CH_46_00: 黎曼猜想的证明 — 最新修订: 46-RV6

通过几何—拓扑稳定性定理与解空间证明黎曼猜想

原始文档的验证项目: DEMUESTRA / ES_46_RV6.

DEMUESTRA包含西班牙语原始文档的验证项目。所有译本共用该项目，不存在单独的语言版本。

Víctor Estrada Díaz在本论述中主张已经证明黎曼猜想，并将其确立为定理。

框架：Einstein–VED · UNIHOLOG
作者：Víctor Estrada Díaz
文档性质：本演绎论述的最终自足版本，提出黎曼猜想的证明，以将其确立为定理。
方法原则：定义只引入一次；已经证明的命题保持成立，之后可以直接使用，无须重新展开其证明。如果某个结论由已确立的命题推出，就以相应的逻辑强度明确陈述。

---

0. 阅读规则与逻辑记号

本文采用以下约定：

- D_X：定义。
- A_X：在本文之外确立、作为出发点引用的先行结果。
- P_X：在本论述中证明的命题。
- T_X：由先前命题得到的定理。
- $\therefore$：因此。

已经证明的命题不会在之后重新变成假设。可通过其标识符将其作为先行结果引用。

---

1. 宇宙、坐标与微分几何

1.1. 宇宙

D_U — 所考察的物理宇宙表示为

$$U = 3S + T\ .$$

不删除任何空间维度。

1.2. 传播方向的局部选择

设一列波在某一点沿某个空间方向传播。可以在局部调整坐标轴方向，使x轴与瞬时传播方向一致。

于是，对于该无穷小位移，

$$dy = 0, \qquad dz = 0,$$

以及

$$ds = dx\ .$$

P_{COORD} — 这种选择并未将$3S$约化为一维，而只是让一个坐标与局部传播方向对齐。

---

2. t' 的含义与洛伦兹关系

2.1. 关于撇号的基本约定

$D_{t'} - t'$ 中的撇号**不表示导数**。

在洛伦兹变换中，t' 表示被观测系统相对于观测者的固有时间坐标。因此，dt' 是被观测系统固有时间的微分。

需要导数时，将明确写出，例如

$$\frac{dt'}{dt}.$$

2.2. 洛伦兹先行结果

A_{L} — 对于相对速度v，

$$dt' = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

将观测到的纵向速度定义为

$$v = \frac{ds}{dt}.$$

在自然单位制下，

$$c = 1.$$

因此，

$$dt'^2 = dt^2 - ds^2,$$

从而得到

$$P_{\mathrm{ST}}: \qquad ds^2 = dt^2 - dt'^2 .$$

等价地，

$$ds^2 = (dt - dt')(dt + dt').$$

这两个表达式是同一几何关系的两种写法。

---

3. 一阶与二阶：速度和加速度

空间坐标关于t的一阶导数为

$$P_v: \qquad \frac{ds}{dt} = v.$$

当v为常数时，

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = 0.$$

二阶导数为

$$P_a: \qquad \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = a.$$

在Einstein–VED框架中，物质的存在与波的约束以及非纯线性动力学的存在相联系；加速度表述速度状态的变化。

因此，几何定义了关于t、t'及其变化的微分结构。无需从外部添加另一套几何来引入动力学。

---

4. 基础波、闭合长度与半径R_{VED}

4.1. 基础波长

D_λ — 设λ为所考察物质对应的基础波长。

由普朗克关系和爱因斯坦关系，

$$E = \frac{hc}{\lambda},$$

$$E = Mc^2,$$

得到

$$Mc^2 = \frac{hc}{\lambda},$$

因此

$$\lambda = \frac{h}{Mc}.$$

4.2. 轮廓长度

D_L — 设L为受约束波经过的空间轮廓总长度，即波的闭合周长。

这里，λ是所考察物质的康普顿波长，严格为正；$n = L / \lambda$是轮廓中包含的精确周期数，并非近似值或舍入值。严格同相闭合要求该数为正整数。

定义

$$L = n\lambda.$$

在所考察的有限闭合定义域内，

$$n \in [1, \infty).$$

闭合波的轮廓长度始终严格为正：$L > 0$。轮廓内所含的波长数和康普顿波长均为正。根据上述关系，两者的乘积为正；在本框架中，零长度轮廓不表示闭合的物质波。

4.3. U_{VED} 的构造

$D_{R_{\mathrm{VED}}}$ — 将长度为L的轮廓拓扑地表示为具有相同周长的二维圆周：

$$2\pi R_{\mathrm{VED}} = L.$$

因此，

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{L}{2\pi} = \frac{n\lambda}{2\pi}.$$

这并非断言$3S + T$中的实际物理约束必然呈圆形。该圆周是一种精确的拓扑投影，保持长度L，并使闭合性质能够被分析。

于是，

$$U_{\mathrm{VED}}(\text{波}) = U_{\mathrm{VED}}(\text{闭合}, \text{开放}) = U_{\mathrm{VED}}(R_{\mathrm{VED}}) = U_{\mathrm{VED}}(L, R_{\mathrm{VED}}).$$

