

A. 爱因斯坦 等 著

相对论原理

(狭义相对论和广义相对论经典论文集)

2.1

科学出版社

内 容 简 介

本书收集了相对论建立过程中发表的一些重要论文,包括洛伦兹、爱因斯坦、闵可夫斯基、韦尔及索末菲等人的文章共十一篇。这些文章对我们了解相对论及其发展历史有一定参考价值。

本书可供物理学工作者及对相对论感兴趣的读者参考。

A. Einstein H. A. Lorentz

H. Minkowski H. Weyl

THE PRINCIPLE OF RELATIVITY

Dover, 1923

相 对 论 原 理

(狭义相对论和广义相对论经典论文集)

A. 爱因斯坦 等著

赵志田 刘一贯 译

孟昭英 校

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980年2月第一版 开本:787×1092 1/32

1980年2月第一次印刷 印张:6

印数:0001—15,550 字数:133,000

统一书号:13031·1187

本社书号:1637·13—3

定价: 0.65 元

中译本序言

相对论是二十世纪物理学上最重大的成就之一，它包括狭义相对论和广义相对论两个部分。狭义相对论变革了从牛顿以来形成的时空概念，揭示了时间和空间的统一性和相对性，建立了新的时空观，为原子能的利用奠定了理论基础。广义相对论把相对论原理推广到非惯性参考系和弯曲空间，从而建立了新的引力理论，并为科学地研究宇宙的结构开辟了道路。在相对论建立过程中，爱因斯坦起了主要作用，但当时一些著名物理学家如洛伦兹等人，对相对论的产生也作出了重要贡献。这本论文集收集了相对论发展初期发表的一些重要论文，对我们了解相对论及其发展历史有重要参考价值。在纪念爱因斯坦诞生一百周年之际，我们把它译为中文出版，以供读者学习相对论时作为参考。

本论文集除一篇外皆为德文，1923年译成英文在美国出版。本书是根据英译本译出的，译文不当之处，欢迎读者批评指正。

孟 昭 英

1979年2月

目 录

迈克尔逊干涉实验	H. A. 洛伦兹	1
§ 1 实验		1
§ 2 收缩假说		2
§ 3 关于分子力的收缩		3
§ 4 关于分子力的收缩(续)		4
速度小于光速运动系统中的电磁现象.....	H. A. 洛伦兹	6
§ 1 实验证据		6
§ 2 彭卡莱对收缩假说的批评		7
§ 3 对运动坐标轴列出的麦克斯韦方程		8
§ 4 修正的矢量		9
§ 5 推迟势		11
§ 6 静电场		13
§ 7 极化粒子		14
§ 8 对应状态		17
§ 9 电子的动量		18
§ 10 地球运动对光学现象的影响		20
§ 11 应用		24
§ 12 分子运动		25
§ 13 考夫曼的实验		26
论运动物体的电动力学.....	A. 爱因斯坦	31
一、运动学部分		32
§ 1 同时性的定义		32
§ 2 长度和时间的相对性		34
§ 3 坐标和时间从静系统到另一个相对于它作匀速平 移系统的变换理论		36

§ 4 关于运动刚体和运动钟所得方程的物理意义	41
§ 5 速度的合成	43
二、电动力学部分	45
§ 6 真空中的麦克斯韦-赫兹方程的变换, 论磁场中由运动所产生的电动势的性质	45
§ 7 多普勒原理和光行差理论	48
§ 8 光能的变换, 关于作用在理想反射器上的辐射压力理论	50
§ 9 计及对流电流的麦克斯韦-赫兹方程的变换	52
§ 10 缓慢加速的电子的动力学	54
物体的惯性是否与它所含的能量有关? ... A. 爱因斯坦	58
空间和时间..... H. 闵可夫斯基	61
§ 1 牛顿方程的不变性及其在四维空间中的表示	61
§ 2 世界假设	65
§ 3 连续区中运动的表示	68
§ 4 新力学	71
§ 5 一个电子和两个电子的运动	73
注释	A. 索末菲 76
论引力对光传播的影响..... A. 爱因斯坦	83
§ 1 关于引力场物理性质的假设	83
§ 2 论能量的引力	85
§ 3 引力场中的时间和光速	88
§ 4 光线在引力场中的偏转	90
广义相对论基础..... A. 爱因斯坦	93
一、关于相对性假设的基本考查	93
§ 1 关于狭义相对论的评述	93
§ 2 推广相对性假设的必要性	94
§ 3 时空连续区, 表示自然界普遍定律的方程的广义协变性条件	96
§ 4 四个坐标与空间时间测量的关系	99

