Invalidity of the Principle of Invariance of Space-Time Interval for the Case of Two Relatively Moving Observers

Fang Zhou

tony_zf_zf_zf@126.com

摘要 在‘两观测者有相对运动（$u>0$）’的场合下，‘闽可夫斯基时空’内质点运动满足“时空间隔不变性”，是一个伪命题。本文首次提出了两条重要定律：一条是“光传播定律”（Law of Propagation of Light）；另一条是“运动观测定律”（Law of Motion Observation）：在两观测者有相对运动的场合下，‘伽利略时空’内‘两观测者同时观测到运动质点’[‘伽利略变换’（Galilean Transformation）得以成立]之充要条件为“两观测者的观测矢量通过观测者之间的距离构成‘矢量合成三角形’”。这两条定律均为“运动观测论”（Theory for Motion Observation）的基础定律。在“两观测者有相对运动但真空中光传播速率为无穷大”的假定条件下，或者在“两观测者的相对速度远远小于光速”的情况下，时空变换近似地为“伽利略变换”（Galilean Transformation），而在“两观测者有相对运动且真空中光传播速率为有限值”之场合下唯一的客观存在的时空变换为“伽利略-周方变换”（Galilean-Zhou Transformation）。

关键词 相对论 狭义相对论 运动观测论 洛伦兹变换 伽利略变换 伽利略-周方变换

定义与定律：

a. ‘时空’之定义：$\left[（三维）欧氏空间(\vec{r}),\ 时间(t)\right]^T \equiv \left[\vec{r},\ t\right]^T \equiv \left[[x,y,z]^T,\ t\right]^T$ 为“**可量测时空（Measurable Space-Time）**”，可命名为“**伽利略时空（Galilean Space-Time）**”。

“**伽利略时空**”的度规张量为$\begin{bmatrix}\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix}&0\\0&1\end{bmatrix}$，可称为“**伽利略度规（Galilean Metric）**”。

“**伽利略度规**”为‘**四维二阶张量**’。**伽利略时空**$\left[[x,y,z]^T,\ t\right]^T$的‘**空间维**’$[x,y,z]^T$为‘**三维欧氏空间**’，而‘**时间维**’$t$为‘**标量**’。

b. K 系观测者在时刻t观测到运动质点的位置坐标记为$\vec{r}(t)=\left[x(t),y(t),z(t)\right]^T$。

$\left[\vec{r}(t)\quad t\right]^T$为‘$K$ **系观测者在时刻**t**观测到运动质点**$\vec{r}(t)$**时**’指向该运动质点$\vec{r}(t)$的“观

测矢量”（**Observation Vector**）。$\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T$ 为‘K 系观测者在时刻 t 的“时空点”，简称“K 系时空点”。函数 $\vec{r}(t)$ 为“K 系时空轨迹”。

c. K' 系观测者在时刻 t' 观测到运动质点的位置坐标记为 $\vec{r}'(t') = \left[x'(t'), y'(t'), z'(t')\right]^T$。$\left[\vec{r}'(t')\quad t'\right]^T$ 为‘K' 系观测者在时刻 t' 观测到运动质点 $\vec{r}'(t')$ 时’指向该运动质点 $\vec{r}'(t')$ 的“观测矢量”。$\left[\vec{r}'(t')\quad t'\right]^T$ 为‘K' 系观测者在时刻 t' 的“时空点”，简称“K' 系时空点”。函数 $\vec{r}'(t')$ 为“K' 系时空轨迹”。

d. “光传播定律”（**Law of Light Propagation**）

在伽利略时空 $\left[\vec{r},\ t\right]^T$ 内的任意时空点 $\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T$，光的传播满足“光传播定律”：$\left|\vec{r}(t)\right| = ct$，$c = const.$（$c$ 为真空中光传播速率），故有：$d\ln\left|\vec{r}(t)\right| = d\ln t$，即：光在伽利略时空 $\left[\vec{r},\ t\right]^T$ 内任意时空点 $\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T$ 的“光传播时空弹性（**Space-Time Elasticity of Light Propagation**）”为 $\varepsilon = \dfrac{d\ln\left|\vec{r}(t)\right|}{d\ln t} = 1$。因此，有 $\lambda\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T = \left[\lambda\vec{r}(t),\ \lambda t\right]^T = \left[\vec{r}(\lambda t),\ \lambda t\right]^T$。$K$ 系观测者 O 对运动质点的观测矢量 $\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T$ 示于图 1。

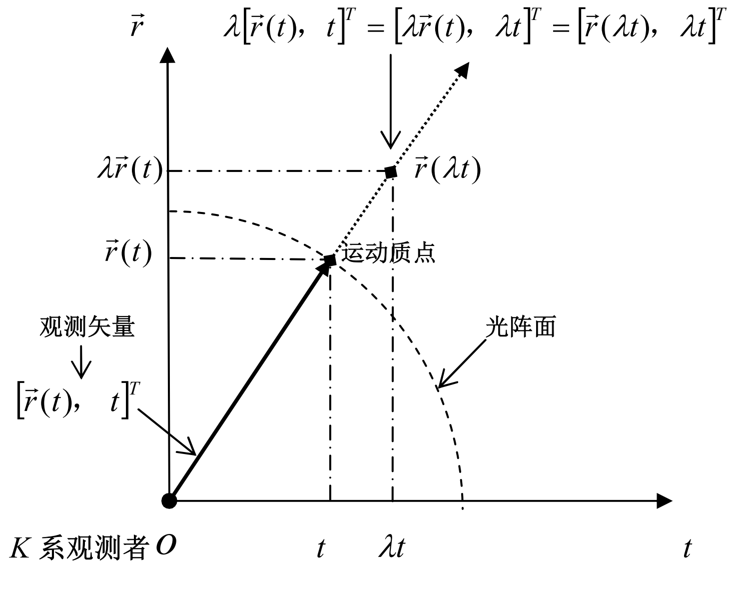


图 1　K 系观测者 O 对运动质点的观测矢量 $\left[\vec{r}(t),\ t\right]^T$

e. “运动观测定律”（**Law of Motion Observation**）：

在两观测者有相对运动的场合下，‘伽利略时空’内‘两观测者同时观测到运动质点’[‘伽

利略变换’（**Galilean Transformation**）得以成立]之充要条件为“两观测者的观测矢量通过观测者之间的距离构成‘矢量合成三角形’”。

*************** *************** ***************

一、推导时空变换数学式的前提条件

不失一般性，本文的推导仅限于（一维）伽利略时空$\begin{bmatrix} x & t \end{bmatrix}^T$的场合。

定义：

t'、t分别为K'系观测者、K系观测者所持‘时钟’指示的‘时刻（读数）’，t'可称为‘K'系时刻’，t可称为‘K系时刻’。

x'、x分别为K'系观测者、K系观测者所持‘量尺’指示的‘位置（读数）’，x'可称为‘K'系坐标’，x可称为‘K系坐标’。

$x'(t')$为K'系观测者在时刻t'观测到运动质点所处的K'系内位置。有时为了简化书写，省略括号中的t'，即将$x'(t')$简写为x'。

$x(t)$为K系观测者在时刻t观测到运动质点所处的K系内位置。有时为了简化书写，省略括号中的t，即将$x(t)$简写为x。

$\begin{bmatrix} x'(t') & t' \end{bmatrix}^T$为$K'$系观测者在时刻$t'$对运动质点$x'(t')$的“观测矢量”，即“$K'$系时空点”。函数$x'(t')$为“$K'$系时空轨迹”。

$\begin{bmatrix} x(t) & t \end{bmatrix}^T$为$K$系观测者在时刻$t$对运动质点$x(t)$的“观测矢量”，即“$K$系时空点”。函数$x(t)$为“$K$系时空轨迹”。

~~~~~~

人们在推导时空变换的数学表达式时，都认为时空变换式必须满足以下三项条件：

（1）在$t'=t=0$时，两观测者重合（$x'=x=0$）。在t'，$t\geq 0$时，K'系相对于K系沿$x(x')$轴正方向做速度为u的平移运动。

（2）两观测者对同一运动质点进行观测时必满足“相对性原理”（**Principle of Relativity**）

“表述客观定律的数学式在互作匀速直线平移相对运动的各个坐标系内具有相似的形式”，即通常所称的“相对性原理”，对于我们探索与认识客观的自然规律具有特别重要的意义。应当指出，“相对性原理”要求表述客观定律的数学式在各个坐标系内保持“性状相同，
~~~~~~

形状相似”，而并非要求在各个坐标系内表现为“全同”。所以，时空轨迹在时空变换下为“协变”，就是时空轨迹在时空变换下保持“性状相同，形状相似”，而并非保持“性状、形状均相同”。

笔者以为，“相对性原理”还可以表述为：

a.“互作匀速直线运动的两观测者（A 和 B）对同一运动质点进行观测时，观测者 A（B）‘观测到’质点的时刻及空间坐标与观测者 B(A)‘在观测中所推测到的’观测者 A（B）‘观测到’质点的时刻及空间坐标完全一致”。

或者表述为：

b.“互作匀速直线运动的两观测者对同一运动质点进行观测时，一个观测者‘观测到’质点的时刻及空间坐标就是另一个观测者‘在观测中所推测到的’，对于两个观测者皆是如此”。

（3）光的传播满足“光速不变性”定律（**Law of Invariance of Light Velocity**）

“真空中光传播速率为恒定值（约3.0×10^5仟米/秒），乃是光的固有属性，与它在哪个参考系内进行传播无关”。

~~~~~~

二、“洛伦兹变换”（Lorentz Transformation）之导出

人们采用多种方法推导出“洛伦兹变换”，这里我们仅例举其中一种具有代表性的推导“洛伦兹变换”的方法。

时空变换式必须满足以下三项条件：

（1）在$t'=t=0$时，K'系与K系重合（$x'=x=0$）。在t'，$t\ge0$时，K'系相对于K系沿$x(x')$轴正方向做速度为u的平移运动。两观测者持有一样的‘时钟’及‘量尺’。

因此，时空变换的空间变换式为$x'=k(x-ut)$。

（2）将方程$x=k(x'+ut')$视为方程$x'=k(x-ut)$的‘逆变换式’，引入数学模型，藉以使时空变换能满足“相对性原理”。

（3）为了使时空变换满足“光速不变原理”，设：在K'系观测者与K系观测者重合点（$t'=t=0$，$x'=x=0$）发出一道闪光。光照点在K'系与K系内的传播分别表为方程$x'=ct'$与$x=ct$（c为真空中光传播速率）。于是，在预设方程组中引入方程$x=ct$与$x'=ct'$，即引入关系式$\{x-ct\equiv x'-ct'=0\}$。
~~~~~~

$$\boxed{\{\, x - ct \equiv x' - ct' = 0 \,\} \Leftrightarrow \{\, x = ct\,,\quad x' = ct' \,\}}$$