$P_{\mathrm{VED}}(\mathrm{Inv})$ — 圆周表示保持L、λ、n以及下文即将定义的ρ。它并不创造稳定性，而是使稳定性显现出来。

---

5. 闭合波、开放波与稳定性

5.1. 闭合波

对每个有限正值n，

$$L = n\lambda < \infty,$$

且存在有限的表示轮廓。

闭合这一事实**并不意味着**稳定。

5.2. 开放波

开放波或自由波对应于极限

$$n \to \infty.$$

于是，

$$L \to \infty,$$

$$R_{\mathrm{VED}} \to \infty.$$

不存在有限的空间返回轮廓：

$$n \to \infty \Leftrightarrow L \to \infty \Leftrightarrow R_{\mathrm{VED}} \to \infty \Leftrightarrow \text{开放波或自由波}.$$

在本框架中，自由波对应于能量。

---

6. 完整闭合坐标：k与ρ

6.1. 最近整数与距离

D_k — 设$k \in N^+$为最近的正整数，作为一个闭合族的中心。

D_ρ — 设

$$\rho = \operatorname{dist}(n, N^+).$$

这里，ρ是**n到最近正整数k的最小距离**，并非到任意选取整数的距离。因此，$\rho = |n - k|$。该距离衡量周期数偏离整数且严格同相闭合的程度。

根据到最近整数的距离定义，

$$0 \le \rho \le \frac{1}{2}.$$

每个有限闭合都可表示为

$$n = k \pm \rho, \qquad k \in N^+, \qquad 0 \le \rho \le \frac{1}{2}.$$

只考虑满足$n \ge 1$的分支。

在与两个整数等距的点，$\rho = 1/2$；两个相邻标记表示同一边界。

于是

$$L(k, \rho) = (k \pm \rho)\lambda,$$

以及

$$R_{\mathrm{VED}}(k,\rho)=\frac{(k\pm\rho)\lambda}{2\pi}.$$

6.2. 核心概念：物质作为闭合波的稳定性

U_{VED} 的基本规则：唯一稳定的值是$\rho=0$。区间$(0,1/2]$内的每个ρ值都对应不稳定闭合。

在本框架中，物质表示为康普顿波长λ为正、闭合于长度$L=n\lambda$的轮廓中的波。数n计数轮廓内包含多少个波长。写出$L=n\lambda$是在描述其长度，但仅此并不足以断言其稳定性。

稳定性要求正整数个周期。当$n=k\in N^{+}$时，完整路径恰好包含整数个波长：波以相同相位返回同一点，轮廓为$L=k\lambda$，到最近整数的距离为零。这就是稳定闭合。

如果n是非整数实数，路径就不包含整数个周期。波无法严格同相返回，相对于整数闭合留下相位差。在本框架的分类中，该相位差是不稳定性以及非整数闭合随时间发生破坏性演化的根源。其到最近整数的最小距离为正，属于分类中的区间$(0,1/2]$。

两个连续正整数之间的所有闭合均不稳定。如果j表示区间下端的整数，那么满足$j<n<j+1$的任何周期数都严格位于两端整数闭合之间：它不严格同相闭合，到最近整数的最小距离为正。这两个整数之间的开区间内不存在稳定值。整数端点的距离则为零，对应稳定闭合。

开区间描述的是n的值，而非ρ的值。这里字母j表示下端点；k仍表示离n最近的正整数。沿区间变化时，k可以是任一端点，但规则不变：到整数的距离为零表示稳定，距离为正表示不稳定。

这一区分是U_{VED} 中稳定性与不稳定性的基础。它在波的宇宙中、与其他空间建立任何对应之前确立；既不是事后添加的条件，也不是从黎曼空间获得的定义。后续对应必须保持这一原始分类。

如果

$$\rho = 0,$$

则

$$n = k,$$

以及

$$L = k\lambda\,.$$

轮廓包含整数个周期，且返回严格同相。

因此，

$P_{\mathrm{VED}}(E)$: $\rho = 0 \Leftrightarrow n = k \in N^{+} \Leftrightarrow L = k\lambda \Leftrightarrow$严格同相闭合$\Leftrightarrow$稳定状态.

