狭义相对论的逻辑结构和解释

——从单程光速和同时性问题谈起

武　哲

一、问题的提出

在现有的狭义相对论体系中，在单程光速测量和不同地点的同时性定义之间存在着逻辑循环，因而实验只能测量光的往返平均速度，只证明了这种双程光速在惯性系中具有恒定性，这一点已有不少人在不同程度上指出．爱因斯坦早在1911年[1]和1916年[2]就曾承认过这一点．但他没有作进一步的分析．相反，由于爱因斯坦用光来定义同时性，从而得到的"同时性的相对性"一直被看作是突破牛顿时空观念的关键和相对论的"精髓"所在，就使得逻辑循环问题被淹没了．爱因斯坦本人不但后来不再提起这个问题，而且他有些论述实际上是否定了前面的看法[3][4]．这就使人们普遍认为光速不变原理已被实验充分证实，"要是不采用光速不变原理，那么不仅相对论，而且任何在方程中引入光速的其它理论都要完蛋"[5]．也有一些人虽然看到逻辑循环的存在，但却认为这个循环可以通过其它对钟手段(例如缓慢移动钟法等)来打破[6][7]．还有一些人认为，即使实验测不了单程光速，也可以通过各种理论的考虑，如空间各向同性之类，来论证单程光速的不变性[8]．更有不少人由于看不到同时性的任意性特征，而把"尺缩""钟慢"等相对论效应归因于同时性的相对性．这些情况，给人们对于相对论的逻辑基础、物理意义和哲学解释的看法，带来了不少混乱．因此，如果能严格证明单程光速和同时性的相对性不可能由相对论适用范围内的实验加以检验，并完全避开上述逻辑循环重建相对论，无疑是有意义的．

莱亨巴赫[9]和格鲁鲍姆[10]等人曾从逻辑上对这一问题进行了深入的分析，并批评了爱因斯坦的同时性观念．莱亨巴赫指出，原因先于结果，是决定时间顺序的唯一标准．因此，判断不同地点的事件是否同时发生，只能看这两个事件之间是否可以通过一定的相互作用而发生因果联系．具体地说，由于光速是作用传播的极限速度，若在A点t_1时刻发出的一束光在B点经过反射回到A点的时刻是t_3，那么可以认为光到达B点的时刻同在A点计量的一系列时刻

$$t_2 = t_1 + \varepsilon(t_3 - t_1) \qquad (1)$$

都同时，式中的ε可在$[0,\ 1]$之间任取而都不会违反因果律．这样一来，同时性就有了一定程度的"任意性"，而爱因斯坦的同时性定义只是在这个"同时区域"中特别选出$\varepsilon=\frac{1}{2}$罢了．相应地，单程光速也就有了一定程度的任意性，它也可以在一定区域中变化而无法确定．

六、七十年代以来，爱德华[11]、威尼[12]*、卡尔洛夫[13]和佳普金[14]等人先后通过具体计算来论证上述观点，但仍有争议[5][15]．

在我国，近年来关于相对论的讨论中，也涉及到这些问题．从1968年起，一些同志详细分析了各种类型的光学、力学和电动力学实验，证明单程光速不变性并未得到实验证实[16]，并进一步指出，在通常的相对论体系中，那个逻辑循环是不可避免的．但是，也有一些同志仍在设计新的对钟方案或分析实验，或通过理论的论证，希望得出单程光速．目前，争论还在继续．

下面，我们用比较简洁普遍的方法继续对这问题作一分析概括，并进一步回答仍有争论的几个问题，最后讨论一下相对论的逻辑基础和解释．

二、双程光速不变性和时间起点任意变换

我们从任一惯性系中迴路光速恒定性出发．存在这种恒定性的一个必要条件，是能够使用任意长度的刚尺，并能在空间各点安放速率恒定的标准钟，否则就不可能保证在任何时间、任何地点测得的迴路光速均为同一值．而刚尺和标准钟的存在，则又意味着三维空间是欧氏的，一维时间是均匀的．这就已经对空间

* 有关爱德华和威尼的工作，参见本期纪晓同志的文章．

和时间的性质作出了某些限制.