这样，**“洛伦兹变换”**的炮制者综合以上三项条件，预设一个含四个变量x, x', t, t'的线性方程组 — 预设方程组(1)：

$$\begin{cases} x' = k(x - ut) \\ x = k(x' + ut') \\ x = ct \\ x' = ct' \end{cases} \tag{1}$$

~~~~~~

可以看出，预设方程组(1)中的待定系数k可以为任何值。存在两种求解预设方程组(1)的方法及相应的解。

方法 A：从预设方程组(1)中消去待定系数k

从预设方程组(1)

$$\begin{cases} x' = k(x - ut) \\ x = k(x' + ut') \\ x = ct \\ x' = ct' \end{cases} \tag{1}$$

中消去待定系数k：

$$\frac{x'}{x} = \frac{k(x - ut)}{k(x' + ut')} = \frac{x - ut}{x' + ut'}$$

$$u(xt + x't') = x^2 - x'^2$$

$$u = \frac{x^2 - x'^2}{xt + x't'}$$

于是，可得与预设方程组(1)等价的方程组：
~~~~~~

$$
\begin{cases}
u = \dfrac{x^2 - x'^2}{xt + x't'} \\
x = ct \\
x' = ct'
\end{cases}
$$

故有：$\{x = ct, x' = ct'\} \Rightarrow \{t = t', x = x'\} \Rightarrow \left\{u = \dfrac{x^2 - x'^2}{xt + x't'} = 0\right\}$

将 $x = ct$ 与 $x' = ct'$ 代入 $u = \dfrac{x^2 - x'^2}{xt + x't'}$：

$$u(xt + x't') = x^2 - x'^2$$

$$u(ct^2 + ct'^2) = c^2t^2 - c^2t'^2$$

$$t = t'\sqrt{\frac{c+u}{c-u}}$$

得出与预设方程组(1)等价的方程组：

$$
\begin{cases}
t = t'\sqrt{\dfrac{c+u}{c-u}} \\
x = ct \\
x' = ct'
\end{cases}
$$

由于：$\{x = ct, x' = ct'\} \Rightarrow \{t = t', x = x'\} \Rightarrow \left\{u = \dfrac{x^2 - x'^2}{xt + x't'} = 0\right\}$，

即： $\{x = ct, x' = ct'\} \Rightarrow \{t = t', x = x'\} \Rightarrow \left\{t = t'\sqrt{\dfrac{c+u}{c-u}}, u = 0\right\}$

故得到的解为：$\{x = ct, x' = ct', t = t'\} \Leftrightarrow \left\{\forall t = t' : \dfrac{x}{t} \equiv \dfrac{x'}{t'} = c\right\}$（**“恒等变换”**）

或**“两观测者无相对运动**（$u \equiv 0$）**”**下的**“伽利略变换”** $\begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x - 0 \bullet t \\ t \end{bmatrix}$。

~~~~~~
~~~~~~

$\boxed{\text{方法 B：求解齐次线性方程组（1）}}$

将方程组(1)换写成齐次线性方程组形式：

$$\begin{cases} kx - x' - kut = 0 \\ -x + kx' + kut' = 0 \\ -x + ct = 0 \\ -x' + ct' = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} kx - x' - kut + 0 \bullet t' = 0 \\ -x + kx' + 0 \bullet t + kut' = 0 \\ -x + 0 \bullet x' + ct + 0 \bullet t' = 0 \\ 0 \bullet x - x' + 0 \bullet t + ct' = 0 \end{cases}$$

方程组的**转换矩阵** A 为：

$$A = \begin{bmatrix} k & -1 & -ku & 0 \\ -1 & k & 0 & ku \\ -1 & 0 & c & 0 \\ 0 & -1 & 0 & c \end{bmatrix}$$

齐次线性方程组有非零解的充要条件为$|A| = 0$：

$$|A| = \begin{vmatrix} k & -1 & -ku & 0 \\ -1 & k & 0 & ku \\ -1 & 0 & c & 0 \\ 0 & -1 & 0 & c \end{vmatrix} = 0$$

$$|A| = k\begin{vmatrix} k & 0 & ku \\ 0 & c & 0 \\ -1 & 0 & c \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -1 & -ku & 0 \\ 0 & c & 0 \\ -1 & 0 & c \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} -1 & -ku & 0 \\ k & 0 & ku \\ -1 & 0 & c \end{vmatrix}$$

$$= k(kc^2 + kuc) - c^2 - (k^2u^2 + k^2uc)$$

$$= k^2(c^2 + uc) - c^2 - k^2(u^2 + uc)$$

$$= k^2c^2 + k^2uc - c^2 - k^2u^2 - k^2uc$$

$$= k^2c^2 - c^2 - k^2u^2 = 0$$

$$k^2(c^2 - u^2) - c^2 = 0$$

$$k^2 - \frac{c^2}{c^2 - u^2} = 0$$

$$k=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

将 $k=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$ 代入预设方程组(1)，即可得**“洛伦兹变换”**：

$$\left\{x'=\frac{x-ut}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}},\quad t'=\frac{t-\frac{ux}{c^2}}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}\right\}。$$

~~~~~~

三、关于预设方程组（1）

（一）关于方程 $x'=k(x-ut)$

在 $t'=t=0$ 时，K' **系观测者**与 K **系观测者**重合（$x'=x=0$）。在 t'，$t\geq 0$ 时，K' 系相对于 K 系沿 $x(x')$ 轴做速度为 u 的平移运动。为了使时空变换描述**“K' 系观测者对于 K 系观测者沿 $x(x')$ 轴始终有相对运动”**之事实，在预设方程组(1)中必须引入方程 $x'=k(x-ut)$，$u>0$。

但是，**“洛伦兹变换”**的炮制者在引入这个方程时却丢失了此方程的前提条件 $u>0$。缺失了前提条件 $u>0$ 的方程 $x'=k(x-ut)$ 就不能确保时空变换描述**“K' 系观测者与 K 系观测者始终有速度为‘$u>0$’的相对运动”**之客观事实。因此，在预设方程组(1)中必须引入方程“$x'=k(x-ut)$，$u>0$”，而不应是方程 $x'=k(x-ut)$。

而且，作为‘空间变换式’的方程 $x'=k(x-ut)$ 必须显示在时空变换的数学表达式中。

（二）关于方程 $x=ct$ 与 $x'=ct'$

“洛伦兹变换”的炮制者为了使时空变换满足**“光速不变原理”**，根据**‘闵可夫斯基时空’**内质点运动的**“时空间隔不变性”**，引入关系式 $\{x-ct\equiv x'-ct'=0\}$，即在预设方程组(1)中引入方程 $x=ct$ 与 $x'=ct'$。

实际上，在‘一维时空’下，**‘闵可夫斯基时空’**内质点运动满足**“时空间隔不变性”**，可表为下面的图 2。
~~~~~~

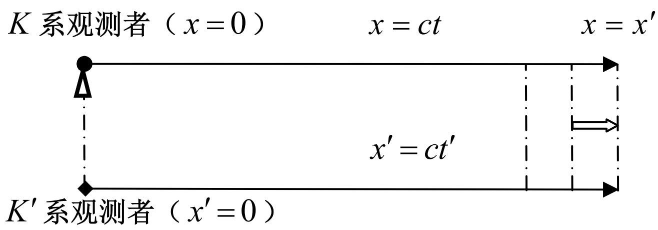


图 2 约束条件 $x=x'$ 下的“光速不变性”定律

图 2 表示约束条件 $x=x'$ 下的“光速不变性”定律：

$$\boxed{\{x-ct\equiv x'-ct'=0\}\Leftrightarrow\{x=ct\equiv x'=ct'\}\Leftrightarrow\{x=x'\}\Leftrightarrow\{u\equiv 0\}}$$

因此，有：$\{x-ct\equiv x'-ct'=0\}\Leftrightarrow\{x=ct，\ x'=ct'，\ x=x'\}$

~~~~~~

如若按上面（一）、（二）两节所述之要求进行修改，则预设方程组(1)相应地变为如下的预设方程组(2)：

$$\begin{cases} x'=k(x-ut),u>0 \\ x=k(x'+ut') \\ x=ct \\ x'=ct' \\ x=x' \end{cases} \tag{2}$$

预设方程组(2)中，$\{x=ct，\ x'=ct'，\ x=x'\}\Leftrightarrow\{x-ct\equiv x'-ct'=0\}$

$$\Leftrightarrow\{x=ct\equiv x'=ct'\}\Rightarrow\{\forall t=t':x=x'\}$$

$\{t=t',x=x'\}$ 要求方程组 $\{x'=k(x-ut)，x=k(x'+ut')\}$ 中的相对速度 u 必须为‘$u\equiv 0$’才能使方程组 $\{x'=k(x-ut)，x=k(x'+ut')\}$ 同方程组 $\{x=ct，x'=ct'，x=x'\}$ 兼容，而这却有悖于方程 $x'=k(x-ut)$ 的前提‘$u>0$’。所以，预设方程组(2)实际上是一个**‘无解’**的方程组。

上述证明，在**‘两观测者有相对运动（$u>0$）’**之场合下，‘闽可夫斯基时空’内质点运动满足**“时空间隔不变性”**，是一个伪命题。

~~~~~~

四、“洛伦兹变换”的性质

‘正变换’一

（1）将 $x = ct$ 代入时间变换式 $t' = \dfrac{t - \dfrac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}$，得：

$$t' = \frac{t - \dfrac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{t - \dfrac{uct}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{t - \dfrac{u}{c}t}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = t\sqrt{\frac{c-u}{c+u}}$$

$$t = t'\sqrt{\frac{c+u}{c-u}}$$

（2）将 $x = ct$ 代入空间变换式 $x' = \dfrac{x - ut}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}$，得：

$$x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{ct - ut}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{c-u}{\sqrt{c^2 - u^2}}ct = \sqrt{\frac{c-u}{c+u}} \times ct'\sqrt{\frac{c+u}{c-u}} = ct'$$

