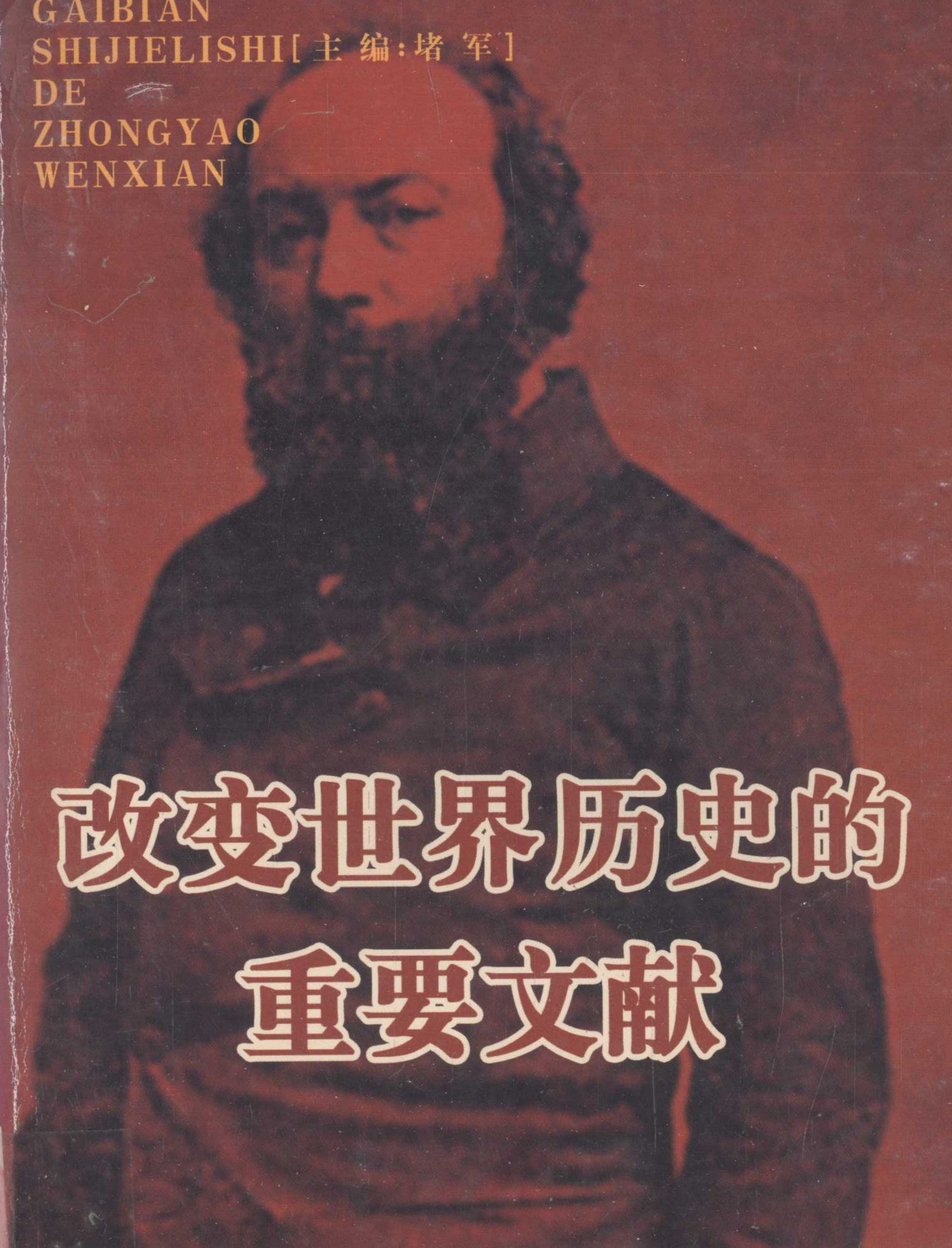
GAIBIAN
SHIJIELISHI [主 编：堵 军]
DE
ZHONGYAO
WENXIAN