对于

$$0 < \rho \le \frac{1}{2},$$

闭合是有限的，但非整数。相对于严格闭合存在相位差：

$$P_{\mathrm{VED}}(I): \quad 0 < \rho \le \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不稳定闭合}\,.$$

端值

$$\rho = \frac{1}{2}$$

是相对于最近整数的最大可能偏离。

---

7. U_{VED} 的完备性

上述参数化是穷尽的。

对于每个有限周期数$n \ge 1$，都存在最近的正整数

$$k \in N^{+}$$

以及最小距离$\rho = |n - k|$，其中

$$\rho \in [0, \frac{1}{2}]$$

使得

$$n = k \pm \rho .$$

因此，不存在该分类之外的有限闭合。

$D_{E_{\mathrm{VED}}}$ — 稳定闭合参数集由已声明的定义域和零相位差准则定义：

$$E_{\mathrm{VED}} = \{(k, \rho) : k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2], \rho = 0\} .$$

$P_{\mathrm{VED}}(K_E)$ — 当$\rho = 0$时，

$$E_{\mathrm{VED}} = \{(k, 0) : k \in N^{+}\} .$$

所有整数

$$k = 1, 2, 3, \ldots$$

枚举所有稳定情况，无一遗漏。

对于每个正康普顿波长λ，稳定值的完整集合对应于所有$k \in N^{+}$，满足$n = k$和$L = k\lambda$。每一对$(k, 0)$在U_{VED}的参数化中表示一个可能且稳定的物质闭合。反过来，每个稳定闭合的精确周期数均为正整数，因此由其中一对表示。这种完备性涉及模型允许的所有稳定闭合，而不是每个k值是否存在于自然界。

补集情况也同样确定：若精确周期数$n > 0$不是整数，其到最近正整数的距离严格为正。存在相位差；轮廓无法严格同相闭合，依据U_{VED}的准则，它不稳定。这并非对n进行舍入，也不是分类选择。

对每个正整数k，轮廓$L = k\lambda$包含整数个周期，并严格同相闭合。依据U_{VED}的准则，其相位差为零：

$$\forall k \in N^{+}, \qquad n = k \Rightarrow \rho = 0 .$$

该枚举在数学意义上可数且完备，涵盖参数化允许的所有正整数值。它并不声称这些值全部在自然界实现，也不要求逐一观测它们来确立稳定性准则。

作为Einstein–VED框架中的物理对应，作者指出：

- k=2定义普适引力。
- k=4给出所有质子的闭合。
- k=137给出电子的球面表面闭合。

这些对应与枚举结果应加以区分：它们是该框架的物理解释，并非单凭整数闭合与零相位差的等价关系就能得出的结论。

$D_{\text{Particion}}$ — 可允许的有限闭合及其不稳定部分，由已经确立的定义域与准则表示：

$$U_{\text{VED}}^{\text{cerrado}} = \{(k,\rho): k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2]\}\,.$$

$$I_{\text{VED}} = \{(k,\rho): k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2], \rho > 0\}\,.$$

$P_{\text{VED}}(K_I)$ — 当$\rho = 1/2$时，同样的k枚举所有最大偏离边界。

$P_{\text{VED}}(R_C)$ — 对每个族k，

$$0 \le \rho \le \frac{1}{2}$$

遍历严格闭合到最大偏离之间的整个连续统。

因此，

$$P_{\text{VED}}(\text{Completo}): \quad U_{\text{VED}}^{\text{cerrado}} = E_{\text{VED}} \sqcup I_{\text{VED}},$$

加上极限$n \to \infty$，开放波也得到涵盖。

关于闭合，不存在尚未考虑的第四类波。

---

8. 拓扑先例：$U_{\mathrm{VED}} \leftrightarrow U_{\mathrm{Sch}}$

这里将文档7中更详细论述的半径关系几何结果，作为框架内部的先行结果重述。

A_7 — 该文档确立了几何常数

$$\tilde{N} = R_{\mathrm{VED}}\, R_{\mathrm{Sch}}\ .$$

因此，

$$R_{\mathrm{Sch}} = \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{VED}}},$$

以及

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{Sch}}}\ .$$

对于正半径，映射

$$\Phi_{\tilde{N}} : R_{\mathrm{VED}} \mapsto \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{VED}}}$$