由 $x = ct$ 至 $x' = ct'$ 的正变换流程示于图 3。

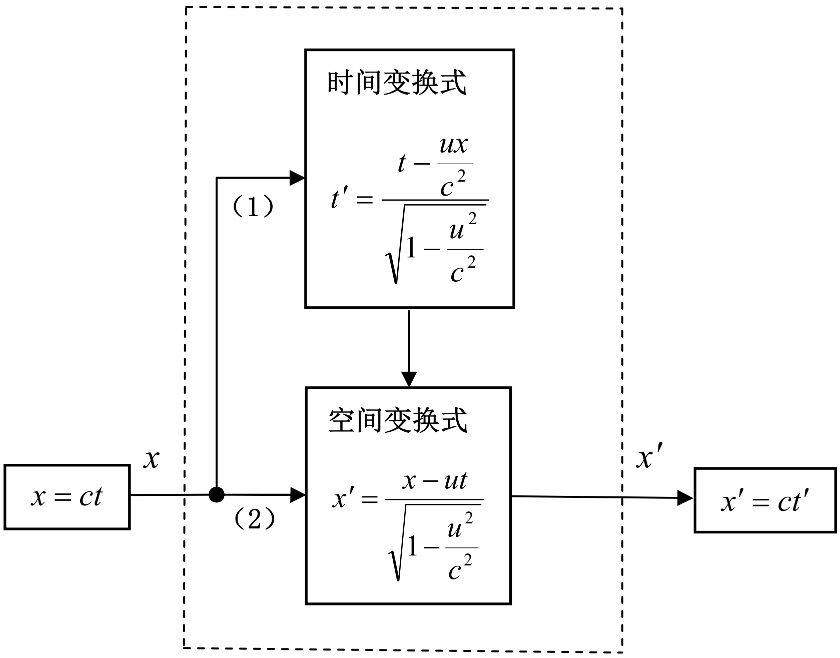


图 3 由 $x = ct$ 至 $x' = ct'$ 的正变换流程

‘逆变换’—

（A）将 $x' = ct'$ 代入（逆）时间变换式 $t = \dfrac{t' + \dfrac{ux'}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}$，得：

$$t = \frac{t' + \dfrac{ux'}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{t' + \dfrac{uct'}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{t' + \dfrac{u}{c}t'}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = t'\sqrt{\frac{c+u}{c-u}}$$

$$t' = t\sqrt{\frac{c-u}{c+u}}$$

（B）将 $x' = ct'$ 代入（逆）空间变换式 $x = \dfrac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}$，得：

$$x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{ct' + ut'}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}} = \frac{c+u}{\sqrt{c^2 - u^2}}ct' = \sqrt{\frac{c+u}{c-u}} \times ct\sqrt{\frac{c-u}{c+u}} = ct$$

由 $x' = ct'$ 至 $x = ct$ 的逆变换流程示于图 3a。

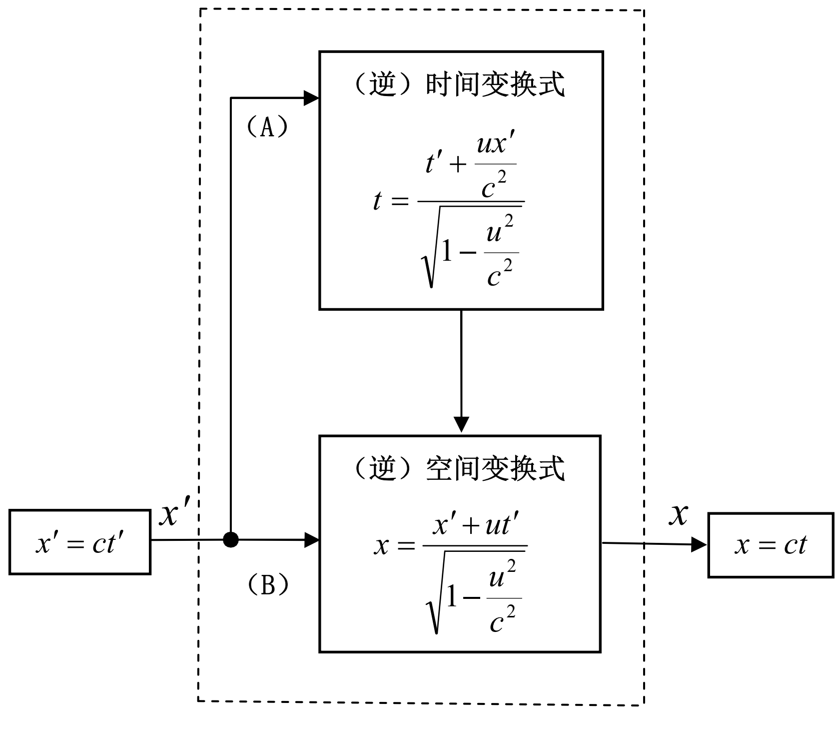


图 3a 由 $x' = ct'$ 至 $x = ct$ 的逆变换流程

~~~~~~

由此可见，**“洛伦兹变换”** $\left\{x' = \dfrac{x - ut}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}, t' = \dfrac{t - \dfrac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}\right\}$ 实际上不过是人们特意为了使函数 $x = ct$ 满足“**不变性（Invariance）**”（参见图 2、图 2a 的正、逆变换流程），‘量身定制’的一个‘人造的专属的数学变换式’，仅此而已。**“洛伦兹变换”**被函数 $x = ct$ 唯一地绑定，而不能普适于使任意函数 $x = f(t) \neq ct$ **‘协变’**。

从图 2、图 2a 之正、逆变换流程可知，**“洛伦兹变换”** $\left\{x' = \dfrac{x - ut}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}, t' = \dfrac{t - \dfrac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}\right\}$ 实为“**恒等变换**” $\left\{\forall t = t' : \dfrac{x}{t} \equiv \dfrac{x'}{t'} = c\right\}$ 或“**两观测者无相对运动**（$u \equiv 0$）”下的“**伽利略变换**” $\begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x - 0 \bullet t \\ t \end{bmatrix}$。

“洛伦兹变换” $\left\{\forall t = t' : \dfrac{x}{t} \equiv \dfrac{x'}{t'} = c\right\} \Rightarrow \{t = t', x = x'\}$ 可使 **Maxwell** 电磁方程组中电磁波（平面波动）的协变性获得验证：

$$\{x^2 - c^2 t^2 \equiv x'^2 - c^2 t'^2 = 0\} \Leftrightarrow \left\{\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \equiv \frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t'^2} = 0\right\}$$

将**“洛伦兹变换”** $\left\{\forall t = t' : \dfrac{x}{t} \equiv \dfrac{x'}{t'} = c\right\}$ 示于图 4。
~~~~~~

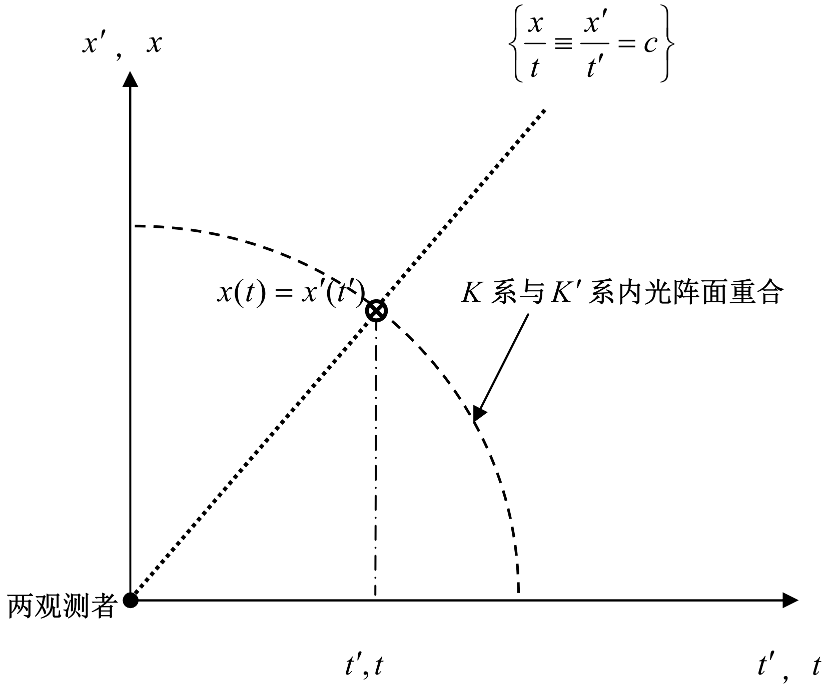


图 4 两观测者的观测矢量 $\begin{bmatrix} x(t) = ct & t \end{bmatrix}^T$ 与 $\begin{bmatrix} x'(t') = ct' & t' \end{bmatrix}^T$ 相重合

图 4 中 $\left\{\forall t = t' : \frac{x}{t} \equiv \frac{x'}{t'} = c\right\}$ 为“恒等变换”，同时也是两观测者无相对运动（$u \equiv 0$）下的“伽利略变换” $\begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x - 0 \bullet t \\ t \end{bmatrix}$，它描述如下过程：“两观测者始终无相对运动（$u \equiv 0$），在每时每刻（$t = t'$）同时观测到运动质点”，此过程示于图 5。

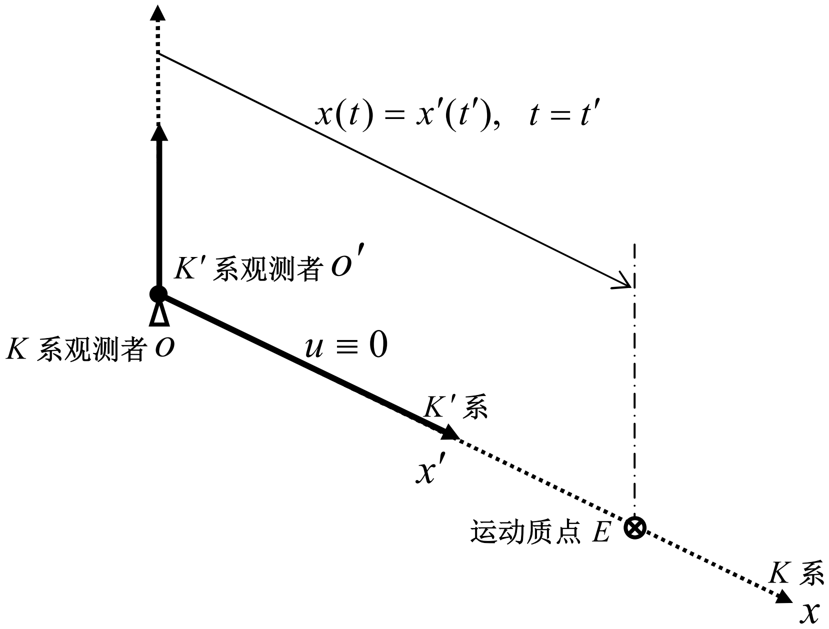


图 5 ‘两观测者始终无相对运动’下同时观测到运动质点

“洛伦兹变换”$\left\{\forall t=t':\dfrac{x}{t}\equiv\dfrac{x'}{t'}=c\right\}$在数学上描述的过程为**“‘两观测者始终无相对运动’下对运动质点进行观测”**，这显然背离了预设方程$x'=k(x-ut)$（空间变换式）所要求‘时空变换’应描述的过程：**“K'系观测者对于K系观测者沿$x(x')$轴正方向做速度为u的相对运动，对运动质点进行观测”**。造成这一荒唐结果的根本原因是：**预设方程组（1）中的方程$x'=k(x-ut)$缺失了前提条件‘$u>0$’**。在这种情况下，方程组$\{x=ct\,,\ x'=ct'\}$ $\Rightarrow\{\forall t=t':x=x'\}\Leftrightarrow\{t=t',x=x'\}$，$\{t=t',x=x'\}$要求预设方程组（1）中其余两个方程$x'=k(x-ut)$和$x=k(x'+ut')$中的相对速度$u$必为$u\equiv 0$，这样，就使方程$x'=k(x-ut)$失去其中的相对速度$u$，致使从预设方程组（1）得出的解必为**“恒等变换”** $\left\{\forall t=t':\dfrac{x}{t}\equiv\dfrac{x'}{t'}=c\right\}$或**“两观测者始终无相对运动（$u\equiv 0$）下的‘伽利略变换’** $\begin{bmatrix}x'\\t'\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}x-0\bullet t\\t\end{bmatrix}$**”**。**[** 参看本文提出的求解预设方程组（1）的**方法 A**]

