

引力的织法起源

The Weaving Origin of Gravity

刘心旷

(本文的研究成果由作者与人工智能程序姬雅共同完成)

2026 年 10 月

摘要

织法理论认为,时空几何可由三维四价张量网络即立方金刚石(3C)网描述,其沿堆垛轴作正交投影到二维平面可得三价(蜂窝)网络。网络的基本单元 $a_P = 2\sqrt{\ln 8} \cdot l_P$ 是一个二进制 3 比特(8 种状态)的量子纠缠关系。在时空的局部区域,基本单元之间因受规范力约束,可形成结构特定的、处于锁死或受束缚状态的纠缠关系;物质由此演生。本文取自然单位制($\hbar = c = 1$, 长度以 l_P 计、时间以 $\frac{l_P}{c}$ 计),给出织法理论下的引力方程:引力不是一种力,而是 a_P 场密度的相对梯度。完整的方程组由三部分构成:场方程 $\nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi}{a_P} \cdot n_{\text{lock}}$ 、源规则 $\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P}$ 、读数规则统一为一个度规 $ds^2 = -\frac{1}{\rho^2} dt^2 + (\rho^2 \delta_{ij} + h_{ij}^{TT})(dx^i + N^i dt)(dx^j + N^j dt)$ (密度档给出 lapse $\frac{1}{\rho}$ 与空间标度 $\rho^2 \delta_{ij}$, 剪切档 h_{ij}^{TT} 给出引力波,拖曳档 N^i 给出 Lense-Thirring)。网的弹性动力学中,张量扇区给出 $(\partial_t^2 - \nabla^2)h_{ij}^{TT} = 0$ (两个偏振、波速为 c 、纵支为纯规范),标量扇区即场方程。陀螺拖曳进动落在 GP-B 实测之内。引力常数与光速由同一个 a_P 锁定, $G = \frac{a_P^2}{4c \cdot \ln 8}$ (自然单位下 $G = 1$)。方程严格线性、互不耦合:点源解为 $\rho = e^{\frac{\mu}{r}}$, 读出 $g(r) = \frac{GM}{r^2}$, 弱场自然给出牛顿引力。我们以太阳与地球表面的重力加速度、中子星表面的红移与 PPN 参数同爱因斯坦方程作对照,作为自洽性验证: $\gamma = \beta = 1$ 自动成立;太阳系尺度(含 S2 近星点)的差异退到 u^3 阶,远低于当前测量误差;同一面半径下中子星表面红移相差 +0.78% (J0030+0451) 与 +3.54% (J0740+6620),落在面半径观测误差之内。

关键词: 织法理论; a_P 场密度; 引力方程; 涌现度规; PPN; 强场红移

1 引言

织法理论 [1] 认为,我们宇宙的时空几何可由一个三维四价张量网络即立方金刚石 (3C) 网描述,其沿堆垛轴作正交投影到二维平面可得三价(蜂窝)网络。网络的基本单元 $a_P = 2\sqrt{\ln 8} \cdot l_P$ ([1] 推论 3), 是一个二进制的 3 比特 (8 种状态) 的量子纠缠关系。在整个时空,这样的纠缠关系生生灭灭。因荷守恒的约束,某个单元纠缠关系状态的改变,会瞬时扰动整个网络,导致其他单元的状态同步改变,这就是量子纠缠现象。在时空的局部区域,基本单元之间因受规范力约束,可形成结构特定的、处于锁死或受束缚状态的纠缠关系;物质由此演生 [2,3]。本文的核心论点是:引力的本质不是一种力,而是时空、物质相互之

间 a_P 场密度的相对梯度。本文从时空几何的底层结构出发，推导织法理论下的引力方程与统一度规（密度档、剪切档、拖曳档），给出点源解与强场行为，并以太阳系天体表面的重力加速度、中子星表面的红移与爱因斯坦方程的结果作对照，从而检验方程的准确性。

2 引力的本质

广义相对论认为，引力不是一种力，而是时空的弯曲 [4]。物质和能量使周围的时空几何发生畸变，物体在弯曲的时空里沿测地线运动，看上去就像彼此吸引。光同样沿测地线传播，因此光线经过大质量天体附近时会发生偏折；又因为弯曲时空中各处的时钟走得快慢不同，光在经过引力场的那段路上会变慢，到达时出现延迟，频率也随之降低。这套几何描述在太阳系尺度的检验中与观测高度吻合 [5]，引力就是时空的弯曲也因此成为今天关于引力的标准图像。但广义相对论没有回答：时空为何会弯曲，引力的来源到底是什么，引力波为何以光速传播？在普朗克尺度，广义相对论更与量子力学产生冲突 [6]。

我们认为，宇宙的本体是量子纠缠关系的叠加，而非物质。 a_P 是一个基本的量子纠缠关系单元，它由二进制的 3 比特表达，是 8 种状态的叠加；故时空几何和物质均通过 a_P 的编织方式表达。时空并不是物质的背景，物质也并非独立于时空。物质是时空局部的 a_P 网络因荷守恒和规范力约束处于锁死或受束缚状态形成 [2,3]，真空是处于荷守恒约束的 a_P 关系自由的量子涨落状态的时空。物质的演生过程，会锁定或束缚四周时空 a_P 单元的量子状态。物质要存在于时空中，则必须与时空建立稳定的纠缠关系，而非脱离于时空。引力是时空与物质的固有属性，而非物质单独的属性。天体之所以存在于时空某个相对规律的轨道，是因为其受整个时空几何引力的牵引而达到的与时空，其他天体之间形成的引力平衡状态。

引力来源于 a_P 单元的计数；但在不同能量、动量场景下读出的度规不同，故须按场景各自构建度规。物质锁死或束缚的 a_P 数是可加的整数 N ，物质的量就是这个计数：质量 $m = \frac{N}{a_P}$ ，单位质量 $m_1 = \frac{1}{a_P}$ 。物质处的 a_P 场密度用 ρ 表示，引力即 a_P 场密度的相对梯度。物质为了与周围时空建立稳定的纠缠关系，其自身锁死或束缚的 a_P 单元同时会决定周围时空 a_P 的量子状态，形成 a_P 场，其强度由其质量决定。物质之间时空的 a_P 场由各自的质量叠加决定。苹果之所以会落地，是因为其脱离于树枝后，必须与周围时空建立稳定纠缠关系，但其周围时空的 a_P 单元更多的被地球束缚，其沿着测地线在空中每个位置都无法建立稳定纠缠关系，只有在落到地球表面后，才与周围时空建立了稳定的纠缠关系。在真空中，因为苹果四周的引力均匀，因此任何位置其都可以与时空建立稳定的纠缠关系，故表现为悬浮在真空中。

设一个鸡蛋与一块石头，体积相同、外形一致，则两者体积内的 a_P 数量完全相同；那么，石头为什么比鸡蛋重？差别在于两者体积内处于锁死状态的 a_P 数量不同。每个 a_P 单元都携带一份 $\ln 8$ 的熵；要让一个 a_P 进入锁死状态，就必须付出同等的一份能量——色场正是这份能量（质量）的来源。在氢原子的原子核内，胶子将夸克束缚在一起，形成一个六元环（由 6 条 a_P 边闭合而成），每条边的量子状态都处于锁死的稳定状态 [3]。原子核内 a_P 的量子状态决定核外的量子涨落状态，它把电子的激发与网络的其余部分关联起来，使电子不断被熄灭，又在别处重新点亮 [3]。因此，处于锁死状态的 a_P 数量越多，也意味着 a_P 的可用态数越少，其对电子的束缚也就越强。原子钟数的就是这样一条被荷守恒约束的激发模

式——铯-133 的超精细跃迁，数满 9 192 631 770 个周期为 1 秒。而核锁死的 a_P 越多，可用态越少，走完一个周期所需的坐标时间越长，钟就越慢，即 $\frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{\rho}$ 。

