第一章　长度的矢量效应

——从光速恒定到运动空间各向异性

物理学首先面对的不是先验的世界观图景，而是严格定义的可测量量。任何物理理论无论在数学形式上多么宏大优美，最终都必须回到计量科学所确立的可测量性基准：哪些基本物理量能够被操作定义，哪些导出量能够被重复测量，以及各物理量之间的定量关系能否在不同的实验装置与参考系下保持校准一致性。一旦某个理论的核心概念缺乏明确的测量定义，或者在推演中违背了同一物理量的测量一致性，它就必须接受计量学第一性原理的重新审查。

正因如此，本书将各向异性空间动力学（ASD）的逻辑起点确立在计量科学之上，而非先验的时空哲学或抽象的坐标变换对称性。现代物理学的全部定量定律最终都建立在长度、时间、质量、电荷、频率、能量与动量等基本量或导出量的定义之上；而在这些量中，最底层、最基础的是**长度与时间的计量定义及其运动学耦合关系**。只要传播过程、周期计数、特征速度与空间距离的测量关系尚未厘清，更高层级的动量、能量、场强与相互作用方程便缺乏稳固的计量根基。

由此，ASD 在本专著开篇直接提出四个直指物理学根基的计量学问题：**长度的测量本质是什么？时间的计量本质是什么？光波波长是否属于严格意义上的长度量？运动与传播过程中的空间距离如何被唯一地定义？**对这四个基本问题的严格回答，直接决定了整个物理学大厦的底层运动学与动力学结构。

计量科学对理论物理施加的第一条刚性公理是**同量同则原则（非双标原则）**：凡属同一物理量纲与同一测量定义的物理量，在任何实验构型与理论推导中都必须服从完全相同的变换法则，绝不允许在不同语境下赋予彼此冲突的双重标准。如果一种理论在计量上承认光波波长是长度，却在多普勒频移或干涉推导中令波长豁免于一般几何长度的变化规律，或者将波长变化仅仅降格为“时间膨胀”的次级派生结果，那么该理论就在底层逻辑上陷入了长度量的双重定义。

ASD 的核心理论主张十分明确：**波长就是长度，有效光程就是长度，几何尺寸也是长度**。既然三者在现代计量学中均由同一光传播过程与周期计数建立，它们在运动空间中就必须服从同一条方向性长度变换定律。本章将严格证明，一旦将这一计量一致性贯彻到底，由真空光速恒定直接导出的就不是先验的“四维时空各向同性”，而是**长度的矢量效应（Length Vector Effect, LVE）**与**运动空间的各向异性**。

一、量值的定义与现代计量范式

物理量（Physical Quantity）的量值定义是物理学的真正基石。量值定义的历史演进深刻反映了人类对自然规律从宏观感官直觉向微观普适常数跃迁的认知革命，其在物理学体系中的核心地位体现在四个维度：

（1）统一科学表征的基准：物理测量通过将被测量与约定单位比较而赋予数值；唯有建立严格统一的量值定义，不同时空与实验室获得的数据才具备客观可比性。

（2）精密物理检验的核心：基本单位的定义方式与复现精度直接决定基本物理常数测定与物理定律检验的分辨极限。

（3）定量认知自然的桥梁：量值定义将定性的自然现象转化为可运算、可证伪的数学物理概念，构成描述客观世界的操作框架。

（4）物理定律闭合的基础：一切动力学方程与守恒定律均建立在基本量纲与导出量纲的精确定义之上，底层量值定义的范式转换必然引发上层物理理论的重构。

基本单位定义方式的演变经历了从“依赖宏观实物原器”到“锚定宇宙基本常数”的根本范式转移。1875 年《米制公约》确立了以铂铱合金国际米原器为核心的实物基准体系[1]。随着干涉精密测量技术的发展，1960 年第十一届国际计量大会（CGPM）废除了实物米原器，改用氪-86 原子特定能级跃迁辐射在真空中的波长定义“米”[2]，首次在国际计量制度上确认了“光波波长与宏观长度同属长度量”的等价性。1983 年第十七届国际计量大会进一步通过了现行“米”的定义：**“米是光在真空中于 1/299792458 秒时间间隔内所经路径的长度”**[3]。2019 年 5 月 20 日正式实施的国际单位制（SI）重大修订中，千克、安培、开尔文和摩尔也全面改由普朗克常数 h、元电荷 e、玻尔兹曼常数 k 和阿伏伽德罗常数 N_A 定义[4]。这一历史性变革标志着现代计量科学彻底完成了从“以实物定义单位、再测量自然常数”向“以自然常数定义单位、由物理过程复现量值”的跃迁。

这一计量范式的确立具有三项深远的物理学内涵：**第一，测量脱离实物刚体假设**，长度标准不再依赖易受温度、应力与机械形变影响的宏观固体尺，而是直接锚定于真空光速常数 c；**第二，量值复现具备全宇宙普适性**，任何实验室只要具备高精度时频基准，即可在局域独立复现最高精度的长度标准；**第三，长度与有向光传播过程不可分割**，现代计量学中的长度不再是脱离物理过程的抽象欧氏几何标签，而是由光传播速度 c 与过程持续时间 t 共同界定的动态过程量。本章正是从这一计量学第一性事实出发，严格建立运动状态下的长度测量理论。

二、长度的矢量效应与空间各向异性

人类对“长度”的经典直觉源于刚性实物尺的静态比对：在欧几里得几何中，长度被视为与方向无关的纯标量。然而，当长度基准由实物尺升级为“光尺”——即通过真空光速常数 c

