

[英] G. 司蒂文逊 C. W. 凯尔密司特著 沈立铭译

狭义相对论

(物理工作者用)

42

6

上海科学技术出版社



科工委书号802 2 0041396 0

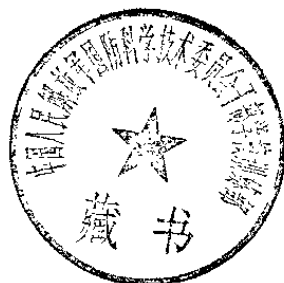
狭义相对论

(物理工作者用)

[英] G. 司蒂文逊, C. W. 凯尔密司特 著

沈立铭 译

NE 58/105



上海科学技术出版社

内 容 简 介

本书主要介绍狭义相对论的基本理论和应用,包括洛伦兹变换、洛伦兹变换的直接结论、洛伦兹变换的光学和动力学应用以及在现代物理学中的应用等四章。全书完全不用张量计算,而仅需掌握三度空间矢量分析的知识,就能够理解书中的数学问题。

本书可供实验物理工作者及物理系师生参考之用。

SPECIAL RELATIVITY

FOR PHYSICISTS

G. Stephenson, C. W. Kilmister

Longmans, Green and Co. 1960

狭 义 相 对 论

(物理工作者用)

沈 立 铭 译

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

新华书店上海发行所发行 上海日历印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 4 字数 86,000

1963年8月第1版 1979年4月第3次印刷

印数 11,601—61,600

书号: 13119·528 定价: 0.40 元

序

本书主要是为相对论理论的非专业人员而编写的，尤其是实验物理工作者以及在物理或数学方面攻读高等学位的学生。随着近代物理的多方面发展(为了要了解它们，就要求具备某些狭义相对论的知识)，显然需要有一本以详尽扼要的方法来说明这些理论的书，但并不要求读者具有高深的数学水平。为此，本书在阐明理论时，完全不用张量计算，而仅需掌握三度空间矢量分析的知识，就能够理解书中的数学问题。同时，书中还包括了大量经典物理和近代物理方面的特殊应用。

任何有关讨论闵可夫斯基理论的卓越几何解释以及过渡到广义相对论的企图，就要牵涉到四度空间，并且要用到张量，这些内容不在本书讨论范围之内。

惠脱罗(G. J. Whitrow)博士曾审读了原稿，并提出宝贵的修改意见，作者在此谨致以谢意。

符号说明

每章中节的标号是依次相续的。例如第1章中相继的方程标号为(1-1), (1-2), ……,(1-10), ……。参阅“方程(2-2)”, 即指第2章的第二个方程, 其他依此类推。

正文中附有年代的旁注, 例如“Einstein(1905)”, 系指参阅116~119页上的参考文献。

相对于笛卡儿坐标轴的分量为 (A_1, A_2, A_3) 的矢量 $\mathbf{A}$ 用下式来表示:

$$\mathbf{A} = A_1 \mathbf{e}_1 + A_2 \mathbf{e}_2 + A_3 \mathbf{e}_3 = (A_1, A_2, A_3),$$

式中, $\mathbf{e}_i$ 为沿坐标轴的单位矢。

位矢用 $\mathbf{r}$ 来表示, $\hat{\mathbf{n}}$ 为单位矢, 而 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ 和 $\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}$ 分别为标量和矢量的乘积, 因此

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_1 B_1 + A_2 B_2 + A_3 B_3,$$

$$\mathbf{A} \wedge \mathbf{B} = (A_2 B_3 - A_3 B_2) \mathbf{e}_1 + (A_3 B_1 - A_1 B_3) \mathbf{e}_2 + (A_1 B_2 - A_2 B_1) \mathbf{e}_3.$$

相对论方面读物

- | | | |
|---------------|---------------------------|-----|
| 广义相对论导论 | F. R. 坦盖里尼著 朱培豫译 | 已出版 |
| 狭义相对论(物理工作者用) | | |
| | G. 司蒂文逊 C. W. 凯尔密司特著 沈立铭译 | 已出版 |
| 狭义与广义相对论浅说 | A. 爱因斯坦 杨润殷等译 | 已出版 |
| 相对论 | W. 泡利 凌德洪 周万生译 | 已出版 |