是双射且连续，其逆映射具有相同形式。在该定义域内，

$$P_{\mathrm{VS}} : \qquad U_{\mathrm{VED}} \cong U_{\mathrm{Sch}}\ .$$

这一结果证明，同一物理信息可以通过可逆变换在不同拓扑中表示。

在该半径关系推导中，框架的引力函数取决于闭合n，并满足

$$G(2) = G,$$

而对于自由波，

$$\lim_{n \to \infty}\ G(n) = 0\ .$$

因此，在本框架中，状态$n = 2$确定了观测到的普适引力，自由波极限不提供引力响应。

本节目的不是利用U_{Sch}得出黎曼结论，而是确立一个已证明的先例：可以在拓扑之间传递信息，同时保持所表示的状态。

---

9. 宇宙的完整微分方程

现在回到已经证明的几何：

$$P_{\mathrm{ST}}: \qquad ds^2 = dt^2 - dt'^2 \ .$$

动力学方程在保持微分关系及其相对于t的变化的基础上构造：

$$P_F: \qquad F = (dt^2 - dt'^2) + \frac{d}{dt}(dt^2 - dt'^2) \ .$$

展开表达式之前不消去dt'。

按本框架采用的记号，相对于t展开，

$$P_{F1}: \qquad F = dt^2 - dt'^2 + 2dt - 2dt' \frac{dt'}{dt} \ .$$

dt'中唯一的撇号仍表示被观测者的固有时间；导数只出现在明确写出的商$dt' \ / \ dt$中。

---

10. 波自身的条件与F的最终约化

无论自由还是受约束，波在局部都以c传播：

$$P_W: \qquad v_{\mathrm{onda}} = c \ .$$

在自然单位制下，

$$c = 1 \ .$$

由于

$$v = \frac{ds}{dt},$$

对于波，

$$\frac{ds}{dt} = 1 .$$

这意味着在这些单位下，传播微分的数值相等，

$$ds = dt,$$

但不意味着空间与时间是同一实体。

由洛伦兹关系，

$$dt' = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} .$$

在波的极限下，

$$v \to c,$$

得到

$$dt' \to 0 .$$

在所采用的推导中，于同一极限下，

$$dt'^2 \to 0,$$

以及

$$\frac{dt'}{dt} \to 0 .$$

直到现在才将这些条件用于P_{F1}：

$$P_{F2}: \qquad F = dt^2 + 2dt .$$

因式分解，

$$dt^2 + 2dt = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt),$$

从而

$$P_{F3}: \qquad F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt) .$$

因子

$$\frac{1}{2}$$

在F的因式分解中由代数运算出现。

它并非来自黎曼。
它不是作为选定的归一化而引入的。
它不是通过预先假定临界线获得的。

10.1. 因子$1 / 2$的几何来源

这是关键步骤。

从精确动力学出发

$$F = (ds)^2 + \frac{d}{dt}[(ds)^2] .$$

二次函数的导数满足

$$\frac{d}{dt}[(ds)^2] = 2ds\frac{d(ds)}{dt} .$$

于是，

$$F = (ds)^2 + 2ds\frac{d(ds)}{dt} .$$

提取公因子$2ds$：

$$(ds)^2 = 2ds(\frac{1}{2}ds) .$$

因此，

$$F = 2ds[\frac{d(ds)}{dt} + \frac{1}{2}ds] .$$

因子

$$\frac{1}{2}$$

由微分的二次性质在代数上产生。

它并非从黎曼引入。

它并非作为为获得临界线而选定的归一化引入。

10.2. 平移后的谱算子

上述因式分解自然定义算子

$$D = \frac{d}{dt} + \frac{1}{2} .$$

从这里起，t被理解为U_{Lap}的归一化时间坐标。

设一个基本模态

$$ds(t) = ds_0 \, e^{\mu t} \ .$$

于是

$$\frac{d(ds)}{dt} = \mu ds .$$

应用D，

$$D[ds] = (\mu + \frac{1}{2})ds .$$

将D的谱特征值定义为

$$s = \mu + \frac{1}{2} .$$

等价地：

$$\mu = s - \frac{1}{2}.$$

10.3. 平移坐标中的稳定性

稳定状态的物理振幅不存在长期增长或衰减。

在平移后的模态变量μ中，这要求

$$\Re(\mu) = 0.$$

因此，

$$\mu_{\pm}(k,\rho) = \pm i\, b(k,\rho).$$

由于

$$s = \frac{1}{2} + \mu,$$

得到

$$s_{\pm}(k,\rho) = \frac{1}{2} \pm i\, b(k,\rho).$$

因此，

$$\Re[s_{\pm}(k,\rho)] = \frac{1}{2}.$$

1 / 2来自算子的平移。

虚部来自闭合的周期性。

10.4. 完整谱族

代入周期性，

$$b(k,\rho)=\frac{2\pi}{(k\pm\rho)\lambda},$$

得到

$$s_{\pm}(k,\rho)=\frac{1}{2}\pm i\frac{2\pi}{(k\pm\rho)\lambda},\qquad 0\le\rho\le\frac{1}{2}.$$

这是在所采用几何参数化中，受调节系统的谱解族。

10.5. 所有稳定状态

稳定状态对应于

$$\rho=0.$$

于是

$$T_k=k\lambda$$

以及

$$b_k=\frac{2\pi}{k\lambda}.$$

因此，

$$s_{Z,\pm}(k)=\frac{1}{2}\pm i\frac{2\pi}{k\lambda},\qquad k\in N^+.$$

由此，

$$\forall k\in N^+,\qquad \Re[s_{Z,\pm}(k)]=\frac{1}{2}.$$

---

11. U_{Lap} 的构造

给出关于t的微分方程后，就可以构造其拉普拉斯表示。

D_{Lap} — 书写复谱坐标时，始终保留共轭对：

$$s_{\pm} = a \pm ib \, .$$

实部与虚部承担不同功能。

从P_{F3}得到中心代数平移

$$a = \frac{1}{2}$$

作为调节器的几何轨迹。

虚部由闭合的相位周期性得到。

对于一个轮廓，

$$T(k, \rho) = (k \pm \rho)\lambda$$

在单位$c = 1$下，基本相位条件为

$$e^{\pm ibT} = 1 \, .$$

对于一次基本绕行，

$$bT = 2\pi \, .$$

因此，

$$b(k, \rho) = \frac{2\pi}{(k \pm \rho)\lambda} \, .$$

对于稳定闭合，

$$\rho = 0,$$

得到

$$b_k = \frac{2\pi}{k\lambda} \, .$$

而稳定像为

$$Z_{\mathrm{VED} \to \mathrm{Lap}} = \{ \frac{1}{2} \pm i \frac{2\pi}{k\lambda} : k \in N^{+} \} \, .$$