与光传播时间 t 的乘积定义长度时，一个根本性的动力学事实显现出来：**光子的传播天然具有明确的空间方向，由定向光传播过程换算得到的有效长度必然携带方向属性**。洛伦兹（1904）[5]与爱因斯坦（1905）[6]虽然同样立足于光速不变，但通过引入先验的空间各向同性假设与四维闵可夫斯基时空坐标变换，将运动效应限制为仅沿运动方向发生的“纵向洛伦兹收缩”与“运动时钟变慢”，而强行规定垂直于运动方向的横向长度保持不变。与之相对，ASD 严格遵循光传播定义长度的计量本质：既然每一次长度测量在操作上都对应光子沿特定空间方向 $\hat{n}$ 的定向飞行过程，那么运动条件下的长度量就必然呈现依赖于测量方向与运动方向夹角 ϕ 的矢量响应。

在 ASD 中，“长度矢量”并非将普通几何距离简单改写为三维欧氏位移矢量，而是精确刻画长度测量对传播方向的本构依赖：以标量模长 r 表示测量所得的有效长度大小，以单位矢量 $\hat{n}$ 表示光子传播或测量路径的空间方向，记有向长度矢量为 $\vec{r} = r\hat{n}$。在运动状态下，沿特定测量方向 $\hat{n}$ 测得的有效长度 r' 是方向角 ϕ 的函数。

按照真空光速定义长度的计量准则，从被测物体一端发射光子并测定其抵达另一端的传播时间 t，物体的标量长度由式 (1.1) 唯一给出：

$$r = c \cdot t \tag{1.1}$$

式 (1.1) 构成了光速定义长度的基本测量模型，其中 r 为被测长度量，c 为真空光速定义值，t 为光子走完全程的时间。对于两端点为 A、B 的被测线段，存在正向（由 A 向 B 发射光子）与反向（由 B 向 A 发射光子）两种有向测量过程。引入有向光速矢量 $\vec{c} = c\hat{n}$，有向长度矢量精确表示为：

$$\vec{r} = \vec{c} \cdot t \tag{1.2}$$

在式 (1.1) 与式 (1.2) 中，长度测量的标准器由真空光速常数 c 与标准时钟共同构成。若对同一物体在不同运动状态下测得的光子传播时间 t 与 t' 存在差异，则必须从计量学上严格甄别：该差异究竟源于时钟标准器自身计时速率的改变，还是源于被测物体在运动空间中的有效长度真值发生了真实变化。

考察如下两组理想对比测量：（1）测量者与被测物体 AB 均保持静止，从一端发射光子至另一端，静止标准时钟测得传播时间为 t；（2）测量者及其标准时钟仍保持完全相同的静止状态与环境条件，而被测物体 AB 以速度 $\vec{v}$ 作匀速直线运动，测得光子从一端传播至另一端的时间为 t'。由于在两次测量中，测量者所使用的时钟始终处于同一静止状态与同一物理环境中，其本征振荡频率与计时特性没有任何物理改变。因此，$t' \neq t$ 绝非时钟标准器失准或所谓“时间膨胀”，而是直接证明：**运动状态改变了被测物体在空间中的有效长度真值**。

进一步地，根据运动的相对性，物体处于“静止”抑或“匀速运动”取决于参考系的选择，而经过校准的同型标准时钟，其本征计时速率是内禀物理属性，不因观察者主观变换参考系

而改变。因此，两个相对作匀速直线运动的测量者 O 与 O′ 所记录的时间变量 t 与 t' 具有完全对等的计量地位，不存在某一时钟“变快”或“变慢”；t 与 t' 的差异直接对应两个参考系下有效光学路径长度的差异。下面严格推导 t 与 t' 以及 r 与 r' 的定量变换关系。

设测量者 O 静止于坐标系 K，使用标准时钟记录时间 t；测量者 O′ 静止于坐标系 K'，使用经过同步校准的同型标准时钟记录时间 t'。考察被测物体 OA，在初始时刻 $t = t' = 0$ 时，坐标系 K 与 K' 的原点均重合于物体端点 O，另一端点 A 在 K 系与 K' 系中的位置矢量分别为 $\vec{r}$ 与 $\vec{r}'$：

$$\vec{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k} \tag{1.3}$$

$$\vec{r}' = x'\mathbf{i} + y'\mathbf{j} + z'\mathbf{k} \tag{1.4}$$

在初始时刻从端点 O 沿被测物体方向发射光子，测量者 O 与 O′ 测得光子抵达端点 A 的传播时间分别为 t 与 t'，则两坐标系下测得的物体 OA 有向长度矢量分别为：

$$\vec{r} = \vec{c} \cdot t \tag{1.5}$$

$$\vec{r}' = \vec{c} \cdot t' \tag{1.6}$$

在第一种相对运动构型中，设坐标系 K'（测量者 O′）相对于静止物体 OA（坐标系 K）以速度 $\vec{v}$ 作匀速直线运动，则有向长度矢量满足线性变换关系：

$$\vec{r}' = \gamma(\vec{r} - \vec{v}t) \tag{1.7}$$

其中 γ 为由真空光速恒定条件确定的无量纲尺度变换因子，$\vec{v}$ 为测量者 O′ 相对于 K 系的运动速度矢量：

$$\vec{v} = v_x\mathbf{i} + v_y\mathbf{j} + v_z\mathbf{k} \tag{1.8}$$

在对偶运动构型中，坐标系 K（测量者 O）相对于 K' 系以速度 $-\vec{v}$ 作匀速直线运动，由对称互易性得逆向变换关系：

$$\vec{r} = \gamma(\vec{r}' + \vec{v}t') \tag{1.9}$$

为确定仅依赖于速率 v 的普适变换因子 γ，考察光子沿运动轴共线发射的基准情形（$\vec{c} \parallel \vec{v}$），将式 (1.7) 与式 (1.9) 两端作矢量内积：

$$\vec{r}' \cdot \vec{r} = \gamma^2(\vec{r} - \vec{v}t) \cdot (\vec{r}' + \vec{v}t')$$

