

爱因斯坦全集

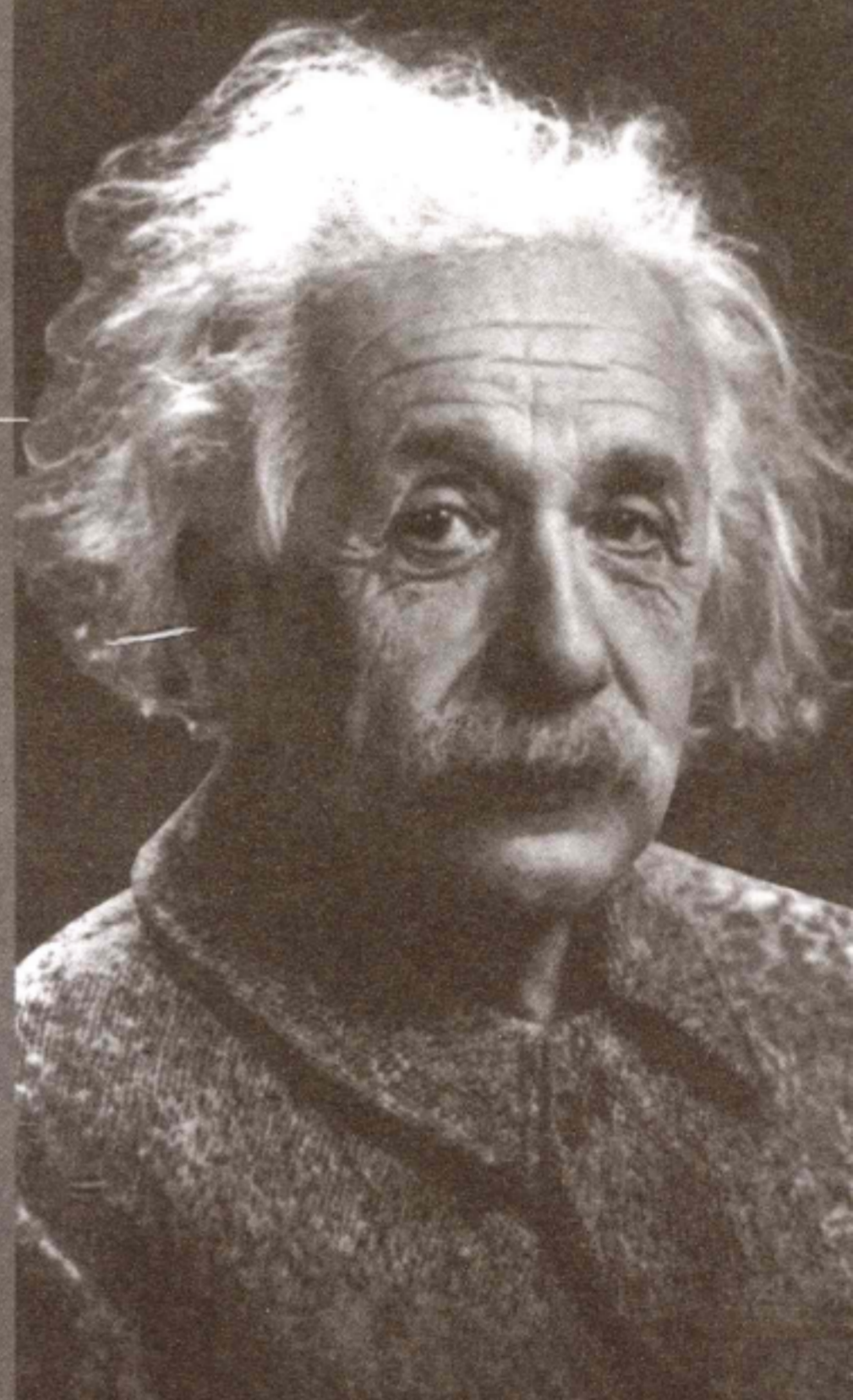
第七卷 | 柏林时期 (1918—1921)

Michel Janssen, Robert Schulmann, József Illy,
Christoph Lehner, and Diana Komros Buchwald / 主编
邹振隆 / 主译

[美] 阿耳伯特·爱因斯坦 / 著 湖南科学技术出版社

The Collected Papers of
Albert Einstein

Volume 7: The Berlin Years: Writings,
1918—1921



The Collected Papers of
Albert Einstein

ISBN 978-7-5357-5791-3



9 787535 757913 >

定价: 190.00元

爱因斯坦全集

第七卷
柏林时期

(1918—1921)

The Collected Papers of
Albert Einstein

[美] 阿耳伯特·爱因斯坦 / 著 湖南科学技术出版社

Michel Janssen, Robert Schulmann, József Illy,
Christoph Lehner, and Diana Kormos Buchwald / 主编

邹振隆 / 主译 邹振隆 黄磷等 / 译



THE COLLECTED PAPERS OF

Albert Einstein

VOLUME 7

THE BERLIN YEARS:
WRITINGS, 1918–1921

Michel Janssen, Robert Schulmann, József Illy,
Christoph Lehner, and Diana Kormos Buchwald

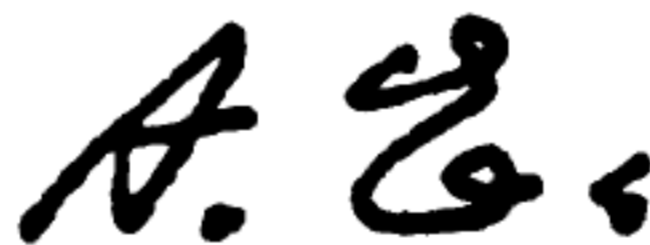
EDITORS

Daniel Kennefick, A. J. Kox, and David Rowe

ASSOCIATE EDITORS

R. Hirschmann, O. Moses, A. Mynttinen, A. Pringle, and R. Fountain

EDITORIAL ASSISTANTS



Princeton University Press

2002

The Collected Papers of Albert Einstein, Volume 7: The Berlin Years: Writings, 1918—1921
Copyright © 2002 by The Hebrew University of Jerusalem
Chinese (Simplified Characters only) Hardback copyright © 2009 by Hunan Science & Technology Press
Published by arrangement with Princeton University Press in association with Arts & Licensing International, Inc.
All Rights Reserved.

湖南科学技术出版社通过美国 Arts & Licensing International Inc. 获得本书中文简体版全球出版发行权。

著作权合同登记号：18-2003-133

图书在版编目 (CIP) 数据

爱因斯坦全集. 第七卷 / (美) 爱因斯坦 (Einstein, A.)
著; 邹振隆, 黄磷译. —长沙: 湖南科学技术出版社,
2009. 10
ISBN 978-7-5357-5791-3

I. 爱… II. ①爱…②邹…③黄… III. 爱因斯坦, A.
(1879~1955) —全集 IV. Z471.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 189519 号

爱因斯坦全集

第七卷 柏林时期 (1918—1921)

著者: [美]阿耳伯特·爱因斯坦

主 编: Michel Janssen, Robert Schulmann, József Illy, Christoph Lehner, and
Diana Kormos Buchwald

主 译: 邹振隆

策划编辑: 李永平

责任编辑: 赵 龙 林澧波

文字编辑: 陈一心

出版发行: 湖南科学技术出版社

社 址: 长沙市湘雅路 276 号

<http://www.hnstp.com>

邮购联系: 本社直销科 0731-84375808

印 刷: 长沙化勘印刷有限公司

(印装质量问题请直接与本厂联系)

厂 址: 长沙市青园路 4 号

邮 编: 410004

出版日期: 2009 年 5 月第 1 版第 1 次

开 本: 787mm×1092mm 1/16

印 张: 42.5

字 数: 763000

书 号: ISBN 978-7-5357-5791-3

定 价: 190.00 元

(版权所有·翻印必究)

谨以此卷纪念

Abraham Pais

(1918—2000)

主 办 者

耶路撒冷的希伯来大学
波士顿大学
加州理工学院
普林斯顿大学出版社

编辑委员会

Mara Beller	Walter Hunziker
Jed Z. Buchwald	Abraham Pais †
Robert S. Cohen	Fritz Stern
Gerald Holton	Joseph H. Taylor
Kip S. Thorne	

资 助 者

《爱因斯坦全集》(原书)之得以付梓,端赖下列资助者对编辑工作的慷慨资助,现耶路撒冷的希伯来大学以及美国普林斯顿大学出版社谨对他们表示感谢。

捐赠者

Harold W. McGraw, Jr.

资助机构

大学

波士顿大学(美国)

加州理工学院(美国)

瑞士联邦技术大学(苏黎世,瑞士)

基金会

瑞士国家科学基金会

Tomalla 博士基金会(列支敦士登公国)

中文版出版说明

阿耳伯特·爱因斯坦不仅是 20 世纪最杰出的物理学家,而且是一位富有哲学探索精神的思想家,同时又是一位具有高度社会责任感的真正意义上的知识分子。对他的科学成就、科学思想、政治言论及生平的深入研究,势必成为科学史界普遍关注的话题。美国普林斯顿大学出版社自 1987 年出版《爱因斯坦全集》(*The Collected Papers of Albert Einstein*)第一卷以来,已陆续出版多卷,随着资料不断地收集,全集出齐将超过 25 卷。

全集不仅包括爱因斯坦的全部学术论文,还涉及有关和平、宗教、犹太人问题等社会政治言论,还有他与家人及朋友的往来书信,各种听课、备课笔记以及其他有关他个人的全部材料。这些材料是目前研究爱因斯坦最权威、最全面的资料。其中许多材料是首次公开发表。《爱因斯坦全集》的编辑出版,是国际科学史界的一项大工程,它不仅可以填补科学史上的一些空白,而且可以澄清一些广为流传的讹误,其学术价值和文化积累意义是不言而喻的。我社聘请国内科学史界和物理学界资深专家教授及年轻学者翻译出版《爱因斯坦全集》,这对我国学术界来说无疑是一件幸事。读者将最大限度地追踪爱因斯坦的思想、生活及科学活动,从中领略到科学和文化在现代社会中的深远影响。

《爱因斯坦全集》中文版是根据普林斯顿大学出版社出版的 *The Collected Papers of Albert Einstein* 德文版精装本翻译的,翻译过程中还参阅了此书的英文版平装本。为了便于前后各卷的统一,全集中除爱因斯坦外的人名均未译。地名及专有名词在正文中第一次出现时附注了原文。各卷的边码均指示德文原版书的页码,以利读者核对

原文。全集各卷注释及索引中的页码除特别指明外,均指德文原版书页码即中文版的边码。中文版将原版索引拆分为三,一是名词索引,包括社会政治经济和文化机构名称、地名和地址以及科学技术词汇,以人名命名的科技术语也在其中。二是人名索引。此外尚有引文索引。名词索引按汉语拼音顺序排,人名索引及引文索引按拉丁文字母顺序排。

《爱因斯坦全集》的翻译出版工作浩大而繁杂,这使得我们的工作难免留下某些遗憾。恳请海内外读书界、著译界和出版界的朋友、同仁提出宝贵的意见和建议,以利改进工作,促使此项翻译出版工程圆满完成。

湖南科学技术出版社

2009年4月

I

本卷收录的著作以显著改变了爱因斯坦公众生活进程的两个重要事件为中心：魏玛共和国的建立，1919年秋英国天文学家宣布广义相对论得到了经验的证实。这两个事件为爱因斯坦作为新德国非官方的科学文化使者登上世界舞台创造了必要条件。

1918年11月9日，即德皇威廉二世退位日，爱因斯坦“由于革命”取消了他的广义相对论课程（文件12，p. 90）。接着，按Max Born的说法，他去帝国总理府会见临时政府新首脑Friedrich Ebert，保释被革命学生扣押的几名柏林大学教授和校长。德国帝制突然崩溃，士兵和工人委员会拥护激烈的变革。就在4天后的11月13日，爱因斯坦在“新祖国”同盟的一次群众集会上向1000多人发表了讲话。他称自己是一个无需“转变”政治观念的“老民主主义者”，主张“一切真正的民主主义者都应当提防的右的旧阶级专制被左的新阶级专制所取代”（文件14，p. 2）。他促进民主自由事业的热忱在同事们中是少见的。Arnold Sommerfeld在得知爱因斯坦“相信新时代并愿意为其工作”后，曾对当时发生的“极其可悲和愚蠢的一切”表示震惊（Arnold Sommerfeld致爱因斯坦，1918年12月3日[第八卷，文件662]）。爱因斯坦在回信中说，他坚信“热爱文化的德国人很快就将再度为自己的祖国而骄傲，一如既往，而且比1914年以前有更充分的理由”（爱因斯坦致Arnold Sommerfeld，1918年12月6日[第八卷，文件665]）。

一年以后，即1919年11月6日，英国皇家学会和皇家天文学会联席会议宣布了赴西非和巴西拍摄1919年5月29日日全食照片的两支英国观测队的发现。这一事件对爱因斯坦的生活和后来的职业生涯产生的突然而深刻的影响，反映在事件之后的几个文件，特别是

济的持续稳定、健康、协调地发展。这样的大背景奠定了我国保持积极稳定发展政策的最基本条件。

②国际经济发展趋势的要求。从国际经济发展趋势看,北美和日本经济经过了长时间的调整,近期开始出现复苏迹象,尽管总体上世界经济还没有进入发展期,但2004年步入复苏发展阶段已基本成定局。应同时看到我国入世后与世界经济进一步融合,复苏阶段国际经济景气的传导效应必然加强,如国际市场的商品价格会形成对国内企业的强竞争态势,特别是农副产品和部分深加工产品;一些商品通过价格比较优势,会加剧国内市场供求矛盾。在这样的情况下,对出口拉动经济增长的态势应有多方面的准备。

③国内经济发展的阶段性特征要求。从国内经济发展的阶段性特征看,结构调整、国企改革以及新一轮消费增长拉动了对基础建设的需求;近年通过积极发展政策扩大内需,成为推动经济增长的主导力量。但从经济增长机制分析,积极的发展政策对民间投资拉动作用还不明显,消费需求增长机制和经济稳定增长机制还没有完全形成,经济的发展对国家投入的依赖性还比较强。深化改革需要我们保持稳定的发展政策,即便出现阶级性或局部性的调控治理,也必须在大局上形成宽松的宏观环境。

④区域经济统筹平衡发展的要求。西部大开发和振兴东北等老工业基地离不开国家的支持。对近5年的西部各省区市的经济动力结构分析,投资对经济增长的贡献率都保持在百分之五十以上,可以说保持和加大对西部的投入,是西部加强基础建设、实现经济快速增长的重要条件。由于西部地域辽阔、历史欠账多,今后一段时间内,仍然需要中央集中必要的财力加大投入。振兴东北老工业基地实质上是一个结构的调整和机制转换的过程,除必须的改革推动外,投入也是必不可少的。

⑤经济运行周期规律的要求。从经济运行周期看,我国目前经济运行基本摆脱了下滑和通货紧缩的趋势,但推动经济发展的整体效应尚未形成。根据国际经济运行的经验,还必须保持我国积极发展政策的相对稳定性。

演讲的文本(文件 38 和文件 52)曾分别在莱顿和柏林的学术听众面前散发,大概接近口头陈述。然而在其他场合,他喜欢即席演讲,例如在国王学院,他出色的临场发挥与书面讲稿(文件 58)已迥然不同。1921 年 5 月他在普林斯顿演讲几个月之后才准备好发表的文本(文件 71)。他在头两次演讲中实际说过的内容可以从附录 C 中复制的速记员抄写本推断出来。在阅读附录 D 和附录 E 中复制的已发表的采访之后,人们可以充分欣赏爱因斯坦同记者和好刨根问底者周旋(文件 61)时所表现的幽默。

xxiii

第 3 组著作,从文件 14 开始,由与政治和社会问题相关的文本组成。爱因斯坦起初只是零散地写这类东西,但从 1919 年 12 月的文件 27 开始,他写了许多文章来促进国际和解,特别是科学界的和解(文件 36、文件 40、文件 47 和文件 70)。爱因斯坦强调人权,深切关怀陷于饥饿和经济崩溃的中欧人民的苦难,赞扬像公谊会教徒那样为克服这些困难而工作的人们(文件 29 和文件 41)。最突出的是 1920—1921 年间所写的一大组文章(文件 34、文件 35、文件 37、文件 57、文件 59、文件 60 和文件 62),讨论了这些年越来越引起他深切关注的“犹太问题”的各个方面。爱因斯坦拒绝被同化,加上强烈捍卫犹太人接受高等教育的权利,使他支持犹太复国主义者在巴勒斯坦建立一所大学的努力,他把这所大学看做是所有犹太人的文化中心。

这 3 组文件涵盖了范围宽广的问题,反映了对爱因斯坦生平这一阶段有重要影响的复杂环境。

II

本卷中较早的科学论文标志着爱因斯坦从 1911 年开始大力研究广义相对论时期的结束。的确,本卷中有关广义相对论的多数论文几乎全部是在 1918 年上半年完成的,它们或者直接源自以前的工作,或者是对同事们的答复。在 1915 年 11 月开始的一段集中工作期以后,爱因斯坦从 1917 年 2 月初起就不再提交有关这个课题的原创论文。1918 年的论文基本上是他对同时进入该领域的同事们的回应。

这些论文中最重要的《论引力波》(*Einstein 1918a* [文件 1]),实质上是 1916 年关于线性近似一文(*Einstein 1916g* [第六卷,文件

xxiv

32])的修正,尽管是很重要的修正。在 *Einstein 1918e* (文件 4) 中,他给了广义相对论基础一个新的表述,反映了 1916 年 3 月他首次系统阐释该理论(*Einstein 1916e* [第六卷,文件 30])以来其观念的发展。爱因斯坦与 W. de Sitter 的书信在这一发展中起着中心作用,在 *Einstein 1918c* (文件 5) 中,他针对 De Sitter 提出的挑战捍卫了自己对于该理论基础的新观念。为了回答另一方面的批评,在 *Einstein 1918f* (文件 9) 中,他力图使持怀疑态度的同事们相信,他在广义相对论中陈述的能量-动量守恒定律是适宜的。

这一时期广义相对论领域引人注目之处是,1916—1919 年,这个为物理学,特别是其数学表述带来许多创新的理论取得了巨大进展。1917 年,爱因斯坦把宇宙学带入了理论物理学工具可及的范围(*Einstein 1917b* [第六卷,文件 43])。在 *Einstein 1919a* (文件 17) 中,他试图拓展广义相对论使之既能说明宇宙的大尺度结构和历史,又能说明如电子之类基本粒子的结构。广义相对论容许对两类全新的物理现象,即引力波和“参照系曳引”进行具体的理论描述,后者也称为 Lense-Thirring 效应(*Thirring 1918, Lense and Thirring 1918*)。相当令人生畏的爱因斯坦场方程对于质点引力场的严格解业已求得(*Schwarzschild 1916*),还至少有两种不同的近似方法,即线性近似(*Einstein 1916g* [第六卷,文件 32])和后牛顿近似(*Droste 1916b*),被精心发展出来以进行理论中的实际计算。除了这些理论发展之外,学术界还进行了认真的努力来检验广义相对论 3 个著名预言中的两个。爱因斯坦做出这 3 个预言(水星近日点移动、引力场中光线的偏折和引力红移)甚至在他发现该理论的最后形式之先。

到 1918 年,爱因斯坦发现自己正在和众多同事互相影响。如果把他的早先的作品比作作曲高和寡的独奏,那以后的论文就是奉献给日益扩大的广义相对论研究界的协奏了。到 1919 年,在欧洲几个研究中心,包括莱顿、格丁根、苏黎世、罗马、维也纳和剑桥,已形成一些活跃的群组。爱因斯坦密切跟踪这些同行的工作,和他们通信(参见第八卷),有时也公开回应他们的论文(*Einstein 1918b* [文件 2]、*Einstein 1918d* [文件 3]、*Einstein 1918c* [文件 5]、*Einstein 1918g* [文件 8]、*Einstein 1918f* [文件 9] 和 *Einstein 1918a* [文件 1] 的最后一节)。

爱因斯坦 1918 年的论文涉及面相当广,其中有些几十年后仍然存在争议。*Einstein 1918a* (文件 1) 特别有名,因为它导出了引力波源辐射能流的著名四极公式。爱因斯坦在 1916 年关于引力波的论文中所犯的计算错误使他未能导出引力辐射的正确公式(见 *Einstein 1916g* [第六卷,文件 32]、*Einstein 1918a* [文件 1]和第八卷序的第八节)。文件 1 重复了早先论文的论证,但有几点重要改进。爱因斯坦在 1916 年对于有“3 种”引力波解满足其场方程的线性形式感到困惑。其中有两种似乎并不传输能量。在 1916 年论文的一个附录中他已认识到,这些波“并不真实……而像是表观的”,因为若另选坐标系它们就会消失。这些假波并不是 *Einstein 1916g* (第六卷,文件 32) 中计算错误的产物。它们仍然出现在本卷文件 1 修改后的论述中,他在那里证明,通过一个简单的坐标变换,在他发现有有益于这类计算的所谓谐和坐标中,这 3 个解中有两个事实上描述的是 Minkowski 时空的度规场。尽管如此,在后来的一段时间里,其他理论家还是继续谈论这 3 类波(*Weyl 1919c*, *Eddington 1922*)。这种情况表明,广义相对论学界尚未建立足够紧密的联系以保证有效地传递重要的结果,即便这些结果已由该理论的创立者在一篇文章中清楚地予以说明。

Einstein 1918a (文件 1) 中计算四极公式的一个要素成为另一争议的中心,这涉及爱因斯坦用大家称为“能量赝张量”的量来代表与引力场联系的能量、动量和应力。爱因斯坦并没有使用这个术语,而是将该量仍旧写作标准符号 $t_{\mu\nu}$ 。爱因斯坦的能量和动量守恒定律要求,与引力场联系的能量和动量由一个非广义协变的量代表,它同具有不变张量性质的物质和非引力场的应力-能张量 $T_{\mu\nu}$ 一起,描述一个物理空间或系统的总能量和动量。但是在广义相对论的许多早期研究者看来,赝张量的这种非不变性质似乎破坏了广义协变理论的整体精神。对爱因斯坦的守恒定律和赝张量的批评如此广泛,使他不得不写了一整篇文章来讨论这个问题(*Einstein 1918f* [文件 9]),尽管他早先在 *Einstein 1918a* (文件 1) 中已用了一节来回答 Tullio Levi-Civita 的批评,还写了一个短篇注记(*Einstein 1918b* [文件 2])来回答 Schrödinger 的论文(*Schrödinger 1918a*)。在早些时候致 Levi-Civita 的一封信中(爱因斯坦致 Tullio Levi-Civita, 1917 年 8 月 2 日[第八

xxvi

卷,文件 368]),爱因斯坦求助于等效原理来论证引力场能量的描述必须依赖于坐标。根据等效原理,Minkowski 时空的加速系等效于引力场。这意味着可以说,在这样一个加速系中受摩擦力作用的振动摆把引力能耗散成了热。这样的能量不能由张量表示,因为在 Minkowski 时空的 Lorentz 系中没有引力能存在。更一般地说,与一个参照系内某点引力场联系的能量,在新参照系中被转移到了某个别的地方,或转变成了某种其他的形式。用直接产生于这场辩论的现代语言(例如见 *Pauli 1921, sec. 61; Eddington 1922, p. 280*)来说,与引力场联系的能量不能定域到一个系统的任何(充分小的)部分,尽管闭合系统的总能量仍然守恒。

在 *Einstein 1918f* (文件 9) 中,爱因斯坦没有提出这一论证,而是较一般地争辩说应当采用能量守恒定律的积分形式。他证明闭合系统总能量的积分是不变和守恒的,并且只有在离源很远的地方才能测到,这个总能量就是该系统的 Schwarzschild 质量。由于保持着对宇宙学的兴趣,该文花了大量篇幅来讨论闭合静态宇宙模型中的总能量。能量定律的爱因斯坦陈述所隐含的物理内容逐渐变得较为清楚,是借助了一些数学家如 Felix Klein(爱因斯坦 1918 年就这一问题同他进行过充分讨论,见第八卷序,第 VIII 节)在推导守恒定律方面取得的进展,其顶峰是 Emmy Noether 关于物理学中对称性和守恒定律之间关系的著名定理的提出(*Noether 1918*)。

爱因斯坦作出巨大努力来使同事们相信他的能量守恒定律的正确性,这在一定程度上表明,尽管有越来越多的物理学家和数学家对广义相对论感兴趣,而他的研究路线仍然与众不同。正如他在文件 9 开头所说的,“几乎所有的同行对我关于动量能量定理的表述提出了批评”。甚至文件 9 的发表也未能说服这些批评。Klein 觉得该文的论证清楚但难以信服(Felix Klein 1918 年 6 月 16 日致爱因斯坦的信[第八卷,文件 566]),尽管他不久就能把这一论证推进到使自己满意的形式(Felix Klein 1918 年 7 月 5 日致爱因斯坦的信[第八卷,文件 581])。广义相对论的技术语言那时尚处于幼年时期,这就妨碍了爱因斯坦向甚至最有接受能力的同事解释自己思想的努力。赝张量的争议表明,所用语言的精确性如何通过物理学家和数学家之间富有成

果的交流得到迅速改善。然而,这个初始愿望直到爱因斯坦逝世都未能实现,因为物理学家们从20年代中期起大多离开了该理论的持续研究。不过,爱因斯坦觉得有必要向物理学家传授他的理论,本卷末刊载的普林斯顿讲稿(*Einstein 1922c* [文件71]),最接近他将写的一本相对论教科书,就体现着他为实现这一任务所作的努力。

xxvii

在职业生涯余下的大部分时间里,爱因斯坦的工作主要集中于他对引力和电磁统一场论的追求,这一兴趣是Weyl的统一场论(*Weyl 1918a*)激发起来的,其第一个例子后来以规范理论著名。在对*Weyl 1918a*文的一个补充(*Einstein 1918g* [文件8])中,他赞扬了Weyl天才的建议,但强调他发现该理论在物理上站不住脚。这时,爱因斯坦对于使用像Weyl规范原理这样的形式判据来代替物理原理(如他在*Einstein 1918e* [文件4]中对广义相对论安排的那样)仍然非常踌躇。然而,在他后来关于统一场论的工作中,形式判据逐渐被看得较为重要。在*Einstein 1921e* (文件54)中也可看到Weyl对爱因斯坦思想的影响。在这篇论文里,他把Weyl的规范理论推广到现在称为共形理论的场论中,该理论中度规只确定到相差一个标量因子。虽然爱因斯坦那时认为共形变换对物理学的用处还不清楚,但它后来却变为现代广义相对论(如处理渐近行为)的一个重要工具。

在莱顿的就职演说论“以太和相对论”中(*Einstein 1920j* [文件38]),爱因斯坦清楚地勾画了他的统一方案:通过电磁和广义相对论的统一,“整个物理学成为类似几何学、运动学和引力理论那样的一种完备的思想体系”。不过,他看到量子论有可能成为在广义相对论基础上统一引力和电磁的障碍(文件38, p. 15),这个保留意见可能源于他关于引力波的工作。在*Einstein 1918a* (文件1)中,紧跟在写出四极公式之后,他重复了在1916年论文(*Einstein 1916g* [第六卷,文件32])中表达过的观点,认为该结果“会要求物体由于热骚动而失去能量——[它]必然引起对理论普遍适用性的怀疑。看来,一个更完备的量子理论也会导致引力理论的修改”。他在1916年所写的是:“不过,由于电子在原子内部的运动,原子不仅必须辐射电磁能,也将辐射引力能,即便数量微小。因为这很难是自然界中真实的情形,看来,量子论不仅必定会修改麦克斯韦电动力学,也必将修改引力的新理论”

xxviii

(*Einstein 1916g* [第六卷, 文件 32, p. 696])。 *Einstein 1919a* (文件 17) 是他对统一理论感兴趣的又一个例子, 他在这篇文章中沿单一思路来统一处理基本粒子的稳定性和宇宙学问题。为了稳定电子和宇宙本身, 他采用了一种存在于物体内外任何空间的普遍压强概念。Poincaré 曾在电子稳定性的场合 (*Poincaré 1906*), Schrödinger 曾在宇宙学的场合 (*Schrödinger 1918b*) 分别采用过同样的思路。实际上, 在 *Einstein 1918d* (文件 3) 中, 爱因斯坦对 Schrödinger 的宇宙学进行了争辩。他把自己 1919 年将极小与极大统一起来的方法看得比他早先引入的宇宙学常数项 (*Einstein 1917b* [第六卷, 文件 43]) 更为基本, 尽管这两条思路在物理上是等价的。在这一时期的讲稿和专著中, 他一直使用“宇宙压强”项的语言 (见文件 19、文件 63 和 *Einstein 1922c* [文件 71])。随后几十年里, 虽然物理学的其他部分在寻求新量子论方面与爱因斯坦分道扬镳, 宇宙学仍然是物理学中需要某些广义相对论知识的唯一领域。

爱因斯坦关于广义相对论和宇宙学的工作使他对天文学和天体物理学产生了兴趣。在 *Einstein 1921c* (文件 52) 中, 爱因斯坦讨论了通过引力常数的天文观测来测定宇宙学常数的可能性。 *Einstein 1921f* (文件 56) 使用球状星团大小的最新估计可能也产生于这类想法。不过, 为了证明对于 Newton 值的偏离, 只有经验数据是不够的。因而, 爱因斯坦提供了一些用 Newton 理论进行的计算, 其实并未涉及广义相对论或宇宙学常数。附录 A 复制了爱因斯坦为该文所作的一些笔记和计算。早先的一篇天文学论文 *Einstein 1919b* (文件 18) 也与广义相对论有关: Kurt Bottlinger 基于 Hugo von Seeliger 与广义相对论不相容的引力吸收理论, 对月球轨道速度的某种起伏给予了一种解释 (*Bottlinger 1912b*)。爱因斯坦醒悟到这项工作可能同他的宇宙学考虑有关, 试图基于地球自转的起伏给予另一种解释。不过, 这种解释是基于对天文学中时间测量的误解, 爱因斯坦不得不在 *Einstein 1919c* (文件 22) 中将其撤回。

本卷中只有一篇论文与量子理论有关 (*Einstein 1922a* [文件 68]), 不过这篇论文显示, 爱因斯坦自 1916 年的论文 (*Einstein 1916j* [第六卷, 文件 34] 和 *Einstein 1916n* [第六卷, 文件 38]) 发表以来根本

没有停止对于量子论的思考。他甚至比以前更相信光量子是真实的,认为自己已经找到一种实验直接通过非统计现象,而不是一直提出的光量子化的统计证据,来证明波动光学的失效。爱因斯坦设想,按照波动光学,快速运动离子发射的光在色散介质中应当受到偏折。他把并未发现这种偏折的结果看做是他的光量子说的证据。但不久后就清楚了爱因斯坦的实验并不具有他所希望的含义:根据波动光学也不会有偏折发生。 xxix

1921年,Wander J. de Haas在布鲁塞尔举行的第3次索尔维会议上提交了一篇关于Einstein-De Haas实验的论文。爱因斯坦在为该文所写的一节中推广了他早先对于磁化物体角动量和磁矩关系的推导(见*Einstein and De Haas 1915a* [第六卷,文件13])。

随着知名度的增加和与同事交往通信圈子的扩大,爱因斯坦收到许多学术内容分散的请求和建议,他的一些研究偏离了自己科学兴趣的主流。属于这类研究的有他为回应放射学家的关切而在*Einstein 1918i*(文件6)中提出的建议,认为全反射可以说明病人肢体X射线照片上奇怪的阴影。*Einstein 1920c*(文件39)用声音的传播来测定部分分解气体中的化学反应速度,尽管在当时没有引起太多注意,但后来分子声学发展成为物理化学中一个全新的研究手段。他的论文配合Walther Nernst的实验室当时正在进行的实验,两人对于化学反应的热力学和一种冷却方法有共同兴趣,这种方法是为取得专利权发展一种新制冷机设计的。

爱因斯坦20年前在瑞士专利局的工作磨砺了他审查和评价专利的才能。因而在本卷涵盖的时期内他同专利工作的关系就毫不奇怪了。多数场合是朋友和熟人来找他帮忙。他的第一批专家意见是在1914年的专利诉讼中提交的(第六卷,文件12,文件19)。除了在1918年和1919年代表Herrman Anschütz-Kaempfe提供专家意见(文件11,文件21)外,爱因斯坦继续处理一些技术问题,如电灯泡灯丝生产(文件30)、无线电传输(文件48)和声音探测(文件67)。

III

爱因斯坦一直希望看到他的引力理论付诸决定性的经验检验。

他明白可望进行的最佳实验是观测日全食时的光线偏折。在他看来,在当时的理论家中只有 Gunnar Nordström 提出的理论可与广义相对论匹敌(见他在 *Einstein 1913c* [第四卷,文件 17, p. 1262]所作的评注),但他相信日食结果会决定性地证明他自己理论的优越性(爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1914年3月10日[第五卷,文件 514])。从 1911 年以来,Erwin Freundlich 就希望找到对爱因斯坦理论的经验支持,并组织观测队去为 1914 年 8 月克里米亚日全食拍照。然而,由于战争爆发,科学家们被俄国当局扣留,他们的仪器也被没收。回到德国以后,Freundlich 集中力量于探测太阳大气中谱线的引力红移。

广义相对论的第一个实测检验是英国观测队进行的。皇家天文学家 Frank W. Dyson 爵士预期 1919 年 5 月 29 日的日全食应当最合适,因为它发生时太阳正好处于毕星团前面,从而在太阳近邻提供了特别多的亮星。Dyson 毫不迟疑地着手进行了一项计划,这是即便有爱因斯坦大力支持 Freundlich 做梦都实现不了的。测量在两个地点进行:巴西北部的索布拉尔和几内亚湾中的普林西比岛。

1919 年 9 月,观测队的领导人之一,1917 年以来广义相对论的一个重要支持者 Arthur S. Eddington 在英国科学促进会的一次会议上作了有关这次观测的报告。Hendrik A. Lorentz 获知初步结果后,在 9 月 22 日的一份电报和随后 10 月 7 日的一封信中把这个信息转告了爱因斯坦。4 个多月来一直在焦急等待消息的爱因斯坦写了一个短注 *Einstein 1919d*(文件 23),他没有宣称专业的实验结果证实了广义相对论,而只是重复了 Lorentz 电报中包含的数据。

广义相对论的成功是在皇家学会和皇家天文学会于 11 月 6 日举行的一次联席会议上公布的。索布拉尔队的领导人 Andrew C. Crommelin 给出了以下数值:索布拉尔的第一台望远镜为 $0.93''$ 或 $0.99''$,误差 $0.3''$;第二台望远镜为 $1.98'' \pm 0.12''$;普林西比望远镜为 $1.60'' \pm 0.3''$ 。Crommelin 争辩说第一台望远镜的结果应当放弃,因为定日镜的故障使照片离开了焦点。他的结论是,另外两个值的平均“与爱因斯坦的预言值 $1.75''$ 非常密切地”符合(*Crommelin 1919*)。Eddington 根据这些最后的数值宣布:“它们(这些数值)毋庸置疑地证实了爱因斯坦的预言。已经获得的一项非常确定的结果是,光线是按

照爱因斯坦的引力定律偏折的。”(*The Observatory* 152[1919]:391) 爱因斯坦再次从 Lorentz 的电报(1919年11月14日)得知了这个好消息。这个消息也同时成为伦敦《泰晤士报》和《纽约时报》的头条新闻,并使在德国以外实际上一直不为公众所知的爱因斯坦迅速获得了国际声誉。

在无人希望看到 Newton 声誉降低的英格兰,科学界要着力应对的敏感问题,是如何减小 Moritz Schlick 在 1917 年就已宣布的科学革命的影响。Eddington 试图让 Newton 分享辉煌,建议爱因斯坦理论的证实意味着 Newton 关于“光有重量”之说一直是正确的。Ludwik Silberstein 则争辩说宣布证实广义相对论为时尚早,因为天文学家在作了大量努力之后还没有探测到引力红移。爱因斯坦既了解科学上也了解政治上的风险。他为《泰晤士报》写了一篇文章,可惜翻译时有大量缺损。本卷将原始文本(文件 25)和发表的译文 *Einstein 1919f* (文件 26)一并刊出。爱因斯坦向英国科学家表示感谢,并为战争造成科学关系的“可悲中断”感到惋惜。他接着非常概略地介绍了狭义相对论和广义相对论,但突出地强调了两者分别同 Maxwell 理论和 Newton 理论的连续性。不久以后,爱因斯坦为向说英语的公众解释他的理论作了一个更彻底的尝试:他为《自然》杂志写了一篇长文介绍狭义相对论和广义相对论的发展(文件 31),然而又将其撤回未予发表。第 2 年在《自然》杂志发表的只是一个短得多的版本(*Einstein 1921d*[文件 53];其德语原文刊于文件 50)。

在德国,爱因斯坦的科学界朋友要求普鲁士教育部为与广义相对论有关的天文学研究提供特别基金。部财经委通知爱因斯坦为此项目已拨款 150000 德国马克。同一天,爱因斯坦给教育部长 Konrad Haenisch 写信,表示了对这一特别安排的疑虑,考虑到当时普遍的经济困难,他认为这有可能引起不满(爱因斯坦致 Konrad Haenisch 的信,1919年12月6日)。

1916 年以前,爱因斯坦研究引力理论的路子很少引人关注,那时即便是他的一些最接近的朋友如 Max Planck 和 Max von Laue,都对广义相对论的原理表示怀疑。然而到了那一年,随着对该理论的兴趣逐渐升温,它也开始受到来自不友好人士的批评(见《[编者按]爱因斯

xxxii

坦与德国反相对论者的冲突》)。即使面对挑衅性的指责,爱因斯坦仍置挑起争议的攻击于不顾。然而,1918年底,他结束沉默发表了 *Einstein 1918k* (文件 13),仿效 Galileo 的《对话》来为广义相对论辩护。在整个战争期间,爱因斯坦的和平主义和国际主义观点不大为人所知,但此后他就公开谈论自己的政治倾向了(文件 14、文件 24、文件 27、文件 29)。伴随他作为成就“可与 Copernicus、Galileo 和 Newton 媲美”(Berliner Illustrierte Zeitung, 1919 年 12 月 14 日)的科学家与日俱增的声誉,爱因斯坦既成为德国新的社会和政治秩序的象征,又变成了那些仇恨这种新秩序的人们猛烈攻击的目标。相对论面临着一场急风暴雨式的攻击,那些攻击者关心的与其说是物理学,还不如说是政治和意识形态争端。

在争论的中途,爱因斯坦考虑过离开柏林的可能性。在反相对论者于柏林音乐厅组织的一次会议特别恶毒的攻击之后,爱因斯坦发表了一篇针锋相对的回答(*Einstein 1920f* [文件 45])。在几个月后德国自然科学家和医生协会举行的巴特瑙海姆会议上,爱因斯坦和 Lenard 就这些问题的争论并没有得到解决(*Einstein et al. 1920* [文件 46])。

虽然认为爱因斯坦 1919 年后的声誉妨碍了原创性科学研究的看法有相当吸引力(因为他有关广义相对论的论文产出在战争结束以前就几乎完全停止),但把这种情形看做是他(特别是向科学家)解释和通俗化自己理论的机会也许更为准确。在这方面,爱因斯坦得到许多物理学家和数学家的帮助,他们就广义相对论写了一些教科书,作了不少演讲。*Einstein 1918h* (文件 10)是对 Hermann Weyl 名著《空间、时间和物质》(*Weyl 1918b*)所作的热情评述。文件 19 和文件 20 是爱因斯坦在柏林和苏黎世讲授的广义相对论高等课程。1920 年初,他四处旅行,作了许多报告,有通俗的也有专业的。在自己有关相对论的原创性科学研究、教科书和通俗说明中,爱因斯坦努力构建一种语言(包括专业的和通俗的)来表达广义相对论的革命性内涵,希望在和同事们交流思想时变得容易一些。值得注意的是,在以后的职业生涯里,通常单独发表文章的爱因斯坦有关广义相对论的多数论文却是同其他作者合作的。

爱因斯坦对语言及其含义的关切,以及他回应对自己理论建设性

批评的热情,也鲜明地反映在讨论广义相对论基本原理的 *Einstein 1918e*(文件 4)中。在回答 Erich Kretschmann 的批评时,爱因斯坦承认广义协变在物理上没有意义。相对性原理不再被陈述为任意参考系的等效性。类似地,等效原理也不再被表述为是将相对性原理从匀速运动推广到非匀速运动。爱因斯坦对于等效原理的新表述强调,惯性和引力效应本质上是相同的,两者都由描述一个惯性-引力场的度规场给出。物体相对于绝对空间的运动代之以相对于(由物质源产生的)惯性-引力场的运动。这并不是意味着一切运动都是相对的。牛顿理论中匀速和加速运动之间的绝对差别转变为相对论中测地运动和非测地运动之间的绝对差别。不过,度规场是完全合理的物理实在,但绝对空间不是。例如,正像在普林斯顿演讲(*Einstein 1922c* [文件 71])强调的那样,度规场既作用于又受制于物质源。老的以太或绝对空间只起作用而不受作用。爱因斯坦现在把这一点说成是 Mach 批评绝对空间的精髓。这样,爱因斯坦在他的莱顿演讲“论以太和相对论”(Einstein 1920j [文件 38])中就可以把广义相对论的度规场表述为新以太了。

xxxiii

为了消除绝对空间的所有痕迹,爱因斯坦在 1917—1918 年赋予了他称之为“Mach 原理”的思想极大的重要性,这个思想认为物质完全决定着度规场。然而,De Sitter 解证明,广义相对论,即使加上宇宙学常数,却不满足这一要求。爱因斯坦在 1918 年同 Felix Klein 通信中不得不承认了这一点(见第八卷, p. 351—357《[编者按]爱因斯坦-DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论》)。到莱顿演讲(文件 38)时,“Mach 原理”对于爱因斯坦似乎已失去了某些重要性。他终于意识到,试图将度规场归结为物质的附带现象是建立在一种过时的本体论基础上的。不过,物质本身应当由场来描述,爱因斯坦从 Mach 将一种场归结为另一种场的试图逐渐转向了一种统一场论,在那里度规场和电磁场是一个统一场的两个方面。

由文件 4 和文件 38 看来,爱因斯坦已经从他早先的陈述中提升了广义相对论核心的概念基础。然而,在 *Einstein 1918k*(文件 13)、文件 31 和 *Einstein 1922c*(文件 71)中,他对于广义相对论概念基础的表达又回到更接近他建立该理论时的思路。这可以部分解释为爱因斯

xxxiv

坦希望修改自己的陈述来适应听众。在普林斯顿演讲(文件 71)中,他谈到广义相对论的诸原理在帮助自己建立该理论时的启发作用,这也有助于其他人,特别是物理学家理解。他在普林斯顿演讲中对广义相对论的叙述仿佛就是在重复着他发现场方程的途径。该书最后部分着重讨论了 Mach 原理及其在广义相对论中的作用(显著提及 Hans Thirring 现称为参考系曳引的工作),以及惯性的相对性问题对爱因斯坦宇宙学观念的启发。《相对论的意义》(爱因斯坦移居美国后该演讲多次英语版的书名)在将 Mach 原理作为爱因斯坦相对论最著名的特征之一介绍给物理学家方面肯定起了重大作用。普林斯顿演讲说明了爱因斯坦对各类听众的吸引力。在 1921 年 5 月所作的 5 个演讲中,头两次是面向大众的通俗报告;附录 C 是这些报告的打字稿。其他 3 次报告是为少数有兴趣的科学家作的。爱因斯坦曾借助他 1917 年的通俗著作(*Einstein 1917a* [第六卷,文件 42])使自己的理论能为普通公众接受,现在,在普林斯顿演讲数月后写成的发表版中,这一理论就是面向科学界的读者了。

爱因斯坦一直关心方法论和认识论问题,这构成了他科学工作的重要动机。在“奥林匹亚科学院”(爱因斯坦与朋友 Conrad Habicht 和 Maurice Solovine 组成的一个哲学读书小组)时期,他对于科学的基础就产生了兴趣。随着广义相对论工作的成熟,他开始不仅解释该理论的基础,还指明其与别的物理学理论不同的认识论特征。在柏林科学院的就职演讲(*Einstein 1914k* [第六卷,文件 3])中,他将相对论的演绎特征同其他物理学理论寻求通过归纳发现基本原理作了对照。但只是在本卷涵盖的这些年里,爱因斯坦才开始大量谈及科学的方法论和认识论。他发表的一系列论文(*Einstein 1918j* [文件 7], *Einstein 1919f* [文件 26], *Einstein 1919g* [文件 28]和 *Einstein 1921c* [文件 52])虽是从不同角度讨论方法论问题,但可以看出他的观点是首尾一贯的,后来的年代里也没有发生明显改变(*Einstein 1933*, *Einstein 1944*)。这些文件在学术意义上并不是哲学论文,且风格上相当接近他的通俗讲解,但它们反映了爱因斯坦对于自己工作的方法论基础所做的严肃而独立的思考。

爱因斯坦的方法论论文及他的通俗演讲和文章,除了是希望让他

的工作能被非专业人士理解以外,一个更特定的目的是针对方法论的批评来捍卫自己的理论。物理界对爱因斯坦探索物理学基本问题的独特方式褒贬不一:许多物理学家并不认为他对理论的简单性和一贯性的要求足以顶替广义相对论能够提供的不多的经验验证。他们得出的结论是,这个理论在形式上漂亮的同时又带有很强的猜测性。(见 *Eisenstaedt 1989*, 对于 Joseph Larmor 的特例, 见 *Sánchez-Ron 1999*)。所以难怪爱因斯坦看出有必要阐明他的信念, 即通过非常普遍的原理来寻求理论的统一是物理学的主干, 与其直接的经验输入基本无关。这些年中爱因斯坦在哲学问题上的主要对话者是 Moritz Schlick(爱因斯坦曾热中于读他的著作)。本卷文件中提出的许多观点都在同 Schlick 的通信(见第八卷)中讨论过, 特别是爱因斯坦和他共同反对新康德派的经院哲学家, 这些人多数拒绝相对论, 是因为它挑战了自然科学推理基础的信念(新康德派对相对论的反映, 详见 *Hentschel 1990*, pp. 199—239)。

xxxv

在 *Einstein 1919f*(文件 26, 即文件 25 的英译发表本)中, 爱因斯坦发现人们对相对论感到不安的原因之一, 是它作为一个原理性理论的特殊地位。他论辩说, 理想的物理学理论应当是构造性的; 即它们应当如统计力学那样, 允许用一种内在的机制来描述现象。这样的理论兼具直观性和完整性。构造性的理论一旦建立, 人们就觉得研究的现象已得到理解。然而实际上理论家有时限于提出一些非构造性的原理(如热力学第二定律或狭义相对论和广义相对性原理), 这些原理只给可能的物理过程一般的限制。得到的“原理性理论”尽管没有构造性理论的直观吸引力, 然而其基础却在逻辑上更加完美和可靠。

在 *Einstein 1918k*(文件 13, p. 701)中爱因斯坦强调了广义相对论的这一方面。在这场虚拟的对话中, 一个相对论者试图说服一个批评者, 后者代表那些并未真正选择但接受他的引力理论路线(尽管非常复杂)的物理学家。除了广义相对论能说明引力和惯性的等效性以外, “物理学需要一种方法来建立引力的近距作用理论(Nahewirkungstheorie)。理论家若没有一个有效的限制原理是不可能解决这个问题, 因为人们可以提出许许多多的理论, 全都符合……经验。多之困窘(Embarras de richesse)是使理论家日子难过

的最恶意的敌人之一”。

不过,爱因斯坦试图回答的首要方法论问题是物理学理论与经验数据的关系。在这一点上,对他来说最重要的是 Ernst Mach 和 Henri Poincaré 的哲学观点,这两个人对爱因斯坦思想的影响都是巨大的,尽管他最终由于发展相对论引起的方法论争议而与他们分道扬镳。爱因斯坦在著作中小心地使自己同杰出的前辈拉开距离。因此,在关于广义相对论创立的回忆中,他区分了指导过自己的方法论考虑和 Mach(见 *Einstein 1918j* [文件 7]和 *Einstein 1919g* [文件 28])以及 Poincaré(见 *Einstein 1921c* [文件 52])的理论纲领。

xxxvi

在 *Einstein 1919g* (文件 28)中,爱因斯坦不理睬 Mach 关于物理学的进步可以通过将经验事实一步一步推广到越来越普遍的规律来实现的主张。他争辩说,改变基本假设需要对那些后来能作为新理论基本原理的规律有直觉的领悟。既然基本原理不能直接从经验导出,故爱因斯坦得出结论,它们永远不能被证明为真。即使一个理论已显示出与现有的全部经验证据符合,仍然可以设想有另一组原理与完全同样的证据相容。所以,一个物理学理论的基本原理乃是 Poincaré 所说的约定:它们并非与经验数据无关,但也绝非由经验数据确定,这一观点明白表述在 *Einstein 1921c*(文件 52)中。

不过,尽管有这些认识论上的限制,爱因斯坦相信,理论家的直觉将引导他选择出一个优于所有其他潜在候选者的理论。*Einstein 1918j*(文件 7)表明,他相信一个优越理论的标志是其基础的简单性和逻辑力量,这反映了实在的“崇高秩序”。这一信念的重要例子是爱因斯坦对 Newton 引力理论和相对论性引力理论的态度。在 *Einstein 1917a*(第六卷,文件 42, pp. 84—85)附录 2(写于 1920 年)中,他认为这两个理论从经验上几乎不能区别,虽然其基础大相径庭。不过,爱因斯坦经常强调相对论性理论更令人满意,因为它的基本原理在理论上优于牛顿力学。在用近乎宗教的意象描述 Planck 的“科学庙堂”时,爱因斯坦含蓄地承认,他和这位同事都相信,科学的统一反映着自然界至高无上的秩序。他在 *Einstein 1921a*(文件 51)中诗一般的文字也能唤起同样的艺术-科学-精神情感。

在 *Einstein 1921c*(文件 52)中,爱因斯坦超越这些一般考虑,更具

体地分析广义相对论中几何学与物理空间之间的关系。虽然他同意把 Poincaré 的约定论作为一般的方法论纲领,但他并不接受 Poincaré 认为欧几里得(Euclid)几何无需经验核查的结论。Poincaré 论证 Euclid 几何绝不会在经验基础上被放弃,理由是把几何对象同物理对象联系起来需要物理假设,而改变物理假设总是要比在复杂得多的非欧几何中工作更令人满意(Poincaré 1902, pp. 92—109)。像 Poincaré 一样,爱因斯坦承认几何与经验之间的联系是以物理理论作中介的,不过他做出了不同的结论。即使物理学也是约定的,人们还是不能自由选择任何物理理论来使经验拟合一种固定的几何学。因为正如 Poincaré 自己指出的那样,即使基本原理可以在一定程度上自由选择,但经验知识的总体却对这些选择的可行性施加了严格的限制。更

xxxvii

IV

著作、公开立场和私人书信提供了充分证据,表明爱因斯坦愈益投入到战后时期席卷柏林和欧洲的政治和社会潮流中。然而,由于爱因斯坦在来到柏林之前和在德国首都的战争时期都试图使自己免受政治舞台之累,要在各种公众问题上崭露头角对他来说不是一件简单的事情。一旦他成功地解决了他的新引力理论中的基本问题(这是他在 1916—1918 年间最关注的),这种情况就逐渐起了变化。随着德国尝试建立新型政府并努力克服过去遗留的困难,爱因斯坦开始注重在感情上调和自己对于德国文化的热爱与对于流行的军国主义的憎恶。此外,本卷中的著作显示他试图平衡对德国及中欧科学家困境的同情和对国际主义强烈的毕生信奉,这种国际主义可以说是植根于一种本能的和平主义和对于科学的国际性的坚定信念。爱国热忱和国际同情之间的矛盾在爱因斯坦寻求犹太认同并愈益支持犹太复国运动中表现得最为突出。虽然他从青年时代起一直对于犹太教的宗教内容不感兴趣,却越来越注意把犹太复国运动的文化方面作为确定自己公众形象的指导原则。

xxxviii

爱因斯坦在1919年日全食观测之后成为万众瞩目的中心，他在英国皇家学会宣布广义相对论得到证实的那一年底发表了第一个公开政治声明。这个声明由不久前还是德国死敌的国家最权威的科学机构激动人心地宣布，从而赋予了爱因斯坦无可争议的国际地位，而由于在星空寻求证实地球上难以捕捉现象的思想对公众的魅力，这种地位又得到了进一步加强。爱因斯坦一边学习如何面对他新获得的声誉，同时在德国寻求政治上的地位，当时德国因政体、未来的新政治秩序以及众多社会挑战的困扰而充满矛盾。其中最重要的是如何安置大量士气低落的复员士兵，以及如何对付正在开始的恶性通胀。

爱因斯坦第一个公开的政治声明，*Einstein 1919h*（文件29），于1919年12月30日发表在柏林发行量最大的一种报纸上，是为保护弱势的东欧犹太移民免受愤怒的德国民族主义者伤害。但这并不是爱因斯坦第一次涉足政治舞台。本卷较早的5篇文件也有他政治倾向的痕迹。然而，把这些早期努力同1919年底的声明加以区别还是有益的。

早先的文章可以看做是一个初涉政界者的看法，并没有文件29那样明确的政治目的。战争时期对于未来国际联盟问卷的回答（第六卷，文件45a，载于本卷）虽然讨论的是国际关系问题，但也显示出爱因斯坦对于“人民（Volk）”和“民族（nationality）”这类术语的把握还很不确定。它实际上是一个有名望的分子和一个在幕后工作的委员会之间的私人通信。在老和平主义者组织“新祖国”同盟（BNV）（于第一次世界大战中瓦解又于战后不久重建）举行的一次公开会议上，他声明自己赞同新生的德国议会民主（文件14），在谴责右的阶级专制的同时，也要人们警惕左的阶级专制。不过，爱因斯坦讲话更像是一个文学作品中的理想共和派成员，而不是准备卷入政治辩论或行动的人士。毕竟，虽然他在讲话中称自己为“老民主派”，但两天前他在一家柏林报纸上宣布他并不打算加入新近成立的人民民主联盟（Demokratischer Volksbund），还断然否认自己是民主党（Demokratische Partei）或任何其他政党的成员。

爱因斯坦1918年12月对维也纳“保障人人最低生活水平”协会

咨询的反应(文件 16)基本上也属于私人性质,显示他第 1 次尝试性地敢于对社会经济问题声明自己的观点。正如几十年后他不无后悔地指出那样,在写下这段文字时,他对于铁的供求规律过于相信,而对需要某种形式的社会强制却太天真。

对 Leo Arons 个人英雄主义的钦佩显示出爱因斯坦表露的政治认同的另一方面。物理学家 Arons 是德国社会民主党的积极分子,在旧体制下禁止公职人员参与革命活动的一项法律(1900 年通过)以他命名(Arons 法),其知名度之高由此可见一斑。1919 年 11 月爱因斯坦在赞颂 Arons 的一篇文章 *Einstein 1919e*(文件 24)中,特别指出其精神和品格的独立性、对阶级偏见的无畏抵抗和无私的牺牲精神。Arons 身上的这些品格爱因斯坦也同样具备。态度的选择表明爱因斯坦十分认同孤胆英雄的品德,而对个人经常纳入群众组织之中的新xxxix时代的政治缺乏了解。如果说,在 1921 年夏,爱因斯坦能谨慎地低调描述物理学中的“革命”(文件 58),那么认为在战争结束时他的任何政治直觉是在奉行精英政治、怀疑群众运动的旧体制中得到磨砺,就是非常准确的了。

1919 年 12 月中旬,爱因斯坦在“新祖国”同盟同志们的簇拥下欢迎一个来访的比利时和平主义者(文件 27)。鉴于同盟国在战时用军队迫害比利时平民的责任问题在德国极为敏感,这样的接待会对个人来说是一个相当勇敢的行动。但爱因斯坦的讲话本身并没有明确的政治内容,只是从道义上批评欧洲知识界,希望他们转变头脑中的价值观,同时还呼吁团结,他认为没有这种团结,无论个人还是国家之间的和睦都是不可能实现的。

两周以后,爱因斯坦在发行量很大的报纸《柏林日报》(*Berliner Tageblatt*)上发表文章为东欧犹太人说话(*Einstein 1919h* [文件 29])。事实上,他已走出脱离政治的阴影,卷入了一个与他自己切身相关的社会问题。关于他犹太情结的恢复,本卷的其他地方还要详细讨论,我们要指出的是,爱因斯坦为“犹太问题”而奋斗至少是一个两阶段的过程,从 1919 年下半年延伸到 1921 年春的美国之旅。这里必须强调,这种恢复的第一阶段(寻求他个人的犹太认同)是使他涉足政治的重要因素。早期政治言论的被动性让位于一种战斗性,这种战斗

性将铭刻在他未来的社会和政治言论中。

爱因斯坦寻求犹太认同的精神动力得以恢复,某种程度上可以认为是这种动力在1918年以前仅处于暂停状态,那段时间他追求科学目标而把个人的关切搁在一边(即便不是忽略的话)。一生洁身自好的他在柏林开始同一些处于社会底层的人士,如东欧犹太人打成一片。他不屑与当权者为伍,本能地支持社会弱势群体,深切同情那些被当局边缘化的人。本卷中后面涉及“犹太问题”的7篇文件——文件34和文件35;*Einstein 1920h*(文件37);*Einstein 1921h*(文件57);文件59;*Einstein 1921i*(文件60);和*Einstein 1921j*(文件62)——表明了爱因斯坦如何从借助个人认同来明确问题,转变为借助精神上皈依文化犹太复国主义来解决问题。他拒绝同化主义者德国第一、犹太第二的号召,根据是让一个人归顺就一定要他附属于别人(他觉得这会降低人格),他要自由追求基于文化的犹太复国主义之梦。尽管从严格的字面意义上说他并不是一个犹太复国主义者,尽管他成功地与不同派别的犹太复国主义组织之间的争夺战保持了距离,但他还是实现了自己对事业的承诺。积极参与巴勒斯坦犹太大学的建立(这将保证所有犹太人享有接受高等教育的权利),解决了爱因斯坦这些年中面临的两个重大矛盾。使他能够调和民族主义和国际主义的两难困境,也给了他一个平台来克服他的学术孤立、精英主义和早年对社会的不够关心。他找到了一项事业,从而使目标坚定成为鼓舞自己今后写作的强大力量。

爱因斯坦对犹太复国主义者事业的同情并不是一夜之间,也不是在他为东欧犹太人辩护之后特别关注“犹太问题”的那段时期产生的。本节的余下部分将介绍随后两年内爱因斯坦应对其他政治问题的文章、声明和谈话。总体上说,这些文件都流露出他日益增长的紧迫感和社会责任感。

在《柏林日报》发表文章后一个月,他又写了一篇短文为一个同事和朋友辩护,这篇短文本应在同一家报纸上出现但未见刊出(文件32)。一如为东欧犹太人辩护的情形一样,在这个反对杰出的和平主义者 Georg Nicolai(他正寻求恢复大学讲师职位)的案例中,爱因斯坦并不是回应一个偶然的请求,用他的话说是回应“系统的报纸诽谤活

动”。在爱因斯坦的声明中可以看出一种耐人寻味的复杂动机。一方面,他第一次不得不面对极端民族主义的全德学生的怨恨,在 Nicolai 讲课时这些学生的不规矩行为曾迫使他离开讲台;另一方面,他又通过对那些甚至大家都可能反对的人进行得体的辩护而保持了自己的自由信仰。

大约两周以后,他在自己的讲堂上也面临了鼓噪,但情况完全不同。正如爱因斯坦在发表于 1920 年 2 月 13 日《八点钟晚报》的一篇文章(*Einstein 1920a* [文件 33])中所指出,学生们对他试图在讲堂里为没注册的学生留座位感到不满,这些没注册的学生中有些是从东欧的贫民区涌入的。虽然有一股反犹太主义的暗流在发展,这件事的含义却也超出了学生的精英主义和爱因斯坦为那些应该享受高等教育者所作的更宽容的解释之间的冲突。在支持 Nicolai 的文章和对自己讲堂上鼓噪的评论里,爱因斯坦都在以非常直接的方式努力平抑德国社会中的不满。不到一个月以后,Kapp 暴动震动了柏林,像爱因斯坦这样的“老民主派”无情地面临着社会和政治结构脆弱的局面。

1920 年期间,甚至更险恶地隐现了日渐高涨的反犹太主义潮流。到那年秋天,爱因斯坦已不再维护他人的荣誉,而是抵挡针对他近期科学成就和他本人诚信的恶意攻击。第一个这类辩护是他对反相对论公司的回应 *Einstein 1920f* (文件 45),接着是一个月后他在巴特瑙海姆德国自然科学家和医生协会一次会议上进行的口头论战,记录于 *Physikalische Zeitschrift* (*Einstein et al. 1920* [文件 46]),这是一篇根据几份报纸补充修订后的报道。

xli

1920 年 3 月 Kapp 暴动后的那段时期,爱因斯坦写了许多文章触及德国和中欧科学家以及一般大众的困境,他们是越来越有破坏性的通胀危机的受害者。这一系列文章的第一篇是 *Neue Zürcher Zeitung* 4 月号上爱因斯坦为科学文献交换所写的一个短短的呼吁(*Einstein 1920b* [文件 36])。他的目的是为对抗由于马克贬值对中欧图书馆的毁灭性冲击,在这个问题上他已经积累了一些实践经验。尽管自战前以来德国的生活费指数已经上涨了十多倍,但爱因斯坦作为普鲁士科学院院士的薪酬自他 1914 年到柏林以来仅仅增加了 3 倍。

他在 1920 年夏天(文件 40 和文件 41)以及一年多以后在 1921 年

10月(文件65)对美国和英国公谊会的赞扬,使他的行动不再是仅仅对战争和盟国封锁时期人民特别是儿童的苦难表示同情。公谊会和有关团体不带政治考虑的英雄式奉献,为他树立了一个如何通过具体行动影响社会变革的极好范例,也促进了一项爱因斯坦特别心仪的事业,即国际和解。1920年秋天他就这种和解发出明确呼吁(*Einstein 1920i* [文件47])。在回答德美文化协会提出的一个问题时他争辩说,修复国际关系的协定要基于对科学和艺术创造的共同奉献,因为这将把人类的精神提升到纯粹个人和狭隘的国家目标之上。

xlii 到1921年12月,当爱因斯坦写下本卷中他对德国经济不稳的最后一个反应(*Einstein 1921k* [文件70])时,马克自1920年2月以来贬值了近乎一半。他自己所在的威廉国王学院放弃了支持大规模科学研究的计划,转而选择集中支持15个目标更窄的课题。不过,形势并非一团漆黑。1920年10月,许多德国科学和职业协会联合组成德国科学和奖学金紧急共同体(*Notgemeinschaft*)以避免全军覆没。爱因斯坦在1921年早些时候进入该紧急共同体的荣誉委员会,把自己的名字借给一项进行中的美国捐赠活动。在文件70中,他直接向富有的私人团体募捐,它们的贡献可以补充政府对紧急共同体的预算拨款。

本卷中有关“犹太问题”的文件表明爱因斯坦对在巴勒斯坦建立犹太大学怀有强烈的热忱。但是在关切德国科学的凄凉境况和德国社会某些成员的不幸遭遇时,他也表示了自己(虽然是矛盾)的希望,即希望德国在一个和解的战后欧洲会占有自己的一席之地。

选 择

在对爱因斯坦进行的多次采访中,只有那些采取他的正式宣言或声明的形式,并且没有被记者插话中断的整块文章才列入著作系列的文件(例如文件 62)。而含有爱因斯坦的大段引语但却夹有记者评论的采访记则可能列入附录中(例如本卷附录 D 和附录 E),或者其重要部分可能放入日程表或有关通信卷。

打算公开流传但却从未发表的信(如文件 61),或者无论爱因斯坦是否这样打算却发表了的信(如文件 37),都呈现为著作系列的文件。

如果正文以爱因斯坦的名字发表,虽不是他所写但不久后被他认可(如文件 57),亦作为文件刊出。

显 示

如果爱因斯坦为一个文件提供了标题,标题页上的英译加引号。如果作者没有赋予标题,则由编者提供一个不加引号的标题以描述文件的主旨。

那些放在附录中的著作以誊写的形式呈现。

誊 写

当在一个文件的计算中爱因斯坦既写了 k , 也写了 κ , 若这两个字母在原件中不能区别,则在誊写时用罗马字母 k 。

致 谢

编者从方方面面的帮助获益匪浅。我们要感谢耶路撒冷希伯来大学允许我们发表它保存的材料。非常感谢 Harold McGraw, Jr. 持续的支持。支持也来自波士顿大学和加州理工学院,以及下列欧洲机构:苏黎世联邦技术大学(ETH),瑞士国家科学基金会和列支敦士登公国 Tomalla 博士基金会。

我们感谢希伯来大学犹太国家和大学图书馆 Bern Dibner 阿耳伯特·爱因斯坦档案馆长 Ze'ev Rosenkranz 和他的助手 Dina Carter 和 Barbara Wolff 的慷慨合作。我们感谢苏黎世 ETH 图书馆的 Sybille Franks, Flavia Lanini, Rudolf Mumenthaler 和 Yvonne Vögeli, 没有他们的帮助,许多瑞士的文档是不可能收集到的;感谢柏林和盖尔森基兴的 Angela 和 Karlheinz Steinmüller 让我们可用德国的档案材料;感谢苏黎世(Hönggerberg)ETH 照相实验室的 Max Markwalder 和 Hanni Hediger 准备了许多精确复制品。

我们感谢 John Stachel 对手稿一丝不苟的评述;Marianne de Laet 和 Henriette Schatz 翻译了附录 D 和其他德语材料;Fritz Stern, Martin J. Klein, Jed Z. Buchwald 和 Issachar Unna 对最后草稿的意见。

衷心感谢下列人士在本卷编纂中提供的帮助:Rhoda Bilansky 和波士顿大学 Mugar 图书馆馆际借书处的其他成员;波士顿大学的 Bing Lin Zhao;波士顿摄影社的员工;慕尼黑德意志博物馆船舶部的 Jobst Broelmann;提供计算机支持的 Adam Bryant 和 Rei Diaz;加州理工学院 Millikan 图书馆和学院档案馆勤勉的员工;哈佛大学 Widener 图书馆的 Edward Doctoroff;耶鲁大学的 Astrid M. Eckert;慕尼黑德意志博物馆 Sommerfeld 版本室(Edition)的 Michael Eckert 和 Karl Märker;慕尼黑技术大学历史档案部的 Margot Fuchs;慕尼黑德意志博物馆档案部的 Wilhelm Füßl 和 Eva Mayring;波士顿大学的

Sammy Gergis; 苏黎世大学的 Domenico Giulini 和 Norbert Straumann; 柏林德国物理协会的 Volker Häselbarth; 阿姆斯特丹的 Giel Halberstadt; 耶路撒冷希伯来大学的 Michael Heyd; 鹿特丹大学的 Don Howard; MIT 的 Joan F. Lavalley; 慕尼黑的 Dorothea Lehner; 纽约睡谷洛克菲勒档案中心的 Erwin Levold; 肯塔基大学的 Brandon Look; 波士顿的 Chris Lubicz-Nawrocki; 耶路撒冷的 Yoram Mayorek; 维也纳奥地利专利局的 Karl Mohl; 华盛顿州温哥华的 Emily Roberts; 格丁根下萨克森州大学图书馆的 Helmut Rohlfing; 伯尔尼大学的 Tilman Sauer; 德累斯顿技术大学的 Hans-Georg Schöpf; 柏林 Max Planck 科学史研究所的 Urs Schoepflin; 洛杉矶的 Fritz Schulmann; 维也纳奥地利科学院的 Josef Seethaler; 波士顿大学的 Robert Simon; 布达佩斯国家 Széchényi 图书馆的 Ildikó Varga; 纽约犹太人历史协会的 Adina Wachman; Johns Hopkins 大学的 David Wellbery; 波士顿大学的 Joshua Wood。

也感谢加州理工学院项目顾问委员会的所有成员 Christopher Hitchcock, Judy Goodstein, George Pigman 和 Rochus Vogt。最后, 在普林斯顿大学出版社, 编辑们要感谢我们的专职复印编辑 Alice Calaprice; 设计 Jan Lilly 和 Leslie Flis; Neil Litt; Fred Appel; Martha Camp; 不知疲倦的编辑部主任 Walter H. Lippincott。

关于英译副本的说明

《爱因斯坦全集》的翻译工作是由普林斯顿大学独立进行的。第七卷选择了部分正文译成英文，译者是 Alfred Engel，顾问是 Engelbert Schucking。这种平装英译本应参照正式原本阅读，因为它没有包含原本编者所做的任何评注。

文件所在单位符号表

xlvi

除非另有说明,本卷所发表或引用的文件,以及引用的爱因斯坦私人图书馆的书籍或他收藏的乐谱,均原样保存在耶路撒冷希伯来大学阿耳伯特·爱因斯坦档案馆中。下面是所引用文件的其他收藏单位的一览表。

- | | |
|-------|---|
| BBU | Archives de l'Université libre de Bruxelles, Belgium
比利时,布鲁塞尔自由大学档案馆 |
| CPIT | California Institute of Technology, Pasadena, California
加利福尼亚,帕萨迪那,加州理工学院 |
| FPBN | Bibliothèque Nationale, Paris, France
法国,巴黎,国家图书馆 |
| Gy-Ar | Deutsches Bundesarchiv, Koblenz, Germany
德国,科布伦茨,德意志联邦档案馆 |
| GyB | Staatsbibliothek zu Berlin, Preußischer Kulturbesitz, Berlin, Germany
德国,柏林,柏林国家图书馆,普鲁士文化收藏处 |
| GyBP | Archiv zur Geschichte der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin, Germany
德国,柏林,马克斯·普朗克学会档案馆 |

- GyBPTB Archiv der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Berlin, Germany
德国, 柏林, 物理-技术教育联邦机构档案馆
- GyBSa Geheimes Staatsarchiv, Preußischer Kulturbesitz, Berlin (Dahlem), Germany
德国, 柏林(达勒姆), 国家机要档案馆, 普鲁士文化收藏处
- GyGöU Niedersächsische Staats-und Universitätsbibliothek Göttingen, Germany
德国, 格丁根下萨克森国家和大学图书馆
- GyKiRA Firmenarchiv Raytheon Anschütz GmbH, Kiel, Germany
德国, 基尔, 商行档案部 Anschütz 有限公司
- GyMDM Archiv, Deutsches Museum, Munich, Germany
德国, 慕尼黑, 德意志博物馆, 档案馆
- GyMIZ Archiv des Instituts für Zeitgeschichte, Munich, Germany
德国, 慕尼黑, 当代史研究所档案馆
- IsJHU Albert Einstein Archives, The Jewish National and University Library, The Hebrew University of Jerusalem, Israel
以色列, 耶路撒冷希伯来大学, 犹太国家和大学图书馆, 阿耳伯特·爱因斯坦档案馆
- IsJCZ Central Zionist Archives, Jerusalem, Israel
以色列, 耶路撒冷, 犹太复国主义者中央档案馆
- NNPM The Pierpont Morgan Library, New York, USA

- 美国, 纽约, Pierpont Morgan 图书馆
- NeHR Rijksarchief Noord-Holland, Haarlem, The Netherlands
荷兰, 哈勒姆, 北荷兰皇家档案馆
- PPAF Archive of American Friends, Philadelphia, Pennsylvania
宾夕法尼亚州, 费城, 美国之友档案馆
- PPiU University of Pittsburgh, Pittsburgh, Pennsylvania
宾夕法尼亚州, 匹兹堡, 匹兹堡大学
- SzGB Besso Family Trust, Geneva, Switzerland xlviii
瑞士, 日内瓦, Besso 家族托管事务所
- SzGBod Bibliotheca Bodmeriana, Geneva, Switzerland
瑞士, 日内瓦, Bodmeriana 图书馆
- SzZE Eidgenössische Technische Hochschule, Zurich, Switzerland
瑞士, 苏黎世, 联邦技术大学
- SzZU Archiv der Universität Zürich, Zurich, Switzerland
瑞士, 苏黎世, 苏黎世大学档案馆
- TAU Harry Ransom Humanities Reserch Center, University of
Texas, Austin
奥斯汀, 得克萨斯大学, Harry Ransom 人文学研究中心
- WyUAHC American Historical Center, University of Wyoming,
Cheyenne, Wyoming
怀俄明州, 夏延, 怀俄明大学, 美国史中心

说明文件种类符号表

AD	Autograph Document 亲笔文件
ADS	Autograph Document Signed 亲笔签名文件
ADft	Autograph Draft 亲笔草稿
ADftS	Autograph Draft Signed 亲笔签名草稿
TD	Typed Document 打字的文件
TTrD	Typed Transcript of a Document 文件的打字副本

本卷要目

xi

中文版出版说明	3
正文目录	5
第七卷序	9
关于以前各卷之编辑方法的补充说明	31
致谢	32
关于英译副本的说明	34
文件所在单位符号表	35
说明文件种类符号表	38
正文	1
附录 A	521
附录 B	527
附录 C	532
附录 D	556
附录 E	561
引用文献	564
名词索引	587
人名索引	609
引文索引	623
译后记	630

正文目录

xiii

第六卷,文件 44a“相对论的主要思想”	3	
第六卷,文件 45a“关于民族自决权的调查表”	8	
1. “论引力波”	12	
2. “关于 E. Schrödinger‘引力场的能量分量’一文的注记”	27	
3. “对 Schrödinger 的注记‘关于广义协变引力场方程的一组解’ 的评论”	30	
4. “关于广义相对论的原理”	33	
5. “对 De Sitter 先生给出的引力场方程一个解的评论”	40	
6. “有可能从实验上测定固体的 X 射线折射率吗?”	44	xiv
7. “探索的动机”	47	
8. 对 Hermann Weyl“引力与电”一文的“附注”	52	
9. “广义相对论中的能量守恒定律”和“校样上的附注”	55	
10. 对 Hermann Weyl 的著作《空间-时间-物质:广义相对论讲 义》的书评	67	
11. “根据 241637 号专利驳回导航仪器公司的 G43359 号专利申 请的非官方专家意见”	71	
12. 1918—1919 年冬季学期在柏林大学和苏黎世大学的狭义相 对论课程讲稿	76	
[编者按]爱因斯坦同德国反相对论者的冲突	90	
13. “关于反对相对论的对话”	102	
14. 论对于国民议会的需要	111	xv
15. “对 E. Gehrcke《论以太》注记的评论”	115	
16. “致‘保障人人最低生活水平’协会”	117	
17. “引力场在物质的基本粒子结构中起重要作用吗?”	120	
18. “关于至今似乎无法用 Newton 力学解释的月球经度周期性 起伏的意见”	129	

	19. 1919 年夏季学期在柏林大学讲授广义相对论课程的讲课 笔记	134
	20. 1919 年夏季学期在苏黎世大学讲授广义相对论课程笔记 摘要	166
	21. “Anschütz 公司对陀螺仪制造公司诉讼的法庭专家意见”	171
	22. 评 Albert von Brunn 前面的注记：“关于爱因斯坦对月球经 度随月轨交点旋转近似周期不规则起伏的评论”	177
	23. “广义相对论的一个检验”	179
	24. “物理学家 Leo Arons”	181
xvi	25. “什么是相对论?”	184
	26. “时间、空间和引力”	190
	27. “致 Paul Colin 先生的欢迎词”	195
	28. “物理学中的归纳和演绎”	198
	[编者按]爱因斯坦与犹太人问题	202
	29. “东方来的移民”	216
	30. “对柏林电力总公司(A. E. G.)关于‘白炽灯灯丝用钨丝生 产方法’的 269498 号德国专利的专家意见”	221
	31. “相对论的基本思想和方法,按其发展的陈述”	225
	32. 声援 Georg Nicolai	256
	33. 讲堂里的鼓噪	259
	34. “同化与反犹主义”	263
	35. “反犹主义,以知识求防御”	268
	36. 科学文献的交换	272
	37. 信仰声明	275
	38. 以太和相对论	278
xvii	39. “部分离解气体中声波的传播”	290
	40. 致德国争取外国救济中央委员会	297
	41. 关于公谊会教徒的救济工作	300
	42. 致“大众技术教育总协会”	303
	43. 关于新能源	306
	44. “对 W. R. Heß《对非均匀系统黏滞性理论的贡献》一文的	

批评”	309	
45. “我对反相对论公司的答复”	311	
46. 在巴特瑙海姆演讲会后的讨论	316	
47. 关于知识分子对国际和解的贡献	325	
48. “关于 Meissner 和 Kühn 的专利为 Telefunken 公司提出的非官方专家意见”	328	
49. 对 Ernst Reichenbächer 的答复, “若没有相对论, 能在何种程度上建立现代引力理论?”	332	
50. “相对论发展简述”	337	
51. “艺术经验和科学经验中的共同要素”	346	
52. 《几何学和经验》	348	xviii
53. “相对论发展简述”	360	
54. “关于对广义相对论基础的一个自然补充”	366	
55. “我的抗议”	371	
56. “Newton 引力定律对球状星团的简单应用”	374	
57. “我怎样成为犹太复国主义者”	380	
58. 国王学院演讲	386	
59. 关于犹太人的巴勒斯坦 初稿	390	
60. 关于犹太人的巴勒斯坦 终稿	395	
61. 关于采访记者	400	
62. “关于创办耶路撒冷希伯来大学”	404	
63. “关于狭义和广义相对论”	408	
64. 关于狭义相对论的演讲	417	
65. 关于儿童的悲惨境遇	427	
66. 关于信号公司与图集制作公司诉讼的法庭专家意见	430	xix
67. “关于图集制作公司与信号公司诉讼的法庭专家意见”	437	
68. “论光发射基本过程的实验”	441	
69. 科学对和平主义发展的影响	446	
70. “德国科学的困境 国家的危险”	449	
71. 《1921 年 5 月在普林斯顿大学所作的关于相对论的四次演讲》	453	

正文

第六卷,文件 44a“相对论的主要思想”

[1916年12月以后]

第六卷,文件 44a“相对论的主要思想”

[1916年12月以后]^[1]

问一个不是学者的聪明人空间和时间是什么,他也许会作如下回答:如果我们想象把所有物理事物,所有星星,所有的光从宇宙中拿走,那么留下来像是一个无壁容器的东西就叫做“空间”。相对于世界上发生的事件,它起着和戏剧演出中舞台相同的作用。在这个空间中,在这个无壁容器里,有一种永恒的均匀的滴答声在回响,然而只有那些无处不在的幽灵才能听到;那就是“时间”。多数自然科学家直到目前为止对于空间和时间的本质仍持这种观念,即使他们不像刚才我们为了简单起见用如此浅显的语言来表述。

基于这种观点,人们往往直观地觉得下列论断都说得通。维苏威火山的两次爆发发生于不同的时间,但是在同一地点(即维苏威火山口)。两颗遥远“新星”的增亮发生于同一时间,但是在不同位置。人们早就知道第一类(同地性)论断是没有意义的。事实上,地球绕轴自转,又环绕太阳运动,还同太阳一起朝着武仙座运动。因此,人们不能说维苏威火山的两次爆发真的发生于宇宙中同一位置。由这个例子不难看出,这种有关同地性的论断是没有意义的。我们只能说:维苏威火山的两次爆发相对于地球来说发生于同一地点。地球起着—个“参照物”的作用;地形学的论断只有相对于参照物才有意义。

[p. 2]

然而,与此相反,关于同时性的论断,或一般来说,时间似乎是与任何参照物没有关系的。如果有人断言除非指出同时性发生的参照物,两颗星同时增亮的论断就没有意义,那么人们会不假思索地认定此人神经不正常。但是,实验事实令人信服的力量迫使科学做出了那样的断言。这是如何发生的呢?

有关光传播的实验导致了这一奇怪的结果。物理学家们基于许多实验逐渐相信,光在真空中以 $c=300000\text{km/s}$ 的速度传播,这与发出该光的物体的速度完全无关。想象太阳朝着一个特定方向发出一条光线。根据上面所说的定律,该光线每秒走过的距离为 300000km 。现在想象太阳后来把一个物体抛入空间,使它沿着和光线相同的方向以 1000km/s 的速度飞行。这是不难想象的。我们现在可以类似地把这个抛出物体想象为另一个参照物并自问:依一个处在抛出物而非太阳上的观察者判断,光的传播速度是多少? 答案似乎很简单。当抛出物以 1000km/s 的速度追赶光时,光线相对于它前进的速度就只有 299000km/s 。

如果光线不是由太阳而是由抛出物发出,也会出现同样的情形,因为我们知道,光速是不依赖于光源的运动状态的。

[p. 3] 这一结果引起了怀疑。难道从抛出物来判断光的传播速度与从太阳来判断时真的不同吗?难道光的传播规律与参照物体的运动状态有关吗?这样一来,宇宙中就必定会存在某种绝对静止的东西了。因为人们可以论证如下。相对于任意运动的参照物(这里是抛出物),光以不同于 c 并与方向有关的速度传播。那么,必定存在一个具有独特运动状态的参照物,对它说来光在所有方向都以同样速度 c 传播。这样的参照物就有理由说是处于绝对静止(在我们的例子中就是太阳)。从物理上说,真的存在这样的绝对静止吗?自然规律真的像上面关于光传播的论证所提示的那样,依赖于观察者即参照系的运动状态吗?

[p. 4] 经验与此是矛盾的。当我们在—辆没有震动的列车中旅行时,我们觉察不出车厢的运动。在这个车厢中所进行的一切物理实验都显示出和相对于地球静止的房屋中同样的结果。在地球上所做的物理实验显示不出整个地球和其上一切物体运动的影响。一般地说,自然规律是与参照物的运动状态无关的。这一论断简称为“相对性原理”。但是我们相信,上述考虑迫使我们得出结论,相对性原理对于光的传播规律不再成立;真理是什么呢? 30 多年前,美国人 Michelson 通过他著名的光学实验证明,在用理论预言地球运动对实验影响的场合,相对性原理也是成立的。^[2]

因此,上述考虑必定有误。无论选择太阳还是抛出物作为参照物体,光的传播规律都是相同的。同—条光线相对于太阳和相对于以 1000km/s 抛出的物体,都以 300000km/s 旅行。如果这看起来不可能,原因就是时间绝对性的假设不对了。从太阳上判断的 1s 时间并不等于从抛出物看到的 1s 时间。

[p. 5] 不能把时间看做是在宇宙中任何地方都能听到的滴答声。如果物理学想用时间,首先就得对它进行定义。这种定义看来必定需要一个参照物,而且该定义只有相对于这个选定的参照物才有意义。后来知道,人们可以相对于这种参照物如此定义时间,使得光的传播定律相对于它成立。时间的这种定义可以对处于任何运动状态的参照物来实现。但是,运动状态不同的参照物的时间原来并不相同。对此更详细的证明可以在我写的相对论通俗著作中找到^[3] ()。^[4] 如果在不同地点发生的两个事件从一个参照物判断是同时的,那么,从一个相对于它运动的参照物来判断就不会如此。

在沿着这条思路继续走之前,我得说—说参照物在 Galileo 和 Newton 的力学中所起的作用。特别是我必须指出,科学的发展只知道累积而非摧毁。如果—代人不能超越他们前辈的成就,那就没有真正意义上的科学可言。假如相对论必须像改朝换代那样推翻以前的力学,那也会是一件可悲的事。相对论只不

过是在我们自然科学数百年发展中前进了一步,它保留和深化了以前发现的规律,同时又增加了一些新规律。相对论并没有推翻 Newton 和 Maxwell 的理论,正如国联^[5]并没有消灭其参加国一样。它们将必须接受其法律的某些修改,但因此会获得更高的安全感。

在日常生活中我们通常用地球表面作为参照物,其上诸点可以反复认证。数学物理学选择源于一点的 3 根相互正交的直杆作为参照物(坐标系)。一个点相对于这个杆系的位置由 3 个数(坐标)描述,它们可通过用刚性杆(测量杆)测量获得。为进行这一操作,人们假设刚体遵从的规律由 Euclid 几何正确地描述。迄今物理学做出的所有位置论断都是基于这一假设。无论一个点位于何处,人们总可以设想一个杆系并完成测量操作,以至最终达到所考虑的那一点。不妨把这种情形想象为建筑工地上的脚手架,不管这座建筑有多高,人们总能达到那里的每一个小小的尖端和角落。在物理学中,这种脚手架并不一定要真的存在,只要人们能想象它被间接地(如用光线等)架构起来即可。

[p. 6]

Galileo 和 Newton 的基本力学定律并没有宣称相对于任意运动的参照物成立,而只适用于适当选择了运动状态的参照物。力学中容许的参照物称为“惯性系”。力学中有一个定理说:如果参照物 K 是一个惯性系,那么任何相对于 K 作匀速直线运动且无旋转的其他参照物也是一个惯性系。更简单地说:如果力学定律相对于地球表面成立,那么它们相对于当作参照物的匀速运动的列车也成立。

以前我们关于光说过的话现在可以总结为一个简单的陈述:相对于每一个惯性系(只要正确定义时间),真空中光速不变的定律成立。更一般地,人们可以将多种经验表述为一个定理:自然规律在所有惯性系中具有相同的形式。这个定理称为“狭义相对性原理”。

这个定理所蕴涵的创新研究方法可以用下列方式来理解。假设宇宙或者构成它的个别事件相对于一个惯性系进行了描述,那么事件的进程从不同的惯性系看来不同,但又是完全确定的。荷兰数学物理学家计算了将位置和时间从一个惯性系变换到另一个的一般规则。^[6]显然,以这种方式人们不仅能变换个别事件,而且也能将自然规律数学公式化。狭义相对性原理要求这些规律在这类变换下不变。如果它们没有这样的性质,就一定要被狭义相对性原理排除。自然规律必须适合狭义相对性原理。

[p. 7]

修正 Newton 力学的需要首先出现在如下研究中,这类研究讨论极快的运动,或者更准确地说,当运动速度同光速相比不再小得可以忽略时。此外,一个物体的惯性其实并不是该物体的本征常数,而是依赖于它具有的能量。质量和能量在本质上是相同的。

AD. [2069]。本文件由 7 个未编号的页组成。这里的编号在方括号中被置于页边。

[1] 本文件的日期是假设它写作于爱因斯坦关于相对论的通俗著作, *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42) 完成之后, 该书第 1 版序言签署日期为 1916 年 12 月。

[2] *Michelson 1881* 和 *Michelson and Morley 1887*。作为后一篇文章基础的观测是在 1887 年 7 月进行的(*Michelson and Morley 1887*, p. 340)。

[3] *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42), 8—9 节。

[4] 手稿此处留有一个空白, 可能是为了插入文献。

[5] 参见后随文件(第六卷, 文件 45 a), 显示爱因斯坦曾卷入第一次世界大战后建立国联的讨论。

[6] Hendrik A. Lorentz (1853—1928)。例如参见 *Lorentz 1904a*。只是在爱因斯坦的工作之后, Lorentz 才把 Lorentz 变换解释为彼此作相对运动的惯性系中观测量的关系(例如参见, *Lorentz 1909*, sec 189)。但他直到去世都坚持认为, 两个惯性系中真实的物理量是通过 Galileo 变换联系起来的。

第六卷,文件 45a“关于民族自决权的调查表”

[1917年7月—1918年3月10日前]

第六卷,文件 45a“关于民族自决权的调查表”

[1917年7月—1918年3月10日前]^[1]

8

[p. 1] 考虑这份关于民族自决权的调查表时,我认为必须区分以下两者:^[2]

a)“人民”=一个应被视为独立(不可分)经济-地理单元的地区的常住居民。

b)“民族”=由语言,也许还由宗教、种族渊源联系在一起,并形成一个或多或少紧密结合的利益共同体的人的集合。

对 a)的附注:还需要简要指出,在确定什么地区应被视为不可分(国家隶属关系方面)时有可能产生疑问。但我并不认为这一点将造成很大困难,至少在中欧和西欧是如此。

附注 I 和 II

一个地区的“人民”有权通过全体成年居民的不记名直接投票来选择它对某个特定国家的归属关系,所有投票人应该具有同等权重。我认为,不通过投票表决而转让领土是错误的。

经民主选举、由可靠人士组成的委员会,应在防止出境或入境移民改变投票结果的原则下,确定什么人可被允许参加投票。一个公平的委员会必须保证投票不受非正当影响且计票时无舞弊。

附注 III

“人民”自决权应坚持(公民表决、申请加入国际联盟、由国际联盟监管)。

附注 IV

1. 是的,在一个民族实际赢得它的特定权利的范围内(每次诉诸国际联盟之前进行投票表决)。

[p. 2] 2. 所有你们已经列出的权利,但需补充一点,即接受这些权利不致造成对少数民族成员的可以避免的苦难。

3. 是的。

4. 我不懂这个问题。

9

附注 V

考虑不重要国家(Reststaat)的经济利益,仅当一切肯定的和否定的财产权通过合法途径加以区分,且两方都有权诉诸国际联盟裁决时,才是合理的。

对国际联盟的总看法:

在我看来,国际联盟只有在它将其管制范围扩大到对国家之间经济关系的调整时才能具有并保持长久的重要地位。

分配和出售原料,或至少对原料分配条件(关税、出口许可等)加以监管,确定最低工资和其他对经济弱势群体的保护性措施,以及在此类事务上对签约国的监督。^[3]

AD. [28 095]。本文件写在一张折叠的纸上,两页篇幅,未标页码,放在一份印刷的信件[28 097]之后。此处用方括号在页边标出页码。原文件左边有活页装订孔。

[1] 此文件写作时间推定为介于其附件之一的起草时间 1917 年 7 月和要求对调查表做出答复的日期 1918 年 3 月 10 日之间。

[2] 未予保留的调查表,是同争取持久和平中央组织(CODP)的 H. C. Dresselhuys 及另外 3 位高级官员的一份未注明日期的印刷信件封在一起的,其上附有打印地址:“柏林 爱因斯坦教授先生”[28 097]。为了减轻被调查者负担,还附有一份预备性建议书草案“*Avant-projet d'un traité international relatif aux droits des minorités nationales et aux transferts de territoires*(关于少数民族权利和领土转让国际关系条约草案)”(*Adelswärd 1917*, pp. 35—37)。

CODP 的这些官员当时正在发起一次国际“预备性会议”来讨论建立一个国际联盟的问题。拟议中的这次会议,由于三协约国拒绝给其国民签发赴会的护照,而不得不降格为非正式讨论。讨论于 1917 年 11 月末在伯尔尼举行,参加者有德国、奥地利、匈牙利、芬兰和瑞士等国人士[见出版地不详的 1917 年 11 月印刷小册子“*Berner Zusammenkunft zur Besprechung der Gestaltung der Völkerbeziehungen nach dem Kriege*(讨论战后国际关系形成的伯尔尼会议), 19—22 November 1917”, p. [3]]。

会议之前,这四位官员(包括两个国际研究委员会——其一研究反吞并和公民投票原则,其二研究民族问题——的主席)征求了有关“人民”(“*Völker*”)自决权的意见,以作为解决领土问题的依据。他们指出,关于这个权利并不存在一致同意的定义,并要求回答者提供如何在实践中最佳保证这一权利的意见。对调查表的答复要求在 1918 年 3 月 10 日之前(见争取持久和平中央组织致爱因斯坦的信,无日期[28 097])。上述两个委员会然后在 1917 年 7 月的一次联席会议上拟就了一份联合预备性建议书草案(见 *Adelswärd 1917*, p. 34)。

爱因斯坦曾在两年之前被选进 CODP 大理事会中的德国全国委员会(见 1915 年 10 月 22 日爱因斯坦致 Walther Schücking 的信 [第八卷,文件 131] 注 2 和注 3),但未出席 1917 年 11 月的集会(见 1915 年 11

月 30 日爱因斯坦致 Michele Besso 的信 [第八卷,文件 155] 注 2)。

[3] 爱因斯坦对持久和平的经济方面的关注,大概由于 Walther Rathenau(1867—1922)一篇关于战后经济的长论文而得到加强(*Rathenau 1918*),该文于 1918 年 1 月 8 日呈送爱因斯坦时附有手写献词,现存他的藏书室。进一步的促进因素可能是爱因斯坦亲自听过或者在 1918 年 1 月了解到的 Ernst Troeltsch (1865—1923) 的一次演讲, Troeltsch 在演讲中呼吁恢复一种和平调控之下的全球经济。演讲的场合是一个支持国际联盟思想的主要组织自由与祖国人民联盟的一次集会(见 1918 年 2 月 4 日 Ernst Troeltsch 致爱因斯坦的信 [第八卷,文件 455] 注 3,以及 *Troeltsch 1918*, pp. 75—77)。

关于第一次世界大战期间德国国内对国际联盟思想的支持和反对的总讨论,见 *Fortuna 1974*。

¹¹ 1. “论引力波”

[*Einstein 1918a*]

1918年1月31日提交。

1918年2月21日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte*(1918):154—167。

论引力波

爱因斯坦

关于引力场如何传播这个重要问题,我已在一年半以前的科学院论文中进行了讨论。^①但是由于我在那篇文章中的叙述不够明晰,又受到一个令人遗憾的计算错误的损害,所以有必要在这里重新回头来讨论这个问题。

同过去一样,我只限于考虑时空连续区同“Galileo”型偏离很小的情形。为了对于所有指标能够写出

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

如通常在狭义相对论中那样,我们取时间变量 x_4 为纯虚数,也就是说,令

$$x_4 = it$$

其中 t 表示“光时”。在(1)中, $\delta_{\mu\nu} = 1$ 或 $\delta_{\mu\nu} = 0$, 分别按 $\mu = \nu$ 或 $\mu \neq \nu$ 而定。 $\gamma_{\mu\nu}$ 都是比 1 小的量,表示该连续区同无场连续区的偏离;在 Lorentz 变换下它们构成一个二秩张量。

§ 1. 用推迟势解引力场的近似方程

我们从对任意坐标系成立的引力场方程^②

$$\begin{aligned} -\sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \sum_{\alpha\beta} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} - \sum_{\alpha\beta} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha\beta \\ \beta \end{matrix} \right\} \\ = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \end{aligned} \quad (2)$$

出发,其中, $T_{\mu\nu}$ 是物质的能量张量, T 是相应的标量 $\sum_{\alpha\beta} g^{\alpha\beta} T_{\alpha\beta}$ 。我们称 $\gamma_{\mu\nu}$ 的 n 次幂的那种量为 n 阶小量,并且在计算方程(2)的两边时仅限于最低的阶,那么我们就得到近似方程组

[1] ① 见 *Sitzungsber.* (1916), pp. 688 ff.

[4] ② 这里没有引进“ λ 项”[参见 *Sitzungsber.* (1917), p. 142]。

$$\sum_a \left(\frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{aa}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \frac{\partial^2 \gamma_{\mu a}}{\partial x_\nu \partial x_a} - \frac{\partial^2 \gamma_{\nu a}}{\partial x_\mu \partial x_a} \right) = 2\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_a T_{aa} \right). \quad [5]$$

(2a)

用 $-\frac{1}{2}\delta_{\mu\nu}$ 乘这个方程并遍历 μ 和 ν 求和,立刻得到(在改变指标符号的情形下)标量方程

$$\sum_{a\beta} \left(-\frac{\partial^2 \gamma_{aa}}{\partial x_\beta^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{a\beta}}{\partial x_a \partial x_\beta} \right) = \kappa \sum_a T_{aa}.$$

如将此方程乘以 $\delta_{\mu\nu}$ 再与方程(2a)相加,则方程(2a)右边第2项即可消去。若引进函数

$$\gamma'_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_a \gamma_{aa} \quad (3)$$

来代替 $\gamma_{\mu\nu}$,左边可以更明显地写出。于是方程取如下形式

$$\sum_a \frac{\partial^2 \gamma'_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} - \sum_a \frac{\partial^2 \gamma'_{\mu a}}{\partial x_\nu \partial x_a} - \sum_a \frac{\partial^2 \gamma'_{\nu a}}{\partial x_\mu \partial x_a} + \delta_{\mu\nu} \sum_{a\beta} \frac{\partial^2 \gamma'_{a\beta}}{\partial x_a \partial x_\beta} = 2\kappa T_{\mu\nu}. \quad (4)$$

然而,如果要求 $\gamma'_{\mu\nu}$ 不仅满足方程组(4)而且满足关系式

$$\sum_a \frac{\partial \gamma'_{\mu a}}{\partial x_a} = 0 \quad (5)$$

我们就可以使方程组(4)显著简化。

乍看起来有点奇怪,关于10个函数 $\gamma'_{\mu\nu}$ 的10个方程(4)竟然容许加上4个任意条件(5)而不发生超定。但是由于下述理由,这种步骤的正确性就可以理解了。方程组(2)对于任意的代换是协变的,即它们对于任意选择的坐标系都成立。如果我们引进一个新的坐标系,那么新坐标系的 $g_{\mu\nu}$ 就取决于定义坐标变换的4个任意函数。这4个函数现在可以如此选择,使新坐标系的 $g_{\mu\nu}$ 满足4个任意规定的关系式。设想这些关系式在我们感兴趣的近似下可以化为方程组(5)。因此这后一个方程组就代表着我们据以选择坐标系的那些规定。利用方程组(5),方程组(4)可以简化为

[p. 156]
[6]

$$\sum_a \frac{\partial^2 \gamma'_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} = 2\chi T_{\mu\nu}. \quad (6)$$

从式(6)可以看出,引力场是以光速传播的。在给定了 $T_{\mu\nu}$ 之后, $\gamma'_{\mu\nu}$ 可以按照推迟势的方法由前者算出。设 x, y, z, t 是观察点(即待计算 $\gamma'_{\mu\nu}$ 的点) $x_1, x_2, x_3, x_4/i$ 的实坐标, x_0, y_0, z_0 是体元 dV_0 的空间坐标, r 是该体元同观察点的空间距离,那么我们就得到

$$\gamma'_{\mu\nu} = -\frac{\chi}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu}(x_0, y_0, z_0, t-r)}{r} dV_0. \quad (7)$$

§ 2. 引力场的能量分量

以前,^①对于坐标选择满足条件

$$g = |g_{\mu\nu}| = 1$$

的情形,我曾明显地给出引力场的能量分量,这个条件在我们这里讨论的近似下成为

$$\gamma = \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha} = 0$$

但是这个条件在我们现在选择的坐标系中一般不能满足,因此最简单的是另行考虑能量分量的确定。

然而,我们必须考虑到下列困难。场方程(6)只在第1个数量级上正确,而容易看出,能量方程却小到第2个数量级。但是我们不难通过下列考虑达到目的。按照广义相对论,(物质的)能量分量 $\mathfrak{X}_{\mu}^{\sigma}$ 和(引力场的)能量分量 t_{μ}^{σ} 满足关系

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial \mathfrak{X}_{\mu}^{\sigma}}{\partial x_{\sigma}} + \frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial g^{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{X}_{\rho\sigma} = 0$$

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial (\mathfrak{X}_{\mu}^{\sigma} + t_{\mu}^{\sigma})}{\partial x_{\sigma}} = 0.$$

从这些方程得出

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial t_{\mu}^{\sigma}}{\partial x_{\sigma}} = \frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial g^{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{X}_{\rho\sigma}.$$

如果我们从场方程求得 $\mathfrak{X}_{\rho\sigma}$,从而把右边变成左边的形式,那么我们就求得了 t_{μ}^{σ} 。

在这里考虑的近似情况下,这个方程右边的两个因子都是一阶小量。为了求得准确到2阶小量的 t_{μ}^{σ} ,只需用准确到1阶的量代替右边的两个因子。因此,我们可以

$$\text{将 } \frac{\partial g^{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}} \text{ 换为 } -\frac{\partial \gamma_{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}}$$

$$\text{并将 } \mathfrak{X}_{\rho\sigma} \text{ 换为 } T_{\rho\sigma}$$

为了求得 t_{μ}^{σ} ,我们引进 $t_{\rho\sigma}$,在所考虑的近似下,两者的值只有正负号的差别。就其指标的性质而言, $t_{\rho\sigma}$ 是类似于 $T_{\sigma\mu}$ 的量。这样,我们必须由方程

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial t_{\mu\sigma}}{\partial x_{\sigma}} = \frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial \gamma_{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}} T_{\rho\sigma} \quad (8)$$

来决定 $t_{\mu\sigma}$ 。注意到由于式(3),我们必须置

$$\gamma_{\mu\nu} = \gamma'_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_{\alpha} \gamma'_{\alpha\alpha} = \gamma'_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \gamma' \quad (3a)$$

[7] ^① *Ann. d. Phys.* 49 (1916), eq. (50).

再借助式(6),用 $T_{\rho\sigma}$ 来表示 $\gamma'_{\rho\sigma}$,就变换了式(8)的右边。经简单整理^①后得

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial t_{\mu\sigma}}{\partial x_{\sigma}} = \sum_{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_{\sigma}} \left[\frac{1}{4\kappa} \left(\sum_{\alpha\beta} \left(\frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\mu}} \frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\sigma}} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\mu}} \frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\sigma}} \right) - \frac{1}{8\kappa} \delta_{\mu\sigma} \left(\sum_{\alpha\beta\lambda} \left(\frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\lambda}} \right)^2 - \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \left(\frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\lambda}} \right)^2 \right) \right]. \quad [13]\{2\}$$

由此可知,我们如果令

$$4\kappa t_{\mu\sigma} = \left(\sum_{\alpha\beta} \left(\frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\mu}} \frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\sigma}} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\mu}} \frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\sigma}} \right) - \frac{1}{2} \delta_{\mu\sigma} \left(\sum_{\alpha\beta\lambda} \left(\frac{\partial \gamma'_{\alpha\beta}}{\partial x_{\lambda}} \right)^2 - \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \left(\frac{\partial \gamma'}{\partial x_{\lambda}} \right)^2 \right), \quad (9)$$

则能量定理(即能量守恒定律——译注)得到满足。通过下列考虑可以最容易地理解 $t_{\mu\sigma}$ 的物理意义。 $t_{\mu\sigma}$ 对于引力场就像 $T_{\mu\sigma}$ 对于物质一样。但是,对于非相干的有重物质,如果只限于一阶小量,我们有

$$T_{\mu\sigma} = T^{\mu\sigma} = \rho \frac{dx_{\mu}}{ds} \frac{dx_{\sigma}}{ds} (ds^2 = - \sum_{\nu} dx_{\nu}^2), \quad (10)$$

这里 ρ 是物质密度的标量。因此 $T_{11}, T_{12}, \dots, T_{33}$ 对应于压力分量, T_{14}, T_{24}, T_{34} 或 T_{41}, T_{42}, T_{43} 分别是动量密度矢量乘 $\sqrt{-1}$ 或能流密度, T_{44} 是能量密度的负值。 $t_{\mu\sigma}$ 对于引力场有类似的意义。

作为一个例子,我们下面讨论静止质点 M 的引力场。从式(7)和式(10)立即得出

$$\gamma'_{44} = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{M}{r}, \quad (11) \quad [14]$$

而所有其他的 $\gamma'_{\mu\nu}$ 均为零。对于 $g_{\mu\nu}$,按照式(11),式(3a)和式(1),我们得到 De Sitter 最先得到的值

$$\left. \begin{array}{cccc} -1 - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r} \end{array} \right\} \quad (11a)$$

一般由方程

^① 本文开始提到的我过去论文的错误在于,我曾用了 $\frac{\partial \gamma'_{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}}$ 代替式(8)右边的 $\frac{\partial \gamma_{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}}$ 。这个错误也使得那篇论文的第2节和第3节必须重新改写。 [12]

$$0 = ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

给出的光速 c , 这里由关系式

$$\left(1 + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) - \left(1 - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r}\right) dt^2 = 0$$

[p. 159] 得出。因此, 在我们喜爱的坐标选择下, 光速

17

$$c = \sqrt{\frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2}} = 1 - \frac{\kappa M}{4\pi r} \quad (12)$$

[16] 依赖于位置但与方向无关。由式(11a) 还可得出, 小的刚体在位置变化时保持相似, 但以坐标测量的线尺度按 $(1 - \frac{\kappa M}{8\pi r})$ 变化。

在我们的例子中, 方程(9) 给出 $t_{\mu\sigma}$:

$$\left. \begin{aligned} t_{\mu\sigma} &= \frac{\kappa M^2}{32\pi^2} \left(\frac{x_\mu x_\sigma}{r^6} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\sigma} \frac{1}{r^4} \right) \quad (\text{对于指标 } 1-3) \\ t_{14} &= t_{24} = t_{34} = 0 \\ t_{44} &= -\frac{\kappa M^2}{64\pi^2} \cdot \frac{1}{r^4} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

[18] $t_{\mu\sigma}$ 的值完全决定于坐标系的选择。Nordström 先生在以前的一封信中已经
[20] 提请我注意这一点。^①如果按条件 $|g| = 1$ 来选择坐标, 我早已给出质点情形下 $g_{\mu\nu}$ 的表达式

$$\begin{aligned} g_{\mu\sigma} &= -\delta_{\rho\sigma} - \frac{\kappa M}{4\pi} \frac{x_\mu x_\sigma}{r^3} \quad (\text{对于指标 } 1-3) \\ g_{14} &= g_{24} = g_{34} = 0 \\ g_{44} &= 1 - \frac{\kappa M}{4\pi} \cdot \frac{1}{r} \end{aligned}$$

引力场的所有能量分量均为零, 如果我们用公式

$$\kappa t_\sigma^\alpha = \frac{1}{2} \delta_\sigma^\alpha \sum_{\mu\nu\lambda\beta} g^{\mu\nu} \begin{Bmatrix} \mu\lambda \\ \beta \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \nu\beta \\ \lambda \end{Bmatrix} - \sum_{\mu\nu\lambda} g^{\mu\nu} \begin{Bmatrix} \mu\lambda \\ \alpha \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \nu\sigma \\ \lambda \end{Bmatrix}$$

计算它们准确到二阶小量的话。

[21] 人们可以猜测, 通过适当选择参照系也许总能够使引力场的所有能量分量都为零, 这是很值得注意的。但是不难证明, 一般说来, 事情并非如此。

[19] ^① 也见 E. Schrödinger, *Phys. Zeitschr.* 1(1918), p. 4.

§ 3. 平面引力波

为了求得平面引力波,我们从满足场方程(6)的表达式

$$\gamma_{\mu\nu} = \alpha_{\mu\nu} f(x_1 + ix_4) \quad (14)$$

18 出发。这里 $\alpha_{\mu\nu}$ 表示实常数, f 为 $(x_1 + ix_4)$ 的实函数。方程(5)给出关系式 [p. 160]

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{11} + i\alpha_{14} &= 0 \\ \alpha_{21} + i\alpha_{24} &= 0 \\ \alpha_{31} + i\alpha_{34} &= 0 \\ \alpha_{41} + i\alpha_{44} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

如果条件(15)得到满足,式(14)就代表一个可能的引力波。为了更清楚地理解其物理本质,我们来计算能流密度 $\frac{t_{41}}{i}$ 。将式(15)给出的 $\gamma_{\mu\nu}$ 代入方程(9),我们 (4) 得到

$$\frac{t_{41}}{i} = \frac{1}{4\kappa} f'^2 \left[\left(\frac{\alpha_{22} - \alpha_{33}}{2} \right)^2 + \alpha_{23}^2 \right]. \quad (16)$$

这个结果似乎有点奇怪,因为用到式(15)以后,方程(14)中出现的6个任意常数在式(16)中只留下了两个。 $\alpha_{22} - \alpha_{33}$ 和 α_{23} 为零的波不传递能量。由该现象可以推论,这种波从一定意义上说完全不存在。这可由下述考虑最简单地得出。

首先我们注意到,考虑到式(15),没有能量的波的 $\alpha_{\mu\nu}$ 系数的表为

$$(\alpha_{\mu\nu} =) \left. \begin{array}{cccc} \alpha & \beta & \gamma & i\alpha \\ \beta & \delta & 0 & i\beta \\ \gamma & 0 & \delta & i\gamma \\ i\alpha & i\beta & i\gamma & -\alpha \end{array} \right\}, \quad (17)$$

这里 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 为4个可以选择的互相独立的数。

下面考虑一个没有场的空间,其线元 ds 对于适当选择的坐标 (x'_1, x'_2, x'_3, x'_4) 可以表示为

$$-ds^2 = dx'^2_1 + dx'^2_2 + dx'^2_3 + dx'^2_4 \quad (18)$$

我们现在借助代换

$$x'_\nu = x_\nu - \lambda_\nu \phi(x_1 + ix_4) \quad (19)$$

引入新的坐标 x_1, x_2, x_3, x_4 。 λ_ν 是4个无限小的实常数, ϕ 是自变量 $(x_1 + ix_4)$ 的实函数。如果忽略 λ_ν 的二阶量,从式(18)和式(19)得出

$$ds^2 = - \sum_\nu dx'^2_\nu = - \sum_\nu dx^2_\nu + 2\phi'(dx_1 + idx_4) \sum_\nu \lambda_\nu dx_\nu.$$

由此得到有关的 $\gamma_{\mu\nu}$ 值

[p. 161]

$$\left(\frac{1}{\phi'}\gamma_{\mu\nu} =\right) \begin{array}{cccc} 2\lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & i\lambda_1 + \lambda_4 \\ \lambda_2 & 0 & 0 & i\lambda_2 \\ \lambda_3 & 0 & 0 & i\lambda_3 \\ i\lambda_1 + \lambda_4 & i\lambda_2 & i\lambda_3 & 2i\lambda_4 \end{array}$$

19

并由此得到 $\gamma'_{\mu\nu}$ 值

[24]

{5}

$$\left(\frac{1}{\phi'}\gamma'_{\mu\nu} =\right) \left. \begin{array}{cccc} \lambda_1 - i\lambda_4 & \lambda_2 & \lambda_3 & i\lambda_1 + \lambda_4 \\ \lambda_2 & -\lambda_1 - i\lambda_4 & 0 & i\lambda_2 \\ \lambda_3 & 0 & -\lambda_1 - i\lambda_4 & i\lambda_3 \\ i\lambda_1 + \lambda_4 & i\lambda_2 & i\lambda_3 & -\lambda_1 + i\lambda_4 \end{array} \right\} \quad (20)$$

如果我们再用关系式

$$\phi' = f \quad (21)$$

把式(19)中的函数 ϕ 和式(14)中的函数 f 联结起来,那就可以看出,除了常数的名称以外,式(20)中的 $\gamma'_{\mu\nu}$ 同式(14)与式(17)中的 $\gamma'_{\mu\nu}$ 完全一致。

因此,那些不能传递能量的引力波可以通过单纯的坐标变换从一个没有场的体系产生;其存在(在这个意义上)只是表观的。因此,从严格的意义来说,只有那些沿 x 轴行进,其传播对应着量 $\frac{(\gamma'_{22} - \gamma'_{33})}{2}$ 和 γ'_{23} [或者量 $\frac{(\gamma_{22} - \gamma_{33})}{2}$ 和 γ_{23}] 的波才是真正的。这两种类型本质相同,只是相互取向有别。波场在垂直于传播方向的平面内改变角度。能流密度、动量密度和能量密度均由式(16)给出。

§ 4. 由力学体系发出的引力波

我们考虑一个孤立的力学体系,其重心保持同坐标原点重合。设这个体系内发生的变化如此缓慢,其空间尺度是如此之小,以至与其中任意两个质点之间的距离相应的光时可以看做无穷短。我们来求这个体系在正 x 轴方向发出的引力波。

上面所说的限制意味着,对于一个与坐标原点有足够大距离的观察点可以

[p. 162]

用方程

[26]

$$\gamma'_{\mu\nu} = -\frac{\kappa}{2\pi R} \int T_{\mu\nu}(x_0, y_0, z_0, t-R) dV_0 \quad (7a)$$

来代替式(7)。我们只限于考虑传播能量的波,这样,按照第3节的结果,就只需构成分量和 $\frac{(\gamma'_{22} - \gamma'_{33})}{2}$ 。式(7a)右边出现的空间积分可以用 M. Laue 想出的方法

[27]

来转换。这里我们只对积分

$$\int T_{23} dV_0$$

作出详细计算。分别用 $\frac{x_3}{2}$ 和 $\frac{x_2}{2}$ 乘两个动量方程

[28]

$$\frac{\partial T_{21}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial T_{23}}{\partial x_3} + \frac{\partial T_{24}}{\partial x_4} = \sigma,$$

$$\frac{\partial T_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{32}}{\partial x_2} + \frac{\partial T_{33}}{\partial x_3} + \frac{\partial T_{34}}{\partial x_4} = \sigma,$$

[29]

并把它们两者对整个物质体系积分然后相加,进行分部积分经简单整理后可得

$$-\int T_{23} dV_0 + \frac{1}{2} \frac{d}{dx_4} \left\{ \int (x_3 T_{24} + x_2 T_{34}) dV_0 \right\} = 0.$$

再用能量方程

$$\frac{\partial T_{41}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{42}}{\partial x_2} + \frac{\partial T_{43}}{\partial x_3} + \frac{\partial T_{44}}{\partial x_4} = 0$$

变换前面的积分。我们用 $\frac{x_1 x_3}{2}$ 乘该方程,再积分,用分部积分变换后得

$$-\frac{1}{2} \int (x_3 T_{42} + x_2 T_{43}) dV_0 + \frac{1}{2} \frac{d}{dx_4} \left\{ \int x_2 x_3 T_{44} dV_0 \right\} = 0.$$

将这个方程代入上面的方程,我们得到

$$\int T_{23} dV_0 = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dx_4^2} \left\{ \int x_2 x_3 T_{44} dV_0 \right\},$$

21 或者,因为 $\frac{d^2}{dx_4^2}$ 必须代之以 $-\frac{d^2}{dt^2}$,而 T_{44} 须换为物质的负密度 ($-\rho$),于是有:

[p. 163]

$$\int T_{23} dV_0 = \frac{1}{2} \ddot{\mathfrak{S}}_{23}. \quad (22)$$

这里我们用缩写

$$\mathfrak{S}_{\mu\nu} = \int x_\mu x_\nu \rho dV_0, \quad (23)$$

$\mathfrak{S}_{\mu\nu}$ 是物质体系(时间上变化的)转动惯量的分量。

用类似的方法我们得到

$$\int (T_{22} - T_{33}) dV_0 = \frac{1}{2} (\ddot{\mathfrak{S}}_{22} - \ddot{\mathfrak{S}}_{33}). \quad (24)$$

根据式(22)和式(24),从式(7a)可得

$$\gamma_{23} = -\frac{\kappa}{4\pi R} \ddot{\mathfrak{S}}_{23}. \quad (25)$$

$$\frac{\gamma_{22} - \gamma_{33}}{2} = -\frac{\kappa}{4\pi R} \left(\frac{\ddot{\mathfrak{S}}_{22} - \ddot{\mathfrak{S}}_{33}}{2} \right). \quad (26)$$

根据式(7a),式(22),式(24), $\ddot{\mathfrak{S}}_{\mu\nu}$ 应当取时间 $t-R$ 时的值,因此是 $t-R$ 的函数,或者对于 x 轴附近的大 R 值也是 $t-x$ 的函数.因此式(25),式(26)描述能流沿 x 轴的引力波,根据式(16),其密度为

$$[30] \quad \frac{t_{41}}{i} = \frac{\kappa}{64\pi^2 R^2} \left[\left(\frac{\ddot{\mathfrak{S}}_{22} - \ddot{\mathfrak{S}}_{33}}{2} \right)^2 + \ddot{\mathfrak{S}}_{23}^2 \right]. \quad (27)$$

我们还要提出计算源于该体系的引力波总辐射的问题.为了回答这个问题,我们首先求该力学体系沿方向余弦 α_i 确定的方向上的能量辐射.这可以通过一个变换,或者更简单地把它化为下列形式问题来求得.