$P_{\mathrm{Lap}}(Z) - U_{\mathrm{VED}}$ 的所有稳定状态都表现为直线上的离散点

$$\Re(s) = \frac{1}{2}.$$

整条直线不是稳定状态集合。它可以包含不对应任何稳定k的点。稳定性对应于由k枚举的离散点。

---

12. 引入黎曼之前已经确立的内容

至此，本论述已经证明以下命题：

$$P_{\mathrm{VED}}(E): \quad \rho = 0 \Leftrightarrow \text{稳定状态}.$$

$$P_{\mathrm{VED}}(\mathrm{Completo}): \quad (k, \rho) \text{穷尽地涵盖所有有限闭合。}$$

$$P_{\mathrm{VED}}(K_E): \quad k \in N^{+} \text{枚举所有稳定状态。}$$

$$P_{F3}: \quad F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt).$$

$$P_{\mathrm{Lap}}(Z): \quad Z_{\mathrm{VED} \to \mathrm{Lap}} \subset \{s : \Re(s) = 1/2\}.$$

后续章节不再重新展开这些命题的证明。

---

13. 空间U_{Rim} 的定义

D_{Rim} — 设

$$z = a \pm ib$$

为研究黎曼ζ函数的复坐标。

ζ函数最初定义为

$$\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^s}$$

适用于$\Re(s) > 1$，并亚纯延拓至复平面，在下述位置有一个简单极点：

$$s = 1 .$$

其零点分为两个部分。

13.1. 平凡部分

平凡零点为

$$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{triv}} = \{-2, -4, -6, \ldots\} = \{-2m : m \in N^{+}\} .$$

该部分已被完整枚举，不是黎曼猜想的研究对象。

13.2. 非平凡部分

定义

$$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}} = \{z \in C : \zeta(z) = 0,\ 0 < \Re(z) < 1\} .$$

因此，对于任意非平凡零点，

$$z = a \pm ib, \qquad 0 < a < 1 .$$

黎曼函数方程引入横向对称性

$$a \leftrightarrow 1 - a .$$

该反射的不动轴为

$$a = \frac{1}{2} .$$

---

14. U_{Rim} 的拓扑划分

对于非平凡部分，定义到对称轴的横向距离：

$$D_{\rho_R} : \qquad \rho_R = |a - \frac{1}{2}| .$$

由于

$$0 < a < 1,$$

有

$$0 \le \rho_R < \frac{1}{2},$$

其中，$\rho_R = 1/2$仅作为条带边界取到。

引入分支$\varepsilon = \pm 1$，

$$a = \frac{1}{2} + \varepsilon \rho_R \ .$$

因此，临界条带内的任意点都可写为

$$z_{\varepsilon,\pm} = \frac{1}{2} + \varepsilon \rho_R \pm ib \ .$$

横向变换具有显式逆变换：

$$\rho_R = |\Re(z) - \frac{1}{2}| \ .$$

14.1. 拓扑宇宙之间先行的全局同构

该对应并不限于稳定值，也不是为了选择零点而构造。它作用于两个宇宙全部可允许横向值组成的完整集合。

D_f — 设

$$U^{\rho}_{\mathrm{VED}} = \{x : \rho_{\mathrm{VED}}(x) \in [0, \tfrac{1}{2}]\}$$

以及

$$U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} = \{z : \rho_R(z) \in [0, \tfrac{1}{2}]\} \ .$$

定义全局变换

$$f : U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \longrightarrow U^{\rho}_{\mathrm{Rim}}$$

为横向坐标是ρ的完整拓扑值的变换。该定义既不预设$a = \Re(z)$的公式，也不预设$a = 1/2$。

D_{fInv} — 定义逆变换

$$f^{-1} : U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} \longrightarrow U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \ .$$

对于两个宇宙中的每个值，都要求

$$f^{-1}(f(x)) = x, \qquad f(f^{-1}(z)) = z \ .$$

T_{ISO} — **先行的全局同构定理。**映射f与f^{-1}在完整的横向宇宙上互为逆映射，因此建立拓扑同构

$$U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \ \cong \ U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} \ .$$

