爱因斯坦广义相对论之行星运动模型对照或类比, 验证或测试 GOR 理论及其场方程和运动方程, 解析天体运动中的引力相对论性效应, 特别地, 解析爱因斯坦广义相对论之水星近日点反常进动预测的实质。

7.1 天体运行图像的演化

可以想象和理解, 古人对于自身赖以生存的地球以及每天围绕地球东升西落的日月星辰充满好奇。

“地球”(The Globe)的概念自然是后来才有的, 原本, 中国人称其为“大地”(The Earth)。远古的人类很难将“大地”想象为一个球体。人们以为: 大地像一张波斯地毯, 幸亏有它, 我们才不至于陷入底层的地狱。然而, 无论如何, 基于“眼见为实”的准则, 人们会自然地认为, 东升西落的日月星辰围绕大地运行, 而运行轨道一定是理想的圆形。

“地球”的概念始于托勒密的“地心说”(The Geocentric Theory; 图 3(a))^[71]。地心说大约形成于公元二世纪, 又称“天动说”, 其核心思想可归纳为: 第一, 大地是球体; 第二, 地球乃宇宙中心; 第三, 日月星辰皆围绕地球旋转。自然地, 地心说之日月星辰围绕地球运行的轨道也是理想的或标准的圆形。

公元十六世纪, 哥白尼创建了“日心说”(The Heliocentric Theory; 图 3(b)), 将宇宙的中心由地球搬到了太阳^[71,72]。日心说令人类对宇宙的认识朝向正确的方向迈进了一大步: 地球绕其轴自传, 月亮绕地球旋转, 而地球以及其它行星则围绕太阳旋转。然而, 在哥白尼的日心说中, 无论月亮绕地球运行还是行星绕太阳运行, 皆因循理想的圆形轨道, 并且, 所有行星的运行轨道形成以太阳为中心的同心圆。

公元十七世纪, 开普勒基于第谷积累的天文观测资料和数据, 提出了关于行星运动的三大定律, 即开普勒三定律^[71,73], 包括“轨道定律”, 以及“面积定律”和“调和定律”(图 3(c))。其中, 轨道定律又称“椭圆定律”: 行星围绕太阳运行的轨道是椭圆, 而

太阳位于椭圆的一个焦点上。开普勒轨道定律表明, 星体运行轨道未必是理想的或标准的圆形。然而, 特别值得注意, 开普勒的行星椭圆轨道是封闭的或闭合的, 其中, 行星之近恒星点不存在进动, 或者说, 行星轨道不存在旋进。

开普勒三定理之后, 牛顿三定律以及牛顿万有引力定律相继诞生^[53]。基于牛顿定律, 开普勒三定律皆可从理论上导出; 人类的物理学开始由唯象物理学上升至理论物理学。牛顿万有引力论能预测更为广义的圆锥曲线轨道: 物质体系在引力场中运动, 其运行轨

迹可以是圆, 椭圆, 抛物线, 以及双曲线, 皆为标准的圆锥曲线。将牛顿万有引力定律应用于天体系统之“二体问题”, 可以建立行星围绕恒星运行的理论模型, 计算行星运行轨道。牛顿之行星运动方程支持开普勒之“轨道定律”: 行星轨道乃封闭的或闭合的椭圆, 不存在进动或旋进。

然而, 通过实际的天文观测, 天文学家发现, 行星之运行轨道并非闭合的椭圆, 其近恒星点总是不断地进动(图 3(d))。水星近日点的进动尤为突出, 其轨道旋进率为每 100 年 5600.73 角秒^[55]。

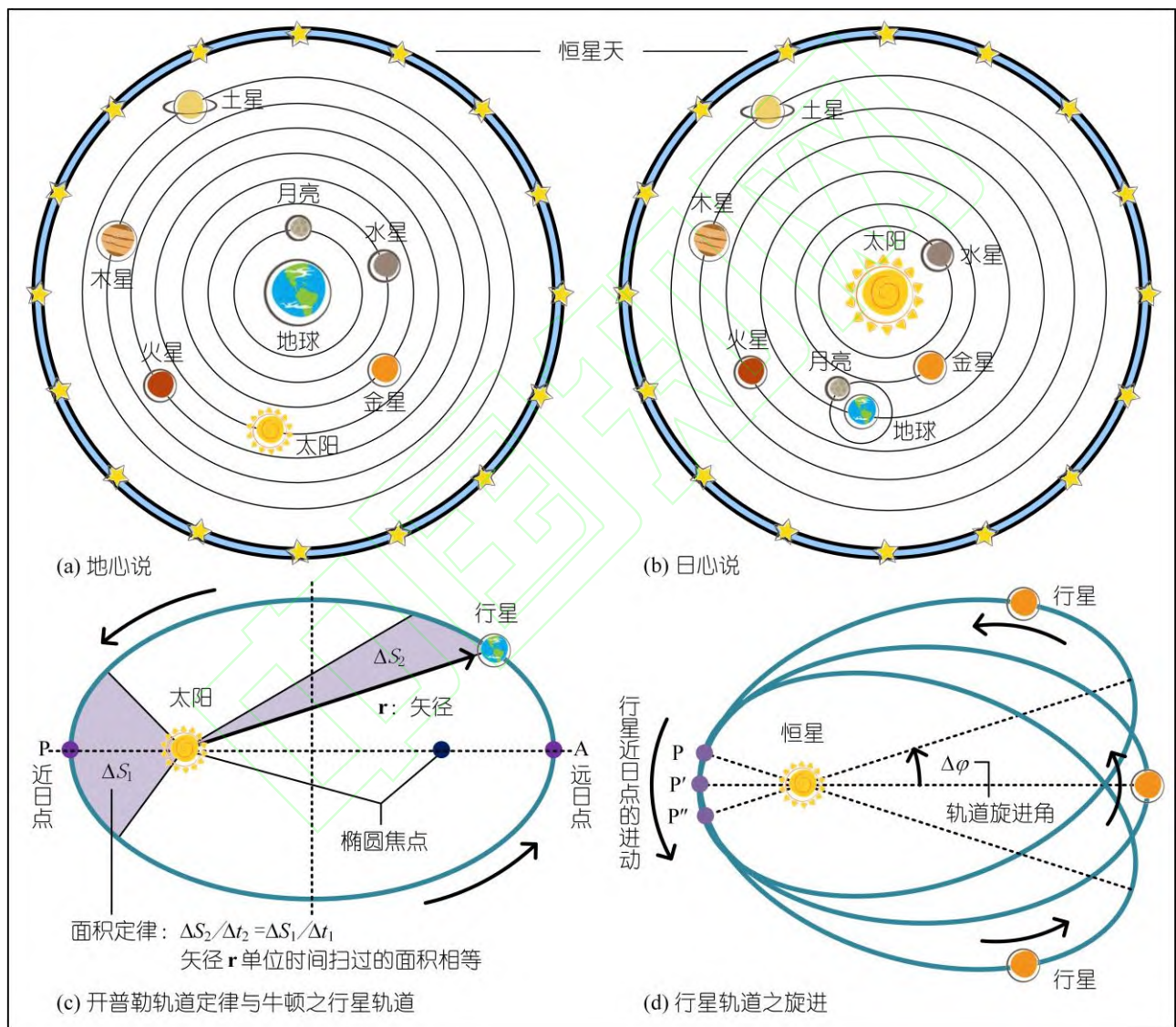


图 3 天体运行图像的演化: 从圆到椭圆, 从闭合之椭圆到旋进的椭圆。(a) 地心说: 大地为球, 即地球; 地球乃宇宙中心; 日月星辰皆围绕地球运行, 其轨道皆理想的圆。(b) 日心说: 太阳乃宇宙中心; 地球绕其轴自传, 月亮围绕地球运行, 地球及其它行星围绕太阳运行; 月亮轨道乃理想之圆, 所有行星之轨道形成以太阳为中心之同心圆。(c) 开普勒轨道定律: 行星轨道乃闭合的椭圆, 太阳位于其中的一个焦点上; 牛顿之行星运动方程支持开普勒之椭圆定律。(d) 行星轨道之旋进: 天文观测显示, 行星运行轨道并非闭合的椭圆, 其近日点并不固定, 而是年复一年地进动。

物理学任何理论都只是物理现实的某种理想化模型。行星和恒星之“二体系统”本身是一种极度理想

化的体系, 并且, 还常常被进一步理想化作“单体问题”(The One-Body Problem), “二体系统”约化为

“单体系统”(The One-Body System): 行星围绕着静止的恒星运行。如此, 相应的理想化条件包括: 引力辐射速度无穷; 恒星静止, 行星围绕恒星运行; 恒星和行星皆质点, 无论视其为“单体”还是“双体”, 皆孤立体系; 观测者本应基于恒星视角, 理论上, 应相对于恒星静止且处于零势位; 行星运动信息的传递无需时间。而天体系统之实际情形是: 引力辐射速度是有限的; 恒星和行星通过引力, 相互作用, 相对运动; 恒星和行星皆非质点, 其物质分布非均匀, 非对称, 非静态; 恒星和行星处于无数星体包围中, 非孤立体系; 观测者一般位于地球, 处于太阳和地球之引力场中, 相对于太阳和被观测行星运动; 行星之运动信息的传递速度有限, 跨越空间需要时间。

因此, 可以想象, 我们所观测的天象, 包括月球围绕地球运行, 地球以及水星和火星等行星围绕太阳运行, 其实际运行轨迹必定不是理想化的闭合的椭圆轨道。客观物理世界, 其行星轨道呈现进动或旋进是自然而合理的, 甚至, 是必然的。相反地, 我们很难想象, 天体能周而复始地沿着同一闭合椭圆轨道运行而没有漂移。实际上, 就天文观测数据和实际观测结论而言, 客观真实的天体系统, 其符合理论模型的程度, 已经远远地超越了我们的想象或预期。就水星而言, 其围绕着太阳每公转 1 周仅仅旋进了大约 13.5 角秒——千分之 3.75 度。可见, 牛顿之天体“二体系统”理论模型已经相当完美。

水星, 作为太阳系距离太阳最近的行星, 其运行轨道的旋进最为突出。物理学家们针对水星-太阳“二体系统”的非理想化因素, 进行了一番修正性的计算(所采用的仍然是牛顿理论), 扣除坐标系之“岁差”的影响(约占 90%), 以及其它行星(特别是金星和地球以及木星)之“摄动”的影响(约占 10%), 共计 5557.62 角秒; 最后, 还剩下 $5600.73 - 5557.62 = 43.11$ 角秒找不到归宿。其实, 每 100 年旋进 43.11 角秒可谓“小量”, 太阳引力之局域性, 太阳不规则的形态, 太阳的自旋, 等等, 都可能加剧水星进动。

1915 年, 爱因斯坦继 1905 年建立狭义相对论^[14]之后, 建立了广义相对论^[15]。爱因斯坦将其广义相对论应用于天体之“二体问题”, 建立了爱因斯坦广义相对论之行星运动方程, 其中, 包含着牛顿之行星运动方程所不具有的信息: 行星轨道旋进项。神奇出现了: 爱因斯坦之行星运动方程用于计算水星围绕太阳运行, 所得水星近日点之进动率为每 100 年 43.03 角秒, 与实际观测值 5600.73 角秒中找不到归宿的 43.11 角秒极度吻合。尽管有不少物理学家认为, 其中尚存疑点, 不宜下最终结论^[74], 而物理学界则普遍认为这

一计算结论是对爱因斯坦广义相对论的支持。

其中的问题是: 无论 43.11 角秒或 43.03 角秒, 都只是水星近日点进动之实际观测值 5600.73 角秒中极小的部分, 不足 0.8%; 那么, 为什么爱因斯坦广义相对论只预测水星实际进动 5600.73 角秒中的 0.8%, 却不能预测另外的 99.2% 呢? 另外, 还有一个问题: 造成水星进动的因素很多, 物理学家们为什么不能采用爱因斯坦广义相对论, 扣除非理想化因素对水星进动造成的影响, 验证其是否确实为 5557.62 角秒呢?

归纳并梳理一下: 第一, 水星轨道旋进率实际达到了每 100 年 5600.73 角秒; 第二, 牛顿之行星运动方程对水星轨道旋进率的预测为 0; 第三, 爱因斯坦广义相对论对水星轨道旋进率的预测为每 100 年 43.03 角秒, 与实际的 5600.73 角秒相去甚远, 无可比性。

实际上, 爱因斯坦广义相对论之行星运动方程隐喻了牛顿万有引力论之行星运动方程所设定或隐喻的几乎所有理想化条件, 包括第三章之 3.1 指出的: 引力辐射速度无穷。唯的不同是, 爱因斯坦之理论模型隐喻着“观测局域性条件”: 行星的运动信息需要通过光来传递。正如 OR 和 GOR 理论所阐明的, 爱因斯坦的理论是光学观测理论, 归属光学代理 $OA(c)$, 其信息波速度乃光速 c , 是有限的, 自然地, 存在观测局域性 ($c < \infty$)。

无论爱因斯坦之行星运动模型, 或牛顿之行星运动模型, 都没有关行星近恒星点进动或行星轨道旋进的任何先验信息, 比如, 坐标系之“岁差”和其它行星之“摄动”, 以及太阳的非理想化形态和非静态特性。与牛顿之行星运动方程一样, 爱因斯坦之行星运动方程也没有关于水星那 5557.62 角秒进动值的先验信息, 自然地, 不可能对其做出相应的预测。

GOR 理论将会阐明: 爱因斯坦之行星运动方程所预测的水星轨道旋进率: 每 100 年 43.03 角秒, 并不代表水星实际的进动, 而是一种由光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所导致的观测效应。

特别需要指出, 5600.73 角秒的水星进动数据源于光学观测代理 $OA(c)$ 。假定, 作为观测代理之观测效应的行星轨道旋进, 能反映并记录在实际的天文观测数据中, 那么, 爱因斯坦广义相对论所预测的水星轨道每 100 年旋进 43.03 角秒, 确实可以用于解释实际天文观测数据那 5600.73 角秒中还未找到归宿的 43.11 角秒。如此, 这将意味着对爱因斯坦广义相对论的支持, 理所当然地, 更是对 GOR 理论的支持。

就水星近日点进动或水星轨道旋进而言, 实际的天文观测似乎更倾向于支持爱因斯坦广义相对论, 而

非牛顿万有引力论。这并不令人感到意外, 也并不意味着爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确。一直以来, 我们的天文学, 包括射电天文学, 皆光学代理 $OA(c)$ 之天文学, 其信息波速度皆光速 c , 自然地, 其天文观测更合乎归属光学观测代理 $OA(c)$ 的爱因斯坦广义相对论。

本章将基于 GOR 理论, 建立新的天体之“二体系统”理论模型, 导出 GOR 行星运动方程。基于 PGC 对应原理, GOR 行星运动方程必定与爱因斯坦行星运动方程同构一致, 自然地, 也会包含行星轨道旋进项, 进而, 对行星 (包括水星) 公转轨道旋进率做出预测。可以预见, 类同于爱因斯坦广义相对论之行星运动方程依赖于光学代理 $OA(c)$ 和光速 c , GOR 行星运动方程必定依赖于一般观测代理 $OA(\eta)$ 及其信息波速度 η : 同一行星, 不同观测代理 $OA(\eta)$, 将会呈现不同的进动或轨道旋进。据此, 我们可以做出判断: 爱因斯坦广义相对论所预测的水星轨道旋进率, 乃至 GOR 理论可能预测的行星轨道旋进率, 并不代表水星或行星真实的进动, 而是一种表现现象。

7.2 牛顿之行星运动方程

开普勒之“椭圆轨道”定律表明^[71], 行星沿椭圆轨道围绕恒星运行, 而恒星则位于椭圆的一个焦点之上。这一定律主要基于第谷之火星观测数据^[73]。

开普勒三定律的建立, 极大地推动了人类对天体运行规律的认识和对天体运动之推动力的探索。由此, 伽利略提出了“有心力”(Central Force)的概念; 而牛顿则建立了万有引力定律^[53]。如此, 行星围绕恒星运行的轨道便可从理论上导出。然而, 牛顿万有引力定律所导出的行星运动方程是更有普遍意义的圆锥曲线, 椭圆轨道只是其中的一种形式。

牛顿之行星运动方程自然基于经典力学和牛顿定律, 包括牛顿第二定律和牛顿万有引力定律。牛顿之行星运动方程, 属普通物理教科书的范畴, 然而, 作为 GOR 理论之行星运动方程的一个特例, 对于我们认识和理解 GOR 理论, 具有重要意义。

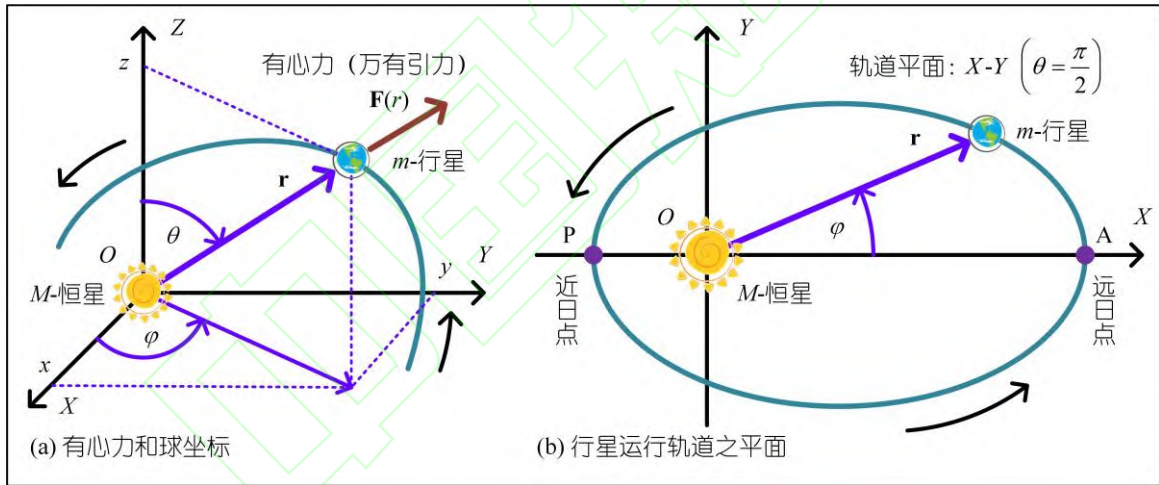


图4 天体“二体系统”之形式化坐标. (a) 有心力和球坐标: 天体之“二体系统”(M, m) 被理想化作球坐标 (r, θ, φ) 空间之孤立体系, 其中, 大质量天体 M (太阳或恒星) 静止于坐标原点 O , 小质量天体 m (行星或彗星或卫星) 受大质量天体 M 之引力作用, 在 M 的引力场中运动; 万有引力乃有心力, 始终指向 M 的质心 (坐标原点 O)。 (b) 行星运行轨道平面: 根据有心力之性质, 质点 m 的运动被限定于固定平面。

7.2.1 牛顿天体“二体问题”

无论牛顿之行星运动方程, 或爱因斯坦之行星运动方程, 都属天体之“二体问题”, 乃天体“二体系统”之理论模型, 是极度理想化的, 可如下描述。

天体“二体系统”: (M, m) , 天体 M 和天体 m 通过万有引力相互作用, m 在 M 之引力场中运动。

牛顿“二体系统”之理想化条件: 牛顿之天体“二体系统” (M, m) 设立了或隐喻着如下理想化条件——

超距引力作用: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

孤立质点体系: (M, m) 为一孤立体系, 天体 M 和天体 m 皆可视作质点, M 静止, m 在 M 之引力场中运动, 不受 M 和 m 之外的物质或能量影响。

理想观测代理: 牛顿之观测代理 $OA(\eta)$ 乃理想代理 OA_∞ , 其信息波速度 η 乃理想化的无穷大 ($\eta \rightarrow \infty$), 天体 m 之运动信息的传递无需时间。

理想观测者: 观测者 O 借助理想代理 OA_∞ , 基于

M 之视角观测 m 之运动, 理论上, O 相对于 M 静止且处于引力势之零势位。

天体“二体系统”之形式化坐标: 图 4 所示, 选择笛卡尔 3d 坐标 (x, y, z) 及其对应的球坐标 (r, θ, φ) 表达天体之“二体系统” (M, m) 的 3d 空间 (图 4(a); 式 (6.6)); 设定大质量天体 M 为坐标原点 O , 设想小质量天体 m 在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面内运动 (图 4(b))。

实际上, 牛顿以及爱因斯坦研究的天体“二体问题”, 可进一步理想化并约化为“单体问题”, 乃“单体系统”之理论模型, 其中, 只探索行星运动, 而恒星是静止的, 即从恒星的视角看行星的运动。

7.2.2 万有引力论与天体“二体系统”

理想化的天体之“二体系统” (M, m) 中, 质点 M 和质点 m 通过万有引力相互作用; 万有引力乃“有心力”, 质点 m 之受力作用线始终连接 M 之质心。如图 4(a) 所示, 以 $\mathbf{F}(r)$ 代表 m 所受之有心力; $\mathbf{F}(r)$ 是 r 的函数: $\mathbf{F}(r)=F_r\mathbf{r}/r$ 。 $\mathbf{F}(r)$ 属万有引力, 始终指向质点 M (坐标原点 O), 故有: $F_r < 0$ 。

牛顿第二定律与行星运动——

根据牛顿第二定律:

$$\mathbf{F}(r) = m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \quad \left(\mathbf{F}(r) = F_r \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \quad (7.1)$$

其中, $\mathbf{r}$ 乃 M 指向 m 的矢径, $\mathbf{F}(r)$ 为 M 对 m 的引力 (有心力), m 为小天体之质量 ($\ll M$)。

在直角坐标系 (x, y, z) 中:

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_r \frac{x}{r} \quad \text{and} \quad F_y = m \frac{d^2 y}{dt^2} = F_r \frac{y}{r} \quad (7.2)$$

在对应的球坐标系 (r, θ, φ) 中:

$$\begin{cases} F_r = m \left(\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right) \\ h_K = r^2 \frac{d\varphi}{dt} = r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = \text{const} \end{cases} \quad (7.3)$$

其中, $h_K = rv = L/m$ 乃一常量, 称“速度矩”; $L = rmv$ 即角动量, 或称“动量矩”; 理想代理 OA_∞ 中, $t = \tau_0$ 。

式(7.3)证明了开普勒三定律之“面积定律”(图 1(c)): 行星矢径 $\mathbf{r}$ 单位时间内扫过的面积相等; 同时, 证明了角动量守恒定律: $L = mr^2 d\varphi/dt$ 乃一常量。

作为有心力, 万有引力 $\mathbf{F}(r)$ 始终指向力心 M ; 依经典力学, 受力质点 m 始终保持在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面。

比耐方程——

万有引力 $\mathbf{F}(r)$ 乃保守力, 基于机械能守恒定律, 运用式(7.3)可导出比耐公式:

$$h_K^2 u^2 \left(\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u \right) = -\frac{F_r}{m} \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (7.4)$$

牛顿万有引力定律与行星运动方程——

将牛顿万有引力定律代入比耐公式(7.4), 即可得到基于牛顿万有引力论的天体 m 之运动方程:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \quad \left(F_r = -\frac{GMm}{r^2} \right) \quad (7.5)$$

其中, G 乃万有引力常数, M 为大天体之质量 ($\gg m$)。

行星运行轨道的形式——

解微分方程(7.5), 可得:

$$r = \frac{1}{u} = \frac{p}{1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)} \quad \left(p = \frac{h_K^2}{GM}, e = C_s p \right) \quad (7.6)$$

此即标准的“圆锥曲线”方程, 其中, 天体 M 位于圆锥曲线的一个焦点, e 为天体 m 之轨道偏心率, C_s 和 φ_0 则为积分常数。

调整时间零点, 或者, 绕 Z 轴转动 $X-Y$ 平面, 可将天体 m 之轨道初始角 φ_0 设定为特定值, 或置 $\varphi_0=0$; 而 C_s 则取决于 m 之初始角动量 L 及其机械能 E 。

天体“二体系统” (M, m) 中, 天体 m 之轨道偏心率 $e = C_s p$ 依赖于引力常量数 G 和引力场源 M , 以及运动天体 m 之初始机械能 E 和角动量 L 。

依照经典天体力学之公式:

$$e = \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{G^2 M^2 m^3}} \quad (E = K + V; L = mvr) \quad (7.7)$$

其中, 总机械能 $E = K + V$, 即天体 m 之动能 K 与势能 V 的和; 角动量 $L = mrv$, v 为天体 m 之运动速度, r 为天体 m 之轨道矢径, 而 m 又代表天体 m 之质量。

由式(7.7)可知, 天体“二体系统”模型 (M, m) (式 (7.5)) 中, 天体 m 之运行轨道的偏心率 e 乃一常数。

偏心率 e 决定了天体 m 运行轨道的形式:

$e=0$: m 之轨道即圆;

$1 > e > 0$: m 之轨道即椭圆;

$e=1$: m 之轨道即抛物线;

$e > 1$: m 之轨道即双曲线。

束缚于恒星的行星, 其轨道自然只能是椭圆。因此, 其运行轨道偏心率 e 必定大于零小于一: $1 > e > 0$ 。以水星为例, 其绕日运行轨道之偏心率 $e=0.2056$; 而地球轨道之偏心率则只有 0.0167, 更接近于圆。

牛顿之行星运动方程(7.5)及其解 (式(7.6)) 证明了针对行星的开普勒第一定律: “椭圆定律”。

7.2.3 牛顿之行星运动方程与行星轨道旋进

将行星 m 之轨道初始角 φ_0 设置为零: $\varphi_0=0$, 则牛顿行星运动方程(7.5)之解可写作:

$$u = \frac{GM}{h_k^2}(1 + e \cos \varphi) \quad \text{and} \quad \frac{du}{d\varphi} = -\frac{GM}{h_k^2} e \sin \varphi \quad (7.8)$$

其中, 万有引力常数 G 和恒星质量 M , 以及行星 m 之速度矩 h_k 和轨道偏心率 e , 皆常数。

对于行星轨道近日点, 应成立: $du/d\varphi=0$ 。

设行星 m 运行一周之“进动”为 $\Delta\varphi$; 令 $k=1$, 即行星 m 围绕恒星 M 运行一周 (如图 3(d): 行星由近恒星点 P 出发运行至下一近恒星点 P'), 其扫过的角度应为 $\varphi=2\pi+\Delta\varphi$; 代入式(7.10)可知: $\Delta\varphi=0$ 。

可见, 基于牛顿行星运动方程(7.5-6), 行星 m 之运行轨道不存在进动或旋进。

实际上, 牛顿之行星运动方程(7.5-6)意味着, 行星围绕恒星运行的轨道, 乃理想的和标准的椭圆, 是闭合的, 不存在轨道旋进, 自然地, 不能预测行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进。

为什么牛顿之天体“二体系统”理论模型没能预测行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进呢?

在太阳系中, 水星运行轨道的旋进尤为突出。或许, 正是因为水星距离太阳最近, 相应地, 水星-太阳之“二体系统”的非理想化因素更为突出。天文观测表明, 实际的水星轨道每 100 年旋进了 5600.73 角秒。考虑非理想化因素后的修正计算显示, 其中, 5557.62 角秒源于坐标系之“岁差”以及其它行星 (特别是金星和地球以及木星) 之“摄动”。然而, 有关“岁差”和“摄动”的先验知识或先验信息并不包含在牛顿理想化的天体“二体问题”之中。因而, 牛顿之行星运动方程(7.5-6)不能预测水星这 5557.62 角秒的进动。而剩余的 43.11 角秒, 或许属于观测残差, 或许应归咎于其它不明因素, 有待进一步探究。

那么, 爱因斯坦广义相对论之行星运动方程预测水星轨道每 100 年旋进 43.03 角秒又意味着什么呢?

实际上, 就理想化的天体“二体问题”而言, 其中, 并无任何有关水星或行星轨道旋进的先验知识或信息。因此, 无论基于牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 乃至 GOR 理论, 都不可能通过如此理想化的天体“二体系统”理论模型, 预测诸如“岁差”和“摄动”等实际因素所导致的行星轨道旋进。

重温牛顿之行星运动方程, 并与爱因斯坦之行星运动方程和 GOR 行星运动方程类比, 将有助于我们认识和理解爱因斯坦广义相对论及其行星运动方程, 进而, 认识和理解 GOR 理论及其 GOR 行星运动方程。

7.3 爱因斯坦之行星运动方程

牛顿之行星运动方程是基于经典力学和牛顿定律导出的, 是牛顿万有引力定律的产物; 而爱因斯坦之行星运动方程则是爱因斯坦广义相对论的产物。然而, 它们都属于天体之“二体问题”, 乃天体“二体系统”之理论模型, 描述天体在引力场中的运动。

基于爱因斯坦广义相对论, 可建立针对天体“二体问题”的爱因斯坦场方程, 解之可得天体“二体系统”之时空度规, 代入广义相对论之运动方程, 即可建立爱因斯坦之行星运动方程。如同牛顿之行星运动方程, 爱因斯坦之行星运动方程也是 GOR 行星运动方程的一个特例, 其逻辑演绎的思想和方法, 将作为 GOR 理论之天体“二体系统”理论模型的参照。

7.3.1 爱因斯坦天体“二体问题”

与牛顿之天体“二体系统”理论模型一样, 爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型也包含着理想化条件, 可如下描述。

天体“二体系统”: (M, m) , 天体 M 和天体 m 通过万有引力相互作用, m 在 M 之引力场中运动。

爱因斯坦之“二体系统”的理想化条件: 爱因斯坦之天体“二体问题”及其“二体系统” (M, m) 设立或隐喻着如下理想化条件——

超距引力作用: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

孤立质点体系: (M, m) 为一孤立体系, 天体 M 和天体 m 皆可视为质点, M 静止, m 在 M 之引力场中运动, 不受 M 和 m 之外的物质或能量影响。

上述理想化条件, 与牛顿之天体“二体问题”中的“超距引力作用”假设和“孤立质点体系”假设相同。然而, 爱因斯坦之天体“二体问题”并不包含“理想观测代理”和“理想观测者”之假设, 取而代之的是“光学观测代理”和“光学观测者”条件。

光学观测代理与光学观测条件: 爱因斯坦光之天体“二体问题”及其“二体系统” (M, m) 中, 观测代理是实际的和非理想化的, 乃特定之观测代理, 隐喻着如下观测条件——

光学观测代理: 爱因斯坦之观测代理 $OA(\eta)$ 乃光学代理 $OA(c)$, 其信息波速度 η 即光速 c , 天体 m 之运动信息的传递需要时间。

光学观测者: 观测者 O 借助光学代理 $OA(c)$, 基于 M 之视角观测 m 之运动, 理论上, O 相对于 M 静止且处于引力势之零势位。

牛顿没能意识到, 自己的理论隐喻着“理想代理 OA_∞ ”; 同样, 爱因斯坦也没能意识到, 自己的理论

隐喻着“光学代理 OA(c)”。OR 和 GOR 理论已经阐明, 爱因斯坦相对论, 包括狭义相对论和广义相对论, 乃光学观测理论。自然地, 爱因斯坦之行星运动方程中为观测者传递行星运动信息的观测代理, 不再是牛顿万有引力论之理想代理 OA_∞, 而是光学代理 OA(c), 其中, 存在着观测局域性 (c<∞)。

这正是牛顿之天体“二体系统”理论模型与爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型的根本区别。

光子-太阳“二体系统”之形式化坐标: 爱因斯坦之天体“二体问题”及其“二体系统”同样采用如图 4 所示的形式化坐标系: 选择笛卡尔 3d 坐标 (x,y,z) 及其对应的球坐标 (r,θ,φ) 描述天体之“二体系统”(M,m) 的 3d 空间 (图 4(a); 式(6.6)); 质点 M (恒星) 设定为坐标原点 O, 设想质点 m (行星) 在 X-Y (θ=π/2) 平面内运动 (图 4(b))。

与牛顿之天体“二体问题”一样, 爱因斯坦研究的天体“二体问题”也可进一步理想化或约化为“单体问题”和“单体系统”之理论模型。

7.3.2 广义相对论与天体“二体系统”

广义相对论建立之后, 爱因斯坦即将其应用于天体之“二体问题”, 基于其场方程的弱场近似解, 建立了行星运动方程, 并且, 计算出水星轨道旋进率为每 100 年 43.03 角秒^[15]。之后, Schwarzschild 在第一次世界大战前线的战壕了得到了静态球对称引力场之爱因斯坦场方程的精确解^[57]。基于 Schwarzschild 精确解, 可以建立起更为精确的天体之“二体系统”理论模型, 获得有关行星运动更多更准确的信息。

针对天体之“二体问题”, 基于爱因斯坦广义相对论, 将 Schwarzschild 精确解 (见第六章之式(6.7-8)) 代入广义相对论之线元方程和广义相对论之运动方程 (“短程线”), 即可构建行星运动方程。

Schwarzschild 线元公式——

如式(6.7-8)所示, Schwarzschild 精确解乃球坐标 (r,θ,φ) 之时空度规 g_{μν}=g_{μν}(r,θ):

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu} &= \text{diag}(g_{00}, g_{11}, g_{22}, g_{33}) \\ &= \text{diag}(e^{\xi}, -e^{\zeta}, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta) \\ \left(e^{\xi} &= 1 - \frac{2GM}{c^2 r}, e^{\zeta} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1}; \xi + \zeta = 0 \right) \end{aligned} \quad (7.9)$$

于是, Schwarzschild 线元公式可表述为:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{00} dx^0 dx^0 + g_{11} dx^1 dx^1 + g_{22} dx^2 dx^2 + g_{33} dx^3 dx^3 \\ &= e^{\xi} c^2 dt^2 - e^{\zeta} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ (x^0 &= ct, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi; \mu = 0, 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (7.10)$$

其中, r=0 (代表质心) 以及 r=2GM/c² (代表 M 球面) 均为 Schwarzschild 线元公式之奇点。

行星运动之短程线——

将 Schwarzschild 精确解代入爱因斯坦广义相对论之运动方程 (“短程线” 方程), 即可获得天体 “二体系统” 之运动方程, 或行星运动之 “短程线”:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0 \\ \Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \end{cases} \quad (7.11)$$

$$(x^0 = ct, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi; \mu = 0, 1, 2, 3)$$

其中, t 为“观测时间” (爱因斯坦称其“坐标时间”), τ 为“固有时间” (爱因斯坦称其“标准时间”)。

式(7.11)共有 4 个方程式 (μ=0,1,2,3): 1) t=t(τ), 2) r=r(τ), 3) θ=θ(τ), 以及 4) φ=φ(τ)。剖析其中各方程式, 有助于我们对爱因斯坦广义相对论之天体 “二体系统” 理论模型的理解和对光学代理 OA(c) 之行星运行轨道的认识, 同时, 为 GOR 理论之天体 “二体系统” 理论模型的建立提供类比和借鉴。

方程式 t=t(τ) 与时空变换因子——

基于 Schwarzschild 度规 g_{μν}=g_{μν}(r,θ) 可得^[74]:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^0 = \Gamma_{11}^0 = \Gamma_{22}^0 = \Gamma_{33}^0 = 0 \\ \Gamma_{02}^0 = \Gamma_{03}^0 = \Gamma_{12}^0 = \Gamma_{13}^0 = \Gamma_{23}^0 = 0 \\ \Gamma_{01}^0 = \frac{1}{2} \frac{d\xi}{dr} \left(e^{\xi} = 1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) \end{cases} \quad (7.12)$$

令 μ=0, 则 x^μ=x⁰=ct; 由式(7.11)可知:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^0}{d\tau^2} &= -\Gamma_{\alpha\beta}^0 \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{00}^0 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - 2\Gamma_{01}^0 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} - \Gamma_{ik}^0 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -2\Gamma_{01}^0 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} - \Gamma_{ik}^0 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -2\Gamma_{01}^0 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.13)$$

对照式(7.11,12)可得 t 之二阶微分方程式:

$$\frac{d^2 t}{d\tau^2} + \frac{d\xi}{dr} \frac{dt}{d\tau} = 0 \quad (7.14)$$

对 t 之方程式(7.14)进行一次积分得:

$$\gamma = \frac{dt}{d\tau} \equiv \frac{C_t}{1 - 2GM/c^2 r} \quad (7.15)$$

其中, C_t 为常数, 而 γ=dt/dτ 正是爱因斯坦广义相对论中的时空变换因子。

依照爱因斯坦广义相对论的概念, t 之微分方程

(7.14)所描述的是“坐标时间” t 与“标准时间” τ 的关系，意味着运动物体 m （行星）之“坐标时间” t 不同于“标准时间” τ 。实际上， t 之微分方程(7.14)具有更为深刻的涵义：爱因斯坦广义相对论之观测代理乃光学代理 $OA(c)$ ，而光学代理 $OA(c)$ 之“观测时间” t 不同于客观真实的“固有时间”（原时） τ 。

方程式 $\theta=\theta(\tau)$ 与行星轨道平面——

基于 Schwarzschild 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(r,\theta)$ 可得^[74]:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^2 = \Gamma_{11}^2 = \Gamma_{22}^2 = 0 \\ \Gamma_{01}^2 = \Gamma_{02}^2 = \Gamma_{03}^2 = \Gamma_{13}^2 = \Gamma_{23}^2 = 0 \\ \Gamma_{12}^2 = 1/r \\ \Gamma_{33}^2 = -\sin\theta\cos\theta \end{cases} \quad (7.16)$$

令 $\mu=2$ ，则 $x^\mu=x^2=\theta$ ；由式(7.11)可知：

$$\begin{aligned} \frac{d^2x^2}{d\tau^2} &= -\Gamma_{\alpha\beta}^2 \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{00}^2 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - 2\Gamma_{0i}^2 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^i}{d\tau} - \Gamma_{ik}^2 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{ik}^2 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{11}^2 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} - \Gamma_{22}^2 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - \Gamma_{33}^2 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \\ &\quad - 2\Gamma_{12}^2 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - 2\Gamma_{13}^2 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{23}^2 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{33}^2 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{12}^2 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.17)$$

对照式(7.11,16)可得 θ 之二阶微分方程式：

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} - \sin\theta\cos\theta \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} = 0 \quad (7.18)$$

不失一般性，假定某个初始时刻 $t=0$ ，质点 m （行星）运行在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面内，则：

$$\left. \frac{d\theta}{d\tau} \right|_0 = 0 \quad \left. \cos\theta \right|_0 = 0 \quad \left. \frac{d^2\theta}{d\tau^2} \right|_0 = 0 \quad (7.19)$$

θ 之方程式(7.18)及式(7.19)意味着，在爱因斯坦广义相对论之“二体系统”理论模型(7.11)中，质点 m （行星）的轨道平面是恒定不变的。这与开普勒轨道定律以及牛顿之行星运动方程的结论是一致的。

方程式 $\varphi=\varphi(\tau)$ 与开普勒面积定律——

基于 Schwarzschild 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(r,\theta)$ 可得^[74]:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^3 = \Gamma_{11}^3 = \Gamma_{22}^3 = \Gamma_{33}^3 = 0 \\ \Gamma_{01}^3 = \Gamma_{02}^3 = \Gamma_{03}^3 = \Gamma_{12}^3 = 0 \\ \Gamma_{13}^3 = 1/r \\ \Gamma_{23}^3 = \cot\theta \end{cases} \quad (7.20)$$

令 $\mu=3$ ，则 $x^\mu=x^3=\varphi$ ；由式(7.11)可知：

$$\begin{aligned} \frac{d^2x^3}{d\tau^2} &= -\Gamma_{\alpha\beta}^3 \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{00}^3 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - 2\Gamma_{0i}^3 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^i}{d\tau} - \Gamma_{ik}^3 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{ik}^3 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{11}^3 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} - \Gamma_{22}^3 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - \Gamma_{33}^3 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \\ &\quad - 2\Gamma_{12}^3 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - 2\Gamma_{13}^3 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{23}^3 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \\ &= -2\Gamma_{13}^3 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{23}^3 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.21)$$

对照式(7.11,20)可得 φ 之二阶微分方程式：

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} + 2\cot\theta \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} = 0 \quad (7.22)$$

已知行星轨道平面是恒定的，不失一般性，可设质点 m （行星）运行于 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面，则 φ 之方程式(7.22)可写作：

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} = 0 \quad (7.23)$$

对 φ 之方程式(7.23)进行一次积分得：

$$r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = h_K = \text{const} \quad (7.24)$$

其中，行星之速度矩 $h_K=L/m$ 为常数或不变量，自然地，行星角动量 $L=mh_K$ 也是常量或不变量。

这正是开普勒三定律之“面积定律”（式(7.3)；图3(c)）：行星矢径 r 单位时间内扫过的面积相等。本质上，式(7.24)即角动量守恒定律： $L=rmv$ 是不变的。（特别注意，这里要求行星质量 m 为引力质量，或者说，为行星之“固有质量”，而非“相对论性质量”。）

特别需要指出：牛顿之行星运动方程(7.3,5)中，开普勒三定律之“面积定律”的表述为 $r^2 d\varphi/dt=h_K$ ，其中，似乎时间 t 是观测时间或坐标时间，而非固有时间或标准时间 τ 。有物理学家认为，开普勒和牛顿之经典理论中速度矩常数 $h_K=r^2 d\varphi/dt$ 与爱因斯坦广义相对论中速度矩常数 $h_K=r^2 d\varphi/d\tau$ 存在着“些微差异”^[74]。然而，实际上，开普勒定律与牛顿定律一样，属理想观测代理 OA_∞ ；根据第四章“伽利略时空定理”之引理A， OA_∞ 之“观测时间” t 即“固有时间” τ ： $dt=d\tau$ 。因此，无论是开普勒表述的“面积定律”，还是经典理论导出的“面积定律” $r^2 d\varphi/dt=h_K$ （式(7.3,5)）或爱因斯坦广义相对论导出的“面积定律” $r^2 d\varphi/d\tau=h_K$ （式(7.24)），其表述是相同的或等价的，并且，是行星运动之客观规律的表述，不含观测效应。

方程式 $r=r(t)$ 与行星轨道方程——

基于 Schwarzschild 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(r, \theta)$ 可得^[74]:

$$\begin{cases} \Gamma_{0i}^1 = \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{13}^1 = \Gamma_{23}^1 = 0 \\ \Gamma_{00}^1 = \frac{1}{2} e^{\xi-\zeta} \frac{d\xi}{dr} \quad (e^\xi = g_{00}, e^\zeta = -g_{11}) \\ \Gamma_{11}^1 = \frac{1}{2} \frac{d\xi}{dr} \quad (\zeta = -\xi) \\ \Gamma_{22}^1 = -r e^{-\zeta} \\ \Gamma_{33}^1 = -r \sin^2 \theta e^{-\zeta} \end{cases} \quad (7.25)$$

令 $\mu=1$, 则 $x^\mu=x^1=r$; 由式(7.11)可知:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^1}{d\tau^2} &= -\Gamma_{\alpha\beta}^1 \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{00}^1 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - 2\Gamma_{0i}^1 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^i}{d\tau} - \Gamma_{ik}^1 \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} \\ &= -\Gamma_{00}^1 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - \Gamma_{11}^1 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} \\ &\quad - \Gamma_{22}^1 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - \Gamma_{33}^1 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.26)$$

对照式(7.11,25)可得 r 之二阶微分方程式:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} &= -\frac{1}{2} e^\xi \frac{d\xi}{dr} \left(c^2 e^\xi \frac{dt}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} - e^\zeta \frac{dr}{d\tau} \frac{dr}{d\tau} \right) \\ &\quad + r e^\xi \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} + r \sin^2 \theta e^\xi \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.27)$$

利用 Schwarzschild 线元公式(7.10)可得:

$$\begin{aligned} c^2 &= c^2 e^\xi \frac{dt}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} - e^\zeta \frac{dr}{d\tau} \frac{dr}{d\tau} \\ &\quad - r^2 \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} - r^2 \sin^2 \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.28)$$

于是, 式(7.27)可重写作:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} &= -\frac{c^2}{2} e^\xi \frac{d\xi}{dr} + \left(r e^\xi - \frac{r^2}{2} e^\xi \frac{d\xi}{dr} \right) \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} \\ &\quad + \sin^2 \theta \left(r e^\xi - \frac{r^2}{2} e^\xi \frac{d\xi}{dr} \right) \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.29)$$

已知行星轨道平面是恒定的, 不失一般性, 可设质点 m (行星) 运行在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面, 则:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} &= -\frac{GM}{r^2} + \left(r - \frac{3GM}{c^2} \right) \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \\ &\quad \left(e^\xi = 1 - \frac{2GM}{c^2 r}, e^\zeta \frac{d\xi}{dr} = \frac{2GM}{c^2 r^2} \right) \end{aligned} \quad (7.30)$$

这便是基于爱因斯坦广义相对论建立的天体之“二体系统”理论模型——爱因斯坦之行星轨道方程, 是行星轨道矢径 r 和行星轨道角度 φ 关于标准时间 τ 的二阶非线性微分方程式, 其中, 设定的行星轨道平面为: $X-Y$ ($\theta=\pi/2$)。

7.3.3 爱因斯坦之行星运动方程的比耐形式

通常, 物体之 3d 空间运动轨迹可由球坐标方程组表述: 1) $r=r(t)$, 2) $\theta=\theta(t)$, 3) $\varphi=\varphi(t)$ 。然而, 对于有心力 (如万有引力), 物体运动平面恒定, 运动方程可约化为: $r=r(t)$ 和 $\varphi=\varphi(t)$; 并且, 角动量 $L=h_K m$ 守恒, 因而, φ 关于时间 t 的微分可通过 $d\varphi/dt=h_K/r^2$ 消除, 进而, 得到行星轨道矢径 r 之倒数 u ($=1/r$) 关于行星轨道角度 φ 的二阶微分方程: $d^2 r/d\varphi^2=u(\varphi)$, 其经典形式如比耐方程 (式(7.4))。

利用式(7.24): $r^2 d\varphi/d\tau=h_K$, 式(7.30)可写作:

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{r^3} h_K^2 - \frac{3GM}{c^2 r^4} h_K^2 \quad (7.31)$$

因循比耐方程式(7.4)的逻辑思想和逻辑方法, 令 $u=1/r$, 则 $d\varphi/d\tau=h_K/r^2=h_K u^2$, 且:

$$\frac{dr}{d\tau} = -h_K \frac{du}{d\varphi} \quad \text{and} \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -h_K^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\varphi^2} \quad (7.32)$$

代入式(7.31)即得:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(1 + \frac{3h_K^2}{c^2} u^2 \right) \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (7.33)$$

这便是比耐形式的爱因斯坦之行星运动方程, 乃 u ($=1/r$) 关于 φ 的二阶非线性微分方程, 其中, 既包含了行星轨道之矢径 r 的信息, 也包含着行星轨道之角度 φ 的信息。

对照牛顿之行星运动方程(7.5)可知, 爱因斯坦之行星运动方程(7.33)右端多出了一项: $3GM/c^2 r^2$ 。这意味着, 爱因斯坦方程(7.33): 第一, 乃非线性微分方程; 第二, 乃非标准圆锥曲线方程, 其中的 $3GM/c^2 r^2$ 可谓“行星轨道旋进项”——行星轨道因而不再是标准的或封闭的椭圆, 会呈现出微微的旋进。

7.3.4 爱因斯坦之行星运动方程与行星轨道旋进

基于爱因斯坦广义相对论之天体“二体系统”理论模型, 求解爱因斯坦之行星运动方程(7.33), 可计算并预测行星轨道的旋进。

就太阳系一般行星而言, 爱因斯坦之行星运动方程中, $3h_K^2/c^2 r^2 \ll 1$, 乃一小量。不计 $3h_K^2/c^2 r^2$, 则爱因斯坦之行星运动方程(7.33)退化为牛顿之行星运动方程(7.5); 解之可得圆锥曲线(7.6), 其中, 对于被恒星束缚的行星, 其偏心率 $e < 1$ 。在太阳系中, 水星的偏心率 $e \approx 0.206$, 是行星中最大的。

鉴于 $3h_K^2/c^2 r^2$ 为一小量 ($\ll 1$), 可采用“累进近似法”求解爱因斯坦之行星运动方程^[74]。

将式(7.6)代入式(7.33):

$$\begin{aligned}\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u &= \frac{GM}{h_k^2} + \frac{3GM}{c^2}u^2 \\ &= \frac{GM}{h_k^2} + \frac{3GM}{c^2}\left(\frac{GM}{h_k^2}\right)^2(1+e\cos\varphi)^2 \\ &= \frac{GM}{h_k^2} + \frac{3G^3M^3}{c^2h_k^4}\left(1+\frac{e^2}{2}+2e\cos\varphi+\frac{e^2}{2}\cos 2\varphi\right) \quad (7.34)\end{aligned}$$

解之可得:

$$\begin{aligned}u &= \left\{ \frac{GM}{h_k^2} + \frac{3G^3M^3}{c^2h_k^4}\left(1+\frac{e^2}{2}\right) \right\} (1+e\cos\varphi) \\ &\quad + \frac{3G^3M^3e}{c^2h_k^4}\left(\varphi\sin\varphi - \frac{e}{6}\cos 2\varphi\right) \quad (7.35)\end{aligned}$$

对于行星轨道近日点, 应成立: $du/d\varphi=0$ 。因此, 对式 (7.34) 两端求关于 φ 的导数可得:

$$0 = \frac{3G^2M^2}{c^2h_k^2}\left(\varphi\cos\varphi + \frac{e}{3}\sin 2\varphi - \frac{e^2}{2}\sin\varphi\right) - \sin\varphi \quad (7.36)$$

若不计 $\varphi\cos\varphi$, 则:

$$\left\{ \frac{3G^2M^2}{c^2h_k^2}\left(\frac{2e}{3}\cos\varphi - \frac{e^2}{2}\right) - 1 \right\} \sin\varphi = 0 \quad (7.37)$$

即 $\sin\varphi=0$, 其解为 $\varphi=\arcsin\varphi=2k\pi$ ($k=0,1,2,\dots$)。这意味着, 若不计 $\varphi\cos\varphi$, 则行星轨道将与牛顿之行星运动方程一样, 为一封闭的椭圆, 不存在旋进。

考虑 $\varphi\cos\varphi$: 设行星运行一周之“进动”为 $\Delta\varphi$, 乃一小量 ($\Delta\varphi \ll 1$); 令 $k=1$, 即行星围绕恒星运行一周 (如图 3(d): 行星由近恒星点 P 出发运行至下一近恒星点 P'), 其扫过的角度应为 $\varphi=2\pi+\Delta\varphi$ 。代入式 (7.36), 并忽略高阶小量, 则:

$$\Delta\varphi = \frac{6\pi G^2M^2}{c^2h_k^2} \text{rad} \quad (7.38)$$

根据国际组织之推荐值:

光速: $c=2.9979245\times 10^8 \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

万有引力常数: $G=6.67430\times 10^{-11} \text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$

太阳质量: $M=1.98847\times 10^{30} \text{kg}$

水星质量: $m=3.3011 \text{kg}^{23}$

水星轨道角动量: $L=8.9825\times 10^{38} \text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$

水星速度矩常数: $h_k=L/m=2.7211\times 10^{15} \text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$

由式(7.38)可计算水星公转一周之轨道旋进量:

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= 3.888\times 10^6 \times \frac{G^2M^2}{c^2h_k^2} (\text{arc sec}) \\ &= 0.1029 (\text{arc sec}) \quad (7.39)\end{aligned}$$

水星公转周期 $T_M=87.961 \text{day}$; 而地球公转周期 $T_E=365.24219 \text{day}$ 。如此, 每 100 个地球年, 水星轨道

将会旋进 $\varphi=100\times\Delta\varphi\times T_E/T_M=42.77$ 角秒。

爱因斯坦当时基于其广义相对论计算得出的水星近日点进动值为 43.03 角秒, 恰与水星“找不到归宿”的 43.11 角秒高度吻合。爱因斯坦在给友人的信中说: “……方程给出了水星近日点的正确数字, 你能想象, 我有多高兴! 好些天, 我高兴得不能自己。”

然而, 天文观测显示, 水星实际的轨道旋进率为每 100 年 5600.73 角秒; 而爱因斯坦广义相对论所能预测的仅约 43 角秒, 与实际情形相去甚远, 不足 1%。因而, 此 43 角秒远不能用于认定爱因斯坦广义相对论能正确预测水星近日点之进动。

7.3.5 爱因斯坦之 43.03 角秒意味着什么?

关于爱因斯坦广义相对论对于水星近日点进动或水星轨道旋进的预测, 有两个问题值得深思:

第一, 既然爱因斯坦广义相对论能预测水星实际 5600.73 角秒进动中“找不到归宿”的 43.11 角秒, 那么, 爱因斯坦为什么不能预测其余的 5557.62 角秒呢?

第二, 已知水星之实际的 5600.73 角秒进动中有 5557.62 角秒乃坐标系之“岁差”以及其它行星之“摄动”所致, 那么, 爱因斯坦广义相对论所预测的 43.03 角秒水星进动又是什么因素导致的呢?

首先, 无论牛顿之行星运动方程, 或爱因斯坦之行星运动方程, 都无法预测坐标系之“岁差”以及其它行星之“摄动”所导致的水星 5557.62 角秒之进动, 因为, 在牛顿和爱因斯坦的天体“二体系统”理论模型之前提条件中, 不具有关于坐标系之“岁差”以及其它行星之“摄动”的先验信息或先验知识。

其次, 爱因斯坦之行星运动方程中, 行星轨道存在每 100 年约 43 角秒的旋进; 而牛顿之行星运动方程中, 行星轨道没有旋进。这一差别只能源于牛顿之天体“二体问题”与爱因斯坦之天体“二体问题”前提条件的不同。实际上, 牛顿二体问题和爱因斯坦二体问题的差别仅在于观测代理: 牛顿之观测代理是理想化的, 即理想代理 OA_∞ , 不存在观测局域性, 行星运动信息的传递不需要时间; 而爱因斯坦之观测代理乃光学代理 $OA(c)$, 存在观测局域性 ($c<\infty$), 行星运动信息的传递依赖于光, 需要时间。正如式(7.33)和式(7.38)所示, 爱因斯坦之行星运动方程中的“行星轨道旋进项” $3GM/c^2r^2$, 以及爱因斯坦之行星运动方程所预测的行星进动量 $\Delta\varphi=\Delta\varphi(c)$, 皆依赖于光速 c 。

或许, 爱因斯坦广义相对论所预测的水星 43.03 角秒进动, 正是光学天文观测数据中, 水星 5600.73

角秒进动中“找不到归宿”的 43.11 角秒。如此，与其说那是对爱因斯坦广义相对论的支持，不如说是对 GOR 理论的支持：爱因斯坦那 43.03 秒，正是光学代理 OA(c) 之观测局域性 ($c < \infty$) 导致的表现现象。

GOR 理论将会告诉我们，爱因斯坦之行星运动方程中，行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进并非行星真实的进动或轨道旋进，而是观测代理 OA(η) 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致的观测效应或表现现象。

7.4 GOR 行星运动方程

GOR 行星运动方程，与牛顿之行星运动方程和爱因斯坦之行星运动方程一样，归属天体“二体问题”，乃天体“二体系统”之理论模型。

GOR 理论之天体“二体系统”理论模型，将因循 PGC 对应原理，基于 GOR 理论之引力场方程和运动方程导出。自然地，在 PGC 对应原理的意义上，GOR 行星运动方程与爱因斯坦之行星运动方程具有严格的同构一致性对应关系。然而，多少有些令人意外的是，GOR 行星运动方程与来自经典力学的牛顿之行星运动方程同样具有严格的同构一致性对应关系。

7.4.1 GOR 天体“二体问题”

同属天体之“二体问题”，或者，更严格地，可视其为“单体问题”，GOR 行星运动方程，与牛顿和爱因斯坦的行星运动方程一样，也包含着理想化条件，不具有任何可供预测行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进的先验信息或先验知识，比如，坐标系之“岁差”或其它行星之“摄动”。

与牛顿和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型一样，爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型也包含着理想化条件，可如下描述。

天体“二体系统”：(M, m)，天体 M 和天体 m 通过万有引力相互作用， m 在 M 之引力场中运动。

GOR 天体“二体系统”之理想化条件：GOR 理论为天体“二体问题”及其“二体系统”(M, m) 设立了如下理想化条件——

超距引力作用：引力乃超距作用，辐射速度无穷。

孤立质点体系：(M, m) 为一孤立体系，天体 M 和天体 m 皆可视为质点， M 静止， m 在 M 之引力场中运动，不受 M 和 m 之外的物质或能量影响。

上述理想化条件，与牛顿和爱因斯坦的天体“二体问题”中的“超距引力作用”假设和“孤立质点体系”假设相同。所不同的是，GOR 天体“二体问题”中，观测代理为一般观测代理。

一般观测代理与一般观测条件：GOR 天体“二体问题”及其“二体系统”(M, m) 中，观测代理即 GOR 理论之观测代理，为一般代理，而非特定代理。

一般观测代理：GOR 天体“二体系统”(M, m) 之观测代理乃一般观测代理 OA(η)，理论上，一切物质运动形式皆可为观测媒介，其信息波速度 η 可为任意物质运动速度，大于或等于作为被观测对象的天体 m 之运动速度。

一般观测者：观测者 O 可借助于一般代理 OA(η)，基于 M 的视角观测 m 之运动，理论上， O 相对于 M 静止且处于引力势之零势位。

GOR 理论及其天体“二体系统”的观测代理假设是合理：人类感知客观世界的媒介未必只能是光。

天体“二体系统”之形式化坐标：GOR 理论之天体“二体系统”同样采用图 4 所示的形式化坐标体系：选择笛卡尔 3d 坐标 (x, y, z) 及其对应的球坐标 (r, θ, φ) 描述天体“二体系统”(M, m) 之 3d 空间 (图 4(a))；式 (6.20))；设定质点 M (恒星) 为坐标原点 O ，设想质点 m (行星) 在 $X-Y$ ($\theta = \pi/2$) 平面内运动 (图 4(b))。

基于上述 GOR 天体“二体问题”之理想化条件或假设条件，我们将因循 PGC 对应原理，结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二，类比爱因斯坦之行星运动方程的逻辑，演绎推导 GOR 行星运动方程。

7.4.2 GOR 理论与天体“二体系统”

在第六章之 6.3 和 6.4 中，我们已经获得了 GOR 场方程关于静态球对称引力场的真空解，包括近似解和精确解。针对天体之“二体问题”，基于 GOR 理论，将 GOR 场方程之精确解 (见第六章之式(6.31-2)) 代入 GOR 理论之线元方程和 GOR 理论之运动方程 (“短程线”)，即可构建 GOR 天体“二体系统”理论模型，进而导出 GOR 行星运动方程。

GOR 天体“二体系统”之线元公式——

如式(6.31-2)所示，天体“二体系统”之 GOR 场方程解乃球坐标 (r, θ, φ) 之时空度规 $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta, r, \theta)$ ：

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu}(\eta) &= \text{diag}(g_{00}, g_{11}, g_{22}, g_{33}) \\ &= \text{diag}(e^{\xi}, -e^{\zeta}, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta) \\ \left(e^{\xi} &= 1 - \frac{2GM}{\eta^2 r}, e^{\zeta} = \left(1 - \frac{2GM}{\eta^2 r} \right)^{-1}; \xi + \zeta = 0 \right) \end{aligned} \quad (7.40)$$

于是，GOR 线元公式可表述为：

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{00} dx^0 dx^0 + g_{11} dx^1 dx^1 + g_{22} dx^2 dx^2 + g_{33} dx^3 dx^3 \\ &= e^{\xi} \eta^2 dt^2 - e^{\zeta} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ &\quad (x^0 = \eta t, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi; \mu = 0, 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (7.41)$$

其中, $r=0$ (代表质心) 以及 $r=2GM/\eta^2$ (代表 M 球面) 均为 GOR 线元公式之奇点。

GOR 行星运动之短程线方程——

将天体“二体系统”之 GOR 场方程解代入 GOR 理论之运动方程 (即所谓“短程线”方程), 即可获得天体“二体系统”之 GOR 运动方程, 即行星运动之 GOR “短程线”方程式:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta) \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0 \\ \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta) = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (g_{\alpha\nu,\beta} + g_{\nu\beta,\alpha} - g_{\beta\alpha,\nu}) \end{cases} \quad (7.42)$$

$$(x^0 = \eta t, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi; \mu = 0, 1, 2, 3)$$

其中, t 为“观测时间”, τ 为“固有时间”(原时)。

与爱因斯坦广义相对论中的行星运动之“短程线”方程式一样, 式(7.42)共包含 4 个方程式 ($\mu=0, 1, 2, 3$): 1) $t=t(\tau)$, 2) $r=r(\tau)$, 3) $\theta=\theta(\tau)$, 以及 4) $\varphi=\varphi(\tau)$ 。其中, $t=t(\tau)$ 为时间方程; 而 $r=r(\tau)$ 和 $\theta=\theta(\tau)$ 以及 $\varphi=\varphi(\tau)$ 则为空间方程。

7.4.3 方程式 $t=t(\tau)$ 与时空变换因子

基于式(7.40)之 GOR 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta, r, \theta)$ 可得:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^0 = \Gamma_{11}^0 = \Gamma_{22}^0 = \Gamma_{33}^0 = 0 \\ \Gamma_{02}^0 = \Gamma_{03}^0 = \Gamma_{12}^0 = \Gamma_{13}^0 = \Gamma_{23}^0 = 0 \\ \Gamma_{01}^0 = \frac{1}{2} \frac{d\xi}{dr} \left(e^\xi = 1 - \frac{2GM}{r\eta^2} \right) \end{cases} \quad (7.43)$$

令 $\mu=0$, 则 $x^\mu=x^0=\eta t$; 由式(7.42)可知:

$$\frac{d^2 x^0}{d\tau^2} = -2\Gamma_{01}^0 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} \quad (7.44)$$

对照式(7.42,43)可得 t 之二阶微分方程式:

$$\frac{d^2 t}{d\tau^2} + \frac{d\xi}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} = 0 \quad (7.45)$$

对 t 之方程式(7.45)进行一次积分得:

$$\Gamma(\eta) = \frac{dt}{d\tau} \equiv \frac{C_t}{1 - 2GM/\eta^2 r} \quad (7.46)$$

其中, C_t 为常数, 而 $\Gamma(\eta)=dt/d\tau$ 正是 GOR 理论中的时空变换因子。

依照 GOR 理论的概念, t 之微分方程(7.45)所描述的是一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“观测时间” t 与客观真实的“固有时间” τ 的关系。式(7.46)意味着运动物体 m (行星) 之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的“观测时间” t 不同于客观真实的“固有时间”(原时) τ 。

7.4.4 方程式 $\theta=\theta(\tau)$ 与行星运动平面

基于式(7.40)之 GOR 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta, r, \theta)$ 可得:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^2 = \Gamma_{11}^2 = \Gamma_{22}^2 = 0 \\ \Gamma_{01}^2 = \Gamma_{02}^2 = \Gamma_{03}^2 = \Gamma_{13}^2 = \Gamma_{23}^2 = 0 \\ \Gamma_{12}^2 = 1/r \\ \Gamma_{33}^2 = -\sin\theta \cos\theta \end{cases} \quad (7.47)$$

令 $\mu=2$, 则 $x^\mu=x^2=\theta$; 由式(7.42)可知:

$$\frac{d^2 \theta}{d\tau^2} = -\Gamma_{33}^2 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{12}^2 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} \quad (7.48)$$

对照式(7.42,47)可得 θ 之二阶微分方程式:

$$\frac{d^2 \theta}{d\tau^2} - \sin\theta \cos\theta \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} = 0 \quad (7.49)$$

不失一般性, 假定某个初始时刻 $t=0$, 质点 m (行星) 运行在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面内, 则:

$$\left. \frac{d\theta}{d\tau} \right|_0 = 0 \quad \left. \cos\theta \right|_0 = 0 \quad \left. \frac{d^2 \theta}{d\tau^2} \right|_0 = 0 \quad (7.50)$$

θ 之方程式(7.49)及式(7.50)意味着, 在 GOR 理论之“二体系统”理论模型(7.42)中, 质点 m (行星) 的轨道平面是恒定不变的。这与开普勒轨道定律以及牛顿和爱因斯坦的行星运动方程之结论一致。

7.4.5 方程式 $\varphi=\varphi(\tau)$ 与开普勒面积定律

基于式(7.40)之 GOR 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta, r, \theta)$ 可得:

$$\begin{cases} \Gamma_{00}^3 = \Gamma_{11}^3 = \Gamma_{22}^3 = \Gamma_{33}^3 = 0 \\ \Gamma_{01}^3 = \Gamma_{02}^3 = \Gamma_{03}^3 = \Gamma_{12}^3 = 0 \\ \Gamma_{13}^3 = 1/r \\ \Gamma_{23}^3 = \cot\theta \end{cases} \quad (7.51)$$

令 $\mu=3$, 则 $x^\mu=x^3=\varphi$; 由式(7.42)可知:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} = -2\Gamma_{13}^3 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} - 2\Gamma_{23}^3 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \quad (7.52)$$

对照式(7.42,51)可得 φ 之二阶微分方程式:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} + 2\cot\theta \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} = 0 \quad (7.53)$$

已知行星轨道平面是恒定的, 不失一般性, 可设质点 m (行星) 运行于 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面, 则 φ 之方程式(7.53)可写作:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} = 0 \quad (7.54)$$

对 φ 之方程式(7.54)进行一次积分得:

$$r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} \equiv h_K = \text{const} \quad (7.55)$$

其中, 行星之速度矩 $h_K=L/m$ 为常数或不变量, 自然

地, 行星角动量 $L=mh_K$ 也是常量或不变量。

这正是开普勒三定律之“面积定律”(式(7.3); 图 3(c)): 行星矢径 $\mathbf{r}$ 单位时间内扫过的面积相等。本质上, 式(7.55)即角动量守恒定律: $L=rmv$ 是不变的。(特别注意, 这力同样要求行星质量 m 为行星之“固有质量”, 而非“相对论性质量”。)

这正是开普勒三定律之“面积定律”(式(7.3); 图 3(c)): 行星矢径 $\mathbf{r}$ 单位时间内扫过的面积相等。

这与牛顿之行星运动方程和爱因斯坦之行星运动方程的结论是一致的, 同时, 表明 GOR 之行星运动方程, 以及牛顿和爱因斯坦的行星运动方程, 皆可导出开普勒三定律之“面积定律”, 或者说, 皆可导出行星之角动量守恒定律: $L=rmv$ 是不变的。

7.4.6 方程式 $r=r(\tau)$ 与行星轨道

基于式(7.40)之 GOR 度规 $g_{\mu\nu}=g_{\mu\nu}(\eta, r, \theta)$ 可得:

$$\begin{cases} \Gamma_{0i}^1 = \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{13}^1 = \Gamma_{23}^1 = 0 \\ \Gamma_{00}^1 = \frac{1}{2} e^{\xi-\zeta} \frac{d\xi}{dr} \quad (e^{\xi} = g_{00}, e^{\zeta} = -g_{11}) \\ \Gamma_{11}^1 = \frac{1}{2} \frac{d\zeta}{dr} \quad (\zeta = -\xi) \\ \Gamma_{22}^1 = -re^{-\zeta} \\ \Gamma_{33}^1 = -r \sin^2 \theta e^{-\zeta} \end{cases} \quad (7.56)$$

令 $\mu=1$, 则 $x^\mu=x^1=r$; 由式(7.42)可知:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^1}{d\tau^2} = & -\Gamma_{00}^1 \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^0}{d\tau} - \Gamma_{11}^1 \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} \\ & - \Gamma_{22}^1 \frac{dx^2}{d\tau} \frac{dx^2}{d\tau} - \Gamma_{33}^1 \frac{dx^3}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.57)$$

对照式(7.42,56)可得 r 之二阶微分方程式:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} = & -\frac{1}{2} e^{\xi} \frac{d\xi}{dr} \left(\eta^2 e^{\xi} \frac{dt}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} - e^{\zeta} \frac{dr}{d\tau} \frac{dr}{d\tau} \right) \\ & + re^{\xi} \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} + r \sin^2 \theta e^{\xi} \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.58)$$

利用 GOR 线元公式(7.41)可得:

$$\begin{aligned} \eta^2 = & \eta^2 e^{\xi} \frac{dt}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} - e^{\zeta} \frac{dr}{d\tau} \frac{dr}{d\tau} \\ & - r^2 \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} - r^2 \sin^2 \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.59)$$

于是, 式(7.58)可重写作:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} = & -\frac{\eta^2}{2} e^{\xi} \frac{d\xi}{dr} + \left(re^{\xi} - \frac{r^2}{2} e^{\xi} \frac{d\xi}{dr} \right) \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} \\ & + \sin^2 \theta \left(re^{\xi} - \frac{r^2}{2} e^{\xi} \frac{d\xi}{dr} \right) \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.60)$$

已知行星轨道平面是恒定的, 不失一般性, 可设

质点 m (行星) 运行在 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面, 则:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\tau^2} = & -\frac{GM}{r^2} + \left(r - \frac{3GM}{\eta^2} \right) \frac{d\varphi}{d\tau} \frac{d\varphi}{d\tau} \\ \left(e^{\xi} = 1 - \frac{2GM}{\eta^2 r}, e^{\xi} \frac{d\xi}{dr} = \frac{2GM}{\eta^2 r^2} \right) \end{aligned} \quad (7.61)$$

这便是基于 GOR 理论建立的天体之“二体系统”理论模型——GOR 行星轨道方程, 是行星矢径 r 和行星轨道角度 φ 关于标准时间 τ 的二阶非线性微分方程式, 其中, 设定的行星轨道平面为: $X-Y$ ($\theta=\pi/2$)。

7.4.7 GOR 行星运动方程的比耐形式

基于式(7.55): $r^2 d\varphi/d\tau = h_K$, 则式(7.61)可写作:

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{r^3} h_K^2 - \frac{3GM}{\eta^2 r^4} h_K^2 \quad (7.62)$$

实际上, GOR 理论之天体“二体系统”理论模型(7.62)是 GOR 理论之运动方程(7.42) (“短程线”) 中空间方程式 $r=r(\tau)$ 和 $\theta=\theta(\tau)$ 以及 $\varphi=\varphi(\tau)$ 的缩并, 其中, 设定了 $\theta=\pi/2$, 并且, 代入了 $d\varphi/d\tau = h_K/r^2$ 。

然而, 式(7.62)乃行星矢径 r 关于固有时间 τ 的二阶非线性微分方程式, 缺少有关行星轨道角度 φ 的信息, 不能独立地作为天体“二体系统”之理论模型, 不能独立地描述行星之运动。通常, 包括经典力学和爱因斯坦广义相对论, 倾向于将天体“二体系统”理论模型表述为比耐方程的形式。

因循比耐方程式(7.4)的逻辑思想和逻辑方法, 令 $u=1/r$, 则 $d\varphi/d\tau = h_K/r^2 = h_K u^2$, 且:

$$\frac{dr}{d\tau} = -h_K \frac{du}{d\varphi} \quad \text{and} \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -h_K^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\varphi^2} \quad (7.63)$$

代入式(7.62)即得:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(1 + \frac{3h_K^2}{\eta^2} u^2 \right) \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (7.64)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为恒星质量, r 为太阳 M 指向光子 m 的矢径, $h_K=r^2 d\varphi/d\tau$ 为行星 m 围绕恒星 M 运行之速度矩, η 为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度, $u=u(\varphi)$ 可视为行星 m 之运动轨迹。

这便是比耐形式的 GOR 行星运动方程, 与爱因斯坦之行星运动方程(7.33)具有同构一致性对应关系, 同样具有“行星轨道旋进项”, 乃非标准的或非闭合的非线性椭圆微分方程。

根据 OR 理论, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 必须大于或者等于被观测对象 m 之速度 v 。式(7.64)中的被观测对象 m 是行星, 因此, 要求 η 大于或者等于行星速度: $\eta \geq v$ 。

值得指出, 客观真实的物理世界是唯一的。

行星-恒星“二体系统”中, 客观真实的行星 m 之运动轨迹必定也是唯一的。然而, 式(7.64)中, $u=u(\eta)$, 行星 m 之运动轨迹依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于信息波之速度 η 。这意味着, 不同观测代理, 其呈现给观测者的行星运动轨迹及其轨道旋进是不一样的, 皆非客观真实的进动或旋进。可见, 观测的, 未必即客观真实的, 除非, 观测者能借助于理想观测代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 观测行星 m 之运动。

7.5 GOR 理论与行星轨道的旋进

牛顿之行星运动方程 (式(7.5)) 无“行星轨道旋进项”。爱因斯坦之行星运动方程 (式(7.33)) 含“行星轨道旋进项”: $3GM/c^2 r^2$; GOR 行星运动方程 (式(7.64)) 含“行星轨道旋进项”: $3GM/\eta^2 r^2$ 。爱因斯坦之“行星轨道旋进项”依赖于光速 c , 而 GOR 之“行星轨道旋进项”则依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 。 $OA(\eta)$ 乃一般观测代理, 理论上, 其观测媒介可为物质运动形式, 其传递观测信息的速度 η 可为任意物质运动速度。

基于 PGC 对应原理, 经由 PGC 逻辑路线一, 或者, 经由 PGC 逻辑路线二, 因循 7.3.4 求解爱因斯坦之行星运动方程 (式(7.33)) 的逻辑途径, 皆可获得 GOR 行星运动方程 (式(7.64)) 之解:

$$u = \left\{ \frac{GM}{h_k^2} + \frac{3G^3 M^3}{\eta^2 h_k^4} \left(1 + \frac{e^2}{2} \right) \right\} (1 + e \cos \varphi) + \frac{3G^3 M^3 e}{\eta^2 h_k^4} \left(\varphi \sin \varphi - \frac{e}{6} \cos 2\varphi \right) \quad (7.65)$$

对于行星轨道近日点, 应成立: $du/d\varphi=0$ 。因此, 对式 (7.64) 两端求关于 φ 的导数可得:

$$0 = \frac{3G^2 M^2}{\eta^2 h_k^2} \left(\varphi \cos \varphi + \frac{e}{3} \sin 2\varphi - \frac{e^2}{2} \sin \varphi \right) - \sin \varphi \quad (7.66)$$

若不计 $\varphi \cos \varphi$, 则:

$$\left\{ \frac{3G^2 M^2}{\eta^2 h_k^2} \left(\frac{2e}{3} \cos \varphi - \frac{e^2}{2} \right) - 1 \right\} \sin \varphi = 0 \quad (7.67)$$

即 $\sin \varphi=0$, 其解为 $\varphi=\arcsin \varphi=2k\pi$ ($k=0,1,2,\dots$)。这意味着, 若不计 $\varphi \cos \varphi$, 则行星轨道将与牛顿之行星运动方程一样, 为一封闭的椭圆, 不存在旋进。

考虑 $\varphi \cos \varphi$: 设行星运行一周之“进动”为 $\Delta \varphi$, 乃一小量 ($\Delta \varphi \ll 1$); 令 $k=1$, 即行星围绕恒星运行一周 (如图 3(d): 行星由近恒星点 P 出发运行至下一近恒星点 P'), 其扫过的角度应为 $\varphi=2\pi+\Delta \varphi$ 。代入式 (7.66), 并忽略高阶小量, 则:

$$\begin{aligned} \Delta \varphi &= \frac{6\pi G^2 M^2}{\eta^2 h_k^2} \text{rad} \\ &= 3.888 \times 10^6 \times \frac{G^2 M^2}{\eta^2 h_k^2} \text{arc sec} \end{aligned} \quad (7.68)$$

其中, η 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度, 可为任意物质运动速度, 未必一定是光速 c 。

GOR 理论之式(7.68), 既可计算牛顿之行星轨道旋进, 也可计算爱因斯坦之行星轨道旋进。理想代理 OA_∞ 之下, $\eta \rightarrow \infty$, $\Delta \varphi=0$, 行星无进动, 与牛顿之行星运动方程的结论一致; 而光学代理 $OA(c)$ 之下, $\eta=c$, $\Delta \varphi>0$ ——水星每公转一周进动约 0.1029 角秒, 每 100 个地球年进动 42.77 角秒, 自然与爱因斯坦之行星运动方程的所得结论一致。

实际上, 观察 GOR 行星运动方程 (式(7.64)) 之“行星轨道旋进项” $3GM/\eta^2 r^2$ 和式(7.65-6)可知, GOR 天体“二体系统”理论模型所呈现出的行星近恒星点进动或行星轨道旋进, 取决于观测代理 $OA(\eta)$, 取决于观测媒介传递行星运动信息的速度 η : 同一行星在不同观测代理之下会呈现出不同程度的进动或轨道旋进。这一事实表明, GOR 天体“二体系统”理论模型, 包括爱因斯坦之行星运动方程, 其所呈现的所谓行星轨道旋进, 并非客观真实的行星进动, 本质上, 是一种观测效应, 乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta<\infty$) 所导致的表观现象。理想代理 OA_∞ 之下, 这种进动或轨道旋进的表观现象将不复存在。

观测相对论, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 已经阐明: 一切相对论性效应, 包括狭义 (惯性) 相对论性效应和广义 (引力) 相对论性效应, 皆观测效应和表观现象, 其根源和本质在于观测代理存在观测局域性 ($\eta<\infty$)。狭义相对论中的“时间膨胀”是一种光学观测效应, 广义相对论中的“行星进动”也是一种光学观测效应, 皆光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c<\infty$) 所致。就观测代理 $OA(\eta)$ 之局域性 ($\eta<\infty$) 所导致的观测效应而言, 观测者观测“二体系统”之行星公转一周呈现“行星进动”, 与观测者观测时钟之时针运行一周呈现“时间膨胀”, 其本质是相同的。

GOR 理论并不怀疑实际的行星轨道存在旋进。实际上, 限于各种非理想化的条件或因素, 任何天体的运行轨道都不可能是理想的或标准的圆锥曲线, 并且, 也不能永远固定于某一特定的平面。

然而, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 乃至 GOR 理论, 其理想化的天体“二体系统”理论模型都不能预测真实的或实际的行星轨道旋进。正如我们反复强调过的, 无论 GOR 理论之天体“二体系

统”理论模型, 还是牛顿或爱因斯坦天体“二体系统”理论模型, 其前提条件中并无任何可供预测行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进的先验信息或先验知识, 诸如, 坐标系的“岁差”或来自其它行星或天体的“摄动”, 以及太阳不规则的形态和动态。

7.6 天体运行论的统一

宇宙中, 天体的运行, 激发了人类无限的好奇心。天体运行论, 即关于天体运动的理论, 探究天体如何运动, 遵循什么规律运动, 受什么驱之而运动。

一切天体之运动, 源于万有引力, 而非“时空弯曲”。GOR 理论已经从理论上阐明了这一点。关于引力, 物理学存在两大理论体系: 一是牛顿万有引力论^[53]; 二是爱因斯坦广义相对论^[15]。因而, 天体运行论也可以划分为两大理论体系: 牛顿之天体运行论; 爱因斯坦之天体运行论。自然地, 牛顿天体运行论是经典力学和牛顿万有引力论的产物; 而爱因斯坦之天体运行论则是爱因斯坦广义相对论的产物。显然, 牛顿之经典天体运行论与爱因斯坦广义相对论之天体运行论的统一必然具有重要意义。

观测相对论, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 概括统一了一切观测代理之物理学模型或物理学理论, 包括理想代理 OA_∞ 之牛顿经典理论和光学代理 $OA(\eta)$ 之爱因斯坦相对论。随着观测相对论之理论体系的逐步展开, OR 和 GOR 理论概括统一不同观测代理之理论的特质会越来越充分地展现出来: OR 理论之时空变换(所谓“广义洛伦兹变换”), 概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换; GOR 理论之引力场方程, 概括统一了牛顿万有引力定律(之泊松方程形式)和爱因斯坦场方程; GOR 理论之运动方程(短程线), 概括统一了牛顿第二定律之运动方程(直线)和爱因斯坦广义相对论之运动方程(短程线)。现在, GOR 天体运行论又将牛顿之经典天体运行论与爱因斯坦之基于广义相对论的天体运行论概括并统一起来。

宇宙, 乃一切天体之总括, 无疑, 是巨大的和复杂的。如此, 无论牛顿万有引力论, 或爱因斯坦广义相对论, 都尽力将其巨大而复杂的天体运动问题理想化, 约化为天体之“多体问题”, 乃至“三体问题”或“二体问题”, 甚至, 极度约化为天体之“单体问题”, 正如本章之 7.2 和 7.3 所论述的。

基于 GOR 理论, 本章建立了 GOR 之天体“二体系统”理论模型(式(7.63)), 即 GOR 行星运动方程。作为一种新的天体运行论, GOR 行星运动方程必定为天体物理学注入了新的思想和新的认识, 包括对牛顿天体运行论和爱因斯坦天体运行论理解和认识, 以及

重新认识和理解行星轨道旋进等天文现象。

更重要地, GOR 之天体“二体系统”理论模型(式(7.63)), 概括并统一了牛顿之天体“二体系统”理论模型(式(7.5))和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型(式(7.33))。如式(7.67)