设 $A_{\mu\nu}$ 是一(三维)对称张量, α_i 是一矢量.我们求一标量 S ,它是 $A_{\mu\nu}$ 和 α_i 的函数并且是 $A_{\mu\nu}$ 的完全二阶齐次式,使得 S 在 $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = \alpha_3 = 0$ 时化为

$$[p. 164] \quad \left(\frac{A_{22} - A_{33}}{2} \right)^2 + A_{23}^2.$$

所求的标量将是下列几个标量

22

$$\sum_{\mu} A_{\mu\mu}, \sum_{\mu\nu} A_{\mu\nu}^2, \sum_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \alpha_{\mu} \alpha_{\nu}, \sum_{\mu\sigma\tau} A_{\mu\sigma} A_{\mu\tau} \alpha_{\sigma} \alpha_{\tau}$$

的函数.因为后两个标量在 $\alpha_i = (1, 0, 0)$ 时分别化为 A_{11} 和 $\sum_{\mu} A_{1\mu}^2$,经仔细考虑后,所求的标量为

$$S = -\frac{1}{4} \left(\sum_{\mu} A_{\mu\mu} \right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{\mu} A_{\mu\mu} \sum_{\rho\sigma} A_{\rho\sigma} \alpha_{\rho} \alpha_{\sigma} + \frac{1}{4} \left(\sum_{\rho\sigma} A_{\rho\sigma} \alpha_{\rho} \alpha_{\sigma} \right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} A_{\mu\nu}^2 - \sum_{\mu\sigma\tau} A_{\mu\sigma} A_{\mu\tau} \alpha_{\sigma} \alpha_{\tau}. \quad (28)$$

显然,只要设

$$A_{\mu\nu} = \frac{\sqrt{\kappa}}{8\pi R} \ddot{\mathfrak{S}}_{\mu\nu}, \quad (29)$$

那么 S 就是沿方向 $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ 朝“外”径向流出的引力辐射密度.

如果固定 $A_{\mu\nu}$ 值对空间所有方向求 S 的平均值,我们就得到辐射的平均密度 \bar{S} .最后,以 $4\pi R^2$ 乘 \bar{S} 就得到该力学系统由于辐射引力波而(在单位时间内)损失的能量.计算给出

$$[31] \quad 4\pi R^2 \bar{S} = \frac{\kappa}{80\pi} \left[\sum_{\mu\nu} \ddot{\mathfrak{S}}_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{3} \left(\sum_{\mu} \ddot{\mathfrak{S}}_{\mu\mu} \right)^2 \right]. \quad (30)$$

这个结果表明,永远保持球对称的力学系统不可能辐射,这与我以前的论文由于计算失误而搞错的结论相反.

[32]

从式(27)可以看出,辐射在任何方向都不可能是负的,因此总辐射肯定也不可能是负的.在过去的论文中已经强调指出,这种考察的最终结果(它要求物体因热扰动而有能量损耗)必定引起对理论普遍有效性的怀疑.看来,一个较完

[33]

备的量子理论也必定会修正引力理论。

§ 5. 引力波对力学体系的影响

为完备起见, 我们想简略地考察一下力学体系能够吸收多少引力波的能量。
23 再假设我们有一个如第 4 节中考察过的那种力学系统。这个系统受到波长大于系统尺度的引力波的作用。为了求得系统吸收的能量, 我们来看看物质的能量动量方程 [p. 165]

$$\sum_{\sigma} \frac{\partial \mathfrak{X}_{\mu}^{\sigma}}{\partial x_{\sigma}} + \frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial g^{\rho\sigma}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{X}_{\rho\sigma} = 0.$$

在 x_4 不变的情况下将该方程对整个系统积分, 对 $\mu = 4$ 得到(能量守恒定律)

$$\frac{d}{dx_4} \left\{ \int \mathfrak{X}_4^{\sigma} dV \right\} = - \frac{1}{2} \int dV \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial g^{\rho\sigma}}{\partial x_4} \mathfrak{X}_{\rho\sigma}.$$

左边的积分是整个物质系统的能量 E , 因而左边是能量随时间的变化率。如果微商是对实值时间, 并且右边只保留到二阶小量, 我们就得到

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \int dV \sum_{\rho\sigma} \left(\frac{\partial \gamma_{\rho\sigma}}{\partial t} T_{\rho\sigma} \right). \quad (31)$$

现在, 我们可以按照方程

$$\gamma_{\rho\sigma} = (\gamma_{\rho\sigma})_w + (\gamma_{\rho\sigma})_v \quad (32)$$

将代表引力场的 $\gamma_{\rho\sigma}$ 分为一个对应于入射波的部分 $(\gamma_{\rho\sigma})_w$ 和另一个成分 $(\gamma_{\rho\sigma})_v$ 。据此, 式(31) 右边的积分分解为两个积分之和, 第一个代表来自波的能量增加。这里我们只对这一部分有兴趣; 因此, 为了不使问题复杂化, 我们将这样来解释式(31), 使得 dE/dt 只代表来自波的能量增加, 并只用 $\gamma_{\rho\sigma}$ 代表 $(\gamma_{\rho\sigma})_w$ 。这时 $\gamma_{\rho\sigma}$ 是一个随位置缓慢变化的函数, 我们就可以得出

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \frac{\partial \gamma_{\rho\sigma}}{\partial t} \cdot \int T_{\rho\sigma} dV. \quad (33)$$

设起作用的波是一个传递能量的波, 其中只有引力场的分量 $\gamma_{23} (= \gamma'_{23})$ 不等于零。这时由于式(22), 我们就有

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{23}}{\partial t} \frac{d^2 \mathfrak{S}_{23}}{dt^2}. \quad (34) \quad [34]$$

24 因此, 对于给定的波和给定的力学过程, 从波吸收的能量就可以通过积分求得。 [p. 166]

§ 6. 对 Levi-Civita 先生批评的回答

Levi-Civita 先生近来所作的一系列令人感兴趣的研究, 对澄清广义相对论 [35]

的问题作出了贡献。在其中的一篇文章^①中，他就守恒定律提出了与我不同的观点，并根据他的见解，对我关于通过引力波辐射能量结论的断言提出了异议。尽管在此期间我们已经通过交换信件以我们两人都感到满意的方式澄清了问题，我仍然认为在此就守恒定律补充某些一般性评论是有益的。

一般都承认，按照广义相对论的基础，存在着一个对任意选择的参照系皆成立的四元方程，它具有如下形式

$$\sum_{\nu} \frac{\partial(\mathfrak{E}_{\sigma}^{\nu} + t_{\sigma}^{\nu})}{\partial x_{\nu}} = 0 \quad (\sigma = 1, 2, 3, 4), \quad (35)$$

这里 $\mathfrak{E}_{\sigma}^{\nu}$ 是物质的能量分量， t_{σ}^{ν} 是 $g_{\mu\nu}$ 及其一阶导数的函数。分歧的意见在于，是否必须将 t_{σ}^{ν} 解释成引力场的能量分量。我认为这个意见分歧并不是实质性的，仅仅是用词问题。但是我断言，上述没有争议的方程可使评判守恒定律的价值容易一些。我们拿第四个方程 ($\sigma = 4$) 来说明这一点，我习惯称它为能量方程。

设有一个空间有限的物质体系，其外面的物质密度和电磁场强度都等于零。我们设想一个静止的表面 S 包围着整个物质系统。在 S 包围的整个空间对第四个方程进行积分得

$$-\frac{d}{dx_4} \left\{ \int (\mathfrak{E}_4^4 + t_4^4) dV \right\} = \int_S (t_4^1 \cos(nx_1) + t_4^2 \cos(nx_2) + t_4^3 \cos(nx_3)) d\sigma. \quad (36)$$

没有任何理由迫使人们把 t_4^4 称为引力场的能量密度，把 (t_4^1, t_4^2, t_4^3) 称为引力场能流的分量。但是我们可以这样断言，如果 t_4^4 的空间积分比“物质”能量密度 \mathfrak{E}_4^4 的积分小，式(36)右边就一定代表系统的物质能量损失。在本文和我过去文章中
[39] 所用到的仅仅就是这一点。
[p. 167]

Levi-Civita 先生(在他之前还有 H. A. Lorentz 也曾不那么坚决地)建议一个不同于式(35)的守恒定律表述。他(和他的其他同事)反对强调方程(35)也反对上面的解释，因为 t_{σ}^{ν} 不构成张量。后面一点是可以同意的，可是我不明白，为什么只有具备张量分量变换特性的量才可以赋予物理意义。必需的要求仅仅是，方程组对任意选择的参考系都成立，而方程组(35)正好满足这一要求。Levi-Civita 建议对能量动量定律作如下表述。他把引力场方程写为这样的形式

$$T_{im} + A_{im} = 0, \quad (37)$$

这里 T_{im} 是物质的能量张量， A_{im} 是一个协变张量，后者只依赖于 $g_{\mu\nu}$ 和它们对坐标的一阶微商。 A_{im} 称为引力场的能量分量。当然，对这种说法不可能提出逻辑上的反对意见。但是我发现，从方程(37)不能得出我们通常由守恒定理作出

[36] ^① *Accademia dei Lincei* 26 (April 1, 1917).

的那些结论。这是同方程(37)中总能量的分量处处为零相联系的。例如,方程(37)并不排除一个物质系统消散为虚无而不留下任何痕迹的可能性,这同方程(35)正好相反。因为,方程(37)[但不是(35)]中总能量一开始就是零。这种能量值的守恒并不要求系统以任何形式继续存在。

英译者注:

- {1} 原文遗漏了指标 σ 。
- {2} 原文在最后一个 γ 的微商项前面遗漏了关于 λ 的求和符号 \sum 。
- {3} 原文 $\delta_{\rho\sigma}$ 已改为 $\delta_{\mu\sigma}$ 。
- {4} 原文 $\gamma_{\mu\nu}$ 已改为 $\gamma'_{\mu\nu}$ 。
- {5} 原文第 4 行第 1 项 $i\lambda_2$ 已改为 $i\lambda_1$ 。
- {6} 原文最后一个 \cos 项中的 t_3 已改为 t_1 。

26 发表于 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 154—167. 投递于(由 Max Planck 代表爱因斯坦)1918 年 1 月 31 日,发表于 1918 年 2 月 21 日。与本文有关的几页计算保留在爱因斯坦的一本笔记中([3 008], pp. 12—23)。

[1] *Einstein 1916g* (第六卷,文件 32)。

[2] 这个错误已在原文第 157 页的脚注中指明。可能是 Gunnar Nordström 发现的一个矛盾提醒爱因斯坦注意到这个问题(见注 17)。见 1917 年 12 月 29 日爱因斯坦致 Gustav Mie 的信(第八卷,文件 421)。

[3] 在爱因斯坦 1916 年 7 月 15 日致 Willem de Sitter 的信(第八卷,文件 235)中,明显地定义 Galileo 时空为标准 Descartes 坐标中的 Minkowski 时空。

[4] *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43), 该文引入了宇宙学常数 λ 。

[5] 方程(2a)—(6)中的论证比 *Einstein 1916g* (第六卷,文件 32) 方程(2)—(6)中论证更明白晓畅。根据较早的文章,显然可以借助方程(3)定义且满足条件(5)的量 $\gamma'_{\mu\nu}$, 将方程(2a)简化。

[6] 在 *Einstein 1916g* (第六卷,文件 32)中,对 $\gamma'_{\mu\nu}$ 所施的附加条件与本文中所用的相同,但未明显地看做是坐标条件[见 p. 690 方程(6)后面的讨论和 p. 696 最后一段]。关于爱因斯坦早先在坐标条件概念上遇到的困难的分析,见 *Renn and Sauer 1999*, sec. 3. 2. 1。

[7] *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), p. 806。

[8] 草体字母用于表示张量密度。

[9] 这个方程等价于 $T_{\mu\nu}$ 的协变微分等于零。

[10] 构造引力能量动量张量的这种方式已经可以在爱因斯坦的《关于广义相对论的研究笔记》, 1912 年 8 月(第四卷,文件 10, 例如, [p. 38]), 和 *Einstein and Grossmann 1913* (第四卷,文件 13), pp. 14—17 中找到。

[11] “ t_μ ”应该是“ t_μ^σ ”。

[12] 见 *Einstein 1916g* (第六卷,文件 32), pp. 690—691。

[13] 在右边最后一项中,遗漏了表示对 λ 求和的符号。

[14] 方程(11)—(11a) 未加声明地改正了 *Einstein 1916g* (第六卷, 文件 32), pp. 691—692 相应方程(13)—(14) 中某些符号错误。

[15] 见 *De Sitter 1916a*, eqs. (14)—(15)。也见爱因斯坦 1916 年 6 月 22 日致 Willem de Sitter 的信(第八卷, 文件 227)。

[16] 正如在 Gunnar Nordström 致爱因斯坦的信, 1917 年 9 月 22—28 日(第八卷, 文件 382) 中指出的, 在 *Droste 1916c*, p. 20, eq. (31) 中也用了这种各向同性坐标。

[17] 对于各向同性坐标中一个质点的引力场, 方程(13) 中 t_{44} 的表达式与 Nordström 得到的结果(在前一个注提到的那封信中告诉了爱因斯坦) 符合, 这个结果是基于 *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 41) 中定义的引力能量动量张量 44 分量的表达式。Nordström(1881—1923) 是赫尔辛基大学理论物理编外讲师, 当时在莱顿获研究职位。他发现 *Einstein 1916g* (第六卷, 文件 32) 中的 t_{44} 的表达式在这种情况下给出了不同的结果。可能是这一矛盾提醒爱因斯坦注意到了他后一篇文章引力能量动量张量表达式中的错误(见本文件 p. 157 脚注 1)。

[18] 见 Gunnar Nordström 致爱因斯坦的信, 1917 年 9 月 22—28 日, 和 1917 年 10 月 23 日(第八卷, 文件 382 和文件 393)。

[19] 见 *Schrödinger 1918a*。爱因斯坦的回应见第 6 节, 也见 *Einstein 1918b* (文件 2) 和 *Einstein 1918f* (文件 9)。

[20] $g_{\mu\nu}$ (“ $\delta_{\rho\sigma}$ ” 应当是 “ $\delta_{\mu\sigma}$ ”) 和 κt_{ij} 的表达式分别等价于 *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30) 中的方程(70) 和方程(50) (方程[70] 中的常数 α 应当等于方程[70a] 中的 $\kappa M/4\pi$ 而不是 $\kappa M/8\pi$)。详细的计算表明, 在所选择的近似下, 在使 $\sqrt{-g} = 1$ 的坐标系中, 对于一个质点场, κt_{ij} 表达式的 44 分量为零, 见注 18 提到的两封信的第二封。从这封信可以推断, 那时爱因斯坦相信, κt_{ij} 在这种情况下不会为零。

[21] *Einstein 1918b* (文件 2) 论证了一个以上物体引力场的能量不可能通过坐标变换变得处处为零。

[22] 原文 “in (15) gegebenen $\gamma_{\mu\nu}^i$ ” 应改为 “in (14) und (15) gegebenen $\gamma_{\mu\nu}^i$ ”。

[23] “ $1/4\kappa$ ” 应当是 “ $1/2\kappa$ ”。

[24] 方程(20) 右边的 41 分量应当是 $i\lambda_1 + \lambda_4$ 。

[25] *Einstein 1916g* (第六卷, 文件 32) 的附录指出, 在使 $\sqrt{-g} = 1$ 的坐标系中不存在不传输能量的引力波。爱因斯坦由此得出结论, 这样的波是虚假的, 除了引致它的坐标系的振动外什么也不反映。他强调指出, 这些虚假波的消除显示了坐标系满足 $\sqrt{-g} = 1$ 的优越状态。后来证明, 在这样的坐标系中会得到同直觉相反的结果, 即质点的场不携带能量(见注 18—20)。至迟到 1918 年, 爱因斯坦已经放弃了这些坐标系是优越的概念。例如, 这一点可以从爱因斯坦 1918 年 2 月 8 日致 Gustav Mie 的信(第八卷, 文件 460) 中推断出来。Gustav Mie(1868—1957) 是格赖夫斯瓦尔德大学物理学教授, 曾举了一根杆作例子来论证优越坐标系的必要, 这根杆在一个坐标系是直的, 在另一个坐标系中却像蛇一样扭曲。正如 Mie 在几个月后指出的那样(见 Gustav Mie 1918 年 5 月 6 日致爱因斯坦的信[第八卷, 文件 532]), 这个论证本质上和 *Einstein 1916g* (第六卷, 文件 32) 的附录给出的相同。在上面引证给 Mie 的信中, 爱因斯坦所持的立场是, 没有根本上优越的坐标系, 因为它们全都给出同样的点重合集。在本文中, 爱因斯坦去掉虚假引力波的办法是, 证明描述它们的度规场就是非寻常坐标中的 Minkowski 空时。爱因斯坦关于这些类波的坐标“解”是虚假的证明, 并没有阻止苏黎世联邦技术大学数学教授 Hermann Weyl(1885—1955) 在 *Weyl 1919d* 中形式上将引力波分为 “3 种类型”。在 *Eddington 1922* (pp. 271—272) 中, 剑桥大学天文台台长 Arthur S. Eddington(1882—1944) 排除了两种虚假的波, 证明它们导致 Riemann 张量的诸分量为零因而只代表平直空间。在 *Einstein and Rosen 1937* 中, 爱因斯坦自己重复了他排除这些所谓波的办法, 并重新归纳了本文中的许多论证。

[26]“ z_0 ”应当是“ z_0 ”。

[27] 在爱因斯坦 1915 年 3 月 19 日致 Erwin Freundlich 的信(第八卷,文件 63)中,用与此相同的方法证明,完全静态系统能量-动量张量 11 分量的空间积分为零,这个结果首先在 Laue 1911 (pp. 540—541)中以稍许不同的方式对狭义相对论的情形导出。

[28] 在 Einstein 1916g(第六卷,文件 32), pp. 694—695 中,爱因斯坦详细研究了对于 T_{22} 的类似论证的细节。

[29] 在这两个方程中“ σ ”应当是“0”,在第 2 个方程中,“ z_3 ”应当是“ x_3 ”。

[30]“ $1/64$ ”应当是“ $1/32$ ”。这个错误是方程(16)中错误的结果(见注 23)。

[31] 由于方程(27)中的错误(见注 30),这个方程右边分母中的因子 80 应当是 40。方程(30)中的错误是由 Eddington 首先发现的(见 Eddington 1922, p. 279)。按照这个公式,引力波源的能量损失依赖于惯性矩张量(也叫做四极矩张量)对时间的三次微商。所以经修正的方程(30)通常称为“四极矩”公式,它代表引力波源辐射的首级能流。时间晚得多的“四极矩公式争议”,是关于这个公式对于天体物理上有兴趣的源是否成立。这个问题是首先在 Eddington 1922, p. 280 中提出的(见 Kennefick 1999 及其所引的文献)。

[32] 本文开始处提到的“令人遗憾的计算错误”(p. 154; 也见注 2 和注 17)导致 Einstein 1916g(第六卷,文件 32)中给出的辐射公式容许引力辐射有“单极”源。事实上,Abraham 1915 首先指出,质能守恒和动量守恒分别禁止有单极和偶极引力波源。此后不久,Birkhoff 定理给球对称(单极)源不能辐射这一结果奠定了严格的基础(Birkhoff 1923)。

[33] 这里重复了 Einstein 1916g(第六卷,文件 32), p. 696 关于引力场量子化的评论。这部分是为了回应帕多瓦大学理论力学教授 Tullio Levi-Civita(1873—1941)早先的评论,他提议把爱因斯坦定义的引力场能量动量换为广义协变的形式(Levi-Civita 1917b, p. 382)。这个问题进一步的讨论见第 6 节。

[34] 这个方程中的因子 $1/2$ 应当是 $1/4$,因为在方程(22)中找到了额外的因子 $1/2$ 。

[35] Levi-Civita 1917a, 1917b, 1917c, 1917d, 1917e。关于 Levi-Civita 对广义相对论的贡献,例如可见 Goodstein 1983。

[36] Levi-Civita 1917b。

[37] 见爱因斯坦致 Tullio Levi-Civita 的信,1917 年 8 月 2 日(第八卷,文件 368),和 Tullio Levi-Civita 致爱因斯坦的信,1917 年 8 月 23 日(第八卷,文件 375)。关于爱因斯坦和 Levi-Civita 之间这种交流的讨论,见 Cattani and De Maria 1993。

[38]“ t_{33} ”应当是“ t_{33} ”。

[39] 四年后,Arthur S. Eddington 评论道:“正如爱因斯坦已经指出的那样,这一段(Eddington 指的是他自己文章的第 6 节)的考察正确给出了物质体系能量的总损失,但中间步骤仅仅是分析的。损失的能量并非处处可定域化。”Eddington 1922, p. 280。

[40] Levi-Civita 1917b(也见注 37 中所引证的通信)和 Lorentz 1916, sec. 52。其他不同意使用非广义协变量来代表引力的能量动量密度的同行的名字,见 Einstein 1918f(文件 9), 注 5, 以及 Einstein 1918f(文件 9)p. 448 上爱因斯坦自己的脚注 1。

[41] 注意, A_{im} 加负号就是现在所称的爱因斯坦张量。爱因斯坦以前是用 Ricci 张量来写出场方程的。

2. “关于 E. Schrödinger ‘引力场的能量分量’ 一文的
注记”²⁹

[*Einstein 1918b*]

1918年2月5日收到。

1918年3月15日发表。

发表于 *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918):115—116。

关于 E. Schrödinger“引力场的能量分量”一文^①的注记

爱因斯坦

30 Schrödinger 先生借助计算证明,通过适当选择坐标系,一个球的引力场的能量分量 t^a (在其外面)为零。^②可以理解,Schrödinger 先生对这一结果感到惊异,我起初也觉得有点奇怪。特别是,他问自己 t^a 是否真的可以解释为能量分量。对于 Schrödinger 先生的顾虑我想再补充两点:

1. 物质的能量分量 T^a 是一个张量,而被称为引力场“能量分量”的量 t^a 情况不同。
2. 量 $T_{\sigma\tau} = \sum_a T^a g_{a\tau}$ 对于指标 σ 和 τ 是对称的,但类似的 $t_{\sigma\tau} = \sum_a t^a g_{a\tau}$

则并非如此。

H. A. Lorentz 和 Levi-Civita 鉴于上述第一条理由对于接受 t^a 为引力的能量分量有疑虑。

尽管我理解他们的顾虑,却仍然相信,除了我作的选择外,不可能有决定引力场能量分量的其他更好的方式。在我的论文《Hamilton 原理和广义相对论》(*Berliner Sitz.-Ber.* 42[1916],1111)中,我已经为这一选择给出了在我看来是最令人信服的正规推导。

31 Schrödinger 的疑虑有其说服力是在于同电动力学的类比,那里每种场的应力能量密度都不为零。但是,我找不到这也应当适用于引力场的理由。很可能存在一些没有应力和能量密度的引力场。 t^a 的意义在于如下事实,即它们同 T^a 一起满足方程

$$\sum_a \frac{\partial (T^a + t^a)}{\partial x_a} = 0, \quad (1)$$

式(1)在对三维体积 V 积分后代表能量动量守恒定律,换句话说,

$$\frac{d}{dx_4} \left\{ \int (T^a + t^a) dV \right\} = \int [(T^1 + t^1) \cos nx_1 + (T^2 + t^2) \cos nx_2 +$$

① 本刊 19,4(1918)。

② G. Nordström 先生数月前已经提请我注意分量 t^a 在这种情况下为零。

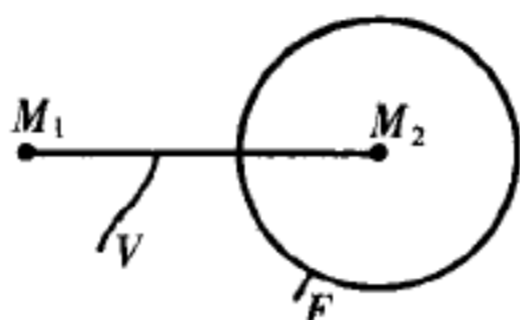
[1]

[3]

$$(T_{\sigma}^3 + t_{\sigma}^3) \cos nx_3] dS, \quad (1a)$$

t_{μ}^{α} 是仅有的只含 $g_{\mu\nu}$ 的一阶微商的数量。

此外应当指出, 影响几个物体之间相互作用的引力场的应力 t_{μ}^{α} 不能为零。这一点出于如下考虑: 设 M_1 和 M_2 是两个永远相对静止并由一刚性杆 V 连接的物体。设 F 是一个包含 M_2 但不包含 M_1 因而与 V 相交的面。该杆受到两个物体之间引力吸引产生的应力。



假设杆是直的且平行于坐标系的 x_1 轴, 则方程(1a) 给出

$$0 = \int T_1^1 dS + \int [t_1^1 \cos(nx_1) + t_1^2 \cos(nx_2) + t_1^3 \cos(nx_3)] dS.$$

因为在我们的例子中, 第一个积分不能为零, 则第二个积分也不能为零。所以, t_1^1, t_1^2, t_1^3 不能在 S 上处处为零。这种考虑, 作适当变动后, 也可应用于考虑的场引起相互作用的所有场合。不过, Schrödinger 考虑的场并不是这种情况。

在我看来, 形式的考虑(1) 和(2) 不能导致抛弃我提出的能量动量定理的形式。毕竟, 表达该定理的方程对于参考系的任意选择都成立; 再提出额外的形式要求看来并不合理。至于批评(1), 我已在即将发表于 *Sitzungsber. d. Berl. Akademie* 的一篇文章中陈述了我的立场。

[7]

英译者注:

{1} 参阅第六卷, 文件 41。

发表于 *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 115—116。1918 年 2 月 5 日收到, 1918 年 3 月 15 日发表。 32

[1] *Schrödinger 1918a*。Erwin Schrödinger(1887—1961) 是维也纳大学物理学编外讲师。

[2] 这个计算是在满足行列式条件 $\sqrt{-g} = 1$ 的坐标系中进行的。

[3] 参见 Gunnar Nordström 致爱因斯坦的信, 1917 年 9 月 22—28 日(第八卷, 文件 382) 和 1917 年 10 月 23 日(第八卷, 文件 393)。Einstein 1918a(文件 1), p. 159 也感谢了 Nordström 的贡献。

[4] 在 *Schrödinger 1918a* 中, 作者强调 t_{σ}^{α} 不是一个广义协变的张量。尽管他并未明确提及, 就这方面而言它不同于物质的能量动量张量 T_{σ}^{α} 。

[5] *Lorentz 1916* 和 *Levi-Civita 1917b*。关于这些批评的进一步讨论, 参见 *Einstein 1918f*(文件 9), 注 5。

[6] *Einstein 1916o*(第六卷, 文件 41)。

[7] 参见 *Einstein 1918a*(文件 1), 第 6 节。

- 33 3. “对 Schrödinger 的注记‘关于广义协变引力场方程的一组解’的评论”

[*Einstein 1918d*]

1918年3月3日收到。

1918年4月15日发表。

发表在：*Physikalische Zeitschrift* 19 (1918):165—166。

对 Schrödinger 的注记“关于广义协变引力场 方程的一组解”的评论

[p. 165]

在写下我对宇宙引力场的描述时,我自然注意到了 Schrödinger 先生讨论过的另一种显然是可能的描述。^①但是我必须承认,我并不认为这种解释值得一提。

[2]

[p. 166]

按牛顿理论的语言,要解决的问题大致可以陈述如下。如果终止于有重物体(恒星)的引力场力线起始于真空,那就只有空间闭合的世界是可以想象的。因此,需要对理论作这样的修改,使“真空”扮演遍布整个星际空间的负引力质量的角色。Schrödinger 先生于是假设存在具有负质量密度的物质,并用标量 p 来代表它。这个标量 p 同“真正”有重物质内部的压强,即凝聚物质密度为 ρ 的恒星内部显著的压强无关;在星际空间中 ρ 为零,而 p 不为零。

[3]

[4]

作者没有谈及那个应当决定 p 作为坐标函数的规律。我们将只考虑两种可能性:

1. p 是一个普适常数。在这种情况下,Schrödinger 先生的模型同我的完全一致。为了明白这一点,只需将字母 p 换为 λ 并将相应的项拿到场方程的左边去。因而,这不像是作者会考虑的情况。

2. p 是一个变量。那就需要一个微分方程来决定 p 作为坐标 $x_1 \cdots x_4$ 的函数。这意味着人们必须从星际空间存在不可观测的负密度的假设出发,而且还必须提出一个关于这种物质密度时空分布的假设的规律。

[5]

Schrödinger 先生采取的路线在我看来是走不通的,因为它太深地进入了假设的灌木丛。

本文刊于 *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918):165—166.1918 年 3 月 3 日收到,1918 年 4 月 15 日发表。 36

[1] Schrödinger 1918b.

[2] 在 Einstein 1917b(第六卷,文件 43)中,引力场方程的左边加上了一个宇宙项 $-\lambda g_{\mu\nu}$,以便容许静

[1]

① 本刊 19(1918),p. 20—22。

态、均匀、空间闭合的宇宙模型作为它的一个解。在 *Schrödinger 1918b* 中,作者证明,描写这个模型空时结构的度规场也是没有宇宙项的场方程的一个解,只要将该模型的能量动量张量 $T_{\mu\nu}$ 加上常压项 $-\rho\delta_{\mu\nu}$ 且负压 $p = -\lambda/\kappa$ 。1918年6月,格丁根大学荣誉退休数学教授 Felix Klein(1849—1925)注意到,通过把宇宙项重新解释为负压项,带宇宙项的场方程的 De Sitter 解同样是没有宇宙项场方程的一个解(参见 Felix Klein 致爱因斯坦的信,1918年6月16日[第八卷,文件 566],注 13)。

[3] 爱因斯坦关于 Schrödinger 的负压项可以看做负质量密度项的评论应当在牛顿近似的背景下来理解:因为他在静止系中把能量动量张量 $T_{\mu\nu}$ 定义为 $\text{diag}(p, p, p, \rho - p)$ (见 *Einstein 1916e*[第六卷,文件 30], p. 811),负压 p 导致了对能量密度项 T_{44} 正的贡献。不过,进入牛顿近似的项是 $2(T_{44} - T/2) = \rho + 2p$ 。因此在牛顿近似中负压给予引力质量密度的贡献是负的。

[4] 在 *Schrödinger 1918b* 中,作者发现 p 必须等于 $-1/\kappa R^2$,这里 κ 是引力常数, R 是爱因斯坦宇宙模型中球形空间的(恒定)曲率半径。因此,Schrödinger 的模型对应于爱因斯坦的第一种可能性。

[5] 后来,在 *Einstein 1919a*(文件 17)中,爱因斯坦探讨了一种宇宙项作为一种负压项出现的理论。

4. “关于广义相对论的原理”

[*Einstein 1918e*]

1918年3月6日收到。

1918年5月24日发表。

发表在 *Annalen der Physik* 55 (1918):241—244。

关于广义相对论的原理

[p. 241]

38 最近发表的许多论文,特别是 Kretschmann 新近发表在本刊 53 卷 16 期上的尖锐的论文,给了我机会来回顾广义相对论的基础。我在这里的目的只是想强调基本的观念,而假定这个理论是众所周知的。 [1]

在我今天看来,这个理论是根据三条基本原理,不过这些原理并不是彼此无关的。下面先对它们作一个简要论述,然后就几个方面作进一步说明。 [2]

1) 相对性原理。自然规律只是关于时-空重合的论断;因而在广义协变的方程中获得了它们唯一自然的表述。 [3]

2) 等效原理。惯性和重力是本质上相同的现象。由此出发并根据狭义相对论必然得出,对称的“基本”张量($g_{\mu\nu}$)决定了空间的度规性质、该空间中物体的惯性行为以及引力效应。我们将把这个基本张量描述的空间状态称为“G 场”。 [4]

3) Mach 原理。^①G 场完全决定于物体的质量。因为根据狭义相对论的结果,质量和能量是同一种东西,又因为能量在形式上由对称的能量张量($T_{\mu\nu}$)描述,所以 G 场由物质的能量张量产生和决定。 [p. 242] [5]

39 关于原理 1) Kretschmann 先生认为,以这种方式表达的相对性原理并不是关于物理实在,即关于自然规律内容的表述,而只是针对其数学公式化提出的一种要求。因为物理经验只与重合相关,所以总是可以用广义协变的方程来表达这些重合之间的因果关联。因此,他认为必须赋予相对论的要求以其他的意义。我认为 Kretschmann 先生的第一个论证是正确的,但相信他建议的创新并不可取。不错,每一经验规律都可以纳入广义协变的形式,而原理 1) 还是显示出深刻的启发性力量,在解决引力问题中已经证明了自己的辉煌。要点如下。在都与经验相容的两个理论体系中,人们一定会偏爱那个从绝对微分学的观点看来更为简单,更为明了的体系。如果有朝一日人们赋予牛顿引力的力学理论以(四维)绝对协变方程的形式,人们一定会相信,原理 1) 虽然不能从理论上,也会实际上排 [6] [7] [8] [9]

^① 迄今为止,我没有把原理 1) 和原理 3) 清楚地分开;而是把它们混在一起。我之所以选择 Mach 原理这个名称,是因为这个原理推广了 Mach 的断言,即认为惯性必须归结为物体之间的相互作用。 [5]

除这个理论!

[10] 原理 2) 是整个理论的出发点,先有了它才导致原理 1) 的成立。只要坚持这个理论体系的基本思想,人们就不能抛弃它。

[11] Mach 原理 3) 是另一种情况。绝不是所有专家都认为有必要坚持这一原理;
[12] 但是,我本人觉得满足它是绝对必要的。借助原理 3),根据引力场方程,没有物
[13] 质就不能有 G 场。显然,公设 3) 同整个宇宙的空时结构有密切联系,因为宇宙中
[p. 243] 的所有物质都将参与 G 场的产生。 40

我原先提出的广义协变的引力场方程是

$$[14] \quad G_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right), \quad (1)$$

这里为缩写起见,设

$$G_{\mu\nu} = \sum_{\sigma\tau} g^{\sigma\tau} (\mu\sigma, \nu)$$

然而,这些场方程并不满足公设 3),因为它们容许这样的解

$$g_{\mu\nu} = \text{常数} \quad (\text{对于所有的 } \mu \text{ 和 } \nu),$$

$$T_{\mu\nu} = 0 \quad (\text{对于所有的 } \mu \text{ 和 } \nu).$$

于是,与 Mach 原理矛盾,方程(1)容许有一个 G 场,却没有任何产生它的物质。

然而,如果在方程(1)中引进“ λ 项”构成场方程^①

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right), \quad (2)$$

那么,就我直到目前为止的理解而言,公设 3) 将得到满足。

[16] 根据方程(2),一个物质的能量张量处处为零而且没有奇点的时空连续区看
[17] 来是不存在的。人们能够设想的最简单的解,是一个在空间坐标中为球形(或椭
球形)、均匀分布着静止物质的静态宇宙。但是,人们不仅能在想象中构建一个符
合 Mach 公设的宇宙;更宁愿设想刚才提到的球形宇宙是我们真实宇宙的近似
模型。在我们的宇宙中,物质并非均匀分布而是集中于单个天体里,这些天体并
[18] 非静止,而是处在(慢于光速的)相对运动中。但极为可能的是,在包含许多恒星
[19] 的空间所取的平均(“自然测量的”)物质空间密度在宇宙中近乎是一个常量。在
[p. 244] 那种情况下,方程(1)必须补充一个具备我们 λ 项性质的附加项。这样,宇宙就必
[20][21] 定是闭合的,它的几何学只是稍许,而且只是局部偏离球形或者椭球形空间的几
[22] 何学,正如地球表面的形状偏离旋转椭球那样。

[15] ^① 《根据广义相对论对宇宙学所作的考察》, *Berl. Ber.* 1917, p. 142。

- 42 发表在 *Annalen der Physik* 55(1918):241—244。1918年3月6日收到,1918年5月24日发表。本文件的一份校样(Klaus Mie, Kiel[79 091. 1])附于爱因斯坦致 Gustav Mie 的信,1918年3月28日(第八卷,文件 493)。文件同校样之间有明显差别。

[1] *Kretschmann 1917*。从 *Einstein 1918c*(文件 5) 的引言可以推断,本句开头所指的其他新近论文包括 Willem de Sitter 的几篇文章(*De Sitter 1916c, 1917a, 1917b, 1917c*)。

[2] 下面列出的 3 个原理的简洁讨论,参见 *Norton 1993, sec. 3.7*。

[3] 在爱因斯坦对广义相对论基础的第一次系统说明中(*Einstein 1916e*[第六卷,文件 30];特别见 p. 772 和 p. 776),广义相对性原理仍然是用处于任意运动状态的诸参考系的等效性来定义的。爱因斯坦写道,广义协变性保证了该理论满足这个原理。作为论证广义协变性的一部分,爱因斯坦引进了所谓点重合论证,其核心在本文件中变成了相对性原理本身的陈述。爱因斯坦原来提出点重合论证,部分是为了解决反对广义协变场方程的所谓空穴论证问题(参见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1915年12月26日和1916年1月5日[第八卷,文件 173 和文件 180] 和爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1916年1月3日[第八卷,文件 178];历史的讨论见 *Norton 1984, 1987* 和 *Stachel 1989, 1993 a*)。

[4] 爱因斯坦原来引进“等效原理”这个术语来表达 Minkowski 时空中加速参考系同均匀引力场中静止系的等效。对于原理的这种形式的详细陈述,见 *Einstein 1916p*(第六卷,文件 40)。又如,这种陈述重新出现在 *Einstein 1922c*(文件 71),p. 37。虽然它是作为建立理论的一个启发性原理,而不是作为理论的主要原则之一提出来的,原来的陈述仍然可以看做是本文中陈述的等效原理的一个特例。Minkowski 度规不仅代表着 Minkowski 时空(可以任意加速系的坐标表示)的惯性结构,它也代表着一种引力场。因此,Minkowski 度规是惯性-引力场的一种特例。事实上,爱因斯坦曾用这个特例得出有关惯性-引力场的一般结论(见 *Norton 1985, secs. 7 and 12*)。等效原理的新表述或许部分是为了回应莱顿大学天文学教授 Willem de Sitter(1872—1934) 和 Gustav Mie, 他们试图在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43) 引入的宇宙模型中区分度规场的惯性和引力分量。也见注 18 和第八卷《〔编者按〕爱因斯坦-DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论》,351—357 页。

- [5] 在 *Einstein and Grossmann 1913*(第四卷,文件 13) 的“纲要”理论中,爱因斯坦试图用两种不同的方式去掉绝对时空并建立任意运动的相对论,可以认为这两种方式分别对应着原理 1) 和 3)。他试图确保,第一,理论的场方程在所有参考系中具有同样的形式;第二,粒子的惯性能够归结为同其他粒子的相互作用(例如见 *Einstein 1914o* [第六卷,文件 9],pp. 1030—1032 和 p. 1085)。1915年11月,当“纲要”中的场方程被广义协变的场方程取代以后,这两个要求中的第一个就自动得到满足。*Einstein 1916e* (第六卷,文件 30) 第 2 节中的讨论表明,爱因斯坦原来认为广义协变能保证第二个要求也得到满足(也见爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1916年7月31日[第八卷,文件 245])。然而,到1916年底,或许更早些,他认识到情况并不如此:度规场,从而惯性,不仅决定于物质,也决定于边界条件。对这个问题的认识形成了他同 De Sitter 通信讨论的出发点。起初,爱因斯坦提出,既然他的理论是广义协变的,惯性的完全的相对性对他来说就不再那么重要了(爱因斯坦致 Willem de Sitter 的信,1916年11月4日[第八卷,文件 273])。然而,他后来引入一个静态的,空间闭合的宇宙模型,从而避免了对于边界条件的需要,并在场方程中增加宇宙项使这个模型成为一个解,终于严格实现了惯性的完全相对性(*Einstein 1917b* [第六卷,文件 43])。此后,物质完全决定度规场的要求成为爱因斯坦关于任意运动的相对性的化身,尽管他并没有把它同广义协变的要求仔细加以区别(特别是,见爱因斯坦致 Gustav Mie 的信,1918年2月2日和1918年2月22日[第八卷,文件 460 和文件 470])。关于 Mach 的考虑在广义相对论建立过程中作用的进一步讨论,可参见 *Hoefer*
- 43

1994, 1995。对“Mach 原理”在广义相对论中作用的评论,见 *Barbour and Pfister 1995*。

[6] *Kretschmann 1917* 开头就反驳 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30) p. 776 中的论断,即一个以广义协变形式陈述的理论将自动满足任意运动的相对性原理。

[7] 在 *Kretschmann 1917*, p. 576 中,作者就“重合”这个术语引证了 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30),但关于这个概念的进一步讨论,可参阅 *Kretschmann 1915*, 这后一篇文章实际上激励了爱因斯坦的点重合论证(参见 *Howard and Norton 1993*, p. 53)。

[8] *Kretschmann 1917* 中的建议是将相对性原理看成某种对称性原理。按照这个建议,一个理论满足同某个变换群联系的相对性原理,如果那些变换将该理论容许的全时空的测地线集映射回自身。广义相对论并不满足任何这样的相对性原理。*Gustav Mie* 致爱因斯坦的信,1918年2月17—19日(第八卷,文件 465)曾赞许地提及 *Kretschmann* 的路线。进一步的讨论见 *Norton 1992*, sec. 8; *Norton 1993*, sec. 5; 和 *Rynasiewicz 1999*。

[9] 由于在 *Cartan 1923* 和 *Friedrichs 1927* 中发现了牛顿理论的广义协变的重新表述,爱因斯坦的预言被证明是错的(见 *Norton 1993*, sec. 5. 3)。

[10] 爱因斯坦首次陈述等效原理是在 *Einstein 1907j* (第二卷,文件 47), p. 454。

[11] *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43), p. 147 曾明显地提到 *De Sitter* 在这个问题上不同意爱因斯坦。后来, *Mie* 采取了 *De Sitter* 的立场(*Gustav Mie* 致爱因斯坦的信,1918年2月5日[第八卷,文件 456])。

[12] 代替“ich selbst...unbedingt notwendig(我本人……绝对必要)”,爱因斯坦在校样上写道:“während für mich selbst der eigentliche Reiz der Theorie mit diesem Prinzip steht und fällt(而在我看来理论的实际吸引力决定于这个原理的成败)。”

[13] 注意,在 *Einstein 1918a* (文件 1) 中给出的线性化平面引力波解,构成了一个近似的没有物质成分的 G 场。爱因斯坦显然期望理论中存在严格的、没有物质的平面波解,因为后来当他(错误地)认为自己已经证明这种解不存在时,曾经对 *Max Born* 表示了他的惊讶(爱因斯坦致 *Max Born* 未署日期的信[1936年9月?])。因此,爱因斯坦并未把没有物质的形式引力波解,看做是他不存在没有物质引力场观点的反例。

[14] *Einstein 1915i* (第六卷,文件 25)。注意, $G_{\mu\nu}$ 是 Ricci 张量,而不是现代符号的爱因斯坦张量。

[15] *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43)。

[16] *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43) 发表后不久, *De Sitter* 求得带宇宙项场方程的一个真空解。爱因斯坦在本文中引进“Mach 原理”这个术语,正是为了回应这个解而提出的要求(见爱因斯坦致 *Willem de Sitter* 的信,1917年3月24日[第八卷,文件 317])。爱因斯坦相信, *De Sitter* 解具有后来所称的本性奇点(更多的细节见下一个文件 5)。他在1918年1月18日致 *Rudolf Humm* 的信(第八卷,文件 440)中写道, *De Sitter* 解增强了他的如下信念,即方程(2)不容许既没有奇点又没有物质的解。

[17] *Erwin Freundlich* (1885—1964), 柏林附近新巴伯尔斯贝格的普鲁士皇家天文台助理,和 *Felix Klein* 曾提请爱因斯坦注意一种椭圆几何的可能性,它可以通过认同对跖点从 *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43) 提出的球形几何模型得出(见爱因斯坦致 *Erwin Freundlich* 的信,1917年2月18日以后[第八卷,文件 300],和爱因斯坦致 *Felix Klein* 的信,1917年3月26日[第八卷,文件 319])。

[18] *De Sitter* 和 *Mie* 两人都误会了爱因斯坦提出宇宙模型的真正意图,而建议该模型包含两类物质:一种是 *De Sitter* 所谓的“宇宙物质”,产生模型的完美的球形空间几何,而普通物质则引起对这种球形几何的局部偏离。爱因斯坦对于这些误解的回应,见爱因斯坦致 *Willem de Sitter* 的信,1917年6月14日(第八卷,文件 351),和爱因斯坦致 *Gustav Mie* 的信,1918年2月22日(第八卷,文件 470)。

[19] 从前一个月同 *Mie* 的交流中可以立刻明白什么是“自然的测量”(“natürlich gemessene”), *Mie*

用坐标长度而不是固有长度来批评爱因斯坦在其宇宙模型中对物质密度和曲率半径之间关系的解释。爱因斯坦在 1918 年 2 月 8 日致 Gustav Mie 的信(第八卷,文件 460)中解释了 Mie 的推导错误。

[20] 支持这种需要的论证,见 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)。

[21] 同样的类比可以在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43), p. 148 中找到。Mie 试图用这种类比来论证需要优越坐标系(见 Gustav Mie 致爱因斯坦的信,1918 年 2 月 5 日[第八卷,文件 456])。

[22] 校样包含了一个多余的段落。该段后面是爱因斯坦手写的评注:“Im Original gestrichen weil eingehender Bearbeitung vorbehalten(删去原件此段,留待以后讨论)。”删去的一段如下:

“Nun wird es aber im ersten Moment der Überlegung einem jeden untunlich erscheinen, eine neue universelle Konstante λ einzuführen, und dies noch, um der Welt den gewohnten euklidischen bzw. quasi-euklidischen metrischen Charakter abzusprechen. Wir wollen deshalb die durch die Gleichungen (1) und (2) charakterisierten Möglichkeiten noch von einem zweiten Gesichtspunkte aus gegeneinander abwägen* und zwar vom Gesichtspunkte 1) aus (Relativitätsprinzip). Eine Feldtheorie verlangt räumliche Grenzbedingungen. Als solche bieten sich

Fall (1)

$g_{\mu\nu} = \text{konst.}$ im Räumlich-Unendlichen

Fall (2)

Die Welt ist räumlich in sich geschlossen.

“So miteinander verglichen erscheint Fall (1) immer noch der natürlichere und einfachere, zumal er nicht die Einführung des λ -Gliedes erfordert. Es ist aber zu bedenken, daß unsere Formulierung für den Fall (1) der Forderung 1) nicht entspricht; man hat, um die Fälle (1) und (2) sinngemäß gegeneinander abzuwägen, die Grenzbedingungen in allgemein kovarianter Form zu schreiben. Sie heißen dann

Fall (1)

$\text{Lim} [(ik, lm)] = 0$ (für das Räumlich-Unendliche

Fall (2)

Die Welt ist räumlich in sich geschlossen

“Im Falle (1) verlangen die Grenzbedingungen das Verschwinden sämtlicher Riemannscher Komponenten des Krümmungstensors im Räumlich-Unendlichen (20 unabhängige Differentialgleichungen für die $g_{\mu\nu}$). Stellt man sich konsequent auf den Standpunkt des Relativitätspostulates [1]), so verdient also der Fall (2) durch seine Einfachheit unbedingt den Vorzug. Es ist dies zugleich ein schönes Beispiel für die dem Relativitätspostulat 1) zukommende heuristische Bedeutung trotz seines scheinbaren Mangels an realem Inhalt.”

(“然而,最初考虑引入一个新的普通常数 λ 来否定宇宙习见的 Euclid 或准 Euclid 度规性质似乎并不适当。因此,我们想从第二种观点,即原理 1)(相对性原理)来权衡方程(1)和方程(2)描述的两种可能性。场论对空间边界条件的要求是

情况(1)

$g_{\mu\nu} = \text{常数}$, 空间无限远处

情况(2)

宇宙在空间上闭合。

相比而言,情况(1)更自然和简单,特别是因为它无需引入 λ 项。但是,应当考虑到我们对情况(1)的表述与原理 1) 的要求不符合;为了以更一般的方式权衡情况(1)和情况(2),我们将边界条件写为广义协

变的形式,即

情况(1)

$$\text{Lim} [(ik, lm)] = 0 \text{ (空间无限远处)}$$

情况(2)

宇宙在空间上闭合。

情况(1)的边界条件要求 Riemann 曲率张量的所有分量在空间无限远处为零(这是关于 $g_{\mu\nu}$ 的 20 个独立的微分方程)。如果要与相对性原理[1]的要求一致,情况(2)由于简单得多更为可取。这也是一个漂亮的例子,说明相对性原理 1) 尽管看来缺乏实际内容,却是很有启发意义的。”)

本段中的脚注 * 是:“Bisher wurde nur dargelegt, daß gemäß (2), nicht aber gemäß (1), dem ‘Machschen Prinzip’ [3])(到现在为止可以说,只有方程(2)而不是方程(1)符合 Mach 原理[3])。正文和脚注中的方括号都是原来的。本段中所给的论证也可以在爱因斯坦 1918 年 3 月 8 日致 Hermann Weyl 的信(第八卷,文件 476)中找到。

注意,爱因斯坦这里是用 Riemann 张量为零来描述平直空间(类似的论证见 *Eddington 1922*, p. 272)。

⁴⁵ 5. “对 De Sitter 先生给出的引力场方程一个解的评论”

[*Einstein 1918c*]

1918 年 3 月 7 日提交。

1918 年 3 月 21 日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin).
Sitzungsberichte (1918):270—272。

对 De Sitter 先生给出的引力场方程一个解的评论

45

[1] 我们从 De Sitter 先生对广义相对论领域的探索研究中获益匪浅,他最近给
[p. 270] 出了引力场方程的一个解^①,依他的意见,这个解很可能代表着宇宙的度规结
构。然而在我看来,人们可以提出一个大胆的论证来反对这个解的可接受性,其
理由将陈述如下。

场方程

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \kappa T \quad (1)$$

的 De Sitter 解是

$$[3] \quad \left. \begin{aligned} T_{\mu\nu} &= 0 \text{ (对所有指标)} \\ ds^2 &= -dr^2 - R^2 \sin^2 \frac{r}{R} [d\psi^2 + \sin^2 \psi d\theta^2] + \cos^2 \frac{r}{R} c^2 dt^2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 r, ψ, θ, t 代表坐标 $(x_1 \cdots x_4)$ 。——

我们必须认为,按理论的要求,方程(1)对有限域内所有的点都成立。这种情况只有当 $g_{\mu\nu}$ 及其相关的反变量 $g^{\mu\nu}$ (包括它们的一阶微商) 都连续可微才行;特别是,行列式 $g = |g_{\mu\nu}|$ 必须在有限域内处处不为零。但这一论断需要更精密的计算和限定。一点 P “称为有限域内的一点”,当它能由一条曲线同一选定点 P_0 联结使距离积分

$$\int_{P_0}^P ds$$

47

[p. 271] 为有限值。此外, $g_{\mu\nu}$ 及 $g^{\mu\nu}$ 的连续性条件不应该解释为,一定可以选择这样的坐标使该条件在全空间得到满足。显然,只要求在每个点的邻域选择坐标,使连续性条件在该邻域满足即可。对连续性要求的这些限制相当自然地来自方程(1)
[4] 的广义协变性。

① *Proc. Acad. Amsterdam*, vol. 20 (June 30, 1917). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 78, no. 1.

[2]

对于 De Sitter 解,按照式(2) 我们有

$$g = -R^4 \sin^4 \frac{r}{R} \sin^2 \psi \cos^2 \frac{r}{R}.$$

现在, g 首先对 $r = 0$ 和 $\psi = 0$ 为零。但借助适当选择坐标不难证明,连续性条件的这种破坏仅仅是假象。然而, g 对 $r = \frac{\pi}{2}R$ 也为零,而且看来不能通过选择坐标去掉这种不连续性。也很清楚,如果我们将 P_0 点取在 $r = t = 0$, 曲面 P_0 上的点必须看做有限域上的点; 因为,取恒定的 ψ, θ 和 t , 积分

$$\int_0^{\frac{\pi R}{4}} dr$$

是有限的。在相反的情况被证明以前,我们必须假定 De Sitter 解在有限域中的曲面 $r = \frac{\pi}{2}R$ 上有一真正奇性,即它对坐标系的任何选择不满足场方程(1)。 [5]

48 假如 De Sitter 解处处成立的话,就可以证明引入“ λ 项”将不能实现我设想的目标。因为在我看来,仅当证明了空间的物理量只由物质决定时,广义相对论才是一个令人满意的体系;因而,没有产生它的物质就一定不存在 $g_{\mu\nu}$ 场(即不可能有空时连续区)。 [p. 272] [6]

事实上,De Sitter 解(2) 处处都满足方程(1),只有曲面 $r = \frac{\pi}{2}R$ 是例外。在那里,正如在引力质点的紧邻一样,引力势的 g_{44} 分量变为零。De Sitter 解绝不 [7]
是一个没有物质的宇宙,而更像一个物质完全集中在曲面 $r = \frac{\pi}{2}R$ 上的宇宙。这一点可以借助从物质的三维到类曲面分布的极限过程来证明。 [8]

(签署日期:3月21日)

49 发表在: *Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918); 270—272。
(由 Max Planck 代表爱因斯坦) 提交于 1918 年 3 月 7 日,发表于 1918 年 3 月 21 日。

[1] 例如,见以下文献: *De Sitter 1916b, 1916d, 1917c*, 这 3 篇系列式论文对于将广义相对论介绍给英语读者起了重要作用; 以及 *De Sitter 1916c, 1917a, 1917b* (这些论文出自作者就惯性的相对性问题同爱因斯坦的讨论,进一步的讨论见第八卷的《〔编者按〕爱因斯坦-DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论》 pp. 351—357)。

[2] *De Sitter 1917b, 1917c*。

[3] 方程(2) 中线元(“ $d\theta$ ”应为“ $d\theta'$ ”)的度规场是方程(1) 对于 $\lambda = 3/R^2$ 的解。De Sitter 发现这个解——用不同于这里的坐标系表达——是 *Einstein 1917b* (第六卷,文件 43) 提出的描述宇宙模型解的

变形。在 Willem de Sitter 1917 年 3 月 20 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 313)中,De Sitter 把他的新解通知了爱因斯坦,并将其发表于 *De Sitter, 1917a*。在 Willem de Sitter 1917 年 6 月 20 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 355)中,De Sitter 引入了方程(2)给出的解的所谓静态形式,其中度规的分量与时间无关。在前注所引的论文中,该解就是以这种形式发表的。爱因斯坦和 De Sitter 在关于 De Sitter 解的所有进一步讨论中用的都是静态形式。

[4] 在爱因斯坦 1917 年 7 月 31 日致 Willem de Sitter 的信(第八卷,文件 366)中,强调需要一种“规则性条件”,促使爱因斯坦这样做的原因可能部分是出自他对原来形式 De Sitter 解的经验。在爱因斯坦 1917 年 3 月 24 日致 Willem de Sitter 的信(第八卷,文件 317)中,爱因斯坦提出批评说,这个解在有限域中含有真实奇性。然而 De Sitter 证明,这种奇性对应于时间上的无穷大且是坐标选择造成的(Willem de Sitter 致爱因斯坦的信,1917 年 4 月 1 日[第八卷,文件 321])。有关本段述及的爱因斯坦的规则性条件预见现代观点的讨论,见 *Eisenstaedt 1993, sec. 2; Earman 1995, sec. 1, 2; Earman and Eisenstaedt 1999, sec. 3* 和 *Goenner 2001*。

[5] De Sitter 承认他的解破坏了爱因斯坦的规则性条件,但争辩说这个条件应当修改:一点 P 是否处于有限域的判据不应是 P 与 P_0 之间的固有距离是否有限,而应看是否能在有限时间内从 P_0 达到 P 。按照这个新判据,奇性赤道 $r = (\pi/2)R$ 就不在有限域中(见 Willem de Sitter 致爱因斯坦的信,1918 年 4 月 10 日[第八卷,文件 501] 和 *De Sitter, 1918*)。几个月后,Felix Klein 证明这种奇性实际上是使用静态坐标的产物(Felix Klein 致爱因斯坦的信,1918 年 6 月 16 日[第八卷,文件 566];也见 *Klein, F. 1918b, 1919*)。Klein 的分析也解释了为什么看起来赤道仿佛永远不能达到的原因:任何静态坐标系仅仅延伸到部分 De Sitter 空时,而且如此凑巧,在那个特定坐标系中这个区域完全处于形成赤道的点的光锥之外(见第八卷,文件 566,注 7 的图)。

[6] 在 *Einstein 1918e*(文件 4)中,为这个要求引入了“Mach 原理”这一术语。

[7] De Sitter 解具有质量视界这一提法已经能见之于爱因斯坦致 Willem de Sitter 的信,1917 年 7 月 22 日和 1917 年 8 月 8 日(第八卷,文件 363 和文件 370)。

[8] 在爱因斯坦 1918 年 4 月 15 日致 Willem de Sitter 的信(第八卷,文件 506)中,爱因斯坦称这一点会在 *Weyl 1918b* 中证明,他当时正在阅读该文的校样。Hermann Weyl 后来修订了他著作的有关部分以回应爱因斯坦的批评(*Weyl 1919a*)。关于这方面的通信,见 Hermann Weyl 致爱因斯坦的信,1918 年 5 月 19 日(第八卷,文件 544,特别是注 9),爱因斯坦致 Felix Klein 的信,1918 年 6 月 3 日以前(第八卷,文件 556),以及爱因斯坦致 Felix Klein 的信,1918 年 6 月 20 日(第八卷,文件 567,特别是注 3)。有关后续发展和进一步的讨论,见 *Lanczos 1922, Laue and Sen 1924, Earman and Eisenstaedt 1999, sec. 5* 和 *Goenner 2001*。

50 6. “有可能从实验上测定固体的 X 射线折射率吗?”

[*Einstein 1918i*]

1918 年 3 月 21 日收到。

1918 年 6 月 30 日发表。

发表在 *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Verhandlungen* 20(1918):
86—87。

[p. 86]

有可能从实验上测定固体的 X 射线折射率吗?

[1] 几天以前,我收到魏斯巴登的 A. Köhler 教授一篇短文^①,其中描述了 X 射线图像中尚未得到解释的一种引人注目的现象。复制的照片(大多是显示人的肢体)沿轮廓线显出约 1mm 宽的亮条纹,底片似乎在那里收到比 X 射线图像(未遮挡)的环境更多的辐射。 51

[2] 我希望同事们注意这一现象,并认为这种现象很可能是基于全反射。按照经典色散理论我们必须预期,X射线的折射率 n 接近 1,但一般仍不等于 1。 n 小于还是大于 1 依赖于主要影响色散的电子本征频率是小于(还是大于)X射线的频率。测定 n 的困难在于 $(n-1)$ 非常小(约 10^{-6})。但是不难理解,当 X 射线近乎掠射时(对 n 小于 1 的情形),必定发生显著的全反射。

如果我们引入折射定律

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\varphi'} = n$$

互补角 $\psi = 90 - \varphi$ 和 $\psi' = 90 - \varphi'$,其中 ψ 和 ψ' 是非常小的角,最后令

$$n = 1 + \epsilon,$$

那么折射定律取如下形式

$$\psi'^2 - \psi^2 = \epsilon.$$

[p. 87] 对于负的 ϵ 将发生全反射。全反射的极限角由 $\psi' = 0$ 决定;因而有 52

$$\bar{\psi} = \sqrt{-\epsilon}.$$

若 $(-\epsilon)$ 量级为 10^{-6} ,则 $\bar{\psi}$ 的量级为 10^{-3} 。人们完全可以想象 Köhler 照片中的亮条纹是由近乎切向击中物体的射线产生的,它们经全反射稍稍偏折,然后将其效应加到从附近穿过该物体的 X 射线中。

[3] 当 ϵ 为正时实现起来较不方便,因为在这种情况下全反射必定发生在表面稍稍弯曲的凹部,朝向物体的内面。

^① A. Köhler, *Fortschritte auf dem Gebiet der Röntgenstrahlen* 24 (1916), 236. (见 Lucas Gräfe & Sillem, Hamburg.)

我们完全忽略了 X 射线的折射,如果哪位对 X 射线图像有经验的同行能够 [4] 研究一下全反射的真实情况是否如此,那就再好不过了。

校样上补充的注记。在 $\epsilon > 0$ 的情况下,如果图像同圆形物体有关,由于准切向进入的射线的折射,人们也应看到一种边缘现象。显然,我们必须考虑到,在几何阴影边界内侧,沿着阴影的边界会有一种狭窄的较暗的条纹。 $\sqrt{\epsilon}$ 决定着这个条纹的宽度。

53 发表在: *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20(1918):86—87。1918 年 3 月 21 日收到, 1918 年 6 月 30 日发表。

[1] Alban Köhler (1874—1947), 魏斯巴登圣约瑟夫医院教授和放射学家,在人肢体 X 射线正片图像的阴影内观察到狭窄的明亮边界(Köhler 1916)。他在初步考虑中除外了次级 X 射线效应和照相化学原因(例如日晒作用),但未排除 X 射线衍射。他同法兰克福大学物理学教授 Max von Laue(1879—1960)磋商,但问题并未解决。

汉堡国家物理实验室教授 Bernhard Walter(1861—1950)的看法是(Walter B. 1917),这些条纹起源于光学错觉,这种衍射之外的说法早已由乌德勒支大学数学物理和理论力学教授 Cornelis H. Wind (1867—1911) 提出来解释穿过狭缝的 X 射线在照片上产生的线条(Haga and Wind 1899)。Walter 补充说,这种错觉本身是 Ernst Mach 在可见光的情况下发现的(Mach 1865, 1866a, 1866b, and 1868)。Walter 建议用 Wind 的方法(Wind 1899—1900)将一张和肢体影像形状相同的黑纸移向条纹;条纹在纸完全盖住它以前消失。Köhler 同 Laue 再次讨论了 Walter 的论证(Köhler 1918),看来是 Laue 鼓励 Köhler 把他第一篇文章的复印本寄给了爱因斯坦(Köhler 1916 和 Walter B. 1917 这两篇论文的复印本都收藏在爱因斯坦的复印本中)。

[2] 按照“经典”色散理论(Drude-Lorentz 理论):

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Ne^2}{3m_e(\nu_e - \nu)}$$

式中 n 为频率为 ν 的光穿过介质的折射率, N 为单位体积介质中的电子数, e 为电子的电荷, m_e 为电子质量, ν_e 为其本征频率(例如见 Lorentz 1909, p. 151)。

[3] Köhler 在阴影里面观察到了条纹。

[4] 自从 X 射线发现到 1912 年 Max von Laue 无可辩驳地证明 X 射线衍射的存在(Laue 1912) 以前, X 射线照片上经常观察到条纹和线条。是否能将它们归因于衍射、光学错觉、照相化学过程还是这些原因的综合一直存在争议(例如见, Fomm 1896, Haga and Wind 1899, Wind 1899—1900, Walter, B. 1902)。在 Arthur H. Compton 关于 X 射线在晶体上的反射实验(Compton 1917a, 1917b) 之后,爱因斯坦进一步以本文考察了 X 射线的全反射和折射(见 Schön 1929)。在爱因斯坦 1918 年 4 月 22 日致 Heinrich Zangger 的信(第八卷,文件 514) 中,他相信自己已经借助全反射“以高概率”(“mit grosser Wahrscheinlichkeit”)成功地解释了 Köhler 的条纹。

在读到这篇论文时,苏黎世大学实验物理学教授 Edgar Meyer(1879—1960)将条纹归于 Mach 的光学错觉,并把 Wind 的检验建议给爱因斯坦但未提 Mach 或 Wind 的名字(Edgar Meyer 致爱因斯坦的信,1918 年 9 月 12 日[第八卷,文件 614])。

X 射线的全反射最终在 1922 年被华盛顿大学物理学教授,物理系主任 Compton(1892—1962)证实,他也测量了几种物质的折射率(Compton 1923)(在爱因斯坦收藏的复印本中有该文的复印本)。

7. “探索的动机”

[*Einstein 1918j*]

1918年4月26日演讲。

1918年4月30日以前定稿。

1918年7月刊印。

探索的动机

这个文件是爱因斯坦于 1918 年 4 月 26 日在德国物理学会为 Max Planck 六十岁生日举办的庆祝会上讲话的印行本。

发表在: *Zu Max Plancks sechzigstem Geburtstag. Ansprachen, gehalten am 26. April 1918 in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft von E. Warburg, M. v. Laue, A. Sommerfeld und A. Einstein.* Karlsruhe: C. F. Müllersche Hofbuchhandlung, 1918, pp. 29—32.

英译本注:

在柏林物理学会举办的 Max Planck 六十岁(1918)生日庆祝会上的讲话。发表于 *Mein Weltbild*, Amsterdam: Querido Verlag, 1934。Max Planck(1858—1947)任柏林大学理论物理教授多年。他对于物理学最杰出的贡献显然是他的量子论,这个理论是在 1900 年提出的,它为近代原子物理学的整个发展奠定了基础。继 Planck 之后,正是爱因斯坦在这个年轻领域做了先驱性的工作,首先是他的光量子(或光子)理论(1905)和他的比热理论(1907)。正是爱因斯坦比其他任何人都更深刻地领悟了量子概念在该领域所有分支中基本的和无所不在的特征。

55

在科学的庙堂里有许多房间,住在里面的人真是各种各样,而引导他们到那里去的动机也确实各不相同。许多人之所以从事科学,是因为科学给他们以超乎寻常的智力上的快感,科学是他们自己的特殊娱乐,他们在这种娱乐中寻求鲜活的经验和雄心的满足;在这座庙堂里,另外还有许多人把自己的智力产品奉献在祭坛上,为的是纯粹功利的目的。如果上帝派位天使跑来把所有属于这两类的人都赶走,那么聚集在那里的人就会显著减少,但仍然还是会有一些人留在里面,其中有古人,也有今人。我们的 Planck 就是其中之一,这也就是我们爱戴他的原因。 [1]

我很明白,我们刚才在想象中随便驱逐了许多卓越的人物,他们对建设科学庙堂做出过很大的,也许是主要的贡献;在许多情况下我们的天使也会觉得难以决定。但有一点我可以肯定:如果庙堂里只有刚才被驱逐了的那两类人,那么这座庙堂就决不会存在,正如只有藤萝不成森林一样。因为,对于这些人来说,只要

有机会,人类活动的任何领域他们都会去干;他们究竟成为工程师、官吏、商人还是科学家,完全取决于环境。现在让我们再来看看那些天使宠爱的人吧。他们大多数是相当怪癖、沉默寡言、喜欢独处的人。尽管有这些共同特点,实际上他们彼此之间很不一样,不像被赶走的许多人那样彼此相似。究竟是什么把他们引到这座庙堂里来的呢?这是一个困难的问题,不可能有单一的答案。首先我同意 Schopenhauer 所说的,把人们引向科学和艺术的最强烈的动机之一,是要逃避日常生活中讨厌的粗俗和绝望的沉闷,是要摆脱人们自己无止境欲望的桎梏。一个修养有素的人总是渴望逃避个人生活而进入客观知觉和思维的世界;这种愿望好比城里人渴望逃避喧嚣拥挤的环境,而到高山上去享受幽静的生活,在那里,透过静寂而纯洁的空气,可以自由地眺望,陶醉于那似乎是为永恒而设计的宁静景色。

除了这种消极的动机以外,还有一种积极的动机。人们总是想以最适当的方式为自己勾画一幅简化的、易理解的世界图像;于是他就试图在一定程度上用他的这种世界图像来代替经验世界,并进而去征服它。这就是画家、诗人、思辨哲学家和自然科学家所做的,他们都按自己的方式去做。各人都把自己的世界体系及其构成作为他精神生活的支柱,以便由此找到在他个人经验的狭小范围里不能找到的安宁。

理论物理学家的世界图像在所有这些可能的图像中占有什么样的地位呢?它在描述各种关系时要求达到最高标准的严格精确性,这样的标准只有用数学语言才能达到。另一方面,物理学家对于他的主题必须加以严格的限制:他必须满足于我们经验领域中最简单的事件;试图以理论物理学家所要求的精密性和逻辑完备性来重建所有更为复杂的事件,这不是人类智力能够达到的。高度的纯粹性、明晰性和确定性要以完备性为代价。但是当人们畏缩而胆怯地避开一切不可捉摸和比较复杂的事物时,能够吸引我们去认识自然界这一渺小部分的东西又是什么呢?难道这种谨小慎微的努力的结果也够得上宇宙理论的美名吗?

我认为它是当之无愧的;因为作为理论物理学结构基础的普遍规律,对于一切自然现象都应当成立。有了它们,就应当有可能借助单纯的演绎得出一切自然过程(包括生命)的描述,也就是说得出关于这些过程的理论,只要这种演绎过程不过多地超出人类的智力。因此,物理学家放弃其世界体系的完整性,倒也不是什么重大的原则性问题。

物理学家的最高使命是要得到那些普遍的基本规律,由此借助纯粹的演绎就能把世界体系建立起来。通向这些规律并没有逻辑的道路;只有通过那种基于经验而感受到的直觉才能达到它们。由于存在这种方法论上的不确定性,人们可以设想,会有许许多多同样站得住脚的理论物理体系;这种看法在理论上无疑是

[2] 56

[3]

[4]

[5]

[6]

[7] 57

正确的。但是,物理学的发展表明,在某一时期,在所有能够想象得到的构造中,总有一个显得比别的都高明得多。凡是真正深入研究过这个问题的人都不会否认,唯一决定理论体系的实际上是现象世界,尽管在现象和它们的理论原理之间并没有逻辑的桥梁;这就是 Leibnitz 非常中肯表述过的“先定的和谐”。物理学家常常责难认识论者对这个事实没有足够的注意。我认为,几年前 Mach 和 Planck 之间进行的论战的根源就在于此。 [8] [9] [10]

渴望看到这种先定的和谐,是无穷的耐心和毅力的源泉。我们看到,Planck 就是因此而专心致志于这门科学中最普遍的问题,而不让自己分心于比较舒服和容易达到的目标。我常常听到同事们试图把他的这种态度归因于非凡的意志和修养,但我认为这是错误的。促使人们去做这种工作的精神状态,同信仰宗教者和热恋者的精神状态类似;他们每天的努力并非来自深思熟虑的意向和计划,而是直接来自激情。我们敬爱的 Planck 就坐在这里,内心在笑我孩子式地提着 Diogenes 的灯笼玩闹。我们对他的爱戴无需作老一套式的说明。祝愿他对科学的热爱继续照亮他未来的道路,并引导他去解决今天物理学最重要的问题,这个问题是他自己提出来的,并且为了解决这个问题他已经做了大量的工作。愿他在将量子论同电动力学和力学统一于单个逻辑体系方面获得成功。

59 发表在: *Zu Max Plancks sechzigstem Geburtstag. Ansprachen, gehalten am 26. April 1918 in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft von E. Warburg, M. v. Laue, A. Sommerfeld und A. Einstein.* Karlsruhe: C. F. Müllersche Hofbuchhandlung, 1918, pp. 29—32. 讲话作于 1918 年 4 月 26 日,发表于 1918 年 7 月(见注 1)。保留的一份经爱因斯坦亲笔修订的打字稿[4 009]发表于 *Einstein 1934a* pp. 107—110,标题为“Prinzipien der Forschung”(研究的原则)。打字稿上的修正没有反映在本文件中,它们可能是为 *Einstein 1934a* 作的。与打字稿明显不同之处作了注释。

[1] 这个讲话作于 1918 年 4 月 26 日,题目为“Planck als wissenschaftliche Persönlichkeit”(科学名流普朗克),是德国物理学会为 Planck 举行的六十寿辰庆祝会的一部分。Max Planck(1858—1947)是柏林大学物理教授和理论物理所所长。这个庆祝会的筹划同 Karl Scheel(Scheel 致爱因斯坦的信,1918 年 1 月 5 日[第八卷,文件 430])和 Arnold Sommerfeld(爱因斯坦致 Sommerfeld 的信,1918 年 2 月 1 日以后[第八卷,文件 454])讨论过。

Marga Planck 于 1918 年 4 月 30 日以前收到手稿的一个副本(见 Marga Planck 致爱因斯坦的信,1918 年 4 月 30 日[第八卷,文件 527])。Max von Laue 1918 年 5 月 29 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 550)中曾提及该文的付印。发表日期是从一篇评述文章推出的,那篇文章的题目是“Das Weltbild des Physikers—Professor Einstein über die Motive des Forschens”(物理学家的宇宙——爱因斯坦教授论探索的动机),该文发表于 *Vossische Zeitung*, 1918 年 7 月 23 日,早晨版,第 2 页。

[2] 在 *Einstein 1913b*(第四卷,文件 23)中,爱因斯坦已经强调了 Planck 艺术家的敏感性。关于爱因斯坦阅读 Arthur Schopenhauer(1788—1860)的著作,见 *Howard 1997*, pp. 91—101。在爱因斯坦 1952 年 4

月 20 日致 Carl Seelig 的信 (SzZE Bibliothek, Hs. 304; 15) 中, 爱因斯坦提到 Schopenhauer 及 Hume 和 Mach 一起都是他青年时代喜爱的哲学家。关于爱因斯坦引用的消极的动机, 可以参看, 例如, *Schopenhauer 1972a*, vol. 2, pp. 419—421; 关于积极的动机, 见 *Schopenhauer 1972b*, pp. 360—362, 那里也使用了重心在自身内部的隐喻。爱因斯坦在 1901 年 9 月 16 日致 Marcel Grossmann 的信 (第一卷, 文件 122) 中赞扬了 Schopenhauer 的著作。将探索的动机看做逃避日常生活的类似描绘也见于 *Einstein 1920i* (文件 47) 和 *Einstein 1979*, pp. 2—4。

[3] 在打字稿中, “der Darstellung” (描述) 用手改为 “der logischen Verbindung” (逻辑联系)。这一修改被画掉, 原文下面用虚线标出。

[4] 在打字稿中, “Komplexe” (复杂) 用手改为 “Komplexere” (比较复杂)。

[5] 在 *Einstein 1913b* (第四卷, 文件 23) 中, 爱因斯坦就 Planck 的工作写道: “他总是从某些最一般的原理出发, 从它推出个别特殊的结论, 然后再把这些结论同经验相比较。”并评论说这种方法可能是纯理论家特有的。

[6] 爱因斯坦在这里所持的还原主义者态度同 Ernst Mach (*Mach 1897*, pp. 497—499) 的反还原主义截然相反, 而接近 Planck 对 Mach 的批评 (*Planck 1910*, pp. 72—74)。关于这一争辩的讨论, 见注 10。

[7] 在 *Einstein 1914k* (第六卷, 文件 3), p. 740, 和 *Einstein 1919g* (文件 28) 中也讨论了直觉和演绎在物理学中的作用。这里可以注意同 Schopenhauer 哲学类似之处: 主体摆脱欲望会得到纯粹直觉的观念, 正好同对个别客体及其关系的认知相反。能表征天才的正是这种直觉 (*Schopenhauer 1972a*, vol. 1, book 3)。

[8] 打字稿中缺“凡是……桥梁”这一段。在 *Einstein 1934a* 中也没有它。

[9] Leibniz 先定的和谐的概念应用于反应 (或者更一般的说, 因果性) 的理论, 而不是应用于理解的理论。然而, 自 19 世纪末以后, 这个术语被德国数学家用来表征纯粹数学解决物理学问题的能力。关于这一传统的讨论, 见 *Pyenson 1985*, chap. 6。

[10] 1908 年 12 月 9 日 Max Planck 在莱顿大学作了一个演讲 (发表于 *Planck 1909*), 在这篇演讲中他批评 Ernst Mach 的科学的实证主义哲学将导致科学的贫瘠, 因为它放弃了物理学中的现实主义和统一世界图景的目标。这一批评导致越来越尖酸刻薄的论战 (*Mach 1910*, *Planck 1910*)。这些论文在 *Toulmin 1970* 中进行了翻译, 在 *Heilbron 1986* 中进行了讨论。

⁶⁰ 8. 对 Hermann Weyl“引力和电”一文的“附注”

[*Einstein 1918g*]

1918年5月2日提交。

1918年6月6日发表。

发表在:*Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin),
Sitzungsberichte (1918):478。

对 Hermann Weyl“引力和电”一文的“附注”

[1] 附注。爱因斯坦先生对本文的短评。

61

“如果光线是从经验上考察世界点周围度量关系的唯一手段，则距离 ds （以及度规 g_{ik} ）里的一个因子当然就会依旧是不确定的。然而，如果我们使用那些可借助（无穷小的）刚体（量杆）和时钟而得到的测量结果来定义 ds ，则这种不确定性就不复存在。时段 ds 可以用其世界线包含 ds 的单位时钟直接测量。

仅当‘单位量杆’和‘单位时钟’概念是基于原则上错误的假设时，距离元 ds 的这种定义才会变得不正确；倘若单位量杆的长度和单位时钟的走速依赖于它们的历史的话，情况就会是这样。假如自然界中情况确实如此，那么化学元素就不可能有确定频率的谱线，两个（空间相邻的）同类原子的相对频率一般就会不同。既然实际情形并非如此，很遗憾这个理论的基本假设在我看来是不可接受的，然而其深刻和大胆一定使每位读者叹服。”

[2]

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin), *Sitzungsberichte* (1918):478. 1918 年 5 月 2 日提交, 1918 年 6 月 6 日发表。 62

[1] 爱因斯坦的注记是对 Weyl 1918a 一文的附注，该文勾画的引力和电磁统一理论是基于对 Riemann 几何学的一种推广。在这种新几何学中，矢量的方向和长度只能局部地比较。因而，线元只确定到相差一个任意局域规范因子 λ （详见 Hermann Weyl 致爱因斯坦的信，1918 年 3 月 1 日 [第八卷，文件 472]，注 3；Weyl 理论的历史讨论，见 Straumann 1987, Vizgin 1989, 1994, Bergia 1993, Scholz 1994, 和 O’Rai feartaigh 1997），本文件所给的爱因斯坦首次对 Weyl 理论提出他的根本性批评，可能是在 Weyl 于 1918 年 3 月底访问柏林期间。当不久后爱因斯坦给 Weyl 写信证实他收到了 Weyl 1918a 的手稿时，他把这称为他的“量杆批评”（“Massstab-Einwand”；爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信，1918 年 4 月 6 日 [第八卷，文件 498]）。当爱因斯坦 4 月 11 日将 Weyl 的论文提交普鲁士科学院物理数学部时，也提到这个批评。结果，柏林大学物理化学教授兼物理化学研究所所长 Walther Nernst (1864—1941) 争辩说，如果这个批评成立，该论文就不能接受发表。根据 Max Planck 的建议，爱因斯坦于 4 月 18 日又将该文送交普鲁士科学院全体会议。爱因斯坦再次陈述了他的批评，同时声明说这不应成为拒绝该文的理由。Nernst 仍然不满意。（关于普鲁士科学院这些会议的详情，见第八卷日程表，1918 年 4 月 11 日和 18 日条。）在爱因斯坦 1918 年 4 月 19 日致 Hermann Weyl 的信（第八卷，文件 512）中解释了事件的这一轮情况。爱因斯坦向 Weyl 保证，如果

Weyl 对他的批评补加一个回答,该文将被接受而不再会有问题。爱因斯坦在信中仔细陈述了他的批评。这一陈述事实上就是这里给出的文件的文本。Weyl 在 1918 年 4 月 28 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 526)中附上了他的回答。附有爱因斯坦的批评和 Weyl 回答的论文于 1918 年 5 月 2 日提交(见爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信,1918 年 5 月 1 日[第八卷,文件 529])。Weyl 的理论继续主导了 1918 年爱因斯坦与 Weyl 之间的通信,在与其他人例如 Walter Dällenbach(爱因斯坦致 Walter Dällenbach 的信,1918 年 6 月 15 日以后[第八卷,文件 565])和 Paul Bernays(Paul Bernays 致爱因斯坦的信,1918 年 11 月 22 日[第八卷,文件 659])的通信中也进行了讨论。

[2] Weyl 在他的回答中争辩说,爱因斯坦假设线元可以用杆和钟直接测量是有问题的。两个月后爱因斯坦在前面所引的致 Dällenbach 的信中描述了 Weyl 的立场:“他会说,时钟和量杆只应当作为解出现;它们并不出现在理论的基础中”(“Er würde sagen, Uhren und Massstäbe müssten erst als Lösungen auftreten; im Fundament der Theorie kommen sie nicht vor”)。Weyl 进一步争辩说,即使爱因斯坦的假设属实,他的理论仍然可以说明明晰谱线的存在,因为“任何暴风雨般的史前影响将迅速消退”(“der Einfluß einer etwaigen stürmischen Vorgeschichte wird rasch abklingen” Weyl 1918a, pp. 479—480)。

9. “广义相对论中的能量守恒定律”和“校样上的附注”⁶³

[*Einstein 1918f*]

1918年5月16日提交。

1918年5月30日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin).
Sitzungsberichte (1918):448—459。

“广义相对论中的能量守恒定律”和“校样上的附注”

[p. 448]

64 在广义相对论得到大多数理论物理学家和数学家认可的同时,几乎所有的同行仍然对我关于动量能量定理的表述提出了批评。^①因为我相信这个表述是正确的,所以准备将我对这个问题的观点陈述如下,并附以必要的细节。^②

§ 1. 定理的表述和提出的批评

根据能量定理,有一个以特定方式定义并遍及每个(孤立)系统各部分的和,即能量,无论系统可能经历何种过程,其值都不随时间的进程而变化。原来,这个定理是一个积分定理,恰如由三个类似的守恒方程组成的动量定理一样。狭义相对论把 4 个守恒定理融合为一个表达“能量张量”散度为零的微分定律。

这个微分定律等价于从经验抽取出来的积分定律;其意义在这里是唯一的。从形式上看,将这个定律适当变换到广义相对论的是方程

65

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_\sigma}{\partial x_\nu} + \frac{1}{2} g_\sigma^{\mu\nu} \mathfrak{T}_{\mu\nu} = 0,$$

[p. 449]

左边是绝对微分学中的散度。 $\frac{1}{\sqrt{-g}} \mathfrak{E}_\sigma$ 是一个张量,即“物质”的能量张量。从物理的观点看,这个方程不能认为完全等价于动量和能量守恒定理,因为它没有能够解释为动量能量守恒定理的等价的积分方程。例如,当应用于行星系时,人们绝不能得出结论说,行星不能无限地离开太阳运动,或者整个系统的重心必须相对于恒星静止(或匀速平动)。显然,经验迫使我们去寻求一个等价于能量动量守

[3]

① 例如见, E. Schrödinger, *Phys. Zeitschrift*. 19(1918), 4—7; H. Bauer, *Phys. Zeitschr.* 19(1918), 163. 反之, G. Nordström 对能量定理的解释和我相同; 见他最近的论文“*Jets over de massa van een stoffelijkstelsel*”, *Amsterdamer Akademie-Ber.* 26(1917), pp. 1093—1108. [1]

② 为了不致必须重复已知的东西, 我用了我的表述理论基础的结果, 见我的论文“*Hamiltonsches Prinzip und allgemeine Relativitätstheorie*”(Königlich Preussische Academie der Wissenschaften (Berlin). *Sitzungsberichte* 42(1916), pp. 1111—1116)。该文中的方程注以“l. c.”。 [2]

[4] 恒积分定律的微分定律。正如下面我将详细证明的那样，这一点可以通过方程 (21 l. c.) 来实现，我已证明，它就是

$$\frac{\partial u_\sigma^\nu}{\partial x_\nu} = 0, \quad (1)$$

式中 u_σ^ν 是根据公式(19) 和公式(20 l. c.) 从总 Hamilton 函数计算出来的，

$$u_\sigma^\nu = \mathfrak{E}_\sigma^\nu + t_\sigma^\nu = - \left(\frac{\partial \mathfrak{H}^*}{\partial g_\sigma^{\mu\nu}} g_\sigma^{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{H}^*}{\partial g^{\mu\sigma}} g^{\mu\nu} \right) \quad (2)$$

[5] 这一表述与同行们不同，因为 (u_σ^ν) 和 (t_σ^ν) 都不是张量，而他们期盼所有有意义的物理量都可以表示为标量和张量的分量。他们还强调^①，在某些情况下，通过适当选择坐标，人们可以自由地令所有的 u_σ^ν 为零，或赋予它们不同的非零值。
[6] 因此，对于方程(1) 的意义存在着普遍的怀疑。

[p. 450] 作为对照，我将在下面证明，方程(1) 定义的能量和动量概念与我们在经典力学中通常要求的严格相同。一个闭合系统的能量和动量(与坐标选择无关) 是完全确定的，只要该系统(看做一个整体) 相对于该坐标系的运动状态被给定；例如，一个任意闭合系统的“静止能量”与坐标选择无关。下面的证明实质上只依赖于方程(1) 对坐标的任意选择均成立的事实。 66

§ 2. 能量和动量就什么方面而言与坐标选择无关?

下面我们这样选择坐标系，使所有线元 $(0, 0, 0, dx_4)$ 是类时的，所有线元 $(dx_1, dx_2, dx_3, 0)$ 是类空的。这样，第 4 个坐标在一定意义上就可以称为“时间”。

[7] 为了能够有意义地谈论一个系统的能量或动量，在某个域 B 外面能量或动量密度必须分别为零。一般来说，仅当 B 外面 $g_{\mu\nu}$ 为常数时才是这种情况；即所考虑的系统能够嵌入一个“Galileo”空间，而我们用“Galileo 坐标”来描述它的环境。域 B 在时间方向可延伸到无穷，即 B 与每一超平面 $x_4 = \text{常数}$ 相交。它与超平面 $x_4 = \text{常数}$ 的交处处有界。 B 的内部没有“Galileo 坐标系”； B 内部的坐标选择只受一个约束：它们必须同 B 外部的坐标连续地吻合。下面我们将考虑几种这样的坐标系，它们在 B 的外面全部重合。

将方程(1) 针对坐标 x_1, x_2, x_3 在域 B 上积分就得到动量和能量守恒的积分定理。因为 u_σ^ν 在 B 的边界上为零，我们得到

$$\frac{d}{dx_4} \left[\int u_\sigma^\nu dx_1 dx_2 dx_3 \right] = 0. \quad (3)$$

^① 例如，见上面引过的 H. Bauer 的论文。

在我看来,这4个方程代表着动量定理($\sigma = 1$ 到3)和能量定理($\sigma = 4$)。我们将称方程(3)中的积分为 J_σ 。现在我来证明,对于在 B 的外面与同一个Galileo系重合的所有坐标系来说, J_σ 与坐标选择无关。

67 通过在 $x_4 = t_1$ 和 $x_4 = t_2$ 之间积分方程(3),对于坐标系 K 我们立刻得到 [p. 451]

$$(J_\sigma)_1 = (J_\sigma)_2. \quad (4)$$

如果我们再引入在 B 外面同 K 重合的第2个(带撇的)坐标系 K' ,类似地可以得到,对于交 $x'_4 = t'_1$ 和 $x'_4 = t'_2$,

$$(J'_\sigma)_1 = (J'_\sigma)_2.$$

我们现在构建第3个同类坐标系 K'' ,不破坏连续性,它在交 $x_4 = t_1$ 的邻域同 K 重合,在交 $x'_4 = t'_2$ 的邻域同 K' 重合。在这些相交部分之间积分方程(3)得

$$(J_\sigma)_1 = (J'_\sigma)_2. \quad (5)$$

由这3个关系得出, J_σ 与 B 内部的坐标选择是无关系的。因此, J_σ 只能通过 B 外部Galileo坐标系的选择来改变。所以只要进行如下操作,我们就能穷尽所有的可能性:我们先选择一个在 B 外为Galileo的在 B 内为任意的坐标系,然后我们只用那些通过Lorentz变换同第一个坐标系联系起来的所有坐标系。 U_σ 对于这个变换群具有张量特征,而且借助狭义相对论的方法可以证明, (J_σ) 是一个4维矢量。因此,我们可以像在狭义相对论中那样写出 [8]

$$J_\sigma = E_0 \frac{dx_\sigma}{ds}, \quad (6)$$

式中 E_0 是“静止能量”, $\frac{dx_\sigma}{ds}$ 是系统(整体)的速度(4维矢量)。如果这样选择坐标使 $J_1 = J_2 = J_3 = 0$,则 E_0 等于分量 J_4 。

尽管在 B 内可以自由选择坐标,系统的静止能量和静止质量仍然是精确定义的与坐标选择无关的量。这是比较令人瞩目的,因为能量密度的分量缺乏张量特征,不能给予任何不变的解释。

68 例如,若我们想象 B 的内部也是空的,那么这样定义的系统其总能量就应当为零;但是,通过 B 内的坐标选择,我们可以控制和引起能量分布的变化,不过全都会产生积分为零的结果。因此,同人们现在的思维习惯相反,我们应该赋予积分比其微分更高的真实性。 [p. 452]

§ 3. 闭合宇宙的积分定理

为了讨论与孤立系统有关的问题,我们必须假设在离系统足够远处的度规连续区为Galileo型。这个前提条件在量级与太阳系相当的区域能很好地近似得

[10] 到满足。但是在去年发表的一篇文章^①中我能证明,将整个宇宙看做近似 Galileo 型(或 Euclid 型)的观点从广义相对论的立场看来相当令人怀疑;必须把宇宙看成基本上是空的,即所考虑的球越大,它所包含的有重物质的平均密度就越接近零。整个宇宙空间看来有可能是准球形(或准椭球形)的。这种解释要求在引力场方程中加上一项(“ λ 项”)。用这些修改后的方程,宇宙中没有物质的部分不可能有“Galileo 型”的性质。也就不可能像在 § 2 中要求的那样选择坐标;所考虑的系统越大,就越不如此。^②

[11] 在这种有限宇宙的情况下,出现了守恒定理是否能适用于整个宇宙的有趣问题;整个宇宙当然一定可以看成一个“孤立系统”。我们可以限于分析准球形宇宙,因为通过加上另一对称条件就可以由它得出准椭球情况。

[1] 在准球形宇宙中,守恒定理(1)和(2)也成立。但是,没有处处规则的坐标系。在严格球形的宇宙中,不变线元的平方在极坐标中具有形式

$$ds^2 = dt^2 - R^2 [d\vartheta_1^2 + \sin^2 \vartheta_1 d\vartheta_2^2 + \sin^2 \vartheta_1 \sin^2 \vartheta_2 d\vartheta_3^2]. \quad (7)$$

[p. 453] 变化范围如下:

$$\left. \begin{aligned} x_1 = \vartheta_1 & \quad 0 \text{ 到 } \pi \text{ 之间} \\ x_2 = \vartheta_2 & \quad 0 \text{ 到 } \pi \text{ 之间} \\ x_3 = \vartheta_3 & \quad 0 \text{ 到 } 2\pi \text{ 之间} \\ x_4 = t & \quad -\infty \text{ 到 } +\infty \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

69

坐标系在 ϑ_1 和 ϑ_2 的边界变为奇异的,因为有多于 $4(\infty)$ 多条坐标线在这些点相交,并使行列式 $|g_{\mu\nu}|$ 在那里为零。对于准球形宇宙的情况也可作类似的坐标选择(相应修改线元的表达式);在这里,我们也有必要看看坐标系的奇点集合。方程(1)对坐标系的所有非奇点都成立。当对 $\frac{\partial u_\sigma^1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_\sigma^2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_\sigma^3}{\partial x_3}$ 的积分为零(“边界条件”)时,也有可能转变为积分方程(3)。例如当^③

$$\left. \begin{aligned} u_1^1, u_2^1, u_3^1, u_4^1 & \quad \text{在 } \vartheta_1 = 0 \text{ 和 } \vartheta_1 = \pi \text{ 消失} \\ u_1^2, u_2^2, u_3^2, u_4^2 & \quad \text{在 } \vartheta_2 = 0 \text{ 和 } \vartheta_2 = \pi \text{ 消失} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

成立时,情况就会如此。

因为在这种情况下,方程(1)对 x_1, x_2, x_3 遍及整个闭合空间积分后,除了那些源于 $\frac{\partial u_\sigma^4}{\partial x_4}$ 的项外,左边的所有项都变为零。

人们在此也可证明,如同上面已经证明的那样,对于那些能够从先用的坐标

[9] ① 见 *Königlich Preussische Academie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1917), p. 142.

② 对于天文学中考虑的空间, § 2 的假设应当有效,因此下面的讨论只有思考的兴趣。

③ 有关细节见 § 4。

系通过连续变换得到的所有坐标系而言, J_0 有相同的值。证明同上面给出的类似, 不同之处在于 B 外部坐标的选择现在没有类比。只要“边界条件”完满保持, 对于一个具有球形拓扑的闭合宇宙, J_0 与坐标的特定选择无关。^①

70 然后就能证明, 对于这样的闭合宇宙, “动量分量” J_1, J_2, J_3 必须为零。我们先来给出对于 J_1 和 J_2 的证明。下面证明, 我们可以通过连续变换从坐标系 K 过渡到新坐标系 K' , 两个坐标系通过如下代换联结 [p. 454]

$$\left. \begin{aligned} \vartheta'_1 &= \pi - \vartheta_1 \\ \vartheta'_2 &= \pi - \vartheta_2 \\ \vartheta'_3 &= \vartheta_3 \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

这是一个线性变换。因为 u_α 对于线性代换保持张量性质, 故由式(10)可知处处有

$$\begin{aligned} u_1^{\alpha'} &= -u_1^\alpha, \\ u_2^{\alpha'} &= -u_2^\alpha. \end{aligned}$$

由此也可立刻得到

$$\left. \begin{aligned} J'_1 &= -J_1 \\ J'_2 &= -J_2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

另一方面, 因为 K 可以通过连续变换变到 K' , 不变量的一般定理要求对于 J_0 我们有

$$\left. \begin{aligned} J'_1 &= J_1 \\ J'_2 &= J_2 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式(11)和式(12)一起意味着 J_1 和 J_2 为零。

通过连续改变借助代换

$$\left. \begin{aligned} \vartheta'_1 &= \pi - \vartheta_1 \\ \vartheta'_2 &= \vartheta_2 \\ \vartheta'_3 &= 2\pi - \vartheta_3 \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

与 K 联结的 K' 系的坐标, 可以类似地证明 J_1 和 J_3 为零。

现在我们只需证明代换(10)和代换(10a)能够通过连续改变坐标系来产生就行了。我们可以只考虑 3 维球, 而将 t 坐标放在一边。

^① 严格应用 § 2 给出如下结果。如果 K 和 K' 是两个坐标系, $x_\alpha = \text{常数}$ 和 $x'_\alpha = \text{常数}$ 是两个相关的空间截面, J'_0 是 J_0 的相关值, 如果 K 和 K' 之间存在保持“边界条件”的连续变换, 那么 J_0 与 J'_0 就总是相等。

在 u 的 4 维空间中, 这个球将满足方程

$$u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 = R^2.$$

[p. 455]

在 4 维 Euclid 空间中, 我们通过公式

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= R \cos \vartheta_1 \\ u_2 &= R \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \\ u_3 &= R \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \vartheta_3 \\ u_4 &= R \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_3 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

71

把这些 Descartes 坐标与球坐标联系起来。当我们围绕球心旋转 u 系时, θ 系随之旋转, 关系式(13) 对处于其旋转位置的坐标系也成立。

在 Euclid 空间中可以这样旋转 Descartes 坐标系, 只让两个轴运动而其他轴不动。在这些旋转中, 转角为 π 者是特别的, 它们对应着如下类型的代换

$$\left. \begin{aligned} u'_1 &= -u_1 \\ u'_2 &= -u_2 \\ u'_3 &= u_3 \\ u'_4 &= u_4 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

另一个是

$$\left. \begin{aligned} u'_1 &= -u_1 \\ u'_2 &= u_2 \\ u'_3 &= u_3 \\ u'_4 &= -u_4 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

联系到式(13) 和带撇系中相应的方程, 式(14) 和式(15) 分别直接得出代换(10) 和代换(10a), 所以, 它们可以分别通过 θ 系的连续改变来产生。

借此, (除“边界条件”得到满足的证明而外) 所希望的证明已经完成。对于作为整体的闭合宇宙, 动量为零; 总能量与时间和坐标选择无关。

§ 4. 球形宇宙的能量

现在我们要来计算一个均匀分布着不相干物质的球形宇宙的 U^* 。这样做的目的主要是为了验证条件(9) 是否至少对于这种最简单的情况得到满足, 因为前一节的结论是以此为基础的。我们必须令

$$U^* = \mathfrak{E}^* + (t^*)_1 + (t^*)_2, \quad (16)$$

式中 $(t^*)_1$ 对应于 λ 项; $(t^*)_2$ 是 $g^{\mu\nu}$ 的函数。

72 公式

[p. 456]

$$\mathfrak{E}_\sigma = V - gg_{\sigma\alpha} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \rho_0$$

在我们的情况下给出 \mathfrak{E}_σ 的分量

$$(\mathfrak{E}_\sigma =) \left. \begin{array}{cccc} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_0 \sqrt{-g} \end{array} \right\} \quad (17)$$

对于 $(t_\sigma)_1$, 我们从考虑 λ 项的引力场方程不难得到,

[2]

$$\kappa(t_\sigma)_1 = \left. \begin{array}{cccc} \lambda\sqrt{-g} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda\sqrt{-g} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda\sqrt{-g} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda\sqrt{-g} \end{array} \right\} \quad (18)$$

$(t_\sigma)_2$ 的计算则要麻烦得多; 最好是以方程(20 l. c.) 为基础。但是后来查明, 如 [12]

H. A. Lorentz 偶尔所做的那样, 引入量 $g^{\mu\nu} \sqrt{-g} = g^{\mu\nu}$ 和 $\frac{\partial}{\partial x_\sigma} (g^{\mu\nu} \sqrt{-g}) = g^{\mu\nu}$

来代替 $g^{\mu\nu}$ 和 $g_{\sigma\nu}$ 要更为实际。下面的关系成立

$$t_\sigma = \frac{1}{2} \left(\mathfrak{E}^* \delta_\sigma^\alpha - \frac{\partial \mathfrak{E}^*}{\partial g_\alpha^{\mu\nu}} g_\alpha^{\mu\nu} \right) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}^*}{\partial g_\alpha^{\mu\nu}} = \frac{1}{2\kappa} \left(\left\{ \begin{array}{c} \mu \beta \\ \beta \end{array} \right\} \delta_\nu^\alpha + \left\{ \begin{array}{c} \nu \beta \\ \beta \end{array} \right\} \delta_\mu^\alpha \right) - \frac{1}{\kappa} \left\{ \begin{array}{c} \mu \nu \\ \alpha \end{array} \right\}, \quad (19a)$$

这里的第二个公式不难从 H. Weyl 给出的计算中得到, 参见他即将由 J. Springer [13]

出版的著作 *Raum, Zeit, Materie* (《空间, 时间, 物质》) § 28。从式(18), 式(18a) [14]

和式(7) 得到 $(t_\sigma)_2$ 的表达式为

$$\frac{\kappa}{R} (t_\sigma)_2 = \left. \begin{array}{cccc} \cos^2 \vartheta_2 \sin \vartheta_2 & 0 & 0 & 0 \\ \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 & -\cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \end{array} \right\} \quad (20)$$

式中每列对应一个 ν 值, 每行对应一个 σ 值。从式(17), 式(18) 和式(20), 再用式(16) 就得到能量分量 U_σ 。

73 条件(9) 对于除分量 U_1 外的所有分量都是满足的。这个例外源于如下事实, [p. 457]

即 $(t_1)_2$ 对于 $\vartheta_1 = 0$ 和 $\vartheta_1 = \pi$ 不为零。不过, 显然, 积分

$$\int_{\vartheta_1=0}^{\vartheta_1=\pi} \frac{\partial u_1^1}{\partial \vartheta_1} d\vartheta_1$$

为零, 因为 $\cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2$ 对于 $\vartheta_1 = 0$ 和 $\vartheta_1 = \pi$ 有相同值。因此积分

$$\int \left(\frac{\partial u_\sigma^1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_\sigma^2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_\sigma^3}{\partial x_3} \right) dx_1 dx_2 dx_3,$$

[15] 对于我们这里考虑的特殊情况的确为零; 正如我们在前一段预先假设的那样。对于任何具有球形拓扑的闭合宇宙, 当使用极坐标时情况可能就是如此, 但仍需另外证明。

我们考察的静态宇宙的总能量 J_4 是

$$J_4 = \int \left(\rho_0 \sqrt{-g} + \frac{\lambda}{\kappa} \sqrt{-g} - \frac{R}{\kappa} \cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \right) d\vartheta_1 d\vartheta_2 d\vartheta_3.$$

式中

$$\sqrt{-g} = R^3 \sin^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_2$$

以及^①

$$\frac{\lambda}{\kappa} = \frac{\rho_0}{2} = \frac{1}{R^2 \kappa}.$$

因为 $V = 2\pi^2 R^3$ 是球形宇宙的体积, 我们求得

$$J_4 = \rho_0 V. \quad (21)$$

因此, 在这种情况下引力对总能量没有贡献。

§ 5. 闭合系统的引力质量

我们再回来考虑一个嵌入“Galileo 空间”的系统的情形, 即我们再次忽略场方程中的 λ 项。我们在 § 3 中已证明, 对于一个自由飘浮在 Galileo 空间的系统, 积分 J_0 像一个 4 维矢量那样变换。这意味着我们解释为能量的量也起着惯性质量的作用, 这与狭义相对论一致。

[16]

[p. 458]

现在我们也希望证明, 所考察的整个系统的引力质量, 同我们解释为该系统能量的量符合。设坐标原点邻域有一个任意的物理系统, 这个系统作为整体将相对于该坐标系静止。这个系统所产生的引力场, 在空间无限远处, 可以任何希望的精度被一质点的引力场替代。在无限远处我们就有

74

$$g_{44} = 1 - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{M}{r}, \quad (22)$$

^① 见 A. Einstein, *Königlich Preußische Academie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* 6(1917), pp. 142—152, eq. (14).