由此可知，**“洛伦兹变换”**‘指鹿为马’，‘张冠李戴’，将**物理上实际为“‘两观测者有相对运动’（$u>0$）下对运动质点进行观测”，在数学上歪曲描述为 “两观测者始终无相对运动（$u\equiv 0$）下对运动质点进行观测”**。

另外，作为**伽利略时空**$\begin{bmatrix}\vec{r} & t\end{bmatrix}^T$内之**“（特殊）洛伦兹变换”**表达式：

$$\left\{x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - \frac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}\right\}$$

也是一个错误的表达式，因为其中的$y' = y$与$z' = z$是**“洛伦兹变换”**的炮制者凭主观想象拼凑进去的。实际上，**“（特殊）洛伦兹变换”**表达式应当是在设定**“K'系相对于K系沿$x(x')$轴做速度为u的平移运动”**，即相对速度（矢量）为$\vec{u} = \begin{bmatrix}u & 0 & 0\end{bmatrix}^T$的特殊条件下，从**伽利略时空**$\begin{bmatrix}\vec{r} & t\end{bmatrix}^T$内的**“（一般）洛伦兹变换”**演绎而来：

伽利略时空$\begin{bmatrix}\vec{r} & t\end{bmatrix}^T$内的**“（一般）洛伦兹变换”**为：

$$\vec{r}' = \frac{r - \vec{u}t}{\sqrt{1 - \frac{(\vec{u} \bullet \vec{u})}{c^2}}}, t' = \frac{t - \frac{(\vec{u} \bullet \vec{r})}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{(\vec{u} \bullet \vec{u})}{c^2}}}$$

设$\vec{u} = \begin{bmatrix}u & 0 & 0\end{bmatrix}^T$，可得**“（特殊）洛伦兹变换”**：

$$x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, y' = \frac{y}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, z' = \frac{z}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, t' = \frac{t - \frac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

~~~~~~

至此，关于**“洛伦兹变换”**$\left\{x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, t' = \frac{t - \frac{ux}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}\right\}$，我们可得以下结论：**“洛伦兹变换”**‘指鹿为马’，‘张冠李戴’，将**物理上**实际为**“‘两观测者有相对运动’（$u > 0$）下对运动质点进行观测”**，**在数学上**却描述为 **“两观测者始终无相对运动（$u \equiv 0$）下对运动质点进行观测”**。**“洛伦兹变换”**是人们特意为了使函数$x = ct$满足**“不变性（Invariance）”**而‘量身定制’的一个‘人造的专属的数学变换式’。**“洛伦兹变换”**仅仅具有**‘在数学上’**使函数$x = ct$满足**“不变性”**之功能，仅此而已，别无其它任何功能。**“洛伦兹变换”**根本就不是普适于使任意函数$x = f(t) \neq ct$ **‘协变’**的‘时空变换’。**“洛伦兹变换”**背离客观
~~~~~~

的物理事实，因此依赖于**“洛伦兹变换”**所得出的任何物理结论，以及以**“洛伦兹变换”**为基础，或有其参与，或赖其佐证而得到的任何结论都将是**违背物理事实的、荒谬的，不可置信的**。所以**“洛伦兹变换”**没有任何物理意义及任何物理用途。

~~~~~~

~~~~~~

下面，我们采用一种简捷的方法推导出**伽利略－周方变换(Galilean-Zhou Transformation)**。

五、“伽利略-周方变换”之导出

（1）在$t'=t=0$时，K'系与K系重合。在t'，$t\geq 0$时，K'系相对于K系沿$x(x')$轴正方向做速度为u的平移运动，故空间变换式为$x'=k(x-ut)$，$u>0$。

（2）两观测者对同一运动质点进行观测时必满足“相对性原理”。

由于函数组$\{x'=k(x-ut)$，$x=k(x'+ut')\}$中含有空间变量x，x'及时间变量t，t'，故要使函数$x'=k(x-ut)$与函数$x=k'(x'+ut')$成为“**正变换**”与“**逆变换**”，系数k与k'必满足一定的关系。

下面我们找出对于方程$x'=k(x-ut)$而言，其“**正变换**”与“**逆变换**”应具有的形式。

设有如下方程组：

$$\begin{cases} x'=k(x-ut) \\ x=k'(x'+ut') \end{cases}$$

函数$x'=k(x-ut)$的逆函数为： $x=\dfrac{x'}{k}+ut$

于是有：

$$\frac{x'}{k}+ut\equiv k'(x'+ut')$$

$$k'x'-\frac{x'}{k}\equiv ut-k'ut'$$

$$kk'x'-x'\equiv kut-kk'ut'$$

$$(kk'-1)x'\equiv ku(t-k't')$$

由此可得：为了使方程$x=k(x'+ut')$与方程$x'=k(x-ut)$成为‘**正函数**’与‘**逆函数**’，

充要条件为$\{kk'-1=0, t-k't'=0\}$，即$\left\{k'=\frac{1}{k}，\ t'=\frac{1}{k'}t\right\}$，即$\left\{k'=\frac{1}{k}，\ t'=kt\right\}$。

因此，对于方程$x'=k(x-ut)$而言，**“正变换”**与**“逆变换”**为互相等价的‘两组’方程：

$$\begin{cases}\text{空间变换式 } x'=k(x-ut)\\ \text{时间变换式 } t'=kt\end{cases}\qquad\qquad \begin{cases}\text{空间变换式 } x=\frac{1}{k}(x'+ut')\\ \text{时间变换式 } t=\frac{1}{k}t'\}\end{cases}$$

验证：

$$\begin{cases}\text{“正变换”：}\ \{x'=k(x-ut);\ \ t'=kt\}\Leftrightarrow\{x'=kx-ut';\ \ t'=kt\}\\ \text{“逆变换”：}\ \left\{x=\frac{1}{k}(x'+ut');\ \ t=\frac{1}{k}t'\right\}\Leftrightarrow\left\{kx=x'+ut';\ \ t=\frac{1}{k}t'\right\}\end{cases}$$

$$\Leftrightarrow\{x'=kx-ut';\ \ t'=kt\}$$

$$\therefore\ \{x'=k(x-ut);\ \ t'=kt\}\Leftrightarrow\left\{x=\frac{1}{k}(x'+ut');\ \ t=\frac{1}{k}t'\right\}$$

两组方程中任一组方程皆可为‘时空变换式’。

现取：

$$\begin{cases}\text{空间变换式 } x'=k(x-ut)\\ \text{时间变换式 } t'=kt\end{cases}$$

（3）两观测者对同一运动质点进行观测时必满足“运动观测定律”：

在两观测者有相对运动的场合下，‘伽利略时空’内‘两观测者同时观测到运动质点’[‘伽利略变换’（Galilean Transformation）得以成立]之充要条件为“两观测者的观测矢量通过观测者之间的距离构成‘矢量合成三角形’”。

“运动观测定律”等价于如下所述的“**两观测者有相对运动（$u>0$）下的“光速不变性”定律**”。

两观测者有相对运动（$u>0$）下的“光速不变性”定律可表为约束条件$x=x'+ut'$下的**“光速不变性”定律，**可用下面的图 6 表示。

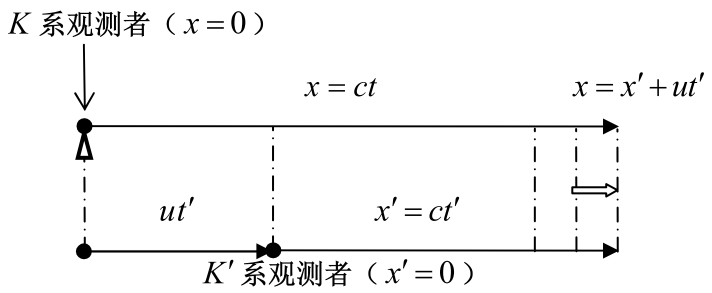


图 6 约束条件 $x = x' + ut'$ 下的“光速不变性”定律

图 6 表示约束条件 $x = x' + ut'$ 下的“光速不变性”定律：

$$\boxed{\{x - ct \equiv (x' + ut') - ct' = 0\} \Leftrightarrow \{\forall t = t' : x = x' + ut'\}}$$

引入两观测者有相对运动（$u > 0$）下的“光速不变性”定律，等同于引入约束条件 $x = x' + ut'$ 下的“光速不变性”定律，等同于引入方程组 $x = ct$，$x' = ct'$ 与 $x = x' + ut'$。

于是，推导伽利略-周方变换的预设方程组便是：

$$\begin{cases} x' = k(x - ut)，\ u > 0 \\ t' = kt \\ x = ct \\ x' = ct' \\ x = x' + ut'，\ u > 0 \end{cases}$$

很容易解出这个方程组。

将 $x = ct$ 与 $x' = ct'$ 代入 $x = x' + ut'$，得：

$$ct = ct' + ut'$$

$$ct = (c + u)t'$$

$$t' = \frac{c}{c + u}t = \frac{1}{1 + \frac{u}{c}}t = \left(1 + \frac{u}{c}\right)^{-1} t$$

将 $t' = \left(1 + \frac{u}{t}\right)^{-1} t$ 与时间变换式 $t' = kt$ 相对照，得待定系数 $k = \left(1 + \frac{u}{c}\right)^{-1}$。

将 $k = \left(1 + \frac{u}{c}\right)^{-1}$ 代入时空变换式：

$$\begin{cases} x' = k(x-ut)，\quad u>0 \\ t' = kt \end{cases}$$

即得出**伽利略-周方变换**：

$$\begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} x-ut \\ t \end{bmatrix}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} \begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} x-ut \\ t \end{bmatrix} \\ \text{逆变换式：} \\ \begin{bmatrix} x \\ t \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right) \begin{bmatrix} x'+ut' \\ t' \end{bmatrix} \end{array}}$$