我们允许单程光速 u 是可变的. 由于时间是均匀的, u 至多只能是空间点的坐标 $\mathbf{r}$ 和光在该点传播方向 $\mathbf{e}$ 的函数:

$$u = u(\mathbf{r}, \mathbf{e}) \tag{2}$$

光沿一闭合迴路 L 传播所需的时间是

$$\frac{L}{\bar{u}} = \oint_L \frac{dl}{u(\mathbf{r}, \mathbf{e})},$$

其中 $\bar{u}$ 为迴路光速, dl 表示光路上的长度元, $\mathbf{e}$ 取 dl 的方向. 由于迴路光速恒定,应有 $\bar{u}$ = 常数$\equiv c$, 故

$$\oint_L \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{c}\right) dl = 0 \tag{3}$$

令

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{e}) = \frac{1}{u(\mathbf{r}, \mathbf{e})} - \frac{1}{c},$$

即

$$u(\mathbf{r}, \mathbf{e}) = \frac{c}{1 + cF(\mathbf{r}, \mathbf{e})}, \tag{4}$$

则(3)式变为

$$\oint_L F(\mathbf{r}, \mathbf{e}) dl = 0 \tag{5}$$

因而下述积分与路径无关:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_0^{\mathbf{r}} F(\mathbf{r}', \mathbf{e}') dl' \tag{6}$$

其中 $\varphi(\mathbf{r})$ 是积分路径终点位置的函数, $\varphi(\mathbf{r})$ 的方向导数为

$$\frac{\partial \varphi}{\partial l} = F(\mathbf{r}, \mathbf{e}),$$

其中 $\mathbf{e}$ 亦沿 $\mathbf{dl}$ 的方向. 按照梯度的定义,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial l} = \nabla \varphi \cdot \mathbf{e},$$

所以我们有

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{e}) = \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{c}. \tag{7}$$

(7) 式是 (5) 式的充分必要条件. $\varphi(\mathbf{r})$ 可以被确定到相差任意常数. 将(7) 代入(4), 即得保证(3) 式成立的单程光速:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, \mathbf{e}) = \frac{c\mathbf{e}}{1 + c\nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}} \tag{8}$$

根据因果性要求,应限定

$$|\nabla \varphi(\mathbf{r})| \leqslant \frac{1}{c}. \tag{9}$$

令 $\mathbf{q}(\mathbf{r}) = \nabla \varphi(\mathbf{r})$, 则 (8) 式化成:

$$u(\mathbf{e}) = \frac{c}{1 + c\mathbf{q} \cdot \mathbf{e}} \tag{10}$$

(9) 式化成:

$$|\mathbf{q}| \leqslant \frac{1}{c} \tag{11}$$

我们来看看 φ 的物理意义. 由(8)式可知,光沿一长度为 l 的非闭合路径 AB 传播所需的时间是

$$\begin{aligned} t_B - t_A &= \frac{1}{c}\int_A^B [1 + c\nabla \varphi(\mathbf{r})] dl \\ &= \frac{l}{c} + \int_A^B \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{dl} \\ &= \frac{l}{c} + \int_A^B d\varphi(\mathbf{r}) \\ &= \frac{l}{c} + \varphi(\mathbf{r}_B) - \varphi(\mathbf{r}_A), \end{aligned} \tag{12}$$

另一方面,按照相对论的对钟方法有

$$t_{B_0} - t_{A_0} = \frac{l}{c},$$

因此可以看出,取 $\nabla \varphi(\mathbf{r}) \neq 0$ 无非是在同一个惯性系 K 中作了一个时间起点的任意变换:

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}_0 \\ t &= t_0 + \varphi(\mathbf{r}) \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

当 $\mathbf{q}(\mathbf{r})$ 是常矢量时, (13) 式化为

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}_0 \\ t &= t_0 + \mathbf{q} \cdot \mathbf{r} \end{aligned}\right\} \tag{13a}$$

由 (13), 任一单程速度为

$$\begin{aligned} \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \frac{d\mathbf{r}_0}{dt_0 + d\varphi(\mathbf{r})} \\ &= \frac{d\mathbf{r}_0/dt_0}{1 + \nabla \varphi \cdot \dfrac{d\mathbf{r}}{dt_0}} = \frac{d\mathbf{r}_0/dt_0}{1 + \nabla \varphi \cdot d\mathbf{r}_0/dt_0} \\ &= \frac{\mathbf{v}_0}{1 + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \varphi} = \frac{\mathbf{v}_0}{1 + \mathbf{v}_0}, \end{aligned} \tag{14}$$

当取 $v_0 = c$ 时就变成 (8) 式. 由 (14) 式还可以看出, 只要 $\varphi(\mathbf{r})$ 是不确定的, 那么不仅单程光速 $\mathbf{u}$, 而且任何单程速度 $\mathbf{v}$, 也都是不确定的.