式中 M 是一个我们得称之为系统引力质量的常数。我们必须决定这个常数。

场方程

$$\frac{\partial}{\partial x_a} \left(\frac{\partial \mathfrak{E}^*}{\partial g_a^{\mu 4}} g^{\mu 4} \right) = -u_4^4 \quad (23)$$

在整个空间严格成立。

如果我们将左边括号内的量记作 \mathfrak{S}_a 并在包围着系统的空间距离无穷大的曲面 S 内进行积分, 就得到

$$\int (\mathfrak{S}_1 \cos nx_1 + \mathfrak{S}_2 \cos nx_2 + \mathfrak{S}_3 \cos nx_3) dS + \frac{d}{dx_4} \int \mathfrak{S}_4 dx_1 dx_2 dx_3 = - \int u_4^4 dx_1 dx_2 dx_3 \quad (24) \quad \begin{matrix} [17] \\ \{3\} \end{matrix}$$

因为左边第一个积分, 以及右边(表示整个系统的能量), 都不随时间改变, 由此可知这对于左边第二项也成立; 因为这个积分不能在同样的意义上连续地变化, 所以它必须为零。左边面积分的计算并不难, 因为在空间无限远处我们可以限于一阶近似; 考虑到式(22) 就得到 M 的值。因此,

$$M = \int u_4^4 dx_1 dx_2 dx_3 = J_4 = E_0, \quad (25)$$

这个结果恰好支持了我们对能量定理的解释, 因为上面给出的 M 的定义与我们的能量定义是独立的。系统的引力质量等于我们上面所称的量, 即它的能量。

75 校样上的附注。对这个问题的进一步思索使我得出结论, 为了表述一个准球形宇宙(而非准椭球形宇宙), 最好是用借助球极投影将球映射到一个(3维)超平面得到的坐标。在物质均匀分布的情况下, 我们就有 [p. 459]

$$ds^2 = dx_4^2 - \frac{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2}{\left[1 + \frac{1}{4R^2} (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) \right]^2}. \quad [18]$$

显然可以归于坐标选择的奇性就被移到了空间上的无穷远。^① 由于三个空间坐标的对称性, 这种表述显得更为自然。总动量为零的证明甚至比正文中给出的还要简单, 因为十分明显, 空间代换

$$\begin{aligned} x'_1 &= -x_1 & x'_1 &= x_1 \\ x'_2 &= -x_2 & \text{和} & & x'_2 &= -x_2 \\ x'_3 &= x_3 & & & x'_3 &= -x_3 \end{aligned}$$

可以通过连续改变坐标(坐标系的旋转)来实现, 由此可得正文中的方程

^① 准球形宇宙的情况(即不规则分布的任意运动的物质)将容许作类似的坐标选择, 使场的表观奇性通过相应的坐标选择移到 $x_1 = x_2 = x_3 = \pm\infty$, 并与均匀分布的静止物质情况具有同样的性质。

$$J'_1 = -J_1$$

$$J'_2 = -J_2$$

$$J'_3 = -J_3$$

通过 u'_σ 的直接计算,我相信,含坐标原点的“无穷远”球^①上的面积分(它也以表达式

$$\frac{\partial u'_\sigma}{\partial x_1} + \frac{\partial u'_\sigma}{\partial x_2} + \frac{\partial u'_\sigma}{\partial x_3} + \frac{\partial u'_\sigma}{\partial x_4}$$

前三项的空间积分形式出现)确实为零(至少在物质均匀分布的特殊情况下)。借助这种坐标选择,引力场在此情形对宇宙能量亦无贡献。

英译者注:

{1} 德文原本中漏印的“Sinnenelement”这里补译为“线元”。

{2} “ $(t_{\sigma\nu})_1$ ”已改正为“ $(t_{\sigma})_1$ ”。

{3} 左边第一个积分第三项中的“ nx_2 ”这里已改为“ nx_3 ”。

发表在: *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 448—76
459。1918年5月16日投递,1918年5月30日发表。

[1] *Schrödinger 1918a*, *Bauer 1918*, *Nordström 1918a*。关于 Gunnar Nordström 的主张详见注 6。

[2] *Einstein 1916o* (第六卷,文件 41)。

[3] 在爱因斯坦致 David Hilbert, 1918年4月12日(第八卷,文件 503)中给出了与此相同的例子。

[4] 在 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), p. 806, *Einstein 1918a* (第七卷,文件 1), 第 6 节和 *Einstein 1918b* (第七卷,文件 2)中也可以找到这样的呼吁,即为了正确地使用非广义协变的量来代表引力的能量动量,应首选积分形式的守恒定律而非其微分形式。

[5] 在 *Lorentz 1916* 和 *Levi-Civita 1917b* 中提出将场方程的左边定义为引力场的能量动量张量,因而无需爱因斯坦的赝张量。对于这个建议的一些批评,见 *Einstein 1918a* (第七卷,文件 1), 第 6 节。Friedrich Kottler (*Kottler 1918*; 也见 Friedrich Kottler 致爱因斯坦的信, 1918年3月30日[第八卷,文件 495])和 Felix Klein 也提出了同样的建议。Klein 在他论 *Hilbert 1915* 的一篇文章中,对将爱因斯坦的赝张量解释为引力场的能量动量提出了质疑(*Klein, F. 1917*, pp. 476—477)。在致 Klein 的一封信中,爱因斯坦针对 Klein 的批评,特别是针对方程(1)为恒等式的断言,为自己对能量动量守恒的处理进行了辩护(见爱因斯坦致 Felix Klein 的信, 1918年3月13日[第八卷,文件 480])。Klein 在答复中写道,(显然不知 *Lorentz 1916* 和 *Levi-Civita 1917b*),在 1918年2月22日提交格丁根科学院的一篇论文中他已建议将场方程左边定义为引力场的能量动量张量(Felix Klein 致爱因斯坦的信, 1918年3月20日[第八卷,文件 487])。这篇文章最后被撤回(Felix Klein 致爱因斯坦的信, 1918年5月18日[第八卷,文件 540]),但

① 即具有无穷大 R 的球面 $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = R^2$ 。

Klein 对于寻求广义相对论中能量动量守恒的满意表述问题继续给予了特别的关注。他在同爱因斯坦后来的通信中,以及同其他格丁根的数学家,特别是 Emmy Noether (1882—1935) 和应用数学教授 Carl Runge (1856—1927) 的通信中都讨论了这个问题。他还同后者对有关文献搞了一个系统调查。这些努力产生了有关这个问题的两篇重要论文: Klein, F. 1918a, 1918b。Klein 关于能量动量守恒著作的档案材料,包括上面提到的未发表论文(题为“关于爱因斯坦引力论中能量分量定义的一个建议”[“Ein Vorschlag betreffend die Ansetzung der Energiekomponenten in der Einstein'schen Gravitationstheorie”]) 的两篇手稿,以及他在 1918 年 3—4 月间会见 Runge 的笔记,可以在 GyGöU, Cod. Ms. Klein 22b 中找到。

[6] 在 Nordström 1918b 和 Schrödinger 1918a 中,证明了对于质点的引力场,该膨胀量可以变为零,这一结果爱因斯坦在 Einstein 1918b (第七卷,文件 2) 中已经作了回应。同爱因斯坦在脚注 1 中的建议相反, Nordström 将此看做反对爱因斯坦引力场能量动量概念,支持 Lorentz 概念的重要论据(Nordström 1918b, p. 1208 和 Gunnar Nordström 致爱因斯坦,1917 年 9 月 22—28 日[第八卷,文件 382])。在 Bauer 1918 中,证明了这个膨胀量在 Minkowski 空时可赋予非零值。

[7] 关于爱因斯坦对“Galileo 空间”的定义,见 Einstein 1918b (第七卷,文件 2), 注 3。爱因斯坦认为,质量应当借助其渐近引力场来定义,尽管他对内部和外部解之间结合的描述从现代标准看过于简单化,因为外部空间不可能是完全平坦或“Galileo”型的,还因为他在下面概述的方法没有处理由于系统辐射引力波产生的质量损失(例如见, Papapetrou 1974, pp. 128—133)。

[8] 在 Felix Klein 致爱因斯坦,1918 年 6 月 1 日(第八卷,文件 554) 中, Klein 要求澄清这个证明。他在爱因斯坦致 Felix Klein 的信,1918 年 6 月 9 日(第八卷,文件 561) 为回答这一询问给出的证明中发现了一些空缺,在 Felix Klein 1918 年 7 月 5 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 581) 中,他终于自己把这些空缺填补起来了。在 Klein, F. 1918b 中,他引入了“自由矢量”的概念(即矢量场在时空中某超曲面上的积分),使他得以对 J_0 的矢量特性给出漂亮得多的证明(详见 Felix Klein 致爱因斯坦的信,1918 年 7 月 5 日[第八卷,文件 581], 注 9)。

[9] Einstein 1917b (第六卷,文件 43)。

77 [10] 在 Einstein 1917b (第六卷,文件 43) 发表后不久,椭圆几何的可能性就引起了爱因斯坦的注意(进一步的细节见 Einstein 1918e [文件 4], 注 17)。

[11] “Sinnenelement”应为“Linienelement(线元)”。在附注(pp. 458—459) 中,爱因斯坦作了不同的坐标选择。

[12] 例如,见 Lorentz 1916, pp. 468 and 470。

[13] Weyl 1918b。

[14] “(18), (18a)”应为“(19), (19a)”。

[15] 这个证明是 Jakob Grommer (1879—1933) 下一年提供的(见 Jakob Grommer 致爱因斯坦的信,1919 年 7 月 1 日), 发表于 Grommer 1919。

[16] Einstein 1917b (第六卷,文件 43)。

[17] 方程(24)左边的“ $\mathfrak{S}_3 \cos nx_2$ ”应为“ $\mathfrak{S}_3 \cos nx_3$ ”。

[18] 爱因斯坦宇宙模型这种形式的线元可在 Willem de Sitter 1917 年 3 月 20 日致爱因斯坦的信(第八卷,文件 313) 和 De Sitter 1917a 中找到。

10. 对 Hermann Weyl 的著作《空间-时间-物质：广义
相对论讲义》的书评 ⁷⁸

[*Einstein 1918h*]

1918年6月21日发表。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 6 (1918):373。

对 Hermann Weyl 的著作《空间-时间-物质： 广义相对论讲义》的书评

79 Weyl, Hermann, Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie. Berlin, Julius Springer, 1918. VIII, 234 pp. 定价, 平装, 14 马克 [1]

我一直想再次阅读本书的每个部分, 因为每一页都显示出大师极为稳重的手笔, 他从最广阔的角度深入到了问题的核心。我认为这样一位杰出的数学家关注这个新领域是件幸事。他知道如何把数学的严格同图像的直觉结合起来。从这本书中, 物理学家可以学会几何的基础和不变量的理论, 而数学家可以学会电学和引力的理论。 [2]

作者从以变换概念为基础的仿射几何开始, 由此引出矢量和张量的概念。加上度规(两个矢量的标积)的基本概念, 他得出了 Euclid 几何。张量的理论在力学和 Maxwell 电动力学中得到前景光明的解释, 后者在那里找到了一种漂亮的系统表述(第一章)。

第二章分别介绍了绝对微分学和 Riemann 几何学。人们特别惊奇地看到, 最复杂的东西如何在 Weyl 手中变得简单自明。他首先介绍了两种“非 Euclid”几何; 然后是 Gauss 的曲面论和 Riemann 将其对多维流形的推广, 正是这种推广构建了广义相对论的形式基础。由于 Levi-Civita, Weyl 和 Hessenberg 关于 Riemann 曲率张量的形式研究, 近年来的进展变得极其清楚了。 [3]

在完全掌握这些形式工具以后, 第三章介绍了狭义相对论, 第四章介绍了广义相对论。狭义相对论占 59 页, 广义相对论占 54 页。正是在这里, Weyl 不仅展示了他对数学形式的轻松把握, 而且也显示了他对物理实质的深入洞察。

近来, Weyl 通过引力场方程的积分博得了相当多的赞誉。最后诸段的阐释典型地说明了一个天生的数学家在这里如何通过简化和澄清发挥影响。本书对于希望在这个领域工作的每一个人将有莫大的帮助, 更别提通过研究它获得的纯粹乐趣了。 [4] [5]

为了完备起见, 我想提一提, 我并不完全赞成作者对能量定理的解释, 也不同意他对理论物理学的论断和现实之间关系的观点。此外, 在一个物理学家看 [6]

- [7] 来,为了达到陈述的完备性,我想看到在第二版中应当给距离的物理意义(作为用量杆和时钟进行测量的直接结果)以更突出的地位。本书要求读者具备严密思考的能力,但并不需要多少预备知识。研究它付出的努力会获得丰厚的回报,也许没有人在学习本书之后会空手而归。
- [8]

A·爱因斯坦,柏林

发表在: *Die Naturwissenschaften* 6 (1918):373。1918年6月21日发表。

80

[1] Weyl 1918b。

[2] 在爱因斯坦 1918 年 3 月 18 日和 1918 年 7 月 3 日致 Hermann Weyl 的信(第八卷,文件 476 和文件 579 中)可以找到类似的赞誉。Weyl 著作的第 1 版到 1918 年 11 月就几乎售完,Weyl 认为,这在很大程度上应归功于爱因斯坦热情的评价(见 Hermann Weyl 致爱因斯坦的信,1918 年 11 月 16 日[第八卷,文件 657])。第二年出了未改动的第 2 版(Weyl 1919b)。该书后来诸版进行了重要的修订(Weyl 1919d, 1921, 1923)。

[3] Gerhard Hessenberg (1874—1925) 是布雷斯劳(今弗罗茨瓦夫)工业大学数学教授。在 *Levi-Civita 1917a* 和 *Hessenberg 1917* 中引进了平行移动的概念,并用来给出 Riemann 曲率张量的几何解释。在注 2 提到爱因斯坦致 Weyl 两信的第 1 封中,Weyl 借助平行移动对曲率的处理被挑出来特别给予赞扬。爱因斯坦在 1919 年夏季学期的广义相对论课程中,用平行移动概念导出了 Riemann 曲率张量的表达式(文件 19,[p. 10] 和 [p. 25]; 讨论见文件 19,注 16—21)。

[4] 在 Weyl 1918b 中被用来求得(带或不带宇宙学常数的)爱因斯坦场方程各静态球对称解的变分法最初用于 Weyl 1917。爱因斯坦在 1919 年夏季学期的广义相对论课程中采用了这种方法(文件 19,[p. 24]; 讨论见文件 19,注 88)。

[5] Weyl 1918b 的最后一节(sec. 33)是关于宇宙论的。1918 年 4—5 月爱因斯坦和 Weyl 之间的通信中对 Weyl 著作校样的讨论就集中在这一节(见 Hermann Weyl 致爱因斯坦的信,1918 年 5 月 19 日[第八卷,文件 544],注 1)。Weyl 的分析对爱因斯坦理解 De Sitter 解是重要的(见 Einstein 1918c [文件 5],注 8)。

[6] Weyl 著作第 27 节中能量动量守恒的讨论仿效了 Weyl 1917 和 Klein, F. 1917。按这条思路,能量动量守恒是作为恒等式出现的(见同 Felix Klein 的讨论,参阅 Einstein 1918c [文件 5],注 5)。爱因斯坦致 Klein 的信(提到 Weyl 的著作时)写道:“他用您在最近一篇文章中用过的同样的变分技巧导出了能量定律”(“Den Energiesatz der Materie leitet er mit demselben Variations-Kunstgriff ab wie Sie in Ihrer neulich erschienenen Note.” 爱因斯坦致 Felix Klein 的信,1918 年 3 月 24 日[第八卷,文件 492])。爱因斯坦在 1919 年夏季学期的广义相对论课程中采用了与此相同的“变分技巧”(文件 19,[pp. 13—17]; 讨论见文件 19,注 43--46)。

[7] 在序言中,Weyl 详细讨论了他的哲学观点,他让自己同现象主义者 Franz Brentano(1838—1917) 和 Edmund Husserl(1859—1938) 为伍,而同实证主义保持距离(Weyl 1918b, pp. 3—4)。关于 Weyl 哲学观点的讨论,见 Scholz 1995,该文强调了 Johann Gottlieb Fichte (1762—1814) 的影响,并把现象主义的影响归于 Weyl 的妻子 Helene Weyl née Joseph(1893—1948),她是 Husserl 的学生之一。

[8] 在 Einstein 1918g (文件 8) 中,爱因斯坦论证说,Weyl 1918a 中提出的引力和电磁统一理论同尺

和钟直接测量线元的概念不相容。Weyl 著作的第 1 版并未包括他的统一理论的讨论。然而,在第 3 版中,Weyl 没有听从爱因斯坦的劝告去强调线元的直接物理意义,而是对他自己的理论作了一个补充说明,其中线元确定到只差一个规范因子(Weyl 1919c secs. 34—35)。

11. “根据 241637 号专利驳回导航仪器公司的⁸¹
G43359 号专利申请的非官方专家意见”

根据 241637 号专利驳回导航仪器公司的 G43359 号 专利申请的非官方专家意见

81

[1918 年 7 月 16 日]^[1]

关于驳回导航仪器公司的 G43359 号专利申请的非官方专家意见^[2]

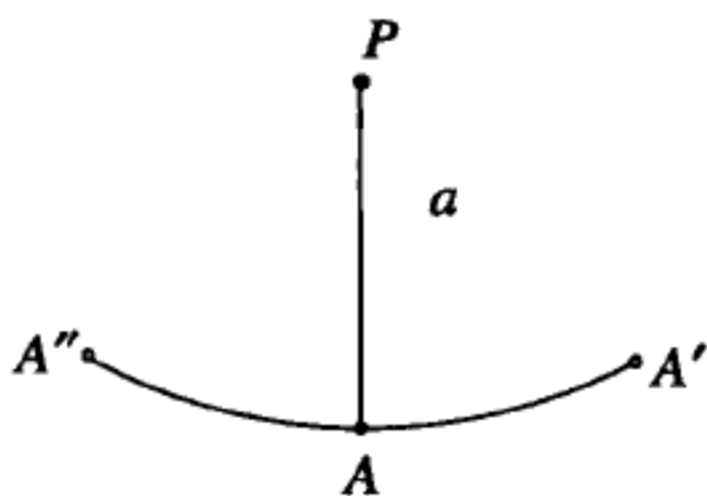
[p. 1]

根据: 241637 号专利^[3]

G43359 号专利申请和 241637 号专利涉及的问题都是避免罗盘陀螺仪摇晃误差的措施。因此, 在从技术上讨论法律问题之前, 我们要解释摇晃误差的来源。

A. 摇晃误差的原因。

在示意图中, A 表示罗盘陀螺仪那垂直于纸面的轴。陀螺体放置在一个框架内, 悬于点 P , 可自由旋转。垂线 PA (从 P 到陀螺仪轴) 有固定长度 a 的刚性连接, 然而可以转离垂线。此外, 点 A 也表示由陀螺体和框架室所组成系统的重心。



在船舶的摇晃运动中, P 点经受到“左—右”(在纸平面内)和“前—后”(垂直于纸平面)的水平加速度; 我们将称这些加速度为 B_r 或者 B_s 。对于陀螺仪的运动, 这些加速度等效于反方向的惯性力 (K_r 或者 K_s), 我们必须考虑它们对重心 A 的影响。重要的是, 在摇晃运动的一个或者几个周期内对加速度 B_r 和 B_s 取时间平均应为零, 因而所设想的、 A 点受到的惯性力 K_r 和 K_s 也为零。

[p. 2]

82

力 K_s 试图使陀螺仪轴偏离水平状态。按照陀螺仪定律, 它将使得陀螺仪轴围绕通过 P 点的垂线(缓慢!)旋转, 其速度同 K_s 的力矩(大小和正负号)的瞬时

值成比例。因而,这些力只会使陀螺仪轴围绕平衡位置产生轻微摆动,而不致因陀螺仪效应导致显著的偏离,因为,在对一个摇晃周期取平均后,中等的偏离角正如 K_1 的平均值一样变为零。所以,仅仅力 K_1 并无什么害处。

[p. 3] 力 K_1 寻求让 A 点绕 P 点摆动,以使陀螺仪轴仍然保持平行。示意图描述的振动为 $A-A'-A-A''-A\cdots$ 这些振动发生得非常精确,仿佛陀螺体没有旋转一样。如果这个振动的本征周期同摇晃的周期(或者与摇晃有关的振动周期)近乎相同,那么这些振动的振幅可能会相当大。不过,这些振动并不会影响陀螺仪轴的方向;因此,假如只有力 K_1 存在,是不会对罗盘陀螺仪产生太大的干扰的。

然而,由于力 K_1 和 K_2 同时存在,这些干扰就出现了。设力 K_1 产生摆动 $A-A'-A-A''\cdots$ 如果 A 在 A' 的位置,力 K_1 可以有某个符号(我们称之为正);这个力产生一个围绕通过 P 点的垂线而旋转的力矩 D' (我们称之为正)。在摆振动半周之后, A 到了 A'' 。力 K_1 (其时间平均值为零)可能同时改变了方向,因而取负值。不过,力 K_2 产生围绕通过 P 点的垂线而旋转的力矩 D'' 仍然为正,因为不仅力改变了方向,力臂也改变了方向。

因此,非常可能发生的情况是,在一个或几个摇晃周期之后,力矩 D 的平均值不等于零了。因而这个力矩可能使陀螺仪轴绕垂线旋转,并影响轴的中间静止位置,从而造成罗盘陀螺仪报告的系统性错误。防止这类误差正是这两个须加以讨论的专利作品所希望达到的目的。

B. 发明,是 241637 号专利的理由。

在剖析上述专利的发明理念时,我们看到这里有两个决定性的思想。

[p. 4] a) 通过阻碍(显著变慢或停止)陀螺仪轴(连同框架室)的平行振动 $A-A'-A-A''-A$ 来避免或显著减少摇晃误差。 83

b) 为实现这种阻碍,可以用两个或两个以上的陀螺仪(它们的轴不全部平行)来装备定向系统,并且所有陀螺仪不能刚性放置。在两个陀螺仪轴之间的夹角不因刚性连接得以保持的情况下,放置两个轴不平行陀螺的框架室将给每次扭转一个惯性阻抗。

在这件专利作品中,上述两个思想是表述得极其明显的。我特别指的是专利描述第一页的 47—60 行。^[4] 思想 a) 和 b) 表征着这项发明已经做到了底;因为每个专业的工程师都能建立一个可用的结构,除纯结构外没有留下其他有待解决的问题。

在专利描述中没有任何地方强调所有陀螺仪必须水平放置。根据这项发明的一般特征,每个专家一定很清楚那并没有什么关系。唯一重要的是,所有陀螺仪的合力矩有一个受地球自转影响的水平分量,这些陀螺仪的轴不要平行放置

和彼此刚性连接。

C. 43359 号专利登记。

不可否认,43359 号专利登记的主题利用了 241637 号专利隐含的发明思想。其定向系统也具有两个陀螺仪,它们的轴成一夹角,而且不是刚性地连接在一起。从纯形式上看,这项登记描述的实施方案也落入 241637 号专利的主要权利项之内。这是如此显然,以至理由无需赘述。 [p. 5]

因此能够谈及的唯一问题是:这项登记描述的、上述专利主题的具体化是不是有技术上的改进或创新。在此,只有两个在这项登记要求 1) 中提及的特征能够进行商讨,即

a)“有垂直轴”

b)“如此连接,使得……放慢,不影响这些陀螺的俯仰运动”。

首先必须指出,这项登记甚至没有试图证明,这些形式上的新特点作为发明的根据何在。我既没有看出新的发明思想,也没有看出什么改进,有的只是将 241637 号专利的创新内容作一点结构上的变化,而且这一点在专利作品中还没有特别提到。总之很明显,除非看到相反的证据,我会一直坚持这种观点,因为不然的话,我们就可能同那些增加一点不重要的东西、在专利描述中又不指明特色的专利打交道了。 84

对于 a) 我说明:为了避免摇晃误差唯一重要的是,让属于定向系统的两个陀螺仪的轴不平行,而且至少有一个根据情况灵活放置。

然而,是否有一个陀螺仪垂直放置,对于避免摇晃是无关紧要的。

对于 b) 是通过一个陀螺仪还是两个陀螺仪赋予定向系统的俯仰运动以惯性阻抗并不重要。顺便说一句,借助 241637 号专利的实施方案,陀螺仪冲力的阻尼振动横向分量也并未阻止俯仰运动。 [p. 6]

因此,我得到如下结论:

1) 43359 号专利登记的主题落入了 241637 号专利的保护区域。

2) 同 241637 号专利相比,43359 号专利登记内容的具体特点既不是源于新的发明思想,似乎也没有带来实际的进步;无论如何,登记人根本就没有提供出为此所需的证明。

署名 A·爱因斯坦

244, 提供了一个不同打字文本的转录, 可能是含有印刷错误的本文件副本[79 228]。本文件在第一页头上标有“副本”(“Abschrift”)。手写的改正尽管不是爱因斯坦的笔迹, 还是纳入转录稿中。文件头上的行政注记(不知出于谁手)已经删去。

[1] 本文件的日期参考了公司专利律师以 Anschütz & Co. 公司名义起草的一封信(见 Hugo Licht 致海军部长, 1919 年 7 月 30 日)。

[2] 非官方专家意见是受一个当事人之请求来参与争议。

[3] 这项专利申请名称为“Einrichtung an Kreiselkompassen zur Vermeidung von Schlingerfehlern(建立避免摇晃误差的陀螺罗盘)”, 1915 年 10 月 23 日由导航仪器公司提交, 登记为 G43359。考虑到这项申请侵犯了他自己关于三重陀螺罗盘的专利(Dreikreiselkompass; 德国专利 241637 号, 名称为“陀螺仪”, 1911 年 12 月 9 日批准), Hermann Anschütz-Kaempfe(1872—1931)在一个月前请求爱因斯坦作为一个专家代表他向公司提起诉讼(见 Anschütz 公司致爱因斯坦的信, 1918 年 6 月 6 日[第八卷, 文件 559])。在收到肯定答复后 3 天, Anschütz 将他的意见和有争议的申请一起寄给爱因斯坦(见 Anschütz 公司致爱因斯坦的信, 1918 年 6 月 21 日[第八卷, 文件 568])。爱因斯坦于 1918 年 7 月 7 日提交的专家意见不合用。在按照 Anschütz 公司 1918 年 7 月 12 日致爱因斯坦的信(第八卷, 文件 587)中的要求修改之后, 爱因斯坦写作了本文件。

85

Anschütz 输了这个案子, 导航仪器公司的专利申请于 1918 年 9 月 11 日作为德国专利 307847 号得到批准。

[4] 引证的段落是: “根据[专利的安排], 一个或多个陀螺仪要这样装在一个运动的系统中, 以使它们的扭力矩同系统围绕主陀螺仪旋转轴的运动相反。换言之, 这个系统也就形成围绕主陀螺仪旋转轴的、在 Föppl 引入意义上的‘回转摆’。因此在每一平面上都必须克服一个或多个陀螺仪的惯性阻抗, 引起振动周期的相应增加。于是系统在每一平面都有着很大的‘表观质量’。”(“Danach werden einer oder mehrere Kreisel an dem beweglichen System so angeordnet, daß sich ihr Drehimpuls den Bewegungen des Systems um die Rotationsachse des Hauptkreisels entgegenstellt. Mit anderen Worten, das System wird also auch um die Rotationsachse des Hauptkreisels als ‘Kreiselpendel’ in der von Föppl eingeführten Bedeutung ausgebildet. Es muß dann in jeder Ebene der Trägheitswiderstand eines oder mehrerer Kreisel überwunden werden, wodurch sich die Schwingungsdauer entsprechend erhöht. Das System stellt dann in jeder Ebene eine große ‘scheinbare Masse’ dar.”)

⁸⁶ 12. 1918—1919 年冬季学期在柏林大学和苏黎世大学的狭义相对论课程讲稿

1918—1919 年冬季学期在柏林大学和苏黎世大学的狭义相对论课程讲稿

[1918 年 10 月 11 日—1919 年 2 月下半月] ^[1]

11. X ^[2]

[p. 1]

Coulomb 定律 $\frac{ee'}{4\pi r^2} = \text{力}$ 。(Heav[iside] 单位) ^[3]

86

这意味着一般有

$\text{dive} = 0$ (在真空中)

$\text{dive} = \rho$ $\text{rote} = 0$	这里的电学量 全部来自能量原理	也有	$\text{divh} = 0$ (或者 σ) $\text{roth} = 0$
---	--------------------	----	---

恒定电流的磁效应经验事实

$$\int \mathfrak{h} ds = \int_n^i dS \quad \text{rot} \mathfrak{h} = \frac{1}{c} i$$

静电能量

$$\delta E = \int \varphi \delta \rho d\tau = \int \delta \left(\frac{e}{2} \right)^2 d\tau = \delta \left\{ \int \frac{e^2}{2} d\tau \right\}$$

能量密度 $\eta = \frac{e^2}{2} + \frac{\mathfrak{h}^2}{2}$ (能量分布的假设)

Maxwell 假设: 变化的电场产生位移电流

缓变电流的能量变化率是

$$-\frac{d}{dt} \left\{ \int \frac{\mathfrak{h}^2}{2} dV \right\} = \int (e \langle \mathfrak{h} \rangle i dV)$$

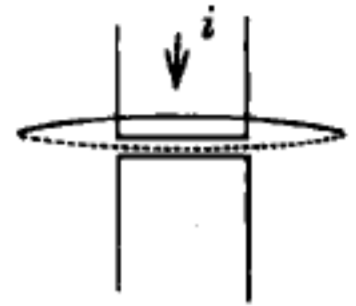
对第二式作分部积分得:

$$\int \mathfrak{h} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} + \text{rote} \right) dV = 0$$

〈最简单的〉 $\text{rote} = 0$ 对于非恒定电流不能成立。现在自然得到

$$\text{rote} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t}$$

87



在非恒定电流情形下, 方程 $\text{rot} \mathfrak{h} = \frac{1}{c} i$ 不能成立。因为若对方程两边求散度会导致矛盾。($\text{div} i = 0$) 现在假设 Gl. $\frac{\mathfrak{H}}{c}$.

$$\text{div}(i + A) = 0$$

$$\text{div} i + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \text{ 或者 } \text{div} \left(i + \frac{\partial e}{\partial t} \right) \text{ 因而 } \text{rot} \mathfrak{h} = \frac{1}{c} \left(i + \frac{\partial e}{\partial t} \right)$$

于是得到方程

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathfrak{h} &= \frac{1}{c} \left(\frac{\partial e}{\partial t} + i \right) & \text{rote} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} \\ \text{div} e &= \rho & \text{div} \mathfrak{h} &= 0 \end{aligned}$$

[p. 2]

电流的力密度。根据动量定理

$$\int (\mathfrak{h} \sigma + k) dV = 0$$

$$\mathfrak{h}_x \left(\frac{\partial \mathfrak{h}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{h}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{h}_z}{\partial z} \right)$$

根据第一个 Maxwell 方程作分部积分

$$\int \left(k - \frac{1}{c} [i, \mathfrak{h}] \right) dV = 0$$

$$k_{[m]} = \frac{1}{c} [i, \mathfrak{h}] = \rho \left[\frac{q}{c}, \mathfrak{h} \right]$$

因而总力为

$$k = \rho \left\{ e + \left[\frac{q}{c}, \mathfrak{h} \right] \right\}$$

88

18. X.

Lorentz 的静态物体理论^[4]

$$\begin{array}{l|l} \rho = \rho_l + \rho_d \\ i = i_l + i_d + i_m \end{array} \left| \begin{array}{ll} \rho_l = \rho & i_l = i \\ \rho_d = \frac{\partial p}{\partial t} - \text{div} p & i_d = \frac{\partial p}{\partial t} \\ \rho_m = 0 & i_m = \text{rot} q^{[5]} \end{array} \right.$$

对于 i_m 的推导:

由回路电流 \mathfrak{J} , 面积 f 和法向 n 构成的磁元^[6]

$$(q) = \frac{\mathfrak{J}}{c} f (N)n \quad \left| \quad q_d = \frac{\mathfrak{J}}{c} f N \cos \alpha \right.$$

通过面积元 dS 的电流^[7]

$$\mathfrak{J} \cdot (f \cos(\alpha) dS) \cdot (N) = (q) dS$$

对于所有的磁元[.....]. $\sum (q) dS = q dS$

通过面积的电流为 $\int q dS = c \int \text{rot}_n q dS$ ^[8]

由此 $i_m = \text{rot} q$



利用

[p. 3]

$$\begin{array}{l|l} \text{rot}(\mathfrak{h} - \frac{m}{c} \dot{A}) = \frac{1}{c} \frac{\partial (e + p)}{\partial t} + \frac{1}{c} i \\ \text{div}(e + p) = \rho \end{array} \left| \begin{array}{ll} \text{rote} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} \\ \text{div} \mathfrak{h} = 0 \end{array} \right. \begin{array}{l} i = \sigma e \\ p = (\epsilon - 1)e \\ m = (\mu - 1)(\mathfrak{h} - m) \mathfrak{h}. \end{array}$$

27. X. & (2. X.)

Roland,^[9] Röntgen 和 Eichenwald,^[10] Wilson,^[11] 等人的实验和 Fizeau 实验;后来的理论。除电流 i_l 外还需要位移电流 i_d 。

2. XI.

$$\begin{array}{ll} i = i_l + i_d & \rho = \rho_e + \rho_d \\ i_l = i + q \langle \text{div} p \rangle \rho & \begin{array}{l} \rho \\ -\text{div} p \end{array} \end{array}$$

计算 i_d

1) $\frac{\partial p}{\partial t}$

2) p 不随时间改变时由于 q 的贡献^[13]



$$-\int \operatorname{div} p \cdot q'_n dS + \left(\int_{S'} - \int_S \right) (p_n dS) \quad = - dt \int \operatorname{rot}_n [q, p] dS$$

现在有(然而)

$$\begin{aligned} \therefore \quad \left(\int \operatorname{div} p \cdot q'_n dS \right) &= \int_{S'} - \oint_S + \int p_n [\langle q \rangle dS, q'_n] \\ &\quad \int dS [q'_n, p] \\ &\quad \int \operatorname{rot}_n [q'_n, p] dS \end{aligned}$$

因而 $\rho_{\text{tot}} = \rho - \operatorname{div} p$

$$i_{\text{tot}} = i + q\rho - \operatorname{rot}[q, p]$$

亦即 Lorentz 方程为

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \left\{ h + \left[\frac{q}{c}, p \right] \right\} &= \frac{1}{c} \frac{\partial (e + p)}{\partial t} + \frac{1}{c} i + \frac{q}{c} \rho & \operatorname{rote} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} \\ \operatorname{div}(e + p) &= \rho & \operatorname{div} h &= 0. \\ & & i &= \sigma \left(e + \left[\frac{q}{c}, h \right] \right) \\ & & p &= (\epsilon - 1) \left(e + \left[\frac{q}{c}, h \right] \right) \end{aligned}$$

在 Fizeau 实验^[14] 中没有任何推导

[p. 4]

$$\operatorname{rot} \left\{ h + \left[\frac{q}{c}, p \right] \right\} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad \left| \quad \operatorname{rote} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} \right.$$

90

只有 e_y, p_y, h_z 是 $(x - Vt)$ 的函数, 其余分量为零

$$\begin{aligned} + h' + \frac{q}{c} p' &= + \frac{V}{c} h' (e' + p') & & \\ e' = \frac{V}{c} h' & & & p' = (\epsilon - 1) \left(e' - \frac{q}{c} h' \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} \frac{V}{c} e' - \frac{q}{c} p' - h' = 0 \\ e' - \frac{V}{c} h' = 0 \\ e' - \frac{1}{\epsilon - 1} p' - \frac{q}{c} h' = 0 \end{array} \right| \quad \left. \begin{array}{l} \frac{V}{c} \quad \frac{q}{c} + \frac{V}{c} \quad 1 \\ 1 \quad 0 \quad \frac{V}{c} \\ 1 \quad \frac{1}{\epsilon - 1} \quad \frac{q}{c} \end{array} \right|^{[16]} = 0 \\ + \frac{V^2}{c^2} \end{aligned}$$

$$\cancel{2 \frac{Vq}{c^2} + \frac{1}{\epsilon - 1} - \frac{V^2}{c^2(\epsilon - 1)} = 0 = 0}$$

$$2 \frac{Vq}{c^2} (\epsilon - 1) + 1 - \epsilon \frac{V^2}{c^2} = 0^{[17]}$$

$$V = V_0 + \Delta$$

$$\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

$$2 \frac{V_0 q}{c^2} (\epsilon - 1) = 2 \frac{\Delta}{V_0}^{[18]}$$

$$\Delta = n \frac{(\epsilon - 1)}{n^2} q = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) q \quad \left| \quad V = V_0 + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) q \right.$$

9. XI 由于革命而取消^[19]

16. XI. } Lorentz 变换
23. XI. }

30. XI 星体和时钟

7. XII 速度的加法定理

Minkowski 对于 Lorentz 变换的解释

14. XII 相对性原理和 Lorentz 变换

91

用矢量和张量使理论完善化

张量的理论

[p. 5]

21. XII

三维空间中的对称和反对称张量。特殊张量 $\delta_{\mu\nu}$ 和 $\delta_{\rho\sigma\tau}$ 。微分运算

4. I. 19. ^[20]

Minkowski 有重物体

首先按 Lorentz 的想法补充

对于静止物体有 Lorentz 方程

$$\text{rot}(\mathfrak{h} - m) = \frac{\partial e + p}{\partial t} + i \quad \left| \quad \text{rote} + \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} = 0\right.$$

$$\text{div}(e + p) = \rho \quad \left| \quad \text{div} \mathfrak{h} = 0\right.$$

对于静态 $-m_x \quad -m_y \quad -m_z \quad -ip_x \quad -ip_y \quad -ip_z$

$$p_{23} \quad p_{31} \quad p_{12} \quad p_{14} \quad p_{24} \quad p_{34}$$

$$\frac{\partial (f_{\mu\nu} + p_{\mu\nu})}{\partial x_\mu} = \mathfrak{S}_\mu^{[21]} \quad (\text{传导电流四维矢量})$$

$$\frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial f_{\nu\rho}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial f_{\rho\mu}}{\partial x_\nu} = 0^{[22]}$$

物态

$p_{\mu\nu} \mathfrak{D}_\mu u_\nu$	$p_{12} \mathfrak{D}_2 u_2 + p_{13} \mathfrak{D}_3 u_3 + p_{14} \mathfrak{D}_4 u_4$	$-m_x \frac{p_y}{\sqrt{\quad}} + m_y \frac{p_z}{\sqrt{\quad}} \langle + \rangle - ip_x \frac{i \langle c \rangle}{\sqrt{\quad}}^{[23]}$
$f_{\mu\nu} \mathfrak{D}_\nu u_\nu$	$f_{12} u_2 + f_{13} u_3 + f_{14} u_4$	$- \quad \quad \quad [24] \quad -ie_x \frac{i}{\sqrt{\quad}}$

$$(\epsilon - 1) f_{\mu\nu} u_\nu = p_{\mu\nu} u_\nu$$

92

$$-\frac{\mu}{1+\mu} \cdot \begin{matrix} 1 \\ [||] \\ f_{23} \mathfrak{D}_4 + \cdot + \cdot \end{matrix} \left| \begin{matrix} p_{23} \mathfrak{D}_4 + p_{34} \mathfrak{D}_2 + p_{42} \mathfrak{D}_3 \\ \hline \hline \hline \end{matrix} \right. \begin{matrix} -m_x \cdot \frac{i}{\sqrt{\quad}} \\ \hline \hline \hline \end{matrix} \begin{matrix} b & m \\ m = \mu(b - m) \\ m(1 + \mu) = \mu b \\ m = \frac{\mu}{1 + \mu} b^{[26]} \end{matrix}$$

$$p_{\mu\nu} \mathfrak{D}_\nu u_\rho + \cdot + \cdot = -\frac{\mu}{1+\mu} \left((f_{\mu\nu} u_\rho + \cdot + \cdot)^{[27]} \right. \\ \left. \left(-1 + \frac{1}{1+\mu} \right) \right)$$

$$(p_{\mu\nu} + f_{\mu\nu}) u_\rho + \cdot + \cdot = -\frac{1}{1+\mu} (f_{\mu\nu} u_\rho + \cdot + \cdot)$$

课程结束装订(苏黎世笔记)^[28]

[p. 6]

$\frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial e_x}{\partial t} = \frac{1}{c} i_x$	i	f_{23}
$\frac{\partial h_x}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial e_y}{\partial t} = \frac{1}{c} i_y$	$\frac{\partial e_x}{\partial y} - \frac{\partial e_y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial h_x}{\partial t} = 0$	$\frac{\partial f_{23}}{\partial x_4} - \frac{\partial f_{34}}{\partial x_2} + \frac{1}{c} \frac{\partial f_{41}}{\partial x_2} = 0$
$\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{\partial e_x}{\partial t} = \frac{1}{c} i_x$	$\frac{\partial e_x}{\partial z} - \frac{\partial e_z}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial h_y}{\partial t} = 0$	_____
$\frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z} = \rho$	$\frac{\partial h_x}{\partial x} + \frac{\partial h_y}{\partial y} + \frac{\partial h_z}{\partial z} = 0$	_____

[p. 7]

将第一组另作排列

$$\cdot + \frac{\partial h_x}{\partial y} + \frac{\partial -h_y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial -e_x}{\partial t} = \frac{1}{c} i_x$$

$$-\frac{\partial h_x}{\partial x} + \cdot + \frac{\partial h_x}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial -e_y}{\partial t} = \frac{1}{c} i_y$$

$$\frac{\partial (-i e_x)}{\partial x} + \frac{\partial -i e_y}{\partial y} + \cdot = i \rho$$

$$\begin{array}{cccccc}
 f_{23} & f_{31} & f_{12} & f_{14} & f_{24} & f_{34} \\
 h_x & h_x & h_y^{[29]} & -ie_x & -ie_y & -ie_z
 \end{array}$$

93

$$\boxed{\frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \frac{1}{c} \mathfrak{J}_\nu^{[30]}} \quad \begin{array}{cccc} \mathfrak{J}_1 & \mathfrak{J}_2 & \mathfrak{J}_3 & \mathfrak{J}_4 \\ \frac{i_x}{c} & \frac{i_y}{c} & \frac{i_z}{c} & i\rho \end{array}$$

电流密度的分析 $\rho_0 \frac{dx_\nu}{ds}$

$$\boxed{ds = \sqrt{-\sum dx_\nu^2} = dt\sqrt{c^2 - q^2}}$$

基本不变量

$$= cdt\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} = cd t v$$

我们令 $\frac{\rho_0}{\sqrt{V}} = \rho$, 则 4 个分量为

$$\begin{array}{cccc}
 \mathfrak{J}_1 & \mathfrak{J}_2 & \mathfrak{J}_3 & \mathfrak{J}_4 \\
 \frac{1}{c} \left(\rho_0 \frac{dx_1}{dt} \right) & \cdot & \cdot & i\rho_0 \\
 i_x & & &
 \end{array}$$

电荷守恒定律为

$$\sum \frac{\partial \mathfrak{J}_\nu}{\partial x_\nu} = 0.$$

电荷总量是不变量

$$\rho_0 dx_1 dx_2 dx_3 dt = dV_0 = dV_0$$

[p. 8]

力密度

$$\rho e + \left[\frac{i}{c}, h \right] = k_x$$

X 分量

$$\rho e_x + \frac{i_y}{c} h_z - \frac{i_z}{c} h_y$$

$$= f_{12} \mathfrak{J}_2 + f_{13} \mathfrak{J}_3 + f_{14} \mathfrak{J}_4 = \mathfrak{K} k_1$$

是四维矢量的第一个分量。我们构成第 4 个分量

$$f_{41} \mathfrak{J}_1 + \cdot + \cdot = ie_x \cdot \frac{i_x}{c} + \cdot + \cdot = i \frac{l}{c}^{[31]}$$

于是有

$$\begin{array}{cccc}
 k_1 & k_2 & k_3 & k_4 \\
 k_x & k_y & k_z & \frac{il}{c}
 \end{array}$$

94

我们得到总动量和总能量

$$\int dx_1 \cdots dx_4 = \text{不变量} = \int dV dx_4$$

$$\left. \begin{array}{l} \int (\int k_1 dV) dx_4 \\ \hline \int (\int k_4 dV) dx_4 \end{array} \right\} \text{也是四维矢量}$$

动量定理 $\int k_1 dV = \int k dV = \frac{dI_x}{dt}^{[32]}$

能量定理 $\int k_4 dV = \frac{i}{c} \int l dV = \frac{i}{c} \frac{dE}{dt}$

在两个时间边界之间积分得四维矢量

$$\Delta I_1 \quad \Delta I_2 \quad \cdot \quad \frac{i}{c} \Delta E$$

对于增量适用的性质也应当适用于数值本身(假设),故

$$I_1, \quad , \quad \frac{i}{c} E \quad \text{也是四维矢量}$$

其他推导。将依赖于质量 M 和速度

$$\frac{dx_\nu}{ds} \quad \left(ds = \frac{1}{c} \sqrt{-dx_\nu^2} = dt \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} \right)$$

$$M \frac{dx_1}{ds} \quad \cdots \quad M \frac{dx_4}{ds}$$

通过证明得出

95

$$I_1 = M \frac{q_x}{\sqrt{\quad}}$$

$$E = \frac{M}{c^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}$$

事实上对于静止系而言

$$I_1 = 0$$

[p. 9]

$$\boxed{E_0 = \frac{M}{c^2}}$$

电磁场动量定理的证明。

$$\begin{aligned}
 -k_\nu &= f_{\mu\nu} \mathfrak{J}_\mu \\
 &= f_{\mu\nu} \frac{\partial f_{\mu\sigma}}{\partial x_\sigma} \quad (\text{Maxwell 方程组中的第一个方程}) \\
 &= \frac{\partial}{\partial x_\sigma} (f_{\mu\nu} f_{\mu\sigma}) - f_{\mu\sigma} \frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \\
 &= \cdot + f_{\mu\sigma} \left(\frac{\partial f_{\nu\sigma}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial f_{\sigma\mu}}{\partial x_\nu} \right) \quad [33] \\
 &= \cdot + \frac{\partial}{\partial x_\mu} (f_{\mu\sigma} f_{\nu\sigma}) - f_{\nu\sigma} \frac{\partial f_{\mu\sigma}}{\partial x_\mu} \\
 &\quad + \frac{\partial}{\partial x_\nu} (f_{\mu\sigma} f_{\sigma\mu}) - f_{\sigma\mu} \frac{\partial f_{\mu\sigma}}{\partial x_\nu} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_\nu} (f_{\mu\sigma}^2) \quad [34] \\
 -k_\nu &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{1}{2} f_{\sigma\mu} f_{\sigma\nu} - \frac{1}{4} f_{\sigma\tau}^2 \delta_{\mu\nu} \right) \quad \left. \begin{array}{l} \mu = 1 \quad \nu = 4 \\ f_{21} f_{24} + f_{31} f_{34} \\ h_x e_y - h_y e_x \end{array} \right\} T_{\nu\mu}
 \end{aligned}$$

我们可以令

$$\left. \begin{array}{l} k_1 = -\frac{\partial T_{11}}{\partial x_1} - \frac{\partial T_{12}}{\partial x_2} - \frac{\partial T_{13}}{\partial x_3} - \frac{\partial T_{14}}{\partial x_4} \\ \text{-----} \\ \text{-----} \\ k_4 = -\frac{\partial T_{41}}{\partial x_1} - \frac{\partial T_{42}}{\partial x_2} \quad \cdot \quad -\frac{\partial T_{44}}{\partial x_4} \end{array} \right\} \cdot k_\mu = -\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}$$

96

电磁场的能量张量。

物理意义

$$\left. \begin{array}{l} \kappa_x = -\frac{\partial p_{11}}{\partial x} - \frac{\partial p_{12}}{\partial y} - \frac{\partial p_{13}}{\partial z} - \frac{\partial s_1}{\partial t} \\ \text{-----} \\ \text{-----} \\ \frac{i}{c} \Big|_l = -\frac{\partial s_x}{\partial x} - \frac{\partial s_y}{\partial y} - \frac{\partial s_z}{\partial z} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \end{array} \right\} \begin{array}{l} T_{rs} = p_{rs} [u] \mathfrak{S}_r = T_{rs} \\ s_{[s]} = \frac{i}{c} T_{[4s]} \quad T_{44} = -\eta \end{array}$$

一般定理: $k_\mu = -\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}$

对于〈完全〉封闭系统 $\sum \frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$

从能量动量守恒定理的微分形式变换到积分形式

$$T_{\mu\nu} = p\delta_{\mu\nu} + \rho_0 \langle dx_\mu \rangle u_\mu u_\nu^{[35]} \quad u_\nu = \frac{dx_\nu}{ds} \quad \sum u_\nu^2 = 1 \quad [\text{p. 10}]$$

$$-T_{44} = -p + \rho$$

$$\frac{\partial}{\partial x_{(\mu)\nu}} (p\delta_{\mu\nu} + \rho_0 u_\mu u_\nu)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_{(\nu)\mu}} + \langle \rho_0 \rangle u_\mu \frac{\partial \rho_0 u_\nu}{\partial x_\nu} + u_\nu \rho \frac{\partial \langle \rho \rangle u_\mu}{\partial x_\nu} = 0$$

$$\frac{d\rho u_\mu}{ds}$$

97

$$u_\mu \left| \rho \frac{d \langle \rho \rangle u_\mu}{ds} + \frac{\partial p}{\partial x_{(\nu)\mu}} + \langle \rho \rangle u_\mu \frac{\partial \rho u_\nu}{\partial x_{(\mu)\nu}} = 0 \right.$$

$$\boxed{\frac{dp_{\langle \nu \rangle}}{ds} - \frac{\partial \rho u_\nu}{\partial x_\nu} = 0}$$

连续性方程

$$\frac{\partial p}{\partial x_\mu} + \rho \frac{du_\mu}{ds} + u_\nu \frac{dp}{ds} = 0^{[36]} \quad K_\mu$$

静止能量密度 $= -p + \rho = f(p)$

从状态方程

$$V_0 \quad M_0 \quad p_0 = 0$$

$$E = M_0 \langle + \rangle - \int_0^p p \, dV$$

$$-p + \rho = \frac{M_0}{V} - \frac{\int p \, dV}{V} = f(p)$$

$$\rho = \frac{1}{V} \left(\frac{M_0}{\langle V \rangle} \langle + \rangle - \underbrace{pV + \int \langle p \rangle V dp \langle V \rangle}_{\int V dp} \right)^{+p} \quad \langle \Rightarrow \rangle \frac{1}{V} (M_0 + \int V dp)^{[37]}$$

$$= \rho_0 + \frac{1}{V} \int V dp$$

质点运动方程的推导

$$\textcircled{K_m V} = \rho V_0 \frac{V}{V_0} \frac{du_\mu}{dt \sqrt{1-q^2}} = M \frac{du_\mu}{dt} = M \frac{d}{dt} \left(\frac{q_\mu}{\sqrt{1-q^2}} \right)$$

AD. [3 009]. 这个文件保存在一个笔记本中, 大小为 16cm×21cm, 由 10 个未编码页组成。这里提供的页码以方括号显示于页边。封面上出现的标题为“相对论, 1918—1919 年冬季学期”。笔记本前面的 5 页

转录在这个文件里。从[p. 6]开始,这个笔记本也包含了1919年夏季学期的讲课笔记,刊于本卷文件19。冬季学期的讲课笔记从笔记本的背后上下颠倒继续写,就是这里的[pp. 7—10]。笔记本在[p. 8]和[p. 9]之间有一页被撕掉了。

[1]这个文件的日期推断是假设,爱因斯坦准备这些笔记是在1918—1919年冬季学期在柏林大学和苏黎世大学讲课期间。柏林的学期安排是从1918年9月30日到1919年2月1日(见*Berlin Verzeichnis 1918*, 标题页),但爱因斯坦在1月初离开了柏林。他的注释“课程结束时装订(苏黎世笔记)”(见注28) 98表明,至少这个笔记部分是为苏黎世的课程而写的,他在那里的讲课时间从1919年1月20日直到2月下半月(见注20和注28)。

[2]在这些讲课笔记中对狭义相对论和协变电动力学的讲解,相当接近于1912—1914年期间未发表的关于狭义相对论手稿的处理(见第四卷,文件1)。下面,这个手稿将称为“第四卷,文件1”。这些讲课笔记也显示出和爱因斯坦1914—1915年冬季学期在柏林大学讲授的狭义相对论课程有许多相似之处(见爱因斯坦在第六卷,文件7中关于该课程的笔记)。讲课是有日期的。给出的头两个日期是星期五,接着的一个日期是星期日,其余都在星期六。涉及的题目顺序显示出与1914—1915年讲授的课程(第六卷,文件7)有一个值得注意的变化。在早先的课程中,头两讲包含对相对性原理的哲学辩护,接着是狭义相对论概念的实验基础,特别是Fizeau关于运动水流中的光速实验。不像以前的阐释,在本次课程中,爱因斯坦从Maxwell方程和Lorentz电动力学的理论陈述开始,他不再需要让听众相信狭义相对论已经同电磁学的基本理论完全融为一体。只是在这种理论介绍之后,他才在第2讲中继续讨论Fizeau实验。

[3]*Heaviside 1892*, p. 199。也见第四卷文件1, p. 9。

[4]下面有关磁极化电流表达式的相当密集的计算可能是基于*Lorentz 1940b*, secs. 15, 28, 31和48。注意,在第四卷,文件1, p. 18中,爱因斯坦避免这种比较严格的方法,而喜欢基于电极化介电体情形直接类比的较简单的路子。接下去, q 是磁偶极矩。再下一页,当写下静态物质的Maxwell-Lorentz方程时,爱因斯坦将 q 改为 m ,这是他用于表示磁极化矢量的符号。

[5]这里应当是 $i_m = c \operatorname{rot} q$ 。

[6]这里爱因斯坦考虑了一个由电流回路组成的磁元,回路电流为 \mathfrak{J} ,面积为 f ,法线为 n 。他由此导出了回路的磁偶极矩 $q = \frac{\mathfrak{J}}{c} f n$ 。在下面一行,仿效*Lorentz 1904a*, sec. 28的符号,他将单位体积中磁元,或电流回路的数目乘以 N ,写出所考虑物质的磁偶极矩密度(电流回路代表束缚电子)。围绕 q 的括号可能代表单位体积的平均偶极矩,假设电流回路完全相同, (N) 为单位体积中磁元的平均数。下一行右边是 q 投影到另一法线的表达式(见旁边的图),该法线于第一条法线的角写为 $n\alpha$ 。

[7]这里和下面一行,爱因斯坦计算了通过面积元 $d\mathfrak{s}$ 的电流,并对回路的取向进行了平均,他认为这等于上一行中计算的平均磁偶极密度(见注6)。方程右边漏掉了因子 c 。

[8]在这一行,爱因斯坦援引Stokes定理证明,上面两行计算的(见注7)通过物质中给定面积的总电流,可以借助曲线积分重写,积分沿围绕该面积的闭合曲线进行,线元为 dS 。方程右边的因子 c 应当删去。这就在下一行直接给出了用 q 表达物质的磁极化电流的关系式,它应当是 $i_m = c \operatorname{rot} q$ 。

[9]*Rowland 1878*, *Rowland and Hutchinson 1889*(见第四卷,文件1,注8)。

[10]*Röntgen 1888*和*Eichenwald 1903, 1904*(见第四卷,文件1, p. 17,注21,和第六卷,文件7,注11)。有关这些实验的讨论,例如见*Laue 1913*, § 2,和*Pauli 1921*, sec. 36,以及*Wilson, H. 1904*。

[11]*Wilson, H. 1904*(第四卷,文件1, p. 17,注22,和第六卷,文件7,注8)。

[12]*Fizeau 1851*。关于Fizeau实验重要性的讨论,见文件31,[pp. 1—2]和[p. 13]。

[13]直到手稿本页底部所作的这个论证,遵循的是第四卷,文件1, pp. 25—27对于缓慢运动粒子的 99 Maxwell-Lorentz方程进行的计算。注意, q 现在和文件整个其余部分,指的是一个给定质量或物体的

速度。

[14]下面 Fresnel 系数的推导是遵循 Lorentz 1892a, pp. 524—526。也见第四卷,文件 1, pp. 27—28, 和第六卷,文件 7, pp. 47—48。

[15]这个插入应当是“ $-V/c$ ”,如果(像显示的那样)为了改正起见假设该项应为“ $-(q/c-V/c)p'$ ”的话。

[16]矩阵顶行中间的项应当是“ $q/c-V/c$ ”。

[17]在这个推导中,爱因斯坦在这里写下了正确的公式,改正了注 16 中指出的矩阵中的错误。可推测他改正这个错误是凭记忆,知道在他写下的矩阵中会有的交叉项 $2Vq(\epsilon-1)/c^2$ 没有消掉。紧接矩阵下面被删去的方程也暗中改正了这个错误。在这个方程中的 q ,即 Fizeau 实验中的流水(或其他运动介电质)的速度当作远小于 c 的量处理。

[18]这里 V_0 是静止水中的光速, Δ 是水在其中运动的参考系中光速的改正量, Δ 远小于 V_0 。

[19]1918 年 11 月 9 日,帝国政府在柏林武装工人群众示威的冲击下垮台。不久后,爱因斯坦、柏林大学特聘物理学教授 Max Born(1882—1970)和心理学教授 Max Wertheimer(1880—1943)穿过革命的柏林来到议会呼吁释放被大学的革命学生监禁的一些柏林大学的教授(见爱因斯坦致 Pauline Einstein 的信,1918 年 11 月 11 日[第八卷,文件 651],注 3 和那里的参考文献,以及 Born 1975, pp. 257—259)。

[20]这是笔记中给出的最后一个日期,一定是爱因斯坦打算讲的最后一次课,他因为“紧迫的原因”(“aus dringlichen Gründen”;苏黎世州教育管理宣言,1920 年 1 月 9 日, SzZU, 州长档案, No. 208—10),比预计早一些离开柏林,到 1919 年 1 月 9 日他已经在苏黎世。爱因斯坦去苏黎世在苏黎世大学讲授的课程与在柏林讲的题目相同(见爱因斯坦致 Heinrich Mousson 的信,1918 年 12 月 17 日[第八卷,文件 674])。笔记中其余的材料大致遵循了第四卷文件 1 第 4 节关于动体电动力学的内容。

[21]这个方程应当是“ $\frac{\partial(f_{\mu\nu} + p_{\mu\nu})}{\partial x_\nu} = \mathfrak{S}_\mu$ ”。

[22]第 3 项“ $\frac{\partial f_{\rho\mu}}{\partial x_\mu}$ ”应当是“ $\frac{\partial f_{\rho\mu}}{\partial x_\nu}$ ”。

[23]这一行和下一行根号下面的空白应当是“ $1-q^2$ ”。

[24]这里被虚线分开的两项应当是“ $h_x \frac{q_y}{\sqrt{1-q^2}} - h_y \frac{q_x}{\sqrt{1-q^2}}$ ”。

[25]“ h_1 ”应当是“ h_x ”。在这一项和正上面一项中,根号下面漏掉的项是 $1-q^2$ 。在这两行中,爱因斯坦忽略了用四维速度 u_μ 的分量来代替 \mathfrak{S}_μ 的分量。

[26]以 $m = (\mu-1)h$ 开始[第四卷,文件 1, p. 12, 方程(8)],取 $h = b-m$, 应得 $m = \frac{\mu-1}{\mu}b$, 而不是爱因斯坦在这里推出的结果。

100

[27]如果作注 26 中的改正,这个方程写全应当是 $p_{\mu\nu}u_\rho + p_{\nu\rho}u_\mu + p_{\rho\mu}u_\nu = -\frac{\mu-1}{\mu}(f_{\mu\nu}u_\rho + f_{\nu\rho}u_\mu + f_{\rho\mu}u_\nu)$ 。这个方程和正上面爱因斯坦给出的方程一起,与(例如)Pauli 1921, p. 662 的方程(286)一致。

[28]爱因斯坦在到达苏黎世后完成了这个课程的笔记,可能对他在那里讲授同一题目的课程有帮助(见注 20)。在笔记本同一页开始的关于广义相对论的讲课笔记也是这一时期所写的作品,在本卷中作为文件 19 出现。

[29]电磁场张量 $f_{\mu\nu}$ 的这些分量应当是“ $f_{23} = h_x$ ”, “ $f_{31} = h_y$ ”和“ $f_{12} = h_z$ ”。

[30]这里“ \mathfrak{S}_ν ”应当是“ \mathfrak{S}_μ ”。

[31]第 1 和第 3 个 i 应当是虚数单位 i 。量 l 不同于第四卷文件 1 或第六卷文件 7 中所用的符号,是被接收器吸收的电磁能量密度的通量。

[32]“ k ”应当是“ k_x ”。

[33]根据 Maxwell 方程组的第 2 个方程,这一行的项等于上面方程中的第 2 项 $f_{\mu\sigma} \frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma}$ 。爱因斯坦在推导电磁能量动量张量 $T_{\mu\nu}$ 的形式。

[34]本行未消去的项和上一行的两项相加得 $f_{\mu\sigma} \frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma}$ (见前一个注)。为继续推导,将项 $-f_{\nu\sigma} \frac{\partial f_{\mu\sigma}}{\partial x_\mu}$ 移到左边。通过改变求和变量 μ 和 σ 的名称,整理两边的项,除以 2 则得到下一行中 k_ν 的表达式。见 *Einstein 1916b* (第六卷,文件 27),第 2 节。

[35]有关爱因斯坦对理想流体能量动量张量这种表示的解释,见 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), p. 811。

[36]第 3 项应当是“ $u_\mu \frac{dp}{ds}$ ”。

[37]爱因斯坦删去了这一行的等号。不过,如果包括上一行写下的“ $+p$ ”项,垂线左边和右边的表达式是相等的。垂线左边的表达式是用分部积分从上一行推出的。

〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突

I

到1918年,广义相对论在德国科学界内部获得了大量好评。此外,许多欧洲科学家对该理论的发展也作出了重要贡献:在莱顿, Hendric A. Lorentz, Willem de Sitter, Gunnar Nordström, Johannes Droste(1886—1963)和 Adriaan Fokker(1887—1968)是新理论最早的一批耕耘者;在格丁根,数学教授 David Hilbert(1862—1943), Felix Klein, Emmy Noether, Jakob Grommer 和其他人对理论的早期发展也作出了贡献;在苏黎世, Hermann Weyl 是理论最热情的建议者之一;在剑桥, Arthur S. Eddington 成为该理论在讲英语国家中最有影响的拥护者;在罗马,许多数学家工作于该理论较为形式的方面,其中最主要者为 Tullio Levi-Civita;在维也纳, Erwin Schrödinger, 私立大学物理讲师 Hans Thirring(1888—1976), 联邦实科高级中学教授 Hans Bauer 和其他人也是早期文献的作者。^[1]

相对论也遇到一些有意义的批评,多半是关于纯科学方面的问题(见序)。然而,也有少数批评者怀有科学以外的动机,这使他们从总体上拒绝爱因斯坦的理论。这些反相对论的人当中最直言不讳者是实验物理学家 Ernst Gehrcke 和 Philipp Lenard。^[2] 爱因斯坦对这些批评的最初回应, *Einstein 1918k*(文件 13)和 *Einstein 1918l*(文件 15),正好是出现在帝制崩溃、理性衰落的时期。 *Einstein 1920f*(文件 45)和 *Einstein et al. 1920*(文件 46)则是爱因斯坦对 Gehrcke 和其他反相对论者后来组织的攻击的有力回答,反映了 Kapp 暴动后柏林人际关系的进一步恶化。在这两年之中,反犹太主义成为德国政治生活中的重大问题(见《〔编者按〕爱因斯坦与犹太问题》pp. 221—236)。爱因斯坦那时在致 Paul Ehrenfest 的信中说“反犹太主义在这里势力强大,反动气焰嚣张,至少在‘知识分子’中是如此”。^[3]

在这些混乱事件中,爱因斯坦去听了1920年8月24日在柏林音乐厅所作的两个反相对论演讲。他在那里听到这些诽谤者指控他沽名钓誉、操纵出版、剽窃抄袭等,不一而足。科学争议已退居不显眼的地位。爱因斯坦在 *Einstein 1920f*(文件 45)中对这些攻击的愤怒回答,是他同两个主要对手之间长期紧张关系的结果。他不寻常的敌意使朋友和敌人都感到吃惊。这也为一个月后在巴特瑙海姆的一场严重冲突做好了准备,爱因斯坦和 Lenard 在那里就广义相对论的价值进行了一场面对面的论战(*Einstein et al. 1920*[文件 46])。在这种激烈的气氛中,要双方一直保持冷静的头脑是不可能的。Max Planck 和其他相对论的支持者未能弥合德国物理学界内部的友好关系由这次会议产生的深深裂痕。1919年晚些时候,爱因斯坦由于英国日全食观测成功已经获得了国内和国际声誉。然而,随着1920年柏林和巴特瑙海姆会议的到来,他的名字和著作变成了日益尖锐和极化的德国舆论的焦点。

历史学家认为,是爱因斯坦而不是其批评者首先在著作中提出了反犹太主义问题。^[4] 他们

谈到爱因斯坦在 *Einstein 1920f* (文件 45) 中明确提及反相对论者攻击中的反犹主义暗流：“我有充分理由相信这件事背后有追求真理之外的其他动机。（假如我是一个德国国家主义者，无论是否佩戴纳粹标记，而不是一个有自由主义和国际主义倾向的犹太人的话……）”然而，有关的端倪显示爱因斯坦对他的两个批评者的尖刻回答只能出自一长串挑衅之后。^[5] 爱因斯坦对柏林会议气氛的看法在他后来的反应中起了重要作用。

II

Gehrcke 对爱因斯坦理论的一系列批评在 1911 年就已经开始。^[6] 到 1913 年，他提出相对论的成功主要归于宣传上的努力。他称“经典相对论”是相互矛盾的前提的混合和物理学中“群众建议”的有趣例子。^[7] Max Born 立即反驳说，相对论的逻辑自洽性事实上能够用 Minkowski 四维时空表示来证明。^[8]

Gehrcke 和爱因斯坦都曾出席柏林大学实验物理学教授 Heinrich Rubens (1865—1922) 组织的星期三物理讨论会。1914 年 5 月 20 日和 27 日会议的主题是讨论相对论。这看来使 Gehrcke 有机会要求爱因斯坦说明时钟佯谬和时间的相对性：一只相对于在惯性系静止的同步时钟 A 运动的时钟 B 将会变慢。此外，如果钟 B 沿闭合路径旅行返回与钟 A 相遇，那么钟 B 将显示出逝去的时间比钟 A 显示的少。Gehrcke 相信这会导致直接矛盾，因为同样也可将钟 B 看做静止而钟 A 相对于它运动。他向爱因斯坦提出这个问题，后者回答说运动的钟 B 落后是因为与钟 A 不同，它受到了加速。爱因斯坦解释说，这种加速与两个钟之间的时间差值无关，但其存在导致了钟 B 而不是钟 A 的变慢。“加速运动在相对论中是绝对的。”^[9] Gehrcke 把这句话写进一篇短讯投给 *Die Naturwissenschaften*。他后来宣称，编辑 Arnold Berliner 随后同爱因斯坦联系，而爱因斯坦要求不要发表它。Gehrcke 又说，这种要求显示爱因斯坦多么喜欢压制对他理论中有争议点的稿件。^[10] 103

到 1916 年初，由于爱因斯坦在前一年发表了一批重要论文 (*Einstein 1915f, 1915g, 1915h, 1915i* [第六卷，文件 21，文件 22，文件 24，文件 25])，广义相对论在柏林物理学界已经引起了很大的兴趣。这些结果后来又在 *Einstein 1916e* (第六卷，文件 30) 中做了详细说明，1916 年 5 月发表于 *Annalen der Physik*。不久以后，该刊发表了 Gehrcke 题为“新引力理论的评论和历史”的文章 (*Gehrcke 1916*)。在这篇文章中，Gehrcke 先人为之地宣称，Paul Gerber 于 1898 年发表的有关论文就试图通过将引力当做一种以光速传播的力来说明水星近日点的反常运动 (*Gerber 1898*)。^[11] 按照 Gehrcke 的说法，Gerber 的引力理论比爱因斯坦的简单得多，但人们用它可以得到爱因斯坦用广义相对论导出的严格相同的公式。^[12] 因为水星近日点前移的相对论推导是那时拥有的说明爱因斯坦新理论正确性的唯一经验证据，故 Gehrcke 认为这一发现具有强大冲击力。他指控爱因斯坦不诚实，按照他的看法，爱因斯坦一定从阅读 Mach 的《力学》(*Mechanik*) 一书知道了 Gerber 的工作。^[13] 作为回应，爱因斯坦给 *Annalen der Physik* 编委 Wilhelm Wien 写信说，Gehrcke 的攻击是“粗俗而浅薄”的，^[14] 他不打算回答这一指控。也没有别的任何人立即驳斥 Gehrcke 在德国最有声望的《物理学》杂志上的这一提法。第 2 年，Gehrcke 坚持在同一杂志上重新发表了 Gerber 对行星近日点运动的长篇分析 (*Gerber 1902*)。 104

Gehrcke 采取对于光学的传统观点,提出一种 Stokes 处理以太办法的修改版,其中像地球这样的快速运动物体完全拖着以太前行。^[15]他试图拯救 Stokes 较早的理论而竭力反对相对论。^[16]他在 *Gehrcke 1918* 中继续提出以太物理的观点,这导致爱因斯坦在 *Einstein 1918l* (文件 15) 中作出简短的批评性回答。^[17]

III

Gehrcke 重提 Gerber 的工作鼓舞了 Philipp Lenard。他投给 Johannes Stark 主编的 *Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik* 一篇文章,阐释了自己独立提出的一种基于以太的引力理论。^[18]正如 Lenard 在 1917 年 7 月 16 日致 Stark 的信中所说,他的工作是打算:(1)支持以太理论的断言;(2)得到与 Gerber 同样的结果;(3)指出广义相对论原理的致命伤;(4)阐明基于以太的引力理论。^[19]过了几个月,Lenard 在读了 Max von Laue 和 Hugo von Seeliger 对 Gerber 工作提出的批评后,平静的心情发生了动摇。^[20]他撤回初稿进行修改,后来在重新投递的论文中降低了赞扬 Gerber 的调门。^[21]

在 *Lenard 1918* 中,他的主要目的是要证明广义相对论原理站不住脚,而基于以太物理学的引力理论提供了更可取的选择。他也批评爱因斯坦用运动列车中的相对论效应说明等效原理的一个著名设想实验(*Einstein 1917a* [第六卷,文件 42, pp. 464—466])。想象这辆列车突然制动,使里面的物体向前冲。根据爱因斯坦的理论,车厢内的乘客无权作出结论说,这些效应必定是由于列车运动状态的改变。鉴于适当改变周围参考系的运动状态也会产生同样的效果,这样的断言会等同于认为列车的运动是绝对的。Lenard 觉得日常经验和抽象推理的典型爱因斯坦式混合太过离奇。他争辩说第二种可能性是可以排除的,因为它违背人们的直觉,破坏了“健全的常识”。

爱因斯坦没有理会 Gehrcke 的攻击。然而,他认识并尊为实验物理学家的 Lenard 却没有写任何东西来与 Gehrcke 对爱因斯坦的人格侮辱保持距离。在 *Einstein 1918k* (文件 13) 中,他对两个批评都作出了回答。对时钟佯谬的回答是,Lenard 的列车撞毁了,至于以太的情况,则是(早先已被宣布死亡的)“理论物理学的病人”(“kranke Mann der theoretischen Physik”)。^[22]爱因斯坦解释说,以太还没有寿终正寝,因为在广义相对论中引力场可以认为是一种以太。不过他强调,这个概念不同于曾经作为 Lorentz 理论基础的充满空间以太的早期想法。^[23]爱因斯坦开始重新思考自己早先拒绝基于以太的物理学的态度:一年以后他写道,他在 1905 年采取的立场是“太偏激了”(文件 31, p. 260)。在 1920 年莱顿就职演讲中,他(也许部分不同于 Lorentz)提出一种以太场的新概念作为广义相对论的重要内容(*Einstein 1920j* [文件 38])。

然而,这一切并不能使 Gehrcke 善罢甘休,他认为爱因斯坦简直就是一个冒充内行的江湖骗子。经过多年挑衅以后,他终于在 Lenard 的帮助下把爱因斯坦拉入一场有争议的“科学问题”的辩论。不过,这些问题很快就超出了科学的范围,连“正确的推理”这类术语不久也有了险恶的言外之意。^[24]

IV

到 1920 年,Gehrcke 和 Lenard 的攻击引起了一个右翼报人和政客 Paul Weyland(1888—

1972) 的注意。^[25] Weyland 抓住 Gehrcke“群众建议”的提法发动了一场针对爱因斯坦及其同事的“围剿”。他自命为一个称作“德国自然科学家保卫纯科学工作协会”(“Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V.”) 组织的头头。^[26] 在用挑衅性的报纸文章引起注意之后,^[27] Weyland 在柏林音乐厅主听众席组织了一系列反相对论的演讲。其中第一次举行于 1920 年 8 月 24 日, Weyland 和 Gehrcke 在主要由好奇者组成的广大听众面前走上讲台。爱因斯坦出席了这次演讲会, 同去的有 Walther Nernst, Max von Laue, 他的继女和秘书 Ilse Einstein。^[28] 106

Weyland 大叫大嚷, 满口胡言, 诬蔑爱因斯坦从剽窃抄袭到科学达达主义无所不用其极。^[29] Laue 发觉 Gehrcke 的演讲中并没有什么新鲜内容和惊人之处。^[30] 不过, 使他感到震惊的是, 一个同行物理学家竟会参加这类反犹传单四处散发、反犹文学在休息厅展览、卍字翻领针在入口发售的集会。^[31] Weyland 还旁敲侧击地说, 反对相对论的人多到足以在德国科学界很快组成一个反对爱因斯坦的联合阵线。他的手段包括出钱收买科学家, 诱使他们参加他的反相对论运动。^[32] 他宣布 9 月 2 日还有两次演讲, 更多的演讲也在计划中。^[33] Philipp Lenard 就在安排好的演讲人之列。

至迟到那个时候, 爱因斯坦和他的支持者看清了 Gehrcke 和其他反相对论者已加入有右翼特色的势力。余下来还不清楚的是德国物理学界内对他们的支持程度。Laue 认识到 Weyland 是一个善于玩弄拉大旗作虎皮、含沙射影等卑劣手腕的危险煽动者。^[34]

3 天以后, 爱因斯坦在影响很大的《柏林日报》上进行了愤怒的反击 (*Einstein 1920f* [文件 45])。Weyland 和 Gehrcke 在他们的讲话中引用了 Lenard 对广义相对论的批评, Weyland 还宣布中间休息时可以在休息厅买到 Lenard 的文章。Lenard 当时不在场, 但他是唯一国际上知名的公开批评者, 因此爱因斯坦感到也有必要对他的观点加以回应。虽然爱因斯坦知道 Lenard 精通实验物理, 但过去认为他对广义相对论的批评“太过肤浅以至(他)没有必要详细作答”, 特别还因为 Lenard“在理论物理学方面没做过任何工作”。^[35] 爱因斯坦承诺以后有机会再来回答 Lenard 对广义相对论的批评。他直截了当地说明, 德国自然科学家和医生协会的巴特瑙海姆会议可以提供这样的场合。^[36] 他对批评者发出了一个简短的邀请: “任何敢于在科学论坛面前亮相的人都可以到那里去提出他的批评。”^[37] 107

Lenard 尽管十分愤怒,^[38] 却很难与音乐厅大会摆脱干系, 因为在 8 月 1 日 Weyland 曾去海德堡访问他并向他通报了自己的计划。Lenard 建议他去找 Stark, 部分原因是为了保持一致, 因为他们进行中的计划将震惊德国物理学会。^[39] 第 2 天 Lenard 给 Stark 写信说 Weyland “对我们为克服非德国影响而斗争的方向非常热情”。^[40] 同一天他还致信 Wilhelm Wien 再次说 Weyland 是一个“我们改革的非常热情的支持者, 特别希望系统地反对爱因斯坦言过其实的力学和他作为非德国人的整个行为方式”。^[41] Weyland 觉得有了充分的信心把 Lenard 的名字列入他的未来演讲者名单。

爱因斯坦回答的轻蔑语调引起了担心他受到折磨的朋友们的关切。^[42] 他向 Paul Ehrenfest 解释说, 他没有别的选择, 只有对向他提出的一连串公开指控进行自我辩护, 这些指控包括自我吹嘘、文贼、毫无疑问的抄袭: “如果我想留在柏林(这里的每个孩子都从照片上认识我), 我就不得不这样做。如果一个人信仰民主, 那么他必须承认人人都有同样的权利。”^[43]

108 爱因斯坦承认他在严重的挑衅面前反应是尖刻的。在写给 Max Born 的信中他开玩笑说：“为了上帝和人们的消遣，每个人都得在愚蠢的祭坛上奉献自己的牺牲品。我用我自己的文章所做之事不过就是如此而已。”^[44]

V

Planck 和 Sommerfeld 都深深关切 Weyland 的反相对论运动有可能促使爱因斯坦离开德国。^[45] 他们也知道德国物理学会遇到了生死存亡的危机，为了使这个组织不致分裂为两个敌对的派别，准备在巴特瑙海姆召开全国知识界精英会议。^[46] 在获悉爱因斯坦计划离开柏林的报道后，Sommerfeld 恳求他不要“开小差”，并要他放心物理学界的同行会全心全意支持他。^[47] 同时，Planck 和 Sommerfeld 还劝说慕尼黑大学医学教授 Friedrich von Müller(1858—1941)作为巴特瑙海姆德国自然科学家和医生协会主席在他的开幕词中加入一个声明，宣布讨论相对论的会议“将以完全不同于柏林那个混乱集会的精神来组织。像相对论这样困难而又意义重大的科学问题绝不能拿到口号喊得震天价响的群众大会上去投票，也不能靠政治性刊物上的人身攻击来决定。它们在这里将得到无愧于其辉煌创立者的客观评价”。Planck 后来回忆说这段话赢得了热烈的掌声。^[48]

109 这次会议于 9 月 23 日上午 9 时召开，由 Max Planck 主持，这是一项会议前就让公众知晓的微妙举措。门外挤满了人，还有人因开门时抢占座位而发生争吵。^[49] 本来安排了 6 个演讲，但上午的会议时间只能容纳 4 个报告人。^[50] 有些人因为这些演讲像是“一场微分，坐标不变量，基本作用量，变换，矢量系等术语的冰雹”而离开了拥挤的大厅，^[51] 而多数人则等着参加即将来临的战斗。最后，当时间只剩下 15 分钟时，Planck 宣布开始一般性讨论，爱因斯坦和 Lenard 之间等待已久的决战终于爆发了。

尽管关于这次论战人们已经写得很多，但现存的文档证据对于当时实际说过的话只提供了部分和近似的记录。^[52] 格丁根大学理论和实验物理学教授 Peter Debye(1884—1966)准备了一个巴特瑙海姆演讲及随后的讨论的抄本 (*Einstein et al.* 1920[文件 46])。尽管这是现有最完整的记录，但同时期的人注意到它仍有缺陷。^[53] Arnold Berliner 称这份记录“支离破碎”，“没有价值”，但把过错归咎于 Hirzel 出版社。^[54]

Einstein et al. 1920(文件 46)的一个明显问题是，它包含一个爱因斯坦和 Lenard 之间交锋的空缺。根据 Lenard 后来的说明，^[55] 他向爱因斯坦提了两个主要问题。第一个涉及他早就提出的列车撞毁疑问，而第二个是关于广义相对论中由于转动的相对性引起的陈述“矛盾”。Lenard 解释说如果认为地球静止而整个宇宙围绕它转动，那就意味着承认超光速，这一争议在 *Einstein et al.* 1920(文件 46)中并未提到。爱因斯坦在回答这一问题时解释说，光速不变原理对于作任意运动的参考系不再成立。^[56]

110 Planck 和弗赖堡的物理学家 Franz Himstedt 各自代表爱因斯坦和 Lenard 进行了旨在恢复他们之间人际关系的长时间谈判。结果是将 Planck 和 Himstedt 的通信刊印在会议结论中。声明，因为 Lenard 并未允许 Weyland 把他的名字列入柏林未来反相对论会议演讲人名单，爱因斯坦希望“对于在自己的文章中直接批评了他非常尊敬的同事 Lenard 先生深表遗憾”。^[57] Himstedt 意识到 Lenard 不会把这个简短的公开声明看做完全的道歉。^[58] Lenard 后

来写道,他对于爱因斯坦在回答他的问题时缺乏准备感到吃惊,只有 Gustav Mie 的报告使他产生兴趣。^[59]回到海德堡以后,他退出德国物理学会,开始梦想德国物理学家有一天会摒弃他认为同相对论相联系的“外来幽灵”。^[60]

对于 Weyland(他为《德意志报》报道了巴特瑙海姆会议)来说,这场风暴标志着他诋毁爱因斯坦的运动和“爱因斯坦新闻”的终结。他指责 Plank 和爱因斯坦“派系”压制反对意见,只许 Lenard 有讲话机会。^[61]然而记录显示,哲学家 Melchior Palágyi 和 Oskar Kraus^[62](都是爱因斯坦理论直言不讳的批评者)也参加了一般讨论(*Einstein et al.* 1920[文件 46])。在 Weyland 看来,巴特瑙海姆讨论只不过是一个遵守道德的假象:它们揭示了德国物理学界内部深刻的裂痕。一方面,出现了一些人“在 Lenard 领导下,拒绝让数学信条侵入物理学的领地”。另一方面,“爱因斯坦派(Einsteinophiles)”则“坚持自己的立场,试图从他们写满公式的废纸堆跃上帕纳塞斯山”。Weyland 攻击德国物理学会,提出“是让新鲜空气进入这个科学腐败的老鼠窝的时候了”。^[63]

不久以后,Gehrcke 和 Lenard 中断了他们同 Weyland 的联系,Weyland 则离开反相对论领域,去追随一个反对(他宣称会毒害德国文化的)其他“犹太影响”的运动了。^[64] Gehrcke 一直否认他的攻击同政治有任何关系,继续进行同相对论者如 Hermann Weyl 和 Hans Thirring 等人的论战。^[65]他后来发表了一个详细的历史文件,试图证明他断言爱因斯坦的相对论不过是一种群众心理现象的先见之明(*Gehrcke 1924b*)。同时,Lenard 在 Stark 支持下为雅利安物理运动奠定了基础,其追随者后来把 Lenard 视为他们崇敬的领袖,一如 Weyland 所准确预言的那样。^[66] 111

VI

爱因斯坦在 Born 陪伴下带着一种折磨终于过去了的解脱感离开巴特瑙海姆。^[67]不过他们都意识到德国物理学界内已经出现了深深的裂痕。Born 在向 Fleix Klein 报道时评论说,“瑙海姆讨论之后人们不能掩饰如下事实,即物理学界存在一个南德派,其发言人是 Wien 和 Stark。”^[68]因为 Stark 对德国物理学会采取敌对立场,Born 和其他几个物理学家退出了 Stark 新成立的德国大学物理专业协会(Fachgemeinschaft Deutscher Hochschullehrer der Physik)。

虽然人数很少,德国的反相对论者还是继续推动他们的事业。Lenard 在 *Lenard 1921a* 中又重复了他与爱因斯坦的论战,他不仅为自己对广义相对论的批评作辩解,还攻击德国新闻界在报道英国人宣布他们的科学家已证实爱因斯坦理论时误导读者。他坚称,“德国新闻界应当避免如下印象(只能把它描述为让专家困惑),即我们的科学要依赖于英国人的判断。何况那些观测日全食的英国人对结果什么判断也没有做。”^[69]

Lenard 拿出他的旧以太理论(*Lenard 1910*),试图通过引入 *Lenard 1921b* 中“原初以太”(Uräther)的概念使之复活。他还在 *Lenard 1921c* 中借重刊人们早已忘却的 Soldner 1801 论文节选(其中预言了太阳附近的光线偏折^[70])来贬低广义相对论的经验支持。他指出爱因斯坦广义相对论预言值是 Soldner 预言值的两倍(由于太阳附近空时的弯曲),但却不提英国人 1919 年的发现更接近爱因斯坦 1915 年的预言,而非 Soldner 的“经典”结果。Max von Laue 立即发表 *Laue 1921b* 对 *Lenard 1921c* 进行了驳斥。^[71] 112

Laue 是作为相对论的有力发言人出现的。他的 *Laue 1921a* 是一个物理学家为同行们写的第一本广义相对论教科书,其目标很明确,就是使这个课题能让那些不公开敌视整个研究的同行易于接受。Laue 意识到他的书没有包含会使头脑发热的对手重新考虑他们立场的内容。他清楚地认定他们是“一群(在一定程度上)非常重要的人,而这些人已发现 Lenard 是他们的发言者”。^[72]反相对论者的态度使他想起 Goethe 断然拒绝 Newton 光学故事。

爱因斯坦本人作出的结论没有这样宽宏大量。1921年4月3日到达纽约下船前在鹿特丹号上接受记者采访,当“问到什么人反对他的理论时”,他明确地说,“有文化、有知识的人对我的理论都没有任何敌意。甚至那些反对这个理论的物理学家也是受到政治动机的驱使。”当要求他作进一步说明时,他说他指的是反犹情绪。他未就这个问题作详细解释,但说在柏林的攻击完全是反犹活动。^[73]

爱因斯坦的名气使他成为反犹势力的活靶子。通俗文学包括臭名昭著的 Theodor Fritsch(1852—1933)所著题为《爱因斯坦的教学欺骗》(*Einsteins Truglehre*)(Fritsch 1921)的一本小册子,是以伪名 F. Roderich-Stoltheim 发表的。Fritsch 的出版社 Hammer-Verlag, 广为传播了大量反犹仇恨文学作品。Lenard 知道该在哪里转弯,何时需要这样的弹药。1922年3月3日,他给全德联盟(Alldeutscher Verband)主席 Heinrich Class(1868—1953)写信,寻求有关爱因斯坦支持共产主义和犹太复国主义的材料,为他的学生 Carl Ramsauer(1879—1955)在但泽演讲用。5天以后,Class 就向 Deutschvölkischer Schutz-und Trutzbund(德意志种族保卫联盟), *Deutsche Zeitung*(《德意志报》)和 Hammer 出版社寄出了索取合用宣传材料的要求。^[74]

113 1922年早些时候,德国自然科学家和医生协会宣布,爱因斯坦将于那年秋天在莱比锡举行的协会 100 周年纪念会上作有关相对论的大会报告。不久以后,反相对论者就开始了密谋策划。Stark 反对“广义相对论的宣传”和“量子理论的教义”。在 Stark 看来,爱因斯坦的理论是没有任何物理意义的纯粹数学。他宣称“爱因斯坦从一开始就应当带着他的理论到数学家和哲学家那里去”,^[75]并以爱因斯坦和 Sommerfeld 作为他的主要目标,对理论物理学家的傲慢态度发动了一场猛烈而广泛的攻击。他嘲笑“虚幻的”设想实验,在 Lenard 和 Wien 发起的要求回归传统,即把感觉经验当做物理学探索核心的呼吁书上签名。

然而,政治气候甚至比两年前更为险恶。在一位朋友 Walther Rathenau 于 6 月 24 日被谋杀以后,谣传爱因斯坦也被列入著名犹太人名单的前列,预期将遭到同样的命运。这使他暂时离开柏林并退出政治生活。他决定不出席莱比锡会议,让 Max von Laue 在那里代替他作报告。但与会者拥入报告厅去听 Laue 演讲时,Lenard 的学生出示了有 19 位反对举行相对论大会报告的个人签名的红色条幅。这些反相对论者无疑具有形形色色的观点和打算,不过他们都一致相信,爱因斯坦及其盟友以令人讨厌的方式宣传相对论,会暗中毁坏德国的科学理想。他们在讲话中暗示,有人阴谋使公众误以为相对论是“宇宙之谜的解答”,但却掩盖了如下事实,即“许多科学家,包括非常受人尊敬的学者……不仅把相对论看做是一个尚未证明的假说,而且把它当做一个根本错误的站不住脚的虚构加以拒绝”。^[76]

Laue 同爱因斯坦一样早就意识到和这些批评者辩论是毫无希望的,他在 *Laue 1921a* 的前言中恰当地概述了严肃思考的理论家的看法:“毁誉参半——广义相对论今天的处境就是

如此。那些在两边叫得最响的人在有一点上是共同的：那就是他们对这个理论都理解得太少。说实话，如果曾经有一个科学分支不能借助空话而只能通过实干来掌握，那就是这个理论。”^[77]

[1] 有关历史讨论，见 *Kox 1992*, *Rowe 1999*, *2001*, *Scholz 2001*, *Chandrasekhar 1987*, *Cattani and De Maria 1989* 和 *Havas 1999*。

[2] Ernst Gehrcke (1878—1960) 是物理技术研究所的行政主管 (Oberregierungsrat)，主要工作领域是光谱学。关于 Gehrcke 的履历，见 *Goenner 1993*, pp. 114—115。Johannes Stark 称 Gehrcke 对相对论直言不讳的批评使他未能获得德国的教授职位 (*Stark 1922*, p. 16)。Philipp Lenard (1862—1947) 是海德堡大学物理研究所所长。

[3] “Hier ist starker Antisemitismus und wütende Reaktion, wenigstens bei den ‘Gebildeten’.” 见爱因斯坦 1919 年 12 月 4 日致 Paul Ehrenfest 的信。

[4] *Elton 1986*, p. 100; *Hentschel 1990*, pp. 133—134; *Goenner 1993*, pp. 111—112。

[5] *Einstein 1920f* (文件 45), p. 345。《*Die Naturwissenschaften*》编辑 Arnold Berliner (1862—1942) 早些时候曾试图说服爱因斯坦为 *Einstein 1918k* (文件 13) 写一续篇来回答他的批评。见 Arnold Berliner 致爱因斯坦的信，1920 年 8 月 19 日。

[6] *Gehrcke 1911a* 立即受到 *Grünbaum 1911* 的批评。Gehrcke 在 *Gehrcke 1911b* 中作了回答。

[7] *Gehrcke 1913*。他作为 *Drude 1912*, p. 470 (于 Drude 死后发表) 的编者，就已经用书面形式提出过这一指控。他把这种“群众建议”比作由 N 射线 (1903 年南锡的研究者发现的一种虚假辐射) 在法国掀起的狂热 (*Nye 1980*)。

[8] *Born 1913*, pp. 93—94, 也可参见 *Cohn 1911* 中提出的更直观的狭义相对论模型。

[9] Gehrcke 在 *Gehrcke 1924a*, p. 35 中将这段引语归于爱因斯坦。

[10] Gehrcke 引用爱因斯坦的话说，“我完全反对发表这个注记，因为它尽管在一定程度上正确，但离开了上下文，就有可能产生混淆。” (“Ich bin durchaus dagegen, dass diese Notiz publiziert wird, weil sie—aus dem Zusammenhange herausgenommen—nur Verwirrung stiften kann, trotzdem sie in gewissem Grade richtig ist.” *Gehrcke 1924a*, p. 34) 这样一封爱因斯坦致 Berliner 的信已知并不存在。爱因斯坦对柏林的气氛感到非常高兴。因为“引力在我的同事们中既引起了怀疑，也引起了尊重” (“die Gravitation löst ebensoviel Hochachtung wie Ungläubigkeit bei den Kollegen aus”)，他计划“不久的将来在研讨会上就此问题发表演讲” (“Ich werde nächstens im Kolloquium darüber vortragen”) 见爱因斯坦 1914 年 6 月 4 日以后致 Otto Stern 的信 (第八卷，文件 12, p. 29)。

[11] 关于 Gerber 工作的缺陷，见 *Einstein 1920f* (文件 45)，注 13。

[12] 事实上，爱因斯坦是使用场方程的近似解来获得导出的效应 (*Einstein 1915h* [第六卷，文件 24], pp. 834—839)。严格的球对称解不久后在 *Schwarzschild 1916* 中给出。

[13] *Gehrcke 1916*, p. 124。爱因斯坦为 Mach 写的讣告是 *Einstein 1916c* (第六卷，文件 29)。Mach 1904, p. 201 曾提到 Gerber 的工作。

[14] “Geschmacklosen und oberflächlichen Angriffe Gehrkes (Gehrkes 粗俗而浅薄的攻击)。” 见爱因斯坦 1916 年 10 月 17 日致 Wilhelm Wien 的信 (第八卷，文件 267)。Wilhelm Wien (1864—1928) 是维尔茨堡大学物理教授。

[15] *Stokes 1845*。关于历史的讨论，参见 *Whittaker 1951—1953*, Vol. 1, pp. 386—387。

[16] *Drude 1912*, pp. 470—476。

[17] 爱因斯坦较早还在私人通信中提及 Lenard 在 *Lenard 1910* 中表述的以太物理学的概念,称它为“难以理解的以太”,“近乎幼稚”(“fast infantil”; 见爱因斯坦致 Jakob Laub 的信,1910年8月27日[第五卷,文件 224])。

[18] 该手稿的修改版发表为 *Lenard 1918*。Johannes Stark(1874—1957)是格赖夫斯瓦尔德大学物理教授。

[19] 参见 *Kleinert and Schönbeck 1978*, p. 323。

[20] *Laue 1917*, *Seeliger 1918*。Laue 一直是相对论的支持者,但 Seeliger 没有显示这样的倾向。Laue 指出 Gerber 利用了 Wilhelm Weber 基于超距作用的电磁力处理。然而,这个模型与 Gerber 声称引力以光速而非瞬时传播不相容。

[21] Philipp Lenard 致 Johannes Stark 的信,1917年7月16日;1917年10月20日;1918年2月9日(引用于 *Kleinert and Schönbeck 1978*, p. 323—324)。

[22] *Einstein 1918k*(文件 13), p. 701。

[23] 爱因斯坦后来把这一观点表示为“不容许像有重物质那样把运动状态归于这个介质中的每一点”(文件 31, p. 260)。

[24] 在德国以外对相对论的批评中求助于常识也起着很大作用(参见 *Hentschel 1990*, pp. 74—91)。

[25] 关于 Weyland 更多的情况,参见 *Kleinert 1993*。

[26] 在柏林的注册记录中没有出现这样的组织,表明 Weyland 可能没有采取步骤作为“e[ingetragener]V[erein](已注册社团)”来建立它。见 *Kleinert 1993*, p. 204。

[27] *Weyland 1920a* 和 *1920c*。

[28] 这次会议的详细情况曾由《柏林日报》(*Berliner Tageblatt*)、《沃斯报》(*Vossische Zeitung*)、《前进报》(*Vorwärts*)和《八点钟晚报》(*8-Uhr Abendblatt*)等报纸报道,后重印于 *Weyland 1920b*。

[29] *Weyland 1920b*, pp. 10—20。

[30] 在评论 *Gehrcke 1920* 时,他将其形容为“炒冷饭”[“er den alten Kohl wieder aufwärmte”; 见 Max von Laue 致 Arnold Sommerfeld 的信,1920年8月25日, GyMDM, Sommerfeld 遗物,1977—28/A, 197(5)]。

[31] *8-Uhr-Abendblatt*, 1920年8月25日(后重印于 *Weyland 1920b*, pp. 8—9); *Vorwärts*, 1920年8月25日晚间版, p. 2。两天以后,现场气氛的拙劣模仿以由国家主义教授领唱学生群体合唱的长篇圣诗“交响合唱——爱因斯坦的玩笑”的形式发表(“Die Einstein Hetz—In der Philharmonie zu singen”; *Vorwärts*, 1920年8月27日)。见 *Grundmann 1998*, p. 155—157。

[32] 维也纳大学特聘物理学教授 Felix Ehrenhaft(1879—1952)收到 Weyland 给他的一封标明日期为1920年7月23日的信,信中保证他将会因出席会议而得到一笔 10 000—15 000 马克的款项(Felix Ehrenhaft 致爱因斯坦的信,1920年9月10日)。这封信曾发表于好几家报纸,其中有《柏林日报》1920年9月4日晚间版, p. [3]。

[33] 最后,这样的会议只举行了一次,而且在那次会议上只有一个反相对论者演讲。9月2日,曾经帮助 Karl Schwarzschild 作红移测量的维尔茨堡大学编外讲师 Ludwig Glaser(1889—?),讨论了英国日食观测发现的精度。他也批评了 Leonhard Grebe 和 Albert Bachem 的红移实验。见《每日评论》(*Tägliche Rundschau*), 1920年9月4日晚间版, p. [3]。

[34] 他在 *Laue 1920a* 中回答了 *Weyland 1920a*。

[35] *Einstein 1920f* (文件 45), p. 345。

[36] 见 *Weyl 1922b*, p. 51.

[37] *Einstein 1920f* (文件 45), p. 347.

[38] Lenard 的反应可以在 1920 年 9 月 8 日致 Wilhelm Wien 的一封信中找到。该信存于 GyMDM, Wien 遗物, Lenard 文件夹。

[39] 关于这些计划, 见 *Beyerchen 1977*, pp. 106—110.

[40] “sehr begeistert in unserer Richtung, zur Bekämpfung undeutscher Einflüsse”; Philipp Lenard 致 Johannes Stark 的信, 1920 年 8 月 2 日 (*Kleinert and Schönbeck 1978*, p. 327)。

[41] “ein sehr begeisterter Anhänger unserer Reformen, der im besondern Einsteins übers Ziel gehenden Machenschaften und die ganze Art seines Vorgehens systematisch bekämpfen will—als undeutsch”; Philipp Lenard 致 Wilhelm Wien 的信, 1920 年 8 月 2 日。该信存于 GyMDM, Wien 遗物, Lenard 文件夹。Lenard 进一步补充说, Weyland 已得到 Gehrcke 和 Ludwig Glaser 的支持, 并希望把他列入名单, 但在知道 Wien 是否也会参加之前他不太情愿这样做。当 Wien 谢绝在 Weyland 准备好的一份正式声明上签字后, Lenard 便克制了自己不再做更多的事, 只是写了一封道义上鼓励的信。

[42] Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信, 1920 年 8 月 28 日; Hedwig Born 致爱因斯坦的信, 1920 年 9 月 8 日。莱顿大学理论物理教授 Ehrenfest (1880—1933) 深为关切。在致 Hendrik A. Lorentz 的信中他写道: “我一直非常懊恼的是, Gehrcke 的作为让爱因斯坦产生了如此非爱因斯坦的反应, 如此真切地伤害了爱因斯坦善良的灵魂, 以致我现在唯一想做的事情就是如何把爱因斯坦从这种恶毒的气氛中完全拉出来。” (“Maar ik was zoo erg gedeprimeerd, dat Gehrcke het heeft kunnen klaarspelen Einstein tot zulk een *On-Einsteinsche reactie* te verleiden, dus werkelijk Einsteins fijne ziel aan te tasten, dat ik nu over niets zo zeer nadenk als hoe Einstein geheel uit deze giftige atmosfeer te trekke.” 见 Paul Ehrenfest 致 Hendrik A. Lorentz 的信, 1920 年 9 月 2 日, NeHR, H. A. Lorentz 档案)

[43] “Dies musste ich, wenn ich in Berlin bleiben wollte, wo mich jedes Kind von den Photographien her kennt. Wenn man Demokrat ist, muss man der Öffentlichkeit auch so viel Recht geben.” 见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信, 1920 年 9 月 10 日以前。

[44] “Jeder muss am Altar der Dummheit von Zeit zu Zeit sein Opfer darbringen, der Gottheit und den Menschen zur Lust. Und ich that es gründlich mit meinem Artikel.” 见爱因斯坦致 Max 和 Hedi Born 的信, 1920 年 9 月 9 日。

[45] 许多报纸作了爱因斯坦打算离开柏林的报道: 《柏林午报》(*Berliner Zeitung am Mittag*), 1920 年 8 月 27 日; *Freiheit*, 1920 年 8 月 27 日; *Der Tag*, 1920 年 8 月 28 日; *Vossische Zeitung*, 1920 年 8 月 29 日。

[46] 关于巴特瑙海姆会议后德国物理界内部的混乱, 参见 *Beyerchen 1977*, pp. 85—94, 106—112。有关战前早些时候目的在于改革德国物理学会的讨论, 参见爱因斯坦和 Wilhelm Wien 的书信往来 (第八卷, 文件 14 和文件 15)。

[47] 见 Arnold Sommerfeld 致爱因斯坦的信, 1920 年 9 月 3 日。爱因斯坦回答说, 两天来他的确认真地考虑过“开小差”(“Fahnenflucht”), 但后来还是决定留在柏林 (爱因斯坦致 Arnold Sommerfeld 的信, 1920 年 9 月 6 日)。Arnold Sommerfeld (1868—1952), 慕尼黑大学理论物理教授, 后来给 Lenard 写信, 但没有任何效果, 就劝爱因斯坦给 Lenard 写信, 为把他同柏林捣乱事件联系起来道歉 (Arnold Sommerfeld 致爱因斯坦的信, 1920 年 9 月 11 日)。

[48] “Diese wird hier in einem ganz anderen Geiste zur Verhandlung kommen, als in jenen tumultuarischen Versammlungen in Berlin. *Wissenschaftliche Fragen von solcher Schwierigkeit und solch hoher*

Bedeutung wie die Relativitätstheorie, lassen sich nicht in Volksversammlungen mit demagogischen Schlagwörtern und in der politischen Presse mit persönlichen Angriffen nicht zur Abstimmung bringen, Sie werden hier die sachliche Würdigung finden, die ihr genialer Schöpfer verdient." 见《柏林日报》，1920年9月20日晚间版，p. [4]。关于 Planck 的回忆，参见 Max Planck 致爱因斯坦的信，1921年10月22日。

[49] 参见《柏林日报》，1920年9月24日，早晨版，p. [3]。

[50] Hugo Dingler(1881—1954)，慕尼黑大学数学系助理教授和 Franz P. Liesegang(1873—1949)，杜塞尔多夫 Liesegang 公司的一个合伙人，在第2天爱因斯坦不在场时作了演讲。Dingler 是演讲人中唯一的相对论反对者。有关这些演讲的详细情形，参见 *Physikalische Zeitschrift* 21 (1920):649—675 和 *Weyl 1922b*。

[51] "Es hagelt jetzt Differentiale, Koordinateninvarianz, elementare Wirkungsquanten, Transformationen, Vectorialsysteme usw." 见《柏林日报》，1920年9月24日，早晨版，p. [3]。

[52] 新近的说明包括 *Beyerchen 1977*, pp. 85—91; *Fölsing 1993*, pp. 526—528; *Goenner 1993*, pp. 123—127。Max Born 回忆 Lenard 的行为说：“[他]对爱因斯坦进行了尖刻而恶毒的攻击，带着一种明目张胆的反犹主义倾向。爱因斯坦激动起来，作了尖锐的回答，我认为我没有忘记支持他。”（“[er] richtete scharfe, böartige Angriffe gegen Einstein, mit unverhüllt anti-semitischer Tendenz. Einstein ließ sich dazu hinreißen, scharf zu antworten, und ich glaube mich zu erinnern, daß ich ihm sekundierte.” *Born 1969*, p. 60) 正如在 *Fölsing 1993*, p. 793, note 56 中指出的那样，Born 的回忆没有得到现有证据的支持。尽管气氛紧张，爱因斯坦和其他与会者仍“以一种堪称楷模的客观与平静”（“mit einer geradezu vorbildlichen Sachlichkeit und Ruhe”；*Deutsche Allgemeine Zeitung*, 1920年9月25日早晨版，p. [2]）来指导自己的行动。

[53] 这也许可以解释为什么 Hermann Weyl 决定在 *Weyl 1922b* 中发表另一个版本。

[54] Arnold Berliner 致爱因斯坦的信，1921年1月17日。在他1921年1月21日的信中，他也答应爱因斯坦他会尝试获得 Debye 的文本，然后同 Lenard 磋商修订记录的问题。

[55] *Lenard 1921a*, pp. 38—41.

[56] Lenard 的回忆得到文件 46, 注 18 和发表于《柏林日报》，1920年9月24日晚间版，p. [3]；*Deutsche Allgemeine Zeitung*, 1920年9月25日早晨版，p. [2] 的报道的支持。

[57] "sein lebhaftes Bedauern auszusprechen, daß er die in seinem Artikel enthaltenen Vorwürfe... gegen den von ihm hochgeschätzten Kollegen Herrn Lenard gerichtet hat." 见《柏林日报》1920年9月25日早晨版，p. [2]。

[58] Franz Himstedt(1852—1933)，弗赖堡物理教授，致 Johannes Stark 的信，1920年9月27日，GyB, Stark 遗物，Himstedt 文件夹。

[59] *Lenard 1921a*, pp. 38—41.

[60] *Schönbeck 2000*, p. 33.

[61] 参见 *Weyland 1920d*。

[62] Menyhért(Melchior) Palágyi(1859—1924)是科洛斯堡(今罗马尼亚的克卢日)大学哲学系编外教授；Oskar Kraus(1872—1942)是布拉格的哲学教授。

[63] "unter der Leitung Lenards die Vergewaltigung der Physik durch mathematische Dogmen abgelehnt wird, während auf der anderen Seite die Einsteinophilen auf ihrem Standpunkt beharren und hurtig den Parnuß ihres Formelkrames zu erklimmen versuchen... es wohl die höchste Zeit wird, daß in dieses

Rattennest wissenschaftlicher Korruption einmal frische Luft kommt." *Weyland 1920d*, p. 1.

[64] Gehrcke 后来把 Weyland 描绘成一个从革命的战后大城市中泛起的形形色色的“投机者”之一 (Ernst Gehrcke 致 Philipp Lenard 的信, 1921 年 2 月 3 日, 引于 *Schönbeck 2000*, p. 26)。

[65] *Gehrcke 1924a*, pp. 74—77.

[66] *Beyerchen 1977*, pp. 91—102, 111—167.

[67] 爱因斯坦致 Max Born 的信, 1920 年 10 月 26 日, GyB, Born 遗物, no. 188, p. 18.

[68] Max Born 致 Felix Klein 的信, 1920 年 11 月 21 日, GyGöU, Klein 遗物, 引于 *Beyerchen 1977*, pp. 109—110.

[69] “Eine deutsche Presse hätte...den für den Kundigen nur als verwunderlich zu bezeichnenden Anschein vermeiden müssen, als wäre man in der Wissenschaft bei uns auf das Urteil Englands angewiesen. Denn daß die Beobachter der Sonnenfinsternis Engländer waren, hat mit der Beurteilung der Ergebnisse nichts zu tun.” *Lenard 1921a*, p. 9.

[70] 天文学家 Johann Soldner(1776—1833)也许是第一个估计 Newton 预言这种偏折大小的人, 他得到的值为 0.84 角秒, 与 *Einstein 1911h* (第三卷, 文件 23, p. 496) 中导出的值 0.83 角秒很接近。

[71] *Lenard 1921c*, p. 603. 有关 Soldner 工作的辩论, 参见 *Hentschel 1990*, pp. 155—159.

[72] “eine Gruppe zum Teil sehr bedeutender Männer, die in Lenard ihren Wortführer gefunden hat.” *Laue 1921a*, p. v. 甚至记者们也不得不保持警觉。当《法兰克福人报》(*Frankfurter Zeitung*)发表了一篇比较 Soldner 同爱因斯坦工作的文章时 (*Frankfurter Zeitung*, 1921 年 11 月 6 日, 早晨版, p. 1), Laue 很快就对他们进行了批评 (*Frankfurter Zeitung*, 1921 年 11 月 18 日, 早晨版, p. 1)。

[73] 《纽约时报》, 1921 年 4 月 3 日, 第 1 和第 13 页。

[74] 参见 *Hentschel 1990*, pp. 140—141, *Kirsten and Treder 1979*, p. 145.

[75] “Wäre Einstein mit seiner Theorie doch von Anfang unter die Mathematiker und Philosophen gegangen!” *Stark 1922*, p. 9.

[76] “Viele und sehr angesehene Gelehrte...die Relativitätstheorie nicht nur als eine unbewiesene Hypothese ansehen, sondern sie sogar als eine im Grunde verfehlte und logisch unhaltbare Fiktion ablehnen.” 这段话重印于 *Schönbeck 2000*, p. 37. 慕尼黑大学学生 Werner Heisenberg(1901—1976)目击了这次抗议。参见 *Heisenberg 1989*, pp. 110—111.

[77] “Bewundert viel und viel gescholten—so steht die allgemeine Relativitätstheorie heute da. Die lautesten Schreier auf beiden Seiten haben dabei gemeinsam, dass sie von ihr herzlich wenig verstehen. Und doch, gibt es irgend einen Zweig der Wissenschaft, dem man nicht mit Redensarten, sondern nur mit harter Arbeit beikommt, so ist es diese Theorie.” *Laue 1921a*, p. vii.

¹¹⁴ 13. “关于反对相对论的对话”

[*Einstein 1918k*]

1918年10月20日以前完成手稿。

1918年11月29日发表。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 6 (1918):697—702。

[p. 697]

关于反对相对论的对话

115

[1] 批评者：像我这样的人常常表达他们对于杂志中相对论的各种怀疑；但是你们相对论者^①却很少有人对此作出回应。我们不想探讨这种忽视的理由，是傲慢、心虚，还是懒惰——也许是所有这些心理的特别强烈的混合——或者可能是这类批评往往也清楚地显示出批评者对这个主题确实知道得太少。正如我说过的，我们将不准备讨论这些争议；但是有一点我想直接告诉你：今天我亲自到你这里来，就是为了使你不可能像以前那样逃避。因为，我向你保证，在你回答我所有的问题之前我是不会屈服的。

但是，为了不让你过于吃惊，因为在这个（你不能逃避的）任务中也许你甚至会找到一定的乐趣，我也要讲一些让你宽心的事。我不会像我的某些同事那样大摆内行架子，以一个洞察力和自信心超凡脱俗的超人（如像科学作家，或更糟，戏剧评论家）的面貌出现。我宁愿像一个终有一死的凡人那样说话，因为我知道，批评往往源于无知。我也不打算如我的一个同事最近所做的，像公诉人那样攻击你，指控你有盗窃知识产权或其他不体面的行为。我打搅你的唯一动机只是希望澄清几个意见分歧仍然很大的问题。但是我也必须要求你容许发表我们的对话，不要由于缺纸而一点也不发表，因为纸张的缺乏不会是唯一的缺乏，发表对话也会让我的朋友，编辑 Berolinensis 缺少一些睡眠。

[2] 我可以看得出来，你还是很乐意的，那么就让我们直接进入实质性问题。自狭义相对论提出以来，它关于运动会使时钟速率变慢的结果就引起异议，在我看来是有充分理由的。这一结果似乎必定会导致同该理论的基础本身发生矛盾。为使问题完全清楚起见，让我们先用语言把这个理论结果足够准确地表述出来。

[3] 设 K 是在狭义相对论意义下的一个 Galileo 坐标系，即孤立质点相对于它做匀速直线运动的一个参照物。再设 U^1 和 U^2 是两只严格相同的钟，不受任何外来影响。当彼此紧靠在一起放置的时候，或者当彼此按任意距离放置但都相对于 K 静止的时候，它们都以相同的速率运转。但是，如果一只钟，例如 U^2 ，相

① “相对论者”这里是指物理学相对论的支持者，而不是哲学相对主义的拥护者。

对于 K 处在匀速平动状态,那么按照狭义相对论,从坐标系 K 来判断,它就要比相对于 K 仍处于静止的钟 U^1 走得慢。这个结果本身就已经奇怪得让我吃惊。如果接着再考虑下面著名的设想实验,严重的疑虑就产生了。

设 A 和 B 是 K 系中两个相互远离的点。为了使条件确定,我们假设 A 为 K 的原点, B 为正 x 轴上的一点。在开始时,两只钟将静止于点 A 。它们按相同速率运转,指针将标志相同的时刻。现在我们将给钟 U^2 一个沿正 x 轴的恒定速度,使它朝着 B 运动。在 B 点我们想象它的速度反向,使 U^2 再运动回 A 。到达 A 时让该钟制动使之相对于 U^1 静止。因为(从 K 判断) U^2 指针位置(可能在 U^2 速度逆转过程中发生的)改变肯定不会超过一定的量,并且因为 U^2 在沿距离 AB 做匀速运动时指针跑得比 U^1 慢(仍从 K 判断),只要距离 AB 足够长, U^2 在返回后一定会比 U^1 晚。你同意这个结论吗?