伽利略时空$[\vec{r}，\ t]^T$ 内的**伽利略-周方变换**称为**“（一般）伽利略-周方变换”**（**General Galilean-Zhou Transformation**），表为：

$$\begin{bmatrix} \vec{r}'(t') \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{|\vec{u}|}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} \vec{r}(t)-\vec{u}t \\ t \end{bmatrix}$$

~~~~~~

六、“伽利略-周方变换”的性质

‘正变换’—

将 $x = ct$ 代入**伽利略-周方变换**$\begin{bmatrix} x' \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} x-ut \\ t \end{bmatrix}$，得：

$$x' = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1}(x-ut) = \frac{c}{c+u}(c-u)t = \frac{c}{c+u}(c-u)\frac{c+u}{c}t' = (c-u)t'$$

由 $x = ct$ 至 $x' = (c-u)t'$ 的正变换流程示于 图 7。
~~~~~~

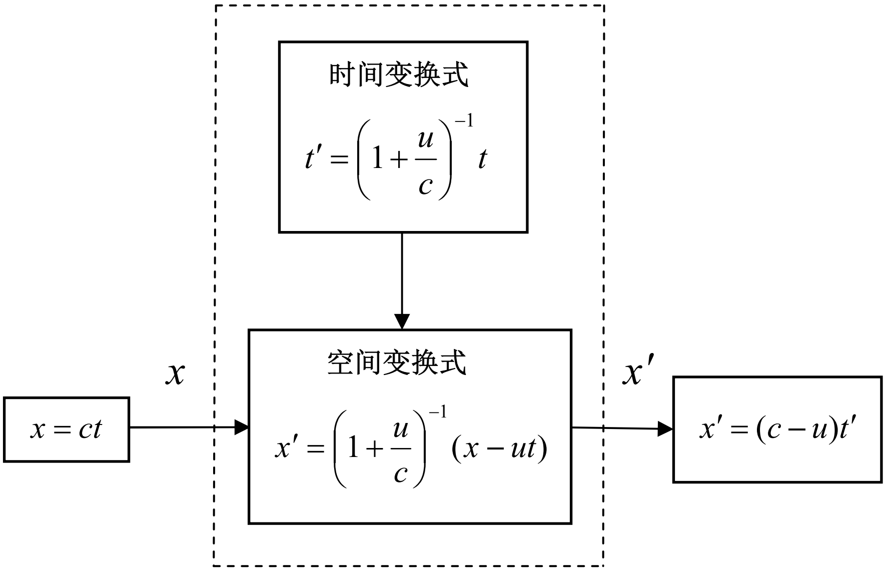


图 7 由 $x = ct$ 至 $x' = (c-u)t'$ 的正变换流程

‘逆变换’—

将 $x' = (c-u)t'$ 代入（逆）空间变换式 $x = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)(x'+ut')$，得：

$$x = \left(1+\frac{u}{c}\right)(x'+ut') = \frac{c+u}{c}[(c-u)t'+ut'] = \frac{c+u}{c}ct' = (c+u)t' = (c+u)\frac{c}{c+u}t = ct$$

由 $x' = (c-u)t'$ 至 $x = ct$ 的逆变换流程示于 图 7a。

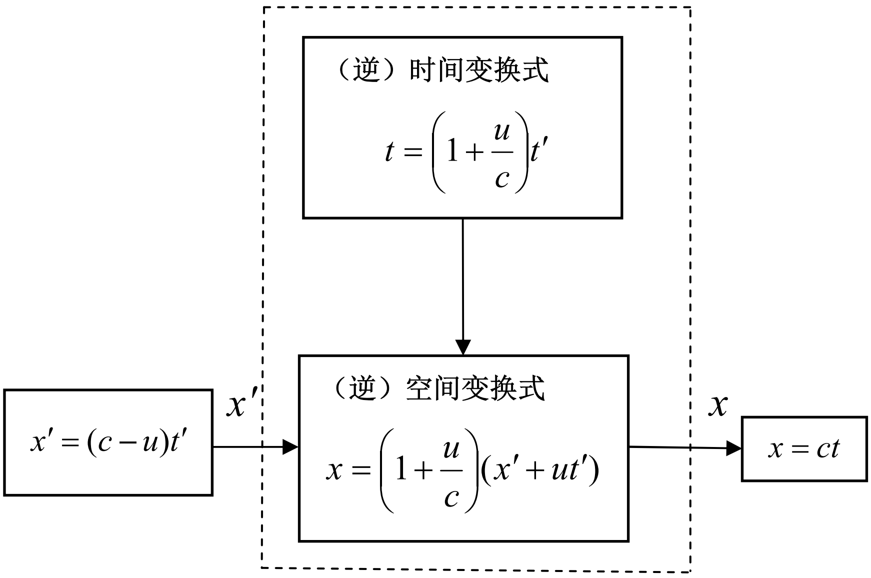


图 7a 由 $x' = (c-u)t'$ 至 $x = ct$ 的逆变换流程

“伽利略-周方变换” $\left\{x = ct,\ x' = (c-u)t',\ t' = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t\right\}$ 示于图 8。

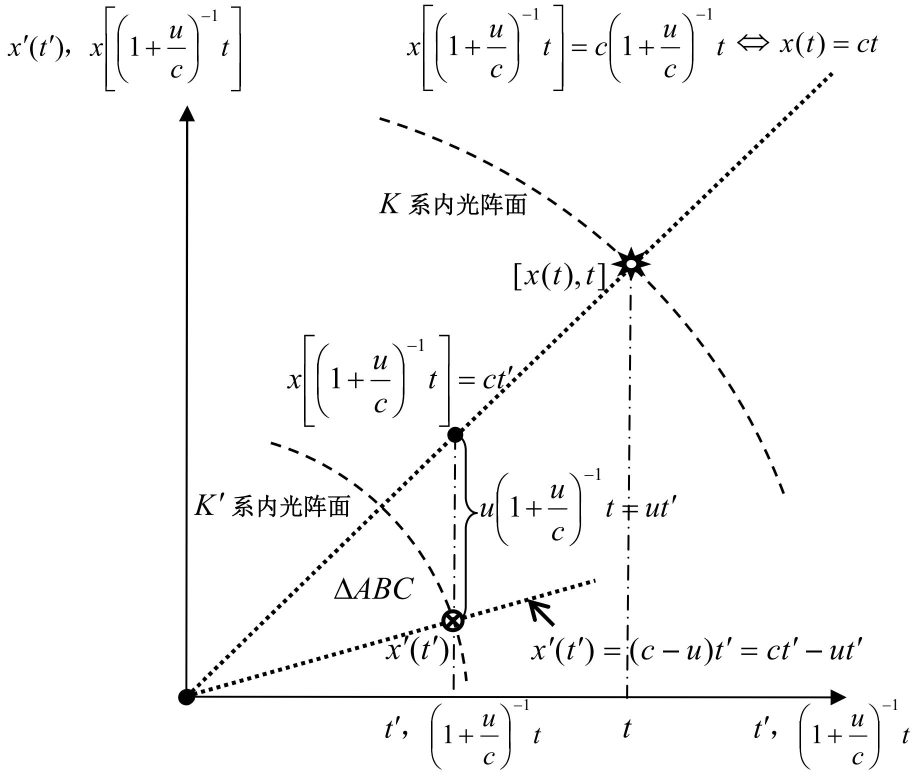


图 8 两观测者的观测矢量 $\begin{bmatrix} x(t) = ct & t \end{bmatrix}^T$ 与 $\begin{bmatrix} x'(t') = (c-u)t' & t' \end{bmatrix}^T$

从图 8 可知，在每时每刻 $t' = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t$，两观测者同时观测到运动质点，此时有：$K'$ 系观测者的观测矢量 $\begin{bmatrix} x'(t') \\ t' \end{bmatrix}$ 与 K 系观测者的观测矢量 $\begin{bmatrix} x\left[\left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t\right] \\ \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t \end{bmatrix}$ 通过两观测者之间的距离 $u\left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t = ut'$ 构成‘矢量合成三角形 ΔABC’，故“伽利略-周方变换” $\begin{bmatrix} x'(t') \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} x(t) - ut \\ t \end{bmatrix}$ 满足“运动观测定律”。

参看图 8，“伽利略-周方变换” $\begin{bmatrix} x'(t') \\ t' \end{bmatrix} = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} \begin{bmatrix} x(t) - ut \\ t \end{bmatrix}$ 就是‘两观测者有相对运动且真空中光传播速率为有限值’场合下在每个时刻 $t' = \left(1+\frac{u}{c}\right)^{-1} t$ 下的“伽利略变换”：

$$\begin{bmatrix} x'(t') \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x\left[\left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} t\right] - u\left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} t \\ \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} t \end{bmatrix}$$

可换写为**伽利略时空**$[\vec{r},\ t]^T$ 内的表达式：

$$\begin{bmatrix} \vec{r}'(t') \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{r}\left[\left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right)^{-1} t\right] - \vec{u}\left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right)^{-1} t \\ \left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right)^{-1} t \end{bmatrix}$$

逆变换为：

$$\begin{bmatrix} \vec{r}(t) \\ t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{r}'\left[\left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right) t'\right] + \vec{u}\left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right) t' \\ \left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right) t' \end{bmatrix}$$

由此可见，**“伽利略-周方变换”**其实就是在**‘两观测者有相对运动且真空中光传播速率为有限值’**场合下，因‘多普勒效应’导致两参考系之间**‘时空度规’**发生变动而在每个时刻$t' = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} t$ 下形成的**“伽利略变换”（“两观测者同时观测到运动质点”）**。

图 8 反映的物理过程是“ K' 系观测者对 K 系观测者沿 $x(x')$ 轴正方向做速度为u 的相对运动，在不同时刻$t = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)t'$ 先后观测到运动质点”，示于图 9。