当然, 加速度也将随之不确定. 令 $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{a}$, $\frac{d\mathbf{v}_0}{dt_0} = \mathbf{a}_0$, 由 (14) 可得

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{a}_0}{(1 + \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_0)^2} - \frac{\mathbf{v}_0}{(1 + \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_0)^3} \times \left[\mathbf{v}_0 \cdot \left(\mathbf{v}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{r}}\right) + \mathbf{q} \cdot \mathbf{a}_0\right] \tag{15}$$

其中 $\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \mathbf{r}}$ 有 9 个分量. 若取三维正交标架 x^i $(i = 1, 2, 3)$ 并令 $\frac{\partial \mathbf{q}_i}{\partial x^j} = q_{i,j} \equiv \varphi_{,ij}$, (15) 式可写成分量形式

$$a^k = \frac{a_0^k}{(1 + v_0^i \varphi_{,i})^2} - \frac{v_0^k}{(1 + v_0^i \varphi_{,i})^3} \times (\varphi_{,ij} v_0^i v_0^j + \varphi_{,i} a_0^i),$$
$$i, j, k = 1, 2, 3 \tag{15a}$$

当 $a_0^k = 0$ 时,有

$$a^k = \frac{-\varphi_{,ij} v_0^i v_0^j}{(1 + \varphi_{,i} v_0^i)^3} v_0^k, \tag{16}$$

这表明，在改变对钟方法之后，若 $\mathbf{q} \neq$ 常数，则惯性运动也不再是匀速直线运动了，要出现因 $\mathbf{q}$ 随坐标的变化而造成的沿 $\mathbf{v}_0$ 方向的加速度。

我们看到：由于不存在牛顿体系中的那种瞬时信号，同时性的定义就不唯一；而(13)式所代表的对钟方法的改变，既然只是在惯性系中的时间起点变换，那么它当然不会影响惯性系的物理性质；一方面，对于迴路光速之类不需要对钟的量显然不会有任何影响，另一方面对于需要对钟的量的影响又只在于改变了对钟方法，这样当然不能反过来证明只有某种对钟方法才是正确的，所以单程光速、同时性等等"非直接可观察量"都在一定程度上可以任意选取。例如，由于尺缩钟慢的因子 $\gamma = [(1 - vq)^2 - \beta^2]^{-1/2}$ 中也包含 $\mathbf{q}$，所以用缓慢移动钟之类的方法并不能对单程光速作出判断。

上述讨论只涉及运动学问题。国外的有关讨论，概括起来就是这些结果。但是，这些讨论仍然没有解决下述两个问题：

第一，能不能找出一种动力学实验，间接地证明我们只能选取一种对钟方法？例如，既然 $\varphi(\mathbf{r})$ 的任意性造成了惯性运动也会具有加速度，那么引入 $\varphi(\mathbf{r})$ 是否等于引入了一种新的力场，从而可以通过测量这种力场来测定 $\mathbf{q}$ 值？又如，倘若 $\mathbf{q} \neq 0$ 造成了空间的各向异性，那么角动量守恒是否已证明了只能选取 $\mathbf{q} = 0$？事实上，爱德华也谈到 $\mathbf{q} \neq 0$ 将使空间变成各向异性的，他的文章题目就是"各向异性空间中的狭义相对论"，在这种"各向异性空间"中，在 $q = \frac{1}{c}$ 的极端情况下，甚至点光源发出的球面波也会变成迴转抛物面的形状。但他对这种"各向异性空间"会不会破坏守恒定律的问题并没有作出回答。因此，爱德华等人虽然用数学推导进一步阐述了莱亨巴赫的观点，却仍不是这种观点的严格证明。为要作出严格的证明，还需要讨论动力学问题。

第二，倘若单程光速等等的确具有任意性，整个相对论的基础是否就真的象有些人认为的那样发生了动摇[17]？能不能不依赖于相对论的现有体系，在仅假定迴路光速不变的前提下重建相对论？