改变世界历史的重要文献

吉林文史出版社
吉林音像出版社

改变世界历史的重要文献

主编·堵军

（四）

吉林文史出版社
吉林音像出版社

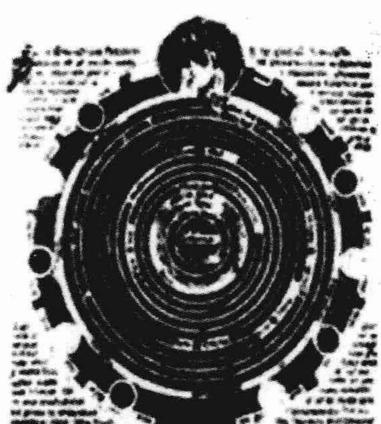
目　录

相　对　论

控　制　论

相对论

爱因斯坦 著



简　介

诞生于哥白尼革命的近代科学，经伽利略、开普勒、笛卡儿等人艰苦卓绝的工作，牛顿集其大成，建立起一个完整的力学理论体系。这个体系威力无比，成为以后200年整个物理学、天文学和所有工程技术的理论基础，并在众多领域取得辉煌成果。到了19世纪后叶，人们认为物理学理论已接近最后完成，留给后人的只能在细节上作些补充。可是，就在此时却出现了一系列为原有理论无法解释的实验事实和新现象。老一辈物理学家都企图用修补漏洞的办法来维护旧理论框架。富有哲学探索精神的青年物理学家爱因斯坦（Albert Einstein，1879—1955）则认识到，要摆脱这一物理学危机，只有对物理理论的基础进行根本性的变革。他于1905年创立了狭义相对论，否定了被人们视为天经地义的绝对空间和绝对时间观念，由此引发了物理学革命。随后，他把相对性原理从匀速运动推广到加速运动，于1915年建立了广义相对论，提出了新的引力理论，并预言光线经过引力场要弯曲。1919年日全食的观察实证了这一预言，全世界为之震动。这里所收的，一篇是1905年的狭义相对论原始论文《论动体的电动力学》，另一篇是1916对1915年创立的广义相对论的总结性论文《广义相对论的基础》。

爱因斯坦1879年生于德国，系犹太血统，1894年离开德国并放弃德国籍，1901年取得瑞士国籍。1900年毕业于苏黎世联邦工业大学。由于其离经叛道的独立思想，毕业后即失业，两年后才在瑞士专利局找到固定职业。他利用业余时间，于1905年3—6月4个月内，完成了4篇论文，在物理学3个不同领域中都分别取得了历史性的成就，创造了科学史上一个绝无仅有的奇迹。第一篇论文是关于辐射理论，提出光量子假说，解决

了光电效应问题（由此，1922年获诺贝尔物理学奖）。第二、三篇是关于分子运动论，为解决原子是否存在的哲学上长期争论的问题提供了决定性的判据。第四篇就是相对论论文。9月他又提出作为相对论一个推论的质能相当关系（$E=mc^2$），这是随后发展起来的核物理学、粒子物理学和利用原子能技术的理论基础。1909年他开始进学术机构，在大学任教。1914年应邀回德国工作，不久爆发第一次世界大战，他即积极投身反战斗争。1915—1917年，他的科学成就达到第二个高峰，3年内在3个领域取得划时代的贡献，这就是：1915年的广义相对论，1916年的受激辐射概念（成为60年代出现的激光技术的理论先导），以及1917年现代宇宙学的创立。

1918年第一次世界大战结束后，爱因斯坦致力于世界和平，与正在滋长的军国主义、法西斯主义进行不懈的斗争。1933年希特勒上台，他成为纳粹追捕对象，不得不逃亡英国，随后转到美国，1940年取得美国国籍。为防范纳粹抢先拥有毁灭性的核武器，1939年他建议罗斯福总统研制原子弹。1945年美军向日本城市投掷第一颗原子弹，爱因斯坦为此深感不安。战后他竭力倡导反核战争的和平运动，并与侵犯公民自由权利的麦卡锡主义进行坚决斗争。他认为，“人只有献身于社会，才能找出那实际上是短暂而有风险的人生的意义。”