代入式 (1.5) 与式 (1.6) 并展开内积，交叉项 $\vec{c} \cdot \vec{v}tt'$ 与 $-\vec{v} \cdot \vec{c}tt'$ 精确相消：

$$c^2tt' = \gamma^2(c^2tt' + \vec{c} \cdot \vec{v}tt' - \vec{v} \cdot \vec{c}tt' - v^2tt')$$

消去非零公因子 tt' 并取正根，求得精确变换因子：

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.10}$$

将式 (1.5)、式 (1.6) 与式 (1.10) 代入式 (1.7)，得到任意方向光传播过程满足的矢量变换方程：

$$\vec{r}' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}(\vec{c}\cdot t - \vec{v}t) \tag{1.11}$$

需要注意，式 (1.11) 描述的是有向光学路径的矢量关系。由于实际长度测量沿着光传播方向的单位矢量 $\hat{n} = \vec{c}/c$ 进行，有效光学路径长度 $r' = ct'$ 由矢量 $\vec{r}'$ 在测量方向 $\hat{n}$ 上的投影 $\vec{r}'\cdot\hat{n}$ 唯一确定。设运动速度 $\vec{v}$ 与测量方向单位矢量 $\hat{n}$ 的夹角为 ϕ，则速度在测量方向上的投影为：

$$\vec{v}\cdot\hat{n} = v\cos\phi$$

将式 (1.11) 两端对单位矢量 $\hat{n}$ 取内积投影，沿测量方向 $\hat{n}$ 的有效光学路径精确满足：

$$ct' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}(ct - vt\cos\phi)$$

两边同除以真空光速 c，得到运动条件下的光传播时间方向变换公式（1.12）：

$$t' = t\cdot\frac{1-\frac{v}{c}\cos\phi}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.12}$$

其中方向角 ϕ 为运动速度矢量 $\vec{v}$ 与光传播（长度测量）方向单位矢量 $\hat{n}$ 之间的夹角。将式 (1.12) 两端同乘真空光速 c，即得 ASD 的核心运动学定理——**长度的矢量效应（LVE）公式**：

$$r' = r\cdot\frac{1-\frac{v}{c}\cos\phi}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.13}$$

式中 r' 与 r 分别表示以速度 v 相对于物体 OA 作匀速直线运动的测量者 O' 与相对于物体静止的测量者 O 沿方向 ϕ 测得的有效长度。当相对运动速度 $v = 0$ 时，式 (1.13) 严格退化为：

$$r' = r \tag{1.14}$$

式 (1.14) 表明：当被测物体相对于测量者静止时，长度测量值与测量方向角 ϕ 无关，空间表现为静态各向同性；而当存在相对运动（$v > 0$）时，有效长度由方向因子 $\kappa_{\mathrm{LVE}}(v,\phi) = (1-(v/c)\cos\phi)/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 调制，呈现显著的运动空间各向异性。

将式 (1.10) 代入式 (1.7)，可直接写出 ASD 框架下的三维矢量坐标变换方程。该变换在横向分量上保留了公因子 γ，与强行规定横向坐标不变的标准洛伦兹变换形成鲜明对照：

$$\vec{r}' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}(\vec{r} - \vec{v}t) \tag{1.15}$$

取相对运动速度沿 x 轴正向，即 $\vec{v} = v_x\mathbf{i}$（$v_x = v$），式 (1.15) 的直角坐标分量形式为：

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}(x - vt) \tag{1.16}$$

$$y' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}y \tag{1.17}$$

$$z' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}z \tag{1.18}$$

若被测物体沿 y 轴或 z 轴放置，即长度测量方向与相对运动方向正交（$\phi = 90°$，$\cos\phi = 0$），由长度矢量效应公式 (1.13) 直接给出横向有效长度：

$$r' = r \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.19}$$

式 (1.19) 与分量变换式 (1.17)、(1.18) 严格自洽，证明横向有效光学路径随运动速度按因子 $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ 延展。

从物理学史来看，1904 年洛伦兹提出运动方向物理收缩假说[5]，1905 年爱因斯坦在狭义相对论中将其改造为四维时空坐标旋转效应[6]，规定运动时钟变慢（时间膨胀）、纵向尺度收缩，而横向空间尺度不变（$y' = y$、$z' = z$）。横向坐标不变是维持四维闵可夫斯基时空各向同性的先验要求，也是狭义相对论将横向多普勒效应归因于“时间膨胀”的前提。与之不同，ASD 从光传播计量定义出发，明确指出横向测量光路（$\phi = 90°$）因伴随相对运动而具有倾斜的合成光程，其有效长度必然按式 (1.19) 增大。简言之：**静止物体的有效长度与测量方向无关，运动物体的有效长度随运动方向与测量方向的夹角 ϕ 连续变化（前向压缩、后向拉伸、横向延展）**，这一普遍规律即为长度的矢量效应（式 1.12 与式 1.13）。