通过织法公式 ([1] 推论 4)，引力常数与光速由同一个 a_P 锁定： $G = \frac{a_P^2}{4c \cdot \ln 8}$ 。 G 与 c 是同一块织物的两个读数。几何模型上 $a_P = 2\sqrt{\ln 8}$ 就是 2.884 个 l_P ，真实物理里它是一个量子纠缠关系。 c 为光速，其原始含义是纯几何量——熵-面积耦合的饱和强度 ([1] 推论 4)。当 c 趋近热力学饱和极限 ($c_\infty = 1$, [1] 定理 3) 时，该几何量即等同于光速，即信息在时空几何的任意方向都能以单位时间走完一个 a_P 的上限传播。引力也是通过 a_P 传播，故引力波的速度等于光速。大质量天体附近的时间会变慢，是因为光掠过时，大质量天体周围时空因弯曲导致 a_P 场密度大，光相对于真空，需要跨越更多的 a_P 单元，这就是空间导致的时间变慢。

3 引力方程

3.1 引力方程组

单位制 (本节起全部推导)：自然单位制—— $\hbar = c = 1$ ，长度以普朗克长度 l_P 计，时间以 $\frac{l_P}{c}$ 计，质量以 $m_1 = \frac{\hbar}{a_P c}$ 计；网的基本单元是 $a_P = 2\sqrt{\ln 8} \cdot l_P$ (量值 2.884, [1] 推论 3)。§ 3 起各节的公式一律按此单位制书写，式中不再夹带换算常数；需要国际单位时，见 § 3.5 的换算表。

本节建立的引力理论写成下面一组封闭的方程，分三部分：场方程 (定场)、源规则 (物质到源)、读数规则 (场到几何与观测量)，另加常数定义与张量扇区 (引力波)。式中 $u \equiv \ln \rho$ 是场变量； $\rho(x)$ 是 a_P 场密度 (= 该处单位体积内锁死和受束缚状态的 a_P 数量 / 真空 a_P 场密度，真空处 $\rho = 1$ ，相对真空，锁死只增不减，故 $\rho \geq 1$)； $n_{\text{lock}}(x)$ 是单位体积内锁死和受束缚状态的 a_P 数量 (即源的计数)； N_{lock} 是某处 (一个源) 锁死和受束缚状态的总 a_P 数 ($N_{\text{lock}} = \Sigma N_P$, 见 § 4.2)； ρ_m 是质量密度； $g_{\mu\nu}$ 是几何层的度规读数， δ_{ij} 是三维平直空间度规。

(1) 场方程 (定场)

$$\nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi}{a_P} n_{\text{lock}} \quad (3.1)$$

(2) 源规则 (物质到源)

$$\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P} \quad (3.2)$$

每一条锁死或束缚状态的关系贡献一份质量 m_1 (自然单位下 $m_1 = \frac{1}{a_P}$)，故 $\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P}$ (源规则的微观依据见 § 4.2)。代入式 (3.1)，得几何层的泊松形式

$$\nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi G}{c^2} \rho_m \quad (3.3)$$

(3) 读数规则（场到几何与观测量）

$$ds^2 = -\frac{1}{\rho^2} dt^2 + (\rho^2 \delta_{ij} + h_{ij}^{TT}) (dx^i + N^i dt) (dx^j + N^j dt) \quad (3.4)$$

$$a = c^2 \nabla(\ln \rho), \quad 1 + z = \rho, \quad \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{\rho} \quad (3.5)$$

式 (3.4) 是统一度规：密度档给出 lapse $\frac{1}{\rho}$ 与空间标度 $\rho^2 \delta_{ij}$ ，剪切档给出 h_{ij}^{TT} （引力波），拖曳档给出 N^i （转动/平动）；静态（ $N^i = 0$ 、 $h_{ij}^{TT} = 0$ ）即退化为 $g_{00} = -\frac{1}{\rho^2}$ 、 $g_{ij} = \rho^2 \delta_{ij}$ 。式 (3.5) 依次给出加速度、红移与时钟速率；各档的推导见 § 6。

(4) 常数与点源

$$G = \frac{a_P^2}{4c \ln 8} \quad (3.6)$$

$$\rho = e^{\frac{\mu}{r}}, \quad \mu = \frac{N_{\text{lock}}}{a_P}, \quad g(r) = \frac{GM}{r^2} \quad (3.7)$$

G 为引力常数，其量值由 a_P 定出（[1] 推论 4），自然单位下 $G = 1$ 。式 (3.7) 是式 (3.1) 到 (3.3) 的点源解（ μ 为源的幅度，自然单位下即源的质量 M ；弱场、强场同一表达式；国际单位写法见 § 3.5）。

(5) 张量扇区（引力波）

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) h_{ij}^{TT} = 0 \quad (3.8)$$

真空中无源传播、两个偏振、波速 c ；源的耦合常数即 G （推导见 § 5.1）。

用法：先数源——由物质分布写出 n_{lock} ，或用式 (3.2) 由 ρ_m 换算；再解场——解泊松方程 (3.1) 得 $u = \ln \rho$ ；后读数——用式 (3.4)、(3.5) 得度规、加速度与红移。这组方程严格线性、互不耦合：给定源只需解一个泊松方程，再按读数规则读出几何与观测量，无需联立迭代。以下各节逐条导出这组方程。

3.2 a_P 场密度 ρ

面积律 $S = (L - 1) \cdot \ln 8$ ([1] 定理 1) 把“几何量”与“计数”接通(纠缠熵按面积标度这一普适行为的既有背景见 [7-9]): 面积 A 对应的不是连续的长度平方, 而是 L 个 a_P ——每个 a_P 携带一份面积 a_P^2 ([1] 推论 3):

$$A = L a_P^2 \quad (3.9)$$

于是定义 a_P 场密度:

$$\rho(x) \equiv \frac{\text{单位体积内锁死和受束缚状态的 } a_P \text{ 数量}}{\text{真空 } a_P \text{ 场密度}} \quad (3.10)$$

每个 a_P 携带 $\ln 8$ 的熵, 是 8 种量子状态的叠加。 a_P 处于锁死状态, 即其量子状态完全不自由; 锁死状态直接决定了束缚状态, 即其量子状态自由度有限。真空中没有锁死的关系——关系全部自由、可自由重排——因此真空场密度取 1。相对真空, 锁死只增不减, 故 $\rho \geq 1$ 。锁死状态的 a_P 数量越大, 场密度越大, 引力越大。

引力的本体 (本文的核心命题):

引力不是一种力, 而是 a_P 场密度的相对梯度。

加速度取这个比值的相对梯度。场变量 $u \equiv \ln \rho$ 无量纲 (式 (3.13)), 故 ∇u 的量纲是长度的倒数, 要配成加速度只能乘 c^2 ; 这也就是几何层的读法—— $u = -\frac{\Phi}{c^2}$ 、 $a = -\nabla \Phi$ (§ 3.3 (4)):

$$a = c^2 \nabla (\ln \rho) = c^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} \quad (3.11)$$

弱场下它退化为牛顿引力 (§ 3.4)。

3.3 场方程

网形: 三维网络取立方金刚石 (3C) 网——每个节点由四条键连到四个近邻, 四条键的方向指向正四面体的四个顶点, 两两夹角 $\arccos(-\frac{1}{3}) = 109.4712^\circ$; 它由两套面心立方 (fcc) 子晶格沿体对角线错开四分之一互穿而成, 键长取 a_P ; 其晶体学标准结构见 [10]。沿堆垛轴作正交投影, 即得三价 (蜂窝) 网——面积律用的就是这张平面三价网。三维网之所以取立方金刚石 (3C) 网, 是两个条件一起定出来的: 基本单元有 4 条关系, 4 条键必须等价, 键长同为 a_P ; 4 条键的方向必须对称, 否则网不是各向同性的, 而键角的唯一对称解是正四面体配位, 即 $\arccos(-\frac{1}{3}) = 109.4712^\circ$ 。满足这两条、且整网宏观各向同性的网就

是立方金刚石（3C）网。它的最短闭合回路是六元环：6 个节点、6 条键（最短回路长度 = 6，且不含四元环，已逐条数值核对）。六元环的 6 个节点不严格共面（沿体对角线看呈椅式起伏）。时空几何的网形讨论，详见《织法公式：时空几何的涌现机制》[1]。