论动体的电动力学

大家知道，麦克斯韦电动力学——像现在通常为人们所理解的那样——应用到运动的物体上时，就要引起不对称，而这种不对称似乎不是现象所固有的。比如设想一个磁体同一个导体之间的电动力的相互作用。在这里，可观察到的现象只同导体和磁体的相对运动有关，可是按照通常的看法，这两个物体之中，究竟是这个在运动，还是那个在运动，却是截然不同的两回事。如果是磁体在运动，导体静止着，那末在磁体附近就会出现一个具有一定能量的电场，它在导体各部分所在的地方产生一股电流。但是如果磁体是静止的，而导体在运动，那末磁体附近就没有电场，可是在导体中却有一电动势，这种电动势本身虽然并不相当于能量，但是它——假定这里所考虑的两种情况中的相对运动是相等的——却会引起电流，这种电流的大小和路线都同前一情况中由电力所产生的一样。

诸如此类的例子，以及企图证实地球相对于“光媒质”运动的实验的失败，引起了这样一种猜想：绝对静止这概念，不仅在力学中，而且在电动力学中也不符合现象的特性，倒是应当认为，凡是对力学方程适用的一切坐标系，对于上述电动力学和光学的定律也一样适用，对于第一级微量来说，这是已经证明了的。我们要把这个猜想（它的内容以后就称之为“相对性原理”）提升为公设，并且还要引进另一条在表面上看来同它不相容的公设：光在空虚空间里总是以一确定的速度 V 传播着，这速度同发射体的运动状态无关。由这两条公设，根据静体的麦克斯韦理论，就足以得到一个简单而又不自相矛盾的动体电动力学。“光以太”的引用将被证明是多余的，因为按照这里所要阐明的见解，既不需要引进一个具有特殊性质的“绝对静止的空间”，也不需要给发生电磁过程的空虚空间中的

每个点规定一个速度矢量。

这里所要阐明的理论——像其他各种电动力学一样——是以刚体的运动学为根据的，因为任何这种理论所讲的，都是关于刚体（坐标系）、时钟和电磁过程之间的关系。对这种情况考虑不足，就是动体电动力学目前所必须克服的那些困难的根据。

Ⅰ. 运动学部分

§1. 同时的定义

设有一个牛顿力学方程在其中有效的坐标系。为了使我们的陈述比较严谨，并且便于将这坐标系同以后要引进来的别的坐标系在字面上加以区别，我们叫它“静系”。

如果一个质点相对于这个坐标系是静止的，那末它相对于后者的位置就能够用刚性的量杆按照欧几里得几何的方法来定出，并且能用笛卡儿坐标来表示。

如果我们要描述一个质点的运动，我们就以时间的函数来给出它的坐标值。现在我们必须记住，这样的数学描述，只有在我们十分清楚地懂得“时间”在这里指的是什么之后才有物理意义。我们应当考虑到：凡是时间在里面起作用的我们的一切判断，总是关于同时的事件的判断。比如我说，“那列火车7点钟到达这里”，这大概是说：“我的表的短针指到7，同火车的到达是同时的事件。”

可能有人认为，用“我的表的短针的位置”来代替“时间”，也许就有可能克服由于定义“时间”而带来的一切困难。事实上，如果问题只是在于为这只表所在的地点来定义一种时间，那末这样一种定义就已经足够了；但是，如果问题是要把发生在不同地点的一系列事件在时间上联系起来，或者说——其结果依然一样——要定出那些在远离这只表的地点所发生的事件的时间，那末这样的定义就不够了。

当然，我们对于用如下的办法来测定事件的时间也许会感到满意，那就是让观察者同表一起处于坐标的原点上，而当每一个表明事件发生的光信号通过空虚空间到达观察者时，他就把当时的时针位置同光到达的时间对应起来。但是这种对应关系有一个缺点，正如我们从经验中所已知道的那样，它同这个带有表的观察者所在的位置有关。通过下面的考虑，我们得到一种比较切合实际得多的测定法。