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_k^2} \left(1 + \frac{3h_k^2}{\eta^2} u^2 \right) \quad (7.68)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow c} \frac{GM}{h_k^2} \left(1 + \frac{3h_k^2}{\eta^2} u^2 \right) &= \frac{GM}{h_k^2} \left(1 + \frac{3h_k^2}{c^2} u^2 \right) \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ \frac{GM}{h_k^2} \left(1 + \frac{3h_k^2}{\eta^2} u^2 \right) \right\} &= \frac{GM}{h_k^2} \end{aligned} \right.$$

所示, 光学代理 $OA(c)$ 之下, $\eta=c$, GOR 行星运动方程将严格地约化为爱因斯坦之行星运动方程; 理想代理 OA_∞ 之下, $\eta \rightarrow \infty$, GOR 行星运动方程将严格地约化为牛顿之行星运动方程。

如上所述, 牛顿之行星运动方程, 源于经典力学和牛顿定律, 特别是牛顿万有引力定律; 而爱因斯坦之行星运动方程则源于爱因斯坦广义相对论, 源于爱因斯坦场方程和广义相对论运动方程。然而, 牛顿之行星运动方程和爱因斯坦之行星运动方程, 皆与 GOR 行星运动方程具有同构一致性对应关系, 因而, 被 GOR 理论概括并统一于 GOR 天体“二体系统”之理论模型。如此, 经典力学之行星运动方程和相对论之行星运动方程, 都只是 GOR 行星运动方程之特例, 服务于特定的观测代理: 爱因斯坦之天体运行论乃光学代理 $OA(c)$ 之产物——光学代理 $OA(c)$ 之下, 我们的天文观测必定更合乎爱因斯坦之天体运行论; 牛顿之天体运行论乃理想代理 OA_∞ 之产物——理想代理 OA_∞ 之下, 我们的天文观测必定更合乎牛顿之天体运行论, 并且, 更合乎客观真实的宇宙天体。

GOR 之天体“二体系统”理论模型, 概括并统一牛顿之天体“二体系统”理论模型和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型, 这意味着: GOR 行星运动方程, 既与牛顿之行星运动方程逻辑上一致, 又与爱因斯坦之行星运动方程逻辑上一致; 同时, 也印证了 GOR 理论及其行星运动方程理论上的正确性。

7.7 本章小结

物理学一切理论或模型, 必须接受观测和实验检验。对于广义相对论, 爱因斯坦提出了著名的三大预测, 即“引力红移”和“引力偏折”以及“行星进动”。爱因斯坦著名的三大预测, 不仅为其广义相对论, 而且为牛顿万有引力论, 乃至 GOR 理论, 提供了验证和测试的途径及方法。

以往有关“引力红移”和“引力偏折”以及“水星进动”的观测和实验,似乎,都倾向于支持爱因斯坦广义相对论。正是这些观测和实验,奠定了爱因斯坦相对论在物理学中圣经般的地位。

观测和实验对爱因斯坦广义相对论的支持,是合理的和符合逻辑的,是意料之中的。从某种意义上说,凡是对爱因斯坦广义相对论的验证或测试,即是对 GOR 理论的验证和测试;凡是对爱因斯坦广义相对论的支持,即是对 GOR 理论的支持。

然而,观测和实验并不完全代表客观真实。根据 GOR 理论,我们的感知乃至我们的观测和实验,既依赖于观测代理,又制约于观测代理。爱因斯坦广义相对论是光学观测理论,其观测代理乃光学代理 $OA(c)$;就人类当今的技术水平而言,我们的观测和实验,特别是天文观测,主要借助光学代理 $OA(c)$ 。这是爱因斯坦广义相对论得到大多数观测和实验支持的真正原因,而非爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确,或者,更符合客观真实的物理世界。

本章基于 GOR 理论探讨“行星进动”(即行星轨道之旋进)问题,重点解析水星近日点之反常进动,以验证和测试 GOR 理论及其场方程和运动方程。

基于 GOR 理论和第六章获得的静态球对称引力时空之 GOR 场方程的解,本章类比牛顿引力论之天体“二体系统”理论模型和爱因斯坦广义相对论之天体“二体系统”理论模型,建立起 GOR 理论之天体“二体系统”理论模型,即 GOR 行星运动方程;并且,基于 GOR 行星运动方程,解析行星近恒星点之进动,即行星轨道之旋进问题,重新认识水星近日点之反常进动,揭示了爱因斯坦广义相对论对于水星轨道旋进率之预测(每 100 年 43 角秒)的本质。

首先,本章回顾人类对引力以及天体运行的认识:天体运行轨道从圆到椭圆,从椭圆到圆锥曲线,从理想封闭的椭圆,到发现行星轨道之旋进;天体运行体系从地心说到日心说,从开普勒三定律到牛顿万有引力定律,从牛顿引力论到爱因斯坦广义相对论。

然而,人类对于引力和天体运行的认识,并不总是朝着正确的方向。我们对于牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论的理解和认识,停留于似是而非的表象。物理学界未能真正地意识到,牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论是两个独立的理论体系,分属不同的观测代理。主流物理学界至今以为:爱因斯坦广义相对论是牛顿引力论的发展,是更高级的和更正确的引力论,而牛顿引力则只是爱因斯坦广义相对论的近似理论,乃“宏观低速弱场”之近似理论。

其次,本章再现和重述了牛顿之天体“二体系统”理论模型的建立以及爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型的建立,为 GOR 之天体“二体系统”理论模型的演绎和推导及其解析,提供类比和参照。其中清晰地反映出,牛顿和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型的演绎经由完全不同的逻辑路线:牛顿之行星运动方程乃纯粹的经典力学的产物,建立在牛顿万有引力定律之基础上;而爱因斯坦之行星运动方程乃爱因斯坦广义相对论的产物,建立在爱因斯坦场方程和广义相对论运动方程之基础上。

最终,基于 PGC 对应原理,因循和类比爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型及其行星运动方程的演绎逻辑,建立起 GOR 理论之天体“二体系统”理论模型和 GOR 行星运动方程。

新的理论,新的模型;新的思想,新的认识。

GOR 理论及其行星运动方程为我们重新认识牛顿引力论及其行星运动方程和爱因斯坦广义相对论及其行星运动方程注入了新的思想。其中特别涉及到行星轨道旋进和天体运行论的统一问题。

理想“二体模型”不能预测行星进动——

本章阐明,无论牛顿之天体“二体问题”,还是爱因斯坦之天体“二体问题”,乃至 GOR 理论之天体“二体问题”,皆极度理想化的天体运行模型,其中,并不存在可供预测行星进动或轨道旋进的任何先验知识或先验信息,比如,坐标系之“岁差”或其它天体之“摄动”。就此而言,无论基于牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论,乃至 GOR 理论,都不可能通过其理想化的天体“二体系统”理论模型预测行星近恒星点之进动或行星轨道之旋进。

GOR 理论及其天体“二体系统”之理论模型表明:GOR 行星运动方程中的“行星轨道旋进项” $3GM/\eta^2 r^2$,取决于观测代理 $OA(\eta)$,取决于观测媒介传递行星运动信息的速度 η 。因而,同一行星,在不同观测代理之下,必定呈现出不同程度的进动或轨道旋进。可见,GOR 行星运动方程(包括爱因斯坦之行星运动方程),其所呈现的所谓行星进动或轨道旋进,并非真实的行星进动,本质上,是一种观测效应,乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性($\eta < \infty$)所导致的表现现象。

特别地,爱因斯坦之行星运动方程所计算和预测的水星近日点每 100 年 43.03 角秒之进动,并非客观真实的水星进动,而是一种观测效应或表现现象,乃光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性($c < \infty$)所致。

牛顿和爱因斯坦天体运行论的统一——

对于物理学,牛顿之经典天体运行论与爱因斯坦

广义相对论之天体运行论的统一, 无疑具有重大意义。牛顿之天体运行论和爱因斯坦之天体运行论具有不同的思想和不同的逻辑体系: 牛顿之天体“二体系统”理论模型是经典力学和牛顿万有引力论的产物; 而爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型则是爱因斯坦广义相对论的产物。然而, 二者皆统一于 GOR 理论及其天体“二体系统”之理论模型。

如此, 牛顿之行星运动方程和爱因斯坦之行星运动方程皆为 GOR 行星运动方程之特例, 服务于各自特定的观测代理。光学代理 $OA(c)$ 之下, $\eta \rightarrow c$, GOR 行星运动方程严格地约化为爱因斯坦之行星运动方程; 而理想代理 OA_∞ 之下, $\eta \rightarrow \infty$, GOR 行星运动方程则严格地约化为牛顿之行星运动方程。

目前, 我们的天文学, 包括光学天文学和射电天文学, 其观测代理皆光学代理 $OA(c)$, 其传递天体运动信息的速度皆光速 c , 自然地, 其观测结论更合乎爱因斯坦之天体运行论; 未来, 若果真有了引力波天文学^[21], 并且, 引力波之固有速度果真如拉普拉斯计算^[22]: $7 \times 10^6 c$, 或 Flandern 计算^[56]: $2 \times 10^{10} c$, 远超光速, 那么, 我们的天文观测将更合乎牛顿之天体运行论, 并且, 更合乎客观真实的天体系统。

GOR 之天体“二体系统”理论模型, 概括并统一了牛顿之天体“二体系统”理论模型和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型。这种新旧理论的统一表明, GOR 理论及其行星运动方程, 既与牛顿万有引力论及其行星运动方程逻辑上一致, 又与爱因斯坦广义相对论及其行星运动方程逻辑上一致。牛顿之天体“二体系统”理论模型和爱因斯坦之天体“二体系统”理论模型在 GOR 理论中得到统一, 再一次印证了 GOR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。

8 GOR 理论与光之引力偏折

本章继续围绕爱因斯坦著名的三大预测, 解析和测试 GOR 理论。光之“引力偏折”(引力场中光线之弯曲)问题, 与第六章之“行星进动”问题一样, 可以归结为类似的天体 (m, M) “二体问题”: 光子 (m) 在太阳 (M) 之引力场中运动。

针对光之“引力偏折”问题以及爱因斯坦对光之“引力偏折”的预测, 本章基于 GOR 理论, 运用 GOR 场方程和 GOR 运动方程, 建立光子 (m) 和太阳 (M) 之“二体系统”理论模型。GOR 理论力求基于 PGC 原理, 结合 PGC 逻辑路线一和 PGC 逻辑路线二, 类比爱因斯坦广义相对论之逻辑, 演绎光子 (m) 掠过太阳 (M) 表面的运动方程。

GOR 理论之光子运动方程可与牛顿万有引力论

之光子运动方程以及爱因斯坦广义相对论之光子运动方程对照或类比, 测试或验证 GOR 理论及其场方程和运动方程, 解析光之“引力偏折”及其引力相对论性效应, 进而, 揭示牛顿“引力偏折”预测不同于爱因斯坦“引力偏折”预测的本质。

8.1 关于光之引力偏折

光之“引力偏折”, 乃爱因斯坦为测试和检验其广义相对论而提出的著名的三大预测之一, 意即: 引力时空是“弯曲”的, 因而, 光线掠过太阳表面时必定会呈现出弯曲的状态。

原本, “引力偏折”预测是爱因斯坦基于其广义相对论重要逻辑前提之“等效原理”提出的。

等效原理 (The Principle of Equivalence): 惯性力与引力, 或惯性力场与引力场, 是等效的, 对于一切物理观测和实验, 具有局域的不可分辨性。

图 5(a) 所示, 一艘宇宙飞船在太空中飞行, 一束光垂直于飞船固有坐标系 $O(x, y)$ 之纵轴 y 从飞船左侧窗孔射入。理论计算可得光子在 $O(x, y)$ 中的运动方程:

$$\begin{cases} x = X_0 + ct \\ y = Y_0 - v_0 t - \frac{1}{2} at^2 \end{cases} \quad (8.1)$$

其中, 光线穿越窗孔时 $t=0$, (X_0, Y_0) 为窗孔坐标, v_0 为飞船初速度, $a=|a|$ 为飞船加速度, c 即光速。

由式(8.1)可知, 一般地, 光子在飞船固有坐标系 $O(x, y)$ 中, 即在宇航舱内的宇航员看来, 其轨迹如同一粒炮弹在地球表面飞行时一样, 为一二次型曲线:

$$y = Ax^2 + Bx + C \quad \begin{cases} A = -a/2c^2 \\ B = aX_0/c^2 - v_0/c \\ C = Y_0 + v_0X_0/c - aX_0^2/2c^2 \end{cases} \quad (8.2)$$

依式(8.1-2), 如图 5(a) 所示, 在宇航员看来: 飞船静止时 (图 5(a1)), 射入的光线为水平直线; 飞船匀速时 (图 5(a2)), 光线依然为直线, 但略微有些倾斜; 飞船加速时 (图 5(a3)), 光线会有些弯曲。

根据爱因斯坦之“等效原理”, 惯性力与引力等效, 惯性力场与引力场等效; 宇航员不能确定飞船处于加速 (a) 状态或处于重力场 $(g=-a)$ 中。因此, 如图 5(b) 所示, 宇航员位于任意星球表面或在任意重力场中, 观测到掠过星球表面的光线, 必定如同其在飞船内观测到的光线一样, 是弯曲的。这便是爱因斯坦基于“等效原理”做出的光之“引力偏折”预测。

值得指出, 爱因斯坦认为, 光之“引力偏折”乃引力时空弯曲所致, 而时空弯曲乃物质堆积所致。

实际上, 牛顿万有引力论也能对光之“引力偏折”做出预测: 作为物质粒子, 光子与炮弹并无二致。在引力场中, 光源发射的光子如同出堂的炮弹, 受万有引力作用, 其运动轨迹必定是弯曲的。并且, 对于重力场 $\mathbf{g}$, 依式(8.1-2): $\mathbf{a} = |\mathbf{g}|$, 可对光之引力偏折角做出定量预测。当然, 依牛顿万有引力论, 光线的弯曲并非时空弯曲所致, 而是物质间的引力相互作用。

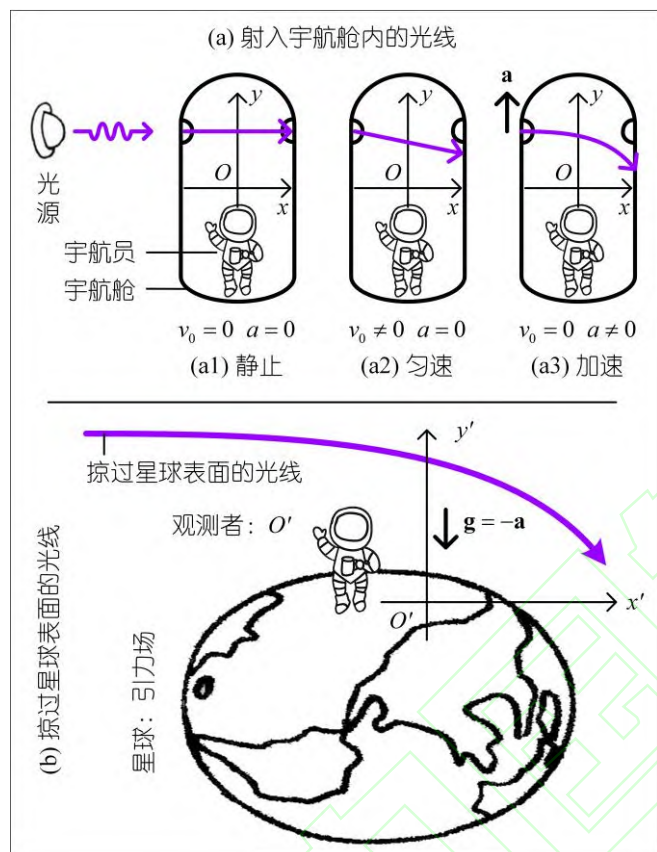


图 5 等效原理与引力偏折: 根据爱因斯坦“等效原理”, 局域性之意义上, 宇航舱内的宇航员不能分辨宇宙飞船处于加速状态 $\mathbf{a}$ ($\mathbf{a} = |\mathbf{a}|$) 或处于某重力场 $\mathbf{g}$ ($\mathbf{g} = -\mathbf{a}$) 中。(a) 射入宇航舱内的光线: 光从宇航舱窗孔射入, 在宇航员看来, 飞船静止时, 光线是水平直线; 飞船匀速时, 光线仍然是直线, 但略微有些倾斜; 飞船加速时, 光线则显得有些弯曲。(b) 掠过星球表面的光线: 根据爱因斯坦“等效原理”, 宇航员处于任意星球表面时, 观测到掠过星球表面 (重力场 $\mathbf{g}$) 的光线, 如同飞船加速时的情形, 是弯曲的。

广义相对论正式建立之前, 爱因斯坦基于其“等效原理”做出的光子“引力偏折”预测只能是定性的: 光线在引力场中会弯曲。爱因斯坦试图定量地预测光之引力偏折角, 而他所能利用的计算模型只能是式(8.1-2)描述的运动学模型。特别值得注意, 运动学方程(8.1-2)是伽利略-牛顿理论的产物, 是理想代理 OA_∞ 的产物。因此, 不出所料, 那时, 爱因斯坦计算得出的光之引力偏折角与牛顿万有引力论相同。

广义相对论正式建立之后, 有了场方程, 爱因斯

坦利用其场方程近似解 (式(6.3)), 获得了广义相对论光之引力偏折角的理论值。特别令人注目的是, 爱因斯坦广义相对论这一理论值是牛顿万有引力论的 2 倍。为了测试其光之“引力偏折”预言, 验证其“等效原理”和广义相对论, 爱因斯坦构思了利用日食观测星光掠过太阳表面的实验。

日全食与掠过太阳表面的星光: 如图 6 所示, 位于太空深处 A 之恒星 S 辐射的光或光子, 掠过太阳表面, 飞向地球; 依“等效原理”和广义相对论, 太阳 (物质和能力) 周围之时空是弯曲的, 因而, 光子飞行轨迹会弯曲, 在地球观测者看来, 恒星 S 位于 B 之方向, 与 A 之方向存在一个的偏折角 δ , 并且, 这一光之“引力偏折”现象可在日全食发生的时候观测到。

借助日全食观测掠过太阳表面的星光是一个好的构思, 否则, 星光将淹没于太阳的光芒, 难以观测。

星光偏折角之理论值: 爱因斯坦广义相对论之星光偏折角 δ_E 预测: $\delta_E = 1.75'' = 2\delta_N$; 牛顿万有引力论之星光偏折角预测: $\delta_N = 0.875'' = \delta_E/2$ 。

如此, 物理学界乃至全世界, 翘首以盼, 期待着测试和验证星光之“引力偏折”预测的历史时刻; 期待着爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论的对决。

1919 年 5 月 29 日, 这一历史时刻到来了^[75]: 这一天, 地球可观测到日全食。为了验证爱因斯坦广义相对论之“引力偏折”预测, 英国天文学家爱丁顿率领的团队于 1919 年 3 月从英国出发, 沿西非海岸赶赴西非的普林西比岛, 开展人类历史上最为重要的一次日全食观测活动。爱丁顿团队利用日全食实际观测到星光偏折角: $\delta = 1.61'' \pm 0.40''$ 。几乎同一时间, 在巴西的索布拉尔, 另一位英国天文学家戴森率领的团队利用日全食观测到星光偏折角: $\delta = 1.98'' \pm 0.16''$ 。

爱丁顿和戴森的日食观测数据倾向于支持爱因斯坦广义相对论^[76]。观测结论公布后, 科学界普遍接受了爱因斯坦广义相对论, 认为日全食之观测, 意味着爱因斯坦广义相对论战胜了牛顿万有引力论: 牛顿错了; 爱因斯坦是正确的! 英国《泰晤士报》为此发表了整版新闻:《科学革命——牛顿的思想被推翻》。

正是这一次对日全食的观测, 奠定了爱因斯坦广义相对论在物理学界的神圣地位, 而牛顿万有引力论则被视为其“宏观弱场低速”之近似。

牛顿万有引力论真地错了吗?

爱因斯坦广义相对论真地正确吗?

日食观测活动及其观测数据和观测结论公布之后, 爱丁顿写了一首诗以表达自己的感悟, 大意是:

“啊! 就让智慧去检验吧。”

光也有重量, 至少这件事可以确定。
还有一件事是确定的, 余者仍有争议:
光线, 当它接近太阳时, 不再直行。”

爱丁顿诗中的感悟是理性而审慎的。

根据日全食之观测, 爱丁顿肯定了光线在引力场中会弯曲。然而, 值得注意, 在爱丁顿看来, 其日全食之观测可以十分确定的是: “光也有重量。” 这里, 爱丁顿向我们传递了两点重要的信息: 第一, 光子有“重量”, 并且, 爱丁顿之所谓“重量”, 似乎是指

光子之“静止质量”或“固有质量”, 而非“相对论性质量”; 第二, 光线的弯曲是其“重量”所致, 换句话说, 乃引力所致, 而非“时空弯曲”。爱丁顿对光或光子“重量”的认识是朴素的, 与 OR 理论之结论一致。根据 OR 理论^[2]: 光子, 乃至一切物质粒子, 皆具有“静止质量”, 并且, 是固有的和具有引力效应的。而爱丁顿对光线弯曲之本质地认识, 则符合牛顿万有引力论和 GOR 理论。

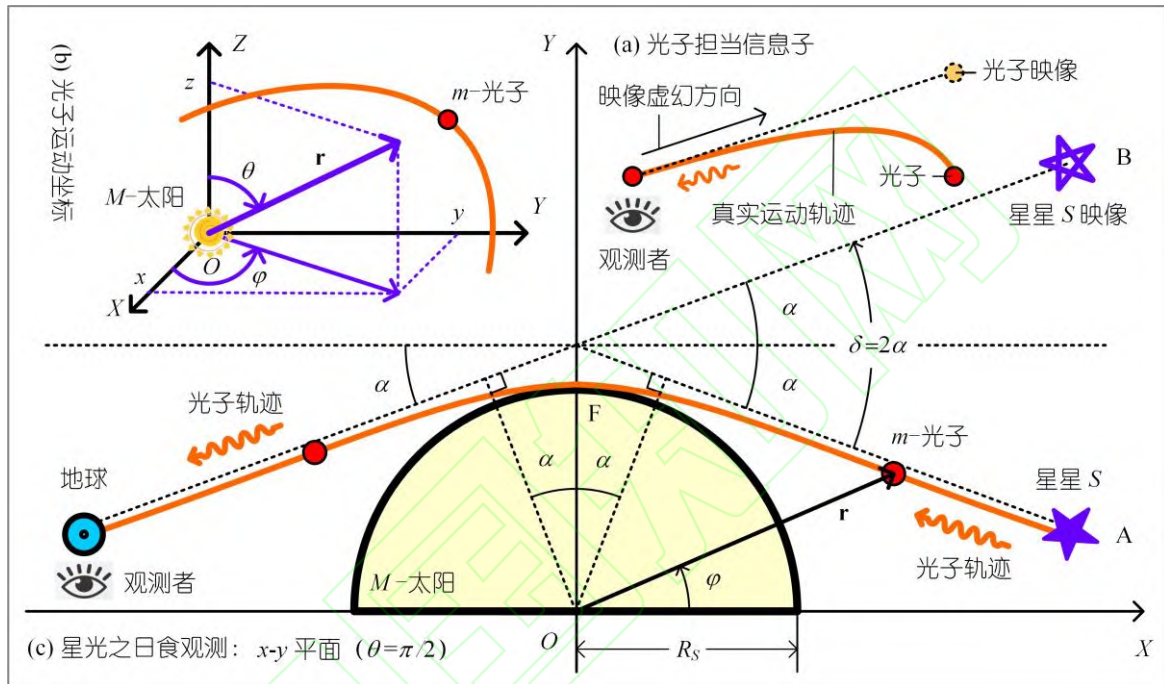


图 6 引力偏折的预测和验证. (a) 光子担当信息子: 光学观测中, 光子运动信息依靠其自身传递, 光子抵达观测点之前, 观测者无法观测到光子, 不能确定其轨迹; 光子抵达观测点时, 观测者或观测器感知或观测到光子, 并依据其抵达时的朝向, 确定其虚幻映像之方向, 理论上, 即光子轨迹之观测点切线方向。(b) 光子运动坐标: 为便于描述光子在太阳之引力场中运动, 以太阳为坐标原点 O , 建立球坐标系 $O(r, \theta, \varphi)$ 以及相应的笛卡尔坐标 $O(x, y, z)$ 。(c) 星光之日食观测: x - y 平面 ($\theta = \pi/2$) 内运动, 掠过太阳表面, 飞向地球; 爱因斯坦设想, 太阳周围时空是弯曲的, 光子飞行轨迹也会弯曲, 因而, 在地球观测者看来, 恒星 S 位于 B , 与 A 存在偏折角 δ , 这一偏折角可通过日全食观测到。

实际上, 之前的章节中, GOR 理论已经阐明, 客观真实的时空是平直的, 不会因为物质或能量之分布而弯曲。因此, 就引力时空中光之“引力偏折”的本质而言, 牛顿及其万有引力论是正确的: 光之“引力偏折”乃引力作用使然, 而非时空弯曲。

就光学观测中光之“引力偏折”的现象而言, 爱因斯坦广义相对论之预测似乎更接近于日全食之观测。天文观测技术的发展, 包括射频测量技术 (Radio Frequency Measurement) 和天体卫星测量 (Astrometric Satellite Measurement) 技术, 进一步提高了光之“引力偏折”的观测精度^[60,77]。2017 年 8 月 21 日出现了一

次横贯美国的日全食; 观测人员在怀俄明州对其展开观测, 获得了光之“引力偏折”有史以来最为精确的结果^[78]: 星光偏折角 $\delta = 1.7512''$, 其不确定度仅为 3.4%。这一观测结果与爱因斯坦的预言极其吻合, 自然地, 是对爱因斯坦广义相对论的支持。

然而, 根据 OR 和 GOR 理论, 观测, 并不代表客观真实: 观测的未必就是客观的或真实的。

就目前的技术水平而言, 人类的天文观测, 无论是光学天文学还是射电天文学, 皆归属于光学代理 OA(c), 传递天文信息的媒介是光或电磁相互作用, 其信息波速度即光速 c 。爱因斯坦广义相对论是光学代理

OA(c) 之理论; 因而, 日食观测结果与爱因斯坦光之“引力偏折”预言一致, 并不令人惊奇, 是可以理解的, 甚至, 是必须的。

OR 和 GOR 理论已经阐明, 光学代理 OA(c) 存在观测局域性 ($c < \infty$), 其观测, 包括光之“引力偏折”的日全食观测, 存在观测效应或表观现象, 并不完全客观真实。就此而言, 爱因斯坦广义相对论的正确性, 只是观测上或现象上的正确性, 可谓“现象主义之正确性” (Phenomenalistic Validity)。

特别值得注意: 爱因斯坦构思的日全食之星光观测, 是专为光学代理 OA(c) 打造的, 其中, 光子, 既是被观测对象, 又是“信息子”。如图 6 所示, 观测者或观测器不能观测到光子真实的运动轨迹, 只能在光子抵达观测点 (眼睛或观测器所在位置) 时, 将其抵达时的朝向作为光源 (星星) 所在位置的方向。然而, 观测者如此看到或观测到的, 并非客观真实的星星, 而是星星之映像, 一种表观现象而已。

牛顿万有引力论乃理想代理 OA ∞ 之理论, 其“引力偏折”问题中的被观测对象仍然是光子, 然而, 传递光子信息的“信息子”并非光子自身, 而是 OA ∞ 之理想化的信息子, 动量无穷小; 信息波并非光波, 而是 OA ∞ 之理想化的信息波, 速度无穷大。

GOR 理论将会阐明, 如果我们能够借理想代理 OA ∞ 观测光之“引力偏折”, 那么, 日全食之星光观测必定会与牛顿万有引力所预测的光之“引力偏折”一致, 倾向于支持牛顿万有引力论, 而非爱因斯坦广义相对论。在此意义上, 牛顿万有引力论才是更为正确的引力论, 其光之“引力偏折”更为符合客观真实的光之“引力偏折”。

本章将基于第六章静态球对称引力时空之 GOR 场方程真空解以及 GOR 理论之天体“二体系统”理论模型, 计算星光掠过太阳表面时的偏折角。我们会发现, 不同的观测代理, 将观测到不同程度的“引力偏折”或不同的星光偏折角。据此, 类比牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论, GOR 理论将为我们解析光之“引力偏折”预测和观测中的现象和本质。

8.2 牛顿万有引力论与光之引力偏折

牛顿万有引力论也能预测光之“引力偏折”。

根据牛顿万有引力论, 光之“引力偏折”的道理很简单: 引力场中, 飞行的光子如同出堂的炮弹, 受引力作用, 其轨迹自然是弯曲的。

原本, 日全食之星光“引力偏折”观测实验乃爱因斯坦专为测试或验证其广义相对论而构思的, 却同

样可测试或验证牛顿万有引力论和 GOR 理论。

8.2.1 牛顿之引力偏折问题

如图 6 所示, 爱因斯坦构思的星光掠过太阳之日全食观测实验中, 光之“引力偏折”问题可归结为类似行星-恒星之天体“二体问题”: 光子-太阳“二体问题”。类似行星-恒星“二体系统”理论模型, 基于牛顿万有引力论, 可构建光子-太阳“二体系统”理论模型; 进而, 计算星光引力偏折角。

行星-恒星之“二体问题”中, 被观测对象是行星; 而光子-太阳之“二体问题”中, 被观测对象则是光子。与其行星-恒星“二体系统”一样, 其光子-太阳“二体系统”理论模型也是极度理想化的, 可如下描述。

光子-太阳之“二体系统”: (M, m), 光子 m 受太阳 M 引力作用, 在太阳 M 之引力场中运动。

光子-太阳“二体系统”之理想化条件: 基于牛顿万有引力论, 光子-太阳之“二体系统” (M, m) 设立了或隐喻着如下理想化条件——

超距引力作用: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

孤立质点体系: 光子-太阳“二体系统” (M, m) 为一孤立体系, 光子 m 和太阳 M 皆可视为质点, 太阳 M 静止, 光子 m 在太阳 M 之引力场中运动, 不受太阳 M 和光子 m 之外物质或能量的影响。

理想观测代理 OA ∞ : 理想化的信息波速度无穷大, 光子 m 运动信息的传递无需时间; 理想化的信息子动量无穷小, 如此, 其对被观测对象 (包括光子) 之运动无扰动。

理想观测者: 观测者 O 借理想代理 OA ∞ , 基于太阳 M 的视角观测光子 m 之运动, 理论上, O 相对于太阳 M 静止且处于引力势之零势位。

光子-太阳“二体系统”之形式化坐标: 图 6 所示, 选择笛卡尔 3d 坐标 (x, y, z) 及其对应的球坐标 (r, θ, φ) 表达光子-太阳“二体系统” (M, m) 之 3d 空间 (图 6(b); 式(6.6)); 设定太阳 M 为坐标原点 O , 光子 m 在太阳 M 之引力场 $X-Y$ ($\theta = \pi/2$) 平面内运动 (图 6(c))。

实际上, 光之“引力偏折”问题, 可进一步理想化或约化为“单体问题”: 太阳 M 是静止的, 只涉及或只观测光子 m 在太阳 M 之引力场中的运动。

特别需要指出: 在牛顿光之“引力偏折”问题中, 光子乃被观测对象, 其观测信息的传递, 依赖于理想代理 OA ∞ 之理想化的“信息子”。

8.2.2 牛顿之光子运动方程

正如之前所述, 星光掠过太阳之“引力偏折”问

题, 可以归结为类似第七章的行星-恒星之天体“二体问题”: 光子-太阳“二体问题”。并且, 如图 6 所示, 光子-太阳“二体系统”同样选择了与图 4 之行星-恒星“二体系统”相同的坐标体系。因此, 因循或类比第七章 7.2 “牛顿之行星运动方程”中的逻辑路线, 基于牛顿万有引力论, 即可在球坐标系 (r, θ, φ) 中建立与牛顿行星运动方程 (式(7.5)) 形式上相同的光子-太阳方程, 或称“牛顿光子运动方程”:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (8.3)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为太阳质量, R_S 为太阳半径, r 为太阳 M 指向光子 m 的矢径, $h_K = r^2 d\varphi/d\tau$ 为光子 m 之速度矩, c 即光速。

关于式(8.3)中的光子速度矩 h_K ——

式(8.3)中光子速度矩 $h_K = L/m$, 其中, $L = mvr$ 为光子 m 之“动量矩”(即角动量), m 又代表光子质量(牛顿力学中, m 必定指光子“静止质量”); 而 v 则为光子 m 在引力场中的运动速度。

光子 m 掠过太阳表面 (图 6(c) 之点 F: 光子 m 之近日点) 时, 其飞行速度 $v = r d\varphi/d\tau \approx c$, 矢径 $r \approx R_S$ 。

因此, 式(8.3)中光子之速度矩 h_K 为:

$$h_K = r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = rv \approx R_S c \quad (8.4)$$

8.2.3 牛顿之光子飞行轨迹

如第七章之 7.2 所述, 束缚于恒星, 行星运行轨道之微分方程(7.5,6)代表圆或椭圆。然而, 光子之质量远小于行星质量, 而速度则远高于行星速度, 不会被太阳束缚, 其运行轨迹自然不会是圆或椭圆。

光子运动方程(8.3)之解, 形式上必定与行星-太阳“二体系统”运动方程(7.5)之解相同, 因循第七章 7.2 “牛顿之行星运动方程”的逻辑路线, 解之可得:

$$u = \frac{1}{r} = \frac{GM}{R_S^2 c^2} (1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)) \left(e = C_S \frac{R_S^2 c^2}{GM} \right) \quad (8.5)$$

其中, 积分常数 C_S 取决于光子 m 之初始角动量 L 及其机械能 E ; 积分常数 φ_0 为光子轨道初始角, 调整时间零点, 或者, 绕 Z 轴转动 X - Y 平面, 可将其设定为特定值; e 为光子 m 之轨道偏心率。

式(8.5)意味着, 根据牛顿万有引力论, 光子运动方程乃一标准的圆锥曲线。

观察图 6(c) 可知, $\varphi = \pi/2$ 时 (光子掠过太阳 M 表面之点 F: 近日点), $u = 1/r = 1/R_S$, 又 $GM/R_S^2 c^2 \ll 1$; 将其代入式(8.5)可得:

$$C_S \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0\right) = \frac{1}{R_S} \left(1 - \frac{GM}{R_S c^2}\right) \approx \frac{1}{R_S} \quad (8.6)$$

故可设定: $\varphi_0 = \pi/2$; 而 C_S 则为: $C_S = 1/R_S$ 。

如此, 依图 6(c), 星光轨迹式(8.5)可确定为:

$$\begin{cases} u = \frac{GM}{R_S^2 c^2} \left(1 + e \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ e = \frac{R_S c^2}{GM} \gg 1 \left(C_S = \frac{1}{R_S}, \varphi_0 = \frac{\pi}{2} \right) \end{cases} \quad (8.7)$$

其中, e 为牛顿光子运动方程之轨道偏心率。

如第七章之 7.2 所述, 天体“二体系统”(M, m) 中, 天体 m (包括行星和光子) 之轨道偏心率 e 依赖于引力常量数 G 和引力场源 M , 以及运动天体 m 之初始机械能 E 和角动量 L 。因此, 光子 m 之轨道偏心率 e 也可依经典天体力学公式(7.7)计算。

光子 m 之机械能 E 和角动量 L 皆可视为守恒量。如式(8.4), 考虑光子 m 掠过图 6(c) 太阳表面之点 F (光子 m 之近日点) 时的情形, $v \approx c$ 和 $r \approx R_S$, 则:

$$E = \frac{1}{2} mc^2 - \frac{GMm}{R_S} \quad \text{and} \quad L = R_S cm \quad (8.8)$$

于是, 光子 m 之运行轨迹的偏心率:

$$\begin{aligned} e &= \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{G^2 M^2 m^3}} \\ &= \sqrt{1 + \left(c^2 - \frac{2GM}{R_S}\right) \frac{R_S^2 c^2}{G^2 M^2}} \left(c^2 \gg \frac{2GM}{R_S} \right) \\ &= \sqrt{1 + \frac{R_S^2 c^4}{G^2 M^2}} = \frac{R_S c^2}{GM} \left(\frac{R_S^2 c^4}{G^2 M^2} \gg 1 \right) \end{aligned} \quad (8.9)$$

结果与式(8.7)相同。

根据国际标准组织之推荐值:

光速: $c = 2.9979245 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

万有引力常数: $G = 6.67430 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$

太阳质量: $M = 1.98847 \times 10^{30} \text{ kg}$

太阳半径: $R_S = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$

由式(8.7)可计算光子 m 之运行轨迹的偏心率:

$$e = \frac{R_S c^2}{GM} = 4.7133 \times 10^5 \quad (8.10)$$

其中, 光子 m 之偏心率 $e \gg 1$, 这意味着, 星光掠过太阳表面的轨迹乃一双曲线。

根据牛顿光子运动方程(8.3)之解 (式(8.7)) 以及式(8.10)之偏心率 e 可知, 基于牛顿万有引力论的理想化光子-太阳“二体系统”模型, 其光子运动轨迹乃一标准的双曲线。由此可见, 即使依据牛顿万有引力论,

光线在引力场中也会是弯曲的!

然而, 牛顿万有引力论所预测的星光引力偏折角却不同于爱因斯坦广义相对论所做出的预测。

8.2.4 牛顿之星光引力偏折角

现在, 基于光子运动方程(8.3)之解(8.5)以及光子运动轨迹偏心率方程(8.7), 即可计算星光引力偏折角, 自然地, 是基于牛顿万有引力论计算所得的星光引力偏折角, 记作: δ_N , 可称“牛顿之星光引力偏折角”。

如图 6(c)所示, 光子 m 由遥远的星星 S 出发, 掠过太阳表面, 抵达远离太阳 M 的地球时, 可视其坐标量: $r \rightarrow \infty$, $u \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow \pi + \alpha$, 其中, α 为一小量。

于是, 依式(8.5), 成立:

$$0 = \frac{GM}{R_K^2 c^2} \left(1 + e \cos \left(\frac{\pi}{2} + \alpha \right) \right) \quad (8.11)$$

显然, α 乃一小量, $\sin \alpha \approx \alpha$ 。因此, 依牛顿万有引力论, 星光掠过太阳时, 牛顿之星光引力偏折角为:

$$\begin{aligned} \delta_N = 2\alpha &= \frac{2}{e} = \frac{2GM}{R_S c^2} \text{ (rad)} \\ &= 4.2433 \times 10^{-6} \text{ (rad)} = 0.87525 \text{ (arc sec)} \end{aligned} \quad (8.12)$$

牛顿万有引力论之预测: 星光掠过太阳的偏折角为 $0.87525''$ 。(这一预测是对客观真实的光子运动轨迹及其偏折角的预测, 其中, 隐喻着一个假设或条件: 观测代理乃理想代理 OA_∞ 。)

的确, 牛顿万有引力论预测的星光引力偏折角与地球上的光学观测者之实际观测值不符: 其 $0.87525''$ 之预测, 似乎只是美国怀俄明州之日全食星光引力偏折角实际观测值 $1.7512''$ 的二分之一^[78]。

特别值得注意, 无论爱丁顿或戴森的日全食观测^[75,76], 还是美国怀俄明州之日全食观测^[78], 都是光学代理 $OA(c)$ 之观测。而测试或验证牛顿万有引力论之星光“引力偏折”预测, 需要对照的应该是理想观测代理 OA_∞ , 而非光学代理 $OA(c)$ 。

稍后 GOR 理论将会阐明: 并非牛顿之错, 而是观测之错; 并非牛顿万有引力论存在偏差, 而是光学代理 $OA(c)$ 之观测存在偏差。牛顿万有引力论之预测是客观真实的光之“引力偏折”; 爱因斯坦广义相对论之预测是光学代理 $OA(c)$ 所呈现的光之“引力偏折”, 而光学代理 $OA(c)$ 所呈现的光之偏折并非完全客观真实, 其中, 包含着观测效应和表现现象。

其实, 无论牛顿之星光引力偏折角 δ_E 或爱因斯坦之星光引力偏折角 δ_E , 都只是 GOR 理论之星光引力偏折角 δ_{GOR} 的特例。

8.3 爱因斯坦广义相对论与光之引力偏折

爱因斯坦光之“引力偏折”预言, 源于其“时空弯曲”的思想: 引力时空是弯曲的, 因而, 引力场中光或光子的轨迹必定也是弯曲的。

爱因斯坦之“时空弯曲”的思想观念极其玄妙深奥。人们可以理解空间弯曲, 而时间弯曲却是很难想象的。或许, 爱因斯坦的本意, 并不在于通过观测实验证明光之“引力偏折”, 而在于通过光之“引力偏折”, 证明时空是“弯曲”的。

然而, 光之“引力偏折”, 并不意味着“时空弯曲”, 牛顿之万有引力论也能诠释光之“引力偏折”。

为了阐明光之“引力偏折”, 广义相对论正式建立之前, 爱因斯坦运用其构思的“等效原理”, 以图 5 所示的方式和逻辑, 阐述其光之“引力偏折”的预言; 广义相对论正式建立之后, 爱因斯坦基于其场方程获得了星光引力偏折角的理论值。

无论如何, 爱因斯坦广义相对论, 给予我们不同于牛顿万有引力论的思想和认识, 并且, 得出了不同于牛顿之星光引力偏折角的理论值。

重温爱因斯坦光之“引力偏折”的预言及其广义相对论的理论计算, 将有助于我们理解 GOR 理论。

8.3.1 爱因斯坦之引力偏折问题

如 8.2.1 之“牛顿引力偏折问题”所述, 光之“引力偏折”问题可归结为类似行星-恒星之天体“二体问题”: 光子-太阳“二体问题”。因而, 基于爱因斯坦广义相对论, 可构建光子-太阳“二体系统”理论模型; 由此, 可计算星光引力偏折角。

爱因斯坦光之“引力偏折”问题中, 与其行星-恒星“二体系统”一样, 其光子-太阳“二体系统”之理论模型也包含着理想化条件, 可如下描述。

光子-太阳之“二体系统”: (M, m) , 太阳 M 周围时空是弯曲的, 光子 m 在太阳 M 弯曲的时空中运动。

光子-太阳“二体系统”之理想化条件: 基于爱因斯坦广义相对论, 光子-太阳之“二体系统” (M, m) 设立了或隐喻着如下理想化条件——

超距引力作用: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

孤立质点体系: 光子-太阳“二体系统” (M, m) 为一孤立体系, 光子 m 和太阳 M 皆可视作质点, 太阳 M 静止, 光子 m 在太阳 M 之引力场中运动, 不受太阳 M 和光子 m 之外物质或能量的影响。

上述理想化条件, 与牛顿光之“引力偏折”问题中的“超距引力作用”假设和“孤立质点体系”假设相同。然而, 爱因斯坦光之“引力偏折”问题并不包

含“理想观测代理”和“理想观测者”之假设, 取而代之的是“光学观测代理”和“光学观测者”条件。

光学观测代理与光学观测条件: 爱因斯坦光之“引力偏折”问题中的观测代理, 是实际的和非理想化的, 乃特定之观测代理, 隐喻着如下观测条件——

光学观测代理 $OA(c)$: 爱因斯坦之日全食星光观测实验的观测代理 $OA(\eta)$ 乃光学代理 $OA(c)$, 其信息波速度 η 即光速 c , 光子 m 之运动信息的传递需要时间; 其信息子即光子自身。

光学观测者: 观测者 O 借助光学代理 $OA(c)$, 基于 M 之视角观测光子 m 之运动, 理论上, O 相对于 M 静止且处于引力势之零势位。

光子-太阳“二体系统”之形式化坐标: 与 8.2 之牛顿光子-太阳“二体系统”一样, 选择如图 6 所示的笛卡尔 3d 坐标 (x, y, z) 及其对应的球坐标 (r, θ, φ) 表达光子-太阳“二体系统” (M, m) 之 3d 空间 (图 6(b)); 式 (6.6)); 设定太阳 M 为坐标原点 O , 光子 m 在太阳 M 之引力场 $X-Y (\theta=\pi/2)$ 平面内运动 (图 6(c))。

如 8.2 所述, 光之“引力偏折”问题及其光子-太阳“二体系统”可进一步地理想化或约化为“单体问题”: 太阳 M 是静止的, 只涉及或只观测光子 m 在太阳 M 之引力场中的运动。

特别需要指出: 在爱因斯坦光之“引力偏折”问题中, 光子既是被观测对象, 又是光学代理 $OA(c)$ 之“信息子”: 光子之信息的携带和传递依赖于光子自身。如此, 光子之运动轨迹不存在受信息子扰动的问题, 然而, 观测者只能观测到光子运动的抵达或结果, 无法观测到光子运动的轨迹和过程。

8.3.2 爱因斯坦之光子运动方程

广义相对论正式建立之后, 爱因斯坦利用其场方程近似解 (6.3) 及其线元 ds 之公式 (6.4), 求解星光引力偏折角。Schwarzschild 得到场方程精确解之后^[57], 即可建立广义相对论之光子运动方程, 进而, 求解星光引力偏折角^[74]。

爱因斯坦广义相对论也可将星光掠过太阳之“引力偏折”问题归结为类似第七章的行星-恒星之天体“二体问题”, 并且, 如图 4 和图 6 所示, 其光子-太阳“二体系统”与行星-恒星“二体系统”之坐标体系相同。因循第七章 7.3 之“爱因斯坦之行星运动方程”的逻辑路线, 基于爱因斯坦广义相对论, 即可在球坐标系 (r, θ, φ) 中建立与爱因斯坦之行星运动方程 (式 (7.33)) 形式上相同的光子-太阳方程, 或称“爱因斯坦光子运动方程”:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(1 + \frac{3h_K^2}{c^2} u^2 \right) \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (8.12)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为太阳质量, r 为太阳 M 指向光子 m 的矢径, $h_K = r^2 d\varphi/d\tau$ 为光子 m 之速度矩, c 即光速。

特别注意, 作为光学代理 $OA(\eta)$ 之理论, 爱因斯坦广义相对论中, 速度达到光速 c 的被观测对象 (如光子-太阳“二体系统”中的光子 m), 其线元 $ds=0$ 。实际上, 更一般地, 基于 PGC 原理, 由 GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$ 的线元方程 $ds = g_{\mu\nu}(\eta) dx^\mu dx^\nu$ 可知, 被观测对象之速度 $v \rightarrow \eta$ 时, 其线元 $ds \rightarrow 0$ 。

严格的意义上, $ds \rightarrow 0$ 之情形只在 m 既是被观测对象, 又是传递 m 之运动信息的信息子时, 才会成立。这时, m 之运动速度 v 严格地等同于信息波速度 η 。

GOR 理论关于“观测代理”之定义 1.1 中, 任意观测代理 $OA(\eta)$, 其信息波速度 η 应为信息波或信息子之实时速度。对于光学代理 $OA(c)$ 而言, $x^0=ct$ 中的 c 应为光波或光子之实时速度, 未必是真空光速。在爱因斯坦构思的通过日食观测星光掠过太阳表面时的引力偏折实验中, 光子之运动信息由光子自身携带并传递: 光子, 既是被观测对象, 又是传递光子运动信息的信息子。这时, 作为被观测对象的光子与作为信息子的光子, 其速度自然为同一速度, 无论光子之速度在引力场中是否衰减。如此, 光子运动轨迹之时空线元 ds 必定为零: $ds=0$ 。

因此, 式 (8.12) 中, 在光子既是被观测对象又式信息子的情形下, 光子之速度矩 h_K 为:

$$h_K = r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} \rightarrow \infty \quad \left(d\tau = \frac{ds}{c} \rightarrow 0 \right) \quad (8.13)$$

如此, 爱因斯坦光子运动方程 (8.12) 被约化为:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = 3 \frac{GM}{c^2} u^2 \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (8.14)$$

与牛顿光子运动方程 (8.3) 不同, 爱因斯坦光子运动方程 (8.14) 并非线性方程, 而是非线性微分方程。

8.3.3 爱因斯坦之光子飞行轨迹

求解爱因斯坦光子运动方程 (8.14), 可得光学观测代理 $OA(c)$ 之视角下光子 m 的飞行轨迹。爱因斯坦光子运动方程 (8.14) 为一非线性微分方程, 难以求解; 幸而有近似解 (参见文献^[74])。

若太阳质量 $M=0$, 则式 (8.14) 可约化为:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = 0 \quad (8.15)$$

解之可得:

$$u = C_S \cos(\varphi - \varphi_0) \quad (8.16)$$

其中, C_S 和 φ_0 为积分常数。

观察图 6(c) 可知, $\varphi = \pi/2$ 时 (光子 m 掠过太阳 M 表面之点 F : 光子 m 之近日点), $u = 1/r = 1/R_S$, 其中, R_S 为太阳半径。代其入式(8.16)可得:

$$C_S \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0\right) = \frac{1}{R_S} \quad (8.17)$$

调整时间零点, 可将 φ_0 设定为 $\pi/2$: $\varphi_0 = \pi/2$; 而 C_S 则为 $1/R_S$: $C_S = 1/R_S$ 。代其入式(8.16), 可得式(8.15)之解, 也即式(8.14)之通解 u_g :

$$u_g = \frac{1}{R_S} \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{R_S} \sin \varphi \quad (8.18)$$

式(8.18)即光子 m 平行于 X 轴掠过太阳表面之点 F (光子 m 之近日点) 时的情形。可见, 在没有引力势场 ($M=0$) 的时空中, 光子的飞行轨迹乃一直线。

如图 6(c) 所示, 式(8.14)右端 $3GMu^2/c^2$ 乃一小量: $3GMu^2/c^2 < 3GM/c^2 R_S^2 < 1$ ($r = 1/u > R_S$)。因此, 可采用逐次逼近法, 将式(8.18)代入式(8.15)得:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = 3 \frac{GM}{R_S^2 c^2} \sin^2 \varphi \quad (8.19)$$

式(8.19)有如下解, 即式(8.19)之特解 u_s :

$$u_s = \frac{GM}{R_S^2 c^2} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (8.20)$$

于是, 式(8.19)之解 u 即通解 u_g 与特解 u_s 之和:

$$u = \frac{1}{R_S} \sin \varphi + \frac{GM}{R_S^2 c^2} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (8.21)$$

图 6(c) 所示, φ 可设为 $\varphi = \pi + \phi$ ($\alpha \geq \phi \geq -\alpha$), 其中, α 和 $|\phi|$ 皆为小量, $\cos^2(\pi + \phi) = 1$; 代入式(8.21)右端第二项可得:

$$\begin{aligned} u &\approx \frac{1}{R_S} \sin \varphi + 2 \frac{GM}{R_S^2 c^2} \left(e = \frac{R_S c^2}{GM}, \hat{e} = \frac{e}{2} > 1 \right) \\ &= \frac{2GM}{R_S^2 c^2} \left(1 + \hat{e} \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \right) \end{aligned} \quad (8.22)$$

其中, $e = R_S c^2 / GM$ 为牛顿光子轨迹之偏心率; 而 $\hat{e} = e/2 = R_S c^2 / GM$ 则为爱因斯坦光子轨迹之偏心率。

对照或类比式(8.7)可知, 式(8.22)为一标准的双曲线。因为, 式(8.21)乃爱因斯坦光子运动方程(8.14)之近似解, 式(8.22)乃式(8.21)之近似表达式, 所以, 爱因斯坦光子运动方程并非标准的双曲线: 如式(8.22), 在基于爱因斯坦广义相对论的光子-太阳“二体系统”模型中, 光子运动轨迹乃近似之双曲线。

观察式(8.22)可以发现: 爱因斯坦光子运动方程之轨道偏心率 $\hat{e} = R_S c^2 / 2GM$, 只是牛顿光子运动方程之轨道偏心率 $e = R_S c^2 / GM$ 的二分之一。这意味着, 光学代理 $OA(c)$ 所呈现的引力场之星光轨迹比理想代理 OA_∞ 更为弯曲, 其偏折角自然会更大。

8.3.4 爱因斯坦之星光引力偏折角

现在, 基于光子运动方程(8.14)之解(8.21), 可计算星光引力偏折角。自然地, 这是基于爱因斯坦广义相对论计算所得的星光引力偏折角, 记作: δ_E , 可称“爱因斯坦之星光引力偏折角”。

如图 6(c) 所示, 光子 m 由遥远的星星 S 出发, 掠过太阳表面, 抵达远离太阳 M 的地球时, 可视其坐标量: $r \rightarrow \infty$, $u \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow \pi + \alpha$, 其中, α 为一小量。

于是, 依式(8.21), 成立:

$$0 = \frac{1}{R_S} \sin(\pi + \alpha) + \frac{GM}{R_S^2 c^2} (1 + \cos^2(\pi + \alpha)) \quad (8.23)$$

其中, α 为一小量, $\sin(\pi + \alpha) \approx -\alpha$, $\cos(\pi + \alpha) \approx -1$ 。

因此, 依爱因斯坦广义相对论, 星光掠过太阳时, 爱因斯坦之星光引力偏折角为:

$$\begin{aligned} \delta_E &= 2\alpha = \frac{4GM}{R_S c^2} \text{ (rad)} \\ &= 8.4866 \times 10^{-6} \text{ (rad)} = 1.7505 \text{ (arc sec)} \end{aligned} \quad (8.24)$$

爱因斯坦广义相对论预测: 在地球上的观测者看来, 星光掠过太阳的偏折角为 $1.7505''$ 。(这一预测隐喻着一个条件: 观测代理乃光学代理 $OA(\eta)$ 。)

对照式(8.24)和式(8.12)可知, 爱因斯坦之星光引力偏折角 δ_E 是牛顿偏折角 δ_N 的 2 倍: $\delta_E = 2\delta_N$, 符合实际观测值, 与美国怀俄明州之日全食星光偏折角实际观测值 $1.7512''$ 精确相符^[78]。

这一结论并令人意外。如前所述, 无论爱丁顿或戴森的日全食观测^[75,76], 还是美国怀俄明州的日全食观测^[78], 都是光学代理 $OA(c)$ 之观测。自然地, 爱因斯坦广义相对论作为光学观测理论, 其星光引力偏折角 δ_E 应该符合光学代理 $OA(c)$ 之观测。

如前所述, 与牛顿偏折角 δ_N 一样, 爱因斯坦之星光引力偏折角 δ_E 也只是 GOR 理论所预测的光之“引力偏折”角 δ_{GOR} 的一个特例。

8.4 GOR 理论与光之引力偏折

GOR 理论也能预测光之“引力偏折”。

GOR 理论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论。可以预计, GOR 理论预测星光掠过太阳表面之偏折角, 或称“GOR 星光引力偏折角”: $\delta_{GOR} = \delta_{GOR}(\eta)$, 依赖于

观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η ——不同的观测代理将会有不同的 GOR 星光引力偏折角。这意味着, 对于同一光之“引力偏折”场景, 不同的观测代理将会呈现出不同程度的光之“引力偏折”。

特别地, 牛顿偏折角 δ_N 和爱因斯坦偏折角 δ_E , 都将成为 GOR 星光偏折角 δ_{GOR} 之特例。

8.4.1 GOR 理论之引力偏折问题

对于 GOR 理论, 光之“引力偏折”问题同样地可归结为类似行星-恒星之天体“二体问题”: 光子-太阳“二体问题”。因而, GOR 理论也可构建其光子-太阳“二体系统”理论模型, 进而, 分析 GOR 理论之“引力偏折”问题, 计算光 GOR 星光引力偏折角。

与 GOR 理论之行星-恒星“二体系统”一样, GOR 理论之“引力偏折”问题中, GOR 光子-太阳“二体系统”之理论模型也包含着理想化条件, 可如下描述。

光子-太阳之“二体系统”: (M, m) , 太阳 M 向周围时空辐射引力, 光子 m 在太阳 M 之引力时空中运动。

光子-太阳“二体系统”之理想化条件: 基于 GOR 理论, 光子-太阳之“二体系统” (M, m) 包含着如下理想化条件——

超距引力作用: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

孤立质点体系: 光子-太阳“二体系统” (M, m) 为一孤立体系, 光子 m 和太阳 M 皆可视为质点, 太阳 M 静止, 光子 m 在太阳 M 之引力场中运动, 不受太阳 M 和光子 m 之外物质或能量的影响。

上述理想化条件, 与牛顿和爱因斯坦光之“引力偏折”问题中的“超距引力作用”假设和“孤立质点体系”假设相同。然而, GOR 光之“引力偏折”问题并不包含“理想观测代理”或“光学观测代理”之假设, 取而代之的是“一般观测代理”条件。

一般观测代理与一般观测条件: GOR 理论之光子-太阳“二体问题”中, 观测代理即 GOR 理论之一般代理, 而非特定代理, 隐喻着如下观测条件——

一般观测代理: GOR 理论光子-太阳“二体系统” (M, m) 之观测代理, 乃 GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$, 理论上, 一切物质运动形式皆可为其观测媒介, 信息波速度 η 可为任意物质运动速度, 但要求其速度大于或等于作为被观测对象的光子 m 之运动速度; 信息子可为任意物质粒子, 但要求其动量足够小, 不会对光子运动产生显著影响。

一般观测者: 观测者 O 借助于一般观测代理 $OA(\eta)$, 基于 M 的视角观测光子 m 之运动, 理论上, O 相对于 M 静止且处于引力势之零势位。

光子-太阳“二体系统”之形式化坐标: 如同牛顿和爱因斯坦之光子-太阳“二体系统”, 选择如图 6 所示的笛卡尔 3d 坐标 (x, y, z) 及其对应的球坐标 (r, θ, ϕ) 表达光子-太阳“二体系统” (M, m) 之 3d 空间 (图 6(b); 式(6.6)); 设定太阳 M 为坐标原点 O , 光子 m 在太阳 M 之引力场 $X-Y$ ($\theta=\pi/2$) 平面内运动 (图 6(c))。

8.4.2 GOR 理论之光子运动方程

GOR 理论同样将星光掠过太阳之“引力偏折”问题归结为类似第七章中的行星-恒星之天体“二体问题”, 并且, 如图 4 和图 6 所示, 其光子-太阳“二体系统”与行星-恒星“二体系统”之坐标体系相同。

基于 GOR 理论, 因循第七章 7.4 “GOR 行星运动方程”的逻辑路线, 即可在球坐标系 (r, θ, ϕ) 中建立与 GOR 行星运动方程 (式(7.33)) 形式上相同的光子-太阳方程, 或称“GOR 光子运动方程”:

$$\frac{d^2 u}{d\phi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} + \frac{3GM}{\eta^2} u^2 \quad \left(u = \frac{1}{r} \right) \quad (8.25)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为太阳质量, r 为太阳 M 指向光子 m 的矢径, $h_K = r^2 d\phi/d\tau$ 为光子 m 之速度矩, η 即一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度, $u = u(\phi) = 1/r(\phi)$ 可视为光子 m 之运动轨迹。

GOR 理论之光子运动方程(8.25)概括了牛顿光子运动方程(8.3)和爱因斯坦光子运动方程式(8.14)乃至一般观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \in (c, +\infty)$) 之光子运动方程。

牛顿光子运动方程: $\eta \rightarrow \infty$

考虑光子 m 之近日点, 即光子掠过图 6(c)中太阳表面之点 F 时的情形, 光子 m 之速度 $v = r d\phi/d\tau \approx c$ 及其矢径 $r \approx R_S$ 。因此, 如式(8.4)所示: 光子 m 之速度矩 $h_K = r^2 d\phi/d\tau = rv \approx R_S c$ 。

$\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即理想观测代理 OA_∞ ; 这时, 式(8.25)中, $u = u_\infty$ 乃理想代理 OA_∞ 所呈现的光子 m 之运动轨迹, 其中, 右端为:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ \frac{GM}{h_K^2} + \frac{3GM}{\eta^2} u^2 \right\} = \frac{GM}{R_S^2 c^2} \quad (8.26)$$

如此, GOR 光子运动方程(8.25)约化为牛顿光子运动方程 (对照 8.2.2 之式(8.3)):

$$\frac{d^2 u}{d\phi^2} + u = \frac{GM}{R_S^2 c^2} \quad (8.27)$$

爱因斯坦光子运动方程: $\eta \rightarrow c$

$\eta \rightarrow c$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即光学观测代理 $OA(c)$; 这时, 式(8.25)中, $u = u(c)$ 乃光学代理 $OA(c)$ 所呈现的光子 m 之运动轨迹, 其中, 光子 m 既是被观测对象

又是传递光子 m 的信息子: 作为被观测对象的光子 m 之速度 v 与作为信息子的光子 m 之速度 η 相同。因此, 如 8.3.2 所述, 光子 m 之线元 $ds=0$ 。

于是, 式(8.25)右端满足:

$$\lim_{\eta \rightarrow c} h_K = \lim_{\eta \rightarrow c} r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = \infty \quad \left(d\tau = \frac{ds}{c} \rightarrow 0 \right) \quad (8.28)$$

$$\lim_{\eta \rightarrow c} \left\{ \frac{GM}{h_K^2} + \frac{3GM}{\eta^2} u^2 \right\} = 3 \frac{GM}{c^2} u^2$$

如此, GOR 光子运动方程(8.25)约化为爱因斯坦光子运动方程 (对照 8.3.2 之式(8.14)):

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = 3 \frac{GM}{c^2} u^2 \quad (8.29)$$

一般观测代理之光子运动方程: $\infty > \eta > c$

根据 OR 理论, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 须大于或者等于被观测对象 m 之速度 v 。式(8.25)中, 被观测对象 m 是光子, 其速度 $v \approx c$ 。因此, 要求 η 大于或者等于光子速度: $\eta \geq c$ 。

考虑一般观测代理 $OA(\eta)$ 之情形 ($\infty > \eta > c$), 则 $u=u(\eta)$ 乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 所呈现的光子 m 之运动轨迹, 将光子之速度矩 $h_K = R_S c$ 代入式(8.25), 则 GOR 光子运动方程(8.25)为:

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{R_S^2 c^2} + \frac{3GM}{\eta^2} u^2 \quad (8.30)$$

综上所述, 无论牛顿之光子运动方程(8.3,27), 或爱因斯坦光子运动方程(8.14,29), 或一般观测代理 $OA(\eta)$ 之光子运动方程(8.30), 皆统一于 GOR 理论之光子运动方程(8.25)。

值得注意, GOR 光子运动方程(8.25)中, $u=u(\eta)$: 光子 m 之运动轨迹依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 不同的观测代理, 其呈现给观测者的光子运动轨迹及其星光引力偏折角将会是不同的。然而, 客观真实的物理世界必定是唯一的。光子-太阳“二体系统”中, 光子 m 之客观真实的运动轨迹必定也是唯一的。可见, 观测所得光子运动轨迹或引力偏折未必是其客观真实的轨迹或偏折。除非, 观测者能借理想代理 OA_∞ 观测光子 m 之运动。

8.4.3 GOR 理论之光子飞行轨迹

观察式(8.25)可知, GOR 光子运动方程右端第一项 GM/h_K^2 代表作为被观测对象的光子 m 之客观真实的物理信息, 涉及引力场之 GM 和光子 m 之速度矩 h_K ; 而第二项 $3GMu/\eta^2$ 则依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 代表观测代理 $OA(\eta)$ 之观测效应。这种观测效应乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致:

η 越大, 观测效应越小; $\eta \rightarrow \infty$, 则 $3GMu/\eta^2 \rightarrow 0$, $OA(\eta)$ 之观测效应或表现现象随之消失。

基于 GOR 光子运动方程(8.25), 可以预计, 对于不同的观测代理或不同的信息波速度, 光子运动轨迹将会呈现出不同程度的弯曲和不同的偏折角。

若能求解 GOR 光子运动方程(8.25), 则可获得观测给定代理 $OA(\eta)$ 之视角下光子 m 的飞行轨迹。

然而, GOR 光子运动方程(8.25)乃一非线性微分方程, 难以求解, 除非, $\eta \rightarrow \infty$, 式(8.25)约化为牛顿光子运动方程(8.27)。GOR 光子运动方程(8.25)中, 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 覆盖了 $[c, +\infty)$, 特别地, $\eta=c$ 可能为式(8.25)引力偏折角的非连续点。

幸运的是, 在 $[c, +\infty)$ 上, 式(8.25)有近似解。

理想代理 OA_∞ 之光子轨迹: $\eta \rightarrow \infty$

$\eta \rightarrow \infty$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 趋同于理想代理 OA_∞ , GOR 光子运动方程(8.25)约化为牛顿光子运动方程(8.27), 可得精确解, 如 8.2.3 之式(8.5), 光子运动轨迹乃理想的或标准的双曲线。

自然地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 基于 GOR 光子运动方程(8.25)的星光引力偏折角即牛顿偏折角: $\delta_N = 2GM/R_S c^2$ 。

GOR 理论之理想观测代理 OA_∞ 不存在观测局域性, 故其呈现给观测者的是客观真实的光子运动景象; 其计算所得星光引力偏折角 $\delta_N = 2GM/R_S c^2$ 是星光掠过太阳表面之客观真实的引力偏折角。

光学代理 $OA(c)$ 之光子轨迹: $\eta \rightarrow c$

$\eta=c$ 时, 观测代理 $OA(\eta)$ 即光学代理 $OA(c)$, GOR 光子运动方程(8.25)约化为爱因斯坦光子运动方程(8.29), 可得近似解, 如式(8.21); 如式(8.22)所示, 光子运动轨迹乃近似的双曲线。

自然地, $\eta=c$ 时, 基于 GOR 光子运动方程(8.25)的星光引力偏折角即爱因斯坦偏折角: $\delta_E = 4GM/R_S c^2$ 。

GOR 理论之光学观测代理 $OA(c)$ 存在观测局域性 ($c < \infty$), 其呈现给观测者的并非客观真实的光子运动景象; 其计算所得星光引力偏折角 $\delta_E = 4GM/R_S c^2$ 虽然符合光学观测结论, 然而, 并非星光掠过太阳表面之客观真实的引力偏折角。

一般观测代理 $OA(\eta)$ 之光子轨迹: $\infty > \eta > c$

$\infty > \eta > c$ 时, GOR 光子运动方程(8.25)可重写为式(8.30), 其中, 右端第一项 $GM/h_K^2 = GM/R_S^2 c^2$ 和第二项 $3GMu/\eta^2$ 皆不为零, 难以求解。第二项 $3GMu/\eta^2$ 的存在意味着, 观测代理 $OA(\eta)$ ($\infty > \eta > c$) 呈现给观测者的光子运动景象依赖于 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 存在观测效应或表现现象。

对于给定的观测代理 $OA(\eta)$ ($\infty > \eta > c$), 为了获得光子运动方程(8.30)之近似解, 需要假定 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 远大于光速 c : $\eta \gg c$ 。在光之“引力偏折”问题中, 光子速度矩为 $h_K \approx R_S c$, $r = 1/u > R_S$ 。当 $\eta \gg c$ 时, 光子运动方程(8.30)右端第二项 $3GMu^2/\eta^2$ 相对于第一项 $GM/R_S^2 c^2$ 可谓一小量:

$$\frac{3GM}{\eta^2} u^2 \Big/ \frac{GM}{R_S^2 c^2} = 3R_S^2 u^2 \frac{c^2}{\eta^2} \leq 3 \frac{c^2}{\eta^2} \ll 1 \quad (8.31)$$

如此, 因循文献^[74]之逻辑路线, 采用“逐次逼近法”可求 GOR 光子运动方程(8.30)之近似解。

不计右端第二项 $3GMu^2/\eta^2$, 则 GOR 光子运动方程(8.30)约化为式(8.27), 即牛顿光子运动方程(8.3), 其解即 8.2.3 之式(8.7):

$$\begin{aligned} u &= \frac{GM}{R_S^2 c^2} \left(1 + e \cos \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) \right) \\ &= \frac{GM}{R_S^2 c^2} (1 + e \sin(\varphi)) \quad \left(e = \frac{R_S c^2}{GM} \right) \end{aligned} \quad (8.32)$$

其中, $e = R_S c^2 / GM$ 为牛顿光子轨迹之偏心率。

鉴于 $3GMu^2/\eta^2$ 相对于 $GM/R_S^2 c^2$ 乃一小量, 可采用“逐次逼近法”, 将式(8.32)中的 u 代入 GOR 光子运动方程(8.30)之右端, 得:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u &= \frac{GM}{R_S^2 c^2} + \frac{3GM}{\eta^2} \left(\frac{GM}{R_S^2 c^2} \right)^2 (1 + e \sin \varphi)^2 \\ &= \frac{GM}{R_S^2 c^2} + 3 \frac{G^3 M^3}{R_S^4 c^4 \eta^2} (1 + 2e \sin \varphi + e^2 \sin^2 \varphi) \end{aligned} \quad (8.33)$$

式(8.33)有解:

$$\begin{aligned} u &= \left\{ \frac{GM}{R_S^2 c^2} + \frac{3G^3 M^3}{R_S^4 c^4 \eta^2} \left(1 + \frac{e^2}{2} \right) \right\} (1 + e \sin \varphi) \\ &\quad + \frac{3G^3 M^3}{R_S^4 c^4 \eta^2} e \left\{ \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) \cos \varphi + \frac{e}{6} \cos 2\varphi \right\} \end{aligned} \quad (8.34)$$

图 6(c) 所示, φ 可设为 $\varphi = \pi + \phi$ ($\alpha \geq \phi \geq -\alpha$), 其中, α 和 $|\phi|$ 皆为小量, $\cos(\pi + \phi) \approx -1$, $\cos 2(\pi + \phi) \approx 1$ 。鉴于 $e \gg 1$ 和 $\eta \gg c$, 式(8.34)可近似为:

$$\begin{aligned} u &\approx \left\{ \frac{GM}{R_S^2 c^2} + \frac{3GM}{2R_S^2 \eta^2} \right\} (1 + e \sin \varphi) + \frac{GM}{2R_S^2 \eta^2} \\ &= \frac{GM}{R_S^2} \left\{ \frac{1}{c^2} + \frac{2}{\eta^2} \right\} (1 + \hat{e} \sin \varphi) \\ &\quad (\hat{e} = (2\eta^2 + 3c^2)e / 2(\eta^2 + 2c^2)) \end{aligned} \quad (8.35)$$

其中, $\hat{e}$ 为观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \gg c$) 之光子轨道之偏心率; 特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, $\hat{e} \rightarrow e$, 即理想代理 OA_∞ 之光子轨道偏心率, 也即牛顿光子轨道偏心率 e 。

对照或类比式(8.7)可知, 式(8.35)为一标准的双曲

线。因为, 式(8.34)乃 GOR 光子运动方程(8.30)之近似解, 式(8.35)乃式(8.34)之近似表达式, 所以, 观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 之光子运动方程并非标准的双曲线: 如式(8.35), 在 GOR 理论之光子-太阳“二体系统”模型中, $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 之光子运动轨迹乃近似的双曲线。

观察式(8.35)可以发现: $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光子运动方程之轨道偏心率 $\hat{e}$ 趋同于牛顿光子运动轨道偏心率: $\hat{e} \rightarrow e$ 。自然地, 这意味着, $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光子运动轨迹(8.34)趋同于标准的双曲线。

这里, 针对光之“引力偏折”问题, GOR 理论之光子运动方程(8.25), 既概括了牛顿光子运动方程(8.3), 也概括了爱因斯坦光子运动方程(8.14)。GOR 理论又一次将牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论统一在一起; 再一次体现了 GOR 理论与牛顿万有引力和爱因斯坦广义相对论逻辑上的一致性, 以及 GOR 理论逻辑上的自洽性。

8.4.4 GOR 理论之星光引力偏折角

GOR 光子运动方程(8.25)表明: 对于不同的观测代理, 光子运动轨迹将会呈现出不同程度的弯曲, 因而, 有不同的星光引力偏折角。

现在, 牛顿光子运动方程和爱因斯坦光子运动方程皆已成为 GOR 光子运动方程之特例。

理想代理 OA_∞ 之偏折角: $\eta \rightarrow \infty$

因循 8.2 之逻辑路线, 求解 GOR 光子运动方程(8.27), 可得理想代理 OA_∞ 之星光引力偏折角: $\delta_{\text{GOR}} = 2GM/R_S c^2$ 。此即牛顿偏折角 δ_N 。

光学代理 $OA(c)$ 之偏折角: $\eta \rightarrow \infty$

因循 8.3 之逻辑路线, 求解 GOR 光子运动方程(8.29), 可得光学代理 $OA(c)$ 之星光引力偏折角: $\delta_{\text{GOR}} = 4GM/R_S c^2$ 。此即爱因斯坦偏折角 δ_E 。

一般观测代理 $OA(\eta)$ 之偏折角: $\infty > \eta > c$

鉴于 GOR 光子运动方程(8.30)之解关于 $\eta \in (c, \infty)$ 的连续性和单调性, 其星光引力偏折角 δ_{GOR} 应满足:

$$\frac{4GM_s}{R_s c^2} = \delta_E \geq \delta_{\text{GOR}}(\eta) \geq \delta_N = \frac{2GM_s}{R_s c^2} \quad (8.36)$$

其中, $\delta_{\text{GOR}} = \delta_{\text{GOR}}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: 不同的观测代理必定呈现不同的星光引力偏折角。

如图 6(c)所示, 光子 m 由遥远的星星 S 出发, 掠过太阳表面, 抵达远离太阳 M 的地球时, 可视其坐标量: $r \rightarrow \infty$, $u \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow \pi + \alpha$, 其中, α 为一小量。

于是, 依式(8.34), 成立:

$$0 = \left\{ \frac{GM}{R_s^2 c^2} + \frac{3G^3 M^3}{R_s^4 c^4 \eta^2} \left(1 + \frac{e^2}{2} \right) \right\} (1 - e \sin \alpha) + \frac{3G^3 M^3}{R_s^4 c^4 \eta^2} e \left\{ - \left(\frac{\pi}{2} + \alpha \right) \sin \alpha + \frac{e}{6} \cos 2\alpha \right\} \quad (8.37)$$

依式(8.10), 牛顿光子轨道偏心率 $e = R_s c^2 / GM \gg 1$ 。将偏心率 e 之值代入式(8.37), 整理后得:

$$\alpha(\eta) = \frac{GM}{R_s c^2} \left\{ 1 + 2 \frac{c^2}{\eta^2} \right\} / \left\{ 1 + \frac{3c^2}{2\eta^2} \right\} \quad (8.38)$$

如此, GOR 理论之星光引力偏折角为:

$$\delta_{\text{GOR}}(\eta) = 2\alpha(\eta) = \frac{2GM}{R_s c^2} \left(1 + \frac{c^2}{3c^2 + 2\eta^2} \right) \quad (8.39)$$

其中, 光速 c 的出现, 是作为被观测对象的光子 m 之速度 $v=c$ 及其速度矩 $h_K = R_s c$ 的体现; 而信息波速度 η 的出现, 则是 GOR 光子运动方程(8.30)中观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 的体现。

式(8.38,9)中, 星光引力偏折角 δ_{GOR} 或 α 只是 GOR 光子运动方程(8.30)的近似解, 要求观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 满足条件: $\eta \gg c$ 。

尽管如此, 式(8.39)仍然给予我们如下启示:

- (1) 星光偏折角 δ_{GOR} 之第一项 $2GM/R_s c^2$ 独立于观测代理 $OA(\eta)$, 正是牛顿星光引力偏折角 δ_N , 代表着客观真实的光之“引力偏折”。
- (2) 星光偏折角 δ_{GOR} 之第二项 $2GM/R_s(3c^2 + 2\eta^2)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 意味着不同观测代理呈现不同程度的光之“引力偏折”, 其中, 必定包含着观测效应和表观现象。
- (3) 观测效应或表观现象乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致: 理想代理 OA_∞ 之下, $\eta \rightarrow \infty$, 则 GOR 星光引力偏折角 δ_{GOR} 趋同于牛顿之星光引力偏折角 δ_N : $\delta_{\text{GOR}} \rightarrow \delta_N$ 。

依式(8.39), 对于任意观测代理 $OA(\eta)$ ($\infty > \eta > c$):

$$\frac{d\delta_{\text{GOR}}(\eta)}{d\eta} = - \frac{8GM\eta}{R_s (2\eta^2 + 3c^2)^2} < 0 \quad (8.40)$$

式(8.40)意味着, 观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η 越大, 其呈现给观测者的星光引力偏折角 $\delta_{\text{GOR}}(\eta)$ 越小, 越接近客观真实的牛顿之星光引力偏折角 δ_N 。这一结论与式(8.36)的表述是一致的。

正如本章之前所预计的, GOR 理论牛顿星光引力偏折角 δ_N 和爱因斯坦星光引力偏折角 δ_E , 都只是 GOR 理论所预测的分属不同观测代理的星光引力偏折角 δ_{GOR} 之特例。

8.5 光之引力偏折: 现象与本质

光之“引力偏折”问题为我们阐明 GOR 理论, 理解观测以及观测媒介或观测代理在物理学理论或模型中所扮演的角色, 诠释物理观测和物理实验中的现象与本质, 提供了一个范例。

针对光之“引力偏折”, 物理学界无休止地纠结于是爱因斯坦预测正确还是牛顿预测正确。

现在, GOR 理论阐明, 光之“引力偏折”, 其牛顿预测和爱因斯坦预测源于不同观测代理之理论, 基于不同观测代理之视角。爱因斯坦广义相对论所预测的是现象; 而牛顿万有引力所预测的则是本质。就现象而言, 在光学观测之情景下, 爱因斯坦广义相对论之引力偏折预测是正确的, 得到光学观测代理 $OA(c)$ 支持, 符合光学观测之现象。然而, 就本质而言, 在理想观测之情景下, 牛顿万有引力论之引力偏折预测是正确的, 得到理想观测代理 OA_∞ 支持, 符合客观物理世界真实的星光引力偏折景象。

不同视角, 不同现象。然而, 本质是不变的。

8.5.1 伽利略-牛顿视角

正如 OR 和 GOR 理论反复强调的, 伽利略-牛顿理论乃理想观测理论, 是客观物理世界的真实写照。

OR 和 GOR 理论已经阐明, 伽利略-牛顿理论隐喻着理想观测条件, 归属理想观测代理 OA_∞ 。如 8.2.1 所述, 理想代理 OA_∞ 将观测条件极度地理想化: 信息波速度无穷大, 观测信息的传递无需时间, 无相对论性效应; 信息子动量无穷小, 不会对被观测对象之运动构成扰动, 无量子效应。

只有在如此理想化的观测条件下, 自然世界才会呈现出其客观真实的本来面貌, 虽然, 这种极度理想化的观测条件是“可欲而不可求”的。

理想观测代理 OA_∞ 可谓“伽利略-牛顿视角”。

有一次, 我为年轻人讲解观测相对论, 谈到“理想观测代理”, 一位年轻人突然说: “那就是上帝的视角!” 她说的极是——完全客观真实的物理世界, 只能由上帝自己欣赏, 只有上帝自己能看到。制约于观测代理之局域性, 人类永远也无法感知或观测到完全客观真实的物理世界。

然而, 我们的理性可以触及它。

正是因为理想代理 OA_∞ 之信息波速度无穷大, 伽利略-牛顿理论无相对论性效应; 正是因为理想代理 OA_∞ 之信息子动量无穷小, 伽利略-牛顿理论无量子效应。基于“上帝视角”, 基于理想代理 OA_∞ , 伽利略-牛顿之理论得以触及客观真实的物理世界。

在行星-恒星“二体问题”中, 被观测对象是行星。相对于行星的质量, 一般观测代理之信息子质量极小, 不会对行星运动产生显著影响。因此, 行星-恒星“二体问题”无需讨论观测代理之信息子动量问题。而光子-太阳“二体问题”中, 被观测对象是光子。光子质量极小, 其运动易受信息子扰动而呈现量子效应。因而, 光子-太阳“二体问题”不得不涉及观测代理之信息子动量问题。幸而, 理想代理 OA_∞ 隐喻着信息子动量无穷小的理想化条件或理想化假设。

可见, 基于理想代理 OA_∞ 观测光子运动, 恰如我们借助光观看鸟或飞机在天空中飞行。就光之“引力偏折”问题而言, 理想代理 OA_∞ 呈现给观测者的光子运动轨迹乃客观真实的光子运动轨迹, 换句话说, 基于牛顿万有引力论的星光偏折预测, 代表着星光掠过太阳表面之客观真实的景象。

如此, 牛顿光子运动方程(8.3)计算得出的星光引力偏折角 $\delta_N = 2GM/R_S c^2$, 乃“上帝视角”之星光引力偏折角, 是客观真实的星光引力偏折角。

8.5.2 爱因斯坦视角

正如 OR 和 GOR 理论反复强调的, 爱因斯坦相对论乃光学观测理论, 其相对论性效应乃观测效应。

正如 8.3.1 所述, 爱因斯坦广义相对论隐喻着光学观测条件, 归属光学观测代理 $OA(c)$: 信息波即光波, 信息波速度即光速 c , 存在观测局域性 ($c < \infty$), 观测信息的传递需要时间, 呈现相对论性效应; 信息子即光子, 信息子动量即光子动量, 可能对被观测之微观粒子的运动构成扰动, 呈现量子效应。

光学观测代理 $OA(c)$ 可谓“爱因斯坦视角”。

爱因斯坦并未十分清楚地意识到, 自己的理论是一个局部理论 (Partial Theory): 光学观测理论, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 即光学代理 $OA(c)$ 时方能成立; 更未意识到, 光学观测存在观测局域性 ($c < \infty$), 并且, 这种观测局域性乃相对论性效应的根源和本质。

就光之“引力偏折”问题而言, 爱因斯坦广义相对论基于光学代理 $OA(c)$ 观测光之“引力偏折”, 其中, 光子既是 $OA(c)$ 之被观测对象又是 $OA(c)$ 之信息子: 光子 m 之运动信息的携带和传递依赖于光子 m 自身。因此, 如图 6(c) 所示, 光学代理 $OA(c)$ 无法观测到光子 m 真实的运动轨迹, 仅当光子 m 其抵达我们的视网膜或观测器时, 我们才能感知其存在, 并将其虚幻映像 (点 B) 作为光源或光源所在方向。

正如 8.3 所阐明的, 光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 的存在, 导致 $OA(c)$ 呈现观测效应和表观现象: 爱因斯坦光子运动方程(8.14)计算所得星光引力

偏折角 $\delta_E = 4GM/R_S c^2$, 乃光学代理 $OA(c)$ 呈现给观测者的星光引力偏折角, 并非完全客观真实的光之“引力偏折”。然而, 就现象而言, 爱因斯坦广义相对论做出的光之“引力偏折”预测, 符合光学观测, 与光学代理 $OA(c)$ 所呈现的光之“引力偏折”现象是一致的, 得到日全食之光学观测的支持。

实际上, 无论是爱丁顿或戴森的日全食观测^[75,76], 还是美国怀俄明州的日全食观测^[78], 皆为借助于光学代理 $OA(c)$ 的光学观测, 其所呈现的星光引力偏折现象自然支持爱因斯坦广义相对论之预测。

8.5.3 GOR 视角

人类感知客观世界, 必须借助于一定的观测媒介或观测代理。现实之一切观测代理 $OA(\eta)$ 皆存观测局域性 ($\eta < \infty$), 其呈现给观测者的, 只能是客观世界的某种映像; 我们永远无法观测到完全真实的客观世界。不同观测代理, 呈现给观测者不同的映像。

然而, 客观真实的物理世界是唯一的!