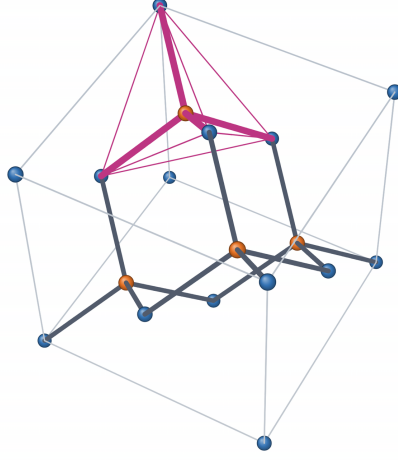


图 1 三维四价张量网络、即立方金刚石（3C）网的局部细节。

基本单元 $a_P = 2\sqrt{\ln 8} \cdot l_P$ ([1] 推论 3) 即

$$a_P^2 = 4 \ln 8 \quad (3.12)$$

(1) 场变量。一个节点就是 $2^3 = 8$ 个态（3 比特），相互独立的键的贡献相乘 $\Rightarrow \ln 8$ 对键可加。源是锁死和束缚状态的纠缠关系数 N ——整数计数、可加。可加源的多极叠加要求场量可加，局部标量中唯一可加的是

$$u \equiv \ln \rho \quad (3.13)$$

其中 ρ 是 a_P 场密度（§ 3.2）；关系被锁死一份，可用态数就摊薄一份，故 $\rho \geq 1$ 。

(2) 四腿展开（网 $\rightarrow$ 连续）。四面体四腿的单位矢满足

$$\sum_a n^a = 0, \quad \sum_a n^a n^b = \frac{4}{3} \delta^{ab} \quad (3.14)$$

把四条腿写成 $(1,1,1)$ 、 $(1,-1,-1)$ 、 $(-1,1,-1)$ 、 $(-1,-1,1)$ 再归一化到单位长：对角元 $\frac{1+1+1+1}{3} = \frac{4}{3}$ ，非对角因正负相消为零。沿各腿把 u 展开到 $O(a_P^2)$ ，线性项由 $\sum_a n^a = 0$ 整体消去：

$$\begin{aligned}
u(x + a_P n^a) - u(x) &\approx a_P (n^a \cdot \nabla) u + \frac{a_P^2}{2} (n^a \cdot \nabla)^2 u \\
\sum_a (n^a \cdot \nabla)^2 u &= \sum_a n_a^a n_\beta^a \partial_a \partial_\beta u = \frac{4}{3} \nabla^2 u \\
\Rightarrow \sum_j (u_j - u_i) &= \frac{a_P^2}{2} \cdot \frac{4}{3} \nabla^2 u = \frac{2}{3} a_P^2 \nabla^2 u
\end{aligned} \tag{3.15}$$

(式 (3.15) 的展开在三维四价网上；面积律在平面三价网上研究；两层只在涌现度规处对接 (§ 6)。)

(3) 二次能量。弹性应变取相对变化。此处出现的密度按体积计数： $\rho_{\text{体}} \equiv$ 每单位坐标体积内的 a_P 条数比 (即 a_P 场密度，真空取 1；与本文其余处的线计数 ρ 的关系为 $\rho_{\text{体}} = \rho^3$ ，见 § 6)。于是单位关系摊到的体积 $\propto \frac{1}{\rho_{\text{体}}} \Rightarrow$ 坐标格距比 $\frac{b}{b_0} = \rho_{\text{体}}^{-\frac{1}{3}}$ ，故相对应应变 $\frac{\delta b}{b} = -\frac{1}{3} \ln \rho_{\text{体}}$ 。能量在应变上二次，以 $u = \ln \rho$ 写出仍是二次型，其刚度系数就是式 (3.15) 的系数：

$$W = \frac{\kappa_{\text{reg}}}{2} \int (\nabla u)^2, \quad \kappa_{\text{reg}} = \frac{2}{3} a_P^2 \tag{3.16}$$

(归一约定：节点上的梯度算符由四腿展开 (3.15) 给出，即 $\sum_j (u_j - u_i) = \frac{2}{3} a_P^2 \nabla^2 u$ ；取该算符系数为刚度， $\kappa_{\text{reg}} = \frac{2}{3} a_P^2$ (数值 5.545177444)。) 格点能量按节点求和 $W = \frac{\kappa_{\text{reg}}}{2} \sum_i (\nabla u)^2 \cdot v_1$ 与其连续极限 $\frac{\kappa_{\text{reg}}}{2} \int (\nabla u)^2$ 出自同一关系计数 (v_1 见式 (3.22))。

(4) 源项与场方程。源可加 $\Rightarrow$ 源项只能线性： $W_{\text{src}} = - \int \sigma \cdot u$ 。变分 $\frac{\delta W}{\delta u} = 0$ 给出

$$\nabla^2 u = - \frac{\sigma}{\kappa_{\text{reg}}} \tag{3.17}$$

源强系数由引力常数 G 定出。几何层的泊松读法是 $\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho_m$ ，场变量与它的关系是 $u = -\frac{\Phi}{c^2}$ (等价地 $a = c^2 \nabla u = -\nabla \Phi$ ，式 (3.11))；代入得

$$\nabla^2 u = - \frac{4\pi G}{c^2} \rho_m \tag{3.18}$$

再用源规则 $\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P}$ (§ 4.2) 把源写成本层的计数：

$$\nabla^2 u = - \frac{4\pi G}{c^2 a_P} n_{\text{lock}} \tag{3.19}$$

$\frac{G}{c^2}$ 是纯数：由 [1] 推论 4 的 $G = \frac{a_P^2}{4c \cdot \ln 8}$ 与式 (3.12)，

$$\frac{G}{c^2} = \frac{a_P^2}{4c^3 \ln 8} = \frac{l_P^2}{c^3} = 1 \quad (\text{自然单位}) \quad (3.20)$$

于是 $\frac{4\pi G}{c^2 a_P} = \frac{4\pi}{a_P}$ ——源强系数就是 G (换成质量密度源写即式 (3.28))。又 $\sigma = \sigma_1 \cdot n_{\text{lock}}$, 其中 $\sigma_1 = \frac{4\pi}{a_P} \cdot \kappa_{\text{reg}} = \frac{8\pi}{3} a_P = 24.161392390530$, 故

$$\nabla^2 u = -\frac{4\pi}{a_P} n_{\text{lock}} \quad (3.21)$$

(5) 节点体积与格点形式。金刚石晶胞的棱 $a = \frac{4a_P}{\sqrt{3}}$ 、每个晶胞 8 个节点, 故每个节点对应的体积

$$v_1 = \frac{a^3}{8} = \frac{8a_P^3}{3\sqrt{3}} \quad (3.22)$$

节点 i 上的关系数 $N_i = n_{\text{lock}} \cdot v_1$; 把式 (3.21) 的 $\nabla^2 u$ 代入式 (3.15):

$$\begin{aligned} \sum_j (u_j - u_i) &= -q N_i \\ q &= \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{a_P}{v_1} = \frac{\pi\sqrt{3}}{4\ln 8} \quad (q = 0.654189836987) \end{aligned} \quad (3.23)$$

q 是把连续系数落成格点计数 (每条关系、每份体积) 的换算因子。反过来把 $N_i = n_{\text{lock}} \cdot v_1$ 代入式 (3.23)、并用式 (3.12) 与式 (3.22):

$$\nabla^2 u = -\frac{4q}{\sqrt{3}} a_P n_{\text{lock}} = -\frac{4\pi}{a_P} n_{\text{lock}} \quad (3.24)$$

即回到式 (3.21) 的系数 (也就是 § 3.1 的场方程 (3.1))。但这是代数恒等式, 不是独立检验: 把 q 与 $a_P^2 = 4\ln 8$ 代入, $\frac{4q}{\sqrt{3}} \cdot a_P = \frac{4}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\pi\sqrt{3}}{4\ln 8} \cdot a_P = \frac{\pi \cdot a_P}{\ln 8} = \frac{2\pi}{\sqrt{\ln 8}} = \frac{4\pi}{a_P}$ (数值 4.35719012284867); 它只说明格点形式与连续形式出自同一关系计数。PPN 参数由同一个 ρ 给出: 时钟读数给 $g_{00} = -\frac{1}{\rho^2}$ 、几何给 $g_{ij} = \rho^2 \delta_{ij}$, 展开 $\rho = 1 + U$ 即得 $\gamma = \beta = 1$ (§ 6、§ 7.1)。