如果在空间的 A 点放一只钟，那末对于贴近 A 处的事件的时间，A 处的一个观察者能够由找出同这些事件同时出现的时针位置来加以测定。如果又在空间的 B 点放一只钟——我们还要加一句，“这是一只同放在真 A 处的那只完全一样的钟”——那末，通过在 B 处的观察者，也能够求出贴近 B 处的事件的时间。但要是没有进一步的规定，就不可能把 A 处的事件同 B 处的事件在时间上进行比较；到此为止，我们只定义了“A 时间”和“B 时间”，但是并没有定义对于 A 和 B 是公共的“时间”。只有当我们通过定义，把光从 A 到 B 所需要的“时间”规定为等于它从 B 到 A 所需要的“时间”，我们才能够定义 A 和 B 的公共“时间”。设在“A 时间”t_A 从 A 发出一道光线射向 B，它在“B 时间”t_B 又从 B 被反射向 A，而在“A 时间”t'_A 回到 A 处。如果

$$t_B - t_A = t'_A - t_B,$$

那末这两只钟按照定义是同步的。

我们假定，这个同步的定义是可以没有矛盾的，并且对于无论多少个点也都适用，于是下面两个关系是普遍有效的：

1. 如果在 B 处的钟同在 A 处的钟同步，那末在 A 处的钟也就同 B 处的钟同步。

2. 如果在 A 处的钟既同 B 处的钟，又同 C 处的钟同步的，那末，B 处同 C 处的两只钟也是相互同步的。

这样，我们借助于某些（假想的）物理经验，对于静止在不同地方的各只钟，规定了什么叫做它们是同步的，从而显然

也就获得了“同时”和“时间”的定义。一个事件的“时间”，就是在这事件发生地点静止的一只钟同该事件同时的一种指示，而这只钟是同某一只特定的静止的钟同步的，而且对于一切的时间测定，也都是同这只特定的钟同步的。

根据经验，我们还把下列量值

$$\frac{2\,\overline{AB}}{t'_A - t_A} = V$$

当作一个普适常数（光在空虚空间中的速度）。

要点是，我们用静止在静止坐标系中的钟来定义时间；由于它从属于静止的坐标系，我们把这样定义的时间叫做“静系时间”。

§ 2. 关于长度和时间的相对性

下面的考虑是以相对性原理和光速不变原理为依据的，这两条原理我们定义如下：

1. 物理体系的状态据以变化的定律，同描述这些状态变化时所参照的坐标系究竟是用两个在互相匀速移动着的坐标系中的哪一个并无关系。

2. 任何光线在“静止的”坐标系中部是以确定的速度 v 运动着，不管这道光线是由静止的还是运动的物体发射出来的。由此，得

$$速度 = \frac{光的路程}{时间间隔},$$

这里的“时间间隔”是依照 § 1 中所定义的意义来理解的。

设有一静止的刚性杆；用一根也是静止的量杆量得它的长度是 l. 我们现在设想这杆的轴是放在静止坐标系的 X 轴上，然后使这根杆沿着 X 轴向 x 增加的方向作匀速的平行移动（速度是 v）。我们现在来考查这根运动着的杆的长度，并且设想它的长度是由下面两种操作来确定的：

a）观察者同前面所给的量杆以及那根要量的杆一道运动，并且直接用量杆同杆相叠合来量出杆的长度，正像要量的杆、

观察者和量杆都处于静止时一样。

b）观察者借助于一些安置在静系中的、并且根据 §1 作同步运行的静止的钟，在某一特定时刻 t，求出那根要量的杆的始末两端处于静系中的哪两个点上。用那根已经使用过的在这情况下是静止的量杆所量得的这两点之间的距离，也是一种长度，我们可以称它为“杆的长度”。

由操作 *a*）求得的长度，我们可称之为“动系中杆的长度”。根据相对性原理，它必定等于静止杆的长度 l。

由操作 *b*）求得的长度，我们可称之为“静系中（运动着的）杆的长度”。这种长度我们要根据我们的两条原理来加以确定，并且将会发现，它是不同于 l 的。

通常所用的运动学心照不宣地假定了：用上述这两种操作所测得的长度彼此是完全相等的，或者换句话说，一个运动着的刚体，于时间 t，在几何学关系上完全可以用静止在一定位置上的同一物体来代替。

此外，我们设想，在杆的两端（a 和 b），都放着一只同静系的钟同步了的钟，也就是说，这些钟在任何瞬间所报的时刻，都同它们所在地方的“静系时间”相一致；因此，这些钟也是“在静系中同步的”。