二、建立广义协变方程的数学工具	101
§ 5 逆变四维矢量与协变四维矢量	102
§ 6 二秩张量和高秩张量	103
§ 7 张量的乘法	106
§ 8 基本张量 $g_{\mu\nu}$ 的一些特点	108
§ 9 短程线方程, 粒子的运动	111
§ 10 用微分法形成张量	113
§ 11 几个特别重要的情况	117
§ 12 黎曼-克里斯托菲张量	120
三、引力场理论	122
§ 13 引力场中质点的运动方程, 引力场分量的表达式	122
§ 14 物质不存在时的引力场方程	123
§ 15 引力场的哈密顿函数, 动量定律与能量定律	125
§ 16 引力场方程的一般形式	127
§ 17 一般情况下的守恒定律	129
§ 18 由场方程导出的物质的动量与能量定律	130
四、物质现象	131
§ 19 无摩擦绝热流体的欧勒方程	132
§ 20 真空中的麦克斯韦电磁场方程	133
五、理论的应用	136
§ 21 牛顿理论作为一级近似	136
§ 22 静引力场中杆和钟的行为, 光线的偏转, 行星轨道 近日点的运动	139
哈密顿原理与广义相对论	A. 爱因斯坦 144
§ 1 变分原理与物质和引力的场方程	144
§ 2 引力场的独立存在	145
§ 3 由不变量理论规定的引力场方程的性质	146
根据广义相对论对宇宙学的考查	A. 爱因斯坦 150
§ 1 牛顿理论	150
§ 2 符合广义相对论的边界条件	152

§ 3 具有物质均匀分布的空间有限的宇宙	156
§ 4 关于引力场方程的附加项	158
§ 5 计算与结果	159
在物质的基本粒子结构中引力场是否起着重要的作用?	A. 爱因斯坦 161
§ 1 现有观点的缺陷	161
§ 2 没有标量的场方程	163
§ 3 关于宇宙学问题	166
§ 4 结论	168
引力与电	H. 韦尔 169

迈克尔逊干涉实验

H. A. 洛伦兹

§ 1 实验

麦克斯韦最先注意到（也可以从十分简单的计算得出），当两个点 A , B 一起移动而不带动附近的以太时，光线从点 A 走到点 B 再返回点 A 所需的时间一定会不同。当然，这个差值是个二阶量，但是用灵敏的干涉方法已经足以检测出来。

迈克尔逊于 1881 年做了这样的实验¹⁾。他的仪器是一种干涉仪，有两个长度相等并互相垂直的水平臂 P 和 Q 。两束互相干涉的光线，一束沿 P 臂往返，另一束沿 Q 臂往返。整个仪器包括光源和观察装置，可以绕竖直轴转动。当 P 臂或 Q 臂尽可能与地球运动方向相同时的两个位置值得特别考虑。根据菲涅尔理论可以预言，当仪器从一个主位置转到另一个主位置时，干涉条纹应发生位移。

但是，取决于光传播时间改变的这种位移（为简单起见，称为麦克斯韦位移），没有发现任何迹象，于是迈克尔逊认为有理由断言，地球运动时，以太并不保持静止。但很快就发现这个断言的正确性有问题，由于疏忽，迈克尔逊误把理论所预言的相差变化比其正确值增大了一倍。如果作必要的修正，则所得到的位移值不超过被观察误差可能掩盖的值。

1) Michelson, *American Journal of Science*, **22**, 1881, p. 120.

后来迈克尔逊¹⁾和莫雷合作重新进行研究。他们用下列方法提高实验的精密度：令每一光束在一系列镜子之间来回反射，这样做的好处是相当于把早先那种仪器的两臂大大加长。这些镜子固定在浮在水银面上的一个巨大的石圆盘上，所以容易转动。现在每一光束要走过 22 米的总距离，根据菲涅尔理论，一仪器从一个主位置转动到另一个主位置时，所得到的干涉条纹的位移是干涉条纹之间距离的十分之四。然而旋转所引起的这种位移不超过干涉条纹距离的百分之二，后者完全可归诸实验误差。

那末这些结果是否允许我们假定以太参与了地球的运动，因而认为斯托克斯的光行差理论是正确的呢？这理论在解释光行差时遇到的困难是太大了，使我很难同意这种见解，我宁愿设法消除菲涅尔理论与迈克尔逊实验结果之间的矛盾。我在一些时候以前提出的一个假说²⁾（后来我获知，斐兹杰惹³⁾也想到了同样的假说），使我们能做到这一点，下节将给出这个假说。

§ 2 收缩假说

为了简化问题，设想我们是用第一次实验所用的仪器工作，并假定在一个主位置上， P 臂恰恰处于地球运动方向，设 v 为运动的速度， L 为每个臂的长度，于是 $2L$ 为光线走过的路程。按照理论⁴⁾，仪器转过 90° ，就会使一束光沿 P 臂往返的

1) Michelson 和 Morley, *American Journal of Science*, **34**, 1887, p. 333, *Phil. Mag.*, **24**, 1887, p.449.