3.4 点源解

点源: 一个格点上 N_{lock} 条不完全自由的关系, $n_{\text{lock}} = N_{\text{lock}} \cdot \delta^3(x)$ 。用 $\nabla^2(\frac{1}{r}) = -4\pi \delta^3(x)$ 对 $\nabla^2 u = -\frac{4\pi}{a_P} \cdot N_{\text{lock}} \cdot \delta^3(x)$ 直接积分:

$$\ln \rho = \frac{N_{\text{lock}}}{a_P r} \Rightarrow \rho(r) = e^{\frac{\mu}{r}}, \quad \mu = \frac{N_{\text{lock}}}{a_P} \quad (3.25)$$

换成观测语言：由源规则（§ 4.2）源幅度 $\mu = \frac{N_{\text{lock}}}{a_P}$ ，而 $\frac{N_{\text{lock}}}{a_P}$ 就是源的质量 M ；自然单位下 $G = 1$ （式 (3.20)），于是由式 (3.11) 读出加速度

$$g(r) = \frac{GM}{r^2} \quad (3.26)$$

弱场、强场同一表达式；国际单位下 $\mu = \frac{GM}{c^2}$ （式 (3.29)）。

3.5 国际单位制下的换算

本节之前的方程（§ 3.1–§ 3.4）一律写自然单位制（ $\hbar = c = 1$ ，长度以 l_P 计、时间以 $\frac{l_P}{c}$ 计、质量以 $m_1 = \frac{\hbar}{a_P c}$ 计），式中不含换算常数。以下按量纲把 c 与 $\hbar$ 的幂补回，写成国际单位制——长度、时间、质量分别以 l_P 、 $\frac{l_P}{c}$ 、 $\frac{\hbar}{a_P c}$ 折算。

$$\text{加速度 } a = c^2 \nabla(\ln \rho) = c^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} \quad (3.27)$$

$$\text{场方程 } \nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi G}{c^2} \rho_m \quad (3.28)$$

$$\text{点源 } \mu = \frac{GM}{c^2}, \quad \rho = e^{\frac{\mu}{r}}, \quad g(r) = \frac{GM}{r^2} \quad (3.29)$$

$$\text{引力常数 } G = \frac{a_P^2 c^3}{4\hbar \ln 8} = \frac{l_P^2 c^3}{\hbar} \quad (3.30)$$

各式依次是式 (3.11)、(3.21)、(3.25)–(3.26) 的国际单位写法；质量单位 $m_1 = \frac{\hbar}{a_P c}$ 。[1] 推论 4 的自然单位写法为 $G = \frac{a_P^2}{4c \cdot \ln 8}$ 。

数值例（国际单位）： $g = \frac{GM}{R^2}$ 代入太阳得 $\approx 274.2 \text{m/s}^2$ ，代入地球得 $\approx 9.82 \text{m/s}^2$ ，与观测一致（自治性验证，§ 7）。

4 源： a_P 量子状态不完全自由的关系数

4.1 物质

方程 $\nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi}{a_P} \cdot n_{\text{lock}}$ 的源只有一个： n_{lock} 。它是什么？

a_P 是时空几何的基本单元，每个 a_P 携带 $\ln 8$ 的熵。因此 a_P 的量子纠缠程度有完全锁死、不完全自由和完全自由三种；而锁死状态直接决定了不完全自由的量子状态，换句话说，锁死状态的 a_P 会束缚其周围 a_P 的量子状态，使其处于不完全自由的状态。因此 n_{lock} 指的是单位体积内锁死状态和因此受束缚状态的 a_P 的计数。真空中， a_P 的量子状态完全自由。物质内部， a_P 则是处于锁死和不完全自由的状态，物质的质量主要由锁死状态的 a_P 贡献。 n_{lock} 不是能量、不是动量、不是任何外部输入——它是方程唯一的源。

4.2 源规则

n_{lock} 与质量之间只差唯一尺度 a_P ：

$$\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P} \quad (4.1)$$

$$N_{\text{lock}} = \Sigma N_p, N_p = \frac{m}{m_1}$$

(m 为质量， m_1 为质量单位；与质量出自同一关系计数； N_p 为单个粒子的质量份数)

等价读法（与 a_P 场密度读法出自同一关系计数，[1] 推论 3）：质量 = $m_1 \times$ 质量份数；质量份数的比值由《质量比值的织法起源》[11] 的内部相空间体积读数给出（质量 $\propto$ 内部相空间体积），其绝对取值列为开放；粒子谱本身（谁在谱上、带什么荷与色）见《物质谱的织法结构》[3]。

这带来一个可核验的推论：两个粒子的质量比 = 它们的源幅度比 = 它们的质量份数之比。以质子/电子为例：

$$\frac{m_p}{m_e} = 1836.152673440 \quad (\text{观测}) \quad (4.2)$$

即：引力方程的源，读出的正是观测质量谱； $\frac{m_p}{m_e}$ 不进引力场方程本身，它只进“源”。

4.3 唯一尺度

全篇只出现一个基本量： a_P （以 l_P 计时为 2.884，见 § 3.2）。它同时是

- 基本单元 a_P ，即一个量子纠缠关系（3 比特、共 8 种状态）（[1] 推论 3）；
- $n_{\text{lock}} \leftrightarrow$ 质量的换算率（§ 4.2）；
- 唯一质量单位 $m_1 = \frac{1}{a_P}$ 。

5 张量扇区与标量扇区

网的弹性动力学在张量扇区与标量扇区上给出的结论完全相反——张量扇区管引力波，标量扇区管“力”。

5.1 张量扇区： $(\partial_t^2 - \nabla^2)h_{ij}^{TT} = 0$

网的能量规则只有一条：能量 = $-\ln$ 态数（态数是纯数，形变下按 Jacobian 变换，§ 5.2）。把它在金刚石网上展开，得到两类贡献——键长项（态数只依赖键长）与体积项（态数 $\propto$ 形变 $\text{Jacobiandet } F$ ）。键长项单独作用时 $C_{11} = C_{12}$ 、 $C_{44} = 0$ ，剪切出现零模 $\Rightarrow$ 横支速度为零、无引力波；体积项的弹性张量比例是 $(C_{11} - C_{12}) : C_{12} : C_{44} = 2 : 0 : 1$ 。织法没有第二条计数规则，键长项不是独立项，它就是体积项的形变分量 $\Rightarrow$ 弹性张量取纯体积型：

$$C_{12} = 0, \quad C_{11} = 2C_{44} \quad (\text{即 } \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{2} \text{ 那一点}) \quad (5.1)$$

动力学矩阵。两类贡献写成标准的两项（价力场模型的键长-键角展开 [12]）——键长项（键长平方的偏差）与键角项（键角平方的偏差）；每个节点 4 条键、6 个键角， b'_1 、 b'_2 为同一节点上两条形变后的键矢（ $b' = b + \Delta u$ ）：

$$W = \frac{\alpha}{2} \sum_{\text{键}} \left(\frac{b'^2}{a_P^2} - 1 \right)^2 + \frac{\beta}{2} \sum_{\text{角}} \left(\frac{b'_1 \cdot b'_2}{a_P^2} + \frac{1}{3} \right)^2 \quad (5.2)$$