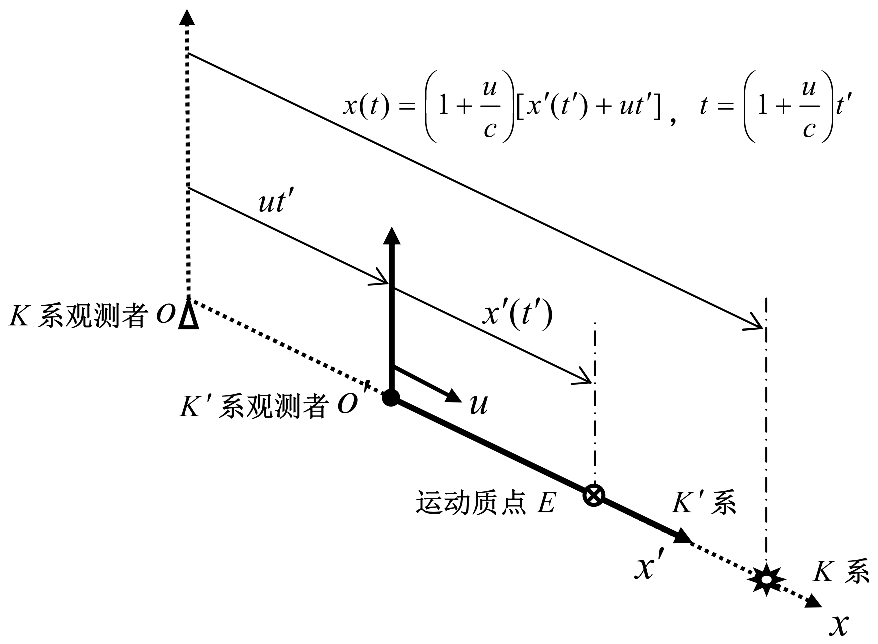


图 9 ‘两观测者有相对运动下在不同时刻$t=\left(1+\frac{u}{c}\right)t'$观测到运动质点

~~~~~~

“伽利略-周方变换”计算示例（一维时空）

对于‘一维时空’场合，K' 系与 K 系之间的关系示于图 10。

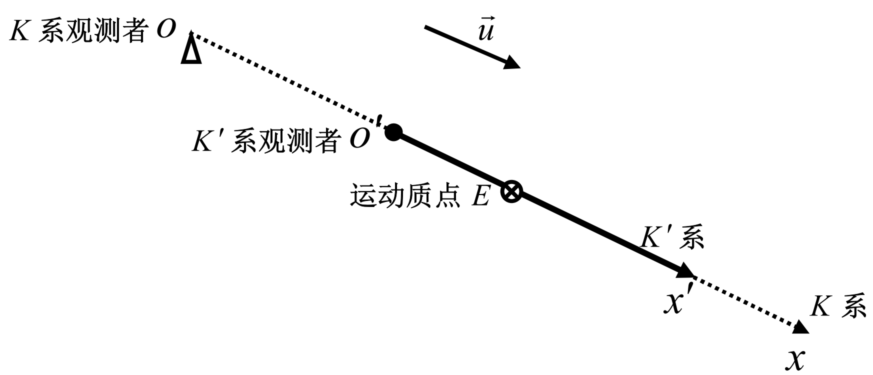


图 10 K' 系与 K 系之间的关系

伽利略-周方变换$\begin{bmatrix} x(t) \\ t \end{bmatrix}=\left(1+\frac{u}{c}\right)\begin{bmatrix} x'(t')+ut' \\ t' \end{bmatrix}$的 K' 系时空点与 K 系时空点示于图 11。
~~~~~~

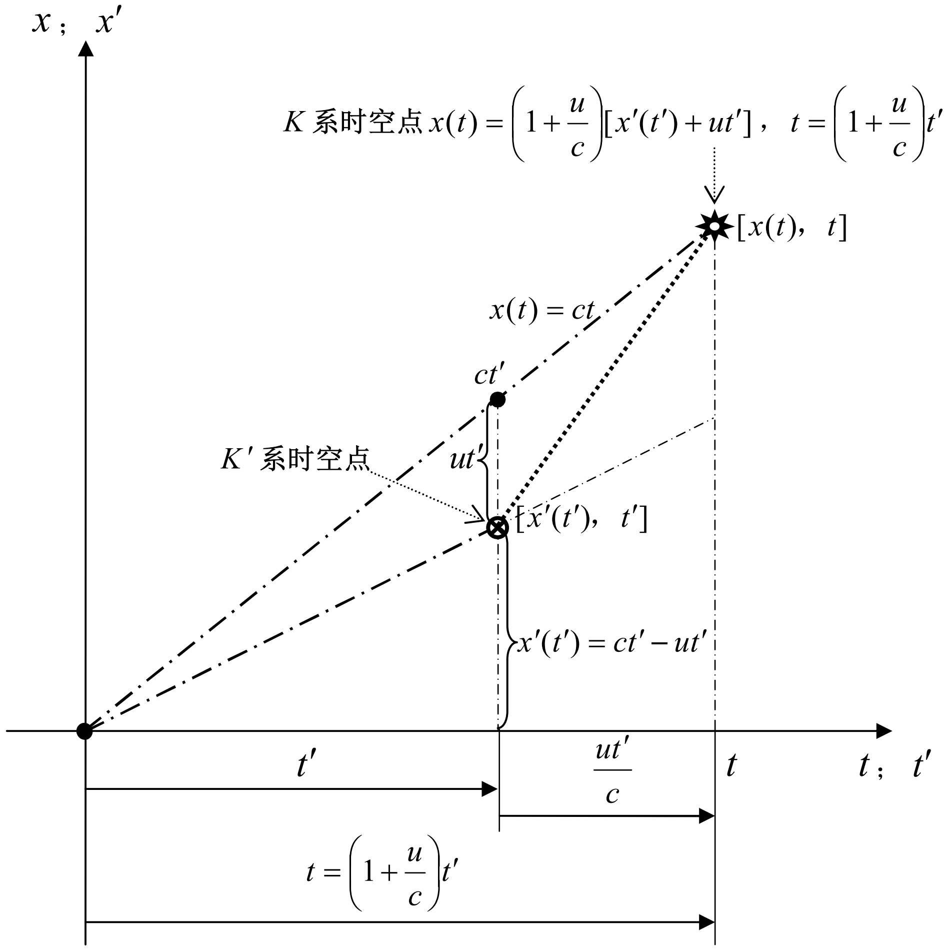


图 11 在 x 轴方向上伽利略-周方变换的 K' 系时空点与 K 系时空点

解读图 11 的形成机制：

（1）"在 t'，$t \geq 0$ 时，K' 系相对于 K 系沿 $x(x')$ 轴正方向做速度为 u 的平移运动"。

（2）在时刻 t'，**光照点**（被观测到的**运动质点**）在 K' 系内的位置为 $x'(t')=ct'-ut'$，K' 系**观测者**在 K 系内所在的位置为 ut'，故**光照点**在 K 系内的位置为 $x'(t')+ut'$。

若不考虑光的传播速度（或假设光以无穷大之速度进行传播），则在这个时刻 t'，K 系**观测者**可以与在他前方距离为 ut' 的 K' 系**观测者**同时观测到该**光照点**。可是，因为光的传播速度为有限值，所以 K 系**观测者**不能与在他前方的 K' 系**观测者**同时观测到该**光照点**，而只能在滞后于时刻 t' 的时刻 $t=\left(1+\frac{u}{c}\right)t'$ 观测到该**光照点**。由于光在**伽利略时空** $[\vec{r},\ t]^T$ 内'**任意**'时空点 $[\vec{r}(t),\ t]^T$ 的"**传播时空弹性**"为 $\varepsilon=\frac{d\ln|\vec{r}(t)|}{d\ln t}=1$，因此，在时刻 $t=\left(1+\frac{u}{c}\right)t'$，

光照点（被观测到的运动质点）在 K 系内的位置为 $x(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)[x'(t')+ut']$ 。

计算结果示于图 12。

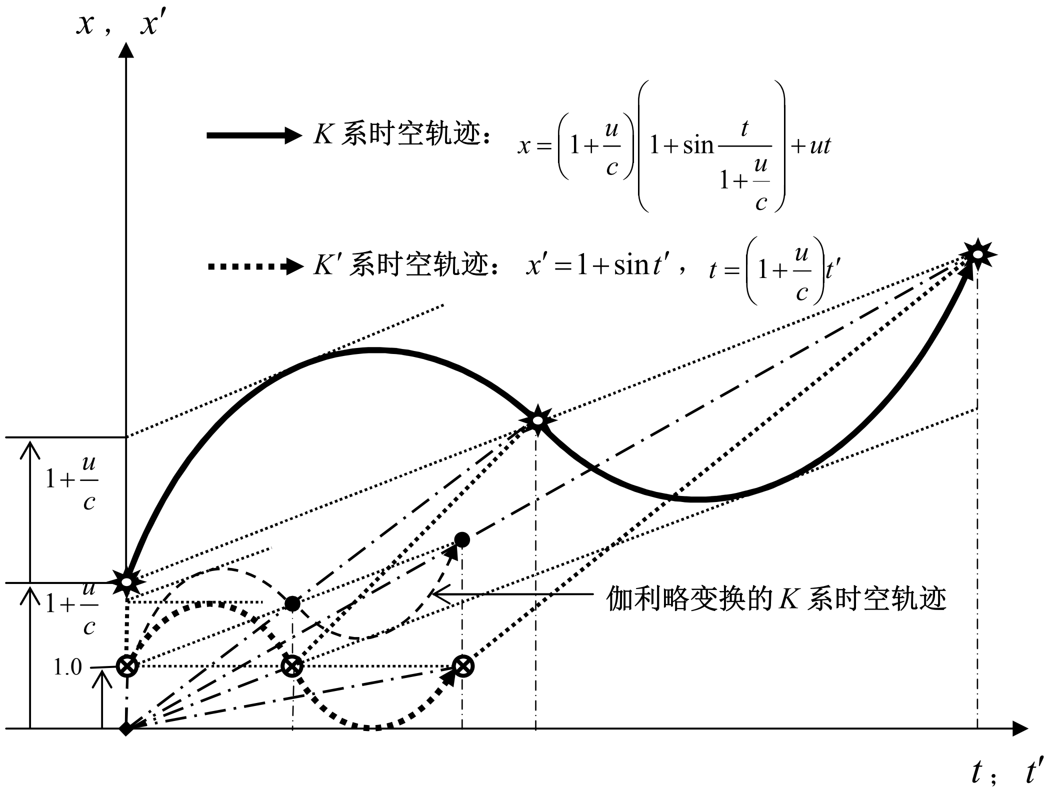


图 12　在 x 轴方向上 K' 系时空轨迹与 K 系时空轨迹之间的‘协变’

图 11 与图 12 展示了运动质点（光照点）的 K' 系时空轨迹 $x'=1+\sin t'$ 通过“伽利略-周方变换”转换为 K 系时空轨迹 $x=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)\left(1+\sin\dfrac{t}{1+\frac{u}{c}}\right)+ut$ 的‘协变’情况：

（1）由于 K' 系观测者与 K 系观测者之间有相对运动（u）且真空中光传播速率为有限值（c），使得从 K' 系观测者向 K 系观测者传播的波动产生‘多普勒效应’（“红移”）。因此，在 K 系观测者看来，K' 系中的波动变慢 $\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$ 倍[即频率变低 $\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$ 倍]，等同于波动周期变大至 $\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$ 倍。

（2）K 系观测者的‘光照点’ $[x(t)=ct,\ \ t]^T$ 满足‘光传播定律’：$x(t)=ct$，$c=const.$，

使得光的“**光传播时空弹性**”为$\varepsilon=\dfrac{d\ln x(t)}{d\ln t}=1$，所以，在$K$ **系观测者**看来，K' **系**中的**波动周期变大至**$\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$倍，就使得**波长与振幅均变大至**$\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$倍。