现在我们就来进一步完成这些讨论。

三、四维膺欧氏空间和相对性原理的意义

设我们已在任一惯性系 K 中任意选定了某一种对钟方法 $\varphi(\mathbf{r})$，于是可以在空间各点建立测量时间 t 的系统，连同空间坐标 $\mathbf{r}$ 的测量，构成一个四维流形 $E_4 = (\mathbf{r}, t)$，由(8)，在 K 系中对于光的传播有

$$(cdt - \mathbf{q} \cdot d\mathbf{r})^2 - dr^2 = 0, \tag{17}$$

其中 $\mathbf{q} = \mathbf{q}(\mathbf{r}) = \nabla \varphi(\mathbf{r})$。由于我们有恒定不变的迴路光速 c，可以把 c 作为一个具有速度量纲的普适常数来使用，即令 $x_0 = ct$ 而将(17)式改写成四维形式

$$\psi \equiv -g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = 0 \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3 \tag{18}$$

其中 $g_{\mu\nu}$ 是空间坐标 $x^i (i = 1, 2, 3)$ 的函数：

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -1 & q_1 & q_2 & q_3 \\ q_1 & 1 - q_1^2 & -q_1 q_2 & -q_1 q_3 \\ q_2 & -q_1 q_2 & 1 - q_2^2 & -q_2 q_3 \\ q_3 & -q_1 q_3 & -q_2 q_3 & 1 - q_3^2 \end{bmatrix}, \quad q_i \equiv \varphi_{,i} \tag{19}$$

当 $\varphi(x^i) \equiv$ 常数时 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = (-1, 1, 1, 1)$。同样，在另一惯性系 K' 中若引入另一任意对钟方法 $\varphi'(x'^i)$，对于光的传播也有

$$\psi' \equiv -g'_{\mu\nu} dx'^\mu dx'^\nu = 0 \tag{18a}$$

由于 ψ 与 ψ' 同时为零，又是同阶小量，且应同号，故必有

$$\psi' = \lambda^2 \psi = -g_{\mu\nu} (\lambda dx^\mu)(\lambda dx^\nu), \tag{20}$$

任意常数 λ 意味着 K 系与 K' 系中空间和时间的度量单位统统相差 λ 倍，可以取 $\lambda = 1$ 而不影响我们的讨论[18]。这时 $\psi \equiv ds^2$ 就成为不变量，即四维间隔元的平方这个标量。我们知道，定义了这样一种标量二次型的流形是黎曼流形，(19)式的 $g_{\mu\nu}$ 就是它的度规，在这种流形中可以引入协变、逆变和混合张量。

利用(19)式容易验证，在我们所定义的四维空时 E_4 中，曲率张量 $R^\rho_{\mu\nu\sigma} \equiv 0$（这也可以从(13)式看出来）。因此 E_4 是一个平坦的四维膺欧氏空间。在这样一个空间中，运动被洛伦兹群描述，各种物理量都被表述成这个空间运动群的各种类型(张量、矢量、标量等等)的表示形式。现代物理学实践已充分证明了这种描述方式的正确性，这正是 E_4 空间的客观性、洛伦兹协变性的客观性所在。而以(19)为度规的坐标系，实际上不过是一个平直的四维膺欧氏空间 E_4 中一种特殊的曲线坐标系(以下简称为"q坐标系")；当 $q(x^i) \neq 0$ 时，$g_{\mu\nu}$ 具有非对角形式，它们表征各标架单位矢量间的方向余弦[19]。因此，采用不同的 $\varphi(x^i)$，即选取不同的对钟方法，等价于在 E_4 中选取一类更广泛的曲线坐标，而洛伦兹变换则是 E_4 中取膺正交标架 $[\varphi(x^i) \equiv$ 常数$]$ 的特例。由 ds^2 的表达式(17)可以看出，这两种标架之间的变换正是(13)式。