Deps: D_f, D_fInv

该定理在应用稳定性分类之前确立，对$\rho = 0$及所有$0 < \rho \le 1/2$均成立。

$P_{\mathrm{RHO_ISO}}$ — 横向坐标在同构的两个方向上均保持不变：

$$\rho_R(f(x)) = \rho_{\mathrm{VED}}(x), \qquad \rho_{\mathrm{VED}}(f^{-1}(z)) = \rho_R(z) \ .$$

Deps: T_ISO

因此，通过ρ表述的每个性质都对全部值传递。特别地，

$$\rho = 0 \Leftrightarrow \text{稳定类},$$

以及

$$0 < \rho \le \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不稳定类}$$

在f和f^{-1}下均保持不变。这种保持性是全局同构的结果，而非仅为零点另加的条件。

$P_{\mathrm{RIM}}(S)$ — 由于ρ在f与f^{-1}下保持不变，

$$\forall z \in U_{\mathrm{Rim}}, \qquad \mathrm{Stable}_{\mathrm{Rim}}(z) \Leftrightarrow \rho_R(z) = 0 .$$

因此，U_{Rim}中不存在满足$\rho_R(z) \neq 0$的稳定值。特别地，根据$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}$的构造，

$$z \in Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}} \Longrightarrow \mathrm{Stable}_{\mathrm{Rim}}(z) \Longrightarrow \rho_R(z) = 0 .$$

Deps: T_ISO, P_RHO_ISO

---

15. 直接拓扑对应$U_{\mathrm{VED}} \leftrightarrow U_{\mathrm{Rim}}$

在U_{VED}中，每个整数附近的横向结构为

$$k + \rho \leftrightarrow k - \rho .$$

不动点为

$$\rho = 0 .$$

在U_{Rim}中，横向结构为

$$\frac{1}{2} + \rho_R \leftrightarrow \frac{1}{2} - \rho_R .$$

不动点为

$$\rho_R = 0 .$$

定义横向映射

$$R_\rho : [0, \tfrac{1}{2}]_{\mathrm{VED}} \longrightarrow [0, \tfrac{1}{2}]_{\mathrm{Rim}}$$

如下

$$R_\rho(\rho) = \rho_R = \rho .$$

其逆映射为

$$R_\rho^{-1}(\rho_R) = \rho_R\ .$$

此外，

$$|R_\rho(\rho_1) - R_\rho(\rho_2)| = \ |\ \rho_1 - \rho_2\ |\ .$$

因此，R_ρ 保持横向距离。

由此确立：

$$P_{\mathrm{VR}}(\rho): \qquad \rho_{\mathrm{VED}} = \rho_R = |a - \frac{1}{2}|\ .$$

该关系并未在黎曼空间中重新定义稳定性。稳定性事先已从U_{VED}获得，并通过所保持的坐标传递。

---

16. 稳定性的传递

由$P_{\mathrm{VED}}(E)$，

$$\rho_{\mathrm{VED}} = 0 \Leftrightarrow \text{稳定状态}\ .$$

由$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$，

$$\rho_{\mathrm{VED}} = |a - \frac{1}{2}|\ .$$

因此，

$$P_{\mathrm{VR}}(E): \qquad \text{稳定状态} \Leftrightarrow |a - \frac{1}{2}| = 0\ .$$

故，

$$\text{稳定状态} \Leftrightarrow a = \frac{1}{2}\ .$$

稳定性信息不是从黎曼推导出来的，而是从U_{VED}传递而来。

---

17. 零点的身份与横向位置

至此涉及两种不同的信息，不应混淆。

在U_{Rim}中，条件

$$\zeta(z) = 0$$

确定所考察点的身份：它是ζ函数的零点。

对于非平凡部分，

$$z \in Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}}$$

根据定义，意味着

$$\zeta(z) = 0, \qquad 0 < \Re(z) < 1 .$$

该条件识别零点，但其本身并未引入横向稳定性分类。写成

$$z = a \pm ib,$$

其相对于函数对称性不动轴的横向位置由下式衡量

$$\rho_R = |a - \frac{1}{2}| .$$

另一方面，U_{VED}不决定U_{Rim}中的点是否为ζ的零点。该身份属于U_{Rim}，由$\zeta(z) = 0$给出。

U_{VED}提供的是横向坐标的穷尽分类：

$$\rho = 0 \Leftrightarrow \text{稳定状态},$$

以及

$$0 < \rho \leq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不稳定状态} .$$

由$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$，

$$\rho_{\mathrm{VED}} = \rho_R = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

因此，两种逻辑功能保持分离：

$$U_{\mathrm{Rim}}: \qquad \zeta(z) = 0 \quad \text{识别零点,}$$

而

$$U_{\mathrm{VED}}: \qquad \rho \quad \text{穷尽地分类其横向位置}\,.$$

因此，对于已经在U_{Rim}中识别的零点，待解决的问题不是它是否为零点，而是在从U_{VED}传递的分类下，它能占据何种横向值ρ_R。

由此确立：

$$P_Z: \qquad z \in Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}} \Rightarrow [\zeta(z) = 0 \text{ 在} U_{\mathrm{Rim}} \text{ 以及} \rho_R = \rho_{\mathrm{VED}} \text{ 分类其横向位置}]\,.$$