从更深层的物理学原理审视，长度矢量效应公式 (1.12)—(1.13) 并非仅仅是对既有国际单位制条文的语义推演，而是源于一条普适的过程计量基本定律：一切物理传播、相位演化与可计量过程，均严格服从过程空间尺度 S、推进速度 v 与过程计数时间 t 之间的基本关系：

$$S = vt \tag{1.20}$$

式 (1.20) 表明，物理学中的长度量并非游离于物理过程之外的先验欧氏几何标签，而是特定传播过程在给定特征速度约束下的空间量值显影。当这一普适关系应用于真空光传播且真空光速恒为 c 时，即给出长度定义的现代物理学入口：

$$r = ct$$

此处的时间变量 t 在计量学上是标准周期过程的累积计数尺度，而非脱离物质运动独立流逝的抽象本体。从逻辑层级上看，光速恒定条件下的物理定律 $r = ct$ 是第一性的物理源头，而 1983 年 SI 米定义则是该物理定律在现代计量制度中的规范化表达。进一步地，当时间 t 取周期性波动源的一个完整刷新周期 T 时，单周期传播距离即定义为波长：

$$\lambda = cT$$

由此可见，**波长正是长度量在单周期相位刷新条件下的具体实现形式**。几何长度、传播光程与光波波长在计量学上完全同源，必须服从同一条方向性变换法则。这直接揭示了 ASD 与狭义相对论的分水岭：狭义相对论之所以导出四维各向同性洛伦兹变换，是因为在“光速恒定”之外额外引入了“空间各向同性”先验假设；而一旦严格回归 $r = ct$ 的有向测量逻辑，光速恒定本身并不自动蕴涵所有方向上的有效长度完全等价。相反，将 $r = ct$ 与 $\lambda = cT$ 贯彻于运动测量，必然导出呈现前向压缩（$\phi = 0°$）、后向拉伸（$\phi = 180°$）与横向延展（$\phi = 90°$）的长度矢量效应，并为后文的经典光学实验、引力效应、相对论动力学及物质波理论奠定统一的运动学基础。

三、从长度矢量效应到经典物理学实验的统一解释

基于长度矢量效应公式 (1.12) 与式 (1.13)，光学多普勒频移、迈克尔逊—莫雷实验、霍克实验、菲索流水实验、萨格纳克（Sagnac）效应以及高速运动粒子寿命与运动原子钟实验，均可在无需引入“时间膨胀”或“以太拖曳系数”的前提下，作为运动空间有效长度方向性变化的直接推论获得精确统一的数学解释。

1. 光学多普勒频移

1842 年多普勒预言了波源与观察者相对运动引起的频率移动现象[7]，1848 年斐索在声学实验中予以证实[8]。1905 年爱因斯坦基于洛伦兹变换导出相对论多普勒频移公式[6]，预言当光源垂直于视线方向运动（$\phi = 90°$）时仍存在非零红移（横向多普勒效应），该效应于 1938 年由 Ives 与 Stilwell 利用极隧射线实验首次证实[9]。在狭义相对论中，横向多普勒频移被解释为运动光源“内部时间膨胀”的直接证据，而波长变化仅被视为频率变化的附属结果。

ASD 给出了截然不同的物理机制：**光波波长 λ 本身就是严格意义上的空间长度量**，即光波在一个本征振荡周期内推进的空间距离。当光源相对于测量者运动时，标准时钟与光速常数并未改变，波长作为长度量必然直接服从长度矢量效应公式 (1.13)；观测到的光学多普勒频移（含横向多普勒红移）完全源于波长的方向性矢量变化。

设静止球体球心处有一点光源，球体静止半径 r 恰好等于光源静止时的本征波长 λ。以有向长度矢量表征波长，在静止状态下有：

$$\vec{\lambda} = \vec{r} \tag{1.21}$$

当光源以速度 v 相对于测量者作匀速直线运动时，根据长度矢量效应公式 (1.13)，沿方向角 ϕ 测得的运动波长 λ' 精确满足：

$$\lambda' = \lambda \cdot \frac{1-\frac{v}{c}\cos\phi}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.22}$$

由真空光速恒定定律，静止与运动状态下的波长和频率均严格满足：

$$\lambda' \cdot f' = \lambda \cdot f = c \tag{1.23}$$

其中 f 与 f' 分别为光源静止与运动时测得的频率。将式 (1.23) 代入式 (1.22)，立即得到：

$$f = f' \cdot \frac{1-\frac{v}{c}\cos\phi}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.24}$$

解出运动光源的观测频率 f'，即得精确的光学多普勒频移公式：

$$f' = f \cdot \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v}{c}\cos\phi} \tag{1.25}$$

式 (1.22)—(1.25) 清晰证明：当 $\phi = 90°$ 时，横向有效波长按 $\lambda' = \lambda/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 延展，从而在恒定光速 c 下直接导出横向多普勒红移 $f' = f\sqrt{1-v^2/c^2}$。光学多普勒频移因此完全是波长作为长度量服从长度矢量效应的直接几何表现，无需引入任何“独立时间维度膨胀”假设。

2. 迈克尔逊—莫雷实验

1887 年，迈克尔逊与莫雷利用正交双臂干涉仪测量地球运动相对于假设“以太”的光速差异，得到了著名的“零结果”——无论干涉仪如何旋转，干涉条纹均不发生预期移动[10]。为解释这一结果，斐兹杰惹（1889）[11]与洛伦兹（1892）[12]提出了运动方向物理长度收缩假说，爱因斯坦（1905）[6]则将其升格为四维闵可夫斯基时空的坐标洛伦兹收缩（仅纵向收缩而横向不变）。

在 ASD 框架下，迈克尔逊—莫雷实验的零结果获得了更为自然且对称的计量学解释：**干涉仪的纵向臂与横向臂在运动空间中共同服从同一条长度矢量效应公式 (1.13)**。双臂往返光传播时间之所以严格相等，不是因为“纵向收缩而横向不变”，而是因为前向压缩（$\phi = 0°$）与后向拉伸（$\phi = 180°$）的算术和恰好等于横向延展（$\phi = 90°$）的两倍，构成了长度矢量效应在正交双臂上的精确数学闭合。