我们进一步设想，在每一只钟那里都有一位运动着的观察者同它在一起，而且他们把 §1 中确立起来的关于两只钟同步运行的判据应用到这两只钟上。设有一道光线在时间 t_A 从 A 处发出，在时间 t_B 于 B 处被反射回，并在时间 t'_A 返回到 A 处。考虑到光速不变原理，我们得到：

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{V - v} \text{ 和 } t'_A - t_B = \frac{r_{AB}}{V + v},$$

此处 FAB 表示运动着的杆的长度——在静系中量得的。因此，同动杆一起运动着的观察者会发现这两只钟不是同步运行的，可是处在静系中的观察者却会宣称这两只钟是同步的。

由此可见，我们不能给予同时这概念以任何绝对的意义；

两个事件，从一个坐标系看来是同时的，而从另一个相对于这个坐标系运动着的坐标系看来，它们就不能再被认为是同时的事件了。

§3. 从静系到另一个相对于它作匀速移动的坐标系的坐标和时间的变换理论

设在"静止的"空间中有两个坐标系，每一个都是由3条从一点发出并且互相垂直的刚性物质直线所组成。设想这两个坐标系的 X 轴是叠合在一起的，而它们的 y 轴和 Z 轴则各自互相平行着。设每一系都备有一根刚性量杆和若干只钟，而且这两根量杆和两坐标系的所有的钟彼此都是完全相同的。

现在对其中一个坐标系（k）的原点，在朝着另一个静止的坐标系（K）的 x 增加方向上给以一个（恒定）速度 v，设想这个速度也传给了坐标轴、有关的量杆，以及那些钟。因此，对于静系 K 的每一时间 t，都有动系轴的一定位置同它相对应，由于对称的缘故，我们有权假定是的运动可以是这样的：在时间 t（这个"t"始终是表示静系的时间），动系的轴是同静系的轴相平行的。

我们现在设想空间不仅是从静系 K 用静止的量杆来量度，而且也可从动系 k 用一根同它一道运动的量杆来量，由此分别得到坐标 x，y，z 和 ξ，η，ζ。再借助于放在静系中的静止的钟，用§1中所讲的光信号方法，来测定一切安置有钟的各个点的静系时间 t；同样，对于一切安置有同动系相对静止的钟的点，它们的动系时间 τ 也是用§1中所讲的两点间的光信号方法来测定，而在这些点上都放着后一种〔对动系静止〕的钟。

对于完全地确定静系中一个事件的位置和时间的每一组值 x，y，z，t，对应有一组值 ξ，η，ζ，τ，它们确定了那一事件对于坐标系 k 的关系，现在要解决的问题是求出联系这些量的方程组。

首先，这些方程显然应当都是线性的，因为我们认为空间和时间是具有均匀性的。

如果我们置 $x'=x-vt$，那末显然，对于一个在 k 系中静止的点，就必定有一组同时间无关的值，x'，y，z。我们先把 τ 定义为 x'；y，z 和 t 的函数。为此目的，我们必须用方程来表明 τ 不是别的，而只不过是 k 系中已经依照 § 1 中所规定的规则同步化了的静止钟的全部数据。

从足系的原点在时间 ro 发射一道光线，沿着 X 轴射向 x'，在 τ_1 时从那里反射回坐标系的原点，而在 τ_2 时到达；由此必定有下列关系：

$$\frac{1}{2}(\tau_0+\tau_2)=\tau_1,$$

或者，当我们引进函数 τ 的自变数，并且应用在静系中的光速不变的原理：

$$\frac{1}{2}\left[\tau(0,0,0,t)+\tau\left(0,0,0,t+\frac{x'}{V-v}+\frac{x'}{V+V}\right)\right]$$
$$=\tau\left(x',0,0,t+\frac{x'}{V-v}\right).$$

如果我们选取 x'为无限小，那末，

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{V-v}+\frac{1}{V+v}\right)\frac{\partial\tau}{\partial\tau}=\frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{1}{V-v}\frac{\partial\tau}{\partial t},$$

或者
$$\frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{v}{V^2-v^2}\frac{\partial\tau}{\partial t}=0.$$