相对论者:我完全同意。看到有的作者,他们在其他方面站在相对论的立场,却想回避这个不可避免的结果,真是使我感到伤心。

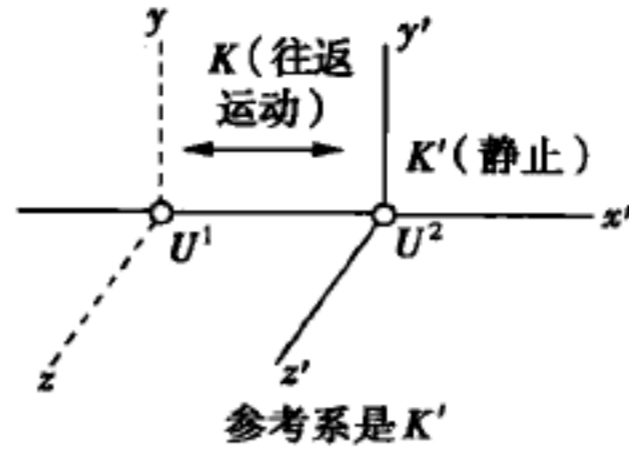
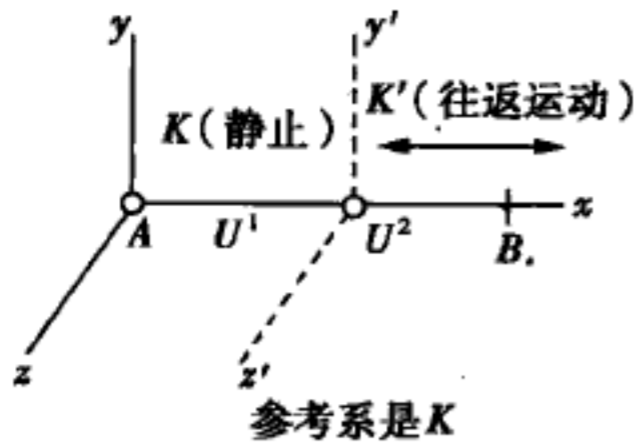
批评者:现在困难来了。按照相对性原理,当着参照随钟 U^2 运动的坐标系 K' 来描述时,整个过程必定以严格相同的方式发生。相对于 K' 来说,就是钟 U^1 在来回运动,而钟 U^2 一直静止。在运动终止时,同上面的结果矛盾, U^1 必定晚于 U^2 。即使是相对论最虔诚的拥护者也不能断言,静止在一起的两只钟彼此都比对方晚。 [5]

相对论者:你最后的断言当然无可置疑,但推理的整个过程却不合理,因为按照狭义相对论,坐标系 K 和 K' 根本就不是等效的系统。事实上,这个理论只是断言所有 Galileo(非加速)系,即充分孤立的质点对之做匀速直线运动的坐标系等效。坐标系 K 的确是这样的系统,而断断续续的加速系 K' 却不是。因此,从 U^2 在往返运动后比 U^1 晚的事实不可能得出同理论基础相矛盾的结论。 [p. 698]

批评者:我明白,你已经拒绝了我的批评,但我必须告诉你,你的论证与其说是让我真正信服,还不如说是给我定罪。此外,如果人们接受广义相对论的话,我的批评就立刻会死而复生。因为按照该理论,任意运动状态的坐标系都是等效的,我也可以像相对于 K 那样相对于(同 U^2 永远联结着的) K' 来描述前面的过程。

相对论者:完全正确,我们在广义相对论中既可以用坐标系 K 也可以用坐标系 K' 。但不难看出, K 和 K' 系在这里考察的过程中根本就不等效。虽然这个过程从系 K 看来可以用上面描述的方式解释,但从 K' 来看就完全是另一回事了,按图所示对照证明如下。

[6]



1. 钟 U^2 被外力沿正 x 轴加速直到获得速度 v 。 U^1 保持静止。
2. U^2 以恒速 v 运动直到抵达正 x 轴上的点 B 。 U^1 保持静止。
3. 钟 U^2 被沿负 x 轴作用的外力加速直到在负 x 轴方向获得速度 v 。 U^1 保持静止。

1. 在负 x 轴方向产生一引力场, 钟 U^1 在其中加速下落直到获得速度 v 。一个沿正 x 轴的外力作用于钟 U^2 阻止它运动。在钟 U^1 获得速度 v 时, 该引力场就再度为零。
2. U^1 以恒速 v 运动直到抵达负 x 轴上的点 B' 。 U^2 保持静止。
3. 在正 x 轴方向产生一均匀引力场, 钟 U^1 在其中沿正 x 轴方向加速直到获得速度 v , 在那时引力场再度为零。一个沿负 x 轴的外力阻止钟 U^2 在该引力场中产生任何运动。

[p. 699]

[7]{1}

4. U^2 沿负 x 轴方向以恒速 v 返回靠近 U^1 。 U^1 保持静止。
5. 外力使 U^2 静止。

4. U^1 沿正 x 轴方向以恒速 v 靠近 U^2 。 U^2 保持静止。
5. 在负 x 轴方向产生一引力场使钟 U^1 静止, 那时引力场再度为零。这段时间内 U^2 借外力保持静止。

117

[8]

我们必须仔细注意, 左右两栏描述的是同样的过程, 但左边的描述是相对于坐标系 K , 而右边的描述是相对于坐标系 K' 。根据这两种描述, 在所考察的过程结束时, 都是钟 U^2 落后 U^1 一定的量。相对于坐标系 K' , 该现象按下列方式解释: 在步骤 2 和步骤 4 期间, 以速度 v 运动的钟 U^1 的速率确实比静止的钟 U^2 慢。但时间延迟被步骤 3 期间 U^1 较快的速率过度补偿。因为, 根据广义相对论, 一只钟所在地的引力势越高, 其速率就增加得越快; 在步骤 3 期间 U^2 确实处在引力势高于 U^1 的地方(中译者注: 这里 U^2 应与 U^1 交换)。计算表明, 指针超前量正好是在步骤 2 和步骤 4 期间延迟量的两倍。这一分析就完全澄清了你所说的佯谬。

批评者：我看得出来，你确实很有办法解脱自己，但是，如果我宣称自己已经完全满意，那我就是在说谎。争议的根源并未消除，只是推到了别处。因为你对困难的分析只显示了它同另一个困难的联系，而那个困难也一直在重复出现。你解决矛盾的办法是考虑相对于 K' 的引力场对钟的影响。但这个引力场不是虚构的吗？应当说，它的存在只是模拟坐标系的选择。真正的引力场毕竟总是由质量产生；而且也不能通过适当选择坐标变为零。人们怎能相信，仅仅是虚构的场竟会影响时钟的速率呢？ [9] [10]

相对论者：首先我必须指出，真实与非真实的区别并不是那么有效。相对于 K' ，引力场正如其他只能按同坐标系的关系来定义的任何物理客体一样是“存在”的，即使相对于 K 它或许并不存在。从下面来自经典力学的例子不难看出，这并没有什么特别奇怪之处。没有人怀疑动能的“真实性”，因为不然的话，人们就不得不否认能量本身的真实性。但很清楚，一个物体的动能依赖于坐标系的运动状态；通过适当选择坐标系，人们显然可以使一个平动物体的动能在某时刻取任何给定的正值或者零值。在所有质量具有大小和方向相等速度的特殊情况下，适当选择坐标系可以使整个动能为零。我想这个类比是完整的。 [11]

与其去区别“真实”同“非真实”，我们宁愿更清楚地区别物理系统本身固有（与坐标系选择无关）的量和其他依赖于坐标系的量。显然的要求是，物理学规律中应当只用第一类量。历史表明，这个要求实际上是不能实现的，经典力学的发展已经清楚地证明了这一点。例如人们可以设想（实际上已经试图）在经典力学规律中只引入质点之间的距离而非坐标；起先人们可能预期这是实现相对论目标的最简单办法。然而，科学的发展并没有证实这种预测。相对论不能摆脱坐标，因此必须使用坐标作为这样的量，它们不是可定义的测量的结果。按照广义相对论，时空连续区的 4 个坐标甚至可以完全任意选择为没有任何独立物理意义的参数。这种任意性甚至部分保留在我们用来描述物理实在的那些量（场分量）中。只有某些量，通常是场分量和坐标组成的相当复杂的表达式，才是可测量（即真实）的独立于坐标系的量。例如，一时空点的引力场分量就没有与坐标选择无关的量与之对应；在某个位置处的引力场并不代表什么“物理真实”，但引力场和其他数据合起来却是。因此，我们既不能说一个地点的引力场是“真实的”，也不能说它只是“虚构的”。 [p. 700]

研究相对论时的主要困难似乎在于如下事实，在那里方程中的量与可测量之间的联结远比传统的旧理论间接得多。你刚才的批评也是由于没有注意到这一区别。

你宣称时钟实验所用的场不过是一种虚构，因为真实引力场的力线必须由质量产生；我们讨论的例子中确实没有产生场的质量。对此有两点答复。第一，

并不存在先验的需求说,Newton 关于每种引力场都由质量产生的观念在广义相对论中也应当保持。这个问题同上面提到的情况也有联系,即场分量的意义远不如 Newton 理论中定义的那么直接。第二,我们不能说,不存在可以产生引力场的质量。不过,加速坐标系确实不能当做场的真实原因,尽管有一个滑稽的批评者一度认为他可以把这种想法归于我。但是,可以认为宇宙中所有恒星都参与了引力场的产生,因为在坐标系 K' 加速的阶段,它们相对于后者也在加速,因此也会产生引力场,就像一个加速的电荷会诱发电场一样。引力方程的近似积分的确显示,对于加速运动的质量,实际上必定会出现这种诱发效应。从这些考虑可以清楚看出,只有当人们形成了与理论相容的整个宇宙的几何-力学结构图景时,你提出的问题才能得到完全的澄清。我去年已经对此进行了尝试,并且觉得已经找到一个完全满意的模型;但要详谈就会扯得太远了。

批评者:在你方才的解释之后,看来时钟佯谬确实不宜再用来推断相对论的内部矛盾。事实上,这个理论也许没有什么内部矛盾,现在对我说来也似乎并非不可能;不过,这还不足以让该理论得到人们认真的考虑。我就是不明白,出于智力上的偏爱,人们为什么一定要为难自己,我的意思是,相对论的概念太复杂,数学上太难了。在你刚才的回答中,你已经足够清楚地证明,它们并不是小问题。例如,会不会有人利用相对论提供的可能性把我们太阳系天体的运动同参与地球公转运动的地心坐标系联系起来? 这种观念难道不会同全部常识,同思维经济的公设背道而驰吗? 我禁不住要重复 Lenard 最近在讲到这个问题时说过的一些重话。他在讨论狭义相对论的时候,用运动中的列车来代表“运动的”坐标系,然后说:“现在,让想象中的列车做明显的非匀速运动,那么由于惯性效应,列车中的一切化作碎片,而外界却丝毫无损,常识必然导致如下结论,正是列车而非环境因震荡改变了它的运动。不过,推广的相对性原理(在它简单的基本意义上)却要求承认,即使在这种情况下,速度发生变化的也可能是环境,列车内的全部灾难只是外部世界震荡的结果,通过外部世界对列车内部的‘引力效应’传递进来的。对于列车附近的教堂尖顶在其环境发生震荡时为什么没有坍塌——为什么震荡的后果只是在列车中单边地显示自己,而关于运动改变的设置仍然应当得到非单边的明确结论——对于这个问题,原理显然没有作出能让头脑简单的人满意的回答。”

相对论者:我们有几个理由愿意接受相对论给我们带来的复杂性。首先,无须把在运动学上毫无意义的绝对运动概念引入物理学,理解这点对一个思想前后一贯的人是极大的满足。不能否认,物理学的基础在其逻辑结构方面会通过避免这一概念而获益。再者,物体的惯性和引力等效的事实必须得到澄清。此外,物理学需要一种方法来建立引力的近距作用理论。理论家若没有一个有效

的限制原理是不可能解决这个问题的,因为人们可以提出许许多多的理论,全都符合这个领域中相当有限的经验。多之困窘(Embarras de richesse)是使理论家日子难过的最恶意的敌人之一。相对论的假设对这些可能性严加限制,从而指明了理论必须走的道路。最后,水星近日点的长期进动必须得到解释。天文学家已经确立了这一现象的存在,但 Newton 理论不能为此找出一个满意的解释。坐标系原则上等效的假设并没有断言每一个坐标系对于考察特定的物理系统同样方便;在经典力学中情况就已经是如此。例如,严格说来,我们不应当说地球围绕太阳沿一个椭圆运动,因为这一论断假设了太阳在其中静止的坐标系,而经典力学也允许太阳相对于它们做匀速直线运动的系统。但是,没有人会认真地想用后面这种坐标系来考察地球的运动。类似地,也没有人会从这个例子得出结论说,所考察系统的引力中心在其原点保持静止的坐标系同其他坐标系有原则上的区别。同样的结论也适合于你提到的例子。没有人用地球在其中静止的坐标系来考察我们的太阳系,因为这会是不实际的。但在广义相对论中,这样的坐标系原则上仍然等效于任何其他坐标系。恒星在这样的坐标系中以极大速度飞奔的现象并不是反对其允许性的论据,而只是反对这种坐标选择的适用性。引力场相对于这样的坐标系的复杂结构同样是真实的,例如,它可能会有相应于离心力的分量。类似的情形在 Herr Lenard 的例子中普遍存在。在相对论中人们不能从下述意义来解释这个例子,即“速度发生改变的可能是(列车的)环境”。我们没有关于运动情况的两种互相排斥的假设,而只有描述同一真实现象的两种(原则上等效的)方式。^①

必须选择哪一种描述只能由实用的理由来决定,但没有原则性的论证。下面的反例将证明,在这类事情上请出所谓常识来做仲裁者是多么不可取。Lenard 自己说:到现在为止还没有发现对狭义相对性原理(即匀速平动坐标系之间的相对性原理)有效性的中肯批评。匀速运动的列车也可以看成“静止”,而轨道,包括景物,则在“匀速运动”。机车工程师的“常识”会同意这点吗?他将反驳说,他根本没有去给景物,而只是给机车加油润滑,因此,必定是机车的运动才显示了他的劳动成果。

[17]

批评者:在这番讨论后我得承认,要反驳你的观点并不像我以前所想的那样简单。我心中仍然存有几点异议,但是在对今天的谈话进行透彻地思考之前,我不想用它们来打扰你。不过,在我们分别之前,我还有一个问题,不是批评,只是

^① 尖顶没有倒塌是因为如下事实(以第二种描述方式),即它同地面和整个地球一起在(震荡期间存在的)引力场中自由下落,而另一方面列车却由外力(破坏力)阻止了下落。一个自由下落物体相对于其内部过程的行为,就像一个除去所有外部影响的自由飘浮体。

纯粹的好奇：那个你们有些人宣布已寿终正寝的理论物理学的病人，以太，目前的情况如何？

- [18] 相对论者：这个病人命运坎坷；我根本就不认为人们可以说他现在已经死亡。在 Lorentz 以前，他或是一种渗透一切的液体，或是一种类似气体的流体，或是各种其他形式的存在，依不同的作者而变化。在 Lorentz 那里，他变成刚性的“静止”坐标系，或者宇宙运动特殊状态的体现；根据狭义相对论，不再有特殊的运动状态；这意味着否定了以前理论意义上的以太。因为，如果有以太的话，在时空中每一点都得有一种在光学中起重要作用的特殊运动状态。但是，按照狭义相对论，特殊运动状态是不存在的，这就是在原来字义上没有以太的原因。广义相对论中也没有可以解释为某种以太速度的特殊运动状态。但是，在狭义相对论里，空间没有物质和电磁场的部分是真空（即不由任何物理量描述），这与广义相对论中完全不同。在那里，以前意义上的空的空间具有了物理量，在数学上由引力势的分量描述，它们决定着那部分空间的度规性质及其引力场。这种情形可以借助以太的状态逐点变化的说法得到很好的解释。不过，我们必须小心，不要赋予这种“以太”任何类似物质的性质（例如，在每点有特殊的速度）。 120

英译者注：

{1}左栏，德文版中“ U^2 保持静止”这里已改为“ U^1 保持静止”。

{2}前面的引语完全是逐字取自 P. Lenard“Über Relativitätsprinzip, Äther - Gravitation”，后来的几个版本都是未作改变重印的（例如，3rd ed., Leipzig, 1921, by S. Hirzel Verlag）。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 6 (1918):697—702。1918 年 10 月 20 日以前完成手稿，1918 年 11 月 29 日发表。 121

[1] 在爱因斯坦 1918 年 9 月 30 日致 Friedrich Adler 的信（第八卷，文件 629）中，爱因斯坦提到，Arnold Berliner 要求他回应（将发表于 *Die Naturwissenschaften*）的批评，为此他打算就相对论的佯谬问题写一篇对话形式的文章。到 10 月 20 日，看来他已经写好（见爱因斯坦致 Friedrich Adler 的信，1918 年 10 月 20 日[第八卷，文件 636]），并于 1918 年 11 月 19 日以前退回了校样（爱因斯坦致 Arnold Berliner 的信，1918 年 11 月 19 日[第八卷，文件 658]）。

[2] 在 Gehrcke 1916, p. 124 中，Ernst Gehrcke 提出，在 *Einstein 1915h*（第六卷，文件 24）中给出的广义相对论近日点前移公式与 Gerber 1898 中给出的公式相同并非巧合，因为爱因斯坦通过阅读 Mach 1904 可能已经知道了这篇文章（见《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》，pp. 103—104）。

[3] 爱因斯坦这里提到战后的纸张短缺。“Berolinensis”就是 *Die Naturwissenschaften* 的编辑 Arnold Berliner（见注 1）。

[4] 在 *Einstein 1905r*（第二卷，文件 23），p. 289 中，简要介绍了导致时钟佯谬的时间延缓。在普鲁士科学院数学物理部 1916 年 3 月 23 日的会议上，爱因斯坦从广义相对论角度讨论了时钟佯谬问题 [*Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1916):423]。

[5] Joseph Petzoldt(1862—1929),柏林工业大学自然科学认识论编外讲师,是一个不接受时钟佯谬的相对论者。爱因斯坦在读了 *Petzoldt 1914* 后注意到这一点,除这个小错外他对该文表示赞赏(见爱因斯坦致 Joseph Petzoldt 的信,1914年4月14日[第八卷,文件5])。

[6] 右图中 U^1 左边那个点旁遗漏了字符 B' 。

[7] 左栏“4”款最后一句已改为“ U^1 保持静止”(德文原版误作“ U^2 保持静止”)。

[8] 爱因斯坦求助于同加速运动联系的引力势并无必要;有关纯运动学的论证,见 *Davies 1996*, pp. 59—67。

[9] 在直接回应本文件时,Gehrcke 宣称,这个论证事实上放弃了相对性原理,因为逻辑上不可能把第二只钟看做静止而不同最初的假设(即它因为相对于第一只钟运动而变慢)矛盾(*Gehrcke 1919b*)。

[10] 对爱因斯坦等效原理的这种批评(即它不能区分由质量产生的“真正”引力场同与非惯性系联系的“虚假”场)曾在许多场合提出,包括 *Gehrcke 1916*, *Mie 1917c*, 特别是 *Lenard 1918*。甚至 Max von Laue 也觉得这是爱因斯坦有关引力的早期工作中有问题的方面(见 Max von Laue 致爱因斯坦的信,1911年12月27日[第五卷,文件333])。在爱因斯坦1917年4月27日致 Eduard Hartmann 的信(第八卷,文件330)中,他针对 *Gehrcke 1916* 提出的批评捍卫了自己的理论路线。在 *Einstein 1920k*(文件49)中,他也回答了 *Reichenbächer 1920* 中类似的批评。

[11] 这个类比比爱因斯坦这儿提到的走得更远:他经常强调(例如,见 *Einstein 1913c*[第四卷,文件17], p. 1255 和 *Einstein 1920k*[文件49], p. 1010),正如一般来说不能通过选择惯性系将运动物体系统的每一个物体变为静止一样,在广义相对论中也没有任何坐标选择能够变换掉有空间广延的引力场。

[12] 在 *Einstein 1912e*(第四卷,文件7)中,已经建立了电磁感应同加速体和旋转壳产生的引力场之间的类比。

[13] 在爱因斯坦-Besso 1913年的手稿(第四卷,文件14)[pp. 36—38]和 *Einstein 1913c*(第四卷,文件17), p. 1261 中,爱因斯坦用 *Einstein and Grossmann 1913*(第四卷,文件13)的理论计算了这样的引力感应效应。在 *Thirring 1918* 中基于1915年的广义协变理论作了类似计算(也见爱因斯坦和 Hans Thirring 之间1917年在第八卷中的通信,和 *Einstein 1922c*[文件71], p. 66)。爱因斯坦和 Thirring 都这样利用 Minkowski 边界条件,使他们求得的度规场只能部分归于加速的质量。

[14] 在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件43)中,爱因斯坦引入了空间上闭合的宇宙模型,从而避免了边界条件的需要。为了容许这个模型成为一个解,他通过引入所谓宇宙项修改了场方程。在 *Einstein 1918e*(文件4)中,他宣称借助这一修改,该理论满足了他所说的“Mach 原理”,即要求度规场完全由物质决定。

[15] *Hentschel 1990*, pp. 74—91 讨论了各种援引常识来反对相对论的论据,也从法国、英国和美国文献中给出了一些例子。

[16] 引证的段落来自 *Lenard 1918*, pp. 6—7。爱因斯坦对 Lenard 列车撞毁质询的简洁明快的回答见于 p. 701 上的脚注1。Lenard 在巴德瑙海姆会议上对爱因斯坦提出了同样夸张的问题(见 *Einstein et al. 1920*[文件46])。在维也纳演讲, *Einstein 1913c*(第四卷,文件17), pp. 1254—1255 中,爱因斯坦已经援引了运动列车车厢中的这种效应。同 Lenard 后来的做法非常相似, Gustav Mie 在演讲后的讨论中试图转用爱因斯坦的论据来反对他(*Einstein et al. 1913*[第四卷,文件18], p. 1264。也见 Gustav Mie 致爱因斯坦的信,1918年3月21日[第八卷,文件488])。

[17] Lenard 承认“这个原来的所谓狭义相对性原理得到经验很好的支持”(“Dieses ursprüngliche, sogenannte ‘spezielles’ Relativitätsprinzip wird gut von der Erfahrung gestützt”, *Lenard 1918*, p. 4)。Lenard 的异议主要集中在广义相对性原理上,他争辩说这个原理应当受到限制(*Lenard 1918*, pp. 2—3)。

[18] 在 *Einstein 1920j*(文件38)中,爱因斯坦深入探讨了以太的状态。

14. 论对于国民议会的需要

123

[1918年11月13日]

论对于国民议会的需要

[1918年11月13日]^[1]

同志们!^[2]

请允许像我这样一个早就信仰民主而不是最近才转变的人讲几句话。

[p. 1]

我们共同的目的是民主,是人民的统治。只有当个人郑重地坚持做到下面两点,这个目的才能实现。

首先,应当心甘情愿地服从人民的意志,像在选举中表现的那样,即使在多数人同自己个人的愿望和判断相抵触时,也应当如此。

怎样才能达到这个目标呢?到目前为止取得了什么结果呢?还应为此做些什么呢?^[3]

旧的阶级统治已被推翻。那是由于它自身的罪恶,并且通过士兵的解放行动而土崩瓦解的。士兵迅速选举出来的委员会,同工人委员会合作行动,在目前应当承认它们是群众意志的代表机构。^[4]在这个关键时刻,我们要无条件地服从它们,并且必须全力支持它们。

其次,一切真正的民主主义者都应当提防右的旧阶级专制被左的新阶级专制所取代。不要让复仇情绪把我们引诱到这样一种灾难性的观点,以为暴行必须用暴行来对付;以为要把自由的概念输入国人的头脑,就必须暂时实行无产阶级专政。^[5]暴力只会产生痛苦、仇恨和反抗。

[p. 2]

因此,我们必须要求现在的专政政府(它的命令我们应当自觉遵守)不考虑党派的利益,立即筹备制宪会议的选举,从而尽快地消除一切对新暴政的恐惧。只有在这种制宪会议召开了,并且圆满完成它的任务以后——只有在那时,德国人民才能够为他们自己赢得了自由而感到自豪。^[6]

124 我们现在的社会民主党的领袖们值得我们全心全意的支持。他们相信自己理想的力量,已经公开表示赞成召开制宪会议。这样,他们就表明自己是尊重民主理想的。他们以前的统治者的罪恶和无能给我们留下了严重的困难。愿他们在领导我们摆脱这些困难方面取得成功。^[7]

AD. [28 001]. 这个文件由两个未编码页组成。这里的页码以方括号标在页边。英译本见于 *Nathan, O., and Norden 1960*, pp. 25—26, 在那里这个文件被误认为是爱因斯坦对激进学生讲话的内容。在德文版 *Nathan, O., and Norden 1975*, pp. 44—45 中也重复了这个误说。

[1] 日期参见 *Vossische Zeitung* 和 *Berliner Tageblatt* 中报道的会议。

[2] 爱因斯坦的讲话是“新祖国”同盟(BNV)11月13日的一次公众集会上发表的讲话之一。会议的目的是讨论“制宪国民议会(Die gesetzgebende Nationalversammlung)”的需要。在柏林斯皮舍恩厅(Spichersäle)的上层大厅有1000多人出席(见 *Vossische Zeitung*, 1918年11月13日, 早晨版, p. [3], 和 *Berliner Tageblatt*, 1918年11月14日, 早晨版, p. [3])。

BNV于1916年2月解散之后于1918年9月底重建(见 Max Planck 致爱因斯坦的信, 1918年10月26日, [第八卷, 文件640], 注1)。在爱因斯坦1915年3月22日致 Romain Rolland 的信(第八卷, 文件65)注2中, 提供了BNV在第一次世界大战初期宗旨的简要说明。

[3] 1918年11月, BNV提出了由爱因斯坦为其成员的工作委员会(*Arbeitsausschuß*)起草的宗旨宣言。该组织将自己同费边社比较, 呼吁“在民主基础上建设德意志社会主义共和国, 以及在国际和解的伟大任务中一起工作(an dem Aufbau der deutschen sozialistischen Republik auf demokratischer Grundlage und darüber hinaus an dem großen Werke der Völkerversöhnung mitzuarbeiten)”。该组织将把“在真正知识和道德文化的基础上(auf der Grundlage wahrhafter geistiger und sittlicher Kultur; *Mitteilungen des Bundes Neues Vaterland*, Neue Folge Nr. 1, November 1918, p. 11)”为个人的自由发展作出贡献看做是自己特别的任务。

[4] 1918年11月基尔水兵哗变引发革命的第一周内, 许多大城市成立了水手、士兵和工人委员会。11月10日, 由3名多数派社会主义者(SPD)和3名独立社会主义者(USPD)组成的国家临时行政当局, 即人民代表委员会受到柏林联合的士兵和工人委员会正式确认。

[5] 爱因斯坦担心, 支持议会民主的多数派同赞成委员会民主(见爱因斯坦致 Ludwig Quidde 的信, 1918年11月15日, [第八卷, 文件655], 注3)和无产阶级专政的USPD中的激进派及斯巴达克联盟成员之间的裂痕扩大。

[6] 国民大会选举于1919年1月19日进行, 不同程度上支持议会制政府的3个中间偏左党派获得了多于75%的选票。

[7] 无保留地认可SPD的领导对爱因斯坦来说绝不意味着不假思索的效忠。信守BNV拒绝依附于任何政党平台的宣言(*Mitteilungen des Bundes Neues Vaterland*, Neue Folge Nr. 1, November 1918, p. 11), 爱因斯坦在若干天后否认了他的民主党党员身份(见第八卷, 年表, 1918年11月16日, pp. 1019—1030)。他在这时也没有接受计划经济的观念(见文件16, 特别是注4)。

一年以后, 爱因斯坦不得不就关于他政治信仰的一些不实之词为自己辩护: “在各种报纸中, 我被描绘成一个明摆着的共产主义者和无政府主义者, 这显然是由于与某个同名人的混淆。我的思想同无政府主义者有天壤之别。我确实拥护计划经济, 但是它在所有公司中都不能实行, 在这个意义上, 我是一个社会主义者(Da werde ich in einigen Blättern als ausgesprochener Kommunist und Anarchist geschildert, offenbar infolge einer Verwechslung mit einem Namensvetter. Nichts liegt mir ferner als anarchistische Ideen. Wohl trete ich für eine Planwirtschaft ein, die sich aber nicht für alle Betriebe durchführen läßt, und in diesem Sinne bin ich Sozialist)。”同时, 他重申自己不隶属于任何党派(见1919年12月18日同记者的访谈, 刊于 *Neues Wiener Journal*, 25 December 1919, p. 6), 尽管在一个月后不得不承认, 他赞赏布尔

什维克领导人政治上的精明“然而他们的理论是古怪的(so komisch ihre Theorien sind;爱因斯坦致 Max Born 的信,1920年1月27日,GyB, Nachlass Born, no. 188, pp. 10—11)”。他所指的同姓人可能是 Carl Einstein (1885—1940),一位同情斯巴达克主义者和达达主义者的艺术评论家。

15. “对 E. Gehrcke《论以太》注记的评论”

126

[*Einstein 1918l*]

1918年11月29日收到。

1918年12月30日发表。

发表在 *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20(1918):
261。

127

对 E. Gehrcke《论以太》注记的评论^①

在这里提到的注记中,断言说光行差可以用光以太与物质一起运动的理论来解释。这种断言是基于 Stokes 的理论,Drude 在其 *Optic*(光学)第 3 版中对该理论作了简要的讨论。考虑到这个主题和 Stokes 的权威性,我认为有必要指出这个理论是站不住脚的,因为它是基于相互矛盾的假设。因为如果以太被天体携带,它的速度矢量就不可能如光行差定律的 Stokes 描述所要求的那样是无旋(和连续)的。这一结论来自势论的熟知定理。

实际上,以太随天体一起运动的假设同光行差定律是不相容的。

128 发表在 *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20(1918):261。1918 年 11 月 29 日收到,1918 年 12 月 30 日发表。

[1] Gehrcke 1918。两年前,爱因斯坦选择不回应 Gehrcke 1916(见爱因斯坦致 Wilhelm Wien 的信,1916 年 10 月 17 日[第八卷,文件 267])。关于更多的背景,见《[编者按]爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》,第 102—104 页。

[2] Stokes 1845。有关历史的讨论,见 Whittaker 1951—1953, Vol. I, pp. 386—387, 和 Schaffner 1972, pp. 29—32。

[3] Drude 1912, pp. 470 ff.

[4] Stokes 的恒星光行差理论中的这种不自洽,是在 Lorentz 1886, secs. 4—6 中首先指出的,也在 Lorentz 1909, secs. 147—149 中讨论 Stokes 的理论时提到。在 Gehrcke 1918 中,作者曾提到这一讨论但并未指明,Lorentz 得出的结论是原来形式的 Stokes 理论站不住脚。然而,Lorentz 的确承认,Stokes 理论中的这种不自洽可以通过对物质附近的以太密度作适当假设来避免,这一建议是 Max Planck 提出的(见 Lorentz 1899)。Lorentz 小心地没有立即驳斥 Planck 的建议,但清楚地表明,他认为这是极不可能的。Gehrcke 在 Gehrcke 1919a 中回应爱因斯坦的断言时,从 Drude 1912 中引证了一段话来加强自己的立场,即以太不一定是完全无旋的。甚至 Gehrcke 的盟友 Philipp Lenard 也看出无法挽救这种说法(见 Lenard 1921b, p. 16)。他引入了一种“原初以太(Uräther)”来回避这一困难。

① *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20(1918), pp. 165—169.

[1]

16. “致‘保障人人最低生活水平’协会”

129

1918年12月12日,柏林

致“保障人人最低生活水平”协会

我也认为 Popper^[1]所建议的保障全体公民最低生活水平是我们能够力争达到的最重要的社会目标。^[2]但是我绝不能同意搞什么“营养团体”的想法,因为我坚信那将产生极其浪费的后果。^[3]每个残疾人或失业的人应该有权从国营施食处获得生存所绝对必需的东西。我坚信,为挣得一份工资来改善生活而努力奋斗,加上人们对于失业者的轻蔑,是保证经济生活健康发展的足够强大的动力。^[4]经验似乎证明,极端的贫穷和强烈的悲伤只会破坏而不是促进事情的解决。

A·爱因斯坦

TTrD. [32 754]. 本文件含一页,无页码。

[1] 维也纳工程师和哲学家 Josef Popper-Lynkeus (1838—1921) 的朋友和同事于 1918 年 2 月创办了该协会(见 *Belke 1978*, p. 219)。

[2] Popper 提出的保障每个人最低生活水平计划在 *Popper-Lynkeus 1915* 中陈述得最为简明扼要,爱因斯坦收藏有此著作一册。

由于协约国实行的封锁一直持续到战事结束之后,战争时期提出的 Popper 呼吁更加紧迫了。爱因斯坦的关切之情清楚表现在他愿意“前往巴黎向协约国求情以拯救我国断炊居民免于饿死”(“nach Paris reisen, um die Entente zu bitten, die hiesige ausgehungerte Bevölkerung vor dem Hungertod zu retten”; 见 1918 年 12 月 6 日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信[第八卷,文件 664])。

[3] Popper 呼吁建立一种由国家掌控旨在生产并分配每人物质及文化生活所需最低商品和服务的强制性劳动服务队或给养队(Nährarmee),并要求所有身体健康的男人和女人完成规定期限的劳动服务。因此,每个人在其私营部分就能生产、出售并消费超出最低保障的享受型产品和服务(见 *Popper-Lynkeus 1915*, pp. 26—33)。Popper 认为他的制度之优越性在于社会主义和自由主义的结合:生活必需品应该国有化,同时留有发展自由事业的空间。关于 1880—1930 年间维也纳改革尝试情况下的 Popper 提案的讨论,见 *Belke 1978*, pp. 5—56)。

[4] *Popper-Lynkeus 1915*, p. 25 论证:“没有一定程度的经济强制,给人人提供经济保障是完全不可能的。”(“Ohne einen gewissen wirtschaftlichen Zwang ist eine wirtschaftliche Sicherung jedes Einzelnen ganz unmöglich”)。

一年后,爱因斯坦有一定保留地接受了集中计划思想(见文件 14,注 7),20 年后则愧疚于以前信奉“通过供求关系自动调节分配问题”(“automatische Regelung des Verteilungsproblems durch Angebot und

Nachfrage”;见1939年4月18日爱因斯坦致 Yisrael Doryon 的信)。他在1944年甚至更加坦率：“我必须羞惭地承认，我那时反对他[Popper-Lynkeus]是因为我当时相信这个伟大目标可能以较小的强制、组织和官僚政治的代价来达到。”(“Zu meiner Schande muss ich gestehen, dass ich ihm damals opponierte, indem ich glaubte, dass das grosse Ziel mit einem geringeren Aufwand an Zwang, Organisation und Bureaukratie erreichbar sei.”见1944年7月16日前后爱因斯坦为 Doryon 的小册子起草的序言[28 602])

17. “引力场在物质的基本粒子结构中起重要作用吗?”

[*Einstein 1919a*]

1919年4月19日提交。

1919年4月24日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin).
Sitzungsberichte(1919):349—356。

[p. 349]

引力场在物质的基本粒子结构中起重要作用吗?

131

到目前为止,无论是 Newton 的引力论还是相对论性的引力论,对物质组成的理论都未能有所推进。鉴于这一事实,下面要说明,已经有线索可以设想,那些构成原子的基石的荷电基元实体是由引力结合起来的。

§ 1. 目前的理解的缺点

为了建立一个可以说明组成电子的电平衡的理论,理论家们已是煞费苦心。G. Mie 尤其专心致志地深入研究了这个问题。他的理论在理论物理学家中已经得到了相当的支持,这理论主要根据的是在能量张量中,除了 Maxwell-Lorentz 电磁场理论的能量项,还引进了那些依赖于电动势分量的附加项,这些项在真空中并不重要,可是在荷电基本粒子中反抗电斥力维持平衡是起作用的。尽管由 Mie、Hilbert 和 Weyl 建立起来的这个理论在形式结构上非常美,可是它的物理结果至今仍然很不令人满意。一方面,它的各种可能性多得令人沮丧;另一方面,那些附加项还未能以这样一种简单的形式建立起来,使它的解可以令人满意。

到目前为止,广义相对论对问题的这种状态未能有所改变。如果我们暂且不管附加的宇宙项,则场方程取形式

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R = -\kappa T_{i\kappa}, \quad (1)$$

此处 $R_{i\kappa}$ 表示缩并后的 Riemann 曲率张量, R 表示再次缩并后形成的曲率标量, $T_{i\kappa}$ 表示“物质”的能量张量。这里假定 $T_{i\kappa}$ 并不依赖于 $g_{\mu\nu}$ 的导数,以便同这些方程的历史发展一致。因为这些量在狭义相对论的意义上当然就是能量分量,在那里不出现可变的 $g_{\mu\nu}$ 。这个方程左边第二项如此选取,使(1)式左边的散度恒等于零;于是通过取(1)式的散度,我们就得到方程

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_i^\sigma}{\partial x_\sigma} + \frac{1}{2}g_i^{\sigma\tau} \mathfrak{E}_{\sigma\tau} = 0 \quad (2)$$

在狭义相对论的极限情况下,它就化为完备的守恒方程

132

$$\frac{\partial T_{i\kappa}}{\partial x_\kappa} = 0$$

这里存在着(1)式左边第二项的物理基础。绝非先验地规定这种向不变 $g_{\mu\nu}$ 过渡的极限情况都具有任何可能的意义。因为,如果引力场在物质粒子的构造中起着主要作用,那么过渡到不变 $g_{\mu\nu}$ 的极限情况对于它们就会失去根据;因为在 $g_{\mu\nu}$ 不变的情况下实在不可能有任何物质粒子。因此,如果我们要设想引力有可能在那些组成微小粒子的场的结构中起作用,我们就不能认为方程(1)是得到保证了的。

我们在(1)中放入 Maxwell-Lorentz 电磁场能量分量 $\phi_{\mu\nu}$,

$$T_{i\kappa} = \frac{1}{4} g_{i\kappa} \phi_{\alpha\beta} \phi^{\alpha\beta} - \phi_{i\alpha} \phi_{\kappa\beta} g^{\alpha\beta}, \quad (3)$$

那么,取(2)的散度,并经运算^①后,我们就得到

$$\phi_{i\alpha} \mathfrak{J}^\alpha = 0, \quad (4)$$

此处为简洁起见,我们置

$$\frac{\partial \sqrt{-g} \phi_{\sigma\tau} g^{\sigma\alpha} g^{\tau\beta}}{\partial x_\beta} = \frac{\partial f^{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = \mathfrak{J}^\alpha \quad (5)$$

在计算中,我们用到了 Maxwell 方程组的第二个方程

133

$$\frac{\partial \phi_{\mu\nu}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial \phi_{\nu\rho}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial \phi_{\rho\mu}}{\partial x_\nu} = 0 \quad (6) \quad [\text{p. 351}]$$

我们从(4)可以看出,电流密度 \mathfrak{J}^α 必定处处为零。因此,由方程(1),我们就得不到一个局限于 Maxwell-Lorentz 理论的电磁分量的电子理论,正如早就知道的那样。于是,如果我们坚持(1),我们就不得不走上 Mie 理论的道路^②。 [11]

不仅物质问题,而且宇宙学问题也导致了对方程(1)的怀疑。正如我在前一篇文章中指出过,广义相对论要求宇宙在空间上是闭合的。但是这种观点使得有必要扩充方程(1),在其中引入一个新的普适常数 λ ,它同宇宙的总质量(或者物质的平衡密度)保持固定关系。这对于理论的形式美来说是一个严重的缺陷。 [13]

§ 2. 无标量的场方程

我们用下列方程

① 例如,参见 A. Einstein, Sitzungsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss., 1916, pp. 187—188. [10]

② 参见 D. Hilbert, Göttinger Nachr., 20 Nov., 1915. [12]

[14]

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{4}g_{i\kappa}R = -\kappa T_{i\kappa} \quad (1a)$$

代替场方程(1),上述困难就可以除去,此处 $T_{i\kappa}$ 表示由(3)所给出的电磁场的能量张量。

这个方程的第二项中的因子 $-\frac{1}{4}$ 的形式根据,在于它使左边的标量

$$g^{i\kappa} \left(R_{i\kappa} - \frac{1}{4}g_{i\kappa}R \right)$$

恒等于零,就像右边的标量

$$g^{i\kappa}T_{i\kappa}$$

由于(3)而恒等于零一样。若是根据方程(1)而不是(1a)来推导,那么我们相反应当得到条件 $R=0$,这无论在哪里对于 $g_{\mu\nu}$ 都必定成立,而同电场无关。显然,方程组[(1a),(3)]是方程组[(1),(3)]的结果,而不是反过来。

[p. 352]

初一看我们会怀疑,(1a)连同(6)一起是否足以确定整个场。在广义相对论性的理论中,为了确定 n 个相依变量,我们需要 $n-4$ 个彼此独立的微分方程,因为在这个解中,考虑到坐标的自由选择,必定会自然出现 4 个关于所有坐标的完全任意的函数。因此,要确定 16 个相依变量 $g_{\mu\nu}$ 和 $\phi_{\mu\nu}$,我们需要 12 个彼此独立的方程。但恰好方程组(1a)中的 9 个方程和方程组(6)中的 3 个方程是彼此独立的。

134

如果我们构成(1a)的散度,考虑到 $R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R$ 的散度等于零,于是得到

[15]

$$\phi_{\sigma a} J^a + \frac{1}{4\kappa} \frac{\partial R}{\partial x_\sigma} = 0. \quad (4a)$$

从这里我们首先认出,在电密度等于零的四维区域里,曲率标量 R 是常数。如果我们假定空间的所有这些部分都是相连的,从而电密度只有在分开的世界线束中才不等于零,这样,曲率标量在这些世界线束外面的任何地方都具有常数值 R_0 。但是,关于 R 在电密度不等于零的区域里的性质,方程(4a)也允许作出一个重要结论。如果我们像通常那样把电看做是运动着的电荷密度,当我们置

$$J^\sigma = \frac{\mathfrak{J}^\sigma}{\sqrt{-g}} = \rho \frac{dx_\sigma}{ds}, \quad (7)$$

从(4a)通过用 \mathfrak{J}^σ 内乘,并考虑到 $\phi_{\mu\nu}$ 的反对称性,我们就得到关系

$$\frac{\partial R}{\partial x_\sigma} \frac{dx_\sigma}{ds} = 0. \quad (8)$$

因此,曲率标量在电荷运动的每一条世界线上都是常数。方程(4a)可以直观地以下列陈述来解释:曲率标量 R 起着一种负压力的作用,在电粒子的外面它具

有常数值 R_0 。在每一个粒子里面都存在着一个负压力(正的 $R - R_0$)，这个压力的下降就保持了电动力的平衡。这个压力的极小值，或者曲率标量的极大值，在粒子内部不随时间改变。

135 我们现在把场方程(1a)写成形式

[p. 353]

$$\left(R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R\right) + \frac{1}{4}g_{i\kappa}R_0 = -\kappa\left(T_{i\kappa} + \frac{1}{4\kappa}g_{i\kappa}[R - R_0]\right). \quad (9)$$

另一方面，我们改变先前的场方程，加上宇宙项后为

[16]

$$R_{i\kappa} - \lambda g_{i\kappa} = -\kappa\left(T_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}T\right)$$

减去乘以 1/2 的标量方程，立刻得到

$$\left(R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R\right) + g_{i\kappa}\lambda = -\kappa T_{i\kappa}.$$

现在，在只有电场和引力场存在的区域内，这个方程的右边等于零。对于这样的区域，通过构成标量我们得到

[17]

$$-R + 4\lambda = 0.$$

于是在这样的区域内，曲率标量为常数，因而可以用 $R_0/4$ 来代替 λ 。因此，我们可以把先前的场方程(1)写成形式

[18]

[19]

$$\left(R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R\right) + \frac{1}{4}g_{i\kappa}R_0 = -\kappa T_{i\kappa}. \quad (10)$$

比较(9)和(10)，我们可以看出，新的场方程同先前场方程的区别在于，现在出现了与曲率标量无关的 $T_{i\kappa} + \frac{1}{4\kappa}g_{i\kappa}[R - R_0]$ 以代替作为“引力质量”的张量 $T_{i\kappa}$ 。

但是，这个新表述形式比之先前的表述形式有这样一大优点：量 λ 作为一个积分常数出现在理论的基本方程中，而不再作为基本定律所特有的普适常数了。

[20]

§ 3. 关于宇宙学问题

最后这个结果已经允许作这样的猜测：根据我们新的表述方式，可以把宇宙看做是空间上闭合的，而无须任何附加的假设。像以前那篇论文那样，我们再一次指明，在物质均匀分布的条件下，球形宇宙是同这些方程相容的。

136 首先我们置

[p. 354]

$$ds^2 = -\sum \gamma_{i\kappa} dx_i dx_\kappa + dx_4^2 \quad (i, \kappa = 1, 2, 3) \quad (11)$$

于是，如果 $P_{i\kappa}$ 和 P 分别是三维空间中的二秩曲率张量和曲率标量，我们有

[21]

$$R_{i\kappa} = P_{i\kappa} \quad (i, \kappa = 1, 2, 3)$$

$$R_{i4} = R_{4i} = R_{44} = 0$$

$$R = -P$$

$$-g = \gamma.$$

因此,对于我们的情况,得到

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R = P_{i\kappa} - \frac{1}{2}\gamma_{i\kappa}P \quad (i, \kappa = 1, 2, 3)$$

$$R_{44} - \frac{1}{2}g_{44}R = \frac{1}{2}P.$$

为了进一步思考,我们以两种方式进行。首先我们借助方程(1a)。在这个方程组中, $T_{i\kappa}$ 表示由组成物质的电粒子所产生的电磁场的能量张量。对于这种场,

$$\mathfrak{E}_1^2 + \mathfrak{E}_2^2 + \mathfrak{E}_3^2 + \mathfrak{E}_4^2 = 0$$

到处都成立。各个 \mathfrak{E}_i^2 都是随位置迅速变化的量;但是对于我们的任务来说,无疑可以用其平均值来代替它们。因而我们必须选取

$$\mathfrak{E}_1^2 = \mathfrak{E}_2^2 = \mathfrak{E}_3^2 = -\frac{1}{3}\mathfrak{E}_4^2 = \text{常数}$$

$$\mathfrak{E}_i^2 = 0 \quad (i \neq k) \quad (12)$$

因此

$$T_{i\kappa} = +\frac{1}{3}\frac{\mathfrak{E}_4^2}{\sqrt{\gamma}}\gamma_{i\kappa}; T_{44} = \frac{\mathfrak{E}_4^2}{\sqrt{\gamma}}.$$

考虑到迄今已经证明的结果,我们得到下列方程以代替(1a):

$$P_{i\kappa} - \frac{1}{4}\gamma_{i\kappa}P = -\frac{1}{3}\gamma_{i\kappa}\frac{\kappa\mathfrak{E}_4^2}{\sqrt{\gamma}} \quad (13)$$

$$\frac{1}{4}P = -\frac{\kappa\mathfrak{E}_4^2}{\sqrt{\gamma}}. \quad (14)$$

[22] (13)的标量方程与(14)相符。正因为如此,我们的基本方程允许球形宇宙。因为从(13)和(14)可得

$$P_{i\kappa} + \frac{4}{3}\frac{\kappa\mathfrak{E}_4^2}{\sqrt{\gamma}}\gamma_{i\kappa} = 0, \quad (15) \quad 137$$

并且我们已经知道^①,一个(三维)球形宇宙是满足这个方程组的。

但是,我们也可以根据方程(9)来思考。在方程(9)的右边是这样一些项,从现象学的观点看来,它们应该代之以物质的能量张量;因此,它们应该代之以

$$\begin{array}{cccc} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho, \end{array}$$

[23] ① 参见 H. Weyl, "Raum, Zeit, Materie", § 33.

此处 ρ 表示假定处于静止的物质的平均密度。我们于是得到方程

$$P_{i\kappa} - \frac{1}{2}\gamma_{i\kappa}P - \frac{1}{4}\gamma_{i\kappa}R_0 = 0 \quad (16)$$

$$\frac{1}{2}P + \frac{1}{4}R_0 = -\kappa\rho. \quad (17)$$

由(16)的标量方程和方程(17),我们得到

$$R_0 = -\frac{2}{3}P = 2\kappa\rho \quad (18)$$

从而由方程(16),得到

$$P_{i\kappa} - \kappa\rho\gamma_{i\kappa} = 0, \quad (19) \quad [24]$$

这个方程,直到关于系数的表示式,是同(15)相符的。通过比较,我们得到

$$\mathfrak{E}_4^4 = \frac{3}{4}\rho\sqrt{\gamma}. \quad (20)$$

这个方程意味着,构成物质能量的 $3/4$ 属于电磁场, $1/4$ 属于引力场。 [25]

§ 4. 结束语

上述思考显示了仅仅由引力场和电磁场从理论上构建物质的可能性,而无须按 Mie 的理论路线去引进一些假设的附加项。由于在解宇宙学问题时,它使我们避免了引入一个特殊常数 λ 的必要性,这种可能性就显得特别可取。另一方面,也会遇到一个特殊的困难。因为,如果我们把(1)限定为球对称静止的情形,那么我们就得到一个方程,这对于确定 $g_{\mu\nu}$ 和 $\phi_{\mu\nu}$ 来说是太少了,其结果是,电的任何球对称分布看来都似乎能够维持在平衡中。因此,根据已有的场方程,还是远远不能解决元量子的构成问题。 [p. 356] [26]

139 发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte*(1919):349—356。1919年4月19日提交,1919年4月24日发表。

[1] 在1919年5月15日普鲁士科学院的全体大会上,爱因斯坦就这篇论文作了一个演讲。随后的演讲摘要出现于 *Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin), *Sitzungsberichte* (1919):463。“爱因斯坦先生谈到球形空间中诸关系的设想,也从宇宙学问题和物质构成问题的观点谈到广义相对论场方程。该演讲实质上是关于……[Einstein 1919a] 的报告(Hr. Einstein sprach über eine Veranschaulichung der Verhältnisse im sphärischen Raum, ferner über die Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie vom Standpunkte des kosmologischen Problems und des Problems der Konstitution der Materie. Der Vortrag war im wesentlichen ein Referat über…[Einstein 1919a])”。

[2] 关于对本文件中陈述的理论以及它和解释带电粒子稳定性的其他尝试之间关系的讨论, 参见 *Pauli 1921*, Part V, 特别是 sec. 66. 爱因斯坦把他的新理论纳入了 1919 年夏季学期开设的广义相对论课程(见文件 19, [pp. 21—24]). 在 1915 年, 爱因斯坦已经采纳了引力场在物质结构中起作用的假说. 借助这个假说, 他能用电磁场的无迹能量动量张量作为场方程中唯一的源项, 同时避免了物质的能量动量张量也必须是无迹的暗示(见 *Einstein 1915g* [第六卷, 文件 22], p. 800).

[3] *Mie 1912a, 1912b, 1913*. 关于对 Mie 的理论的讨论, 见 *Pauli 1921*, sec. 64. 有关历史的说明, 见 *Corry 1999b*.

[4] *Hilbert 1915, 1917*. 有关历史的叙述, 见 *Corry 1999a, 1999b, Corry et al. 1997*, 和 *Sauer 1999*.

[5] *Weyl 1918b*. 在 *Weyl 1919c*, p. 122 中作者证明, 在 Mie 的理论中给 Maxwell-Lorentz 理论附加的项如何从作者自己的引力和电磁统一理论中自然出现(首先在 *Weyl 1918a* 中提出, 并在 *Einstein 1918g* [文件 8] 中受到批评). 爱因斯坦和 Weyl 一年前就讨论过 Weyl 理论的这一方面(例如见爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 12 月 16 日 [第八卷, 文件 673]).

[6] 这是爱因斯坦在他的文章中第一次使用这种形式的场方程. 早先, 他在左边不用正比于 R 的项, 而是在右边写出正比于 T 的项[例如见 *Einstein 1915i* [第六卷, 文件 25], 方程(6), *Einstein 1918a* [文件 1], 方程(2), 和 *Einstein 1918e* [文件 4], 方程(1)].

[7] 在这个文件提出的新理论中代表“引力质量”的张量依赖于度规的微商(见 p. 353).

[8] 在文件 19, pp. 15—16 中, 爱因斯坦仿效 *Weyl 1917*, sec. 2 和 *Weyl 1918b*, pp. 187—188, 从变分原理导出这个散度为零. 在较早的数学文献中已经可以找到这些关系, 现在称为缩并的 Bianchi 恒等式(有关历史的讨论, 见 *Pais 1982*, pp. 274—276).

[9] $\mathfrak{D}_i^i \equiv \sqrt{-g} g^{\sigma\tau} T_{i\tau}$. 关于混合二秩张量散度的定义, 见 *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30), pp. 798—799. 方程(2)等价于 $\sqrt{-g} T_{i\sigma}^{\sigma i} = 0$.

[10] *Einstein 1916b* (第六卷, 文件 27).

[11] 在 *Poincaré 1906* 中, 所谓 Poincaré 应力(据信是以太作用于电子的压力), 作为一种稳定力被引入 *Lorentz 1914a* 中给出的电子的纯电磁模型里. Poincaré 应力加入电子电磁场的能量动量张量, 保证了总的能量动量张量的散度为零. 类似地, 在本文提出的理论中, 引力项加到电磁场的能量动量张量中也确保了总能量动量张量的散度[如方程(2)定义的]为零. 正如 Lorentz-Poincaré 电子的情形, 这些附加项可以解释为压力项. 有关 Lorentz-Poincaré 电子模型的讨论, 见 *Pauli 1921*, sec. 63, *Miller 1973* 和 *Rohrlich 1973*.

[12] *Hilbert 1915*. Mie 和 Hilbert 理论之间关系的历史讨论, 见 *Corry 1999b*.

[13] *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43).

[14] 这些场方程不能从只是引力场项与物质项之和的, 如像 *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 43) 中的那种广义协变的 Lagrange 量导出. 如果它们能以这种方式导出的话, 那么考虑到 Noether 定理, 方程左边的散度[在方程(2)的意义上]就应当恒等于零. 在把此文件的校样寄给 Felix Klein 时, 爱因斯坦强调在新理论中需要放弃 Hamilton 原理(爱因斯坦致 Felix Klein 的信, 1919 年 4 月 14 日, GyGöU, F. Klein 遗物 22B, 23).

[15] 方程(1a)左边的散度化为 $\frac{1}{4} g_{i\tau} R$ 的散度. 用 $\sqrt{-g} g^{\sigma\tau} \left(\frac{1}{4} g_{i\tau} R \right)$ 代替散度定义的方程(2)中的 \mathfrak{D}_i^i , 再用关系 $\frac{1}{2} g^{\sigma\tau} g_{\sigma\tau} = -\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial x_i}$, 我们发现 $\frac{1}{4} g_{i\tau} R$ 的散度等于 $\frac{1}{4} \sqrt{-g} \frac{\partial R}{\partial x_i}$. 方程(1a)

右边的散度由 $-\kappa \phi_{;a} \mathfrak{S}^a$ 给出[见上面的方程(4)]。 J^a 定义为 $\frac{\mathfrak{S}^a}{\sqrt{-g}}$ [见下面的方程(7)]。 David

Hilbert 在照着推导方程(4a)时遇到困难,他给爱因斯坦写信要求澄清,爱因斯坦立即作了回答(见 David Hilbert 致爱因斯坦的信,1919年6月9日,和爱因斯坦致 David Hilbert 的信,1919年6月11日, GyGöU, Cod. Ms. D. Hilbert 92b)。

[16] 这些场方程是在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)中引入的。其中, $T_{i\kappa}$ 代表电磁场和产生该场的电荷粒子的能量动量张量,而在方程(9)中 $T_{i\kappa}$ 只代表电磁场的能量动量张量。

[17] 可以推测,这意味着 $T_{i\kappa}$ 的迹在这样的区域为零。

[18] 对于以方程(1a)和(9)中的新场方程为基础的理论,仿效方程(4)的论证可获得同样结果(即除在粒子的世界线上外 R_0 为常数)。

[19] 原本的意思是指方程(1)加上宇宙项后的场方程,即(德文版)该页的第三个方程。

[20] 鉴于 R_0 解释为常数负压项(见本文件 p. 352),爱因斯坦新理论中宇宙学常数的解释,就类似于 *Schrödinger 1918b* 中提出,而被 *Einstein 1918d*(文件 3)拒绝的解释。然而, *Schrödinger* 的建议相当于在场方程右边加一个普通常数,而不是像 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)所做的那样加到左边。在本文件提出的理论中,压强项是作为荷电粒子稳定性问题新解的副产品出现的。

一年前,爱因斯坦已经试图将宇宙学常数作为一个积分常数予以恢复(见爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1918年7月29日[第八卷,文件 591])。在这个尝试失败以后,他采取了如下立场:既然宇宙只创生过一次,那么在一个新的普通常数同积分常数之间就没有根本差别了(见爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1918年8月20日[第八卷,文件 604])。不过,爱因斯坦仍然不满意如下事实,即进入他的场方程的三个项(引力、电磁和宇宙项)之间没有内在联系(见爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信,1918年9月27日[第八卷,文件 626])。

[21] 在这里和下面的计算中,爱因斯坦原来可能想用 *Weyl 1918b*(本文件 p. 355 引证)中所用的符号 P 和 $P_{i\kappa}$ (希文大写字母),实际用了 P 和 $P_{i\kappa}$ 。Weyl 用希文字母来表示由度规的空间部分构造出来的量。

[22] 方程(14)是方程(13)的迹。

[23] *Weyl 1918b*, p. 224, eq. (59)。

[24] 在方程(19)中,“-”应为“+”。

[25] 正如在 *Pauli 1921*, p. 773 中指出的,在 Lorentz-Poincaré 的电子模型中,电磁能量也说明了总能量的 $3/4$,而非电磁的稳定机制的能量说明余下的 $1/4$ 。

[26] 在 1919 年发表的 *Einstein 1917a*(第六卷,文件 42)第 4 版中,爱因斯坦给他关于电子稳定性的纯电磁解释不可能性的论断加了一个脚注,说广义相对论建议电子是由引力结合在一起的(见第六卷文件 42 注 26)。爱因斯坦在通信中比较谨慎,表示了他对该理论正确性的怀疑(例如,见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1919年9月12日,和爱因斯坦致 Théophile de Donder 的信,1920年8月11日, BBU, 95PP2)。

18. “关于至今似乎无法用 Newton 力学解释的月球
经度周期性起伏的意见”

141

[*Einstein 1919b*]

1919 年 4 月 24 日交稿。

1919 年 5 月 8 日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919); 433—436。

关于至今似乎无法用 Newton 力学解释的 月球经度周期性起伏的意见

142

[p. 433]

众所周知,观测的月球经度表现出小幅度系统偏差,其原因至今尚未确切阐明。迄今可以分离出一个周期为 273 年的经验周期项,剩余的偏差看来至少也可近似视为周期性的,其周期将近 20 年,幅度为 1 角秒量级。下面对后一种偏差加以讨论。

C. F. Bottlinger 在其获得慕尼黑大学奖项的题为“引力理论和月球的运动”(Freiburg i. Br., 1912. C. Troemers 大学书店)的著作中试图解释^[1]这些偏差。他在该著述里紧跟 Seeliger^[2]的重要思想,提出了一种引力线在进入引力质量时会遭到吸收的假说。

但是,正如我下面简略论证的,这些偏差无须引进新假说就能很简单地予以解释。在我看来,它们并不是月球运动的周期性摆动,而是我们量度时间所依据的地球自转运动的变化。

143

[p. 434]

月球引起的潮汐增大了地球相对于地球轴的转动惯量,而增大的量依赖于地月连线与地球赤道面的交角。因此,地球的转动惯量,因而还有它的自转速度,在一个月内在要经历两个极大和两个极小。如果月球轨道平面对地球赤道面的倾角恒定不变,那么地球自转速度的月平均值应为常量。但是,这个倾角因月球轨道(相对于黄道)的进动而周期性变化,进动反过来则因太阳对月球的吸引而起。这个进动的周期大约等于 18.9 年(月轨交点绕转一整周的时间)。因此,地球的平均自转速度也发生周期性变化。如果假定——天文学家的惯常做法——地球自转是严格均匀的,那么月球经度的视周期性偏差就应该等于 18.9 年。

对这个效应做了上述定性描述后,现在对它进行近似计算。我们把潮汐波看成地球水包层的旋转椭球形变,椭圆的主轴通过月球。经简单运算可推出地

① Seeliger, "Über die Anwendung der Naturgesetze auf das Universum (论自然定律对宇宙的应用)" (Ber. d. Bayer. Akademie [1909], p. 9)。我本来也应该在我的文章 "Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie (广义相对论的宇宙学考察)" 中引用这一研究工作,我在该文 §1 所阐明的就是 Seeliger 的思想,可惜那时我不知道 Seeliger 发表了那篇文章。

球相对于它的自转轴的转动惯量(J)的表达式

$$J = J_0 \left(1 + \frac{1}{3} \frac{h}{\rho R_0} - \frac{h}{\rho R_0} \sin^2 \phi \right). \quad (1)$$

此处 J_0 是无潮汐效应时的转动惯量, h 是高潮和低潮之间的水位差, R_0 是地球半径, ρ 是地球密度(假定是常量), 而 ϕ 是地月连线和赤道平面之间的角。由于我们仅对与 ϕ 的关系感兴趣, 上述公式可代之以

$$J = J_0 \left(1 - \frac{h}{\rho R_0} \sin^2 \phi \right) \quad (2)$$

现在令 ω 为地球自转速度, ω_0 为 $\phi=0$ 时的地球自转速度, 根据角动量守恒定理, 我们有

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{h}{\rho R_0} \sin^2 \phi \right). \quad (3)$$

而自转速度的月平均值为

$$\bar{\omega} = \omega_0 \left(1 + \frac{h}{2\rho R_0} \sin^2 i \right), \quad (4)$$

其中 i 是月球轨道对地球赤道的倾角。由黄极、北极和月球轨道极构成的球面三角形的三条边等于

- [p.435]
(2) 月球轨道对地球赤道的倾角 i ,
月球轨道对黄道的倾角 β (约 5°),
赤道对黄道的倾角 α (约 20°)。

144

在这个三角形里, i 边所对的角是月轨升交点的经度 l 减去 180° 。于是我们足够近似地得到

$$i = \alpha + \beta \cos l, \quad (5)$$

其中 α 和 β 应取为常量, l 则随时间按比例增加。由这个公式可以足够近似地导出

$$\sin^2 i = \sin^2 \alpha + \beta \sin 2\alpha \cos l.$$

而从这个式子, 以及意义稍微不同的 ω_0 , 可得

$$\bar{\omega} - \omega_0 = \frac{\omega_0 h \beta}{2\rho R_0} \sin 2\alpha \cos l. \quad (6)$$

对时间积分这个表达式, 则得地球相对于均匀自转条件下的位置进动角 Δ , 它的负值就是月球的视进动, 于是有

$$(-\Delta) = -\frac{h}{2\rho R_0} \frac{T_m}{T_e} \beta \sin 2\alpha \sin l, \quad (7)$$

其中 T_m 是月轨交点绕转一整周的时间, T_e 是地球轨道绕转一整周的时间。若取 $h=1.5m$ ——一个很不确定的量——则变化幅度等于 $1''$, 也就是说数量级是正确的。我们还必须将此效应的位相与观测进行比较。至于月轨交点的经度, 我们可以足够准确地从 1900 年元旦开始计算:

$$l = 259^\circ - 19.35^\circ t.$$

用这个公式, 我们由(7)求得进动取极大值和极小值的年份, 它们与 Bottlinger 所给观测得到的年份的比较如下:

极大		极小	
根据(7)	观测	根据(7)	观测
1843	1843	1834	1830
1862	1861	1853	1852
1880	1880	1871	1874
		1895	1892

145 考虑到我们所处理的很小偏差量导致的不确定性, 上述符合程度是完全足够了。更精确研究此效应幅度的符合程度对高潮时期观测幅度的依存关系是十分需要的; 但从这些结果已经可以看出, 此现象很可能用上述方式完满解释。 [p. 436]

又及: 我们的计算给出此效应的幅度太小, 这也许与我们计算时取地球体的空间密度为常量, 也就是取地球的转动惯量过大有关。

英译者注:

{1} 这个周期是 18.6 年。

{2} 角度 α 约 23.5° 。

146 本文发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin), Sitzungsberichte* (1919): 433—436。1919 年 4 月 24 日交稿, 1919 年 5 月 8 日发表。

[1] 对本文及其续篇 *Einstein 1919c* (文件 22) 的有关历史的讨论, 见 *Martins 1999*, pp. 33—36。

[2] 月球经度(月球在其轨道上的位置)的起伏在 *Newcomb 1909* 中作了介绍。本文引用的短期起伏幅度看来是根据 Bottlinger 的工作(见下一条注)。

[3] *Bottlinger 1912b*。以 Bottlinger 的学位论文为基础所发表的文章是 *Bottlinger 1912a*。Kurt F. Bottlinger(1888—1934)是巴贝尔斯贝格天文台的助理天文学家。关于 Bottlinger 理论的讨论, 见 *Martins 1999*, 节 7。

[4] Hugo Hans von Seeliger(1849—1926)是慕尼黑大学天文学教授和该大学天文台台长。Bottlinger 是 Seeliger 的学生。

[5] *Seeliger 1909*。这篇文章讨论了作者在 *Seeliger 1895, 1896* 中首次指出的 Newton 宇宙学存在的问题。*Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)曾用本质上同样的问题来说明广义相对论场方程式中需要一个宇宙项。对这些问题的有关历史的讨论,见 *Norton 1999*。爱因斯坦到 1917 年 11 月才了解到 Seeliger 在这个领域的工作(见 1917 年 11 月 16 日爱因斯坦致 Rudolf Förster 的信[第八卷,文件 400])。1919 年爱因斯坦在苏黎世讲授的广义相对论原稿中讨论到宇宙学时明确提及 Seeliger。

[6] 但泽技术大学天文学教授和自然研究学会的本地天文台台长 Albert von Brunn(1880—1940)在 *Brunn 1919* 中证明,爱因斯坦关于地球自转在天文学家测量月球位置和公转的方法中所起作用的思想是错误的。爱因斯坦在 *Einstein 1919c*(文件 22)中接受了 Albert von Brunn 的批评。

147 19. 1919年夏季学期在柏林大学讲授广义相对论课程的讲课笔记

[1919年5—6月]

广义相对论, 1919年夏季学期, 柏林

1919年夏季学期在柏林大学讲授 广义相对论课程的讲课笔记

[1919年5—6月]^[1]

[p. 1]

广义相对论, 1919年夏季学期, 柏林^[2]

5. V.

经典力学的缺陷。

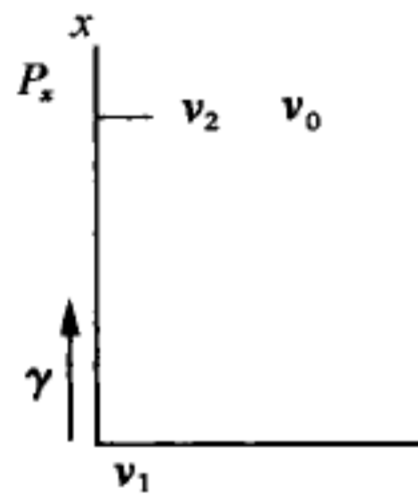
引力质量和惯性质量的相等一直没有得到解释。(Eötvös)

惯性系的优越性没有得到解释。

等效原理。

12. V.

再谈等效原理



$$\nu_2 \frac{\gamma \frac{x}{c}}{c} = \nu_1 - \nu_2 \quad [3]$$

$$\nu_1 = \nu_2 \left(1 + \frac{\gamma x}{c^2} \right) = \nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right)$$

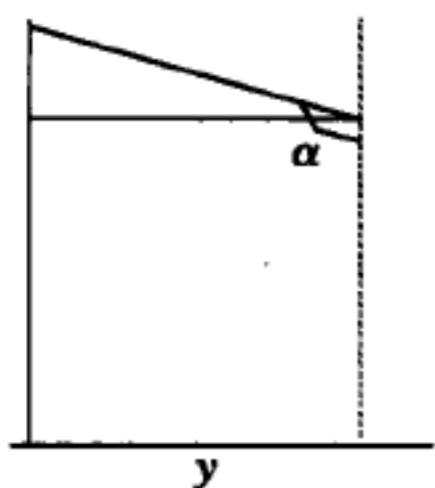
原点处的原子也有频率 ν_2

〈如果时间〉因而, 从原点来判断, P 处的时钟比原点处的时钟走得快。

谱线朝红端移动。

无法通过各处结构相同的时钟来进行时间测量。

148



$\frac{y}{c}$ 光时; $\gamma \frac{y}{c}$ 增加的速度。

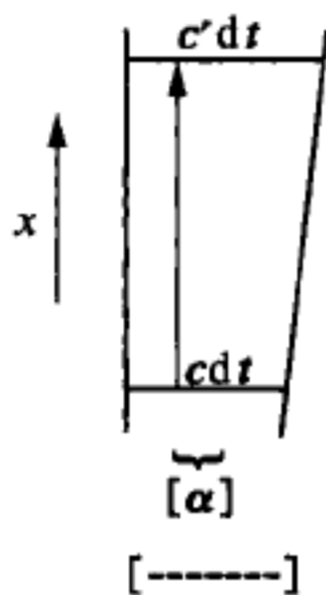
$$\alpha = \gamma \frac{y}{c^2} \quad [4]$$

一般有

$$d\alpha = \gamma_n \frac{dl}{c^2}$$

光线的弯曲证明光速对地点的依赖性。

[p. 2]



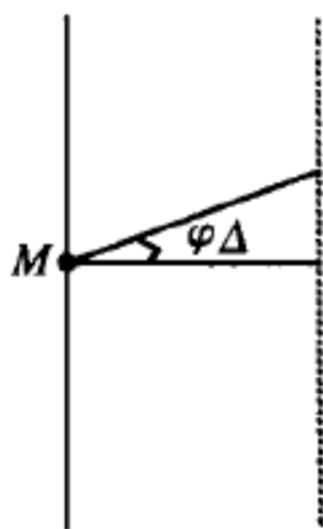
$$d\alpha = \frac{\partial c}{\partial x} dt = \gamma \frac{c dt}{c^2} \quad | \quad = \gamma \frac{dt}{c}$$

通过近似积分

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\gamma x}{c^2} \right) = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right)$$

光速对于引力势的依赖,与上面提到的一致,即光钟 $\nu = \frac{c}{l} = \nu_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right)$

恒星引起的偏转。



$$d\alpha = \frac{\kappa M}{r^2} \frac{dy}{c^2} \cos \varphi \quad [5]$$

$$r = \frac{\Delta}{\cos \varphi} \quad y = \Delta \tan \varphi$$

$$\frac{1}{r^2} = \left\langle \frac{\Delta^2}{\cos^2 \varphi} \right\rangle \frac{\cos^2 \varphi}{\Delta^2} \quad | \quad dy = \frac{\Delta}{\cos^2 \varphi} d\varphi$$

$$\int d\alpha = \frac{\kappa M}{\Delta c^2} \underbrace{\int \cos \varphi d\varphi}_2 = \frac{2\kappa M}{\Delta c^2} = \frac{2\Phi}{c^2} \quad [-]$$

假设这个结果转用于任何引力场。后来发现这个结果不对。

系统红移类似。时钟的走速。上述结果的证实。^[6] Euclid 几何学对于量杆不适用。

149

19. V.

[p. 3]

物理经验总是在确证重合。(时空重合)这种重合通过两个或多个事件有同

样的坐标 x, y, z, t 或者 $x_1 \cdots x_4$ 而找到表达方式。^[7] 这是坐标唯一的意义, 如果它们直接的度量意义失效的话。那时就不存在任何特权, 只容许线性正交代换。

不变量在任意坐标变换下的要求 (Gauss 坐标的推广), 这就是广义相对性原理。严格地说, 对于自然定律而言没有任何本质性状态, 而只有进行选择的观点。^[8]

基本不变量。

在狭义相对论中

$$\left(\sum x_i^2 [-] \right) \quad \sum dx_i^2 = -d\langle s \rangle \tau^2 \quad \left| \begin{array}{l} \text{如果固有时} \\ d\tau = \sqrt{1 - q^2} dt \end{array} \right.$$

与参考系选择无关。如果固有时原则上可通过时钟来测量, 则总是要借助量杆和时钟。(物理上有意义的不变量)

在无穷小的区域内狭义相对论可以成立。

$$-dX_1^2 - dX_2^2 - dX_3^2 + dX_4^2 \langle \sum dX_i^2 \rangle = ds^2 \text{ [9]}$$

赋予两个邻近世界点的、有物理意义的不变量。在任意代换时

$$dX_\nu = \alpha_{\nu\sigma} dx_\sigma$$

通过置入而获得形式

$$ds^2 = \sum g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu,$$

[p. 4] 式中 $g_{\mu\nu}$ 是位置的实函数, 也就是前面的引力场。以上我们遇到特殊情形

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2,$$

式中 c 是变化的。它显然不是任意代换下的不变量。

通过考虑最短路径可显示 $g_{\mu\nu}$ 同引力场的关系

$$\delta \left\{ \int ds \langle + K_{\nu} x_\nu \rangle \right\} = 0$$

1) 狭义相对论。 $ds^2 = -dx_1^2 - \cdots - dx_4^2 = dt^2 (1 - q^2)$

150

$$L = \sqrt{1 - q^2}$$

$$\delta \int (L + \Phi) dt \text{ [10]}$$

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\nu} \right) - \frac{\partial L + \Phi}{\partial x_\nu} = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\nu} \right) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_\nu} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{x}}{\sqrt{1 - q^2}} \right)$$

2) 上面提到的特例^[11]

$$\delta \int ds = \delta \int \sqrt{c^2 - q^2} dt = 0$$

$$+ \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{x}}{\sqrt{c^2 - \dot{x}^2}} \right) + \frac{c \frac{\partial c}{\partial x}}{\sqrt{\dots}} = 0 \quad \sim \frac{\partial c}{\partial x}$$

对于小速度

3) 一般有

$$\delta \int ds = 0 \quad ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

$g_{\mu\nu}$ 方程同时确定度规(量杆和时钟)与引力场。

同时,测地线将给出质点的运动方程

[p. 5]

$$\delta \int \sqrt{g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu} = \delta \int \sqrt{g_{\mu\nu} \frac{dx_\mu}{d\sigma} \frac{dx_\nu}{d\sigma}} d\sigma$$

$$\frac{1}{2} \int \frac{\delta \left(g_{\mu\nu} \frac{dx_\mu}{d\sigma} \frac{dx_\nu}{d\sigma} \right)}{w} = \frac{1}{2} \int \frac{\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} \frac{dx_\mu}{d\sigma} \frac{dx_\nu}{d\sigma} \delta x_\alpha + 2 g_{\mu\nu} \frac{dx_\mu}{d\sigma} \frac{d\delta x_\nu}{d\sigma}}{w}$$

我们选择 $d\sigma = ds$, 因而 $w=1$

151

$$\int \left[\frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} - \frac{d}{ds} \left(g_{\mu\nu} \frac{dx_\mu}{ds} \right) \right] \delta x_\nu = 0 \quad [12]$$

$$g_{\mu\nu} \frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\alpha}{ds} - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\alpha}{ds} = 0$$

$$\left[\begin{matrix} \mu & \alpha \\ \nu \end{matrix} \right] \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\alpha}{ds} \quad [13]$$

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha & \beta \\ \mu \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0 \quad [14]$$

测地线。

20. V.

行列式定理

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = |a_{\mu\nu}| = \delta_{\rho\sigma\tau} a_{1\rho} a_{2\sigma} a_{3\tau} \quad \dots(1)$$

<行或列的交换> 互换行列式的两个行或列, 行列式变号

$$\delta_{\rho\sigma\tau} a_{2\rho} a_{1\sigma} a_{3\tau} = \delta_{\rho\sigma\tau} a_{1\rho} a_{2\sigma} a_{3\tau} = -|a_{\mu\nu}|.$$

特例 如果行列式中任两个行或列相同, 则行列式为零。行列互换的一般定理为

$$\delta_{\rho\sigma\tau} a_{1\rho} a_{2\sigma} a_{3\tau} = \delta_{\rho\sigma\tau} a_{\bar{\rho}\bar{\sigma}\bar{\sigma}} a_{\bar{\sigma}\bar{\sigma}\bar{\tau}} \delta_{\rho\bar{\rho}\tau}, \quad \dots(2)$$

式中没有对 $\sigma\rho\tau$ 求和。然而,也可以求和;在这些求和中,所有的加数都相等。需要除以 $3!$ 。行和列的等价特性。

$$\langle b_{\sigma\rho} = a_{[-]} \rangle \langle b_{\nu\mu} = a_{\mu\nu} \rangle b_{\mu\nu} = a_{\nu\mu}$$

$\langle |b_{\mu\nu}| = \delta_{\rho\sigma\tau} b \rangle$ 是从(2)式中令第 1 和第 2 个指标相等而直接得出的。

[p. 6] 行列式的乘法定理

$$|a_{\mu\nu}| = \delta_{\rho\sigma\tau} a_{1\rho} a_{2\sigma} a_{3\tau}$$

152

$$|b_{\mu\nu}| = \delta_{\lambda\mu\nu} b_{1\lambda} b_{2\mu} b_{3\nu} \langle \frac{1}{3!} \rangle \delta_{\lambda\mu\nu} \delta_{\rho\sigma\tau} b_{\rho\lambda} b_{\sigma\mu} b_{\tau\nu}$$

$$\begin{aligned} \text{乘} \quad |a_{\mu\nu}| |b_{\mu\nu}| &= \langle \frac{1}{3!} \rangle \delta_{\lambda\mu\nu} \underbrace{(\delta_{\rho\sigma\tau})^2}_{1} \underbrace{(a_{1\rho} b_{\rho\lambda})}_{e_{1\lambda}} \underbrace{(a_{2\sigma} b_{\sigma\mu})}_{e_{2\mu}} \underbrace{(a_{3\tau} b_{\tau\nu})}_{e_{3\nu}} \\ &= \underbrace{\delta_{\lambda\mu\nu} \delta_{\rho\sigma\tau} a_{1\rho} a_{2\sigma} a_{3\tau} b_{\rho\lambda} b_{\sigma\mu} b_{\tau\nu}}_{|e_{\mu\nu}|} \\ &= |a_{\mu\nu}| \cdot |b_{\mu\nu}| = |a_{\mu\sigma} b_{\sigma\nu}| \end{aligned}$$

Jakobi 定理

$$dx'_\mu = \alpha_{\mu\nu} dx_\nu$$

$$dV' = |dx_\mu^{(a)}| = |\alpha_{\mu\nu} dx_\nu^{(a)}| = |\alpha_{\mu\nu}| |dx_\nu^{(a)}| = |\alpha_{\mu\nu}| dV$$

乘法定理的另一种证明

$$\begin{aligned} dx''_\mu &= \alpha_{\mu\sigma} dx'_\sigma & | & & dx'_\sigma &= \langle \alpha \rangle \beta_{\sigma\nu} dx_\nu \\ &= \alpha_{\mu\sigma} \langle \alpha \rangle \beta_{\sigma\nu} dx_\nu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} dV'' &= |\alpha_{\mu\sigma}| dV' = |\alpha_{\mu\sigma}| |\langle \alpha \rangle \beta_{\sigma\nu}| dV \\ &= |\alpha_{\mu\sigma} \beta_{\sigma\nu}| dV \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} dV'' \\ &= |\alpha_{\mu\sigma}| dV' \\ &= |\alpha_{\mu\sigma} \beta_{\sigma\nu}| dV \end{aligned}} \right\} \text{由此得到定理}$$

$$|a_{\mu\nu}| = \sum_{\rho\sigma\tau} \delta_{\rho\sigma\tau} \delta_{\rho'\sigma'\tau'} a_{\rho\rho'} a_{\sigma\sigma'} a_{\tau\tau'}$$

$$A_{\rho\rho'} = \sum_{\sigma\tau} \delta_{\rho\sigma\tau} \delta_{\rho'\sigma'\tau'} \langle a_{\rho\rho'} \rangle a_{\sigma\sigma'} a_{\tau\tau'}$$

$$A_{\rho\rho'} a_{\lambda\rho'} = \sum_{\sigma\tau\rho'} \delta_{\rho\sigma\tau} \delta_{\rho'\sigma'\tau'} a_{\lambda\rho'} a_{\sigma\sigma'} a_{\tau\tau'} = |a_{\mu\nu}| \delta_{\rho\lambda}$$

$$\frac{A_{\rho\rho'}}{|a_{\mu\nu}|} = a^{(\rho\rho')} \quad a_{\lambda\rho'} a^{(\rho\rho')} = \delta_{\lambda(\rho)}^\rho \quad (1 \text{ 或 } 0)$$

$$\text{同样} \quad a_{\rho'\lambda} a^{\rho\rho'} = \delta_{\lambda}^\rho$$

[p. 7] 线性方程的解

153

正交变换^[15]

$$dx'_\mu = \alpha_{\mu\nu} dx_\nu \quad | \quad \alpha^{(\mu\rho)}$$

$$\alpha^{(\mu\rho)} dx'_\mu = \delta^\rho_\nu dx_\nu = dx_\rho$$

$$dx'_\mu = \alpha_{\mu\nu} dx_\nu \quad | \quad \alpha_{\mu\sigma}$$

$$\alpha_{\mu\sigma} dx'_\mu = dx_\sigma$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu} &= \alpha_{\mu\nu} \\ \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} &= \alpha_{\mu\nu} \end{aligned} \right\}$$

只能用于正交变换。

26

张量理论

考虑

$$\varphi + d\varphi$$

$$\varphi$$

$$d\varphi \quad | \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} dx_\nu$$

标量 (dx_ν) 反变四维矢量 (A^ν) $\frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu}$ 协变四维矢量 (A_ν)

154

变换:

$$dx'_\mu = \frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu} dx_\nu$$

$$A^{\mu'} = \frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu} A^\nu \quad (\text{反变四维矢量})$$

$$\langle A_\mu \rangle \frac{\partial \varphi}{\partial x'_\mu} dx'_\mu = \frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} dx_\nu \quad | \quad \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} dx'_\mu$$

比较

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x'_\mu} = \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu}$$

$$A'_\mu = \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} A_\nu \quad (\text{协变四维矢量})$$

反变和协变四维矢量内乘得标量

$$\begin{aligned} A'_\mu B^{\mu'} &= \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_\mu} A_\nu \frac{\partial x_\mu}{\partial x_{\nu'}} B^{\nu'} \\ &= \delta_\nu^{\nu'} A_\nu B^{\nu'} = A_\nu B^\nu \quad (\text{所以是标量}) \end{aligned}$$

这一定理的两个逆定理对于四维矢量是重要的。

[p. 8]

27

张量(续)

如果 $\sum A_\nu b^\nu$ 对于任意选择的矢量 b^ν 为标量, 则 a^ν 为矢量^[16]

$$A'_\nu \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_a} b_a = A_\nu b_a$$

$$(A'_\nu \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_a} - A_\nu) b_a = 0 \quad \text{对于任选的 } b_a$$

括号为零

类似地, 如果 $A_{\mu\nu} a^\mu b^\nu$ 对于任意选择的矢量 a^μ 和 b^ν 为标量, 则 $A_{\mu\nu}$ 为张量。
对称张量和斜称张量。

$$A^{\mu\nu'} = \frac{\partial x_{\mu'}}{\partial x_\alpha} \frac{\partial x_\nu}{\partial x_{\beta'}} A^{\alpha\beta}$$

155

$$A^{\mu\nu'} = \left[\frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_\beta} \right] \left[\frac{\partial x_\mu}{\partial x_{\alpha'}} \right] A^{\alpha\beta} = \frac{\partial x_\mu}{\partial x_{\alpha'}} \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_\beta} A^{\alpha\beta}$$

由此得对称性质的不变性。适用于每对同类指标。每一张量可化为对称和斜称部分。

特殊张量

$$\delta_a^b = 1 \text{ 或 } 0$$

$$T'^{\nu}_{\mu} = \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_{\langle\alpha\rangle\beta}} \frac{\partial x_\alpha}{\partial x_{\mu'}} T^{\langle\alpha\rangle\beta}_{\mu} \Big|_{\delta_a^{\langle\alpha\rangle\beta}} \frac{\partial x_{\nu'}}{\partial x_\alpha} \frac{\partial x_\alpha}{\partial x_{\mu'}} \langle\delta_a\rangle = \delta_\mu^{\nu'}$$

$\sqrt{g} \delta_{\mu\nu\rho\sigma}$ 为张量; 以后须证明

基本张量。 $g_{\mu\nu}$ 为张量, 因为 $g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$ 为标量且 $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$

$g_{\mu\nu} dx_\nu = d\xi_\mu \Big|_{g^{(\mu\sigma)}}$ 为协变矢量。

$dx_\sigma = g^{(\mu\sigma)} d\xi_\mu$ 对于任选的 ξ_μ 总是反变矢量

$g^{(\mu\sigma)}$ 因而为张量; 从现在起写为 $g^{\mu\sigma}$

$g^{\nu\sigma} g_{\mu\sigma} = \delta_{\mu}^{\nu}$ 因而也是张量
所构成的行列式

$$1 = |\delta_{\mu}^{\nu}| = |g_{\mu\sigma} g^{\nu\sigma}| = |g_{\mu\nu}| \cdot |g^{\mu\nu}| \text{ 因而是互反的。}$$

[p. 9]

$$\begin{aligned} & A_{\alpha\mu} A_{\alpha\nu} \\ \langle g'_{\mu\nu} dx'_{\mu} dx'_{\nu} \rangle & |g'_{\mu\nu}| = \left| \frac{\partial x_{\alpha}}{\partial x'_{\mu}} \frac{\partial x_{\beta}}{\partial x'_{\nu}} g_{\alpha\beta} \right| \\ g' & = \left| \frac{\partial x_{\alpha}}{\partial x'_{\mu}} \right| \left| \frac{\partial x_{\beta}}{\partial x'_{\nu}} \right| g = \frac{g}{\Delta^2} \\ \sqrt{g'} \Delta & = \sqrt{g} \\ d\tau' & = \Delta d\tau \end{aligned}$$

156

$$\text{相乘得 } \sqrt{g'} d\tau' = \sqrt{g} d\tau$$

体积不变量。体积作为平行六面体

选择 $\delta_{iklm} dx_i^{(1)} dx_k^{(2)} dx_l^{(3)} dx_m^{(4)}$

$$\sqrt{g} \delta_{iklm} dx_i^{(1)} dx_k^{(2)} dx_l^{(3)} dx_m^{(4)} = \text{标量}$$

$\sqrt{g} \delta_{iklm}$ 为协变张量。〈这里〉构建反变张量。

$$\sqrt{g} \delta_{iklm} g^{ii'} g^{kk'} g^{ll'} g^{mm'} \text{ 反变张量}$$

$$\left\langle \frac{1}{\sqrt{g}} \right\rangle \sqrt{g} \langle \delta_{iklm} \rangle |g^{\mu\nu}| \delta^{i'k'l'm'} = \frac{1}{\sqrt{g}} \delta^{iklm} \text{ 因而也是张量。}$$

我们可以借助基本张量来升降指标,例如

$$A_i g^{ik} = A^k.$$

微分运算

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} &= \frac{\partial}{\partial x'_{\mu}} \cdot \frac{\partial x'_{\mu}}{\partial x_{\alpha}} \\ \frac{\partial}{\partial x'_{\alpha}} &= \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\alpha}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \\ \frac{\partial A'_{\sigma}}{\partial x'_{\alpha}} &= \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\alpha}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \left(\frac{\partial x_{\tau}}{\partial x'_{\sigma}} A_{\tau} \right) \\ &= \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\alpha}} \cdot \frac{\partial x_{\tau}}{\partial x'_{\sigma}} \frac{\partial A_{\tau}}{\partial x_{\mu}} + \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\alpha}} \frac{\partial^2 x_{\tau}}{\partial x_{\mu} \partial x'_{\sigma}} A_{\tau} \\ & \qquad \qquad \qquad \frac{\partial^2 x_{\tau}}{\partial x'_{\alpha} \partial x'_{\sigma}} A_{\tau} \end{aligned}$$

因而不是〈矢量,〉张量。不过

[p. 10]

$$\boxed{\frac{\partial A_{\sigma}}{\partial x_{\tau}} - \frac{\partial A_{\tau}}{\partial x_{\sigma}}}$$

却可以是张量。

测地线方程的推导。^[17]

3 & 4. VI

157

微分运算和对电磁场方程的应用

对称张量的散度。

斜称张量的考虑

$$\frac{\partial A_{\mu}^{\langle \mu \rangle \nu}}{\partial x_{\sigma}} \langle + \rangle - \left\{ \begin{matrix} \sigma \langle \alpha \rangle \mu \\ \langle \mu \rangle \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha}^{\langle \alpha \rangle \nu} + \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ \nu \end{matrix} \right\} A_{\mu}^{\langle \mu \rangle \alpha} \quad [18]$$

缩并

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{-g}} \left[\frac{\partial \mathfrak{A}^{\mu\nu}}{\partial x_{\nu}} + \left\{ \begin{matrix} \nu \alpha \\ \mu \end{matrix} \right\} A^{\alpha\nu} \right] \quad [19] \\ & \left. \frac{1}{2} g^{\mu\beta} \left(\frac{\partial g_{\nu\beta}}{\partial x_{\alpha}} + \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right) \right| \text{通过乘以 } g_{\sigma\mu} \\ & \frac{1}{\sqrt{-g}} \left(\frac{\partial \mathfrak{A}_{\mu}^{\nu}}{\partial x_{\nu}} - \sqrt{-g} \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha}^{\nu} \right) \\ & - \left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \beta \end{matrix} \right] \mathfrak{A}^{\beta\nu} \\ & - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{A}^{\beta\nu} \quad \left| \quad + \frac{1}{2} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{A}_{\alpha\beta} \right. \end{aligned}$$

平行移动(Levi-Civita, Weyl)^[20]

如果沿每一方向不变导数均为零,则移动矢量“平行于”未移动的矢量

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha} \Big| dx_{\nu} \\ & dA_{\mu} = \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha} dx_{\nu} \quad \text{平行移动定理。} \end{aligned}$$

两个无穷小平行移动的叠加[-]

158

$$\begin{aligned} & \delta(A_{\mu} + dA_{\mu}) \\ & \left. \begin{matrix} \delta[+] \\ dx_{\nu} \end{matrix} \right\} A_{\mu} + dA_{\mu} \\ & \left. \begin{matrix} \delta[-] \\ (A_{\mu}) \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad \begin{aligned} & A'_{\mu} = A_{\mu} + \left\{ \begin{matrix} \mu \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha} dx_{\beta} \quad [21] \\ & A''_{\mu} = A'_{\mu} + \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} A'_{\sigma} \delta x_{\tau} = A_{\mu} + \left\{ \begin{matrix} \mu \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha} dx_{\beta} \\ & \quad + \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \sigma \end{matrix} \right\}' (A_{\sigma} + \left\{ \begin{matrix} \sigma \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha} dx_{\beta}) \delta x_{\tau} \end{aligned}$$

$$A_\mu + \left[\left\{ \begin{matrix} \mu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_\sigma dx_\beta + \left\{ \begin{matrix} \mu\tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma dx_\tau \right] + \frac{\partial}{\partial x_\lambda} \left\{ \begin{matrix} \mu\tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma \delta x_\tau dx_\lambda \\ + \left\{ \begin{matrix} \mu\tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} A_\sigma \delta x_\tau dx_\beta$$

如果与顺序无关,则有限距离的平行移动是唯一的。运算可以通过两次延伸得出。

[p. 11]

159

$$A_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_\alpha \\ A_{\mu\nu\sigma} = \frac{\partial A_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} - \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\alpha\nu} - \left\{ \begin{matrix} \sigma\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_{\mu\alpha} \\ = \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_\alpha \right) \\ - \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left[\frac{\partial A_\alpha}{\partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \alpha\nu \\ \beta \end{matrix} \right\} A_\beta \right] \\ - \left\{ \begin{matrix} \sigma\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left[\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\sigma} - \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} A_\beta \right] \\ = \frac{\partial^2 A_\mu}{\partial x_\sigma \partial x_\nu} \\ - \underbrace{\left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial A_\alpha}{\partial x_\sigma} - \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial A_\alpha}{\partial x_\nu}}_{\text{对}\sigma\text{和}\nu\text{对称}} - \left\{ \begin{matrix} \sigma\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\sigma} \\ - \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} A_\alpha + \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha\nu \\ \beta \end{matrix} \right\} A_\beta + \left\{ \begin{matrix} \sigma\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} A_\beta \\ \left. \begin{array}{l} - \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left\{ \begin{matrix} \mu\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} \\ + \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \nu\mu \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \end{array} \right\} R_{\mu(\sigma)\nu\alpha}^{(\alpha)} \quad \text{Riemann 张量} \quad [22]$$

伴随协变张量 $g_{\alpha\kappa}$ [23]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \kappa \end{matrix} \right] - \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left[\begin{matrix} \mu\sigma \\ \kappa \end{matrix} \right] - \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} g_{\alpha\kappa,\sigma} + \left\{ \begin{matrix} \mu\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} g_{\alpha\kappa,\nu} \\ + \left\{ \begin{matrix} \sigma\mu \\ \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} \nu\beta \\ \kappa \end{matrix} \right] - \left\{ \begin{matrix} \nu\mu \\ \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} \sigma\beta \\ \kappa \end{matrix} \right] \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} \left[\begin{matrix} \alpha\nu \\ \kappa \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \kappa\nu \\ \alpha \end{matrix} \right] \\ \left[\begin{matrix} \alpha\sigma \\ \kappa \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \kappa\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right] \end{array} \right.$$

$$\begin{array}{c}
 -\frac{\partial^2 g_{\nu\kappa}}{\partial x_\mu \partial x_\sigma} \langle + \rangle - \frac{\partial^2 g_{\mu\sigma}}{\partial x_\kappa \partial x_\nu} + \frac{\partial^2 g_{\mu\nu}}{\partial x_\kappa \partial x_\sigma} + \frac{\partial^2 g_{\kappa\sigma}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} \\
 \langle + \rangle - \left\{ \begin{array}{c} \mu\sigma \\ \alpha \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \kappa\nu \\ \alpha \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} \mu\nu \\ \alpha \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \kappa\sigma \\ \alpha \end{array} \right\}
 \end{array}
 \left| \begin{array}{l}
 (\mu\kappa, \nu\sigma) \\
 R_{\mu\kappa, \nu\sigma} \quad [24]
 \end{array} \right.$$

[p. 12]

缩并上面相关的指标 $\nu\alpha$

160

$$\begin{array}{c}
 \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{array}{c} \mu\sigma \\ \alpha \end{array} \right\} \langle + \rangle - \left\{ \begin{array}{c} \mu\alpha \\ \beta \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \nu\beta \\ \alpha \end{array} \right\} \\
 - \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{array}{c} \mu\alpha \\ \alpha \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} \mu\sigma \\ \alpha \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \alpha\beta \\ \beta \end{array} \right\}
 \end{array}
 \left| -R_{\mu\sigma} \quad [25]$$

如果 $\sqrt{-g}=1$, 则该式化简为第一行。由此得标量 R 。

狭义相对论的基本定律转用到广义相对论

$$\begin{array}{cccccc}
 \varphi_{23} & \varphi_{31} & \varphi_{12} & \varphi_{14} & \varphi_{24} & \varphi_{34} \\
 h_x & h_y & h_z & e_x & e_y & e_z \quad [26] \\
 \\
 \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial x_\mu} = \varphi_{\mu\nu} & \left| \begin{array}{l}
 e_x = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \frac{\partial \varphi_4}{\partial x} \\
 h_x = \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_3} - \frac{\partial \varphi_3}{\partial x_2}
 \end{array} \right| & \begin{array}{cccc}
 \varphi_1 & \varphi_2 & \varphi_3 & \varphi_4 \\
 -\mathcal{A}_x & -\mathcal{A}_y & -\mathcal{A}_z & \rho
 \end{array}
 \end{array}$$

诱导定律 $\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial \varphi_{\nu\rho}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial \varphi_{\rho\mu}}{\partial x_\nu} = 0$

进一步令^[27] $\mathfrak{F}_{\mu\nu} = \sqrt{-g} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \varphi_{\alpha\beta}$, 则另一系统为

$$\frac{\partial \mathfrak{F}_{(\mu\nu)}}{\partial x_\nu} = \mathfrak{F}_{(\nu)}^\mu \quad \begin{array}{cccc}
 \mathfrak{F}^1 & \mathfrak{F}^2 & \mathfrak{F}^3 & \mathfrak{F}^4 \\
 i_x & i_y & i_z & \rho
 \end{array}$$

\mathfrak{F}^ν 是电流的反变张量密度。

如果 ρ_0 为密度标量, 则显然可以有 $\mathfrak{F}_{(\nu)}^\nu = \sqrt{-g} \rho_0 \frac{dx_\mu}{ds}$ ^[28]

力密度具有张量密度的性质

$$\begin{array}{c}
 \mathfrak{R}_\mu = -\varphi_{\mu\alpha} \mathfrak{F}^\alpha \quad [29] \\
 \mathfrak{R}_1 \cdot \quad \cdot \mathfrak{R}_4 \\
 -[-]_x \cdot \quad \cdot [-]
 \end{array}
 \left| \begin{array}{l}
 h_z i_y - h_y i_z + e_x \rho \\
 \dots \dots \dots \dots \\
 -e_x i_x - e_y i_y - e_z i_z
 \end{array} \right.$$

能量定律的一般形式

$$\begin{array}{c}
 -\left(\frac{\partial \mathfrak{F}_\sigma^\nu}{\partial x_\nu} + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \mathfrak{F}_{\mu\nu} \right) = \mathfrak{R}_\sigma \\
 -p_{11} \quad -p_{12} \quad -p_{13} \quad -s_x \\
 \mathfrak{F}_\sigma^\nu = \frac{\quad}{\quad} \quad \frac{\quad}{\quad} \quad \frac{\quad}{\quad} \quad \frac{\quad}{\quad} \\
 m_x \quad m_y \quad m_z \quad \eta
 \end{array}$$

161

$$\begin{aligned}\mathfrak{M} &= +\frac{1}{2}\sqrt{-g}g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta}\varphi_{\mu\nu}\varphi_{\alpha\beta}^{[30]} \\ \frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial g^{\mu\nu}} &= -\frac{1}{4}\sqrt{-g}\varphi^{\alpha\beta}\varphi_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} + \sqrt{-g}\varphi_{\mu\alpha}\varphi_{\nu\beta}g^{\alpha\beta} \\ \frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\varphi_{\mu\nu}} &= \mathfrak{F}^{\mu\nu} \quad \frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\nu}}} = 2\mathfrak{F}^{\mu\nu}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta_{\varphi_{\nu}}\left\{\int\mathfrak{M}dV\right\} &= 0 \quad \int\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\varphi_{\mu\nu}}\delta\left(\frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial\varphi_{\nu}}{\partial x_{\mu}}\right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_{\nu}}(\mathfrak{F}_{\mu\nu}) &= 0\end{aligned}$$

真空场方程。

对不变量的要求^[31]

$$\begin{aligned}\langle\Delta\rangle\int\left[\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial g^{\mu\nu}}\delta^*g^{\mu\nu} + \frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\varphi_{\mu\nu}}\delta^*\left(\frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\nu}}\right)\right]d\tau &= 0 \\ -\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}\left(\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\varphi_{\mu\nu}}\right)\delta^*\varphi_{\mu} & \\ \delta^*g^{\mu\nu} &= \frac{\partial\langle\delta\rangle\Delta x'_{\mu}}{\partial x_{\alpha}}g^{\alpha\nu} + \frac{\partial\Delta x'_{\nu}}{\partial x_{\alpha}}g^{\alpha\mu} - \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha}}\Delta x_{\alpha}^{[32]} \\ \delta^*\varphi_{\mu} &= -\frac{\partial\Delta x_{\alpha}}{\partial x_{\mu}}\varphi_{\alpha} - \frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\alpha}}\Delta x_{\alpha}\end{aligned}$$

162

$$\begin{aligned}-2\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}}\left(\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial g^{\mu\nu}}g^{\nu\alpha}\right) - g^{\mu\nu}\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial g^{\mu\nu}} - 2\frac{\partial}{\partial x_{\mu}}\left(\left\langle\frac{\partial\mathfrak{M}}{\partial\varphi_{\mu\nu}}\right\rangle\mathfrak{F}_{\mu}\varphi_{\alpha}\right) + \mathfrak{F}_{\mu}\frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\alpha}} &= 0^{[33]} \\ -\left(\frac{\partial\mathfrak{F}_{\alpha}^{\mu}}{\partial x_{\mu}} + \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\mathfrak{F}_{\mu\nu}\right) &= -\mathfrak{F}_{\mu}\left(\frac{\partial\varphi_{\alpha}}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial\varphi_{\mu}}{\partial x_{\alpha}}\right) = -\varphi_{\alpha\mu}\mathfrak{F}_{\mu}\end{aligned}$$

电磁场的能量定律

理想流体运动定律^[34]

$$\mathfrak{F}_{\sigma}^{\nu} = \sqrt{-g}\sigma_{\sigma}g_{\sigma\alpha}\frac{dx_{\alpha}}{ds}\frac{dx_{\nu}}{ds} - p\delta_{\sigma}^{\nu}$$

自由质点运动定律详细列出^[35]

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}\left(\sqrt{-g}\sigma_{\sigma}g_{\sigma\alpha}\frac{dx_{\alpha}}{ds}\frac{dx_{\nu}}{ds}\right) - \frac{1}{2}\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_{\sigma}}\mathfrak{F}^{\mu\nu} &= 0 \\ \underbrace{\sigma_{\sigma}V_0}_{\overline{m}}ds = \sigma_{\sigma}Vdt\sqrt{-g} \quad m = \sigma_{\sigma}\sqrt{-g}V\frac{dt}{ds}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial x_4} \int \sqrt{-g} g_{\sigma_0} g_{\sigma a} \frac{dx_a}{ds} \frac{dx_4}{ds} dV \Big| \frac{d}{dx_4} \left(mg_{\sigma a} \frac{dx_a}{ds} \right) \\
& - \int \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \sqrt{-g} g_{\sigma_0} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} dV \Big| - m \frac{ds}{dt} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \quad [36] \\
& \quad \frac{d}{ds} \left(g_{\sigma a} \frac{dx_a}{ds} \right) - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \\
& \quad g_{\sigma a} \frac{d^2 x_a}{ds^2} + \frac{\partial g_{\sigma\mu}}{\partial x_\nu} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \\
& \quad \quad \quad \left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right] \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \\
& \quad \frac{d^2 x_\tau}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \tau \end{matrix} \right\} \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} = 0.
\end{aligned}$$

引力场

Galileo 场满足条件

$$R_{ik,lm} = 0$$

纯引力场的定律通过这里的推广得到

[p. 15]

$$R_{im} = 0 \quad (10 \text{ 个方程})$$

163

也可以通过 R 的变分得到。^[37]

$$\begin{aligned}
R_{im} = & - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} im \\ \alpha \end{matrix} \right\}}{\partial x_\alpha} + \left\{ \begin{matrix} i\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \\
& + \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} i\alpha \\ \alpha \end{matrix} \right\}}{\partial x_m} - \left\{ \begin{matrix} im \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha\beta \\ \beta \end{matrix} \right\} \Big| g^{im} \sqrt{-g}
\end{aligned}$$

如果 $\sqrt{-g} = \text{常数}$, 则第二行为零。通过特别选择坐标系可以做到这一点。

$$\begin{aligned}
\int \sqrt{-g} g^{im} R_{im} = & \int \mathfrak{G}^* d\tau + \int (\quad) dS. \quad [38] \\
\left\{ \begin{matrix} im \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (g^{im} \sqrt{-g}) - & \left\{ \begin{matrix} i\alpha \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial}{\partial x_m} (g^{im} \sqrt{-g}) \\
\frac{\partial g_{\sigma\tau}}{\partial x_\alpha} = & \left[\begin{matrix} \sigma\alpha \\ \tau \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \tau\alpha \\ \sigma \end{matrix} \right] \Big| g^{\sigma i} g^{\tau m} \\
- \frac{\partial g^{im}}{\partial x_\alpha} = & g^{\sigma i} \left\{ \begin{matrix} \sigma\alpha \\ m \end{matrix} \right\} + g^{\sigma m} \left\{ \begin{matrix} \sigma\alpha \\ i \end{matrix} \right\} \Big| -\sqrt{-g}
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial x_a} = \sqrt{-g} \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \beta \end{matrix} \right\} \Big| g^{im}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_a} (g^{im} \sqrt{-g}) = \sqrt{-g} \left[g^{im} \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \beta \end{matrix} \right\} - g^{\sigma i} \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ m \end{matrix} \right\} - g^{\sigma m} \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ i \end{matrix} \right\} \right] \Big| \left\{ \begin{matrix} im \\ a \end{matrix} \right\} \quad [39]$$

$$\frac{\partial}{\partial x_m} (g^{im} \sqrt{-g}) = \sqrt{-g} \left[g^{ia} \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \beta \end{matrix} \right\} - g^{\sigma i} \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ a \end{matrix} \right\} - g^{\sigma a} \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ i \end{matrix} \right\} \right] \Big| - \left\{ \begin{matrix} ia \\ a \end{matrix} \right\}$$

$$-\mathfrak{G}^* = \sqrt{-g} \left[g^{\sigma a} \left\{ \begin{matrix} \sigma \alpha \\ i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} i \beta \\ \beta \end{matrix} \right\} - g^{im} \left\{ \begin{matrix} i \alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m \beta \\ a \end{matrix} \right\} \right] \quad [40]$$

164

\mathfrak{G}^* 只是 g^{im} 和 g_{σ}^{im} 的函数。

张量可以从这样的不变量积分中通过变分(在边界上为零)构造出来。

$$\delta \left\{ \int \mathfrak{G}^* d\tau \right\} = \int \left(\frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g_{\sigma}^{\mu\nu}} \delta g_{\sigma}^{\mu\nu} \right) d\tau = \text{不变量}$$

$$-\frac{\partial}{\partial x_{\sigma}} \left(\frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g_{\sigma}^{\mu\nu}} \right) + \frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} = \mathfrak{G}_{\mu\nu}^*$$

$$\int \mathfrak{G}_{\mu\nu}^* \delta g^{\mu\nu} d\tau = \text{不变量。对于所有 } \delta g^{\mu\nu} \text{ 在边界上为零。}$$

所以 $\mathfrak{G}_{\mu\nu}^*$ 本身是张量。^[41] 自然也同 $R_{\mu\nu}$ 关联一起,

[p. 16]

$$-\mathfrak{G}_{\mu\nu}^* = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$$

这个张量满足一个十分重要的关系。

无穷小变换在边界上为零。

$$0 = \delta^* \mathfrak{J} = \int \mathfrak{G}_{\mu\nu}^* \delta^* \langle \mathfrak{G} \rangle g^{\mu\nu'} d\tau \quad [42]$$

$$\delta^* g_{\mu\nu} = \frac{\partial \delta x_{\mu}}{\partial x_{\alpha}} g^{\alpha\nu} + \frac{\partial \delta x_{\nu}}{\partial x_{\alpha}} g^{\mu\alpha} - \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha}} \delta x_{\alpha}$$

因而按照偏微分方程

$$2 \frac{\partial \mathfrak{G}_{\mu}^{\sigma}}{\partial x_{\alpha}} + g_{\alpha}^{\mu\nu} \mathfrak{G}_{\mu\alpha}^* = 0 \quad [43]$$

$\mathfrak{G}_{\mu\nu}^*$ 的散度为零。

进一步的性质^[44]

$$\delta \mathfrak{J} = \delta^* \mathfrak{J} + \int \left| \mathfrak{G}^* (dx_2 dx_3 dx_4 \delta x_1) - + \cdot \right.$$

$$\left. + \int \frac{\partial \mathfrak{G}^* \delta x_{\nu}}{\partial x_{\nu}} d\tau \right.$$

$$\delta \mathfrak{J} = \int \left(\frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} \delta^* g^{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g_{\sigma}^{\mu\nu}} \delta^* g_{\sigma}^{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{G}^* \delta x_{\nu}}{\partial x_{\nu}} \right) d\tau$$

$$\begin{array}{l}
 \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} \left| \begin{array}{l} g^{\mu\alpha} \frac{\partial \delta x_\nu}{\partial x_\alpha} + \dots - g_a^{\mu\nu} \delta x_a \\ \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left(g^{\mu\alpha} \frac{\partial \delta x_\nu}{\partial x_\alpha} + \dots - g_a^{\mu\nu} \delta x_a \right) \\ 1 \left| \frac{\partial}{\partial x_\nu} (\mathcal{G}^* \delta x_\nu) \right. \end{array} \right. \\
 \hline
 \underbrace{- \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} g_a^{\mu\nu} - \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} \frac{\partial g_a^{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial x_\nu} \delta x_\nu}_{[45]} \\
 \left(2 \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} g^{\mu\alpha} + 2 \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} g_a^{\mu\alpha} - \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\sigma}} g_\nu^{\mu\sigma} + \mathcal{G}^* \delta_\nu^\alpha \right. \\
 \left. + 2 \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} g^{\mu\alpha} \frac{\partial^2 \delta x_\nu}{\partial x_\sigma \partial x_\alpha} \right)
 \end{array}$$

$\mathcal{G}^* d\tau$ 对线性变换的不变性令第二行的括号等于零。

[p. 17]

场方程

$$\mathcal{G}_{i,m}^* = \langle \kappa \rangle \mathfrak{I}_{i,m}$$

左边的散度为零,因而右边的散度也为零,符合物质的能量守恒定律。^[46]

〈联合〉广义守恒定律

$$\begin{aligned}
 - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} \right) + \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} &= \langle \kappa \rangle \mathfrak{I}_{\mu\nu} | g^{\nu\sigma} \\
 \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} g^{\nu\sigma} \right) - \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g^{\mu\nu}} g^{\nu\sigma} - \frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} g_a^{\nu\sigma} &= - \langle \kappa \rangle \mathfrak{I}_{\mu(\nu)}^\sigma \\
 \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{\partial \mathcal{G}^*}{\partial g_a^{\mu\nu}} g^{\nu\sigma} \right) &= - (\mathfrak{I}_{\mu(\nu)}^\sigma + t_{\mu(\nu)}^\sigma) \quad [47]
 \end{aligned}$$

由于上面的等式^[48]

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial x_\sigma} (\mathfrak{I}_\mu^\sigma + t_\mu^\sigma) = 0}$$

场方程也可以写为^[49]

$$\frac{1}{\kappa} \left(R_{im} - \frac{1}{2} g_{im} R \right) = - T_{im} \quad \text{或} \quad \frac{1}{\kappa} R_{im} = - \left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right)$$

一级近似^[50]

$$g_{im} = -\delta_{im} + \gamma_{im}$$

首先给出

$$\frac{\partial \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{\alpha\alpha}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \frac{\partial^2 \gamma_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu \partial x_\alpha} - \frac{\partial^2 \gamma_{\nu\alpha}}{\partial x_\mu \partial x_\alpha} = 2\kappa \left(T_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} T \right)$$

$$\text{乘以 } \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \\ - \frac{\partial^2 \gamma_{\alpha\alpha}}{\partial x_\beta^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} = \kappa T$$

〈现在乘 $\delta_{\mu\nu}$ 并与上面的方程相加得〉

我们将左边写为^[51]

[p. 18]

$$\frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha^2} - \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left(\frac{\partial \gamma_{\mu\alpha}}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{2} \gamma \delta_{\mu\alpha} \frac{\partial \gamma}{\partial x_\alpha} \right) \\ - \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \gamma_{\nu\alpha}}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{2} \gamma \delta_{\nu\alpha} \frac{\partial \gamma}{\partial x_\alpha} \right)$$

坐标系还容许作无穷小的代换。我们如此选择,使

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu} \left(\gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \gamma \right) = 0, \quad \dots(1)$$

于是方程

$$\frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha^2} = + 2\kappa \left(T_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} T \right) \quad \dots(2)$$

与(1)式相容。仍然有狭义相对论的协变性。

$T_{\mu\nu}$ 在一定意义上主要只由物质决定。

$$T^{\alpha\beta} = \rho \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} \quad ds^2 = \sqrt{1-q^2} dt \\ \approx \rho \frac{dx_\alpha}{dt} \frac{dx_\beta}{dt}$$

167

$$T_{\alpha\beta} = \rho \frac{dx_\alpha}{dt} \frac{dx_\beta}{dt} \quad \left| \quad T_{44} = -\rho \quad T_{44} g^{44} = \rho \right.$$

$$T = +\rho$$

$$T_{\mu\nu}^* = \rho \frac{dx_\mu}{dt} \frac{dx_\nu}{dt} + \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \rho \quad \dots(3)$$

静态物质的分量为

$$\frac{\rho}{2} \quad 0 \quad 0 \quad 0$$

$$0 \quad \frac{\rho}{2} \quad 0 \quad 0 \quad \text{对于缓慢运动的物质}^{[52]}$$

进一步有

$$0 \quad 0 \quad \frac{\rho}{2} \quad 0 \quad T_{14}^* = i\rho a_x$$

$$0 \quad 0 \quad 0 \quad -\frac{\rho}{2}$$

[p. 19] 从(2)式得解

$$\gamma_{\mu\nu} = \mp \frac{\kappa}{4 \cdot 2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu}^*(t-r)}{r} dV \quad [53] \quad \dots(2a)$$

对于静态物质

$$\gamma_{44} = + \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{[\rho] dV}{r} \quad [54]$$

$$\gamma_{11} = - \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\rho dV}{r} \text{ 等等 } \dots \left(= \frac{2m}{4\pi} \cdot \frac{1}{r} \right)$$

其余的 γ 为零。

质点运动方程

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \mu \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0$$

一级近似有 $ds=dt$

$$\left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \mu \end{matrix} \right\} = - \left[\begin{matrix} \alpha \beta \\ \mu \end{matrix} \right]$$

在第二级由于速度很小只考虑 $\alpha=\beta=4$ 的情形

$$\frac{d^2 x_\mu}{dt^2} + \left[\begin{matrix} 44 \\ \mu \end{matrix} \right] = 0$$

$$\ddot{x}_\mu - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_\mu} = 0$$

$$\ddot{x}_\mu + \frac{\kappa}{8\pi} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left\{ \int \frac{\rho dV}{r} \right\} = 0 \quad [55]$$

$$\boxed{\ddot{x}_\mu = - \frac{\kappa}{8\pi} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left\{ - \int \frac{\rho dV}{r} \right\}}$$

这与 Newton 理论一致

根据该理论,在用秒计时的情况下

$$\frac{d^2 x_\mu}{dt_s^2} = - \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left\{ - \int \frac{K\rho dV}{r} \right\}$$

或者因为 $dt = c dt_s$

$$\frac{d^2 x_\mu}{dt^2} = - \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left\{ - \frac{K}{c^2} \int \frac{\rho dV}{r} \right\}$$

因而有 $\kappa = \frac{8\pi K}{c^2} = 1.86 \cdot 10^{-27}$

[p. 20] 引力场中的时钟和量杆^[56]

我们采用缩写

$$\gamma_{44} = \alpha \frac{M}{r} \quad (\text{对于球形质量}) \quad \left| \alpha = \frac{\kappa}{4\pi} = \frac{2K}{c^2} \right.$$

$$\left. \left(-\frac{2\Phi}{c^2} \right) \right.$$

$$ds^2 = \left(1 - \alpha \frac{M}{r}\right) dt^2 - \left(1 + \frac{\alpha M}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

当然这只适用于我们选择的坐标系。

$$\text{静止时钟的走速 } \frac{ds}{dt} = 1 - \frac{\alpha M}{2r} = \left\langle 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right\rangle$$

$$\text{静止量杆的长度 } \langle -ds \rangle = \frac{1}{1 + \frac{\alpha M}{2r}} = 1 - \frac{\alpha M}{2r}$$

169

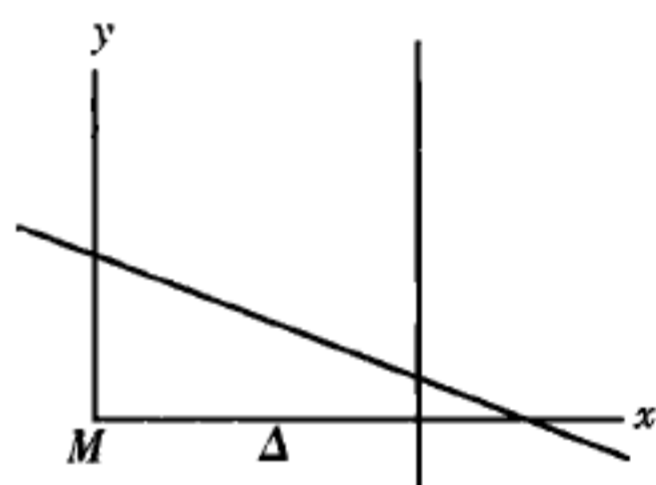
$$\text{光速 } (ds = 0) \frac{\sqrt{dx^2 + \dots}}{dt} = 1 - \frac{\alpha M}{r} (\text{光钟}) = 1 + \frac{2\Phi}{r} \quad [57]$$

由测地线计算光线的弯曲

$$\int ds = \int L dt$$

$$\left\langle \frac{d^2 y}{ds^2} \right\rangle L = \sqrt{\left(1 - \frac{\alpha M}{r}\right) - \left(1 + \frac{\alpha M}{r}\right) \dot{y}^2}$$

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \right) + \frac{\partial L}{\partial y} = 0$$



引力势对光速的影响是上面计算值的两倍。[58]

大质量缓慢运动时质点运动的更严格计算。[59]

$$\langle \langle T \rangle g_{14} \rangle_{\text{ob}} = -\frac{i\kappa}{2\pi} \int \frac{\rho q_x}{r} d\tau$$

$$(g_{14})_r = \frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{\rho q_x}{r} d\tau$$

$$\sqrt{g_{44} dx_4^2 + 2g_{14} dx_1 dx_4 + g_{11} dx_1^2} =$$

$$\sqrt{g_{44} + 2ig_{14} \frac{dx_1}{dt} + g_{11} \frac{dx_1^2}{dt^2}} dt$$

$$g_{14} = ig_{14} (\text{上面})$$

$$\delta \left\{ \int -m \sqrt{g_{44} + 2(g_{14} \dot{x}_1 + \dots) + g_{11} \dot{x}_1^2 + \dots} dt \right\} = 0$$

$$\underbrace{\hspace{10em}}_{-q^2}$$

$$\frac{d}{dt} m \left(\frac{g_{14} - \dot{x}}{\sqrt{\dots}} \right) - m \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial g_{44}}{\partial x} + \frac{\partial g_{14}}{\partial x} q_x + \frac{\partial g_{24}}{\partial x} q_y + \dots}{\sqrt{\dots}} = 0$$

$$\frac{m}{\sqrt{\dots}} = \frac{m}{1 - \frac{1}{2} \gamma_{44}} = m'$$

$$\frac{d}{dt} (m' q_a) = \underbrace{-\frac{1}{2} m' \frac{\partial g_{44}}{\partial x_a}}_{\text{Newton力}} + \underbrace{m' \frac{\partial g_{14}}{\partial t}}_{\text{感应力}} + \underbrace{m' \left(\frac{\partial g_{14}}{\partial x_a} - \frac{\partial g_{a4}}{\partial x_1} \right)}_{\text{Coriolis力}} q_a \quad [60]$$

$$m' = m \left(1 + \frac{1}{2} \gamma_{44} \right) \text{惯性随物质的聚集而增加。} [61]$$

[p. 21] 中心对称静态情形下的严格解。根据 Weyl 的推导 [62]

$$\left(m = \frac{KM}{c^2} \right) \text{力 B } \frac{KM}{a^2} = \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 a$$

$$m = 4\pi^2 \frac{a^3}{c^2 T^2} [63]$$

$$\text{每圈进动 } \frac{24\pi^3 a^2}{c^2 T^2 (1 - e^2)} [64]$$

宇宙学问题 [65]

近似解表明,靠近的物质会使惯性增加,正如引入加速系会产生 Coriolis 力一样。这种统一的观点导致将物质看做一切惯性,即 $g_{\mu\nu}$ 场的原因。(广义相对性-Mach 思想) [66]

径向对称情形与此不符,因为从 Euclid 几何学观点看无穷远处的场并没有作为条件的物质。这就导致无法接受的二元论(涉及惯性-几何学的原因(观点))。

自然的宇宙观念要求,宇宙中的物质一般说来分布大致均匀,在适当选择的坐标系中处于准静止状态。宇宙通过由静止物质组成的静态宇宙(恒定密度,没有压强)而理想化。由于 Gauss 定理,Newton 的理论并未提供这种可能性。 [67]

我们用广义相对论来试试

$$ds^2 = f_{(-)}^2 dt^2 - d\sigma^2 [68]$$

$$d\sigma^2 = \gamma_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

[p. 22]

$$R_{ik} = P_{ik} + \frac{f_{ik}}{f} \quad \text{对于} [69]$$

171

$$R_{44} = -f\Delta_2 f | R = -P \quad [70]$$

$$T = g^{i\kappa} T_{i\kappa} = \frac{T_{44}}{f^2} - T \quad T = \gamma^{i\kappa} T_{i\kappa}$$

$$T^{i\kappa} = \rho \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_\kappa}{ds} = \begin{matrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 0 & \\ & & & \frac{\rho}{f^2} \end{matrix} \quad [71]$$

$$T_{i\kappa} = \begin{matrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 0 & \\ & & & f^2 \rho \end{matrix}$$

$$T = \rho$$

$$T_{44} - \frac{1}{2} g_{44} T = \frac{1}{2} f^2 \rho$$

$$(T_{i\kappa}) = 0$$

123

$$T_{44} = \rho \quad T = \rho$$

$$\frac{1}{4} \gamma^{i\kappa} T \quad \left| \quad \frac{1}{4} \gamma^{i\kappa} \rho \right.$$

$$R_{i\kappa} = -\kappa \left(T_{i\kappa} - \frac{1}{2} g_{i\kappa} T \right)$$

首先来看对于无压强物质组成宇宙的指标为 44 的场方程

$$-f\Delta_2 f = -\frac{1}{2} \kappa f^2 \rho$$

如果 $\rho \neq 0$, 常数 f 肯定无解。^[72]

我们撇开标量方程, 将方程组加以推广。^[73]

$$R = \kappa T \left(-\frac{1}{4} g_{i\kappa} \right)$$

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{4} g_{i\kappa} R = -\kappa \left(T_{i\kappa} - \frac{1}{4} g_{i\kappa} T \right)$$

也可以由宇宙压强引起。^[74]

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{2} g_{i\kappa} R = -\kappa (T_{i\kappa} \langle + \rangle - g_{i\kappa} p)$$

$$+R = +\kappa (T - 4p) \quad \left| \quad \frac{1}{4} g_{i\kappa} \langle - \rangle \right.$$

由此得到上面的方程。

172

对宇宙学问题的应用。^[75]

$$\langle R_{i\kappa} \rangle P_{i\kappa} - \frac{1}{4} \gamma_{i\kappa} P = -\kappa \cdot \frac{1}{4} \gamma_{i\kappa} \rho$$

$$0 + \frac{1}{4} g_{44} P = -\kappa \left(\rho - \frac{1}{4} \rho \right)$$

$$P_{i\kappa} = -\frac{\langle \kappa \rangle}{4} \gamma_{i\kappa} (\kappa \rho - P) \quad \left| \quad P = \frac{3}{4} P \langle + \rangle - \frac{3}{4} \kappa \rho \quad \text{与下面的方程一致}$$

$$0 = \frac{3}{4} \kappa \rho + \frac{1}{4} P$$

$$\boxed{P_{i\kappa} = -\frac{\kappa}{\langle 2 \rangle} \rho \langle g \rangle \gamma_{i\kappa}} \quad \text{球形宇宙具有半径 } \frac{2}{\kappa \rho} = (\text{半径})^2.$$

[p. 23]

$R_{i\kappa,lm}$ 描述曲率特性。

面元^[76] $f^{i\kappa}$ 属于标量

$$R_{i\kappa,lm} f^{i\kappa} f^{lm}$$

的一部分。我们除以面元的大小

$$g_{il}^{(il)} g_{\kappa m}^{(\kappa m)} f^{i\kappa} f^{lm}$$

就由 $f^{i\kappa}$ 得到一个可以定义为连续统固有曲率的量。我们让这个量等于

$$+ 2\lambda$$

并称 λ 为曲率

对于常曲率流形^[77] 有

$$(R_{i\kappa,lm} \langle + \rangle - 2\lambda g_{il} g_{\kappa m}) f^{i\kappa} f^{lm} = 0$$

$$g_{il} g_{\kappa m} - g_{im} g_{\kappa l} \quad [78]$$

因而也得到

$$g^{\kappa l} | R_{i\kappa,lm} \langle + \rangle - \lambda (g_{il} g_{\kappa m} - g_{im} g_{\kappa l}) = 0$$

此外也有^[79]

$$R_{im} + 2\lambda g_{im} = 0.$$

三维^[80]

173

$$R + 6\lambda = 0$$

$$\left(R_{im} - \frac{1}{2} g_{im} R \right) - g_{im} \lambda = 0 \quad [81]$$

$$\begin{aligned} & \text{Div.}_i [-] \\ & \frac{\partial \lambda \sqrt{-g}}{\partial x_a} + \frac{1}{2} g_a^{\mu\nu} g_{\mu\nu} \lambda \sqrt{-g} \\ & \quad - \frac{1}{2} \lambda \frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial x_a} \\ & \underbrace{\hspace{10em}} \\ & \sqrt{-g} \frac{\partial \lambda}{\partial x_a} = 0 \\ & \lambda = \text{常数} \end{aligned}$$

可以证明对于半径为 a 的球形宇宙

$$\lambda = \frac{1}{a^2}$$

通过比较^[82]得出

$$\kappa \rho = \frac{2}{a^2}$$

$$a = \sqrt{\frac{2}{\kappa \rho}}$$

$$x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = a^2 \quad [83]$$

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 = ds^2$$

所有的点显然等于[---]

$$x_4 = \sqrt{a^2 - r^2} \quad dx_4 = -\frac{x_\nu dx_\nu}{\sqrt{a^2 - r^2}}$$

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + \frac{(x_\nu dx_\nu)^2}{\sqrt{a^2 - r^2}}$$

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \frac{x_\mu x_\nu}{a^2 - r^2}$$

若物质只有电磁场^[84]

[p. 24]

174

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{2} g_{i\kappa} R = -\kappa (T_{i\kappa} - p) \quad [85]$$

$$T_{i\kappa} = \left\langle \frac{1}{2} \varphi_{i\kappa} \varphi_\kappa \right\rangle - \frac{1}{4} g_{i\kappa} \varphi_{\alpha\beta} \varphi^{\alpha\beta} - g^{\alpha\beta} \varphi_{i\alpha} \varphi_{\kappa\beta}$$

求散度。左边为零。右边给出^[86]

$$\sqrt{-g} \left(\varphi_{\mu\alpha} J^\alpha \langle + \rangle - \frac{\partial p}{\partial x_\mu} \right) = 0$$

在这里有

$$p = -R \quad [87]$$

空间曲率产生的效应是同电的体积力实现平衡。在 $\rho=0$ 的任何地方,都有

— $p = +R = \text{常数}$ 。电子通过引力压强梯度实现平衡, 设

$$J^\mu = \rho \frac{dx_\mu}{ds}$$

于是有

$$\frac{dp}{ds} = \varphi_{\mu\alpha} J^\mu J^\alpha = 0 = \frac{dR}{ds}$$

电荷恒定世界线上的引力压强。

质点问题的严格解^[88]对于 $p=0$

在特殊的坐标选择下有 $\gamma_{i\kappa} = -\delta_{i\kappa} + lx_i x_\kappa$

$$1 + lr^2 = h^2 \quad \sqrt{\langle \Delta \rangle g} = \Delta = f \cdot h$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i \\ \alpha \end{array} \right\} = \frac{1}{2} \frac{x_\alpha}{r} \frac{l' x_i x_\kappa - 2lr \delta_{i\kappa}}{h^2}$$

通过计算

$$\frac{\mathfrak{G}^*}{\sqrt{-g}} = \left(-\frac{2lr}{h^2} \right) \frac{\Delta'}{\Delta} \Big|_{\Delta r^2 dr}$$

$2w.$

$$\delta \left(\int w \Delta' dr \right) = 0$$

$$\text{解为 } f^2 = \frac{1}{h^2} = 1 - \frac{2m}{r} \left(m = \frac{\kappa M}{8\pi} \right)^{[89]}$$