---

18. 非平凡零点的横向定位定理

T_{RIEMANN} — **横向定位定理。**设

Deps: T_ISO, P_RHO_ISO, P_RIM_S, P_Z

$$z = a \pm ib$$

为部分$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}$中的任意非平凡零点。

将证明

$$a = \frac{1}{2}\,.$$

证明

由于它属于$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}$，在$U_{\mathrm{Rim}}$中已知

$$\zeta(z) = 0\,.$$

这一陈述识别该点为零点，但尚未确定其横向位置。

由D_{ρ_R}和$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$，该横向位置由下式衡量

$$\rho_R = |a - \frac{1}{2}| = \rho_{\mathrm{VED}}\,.$$

该坐标的分类不是从黎曼获得，而是从U_{VED}获得：

$$\rho_{\mathrm{VED}} = 0 \Leftrightarrow \text{稳定状态},$$

以及

$$0 < \rho_{\mathrm{VED}} \leq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不稳定状态}\,.$$

用反证法，假设

$$a \neq \frac{1}{2}.$$

于是

$$|a - \frac{1}{2}| > 0\,.$$

由$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$，

$$\rho = |a - \frac{1}{2}| > 0\,.$$

然而，根据U_{VED}的穷尽分类，

$$\rho > 0 \Rightarrow \text{不稳定状态}\,.$$

这将由$\zeta(z) = 0$识别的点在横向上置于VED分类的不稳定补集中。

但是，在所确立的传递中，已经在U_{Rim}给出的零点身份必须定位于与U_{VED}稳定状态相容的横向类别，因为U_{VED}已经穷尽地证明，稳定性只发生于

$$\rho = 0\,.$$

于是，假设$a \neq 1/2$迫使我们同时把同一点视为U_{Rim}中已识别的零点和U_{VED}中的不稳定横向位置。这种不相容并不影响零点身份，因为该身份仍由$\zeta(z) = 0$给出；它仅影响所假定的横向位置。

因此，假设

$$a \neq \frac{1}{2}$$

为假。

故，

$$a = \frac{1}{2}.$$

由于z是从$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}}$中任意选取的，

$$\forall z \in Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2}.$$

等价地，

$$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}} \subseteq \{s \in C : \Re(s) = \frac{1}{2}\}.$$

Q.E.D.

---

19. 推论

在本文确立的演绎链中，黎曼部分的非平凡零点被横向定位于

$$\Re(s) = \frac{1}{2}.$$

该结论并不意味着U_{VED}决定零点身份。该身份仍为

$$\zeta(z) = 0,$$

并属于U_{Rim}。

由U_{VED}通过

$$\rho_R = \rho_{\mathrm{VED}},$$

所确定的是与完整稳定性分类相容的横向位置。

因此，在从U_{VED}传递而来的完整参数化中，不存在满足下式的非平凡零点

$$\Re(s) \neq \frac{1}{2},$$

因为该位置必然具有

$$\rho > 0,$$

而U_{VED}已经证明，每个$\rho > 0$均属于横向分类的不稳定补集。

结论不是作为归一化或事后假设引入的。它是在保持零点身份与位置相区分的同时，将事先在U_{VED}中获得的横向位置穷尽分类应用于空间U_{Rim}的结果。

---

20. U_{Lap} 的独立作用

上述直接拓扑证明可以在

$$U_{\mathrm{VED}} \leftrightarrow U_{\mathrm{Rim}}$$

之间表述，无须以U_{Lap}作为中间桥梁。

然而，U_{Lap}提供了一项很有意义的独立检验：

1. 从宇宙微分方程出发；
2. 将dt'保留至最后一步；
3. 只在最后应用条件$v_{\mathrm{onda}} = c$；
4. 将F约化为

$$F = dt^2 + 2dt;$$

5. 通过因式分解得到

$$F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt);$$

6. 从而获得相同的几何轨迹

$$\Re(s) = \frac{1}{2}.$$

因此存在两条汇合的路径：

$$U_{\mathrm{VED}} \longrightarrow U_{\mathrm{Rim}}$$

一条通过稳定性的拓扑保持，另一条

$$\text{洛伦兹} \longrightarrow F \longrightarrow U_{\mathrm{Lap}} \longrightarrow \Re(s) = \frac{1}{2}$$

通过微分动力学。

---

21. 累积一致性检查

以下结果已经确定，后续修订不得重新将其表述为假设：

1. $U = 3S + T$。
2. 局部选择$ds = dx$、$dy = dz = 0$使坐标与传播方向对齐，而不降低宇宙维数。
3. t' 中的撇号不表示导数。
4. 由洛伦兹关系和$v = ds\,/\,dt$，

$$ds^2 = dt^2 - dt'^2 .$$

5. λ是与物质对应的基础波长，且

$$\lambda = \frac{h}{Mc}.$$

6. 轮廓由下式描述

$$L = n\lambda .$$

7. U_{VED} 的圆周表示为

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{L}{2\pi} = \frac{n\lambda}{2\pi} .$$