在总体上，情况是：**在**K **系观测者看来，**K' **系中的波动是：频率变低**$\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$**倍，即周期变大至**$\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$**倍，致使波长及振幅均变大至**$\left(1+\dfrac{u}{c}\right)$**倍。**

~~~~~~

在两观测者之间的相对速度为$\vec{u}=\begin{bmatrix}u & 0 & 0\end{bmatrix}^T=const.$的情况下，（一般）**伽利略-周方变换**的变换方程组$\begin{bmatrix}\vec{r}'(t')\\ t'\end{bmatrix}=\left(1+\dfrac{|\vec{u}|}{c}\right)^{-1}\begin{bmatrix}\vec{r}(t)-\vec{u}t\\ t\end{bmatrix}$就变为以下形式的（**特殊**）**伽利略-周方变换**（**Special Galilean-Zhou Transformation**）：

$$\begin{cases}x=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(x'+ut')\\[2ex] y=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)y'\\[2ex] z=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)z'\\[2ex] t=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)t'\end{cases}\qquad\qquad \begin{cases}x'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}(x-ut)\\[2ex] y'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}y\\[2ex] z'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}z\\[2ex] t'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}t\end{cases}$$

（**特殊**）**伽利略-周方变换**下K **系观测者**的K **系时空点**（**观测矢量**）示于图 13、图 14。
~~~~~~

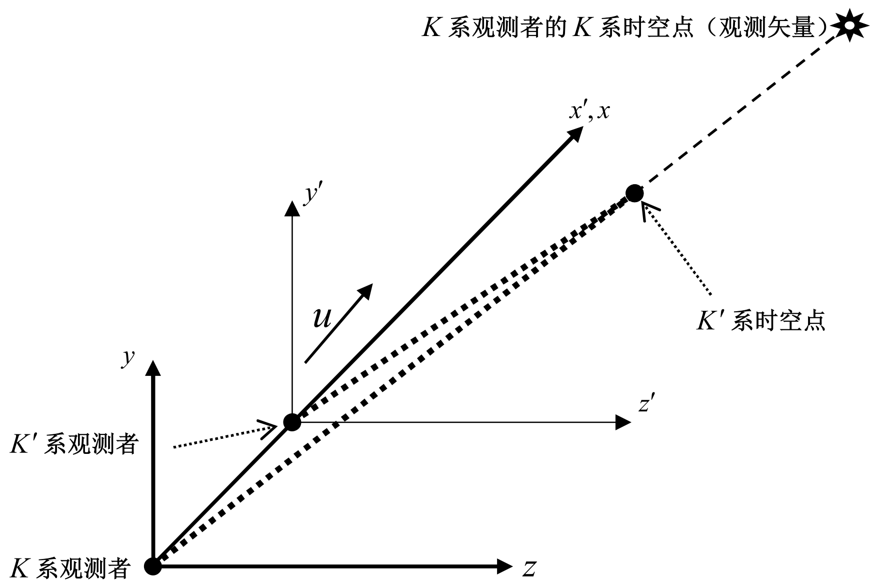


图 13 （特殊）伽利略-周方变换下 K 系观测者的 K 系时空点（观测矢量）

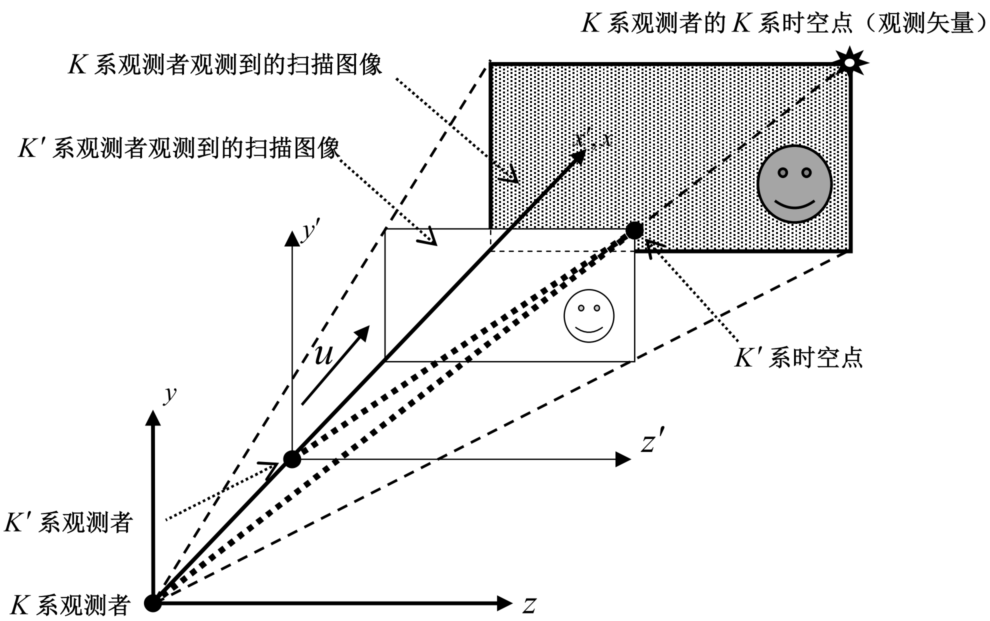


图 14 （特殊）伽利略-周方变换下 K 系观测者的 K 系时空点（观测矢量）

（特殊）“伽利略-周方变换”计算示例

设：某运动质点的 K' 系时空轨迹为 $x'(t') = 1 + \sin t'$， $y'(t') = at'^2$， $z'(t') = bt'$。

将 $x'(t') = 1 + \sin t'$， $y'(t') = at'^2$， $z'(t') = bt'$ 代入（特殊）伽利略-周方变换方程组：

$$
\begin{cases}
x=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(x'+ut') \\[2ex]
y=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)y' \\[2ex]
z=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)z' \\[2ex]
t=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)t'
\end{cases}
$$

得出该运动质点的 K 系时空轨迹：

$$
\begin{cases}
x(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)\left[x'(t')+ut'\right]=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(1+\sin t'+ut') \\[2ex]
\quad =\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(1+\sin\dfrac{t}{1+\dfrac{u}{c}}+u\dfrac{t}{1+\dfrac{u}{c}})=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)\left(1+\sin\dfrac{t}{1+\dfrac{u}{c}}\right)+ut \\[2ex]
y(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)at'^2=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)at^2\left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-2}=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1}at^2 \\[2ex]
z(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)bt'=bt \\[2ex]
t=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)t'
\end{cases}
$$

反之，将 $x(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(1+\sin t'+ut')$，$y(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)at'^2$，$z(t)=\left(1+\dfrac{u}{c}\right)bt'$ 代入“逆变换”：

$$
\begin{cases}
x'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}(x-ut) \\[2ex]
y'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}y \\[2ex]
z'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}z \\[2ex]
t'=\dfrac{1}{1+\dfrac{u}{c}}t
\end{cases}
$$

得出该运动质点的K'系时空轨迹：

$$\begin{cases} x'(t') = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} x(t) - ut' = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1}\left(1+\dfrac{u}{c}\right)(1+\sin t' + ut') - ut' = 1+\sin t' \\ y'(t') = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} y(t) = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1}\left(1+\dfrac{u}{c}\right) at'^2 = at'^2 \\ z'(t') = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} z(t) = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1}\left(1+\dfrac{u}{c}\right) bt' = bt' \\ t' = \left(1+\dfrac{u}{c}\right)^{-1} t \end{cases}$$

计算结果 —K'系时空轨迹［$x'(t')$，$y'(t')$，$z'(t')$］与相应的K系时空轨迹［$x(t)$，$y(t)$，$z(t)$］之间的‘协变’示于图 15、图 16、图 17。

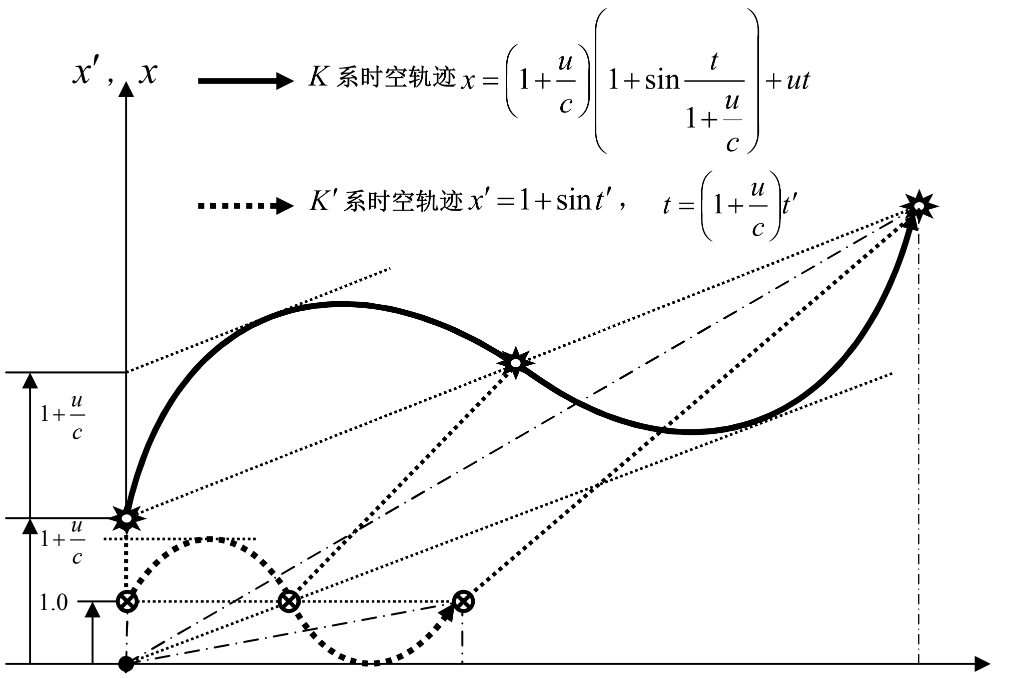


图 15 在x轴方向上K'系时空轨迹与K系时空轨迹之间的‘协变’

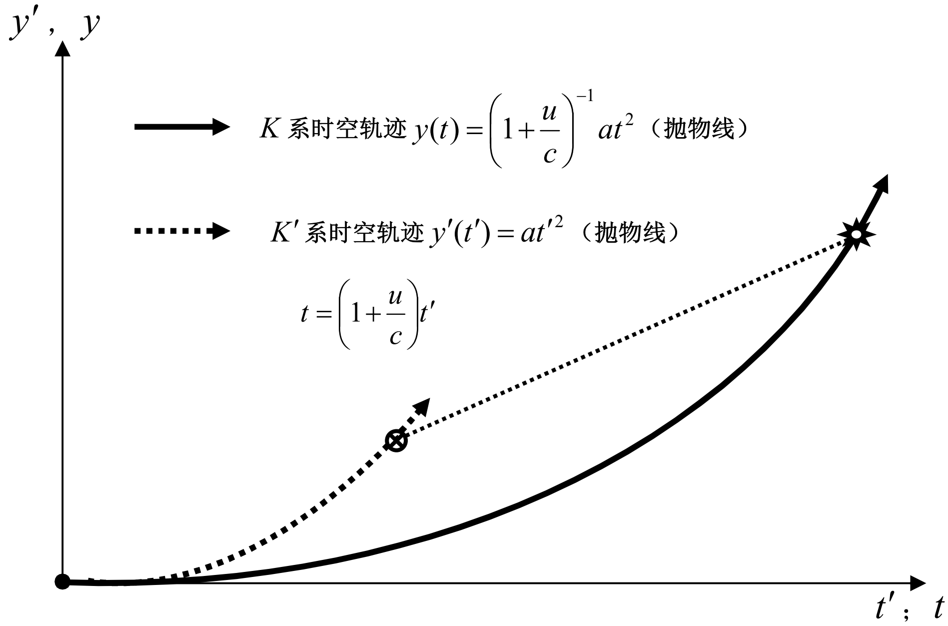


图 16 在 y 轴方向上 K' 系时空轨迹与 K 系时空轨迹之间的‘协变’