运动问题^[90]

$$f^2 \frac{dx_4}{ds} = \text{常数}$$

$$\frac{dx_2}{ds} / \frac{dx_1}{ds} = x_2 : x_1$$

$$r^2 \frac{d\varphi}{ds} = b.$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho^2}{d\varphi} &= \frac{2m}{b^2} \rho - \frac{E}{b^2} - \rho^2 + 2m\rho^3 \\ &= 2m(\rho - \rho_0)(\rho_{[-]} - \rho_1)(\rho - \rho_2) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\rho_1} = a(1-e) \quad \frac{1}{\rho_2} = a(1+e)$$

$$\rho_1 + \rho_2 = \frac{2}{a(1-e^2)}$$

$$\rho_0 + \rho_1 + \rho_2 = \frac{1}{2m}$$

$$\rho - \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} \cos \vartheta$$

$$\varphi = \int \frac{d\vartheta}{\langle 2m \rangle \sqrt{2m \left(\rho_0 + \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} - \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} \cos \vartheta \right)}}$$

每世纪近日点进动

$$\frac{24\pi^3 a^2}{c^2 T^2 (1 - e^2)}$$

$$43''$$

对于 Euclid 空间的情形存在平行场^[91]

[p. 25]

$$0 = \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma$$

沿封闭曲线积分

$$0 = \int \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma dx_\nu \quad \text{对于每一个 } \mu$$

176

$$\frac{\partial}{\partial x_\tau} \left[\left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma \right] - \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left[\left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} A_\sigma \right] = 0$$

对于 ν 和 τ 反对称

$$\frac{\partial}{\partial x_\tau} \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma \tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \Big| A_\alpha \Big| - R_{\mu(\nu)\tau\alpha}^{(\alpha)\alpha} \quad [92]$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\}$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ \begin{matrix} i m \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \begin{matrix} i l \\ \alpha \end{matrix} \right\} \quad R_{i,l m}^\alpha$$

$$+ \left\{ \begin{matrix} i l \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} i m \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\}$$

$$- g_{\alpha\kappa} \frac{\partial}{\partial x_l} \left(g_{(\alpha\beta)}^{a\beta} \left[\begin{matrix} i m \\ \beta \end{matrix} \right] \right) \quad [93]$$

$$+ g_{\alpha\kappa} \frac{\partial}{\partial x_m} \left(g^{a\beta} \left[\begin{matrix} i l \\ \beta \end{matrix} \right] \right)$$

[- : 0]

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left[\begin{matrix} i m \\ \kappa \end{matrix} \right] - \frac{\partial}{\partial x_m} \left[\begin{matrix} i l \\ \kappa \end{matrix} \right]$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x_\kappa \partial x_l} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g_{\kappa l}}{\partial x_i \partial x_m} \\
& + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g_{m\kappa}}{\partial x_i \partial x_l} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x_m \partial x_\kappa} \\
& g^{\alpha\beta} \left(\begin{bmatrix} i & l \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & m \\ \beta & \alpha \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} i & m \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & l \\ \beta & \alpha \end{bmatrix} \right)
\end{aligned}
\quad R_{i\kappa,lm}^{[94]}$$

AD. [3 009]. 这些讲课笔记写在包含文件 12 的同一笔记本上。它们由 25 个未编码的连续页组成,从笔记本的第 6 页开始,其中有一行也出现在文件 12, [p. 6]。这里的编码用方括号示于页边。一套由 Hans Reichenbach(1891—1953)所作的学生笔记(PPiU, HR-028-01-04, HR-028-01-03, HR-028-01-01)被用于本文件的注解。

[1] 在课程的头 4 周,爱因斯坦注明了他的讲课日期(“5. V”和“12. V”在[p. 1],“19. V”在[p. 3],“20. V”在[p. 5],“26”在[p. 7],“27”在[p. 8],“3&4. VI”在[p. 10])。其余课程没有记录日期。爱因斯坦在笔记本中把这个课程的笔记插在为文件 12 所作笔记的第一部分之后,这个事实可以表明,爱因斯坦早在 1919 年 1 月在苏黎世的时候就开始了这个笔记的写作。

[2] 在这些笔记之后,笔记本里列出了为在苏黎世开的一个非常类似课程的大纲(爱因斯坦为该课程准备的部分笔记见文件 20)。

1919 年夏季学期苏黎世课程计划

- 1 力学 等效假设 光线偏折 谱线红移
- 2 广义协变性 $g_{\mu\nu}$
- 3 } 张量的代数运算
- 4 }
- 5 } 测地线 张量的微分运算
- 6 }
- 7 Riemann
- 8 场方程 能量定理
- 9 1. 近似
- 10 } 水星
- 11 }
- 12 宇宙学问题

这个大纲可以看做是本文件的内容表。爱因斯坦在他的系列讲课开始就指出,经典力学不能解释惯性质量和引力质量的相等,也不能解释惯性系的优越地位。然后他引入等效原理,并依从 *Einstein 1911h* (第三卷,文件 23)用它给出红移和光线偏折公式的简单推导(见[pp. 1—2])。在第 3 讲中,爱因斯坦诱导出对广义协变的需要,作为他对经典力学第二个缺陷的纠正,并引入了度规张量(见[pp. 3—4])。这些导论性的讲课,与 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30)的引言部分类似,之后的几讲致力于张量分析和测地线方程的推导(见[pp. 4—10])。这些课基本上是遵循 *Einstein 1914o* (第六卷,文件 9)和 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30)的相应部分。这两篇文章中给出的对 Riemann 曲率张量的介绍,在这些讲课笔记中也能找到(见[p. 11]),但从[p. 10]和[p. 25]上的内容,以及 Reichenbach 的笔记(第二个笔记本的最后部分)显然可见,爱因斯坦也用 Tullio Lev-Civita 和 Hermann Weyl 给出的平行移动对曲率提出了新的解释

(在[p. 10]上明确提到了他们)。在这些数学准备之后,爱因斯坦借鉴了 Weyl 1918b,但基本上是遵循 Einstein 1916o(第六卷,文件 41),用变分法来推导场方程和能量动量守恒定律(见[pp. 13—17])。对于场方程的近似积分,爱因斯坦遵循(但有一些小的改善)Einstein 1918a(文件 1),pp. 17—19。场方程对质点的严格解和轨道近日点进动的推导取自 Weyl 1918b(见[p. 21],更详细一些,[p. 24])。这些笔记的最后几页,[pp. 21—24]讨论宇宙学,综合了 Einstein 1917b(第六卷,文件 43)和 Einstein 1919a(文件 17)的材料。

这些讲课也包含电动力学从狭义相对论到广义相对论的推广([p. 12]),无摩擦流体的运动方程([p. 14])和弱引力场中量杆和时钟的行为([p. 20])。

178 [3] 这些引力红移计算基本遵循 Einstein 1911h(第三卷,文件 23),sec. 3,pp. 491—494。

[4] 角 α 是处于垂直加速参考系中的一个观察者记录到的水平传播光线的光行差角。

[5] 这些光线偏折计算基本遵循 Einstein 1911h(第三卷,文件 23),sec. 4,pp. 496—498。Reichenbach 的笔记在这里提到,对于掠过太阳表面的光,下面导出的 α 角公式给出 $0.85''$ 的值,更精确的计算给出 $1.7''$,这个结果将在 1919 年 5 月 31 日受到 Eddington 的检验。

[6] 从 Reichenbach 的笔记可以推断,这个“证实”(Bestätigung)是指:以小角速度 ω 旋转的半径为 r 的盘圆周上时钟的速率 ν 比在中心静止的时钟速率 ν_0 ,在一级近似下,低一个因子 $(1 - 0.5\omega^2 r^2/c^2)$ 。如果按照等效原理将向心力解释为引力,在这个引力场中圆周和中心之间的势差 Φ 就是 $-0.5\omega^2 r^2$ 。于是得到旋转时钟的速率比静止时钟的速率差不多慢一个因子 $(1 + \Phi/c^2)$,与上面对于匀加速得到的结果一致。在 1920 年为 Einstein 1917a(第六卷,文件 42)所写的补遗中,爱因斯坦用这个来自旋转的论证代替来自匀加速的论证给出了红移公式的简单推导(见 p. 89)。Reichenbach 的笔记包含了对转盘的更详细的讨论,表明爱因斯坦在他 1919 年的讲课中也注意到了上述论证中的一些问题:向心力的势不满足 Poisson 方程,也没有考虑 Coriolis 力。从这些考察中得出的结论是:如果等效原理对于旋转成立,那么引力场就不能像 Newton 理论那样只由一个标量势代表。正如在 Einstein 1916e(第六卷,文件 30),p. 775 中那样,转盘的例子被进一步用于论证对狭义相对论的推广。有关这种考虑在建立广义相对论中重要性的历史讨论,见 Stachel 1980。

[7] 有关这种所谓点重合论证的发表文本,见 Einstein 1916e(第六卷,文件 30),p. 776。

[8] 有关广义协变在启发方面的重要性,更详尽的阐述见爱因斯坦在 Einstein 1918e(文件 4),p. 272 中对 Kretschmann 1917 的回答。

[9] 第 4 项应当是“ dx_4^2 ”。

[10] 手稿中 $+\Phi$ 周围有内层括号。实际上应当略去它们,所以这个方程是 $L + \Phi$ 的积分。

[11] 光速可变的这个特例相应于 Einstein 1912c(第四卷,文件 3)和 Einstein 1912d(第四卷,文件 4)中静态引力场的理论。在对第二篇论文清样所加的注中(p. 162),爱因斯坦首次给出了这里的推导。这是迈向基于度规张量的更普遍引力论的一个重要步骤。(进一步的讨论见第四卷《[编者按]爱因斯坦的广义相对论研究笔记》,第 II 节,pp. 193—194。)

[12] 上下指标的写法表明爱因斯坦在改变求和变量的名称以便得到 δx_α 的通常因子。

[13] 方括号里面的指标表示第一类 Christoffel 记号。

[14] 花括号里面的指标表示第二类 Christoffel 记号。关于测地线方程的这种推导,见 Einstein 1916e(第六卷,文件 30),第 9 节,pp. 790—791。量 w 的定义是 $ds/d\sigma$ 。

[15] 在手稿中,对于正交变换特例的这些考虑见于左边。

[16] 行末的“ a^ν ”应当是“ A^ν ”。

179 [17] 尽管测地线方程的推导是爱因斯坦前一周课程笔记的一部分(见[p. 5]),Reichenbach 的笔记却

表明,它是到课程的这个地方才给出的。

[18] 多写这个表达式表明,爱因斯坦原来写下 $A^{\mu\nu}$ 的协变导数,然后又改为相应的混合张量 A_{μ}^{ν} 的协变导数。下面给出了这些协变导数的缩并的表达式,首先是 A_{μ}^{ν} ,然后是 $A_{\mu\nu}$ 。在前一个表达式中,“ $A^{\alpha\beta}$ ”应当是“ $\mathfrak{A}^{\alpha\beta} \equiv \sqrt{-g} A^{\alpha\beta}$ ”。对 $A^{\mu\nu}$ 对称的特殊情形重写了后一个表达式。这个题目更详细的陈述,见 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), pp. 798—799。

[19] 方括号里面的第 2 项应当有一个 $\sqrt{-g}$ 因子。

[20] 爱因斯坦对 Levi-Civita 和 Weyl 这些贡献重要性的评论,见 *Einstein 1918h* (文件 10), 即对 *Weyl 1918b* 的评论。这是爱因斯坦第一次用平行移动的概念来引入曲率张量。

[21] 在 Reichenbach 的笔记中,曲率张量是在稍后一点,即刚在讨论引力场方程之前引入的(见[p. 14])。在那一点,可以找到爱因斯坦在[p. 10]底部开始但没有结束的推导,类似的推导可在[p. 25]上发现。在[p. 10],爱因斯坦计算了通过将矢量 A_{μ} 沿无穷小线段 dx_{μ} 和 δx_{μ} 连续平移得到的矢量 A'_{μ} 的分量。在方括号内的第二项中,“ dx_r ”应当是“ δx_r ”,在最后一项的第二个 Christoffel 记号中, α 和 β 应当交换。从这个表达式减去 d 和 δ 交换后的同一表达式,就得到同 $A_{\sigma} \delta x_r dx_{\lambda}$ 缩并的曲率张量。

[22] 在 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), p. 800, 方程(43)中,垂线左边的表达式定义为曲率张量,按这篇文章所用的记号应当叫做 $B_{\mu\nu\sigma}^{\alpha}$ 。这里引入的符号 $R_{\mu\nu\sigma}^{\alpha}$ 被用作[p. 25]上同一表达式的负值。

[23] 对于 $R_{\mu\kappa\nu\sigma} \equiv g_{\alpha\kappa} R_{\mu\nu\sigma}^{\alpha}$ 这个表达式的第一行,应当有一个整体的负号。

[24] 垂线左边 $R_{\mu\kappa\nu\sigma}$ 这个表达式的第一行应当乘以 1/2。在第二行,“ $\left\{ \begin{smallmatrix} \kappa\sigma \\ \alpha \end{smallmatrix} \right\}$ ”应为“ $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\sigma \\ \alpha \end{smallmatrix} \right]$ ”。

[25] 这里 Ricci 张量 $R_{\mu\sigma}$ 定义为 $-R_{\mu\sigma}^{\alpha\alpha}$ 符合 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), p. 801, 那里 Ricci 张量定义为垂线左边表达式的负值(在第二项中,“ ν ”应当是“ σ ”)。

[26] [p. 12]上广义相对论性电动力学的引入遵循 *Einstein 1916b* (第六卷,文件 27)。 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), sec. 30, pp. 812—815 也包含同样课题,但只是对 $\sqrt{-g}=1$ 的坐标。在那两篇文章中,协变电磁场强度张量的符号是 $F_{\rho\sigma}$ 而不是这些讲课笔记中的 $\varphi_{\rho\sigma}$ 。

[27] 这里和以下,“ $\mathfrak{J}_{\mu\nu}$ ”应当是“ $\mathfrak{J}^{\mu\nu}$ ”。

[28] “ \mathfrak{J}_{ν} ”应当是“ \mathfrak{J}^{ν} ”。

[29] 在 *Einstein 1916b* (第六卷,文件 27), p. 187, 方程(8)中,力密度 \mathfrak{R}_{μ} 定义带有反号。这里和以下,“ \mathfrak{J}_{σ} ”应当是“ \mathfrak{J}^{σ} ”。

[30] $\mathfrak{M}(g_{\mu\nu}, \varphi_{\mu,\nu})$ 是电磁场的拉氏函数(Lagrangian)。

[31] 一个荷电系统及其电磁场在引力场中的能量动量守恒定律是从如下要求导出的,即作用量 $\int \mathfrak{M} dx$ 在坐标变换 $x_{\mu} \rightarrow x'_{\mu} = x_{\mu} + \Delta x_{\mu}$ 下是不变量,且在积分区域的边界上 $\Delta x_{\mu} = 0$ 。这种类型的推导在 *Klein, F. 1917, 1918a* 中有详细讨论,在 Reichenbach 的笔记中,此处提到了他的名字。正如爱因斯坦在致 Klein 的一封信中指出,这种推导也可在 *Weyl 1918b* 中找到(见爱因斯坦致 Felix Klein 的信,1918年3月24日[第八卷,文件 492])。

[32] 变量 δ^* 的定义可在 *Weyl 1918b*, p. 186 找到。对无穷小坐标变换 $x'_{\mu} = x_{\mu} + \Delta x_{\mu}$, $\delta^* g_{\mu\nu} \equiv g'_{\mu\nu}(x_{\alpha}) - g_{\mu\nu}(x_{\alpha})$ 。将此改写为 $[g'_{\mu\nu}(x'_{\alpha}) - g_{\mu\nu}(x_{\alpha})] - [g'_{\mu\nu}(x'_{\alpha}) - g'_{\mu\nu}(x_{\alpha})]$, 将该表达式中的两项算到 Δx_{μ} 的一阶,即得下面 $\delta^* g_{\mu\nu}$ 的方程(“ $\Delta x'_{\mu}$ ”应当是“ Δx_{μ} ”)。下一行关于 $\delta^* \varphi_{\mu}$ 的表达式也是用类似方法得到的。

[33] 将 $\delta^* g_{\mu\nu}$ 和 $\delta^* \varphi_{\mu}$ 的表达式代入上面的积分,进行一些部分积分后,用关系式 $\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial \varphi_{\mu,\nu}} = 2\mathfrak{J}^{\mu\nu}$ 和

$\frac{\partial \mathfrak{S}^{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 2\mathfrak{S}^\mu$, 即得左边的方程, 除外两个错误: 第 1 项中 α 和 μ 应当交换, 第 4 项中漏了因子 2。

[34] 无摩擦流体能量动量张量的定义在 *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30), p. 811, 方程(58)。

[35] 将无压尘埃特例的能量动量张量代入能量动量守恒定律, 并将此守恒定律对全空间积分, 就恢复到测地线方程。对于这个特例, 爱因斯坦原来用测地线方程来推导能量动量守恒定律 $T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$ (见 *Einstein and Grossmann 1913* [第四卷, 文件 13], pp. 9—10, 以及 1912 年底关于广义相对论的研究笔记 [第四卷, 文件 10], [p. 10] 和 [p. 40])。

[36] 在这一行的两个表达式以及下一行表达式的第 2 项中, 都漏了因子 1/2。

[37] 下面两页半从变分原理对引力场方程和能量动量守恒定律的推导, 结合了第六卷文件 31, *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 41) 和 *Weyl 1918b* 的成分。

[38] 通过部分积分, 作用量积分被分为一个只含度规及其一阶微商的量 \mathfrak{G}^* 和一个也含二阶微商但对作用量积分的变化没有贡献的表面项。在 *Weyl 1918b*, pp. 190—191 中可以找到 \mathfrak{G}^* 这个表达式的推导。

[39] 在手稿中, Christoffel 记号出现在左边。垂线左边的两个方程每一个的右边都有 3 项。两项标有下画线, 两项标有“o”, 两项没有标记。标有下画线的项同手稿第 15 页顶部 $R_{im}g^{im}\sqrt{-g}$ 表达式中的下画线项合起来给出 $-\mathfrak{G}^*$ 表达式的第 1 项。标有“o”的项彼此相消。余下的两项同 $R_{im}g^{im}\sqrt{-g}$ 中的第 2 项合起来给出 $-\mathfrak{G}^*$ 表达式的第 2 项。

[40] 根据这里的计算, “ $-\mathfrak{G}^*$ ”应当是“ \mathfrak{G}^* ”(见 *Weyl 1918b*, p. 189, eq. [23])。然而, 加上额外的负号, 这个表达式等价于在第六卷文件 31 (方程[82]) 和 *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 41, p. 1113, 脚注 2) 中给出的表达式。

[41] 这里和在下面的方程中, “ $\mathfrak{G}_{\mu\nu}^*$ ”应当是“ $\mathfrak{G}_{\mu\nu}^*/\sqrt{-g}$ ”。这个方程等价于爱因斯坦张量 $\mathfrak{G}_{\mu\nu}^*/\sqrt{-g}$ 的协变四维散度为零, 即等价于缩并的 Bianchi 恒等式。在 *Weyl 1917*, sec. 2 和 *Weyl 1918b*, pp. 187—188 中, 以同样方式推出物质能量动量张量的协变四维散度为零。

[42] δ^* 的定义见注 32 (“ $\delta^* g_{\mu\nu}$ ”应当是“ $\delta^* g^{\mu\nu}$ ”)。

[43] 第 1 项中的“ \mathfrak{G}_μ^* ”应当是“ \mathfrak{G}_μ^{*a} ”。

[44] 本页余下部分的计算偏离了第六卷文件 31 (方程[85]—[90]) 和 *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 41, 方程[11]—[17]), 在那里是用 δ^* 做变分。

[45] 在手稿中, 下面 5 行出现于右边。下面 3 行是在积分中整理出来分别与 δx_ν , $\frac{\partial \delta x_\nu}{\partial x_\alpha}$ 和 $\frac{\partial^2 \delta x_\nu}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha}$ 有关的项。第 1 行的头两项漏掉了因子 δx_α 。第 2 行末漏掉了右括号和因子 $\frac{\partial \delta x_\nu}{\partial x_\alpha}$ 。第 2 行括号中的表达式, 在 *Einstein 1914o* (第六卷, 文件 9), 第六卷, 文件 31 和 *Einstein 1916o* (第六卷, 文件 41) 中是称为 S_α^α 的量。从 $\mathfrak{G}^* d\tau$ 在线性变换下的不变性可知 $S_\alpha^\alpha = 0$ 。将第 3 行中的表达式代入 $\delta \mathfrak{S} = 0$, 作部分积分后可以看出,

$$\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} \left(\frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g_\alpha^{\mu\nu}} g^{\mu\alpha} \right) = 0.$$

[46] 这相当于在 *Weyl 1918b*, pp. 187—188 中对能量动量守恒定律的陈述。

181 [47] 量 t_μ^ν 代表描述引力场的能量、动量和应力的赝张量密度。它的定义是: $t_\mu^\nu = - \left(\frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g_\alpha^{\nu\sigma}} g_\alpha^\sigma + \frac{\partial \mathfrak{G}^*}{\partial g^{\nu\mu}} g^{\nu\alpha} \right)$ [例如见 *Einstein 1916o* [第六卷, 文件 41], p. 1115, 方程(20)]。

[48] 从前一页底部的考虑得出, 上面方程左边的坐标散度为零(见注 45)。

[49] 爱因斯坦首次发表这种形式的场方程是在 *Einstein 1919a* (文件 17)。

[50] 直到本页底之前,包括被删去的部分,线性近似下场方程的推导基本上遵循 *Einstein 1918a* (文件 1), p. 155 中的推导。

[51] 在下面的方程中,“ $\delta_{\mu\alpha}$ ”和“ $\delta_{\nu\alpha}$ ”前面的因子 γ (定义为 $\gamma_{\mu\nu}$ 的迹) 应该删去。爱因斯坦在此处选择另一种形式来推导线性近似的场方程。试将下面的方程“(2)”同在 *Einstein 1918a* (文件 1), pp. 155—156, 方程(3)和方程(6)导出的方程 $\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} \left(\gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \gamma \right) = 2\kappa T_{\mu\nu}$ 作比较。这里和下一页的计算大体同 *Einstein 1922c* (文件 71), pp. 55—58 一致。

[52] 在 [p. 20] 底部考虑了缓慢运动物体的情形。

[53] 这个方程右边应当有负号。

[54] 方括号是原件有的。

[55] “+”应当是“-”。

[56] *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30), pp. 818—822, sec. 22 讨论了时钟和量杆在弱场中的行为。

[57] “ $2\Phi/r$ ”应当是“ $2\Phi/c^2$ ”。

[58] 关于较早的计算, 见 [p. 2]。

[59] 在原件中, 下面 5 行出现在右边。第一行上 $g_{14} = \gamma_{14}$ 的表达式是通过将 [p. 18] 底部的方程 $T_{14} = iq\alpha_r$ 代入 [p. 19] 顶部方程(2a)的 14 分量得到的。

[60] 在这个方程中, 左边的“ q_r ”应当是“ q_r ”, 右边的第一项“ x_α ”应当是“ x ”。

[61] 在原件上, 这一行出现于右边。这种由于附近物质的存在使一个物体质量增加的依赖于坐标的效应, 在 *Einstein 1922c* (文件 71), 注 130 中被用来论证 Mach 原理已并入广义相对论中。

[62] 这个推导以及 *Weyl 1918b* 中给出的近日点进动公式推导的某些细节可以在 [p. 24] 找到。

[63] 量 m 是在 *Weyl 1918b*, p. 202 中作为 Schwarzschild-Droste 解中心质量的“引力半径”引入的。正如在 *Weyl 1918b*, p. 205 中一样, Kepler 第三定律被用来推导这里给出的 m 的表达式。

[64] 这是在 *Einstein 1915h* (第六卷, 文件 24), p. 839, 方程(14)给出的近日点进动公式。量 a , T 和 e 分别为行星轨道的半长径、周期和偏心率。

[65] [pp. 21—24] 对于宇宙学的讨论并合了 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43), *Einstein 1919a* (文件 17) 和 *Weyl 1918b* 的要素。这个讨论也与 *Einstein 1922c* (文件 71) pp. 66—69 中的讨论相似。爱因斯坦笔记的这些页相应于 Reichenbach 笔记的最后 16 页。

[66] 在 *Einstein 1918e* (文件 4), p. 241 中, 爱因斯坦对 Mach 原理(度规场必须完全由物质决定)和相对性原理(物理定律只是关于时空重合的论断)作了仔细区别。

[67] 正如从 Reichenbach 笔记可以推断的那样, 这是指 Newton 理论的基本结果, 即恒定质量密度的球作用于其表面质点上的力随球的半径线性增加。

[68] 静场线元的一般表达式可以在 *Weyl 1918b*, p. 192 找到。分量 f 和 $\gamma_{\mu\nu}$ 只是空间坐标的函数。

[69] 对于上面引入的度规, Ricci 张量分量的这些表达式可以在 *Weyl 1918b*, p. 193 找到, 在那里 P_{ik} , f_{ik} 和 Δ_2 的定义如下: P_{ik} 是度规空间部分取负值的 Ricci 张量; $f_{ik} \equiv \frac{\partial f}{\partial x_i \partial x_k} - \left\{ \begin{matrix} ik \\ r \end{matrix} \right\} \frac{\partial f}{\partial x_r}$ (Christoffel 记号上的 * 表明它们是由量 $\gamma_{\mu\nu}$ 构造出来的), 并且 $\Delta_2 f \equiv \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sqrt{\gamma} \gamma^{ik} \frac{\partial f}{\partial x_k} \right)$ 。 182

[70] 这个关系只是对于本页底下要考虑的特殊情形, 即 f 为常数时成立。

[71] 在手稿中, 对于静态无压尘埃能量动量张量的分量和迹的这些表达式出现在右边。

[72] 对于具有静态均匀质量分布的宇宙, f 必须为常数(例如见 *Einstein 1917b* [第六卷, 文件 43], p. 149)。所以, 上面的方程表明, 原来的广义相对论场方程不容许平均质量密度非零的静态宇宙 (*Weyl*

1918b, p. 223)。反对原来场方程的这个论证比在 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43), pp. 150—153 提供的更为一般, 在那里只是证明了, 原来的场方程不容许有一个特殊的静态闭合宇宙模型——爱因斯坦的“圆柱宇宙”(尽管爱因斯坦已经暗示, 造成问题的是模型的静态而不是闭合特性)。爱因斯坦这时还不知道有所谓等级式宇宙的可能性, 该模型具有无限的质量分布, 不过平均密度却为零。他只是在 *Einstein 1922e* 回答 *Selety 1922* 时才知道了这种可能性(进一步的讨论见 *Norton 1999*, 特别是 sec. 9. 5)。

下面, 场方程按 *Einstein 1919a* (文件 17) 的路线修改, 这种修改等价于在 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43) 中增加一个宇宙项。

[73] 用下一行指出的方法, 将原来的场方程同其缩并合起来, 即得下面框中新的场方程。如果 $T_{i\kappa}$ 选为电磁场的能量动量张量, 那么新的场方程就同 *Einstein 1919a* (文件 17), p. 351, 方程(1a)提出的修改后的场方程一致。在这篇文章的同一页上, 在给了 $T_{i\kappa}$ 的这个特殊选择后, 爱因斯坦解释说, 他原来的场方程包含了修改后的场方程, 但不是在所有方面, 因为后者的缩并不像前者的缩并, 并不给出标量 R 的方程。对于任何 $T_{i\kappa}$, 原来的场方程和下面框中的场方程之间保持着同样的逻辑关系, 因为这些新场方程的缩并并不给出标量 R 和 T 的方程。

[74] 在下面的框中, 加到原方程上的普通常数负压项等价于加上宇宙项 (*Schrödinger 1918b*, *Einstein 1919a* [文件 17])。在 *Einstein 1919a* (文件 17), pp. 352—353 中, 证明了该文早些时候引入的新场方程可以重写为原来场方程加上宇宙项的形式。这个论证依赖于文中选择的 $T_{i\kappa}$ 的显式, 所以不能用于上面框中对于任意 $T_{i\kappa}$ 的类似修改的场方程。然而, 通过把下面框中的场方程以下一行指出的方式同其缩并联合起来, 爱因斯坦就能在这里证明, 加上压强项(或等价的宇宙项)的原场方程就包含了上面框中的新场方程。对于 $T_{i\kappa}$ 为电磁场能量动量张量的特殊情形, 两组方程的等价性可以从 [p. 24] 顶部的考虑得到(见注 87)。

[75] 对于 $f=1$ 的特殊情形, 将 [p. 21] 底部的 $T_{i\kappa} = \text{diag}(0, 0, 0, \rho)$ 和静态度规代入上面框中所含两个方程的第一个, 即得下面框中对于空间度规 $\gamma_{i\kappa}$ 的方程。正如下一页清楚证明的那样, (三维) 球形空间的度规是这些方程的一个解。

[76] 在 *Weyl 1918b*, p. 110 中, 由位移 dx_i 和 δx_i 所张的面元的面微分 $d f^{ij}$ (爱因斯坦写作 f^{ij}) 定义为 $d f^{ij} \equiv dx_i \delta x_j - dx_j \delta x_i$ 。

[77] 在 *Reichenbach* 笔记中相应的地方, 只假设在与面元选择无关的意义上 λ 是常数。从这个假设可以推出 λ 与 x_i 无关。换句话说, 正如在 *Reichenbach* 笔记中明确陈述的那样, 各向同性意味着均匀性。在爱因斯坦自己的笔记中, 在本页下端靠边处可以找到这个结果的推导(见注 80 和注 81)。

[78] 借助这个代换, 上面方程的左边变成对 i 和 κ 以及 l 和 m 均为反对称的两个表达式的缩并。

[79] 在缩并上面的方程时, 爱因斯坦专注于对他的宇宙学目的有关的三维空间的情况。

[80] 在原件中, 下面几行(从“三维”到“ λ = 常数”)出现于左边。这是爱因斯坦对于各向同性意味着均匀性的证明。这个定理是在 *Schur 1886* 中首先推导的(见 *Pauli 1921*, sec. 23)。

[81] 这个方程是由联合前两个方程得到的, 其中第二个是第一个的缩并。由于缩并的 Bianchi 恒等式, 左边的散度化为最后一项(在下一行给出)的散度(爱因斯坦关于对称张量散度的定义见 [p. 10]), 在下一行重写了这个表达式的第二项(因子 $1/2$ 应当是 1), 从而得到 λ 与 x_i 无关。

[82] 比较上面的方程 $R_{im} + 2\lambda g_{im} = 0$ (且 $\lambda = 1/a^2$) 同 [p. 22] 底部框中的方程, 使用 [p. 23] 的符号, 它可重写为 $R_{im} = -\kappa \rho g_{im}$ 。

[83] 在手稿中, 下面 6 行出现在前 5 行的右边, 它们由一条垂线分开。在这 6 行中, 爱因斯坦通过将三维球空间嵌入四维 Euclid 空间, 导出了他的宇宙模型度规空间部分的表达式(见 *Einstein 1917b* [第六卷, 文件 43], p. 150, 方程(12))。

[84] 正如在 *Einstein 1919a* (文件 17) 中一样, 令 $T_{i\kappa}$ 等于电磁场的能量动量张量。

[85] 右边的因子 p 应当乘以 $g_{i\kappa}$ 。

[86] 下面关于引力场在荷电粒子稳定性中作用的考虑可以在 *Einstein 1919a* (文件 17), p. 352 找到。

[87] 将 $p = -R / 4\kappa$ 代入上面有压强项的场方程, 就回到 [p. 22] 第一个框中对于 $T_{i\kappa}$ 等于电磁场的能量动量张量的特殊情况引入的修改场方程。

[88] 下面给出的是 Weyl 推导 Schwarzschild-Droste 解的主要步骤 (*Weyl 1918b*, pp. 199—202; 也见 *Pauli 1921*, sec. 58 β)。在 *Einstein 1922c* (文件 71) 中, 爱因斯坦也遵循了 Weyl 的推导, 他称之为“特别漂亮”(“besonders elegant”; p. 60)。因为线元是静态的, 它具有 [p. 21] 底部给出的形式; 因为它是球对称的, 其空间部分 ($-\gamma_{ij}$) 具有下面给出的形式 ($\delta_{i\kappa}$ 前面的负号应当是正号), 函数 f 和 l 只依赖于 $r \equiv \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ 。为了决定这些函数 (后者通过辅助函数 h), 计算 γ_{ij} 的 Christoffel 记号 ($2l/r\delta_{i\kappa}$ 前面的负号应当是正号) 并代入 [p. 15] 定义的度规场的拉格朗日量 $\mathcal{G}^* / \sqrt{-g}$ 。函数 f 和 h 是施加如下条件得到的, 即拉格朗日量 (Weyl 称之为 H) 在球壳上积分的变分为零。这一部分引入的辅助量 w 的定义, 应当包含来自这壳的薄片的体积元 (正比于 $\Delta r^2 dr$) 的因子 r^2 。

[89] 将 $\kappa = 8\pi K/c^2$ 代入 m 的这个表达式, 就回到 [p. 21] 开端给出的 m 的表达式。

[90] 下面的材料出现于手稿的右边, 给出了 Weyl 推导行星近日点进动公式的主要步骤 (*Weyl 1918b*, pp. 202—205)。从能量守恒 (见下面第一行) 和角动量守恒 (见再下面两行; “ dx_i/ds ” 应当是 “ $d^2 x_i/ds^2$ ”), 以极坐标 r (或者更正确地说是它的倒数 $\rho \equiv 1/r$) 和 φ 推出了行星运动的微分方程。在 ρ 的两个极端值 ρ_1 和 ρ_2 之间积分 $d\varphi$, 就得到近日点和远日点之间的角。这个角和 π 之间差的两倍给出近日点每一圈的进动 (见下面框中的公式, 它也可在 [p. 21] 找到)。对于水星, 这个公式给出的进动值为每世纪 43”。

[91] 通过考虑 Euclid 空间中的“平行场”来引入曲率张量是遵循 *Weyl 1918b*, p. 108。“平行场”的构造是在选定的原点取某个固定矢量, 并把该矢量平行移动到流形的所有其他点。在 Euclid 空间中这只给出良好定义的矢量场, 在那里从一点到另一点的平行移动与所选的路径无关。 184

[92] 在这一页上曲率张量 $R_{\mu\nu}^{\rho\sigma}$ 的定义与 [p. 11] 上给出的定义差一个负号。

[93] 下面 3 行给出 $g_{\alpha\kappa} R_{i\ell m}^{\alpha\kappa}$ 的前几项, 在手稿中出现于左边。

[94] $R_{i\kappa, \ell m}$ 的表达式与 [p. 11] 底部给出的等价 (在改正注 19 中提到的错误之后), 与用上面 $R_{i\ell m}^{\alpha\kappa}$ 的表达式计算 $g_{\alpha\kappa} R_{i\ell m}^{\alpha\kappa}$ 得到的表达式差一个负号。

185 20. 1919 年夏季学期在苏黎世大学讲授广义相对论
课程笔记摘要

[1919 年 7 月 3 日以后]

1919 年夏季学期在苏黎世大学讲授广义相对论 课程笔记摘要

[1919 年 7 月 3 日以后]^[1]

[p. 1]

静态问题。^[2]

$$ds^2 = f^2 dt^2 - \underbrace{\gamma_{i\kappa} dx_i dx_\kappa}_{d\sigma^2} \quad \left\{ \begin{array}{l} ik \\ \alpha \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} 44 \\ 4 \end{array} \right\} = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} ik \\ 4 \end{array} \right\} = g^{44} \left[\begin{array}{l} ik \\ 4 \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{l} 4k' \\ 4 \end{array} \right\} = \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_k} \quad \left\{ \begin{array}{l} 44 \\ \alpha \end{array} \right\} = g^{\alpha\beta} \left[\begin{array}{l} 4 \\ \beta \end{array} \right]$$

为零, 对于 $i = k = 4$, 若 i 和 k 有一个不为 4

$$= -\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \frac{\partial g}{\partial x_\beta}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i'k' \\ 4 \end{array} \right\} = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4i' \\ k' \end{array} \right\} = g^{k'a'} \left[\begin{array}{l} 4i' \\ \alpha' \end{array} \right] = 0$$

其余指标都不等于 4

$$\langle \sqrt{-g} \rangle R_{i\kappa} = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{array}{l} ik \\ \alpha \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} i\alpha \\ \beta \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} k\beta \\ \alpha \end{array} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{array}{l} i\alpha \\ \alpha \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} ik \\ \alpha \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \alpha\beta \\ \beta \end{array} \right\}$$

$R_{44} = -f \Delta f$ ^[3]	$\left \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\frac{\partial f}{\partial x_\alpha} \gamma^{\alpha\beta} \sqrt{\gamma} \right) \right.$
$R_{4\alpha} = 0$	
$R_{i\kappa} = P_{i\kappa} + \frac{f_{i\kappa}}{f}$	$\left f_{i\kappa} = \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_\kappa} - \left\{ \begin{array}{l} i\kappa \\ \alpha \end{array} \right\} \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} \right.$

径向对称 $d\sigma^2 = \underbrace{(\delta_{ik} + l x_i x_k)}_{\gamma_{ik}} dx_i dx_k$ 对于 P. d x 轴 $-g = f^2 \underbrace{(1 + l r^2)}_{h^2}$

$$\sqrt{-g} = fh$$

$$\left\{ \begin{array}{l} ik \\ \alpha \end{array} \right\}' = \frac{1}{2} \frac{x_\alpha}{r} \frac{l' x_i x_k - 2lr \delta_{ik}}{h^2} \left| \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_k}{ds} \right.$$
^[4]

静态问题意味着

$$R_{44} = 0$$

$$R_{ik} = 0$$

一般解的获得可通过 $f^2 = \frac{1}{h^2} = 1 - \frac{\alpha}{r}$, 即通过^[5]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{r}\right) dt^2 - \left[\frac{1}{1 - \frac{\alpha}{r}} dr^2 + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right]$$

[Sch] 无穷大。空间非各向同性的其他较不重要的坐标。

质点运动^[6]

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \mu \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0 \text{ 对于 } \mu = 1, 2, 3, 4. \quad \left\{ \begin{matrix} 4\alpha \\ 4 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{f^2} \left[\begin{matrix} 4\alpha \\ 4 \end{matrix} \right] = \frac{1}{2} \frac{1}{f^2} \frac{\partial f^2}{\partial x_\alpha}$$

对于 $\mu = 4$, 当 α 或 $\beta = 0$ (中译者注: 这里 0 应为 4) 时有

$$= \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial x_\alpha}$$

$$\frac{\partial^2 x_4}{ds^2} + \frac{1}{f} \frac{df}{\partial x_\alpha} \frac{dx_4}{ds} \frac{dx_\alpha}{ds} \quad [7]$$

$$f^2 \frac{dx_4}{ds} = \text{常数} \quad | \quad \dot{x}_1 : \dot{x}_2 : \dot{x}_3 = x_1 : x_2 : x_3 \text{ 面积定律。}$$

能量定律。

$$r^2 \frac{d\varphi}{ds} = b$$

此外有

$$ds^2 = f^2 dt^2 - d\sigma^2 \quad \left| \quad f^2 \frac{dt^2}{ds} = 1 + h^2 \frac{dr^2}{ds} + r^2 \frac{d\varphi^2}{ds} \right. \quad [8]$$

从这 3 个方程中首先消去 dt

$$f^2 \left(1 + h^2 \frac{dr^2}{ds} + r^2 \frac{d\varphi^2}{ds} \right) = \text{常数} = -E$$

$$r^2 \frac{d\varphi}{ds} = b.$$

187 由此得 dr 和 $d\varphi$ 之间的方程和积分^[9]

$$d\varphi = \int \frac{d\varphi}{\sqrt{\Psi(\rho)}} = 2\pi + \boxed{\frac{24\pi^3 a^2}{c^2 T^2 (1 - e^2)}} \quad [p. 2]$$

水星近日点进动。

在无穷远处 ds^2 变为 Euclid 度规。

宇宙学问题

Newton 理论要求空宇宙。Seeliger 的修正。^[10]

现在考察场方程

$$R_{im} = -\kappa \underbrace{\left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right)}_{T_{im}^*} \quad \left| \quad T^{im} = \rho \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_m}{ds} \right| \begin{matrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{matrix}$$

宇宙应是静态的, 即质点保持静止

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \beta \\ \mu \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0$$

只有 $\alpha = \beta = 4$ 才不恒等于零。 $\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} 44 \\ \mu \end{matrix} \right\} \frac{dx_4}{ds} \frac{dx_4}{ds} = 0$

$$\left\{ \begin{matrix} 44 \\ \mu \end{matrix} \right\} = 0 \quad \left\{ \begin{matrix} 44 \\ \mu \end{matrix} \right\} = 0 \quad \frac{\partial g_{44}}{\partial x_\mu} = 0 \quad g_{44} = \text{常数} = 1$$

$$T_{\alpha\beta}^x = 0 + \frac{1}{2} \gamma_{\alpha\beta} \rho$$

$$T_{44}^x = \frac{1}{2} f^2 \rho$$

$$T_{im} = \begin{matrix} & & & \rho \\ & & & / \\ & & & g_{44} \\ & & & / \\ & & & \rho \\ & & & / \\ & & & f^2 \end{matrix}$$

$$T_{im} = \begin{matrix} & & & 0 \\ & & & 0 \\ & & & 0 \\ & & & f^2 \rho \end{matrix} \quad T = \rho$$

所以方程^[11]

$$P_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} \kappa \gamma_{\alpha\beta} \rho$$

$$\langle -f\Delta \rangle 0 = -\frac{\kappa}{2} f^2 \rho \quad \left| \quad \text{矛盾} \right.$$

用 $R_{ik} - \lambda g_{ik}$ 代替 R_{ik} 作为张量置入来扩充场方程。^[12]

188

容许的扩充。散度也为零, 因为 λg_{ik} 的散度也为零, 如果 λ 为常数的话。

$$P_{\alpha\beta} + \lambda \gamma_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \kappa \rho \gamma_{\alpha\beta} = 0 \quad \left| \quad \lambda \text{ 通过均匀的密度确定。} \right.$$

$$\lambda = \frac{\kappa}{2} \langle f^2 \rangle \rho$$

空间系统给出

$$P_{\alpha\beta} + \frac{\kappa \rho \gamma_{\alpha\beta}}{2\lambda} = 0 \quad \left| \quad \text{通过 Euclid 宇宙并未解决, 但很可能通过球形宇宙解决。} \right.$$

$$\lambda = \frac{1}{R^2}, \text{ 这里 } R \text{ 为曲率半径}$$

[1] 这个文件的日期是基于如下假设,即它是为 1919 年夏季学期在苏黎世大学讲课而准备的一套笔记的一部分。苏黎世州教育委员会 1919 年 3 月 4 日的会议记录(*Auszug aus dem Protokoll des Erziehungsrates des Kantons Zürich vom 4. März 1919*)中提到过这些课程。爱因斯坦 1919 年 7 月 3 日到苏黎世(见爱因斯坦致 Pauline Einstein 的信,1919 年 7 月 3 日,NNPM Heineman 收藏品)。本文件包含的课目相应于“1919 年夏苏黎世讲课计划”(“Plan für die Züricher Vorles. Sommer 1919”)中列出的最后 3 讲,即“水星”(“Merkur”)和“宇宙学问题”(“Kosmologisches Problem”),该计划写在爱因斯坦 1919 年早些时候在柏林大学讲授广义相对论课程笔记之后的一页上(见文件 19,注 2)。然而,那个课程的有关部分(见文件 19,[p. 21],[p. 22],[p. 25])非常类似于这个文件。有关这个文件的确认和日期的进一步讨论,见 *Janssen and Schulmann 1998*,该文是为回答 *Mehra 1998b* 而写的,后者提出这个文件由 1915 年的研究笔记组成(也见 *Mehra 1998b*)。

[2] 下面的表达式给出了静态度规的一般形式。这里和以下所用的符号基本上是采用 *Weyl 1918b*, p. 193(也见 *Weyl 1921*, secs. 29 and 31)。垂线的右边,计算了这种形式度规场的 Christoffel 记号。若有一个或两(中译者注:应为三)个指标等于 4(*Weyl 1918b* 用“0”而不是“4”)Christoffel 记号为零。在其他情形有 $\left\{ \begin{smallmatrix} 4k' \\ 4 \end{smallmatrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{44} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_{k'}}$ 和 $\left\{ \begin{smallmatrix} 44 \\ \alpha \end{smallmatrix} \right\} = -\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_{\beta}}$ ($k', \alpha = 1, 2, 3$)。

[3] 对于静态线元,Ricci 张量分量的这些表达式与 *Weyl 1918b*, p. 193 所给的表达式等价(也见文件 19,[p. 22]和注 69)。 R_{44} 右边的表达式定义了运算 Δf (在 *Weyl 1918b*, p. 193 中,这个运算写作 $\Delta_2 f$)。

[4] Christoffel 记号空间分量表达式中的负号应当是正号(见 *Weyl 1918b*, p. 220;也见文件 19,[p. 24]和注 88)。在 *Weyl 1918b*, p. 193 中,用星号而不是撇号来区别从 $g_{\mu\nu}$ 和从 γ_{ik} 构造出的 Christoffel 记号。

[5] 下面的线元给出了爱因斯坦引力场方程的 Schwarzschild-Droste 解。

[6] 质点场中轨道近日点进动表达式的推导遵循 *Weyl 1918b*, pp. 202—205(也见文件 19,[p. 24]和注 90)。

[7] 这个表达式的第 2 项漏了因子 2。

[8] 在这个方程以及下一个方程中,“ds”应当是“ds²”。

[9] 下面的积分是这个文件反面的第一行。从 $\rho \equiv 1/r$ 在远日点的值积分到 ρ 在近日点的值给出 π 加半圈中的近日点进动。这里给出的结果乘 2 即得整圈的近日点进动。这里的量 a, T 和 e 分别是行星轨道的半长径、周期和偏心率。在 *Einstein 1915h*(第六卷,文件 24)中首先给出了这个结果。

[10] Hugo von Seeliger。在 *Seeliger 1895* 中,作者争辩说,如果 Newton 引力定律严格成立,宇宙中只有一个有限区域具有非零的物质密度。Seeliger 建议修改 Newton 的定律来避免这个结论。爱因斯坦只是在写了 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)之后,才知道 Seeliger 的工作(见 *Einstein 1919b* [文件 18], p. 433,脚注)。

[11] 如果 $g_{44} = f^2 = 1$,则本文件开始时给出的静态度规的 Ricci 张量分量的表达式化为 $R_{,x} = P_{,x}$ 和 $R_{44} = -f\Delta f = 0$ 。1919 年早些时候爱因斯坦在柏林的广义相对论讲课中推出了与此相同的矛盾(见文件 19,[p. 22])。

[12] 如果在场方程左边加上宇宙项 $-\lambda g_{ik}$,则场方程允许物质分布为静态的解。场方程的这种修改和描述具有球形空间几何的静态宇宙的解是首次在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)引入的。1919 年早些时候在柏林的广义相对论课程中,爱因斯坦遵循 *Einstein 1919a*(文件 17)的方式修改场方程等价于引入宇宙项(见文件 19,[pp. 21—23];有关讨论见文件 19,注 72)。

21. “Anschütz 公司对陀螺仪制造公司诉讼的法庭专家意见”¹⁹⁰

1919 年 7 月 23 日

“Anschütz 公司对陀螺仪制造公司 诉讼的法庭专家意见”

Gerichts-Gutachten^[1] in Sachen

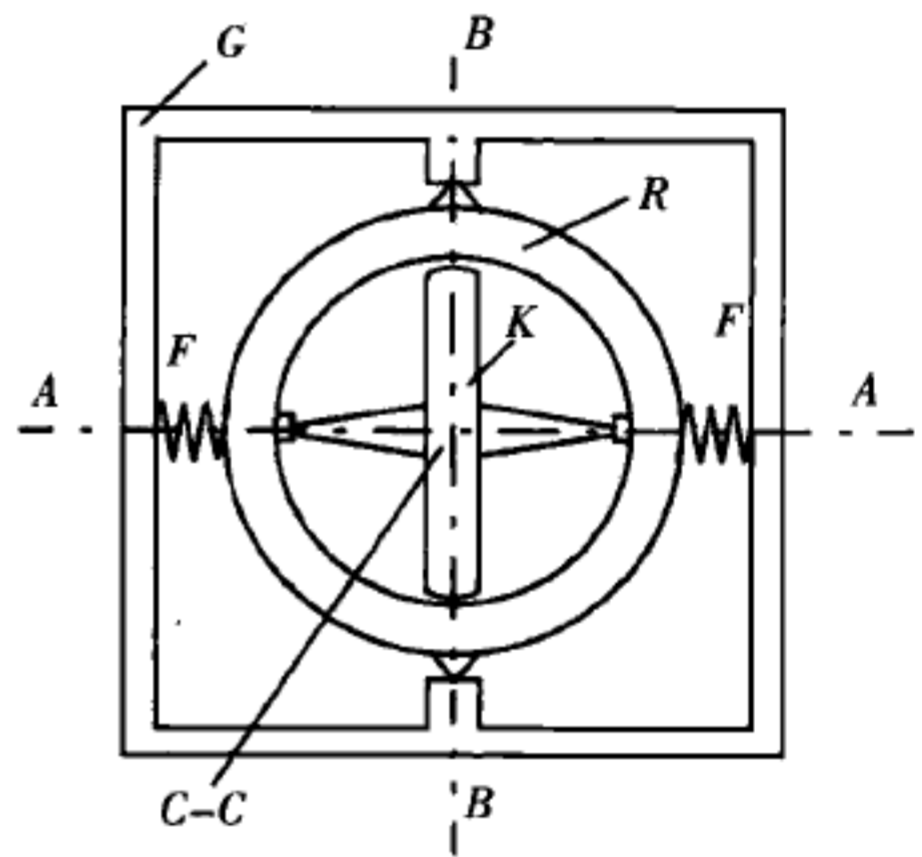
Anschütz & Co. Contra Kreiselbau-Gesellschaft m. b. H.^[2]

[p. 1]

在讨论提出的问题之前,我必须对这里所考虑两套机械设备的作用方式进行更准确的研讨。^[3]

1) 具有两个自由度的水平陀螺仪。

旋转的水平陀螺体 K 放在一个水平环 R 中(轴为 $A-A$);环 R 置于一个框架 G 上(轴为 $B-B$),弹簧 $A-F$ 力图将环 R 相对于框架 G 保持于一定的状态,即复位状态。穿过陀螺仪中心垂直于 $A-A$ 和 $B-B$ (垂直轴)的轴是 $C-C$ 。 $B-B$ 穿过由 R 和 K 所组成物体的重心。



根据陀螺仪定律,若整个装置围绕 $C-C$ 轴转动,则 R 将出现相对于框架 G 的偏转。转动停止后,

R 相对于 G 的偏转为零(通过弹簧 F 的作用)。与之相反,无论整个装置围绕 $A-A$ 轴还是围绕 $B-B$ 轴的旋转,抑或整个装置的加速度都不引起 R 相对于 G 的偏转。

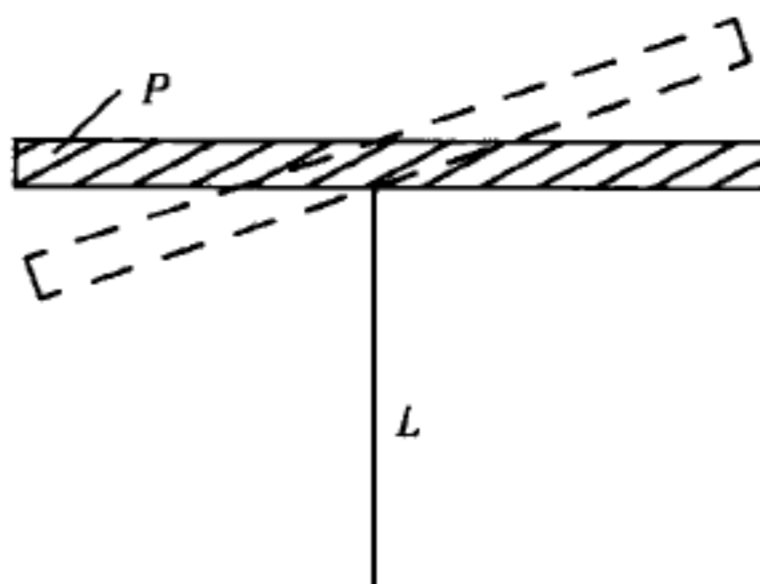
如果将装置这样固定在飞机上,即让框架 G 的平面平行于机翼平面 E ,则该装置表明,当且仅当飞机转弯,即飞机绕垂直于机翼平面的轴旋转时才会产生偏转。

下面我们称这种装置为“旋转陀螺”。

[p. 2]

2) 表观重力相对方向指示器。

在与飞机机翼平面平行的一块平板 P 下悬挂一(减震了的)杆 L 。只要 P 水平放置,并且只要 P 没有平行于自身的加速度方向,悬杆就垂直于 P 。 P 的倾斜(见图示虚线位置)将造成 P 与 L 之间夹角的变化,从而使整体(在相反的意义)上产生向左的加速度(惯性效应)。因此,如果 P 趋向飞机的机翼平面,同时后者向左加速“滑



动”,则两种效应会彼此相减;甚至可以证明,只要飞机的截面空气阻力不起作用,它们会完全抵消。因此,认为从 P 相对于 L 的取向就能直接得出飞机角度(即侧向“滑动”)的结论是错误的。 L 只测量表观重力相对于 P 的方向。工作类似于单摆、水平仪等。下面我们将把这种装置简称为“杆指示器”。

此外还有“旋转陀螺”和“杆指示器”的组合。具体地说,如果将框架 G 上的环 R 放在一条线上,而该线比由环 R 和陀螺体 K 所组成物体的重心高一些,再去掉弹簧 F ,那我们就有这样一个组合装置了。 R 相对于 A 的取向除了取决于绕垂直轴 $C-C$ 的转动外,还取决于 $A-A$ 方向上表观重力分量出现的情况。我们称这种组合为“陀螺摆”。仅凭陀螺摆的显示还不能随便说飞机是否处于旋转状态。

在做了这些准备之后,我再回来回答向我提出的问题。

对问题 1 的回答

根据 301738 号专利^[4],显示装置相对于所有早先已知设备在技术上的改进在于,它能让飞机驾驶员在大雾中掌握方向,就是说,当飞机绕垂线旋转而且旋转速度明显时,该装置会产生偏转。此外,它还能给出表观重力相对于飞机的方向(然而并不是真正的铅垂线)。301738 号专利的主题就是把“杆指示器”(192)和“陀螺摆”组合起来。在飞机绕铅垂线旋转的(而且只是在这种)情形下,装置的这两个部分的数据不一致,这可以直接从两个指针位置的差予以识别。

在 301738 号专利之前,已经知道一些陀螺仪设备能够测出飞机方向改变的反应(参见这里所附专利作品文件 262409,267061 和 286217)^[5]然而这些设备中没有一个能够觉察飞机绕铅垂线的旋转,更准确地说,能够用来避免这样的转动。上述后两件专利作品都显示陀螺仪有垂直轴,因此对飞机绕铅垂线的旋转很不敏感。然而,根据 262409 号专利,设备拥有一个“陀螺摆”,能够对飞机的旋转做出反应;但是,后者也对飞机的加速度和倾角改变敏感,没有预先采取措施

[p. 4] (“杆指示器”)将后一种效应同飞机绕铅垂线旋转而产生的效应区别开。

因此,下述情况可看做是已经证明了的(如果不增加新材料的话):起诉人的

陀螺仪设备是第一个能够测定飞机绕铅垂线旋转的陀螺仪设备。这一标准性情况在 1919 年 6 月 5 日 Seligsohn 的专家鉴定里^[6]没有生效。这种设备能够实现的飞机角度检测同被告人生产的设备一样小。

对问题 2a 的回答

由回答 1 所述可知, 301738 号专利虽然不能要求对“陀螺摆”应用的优先权, 然而对“陀螺摆”和“杆指示器”的组合却可以如此。因为陀螺摆只有同“杆指示器”相结合才能作为曲线飞行的显示设备, 这一任务的解决无疑意味着一种技术进步, 所以我确信 301738 号专利表现出的是一种具有创新意义的技术进步。

对问题 2b 的回答

这个问题已经在回答 1 中回答过了。

对问题 3 的回答

毋庸置疑的是, Drexler 专利的指向计和 301738 号专利的主题都基于相同的原理:

1. 两个设备都使用了一个具有二自由度和水平轴的陀螺仪来测定飞机绕铅垂线(更严格地说, 是垂直于机翼面的轴)的转动。

193 2. 两个设备都使用了一个“杆指示器”来测定表观重力相对于飞机的方向(更严格地说, 是测定表观重力方向相对于飞机对称平面的倾角)。

两个设备的主要差别是: 301738 号专利的设备是用“杆指示器”和“陀螺摆”两个指针显示的差来测定飞机绕铅垂线的旋转。Drexler 专利的指向计则是通过一个“水平陀螺仪”的指针显示来直接测定飞机绕铅垂线的旋转, 这种水平陀螺仪(与“陀螺摆”相反)不受表观重力的影响。 [p. 5]

对问题 4 的回答

由前所述已经可以清楚地看出, Drexler 专利的指向计通过弹簧力将定向陀螺体同摆体统一起来, 而 301738 号专利发明人的先行措施则是将陀螺体同通常的摆统一起来, 原则上说两者在技术上是等价的。

对问题 5 的回答

相反却不能说, Drexler 指向计用来显示曲线飞行的陀螺体在技术上等价于 301738 号专利的陀螺摆。这是因为, 陀螺摆不仅对曲线飞行, 而且也对(表观)重力相对于飞机取向的改变做出反应。因此为了觉察曲线飞行, 除陀螺摆外还需要另一个“杆指示器”。只有这两个设备读数的差才可以觉察曲线飞行, 而 Drexler 指向计单用“转向陀螺”就已经做到这一点。

在用同样简略的措辞尽可能贴切地回答了向我提出的问题之后, 我发现这些回答对律师而言须加以考虑的事态毕竟阐述得还不够清楚。因此, 我愿意以更自由的方式对这一事态(如其显现在我面前那样)作(再次)陈述。 [p. 6]

首先做个一般性评论。每一件专利内涵的发明都有实现专利发明思想的一个可能的范围 G。我们要把范围 G 想象为所有可能性平面上的一个面积有限的区域。我们可以把每一个真实的技术构思都想象为通过所有可能性平面上的某个点而描绘出来的。使用专利发明思想的一件东西,可以想象为通过属于范围 G 内部的一个点而描绘出来的。

194

假如属于范围 G 的专利发明人对于自己发明思想的所有可能实施和应用都有一种完整的概括了解,那么,专利权人毫无疑问就必然被看做是他自己发明思想所有实施可能性的、无条件的、精神的拥有者。然而事实上发明人对于与自己发明相应的实施和应用可能性通常都从未完全了解。在某种程度上,他并不知道他的范围 G 内所有的点,而只知道这个范围内有限的点数。有可能,发明思想的一些实施或应用是发明人自己没有想到的,而这些实施或应用本身会带来新的、独特的、技术上的优势(发明人的发现:那些没有看到的、范围 G 内有价值的点或点区)。在这种情况下我们可以说它是“相关发明”。至于一个“相关发明”的权利是否应归属于发明家这个问题,我没有必要进行讨论,因为那是律师的事务。

我要表达的只是我的如下观点,即 Drexler 指向计是一种“相关发明”。之所以说它是相关,是因为 Drexler 指向计像(...^[7])301738 号专利的主题一样,都是用来检测飞机的旋转,还因为为了检测旋转,它用了两个自由度的水平陀螺仪;之所以说它是发明,是因为 Drexler 指向计与 301738 号专利的发明者不同,使用的是一个去掉了相对重力影响的陀螺仪。它所实现的改进,是通过一个指针的读数而不是通过两个指针读数的差来显示旋转;这无疑导致了读数的可靠性和精确性的增加,正如 6 月 5 日 Seligsohn 的鉴定意见正确说明的那样。而假如 301738 号专利的发明人也意识到了这一点,他就会指明这种可能性了——这看来是没有疑义的。

要评估一种“相关发明”的独立价值当然不是一件简单的事,我也没受任何委托来进行这样的评估。在这里我只想限于提出如下主要结论:

- 1) Drexler 指向计落入了 301738 号专利的范围。
- 2) 这并不意味着对该专利主题的任何模仿或规避,而是有关主题的“相关发明”(在上面的定义下),正如每个^[8]专利所解释的那样。

195

1919 年 7 月 23 日于苏黎世
(署名) A·爱因斯坦

码。这里给出的页码(用方括号示于页边)与原件不同,在那里从“2”到“8”打字于相关页头上。文件是爱因斯坦准备的,但几乎肯定不是由他打字。文件中的图由他人绘制。文件第一页头上标有“副本”(“Abschrift”),地址是“柏林西北7区王子路易斯菲迪南大街1号,司法顾问 Seligsohn I 博士,律师和公证人,司法顾问 Seligsohn II 律师”。手写的印刷改正尽管不是爱因斯坦的笔迹,也纳入了转录稿中。*Lohmeier and Schell 1992*, pp. 245—251 提供了一个稍许不同的手稿[35 392]的转录。正文与该手稿之间显著不同的地方作了注释。在手稿[35 392]第二页背面,是爱因斯坦为1919年5月15日在普鲁士科学院演讲概要手写的草稿(概要的正文见文件17,注1)。

[1] 与非官方专家意见不同,法庭专家意见是由法院请求专家就技术问题发表的公正意见,这些专家被要求参与诉讼程序并提供口头证词(见 *Seligsohn 1920*, p. 399)。

[2] 陀螺仪制造公司为 Franz Drexler 所有,他曾在 Anschütz 公司工作发展他自己的陀螺罗盘设计。当 Drexler 离开并试图通过他新建的公司生产和销售这个设计时,Anschütz 提起了诉讼。有关爱因斯坦涉及 Anschütz 和 Drexler 之间诉讼的进一步背景,见 *Lohmeier and Schell 1992*, pp. 29ff。

[3] 在草稿此处,爱因斯坦删去了下面一句:“它同时是 Drexler 设备最重要的部分(welche zugleich die wichtigsten Bestandteile der Drexler'schen Apparatur sind)。”

[4] 德意志帝国专利 301738 号的名称是“用于飞机绕垂直轴旋转的装置(Anzeigevorrichtung für die Drehungen eines Flugzeuges um die senkrechte Achse)”,于1917年3月25日授予 Anschütz 公司。

[5] 德意志帝国专利 262409 号的名称是:“利用陀螺摆稳定飞行器特别是飞机的装置(Vorrichtung zur Stabilisierung von Luftfahrzeugen, insbesondere Flugzeugen, mittels eines Kreiselpendels)”,于1913年7月12日授予 Louis Marmonier;德意志帝国专利 267061 号的名称是:“用刻度盘和指针显示纵向和横向倾角的飞机状态指示计(Lagenanzeiger für Flugzeuge mit vor einem Skalenblatt liegenden Zeigern für Angabe der Längs- und Querneigung)”,于1913年11月11日授予 Wilhelm Wolfrohm;德意志帝国专利 286217 号的名称是:“飞机的自动陀螺稳定器(Selbsttätiger Kreiselsstabilisator für Flugzeuge)”,于1915年7月28日授予 Edmund Sparmann。

[6] Arnold Seligsohn (1854—1939) 是陀螺仪制造公司的专利律师和法律专家。

[7] 在手稿中是:“Erster(第一个)”。

[8] 在手稿中是:“jenem(那个)”。

22. 评 Albert von Brunn 前面的注记：“关于爱因斯坦对月球经度随月轨交点旋转近似周期不规则起伏的评论”¹⁹⁶

[*Einstein 1919c*]

1919年7月24日提交。

1919年7月31日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin).
Sitzungsberichte (1919):711。

评 Albert von Brunn 前面的注记：“关于 爱因斯坦对月球经度随月轨交点旋转 近似周期不规则起伏的评论”

197 von Brunn 先生的批评很有根据。因为我的错误并不是没有一定的批评价值,我也想再把它简要地描述一遍。假如天文学家用一种特殊的钟作时间测量而同时用地球作空间参照物,那么我的考虑就会是正确的。事实上,天文学家使用恒星天球作为进行空间测量的坐标系,而把地球相对于它的自转作为时钟。因此,地球自转的不均匀性只能导致时间测量的误差,如同 Brunn 先生适当指出的那样。 [1]

198 发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919): 711. 1919年7月24日提交,1919年7月31日发表。

[1] 在 *Brunn 1919* 中, Albert von Brunn 批评 *Einstein 1919b* (文件 18) 误解了天文学中位置和时间测量的性质。爱因斯坦假设,地球角速度幅度 a 的起伏会产生月球角速度观测到的(幅度相同)起伏。Brunn 指出,天文学家观测的月球位置是相对于恒星的位置。因为恒星的视位置会以幅度 a 做相等的起伏,故月球的观测位置不受影响。然而,这种起伏会影响时间的测量,因为天文学中时间是由恒星的运动来测量的。测量到的时间起伏也会产生月球观测速度的起伏,但幅度只有约 $a/27$,这里的因子是由地球自转周期和月球旋转周期之间的关系给定的。这个值太小,不足以解释观测到的起伏。

然而, Willem de Sitter 在 1927 年证明,太阳、金星和水星同月球有同样的经度起伏 (*De Sitter 1927*); 所以,人们承认这些起伏的确应当归因于地球自转的不规则性,尽管比爱因斯坦假设的大得多。关于这种观念变迁的讨论,见 *Martins 1999*。

23. “广义相对论的一个检验”

199

[*Einstein 1919d*]

写于 1919 年 10 月 9 日。

发表于 1919 年 10 月 10 日。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 7 (1919):776。

199

广义相对论的一个检验

[1]

200

根据 Lorentz 教授发给本文件签署人的一份电报,在 Eddington 领导下被派往观测 5 月 29 日日全食的英国考察队,已观测到广义相对论要求的太阳边缘光线的偏折。获得的初步数值处在 $0.9''$ 和 $1.8''$ 之间。理论要求为 $1.7''$ 。

[2][3]

[4]

A·爱因斯坦

201 发表在 *Die Naturwissenschaften* 7 (1919):776。写于 1919 年 10 月 9 日,发表于 1919 年 10 月 10 日。

[1] 有关英国日全食考察的简要说明,参见本卷序, pp. xxix—xxx。也见 *Fölsing 1993*, pp. 495—499。

[2] Hendrik A. Lorentz 的电报是 1919 年 9 月 22 日发出的。他得到这个结果的信息来源是哈勒姆的 Teyler 实验室主管 Balthasar van der Pol,后者参加了 1919 年 9 月 9—13 日英国科学促进协会在伯恩茅斯举行的会议,Arthur S. Eddington 在那里作了一个初步报告。根据发表的会议报道,Eddington 并没有提到任何数值。因此,必定是 Eddington 本人把这些数值告诉 Van der Pol 的。Eddington 已经在普林西比做了初步测量,在一张底片上,他得到了与爱因斯坦预言值相符的结果(见 *Douglas 1957*, p. 40 引证的他的笔记)。

[3] Eddington 不仅是赴普林西比日全食考察的联合领导人,而且是爱因斯坦广义相对论在英国首屈一指的专家。1918 年 2 月 1 日,Eddington 在皇家研究所就作过关于“引力和相对论原理”的报告,他在报告中宣布,日全食考察将一石三鸟式的检验引力理论:“除了吃惊以外,看来会有三种可能的结果:(1)太阳边缘的偏折量为 $1.75''$,这将证实爱因斯坦的理论;(2)在太阳边缘偏折 $0.83''$,就将推翻爱因斯坦的理论,但将确认光会受引力作用;(3)没有偏折,那将证明,光尽管有质量却没有重量,因此质量和引力成比例的 Newton 定律将在另一个没有料到的方向失效。”(*Eddington 1918b*, p. 226)爱因斯坦盼望 11 月在荷兰会见 Eddington(见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1919 年 10 月 15 日),但后者未能作这次旅行。Eddington 在他的致歉信中,强调了这次考察对于恢复战后英国和德国科学家之间关系的重要性(见 Arthur S. Eddington 致爱因斯坦的信,1919 年 12 月 1 日)。

[4] Lorentz 在他的电报中给出了这些观测值的限制。爱因斯坦发现精度不高(爱因斯坦致 Walter Dallenbach 的信,1919 年 9 月 27 日, *SzZE Bibliothek*, Hs. 304:1232)。11 月 6 日宣布的最终值较好地符合爱因斯坦的预言(见本卷序, pp. xxx)。关于日全食考察准备的讨论,以及后来关于结果是否证实了广义相对论成立的辩论,见 *Earman and Glymour 1980a*。

24. “物理学家 Leo Arons”

202

[*Einstein 1919e*]

1919年11月17日发表。

发表在《社会主义月刊》(*Sozialistische Monatshefte*) 53 (1919): 1055—1056。

物理学家 Leo Arons

203 物理学家 Leo Arons 经过长期苦难后离开了我们,从此我们失去了一位朋友,其质朴的伟大将被了解他工作和生活的人们铭记在心。他的社会同情心和他为正义的斗争引导他走向了社会主义者的团体,驱使他在公众中展现他的社会主义坚定信念,哪怕他在一个反动分子控制的国家必然遇到严重困难和敌意。他是我们大学教师中间很少见的那些勇于做出牺牲的典型人物之一,不仅代表着精神自由,而且具有未受其所属阶级的偏见影响的独立个性。他诚实地按照他视为不言而喻的原则行事,毫无殉道者的漂亮姿态。 [p. 1055]

我作为一个既不认识死者也不属于他那个行动主义圈子的物理学家,将只能根据他发表的著作来回顾他的科学工作。一个不是专家的人看到这一小捆代表着一个物理学家毕生工作的文章,一定想象不出从易碎的物质(Materie)取得这些看来不显眼的结果是多么困难。然而,一个研究者却对他一手制成的砌块变成了他那门科学坚实结构中永恒的部分而感到满足。 [1]

Arons 的毕生事业主要献给了 Maxwell 理论支配的电现象的实验研究。他早在 1884 年完成的对磁场作用下偏振光平面旋转进行精确测量的学位论文,就是这个领域众多问题的一部分。1888 年,他通过证明电容器中出现的剩余电荷乃派生自影响电导率的介电体不均匀性的缜密研究,证实了 Maxwell 关于介电物质中剩余电荷的理论。具有持久重要性的工作还有他部分与 Emil Cohn 合作的导电流体中电容率的研究,他们两人一道在 1888 年发现了水的异常大的电容率。1892 年, Arons 成为发现汞弧(汞蒸汽灯)的第一人,这也可能是会引起普遍关注的成果。因为后来这种灯——众所周知——在实用上和科学上都相当重要,比如可作为紫外光源。还必须提一下电流极化方面的开创性工作,他同 Heinrich 一道证明了用 Hertz 波实验得到的几种介电流体的电容率等于静态下测量的值。 [2]

1885 年, Arons 证明溶液的蒸汽压和它们的稀化热之间的 Helmholtz 关系成立;他是通过对已知实验数据进行巧妙数学处理做到这一点的。在他篇篇有独创性的文章中,有的是偶尔起于某个幸运的念头,我们要指出其中一项对导体里 Hertz 电波的特别精妙的示范。 Arons 在 Geißler 管的内部纵向拉直传播驻 [3]

204 [p. 1056]

[4]

[5]

[6]

[7]

[8]

[9] 波的金属线,以使 Geißler 管在极大电压处发亮,用它的光辉显示交变电场的分布。

这位好几年因严重疾病而离开实验室的研究家,在 1912 年完成了他的最后一项优异工作。Arons 着手解决用数字表示物体颜色的问题,以便能够根据这些数字用一种合适的仪器在任何时候重建这些颜色。这也是 Ostwald 近些年来以极大的细心加以解决的同样问题。这类方法的实用重要意义是显然的,如果它能在几百年前得到完美解决,那么我们今天就会知道过去许多世代的伟大画家在他们的画作中究竟使用了什么颜色。为了解决这个问题,Arons 采用了光学干涉法,他从无光泽白色表面反射的日光中分离出数字上唯一确定的部分,这种分离是用厚度已知的石英片和位置角已知的起偏振器完成的。

[10]

以上仅仅笼统地简要介绍了 Arons 孜孜不倦的工作。作为一个科学家,他的工作是朴实而严谨的,而作为一个人,他曾为我们时代要求的——在他看来——正义而奋斗。我们崇敬地怀念他!

1919 年 11 月 17 日刊登在 *Sozialistische Monatshefte*《社会主义月刊》53(1919):1055—1056。

205

[1] Leo Arons(1860—1919)在世纪之交由于为社会民主党的利益从事政治活动而被剥夺了柏林大学非正聘物理学讲师职务。专横的德国当局认为这些活动会削弱现存秩序的基础,并援引后来所称的 Arons 同罪法明令禁止文官主动参与政治事务。Arons 在辩护中认为,政府无权强制支配个人良心的问题(见 Arons 1900, p. 33)。关于 Arons 案件的梗概,见 Wolff, S. 1999, pp. 192—199。

1918 年末爱因斯坦在回应 Arons 关于召开全国教师大会以支持新共和政府的倡议时,赞扬 Arons 是“一位言论自由的无畏斗士”(“ein mutiger Vorkämpfer des freien Wortes”;1918 年 11 月 12 日爱因斯坦致 Leo Arons 的信[第八卷,文件 653])。

爱因斯坦发布死者讣告后,若干回顾 Arons 对柏林地方的政界、工会、教学和应用科学所作贡献的文章也刊登在《社会主义月刊》同一期,第 1056—1074 页。

[2] Arons 1884.

[3] Arons 1888.

[4] Cohn and Arons 1886.

[5] Cohn and Arons 1887.

[6] Arons 1892a.

[7] Arons 1890, 1892b; Arons and Rubens 1891a, 1891b.

[8] Arons 1885.

[9] Arons 1892c.

[10] Arons 的“显色镜”能够重现无限多种颜色(Arons 1910, 1912),但 Arons 未能提供方法来产生所要求的色调或者确立天然颜色和对颜色的生理反应之间的关系(见 Ostwald 1919, pp. 172—173)。Ostwald 的更简单方法,尤其是他的“色彩学(Farbenlehre)”——颜色的系统分类和识别——已使 Arons 的显色镜过时了(Ostwald 1918—1922)。

206 25. “什么是相对论？”

[1919年11月28日以前]

什么是相对论?

[1919年11月28日以前]^[1]

我高兴地答应你们一位同事的请求,为《泰晤士报》写点关于“相对论”的东西。在学术界人士之间以前的活跃来往可悲地断绝了之后,我欢迎有这样一个机会,来表达我对英国天文学家和物理学家的喜悦和感激之情。为了验证一个在战争时期在你们的敌国内完成并且发表的理论,你们著名的科学家耗费了很多时间和精力,你们的科学机构也花费了大量金钱,^[2]这完全符合你们国家中科学工作的伟大而光荣的传统。虽然研究太阳的引力场对于光线的影响是一件纯客观的事情,但我还是忍不住要为我的英国同事们的工作,表示我个人的感谢;因为,要是没有这一工作,也许我就难以在我有生之年看到我的理论的最重要的含义会得到验证。^[3]

我们可以把物理学中的理论分为不同种类,其中大部分是构造性的。它们试图从比较简单的形式体系出发,并以此为材料,对比较复杂的现象构造出一幅图像。气体分子运动论就是这样力图把机械的、热的和扩散的过程都归结为分子运动,即用分子运动来构造这些过程。当我们说,我们已经成功地理解了一类自然过程,我们的意思必然是指:概括这些过程的构造性理论已经建立起来。

同这类最重要的理论一起,还存在着第二类理论,我称之为“原理性理论”。它们使用的是分析方法而不是综合方法。形成它们的基础和出发点的元素,不是用假说构造出来的,而是在经验中发现的,它们是自然过程的普遍特征,即原理,这些原理给出了各个过程或者它们的理论表述必须满足的数学形式的判据。热力学就是这样力图用分析方法,从永动机不可能这一普遍的经验事实出发,推导出各个事件都得满足的必要条件。

207

构造性理论的优点是完备性、适应性和灵活性;原理性理论的优点则是逻辑完美和基础可靠。^[4]

相对论属于后一类。为了掌握它的本质,首先需要了解它所根据的原理。然而在继续讲述之前我必须首先指出,相对论有点像一座两层的建筑,这两层就是狭义相对论和广义相对论。为广义相对论所依据的狭义相对论,适用于除引力以外

的一切物理现象；广义相对论则提供了引力定律，以及它同自然界别种力的关系。

从古希腊时代起当然就已经知道：为了描述一个物体的运动，就需要有另一个物体，使第一个物体的运动可以它作为参照物。一辆车子的运动，是参照地面而言的；一颗行星的运动，是对可见恒星的全体而言的。在物理学中，那种为事件在空间上作参照的物体叫做坐标系。例如，Galileo 和 Newton 的力学定律，只有借助坐标系才能用公式表达出来。

但是，若要使力学定律有效，坐标系的运动状态就不可任意选取（它必须没有转动和加速度）。力学中容许的坐标系叫做“惯性系”。按照力学原理，惯性系的运动状态不是由自然界唯一确定的。相反，下面的定义仍然有效：一个相对于惯性系做匀速直线运动的坐标系，也同样是一个惯性系。所谓“狭义相对性原理”就意味着这个定义的推广，用以包括任何自然界的事件：这样，凡是对坐标系 C 有效的自然界普遍规律，对于一个相对于 C 做匀速平移运动的坐标系 C' 也必定同样有效。

狭义相对论所根据的第二条原理是“真空中光速不变原理”。这原理断言：光在真空中总是有一个确定的传播速度（同观测者或者光源的运动状态无关）。^[5] 物理学家所以信赖这条原理，是由于 Maxwell 和 Lorentz 的电动力学所取得的成就。

208 上述两条原理都受到经验的有力支持，但它们在逻辑上却好像是互相矛盾的。狭义相对论终于成功地把它们在逻辑上协调了起来，这是由于修改了运动学，即（从物理学的观点）论述空间和时间的规律的学说。这样就弄清楚了：说两个事件是同时的，除非指明这是对某一坐标系而言的，否则就毫无意义；量度工具的形状和时钟的快慢，都同它们相对于坐标系的运动状态有关。

但是，旧的物理学，包括 Galileo 和 Newton 的运动定律，不适合上述相对论性的运动学。如果上述两条原理真的可用，那么自然规律就必须遵循由相对论性运动学得出的普遍数学条件。物理学必须适应这些条件。特别是，科学家得到了一个关于（高速运动着的）质点的新的运动规律，这在带电粒子的情况下已经被美妙地证实了。狭义相对论最重要的结果，是关于物质体系的惯性质量。这个结果是：一个体系的惯性必然同其所含能量有关。由此又导致这样的观念：惯性质量就是潜在的能量。质量守恒原理失去了它的独立性，而同能量守恒原理融合在一起了。

狭义相对论其实就是 Maxwell 和 Lorentz 电动力学的有系统的发展，然而又指向了它自身的范围以外。难道物理定律同坐标系运动状态无关这一点，只限于坐标系相互匀速平移运动吗？自然界同我们的坐标系及其运动状态究竟有何相干呢？如果为了描述自然界，必须用到一个我们随意引进的坐标系，那么这个坐标系运动状态的选择就不应受到限制；规律应当同这种选择完全无关（广义相对性原理）。

下面这一早已知道的经验事实,使得广义相对性原理的建立比较容易。这事实是,物体的质量和惯性是受同一常数支配的(惯性质量和引力质量的相等)。设想有一个坐标系,它相对于 Newton 意义上的惯性系做匀速转动。根据 Newton 的教导,应当把出现在这个坐标系中的离心力看成是惯性的效应。但这些离心力完全像重力^[6]一样同物体的质量成比例。在这种情况下,难道不可以把这个坐标系看成是静止的,而把离心力看做是万有引力吗?这似乎是显而易见的,但却为经典力学所不容。

209

以上简略的考察提示广义相对论必须给出引力的规律,顺着这条思路的不懈努力,已证明我们的希望是合理的。

但是道路却比人们可能设想的更为崎岖,因为它要求放弃 Euclid 几何。这就是说,决定固体在空间中可能配置的定律,并不完全符合 Euclid 几何赋予物体的空间定律。当我们谈到“空间的弯曲”时,所指的就是这一点。“直线”、“平面”等基本概念,因而在物理学中也就失去了它们的严格意义。

在广义相对论中,空间和时间的学说,即运动学,已不再表现为同物理学的其余部分基本上无关。物体的几何性状和时钟的运行都依赖于引力场,而引力场本身却又是物质产生的。

从原理上看来,新的引力理论同 Newton 理论分歧很大。但是它的实际结果同 Newton 理论的结果非常相近,以至在经验所能及的范围内很难找到区别它们的判据。到目前为止已找到的这类判据有:

1. 行星轨道的椭圆绕太阳的旋转(在水星的例子中已得到证实)。
2. 引力场引起的光线的弯曲(已由英国人的日全食照相得到证实)。
3. 从大质量的恒星射到我们这里来的光,其谱线向光谱的红端位移(迄今尚未得到证实)。^①

该理论的主要诱人之处在于其逻辑的完整性。从它推出的许多结论中,只要有一个被证明是错的,它就必须被抛弃;要对它进行修改而不破坏其整个结构,那看来是不可能的。

可是人们不要以为 Newton 的伟大工作真的能够被这一理论或任何其他理论所取代。作为自然哲学领域里我们整个近代概念结构的基础,他的伟大而明晰的观念将永远保持其独特的意义。^[7]

A·爱因斯坦

① 这个判据自那以来已经得到证实。——英译版注

210 附注：你们报纸上关于我的生活和为人的某些报道，完全是出自作者的生动想象。^[8]为了让读者开心，这里还有相对性原理的另一应用：今天我在德国被称为“德国的学者”，而在英国则被称为“瑞士的犹太人”。如果我命中注定要被说成一个最讨厌的家伙，那么情况就会反过来，对于德国人来说，我将变成“瑞士的犹太人”；而对于英国人来说，我却变成了“德国的学者”。^[9]

ADS. [1 002]. 这个文件由右上角编码的 7 页纸组成。页码在这里以方括号在页边提供。用英语首次发表为 *Einstein 1919f* (文件 26)。还有一个稍经修改的打字稿 [1 003]，发表在 *Einstein 1934a*, pp. 127—131。

[1] 英国日全食观测结果的初步报告包括 *Einstein 1919d* (文件 23) 付印以后，1919 年 11 月 6 日在 Burlington House 举行的皇家学会和皇家天文学会联席会议上正式宣布了最终结果。关于这个事件，参见本卷序，p. xxx, *Observatory* 42 (1919): 389—398, *Crommelin 1919* 和 *The Times* (London), 7 November 1919, p. 12。由于“对这个困难主题有非常广泛的科学和公众兴趣”，爱因斯坦同意向《泰晤士报》驻柏林记者简要说明他的理论及其含义（报道于 *The Times*, [27 November 1919], p. 14）。关于后来对英国人的结果是否证实了广义相对论的争议，参见 *Earman and Glymour 1980a*。关于大众媒体（特别是英国和美国）的报道，参见 *Elton 1986*。

[2] 4 位天文学家，包括 Eddington 在内，和一些辅助人员参加了两支考察队。皇家天文学家 Frank W. Dyson (1868—1939) 获得一笔 1000 英镑的政府基金作为花费。这意味着超过了 1919 年皇家天文学会总预算 2700 英镑的 1/3 (参见 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 80 [1919—1920]: 338—339)。关于准备工作的讨论，参见 *Eddington 1920a* 和 *Earman and Glymour 1980a*。

[3] 在爱因斯坦 1919 年 12 月 6 日致 *Neue Freie Presse* (新自由报) 的信中，他表示了写作这篇文章的同样动机。

[4] 关于这种区别的早期说法，参见爱因斯坦致 Arnold Sommerfeld 的信，1908 年 1 月 14 日（第五卷，文件 73）。也见第二卷序 pp. xxi—xxvi。

[5] 在打字版中，由于误认了前一个单词的最后三个字母，在“Bewegungszustand (运动状态)”和“der Lichtquelle (光源)”之间加了一个“und (和)”。*Einstein 1934a* 在“und”之前加了一个“von (从)”，掺和了这个错误。因而，在英译本 *Einstein 1934b* 中“与其源的速度无关”这一段变成了“与观测者和光源的运动状态无关”。关于这个错误后来的历史，参见 *Stachel 1987*。

[6] 在打字版中，“Schwerewirkungen (重力作用)”改为“Schwerekräfte (重力)”。

[7] 爱因斯坦觉得有必要安抚英国科学界和大众媒体中的不平情绪，这些媒体报道说他宣称摧毁了 Newton 的理论。在下议院，剑桥大学物理教授及其在议会的代表 Joseph Lamor (1857—1942) “受到包围，质询 Newton 是否已被打倒，剑桥是否已经‘完蛋’”（伦敦《泰晤士报》，1919 年 11 月 8 日，第 12 页）。当考察队的初步发现在英国科学促进协会伯恩茅斯会议上宣布时（见 *Einstein 1919d* [文件 23]，注 2），伯明翰大学校长 Oliver J. Lodge (1851—1940) 表示，他希望最终结果会表明偏转为 0.87”，即 Newton 理论预言的值（见 *Observatory* 42 [1919]: 364）。牛津大学实验哲学教授，Clarendon 实验室主任 Fredrick A. Lindmann (1886—1957) 相当详细地向爱因斯坦通报了有关几位英国顶尖科学家的抵触。他还补充说，《泰晤士报》关于相对论如何推翻了 Newton 理论报道已经“伤害了民族感情并极大地震惊了世界”

211

(“hat...das national Gefühl verletzt & die Welt in grosse Aufregung versetzt”; Frederick A. Lindemann 致爱因斯坦的信, 1919年11月23日)。爱因斯坦还从 Ehrenfest 那里得到类似的消息 (Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信, 1919年11月24日)。

[8] 参见伦敦《泰晤士报》1919年11月8日第12页题为“阿耳伯特·爱因斯坦博士”的一个短注, 在那里他被称为“一个瑞士犹太人”。他的学术任职简历为: “在一段时期中任苏黎世工业大学数学物理教授, 后任布拉格大学教授。之后他被提名为柏林皇家科学院院士。”至于他的政治立场, “在停战时他曾在一份支持德国革命的呼吁书上签名。他是一个热心的犹太复国主义者。”这里提到的呼吁书可能是号召参加民主党。发表于《柏林日报》(*Berliner Tageblatt*) (16 November 1918) (见第八卷, 1918年日程表, p. 1029)。

[9] 爱因斯坦非常欣赏他自己的玩笑, 以致对 Ehrenfest 又重复了一遍 (爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信, 1919年12月4日)。关于它在报纸上的反响, 见文件 26, 注 4。

212 26. “时间、空间和引力”

[*Einstein 1919f*]

1919年11月28日发表。

发表在 *The Times* (London), 28 November 1919, pp. 13—14。

这里呈现的形式与原件不同,原件以两栏的形式分印于两页上。

时间、空间和引力

213

爱因斯坦论述他的理论

时间、空间和引力

Newton 的体系

A·爱因斯坦 博士

我高兴地答应你们一位记者的请求,为《泰晤士报》写点关于相对论的东西。

在科学家之间以前的国际关系可悲地断绝了之后,我接受这样一个同英国天文学家和物理学家交流的机会,是满怀喜悦和感激之情的。为了验证一个在战争时期在你们的敌国内完成并且发表的理论,你们的科学家付出了很多时间和精力,你们的科学机构也提供了物质手段,这完全符合英国科学的崇高而光荣的传统。虽然研究太阳的引力场对于光线的影响是一件纯客观的事情,但我还是忍不住要向这个科学分支中我的英国同事们表示我个人的感谢;因为,要是没有他们的帮助,我的理论中最重要的推论就可能得不到证实。

在物理学中存在着不同种类的理论,其中大部分是构造性的。它们试图从比较简单的命题构造出复杂现象的图景。例如,气体动力学就是这样力图把气体的、机械的、热的和扩散的性质都归结为分子的运动。当我们说,我们理解了一组自然现象,意思就是:我们已经找到了概括这些现象的构造性理论。

原理性理论

但是,除了这类最重要的理论以外,还存在着另一类理论,我称之为“原理性理论”。它们使用的是分析方法而不是综合方法。它们的出发点和基础不是用假说构造出来的,而是在经验中发现的自然现象的普遍特征,即原理,由这些原理推出能用于各个现象或者它们的理论表述的数学公式。例如,热力学就是这样力图用分析方法,从不可能有永动机这一普遍的经验事实,推导出能够应用于各个事件的理论。

构造性理论的优点是全面性、适应性和清晰性;原理性理论的优点则是逻辑完美和基础可靠。

相对论属于原理性理论。为了理解它,必须掌握它所根据的原理。然而在

继续讲述之前我必须首先指出,相对论有点像一座两层的住宅,这两层就是狭义相对论和广义相对论。

从古希腊时代起就已经熟知:为了描述一个物体的运动,必须参照另一个物体。列车车厢的运动,是参照地面而言的;一颗行星的运动,是对可见恒星的全体而言的。在物理学中,那种在空间上为运动作参照物的物体叫做坐标系。例如, Galileo 和 Newton 的力学定律,只有借助坐标系才能用公式表达出来。

但是,若要使力学定律有效,坐标系的运动状态就不可任意选取(它必须没有转动和加速度)。力学中采用的坐标系叫做“惯性系”。就力学而言,惯性系的运动状态不是由自然界唯一确定的。下面的命题仍然有效:与一个惯性系以同一方向和同样速率运动的坐标系,也是一个惯性系。因此,狭义相对论是如下命题对任何自然过程的应用:凡是对坐标系 K 有效的自然定律,对于任何一个相对于 K 做匀速平移运动的坐标系 K' 也必定同样有效。

狭义相对论所根据的第二条原理是真空中光速不变原理。光在真空中总是有一个确定的不变速度,同光源的速度无关。物理学家信赖这条原理,应归功于 Maxwell 和 Lorentz 的电动力学理论。

我提到的这两条原理都受到经验的有力支持,但它们在逻辑上却好像是互相矛盾的。狭义相对论终于成功地把它们在逻辑上协调了起来,这是由于修改了运动学,即空间和时间的物理规律的学说。这样就弄清楚了:两个事件重合的陈述,除非指明这是对某一坐标系而言的,否则就毫无意义;物体的质量和时钟的快慢,都同它们相对于坐标系的运动状态有关。

早先的物理学

但是,早先的物理学,包括 Galileo 和 Newton 的运动定律与我指出的相对论运动学抵触。如果要与上述两条基本原理相容,自然规律就必须符合由相对论运动学得到的某种普遍的数学条件。物理学就必须修改。最引人注目的改变是(高速)运动质点的新运动定律,而且这在荷电粒子的情况下很快得到了验证。狭义相对论最重要的结果,是关于物质体系的惯性质量。业已查明,这样一个系统的惯性必须取决于它所含的能量,我们由此获得如下概念,即惯性质量无非是潜在的能量而已。质量守恒学说失去了它的独立性,而与能量守恒学说融合到了一起。

214 狭义相对论只是 Maxwell 和 Lorentz 电动力学的系统延伸,然而结果却达到了自身以外。难道物理定律相对于坐标系的独立性,必须限于彼此做匀速平动的坐标系吗?自然界同我们建议的坐标系及其运动究竟有什么关系呢?虽然为了描述自然界,采用我们任意选择的坐标系或许是必要的,然而无论如何不应当限制它们的运动状态(广义相对论)。人们发现,这种广义相对论的应用与一

个著名的实验冲突,根据这个实验,物体的质量和惯性依赖于同一常数(惯性质量和引力质量相等)。设想有一个坐标系,它相对于一个 Newton 意义上的惯性系做匀速转动。根据 Newton 力学,应当把出现在这个坐标系中的离心力归因于惯性。但这些离心力完全像引力一样同物体的质量成比例。在这种情况下,难道不可以把这个坐标系看成是静止的,而把离心力看做是万有引力吗?这似乎是显而易见的,但却为经典力学所不容。

[1] 以上简略的考察提示推广的相对论必须包括引力的规律,这种设想的实际探索已证明我们的希望是合理的。但是道路却比预期的更为艰难,因为它与 Euclid 几何矛盾。换句话说,决定物体在空间中可能配置的定律,并不严格符合 Euclid 几何赋予固体的空间定律。“空间的弯曲”这个短语的含义就在于此。因而,“直线”、“平面”等基本概念在物理学中也就失去了它们的严格意义。

在广义相对论中,空间和时间的学说,即运动学,已不再是一般物理学的绝对基础之一。物体的几何性状和时钟的速率首先依赖于它们的引力场,而引力场本身却又是由有关的物质系统产生的。

从基本原理上看来,新的引力理论同 Newton 理论分歧很大。但是,在实际应用中两者结果非常相近,以至很难找到能通过观测把它们实际区分开的例子。到目前为止已提出的这类例子如下:

1. 行星绕太阳椭圆轨道的形变(在水星的例子中已得到证实)。
2. 光线在引力场中的弯曲(已由英国人的日全食观测证实)。
3. 从大质量的恒星射到我们这里来的光,其谱线向光谱的红端位移(迄今尚未证实)。

该理论的主要诱人之处在于其逻辑的一贯性。从它推出的许多结论中,只要有一个被证明是错的,它就必须被抛弃;要对它进行修改而不破坏其整体,看来是不可能的。

[2] 可是人们不要以为 Newton 的伟大工作真的能够被这一理论或任何其他理论所取代。作为我们近代物理学概念赖以建立的基础,他的伟大而明晰的观念将永远保持其独特的意义。

[3] 附注:《泰晤士报》上关于我和我的状况的某些报道,完全是出自作者的生动想象。为了符合读者口味,这里还有相对论的另一应用:今天我在德国被称为“德国的学者”,而在英国则被称为“瑞士的犹太人”。如果我命中注定要被说成一个最讨厌的家伙,那么情况就会反过来,对于德国人来说,我将变成“瑞士的犹太人”;而对于英国人来说,我却变成了“德国的学者”!

[4]

- 215 发表在 *The Times* (London), 28 November 1919, pp. 13—14。文件 25 的这个译本显示出同德文原版有较大的偏离。基于文件 25 的打字版[1 003] 的一个改善的英译本发表在 *Einstein 1934b* 及后来诸版中。

[1] 这一栏在原报第 14 页上。

[2] 皇家科学学院天体物理教授, 皇家天文学会主席 Alfred Fowler(1868—1940)在 1919 年 12 月 12 日举行的相对论讨论会的终评中, 几乎逐字重复了爱因斯坦的话:“这个新理论具有革命性的特色, 但爱因斯坦本人却明确地告诉我们, Newton 的伟大成就绝不会真正被这个理论或者任何其他理论推翻。只是在很少几个例外场合, 才能观测到两个引力定律之间的差别。”*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 80 [1920]:118。

[3] 关于《泰晤士报》对爱因斯坦的描述, 见文件 25, 注 8。

[4] 爱因斯坦的玩笑立刻引起了对他人格特征的兴趣。Ehrenfest 向爱因斯坦报道说, 他的“尖刻的玩笑”已被翻译到所有荷兰报纸上, 甚至 Lorentz 都十分欣赏它(见 Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信, 1919 年 12 月 9 日)。《泰晤士报》同一期的编者按礼貌地补充说:“我们承认他这个小玩笑。但是我们注意到, 根据他的理论的一般大意, 爱因斯坦博士并没有提供关于他自己的任何绝对描述。”

27. “致 Paul Colin 先生的欢迎词”

[1919年12月16日]

致 Paul Colin 先生的欢迎词

1919年12月16日在“新祖国”同盟欢迎 Colin 先生^[1]集会上的讲话

我代表在这场可怕的战争期间也高举人道主义和国际和解理想旗帜的“新祖国”同盟，衷心欢迎您作为第一个为战后国际和解神圣目标服务的法国人来到我们这里。

我们身负重任，处于艰难时世。说其艰难是因为无论你们胜利还是我们失败，都会点燃更加凶险的民族主义激情，从而给两个邻国之间的血海深仇——凶残报复带来永久化的危险。但灾难的根源并不在目前的历史时刻，而在于传统——尽管有基督教道德那表面坚持下来了的教诲而依然在欧洲各国文化的阶层中世代代延续下来的那些传统：暴力和压迫会带来荣誉和声望，忍受不公平则会蒙受羞耻和屈辱。我们要以对人类团结感情的热情信奉来对抗这些过时的、邪恶的、威胁着彻底毁灭我们大陆的传统；没有人类团结的感情，无论个人还是国家都是无法彼此相安共处的。^[2]

当人们向我的一位伟大荷兰同事熟练地诵读 Treitschke 关于国家的学说时，他这样说过：“这个世界可能就是如此，但在这样的世界里我是不能生活的。”^[3]

愿我们今天客人的勇敢而无私的事业对于这种精神在莱茵河两岸生根作出贡献！^[4]

TD上有爱因斯坦的亲笔修订。[28 005]。本文件由一个未编码页组成。

[1] Paul Colin(1890—1943)，《自由艺术》(*L'Art libre*)杂志编辑，以 Clarté(光明)运动指导委员会委员的身份被邀请给“新祖国”同盟(BNV)讲话。他也是这个运动在比利时的首要组织者(见 *Brett 1963*, p. 192)。创始于战争期间的光明运动致力于重建战后的政治秩序，得到第三国际较晚的追随者如 Henri Barbusse(1873—1935)和像 Romain Rolland(1866—1944)这样的和平主义者的支持。爱因斯坦是 BNV 工作委员会(*Arbeitsausschuß*)的成员(见 *Mitteilungen des Bundes Neues Vaterland*, Neue Folge Nr. 1, November 1918, p. 15)，是 Rolland 在战时的钦佩者(见爱因斯坦致 Romain Rolland 的信，1915年3月22

日[第八卷,文件 65]),半年前还在他起草的一份提名“思想独立宣言”(“Für die Unabhängigkeit des Geistes!”)的呼吁书上签了名;Adolf Schmidt 致爱因斯坦的信,1919年7月1日,和 *Rolland 1952*, p. 1820)。 217

[2] Colin 在爱因斯坦致欢迎词之后作了题为“年轻的国际性的法国”的演讲,演讲地点在柏林前普鲁士上议院(见 Paul Colin 致爱因斯坦的信,1922年4月22日,和 *Colin 1923*, p. 184)。讲话呼吁“知识分子的互信”(“Trust der Intelligenz”)来为各国人民之间的理解奠定基础(见 *Berliner Volks-Zeitung*, 1919年12月17日,早晨版, p. [2])。Colin 讲话的意译发表在 *Berliner Volks-Zeitung*, 1919年12月17日,晚间版, p. [1]和 *Berliner Börsen-Courier*, 1919年12月17日, pp. [1]—2。

根据参加这次会议的一位“新祖国”同盟(BNV)成员的记录,Colin“并没有谈及和解,但让人们放心,他和他在巴黎的朋友一直爱着德国,并对 Clemenceaus 狭隘的现实政治感到震惊”(Friedrich Nicolai 女士,“Deutsch-französische Verständigung”《德法通信》,约于1919年12月16日, GyMIZ, ED 184/19 [84 542])。

[3] 爱因斯坦在一年多以前曾将类似的话归之于“一位中立国家的伟大学者”(见爱因斯坦致 Kurt Hiller 的信,1918年9月9日[第八卷,文件 613])。在 *Einstein 1953* 中,这个表述(又以另一种说法)被归之于 Hendrik A. Lorentz。

在普鲁士帝制倒台后,爱因斯坦将历史学家 Heinrich von Treitschke(1834—1896)的雕像同冰河时期的猛犸作了比较(见爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1918年12月4日[第八卷,文件 663])。有关爱因斯坦对 Treitschke“权力宗教”(“Machtreligion”)的看法,见爱因斯坦致 Romain Rolland 的信,1917年8月22日[第八卷,文件 374])。

[4] 这次会议以后 Colin 在爱因斯坦家里同他见了几次面,寻求说服他担任德国 Clarté(光明)社团主席(见 *Colin 1923*, p. 185)。Clarté 杂志的编辑后来声称爱因斯坦从一开始就是运动的支持者(见 *Einstein 1922b*[文件 69]法译版序言),但他的观点比较矛盾:在战争的最后几个月,他对知识分子参与政治活动表示了怀疑(见爱因斯坦致 Kurt Hiller 的信,1918年9月9日[第八卷,文件 613]),尽管1919年中他在 Romain Rolland 宣言上签了名,但还是质疑这种呼吁的效果(见爱因斯坦致 Robert Holtzmann 的信,以及致 Adolf Schmidt 的信,均为1919年8月17日)。1919年晚些时候,他称赞 Clarté“这个极好的运动”也许能再次激发国际主义精神(见爱因斯坦致 Robert Lawson 的信,1919年12月26日),并同意在德国促进它的事业(见爱因斯坦致 Carl Seelig 的信,1919年12月29日)。两个月后,爱因斯坦对运动的领导表示担忧,并指出决定性的是个人而非口号(见爱因斯坦致 Moritz Schlick 的信,1920年2月27日, NeHR, 维也纳档案)。

在运动及其中央委员会内部,追随 Rolland 的自由主义者同 Barbusse 领导的共产主义者之间的争执一开始就很明显。辩论的焦点是个人自主还是党的纪律,是支持多元化社会,还是鼓吹用暴力手段进行社会和政治变革的问题。随着“Clarté 通过其路线的强硬化解决了它的意识形态矛盾”,运动从“1919年的和平主义者的国际主义”演变为“1920年的第三国际的共产主义”(Fisher 1988, p. 88)。个人主义的坚决拥护者 Rolland 于1919年6月23日退出 Clarté 委员会。当运动内部自由主义和共产主义两派之间的裂痕变得不可弥合时,爱因斯坦同 Colin 一样站在“Rolland 主义者”一边(参见 Albertini 1970, pp. 182—233 中 1921—1922年 Rolland 和 Barbusse 之间交换的公开信,和爱因斯坦致 Romain Rolland 的信,1922年4月19日, FPBN, R. Rolland 基金 65/4),当 Clarté 杂志拒绝 Rolland 的信件时,Colin 在 *L'Art libre* 杂志上发表了它们(见 Fisher 1988, p. 101)。Colin 于1922年离开了这个运动,拒绝它的教条主义特征,他感到这种教条主义同“思想的独立性”(“l'Indépendance de l'Esprit”; Paul Colin 致爱因斯坦的信,1922年4月22日)背道而驰,显然是参照了1919年的 Rolland 宣言。Clarté 运动于1926年瓦解。

28. “物理学中的归纳和演绎”

[*Einstein 1919g*]

1919年12月25日发表。

发表在 *Berliner Tageblatt*, 25 December 1919, p. [1] of 4. Beiblatt.