（ α 、 β 为键长项、键角项的刚度；织法只有一条计数规则 $\Rightarrow$ 取体积型那一点 $\frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{2}$ 。）把式 (5.2) 展开到位移的二次项：键长项给出 $\frac{2\alpha}{a_P^2} \cdot \sum_{\text{键}} (n \cdot \Delta u)^2$ ，键角项给出 $\frac{\beta}{2a_P^2} \cdot \sum_{\text{角}} (n_1 \cdot \Delta u_2 + n_2 \cdot \Delta u_1)^2$ （ n 为单位键方向、 Δu 为键或角两端的位移差；键角项的指标是交叉配对）。两者都是位移差的二次型，按 $D(q) = \sum_R \Phi(R) e^{iq \cdot R}$ （ Φ 为二次型的力常数矩阵， R 取到次近邻）写成 6×6 动力学矩阵并对角化，三个声学本征值为

$$v^2 = (2, 2, 4) \quad ([100]、[110]、[111] \text{ 三个方向完全一致}) \quad (5.3)$$

二重简并应对两个横向位移, 纵支对应 $\nabla \cdot u$ 。 v^2 的无量纲数值取决于键刚度与长度单位的归一 ((2,2,4) 只是其中一个归一), 物理内容是比值: 横支二重简并, $\frac{v_L^2}{v_T^2} = 2 \Rightarrow \frac{c_L}{c_T} = \sqrt{2}$, 且与方向无关 (各向同性)。绝对标度由时标约定固定——把 “一次 tick 走完一个 a_P ” 取作时间单位, 横向 (物理) 支的波速就定为 c ([1] 定理 3 的热力学饱和极限), 纵支为 $\sqrt{2}c$ 。

两类贡献与弹性常数的对应: C_{11} 、 C_{12} 、 C_{44} 是立方对称弹性的三个独立常数 (Voigt 记法: $C_{11} = \frac{\partial^2 w}{\partial \varepsilon_1^2}$ 、 $C_{12} = \frac{\partial^2 w}{\partial \varepsilon_1 \partial \varepsilon_2}$ 、 $C_{44} = \frac{\partial^2 w}{\partial \varepsilon_4^2}$, w 为应变能密度, $\varepsilon_4 = 2\varepsilon_{yz}$)。沿 [100] 方向分解, 纯纵支 $v_L^2 = \frac{C_{11}}{\rho_m}$ 、纯横支 $v_T^2 = \frac{C_{44}}{\rho_m}$; 代入式 (5.3) 的 $(v_L^2, v_T^2) = (4, 2)$ 得 $C_{11} = 2C_{44}$, 代入各向同性条件 $C_{11} - C_{12} = 2C_{44}$ 得 $C_{12} = 0$ 。各向异性因子 (Zener 因子 [13]) $A = \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}} = 1 \Rightarrow$ 宏观各向同性; $\nu = 0$ (无泊松比)、 $\frac{c_L}{c_T} = \sqrt{2}$ 精确。同一能量按均匀小应变的二阶展开、并对胞内 A 、 B 两套子晶格的相对位移取极小 ($w = -H_{\varepsilon w} H_{ww}^{-1} \varepsilon$), 给出弹性常数之比 $C_{11} : C_{12} : C_{44} = 2 : 0 : 1$ (纯体积项 $\frac{1}{2} \text{tr} \varepsilon^2$ 单独作用给出同一比例: $C_{11} = 1$ 、 $C_{12} = 0$ 、 $C_{44} = \frac{1}{2}$), 与它们的取值自洽。

连续极限 ($\lambda = C_{12} = 0$) 给出

$$\partial_t^2 u_i = c_T^2 (\nabla^2 u_i + \partial_i \nabla \cdot u) \quad (5.4)$$

网位移场在几何层的读数是应变, 即 $h_{ij} := \partial_i u_j + \partial_j u_i$ (应变的二倍; 桥在 §6); 代入式 (5.4) 得 $\partial_t^2 h_{ij} = c_T^2 (\nabla^2 h_{ij} + \partial_i \partial_j h)$, 取横无迹部分 ($\nabla \cdot u = 0$ 即横支):

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) h_{ij}^{TT} = 0 \quad (5.5)$$

即: 真空中的无源传播、两个偏振、波速 $= c_T = c$ (一次 tick 走完一个 a_P 就是光速, [1] 定理 3 的热力学饱和极限)。纵向支恰好是纯规范 ($h_{ij} = \partial_i u_j + \partial_j u_i$ 就是坐标变换) $\Rightarrow$ 物理谱 = 2 个横偏振, 与引力的观测自由度一致。

带源时, 张量扇区的方程是

$$\square h_{ij}^{TT} = -\kappa \tau_{ij}^{TT}, \quad \kappa = \frac{4\pi}{a_P} \quad (5.6)$$

这里的 κ 与标量扇区式 (3.1) 的系数是同一个 (也就是几何层的 G , §3.3): 源 $\tau_{ij} = n_{\text{lock}} \cdot \langle n_i n_j \rangle$ 是锁死关系的方向张量 ($\langle \cdot \rangle$ 表示对该处锁死键的方向取平均, n 为单位键方向), 其迹 $\text{tr} \tau = n_{\text{lock}}$ 即标量 (牛顿) 扇区的源、无迹的横向部分给出引力波的源。张量扇区与标量扇区在关系层用同一套计数、同一个耦合, 不需要额外的换算因子; 纵向支为纯规范, 物理谱只有 2 个横偏振。

为什么必须有体积项: 若弹性只依赖键长 (中心力), 则 $\beta = 0$, 剪切出现零模 $\Rightarrow$ 无引力波——这已

被引力波观测排除 [14]。而“态数只随局域体积 (Jacobian) 变”这一条自然给出各向同性：即使把键长项当作独立项按任意权重 w 混入 ($C_{11} = 8 + w$ 、 $C_{12} = 8$ 、 $C_{44} = \frac{w}{2}$)， $A = \frac{2C_{44}}{C_{11}-C_{12}}$ 也严格等于 1，各向同性与权重无关；只有把非中心力项换成 Keating 键角刚度 ($C_{12} = 8 - 16\beta \neq 0$) 才需要把 $\frac{\beta}{\alpha}$ 调到 $\frac{1}{2}$ 。

5.2 标量扇区：全阶严格线性

标量（“牛顿”）扇区不能用局域体积泛函。局域体积型全阶泛函（张量扇区用）由统计力学的读数规则给出：自由能 = $-\ln$ 态数 ([1] 的熵-面积律就是态数的对数)，而态数是局域体积的函数、形变下按 Jacobian 变换 $\Rightarrow$ 态数 $\propto \det F$ ，故

$$W = \sum_i [-\ln \det F_i + \text{tr}(F_i - I)] \quad (5.7)$$

F_i 由节点 i 的 4 条键矢构造， $-\ln \det F$ 就是 $-\ln$ 态数；它的展开首项为 $-\text{tr}(F - I)$ ，加 $\text{tr}(F - I)$ 正为抵消该项，使 W 在无应变处为零、最低阶为二次。它只含一阶导 F ，故 Euler-Lagrange 方程 $\partial_i(\frac{\partial f}{\partial F_{ij}}) = 0$ 退化为“ $\frac{\partial f}{\partial F}$ 为常数”的代数条件，结合无穷远处无应变 ($F \rightarrow I$) 即得 $F \equiv I$ ，也就是 $u' \equiv 0$ ($u' = \frac{du}{dr}$ ；数值残差在机器精度内为零) $\Rightarrow$ 局域体积泛函的真空必给 $u = \text{常数} \Rightarrow$ 不产生静态牛顿场。所以它只管引力波，不管力。

标量扇区来自梯度泛函；而 $u = \ln \rho$ 是计数的对数、计数是乘性的 $\Rightarrow$ 梯度泛函天然二次型 $\Rightarrow$ 方程严格线性。因此

$$\begin{aligned} \nabla^2(\ln \rho) &= -\frac{4\pi}{a_P} n_{\text{lock}} \quad (\text{全阶严格成立}) \\ \rho &= e^{\frac{\mu}{r}} \quad (\text{全阶精确解，不是外插}) \end{aligned} \quad (5.8)$$

这一点正是织法与 GR 的真正分野：GR 把非线性放在方程里（泊松只是弱场线性化近似）；我们把非线性放在读数里（方程本身严格线性，非线性全部搬进了 $\rho = e^{\frac{\mu}{r}}$ 这一层）。