OR 和 GOR 理论已经阐明, 理论上, 一切物质运动形式皆可为观测媒介, 为观测者传递被观测对象之信息。GOR 理论中, 光学代理不再具有特殊地位: 光并非人类唯一可加以利用的观测媒介。

如此, 观测者可以基于更为广阔的视角, 观测自然世界。这便是所谓的“GOR 视角”。

针对光子“引力偏折”问题, GOR 理论基于 GOR 场方程和 GOR 运动方程建立了 GOR 光子-太阳“二体系统”模型, 即 GOR 光子运动方程(8.25), 概括统一了牛顿光子运动方程(8.3)和爱因斯坦光子运动方程(8.14)。GOR 光子运动方程乃一般观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \in [c, +\infty)$) 之光子运动方程, 自然地, 依赖于 $OA(\eta)$ 及其信息波速度 η , 包含着 $OA(\eta)$ 之观测效应。仅当 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光子运动方程(8.25)约化为牛顿光子运动方程(8.3), 独立于观测代理 $OA(\eta)$ 及其信息波之速度 η 。这时的 GOR 光子运动方程, 即牛顿光子运动方程, 描绘了客观真实的星光引力偏折轨迹。

自然地, GOR 光子运动方程计算所得星光引力偏折角 $\delta_{GOR} = \delta_{GOR}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 及其信息波速度 η 。如 8.4 之计算和分析: $\eta \rightarrow c$ 时 $\delta_{GOR}(\eta) = \delta_E$, 此即爱因斯坦偏折角; η 越大, $OA(\eta)$ 越接近理想代理 OA_∞ , 而 $\delta_{GOR}(\eta)$ 越接近牛顿偏折角 δ_N ; $\eta \rightarrow \infty$ 时 $\delta_{GOR}(\eta) = \delta_N$, 此即客观真实的星光引力偏折角。

GOR 理论阐明: 爱因斯坦广义相对论之预言, 虽与光学观测现象相符, 却并不等同客观真实之物理现实; 反之, 牛顿万有引力论之预言, 虽与光学观测现象不符, 却代表着客观真实的物理存在。

基于 GOR 视角, 我们终于发现: 观测的, 即现象的或表象的, 未必本质的或客观真实的。

8.6 本章小结

本章基于 GOR 理论探究爱因斯坦著名的三大预测之一——光之“引力偏折”问题, 继续测试和验证 GOR 理论及其场方程和运动方程。

牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论皆可对光之“引力偏折”进行理论计算并做出预测。然而, 就星光掠过太阳表面的场景而言, 牛顿万有引力论预测的偏折角为: $\delta_N = 2GM_S/R_S c^2$; 而爱因斯坦广义相对论预测的偏折角则为: $\delta_E = 4GM_S/R_S c^2$, 是牛顿之 δ_N 的 2 倍。正是 δ_E 与 δ_N 的差异, 激发了人们极大的好奇心: 究竟牛顿正确还是爱因斯坦正确呢? 针对光之“引力偏折”问题, 物理学家和天文学家有过许多的观测实验, 大多倾向于支持爱因斯坦。物理学界似已得出最终结论: 牛顿错了, 爱因斯坦是正确的; 爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确。

然而, 主流物理学界并未真正意识到, 我们对于光之“引力偏折”的观测及其结论存在两个问题:

第一, 星光引力偏折之观测实验中, 谁在扮演“观测代理”的角色, 或者说, 谁作为观测媒介在为观测者传递光子运动之信息?

第二, 观测的便是客观的和真实的吗?

上述问题可谓物理学之“观测代理”问题, 本是物理学最基本问题。根据 OR 和 GOR 理论, 观测代理在物理学之理论或模型中扮演着不可或缺的角色, 正如理想观测代理 OA_∞ 之于伽利略-牛顿理论和光学观测代理 $OA(\eta)$ 之于爱因斯坦相对论。

然而, 物理学, 自有史以来, 并未给予“观测代理”在物理学理论或模型中的明确地位。局限于伽利略-牛顿视角和爱因斯坦视角, 主流物理学界至今未能认识到伽利略-牛顿理论与爱因斯坦相对论的本质区别: 要么, 纠结于是伽利略和牛顿正确还是爱因斯坦正确; 要么, 将爱因斯坦相对论视为绝对真理, 而伽利略-牛顿理论则只是其宏观低速弱场之近似。

中国有句谚语: “眼见为实, 耳听为虚。” 实际上, 无论“眼见”或“耳听”, 均不为“实”, 只是其“虚”的程度不同而已——这正是不同观测代理观测局域性之程度的差异。“耳听”需要声学代理 $OA(v_s)$; 而“眼见”则需要光学代理 $OA(c)$ 。能够意识到“耳听为虚”是人类认识上的进步; 如果人类能认识到“眼见为虚”, 将会是更大的进步!

光之“引力偏折”问题为测试或验证 GOR 理论提

供了一个范例。GOR 理论, 基于更广阔的视角——观测代理 $OA(\eta)$ 之观测媒介可为任意物质运动形式, 阐明了牛顿预测和爱因斯坦预测的本质区别, 同时, 阐明了星光引力偏折观测中的现象与本质。

本章将光之“引力偏折”问题归结为类似行星-恒星“二体系统”之天体“二体问题”: 光子-太阳“二体问题”, 意在基于 PGC 对应原理, 因循第七章建立行星-太阳之天体“二体系统”模型的逻辑路线, 建立光子-太阳“二体系统”模型。

为便于类比分析, 本章 8.2 基于牛顿万有引力论建立了牛顿光子运动方程, 其计算所得牛顿星光引力偏折角与先前文献之牛顿偏折角相同: $\delta_N = 2GM/R_S c^2$; 本章 8.3 基于爱因斯坦广义相对论建立了爱因斯坦光子运动方程, 其计算所得爱因斯坦星光引力偏折角与先前文献之爱因斯坦偏折角相同: $\delta_E = 4GM/R_S c^2$ 。

本章之 8.4 基于第六章 GOR 场方程精确解建立了光子-太阳“二体系统”模型: GOR 光子运动方程。

GOR 光子运动方程再次展现了 GOR 理论高度的一般性和泛化能力。如 8.4.2 所述, GOR 光子运动方程覆盖了一般观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \in [c, +\infty)$), 可描述不同观测代理呈现给观测者的光子运动轨迹, 对不同观测代理之星光引力偏折角进行计算并做出不同的预测。GOR 光子运动方程表明, 不同观测代理, 其呈现给观测者的光子运动轨迹会不同程度地弯曲。如 8.4.4 所述, GOR 光子运动方程之星光引力偏折角 $\delta_{GOR} = \delta_{GOR}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 及其信息波速度: η 越大, $\delta_{GOR}(\eta)$ 越接近客观真实的牛顿星光引力偏折角 δ_N 。特别地, $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 之光子运动方程即爱因斯坦光子运动方程, GOR 光子运动方程之星光引力偏折角即爱因斯坦偏折角 δ_E ; $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光子运动方程即牛顿光子运动方程, GOR 光子运动方程之星光引力偏折角既牛顿偏折角 δ_N 。然而, 客观真实的光子运动轨迹是唯一的, 那就是牛顿光子运动方程所描述的光子运动轨迹; 客观真实的星光引力偏折角也是唯一的, 那就是牛顿星光引力偏折角 δ_N 。

正是基于其广阔的视角, GOR 理论发现: 就光之“引力偏折”问题而言, 爱因斯坦广义相对论所预测的只是现象, 是光学观测中的星光引力偏折现象; 而牛顿万有引力论所预测的则是本质, 是“上帝视角”之下客观真实的光之“引力偏折”。

实际上, 星光偏折之日全食观测结论并不意味着爱因斯坦广义相对论及其光之“引力偏折”预测是正确的, 也不意味着牛顿万有引力论及其光之“引力偏折”预测是错误的。GOR 理论表明: 就现象而言, 在

光学观测之情景下，爱因斯坦引力偏折预测虽然得到光学代理 $OA(c)$ 支持，符合光学观测之现象，却并非客观真实的光之“引力偏折”；就本质而言，牛顿引力偏折预测虽然与光学观测中日全食之星光引力偏折现象不符，却得到理想代理 OA_∞ 支持，乃客观物理世界真实的光之“引力偏折”。

人类感知客观世界，必须通过观测代理；而现实之一切观测代理皆存在观测局域性，其所呈现给观测者的，只能是客观世界的某种映像，是现象，而非本质。制约于观测代理之局域性，人类永远也无法感知或观测到完全客观真实的物理世界。

除非，我们能借助“上帝之观测代理”—— OA_∞ 。

9 GOR 理论与光之引力红移

本章围绕爱因斯坦著名的三大预测之一——光之“引力红移”（引力场中光或光子频率衰减）问题，继续解析和测试 GOR 理论。

GOR 理论力求基于 PGC 原理，类比爱因斯坦广义相对论探究光之“引力红移”现象的逻辑路线，同时，基于“时频比不变性”，演绎光之引力红移方程。GOR 理论将基于能量守恒原理定义“引力红移”，探究不同观测代理之下光子的“引力红移”问题，以及不同观测代理之下信息子的“引力红移”问题。特别地，GOR 理论将对牛顿万有引力论和经典力学的引力红移方程进行新的论述和新的演绎。

GOR 引力红移方程，与 GOR 理论之一切方程式一样，具有高度的一般性和概括性，将牛顿引力红移方程和爱因斯坦引力红移方程统一起来，同时，为牛顿引力红移和爱因斯坦引力红移注入新的见解。

9.1 关于光之引力红移

与光之“引力偏折”预测一样，原本，光之“引力红移”预测乃爱因斯坦为测试和检验其广义相对论著名的三大预言之一，是爱因斯坦基于其广义相对论重要逻辑前提之“等效原理”提出的。

光之“引力红移”，意即：引力时空中，光或光子的频率会随其引力势的变化而变化。当然，引力场中的光或光子不仅仅会“红移”，也会“蓝移”。

图 7(a1-2) 所示，一艘宇宙飞船在太空中航行，飞船尾部光源向飞船前端发射频率为 f 的光或光子，飞船前端宇航员观测到光或光子的频率为 f_0 。可以判断：飞船匀速时（图 7(a1)： $a=0$ ）， f_0 即光或光子辐射频率： $f_0=f$ ；而飞船加速时（图 7(a2)： $a>0$ ）， f_0 则小于光或光子辐射频率： $f_0<f$ （光之“红移”）。

根据爱因斯坦之“等效原理”，惯性力与引力等效，惯性力场与引力场等效；宇航舱内的宇航员不能确定飞船处于加速（ a ）状态或处于重力场（ $g=-a$ ）状态。如图 7(b1) 所示，设宇航员处于某星球（重力场： $g=-a$ ）地表上方，地表光源垂直向上辐射频率为 f 的光或光子，而宇航员观测到光或光子之频率为 f_0 。根据“等效原理”，爱因斯坦预测：等效于宇航员在宇航舱内的观测情形（图 7(a2)）， $f_0<f$ 。

此即光之“引力红移”。

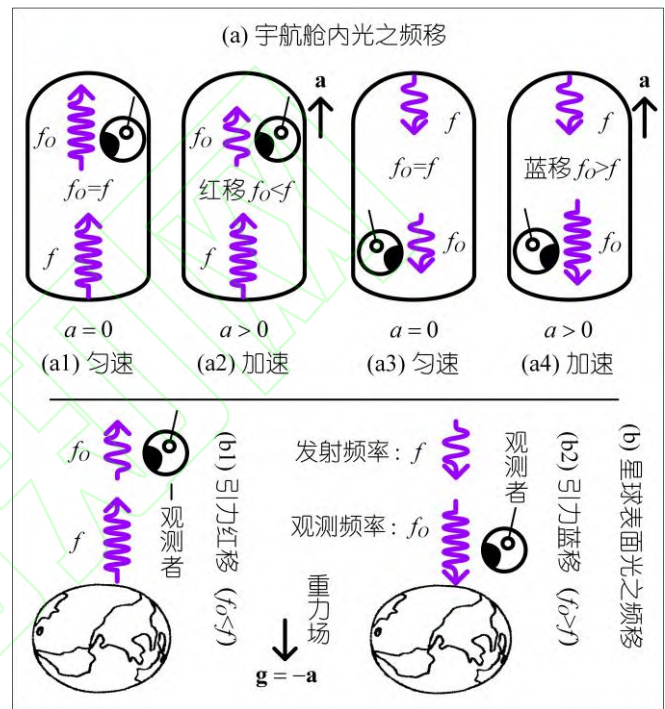


图 7 等效原理与引力红移. (a) 宇航舱内光之频移：宇宙飞船匀速航行时，静止于飞船的光源辐射光，其频率在宇航舱内的宇航员看来是不变的；飞船加速时，宇航舱前端的宇航员发现，尾部光源辐射的光，其频率出现衰减或“红移”；宇航舱尾部的宇航员发现，前端光源辐射的光，其频率出现增长或“蓝移”。(b) 星球表面光之频移：根据爱因斯坦之“等效原理”，宇航舱内的宇航员不能区别飞船处于加速状态或处于引力场中，因此，等效地，宇航员或观测者处于某星球表面（重力场 $g=-a$ ）时，如同飞船加速时的情形，在观测者看来，星球向外辐射的光，其频率必定衰减或“红移”；而飞向星球的光，其频率则会增长或“蓝移”。

反之，如图 7(a3-4) 所示，飞船前端光源向飞船尾部发射频率为 f 的光或光子，飞船尾部宇航员观测到光或光子的频率为 f_0 。可以判断：飞船匀速时（图 7(a3)： $a=0$ ）， f_0 即光或光子发射频率： $f_0=f$ ；而飞船加速时（图 7(a4)： $a>0$ ）， f_0 则大于光或光子发射频率： $f_0>f$ （光之“蓝移”）。类似地，如图 7(b2)所示，设宇航员处于某星球（重力场： $g=-a$ ）地表，地表上方光源垂直向下辐射频率为 f 的光或光子，而宇航员观测到

光或光子之频率为 f_0 ; 如此, 根据“等效原理”可预测: 等效于宇航员在宇航舱内的观测情形 (图 7(a4)): $f_0 > f$ (光之“引力蓝移”)。

与光之“引力偏折”不同, 光之“引力红移”通常基于引力场之“时间膨胀”诠释, 而非爱因斯坦广义论之“时空弯曲”说。正是基于引力场中观测者之观测时间的“膨胀”, 爱因斯坦广义相对论得以对光之“引力红移”进行计算并做出预测。实际上, 爱因斯坦广义相对论中, 光之“引力红移”和引力时空之“时间膨胀”被视为等效的物理效应^[79-81]。

测试或验证光之“引力红移”, 最简单易行的是地球观测者观测来自太阳的光谱。太阳向地球辐射光, 假定太阳光在太阳表面时频率为 f , 而当其抵达地球时地球观测者之观测频率为 f_0 。无论基于爱因斯坦之引力红移预测还是基于牛顿之引力红移预测, 太阳光来到地球必定会“红移”: $f_0 < f$ 。

爱因斯坦基于“等效原理”的光之“引力红移”预测是定性的。在其广义相对论正式建立之前, 爱因斯坦无法对光之“引力红移”进行定量的计算和定量的预测。广义相对论正式建立之后, 爱因斯坦利用广义相对论场方程求得时空度规 $g_{\mu\nu}$, 进而, 基于光子时空线元方程: $ds = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$, 以及广义相对论之时空变换因子 $\gamma = dt/d\tau$, 导出太阳光谱之引力红移公式, 同时, 计算得出太阳光谱引力红移之理论值:

$$Z_E = \frac{\Delta f}{f} = 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(R_S + D_{SE})}}{\sqrt{g_{00}(R_S)}} \quad (D_{SE} \gg R_S) \quad (9.1)$$

$$\approx -\frac{GM_S}{R_S c^2} \approx -2.12 \times 10^{-6} \left(g_{00} = 1 - \frac{2GM_S}{rc^2} \right)$$

其中, G 为万有引力常数, M_S 为太阳质量, R_S 为太阳半径, D_{SE} 为太阳地球之距离, $g_{00}(r)$ 为距太阳中心 r 处之度规 00-元素; Z_E 为爱因斯坦之相对频移量 ($Z_E < 0$ 时意味着“红移”), Δf 为绝对频移量, f 为参考频率 (或理论值或观测值, 或发射值或接收值)。

Adam (1959 年^[82]) 给出了太阳光谱红移之实际观测值: $Z = -2 \times 10^{-6}$ 。Blamont 和 Roddier (1961 年^[83]) 以及 Brault (1963 年^[84]) 给出的太阳光谱红移之实际观测值: $Z = -2.12 \times 10^{-6}$, 在精度 5% 范围内符合爱因斯坦广义相对论之理论值。

对于太阳的实际观测及其光谱分析似乎是支持爱因斯坦广义相对论之引力红移预测的。但也有观点认为^[74]: 式(9.1)之红移量极小, 太阳色球湍流 (Turbulence in Chromosphere) 和斯塔克效应 (Stark Effect) 可能对其度量的准确性产生不确定性影响。

除太阳之外, 其它恒星的光谱也可用于测试爱因

斯坦广义相对论之引力红移预测; 特别地, 高密度恒星可呈现出较之太阳更为显著的引力红移。

1954 年, Popper 观测波江座 40 伴星 (40 Eridani B) 所得之光谱红移量^[85]: $Z = -5.6 \times 10^{-5}$, 而基于爱因斯坦广义相对论的理论值则为 $Z_E = -7 \times 10^{-5}$; 1971 年, Greenstein 等人观测天狼星伴星 (Sirius B) 所得其光谱红移量^[86]: $Z = -(3.0 \pm 0.05) \times 10^{-4}$, 而基于爱因斯坦广义相对论的理论值则为 $Z_E = -(2.8 \pm 1) \times 10^{-4}$ 。这些观测大体上与爱因斯坦之引力红移预测相符。然而, 这些恒星距离地球遥远, 其质量和半径难以准确测定, 其引力红移之观测的准确性存疑。

1958, 穆斯堡尔发现穆斯堡尔效应 (Mössbauer Effect, 即原子核辐射的无反冲共振吸收效应)^[87], 其能量分辨率可高达 10^{-13} , 为引力红移的精确测定以及在地球表面进行引力红移实验创造了条件, 可测定地球表面高度差 ΔH 仅 20 米的引力红移量。

设想地球表面一光信号发生器自下而上 (自上而下) 地辐射频率为 f 的光或光子, 距离地表 $\Delta H > 0$ (< 0) 之处的穆斯堡尔效应观测器接收来自地表的光信号, 接收频率为 f_0 , 频率差: $\Delta f = f_0 - f$ 。

依照爱因斯坦广义相对论:

$$Z_E = \frac{\Delta f}{f} = 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(R_E + \Delta H)}}{\sqrt{g_{00}(R_E)}} \quad (9.2)$$

$$\approx -\frac{g}{c^2} \Delta H \quad \left(\Delta H \ll R_E, g = \frac{GM_E}{R_E^2} \right)$$

其中, Z_E 即爱因斯坦相对频移量 ($Z_E < 0$ 时意味着“红移”), M_E 为地球质量, R_E 为地球半径, ΔH 为观测器距离光源之高度差; $g_{00}(R_E)$ 乃地表之度规 00-元素 g_{00} , 而 $g_{00}(R_E + \Delta H)$ 则为距离地表 ΔH 之处的度规 00-元素 g_{00} 。 g 乃地表重力加速度。

较硬的光或光子可以获得更好的穆斯堡尔效应和更显著的引力红移, 如 ^{57}Fe 原子核伽马射线。

1960 年, Pound 和 Rebka 以 ^{57}Fe 原子核之伽马射线作为辐射源, 设置 $\Delta H = 22.5\text{m}$, 观测其引力红移: 根据式(9.2)计算所得理论值 $Z_E = -2.46 \times 10^{-15}$ 。 Z_E 虽然极小, 仍可利用穆斯堡尔效应测定。Pound 和 Rebka 的实际观测值 $Z = -(2.57 \pm 0.26) \times 10^{-15}$: Z 与理论值 Z_E 之比 $Z/Z_E = 1.05 \pm 0.10$; Z 在 10% 的精度范围内与爱因斯坦广义相对论之理论值 Z_E 相符^[88]。

1964 年, Pound 和 Snider 重复了 1960 年的实验, 提高了观测精度, 其观测值 Z 与理论值 Z_E 之比 $Z/Z_E = 0.990 \pm 0.00760$: 实际观测值 Z 在 1% 的精度范围内与爱因斯坦广义相对论之理论值 Z_E 相符^[89]。

总之, 光之“引力红移”的观测和实验与爱因斯坦广义相对论的理论计算和预测是一致的。

然而, 与光之“引力偏折”的情形不同, 爱因斯坦之引力红移预测似乎失去挑战和竞争的对手——牛顿万有引力论也能预测光之“引力红移”, 而且, 其结论似乎与爱因斯坦广义相对论相同或相似, 不具有观测上的可分辨性。

牛顿之引力红移预测无需“等效原理”或引力场“时间膨胀”。牛顿之引力红移预测基于物理学最简明的原理——“能量守恒原理”: 光之频率意味着光之能量; 光之能量的损耗必定导致光之频率红移。根据能量守恒原理, 基于牛顿万有引力论和经典力学计算光之“引力红移”, 需要计算光子在引力场中的势能, 因而, 需要光子之经典质量, 特别地, 涉及光子之“引力质量”。依照爱因斯坦相对论, 光子无“静止质量”; 实际上, 这意味着光子无经典质量或引力质量。没有光子引力质量, 牛顿万有引力论和经典力学难以对光之“引力红移”进行理论计算和定量预测。

现行的牛顿引力红移公式, 将爱因斯坦之“相对论性质量”(Relativistic Mass)作为牛顿之“引力质量”(Gravitational Mass), 进而, 计算光子之势能差 ΔV , 演绎“伪牛顿引力红移方程”:

$$Z_{PN} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{h\Delta f}{hf} = \frac{\Delta E}{E} = -\frac{\Delta V}{mc^2} \quad (9.3)$$

$$(E = mc^2 = hf; \Delta V = V_o - V)$$

其中, Z_{PN} 乃“伪牛顿引力红移方程”之引力频移量 ($Z_{PN} < 0$ 时意味着“红移”), $E = mc^2$ 可视为光子“固有能量”(光子在真空中的能量), m 为光子之相对论性质量 (既是光子之相对论性“惯性质量”也是光子之相对论性“引力质量”), ΔE 为光子从发射到接收过程中能量之增量, V 为光子发射时的势能, V_o 则为光子被观测器接收时的势能。

假定式(9.3)中作为光子引力质量的 m 是不变的, 则光子之势能差 ΔV 及其引力红移量 Z_{PN} 可计算。

对于式(9.1)之日地引力红移观测之情形, 采用式(9.3), 即可基于牛顿引力论和经典力学计算太阳光光谱之“绝对红移量” ΔE 和“相对红移量” $Z_{PN} = \Delta E/E$:

$$\Delta E = -\Delta V = -(V_o - V) = \frac{GM_s m}{R_s + D_{SE}} - \frac{GM_s m}{R_s}$$

$$Z_{PN} = -\frac{\Delta V}{mc^2} = \frac{GM_s}{(R_s + D_{SE})c^2} - \frac{GM_s}{R_s c^2} \approx -\frac{GM_s}{R_s c^2} \quad (9.4)$$

$$(D_{SE} \gg R_s)$$

对于式(9.2)之地面引力红移观测之情形, 采用式

(9.3)可得 ^{57}Fe 原子核伽马射线谱之“绝对红移量” ΔE 和“相对红移量” $Z_{PN} = \Delta E/E$:

$$\Delta E = -\Delta V = -mg\Delta H \quad (\Delta V = mg\Delta H)$$

$$Z_{PN} = -\frac{\Delta V}{mc^2} = -\frac{g}{c^2} \Delta H \quad (g = GM_E/R_E^2) \quad (9.5)$$

对照式(9.4-5)和式(9.1-2)可知, 就太阳光谱之“引力红移”现象的观测而言, 牛顿引力红移预测与爱因斯坦引力红移预测是相似的: $Z_{PN} \approx Z_E$, 其差异在观测上难以分辨。如此, 人们好奇的, 不再是牛顿和爱因斯坦究竟谁的预言更正确; 而是, 关于光之“引力红移”, 为什么牛顿万有引力论之预测与爱因斯坦广义相对论之预测会是相近的呢!

特别需要指出: 如式(9.3)所示, 现行的“牛顿引力红移公式”, 不仅借用了爱因斯坦公式 $E = mc^2$, 涉及相对论; 而且, 借用了普朗克方程 $E = hf$, 涉及量子论。由此可见, 现行的牛顿引力红移公式, 并非纯粹的牛顿万有引力论和经典力学之产物, 而是经典力学与相对论和量子论的混合体。

稍后, 我们将演绎出纯粹基于经典力学的牛顿引力红移方程, 并且, 将其纳入 GOR 理论体系。

9.2 爱因斯坦广义相对论与光之引力红移

爱因斯坦光之“引力红移”预言, 与其光之“引力偏折”一样, 是基于其“等效原理”提出的。

广义相对论正式建立之前, 爱因斯坦只能运用其构思的“等效原理”, 以图 7 所示的方式和逻辑, 定性阐述其光之“引力红移”, 无法对光之“引力红移”做出定量计算和定量预测。广义相对论正式建立之后, 爱因斯坦基于广义相对论之场方程近似解 (第六章 6.2.1 之式(6.3)), 导出光之引力红移公式, 计算得出太阳光谱引力红移的理论值, 为验证爱因斯坦广义相对论及其光之引力红移预言提供了依据。

探究光之“引力红移”问题, 开展光之“引力红移”的观测和实验, 其意义在于: 验证爱因斯坦“等效原理”, 检验爱因斯坦广义相对论, 测试引力时空之“时间膨胀”或“势钟慢”效应。

重温爱因斯坦光之“引力红移”的预言及其基于广义相对论的理论计算, 将为我们基于 GOR 理论探究光之“引力红移”问题提供参照和类比, 同时, 有助于我们进一步理解和认识 GOR 理论。

9.2.1 爱因斯坦光之引力红移方程

爱因斯坦演绎其引力红移方程, 并非直接计算光或光子在引力时空之运动过程中的频移量, 而是基于光之“引力频移”与引力时空之“时间膨胀”的等效

性，间接地推论和计算光之“引力红移”。

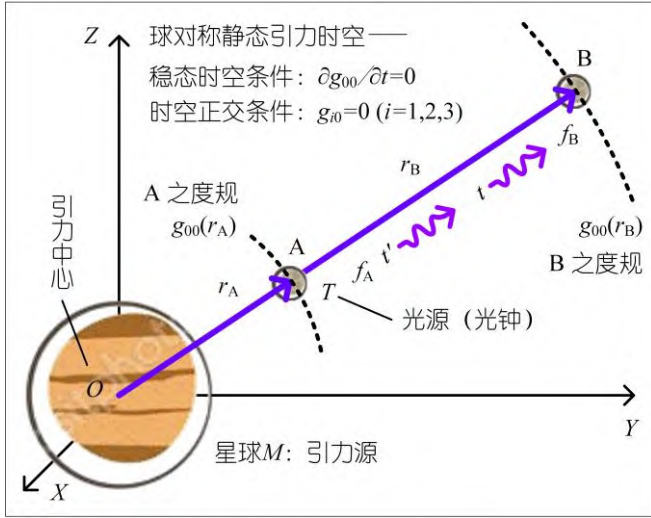


图 8 球对称引力时空的光之红移：星球 M 为一球对称引力时空之引力源和引力中心，静止于星球 M 之引力时空点 A 的光源（光钟） T 向远处之点 B 发射频率为 f_A 的光信号，点 B 之观测者接收到光信号，接收频率为 f_B 。根据爱因斯坦之“等效原理”以及爱因斯坦广义相对论之理论计算： $f_B < f_A$ ，光信号在引力时空中传递，频率衰减，呈现“引力红移”现象。

理想化的球对称静态时空——

如图 8 所示，星球 M 作为引力源，理想化地形成一球对称引力时空，满足理想化的“静态时空”（Static Spacetime）条件：

$$\frac{\partial}{\partial t} g_{\mu\nu} = 0 \quad \text{and} \quad g_{0i} = 0 \quad (i=1,2,3) \quad (9.6)$$

其中，第一项是“稳态时空”（Stationary Spacetime）条件：意味着时空度规 $g_{\mu\nu}$ 不随时间变化；第二项为“正交时空”（Orthogonal Spacetime）条件。

满足式(9.6)中两项条件的引力时空谓之“静态时空”。爱因斯坦场方程近似解（第六章 6.2.1 式(6.3)）和 Schwarzschild 精确解（第六章 6.2.2 式(6.7)）之引力时空度规皆球对称静态时空度规，皆可用于演绎球对称引力时空之引力红移方程。

爱因斯坦引力红移方程的演绎——

依照爱因斯坦广义相对论之逻辑（参见赵峥文献[90]），如图 8 所示，设：以星球 M 为引力源和引力中心的引力时空中，静止于点 A （距离引力中心 r_A ）的光源（光钟） T 向远处点 B （距离引力中心 r_B ）发射光信号： T 在坐标时刻 t_1 发射频率为 $f_A(t_1)$ 的光信号，点 B 之观测者在坐标时刻 t_2 接收到这一光信号，接收频率为 $f_B(t_2)$ ； T 在坐标时刻 t_1' 又向点 B 发射频率为 $f_A(t_1')$ 的光信号，点 B 之观测者在坐标时刻 t_2' 接收到这一光信号，接收频率为 $f_B(t_2')$ 。

根据式(9.6)之理想化条件， M 之引力场乃“稳态时空”，不随时间变化。若光源（光钟） T 在时刻 t_1 和 t_1' 发射的光信号频率是相同的： $f_A(t_1)=f_A(t_1')=f_A$ ，则点 B 之观测者在时刻 t_2 和 t_2' 接收到两个光信号的频率也应该是相同的： $f_B(t_2)=f_B(t_2')=f_B$ 。并且，两个光信号由点 A 传递至点 B 的时间间隔也应该是相同的：

$$t_2 - t_1 = t_2' - t_1' \quad \text{or} \quad t_1' - t_1 = t_2' - t_2 \quad (t_1' - t_1 \equiv dt_A, t_2' - t_2 \equiv dt_B) \quad (9.7)$$

式(9.7)意味着： T 在点 A 发射的两个光信号之时间差等于点 B 接收到两个光信号的时间差： $dt_A = dt_B$ 。

依文献[90]：“ t 是坐标时间，不是观测者实际测得的固有时间 τ_0 。”并且，文献[90]认为点 A 和点 B 之观测者所经历的“固有时间”分别为 $d\tau_A$ 和 $d\tau_B$ ，应该是不同的。依爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 $\gamma = dt/d\tau$ （第三章 3.2.4 之式(3.11)），成立：

$$d\tau_A = \sqrt{g_{00}(r_A)} dt_A \quad \text{and} \quad d\tau_B = \sqrt{g_{00}(r_B)} dt_B$$

$$\text{so that} \quad \frac{d\tau_B}{d\tau_A} = \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \quad (dt_B = dt_A) \quad (9.8)$$

其中，如图 8 所示， $g_{00}(r_A)$ 和 $g_{00}(r_B)$ 分别为 M 之球对称时空中点 A 和点 B 时空度规之 00-元素。

式(9.8)意味着： $d\tau_A \neq d\tau_B$ 或 $d\tau_A > d\tau_B$ 。此即引力时空之“时间膨胀”现象或“势钟慢”效应。

依文献[90]所述：对于“势钟慢”效应，爱因斯坦建议用光谱频移（“红移”或“蓝移”）来检验；原子辐射光谱固有频率反映原子固有震荡频率： $f = dN/d\tau$ ，其中， N 为原子内部固有震荡次数。 M 之引力时空中，点 A 和点 B 之观测者所得原子之震荡次数相同（ $dN_B = dN_A$ ）时，由公式 $f = dN/d\tau$ 可知：

$$f_A d\tau_A = f_B d\tau_B \quad \text{or} \quad \frac{f_A}{f_B} = \frac{d\tau_B}{d\tau_A} \quad (9.9)$$

将式(9.9)代入式(9.8)即可获得：

$$Z_E = \frac{\Delta f}{f} = \frac{f_B - f_A}{f_B} = 1 - \frac{f_A}{f_B} = 1 - \frac{d\tau_B}{d\tau_A}$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \quad \left(g_{00} = 1 + \frac{2\chi}{c^2}; \chi = -\frac{GM}{r} \right) \quad (9.10)$$

其中， G 为万有引力常数， M 为星球质量， r_A 为静止于点 A 的光源（光钟） T 到引力中心之距离， r_B 为点 B 到引力中心之距离。

此即爱因斯坦引力红移方程，等同式(9.1)。

测试光之“引力红移”，最简单易行的是观测太阳或其它恒星之光谱的引力红移；而相应的理论计算即可依据式(9.10)：设 $M = M_S$ 为太阳，点 A 位于太阳表

面 ($r_A=R_S$) ; $r_B \rightarrow \infty$ 时 $g_{00}(r_B) \rightarrow 1$ 。将 Schwarzschild 度规 $g_{00}(r)=1+2GM/rc^2$ 代入式(9.10)可得

$$Z_E = 1 - \frac{1}{\sqrt{g_{00}(R_S)}} \approx -\frac{GM_S}{R_S c^2} = -2.12 \times 10^{-6} \quad (9.11)$$

此即自由时空观测者观测太阳光谱之理论上的引力红移量。若设 B 为地球, 因为日地距离远大于太阳半径: $r_B > R_S$, 所以地球上的观测者观测太阳光谱所得引力红移必定近似式(9.11): $Z_E \approx -2.12 \times 10^{-6}$ 。

9.2.2 时频比不变性与光之引力红移

爱因斯坦光之引力红移方程(9.10)及其演绎过程存在一些疑点, 值得我们思考或探究。

根据 OR 和 GOR 理论 (第三章之 3.3), “固有有时” $d\tau$ 是客观真实的时间, 不依赖于观测者, 本质上而非数学之形式上, 也不依赖于观测代理。我们不能理解, 式(9.8)之同一观测代理中不同观测者之“固有有时” $d\tau_A$ 和 $d\tau_B$ 为什么是不同的。反过来, 我们不能理解, 式(9.9)中不同观测者之“原子震荡次数” dN_A 和 dN_B 为什么是相同的。爱因斯坦光之引力红移方程的演绎, 逻辑上, 并不十分清晰明确。

根据 OR 和 GOR 理论: $d\tau_A = d\tau_B = d\tau$ 。因此, 基于广义相对论时空变换因子: $\gamma = dt/d\tau$ (第三章 3.2.4 之式(3.11)), 式(9.8)需变更为:

$$d\tau = \sqrt{g_{00}(r_A)} dt_A \quad \text{and} \quad d\tau = \sqrt{g_{00}(r_B)} dt_B$$

so that $\frac{dt_A}{dt_B} = \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \quad (9.12)$

OR 和 GOR 理论有一重要原理 (第三章 3.3 之式(3.17)): “时频比不变性”, 乃时间 t 和时钟频率 f 重要的关系式。依“时频比不变性”, 成立:

$$\frac{dt_A}{f_A} = \frac{dt_B}{f_B} \quad \text{or} \quad \frac{f_A}{f_B} = \frac{dt_A}{dt_B} \quad (9.13)$$

其中, 特别注意, dt_A 和 dt_B 皆可视为光钟 T 之观测时间, f_A 和 f_B 皆可视为光钟 T 之观测频率。

由此即可导出爱因斯坦光之引力红移方程:

$$Z_E = \frac{\Delta f}{f} = \frac{f_B - f_A}{f_B} = 1 - \frac{f_A}{f_B} = 1 - \frac{dt_A}{dt_B}$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \left(g_{00} = 1 + \frac{2\chi}{c^2}; \chi = -\frac{GM}{r} \right) \quad (9.14)$$

式(9.14)与爱因斯坦导出的光之引力红移方程(9.10)是相同的。然而, 式(9.14)源于 OR 和 GOR 理论之“时频比不变性”, 逻辑清晰简洁。

这一结果从一个侧面印证了 OR 和 GOR 理论之

“时频比不变性原理”。实际上, 它是一个定理。

9.2.3 光学观测体系之引力红移

根据 OR 和 GOR 理论, 爱因斯坦广义相对论是光学观测之理论, 其观测代理乃光学代理 OA(c)——为观测者传递观测信息 (包括“引力红移”信息) 的观测媒介或“信息波”是光或电磁相互作用。

观察图 8 我们也会产生些许疑惑。

就爱因斯坦广义相对论而言, 水星“进动”问题之中, 被观测对象是水星, 为观测者传递水星运动信息的是光; 而光之“引力偏折”问题中, 被观测对象则是光子, 为观测者传递光子运动信息的是光子自身。那么, 光之“引力红移”问题中, 被观测对象是什么呢? 是运动的光, 还是静止的光源 (光钟) T ?

特别值得注意: 爱因斯坦引力红移方程, 无论式(9.10)或式(9.14), 其演绎过程皆利用了时空变换因子 $\gamma = dt/d\tau = 1/\sqrt{g_{00}}$ 。然而, 爱因斯坦广义相对论之时空变换因子的一般表达式为 $\gamma = 1/\sqrt{((\sqrt{g_{00}}) - \gamma_i v^i/c)^2 - v^2/c^2}$ (第三章 3.2.4 之式(3.16))。在式(9.6)之“时空正交”条件下, $\gamma_i = 0$; 因而, $\gamma = 1/\sqrt{g_{00} - v^2/c^2}$ (第三章 3.2.4 之式(3.12))。无论式(3.16)或式(3.12), $\gamma = 1/\sqrt{g_{00}}$ 要求被观测对象静止于引力时空: $v=0$ 。

由此可见, 图 8 所示的光之“引力红移”问题中, 被观测对象绝非光或光子, 而只能是静止于点 A 发射光信号的光源 (光钟) T , 而 T 发射的光或光子则只是爱因斯坦光学代理 OA(c) 之观测媒介, 是 OA(c) 传递 T 之信息的“信息波”或“信息子”。

需要说明的是: 依照时空变换因子(3.16), $v=0$ 时, 无需“时空正交”条件 ($g_{i0}=0$ ($i=1,2,3$))。

其次, 存在的另一问题是: 图 8 中作为“引力红移”之被观测对象的 T 必须是光源或光钟吗?

实际上, 如前所述, 爱因斯坦光之引力红移方程并非直接计算光之频移, 而是基于光之“引力频移”与引力时空之“时间膨胀”的等效性, 间接地推论和计算光之“引力红移”。无论式(9.10)或式(9.14), 所谓光之“引力红移” Δf 或 $Z_E = \Delta f/f$, 实际上, 是时空变换因子 $\gamma = dt/d\tau$ 之引力场的“时间膨胀”: $\gamma = dt/d\tau$ 意味着“引力时间”的“膨胀”。

式(9.11)极为直观地显示了光之“引力红移” Z_E 与时空变换因子的关系: $Z_E = 1 - \gamma$ 。换句话说, 自由时空之观测者观测太阳光谱, 其光之“引力红移” Z_E 即太阳引力场之“时间频移”或“时间膨胀”:

$$Z_E = 1 - \gamma = 1 - \frac{dt}{d\tau} = 1 - \frac{1}{\sqrt{g_{00}(r)}} \quad (r \geq R_S) \quad (9.15)$$

其中, dt 即太阳之球对称引力场中的“引力时间”, 或者说, 即引力时空之“观测时间”。

由此可见, 图 8 中的 T 是静止于星球 M 之引力时空或星球表面的“势钟”。

理论上, 一切波或周期性物理现象皆可定义钟或时间。依照德布罗意物质波论, 一切物质粒子或物质体系皆物质波, 因而, 皆可用于定义钟或时间。如此, 作为“引力红移”之被观测对象的时钟, T 可为任意物质体系或任意周期性物理现象。

然而, 无论如何, 在爱因斯坦广义相对论中, 为观测者传递 T 之信息的是光学代理 $OA(c)$ 。因此, 图 8 中, T 从点 A 向点 B 发射的信号必定是光或光子, 但不是作为被观测对象, 而是 $OA(c)$ 的观测媒介—— $OA(c)$ 之“信息波”和“信息子”, 携带着 T 之信息, 包括其时间信息和空间信息, 同时, 包含了光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致的观测效应。

至此, 可以得出结论: 爱因斯坦光之引力红移方程是光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”和“信息子”的引力红移方程; 爱因斯坦光之“引力红移”理论, 是光学观测代理 $OA(c)$ 之“引力红移”理论。爱因斯坦光之引力红移方程(9.10)中, Z_E 是光学代理 $OA(c)$ 之引力红移, 代表着整个光学观测体系的“引力红移”: 既是 $OA(c)$ 之“信息波”和“信息子”的引力红移, 也是 $OA(c)$ 之时间的引力红移, 乃至一切物质体系之德布罗意物质波的引力红移。

9.3 牛顿万有引力论与光之引力红移

牛顿万有引力论也能解释光之“引力红移”。

然而, 与爱因斯坦广义相对论不同, 牛顿万有引力论诠释光之“引力红移”无需“等效原理”, 无需引力场之“时间膨胀”或“势钟慢”效应。

实际上, 如本章 9.1 所述, 光之“引力红移”并不意味着引力时空之“时间膨胀”, 也非“势钟慢”效应。“引力红移”的本质是能量之形式的转化。牛顿的光之“引力红移”理论, 其理论基础乃物理学最简明的原理: “能量守恒原理”。

9.3.1 伪牛顿光之引力红移方程

牛顿万有引力论基于能量守恒原理计算光之“引力红移”, 需要计算光子在引力场中的经典动能 K 和经典势能 V , 需要光子之经典质量 m_∞ : K 需要经典惯性质量 m_i ; V 需要经典引力质量 m_g 。

然而, 牛顿力学或经典力学并无关于光子经典质量的知识或信息。于是, 现行策略只得借用爱因斯坦相对论中光子的相对论性质量 $m (=E/c^2 = hf/c^2)$ 作为经

典力学之经典质量, 演绎所谓“牛顿红移方程”。

以下演绎过程源于赵峥之文献[90]——现行所谓牛顿光之引力红移方程的推演大抵如此。(然而, 我们不能确定, 这一途径或策略是否始于爱因斯坦。)

如图 8 所示, 光子由 M 之球对称静态时空之点 A 飞向点 B ; 依经典力学, 光子能量的损耗应为:

$$\Delta E = \int_{r_A}^{r_B} \left(-\frac{GMm_g}{r^2} \right) dr = -GM \int_{r_A}^{r_B} \frac{m_g}{r^2} dr \quad (9.16)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为引力时空之引力源质量, 而 m_g 则为光子引力质量。

若光子引力质量 m_g 等同于光子惯性 m_i 质量, 并且, 假定光子质量在运动过程中无损耗, 则:

$$\begin{aligned} \Delta E &= -GM \int_{r_A}^{r_B} \frac{m_i}{r^2} dr \\ &= GMm_i \frac{1}{r} \Big|_{r_A}^{r_B} = GMm_i \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) \end{aligned} \quad (9.17)$$

值得注意, 文献[90]特别列出了如下关系式:

$$\begin{cases} E = m_i c^2 = hf \\ m_i = \frac{hf}{c^2} \\ \Delta E = h\Delta f \end{cases} \quad (9.18)$$

其中, 爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 中的相对论性质量 m , 既被作为光子之“惯性质量” m_i 又被作为光子之“引力质量” m_g , 代入式(9.17), 得光子之绝对红移量:

$$\Delta f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) f \quad (9.19)$$

而光子之相对红移量 Z_{PN} 则为:

$$Z_{PN} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) \quad (9.20)$$

正如本章 9.1 所述, 现行所谓“牛顿引力红移方程”(式(9.20)), 其演绎过程既借用了爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 又借用了普朗克方程 $E=hf$; 既涉相对论又涉及量子论。这意味着, 现行牛顿光之引力红移方程并非纯粹经典力学的产物, 而是经典力学与相对论和量子论的混合体, 可谓“伪牛顿光之引力红移方程”。

一般地, GM/rc^2 ($\ll 1$) 乃一小量, 观察和对照爱因斯坦光之引力红移方程(9.14)中的 Z_E 可知:

$$Z_E = 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \approx \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) = Z_{PN} \quad (9.21)$$

可见, 伪牛顿引力红移方程式(9.20)与爱因斯坦引力红移方程(9.14)似乎是“相似”的。产生这种相似性

的原因或许正因为: 它是“伪牛顿”的!

我们期待真实的牛顿引力红移理论, 真正基于牛顿万有引力论和经典力学演绎牛顿引力红移方程。

9.3.2 光子静止质量和光子经典质量

OR 理论已经阐明^[1-3]: 牛顿万有引力论和经典力学归属理想代理 OA_∞ ; 爱因斯坦相对论归属光学代理 $OA(c)$ 。因此, 爱因斯坦之“引力红移”理论基于 $OA(c)$ 之“相对论性物理量”; 而牛顿之“引力红移”理论则应基于 OA_∞ 之“经典物理量”。

无论“相对论性物理量”或“经典物理量”, 除了时间之外, 质量必定是其中最基本的物理量。基于牛顿万有引力论和经典力学演绎牛顿光之引力红移方程, 自然地, 需要光子的“经典质量”。物质粒子的“经典质量” m_∞ 是理想代理 OA_∞ 之观测质量。根据第一章之定义 1.2, m_∞ 既是物质粒子客观真实的“固有质量”又是物质粒子之“静止质量” m_{o0} 。

经典质量即静止质量——

原本, “经典质量”指经典力学之物质质量; 而“静止质量”则是爱因斯坦狭义相对论的产物。

设有物质粒子或物质体系 m , 其观测代理 $OA(\eta)$ 之观测质量为 $m(\eta)$; 若 $\eta \rightarrow \infty$, 则 $OA(\eta)$ 趋同于理想代理 OA_∞ , $m(\eta)$ 趋同于“经典质量” m_∞ 。如此, 根据 OR 理论之“质速关系” (1.16), 成立:

$$\begin{aligned} m_\infty &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} m(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) m_o \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{m_o}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = m_o \end{aligned} \quad (9.22)$$

可见, “经典质量”即“静止质量”: $m_\infty = m_{o0}$ 。

根据 OR 和 GOR 理论, 物质粒子或物质体系, 其“固有质量”即客观真实的质量, 具有客观真实的惯性特性和引力特性: $m_\infty = m_i = m_g = m_{o0}$ 。

这意味着, 牛顿光之“引力红移”理论和牛顿光之引力红移方程的演绎, 依赖于光子“静止质量”。

那么, 光子有“静止质量”吗? 如果光子有“静止质量”, 那么, 一粒光子到底有多重呢?

光子有静止质量吗?

爱因斯坦狭义相对论告诉人们, 光子无“静止质量”, 这也就意味着光子无“经典质量”, 有悖于人类朴素的自然观。

熟悉爱因斯坦狭义相对论的读者知道, 洛伦兹变换中有一个“洛伦兹奇点”: 被观测对象之速度 v 达到光速 c 时, 洛伦兹因子 γ 达到无穷: $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} \rightarrow \infty$ 。因而, 在洛伦兹奇点处, 被观测对象之相对论性

质量 $m = \gamma m_o = \infty$, 除非, 其“静止质量” m_o 为零。

于是, 在狭义相对论中, 光子的“静止质量” m_o 被爱因斯坦强行地设置为零。观测和实验似乎也相当配合: 光子“静止质量”至今未能被观测和实验探测到, 而上限值却越来越小^[91-94]。2014 年, PDG 粒子数据组推荐的光子质量上限为 $1.5 \times 10^{-54} \text{kg}$ ^[95]。(其实, 人们早已观测到了光子的“静止质量”, 只是没能意识到, 那就是光子之“静止质量”。1919 年, 爱丁顿通过观测日全食, 发现星光掠过太阳时, 其轨迹出现了偏折或弯曲, 由此肯定道: “光也有重量”。)

OR 理论已经从理论上阐明^[1-3], 光子, 乃至一切物质粒子或物质体系皆具有其“静止质量”。

关于光子“静止质量”问题, OR 理论有详尽的论述^[1-3]。简而言之: 并非光子无静止质量。就光子之“相对论性质量” m 和“静止质量” m_o 而言, 套用霍金的话说^[13], 洛伦兹变换和狭义相对论之“质速关系”在洛伦兹奇点处失效了。实际上, 无论是数学模型之奇点, 还是观测或实验, 其光子零质量的结论, 都只是光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 的表现: 你不能用光子去探测光子自身的质量! 或者说, 光子之“静止质量”无法通过光学代理 $OA(c)$ 来测定!

正如 OR 理论已经阐明的^[1-3]: 如果我们能借助超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 观测光子, 那么, 我们将会发现, 原来, 光子是拥有“静止质量”的——根据 OR 理论之“质速关系” (1.16), 成立:

$$\begin{aligned} m_o &= \Gamma^{-1}(\eta) m = m \sqrt{1 - \frac{c^2}{\eta^2}} > 0 \\ &\quad (m \neq 0, \eta > c) \end{aligned} \quad (9.23)$$

如此, 可以明确: 光子, 乃至一切物质粒子, 皆具有“静止质量” m_o 。并且, 正如第三章之“3.6 一切相对论性效应皆观测效应”所阐明的: 相对论性质量 $m = \Gamma(\eta) m_o = \Gamma_\infty m_o + \Delta \Gamma(\eta) m_o$ ($\Gamma_\infty \equiv 1$) 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 其中, 只有“静止质量” m_o 是客观真实的质量, 而 $\Delta \Gamma(\eta) m_o$ 纯属观测效应; 物质粒子客观真实的惯性特性和引力特性取决于“静止质量” m_o 。

明确了光子具有“静止质量” m_o , 便明确了光子具有“经典质量” m_∞ , 即可基于牛顿万有引力论和经典力学计算光子之经典动能 K 和经典势能 V :

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} m_\infty c^2 = \frac{1}{2} m_o c^2 \\ V &= -\frac{GMm_\infty}{r} = -\frac{GMm_o}{r} \end{aligned} \quad (9.24)$$

进而, 可演绎真实的牛顿光之引力红移方程。

一粒光子究竟有多重?

尽管爱因斯坦认为光子无“静止质量”，源于内秉的自然观，人们潜意识里不愿意接受光子零质量的假设或推论。许多物理学家，甚至，包括伟大的德布罗意^[96,97]、薛定谔^[98,99]、费曼^[100]，仍然不惜耗费时光，力求探测光子之“静止质量”。

OR 理论明确了光子具有“静止质量”。或许，基于 OR 理论之关系式，特别是其“质速关系”(1.16) 以及“质能关系” $E=m\eta^2$ ，结合观测实验，我们可以推测或确定光子的“静止质量”。

普朗克的黑体辐射实验^[43]，其黑体辐射腔相对于实验室和观测者是静止的。有鉴于此，OR 理论曾将黑体辐射实验视为理想观测代理 OA_∞ 之实验，将 $E=hf$ 视为光子经典动能： $hf=m_0c^2/2$ ；进而推测频率为 f 的光子之“静止质量”^[2]： $m_0=2hf/c^2$ 。

然而，这一推测存在诸多疑点。

实际上，黑体辐射实验之被观测对象是光子，为观测者或观测器传递光子信息的也是光子：光子自身即“信息子”。这意味着，黑体辐射实验之观测代理是光学代理 $OA(c)$ 。质能公式 $E=mc^2$ 是爱因斯坦狭义相对论之关系式，归属于光学代理 $OA(c)$ 。对于光子，人们普遍认可： $E=mc^2=hf$ ；这意味着，爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$ 同属光学代理 $OA(c)$ 。因此，光学代理 $OA(c)$ 之普朗克光子能量 $E=hf$ ，并不等同于理想代理 OA_∞ 之光子经典动能： $E \neq m_0c^2/2$ 。

对于光子，爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$ 中的光子能量 E 即光子之动能 K_0 。

因此，基于能量的观点和能量守恒原理，光之“引力红移”可等价地定义为：

$$Z_E = \frac{\Delta f}{f} = \frac{h\Delta f}{hf} = \frac{\Delta K}{K} = -\frac{\Delta V}{K} \quad (9.25)$$

其中， f 和 Δf 为光学代理 $OA(c)$ 之相对论性的光子频率及其增量， K 和 ΔK 为光学代理 $OA(c)$ 之相对论性的光子动能及其增量， V 和 ΔV 为光学代理 $OA(c)$ 之相对论性的光子势能及其增量。

式(9.25)意味着，基于光子频率的爱因斯坦光之“引力红移”定义： $Z_E=\Delta f/f$ ，等价于基于光子动能的爱因斯坦“引力红移”定义： $Z_E=\Delta K/K$ 。

OR 理论确认光子具有“静止质量” m_0 ，如此，根据爱因斯坦狭义相对论，可计算光子在引力时空中的 $OA(c)$ 相对论性动能和 $OA(c)$ 相对论性势能：

$$\begin{cases} K_F = (\gamma|_{\chi=0} - 1)m_0c^2 = mc^2 \\ V_r = (1 - \gamma|_{v=0})m_0c^2 = (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r)})m_0c^2 \\ K_r = K_F - V_r = mc^2 - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r)})m_0c^2 \end{cases} \quad (9.26)$$

其中， $\gamma=1/\sqrt{(1+2\chi/c^2-v^2/c^2)}$ 为爱因斯坦广义相对论之时空变换因子（第三章式(3.12)）， m 和 m_0 分别为光子之相对论性质量和静止质量， K_r 和 V_r 分别为光子距离引力中心 r 时的相对论性动能和相对论性势能，而 $K_F=mc^2$ 则为光子在真空或自由时空 S_F 中的相对论性动能，即光子的 $OA(c)$ 总能量： $K_F=E=K_r+V_r$ 。

针对图 8 所描述的光之“引力红移”场景： $\Delta V=V_B-V_A$ ，根据式(9.25)和式(9.26)，成立：

$$\begin{aligned} Z_E &= -\frac{\Delta V}{K} = -\frac{V_B - V_A}{K_B} \quad (\Delta V = V_B - V_A) \\ &= \frac{(m_0c^2/\sqrt{g_{00}(r_B)}) - (m_0c^2/\sqrt{g_{00}(r_A)})}{mc^2 - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)})m_0c^2} \quad (9.27) \end{aligned}$$

其中， K_B 为光子距离引力中心 r_B 时 $OA(c)$ 的相对论性动能， V_A 和 V_B 分别为光子距离引力中心 r_A 和 r_B 时 $OA(c)$ 的相对论性势能， $g_{00}(r_A)$ 和 $g_{00}(r_B)$ 分别为 $OA(c)$ 之引力时空点 A 和点 B 的度规之 00-元素。

考虑自由时空 S_F 之观测者通过 $OA(c)$ 观测太阳光谱的情形： $M=M_S$ ， $r_A=R_S$ ， $g_{00}(r_A)=1-2GM/R_Sc^2$ ； $r_B \rightarrow \infty$ ， $g_{00}(r_B)=1-2GM/r_Bc^2 \rightarrow 1$ 。则式(9.27)可约化为：

$$\begin{aligned} Z_E &= \frac{m_0c^2 - m_0c^2/\sqrt{g_{00}(r_A)}}{mc^2} \\ &\approx -\frac{GM_S}{R_Sc^2} \frac{m_0}{m} \left(g_{00}(r_A) = 1 - \frac{2GM_S}{R_Sc^2} \right) \quad (9.28) \end{aligned}$$

其中， G 为万有引力常数， M_S 为太阳质量， R_S 为太阳半径，而 Z_E 则是太阳光谱之爱因斯坦引力红移。

光子“静止质量”问题乃物理学重大问题之一。

式(9.28)是基于能移 (Energy Shift) 定义 $Z_E=\Delta K/K$ 并由能量守恒原理导出的太阳光谱引力红移方程；而式(9.1)则是基于频移 (Frequency Shift) 定义 $Z_E=\Delta f/f$ 并由 $OA(\eta)$ 时空变换因子 $\gamma=dt/d\tau$ 导出的太阳光谱引力红移方程。式(9.1)中，太阳光谱引力红移理论值为： $Z_E=-GM_S/R_Sc^2=-2.12 \times 10^{-6}$ 。依据 Adam, Blamont 和 Roddier，以及 Brault 等人的工作^[82-84]，这一理论值似已得到观测和实验验证。

如此，对照式(9.28)和式(9.1)，应成立：

$$\begin{aligned} \frac{GM_S}{R_Sc^2} \frac{m_0}{m} &= \frac{GM_S}{R_Sc^2} \\ \text{that is } m_0 &= m = \frac{hf}{c^2} \quad (E = mc^2 = hf) \end{aligned} \quad (9.29)$$

其中, m 为光子作为光学代理 $OA(c)$ 之“信息子”时所呈现的观测质量, 而 f 为光子作为光学代理 $OA(c)$ 之“信息子”时所呈现的观测频率。

将式(9.29)之结论 $m_o=m$ 代入式(9.27)可得:

$$Z_E = -\frac{\Delta V}{K} = \frac{1/\sqrt{g_{00}(r_B)} - 1/\sqrt{g_{00}(r_A)}}{1/\sqrt{g_{00}(r_B)}} \quad (9.30)$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} = 1 - \frac{dt_A}{dt_B} \left(\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{g_{00}(r)}} \right)$$

这正是爱因斯坦光之引力红移方程(9.14)。

式(9.30), 既印证了基于能移定义的光之引力红移方程(9.27), 也印证了基于“时频比不变性”的光之引力红移方程(9.14), 同时, 印证了光子“静止质量”之重要结论: $m_o = m = hf/c^2$ 。

实际上, 式(9.25)显示, 引力红移之能移定义 $Z_E = \Delta K/K$ 和频移定义 $Z_E = \Delta f/f$ 是等价的。因此, 式(9.28)与式(9.1)本是等价的, 或者, 更严格的说, 式(9.27)与式(9.14)是等价的, 应成立:

$$\frac{m_o c^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_o c^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{mc^2 - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_o c^2} = 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}}$$

that is $m_o = m = \frac{hf}{c^2} \quad (E = mc^2 = hf) \quad (9.31)$

式(9.29)和式(9.31)意味着: 无论基于太阳光谱之引力红移的观测实验, 还是基于光之引力红移之“能移”定义和“频移”定义的等价性, 光子作为光学代理 $OA(c)$ 之“信息子”所呈现的观测质量 m 即光子之“静止质量” m_o ; 并且, 光子之“静止质量” m_o 可由光子作为 $OA(c)$ 之“信息子”所呈现的观测频率 f 计算——不同频率的光子具有不同的“静止质量”。

更精确的观测和实验留给实验物理学家们吧!

9.3.3 牛顿光之引力红移方程

至此, 光子有了“经典质量” m_o 和“静止质量” m_o 。如此, 我们便可计算光子之经典动能和光子之经典势能, 进而, 真正地基于牛顿万有引力论和经典力学, 演绎牛顿光之引力红移方程。

根据 OR 和 GOR 理论, 光之“引力红移”的本质并非引力时间“膨胀”。无论引力时间之“膨胀”或“势钟慢”效应, 皆观测效应, 乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致。根据第四章之“伽利略时空定理”, 理想代理 OA_∞ 之下, $\eta \rightarrow \infty$, 引力时间之“膨胀”和“势钟慢”效应随之消失。

光之“引力红移”的本质, 是能量守恒和能量形式的变换, 遵循物理学之能量守恒原理。因此, 光之

“引力红移”的定义和演算, 应基于能量的观点或能量守恒的思想, 而非引力场之“时间膨胀”效应。

光子频率 f 代表着光或光子的动能 K : 光学代理 $OA(c)$ 之下, $K=E=mc^2=hf$, 其中, m 乃光子相对论性质量; 而理想代理 OA_∞ 之下, $K=m_o c^2/2=m_o c^2/2$, 其中, m_o 为光子经典质量, m_o 为光子静止质量。根据 OR 理论, 在不同观测代理之观测下, 光之频谱不同; 特别地, 理想代理 OA_∞ 之下, 光之频谱将会是不可观测的。如此, 光学代理 $OA(c)$ 之下, 光之引力红移定义 Δf 和 $Z=\Delta f/f$ 将不再适用于理想代理 OA_∞ , 或者说, 不再适用于牛顿万有引力论和经典力学。

与一般物质粒子的情形一样, 光子在引力场中运动, 若势能 V 增加, 则动能 K 衰减。本质上, 光之“引力红移”是光子动能的衰减或“红移”。因此, 无论理想代理 OA_∞ 或光学代理 $OA(c)$ 下的光之“引力红移”, 皆可定义为光子动能的衰减或“红移”。

引力场中物质粒子动能 K 和势能 V 此消彼长。根据能量守恒原理: $\Delta K = -\Delta V$ 。

因此, 基于能量的观点和能量守恒原理, 因循式(9.25)的逻辑, 牛顿的光之“引力红移”可定义为:

$$Z_N = \frac{\Delta K}{K} = -\frac{\Delta V}{K} \quad (9.32)$$

其中, Z_N 为牛顿光之“引力红移”理论中的相对引力红移 ($Z_N < 0$ 时意味着“红移”), K 和 ΔK 为理想代理 OA_∞ 之光子经典动能及其增量, V 和 ΔV 为理想代理 OA_∞ 之光子经典势能及其增量。

特别需要指出: 采用式(9.31)定义牛顿光之引力红移, 图 8 中被观测的引力红移对象不再是静止于点 A 的光源(势钟) T , 而是光子; 观测代理为理想代理 OA_∞ , 因而, 传递引力红移信息的“信息子”不是光子本身, 而是 OA_∞ 速度无穷的理想化信息子。在经典力学中, 光子失去了作为“信息子”的特殊地位, 与一般物质粒子并无二致。

如此, 光子在引力时空中的经典动能 K_r 和经典势能 V_r 应按式(9.24)计算:

$$\begin{cases} K_F = m_o c^2 / 2 \\ V_r = -GMm_o / r \\ K_r = K_F - V_r = m_o c^2 / 2 + GMm_o / r \end{cases} \quad (9.33)$$

其中, m_o 为光子“静止质量”, K_r 和 V_r 分别为光子距离引力中心 r 时的经典动能和经典势能, $K_F = m_o c^2 / 2$ 为光子在真空或自由时空 S_F 中的动能: $K_F = K_r + V_r$ 。

针对图 8 所描述的光之“引力红移”场景: $\Delta V = V_B - V_A$, 根据式(9.32)和式(9.33), 成立:

$$\begin{aligned}
Z_N &= -\frac{\Delta V}{K} = -\frac{V_B - V_A}{K_B} \quad (\Delta V = V_B - V_A) \\
&= -\frac{(-GMm_o/r_B) - (-GMm_o/r_A)}{(m_o c^2/2) + (GMm_o/r_B)} \\
&= \frac{2GMr_B}{r_B c^2 + 2GM} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right)
\end{aligned} \quad (9.34)$$

其中, 光子“静止质量” m_o 即光子在理想代理 OA_∞ 观测之下的“经典质量” m_∞ , K_B 为光子距离引力中心 r_B 时 OA_∞ 的经典动能, V_A 和 V_B 分别为光子距离引力中心 r_A 和 r_B 时 OA_∞ 的经典势能。

此即真正的牛顿光之引力红移方程。

式(9.34)完全基于牛顿万有引力论和经典力学, 与相对论和爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 以及量子论和普朗克方程 $E=hf$ 无关, 不同于爱因斯坦光之引力红移方程(9.10)和伪牛顿光之引力红移方程(9.20)。

考虑自由时空 S_F 之观测者基于 OA_∞ 观测太阳光谱的情形: $M=M_S$, $r_A=R_S$, $r_B \rightarrow \infty$; 式(9.34)约化为:

$$Z_N = \frac{2GM_S}{r_B c^2} \left(-\frac{1}{r_A} \right) = -\frac{2GM_S}{R_S c^2} \quad (9.35)$$

其中, G 为万有引力常数, M_S 为太阳质量, R_S 为太阳半径, 而 Z_N 则是太阳光谱之牛顿引力红移。

这与我们以往的认知不同, 与伪牛顿引力红移方程(9.20)的结论不同: 就太阳光谱而言, 式(9.35)中的牛顿引力红移 Z_N 并不等同于式(9.1)中的爱因斯坦引力红移 Z_E , 而是 Z_E 的 2 倍: $Z_N=2Z_{Eo}$ 。

稍后, 牛顿光之引力红移方程 (式(9.34,35)) 的正确性, 将会得到 GOR “引力红移” 理论以及 GOR 光之引力红移方程的印证。

9.4 GOR 理论与光之引力红移

GOR 理论也能预测光之“引力红移”。

GOR 理论乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论。可以预计, GOR 理论对光之引力红移的预测, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η : 不同观测代理之下, 光或光子会有不同的引力红移。或者说, 对于同一光之“引力红移”场景, 不同的观测代理将会呈现出不同程度的光之“引力红移”。

无论爱因斯坦引力红移方程, 或牛顿引力红移方程, 都只是 GOR 引力红移理论的部分理论。

9.4.1 一般观测体系之引力红移

类比爱因斯坦演绎光之引力红移方程(9.10)的逻辑路线, 基于 PGC 对应原理, 无论因循 PGC 逻辑路线一或 PGC 逻辑路线二, GOR 理论皆可导出与式

(9.10)同构一致的 GOR 引力红移方程。

特别需要指出, 原本, 爱因斯坦“引力红移”理论意在探究引力场中光之频率的衰减或“红移”。而实际上, 爱因斯坦引力红移方程(9.10)或式(9.14)是光学代理 $OA(c)$ 之观测时间的“引力红移”方程, 其逻辑演绎基于 $OA(c)$ 观测时间的“引力膨胀”效应。如 9.2.3 所述: 爱因斯坦广义相对论之“引力红移”理论是光学观测代理 $OA(c)$ 的“引力红移”理论, 代表着整个光学观测体系的“引力红移”。

因此, GOR 理论, 作为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论, 若基于 PGC 原理导出与式(9.10)或式(9.14)同构一致的 GOR 引力红移方程, 那将是 $OA(\eta)$ 之“信息波”和“信息子”的引力红移方程, 而非光之引力红移方程, 除非, $OA(\eta)$ 即光学观测代理 $OA(c)$ 。

GOR 理论将基于“时频比不变性”, 并且, 因循 PGC 原理, 类比 9.2.2 之逻辑, 演绎一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”或“信息子”的引力红移方程。

与光学观测代理 $OA(c)$ 之情形类似, 对于 GOR 理论之一般观测代理 $OA(\eta)$, 理论上, 图 8 中的时钟 T 可以是任意波或任意周期性物质运动; 然而, T 从点 A 向点 B 辐射的信号并非光或光子, 而是 $OA(\eta)$ 之“信息波”或“信息子”, 是 $OA(\eta)$ 之观测媒介, 携带着 T 之信息, 包括其时间信息和空间信息。

对于一般观测代理 $OA(\eta)$, 其 GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)=dt_\eta/d\tau$ ($d\tau$ 乃“原时”或“固有时间”), 成立:

$$\begin{aligned}
d\tau &= \sqrt{g_{00}(r_A)} dt_{\eta A} \quad \text{and} \quad d\tau = \sqrt{g_{00}(r_B)} dt_{\eta B} \\
\text{so that} \quad \frac{dt_{\eta A}}{dt_{\eta B}} &= \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \left(g_{00}(r) = 1 + \frac{2GM}{r\eta^2} \right)
\end{aligned} \quad (9.36)$$

其中, η 为 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度, $t_\eta=t(\eta)$ 为 $OA(\eta)$ 之观测时间, 依赖于 $OA(\eta)$ 及其“信息波”速度 η 。

根据 OR 和 GOR 理论, 不同观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”或“信息子”具有不同的频谱 $f_\eta=f(\eta)$, 然而, 同样遵循“时频比不变性”:

$$\frac{dt_{\eta A}}{f_{\eta A}} = \frac{dt_{\eta B}}{f_{\eta B}} \quad \text{or} \quad \frac{f_{\eta A}}{f_{\eta B}} = \frac{dt_{\eta A}}{dt_{\eta B}} \quad (9.37)$$

其中, 特别注意, $dt_{\eta A}$ 和 $dt_{\eta B}$ 皆可视为时钟 T 之观测时间, $f_{\eta A}$ 和 $f_{\eta B}$ 皆可视为时钟 T 之观测频率。

一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”或“信息子”, 其“引力红移”应定义为: $Z_{OA(\eta)}=\Delta f_\eta/f_{\eta o}$ 。针对图 8 之“引力红移”的场景, $OA(\eta)$ 之“信息波”或“信息子”的引力红移方程可基于“时频比不变性”导出:

$$Z_{OA(\eta)} = \frac{\Delta f_\eta}{f_\eta} = \frac{f_{\eta B} - f_{\eta A}}{f_{\eta B}} = 1 - \frac{f_{\eta A}}{f_{\eta B}} = 1 - \frac{dt_{\eta A}}{dt_{\eta B}} \quad (9.38)$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} \left(g_{00} = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2}; \chi = -\frac{GM}{r} \right)$$

式(9.38)与光之引力红移方程(9.10)和(9.14)同构一致。这里, 再次强调, GOR 引力红移方程(9.38)并非光之引力红移方程, 而是一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的引力红移方程。 $Z_{OA(\eta)}$ 代表 $OA(\eta)$ 整个观测体系的引力红移: $Z_{OA(\eta)}$ 既是 $OA(\eta)$ 之“信息波”和“信息子”的引力红移, 也是 $OA(\eta)$ 之观测时间的引力红移, 乃至一切物质体系之广义德波罗意物质波的引力红移; 并且, $OA(\eta)$ 可以是任意观测代理, 而 η 可为任意物质运动速度。

式(9.38)表明, 不同的观测体系或不同的观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”速度 η 不同, 因而, 其观测时间 dt_η 之“引力膨胀”不同, 其观测频率 f_η 之“引力红移”不同。特别地, 考虑自由时空 S_F 之观测者基于特定观测代理 $OA(\eta)$ 观测 $OA(\eta)$ 自身“信息波”之频谱的情形: $r_B \rightarrow \infty$, $g_{00}(r_B) \rightarrow 1$; 式(9.38)约化为:

$$Z_{OA(\eta)} = 1 - \frac{1}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{r_A \eta^2}}} \quad (9.39)$$

式(9.38,39)可计算任意观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”之频谱的“引力红移” $Z_{OA(\eta)}$ (包括理想观测代理 OA_∞ 和光学观测代理 $OA(c)$)。

对于理想观测代理 OA_∞ : $\eta \rightarrow \infty$, 设图 8 之 T 从点 A 向点 B 发射 OA_∞ 之“信息波”和“信息子”, 则:

$$Z_{OA_\infty} = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{r_A \eta^2}}} \right\} = 0 \quad (9.40)$$

这意味着, 理想化的 OA_∞ , 其“信息波”和“信息子”的观测频率无“引力红移”: $Z_{OA(\infty)}=0$; 理想化的 OA_∞ 之观测时间无“引力膨胀”: $dt/d\tau=1$ 。这与第四章中“伽利略时空定理”之结论是相同的。

对于光学观测代理 $OA(c)$: $\eta \rightarrow c$, 设图 8 之 T 从点 A (太阳表面: $M=M_S$ 和 $r_A=R_S$) 向点 B 发射 $OA(c)$ 之“信息波”(光)和“信息子”(光子), 则:

$$Z_{OA(c)} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM_S}{R_S c^2}}} \approx -\frac{GM_S}{R_S c^2} \quad (9.41)$$

其中, $Z_{OA(c)}$ 正是爱因斯坦光之引力红移方程(9.1)或(9.11)中的太阳光谱之引力红移 Z_{E0} 。

可见, 一般地, GOR 引力红移方程(9.38)并非光

子的引力红移方程, 而是 $OA(\eta)$ 之“信息子”的引力红移方程。仅当 $OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时, 式(9.38)约化为爱因斯坦光之引力红移方程(9.10)或(9.14), 这时, $Z_{OA(\eta)}$ 即光学代理 $OA(c)$ 观测下的光之引力红移 Z_{E0} 。

9.4.2 一般观测代理下的光之引力红移

如 9.2 和 9.4.1 所述, 光之“引力红移”可以通过光学观测代理 $OA(c)$ 进行观测: 一种形式是, 光作为 $OA(c)$ 之“信息波”, 光子作为 $OA(c)$ 之“信息子”, 其引力红移依光或光子频率的频移 (Frequency Shift) 定义 $Z_E = \Delta f/f$, 并依光之引力频移方程(9.10)或(9.14)计算; 而另一种形式则是, 光子作为 $OA(c)$ 之被观测对象, 其引力红移依光或光子能移 (Energy Shift) 定义 $Z_E = \Delta K/K$, 并依光之引力能移方程(9.30)计算。

光之“引力红移”也可以通过其它的观测代理 $OA(\eta)$ 进行观测, 比如, 9.3.3 中牛顿光之引力红移方程(9.34)即理想代理 OA_∞ 观测光之引力红移的理论模型, 其中, 光子与一般被观测的物质粒子一样, 是 OA_∞ 的被观测对象, 而非 OA_∞ 之“信息子”。根据 OR 理论, 观测代理 $OA(\eta)$ 的速度 η 必须大于或等于被观测对象之运动速度 v ; 因此, 当光子作为 $OA(\eta)$ 之被观测对象时, 要求: $\eta \geq c$ 。

借助观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \geq c$) 观测或测定光之引力红移, 可因循和类比 9.3.2-3 中基于能移定义 $Z_E = \Delta K/K$ 演绎方程(9.27)和方程(9.34)的逻辑路线, 演绎推导观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \geq c$) 下的光之引力红移方程。

GOR 光之引力红移的定义——

如 9.3.2-3 所述, 光之“引力红移”的本质是能量守恒和能量形式的变换, 遵循物理学之能量守恒原理。PGC 对应原理之下, 基于能量的观点和能量守恒的思想, 因循式(9.25)和式(9.32)的逻辑, GOR 理论将一般观测代理 $OA(\eta)$ 观测下的光之“引力红移”定义为:

$$Z_{GOR} = \frac{\Delta K_\eta}{K_\eta} = -\frac{\Delta V_\eta}{K_\eta} \quad (c \leq \eta \in OA(\eta)) \quad (9.42)$$

其中, Z_{GOR} 乃 $OA(\eta)$ ($\eta \geq c$) 观测下的光之“引力红移” ($Z_{GOR} < 0$ 时意味着“红移”), K_η 和 ΔK_η 为 $OA(\eta)$ 观测下的光子相对论性动能及其增量, V_η 和 ΔV_η 为 $OA(\eta)$ 观测下的光子相对论性势能及其增量。

一般观测代理观测下的光子能量——

考虑 $OA(\eta)$ ($\eta \geq c$) 观测下的球对称引力场, 设光子动能为 K_η , 势能为 V_η 。基于 PGC 对应原理, 因循爱因斯坦相对论的逻辑, 类比光学代理 $OA(c)$ 之式(9.26)中的情形, 可计算观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta \geq c$) 观测下的光子观测动能 K_η 和光子观测势能 V_η :

$$\begin{cases} E_\eta = m_\eta \eta^2 \\ K_{F\eta} = (\Gamma|_{\chi=0} - 1) m_o \eta^2 = (1 - \Gamma^{-1}|_{\chi=0}) m_\eta \eta^2 \\ V_{\eta r} = (1 - \Gamma|_{v=0}) m_o \eta^2 \\ K_{\eta r} = K_{F\eta} - V_{\eta r} = m_\eta \eta^2 - (1 - \Gamma|_{v=0}) m_o \eta^2 \end{cases} \quad (9.43)$$

$$\left(\Gamma = 1/\sqrt{1 + 2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2} \right)$$

其中, χ 为牛顿引力势, m_o 为光子“静止质量”, m_η 为光子的 $OA(\eta)$ 观测质量, E_η 和 $K_{F\eta}$ 分别为光子在自由时空 S_F 中的 $OA(\eta)$ 观测总能量和观测动能, $K_{\eta r}$ 和 $V_{\eta r}$ 分别为光子距离引力中心 r 时的 $OA(\eta)$ 观测动能和 $OA(\eta)$ 观测势能: $K_{F\eta} = K_{\eta r} + V_{\eta r}$ 。

特别需要说明: 在式(9.42)和式(9.43)中, 被观测的对象是光子, 其速度 v 即光子速度 (弱场时, $v \approx c$; 特别地, $\chi=0$ 时 $v=c$), 而 η 则为观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度; $E_\eta = m_\eta \eta^2$ 即 OR 能量公式 (广义质能公式); $\Gamma = \Gamma(\eta)$ 为 GOR 理论之时空变换因子 (参见第三章式(3.35)), 其中, $\Gamma|_{\chi=0}$ 可谓“惯性时空变换因子”, $\Gamma|_{v=0}$ 可谓“引力时空变换因子”:

$$\begin{cases} \Gamma(\eta)|_{\chi=0} = 1/\sqrt{1 - v^2/\eta^2} \\ \Gamma(\eta)|_{v=0} = 1/\sqrt{1 + 2\chi/\eta^2} = 1/\sqrt{g_{00}} \end{cases} \quad (9.44)$$

$$(g_{00} = 1 + 2\chi/\eta^2; \chi = -GM/r)$$

这里, $\chi=0$ 代表被观测对象不受引力作用时的状态, 即在惯性时空中处于惯性运动 (v) 时的状态; 而 $v=0$ 则代表被观测对象处于静止状态, 即在引力时空中处于引力作用 (χ) 时的状态。

惯性时空变换因子 $\Gamma|_{\chi=0}$ 涉及 $OA(\eta)$ 之相对论性动能 $K_{F\eta}$ 和 $K_{\eta r}$ 的测定; 而引力时空变换因子 $\Gamma|_{v=0}$ 则涉及 $OA(\eta)$ 之相对论性势能 $V_{\eta r}$ 的测定。

特别值得注意, $OA(\eta)$ 之观测动能和观测势能公式(9.43), 既概括了爱因斯坦相对论 (光学代理 $OA(c)$ 情形) 之相对论动能和相对论性势能公式(9.26), 同时, 也概括了经典力学 (理想代理 OA_∞ 情形) 之经典动能和经典势能公式(9.33)。

当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ ($\eta \rightarrow c$) 时, 式(9.43)中的光子动能 $K_{F\eta}$ 和势能 $V_{\eta r}$ 约化为爱因斯坦之相对论性动能和相对论性势能:

$$\begin{aligned} K_F|_{OA(c)} &= \lim_{\eta \rightarrow c} (1 - \Gamma^{-1}|_{\chi=0}) m_\eta \eta^2 \\ &= mc^2 \left(\Gamma^{-1}|_{\chi=0} = \sqrt{1 - c^2/\eta^2} \right) \\ V_r|_{OA(c)} &= \lim_{\eta \rightarrow c} (1 - \Gamma|_{v=0}) m_o \eta^2 \\ &= (1 - \gamma|_{v=0}) m_o c^2 \end{aligned} \quad (9.45)$$

其中, γ 为爱因斯坦相对论之时空变换因子 (式(3.12)), m 为光学代理 $OA(c)$ 观测下的光子相对论性质量, 依爱因斯坦公式, $OA(c)$ 观测下的光子动能即 $E=mc^2$ 。