设干涉仪在静止时的纵向臂与横向臂固有长度均为 L，真空光速为 c，装置运动速度为 v。由式 (1.12) 分别计算两臂的往返传播时间：

对于纵向臂（平行于运动方向，去程 $\phi = 0°$，回程 $\phi = 180°$）：

（1）去程（顺运动方向，$\phi = 0°$）光子传播时间为：

$$t_1' = \frac{L}{c} \cdot \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.26}$$

（2）回程（逆运动方向，$\phi = 180°$）光子传播时间为：

$$t_2^{'} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1+\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.27}$$

（3）纵向臂往返总时间 T_{long} 为：

$$T_{\text{long}} = t_1^{'} + t_2^{'} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1-\frac{v}{c}+1+\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.28}$$

对于横向臂（垂直于运动方向，$\phi = 90°$），由式 (1.12) 得单程光子传播时间：

$$t_{\text{trans}}^{'} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.29}$$

横向臂往返总时间 T_{trans} 为：

$$T_{\text{trans}} = 2 \cdot t_{\text{trans}}^{'} = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.30}$$

对比式 (1.28) 与式 (1.30) 立得精确恒等式 $T_{\text{long}} = T_{\text{trans}}$。对于任意取向角 ϕ 的干涉臂，去程（ϕ）与回程（$\phi + 180°$）中含 $\cos\phi$ 的奇次方向项精确抵消，往返总时间恒为 $(2L/c)/\sqrt{1 - v^2/c^2}$，与取向角 ϕ 完全无关，从而严格证明干涉仪在任意旋转下均保持零条纹移动。

ASD 与狭义相对论对迈克尔逊—莫雷实验解释的核心对比如下表所示：

维度	狭义相对论 (SR)	各向异性空间动力学（ASD）
物理前提	光速不变、相对性原理、洛伦兹变换	光速不变、计量定义、长度方向性
零结果来源	洛伦兹变换下的长度收缩与时间结构	纵向与横向光程服从同一长度矢量因子

上述推导表明，迈克尔逊—莫雷实验的零结果是纵向与横向有向光程在同一长度矢量因子下往返闭合的数学必然结果：光子往返传播时间表征的是往返有效光学路径的总长度，而非“时间维度”的伸缩。

3. 霍克实验

1818 年菲涅尔为解释阿拉果星光折射实验，提出了运动介质部分拖曳光波的假说，其拖曳系数为 $f = 1 - 1/n^2$（n 为介质折射率）[13]。1868 年，荷兰物理学家霍克（Hoek）设计了非对称介质干涉实验[14]：干涉仪的一条路径通过几何长度为 L、折射率为 n 的静止水柱，另一条路径通过真空（或空气），调节两臂使静止时合束形成稳定干涉条纹；当整个装置随地球以速度 v 运动或旋转 $180°$ 时，实验同样观测到严格的零条纹移动。在狭义相对论中，这一零结果被解释为洛伦兹速度合成公式在低速下退化为菲涅尔拖曳系数的抵消效应。

ASD 理论指出，无需引入“介质拖曳以太”或复杂的相对论速度合成假设：折射率为 n 的透明介质在空间中形成等效光学长度 $L_{\text{opt}} = nL$；当装置整体以速度 v 运动时，介质段的有效光程作为空间长度量，与真空段长度服从完全相同的长度矢量效应公式 (1.13)，从而在往返闭合光路中精确保持零光程差。

在静止参考系中，几何长度为 L、折射率为 n 的介质管对应的静止等效光程长度为：

$$L_{\text{opt}} = n \cdot L \tag{1.31}$$

当整个干涉装置以速度 v 运动时，根据长度矢量效应公式 (1.13)，沿方向角 ϕ 的运动有效光程真值 L'_{opt} 精确满足：

$$L'_{\text{opt}} = nL \cdot \frac{1-\frac{v}{c}\cos\phi}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.32}$$

对于平行于运动方向的介质臂，光子去程与回程的传播时间分别为：

（1）去程（$\phi = 0°$）：

$$t'_1 = \frac{nL}{c} \cdot \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.33}$$

（2）回程（$\phi = 180°$）：

$$t'_2 = \frac{nL}{c} \cdot \frac{1+\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.34}$$

介质臂往返总时间 T' 为：

$$T' = t'_1 + t'_2 = \frac{2nL}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.35}$$

对比真空臂（$n = 1$）与介质臂（$n > 1$）的往返传播时间：

$$T'_{\text{vac}} = \frac{2L_{\text{vac}}}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$T'_{\text{med}} = \frac{2nL_{\text{med}}}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

由此直接导出结论：只要静止校准时两臂满足等光程条件 $L_{\text{vac}} = nL_{\text{med}}$，由于长度矢量效应的往返总因子 $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 对真空与折射介质具有完全相同的普适性，在任意运动速度 v 下恒有 $T'_{\text{vac}} = T'_{\text{med}}$。这一推导将真空光路与介质光路统一纳入有效光程的矢量变换定律，无需借助任何特设的“菲涅尔以太拖曳系数”。

4. 菲索流水实验

1851 年，菲索完成了著名的流水干涉实验[15]：将两束相干光分别沿顺流与逆流方向穿过流速为 v 的运动水柱，测得显著的干涉条纹移动。在传统理论与狭义相对论中，菲索实验被归结为以太部分拖曳或相对论速度合成公式 $(c/n \pm v)/(1 \pm v/(nc))$ 的一级近似。

在 ASD 框架下，菲索流水实验的物理图景极为清晰：水柱以速度 v 相对于实验室静止观察者流动时，顺流传播光束与逆流传播光束分别对应长度矢量效应公式 (1.13) 中的反向方向角（$\phi = 180°$ 与 $\phi = 0°$），导致顺流与逆流方向的有效光学路径长度发生反对称畸变。正反两路光束穿过流动水柱的精确传播时间差，与下一小节旋转圆环干涉的 Sagnac 时间差同属式 (1.38) 的直接表现。