2) Lorentz, *Zittingsverslagen der Akad. v. Wet. te Amsterdam* 1892—93, p. 74

3) 斐兹杰惹告诉我，长时间以来，他已在自己的讲座上阐述了他的假说，而我所能看到的这假说的已出版的参考书，只有 Lodge, "Aberration Problems", *Phil. Trans. R. S.*, **184 A**, 1893.

4) 参看 Lorentz, *Arch. Néerl.*, **2**, 1887, pp. 168—176.

时间比另一束光走完其路程所费的时间长

$$\frac{2Lv^2}{c^3}.$$

假使平移没有影响，而 P 臂比 Q 臂长 $\frac{1}{2}Lv^2/c^2$ ，也会有相同的差值。第二个主位置的情况也是一样。

由此可见，当仪器转动时，如果首先是这一个臂较长，然后是另一个臂较长，则理论预言的相差也会出现。由此得出，这相差可以由相反地改变尺寸来补偿。

如果我们假定处于地球运动方向的那个臂比另一臂缩短 $\frac{1}{2}Lv^2/c^2$ ，同时假定平移具有菲涅尔理论所推断的作用，则迈克尔逊实验的结果就能够圆满地解释了。

于是我们不得不设想，固体（例如黄铜杆或后一个实验所用的石圆盘）穿过静止以太的运动会对这固体的尺寸产生影响，影响的大小随着物体相对运动方向的方位而变化。例如，若平行这方向的尺寸按 1 比 $(1 + \delta)$ 的比例变化，垂直这方向的尺寸按 1 比 $(1 + \epsilon)$ 的比例变化，则有以下方程：

$$\epsilon - \delta = \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}, \quad (1)$$

其中量 δ 和 ϵ 的值有一个待确定。可以是

$$\epsilon = 0, \delta = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2},$$

也可以是

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}, \delta = 0 \quad \text{或} \quad \epsilon = \frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2}, \delta = -\frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2}.$$

§ 3 关于分子力的收缩

初看起来，这个假说似乎不可思议，但我们不能不承认，这决不是牵强附会的，只要我们假定分子力也像电力和磁力

那样通过以太而传递(至于电力和磁力,现在可以明确地作这样断言),若分子力果然是这样传递,平移很可能影响两个分子或两个原子之间的作用,其方式有点类似于荷电粒子之间的吸引或排斥。既然固体的形状和大小最终取决于分子作用的强度,因此物体大小的变化也就不会不存在。

所以从理论方面这假说是无可非议的。至于其实验证明,我们首先必须注意到,这里所说的变长或变短是非常微小的。我们有 $v^2/c^2 = 10^{-8}$, 因此,若 $\epsilon = 0$, 地球直径之一缩短总共约 6.5 厘米。当米尺从一个主位置移动到另一个主位置时,其长度大约改变 $\frac{1}{200}$ 微米。如果不用干涉方法,我们要试图发现这样微小的量,那是没有成功的希望的。我们应该用两个互相垂直的杆和两束互相干涉的光来做实验,令一束光沿第一杆往返,另一束光沿第二杆往返。这样一来,我们又再次回到了迈克尔逊实验,即转动仪器时,我们也应当看不到条纹的位移。将前面所说的过程反过来,我们现在可以断言,长度改变引起的位移为麦克斯韦位移所补偿。

§ 4 关于分子力的收缩(续)

值得注意的是,如果我们首先不考虑分子运动,假定在不受外界影响的固体内,作用在任何分子上的力(吸力或斥力)保持互相平衡;其次,如果把我们在别处¹⁾对静电作用导出的定律应用于这些分子力(诚然,这样做是没有理由的),那末我们就正好得到前面所推断的大小变化。因为若我们现在把 S_1 和 S_2 不象以前那样理解为两个荷电粒子系统,而理解为两个分子系统——第二个系统静止,而第一个系统以速度 v 沿 x

1) Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern, § 23.