这样，我们只从双程光速不变性出发，只在一个惯性系 K 中计算，就重建了相对论的四维膺欧氏空间，并重新说明了 E_4 中 q 坐标系与正交坐标系之间的关系。

我们知道，按照广义相对论和黎曼几何学，本来就允许在平坦的 E_4 中使用任意曲线坐标，只是这样做有可能引入加速参考系而带来惯性力，同时意味着抛弃

刚尺和速率恒定的标准钟．但 q 坐标系却不导致这两种后果．首先，它只涉及同一惯性系内部时间起点的改变，因而不会变成加速系；其次，既然迴路光速不变已要求存在刚尺和标准钟，q 坐标系当然不会破坏这个要求1)．事实上，q 坐标系乃是在一个惯性系统中所能建立的允许刚尺和标准钟存在的最广泛的曲线坐标系，亦即狭义相对论适用范围内最广泛的惯性坐标系．将普通的洛伦兹变换两边分别结合以（13a）形式的变换及其逆变换，并利用(14)式的逆形式，就可以得到两个惯性系中的 q 标架之间的变换：

$$\left.\begin{aligned}
x' &= \frac{(1-\mathbf{v}\cdot\mathbf{q})x - v(t-\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})}{\sqrt{(1-\mathbf{v}\cdot\mathbf{q})^2-\frac{v^2}{c^2}}}\\
y' &= y\\
z' &= z\\
t' &= \frac{1-\mathbf{v}\cdot(\mathbf{q}+\mathbf{q}')}{\sqrt{(1-\mathbf{v}\cdot\mathbf{q})^2-\frac{v^2}{c^2}}}(t-\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})\\
&\quad-\left[\frac{\frac{v}{c^2}-q'_x(1-\mathbf{v}\cdot\mathbf{q})}{\sqrt{(1-\mathbf{v}\cdot\mathbf{q})^2-\frac{v^2}{c^2}}}+q'_x\right]x+\mathbf{q}'\cdot\mathbf{r}
\end{aligned}\right\}\quad(21)$$

若取 $q = q' = 0$，(21) 就变成普通的洛伦兹变换．若取 $\mathbf{q}$ 与 $\mathbf{q}'$ 沿公共 x 轴方向的特殊情况，(21)式就变成爱德华所导出的“广义洛伦兹变换”2)．

这样，双程光速不变性不仅足以重建 E_4，而且还导至了推广意义下的狭义相对性原理．通常理解的狭义相对性原理要求物理定律对于惯性系之间一类特殊的正交标架的变换（洛伦兹变换）具有不变性，而现在只要求物理定律对于 q 标架之间的变换(21)具有协变性．其实，相对性原理在实践上的直接物理意义不过是：在任何作惯性运动的封闭系统内部，都不能用任何实验判断系统的惯性运动状态；或者说，“在封闭系中所发生的现象与该系的非加速运动无关”[18]．这种说法并不要求各惯性系中使用同样的标架，因而允许物理定律在不同惯性系中具有不同的形式．这是相对性原理的更一般的表述．反之，那种要求各惯性系一律采用同样的标架（一般更只限于正交标架）的通常表述形式，则包含着对不可直接测量的东西作出硬性的规定，因而包含着逻辑循环了．有人以为，若单程光速可变就破坏了相对性原理[20]，那是没有弄清相对性原理的实质所在．

四、单程速度的任意性和时空几何的确定性

现在可以回答第二节中未解决的那两个问题了．

我们知道，相对论本质上是关于现实世界的时空几何性质的物理理论，它所引起的全部变革，都包含在把现实世界的时空几何从三维欧氏空间加一维时间变成四维赝欧氏空间 E_4 这一变革之中．有了 E_4，又在 E_4 中确定了惯性系，也就有了狭义相对性原理，这样，狭义相对论本质的东西就都有了．只要能避开逻辑循环建立 E_4，我们也就避开逻辑循环建立了相对论．现在我们正是从惯性系中双程光速不变性出发重建了 E_4，既没有以通常意义下的相对性原理作前提，更没有以单程光速不变原理作前提，也没有用到相对论的任何现成结果．这就改变了“正统”逻辑原来那种由于存在逻辑循环而有点悬空的基础，而使它落实了．