当观测代理 $OA(\eta)$ 为理想代理 OA_∞ ($\eta \rightarrow \infty$) 时, 式(9.43)中的光子动能 $K_{F\eta}$ 和光子势能 $V_{\eta r}$ 约化为牛顿之经典动能和经典势能:

$$\begin{aligned} K_F|_{OA_\infty} &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} (\Gamma|_{\chi=0} - 1) m_o \eta^2 \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - c^2/\eta^2}} - 1 \right) m_o \eta^2 = \frac{1}{2} m_o c^2 \\ V_r|_{OA_\infty} &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} (1 - \Gamma|_{v=0}) m_o \eta^2 \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/\eta^2}} \right) m_o \eta^2 \\ &= -\frac{GMm_o}{r} \quad (\chi = -GM/r) \end{aligned} \quad (9.46)$$

式(9.45)和式(9.46)印证了 GOR 能量公式(9.43)之逻辑上的自洽性, 同时, 印证了 GOR 能量公式(9.43)与爱因斯坦相对论之能量公式和牛顿力学之能量公式逻辑上的一致性。

GOR 光之引力红移方程的演绎——

针对图 8 所描述的光之“引力红移”场景: $\Delta V = V_B - V_A$, 根据式(9.42)和式(9.43), 成立:

$$\begin{aligned} Z_{GOR} &= \frac{\Delta K_\eta}{K_\eta} = -\frac{\Delta V_\eta}{K_\eta} \quad (\Delta V = V_B - V_A) \\ &= -\frac{V_B - V_A}{K_B} = -\frac{V_B - V_A}{K_{F\eta} - V_{\eta B}} \\ &= \frac{m_o \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_o \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{K_{F\eta} - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_o \eta^2} \quad (9.47) \\ &\begin{cases} K_{F\eta} = (\Gamma|_{\chi=0} - 1) m_o \eta^2 = (1 - \Gamma^{-1}|_{\chi=0}) m_\eta \eta^2 \\ m_\eta = m_o \Gamma|_{\chi=0} \quad (\Gamma|_{\chi=0} = 1/\sqrt{1 - c^2/\eta^2}) \end{cases} \end{aligned}$$

其中, m_o 为光子静止质量, m_η 为光子的 $OA(\eta)$ 观测质量, $K_{F\eta}$ 为光子在自由时空 S_F 中的 $OA(\eta)$ 观测动能, K_B 为光子距离引力中心 r_B 时 $OA(\eta)$ 的观测动能, V_A 和 V_B 分别为光子距离引力中心 r_A 和 r_B 时 $OA(\eta)$ 的观测势能, $g_{00}(r_A)$ 和 $g_{00}(r_B)$ 为 $OA(\eta)$ 之引力时空点 A 和点 B 的度规 $g_{\mu\nu}$ 之 00-元素。

此即 GOR 理论的光之引力红移方程。

式(9.47)表明: 光之引力红移 $Z_{GOR} = Z_{GOR}(\eta)$ ($\eta \geq c$) 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ ——不同观测代理, 呈现出不同程度的光之引力红移: $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 越大, 其光之相对引力红移量 $Z_{GOR}(\eta)$ 就越大。

就太阳光谱之引力红移而言 ($r_A = R_S$ 而 $r_B = \infty$):

$\eta \rightarrow c$ 时, $K_{F\eta} = mc^2$, $Z_{\text{GOR}}(\eta) = -GM_S/R_S c^2 = Z_E$;

$\eta \rightarrow \infty$ 时, $K_{F\eta} = mc^2/2$, $Z_{\text{GOR}}(\eta) = -2GM_S/R_S c^2 = Z_N$ 。

如此, 鉴于式(9.47)中的 $Z_{\text{GOR}}(\eta)$ 关于 $\eta \in [c, \infty)$ 的连续性和单调性, GOR 光之引力红移 $Z_{\text{GOR}}(\eta)$ 满足:

$$\frac{2GM_S}{R_S c^2} = Z_N \geq Z_{\text{GOR}}(\eta) \geq Z_E = \frac{GM_S}{R_S c^2} \quad (9.48)$$

9.4.3 光之引力红移理论的统一

光之“引力红移”的预言是爱因斯坦基于“等效原理”做出的, 而爱因斯坦光之引力红移方程则是基于广义相对论导出的。我们将基于爱因斯坦广义相对论的引力红移理论称为爱因斯坦引力红移理论。

人们试图基于牛顿万有引力论和经典力学建立牛顿引力红移理论, 导出牛顿光之引力红移方程, 以此对照并检验爱因斯坦引力红移理论和牛顿引力红移理论, 进而, 对照并检验爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论。结果导出了“伪牛顿光之引力红移方程”(9.20), 与爱因斯坦光之引力红移方程(9.10)近似, 其太阳光谱引力红移理论值 Z_N (式(9.21)) 与 Z_E (式(9.1)) 不具有观测上的可分辨性, 难以比对或区分牛顿引力红移理论和爱因斯坦引力红移理论之优劣。

实际上, 正如我们反复强调的, 爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论归属不同的观测代理, 服务于不同的观测体系; 二者不具有孰是孰非之可比性。不同观测代理之理论模型, 包括光之“引力红移”理论, 存在理论上的差异以及观测和实验上的不同是自然的或必然的; 反之, 却可能是不正常的, 如“伪牛顿光之引力红移方程”之情形。

GOR 理论完全基于牛顿万有引力论和经典力学导出了真正的牛顿光之引力红移方程 (式(9.34)), 其太阳光谱引力红移理论值 Z_N (式(9.35)) 是爱因斯坦太阳光谱引力红移理论值 Z_E (式(9.1)) 的 2 倍: $Z_N = 2Z_E$ 。我们将真正基于牛顿万有引力论和经典力学的引力红移理论称为牛顿引力红移理论。

进而, GOR 理论导出了一般观测代理 $\text{OA}(\eta)$ ($\eta \geq c$) 的光之引力红移方程 (式(9.47)), 既所谓“GOR 光之引力红移方程”。我们将基于 GOR 理论的引力红移理论称为 GOR 引力红移理论。

GOR 引力红移理论展现出 GOR 理论所具有的高度的一般性和概括性。

依 9.3.2 和式(9.29,31), 光子在光学代理 $\text{OA}(c)$ 观测下的观测质量 m 即光子静止质量 m_0 。因此:

$$\begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow c} K_{F\eta} &= \lim_{\eta \rightarrow c} (1 - \Gamma^{-1}|_{\chi=0}) m_\eta \eta^2 \\ &= \lim_{\eta \rightarrow c} (1 - \sqrt{1 - c^2/\eta^2}) m_\eta \eta^2 = mc^2 = m_0 c^2 \end{aligned} \quad (9.49)$$

于是, 光学代理 $\text{OA}(c)$ 之下 ($\eta \rightarrow c$), 成立:

$$\begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow c} Z_{\text{GOR}} &= \lim_{\eta \rightarrow c} \frac{m_0 \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_0 \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{K_{F\eta} - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_0 \eta^2} \\ &= \frac{m_0 c^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_0 c^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{m_0 c^2 - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_0 c^2} \\ &= 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}} = Z_E \end{aligned} \quad (9.50)$$

这正是爱因斯坦光之引力红移方程(9.10,14)。

可见, 当观测代理 $\text{OA}(\eta)$ 为光学代理 $\text{OA}(c)$ 时, GOR 光之引力红移方程(9.47)便约化为基于爱因斯坦广义相对论的光之引力红移方程(9.10,14)。

理想代理 OA_∞ 之下, 光子动量乃经典动量:

$$\begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow \infty} K_{F\eta} &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} (\Gamma|_{\chi=0} - 1) m_0 \eta^2 \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - c^2/\eta^2}} - 1 \right) m_0 \eta^2 = \frac{1}{2} m_0 c^2 \end{aligned} \quad (9.51)$$

于是, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 成立:

$$\begin{aligned} \lim_{\eta \rightarrow \infty} Z_{\text{GOR}} &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{m_0 \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_0 \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{K_{F\eta} - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_0 \eta^2} \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{(1 + GM/r_B \eta^2) - (1 + GM/r_A \eta^2)}{c^2/2\eta^2 + GM/r_B \eta^2} \\ &= \frac{2GM r_B}{r_B c^2 + 2GM} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) = Z_N \end{aligned} \quad (9.52)$$

这正是牛顿光之引力红移方程(9.34)。

可见, 观测代理 $\text{OA}(\eta)$ 为理想代理 OA_∞ 时, GOR 光之引力红移方程(9.47)则约化为真正基于牛顿万有引力论和经典力学的牛顿引力红移方程(9.34)。

GOR “引力红移”理论概括统一了爱因斯坦“引力红移”理论和牛顿“引力红移”理论, 表明: GOR 光之引力红移方程, 逻辑上, 既与爱因斯坦光之引力红移方程一致, 又与牛顿光之引力红移方程一致; 印证了 GOR 光之引力红移方程逻辑上的自洽性和理论上的正确性, 同时, 印证了纯粹基于经典力学的牛顿光之引力红移方程(9.34)的正确性。

9.5 本章小结

本章基于 GOR 理论探究爱因斯坦著名的三大预测之一——光之“引力红移”问题, 继续探讨引力时空的本质, 进一步解析 GOR 理论作为统一的引力论所具

有的品质和特性。

牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论皆可对光之“引力红移”进行理论计算和预测。原本, 物理学家期待着爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引力论围绕着光之“引力红移”问题会有一场对决。然而, 与光之“引力偏折”的预测不同, 牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论对光之“引力红移”的预测是相近或相似的, 不具有观测上的可分辨性。如此结果, 多少有些令物理学家意外和疑惑, 甚至遗憾。

本章的理论分析阐明: 现行所谓牛顿光之引力红移方程是“伪牛顿”的——“伪牛顿引力红移方程”, 是经典力学与相对论和量子论的混合体, 并非真正基于经典力学的牛顿“引力红移”理论。

基于 OR 和 GOR 理论, 本章阐明: 光之“引力红移”是光子动能的衰减, 是能量的“红移”。光之“引力红移”, 本质上, 是能量形式的变换, 遵循物理学之能量守恒原理。为了导出真正基于牛顿万有引力论和经典理论的光之引力红移方程, 本章基于能量守恒原理, 将光之“引力红移”的定义, 由频移定义 $Z=\Delta f/f$ 等价地变换为能移定义: $Z=\Delta K/K$ 。能移定义 $Z=\Delta K/K$ 在光之“引力红移”理论中扮演着重要角色。

关于光子的经典质量和静止质量——

首先, 本章基于光之“引力红移”的能移定义 $Z=\Delta K/K$, 确定了光子之“静止质量” m_o 。

确定光子“静止质量”对于物理学有重大意义。

OR 理论早已阐明^[1-3]: 任意物质粒子(包括光子和引力子), 皆具有其“静止质量”, 是物质粒子客观真实的“固有质量”, 具有客观真实的惯性效应和引力效应。在此基础上, 本章依“能移定义”将爱因斯坦光之引力红移方程(9.14)变换为 $Z_E=\Delta K/K$ 的形式, 进而, 导出式(9.27-31), 将光子之“静止质量” m_o 以及光学代理 OA(c) 之下光子的相对论性质量 m 与光之“引力红移” Z_E 联系在一起。如此, 基于太阳光谱之引力红移的观测结论, 或基于引力红移之“能移定义”和“频移”定义的等价性, 即可确定光子之“静止质量”: $m_o=m=hf/c^2$ 。这一结果, 既是逻辑演绎的结论, 也是太阳光谱之“引力红移”的观测结论。

实际上, 基于能移定义 $Z=\Delta K/K$ 演绎牛顿光之引力红移方程, 只需明确“光子具有经典质量 m_o 或引力质量 m_o ”, 无需明确“一粒光子到底有多重”。然而, 确认光子“静止质量” $m_o=m=hf/c^2$, 其意义是重大的。物理学家们无需再将光之“引力偏折”和“引力红移”现象视为“时空弯曲”效应或“时间膨胀”效应, 那只是光子的“引力效应”; 无需将光之“引

力效应”归因于光子的“相对论性质量”或“运动质量”(Moving Mass), 那只是光子的“静止质量”或“经典质量”, 即光子客观真实的“固有质量”。

GOR 理论基于光之“引力红移”的“能移定义”以及光之“引力红移”的观测, 对光子“静止质量”做出了计算和预测; 而更为精确的观测和实验验证, 则有待于实验物理学家们的努力和工作。

经典红移理论与牛顿光之引力红移方程——

其次, 明确光子与一般物质粒子一样具有“经典质量” m_o 或“静止质量” m_o , 即可基于牛顿万有引力论和经典力学, 计算光子的经典动能 K 和经典势能 V ; 由此, 基于光之“引力红移”的能移定义 $Z=\Delta K/K$, 本章演绎出真正基于牛顿万有引力论和经典力学的牛顿光之引力红移方程(式(9.34))。

基于能移定义 $Z=\Delta K/K$ 导出的牛顿光之引力红移方程(式(9.34)), 不同于“伪牛顿光之引力红移方程”(式(9.20)), 自然地, 也不同于爱因斯坦光之引力红移方程(式(9.10))。与“伪牛顿”光之引力红移 Z_{PN} 不同, 真正基于牛顿万有引力论和经典力学的牛顿光之引力红移方程, 其太阳光谱的牛顿引力红移量 Z_N 是爱因斯坦红移量 Z_E 的 2 倍: $Z_N=2Z_E$ 。

类同光之“引力偏折”问题中的情形, 这一结论($Z_N=2Z_E$)并不具有鉴别牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论孰是孰非的作用和意义, 只意味着: 不同观测代理呈现出不同的“引力红移”。爱因斯坦引力红移 $Z_E=-GM_S/R_S c^2$ 代表光学代理 OA(c) 观测下的太阳光谱之引力红移; 而牛顿引力红移 $Z_N=-2GM_S/R_S c^2$ 则代表理想代理 OA $_{\infty}$ 观测下的太阳光谱之引力红移。

基于能移定义 $Z=\Delta K/K$ 的牛顿光之引力红移方程可融入 GOR 引力红移理论, 逻辑上是自洽的。

GOR 红移理论与 GOR 光之引力红移方程——

最后, 本章基于 GOR 理论和光之“引力红移”的能移定义 $Z=\Delta K/K$, 导出了一般观测代理 OA(η) ($\eta \geq c$) 观测之下的光之引力红移方程(式(9.47))。

为了区别不同观测代理, GOR 引力红移理论将光之引力红移依“能移”定义为: $Z_{GOR}=\Delta K_{\eta}/K_{\eta}$, 其中, Z_{GOR} 为一般观测代理 OA(η) 观测之下的光之引力红移量, K_{η} 和 V_{η} 则为 OA(η) 之观测动能和观测势能。演绎 GOR 光之引力红移方程, 需要计算 K_{η} 和 V_{η} 。基于 PGC 对应原理, 因循和类比爱因斯坦相对论之相对论性动能 K 和相对论性势能 V 的概念和逻辑, GOR 理论建立了 GOR 能量公式(9.43)。GOR 能量公式概括了爱因斯坦的相对论性能量公式和牛顿的经典能量公式: $\eta \rightarrow c$ 时, K_{η} 和 V_{η} 即爱因斯坦的相对论性动能和势能;

$\eta \rightarrow \infty$ 时, K_η 和 V_η 即牛顿的经典动能和经典势能。可见, 逻辑上, GOR 能量公式与爱因斯坦相对论性能量公式和牛顿经典能量公式是一致的。

基于 GOR 理论及其能量公式(9.43), 本章最终导出了 GOR 光之引力红移方程 (式(9.47))。

GOR 光之引力红移方程表明, 光之引力红移依赖于观测代理 $OA(\eta)$: $Z_{\text{GOR}} = Z_{\text{GOR}}(\eta)$ ($\eta \geq c$)。不同观测代理呈现出不同的光之引力红移: $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 越高, 其相对引力红移量 $Z_{\text{GOR}}(\eta)$ 越大。就太阳光谱之引力红移而言: $\eta \rightarrow c$ 时, $Z_{\text{GOR}}(\eta) = GM_S/R_S c^2$; $\eta \rightarrow \infty$ 时, $Z_{\text{GOR}}(\eta) = 2GM_S/R_S c^2$ 。这一逻辑结论与爱因斯坦引力红移理论之结论 $Z_E = GM_S/R_S c^2$ 以及牛顿引力红移理论之结论 $Z_N = 2GM_S/R_S c^2$ 完全一致。

如同 GOR 理论之一切理论模型, GOR 光之引力红移方程具有高度的概括性和统一性, 将一切观测代理 (包括光学代理 $OA(c)$ 和理想代理 OA_∞) 之引力红移方程概括统一于 GOR 引力红移理论的框架中: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 光之引力红移方程约化为爱因斯坦引力红移方程; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时 GOR 引力红移方程则约化为牛顿引力红移方程。这意味着, 逻辑上, GOR 引力红移理论与爱因斯坦引力红移理论和牛顿引力红移理论是一致的, 其理论上的正确性得到印证。

10 GOR 理论与引力波

或许, 与爱因斯坦之三大预测——光之“引力红移”和光之“引力偏折”, 以及水星“反常进动”——相比, “引力波” (Gravitational Wave) 才是爱因斯坦广义相对论最具诱惑力的似是而非的预言。

GOR 理论并不怀疑引力波和引力子的存在。

实际上, 从某种意义上说, 如同电磁场意味着“电磁波”, 引力场则意味着“引力波”; 如同电磁力或电磁相互作用需要“光子”作为媒介子, 引力或引力相互作用则需要“引力子”作为媒介子。

然而, 这并不意味着爱因斯坦正确地预测了引力波, 也不意味着 LIGO^[101,2] 真地探测到引力波。

实际上, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 其公理体系或逻辑前提中, 皆不存在任何有关引力辐射速度的先验知识或先验信息。正如第三章之“3.1.1 引力局域性”所述, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 其中, 都隐喻着一个重要的理想化假设: 引力乃超距作用, 辐射速度无穷。

牛顿意识到这种理想化假设是非客观和非现实的^[103]: “就哲学意义而言, 无穷的引力速度是荒谬的!”。爱因斯坦也不认为物理世界存在超距作用。然而, 因

为没有关于引力辐射速度的先验知识——直到今天也没有, 所以牛顿万有引力定律未计引力相互作用之局域性。同样地, 爱因斯坦广义相对论也未考虑引力相互作用之局域性。根据广义相对论, 弱引力场之情形下, 爱因斯坦引力场方程约化为牛顿万有引力定律之泊松方程形式。我们不能设想, 引力辐射速度依赖于引力场之强弱——强则慢; 弱则快, 甚至无穷。

实际上, 正如第三章之“3.1 引力时空之局域性问题”所述, 爱因斯坦广义相对论中的局域性, 只是观测上的局域性, 而非引力相互作用之局域性。

那么, 爱因斯坦是如何预言其“引力波”的呢?

爱因斯坦基于广义相对论导出了一个波速为光速 c 的波方程, 其中, 波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 由曲度规 $h_{\mu\nu}$ 定义, 而 $h_{\mu\nu}$ 涉及牛顿引力势 χ 和光速 c : $h_{\mu\nu} \sim \chi/c^2$ 。爱因斯坦认为, $\bar{h}_{\mu\nu}$ 即“引力波”, 并且, 以光速 c 传播。此即爱因斯坦之“引力波”预言。

爱因斯坦之“引力波”预言存在两个问题:

第一, $\bar{h}_{\mu\nu}$ 或 $h_{\mu\nu}$ 真地代表引力波吗?

第二, 引力波辐射速度真地是光速 c 吗?

GOR 理论将为我们解析爱因斯坦之“引力波”预言: 解析爱因斯坦之“引力波”方程的真伪, 解析 LIGO 之“引力波”探测的真伪!

10.1 爱因斯坦之波方程: 引力波预言

“引力波”的概念, 据说, 最早由爱因斯坦和爱丁顿提出。而正式的“引力波”预言则应该是爱因斯坦基于其广义相对论导出的“引力波”方程^[104,5]。

关于“引力波”, 爱因斯坦一如既往地“弱场近似”法作为其广义相对论的一种线性化理论, 借助“弱场近似”法将非线性的引力时空问题简化为线性的引力场问题。基于“弱场近似”逻辑和“弱场近似”法, 引力时空之度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 近似闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 时, 非线性的爱因斯坦场方程近似于线性方程; 如此, 爱因斯坦便可演绎其“引力波”方程。

如第四章之 4.1.2 所述: 观察爱因斯坦广义相对论之时空变换因子 γ (式(3.16)) 可知, 欲令引力时空之度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \approx \eta_{\mu\nu}$, 需要营造“弱引力场”之情景: $|\chi| \ll c^2$ 和 $|\gamma_i v^i| \ll c$ 。如此, 引力时空之度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, c)$ 则可线性化作式(4.1):

$$|\chi| \ll c^2 \text{ and } |\gamma_i v^i| \ll c:$$

$$g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \quad (|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|)$$

此即“弱场近似”法之“弱场”条件, 其中, $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 可称作“平度规”; 而 $h_{\mu\nu}$ 则可称作“曲

度规” ($h_{\mu\nu}$ 及其各阶导数皆小量)。

特别注意, “弱场” 条件中的 “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 被爱因斯坦视为 “平直” 时空背景 ($\eta_{\mu\nu}$) 下的 “弱引力势”, 是微弱引力辐射对 “平直” 时空的搅扰, 致使原本 “平直” 的时空泛起细微的 “涟漪”。

实际上, 如第四章之 “4.1.3 弱场近似条件” 所述, 归纳起来, “弱场近似” 法所涉及的假设条件不仅仅要求: 第一, 弱场; 还要求, 第二, 低速; 第三, 静态; 第四, 时空正交; 以及, 第五, 调和坐标。

回顾爱因斯坦基于其 “弱场近似” 法演绎其 “引力波” 方程的思想方法和逻辑过程, 有助于我们理解和认识爱因斯坦之 “引力波” 预言及其 “引力波” 方程, 为我们稍后演绎 GOR “信息波” 方程提供可因循的逻辑路线, 并将爱因斯坦 “引力波” 方程作为 GOR “信息波” 方程的类比对象。

介绍爱因斯坦广义相对论的书籍或文献大多有关于爱因斯坦 “引力波” 方程及其演绎的内容。以下有关爱因斯坦 “引力波” 方程的描述较为符合爱因斯坦 “引力波” 方程的原貌, 主要参阅赵峥和刘辽的文献 [60,106], 以及 Hendry 的文献 [107]。

爱因斯坦场方程 (式(5.2)) 之左端通常被定义或标记为张量 $G_{\mu\nu}(c)$, 即所谓 “爱因斯坦张量”, 而爱因斯坦场方程则可简洁地写作:

$$G_{\mu\nu}(c) = -\kappa T_{\mu\nu} \quad (10.1)$$

$$\left(G_{\mu\nu}(c) \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R, \kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \right)$$

其中, $R_{\mu\nu}$ 为里奇张量 (代表时空曲率), R 为高斯曲率, $g_{\mu\nu}$ 为时空度规, $T_{\mu\nu}$ 为能动张量, 而 κ 则为爱因斯坦场方程之系数。

因循爱因斯坦 “弱场近似” 法之逻辑, 在第四章之 4.1.3 所列 “弱场近似” 条件之下, 里奇张量 $R_{\mu\nu}$ 和高斯曲率 R 分别近似为:

$$\begin{cases} R_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \square h_{\mu\nu} \\ R = \frac{1}{2} \square h \end{cases} \quad (R \equiv R_{\mu}^{\mu} = \eta^{\mu\nu} R_{\mu\nu}) \quad (10.2)$$

定义 “度规摄动” (Metric Perturbation) 张量:

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h \quad (h \equiv h_{\mu}^{\mu} = \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu}) \quad (10.3)$$

其中, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 依 “弱场” 条件 (式(4.1)) 之 “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 定义: $h_{\mu\nu} \sim \chi$ 。

在爱因斯坦广义相对论中, $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之所谓 “度规摄动”, 大意指: 弱场情形之下, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll 1$),

曲度规 $h_{\mu\nu}$ 代表牛顿引力势 χ 且为一小量; 闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$ 代表的 “平直” 时空受到一点点牛顿引力势 χ 的扰动, 泛起一点点 “涟漪”。

如此, 在 “弱场近似” 条件之下, 爱因斯坦张量 $G_{\mu\nu}$ 可依度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 定义, 而爱因斯坦场方程 (10.1) 则可依度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 表述为:

$$G_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \square \bar{h}_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu} \quad (10.4)$$

并且, 相应的场方程之坐标条件约化为:

$$\bar{h}_{\mu\alpha}{}^{,\alpha} = 0 \quad (10.5)$$

根据爱因斯坦广义相对论, 引力时空之度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于时空坐标 x^{α} ($\alpha=0,1,2,3$) 和光速 c : $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^{\alpha}, c) = g_{\mu\nu}(t, x^i, c)$ ($i=0,1,2,3$), 其中, 时间轴 $x^0 = ct$, t 即坐标时间。同样地, 曲度规 $h_{\mu\nu}$ 和度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 以及能动张量 $T_{\mu\nu}$ 皆依赖于时空坐标 x^{α} 和真空光速 c : $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(t, x^i, c)$, $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, c)$, $T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}(t, x^i, c)$ 。

满足坐标条件(10.5)的场方程(10.4)有如下解:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, c) = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu} \left(t - \frac{|x^i - x'^i|}{c}, x'^i, c \right)}{|x^i - x'^i|} d^3 x'^i \quad (10.6)$$

其中, 积分域为引力源所占具的 3d 空间, x^i ($i=1,2,3$) 为观测者坐标, x'^i ($i=1,2,3$) 为物质分布坐标; $|x^i - x'^i|$ 即观测坐标 x^i 和引力物质坐标 x'^i 之间的距离。

式(10.6)即度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分 (Retarded Integral) 式, 或称 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之 “推迟解”。

这里, 所谓 “推迟”, 具有重要的寓意, 乃 “局域性原理” (The Principle of Locality) 的体现: 根据局域性原理, 能量或信息跨越空间需要时间。因此, 对于被作用物体, 力或能量乃 “推迟” 的物质相互作用; 对于观测者, 信息乃 “推迟” 的物理信号。

爱因斯坦场方程之解, 无论是爱因斯坦之近似解 (6.3) 或是 Schwarzschild 之精确解 (6.7), 其曲度规 $h_{\mu\nu}$ 皆与牛顿引力势 χ 联系在一起: $h_{\mu\nu} \sim \chi$ 。如赵峥所言 [106]: “本质上 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 即 $h_{\mu\nu}$ 。” 因此, 在爱因斯坦看来, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 即引力辐射, 代表着引力场。

如此, 爱因斯坦有理由认为, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式 (10.6) 意味着, t 时刻之 x^i 处, 引力场 $\bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, c)$ 或其引力势 $\chi(t, x^i, c)$, 由引力物质体系 $T_{\mu\nu}$ 在 $t - |x^i - x'^i|/c$ 时刻的分布和运动决定; 并且, 由此判断, 引力辐射 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 以真空光速 c 传播。

至此, 引力辐射的速度似乎可以得到确认, 然而, 关于引力之 “波” 的概念尚未形成。

“弱场”条件下, 可令作为引力源的能动张量 $T_{\mu\nu}$ 趋于零: $T_{\mu\nu} \approx 0$; 则场方程(10.4)约化为真空方程形式: $\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0$ 。根据达朗贝尔算子“ $\square$ ”以及拉普拉斯算子“ ∇^2 ”的定义(式(5.26)), 成立:

$$\begin{aligned} \square \bar{h}_{\mu\nu}(c) &= 0 \quad (\square = \partial^2/c^2 \partial t^2 - \nabla^2) \\ \text{or} \quad \nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}(c) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu}(c) &= 0 \end{aligned} \quad (10.7)$$

Hendry 评论说^[107]: “这是一个关键的结果。”

式(10.7)正是波的数学形式: 一个典型的“波方程”, 其中, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 即波函数, c 即 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 之波速。与 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 推迟积分式(10.6)之情形类似, 鉴于 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 与牛顿引力势 $\chi = -GM/r$ 联系在一起, 根据式(10.7), 爱因斯坦想当然地认为: $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 即引力辐射之波——“引力波”, 并且, 以真空光速 c 传播。

由此, 便诞生了“引力波”的概念和预言。

之后, 类比“电磁波”的量子化, “引力波”被量子化; 类比作为电磁相互作用媒介子的“光子”, 人们构建了“引力子”的概念, 设想“引力子”即引力相互作用之媒介子。根据爱因斯坦狭义相对论之质速关系, 任意以真空光速 c 运动的物质粒子, 其“静止质量”皆应为零。如此, “引力子”被设置为“静止质量”为零且“自旋”为 2 的基本粒子。

然而, 爱因斯坦关于“引力波”和“引力子”之理论上的预测, 似乎, 从一开始就是错误的。

10.2 引力波探测: LIGO 工程

本着物理学之实证原则, 理论上做出“引力波”预言之后, 剩下的便是探测“引力波”, 证实“引力波”的存在。于是, 物理学一场耗时耗钱耗力的“引力波”探测活动便开始了。

“引力波”被视为爱因斯坦广义相对论实证中最后一块缺失的拼图。2015 年, LIGO 宣布首次探测到“引力波”; 2017 年, LIGO 团队主要成员 Weiss, 以及 Barish 和 Thorne, 因探测到“引力波”而获得当年度诺贝尔物理学奖。至此, LIGO 大功告成, 爱因斯坦广义相对论神圣不可侵犯的地位得以进一步巩固。

回顾“引力波”的探测历史, 解析 LIGO 之“引力波”探测工程, 有助于我们对“引力波”探测原理和探测方案设计, 以及 LIGO 之探测过程和探测结论的认识; 揭示爱因斯坦之“引力波”预测和 LIGO 之“引力波”发现的似是而非。

10.2.1 早期: 原理性探测方案设计

探测“引力波”原本极其简单和平常: 人们每天

都在做着探测和利用“引力波”的事情。

电磁场意味着电磁辐射, 电磁辐射即“电磁波”; 引力场意味着引力辐射, 引力辐射即“引力波”。依据度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式(10.6)以及 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之波方程(10.7), 引力辐射和引力波源于物质之能动张量 $T_{\mu\nu}$: 只要有物质分布, 无论其静态或动态, 都会辐射引力或引力波。地球的物质分布形成一个近似球对称的引力场。地球表面的物体皆受地球引力辐射或引力波的作用, 并且, 产生相应的引力效应。当我们用天平称得苹果重量时, 即意味着, 我们探测到了地球的引力场, 探测到了地球的引力辐射。如此, 我们可以声称: “我们探测到了来自地球的引力波!” 这比 LIGO 发现的“引力波”更为真切!

然而, 探测“引力波”似乎又极富挑战性。

相对于地球之观测者, 地球引力场过于平静, 缺少“波澜”, 难以探测; 并且, 作用于苹果的地球之引力辐射或引力波, 看不见摸不着。或许, 高速运动的致密星球或“黑洞”(那时“黑洞”的概念还未形成)能产生足够强劲的引力辐射或引力波, 并且, 对地球平静的引力场构成搅扰或摄动。如此, 我们便可设法探测由外太空传来的引力辐射或引力波。

如图 9(a) 所示, 设想天平一端的托盘上放置一苹果, 另一端的托盘上放置等质量的发码; 在近似稳态或静态的地球引力场中, 天平左右两臂保持水平或平衡状态。为了增加分辨率和灵敏度, 假设天平两臂足够长, 发码与苹果相距足够远。当外太空传来的引力辐射或引力波自上而下地掠过苹果时, 苹果重量必定会有细微的变化, 天平会失去平衡, 或者, 在平衡点附近呈现出摄动或震动状态。如此, 我们便能观测到“波动”的引力辐射——“引力波”。

利用天平“称”引力波是一个好的想法: 俄国科学家罗蒙若索夫曾用天平“称”得物质不灭定律。然而, 实验物理学家会认为用天平“称”引力波很愚蠢: 物质间的引力相互作用太弱, 只有电磁力的 10^{36} 分之一; 虽然外太空可能有强引力辐射源, 却距离地球遥远, 依照平方反比律, 其对地球之天平上的单个探测物质(苹果)摄动极小。因此, 利用天平很难称得“引力波”或“引力子”重量。

引力波问题以及引力波的探测问题, 其复杂性还在于爱因斯坦之“引力波”预言本身的似是而非。自 1916 年爱因斯坦广义相对论建立, 以及稍后“引力波”预言诞生, 30~40 年的时间里, 物理学家甚至没能提出具体的引力波探测方案。直到 1955 年, 英国物理学家 Pirani 提出^[108], 引力辐射或引力波的探测应该基于

黎曼张量分析; 虽然利用单个测试物体 (如图 9(a) 中天平上的苹果) 测试引力波难以奏效, 而如图 9(b) 所示, 通过测试两个小质量物体 (自身引力可忽略不计) 之间距离的变化, 可能探测到引力辐射或引力波。基于爱因斯坦广义相对论, Pirani 证明: 引力辐射或引力波从两个物体之间穿过时, 两个物体之间的距离会发生变化; 穿越方式不同, 或收缩或膨胀。

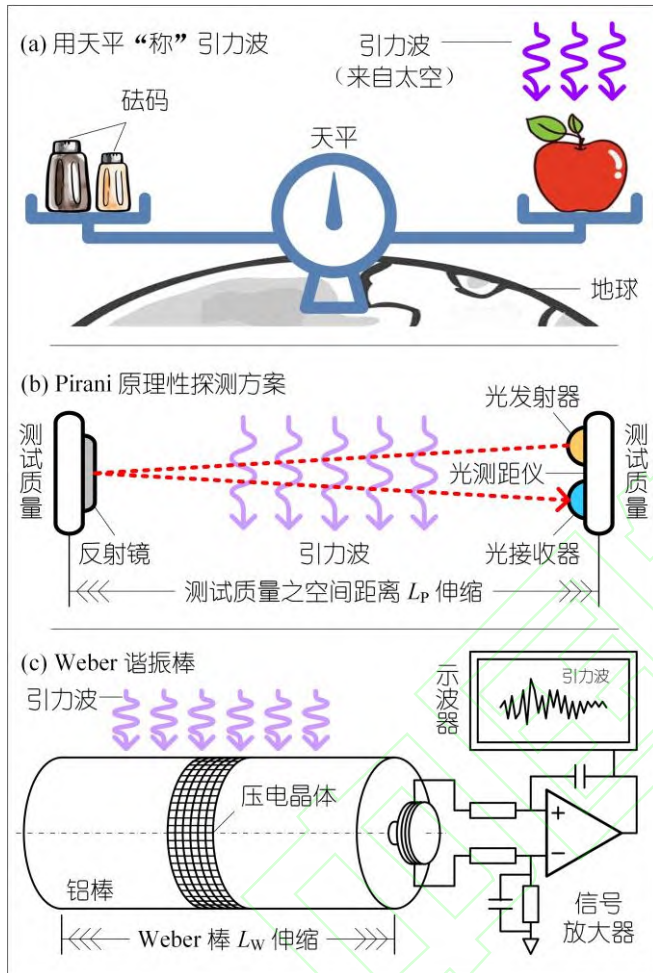


图 9 引力波探测方案. (a) 用天平“称”引力波: 或许, 借助天平就能像称苹果那样, “称”出引力波。(b) Pirani 原理性探测方案: 基于爱因斯坦广义相对论, Pirani 证明, 引力波会令空间伸缩; 因此, 只要有一部光测距仪, 测量 L_P 的摄动, 即可探测引力波。(c) Weber 谐振棒: 受 Pirani 理论的启发, Weber 制做了被称为“Weber 棒”的引力波天线; Weber 认为, 空间的伸缩将拉伸或挤压 Weber 棒, 利用附着于 Weber 表面地压电晶体测量 L_W 的摄动, 即可探测到引力波。

特别值得指出, 直到今天, Pirani 的引力波探测方案, 仍然是引力辐射或引力波探测系统的原理性方案, 并且, 被 LIGO 之引力波探测系统借用。

受 Pirani 引力波探测思想和探测方案的启发, 美国马里兰大学的 Weber 开展了实际的引力辐射和引力波探测^[109]。Weber 设计制做了探测引力波的引力波天

线, 后被称作“Weber 棒”, 一种铝制实心圆柱, 长约 1~2m, 直径约 0.2~1m。基于 Pirani 的理论, Weber 认为, 如图 9(c) 所示, 当引力辐射或引力波扰动引力波天线时, Weber 棒便会沿长度方向收缩或拉伸; 当引力波频率与 Weber 棒共振频率一致时, 这种收缩或拉伸的效应可以被 Weber 棒周围的压电传感器检测到并转换成为电信号, 经电子放大器放大之后即可在示波器上呈现出引力波图像。

特别需要指出, Weber 的引力波探测思想与 Pirani 是有区别的。依据爱因斯坦广义相对论^[15], 引力时空会收缩或膨胀: 空间可能伸缩; 时间也可能伸缩, 而时间的伸缩则可能意味着, 引力场中物质 (包括光或光子) 之运动速度的变化。Pirani 认为^[108], 引力辐射或引力波会导致空间的伸缩; 而 Weber 则认为^[109], 引力辐射或引力波会导致物体的伸缩。当然, 你可以认为, 空间伸缩与物质伸缩是等效的: 空间伸缩挤压或拉伸物体, 导致其伸缩。Weber 正是这样想的。

1968 年, Weber 宣布, 其 Weber 棒检测到引力波^[110,1]。然而, 之后众多模仿 Weber 的重复性实验都未能利用 Weber 谐振棒探测到 Weber 所说的引力波。最终的结论是: Weber 谐振棒之灵敏度不足以探测到 Weber 声称其探测到的引力辐射或引力波。

Weber 探测系统的致命缺点是 Weber 棒太短, 且难以加长, 收缩和拉伸的效应极为有限, 同时, 制约于压电传感器的灵敏度, 信号难以放大。

10.2.2 脉冲双星和引力波

射电天文学 (Radio Astronomy) 的发展开阔了人类的眼界, 将人类借助电磁相互作用感知客观世界的频谱范围由可见光波段扩展到几乎整个电磁波段。二十世纪天文学四大发现, 类星体、脉冲星、星际分子和微波背景辐射, 正是射电天文学的成果。然而, 与光学天文学能直观地用眼睛看不同, 射电天文学一半是听, 一半是猜; 似是而非, 令人半信半疑。

小绿人和脉冲星——

探测引力波, 需要有大质量致密星体作为引力波辐射源。天遂人愿——1967 年, 英国剑桥大学卡文迪许实验室博士研究生 Bell, 利用射电望远镜, 发现狐狸星座有一颗星会发射周期性电磁脉冲信号, 每间隔 1.33 秒便会出现一次^[112]。Bell 及其导师 Hewish 经过计算和分析确认, 这是一种未知天体, 并且, 将其命名为“脉冲星” (Pulsar)^[113]。如此, Bell 和 Hewish 便“发现”了第一例脉冲星: PSR1919+21。为此, 1974 年, Bell 的导师 Hewish 成为第一个获得诺贝尔物理学奖的天文学家^[114]。

脉冲星被认为是一种高速旋转的中子星, 其物质密度仅次于“黑洞”, 可作为理想的“引力波”源。

值得思考的是, “脉冲星”是否真实地存在。

无论光学望远镜或射电望远镜, 都不可能直观地辨认什么星体是中子星, 更不可能看到它们在高速旋转。射电望远镜接收到的周期性电磁脉冲信号究竟意味着什么, 天文学家只能猜; 并且, 这种猜想难以证实, 似乎只能停留于猜想, 只能通过观测或实验数据与猜想之数学模型的匹配, 间接考证。浩瀚宇宙, 什么样的可能都有。一开始, 天文学家甚至以为, 那些电磁脉冲是外星人向地球人发送的信号, 因而, 称 PSR1919+21 为“小绿人”。

Bell 之前, 中子星只是一个假设, 以数学模型的形式存在于理论或计算机数据库中。Bell 探测到星体周期性电磁脉冲信号之后, 模拟计算显示, 星体周期性电磁脉冲信号的宿主符合中子星那样体积小、密度高、质量大, 并且, 高速旋转的星体。于是, 脉冲星, 既成为中子星之假设的产物, 同时, 反过来又成为中子星之假设的证据。“脉冲星”之假设和“中子星”之假设如此循环论证, 逻辑上, 似乎很有些可疑。

无论如何, 脉冲星, 或高速旋转的中子星, 是解释星体辐射周期性电磁脉冲信号的一个选项。

据说, 世界各天文台已累计发现脉冲星 2000 余颗。2016 年, 中国建成口径 500m 的“天眼”FAST 射电望远镜。截止 2021 年 12 月 20 日, FAST 已经发现脉冲星 509 颗, 或许, 更准确地说, 已经接收到来自 509 颗星体的周期性电磁脉冲信号。

从脉冲星到脉冲双星——

“脉冲双星”(Binary Pulsar) 乃双星系统: 一颗脉冲星与一颗伴星相互环绕。脉冲星的伴星通常为白矮星或中子星; 伴星也可以是脉冲星, 这样的脉冲双星系统被称为“双脉冲星”(Duble Pulsar)。

1974 年, 也就是 Bell 的导师 Hewish 获得诺贝尔奖的那年, 美国马萨诸塞大学博士研究生 Hulse 受其导师 Taylor 指派去波多黎各 Arecibo 天文台参与脉冲星探测工作, 那里有当时世界上口径最大 (305m) 的射电望远镜。一天, Hulse 探测到一个微弱的周期性电磁脉冲信号; 可以确定, 一颗新的脉冲星被发现。

然而, 与一般脉冲星不同, 这一脉冲星的脉冲周期本身是周期性变化的。Hulse 猜想, 这或许因为脉冲星正围绕着某个伴星运动而产生了多普勒效应。Hulse 将其发现和猜测报告了导师 Taylor。于是, Taylor 飞抵 Arecibo, 与 Hulse 一起构建了脉冲双星系统的数学模型, 计算得出^[115]: 脉冲星绕伴星运动的轨道周期为

7.75 小时, 脉冲星最大速度约 300km 公里每秒, 伴星平均速度约 200 公里每秒, 而脉冲星和伴星平均距离大约相当于太阳半径。如此, Hulse 和 Taylor 便“发现”了第一例“脉冲双星”^[116]: PSR1913+16。

当初, Bell 和 Hewish 猜测, 射电望远镜接收到的周期性脉冲信号源于星体的自转; 现在, Hulse 和 Taylor 猜想脉冲星之周期的周期性变化源于星体的公转。其逻辑似有异曲同工之妙。

之后, 很快便有人依据爱因斯坦广义相对论主张^[117-9]: 理论上, 脉冲双星会因引力辐射而损其失能量, 导致 PSR1913+16 轨道旋进, 其近伴星点有进动, 半长轴和脉冲周期会逐渐缩短。为此, Taylor 教授持续观测 PSR1913+16 数十年^[120]; 据说, 观测值与理论值精确相符, 相差仅为 0.4%。这似乎意味着, Hulse 和 Taylor, 不仅发现了“脉冲双星”, 同时, 还间接地证明了引力波的存在^[121,2]。一切似乎都朝着支持爱因斯坦广义相对论及其“引力波”预言的方向发展。

1993 年, Hulse 和 Taylor 获得诺贝尔物理学奖。

据说, 世界各天文台已累计发现“脉冲双星”天体系统 150 余例; PSR1913+16 是第一例, 并且, 被持续观测了数十年^[120]。有人认为, PSR1913+16 “提供了对爱因斯坦广义相对论迄今最精确的检验”。

值得思考的是, “脉冲双星”是否真实地存在。

如同“中子星”和“脉冲星”本质上是一种猜想一样, “脉冲双星”本质上也是一种猜想。无论光学望远镜或射电望远镜, 都不可能直观地辨认脉冲双星系统。PSR1913+16 之脉冲周期为什么会周期性地变化, Hulse 和 Taylor 也只能猜。无论 PSR1913+16 之观测数据与数学模型匹配有多么好, 都不能证明“脉冲双星”真实地存在。实际上, 基于 GOR 理论, 正是 PSR1913+16 观测数据与数学模型的“精确匹配”, 暴露出 PSR1913+16 作为“脉冲双星”, 其轨道旋进以及周期和半长轴的变化存在诸多疑点。

无论如何, 脉冲双星是解释 PSR1913+16 电磁脉冲信号周期之周期性变化的一个选项。

10.2.3 LIGO 探测器及其探测原理

LIGO, 即美国“激光干涉引力波天文台”(Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, LIGO), 其使命即探测爱因斯坦预言的“引力波”。

LIGO 原型出自美国麻省理工学院 Wesis 教授。上世纪 70 年代, Wesis 发展了探测引力波的激光干涉术。实际上, LIGO 探测器类似迈克尔逊干涉仪 (Michelson Interferometer), 即迈克尔逊和莫雷 1887 年用于探测

“以太” (Ether) 的光干涉系统^[42]。迈克尔逊-莫雷实验虽未探测到“以太”，却导致了“光速不变性原理”

的建立，并且，最终导致爱因斯坦狭义相对论乃至爱因斯坦广义相对论的建立。

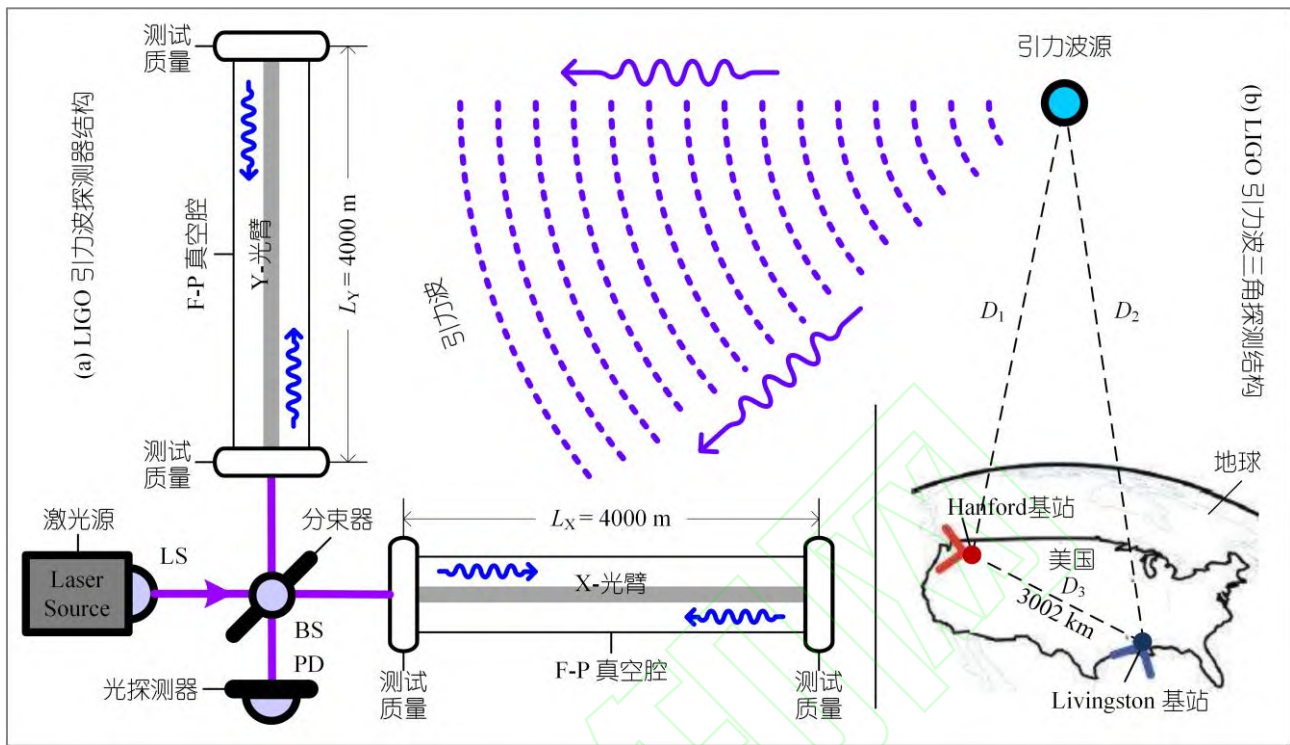


图 10 LIGO 探测器之体系结构和原理. (a) LIGO 引力波探测器结构: 1) 激光器 (Laser Source) 发射频率稳定的单色激光; 2) 分束器 (Beam Splitter) 将激光分为两束, 一束进入 X-光臂, 一束进入 Y-光臂; 3) 激光臂长 4000m, 两端安放有测试质量体 (Test Mass); 4) 测试质量体之间是 F-P 真空谐振腔 (Fabry-Pérot Cavity); 5) 激光在 F-P 真空腔中可多次往返, 因此, 激光臂等效长度可达 $1.12 \times 10^6 \text{ m}$; 6) 之后, 两束激光返回分束器形成干涉; 7) 光探测器 (Photodetector) 记录并报告干涉效应。(b) LIGO 引力波三角探测结构: LIGO 在美国的 Livingston 和 Hanford 各设立了一个探测基站, 以便基于三边测量法确定引力波源位置和引力波速度。

LIGO 探测系统之基本结构如图 10(a), 其探测引力波的基本原理源于 Pirani 的思想和理论^[108]: Pirani 基于爱因斯坦广义相对论认为, 引力辐射或引力波会导致空间收缩或拉伸; 测试两个物体空间距离的变化, 即可探测掠过测试物体的引力波。

实际上, Weber 的引力波探测系统, 其基本原理也是基于 Pirani 之思想和理论的。然而, Weber 棒太短, 其伸缩的物理效应极其有限, 难以感应或探测到掠过 Weber 棒的引力辐射或引力波。

LIGO 探测器在系统结构上, 如图 10(a) 所示, 是对迈克尔逊干涉仪的模仿: 核心是相互垂直的两个激光臂 (X 和 Y), 各激光臂安装有两个相距 $L=4000 \text{ m}$ 的测试质量体 (L 即激光臂长度); 激光沿激光臂在两个测试质量体之间的 F-P 真空谐振腔 (Fabry-Pérot Cavity) 中多次往返, 其等效臂长可达 $1.12 \times 10^6 \text{ m}$, 是 Weber 棒的 5×10^5 倍。

可见, LIGO 系统探测引力辐射和引力波的灵敏度是 Weber 探测系统所不可比拟的。

LIGO 探测器在工作进程上, 如图 10(a) 所示, 也是对迈克尔逊干涉仪的模仿: 激光器 LS 发射一束频率稳定的单色激光, 经分束器 BS 分为强度相同的两束激光, 一束进入 X-光臂, 另一束进入 Y-光臂, 在激光臂之 F-P 真空腔中旅行 $1.12 \times 10^6 \text{ m}$ 之后, 两束激光返回分束器 BS 汇合, 产生干涉, 或相长, 或相消; 干涉效应由光探测器 PD 记录。依爱因斯坦广义相对论, 引力辐射或引力波掠过 LIGO 探测器时, X 和 Y 两个激光臂, 一个拉伸, 而另一个则会收缩, 导致两束激光出现光程差, 产生干涉条纹。如此, LIGO 探测器便可记录下引力辐射或引力波的相关信息。

1991 年, 美国麻省理工学院和加州理工学院, 在美国国家科学基金委的支持下, 正式开始联合建设 LIGO 探测系统。为了提高探测引力波的可靠性, LIGO 共建设两个探测基站: 一个位于美国路易斯安那州的 Livingston, 另一个位于美国华盛顿州的 Hanford, 相距约 3002km (相当于约 10ms 的光程)。实际上, 如图 10(b) 所示, LIGO 建设两个引力波探测基站的真正

用意还在于, 基于“三边测量法”, 对引力波源进行定位, 并且, 测定引力波的速度。

LIGO 于 1999 年底建设完成。或许因为建成之后的 LIGO 一致未能探测到引力波, 2005~2007 年, LIGO 进行了升级改造。升级改造后的 LIGO 谓之 Advanced LIGO, 或称: aLIGO。

LIGO 逐渐发展成国际性引力波探测科学联合体: LIGO 科学合作组织 (LIGO Scientific Collaboration, LSC)。欲对引力波源准确定位, 地球表面至少需要构建 3 个引力波探测基站。2007 年, 欧洲引力波天文台组建的 Virgo 基站与 LIGO 的两个基站开始并网运行。同时, 全世界所有的天文台, 包括光学的和射电的, 都参与到了 LIGO 探测引力波的活动, 对引力波开展所谓全方位多信使的探测。

10.2.4 LIGO 的探测目标

探测引力波, 自然需要引力波源作为探测目标。

我们无需证明引力辐射或引力波的存在。大海是天然的引力波天文台。大海作为引力波探测器, 其探测目标, 即可探测的引力源或引力波源, 既包括月亮也包括太阳。大海的潮汐早已经告诉我们, 星体会辐射引力或引力波。

任何物质体, 包括太阳、地球、月亮、苹果, 甚至光子, 都是引力辐射之源或引力波之源。

苹果质量小, 比不得星体。然而, 苹果可以充分接近 LIGO 探测器。理论上, 依平方反比律, 苹果充分地接近 LIGO 探测器时, 其引力辐射强度或引力波强度将被充分地放大; 如此, LIGO 探测器或许能探测到苹果辐射的引力波。相对于 LIGO 探测器, 苹果的体积和质量或许太小, 可以换作火车。假设一列火车紧贴着 LIGO 一激光臂行驶; 或许, 火车远大于苹果的质量能搅扰 LIGO 周围时空, 令其泛起足够的“涟漪”。如此, LIGO 是否应该能够探测到火车的引力辐射或火车辐射的引力波呢?

总之, 地球表面有足够多的引力波源供 LIGO 探测。然而, LIGO 却舍近求远, 试图探测到来自其它星球的引力辐射或引力波。那么, 什么样的星体适合作为 LIGO 探测器的探测目标或引力波源呢?

自然地, 对是否可作为探测目标或引力波源的候选星体, LIGO 一定进行过大量而细致的测算。

让我们随 LIGO 一起一一甄别之。

首先是地球。任意物质体系皆因物质分布而形成引力场, 同时, 辐射引力或引力波。自然地, 地球也不例外; 地表之一切物体皆受地球引力作用。LIGO 探

测器位于地球表面, 处于地球之引力场中; 那么, 地球之引力辐射或地球之引力波为什么不会触发 LIGO 探测器呢? 地球引力场近似球对称引力场, 于地表(球面)处处均匀对称且等势。LIGO 探测器与地球相对静止; 就 LIGO 周围时空而言, 地球之引力场乃稳态或静态引力场。因此, 无外来之引力辐射或引力波侵入时, LIGO 探测器之 X-光臂和 Y-光臂中的两束激光无光程差, 激光干涉器不会形成干涉。如此, 地球之引力辐射或地球之引力波不会触发 LIGO 探测器。

其次是月亮, 距离地球最近的星体。月亮的质量远大于苹果和火车, 其引力辐射或引力波能被地球大海感应, 形成潮汐。然而, LIGO 并未探测到月亮之引力辐射或月亮之引力波。实际上, 月亮引力场也近似于球对称引力场, 于地球表面近似处处均匀对称且等势。相对于地球表面, 月亮之引力场移动缓慢; 就 LIGO 周围时空而言, 月亮之引力场同样近似稳态或静态引力场, 因此, 难以触发 LIGO 探测器。

再者是太阳, 距离地球最近的恒星。太阳的质量远远大于月亮, 能够辐射出强度远远超过月亮的引力或引力波, 其引力辐射也能被地球大海感应, 形成潮汐。然而, 太阳与地球的距离远大于月亮与地球的距离; 对于地球之大海, 太阳的引潮力只相当于月亮引潮力的二分之一。并且, 与月亮之引力场的情形一样, 就 LIGO 周围时空而言, 太阳之引力场也近似于稳态或静态引力场, 因此, 同样难以触发 LIGO 探测器。

剩下的候选只能是太空深处的星体, 距离地球遥远, 必须具有更大的质量。

或许, “脉冲星”可作为 LIGO 的探测目标或引力波源之候选星体。脉冲星乃中子星, 密度高、质量大, 并且, 高速旋转, 理论上, 应能辐射出高能级的引力或引力波。然而, 脉冲星似乎未能通过 LIGO 的候选测试。那么, “脉冲双星”呢? 与单个脉冲星相比, 脉冲双星系统除星体密度高质量大且高速自旋外, 还多了一颗致密的伴星, 并且, 双星近距离高速环绕, 理论上, 应该能辐射出更高能量的引力或引力波。然而, 脉冲双星似乎也未通过 LIGO 的候选测试。

其实, 无论脉冲星或双脉冲星, 即使“黑洞”甚至双“黑洞”, 也难以通过 LIGO 的候选测试。除距离和质量因素外, 类似于月亮和太阳之引力场, 相对于地球或 LIGO 探测器, 无论中子星或“黑洞”, 无论双中子星或双“黑洞”, 其引力场, 或其辐射的引力或引力波, 皆近似于稳态或静态引力场, 因而, 同样难以触发 LIGO 探测器; 除非, 能像一些天文学家所设想的^[117-9], 双星并合 (Coalescence), 剧烈爆发。

Taylor 对 Hulse-Taylor 脉冲双星的持续观测及其模拟计算显示^[120], PSR1913+16 绕伴星环绕的椭圆轨道之周期每年减少 $76.5\mu\text{s}$, 半长轴每年缩短 3.5m , 预示着 Hulse-Taylor 脉冲双星终将并合。LIGO 基于爱因斯坦广义相对论建立双星系统动力学模型, 并且, 借助超距计算机对双星系统的演化进行模拟^[123-6]。这涉及一项新的计算机应用技术: 数值相对论 (Numerical Relativity)。所谓“数值相对论”, 即基于爱因斯坦的理论, 包括狭义相对论和广义相对论, 用数值模拟的方法, 在计算机上演绎动力学系统的运动过程, 例如, 双星天体的演化及至并合。LIGO 基于数值相对论的计算机模拟结果显示: 双星系统, 特别是双“黑洞”天体, 当其并合时, 可能瞬间喷发出足以触发 LIGO

探测器的高能引力辐射或高能引力波。

于是, LIGO 团队将 LIGO 探测器之探测目标指向了双星系统, 特别是双“黑洞”天体, 并且, 期待着它们的并合和剧烈喷发。

然而, 关于“双星系统”特别是双“黑洞”系统是否真实存在的疑虑并未消除。双星并合时的引力时空不再是稳态时空或静态时空。然而, 特别值得注意: 双星并合辐射的引力或引力波近似球面波, 其场强随距离依平方反比律衰减, 并且, 球面近似均匀对称等势, 难以令 LIGO 之激光干涉仪产生干涉效应。

相关问题留待 10.4 讨论。

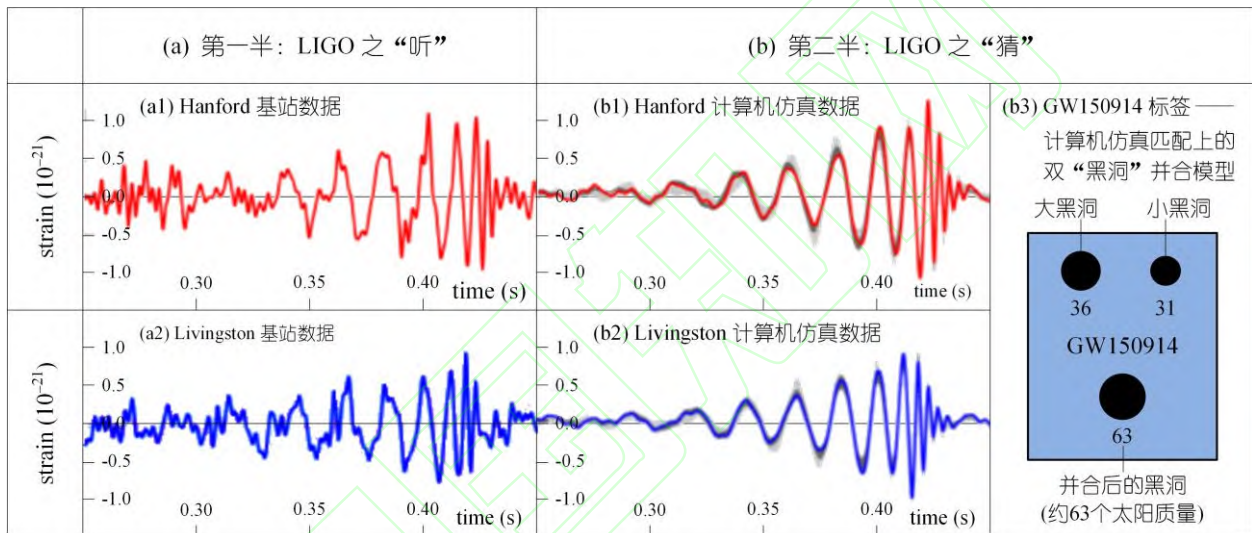


图 11 GW150914: 一半是“听”一半是“猜”。(a) 第一半: LIGO 之“听”, 是 LIGO 所能提供的全部客观真实的观测数据, 其中, (a1) 是 Hanford 基站观测数据; (a2) 是 Livingston 基站观测数据。(b) 第二半: LIGO 之“猜”, 基于 LIGO 之“听”猜测引力波之源, 基于爱因斯坦广义相对论构建双星并合动力学模型, 借助计算机仿真匹配合适的对象, 其中, (b1) 是基于 Hanford 数据的计算机仿真; (b2) 是基于 Livingston 数据的计算机仿真; (b3) 是匹配上的双“黑洞”天体, 距离地球约 13 亿光年。LIGO 得出如此结论的依据是, 其观测数据与计算机仿真结果符合得很好。其实, 无论观测数据与模型和计算机仿真多么接近, 其结论都可能似是而非: 差之毫厘, 谬之千里。

10.2.5 LIGO 发现引力波

2016 年 2 月 11 日, LIGO 正式宣布: 美国东部时间, 2015 年 9 月 14 日 5 时 51 分, LIGO 探测器首次探测到来自双“黑洞”天体系统并合之后喷发的引力波^[101], 命名为: GW150914。

从 GW150914 被 LIGO 探测器发现到 LIGO 正式宣布这一发现, LIGO 经历了 150 天的静默。那么, 在这 150 天的时间里, LIGO 在做什么呢? 自然是“猜”。LIGO 需要时间来鉴别 GW150914, 并且, 需要时间来确认引力波源。那么, LIGO 如何确认 GW150914 即引力波, 并且, 源于双“黑洞”之并合呢?

LIGO 宣布其发现引力波之后引来了一些质疑的声音。有极端的观点认为^[127-9]: LIGO 根本不可能探测到真正的引力波; GW150914 只是 LIGO 激光干涉仪上出现的噪音而已。质疑的理由未必充分, 然而, 兼听则明。GW150914 是否真地为引力波, 的确, 值得探讨; 至少, 我们不应该从一开始就将其定向于双星甚至双“黑洞”之并合。

光学望远镜代表着光学天文学, 射电望远镜代表着射电天文学; 天文学家认为, LIGO 探测器开启了引力波天文学。与射电天文学一样, 引力波天文学不能像光学天文学那样, 直观地用眼睛看。因而, LIGO 的引力波探测只能如图 11: “一半是听一半是猜”。

可以确认，LIGO 设于 Livingston 和 Hanford 的孪生探测系统真实地听见了 2015 年 9 月 14 日 UTC 时间 9 时 50 分 45 秒那一声来自太空的“啁啾”^[130,1]：GW 150914。那不应该是什么噪音：相同的噪音同时出现在两个探测器中的概率或可能性是极低的。

图 11(a) 中的数据 and 曲线是 LIGO 探测器听到的“啁啾”之声^[132,3]：GW150914，其中，横轴代表着时间，纵轴代表着引力波振动幅度，以空间距离扭曲之应变变量 (Strain) 的形式表达，引力波峰值应变变量 (peak GW strain) 为 1×10^{-21} 。图 11(a1) 是 Hanford 基站记录的引力波应变曲线，而图 11(a2) 则是 Livingston 基站记录的引力波应变曲线。Hanford 基站的信号比 Livingston 基站的信号迟到 7ms；LIGO 认为，这符合爱因斯坦的预测：引力波以光速传播。

图 11(a) 中的数据 and 曲线是 LIGO 相对客观真实的观测量，是 LIGO 探测器所能提供的有关 GW150914 之实证依据的全部，即 LIGO 引力波之发现的“第一半”——LIGO 探测器之“听”。

然而，LIGO 仍然缺乏足够的实证依据以确认 GW 150914 即“引力波”；同时，缺乏足够的实证依据以鉴别这一声“啁啾”是哪只鸟在哪里叫。

因此，LIGO 之引力波发现需要“猜”。

宇宙对于人类还有许多的未知；GW150914 意味着无限多的选项或可能。然而，LIGO 从一开始就假定 GW150914 即引力波，并将其探测目标指向双星特别是双“黑洞”系统^[123-6]。LIGO 花了足足 150 天的时间去“猜”GW150914：基于爱因斯坦广义相对论构建双星系统之动力学数学模型^[134,5]，启动超级计算机对双星特别是双“黑洞”并合进行数值模拟运算，期待 GW50914 能比中或匹配上某个双星模型。

这很像街头的套圈游戏：GW150914 是圈，而双星模型则是玩偶。实际上，在探测到 GW150914 之前，LIGO 的计算机数据库中早已储备了大量的双星玩偶，其中：“总有一款适合 GW150914”。

最终，GW150914 套中一个距离地球 13 亿光年而总质量达 67 个太阳的双“黑洞”并合模型。

图 11(b) 是 LIGO 引力波之发现的“第二半”——LIGO 探测器之“猜”。如表 3 所示，根据其“套中”或匹配上的双星并合模型，GW150914 源于一次双“黑洞”并合事件，与地球相距 $13_{-5.5}^{+6.0}$ (7.5~19) 亿光年，其中，主星质量相当于 36.2 个太阳，次星质量相当于 29.1 个太阳，并合后的黑洞质量则相当于 62.3 个太阳，辐射出的能量大约 3.0 个太阳。基于数值相对论的计算机模拟运算可得图 11(b) 所示的期望应变曲线^[132,3]。

LIGO 认为，双“黑洞”模型预测的期望应变曲线与 Livingston 基站和 Hanford 基站记录的 GW150914 应变曲线符合得很好。然而，我们并不十分清楚这种符合度的依据或标准是什么。其实，无论观测数据与模型和计算机模拟多么接近，其结论都可能似是而非：差之毫厘，谬之千里。

表 3. 与 GW150914 匹配的双“黑洞”并合模型^[132-3]

物理量名	物理量值	误差上下限	
主星质量	36.2 M sun	+5.2	-3.8
次星质量	29.1 M sun	+3.7	-4.4
并合质量	62.3 M sun	+3.7	-3.1
并合自旋	0.68	+0.05	-0.06
光度距离	420 Mpc	+150	-180
波源红移	0.09	+0.03	-0.04
能量辐射	3.0 M sun	+0.5	-0.5

注释：(1) 主星和次星皆黑洞。(2) 光度距离 (Luminosity distance)：基于平方反比律以及观测到的光通量和固有光度，计算物体距离，考虑光之红移现象，需要进行相对论性修正；这意味着，LIGO 依赖光学代理 $OA(c)$ 计算引力波源的距离，而不是作为引力波天文学所应该依赖的引力波代理 $OA(v_G)$ 。(3) 双“黑洞”并合时的辐射能量以质量为单位；这意味着，LIGO 采用爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 计算引力波的能量，而不是作为引力波天文学所应该采用的惯性能量公式： $E=mv_G^2$ 。实际上，OR 和 GOR 理论已经阐明的，物质的能量不能简单地利用物质质量 m 和光速 c 来换算，正如原子弹释放的核能，是原子之束缚能量的释放，而非原子质量转换而来。(4) 特别值得指出，即使真地出现了双“黑洞”并合事件，其质量和能量的喷发，可以有各种不同的形式，包括：电磁辐射，以及强力辐射和弱力辐射，乃至纯粹的物质抛射，而非仅仅是引力辐射或引力波；并且，引力辐射能量或引力波能量可能只是其中极小的部分。

GW150914 之后，LIGO 又相继探测到了第二个引力波信号 GW151226 (2015 年 12 月 26 日 UTC 时间 03:38:53) 和第三个引力波信号 GW170104 (2017 年 1 月 4 日 UTC 时间 10:11:58.6)。如同 GW150914，GW 151226 和 GW170104 各“套中”了一个双“黑洞”并合模型：GW151226 匹配上一个距离地球约 14 亿光年而总质量约 22 个太阳的双“黑洞”；而 GW170104 则匹配上一个距离地球约 30 亿光年而总质量约 51 个太阳的双“黑洞”。

因其对 LIGO 探测引力波所做贡献，麻省理工学院荣誉教授 Weiss，以及加州理工学院教授 Thorne 和 Barish，共同获得 2017 年度诺贝尔物理学奖。

2017 年 8 月 14 日 UTC 时间 10:30:43，LIGO 的 Hanford 基站和 Livingston 基站，以及意大利的 Virgo 探测器，首次共同地探测到一个引力波信号^[136]：GW 170814，匹配上一个距离地球约 18 亿光年而总质量约

56 个太阳的双“黑洞”系统。

2017 年 8 月 17 日 UTC 时间 10:30:43, LIGO 和 Virgo 探测到 GW170817^[137], 匹配上一个距离地球约 0.85 亿光年而总质量约 3 个太阳的双中子星系统。GW 170817 是首例匹配上双中子星模型的引力波信号。

从 GW150914 到 GW200322 (未搜索到之后的数据), 在 4 年半的时间里, LIGO 和 LSC 宣布已经探测到 91 例引力波信号, 并声称, 这些信号均来自双星并合事件, 其中, 双黑洞并合 84 例, 黑洞与中子星并合 5 例, 双中子星并合 2 例, 不确定是否双黑洞或一黑一中并合 1 例。LIGO 平均每 20 天就能探测到 1 例双“黑洞”并合事件。

LIGO 之引力波信号匹配上的双“黑洞”模型大多处于距离地球 10~50 亿光年范围内。据观测和模拟计算^[120], Hulse-Taylor 脉冲双星 PSR1913+16 正在旋近, 大约 3 亿年后将并合。假如, 一个双“黑洞”天体的寿命为 3 亿年, 那么, 宇宙现存的双“黑洞”应该远比我们想象的要多得多, 并且, 还需不断地 (或许每 20 天) 演化出新的双“黑洞”。

10.2.6 LIGO 如何测定引力波速度?

基于爱因斯坦广义相对论导出的度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式(10.6)和 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之波方程(10.7), 爱因斯坦做出“引力波”预言: 物质体系能辐射引力波, 并且, 引力波之速度即真空光速^[104-5]。

然而, 理论或数学上预测引力波之速度是一回事, 而通过观测或实验测定引力波之速度是另一回事。

LIGO 宣布其探测到引力波, 然而, 似乎从未明确地给出其关于引力波之速度的结论。实际上, LIGO 从未对引力波之速度进行过正式的测定, 而只能是间接地利用所谓“多信使”数据对其进行推算^[138-9]。

原本, LIGO 希望能如图 10(b) 所示, 基于三边测量法, 测定引力波速度。然而, 引力波源太远, 方位各异, 即使后来意大利 Virgo 基站和日本 KAGRA 基站加入提高了引力波源的定位精度, 也难以满足精确测定引力波速度的要求。特别地, 假定引力波速度并非爱因斯坦所预言的光速 c , 而是拉普拉斯所预测的 $>7 \times 10^6 c$ ^[22], 那么, 各基站之时间的校准或校正问题将成为其精确测定引力波速度的一大障碍。LIGO 探测到 GW150914 时, 曾经有 LIGO 成员表示, 引力波速度是否为光速, 还有待进一步考证。

之后, 各国天文台组成的“多信使天文学”联合体探测到引力波信号之所谓“电磁伴随物”, 似乎, 为 LIGO 提供了确定引力波速度新的途径和依据。特别注意, 这种“电磁伴随物”不仅出现在双中子星并

合事件中^[138-9], 还出现在双“黑洞”并合事件中^[140]。

LIGO 探测到第一例引力波信号 GW150914 之后仅仅 0.4s, Fermi 伽玛射线空间望远镜便探测到似来自同一辐射源的伽玛射线暴^[141-2]。尽管有物理学家认为双“黑洞”并合不可能辐射出电磁物质, 实际上, 这种情形是完全可能并且合理的。双“黑洞”并合, 必定无比剧烈地爆炸或无比剧烈地喷发, 其情形远远超过地球上的核爆炸, 令我们难以想象。如果宇宙真地存在双“黑洞”并合, 不仅可能喷发引力波或引力子, 还可能喷发电磁物质, 以及任何其它物质, 正如核爆炸可以喷发禁闭于原子核内的质子和中子。甚至, 我们还可以设想, 双“黑洞”并合能喷发出禁闭于质子和中子内的夸克 (Quark)。

LIGO 和 Virgo 探测到第一例双中子星并合事件 GW170817 之后仅 1.7s, Fermi 伽玛射线空间望远镜和国际伽玛射线天体物理实验室, 便探测到似来自同一辐射源的伽马射线暴 GRB170817A^[138-9]。其后几周内, 世界各国天文台相继报告, 探测到似来自同一辐射源不同频率或不同波段的电磁物质掠过地球。这被视为“多信使天文学”的杰作。

LIGO 认为^[139]: 引力波信号及其“电磁伴随物”源于同一双星并合事件, 它们几乎同时出发, 经历数亿光年甚至数十亿光年之后, 几乎同时抵达地球; 因此, 引力波之速度必定与光速等同。鉴于其较好的定位精度和可信度, GW170817 被 LIGO 以及许多天文学家和物理学家选作确定引力波速度的样本。

假定: GW170817 的确代表引力波, 并且, 的确源于光度距离 (Luminosity Distance) $D_L = 26 \text{ Mpc}$ 的双星并合事件, 距地球约 $D = 3.2616 \times 10^6 \times D_L$ 光年, 约 0.85 亿光年; GRB170817A 的确源于同一辐射源之伽玛射线暴, 其速度 v_{EM} 即真空光速 c 。那么, 引力波速度 v_G 和光速 c 的相对差可定义为: $\Delta v/c \approx \Delta t/T$, 其中, $\Delta v = v_G - c$ 为引力波速度 v_G 与光速 c 之差, $T = D/c$ 为伽玛光子旅行时间, $\Delta t = T - T_G$ 为伽玛光子旅行时间 T 与引力波旅行时间 T_G 之差。若 GW170817 峰值信号和 GRB 170817A 第一个伽玛光子同时出发, 则 $\Delta t \approx 1.74 \pm 0.05 \text{ s}$, $v_G > c$, $\Delta v/c$ 可取上限值; 若 GRB170817A 比 GW170817 晚出发 10s, 则 $\Delta t \approx 1.74 \text{ s} - 10 \text{ s} = -8.26 \text{ s}$, $v_G < c$, $\Delta v/c$ 可取下限值。于是, 相对波速差 $\Delta v/c$ 为^[139]:

$$-3 \times 10^{-15} \leq \frac{\Delta v}{v_{EM}} \leq +7 \times 10^{-16} \quad (v_{EM} \equiv c) \quad (10.8)$$

式(10.8)源于 LIGO 科学合作组织 LSC、Virgo 联盟、Fermi GBM, 以及 INTEGRAL 共同提交的研究报告^[139]。国际标准组织 (ISO) 所推荐或定义的真空光

速值为： $c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ 。可见，式(10.8)意味着，引力波 v_G 速度精确地等同于伽玛射线暴的速度 v_{EM} ；或者说，引力波速度即真空光速 c 。

我们可以理解，如果 GW170817 和 GRB170817A 真地源于同一双星并合事件，在经历了近 1 亿光年的长途旅行后，几乎同时地抵达地球（前后仅相差 1.7s），那么，GW170817 的速度必定与 GRB170817A 的速度相同，或者说，GW170817 的速度即光速 c 。

然而，值得我们思考的是：GW170817 果真是太空深处双星系统并合后辐射至地球的“引力波”吗？

GOR 理论将为我们揭示其中的奥秘。

10.3 GOR 理论之波方程：信息波方程

第三章 3.1.1 之“引力局域性”指出，爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论同样隐喻着一个重要的理想化假设：引力乃超距作用，辐射速度无穷；其公理体系或逻辑前提中不存在任何有关引力辐射速度的先验知识或先验信息。

因此，逻辑上，爱因斯坦广义相对论不可能得出引力辐射速度或引力波速度即光速的结论。

基于 PGC 对应原理，无论因循 PGC 逻辑路线一或因循 PGC 逻辑路线二，类比爱因斯坦广义相对论的逻辑，GOR 理论也能导出度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式和度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之波方程。然而，其中的度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ ，既不能诠释为“引力辐射”，也不能诠释为“引力波”；而是“信息波”：观测代理传递观测信息的“信息波”。

10.3.1 GOR 波方程的演绎

基于 PGC 对应原理，GOR 波方程的演绎类比爱因斯坦广义相对论的逻辑，却并未沿袭爱因斯坦的“弱场近似”逻辑或“弱场近似”法。如同第五章中 GOR 场方程的建立和第六章中球对称引力时空之 GOR 场方程的解，GOR 波方程的演绎采用 GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法。

如第四章 4.3 之“GOR 理想代理法”所述：根据“伽利略时空定理”， $\eta \rightarrow \infty$ 时，GOR 时空趋同于伽利略时空 X^{4d}_∞ ，GOR 时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 趋同于闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 。因此，令观测代理 OA(η) 之“信息波”速度 η 足够大，则 GOR 时空度规 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$ 可依式(4.10)分解并线性化作式(4.15)：

$$\begin{aligned} \eta &\gg \sqrt{|\chi|} \quad \text{and} \quad \eta \gg |\gamma_i v^i|: \\ g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) &= \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \\ \left(|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}| \quad \text{and} \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} h_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) = 0 \right) \end{aligned}$$

此即 GOR “理想逼近”法之“时空平直”条件，其中，曲度规 $h_{\mu\nu}$ 及其各阶导数皆小量；根据“伽利略时空定理”： $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ ，即 $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。

GOR “理想代理”法之“理想逼近”条件仅要求：观测代理 OA(η) 之信息波速度 η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 。

爱因斯坦通过“弱场近似”法令光学观测代理 OA(c) 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 近似平直，进而将爱因斯坦场方程线性化；而 GOR 理论则通过“理想代理”法令一般观测代理 OA(η) 之引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 趋于平直，进而将 GOR 场方程线性化。然而，这并不意味着 OA(η) 之引力场必须为“弱场”。如此，GOR 理论之“时空平直”条件中的“曲度规” $h_{\mu\nu}$ ，不再是“平直”时空背景 ($\eta_{\mu\nu}$) 下的弱引力势或弱引力辐射对“平直”时空 $\eta_{\mu\nu}$ 的搅扰；“引力波”也不再是“平直”时空因弱引力辐射的搅扰而泛起的细微“涟漪”。

特别需要指出：GOR “理想逼近”条件不仅满足时空平直条件（涵盖爱因斯坦“弱场近似”法之“弱场”条件），还满足爱因斯坦“弱场近似”法中的低速、静态、时空正交，以及调和坐标的条件（见第四章之 4.1.3）。因此，因循和类比爱因斯坦广义相对论之逻辑，GOR 理论可导出与式(10.6)同构一致的 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式和与式(10.7)同构一致的 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之波方程。

如同爱因斯坦场方程（式(5.2)），GOR 场方程（式(5.33)）之左端可以类似地定义或标记为 GOR 张量 $G_{\mu\nu}(\eta)$ ，而 GOR 场方程则可简洁地写作：

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}(\eta) &= -\kappa_\eta T_{\mu\nu} \\ \left(G_{\mu\nu}(\eta) \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R, \kappa_\eta = \frac{8\pi G}{\eta^4} \right) \end{aligned} \quad (10.9)$$

其中， η 代表一般观测代理 OA(η) 之“信息波”速度， $R_{\mu\nu} = R_{\mu\nu}(\eta)$ 为 OA(η) 之里奇张量（代表 OA(η) 之时空曲率）， $R = R(\eta)$ 为 OA(η) 之高斯曲率， $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\eta)$ 为 OA(η) 之时空度规， $T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}(\eta)$ 为 OA(η) 之能动张量，而 $\kappa_\eta = \kappa_\eta(\eta)$ 则为 OA(η) 之 GOR 场方程系数。

“理想逼近”条件： η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$ 时，依第五章之 5.6 及其式(5.60)，里奇张量 $R_{\mu\nu}(\eta)$ 和高斯曲率 $R(\eta)$ 分别近似或趋于：

$$\begin{cases} R_{\mu\nu}(\eta) = \frac{1}{2} \square h_{\mu\nu}(\eta) \\ R(\eta) = \frac{1}{2} \square h(\eta) \end{cases} \quad \left(R \equiv R^\mu_\mu = \eta^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \right) \quad (10.10)$$

定义 $OA(\eta)$ 之度规摄动张量:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (h \equiv h^\mu_\mu = \eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu}) \quad (10.11)$$

其中, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 依 GOR “时空平直” 条件 (式(4.15)) 之 “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 定义: $h_{\mu\nu} \sim \chi_0$ 。

如此, 在 GOR “理想逼近” 条件之下, GOR 张量 $G_{\mu\nu}(\eta)$ 也可依度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 定义, 而 GOR 场方程(10.9)则可依度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 表述为:

$$G_{\mu\nu}(\eta) \equiv \frac{1}{2}\square\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) = -\kappa T_{\mu\nu}(\eta) \quad (10.12)$$

并且, 相应的场方程之坐标条件约化为:

$$\bar{h}_{\mu\alpha}{}^{,\alpha}(\eta) = 0 \quad (10.13)$$

根据 GOR 理论, 观测代理 $OA(\eta)$ 之引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于时空坐标 x^α ($\alpha=0,1,2,3$) 以及 $OA(\eta)$ 之 “信息波” 速度 η : $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) = g_{\mu\nu}(t, x^i, \eta)$ ($i=0,1,2,3$), 其中, 时间轴 $x^0 = \eta t$, t 即 $OA(\eta)$ 之观测时间。同样地, 曲度规 $h_{\mu\nu}$ 和度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$, 以及能动张量 $T_{\mu\nu}$ 皆依赖于时空坐标 x^α 以及 $OA(\eta)$ 之 “信息波” 之速度 η : $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(t, x^i, \eta)$, $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, \eta)$, $T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(t, x^i, \eta)$ 。

类比或因循爱因斯坦广义相对论中 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟解, 满足坐标条件(10.13)的 GOR 场方程(10.12)具有如下与式(10.6)同构一致的推迟解:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, \eta) = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu}\left(t - \frac{|x^i - x'^i|}{\eta}, x'^i, \mu\right)}{|x^i - x'^i|} d^3x'^i \quad (10.14)$$

其中, 积分域为引力源所占具的 3d 空间, x^i ($i=1,2,3$) 为观测者之坐标, x'^i ($i=1,2,3$) 为被观测对象之坐标; 而 $|x^i - x'^i|$ 则是观测者的坐标 x^i 与被观测对象的坐标 x'^i 之间的距离。

式(10.14)即 GOR 理论中度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式, 或称 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之 “推迟解”。

然而, 特别需要指出, 这里的 “推迟” 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之 “信息波” 速度 η , 而非光速 c ; 或者, 更明确地, 这里的 “推迟” 并非引力或引力辐射的 “推迟”, 而是观测信息的 “推迟”, 乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致。

GOR 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 之推迟积分式(10.14)表明: x^i 处之观测者于时刻 t 接收到的信息, 乃 x'^i 处之被观测对象于时刻 $t - |x^i - x'^i|/\eta$ 发射的信息——在 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 观测信息推迟了 $|x^i - x'^i|/\eta$ 。

“理想逼近” 条件下: η 足够大或 $\eta \rightarrow \infty$, $\kappa T_{\mu\nu} \rightarrow 0$; 则场方程(10.12)约化为其真空方程形式: $\square\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) = 0$ 。

依照第五章附录 5.1 中观测代理 $OA(\eta)$ 之达朗贝尔算子 “ $\square$ ” 以及拉普拉斯算子 “ ∇^2 ” 的定义 (第五章之式(5.71)), 成立:

$$\begin{aligned} \square\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) &= 0 \quad (\square = \partial^2/\eta^2\partial t^2 - \nabla^2) \\ \text{or } \nabla^2\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{\eta^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\bar{h}_{\mu\nu}(\eta) &= 0 \end{aligned} \quad (10.15)$$

如此, 我们得到了一个速度为 η 的波方程, 其中, 波函数即观测代理 $OA(\eta)$ 之度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 。

现在的问题是: 波方程(10.15)中的度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 究竟意味着什么? 作为波方程(10.15)之波函数的度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 到底是一种什么波呢?