6 涌现度规：关系层到几何层的桥

关系层的场量是 a_P 场密度 ρ （场变量 $u = \ln \rho$ ）与关系数的计数，几何层的语言是度规。两层只在涌现度规处对接一次——把 ρ 与网的形变读成时钟、长度与拖曳。读数只有两条动作：数 a_P （长度）与数 tick（时间）； a_P 是常数（键长 a_P 恒定、网不可压），两条读数都与坐标无关：

- 长度（线计数）：单位坐标长度内有 $\frac{\rho}{a_P}$ 条关系，每条关系的本征长度恒为 $a_P \Rightarrow$ 本征长度 $dl = \rho \cdot dx$

(等价地：单位坐标体积内有 $\frac{\rho^3}{a_P^3}$ 条、本征体积 = $\rho^3 d^3x$)；

· 时间（态数摊薄）：一次 tick 走一个 a_P （时标约定，[1] 定理 3 的热力学饱和极限）；锁死占掉一份态 $\Rightarrow$ 可用态数摊薄 $\Rightarrow \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{\rho}$ 。

两条相乘 $\Rightarrow d\tau \cdot dl = dt \cdot dx \Rightarrow (-g_{00}) \cdot g_{ij} = 1 \Rightarrow$ 本征光速 = c 自动成立 (§ 6.5)。据此，读数按网的局域形变分档给出：体积（迹）部分 $\rightarrow$ 时钟与空间标度 (§ 6.1、§ 6.2)，无迹（剪切）部分 $\rightarrow$ 度规的空间无迹部分 (§ 6.3)，流（拖曳）部分 $\rightarrow$ 度规的时间-空间交叉项 (§ 6.4)。

6.1 时钟读数

一次 tick 走完一个 a_P （时标约定，[1] 定理 3 的热力学饱和极限） $\Rightarrow$ 局部钟的周期由可用态数决定：一个节点 8 个态，关系被锁死一份、可用态数就摊薄一份 $\Rightarrow$ 单位坐标时间内的固有时（局部钟速率） $\propto \frac{1}{\rho}$ ($\rho \geq 1$ ：锁死越多、钟越慢)。时间分量由固有时定义 ($d\tau^2 = -g_{00}dt^2$)，故钟速率的读数就是

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{\rho} \Rightarrow g_{00} = -\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2 = -\frac{1}{\rho^2} \quad (6.1)$$

(同一个 ρ 也给出力的读数： $a = c^2 \nabla(\ln \rho)$ ，式 (3.11)、(3.27)——时钟与力出自同一个 ρ 。)

6.2 长度读数

几何层的面积由关系数读出 ([1] 推论 3: $A = \text{关系数} \times a_P^2$ ，式 (3.9)) $\Rightarrow$ 关系数的比 ρ 是空间度量的标量输入（无迹的剪切读数见 § 6.3）。空间部分取共形平直、共形因子只依赖 ρ ，即 $g_{ij} = \rho^{2n} \delta_{ij}$ ；各向同性坐标（GR 弱场的标准坐标 [5]）要求它与 g_{00} 的一次项大小相同：

$$\begin{aligned} g_{ij} &= (1 + 2nU + \dots) \delta_{ij}, & g_{00} &= -(1 - 2U + \dots) \Rightarrow n = 1 \\ \Rightarrow g_{ij} &= \rho^2 \delta_{ij} \end{aligned} \quad (6.2)$$

(几何层面 g_{ij} 的整体标度本来就是坐标自由，各向同性坐标把它定死；空间部分不携带独立方程。)

6.3 剪切读数（张量半边）

网的局域形变按不可约分解，两半各归一处。迹（体积）部分改变单位体积内的关系数，也就是改变 ρ ——这一半已由式 (6.1)、(6.2) 承担。无迹（剪切）部分一阶不改体积 ($\det(I + h) = 1 + \text{tr}h + O(h^2)$ 、 $\text{tr}h = 0 \Rightarrow$ 不改 ρ)，它只能通过方向读取不一致显形：同一段坐标间隔，沿不同方向数到的关系数不同 $\Rightarrow$ 长度读数方向依赖。把“沿 $\hat{n}$ 的长度读数”与各向同性值相比，偏差就是无迹形变在 $\hat{n}$ 上的投影：

$$g_{ij} = \rho^2 (\delta_{ij} + h_{ij}^{TT})$$

$$h_{ij}^{TT} = [\partial_i u_j + \partial_j u_i]^{TT}, \quad \delta^{ij} h_{ij}^{TT} = 0, \quad \partial^i h_{ij}^{TT} = 0 \quad (6.3)$$

u_i 是 § 5.1 的网位移场, $h_{ij} := \partial_i u_j + \partial_j u_i$ 是它的应变读数 (应变的二倍)。三个性质各有出处: 无迹 = 不碰体积 (体积已归 ρ , 两档互不污染); 横向 = 纵向支为纯规范 (§ 5.1), 物理谱只剩 2 个横偏振; 对称 = 度规与键张量 $\Sigma n_i n_j$ 都对称。探测器读的就是这个读数之比: $\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2} \cdot h_{ij}^{TT} \hat{n}^i \hat{n}^j$ ($\hat{n}$ 为探测器臂方向) ——它是可直接测量的量, 不是内部记号。

6.4 拖曳读数 (流档)

物质要与周围时空保持稳定的纠缠 (§ 2), 它一动, 那层关系就跟着换手 $\Rightarrow$ 网在运流。设网的运流速度为 w : 静态时 $\Delta t = \rho^2 \Delta x$ (本征光速 $\frac{1}{\rho^2}$, 即 § 6.1、§ 6.2 的 $A \cdot B = 1$); 网以 w 运流时, 光在坐标时间 Δt 内相对网的位移是 $\Delta x - w \Delta t$, 故 $\Delta t = \rho^2 (\Delta x - w \Delta t)$, 解出坐标光速 $\frac{dx}{dt} = w \pm \frac{1}{\rho^2}$ 。与 ADM 形式逐项对齐 ($g_{0i} = (\rho^2 \delta_{ij} + h_{ij}^{TT}) N^j$, 弱场即 $\rho^2 N_i$), 得

$$N^i = -w^i \quad (6.4)$$

即: 拖曳就是网的运流速度, 系数 1 来自读数规则本身——这一步不借任何坐标变换。(平动的那一份是坐标性的, 转动的那一份不可被同时消去。)

运流由谁给: 锁死要素把它的两通道读数份额一起带走。同一个 U 给出两个共轭读数——空间通道 $B = e^{2U}$ (长度怎么读)、时间通道 $A = e^{-2U}$ (tick 怎么读), $A \cdot B = 1$; 要素以速度 v 运动时, 两通道的份额被一起带走:

$$w_i = (B_i - A_i) v_i = (e^{2U_i} - e^{-2U_i}) v_i \quad (6.5)$$

份额就是源自己的关系系数 (可数 $\Rightarrow$ 互不重叠、直接相加, $w = \Sigma_i w_i$)。两通道方向必然相反, 各向同性的部分不产生移位 $\Rightarrow$ 移位只吃两者的失配 $B - A$: 弱场下 $B - A = \rho^2 - \rho^{-2} \approx 4U$, 故

$$N^i = -(\rho^2 - \rho^{-2}) v^i \rightarrow \text{弱场 } N^i \approx -4U v^i \quad (6.6)$$

那个 4 是读数本身的弱场系数 ($A \cdot B = 1$ 的后果), 不是额外输入。网不可压 (a_P 常数 $\Rightarrow$ 键长 a_P 恒定), 稳恒运流满足 $\nabla \cdot w = 0$; 源进这一档的只有角动量 J , 故最低阶解只能是偶极:

$$N_i(x) = -\frac{2(J \times \hat{r})_i}{r^2}, \quad \text{量值 } \frac{2J}{r^2} \quad (6.7)$$