目 录

第一章 洛伦兹变换	1
§ 1. 引言	1
§ 2. 牛顿力学	1
§ 3. 光的波动理论	3
§ 4. 决定性的实验	6
§ 5. 麦克斯韦方程的变换-I	10
§ 6. 麦克斯韦方程的变换-II	14
§ 7. 洛伦兹变换的密尔纳-惠脱罗导出	19
§ 8. 洛伦兹变换的公理导出	23
第二章 洛伦兹变换的直接结论	27
§ 9. 与牛顿变换的关系	27
§ 10. 四维矢量和六维矢量	28
§ 11. 两个速度的组合	32
§ 12. 托马斯进动	36
§ 13. 速度的变换	38
§ 14. 加速度的变换	40
§ 15. 恒定相对论性加速度的运动	41
§ 16. 同时性的相对论	43
§ 17. 斐兹杰惹-洛伦兹收缩	45
§ 18. 运动物体的表观容积	46
§ 19. 时间膨胀	48
§ 20. 钟佯谬	50
第三章 洛伦兹变换的光学及动力学应用	53
§ 21. 多普勒效应	53

§ 22. 象差	57
§ 23. 运动方程	58
§ 24. 质量的变换	61
§ 25. 力的变换	63
§ 26. 质能相当性	65
§ 27. 能量和动量守恒: 单质点理论	67
§ 28. 能量和动量守恒: 多质点理论	69
§ 29. 作用于运动电荷上的力	73
§ 30. 在恒定场内的运动	74
§ 31. 在恒定六维矢场下的运动	74
§ 32. 在有心力作用下的运动	76
§ 33. 谐振子	78
§ 34. 可变静质量	79
第四章 在近代物理学上的应用	84
§ 35. 相对论流体动力学	84
§ 36. 行星轨道	88
§ 37. 氢原子的索末菲理论	90
§ 38. 相对论的却尔特-兰格缪尔定律	92
§ 39. 高能粒子加速器	93
§ 40. 在标量介子场中的运动	95
§ 41. 零静质量的粒子	96
§ 42. 康普顿效应	98
§ 43. 光子由受激原子的发射	100
§ 44. 元质点的衰变图型	101
§ 45. 德布罗意波: 自由粒子	104
§ 46. 测不准原理	106
§ 47. 德布罗意波: 在保守场中的粒子	109
§ 48. 狄喇克波动方程	113
参考文献	116

洛伦兹变换

§ 1. 引言

也许可以说,在十九世纪末叶,人们对理论物理学的成就抱有乐观的看法,因而看来似乎没有多少问题留待解决。然而,实际上,尚存在着某些问题破坏了这一总貌。例如,水星近日点的进动超出了预计的数字约 10%;企图描述辐射和物质之间的相互作用导致了与实验不符的公式;某些运动介质的光学问题仍未获得解决,等等。但当时很少物理学家会想到,为了解释这些特殊问题,必须在物理概念方面进行彻底的革命。上述前两个困难已经分别在广义相对论和量子力学中得到了解决,本书不拟加以讨论。然而,最后一个光学问题却可以由狭义相对论来解决,因此与本书内容直接有关。在详细描述这些问题之前(参阅 § 4),我们将先讨论在相对论之前的物理学中所存在的其他一些困难。

§ 2. 牛顿力学

按照牛顿的观点,力学以绝对空间与时间观念为基础。其产生情况如下:

第一运动定律陈述,一个物体如果不受力的作用,则保持静止状态,或依直线作匀速运动。为了使这一定律具有意义,必须详细地说明测量速度的坐标系。举例来说,考虑由下列公式联系的两个坐标系 S 和 S' ,

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \frac{1}{2} \mathbf{g} t^2, \quad t' = t,$$

式中, $\mathbf{r}, \mathbf{r}'$ 为一个点相对于 S 和 S' 的位矢, 而 $\mathbf{g}$ 为恒定矢量. 描写相对于 S 的匀速直线运动由下式定义

$$\mathbf{r} = \mathbf{a} + \mathbf{u}t,$$

式中, $\mathbf{a}, \mathbf{u}$ 为恒定矢量. 所以得出

$$\mathbf{r}' = \mathbf{a} + \mathbf{u}t + \frac{1}{2} \mathbf{g} t^2,$$

上式表明相对于 S' 的路程为一抛物线. 因而, 相对于 S 的一个不受力作用并遵守第一运动定律的质点, 如果相对于 S' , 则必须描述为或者是当作受力作用, 或者是当作不遵守第一定律. 牛顿使其定律特殊化, 并假定它参照于一个绝对坐标系 (原则上每件事物都可以参照它加以测量) [开乔利 (Cajori), 1946]. 后来才认识到不需要假设这一绝对坐标系. 如果第一定律在任一坐标系 S 中有效, 而任一坐标系 S' 的原点相对于 S 匀速地运动, 则它在 S' 中也有效. 因为假如