这样，我们就回答了上述第一个问题的同时，上述第二个问题也可以同时解决了．E_4 既然是现实世界的时空几何，除引力场外的各种物理量就都应写成 E_4 中的几何不变量即张量，而与坐标系的选取无关．一切证实了狭义相对论的实验，也就同时证实了这个结论．再加上 q 坐标系仍保持了惯性系的惯性性质，不带来任何新的力场，所以在相对论适用的范围内，无论进行何种实验，包括动力学实验，都不可能发现变换(13)会造成什么新的物理后果，从而都不能对 $\varphi(x^i)$ 作出任何判断．反之，倘若我们找到了一种测量 $\varphi(x^i)$ 的实验，就等于发现客观物理量与标架的选取有关，于是 E_4 也就不再成其为现实世界适用的时空几何，从而狭义相对论也就被突破了．甚至可以说，正是狭义相对论的四维赝欧氏空间，导致了对钟方法和一切单程速度在一定程度上的任意性．如果有人问：狭义相对论至多能被实验证实到什么程度？回答就是：可以证实到相差一个变换(21)的程度．

光速的各向异性是否会导致空间的各向异性问题，同样也一目了然了．空间的性质是通过它的几何性质反映出来的，是同人们在这个空间中选用什么坐标系无关的．在普通的三维空间中，人们可以选用各种坐标系，包括曲线坐标系，但是谁也不认为空间是弯曲的或各向异性的．同样，尽管我们可以通过变换(13)采用曲线坐标系，但是系统仍然是惯性的，在这个系统中，三维空间仍是均匀的、各向同性的欧氏空间，对象具有平移、旋转、反演等等对称性，相应的守恒定律仍都成立；一维时间也仍是均匀的，相应的能量守恒定律也仍成立．这一切和单程光速是否各向同性毫无关系．事实上，光的传播速度并不仅仅只同空间的性质有关，还同时间尤其是同时性的定义有关．既然单程光速本

1) 直接计算也可以验证这些判断．计算表明，变换(13)虽然会改变表征惯性力场的仿射联络 $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$，但带来的附加力却恒等于零；因此在 q 坐标系中，虽然惯性运动可以具有加速度，却不意味着出现任何新力场，原来是惯性的系统在按(13)式变换之后仍是惯性的．另一方面，由于 φ 仅是 $\mathbf{r}$ 的函数，各点的时钟显然仍是均匀的；同时由(19)式易证，三维空间距离元 $dl^2=\gamma_{ij}dx^idx^j=(dx^i)^2$，即三维度规 γ_{ij} 仍是伽里略度规．

2) 参见本期纪晓同志的文章．

身就不确定，又怎么能用它来表征空间是否各向异性呢?

与此类似，常有人用 K' 系看 K 系的速度 v' 等于 K 系看 K' 系的速度 $\mathbf{v}$ 的负值这个条件加上相对性原理导出洛伦兹型的变换，从而推论出单程光速的不变性[21]，这种做法也是不对的. $v'=-v$ 的条件初看来反映了时空的某种对称性，其实也不然. v' 和 $-v$ 都是单程速度，它们也都具有一定程度的不可测性.由(21)式及其逆可证，若在两个惯性系之间，K 系测得 K' 系的速度为 v，则 K' 系测得 K 系的速度为

$$v'=\frac{v}{1-\mathbf{v}\cdot(\mathbf{q}+\mathbf{q}')},$$

仅当 $q=q'=0$ 时才有 $v'=-v$. 因此使用 $v'=-v$ 的条件其实就已经意味着规定在 K 与 K' 系中都按相对论的方法对钟，它们同时空是否各向同性毫无关系，而且正是在这个条件中已隐藏着对钟和单程速度测量之间的逻辑循环.

在这里，允许使用 q 标架和通常的相对论体系的区别在于：在通常的相对论体系中，由于用了刚性正交标架，对象运动、标架不动，和标架运动、对象不动是等效的. 现在标架是"柔软"的，这种等效性不再存在. 但无论标架如何选取，物理运动的规律，运动的洛伦兹协变性要求，E_4 空间的几何性质以及由此导出的各种普遍的物理学守恒定律都是完全确定的. 那种认为空间的性质会随光速各向异性而改变的观点，是把时空几何那些不依赖于坐标系选取的客观性质，同它们在各种坐标系中的相对表现混为一谈了.