注意, GOR 波方程(10.15)概括了爱因斯坦波方程(10.7): 观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时, GOR 波方程(10.15)即爱因斯坦波方程(10.7)。

至此, 读者或许已经有了自己的判断: GOR 波方程(10.15), 包括 $OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时的特例——爱因斯坦波方程(10.7), 只能诠释为 “信息波” 方程, 无法诠释为 “引力波” 方程; GOR 波方程(10.15)之波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$, 包括 $OA(c)$ 之 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$, 并非爱因斯坦预言的引力辐射之波——“引力波”, 而是观测代理 $OA(\eta)$ 传递观测信息的 “信息波”。特别地, 爱因斯坦之波方程(10.7)实为光学代理 $OA(c)$ 之 “信息波” 方程; $OA(c)$ 之 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 即 $OA(c)$ 之 “信息波”: 光波。

至此, 读者或许终于领悟: 爱因斯坦广义相对论所预言的 “引力波” 为什么恰恰具有光的速度?

10.3.2 GOR 波方程的解析

GOR 理论, 基于 “理想逼近” 逻辑和 “理想代理” 法, 获得了与爱因斯坦场方程之推迟解 (式(10.6)) 同构一致的 GOR 场方程之推迟解 (式(10.14)), 导出了与爱因斯坦波方程 (式(10.7)) 同构一致的 GOR 波方程 (式(10.15)), 为我们正确认识爱因斯坦之 “引力波” 预言提供了理论依据。

那么, GOR 场方程之推迟解 (式(10.6)) 和 GOR 波方程 (式(10.15)) 到底意味着什么呢?

爱因斯坦之 “引力波” 预言是一个错误! ——

GOR 场方程之推迟解和 GOR 波方程意味着: 爱因斯坦之 “引力波” 预言是错误的。

基于其广义相对论导出的波方程, 爱因斯坦错误地将光学代理 $OA(c)$ 传递观测信息的 “信息波” 当作 “引力波”, 得出引力波速度即光速的错误结论!

在爱因斯坦广义相对论中, 度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(\chi, c)$ 与牛顿引力势 χ 和光速 c 联系在一起。有鉴

于此, 爱因斯坦认为, 推迟积分式(10.6)之 $\bar{h}_{\mu\nu}(\chi, c)$ 代表着引力辐射, 而波方程(10.7)之 $\bar{h}_{\mu\nu}(\chi, c)$ 则代表引力辐射之波——“引力波”, 并且, 以光速 c 传播。由此, 爱因斯坦做出了似是而非的“引力波”预言。

如赵峥所言^[106]: “本质上 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 即 $h_{\mu\nu}$ ”。第六章之 6.5 中, GOR 理论已经阐明: 引力时空之“曲度规” $h_{\mu\nu}=h_{\mu\nu}(\chi, \eta)$ 并不真地代表引力辐射, 更不能诠释为“引力波”。实际上, 正如第三章 3.1.1 之“引力局域性”所述, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 乃至 GOR 理论, 都隐喻着一个重要的理想化假设: 引力乃超距作用, 其中, 无任何关于引力辐射或引力波的先验信息。因此, 逻辑上, 爱因斯坦无法基于其广义相对论预言“引力波”, 更不可能得出引力辐射速度或引力波速度即光速的结论。

正如第三章 3.1.2 之“观测局域性”所述, 爱因斯坦广义相对论的局域性, 是光学观测代理 $OA(c)$ 之观测上的局域性 ($c<\infty$), 而非引力或引力辐射的局域性。爱因斯坦相对论, 包括狭义的和广义的, 皆光学观测之理论, 其观测代理即光学代理 $OA(c)$, 其观测信息的传递速度以光速 c 为限。所以, 爱因斯坦场方程推迟积分式(10.6)之所谓“推迟”: $|x^i-x'^i|/c$, 乃观测信息的推迟, 而非引力相互作用的推迟; 爱因斯坦波方程(10.7)之波速 c 乃光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”的波速, 而非“引力波”的波速。

GOR 理论揭示了爱因斯坦之“引力波”预言的实质。GOR 理论之波方程(10.15)意味着, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 皆存在一种波: $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$, 那就是 $OA(\eta)$ 的“信息波”, 其速度即 $OA(\eta)$ 之信息媒介传递观测信息的速度 η 。自然地, 不同的观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波” $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 有不同的速度, 未必是光速。爱因斯坦广义相对论之推迟积分式(10.6)和波方程(10.7)都只是 GOR 理论之特例, 仅当其观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时成立。

如同 OR 和 GOR 理论之一切关系式, GOR 推迟积分式(10.14)和 GOR 波方程(10.15), 不仅概括了爱因斯坦推迟积分式(10.6)和爱因斯坦波方程(10.7), 而且, 概括了牛顿万有引力论之对应关系式。

$OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时, $\eta \rightarrow c$, GOR 推迟解(10.14)约化为爱因斯坦推迟积分式(10.6); 而 $OA(\eta)$ 为 OA_∞ 时, $\eta \rightarrow \infty$, GOR 推迟积分式(10.14)约化为牛顿积分式, 观测上的局域性随之消失:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} T_{\mu\nu} \left(t - \frac{|x^i - x'^i|}{\eta}, x'^i, \eta \right) = T_{\mu\nu}(t, x'^i, \infty) \quad (10.16)$$

其中, 观测信息不再“推迟”。

$OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时, $\eta \rightarrow c$, GOR 波方程(10.15)约化为爱因斯坦之波方程(10.7); 而 $OA(\eta)$ 为 OA_∞ 时, $\eta \rightarrow \infty$, GOR 波方程(10.15)约化为牛顿万有引力定律之泊松方程的真空形式, 即拉普拉斯方程:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu} - \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu} \right) = \nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu} \quad (10.17)$$

that is $\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0$ or $\nabla^2 \chi = 0$

其中, 引力相互作用之信息的传递无需时间。

式(10.17)具有重要寓意: 第一, 隐喻着理想观测代理 OA_∞ 之信息波速度无穷大; 第二, 表明牛顿万有引力定律中的引力相互作用乃理想化的超距作用, 引力辐射速度无穷大。

GOR 理论并不怀疑引力辐射或引力波的存在。

然而, 作为一种客观的物质相互作用形式, 引力或引力辐射不会依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 更不会依赖于 $OA(\eta)$ 之观测媒介传递观测信息的速度 η 。

由此可见, GOR 推迟积分式(10.14)和 GOR 波方程(10.15)中的度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$, 不是引力源辐射的引力或“引力波”, 而是观测代理 $OA(\eta)$ 传递观测信息的“信息波”, 其中, 自然携带了有关引力辐射的信息 (χ)。作为 $OA(\eta)$ 之“信息波”, $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 传递观测信息的速度自然是 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η , 符合 GOR 之推迟积分式(10.14)的结论和 GOR 波方程(10.15)的结论。特别地, 当 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时, 其观测信息传递速度自然为光速 c , 符合爱因斯坦之推迟积分式(10.6)和波方程(10.7)的结论。

如第六章之 6.5.3 所述, GOR 场方程之解(6.17)和(6.32), 无论笛卡尔坐标或球坐标, 无论近似解或精确解, 其“曲度规” $h_{\mu\nu}$ 之非零元素皆包含着个一重要的无量纲因子: $C_W = |\chi|/\eta^2$, 即牛顿引力势 $|\chi|$ 与 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 之平方的比。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $C_W \rightarrow 0$, 并且, “曲度规” $h_{\mu\nu} \rightarrow 0$ 。这一事实表明, “曲度规” $h_{\mu\nu}$ 以及度规摄动张量 $\bar{h}_{\mu\nu}$ 都不代表引力场客观存在的引力或引力势, 更非引力辐射或“引力波”。

GOR 理论称 $C_W = |\chi|/\eta^2$ 为“载波因子”。在 GOR 理论中, GOR 波方程(10.15)之波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 乃引力相互作用信息 (χ) 之“载波”(Carrier Wave), 即经引力辐射信号 χ 调制后的 $OA(\eta)$ 之“信息波”——以信息波之速度 η 传递引力辐射信号 (χ)。

GOR 波方程的重要意义——

GOR 场方程之推迟解和 GOR 波方程的意义不仅仅在于其证明爱因斯坦“引力波”预言是错误的。

正如第一章所述: “人类对客观世界的认识, 既依

赖于观测, 又制约于观测。”然而, 我们至今未能真正地认识到观测和观测媒介在物理学及其理论体系中所扮演的角色及其特殊地位。

OR 理论从时间定义这一最基本的逻辑前提出发, 导出广义洛伦兹变换, 概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换^[2,3]; 由此发现, 伽利略-牛顿理论和爱因斯坦理论, 皆为局部理论, 依赖于并且制约于各自的观测体系和观测条件: 伽利略-牛顿理论乃理想观测理论, 依赖于并制约于理想观测代理 OA_∞ ; 而爱因斯坦相对论则为光学观测理论, 依赖于并制约于光学观测代理 $OA(c)$ 。这意味着, 物理学之理论体系或其数学模型中, 除了观测者和被观测对象之外, 还隐喻着一个特殊并且重要的角色: “观测代理”, 通过其观测媒介或某种物质波向观测者传递被观测对象的信息。

于是, OR 理论建立了“信息波”的概念——所谓“信息波”, 即观测代理传递观测信息的物质波, 比如, 水波、声波、光波、引力波。不同理论体系, 观测代理不同, 借助不同的观测媒介, 其传递观测信息的“信息波”会有不同的速度: 理想代理 OA_∞ 之“信息波”的速度无穷大; 光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”即光波, 速度自然为光速。

那么, 物理学之理论体系或其数学模型中, 真地隐喻着, 需要或存在观测代理, 需要或存在为观测者传递观测信息的“信息波”波吗?

GOR 场方程之推迟解 (式(10.14)) 和 GOR 波方程 (式(10.15)) 的重要性的价值正在于此。

GOR 场方程之推迟解 (式(10.14)) 证明:

物理学之任意理论体系中, 的确隐喻地存在着特定的观测代理 $OA(\eta)$, 借助特定的观测媒介, 以特定的速度 η , 为观测者传递被观测对象之信息。

GOR 波方程 (式(10.15)) 证明:

物理学之任意理论体系, 其观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 的确隐喻地存在着一种波, 那就是 $OA(\eta)$ 传递观测信息的“信息波”。

原本, “观测代理”和“信息波”乃 OR 理论杜撰的概念, 现在, 却得到了 GOR 理论的证明; 而“信息子”作为构成“信息波”的物质粒子, 作为传递观测信息的媒介子, 也就具有了其存在的合理性。

爱因斯坦波方程的重要意义——

GOR 波方程概括了爱因斯坦波方程。

OR 和 GOR 理论反复强调: 伽利略-牛顿理论, 乃理想观测条件下的理论, 归属理想观测代理 OA_∞ , 其观测媒介或“信息波”传递观测信息的速度 η 被理想化地设定为无穷大 ($\eta \rightarrow \infty$); 而爱因斯坦相对论, 包

括狭义的和广义的, 乃光学观测条件下的理论, 归属光学观测代理 $OA(c)$, 其观测媒介为光或光子, 其“信息波”即光波, 其传递观测信息的速度 η 自然是光速 ($\eta=c$)。然而, 这似乎只是 OR 和 GOR 理论的一种主张, 而非逻辑和理论之结论。爱因斯坦波方程的重要意义恰在于其从理论上证明了这一主张。

GOR 波方程已经证明, 爱因斯坦波方程中的波, 并非“引力波”, 而是光学代理传递观测信息的“信息波”——光波, 其速度自然是光速。

爱因斯坦场方程之推迟解 (式(10.6)) 是 GOR 场方程之推迟解 (式(10.14)) 的一个特例; 而爱因斯坦波方程 (式(10.7)) 则是 GOR 波方程 (式(10.15)) 的一个特例。爱因斯坦场方程之推迟解和爱因斯坦波方程虽然不能预测引力波, 却从理论上证明了一个重要的逻辑结论: 爱因斯坦的理论, 包括其狭义相对论和广义相对论, 是光学观测之理论, 其观测代理即光学代理 $OA(c)$, 其描述的物理过程的确存在着传递观测信息的“信息波”——光波。

10.4 重新诠释 LIGO 之引力波

GOR 理论已经证明, 爱因斯坦做出的“引力波”预言是一个错误。那么, LIGO 探知的“引力波”又是什么呢, 或者, “引力波”真地存在吗?

GOR 理论并不怀疑“引力波”的存在: 在 GOR 理论中, “引力波”, 即引力辐射之波。

LIGO 声称其探测到引力波, 并且, 为此获得了 2017 年度诺贝尔物理学奖。然而, LIGO 的“探测”并非实证之严格意义上的观测和实验。如 10.2 所述和图 11 所示, LIGO 之“探测”, 一半是“听”一半是“猜”; 半实半虚。唯一能确定的是, LIGO 的确“听”见了某种物质体系发出的“啁啾”之声; 至于双星或双“黑洞”并合, 那只是 LIGO 的臆想, 是计算机模拟的结果, 属“虚拟现实”, 未必真实存在。

猜测即意味着 LIGO 得出的结论可能是错误的!

GOR 理论将为我们重新诠释 LIGO 系统之引力波探测的原理; 而 GOR 理论之波方程, 则将为我们重新鉴别 LIGO 之 GW 引力辐射信号, 重新鉴别 GW 之宿主或引力场源, 注入新的见解。

10.4.1 基于 GOR 理论诠释 LIGO 原理

关于 LIGO 探测引力辐射或引力波的原理, GOR 理论与爱因斯坦广义相对论有不同的观点。

如 10.2 所述, LIGO 之探测原理源于 Pirani 方案。Pirani 基于爱因斯坦广义相对论认为^[108]: 引力辐射或引力波会导致空间伸缩; 测试两个质量体间距的变化,

即可探测掠过测试质量的引力辐射或引力波。Weber 则进一步认为^[109]: 空间伸缩会拉伸或挤压物体, 令物体伸缩; 测定物体的伸缩, 即可测定空间的伸缩。在 Weber 方案中, 空间伸缩与物体伸缩是等效的。

LIGO 沿袭了 Pirani 的思想。如 10.2.3 所述和图 10(a) 所示, LIGO 探测器之体系结构参照迈克尔逊干涉仪设计, 其核心是相互垂直的两个激光臂(X 和 Y), 利用其激光干涉效应测定空间的伸缩。

需要指出: 原本, 爱因斯坦广义相对论所主张的是 4d 时空的“弯曲”, 而非 3d 空间的“伸缩”。

第三章基于 GOR 时空变换因子(式(3.39)), GOR 理论已经阐明, 无论其是否有物质分布或是否存在引力场, 客观真实的时空, 是不会“弯曲”的, 自然地, 也不会“伸缩”。第四章中, 伽利略时空定理也证明了这一结论: 理想观测代理 OA_∞ 之下, 观测时空 X^{4d}_∞ , 无论其是否存在物质分布, 必定是平直的。

基于 GOR 理论, 物质分布或引力场的存在也会导致 LIGO 激光干涉仪之 X-光臂和 Y-光臂中两束激光呈现光程差, 进而, 产生干涉效应。然而, 那并非时空“弯曲”或空间“伸缩”所致, 而是因为激光在引力时空中的速度发生了变化或摄动。

第六章之 6.2 基于“理想代理”法获得了球对称引力时空之 GOR 场方程的解及其线元公式(6.32):

$$ds^2 = (1 + 2\chi/\eta^2)\eta^2 dt^2 - (1 + 2\chi/\eta^2)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2$$

其中, η 为观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度; $\chi = -GM/\eta^2$ 为引力势, M 为引力质量(也代表引力中心)。

特别注意: 实际上, LIGO 探测器是一个光学观测系统, 借助激光干涉仪测定两束相互垂直的光束之光程差, 进而感应光速的变化。因此, 与迈克尔逊-莫雷实验中的迈克尔逊干涉仪一样, LIGO 探测器之观测代理 $OA(\eta)$ 即光学代理 $OA(c)$ 。

假定被观测对象 m 为光子。根据 GOR 理论, $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时, 其光子 m 之线元 $ds=0$ (这与爱因斯坦广义相对论是一直的)。考虑球对称引力时空各向同性, 成立 $d\theta=0$ 和 $d\varphi=0$ 。

于是, 线元公式(6.32)约化为:

$$0 = (1 + 2\chi/c^2)c^2 dt^2 - (1 + 2\chi/c^2)^{-1} dr^2$$

$$\text{that is } v = \frac{dr}{dt} = \pm \left(1 + \frac{2\chi}{c^2}\right)c \quad \left(\chi = -\frac{GM}{r}\right) \quad (10.18)$$

其中, v 为光子 m 在引力时空中的速度。

式(10.18)表明: 光或光子在引力时空中的速度不

同于其在真空中的速度 c ; 并且, 不同的引力势 χ , 不同能量的引力辐射或引力波, 光或光子的速度会有所不同。当引力场或引力辐射侵入 LIGO 时空时, 特别地, 当其导致 LIGO 激光干涉仪 X-光臂和 Y-光臂周围时空之引力场或引力辐射非对称时, X 和 Y 两束激光的速度将会有所不同。如此, LIGO 激光干涉仪之 X 和 Y 两束激光将会呈现光程差并产生干涉效应。

此即 GOR 理论诠释的 LIGO 之基本原理:

LIGO 探测器, 借助激光干涉仪可探知激光之速度摄动; 由此, 探知引力或引力波, 探知引力辐射, 探知引力场; 进而, 探知作为引力源的物质体系。

10.4.2 LIGO 之引力波与引力源质量

LIGO 欲探测来自太空深处的引力波, 需要作为引力源的天体或星体具有巨大的质量。

如 10.2.4 所述, 地球大海本身就是一个引力波天文台, 可探测来自天体的引力辐射或引力波: 大海因感应月亮和太阳之引力辐射或引力波而呈现潮汐现象。基于牛顿万有引力定律的理论推导, 地表之单位质量的物质或海水, 其感应的引潮力 F_T , 与引力源之质量 M 成正比, 与引力源之距离 d 的立方成反比:

$$F_T = \Delta m a_T \quad \left(a_T = GM \frac{2r}{d^3}\right) \quad (10.19)$$

其中, G 为万有引力常数, r 为地球半径, Δm 为地表物质单位质量, a_T 为等效加速度。

LIGO 本身也是“地表物质”体系。

或许, 式(10.19)具有重要的启示性意义: 地球表面任意引力辐射探测器或引力波探测器, 包括大海和 LIGO, 均制约于引力源距离之“立方反比律”。式(10.19)意味着, 地表之引力波探测器, 无论 LIGO 或大海, 能否探测到引力辐射或引力波, 很大程度上取决于引力源与引力波探测器的距离。

太阳质量是月亮质量的 2,711.2 万倍; 而太阳与地球的距离则是月亮与地球距离的 390.6 倍。依式(10.19)计算可知: 太阳引潮力加速度 $a_T = 5.05 \times 10^{-7} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$; 而月亮引潮力加速度 $a_T = 1.10 \times 10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, 是太阳的 2.18 倍。这意味着, 至少还需要增加 1 个太阳的质量, 太阳引潮力才能达到与月亮相当的引潮效应。

距离地球最近的恒星, 比邻星, 质量约 0.12 个太阳, 距离地球约 4.22 光年。依式(10.19)计算, 其质量 M 须达到约 1.88×10^{16} 个太阳, 其对地球大海或 LIGO 探测器的引潮力才能达到与太阳相当的引潮效应:

$$\frac{M}{M_{\text{Sun}}} = \frac{d^3}{d_{\text{Sun}}^3} = \left(\frac{4.22 \times 365 \times 24 \times 60 \times 60 \times c}{1.5 \times 10^{11}} \right)^3 \approx 1.88 \times 10^{16} \quad (10.20)$$

比邻星, 即使其质量如此巨大——达到 1.88×10^{16} 个太阳, 也未必能触发 LIGO 探测器。如 10.2.4 所述, 就 LIGO 探测器及其周围时空而言, 类同于月亮和太阳之情形, 相对静止的比邻星, 其引力场近似于静态引力场, 难以令 LIGO 探测器之 X-光臂和 Y-光臂中的两束激光形成足够的光程差并产生干涉条纹。

LIGO 之第一个引力波探测信号 GW150914, 其虚构的引力波源乃一双“黑洞”天体, 总质量仅约 67 个太阳, 距离地球约 13 亿光年。如此遥远的天体需要多少太阳堆积在一起才能对地球大海或 LIGO 探测器产生相当于太阳的引潮效应呢? 即使考虑双“黑洞”并合我们也无法想象 LIGO 探测器怎么能探测到来自那么遥远的引力波。

令我们好奇的是, GW150914 能触发 LIGO 探测器, 是否也应该能触发地球之大海而形成潮汐呢?

10.4.3 LIGO 之引力波与双黑洞

在其 O1 和 O2 以及 O3a+b 三期探测活动中, LIGO 探知的引力辐射信号共 91 例, 全部匹配上双星并合模型, 其中, 绝大部分是双“黑洞”(84 例), 个别为双中子星(2 例), 或一黑一中天体(5 例)。

实际上, 如 10.2.4 所述, LIGO 从一开始便将其引力波探测目标定向于双星并合, 特别地, 指向双“黑洞”并合。然而, 无论中子星或“黑洞”, 无论双中子星系统或双“黑洞”天体, 无论双中子星并合或双“黑洞”并合, 都只停留在假设性的理论或数学模型中, 停留在计算机虚拟现实的模拟计算中。

宇宙真地存在双“黑洞”天体, 并且, 经常性地发生双“黑洞”并合事件吗? 是宇宙真地存在双“黑洞”还是 LIGO 探测引力波需要双“黑洞”?

LIGO 之双“黑洞”的由来——

1967 年^[112-4], 射电天文望远镜探测到周期性电磁脉冲信号, 人们由此猜想, 宇宙存在脉冲星; 进而认为, 脉冲星就是“中子星”(一种几乎已经被人们抛弃的存在于理论设想的虚构天体)。设想的中子星质量巨大, 然而, 如 10.4.1 所述, 并不足以生产 LIGO 所需要的高能引力波。

1974 年^[115-6], 射电天文望远镜探测到周期呈周期性变化的电磁脉冲信号, 人们由此猜测, 宇宙存在脉冲双星; 进而认为^[117-9], 双星椭圆轨道半长轴和轨道周期会逐渐缩短, 最终并合。双中子星并合必定剧烈

地爆炸, 或许, 能喷发高能引力波。然而, 中子星质量有限, 即使双中子星并合, 其辐射的引力波之能量可能依然不满足 LIGO 的需求。

于是, 物理学家们脑洞大开^[123-4], 想到了“黑洞”, 构思了双“黑洞”天体及其可能发生的并合。“黑洞”的质量可以随意地设想; 如此, 双“黑洞”并合则可喷发任意高能之引力波。

从中子星到脉冲星, 从脉冲星到脉冲双星, 从脉冲双星到双中子星并合, 再由双中子星并合到双“黑洞”并合, 似乎, 一切都建立在猜测和假象的基础之上。至今, 除了计算机仿真或计算机模拟, 没有任何关于双“黑洞”天体及其并合的实证依据。

实际上, 并非 LIGO “听”到的“啁啾”之声真地源于双星或双“黑洞”并合。

LIGO 的套圈游戏——

如 10.2.5 所述, 宇宙对于人类还有许多的未知; LIGO 探知的每一例引力辐射信号 GW 都意味着无限多的选项或可能。然而, LIGO 从一开始便将其探测目标定向于双“黑洞”。LIGO 鉴别其探知的引力辐射信号 GW 很有些像街头的套圈游戏。

通过虚拟现实的计算机模拟, 一声“啁啾”总能匹配上计算机中某个双星或双“黑洞”模型, 如同套环套中一个玩偶。如表 3 所示, LIGO 探知的第一例引力辐射信号 GW150914 便套中了一个双“黑洞”并合模型, 距离地球 $13_{-5.5}^{+6.0}$ 亿光年, 主星质量 36.2 个太阳, 次星质量 29.1 个太阳, 并合后成为黑洞, 质量相当于 62.3 个太阳, 辐射出的能量约 3.0 个太阳。假如 GW150914 被定位于距离地球 20 亿光年(而非 13 亿光年)的天区, 那么, LIGO 只需要对其双“黑洞”模型中的主“黑洞”质量和次“黑洞”的质量稍做一番调整即可。LIGO 探知的 GW 引力辐射信号, 其匹配上双“黑洞”并合模型的概率, 远远高于街头套圈游戏中套环套中某个玩偶的概率。

LIGO 之 O1 和 O2 以及 O3a+b 三期探测活动中探知的 91 例 GW 引力辐射信号, 仅有两例匹配上双中子星并合模型: GW170817 和 GW190425, 相对于双“黑洞”模型, 距离地球较近, 其中, GW170817 为 1.3 亿光年, 而 GW190425 为 5.2 亿光年。或许, 正是因为它们距离地球较近, 匹配质量不能过大, 达不到“黑洞”量级, 只能匹配中子星。有人对 GW190425 的归类看法不同: GW190425 距地球较 GW170817 远, 其匹配的质量较大, 近乎“黑洞”。LIGO 探知的 GW 引力辐射信号, 是否匹配双“黑洞”或双中子星, 取决于它们与地球的距离。

特别令人困惑的是: 似乎, LIGO 之双“黑洞”不能距离地球太近——如果太近, 则 LIGO 之双“黑洞”会变成双中子星; 并且, 距离地球越远, LIGO 之双“黑洞”就会越“黑”, 总质量就会越大。

LIGO 之双“黑洞”的存在, 或 LIGO 之双“黑洞”的并合, 依赖于双“黑洞”与地球的距离。LIGO 数据中的这一现象究竟意味着什么呢?

LIGO 之双“黑洞”模型的误区——

以图 11 和表 3 中的 GW150914 为例: 一方面, LIGO 基于其双“黑洞”动力学模型的计算机模拟, 声称其探测到的 GW150914 即爱因斯坦所预言的“引力波”, 从而证明了“引力波”的存在; 另一方面, LIGO 又基于其探测到的 GW150914, 声称其探测到双“黑洞”及其并合事件, 从而证明宇宙存在双“黑洞”天体, 并且, 双“黑洞”最终将并合。

如此的循环论证, 逻辑上, 颇值得怀疑。

依据 LIGO 的计算机模拟, GW150914 之双“黑洞”并合后损失约 3 个太阳质量; 依据爱因斯坦公式 $E=mc^2$, 这些质量以“引力波”的形式转化为双“黑洞”并合时向外喷发或辐射的能量。

然而, 其中存在诸多误区和疑点。

首先, LIGO 的双“黑洞”模型乃“数值相对论”的产物, 以爱因斯坦的狭义相对论和广义相对论为基础。然而, LIGO 并未意识到, 爱因斯坦的理论乃局部理论, 属光学观测理论, 仅在光学代理 OA(c) 下成立; OR 和 GOR 理论已经阐明, 爱因斯坦相对论之物理量皆光学观测物理量, 包含着 OA(c) 之观测效应。我们很难确定, LIGO 是否将其基于爱因斯坦相对论的理论模型限定在光学观测条件之下。同时, 我们也很难想象 LIGO 依据什么能得出 GW150914 之双“黑洞”并合过程有 3 个太阳质量转化为“引力波”。

其次, LIGO 错误地将爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 用于计算双“黑洞”并合可能喷发的引力波能量。OR 理论已经阐明^[1-3]: 爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 只是 OR 能量公式 $E=m\eta^2$ 之特例, 仅当观测代理 OA(η) 为光学代理 OA(c) 时成立; $E=mc^2$ 仅代表物体 m 以光速运动时的 OA(c) 观测动能, 并不意味着质量 m 可以转化为能量。正如核爆炸所辐射出的能量, 是禁闭于原子核内之能量的释放, 而非质量转化而来。因此, LIGO 基于爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 计算双“黑洞”因并合而喷发的“引力波”辐射能, 理论上, 是错误的!

同时, LIGO 错误地将普朗克方程 $E=hf$ 用于计算引力辐射或引力波 GW 信号的能量。第一, 关于频率 f : LIGO 探知的 GW 信号, 其频率并非引力辐射或引

力波的频率, 而是 X 和 Y 两束激光之速度相对摄动的频率, 并且, 依赖于激光频率; 第二, 关于普朗克常数 h : OR 理论阐明^[2,3], h 乃光学代理 OA(c) 之普朗克常数, 根据广义普朗克方程 (式(2.20)), 不同观测代理 OA(η) 有不同的普朗克常数 h_η (式(2.22))。基于普朗克方程 $E=hf$ 方程的量子理论, 与爱因斯坦广义相对论一样, 皆光学观测理论, 仅当观测代理 OA(η) 为光学代理 OA(c) 时成立。因此, LIGO 基于普朗克方程 $E=hf$ 计算其探知的 GW 引力辐射信号或引力波信号所具有的能量, 理论上, 也是错误的!

另外, 双“黑洞”并合必定无比剧烈地爆发, 并且, 无比剧烈地向外喷发物质; 而辐射的能量皆由其喷发的物质所携带, 而非由其喷发的物质所转化。如 10.2.6 所述, 如果宇宙真地存在双“黑洞”并合, 那么, 不仅可能喷发引力辐射或引力波, 还可能喷发电磁物质, 以及任何其它物质。例如, LIGO 探测到第一例引力波信号 GW150914 之后仅仅 0.4s, Fermi GBM 便探测到了来自同一天区的伽玛射线暴^[141-2]; 如果 GW150914 真地源于双“黑洞”并合, 那么, 这一伽玛射线暴则可视作双“黑洞”并合后喷发的电磁物质。实际上, 即使宇宙真地存在双“黑洞”, 即使双“黑洞”真地会并合, 其喷发的能量中, 引力辐射或引力波也可能只占极小的部分, 难以满足 LIGO 探测器对来自深空之引力波的高能需求。

可见, LIGO 将触发 LIGO 探测器的 GW 信号诠释为来自双星并合后喷发的“引力波”, 既缺乏足够的实证依据, 同时, 也缺乏足够的理论依据。

10.4.4 LIGO 之引力波的速度问题

如之前所述, 引力和引力波的存在无需证明。关于爱因斯坦之“引力波”预言, 重要的不是引力波是否存在, 而是引力波速度是否为光速。

GOR 理论已经证明, 爱因斯坦预言的所谓“引力波”, 其实, 并非物质体系辐射的引力或引力波, 而是光学代理 OA(c) 传递观测信息的“信息波”。光学代理 OA(c) 传递观测信息的“信息波”即光波, 其速度自然为光速; 然而, 那不是引力波的速度。

那么, 真正的引力辐射或引力波之速度呢?

毫无疑问, 依局域性原理, 引力非超距作用。因此, 引力辐射或引力波, 其速度必定是有限的。

然而, 引力辐射或引力波, 其速度未必是光速。

实际上, 观测和实验似乎更倾向于支持拉普拉斯和 Flandern 等人的观点及其得出的结论^{[22,56][143-4]}: 引力波的速度远远大于光速——如果引力波的速度为光速, 那么, 我们的宇宙将失去现有的稳定结构^[56]。只

因有悖于爱因斯坦广义相对论和爱因斯坦之“引力波”预测, 这类观点未能得到主流物理学界采信。

一个显而易见的事实是: “黑洞”之所以黑, 是因为光波或光子不够快, 受“黑洞”之巨大的引力束缚, 无法逃离“黑洞”; 然而, “黑洞”却不能束缚引力波或引力子, 否则, “黑洞”将会失去其与外部物质体系的引力相互作用, 如此, LIGO 所设想的双“黑洞”体系将无法存在: 两个黑洞将无法相互吸引或相互环绕, 自然地, 也不会有双“黑洞”并合的事件发生。由此可见, 引力子或引力波的速度或许真如拉普拉斯和 Flandern 预测的那样, 大于甚至远远大于光速。

LIGO 声称其探测到“引力波”; 并且, 正如 10.2.6 所述, 基于“三边测量法”和“多信使天文学”联合探测之观测数据, LIGO 还声称其证明: “引力波”速度即光速^[139]。实际上, LIGO 并未真正地测定引力波速度。即使借助多基站和多信使, LIGO 仍然不能对其引力波源进行准确定位, 因此, 其“三边测量法”难以准确测定引力波速度。LIGO 的 Livingston 基站和 Hanford 基站相距 3002km, 约 10ms 光程。GW 150914 掠过 LIGO 之双基站, 耗时约 7ms。对此, LIGO 只能得出极为模糊的结论: GW150914 的速度符合爱因斯坦预言: 引力波以光速传播。

GW170817 是 LIGO 的第一例也是少有几例匹配上双中子星并合模型的引力波信号, 前后伴随了诸多电磁物质团块, 包括伽玛射线暴 GRB170817A。最终, LIGO 设想 GW170817 和 GRB170817A 由同一双中子星于同一并合时刻出发并且同时抵达地球, 前后仅相差约 1.7s; 以此为据, 间接地论证或证明: 引力波速度与光速 c 精确地相符 (式(10.8))^[139]。

那么, 引力波之速度真地等同于光速吗?

问题在于: 引力波 GW170817 和伽玛射线暴 GRB 170817A 真地源于同一双中子星并合事件吗?

毫无疑问, 伽玛射线暴 GRB170817A 来自某个天体, 或许, 恰好就是 LIGO 通过计算机模拟匹配上的双中子星: 距地球 0.85 亿光年, 总质量 3 个太阳, 并且, 于 0.85 亿年前并合, 其喷发或辐射出的伽玛射线暴 GRB170817A 以光速旅行 0.85 亿年后来到地球。

然而, 引力波 GW170817 不是。

其实, LIGO 并不确定双中子星或双“黑洞”天体是否真实地存在; 即使其存在, LIGO 也不确定其是否会并合; 即使其并合, LIGO 也不确定其并合后能喷发多少能量; 即使其喷发的能量可基于理论计算, LIGO 也不确定其中多少能量属于引力辐射或引力波。实际上, 无论双星系统是否真地存在, 无论双星或双“黑

洞”是否真地会并合, LIGO 探知的所有引力辐射信号 GW 皆与双星或双星并合无直接关系。LIGO 所“听”见的, 并非双中子星或双“黑洞”并合时发出的“啾啾”之声, 而是类同于 GRB170817A 的电磁物质体系在 LIGO 探测器附近的“鸣叫”。

LIGO 错误地将电磁物质之引力场随电磁物质体系移动的速度当做引力辐射或引力波的速度。

具有讽刺意味的是, 正是 LIGO 关于引力波速度即光速的论据^[139], 将为我们揭示 LIGO 探知的 GW 引力辐射信号或引力波信号之实质和根源。

10.4.5 LIGO 究竟探测到了什么?

LIGO 声称其探测到了引力波, 证明了爱因斯坦之“引力波”预言: 引力波不仅存在, 并且, 恰如爱因斯坦所预言的, 引力波速度即光速!

然而, GOR 理论已经证明, 爱因斯坦之“引力波”预言是一个错误: 爱因斯坦波方程 (式(10.7)) 中的波, 并非“引力波”, 而是其光学代理 $OA(c)$ 传递观测信息的“信息波”。无论 LIGO 是否真地探测到了引力辐射或引力波, 无论 LIGO 探知的引力辐射或引力波之速度是否真地为光速, 都不意味着爱因斯坦正确地做出了关于“引力波”及其速度的预言。

那么, LIGO 真地探测到了引力辐射或引力波吗? 引力辐射或引力波的速度真地是光速吗?

LIGO 探测器的触发条件——

根据 GOR 诠释, LIGO 是一个万物探测器。

电磁物质携带电磁场, 辐射电磁波; 射电望远镜能感知电磁场, 感知电磁辐射或电磁波, 因此, 可谓“电磁物质探测器”。一切物质体系皆具有质量, 携带引力场, 辐射引力和引力波; LIGO 探测器能感知引力场, 感知引力辐射或引力波, 因此, 可谓“万物探测器”: 能探测宇宙之一切物质。

只要有物质侵入或掠过 LIGO 时空, 其携带的引力场即可能触发 LIGO 探测器。然而, 物质体系之引力场触发 LIGO 探测器必须具备两个条件:

- 第一, 具备足够的引力场强 $g=GM/r^2$: 要求 1) 质量 M 足够地大; 或者, 2) 距离 LIGO 探测器足够地近 (r 足够小)。
- 第二, X-光臂和 Y-光臂所感应的场强各异: 要求侵入的引力场非均匀非对称非等势。

LIGO 的确探测到了引力波——

基于 GOR 理论之诠释: 引力波, 即引力辐射之波。在此意义上, LIGO 的确探测了引力波!

基于 GOR 理论所诠释的 LIGO 探测器之基本原

理, 触发 LIGO 探测器的 GW 信号, 从 GW150914 到 GW200322, 的确意味着有物质体系及其引力场侵入或掠过 LIGO 时空, 导致其 F-P 真空腔之激光速度摄动, X 和 Y 两束激光呈现光程差, 激光干涉仪产生干涉条纹和干涉效应; 由此, 触发了 LIGO 探测器。

可以确定: LIGO 的确探测到了某种物质体系的侵入和袭扰, 的确探测到了某种引力场, 的确探测到了引力辐射或引力波。然而, 这并不意味着触发 LIGO 的 GW 信号源于双星或双“黑洞”并合。

同时, 还可确定: LIGO 探知的引力辐射或引力波并非直接来自双星或双“黑洞”并合; 并且, LIGO 探知的引力辐射或引力波, 其速度并非光速。

LIGO 之引力波并非源于双星并合——

双星或双“黑洞”天体, 即使其存在, 即使其并合, 也难以满足 LIGO 探测器的触发条件。

首先, 如 10.4.1 所述, 双星或双“黑洞”天体虽然质量巨大, 却距离地球遥远, 其引力场之场强随距离依平方反比律衰减, 掠过地球时, 其引力场已经难以触发 LIGO 探测器。

其次, 如 10.4.2 所述: 1) 双星或双“黑洞”之并合所能喷发的能量, 只能由其喷发的物质携带, 而非质量转化而来, 总能量远低于 LIGO 之计算机模拟计算量, 并且, 引力辐射能量或引力波能只能占其中极小的部分; 2) 并合所喷发的引力辐射应近似球面波, 其能量密度同样地随距离依平方反比律衰减; 3) 掠过地球时, 其球面波相对于 LIGO 之 X-光臂和 Y-光臂近似均匀对称等势。因此, 双星或双“黑洞”并合同样地难以触发 LIGO 探测器。

LIGO 之引力波速度貌似光速的寓意——

LIGO 声称, 其探知的引力辐射或引力波之速度等同於光速。先是, LIGO 依据其引力辐射信号掠过其双基站的用时, 基于图 10(b) 所示的“三边测量法”得出了引力波速度与光速近似相符的结论: 例如, GW 150914 用时 7ms, GW170814 用时 6ms, GW170817 用时 3ms; 而 LIGO 之 Livingston 基站和 Hanford 基站相距 3002km, 光程约 10ms。之后, LIGO 又依据 GW 170817 和 GRB170817A 由同一双中子星于同一并合时刻出发, 并且, 几乎同时抵达地球, “证明”^[139]: 引力波速度与光速精确相符 (式(10.8))。

那么, LIGO 探知的引力辐射信号, 其速度为什么会貌似光速? LIGO 关于引力辐射速度或引力波速度等同於光速的判断究竟意味着什么呢?

事实上, LIGO 探知的引力辐射信号及其记录的探测数据并不能证明引力波速度即光速; 只意味着:

第一, 有引力辐射袭扰 LIGO 探测器;

第二, 引力辐射源或引力场源以光速移动, 而非引力辐射以光速传播。

如图 12 所示, LIGO 探测到的引力辐射或引力波信号, 从 GW150914 到 GW200322, 其宿主或其引力场源, 并非双星或双“黑洞”, 而是电磁物质。

电磁物质为什么伴随 LIGO 之引力波? ——

如图 12(a) 所示, 在 LIGO 之引力波联合探测活动中, 每当 LIGO 探测到引力辐射或引力波之时, 总会发现, 其前后左右有电磁物质的身影, 所谓“电磁伴随物”, 意即伴随引力波的电磁物质, 包括伽马射线暴和 X 射线, 以及其它频段的电磁物质。

电磁物质掠过地球的事件是极为常见的; 而双星或双“黑洞”及其并合的事件却是前所未有的。

其实, 并非电磁物质伴随着 LIGO 探知的引力辐射或引力波, 而是电磁物质携带着引力场, 辐射引力或引力波, 并且, 近距离地触发 LIGO 探测器。

根据 OR 理论, 一切物质, 包括电磁物质, 皆具有质量, 携带引力场, 辐射引力和引力波。

任意物质体系之引力场随其物质体系移动。以地球为例, 地球以 $3 \times 10^4 \text{ ms}^{-1}$ 的速度在环绕太阳的轨道上移动; 自然地, 地球之引力场随地球以 $3 \times 10^4 \text{ ms}^{-1}$ 的速度移动; 然而, 这并不意味着引力辐射的速度为 $3 \times 10^4 \text{ ms}^{-1}$ 。同样, 电磁物质以光速移动; 自然地, 电磁物质之引力场以光速随电磁物质移动, 然而, 这并不意味着引力辐射或引力波的速度即光速。

电磁物质, 如图 12 中的电磁物质团块 (LIGO 之引力辐射的“电磁伴随物”), 是由电磁粒子 (光子) 构成的, 可称之为“电磁粒子团” (Electromagnetic Particle Cluster, EPC), 以光速运动。OR 理论已经阐明, 光子具有“静止质量”, 也就是光子的“固有质量”。如此, 作为物质体系, 电磁粒子团必定携带引力场, 辐射引力和引力波。特别地, 电磁粒子团之引力场, 必定以光速随电磁粒子团移动。

如图 12(b) 所示, 基于“三边测量法”的计算显示, LIGO 探知的引力辐射信号掠过 LIGO 双基站的速度与光速相符。然而, 特别值得注意: 这并不意味着引力波的速度即光速; 这只意味着, LIGO 探知的引力辐射信号, 其宿主或其引力场源以光速运动。

那么, LIGO 探知的引力辐射信号, 其宿主或其引力场源究竟是什么样的物质呢?

LIGO 之引力波真正的宿主: EPC ——

一切都指向了以光速运动的电磁物质!

LIGO 探知的引力辐射或引力波, 其宿主, 本身就是电磁物质; 有电磁物质伴随, 似乎, 是合理的。

LIGO 之引力波探测器的确探测到引力场, 探测到引力辐射或引力波。然而, 无论其引力场, 无论其引力辐射或引力波, 皆非源于双星或双“黑洞”, 也非双星或双“黑洞”之并合, 而是电磁物质。

如图 12(c) 所示, 电磁粒子团, 虽然质量极小, 却能近距离地掠过或袭扰 LIGO 探测器。当电磁粒子团近距离地掠过 LIGO 探测器时, 当其引力场或引力辐射非对称地袭扰 LIGO 之 X-光臂和 Y-光臂周围时空时, 满足物质体系之引力场触发 LIGO 探测器所需具备的条件, 因而, 可触发 LIGO 探测器。

如此, 我们可以合理地做出如下基本判断。

一个基本判断: LIGO 的确探测到引力辐射或引力波; 然而, LIGO 所探知的 GW 引力辐射信号, 并非直接源于双星或双“黑洞”, 也非双星并合或双“黑洞”并合, 而是掠过地球并且近距离袭扰 LIGO 探测器的电磁物质, 或许, 正是被 LIGO 视为 GW 之“电磁伴随物”的众多电磁粒子团中的成员——或伽玛射线暴, 或 X 射线, 或者, 其它频段的电磁物质。

LIGO 所探知的, 并非遥远双星或双“黑洞”并合而喷发的引力波, 而是电磁粒子团掠过地球和 LIGO 探测器时近距离的引力辐射。LIGO 探知的引力场, 其宿主或引力场源, 并非双中子星或双“黑洞”, 而是电磁粒子团。如此, 可将 LIGO 引力辐射信号 GW 之引力场源记作: EPC——GW150914 的引力场源即 EPC 150914。伴随 GW 同时抵达地球的电磁物质常被称作 GW 之“电磁对应体”(EM Counterpart); 其实, GW 真正的电磁对应体应该是 EPC: GW170817 的电磁对应体是 EPC170817, 而非 GRB1708017A。

LIGO 探知的引力辐射信号 GW, 其电磁对应体 EPC, 必定源于宇宙深空某电磁辐射源。电磁粒子团 EPC170817 是 LIGO 探知的引力辐射信号 GW170817 的宿主或引力场源; GRB170817A 则是 Fermi GBM 和 INTEGRAL 探知的伽玛射线暴。二者同源的可能性极大: EPC170817 和 GRB170817A 同为电磁物质, 来自同一天区, 并且, 几乎同时地抵达地球, 前后仅相差 1.74s; 设想其同源且同时出发, 自然是合理的。

LIGO 和 Fermi GBM 以及 INTEGRAL 探知的 EPC 170817 和 GRB170817A 皆电磁物质。不同的是: Fermi GBM 和 INTEGRAL 通过感应电磁场, 探知电磁辐射或电磁波, 探知伽玛射线暴 GRB170817A, 乃至其它电磁物质; 而 LIGO 则通过感应引力场, 探知引力辐射或引力波, 探知电磁粒子团 EPC170817, 乃至探知

万物, 包括一切电磁物质。

射电望远镜, 基于其观测数据或其观测频谱, 识别电磁物质; 或许, LIGO 也能基于其记录的 GW 数据或 GW 频谱识别或解读其电磁对应体 EPC。

LIGO 欲探测来自非电磁物质之引力场的引力辐射或引力波, 或许, 还需要加以改进!

10.4.6 合理的诠释和遗留的问题

综合 10.4.1~10.4.5 之分析, 我们可以得出明确的结论: LIGO 的确探测到引力辐射或引力波。

然而, LIGO 探知的引力辐射或引力波, 并非如 LIGO 臆想或推测的那样——来自双星或双“黑洞”之并合, 而是掠过地球并且近距离袭扰 LIGO 探测器的电磁粒子团 EPC, 来自 EPC 之引力场。

LIGO 探知的引力辐射或引力波, 其速度并非光速, 只是作为其引力场源的 EPC 以光速移动。

如此, 一切皆有了合理解释! ——

问: 为什么 LIGO 探知的引力波 GW 掠过 LIGO 不同基站的速度符合光速?

答: GW 之宿主或引力场源是以光速运动的电磁粒子团 EPC, 自然, 其携带的引力场以光速移动。

问: 为什么 GW170817 和 GRB170817A 几乎同时抵达地球, 前后仅相差 1.74s?

答: LIGO 探知的引力辐射信号 GW170814, 其引力场源或其电磁对应体 EPC170817, 与 Fermi GRM 和 INTEGRAL 探知的伽玛射线暴 GRB170817A 同为电磁粒子团, 并且, 源于同一天区; 设想其同时地从同一电磁辐射源出发, 以相同速度(光速)同向移动, 同时抵达地球是合理的。

问: 为什么 LIGO 探知的引力辐射信号 GW 常有电磁物质伴随?

答: LIGO 探知的引力辐射信号 GW, 其宿主或引力场源是 GW 之电磁对应体 EPC; 作为电磁物质, EPC 必定源于深空某个电磁辐射源, 其一定时间段内辐射的电磁物质, 除 GW 之电磁对应体 EPC 外, 必定还会有其它电磁物质, 伴随 EPC 同速同向运动。特别需要指出, 这些所谓的“电磁伴随物”, 其伴随的并非是引力辐射或引力波 GW, 而是电磁物质粒子团 EPC。

问: 为什么说触发 LIGO 探测器的引力辐射或引力波 GW, 其引力场源或引力辐射源是某种电磁粒子团 EPC, 而非 LIGO 推测的双星或双“黑洞”?

答: 10.4.1~10.4.5 正是对这一问题的回答。

问: 为什么质量极微的电磁粒子团 EPC, 其引力场能触发 LIGO 探测器?

答: 如图 12(c) 所示, 途径地球的电磁粒子团可以近距离地掠过 LIGO 探测器 (满足 LIGO 之触发条件一), 并且, 其引力场可以非对称地袭扰 LIGO 之 X-光臂和 Y-光臂周围时空 (满足 LIGO 之触发条件二); 如此, 导致 X 和 Y 两束激光呈现速度摄动以及光程差, 进而, 导致 LIGO 之激光干涉仪产生干涉条纹或干涉效应, 触发 LIGO 探测器。

电磁物质掠过地球或袭扰 LIGO 探测器的事件可以实证; 而双星或双“黑洞”并合的事件只能推测。

引力波速度问题依然存在——

LIGO 探测到引力辐射信号, 某种意义上, 可视为

是对引力辐射或引力波存在性的一种证明。

无论如何, 引力辐射的速度或引力波地速度, 既不是牛顿万有引力论所能预测的, 也不是爱因斯坦广义相对论和 GOR 理论所能预测的。最终, 引力波的速度, 还需要通过观测和实验来测定。

与光速问题一样, 引力波速度的理论预测不能替代观测和实验的验证。实验物理学家曾经为光速的测定付出过艰辛而巨大的努力。如今, 我们掌握了测定光速的技术, 却不知道如何测定引力辐射或引力波的速度。或许, 引力波速度的测定需要实验物理学家付出远比光速的测定更为艰辛和更为巨大的努力。

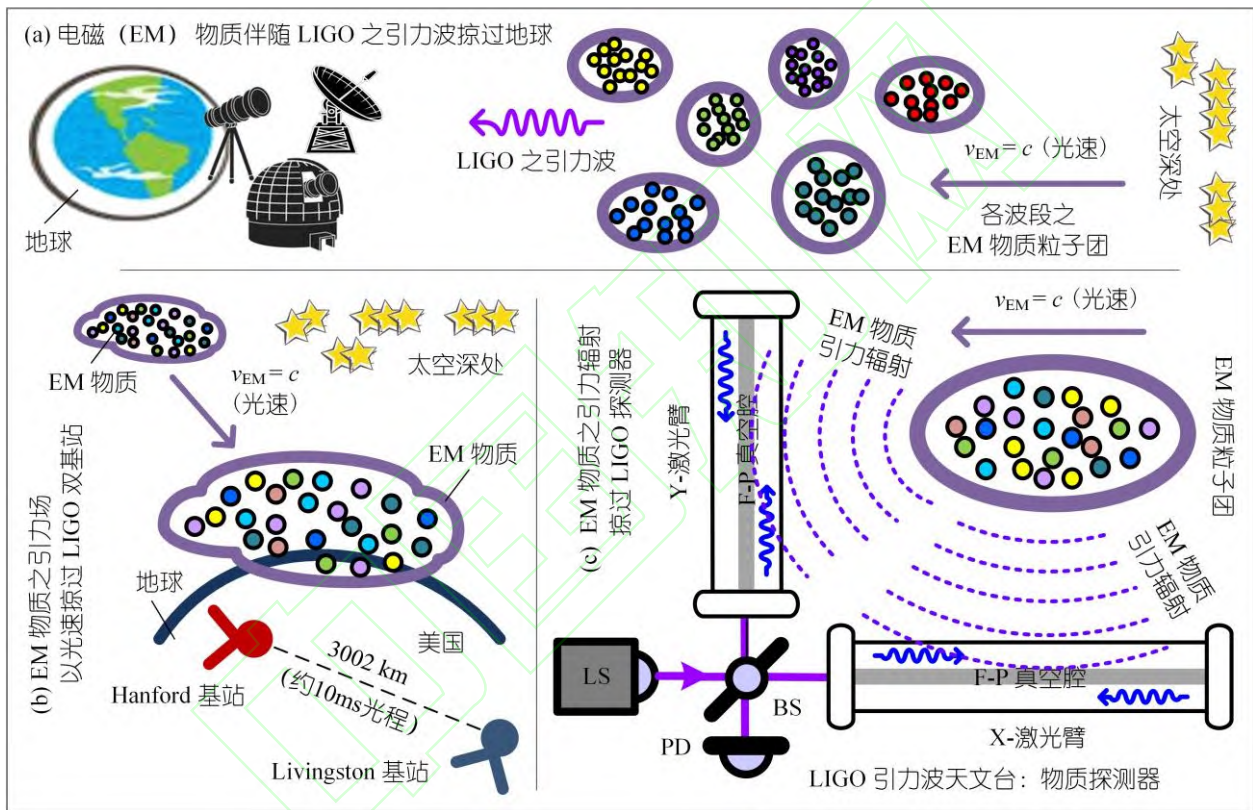


图 12 为什么电磁 (EM) 物质总会伴随 LIGO 之引力波? (a) EM 物质伴随 LIGO 之引力波过地球: 每当 LIGO 探测到“引力波”, 总会发现其前后左右有电磁物质的身影, 即所谓“电磁伴随物”, 包括伽马射线暴和 X 射线; 自然地, 这些“电磁伴随物”以光速移动。(b) EM 物质之引力场以光速掠过 LIGO 双基站: 作为物质体系, EM 物质粒子团有自己的引力场, 并随 EM 物质粒子团以光速运动; 并非引力波以光速掠过 LIGO 双基站, 而是 EM 物质粒子团携带其引力场以光速掠过 LIGO 双基站。(c) EM 物质之引力辐射掠过 LIGO 探测器: EM 物质粒子团近距离掠过 LIGO 基站时, 其引力场或引力辐射非对称地袭扰 LIGO 探测器之 X-光臂和 Y-光臂周围时空, 即可触发 LIGO 探测器; LIGO 探测到的并非源于遥远宇宙深空的“引力波”, 而是 EM 物质粒子团近距离的引力辐射。

10.5 本章小结

百年之前, 1916 年^[15], 爱因斯坦建立了广义相对论, 其核心, 即爱因斯坦场方程。基于其广义相对论, 爱因斯坦导出了场方程的推迟解和波方程, 由此, 诞生了著名的爱因斯坦之“引力波”预言。

爱因斯坦依据其波方程预言^[104]: 引力时空, 存在

“引力波”; 而“引力波”的速度即光速。

百年之后, 2015 年^[101], LIGO 宣称其首次探测到引力波, 并且, 正如爱因斯坦之“引力波”预言, 引力波的速度等同于光速。

第三章 3.1.1 之“引力局域性”指出: 爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论同样隐喻着“引力乃超距

作用”之理想化假设, 其公理体系或逻辑前提中不存在任何有关引力辐射速度的先验知识或先验信息。因此, 无论牛顿万有引力论或爱因斯坦广义相对论, 都不可能得出任何关于引力波速度的结论。

GOR 理论同样隐喻着“引力乃超距作用”的理想化假设, 同样不能预测引力波之速度。

然而, 基于一般观测代理的视角, GOR 理论揭示了爱因斯坦波方程及其“引力波”预言的实质; 同时, 揭示了 LIGO 之“引力波”的实质。

本章基于 PGC 对应原理, 因循和类比爱因斯坦场方程之推迟解及其波方程的演绎逻辑, 导出了 GOR 场方程之推迟积分式, 以及, GOR 理论之波方程。

GOR 场方程之推迟积分式概括了爱因斯坦场方程之推迟积分式; 而 GOR 波方程则概括了爱因斯坦波方程。GOR 理论发现: GOR 推迟解, 包括爱因斯坦推迟解, 其中的“推迟”, 并非引力或引力辐射的延迟, 而是观测信息的延迟; GOR 波方程, 包括爱因斯坦波方程, 其中的“波”并非引力辐射或“引力波”, 而是观测代理传递观测信息的“信息波”。

如此, 物理学需要重新诠释爱因斯坦之“引力波”预言; 重新诠释 LIGO 之“引力波”。

GOR 波方程的寓意——

本章, 基于 PGC 对应原理, 同时, 基于 GOR 理论之“理想逼近”逻辑和“理想代理”法, 导出 GOR 场方程之推迟积分式以及 GOR 理论之波方程。

GOR 场方程之推迟积分式 (式(10.14)) 与爱因斯坦场方程之推迟积分式 (式(10.6)) 是同构一致的。然而, GOR 推迟积分式乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之关系式, 其中, 时间延迟 Δt 依赖于 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η : $\Delta t = |x^i - x'^i|/\eta$, 不同于爱因斯坦推迟积分式中的时间延迟 $\Delta t = |x^i - x'^i|/c$ 。GOR 推迟解概括了爱因斯坦推迟解: 爱因斯坦推迟解乃 GOR 推迟解之特例, 属光学代理 $OA(c)$, 仅当 $OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时成立。

GOR 理论之波方程 (式(10.15)) 与爱因斯坦波方程 (式(10.7)) 是同构一致的。然而, GOR 波方程乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之关系式, 其中, 波速即 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 。GOR 波方程概括了爱因斯坦波方程: 爱因斯坦波方程乃 GOR 波方程之特例, 属光学代理 $OA(c)$, 仅当 $OA(\eta)$ 为 $OA(c)$ 时成立。

客观真实的“引力波”不会依赖于观测或观测代理; 其速度不会依赖于观测媒介之速度。因此, GOR 波方程中的波, 并非所谓“引力波”, 而是观测代理 $OA(\eta)$ 传递观测信息的“信息波”, 其速度取决于

$OA(\eta)$ 之观测媒介传递观测信息的速度 η 。

GOR 场方程之推迟积分式和 GOR 波方程意味着: 爱因斯坦之“引力波”预言是错误的!

当然, GOR 场方程之推迟解和波方程的意义不仅仅在于其证明爱因斯坦之“引力波”预言是一个错误。

OR 理论发现, 观测, 在物理学理论体系或物理模型中, 扮演着不可或缺的角色, 因而, 建立了“观测代理”以及“信息波”和“信息子”的概念。

现在, GOR 理论之波方程向我们证明: 物理学之任意理论体系中, 的确隐喻地存在着特定的观测代理 $OA(\eta)$, 借助特定的观测媒介, 以特定的速度 η , 为观测者传递被观测对象之信息。而 GOR 波方程则向我们证明: 物理学之任意理论体系, 其观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 的确隐喻地存在着一种波, 那就是 $OA(\eta)$ 传递观测信息的“信息波”。

原本, “观测代理”和“信息波”乃 OR 理论杜撰的概念, 现在, 却得到了 GOR 理论的证明; 而“信息子”作为构成“信息波”的物质粒子, 作为传递观测信息的媒介子, 也就具有了其存在的合理性。

重新诠释爱因斯坦之“引力波”预言——

根据 GOR 场方程之推迟积分式和 GOR 理论之波方程, 爱因斯坦之“引力波”预言是一个错误!

GOR 理论并不怀疑引力辐射或引力波的存在。然而, 作为一种客观的物质相互作用形式, 引力或引力波或引力辐射不会依赖于观测或观测代理, 自然地, 也不会依赖于观测媒介传递观测信息的速度。

爱因斯坦波方程是 GOR 波方程一个特例, 其中的波, 是爱因斯坦广义相对论之光学代理 $OA(c)$ 传递观测信息的“信息波”, 而非“引力波”。爱因斯坦错误地将其波方程中的“信息波”视为“引力波”, 因而, 得出“引力波速度即光速”的错误结论。

虽然不能预言引力波, 虽然不能预言引力波之速度, 爱因斯坦场方程之推迟积分式以及爱因斯坦波方程却依然具有其重要的价值和寓意。

爱因斯坦场方程之推迟解和爱因斯坦波方程从理论上证明了一个重要的结论: 爱因斯坦的理论, 包括其狭义相对论和广义相对论, 是光学观测之理论, 其观测代理即光学代理 $OA(c)$, 其描述的物理过程的确存在着传递观测信息的“信息波”, 并且, 光学代理 $OA(c)$ 之观测媒介即光或光子, 其“信息波”即光波, 自然地, 其传递观测信息的速度是光速。

重新诠释 LIGO 之引力波——

LIGO 声称其探测到引力波，证明了爱因斯坦之“引力波”预言：引力波速度即光速。

为此，LIGO 获得了 2017 年度的诺贝尔物理学奖。

既然，GOR 理论已经证明爱因斯坦之“引力波”预言是一个错误，那么，LIGO 探知的“引力波”又是什么呢？LIGO 真地探测到“引力波”了吗？引力波的速度真地等同于光速吗？

LIGO 的“探测”并非实证之严格意义上的观测和实验：一半是“听”一半是“猜”。猜测即意味着其结论可能是错误的！唯一可以确定的是，LIGO 的确“听”见了某种物质体系发出的“啁啾”之声；而双星或双“黑洞”，乃至其并合，只是 LIGO 的计算机模拟，属“虚拟现实”，未必真实存在。LIGO 错误地将电磁物质之引力场随电磁物质体系移动的速度视为引力辐射或引力波的速度。

GOR 理论并不怀疑“引力波”的存在：在 GOR 理论中，“引力波”，即引力辐射之波。在 GOR 理论中，引力辐射以及引力波和引力，属同一概念。

本章基于 GOR 理论重新诠释了 LIGO 之引力波探测原理以及 LIGO 探测器的触发条件。根据 LIGO 探知的 GW 引力辐射信号以及“多信使天文学”联合探测获得地数据，特别是 LIGO 有关“引力波速度即光速”的论据，本章做出了一个基本的判断：LIGO 的确探测到了引力辐射或引力波；然而，LIGO 所探知的 GW 引力辐射信号，并非源于双星或双“黑洞”，也非双星或双“黑洞”之并合，而是掠过地球并且近距离袭扰 LIGO 探测器的电磁物质，或伽玛射线暴，或 X 射线，或者，其它频段的电磁物质。

这意味着：并非 LIGO 探知的 GW 引力辐射信号以光速移动，而是 GW 之电磁对应体 EPC 携带其引力场以光速掠过 LIGO 探测器；所谓 GW 之“电磁伴随物”，其“伴随”的，并非引力波，而是 EPC。

至此，引力波之速度问题依然存在。

最终，引力波的速度，需要观测和实验的测定。或许，引力波速度的测定需要实验物理学家付出远比光速的测定更为艰辛和更为巨大的努力。

11 物理学十五大疑难

内禀的好奇心促使人类不断地探索自然。

疑难，是智慧的产物。作为智慧生命，人类，自从有了自我意识的那一刻起，便有了基本问题之疑难：我们是谁，我们在哪里？这的确属重大疑难——直到今天我也不十分清楚我们是谁或我们在哪里。

随着人类思想和认识的进步，随着人类物理学的发展，如今，我们至少已经明白：人类乃太阳系地球之智慧生命；人类并非生存在巨龟的背上，地球不是宇宙的中心，太阳也不是。随之，新的疑难又出现了：地球为什么会围绕太阳运行，宇宙的中心在哪里？牛顿建立万有引力定律^[53]，告诉我们，地球受引力作用而围绕太阳运行；爱因斯坦建立广义相对论^[14,15]，告诉我们，太阳令时空弯曲，弯曲的时空令地球围绕太阳运行。如此，人们感到很困惑。引力到底存在或不存在？时空到底弯曲或不弯曲？

人类不断地探索自然，旧的疑难尚未得到解答，新的疑难却层出不穷。每当人类的疑难未能得到正确的诠释之时，物理学便会滋生出许多的神话，玄妙深奥，似是而非，甚至，荒诞无稽。

表 5. 物理学十五大疑难

编号	物理学重大疑难
BP-01	光速为什么不变？
BP-02	时空为什么弯曲？
BP-03	光子质量问题
BP-04	相对论性效应的本质
BP-05	神秘的普朗克常数
BP-06	量子效应的本质
BP-07	海森堡不确定性原理
BP-08	德布罗意波
BP-09	电子双缝实验之谜
BP-10	水星轨道旋进
BP-11	光之引力偏折
BP-12	光之引力红移
BP-13	引力波
BP-14	黑洞
BP-15	宇宙大爆炸

注释：或许，还有许多的物理疑难可以用观测相对论予以诠释；表 5 期待有更多物理学重大疑难列入其中。OR 和 GOR 理论对其中表中所列的物理学十五大疑难的解读，未必正确，仅供读者和物理学家们批判，以促进物理学对这些重大疑难的认识。

迈克尔逊和莫雷发现^[42]，光速似乎是不变的：迈克尔逊-莫雷实验中，光速失去了叠加效应。人们不能理解光速为什么会无叠加效应，爱因斯坦也不能。“光速不变性”可谓现代物理学一大疑难。既然不能理解，那就叫它“原理”好了。于是，爱因斯坦“制造”了“光速不变性”原理，进而，建立起爱因斯坦相对论，

包括狭义的和广义的。爱因斯坦相对论引发了一系列新的疑难,诸如:时涨尺缩,同时性之相对性,时空弯曲,以及光子零质量等问题,难以理解。

爱因斯坦相对论之疑难皆相对论性疑难。

观测相对论揭示了时空和物质运动之相对论性的本质:OR 理论阐明了光速为什么不变;GOR 理论阐明了时空为什么弯曲。

现代物理学之疑难大多涉及相对论和量子论,自然地,与观测相对论相关,与 OR 理论或 GOR 理论相关。表 5 列举了现代物理学与相对论和量子论相关的重大问题,谓之“物理学疑难”(Big Puzzle),供理论物理学家和实验物理学家商榷和审视。表中,一些问题已由 OR 理论或 GOR 理论阐明,却仍需观测和实验的检验或实证;而另一些问题,基于 OR 理论或 GOR 理论,或许,能引发新的思考,获得新的诠释。

表 5 列举的十五大物理学疑难是读者耳熟能详的现代物理学之基本问题和重大问题;主流物理学界对这些疑难的诠释是大家熟悉的。主流物理学界的观念大多基于爱因斯坦相对论,基于爱因斯坦的视角,基于光学观测或光学代理 OA(c) 的视角。

现在,我们需要换个视角:基于观测相对论,基于一般观测代理 OA(η) 之更为广阔的视角,重新审视这些物理疑难和物理学的重大问题,或许,物理学将从中获得新的思想和新的认识。

物理学疑难 BP-01: 光速为什么不变?

一, 问题陈述

光速不变性: 真空光速乃宇宙极限速度,光速在真空或自由时空中不具有叠加效应,相对于一切惯性观测者,是相同的和不变的。

“光速不变性”原理由爱因斯坦提出。

1905 年,爱因斯坦基于“光速不变性”原理建立狭义相对论^[14],至今已一百多年。然而,我们至今不能理解光速为什么不变。

那么,光速到底是变还是不变呢?

此即物理学疑难之 BP-01。

二, 主流观点

主流物理学界认为:宇宙存在速度上限;宇宙速度上限必定具有不变性。真空光速即宇宙速度之上限,因而,光速具有不变性。

根据主流物理学界的循环逻辑:因为光速是不变的,所以光速是宇宙极限速度;因为光速是宇宙极限

速度,所以,光速是不变的。

如今,“光速不变性”已经成为物理学之信仰。

三, OR 和 GOR 观点

OR 理论为其公理体系建立了一个原理:“物理可观测性原理”^[1-3],意即一切可观测的物理量皆是有限量。这一原理是显而易见的,与局域性原理一致。根据物理可观测性原理,宇宙之一切物质运动形式,包括光波和引力波,以及量子纠缠,其速度都必定是有限的,其中,必定存在着某种物质运动形式,其速度是最高的。然而,这并不意味着,如此物质运动形式,其速度是不变的。

“光速不变性”原理,实则“光速不变性”假设,是爱因斯坦相对论的逻辑前提,既不能由爱因斯坦相对论证实,也不能由爱因斯坦相对论证伪。

OR 理论从最基本逻辑前提(时间定义及其时频比不变性)出发,导出与洛伦兹变换同构一致的“广义洛伦兹变换”,进而建立起 OR 理论之整个理论体系。OR 理论证明了一个重要定理^[1-3]:“信息波速度不变性”;由此,OR 理论发现:光速并非真地不变。

原来,爱因斯坦之“光速不变性”,只是“信息波速度不变性”之特例,仅当观测代理 OA(η) 为光学代理 OA(c) 时才能成立。因此,无论光是否为宇宙最快的物质运动形式,都不意味着是光速不变的。实际上,“光速不变性”只是光作为观测媒介为观测者传递被观测对象之信息时的一种观测效应或表现现象,乃光学代理 OA(c) 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致。

宇宙并不存在速度不变的物质运动形式!

物理学疑难 BP-02: 时空为什么弯曲?

一, 问题陈述

时空的弯曲: 物质能量的存在导致时空弯曲,或者说,只要有物质或能量存在,时空就是弯曲的。

“时空弯曲”概念源于爱因斯坦广义相对论^[15]。

1915 年,爱因斯坦建立广义相对论^[15]:物质决定时空如何弯曲;而弯曲的时空则决定物质如何运动。

或许,我们能够理解或想象“空间弯曲”;然而,我们很难理解“时空弯曲”,特别地,我们很难想象其中时间如何“弯曲”。爱因斯坦广义相对论建立也已经一百多年。然而,我们至今不能理解时空为什么弯曲,怎么弯曲。

那么,时空到底弯曲还是不弯曲?

此即物理学疑难之 BP-02。

二, 主流观点

实际上, 时空弯曲, 是“光速不变性”作为爱因斯坦广义相对论之逻辑前提而导致的逻辑结论。主流物理学界不能解释光速为什么不变, 同样, 不能解释时空为什么弯曲, 只能将其归因于物质能量分布。

可是, 物质能量分布为什么会导致时空弯曲呢? 对此问题, 主流物理学界永远也不会有答案。

三, OR 和 GOR 观点

GOR 理论证明了一个重要定理: “伽利略时空”定理—— $\eta \rightarrow \infty$ 时, $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 且 $\Gamma(\eta) \rightarrow \Gamma_\infty$ 。“伽利略时空”定理表明: 理想观测条件下, 时空, 无论引力时空或惯性时空, 其度规 $g_{\mu\nu}$ 趋同于闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu}$, 其时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 趋同于伽利略因子 Γ_∞ 。

“伽利略时空”定理意味着, 客观真实的时空是伽利略和牛顿为我们描绘的时空, 是平直而非弯曲的。由此, GOR 理论发现: 时空并非真地弯曲。

根据 GOR 理论, “时空弯曲”依赖于观测或观测代理 $OA(\eta)$: 不同观测代理, 其观测时空会不同程度地“弯曲”; 所谓“时空弯曲”, 只是一种观测效应和表现现象——存在观测局域性 ($\eta < \infty$) 的观测代理 $OA(\eta)$, 犹如广角镜, 令引力时空或存在物质能量分布的时空看起来有些弯曲或变形。爱因斯坦广义相对论之“时空弯曲”则是光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 导致的表现现象, 实属“广角镜效应”。

根据 GOR 理论之“伽利略时空”定理, 客观真实的时空即伽利略时空, 是不会弯曲的。

物理学疑难 BP-03: 光子质量问题

一, 问题陈述

光子质量问题: 根据爱因斯坦狭义相对论之质速关系^[14] $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, 光子, 乃至一切以光速运动的粒子, 皆无质量, 或者说, 皆无“静止质量” m_0 (Rest Mass); 否则, 其运动质量 m 将会无穷大。

然而, 源于内秉的自然观, 人们潜意识里不愿意接受爱因斯坦狭义相对论之光子零质量的推论。物理学家探测光子静止质量的努力从来没有停止过^[91-95], 薛定谔和德布罗意以及费曼都曾经为探测光子之静止质量做出过努力^[96-100]。

那么, 光子到底有没有静止质量呢?

此即物理学疑难之 BP-03。

二, 主流观点

主流物理学界自然信奉爱因斯坦的理论: 光子只有运动质量 m , 没有静止质量 m_0 。

物理学家似乎并不怀疑爱因斯坦的“运动质量”说, 然而, 潜意识里却认为“静止质量”才是真实的质量, 并且, 光子应该有自己的静止质量。Proca 甚至为麦克斯韦电磁方程组准备了一份重光子修正方案^[145]。物理学家希望, 在光子的运动质量 m 之外, 能找到光子的静止质量。然而, 所有试图探测光子静止质量的努力均无功而返, 只留下一串不断趋于零的光子静止质量之上限值^[91-94]。2014 年, PDG 粒子数据组推荐的光子静止质量之上限为 $1.5 \times 10^{-54} \text{kg}$ ^[95], 乃 Ryutov 2007 年通过太阳风数据获得的结果^[93]。

如此, 主流物理学界认为, 爱因斯坦是正确的。

三, OR 和 GOR 观点

爱因斯坦基于其狭义相对论之质速关系推断光子静止质量 m_0 为零, 而光子速度 $v=c$ 恰好处于质速关系 $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ 的奇点上。正如霍金所言^[13]: “在数学家们称之为奇点的地方, 理论本身已经失效。”

爱因斯坦狭义相对论之质速关系只是 OR 理论之质速关系的一个特例, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 才能成立。

OR 理论中, 观测代理 $OA(\eta)$ 之质速关系为:

$$m = m(\eta) = \Gamma(\eta) m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}} \quad (\text{P.7})$$

其中, $m = m(\eta)$ 乃被观测对象 P 在 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的观测质量 $m = m(\eta)$, 依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度 η , 包含观测效应, 并非完全真实的质量; m_0 乃 P 之静止质量, 而 v 则为 P 之运动速度。

特别值得注意: $v = \eta$ 乃 OR 质速关系之奇点。

(i) 光学代理不能测定光子质量

OR 质速关系意味着, 限于或制约于质速关系之奇点 $v = \eta$, 观测代理 $OA(\eta)$ 不能测定自身“信息子”的质量; 因此, 光学代理 $OA(c)$ 不能测定作为自身“信息子”之光子的质量。

根据物理可观测性原理, $OA(\eta)$ 之信息子的运动质量 $m(\eta)$ 必定是有限的: $m(\eta) < \infty$ 。如此, 一切观测代理 $OA(\eta)$ (包括光学代理 $OA(c)$) 之信息子 (包括 $OA(c)$ 之光子) 的静止质量 m_0 观测上皆为零:

$$m_0 = \Gamma^{-1}(\eta) m(\eta) = m(\eta) \sqrt{1 - \eta^2/\eta^2} = 0 \quad (\text{P.8})$$

值得注意: 式(P.8)并不意味着观测代理 $OA(\eta)$ 之信息子静止质量 m_0 真地为零; 而只意味着, 质速关系

(P.7)在奇点 ($v=\eta$) 处失效。如此, 我们不能指望借助观测代理 $OA(\eta)$ 能测定 $OA(\eta)$ 自身之信息子的质量。因此, 我们不能指望能借助光学代理 $OA(c)$ 能测定作为 $OA(c)$ 自身信息子之光子的质量。

限于人类当前技术水平, 我们的观测实验大多借助于光学代理 $OA(c)$ 。同时, 我们用于预测光子静止质量的理论模型也大多归属于光学代理 $OA(c)$, 包括爱因斯坦相对论和麦克斯韦方程组, 以及 Proca 方程。因此, 探测光子静止质量之物理效应的观测实验, 诸如: 真空中光速的色散效应, 静电场之库伦定律的偏离, 以及安培环路定律的破缺, 等等, 其零质量结论虽然符合爱因斯坦的推论, 却是无效的。

那些试图借助光学代理 $OA(c)$ 通过探测相应物理效应测定光子静止质量的努力注定是徒劳的。

(ii) 光子静止质量并非真地为零

OR 质速关系表明, 光子静止质量并非真地为零。根据 OR 理论一般观测代理 $OA(\eta)$ 之质速关系, 光子之静止质量 m_o , 虽然不能由光学观测代理 $OA(c)$ 测定, 却可由超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 测定。

根据物理可观测性原理, 光子在任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的观测质量 $m(\eta)$ 都是有限的: $m(\eta) < \infty$ 并且 $m(\eta) > 0$ 。因此, 依据 OR 质速关系, 设有超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$), 则光子之静止质量 m_o 可由 $OA(\eta)$ 观测或测定:

$$m_o = m(\eta) \sqrt{1 - c^2/\eta^2} > 0 \quad (\eta > c) \quad (P.9)$$

可见, 光子静止质量并非真地为零。

(iii) 一切物质粒子皆具有静止质量

OR 质速关系表明, 一切物质粒子皆具有静止质量。根据物理可观测性原理, 以任意速度 v 运动之物质粒子 m 在任意观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的观测质量 $m=m(\eta)$ 都是有限的: $m(\eta) < \infty$ 并且 $m(\eta) > 0$ 。因此, 依据 OR 质速关系, 如果观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波的速度 $\eta > v$, 那么, 物质粒子 m 之静止质量 m_o 可由 $OA(\eta)$ 观测或测定:

$$m_o = m(\eta) \sqrt{1 - v^2/\eta^2} > 0 \quad (\eta > v) \quad (P.10)$$

可见, 一切物质粒子, 包括光子, 以及中微子 (Neutrino), 乃至引力子 (Graviton), 皆具有静止质量, 即其“固有质量” (Inherent Mass)。

(iv) 只有静止质量才是客观真实的质量

OR 质速关系中, 相对论性质量 m 乃被观测对象 P 在 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中的观测质量 $m(\eta)$, 依

赖于观测, 包含观测效应, 并非完全真实的质量; 只有静止质量 m_o 才是 P 之固有的客观真实的质量。

理想观测代理 OA_∞ 之下, 即 $\eta \rightarrow \infty$ 时:

$$\begin{aligned} m_o &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} m(\eta) \sqrt{1 - v^2/\eta^2} = m_o \\ \text{or } m_o &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} m(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{m_o}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}} = m_o \end{aligned} \quad (P.11)$$

可见, 如果我们拥有理想观测代理 OA_∞ , 能从上帝的视角俯视宇宙, 那么, $m=m_o$, 观测质量 (相对论性质量) m 便只剩下物质之固有的静止质量 m_o 。正如第一章之 1.4 所述, 理想观测代理 OA_∞ 之物理量, 乃客观真实的物理量。式(P.11)意味着: 只有静止质量 m_o , 即“固有质量”, 才是物质之客观真实的质量, 乃具有引力效应的质量 m_∞ 。

(v) 光子并无运动质量

爱因斯坦狭义论中, 光子只有运动质量 (Moving Mass), 无静止质量。然而, 根据 OR 理论和 GOR 理论, 光子, 乃至一切物质粒子, 不会因为运动而改变质量, 其客观真实的质量, 只是其静止质量, 是不变的和固有的¹。

爱因斯坦狭义相对论中, 依爱因斯坦公式, 光子能量为 $E=mc^2$ 。光子无静止质量: $m_o=0$; 无静止能量: $E_o=0$ 。因此, E 即光子动能 K , 而 m 则被视为光子之所谓“运动质量”。鉴于爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克公式 $E=hf$ 皆属光学代理 $OA(c)$ 之关系式, 频率为 f 的光子, 其“运动质量” m 可以利用普朗克公式进行换算: $m=E/c^2=hf/c^2$ 。

根据 OR 质速关系, 如第三章之 3.6 所述, 任意物质粒子 (包括光子) m , 在观测代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中, 其观测质量 (相对论性质量) 为:

$$\begin{aligned} m &= \Gamma(\eta) m_o = \Gamma_\infty m_o + \Delta\Gamma(\eta) m_o \\ \begin{cases} \Gamma_\infty = 1 \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Delta\Gamma(\eta) = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (P.12)$$

其中, m 即物质粒子之观测质量, m_o 为 m 之静止质量; $\Delta\Gamma(\eta)m_o$ 可谓物质粒子 m 之“运动质量”。

式(P.12)将物质粒子之观测质量 m 划分为静止质量 m_o 和运动质量 $\Delta\Gamma(\eta)m_o$ 两部分, 其中, $\Delta\Gamma(\eta)m_o$ 纯属观测效应, 并非客观真实的物理存在。

可见, 光子并无所谓“运动质量”。

(vi) GOR 理论预测光子之静止质量

¹ 这里暂不讨论“不变”和“固有”的相对意义。

根据 GOR 理论, 正如第九章之 9.3.2 所述, 基于光之“引力红移”分析, 频率为 f 的光子, 其静止质量 m_0 即光子在光学代理 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 中的“运动质量” m :

$$m_0 = m = \frac{E}{c^2} = \frac{hf}{c^2} \quad (P.13)$$

光子具有“引力质量” m_∞ 显而易见: 日食观测之光掠过太阳表面的引力偏折现象证明了这一点。正如爱丁顿在日食观测活动之后赋诗感慨的: “光也有重量, 至少这件事可以确定。”

在 OR 理论和 GOR 理论中, “引力质量” m_∞ , 即物质之客观真实的质量, 与“固有质量”或“静止质量” m_0 是等价的, 属同一概念。

那么, 实验物理学家为什么对其视而不见呢?