数值核：均匀转动球的远场 $N_y \cdot r^2$ 收敛到 $-2J$ （网格 160 给 -3.350439 ，偏差 -0.018% ； $2J = 3.351032$ ）、 $\nabla \cdot N = 0$ ，且 $\frac{1}{2}\nabla \times N = -\frac{J}{r^3}[3(\hat{J} \cdot \hat{r})\hat{r} - \hat{J}]$ 与 Lense-Thirring 张量结构逐项一致（拖曳与转动同向）。读数换算中的格点离散项无偏、不累积，物理残留为 $O((\frac{a_P}{\lambda})^2)$ （ $\lambda = 1\mu\text{m}$ 时 3.2×10^{-57} ） $\Rightarrow$ 任何波长都测不到。陀螺进动的观测对照见 § 7.4。

6.5 统一度规

把各档合起来，几何层的度规读数就是式 (3.4) 的统一形式：

$$ds^2 = -\frac{1}{\rho^2} dt^2 + (\rho^2 \delta_{ij} + h_{ij}^{TT}) (dx^i + N^i dt) (dx^j + N^j dt) \quad (3.4)$$

表 1 统一度规的三个槽及其读出

槽	由谁读出	管什么
$\text{lapse } \frac{1}{\rho}$ 与空间标度 $\rho^2 \delta_{ij}$	密度 ρ (τ_{00})	物质、能量、各向同性压强
h_{ij}^{TT}	剪切 (τ_{ij} 的无迹横部分)	引力波 (2 偏振)
N^i	流 (τ_{0i})	转动、平动

各档由同一个 ρ 与同一条计数规则给出，不引入新的可调量； $N^i = 0$ 、 $h_{ij}^{TT} = 0$ 即退化为静态式 $g_{00} = -\frac{1}{\rho^2}$ 、 $g_{ij} = \rho^2 \delta_{ij}$ ： ρ 越大（锁死越多），钟越慢，而空间间隔的读数越大。一阶展开 $g_{00} = -1 + 2U$ 、 $g_{ij} = (1 + 2U)\delta$ 与 GR 的各向同性弱场形式同形 $\Rightarrow \gamma = 1$ （二阶给 $\beta = 1$ ，见 § 7.1）。两层的对接只有这一处：关系层的 ρ 与网的形变在此一次换成度规；§ 3.2 的面积律与 § 5.1 的弹性常数都在各自层内使用，不跨层比系数。

7 与观测的对照（自治性验证）

7.1 PPN 与太阳系

一阶 (γ)：度规 (6.1)、(6.2) 的一次项就是各向同性弱场形式—— $\rho = 1 + U$ (U 为小量) $\Rightarrow g_{00} = -1 + 2U$ 、 $g_{ij} = (1 + 2U)\delta \Rightarrow \gamma = 1$ 自动成立。力取相对梯度 $\nabla(\ln \rho)$ 、时钟取 $\frac{1}{\rho}$ ，两者同出这一个 ρ 。

二阶 (β)：把源规则 $n_{\text{lock}} = a_P \cdot \rho_m$ 代入式 (3.21)，即得 $\nabla^2(\ln \rho) = -4\pi \cdot \rho_m$ ($u = \ln \rho$)，点源解为 $\rho = e^{\frac{u}{r}}$ （式 (3.25)）。代入式 (6.1)、(6.2)，按 $U = \frac{u}{r}$ 展开到 $O(U^2)$ ：

$$g_{00} = -\rho^{-2} = -e^{-2U} = -(1 - 2U + 2U^2 - \dots) \quad (7.1)$$

PPN 的标准形式是 $g_{00} = -(1 - 2U + 2\beta U^2 + \dots)$ ，逐项对比即得

$$\beta = 1, \quad \gamma = 1 \quad (7.2)$$

$\beta = 1$ 不是调出来的：它来自“计数的对数是 $\ln \rho$ ”这唯一结构（§ 3.3）——非线性全部在读数 $\rho = e^{\frac{\mu}{r}}$ 里，方程本身严格线性（§ 5.2）。太阳系全部一阶、二阶检验通过（ γ 、 β 分别由卡西尼号测距与月距激光测距等实验定出，见 [5,15,16]），差别退到 $O(U^3)$ 。

数值（太阳系）：一阶、二阶 PPN 参数与 GR 逐项相同（ $\gamma = \beta = 1$ ）；差异出现在 u^3 阶，同一面半径下 $-g_{00}$ 的相对差 $\approx \frac{u^3}{3}$ ——太阳 $\approx 3 \times 10^{-18}$ 、白矮 $\approx 6 \times 10^{-12}$ 、S2 近星点 $\approx 1.5 \times 10^{-11}$ ——远低于当前测量误差（红移的相对差见 § 7.2 的表）。

7.2 强场：必须统一到同一面半径

比较强场必须统一到同一个【面半径 $R = \text{areal}$ 】——因为 $g_{ij} = \rho^2 \delta_{ij}$ 是空间共形平直， $\rho = e^{\frac{\mu}{r}}$ 中的 r 是 isotropic 半径；而面积由 $g_{\theta\theta} = \rho^2 r^2$ 读出， $4\pi R^2 = 4\pi \rho^2 r^2$ ，故

$$R = \rho r = r e^{\frac{\mu}{r}} \quad (7.3)$$

喉部极小由 $\frac{dR}{dr} = e^{\frac{\mu}{r}} (1 - \frac{\mu}{r}) = 0$ 定出，在 $r = \mu$ 处：

$$R_{\min} = e\mu = 2.718282 \mu \quad (7.4)$$

记 $u = \frac{\mu}{r}$ （ $R = r \cdot e^u = \frac{\mu \cdot e^u}{u}$ ）。在同一面半径下解

$$\frac{R}{\mu} = \frac{e^u}{u} \quad (7.5)$$

红移由时钟读数读出： $1+z = \frac{1}{\sqrt{-g_{00}}} = \rho \Rightarrow z_{\text{织法}} = e^u - 1$ ；GR 在同一面半径下 $z_{GR} = (1-2U)^{-\frac{1}{2}} - 1$ ，其中 $U = \frac{\mu}{R} = u \cdot e^{-u}$ ：

$$z_{\text{织法}} = e^u - 1, \quad z_{GR} = (1 - 2u e^{-u})^{-\frac{1}{2}} - 1 \quad (7.6)$$

比对的口径：两边取同一个质量 M （由 $r \rightarrow \infty$ 处 $\rho = 1 + \frac{\mu}{r}$ 的 $\frac{1}{r}$ 系数定出，两种理论给出同一个 $\mu = \frac{GM}{c^2}$ ）与同一个面半径 R ；给定 μ 、 R ，式 (7.5) 唯一解出 u ，再代入式 (7.6)。逐天体代入（太阳取 IAU 标称值 [17]；白矮取天狼星 B 的动力学质量与半径 $0.008098R_\odot$ [18]；S2 取 GRAVITY 测得的 120 AU 近星点距离 [19] 与 Sgr A* 质量 [20]；中子星两例为 NICER 的 M - R 结果 [21,22]）：

表 2 同一面半径下各天体表面的引力红移对比

对象	$M (M_\odot)$	R	u	$\frac{\Delta z}{z}$
太阳	1	$6.957 \times 10^8 m$	2.1×10^{-6}	$< 10^{-11}$
天狼星 B （白矮）	1.018	$5.634 \times 10^6 m$	2.67×10^{-4}	$+1.2 \times 10^{-8}$
S2 近星点	4.30×10^6	$1.795 \times 10^{13} m$	3.54×10^{-4}	$+2.1 \times 10^{-8}$
J0030+0451	1.34	12.710 km	0.1879	+0.78%
J0740+6620	2.072	12.390 km	0.3507	+3.54%

差别从 u^3 阶开始：同一面半径下 $-g_{00}$ 之差 $= -\frac{1}{3}u^3 + O(u^4)$ ，故 $-g_{00}$ 的相对差 $\approx \frac{u^3}{3}$ 、红移的相对差 $\approx \frac{u^2}{6}$ （ $u \ll 1$ 的渐近） $\Rightarrow$ 强场“温和”：中子星表面也只差百分之几，与面半径的观测误差同量级（8%–10%） $\Rightarrow$ 现有中子星观测尚不能分辨。