[1]

物理学中的归纳和演绎

[2]

爱因斯坦

关于经验科学的产生,人们能够形成的最简单图景是沿归纳法的路线,将各个事实选择出来归类在一起,使它们的规律性联系变得一目了然。把这些规律再归类在一起,人们就能得到其他更普遍的规律,直到建立起一个适合已有各个事实的大约一致的体系。这样回头看去,智力就能以纯精神的方式反过来达到各个事实了。

219

不过,仅仅粗略地看看实际的发展就已经让我们明白,科学知识的巨大进步很少是源于这种方式的。因为,如果一个研究者不带先入之见地来考察他的对象,他怎么能够从极为丰富的最复杂的经验中挑出那些简单得足以通过规律揭示其联系的事实呢? Galileo 如果不带先入之见是绝不会发现自由落体定律的,这种见解就是,正如我们发现的那样,情况由于空气阻力的影响而复杂化了,因此,人们必须注意这种效应只有可忽略影响的场合。

[3]

我们了解自然进程中真正伟大的进步,源于一种同归纳法几乎完全相反的方式。对大量复杂事实或本质的直观把握,使得科学家有可能提出一个或几个假设的基本定律。从这种基本定律(公理系统)出发,他用一种纯逻辑演绎的方式推出尽可能完整的结论。从基本定律导出(通常只是在耗时的发展和计算之后)的结论就得以同经验比较,从而提供假设的基本定律正确性的判据。基本定律(公理)同结论一起构成所谓的“理论”。每一个专家都知道,自然科学中最伟大的进步,例如 Newton 的引力理论,热力学,气体动力学,近代电动力学等,全都源于这种方式,它们的基础原则上都具有这种假设的特征。所以,当研究者总是从事实出发时(他的目标是这些事实的相互关系),他并不觉得他的思想体系在方法论上是归纳法;说得准确些,他是在那些基于公理的可以想得到的理论中凭直觉选择来适应事实。

[4]

因此,如果一个理论在其演绎过程中存在逻辑错误,就完全可以认为它是不正确的;或者,如果有一个事实不符合它的结论之一,也完全有理由将它淘汰。但是,一个理论的真理性永远不能被证明。因为人们永远不知道未来的经验是

否会与它的结论相冲突；此外，总是存在一些其他可想象的概念体系也能符合同样的事实。当有两个理论可用，而且两者都与给定的事实相容时，那么除了研究者的直觉外就再没有其他判据来偏爱哪一个了。这样，人们就可以理解，为什么既懂理论又懂事实的聪明的科学家仍然可以是对立理论的热情支持者。

在这样忙碌的时代，我献给读者一段小小的、客观的、冷静的思考，是因为我相信，宁静地致力于全体文明人类共同追求的永恒目标，比起在政治上的沉思默想，在今天更能有助于政治上的重新康复。

220 发表在 *Berliner Tageblatt*, 25 December 1919, 早晨版, 副刊 4, p. [1], 是一组四篇文章的一部分, 在标题“Deutsche Wissenschaft über den Aufbau der Welt(世界重建时期的德国科学)”下面编者还有一段引言。保存的打字稿为[5 192]。与打字稿不同的地方加了注释。

[1] 在 *Einstein 1914k*(第六卷, 文件 3)中, 也讨论了归纳法和演绎法之间的区别。

[2] 其他文章如下: Max Planck 著“国际合作”, Walther Nernst 著“科学研究的未来指导方针”, 威廉皇帝物理化学和电化学研究所所长 Fritz Haber(1868—1934)著“氮经济”。根据这组文章前面的引言, *Berliner Tageblatt* 把爱因斯坦、Planck、Nernst、Haber 和 Johannes Stark 关于德国科学成就的报告载于它的圣诞特刊。选择 Haber、Planck 和 Stark 是因为他们新近荣获 Nobel 奖; 选择 Nernst 是因为他在 1919 年被选为瑞典科学院院士; 选择爱因斯坦是因为“他也是一个德国人, 用他的相对论和引力论发出了改变我们世界观的信号”。由于当时正在旅行, Stark 没有递交他的报告。

[3] 在 *Einstein 1918j*(文件 7, p. 31)中也提到直觉在确切表达基本定律时的中心作用。爱因斯坦对理论形成的观点的详细讨论, 参见 Holton 1979。Holton 的讨论是基于爱因斯坦 1952 年 5 月 7 日致 Maurice Solovine 的一封信(TAU, 爱因斯坦收藏品), 这封信同本文件惊人相似, 尽管是在 30 多年以后写的。

[4] 打字稿用的是“ihnen(它们)”而不是“ihrer Grundlage(它们的基础)”。

[5] 这一陈述类似于 Karl Popper 可证伪判据的正当理由。Popper(1905—1994)在 *Popper 1935*, p. 7 引证了 *Einstein 1918j*(文件 7), 但后来宣称他不知道本文件(Karl Popper 致 John Stachel 的信, 15 March 1984, John Stachel, Boston)。

[6] Howard 1990 引证爱因斯坦关于(理论)欠定的观点, 来表明他的科学哲学与约定主义者相似, 其影响来自罗斯托克大学哲学系编外讲师 Moritz Schlick(1882—1936)(见 *Einstein 1921c* [文件 52], 注 13 和注 15)。爱因斯坦关于理论欠定的另一评论, 见爱因斯坦致 Moritz Schlick 的信, 1917 年 5 月 21 日(第八卷, 文件 343)。

[7] 打字稿用的是“Annahme(接受)”而不是“Bevorzugung(偏爱)”。

[8] 注意, 爱因斯坦并没有走得像 Schlick 那么远, 后者断言在这种情况下, 两个理论都同样正确。参见 Schlick 1915, p. 149: “因而, 几个理论可以同时为真并不是一个矛盾(但更确切地说取决于问题的性质), 就是说, 它们对诸事实提供了不同的, 但就其自身而言又是完全没有歧义的摹写”(“Es ist also kein Widerspruch, sondern liegt vielmehr in der Natur der Sache, daß unter Umständen mehrere Theorien zugleich wahr sein können, indem sie eine zwar verschiedene, aber doch jede für sich völlig eindeutige Bezeichnung der Tatsachen leisten”)。在 *Einstein 1918j*(文件 7, p. 31)中, 爱因斯坦强调说, 在历史上, 一个理论总是要证明自己显然优于其竞争者。在 1920 年为 *Einstein 1917a*(第六卷, 文件 42, pp. 84—85)的英

文版写的附录引言中,爱因斯坦在相似的环境下引证 Newton 引力论和广义相对论为例,说明两个理论的预言如此相似,以至很难根据经验来决定取舍。

[9] 打字稿在“gemeinsam sind(共同的)”之后中断。

〔编者按〕爱因斯坦与犹太人问题

I

1918年11月德国旧政权的崩溃使爱因斯坦首次直接面对当时各种紧迫的政治争端,其中引起他最强烈关注的是犹太人问题。从少年时代起一直对宗教漠不关心的爱因斯坦,在第一次世界大战后立即开始努力解决犹太人认同问题。这种努力标志着他毕生关心政治事务的开端,并从此越来越多地以他新近赢得的世界科学声望来施加影响。本卷有8个文件追溯了他从关切反犹主义影响到全心全意支持创办耶路撒冷希伯来大学的思想演变过程。

1919年末,爱因斯坦有力地驳斥了右翼民族主义者将德国的灾祸归罪于东方犹太人移民潮的妄言(*Einstein 1919h* [文件29])。几个月后的1920年4月,他在同一文章的两个文本(文件34和文件35)中申述了他对反犹主义、犹太复国主义和民族同化的态度。迄今所知这两个文件都未发表。然而情况已经有了重大转折,因为在撰写上述两个文件后,他立即又写了一份“信仰声明”,驳斥了同化主义者并宣告他对犹太复国主义者的声援(*Einstein 1920h* [文件37])。这份声明开始时仅供私下传阅,但后来终于在1920年秋发表。4个月内撰写的这第一组4个文件界定了爱因斯坦个人与犹太人问题的关系。

第二组4个文件说明爱因斯坦一年后已经决定与犹太复国主义共命运。在这组文件里,犹太人问题不是作为一个认同问题而是作为一个理性挑战提出来的:犹太复国主义究竟应该主要作为一种政治现象抑或文化现象来对待?1921年春在美国进行经费筹措旅行时,爱因斯坦就他如何被争取到犹太复国主义事业方面接受了一次采访。这次采访记以爱因斯坦的名义于1921年夏发表在一家德国犹太人报纸上(*Einstein 1921h* [文件57]),尽管报纸编辑一周后承认那仅仅是经爱因斯坦认可的采访人撰写的文章。将该文收集于此,既由于它与公众想象中爱因斯坦的著述十分一致,也因为它忠实于他当时的观点。回到德国后不久,他应邀到一个对在巴勒斯坦定居计划感兴趣的人召开的群众大会上讲话,爱因斯坦为此写了这次讲话稿的两个文本,其中第二篇交付发表。未发表的第一篇(文件59)讨论了文化抑或政治犹太复国主义问题的实质;第二篇(*Einstein 1921i* [文件60])则提出了重新发现犹太人共同意识的重要性这一更具个人倾向的观点,并简要叙述了他的美国之行。这组文件的最后一个(*Einstein 1921j* [文件62])讲述了创办希伯来大学的进展(爱因斯坦在1923年为该大学立了奠基石,1925年该大学正式招生)。此文件以采访记的形式发表在一家瑞士犹太人报纸上,在爱因斯坦政治著作真本中几乎不为人所知。

II

爱因斯坦最初对犹太教尊奉的各种仪式十分着迷,但可能由于他的父母对这些仪式比较

冷淡,他在12岁时转而关心哲学。^[1]科学普及读物动摇了他对圣经传说权威的信服,但即使在宗教兴趣淡化后,他在学校萌生的“差异性(otherness)”意识,加上他对权威的普遍蔑视,却强化了他对理性目标的追求和对社会事务的规避。^[2]爱因斯坦的妹妹在1924年所撰有关他青年时代的记述中认为,他对于其他犹太人抱有的责任感最早产生于他对他自己及其他犹太人在学生时期所受歧视的反应之中。^[3]爱因斯坦16岁时移居瑞士,在那里度过了此后20年的几乎全部岁月。瑞士比他儿童时期生活的慕尼黑远为令人适意,然而他的差异性意识依然挥之不去:他是小镇阿劳高级中学他所在班级年龄最小者,是全校仅有两名犹太人之一,加之又是德国人。^[4]在该校的第一年,爱因斯坦明确了自己对教会的态度,正式登记了他“不属于任何宗教派系”的事实。他在1900—1901年反复重申取得瑞士国籍的态度。^[5]这时,爱因斯坦已从苏黎世的联邦技术大学(ETH)毕业。^[6]不论在苏黎世还是在他从1910—1911年度过几乎两年的布拉格,爱因斯坦都没有与犹太复国主义知识分子的思想骚动发生有意义的接触。^[7]爱因斯坦的一位已经皈依犹太复国主义的熟人 Hugo Bergmann(1883—1975)说,爱因斯坦在布拉格期间从未同他讨论过犹太话题。^[8]大约5年后回忆在那里的岁月时,爱因斯坦还把犹太复国主义者叫做“一小群令人想起中世纪时代的不切实际的人物”。^[9]

223

爱因斯坦对官僚政治插手良知问题的愤怒偶尔突然发作。1909年初,就在接受苏黎世的第一个大学职务之前,爱因斯坦就讽刺过年轻犹太人在竭力竞争文官职位时向当权者一时兴起的怪念头让步的畏缩态度。^[10]当他为了得到布拉格一个大学职位而被要求登记其宗教渊源时,他也做出了同样性质的评论:“回到亚伯拉罕的怀抱对我来说没有任何意义,只不过是必须签署的一纸空文。”^[11]这种情绪的爆发实际上泄漏了几乎隐藏10年之久的内心感受。

爱因斯坦在大战临近爆发的1914年春来到柏林。他那依然存在的社会孤立感,由于他作为南部德国人而竭力避免自己感到的可能“柏林市民化”^[12]这一现实而更加强了。他对广义相对论最终表述的紧张探求也加重了这种孤立感。然而,也有迹象表明他与犹太同胞的休戚与共迅速发展。1919年年中俄国皇家科学院邀请爱因斯坦参加为检验他的广义相对论而组织的考察队,被他谢绝,为此他解释说他不会“前往一个我的民族同胞遭受如此残酷迫害的国家”。^[13]大战刚刚结束,德国犹太复国主义领导人就同他接洽,希望他协助起草一份用于筹备犹太人大会的宣言。虽然他声明打算到会,但不清楚大会是否召开过。^[14]遗憾的是,我们同样不清楚我们所知的爱因斯坦这第一次与犹太复国主义组织交往的背景。

224

III

虽然爱因斯坦在若干场合表示了他对和平主义立场的某种倾向,但他在第一次世界大战期间仅仅谨慎地提出了他的政治信念。至于对犹太复国主义的关注,爱因斯坦把赴柏林之前的岁月描述成生活在“完全公平的环境中”。^[15]第一次激发爱因斯坦政治想象力的则是对于具有较高知识水准的国际犹太人中心的向往,这使他明确了通过公开活动促进创建这种中心的决心。这样一个具体的目标也为德国犹太人战后时期所面临的两难境地提出了解决办法:如何在国家(德国)认同与宗教(犹太教)认同之间、在民族同化与“异化”^[16]之间做出选择。公认的说法是,一位著名犹太复国主义者“改变了”爱因斯坦的立场,使他即使没有成为犹太

复国主义者,那也“复苏了犹太人的灵魂”。^[17]有关爱因斯坦关心犹太人的思想基础的充满趣闻轶事的记述,对于在更真实情况下了解其起源来说,是极其有用并起着补充作用的。

两个相互关联的新情况使爱因斯坦能够更加有效地宣传他的新信念。第一个是他的广义相对论研究成果在1919年末赢得全世界的普遍赞誉,第二个则是他本人认识到他的声望给予他几乎无尽的社会资本来向全世界听众直言创办犹太人大学的问题以及其他政治事务。

但是,在犹太人问题上形成深思熟虑的观点之前,他不得不先同德国反犹主义暴行作斗争。他的第一篇政论的主题(*Einstein 1919h* [文件 29])是保卫犹太社会最弱勢的群体——来自东欧的犹太人(Ostjuden)——免遭德国人在经济及政治上所行日益严重反犹主义运动之害。^[18]爱因斯坦在这个问题上的犹豫不决表现在他的这篇文章实际上仍以一周前发表在
225 同一报纸《柏林日报》上同一标题(“东方来的移民”)的文章^[19]为基础。他虽然补充了若干自己的论据,但所触及的话题依然与较早那篇文章极其类似。很明显,到1919年末,他在犹太人问题上继续采取实质上防御的态度,把主要精力集中在挡开右翼报刊的反犹主义诬蔑。

对于反犹主义诬蔑究竟应给予多大关注的争论长期以来就是德国犹太人团体分歧的原因。分歧的一方是犹太教德国公民中央协会(Central-Verein deutscher Staatsbürger jüdischen Glaubens, 简称 CV),这是一个中产阶级占压倒多数的犹太人自卫组织,它信奉通过法律体系保护犹太人的公民权利,但在将同样权利扩大到东欧犹太同胞问题上则心情矛盾,^[20]因为它的会员们内心深藏着对布尔什维克主义的恐惧,且对大量东欧人可能威胁他们完全同化于德国社会的目标的前景十分憎恶。^[21]CV把防御反犹主义言行视为德国犹太人认同的核心。

分歧的另一方是德国犹太复国主义者协会(Zionistische Vereinigung für Deutschland)。这个团体既不同意其对手的公民自由论观点,也不抱有犹太人可能融入德国社会的乐观心态。它的影响大大超过其较少的人数,而其强大吸引力在于主张恢复(犹太)信徒们对忠诚于共同宗教信仰的自豪感。^[22]它把东欧犹太人视为某种被德国犹太人丢弃的可信赖犹太特性的储藏所。犹太复国主义者对待反犹主义问题也是毫不妥协的,他们简直对此不屑一顾,并于1919年秋把一切自卫号召当成对他们强调的犹太教积极方面起分心作用的东西加以拒绝。^[23]

爱因斯坦在《柏林日报》撰文(*Einstein 1919h* [文件 29])毅然为东欧犹太人辩护时,也指出到1919年末他尚未接受犹太复国主义观点的精髓。这一点,如果考虑到大约此时爱因斯坦几乎直接经受着激增的反犹主义恶浪,就比较容易理解了。1920年1月,他的朋友及和平主义指导者 Georg Friedrich Nicolai 打算在柏林大学开办一个系列讲座,竟被极端民族主义学生赶出课堂。右翼报刊一旁帮腔,荒唐地攻击他犯有莫须有的战争期间逃离德国的“严重叛国罪”,并断言这个被他们起绰号为波兹南的“阿布拉莫维兹”的 Nicolai 写作时大量剽窃一位名叫“Schultz”的非犹太教授的作品。^[24]爱因斯坦写了一份致当局的愤怒的公开信(文件
226 32),显然是投给了《柏林日报》但从未发表。民族主义者辞典中“犹太人”、“卖国贼”和“东方人”等名词的关联含义尤其令人不快,当爱因斯坦意识到大学学生们特别容易受到这类诽谤性联想的影响时,他把这种态度的责任归咎于他的同事,即大学教授们的偶然过错。然而,一个月后,当他自己讲课也遭到学生抗议时,他却尽力设法说明反犹主义并非这起事件的因由(见 *Einstein 1920a* [文件 33])。^[25]

尽管爱因斯坦在 1919 年末和 1920 年初继续承认 CV 将反犹主义置于中心地位的立场是一个问题,他这时也闪现了对其他方面的关切,而这些关切后来导致他离开民族同化主义立场而转向犹太复国主义观点。在警告存在对东欧犹太人的危险时,爱因斯坦表示了与他们休戚与共的态度,但他发现这种态度在他的同代德国犹太人中十分缺乏。他公开嘲笑他们想把非犹太教徒指向他们的反犹主义转移到东欧犹太人身上的伎俩(文件 34 及 *Einstein 1920h* [文件 37])。他一生中不止一次表现出他保护受压迫者的天性,这一次他同样一如既往以同情无特权社会成员的世界观采取行动。

在不同于以上情况下说到的另一个因素是爱因斯坦对于他感到的年轻德国犹太人中已经根深蒂固地屈从于权势的憎恶。为了与非犹太社会的要求保持一致并将其期望变成自己的内在品格,犹太青年正在自我贬低——爱因斯坦写道。^[26] 爱因斯坦提出这一解释时的坚决态度很能说明问题,因为在他写我们所讲的这封信的时候——1919 年——他自己刚要接受在瑞士工作的一个大学职位。爱因斯坦把这种屈从与一种被很多人认为和 CV 一致的世界观及其民族同化主义思想意识联系在一起,而从这一观点中解脱的迹象,已见诸于 1919 年 10 月他在国际犹太复国主义组织关于建立巴勒斯坦建设基金会(Keren Hayesod)的呼吁书上签名这一象征性姿态中。^[27]

227

在回顾爱因斯坦从漠不关心考察民族同化主义思潮到坚定信仰犹太复国主义事业的转变时,不能不看到柏林人数众多的东欧犹太人团体的存在对这一转变的重要性。不错,爱因斯坦后来声称他仅仅在 1921 年在美国时遇见过犹太群众(*Einstein 1921h* [文件 57]和 *Einstein 1921i* [文件 60]),但他与犹太人,尤其是东欧犹太人的感情关联最初确实扎根于战后的柏林。那里来自东欧的犹太人不光是数量超过 3 万,而且其中大约 2/3 是从战争结束到 1920 年之间移居柏林的。^[28] 爱因斯坦曾经评论道,他的东欧同胞的“完好无损的活力”和真诚完全不同于那些模仿非犹太人因而不禁令人想起蝴蝶保护色的德国犹太人的“病态”,这说明东欧犹太人对他形成中的观点产生了某种认识上的影响。^[29]

虽然在本卷涉及的整个时期爱因斯坦始终如一不关心犹太文化的宗教部分,^[30]但他在 1920 年 4 月的某个时候在分析犹太人社会认同时却跨出了决定性的一步。4 月初,他超越自己作为中心问题加以关注的反犹主义,义无反顾地与犹太复国主义者结成联盟。促使他采取这一重大行动的关键是他认识到,全体犹太人,特别是东欧犹太人(Ostjuden)享受平等高等教育的权利只能通过创办一所犹太人大学来实现;而在所考虑的那个时代,这只有在犹太文化或政治构架下才有可能。正如一位东方犹太人同事给他的信中所讲,创办这样一所大学的动因乃是犹太人在波兰追求高等教育时遭遇到无处不在的反犹主义和社会障碍。^[31]

爱因斯坦已经周密制定了一个在柏林解决这一受教育权问题的办法。1920 年初,他要求普鲁士教育部正式承认柏林大学教授在大学教纲之外开设的课程,其目的一目了然,爱因斯坦希望为大约 200 名无力获得为完成学位学业所需信贷的、多半为东欧犹太人的外国学生打开高等教育之门。教育部在 1920 年 3 月批准了这一要求。这个事件及时在犹太人报纸上作了报道,其标题是“为犹太人的大学课程”。^[32]

228

到 1920 年春,爱因斯坦得出结论,即犹太人问题的解决之道是鼓励他们对于犹太人身份的自豪感,而不是在反犹主义面前一味防御。忍辱防御本身就是对反犹主义规范权力的让

步。在一次辛辣地提到这种行为时,爱因斯坦声称那是“一种一贯而且急切的力图取悦于非犹太人的……犹太人的懦弱”。^[33]爱因斯坦在“信仰声明”(Einstein 1920h [文件 37])中接受犹太复国主义立场,也就痛痛快地背离了民族同化主义者和他们的组织 CV。但这个组织中的争论仍在继续。十多年以后的 1931 年,它的一名理事哀叹“信仰声明”对 CV 造成的伤害,并把爱因斯坦私人信件的“泄漏”归罪于“亲犹太复国主义的团体”。该理事继续说,这封信只会被用来加剧犹太人之间的紧张。^[34]这位 CV 理事讲的是德国犹太人两派系之间的紧张,但他也可能是在谈论爱因斯坦自己内心深处的紧张。爱因斯坦的紧张在他写“信仰声明”之前尚未完全驱散,这一点可从文件 34 和文件 35 中相互矛盾的思想状况明显看出。然而,不管这种矛盾的原因为何,“信仰声明”成了爱因斯坦开始介入犹太人问题的关键事例。当爱因斯坦指出,“我们犹太人需要复兴我们共同的感情,以便保持,或更准确地说以便重新赢得一种高贵的存在。我从犹太复国主义看到了引导我们接近这个目标的唯一尝试”^[35]时,他实际上总结了他的立场。

IV

229 在跟随爱因斯坦 1921 年春前往美国和讨论若干与第二组文件有共同点的话题之前,我们先简略介绍一下 1918 年末到 1920 年春之间爱因斯坦与两位犹太复国主义者的私人交往。如前所述,我们对 1918 年末爱因斯坦与德国犹太复国主义者协会的最初联系几乎毫无所知。这次接触特别令人感兴趣之处在于当时爱因斯坦不但会见了犹太复国主义者协会宣传干事 Kurt Blumenfeld(1884—1963),而且同他一起担任了一个临时委员会的委员。^[36]就是这同一个 Blumenfeld 使他“复苏了犹太人的灵魂”,并成为他在犹太复国主义事务上的指导者。

1919 年 2 月 23 日,爱因斯坦与其他几位柏林著名犹太人一起应邀赴私人家庭晚宴,讨论创办犹太人问题研究学会。出席者既有 CV 成员,也有犹太复国主义者。^[37]虽然不清楚爱因斯坦是否参加过与这群人的其他集会,但他在这次会晤上恢复了与艺术家 Hermann Struck(1876—1944)的亲密友谊。Struck 是一个坚定的犹太复国主义者和虔诚的正统犹太教徒,他徒劳地试图说服爱因斯坦接受犹太教的严谨价值准则。^[38]Struck 失败了,Blumenfeld 却用较为世俗的犹太复国主义说教取得了成功。同月某个时候,Blumenfeld 邀请爱因斯坦去听他的一个演讲,之后 Blumenfeld 发现他的客人有了“转变”(“Verwandlung”)。对于这一情节的回忆也许在以后年代有了很多渲染,但被认为是爱因斯坦说过的话这一次看来是真的,因而值得全文引用:“我反对民族主义,但我赞成犹太复国主义奋斗目标,其理由今天对我来说已经变得显而易见:如果一个人两臂齐全却不断说他有一只右臂,那么他就是一个沙文主义者。如果一个人失去了右臂,他就必须尽力弥补他失去的右臂。由于这个原因,就我个人态度而言,我是一个民族主义的反对者。然而作为一个犹太人,我从今往后将支持犹太复国主义者为犹太民族谋利益的努力。”^[39]约十年以后,他较为遗憾地声明:“倘若我们有可能不生活在小气、偏狭而又暴虐的人们中间,我一定会第一个完全抛弃民族主义而赞成全人类四海同一。”^[40]

然而甚至在 1919 年,爱因斯坦个人之反对民族主义已经更多地指向侵略性沙文主义而

不是爱国者的民族主义。正如那年秋天他对一位同事解释的：“人们可以具有国际主义精神，同时又决不冷漠对待自己的民族同胞。”^[41]为什么一个群体对其成员才能的自豪感一定与同时对其他群体成员才能的尊重相矛盾呢？人们习惯于指责犹太人缺乏对任何一个国家的忠诚，但反过来却可以为他们辩护，因为犹太人作为少数居民散布在全世界这个事实，无论如何使他们具有一定程度的国际主义。 230

如本卷第一组文件所说明的，在爱因斯坦卷入犹太人问题的第一阶段，他的立场比 Blumenfeld 在 1919 年 2 月记述中的“转变”所认为的矛盾得多。Blumenfeld 演讲一年后，爱因斯坦依然在民族同化主义者与犹太复国主义者的辩论中摇摆不定。而这段轶事的力量在于它概括了爱因斯坦支持犹太复国主义事业的感情转变而不是其准确真实的重现。

V

这种支持充分体现在爱因斯坦与另一位著名犹太复国主义者的交往之中。1919 年秋，与爱因斯坦在布拉格相识、时任柏林国际犹太复国主义组织新成立的教育部秘书的 Hugo Bergmann，就筹建希伯来大学事宜致函爱因斯坦称：“该大学既要服务于定居巴勒斯坦的现实利益，也要以其理论成就证明自己无愧于犹太人大学之名声。”^[42]当时一个讨论筹备事务的学者会议也计划好了，并邀请爱因斯坦参加。希望取得重大成功的 Bergmann 请他考虑在大学任职。^[43]爱因斯坦表示有兴趣出席会议，但未提任职许诺。定于 1920 年 1 月 16—18 日举行的会议被推迟，但爱因斯坦对“同胞”的责任感却被激发起来了。^[44]

创办一所犹太人大学的呼声早在 19 世纪末就开始了。在 1913 年 8 月第十一次世界犹太复国主义者大会上，已提出了成立这样一所大学的明确提案。^[45]到 1918 年，国际犹太复国主义组织新领导人 Chaim Weizmann (1874—1952) 在耶路撒冷斯科普斯山立了一块奠基石。犹太人大学计划是犹太复国主义理想的中心目标之一，也成为爱因斯坦最初支持犹太复国主义的触发因素。他在犹太事务方面的指导者 Kurt Blumenfeld 对 Weizmann 解释说，虽然爱因斯坦不是犹太复国主义组织成员，但他随时愿意为“特定目的”效力。^[46] 231

1921 年初，正好有一个特定目的。世界犹太复国主义领袖们因经费短缺、困扰于与美国犹太复国主义组织的长期争论，以及急于说服美国犹太人团体相信其观点的力量，便安排了一次为期两个月的美国之行。还有哪个比这位最伟大的在世犹太科学家更好的犹太复国主义事业代言人呢？^[47] Blumenfeld 极力说服爱因斯坦相信此行的必要，虽然爱因斯坦在 1920 年秋谢绝了好几次赴美国大学讲学的邀请，但却好像一时冲动地接受了 Blumenfeld 的请求。^[48]

爱因斯坦在向一位同化主义同事和朋友 Fritz Haber 解释他接受的理由时，含蓄地说那是一时兴起的行为，然而他在同一信件中提及“去年的事件”，指出那些事件“必然驱使一个自尊的犹太人更严肃地看待犹太人的团结一致，而不应该像过去那样仅仅觉得它是适当和当然的”^[49]，从而表明了他接受邀请的背景。在向 Haber 解释其动机时，爱因斯坦还论证了他感悟于犹太复国主义而提出的犹太人问题解决办法。优先考虑的是与他的“民族同胞”团结一致，尤其要努力实现将成为犹太人智力骄傲保障的国际大学梦想。在爱因斯坦看来，与国际 232

犹太复国主义领导人出行美国是一个“忠诚行动”，而不是他的朋友所说“犹太人不忠诚”于所在国家的象征。^[50]

除了与 Kurt Blumenfeld 的长期交往，我们不清楚爱因斯坦从哪里接受了犹太复国主义观点。但清楚的是，他的观点的一个来源是犹太复国主义强调民族主义的文化起源这种带民间色彩的传统。^[51] 德国犹太复国主义者认为“民族同胞”乃是不但由共同语言而且由血缘纽带联系在一起的同一个共同体的成员，因而不自在地转而接近民间团体的种族主义观点。他们还大力“强调国土和地形是民族灵感之永恒源泉”，强调体力劳动者是抵消犹太中产阶级感情疏远的力量。^[52] 爱因斯坦频频提到的“Stammesgenossen”（“民族同胞”，或更接近字面意义的“部落伙伴”）带有一种开玩笑、有时是嘲弄的意味，但他的提及表明他的犹太复国主义观点之形成浸透了这种影响。^[53]

这并不是要低估对爱因斯坦的另一个有益的影响。德国犹太复国主义运动中的流行情绪是强调犹太复国主义的精神品格而贬低物质财富。因此，犹太复国主义的半正式纲领——德国犹太复国主义者协会于 1911 年通过并在 1913 年重新发布——声称，“犹太人移民的精神影响”必须占据优先地位，这个主张在 1920 年同一组织散发的小册子中得到重申：“巴勒斯坦和海外犹太人将维持永恒的相互精神联系”，作者如是说明其观点：“正如海外犹太人将为复兴巴勒斯坦提供人力和资财，反之巴勒斯坦亦将成为海外犹太人力量之源泉。巴勒斯坦将再次振作海外犹太人的精神生活。”^[54]

VI

为了理解爱因斯坦在 1921 年撰写或帮助撰写的第二组 4 个文件，首先需要根据他对犹太复国主义文化特色的强调（文件 59），其次要把它们看成对访问美国的一种反应。爱因斯坦赋予“文化犹太复国主义”以极大重要性，但来自国际犹太复国主义领导层的他的旅伴却持有完全不同的观点，他们头脑中占第一位的是政治上的考虑。Chaim Weizmann 身边的一群人想保持 1917 年贝尔福宣言激发起来的势头。该宣言表达了战时英国政府推动犹太人在巴勒斯坦存在的意愿，但对所指的存在未加说明。Weizmann 及其支持者坚持最高纲领并强调犹太复国主义的政治性质，他们不但寻求扩大在巴勒斯坦的犹太人居民点，而且要在那里建立并完善尽可能多的社会及政治机构。这将继续逼压英国政府兑现诺言，使在巴勒斯坦殖民对持怀疑态度的犹太人更具吸引力，并激起一股在中东创建一个主权国家的不可抗拒的推动力。^[55] 国际犹太复国主义领导人在计划美国之行时，最重要的目的是动员美国犹太人为叫做巴勒斯坦建设基金（Keren Hayesod）的移民资金慷慨解囊。爱因斯坦十分清楚他在这个计划中的作用：“我真的认为，我来到美国能使打开富人钱包的任务变得容易。”^[56]

而美国犹太复国主义组织的领导者，且不说它的普通成员，则持有与其欧洲同志完全不同的立场。大多数国际犹太复国主义领导人是来自东欧的移民，他们感情上赞成为悲观失望的东欧犹太人建立政治避难所。对于美国犹太复国主义组织名誉主席 Louis D. Brandeis（1856—1941）身边一群人来说，Weizmann 集团的纯政治目的是极其靠不住的。这些美国领导人来自德国犹太人，未曾遭受过在东欧滋长的屈辱和恐怖。另外，Brandeis 集团害怕失去

对给予巴勒斯坦建设基金的捐款的控制,因而坚持“基金管理权不应交给世界犹太复国主义者执行委员会,而应交给各国犹太复国主义者联盟——当然尤其应该交给美国犹太复国主义组织”。^[57]Weizmann 及其同事考虑的是为海外犹太人提供庇护和用于巴勒斯坦犹太复国主义事业一切支出的通用基金,而美国领导人则主张渐进解决在巴勒斯坦定居问题并强调为特定商业计划设立各自的投资公司。Weizmann 认为在巴勒斯坦的政治斗争刚刚开始,Brandeis 则觉得在英国托管庇护下的温和犹太殖民已经足够了。^[58]Weizmann 的一个喜好争辩的同事 Shmarya Levin(1867—1935)把 Brandeis 的立场概括为一种等到最后一只蚊子离开以多沼泽闻名的巴勒斯坦后才让第一个犹太人定居该处的愿望。^[59] 234

如果我们不清楚爱因斯坦如何形成了他把犹太复国主义视为一种文化民族主义的观点,那么我们同样不确知他如何达到他自己在巴勒斯坦问题上更接近美国领导人而非 Weizmann 集团观点的立场。^[60]Weizmann 的亲密思想意识伙伴 Blumenfeld 显然未能说服他接受犹太复国主义运动的政治优先原则,但 Blumenfeld 终究达到了争取爱因斯坦在美国之行中合作这个重要目的。他是通过将爱因斯坦的文化犹太复国主义与创办一所大学——服务于文化犹太复国主义及政治犹太复国主义双重目的的巴勒斯坦文化机构——这个总目标连接在一起而做到了这一点。爱因斯坦启程赴美时对“美国人”和“欧洲人”之间的争论毫无所知,^[61]但他已经十分明确地认真考虑巴勒斯坦作为高于单纯犹太人定居地的犹太文化共性的总象征的中心地位。正如他所说,犹太人的缺乏自尊可能“最有效地通过组成共同体的犹太人创办一种他们可视为快乐和骄傲的文化产品[巴勒斯坦]而改观”。^[62]国际犹太复国主义者在使爱因斯坦确信他在美国筹款之行中可能作出贡献时,懂得一个代表着超越美国犹太复国主义领导集团头头们的目标的德国犹太人对出生于东欧的绝大多数美国犹太人具有强大吸引力这样一个重要的象征意义。

VI

235

爱因斯坦 1921 年 4 月和 5 月访问美国后,有关他对美国的各种看法已有许多评论问世——有些是肯定的,有些是否定的。有关他的观点的一个版本见附录 C,另一个不同的版本见附录 E,还有一个见文件 61。充斥着出版物的无数采访记和记述不必在此进一步评说。^[63]受到同样关注的是对他参加美国之行所产生的影响。^[64]然而有一点往往被忽略,那就是美国之行代表着爱因斯坦领悟他自己作为世界名人所起作用的分水岭。以前旅居荷兰、奥地利、意大利和斯堪的纳维亚国家,纯粹是为了介绍其最终形式的广义相对论,并以德国或世界科学发言人的身份作的安排,而他答应访问美国则是作为犹太民族的代表,而且是为了一个未来实现的事业——希伯来大学。他从这次旅行中获得满足是他看到了他能利用他的世界声望服务于具体达成一个他已经对之形成了理性热情和感情支持的社会目标这一事实。

对最后 4 个文件的影响立刻变得一目了然。在逗留美国 2 个月期间(1921 年 4 月和 5 月)的某个时候,爱因斯坦接受了纽约犹太人通讯社记者的采访。*Einstein 1921h*(文件 57)这篇文章虽然不是出自爱因斯坦之手,却得到他的认可,该文包含前文指出过的惊人言辞,其中“美国普通犹太人完好无损的生命力”使他明显感到“德国犹太人多么虚弱”。^[65]回到欧洲后

236

不久,爱因斯坦起草了于1921年6月末在柏林犹太复国主义者群众大会上的演讲稿(文件59),其中他强调了他偏爱文化的而非政治的犹太复国主义。也许由于大会组织者对这种强调感到不安,或者由于觉得由他亲自说明他走向犹太复国主义的途径以及美国之行的结局可能产生更大影响,他的演讲的最后稿改为讲述后面这些话题(*Einstein 1921i* [文件60])。第二组文件的最后一个——*Einstein 1921j*(文件62)——叙述到1921年夏在建立犹太人大学方面所取得的进展。这个目标在某种意义上满足了爱因斯坦一贯重视的愿望,这一点在该文件的下面一段话里表达得十分清楚:“从一开始,而不是在当前创建阶段……我一直认为这是一个最大限度为巴勒斯坦希伯来大学作贡献的神圣义务。”^[66]

[1] 爱因斯坦的父母对于宗教持有一种自由开放和非教条主义的观点(见第一卷《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作(摘录)》p. lix)。爱因斯坦的女婿和传记作者甚至断言父亲 Hermann“为自己是一个自由开放者而骄傲过”;*Kayser 1930*, p. 28。儿子从关心宗教到怀疑宗教权威的转变在第一卷的《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作(摘录)》p. lx 已有提及,并在他的自传里 *Einstein 1979*, pp. 2 和 4 指出过。

[2] 在文件 34 和文件 35 以及 *Einstein 1921i*(文件 60)中,爱因斯坦讨论了反犹主义与犹太人他性意识之间关系的交互性。关于他对权威的蔑视,参见 *Einstein 1979*, p. 4。

[3] 见第一卷《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作(摘录)》p. lx 及文件 34。

[4] 另一个犹太人是他的表兄 Robert Koch,见第一卷《〔编者按〕“ETH 入学考试与阿尔高州立学校”》p. 12。爱因斯坦在给他的 Winteler 妈妈的信中提到这种作为局外人的感受:“竭尽全力的精神劳动和对上帝的自然界凝视冥想,是将要引导我通过此生一切忧患的天使,她们安抚我,激励我,却又严厉无情。”(“Die angestregte geistige Arbeit & das Anschauen von Gottes Natur sind die Engel, welche mich versöhnend, stärkend & doch unerbittlich streng durch alle Wirren dieses Lebens führen werden.” 1897 年 5 月爱因斯坦致 Pauline Winteler 的信 [第一卷,文件 34])

[5] 关于他“不属于任何宗教派系”(“konfessionslos”)的声明,见 1896 年 1 月 28 日放弃符腾堡国籍文件(第一卷,文件 16)注 1;关于他在瑞士对这一事实的再声明,见 1900 年 10 月 11—26 日城市公民资格申请者调查表(第一卷,文件 82)。

[6] 关于他在 1896—1900 年就读 ETH 期间与苏黎世人数众多的东欧学生团体的交往,以及他沉迷于该团体激烈的政治讨论的说法,如 *Feuer 1989*, pp. 4—14 所述,乃猜测性的。爱因斯坦与若干塞尔维亚学生(包括他未来的妻子 Mileva Marić)的友谊看来并无任何政治色彩(见 *Truhović-Gjurić 1983*, pp. 49—60)。

[7] 爱因斯坦居留瑞士期间曾经写道:“我并未特别感到我的犹太出身,我的生活中也没有什么东西可能引起了或唤醒了我的犹太人感受。”(“war ich mir meines Judentums nicht bewußt und war nichts in meinem Leben vorhanden, das auf meine jüdische Empfindung gewirkt und sie belebt hätte”; *Einstein 1921h* [文件 57]) 但他对于反犹主义现象并非完全无所察觉,这在他从 ETH 毕业之后寻找工作时所发议论可以看出来。据他所写,他未曾打算在德国申请工作,就是为了避免“使我感到厌恶,同样也对我很不利”的反犹主义。(“ebenso unangenehm als hinderlich wäre”; 1901 年 3 月 27 日爱因斯坦致 Mileva Marić 的信 [第一卷,文件 94])。

[8] 见 *Bergman 1974*, p. 390。Bergmann 后来在他的姓氏中去掉了一个“n”。

[9] “eine mittelalterlich anmutende kleine Schar weltferner Menschen”; 1916年9月8日爱因斯坦致 Hedwig Born 的信(第八卷,文件 257)。这一看法得到爱因斯坦在布拉格查理大学的继任者 Philipp Frank(1884—1966)的证实(见 *Frank 1947*, p. 84)。

[10] 1909年5月19日爱因斯坦致 Jakob Laub 的信(第五卷,文件 161)。

[11] “In den Schoß Abrahams zurückzukehren—das war gar nichts. Ein unterschriebenes Papier.” 见 1910年8月27日爱因斯坦致 Jakob Laub 的信(第五卷,文件 224)注3。引文来源乃爱因斯坦的朋友和同事 Paul Ehrenfest,后者在请求允许申请继任爱因斯坦在查理大学的职位时,曾拒绝在强制要求下就其宗教关系做出表示(见 *Klein, M. 1970a*, p. 178)。

[12] “Verberlinerung”; 1913年12月2日以后爱因斯坦致 Elsa Löwenthal 的信(第五卷,文件 489)。

[13] “in ein Land zu reisen, in welchem meine Stammesgenossen so brutal verfolgt werden”; 1914年5月16日爱因斯坦致 Pëtr P. Lazarev 的信(第八卷,文件 7)。

[14] 1918年12月9日及1918年12月12日德国犹太复国主义者协会致爱因斯坦的信(第八卷,文件 666 及文件 671)。

[15] “我只是在1914年35岁时迁居柏林后才涉及犹太复国主义,而此前我一直生活在完全公平的环境中。”(“Zum Zionismus kam ich erst nach meiner Uebersiedlung nach Berlin im Jahre 1914 mit 35 Jahren, nachdem ich vorher in einer gänzlich neutralen Umgebung gelebt hatte”; 1929年11月19日爱因斯坦致 Heinrich York-Steiner 的信)。

[16] 后一个名词及其与“同化”并列的意义,在 *Volkov 1985* 中作了较为详细的探讨。

[17] “mir die jüdische Seele zu Bewusstsein zu bringen”; 1955年3月25日爱因斯坦致 Kurt Blumenfeld 的信。

[18] 战后针对东欧犹太人的反犹主义恶毒言行影响之广在 *Maurer 1986*, pp. 104—109 作了详述。

[19] 该文加有副标题“柏林的俄国人”,发表在1919年12月23日《柏林日报》晚间版第3版。

[20] 对 CV 的长处和短处的颇有见地的评价,见 *Niewyk 2001*, pp. 87—88。

[21] 见 *Schulmann 2000*, p. 576。

[22] 关于1920年德国犹太复国主义的全面研究,见 *Poppel 1977*, chaps. 6—10。

[23] 见 *Reinharz 1985*, p. 267。

[24] Georg F. Nicolai(1874—1964)是柏林大学医学及生理学特聘教授,参阅 *Zuelzer 1981*, p. 255。此文引用了《真理报》上指责(出生于莱温斯泰恩的)Nicolai 为波兹南的“阿布拉莫维兹”的那篇文章。接着发生的事更加恶劣。例如,1920年4月中旬,《德意志报》认为 Nicolai 和爱因斯坦在美因河畔的法兰克福与他们的塞内加尔同胞会合,那里的法国占领军大概比德国大学生更同情他们的观点(见 Wolf Zuelzer 文集中 Zuelzer 的注释, WyUAHC)。

[25] 爱因斯坦继续对反犹主义恶毒言行怀着愤怒心情,这明显反映在他同年稍后对反相对论者的回答中(见文件 45)。

[26] “摇尾乞怜”(“schweifwedeln”)是爱因斯坦用来刻画这种屈从的词语,见 1909年5月19日爱因斯坦致 Jakob Laub(第五卷,文件 161)的信。贬低身份不仅仅是自甘屈辱。在20世纪20年代末,爱因斯坦指出,他之发现作为犹太人的自我,更多地归功于非犹太人而不是与自己同民族的同胞。“我看到学校、讽刺报刊以及无数其他非犹太多数人集团的文化机构如何伤害我这一代最优秀犹太人的自信心,我由此感到决不能让这种屈辱继续下去”(“Ich sah, wie Schule, Witzblätter und unzählige kulturelle Faktoren der nichtjüdischen Mehrheit das Selbstgefühl auch der Besten meiner Stammesgenossen untergrub und fühlte, dass es so nicht weiter gehen dürfe”; 1929年10月8日爱因斯坦致 Willy Hellpach 的信)。

[27] 见 1919 年 10 月 13 日 Alfred Berger(巴勒斯坦救济机构)致爱因斯坦信的副本, IsJCZ, A222/165。

[28] 见 *Maurer 1986*, pp. 66, 78 和 83。

[29] 对东欧犹太人“完好无损的活力”(“ungebrochene Lebenskraft”)和德国犹太人“病态”(“angekränkt”)的评价见 *Einstein 1921h*(文件 57)。关于蝴蝶保护色的形象比喻载 1921 年 3 月 27 日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊 1 第 1 版。有关与东欧犹太人冲突如何常常导致德国犹太人“皈依”的讨论, 见 *Mendes-Flohr 1988*。

[30] “我特向你们限此一次声明, 我不打算加入宗教团体, 我将一如既往不要任何宗教派系关系”(“Ich erkläre Ihnen hiemit endgültig, daß ich nicht in die Kultusgemeinde einzutreten beabsichtige, sondern konfessionslos bleibe wie ich es bisher gewesen bin”; 1921 年 1 月 5 日爱因斯坦致柏林犹太人社团理事会的信)。

[31] “在波兰, 犹太人的高等教育遇到反犹主义和社会抵制造成的各种严重困难”(“In Polen [ist] wegen des Antisemitismus und gesellschaftlichen Boykotts das Studium für den Juden mit grossen Unannehmlichkeiten verbunden”; 1919 年 10 月 15 日 Paul Epstein 致爱因斯坦的信)。

[32] 1920 年 2 月 19 日爱因斯坦和 Leopold Landau 致 Hans Helfritz 信中所用的词语是“政府认可的柏林大学教授的课程”(“staatlich zugelassene Lehrgänge Berliner Universitätslehrer”); 1920 年 3 月 8 日 Konrad Haenisch 致 Leopold Landau 的信作出了积极响应; 而 1920 年 4 月 23 日《中央犹太人报》上的文章标题为“为犹太人的大学课程”。

[33] “eine jüdische Schwäche ... stets angstvoll die Gojims bei guter Laune halten zu wollen”; 1921 年 5 月 28 日爱因斯坦致 Felix Frankfurter 的信。

[34] 见 1931 年 8 月 27 日 Alfred Wiener 致 Michael Traub 的信。CV 与犹太复国主义者之间的分歧在 20 世纪 20 年代末和 20 世纪 30 年代初随着反犹主义日渐恶毒而淡化, 但甚至早在 20 世纪 20 年代初, CV 就已经让它的会员自由加入犹太复国主义者发起的基金会, 即巴勒斯坦建设基金会(Keren Hayesod)。见 1920 年 11 月 19 日《犹太人通讯社(柏林)》2 版。有关这一基金会的更多情况见本文第 VI 节。

[35] “dass wir Juden zur Erhaltung bzw. Wiedergewinnung eines würdigen Daseins einer Wiederbelebung des Gemeinschaftsgefühls dringend bedürfen. In dem Zionismus sehe ich die einzige Bestrebung, welche uns diesem Ziele näherführt”; 1929 年 11 月 19 日爱因斯坦致 Heinrich York-Steiner 的信。

[36] 1918 年 12 月 9 日德国犹太复国主义者协会致爱因斯坦的信(第八卷, 文件 666, 注 1)。

[37] 这些情况大部分来源于 *Meyer 2000*, pp. 126—128 所引用的 *Korrespondenzblatt des Vereins zur Gründung einer Akademie für die Wissenschaft des Judentums*(1919 年 5 月)no. 1, p. 5。

[38] 这是 *Seelig 1956*, p. 76 的记述, 它可能更偏重于在 Struck 失败问题上获得成功的 Blumenfeld 的回忆。战争期间, Struck 曾经作为犹太事务专家在设于东欧的德国高级指挥部供职。

[39] “‘Ich bin gegen den Nationalismus, aber für die zionistische Sache,’ sagte er. ‘Der Grund ist mir heute klar geworden: Wenn ein Mensch beide Arme hat, und er sagt dauernd, ich habe einen rechten Arm, dann ist er ein Chauvinist. Wenn einem Menschen aber der rechte Arm fehlt, dann muß er alles tun, um das fehlende Glied zu ersetzen. Deshalb bin ich in meiner menschlichen Haltung ein Gegner des Nationalismus. Als Jude aber bin ich seit heute für die jüdisch-nationalen Bestrebungen der Zionisten.’” *Seelig 1956*, p. 76。

[40] “Wenn wir nicht unter intoleranten, engherzigen und gewalttätigen Menschen leben müssten,

wäre ich der erste, der jeden Nationalismus zugunsten universalen Menschentums verwerfen würde”; 1929年10月8日爱因斯坦致 Willy Hellpach 的信。

[41] “Man kann international gesinnt sein, ohne interesselos zu sein gegenüber den Stammes-Genossen.” CPIT, Paul Epstein 收藏品, 1919年10月5日爱因斯坦致 Paul Epstein 的信。

[42] “die sowohl praktisch den Interessen der Besiedlung Palästinas dienen, wie auch in ihren theoretischen Leistungen des Namens einer Universität des jüdischen Volkes würdig sein muß”; 1919年10月22日 Hugo Bergmann 致爱因斯坦的信。

[43] 见 1919年11月5日爱因斯坦致 Hugo Bergmann 的信。

[44] 正如他给他最好的朋友所写的:“我认为此事[会议]值得投入真诚合作,我拟出席会议的原因并非我觉得我特别有资格,而是由于我相信自英国人日全食观测以来我的名字颇受尊重,可能鼓舞我那些不大热心的同胞而对事业有所助益”(“Ich glaube, dass dieses Unternehmen eifriger Mitarbeit würdig ist. Ich gehe nicht deshalb hin, weil ich mich für besonders sachverständig halte, sondern deshalb, weil mein seit den englischen Sonnenfinsternis-Expeditionen hoch im Kurs stehender Name der Sache nützen kann, indem er auf lauwarme Stammesgenossen ermunternd wirkt”). 然而他还是有点犹豫,爱因斯坦在信的附注中写道,“我已经答应[赴会],但我拿不准我是否能实现诺言。在这样的场合往往有太多的废话和无谓的劳累。”(“Ich habe es versprochen, zweifle aber daran, dass ich das Versprechen halte. Mit so einer Gelegenheit ist zu viel Gequatsch und nutzlose Ermüdung verbunden.” 1919年12月12日爱因斯坦致 Michele Besso 的信)

会议推迟是 1920年1月21日大概由会议发起人在大学问题现状声明中宣布的。

[45] 见 *Proposed HU 1924*, p. [1] 及 *Bentwich 1961*, pp. 16—17。

[46] “bestimmte Zwecke”; 1921年3月15日 Kurt Blumenfeld 致 Chaim Weizmann 的信(见 *Blumenfeld 1976*, p. 66)。20多年后,在 Blumenfeld 代表爱因斯坦起草几份公开信后,爱因斯坦写道:“你知道如何模仿我的风格,而且模仿得如此驾轻就熟,如此逼真,以至若干时间后我自己都分不清我们两人中究竟谁是真正的作者。”(“Sie meinen Stil so mühelos zu kopieren wissen, und zwar so gut, dass ich nach einiger Zeit selber nicht mehr unterscheiden kann, wer von uns eigentlich der Schreiber war.” 1944年6月1日爱因斯坦致 Kurt Blumenfeld 的信)

[47] 爱因斯坦在犹太学者中享有的智力声望清楚表现在东加利西亚伦贝格(今乌克兰利沃夫)一个犹太复国主义研究会的主席致他的感谢信中:“我们犹太人以享有把你归入我们行列的光荣和幸运而感到极度的骄傲,我最尊敬的教授。”(“Wir Juden sind im höchsten Grade auf die Ehre und das Glück stolz, Sie, hochverehrter Herr Professor, zu den Unseren zählen zu dürfen.” 1920年10月18日 Histadrut 犹太复国主义研究会 Abraham Schwarz 致爱因斯坦的信)

[48] Blumenfeld 于 1921年2月16日接到 Weizmann 的加急电报后开始行动,3天后爱因斯坦表示同意(见 1921年2月20日 Kurt Blumenfeld 致 Chaim Weizmann 的信; *Blumenfeld 1976*, p. 65)。爱因斯坦的同意只经过“不超过5分钟的考虑”(“ohne mich mehr als 5 Minuten zu besinnen”; 1921年3月9日爱因斯坦致 Fritz Haber 的信)。

第一封有关在美国大学举办 1920/1921 冬季学期专题讲座的询问函来自普林斯顿大学(见 1920年10月1日 Luther P. Eisenhart 致爱因斯坦的信),随后很快又发来一系列询问函,其中包括威斯康星大学函件及全国研究理事会请爱因斯坦在好几所大学举行讲座的建议。代表威斯康星大学的邀请见 1920年11月2日美国驻挪威公使 Albert Schmedemann 致爱因斯坦的电报;(美国)全国科学院研究理事会的建议见 1920年11月23日 Augustus Trowbridge 致 Heike Kamerlingh Onnes 并在同一天转送爱因斯坦的

电报。

[49] “Vorkommnisse des letzten Jahres ... die einen Juden von Selbstgefühl dazu treiben müssen, die jüdische Solidarität ernster zu nehmen, als es in früheren Zeiten angezeigt und natürlich erschienen wäre”; 1921年3月9日爱因斯坦致 Fritz Haber 的信。除了提到普鲁士科学院两位极端民族主义者同事外,爱因斯坦还特别挑出“声名狼藉的瑙海姆近卫军”(“famose Nauheimer Garde”)作为德国正在变化的气氛的值得注意的例子。关于巴特瑙海姆捣乱事件的讨论,见本卷《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 108—111。

[50] “Akt der Treue”; 1921年3月9日爱因斯坦致 Fritz Haber 的信。“Treulosigkeit der Juden”; 1921年3月9日 Fritz Haber 致爱因斯坦的信。关于爱因斯坦与 Haber 在犹太人问题上的对立观点及他们对待德国政治背道而驰的态度的讨论,见 *Stern* 1990, pp. 522—532。

[51] George L. Mosse 和 Stephen Poppel 令人信服地写下了德国犹太复国主义的民间起源(见 *Mosse* 1970, pp. 77—115 和 *Poppel* 1977, pp. 127—135)。

[52] *Mosse* 1970, pp. 9—15。值得指出,德国战时劳工不足对犹太人职业分化产生了积极影响,增强了犹太人经营故土的浪漫怀旧情绪,促进了犹太复国主义者重新界定在巴勒斯坦殖民事业中体力劳动的重要性(见 *Preuß* 1921)。

[53] 例如,见爱因斯坦在 *Einstein 1921h* (文件 57)中所用的“鲜明的部落意识”(“lebendiges Stammesbewußtsein”),以及他在文件 35 中提到的犹太人生理及智力特征的独一无二性。

[54] Richard Lichtheim 所写《犹太复国主义纲领》和 Hermann Lelewer 的小册子《犹太复国主义是什么?》里的这两段话都引述在 *Poppel* 1977, pp. 97—98。第一段引文中的强调(斜体字)乃 Poppel 所为。

[55] 正如 Weizmann 在给英政府驻巴勒斯坦副高级专员的信中所写:“我们的全部斗争是为了什么?是为了多建几个零零落落的侨民区或者再安置 2 000 个哈鲁茨[希伯来语“拓荒者”]吗?我们大家究竟是为了什么在工作?如果不是为了建立一个犹太人国家,那么我们的哈鲁茨可以用较少代价前往美国或澳大利亚或阿根廷实现更美好的物质福利前景。”*Weizmann, Ch. 1977*, p. xiv 引用 1921年11月12日 Weizmann 致 Wyndham Deedes 爵士的信。

[56] “[I]ch glaube wirklich, dass durch meine Anwesenheit in Amerika die Anzapfung der Dollarbesitzer erleichtert werden kann”; 1921年3月1日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信。

对巴勒斯坦建设基金的建立过程及其从 1921 年直到 1940 年的活动的最佳综合评论大概是它的长期财务干事提供的,见 *Ulitzur* 1940。

[57] *Weizmann, Ch. 1977*, p. xiii。除 Brandeis 外,美国领导人中最著名人物还有 Felix Frankfurter(1882—1965), Stephen S. Wise(1874—1949)和 Julian Mack(1866—1943)。

Weizmann 坚持把给予巴勒斯坦建设基金会的收入与特设大学专款分开,以求避免合并资金的嫌疑。例如,见 1921年1月18日《(伦敦)犹太人通讯社》pp. [1]—2。

[58] 关于美国犹太复国主义组织领导人与国际犹太复国主义组织之间冲突的进一步分析,见 *Halpern* 1987, chap. 4 和 *Urofsky* 1975, chap. 7。爱因斯坦访美期间的秘书 Salomon Ginzberg(1889—1968, 后来改名为 Shlomo Ginossar)对这一冲突的追忆在 *Ginossar* 1949 里有所介绍。而当时在美国占上风的观点见 1921年3月至5月间 Louis Brandeis 致 Felix Frankfurter 的信件, *Urofsky and Levy* 1991, pp. 70—78。另一位随爱因斯坦出行美国的 Weizmann 的盟友 Menahem M. Ussishkin(1863—1941)所看到的分歧在他 1921年6月26日给德国犹太复国主义者协会的报告作了介绍(见 1921年7月1日《犹太评论》372页)。

[59] Weizmann 的妻子 Vera 在其自传中复述,见 *Weizmann, V. 1967*, p. 101。

[60] 爱因斯坦迟疑不决的民族主义和他对作为文化机构的犹太人大学的主要兴趣,是他偏重于犹太复国主义“文化”部分的原因。促成他形成这一观点的人物之一是德国犹太复国主义者协会有影响的成员 Otto Warburg (1859—1938)(见 1921 年 3 月 15 日 Kurt Blumenfeld 致 Chaim Weizmann 的信,载 *Blumenfeld* 1976, p. 67)。另一个促成因素可能是他的秘书 Salomon Ginzberg 的父亲对他的影响。Asher Ginzberg(更为人所知的姓名是 Ahad Ha'am, 1856—1927)代表着一种“道德”犹太复国主义立场,即认为只有在人们的精神已经集中起来,才能开始集中人们自己。有关他的生平及观点的记述见 *Zipperstein* 1993。

[61] Blumenfeld 曾经认为“我们的美国对手用他们的观点感动他是不可能的”(“unsere amerikanische Gegner mit ihren Anschauungen auf ihn Eindruck machen können”; 1921 年 3 月 15 日 Kurt Blumenfeld 致 Chaim Weizmann 的信,载 *Blumenfeld* 1976, p. 66)。

[62] “am besten dadurch behoben werden, daß die Juden als Gesamtheit ein Kulturwerk errichten, auf das sie mit Freude und Stolz blicken können”; 1921 年 3 月 27 日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊 1 第 1 版。这与德国犹太复国主义报纸《犹太评论》编辑 Robert Weltsch(1891—1982)那样的犹太复国主义者的看法是不矛盾的,Weltsch 认为犹太复国主义“仅在有限意义上是一场移民运动”,它更是“一场基于如下全球观点的运动,其目的是建立一个让犹太人认同的国家级犹太人中心”。引文见 *Poppel* 1977, p. 92。

[63] 对若干这类记述的引证及讨论见 *Missner* 1985。

[64] Weizmann 认为这次美国之行是一个有限的成功:“考虑到美国犹太人没有准备,他们的反应总体上是非常好的……我们离开后工作仍在活跃地继续,第一年的收入大约是 Brandeis 先生估计从美国犹太人所能得到的最大数额 50 万美元的 4 倍……但我们离年会所要求的总经费还很远。”*Weizmann, Ch.* 1949, pp. 272—273。

[65] *Einstein* 1921h(文件 57)。

[66] *Einstein* 1921j(文件 62)。

237 29. “东方来的移民”

[*Einstein 1919h*]

1919年12月30日发表。

发表在 *Berliner Tageblatt* (《柏林日报》), 1919年12月30日, 上午版,
p. 2。

东方来的移民

爱因斯坦

德国舆论越来越多地要求采取反对东欧犹太人的法律措施。有人断言，光是在柏林的俄罗斯即东欧的犹太人就有 70 000 人；而这些东欧犹太人被宣称为奸商、黑市买卖人、布尔什维克或好吃懒做者。所有这些论调都呼吁采取最严厉的措施，也就是把全部移民关进集中营或者驱逐出境。

采取意图蹂躏如此众多人的措施一定不是由口号式的主张所引起的，更何况客观的再调查已经证明这里存在着既不反映实际情况，亦非抵消原有过错之合适手段的蛊惑人心者的鼓动。反对东欧犹太人的鼓动尤其令人隐约感到，冷静的判断正逐渐被强烈反犹主义本能取代，而与此同时正在兴起一种通过影响人们情绪的特殊手段来篡改问题的实质和这一普遍不幸的真正原因。

就我所知，能够无可怀疑地证明那些罪名实无根据的官方正式调查尚未进行。可能确实有 70 000 俄罗斯人住在柏林，但据有资格的观察家称，他们中间只有一小部分是犹太人，而绝大多数人都有德国人血统。根据权威估计，从和约签订以来，来自东欧的犹太人移民不足 15 000 人，他们几乎无例外地都是由于波兰的可怕境况而被迫逃来此地寻求避难，直到有机会时再迁往别处。可以指望，他们中的许多人将作为犹太民族自由儿女在新建立的犹太人定居地巴勒斯坦找到真正的故乡。

德国境内很可能有布尔什维克的间谍，但他们无疑持有外国护照，能随意支配充足经费，不可能受到任何行政措施的侵犯。东欧犹太人中的大奸商肯定早就采取了逃避官方逮捕的预防措施。唯一会受到影响的将是那些穷苦的不幸者，他们是在非人道剥夺下近期设法来到德国，为的是在这里谋得一份工作。唯有这些人，这些肯定对德国国民经济无害的人，将充斥集中营并在那里从肉体上到精神上被消灭。于是，人们控诉的将是自力更生的“寄生者”，致使他们觉得在一个正常运转的经济中再也无所适从。突然解雇大批东欧犹太人劳动者——他们是在战争期间被强制进入德国的——以致剥夺他们的生活资料，使他们食物匮乏并蓄意拒绝给予他们工作机会，这样一种错误政策，确实已经迫使人们转入

238

239 黑市,以求维持他们自己和他们的家人免于饿死。如果公众支持那些试图引导东欧犹太人移民进入生产领域的人士的尝试(比如经常提到的“犹太人劳工处”之所为),那么德国经济也肯定能获得最佳发展。任何“驱逐令”——当前异常强烈的要求——将只会产生让那些最坏最有害的分子继续留在德国,而愿意工作的人被逼入悲惨的苦难绝望境地的后果。 [7] [8]

公众的良心对于人道的倡议是如此反应迟钝,以致居然再也感觉不到此间正企图实施可怕的不公正。对此我不打算详细论述;但是,当甚至权威政治家也不考虑他们提议的东欧犹太人处置方案将对德国政治及经济地位造成多么大的危害时,情况就令人不安了。难道人们忘记了驱逐比利时劳工曾经如何严重损害了德国的道德信誉?而德国今天的局势无可比拟地更加危急。尽管做了一切努力,重建已经中断的国际关系依然极端困难;世界上所有国家中,只有很少的知识分子正在发起某些初步尝试;建立新经济联系(如美国的物质援助)的希望目前仍然十分渺茫。驱逐东欧犹太人——这将导致难以言表的苦难——在全世界面前只能是“德国野蛮”的新证据,并给世界提供一个以人类的名义阻挠德国复兴的口实。 [9] [10] [11]

恢复德国的元气确实不能通过暴力反对人口中一小部分无助群体来达到。

240 本文发表在1919年12月30日《柏林日报》上午版,第[2]版。

[1] 爱因斯坦这篇关于犹太人事务的首次声明,是应犹太人组织工人福利局(Arbeiterfürsorgeamt der jüdischen Organisationen)之请撰写的。这个庞大的机构成立于1918年1月,其属下有德国主要犹太人利益集团,包括犹太复国主义者。关于爱因斯坦与德国犹太复国主义者协会(Zionistische Vereinigung für Deutschland)的早期接触以及他献身于犹太复国主义,见《[编者按]爱因斯坦与犹太人问题》, pp. 229—236。

爱因斯坦的声明是为了回答右翼报纸,特别是德国国家人民党(Deutschnationale Volkspartei)机关报《德意志日报》持续的攻击鼓噪。比如,9月末,该报提倡终止“每天数以千百计的”(“täglich nach Hunderten und nach Tausenden”)犹太移民进入德国,指出“今天犹太人觉得自己是德国的统治者”(“Heute fühlen die Juden sich als Herrscher in Deutschland”; 1919年9月26日《德意志日报》上午版[2]版)。

第一次世界大战爆发前很久,“俄罗斯人”、“犹太人”、“革命者”和“东方人”等名词在政治右派的辞典中就已经几乎可以互相代替(见 Williams 1966, p. 145)。柏林有70 000东欧犹太人(Ostjuden)这个推断数字怎么说也被夸大了1倍。根据1925年人口普查,柏林的外国犹太人数为43 000人,刚刚超过犹太人总数的25%。由于这些外国人的大约80%是来自东欧的移民,所以柏林的东欧犹太人不到35 000人(见 Maurer 1986, pp. 76和83)。70 000之数最接近全德国东欧犹太人总数(见 Maurer 1986, p. 65所引用工人福利局提供的数字),或包括相当大量德国种族成员的柏林全部东欧人数(见注4)。

对投机倒把和黑市交易的指责,在惯常指向东欧犹太人的罪过中特别突出,但这些指责鲜见能为有效统计所证实。工人福利局报告的1925年普鲁士东欧犹太人职业结构指出,30%是产业工人和手工业工人,50%从事商业活动,12%被列为无业者或自食其力者,其余则零星分散在农业、自由职业、卫生及家

务劳动等领域(见 *Maurer 1986*, p. 94)。

[2] 犹太人社会极其不安地关注着政府将对中间派和右派政党要求驱逐东欧犹太人的呼吁作何反应(见 *Maurer 1968*, pp. 192—254 和 p. 361)。普鲁士内政部长 Wolfgang Heine 1919 年 12 月 16 日在普鲁士议会的讲话给出的信号是混杂的,他虽然不准备把来自东欧的犹太人交到他们的波兰和俄罗斯“刽子手”(“Schergen”)手中,但他确实考虑了把东方犹太人赶出大城市中心,并将其中不良分子集中到拘留营的可能性(见 *Adler-Rudel 1959*, pp. 113—114)。

Heine 的讲话紧接他 11 月 1 日发布一道法令之后,他在该法令中要求在驱逐犯有罪行及高度可疑的外国人之前临时拘留他们。这道法令,以及相继在 1920 年和 1921 年发布的法令,在执行时并不像最初担心的那样彻底,被拘留的人很少;到 1921 年 7 月仅 300 人被实际拘留在几处地方。设在波美拉尼亚什切青的最大拘留营的看守们过多的恶行促使德国国会于 1921 年 5 月成立一个调查委员会,而拘留营也在 1923 年 12 月关闭(见 *Maurer 1986*, pp. 416—435 和 *Adler-Rudel 1959*, pp. 115—119)。关闭拘留营的其他促成因素是费用和政策考虑。在德国国会的一次辩论中,一名社会民主党党员抗议称,拘留的“后果即使从政治观点看也是高度不宜的,因为美国将拒绝收容曾被拘留在集中营的人,从而犹太人将仍然是德国的一个包袱”。1921 年 12 月 21 日《犹太人通讯社(柏林)》。

[3] 对凡尔赛和约的愤恨,对共和制政府的根本敌意,以及普遍的政治不稳定,更加深了紧接 11 月革命之后时期的经济危难。这种烦恼的征候之一是严重的住房短缺。1919 年 12 月初,柏林舍内贝格区的房主们合伙提出要求对外国人实行特别登记手续的倡议,同时呼吁驱逐“一切不受欢迎的外国人”(“alle lästigen Ausländer”; 1919 年 12 月 2 日《柏林日报》上午版[5] 版)。 241

[4] 一星期前以同样标题但加上附标题“柏林的俄罗斯人”(“Die Russen in Berlin”)发表的文章中,一位有见地的消息提供者指出,“这 70 000 俄罗斯人碰巧大多数是德国种族俄罗斯人、伏尔加河地区俄罗斯人、波罗的海地区居民、罗兹省人和其他人,他们都是由于俄国和波兰的境遇改变而被迫外迁,目前大量涌进德国的大城市”(“Diese 70 000 Russen sind nämlich im wesentlichen deutschstämmige Russen, Wolgarussen, Balten und Lodzer und andere, die durch die veränderten Verhältnisse in Russland und Polen zur Auswanderung gezwungen sind und jetzt in großen Scharen die deutschen Großstädte überfluten”; 1919 年 12 月 23 日《柏林日报》下午版[3] 版)。

[5] 工人福利局估计,从战争结束到 1920 年 4 月中旬,约有 20 000 东欧犹太人移居柏林(见 *Maurer 1986*, p. 66),其中很大部分是逃亡者(见 *Jacobsohn 1921*, p. 24)。这批最近移民中,不清楚有多少人在 1921 年之前已经外迁或返回故国。

[6] 爱因斯坦关于有充足经费和有组织的布尔什维克间谍不大可能存在于贫穷东欧犹太人中间的论点,比前一星期同样标题文章里的陈述更有说服力。那篇文章声称:“布尔什维克的鼓动将不会出现在这些逃脱了他们故国的屠杀的难民中间”(“bolschewistische Agitation dürfte von diesen, den heimatlichen Pogromen entronnenen Flüchtlingen nicht erfolgen”; 1919 年 12 月 23 日《柏林日报》下午版[3] 版)。这些屠杀的大部分实际上是白俄军队策划的。

[7] 3 万东欧犹太人在德国从事战时劳务,其中半数是被东欧国家强制驱逐,另一半则是合同劳工。然而,到 1918 年 4 月,普鲁士边界对新移民关闭,用广告招募波兰犹太人劳工的通常做法被禁止。1918 年夏,一批来自东欧的犹太人被驱逐出境(见 *Maurer 1986*, pp. 38—39),而战事结束后大多数余下的战时移民也离开了德国(见 *Jacobsohn 1921*, p. 23)。有关德国战时劳工需求对犹太人职业分化到包括体力劳动的积极影响的当时记述,见 *Preuß 1921*, 结果,特别是在犹太复国主义者中,工业和农业劳动在巴勒斯坦定居上的重要作用得到再次肯定,这是具有深远影响的。

[8] 正如犹太复国主义青年组织成员最初想象的,犹太人劳工局(Jüdisches Arbeitsamt)打算安排德

国年轻犹太人移居巴勒斯坦,但在它于1919年建立后,它却主要从犹太人战时劳工队伍中吸收应征入伍者和来自东欧的战俘。劳工局得到工人福利局的充足津贴(见 *Adler-Rudel 1959*, pp. 79—80),特别成功地把工人安置到了矿业部门(见1919年12月23日《柏林日报》下午版[3]版)。

[9] 极度缺少熟练产业工人的德国人,于1916年末开始把比利时工人驱赶到德国西部工业中心。从1916年10月到1917年2月,被驱赶的比利时人为61 000人,另外17 000人“自愿”留在德国工作。政治影响是不幸的,大量来自中立国家,包括美国的抗议迫使这个计划在1917年初期终止(见 *Herbert 1986*, pp. 97—99)。

[10] 关于法国人和德国人之间谨慎和解的初期阶段,见文件27;关于爱因斯坦的国际调解设想,见 *Einstein 1921i*(文件47)。日益加强的美国对欧洲事务介入的开路先锋是洛克菲勒基金会在1919年资助中欧研究所和大学的尝试(见 *Einstein 1920b* [文件36]),以及1920年初开始的美国公谊服务委员会的援助计划(见文件40,注2)。

[11] 为了调查对“德国野蛮”的指责,爱因斯坦在1919年春参加了一个打算审查德国战时暴行文件证据的独立委员会(见1919年4月26日爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz, NeHR Archief H. A. Lorentz),尽管结论发表前他就从积极活动中退出(见1920年3月18日爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信, NeHR Archief H. A. Lorentz)。

30. “对柏林电力总公司(A. E. G.)关于‘白炽灯灯丝用钨丝生产方法’的 269498 号德国专利的专家意见”²⁴²

西柏林哈伯兰街 5 号, 1920 年 1 月 10 日

A·爱因斯坦教授、博士

对柏林电力总公司(A. E. G.)关于
“白炽灯灯丝用钨丝生产方法”的
269498 号德国专利的专家意见^[1]

GUTACHTEN

betreffend das D. R. P. 269498 der A. E. G., Berlin, auf ein “Verfahren zur Herstellung von Wolframdrähten für Glühkörper elektrischer Glühlampen”.^[1]

爱因斯坦

[p. 1]

下面应当证明,如果钨丝领域的法律不确定状况已经结束,那么根据我的观点,为什么一定需要对 269498 号专利的权项 1 作更准确的措辞。

1) 在那项专利申请之前,钨在高温下的机械处理,尤其钨丝的机械制造是已经为人知晓的。然而这样生产的钨丝在冷却条件下没有延展性,不够柔韧。

生产有延展性和足够柔韧的钨丝是已知的目标。

2) 专利权人第一个提出了实现这一目标的解决办法:在材料的生产过程中,在材料从初始截面到终末截面过渡时对之进行的机械处理,其数量比仅仅为了成丝所需远为大得多。^[2]

3) 然而后来知道,仅仅通过选择待处理钨块的质量(较高的化学纯度、较少的孔隙度等)就能生产出理想品质的钨丝,而不必进行比成丝所需更为大量的机械处理。^[3]这样一来,为了达到目标就不再有必要为专利权人所述的办法而努力,也就是说,实行该专利之前已经提出的一种措施就够了。

[p. 2]

4) 主要权项的措辞

“……反复不断地处理,直到它们在常温下变得柔韧自如为止。”

243

如果没有足够清楚地排除如下情况,即除了反复的机械处理外,还有其他方法来实现所寻求的钨丝品质,这时就产生一种含混不清的状况。因此,我认为主要权项的下述措辞差不多是正确的:

“……通过在制造过程中对钨丝进行比仅仅成丝所需更为大量的机械处理

来实现钨丝在冷却状态下的柔韧性和延展性。”^[4]

简短的总结：

没有“反复不断”这个表达，专利的权项就只含已经先行知道的东西。但是，“反复不断”这个表达并没有带来新的特点，因为若没有这样“反复不断”的处理，是不可能用机械方法将金属块处理成丝的。所以，专利的权项需要更准确的措辞，以便包含非先前已知的内容。

(署名) A·爱因斯坦^[5]

TD. [35 374]. 本文件由两页组成，第 2 页带编码。这里页码的表示(在页边的方括号中)与原件不同，那里页码“2”打印在各页头上。这个文件的正文和早先署名手稿的副本[35 369]之间的显著差别做了注释。

[1] Sannig 公司需要爱因斯坦的专业知识来反击电力总公司(AEG)的成员 Osram 公司提起的诉讼，后者指控前者对 1914 年 1 月 24 日授予 AEG 的德意志帝国 269498 号专利侵权(见 Blau 致爱因斯坦的信，1920 年 3 月 5 日)。

在专家意见中没有提及据称侵犯了 AEG 专利的 Sannig 专利。不过那很可能是德意志帝国专利 297015 号，名称为“制造钨和钨合金丝的方法：将原料压成细条，通过氢流中的热流进行加热使之与 1000°C~1200°C 的钨粒子黏合并锻结，接着进行机械处理(Verfahren zur Herstellung von Draht aus Wolfram und Wolframlegierungen durch Pressen des Ausgangsmaterials zu Stangen, Glühen dieser Stangen zum Zwecke des Zusammenbackens der Wolframpartikel bei 1000° bis 1200° und Zusammensintern durch Stromwärme im Wasserstoffstrom und darauffolgende mechanische Bearbeitung)”，该专利于 1917 年 3 月 14 日授予。其中，冷钨通过在基本材料里添加碳和硼的化合物，并进行抽丝所需要的机械处理而获得延展性。

[2] 取得专利权的过程是所谓库里奇(Coolidge)过程的一个变种：不用添加剂，锤打经过锻压的钨粉条直到破坏它们的晶体结构，其程度是使得它们能够经得起多步的抽丝过程。

[3] 在早先的版本[35 369]中，这个句子的表述如下：“Als man später lernte, das Wolfram bezüglich gewisser Verunreinigungen reiner herzustellen, zeigte es sich, dass die Drähte auch dann ziehbar und genügend biegsam ausfielen, wenn keine grössere Zahl von Bearbeitungen bei der Herstellung angewendet wird, als für die blosse Formung erforderlich ist. (正如人们后来知道的那样，就一定的杂质而言，生产的钨是比较纯的，事实证明，即便如此，如果不像成丝所需的那样在制造时进行大量机械处理，这些丝也会失去延展性和柔韧性。)”本文件中的陈述可能是 Sannig 公司的法律顾问建议的。见注 4。

[4] Sannig 公司的法律顾问从这一陈述中得出结论，那种没有使用比材料成型所需机械处理更多的过程，与包含附加机械处理的过程是不同的。所以，归入第一组的过程对第二组过程的专利(包括 AEG 的 269498 号专利)并不构成侵权。Sannig 公司要求爱因斯坦确认这一解释(见 Sannig 公司致爱因斯坦的信，1920 年 11 月 18 日)。这封信第 2 页的背面有 Ilse Einstein 笔迹的草稿：“我完全同意你的信中……对我 1 月 10 日意见的解释(Mit der in I. Briefe vom ... dargelegten Interpretation meines Gutachtens vom

10. Jan. bin ich durchaus einverstanden)。”爱因斯坦后来确认说“在陈述我的意见以及在 1920 年 11 月 18/19 日的信函往来中,我设定 Sannig 公司的说法是正确的,即根据他们的流程,机械处理仅只用于材料成型,而没有把使它们从不柔韧变成柔韧的转换作为目标和后续手段”(“Ich habe bei Erstattung meines Gutachtens und bei dem Briefwechsel vom 18/19 November 1920 die Behauptung der Firma Sannig & Co. als richtig unterstellt, dass bei ihrer Arbeitsweise die mechanische Bearbeitung lediglich der Formgebung diene und nicht die Umwandlung von unduktilen zum duktilen Material zum Gegenstand und zur Folge hätte”;爱因斯坦致 AEG 的信,1922 年 1 月 16 日)。

[5] 签字的笔迹不知是谁。

31. “相对论的基本思想和方法，按其发展的陈述”

245

[1920年1月22日以后]

相对论的基本思想和方法，按其发展的陈述^[2]

[p. 1]

[1920年1月22日以后]^[1]

爱因斯坦

值此被派往观测日食的英国考察队发现〈证实〉光的引力弯曲之际，许多人劝说我向非数学家简要描述一下相对论及其发展。^[3] 我比较高兴做这件事，是因为〈不幸〉存在着一定的危险，即理论相当复杂的数学形式可能会掩盖它简单〈并且自然〉的物理内容。这种数学形式仅仅是一种手段，而理论的实质肯定是由于贯彻〈较少来自物理经验的〉〈一般的〉物理经验启示给我们的某些简单原理。这个理论绝不是〈如许多人相信的〉大胆数学猜测的结果。^[4]

I. 狭义相对论

狭义相对论只不过是 Maxwell-Lorentz 电动力学和经典力学结果的没有矛盾的结合。这将从下面对其发展的扼要叙述中清楚地看出来。

1. 光以太

19 世纪前半叶光的干涉和衍射现象的研究显示，同 Newton 的发射说相比，Huygens 关于光的波动性的见解是正确的。因为物理学家们那时相信，自然界中的所有过程都必须得到力学解释，所以他们就把手看做一种称为“以太”的假想物质的波动。必须为光引入一种不同于其他物质的特殊媒质，是因为在通常意义下没有物质的（空的）空间中，光以与波长无关的确定速度 c 传播。

2. 光以太和物质的运动

不久，人们就开始思考这种以太究竟应当被看成哪一类物质的问题。它是类似于流体呢还是类似于固体？光的偏振性的事实导致光的振动是横振动的概念，也就是说，这种振动只能发生在固体而不是流体中。这导致如下概念：以太

像是一类固体，即借助强大的弹性阻力抵抗其各部分的形变或相对运动的那种物质。它的性状似乎像是一种渗透所有物质的准刚体。

具有基本重要性的 Fizeau 实验(1851)^[5]也导致了同样的概念，这个实验试图回答的问题是，运动物体是否携带与它自己包含在同一体积中的光以太。考虑如下。一个静止流体传播光的速度是 V ($V = \frac{c}{n}$, 式中 n 为折射率)。如果该

[p. 2] 流体以速度 v 从左至右流过一根管子，而且流体带着光以太一起走，那么，从左至右穿过流体的光线相对于流动的流体也以速度 V 传播。由于速度相加定律，它相对于管子的传播速度 V' 就要比相对于流体的传播速度大 v ，因而

$$V' = V + v \quad \dots(1)$$

但是，Fizeau 实验并没有证实所考虑的这个结果。实验上发现的是 Fresnel 公式^[6]

$$V' = V + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v_0 \quad \dots(2)$$

这就证明，光的传播速度受物质运动的影响并没有我们从前面的考虑所预期的那样强。对于不折射光的流体($n=1$)，公式(2)甚至给出

$$V' = V, \quad \dots(2a)$$

也就是说，不折射光的流体的运动对于穿过它的光的传播速度没有影响。

这个结果必定导致光以太根本不参与物质运动的概念，式(2)给出的运动物质对光的影响，不是由光以太的运动而是以另一种较间接的方式来解释的。这种其他的解释后来由 H. A. Lorentz 以一种完全令人满意的方式给出，他的方法保留了固定(也可以说是静止)的光以太假设。^[7]

我们顺便提及，只有假设地球表面的以太不参与地球绕太阳的运动，光行差现象(由 Bradley 于 1724 年发现)才能得到满意的解释。^[8]

247

3. Lorentz 理论

通过 H. A. Lorentz 的先驱性研究(1895)，^[9]静止光以太的理论获得了完全成功，他简化并深化了 Maxwell 理论，同时使它与当时已知的所有电磁的和光学的结果相符。他的理论依靠着如下基础：

- 1) 只有以太(而不是物质)是电磁场的基础。
- 2) 物质在电磁现象中扮演的角色只是作为荷电质量的携带者，这种荷电质量可以同它一起运动(当物质运动时)，或相对于它运动(当有电流、电极化、磁化时)。
- 3) 在光以太静止的坐标系中，真空 Maxwell 方程处处(也包括物质内部)

成立。

在 Maxwell 时代和 Lorentz 时代之间,理论物理学的基本观念发生了我们不能忽略的缓慢而重要的变化。Maxwell 仍然坚持所有物理事件都必须用力学来解释的观念。但是他和其他重要的理论家为在以太中构想一种电磁现象的机械模型的努力都未获得成功。Poincaré 指出,即便实现了这样一种图像的构建,那也不会是决定性的成功,因为这样的图像只是无限多种原则上同样合理的可能图像之一。^[10]人们逐渐习惯于把电磁场看做一种无须归结为力学元素的基本物理实在。今天电磁场的机械解释对于专家来说已经显得是不必要的了,因为在许多失败的印象下,我们在这方面已变得习惯于放弃,而且由于理论发展的最新状态,我们已经放弃了认为力学过程比较简单,比较熟悉,比其他类型的物理过程更容易从概念上把握的见解。 [p. 3]

因而在这段时期中,(Lorentz)以太已经丧失了它的某些实在性。过去它是一种弹性固体,而现在它只是电磁场的载体了。对于以太人们可以这样说:它唯一的力学性质就是它的不可移动性。

248 我不想深入考查 Lorentz 理论那些重要证实的细节,只想说,就内容真实性和内部自洽性而言,甚至今天也还没有其他电磁过程的理论能够与它相比。

4. 〈狭义相对性原理〉以太风

然而,Lorentz 理论看来有一个难以摆脱的致命伤,那就是,静止的光以太大体上是 Newton 引入的绝对空间的物化。这是由于下面急需的考虑。地球围绕太阳运动的速度是 30km/s。无论太阳相对于以太可能处于何种运动状态,地球相对于光媒质的速度在一年中有的时候必定是相当大的。这也可以换成下面的说法:当我们坐在这个地球上时,以太以相当高的速度(至少 30km/s)流过,而且它的流动穿过了我们,穿过了地球(以太风)。虽然这种风的吹刮不能直接感觉到,但是至少间接地在电磁学和光学实验中应该是明显的。例如人们可以预期,当地球相对于以太的速度为 v 时,真空中的光速在以太风的方向达 $c+v$,在相反的方向为 $c-v$ 。一般来说,人们可以用光学和电磁学实验预言,实验装置相对于以太风方向的取向应当显示某种影响。自然,以太风(直接)存在的实验证实对于物理学家有极大的诱惑力。人们考查了多种多样的装置,它们相对于以太风方向的总取向可以变化,而且由于地球的周日转动,其自身也会变化。但是没有任何能够被验证的效应会容许解释为以太风的作用。 [p. 4]

H. A. Lorentz 本人(感到并且)清楚地看出,这个否定的结果是一个具有极其重要意义的事实,而他的理论不得不面对它。他通过敏捷的计算证明,根据他的理论,在几乎所有实际上可行和已实施的检验中,以太风不可能有实验上可验

证的效应。这个证明根据的事实是，以太风的速度 v 同光速 c 相比是如此之小，以致使 $(v/c)^2$ 这个量实际上为零（数量级为一亿分之一，即 10^{-8} ）。只有一个实验，即著名的 Michelson 实验（1881 年，后来由 Michelson 和 Morley 在 1887 年以更高的精度重复）^[11]，其精度是如此之高，以致根据 Lorentz 的理论，它能够把以太风展现出来。

249

很值得花点时间来考虑一下这个实验的要旨，尽管它的恰当描述对于我们的目的并不必要。设 AB 是一根长度为 l 的杆，让一条光线从 A 射到 B ，在 B 点反射再回到 A 。如果该杆相对于以太静止，光走过这段距离所需要的时间是 $\frac{2l}{c}$ 。

但如果杆相对于以太以速度 v 运动，需要的时间就不同于 $\frac{2l}{c}$ ；差值（分别为 Δ_1 ， Δ_2 ）依赖于杆的取向是沿着以太风的方向还是垂直于它。从初等的考虑我们得到

$$\Delta_1 = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

$$\Delta_2 = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

[p. 5] 在 Michelson 的干涉实验中，当整个装置绕垂直轴转动 90° 时，时间差 $\Delta_1 - \Delta_2$ 应当引起（通过望远镜看）干涉条纹的移动。这个结果并没有出现，甚至这个最灵敏的以太风风向标也没有把以太风察觉出来。

Lorentz 和 Fitzgerald 也为这个谜找到一种解释^[12]，并且我们将看到，这个解释基本上是正确的。他们说：毕竟有可能，以太风也作用到了杆 AB 上，一般说来作用到了所有固体上。让我们假设，所有刚体当相对于以太以速度 v 运动时，在运动方向（即以太风的方向）上按比率 $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ 受到缩短，而其横向尺

度不变。于是，在 Δ_1 的公式中我们就必须用杆长 $l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ 代替杆长 l ，时间 Δ_1 和 Δ_2 就会变得相等了。

这种假说形式上满足了实际情况，但理智对这一切却〈相当〉不满意。^[13]难道〈上帝〉自然界真的是将我们置于以太风暴之中，另一方面，难道〈他〉她竟把自然定律安排得如此准确，以致我们永远都不能觉察这种风暴吗？^[14]事实上，真实的情况是，发明以太和以太风的人正是我们自己。我们难道不能通过把以太风和以太降级到想象的王国中去，而把我们自己从这个完全的困境中解脱出来吗？

250

我们即将看到,这个困境有着更深刻的根源。

5. 问题更准确的陈述

1) 按照 Lorentz 的理论,存在着具有特殊运动状态的坐标系 K (参照物), 每一条穿过没有物质的空间(真空)的光线相对于它都以速度 c 传播(这是从 Maxwell-Lorentz 电磁场方程必然得出的结论)。下面我们将记住这个表述,并称之为“光速不变原理”。^[15]

2) 如果我们在坐标系 K 之后再引入相对 K 作直线、均匀、无旋运动的第二个坐标系 K' (它相应于前面考虑中的地球), 那么对于这个系统的直观感觉似乎暗示: 在 K 内真空速度为 c 的光线在 K' 内速度将不是 c , 而是与其速度的方向有关。

3) 另一方面,作为一种经验的表达(如由 Michelson 实验)我们必须承认: 坐标系 K' 和 K 相对于光的传播定律是等价的。实验至少证明,相对于 K' 来说,所有方向在光学上也是等价的。

结论 2) 和实验发现 3) 之间存在着矛盾。狭义相对论以如下方式解决了这个矛盾。它保持了陈述 1) 和 3) 并证明结论 2) 不真。 [p. 6]

在解决这个矛盾之前,我们来推广陈述 3) (根据单靠地球上的实验完全不可能证明地球前进运动的事实), 将这个在 Newton 力学中也有效的定理表述为: 如果我们从一个“容许的”坐标系 K (经典力学中的惯性系) 出发, 那么相对于 K 作均匀运动且非转动的每个坐标系 K' 同 K 等价, 自然定律在 K 和 K' 中严格相同(狭义相对性原理)。

6. 认识论的注记

一个理论要有物理内容, 只有当方程中联系在一起的数量都有物理意义, 即必须严格说明这些量(在自然界中)如何能够由直接测量的结果来确定(或计算)。如果缺了理论的数学量和测量结果之间关系的说明, 一个理论关于自然界就什么都没说。^[16]

251 例如, 如果我谈到一根杆的长度为 l , 那么我就是想说, 基本长度单位可以在上面接连放置 l 次。当我说一点的 Cartesian 坐标是 x, y, z , 那么我先要声明, 从长度相等的杆子, 当端点适当连接时, 可以如此构建立方网格, 使得(刚性)杆子的行为像 Euclid 几何学中的距离。我再让这样的网格(系统)处于给定的运动状态, 定一个点作原点, Cartesian 坐标无疑就是通过这个网格可以获得的计数。

当我谈到一个过程的持续时间时, 作为物理学家, 我是指从过程的开始到结

束,在那个用作基准的时钟上数到的逝去周期数(初步的不严格的定义)。

一个物理学理论确实可能有一些不满足这类条件的数学量;那么它们就是一些辅助参量,除了在一定场合简化定律的表达式或者统一理论框架外,再没有其他的意义。有关这类重要的场合我们将在以后讨论。

7. 同时性的相对性^[17]

从第5节解释的矛盾中引出的思想同下述问题有关。设 A 和 B 是坐标系 K 中的两个点。一个突然事件发生在这些点的每一个之中。我们也说这两个事件是同时发生的。这一说法有确定的意义吗?如果有,这个意义是什么呢?

[p. 7] 首先,每个人都相信同时性陈述有直接的意义;但这肯定是依赖于由经验提示的一种深刻的成见(当我们想澄清我们对两个事件的同时性这个术语如何理解时)。因为对于多数目的来说,同意这一点就足够了;如果一个观察者同时看到两个事件,那它们就是同时的。因为,若两个事件的位置彼此相距不太远,同时看到就几乎与观察者的位置无关;在多数经验中,光的传播速度等价于无穷大量级的速度。光实际上提供了一种瞬时信号;对于日常经验来说,它以足够的精度体现了同时性。单凭这个理由,我们就倾向于赋予空间上遥远事件的同时性以直接意义。

另一方面,如果位置 A 和 B 之间没有物理相互作用,就不可能将 A 点的过程和 B 点的过程同时连接起来。所以很清楚,我们能够获得同时性的物理定义,仅当我们的定义利用了两个所考虑的位置之间建立联系的过程。我们挑选真空中的光信号作为这种过程,是因为我们特别了解光传播的定律,正如上面解释的那样。我们根据光速不变原理来定义同时性。

252

设 A 和 B 是惯性系 K 中的两个点,比方说,一根相对于 K 静止的杆的端点,而 M 是杆的中点。光信号将从 M 朝所有方向送出。光速不变原理迫使我们说,光信号到达 A (的时间)与到达 B 是同时的。这样我们就有物理意义的同时性定义。^①[18]

不过要注意,这个定义使用了参照系 K 。我们不知道当 K' 相对于 K 运动时,参照 K 为同时的两个遥远事件参照第二个惯性系 K' 是否也是同时的。简单的分析确实表明,根据我们的原理,情况根本不是这样。

[p. 8] 设杆 $A-B$ 相对于惯性系以恒速沿 $A-B$ 方向运动。则这杆相对于它自己的惯性系 K' (共动系)静止。如果现在再有一光信号从 M 送出,那么由上所述,到

① 为了保持这个定义无矛盾,下面的推理必须有效。如果〈事件对〉 (α, β) 和 (α, γ) 相对于 K 是同时的事件对,则 β 和 γ 也是同时的。如果情况不是这样,光速不变原理就不能维持。

达 A 和 B 的两个事件从 K' 来看(即从杆来看)是同时的。由于从(非共动系) K 看来杆在运动,光线 MB 得走较长的路。因而比光线 MA 要花更长的时间。从 K 来判断,到达 B 比到达 A 就要迟一些,而从 K' 来判断,它们却是同时的。

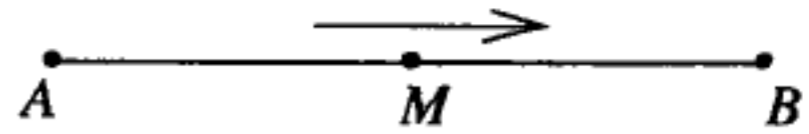


图 1

在这一考虑中,假设了光速不变原理对于 K 系和 K' 系都有效——这是符合于狭义相对性原理的。

如果杆上有全同的时钟分别静止于 A 和 B ,即相对于 K' 静止,然后这样校准它们,使其指针显示相对于 K' 的同时性。这样安排且相对于 K' 静止的时钟将被称为相对于 K' 是“同步”(即完全校准)的。相对于 K' 静止的,结构全同、完全校准的时钟全体显示“ K' 系的时间”。根据这一点,每个许可的坐标系(惯性系)都有它自己的时间。

253

8. 长度的相对性

设有一根相对 K 作匀速运动而相对 K' 静止的杆 AB ,人们对于它的长度可以给出如下两种定义:

1) 沿 AB 重复放置相对 K' 静止的单位量杆,直接测量其长度。

2) 决定 K 系中的点 A^* 和 B^* ,即杆的端点 A 和 B 在 K 系中一确定时刻 t 所在的位置;距离 A^*B^* 的测量通过重复放置相对 K 静止的单位量杆来实现。^①[19]

显然,这两种完全不同的测量过程的结果 l' 和 l 并不必要相同(长度的相对性)。

现在就容易看出,时间和长度的相对性并没有证明第 5 节 2) 引出的结论合理。于是第 5 节所述的矛盾就迎刃而解了。

9. Galileo 变换

物理学中的描述总要使用坐标系(参照物),所有过程都要以它作参照。发生的任何事情均由“类点事件”组成,每一事件在时间上和空间上相对于坐标系的确定,是通过三个空间坐标 x, y, z 和时间值 t 进行的。

[p. 9]

另一方面我们知道,在经典力学中已经有无穷多种许可的坐标系(惯性系),它们对于描述自然界都是完全等价的。如果 x, y, z, t 是一个类点事件参照于 K

① 1)和 2)中的单位量杆在彼此相对静止的情况下比较时应当彼此相等。这里应当注明,这种相等条件(对于时钟亦然)是持久的,与过去的运动历史无关,它是整个理论的重要先决条件。

系的空时坐标,而 x', y', z', t' 是同一事件参照于 K' 系的坐标, K' 系相对于 K 以速度 v 运动,那么很清楚,如果给定 K' 系相对于 K 的取向和位置,带撇坐标必定由不带撇坐标完全确定(坐标变换)。

经典力学隐含地假设了时间和长度的绝对性质。结果,对于两个位置和取向如附图所示的坐标系而言,人们必须假设变换:

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \dots(3)$$

这个变换称为“Galileo 变换”,在力学中同 Newton 运动方程有重要关系。如果在这些方程中按照式(3)用变量 x', y', z', t' 代替变量 x, y, z, t ,在这些新坐标中将得到形式完全相同的方程。人们说:经典力学的方程在 Galileo 变换下是协变的。这就是狭义相对性原理在经典力学中的解析表示。

然而,根据前面的考虑,具有绝对时间($t'=t$)的 Galileo 变换,却不能公平对待量杆和时钟的实际行为。对于一条根据

$$x = ct$$

沿正 x 轴传播的光线,由式(3),对于 K' 应当有

$$x' = (c-v)t'$$

这与光速不变原理相对于 K' 也必须成立的要求矛盾。

[p. 10]

10. Lorentz 变换^[20]

按照我们以前的分析,导致 Galileo 变换式(3)的直觉推理并不正确。因为,同式(3)中的第四个方程相反,我们已经认识到了同时性的相对性。此外,如果想严格解释图 2,我们必须补充一个条件,即这个图对于不带撇的(静止)系 K 中的特定时间值 t 也必须有效。我们不能知道,从 K' 系所见的长度坐标 x' 从 K 看时是否也等于 x' (长度的相对性)。所以,式(3)中第一个方程的基础就倒塌了,类似的,第二和第三个方程亦然。

现在,为了得到一个可用的变换方程来代替式(3),唯一必须满足的条件是,同一条光线相对于 K 和 K' 的速度都是 c 。从坐标系原点传出的球面波满足(在适当选择下)方程

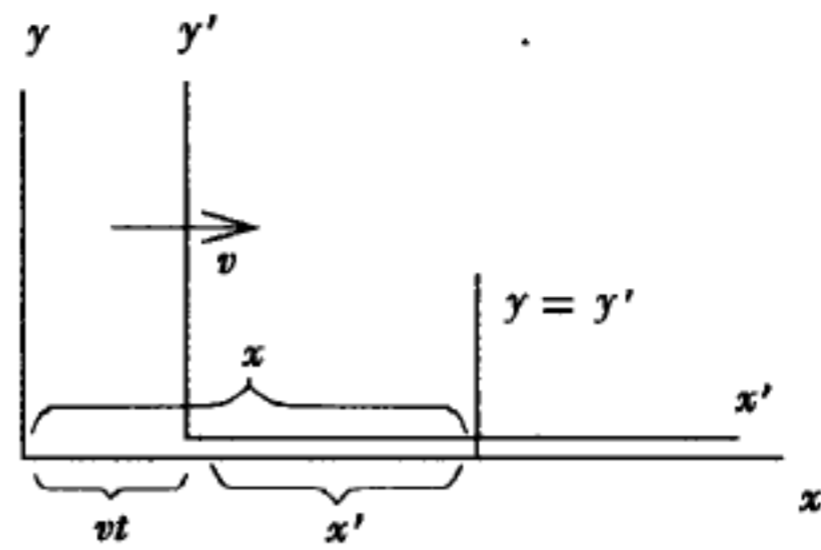


图 2

$$r=ct$$

255

按照 Pythagoras 定理我们有

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

将前一个方程平方,我们也可以写下

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0 \quad \dots(4)$$

再者,因为根据光速不变原理相对于 K' 系必须如相对于 K 系一样相同,同一传播过程相对于 K' 系也必须由传播速度为 c 的球面波来描述。所以,我们要寻求的变换必须使得方程(4)以及方程

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0 \quad \dots(4a)$$

(成立并且)彼此相互需要。从本质上说,这个条件决定了时空坐标的变换。对于坐标系取向如图 2 所示的情形,我们得到所谓 Lorentz 变换(方法在此不予详述)

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

确实,如果用式(5)将式(4a)中的坐标 x', y', z', t' 替换为坐标 x, y, z, t , 经过简单直接的计算后就得到方程式(4)。 [p. 11]

用简单一些的方法, Lorentz 变换可以描述为隐含着方程

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 \quad \dots(6)$$

(同样)成立。我们将看到,这正是由 Minkowski 作出的狭义相对论重要形式进展的基础。为了后面的考虑,我们应当注意, Lorentz 变换方程式(6)不仅对类点事件的坐标成立,而且对两个类点事件的坐标差也成立,这个结论不难从方程式(5)推导出来。如果坐标差是无穷小,就是说如果事件在空间上和时间内无穷接近,对于这些差(dx, dy, dz, dt 和 dx', dy', dz', dt')我们得到方程

256

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2 \quad \dots(6a) \quad \{1\}$$

11. Lorentz 变换的物理内容

方程(5)包含了关于量杆和时钟行为的非常明确的物理描述,因为坐标是能够用量杆和时钟测量的物理上确定的量。因此,认为用 Lorentz 变换代替 Gali-

leo 变换仅仅是一种方便或形式的做法，这种观点是完全站不住脚的。^[21]

例如在一给定时刻，比方说从 K 系看 $t=0$ 时，考虑点 $x'=0$ 和 $x'=l$ 。对此，由式(5)的第一个方程可得

$$x=0 \quad \text{和} \quad x=l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

静止长度为 l 的杆，当沿长度方向以速度 v 运动时，由于它相对于所用坐标系的运动，具有(较短的)长度 $l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ 。这就是 Lorentz 和 Fitzgerald 为解释 Michelson 实验而引入的运动物体的缩短。

它在这里是作为我们的普遍假设的后果得出的。根据相对性原理，这种缩短不能只发生于刚体相对于 K 的运动，而且更确切地说，必定发生于相对任何许可坐标系的运动。因此，由式(5)或式(5)的逆变换容易证明，一根沿 x 轴取向，相对于 K 静止的杆在 K 中长度为 l ，从 K' 看时长度则为 $l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ 。所以我们可以说，两根沿长度方向彼此作相对运动的杆子，当从对方来看时，每根都缩

[p. 12] 短了。

下面，我们考虑一只永远静止于 K' 原点的单位时钟，其周期由数值

$$(2) \quad t' = 0 \text{ 和 } t' = n \quad (n = \text{整数})$$

表征。由式(5)中的第一和第四个方程可得

$$t = \frac{n}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

因为当 v 不等于 0 时 $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ 大于 1，所以，相对于一个坐标系运动的时钟，从这

257

个坐标系来看，比它不运动时走速较慢。

有关运动物体和时钟行为的这两个结果原则上是可检验的。因为相当大的实际困难，到现在为止，这两个结果中还没有一个在实验上作过检验，理由是，在几乎所有实际上可及的情况下， $\frac{v^2}{c^2}$ 这个量同 1 相比实际上为零。

考虑到 Lorentz 变换对于相对论的基本重要性，我们必须补充说明，仅凭光速不变原理和相对性原理还不足以导出变换方程式(5)。必须补充一些无必要时我们不会放弃的条件；这些假设是：

1) 空间的均匀性。量杆和时钟的行为不依赖于它们在空间和时间中的位置，而只依赖于它们的运动方式。由此可以得出结论， x', y', z', t' 是 x, y, z, t 的

线性函数。

2) 空间是各向同性的。量杆和时钟的行为与运动方向的选择无关。

3) 量杆和时钟与它们过去的历史无关。^[22]

最后我们说明,按照图 2 选择坐标系 K 和 K' 的空间取向是非实质性的,放弃这个非实质性的假设可以得到更一般的变换,不过它们仍然满足式(6)和式(6a)。所有这些变换称为(在较广的意义上)Lorentz 变换;像方程式(5)一样,它们对于坐标是线性的。

到现在为止,方程式(5)已经在 Fizeau 实验[见式(2)]的结果中找到了最直接的证实,首先注意到这一点的是 Laue 先生。^[23]就是说,设想这个实验中的管子相对于 K 静止,管轴取 x 方向,但流体相对于 K' 静止。那么光相对于 K' 传播按照方程

$$x' = Vt'$$

258 发生。借助式(5)将坐标 x 和 t 引入这个方程,我们首先得到

$$x - vt = V\left(t - \frac{v}{c^2}x\right),$$

稍作整理并忽略量级为 $\frac{v^2}{c^2}$ 的项,我们得到方程

$$V' = \frac{x}{t} = V + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v \quad \{3\}$$

作为实验结果我们在前面提到过它。因此,这个结果并没有借助光学过程的任何分析,是从狭义相对论的基本原理得到的。

12. Lorentz 变换的启发意义^[24]

狭义相对性原理要求,相对于一个(许可)坐标系作直线、匀速、非转运动的所有坐标系都是等价的;同样的自然定律参照于所有这些坐标系都成立。另一方面,由我们的两条原理出发,在任何两个这类许可坐标系的坐标之间,得到了我们已称之为 Lorentz 变换的关系。联合这两个陈述导致如下结果:

自然定律必须具有这样的性质,通过 Lorentz 变换引入新的坐标,不会改变它们的形式(自然定律在 Lorentz 变换下的协变性)。

Maxwell-Lorentz 电动力学满足这个条件;然而 Newton 力学却不然。因此,为了满足这个要求,后者必须加以修改。实现这一点并无太大困难;例如,业已证明,一个类点质量的 Newton 运动方程

$$\frac{d}{dt}(mq) = \mathcal{R},$$

(它说的是动量的变化率等于力)必须换为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mq}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}} \right) = \mathcal{R}.$$

[p. 14] 在这些方程中, q 表示矢量, q 表示速度的数值, \mathcal{R} 表示作用于质点上的力。只要速度 q 同光速相比很小, 这两个方程并没有显著差别。对于 Newton, 质量的 259

动量(推动)表示为 mq ; 根据相对论, 它是 $\frac{mq}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}$ 。当 q 趋近光速时, 后面那个量

将趋于无穷大; 第一个量则不然。与此相关的事实是, 根据相对论, 无论力有多大, 或者无论其作用时间有多长, 都不可能将一个质点(物体)的速度提高到光速(或超过它)。更一般地说, 光速在这个理论中扮演的角色在物理上, 即对于抛体、信号(波)等而言, 是极其高的、不可逾越的速度。只要看一看 Lorentz 变换和前面由它导出的关于量杆和时钟的结果, 就已经可以明白这一点。

对于一个运动质点的能量 $\langle L \rangle E$, 我们得到表达式

$$\langle L \rangle E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}} \quad \dots(7)$$

或者, 按 q^2 的幂展开为

$$\langle L \rangle E = mc^2 + \frac{1}{2}mq^2 + \frac{3}{8}\frac{m}{c^2}q^4 \dots \quad \dots(7a)$$

这个展开式的第二项是经典力学中的“动能”。当 $\frac{q^2}{c^2}$ 同 1 相比变得可忽略时, 第三、第四等项同第二项相比变为零。式(7a)中第一项值得特别注意。必须记住, 质点本身的能量不是来自运动方程; 所以, 这个能量只确定到差一个我们在式(7)中忽视了的常量。然而, 式(7a)中第一项 mc^2 (当 $q=0$ 时 E 的表达式就化为它), 在形式上同后随诸项关系如此密切, 以致使得我们倾向赋予它物理意义。我们可以把 mc^2 看做质点在静止($q=0$)时的能量。

[p. 15] 这个解释从基于下述考虑的理论研究中得到了有力支持。^[25] 根据狭义相对论, 能量守恒定理不仅必须对一个坐标系 K 有效, 而且对相对于 K 作匀速运动的坐标系 K' 也有效! 由此可以推出(这里不作详述)如下定理:

如果给一个物体增加(在静止状态)能量 E (例如以热能、化学能等形式), 则 260
它的惯性质量增加 $\frac{E}{c^2}$ 。

这个结果可以非常严格地从相对论的前提(结合 Maxwell 电动力学)推导出来。这个结果表明: 一个物体至少有部分惯性质量是由能量构成的。物体的质量不过是潜在的能量, 对此已不可能有太多怀疑了。

这种思考也表明,质量守恒定理已不再能要求独立于能量守恒定理的地位。

13. 狭义相对论和以太

静止以太在狭义相对论中显然没有地位。理由是,如果两个参照系 K 和 K' 对于自然定律的陈述完全等价,那么在理论的基础中塞入一个概念,使得一个参照系同所有其他参照系区别开来,就是不自洽的了。毕竟,如果假设以太相对于 K 静止,它相对于 K' 运动就将是一个不符合两个系统等价的特征。

由于这个理由,我在 1905 年的见解是,人们不应当在物理学中再谈论以太。但是,正如我们将在下面关于广义相对论的考虑中看到的,这个判定是太激进了。更恰当地说,仍然容许假设一种充满空间的媒质,可以把它的状态想象为电磁场(或许也可以想象为物质)。但不允许把这种媒质归结为每一点的运动状态,像在有重物质类比中那样。这种以太绝不能想象为由其身份可按时间追溯的粒子构成。^[26]

14. Minkowski 方法^[27]

[p. 16]

在经典力学时代,把时间和空间结合为一个四维连续统只能是一种休闲游戏。因为在那个时代,事件的时间顺序与空间的一切事物无关,即与坐标系的选择无关。然而在相对论中,时间被剥夺了其独立的存在; Lorentz 变换显示,空间和时间坐标按坐标系的运动状态彼此依赖着。(时间坐标与空间坐标不再是分立角色了。)空间与时间的相互依赖必然导致将空间与时间融合为一个四维(完整)连续统。

261

此外, Minkowski 也发现,这个四维连续统(他称之为“世界”)同 Euclid 几何学的三维连续统在形式上有着深刻的亲缘关系。我们进一步认识到,可以用这种关系作基础来寻求直接表述方程组(自然定律的数学表述)的方法,这些方程组满足相对性原理,即在 Lorentz 变换下协变。对于非数学家来说,掌握这些概念是不容易的。但我仍然准备简述一下它们的要旨。

Euclid 几何学以及理论物理学的结构都存在 Cartesian 坐标系空间取向的无关性。(这相应于)如果我用坐标系 K 的正交坐标 x_1, x_2, x_3 来表述任何关系,那么当我用不同取向的正交坐标系 K' (坐标为 x'_1, x'_2, x'_3) 时,这个关系必须呈现为完全相应的形式。例如:如果 R_1, R_2 为两个球面的半径,它们的中心坐标分别为 x_1, x_2, x_3 和 x_1^*, x_2^*, x_3^* , 若下列关系成立:^[28]

$$R_1 + R_2 < \sqrt{(x_1^* - x_1)^2 + (x_2^* - x_2)^2 + (x_3^* - x_3)^2} \quad \dots(8)$$

则这些球面在 K 系中不相交。对于坐标系 K' (x'_1, x'_2, x'_3), 不相交条件必须严格对应,即

$$R_1 + R_2 < \sqrt{(x_1^* - x_1')^2 + (x_2^* - x_2')^2 + (x_3^* - x_3')^2} \quad \dots(8a)$$

另一方面, 若给定两个坐标系的相对位置, 同一点 P 与 K 相关的坐标 x_1, x_2, x_3 和与 K' 相关的坐标 x_1', x_2', x_3' 之间存在这样一些确定的关系, 使得 x' 能够借助 x 表示出来(反之, x 亦可借助 x' 表示出来)。我们愿意把这些关系称为“Euclid 变换”。如果我们借助 Euclid 变换将式(8)中的坐标 x_1, x_2, x_3 和 x_1^*, x_2^*, x_3^* , 通过 x_1', x_2', x_3' 和 x_1^*, x_2^*, x_3^* 来表示, 则我们必定得到两个球面参照 K' 的相交条件, 即我们必定得到式(8a)。当我们说: 相交条件在 Euclid 变换下是协变的时候, 想要表达的就是这个意思。

这里关于两个球面相交条件说过的话, 对于在 Euclid 几何学基础上表示的每一个数学陈述定律, 非常一般地说也必定有效。为了从 Euclid 几何学的观点看来有意义, 所有陈述和定律必须在 Euclid 变换下是协变的。(这是所有几何和物理关系必须满足的一般条件。)

262

然而, Euclid 变换(正如我们已说过的, 它对构建几何和物理关系具有权威性意义)可以通过下述条件以最简单的方式来描述。Euclid 变换就是那些(同样地)满足方程

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = dx_1'^2 + dx_2'^2 + dx_3'^2 \quad \dots(9)$$

的变换。

这个关系在几何上说, 空间中两个无穷接近点之间(用单位量杆测量的)距离平方用坐标差来表示, 且其方式对于两个坐标系完全相同, 具体方法是勾股定理。^①[29] 这个距离是一个与坐标系无关的量, 即“不变量”, 其平方是“Euclid 变换的基本不变量”。

几何学和物理学教给我们, 特别是在矢量理论中, 如何构建方程组使得它们在 Euclid 变换下协变。

我们再回到狭义相对论。根据这个理论, 正如我们已经看到的那样, 自然定律的建构方式使得它们在 Lorentz 变换下是协变的(狭义相对论的数学表示)。然而, 这些变换的一般特征是同样地满足方程

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2 \quad \dots(6a)$$

[p. 18] 这个条件与 Euclid 变换式(9)多么相似是令人触目的。若我们引入虚坐标 $\sqrt{-1}ct$ 来替换时间坐标 t , 这种相似性就变得更完全了。令

$$x = x_1, \quad y = x_2, \quad z = x_3, \quad \sqrt{-1}ct = x_4,$$

将 x, y, z, t 换为 x_1, x_2, x_3, x_4 , 式(6a)就变为^[30]

① 这显示了这个定理对我们的几何学的基本重要性。

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 = dx_1'^2 + dx_2'^2 + dx_3'^2 + dx_4'^2 \quad \dots(10)$$

在形式上,这是描述推广的 Lorentz 变换的最简单的条件。

263

通过比较式(10)和式(9),人们认识到在 Lorentz 变换和 Euclid 变换之间存在着完全的数学上的相似性。倘若使用虚时间坐标, Lorentz 变换就是四维空时连续统中的 Euclid 变换了。^[31]

很久以前,物理学和几何学都是借助矢量理论用生动的图像法得到的,为了在纯空间变换式(9)下协变,自然定律必须显示出矢量理论的形式特征。将这些形式结构类似地推广到四维,我们就得到在推广的 Lorentz 变换式(10)下协变的结构和方程。认识到这一点, Minkowski 大大简化了狭义相对论的应用。人们用他的方法可以直接判断方程组是否遵从相对论的要求,而并不一定要把它们变换做出来。

不过必须强调,时间坐标 x_4 同空间坐标 x_1, x_2, x_3 的等价性只是形式上的而不是物理上的,这显然可从上面的叙述看出。

从式(9)显然可知, Euclid 几何学的整个概念体系可以建立在以下事实的基础上,即空间距离的平方

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 \quad \dots(11)$$

是一个与坐标选择无关的量,这里 ds 是一用〈量杆〉可测的量。同样地,对于狭义相对论有根本重要性的是,量 [p. 19]

$$d\sigma^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 \quad \dots(12)$$

是借助量杆和时钟可以测量的,并且与坐标选择无关(只要这种选择是自由的)。 $d\sigma$ 是系统的基本不变量,由于它与 Euclid 几何学的基本不变量 ds 在形式上相似,故称为时空连续统相邻点的距离元。

264

但是,因为 x_4 是虚数,从而 dx_4^2 为负,所以除维数以外,在 Euclid 几何学的不变量 ds 同狭义相对论的不变量 $d\sigma$ 之间存在着深刻的形式差别。换言之,只要比邻的空间点 P 和 P' (距离为 ds) 不重合, ds^2 就总是正的。然而当 P 和 P' 是比邻的时空点事件(按 Minkowski 的术语称“世界点”)时,人们就必须按其相对位置区分三种可能性,它们全都与坐标系的选择无关:

$$d\sigma^2 < 0$$

$$d\sigma^2 > 0$$

$$d\sigma^2 = 0$$

对于第一种情形,可以这样选择坐标系,使得只有 dx_4 不等于 0 而 dx_1, dx_2, dx_3 为 0; 则称事件 $\overline{PP'}$ 的距离是“类时”的,且 $\overline{PP'}$ 的距离 $d\sigma$ ^[32] 可以用相对于所选坐标系静止的时钟直接测量。对于第二种情形,可以这样选择坐标系,使得类点事件 P 和 P' 相对它同时发生。则称 $\overline{PP'}$ 是“类空”的; 相关的 $\sqrt{-d\sigma^2}$ 可以

用相对于所选坐标系静止的量杆测量。

第三种情形(是一种极限情形)可由如下事实在物理上加以描述,即两个类点事件(世界点)可以用真空中的光信号联系起来。

因此,狭义相对论的四维“世界”的性质同 Euclid 几何的“空间”性质之间存在的相似,只是一种数学形式上的而不是物理上的相似。

[p. 20]

II. 广义相对论

15. 初期形式广义相对论的基本思想

下面要谈的关于 Faraday 磁电感应的思想(到现在尚未提及),在我建立狭义相对论时起了引导作用。^[33]

根据 Faraday,当磁铁相对于电路运动的时候,在该电路中会感应出电流。这与磁铁或导体是否运动无关;重要的只是相对运动。但是,根据 Maxwell-Lorentz 理论,这种现象的理论解释对于两种情况却很不相同。

如果磁铁运动,空间中就存在一种随时间变化的磁场,根据 Maxwell,它将形成闭合的电力线,即物理上真正的电场;这个电场就引起导体中可动荷电质量的运动。

然而,如果磁铁静止而电路运动,就没有电场产生;而导体中产生电流,是因为随着它运动的电荷由于(机械上迫使)相对于磁场的运动,受到一种 Lorentz 引入的假想电动势的作用。

导致这两种情况本质上不同的思想对于我来说是难以忍受的。按照我的信念,这两种情况之间的差异只能在于观点的选择,而不在于真实的差异。从磁铁看来,肯定没有电场;而从电路看来,肯定有电场。因此,电场的存在是相对的,取决于所用坐标系的运动状态如何;除去观察者或坐标系的运动状态,只有结合起来的电场和磁场,才能认为是一种客观真实。这种磁电感应现象迫使我提出了(狭义)相对性原理。^{①[34]}

265

当我忙于(在 1907 年)为《放射学和电子学年鉴》(*Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik*)就我关于狭义相对论的工作写一篇总结时,^[35]我也不得不试图修改 Newton 引力理论,使它的定律能与狭义相对论相适应。虽然朝这一方向的尝试表明这个计划实际可行,但它们并不能让我满意,因为它

① 有待克服的困难原来是真空中光速的不变性,起初我曾经认为不得不放弃它。只是在摸索数年之后我才认识到,这个困难是在于运动学基本概念的任意性。

们都必须基于一些毫无根据的物理假设。在那个时候,我得到了自己一生中最为满意的如下思想:

[p. 21]

在一个值得思考的例子中,引力场只是一种相对的存在,其方式类似于磁电感应所产生的电场。因为对于一个从房顶上自由下落的观察者来说,在下落过程中(至少在他的紧邻)是没有引力场的。^[36]换言之,如果这个观察者松开任何物体,它们相对于他仍然处于静止或匀速运动状态,而与其特殊的化学或物理性质无关。^{①[37]}所以,这个观察者有理由把他的状态解释为“静止”。

通过这一思想,在同一引力场中下落的一切物体具有同一加速度这个极为奇怪而已被证实的经验立刻获得了深刻的物理意义。因为,哪怕只有一件东西在引力场中的下落方式与众不同,观察者就能由此认识到他处于引力场中并正在下落。但如果这样的东西不存在(正如经验以高精度显示的),那么观察者就没有客观的理由认为自己是正在引力场中下落了。相反,他有一切权利认为自己处于静止状态,并且他的紧邻不存在与引力相关的场。

因此,自由下落加速度与材料无关这个实验事实是一个有力的证据,支持将相对性假设推广到彼此相对作非匀速运动的坐标系去。

266

另一方面,我们也可以从一个没有引力场的空间出发。这空间中的一个质点的行为,当离其他质量相当远时,相对于一个惯性系 K 是没有加速度的。然而,如果我们引入一个相对 K 的匀加速(匀加速平移)的坐标系 K' ,那么 K' 在经典力学或狭义相对论的意义上就不是惯性系。离其他质量足够远的每个质点相对于 K' 都作匀加速运动。从 K 看来, K' 系的加速度当然是质点相对 K' 的相对加速度的原因;在经典力学的基础上,按照直到今天的理解,这是唯一可能的解释。然而,我们也可以将 K' 看做一个许可的(“静止”)坐标系,而把质量相对 K' 的加速度归结为一种充满整个所考查空间的静态引力场。根据引力场(如相对于 K' 者)中所有物体以相同方式下落的实验事实,这种解释也是可能的。

[p. 22]

如果我们知道了相对于(无引力)系 K 的自然定律,那么我们就能通过纯粹的变换获知相对于 K' 的定律,也就是说,我们借助一种纯猜测性的方法获知了引力场的物理特性。这里的依据,是假设相对性原理在参照彼此相互加速的坐标系时也有效,相对于 K' 来说,支配空间的物理特性完全等效于一种引力场(等效性假设)。^[38]

因此,相对性原理的推广提示了一种探索引力场特性的猜测性方法。

因为一切物体在引力场中以同样方式下落,就产生了一种激励因素,以不可抗拒的力量直指相对性原理的推广。[因而,必须指出,(等效性假设的)这个结

① 当然,这种考虑忽略了空气阻力。

果得到极高精度的，特别是 Eötvös 所作检验的支持。这是基于如下考虑。]这个实验事实也可以用第二种特别引人瞩目的形式来表述。根据 Newton 运动定律，物体的下落是按如下方程发生的

$$(\text{惯性质量}) \times (\text{下落加速度}) = (\text{地球的引力})$$

另一方面，

$$(\text{地球的引力}) = (\text{地球引力场}) \times (\text{引力场强度}) \times (\text{引力质量})$$

在这些方程中，“惯性质量”是指作为物体惯性反应原因的质量，“引力质量”是作为同一物体受引力场影响原因的常量，这两个常量按定义是彼此独立的。将两个方程合在一起得

$$(\text{惯性质量}) \times (\text{下落加速度}) = (\text{引力场强度}) \times (\text{引力质量})$$

为了保持经实验证实的定律

$$(\text{下落加速度}) = (\text{引力场强度})$$

成立，方程

$$\text{惯性质量} = \text{引力质量}$$

[p. 23] 也必须为真。因此，按 Newton 力学的精神，所有物体下落方式相同的实验事实，也可以看做惯性质量和引力质量的相等，而从 Newton 力学的观点看，这个结论绝不是自明的。

这个定理通过 Eötvös 的检验以非同寻常的精度得到了证实，^[39] 实验原理如下。地球表面的物体处于地球的引力和地球转动的离心力影响之下。前者正比于引力质量，后者正比于惯性质量。仅当惯性质量和引力质量之比值与材料无关时，这两个力的合力才与材料无关。Eötvös 将不同材料的质量附于一台扭秤水平平衡梁的两端。在惯性质量同引力质量不完全成比例的情况下，作用在两个质量上的合力不可能严格平行；也就是说，当平衡梁取东西方向时，系统应当受到一个扭矩的作用。记录的负结果精度如此之高，以致惯性质量和引力质量之间的相对差小于 10^{-7} 。

16. 广义相对性假设的一般理由^[40]

经典力学和狭义相对论都知道许可坐标系（惯性系）和非许可坐标系的情况。相对于前者，自然定律（例如惯性定律和光速不变定理）被认为成立；相对于后者，则不然。人们在徒劳地寻求坐标系不同品格的客观理由之后，被迫将它们解释为时空连续统的一种独立的、非常奇怪的特性。Newton 只是非常勉强地满足于这种（“绝对空间”的）见解，但他相信，在离心效应方面，他握有一个说明上述差异的客观理由。

然而，首先认识到这个论据弱点的是 E. Mach。或许决定物体惯性行为的

并不是空间的物理性质；如下情形也是有可能的，即惯性并不是抵抗相对于空间（概念上空洞）的加速度，而毋宁说是抵抗相对于宇宙中其余引力物质的加速度。268 这样一种假说同老的惯性概念相比看来更让 Mach 满意，因为它没有赋予空间任何（独立的）力学上独特的性质，而毋宁说是原则上承认了所有坐标系等效。根据这个解释，惯性也是物体之间的一种相互作用，就像 Newton 引力的情形那样。诚然，这个想法还没有提示问题的严格（定量）处理，而且实质上，惯性和引力之间天然的平等——正如早先展示的（等效假设）^[41]——Mach 并不知道。但他是（Newton 以后）第一个强烈地感觉到并清楚地说明经典力学在认识论方面缺点的人。 [p. 24]

绝不应当断言，惯性系相对于其他坐标系基本上未证明的优先性构成了经典力学的一个错误。自然界中某种运动状态（即惯性系）的优先性，可能是一个我们不能解释（或归结为某种原因），但却不得不承认的最终事实。然而，坐标系的所有运动状态在其中（原则上）等价的理论应该得到赞赏，因为从认识论的观点看来它要令人满意得多。我们要用这种等效性作基础来进行下面的考查，这种等效性称为“广义（假设）相对性原理”。^[42]

17. 等效性假设的一些结果

我们来考查一个时空区域，若适当选择坐标系 K ，在其中（相对于 K ）没有引力场；这样， K 就是一个经典力学意义上的惯性系。参照 K 成立的定律，如光的传播定律，就可以看做是已知的。现在我们在 K 之外引入第二个坐标系 K' ，它相对于 K 作加速运动。由于等效性假设，就存在一个相对于 K' 的引力场。既然有可能通过从 K 到 K' 的纯变换来确立参照 K' 的自然过程的原因，我们就由这种操作获知，相对 K' 的引力场对所考查的自然过程有何种效应。

真空中的光线相对于 K 以速度 c 沿直线匀速前进。简单的几何学考虑表明，只要该光线与系统的加速方向成一角度，这同一光线相对 K' 就会弯曲。引力使光线弯曲就好像光是弹射的重物一样。

269 这个结果在两方面有着重要意义。首先，它为理论提供了一个观测可及的判据。因为，简单的计算表明，掠过太阳尺度天体近旁的光线，必定产生角秒级的偏转。两支英国观测队去年证实的，其实就是这个结果。不过，这里应当指出，这个简单考虑在数值上提供的只是实际偏转值的一半。^[43] 与此相关的事实是，广义相对论中的引力场不能只由矢量场，而是由形式上更复杂的结构代表，以致要从 K' 系得到的平行场过渡到天体的球对称场，并不像初看起来那样简单。这一点将在以后阐明。 [p. 25]

其次，这个结果表明，根据广义相对论，光速不变定律在有引力场的空间中

不再成立。因为简单的几何考虑显示，光线弯曲不只是发生在光速在空间上可变的空间中。由此可知，只有对那些（在适当选择的坐标系里）不存在引力场的时空区域，才能断言狭义相对论的整个概念体系有效。因此，狭义相对论只适用于一种极限情形，而这种情形在真实的世界里，没有一个地方能准确地实现。不过，这种极限情形对于广义相对论（也）有着基本的重要性；因为从我们由之出发的那个事实，即自由下落的观察者紧邻不存在引力场，正是这个事实表明，在每个世界点的（在无穷小）邻域，对于适当选择的局部坐标系，狭义相对论的结果是成立的。

这一联系可以用曲面论的几何比较来说明，事实证明，曲面论对于广义相对论的（建立和）贯彻具有决定性意义。^[44]平面上的度量关系是由二维 Euclid 几何学描述的；也就是说，Euclid 几何的建构可以借助圆规和尺子这样实施，让圆规（按一定方式设置）扮演固定距离的角色，尺子扮演直线的角色。如果想研究曲面，如球面或椭球面上而不是平面内的几何学，那就有用圆规（和贴着表面的尺子）进行建构的一定法则，但这些法则不再由二维 Euclid 几何表示。一小片曲面在几何特性方面近似于平面，曲面越小，近似越好（无穷小的一片曲面在特性方面无限近似于无穷小的一片平面）。二维 Euclid（平面）几何适用于在曲面的无穷小邻域用圆规和尺子进行建构。这个法则对 Gauss 的曲面几何学是如此基本，就像狭义相对论在无穷小邻域适用于广义相对论那样。