实验物理学家探索光子静止质量已经 100 多年, 至今未能发现光子静止质量的影子。个中原因, 除了“光学代理不能测定光子质量”之外, 更重要的还在于, 盲目崇信爱因斯坦相对论, 将原本的光子静止质量视为光子之所谓“运动质量”, 将光之引力偏折视为光子之所谓“运动质量”所为。

如此, 实验物理学家试图在光子之所谓“运动质量”之外探测到光子之“静止质量”的努力, 自然地, 只能得到“零质量”的结果。

实验物理学家 100 多年来探测光子“静止质量”的努力, 其“零质量”结论, 似乎, 恰好反过来证明了 GOR 理论之光子“静止质量”的预测, 同时, 印证了 OR 理论之“一切物质粒子皆有质量”的结论。

那些试图在光子之所谓“运动质量”之外探测光子之“静止质量”的努力注定也是徒劳的。

物理学疑难 BP-04: 相对论性效应的本质

一, 问题陈述

相对论性效应: 爱因斯坦相对论(包括狭义的和广义的)中, 时空和物质运动呈现相对论性现象, 诸如: 光速不变性, 相对论性之速度叠加现象, 同时性的相对性, “时涨尺缩”效应, 质量膨胀效应, 光子零质量, 以及“时空弯曲”现象, 等等。

爱因斯坦主张, 时空和物质运动的相对论性, 本质上, 乃客观真实的自然现象或物理现实。

爱因斯坦狭义相对论建立已经 100 多年, 我们的物理学依然不十分清楚光速为什么不变; 爱因斯坦广义相对论建立也已 100 多年, 我们的物理学依然不十

分清楚时空为什么弯曲。

爱因斯坦相对论本身并不能解释时空和物质运动为什么会呈现相对论性。

那么, 相对论性现象的本质是什么呢?

此即物理学疑难之 BP-04。

二, 主流观点

尽管不能解释时空和物质运动为什么会呈现相对论性现象, 主流物理学界却坚持认为, 相对论性乃物理世界的本质特性。中国一位资深的理论物理学院士针对观测相对论评论道(没说为什么): “把相对论性现象归结为观测效应完全是错误的!”

主流物理学界弥漫着一种压抑的气氛: 无论相对论或量子论, 只需信奉, 无需为什么。

三, OR 和 GOR 观点

OR 理论和 GOR 理论之前已经反复地论述过时空和物质运动之相对论性的根源和本质。

根据观测相对论, 爱因斯坦之相对论, 包括狭义的和广义的, 其一切相对论性效应, 无论惯性运动之相对论性或引力时空之相对论性, 皆源于作为其逻辑前提或“公理”的“光速不变性”假设。

OR 理论证明了“信息波速度不变性”定理, 而所谓“光速不变性”则只是观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时的特例: 光速并非真地不变, 只是当其作为观测媒介为观测者传递观测信息时具有观测上的不变性, 属观测效应和表现现象。

因此, 本质上, 一切相对论性效应皆观测效应或表现现象, 乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致。

参见 OR 理论^[1-3]和本文第三章之 3.6 等章节。

物理学疑难 BP-05: 神秘的普朗克常数

一, 问题陈述

普朗克常数: 1900 年, 普朗克提出“能量子”假设 $E=hf$, 从理论上导出普朗克黑体辐射定律^[43], 其中, 黑体辐射公式与黑体辐射实验附合得极好; 更重要地, 作为普朗克定律逻辑前提的能量子假设 $E=hf$ 标志着量子理论的诞生^[48,49], 其中的 h 即普朗克常数。

普朗克方程 $E=hf$, 或者说, 普朗克之“能量子”假设, 意味着电磁的发射或吸收是非连续的, 一份一份的, 或者说, 是能量子一粒一粒的。对此, 普朗克本人也认为不合常理, 不可思议。然而, 他必须做此假设, 方能导出符合实验的黑体辐射定律。与爱因斯

坦相对论不能解释“光速不变性”假设一样, 普朗克乃至其后的量子力学也不能解释普朗克之“能量子”假设, 当然, 其中最为神秘的是普朗克常数 h 。

那么, 普朗克常数 h 本质上的意味着什么呢?

此即物理学疑难之 EP-05。

二, 主流观点

物理学的词典里, 普朗克常数 h 是一个宇宙常数。人们可以理解真空光速 c 作为宇宙常数存在的合理性及其物理意义; 然而, 人们并不太理解, 宇宙为什么会存在这么一个“能量子”常数。关于普朗克常数 h , 物理学界存在各种不同的观点和认识。

主流物理学界以为, 普朗克之“能量子”假设已经足够基本, 信奉即可。

三, OR 和 GOR 观点

观测相对论, 不仅概括统一了爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论, 而且, 概括统一了爱因斯坦狭义相对论和德布罗意物质论, 同时, 将物理学两个伟大的公式, 爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$, 概括统一于 OR 理论体系之中^[1-3]。如此, 我们对普朗克方程 $E=hf$ 及其普朗克常数 h 有了新的认识。

(i) OR 理论与普朗克方程^[1-3]

OR 理论, 从最基本逻辑前提 (时间定义) 出发, 导出“时频比不变性”, 进而, 导出广义洛伦兹变换, 其中, 时空变换因子 $\Gamma(\eta)=dt/d\tau$ 可以表示为两种形式:

$$\text{粒子形式: } \Gamma(\eta) = \frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \quad (\text{P.14})$$

$$\text{波动形式: } \Gamma(\eta) = \frac{f}{f_0} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \quad (\text{P.15})$$

其中, η 为观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度, v 为被观测对象 P 之粒子速度, m 和 m_0 分别为 P 之观测质量和固有质量, f 和 f_0 分别为 P 作为物质波或信息波的观测频率和固有频率。

OR 理论^[1-3], 基于粒子形式的时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ (式(P.14)) 导出广义爱因斯坦公式 $E=m\eta^2$, 概括了爱因斯坦公式 $E=mc^2$; 基于波动形式的时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ (式(P.15)) 导出广义普朗克方程 $E=h_\eta f_\eta$, 即 OR 理论之“能量子”公式, 概括了普朗克方程 $E=hf$, 其中, $h_\eta=hc/\eta$ 为广义普朗克常数。

(ii) 普朗克常数 h 之 OR 诠释

或许, OR“能量子”公式 (广义普朗克方程) $E=h_\eta f_\eta$ 有助于我们对于普朗克之“能量子”假设 (普朗克方程) $E=hf$ 及其普朗克常数 h 的理解。

OR 理论之时空变换因子 $\Gamma(\eta)$, 如式(P.14)和式(P.15)所示, 具有两种形式: 粒子形式和波动形式。这符合物质存在波粒二象性得认识: 粒子性乃物质存在之形式; 而波动性则乃物质运动之形式。

需要特别指出, 连续的能量或能量地连续性, 只能存在于理想化的理论或数学模型中。客观真实的物理世界, 其物质之质量和能量的非连续性, 应该是自然的和必然的, 是物质之“粒子性”的体现; 而连续的质量或的能量才是不可想象的。

就光子而言, 光或光波由光子组成, 其中的光子是一粒一粒的。每一粒光子都有自己的能量 E , 与光子频率 f 成正比: $E \propto f$, 比例系数可谓“能频比系数”, 即普朗克常数 h 。

实验之测定: $h=6.62607015 \times 10^{-34} \text{J s}$ 。

原本, 普朗克方程 $E=hf$ 中的“能量子”乃黑体辐射之光子, 普朗克常数 h 只是光子之能频比系数; 然而, 在量子力学中, 普朗克常数 h 却获得了普适性的意义, 适用于一切物质粒子或一切物质运动形式。

于是问题产生了: 普朗克常数 h 真地是普适性宇宙常数, 适用于一切物质粒子而不仅仅是光子吗?

普朗克之“能量子”假设 $E=hf$ 是量子力学最基本的逻辑前提。而在 OR 理论中, 普朗克方程 $E=hf$ 只是 OR 理论之广义普朗克公式 $E=h_\eta f_\eta$ 的一个特例。在普朗克黑体辐射定律乃至量子力学中, 普朗克方程 $E=hf$ 都只是假设; 而在 OR 理论中, 广义普朗克公式 $E=h_\eta f_\eta$, 包括普朗克方程 $E=hf$, 不再是假设, 而是逻辑演绎和理论推导的产物。

特别地, 广义普朗克常数 $h_\eta=h(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: 不同的观测代理 $OA(\eta)$ 有不同的广义普朗克常数 h_η , 服从玻尔对应原理和 OR 关系式:

$$h_\eta \eta = C \quad (C = hc) \quad (\text{P.16})$$

参见第二章 2.3.1 之“OR 物质波论及其广义普朗克常数 h_η ”。这意味着, 不同观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”速度 η 不同, 会有不同的能频比系数: $h_\eta=hc/\eta$ 。光学代理 $OA(c)$ 之情形下, $\eta \rightarrow c$, $h_\eta \rightarrow h$, 符合普朗克方程; 理想代理 OA_∞ 之经典情形下, $\eta \rightarrow \infty$, $h_\eta \rightarrow 0$, 符合玻尔对应原理。

理论上, 任意物质粒子, 皆可作为“信息子” (观测信息之媒介子) 为观测者传递观测信息。因而, $h_\eta=h(\eta)$ 意味着, 任意运动形式或任意物质粒子, 运动速度不同, 会有不同的能频比系数。普朗克常数 h 只是光子之能频比系数, 适用于一切频率之光子或以光速

运动的粒子; 然而, 未必适用于其他物质粒子或其它物质运动形式。这正如真空光速 c , 乃电磁物质运动之速度, 而非其它物质运动形式之速度。

上述观点有待商榷。关系式 $h_\eta \eta = C$ ($C = hc$) 留待读者讨论。或许, 实验物理学家能测定不同速度之物质粒子 (比如电子) 的能频比系数, 进而验证 OR 关系式 $h_\eta \eta = C$ 或玻尔对应原理: $\eta \rightarrow \infty$, $h_\eta \rightarrow 0$ 。

物理学疑难 BP-06: 量子效应的本质

一, 问题陈述

量子效应: 量子理论或量子力学中, 微观时空及其物质运动呈现量子效应和不确定性现象——微观物质粒子, 其能量是离散的而非连续的, 其所处的空间位置是概率的而非确定性的, 其行为既似波又似粒子, 由波函数之概率统计描述。

在微观世界里, 物质粒子更多地表现出波的性质。一个微观物质粒子 P 的行为或状态可以用薛定谔方程之波函数 $\Psi(x, t)$ 表达 (1926 年, 薛定谔^[146]):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} + V\Psi(x, t) \quad (\text{P.16})$$

一开始, 薛定谔方程中的波函数 $\Psi(x, t)$, 其含义并不十分明确, 薛定谔本人也不明确, 因而, 有许多不同的诠释, 最终, 被主流学派认可并接受的是玻恩诠释 (薛定谔本人并不十分同意这一诠释):

$$\int_a^b |\Psi(x, t)|^2 dx = p_{ab}(t) \quad (\text{P.17})$$

其中, $p_{ab}(t)$ 为微观粒子 (被观测对象) P 在 t 时刻处于 a 和 b 之间的概率。玻恩诠释乃波函数 $\Psi(x, t)$ 之统计诠释, 为量子力学引入了一种不确定性^[147]。

正统学派主张, 微观粒子之概率统计行为, 是时空和物质运动的本质特性: 上帝在掷骰子。

量子力学诞生已 100 多年。一方面, 量子力学几乎 (只是“几乎”) 在所有情形之下, 都能正确地表达微观物质粒子之能量及其物理状态的概率统计特性; 而另一方面, 与爱因斯坦相对论不能解释其相对论性效应一样, 量子力学也不能解释其量子效应。量子力学或量子理论因而弥漫着浓重的神秘色彩, 产生了许多神话, 包括灵魂说和意识论。

那么, 量子效应的本质是什么呢?

关于量子效应之本质问题, 量子力学中流传着一项测试^[148], 可表述为如下思想实验。

量子效应本质之思想实验: 被观测对象 P , 或宏观物体, 或微观粒子, 测量前, 即没看到或没观测到

它之前, 你不能确定它在哪里; 假定 $t = t_0$ 时刻, 你看到或者观测到 P 位于 $x = x_0$, 那么, 测量前, 即 t_0 时刻之前的那么一刹那间: $[t_0^-, t_0)$, P 在哪里?

此即物理学疑难之 EP-06。

二, 主流观点

主流物理学界对量子力学的看法, 似乎, 并不像对爱因斯坦相对论那样意见一致和统一。

对于量子效应之本质问题, 具体到“量子效应本质之思想实验”, 不同的学派有不同的观点^[148]。

现实主义学派: P 在 x_0 。

不可知论学派: 拒绝回定 (不知道 P 在哪里, 因为, 不知道测量是否可靠或是否准确)。

主流学派: 当你 t_0 时刻看到或观测到 P 时, 其波函数 $\Psi(x, t)$ 坍缩, 粒子 P 被迫现身于 x_0 ; 而 t_0^- 时刻 P 以不同的概率存在于不同的空间点。

主流学派的观点即所谓“哥本哈根诠释”^[149]。

现实主义学派当以爱因斯坦为代表: “上帝不掷骰子!” 正如 d'Espagnat 所说^[150]: “粒子的位置绝不是不可确定的, 只是观测者不知道而已。”现实主义学派的思想似乎更符合唯物论或唯物主义自然观 (物理学家理当为唯物主义者)。然而, 现实主义学派的观点却正在逐渐地被主流物理学界抛弃。

Griffiths 和 Schroeter 说^[148]: “直到最近, 三种诠释仍然各有自己的支持者。”然而, 哥本哈根诠释已逐渐成为物理学界的主流和统治思想。

三, OR 和 GOR 观点

观测相对论为我们重新审视量子理论, 重新审视量子效应之本质, 提供了新的和更为广阔的视角。

OR 理论基于不同的观测代理, 包括理想代理和光学代理, 对“量子效应本质之思想实验”和量子效应之本质问题, 进行了新的诠释和解读。

(i) 不同学派之观点之新解

OR 理论发现, 微观粒子之概率统计行为和量子行为, 似乎, 也是一种观测效应; 于是, 不同量子学派之观点有了新的解读。

基于其时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 之波动形式 $\Gamma(\eta) = f/f_0$, OR 理论不仅导出了广义普朗克方程 $E = h_\eta f_\eta$, 概括推广了普朗克方程 $E = hf$; 而且, 还导出了广义德布罗意公式 $\lambda_\eta = h_\eta/p$, 概括推广了德布罗意公式 $\lambda = h/p$ ^[1-3]。根据 OR 理论之广义普朗克方程 $E = h_\eta f_\eta$ 和广义德布罗意公式 $\lambda_\eta = h_\eta/p$, 被观测之物体或粒子 P , 其物质波频率

$f_\eta = f_\eta(\eta)$ 和波长 $\lambda_\eta = \lambda_\eta(\eta)$ 皆依赖于观测或观测代理 $OA(\eta)$ 。这意味着,量子效应,与相对论性效应一样,也是一种观测效应。

被观测对象 P ,无论其为宏观物体或微观粒子,观测者 O 必须借助一定的观测代理 $OA(\eta)$,依靠 $OA(\eta)$ 之“信息波”或“信息子”为 O 传递 P 之信息;如此,观测者 O 方能感知或观测物体或粒子 P 。观测相对论反复强调,爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论分属不同观测代理:爱因斯坦相对论,包括狭义相对论和广义相对论,皆光学代理 $OA(c)$ 之产物;伽利略理论和牛顿力学皆理想代理 OA_∞ 之产物。二者之间没有决然的界限或矛盾。同样地,量子理论之不同学派,现实主义学派和不可知论学派以及哥本哈根学派,也分属或代表着不同的观测代理。

具体到“量子效应本质之思想实验”,从 OR 理论的视角看,从观测和观测代理 $OA(\eta)$ 的视角看,不同学派之思想和认识并无决然的界限或矛盾。

现实主义学派之“代理”:理想观测代理 OA_∞ ,其“信息波”之速度被理想化作无穷大,无观测局域性;其“信息子”之动量被理想化作无穷小,无观测摄动。如此,观测前后,被观测对象 P 之运动轨迹皆不会受到观测活动的影响。

因此,在现实主义学派看来,如果你在 $t=t_0$ 时刻看到或观测到粒子 P 位于 $x=x_0$,那么,自然地, t_0 或 t_0^- 时刻,粒子 P 在 x_0 。

现实主义学派之观测代理过渡理想化;而现实物理世界之中并不真地存在理想观测代理 OA_∞ 。

哥本哈根学派之“代理”:光学观测代理 $OA(c)$,其中的普朗克常数 h 乃光学代理 $OA(c)$ 之能频比系数,其“信息波”即光波,光速 $c<\infty$,存在观测局域性;其“信息子”即光子,光子动量 $p>0$,存在观测摄动。如此,被观测对象 P 在 $OA(c)$ 的观测之下受 $OA(c)$ 之“信息子”(光子)作用而摄动,其运动轨迹自然会呈现出一定的不确定性。

这种量子效应,本质上,是一种观测效应。

然而,基于玻恩对薛定谔方程之波函数的统计诠释,哥本哈根学派以为,粒子 P 之运动轨迹原本或本质上就是不确定的或概率的,只是当你 $t=t_0$ 时刻看到或观测到粒子 P 位于 $x=x_0$ 时,观测或测量令 P 之波函数 $\Psi(x,t)$ 坍缩,迫使粒子 P 现身于 x_0 ;而测量前之 t_0^- 时刻 P 以不同的概率存在于不同的空间点。

不可知论学派之“代理”:无效观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta < v$, $p_\eta > p$) ——“信息波”速度 η 低于粒子 P 之

速度 v ;“信息子”动量 p_η 大于粒子 P 之动量 p 。

在不可知论学派看来,任何形式的观测都会搅扰或摄动微观粒子 P ,因此,不能有效地或准确地测量微观粒子 P ,无法判定 t_0^- 时刻 P 在哪里。

不可知论学派夸大了观测或观测代理对被观测对象 P 造成的观测效应或量子效应。

具体到“量子效应本质之思想实验”,由 OR 理论对于三个学派之观点的诠释可以发现,物理学界对于观测的认识存在两个极端:一是唯观主义学派,看到或观测到的即客观真实的;二是不可知论学派,看到或观测到的并非客观真实的。可见,主流物理学界倾向于哥本哈根学派是有道理的。

(ii) OR 量子测试之思想实验:

量子力学设计了测试量子效应本质的思想实验,征询被测试者对微观粒子 P 被观测或被测量之前时空状态的看法;其中,特别强调“测量之前”,似有误导被测试者之嫌,有意为其“波函数坍缩”说埋下伏笔。或许,这与广为流传的 Mermin 之题为《没人看月亮时月亮在哪里?》^[151]的文章有关。

原本,月亮在哪里,与你看不看或观测不观测它无关。现在,却有人相信,无人观测时,月亮的位置是不确定的,甚至,是不存在的;仅当你看它时,它才会现身。这种认识源于主观唯心主义。早在十六世纪,主观唯心主义代表人物,英国大主教贝克莱,就提出过同样的主张:我在屋里,看到这张桌子,它便存在;我在屋外,看不到这张桌子,它便不存在。这种贝克莱式的月亮存在性论题很荒唐,在宏观物理学理论中已难有生存的空间。然而,量子物理学家告诉我们:微观世界不同于宏观世界,这种在宏观世界中的荒唐事可以在微观世界里成为物理现实。观测或测量之前,你自然不知到月亮或微观粒子 P 在哪里,其空间位置是不确定的。原本,这种不确定性,只是观测者的不确定性,而非月亮或粒子 P 的不确定性;现在,基于玻恩对薛定谔方程之波函数的统计诠释,量子物理学家认为:微观世界里,粒子可以同时地既在这里也在那里;微观粒子由点 A 移动至点 B 的路径可以同时地既是此路径又是彼路径。

信不信由你,反正你看不见。

基于观测相对论:同一世界,同一逻辑;宏观世界与微观世界没有决然的界限。宏观世界和微观世界的统一性或同一性在玻尔对应原理中已经得到了明确和体现^[4]。没有人能划定一条界限或者设定一个阈值,以确定,粒子 P 微小至何种程度,便会呈现出量子物

理学家构思或设想的诡异现象。

根据观测相对论, d' Eepagnat 的观点依然有效^[150]:

“粒子的位置绝不是不可确定的, 只是观测者不知道而已。”你若不观测粒子 P , 自然不会知道 P 在哪里; 然而, 这并不意味着 P 的时空状态是不确定的, 更不意味着 P 不存在。

为了阐明量子效应的本质, OR 理论将量子效应之本的质测试重新表述为如下思想实验。

OR 思想实验 (量子效应本质测试): 被观测对象 P , 或宏观物体, 或微观粒子, 测量前, 即没看到或没观测到它之前, 你不能确定它在哪里; 假定 $t=t_0$ 时刻, 你看到或者观测到 P 位于 $x=x_0$, 那么, t_0 时刻, P 果真在 x_0 吗?

基于上述 OR 思想实验, 即可对量子效应之本质进行测试。自然地, 被观测对象 P , 无论宏观物体或微观粒子, t_0 时刻, P 在哪里与学派无关, 而与观测相关, 与我们的观测途径或观测代理 $OA(\eta)$ 相关: 不同的观测代理, 会有不同观点或不同观测结论。

(iii) 理想观测代理与量子效应

理想观测代理 OA_∞ : t_0 时刻, P 就在 x_0 。

理想代理 OA_∞ 可谓上帝之代理, 乃上帝视角。

理想代理 OA_∞ 之“信息波”的速度无穷大, 无观测局域性, 其传递的 P 之时空信息无滞后, 因而, 无相对论性效应; OA_∞ 之“信息子”动量无穷小, 无观测摄动, 不会改变被观测对象 P 之运动状态, 因而, P 无量子效应, P 之时空状态无不确定性。

如此, 无论宏观时空或微观时空, 无论 P 是宏观物体或微观粒子, 无论 P 是月亮或电子, 无论 P 静止或运动, 如果理想代理 OA_∞ 于 t_0 时刻观测到 P 位于 $x=x_0$, 那么, t_0 时刻, P 就在 x_0 。

基于上帝视角, 在理想代理 OA_∞ 之下, 客观世界既不存在相对论性效应, 也不存在量子效应。这意味着: 一切相对论性效应, 皆观测效应, 乃观测局域性所致; 一切量子效应, 皆观测效应, 乃观测摄动所致。

正如爱因斯坦所说: “上帝不掷骰子。”

(iv) 自治观测代理与量子效应

自治观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta=v$, $p_\eta=p$): P 在 x_0 。

所谓“自治代理” $OA(\eta)$ ($\eta=v$, $p_\eta=p$), 即被观测对象 P 之信息由 P 自身携带并传递: P 既是 $OA(\eta)$ 之观测对象, 又是 $OA(\eta)$ 之“信息子”。

自治代理 $OA(\eta)$ ($\eta=v$, $p_\eta=p$) 有两个特点:

第一, 自治代理无法提供 P 之时空轨迹信息, 只能测定 P 抵达观测器时的时空点;

第二, 自治代理之“信息子”不会摄动 P , 然而, 微观粒子 P 或“信息子”却会受时空环境之物质或能量的作用, 比如, 受电磁场或引力场或其它微观粒子摄动, 进而, 呈现量子效应和不确定性。

理论上, 任意被观测对象 P , 无论宏观物体或微观粒子, 皆可成为自治观测代理。而实际情形是, 微观粒子更适合并且更需要自治观测代理。

光或光子作为被观测对象 P 时, 要求其观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 大于或等于光速 c , 要求 $OA(\eta)$ 之“信息子”动量 p_η 小于或等于光子动量 p_0 。限于人类目前有限的观测技术手段和水平, 要么, 牺牲定位精度, 选择波长大于 P 之波长的光学代理, 要么, 选择光子 P 作为自治观测代理。

爱丁顿通过日食观测光之引力偏折^[75-6], 被观测对象 P 是掠过太阳表面的星光, 观测代理即自治光学代理 $OA(c)$, 其中, 光子既是 $OA(c)$ 之“信息子”, 又是 $OA(c)$ 之观测对象 P 。 $OA(c)$ 无法提供光子运动轨迹的信息, 只能在光子抵达人眼视网膜或观测仪器时, 才能确认 P 抵达的时间 t_0 和位置 x_0 , 并且, 只能推测光子飞行轨迹乃太阳至地球之 x_0 的直线。

托马斯·杨的光之双缝实验^[152], 其观测代理即自治光学代理 $OA(c)$, 其中, 光子既是 $OA(c)$ 之“信息子”, 又是 $OA(c)$ 之观测对象 P 。托马斯·杨无法确定一个具体的光子到底从左缝还是右缝经过, 只能在干涉屏幕上测定光子抵达的时间 t_0 和位置 x_0 。

约恩松的电子双缝实验^[153-4], 其观测代理乃自治电子代理 $OA(v_e)$, 其中, 电子既是 $OA(v_e)$ 之“信息子”, 又是 $OA(v_e)$ 之观测对象 P 。约恩松无法确定一个具体的电子到底从左缝还是右缝经过, 只能在干涉屏幕上测定电子抵达的时间 t_0 和位置 x_0 。

可见, t_0 时刻, 被观测对象 P 的位置, 正是自治代理之“信息子” t_0 时刻在观测器上显现的位置 x_0 。

(v) 一般观测代理与量子效应

一般观测代理 $OA(\eta)$ ($v < \eta < \infty$, $p > p_\eta > 0$): t_0 时刻, P 在 x_0 之邻域中的存性在具有不确定性, 基于玻恩对薛定谔方程之波函数 $\Psi(x,t)$ 的统计诠释, $t=t_0$ 时刻, P 在 $x=x_0$ 之邻域中的存在性服从一定的概率分布, 以一定的概率存在于 x_0 。

一般观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”之速度 $\eta < \infty$, 存在观测局域性, P 在 x_0 的时空信息传递至观测器或

观测者 O 时, 迟后 $\Delta t > 0$ (P 在 x_0 的时空信息是 $t_0 - \Delta t$ 时刻由 P 发出的); 同时, $OA(\eta)$ 之“信息子”的动量 $p_\eta > 0$, 存在观测摄动, 无论 P 是月亮或电子, 其时空状态都会被 $OA(\eta)$ 之“信息子”摄动。因此, 无论观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息子”与 P 相互作用之前 P 在 x_0 是否处于静止状态, P 在 x_0 的信息于 t_0 时刻传递至 O 时, O 都不能完全确定 P 是否还在 x_0 。

量子效应并非微观时空所独有。

无论宏观时空或微观时空, 无论 P 是宏观物体或微观粒子, 无论 P 是月亮或电子, 无论 P 静止或运动, 观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息子”的摄动对 P 造成的量子效应和不确定性, 理论上, 都是存在的。

当然, 被观测对象 P 之质量越大, 比如月亮或宏观物体, 观测对其造成的摄动或量子效应越弱; 因此, 描述宏观物体运动的物理学之理论或模型, 包括牛顿力学和爱因斯坦相对论, 并不考虑物体运动之观测上的不确定性, 无需概率统计和量子模型。

反之, 被观测对象 P 的质量越小, 比如电子或微观粒子, 观测对其造成的摄动或量子效应越显著, 其时空状态或运动轨迹之观测上的不确定性便会凸现出来。这种不确定性, 必须用概率统计和量子模型描述; 于是, 便产生了量子力学。

一般观测代理可谓人类之代理, 乃人类视角。

人类的视角存在观测局域性和观测摄动: 观测局域性 ($\eta < \infty$) 导致相对论性效应; 观测摄动 ($p_\eta > 0$) 导致量子效应。无论相对论性现象或量子现象, 其根源在于我们的观测代理存在着观测局域性和观测摄动, 其本质, 乃观测效应。

(vi) 量子效应乃观测效应

根据 OR 理论, 归纳 (i) ~ (v) 的分析和论述, 关于量子效应本质问题, 我们可以得出如此结论:

量子效应, 本质上, 乃观测效应。

与相对论性效应一样, 量子效应也是一种观测效应, 源于观测代理我们的观测代理 $OA(\eta)$ 。相对论性效应乃 $OA(\eta)$ 之观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 制约于 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η ; 量子效应乃 $OA(\eta)$ 之观测摄动 ($p_\eta > 0$) 所致, 制约于 $OA(\eta)$ 之“信息子”的动量 p_η , 并非纯粹客观真实的自然现象

然而, 量子效应与相对论性效应有所不同。

相对论性效应, 属表现现象, 乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致, 客观之物理现实并未因此而改变; 而量子效应, 并非表现现象, 乃观测摄动 ($p_\eta > 0$) 所致, 是观测摄

动所导致的后果, 是客观物理现实的真实改变, 是观测摄动之后客观物理现实的真实表现。

量子效应或客观物理世界的不确定性, 既是观测的, 又是现实的; 既是现象的, 又是本质的!

物理学疑难 BP-07: 海森堡不确定性原理

一, 问题陈述

不确定性原理: 任意被观测对象 P , 观测者 O 不可能同时地, 既精确测定 P 之位置 x , 又精确测定 P 之动量 p ; 这种不确定性, 可定量地表述为:

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2} \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right) \quad (\text{P.18})$$

其中, σ_x 为位置 x 的标准差, σ_p 为动量 p 的标准差, h 为普朗克常数, $\hbar$ 为约化普朗克常数。

不确定性原理 (Uncertainty Principle), 1927 年, 由海森堡提出^[155]。不确定性原理引发了量子力学乃至整个物理学界的思考, 其核心问题在于: 海森堡不确定性原理中的“不确定性”, 是客观物理世界的本质特性呢, 还是观测效应或测量效应?

主流物理学界认为, “不确定性”乃客观物理世界的本质特性: 客观真实的物理世界, 本质上, 就是不确定的。——上帝果真在掷骰子。

然而, 就海森堡之不确定性原理的表述而言, 其中, “不确定性”, 乃测量的不确定性, 或者说, 乃观测上的不确定性, 属观测效应。一开始, 中国的物理学家曾将海森堡的“Uncertainty Principle”译作“测不准原理”——只是“测不准”而已。

实际上, 物理学界对于不确定性原理的认识, 一直存在着“观测者效应”说 (Observer Effect)。

那么, 海森堡不确定性之本质到底是什么呢?

此即物理学疑难之 BP-07。

二, 主流观点

量子力学主流学派主张: 时空状态和物质运动, 本质上, 是不确定的——上帝在掷骰子。

主流物理学界这种认识的依据源于玻恩诠释, 即玻恩对于薛定谔方程之波函数的统计诠释^[147]:

第一, 海森堡不确定性原理之“不确定性”与玻恩统计诠释之“不确定性”是一致的;

第二, 玻恩诠释意味着, 微观粒子之时空轨迹本质上是不确定的或概率的, 每一时刻它既在这里也在哪里, 只是因为你看了它一眼

而被迫现身于某地——这可以用概率波波函数 $\Psi(x,t)$ 之“坍缩”来诠释;

第三, 基于玻恩诠释, 量子力学“几乎”在所有情形之下, 都能正确地表达微观物质粒子之能量及其物理状态的概率统计特性。

主流物理学界对于海森堡不确定性原理中“不确定性”之本质的认识, 与其对于“量子效应”之本质的认识是一致的。或者说, 不确定性之本质与量子效应之本质, 原本, 即同一事物之本质。

三, OR 和 GOR 观点

观测相对论, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 并不否定自然世界或客观物理世界存在着本质上的不确定性。正如作者在物理学疑难 BP-06 中所说: “量子效应或客观物理世界之不确定性, 既是观测的, 又是现实的; 既是现象的, 又是本质的!”

然而, 基于观测相对论更为广阔的视角, 基于不同观测代理 (包括理想代理和光学代理) 的视角, 我们将会发现, 海森堡不确定性原理之“不确定性”并非客观物理世界本质上的不确定性, 而是观测上或测量上的不确定性。

(i) 薛定谔的猫与不确定性

薛定谔本人并不赞成玻恩对其波方程之波函数的统计诠释, 为此, 薛定谔还构思了一个著名的思想实验: 薛定谔的猫^[156]。

这是一个尽人皆知的故事。

思想实验内容: 一只猫, 关在密闭的笼子里; 笼子里面放入少量的放射性物质和氰化物, 有 50% 的概率, 放射性物质会衰变并释放毒气杀死猫; 另有 50% 的概率, 放射性物质不会衰变, 猫因而能活下来。

思想实验测试: 薛定谔的猫是死是活?

常识告诉我们: 任意时刻, 要么, 薛定谔的猫活着; 要么, 薛定谔的猫死了。

然而, 量子力学告诉我们: 基于玻恩诠释, 量子世界里, 猫的生死状态乃不确定的量子叠加态, 任意时刻, 猫以不同概率持不同生死状态; 或者说, 任意时刻, 猫既既是死的又是活的。如果你不打开笼子观察, 薛定谔的猫永远都是半死半活的; 仅当你打开笼子, 波函数才会“坍缩”, 你才会得到一个关于薛定谔猫是死是活的确切观测结论。

这很荒唐——薛定谔想表达的就是这个意思。

薛定谔的思想实验极富哲理。

薛定谔的猫是死是活, 与你“打开”或“不打开”笼子无关, 与薛定谔方程中的波函数“坍缩”或“不坍缩”无关。薛定谔方程只是微观物质粒子的一种动力学模型, 玻恩对其波函数的统计诠释也只是微观物质粒子行为的一种理论上和数学上的形式化, 无论这种形式化与物理现实符合得多么好, 都不能代表客观真实的物理现实, 更不能将波函数之所谓“坍缩”当作微观物质粒子客观真实的物理行为。

套用 d'Espagnat 的话说^[150]: 薛定谔的猫是死是活绝不是不可确定的, 只是观测者不知道而已。

量子力学主流学派主张, 微观世界与宏观世界有本质不同: 有不同的逻辑, 不同的因果律, 因而, 有不同的演化规律。然而, 基于观测相对论: 同一世界, 同一逻辑; 宏观世界与微观世界没有决然的界限。正如玻尔对应原理所陈述或体现的^[4]。

BP-06 特别指出: “没有人能划定一条界限或设定一个阈值, 以确定, 粒子 P 微小至何种程度, 便会呈现出量子物理学家构思或设想的诡异现象。”

薛定谔之思想实验的重要意义在于其证明: 无论是玻恩统计诠释为量子力学引入的不确定性, 还是海森堡不确定性原理所表述的量子世界之不确定性, 都不符合常识, 并非物理世界之本质特性。

(ii) 广义不确定性原理

根据 OR 理论, 海森堡不确定性原理中的不等式 (P.18) 只是光学代理 OA(c) 之不确定性不等式。基于第二章之广义对应原理, 不确定性原理之不等式 (P.18) 可推广至一般观测代理 OA(η) ($c \rightarrow \eta$) 之情形, 而海森堡不确定性原理则可推广为广义不确定性原理。

广义不确定性原理: 任意被观测对象 P , 一般观测代理 OA(η) ($\eta < \infty$) 之观测者 O 不可能同时地, 既精确测定 P 之位置 x , 又精确测定 P 之动量 p ; 这种不确定性, 可定量地表达为:

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar_\eta}{2} \left(\hbar_\eta = \frac{h_\eta}{2\pi} \right) \quad (\text{P.19})$$

其中, σ_x 为 OA(η) 观测之位置 x 标准差, σ_p 为 OA(η) 观测之动量 p 标准差, h_η 为 OA(η) 之广义普朗克常数, $\hbar_\eta$ 为 OA(η) 之约化广义普朗克常数。

利用 OR 理论之恒等式 $\forall \eta \ h_\eta \eta = hc$ (式 (P.16)) 得:

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{h_\eta}{4\pi} = \frac{c}{\eta} \frac{h}{4\pi} \quad (\text{P.20})$$

此即一般观测代理 OA(η) 之不确定性不等式。

如此, 海森堡之不确定性原理, 只是光学代理

OA(c) 之不确定性原理, 乃广义不确定性原理之特例。

根据广义不确定性原理 (式(P.19-20)), 其“不确定性”, 包括海森堡之“不确定性”, 依赖于观测代理 OA(η), 是一种观测效应: 不同观测代理呈现不同程度的不确定性; OA(η) 之“信息波”速度 η 越小, 其观测上的不确定就越显著。

当 $\eta \rightarrow c$ 时, OA(η) $\rightarrow$ OA(c), 广义不确定性原理之不等式(P.20)约化为海森堡不等式(P.18), 广义不确定性原理约化为海森堡不确定性原理。这意味着, 海森堡之不确定性原理, 即光学代理 OA(c) 之不确定性原理, 乃广义不确定性原理之特例, 其“不确定性”属光学观测之不确定性。

特别地, 若 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 则 OA(η) $\rightarrow$ OA $_{\infty}$, $h_{\eta} = hc/\eta \rightarrow 0$ 。这意味着, 理想观测代理 OA $_{\infty}$ 不存在观测上的不确定性, 这正是理想观测的真正含义。

(iii) 研究进展和实验测试

小泽不等式和小泽实验:

2003 年, 日本名古屋大学的小泽正直教授认为, 海森堡不确定性原理中的不确定性不等式可能存在缺陷, 并提出了小泽不等式^[157-8]:

$$\sigma_x \sigma_p + \sigma_x \Delta p + \Delta x \sigma_p \geq \frac{h}{4\pi} \quad (\text{P.21})$$

其中, σ_x 和 σ_p 分别为测量前位置 x 和动量 p 之标准差; Δx 和 Δp 分别为测量前位置 x 和动量 p 之涨落。

2012 年, 小泽正直与奥地利维也纳工科大学长谷川祐司科研团队合作研究, 通过实验发现^[159], 其实验精度或不确定性, 的确可以超越海森堡不等式(P.18)所设定的精度或不确定性界限: $h/4\pi$ 。

观测上的不确定性, 自然地, 与测量精度或观测分辨率联系在一起。就光学观测代理而言, OA(c) 之“信息波”波长 λ 即量尺, 每一量尺共 2π 相位, 其最小刻度或空间分辨率为 $\lambda/2\pi$; OA(c) 之“信息子”动量 $p = h/\lambda$ 即测定动量的最小刻度或动量分辨率。

如此, 成立不等式:

$$\begin{cases} \sigma(x) \geq \lambda/2\pi \text{ and } \sigma(p) \geq h/\lambda \\ \sigma(x)\sigma(p) \geq \frac{\lambda}{2\pi} \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \end{cases} \quad (\text{P.22})$$

其中, $\sigma(x)$ 和 $\sigma(p)$ 分别为光学代理 OA(c) 空间分辨率和动量分辨率。

式(P.22)可谓光学代理 OA(c) 之分辨率不等式。

这一结果与海森堡不确定性原理是一致的: 对照海森堡不等式(P.18), 二者形式相同, 仅相差 2 倍系数。

可见, 从观测精度或测量之不确定性的角度看, 海森堡不等式(P.18), 其形式, 是正确的或合乎逻辑的; 而小泽不等式(P.21)却显得有些可疑。

然而, 从实验和观测的角度看, 小泽实验具有重要意义, 它证明 (正如 OR 理论所阐明的): 海森堡之不确定性并非物理世界或量子系统所固有的不确定性, 而是一种观测上的不确定性; 观测精度或观测上的不确定性可以超越海森堡之光学观测代理 OA(c) 的分辨率或不确定性界限: $h/4\pi$ 。

根据 OR 理论之广义不确定性原理, 提高观测精度或降低观测上的不确定性, 存在两条途径: (1) 借助超光速观测代理, (2) 借助自治观测代理。小泽实验^[159]为 OR 理论之广义不确定性原理提供了佐证。

弱测量技术:

2012 年, 加拿大多伦多大学的 Rozema 教授及其量子光学研究小组在《物理评论快报》上报道了他们设计研制的一种物理测量仪器及其所谓的“弱测量技术”(Weak Measurement)^[160]。Rozema 特别提到, 海森堡不确定性原理之不确定性, 原本, 被视为一切量子系统所固有的不确定性, 虽然并未经过严格的实验证明; 而 Rozeman 及其研究小组的实验却观测到了有悖于海森堡不确定性原理及其不等式的现象。

Rozema 小组希望其弱测量技术能提高量子的测量精度或降低量子的不确定性。为了检验其弱测量技术, 首先, 他们在每一粒光子进入测量仪器之前, 先对其进行弱测量, 尽量避免观测或测量对光子产生摄动; 然后, 再用测量仪器对光子进行观测或测量。最后, 对两次或两种测量进行对比。结果发现, 与小泽实验结果类似: 观测或测量对光子造成的摄动或不确定性并没有海森堡原理推断的那么大。

根据观测代理 OA(c) 之分辨率不等式(P.22), 就降低观测摄动及其导致的量子效应或不确定性而言, 可选用“信息子”较软的光学代理 OA(c), 其“信息子”动量 p 较小 (波长 λ 较长)。或许, 这正是 Rozema 小组之弱测量技术的含义。

Rozema 小组的弱测量实验在小泽实验之后又一次证明 (正如 OR 理论所阐明的): 海森堡之不确定性并非物理世界或量子系统所固有的不确定性, 而是一种观测上的不确定性。Rozema 小组的弱测量实验^[160]同样可作为 OR 广义不确定性原理之佐证。

(iv) 不确定性乃观测效应

根据 OR 理论, 归纳 (i) ~ (iii) 的分析和论述, 关于海森堡不确定性, 我们可以得出如此结论:

海森堡不确定性, 本质上, 乃观测效应。

海森堡不确定性原理, 早期中国物理学家所理解的, 实为“测不准原理”。正如 OR 理论之广义不确定性原理所阐明的, 海森堡不确定性原理所陈述的不确定性, 是光学观测代理 OA(c) 之观测上的不确定性, 而非客观世界所固有的不确定性。

物理学疑难 BP-08: 德布罗意波

一, 问题陈述

德布罗意波: 原本, 普朗克方程 $E=hf$ 乃光子能量 E 与光子波动频率 f 之关系式; 德布罗意推测, 一切物质粒子皆具有波动性^[17-9], 遂将普朗克方程推广至任意物质粒子, 并且, 导出德布罗意公式 $\lambda=h/p$, 即粒子动量 p 与其波长 λ 之关系, 进而, 形成“物质波”概念, 又称“德布罗意波”。

根据德布罗意之物质波论, 作为物质波, 任意物质粒子皆有频率 f 和波长 λ :

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{and} \quad f = \frac{E}{h} \quad (\text{P.23})$$

此即德布罗意关系, 其中, 物质粒子是广义的, 并非仅仅指光或光子。

一般宏观物质体系, 其能量和动量远高于光子之能量和动量, 因此, 依照德布罗意关系 (式(P.23)) 计算的物质波, 频率太高而波长太短, 难以测定。这意味着, 德布罗意波的客观性或存在性存疑。

那么, 德布罗意波真地存在吗? 即使, 一切物质皆存在波动性, 或者说, 一切物质皆物质波, 那么, 这种波一定服从德布罗意关系吗?

此即物理学疑难之 BP-08。

二, 主流观点

双缝实验显示, 物质粒子, 包括: 光子, 电子, 中子和质子, 原子和分子, 乃至大分子 C_{60} , 皆具有波粒二象性, 其观测屏幕上皆呈现出波所特有的干涉条纹, 与德布罗意关于“物质波”的推测一致。较早的实验大多声称, 其干涉条纹的分布服从德布罗意关系; 而较近的实验则声称, 其干涉条纹的分布服从量子力学概率波之统计特性。

主流物理学界对德布罗意之物质波论持基本认可的态度。然而, 就量子理论范畴, 在主流物理学界看来, 德布罗意之物质波论属旧量子论; 主流物理学界则更倾向于概率波诠释的现代量子力学。

三, OR 和 GOR 观点

基于更基本的逻辑前提, OR 理论, 不仅扩展了爱因斯坦狭义相对论, 同时, 还建立 OR 物质波论, 扩展了德布罗意之物质波论, 为我们重新认识德布罗意波, 重新认识德布罗意物质论, 提供了新的见解。

(i) OR 理论之物质波论^[1-3]

OR 理论, 基于其时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 之粒子形式 $\Gamma(\eta)=m/m_0$ 和波动形式 $\Gamma(\eta)=f/f_0$, 不仅分别导出了广义爱因斯坦公式 $E=m\eta^2$ 和广义普朗克方程 $E=h_\eta f_\eta$, 同时, 还导出广义德布罗意公式 $\lambda_\eta=h_\eta/p$, 概括了德布罗意公式 $\lambda=h/p$, 形成了 OR 物质波理论。

OR 物质波之基本关系式包括^[1-3]:

$$\begin{cases} E = h_\eta f_\eta & \text{and} & p = h_\eta / \lambda_\eta \\ v_g = v & \text{and} & v_p = \eta^2 / v_g \\ v_g v_p = \eta^2 & \text{and} & f_\eta \lambda_\eta = \eta \end{cases} \quad (\text{P.24})$$

其中, η 为观测代理 OA(η) 之信息波速度, v 为被观测对象 P 之粒子速度, v_p 和 v_g 分别为 P 作为物质波或信息波时的相速度和群速度; E 和 p 分别为 P 之观测能量和观测动量, f_η 和 λ_η 分别为 P 之观测频率和观测波长, h_η 为广义普朗克常数。

OR 物质波理论与德布罗意物质波理论源于完全不同的逻辑路线, 然而, 却具有完全相同的形式, 其关系式是同构一致的。式(P.24)显示, OR 物质波之群速度 v_g 即粒子速度 v , 而相速度 v_p 依赖于观测代理 OA(η); OR 物质波为信息波时, 或者, 被观测对象 P 为信息子时, 群速度 v_g 即相速度 v_p 。特别地, 同一粒子 P (速度为 v), 不同观测代理 OA(η_1) 和 OA(η_2) 之下, 其群速度 v_{g1} 和 v_{g2} 是相同的: $v_{g1}=v_{g2}=v$; 而相速度 v_{p1} 和 v_{p2} 却是不同的: $v_{p1}=\eta_1^2/v$, $v_{p2}=\eta_2^2/v$ 。

(ii) 德布罗意波之 OR 诠释

基于 OR 物质波论, 德布罗意波需重新诠释。

根据 OR 物质波理论, 被观测粒子 P , 其物质波的频率 $f_\eta=f_\eta(\eta)$ 和波长 $\lambda_\eta=\lambda_\eta(\eta)$ 乃观测代理 OA(η) 之观测频率和观测波长, 依赖于观测代理 OA(η): 不同观测代理, P 之物质波有不同频率和波长。

OR 物质波理论概括了德布罗意之物质波论: 当 $\eta \rightarrow c$ 时, 观测代理 OA(η) 即光学代理 OA(c), OA(η) 之观测频率 f_η 即德布罗意波频率 f , OA(η) 之观测波长 λ_η 即德布罗意波波长 λ 。

这意味着:

1) 要么, OR 物质波, 包括德布罗意物质波, 并非物质或物质粒子客观存在的物质波, 而是观测或观

测代理 $OA(\eta)$ 之观测上的“物质波”，乃表观的“物质波”；或许，你可以将这种观测上的“物质波”理解为观测代理 $OA(\eta)$ 测定被观测粒子 P 之物理量（包括能量 E 和动量 p ）的一种类比波的途径或方式。

2) 要么，OR 物质波和德布罗意波，乃物质或物质粒子之同一物质运动形式：物质波，只是，在不同的观测代理之下，有不同的观测频率观测波长。

有一点可以确定：OR 物质波概括了德布罗意波；OR 物质波关系概括了德布罗意关系——德布罗意关系只是光学代理之“物质波”关系；而一般观测代理 $OA(\eta)$ 之下，OR 物质波，包括德布罗意波，则须服从 OR 物质波关系（式(P.24)）。

物理学疑难 BP-09：电子双缝实验之谜

一，问题陈述

电子双缝实验之谜：电子双缝干涉实验呈现两大令人困惑甚至诡异的现象。

第一，电子自相干现象：电子似有分身术，能同时穿越双缝，单电子即可在干涉屏幕上呈现双缝干涉条纹。

第二，电子退相干现象：电子似有隐身术，你若试图窥探电子之行踪，它会躲起来，干涉屏幕上不再留下干涉条纹；你若停止窥探，干涉屏幕上则会再现干涉条纹。

1803 年，托马斯·杨设计了双缝实验（图 13），其光之双缝干涉实验证明^[152]：光具有波动性。1907 年，泰勒重复了托马斯·杨的实验^[161]。不同的是，泰勒为光源加装了烟熏玻璃，使光变弱，因而，称作“弱光干涉实验”。泰勒令光足够地弱，以致其光源可谓“单光子发射器”：光子可一个一个间隔地穿越双缝，或左缝或右缝。如此，“弱光干涉实验”成为“单光子干涉实验”。原以为，单个光子无法形成干涉，干涉屏幕不再会有干涉条纹。然而，令人意外的是，干涉屏幕上同样留下了类似托马斯·杨之实验的干涉条纹。

1961 年，约恩松成为电子双缝实验第一人，证明电子也具有波动性^[153-4]。之后，双缝实验还证明，较大质量的物质粒子：质子和分子，乃至大分子，如富勒烯 C_{60} ，也都具有波动性^[162-4]。似乎，正如德布罗意所推测的，一切物质粒子皆具有波动性。

或许，因受到泰勒实验和约恩松实验启发，1961 年，费曼构思了单电子双缝实验之思想实验^[165]：让电子枪一粒一粒地发射电子，穿越双缝后，干涉屏幕上会留下干涉条纹；若在双缝处架设观测器观察电子所

穿越的究竟是哪条缝，则干涉条纹将会消失。不知费曼先生基于什么预见电子之自相关和退相干。

单电子干涉实验，的确如费曼所预想的那样，会呈现出电子自相干现象和退相干现象^[166-67]。人们至今不能完全理解双缝实验中的自相干和退相干现象。

那么，电子为什么会自相干和退相干呢？

此即物理学疑难之 BP-09。

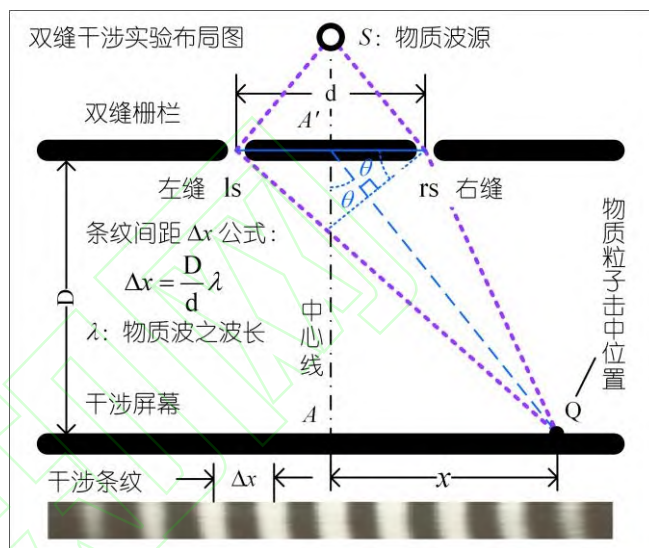


图 13 双缝干涉实验布局：基于惠更斯原理，物质波，包括光波和电子波，在双缝 ls 和 rs 处衍射，形成同频率且相位差恒定的具有相干性的子波（相干波）；当两列子波同时抵达干涉屏幕同一点（如图中之点 Q ），将会发生“干涉”，并在干涉屏幕上留下干涉条纹。

二，主流观点

电子双缝干涉实验所呈现的电子自相干现象和电子退相干现象的确有些不可思议，显得怪异，难以理解，由此，滋生出许多同样怪异的解读。

人们以为：波的“干涉”，必须是不同子波的相互作用；单列子波是不会形成干涉的，单个电子就更不可能产生干涉或形成干涉图样。对于电子双缝干涉实验之电子自相干现象，一种至今仍然流行的观点认为，单个电子同时地，既穿越左缝，又穿越右缝，然后，左右两部分相互作用，形成干涉，进而，在背景屏幕上呈现干涉条纹。这种认为电子具有分身术的观点很有些怪异，不符合常识。然而，费曼先生却给予这类观点以支持。费曼认为：微观世界与宏观世界有显著的不同，电子可以既不是粒子也不是波，其行为自然难以想象或难以预测。或许，正是基于费曼的这种思想和认识，人们越来越倾向于利用量子力学之统计诠释及其概率波之叠加态诠释电子自相干现象。

与电子自相干现象相比, 电子双缝干涉实验之电子退相干现象似乎更加不可思议, 产生了许多同样不可思议的解读, 至今未能形成统一的认识; 有人甚至认为, 电子有灵魂, 受到了意识的控制。

随着实验技术的进步, 人们开始认识到, 电子退相干现象, 其原因在于电子的运动受到了观测或测量的搅扰。Mittelstaedt 等人^[168]和 Greenberger 等人^[169]的实验显示, 减少观测或测量对电子的摄动, 或牺牲电子定位精度, 即可在探知电子行踪的同时获得电子干涉条纹。Frabboni 等人 2012 年的电子双缝实验^[170], 被认为是费曼思想实验的第一个真正的实现, 可在累积电子干涉图样的同时, 测定电子行踪。Bach 等人 2013 年的电子双缝实验^[171], 同样实现了费曼的思想实验; 实验记录下了电子一粒一粒地抵达干涉屏幕的过程, 清晰地展现出了电子之经典的粒子特性。

三, OR 和 GOR 观点

基于观测相对论, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 宏观世界与微观世界没有决然的界限和本质区别, 粒子就是粒子, 既不会分身, 也不会隐身。

一切物质, 以粒子的形式存在, 以波的形式运动。

或许, 基于 OR 理论之物质波论和 OR 理论之广义不确定性原理, 基于 OR 理论对量子效应和不确定性之本质的认识, 我们可以重新诠释电子双缝实验中的电子自相干现象和电子退相干现象。

(i) 关于电子之自相干

基于在 OR 理论, 电子就是电子, 一粒一粒地, 既不是什么云, 也不会分身。Bach 等人的电子双缝实验所记录的电子干涉图样形成过程证明了这一点^[171]。

实际上, 泰勒的单光子双缝实验以及其它单电子或单粒子之双缝实验已经证明, 光子, 电子, 乃至其它物质粒子, 皆可自相干并在干涉屏幕上呈现物质波特有的干涉条纹。物质波, 或者, “物质粒子群”, 其干涉条纹的形成过程, 是一个时间上的累积或叠加的过程, Bach 等人的电子双缝实验清晰地记录了这一过程^[171]: 电子一粒一粒地先后抵达北京屏幕, 其所谓的“干涉”, 无需粒子之间的接触或相互作用。

特别需要指出: 双缝实验中, 单粒子通过分身实现自相干, 只是一种臆想, 不可能发生。

双缝实验中, 即使大量粒子同时涌出双缝, 也不意味着粒子之间发生了接触性的相互干涉作用, 无论正相干或负相干, 无论是否形成干涉图样。假定粒子的确会分身, 单粒子的确同时地穿越了图 13 中双缝栅

栏之左缝 l_s 和右缝 r_s ; 假定粒子分身之后, 其左右两部分同速度同频率且相位差恒定, 因而, 具有相干性, 或者说, 是可相干的。即便如此, 背景屏幕上任意一点 Q (A 除外), 由于 l_s 和 r_s 至 Q 存在行程差, 分身后的粒子左右两部分不可能同时地抵达 Q 。因而, 单电子或单粒子即使分身, 也不可能在 Q 点相互作用并形成所谓的“自相干”。

可见, 单电子双缝实验在干涉屏幕上留下的干涉条纹, 并非单电子分身后“自相干”所致, 而是无数个单电子时间上的累积和叠加所致, 正如 Bach 等人的实验电影为我们演示的那样。Bach 等人基于概率波之叠加态诠释这种叠加效应^[171], 实际上, 仍然是一种时间上的累积和叠加。这一现象似乎反映或意味着: 物质粒子存在本质上的波动性和不确定性。

(ii) 关于电子之退相干

基于观测相对论, 电子, 乃至一切物质粒子, 其存在性是客观的: 无论你观测或不观测, 它都在那里, 是不会隐身的; 观测者能否感知或观测到其相关的物理现象, 取决于观测代理。

电子双缝实验之退相干现象, 乃观测代理之观测摄动所致。基于 OR 观测原理及其观测代理之分辨率不等式, 或许, 我们能理解电子之退相干现象。

1) 观测代理之观测摄动

正如 OR 理论和 GOR 理论反复强调的, 观测者 O 对被观测对象 P 的观测, 须借助一定的观测代理 $OA(\eta)$ 为 O 传递 P 之信息, O 方能感知或观测到 P 。

所谓“观测摄动”, 指观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息子”在观测过程中对被观测对象 P 的扰动。任意观测代理 $OA(\eta)$, 不仅存在观测局域性 ($\eta < \infty$), 同时, 还存在对 P 之观测上的摄动。

任意观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的波长 λ_η 即量尺, 每一量尺共 2π 相位, 其最小刻度或空间分辨率为 $\lambda_\eta/2\pi$; $OA(\eta)$ 之“信息子”动量 $p_\eta = h_\eta/\lambda_\eta$ 即测定动量的最小刻度或动量分辨率。因此, 根据 OR 理论, 任意观测代理 $OA(\eta)$ 成立如下观测分辨率不等式:

$$\begin{cases} \sigma(x) \geq \lambda_\eta/2\pi \text{ and } \sigma(p) \geq h_\eta/\lambda_\eta \\ \sigma(x)\sigma(p) \geq \frac{\lambda_\eta}{2\pi} \frac{h_\eta}{\lambda_\eta} = \frac{h_\eta}{2\pi} = \frac{c}{\eta} \frac{h}{2\pi} \quad (h_\eta \eta = hc) \end{cases} \quad (P.25)$$

其中, h_η 为 $OA(\eta)$ 之广义普朗克常数; $\sigma(x)$ 为 $OA(\eta)$ 之空间分辨率, $\sigma(p)$ 为 $OA(\eta)$ 之动量分辨率 ($OA(\eta)$ 单个“信息子”的动量)。

OR 理论之观测分辨率不等式(P.25)与 OR 理论之

广义不确定性原理(式(P.10))及其不确定性不等式(式(P.20))的意义和含义是相同的。所不同的是,OR理论之观测分辨率不等式明确地与观测和观测代理联系在一起,明确了,观测代理 $OA(\eta)$ 之观测精度或观测上的不确定性依赖于 $OA(\eta)$ 之“信息波”的波长 λ_η 和 $OA(\eta)$ 之“信息子”的动量 $p_\eta = h_\eta/\lambda_\eta$ 。

类同于广义不确定性不等式可以表述为广义不确定性原理,OR理论之观测分辨率不等式(P.25)可以表述为如下的观测原理。

观测原理:任意观测代理 $OA(\eta)$,其空间分辨率 $\sigma(x)$ 取决于 $OA(\eta)$ 之“信息波”波长 λ_η : $\sigma(x) \geq \lambda_\eta/2\pi$,其动量分辨率 $\sigma(p)$ 取决于 $OA(\eta)$ 之“信息子”动量 $p_\eta = h_\eta/\lambda_\eta$: $\sigma(p) \geq p_\eta$;观测者 O 借助 $OA(\eta)$ 对粒子 P 进行观测,不能既精地确定 P 之位置 x ,同时,又精确地测定 P 之动量 p : $\sigma(x)\sigma(p) \geq h_\eta/2\pi$ ——空间测定越精确,动量测定则越不精确,反之亦然。

特别地,OR观测分辨率不等式,或者说,OR观测原理,明确了,观测代理之“信息子”动量 $\sigma(p)$ 的存在是观测代理 $OA(\eta)$ 之观测摄动的根源。

2) 观测摄动与退相干

电子双缝实验中,被观测对象 P 自然是电子。那么,观测代理 $OA(\eta)$ 及其“信息子”呢?或者说,谁在为观测者 O 传递电子 P 之信息呢?

电子双缝实验中,电子在干涉屏幕上留下干涉条纹,证明电子是一种波:“电子波”。原本,同一电子枪发射的电子,同速度,同频率或同波长,相位差恒定,满足相干条件,具有相干性;如此,干涉屏幕上方能呈现出“电子波”的相干图样。

特别注意,所有的电子双缝实验,其传递电子相干信息的观测代理皆自治代理,即电子观测代理 $OA(v_e)$ (v_e 为电子速度),其“信息子”即被观测的电子自身:“电子波”的信息由电子自身携带并传递,最后,记录在背景屏幕上。

电子双缝实验显示,单电子也能相干并在背景屏幕上留下“电子波”干涉条纹;一开始,电子的这种自相干现象令人感到疑惑。为了探明其中的缘由,人们为双缝干涉实验设备加装了电子探测器,用以测定电子行踪,看看电子究竟是从左缝 ls 还是右缝 rs 或同时从 ls 和 rs 穿越了双缝栅栏。

根据OR理论,为了获得电子空间位置或电子行踪的信息,电子探测器需要借助某种观测代理。无论何种观测代理 $OA(\eta)$,其“信息子”必然地具有一定动量: $\sigma(p) \geq p_\eta = h_\eta/\lambda_\eta$ 。因而,电子探测器之观测代理

$OA(\eta)$ 之“信息子”必定对电子产生摄动。

正是电子探测器之观测代理 $OA(\eta)$ 的“信息子”对电子构成的摄动,改变了电子的速度或方向,改变了“电子波”的频率或波长或相位,导致“电子波”其失去其原有的相干性。

如此,在电子双缝实验中,当人们试图探测电子行踪时,电子便会呈现出“退相干”之现象:背景屏幕上不再呈现“电子波”的干涉条纹。

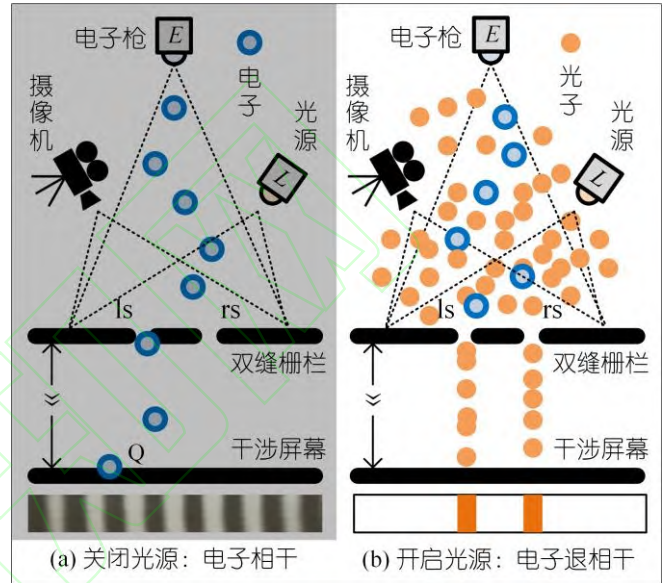


图 14 双缝干涉实验之电子退相干: (a) 关闭光源,停止对光子踪迹的探测,干涉屏幕上呈现出电子干涉条纹;其中,被观测对象为电子,观测代理为电子代理 $OA(v_e)$,其“信息子”即电子自身。(b) 开启光源,利用显微摄像记录电子行踪,查看电子究竟从哪个缝穿越,此时,电子似乎会隐身,干涉屏幕上的电子干涉条纹随之消失,只剩下两条对应双缝的光条纹,此即“退相干”,其中,被观测对象依然为电子,而观测代理则切换为光学代理 $OA(c)$,其“信息子”变为光子。

3) 切换观测代理与退相干

第一个单电子双缝干涉实验,是Merli等人1974年完成的,不仅发现了电子之自相干现象,还发现了电子之退相干现象。如图14所示,为了探明单电子自相干的缘由,Merli等人在双缝入口附近安装了显微摄像机,试图记录电子行踪,测定电子究竟从左缝 ls 还是右缝 rs 或同时从 ls 和 rs 穿越了双缝栅栏。自然地,摄像需要光源。结果发现:关闭光源,干涉屏幕上会留下电子之干涉条纹;然而,开启光源,电子干涉条纹却随之消失,只剩下两条对应双缝的光条纹。

基于OR理论之逻辑,如图14所示,(a)电子相干和(b)电子退相干之间切换了观测代理:

(a) 光源关闭:电子相干,观测代理为电子代理

OA(v_e), 其“信息子”即电子——电子自己为观测者传递有关电子的信息;

- (b) 开启光源: 电子退相干, 观测代理切换为光学代理 OA(c), 其“信息子”为光子——光子为观测者传递有关电子的信息。

特别需要指出: 双缝干涉实验之干涉屏幕上的干涉图样, 是观测代理之“信息子”留下的。

图 14(a): 电子相干, 被观测对象 P 为电子, 观测代理为电子代理 OA(v_e), 即自治代理, 其传递电子信息的“信息子”是电子自身。这时, “电子波”具有相关性; 电子穿越双缝抵达背景屏幕, 并在屏幕上记录下“电子波”的干涉条纹。

图 14(b): 电子退相干, 被观测对象 P 依然为电子, 然而, 观测代理不再是电子代理 OA(v_e), 而是光学代理 OA(c); 为电子传递信息的“信息子”不再是电子自身, 而是 OA(c) 之“信息子”: 光子。(这是, 通过 OA(c) 观测电子, 类同我们通过光观看飞鸟的情形。) 光子具有动量, 自然会对电子构成摄动, 改变电子的速度或方向, 改变“电子波”之频率或波长或相位, 导致“电子波”失去原有的相干性, 干涉屏幕上不再有“电子波”的干涉条纹, 而记录下的则只是作为 OA(c) 之“信息波”的光波干涉条纹。

那么, 为什么光的干涉条纹只有两条呢?

或许, 这与电子之观测波长和狭缝宽度有关。双缝干涉的形成, 首先要求狭缝能形成衍射; 而衍射的形成则要求狭缝具有合适的缝宽——缝宽 δ 应小于或相当于粒子之物质波波长 λ : $\delta \leq \lambda$ 。

电子双缝实验是为电子之双缝干涉而设计的, 自然地, 其缝宽 δ 和缝距 d 符合电子对双缝实验的要求: $\delta \leq \lambda_e(v_e)$, 这里, $\lambda_e(v_e)$ 为电子代理 OA(v_e) 所测定的“电子波”之波长, 可谓电子固有波长。

图 14(a) 中, 观测代理是电子代理 OA(v_e), 其“信息子”即电子自身, OA(v_e) 测定的“电子波”之波长 $\lambda_e(v_e)$ 即电子固有波, 符合相干或干涉条件, 如此, 干涉屏幕即可呈现出电子干涉条纹。

然而, 图 14(b) 中, 观测代理切换为光学代理 OA(c), “信息子”变换为光子; OA(c) 测定的“电子波”之波长 $\lambda_e(c)$ 乃 OA(c) 之观测波长。根据 OR 物质波关系 (OA(c) 下即德布罗意关系), 成立:

$$\lambda_e(v_e) = \frac{h_e}{m_{e0} v_e} \quad \text{and} \quad \lambda_e(c) = \frac{h}{m_e v_e} \quad (P.26)$$

$$m_e = m_{e0} / \sqrt{1 - v_e^2/c^2} \quad (h_e v_e = hc)$$

其中, m_{e0} 为电子固有质量, m_e 为 OA(c) 观测下电子的观测质量; v_e 为实验中的电子速度, h_e 即电子速度为 v_e 时的广义普朗克常数, h 即普朗克常数。

根据式(P.26), 电子在 OA(c) 下的观测波长 $\lambda_e(c)$ 与电子固有波长 $\lambda_e(v_e)$ 具有如下关系:

$$\lambda_e(c) = \lambda_e(v_e) \frac{v_e}{c} \sqrt{1 - v_e^2/c^2} \quad (P.27)$$

考虑 $c \gg v_e$, 则:

$$\lambda_e(c) \ll \lambda_e(v_e) \quad \text{and} \quad \delta \gg \lambda_e(c) \quad (P.28)$$

这意味着, 观测代理由电子代理 OA(v_e) 切换为光学代理 OA(c) 之后, 电子在 OA(c) 下的观测波长 $\lambda_e(c)$ 远小于电子之固有波长 $\lambda_e(v_e)$, 而狭缝宽度 δ 则远大于电子在 OA(c) 下的观测波长 $\lambda_e(c)$ 。如此, 两条狭缝难以形成衍射, 自然地, 难以形成双缝干涉; 因此, 作为“信息子”的光子, 穿越狭缝后, 在背景屏幕上只能呈现两条与双缝对应的光条纹。

4) 弱测量与退相干

OR 理论基于观测代理的概念, 基于观测代理之观测分辨率不等式, 基于观测原理, 诠释电子双缝实验之电子退相干现象, 明确了, 观测代理 OA(η) 之“信息子”对电子的摄动是电子退相干之根源。

这与弱测量技术的逻辑是一致的^[160,168-9]。

基于 OR 观测原理, 根据观测代理 OA(η) 之观测分辨率不等式(P.25), 任意观测代理 OA(η), 其观测分辨率或测量精度, 既制约于“信息波”波长 λ_η : $\sigma(x) \geq \lambda_\eta/2\pi$, 又制约于“信息子”动量 p_η : $\sigma(p) \geq h_\eta/\lambda_{\eta0}$

若观测者试图对被观测电子进行精确定位, 获取有关电子行踪及其穿越双缝的精确信息, 必定要求观测代理 OA(η) 之“信息波”的波长 λ_η 足够小。如此, OA(η) 之“信息子”的动量 $p_\eta = h_\eta/\lambda_\eta$ 随之变大, 对电子的摄动随之变大, 进而, 导致“电子波”失去原有的相干性。如此, 电子势必呈现退相干现象。

电子双缝实验中, 为了获得电子干涉图样或干涉条纹, 必须降低观测代理 OA(η) 之“信息子”对电子的摄动。对此, 实验上有两条途径可循。

途径一, 选用自治代理: 观测代理 OA(η) 即电子代理 OA(v_e), 其“信息子”即被观测的电子自身, 不会对电子构成摄动, 不会改变电子原有的相干性。然而, 自治代理 OA(v_e) 无关于电子行踪的信息, 无电子穿越左缝 ls 或右缝 rs 的信息, 只能待电子抵达背景屏幕时, 才能确定电子抵达的位置 Q 。

途径二, 选用弱代理: 观测代理 OA(η) 之“信息

子”动量越小，对电子的摄动越小，弱代理之弱摄动并不完全改变电子原有的相干性，因而，能确保电子穿越双缝后在背景屏幕上留下“电子波”的干涉条纹；同时， $OA(\eta)$ 仍然能获得有关电子行踪及其穿越双缝的信息。当然，由于 $OA(\eta)$ 之“信息波”波长 λ_η 较长，空间分辨率 $\sigma(x)$ 较低，相应的定位精度较低，信息较弱，即所谓“弱测量技术”^[168-71]。

以上基于观测相对论之观测代理的概念和认识，以及观测分辨率不等式和观测原理，对电子双缝实验中的电子自相干现象和电子退相干现象所做的分析和诠释，未必正确，供读者讨论。

物理学疑难 BP-10：水星轨道旋进

一，问题陈述

水星轨道旋进问题：行星围绕恒星运行，理想情形下，其轨道为封闭的椭圆，而实际情形是，行星轨道会旋进，呈现所谓“进动”；以水星为例，天文观测数据显示，水星围绕太阳运行，其轨道旋进率为每 100 年 5600.73 角秒。然而，问题不在于水星是否进动，或者，是否每 100 年旋进 5600.73 角秒；而在于，牛顿万有引力论之天体“二体系统”模型不能预测水星进动，而爱因斯坦广义相对论之天体“二体系统”模型却做出预测说：水星每 100 年旋进 43.03 角秒。

那么，是牛顿正确呢，还是爱因斯坦更正确？

此即物理学疑难之 BP-10。

二，主流观点

牛顿之天体“二体系统”模型是理想化的，其描绘的行星轨道乃封闭的椭圆，不能预测行星（包括水星）轨道的旋进或进动。如果考虑非理想化因素，包括坐标系之“岁差”的影响以及其它行星对水星的摄动，牛顿万有引力论也能计算得出：水星每 100 年进动 5557.62 角秒；最后，天文观测数据所记录的 5600.73 角秒中，仅剩 43.11 角秒未能找到归宿。

恰巧，爱因斯坦广义相对论之天体“二体系统”模型预测的 43.03 角秒“精确地”弥补了这一缺失。

对此结果，爱因斯坦在给友人的信中说：“……方程给出了水星近日点的正确数字，你能想象，我有多高兴！好些天，我高兴得不能自己。”

主流物理学界普遍认为：爱因斯坦广义相对论关于水星每 100 年旋进 43.03 角秒的预测证明爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确。

三，OR 和 GOR 观点

其实，主流物理学界的观点存在诸多疑点。

爱因斯坦预测的 43.03 角秒不足天文观测记录之 5600.73 角秒的千分之 7.7，几乎可列入观测误差。特别地，爱因斯坦广义相对论为什么不能预测水星那实际的每 100 年 5557.62 角秒的旋进或进动呢？

根据 GOR 理论，正如第七章所阐明的，无论牛顿万有引力论之天体“二体系统”模型或爱因斯坦广义相对论之天体“二体系统”模型，皆理想化的恒星-行星运动模型，其中，并不存在可供预测行星进动或轨道旋进的任何先验知识或先验信息，比如，坐标系之“岁差”，或来自其它天体之“摄动”，因而，无法预测实际的行星轨道旋进或进动。

GOR 理论之天体“二体系统”模型导出了如下行星轨道之近恒星点的旋进角方程：

$$\Delta\varphi_{\text{GOR}}(\eta) = \frac{6\pi G^2 M^2}{\eta^2 h_K^2} \quad (\text{P.29})$$

其中， G 为万有引力常数， M 为恒星质量， h_K 为行星围绕恒星运行之速度矩， $\Delta\varphi_{\text{GOR}}(\eta)$ 为观测代理 $OA(\eta)$ 之观测下的行星近恒星点旋进角，依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η 。

GOR 理论之行星旋进角方程显示，同一行星，在不同观测代理之下，会呈现出不同轨道旋进角。

特别注意，GOR 理论之行星轨道旋进角方程概括了爱因斯坦之行星轨道旋进角方程（ $\eta \rightarrow c$ ）和牛顿之行星轨道旋进角方程（ $\eta \rightarrow \infty$ ）：

$$\begin{cases} \Delta\varphi_E = \Delta\varphi(c) = \lim_{\eta \rightarrow c} \Delta\varphi_{\text{GOR}}(\eta) = \frac{6\pi G^2 M^2}{c^2 h_K^2} \\ \Delta\varphi_N = \Delta\varphi_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Delta\varphi_{\text{GOR}}(\eta) = 0 \end{cases} \quad (\text{P.30})$$

其中， $\Delta\varphi_E$ 为爱因斯坦广义相对论之行星轨道旋进角，而 $\Delta\varphi_N$ 则为牛顿万有引力论之行星轨道旋进角。

可见，GOR 行星运动方程（包括爱因斯坦之行星运动方程）呈现的所谓“进动”，并非真实的行星轨道旋进，本质上，是一种观测效应，乃观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性（ $\eta < \infty$ ）导致的表观现象。

爱因斯坦基于其广义相对论对水星轨道旋进的预测，实际上，是光学观测代理 $OA(c)$ 之观测局域性（ $c < \infty$ ）导致的观测效应，而非水星实际的进动。我们的天文观测数据，源于光学观测，是光学代理 $OA(c)$ 之观测数据；而爱因斯坦广义相对论正是光学代理 $OA(c)$ 之理论。因此，爱因斯坦基于其广义相对论所预测的 43.03 角秒水星进动，或许，的确归属于天文观测的 5600.73 角秒水星进动。反过来说，就水星轨

道旋进问题而言, 天文观测之历史记录的数据中, 的确包含着光学观测效应: 水星每 100 年进动 5600.73 角秒, 其中, 5557.62 角秒为实际的轨道旋进, 而剩余的 43.11 角秒为光学代理 $OA(c)$ 之观测局域性 ($c < \infty$) 所致的观测效应或表现现象。

由此可见, 实际的和历史的观测数据, 给予了 GOR 理论以有力的支持, 证明了 GOR 理论对行星轨道近日点之旋进的预测。

水星轨道旋进问题的详细论述参见第七章。

物理学疑难 BP-11: 光之引力偏折

一, 问题陈述

光之引力偏折问题: 爱因斯坦基于等效原理预测, 光线在引力场中会弯曲, 此即光之“引力偏折”预测; 牛顿万有引力论也能得出这一结论。广义相对论正式建立前, 爱因斯坦计算得出的光之“引力偏折”角与牛顿万有引力论的光之“引力偏折”角是相同的; 然而, 广义相对论正式建立后, 爱因斯坦基于广义相对论计算得出的光之“引力偏折”角却是牛顿万有引力论计算得出的光之“引力偏折”角的两倍。

那么, 是牛顿正确呢, 还是爱因斯坦更正确?