五、相对论的逻辑结构和解释

上面的讨论表明，把单程光速不变性作为狭义相对论的前提，不仅不必要，而且还带来了逻辑循环的麻烦；为要得出狭义相对论全部独立于坐标系选取的客观内容，只需承认惯性系中迴路光速的不变性就够了. 这种不变性直接导致了四维赝欧氏空间和在这个空间中运动的洛伦兹协变性. 所剩下的只是在各惯性系中选取什么样的 q 标架的问题，而这只是一个如何便于描写的问题了. 这样，由于 q 标架的引入，狭义相对论的不依赖于坐标系选取(即在变换(21)下不变)的客观内容，同随标架选取而改变的那些相对表现，也区分得更清楚了. 在 E_4 中，除了不存在"绝对速度"的判据之外，还不存在唯一的同时性判据，后者是人们以往注意不够的，但却是"绝对速度"不存在这一性质的必然结果. 前一种不存在性导致惯性系选取的任意性；而后一种不存在性则导致空间各点处时间起点的任意性. 过去人们都承认时间起点可以任意均匀地平移，现在则应当进一步承认时间起点还可以非均匀地任意平移. 但是，这些任意性又不是无条件的、更不是主观的. 两者都有一定的限制：惯性系的相对速度不能大于该方向上的单程光速，对钟方法的任意函数 $\varphi(\mathbf{r})$ 必须满足(9)式. 这两个限制都来自因果性要求. 有些人，包括爱因斯坦本人[2]和莱亨巴赫之类的实证主义哲学家，曾利用时间起点的任意性宣扬唯心论的约定论，那是找错了对象. 我们清楚地看到，上述两种任意性的存在无非表明惯性运动状态和惯性系内部的对钟方法都不影响事物内在的运动规律，在理论上都表现为 E_4 中的自然定律与 E_4 中惯性坐标系的选取无关. 自然定律的这种客观性，认识对象对于认识方法和手段的独立性，正是对约定论其中包括莱亨巴赫实证论观点的有力驳斥.

既然 E_4 的建立完全不依赖于不同地点同时性的具体定义，因此，那种认为相对论效应来自爱因斯坦定义下的同时性相对性的"正统"解释，显然就没有根据了. 在建立相对论时，爱因斯坦曾着重分析了异地对钟问题，提出了同时的相对性，这对于突破根深蒂固的牛顿时空观念是必要的. 但是，爱因斯坦的分析并未揭示"同时性"这个概念所包含的客观内容，即相互作用传播速度有限性带来的无因果联系同时区域的存在及其意义，反而不适当地强调了他的定义的唯一性. 他以位于两事件中点的观测系统是否同时看到来断定和定义事件是否同时发生，这就给同时性乃至整个相对论效应带来了对测量手段的依赖性，得出两个事件你看同时，他看不同时，而不允许进一步追问它们的客观依据是什么的结论. 尽管爱因斯坦的定义在一定条件下是允许的，但这只是在人们尚未充分揭示无因果联系同时区域存在的更深刻本质之前，一种理论描述上所允许的近似，而决非通常认为的那样是相对论的精髓和核心. 正因为爱因斯坦把他对同时性问题的分析和他的定义放到了中心的地位，这就不仅使他的体系无法摆脱逻辑循环，而且还导致了对相对论的实证主义解释. 事实上，现代唯心主义正是紧紧抓住这一点来阐发自己的反动哲学观点的[22].

反之，如果我们着眼于同时性与因果性的关系，指出允许有一个 $|\nabla\varphi|\leqslant\frac{1}{c}$ 的同时区域，倒能比较清楚地显示出同时性的客观本质. "无因果联系的两个事件是同时的"，这个定义同人们是否去观测以及如何观察（即处于什么运动状态、运用什么观测手段）毫无关系. 海森堡也说过，后一种同时性定义"更接近于日常生活的用法，因为两个事件是否同时的问题在日常生活中并不依赖于参考系"[23]. 在这里，问题不仅在于接近日常生活而使相对论易于摆脱其神秘色彩，更重要的是，建立了这种同时性观念，揭示出同时性所包含的客观内容，对于正确理解和阐释相对论的物理和哲学含义（其中包括爱因斯坦的定义），抛弃各种唯心主义的歪曲解释，是十分必要的. 这也使我们清楚地看到，

同时性的相对性并不是相对论效应的"终极原因".