5. 转动圆环周长与 Sagnac 效应

1913 年，萨格纳克（Sagnac）将一束光分为顺时针与逆时针两束，使其在同一闭合环形光路中反向传播一周后合束干涉；当环形干涉仪以角速度 ω 匀速旋转时，观测到正比于旋转角速度与环路面积的干涉条纹移动[16]。在相对论体系中，旋转圆环属于非惯性系，标准处理不得不诉诸广义相对论度规交叉项、旋转系坐标光速各向异性或非全局同时性约定。

ASD 理论为 Sagnac 效应提供了无需借助广义相对论或非惯性系坐标光速假设的直接推导：将旋转圆环分解为无穷多个作切向运动（线速度为 v）的微元弧段，顺旋转方向传播与逆旋转方向传播的光束相对于圆环切向运动分别对应不同的方向角 ϕ，从而具有不同的闭合有效光程真值。这一机制将 Sagnac 效应与菲索流水实验统一在同一条方向性时间差公式 (1.38) 之下。

设圆环静止时半径为 R，光束沿静止圆环传播一周的时间为 t。当圆环以角速度 ω、切向线速度 v 匀速转动时，将圆环周长微元化并对每一切向微元应用式 (1.12)。由于式 (1.12) 中的速度 $\vec{v}$ 定义为测量者相对于被测介质的运动速度，当实验室测量者静止而圆环介质以线速度 v 运动时，相对速度方向反号（角度相差 $180°$）：逆圆环转动方向传播的光束对应 $\phi = 0°$，传播一周的时间记为 $t'_{逆}$；顺圆环转动方向传播的光束对应 $\phi = 180°$，传播一周的时间记为 $t'_{顺}$。沿闭合环路积分立即得到：

$$t'_{逆} = t \cdot \frac{1-\frac{v}{c}\cos 0°}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = t \cdot \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.36}$$

$$t'_{顺} = t \cdot \frac{1-\frac{v}{c}\cos 180°}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = t \cdot \frac{1+\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.37}$$

由式 (1.36) 与式 (1.37) 相减，得到顺、逆两束光运行一周的精确时间差公式：

$$\Delta t = t'_{顺} - t'_{逆} = t \cdot \frac{2\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.38}$$

式 (1.38) 同时给出了菲索流水实验中正反光束穿过运动介质段的精确时间差（其中静止水柱传播时间 $t = nL/c$，n 为水折射率，L 为水道几何长度）。

对于静止半径为 R 的真空（或空气）环形光路，光束沿静止圆环运行一周的时间为：

$$t = \frac{2\pi R}{c} \tag{1.39}$$

设圆环匀速旋转时的有效半径为 R'，则圆环周界线速度大小为：

$$v = R' \cdot \omega \tag{1.40}$$

由于圆环径向始终与切向线速度方向正交（$\phi = 90°$），根据横向长度变换式 (1.19)，旋转有效半径 R' 与静止半径 R 精确满足：

$$R' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} R \tag{1.41}$$

将式 (1.39)、式 (1.40) 与式 (1.41) 一并代入式 (1.38)，得到：

$$\Delta t = \frac{2\pi R}{c} \cdot \frac{2R'\omega}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{4\pi\omega R^2}{c^2} \tag{1.42}$$

记旋转圆环所围有效面积为 $S' = \pi R^2$，即得精确的 Sagnac 效应时间差公式：

$$\Delta t = \frac{4\omega S'}{c^2} \tag{1.43}$$

式 (1.38)—(1.43) 表明，菲索流水实验与 Sagnac 旋转干涉效应在 ASD 中具有完全统一的数学本质：二者分别是长度矢量效应在平动介质光路与转动闭合光路中的精确几何体现。

6. 运动粒子寿命与时钟读数效应

高空宇宙射线与大气分子碰撞产生的不稳定渺子（μ 子），其静止平均寿命约为 2.15×10^{-6} s（或约 2.2 μs）。按经典牛顿运动学估算，即便以接近光速运动，μ 子在单倍平均寿命内也仅能飞行约 643 m，远小于大气层特征厚度（10 ~ 15 km）；然而 1941 年 Rossi 与 Hall 的高山测量[17]以及 1963 年 Frisch 与 Smith 的精密实验[18]均证实大量高空 μ 子能够穿透大气层抵达地面。狭义相对论在地面系中将其归因于高速运动粒子内部“时间膨胀”（寿命延长）。

ASD 从过程量基本关系式 (1.20) 给出了无需改变时间本体的严格解释：粒子以恒定速度 $\vec{v} = v\hat{n}$ 从点 A 匀速运动至点 B，设两点间有向路径矢量为 $\vec{L} = L\hat{n}$，飞行持续时间为 T，则沿运动方向单位矢量 $\hat{n}$ 的投影比精确满足：

$$T = \frac{\vec{L}\cdot\hat{n}}{\vec{v}\cdot\hat{n}} = \frac{L}{v} \tag{1.44}$$

式 (1.44) 表明，在速率 v 确定的条件下，飞行过程读数 T 与空间路径长度 L 严格成正比。根据前向长度矢量效应公式 (1.13)（取迎向运动方向 $\phi = 0°$），随粒子共动的本征测量距离 L' 与地面静止观察者测得的贯穿距离 L 精确满足：

$$L' = L \cdot \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = L\sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} \tag{1.45}$$