轴方向运动——那末两个系统的大小之间就存在如前所述的关系；如果我们假定在两个系统内，力的 x 分量相同，而 y 与 z 分量相差一个因子 $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ，那末显然，只要 S_2 里的力处于平衡，则 S_1 里的力一定也处于平衡，所以若 S_2 是静止固体的平衡状态，则 S_1 中的分子正好具有在平移作用下仍能保持的位置。位移自然会引起分子的自动重新分布，从而导致在运动方向上按 $1 : \sqrt{1 - v^2/c^2}$ 的比例缩短，这与上节给出的公式一致。于是得出

$$\delta = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}, \quad \epsilon = 0.$$

这些值与式(1)相符。

实际上，物体分子并不是静止的，而是在每个“平衡态”中都存在一种稳定运动。这种情况对我们所考虑的现象会有什么影响仍然是个问题，在此我们不谈这问题；总之，由于不可避免的观察误差，迈克尔逊-莫雷实验给出的 δ 值和 ϵ 值有颇大的伸缩余地。

速度小于光速运动系统中的电磁现象

H. A. 洛伦兹

§ 1 实验证据

测定平移(例如,由于地球的周年运动,其上一切系统近似地处于平移状态)对于电学和光学现象的影响这个问题,如果仅需考虑与 v/c (v 是平移速度, c 是光速)的一次幂成正比的项,则可能有比较简单的解。在二阶(即 v^2/c^2 阶)量能够觉察到的情况下,则会出现较多的困难。这类问题的第一个例子是著名的迈克尔逊干涉实验。它的否定结果使菲兹杰惹和我得出下列结论:固体的尺寸会由于通过以太的运动而略有改变。

近来公布了一些为寻找二阶效应而进行的新实验。瑞利¹⁾和布雷斯²⁾曾经研究地球运动是否会使物体产生双折射现象。骤然看来,如果承认刚才提到的长度变化,就可期待会发生这一现象。然而,这两位物理学家都得出了否定的结果。

其次,特劳顿和诺布尔³⁾企图测出作用在一个荷电电容器上的转动力偶,这电容器的板是放在与其平移方向成一定角度的位置上。除非用某些新的假说来修改电子理论,否则,按

1) Rayleigh, *Phil. Mag.* (6), 4, 1902, p. 678.

2) Brace, *Phil. Mag.* (6), 7, 1904, p. 317.

3) Trouton and Noble, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, A202, 1903, p. 165.

电子论的要求,这种力偶无疑是存在的。为了看出这一点,我们考虑一个用以太作为电介质的电容器。可以证明,在每个以速度 \mathbf{v} 运动的静电系统中,都存在着一一定大小的“电磁动量”。用矢量 \mathbf{G} 表示电磁动量的大小和方向,则上述偶矩由以下矢积确定¹⁾

$$[\mathbf{G} \cdot \mathbf{v}]. \quad (1)$$

现在,令 z 轴垂直于电容器板,速度 \mathbf{v} 的方向由我们任意决定,若按普通方法算出的电容器能量为 U ,则 \mathbf{G} 的分量由下列公式给出(准确到一阶量)²⁾:

$$G_x = \frac{2U}{c^2} v_x, \quad G_y = \frac{2U}{c^2} v_y, \quad G_z = 0.$$

把这些值代入式(1),我们就得出力偶的三个分量(准确到二阶项)

$$\frac{2U}{c^2} v_y v_z, \quad -\frac{2U}{c^2} v_x v_y, \quad 0.$$

这些式子表明:力偶的轴处于电容器板面上而垂直于平移方向。设速度方向和板的法线夹角为 α ,则力偶矩为 $U(v/c)^2 \cdot \sin 2\alpha$;这力矩的方向是试图使电容器转到使其板平行于地球运动的方向。

特劳顿和诺布尔所用的仪器里,这电容器是固定在一个灵敏扭秤的秤杆上的,这扭秤的灵敏度足以测出以上数量级的力偶矩。然而未能观察到任何效应。

§ 2 彭卡莱对收缩假说的批评

刚才谈到的那些实验,并不是值得重新审查与地球运动

-
- 1) 见我的文章:“Weiterbildung der Maxwell'schen Theorie. Electronentheorie”, Mathem. Encyclopädie, V, 14, § 21, a. 以后引用本文时简称为“M. E.”)
- 2) “M. E.”, § 56, c.