这里有必要谈谈速度的概念．速度的概念，人们是很熟悉的．可是到了相对论里，不仅出了个极限速度，并且还由于存在极限速度而出了个单程速度不确定，有些人想不通．其实，这并不奇怪．速度的概念是伴随着古典的机械运动形式而来的，是以刚尺和标准钟的存在为前提的．它理应只是在一定的物质层次、相对于一定的度量系统才有意义．有人认为，既然运动是无限的，速度也就不能有一个极限，要突破相对论，就一定要找到比光速更快的速度．并用它来对钟和测量单程光速．但这并不是唯一的可能．比如是否有可能在更深的物质层次，通过揭示光传播的具体机制而把单程光速和同时性的定义作为理论的结果推导出来？但是，应当看到，相对论既是古典物理学的最高成就，又是它的终结，在这个理论中，速度的概念显示出它向否定自身的方向转化的某些迹象是不足为奇的．光速作为一个极限速度，是量转化为质的一个关节点．然而当事物超越它自己的界限时，它也就不再是它自己，而转化为他物了．当着无限的运动"超越"光速时，有没有可能机械运动的概念连同速度的概念已不适用了呢？事实上，在广义相对论中，在量子力学中，速度的概念已越来越模糊了．事情还可能涉及到时间顺序概念与因果性概念的相互关系问题，涉及到二者哪一个更基本的问题，等等．总之，无论如何，即使速度的概念发生了根本性的变化，运动也不会消灭，它只是从一种形态转化为另一种形态；空间和时间也没有消失，只是人们关于空间和时间的概念需要经历更深刻的变革罢了．

参 考 文 献

[1] Einstein, A., *Die Relativitätstheorie, Naturforschende Gesellschaft*, Vierteljahrsschrift, Zürich, Jahrg., **56** (1911), 1—14.

[2] 爱因斯坦，«狭义与广义相对论浅说»，中译本，上海科学技术出版社 (1964), 19.

[3] *Альберт Эйнштейн Собрание Научных Трудов*, Том. 1, Наука (1965), 187.

[4] «爱因斯坦文集»，商务印书馆，(1976), 25.

[5] Александров, А. Д., *Вопфил.*, -3 (1971).

[6] Bridgman, P. W., A *Sophisticatés Primer of Relativity*, Middletown, Connecticut, (1962).

[7] Ellis, B. and Bowman, P., *Philosophy of Science*, **34** (1967), 116—136.

[8] 阿悦，«物理»杂志，**6**-2 (1977).

[9] Reichenbach, H., The *Philosophy of Space and Time*, New York, (1958); *The Rise of Scientific Philosophy*, University of California Press, (1954), 149—155; *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, New York, (1949), 287.

[10] Grünbaum, A., *Am. J. Phys.*, **23**-7 (1955), 450; *Philosophical Problems of Space and Time*, 2nd ed., Chapter. 20, New York, (1973).

[11] Edwards, W. F., *Am. J. Phys.*, **31** (1963), 482.

[12] Winnie, A., *Philosophy of Science*, **37**-2 (1970), 223.

[13] Karlov, L., *Australian. J. Phys.*, **23** (1970), 243.

[14] Тяпкин, А. А., *УФН.*, **105**-4 (1972), 617.

[15] Кадомцев, Б. Б., 等，出处同上.

[16] «相对论的基本原理被实验证实了吗?»，中国科学院铅印稿，(1969).

[17] Ruderfer, M., *Proc. IRE.*, **48** (1960), 1661; **50** (1962), 325.

[18] 福克, B. A., «空间、时间和引力的理论»，科学出版社，(1965), 20.

[19] Pauli, W., *Theory of Relalivity*, London, (1958), 19.

[20] 杨以鸿，«物理»杂志，**5**-3 (1976).

[21] Schwartz, H. M., *Am. J. Phys.*, **30** (1962), 697.

[22] Schlick, M., *Der Realismus und der Positivismus, Erkenntnis*, -3 (1932); 普劳特, H. C., «经验主义、唯我主义和实在主义»，«哲学译丛»，-8 (1964); Bridgman, P. W., *The Logics of Modern Physics*, New York, (1949); Frank, P., *Rev. Mod. Phys.*, **21** (1949), 349.

[23] 海森堡, W., «物理学与哲学»，科学出版社，(1974), 70.

狭义相对论同时性定义的任意性

王　绪　成

一、同步钟的建立

自然界并不存在同步钟，同步钟是由观察者依一定的方式建立的．人们使用同步钟的目的是为了描述不同地点的两个事件的因果关系．因果关系是客观存在的，它是不依人的意志为转移的．但是因果关系的描述形式可有选择的自由．同步钟的定义不同，则时间坐标也有差别．为了简单起见，我们规定时间坐标