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{v}t, \quad t' = t, \quad (1-1)$$

式中, $\mathbf{v}$ 为两个坐标系的恒定相对速度矢量, 则当

$$\mathbf{r} = \mathbf{a} + \mathbf{u}t$$

时, 也得到

$$\mathbf{r}' = \mathbf{a} + (\mathbf{u} - \mathbf{v})t.$$

如果我们称牛顿第一定律有效的坐标系为惯性系 (第一定律有时也称为惯性定律), 则绝对坐标系的观念可以用一组完整的惯性系 (其中没有一个是突出的) 来替换. 这一替换引起了人们注意到在相对运动中考虑坐标系的重要性. 钮门 (Neumann, 1870) 提出如何来描述和详细地说明这一组惯性系的问题, 并引入“ α 体系”的名称.

因此十九世纪末的牛顿动力学的情况是: 对于一个绝对

空间的需要已经被一组惯性系所替换，而详细说明这些体系的问题则仍未解决。此外，由于在上述方程中[例如在(1-1)中]， t' 总是等于 t ，因而并没有影响绝对时间的观念(开乔利，1946)。

§ 3. 光的波动理论

十九世纪后期，光的波动理论由于与麦克斯韦电磁方程组的联系而愈来愈明确。这些方程的形式如下(以高斯为单位，其中场矢具有相同因次)：

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{curl} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{curl} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{J} \right], & \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi \rho, \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

式中， c 为电荷的电磁单位与静电单位之比。如果仅仅考虑真空情况，则得

$$\mathbf{D} = \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}, \quad (1-3)$$

因而，在无电荷和电流时，即得

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{curl} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{curl} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

因此

$$\begin{aligned} \operatorname{curl} \operatorname{curl} \mathbf{H} &= \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{H} - \nabla^2 \mathbf{H} \\ &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{curl} \mathbf{E} \\ &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}, \end{aligned}$$

所以 $\mathbf{H}$ 满足下列波动方程：

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}, \quad (1-5)$$

对于 **E** 也得到类似的结果。由上可知，在场中的扰动以速度 c 进行传播，而常数 c 则可以用实验来确定。某些最早期的实验是由韦伯和柯尔路歇(Weber and Kohlrausch, 1856)共同完成的，他们比较了用静电方法测得的来登瓶的电容以及根据来登瓶放电时所产生的电流效应而计算得出的电容。由这些实验，得出 $c = 3.1 \times 10^{10}$ 厘米/秒，接近于在真空中的光速。由更精确的实验[寇蒂斯(Curtis), 1929]得出 $c = 2.99790 \times 10^{10}$ 厘米/秒，这与弗罗姆(Froome, 1952)最近所获得的数值 2.99792×10^{10} 厘米/秒非常接近。这一点表明了光与电磁辐射的同一性，而这一同一性使光学现象得到了令人满意的解释。

然而，波动方程(1-5)并未涉及到光源速度，这很自然地表明光速应与光源的速度无关。这一点与观察所得到的结果相符合。例如，存在着一定的由两个星球组成，并沿围绕它们共同重心的轨道运行的“双星”。在轨道的一点，一个星球向着地球运行；与此同时，在另一点，另一个星球反着地球运行。如果双星的重心离开地球的距离为 h ，则光在发出后需要经过一段 h/c 的时间才能够到达地球，其中 c 为光速。对于 c 的任何微小的变化 Δc ，到达时间的变化 $\Delta t = -(h/c^2) \Delta c$ 。这种变化在双星的运动中将产生显著的畸变。由于在观察中并未看到这样的畸变，因此我们只能断定光速与光源速度无关^①。然而，光速与光源速度无关的假设，又提出了测量 c 的坐标系的问题。在声学理论中，也产生了类似的问题，但是这个问题很容易解决，因为声速是相对于静止空气而测得的。在十九

① 双星运动是按引力定律进行的。如果光速不同，则由于双星与地球之间的距离很大，双星的同时位置在相差很大的不同时间内收到，于是即产生畸变，而使双星运动的图象与在相互引力影响下的运动显然不同。——译者注