相联系的问题的唯一理由,彭卡莱¹⁾曾对运动物体的电学和光学现象的现有理论提出异议,他认为,如果为了解释迈克尔逊实验的否定结果,需要引入新的假说,那么每当出现新的实验事实时,同样也发生这种需要。无疑地,对每一个新的实验结果创立一种特殊假说这种做法是不自然的。假使能够利用某些基本假定,并且不用忽略这种数量级或那种数量级的量,来证明许多电磁作用都完全与系统的运动无关,那就更好了。几年以前,我已经在探求这种理论²⁾。我相信,现在来讨论这个题目,可能会得到较好的结果。唯一关于速度的限制是系统速度要小于光速。

§ 3 对运动坐标轴列出的麦克斯韦方程

我从电子论的基本方程开始讨论³⁾。设 \mathbf{D} 是以太中的电位移, \mathbf{H} 是磁力, ρ 是电子的电荷密度, \mathbf{v} 是这种粒子上一个点的速度, \mathbf{F} 是有质动力,即单位电荷所受的力,这种力是以太作用在电子体积基元上的。若采用一个固定的坐标系,则有

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{curl} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \right), \\ \operatorname{curl} \mathbf{D} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \mathbf{F} &= \mathbf{D} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \cdot \mathbf{H}]. \end{aligned} \tag{2}$$

1) Poincaré, Rapports du Congrès de physique de 1900, Paris, 1, pp. 22, 23.

2) Lorentz, Zittingsverslag Akad. v. Wet., 7, 1899, p. 507, Amsterdam Proc., 1898—99, p.427.

3) "M. E.", § 2.

现在我假定，这系统作为一个整体沿 x 方向以恒定速度 v 运动，系统中的电子除速度 v 以外，还具有速度 \mathbf{u} ，于是

$$v_x = v + u_x, \quad v_y = u_y, \quad v_z = u_z.$$

若同时把方程 (2) 用随着系统运动的坐标轴为参考，则方程 (2) 变为

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0;$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) D_x + \frac{1}{c} \rho(v + u_x),$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) D_y + \frac{1}{c} \rho u_y,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) D_z + \frac{1}{c} \rho u_z;$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial y} - \frac{\partial D_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) H_x,$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial z} - \frac{\partial D_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) H_y,$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial x} - \frac{\partial D_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) H_z;$$

$$F_x = D_x + \frac{1}{c} (u_y H_z - u_z H_y),$$

$$F_y = D_y - \frac{1}{c} v H_z + \frac{1}{c} (u_z H_x - u_x H_z),$$

$$F_z = D_z + \frac{1}{c} v H_y + \frac{1}{c} (u_x H_y - u_y H_x).$$

§ 4 修正的矢量

我们将进一步通过改变变量来变换这些公式。令

$$\frac{c^2}{c^2 - v^2} = \beta^2, \quad (3)$$

l 为有待确定的另一数量, 取

$$x' = \beta l x, \quad y' = l y, \quad z' = l z, \quad (4)$$

$$t' = \frac{l}{\beta} t - \beta l \frac{v}{c^2} x \quad (5)$$

作为新的独立变量, 并用下列公式来定义两个新矢量 \mathbf{D}' , \mathbf{H}' :

$$D'_x = \frac{1}{l^2} D_x, \quad D'_y = \frac{\beta}{l^2} \left(D_y - \frac{v}{c} H_x \right),$$

$$D'_z = \frac{\beta}{l^2} \left(D_z + \frac{v}{c} H_y \right);$$

$$H'_x = \frac{1}{l^2} H_x, \quad H'_y = \frac{\beta}{l^2} \left(H_y + \frac{v}{c} D_x \right),$$

$$H'_z = \frac{\beta}{l^2} \left(H_z - \frac{v}{c} D_y \right),$$

根据式 (3), 我们也可以把上式写成,

$$D_x = l^2 D'_x, \quad D_y = \beta l^2 \left(D'_y + \frac{v}{c} H'_x \right),$$

$$D_z = \beta l^2 \left(D'_z - \frac{v}{c} H'_y \right);$$

$$H_x = l^2 H'_x, \quad H_y = \beta l^2 \left(H'_y - \frac{v}{c} D'_z \right), \quad (6)$$

$$H_z = \beta l^2 \left(H'_z + \frac{v}{c} D'_y \right).$$

至于系数 l , 应该把它当作是 v 的函数, 当 $v = 0$ 时, l 的值为 1, 对于微小的 v 值, l 与 1 相差的不过是一个二阶量.

变量 t' 可以称为“地方时”; 事实上, 当 $\beta = 1$ 时, $l = 1$, 它和我先前以这个名词标记的量完全相同.

最后, 假如我们令

$$\frac{1}{\beta l^3} \rho = \rho', \quad (7)$$

$$\beta^2 u_x = u'_x, \quad \beta u_y = u'_y, \quad \beta u_z = u'_z, \quad (8)$$