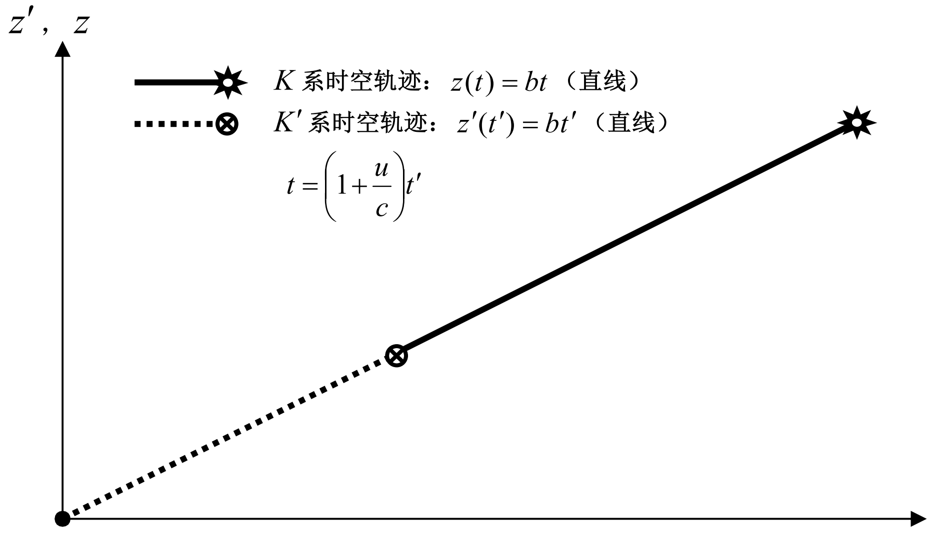
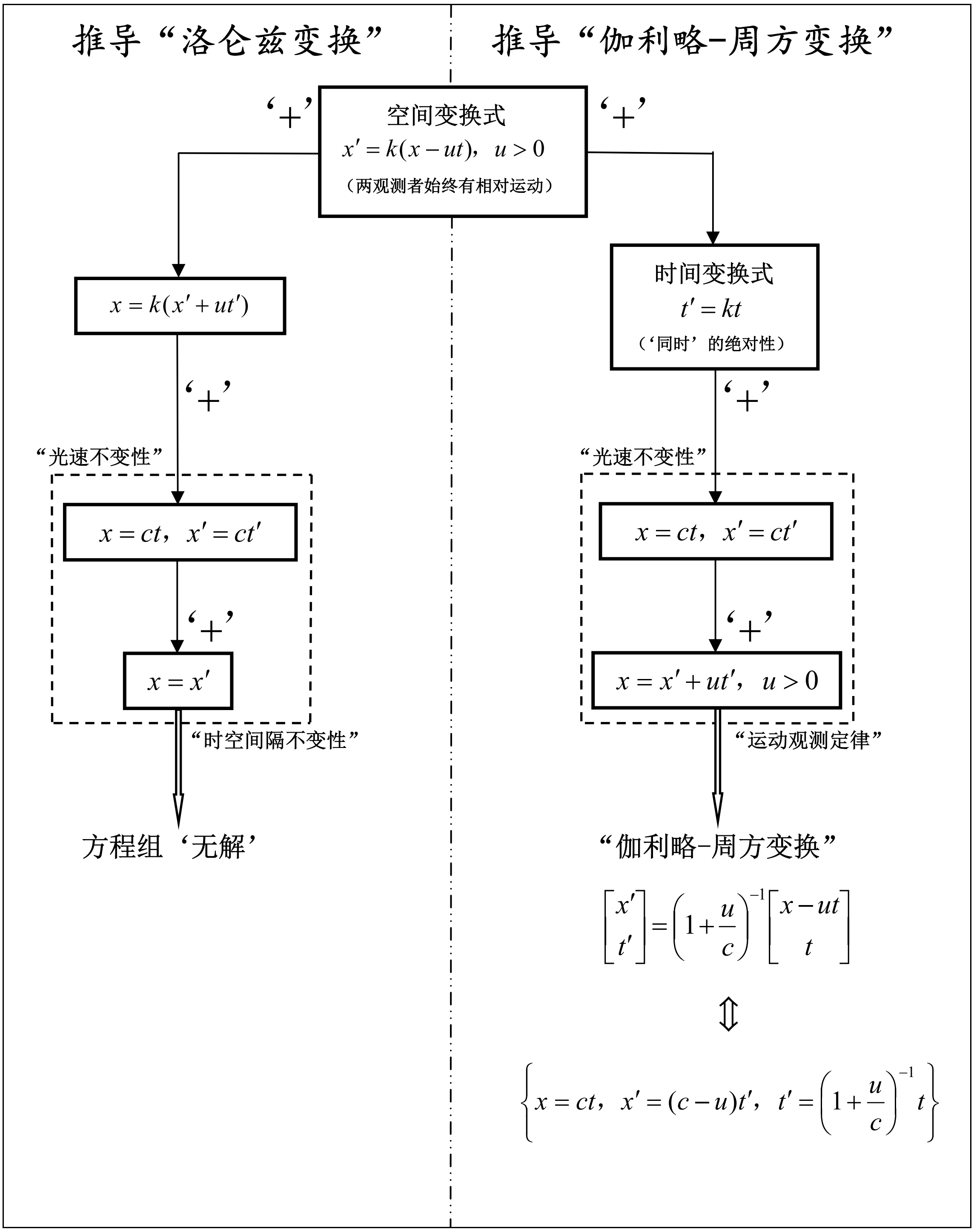


图 17 在 z 轴方向上 K' 系时空轨迹与 K 系时空轨迹之间的‘协变’

~~~~~~

两种预设方程组构成方案及相应的推导结果列于表 1。
~~~~~~

表 1 两种预设方程组构成方案及相应的推导结果



结 论

“洛伦兹变换”‘指鹿为马’，‘张冠李戴’，将**物理上实际为“‘两观测者有相对运动’（$u > 0$）下对运动质点进行观测”**，**在数学上**却描述为 **“两观测者无相对运动（$u \equiv 0$）下对运动质点进行观测”**。**“洛伦兹变换”**是人们特意为了使函数 $x = ct$ 满足**“不变性（Invariance）”**而‘量身定制’的一个‘人造的专属的数学变换式’。**“洛伦兹变换”**仅仅具有**‘在数学上’**使函数 $x = ct$ 满足**“不变性”**之功能，别无其它任何功能。**“洛伦兹变换”**根本就不是普适于使任意函数 $x = f(t) \neq ct$ **‘协变’**的‘时空变换’。**“洛伦兹变换”**背离客观的物理事实，因此依赖于**“洛伦兹变换”**所得出的任何物理结论，以及以**“洛伦兹变换”**为基础，或有其参与，或赖其佐证而得到的任何结论都将是**违背物理事实的、荒谬的，不可置信的**。所以**“洛伦兹变换”**没有任何物理意义及任何物理用途。

本文分析揭示：在**‘两观测者有相对运动（$u > 0$）’**之场合下，‘闽可夫斯基时空’内质点运动满足**“时空间隔不变性”**，是一个伪命题。

此外，本文还首次提出了两条重要定律：一条是**“光传播定律”**；另一条是**“运动观测定律”：在两观测者有相对运动的场合下，‘伽利略时空’内‘两观测者同时观测到运动质点’（‘伽利略变换’得以成立）之充要条件为“两观测者的观测矢量通过观测者之间的距离构成‘矢量合成三角形’”。这两条定律均为“运动观测论”的基础定律。**

在“两观测者有相对运动但真空中光传播速率为无穷大”的假定条件下，或在“两观测者的相对速度远远小于光速”的情况下，时空变换近似地为“伽利略变换”；在“两观测者有相对运动且真空中光传播速率为有限值”场合下，唯一的客观存在的时空变换为“伽利略-周方变换”。

~~~~~~
~~~~~~

参 考 文 献

[1]《狭义与广义相对论浅说》，（美）A.爱因斯坦/著　杨润殷/译　北京大学出版社　2006 年版

[2]《狭义相对论（第二版）》，刘辽 费保俊 张允中 编著　科学出版社　2008 年版

[3]《牛顿力学的新时空变换》，周 方/著　经济科学出版社　2013 年版

[4]《现代牛顿力学的运动观测理论—兼评狭义相对论之“洛伦兹变换”》，周 方/著　经济科学出版社　2014 年版

[5]《现代牛顿力学的运动观测理论—兼评狭义相对论之“洛伦兹变换”》（第二版），周 方/著　经济科学出版社　2016 年版

[6]《相对运动观测理论》，周 方/著　经济科学出版社　2018 年版

******************** ******************* ********************

Invalidity of the Principle of Invariance of Space-Time Interval for the Case of Two Relatively Moving Observers

Fang Zhou

tony_zf_zf_zf@126.com

Abstract In the article, a comprehensive and detailed analysis on Lorentz Transformation is presented. There exist essential and fatal errors in derivation of Lorentz Transformation which, in result, lead to absurdity. In consequence, the mistakes in proposed equations for derivation of Lorentz Transformation make the transformation mathematically depicting an observation process of two relatively rest observers instead of moving observers. The ‘Principle of Invariance of Space-Time Interval’ is invalid for the case of two relatively moving observers. In addition, the paper produces a deduction of Galilean-Zhou Transformation, which shows that Galilean-Zhou Transformation completely conform the real observation process of two relatively moving observers. It is expectable that Galilean-Zhou Transformation would supersede Lorentz Transformation.

作 者 简 介

周 方　男　湖南省华容县人　1932 年 9 月 28 日生于湖南省长沙市

教授、博士生导师。1950 年就读于大连工学院(现大连理工大学)应用物理系，后赴苏联留学，毕业于莫斯科航空学院飞机设计与制造系。著述涉及的专业领域：航空工程、系统工程、数理经济学与经济计量学、理论物理学。