世纪, 对光的情形提供类似的解答似乎是合理的. 这就需要假定一个观察不到, 到处渗入的介质——以太, 而波动即在以太内进行[以太的观念早已产生, 但其流行却是在遇到上述困难以后. 它是由胡克(Hooke, 1667)首先提出的, 虽然他所假定的以太的性质有些不同]. 假定了以太之后, 明显的是以太可以同样地用来说明“ α 体系”的标准 (§ 2). 它的最大的优点是可以把到目前为止还彼此分割的力学与电磁理论联系起来. 然而, 立即发生了一个困难, 因为麦克斯韦方程应在每一惯性系中保持它的形式不变. 很容易看出这一点不能达到, 因为如果写出变换(1-1)的特例, 则当 $\mathbf{v}$ 指向共同的 x 轴时,

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t, \quad (1-6)$$

方程
$$\operatorname{curl} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

的第一个分量式变成

$$\frac{\partial H_3}{\partial y'} - \frac{\partial H_2}{\partial z'} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial E_1}{\partial t'} - v \frac{\partial E_1}{\partial x'} \right). \quad (1-7)$$

但是在上述方程中, 并无其他的方程联系着 $\frac{\partial E_1}{\partial t'}$ 和 $\frac{\partial E_1}{\partial x'}$, 因此不可能由场矢的变换将方程右端进行变换, 而使变换后之方程具有如下形式

$$\frac{\partial H'_3}{\partial y'} - \frac{\partial H'_2}{\partial z'} = \frac{1}{c} \frac{\partial E'_1}{\partial t'}.$$

这一困难引导我们去探索方程 (1-1) 是否为惯性系之间唯一可能的变换. 以后我们可以看到 (§ 6) 有可能将 (1-1) 加以修正, 使之成为惯性系之间的变换方程, 而使麦克斯韦方程的形式保持不变. 由 (1-7) 可以看出, 经过修正后的变换必须包含某些时间坐标的改变, 而使 $\frac{\partial t'}{\partial x}$ 不等于零. 所以, 这一变换也

就取消了绝对时间的概念,正如在§2中所提到的,在引入“ α 体系”时并未涉及这种概念。但在这之前,必须首先考虑一些实验验证,这些验证在狭义相对论的发展中起着极为重要的作用。

§ 4. 决定性的实验

以太(作为光传播的介质)存在的假设进一步引起了许多关于光所通过的物质相对于以太运动的影响问题。密契尔(Michell, 1784)曾经提出从一颗星球发出的光线与地球上发出的光线是否会因两者相对于以太的运动的不同而有不同的折射。后来,亚来哥(Arago, 1839, 1853)在一系列实验中表明,光线的折射显然并不因这种运动而有所改变,虽然其结果仅为近似的。为了解释这种结果,弗莱司纳耳(Fresnel)在作了某些关于以太密度和运动物体“以太阻力”假设的基础上,提出了一个理论。根据这个理论,得出下列折射指数为 n 的介质中光速 V 的式子:

$$V = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v, \quad (1-8)$$

式中, v 为介质速度。由弗莱司纳耳所导出的公式(1-8)被斐索(Fizeau, 1859)用实验所证实,后来又为塞曼(Zeeman, 1914, 1915)更精确地证实。显然,在任何情况下,如果介质运动既然会影响光线的传播,则光速必须用下列方程的形式来表示:

$$V = \frac{c}{n} + f(n, v),$$

式中, $f(1, v) = 0$, 因为当 $n=1$ 时,表明介质处于真空状态,于是 v 的值就无关。这就排除了在其他方面看来似乎是有理

的可能性 $V = \frac{c}{n} + v$, 这一方程可来自牛顿力学, 即利用(1-6)使之变换到静止介质的系统. 因此, 变换(1-6)不宜应用于述及光线在运动介质中传播的一类问题上.

假设以太之后所引起的最为严重的问题系是否有可能发现地球相对于以太的运动. 迈克耳逊(Michelson, 1881)进行了一项如今通称为迈克耳逊-莫雷的实验(这一实验由迈克耳逊-莫雷于1887年重复进行过, 并在技术上有所改进). 在这一实验中(见图1), A 为镜子, B 为一半涂以银的镜子. 由单独光源发出的单色光在一半涂以银的镜子处分开, 沿着两条互成直角的途径前进, 然后反射回来, 并在望远镜内显现出干涉现象. 如果在任何时间, 仪器相对于以太的速度恰为 v ,