取大气 μ 子典型速度 $v = 0.998c$，其本征衰变寿命对应的共动飞行距离为 $L' = 643\ \mathrm{m}$。代入式 (1.45) 反解地面静止观察者测得的大气贯穿距离 L，得到精确根式解：

$$L = L'\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}} = 643\sqrt{\frac{1+0.998}{1-0.998}}\ \mathrm{m} = 1929\sqrt{111}\ \mathrm{m} \tag{1.46}$$

式 (1.46) 给出的精确贯穿距离 $1929\sqrt{111}\ \mathrm{m}$（数值约为 20323.2 m，即逾 20.3 km）远大于对流层与平流层底部的大气厚度。这证明在 ASD 框架下，高空 μ 子能够抵达地面，并非源于其内部时间流逝变慢，而是因为高速运动使粒子前向有效空间路径按因子 $\sqrt{(1-v/c)/(1+v/c)}$ 显著压缩。

同一原理可直接应用于环球飞行原子钟比对实验（如 1972 年 Hafele 与 Keating 实验 [19,20]）。设两台经过同步校准的同型原子钟置于赤道同一起点，其中一台随飞机以相对速度 v 沿赤道匀速巡航一周后返回起点。在纯粹考察运动学长度矢量效应（扣除高度引力势差修正，引力部分详见第二章）的基准下，机载原子钟所经历的有效路径长度 L' 与地面测得的航程 L 同样服从式 (1.45)，从而机载原子钟累积读数 T' 与地面参考钟累积读数 T 之比精确为：

$$\frac{T'}{T} = \frac{L'}{L} = \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} \tag{1.47}$$

四、ASD 与狭义相对论的核心理论分歧

ASD 与狭义相对论（SR）均承认真空光速恒定，且对多普勒频移、迈克尔逊—莫雷实验、霍克实验、菲索实验、Sagnac 效应及高空 μ 子贯穿大气层等核心实验事实给出相容的定量计算。两套理论的根本分歧在于底层物理本体论与计量几何结构：SR 将上述现象归结为四维闵可夫斯基时空的坐标旋转（时间膨胀与单一纵向收缩），而 ASD 将其统一归结为光速定义长度体系下**有效空间长度随运动方向的矢量变化**。二者的七项核心分歧总结如下：

1. 空间各向异性与横向长度变换：SR 设定垂直于运动方向的横向坐标绝对不变（$y' = y$），仅在纵向发生收缩；ASD 则由有向光传播计量模型严格导出方向因子 $\kappa_{\mathrm{LVE}}(v,\phi) = (1-(v/c)\cos\phi)/\sqrt{1-v^2/c^2}$，证明横向有效长度（$\phi = 90°$）同样受运动调制而按因子 γ 延展。

2. 时钟读数差异的物理本质：SR 将运动粒子寿命与运动时钟读数差异解释为“时间维度本身发生膨胀”；ASD 则坚持经过校准的标准时钟其本征计时特性不因参考系选择而改变，时钟读数差异直接反映粒子或装置在运动方向上所经历的有效物理路径长度 L' 发生了真实变化。

3. 波长地位与横向多普勒效应起源：SR 将频率视为第一性变量，将横向多普勒频移归因于运动光源的时间膨胀；ASD 则确立“波长即长度”的非双标公理，指出横向多普勒红移直接源于横向有效波长 $\lambda' = \gamma\lambda$ 的延展。

4. 迈克尔逊—莫雷零结果的闭合机制：SR 依靠纵向坐标收缩抵消纵向与横向的往返光程差；ASD 则证明纵向去程压缩（$\phi = 0°$）与回程拉伸（$\phi = 180°$）之和天然等于横向单程延展（$\phi = 90°$）的两倍，零结果是同一长度矢量因子在任意夹角往返光路上的内禀代数闭合。

5. 旋转干涉（Sagnac 效应）的理论融贯性：SR 无法在纯惯性系变换内直接闭合旋转环路，需借助广义相对论度规或非全局同时性约定；ASD 则直接对圆环微元应用式 (1.12) 的正反方向差，以纯代数积分导出精确 Sagnac 公式 (1.43)。

6. 真空与折射介质的统一性：传统理论与 SR 需分别通过菲涅尔拖曳系数或相对论速度合成定律处理运动介质光学；ASD 将介质段等效光程 $L_{\text{opt}} = nL$ 直接纳入长度矢量效应，实现了真空光路与介质光路的无拖曳统一。

7. 公理体系的逻辑优先级：SR 以抽象的相对性原理、光速不变原理及先验的空间各向同性假设为公理起点；ASD 则以过程计量关系 $S = vt$ 与光速定义长度 $r = ct$ 为第一性起点，证明运动空间各向异性是光速恒定在计量学上的直接推论。

五、本章小结：核心主张、适用边界与理论展望

本章从计量科学的第一性原理出发，系统确立了各向异性空间动力学（ASD）的运动学根基。全章的核心理论结论归结为三个紧密衔接的命题：**（1）长度的过程计量本质与非双标公理**，现代国际单位制以真空光速常数 c 与时间测量共同定义“米”，使长度测量从静态实物比对转化为定向光传播过程的计数（$r = ct$）；几何尺寸、有效光程与光波波长（$\lambda = cT$）同属空间长度量，必须服从同一变换法则；**（2）长度矢量效应（LVE）定理**，在相对运动速度 v 下，沿与运动方向夹角为 ϕ 的方向测得的有效长度精确满足 $r' = r(1 - (v/c)\cos\phi)/\sqrt{1 - v^2/c^2}$，运动空间呈现前向压缩、后向拉伸与横向延展的各向异性结构；**（3）经典光学与相对论实验的统一还原**，光学多普勒频移、迈克尔逊—莫雷实验、霍克实验、菲索流水实验、Sagnac 效应及高速 μ 子贯穿距离均由同一长度矢量因子精确导出，将传统理论归因于“时间膨胀”或“以太拖曳”的现象统一还原为有效空间路径的方向性变化。