此即物理学疑难之 BP-11。

二, 主流观点

爱因斯坦提出, 通过日食观测, 可以测定星光掠过太阳表面的偏折角, 进而, 验证其广义相对论对光之“引力偏折”的预测。

牛顿和爱因斯坦理论预测值分别为:

$$\delta_N = \frac{2GM}{R_S c^2} \quad \text{and} \quad \delta_E = \frac{4GM}{R_S c^2} \quad (\text{P.31})$$

其中, G 为万有引力常数, M 为太阳质量, R_S 为太阳半径; $\delta_N = 0.875''$ 为牛顿万有引力论之星光偏折角, 而 $\delta_E = 1.75''$ 则为爱因斯坦广义相对论之星光偏折角。特别需要指出, 这里, 光速 c 并非光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”速度, 而是作为被观测对象的光子之速度 $v (\approx c)$ 。

至今, 几乎所有的日食观测, 其结论都倾向于支持爱因斯坦基于其广义相对论所做出的预测。

因此, 就光之引力偏折而言, 主流物理学界认为: 爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确。

三, OR 和 GOR 观点

实际上, 天文观测, 包括对日食的观测, 其结论支持爱因斯坦广义相对论, 是一件很自然的事情。因

为, 爱因斯坦广义相对论本身即光学观测代理 $OA(c)$ 的产物, 属光学观测理论。我们的天文观测, 包括对日食的观测, 其观测代理正是光学代理 $OA(c)$ 。

然而, 这并不意味着爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更正确; 更意味着, 爱因斯坦广义相对论比牛顿万有引力论更符合物理现实。

牛顿万有引力论乃理想观测代理 OA_∞ 的产物, 属理想观测理论。如果我们能借助理想代理 OA_∞ 观测星光掠过太阳, 那么, 我们将会发现, 星光掠过太阳的偏折角正是牛顿万有引力论计算得出的偏折角。

理想代理 OA_∞ 描述的是客观真实的物理世界。就此而言, 牛顿万有引力论比爱因斯坦广义相对论更正确, 更符合客观物理现实。

如第八章之 8.4 所述, GOR 理论基于太阳-光子之“二体系统”模型 (“光子运动方程”), 可计算一般光侧代理 $OA(\eta)$ 之星光偏折角: $\delta_{\text{GOR}} = \delta_{OA(\eta)}$ 。

根据 GOR 理论: $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 光子运动方程约化为爱因斯坦广义相对论之光子运动方程, GOR 星光偏折角 δ_{GOR} 即爱因斯坦星光偏折角 δ_E ; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光子运动方程约化为牛顿万有引力论之光子运动方程, GOR 星光偏折角 δ_{GOR} 即牛顿星光偏折角 δ_N 。鉴于 GOR 光子运动方程之解关于 $\eta \in (c, \infty)$ 的连续性和单调性, GOR 星光偏折角 δ_{GOR} 应满足:

$$\delta_E \geq \delta_{\text{GOR}}(\eta) \geq \delta_N \quad (\text{P.32})$$

其中, $\delta_{\text{GOR}} = \delta_{\text{GOR}}(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$: 不同的观测代理必定呈现不同的星光引力偏折角。

由此可见, 不同观测代理观测到不同程度的光之“引力偏折”: 牛顿万有引力论所描述的是理想观测 (OA_∞) 情形下的星光偏折; 而爱因斯坦广义相对论所描述的则是光学观测 ($OA(c)$) 情形下的星光偏折, 因而, 得到光学望远镜和射电望远镜的支持。

光之引力偏折问题的详细论述参见第八章。

物理学疑难 BP-12: 光之引力红移

一, 问题陈述

光之引力红移问题: 爱因斯坦基于等效原理预测, 光之频率在引力场中会衰减, 此即光之“引力红移”预测; 牛顿万有引力论也能得出这一结论。爱因斯坦基于其等效原理以及广义相对论计算得出的光之引力红移, 与基于牛顿万有引力论计算得出的光之引力红移, 似乎, 是相同的, 仅在二级近似上有差异。

人们习惯了将爱因斯坦广义相对论与牛顿万有引

力论进行对比。然而, 观测或实验很难在二级小量上对二者进行鉴别或判定其谁更正确。

此即物理学疑难之 BP-11。

二, 主流观点

无论如何, 引力红移理论得到了观测和实验的检验和肯定, 例如, 对于太阳光谱的观测^[82-4], 以及基于穆斯堡尔效应的引力红移实验^[87-8]。

然而, 这些观测和实验, 似乎, 既是对爱因斯坦广义相对论及其引力红移理论的支持, 又是对牛顿万有引力论及其引力红移理论的支持。

无论对太阳光谱的观测, 或基于穆斯堡尔效应的引力红移实验, 其观测代理皆为光学观测代理 $OA(c)$, 因而, 其观测结论支持爱因斯坦广义相对论及其引力红移预测是可以理解的; 但是, 光学观测代理 $OA(c)$ 之观测结论支持理想观测代理 OA_∞ 之牛顿万有引力论及其引力红移预测, 却有些不合理。

对于观测代理及其观测上的差异, 主流物理学界并不十分理解。对于牛顿引力红移预测与爱因斯坦引力红移预测为什么相近或一致, 主流物理学界显得有些疑惑, 至今没有一个令人信服的解答。

三, OR 和 GOR 观点

GOR 理论阐明: 现行的所谓牛顿光之引力红移方程是“伪牛顿引力红移方程”, 乃经典力学与相对论和量子论的混合物, 这正是其计算得出的相对红移量近似爱因斯坦相对红移量的原因。

基于 OR 和 GOR 理论的观点, 光之“引力红移”是光子动能的衰减, 是能量的“红移”, 本质上, 是不同能量形式的变换, 遵循能量守恒原理。基于能量守恒原理, GOR 理论将光之“引力红移”的定义, 由频率红移(频移)定义 $Z = \Delta f/f$, 等价地, 变换为能量红移(能移)定义: $Z = \Delta K/K$ 。

依照能移定义, 可导出纯粹基于经典力学和牛顿万有引力论的光之“引力红移”方程(式(9.34)):

$$Z_N = \frac{2GM r_B}{r_B c^2 + 2GM} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) \quad (P.33)$$

其中, G 为万有引力常数, M 为引力源质量; 如图 8 所示, r_A 和 r_B 分别为点 A 和 B 到引力中心 M 的距离, 而 Z_N 则为真实的牛顿光之“引力红移”, 既光在点 A 时相对于其在点 B 时的相对红移量。

式(P.33)既不同于“伪牛顿引力红移方程”(式(9.20)), 也不同于爱因斯坦红移方程(式(9.10)):

$$\text{爱因斯坦红移: } Z_E = 1 - \sqrt{1 - \frac{2GM}{r_B c^2}} / \sqrt{1 - \frac{2GM}{r_A c^2}}$$

$$\text{伪牛顿红移: } Z_{PN} = \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right)$$

其中, Z_E 为爱因斯坦之相对红移量; 而 Z_{PN} 则为“伪牛顿”相对红移量。就太阳光谱引力红移问题而言:

$$Z_E \approx Z_{PN} \quad \text{and} \quad Z_N \approx 2Z_E \quad (P.34)$$

由此可见, 真实的牛顿相对红移量 Z_N 并不等同于爱因斯坦相对红移量 Z_E , 而是爱因斯坦相对红移量的大约 2 倍。这意味着, 光学代理 $OA(c)$ 观测下的引力红移与理想代理 OA_∞ 的引力红移是不同的。

GOR 理论基于能量红移定义 $Z = \Delta K/K$, 导出了一般观测代理 $OA(\eta)$ 观测上的相对红移方程:

$$\begin{aligned} Z_{GOR} &= \frac{\Delta K_\eta}{K_\eta} \\ &= \frac{m_o \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_B)} - m_o \eta^2 / \sqrt{g_{00}(r_A)}}{K_{F\eta} - (1 - 1/\sqrt{g_{00}(r_B)}) m_o \eta^2} \end{aligned} \quad (P.35)$$

此即 GOR 理论的光之引力红移方程。

GOR 光之引力红移理论统一了爱因斯坦引力红移理论和牛顿引力红移理论: $\eta \rightarrow c$ 时, 即爱因斯坦引力红移方程; $\eta \rightarrow \infty$ 时, 即牛顿引力红移方程。这既反映了 GOR 引力红移理论逻辑上的自洽性和合理性, 又印证了牛顿引力红移方程(P.33)之理论上的正确性。同时, GOR 光之引力红移方程还表明: 不同观测代理, 其观测上的光之引力红移是不同的。

与光之“引力偏折”问题类似, 牛顿的光之“引力红移”不同于爱因斯坦的光之“引力红移”, 并不意味着哪一种理论更正确; 只意味着, 不同观测代理, 包括 $OA(c)$ 和 OA_∞ 。其观测上的引力红移是不一样的, 属观测上的差异, 而非物理现实的差异。

太阳光谱的观测^[82-4]和基于穆斯堡尔效应的引力红移实验^[87-8], 其观测代理皆光学代理 $OA(c)$, 自然支持爱因斯坦广义相对论对光之“引力红移”做出的预测。如果能借理想代理 OA_∞ 观测“引力红移”, 那么, 我们将会发现, 客观真实的光之“引力红移”正是牛顿引力红移方程(式(P.33))描绘的样子。

光之引力红移问题的详细论述参见第九章。

物理学疑难 BP-13: 引力波

一, 问题陈述

引力波预言: 1916 年, 爱因斯坦从其广义相对论

之场方程中导出了一个波方程，其中的波在引力场中以光速传播。爱因斯坦认为，其波方程中的波函数代表着引力势或引力辐射，可谓“引力波”，相应的波方程自然就是“引力波方程”，而引力或引力辐射或“引力波”之速度则为光速。这便是爱因斯坦基于其广义相对论所做出的著名的引力波预言^[104]。

2015 年，LIGO 宣布：“引力波”被发现^[101]，而且，其速度正是爱因斯坦预言的真空光速。

至此，引力波问题似乎已经大白于天下。

然而，爱因斯坦之“引力波”预言，以及 LIGO 之“引力波”探测，其中，疑点颇多。

问题不在于“引力波”是否真地存在，而在于：

第一，爱因斯坦之波方程中的波真地是引力辐射或引力波吗？或者说，爱因斯坦正确地预言了引力波吗？

第二，引力波真地如爱因斯坦所预言的，或如 LIGO 所测定的，其速度即真空光速吗？

第三，LIGO 真地探测了引力辐射或引力波吗？如果是，那么，LIGO 所探测到的引力波，其速度，真地是真空光速吗？

此即物理学疑难之 BP-11。

二，主流观点

主流物理学界认为，基于广义相对论，爱因斯坦之“引力波”预言，其理论上的正确性，毋庸置疑。

支撑爱因斯坦“引力波”预言的，不仅有源于爱因斯坦场方程的“引力波方程”（式(10.7)），还有爱因斯坦场方程之推迟解或推迟积分式(10.6)。

根据爱因斯坦场方程之推迟解

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, c) = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu} \left(t - \frac{|x^i - x'^i|}{c}, x'^i, c \right)}{|x^i - x'^i|} d^3 x'^i \quad (\text{P.36})$$

爱因斯坦得出结论：引力相互作用非超距作用，其跨越空间需要时间，其跨越空间的速度即真空光速 c 。

根据爱因斯坦基于其场方程导出的波方程：

$$\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}(c, \chi) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu}(c, \chi) = 0 \quad (\text{P.37})$$

其中的波函数 $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(c, \chi)$ 包含着牛顿引力势 χ 。据此，爱因斯坦认为： $\bar{h}_{\mu\nu}$ 代表引力辐射，即“引力波”；其波方程即“引力波方程”，并且，由“引力波方程”可知，“引力波”的速度即真空光速 c 。

为了证实爱因斯坦之引力波预言，物理学界耗费了巨大的人力和物力，以及 100 年的时间，其中，最具规模和代表性的当属 LIGO 探测工程。

主流物理学界一如既往地坚信：爱因斯坦及其广义相对论是正确的。所有的观测或实验皆围绕着如何证实爱因斯坦之引力波的预言而展开；并且，力求收集甚至制造那些有利于爱因斯坦“引力波”预言的证据。似乎，从来没有人试图证伪它。

2015 年，LIGO 宣布首次探测到了“引力波”^[101]，而且，LIGO 之“引力波”，其速度正是真空光速，证实了爱因斯坦之“引力波”预言。

为此，LIGO 获得了 2017 年度的诺贝尔物理学奖。

三，OR 和 GOR 观点

根据 GOR 理论，无论牛顿之引力论或爱因斯坦之广义相对论，无论牛顿万有引力定律或爱因斯坦场方程，皆无关于引力或引力辐射速度的任何先验知识或信息，不能导出引力波方程或计算引力波速度。

GOR 理论并不怀疑引力辐射或引力波的存在。

然而，常识告诉我们，引力辐射或引力波之速度绝不是光速。否则，引力子或引力波怎么能从“黑洞”逃逸并与外部物质产生引力相互作用呢？

爱因斯坦错误地预言“引力波”——

GOR 理论导出了一般观测代理 $OA(\eta)$ 下的 GOR 场方程之推迟积分式以及 GOR 波方程：

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, x^i, \eta) = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu} \left(t - \frac{|x^i - x'^i|}{\eta}, x'^i, \eta \right)}{|x^i - x'^i|} d^3 x'^i$$

$$\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}(\eta, \chi) - \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu}(\eta, \chi) = 0 \quad (\text{P.38})$$

其中， η 为观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度。

GOR 场方程之推迟积分式和 GOR 波方程，与爱因斯坦场方程之推迟积分式(P.36)和爱因斯坦波方程(P.37)是同构一致的，并且，概括了爱因斯坦场方程推迟解和爱因斯坦波方程。爱因斯坦推迟解和波方程只是 GOR 推迟解和波方程之特例，仅当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时才能成立。

特别注意：GOR 推迟解和 GOR 波方程，其波函数 $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}(\eta, \chi)$ ，依赖于观测代理 $OA(\eta)$ ；其波的传播速度即 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η 。

这意味着：GOR 波方程之波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta, \chi)$ 并非

“引力波”，而是观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”，速度自然为 η ，仅当 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时，其速度才能是光速 c ；GOR 推迟解之所谓“推迟”，并非引力相互作用之局域性所致的引力辐射延迟，而是观测代理 $OA(\eta)$ 之观测局域性所致的观测信息延迟。

爱因斯坦广义相对论，乃光学代理 $OA(c)$ 之理论，其“信息波”自然是光波，其速度自然是光速 c 。

由此，GOR 理论发现，爱因斯坦之“引力波”预言，其实，是一个错误！爱因斯坦错误地将其波方程中光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”当作了“引力波”。

爱因斯坦预言引力波的详细论述参见第十章。

LIGO 错误地发现“引力波”——

既然爱因斯坦之“引力波”预言是一个错误，那么，LIGO 发现的“引力波”又是什么呢？

正如第十章所阐明的，LIGO 的“探测”并非实证之严格意义上的观测和实验：一半是“听”，一半是“猜”。唯一可以确定的是，LIGO 的确“听”见了某种物质体系发出的“啁啾”之声；而双星或双“黑洞”乃至其合并，都只是 LIGO 的计算机模拟，属“虚拟现实”，并不真实地存在。

其实，LIGO 的发现只是一个错误！

LIGO 并未探测到其声称探测到的“引力波”，其所探测到的只是掠过地球并近距离袭扰 LIGO 探测器的电磁物质，或伽玛射线暴，或 X 射线，或者，其它频段的电磁物质，乃电磁物质粒子团自身之引力场的引力辐射。如图 12 所示，LIGO 错误地将电磁物质之引力场视为双“黑洞”合并喷发的引力波；错误地将电磁物质移动的速度视为引力波的速度。

LIGO 探测引力波的详细论述参见第十章。

重述引力波问题——

综上所述，可以形成如下基本判断：

第一，爱因斯坦之“引力波”预言是错误的

爱因斯坦广义相对论乃光学代理 $OA(c)$ 之理论。爱因斯坦波方程中的“波”并非“引力波”，而是其光学代理 $OA(c)$ 之“信息波”，即光波，因而，其速度即真空光速 c 。爱因斯坦错误地将 $OA(c)$ 之“信息波”当作了引力辐射和“引力波”。

第二，LIGO 错误地发现了“引力波”

LIGO 探测到 GW 信号，并非双星或双“黑洞”并合喷发的“引力波”，而是电磁物质粒子团掠过地球并近距离袭扰 LIGO 探测器时，作为物质体系，其辐射的引力或引力波；电磁物质粒子团自身的引力场

随其以光速运动，并非“引力波”以光速运动。

我们并不怀疑引力辐射或引力波的存在，然而，我们至今并不确定引力辐射或引力波的速度。

有一点似乎是可以确定的：引力或引力辐射或引力波，其真实的传递速度并非光速。

“黑洞”，因为光子或光波不能逃逸“黑洞”，所以“黑”；而引力子或引力波却不受“黑洞”的束缚。可见，引力或引力波之速度大于光速。

设想一下：依照之“黑洞”理论，一个巨大的“黑洞”，无论其多么“巨大”，依然能向外部世界辐射其引力和引力波。这似乎意味着，引力或引力辐射或引力波，其速度如拉普拉斯^[22]和 Flandern^[56]计算得出的结论：远远地超过光速。

无论如何，引力波的速度，需要观测和实验的测定。或许，引力波速度的测定需要实验物理学家付出远比光速的测定更为艰辛的努力。

物理学疑难 BP-14：黑洞

一，问题陈述

黑洞 (Black Hole)：一种质量或质量密度巨大的天体，之所以“黑”，因为光或光子无法逃离“黑洞”。依照所谓“现代广义相对论”给予的定义：“黑洞”，即时空曲率达到光都无法从其事件视界 (Event Horizon) 逃离的天体。

爱因斯坦广义相对论自 1915 年建立以来已 100 多年。如今，爱因斯坦之广义相对论被称为“古典广义相对论”；而新发展的所谓“现代广义相对论”则主要涉及基于爱因斯坦广义相对论的宇宙天体论和量子引力论，其中，“黑洞”扮演着重要角色。

1916 年，Schwarzschild 计算得出爱因斯坦场方程第一个精确解^[57]，相应的时空线元公式为：

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (\text{P.39})$$

其中，存在两个奇点： $r=0$ 和 $r=2GM/c^2$ 。

这两个奇点被赋予了奇特的功能——

$r=0$ ：涉及大爆炸，可谓宇宙大爆炸奇点；

$r=2GM/c^2$ ：形成黑洞视界，可谓黑洞奇点。

这令我们再次想起了霍金在其《时间简史》中曾经说过的话^[13]：“在数学家们称之为奇点的地方，理论本身已经失效。”

Schwarzschild 解及其黑洞奇点意味着,静态球对称之天体,其半径 r 小于 $2GM/c^2$ 时,周围时空便会形成一个“视界”(Horizon): $r_s \equiv 2GM/c^2$;一旦进入这个视界,便意味着掉入了“黑洞”,即便是光或光子,也不可能从“黑洞”逃离。

这里,视界半径 r_s 被称作 Schwarzschild 半径。

文献和百科全书中,“黑洞”常常被描述为“不可思议的天体”或“宇宙中最神秘的自然现象”。而“黑洞”这个词汇本身,也带着浓重的神秘色彩,符合人们的猎奇心理,可任由其遐想或瞎想。

“黑洞”,其实,并不神秘,只是其质量比其它天体的质量大些而已。无需爱因斯坦广义相对论及其 Schwarzschild 黑洞奇点,牛顿万有引力论也能形成“黑洞”的概念和理论。基于牛顿万有引力论,天体质量越大,其引力就会越大,运动物体越难从其中逃离。可以想象,天体大到一定程度,便会成为“黑洞”,即便光或光子,一旦掉入其中,再难逃离。

设想一天体 M 和一运动物体 m , m 相对于 M 的初始距离和初始速度分别为 R 和 v ; m 欲逃离 M 飞向无穷远处,根据牛顿万有引力论和经典力学,成立:

$$\int_R^\infty F_G dr = \int_R^\infty \frac{GMm}{r^2} dr = \frac{1}{2}mv^2 \quad (\text{P.40})$$

so that $R = \frac{2GM}{v^2}$

其中, F_G 乃天体 M 对运动物体 m 的引力。

依照牛顿之逃逸公式:运动物体 m 不能逃离天体 M , 并非其时空弯曲所致,而是其引力 F_G 所致。

若 m 为光子,则 $v=c$, R 即 Schwarzschild 半径。

可见,牛顿万有引力论也能演绎出“黑洞”理论。

自然地,GOR 理论也能演绎出“黑洞”理论,并且,可以预见,GOR “黑洞”理论将概括统一基于爱因斯坦广义相对论的“黑洞”理论和基于牛顿万有引力论的“黑洞”理论。

“黑洞”学家不妨试一试从 GOR 理论的视角看待或观察“黑洞”:基于广义对应原理,将现代广义相对论之“黑洞”理论同构一致地对应变换为 GOR “黑洞”理论。如此,可以想象,基于超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 观测“黑洞”,或许能观测到一个不同于光学代理 $OA(c)$ 之观测下的“黑洞”。基于超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 的视角,或许,能检验现代广义相对论之“黑洞”理论的正确性。

就逻辑而言,“黑洞”的存在似乎是合理的,并非不可思议。然而,“黑洞”,无论其宏观的物质运动或

其微观的物质结构,存在着太多未知。我们甚至不能十分确定“黑洞”是否真实地存在。

目前,人类的天文学,包括光学天文学和射电天文学,皆光学观测代理 $OA(c)$ 之天文学,须借助光观测天象。自然地, $OA(c)$ 无法突破光学视界观测“黑洞”。关于“黑洞”,你只能猜:或基于爱因斯坦之广义相对论,虽然它本身只是一个局部理论;或基于纯粹的数学演绎,虽然缺乏明确的物理意义。现代广义相对论之“黑洞”理论缺乏足够的实证依据。

就此而言,“黑洞”只是一个迷。

此即物理学疑难之 BP-14。

二, 主流观点

现代广义相对论之“黑洞”理论代表着主流物理学界对“黑洞”所持的观点或认识。

主流物理学界并未认识到爱因斯坦广义相对论是一个局部理论,因而,并不认为建立在爱因斯坦广义相对论基础上的“黑洞”理论,诸如:事件视界(Event Horizon),引力奇点(Gravitational Singularity),光子球(Photon Sphere),吸积(Accretion),引力坍缩(Gravitational Collapse),能层(Ergosphere),霍金辐射(Hawking Radiation)或霍金蒸发(Hawking Evapulating),时空坐标互换(The Transformation of Spacetime Coordinates),乃至黑洞热力学(Black Hole Thermodynamics),等概念和理论,其前提从一开始可能就是不可靠的,或者说,是错误的。

或许,正因为如此,一些学者近年来对“黑洞”的真实性或存在性提出了质疑。

值得一提的是 2014 年美国学者 Mersini-Houghton 的研究工作^[172-3],其中,涉及霍金辐射理论。与霍金一样, Mersini-Houghton 也认为,恒星死亡坍缩时会伴随“霍金辐射”,因而,会导致质量流失。然而,所不同的是, Mersini-Houghton 从数学上证明,伴随“霍金辐射”流失的质量相当大,最终,死亡的恒星之质量不足以形成“黑洞”。如此, Mersini-Houghton 得出结论:“黑洞”是不存在的!

其实, Mersini-Houghton 的理论与“黑洞”理论一样,也是基于现代广义相对论和量子引力论的。因此, Mersini-Houghton 对现代广义相对论之“黑洞”理论的质疑,无关“黑洞”理论是否正确;只意味着:现代广义相对论,逻辑上,缺乏一致性和自洽性!

尽管如此,主流物理学界仍然将现代广义相对论之“黑洞”理论中的“黑洞”视为客观真实的天体或

物理现象,并且,衍生出许多的“黑洞”神话。这些神话中,或许,还包括宇宙大爆炸。

三, OR 和 GOR 观点

GOR 理论阐明,牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论,是物理学之引力论的两个局部理论:爱因斯坦广义相对论乃光学观测理论,仅当我们通过光或光学代理 $OA(c)$ 观测物理世界时才能成立,其中,包含着观测效应或表观现象;牛顿万有引力论乃理想观测之理论,更接近客观真实的物理世界。

现代广义相对论之“黑洞”理论,自然地,是在爱因斯坦广义相对论(所谓“古典广义相对论”)之基础上发展起来的。那么,物理学为什么不能在牛顿万有引力论之基础上发展“黑洞”理论呢?

GOR 理论概括统一了牛顿和爱因斯坦建立的两大力论,为我们重新认识“黑洞”,重新构建“黑洞”理论,引入了新的认识和新的思想。

“黑洞”为什么“黑”?——

就“黑洞为什么黑”而言,爱因斯坦和牛顿的看法是一致的:因为光或光子无法逃离“黑洞”。

那么,光或光子为什么不能逃离“黑洞”呢?

就此而言,爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论的观点是完全不同的。爱因斯坦认为乃时空弯曲所致:“黑洞”之时空曲率太大;而牛顿则认为乃引力所致:“黑洞”之引力太大。

人们并不十分理解“时空弯曲”如何阻止光或光子逃离“黑洞”,却能理解,巨大的引力之下,一切运动物质(包括光或光子)都会被质量巨大的天体束缚,当然,引力子或引力波可能是个例外。

GOR 理论证明,客观真实的时空不会弯曲(参见第四章 4.2 之“伽利略时空定理”)。我们必须抛弃爱因斯坦错误的“时空弯曲”说,重新回到牛顿的正确立场:地球之所以围绕太阳运行,“黑洞”之所以“黑”,光或光子之所以不能逃离“黑洞”,绝非“时空弯曲”所致,而是万有引力作用的结果。

“黑洞”与观测——

根据现代广义相对论之“黑洞”理论:“黑洞”太“黑”,无法直接地观测,只能间接地观测。

其实,根据观测相对论,或者说,根据 OR 和 GOR 理论,“黑洞”能否直接地观测,并不取决于其是否是“黑洞”,而取决于观测者之观测代理。

爱因斯坦广义相对论,是光学观测代理 $OA(c)$ 之理论,其中的观测者通过光看世界。光学观测代理

$OA(c)$ 之“信息波”是光波,无法穿越“黑洞”之视界,为观测者传递有关“黑洞”内部信息。然而,随着科学技术的进步和发展,将来,人类可能拥有超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$),比如,引力波观测代理 $OA(v_G)$ (v_G 即引力波速度)。那时,我们将有可能清晰地观测到“黑洞”之光学视界内的景象。

基于广义对应原理,GOR 理论通过计算得到静态球对称引力场之场方程在一般观测代理 $OA(\eta)$ 下的精确解(式(6.32));相应的时空线元公式为:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{\eta^2 r}\right) \eta^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{\eta^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (P.41)$$

其中,也存在两个奇点: $r=0$ 和 $r=2GM/\eta^2$ 。

观测代理 $OA(\eta)$ 之奇点 $r=2GM/\eta^2$ 意味着,静态球对称天体 M 之半径 r 小于 $2GM/\eta^2$ 时,其周围时空会形成 $OA(\eta)$ 视界: $r_s(\eta) \equiv 2GM/\eta^2$ 即 $OA(\eta)$ 视界半径;视界外乃 $OA(\eta)$ 之可观测世界,视界内乃 $OA(\eta)$ 之不可观的“黑洞”。一旦进入 $OA(\eta)$ 视界,即掉入 $OA(\eta)$ 之“黑洞”, $OA(\eta)$ 之“信息子”便不能逃离 $OA(\eta)$ 视界或向视界外传递视界内部的信息。

特别地,假设 $OA(\eta)$ 为一超光速观测代理: $\eta > c$, 则 $OA(\eta)$ 视界 ($r_s(\eta) \equiv 2GM/\eta^2$) 代表着一个“超级黑洞”;一旦进入这个视界,便意味着掉入了一个“超级黑洞”,即便是 $OA(\eta)$ 之超光速的“信息子”也不可能逃离这一“超级黑洞”或向视界外的观测者传递“超级黑洞”内部的信息。显然地,一个对于光学观测代理 $OA(c)$ 而言是黑的和不可观测的天体,对于超光速观测代理 $OA(\eta)$ 而言,却未必是黑的或不可观测的;反过来,一个对于超光速观测代理 $OA(\eta)$ 而言是黑的和不可观测的天体,对于光学观测代理 $OA(c)$ 而言,必定是黑的和不可观测的。

超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 之视界半径 $r_s(\eta)$ 也可由牛顿逃逸公式计算:根据式(P.40),若其中的 m 为 $OA(\eta)$ 之“信息子”,则速度 $v=\eta$, 此时,其中的 $R=2GM/\eta^2$ 即 $OA(\eta)$ 之视界半径 $r_s(\eta)$ 。

重新构建“黑洞”理论——

观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论,已经阐明,一切相对论性效应,无论惯性相对论性效应或引力相对论性效应,皆观测效应和表观现象,并非客观真实的自然现象或物理现实。客观真实的自然世界是伽利略和牛顿为我们描述的物理世界:同时性是绝对的,时间不会膨胀,空间不会收缩,更不会弯曲,时

间与空间相互独立,能量与质量相互独立。爱因斯坦相对论,包括狭义相对论和广义相对论,其所描述的是客观世界透过光呈现给我们一个映像,包含着观测效应和表观现象,并非完全客观真实。

现代广义相对论之“黑洞”理论,将爱因斯坦广义相对论(“古典广义相对论”)不恰当地应用于“黑洞”理论,形成了诸如“引力时间膨胀”,“质量蒸发”,“时间和空间坐标换位”,等等错误概念和认识。现代广义相对论之“黑洞”理论充斥着“黑洞”学家对爱因斯坦相对论错误的认识和理解。

如果“黑洞”真地存在,那么,现在是我们重新塑造“黑洞”理论的时候。

GOR 理论为“黑洞”理论的重构奠定了基础。正如我们之前所述:GOR 理论也能演绎出“黑洞”理论,并且。可以预见,作为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“黑洞”理论,GOR “黑洞”理论,逻辑上,应该既与光学观测代理 $OA(c)$ 之“黑洞”理论一致,又与理想观测代理 OA_∞ 之“黑洞”理论一致。

“黑洞”学家不妨试试演绎 GOR “黑洞”理论。

现在,已经有了“引力波天文学”(Gravitational Wave Astronomy)的概念^[21]。但那只是“伪引力波天文学”,其中,所谓的“引力波”,并非真实的引力波,其速度限于光速。以光速运动的“伪引力子”或“伪引力波”是不能突破“黑洞”之视界的,因而,不可能成为超光速观测代理。

将来,待到人类真正地掌握了引力波观测代理 $OA(v_G)$ 之技术,人类才会迎来真正的“引力波天文学”;真正的引力波观测代理 $OA(v_G)$ 将为我们传递关于“黑洞”(无论其多“黑”)的信息。

那时,我们将会知道真正的“黑洞”长什么样。

物理学疑难 BP-15: 宇宙大爆炸

一, 问题陈述

大爆炸 (Big Bang) 宇宙论: 最初,宇宙所有的物质聚集为一点,密度和温度极高,接近或达到了 Schwarzschild 球对称时空度规之引力奇点 ($r_s=0$),空间和时间已无意义,时空处于虚无状态;突然,一声巨响(没人听见),一道耀眼闪光(没人看见),所有的物质剧烈地向外喷发,新的宇宙就此诞生,时间开始流淌,空间开始膨胀,最终,演化为我们今天看到的宇宙。此即所谓“宇宙大爆炸”。

我们简短地回顾一下大爆炸宇宙论的形成。

1927 年,比利时宇宙学家 Lemaitre 提出了一种学

说:很久很久以前,宇宙乃一“太古原子”(Primeval Atom, 依照物质不灭定律,应该集聚了如今宇宙所有的物质,包括其质量和能量);之后,“太古原子”爆炸,形成了如今的宇宙。1929 年,美国天文学家哈勃提出哈勃定律:星系之光谱红移量与星系之间的距离成正比。哈勃由此推论,星系正相互远离而去;此即宇宙膨胀学说,为 Lemaitre 的宇宙大爆炸学说做了极好的注脚。1946 年,美国物理学家 Gamow 正式地提出大爆炸宇宙论。Gamow 建立了热大爆炸 (Hot Bag Bang) 的概念和理论模型:宇宙,在大约 140 亿年前,由一次大爆炸形成。之后,一番更精细的推算,宇宙诞生的时间被确定为 138 亿年之前。1964 年, Penzias 和 Wilson 发现大爆炸宇宙论预言的宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background, CMB); GMB 被视为大爆炸宇宙论之关键证据。

自然地,为了解释宇宙如何从一粒“太古原子”演化为如今的宇宙,时间如何从静止开始流淌,空间如何从原子开始膨胀,大爆炸宇宙论离不开爱因斯坦之广义相对论。在现代广义相对论之大爆炸宇宙论中, Lemaitre 的“太古原子”演变成为“引力奇点”,或称“大爆炸奇点”,或称“宇宙奇点”(Cosmic Singularity)。于是,宇宙或时空具有了“柔性”,时间可慢可快,空间可张可弛;如此,时间方能由停滞开始流淌,空间方能由虚无开始扩张。

主流学派对大爆炸宇宙论深信不疑;然而,质疑大爆炸宇宙论的声音也从来没有停顿过。最简单的问题往往是大爆炸宇宙论最难以回答的问题。

宇宙真地需要一个起点吗?“太古原子”是静止的还是运动的?如果静止,那么,它不会爆炸;如果运动,那么,它的时间不会停滞,空间不会只是 $r_s=0$ 的引力奇点。依照现代广义相对论的逻辑,宇宙的时间由停滞开始流动,时间流淌速度应该存在一个从无到有和从慢到快的过程;那么,大爆炸宇宙论之宇宙演化过程中,为什么时间从古至今的节律始终如一呢?宇宙巨量的物质真地能挤压成一粒“太古原子”吗?大爆炸之前,宇宙一直就是一粒“太古原子”吗?有人设想,应该给予爱因斯坦场方程一个合适的“宇宙常数”,以便宇宙或时空能周而复始地由大爆炸开始膨胀,膨胀速度由快变慢,然后,开始收缩,直至其达到新的“宇宙奇点”,迎来新一轮的宇宙大爆炸。可是,物质聚集后一定会爆炸吗?宇宙为什么要整个地收缩至一粒“太古原子”或“宇宙奇点”才爆炸呢?温伯格在其《最初的三分钟:关于宇宙起源的现代观点》中曾说^[174]:“一种可能是,宇宙从来就没有真正

达到过密度无限的状态。宇宙现在的膨胀可能始于从前一次收缩的末尾，当时，宇宙的密度达到了一个非常高的但仍然有限的状态。”那么，物质究竟应该达到一个什么样的高密度状态才会爆炸呢？银河系内所有恒星能量耗尽之后，其物质坍缩并挤压在一起会导致大爆炸吗？如果会，那么，这将意味着一个新的宇宙诞生了吗？如果是，那么，超新星爆意味着新的宇宙诞生了吗？一般“黑洞”虽不如“太古原子”那么“黑”，依照现代广义相对论之逻辑，当其“黑”到一定程度也可能发生爆炸。那么，一般“黑洞”的爆炸意味着新的宇宙诞生了吗？

我们无法继续设想下去，那会越发地荒谬。

宇宙奇点，或宇宙大爆炸之前的“太古原子”，可谓最大的“黑洞”。如果 Mersini-Houghton^[172-3]关于“黑洞不存在”的理论或结论成立，那么，大爆炸宇宙论或将无法成立。其实，Mersini-Houghton 的理论，正如 BP-14 所述，与现代广义相对论之“黑洞”理论一样，是基于现代广义相对论和量子引力论的。因此，Mersini-Houghton 对“黑洞”理论的质疑，无关“黑洞”理论或大爆炸宇宙论是否正确；只意味着：现代广义相对论，逻辑上，缺乏一致性和自洽性！

实际上，根据 GOR 理论，无论爱因斯坦广义相对论或现代广义相对论，只是光学观测之局部理论，以其为基础的大爆炸宇宙论难以成立。

此即物理学疑难之 BP-15。

二、主流观点

现代广义相对论之大爆炸宇宙论代表着主流物理学界对宇宙大爆炸和宇宙演化所持的观点或认识。

主流物理学界认为：宇宙诞生之前，时空和物质蜷缩至一个奇点，所谓“引力奇点”或“宇宙奇点”，时空曲率无穷大（时空无限弯曲），时间停滞，空间归零；物质密度无限大，温度无限高。大约 138 亿年前的某一刻，宇宙在奇点爆炸，时间开始流淌，空间开始膨胀，直至演化成为如今的宇宙。

此即大爆炸宇宙论。

大爆炸宇宙论之基本前提有两项：

- 第一，普适原理：物理学定律具有普遍适用性；
- 第二，宇宙学原理，大尺度上，宇宙是均匀的和各向同性的。

大爆炸宇宙论之理论基础涉及：

- 第一，爱因斯坦广义相对论；
- 第二，量子引力论。

支持大爆炸宇宙论的主要观测证据包括：

- 第一，宇宙红移：哈勃定律及其宇宙膨胀学说；
- 第二，CMB：宇宙微波背景辐射；
- 第三，轻元素或原生元素的丰度值。

宇宙大爆炸之简史：

量子引力时代 $0 \sim 10^{-44}$ 秒：虚时空大爆炸，温度 ∞ ；

普朗克时代 $10^{-44} \sim 10^{-36}$ 秒： 5.4×10^{-44} 秒开始超统一相变，实时空（真空场）形成，物质粒子产生（轻子和夸克不可分），相变温度 10^{32} K；

大统一时代 $10^{-36} \sim 10^{-32}$ 秒： 10^{-36} 秒开始大统一相变，暴胀，正反物质非对称，夸克与轻子分离，相变温度 10^{28} K；

夸克-轻子时代 $10^{-32} \sim 10^{-6}$ 秒： 10^{-12} 秒开始电弱统一相变，相变温度 10^{16} K；

强子-轻子时代 $10^{-6} \sim 1$ 秒：夸克禁闭， 10^{-6} 秒强子产生，温度 10^{12} K； 10^{-4} 秒开始轻子及其反粒子占主导地位，温度 10^{11} K；

辐射时代和核合成时代 1 秒 $\sim 2 \times 10^5$ 年：正负电子湮灭，1 秒开始进入辐射时代，4 秒 ~ 30 分氦核形成，温度 10^{10} K；光子退耦， 2×10^5 年开始氢原子形成，温度 4000 K；

星系时代 2×10^5 年 $\sim 10^9$ 年：原始星系和星系形成；

恒星时代 10^9 年 $\sim 5 \times 10^9$ 年：恒星产生，重元素形成，行星出现，分子形成；

现在时代 5×10^9 年 $\sim 1.5 \times 10^{10}$ 年：人类观测到宇宙膨胀和 3K 宇宙背景辐射，并依据爱因斯坦广义相对论和粒子物理学建立宇宙模型。

现代广义相对论之大爆炸宇宙论中的宇宙模型，宇宙的年龄甚至可精确到 137.99 ± 0.21 亿年。真地难为了大爆炸宇宙学家：他们居然能构思或制造出如此富于想象力的宇宙模型。

无论如何，主流物理学界倾向于甚至可以说广泛地接受大爆炸宇宙论。宇宙大爆炸已经成为人类似曾亲眼目睹或见证过的客观真实的宇宙演化史。

三、OR 和 GOR 观点

似是而非是现代广义相对论的显著特征，从“引力红移”和“引力偏折”到“水星近日点旋进”，从引力波预测到 LIGO 之引力波探测，从“宇宙红移”到哈勃定律和宇宙膨胀学说，从“黑洞”理论到大爆炸宇宙论，无不体现出这一特征。这种似是而非的根源在于，爱因斯坦广义相对论，其所描述的是光学观

测中呈现的自然之现象，而非自然之本质。因而，以爱因斯坦广义相对论为基础的现代广义相对论及其大爆炸宇宙论，同样显得似是而非。

观测相对论揭示了时空和物质运动的本质；基于 OR 和 GOR 理论有望解析大爆炸宇宙论之真伪。

大爆炸宇宙论之理论基础问题——

大爆炸宇宙论，与“黑洞”理论一样，是现代广义相对论的产物。而现代广义相对论，包括量子引力论，则主要建立在爱因斯坦广义相对论之基础上。

然而，大爆炸宇宙学家并未认识到爱因斯坦广义相对论是一个局部理论，乃光学观测模型，仅当其观测代理 $OA(\eta)$ 为光学观测代理 $OA(c)$ 时有效。大爆炸宇宙学家并未正确地认识和理解爱因斯坦相对论，包括狭义相对论和广义相对论；并未意识到，一切相对论性，本质上，皆观测效应或表现现象。

大爆炸宇宙论中，爱因斯坦相对论之相对论性效应，诸如：时空弯曲，时间膨胀，空间伸缩，时空换位，质能变换，以及源于不确定性原理的量子能量扰动，成为其不可或缺的元素。宇宙大爆炸，从虚构的“虚时空”开始，其中，时间和空间无意义：时间是停滞的，空间是虚无的；之后，便是虚构的量子能量扰动，引发宇宙发大爆炸，时空暴胀。

OR 和 GOR 理论阐明：爱因斯坦相对论中的相对论性效应，并非客观真实的物理现实。客观真实的物理世界中，时间和空间相互独立，时间不会膨胀，空间不会伸缩，更不会弯曲；质量是守恒的，能量也是守恒的。正如 BP-07 所述，海森堡不确定性原理中的不确定性，本质上，也是一种观测效应，并不产生所谓的量子扰动或量子“涨落”。

既然时空不会弯曲，那么，宇宙便不会蜷缩至所谓的“引力奇点”或“大爆炸奇点”：空间不会为零，时间不会停滞。既然没有海森堡的量子“涨落”，那么，即使物质堆积在一起，无论整个的或局部的宇宙物质堆积在一起，也未必会爆炸。即使整个宇宙的物质堆积在一起，密度和温度极高，最终，大爆炸，也并不意味着诞生了一个新的宇宙或时间有了新的开始。那只是天体演化进程中某个时间点上的某次事件而已；那只是宇宙演化史的一个组成部分而已。

如此，基于爱因斯坦广义相对论的现代广义相对论和量子引力论乃至其大爆炸宇宙论，在客观真实的时空中，只能是一座空中楼阁。

归根结蒂，大爆炸宇宙论主要以爱因斯坦广义相对论为其理论基础，并且，主要引用其中的广义相对

论性或引力相对论性。既然相对论性并非客观真实的物理现实，宇宙大爆炸便失去了爱因斯坦广义相对论这一理论基础，大爆炸宇宙论还能成立吗？

宇宙学家需要重新审视大爆炸宇宙论的理论基础；基于观测相对论，包括 OR 理论和 GOR 理论，重新审视爱因斯坦相对论，特别是爱因斯坦广义相对论，重建宇宙学之理论基础，重塑宇宙演化模型。

哈勃定律：宇宙红移与宇宙膨胀——

支持大爆炸宇宙论的所谓观测证据，如宇宙红移 (Cosmological Redshift)，宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background)，轻元素丰度 (The Abundance of Light Element)，原始气体云 (Primordial Gas Clouds)，以及银河系演化和分布 (Galactic Evolution and Distribution) 等，原本存在无限多种可能的解释，未必是宇宙专为大爆炸准备的证据或素材。

在大爆炸宇宙论列举的观测证据中，最重要和最直接的，自然是“宇宙红移”；特别地，当其被哈勃定律及其宇宙膨胀学说诠释之后，成为现代广义相对论之大爆炸宇宙论的根基和支柱。

天文观测表明，地球观测者观测到的星光光谱呈现红移现象，并且，距离地球越远的星系，其光谱红移越显著。或者说，宇宙星光之光谱红移量 Z 与星系随动距离 D 成正比；光学代理 $OA(c)$ 之下，成立：

$$Z = \frac{\Delta f}{f} = \frac{f_e - f_o}{f_o} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} - 1 = R_{ED} D \quad (P.42)$$

其中， Z 为光之“宇宙红移”量， f_e 和 f_o 分别为光之发射频率和观测频率， λ_e 和 λ_o 分别为光之发射波长和观测波长， R_{ED} 为正比系数，而 D 则为星星或星系之随动距离 (Comoving Distance)。

哈勃猜想，宇宙红移类似多普勒效应，乃星系相对于地球退行所致。设某星系之退行速度 (Resession Velocity) 为 v_r ，则依 Fizeau-Doppler 公式，成立：

$$\begin{cases} \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{f_e}{f_o} = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \sqrt{\frac{1+v_r/c}{1-v_r/c}} \\ Z = \sqrt{\frac{1+v_r/c}{1-v_r/c}} - 1 \approx \frac{v_r}{c} \end{cases} \quad (P.43)$$

于是，哈勃定律诞生了^[175]：

$$v_r = H_0 D \quad (v_r = cZ; H_0 = cR_{ED}) \quad (P.44)$$

其中， v_r 为星系退行速度， H_0 为哈勃常数。一般认为， H_0 以及 v_r 和 D 随宇宙膨胀而变化； $H_0 = 70.4^{+1.3}_{-1.4}$ km/s/Mpc 乃当前宇宙的哈勃常数。

哈勃定律: 根据式(P.44), 宇宙之中, 所有星系相对于地球正在快速地退行, 而且, 距离地球越远的星系, 其退行的速度越快。

哈勃膨胀学说: 依据哈勃定律, 哈勃推论, 宇宙正在膨胀, 犹如一次大爆炸后所呈现出的情景。

哈勃距离: 依据哈勃定律, 一定存在某个距离 D_H , 在这个距离上, 星系的退行速度 v_r 达到光速 c ; 因而, 地球上的观测者无法观测到这些星系。

自然地, 哈勃距离 D_H 可由哈勃定律计算:

$$D_H = \frac{c}{H_0} \approx 4.26_{-0.08}^{+0.09} \times 10^3 \text{ Mpc} \quad (v_r = c) \quad (\text{P.45})$$

主流物理学界认为, 哈勃定律及其宇宙膨胀学说是一个重大发现, 奠定了现代宇宙学的基础, 成为大爆炸宇宙论不可或缺的重要组成部分。

然而, 宇宙未必真地遵循哈勃定律。

宇宙红移并不意味着宇宙膨胀——

就光之“宇宙红移”而言, 原本可以有各种解释。或许, 受到 Lemaitre 之“太古原子”爆炸说(其中基于爱因斯坦广义相对论预言了宇宙膨胀)的“启发”, 哈勃构思了哈勃定律及其宇宙膨胀学说。

实际上, 基于 GOR 理论在第九章中对光之“引力红移”的定义和演绎, 光谱红移, 无论光之“引力红移”或光之“宇宙红移”, 从波的角度看, 是光之频率衰减效应, 此乃现象; 从粒子的角度看, 是光子之动能衰减效应, 遵循能量守恒原理, 此乃本质。

天文学家对宇宙红移的观测, 属于光学观测, 自然地, 观测代理即光学代理 $OA(c)$, 其中, 光子动能 $K = hf$ (此即普朗克方程: $E = hf$)。如此, 基于光之动能衰减定义的“宇宙红移” $Z_{ED} = \Delta K/K$ 与基于光之频率衰减定义的“宇宙红移” $Z_D = \Delta f/f$ 等价:

$$\begin{aligned} Z_{ED} &= \frac{\Delta K}{K} = \frac{K_e - K_o}{K_o} \\ &= \frac{hf_e - hf_o}{hf_o} = \frac{f_e - f_o}{f_o} = \frac{\Delta f}{f} = Z \end{aligned} \quad (\text{P.46})$$

其中, 光之“宇宙红移”量 $Z = Z_{ED}$ 代表光子动能的衰减, K_e 和 K_o 分别为光子发射动能和观测动能。

于是, 哈勃定律演化为“光行定律”:

$$\begin{cases} Z_{ED} = R_{ED} D \\ R_{ED} = H_0/c = 23.5_{-0.47}^{+0.43} \times 10^{-5} / \text{Mpc} \end{cases} \quad (\text{P.47})$$

其中, Z_{ED} 代表光子动能的红移(衰减), R_{ED} 为光子动能红移(衰减)系数(即哈勃常数 H_0 除以真空光速

c); pc (≈ 3.2616 光年) 为光度距离, $M = 10^6$ 。

光行定律: 根据式(P.47), 宇宙星系辐射的光或光子在宇宙中旅行, 光或光子之动能 K 会逐渐红移或衰减, 其动能之相对红移或衰减量 $Z_{ED} = \Delta K/K$ 与星系随动距离 D 成正比 $Z_{ED} = R_{ED} D$, 星系与地球之随动距离 D 越大, 其动能之相对红移或衰减量 Z_{ED} 越大。

光行定律的合理性是显而易见的: 一粒子弹出膛之后, 其动能必然会逐渐地衰减, 最终, 因动能耗尽而停止运动; 星系辐射的光或光子, 理论上, 其运动与子弹的运动并无二致。宇宙并非自由时空, 并非真正的“真空”; 光或光子在宇宙中旅行, 如同子弹在大气中飞行, 同样需要消耗能量。

波, 比如光波和声波, 无论其在真空中或大气中或水中, 总能保持其特定的速度, 因而, 在同一介质中, 不同频率的光波或不同频率的声波, 皆具有相同的速度。可以设想, 波具有某种保持其特定速度的机制: 当其动能衰减时, 波会以降低其频率的方程维持其原有的速度; 同样地, 当其动能增长时, 波会以提高其频率的方式保持其原有的速度。

如此, 光或光子在宇宙中傲游, 其动能渐渐红移或衰减; 当其能量衰减到一定程度之前, 依然能保持其真空光速 c , 继续在宇宙中运动。

然而, 与一切物体或物质粒子一样, 光或光子的能量会越来越低, 直至无法继续通过降低频率维持其原有的速度; 于是, 速度逐渐下降。最终, 光或光子能量耗尽, 停止运动, 结束其长距离的旅行。

自然地, 对于光或光子, 对应其有限的能量, 应该存在一个有限的时间和空间为其旅行上限。我们将光或光子所能飞行的上限距离称为“光行距离”。

光行距离: 依据光行定律, 一定存在某个距离上限 D_L , 超越这个距离的星系, 其辐射的光或光子, 由于能量的限制, 无法到达地球, 因而, 地球上的观测者无法观测到这些星系。

光或光子之动能的相对红移(衰减)量 $Z_{ED} = 1$ 时代表着光或光子动能 K_e 耗尽, 此时, 对应的星系随动距离 D 即光或光子之宇宙旅行距离之上限 D_L 。

根据光行定律(式(P.47)):

$$\begin{aligned} D_L &= (R_{ED})^{-1} \\ &= c/H_0 \approx 4.255 \times 10^3 \text{ Mpc} \quad (Z_{ED} = 1) \end{aligned} \quad (\text{P.48})$$

其中, 依据国际标准化组织(ISO)提供的数据进行计算, 光行距离 D_L 大约为 139 亿光年。

一粒子弹, 其飞行距离不超过 1000 米, 而飞行时

间不超过 2 秒。一粒光子在宇宙中遨游,其飞行时间可达 139 亿年,而飞行距离可达 139 亿光年。

有趣的是,光行距离 D_L 正是哈勃距离 D_H 。

D_L 和 D_H 有一个共同点:在这个距离上,星系辐射的光或光子,是地球上的观测者无法观测到的。

然而,特别值得注意,光行距离 D_L 和哈勃距离 D_H 具有完全不同的意义:光行距离 D_L 是光子飞行距离的上限;而哈勃距离 D_H 则以为,距离地球 D_H 的星系,其相对于地球的退行速度 v_r 是光速 c 。

你一定会问,根据哈勃定律和哈勃距离, D 大于 D_H 时,星系退行速度岂不超越光速吗?如果是,那么,岂不有悖于爱因斯坦之“光速不变性原理”吗?

实际上,宇宙不存在所谓的“哈勃距离” D_H ——没有什么星系能相对于地球以光速运动;然而,光行距离 D_L 是必须的——没有什么物质粒子可以不耗费任何能量在宇宙中永无休止地运动。

光行定律及其光行距离 D_L 告诉我们:所谓地“宇宙膨胀”,只能是一种臆想,并非客观真实的物理现实;星系光谱之“宇宙红移”,并非“宇宙膨胀”效应,而是光或光子遨游宇宙之过程中,其能量损耗的表现,乃光或光子之动能的红移(衰减)效应。

光或光子在宇宙中遨游,其动能红移或衰减是必然地,不是推测;而星系退行乃至宇宙膨胀则只是一种推测,一种猜想,甚至,一种臆想。

失去了哈勃定律,失去了宇宙膨胀这一根基或支柱,大爆炸宇宙论还能成立吗?

GOR 后记

本文是观测相对论^[1-3] (Observational Relativity, OR) 的续篇:广义观测相对论 (General Observational Relativity, GOR)。

OR 理论概括统一了伽牛理论和爱因斯坦狭义相对论,特别地,其导出的广义洛伦兹变换概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换;而 GOR 理论则概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。

爱因斯坦相对论,揭示了物质运动的相对论性现象,自建立以来,得到几乎所有观测和实验支持,令我们知其然。然而,直到今天,我们的物理学依然不能解释光速为什么不变,时空为什么弯曲,时空和物质运动为什么会呈现相对论性现象。爱因斯坦相对论令我们不知其所以然。似是而非的爱因斯坦相对论令我们的物理学滋生出许多错误的认识。

爱因斯坦相对论,包括狭义的和广义的,已经建立 100 多年。毕竟,物理学还得继续:对于时空和物质运动的相对论性现象,人类不能永远地停滞在只知其然而不知其所以然的境地。

观测相对论,揭示了相对论性现象的本质。

观测相对论,令我们对时空和物质运动的相对论性,不仅知其然,而且,知其所以然。

观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论,基于一般观测代理的视角,具有更广阔的视角,能阐明时空和物质运动之相对论性现象的本质,解析物理学之疑难,将物理学分立的理论体系统一起来。

更重要地,观测相对论将重塑人类的自然观。

因果链条与真理的相对性

霍金在其《时间简史》中说道^[13]:“物理学任何理论都是暂时的,从某种意义上说,它只是一个假设:你永远无法证明它。不管实验结果与理论一致多少次,你永远无法确定下一次的的结果是否会与理论相悖。”特别是当我们知其然而不知其所以然时!

新旧理论的交替是科学进程中永恒的螺旋式循环。人类对客观世界的认识是一个无始无终的逻辑过程,一个无始无终的因果链条。

这正是我们的好奇心永远也得不到满足的根源。

逻辑结论是果,令人知其然;逻辑前提是因,令人知其所以然。逻辑链条上的原因和结果是矛盾统一体,或者说,是一对矛盾的两个方面:它们既相互对立,又相互依存,并且,在一定条件下相互转化。特定结果的原因必定是另一原因的结果;而特定原因的结果必定是另一结果的原因。

真理是有条件:只能在特定的条件下成立。

因此,真理是相对的!

1887 年,迈克尔逊-莫雷实验首次揭示了光速不变性。1905 年,爱因斯坦将光速不变性作为原理,从理论上导出洛伦兹变换,建立狭义相对论^[14],进而,建立广义相对论^[15],揭示了时空和物质运动的相对论性 (The Relativistic)。

光速不变性原理是爱因斯坦相对论之逻辑上的起点,既是爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提,也是爱因斯坦广义相对论的逻辑前提。

“光速不变性”本身是一种相对论性现象。

“光速不变性”原理,作为爱因斯坦相对论的逻辑前提,是爱因斯坦相对论之一切相对论性现象的根

源。换句话说,爱因斯坦相对论之一切相对论性现象,包括狭义相对论中的“时涨尺缩”和广义相对论中的“时空弯曲”,皆归因于“光速不变性”,须由“光速不变性”原理作为终极解释。

爱因斯坦狭义相对论之问与答——

问:“时间为什么会膨胀?”

答:“因为被观测物体在运动。”

问:“物体运动为什么会导导致时间膨胀?”

答:“因为光速是宇宙极限速度,不可超越。”

问:“光速为什么是宇宙极限速度?”

答:“因为光速是不变的。”

爱因斯坦广义相对论之问与答——

问:“引力时空为什么是弯曲的?”

答:“因为引力时空有物质或能量分布。”

问:“为什么物质或能量分布会导致时空弯曲。”

答:“因为光速是不变的。”

根据 OR 理论和 GOR 理论,正确的答案应该是:“因为光速是有限的。”此即观测局域性($c < \infty$)。

作为爱因斯坦相对论之逻辑前提,作为其因果链条的始端,“光速不变性”原理不能解释“光速为什么不变”。因而,爱因斯坦相对论本身不能解释其导出的相对论性现象,包括其经典的“同时性”问题和“时涨尺缩”效应,乃至“时空弯曲”现象。

一直以来,对于时空和物质运动的相对论性,人类的物理学只知其然,不知其所以然。

任何真理,包括爱因斯坦的光速不变性原理,乃至其相对论,都只能是无限的因果逻辑链条上的一环。“光速不变性”原理,实则“光速不变性”假设,绝不是真理的起点,也不会是真理的终点。

因此,爱因斯坦相对论远非终极理论。

任何理论体系必定具有其逻辑起点,即所谓前提或公理。根据伟大的逻辑学家哥德尔之不完备性定理^[176-7]:公理是理论体系本身既不能证实也不能证伪的命题。公理是因,理论是果。公理(Axiom),实则假设(Hypothesis),是理论体系的逻辑基础,既是我们认识的起点,同时,又是我们认识上的局限性所在。

理论体系中的“公理”自当有公理的逻辑特征:不证自明,不能再由更基本的逻辑前提导出。于是,我们认识上的局限性令真理的因果逻辑链条在公理之处出现了断裂。

“光速不变性”是爱因斯坦相对论之“公理”,同时,也是爱因斯坦之认识上的局限性所在。——似是

而非的逻辑前提,必定导致似是而非的逻辑结论。

最基本逻辑前提

爱因斯坦相对论的因果逻辑链条在“光速不变性”原理或“光速不变性”假设之处发生了断裂。

光速不变性原理乃爱因斯坦为其相对论设立的“公理”,是其相对论(包括狭义相对论和广义相对论)的基石,同时,也是其相对论的局限性所在,既不能被相对论证实,也不能被相对论证伪。

爱因斯坦之狭义相对论的逻辑前提或公理体系可以归纳为三大原理:

- (i) 简单性原理;
- (ii) 相对性原理;
- (iii) 光速不变性原理。

爱因斯坦之广义相对论的逻辑前提或公理体系也可归纳为三大原理:

- (i) 等效原理;
- (ii) 广义协变原理;
- (iii) 光速不变性原理。

从因果关系上看,“光速不变性”作为原理,作为爱因斯坦之相对论的逻辑前提,的确有些令人疑惑:

- 第一, 非不证自明,不具有作为基本原理或公理的逻辑特征;
- 第二, 不存在与物理学其它理论或原理的联系,不能相互印证;
- 第三, 不像前提,更像推论,似因果倒置。

或许,正是爱因斯坦之相对论这种逻辑上的似是而非,导致人们对于时空和物质运动的相对论性,只知其然,而不知其所以然。

物理学之理论体系,应该建立在最基本的逻辑前提或第一性原理(First Principle)之基础上,方能令人既知其然也知其所以然,并且,能将霍金在其《时间简史》中所说的“局部理论”或“部分理论”(Partial Theory)统一起来。实际上,无限的因果链上,没有“最基本”的只有“更基本”的逻辑前提;而所谓“最基本”的逻辑前提,只能是相对意义上的。

观测相对论最基本的逻辑前提是时间定义^[2,3]。

时间是时空和物质运动最基本的物理属性;时间定义可谓第一性原理。正是在如此基本的逻辑前提下,观测相对论导出了时频比不变性,进而,导出广义洛伦兹变换,建立观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论。正是在如此基本的逻辑前提下,观测相对论具有

了普适性的和概括性的意义: 广义洛伦兹变换概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换; OR 理论概括统一了伽牛理论和爱因斯坦狭义相对论; GOR 理论概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。

基于最基本的逻辑前提, OR 理论证明了一个重要的定理: “信息波速度不变性”定理; 为了与爱因斯坦之“光速不变性”原理类比和对照, 我们称其为“信息波速度不变性”原理。“信息波速度不变性”原理揭示了爱因斯坦之“光速不变性”原理的本质。

如第一章之 1.5 所述, “信息波速度不变性”意味着: 惯性时空中, 观测代理 OA(η) 之信息波速度 η 相对于任意惯性观测者都是相同的, 具有观测上的不变性。任意物质波, 包括光波, 当且仅当其作为“信息波”为观测者传递观测信息时, 其速度, 相对一切惯性观测者, 具有观测上的不变性。

OR 理论之“信息波速度不变性”概括了爱因斯坦的“光速不变性”。这意味着: 光速并非真地不变; “光速不变性”只是光作为观测媒介或“信息波”为观测者传递观测信息时的一种观测效应。

自然地, 基于 PGC 对应原理, 将爱因斯坦狭义相对论之公理体系“三原理”中的“光速不变性”原理变换为“信息波速度不变性”原理, 类比和因循爱因斯坦狭义相对论的逻辑路线, 即可导出 OR 理论。同样地, 基于 PGC 对应原理, 将爱因斯坦广义相对论之公理体系“三原理”中的“光速不变性”原理变换为“信息波速度不变性”原理, 类比和因循爱因斯坦广义相对论的逻辑路线, 即可导出 GOR 理论。

正是基于最基本的逻辑前提, 观测相对论获得了更高和更广阔的视野, 发现了“光速不变性”的似是而非, 揭示了“光速不变性”的本质; 正是基于最基本的逻辑前提, 观测相对论能将伽利略-牛顿之经典力学和爱因斯坦相对论统一起来。

原理, 作为物理学之理论体系最基本的逻辑前提, 代表着物理学家乃至物理学的哲学信仰。

观测相对论之初衷

特别需要说明^[31]: 观测相对论不是“制造”出来的, 更不是为了反对或批判爱因斯坦相对论而“设计”的; 它只是个“发现”, 甚至, 只是一个不经意间的发现, 同时, 它是逻辑和理论的产物。

作者的初衷只是希望给予光子一点点质量。

爱因斯坦的“光速不变性”假设导致了两个似是而非的推论:

第一, 光速是宇宙极限速度, 不可超越;

第二, 光子之“静止质量”为零。

依照爱因斯坦狭义相对论之质速关系:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \left(\lim_{v \rightarrow c} m_0 = 0 \text{ or } \lim_{v \rightarrow c} m = \infty \right) \quad (\text{P.1})$$

任意物体 m , 当其速度 v 达到光速 c 时, 要么, 其静止质量 (Rest Mass) m_0 为零; 要么, 其相对论性质量 (Relativistic Mass) m 无穷大。爱因斯坦选择将光子静止质量 m_0 设定为零。这意味着, 光子不具有质量。

观测相对论中, 依据第一章之定义 1.2, 物体 m 之“静止质量” m_0 , 是其“固有质量”, 乃客观真实的质量; 而 m 则只是其“观测质量”。

源于内秉的自然观, 人们潜意识里不愿意接受爱因斯坦之光子零质量的假设或推论。爱因斯坦狭义相对论建立至今, 人们探测光子静止质量的努力就从来没有停止过^[91-95]。许多伟大的物理学家, 包括薛定谔和德布罗意, 以及费曼, 都曾经为寻找光子之静止质量做出过努力^[96-100]。在作者的科学哲学信仰中, 自然辩证法始终扮演着重要角色。依据自然辩证法的思想: 宇宙是时空与物质的矛盾统一体; 时空是空间与时间的矛盾统一体, 物质是质量与能量的矛盾统一体。作者不能想象只有能量而无质量的物质存在。

作者坚信, 光子一定存在“固有质量”。因此, 作者希望能在理论上给予光子一定质量。

在爱因斯坦狭义相对论中, 光速 c 代表着宇宙极限速度。我设想, 光速或许不是宇宙极限速度; 而真正的宇宙极限速度 (权且记作 κ) 应该是物质波频率趋于无穷时的速度。任意物质粒子, 包括光子, 其物质波频率都是有限的, 因此, κ 是不可及的。这意味着, 光速 c 应该比 κ 小: $c < \kappa$; 哪怕就小那么一点点, 光子 m 便会拥有自己的静止质量 m_0 :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-c^2/\kappa^2}} < \infty \text{ and } m_0 = m\sqrt{1-\frac{c^2}{\kappa^2}} \neq 0 \quad (\text{P.2})$$

那时, 我以为, κ 应该是不变的, 是真正的宇宙极限速度; 而 c 只是 κ 的一个近似。

沿着这一思路, 我着手建立一套公理体系, 其中^[2,3]: 时间定义乃最基本的逻辑前提; 另有一组波粒二象性条件, 给出宇宙极限速度 (κ) 的定义, 并将 κ 与物质波频率关联起来。我试图在这一公理体系下导出能赋予光子静质量的相对论性模型。然而, 我的逻辑演绎遇到了障碍: 如果 κ 是不可及的, 那么, 相应的理论推导就无法继续下去。我不得不放弃对 κ 的限制,

允许 κ 可及, 即物质运动有可能达到宇宙极限速度 κ 。问题似乎又回到了原点, 光子仍然没有质量。

于是, 我只能暂且放下光子静质量问题。

这时, 已经建立起来的公理体系令我产生了一种预感: 爱因斯坦狭义相对论与德布罗意物质波论有可能在这一公理体系下统一起来。能将霍金所说的两个伟大的“部分理论”统一起来, 也不失为一件有重大意义的事情。这促使我在已经建立起来的公理体系下继续演绎相对论性的惯性时空变换。

我的逻辑演绎和理论推导需要一个物理量, 其物理意义十分明确: 被观测对象之时空信息相对于惯性观测者的速度 (权且记作 η)。

这涉及两个重要问题:

第一, 谁在为观测者传递被观测对象的信息?

第二, 观测信息的速度几何, 光速吗?

理论推导产生了一个有趣的结论: $\kappa=\eta$!

这意味着: 所谓“宇宙终极速度” κ , 其实, 只是观测媒介传递观测信息的速度 η , 取决于观测媒介。

我似乎明白了洛伦兹变换和爱因斯坦相对论为什么会与光速联系在一起: 光在爱因斯坦相对论中扮演着观测媒介的角色, 光速因而显得不变——正如后来“信息波速度不变性”定理所证明的那样。

最终, 作者导出广义洛伦兹变换, 建立观测相对论之理论体系, 包括 OR 理论和 GOR 理论, 并且, 所得远远地超越了作者的预期:

- (i) 得到了光子的静止质量;
- (ii) 发现宇宙不存在终极速度;
- (iii) 发现一切相对论性现象皆观测局域性 ($\eta<\infty$) 所致, 乃观测效应;
- (iv) 广义洛伦兹变换概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换;
- (v) OR 理论概括统一了伽牛理论和爱因斯坦狭义相对论;
- (vi) GOR 理论概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。
- (vii) 观测相对论概括统一了爱因斯坦的狭义相对论和德布罗意的物质波论, 三个伟大的公式, 爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$, 以及德布罗意方程 $\lambda=h/p$, 被纳入了同一理论体系之中。

正如恩格斯所言: “哲学是一切科学的灵魂。”

观测相对论与观测

正如观测相对论所阐明的^[1]: “人类对于客观世界的认识, 既依赖于观测, 又制约于观测。物理学之一切理论或学说, 无不打上观测的烙印。”然而, 我们的物理学, 自有史以来, 从未明确地将物理学的理论或时空模型与观测联系起来, 或者, 与观测媒介以及观测信息的传递联系起来。

观测即获取被观测对象之信息: 被观测对象的信息必须借助于某种观测媒介, 由被观测对象传递至观测者, 方能使观测者感知或探测到被观测对象。

观测相对论之 OR 理论与爱因斯坦狭义相对论具有完全不同的逻辑路线: OR 理论始于时间定义或“时频比不变性”; 而狭义相对论则始于爱因斯坦的“光速不变性”假设。然而, OR 理论却导出了与洛伦兹变换同构一致的广义洛伦兹变换——二者具有完全相同的形式。这种逻辑上的殊途同归从某种意义上印证了 OR 理论及其广义洛伦兹变换之逻辑上的合理性, 以及其理论上的正确性。所不同的是, OR 理论之广义洛伦兹变换中, 时空变换因子 $\Gamma=1/\sqrt{1-v^2/\eta^2}$ 取代了洛伦兹因子 $\gamma=1/\sqrt{1-v^2/c^2}$: OR 时空变换因子 Γ 之观测信息传递速度 η 取代了洛伦兹因子 γ 中的光速 c 。

洛伦兹变换, 即菲兹杰拉德-洛伦兹变换^[39,40], 原本, 是一个唯象模型; 无论菲兹杰拉德或洛伦兹, 都未对其中光速 c 所扮演的角色做出过明确的解释。爱因斯坦基于其“光速不变性”假设, 从理论上导出洛伦兹变换, 同样未能明确光速 c 在其中扮演的角色。

然而, 在 OR 理论中, η 从一开始便具有明确的物理意义: η 乃观测媒介传递观测信息的速度, 是被观测对象之时空信息相对于惯性观测者的速度。作者不能确定这一速度, 只能暂且将其记作 η 。当 η 最终出现在时空变换因子 Γ 或 γ 原本属于光速 c 的位置时, 一切似乎终于有了解答: 原来, 洛伦兹变换和爱因斯坦狭义相对论中, 乃至广义相对论中, 光或光波, 扮演着观测媒介的角色, 为观测者传递被观测对象之时空信息, 光速 c 即观测信息之传递速度。

那么, 我们的物理观测或物理实验中, 观测媒介的角色必须由光或电磁相互作用担当吗, 观测信息的传递速度 η 必定是真空光速 c 吗?

显然, 理论上, 任意物质运动形式, 包括被观测对象自身, 皆可作为观测媒介, 为观测者传递被观测对象之信息。于是, OR 和 GOR 理论将传递观测信息的物质波称作“信息波”(Information Wave); 将构成“信息波”的物质粒子称作“信息子”(Informon)。

根据 OR 和 GOR 理论, 任意运动形式或物质波, 包括声波、光波、电波、地震波、引力波, 皆可担当“信息波”; 任意物质粒子, 包括电子、中子、质子、原子、分子, 甚至一块岩石, 皆可担当“信息子”。自然地, 不同的“信息波”或“信息子”可能有不同的速度。因而, η 依赖于观测媒介: 仅当光或电磁相互作用为“信息波”而观测时空为真空时, $\eta=c$ 。

观测相对论引入了一个概念(第一章之定义 1.1): 观测代理 (Observation Agent), 指采用特定观测媒介的观测体系, 记作: $OA(\eta)$ 。不同的观测代理产生不同的理论体系或时空模型。实际上, 洛伦兹变换和爱因斯坦理论是光学观测代理 $OA(c)$ (或称“爱因斯坦代理”) 的产物, 其中, 光扮演着观测媒介的角色, η 即真空中的光速 c ; 而伽利略变换和牛顿理论则是理想观测代理 OA_∞ (或称“伽利略代理”) 的产物, 其中, “上帝”作为信使为观测者传递观测信息, η 被隐喻为无穷大, 观测信息的传递不需要时间。

物理学, 其任意理论体系或时空模型, 皆依赖于观测, 依赖于观测代理。伽利略-牛顿理论乃理想代理 OA_∞ 之理论, 并非爱因斯坦相对论的近似理论, 而是客观世界的真实写照。爱因斯坦相对论乃光学代理 $OA(c)$ 之理论, 仅当光或电磁相互作用担当观测媒介为观测者传递被观测对象之信息时成立。

此即“观测相对论”名称的由来。

广义对应原理

广义对应原理 (The Principle of General Correspondence, PGC), 既是普适性的原理, 又是专为 GOR 理论铺设的一条逻辑捷径。正是基于 PGC 原理, 本文建立起 GOR 理论之整个理论体系。

OR 理论从最基本的时间定义及其“时频比不变性”出发^[2,3], 导出广义洛伦兹变换, 不仅概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换, 并且, 揭示了不同理论体系之间的对应关系, 将对应原理与相对性原理联系起来, 赋予玻尔对应原理更为普遍的意义。

玻尔对应原理^[4], 是关于光学观测模型和理想观测模型之间对应关系的原理。玻尔对应原理的基本思想是: 量子物理模型和经典物理模型之间必定存在某种同构一致性对应关系。实际上, 玻尔对应原理隐喻着不同观测体系平权的思想。

相对性原理^[50], 也是一种对应原理, 体现了不同观测者之理论体系之间内在的对应关系, 其基本思想是: 一切观测者平权! 因而, 不同观测者之时空模型

或物理学定律具有同构一致的形式。

OR 理论则表明: 一切观测代理平权!

OR 理论中, 不同观测代理之时空模型和物理学定律具有同构一致性对应关系。PGC 原理正是基于广义洛伦兹变换与洛伦兹变换和伽利略变换之同构一致性对应关系建立起来的。如第二章之 2.4 所述, PGC 原理之基本含义即: 时空是对称的, 因而, 时空之一切观测者平权, 不同观测体系, 包括不同参考系和不同观测代理, 其物理学定律和时空模型必定是同构一致的, 具有同构一致性对应关系。

PGC 原理意味着:

一切观测者平权; 一切观测代理平权!

如此, PGC 原理之下, 不同观测代理之理论体系或时空模型皆可进行同构一致性对应变换。

基于 PGC 原理, 不同观测代理 $OA(\eta)$ 与 $OA(\eta')$ 之理论体系的同构一致性对应变换, 可因循两条不同的逻辑路线。逻辑路线一: 直接将 $OA(\eta')$ 理论体系之关系式中的“信息波”速度 η' 变换为 η , 即可将其对应变换为 $OA(\eta)$ 理论体系之关系式。逻辑路线二: 将 $OA(\eta')$ 理论体系之公理体系中的“信息波”速度 η' 变换为 η , 即可将其对应变换为 $OA(\eta)$ 理论体系之公理体系; 然后, 基于 $OA(\eta)$ 理论体系之公理体系, 类比或因循 $OA(\eta')$ 理论体系的逻辑, 即可演绎 $OA(\eta)$ 理论之整个理论体系。

PGC 原理之下, 爱因斯坦狭义相对论可同构一致地对应变换为 OR 理论。因循 PGC 逻辑路线二, 将 $OA(c)$ 之“光速不变性”对应变换为 $OA(\eta)$ 之“信息波速度不变性”, 则爱因斯坦狭义相对论之“三原理”公理体系对应变换为 OR 理论之“三原理”公理体系:

- (i) 简单性原理;
- (ii) 相对性原理;
- (iii) 信息波速度不变性原理。

自然地, 基于 OR 理论之“三原理”公理体系, 类比和因循爱因斯坦狭义相对论的逻辑, 即可演绎 OR 理论之整个理论体系, 将爱因斯坦狭义相对论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$ 。

原本, OR 理论乃时间定义及其“时频比不变性”的产物; 现在, 基于 PGC 原理, 可直接由爱因斯坦狭义相对论对应变换而来。逻辑上的殊途同归, 印证了 OR 理论的自洽性及其与爱因斯坦狭义相对论逻辑上的一致性, 同时, 印证了 PGC 原理。

PGC 原理对于 GOR 理论具有特别的意义。

PGC 原理之下, 爱因斯坦广义相对论可同构一致地对应变换为 GOR 理论。因循 PGC 逻辑路线二, 爱因斯坦广义相对论之“三原理”公理体系可对应变换为 GOR 理论之“三原理”公理体系:

- (i) 等效原理;
- (ii) 广义协变原理;
- (iii) 信息波速度不变性原理。

自然地, 基于 GOR 理论之“三原理”公理体系, 类比和因循爱因斯坦广义相对论的逻辑, 即可将爱因斯坦广义相对论由光学代理 $OA(c)$ 推广至一般观测代理 $OA(\eta)$, 演绎 GOR 理论之整个理论体系, 包括与爱因斯坦场方程同构一致的 GOR 场方程。PGC 原理确保了 GOR 理论逻辑上的自洽性及其与爱因斯坦广义相对论之逻辑上的一致性。特别地, GOR 理论概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论。

PGC 原理是普适性的, 为物理学新理论的发展和旧理论的统一, 为物理学理论体系之逻辑上的一致性和自洽性检验, 奠定了思想基础和指导原则。

然而, 特别需要指出, PGC 原理, 无论其逻辑路线一或其逻辑路线二, 都是一种逻辑捷径。

爱因斯坦特别善于铺设逻辑捷径——为了通向狭义相对论而设立“光速不变性原理”; 为了通向广义相对论而设立“等效原理”和“广义协变原理”。然而, 走捷径是需要付出代价的。正如经由爱因斯坦之逻辑捷径, 我们的物理学至今不能完全理解光速为什么不变或时空为什么弯曲。

因此, 在运用 PGC 原理的同时, GOR 理论, 力求从最基本的物理概念和最基本的逻辑前提出发, 力求“知其然并知其所以然”, 力求阐明引力相对论性效应或引力相对论性现象的根源, 特别地, 力求阐明“时空弯曲”效应的本质。

相对论性的本质

爱因斯坦认为, 时空和物质运动的相对论性, 本质上, 是客观真实的自然现象或物理现实。对此, 观测相对论从逻辑上和理论上给予了否定。

观测相对论发现: 本质上, 一切相对论性效应皆观测效应, 乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致。

所谓“观测局域性”(Observational Locality), 如第一章 1.5 之陈述: 一切观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η 都是有限的 ($\eta < \infty$); 观测信息跨越空间需要时间。观测局域性服从局域性原理(The Principle of Locality): 宇宙不存在超距作用; 能量的传递需要时

间, 而信息的传递则是能量传递的一种形式。

光速并非真地不变——

“光速在爱因斯坦狭义相对论中为什么不变?” 是 OR 理论副标题^[1]。

OR 理论发现: 光速并非真地不变。

“光速不变性”假设, 是爱因斯坦狭义相对论的逻辑前提, 同时, 也是爱因斯坦广义相对论的逻辑前提, 既不能被爱因斯坦相对论证实, 也不能被爱因斯坦相对论证伪。事实上, “光速不变性”本身即相对论性效应。爱因斯坦相对论之一切相对论性现象, 包括狭义相对论性效应和广义相对论性效应, 逻辑上, 皆源于爱因斯坦之“光速不变性”假设。

OR 理论证明了一个重要的定理: “信息波速度不变性”, 表 4 所示, 意即, 观测者依赖观测代理 $OA(\eta)$ 为其传递被观测对象之时空信息时, $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η 即 $OA(\eta)$ 之观测上的极限速度, 在惯性观测者看来, 是相同的和不变的。

爱因斯坦之“光速不变性”, 只是“信息波速度不变性”的特例, 仅当观测代理 $OA(\eta)$ 为光学观测代理 $OA(c)$ 时才能成立。因此, “光速不变性”, 实际上, 只是光作为观测媒介为观测者传递被观测对象之时空信息时的一种观测效应或表现现象。

表 4. 信息波速度不变性定理与速度叠加原理^[1-3]

理论体系 观测代理	速度叠加 公式	“信息波” 速度不变性	观测 极限
(a) 伽利略公式 $OA_{\infty}: \eta \rightarrow \infty$	$u = u' + v$	$\infty = \infty + v$	$\eta = \infty$
(b) 爱因斯坦公式 $A(c): \eta = c$	$u = \frac{u' + v}{1 + u'v/c^2}$	$\frac{c + v}{1 + cv/c^2} = c$	$\eta = c$
(c) OR 公式 $OA(\eta): \eta > c$	$u = \frac{u' + v}{1 + u'v/\eta^2}$	$\frac{\eta + v}{1 + \eta v/\eta^2} = \eta$	$\eta > c$

注释: 从速度叠加的角度看, “信息波速度不变性”意味着, 任意观测代理 $OA(\eta)$, 其“信息波”之速度 η , 乃 $OA(\eta)$ 之观测上限, 相对于惯性观测者, 无速度叠加效应, 是相同的和不变的。(a) 伽利略速度叠加公式: 理想代理 OA_{∞} 之速度叠加, 其无穷大的“信息波”速度自然具有“不变性”。(b) 爱因斯坦狭义相对论之速度叠加公式: 光学代理 $OA(c)$ 之速度叠加, 其“信息波”速度即光速 c , 乃 $OA(c)$ 之观测上限, 在 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 中具有观测上的“不变性”。(c) OR 理论之速度叠加公式: 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之速度叠加, 概括统一了伽利略公式和爱因斯坦公式—— $\eta \rightarrow \infty$ 时 OR 公式约化为伽利略公式; $\eta \rightarrow c$ 时 OR 公式约化为爱因斯坦公式。

如表 4 所示, 从速度叠加的角度看, “信息波速度不变性”意味着, 观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 在 $OA(\eta)$ 的观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中无速度叠加效应, 是观测上“不变”的和观测上“不可超越”的。OR 速度

叠加公式表明: 不同观测代理 $OA(\eta)$ 具有不同的观测上限。爱因斯坦狭义相对论之速度叠加公式乃 OR 速度叠加公式之 $\eta \rightarrow c$ 时的特例: 光速, 仅当其在光学观测时空 $X^{4d}(c)$ 中, 才会呈现出其观测上的“不变性”。如表 4(c) 所示, 超光速观测代理 $OA(\eta)$ ($\eta > c$) 之下, 人们将会发现: 原来, 光速在超光速代理 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 中便会呈现出速度叠加效应。

特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, OR 速度叠加公式将约化为或趋同于伽利略速度叠加公式:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} u = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{u' + v}{1 + u'v/\eta^2} = u' + v \quad (P.3)$$

理想观测代理 OA_∞ 之情形下, 没有观测局域性, 客观真实的物质运动服从伽利略速度叠加原理。

由此可见, 爱因斯坦之“光速不变性”, 本质上, 属光学观测效应, 乃光学代理 $OA(c)$ 之局域性所致 ($c < \infty$): 光速并非真地不变或不可超越。

时空并非真地弯曲——

“时空在爱因斯坦广义相对论中为什么弯曲?” 是 GOR 理论副标题。

GOR 理论发现: 时空并非真地弯曲。

“时空弯曲”乃爱因斯坦广义相对论之重要标志, 其中, “时空弯曲”效应替代了引力效应。爱因斯坦主张^[15]: 引力时空是弯曲的——物质告诉时空如何弯曲; 而弯曲的时空则告诉物质如何运动。

实际上, OR 理论的形成即令我们意识到^[1-3]: 时空并不真地弯曲。所谓“时空弯曲”, 依赖于观测或观测代理 $OA(\eta)$, 其实, 也是一种观测效应和表现现象: 存在观测局域性 ($\eta < \infty$) 的观测代理 $OA(\eta)$, 犹如广角镜, 令引力时空看起来有些弯曲或变形。

GOR 理论证明了一个重要的定理: “伽利略时空定理”。根据观测局域性, 一般观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η 是有限的 ($\eta < \infty$), 其引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于 $X^{4d}(\eta)$ 之时空坐标 x^α : $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta)$, 因而, 显得有些弯曲。伽利略时空定理证明: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$ 。这表明, 引力时空之“弯曲”依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 是一种观测效应, 乃观测局域性 ($\eta < \infty$) 所致; 并且, $OA(\eta)$ 之观测局域性越突出, 其观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 则显得越“弯曲”。特别地, 理想观测代理 OA_∞ 情形之下, 引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 趋同于闵科夫斯基度规 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 。这意味着, 客观真实的伽利略时空 X^{4d}_∞ , 是平直的, 而非弯曲的。

由此可见, 爱因斯坦广义相对论中, 引力时空的

弯曲, 本质上, 属光学观测效应, 乃光学代理 $OA(c)$ 之局域性所致 ($c < \infty$): 时空并非真地弯曲。

一切相对论性效应皆观测效应——

“光速不变性”, 作为爱因斯坦相对论的出发点, 是爱因斯坦相对论一切相对论性效应的逻辑根源。光速本身是一种相对论性效应。既然“光速不变性”乃光学观测效应或表现现象, 那么, 爱因斯坦相对论之一切相对论性效应, 包括“同时性”的相对性, “时涨尺缩”效应, 相对论性之“速度叠加”效应, 以及“时空弯曲”现象, 皆观测效应或表现现象。

实际上, 第三章之 3.6 已经阐明, 一切相对论性效应, 皆依赖于观测代理 $OA(\eta)$ 之“信息波”的速度 η , 可由 GOR 理论之时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 表征:

$$\Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2}} \quad (P.4)$$

其中, v 为物体运动速度, v^2/η^2 表征“狭义相对论性”; χ 为牛顿引力势, $2\chi/\eta^2$ 表征“广义相对论性”。

GOR 理论之时空变换因子 $\Gamma(\eta)$, 概括了洛伦兹因子 $\gamma = \Gamma(c)$, 即光学代理 $OA(c)$ 之时空变换因子, 代表光学观测之“相对论性”; 同时, 概括了伽利略因子 $\Gamma_\infty \equiv 1$, 即理想代理 OA_∞ 之时空变换因子, 代表“非相对论性”——时空和物质运动的本原特性。

当 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 约化为光学观测代理 $OA(c)$ 之时空变换因子, 也即爱因斯坦相对论之时空变换因子:

$$\lim_{\eta \rightarrow c} \Gamma(\eta) = \Gamma(c) = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/c^2 - v^2/c^2}} = \gamma \quad (P.5)$$

局限于光学观测代理 $OA(c)$ 的视角, 爱因斯坦以为: 相对论性 ($\gamma > 1$) 的根源, 在于物质运动 ($v \neq 0$), 在于物质分布 ($\chi \neq 0$), 因此, 相对论性效应是客观真实的自然现象, 是时空和物质运动的本质特性。爱因斯坦没能认识到, 自己的相对论乃光学观测之理论, 其相对论性, 源于光学观测之局域性 ($c < \infty$)。

基于一般观测代理 $OA(\eta)$ 的视角, 拜托光学观测之束缚, GOR 理论获得了更为广阔的视野。GOR 理论发现, GOR 理论之时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 依赖于观测代理 $OA(\eta)$, 依赖于 $OA(\eta)$ 之“信息波”速度 η : 观测媒介传递观测信息的速度 η 越高, $OA(\eta)$ 之相对论性越弱。特别地, $\eta \rightarrow \infty$ 时, 一切相对论性效应都将随之消失, $\Gamma(\eta)$ 趋同于伽利略因子 Γ_∞ :

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\chi/\eta^2 - v^2/\eta^2}} = 1 = \Gamma_\infty \quad (P.6)$$

由此可见,一切相对论性,包括爱因斯坦相对论之相对论性,乃至 GOR 理论之相对论性,本质上,皆观测效应和表观现象;而根源在于,一切观测代理 $OA(\eta)$ 皆存在观测局域性 ($\eta < \infty$) !