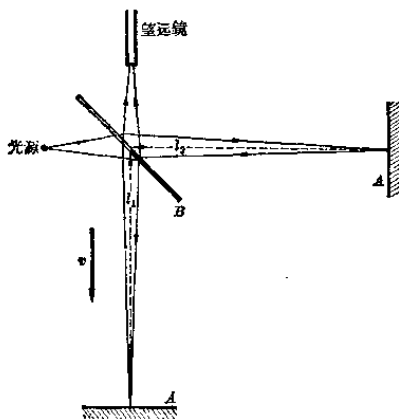


图 1

如图1所示, 则沿两途径所需的时间为

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= \frac{l_1}{c-v} + \frac{l_1}{c+v} = \frac{2l_1/c}{1-v^2/c^2}, \\ t_2 &= \frac{2l_2/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

现在将仪器转过 90° , 于是新的时间为

$$\bar{t}_1 = \frac{2l_1/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad \bar{t}_2 = \frac{2l_2/c}{1-v^2/c^2}. \quad (1-10)$$

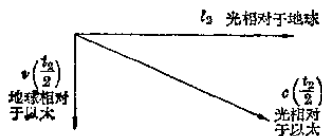
所以

$$\begin{aligned} \Delta\bar{t} - \Delta t &= (\bar{t}_1 - \bar{t}_2) - (t_1 - t_2) \\ &= \frac{2/c}{\sqrt{(1-v^2/c^2)}} (l_1 + l_2) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{(1-v^2/c^2)}} \right). \end{aligned} \quad (1-11)$$

这一时间差异在由望远镜所观察到的干涉图样中产生了 m 个干涉条纹的移动, 其中 $m\lambda = \Delta\bar{t} - \Delta t$. 在任何特殊的实验过程中, 当实验正在进行时, 地球相对于以太或许可能处于静止状态. 为了消除这种可能性, 经过六个月的时间间隔后, 重复这一实验, 这时相对速度应该达到最大值.

迈克耳孙并未观察到干涉条纹的移动, 但是预期的移动接近于实验精确的限度. 曾经在不同的情况下重复进行过这

①



在 $\frac{t_2}{2}$ 时间内的位移为 $\left(c \frac{t_2}{2} \right)^2 = l_2^2 + \left(-\frac{vt_2}{2} \right)^2$

$$t_2 = \frac{2l_2}{\sqrt{(c^2 - v^2)}} = \frac{2l_2}{c\sqrt{(1-v^2/c^2)}}. \quad \text{——译者注}$$

一实验, 而且并未观察到干涉条纹的移动, 直到密勒 (Miller, 1925) 在一系列实验中宣称发现了这样的移动, 其数量相当于地球相对于以太的速度 (约为 10 公里/秒). 最近, 辛奇 (Synge, 1952) 提出了一个可以用来说明密勒的非零移动的理论, 这一理论建议进行某种与迈克耳孙-莫雷实验相类似的实验, 但可获得较大的结果. 狄区本和海温司 (Ditchburn & Heavens, 1952) 进行了这种实验, 并且得出从实验上看来是高度精确的零移动的结果. 我们只能断定在密勒实验中的残余移动是由于某些未知的实验误差所引起的. 最近, 兴克莱、麦克寇斯开、里翁内和寇尔蒂等 (Shankland, McCuskey, Leone & Kuerti, 1955) 讨论了密勒的结果, 并且得出这样的结论, 并不存在着明显的干涉条纹的移动.

斐兹杰惹 (Fitzgerald) [劳其 (Lodge), 1892] 提出了一个用来解释迈克耳孙-莫雷实验的假说, 他假定了物体在相对于以太运动时沿着运动方向略为收缩. 如果收缩比例为 $\sqrt{(1-v^2/c^2)}:1$, 则即可解释零移动的结果 [由 (1-9) 和 (1-10)]. 洛伦兹 (Lorentz) 采用了这个观念. 当然, 斐兹杰惹-洛伦兹收缩是无法观察到的, 因为它适用于所有的物体, 甚至包括测量杆在内.

屈劳顿和诺勃尔 (Trouton & Noble, 1902, 1903) 考虑了另一个实验, 以便试验能否测出地球通过以太的运动. 一个因地球的相对运动而通过以太的荷电的电容器应该显示出不同的行为, 取决于它的金属板平行或垂直于运动的方向. 在任何位置, 金属板上的电荷形成了电流. 平行于板的分速产生了两个大小相等和方向相反的电流以及在电介质中平行于板的磁场 $\mathbf{H}$. 垂直于板的分速产生了两个几乎是互相中和的电流. 如果略去这两个电流所产生的场, 并记住电场 $\mathbf{E}$ 垂