为确保全书理论体系的严谨闭合，本章运动学模型的适用范围与理论边界集中界定如下：**第一，有向有效长度与欧氏位置坐标的区分**。本章建立的长度矢量效应公式 (1.13) 刻画的是光子沿实际测量方向 $\hat{n}$ 飞行所确定的有向有效光学路径（即第五章进一步阐述的含一阶方向奇项的 Randers 型有向线元），而非单纯的三维静态欧氏坐标模长；在任意往返闭合光路中，一阶方向奇项 $-(v/c)\cos\phi$ 精确对消，仅保留偶次横纵公因子 γ。

第二，理想时频标准假设与引力场静态各向异性修正的边界。本章第二节与第三节的推导均建立在均匀背景空间与理想同步时钟的前提之上，即假定标准时钟不受外部引力势梯度、机械应力或非均匀电磁场微扰。对于真实地球引力场中的环球飞行原子钟实验（如 1972 年 Hafele–Keating 实验[19,20]）及卫星导航时频比对，除式 (1.47) 刻画的运动学长度矢量效应外，还必须计入不同海拔高度处静态引力势引起的空间拉伸修正，该静态空间各向异性与引力红移定律将在第二章严格导出。

第三，折射介质理想无色散假定与微观场动力学的衔接。本章 3.3 节与 3.4 节将运动透明介质段的光程表为 $L_{\mathrm{opt}} = nL$，对应恒定相折射率下的基准运动学响应；若进一步计入运动介质中的多普勒频移导致折射率随频率变化（$dn/\mathrm{d}\lambda \neq 0$），只需在式 (1.32) 的 $n(\lambda')$ 中代入式 (1.22) 的波长修正即可给出完整的洛伦兹—洛伦茨色散修正项。

本章作为全书的第一章，确立了 ASD 的计量学—运动学入口。以此为基础，第二章将把长度矢量效应从纯运动学推广至质心能量、动量与引力场的静态空间各向异性；第三章将揭示横向方向因子 γ 与纵向因子如何支配运动电荷的电磁场形变与磁力起源；第四章与第五章则进一步深入空间点阵的纵横弹性自由度、闭合拓扑核与运动伴随场，最终完成从基本计量定义到物质、辐射与引力大统一图景的逻辑闭环。

本章参考文献

[1] Conférence Diplomatique du Mètre. Convention du Mètre[S]. Paris, 1875.

[2] 11th CGPM. Comptes Rendus des Séances de la 11e Conférence Générale des Poids et Mesures: Résolution 6 (Définition du mètre par la radiation du krypton 86)[C]. Paris: Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 1960.

[3] 17th CGPM. Comptes Rendus des Séances de la 17e Conférence Générale des Poids et Mesures: Résolution 1 (Définition du mètre)[C]. Paris: Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 1983.

[4] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). The International System of Units (SI)[R]. 9th ed. Sèvres: BIPM, 2019.

[5] LORENTZ H A. Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light[J]. Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, 1904, 6: 809-831.

[6] EINSTEIN A. Zur Elektrodynamik bewegter Körper[J]. Annalen der Physik, 1905, 322(10): 891-921.

[7] DOPPLER C. Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels[J]. Abhandlungen der Königlich Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften, 1842, 2: 465-482.

[8] FIZEAU H. Des effets du mouvement sur le ton des vibrations sonores et sur la longueur d'ondes des rayons de lumière (Mémoire lu en 1848)[J]. Annales de Chimie et de Physique, 1870, 19: 211-221.

[9] IVES H E, STILWELL G R. An Experimental Study of the Rate of a Moving Atomic Clock[J]. Journal of the Optical Society of America, 1938, 28(7): 215-226.

[10] MICHELSON A A, MORLEY E W. On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether[J]. American Journal of Science, 1887, 34(203): 333-345.

[11] FITZGERALD G F. The Ether and the Earth's Atmosphere[J]. Science, 1889, 13(328): 390.

[12] LORENTZ H A. The Relative Motion of the Earth and the Ether[J]. Verslagen der Afdeeling Natuurkunde, Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, 1892, 1: 74-79.

[13] FRESNEL A. Lettre d'Augustin Fresnel à François Arago sur l'influence du mouvement terrestre dans quelques phénomènes d'optique[J]. Annales de Chimie et de Physique, 1818, 9: 57-66.

[14] HOEK M. Détermination de la vitesse avec laquelle est entraînée une onde lumineuse traversant un milieu en mouvement[J]. Archives Néerlandaises des Sciences Exactes et Naturelles, 1868, 3: 180-185.

[15] FIZEAU H. Sur les hypothèses relatives à l'éther lumineux, et sur une expérience qui paraît démontrer que le mouvement des corps change la vitesse avec laquelle la lumière se propage dans leur intérieur[J]. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1851, 33: 349-355.

[16] SAGNAC G. L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme[J]. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1913, 157: 708-710.

[17] ROSSI B, HALL D B. Variation of the Rate of Decay of Mesotrons with Momentum[J]. Physical Review, 1941, 59(3): 223-228.

[18] FRISCH D H, SMITH J H. Measurement of the Relativistic Time Dilation Using μ-Mesons[J]. American Journal of Physics, 1963, 31(5): 342-355.

[19] HAFELE J C, KEATING R E. Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains[J]. Science, 1972, 177(4044): 166-168.

[20] HAFELE J C, KEATING R E. Around-the-World Atomic Clocks: Observed Relativistic Time Gains[J]. Science, 1972, 177(4044): 168-170.