理论体系的融合与统一

物理学的发展历史是一部新旧理论不断地融合与统一的历史。物理学新旧理论的融合与统一是物理学发展与进步的体现。统一的“终极理论”(Final Theory)是物理学家们永恒的追求。

霍金认为:人类的物理学越来越支离破碎,被分割成了许多的“局部理论”或“部分理论”;而物理学家的终极目标是将它们统一起来。在其《时间简史》中,霍金说道^[13]:“如果我们发现一个完整的理论,那将是人类理性的终极胜利,因为那时我们就会知道上帝到底是怎么想的。”

现在,观测相对论,从最基本的逻辑前提和公理体系出发,演绎出更具有一般性和普适性的理论体系,将经典的牛顿力学与爱因斯坦之相对论统一起来,其意义,无疑是重大的。

观测相对论从时间定义及其“时频比不变性”出发,导出广义洛伦兹变换。对于观测相对论,广义洛伦兹变换具有标志性意义:在波尔对应原理下,广义洛伦兹变换,既与洛伦兹变换严格对应,又与伽利略变换严格对应;概括统一了伽利略变换和洛伦兹变换。特别地,这种对应关系在逻辑上印证了广义洛伦兹变换逻辑上的合理性和理论上的正确性。

广义洛伦兹变换演绎出 OR 理论之整个理论体系;而 OR 理论则概括统一了伽牛理论和爱因斯坦狭义相对论。特别地,OR 理论之“信息波速度不变性”概括了爱因斯坦之“光速不变性”。特别值得指出,“光速不变性”,在爱因斯坦狭义相对论中,原本只是一个假设;然而,在 OR 理论中,“信息波速度不变性”是一个定理,乃逻辑和理论的产物,并非假设。

OR 惯性能量公式 $E=m\eta^2$ 概括了著名的爱因斯坦公式 $E=mc^2$,表明, $E=mc^2$ 并非“质能”公式——并不意味着质量 m 可以变换为能量 E 。实际上,无论爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 或 OR 能量公式 $E=m\eta^2$,都只是其相对论性动能公式的组成部分。特别具有重要象征意义的是,OR 理论之动能公式 $K_\eta=(\Gamma(\eta)-1)m_0\eta^2$ 概括统一了爱因斯坦狭义相对论之动能公式和牛顿力学之经典动能公式: $\eta \rightarrow c$ 时 OR 动能 $K_\eta \rightarrow K_c=(\gamma-1)m_0c^2$; $\eta \rightarrow \infty$ 时 OR 动能 $K_\eta \rightarrow K_\infty=m_0v^2/2$ 。

OR 理论,概括并统一了爱因斯坦狭义相对论和德布罗意物质波论两个原本完全分离的理论体系^[2-3]。在同一公理体系下,OR 理论竟然能统一地导出爱因斯坦公式 $E=mc^2$ 和普朗克方程 $E=hf$,以及德布罗意关系 $\lambda=h/p$ 。特别值得指出:普朗克方程, $E=hf$,原本是普朗克为证明其黑体辐射定律而给出的一个假设性逻辑前提;然而,在 OR 理论中,却成为一个逻辑结论,一个由理论导出的公式。

基于 OR 理论之“信息波速度不变性”原理和 PGC 原理,类比爱因斯坦广义相对论的逻辑,我们导出了 GOR 理论之整个理论体系,概括统一了牛顿万有引力论和爱因斯坦广义相对论,其中,GOR 场方程,概括统一了爱因斯坦场方程和牛顿万有引力定律之泊松方程形式;GOR 行星运动方程,概括统一了基于牛顿万有引力论的行星运动方程和基于爱因斯坦广义相对论的行星运动方程。如此,GOR 理论能基于更广阔的视角,重新诠释爱因斯坦著名的三大预测:“光之偏折”和“引力红移”,以及“水星进动”。

附录 A 之附表 A1 和附表 A2 分别彙列了 OR 理论和 GOR 理论之基本关系式。如附录 A 之附表 A1 和附表 A2 所示,观测相对论之一切关系式,既与爱因斯坦相对论之关系式同构一致: $\eta \rightarrow c$ 时,严格地约化为爱因斯坦相对论之对应关系式;又与伽利略-牛顿理论之关系式同构一致: $\eta \rightarrow \infty$ 时,严格地约化为伽利略-牛顿理论之对应关系式。

观测相对论对爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论的概括和统一,印证了观测相对论之逻辑上的自治性及其与伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论之逻辑上的一致性,同时,印证了观测相对论逻辑上的合理性及其理论上的正确性。

观测相对论与爱因斯坦相对论并非相悖。

观测相对论,融合统一了爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论,既是爱因斯坦相对论的发展,同时,是对伽利略理论和牛顿力学的全新诠释。

常识与神话

伟大的科学家和哲学家,包括苏格拉底、康德、伽利略、牛顿,以及爱因斯坦和罗素,都持有或表述过这样的信念:宇宙或自然,其现象是复杂的,而本质却是简单的。

瑞典物理学家 Alfvén,诺贝尔奖获得者,在其撰写的《宇宙学:神话还是科学?》(《Cosmology: Myth or Science?》)文章中^[178],曾经直言不讳地批评爱因

斯坦相对论之后泛滥的科学迷信,认为科学 (Science) 正变得越来越像神话 (Myth), 越来越有悖于常识 (Common Sense)。科学的使命似乎不再是发现科学真理,而是“创造”科学真理。

今天的许多“科学真理”,包括“科学定律”和“科学原理”,乃至“自然规律”,与其说是被科学发现的,不如说是被科学“制造”的。

常识,是人们内禀的自然观。

然而,爱因斯坦之相对论告诉人们:时空和物质运动是相对论性的。而常识却有悖于相对论性。

常识告诉我们:速度叠加遵循伽利略速度叠加原理——火车上行走的人相对于站台上的观测者,其速度等于人之行走速度加之火车速度。然而,爱因斯坦之相对论告诉人们:物质运动遵循相对论性的速度叠加;特别地,光速不具有叠加效应——光速叠加任意速度仍然是光速——此即所谓“光速不变性”。

常识告诉我们:物质是有质量的,与观测者是否观测或是否运动无关。然而,爱因斯坦告诉人们:光子没有质量,以光速运动的物质皆无质量。

常识告诉我们:同时性是绝对的——要么同时,要么不同时,与观测者是否观测或是否运动无关。然而,爱因斯坦告诉人们:同时性是相对的,不同的观测者对于同时性有不同的认识。

常识告诉我们:时间是均匀的,空间是固有的,与观测者是否观测或是否运动无关。然而,爱因斯坦之相对论告诉人们:时间会“膨胀”;空间会“收缩”,而且,还会“弯曲”。

相对论性效应或相对论性现象,符合人们猎奇的心理。爱因斯坦相对论建立之后,科学领域滋生出许多的神话和奇谈怪论,诸如:双生子佯谬,时间机器,时间反演,时空隧道,爱因斯坦-罗森桥(即所谓“虫洞”),以及遵从烦琐哲学的高维时空模型,等等。

观测相对论阐明:常识依然有效!——相对论性效应只是表观现象,而常识却往往意味着本质。

OR 理论或 GOR 理论阐明:伽利略速度叠加原理仍然是客观真理,而相对论性速度叠加法则却包含着观测效应,是观测局域性的反映和体现:光速并非真地不变或不可超越;光子,乃至一切物质粒子,皆具有其“固有质量”;同时性是绝对的,时间不会膨胀,空间也不会收缩,更不会弯曲;基于爱因斯坦相对论的“时空穿越”等神话可休矣。

观测相对论揭示了时空和物质运动的本质,而爱

因斯坦之相对论所描述的只是时空和物质运动的现象。现在,观测相对论向我们阐明:本质上,一切相对论性效应皆观测效应或表观现象!

观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论,符合我们的经验和直觉,符合 Alfvén 所说的“常识”,符合人们内禀的自然观。

观测相对论,将使物理学回归科学的理性,去除科学日益浓重的神秘色彩,重塑人类的自然观。

人类的自然观

人类的自然观,从古至今,可划分为的两类:一是绝对主义自然观,其中,时间与空间相互独立;二是相对主义自然观,其中,时间与空间相互依存,并且,在一定的条件下,相互转化。

爱因斯坦相对论建立之前,人类主要持绝对主义时空观,以伽利略和牛顿为代表,可谓之“伽牛自然观”^[32-35]:空间永恒不变地存在着;而时间则静静地流淌着。反映在物理学中,绝对主义的自然观产生了伽利略变换和牛顿力学,其中,时间和空间相互独立——空间即空间,时间即时间;不同观测者持有相同的时间,同时性是绝对的。

爱因斯坦相对论建立之后,相对主义时空观在自然哲学中占据了主导地位,以马赫和爱因斯坦为代表^[36-38],可谓之“马爱自然观”。1883年,马赫发表《力学史评》,批判绝对时空观,认为空间是相对的,时间也是相对的。爱因斯坦始终以马赫思想为其相对论之哲学思想的基础。反映在物理学中,相对主义自然观产生了菲兹杰拉德-洛伦兹变换^[39,40]和爱因斯坦相对论^[14,15],其中,时间与空间融为一体——时间亦空间,空间亦时间,相互依存,相互转化;不同观测者持有不同的时间,同时性是相对的。于是,时间和空间合并形成了“时空”(Spacetime)的概念。

伽牛自然观,源于直觉和常识,乃人类内秉之自然观:“自然本源即此”。马爱自然观,源于观测,乃“唯观主义”自然观:“观测的即真实的”。

“光速不变性原理”即唯观主义的产物。爱因斯坦等唯观主义者认为:既然迈克尔逊-莫雷实验显示光速无叠加效应,那么,光速不变就是客观真实的自然现象,可谓之“光速不变性原理”。然而,观测的并非即客观真实的。OR 理论告诉我们,原来,“光速不变性”只是一种观测效应,是我们借助光观测自然世界时的一种表观现象。

那么,真实的自然世界究竟怎么样呢?

自然世界自然是客观世界,无论人类存在与否,无论人类观测与否,它在那里,而且,就在那里。

观测相对论阐明:限于观测局域性,我们观测中的自然世界必定呈现某种观测效应或表现现象;仅当伽利略代理之下,即理想化观测条件下,没有观测局域性,没有相对论性,没有观测效应和表现现象,自然世界才会呈现其客观真实的面貌:时间与空间相互独立,同时性是绝对的,时间不再膨胀,空间不再收缩,时空平直而非弯曲,一切物质粒子皆有质量,速度遵循伽利略叠加原理,观测上不再有不不确定性,物质运动遵循牛顿定律。伽利略-牛顿理论不再是爱因斯坦相对论的近似理论。正相反,伽利略-牛顿理论代表客观真实的物理世界,而爱因斯坦相对论为我们描绘的只是近似客观世界的光学观测映像。

观测相对论告诉我们,客观真实的自然世界是伽利略和牛顿为我们描绘的绝对时空,而非爱因斯坦和马赫为我们描绘的相对时空。

观测相对论同时又告诉我们,在我们的主观世界中,客观世界永远只是一个映像,建立在我们对客观世界的感知或观测之基础上。好奇心驱使我们不断地探索自然,力图将主观映像与客观世界统一起来。然而,宇宙不存在理想化的伽利略代理;限于观测局域性,客体与主体永远不能达到完全的统一,客观真实的绝对时空,只能依靠我们的理性才能触及。

人类永远无法抵达绝对时空的彼岸,尽管我们会接近它,而且,会越来越接近。

结束语

特别申明:观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论,不是为了挑战爱因斯坦相对论而“制造”的,更不是为了哗众取宠而“设计”的。OR 和 GOR 理论是理论上的一次“发现”,某种意义上,是个“意外”。然而,归根结底,OR 和 GOR 理论是逻辑的产物,是实证和思辨的产物,是科学的产物,其学术思想是纯粹的和严肃的,同时,其逻辑结论寓意重大。

霍金认为:人类的物理学被分割成了许多的局部理论(Partial Theory);而物理学的终极目标是将它们统一起来。无论伽利略-牛顿力学或爱因斯坦相对论,都只是霍金言下的局部理论。OR 和 GOR 理论概括并统一了伽利略-牛顿力学和爱因斯坦相对论,是伽利略-牛顿力学和爱因斯坦相对论的发展。

一种新的理论,能将两种旧的理论或局部理论统一起来,其意义,想必大家是理解的。再次借用霍金

在其《时间简史》中所说的话^[13]:“如果我们发现一个完整的理论,那将是人类理性的终极胜利,因为,那时我们就会知道上帝到底是怎么想的。”

尽管,或者,正因为,物理学和物理学家并不十分理解光速为什么不变和时空为什么弯曲,主流物理学界爱爱因斯坦相对论为圣经,容不得不同的思想和不同的见解。美国互联网电子预印本文库 raXiv,其初衷是促进科学思想的自由传播,却拒绝收录 OR 和 GOR 文稿。幸好,有《北京工业大学学报》和 Archive Freedom 电子预印本文库 viXra, OR^[1,3]和 GOR^[16]能呈现在学术期刊和互联网上与读者见面。

OR 和 GOR 理论未必十分严谨。然而,观测相对论之整个理论体系,包括 OR 理论和 GOR 理论,逻辑上是自洽的,既与爱因斯坦相对论逻辑上一致,又与伽利略-牛顿理论逻辑上一致。观测相对论,既是逻辑和理论的产物,同时,具有实证依据,而非臆想。作者相信,观测相对论乃科学真理,经得起思辨,经得起实证,经得起批判,经得起时间和历史的检验。

OR 和 GOR 理论,远非终极理论,欢迎批判。然而,作者恳请读者和物理学家,特别是主流物理学界之权威人士,为了物理学的进步和发展,少一丝不屑和苛责,多一分宽容和鼓励。如若大家能基于完善而不是扼杀观测相对论的学术态度和科学精神批判 OR 理论和 GOR 理论,作者将倍感欣慰。

附录 A: 牛顿和爱因斯坦的统一

观测相对论,乃一般观测代理 $OA(\eta)$ 之理论体系,概括统一了伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论。

伽利略-牛顿理论和爱因斯坦相对论,皆观测相对论之局部理论,分属不同观测代理:伽利略理论和牛顿力学是理想代理 OA_∞ 的产物;而爱因斯坦相对论则是光学代理 $OA(c)$ 的产物。 $OA(\eta)$ 为理想代理 OA_∞ 时,观测相对论严格地约化为伽利略理论和牛顿力学; $OA(\eta)$ 为光学代理时 $OA(c)$ 时,观测相对论严格地约化为爱因斯坦相对论。

物理学局部理论的概括或部分理论的统一,不只是旧理论机械的或形式上的再现和复制,而是人类认识客观世界的进步乃至飞跃,是人类物理学理论体系之逻辑上追根溯源的一大步。将牛顿力学和爱因斯坦相对论两个伟大的理论系统统一于同一公理体系和同一理论体系,其寓意无疑是重大的。

同一物理世界,同一逻辑体系。

物理学,仅当其因果链条始于最基本的逻辑前提时,方能知其然并知其所以然,概括局部理论,将分立的理论统一起来。正如霍金所言^[13]:“那时,我们

就会知道上帝到底是怎么想的。”

现在,该是人类重塑其自然观的时候了。

观测相对论,包括 OR 理论和 GOR 理论,令我们认识到,伽利略-牛顿理论乃正确理论,是客观世界之真实写照;爱因斯坦相对论乃近似理论,是自然世界透过光呈现给我们的光学映像。

附录 A 之附表 A1 和附表 A2 乃观测相对论与爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论的类比和对话列表,归纳总结了 OR 理论和 GOR 理论以及爱因斯坦相对论和伽利略-牛顿理论的基本关系式。类比一般观测代理 $OA(\eta)$ 和光学代理 $OA(c)$ 以及理想代理 OA_∞ 之关系式可以发现,观测相对论,既与爱因斯坦相对论具有严格的“同构一致性”对应关系,又与伽利略-牛顿理论具有严格的“同构一致性”对应关系。

附表 A1 和附表 A2 之类比和对话,有助于我们更好地理解观测相对论与爱因斯坦相对论以及伽利略-牛顿理论之逻辑上的一致性,更好地理解观测相对论之逻辑上的合理性和自洽性,乃至其理论上的正确性,同时,有助于我们基于新的和更广阔的视角重新认识和理解爱因斯坦相对论,重新认识和理解伽利略理论和牛顿力学。

附表 A1. OR 理论与爱因斯坦狭义相对论和伽利略-牛顿理论: 类比和对话

	OR 理论 (一般观测代理 $OA(\eta)$)	爱因斯坦狭义相对论 (光学观测代理 $OA(c): \eta \rightarrow c$)	伽利略-牛顿理论 (理想观测代理 $OA_\infty: \eta \rightarrow \infty$)
A1-1. 观测代理和观测时空	一般观测代理 $OA(\eta)$: $OA(\eta) = \left\{ X^{4d}(\eta) : \begin{cases} x^0 = \eta t \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 其中, $X^{4d}(\eta)$ 为 $OA(\eta)$ 之惯性时空, η 为 $OA(\eta)$ 之信息波速度, ds 为被观测对象 P 在 $X^{4d}(\eta)$ 中的时空线元或时空轨迹(世界线), $\eta_{\mu\nu}$ 为闵科夫斯基度规。 作为 $OA(\eta)$ 的信息波速度, η 是 $OA(\eta)$ 之观测上的极限速度。 $x^0 = \eta t$ 隐含着“信息波速度不变性”;而“信息波速度不变性”定理是 OR 理论的逻辑结论。 $\eta \rightarrow c, OA(\eta) \rightarrow OA(c);$ $\eta \rightarrow \infty, OA(\eta) \rightarrow OA_\infty$	光学观测代理 $OA(c)$: $OA(c) = \left\{ X^{4d}(c) : \begin{cases} x^0 = ct \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 其中, $X^{4d}(c)$ 为 $OA(c)$ 之惯性时空, 光速 c 即 $OA(c)$ 之信息波速度, ds 为被观测对象 P 在 $X^{4d}(c)$ 中的时空线元或时空轨迹(世界线), $\eta_{\mu\nu}$ 为闵科夫斯基度规。 作为 $OA(c)$ 的信息波速度, 光速 c 是 $OA(c)$ 之观测上的极限速度。 $x^0 = ct$ 隐含着“光速不变性”;而“光速不变性”是爱因斯坦狭义相对论的一个假设性逻辑前提。	理想观测代理 OA_∞: $OA_\infty = \left\{ X^{4d}_\infty : \begin{cases} x^0 = \infty t \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $dt = d\tau$ $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 其中, X^{4d}_∞ 为 OA_∞ 之时空(又称“伽利略时空”), OA_∞ 之信息波速度 η 被理想化作无穷大; $d\tau$ 为固有时间(原时), 乃客观真实的时间。 无穷大的信息波速度自然具有“不变性”, 自然为 OA_∞ 之观测极限。 伽利略时空 $X^{4d}_\infty, \eta \rightarrow \infty$, 线元 ds 公式分裂为时间线 dt 和空间线 dl 两个独立的关系式。

A1-2. 惯性时空变换	广义洛伦兹变换： $O' \rightarrow O:$ $\begin{cases} x = \Gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \Gamma(t' + vx'/\eta^2) \end{cases}$ $\Gamma = \Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}}$ 其中，$\Gamma = \Gamma(\eta)$ 为广义洛伦兹因子，即 $OA(\eta)$ 之观测时空 $X^{4d}(\eta)$ 的时空变换因子；v 为观测者 O' 相对于观测者 O 的速度。 $\eta \rightarrow c$ 时，广义洛伦兹变换严格约化为洛伦兹变换。 $\eta \rightarrow \infty$ 时，广义洛伦兹变换严格约化为伽利略变换。	洛伦兹变换： $O' \rightarrow O:$ $\begin{cases} x = \Gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \Gamma(t' + vx'/c^2) \end{cases}$ $\Gamma = \Gamma(c) = \lim_{\eta \rightarrow c} \Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ 其中，$\Gamma = \Gamma(c)$ 为洛伦兹因子，即 $OA(c)$ 之观测时空 $X^{4d}(c)$ 的时空变换因子；v 为观测者 O' 相对于观测者 O 的速度。	伽利略变换： $O' \rightarrow O:$ $\begin{cases} x = x' + vt' \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases}$ $\Gamma = \Gamma_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma(\eta) = 1$ 其中，$\Gamma = \Gamma_\infty$ 为伽利略因子，即 OA_∞ 之理想观测时空 X^{4d}_∞ 的时空变换因子；v 为观测者 O' 相对于观测者 O 的速度。
A1-3. 惯性速度叠加	OR 速度叠加法则： $u = \frac{u' + v}{1 + u'v/\eta^2}$ $(u \leq \eta, u' \leq \eta, v \leq \eta)$ 其中，$OA(\eta)$ 之信息波的速度 η 为 $OA(\eta)$ 观测上的极限速度。 $\eta \rightarrow c$ 时，OR 速度叠加法则严格约化为爱因斯坦速度叠加法则。 $\eta \rightarrow \infty$ 时，OR 速度叠加法则严格约化为伽利略速度叠加法则。	爱因斯坦速度叠加法则： $u = \frac{u' + v}{1 + u'v/c^2}$ $(\eta \rightarrow c; u \leq c, u' \leq c, v \leq c)$ 其中，光速 c 为 $OA(c)$ 之观测上的极限速度 ($\eta = c$)。	伽利略速度叠加法则： $u = u' + v$ $(\eta \rightarrow \infty; u < \infty, u' < \infty, v < \infty)$ 其中，理想代理 OA_∞ 之理想化的极限速度无穷大 ($\eta \rightarrow \infty$)。
A1-4. 观测质量	OR 质量 $m = m(\eta)$： ($OA(\eta)$ 之观测质量) $m = m(\eta) = \frac{m_o}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}}$ 其中，m_o 为被观测对象 P 之固有质量，乃客观真实的质量。 $\eta \rightarrow c$ 时，$m = m(c)$ 即爱因斯坦狭义相对论之相对论性质量。 $\eta \rightarrow \infty$ 时，$m = m_\infty = m_o$ 即经典质量。	爱因斯坦相对论性质量 $m(c)$： ($OA(c)$ 之观测质量) $m(c) = \lim_{\eta \rightarrow c} m(\eta) = \frac{m_o}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ 爱因斯坦称 $m = m(c)$ 为相对论性质量（运动质量）；称 m_o 为静止质量。	牛顿力学之经典质量 m_∞： (OA_∞ 之理想观测质量) $m_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} m(\eta) = m_o$ 其中，经典力学之经典质量 $m_\infty = m_o$ 意味着 P 之理想观测质量 m_∞ 即 P 之固有质量 m_o，乃客观真实的质量。
A1-5. 观测动量	OR 动量 $p = p(\eta)$： ($OA(\eta)$ 之观测动量) $p = p(\eta) = mv = \frac{m_o v}{\sqrt{1 - v^2/\eta^2}}$ $\eta \rightarrow c$ 时，$p = p(c)$ 即爱因斯坦狭义相对论之相对论性动量； $\eta \rightarrow \infty$ 时，$p = p_\infty$ 即经典动量。	爱因斯坦相对论性动量 $p(c)$： ($OA(c)$ 之观测动量) $p(c) = \lim_{\eta \rightarrow c} p(\eta) = \frac{m_o v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$	牛顿力学之经典动量 p_∞： (OA_∞ 之理想观测动量) $p_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} p(\eta) = m_o v$

A1-6. 观测动能	OR 动能 $K=K(\eta)$: (OA(η)-之观测动能) $\begin{cases} E = m\eta^2 = \Gamma(\eta)m_0\eta^2 \\ = \frac{m_0\eta^2}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} = \frac{E_0}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} \\ K = E - E_0 = (\Gamma(\eta)-1)m_0\eta^2 \end{cases}$ 其中, $K=K(\eta)$ 为被观测对象 P 之动能, 而 $E_0=m_0\eta^2$ 则为 P 之静能。 $E_0=m_0\eta^2$ 完全依赖于 OA(η)-之信息波的速度 η, 并非真实存在的物理量: 物质并不存在所谓的“静能”。 $\eta \rightarrow c$ 时, $E=mc^2$ 即著名的爱因斯坦公式, $K=K(c)$ 即爱因斯坦狭义相对论之相对论性动能。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, $K=K_\infty$ 即经典动能。	爱因斯坦相对论性动能 $K(c)$: (OA(c)-之观测动能) $\begin{cases} E = mc^2 = \Gamma(c)m_0c^2 \\ = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{E_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \\ K = E - E_0 = (\Gamma(c)-1)m_0c^2 \end{cases}$ 其中, $K=K(c)$ 为 P 之动能, 而 $E_0=m_0c^2$ 则为 P 之静能。 爱因斯坦将 $E_0=m_0c^2$ 视为物质真实存在的静止能量; 有物理学家甚至将其用于解释核爆炸能量之源。 OR 理论中, $E_0=m_0c^2$ 只是 $E=m_0\eta^2$ 之特例, 依赖于观测, 并不真实存在, 不能诠释为物质之“静能”。	牛顿力学之经典动能 K_∞: (OA$_\infty$-之观测动能) $K_\infty = \frac{1}{2}m_0v^2$ 此即牛顿力学之经典动能公式, 其中, v 即 P 之惯性速度。 读者可以验算: $\eta \rightarrow \infty$ 时, OR 理论中, 理想观测动能 K_∞ 即经典动能—— $\begin{aligned} K_\infty &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} K(\eta) \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/\eta^2}} - 1 \right) m_0\eta^2 \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{2} \frac{v^2}{\eta^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{v^4}{\eta^4} + \dots \right\} m_0\eta^2 \\ &= \frac{1}{2} m_0v^2 \end{aligned}$
------------	--	--	--

注释: OR 理论之一切关系式, 当 $\eta \rightarrow c$ 时, 皆严格地约化为爱因斯坦狭义相对论之关系式; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 则严格地约化为伽利略-牛顿理论之关系式。这种不同理论体系之间严格的对应关系表明, OR 理论, 既与爱因斯坦狭义相对论逻辑上一致, 又与伽利略-牛顿理论逻辑上一致; 同时, 这种严格的对应关系印证了 OR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。

附表 A2. GOR 理论与爱因斯坦广义相对论和牛顿万有引力论: 类比和对话

	GOR 理论 (一般观测代理 OA(η))	爱因斯坦广义相对论 (光学观测代理 OA(c): $\eta \rightarrow c$)	牛顿万有引力论 (理想观测代理 OA $_\infty$: $\eta \rightarrow \infty$)
A2-1. 观测代理和观测时空	一般观测代理 OA(η): $OA(\eta) = \left\{ X^{4d}(\eta): \begin{cases} x^0 = \eta t \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, \eta) \quad (\alpha=0,1,2,3)$ 其中, $X^{4d}(\eta)$ 为 OA(η)-之引力时空, η 为 OA(η)-之信息波速度, ds 为被观测对象 P 在 $X^{4d}(\eta)$ 中的时空线元或时空轨迹 (世界线)。 引力时空 $X^{4d}(\eta)$ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于 $X^{4d}(\eta)$ 之时空坐标 x^α 和 OA(η)-之信息波速度 η。这意味着, $\eta < \infty$ 时, 引力时空显得有些“弯曲”。 $\eta \rightarrow c$, OA(η) $\rightarrow$ OA(c); $\eta \rightarrow \infty$, OA(η) $\rightarrow$ OA$_\infty$。	光学观测代理 OA(c): $OA(c) = \left\{ X^{4d}(\eta): \begin{cases} x^0 = ct \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x^\alpha, c) \quad (\alpha=0,1,2,3)$ 其中, $X^{4d}(c)$ 为 OA(c)-之引力时空, 光速 c 即 OA(c)-之信息波速度, ds 为被观测对象 P 在 $X^{4d}(c)$ 中的时空线元或时空轨迹 (世界线)。 引力时空 $X^{4d}(c)$ 之度规 $g_{\mu\nu}$ 依赖于 $X^{4d}(c)$ 之时空坐标 x^α 和光速 c, 即光学代理 OA(c)-之信息波速度。 $c < \infty$, OA(c) 存在观测局域性, 因此, 引力时空显得有些“弯曲”。	理想观测代理 OA$_\infty$: $OA_\infty = \left\{ X^{4d}_\infty: \begin{cases} x^0 = \infty t \\ x^1 = x \\ x^2 = y \\ x^3 = z \end{cases} \right\}$ $dt = d\tau$ $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ 其中, X^{4d}_∞ 为 OA$_\infty$-之时空 (又称“伽利略时空”), OA$_\infty$-之信息波速度 η 被理想化作无穷大; $d\tau$ 为固有时间 (原时), 乃客观真实的时间。 伽利略时空乃客观真实的时空。根据“伽利略时空定理”, 伽利略时空 X^{4d}_∞, 即使存在引力场或物质能量分布, 其时空度规仍然为闵科夫斯基度规: $\eta \rightarrow \infty$ 时 $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$。这意味着, 客观真实的时空是不会弯曲的。

A2-2. 引力时空变换因子	GOR 时空变换因子 $\Gamma=\Gamma(\eta)$: $\Gamma = \Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\chi}{\eta^2} - \frac{v^2}{\eta^2}}}$ 其中, $\Gamma=\Gamma(\eta)$ 为 GOR 理论之引力时空变换因子, χ 为牛顿引力势, v 为被观测对象 P 之运动速度。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 理论之引力时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 严格约化爱因斯坦之引力时空变换因子 $\Gamma(c)$。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 理论之引力时空变换因子 $\Gamma(\eta)$ 严格约化为伽利略因子 $\Gamma_\infty \equiv 1$。	爱因斯坦时空变换因子 $\Gamma(c)$: $\Gamma = \Gamma(c) = \lim_{\eta \rightarrow c} \Gamma(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\chi}{c^2} - \frac{v^2}{c^2}}}$ 其中, $\Gamma=\Gamma(c)$ 为爱因斯坦引力时空变换因子, 即光学代理 $OA(c)$ 之引力时空 $X^{4d}(c)$ 之变换因子; χ 为牛顿引力势, v 为被观测对象 P 之运动速度。	伽利略时空变换因子 Γ_∞: $\Gamma = \Gamma_\infty = \lim_{\eta \rightarrow c} \Gamma(\eta) = 1$ 其中, $\Gamma=\Gamma_\infty$ 为伽利略因子, 即理想代理 OA_∞ 之理想观测时空 X^{4d}_∞ 的时空变换因子, 与物质或能量的分布 (χ) 无关; 与被观测对象 P 之运动速度无关 (v)。
A2-3. 引力场方程	GOR 场方程: $R_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa_\eta T_{\mu\nu}$ $\left(\kappa_\eta = \frac{8\pi G}{\eta^4} \right)$ 其中, G 为引力常数, κ_η 为 GOR 理论之引力场方程系数。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程严格约化为爱因斯坦场方程。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程严格约化为牛顿万有引力论之泊松方程形式。	爱因斯坦场方程: $R_{\mu\nu}(c) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa_c T_{\mu\nu}$ $\left(\kappa_c = \frac{8\pi G}{c^4} \right)$ 其中, G 为引力常数, κ_c 为爱因斯坦场方程系数。 自然地, $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 场方程严格约化为爱因斯坦场方程。	牛顿万有引力定律: $\nabla^2 \chi = 4\pi G \rho$ 此即万有引力定律之泊松方程形式, 其中, G 为引力常数, χ 为牛顿引力势, ρ 为物质质量密度。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 场方程严格约化为牛顿万有引力论之泊松方程形式 (参见第五章之 5.7)。
A2-4. 运动方程 (短程线)	GOR 运动方程: $\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(\eta) \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0$ $(\mu = 0, 1, 2, 3)$ 此即 GOR 理论之所谓“短程线”。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 运动方程严格约化为爱因斯坦运动方程。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 运动方程严格约化为牛顿第二定律, 其中, 力即牛顿万有引力。	爱因斯坦运动方程: $\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu(c) \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0$ $(\mu = 0, 1, 2, 3)$ 此即爱因斯坦广义相对论之所谓“短程线”。 自然地, $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 运动方程严格约化为爱因斯坦运动方程。	牛顿运动方程: $\begin{cases} \frac{d^2 t}{d\tau^2} = 0 \\ \frac{d^2 x^i}{d\tau^2} = -\frac{\partial \chi}{\partial x^i} \quad (i=1, 2, 3) \end{cases}$ 其中, 运动物体 P 受引力作用: $F^i = -m_o \frac{\partial \chi}{\partial x^i} \quad (i=1, 2, 3)$ 伽利略时空 X^{4d}_∞, $\eta \rightarrow \infty$, 运动方程分裂为时间 dt 和空间 dx^i ($i=1, 2, 3$) 两组独立的关系式 (参见第五章之 5.4)。

A2-5. 引力时空运动物体能量	GOR 动能 $K=K(\eta)$ 和势能 $V=V(\eta)$: (OA(η)-观测能量) $\begin{cases} K=K(\eta)=\left(\Gamma(\eta)\Big _{\chi=0}-1\right)m_o\eta^2 \\ V=V(\eta)=\left(1-\Gamma(\eta)\Big _{v=0}\right)m_o\eta^2 \end{cases}$ 其中, m_o 为被观测对象 P 之固有质量, v 为 P 之运动速度, χ 为 P 之引力势, η 为观测代理 OA(η)-信息波速度。 GOR 总能量 $H(\eta)$: $\begin{aligned} H &= H(\eta) = K(\eta) + V(\eta) \\ &= \left(\Gamma(\eta)\Big _{\chi=0} - \Gamma(\eta)\Big _{v=0}\right)m_o\eta^2 \end{aligned}$ $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 能量严格约化为爱因斯坦能量。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 能量严格约化为经典能量。	爱因斯坦广义相对论之动能 $K(c)$ 和势能 $V(c)$: (OA(c)-观测能量) $\begin{cases} K=K(c)=\left(\Gamma(c)\Big _{\chi=0}-1\right)m_o c^2 \\ V=V(c)=\left(1-\Gamma(c)\Big _{v=0}\right)m_o c^2 \end{cases}$ 其中, m_o 为 P 之固有质量, v 为 P 之运动速度, χ 为 P 之引力势, 光速 c 即光学代理 OA(c)-信息波速度。 爱因斯坦广义相对论总能量 $H(c)$: $\begin{aligned} H &= H(c) = K(c) + V(c) \\ &= \left(\Gamma(c)\Big _{\chi=0} - \Gamma(c)\Big _{v=0}\right)m_o c^2 \end{aligned}$	牛顿力学之动能 K_∞ 和势能 V_∞: (OA$_\infty$-理想观测能量) $\begin{cases} K=K_\infty=\frac{1}{2}m_o v^2 \\ V=V_\infty=\chi m_o \end{cases}$ 其中, m_o 为 P 之固有质量, v 为 P 之运动速度, χ 为 P 之引力势。 牛顿力学总能量 H_∞: $H = H_\infty = K_\infty + V_\infty$ 读者可以验算: $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 动能 $K(\eta)$ 和势能 $V(\eta)$ 趋同于经典动能 K_∞ 和经典势能 V_∞ —— $\begin{cases} \lim_{\eta \rightarrow \infty} K(\eta) = K_\infty \\ \lim_{\eta \rightarrow \infty} V(\eta) = V_\infty \end{cases}$
A2-6. 球对称引力时空度规和线元	GOR 球对称引力时空 (球坐标) 度规 $g_{\mu\nu}(\eta)$ 和线元 ds: $\begin{cases} g_{00}(\eta)=1+2\chi/\eta^2 \\ g_{11}(\eta)=-(1+2\chi/\eta^2)^{-1} \\ g_{22}(\eta)=-r^2 \\ g_{33}(\eta)=-r^2\sin^2\theta \\ g_{\mu\nu}(\eta)=0 \quad (\mu \neq \nu) \end{cases}$ $\begin{aligned} ds^2 &= (1+2\chi/\eta^2)\eta^2 dt^2 \\ &\quad - (1+2\chi/\eta^2)^{-1} dr^2 \\ &\quad - r^2 d\theta^2 \\ &\quad - r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 \end{aligned}$ $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 球对称引力时空度规和线元严格约化为爱因斯坦广义相对论之度规和线元; $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 球对称引力时空度规和线元严格约化为伽利略时空度规和线元。	爱因斯坦广义相对论球对称引力时空 (球坐标) 度规 $g_{\mu\nu}(c)$ 和线元 ds: $\begin{cases} g_{00}(c)=1+2\chi/c^2 \\ g_{11}(c)=-(1+2\chi/c^2)^{-1} \\ g_{22}(c)=-r^2 \\ g_{33}(c)=-r^2\sin^2\theta \\ g_{\mu\nu}(c)=0 \quad (\mu \neq \nu) \end{cases}$ $\begin{aligned} ds^2 &= (1+2\chi/c^2)c^2 dt^2 \\ &\quad - (1+2\chi/c^2)^{-1} dr^2 \\ &\quad - r^2 d\theta^2 \\ &\quad - r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 \end{aligned}$	牛顿万有引力论球对称引力时空 (球坐标) 度规 $g_{\mu\nu}$ 和线元 ds: $\begin{aligned} g_{\mu\nu} &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} g_{\mu\nu}(\eta) = \eta_{\mu\nu} \\ &= \text{diag}(+1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2\theta) \end{aligned}$ $\begin{cases} dt = d\tau \\ dr^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 \end{cases}$ $\eta \rightarrow \infty$ 时, 时空即伽利略时空, GOR 球对称引力时空度规 $g_{\mu\nu}$ 严格约化为闵科夫斯基度规的球坐标形式, 符合“伽利略时空”定理。 伽利略时空 X^{4d}_∞, $\eta \rightarrow \infty$, 线元 ds 公式分裂成为时间线 dt 和空间线 dr 两个独立的关系式。

A2-7. 天体“二体系统”模型	GOR 天体“二体系统” (M, m) 方程: $\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(1 + \frac{3h_K^2}{\eta^2} u^2 \right)$ 此即基于 GOR 理论导出的天体“二体系统”运动方程, 其中, $u=1/r$, G 为万有引力常数, M 为引力源质量, m 为被观测的运动天体, r 为 M 指向 m 的矢径, $h_K=r^2 d\varphi/d\tau$ 为 m 绕 M 运行之速度矩, η 为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 二体系统方程严格约化为爱因斯坦广义相对论二体系统方程。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 二体系统方程严格约化为牛顿二体系统方程。	爱因斯坦广义相对论二体系统方程: $\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2} \left(1 + \frac{3h_K^2}{c^2} u^2 \right)$ 此即基于爱因斯坦广义相对论导出的天体“二体系统”运动方程, 其中, 光速 c 为光学代理 $OA(c)$ 之信息波速度。 实际上, 爱因斯坦天体“二体系统”运动方程是 GOR 理论之天体“二体系统”运动方程之特例, 仅当 $OA(\eta)$ 为光学代理 $OA(c)$ 时成立。	牛顿二体系统方程 $\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{GM}{h_K^2}$ 此即基于牛顿万有引力论导出的天体“二体系统”运动方程, 其中, 理想代理 OA_∞ 之信息波速度无穷大。 实际上, 牛顿天体“二体系统”运动方程也是 GOR 天体“二体系统”运动方程的一个特例, 仅当 $OA(\eta)$ 为理想代理 OA_∞ 时成立。
A2-8. 行星轨道旋进公式	GOR 行星轨道旋进角 $\Delta\varphi_{\text{GOR}}$: 以 M 为恒星 m 为行星求解 A2-7 之 GOR 天体“二体系统”运动方程得行星轨道旋进角 $\Delta\varphi_{\text{GOR}} = \Delta\varphi_{OA(\eta)} = \frac{6\pi G^2 M^2}{\eta^2 h_K^2}$ 其中, $\Delta\varphi_{\text{GOR}}$ 为行星 m 围绕恒星 M 公转一周之旋进角; η 为一般观测代理 $OA(\eta)$ 之信息波速度。 根据 GOR 行星轨道旋进公式: 不同观测代理 $OA(\eta)$, 不同信息波速度 η, 行星轨道观测起来会有不同程度的旋进或进动。 因此, GOR 行星轨道旋进公式所预测的只是作为观测代理 $OA(\eta)$ 之观测效应或表观现象的行星轨道旋进, 而非实际的行星进动。 然而, 这并不意味着行星轨道无旋进。实际的行星轨道旋进率会比较高, 如水星每 100 年旋进约 6000 角秒, 但理想化的理论模型 (包括 GOR 理论和爱因斯坦广义相对论) 无法对其进行计算和预测。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 行星轨道旋进公式严格约化为爱因斯坦广义相对论之行星轨道旋进公式。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 行星轨道旋进公式严格约化为牛顿行星轨道旋进公式。	爱因斯坦广义相对论行星轨道旋进角 $\Delta\varphi_E$: 以 M 为恒星 m 为行星求解 A2-7 之爱因斯坦广义相对论天体“二体系统”运动方程得行星轨道旋进角 $\Delta\varphi_E = \frac{6\pi G^2 M^2}{c^2 h_K^2}$ 其中, $\Delta\varphi_E$ 为行星 m 围绕恒星 M 公转一周之旋进角; 光速 c 为光学代理 $OA(c)$ 之信息波速度。 爱因斯坦广义相对论之行星轨道旋进公式是 GOR 公式之特例, $\eta \rightarrow c$ 时: $\begin{aligned} \Delta\varphi_E &= \Delta\varphi_{OA(c)} \\ &= \lim_{\eta \rightarrow c} \Delta\varphi_{OA(\eta)} = \frac{6\pi G^2 M^2}{c^2 h_K^2} \end{aligned}$ 可见, 爱因斯坦基于其广义相对论计算和预测的水星轨道旋进率 (每 100 年 4.3 角秒) 只是作为光学代理 $OA(c)$ 之观测效应或表观现象的水星进动, 而非实际的水星轨道旋进。水星实际进动率高达每 100 年约 6000 角秒, 对此, 爱因斯坦广义相对论不能计算或预测。	牛顿行星轨道旋进角 $\Delta\varphi_N$: 以 M 为恒星 m 为行星求解 A2-7 之牛顿天体“二体系统”运动方程得行星轨道旋进的公式 $\Delta\varphi_N = 0$ 其中, $\Delta\varphi_N$ 为行星 m 围绕恒星 M 公转一周之旋进角; 理想代理 OA_∞ 之信息波速度无穷大。 牛顿行星运动方程之行星轨道旋进公式也是 GOR 公式之特例, $\eta \rightarrow \infty$ 时: $\begin{aligned} \Delta\varphi_N &= \Delta\varphi_{OA_\infty} \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \varphi_{OA(\eta)} = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{6\pi G^2 M^2}{\eta^2 h_K^2} = 0 \end{aligned}$ 理想代理 OA_∞ 无观测效应, 因而, 无作为 OA_∞ 之观测效应或表观现象的行星轨道旋进或进动。

GOR 光之引力偏折角 δ_{GOR} :

光掠过太阳表面之偏折问题：以 M 为太阳 m 为光子求解 A2-7 之 GOR 天体“二体系统”运动方程，难有精确解，可分二种情形求解之。

第一，光学代理情形： $\eta \rightarrow c$, $\text{OA}(\eta) \rightarrow \text{OA}(c)$ ，解之得 GOR 引力偏折角

$$\delta_{\text{GOR}} = \delta_{\text{OA}(c)} = \frac{4GM}{R_s c^2} \quad (\eta \rightarrow c)$$

其中，光子 m 既是被观测对象，又是信息子；光速 c 既是被观测对象 m 之运动速度，又是光学代理 $\text{OA}(c)$ 之信息波速度。

第二，超光速代理情形： $\text{OA}(\eta)$, $\eta > c$, $\eta \gg c$ 时可得 GOR 引力偏折近似解：

$$\begin{aligned} \delta_{\text{GOR}} &= \delta_{\text{OA}(\eta)} \quad (\eta \gg c) \\ &= \frac{2GM}{R_s c^2} \left(1 + \frac{c^2}{3c^2 + 2\eta^2} \right) \end{aligned}$$

其中，光子 m 乃被观测对象但不是信息子，光速 c 是被观测对象 m 之运动速度但不是 $\text{OA}(\eta)$ 之信息波速度；要求 $\text{OA}(\eta)$ 之信息波速度 η 远大于光子 m 之速度： $\eta \gg c$ 。

$\eta \rightarrow c$ 时，GOR 光之引力偏折公式严格约化为爱因斯坦广义相对论光之引力偏折公式。

$\eta \rightarrow \infty$ 时，GOR 光之引力偏折公式严格约化为牛顿光之引力偏折公式。

爱因斯坦广义相对论

光之引力偏折角 δ_E :

以 M 为太阳 m 为光子求解 A2-7 之爱因斯坦广义相对论天体“二体系统”运动方程得光子 m 掠过太阳 M 表面时的引力偏折角

$$\delta_E = \frac{4GM}{R_s c^2}$$

其中，光子 m 既是 $\text{OA}(c)$ 之信息子，又是被观测对象；光速 c 既是 $\text{OA}(c)$ 之信息波速度，又是被观测对象 m 之运动速度。

爱因斯坦广义相对论光之引力偏折公式是 GOR 公式之特例：

$$\begin{aligned} \delta_E &= \delta_{\text{OA}(c)} \\ &= \lim_{\eta \rightarrow c} \delta_{\text{OA}(\eta)} = \frac{4GM}{R_s c^2} \end{aligned}$$

其中，观测代理即光学代理 $\text{OA}(c)$ 。

爱因斯坦广义相对论预测的光之引力偏折，乃光学代理 $\text{OA}(c)$ 呈现给观测者的引力偏折之现象。

牛顿光之引力偏折角 δ_N :

以 M 为太阳 m 为光子求解 A2-7 之牛顿天体“二体系统”运动方程得光子 m 掠过太阳 M 表面时的引力偏折角

$$\delta_N = \delta_{\text{OA}_\infty} = \frac{2GM}{R_s c^2}$$

其中，光子 m 为被观测对象，但不是信息子；光速 c 为被观测对象 m 之运动速度，但不是信息波速度。牛顿方程之观测代理为理想代理 OA_∞ ，其信息波速度无穷大。

牛顿光之引力偏折公式也是 GOR 公式之特例：

$$\begin{aligned} \delta_N &= \delta_{\text{OA}_\infty} \\ &= \lim_{\eta \rightarrow \infty} \delta_{\text{OA}(\eta)} = \frac{2GM}{R_s c^2} \end{aligned}$$

其中，观测代理即理想代理 OA_∞ 。

牛顿万有引力论预测的光之引力偏折，乃理想代理 OA_∞ 呈现的客观真实之引力偏折，代表引力偏折之本质。

A2-10. 光之引力红移公式	GOR 光之引力红移 Z_{GOR}: $Z_{\text{GOR}} = Z_{\text{OA}(\eta)}$ $= \frac{1/\sqrt{g_{00}(r_B)} - 1/\sqrt{g_{00}(r_A)}}{K_{F\eta}/m_o\eta^2 - (1-1/\sqrt{g_{00}(r_B)})}$ $\left(K_{F\eta} = (\Gamma _{\chi=0} - 1)m_o\eta^2 \right)$ $\left(g_{00}(r) = 1 + \frac{2\chi}{\eta^2}; \chi(r) = -\frac{GM}{r} \right)$ 其中, G 为万有引力常量, M 为引力源质量, 被观测对象 P 为光子 m, Z 为光子 m 由点 A 运动至点 B 的相对红移量, r 为引力中心 M 指向光子 m 的矢径, r_A 和 r_B 分别为点 A 和点 B 与引力中心 M 的距离, $g_{00}(r_A)$ 和 $g_{00}(r_B)$ 分别为 $\text{OA}(\eta)$ 之引力时空点 A 和点 B 的度规之 00-元素。 特别注意: η 为一般观测代理 $\text{OA}(\eta)$ 之信息波速度; 而 c 则为作为被观测对象的光子 m 之运动速度。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 光之引力红移公式严格约化为爱因斯坦广义相对论光之引力红移公式。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 光之引力红移公式严格约化为牛顿光之引力红移公式。	爱因斯坦广义相对论 光之引力红移 Z_E: $Z_E = 1 - \frac{\sqrt{g_{00}(r_B)}}{\sqrt{g_{00}(r_A)}}$ $\left(g_{00}(r) = 1 + \frac{2\chi}{c^2}; \chi(r) = -\frac{GM}{r} \right)$ 其中, 光子 m 既是 $\text{OA}(c)$ 之信息子, 又是被观测对象, 其 $\text{OA}(c)$ 之观测质量 (相对论性质量) 即光子静止质量 m_o; 光速 c 既是 $\text{OA}(c)$ 之信息波速度, 又是被观测对象 m 之运动速度。 爱因斯坦广义相对论光之引力红移公式是 GOR 公式之特例: $Z_E = Z_{\text{OA}(c)} = \lim_{\eta \rightarrow c} Z_{\text{OA}(\eta)}$ (参见第九章之 9.4.3)	牛顿光之引力红移 Z_N: $Z_N = \frac{2GM r_B}{r_B c^2 + 2GM} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right)$ 其中, 光子 m 为被观测对象, 但不是信息子; 光速 c 为被观测对象 m 之运动速度, 但不是信息波速度。牛顿方程之观测代理为理想代理 OA_∞, 其信息波速度无穷大。 牛顿光之引力红移公式也是 GOR 公式之特例: $Z_N = Z_{\text{OA}_\infty} = \lim_{\eta \rightarrow \infty} Z_{\text{OA}(\eta)}$ 其中, 观测代理即理想代理 OA_∞。 (参见第九章之 9.4.3)
A2-11. 信息波方程	GOR 信息波方程: $\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}(\eta) - \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu}(\eta) = 0$ 其中, 波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 为光学观测代理 $\text{OA}(\eta)$ 之引力时空的度规摄动张量, $\text{OA}(\eta)$ 之信息波速度 η 为 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 之波速, ∇ 为拉普拉斯算子。 显然: 波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(\eta)$ 代表着一般观测代理 $\text{OA}(\eta)$ 之信息波, 而非引力波。 $\eta \rightarrow c$ 时, GOR 信息波方程严格约化为爱因斯坦广义相对论之波函数, 但不是“引力波”, 而是光学代理 $\text{OA}(c)$ 之信息波, 波速即光速 c。 $\eta \rightarrow \infty$ 时, GOR 信息波方程严格约化为牛顿万有引力论之波方程, 即牛顿万有引力定律之泊松方程的真空形式, 其中, 隐喻着理想观测代理 OA_∞ 信息波速度无穷大。	爱因斯坦广义相对论之波方程 $\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}(c) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu}(c) = 0$ 其中, 波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 为光学观测代理 $\text{OA}(c)$ 之引力时空的度规摄动张量, 光速 c 为 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 之波速, ∇ 为拉普拉斯算子。 爱因斯坦错误地将波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 视为引力波, 并由此得出结论: 引力波速度即光速 c。 爱因斯坦广义相对论光之波方程是 GOR 波方程之特例, 即 $\text{OA}(\eta)$ 为 $\text{OA}(c)$ 时的情形, 其波函数 $\bar{h}_{\mu\nu}(c)$ 乃光学代理 $\text{OA}(c)$ 之信息波, 其波速自然为光速 c。	牛顿万有引力论之波方程: $\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad \text{or} \quad \nabla^2 \chi = 0$ 此即牛顿万有引力定律之泊松方程的真空形式, 又称拉普拉斯方程, 其中, χ 为牛顿引力势。 牛顿波方程, 意味着理想代理 OA_∞ 之信息波速度无穷大; 同时, 隐喻着牛顿万有引力定律之引力乃理想化的超距作用, 引力辐射速度无穷大。 牛顿波方程也是 GOR 波方程之特例, 即 $\text{OA}(\eta)$ 为 OA_∞ 时的情形: $\lim_{\eta \rightarrow \infty} \left(\nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu} - \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{h}_{\mu\nu} \right) = \nabla^2 \bar{h}_{\mu\nu}$

注释: GOR 理论之一切关系式, 当 $\eta \rightarrow c$ 时, 皆严格地约化为爱因斯坦广义相对论之关系式; 而 $\eta \rightarrow \infty$ 时, 则严格地约化为牛顿万有引力论之关系式。这种不同理论体系之间严格的对应关系表明, GOR 理论, 既与爱因斯坦广义相对论逻辑上一致, 又与牛顿万有引力论逻辑上一致; 同时, 这种严格的对应关系印证了 GOR 理论逻辑上的自洽性和理论上的正确性。

参考文献

- 1 Ruan X. G., Observation and relativity: why is the speed of light invariant in Einstein's special relativity? Journal of Beijing University of Technology, 2020, **46**: 82-124.
- 2 Ruan X. G., Observational relativity: bringing to light the essence of relativistic effects. CHINA: Sciencepaper Online, 201804-293, 2018.
- 3 Ruan X. G., Information wave and the theory of observational relativity. viXra: 1707.0379, 2017.
- 4 Bohr N., Über die Serienspektren der Elemente. Zeitschrift für Physik, 1920, **2**: 423-478.
- 5 Bohr N., On the constitution of atoms and molecules, part I. Philosophical Magazine, 1913, **26**: 1-24.
- 6 Bohr N., On the constitution of atoms and molecules, part II systems containing only a single nucleus. Philosophical Magazine, 1913, **26**: 476-502.
- 7 Bohr N., On the constitution of atoms and molecules, part III systems containing several nuclei. Philosophical Magazine, 1913, **26**: 857-875.
- 8 Heisenberg W., Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. Zeitschrift für Physik, 1925, **33**: 879-893.
- 9 Born M. and Jordan P., Zur Quantenmechanik. Zeitschrift für Physik, 1925, **34**: 858-888.
- 10 Pauli W., Über das Wasserstoffspektrum vom Standpunkt der neuen Quantenmechanik. Zeitschrift für Physik, 1926, **36**: 336-363.
- 11 Jammer M., The Conceptual Development of Quantum Mechanics. Los Angeles, CA: Tomash Publishers, American Institute of Physics, 1989.
- 12 Tanona S., Idealization and Formalism in Bohr's Approach to Quantum Theory. Philosophy of Science, 2004, **71**: 683-695.
- 13 Hawking S., A Brief History of Time: From the Big Bang to Black Holes. New York: Bantam Dell Publishing Group, 1988.
- 14 Einstein A., Zur Elektrodynamik bewegter Körper. Annalen der Physik, 1905, **17**: 891-921.
- 15 Einstein A., Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Annalen der Physik, 1916, **49**: 769-822.
- 16 Ruan X. G., General observational relativity: why is the spacetime curved in Einstein's general relativity? viXra: 2204.0055v1, 2022.
- 17 De Broglie L., Ondes et quanta. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1923, **177**: 507-510.
- 18 De Broglie L., Waves and quanta. Nature, 1923, **112**: 540.
- 19 De Broglie L., Recherches sur la théorie des quanta. Paris: University of Paris, 1924.
- 20 Železnikar A. P., Informon — An emergent conscious component. Informatica, 2002, **26**: 431-419.
- 21 Blair D., Ju L., Zhao C., et al. Gravitational wave astronomy: the current status. SCIENCE CHINA: Physics, Mechanics & Astronomy, 2015, **58**: 120402.
- 22 Laplace P. S., A Treatise in Celestial Mechanics. Volume IV, Book X, Chapter VII, 1805.
- 23 Eberhard P. H., Bell's theorem and the different concepts of locality. Il Nuovo Cimento B, 1978, **46**: 392-419.
- 24 Einstein A., Quanten-Mechanik Und Wirklichkeit. Dialectica, 1948, **2**: 320-324.
- 25 Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? Physical Review, 1935, **47**: 777-780.
- 26 Rosenfeld W., Weber M., Volz J. and et al., Towards a loop-hole-free test of Bell's inequality with entangled pairs of neutral atoms Advanced Science Letter, 2009, **2**: 469-474.
- 27 Hensen B., Bernien H., Dréau A. E. and et al., Experimental loophole-free violation of a Bell inequality using entangled electron spins separated by 1.3 km. 2015, arXiv: 1508.05949.
- 28 爱因斯坦, 自述, (《因斯坦文集(第二卷)》) 范岱年, 赵中立, 许良英译, 北京: 商务印书馆, 2009.
- 29 Minkowski H., Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse 1908, (1908): 53-111.
- 30 Minkowski H., Raum und Zeit. Physikalische Zeitschrift, 1909, **10**: 75-88.
- 31 阮晓钢, 答《评阮晓钢教授的“观测相对论”》, 《北京工业大学学报》, 2020, **46**: 825-850.
- 32 Artz R. E., Classical mechanics in Galilean spacetime. Foundations of Physics, 1981, **11**: 679-697.
- 33 Bernal A. N. and Sánchez M., Leibnizian, Galilean and Newtonian structures of spacetime. Journal of Mathematical Physics, 2003, **44**: 1129-1149.
- 34 Belkind O., Newton's conceptual argument for absolute. International Studies in the Philosophy of Science, 2007, **21**: 271-293.
- 35 Rynasiewicz R., Newton's Views on Space, Time, and Motion. The Stanford Encyclopedia of Philosophy (ed E N Zalta), 2014.
- 36 Mach E., Die Mechanik in ihrer Entwicklung, historisch-kritisch dargestellt. Leipzig: Brockhaus, 1883.
- 37 Einstein A., Ernst Mach. Physikalische Zeitschrift, 1916, **17**: 101-104.
- 38 Einstein A., Physics and reality. Journal of the Franklin Institute, 1936, **221**: 349-382.
- 39 FitzGerald G. F., The ether and the earth's atmosphere. Science, 1889, **13**: 390.
- 40 Lorentz H. A., De relatieve beweging van de aarde en den aether. Amsterdam, Zittingsverlag Akad. v. Wet. 1892, **1**: 74-79.
- 41 Maxwell J. C., On a possible mode of detecting a motion of the solar system through the luminiferous ether. Nature, 2004, **21**: 314-315.
- 42 Michelson A A, Morley E W., On the relative motion of the earth and the luminiferous ether American Journal of Science. 1887, **34**: 333-345.
- 43 Planck M., Zur theorie des gesetzes der energieverteilung im normalspectrum. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 1900, **2**: 237-245.
- 44 Shomar T., Correspondence principle. In Neil Salkind (ed.), Encyclopaedia of Research Design, Vol. 1. Sage Publications, 2010: 168-174.
- 45 Rayleigh L., Remarks upon the law of complete radiation. Philosophical Magazine (Series 5), 1900, **49**: 539-540.
- 46 Jeans J. H., On the partition of energy between matter and Aether. Philosophical Magazine (Series 6), 1905, **10**: 91-98.
- 47 Wien W., On the division of energy in the emission-spectrum of a black body. Philosophical Magazine (Series 5), 1894, **43**: 214-220.

- 48 Klein M. J., Max Planck and the beginnings of quantum theory. *Archive for the History of Exact Sciences*, 1962, **1**: 459-479.
- 49 Nauenberg M., Max Planck and the birth of the quantum hypothesis. *American Journal of Physics*, 2016, **84**: 709-720.
- 50 Ajaltouni Z. J., Symmetry and relativity: from classical mechanics to modern particle physics. *Natural Science*, 2014, **6**: 191-197.
- 51 Galilei G. (1632) *Dialogue Concerning the Two Chief World Systems, Ptolemaic and Copernican*. (Transl. S. Drake) Berkeley: University of California Press, 1967.
- 52 Ricci L. Dante's insight into Galilean invariance. *Nature*, 2005, **434**: 717.
- 53 Newton I., *The Mathematical Principles of Natural Philosophy* (1687). Dawsons of Pall Mall, 1968.
- 54 Poisson S. D., Remarques sur une équation qui se présente dans la théorie des attractions des sphères. *Nouveau Bull. Soc. Philomathique de Paris*, 1813, **3**: 388-392.
- 55 Le Verrier U., Faye sur la théorie de Mercure et sur le mouvement du périhélie de cette planète. *C. R. Acad. Sci.* 1859, **49**: 379-383.
- 56 Van Flandern T., The speed of gravity — What the experiments say. *Physics Letters A*, 1998, **250**: 1-11.
- 57 Schwarzschild K., Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, 1916, **7**: 189-196.
- 58 赵峥, 广义相对论入门 (连载 5): 时间与空间, 《大学物理》, 2011, **30**: 62-65.
- 59 Cook R. J., Physical time and physical space in general relativity. *American Journal of Physics*, 2004, **72**: 214-219.
- 60 刘辽, 赵峥 (编著), 广义相对论入门 (第二版), 北京: 高等教育出版社, 2004 年。
- 61 Freedman S. J. and Clauser J. F., Experimental test of local hidden-variable theories. *Physical Review Letters*, 1972, **28**: 938-941.
- 62 Witze, 75 years of entanglement. *Nature News*, 2010, **178**: 25.
- 63 B. Hensen, R. Hanson, and et al., Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. *Nature*, 2015, **526**: 682-686.
- 64 Wiseman H., Quantum physics: Death by experiment for local realism. *Nature*, 2015, **526**: 649-650.
- 65 Wang X., Pan, J, and et al., Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon. *Nature*, 2015, **518**: 516-519.
- 66 J. Handsteiner, and et al., Cosmic Bell Test: Measurement Settings from Milky Way Stars. *Physical Review Letters*, 2017, **118**: 060401.
- 67 Einstein A, Infeld L, and Hoffmann B. The gravitational equation and the problem of motion. *Annals of Mathematics*, 1938, **39**: 65-100.
- 68 Fock V. A., On the motion of finite masses in the General Relativity Theory. *Zhurnal Eksperimental'noi I Teoreticheskoi Fiziki* (in Russian), 1939, **9**: 375.
- 69 Blau M., *Lecture Notes on General Relativity*. Albert Einstein Center for Fundamental Physics Institut, CH-3012 Bern, Switzerland, 2018.
- 70 Birkhoff G. D., *Relativity and Modern Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1927.
- 71 Gingerich O., Ptolemy, Copernicus, and Kepler. The great ideas today. Eds, MJ Adler & J. van Doren, 1983: 137-180.
- 72 Goldstein B. R., Copernicus and the Origin of his Heliocentric System. *Journal for the History of Astronomy*, 2002, **33**: 219-235.
- 73 Russell J. L., Kepler's laws of planetary motion: 1609-1666. *The British journal for the history of science*, 1964, **2**: 1-24.
- 74 吴大猷 (编著), 理论物理 (第四册): 相对论, 北京: 科学出版社, 1983 年。
- 75 Stanley, Matthew. An Expedition to Heal the Wounds of War: The 1919 Eclipse and Eddington as Quaker Adventurer. *Isis*, 2003, **94**: 57-89.
- 76 Dyson F. W., Eddington A. S., and Davidson C. A determination of the deflection of light by the Sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of 29 May 1919. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1920, **220A**: 291-333.
- 77 Will C. M. The 1919 measurement of the deflection of light. *Classical and Quantum Gravity*, 2015, **32**: 124001.
- 78 Bruns D. G. Gravitational starlight deflection measurements during the 21 August 2017 total solar eclipse. *Classical and Quantum Gravity*, 2018, **35**: 075009.
- 79 Hafele J. C. and Keating R. E., Around-the-world atomic clocks: Observed relativistic time gains. *Science*, 1972, **177**: 168-170.
- 80 Vessot R. F. C., Levine M. W., Matsion E. M., Blomberg E. L., Hoffman T. E., Nystrom G. U., Farrel B. F., Decher R., and et al., Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser. *Physical Review Letters*. 1980, **45**: 2081-2084.
- 81 Alley C. O., Proper time experiments in gravitational fields with atomic clocks, aircraft, and laser light pulses. In *Quantum optics, experimental gravity, and measurement theory*, 1983: 363-427.
- 82 Adam M. G., A new determination of the centre to limb change in solar wave-lengths. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1959, **119**: 460-474.
- 83 Blamont J. E. and Roddier F., Precise observation of the profile of the Fraunhofer strontium resonance line. Evidence for the gravitational red shift on the Sun. *Physical Review Letters*, 1961, **7**: 437.
- 84 Brault J. W., Gravitational redshift of solar lines. *The Bulletin of the American Physical Society*, 1963, **8**: 28.
- 85 Popper D. M., Red shift in the spectrum of 40 Eridani B. *The astrophysical journal*, 1954, **120**: 316-321.
- 86 Greenstein J. L., Gunn J. E., and Kristian J., Spectra of white dwarfs with circular polarization. *The Astrophysical Journal*, 1971, **169**: L63-9.
- 87 Mössbauer R. L., Kernresonanzfluoreszenz von gammastrahlung in Ir 191. *Zeitschrift für Physik*, 1958, **151**: 124-143.
- 88 Pound R. V. and Rebka Jr G. A., Apparent weight of photons. *Physical Review Letters*, 1960, **4**: 337-341.
- 89 Pound R. V. and Snider J. L., Effect of gravity on nuclear resonance. *Physical Review Letters*, 1964, **13**: 539-540.
- 90 赵峥, 广义相对论入门 (连载 8): 广义相对论的实验验证, 《大学物理》, 2012, **31**: 62-65.
- 91 Tu L. C., Luo J., and Gillies G. T., The mass of the photon. *Rep. Prog. Phys.*, 2005, **68**: 77-130.
- 92 涂良成, 罗俊, 实验检验光子静止质量的研究进展, 《物理》, 2006, **35**: 779-784.
- 93 Ryutov D. D., Using plasma physics to weigh the photon. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2007, **49**: B429-B438.

- 94 Retinà A., Spallicci A., and Vaivads A., Solar wind test of the de Broglie-Proca massive photon with Cluster multi-spacecraft data. *Astroparticle Physics*, 2016, **8**: 249-55.
- 95 Olive K. A., the Particle Data Group. Review of particle physics. *Chin. Phys. C*, 2014, **38**: 090001.
- 96 De Broglie L., Une nouvelle théorie de la lumière, La mécanique ondulatoire du photon I. Hermann, Paris, 1940, tome I: La lumière dans le vide.
- 97 De Broglie L., Une nouvelle théorie de la lumière, la mécanique ondulatoire du photon II, Hermann, Paris, 1942, tome II: L'interaction entre les photons et la matière.
- 98 Schrödinger E., The general unitary theory of the physical fields. *Proc. R. Ir. Acad. A*, 1943, **49**: 43-58.
- 99 Schrödinger E., The Earth's and the Sun's permanent magnetic fields in the unitary field theory. *Proc. R. Ir. Acad. A*, 1943, **49**: 135-148.
- 100 Feynman R. P., Space-time approach to quantum electrodynamics. *Phys. Rev.*, 1949, **76**: 769-789.
- 101 Tushna Commissariat, LIGO detects first ever gravitational waves — from two merging black holes. *IPO Physics World* (physicsworld.com), Feb. 11, 2016.
- 102 Chu J., For second time, LIGO detects gravitational waves. *MIT News*, June 15, 2016.
- 103 Ducheyne S., Newton on action at a distance and the cause of gravity. *Studies in History and Philosophy of Science Part A*, 2011, **42**: 154-159.
- 104 Einstein A., Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. *Preussische Akademie der Wissenschaften, Sitzungsberichte*, 1916, part 1: 688-696.
- 105 The mathematics of gravitational waves. *Notices of the AMS*, 2017, **64**: 685-707. (A Two-Part Feature: Introduction. by Sormani C., p.685; Part One: How the green light was given for gravitational wave search. by C. D., and Nurowski P., p.686-692; Part Two: Gravitational waves and their mathematic. by Bieri L., Garfinkle D., and Yunes N., p.693-707.)
- 106 赵峥, 广义相对论入门(连载 7): 爱因斯坦场方程, 《大学物理》, 2012, **31**: 62-65.
- 107 Hendry M., An Introduction to General Relativity, Gravitational Waves and Detection Principles. Second VESF School on Gravitational Waves, Cascina, Italy, May 28th-June 1st, 2007.
- 108 Pirani F. A. E., Invariant formulation of gravitational radiation theory. *Physical Review*, 1957, **105**: 1089-1099.
- 109 Weber J., How I discovered Gravitational Waves. *Popular Science*, 1962, **5**: 106-107.
- 110 Weber J., Gravitational-wave-detector events. *Physical Review Letters*, 1968, **20**: 1307-1308.
- 111 Weber J., Evidence for discovery of gravitational radiation. *Physical Review Letters*, 1969, **22**: 1320-1324.
- 112 Hewish A., Bell S. J., and et al., Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 1968, **217**: 709-713.
- 113 Burnell J. B., Little Green Men, White Dwarfs, or Pulsars? *Annals of the New York Academy of Science*, 1977, **302**: 685-689.
- 114 Burnell J. B., So few pulsars, so few females. *Science*, 2004, **304**: 489-490.
- 115 Hulse R. A., and Taylor J. H., Discovery of a pulsar in a binary system. *The Astrophysical Journal*, 1975, **195**: L51-L53.
- 116 Taylor J. H., Hulse R. A., Fowler L A., and et al., Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16. *The Astrophysical Journal*, 1976, **206**: L53-L58.
- 117 Damour T., and Ruffini R., Certain new verifications of general relativity made possible by the discovery of a pulsar belonging to a binary system. *Academie des Sciences (Paris), Comptes Rendus, Serie A-Sciences Mathématiques*, 1974, **279**: 971-973.
- 118 Barker B. M., O'Connell R. F., Gravitational two-body problem with arbitrary masses, spins, and quadrupole moments. *Physical Review D*, 1975, **12**: 329-335.
- 119 Barker B. M., O'Connell R. F., Relativistic effects in the binary pulsar PSR1913+16. *The Astrophysical Journal*, 1975, **199**: L25-L26.
- 120 Weisberg J. M., and Taylor J. H., Relativistic binary pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis. 2004, arXiv: astro-ph/0407149.
- 121 Taylor J. H., and Weisberg J. M., A new test of general relativity-Gravitational radiation and the binary pulsar PSR1913+16. *The Astrophysical Journal*, 1982, **253**: 908-920.
- 122 Taylor J. H., and Weisberg J. M., Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR1913+16. *The Astrophysical Journal*, 1989, **345**: 434-450.
- 123 Tutukov A. V., Yungelson L. R., The merger rate of neutron star and black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1993, **260**: 675-678.
- 124 Lipunov V. M., Postnov K. A., and Prokhorov M. E., Black holes and gravitational waves: Possibilities for simultaneous detection using first-generation laser interferometers. *Astronomy Letters*, 1997, **23**: 492-497.
- 125 Dominik M., Berti E., O'Shaughnessy R., and et al., Double compact objects. III. Gravitational-wave detection rates. *The Astrophysical Journal*, 2015, **806**: 263-280.
- 126 Belczynski K., Repetto S., Holz D. E., and et al., Compact binary merger rates: comparison with LIGO/Virgo upper limits. *The Astrophysical Journal*, 2016, **819**: 108-134.
- 127 Mei X., and Yu P., Did LIGO really detect Gravitational waves? — The existence of electromagnetic interaction made the experiments of LIGO invalid. *Journal of Modern Physics*, 2016, **7**: 1098-1104.
- 128 Ulianov P., Light fields are also affected by gravitational waves, presenting strong evidence that LIGO did not detect gravitational waves in the GW150914 event. *Global Journal of Physics*, 2016, **4**: 404-420.
- 129 Mei X., Huang Z., Ulianov P. Y., and et al., LIGO Experiments cannot detect gravitational waves by using laser michelson interferometers — light's wavelength and speed change simultaneously when gravitational waves exist which make the detections of gravitational waves impossible for LIGO Experiments. *Journal of Modern Physics*, 2016, **7**: 1749-1761.
- 130 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., GW150914: first results from the search for binary black hole coalescence with Advanced LIGO. *physical review D*, 2016, **93**: 122003.
- 131 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., GW150914: The Advanced LIGO detectors in the era of first discoveries. *Physical review letters*, 2016, **116**: 131103.
- 132 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical review letters*, 2016, **116**: 061102.
- 133 GW-openscience.org, Data release for event GW150914. <https://www.gw-openscience.org/events/GW150914>.
- 134 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., Properties of the binary black hole merger GW150914. *Physical Review Letters*, 2016, **116**: 241102.

- 135 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., Tests of general relativity with GW150914. 2016, arXiv:1602.03841.
- 136 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., GW170814: a three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. *Physical Review Letters*, 2017, **119**: 141101.
- 137 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters*, 2017, **119**: 161101.
- 138 Goldstein A., Veres P., Burns E., and et al. An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: Fermi-GBM detection of GRB 170817A. *The Astrophysical Journal Letters*, 2017, **848**: L14.
- 139 LIGO Scientific Collaboration; Abbott B., and et al., Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A. *The Astrophysical Journal Letters*, 2017, **848**: L13.
- 140 Loeb A., Electromagnetic counterparts to black hole mergers detected by LIGO. *The Astrophysical Journal Letters*, 2016, **819**: L21-L23.
- 141 Connaughton V., Burns E., Goldstein A., and et al., Fermi GBM observations of LIGO gravitational-wave event GW150914. *The Astrophysical Journal Letters*, 2016, **826**: L6-L24.
- 142 Janiak A., Bejger M., Charzyński S., and et al., On the possible gamma-ray burst–gravitational wave association in GW150914. *New Astronomy*, 2017, **51**: 7-14.
- 143 Asada, H. Light cone effect and the shapiro time delay. *The Astrophysical Journal Letters*, 2002, **574**: L69–L70.
- 144 Suede M., The speed of gravity — Why Einstein was wrong. http://www.metaresearch.org/cosmology/speed_of_gravity.asp/ (May 14, 2010), 2010.
- 145 Proca A. L., Sur la théorie ondulatoire des électrons positifs et négatifs. *Journal de Physique et le Radium*, 1936, **7**: 347-353.
- 146 Schrödinger E., An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules. *Physical review*, 1926, **28**: 1049-1070.
- 147 Born M., Statistical interpretation of quantum mechanics. *Science*, 1955, **122**: 675-679.
- 148 Griffiths D. J., Schroeter D. F., Introduction to quantum mechanics. Cambridge University Press, 2018.
- 149 Stapp H. P., The copenhagen interpretation. *American Journal of Physics*, 1972, **40**: 1098-1116.
- 150 d'Espagnat B., The Quantum Theory and Reality. *Scientific American*, 1979, **241**: 158-181.
- 151 Mermin N. D., Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory. *Physics today*, 1985, **38**: 38-47.
- 152 Young T., Experiments and calculations relative to physical optics. *The Philosophical Transaction*, 1803: 639-648.
- 153 Jönsson C., Electron diffraction at multiple slits. *American Journal of Physics*, 1974, **42**: 4-11.
- 154 Jönsson C., Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten. *Zeitschrift für Physik*, 1961, **161**: 454-474.
- 155 Heisenberg W., Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift für Physik*, 1927, **43**: 172-198.
- 156 Schrödinger E., Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, 1935, **23**: 844-849.
- 157 Ozawa M., Universally valid reformulation of the Heisenberg uncertainty principle on noise and disturbance in measurement. *Physical Review A*, 2003, **67**: 042105.
- 158 Ozawa M., Physical content of Heisenberg's uncertainty relation: limitation and reformulation. *Physics Letters A*, 2003, **318**: 21-29.
- 159 Erhart J, Sponar S, Sulyok G, Badurek G., Ozawa M., and Hasegawa Y., Experimental demonstration of a universally valid error–disturbance uncertainty relation in spin measurements. *Nature Physics*, 2012, **8**: 185-189.
- 160 Rozema L. A., Darabi A., Mahler D. H., and et al., Violation of Heisenberg's measurement-disturbance relationship by weak measurements. *Physical Review Letters*, 2012, **109**: 100404.
- 161 Taylor G. I., Interference fringes with feeble light. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. 1909, **15**: 114-115.
- 162 Arndt M., Nairz O., Vos-Andreae J., and et al., Wave–particle duality of C60 molecules. *Nature*, 1999, **401**: 680-682.
- 163 Nairz O., Brezger B., Arndt M., and et al. Diffraction of complex molecules by structures made of light. *Physical Review Letters*, 2001, **87**: 160401.
- 164 Nairz O., Arndt M., Zeilinger A., Quantum interference experiments with large molecules. *American Journal of Physics*, 2003, **71**: 319-325.
- 165 Feynman R. P., Leighton R. B., and Sands M., The Feynman Lectures on Physics Addison-Wesley Reading. Massachusetts, 1963.
- 166 Merli P. G., Missiroli G. F., and Pozzi G., On the statistical aspect of electron interference phenomena. *American Journal of Physics*, 1976, **44**: 306-307.
- 167 Merli P. G., Pozzi G., and Missiroli G., The double-slit experiment with single electrons. *Physics World*, 2003, **16**: 20-20.
- 168 Mittelstaedt P., Prieur A., and Schieder R., Unsharp particle-wave duality in a photon split-beam experiment. *Foundations of Physics*, 1987, **17**: 891-903.
- 169 Greenberger D. M., and Yasin A., Simultaneous wave and particle knowledge in a neutron interferometer. *Physics Letters A*, 1988, **128**: 391-394.
- 170 Frabboni S., Gabrielli A., Gazzadi G. C., and et al., The Young-Feynman two-slits experiment with single electrons: Build-up of the interference pattern and arrival-time distribution using a fast-readout pixel detector. *Ultramicroscopy*, 2012, **116**: 73-76.
- 171 Bach R., Pope D., Liou S. H., and et al. Controlled double-slit electron diffraction. *New Journal of Physics*, 2013, **15**: 033018.
- 172 Mersini-Houghton L., Backreaction of Hawking radiation on a gravitationally collapsing star I: Black holes? *Physics Letters B*, 2014, **738**: 61-67.
- 173 Mersini-Houghton L., Back-reaction of the Hawking radiation flux on a gravitationally collapsing star II. arXiv preprint arXiv:1409.1837, 2014.
- 174 Weinberg S., The First Three Minutes: a modern view of the origin of the universe. New York: Basic Books, 1982.
- 175 Hubble E., A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 1929, **15**: 168-173.
- 176 Gödel K., Die Vollständigkeit der Axiome des logischen Funktionenkalküls. *Monatshefte für Mathematik Physik*, 1930, **37**: 349-360.
- 177 Gödel K., Über formal unentscheidbare Sätze der Principia Mathematica und verwandter Systeme I. *Monatshefte für Mathematik Physik*, 1931, **38**: 173-198.
- 178 Alfvén H., Cosmology: Myth or science? *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 1984, **5**: 79-98.

致谢

作者特别感谢《北京工业大学学报》编辑部及其全体工作人员，特别感谢《北京工业大学学报》宋国恺主任、吕小红执行主编、严辉副主编为发表 GOR 理论所做出的努力；特别感谢严辉教授、蒋毅坚教授、阮平南教授、翟天瑞教授、宋国恺教授参与对本文形式和内容的审核；最后，特别感谢 Archive Freedom 电子预印本文库 Vixra.org 收录 OR 和 GOR 文稿。