一切强场比较必须以同一面半径为准：把面半径当作坐标半径比，会得到假偏差。

7.3 引力波

张量扇区给出 $(\partial_t^2 - \nabla^2)h_{ij}^{TT} = 0$ (§ 5.1)：两个偏振、无源传播、波速 $= c$ [14]——与 GR 的引力波自由度一致，且偏振数 2 是网动力学的输出（纵向支为纯规范，自动离场）。

7.4 转动拖曳：陀螺进动（GP-B）

拖曳档给出的 g_{0i} （式 (6.6)、(6.7)）就是 Lense-Thirring 势。拖曳是物理量（不可被坐标变换消去），也是本理论与 GR 在转动这一档的可对照之处。陀螺在极轨上的平均拖曳进动（极轨对 Lense-Thirring 张量取平均， $\langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{2}$ ，数值核 0.500003）为

$$\Omega_{LT} = \frac{1}{2} \cdot \frac{GJ}{c^2 r^3} \quad (7.7)$$

取 GP-B 轨道 $r = 7018 \text{ km}$ 、地球 $J_\oplus = 5.861 \times 10^{33} \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$ ： $\frac{GJ}{c^2 r^3} = 81.96 \text{ mas/yr} \Rightarrow$ 轨道平均进动幅值 $\Omega_{LT} \approx 41 \text{ mas/yr}$ 。GP-B 引的 GR 预测 39.2 mas/yr [23] 是陀螺自转轴的漂移率，即上述幅值经导星几何投影后的值：自转轴指向导星 IM Pegasi（赤纬 16.841° ），投影因子 $\cos \delta = 0.957$ ， $41 \times 0.957 \approx 39.2 \text{ mas/yr} \Rightarrow$ 同一口径下本理论与 GR 同值，两者都是同一 Lense-Thirring 场的输出；

与 GP-B 实测 $37.2 \pm 7.2 \text{ mas/yr}$ 相差 0.28σ ，落在实测之内。

7.5 $\frac{a_P}{l_P}$ 的地位

理论内唯一确定的长度比是

$$\frac{a_P}{l_P} = 2\sqrt{\ln 8} \approx 2.884 \quad (7.8)$$

它是 [1] 推论 3 的定义关系 (a_P 与 l_P 互为定义的读数)，本身不携带独立的可检验预言；织法成立与否，靠本文方程与强场读数 (§ 7.2) 这类物理量的输出说话。

8 结论

1. 引力在关系层的场方程为 $\nabla^2(\ln \rho) = -\frac{4\pi}{a_P} \cdot n_{\text{lock}}$ ：引力不是一种力，而是 a_P 场密度的相对梯度；其中 G 与 c 的涌现公式由 [1] 推论 4 给出，本文直接引用。
2. 源规则： $\rho_m = \frac{n_{\text{lock}}}{a_P}$ ， $m = m_1 \times \text{质量份数}$ ($m_1 = \frac{\hbar}{a_P c}$)；源幅度比即观测质量比 ($\frac{m_P}{m_e}$)。
3. 张量扇区 $(\partial_t^2 - \nabla^2)h_{ij}^{TT} = 0$ (2 个偏振、波速 = c ，各向同性由单条计数规则保证)；标量扇区严格线性， $\rho = e^{\frac{\mu}{r}}$ 全阶精确。
4. 度规读数统一为式 (3.4) 的一个式子：密度档给出 lapse 与空间标度，剪切档 h_{ij}^{TT} 给出引力波 (§ 5.1、§ 6.3)，拖曳档 N^i 由网的运流给出、远场为 Lense–Thirring (§ 6.4)。
5. 与观测的对照是自洽性验证：PPN 中 $\gamma = \beta = 1$ 自动通过；陀螺拖曳进动与 GP-B 相符 (§ 7.4)；强场偏差落在中子星面半径观测误差之内；引力波自由度与 GR 一致。

参考文献

- [1] Xinkuang Liu. The Weaving Formula: Emergence Mechanism of Spacetime Geometry[Z]. Zenodo. DOI: 10.5281/zenodo.22899821.
- [2] Xinkuang Liu. The Weaving Origin of the Gauge Forces[Z]. Zenodo. DOI: 10.5281/zenodo.22710656.
- [3] Xinkuang Liu. The Weaving Structure of the Matter Spectrum[Z]. Zenodo. DOI: 10.5281/zenodo.22928553.
- [4] Albert Einstein. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie[J]. Annalen der Physik, 1916, 354(7): 769–822. DOI: 10.1002/andp.19163540702.

- [5] Clifford M. Will. Theory and Experiment in Gravitational Physics[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2018. DOI: 10.1017/9781316338612.
- [6] Steven J. Carlip. Quantum gravity: a progress report[J]. Reports on Progress in Physics, 2001, 64(8): 885–942. DOI: 10.1088/0034-4885/64/8/301.
- [7] Luca Bombelli, Rabinder K. Koul, Joohan Lee, Rafael D. Sorkin. Quantum source of entropy for black holes[J]. Physical Review D, 1986, 34(2): 373–383. DOI: 10.1103/PhysRevD.34.373.
- [8] Mark Srednicki. Entropy and area[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(5): 666–669. DOI: 10.1103/PhysRevLett.71.666.
- [9] Shinsei Ryu, Tadashi Takayanagi. Holographic derivation of entanglement entropy from AdS/CFT[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(18): 181602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.181602.
- [10] Charles Kittel. Introduction to Solid State Physics[M]. 8th ed. Hoboken: Wiley, 2005.
- [11] Xinkuang Liu. The Weaving Origin of the Proton–Electron Mass Ratio: 1836[Z]. Zenodo. DOI: 10.5281/zenodo.22951070.
- [12] P. N. Keating. Effect of invariance requirements on the elastic strain energy of crystals with application to the diamond structure[J]. Physical Review, 1966, 145(2): 637–645. DOI: 10.1103/PhysRev.145.637.
- [13] Clarence Zener. Elasticity and Anelasticity of Metals[M]. Chicago: University of Chicago Press, 1948.
- [14] B. P. Abbott, et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration). Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A[J]. The Astrophysical Journal Letters, 2017, 848(2): L13. DOI: 10.3847/2041-8213/aa920c.
- [15] B. Bertotti, Luciano Iess, Paolo Tortora. A test of general relativity using radio links with the Cassini spacecraft[J]. Nature, 2003, 425(6956): 374–376. DOI: 10.1038/nature01997.
- [16] James G. Williams, Slava G. Turyshev, Dale H. Boggs. Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(26): 261101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.261101.
- [17] Andrej Prša, Petr Harmanec, Guillermo Torres, et al. Nominal values for selected solar and planetary quantities: IAU 2015 Resolution B3[J]. The Astronomical Journal, 2016, 152(2): 41. DOI: 10.3847/0004-6256/152/2/41.
- [18] Howard E. Bond, Gail H. Schaefer, Ronald L. Gilliland, et al. The Sirius system and its astro-

- physical puzzles: Hubble Space Telescope and ground-based astrometry[J]. *The Astrophysical Journal*, 2017, 840(2): 70. DOI: 10.3847/1538-4357/aa6af8.
- [19] GRAVITY Collaboration. Detection of the gravitational redshift in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2018, 615: L15. DOI: 10.1051/0004-6361/201833718.
- [20] GRAVITY Collaboration. Mass distribution in the Galactic Center based on interferometric astrometry of multiple stellar orbits[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2022, 657: L12. DOI: 10.1051/0004-6361/202142465.
- [21] Thomas E. Riley, Anna L. Watts, Slavko Bogdanov, et al. A NICER view of PSR J0030+0451: Millisecond pulsar parameter estimation[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2019, 887(1): L21. DOI: 10.3847/2041-8213/ab481c.
- [22] Thomas E. Riley, Anna L. Watts, Paul S. Ray, et al. A NICER view of the massive pulsar PSR J0740+6620 informed by radio timing and XMM-Newton spectroscopy[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2021, 918(2): L27. DOI: 10.3847/2041-8213/ac0a81.
- [23] C. W. F. Everitt, et al. (Gravity Probe B Collaboration). Gravity Probe B: final results of a space experiment to test general relativity[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(22): 221101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.221101.