270

18. 引力场对时钟走速的影响，谱线的红移

根据广义相对论，坐标系的等价并不限于非匀速平移（无转动运动）。如果这个理论要消除上面提到的经典力学的认识论缺陷，那么它就必须有能力处理每一种坐标系，而无论它相对于其他坐标系可能处于怎样的运动状态，如“静止”，也就是说，普遍的自然定律必须用相对于所有坐标系都一样的方程来表述，而不管坐标系的运动方式如何。

我们还是从一个相对于坐标系 K 没有引力场的区域出发。因此， K 在经典力学的意义上是一个“惯性系”。下面我们引入相对于 K 匀速转动^[45]的第二个坐标系 K' ；我们用一个相对 K 匀速转动的圆盘来象征这个系统（图 3）。我们现在想象两只结构完全相同的时钟，一只（ U_1 ）位于盘心，另一只（ U_2 ）位于边缘，以使其参与转动。当从 K （即从非转动系的观点）评判这些钟的走速时，由

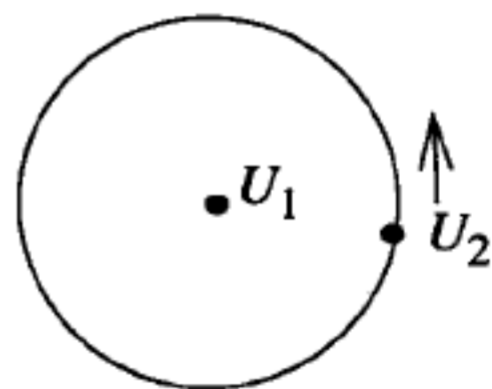


图 3

^[p. 27]（参照 K 有效的）狭义相对论的结果可知， U_2 要比 U_1 走得慢一些，因为 U_2 有相

对于 K (即纸) 的速度, 而 U_1 则没有。一个坐在盘上 (比方说 U_1 旁边) 的观察者也应该注意到 U_2 走得比 U_1 慢; 因此, 当从 K' 来评判时, U_2 要比 U_1 走得慢一些。

271 按照广义相对论, 我们也可以将 K' 系看做“静止”。不过, 我们就必须将相对于 K' 存在的离心力场认作 (真实的) 引力场, 这种场作用于相对 K' 静止的所有质量, 并与其质量成比例 (为完备起见, 我们必须补充说, 这个引力场不只是由这种 (引力的) 离心力场组成, 而且也有作用于运动质量的其他分量)。^[46] 当从 K' 评判时, 两只钟位于引力场中不同的点, 而引力场则是两钟走速不同的原因。定量地说, 我们可以从这个例子得出结论, 同一只钟的走速正比于 $1 + \frac{\Phi}{c^2}$, 这里 Φ 是钟所在位置的引力势。

由此可知, 一个天体表面上的钟, 走速慢于同样的钟飘浮 (静止) 于外太空某处, 或坐落于较小天体表面的情形。被看做“钟”的每个系统, 由于内部规律和周期出现的过程, 天生具有一种特定频率, 例如, 能够发射或吸收特定谱线的原子就是那样。当同地球上一种元素产生的谱线比较时, 太阳上同一种元素产生或吸收的谱线必定显示出朝红端的移动, 这等效于大约 0.6 km/s 的 Doppler 效应。这个理论上的必然结果在自然界中是否现实尚存疑问; 但根据波恩的两位物理学家 Grebe 和 Bachem 的最新研究^①^[47], 预计不久就会有可靠的验证。

应当注意, 刚才提到的定律也可以从上面讨论过的特殊情况推导出来, 即 K' 处于匀加速平移运动而不是转动之中。

在引力场中彼此相对静止且结构完全相同的时钟在不同位置走速不同, 原则上说, 对于我们有着非常重大的意义, 因为从这个事实得出, 在广义相对论中, 时间不能简单地像狭义相对论的情形那样, 用彼此相对静止、结构全同、适当校准的时钟来测量。从而时间就失去了其直接的物理意义。下面我们将证明, 对于空间坐标也存在相应的情况, 重新审查空间和时间物理解释的必要性再次摆在了我们面前。

[p. 28]

19. Euclid 几何学在广义相对论中的无效性

272 如果观察者测量一个 (静止) 圆盘的周长 U 和直径 D , 所用量杆同 D 相比实际上是无穷小, 则从两次测量得到的比值 $\frac{U}{D}$ 是 $\pi (3.14 \dots)$ 。如果被测量的盘是相对于惯性系 K 静止 (即没有引力场), 这个结果可以有把握地确立。

① 爱因斯坦在这里为脚注留了一个空, 可能想以后在这里填上参考文献, 但一直没有这样做。

如果一个随前面考虑的圆盘一起运动的观察者作同样的检验，那么我们断言，相应两次测量结果的比值 $\frac{U}{D}$ 将大于 π 。通过再次从非共动坐标系 K 考查整个过程就可以证明这一结论。从 K 来评判，转盘边缘切向放置的量杆由于沿切线的运动会缩短 (Lorentz 收缩)；但径向放置的量杆则不然。根据 Lorentz 收缩的定律，我们得到

$$\frac{U}{D} = \frac{\pi}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

这里 v 是盘边缘的转动速度。

由此显然可见，在转动盘上，从而根据等效性假设也在引力场中，Euclid 几何学定理对于刚性杆的相对配置不成立。^[48] 具体地说，在广义相对论中也不能赋予 Cartesian 坐标系以物理意义，因为用全同杆建构立方网格将是不可能的。因而我们面对的新困难是，空间和时间坐标不能像在狭义相对论中那样借助刚性杆和钟在物理上定义。这样一来，我们就面临如下困难问题：Cartesian 坐标系，以及在狭义相对论中借助时钟和光信号定义的时间，在广义相对论中占有什么地位？

[p. 29]

20. Gauss 坐标, Riemann 几何

正如下面将表明的，这里提出的问题已经被 Gauss 和 Riemann 在几何学领域内解决。^[49] (他们的方法能够)

Euclid 几何学被认为是一种公理科学，首先就同经验对象无关。它的定理是所谓公理的推论，所以原则上已经隐含在公理中了。公理似乎只是同与经验对象无关的思维对象有联系。

基本几何概念 (直线、距离等) 是从它们由以抽取图像的经验对象中抽象出来的，这种抽象满足系统性的兴趣，但不应当蒙蔽我们；创造几何学的目的毕竟是为了教给我们有关日常经验中事物的性状。如果没有能够使其彼此全等的实际刚体，我们就不能谈论线段、三角形等对象的全等。显然，几何学在物理学家那里获得意义只是由于如下事实，即他把自然事物同这些基本概念，如刻在实际刚体上的两个标记之间距离的概念联系起来。由于这种联系，Euclid 几何学就变成一门如同力学一样的真正的经验科学。它的定理就能像力学定律一样被证实或者证伪。我们前面得到的结果，即在转动圆盘上不能获得 Euclid 几何学，就在这种意义上得到了解释。

273

Euclid 几何学对物理学变得重要，主要应归功于 Descartes 创建的解析形

式。这种 Euclid 系统的变换成为可能,是通过 Cartesian 坐标系(我们已经考虑过它的物理解释)的发现。这种坐标系的引入(如在平面几何中)成为可能,是通过用一张诸边由能相互重合的全同小杆组成的正方形网格来覆盖平面。这意味着我们能够从网格中的任意一点开始,借助两个数(坐标)对网格中的任何其他点作完全描述。这样一来,坐标就有了直接的物理意义。

现在 Gauss 提出的问题,是以类似方式建立任意曲面上的解析几何学。这首先要借助数(坐标)来描述曲面上所有的点。但现在变得明显的是,没有这样的正方形网格来定义 Cartesian 坐标。理由是,平面的 Euclid 线段几何并未提供曲面上配置刚性小杆的规则。因而在曲面(如椭球或球面)上不存在 Cartesian 坐标。

[p. 30]

不过,在曲面上仍然存在的是邻近点的距离 ds ,因为它可以用刚性量杆来测量。除了将 Cartesian 坐标微分同距离元联系起来简单关系 $ds^2 = dx^2 + dy^2$ 搬到曲面上来外,曲面上的几何学必须以这个概念为基础。

274

在平面上引入 Cartesian 坐标的可能性,是基于存在一组正交和平行的直线,这些直线可以按距离的序列来标记。然而,曲面却没有直线的(完全适当的)类比。所以,Gauss 为了定义坐标不是使用两组平行直线,而是使用两组任意的曲线,唯一的要求是,每组中只有一条曲线穿过曲面上每一点。每组曲线这样标记,使(连续)相邻的曲线得到相邻的序号。这样,曲面上每一点都有两条曲线通过,每组各有一条,曲线的序号称为点的“坐标” (x_1, x_2) 。这种 Gauss 坐标系,形象地说,不过是一种任意形变和拉伸了的 Cartesian 坐标系。由于这种弯曲,Gauss 坐标就不再有任何物理意义了。它们不过是这个曲面上点子的完全任意的序号,但是仍保持了连续性。

虽然如此,曲面上两个邻近点 P_1, P_2 之间的距离 ds 可以按一定的规律用坐标微分 dx_1, dx_2 来表示。毕竟,一片无穷小的曲面在一阶近似下总是可以看成一片平面;对于这个面元,存在着一个局部 Cartesian 坐标系 (X_1, X_2) 使得

$$ds^2 = dX_1^2 + dX_2^2.$$

如果用 Gauss 坐标 (x_1, x_2) 来代替这些局部 Cartesian 坐标,通过简单思考即得

$$ds^2 = g_{11} dx_1^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + g_{22} dx_2^2 \quad \dots(13)$$

这里 g_{11} 等是 x_1 和 x_2 的函数,它们一方面决定于 Gauss 坐标的选择,另一方面也决定于我们想要研究其几何定律的曲面的选择。如果知道了 g_{11} 等函数,那么它们也就确定了曲面的度规特性。

[p. 31]

方程式(13)是 Euclid-Pythagoras 定理的 Gauss 推广。在平面的情形并取 Cartesian 坐标($g_{11} = g_{22} = 1; g_{12} = 0$),它取 Euclid 平面的特征形式

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2$$

在整个考虑中, 所考虑的曲面是三维空间的一部分, 而且在那个空间看来它是弯曲的, 这并不重要。重要的仅仅是, 我们面前有一个二维连续区, 它在无穷小邻域的测量规律是 Euclid 的, 但在有限区域则偏离了这一规范。无穷小的刚性小杆在曲面上的度规性质从二维上看是非 Euclid 的, 即使在三维空间中, 假设了这些小杆扮演着三维 Euclid 几何意义上长度的角色。 275

要特别注意, Euclid 的或是非 Euclid 的行为并不是曲面本身的特性, 而毋宁说是某种测量小杆相对于曲面的特性。例如在第 19 节考虑的盘形面对于转动的量杆来说是非 Euclid 的, 但对于非共转量杆则是 Euclid 的。几何学表述总是要提到刚体配置的可能性。

Riemann 把这些考虑推广到三维或更高维的流形。如果考虑到上面给出的整个分析独立于〈没有利用〉所考虑的曲面是三维 Euclid 空间的一部分这个假设, 这种推广可能是没有什么困难的。所以, 假设有一个三维空间相对于某类刚性小杆具有这样的特性, 使得后者只能在无穷小的, 而不是有限区域按照 Euclid 几何规律来安排。那么就不存在这样的(有限)坐标, 借助它能够将近近点的元距离用小杆按照公式

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2$$

表示出来。然而, 如果我们任意地利用三个“Gauss 坐标”来描述空间的个别点(保留连续性), 那么距离平方就将自身表示为如下形式

$$ds^2 = g_{11} dx_1^2 + g_{22} dx_2^2 + g_{33} dx_3^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + 2g_{13} dx_1 dx_3 + 2g_{23} dx_2 dx_3; \quad (14)$$

[p. 32] 本身依赖于坐标 x_1, x_2, x_3 的量 g_{11} 等, 完全描述了将“刚性”小量杆放入所考虑空间的可能性。这个空间内由我们的小杆可定义的所有结构的度规特性, 一定可以通过纯粹计算从这些量导出。

用这种方式可以得到的理论公式〈和结果〉在其表述中具有很大的普遍性, 以致它们对任意的坐标系都成立, 而不像 Euclid 几何那样只适于坐标的某种选择(Cartesian 坐标)。如果我们代替原来的 Gauss 变量 x_1, x_2, x_3 , 引入这些量的任意函数 x'_1, x'_2, x'_3 作为新坐标, 可以得到完全相应的公式。以数学的语言来说, 用广义 Gauss 坐标表述的定理是在任意坐标变换下协变的。

21. 广义相对论的物理和数学内容

276

在这些较为形式的中间考虑之后, 再回到我们主要目标的路线上来。我们已经看到, 把相对性原理推广到非无加速相对运动的坐标系, 如何帮助我们理解了惯性质量和引力质量本质上的等价。然而另一方面已经弄清, 要将时空坐标引入有限区域, 使得空间坐标能用结构完全相同的量杆测量, 且类时坐标能直接

用时钟测量是不可能的。没有任何物理对象可以代表直线,因而就不可能用有物理意义的方法来区别直线正交(Cartesian)坐标系和曲线坐标系了。所以,我们这里为物理学的四维时空连续统找到一个例子,它准确地类似于 Gauss 和 Riemann 的几何学问题。

但这个类比还可以走得更远。正如曲面(或 Riemann 空间)的无穷小片块遵从 Euclid 几何学,使得存在无穷小的局部 Cartesian 坐标系,其中用量杆测量的距离 ds 可以用(局部)直接可测的坐标 (X_1, X_2) 按照 Pythagoras 公式

$$ds^2 = dX_1^2 + dX_2^2$$

表示出来。在广义相对论的时空世界中,以完全同样的方式,处处存在着通行狭义相对论简单度规关系的局部坐标系。正如在狭义相对论中一样,时空坐标 X_1, X_2, X_3, X_4 直接联系着能够用量杆和时钟获得的测量结果;而且,由 Pythagoras 公式^[50] [p. 33]

$$d\sigma^2 = dX_1^2 + dX_2^2 + dX_3^2 + dX_4^2 \quad \dots(15) \quad (4)$$

给出的 Minkowski 不变量 $d\sigma$ 也是存在的。一旦选择好单位测量杆,这个公式对于所有位置就唯一地决定了。

277 所以很明显,当我们将世界看做四维 Riemann 空间,把广义 Gauss 坐标 x_1, x_2, x_3, x_4 引入四维世界,其中度规不变量 $d\sigma$ (属于两个邻近的时空点)通过推广的 Pythagoras 不变量

$$d\sigma^2 = g_{11} dx_1^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + \dots + g_{44} dx_4^2 \quad \dots(16) \quad (4)$$

在物理上唯一地确定,这时就得承认支配四维世界的度规条件是合理的了。依赖于 x_1, x_2, x_3, x_4 的系数 g_{11}, \dots, g_{44} 不仅决定着世界的度规行为,即量杆和时钟的行为,而且也决定着惯性和引力现象,与从等效性假设得出的结论一致。

接下来让我们看看狭义相对论以足够近似度成立的有限区域。通过适当选择坐标系 K (惯性系)和时间的测量,公式

$$d\sigma^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2$$

在这个子区域中成立。如果我们现在引入一个相对于 K 作加速运动的新坐标系 $K'(x'_1, x'_2, x'_3, x'_4)$,那么这就在数学上等效于引入新的时空变量,它们通过非线性变换与原来的变量联系着。直接计算表明,新坐标系 K' 中的度规不变量 $d\sigma$ 由一个像式(16)那样的公式表示,其中并非所有系数 $g_{\mu\nu}$ 都是常数。另一方面,我们从等效性假设知道,有一个相对于 K' 的引力场。 [4]

于是我们得到这个结果:时空连续统的物理性状由 10 个量 g_{11}, \dots, g_{44} 制约,它们决定着度规特性(量杆和时钟的行为),也决定着惯性和引力现象。 [5]

这样我们就解决了广义相对性原理的数学表述问题。狭义相对论要求表示自然定律的方程在某种线性坐标变换(Lorentz 变换)下协变,而广义相对论则要 [p. 34]

求在任意变换下协变。在这个理论中，坐标只有算术参数的作用，而与物理实在没有任何联系（除了时空连续统的本性所要求的数字 4 之外）。

22. 广义相对论和以太

将从狭义相对论已经知道的自然定律纳入广义相对论较宽的框架并没有什么困难。数学方法完全是现成的，它就在由 Gauss 和 Riemann 的研究奠基、Ricci 和 Levi-Civita 进一步改进的“绝对微分学”中。^[51] 它处理将方程从 $g_{\mu\nu}$ 为常数的特殊情形推广到 $g_{\mu\nu}$ 为时空变量情形的简单过程。在所有这些推广后的定律中， $g_{\mu\nu}$ 扮演的角色简单说来就是表示空的空间的物理特性。 278

“空的”空间似乎又有了物理特性，也就是说，并不是像狭义相对论中出现的那种物理上的虚空。因此，我们可以说，以太在广义相对论中已经复活了，尽管是以一种（较新的）更令人叹为观止的形式。广义相对论中的以太与老的光学中的以太不同，它并不是力学意义上的物质。甚至运动的概念也不能应用于它。此外，它根本就不均匀，它的（结构）状态并非独立存在，而毋宁说是依赖于产生场的物质。既然在新理论中程度规这种事物（“严格说”）已不再能同物理事物分开，“空间”和“以太”的概念就合流到一起。^[52] 既然在新理论中空间的特性看来要由物质决定，那么对于物质来说空间就不再是先决条件。只有在物理学本身独立于力学和引力发展起来以后，才能处理空间（几何）和时间的理论。

[p. 35]

23. 引力场定律

广义相对论最重要的问题是关于引力的定律。这个定律在狭义相对论中找不到位置，因为引力势 $g_{\mu\nu}$ 在那里被常数所取代。不过，相对性的思想导致了引力问题的解决。为了简短（和简单）起见，我们将把狭义相对论成立的区域（或空间）称为“Galileo 空间”。

我们要寻求的引力场方程在 Galileo 空间中，以及对可能参照的每一个 Gauss 坐标系都必须得到满足。

此外，我们从经验知道，引力场是由物质的质量，根据狭义相对论，也就是它的能量决定的。

如果我们再补充一个条件，即所求的场方程应当（像经典理论的 Newton-Poisson 方程那样）包含引力势的不高于二阶的导数，并且它们应当是线性的，^{①[53]} 那么场方程就被理论唯一地规定，以致有可能用数学上的演绎法陈述出来。^[54]

① 从数学观点来看，这是可以想象到的最简单的可能性。

英译者注:

{1}右边的四个量中, dt 已改正为 dt' 。

{2} $x'=0$ 改正为 $t'=0$ 。

{3} $+\frac{1}{n^2}$ 改正为 $-\frac{1}{n^2}$ 。

{4}已插入改正的式子序号。

{5}语句“由 10 个量”是指 $g_{ik} = g_{ki}$ 。

279 ADS(NNPM, MAH 278). [2 070]. 这个文件由右上角编码的 35 页组成。页码在这里以方括号注于页边。

[1] 所注的日期系以本文件是爱因斯坦 1920 年 1 月 22 日致 Robert Lawson 的信中提到的手稿这一设想为根据(见注 3)。

[2] 爱因斯坦为这篇文章所选的标题是模仿 Mach 1897 的标题。在为 Mach 所写的讣文中, 爱因斯坦强调了 Mach 的历史批评方法的重要性(Einstein 1916c [第六卷, 文件 29], p. 102)。

[3] 这里提供的文件十之八九是为 *Nature* 所写但从未发表的一篇文章的草稿。英国日食观测结果宣布后不久, Robert W. Lawson(1890—1960)以 *Nature* 编辑的名义请爱因斯坦写一篇通俗短文(大约 3000 字)解释他的相对论和引力论(Robert W. Lawson 致爱因斯坦的信, 1919 年 11 月 26 日)。Lawson 从 1913—1919 年是维也纳镭研究所名誉助理, 后被聘任为设菲尔德大学物理学讲师。1919 年 12 月 12 日, 爱因斯坦给 Lawson 写信说他准备写这篇文章(可从 Robert W. Lawson 1919 年 12 月 18 日致爱因斯坦的信推断)。一个月后, 爱因斯坦通知 Lawson, 文章基本上写好了, 但可能太长不适合发表在 *Nature* 上。他提出将该文发表于别处(爱因斯坦致 Robert Lawson 的信, 1920 年 1 月 22 日)。Lawson 仍然相信该文有可能发表于 *Nature*, 但建议也可将其作为单行本出版(Robert Lawson 致爱因斯坦, 1920 年 2 月 2 日)。两个月后, Lawson 询问文稿进展情况(Robert W. Lawson 致爱因斯坦的信, 1920 年 3 月 31 日)。爱因斯坦最后回信说, 他不再满意这篇文章(爱因斯坦致 Robert Lawson 的信, 1920 年 4 月 22 日)。1920 年 12 月, 应 *Nature* 编辑的要求, 爱因斯坦准备了一篇较短的手稿(文件 50), 发表为 Einstein 1921d(文件 53)。

[4] 这样的批评是由诸如 Ernst Gehrcke 和 Philipp Lenard 这类反相对论者用言语表达的(见《[编者按]爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》, pp. 101—113)。

[5] Fizeau 1851。爱因斯坦对 Fizeau 实验重要性的较早的陈述, 见 Einstein 1909c (第二卷, 文件 60), p. 484; Einstein 1910a (第三卷, 文件 2), p. 7(它在那里被称为“判决实验”); Einstein 1911i (第三卷, 文件 17), p. 3; 1912—1914 年一篇有关狭义相对论的未发表的手稿(第四卷, 文件 1), p. 15; 以及 Einstein 1917a (第六卷, 文件 42), pp. 27—28(在那里再一次被称为“判决实验”)。

[6] v_0 应当是 v 。

[7] Lorentz 1892a, pp. 524—526。爱因斯坦在他的关于狭义相对论的未发表的手稿(第四卷, 文件 1), 以及 1914 年(第六卷, 文件 7, [pp. 3—4])和 1918 年(本卷, 文件 12, [pp. 3—4])在柏林大学的狭义相

对论讲稿中，给出了 Fresnel 系数的类似推导。

[8] 在关于狭义相对论的讲稿(文件 64, [pp. 8—9])中, 爱因斯坦更详细地解释了为什么地球拖走周围以太的理论不能说明恒星的光行差现象。在 *Einstein 1918l*(文件 15)中他指出, 在 *Stokes 1845* 中基于这种理论来解释光行差的尝试, 导致了对以太运动的不一致的约束。

[9] *Lorentz 1895*。

[10] *Poincaré 1890*, pp. v—xix. 同爱因斯坦在这一段中的建议相反, James Clerk Maxwell(1831—1879)已经认识到, 会有无穷多种可能的以太机械模型(例如, 见 *Maxwell 1873*, Vol. 2, sec. 831; 有关 Maxwell 的机械模型观点的讨论, 见 *Harman 1998*, secs. V. 2 and VI. 1)。Henri Poincaré 强调, 对于 Maxwell 来说, 重要的只是机械解释的可能性, 而不是构建具体的机械模型(有关 Poincaré 对 Maxwell 的解读, 见 *Darrigol 1995*)。

[11] *Michelson 1881*, *Michelson and Morley 1887*。

[12] *FitzGerald 1889*, *Lorentz 1892b*。

[13] 如同在 *Einstein 1917a*(第六卷, 文件 42), p. 36 中一样, 爱因斯坦在这一段中强调, 狭义相对论从根本上澄清收缩假设, 是在论证 Lorentz 以太理论的背景依然不能令人满意之前。这个假设不再像在 *Einstein 1907j*(第二卷, 文件 47), pp. 412—413 和 *Einstein 1915b*(第四卷, 文件 21), p. 707 中一样, 称为“预先安排”的。Lorentz 对于爱因斯坦在后一段中对收缩假设的描述感到生气(见 Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信, 1915 年 1 月 1—23 日之间[第八卷, 文件 43], pp. 71—72), 这有助于解释为什么爱因斯坦在后来的著作中更小心地表达自己(见爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信, 1915 年 1 月 23 日[第八卷, 文件 47], p. 83)。

[14] 同样的陈述用于 *Einstein 1910a*(第三卷, 文件 2), pp. 14—15。

[15] 在 *Einstein 1911i*(第三卷, 文件 17), p. 6 中, 爱因斯坦首次明确把光假设认定为是基于不动以太的 Lorentz 理论的核心。

[16] 在 *Einstein 1916c*(第六卷, 文件 29)中, 爱因斯坦讨论了认识论考虑在发展相对论中的重要作用, 并把这些考虑的陈述归功于 Ernst Mach。

[17] 见 *Einstein 1905r*(第二卷, 文件 23), sec. 1。

[18] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Damit diese Definition widerspruchsfrei sei, ist folgendes nötig. Sind (α, β) und (α, γ) in bezug auf K Paare gleichzeitiger Ereignisse, so sind auch β und γ gleichzeitig. Wäre dies nicht, so könnte man an dem Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nicht festhalten.”(要使这个定义没有矛盾, 必须满足如下条件: 如果 (α, β) 和 (α, γ) 在 K 系中是同时的事件对, 那么 β 和 γ 也是, 否则光速不变原理将不成立。)

[19] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Die sub 1) und 2) benutzen Einheitsmassstäbe, seien in relativer Ruhe miteinander verglichen-einander gleich. Es sei hier bemerkt, dass die Voraussetzung, dass diese Art Gleichheit (auch bei Uhren), eine dauernde, von der Bewegungsvorgeschichte unabhängige sei, eine massgebende Voraussetzung der ganzen Theorie ist.”(1)和 2)中的单位量杆在彼此相对静止的情况下比较时应当彼此相等。这里应当注明, 这种相等条件(对于时钟亦然)是持久的, 与过去的运动历史无关, 它是整个理论的重要先决条件。)明确提出最后这个假设, 是因为它在 *Weyl 1918b* 中首次提出的引力和电磁统一理论里失效。在 *Einstein 1918g*(文件 8)中, Weyl 的理论被拒绝正是由于这个理由。

[20] 这里给出的 Lorentz 变换的推导, 是爱因斯坦在 *Einstein 1907j*(第二卷, 文件 47), pp. 419—420 首次提供的。

[21] 关于爱因斯坦对 Poincaré 约定论的回答, 见 *Einstein 1921c* (文件 52)。关于后来约定论者对相对论的批评, 见 *Hentschel 1990*, pp. 293—336。

[22] 假设“3)”的明确陈述是受到 Weyl 理论的激励(见注 19)。

[23] *Laue 1907*。

[24] 要求 Lorentz 不变性的启发性价值是在 *Einstein 1910a* (第三卷, 文件 2), p. 136 中首次明确阐述的。

[25] *Einstein 1905s* (第二卷, 文件 24)。一种简洁的论证, 也见 *Einstein 1909c* (第二卷, 文件 60), pp. 488—489。

[26] 略去了[p. 15] 底部爱因斯坦的签名。

[27] *Minkowski 1908, 1909*。爱因斯坦首次使用 Minkowski 的方法是在 1912—1914 年关于狭义相对论的手稿(第四卷, 文件 1)中。关于 Minkowski 的工作、它的起源和被接受的历史讨论, 例如, 见 *Corry 1997* 和 *Walter, S. 1999*。

[28] 在方程(8)和(8a)中, “<”应当是“>”。

[29] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Man erkennt hieraus die fundamentale Bedeutung dieses Satzes für unsere Geometrie.” (这显示了这个定理对于我们的几何学的基本重要性)。

[30] 方程右边的“ dx'_3 ”应当是“ dx'^2_3 ”。

[31] 在 *Einstein 1922c* (文件 71) 对狭义相对论的陈述中, 充分利用了这两类变换之间的相似性。

[32] 下一段中的“ $d\sigma$ ”和“ $\sqrt{-d\sigma^2}$ ”应当交换。

[33] 这个例子因而在 *Einstein 1905r* (第二卷, 文件 23) 的引论中占据了非常突出的地位。

[34] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Die zu überwindende Schwierigkeit lag dann in der Konstanz der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, die ich zunächst aufgeben zu müssen glaubte. Erst nach jahrelangem Tasten bemerkte ich, dass die Schwierigkeit auf der Willkür der kiematischen Grundbegriffe beruhte.” (有待克服的困难原来是真空中光速的不变性, 起初我曾经认为不得不放弃它。只是在摸索数年之后我才认识到, 这个困难是在于运动学基本概念的任意性。)

[35] *Einstein 1907j* (第二卷, 文件 47)。

[36] 这是第一次, 爱因斯坦描述了他在本节中认定的两种现象之间的相似性, 这些考虑在陈述狭义和广义相对论时分别起着引导作用。

[37] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Bei der Überlegung ist natürlich vom Luftwiderstande abgesehen.” (当然, 这种考虑忽略了空气阻力。)

[38] 等效假设这个名称是在 *Einstein 1912c* (第四卷, 文件 3), p. 355 中首次提到的, 但是在 *Einstein 1907j* (第二卷, 文件 47), sec. V. 已经使用。这里给出的定义是等效假设(或原理)的原来定义, 而不是 *Einstein 1918e* (文件 4) 给出的定义; 有关讨论见注 4。后一个定义在[p. 24] 下面的一段给出。

[39] *Eötvös 1890*。

[40] 下面的考虑仿效 *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30), sec. 2 和 *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42), sec. 21。

[41] 这是在 *Einstein 1918e* (文件 4) 给出的等效原理的定义, 见注 38。

[42] 这里给出的“广义相对性原理”的定义, 是在 *Einstein 1916e* (第六卷, 文件 30), p. 776 给出的定义, 而不是 *Einstein 1918e* (文件 4) 给出的定义, 有关讨论见注 3。

[43] 在 *Einstein 1911h* (第三卷, 文件 23), sec. 4 中直接从等效原理导出的原结果, 在 *Einstein 1915h*

(第六卷, 文件 24), p. 834 中做了改正。

[44] 关于 Gauss 曲面论在发展广义相对论中作用的讨论, 见第四卷《〔编者按〕爱因斯坦的广义相对论研究笔记》, pp. 192—199。

[45] 在 *Einstein 1907j* (第二卷, 文件 47), sec. 19 和 *Einstein 1911h* (第三卷, 文件 23), sec. 3 中, 爱因斯坦通过考虑 Minkowski 时空中的直线加速而不是转动, 从等效原理导出了红移公式。

[46] 1918 年在柏林大学所作的广义相对论演讲中, 爱因斯坦指出, 如果人们希望既考虑离心力又考虑 Coriolis 力, 那么引力势就需要用度规张量而不是用标量场来代表(见文件 19, 注 6)。

[47] 爱因斯坦在这里为脚注留了一个空, 可能想以后在这里填上参考文献。Leonhard Ch. Grebe (1883—1967) 和 Albert J. Bachem (1888—1957) 都是波恩大学的编外讲师。在一系列有争议的论文 (*Grebe and Bachem 1919, 1920a, 1920b*) 中, 他们宣称在太阳光谱中发现了如广义相对论所预言的谱线引力红移的有力证据。他们还宣称能够解释早先的实验未能探测到这种效应的原因。爱因斯坦对 Grebe 和 Bachem 的工作很感兴趣, 甚至为此争取获得一些经费支持(见爱因斯坦致威廉皇帝物理研究所管委会, 1919 年 4 月 25 日 [GyBP, Abt. I, Rep. 1A, Mappe Nr. 55—56])。他觉得他们的结果很有说服力(见爱因斯坦致 Robert W. Lawson 的信, 1919 年 12 月 26 日), 但其他人却持怀疑态度(例如, 见 Arthur Eddington 致爱因斯坦的信, 1920 年 3 月 15 日, 和 Willem H. Julius 致爱因斯坦的信, 1920 年 5 月 8 日)。有关 Grebe 和 Bachem 的工作和被接受情况的详细讨论, 见 *Hentschel 1992*。

[48] 在 *Einstein 1912c* (第四卷, 文件 3), p. 356 中, 爱因斯坦首次书面讨论了转盘问题。有关这些考虑在发展广义相对论中的作用, 见 *Stachel 1980*。

[49] 爱因斯坦首次发表下面表达的几何学本质的观点, 是在 *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42), sec. 1 中, 他在 *Einstein 1921c* (文件 52) 中详述了这些观点。

[50] [p. 33] 的头两个方程带有空括号而没有方程序号。[p. 33] 倒数第二段中的空括号是指第二个方程。

[51] *Ricci and Levi-Civita 1901*。

[52] 这种新的以太概念在 *Einstein 1920j* (文件 38) 中进行了较充分的讨论。

[53] 在原文本的这一点, 爱因斯坦标记了一个附于该页末尾的注: “Die vom mathematischen Standpunkte aus denkbar einfachste Möglichkeit.” (从数学观点来看, 这是可以想象到的最简单的可能性。)

[54] 有关爱因斯坦在 1912—1915 年期间努力为度规场寻求满意场方程的论述, 见 *Norton 1984, Stachel 1989* 和 *Renn and Sauer 1999*。

32. 声援 Georg Nicolai

[1920年1月26日]

声援 Georg Nicolai

282

[1920年1月26日]^[1]

爱因斯坦

近日报界掀起了一场攻击国内外知名和平主义者和坚持自己信念的无畏战士 Nicolai 教授的有组织的运动。在此之前，“全德意志学生会”通过在大学策划暴力骚乱，已经迫使他无法讲课。^[2]在下面签名的大学教师们^[3]认为他们有责任表达他们对此类事件的深深痛惜，在他们看来，此类事件是心胸狭窄的不容异见的征候，它们只能给柏林大学的声望造成损害。

了解 Nicolai 的工作和活动的我们，断然否认他曾经做过任何危害德国的事情。^[4]相反，他的活动只可能有助于提高对德国的同情。

即使某人对 Nicolai 的活动所造成的影响的看法不同，他也不应该用露骨的谎言和诽谤来攻击他。^[5]

英译者注：

(1) 全德意志联盟(即“Alldentscher Verband”)是 Alfred Hugenberg(1865—1951)在1891年成立的，因为他感到英德交换黑尔戈兰岛和桑给巴尔的条约欺骗了德国。该联盟的一位强有力的支持者是惯耍阴谋的 Friedrich von Holstein(1837—1909)，他是德国外交部的一名官员和威廉二世(1859—1888 [即位]—1918)的密友。联盟中的学生集团(即“全德意志学生会”)不过是一群在外交政策上观念极为糊涂的沙文主义狂热信徒。1929年7月，Hugenberg 与 Adolf Hitler 结盟企图通过全民表决来反对杨格计划，但未成功。

TD (GyB, Nachlass Delbrück, Mappe Einstein[爱因斯坦卷]). [78 124]. 本文件仅一页，无页码，写在1920年1月26日爱因斯坦致 Hans Delbrück 信的背面，GyB, Nachlass Delbrück, Mappe Einstein。原件的排印错误亦予翻印。据 Nicolai 的传记作者称，此呼吁书曾投寄《柏林日报》供发表，但遭拒绝(见 Wolf Zuelzer Papers, WyUAHC)。

[1] 根据文件背面的日期。

[2] Georg F. Nicolai 此前很久就遭到民族主义者的诽谤。他作为《告欧洲人书》作者的身份,他对战争的严厉谴责,以及他因反抗和违犯新闻审查制度被关押后于1918年6月逃离德国,使他成为右翼报刊长期攻击的靶子。令极右派感到更难容忍的是,Nicolai 回国后不久,即起草声明抗议1919年1月杀害斯巴达克联盟领导人 Karl Liebknecht (* 1871) 和 Rosa Luxemburg (* 1871) (见1919年1月23日 Georg Nicolai 致 Hans Delbrück 信件所附的草稿, GuB, Nachlass Delbrück, Mappe G. Nicolai), 爱因斯坦在这份声明上签了名。

渴望在柏林大学重新开始教学的 Nicolai 十分艰难地于1919年2月在那里获得医学及生理学临时教授的职务。他在1919年秋的首次讲课就被骚动学生破坏(见 Denkschrift über Verfolgungen der Pazifisten in Deutschland seit Kriegsende (战争结束以来在德国对和平主义者起诉的研究报告), p. [4], Gy—Ar, n. d., Zsg. 1—13, no. 1 [10]), 而他在1920年1月12日开始的那个星期曾两次试图讲课,但却被听众中那些仅仅由于“叛国者教授 Nicolai”在场而愤怒的民族主义分子所阻止(见《德意志日报》1920年1月13日[3]版和1920年1月15日[3]版)。

283 Nicolai 讲课选择的时间极为不利。作为1月10日批准凡尔赛和约的后果,德国已在上周末正式割让大片领土,这个损失被极端民族主义者,如1891年成立的全德意志同盟(Alldeutscher Verband)中的学生盟员,部分归咎于 Nicolai 那样的和平主义者战争时期的背叛。爱因斯坦所指的有组织的运动是由柏林大学一位著名极端民族主义教授的儿子、退休上校 Hermann von Wilamowitz-Moellendorff 带头发动的。他在两天以前致信报纸编辑,称 Nicolai 是一个卖国贼和不但抢劫了两架飞机而且偷窃了“大量衣物制品”(“allerhand Kleidungsstücke”; 1920年1月24日《德意志日报》[3]版。爱因斯坦1920年1月26日致 Hans Delbrück 的信中附有此文印刷件)的盗窃犯。

[3] 据爱因斯坦所写,由于事情紧迫,他把这份声明仅仅寄给了“几位柏林同事”(“einige Berliner Kollegen”; 1920年1月26日爱因斯坦致 Hans Delbrück 的信)。爱因斯坦向之求助的若干教授保持沉默,他们的理由是若不那样做学生们就会在他们自己的课堂上发起示威。Nicolai 轻蔑地驳斥这种文饰辩解,学生们可以因年轻人行为过分而得到宽恕,但教授们却应当为在学生中间培养和灌输沙文主义负主要责任(见 Nicolai 1920, p. 8)。

[4] 大学理事会的13名教授在1月23日开会评议学生提出 Nicolai 不适宜教学的指控。在校长 Eduard Meyer (1855—1930) 引导下,评议委员会的评议很快从大学教师言论自由争论转到了战争期间 Nicolai 究竟是帮助还是损害了德国事业这样一个政治指控问题。

[5] 3月5日,该委员会判定 Nicolai 有罪,并在当天决议中一致同意禁止他教课。虽然爱因斯坦仍然表示信任新共和国的文化政策——比帝国政府对待 Leo Arons 的政策(见1920年3月10日后爱因斯坦致 Konrad Haenisch 的信, GyBP, V Abt., Rep. 13 Einstein, no. 103 和 Einstein 1919e [文件24]) 较为受人欢迎——但明辨是非的部长保护 Nicolai 的决心却由于3月中旬发生 Kapp 兵变而打消了。

Nicolai 徒劳地进行了斗争,他于1920年末控告委员会成员,但在1921年2月被驳回。判决在3个星期后的上诉中得到批准(见 Prozess Nicolai gegen U. Berlin, GyMIZ, ED 184/26), Nicolai 于1922年3月移居阿根廷。

33. 讲堂里的鼓噪

284

[*Einstein 1920a*]

1920年2月13日刊登在

8-Uhr Abendblatt (《八点钟晚报》), 13 February 1920, pp. [2—3]。

讲堂里的鼓噪

爱因斯坦

爱因斯坦教授声明

- 285 “我的相对论通俗讲座听众中不但有学生,而且有许多实际上未获准来听讲 [1]
的人。鉴于此,学生会宣布它不能再容许这种情况。我指出,大讲堂足可容纳所有
想来的听众,而且这几乎不会引起任何问题。学生会为此不满,便将问题提交
286 给了大学校长。校长发给我一封信,他在信中指出,根据现有规定,这些人无权 [2]
进入讲堂。这在形式上是对的。但我却认为,没有充分理由而不给予这些人听
讲的权利是该受谴责的。因此,在昨天,我没有讲课而是开始同我的听众商量, [3]
但未能得出明确结果。在此情况下,我认为有必要取消以后的讲座,并向学生宣
布他们可以要求退还一部分学费。不过我并不打算从此取消我的讲座;我计划 [4]
用另一种形式重新开始;当然讲堂仍然有待确定。如果再发生昨天那样的事件, [5]
我将完全取消我的讲座。昨天发生的事不能叫做丑闻,尽管有些人的言辞表露
了针对我的敌意。公然的反犹主义言辞未曾出现,但潜在意义却正是如此。” [6]

287 本文刊登在 1920 年 2 月 13 日《八点钟晚报》(柏林), [2—3] 版。

[1] 只有柏林大学的注册学生、旁听生和讲师有权听所谓的限制性讲座。虽然大学的课程目录没有说明爱因斯坦的讲座属于此类,那仅仅是因为 1919 年公布目录时尚未制定细则(见 *Berlin Verzeichnis 1920*, p. 121)。然而他提到有许多没有资格却来听讲的人这个事实,表明他的讲座是有限制的。

爱因斯坦在柏林没有教课义务(见 1913 年 11 月下半月爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信 [第五卷,文件 484]),但在此前的两个学期开设过相对论专题讲座(见文件 12 和 19)。1920 年冬季学期从 1 月 5 日开始(见 *Berlin Verzeichnis 1920*, 扉页),但爱因斯坦在马克西姆教室举行首次星期四下午讲座大概是在本文所讲事件一个星期前的 2 月 5 日(见 1920 年 2 月 14 日《柏林日报》上午版 [2] 版,以及 1920 年 2 月 14 日 *Vossische Zeitung* 上午版 [2] 版)。

[2] 2 月 11 日,在有大学高级职员和爱因斯坦在场的一次会议上,学生会抗议他的自由入场方针。爱因斯坦仍然未被说服,学生会便于次日将正式抗议交给校长 Eduard Meyer。Meyer 在本文提到的信中

称,他别无他法,只能“赞同现有章程”(“Aufrechterhaltung der bestehenden Ordnungen”; 1920年2月12日 Eduard Meyer 致爱因斯坦的信)。

[3] 一年以前在苏黎世大学时,爱因斯坦也曾抵制过限制他的听众的同样企图。1919年1月他在那里开设整套系列相对论讲座时[见 Auszug aus dem Protokoll des Erziehungsrates, Canton of Zurich, 9 January 1919(1919年1月9日苏黎世州教育委员会记录摘要), SzZU, ABF Einstein, Lehraufträge 1918—1919],爱因斯坦坚决要求站在讲堂门口不准非注册学生及普通公众进入的大学的看门人(Pedell)离开他的岗位。第二天校长还就此正式指责爱因斯坦,提醒他必须把纯为好奇而来的人排除在外(见1919年2月28日 Theodor Vetter 校长致爱因斯坦的信)。

[4] 爱因斯坦2月12日决定终止讲座并开始商量,接着就与1500多名听讲者发生争吵(见1920年2月14日《每日评论》上午版[6]版)。据报道爱因斯坦玩弄字眼把“学生会”(“studentische[r] Ausschuss”)说成是“人类渣滓”(“Ausschuss der Menschheit”),学生会则转而对其成员的任何可能冒犯的言辞表示遗憾(见1920年2月13日 Eduard Meyer 致爱因斯坦的信)。

那天晚上的一篇官方报告却有不同说法。教育部根据一名参加商量的学生的记述所做的声明中,指出爱因斯坦受到暴风雨般掌声的欢迎;而当爱因斯坦宣布他打算将讲座费(Kollegengelder)退还给学生并把系列讲座向人人敞开时,掌声再次爆发。在秩序井然的表决中,除10人外全体听众都同意向校长请愿采纳欢迎公众听讲的提议。然后,爱因斯坦在全场热烈掌声中离开讲堂。这家报纸肯定对这名学生的记述做了改动,在按语中承认有些人表现得不够尊重(见1920年2月14日《柏林日报》上午版[2]版)。这一点得到另一名学生的证实,后者称“听众不够圆通”(“Taktlosigkeit des Auditoriums”),着重指出嘘声多半是在争论退还学费问题时发出的(见1920年2月12日 Hans Cohn 致爱因斯坦的信)。

[5] Meyer 校长于讲座那天同爱因斯坦在普鲁士科学院会谈后变得心平气和了。以前他坚持遵守限制性讲座的条件,现在则同意学生会一项本质上接受了爱因斯坦对所有人开放其讲座的观点的提案(见1920年2月13日 Eduard Meyer 致爱因斯坦的信)。

[6] 与爱因斯坦认为没有公然反犹主义不同的是,《八点钟晚报》对本文的介绍认为学生抗议带有明显的反犹主义性质。颇具讽刺意味的是,左翼和右翼新闻报道都为反犹主义动机主调补充了一条论据。一家极端民族主义报纸着重指出听众中“占支配地位的亚洲特征”(“vorwiegend asiatisches Gepräge”),以此影射东欧犹太人(见1920年2月17日《德意志报》[5]版)。一家社会主义报纸却把这次冲突说成是“敌视爱因斯坦的反犹主义学生暴徒”(“Antisemitischer Studentenpöbel gegen Einstein”; 1920年2月19日《前进报》下午版[1]版)挑起的。

Meyer 校长坚决否认这次事件起因于反犹主义(见 Fölsing 1993, p. 519),这个意见得到一家自由派报纸的赞同,这家报纸称“抗议不是政治的,而尤其不是反犹主义性质的”(“daß die Proteste nicht politischer und besonders auch nicht antisemitischer Art gewesen seien”; 1920年2月14日《柏林日报》上午版[2]版)。该大学300多名学生签名的一份请愿书也支持了这一立场。在恳请爱因斯坦继续讲座后,学生们对“夸大事件性质”(“Aufbauschung des Zwischenfalles”; 1920年2月19日 Eduard Hertel 等人致爱因斯坦的信)表示遗憾。学生会正确地瞄准了他们认为是真正罪犯的靶子,它在同一星期发布了一份声明,其中着重指出,在日常新闻,不管其政治倾向如何,通过歪曲报道手法利用大学内部事件谋取私利时,学术界显得多么脆弱(见1920年2月18日《每日评论》上午版[6]版)。

达到将讲座向公众敞开的目标后,爱因斯坦的心情起了变化。风波发生两天后,他认为学生毕竟应该得到优先照顾,而非注册学生的公众仅在有空位子时才能入场(见1920年2月14日爱因斯坦致 Eduard Meyer 的信)。不过,爱因斯坦已经采取步骤来保证那些不能到这所一流大学听讲的人不致被排除在外。在大柏林业余大学的主持下,他于2月4日在农林大学(Landwirtschaftliche Hochschule)开始了一套

共 10 讲的力学及相对论晚间讲座(见 1920 年 3 月 4 日《柏林日报》上午版[3] 版)。后来,在同一个月份,他向教育部提出“柏林的大学教授开设的课程应由政府鉴定认可”(“Staatlich zugelassene Lehrgänge Berliner Universitätslehrer”)的建议,这将使柏林大约 200 名不能注册入大学的来自东欧且多为犹太人的外国学生赢得可以攻读学位的信任(见 1920 年 2 月 19 日爱因斯坦和 Leopold Landau 致 Hans Helfritz 的信)。建议获得批准(见 1920 年 4 月 23 日《苏黎世中央犹太人报》4 版)。有关一个名叫 Leopold Infeld (1898—1968)(此人后来成为爱因斯坦的合作者之一)的年轻波兰学生在学习上遇到困难的介绍,见 *Stachel 1999*, pp. 2880—2881。

34. “同化与反犹主义”

289

[1920年4月3日]

同化与反犹主义^[2]

[p. 1]

[1920年4月3日]^[1]

爱因斯坦

当一个受到恐吓的人或者我的同道中一个追逐名利者不自在地或被迫地指认自己的祖先时,他通常把自己说成是——只要他尚未受洗礼——一个“摩西教德国公民”。^[3]这个名称含有某种喜剧性甚至悲喜剧性的心态^[4],而且我们立刻就感觉到了它。何故?十分显然。这样一个人的特征完全不是他的宗教信仰——这无论如何并不太重要——而是他身为犹太民族之一员。^[5]而这一点恰恰是他在其信仰声明中不愿意透露的。他谈论宗教信仰以避开种族归属,他谈论“摩西教”以避开“犹太教”,因为后面这个他远为熟悉的字眼将突出他所归属的种族。此外,“德国公民”这个广泛使用的名称十分可笑,因为此间街道上碰到的几乎每个人都是“德国公民”。于是,如果我们的主人公并非愚笨——这确实相当少见——那么他这样做必定出于某种意图。是的,当然如此!虽然他一生因其“摩西教”一直受到“德国公民”骚扰,而且这种骚扰往往严重,但他因惊恐于频频袭来的诽谤,而想声明他是一个善良本分的德国公民。^[6]

为了行文简洁,我上面用了“犹太民族”这个词语,我感到它可能遭到异议。民族是那些在当代敏感事物中引起激烈反应的口号之一,而理性地运用这一概念尚无把握。如果某人觉得这个词不适合我们的情况, he 可以用另一个,不过我能很容易界定它在我们谈论的问题中意味着什么。

[p. 2]

290

一个犹太孩子开始上学,他很快就会发现他与其他孩子不同,发现他们不把他或她当成自己人的一员。这种与人有别之感确实生根于传统;它绝不仅仅基于孩子的宗教归属关系或某些传统特点。面部特征已经标明犹太孩子是外人,同班同学对这些特征非常敏感。^[7]古怪的感觉很容易引起某种敌意,尤其当班级里有几个犹太孩子十分自然地彼此亲近并逐渐形成一个紧密结合的小集体时更是如此。^[8]

成人的情形与孩子们简直一样。由于种族和性情以及传统习俗(这些仅在

[p. 3]

不大程度上与宗教渊源有关),他们形成一个或多或少与非犹太人分离的团体。除社交障碍外,由于反犹主义的强烈程度随时代而变,一个犹太人和一个非犹太人将像两个犹太人那样容易并完全变得彼此不了解。这个种族上和传统上的基本群体就是我所讲的“犹太民族”之所指。

在我看来,对犹太人的嫌恶不过基于犹太人不同于非犹太人这样一个事实,这是一种与两个民族打交道时总会表现出来的同样的嫌恶感。这种嫌恶是犹太人存在的后果,而与任何特别素养无关。给这种嫌恶找到的理由既陈腐又常变。当情绪足够强烈时,理由总不缺少;而对与之或多或少朝夕相处的外族人的嫌恶感则事出必然。

一切反犹主义的心理根源就在这里,但它决不证明反犹分子的煽动为正当。
[p. 4] 嫌恶情绪可能是出于本性,但不加克制地跟随它则是道德水准低下,高尚的人将以理智和见识而非愚钝的本能来指导自己的行动。

那么社会和政府应该采取何种态度呢?它能宽容国民中的少数民族而不打击他们吗?今天没有一个政府不把宽容和保护少数民族看成自己的责任之一,让我们期待政府认真履行这些责任吧!这里包括停止政府在雇用犹太人时很多情况下不讲原则并采取羞辱行为(考验)的做法;^[9]更可取的是改掉这种惯例,因为它导致相当不幸的人员选拔。——

犹太人与反犹主义斗争的方法多种多样,我已经讲述过同化法,即通过放弃几乎一切犹太特性的东西并求助于犹太人公民权利来战胜反犹主义。这个方法从非犹太人社会来看并不适合提高犹太人的声望;此外,它是无益的,道德上也有问题。^[10]另一个与反犹主义斗争的方法为那些尚未与所有犹太事物决裂的犹太人偶尔采用,就是在东欧犹太人和西欧犹太人之间划一条严格的界线。^[11]一切归咎于全体犹太人的邪恶都转嫁到东欧犹太人身上,于是当然也就被视为既成事实。这个不但恶劣而且愚蠢的方法的结果当然只可能是适得其反,反犹主义分子无意像一些西欧犹太人希望的那样明确区分东欧犹太人和西欧犹太人;
[p. 5] 相反,他们把这种奇怪的防卫方法理解为某种供认,而不公正地谴责那些西欧犹太人背叛自己人。总体上和个案中都不难证明,大多数西欧犹太人不过是从前的东欧犹太人;反之对全体东欧犹太人也一样。^[12]由于反犹分子的主要目的在于证明犹太人的缺点和恶习不是在几代人的时期内所养成,而是据称可证明贯穿于犹太民族的整个历史,因而从东欧犹太人来推断西欧犹太人看来是逻辑上合理的。这里我们甚至没有考虑东欧犹太人中潜藏着巨大的人类天资和生产力,足可比得上西欧犹太人的较高文明——这一点往往得到那些绝非亲犹太的人们所承认。^[13]

犹太人的任务不应该是通过非难一部分自己人来获得反犹主义“免疫力”。

这样一种敌对态度暴露了对法律和对反犹主义含义的严重误解。我们决不接受反犹主义参与评判犹太民族的傲慢。作为犹太人,我们比其他人更清楚了解我们民族的缺点,我们自己有责任也有能力克服它们。但是,这个目标,只有当我们遵循我们犹太民族的责任,领悟犹太人乃一个生气勃勃的整体,并与我们全体同胞肩并肩为我们民族争取犹太人以及全人类的未来而奋斗,才有可能达到。^[14]

TD. [36 625]. 本文件共有 5 页,除第一页外均标有页码。这里给出的页码——页边方括号中——与原件的不符。原件的页码“2”是在页面顶端打字的,其后各页码则是未知名者笔迹添加在各页顶端。文件左边有活页装订孔。校订者笔迹属于爱因斯坦和一位未知名者,爱因斯坦笔迹的修改被注明。

292

[1] 日期系根据包在本文件外面爱因斯坦 1920 年 4 月 3 日致未知名者之附信所认定。

[2] 爱因斯坦赞成附信的未知名收件人选定的题目,收信人大概是要求爱因斯坦寄回这篇文章的一位编辑(见 1920 年 4 月 3 日爱因斯坦致未知名者的信)。

[3] 暗指已经同化的德国犹太人主要自卫组织犹太教德国公民中央协会(Central-Verein deutscher Staatsbürger jüdischen Glaubens, 简称 CV)的会员。爱因斯坦用“摩西”(“Mosaisch”)代替“犹太”(“jüdisch”),意在把这个组织的名字与政府给犹太人指定的宗教名称合在一处,来嘲弄 CV 的会员,就像爱因斯坦 10 年前在布拉格向官方登记时那样(见 1910 年 12 月 15 日 Count Karl von Stürgkh 致爱因斯坦的信[第五卷文件 238]注 1)。他的俏皮话表明爱因斯坦认为 CV 与政府共谋否定犹太人按照自己的意愿界定自己的权利。

爱因斯坦战后不久被争取到犹太复国主义事业方面,并对 CV 的政策日益不信任,然而他起初可能仍然打算将这个文件发表在一家同情 CV 观点的报纸或期刊上,这个打算的证据见下一份文件的注 4。关于爱因斯坦对 CV 立场更直接的抨击,见 *Einstein 1920h* (文件 37);至于他对犹太复国主义的向往以及他对 CV 的不再抱幻想的总讨论,见《[编者按]爱因斯坦与犹太人问题》,pp. 226—228。

[4] 爱因斯坦把词尾从“diesem”改成“dieser”,删除了“kleinen Geständnis(自卑地承认)”,并在行间加上了“Bezeichnung(关系)”。

[5] 强调以民族性而非信仰作为犹太人的认同,是爱因斯坦同情犹太复国主义事业和冷淡宗教的标志,这种情感公开表露在 *Einstein 1920h* (文件 37)的打字原稿中,见该文注 6。

甚至在战争结束前,爱因斯坦已经将民族定义为“由语言,也许还由宗教、种族渊源联系在一起,并形成一个或多或少紧密结合的利益共同体的人的集合”(“Gesamtheit von Menschen, die durch Gemeinschaft von Sprache und event. Religion, Rasse eine mehr oder weniger enge Interessengemeinschaft bilden”;见收入本卷的第六卷文件 45a)。

[6] 这段话与世纪之交一则犹太复国主义的道德小故事之间有着有趣的相似,该故事中一位外来者对于摩西教德国公民感到迷惑不解(引用于 *Poppel 1977*, p. 86)。Robert Weltsch 认为,一个犹太人培养德国感情只会让非犹太邻居们产生猜疑:“正派的非犹太人无法理解犹太人为何……要如此大声坚持其德国国籍以求得弥补。”*Niewyk 2001*, pp. 128—129。

[7] 这句话在附信中得到重申:学生中间的反犹情绪产生于“孩子们感到陌生的种族特征”(“den Kindern merkwürdig bewussten Rassenmerkmale”; 1920 年 4 月 3 日爱因斯坦致不知名者的信)。他的妹妹 Maja Winteler-Einstein 认为,爱因斯坦对其他犹太人抱有的责任感最早是由他对他自己及其他犹太人

在学生时期所受歧视的反应而产生的(见第一卷《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作》, p. 1x)。

[8] 爱因斯坦在附信中的一段陈述“我放弃了介绍我在慕尼黑读书日子里的亲身经历的念头”(“Auf ein Anführen eigener Erfahrungen aus meiner Münchener Schulzeit habe ich verzichtet”; 1920年4月3日爱因斯坦致未知名者的信)补足了被删除部分。

[9] 爱因斯坦对这种迁就的轻蔑早在10多年前就显露出来,尽管那一次他把责难较公正地指向个人。在回答一位波兰犹太物理学家对富裕德国犹太人的野心的抱怨时,爱因斯坦口头表示诧异于他们何以如此拼命谋求文官职务,何以觉得必须“如此谦恭地在政府面前摇尾乞怜?”(“schweifwedeln sie so demütig vor dem Staate?”; 1909年5月19日爱因斯坦致 Jakob Laub 的信[卷五文件 161])。

[10] 在贬斥主张通过法律体系对付反犹主义的同化方法时,爱因斯坦实际上是稍加含蓄地从犹太复国主义角度抨击 CV, 因为后者主要策略就是在法庭上保卫犹太人的公民权利(见 Niewyk 2001, pp. 87—88 和 146)。

[11] 甚至在否定情况下使用“保卫”一词也是间接指的 CV, 因为 CV 的“成立本来是为了提供一个共同防御的工作论坛”(Volkov 1985, p. 198), 可它却连“了解一下保卫斗争以外的其他犹太人问题”(“andere jüdische Probleme, als das des Abwehrkampfes, zu erkennen”; 1922年6月20日《犹太评论》, p. 322)都不愿意。与此形成鲜明对照的是,德国犹太复国主义者协会(Zionistische Vereinigung für Deutschland)在1919年8月拒绝了犹太人自卫的全部要求(见 Reinharz 1985, p. 267)。

293

通过谴责犹太人社会中的分裂行为,爱因斯坦批评 CV 对待来自东欧的犹太同胞的常常矛盾的态度。因此而对 CV 更直接的责难见 Einstein 1920h (文件 37); 在犹太人问题中,爱因斯坦对东欧犹太人方面的敏感,见 Einstein 1919h (文件 29)。

[12] 爱因斯坦删去了“dies(这个)”并在字行间写上“Entsprechendes(相应)”。

[13] 爱因斯坦为有出息的东欧犹太人的利益所做的工作,见前一文件的注 6。关于他推荐两位东欧犹太同事到巴勒斯坦工作,见 1919年10月5日爱因斯坦致 Paul Epstein 的信, CPIT, Paul Epstein collection; 1919年11月5日爱因斯坦致 Hugo Bergmann 的信; 以及 1920年7月31日以后他关于 Jakob Grommer 的便函[11 404]。

还在战争时期,爱因斯坦就已经试图帮助这几位同事。1917年夏,他推荐出生于布列斯特-立陶夫斯克的数学家 Jakob Grommer 到俄罗斯谋职(见 1917年7月22日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信[第八卷,文件 362]), 同年秋,他为了帮助作为敌国俄罗斯侨民处于德国警察监控下的物理学家 Paul Epstein (1883—1966)到瑞士任职而代为求情(见 1917年10月30日爱因斯坦致 Edger Meyer 的信[第八卷,文件 396], 特别是该文的注 2)。

[14] 附信的未知名收信人所补充的这最后一段得到了爱因斯坦认可(见 1920年4月3日爱因斯坦致未知名者的信)。

35. “反犹主义,以知识求防御”

[1920年4月3日后]

反犹主义,以知识求防御

[1920年4月3日后]^[1]

爱因斯坦

[p. 1] 德国犹太人依然希望能够通过否定他们与世界犹太人的人种联系并向公众宣称自己乃“摩西教德国公民”,来与反犹主义斗争吗?当我们听到这些犹太人不断反复声明他们与周围的一切仅仅在信仰上有所区别时,事情显得几乎就是如此。然而,这种有关自身认同的奇怪声明在非犹太人看来有点可笑。为什么会这样?非犹太人在犹太人身上认可的就是犹太人,就是犹太民族的后裔,而不是什么口头上声称抱有连他本人都感到无足轻重的宗教信仰的人。“德国公民”这个广泛使用的名称尤其令人尴尬,因为此间街上遇到的几乎每个人都是“德国公民”。犹太公民用这个幼稚的声明试图达到的意图只能在犹太人中有效,对于不会因为给犹太人仅仅加上标签而受蒙蔽的非犹太人来说则罕有效果。在他们看来,犹太人不论在何种虚饰下介绍自己终归还是犹太人。摩西信仰声明对反犹主义分子来说恰恰就是犹太信仰声明,就像犹太民族性或犹太人可用来描述其犹太特性的任何其他表白一样。

反犹主义的心理根源在于犹太人是自成一体的人的集合这样一个事实,他们的犹太人特性显示在他们的身体外貌上,人们在他们的智力产品中能看到他们的犹太遗产,人们也能发觉他们中间存在着气质上和以同样的思维和感觉方式为基础的众多共同潜在价值上的深刻联系。^[2]犹太孩子开始上学后不久就已经发觉了这些差别,犹太孩子感觉到因对他们奇怪特征的本能猜疑而产生的憎恨,这十分自然地往往促使他们紧密团结起来。

对于幼稚的和缺少教养的人来说,与众不同就成了仇恨的充足理由。德国今天对犹太人的仇恨表现是如此可怕,以致全国的人都被激励起来反对犹太人;这个事实只不过证明,感染了反犹主义的非犹太社会已经多么远离了真正的人性教育和真正的文明。Gottfried Keller 的话“Das Eigene lieben, aber das Fremde achten”[爱护你自己,也尊重外人]^[3]看来只是为未来一代人所写。应

295

该明确指出,犹太人阐明反犹主义动机的努力是徒劳的。反犹主义的动机并非它的真正原因;人们需要一个代人受过者,于是让犹太人来承担过失——他们是出自本能憎恶的攻击靶子,因为他们属于一个有别于多数人的种族。哪怕一百次证明过德国军队在比利时和波兰的所作所为比全部犹太人一切被指控的敲诈勒索对德国的名誉造成了更大的伤害;^[4]哪怕证明了全国各阶层战时和战后的行为都是由社会自私动机所驱策——这些都完全于事无补,因为将过失转嫁给全体犹太人,以及荒谬地试图让世界确信 60 万犹太人在生活的一切领域统治、支配和剥夺了 7000 万德国人,做起来要方便得多。如果反犹分子所声称的东西为真实,那就真的不存在比德国人更软弱、更悲惨、更生活无趣的人了。

群众的本能不可能通过辩解加以改变,所有那些注视着反犹浪潮的集团都在问:将会发生什么事情呢?

政府,尤其是德国政府必须认识到,它对待犹太人的方针将会证明它是否配得上它未来的正当任务,少数民族是否能不受敌视地在它的国民中得到宽容。这难道不是它应该承担起来的保证任何传统或任何起源的人绝对自由地生活在其国界内这样一个最高责任吗?今天没有一个政府不把保护少数民族及其自决权作为其政纲的一部分。犹太人的任务就是保证政府将这一进步纲领变成现实,^[5]而这也是为了政府本身政治发展的利益。全体公众应该明白,如果硬要犹太人放弃他们作为人的个性,硬要他们接受通过诸如考验等有损声望的方式以适应环境的要求,那只能对全体公众自身造成严重伤害。性格坚强有自信心的犹太人将通过他们的存在为树立真正的仁爱意识做出贡献。他们的任务是促成如下的观念占据上风:唯有尊重人的个性才能保证国民过上高尚生活,一部分人仅仅由于血统不同就被当成替罪羊实乃极度缺乏文明的标志。^[6] [p. 3]

296

我们犹太人只能通过全体犹太人团结一致才能完成这个任务。如此,我们就能以人道的名义,以对我们来说由于可怕的思想灌输以及对我们名誉的毁损和对我们生活的破坏而一直遭到侵犯的人道的名义,提出我们的要求;然后,我们将清楚认识我们自己,清楚领悟反犹主义的实质,从而成功地保卫我们自己免受形形色色侮辱一切人的敌对行为的伤害。^[7]

但是,有效的防御应从认识真理开始。^[8]

TD. [36 626]. 本文件共有 3 页,除第一页外均标有页码。这里给出的页码——页边方括号中——与原件的不符。原件的页码“2”和“3”是在各自页面顶端打字的。校订意见及两处重要手写补充属于一位未知名者的笔迹。

[1] 本文件写作日期假定在第一稿即前一文件之后。

[2] 后面两句话是未知名者的笔迹,写在 3 页原件的第二页顶端,其前面的标示指明它们应插入原文

此处。

[3] 此格言是瑞士小说家及诗人 Gottfried Keller(1819—1890)的作品 *Das Fähnlein der sieben Aufrechten*(1860)中的“Achte jedes Mannes Vaterland, aber das deinige liebe(尊重祖国,也爱自己)!”它出现在爱因斯坦收藏的 Insel 版本的第 62 页。

[4] 关于爱因斯坦参与调查战争暴行指控,见 *Einstein 1919h*(文件 30)注 11;爱因斯坦对一些犹太人何以不得已从事黑市交易的解释,见 *Einstein 1919h*(文件 30)。

[5] 与前一文件中爱因斯坦表示希望政府认真履行其保护少数民族的责任不同的是,他在本文件中明确认为,保证政府落实这一进步纲领是犹太人的一个任务。爱因斯坦这样说,表明他接受了犹太教德国公民中央协会(即 CV)的一个关键性的、与同化主义一道早先被爱因斯坦谴责为“无益的,道德上亦有问题”(见前一文件,特别是注 10)的主张;通过法律诉讼与反犹主义斗争。

[6] 下面一段及最后一句是添加的,其笔迹与前述补充(见注 2)出自同一人之手。

[7] 这一段鼓励犹太人团结一致以求在反对迫害性反犹主义的人道法庭上提出权利,但在前一文件中爱因斯坦几乎完全不信任反对反犹主义的防卫行动之重要,绝对拒绝承认其他人界定和评判犹太人“错误”的权利。

[8] 当爱因斯坦认定,承认犹太人团结一致的思想是有效抵制反犹主义的防御手段的基础时,出现在本句及标题中的“防御”(“Abwehr”)一词具有肯定的含义,这与该词在前一文件中放在表示轻蔑的文句里是不同的。爱因斯坦对“防御”的试探性接受,他对犹太人有与政府协同行动的义务的承认(见注 5),他对非犹太人的人道的呼吁(见注 7),以及他在前一文件中将一大段对西方(德国)犹太人把异教徒反犹活动转移到东欧犹太人身上手段进行嘲笑的文字加以删除,所有这些都反映了他比以前远为和解地对待 CV 及其以呼吁理性来战胜反犹主义为特征的自由乐观主义。

虽然本文件的调子和若干重点与前一文件中的明显不同,但两个文件结构的类似和表述方式的相同,说明他们大概是为同一出版物撰写的文章的两个文本。最可能的候选出版物是犹太人所有的《柏林日报》,也就是让爱因斯坦几个月前初次政治亮相(见 *Einstein 1919h*[文件 29])以及撰文把已同化的德国犹太人的信仰赞颂为真理对偏见的胜利(如 1919 年 11 月 2 日《柏林日报》上午版[1—2] 版的文章《反犹主义与民主》[“Antisemitismus und Demokratie”])的那家报纸。如果爱因斯坦文章的第一个文本由《柏林日报》政治编辑 Paul Nathan(1857—1927)(此人是 CV 的著名成员,积极支持巴勒斯坦现存的犹太文化,写过许多有关东欧犹太人苦境的文章,如 1919 年 10 月 29 日《柏林日报》上午版[1] 版关于维尔纽斯和乌克兰大屠杀的报道,以及 *Nathan, P. 1914*)接受并加以校订,那么极有可能是报纸主编 Theodor Wolff(1868—1943)这位谋求将“甚至赤裸裸的反犹攻击”(“[s] elbst unverhüllt antisemitische Angriffe”; 见 *Wolff, T. 1984*, p. 43)减至最少的人物觉得第一文本的严厉语气不可接受,并坚持用比较迎合同化主义立场的第二文本代替。

关于爱因斯坦对 CV 的和解态度历时不长的证据,见文件 37 和 1920 年 9 月 14 日爱因斯坦致与反犹主义斗争协会的信。在后一文件中,爱因斯坦重申他关于直接行动无助于与排犹主义斗争的意见。关于德国犹太复国主义者(爱因斯坦战后不久就信奉了他们的观点)与 CV 之间紧张关系的总讨论,见《[编者按]爱因斯坦与犹太人问题》,p. 225。

36. 科学文献的交换

[*Einstein 1920b*]

1920年4月4日发表。

发表在 *Neue Zürcher Zeitung*, 4 April 1920, I. Sonntagsausgabe, Zweites Blatt. p. [1].

科学文献的交换

爱因斯坦

爱因斯坦博士教授通知我们：

299

- [1] 真正有效的帮助可通过安排一种使得原同盟国提供的刊物按照其实际价值
 [2] 付款而不考虑货币兑换率的书刊交换办法来达到。通过这种办法,美国研究机
 [3] 构已经对这里的机构给予了真正慷慨的资助。如果打算采取这个行动,那么同
 普鲁士科学院接洽可能是有益的,因为它与同盟国的所有科学研究机构保持着
 联系,并持续不断地努力维护科学事业不受危害。

A·爱因斯坦

1920年4月4日刊登在 *Neue Zürcher Zeitung*, 星期日首版,第2部分,p.[1]。

300

[1] *Neue Zürcher Zeitung* 的编辑在引述了战争造成的破坏性经济后果,特别是马克对美元的兑换率的下降后,请求国内外的瑞士知识分子公开谈谈是否有可能采取实际步骤来帮助德国和奥地利获得最重要的学术文献。他们询问,第一,是否可以通过扩大订阅中立国和协约国文献的贷款来做到这一点;第二,中立国的科学协会是否能在过去的交战国之间进行斡旋(见1920年3月23日Eduard Korrodi致爱因斯坦的信)。除爱因斯坦外,另三位瑞士同胞的回信也刊登在该报同一期上。

虽然到1920年4月,马克对美元的兑换率,与2月份100马克——战前的25倍——兑1美元相比,已有了实质性的改善,但生活费指数却上升到超过10,而1913年仅为1(见 *Feldman 1993*, pp. 5 and 216)。然而,比如爱因斯坦作为普鲁士科学院院士的薪金,从1914年加入科学院时的12900马克(见1913年11月22日普鲁士科学院致爱因斯坦的信[第五卷,文件485])好不容易才在1920年期间提高到36000马克,即不到3倍(见1920年12月16日Gustav Roethe等人致教育部的信,GyBSa, I. HA, Rep. 76 Vc, Sekt. 2, Tit. 23, Litt. F, Nr. 2, Vol. 14, p. 346 [M])。

图书馆预算受到的冲击是灾难性的。订阅国外出版物的费用至少上升至战前的15倍;普鲁士的最大图书馆在战争爆发一年前给读者提供了2400种外国期刊,到1920年则减至150种(见 *Zierold 1968*, p. 5引用的1920年2月普鲁士国家图书馆馆长Adolf von Harnack的备忘录)。另外,许多图书馆不得不卖掉它们最珍贵的财产以得到外汇。有关德国在十一月革命后经济灾难的分析,见 *Feldman 1993*, chaps. 3 and 4; 关于德国知识界的孤立状态及对德国实行的联合抵制的详述,见 *Karo 1919*, *Marsch 1994*, pp. 35—39 和 *Schröder-Gudehus 1966*, pp. 89—124; 关于联合抵制并不严密的证据,例如,见下一

条注解,以及1920年7月8日 Deutsche Liga für Völkerbund(国际联盟德国部)致爱因斯坦的信,信中赞扬了英国大学援助德国图书馆的活动。

大约与爱因斯坦的谨慎建议刊登在这家瑞士报纸上的同时,提出或甚至采用了各种各样措施来矫正当时的局面。歌德博物馆赞助者协会创始人、法兰克福的 Julius Burghold(1860—1923),在1919年12月明确提出了成立一个图书进出口中心来促进商业性图书行业的计划,这个计划在普鲁士科学院引起了热烈的讨论(见1920年4月19日 Julius Burghold 致爱因斯坦信中所附1919年12月10日 Julius Burghold 致 Schmitt 博士的信,和1920年4月25日爱因斯坦致 Julius Burghold 的信)。一个月后成立了自然科学情报全国中心(Reichszentrale für naturwissenschaftliche Berichterstattung),它的主要贡献就是作为全国科技情报交流所来提供抽印本和书籍的照相复制和传播服务(见 Richter 1972, p. 30 和 Schröder-Gudehus 1966, pp. 196—199)。同样,在全国范围内,一些著名科学家如 Fritz Haber 以及政府部长如 Friedrich Schmidt-Ott(1860—1956)和 Konrad Haenisch(1876—1925),都发出了由政府 and 实业界协调一致资助科学研究的倡议,导致1920年10月正式成立了德国科学及学术非常协会(Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft)(见 Marsch 1994, pp. 41—46)。

[2] 作为美国抵制法国野心和阻止进一步布尔什维克革命的稳定政治、经济和文化方针的一部分,洛克菲勒基金会致力于一项主要给前同盟国提供医学文献和生活用品的援助欧洲紧急计划(见 Marsch 1994, pp. 51—52, 136)。此外该基金会还在考虑拨款10万美元来援助德国和奥地利的大学(见1920年12月28日 Carl Beck 致爱因斯坦的信)。

用德国期刊换取美国期刊的前景出现在3月中旬帝国物理技术研究所(Physikalisch-Technische Reichsanstalt)的一次会议上(见1920年3月10日管理委员会记录, GyBPTB, no. 240. 1, vol. 2, p. 161 背面),而一个月后,爱因斯坦详述了在佛蒙特州 Everett Skillings 领导下由美国公谊会教徒主持向中欧提供科学文献的美国-英国倡议的落实情况(见1920年4月19日爱因斯坦致 Ulrich von Wilamowitz-Moellendorff 的信, GyGöU, Cod. Ms. Wilamowitz 319, p. 1; Zierold 1968, pp. 12—13 中引述的1920年4月19日 Max-Planck 致 Friedrich Schmidt-Ott 的信; 1920年4月25日爱因斯坦致 Julius Burghold 的信; 以及 Schreiber 1923, p. 102)。

美国也成立了若干委员会来汇集提供给学术机构和个人的资助。德裔美国人救济德国及奥地利委员会主席、纽约州的 Hugo Lieber,在1920年9月下半月与包括爱因斯坦在内的普鲁士科学院主要人物会晤于柏林,提出了成立各地区主要委员会来分配资金的建议(见1920年9月21日《北德意志总报》文章的摘要, GyBP, I. Abt. Rep 1A, Nr. 937, p. 51),翌年在芝加哥建立了一个拟由德国红十字会管理的基金,以帮助贫穷的德国科学家和教师。爱因斯坦被要求提名合适的受资助人,他提出了两位候选者(见1921年7月4日 Joachim von Winterfeldt 致爱因斯坦的信和1921年7月13日爱因斯坦致 Joachim von Winterfeldt 的信)。

[3] 除了得不到外国科学文献外,普鲁士科学院尤其担心通货膨胀对它进行中的大规模项目所需资助和新研究成果的出版所造成的压力。项目资助和论文及专著印刷费平均上涨到战前水平的5~8倍(见 Zierold 1968, p. 5 所引用的1920年2月 Adolf von Harnack 的备忘录,以及 Rubner 1920)。

37. 信仰声明

302

[*Einstein 1920h*]

本文件打字文本的日期为 1920 年 4 月 5 日。

1920 年 9 月 24 日发表。

发表在《瑞士犹太人周刊》(*Israelitisches Wochenblatt für die Schweiz*),
24 September, 1920, p. 10。

信仰声明

[p. 10]

爱因斯坦

- 303 我今天收到你们邀请我出席本月 14 日召开的会议的函件,据称此次会议拟 [1]
 致力于在学术界开展与反犹太主义的斗争。只要我认定此种努力能取得成功,我
 将乐意参加。但我们首先必须通过开导来同反犹太主义和我们犹太人中间的卑躬
 屈膝观点作斗争,我们自己的队伍要更尊严更独立自主!只有当我们敢于把我 [2]
 们自己看成一个民族,只有当我们尊重我们自己,我们才能赢得他人的尊重,或
 者更确切地说,才能使他人自己得出同一结论。只要犹太人与非犹太人交往—— [3]
 这能造成任何伤害吗?——反犹太主义就将作为一种心理现象存在。也许
 正是由于反犹太主义,我们才作为一个种族存在下来了:至少我是这样认为。
- 每当我读到“犹太教德国公民”,我就忍不住苦涩的笑。这个精心构思的特 [4]
 性描述的深处是什么?是犹太教信仰吗?存在某种能终止一个人成为犹太人的
 非宗教信仰吗?不存在。在这个特性描述中隐藏着高贵者的两个信仰声明,即 [5]
 (1)我不想与我们贫苦(东欧犹太族的)同胞有任何关系;(2)我仅仅是一个宗教
 团体之一员,不想被看成我们民族的子孙。这样做诚实吗?雅利安人能够尊重
 抱如此暧昧态度的人吗?我不是德国公民……但我是犹太人,而且我很高兴属 [6]
 于犹太民族,尽管我决不把他们看成上帝的选民。让雅利安人反犹吧;我们则要 [7]
 保持对我们同胞的爱。
- 请不要因为我的声明而不快!这个声明并不意味着心存不良或敌意! [8]

A·爱因斯坦(签名) 谨上

- 304 本文件发表在 1920 年 9 月 24 日 *Israelitisches Wochenblatt für die Schweiz* (瑞士犹太人周刊), p. 10。现
 存两份打字文本[43 443 和 35 060],两文本日期均为 1920 年 4 月 5 日,彼此略有差别,但它们与此处文字
 相比却有重大偏差。第二文本顶端有“Abschrift(副本)!”。本文件的一份摘要同时发表在 1920 年 9 月
 24 日的《苏黎世犹太人中央报》p. 5。

[1] “本月 14 日”指的是 4 月而不是 9 月(见 1920 年 4 月 5 日爱因斯坦致中央协会的信)。犹太教德

国公民中央协会(CV)于1920年3月末邀请柏林一批著名犹太教授出席其工作委员会的一个会议,议题是如何开导“完全不了解犹太人习俗和犹太人活力”(“in völliger Unkenntnis über jüdische Art und jüdisches Wesen”; 1920年3月29日中央协会致爱因斯坦的信)的反犹主义德国大学教师会的问题。

本文于9月发表后不久,爱因斯坦答复的真实性在一些方面受到怀疑,但一家犹太新闻机构在12月中旬断言,“然而,目前,在信件已经由一家与中央协会观点极近的杂志完整复印后……对它的真实性看来再也没有任何怀疑的余地。”1920年12月19日《犹太人通讯社》(伦敦)4页。

[2] 对于以宁可属于一个民族而不是属于一个宗教团体作为犹太人感受之试金石这样一种意识的类似提及,见文件34。加强自尊以赢得他人尊重是犹太复国主义文献中的共同话题。例如,世纪之交的一件大幅印刷品就声明,“只有当我们自豪地公开宣告,‘我们是犹太民族的子孙,但我们同你们一样多地分担了一切文化成就的创造。’只有这时,值得尊敬的反犹分子——这样的人是存在的——才会尊重我们。”引自 Poppel 1977, p. 88。

[3] 在第一个打字文本中,“Phänomens(现象)”是在删除“Moments(情况)”之后加进字行间的。爱因斯坦曾在文件34中指出,反犹主义是不可避免的现实,因为其心理根源就在于犹太人的独立存在这个事实本身。

[4] 虽然爱因斯坦起初觉得 CV 成员的特性描述总的说来带有喜剧性甚至悲喜剧性心态,但他在后来的文本中则强调其可笑性(如文件34和35)。

[5] 在两份打字文本中,“jüdischen(犹太人)”都被删去,“ostjüdischen(东方犹太人)”则未加括号。爱因斯坦在文件34中用一长段文字谴责西欧犹太人把东欧同胞当成替罪羊的倾向。

[6] 爱因斯坦在两份打字文本中均用“weder(既不)”代替“nicht(不)”,而省略号处则出现下面的文字:“noch ist irgend etwas in mir, was man als ‘jüdischen Glauben’ bezeichnen kann”(我甚至不知道什么可以称为“犹太信仰”)。

爱因斯坦是瑞士公民(见第一卷《〔编者按〕瑞士公民的身份》,239—241页)。尽管他曾经在世纪初声明没有宗教归属关系(见1900年10月11—26日城市公民资格申请者调查表[卷一文件82]),但他在1910年则登记属于犹太教(见文件34注3)。

[7] 爱因斯坦两份打字文本中都用“Goi(非犹太人)”代替“Arier(雅利安人)”。

[8] 尽管爱因斯坦有此申述,CV 仍然感到不快。大概在1921年2月进行会谈后,他的代表请求爱因斯坦认可拟于该组织月刊下一期刊登的一篇短评,并否认爱因斯坦本人曾有首先发表该信件和贬低 CV 在与“仇犹情绪”(“Judenhass”; 1921年2月26日 CV 理事致爱因斯坦的信)斗争中的作用的任何打算。爱因斯坦显然同意了,因为该月刊下一期的读者“有充足理由相信”(“mit gutem Grund versichert werden kann”),爱因斯坦已经开始赞赏从他的信件发表以来 CV 所做的工作(见 *Im deutschen Reich*, 27[1921年3月]:91—92)。

10年后,在伦敦《星期日快报》出现一篇声称是对爱因斯坦的采访记后,对于这份信件的兴趣重新燃起。爱因斯坦指出采访从未进行,并指责该报利用此信件旨在“恶意歪曲”(“eine böswillige Entstellung”),称信件尚未发表,而那篇报道必定是在与 CV 有密切关系的犹太人唆使下的作品(见1931年8月22日爱因斯坦致 Michael Traub 的信)。CV 的理事提出抗议,称信件已经发表,采访记正在伤害 CV 的利益,加剧了犹太人内部的紧张,给反犹分子提供了弹药,并认为从事歪曲的是亲犹太复国主义的团体而非与 CV 联盟的集团。此外,他还催逼爱因斯坦公开责备采访记是“无耻的伪造”(“eine glatte Fälschung”; 1931年8月27日 Alfred Wiener 致 Michael Traub 的信)。爱因斯坦同意了(见1931年9月3日爱因斯坦致 Alfred Wiener 的信),而爱因斯坦的否认声明刊载在1931年10月11日《中央协会报》“Wir Hören(我们听)”版。

38. 以太和相对论

[*Einstein 1920j*]

1920年4月7日前完成。

1920年10月27日在莱顿大学任特邀教授时作就职演讲。

[1]

1920年由 Julius Springer(柏林)出版社出版。

[2]

以太和相对论

爱因斯坦

物理学家在那个从日常生活抽象出来的有重物质观念之外,为什么还要建立起存在另一种物质——以太的观念呢?其理由无疑在于引起超距作用力理论的那些现象,以及导致波动论的光的那些性质。我们想要对这两件事作一番简略的考察。

不用物理学的思想就不能理解什么是超距作用力。当我们试图以因果关系来深入理解我们在物体上形成的经验时,初看起来,似乎除了由直接的接触所产生的那些相互作用,比如由碰、压和拉来传递运动,用火焰加热或引起燃烧,等等,此外就没有别的相互作用了。固然,重力这样一种超距作用力,在日常经验中已经起着重大的作用。但是,由于物体的重力在日常生活中是作为某种不变的量呈现在我们的面前,它与任何时间上或空间上的变化无关,所以我们在日常生活中通常就想不到重力还有什么根由,因而也意识不到它有像超距作用力那样的特征。直到 Newton 的引力理论把引力解释为由物质所产生的一种超距作用力,才给它提出了一种原因。虽然 Newton 的理论标志着把自然现象因果地联系起来而进行的努力中所取得的最大的进步,然而这个理论在他的同时代人那里却产生了强烈的不满,因为它似乎同从其他经验推导出来的原理相矛盾,这就是相互作用只能通过接触而不能通过无媒介的超距作用来产生。

人类的求知欲只好勉强接受这样一种二元论。怎样才能拯救自然力概念的一致性呢?要么人们可以把那些作为接触力呈现在我们面前的力,也当做只在很微小的距离中确实可以察觉到的超距作用力来理解,这是 Newton 的后继者们大多所偏爱的道路,因为他们完全迷醉于 Newton 的学说;要么人们可以假定,Newton 的超距作用力只是虚构的无媒介的超距作用力,其实它们却是靠一种充满空间的媒质来传递的,不论是靠这种媒质的运动,还是靠它的弹性形变。这样,为了使我们对于这些力的本性有一个统一的看法,便导致了以太假说。首先,以太假说对引力理论和物理学的确完全没有带来任何一点进步,以致人们养成了一种习惯,把 Newton 的引力定律当做不可再简约的公理来对待。但是以

以太假说势必要在物理学家的思想中继续不断地起作用,即使最初只是一种潜在的作用。

310 19 世纪上半叶,当光的性质与有重物质的弹性波的性质之间存在着广泛的相似性已经变得明显的时候,以太假说就获得了新的支持。光必须解释为充满宇宙空间的一种具有弹性的惰性媒质的振动过程,这看起来似乎是无可怀疑的了。从光的偏振性也好像必然要得出这样的结论:以太这种媒质必须具有一种固体特性。因为横波只可能在固体中,而不可能在流体中存在。这就势必导致“准刚性”的光以太理论,这种光以太的各部分,除了同光波相应的微小形变运动以外,相互之间就不可能有任何别的运动。 [4]

这种理论也称为静态光以太理论,它由那个也作为狭义相对论基础的 Fizeau 实验,进一步得到了有力的支持,人们从这个实验必能推断出,光以太不参与物体的运动。光行差现象也支持准刚性的以太理论。 [5]

电学理论沿着 Maxwell 和 Lorentz 所指示的道路向前发展,在我们关于以太观念的发展中引起了一次最独特、最意外的转变。在 Maxwell 本人看来,以太固然还是一种具有纯粹机械性质的实体,尽管它的机械性质比起可捉摸的固体的性质要复杂很多。但是 Maxwell 和他的后继者都没有做到给以太想出一种机械模型,为 Maxwell 电磁场定律提供一种令人满意的力学解释。这些定律既清楚又简单,而那些力学解释却既笨拙又充满矛盾。这种情况从物理学家的力学纲领的观点来看是最令人沮丧的,但是他们都几乎不知不觉地适应了这种情况,这特别是由于受到 Heinrich Hertz 关于电动力学的研究的影响。以前他们曾经要求一种终极理论,要求它必须以那些纯粹属于力学的基本概念(比如物质密度、速度、形变、压力)为基础,以后他们就逐渐习惯于承认电场强度和磁场强度都是与力学基本概念并列的基本概念,而不要求对它们作力学的解释了。这样,纯粹机械的自然观就逐渐被抛弃了。但是这一变化却导致一种无法长期容忍的理论基础上的二元论。为了摆脱它,人们采取相反的路线,试图把力学的基本概念归结为电学的基本概念,当时在 β 射线和高速阴极射线方面的实验,动摇了对 Newton 力学方程的严格有效性的信赖。 [6]

在 H. Hertz 那里,这种二元论仍未得到缓和。他把物质不仅看成是速度、动能和机械压力的载体,而且也是电磁场的载体。既然在真空(即自由的以太)中也出现这种场,那么以太也就好像是电磁场的载体。它好像同有重物质完全是同类的和并列的。在物质中,它参与物质的运动;在空虚空间中它到处都有速度,这种以太速度在整个空间中都是连续分布的。Hertz 的以太原则上同(部分由以太组成的)有重物质没有任何区别。 [7]

312 Hertz 的理论不仅有这样的缺点,即它赋予物质和以太一方面以力学状态, [8]

另一方面以电学状态,而两者之间却没有任何想象的联系;而且这个理论也不符合 Fizeau 关于光在运动流体中传播速度的重要实验的结果,以及其他可靠的经验事实。

[9]

[10]

当 H. A. Lorentz 上场时,情况成了这样:他使理论同经验协调起来,那是用一种对理论基础加以奇妙简化的办法来做到的。他取消了以太的力学性质,取消了物质的电磁性质,从而取得了 Maxwell 以来电学最重要的进步。物体内部也同空虚空间一样,只有以太,而不是原子论者所设想的物质,才是电磁场的载体。依照 Lorentz 的意见,物质的基本粒子只能运动;它们所以有电磁效应,完全在于它们载有电荷。Lorentz 由此成功地把一切电磁现象都归结为 Maxwell 的真空-场方程。

至于 Lorentz 以太的力学性质,人们可以带点诙谐地说,Lorentz 给它留下的唯一力学性质就是不动性。不妨补充一句,狭义相对论带给以太概念的全部变革,就在于它取消了以太概念的这个最后的力学性质,即不动性。至于该怎样来理解这句话,应当立即加以说明。

Maxwell-Lorentz 的电磁场理论已经为狭义相对论的空间-时间理论和运动学提供了一个雏形。所以,这个理论满足狭义相对论的各项条件;但是从狭义相对论的观点来看,它就得到了一种新的面貌。假定 K 是这样一个坐标系,Lorentz 以太对于它是静止的,那么 Maxwell-Lorentz 方程首先对于 K 是有效的。然而根据狭义相对论,这些方程对于任何一个相对 K 作匀速平移运动的新的坐标系 K' 也同样有效。现在就发生了这样一个令人不安的问题:坐标系 K 同坐标系 K' 既然在物理上是完全等效的,我为什么在狭义相对论中要用以太对 K 是静止的这个假定来把 K 突出在 K' 之上呢? 这样一种理论结构的不对称性,若是没有任何经验体系的不对称性与之对应,理论家对此是无法容忍的。依我看来,在以太对于 K 是静止而对于 K' 却是运动的这种假定下, K 和 K' 在物理上的等效性,就逻辑观点来说虽然不是绝对错误,但无论如何也是无法接受的。

[11]

[12]

[13]

面对着这种情况,人们可以采取的最近便的观点,似乎是认为以太根本不存在。认为电磁场不是一种媒质的状态,而是一种独立的实在,正如有重物质的原子那样,不能归结为任何别的东西,也不依附在任何载体之上。这种见解所以显得更为自然,是因为根据 Lorentz 理论,电磁辐射像有重物质那样具有动量和能量,而且还因为,根据狭义相对论,在有重物质失去它的特殊地位,而仅仅表现为能量的特殊形式时,物质和辐射两者都不过是所分配的能量特殊形式。

[14]

[15]

然而,更加精确的考察表明,狭义相对论并不一定要求否定以太。可以假定有以太存在;只是必须不再认为它有确定的运动状态,也就是说,必须抽掉 Lorentz 给它留下的那个最后的力学特征。我们以后会看到,这种想法已经为广

313

314

义相对论的结果所证实。我打算立即通过一种不很恰当的对比,使这种想法在想象上的可能性显得更加清楚。

设想一个水面上的波。关于这种过程,可以有两种完全不同的描述。我们要么可以观察水同空气之间的波形界面如何随时间变化,也可以(比方说,借助一些小的浮体)观察各个水粒的位置如何随时间变化。要是物理上没有这种小浮体可用来追踪液体粒子的运动,要是在整个过程中果真除了随时间变化的那些被水所占据的空间位置以外,根本没有什么别的东西可以察觉,那么我们就没有理由假定水是由运动的粒子所组成的。但是我们仍然可以称它为媒质。

315 电磁场存在着某种类似的情况。可以设想这种场是由力线组成的。如果要把这种力线解释为通常意义下的某种物质的东西,那就是试图把动力学过程解释为这种力线的这样一种运动过程,每条力线始终可以随着时间追踪下去。可是大家都了解,这种想法会导致矛盾。

我们必须概括地说:可以设想某些有广延意义的物理客体,对于它们,任何运动概念都是不能应用的。不容许把它们设想成是由各个可以随时间追踪下去的粒子所组成。这用 Minkowski 的话来说就是:并不是每一个在四维世界中有广延的实体都可以理解为是由世界线所构成的。狭义相对论不容许我们假定,以太是由那些可以随时间追踪下去的粒子组成的,但是以太假说本身同狭义相对论并不抵触,只要我们当心不要把运动状态强加给以太就行了。

当然,从狭义相对论的观点来看,以太假说首先是一种无用的假说。在电磁场方程中,除了电荷密度外,只出现场的强度。真空中电磁过程的进程看起来好像完全取决于那条内在的定律,丝毫不受其他物理量的影响。电磁场是以最终的、不能再归结为别的东西的实在的身份而出现的,再假定一种均匀的、各相同性的以太媒质,而那些电磁场必须理解为是它的状态,这就尤其显得是画蛇添足了。 [16]

316 但是,另一方面却可以提出一个有利于以太假说的重要论据。否认以太的存在,最后总是意味着承认空虚空间绝对没有任何物理性质。这种见解不符合力学的基本事实。一个在空虚空间中自由飘浮的物质体系的力学行为,不仅取决于相对位置(距离)和相对速度,而且也取决于它的转动状态,这种转动状态在物理上不能理解为属于这种体系本身的一种特征。为了至少能够在形式上把体系的转动看成某种实在的东西,Newton 就把空间客观化了。既然他认为他的绝对空间是实在的东西,那么在他看来,相对于一个绝对空间的转动也就该是某种实在的东西了。Newton 同样也可以恰当地把他的绝对空间叫做“以太”;问题的实质就在于,为了能够把加速度和转动都看做是某种实在的东西,除了可观察到的客体之外,还必须把另一种不可察觉的东西也看做是实在的。 [17]

[18] Mach 固然曾经尝试过,在力学中用一种对世界上所有物体的平均加速度来代替相对于绝对空间的加速度,以避免去假设有某种观察不到的实在东西的必要性。但是一种对于遥远物体相对加速度的惯性阻力,却得预先假定有一种直接的超距作用。既然现代物理学家认为不应当作这样的假定,那么在这种见解下,他也就重新回到了能作为惯性作用的媒质的以太上来。但是 Mach 的思考方法所引进的这种以太概念,与 Newton, Fresnel 以及 Lorentz 的以太概念在本质上是有区别的。这种 Mach 的以太不仅决定着惯性物体的行为,而且就其状态来说,也取决于这些惯性物体。

317

[19] Mach 的思想在广义相对论的以太中得到了充分的发展。根据这种理论,在各个分开的时空点附近,时空连续统的度规性质是各不相同的,并且也取决于该区域之外存在的全部物质。量杆和时钟在相互关系上的这种空间-时间上的变化,也就是认为“空虚空间”在物理关系上既不是均匀的也不是各相同性的这种知识,迫使我们不得不用 10 个函数(即引力势 $g_{\mu\nu}$)来描述空虚空间的状态,这无疑最终取消了空间在物理上是空虚的这个见解。但是以太由此也就又有了一种确定的内容,这种内容当然同光的机械波动说的以太的内容大不相同。广义相对论的以太是这样的一种媒质,它本身完全没有一切力学的和运动学的性质,但它却参与对力学(和电磁学)事件的决定。

[21] 这种在原则上新的广义相对论以太与 Lorentz 以太的对立就在于:广义相对论以太在每一点的状态,都取决于它同物质以及它同邻近各点的以太状态之间的关系,这种关系表现为一些用微分方程的形式来表示的定律;可是在没有电磁场的情况下, Lorentz 以太的状态却不取决于在它之外的任何东西,而且到处都是相同的。如果用常数来代替那些描述广义相对论以太的函数,同时不考虑任何决定以太的原因,那么广义相对论以太就可以在想象中转变为 Lorentz 以太。因此人们也的确可以说,广义相对论以太是把 Lorentz 以太加以相对论化而得出的。

318

[24] 至于这种新的以太在未来物理学的世界图像中注定要起的作用,我们现在还不清楚。我们知道,它确定空间-时间连续统中的度规关系,比如确定固体各种可能的排列以及引力场;但是我们不知道,它在构成物质的荷电基本粒子的结构中究竟是不是一种重要的部分。我们也不知道,究竟是不是只在有重物质附近,它的结构才同 Lorentz 以太的结构大不相同,以及宇宙范围的空间几何究竟是不是近于 Euclid 的。但是我们根据相对论的引力方程却可以断言,只要宇宙中存在一个哪怕很小的正的物质平均密度,宇宙数量级的空间的性状,就必定存在着对 Euclid 几何的偏离。在这种情况下,宇宙在空间上必定是闭合的和大小有限的,其大小则取决于那个(物质的)平均密度的数值。

319

如果我们从以太假说的观点来考察引力场和电磁场,那么两者之间就存在着一个值得注意的原则性的差别。没有任何一种空间,而且也没有空间的任何一部分,是没有引力势的;因为这些引力势赋予它以空间的度规性质,要是没有这些度规性质,空间就根本无法想象。引力场的存在是与空间的存在直接联系在一起。反之,空间一个部分没有电磁场却是完全可以想象的。因此,电磁场看来同引力场相反,似乎与以太只有间接的关系,这是由于电磁场的形式性质完全不是由引力以太确定的。从理论的现状看来,电磁场同引力场相比,它好像是以一种完全新的形式动因为基础的,好像自然界能够不赋予以太以电磁类型的场,而赋予它另一种完全不同类型的场,比如一种标量势的场,也会是同样适合的。

[28]

既然依照我们今天的见解,物质的基本粒子按其本质来说,不过是电磁场的凝聚,而绝非别的什么,那么就得承认,我们今天的世界图像有两种在概念上彼此完全独立的(尽管在因果关系上是相互联系的)实在,即引力场和电磁场,或者,人们还可以称它们为空间和物质。

320

如果引力场和电磁场合并为一个统一的实体,那当然是一个巨大的进步。那时,由 Faraday 和 Maxwell 所开创的理论物理学的新纪元才会获得令人满意的结论。那时,以太-物质这种对立就会逐渐消失,整个物理学通过广义相对论而成为类似几何学、运动学和引力理论那样的一种完备的思想体系。数学家 H. Weyl 在这个方向上作了才华横溢的研究,但我并不认为他的理论在现实面前会站得住脚。而且,我们在展望理论物理学最近的将来时,不应当无条件地忘却量子论所概括的事实,有可能会给场论设下无法逾越的界限。

[29]

我们可以总结如下:依照广义相对论,空间已经被赋予物理性质;因此,在这种意义上说,存在着一种以太。依照广义相对论,一个没有以太的空间是不可思议的;因为在这样一种空间里,不但光不能传播,而且量杆和时钟也不可能存在,因此也就没有物理意义上的空间-时间间隔。但是又不可认为这种以太会具有那些为重物质所特有的性质,也不可认为它是由那些能够随时间追踪下去的粒子所组成的;而且也不可把运动概念用于以太。

[30]

321

Julius Springer 出版(柏林,1920)。1920年4月7日以前完成,1920年10月27日演讲。也有手稿 [80 818],[80 819],[70 964] (SzGBod)。手稿与出版文本明显不同的地方作了注。一篇手稿上还有爱因斯坦未发表的引言和结论[1 006] (转录见注 30)。

[1] 这个文件是爱因斯坦在莱顿大学任特聘教授时就职演讲的文本。1919年10月爱因斯坦访问莱顿期间,Lorentz 劝他向公众谈谈他目前对以太的看法(见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1920年1月12日)。在爱因斯坦1919年11月15日致 Hendrik A. Lorentz 的信(存于 NeHR, H. A. Lorentz 卷)中,

爱因斯坦答应一有机会就尽快这样做。在1919年11月19日《新鹿特丹报》的一篇文章中(该文用英语发表于1919年12月21日《纽约时报》第20版), Lorentz表达了他这样的信念:“……目前放弃了对其[以太]中可能发生的变化和运动的寻求将再次获得好结果……爱因斯坦的理论并不一定禁止我们这样做;只是以太的概念必须同它相符。”

当 Lorentz 给爱因斯坦写信谈及下个月在莱顿的任命时,他提到就职演讲尽管不是绝对必需,但却是非常受欢迎的(见 Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信,1919年12月21日)。爱因斯坦回信说他会作一个以以太为题的就职演讲(见爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信,1920年1月12日,NeHR, H. A. Lorentz 卷)。在写作这篇讲稿时,爱因斯坦把它描绘为“多少是对我们关于空间物理性质观念发展的绘声绘色的回顾”(“ein mehr oder weniger gefärbter Rückblick auf die Entwicklung unserer Meinungen von den physikalischen des Raums”);爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信,1920年3月18日,NeHR, H. A. Lorentz 卷)。讲稿的定稿版完成于1920年4月初(见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1920年4月7日)。

这个演讲原安排于1920年5月5日(见文件的标题页),但由于任命批准和签证的延迟,以及由于爱因斯坦的其他应承,不得不往后推。这个职位到1920年6月24日才正式设立(见1920年6月24日公告),爱因斯坦稍后即被任命(见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1920年7月19日)。爱因斯坦最后作这个演讲是在1920年10月27日。

[2] 演讲开始前的称谓是遵照 Paul Ehrenfest 1920年3月10日致爱因斯坦信中建议的格式。

[3] 有关爱因斯坦对以太观点发展过程的讨论,见 Kostro 2000。

[4] 下面关于以太概念在19世纪光学和电动力学中作用的讨论,类似于文件31提供的未发表的手稿的2—3节的内容。有关历史的说明,见 Whittaker 1951—1953 (Vol. 1) and Schaffner 1972。

[5] 更详细地解释为什么 Fizeau 实验和恒星光行差现象被看做不动以太假说的有力证据,分别见文件31, [p. 2] 和文件64, [pp. 8—9]。

[6] 在文件31, [p. 3] 中,爱因斯坦也提到 Henri Poincaré 在这个问题上的观点:只要有一种机械模型,就可能有无数的机械模型,James Clerk Maxwell 已经认识到这一点(进一步的讨论见文件31,注10)。

[7] Hertz 对以太和物质之间关系的观点详细解释于 Hertz 1890 (有关历史的讨论,见 Darrigol 1993)。在爱因斯坦1899年8月10日致 Mileva Marić 的信(第一卷,文件52)中,爱因斯坦提到他正在仔细阅读 Hertz 1892,其中重印了 Hertz 1890。有关爱因斯坦在信中对 Hertz 观点的评论,见第一卷《[编者按]爱因斯坦论及动体的电动力学》pp. 223—225。

[8] 有关1900年前后 Wilhelm Wien, Max Abraham (1875—1922)和其他人将力学还原为电动力学的试图,以及测量电子质量与电子速度的关系这个问题重要性的历史讨论,见 McCormach 1970 和 Miller 1981。

[9] 在 Hertz 的理论中,地球带走它邻近的以太。因此该理论同 Fizeau 实验的结果不相容(参见上面的注5)。

[10] 下面两段写在手稿中的一张插页上。它代替了手稿中被删去的如下部分:“So standen die Dinge, als H. A. Lorentz eingriff, Er beseitigte mit kühnem Griff den genannten Dualismus. Für ihn war nur der alles durchdringende Aether Träger von elektromagnetischen Feldern, nicht aber die ponderable Materie. Letztere dagegen, welche sich Lorentz atomistisch konstituiert dachte, war keiner anderen Vorgänge als rein mechanischer (Bewegungen) fähig und nur dadurch elektromagnetisch wirksam, dass ihre Elementarteilchen elektrische Ladungen tragen. Der Aether seinerseits war absolut unbeweglich; elektromagnetische Felder waren die einzige Art von Zuständen, die er annehmen konnte. Man kann etwas

scherzhaft von diesem Aether sagen, dass seine Unbeweglichkeit seine einzige mechanische Eigenschaft sei. Lorentz entmaterialisierte sozusagen den Aether, indem er ihm seine mechanischen Eigenschaften nahm; sein Aether ist keine Materie sondern der Raum, insofern er Träger elektromagnetischer Felder ist.”(当 H. A. Lorentz 上场时,情况就是如此。他大胆地抛弃了二元论。按照他的意见,承载电磁场的只是渗透一切的以太,而不是有重物质。Lorentz 认为,由原子构成的有重物质除了纯力学的(运动)能力外没有其他作用,它们所以产生电磁效应,是因为其基本粒子带有电荷。以太是绝对不动的;电磁场是它能够采取的唯一状态。关于以太的性质,人们可以带点诙谐地说,它的唯一力学性质就是不动性。Lorentz 通过去掉以太的力学性质而使之非物质化;以太不是物质而只是承载电磁场的空间。)

“Man kann die Aenderung des Standpunktes kurz so charakterisieren. Bei Hertz war die Materie (und der Aether) Trägerin von Bewegungszuständen und elektrischen Feldern; bei Lorentz ist nur der Aether (bezw der Raum) Träger der elektromagnetischen Felder, während die einzige elektrische Eigenschaft der ponderablen Materie darin besteht, dass sie elektrische Ladungen trägt.”(我们可以将两种不同的观点简述如下。Hertz 认为,物质(和以太)是运动状态和电场的载体;Lorentz 认为,只有以太(即空间)是电磁场的载体,有重物质的电学效应仅仅是由于它携带电荷。)爱因斯坦对 Lorentz 贡献的重要性的类似陈述,见 *Einstein 1921d*(文件 53)和 *Einstein 1953*。

[11] 手稿中是“ K' ”而不是“ K^1 ”。

[12] 在文件 31, [p. 20] 中也强调了这种不对称对于狭义相对论陈述的重要性。

[13] 有关 Lorentz 对爱因斯坦在这里批评的观点所作的辩护,可参见例如, *Lorentz 1915*, sec. 194 和 *Lorentz 1922*, sec. 2. 9。

[14] 在手稿中,“相对论”被替换为“Lorentz 的理论”。Lorentz 已经认识到电磁场携带能量和动量;狭义相对论贡献的新要素是能量和质量的等价性。

[15] 在爱因斯坦 1919 年 11 月 15 日致 Hendrik A. Lorentz 的信(NeHR, H. A. Lorentz 案卷)中,爱因斯坦已经承认了这一点。

[16] “intropes”应为“isotropes(各向同性)”。

[17] pp. 11—12 上“*Anderseits läßt sich...in dem Äther der allgemeinen Relativitätstheorie*”(另一方面……广义相对论中的以太)这一部分是写在手稿中的一张插页上。它代替了手稿中删去的如下部分:“*Andererseits aber kann man schon vom Standpunkte der speziellen Relativitätstheorie bezw. der alten Mechanik aus ein (unwiderlegbares) wichtiges Argument für die Aetherhypothese anführen, dessen fundamentale Bedeutung (bereits Newton bei der Errichtung der klassischen Mechanik deutlich erkannt hatte) besonders Mach betont hat, allerdings ohne es in Zusammenhang mit der Aetherhypothese zu bringen. Den Aether leugnen bedeutet letzten Endes annehmen, dass dem leeren Raume keinerlei physikalische Eigenschaften zukommen. Nach dieser Annahme musste das Verhalten eines im Weltraume (oder im Innern einer ausgepumpten Hohlkugel) frei schwebenden Körpers unabhängig sein von seiner Bewegung, besonders auch von seiner Rotationsbewegung. In Wahrheit ist dies aber nicht der Fall; das Auftreten von Zentrifugalwirkungen an dem Körper zeigt, dass das Verhalten des Körpers durch die an ihm allein konstaterbaren Bedingungen noch nicht völlig kausal bestimmt ist. Newtons ‘absoluter Raum’ ist eigentlich nichts anderes, als was wir heute ‘Aether’ nennen; es liegt ihm nämlich die Erkenntnis zugrunde, dass nur die Thatsachen dazu zwingen dem Raume physikalische Qualitäten zuzuschreiben, wenn auch allerdings keinen bestimmten Bewegungszustand, wie Newton geglaubt zu haben scheint. Die an dem Körper selbst beobachtbaren Umstände bedingen einander noch nicht vollständig im Sinne der Kausalitätsforderung.*”

“Eine befriedigende Einsicht in die Rolle, welche der ‘leere Raum’ im Kausalnexus der physikalischen Vorgänge spielt, hat (erst) die allgemeine Relativitätstheorie geliefert.”

(但是另一方面,我们从狭义相对论的观点知道,以太假设可以援引经典力学的一个(无可置疑的)重要论据,其根本意义(Newton 在建立经典力学时就已经认识到了)Mach 特别清楚地强调过,但没有同以太假设联系起来。否认以太,意味着假设空虚空间没有任何物理性质。根据这个假设,一个在空虚空间中(或抽空空心球内部)自由飘浮的物体的行为与其运动状态无关,特别是应与其转动状态无关。然而,情况并不如此;离心力对于物体的影响表明,物体的行为不完全是只由可以觉察的因素产生的。Newton 的“绝对空间”不是别的,实际上就是我们今天所说的“以太”;这种认识的根据在于,正如 Newton 认为的那样,如果不是某种运动状态,就是那种东西赋予了空间以物理性质。引起物体可观测的情况并没有完全改变因果性的要求。

广义相对论(第一次)对“空虚空间”在物理过程因果关系中的作用给出了令人满意的解释。)

[18] 在 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30),sec. 2 中,爱因斯坦赞同 Mach 对问题的这种解决办法。

[19] 有关广义相对论中新以太概念较早的简明讨论,见文件 31,第 22 节。

[20] 手稿中原为“bedingt”(取决于),后被改为“mitbedingt”(共同取决于)。

[21] 在手稿中,这段原来还有一个句子,后被删去了:“Dieser Aetherbegriff liegt durch seine Abstrakte Natur so weit ab von den Begriffen, die wir uns instinktiv unter der Wirkung der Alltagserfahrung gebildet haben, dass wir ihn nur mit Hilfe der mathematischen Sprache klar zu fassen vermögen.”(这个以太概念是这样从自然界抽象出来的,它根据日常经验凭直觉建立起来,只有借助数学语言才能清楚地理解。)

[22] 在手稿中,“kausal bedingt(因果地取决于)”被替换为“bestimmt(取决于)”。

[23] 两年以前,爱因斯坦坚持认为度规场完全由物质决定,他为这一要求引入了“Mach 原理”这个术语(*Einstein 1918e*[文件 4])。在爱因斯坦 1919 年 11 月 15 日致 Hendrik A. Lorentz 的信(NeHR, H. A. Lorentz 案卷)中,他承认,一旦接受以太在本文件解释的意义上存在,这个要求就不是必须同意的了。

323

[24] 有关爱因斯坦对几何学观点的更详细陈述,包括几何学提供了控制刚体可能位形的定律的概念,见 *Einstein 1921c*(文件 52)。

[25] 根据 *Einstein 1919a*(文件 17)中提出的理论,度规场为荷电基本粒子提供了一种稳定机制。

[26] 由于对 Mach 原理采取了较谨慎的态度,爱因斯坦不再直接由 Mach 原理来论证宇宙的空间几何必须是闭合的(也见爱因斯坦 1919 年 11 月 15 日致 Hendrik A. Lorentz 的信(NeHR, H. A. Lorentz 案卷,和 *Einstein 1922c* [文件 71], pp. 69—70)。

[27] Willem de Sitter 指出,只有再作宇宙处于统计平衡的附加假设,才能得到这个结论(见 Willem de Sitter 致爱因斯坦的信,1920 年 11 月 4 日,和 *De Sitter 1920*)。

[28] 在手稿中“können(能够)”和“Da(因为)”之间还有两个句子:“In diesem Sinne befriedigt die Theorie in ihrer heutigen Fassung noch nicht ganz—es fehlt ihr an gedanklicher Einheitlichkeit der Grundlagen.”(目前形式的理论在基础上缺乏思想的一致性,在这个意义上它还不能令人满意。)

“Befriedigend wäre die Theorie erst dann, wenn die zur Beschreibung herangezogenen Feldgrößen eine formale Einheit bildeten—etwa wie das elektrische und das magnetische Feld in der speziellen Relativitätstheorie.”(只有当对于场量的描述达到了狭义相对论中电磁场那样的形式标准,这个理论才会令人满意。)

爱因斯坦从“können”到“Da”画了一条线,表示这两个句子应当换为下面的两个段落。在这些新的段落中,他扩充了原来两个句子中阐述的论点。

[29] 关于爱因斯坦对 Weyl 理论的根本批评, 见 *Einstein 1918g* (文件 8)。

[30] 遵照 Paul Ehrenfest 1920 年 3 月 10 日致爱因斯坦信中的建议, 爱因斯坦准备了以下的结束语, 它们见于两页亲笔手稿 [1 006] 上, 但在印刷文本中没有包括:

“Meine Herren Kuratoren der Universität!

“Meine Herren Kuratoren der Lehrstuhles!

“Ich habe das Bedürfnis, Ihnen aufrichtig zu danken. Wohl fühle ich mich längst heimisch in dieser alten und ehrwürdigen Pflanzstätte der Wissenschaft, die ich schon oft als Gast besuchen durfte. Aber durch die Ernennung an Ihre Universität haben Sie mich zu meiner Freude in ein noch innigeres Verhältnis zu ihr gebracht.

“Ich werde mir Mühe geben, das mir entgegen gebrachte Vertrauen zu rechtfertigen.”

(大学管委会的先生们:

教授委员会的先生们:

请允许我向你们表示衷心的感谢。来到我早就熟悉, 经常做客访问的这所历史悠久、令人仰慕的科学摇篮, 我感到十分愉快。但是, 通过贵校的提名, 让我能同她建立更深的关系, 就更令人高兴了。

我将努力工作, 以不辜负对我的信赖。)

“Meine Herren Kollegen!

“Schon seit langem sind mir mehrere aus Ihren Kreise so eng befreundet, dass es mir kaum möglich ist, bei dieser Gelegenheit wie ein neu Angekommener Worte der Begrüssung an Sie zu richten. Dies gilt in allererster Linie Ihnen gegenüber, Herr Lorentz. Ihre Lebensarbeit war in so entscheidendem Masse richtunggebend für meine eigenen wissenschaftlichen Bemühungen, dass ich mir gar nicht vorstellen kann, wie meine Entwicklung ohne Ihre Forschungen sich gestaltet hätte.

“Die wissenschaftlichen und menschlichen Beziehungen zu Ihnen, meine Leydener Fachgenossen, um deren willen ich schon so oft nach Leiden gekommen bin, bedeuten seit Jahren für mich mehr, als ich sagen kann; und ich bin sicher, dass dies so bleiben wird.

“Meine Damen und Herren Studenten!