应当指出，我们可以不选坐标原点，而选任何别的点作为光线的出发点，因此刚才所得到的方程对于 x'，y，z 的一切数值都该是有效的。

作类似的考查——用在 H 轴和 Z 轴上——并且注意到，从静系看来，光沿着这些轴传播的速度始终是 $\sqrt{V^2-v^2}$，这就得到：

$$\frac{\partial\tau}{\partial y}=0,$$

$$\frac{\partial\tau}{\partial z}=0.$$

由于 τ 是线性函数，从这些方程得到：

$$\tau=a\left(t-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right),$$

此处 a 暂时还是一个未知函数 φ (v)，并且为了简便起见，假定在 k 的原点，当 $\tau=0$ 时，$t=0$。

借助于这一结果，就不难确定 ξ，η，ζ 这些量，这只要用方程来表明，光（像光速不变原理和相对性原理所共同要求的）在动系中量度起来也是以速度 V 在传播的。对于在时间 $\tau=0$ 向 ξ 增加的方向发射出去的一道光线，其方程是：

$$\xi=V_\tau\text{，或者 }\xi=aV\left(t-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right).$$

但在静系中量度，这道光线以速度 $V—u$ 相对于 k 的原点运动着，因此得到：

$$\frac{x'}{V-v}=t.$$

如果我们以 t 的这个值代入关于 ξ 的方程中，我们就得到：

$$\xi=a\frac{V^2}{V^2-v^2}x'.$$

用类似的办法，考查沿着另外两根轴走的光线，我们就求得：

$$\eta=V_\tau=aV\left(t-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right),$$

此处
$$\frac{y}{\sqrt{V^2-v^2}}=t;\qquad x'=0;$$

因此

$$\eta=a\frac{V}{\sqrt{V^2-v^2}}y\quad\text{和}\quad\xi=a\frac{V}{\sqrt{V^2-v^2}}z.$$

代入 x' 的值，我们就得到：

$$\tau=\varphi(v)\beta\left(t-\frac{v}{V^2}x\right),$$

$$\xi=\varphi(v)\beta(x-vt),$$

$$\eta=\varphi(v)y,$$

$$\eta=\varphi(v)y,$$
$$\zeta=\varphi(v)z,$$

此处

$$\beta=\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{V}\right)^2}},$$

而 φ 暂时仍是 v 的一个未知函数。如果对于动系的初始位置和 τ 的零点不作任何假定，那末这些方程的右边都有一个附加常数。

我们现在应当证明，任何光线在动系量度起来都是以速度 V 传播的，如果像我们所假定的那样，在静系中的情况就是这样的；因为我们还未曾证明光速不变原理同相对性原理是相容的。

在 $t=\tau=0$ 时，这两坐标系共有一个原点，设从这原点发射出一个球面波，在 K（系里以速度 V 传播着。如果（x，y，z）是这个波刚到达的一点，那末

$$x^2+y^2+z^2=V^2t^2.$$

借助我们的变换方程来变换这个方程，经过简单的演算后，我们得到：

$$\xi^2+\eta^2+\zeta^2=V^2\tau^2.$$

由此，在动系中看来，所考查的这个波仍然是一个具有传播速度 V 的球面波。这表明我们的两条基本原理是彼此相容的。

在已推演得的变换方程中，还留下一个 v 的未知函数 φ，这是我们现在所要确定的。

为此目的，我们引进第三个坐标系 K'，它相对于 k 系作这样一种平行于 Ξ 轴的移动，使它的坐标原点在 Ξ 轴上以速度 $-v$ 运动着。设在 $t=0$ 时，所有这三个坐标原点都重合在一起，而当 $t=x=y=z=0$ 时，设 K' 系的时间 t' 为零。我们把在 K' 系量得的坐标叫做 x'，y'，z'，通过两次运用我们的变换方程，我们就得到：

$$t'=\varphi(-v)\beta(-v)\left\{\tau+\frac{v}{V^2}\xi\right\}=\varphi(v)\varphi(-v)t,$$
$$x'=\varphi(-v)\beta(-v)\{\xi+v\tau\}=\varphi(v)\varphi(-v)x,$$