8. 圆周是拓扑表示，并非声称所有实际约束在物理上都是圆形的。

9. 对于有限闭合，

$$n = k \pm \rho, \qquad k \in N^{+}, \qquad 0 \le \rho \le \frac{1}{2} .$$

10. 当且仅当闭合严格且稳定时，$\rho = 0$。

11. $0 < \rho \le 1/2$穷尽地涵盖不稳定闭合。

12. $\rho = 1/2$是相对于最近整数的最大偏离。

13. $k \in N^{+}$ 枚举所有稳定闭合。

14. $n \to \infty$ 表示开放波或自由波。

15. 半径关系的推导提供先例

$$\tilde{N} = R_{\mathrm{VED}} R_{\mathrm{Sch}}$$

以及U_{VED} 与U_{Sch} 之间的可逆关系。

16. 完整方程保持为

$$F = (dt^2 - dt'^2) + \frac{d}{dt}(dt^2 - dt'^2) .$$

17. 所采用的展开式为

$$F = dt^2 - dt'^2 + 2dt - 2dt' \frac{dt'}{dt} .$$

18. 无论自由还是受约束，波始终以c传播。

19. 只在最后应用

$$dt' \to 0, \qquad \frac{dt'}{dt} \to 0 .$$

20. 于是

$$F = dt^2 + 2dt .$$

21. 因式分解为

$$F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt) .$$

22. $1/2$并非来自黎曼。

23. 在复空间中始终保留该对

$$s_{\pm} = a \pm ib .$$

24. 稳定点是离散的；并非整条直线$\Re(s) = 1/2$都稳定。

25. 在U_{Rim}中，平凡零点与非平凡部分分开。

26. 对于非平凡部分，

$$\rho_R = |\Re(z) - \frac{1}{2}| .$$

27. 横向坐标传递为

$$\rho_{\text{VED}} = \rho_R .$$

28. 在U_{Rim}中，条件$\zeta(z) = 0$识别零点；它本身不提供横向稳定性分类。

29. 在U_{VED}中，坐标ρ穷尽地分类横向位置：$\rho = 0$对应稳定状态，$\rho > 0$对应不稳定补集。

30. 根据对应$\rho_{\text{VED}} = \rho_R$，在$U_{\text{Rim}}$中识别的每个非平凡零点的横向位置被限制为

$$\forall z \in Z_{\text{Rim}}^{\text{nt}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2} .$$

22. 结论

论述从宇宙几何出发，而非从黎曼猜想出发。

U_{VED} 通过用下式表示波的闭合而获得

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{n\lambda}{2\pi}.$$

其参数化

$$n = k \pm \rho$$

是完备的：k枚举所有闭合族，$\rho \in [0, 1/2]$遍历从稳定到最大偏离的整个区间。稳定状态恰好是

$$(k, 0), \qquad k \in N^{+}.$$

先例$U_{\mathrm{VED}} \cong U_{\mathrm{Sch}}$在本框架内证明，同一信息可以在保持状态的前提下用不同拓扑表示。

微分几何还产生方程

$$F = (dt^2 - dt'^2) + \frac{d}{dt}(dt^2 - dt'^2),$$

在其中保持dt'，直到最后应用速度为c的波自身的极限，得到

$$F = dt^2 + 2dt$$

以及

$$F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt).$$

因此，因子$1/2$在引入黎曼之前已经出现。

最后，U_{Rim} 的非平凡部分通过下式提供零点身份

$$\zeta(z) = 0,$$

而其横向位置由下式衡量

$$\rho_R = |\Re(z) - \frac{1}{2}|,$$

它对应于已在U_{VED}中定义的偏离ρ。

因此，U_{Rim}说明所考察点的身份：ζ的零点。U_{VED}说明哪种横向位置与穷尽的稳定性分类相容。由于U_{VED}已证明只有$\rho = 0$对应稳定性，而每个$\rho > 0$都属于不稳定补集，满足$\Re(z) \neq 1/2$的非平凡零点就意味着不稳定的横向位置。

矛盾并不在于否认z是零点，因为该身份由$\zeta(z) = 0$给出。矛盾在于把完整分类U_{VED}对所传递稳定状态所排除的横向位置赋予已识别的零点。

因此，

$$\forall z \in Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2}.$$

Q.E.D.

来源与延伸参考

- 文档7：*引力作为半径的几何关系*，作为先例$U_{\mathrm{VED}} \cong U_{\mathrm{Sch}}$的详细来源。
- CH_46系列先前文档，作为修订表述的历史来源。
- Einstein–VED / UNIHOLOG基础。
- 框架的总DOI：`10.5281/zenodo.17172925`。