“Als man mich fragte, ob ich eine Einladung an diese Universität annehmen wolle, war meine erste Gegenfrage: Was habe ich denn da noch zu thun, wo die Physik schon so ausgezeichnet gelehrt wird. Aber man sagte mir, dass meine Hauptaufgabe sein soll, an den hiesigen wissenschaftlichen Arbeiten teilzunehmen und also natürlich auch den Studenten, die mit Spezialstudien beschäftigt sind, meinen Rat zur Verfügung zu stellen. In dieser Richtung hoffe ich in der That, Ihnen in Ihrer Arbeit von Fall zu Fall nützlich sein zu können. Ubrigens werden sich ja von selbst zahlreiche Berührungen auf den Kolloquien und bei Diskussionen ergeben. An *einem* Platz aber finden Sie mich zugleich mit meinen jüngeren Kollegen auf der Schulbank neben sich; nämlich in der Vorlesung von Herrn Lorentz.

“dixi.”

(各位同事:

很久以来多次受到你们如此亲切友好的接待, 在这样的场合, 我实在找不出新鲜的言辞向你们表达感激之情。

首先我要感谢您, Lorentz 先生。您活跃的工作对于我的研究起着指引方向的决定性作用, 它是如此关键, 以致我根本不能想象, 如果没有您的研究, 我的理论如何能够发展出来。

我非常看重你们, 我的莱顿同事们的科学和个人关系, 可以说正是为此, 我经常到莱顿来; 我确信, 这

种关系将继续保持下去。

男女同学们：

如果有人问我，是否接受这个大学的邀请，我的第一个反问题是：在物理学讲授如此杰出的地方，我还要去做什么。有人告诉我，我的主要任务是参加这里的科学工作，当然也有一些从事特殊研究的学生要我指导。在这方面，我希望你们各自做不同的工作是有益的。顺便说一句，在课堂讨论和课后讨论上会有许多接触。在有一个地方，你们会发现我和我的年轻同事一起同时坐在课桌边：那就是在 Lorentz 先生讲课的时候。)

关于最后一段开始处表示的怀疑，见爱因斯坦 1920 年 1 月 12 日致 Paul Ehrenfest 的信，和爱因斯坦 1920 年 1 月 12 日致 Hendrik A. Lorentz 的信 (NeHR, H. A. Lorentz 案卷)。

39. “部分离解气体中声波的传播”

[*Einstein 1920c*]

1920年4月8日投稿。

1920年4月29日发表。

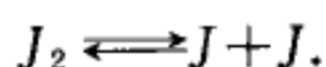
发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte*(1920):380—385。

部分离解气体中声波的传播

爱因斯坦

[p. 380] 虽然我们对气体化学平衡的了解取得了很大进展,但我们关于气体反应的
325
反应速度的知识却很不充分。反应速度实验研究的一个独特困难在于反应速度
受到刚性容器壁的催化影响这样一个事实。大多数气体反应伴随的高温,以及
预计必定很高的反应速度值,也都引起困难。不过,现在据我看,所有这些困难
都有可能靠通过部分离解气体中声波的传播间接研究反应速度的办法加以
克服。

通过此类研究来决定反应速度的可能性可说明如下。如果部分离解气体的
体积绝热变化得如此迅速,以致在体积变化的时间内实际上不可能发生可察觉
的化学反应,那么气体的行为简直与寻常混合物无异。然而,如果体积变化如此
缓慢,以致变化过程实际上可视为一序列纯化学平衡,那么压力与密度的关系将
[1] 使混合物的压缩性比前一情况下为低。于是,声速将必然随着频率从某个初始
[p. 381] 值增加到某个上限。对于在这两极端之间的频率,反应将落后于压缩,致使—— 326
在机械功转化为热的情况下——发生一种压力曲线在时间上滞后于密度曲线
的情形。下面我们仅初步给出部分离解气体中声波传播的理论探讨,为此我们考
察一种可以想象出的最简单类型反应,即^①



首先我们考察一下本问题的纯力学方面。平面波运动的(Euler)微分方程
是(考虑到声学问题中的简化习惯)

$$-\frac{\partial \pi}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (1)$$

这里的 π 是压强对其平衡态时的数值 p 的无穷小偏离, ρ 是(平衡状态下的)密
度, u 是一个气体粒子在 X 轴即波面法线方向上的伸张度。过剩压强 π 与压缩

[2] ^① 相关实验研究已于 1910 年在 Nernst 实验室对 N_2O_4 进行过(见 F. Keutel, Berliner Dissertation, 1910), 这些研究表明, 声速与反应速度有关。

度 Δ 有关, 而压缩度与伸张度的关系由下式决定

$$\Delta = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2)$$

现在我们来推导衰减平面正弦波的传播规律, 这样的波用以下公式表示

$$\left. \begin{aligned} \pi &= \pi_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi \right] e^{-\beta x} \\ \Delta &= \Delta_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] e^{-\beta x} \end{aligned} \right\} \quad (3) \quad \begin{matrix} (1) \\ [3] \end{matrix}$$

其中 $\pi_0, \Delta_0, \omega, v, \varphi, \beta$ 都是实值常量, 位相差 φ 对应着能量散逸。

在公式(3)中, 我们以习惯上常用的复数表示法代替实数表示法, 得

$$\left. \begin{aligned} \pi &= \pi_0 e^{j(\omega t - ax + \varphi)} \\ \Delta &= \Delta_0 e^{j(\omega t - ax)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中我们做了以下简化替代

$$a = \frac{\omega}{v} - j\beta \quad (5)$$

327

当然对于 u 也应该做类似替代。由于式(1)和式(2)是带实值系数的线性方程, 因而 π, Δ 和 u 的实部本身也满足这些方程。研究方法的这种简化(是借用光学中惯常手法而达到), 不仅使式(4)的微分比式(3)容易, 而且特别是根据式(4)可得 [p. 382]

$$\frac{\pi}{\Delta} = \frac{\pi_0}{\Delta_0} e^{j\varphi} = \text{常数} \quad (6)$$

由式(1)、式(2)和式(6)有

$$\frac{\pi}{\Delta} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (7)$$

而这个方程式仅仅在左边与通常的线性声波波动方程有差别, 即实值常量 $S^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\text{绝热}}$ 被复值常量 $\frac{\pi}{\Delta}$ 取代了。

量 $\frac{\pi}{\Delta}$ 必须从循环绝热过程的研究中导出, 然后即可从 $\frac{\pi}{\Delta}$ 求出相速度 v 和衰减常数 β 。考虑到式(4)和式(5), 可从式(7)得

$$a = \frac{\omega}{v} - j\beta = \omega \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

当 β^2 与 $\frac{\omega^2}{V^2}$ 相比为小量时, 可得到更方便的近似方程

$$V + j \frac{\beta v^2}{\omega} = \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^{1/2} \quad (8a)$$

现在我们来计算部分离解气体的体积发生循环绝热变化时的 $\frac{\pi}{\Delta}$ 。令部分离

解气体的体积为 V , 密度为 ρ , 让气体经受与时间有关的小改变 ($\Delta V, \Delta \rho, \Delta p$, 等等), 则

$$V\rho = mn = \text{常量}, \quad (9)$$

其中 m 是 J 的原子量, n 是以摩尔为单位的缔合及非缔合 J 原子的总数量。由此不难从式(9)导出以下关系

$$\frac{\pi}{\Delta} = \frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{1}{\rho} \left(p - \frac{\Delta(pV)}{\Delta V} \right). \quad (10)$$

我们可以把我们的气体的物态方程写成

$$[p. 383] \quad pV = RT(n_1 + n_2), \quad (11)$$

其中 n_1 是 J_2 的摩尔数, n_2 是离解的 J 气体的摩尔数, 它们的关系是

$$n = 2n_1 + n_2. \quad (12)$$

从式(11)和式(12)得

$$\Delta(pV) = R(n_1 + n_2) \Delta T + RT(\Delta n_1 + \Delta n_2)$$

或者, 考虑到式(12)及 n 的恒定性, 则有

$$\Delta(pV) = R(n_1 + n_2) \Delta T - RT\Delta n_1. \quad (13)$$

我们还必须找到两个关系式以使用 ΔV 来表示 ΔT 和 Δn_1 ; 这样就能借助式(10)

而完成 $\frac{\pi}{\Delta}$ 的计算。由于过程是绝热的, 对每个时间元素都有

$$CdT - Ddn_1 = -pdV,$$

其中 C 是离解和非离解部分热容率之和, D 是(体积恒定时)每摩尔的离解热。因此, 在我们要求的精度范围内, 公式

$$0 = C\Delta T - D\Delta n_1 + p\Delta V \quad (14)$$

也成立。另外, 我们还得考察在时间元素 dt 内发生的化学反应。为此, 我们必须对衰变反应的动力学做某种假设, 而这个假设反过来必须通过声学观测来加以检验。最简单的假设从形式上看——绝非从动力学观点考虑——是将反应视为一级反应, 也就是说, 在单位时间和单位体积内发生衰变的 J_2 分子数量为

$$\kappa_1 \frac{n_1}{V}$$

这个假设认为, 分子的碰撞不是衰变的直接原因, 因为某特定比能(内能)的分子可能像比如放射性原子那样具有一定的衰变概率。要不然就可能是放射引发了

[4] 分子的衰变——这是 J. Perrin 新近着重提出的见解。如果衰变是由两个 J_2 分
[p. 384] 子之间或者一个 J_2 分子与一个 J 原子的碰撞所引起, 我们就必须分别用式子

$$\kappa_1 \left(\frac{n_1}{V} \right)^2 \quad \text{或者} \quad \kappa_1 \left(\frac{n_1}{V} \right) \left(\frac{n_2}{V} \right)$$

代替上述表达式, 其中 κ_1 必须被想象成与浓度无关。但考虑到 κ_1 可能与两类分

子的浓度均无关,我们也可以保留表达式 $\kappa_1 \frac{n_1}{V}$,以适合所有这些可能情况。

相应地,对于复合速度,我们必须用

$$\kappa_2 \left(\frac{n_2}{V} \right)^2.$$

因此,对于时间元素 dt ,我们得到关系

$$V \left[\kappa_1 \frac{n_1}{V} - \kappa_2 \left(\frac{n_2}{V} \right)^2 \right] dt = -dn_1$$

或

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} n_1 - \frac{n_2^2}{V} = -\frac{1}{\kappa_2} \frac{dn_1}{dt}, \quad (15)$$

这里的 $\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = \kappa$ 是质量作用定律常数,它遵守著名关系

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} = \frac{D}{RT^2}. \quad (16)$$

为了从方程式(15)得到所需结果,我们把它应用到某种仅仅极微小地偏离平衡态的状态。由于式(16)和式(12),并通过再次采用平衡态(静止状态)下的符号 $\kappa_1, \kappa_2, \kappa, n_1, n_2, V$,可得

$$0 = \frac{\kappa D n_1}{RT^2} \Delta T + \left(\kappa + \frac{4n_2}{V} \right) \Delta n_1 + \frac{1}{\kappa_2} \frac{d\Delta n_1}{dt} + \left(\frac{n_2}{V} \right)^2 \Delta V = 0.$$

假设变量 $\Delta T, \Delta n_1$ 和 ΔV 经受循环转变,同时利用因子 $e^{j\omega t}$ 把它们写成复值量,则对第四项完成积分后,得

$$0 = \frac{\kappa D n_1}{RT^2} \Delta T + \left(\kappa + \frac{4n_2}{V} + \frac{j\omega}{\kappa_2} \right) \Delta n_1 + \left(\frac{n_2}{V} \right)^2 \Delta V. \quad (17)$$

330 解方程组式(13)、式(14)、式(17),可求得 $\Delta T, \Delta n_1$ 和 ΔV 与 $\Delta(pV)$ 之间的函数 [p. 385]

关系;而对于商 $\frac{\Delta(pV)}{\Delta V}$ 则有

$$\frac{\Delta(pV)}{\Delta V} = \frac{p \left[+ \frac{\kappa D n_1}{T} + R(n_1 + n_2) \left(\kappa - \frac{4n_2}{V} + \frac{j\omega}{\kappa_2} \right) \right] + \left(\frac{n_2}{V} \right)^2 [RD(n_1 + n_2) - CRT]}{C \left(\kappa - \frac{4n_2}{V} + \frac{j\omega}{\kappa_2} \right) + \frac{\kappa D^2 n_1}{RT^2}}. \quad (18)$$

现在,借助于平衡条件 $\kappa_1 \frac{n_1}{V} = \kappa_2 \left(\frac{n_2}{V} \right)^2$,可从式(18)和式(10)得出

$$\frac{\pi}{\Delta} = \frac{p}{\rho} \left[1 + \frac{\kappa_1 A + jR\omega}{\kappa_1 B + jC\omega} \right], \quad (19)$$

其中

$$\bar{c} = \frac{C}{n_1 + n_2} = \frac{c_1 n_1 + c_2 n_2}{n_1 + n_2}, \quad (20)$$

$$A = \left(2 \frac{D}{T} - \bar{c}\right) \frac{n_1}{n_1 + n_2} + R \left(1 - 4 \frac{n_1}{n_2}\right), \quad (21)$$

$$B = \frac{D^2}{RT^2} \frac{n_1}{n_1 + n_2} + \bar{c} \left(1 - 4 \frac{n_1}{n_2}\right). \quad (22)$$

有了式(19)和式(8), 我们的问题就完全解决了。接下来可以得到

$$[5] \quad v_{\omega=\infty} = \sqrt{\frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{R}{\bar{c}}\right)}. \quad (23)$$

{2} 由上式, \bar{c} 能通过实验定出, A 和 B 可用已知的离解公式计算。另外, 由式(19)可得

$$v_{\omega=0} = \sqrt{\frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{A}{B}\right)}. \quad (24)$$

对于那些吸声足够小的频率, 我们还能得到近似公式

$$v = \sqrt{\frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{\kappa_1^2 AB + R \bar{c} \omega^2}{\kappa_1^2 B^2 + \bar{c}^2 \omega^2}\right)}, \quad (25)$$

[6] 它把式(23)和式(24)作为特殊情形包含在内。这个方程可用来决定 κ_1 。通过对不同密度的气体进行实验, 我们最后还必须揭示 κ_1 是否与密度有关。

英译者注:

{1} 德文原文中的“ v ”在这里已用“ v ”代替; 而由于公式(8a)以后的“ V ”被定义为并用作体积, 故公式(3)、(5)、(8)、(8a)、(23)、(24)、(25)中代表速度的“ V ”也应改为“ v ”。这样应能消除速度和体积间的任何混淆。

{2} 德文正文中错印的“ c ”在译文中改正为“ \bar{c} ”。

刊登在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin), *Sitzungsberichte*(1920): 380—385. 331

1920年4月8日投稿, 1920年4月29日发表。

[1] 这个区域通常叫做“临界区”。

[2] *Keutel* 1910, p. 56。该学位论文是在 *Walther Nernst* 指导下完成的。

[3] “ V ”在公式(3)、(5)、(8)、(8a)、(23)、(24)、(25)中代表速度; 在所有其他公式中代表体积。

[4] 1919年8月28日, 巴黎大学物理化学教授 *Jean Perrin* (1870—1942) 寄给爱因斯坦一份 *Perrin* 1919。在所附信件中, *Perrin* 提醒爱因斯坦, 他们大概于 1911 年在第一次索尔维会议上就已经讨论过这篇文章的中心思想, 而那时爱因斯坦表示了怀疑。爱因斯坦在 1919 年 11 月 5 日的回信中, 仍然保持他的怀疑, 称“你关于放射在所有化学反应中占头等重要地位的见解 [*Perrin* 1919, p. 18] 对我来说依然不太

可信,即使我们能肯定(但这不是我们这里讨论的情形) $[?] \rightarrow J+J$ 型反应必定是一级反应。例如,内能超过某个极限的 J_1 分子就很可能像放射性物质那样分解”(“Votre opinion de l'importance primaire de la radiation pour toutes les réactions chimiques me semble encore douteuse, même s'il était sûr (ce que n'est pas le cas), que les réactions du type $[?] \rightarrow J+J$ soient du premier ordre. Il serait possible par exemple, que les molécules J_1 dont l'énergie intérieure surpasse une certaine limite se décomposeraient conformément aux corps radioactifs”。

[5] 原文的“ c ”已改正为“ \bar{c} ”。

[6] 按照爱因斯坦的建议,1920—1922年的3年内在帝国物理技术研究所进行的实验(“Tätigkeitsbericht der Phys. — Techn. Reichsanstalt(帝国物理技术研究所活动报告)”,*Zeitschrift für Instrumentenkunde* 41 [1921]:131; 42 [1922]:81—82; 43 [1923]:74—75)表明,在压强低至265 mmHg及频率高至15600 Hz时,声速与其频率无关。这个结果说明,弛豫时间要小于声波变化周期(见Grüneisen and Goens 1923)。根据这个结论,在帝国物理技术研究所进行的对理论的检验工作便结束了。

1922年,Walther Nernst建议他的学生Hermann Selle(1896—1930)在柏林大学他的物理化学研究所重复Keutel的测量。对于很低的频率,Selle测得的反应速度比Grüneisen和Goens的要小几个数量级,但他未能解释这个差异(Selle 1923)。

在此后有关气体中声速与其频率的关系的理论研究中,本文被认为是开创了分子声学的奠基之作。详细情况可参阅,例如,Rutgers 1933和Herzfeld 1966。

40. 致德国争取外国救济中央委员会

332

[1920年7月11日]

致德国争取外国救济中央委员会

[1920年7月11日]^[1]

爱因斯坦

在这个给人类尊严造成如此大量严重挫折的困难时期,我总是想起美国和英国公谊会教徒多方面的神圣的工作,^[2]我觉得,没有比这更令人崇敬的慰藉了。我亲自看到了他们如何将处境悲惨的人们从巨大苦难中拯救出来。^[3]不管我们经受过和还将经受多么大的政治挫折,^[4]当我们看到这两个被命运之神推到了力量顶峰的国家中那些有影响的人们如何为人人谋利益时,我们就决不应该放弃在这个世界上实现令人满意的公正秩序的希望! 社会生活的任何其他领域都不能如此有效地恢复国家之间的相互信任,但还需要做更多的事情以使全国深刻了解公谊会教徒们的神圣工作。

这是 Ilse Einstein 笔迹的手稿, [44 695], 文件仅一页, 无页码。这份应德国争取外国救济中央委员会 (Deutscher Zentrallausschuß für die Auslandshilfe) 的 Elsa Herrmann 之请发表的声明, 包含在 Herrmann 所要求的回信草稿 [44 694] 中, 且书写在 Herrmann 的打印信件的底部。声明前面写上了日期和地点: “Berlin W. 30, Haberlandstr. 5 den 11. VII. 20.” 以及称呼语: “Sehr geehrtes Frä. Doktor”。声明还附加了以下一些大概本想作为开场白的语句片断: “(es freut mich aufrichtig)” 和 “Bezugnehmend auf d. Telefongespr. das Sie neulich mit m. Tochter geführt haben, ergreife ich gerne die lange gesuchte Gelegenheit, mich einmal über die noch immer nicht genügend gewürdigte Tätigk. der Quäker zu äußern, mit denen Sie”。语句片断、日期及地点和称呼语, 全为 Ilse Einstein 的笔迹。

[1] 采用手稿前面写的日期(见上段按语)。

[2] 该中央委员会(德文名称的首字母缩写是 DZA)与美国公谊服务委员会(公谊会)密切配合来分配根据美国救济署欧洲儿童基金会主席 Herbert Hoover(1874—1964)拟定的计划追加给德国的食品(见 1920 年 1 月 9 日 Alfred Scattergood 致 Geheimrat Bose 的信, PPAF, General Administration-Foreign Service 1920-Germany, Cables & Letters from/to Berlin/Paris)。正如 Herrmann 笺头信笺上的一段手写注释所证明的, 这个计划一般被称为“公谊会食物分配计划”(“Quäkerspeisung”; 1920 年 7 月 9 日 Elsa Herrmann 致爱因斯坦的信)。

美国公谊会教徒的救济活动的第一阶段从1920年2月一直延续到1921年8月。购买食物的资金来自个人捐赠和美国救济署,并通过学校分发给营养不良的孩子以及哺乳母亲和孕妇(见 Jones 1937, pp. 80—81 和 1920年1月19日 Alfred Scattergood 致 Wilmer Young 的信, PPAF, General Administration-Foreign Service 1920-Germany, Cables & Letters from/to Berlin/Paris)。英国公谊会教徒甚至更早于1919年1月就开始了这项工作,他们优先救济的是大学学生、肺结核病患者和低龄孩子(见 Kreyenpoth 1932, pp. 22—24)。

到1920年夏,63万德国孩子在100多个地点每天得到美国人提供的食物。一年以后,在第一阶段任务结束之际,已经分发了价值650万美元的几乎两亿份膳食。(见1921年10月17日 *Korrespondenzblatt des Deutschen Zentralaussschusses für die Auslandshilfe* (DZA 通讯), no. 6, PPAF, Foreign Service 1921-Germany, Committees & Organizations; ARA, Correspondence, N. Y. and Phila.) 一家感恩的德国报纸大力称赞这些无私的美国人(见《柏林日报》1920年4月10日上午版[4]版的文章“Das Hilfswerk der Quäker(公谊会的救济工作)”和1920年4月13日上午版[5]版的文章“Die Quäkerspeisung in Groß-Berlin(大柏林的公谊会食物分配计划)”)。

爱因斯坦大概是在战争期间通过他于1915年6月初参加的“新祖国”同盟(BNV)的关系初次接触到公谊会教徒们的工作(见1915年7月2日爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信[卷八文件98]注2)。BNV 的一名成员 Elisabeth Rotten 与援助战俘的组织保持着联系(见1916年12月4日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信[第八卷,文件282]注5),而这也是公谊会教徒们深深介入的一项活动。关于公谊会教徒的另一个倡议,即给中欧提供知识营养的计划,见 *Einstein 1920b* (文件36)注2。

[3] 几个月前,爱因斯坦曾经就群众性饥饿及儿童死亡魔影发表过意见(见爱因斯坦1920年3月18日致 Hendrik A. Lorentz 的信, NeHR, Archief H. A. Lorentz 和1920年4月7日致 Paul Ehrenfest 的信)。一份来自慕尼黑的同时期佚名者的记述也描绘了同样可怕景象。排队领取公谊会教徒提供的盛得满满的豆粥的数千个“孩子们个个显得干净利落,但衣服则是千疮百孔,尽管温度计停在50度(华氏温度——中文编者注),尽管刮着刺骨的寒风,穿鞋袜的却难得一见。相当多的人面孔圆圆,脸色红润,但他们那瘦小的腿,凹陷的胸和突出的肩胛骨,都说明情况不佳,几乎人人都比正常发育至少落后两年”。1920年11月22日 DZA 通讯第146号, PPAF, 1920年德国的外国服务。

[4] 指战争及新近批准的凡尔赛和约带来的挫折(见下一个文件)。

334 41. 关于公谊会教徒的救济工作

[1920年7月11日后]

关于公谊会教徒的救济工作

[1920年7月11日后]^[1]

爱因斯坦

公谊会教徒为减轻中欧的苦难所做的工作是令人敬佩的。^[2]过去6年我们不得不忍受的政治经历究竟多么糟糕,这并不重要;只要世界是在愿意而且能够提供如此大量人力和财力、且不问种族和政治派别,来帮助一切人的国家领导之下,我们就有充分理由相信,促进国际联盟健康发展的心理条件已经具备。^[3]我们应该比过去更经常关注这项大公无私的慈善事业,以便——尽管有凡尔赛和约——让这样的观念能在德国生根。^[4]

TTrD. [40 006]. 在这个无页码的单页文件的顶端打印着“Abschrift(副本)!”，其后(在左页边)为“A·爱因斯坦教授博士”，文件底部则是“Auszug eines Briefes an Herrn Prof. Dr. H. Zangger, Zürich(摘自苏黎世 H. Zangger 教授手中的一封信)”。这篇摘录可能源自声明的终稿，而前一个文件则是它的草稿。

[1] 文件成稿日期假定在爱因斯坦就公谊会教徒工作发表第一个声明之后(见前一个文件)。

[2] 同胞的悲惨处境激励爱因斯坦计划在1918年底前往巴黎向协约国胜利者恳求拯救德国人免于饿死(见1918年12月6日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信[卷八文件664])。而在更近时期,他表达了他对柏林普遍挨饿情形感到的恐怖(见前一文件注3)。

1919年秋,苏黎世大学法医学教授 Heinrich Zangger(1874—1957)对他的朋友爱因斯坦信中牵挂着战争造成的东欧地区营养不良及时疫流行表达了同情(见1919年10月前后 Heinrich Zangger 致爱因斯坦的信)。由于 Zangger 与在东欧很活跃的红十字国际委员会的瑞士救济工作组织者有联系,爱因斯坦可能给他寄了一份这篇声明的摘录(见按语说明)。关于瑞士救济工作的总体背景,见 *Kreyenpoth 1932*, pp. 37—46 和 *Monnier 1995*, 特别是 pp. 302—312 对 Zangger 信中提到的红十字会成员 William Rappard(1883—1958)和 Bernard Bouvier(1861—1941)的活动的详细介绍。

[3] 国际联盟成立伊始,就在人道主义救济工作中担当了主要角色。1920年12月,瑞士代表团向国联大会提交一项动议,要求任命一名高级专员,“通过与现有国际组织合作”,促进和协助“一切以孩子名义发起的慈善工作……对于已将中欧人道主义行动列入自己工作计划的国际联盟来说,在这个活动领域提供帮助几乎成了义务”。*Delegation 1920*, pp. 114—115。

[4] 上一年末,爱因斯坦曾把拟定凡尔赛和约的协约国胜利者的行为说成越来越“令人作呕”(“ekelhaft”)。如此大量资财被外国人买走,他继续说道,致使德国有成为英美殖民地的危险(见1919年12月9日爱因斯坦致Max Born的信, GyB, Nachlass Born, no. 188, p. 9)。和约的一个特别遭人怨恨的方面,如果含蓄一点说(见 *Schröder-Gudehus 1966*, pp. 120—124),就是那些主张把德国排除在国际科学交流之外的条款(见 *Grundmann 1998*, p. 90 和 *Marsch 1994*, pp. 37—38)。

42. 致“大众技术教育总协会”

335

[*Einstein 1920d*]

本文件的一份打字稿附在 1920 年 7 月 16 日信件中。

1920 年 7 月 24 日发表。

发表在 *Neue Freie Presse* (《新自由报》), 1920 年 7 月 24 日, 早晨版, 第 8 版。

致“大众技术教育总协会”

爱因斯坦

336

我确信,你们的协会可以大有作为。我虽然不能评价它的直接实用上的重要意义,但作为一个教师我能看出它在不止一个方面将产生有益的结果。 [1] [2]

一种教育制度总难免有与感觉经验世界脱节的特有的危险。每一种教育类型都会创造许多概念,而这些概念在创造之时都与为创造它们而必须加以全面了解的现实紧密相连。但是,用语言界定的概念则倾向于普遍化,它一方面扩大它的应用范围,另一方面弱化与感觉经验的联系。特别是在较晚阶段,我们看到的概念变得空洞而形式化,失去了它们与能够通过感觉加以体验之物的联系。谁能否认我们以语言为重中之重的大学预科尤其严重地笼罩在这种危险之下?然而不顾实际应用的修习数学也面临同样危险,因为甚至几何学家几百年来也忘记了他们的知识归根结底是用来研究固体和光线的。断然否认这一点的几何学家把他那门科学降格到了毫无意义的玩弄字眼。科学要进步并保持兴旺,只有当它与感觉经验世界保持联系——哪怕是间接的联系——才有可能。需要技术知识的职业非常适合于——如前所述的——防止科学的退化。 [3] [4] [5] [6] [7]

另一方面,通过将技术中丰富的精神及美学内容引进公众意识,从而把它转变成文化生活的一个真正的要素,是十分可取的。一个优秀的人在听到“技术”这个字眼时,他想到的是什么呢?难道是金钱贪欲、剥削、人们的社会保护、阶级仇恨、无情的机械化、种族退化、没完没了的愚蠢竞争……如果人类中受过教育的朋友把技术当成我们时代——一个威胁到要消灭生活中更高尚乐趣的时代——的一个没有教养的孩子加以憎恶,这会令人感到惊奇吗?如果社会想从它得益,我们就不能让这个粗鲁的孩子不加管束地长大。为了对它施加一定的影响,人们必须努力熟悉它。它具有使生活变得更尊贵的力量。于此,我看到了贵协会的第二个伟大任务。 [8]

刊登在 1920 年 7 月 24 日《新自由报》早晨版第 8 版。保存下来一份无页码的两页打字稿 [45 104],后来

由 Helen Dukas 加上“1920 年 7 月 16 日”，以与同时寄出的爱因斯坦 1920 年 7 月 16 日致大众技术教育总协会的信件日期一致。

[1] 维也纳工商业技术博物馆 (Technologisches Gewerbemuseum) 创建人之一、奥地利技术研究所 (Technische Versuchsanstalt) 所长 Wilhelm Exner (1840—1931) 曾在 5 月初, 后来又在 7 月初邀请爱因斯坦参加他的协会及其执行委员会。他附上了一份由一些著名人士签名的呼吁书, 并要求爱因斯坦发表一个声明, 以帮助打破那些不愿承认技术教育具有同等价值的人文主义者的抵制 (见 1920 年 7 月 3 日 Wilhelm Exner 致爱因斯坦的信)。

[2] 爱因斯坦在更普遍意义上关注比大学精英更广大的听众接触知识, 见 *Einstein 1920a* (文件 33)。

[3] 在强调实用高于空谈理论时, 爱因斯坦指出, “普罗米修斯开始教育人类时用的不是天文学而是火和创造活动……” (“Prometheus fing bei der Menschenerziehung nicht mit der Astronomie an, sondern mit dem Feuer und der bildnerischen Werkstätigkeit …” *Moszkowski 1922*, p. 77)。

[4] 两年半以前, 爱因斯坦曾撰文表示他对死记的学习方式明显的轻蔑 (见 *Einstein 1917h* [卷六文件 49]), 而且他认为语言教学是这种学习方式的主要典型 (见 *Moszkowski 1922*, pp. 71—72)。

[5] 关于德国高中纯数学教学和应用数学教学之间的争论, 见 *Pyenson 1983* 和 *Pyenson 1985*, pp. 158—193。

[6] 爱因斯坦关于几何学与我们对有形物体的经验之间关系的观点, 见 *Einstein 1921c* (文件 52) 和 *Einstein 1917a* (卷六文件 42), pp. 425—427。

[7] *Moszkowski 1922*, p. 77 引用了爱因斯坦关于数学和科学的正当教学方法的见解: 它的基础不是抽象定义, 而应该是实用上有趣而直观上可以理解的论证。

[8] 爱因斯坦以前曾经提出一个去除“鲁莽孩子”粗糙棱角的方法。在他看来正变得越来越专门化的高等技术院校 (*Technische Hochschulen*) 应该在管理上与综合大学合并 (见刊登在 1919 年 12 月 25 日《新维也纳杂志》5 页的 1919 年的一次采访记)。

43. 关于新能源

[*Einstein 1920e*]

1920年7月25日发表。

发表在1920年7月25日《柏林日报》早晨版第4版。

关于新能源

爱因斯坦

德国科学家的判断

339

- [1] 相对论的创立者爱因斯坦教授告诉我们的行政总管兼通讯员以下消息：
“Rutherford 确实已经发现 α 粒子可以使氮发生裂变；在 α 射线辐照下的空气中，产生了射程与 α 射线不同的少量次级射线。据 Rutherford 解释，这些粒子中的一些具有甚至比由氮构成的 α 粒子更小的质量，后来发现它们的质量等于
- [2] 氢原子的质量。由此可以断言，在氢及其他原子产生时，氮原子却裂变了。前不久 Rutherford 证明，原子量为 3 的原子也产生了。因此，这里出现了一种完全
- [3] 新的原子，一种新元素。迄今所知，实现衰变所需的能量系 α 粒子所提供；至于
- [4] 释放出来的能量的来源，则无一致看法。我们决不能排除相当可观的能量是由这个过程所释放的可能性。看来可能，而且肯定绝非不可能，我们将在这里发现威力巨大的新能源；但根据目前已知事实，这个思想尚未得到直接的支持。做出预言是极其困难的，然而可能性看来真实存在。无论在什么条件下，只要能够释
- [5] 放原子内部能量，都具有给人类劳动提供可用能源的重大而深远的意义。不过在目前，这些过程还只能用最精细的手段来观察。这一点必须强调，否则人们就会变得过于兴奋了。但是如果循着这条线索继续走下去，特别是如果被 α 粒子
- [6] 激发出来的射线能够引起同样的效应，那就难说前面还有什么迅速进展是不可能发生的了。”

本文刊登在 1920 年 7 月 25 日《柏林日报》早晨版第 4 版。

340

[1] 《柏林日报》曾要求柏林大学最卓越的物理学家和化学家爱因斯坦、Fritz Haber、物理化学教授 Willy Marckwald(1864—?)、Walther Nernst、Max Planck 和 Heinrich Rubens 提供内行意见。根据这一长篇文章的导言所讲，征求意见的动机是寻找可以取代煤的替换能源。不久前法国在比利时的斯帕举行的会议上提出用煤作为战争赔偿，最后的协定要求德国在此后 6 个月内交付 200 万吨(见 Trachtenberg

1980, pp. 144—152)。

包括本文件在内的文章标题是“1g 物质=3000t 煤”。

据爱因斯坦的第一位传记作者称,爱因斯坦在 Rutherford 做出发现的几个月前,就在评估质量转化为能量的实际实现的可能性(见 *Moszkowski 1922* 中题为“一克煤”的那一章,尤其是 47 页)。

[2] 剑桥大学物理学教授、卡文迪什实验室主任 Ernest Rutherford(1871—1937)于 1919 年 6 月 6 日首次向英国皇家学会报告了他在人为蜕变研究中的发现(*Rutherford 1919a, 1919b*)。

[3] 1920 年 6 月 6 日, Rutherford 在他的贝克讲座上,概述了对在 α 粒子轰击下的氮和氧的人为蜕变研究,并宣布发现了质量为 3、正电荷为 2 的粒子。他推测这种复合原子是氮同位素。但他的后续研究证明只产生了质子和 α 粒子(见 *Rutherford 1922*)。Rutherford 的人为蜕变发现的历史记述,见 *Stuewer 1985*。

[4] 在加的夫会议上,了解人们所论及的巨大能量的 Arthur S. Eddington 说过,“我们控制这一潜在威力的愿望”的实现,应该服务于“人类的福利……否则就是人类的自取灭亡”。*Eddington 1920b*, p. 46。

[5] 几个月前,爱因斯坦曾向 Alexander Moszkowski(1851—1934)称赞过 Pflüger 的小书。柏林大学化学教授 Alexander W. Pflüger(1869—1945)通过计算 1kg 碳完全转化为能量时所生成的热,来论证相对性原理的重要实用意义(*Pflüger 1921*, p. 18)。爱因斯坦对 Pflüger 的乐观主义持谨慎态度(*Moszkowski 1922*, p. 47)。

[6] 爱因斯坦也同 Moszkowski 讨论过自持核衰变思想:“看来确有可能,在某些条件下,原子衰变一旦被有意识地发动,自然力就会把它维持下去,就像开始时故意点燃的一个小火花迅速蔓延成大火。”(“Es scheint nämlich denkbar, daß unter gewissen Bedingungen die Natur den Atomzerfall automatisch fortsetzen wird, nachdem ihn die Absicht des Menschen planvoll eingeleitet hat; nach Analogie eines Brandes, der sich ausbreitet, wenn als absichtliche Vorbereitung, auch nur ein Funke auftritt.” *Moszkowski 1922*, pp. 48—49.)

44. “对 W. R. Heß《对非均匀系统黏滯性理论的贡献》一文的批评” 341

[*Einstein 1920g*]

1920年8月3日收到。

1920年9月发表。

发表在 *Kolloid-Zeitschrift* 27 (1920):137。

对 W. R. Heß《对非均匀系统黏滞性理论的贡献》 一文的批评

爱因斯坦

342 我在我的 1906 年学位论文中,用一种理论方法,推导出黏滞度为 η 的液体 [1]
中刚性球体的悬浮黏滞度 η' 的公式如下: [2]

$$\eta' = \eta (1 + \varphi), \quad (1) \quad [3]$$

其中 φ 是单位体积悬浮液体中悬浮球体的总体积。

几年后,在 J. Perrin 实验的促动下,我重新检查了我的计算,发现了计算中 [4]
的一个错误。——正确的公式应该是(*Ann. d. Phys.* 4, 34, 1911):

$$\eta' = \eta (1 + 2.5\varphi). \quad (2) \quad [5]$$

看来,这个领域的研究者中,尚无人注意到上述改正。应该指出,此公式中的
的因子 2.5(对于刚性球体的稀释悬浮液)是从流体动力学运动方程严格推导出来
的。

本文发表在 *Kolloid-Zeitschrift* 27 (1920):137。1920 年 8 月 3 日收到,1920 年 9 月刊出。

343 [1] 苏黎世大学教授和生理研究所所长 Walter R. Heß(1881—1973)所写的论文。

[2] 爱因斯坦的学位论文发表于 1905 年(*Einstein 1905j* [第二卷,文件 15]);稍有不同的期刊文本于
次年发表(*Einstein 1906a*)。关于爱因斯坦学位论文的历史背景,见第二卷的《〔编者按〕爱因斯坦关于确
定分子大小的学位论文》,pp. 170—182。

[3] Heß 在其论文中引述了爱因斯坦的学位论文和公式(1),但他却推导出不同的黏滞度表达式,即
 $\eta' = \eta / (1 - \varphi)$ 。

[4] 实验是由 Perrin 的学生 Jacques Bancelin 完成的。见 *Einstein 1911e*(第三卷,文件 14)注 2。

[5] *Einstein 1911e*(第三卷,文件 14)中公布的改正的公式,在爱因斯坦的鼓动下,确实由他的前合作
者 Ludwig Hopf 找到了(见 1911 年 1 月 12 日爱因斯坦致 Jean Perrin 的信 [第五卷,文件 244])。

45. “我对反相对论公司的答复”

344

[*Einstein 1920f*]

1920年8月27日发表。

发表在 *Berliner Tageblatt*, 27 August 1920, Morgen-Ausgabe, pp. [1—2]。

345

我对反相对论公司的答复

[1]

爱因斯坦

在“德国自然科学家工作协会”这个冠冕堂皇的名称下,拼凑了一个杂七杂八的团体,它当前的目标看来是要在非物理学家的心目中贬低相对论及其创建者我本人。Weyland 和 Gehrcke 两位先生最近在柏林音乐厅就此作了他们的第一次演讲。我本人也在场。我非常清楚地知道,这两位演讲者都不值得用我的笔去回答,而且我有充分的理由相信,他们的动机并不是追求真理的愿望。(假如我是一个德国国家主义者,不管有没有卍字徽记,而不是一个有自由主义和国际主义倾向的犹太人,那么……)因此,我所以做出答复,仅仅是由于一些好心人不断劝说,认为应当把我的观点亮出来。 [2]

首先我必须指出,就我所知,今天简直没有一位在理论物理学中做出重大贡献的科学家,会不承认相对论是合乎逻辑地建立起来,并且是符合那些迄今已判明是无可争辩的事实的。最杰出的理论物理学家,即 H. A. Lorentz, M. Planck, Sommerfeld, Laue, Born, Larmor, Eddington, Debije, Langevin, Levi-Civita 都坚定地支持这个理论,而且他们自己也对它做出了有价值的贡献。在有国际声望的物理学家中间,直言不讳的反对相对论的,我只能举出 Lenard 的名字来。作为一位精通实验物理学的大师,我钦佩 Lenard;但是他在理论物理学方面并没有任何建树,而且他反对广义相对论的意见如此肤浅,以致到目前为止我都不认为有必要详细回答它们。现在我打算为此做点弥补工作。 [3]

我一直被人指责为相对论作乏味的广告宣传活动。但可以说,我一生都支持用词审慎和表达简练。夸张的言辞使我感到肉麻,不管这些言辞是关于相对论的还是任何别的东西的。我时常嘲笑别人感情冲动,而它现在竟然落到我的头上。不过,我也乐意偶尔让反相对论公司的大人先生们开开心。 [4]

346

现在来谈演讲。Weyland 先生看来根本就不是一位专家(医生? 工程师? 还是政客? 我也弄不清),除了破口大骂和卑鄙的指控,他一点也没有提出什么实质性问题。第二个演讲人 Gehrcke 先生一边通过编织赤裸裸的谎言,一边试图通过单方面挑选经歪曲的材料,在不了解情况的外行人中间制造虚假印象。 [5]

[6]

[7]

[8]

[9] 下面的例子可以证明这一点：

Gehrcke 先生宣称相对论会导致唯我论，所有专家都会把这个断言当做笑话来看待。他的根据是两只钟(或孪生子)的著名例子。其中一个相对于惯性系作往返旅行，而另一个不动；他断言在这种情况下相对论会导致真正荒唐的结果：紧靠在一起的两只钟每一只都比对方慢——尽管许多杰出的相对论专家已经(通过口头或书面)证明他的说法是错误的。我只能把这看做是故意试图误导

[10] 门外汉。

再者，Gehrcke 先生提到了 Lenard 先生提出的批评，其中许多都与来自日常生活的力学例子有关。由于我普遍地证明了广义相对论的陈述在一级近似下同经典力学一致，这些批评已经失去了根据。

Gehrcke 先生关于相对论的实验的证实所说的话，对于我是最有说服力的证据，表明他的目的并不是要揭示真正的事实。

Gehrcke 先生希望我们相信，水星近日点的运动无须相对论也可以得到解释。这里有两种可能性。要么人们虚构出一种特别的行星际物质，其质量之大和分布方式正好说明近日点运动的测量结果。当然这种办法同相对论的处理比

[11] 起来是非常不令人满意的。后者无须任何假设就解释了水星近日点的运动。另

[12] 一种办法是引证 Gerber 的论文，他在我之前给出了水星近日点运动的正确公式。可是专家们不仅同意 Gerber 的推导从始至终都有缺陷，而且还认为从 Gerber 的假设出发不可能推出这个公式。因此，Gerber 先生的论文是完全没有价

[13] 值的、失败的、无法修补的理论尝试。我声明是广义相对论提供了水星近日点运

[14] 动的第一次真正的解释。我未提 Gerber 的论文，是因为我在写作水星近日点运

动的文章时并不知道它；而且即便我知道这篇论文，也没有理由提到它。所有的专家已经判明，Gehrcke 和 Lenard 先生在这个问题上针对我的人身攻击是完全

[15] 不公正的；到现在为止，我认为就此再多说一句话，就会有失我的尊严了。

Gehrcke 先生在他的演讲中，带偏见地说到英国人专控实施的掠过太阳光线偏折测量的可靠性，他只提到三个独立观测组中的一个；即由于定日镜变形引起了错误结果的那一个。他没有提到，英国天文学家自己在他们的正式报告中，

[16] 已经把他们的结果解释为广义相对论的辉煌证实。

关于谱线红移问题，Gehrcke 先生并没有透露目前的测量仍然彼此矛盾，因此还不能做出最终决定。他只引证了不利于相对论预言存在谱线移动的证据，但却隐瞒了以前的结果不再令人信服的事实，Grebe, Bachem 和 Perot 等人最新的研究已显示了这一点。

[17] 最后，我想指出，由于我的建议，在瑙海姆的自然科学家集会上，已经安排了关于相对论的讨论。任何敢于面对科学论坛的人，都可以到那里去提出自己的

反对意见。

看到相对论和它的创建者在德国受到这样的诬蔑,将会在外国产生一种奇怪的印象,特别是我的荷兰和英国同行 H. A. Lorentz 和 Eddington,这些先生们在相对论领域里紧张地工作,并且不断就这个主题进行演讲。 [18]

348 发表于《柏林日报》1920年8月27日,早晨版,pp. [1—2]。

[1] 关于引出这篇文章的事件的背景,见《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 101—113。也见 Fölsing 1993, pp. 520—529。在回答 Paul Ehrenfest 对这个文件的批评(Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信,1920年9月2日),和他怀疑该文可能并非爱因斯坦本人所写时,爱因斯坦告诉他:“那是在一天早晨一口气写出来的,完全出自我自己的手笔”(Ich habe ihn ganz unbeeinflusst eines Vormittags in einem Zuge hingeschrieben。爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1920年9月10日以前)。Ehrenfest 也对 Lorentz 表示了他的震惊(Paul Ehrenfest 致 Hendrik A. Lorentz 的信,1920年9月2日,NeLR, H. A. Lorentz 案卷)。

[2] 德国自然科学家保卫纯科学工作协会(Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft)是 Paul Weyland 建立的一个未登记的组织(见 Kleinert 1993 和 Goenner 1993, pp. 120—123)。

[3] 这个事件在 Weyland 1920a 中预先作了宣传,后来几家报纸,包括 Berliner Tageblatt, Vossische Zeitung, Vorwärts 和 8—Uhr Abendblatt(部分重印于 Weyland 1920b)作了详细报道。Weyland 的演讲发表于 Weyland 1920b, pp. 10—20; Gehrcke 的演讲以 Gehrcke 1920 出现,在开会时散发。爱因斯坦静静地坐在一个包厢中,震耳的咆哮声清晰可闻:“必须卡住这个犹太佬的咽喉”(“man sollte diesem Juden an die Gurgel fahren.” Die Umschau 24 [1920]:554)。根据另一篇报道,“在星期二的会议结束时,靠近爱因斯坦的一些学生以压倒一切的声音喊道:‘真该抓住这个犹太猪的咽喉’。”(“sogar Studenten nach Schluß der Versammlung am Dienstag in der Nähe von Professor Einstein, ... u. a. ganz laut sagten: ‘Diesem Saujuden müßte man eigentlich an die Gurgel springen.’” Vossische Zeitung 29 August 1920, Morning Edition, Supplement 4, p. 1)与会者还包括 Walther Nernst, Max von Laue 和 Ilse Einstein(Vossische Zeitung, 重印于 Weyland 1920b, p. 6; Max von Laue 致 Arnold Sommerfeld 的信,1920年8月25日 [GyMDM, Sommerfeld 遗物,1977—28/A, 197(5)])。

[4] 列入 Larmor 的名字看来不恰当;关于 Larmor 对广义相对论的保留,见 Hentschel 1998, pp. 496—500。

[5] 参见他反相对论的小册子 Lenard 1918 和他在 Lenard 1920 中补充的评论。

[6] 爱因斯坦在这里没有提及他在 Einstein 1918k(文件 13)中对 Lenard 批评的回答。

[7] 这一段的原文是:“Vor hochtönenden Phrasen und Worten bekomme ich eine Gänsehaut, mögen sie von sonst etwas oder von Relativitätstheorie handeln. Ich habe mich oft lustig gemacht über Ergüsse, die nun zuguterletzt mir aufs Konto gesetzt werden. Uebrigens lasse ich den Herren von der G. m. b. H. gerne das Vergnügen.”

[8] Weyland 对爱因斯坦的主要责难是“为相对论作广告”,其实是重复 Gehrcke 老早就已经提出过的指控。见《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 101—113。

[9] Gehrcke 在回答爱因斯坦的指责时,断然否认他有澄清科学问题以外的任何动机:“我拒绝追随

爱因斯坦对我进行粗暴人身攻击的做法;对于他的评论,只要是客观的,我将在别处给予答复……我只想说,爱因斯坦将发现,要证明在我多年来提供的反相对论的真实论据同任何政治的或个人的动机之间存在联系,会是很困难的”。(“Den hier von Einstein mir gegenüber eingeschlagenen Weg der unsachlichen persönlichen Polemik lehne ich ab zu verfolgen; eine Antwort auf die Ausführungen Einsteins, soweit sie sachlich sind, wird an anderer Stelle erteilt werden ... Ich möchte nur bemerken, daß es Einstein schwer fallen dürfte, den Beweis dafür anzutreten, daß ein Zusammenhang zwischen meinen jahrelangen, sachlichen Widersprüchen gegen die Relativitätstheorie mit politischen und persönlichen Beweggründen besteht.” *Deutsche Zeitung*, 1 September 1920)

[10] 关于 Gehrcke 把时钟佯谬解释为狭义相对论弱点的许多试图,见《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 101—113。爱因斯坦在 *Einstein 1918k*(文件 13)中对 Gehrcke 的回答,只是使得他的观点更加强硬。在 *Gehrcke 1914*, p. 39 中, Gehrcke 已经争辩说, Minkowski 时空几何导致了唯我论。

[11] 这个假说是在 *Seeliger 1906* 中提出的;有关历史背景见 *Earman and Janssen 1993*。

[12] Paul Gerber(1854—1917 以前)是波美拉尼亚地区施塔加德的一名高中教师,他的行星近日点进动公式首先发表于 *Gerber 1898*; Gehrcke 在 *Annalen der Physik* 上重新发表了 Gerber 较长的研究, *Gerber 1902*。在 *Gehrcke 1916* 中,他比较了 Gerber 和爱因斯坦的公式,表明它们是相同的。 349

[13] Gerber 推导的基础,在形式上类似于 Wilhelm Weber 对电磁力所采用的超距作用方案(见 *Laue 1917*)。Gerber 的主要想法是引力以光速而非瞬时传播。Laue 后来证明, Gerber 的方法为大家所熟知,可以回溯到 1870 年代出版的著作(见 *Laue 1920b*)。Gerber 只是引入了一个 3 的因子,没有任何清楚的理由这样做,就得到了“正确”的定量结果。所以,爱因斯坦说他在 *Einstein 1915h*(第六卷,文件 24)中的推导是第一次基于第一原理“解释”了水星近日点运动反常,而不是像在 *Seeliger 1906* 中提出的那种特定的论证,这断言无疑是正确的。Gerber 的推导也受到 *Laue 1917* 和 *Seeliger 1917* 的批评。Lenard 后来提出, Laue 和 Seeliger 反对 Gerber 结果的论据是过分吹毛求疵了;见 *Lenard 1918*, pp. 1—2 和《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 101—113。

[14] 这是指 Gehrcke 在 *Gehrcke 1916* 中提出的剽窃指控,以及 Lenard 在 *Lenard 1918* 中使 Gerber 的工作正统化的努力。爱因斯坦通知 *Annalen der Physik* 的合著者 Wilhelm Wien,他不打算回答 Gehrcke 的指控(爱因斯坦致 Wilhelm Wien 的信,1916 年 10 月 17 日[第八卷,文件 267])。

[15] 关于英国观测队和他们的结果,见 *Einstein 1919d*(文件 23),注 2—4。

[16] Gehrcke 指的是 Karl Schwarzschild 和 Charles E. St. John 没有探测到预期引力红移的工作。他没有提到在 *Grebe and Bachem 1919*, *1920a* 和 *1920b* 中报道的正面发现,仅仅表示 Ludwig C. Glaser 很快会分析全部实验结果。的确在 9 月 2 日, Glaser 是 Weyland 在音乐厅组织的反相对论演讲第二个晚上(也是最后一个晚上)唯一的报告人。Glaser 的批评主要是针对 Leonhard Ch. Grebe 和 Albert J. Bachem,而不是针对 Alfred Perot 的工作。Perot(1863—1925)是巴黎理工大学物理学教授。关于他在本文件之前对测量引力红移的贡献,见 *Perot 1920a* 和 *1920b*。是 Arnold Berliner 提请爱因斯坦注意 Perot 的新结果(Arnold Berliner 致爱因斯坦的信,1920 年 8 月 19 日)。进一步的讨论,见 *Hentschel 1992* 和 *1998*, pp. 227—229, 514—535。

[17] 这些讨论发生在 1920 年 9 月 23 日举行的德国自然科学家和医生协会巴特瑙海姆会议上(见 *Einstein et al. 1920* [文件 46])。

[18] 对于来自国外的反应,见 Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信,1920 年 9 月 3 日; Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信,1920 年 8 月 28 日和 1920 年 9 月 2 日;爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信,1920 年 9 月 10 日以前。

46. 在巴特瑙海姆演讲会后的讨论

[*Einstein et al.* 1920]

德国自然科学家和医生协会第 86 次会议于巴特瑙海姆举行,在有关相对论的 6 场演讲之后于 1920 年 9 月 23—24 日进行了讨论,这是讨论会记录的印刷版。

发表于 1920 年 11 月 1 日和 15 日。

发表在 *Physikalische Zeitschrift* 21 (1920):650—651, 662, 666—668。

在巴特瑙海姆演讲会后的讨论

爱因斯坦

讨 论

[p. 650]

351

[1]

- [2] Pauli: 迄今为止, 还没有任何电子理论, 包括爱因斯坦的理论 (Berl. Ber. 1919), 在满意地解决电的基本量子问题上取得成功; 不难理解, 人们为何要去寻找这一失败的更深刻的原因。现在, 我想在下述情况中寻找的这一原因是: 根本不容许将电子内部的电场继续描述为定态的空间函数。电场强度被定义为作用在荷电的检验物体上的力, 如果没有像电子 (或者 N -核) 这种较小的物体, 电子内部某点的电场强度的概念 (所有连续性理论都要用它来运作) 看来就会成为空洞的、内容含糊的虚构, 并不对应任何真实的东西。由于没有任何足够小的标准, 关于空间测量人们也可以说类似的话。因此, 我想请教爱因斯坦教授, 他是否同意如下意见, 即只有通过修改我们的空间 (也许还有时间) 观念, 并通过原子论意义上的电场, 人们才能指望解决物质问题, 或者他是否认为上述考虑站不住脚而同意如下意见, 即人们必须坚持连续性理论的基础。

[p. 651]

352

- 爱因斯坦: 随着科学概念体系趋向精确化, 将经验归结为概念的方式就变得越来越复杂了。如果在某项科学研究中发现经验不再能归结为某个概念, 那就可以选择是推翻这个概念呢还是保留它; 在后一种情况下, 人们不得不以更复杂的体系替代将概念归结为经验的体系。有关时间和空间距离概念的这种可能替代也摆在我们面前。在我看来, 答案只有依照符合目的的根本理由才能给出; 如何得到这个结果, 我也觉得没有把握。

- [5] Reichenbächer 强调: ①规范不变量是支持坐标不变量的; ②按作用量原理积分后, 曲率半径 R 为常数。是否以后可引入自然规范使场方程也规范不变呢? 此外, 他提出引入双矢量进行讨论。

Weyl: 用任何规范来做在一定意义上都是有益的。只是为了找到同以前理论的联系, 最好是采用特殊的规范来做。至于第二点, 我引入两个场矢量是冒着

风险的,因为这种办法并没有带来更多的益处,所以看来我也没有什么事实可讲。

爱因斯坦:为了建立我的概念体系,用符号语言来表达基本的经验对我来说是决定性的。时空间隔在物理上由量杆和时钟定义。若考虑两种客体(量杆和时钟),则它们的恒同性根据经验与其过去的历史无关。将一个具有物理意义的数 ds 赋予两个邻近的世界点——这一可能性就在于此。Weyl 的理论由于放弃了这个有充分经验依据的做法,从而就让理论失去了最可靠的经验支持和被检验的可能性之一。因为我一时看不出有什么言之成理的理由,表明自然客体的根本性质可以作为 Weyl 思想体系的基础,所以作为物理学家我对 Weyl 的理论表示怀疑。

[6]

Mie 强调爱因斯坦的理论通过 Riemann 几何学的应用而获得直观性,但(就人们的理解)Weyl 的理论却缺乏这种直观性;这样一来,Mie 也就指出了 Weyl 的理论和爱因斯坦的理论之间的一个根本区别。也许可以认为爱因斯坦理论本身也能以这种直观方式推广,即在引力势的对称张量上加上一个代表电磁场六维矢量的反对称张量。但更严格的考虑表明,这样并不能得到任何合理的世界函数。

[7]

Weyl:我自己认为能够将 Riemann 空间嵌入 Euclid 空间;当然这在更一般的度量空间中并不可行。但在四维 Euclid 空间上的这种“投影”我和 Riemann 都能做到。

353

讨 论

[p. 662]

[8]

Hamel: v. Laue 先生向我们证明:①由爱因斯坦理论可以得知,光的高速振动完全可以类比于几何光学。②太阳上可能发生的红移确实到达了这里。请允许我提出如下问题:是否有表明红移确实发生的严格证据?根据该理论的观点,太阳上的钟同地球上的钟一样,再直接假设光是钟上振动的原子发出的,从而就能发生红移。v. Laue 先生是否认为严格证明这一点的初步证据已经存在了呢?

[9]

爱因斯坦:目前条件下相对论的一个逻辑弱点是,必须分别引入量杆和时钟而不能用微分方程的解来构造它们。至于涉及作为理论经验基础的结果的可靠性,则与量杆和时钟行为有关的结果是最可靠的。因为发射原子可看做理论意义上的“时钟”,所以红移属于理论的最可靠的结果。

[10]

[p. 666]

关于相对论的一般性讨论

354

[11]

Lenard:我很高兴今天聆听了人们谈论基于以太的引力理论。不过我必须说,一旦从这种引力理论转向力同质量成正比以外的理论,自然科学家的简单认知力就会对理论感到不满意了。我想举制动的列车为例。为使相对性原理成立,在利用同质量不成正比的力时就会考虑把引力场添加上去。我想说,人们在进行物理思考时可以运用两种图像,我将它们称为第一种图像和第二种图像。例如 Mie 是用第一种图像进行讲述,亦即他通过方程式来表达所有的过程。第二种图像将方程式解释为空间中发生的过程。我更喜欢第二种图像,而爱因斯坦先生还是支持第一种。按第二种图像,以太是必不可少的。以太过去总是自然科学进步的最重要辅助手段之一,放弃它就意味着放弃所有自然科学家用第二种图像进行的思考。我想问的第一个问题是:在列车制动的例子中,根据相对论如何能得出这样的认识:是列车在制动还是周围的世界在制动竟然会无法区分?

爱因斯坦:我们的确观察到相对于列车的效应,如果愿意的话,可以把它解释为惯性的效应。但相对论同样可以把它解释为引力场的作用。那么这种场是从何而来的呢?您认为那是相对论者的发明。不过,这不是自由发明,因为它满足同样的、有如我们习惯于理解为质量效应的那些场所满足的那些微分定律。不错,如果只考虑宇宙的有限部分,解中的某些东西仍然是随意的。相对于制动列车的、起控制作用的引力场相当于一种由远方质量引起的感生效应。因此,我想简略地总结说:这种场不是任意的虚构,因为它满足一般的微分方程,并且能够归结为所有远方质量的效应。

Lenard:爱因斯坦先生的解释对我来说并不新鲜;这种解释也没有跨越从第一种图像到第二种直观图像的鸿沟。我认为,这种考虑添加上去的引力场必须对应某些过程,而这些过程并没有在经验上显示出来。

爱因斯坦:我想指出,人们视为直观的东西与非直观的东西已经改变。关于直观性的观点在某种程度上是随着时间变化的。我认为,物理学是概念性的而不是直观性的。作为一个关于直观性观点发生改变的例子,我提醒你注意:人们关于 Galileo 力学直观性的观点在不同时代就不同。

Lenard:我有一篇正在付印的文章《论相对性原理、以太和引力》,我在那里表达了我的观点:以太在某些关系中失效是因为人们还没有以正确的方式处理它。相对性原理成立要假设在非 Euclid 空间中不同地点和不同时间有不同的特性;其状态能引起空间这些不同特性的东西就是以太。只要相对性原理只用

355

于引力,我承认它是有益的。我认为它对于不与质量成正比的力是无效的。

爱因斯坦:问题在于事物的本性,就是说,仅当相对性原理对于所有自然定律有效,只有这时才能谈及相对性原理的有效性。

Lenard:仅当你考虑加上合适场的时候。我认为,相对性原理也可以只对引力进行新的表述,因为在非质量正比力的场合下,所添加上去的引力场根本没有增加任何新观点,只不过使原理看来有效而已。所有参考系的等效性也给原理造成了困难。

爱因斯坦:根本没有任何坐标系是通过自己的简单性就原则上取得特权地位的;因此,也没有任何办法来区别“真实”和“非真实”的引力场。我的第二个问题是:相对性原理对于被禁止的设想实验说了什么话,这样的设想实验有如,让地球静止而让周围宇宙绕地球的轴转动,于是就会出现超光速? [18]

第一句话不是论断,而是“以太”概念的新定义。 [19]

设想实验是原理性的(尽管不是实际上可行的)实验。它用于清楚地概括真实经验,以便由此引出理论演绎。一项设想实验仅当原则上不可能实现时才被禁止。 [20]

Lenard:我的信念可以归纳为:①最好停止宣布“废除以太”;②我一直认为相对性原理显然限制了引力原理;③超光速看来对相对性原理造成了困难,这是因为,它会随任意一个物体的转动而出现,只要人们不想把这种转动归于该物体本身,而是归于整个宇宙的话;然而相对性原理最简单的、迄今为止的形式却允许将这两种情形视为等价的。 [21]

Rudolph:广义相对论辉煌地证明了反对以太没有什么根据。爱因斯坦的理论是正确的,只是它对于以太的看法不对。即使加上 Weyl 的补充它变得可以接受,那也毕竟源于以太假说,随流动移走的以太层之间存在的空隙,依然可以通过由恒星串方向改变产生的离心力保持下来。 [22]

Palagyi:爱因斯坦和 Lenard 之间的讨论给我以深刻印象。我们在这里又遇到实验物理学和数学物理学之间(例如在 Farady 和 Maxwell 之间)已经存在的、古老历史的鲜明反差。爱因斯坦先生说,没有任何优越的坐标系。我认为从生物学上讲就有一个。那就是每个人自身所携带的坐标系。要驳斥相对论就在于贯彻这一思想。 [23]

爱因斯坦就此提醒说,理论和实验之间不存在什么鲜明反差。 [24]

Born:相对论更喜欢第二种图像。我考虑过地球和太阳的例子。假如没有了吸引力,地球就会离开太阳沿直线跑掉。 [25]

Mie:我从未理解这样一种意见,即以太本质上等同于有形物质,只是通过相对论才被认为是不可能的罢了。然而,是 Lorentz 早就已经在他的《运动物体

中的电学和光学现象》一书中做到了这一点。Abraham 在他仍然拒绝面对相对论时的教科书中也已认识到这一点,他说:“以太就是虚空。”我的观点是:即使在接受爱因斯坦的引力理论时也必须非常清楚地对下述情况进行区别,亦即把那些纯虚构的、仅只通过坐标系选择就进入世界图景的引力场同那些真实的、由事物的客观状态产生的引力场区别开来。我最近指出了一条如何能抵达“优越”坐标系的途径——在这种坐标系中,所有纯虚构的引力场从一开始就被排除掉了。

爱因斯坦:我不能理解为什么应当有一种优越的坐标系。人们充其量能够考虑这样的优化坐标系,在其中 Minkowski 表达式能近似用于 ds^2 。但除开对于大的区域根本不可能有这样的系统这种情况之外,这些坐标系肯定不是可严格定义而只是可近似定义的。

Kraus 指出了第一种图像和第二种图像之间在认识论上的差别,认为第一种图像比第二种图像质量更高。

Lenard:这正好提出了重心原理。不过,我认为这对主要问题不可能有任何影响。

发表在 *Physikalische Zeitschrift* 21 (1920):650—651, 662, 666—668。

[1] 1920年9月23—24日在巴特瑙海姆德国自然科学家和医生协会(GDNA)会议上作了有关相对论的6个演讲。这6个演讲是德国物理协会和德国数学协会特别联席会议组织的(见 Weyl 1922b, p. 51)。受到一个月前反相对论者攻击的激励并根据爱因斯坦的要求,组织者同意在演讲后进行公开讨论(见 Einstein 1920f [文件 45], 结语部分)。爱因斯坦宣称:“我绝不害怕批评的最好证明就是,我自己提议在瑙海姆的自然科学家代表大会上讨论相对论”(“Daß ich die Kritik durchaus nicht scheue, dafür ist der beste Beweis, daß ich selbst angeregt habe, auf dem Naturforschertag in Nauheim die Relativitätstheorie zur Erörterung zu stellen.” *Vossische Zeitung*, 1920年8月29日,早晨版,副刊4, p. 1)。关于巴特瑙海姆会议更多的背景,见《〔编者按〕爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》pp. 101—113。这些讨论的参加者是爱因斯坦, Philipp Lenard, Hermann Weyl, Gustav Mie, Wolfgang Pauli, Ernst Reichenbächer, Georg Hamel, Heinrich Rudolph, Melchior Palágyi, Max Born 和 Oskar Kraus。当时的记述,见 Weyl 1922b。关于爱因斯坦-Lenard 斗争的背景,见 Beyerchen 1977, pp. 85—91; Fölsing 1993, pp. 526—528; Goenner 1993, pp. 123—127。

第一次讨论接在 Weyl 的演讲“电学和引力”(“Elektrizität und Gravitation”)之后,其中陈述并讨论了他在 Weyl 1918a 中首次提出的统一场论。

[2] Einstein 1919a (文件 17)。

[3] “N核”应为“H核”,即氢核。

[4] Pauli 对于爱因斯坦, Mie, Hilbert 和 Weyl 的理论的怀疑不久后表达于 Pauli 1921。

[5] Ernst Reichenbächer 不久后发表了 Reichenbächer 1920, 这篇批评文章同爱因斯坦的回答 Einstein 1920k (文件 49) 一起, 出现在 *Die Naturwissenschaften* 上。在那里讨论的某些问题, 是在巴特瑙海姆触及的争端的详细说明。

[6] 有关爱因斯坦批评 Weyl 理论的细节, 见爱因斯坦致 Weyl 的信, 1918 年 11 月 29 日(第八卷, 文件 661)。

[7] Mie 的评论和 Weyl 的回答讨论了 Lenard 提出的主要争端的另一方面, 即明白易懂在理论物理学中的作用。在这里, Mie 表示他喜欢爱因斯坦的赝 Riemann 空时几何更胜于 Weyl 的非 Riemann 几何, 根据是它据称有使物理事件“图像化”的优越性。然而 Weyl 强调, 他的广义空间可以投影到 Euclid 四维空间, 即使它们不能嵌入更高维的 Euclid 空间。Mie 和 Weyl 之间的交锋强烈显示, 两人都感到数学模型的直观品质是非常重要的。这同 Lenard 严格区分数学物理同理论物理形成鲜明对照, 他认为前者缺乏直观的吸引力, 而后者从经验之源吸取其力量(见注 15)。

[8] 这次讨论接在 Max von Laue 的演讲“有关相对论的近期光学观测的理论评述”(“Theoretisches über neuere optische Beobachtungen zur Relativitätstheorie”)之后, Laue 在其中从相对论性的 Maxwell 方程导出了光线遵从测地线的事实, 并证明引力红移并不只是坐标效应, 而且也出现在远方观察者观测到的频率中。

[9] Georg Hamel(1877—1954)是柏林工学院数学教授。

[10] 有关爱因斯坦在 1920 年对引力红移基本重要性观点的讨论, 见 Hentschel 1998, pp. 481—491。

[11] 关于“一般讨论”的作用和历史, 见注 1。

[12] Lenard 在这次讨论中的大多数评论, 重复了他在 *Lenard 1918* 中为自己基于以太的引力理论辩解时反对广义相对论的论据。Lenard 抱怨爱因斯坦将引力场推广到包括惯性效应是与自然科学家的“常识”相悖。Lenard 拒绝承认由加速系引起的“虚构”引力场, 除非这种加速度是由引力产生的, 所以他要求加速度要与存在物质的数量成正比。

358

[13] 这种批评, 以及第一种和第二种图像之间的区别, 也是在 *Lenard 1918* 中提出的。爱因斯坦对它的回答简述于 *Einstein 1918k* (文件 13)。

[14] 爱因斯坦在这里诉诸 *Einstein 1918e* (文件 4), pp. 241—242 中陈述的 Mach 原理; 有关讨论见那里的注 5。

[15] Lenard 在巴特瑙海姆评论他的路线同爱因斯坦的分歧时语气可能更强。当时报道 Lenard 的回答大意如下: “这牵涉实验物理学家和数学物理学家之间的对立, 如果数学物理学家不能从……他惯于思考的第一种图像转到实验物理学家思考的第二种直观图像, 这种对立是不能跨越的。” (“Es handle sich um den Gegensatz zwischen experimentellen und mathematischen Physikern, der nicht zu überbrücken sei, wenn der mathematische Physiker nicht von den Bildern erster Art, ... in denen er zu denken gewohnt sei, zu den Bildern zweiter Art übergehe, den anschaulichen Bildern, in denen der Experimentalphysiker denke.” *Vossische Zeitung*, 24 September 1920, Evening Edition, p. 1)

[16] 这一交锋的更生动的表述载于 *Berliner Tageblatt*, 24 September 1920, Evening Edition, p. [3]:

“Lenard: 我不是在讨论公式, 而是讨论空间中的实际过程。那就是爱因斯坦和我之间的分歧。我并不反对他的狭义相对论。但是他的引力学说呢? 如果一辆行进的列车制动, 效应事实上只出现在列车本身中, 而并不在外面, 所有的教堂尖顶仍然矗立在那里!”

“爱因斯坦: 列车中的现象是引力场——通过远、近质量总和所引起的引力场——的效应。”

“Lenard: 如果我要直观想象这种引力场存在, 它必定也会产生其他方面的效应。”

“爱因斯坦: 人们视为“直观”的东西经历了巨大的改变, 是随着时间变化的。Galileo 的同时代人也宣称他的力学非常难以直观想象。这些“直观的”想象有它们的缺陷, 正如常说的“人的健全的理智”那样(笑声)。”

“*Lenard*: Ich bewege mich nicht in Formeln, sondern in den tatsächlichen Vorgängen im Raume. Das ist die Kluft zwischen Einstein und mir. Gegen seine spezielle Relativitätstheorie habe ich gar nichts. Aber seine Gravitationslehre? Wenn ein fahrender Zug brennt [bremst], so tritt doch die Wirkung tatsächlich nur im Zuge auf, nicht draußen, wo alle Kirchtürme stehen bleiben!

“*Einstein*: Die Erscheinungen im Zuge sind die Wirkungen eines Gravitationsfeldes, das induziert ist durch die Gesamtheit der näheren und ferneren Massen.

“*Lenard*: Ein solches Gravitationsfeld müsste doch auch anderweitig noch Vorgänge hervorrufen, wenn ich mir sein Vorhandensein anschaulich machen will!

“*Einstein*: Was der Mensch als *anschaulich* betrachtet, ist großen Veränderungen unterworfen, ist eine Funktion der Zeit. Ein Zeitgenosse Galileis hätte dessen Mechanik auch für sehr unanschaulich erklärt. Diese ‘anschaulichen’ Vorstellungen haben ihre Lücken, genau wie der viel zitierte ‘gesunde Menschenverstand’. [Heiterkeit.]”

[17] *Lenard* 1918 和 1920。

[18] 爱因斯坦的回答显得被截断了。以“我的第二个问题”开始的正文没有复现他的话,而是 *Lenard* 提出的问题(见《[编者按]爱因斯坦同德国反相对论者的冲突》, pp. 101—113)。载于 *Berliner Tageblatt*, 24 September 1920, Evening Edition, p. [3] 的报道提供了缺损段落的部分重建,包括爱因斯坦的回答:

“*Lenard*: …另一个问题:照爱因斯坦的说法,如果地球自转,也同样可以说是地球静止,而所有物质都围绕它转动。然而,那样一来,最远恒星(359)的速度就会远远超过光速。可是根据相对论,光速应当是极限速度。这就是自相矛盾。”

“*Einstein*: 不,只有对于狭义相对论的匀速直线运动来说,光速才是极限速度;在容许任意运动的系统中,光的任意速度是可能发生的。”

“*Lenard*: … Eine andere Frage; Wenn die Erde rotiert, so sagt Einstein, man könne genau so gut sagen, die Erde ruhe, und alle Materie rotiere um sie. Dann kommt man aber für die fernsten Gestirne zu Geschwindigkeiten, die weit über Lichtgeschwindigkeit liegen. Diese soll nach der Theorie aber eine Grenzgeschwindigkeit sein. Das ist ein Widerspruch in sich. 359

“*Einstein*: Nein, die Lichtgeschwindigkeit ist Grenzgeschwindigkeit nur für die geradlinig gleichförmigen Bewegungen der speziellen Relativität; bei beliebig bewegten Systemen können beliebige Geschwindigkeiten des Lichts auftreten.”

[19] “aufheben(举起;取消)”应为“auftreten(出现)”。

[20] 这一段不清楚是谁在说话,也不知“第一句”指的应当是什么。

[21] 这一段看来是爱因斯坦回答 *Lenard* 关于转动系的相对论处理中超光速问题的一部分。爱因斯坦对他使用设想实验进行了辩护,在 *Lenard* 1918 中 *Lenard* 已经对此进行过攻击。

[22] “heben bei der Relation … auf(随关系而取消)”应为“treten bei der Rotation … auf(随转动而出现)”。[这里是英译本的错误——校者注]

[23] Heinrich Rudolph (1863—1953)是科布伦茨威廉皇帝实科中学教师。

[24] 尽管是一个直言不讳的反相对论者,Palágyi 却宣称他预见过爱因斯坦和 Minkowski 关于空间和时间统一的工作。Gehrcke 也是认真做过这种宣称的少数人之一(见 *Hentschel* 1990, pp. 153—155)。

[25] *Vossische Zeitung* 对 Born 的评论做了如下记录:“Born 教授(格丁根)认为,正是相对论在满足直观性的要求。按照 Newton 的观点,在围绕太阳运动的过程中,地球因太阳的吸引和地球自身的惯性而

保持在自己的轨道上；如果设想太阳消失，地球一定会沿直线运动。但我们必须问它的运动为什么沿直线和朝什么方向。这里爱因斯坦的理论回答说，甚至当我们想象太阳消失了，宇宙中仍然存在着大尺度的质量分布，该分布作用于地球，使得地球不得不沿直线运动。原则上说，Newton 的概念赋予虚空一定的性质，而爱因斯坦的理论只承认相互作用。至于爱因斯坦的理论此外还涉及太阳和地球之间的吸引关系并对其加以解释，虽然这并未包含在该理论自己的前提中——则这是一个辉煌的成就”。（“Professor Born-Göttingen meinte, daß gerade die Relativitätstheorie das Bedürfnis nach Anschaulichkeit befriedige. Nach der Newtonschen Auffassung werde die Erde bei dem Lauf um die Sonne von der Anziehung der Sonne und der Trägheit in ihrer Bahn gehalten, denke man sich die Sonne weg, so müßte die Erde in grader Linie weitergehen. Warum aber denn in grader Linie und wohin, müsse man doch fragen. Hier sage nun die Einsteinsche Theorie, selbst wenn die Sonne weggedacht wird, so bleibt in der Umwelt noch eine große Massenverteilung übrig, und diese wirkt auf die Erde, so daß die Erde in eine gradlinige Bahn gezwungen wird. Im Grunde gebe die Newtonschen Auffassung dem leeren Raum bestimmte Eigenschaften, während die Einsteinsche Theorie nur Wechselwirkungen kennt. Daß die Einsteinsche Theorie darüber hinaus noch zu den Beziehungen der Anziehung zwischen Sonne und Erde komme, und sie erklären könne, obwohl sie gar nicht in ihren Voraussetzungen stecke, sei eine glänzende Leistung.” *Vossische Zeitung*, 24 September 1920, Evening Edition, p. 2)

[26] Lorentz 1895 和 Abraham 1908。

[27] Mie 1920。

[28] 这样的坐标变换必须满足的限制是在 Hilbert 1917 中引入的。

[29] 具有讽刺意味的是，Oskar Kraus 的评论似乎有利于爱因斯坦的观点。关于 Kraus，见 Hentschel 1990，pp. 541—548。

[30] 不清楚这一段指的是什么，可能是质能中心在其中静止的局部坐标系的选择。

47. 关于知识分子对国际和解的贡献

360

[*Einstein 1920i*]

1920年9月29日后发表。

发表在 *Thoughts on Reconciliation*. New York: Deutscher Gesellig-Wissenschaftlicher Verein von New York(《关于和解的思考》:纽约德国人社会及科学协会,1920年,纽约),pp. 10—11。

关于知识分子对国际和解的贡献

爱因斯坦

361 对国家间的和解及人类永恒博爱的最宝贵贡献,在我看来^[1]就存在于他们的科学和艺术造物之中,因为他们把人类精神提高到了个人和国家的自私目的之上。把精力集中在全体才智之士共同关心的问题 and 目标上,就会十分自然地产生终将使所有国家真正的学者和艺术家重聚一堂的友好情谊,尽管在他们中间不可避免地会有一些心胸比较狭窄和较缺少主见的人由于政治的及其他方面的欲求而暂时疏远。^[2]知识分子永远不要厌烦强调人类最美好财富的国际性,永远不要降低身份用公开声明或其他表示来助长政治情绪。^[3]最后我想指出,在我看来,如果年轻学生和艺术家比过去更多前往昔日的敌国学习,那对于国家间的和解是有益的。^[4]直接的经验能更有效地抵制那些在世界大战影响下已经在人们脑海里扎根的不幸的思想意识。

363 1920年9月29日以后发表在纽约德国人社会及科学协会的《关于和解的思考》,1920年,纽约,10—11页。保存下来一份无页码单页打字稿 [43 537],它后来由 Helen Dukas 加上“1920年10月”,以此说明它写于1920年9月29日 Otto Glogau 等人致爱因斯坦的征集声明的信件之后。

[1] 在打字稿中,“Meinung(看法)”之后插入了“nach(按照)”,大概是 Ilse Einstein 所为。

[2] 这份声明是纽约德国人社会及科学协会(Deutscher Gesellig-Wissenschaftlicher Verein von New York)为它成立五十周年而准备出版的纪念册征集的。响应者需要回答下述问题:“各国知识分子能够为昔日交战国的真正和解和人类的永恒博爱做出什么样的贡献以及如何做出贡献?”(“Was und wie können die Intellektuellen aller Länder in der alltäglichen Wirklichkeit zur wahren Versöhnung der sich im Kriege gegenübergestandenen Völker und zur dauernden Verbrüderung der Menschheit beitragen?”)出售纪念册的收入将赠给魏玛的 Schiller(席勒)基金,以资助德国和奥地利的穷困知识分子(见1920年9月29日 Otto Glogau 等人致爱因斯坦的信)。

在爱因斯坦看来,修复国际关系纽带不但要依据与个人无关的客观因素,而且也有赖于“热心而有主见的人”(“warm fühlender, freier Menschen”; 1920年9月9日爱因斯坦致挪威学生联合会的信)。然而他的国际主义信念并未妨碍他认识国家文化财富的脆弱,这个信念也曾反映在他于1920年11月给 Einstein 1917a(见卷六文件42)俄译本写的序言中。6个月前,他曾经让人用自己的名义公开呼吁缓解德国

和奥地利科学家的困境(见 *Einstein 1920b*[文件 36])。

有着犹太背景的爱因斯坦,同样清楚国际主义与民族主义并不矛盾。一年前他曾给他的一个同事写道:“人们可以具有国际主义精神,同时又决不冷漠对待自己的民族同胞。”(“Man kann international gesinnt sein, ohne interesselos zu sein gegenüber den Stammes-Genossen.”1919年10月5日爱因斯坦致 Paul Epstein 的信, CPIT, Paul Epstein collection)。

[3] 留意这类政治激情的爱因斯坦,曾在几个月前谢绝发表支持德国图书贸易的声明,他提倡的是办实事,而不是宣传(见1920年3月8日爱因斯坦致德国支持外国图书贸易协会的信)。他之所以提及当时的愤慨情绪,在一定程度上是对上一年国际研究理事会章程中体现了协约国报复性抵制政策的谴责。这个由协约国和若干中立国在1919年7月成立的团体,自称拥有对国际科学交流管理的完全控制,它谋求在四个方面限制德国和奥地利的参与:把德国和奥地利排挤出国际会议;会议上废止使用德语;将同盟国领土上的重要科学办事机构迁至其他地方;大大减少德语科学评论。光是在1920年,该理事会认可的20次国际会议中,就有16次将德国排除在外(见 *Schröder-Gudehus 1966*, pp. 96—120)。按照章程,德国和它的战时盟国10年之内被禁止取得该理事会的成员资格(见 *Marsch 1994*, p. 38)。有关这一封锁政策存在诸多漏洞的证据,见1921年2月22日 *Tägliche Rundschau* (《每日评论》)上午版[7]版的文章“Die wissenschaftliche Blockade Deutschlands(对德国的科学封锁)”。

使这一排斥政策更加难以忍受的是越来越令人悲观的科学研究经费状况。虽然德国的总经济形势在1920年春到1921年春期间得以稳定下来(见 *Feldman 1993*, 第五章),学术界却呈现从未有过的糟糕局面。1920年夏,威廉皇帝学会提出给爱因斯坦所在研究所的预算加倍(见1920年6月10日 Friedrich Schmidt-Ott 致威廉皇帝物理研究所董事会的信, GyBP, I. Abt. Rep 1A, Nr. 1657, p. 136)。可是取暖、照明和设备保洁的总费用就已经超过了研究所的预算,没有任何剩余可用在真正的研究上。例如,化学制品费用从战前以来上涨了30—50倍,买一台优质显微镜现在需要15000—20000马克而不是300—600马克(见 *Zierold 1968*, pp. 564—565 引用的1920年9月 Friedrich Schmidt-Ott/Eduard Wildhagen 的备忘录“Die Not der deutschen Wissenschaft(德国科学的困境)”,该备忘录以同样标题刊登在 *Internationale Monatsschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik* (科学、艺术和技术国际月刊)15 [1920年10月], no. 1, pp. 1—36)。

[4] 允许年轻人到国外学习有可能减轻 Friedrich Schmidt-Ott 已经注意到的一个威胁:经济上削弱了的德国将面临无力培养新一代学者的风险。通货膨胀时期谋生的困难,加上旅费和设备费的缺少,将使成长中的优秀人才放弃从事智力事业的打算,听任许多人别无选择而移居国外(见 *Zierold 1968*, p. 570 引用的 Friedrich Schmidt-Ott/Eduard Wildhagen 备忘录)。爱因斯坦一年以后也明确提到了这种危险(见 *Einstein 1921k* [文件 70] 最后一句话)。

48. “关于 Meissner 和 Kühn 的专利为 Telefunken 公司提出的非官方专家意见”

[1920 年 11 月 11 日以后]

关于 Meissner 和 Kühn 的专利为 Telefunken 公司 提出的非官方专家意见

[1920 年 11 月 11 日以后]^[1]

Privat-Gutachten für Telefunken über die Patente von Meissner und
[p. 1] Kühn.^[2]

1. 无效性。^[3]
2. Kühn。
3. 强制性许可。^[4]

爱因斯坦

Meissner 专利是先驱性专利吗?^[5]

因为是第一次利用栅极电子管来产生振荡。利用阀式作用装置(在运用放电过程的情况下)的想法虽然先前表述过,^[6]但只有通过 Meissner 专利才借助于栅极真空管的引入而得以实现。到现在为止,这是唯一实际上可用的发送和接收振荡的解决办法。

〈Kühn 的专利是不是一种发明?〉

Kühn 专利的内容和 Meissner 专利的内容区别何在。

Kühn 专利未用特殊的部件来耦合阳极电路和栅极电路。那种对于设备(作为振荡发生器)的功能所必不可少的耦合,是通过阳极和栅极之间的电容而形成的。^[7]这对于 Meissner 一方[和] Telef 304283 号专利^[8]来说是唯一不同之处。但这其实不是什么新东西……如果说有什么新的地方,那就是它只能实现振荡的发送,一般来说却不能用于接收。

因此,我得出的结论是,在 Kühn 的专利中显然没有新的发明。

[p. 2] 〈在维护 Kühn 专利的情形下是否有公益性〉^[9]

相对于以前知道的东西而言,Kühn 专利的内容是否有本质性的技术优点?

〈校准。调节。Ⅲ反馈。Telefunken 反馈专利^[10]已经给出的一个最重要的优点与之不相干。〉

Kühn 专利的内容具有下述相对于以前专利的优点。

366

1) 预先校准特性(Vor-Eichbarkeit)。

〈2) 更容易隔离栅极电路和〉阳极电路。

2) 由天线缺陷产生的失谐更小。

3) 高频波的产生更弱。

所陈述的优点中没有一个同 Kühn 专利的特色(即与通过电子管的电容来耦合阳极和栅极电路)有关。如果存在或多或少松散的、彼此耦合在一起的振荡电路,则上述优点就总会出现,而与这种耦合是通过电感、电容还是别的什么方法实现没有关系。

因此,我不能承认在 Kühn 专利给出的论述形式中包含着新的技术进步。

A·爱因斯坦

ADS. 该手稿由两个未编码页组成。这里的页码用方括号示于页边。标题是 Else Einstein 的笔迹。
[35 382].

[1] 日期的推断是根据 Georg Count von Arco 的一封信,在那封信中他请爱因斯坦作为非官方专家提出意见(见 Georg Count von Arco 致爱因斯坦的信,1920年11月11日)。

[2] 在1920年11月11日的信中,无线电报公司(“Telefunken”)的一个主管,爱因斯坦在“新祖国”同盟执委会委员中的同事 Georg Count von Arco(1869—1940),邀请爱因斯坦作为一件专利侵权诉讼中的专家。据称被侵权的专利是德意志帝国专利 291604 号,名称是“产生电振荡的设备(Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen)”,于1919年6月23日授予 Telefunken。它的发明人 Alexander Meißner(1883—1958)是 Telefunken 公司的一名工程师。侵权的专利是德意志帝国专利 310152 号,名称为“用真空管产生振荡的电路方法(Schaltungsweise zur Schwingungserzeugung mit Vakuumröhren)”,授予 Ludwig Kühn(在专利证书中误拼为 Kuhn),以及 Erich F. Huth 公司。

[3] 如果发明的使用违反了法律或公认的规则,将提起无效性诉讼;如果它不是新的,就是说,在申请日期之前 100 年内它已经被发表或者用到其他专家能够利用的程度;如果该发明是一个早先申请的专利的主题,最后,如果该申请的重要部分未经同意就采用其他专利权人的描述、绘图、模型、工具、设备或过程(1891年4月7日专利法, § 10, Seligsohn 1920, p. 4)。

[4] 当专利权人不许可一个申请者使用专利(尽管它是公益性的)时,可发放强制性许可证。

[5] 如果一项发明是首次一般地解决了一个技术问题,就称其专利为先驱性专利。在这种情况下,不仅特有的结构及其等价物,而且同一想法的其他实现都受该专利的保护(Seligsohn 1920, p. 130)。在致爱因斯坦的信中,Georg Count von Arco 提到,在 Marconi 公司的出版物中,该专利就被称为“先驱性专利”。

[6] 通过正反馈产生非阻尼振荡由 Barkhausen 1907, pp. 28—29 进行了讨论;奥地利的 S. Strauss 为

同一目的使用电子管首次获得专利(奥地利专利 71340 号)是在 1912 年,即 Meißner 的第一个专利之前一年(*Zenneck and Rukop 1925*, p. 864)。

[7] Kühn 的目的是保护振荡频率的恒定性不受天线上的外来影响,在那时这种影响是对长途电报和电话(较高能量无线电传输)的重要障碍。为达到此目的,他用电容耦合来代替阳极电路和栅极电路之间的电感耦合,这两种安排的细节,见 *Zenneck and Rukop 1925*, p. 613。

[8] 德意志帝国专利 304283 号(更往后称为“反馈专利”)名称为“*Aus einer Kathodenstrahlenröhre in Rückkopplungsschaltung bestehender Generator elektrischer Schwingungen*(输出端带反馈控制的阴极射线管电振荡产生器)”,于 1920 年 10 月 1 日授予 Telefunken。专利电路用 Meißner 反馈来实现和 Kühn 同样的目的。 367

[9] 这是在无效性诉讼可能不成功的情况下,通过提及专利的公益性,对于申请强制性许可的暗示。

[10] 德意志帝国专利 304283 号的专利权项 4。

49. 对 Ernst Reichenbächer 的答复,“若没有相对论,能在何种程度上建立现代引力理论?”

[*Einstein 1920k*]

1920年11月20日完成。

1920年12月17日发表。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 8 (1920):1010—1011。

[1] 对 Ernst Reichenbächer 的答复,“若没有相对论,
能在何种程度上建立现代引力理论?”

爱因斯坦

[p 1010] 关于引力理论没有相对性原理是否也能合理建立的问题,原则上无疑必须回答“是”。那么,为什么要相对性原理呢?首先,我用一个比较来回答。热的理论不用它的第二定律肯定也能发展,那么,为什么要用第二定律呢? 369

回答是显然的。当在一个领域中有两个理论对于全部已确立的经验都不分伯仲时,人们宁愿采取需要较少相互独立假设的那一个。从这个观点看来,相对性原理对于电动力学和引力理论的价值,就如同第二定律对于热学理论的价值一样,因为若不用相对性原理,就得作许多相互独立的假设才能得到相对论的结论。直到现在为止,所有避开相对性假设的努力都证明了这一点。

[2] 此外,从认识论的观点看,引入广义相对性原理也是完全合理的。因为坐标系只是一种描述手段,它本身与被描述的对象并没有什么关系。只有广义协变形式的自然定律在这种情形下才是合理的,因为在任何其他的描述方式中,关于描述手段的陈述将与被描述对象的陈述混在一起。我举出 Galileo 的惯性定律作为一个例子。具体的陈述听起来必定像这样:彼此距离充分远的质点作匀速直线运动——倘若该运动是参照一个恰当运动的坐标系,而且时间被恰当定义的话。有谁对于这种陈述不感到困惑呢?但是要删去第二个句子就不真实了。

[3] 我现在来答复针对引力场的相对性理论的批评。这里,Reichenbächer 先生一开始就忘记了那个决定性的论据,即惯性质量和引力质量在数值上的相等必须追踪到本质上的相同^①。如所周知,等效原理就正是实现了这一点。他(像 Kottler 先生一样)批评等效原理说,有限时空区域的引力场一般不能被变换掉。他未能看出,这是一点也不重要的。重要的仅仅是,人们有理由在任何时刻和随意(依赖于参照系的选择)用引力或者惯性来解释质点的力学行为。不需要更多

[7] ^① Reichenbächer 先生不应当说“因为引力……显示了它在加速度中的效应”,而应当说,“因为引力加速度与受引力作用物体的材料和状态无关”。只有,并且独有这后一个特性把引力场同其他力场区别开。

了,为了实现惯性和引力本质上的等效,不必一定要将两个或更多质量的力学行为通过同一坐标选择解释为纯惯性效应。毕竟没有人否认,比方说,狭义相对论公平对待匀速运动的性质,尽管不可能通过同一坐标选择把所有无加速度的物体一起变换到静止状态。

能够变换掉的引力场只是作为一种特殊情况是重要的,它们必定要满足我们寻求的自然定律。

第二个批评是,在相对于惯性系转动的坐标系中存在的场(如离心力场、Coriolis 场),据说只是“虚构”而非“真实”的场。这在 Newton 的理论中是正确的,因为这些场不满足 Poisson 的微分定律。但是根据广义相对论,它们却满足场的微分方程,因而相对于所选择的坐标系来说,正如有重物体邻近的场一样“真实”。

370 关于这些场是否应当间接追踪到质量的影响问题,相对论的支持者并没有一致意见。我本人选择第一种见解,根据这种见解,宇宙中所有(即便是最遥远的)物质都参与了每个局域引力场的建立。这个问题同宇宙学问题密切相关,尽管它具有根本的重要性,我也不必探究它的细节了。相对论的正确性或优越性,无须解决这些更遥远的问题就能分别判定,至于那些遥远的问题,最终只有通过恒星天文学才能回答。 [8] [p.1011] [9]

Reichenbächer 先生误解了我关于两个相对彼此转动天体的考虑。这些天体之一被想象为在 Newton 力学的意义下转动,因而由于离心力而变扁,但另一个则不然。具有刚性量杆的居民会发现这一点,并把情况通知对方,然后,他们会去寻求这两个天体行为的真正原因(这种考虑与 Lorentz 收缩无关)。Newton 是通过断言绝对空间的真实性来回答这个问题,一个天体相对于绝对空间转动,而另一个则不然。我本人同意 Mach 的见解,这种见解可以用相对论的语言陈述如下:宇宙中的所有质量决定 $g_{\mu\nu}$ 场,该场从第一个天体看与从第二个天体看不同,因为产生 $g_{\mu\nu}$ 场的质量的运动,当从这两个天体中每一个来描述时是相当不同的。在我看来,惯性在同样意义上是宇宙物质之间一种(传播的)相互作用,正如 Newton 理论看成是引力的那种作用一样。从这个观点看来,Reichenbächer 先生关于二体问题的说法是完全不对的。除了被考查的两个天体外,宇宙中所有天体的作用可以用准常数的 $g_{\mu\nu}$ 场来近似,但绝不能把这个事实与这些天体对被考查的两个天体没有影响的说法混为一谈。 [10]

我完全不能理解,Reichenbächer 先生在他的分析行将结束时,即在以“如果我们正确地考虑整个情况”开始的那一段中,在所有的话都说过以后,何以得出如下结论:一切自然定律都必须表示成广义协变的形式。因为,如果加速度具有绝对的意义,那么没有加速度的坐标系按其本性就是优越的,也就是说,以它们 [11] [12]

作参照时,自然定律就必定不同于参照加速坐标系的定律(并且更简单)。那么通过把定律压缩成广义协变的形式而使其表述复杂化,就没有道理了。

反之亦然,如果自然定律不能通过特殊运动状态的坐标系选择得到优越的形式,那么人们就不能放弃把广义协变条件作为研究手段。如果人们此外再假设,对于一个无穷小的测量系统狭义相对论成立,并且由于这个假设,引力场由 $g_{\mu\nu}$ 场描述,那么人们就站在广义相对论的立场上了。从 Reichenbächer 先生的陈述中,我看不出他的情况是否如此。

A·爱因斯坦

1920年11月20日,于柏林

发表于 *Die Naturwissenschaften* 8 (1920):1010—1011。1920年11月20日完成,1920年12月17日发表。手稿一直保留着(Harvey Plotnick, Chicago)。[83 687]。在手稿有显著改变和修订的地方加了注。

[1] Ernst Reichenbächer(1881—1944)是威廉敏娜港的一位高中教师。他的 *Reichenbächer 1920* 试图把协变的引力论同爱因斯坦的广义相对性原理分开,其论证与在 *Mie 1917a, 1917b, 1917c* 中给出的相似。Reichenbächer 以为相对性原理应该意味着,若不参照远方质量就不能从经验上区分转动和非转动坐标系。他宣称事实上这是可能的,而且必须把真正的引力同 Coriolis 力之类的虚假力区别开来。由此以及一般不能通过坐标变换消去有限时空区域内引力场的事实,Reichenbächer 争辩说必须放弃相对性原理。

他为自然定律的协变表述提出了一种新的认识论理由:虽然存在相对于以太加速的客观状态,但仅当我们知道宇宙中所有质量的分布后,这种状态才能被认知。协变陈述之所以恰当,是因为我们无须决定这种客观加速状态就能够在其中陈述自然定律。Reichenbächer 宣称,以太应当理解为由于质量的存在而产生形变的 Minkowski 时空流形(在 *Reichenbächer 1917* 中,他引入了一种可以弹性形变的以太模型)。

[2] 在 *Schlick 1917*, pp. 62—63 中,讨论了一个具有较少独立假设的理论的优先性。

[3] 在 *Einstein 1919f*(文件 26)中,爱因斯坦把广义相对论和热力学都称为“原理性理论”,并争辩说它们具有逻辑完备和基础稳固的优点。

[4] 在手稿中,“geboten”(适当的)被删去而代之以“gerechtfertigt”(完全合理的)。

[5] 在手稿中,“verschweigt”(不提)被删去而代之以“vergißt”(忘记)。

[6] Friedrich Kottler (1886—1965) 是维也纳大学数学物理学编外讲师。关于爱因斯坦对 *Kottler 1916* 中批评等效原理的回答,见 *Einstein 1916p*(第六卷,文件 40)。

[7] 手稿中的“Schwerebeschleunigung”被代之以“Schwerbeschleunigung”(引力加速度)。

[8] 关于爱因斯坦同 Willem de Sitter 在这个问题上的分歧,见第八卷《〔编者按〕爱因斯坦-DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论》pp. 351—357。爱因斯坦在 *Einstein 1917b*(第八卷,文件 43)中采取的立场是,引入宇宙学常数完全合理。

[9] 在 *Einstein 1921c*(文件 52)中,爱因斯坦提出了一种测定宇宙学常数的方法,从而回答了宇宙中的质量是否完全决定度规场的问题。

[10] 手稿中“Weltkörper auf die beiden betrachteten durch”(宇宙中所有天体对被考查的这两个天

体) 被代之以“Weltkörper, außer den beiden betrachteten, durch”(除了被考查的这两个天体之外,宇宙中所有天体)。

[11] 爱因斯坦所指的 *Reichenbacher 1917* 中那部分内容在注 1 第二段进行了概述。

[12] 在“Wenn”(如果)之前,手稿中删去了下面一段“Von dieser Stelle aus begreife ich nicht, wozu er die ganze Abhandlung geschrieben hat. Denn er steht damit auf dem Boden der allgemeinen Relativitätstheorie.”(从这里我不能理解他为何要写这篇文章,因为他已经站在广义相对论的立场上了。)

50. “相对论发展简述”

372

[1920年12月8日以后]

相对论发展简述

[1920年12月8日以后]^[1]

爱因斯坦

Kurze Skizze zur Entwicklung der Relativitätstheorie.^[2]

A. Einstein.

Es ist reizvoll, eine Gedanken-Entwicklung möglichst kurz dazustellen und doch so vollständig, dass überall die Stetigkeit des Fortschreitens erkennbar ist. Wir wollen dies für die Relativitätstheorie versuchen und zeigen, dass der ganze Weg aus kleinen, fast selbstverständlichen gedanklichen Schritten besteht. [p. 1]

Am Anfang der ganzen Entwicklung steht der sie ganz beherrschende Faraday-Maxwell'sche Gedanke, dass alles physikalische Geschehen auf Nahwirkungen zurückzuführen sei, d. h. mathematisch gesprochen auf partielle Differenzialgleichungen. Dies gelang Maxwell für die elektromagnetischen Vorgänge in ruhenden Körpern, indem er die magnetische Wirkung des Vakuum-Verschiebungsstromes erdachte sowie die Wesensgleichheit der durch Induktion erzeugten "elektromotorischen" Felder mit dem elektrostatischen Felde postulierte.

Die Ausdehnung der Elektrodynamik auf bewegte Körper blieb Maxwells Nachfolgern überlassen. H. Hertz^[3] suchte das Problem zu lösen, indem er dem leeren Raum (Aether) ganz ähnliche physikalische Eigenschaften zuschrieb wie der ponderablen Materie; im Besonderen sollte der Aether wie die ponderable Materie in jedem Punkte eine bestimmte Geschwindigkeit besitzen. Die elektromagnetische bzw. magnet-elektrische Induktion sollte durch die Aende-

rungsgeschwindigkeit des elektrischen bzw. magnetischen Flusses bestimmt sein wie in ruhenden Körpern, wenn man jene Aenderungsgeschwindigkeiten auf mitbewegte Flächenelemente bezog. Die Hertz'sche Theorie widersprach aber dem Fundamentalversuche von Fizeau über die Lichtausbreitung in strömenden Flüssigkeiten. Die naheliegendste Ausdehnung der Maxwell'schen Theorie auf bewegte Körper war unvereinbar mit dem Experiment.

Hier griff H. A. Lorentz rettend ein. Als unbedingter Anhänger der atomistischen Theorie der Materie konnte er die letztere nicht als den Sitz der kontinuierlichen elektromagnetischen Felder ansehen. Diese Felder fasste er also folgerichtig als Zustände des kontinuierlich gedachten Aethers auf. Den Aether dachte sich Lorentz als wesentlich unabhängig von der Materie, mechanisch und physikalisch. Der Aether sollte an den Bewegungen der Materie nicht teilnehmen und mit der Materie nur dadurch in Wechselwirkung stehen, dass letztere als Trägerin elektrischer, an sie gebundener Ladungen aufgefasst wurde.

373

[p. 2] Der grosse methodische Fortschritt der Lorentz'schen Theorie^[4] lag darin, dass die ganze Elektrodynamik ruhender und bewegter Körper durch diese Theorie auf die Maxwell'schen Gleichungen des leeren Raums zurückgeführt wurde. Diese Theorie war der Hertz'schen nicht nur methodisch überlegen, sondern es gelang H. A. Lorentz mit ihrer Hilfe auch, den experimentellen Thatsachen mit ihrer Hilfe verblüffend gut gerecht zu werden.

Nur in *einem* Punkte von prinzipieller Bedeutung schien die Theorie nicht zu befriedigen. Sie schien ein Koordinatensystem von bestimmtem Bewegungszustande (nämlich ein zum Lichtäther ruhendes Koordinatensystem) gegenüber allen dazu bewegten Koordinatensystemen auszuzeichnen. In diesem Punkte schien sie in schroffem Gegensatze zu stehen zu der klassischen Mechanik, in welcher alle Inertialsysteme (welche gegen einander gleichförmig bewegt sind) also Koordinatensysteme gleichberechtigt sind (spezielles Relativitätsprinzip). Dabei sprach alle Erfahrung auch auf elektrodynamischem Gebiete (insbesondere Michelsons Versuch) für die Gleichwertigkeit aller Inertialsysteme, d. h. für das spezielle Relativitätsprinzip.

Dieser als unerträglich empfundenen prinzipiellen Schwierigkeit verdankt die spezielle Relativitätstheorie ihre Entstehung. Diese Theorie entstand als Antwort auf die Frage: Steht das spezielle Relativitätsprinzip mit den Maxwell'schen Feldgleichungen für das Vakuum wirklich im Widerspruch? Scheinbar

war diese Frage zu bejahen. Gelten nämlich jene Gleichungen in bezug auf ein Koordinatensystem K , und führt man ein neues Koordinatensystem K' ein vermöge der anschaulich leicht begründbaren Transformationsgleichungen

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \text{(Galilei-Transformation),}$$

so gelten in den neuen Koordinaten (x', y', z', t') die Maxwell'schen Feldgleichungen nicht mehr. Aber der Schein täuschte. Eine vertiefte Analyse der physikalischen Bedeutung von Raum und Zeit liess erkennen, dass die Galilei-Transformation auf willkürlichen Voraussetzungen beruht, insbesondere auf der Voraussetzung, dass die Aussage der Gleichzeitigkeit einen vom Bewegungszustand des benutzten Koordinatensystems unabhängigen Sinn habe. Es zeigte sich, dass die Vakuum Feldgleichungen dem speziellen Relativitätsprinzip genügen, wenn man als Transformationsgleichungen die Gleichungen

374

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \left[\frac{v}{c^2}\right]}} \end{aligned} \right\} \text{(Lorentz-Transformation)}$$

Dabei bedeuten x, y, z die mit relativ zum Koordinatensystem ruhenden Masstäben gemessenen Koordinaten, t die mit geeignet gerichteten, gleich beschaffenen, ruhenden Uhren gemessene Zeit. [p. 3]

Damit nun das spezielle Relativitätsprinzip gelte, ist notwendig, dass alle Gleichungen der Physik beim Übergang von einem Inertialsystem zum andern ihre Gestalt nicht ändern, falls man für die Berechnung dieses Überganges sich der Lorentz-Transformation bedient. Mathematisch ausgedrückt: alle Gleichungssysteme, welche physikalische Gesetze ausdrücken, müssen gegenüber der Lorentz-Transformation kovariant sein. Das spezielle Relativitätsprinzip ist demnach in methodischer Beziehung dem Carnot'schen Prinzip von der

Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art vergleichbar; ^[5] denn es liefert wie letzteres eine allgemeine Bedingung, der alle Naturgesetze genügen müssen.

Für diese Kovarianz-Bedingung hat hierauf H. Minkowski einen besonders schönen und übersichtlichen Ausdruck gefunden, der eine formale Verwandtschaft zwischen der euklidischen Geometrie von drei Dimensionen und dem zeit-räumlichen Kontinuum der Physik aufdeckt:

dreidimensionale euklidische Geometrie

Zu zwei benachbarten Raumpunkten gehört eine Masszahl (Abstand ds), gemäss der Gleichung

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2,$$

welche unabhängig vom gewählten Koordinatensystem (definiert) ist und mit dem Einheitsmassstab messbar ist

Die zulässigen Transformationen sind dadurch charakterisiert, dass sie den Ausdruck für ds^2 zur Invarianten haben; d. h. es sind zulässig die linearen orthogonalen Transformationen.

Spezielle Relativitätstheorie

Zu zwei benachbarten Raum-Zeit-Punkten (Punkt ereignissen) gehört eine Masszahl (Abstand ds) gemäss der Gleichung

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2,$$

welche unabhängig vom gewählten (Koordinaten) Inertialsystem ist und mit Einheitsmassstab und Einheitsuhr gemessen werden kann. Hierbei sind x_1, x_2, x_3 rechtwinklige Koordinaten; $x_4 = \sqrt{-1}ct$ die mit der imaginären Einheit und mit der Lichtgeschwindigkeit multiplizierte Zeit.

Die zulässigen Transformationen sind dadurch charakterisiert, dass sie den Ausdruck für ds^2 zur Invarianten haben; d. h. es sind zulässig diejenigen linearen orthogonalen Substitutionen, welche den Realitätscharakter von x_1, x_2, x_3, x_4 aufrecht erhalten. Es sind dies die Lorentz-Transformationen.

Diesen Transformationen gegenüber sind die Gesetze der euklidischen Geometrie invariant.

Diesen Transformationen gegenüber sind die Gesetze der Physik invariant.

Hieraus geht zunächst hervor, dass die Zeit zwar nicht bezüglich ihrer physikalischen Bedeutung, wohl aber bezüglich ihrer Rolle in den Gleichungen der Physik den räumlichen Koordinaten gleichwertig ist (abgesehen von den Realitätsverhältnissen.^[6] Die Physik ist von diesem Standpunkte aus gewissermassen eine euklidische Geometrie von vier Dimensionen oder—besser gesagt—eine Statik in einem vier-dimensionalen euklidischen Kontinuum. [p. 4]

Die Entwicklung der speziellen Relativitätstheorie besteht in zwei Hauptschritten, in der Anpassung der raum-zeitlichen Metrik an die Maxwell'sche Elektrodynamik und in einer Anpassung der übrigen Physik an jene veränderte raum-zeitliche Metrik. Der erste dieser Anpassungsvorgänge lieferte die Relativierung der Gleichzeitigkeit, den Einfluss der Bewegung auf Massstäbe und Uhren, eine Modifikation der Kinematik, insbesondere ein neues Additionstheorem der Geschwindigkeiten. Der zweite dieser Anpassungsvorgänge lieferte eine Modifikation des Newton'schen Bewegungsgesetzes für grosse Geschwindigkeiten sowie einen Aufschluss über die Natur der trägen Masse von fundamentaler Wichtigkeit.

376

Es ergab sich nämlich, dass <Masse> Trägheit keine Fundamenteigenschaft der Materie, überhaupt keine irreduzible Grösse, sondern eine Eigenschaft der Energie sei. Führt man einem Körper die Energie E zu, so wächst seine träge Masse um $\frac{E}{c^2}$ ($c =$ Vakuum-Lichtgeschwindigkeit); umgekehrt ist ein Körper von der Masse m als ein Energievorrat von der Grösse mc^2 anzusehen. —

Bei dem Versuch, die Gravitationslehre der speziellen Relativitätstheorie anzugliedern, zeigte sich gar bald, dass dies in natürlicher Weise nicht möglich war. Dabei fiel mir auf, dass die Gravitationskraft eine Fundamenteigenschaft besitzt, die sie gegenüber den elektromagnetischen Kräften auszeichnet: Alle Körper fallen im Gravitationsfelde mit der gleichen Beschleunigung oder—was nur eine andere Formulierung derselben Thatsache ist—Schwere und Trägheit eines Körpers sind numerisch gleich. Diese numerische Gleichheit spricht für Wesensgleichheit; können Schwere und Trägheit wesensgleich sein?

Diese Fragestellung führt direkt zur allgemeinen Relativitätstheorie. Kann ich die Erde nicht als rotationsfrei ansehen, wenn ich die Zentrifugalkraft, die auf <die> relativ zur Erde ruhende Körper wirkt, als ein "reales" Schwerefeld (bezw. als einen Teil des Schwerefeldes) auffasse. Wenn der Gedanke durchführbar ist, dann ist wirklich die Wesensgleichheit von Schwere und Trägheit erwiesen. Denn dieselbe Wirkung, welche von einem "nicht mitrotierenden" System aus als *Trägheit* aufgefasst [wird,] lässt sich vom Standpunkt eines mitrotierenden Systems aus als [S] *chwere* interpretieren. Nach Newton ist diese Interpretation unmöglich, weil das Zentrifugalfeld nicht als von Massen nach Newtons Gesetz erzeugt angesehen werden kann, und weil für [e] in "reales" Feld vom Typus des "Koriolis-Feldes" in Newtons Theorie überhaupt keinen Platz hat. Aber vielleicht liess sich Newtons Feldgesetz durch ein anderes ersetzen, das auf das Feld passt, welches in bezug auf ein "rotierendes" Koordinatensystem gilt? Die Überzeugung von der Wesensgleichheit der trägen und der schweren Masse floss mir das unbedingte Vertrauen in die Richtigkeit dieser Auffassung ein.^[7] Hoffnungsvoll an der Auffassung war dieses; Man kennt ja die "scheinbaren" Felder, welche in bezug auf gegen ein Inertialsystem beliebig bewegte Koordinatensysteme gelten; an diesen (speziellen) Feldern wird sich das Gesetz studieren lassen, welchem die Gravitationsfelder überhaupt genügen. Dabei wird zu berücksichtigen sein, dass als Erreger des Feldes die ponderablen Massen, also nach dem fundamentalen Ergebnis der speziellen Relativitätstheorie die Energiedichte (eine Grösse vom Transformationscharakter eines Tensors) massgebend sein wird.

Andererseits lieferte die Überlegung, fussend auf den metrischen Ergebnissen der speziellen Relativitätstheorie, das Ergebnis, dass in bezug auf beschleunigte Koordinatensysteme die euklidische Metrik nicht mehr gelten könne. Diese enorme Schwierigkeit, welche den Fortschritt der Überlegung einige Jahre hemmte, wurde gemildert durch die Erkenntnis, dass die euklidische Metrik für kleine Gebiete gültig sei. Dadurch behielt die vorher in der speziellen Relativitätstheorie physikalisch definierte Grösse ds auch in der allgemeinen Relativitätstheorie ihre Bedeutung; nur die Koordinaten selbst verloren ihre unmittelbare Bedeutung und sanken zu blossen Zahlen zur Numerierung der Raum-Zeitpunkte ohne physikalische Bedeutung herab.^[8] Die Koordinaten spielen daher in der allgemeinen Relativitätstheorie diejenige Rolle, welche die

Gauss'schen Koordinaten in der Flächentheorie spielen. Aus dem Gesagten folgt notwendig, dass sich in solchen allgemeinen Koordinaten die messbare Grösse ds in der Form

$$ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

darstellen lassen muss, wobei die $g_{\mu\nu}$ Funktionen der raum-zeitlichen Koordinaten sind. Die Art der raum-zeitlichen Variabilität der $g_{\mu\nu}$ bestimmt nach dem Gesagten einerseits die raum-zeitliche Metrik, andererseits das für das mechanische Verhalten materieller Punkte massgebende Gravitationsfeld. [p. 6]

Das Feldgesetz dieses letzteren ist im Wesentlichen dadurch bestimmt, dass es bei beliebiger Wahl des Koordinatensystems gültig sein soll, dass es durch den Tensor der Energie der Materie bestimmt sein soll und dass es keine höheren als zweite Differentialquotienten der $g_{\mu\nu}$, enthalten und in diesen linear sein soll. So ergab sich ein Gesetz das—obwohl von dem Newton'schen fundamental verschieden, in seinen Folgerungen so genau dem Newton'schen entspricht, dass der Erfahrung zugängliches Entscheidungskriterien zwischen beiden Theorien nur spärlich aufzufinden sind. —

Die grossen Fragen welche wir uns heute stellen müssen, sind folgende. Sind elektrisches Feld und Gravitationsfeld wirklich so wesensverschieden, dass sie auf keine formale Einheit reduziert werden können? Spielen die Gravitationsfelder im Aufbau der Materie eine Rolle; ist das Kontinuum im Innern des Atomkernes als erheblich nicht-euklidisch aufzufassen?^[9] Eine letzte Frage bezieht sich auf das kosmologische Problem. Ist die Trägheit auf Wechselwirkung mit fernen Massen zurückzuführen? Ist—was damit zusammenhängt—die Welt räumlich endlich? Hier liegt meine Meinungsdivergenz gegenüber Eddington.^[10] Ich empfinde eine bejahende Antwort mit Mach geradezu als notwendig; aber beweisen lässt sich vorläufig nichts.^[11] Erst eine dynamische Untersuchung der < ausgedehnten > grossen Fixsternsysteme hinsichtlich der Gültigkeitsgrenze des Newton'schen Gravitationsgesetzes für grosse Räume kann vielleicht einst eine exakte Basis für die Beantwortung dieser faszinierenden Frage liefern.^[12]

378 ADS. [1 007]. 这个手稿由 6 页组成。出现于原件每页右上角的页码这里以方括号标于页边。发表在 *Einstein 1921d* (文件 53)。

[1] 关于日期,见注 2。

[2] 1920 年 12 月初, *Nature* 杂志的编辑在附于 1920 年 12 月 8 日致 Robert W. Lawson 的一封信(现已不存)中向爱因斯坦约稿。Lawson 概括编辑来信的意思后通知爱因斯坦,该杂志将于 1921 年 1 月专为相对论出一期特刊。按照 Lawson 的建议,编辑也向其他欧洲学者征文,以显示战后国际科学合作的恢复。Lawson 自愿翻译手稿。1921 年 2 月初, Lawson 将手稿寄回(Robert Lawson 致爱因斯坦的信, 1921 年 2 月 8 日)。本文件是较早的稿子(文件 31)一个大大缩短的版本,那篇稿子可能也是为在 *Nature* 上发表而写的(早先约稿的来历见文件 31,注 3)。

[3] 关于爱因斯坦阅读 Hertz 的著作,见 *Einstein 1920j*(文件 38),注 7。

[4] 有关 Lorentz 在建立电动力学理论中所起作用的类似描述,见 *Einstein 1920j*(文件 38),注 10。

[5] 在 *Einstein 1919f*(文件 26)中,爱因斯坦将热力学和相对论都描述为原理性理论,将它们同陈述物理客体组成的构造性理论对照。

[6] 见文件 31, pp. 18—19 对时间和空间坐标不同物理作用的讨论。

[7] 关于等效原理在建立广义相对论中的启发作用,见文件 31, pp. 20—21。

[8] 在 *Einstein 1916e* (第六卷,文件 30), pp. 775—777 中,讨论了坐标度量意义的丧失和广义协变理论的需要。有关建立广义相对论中这一决定性步骤,及其与爱因斯坦拒绝空穴论证的联系的讨论,见 *Stachel 1989*, pp. 84—88。

[9] 有关爱因斯坦试图通过修改广义相对论来解释基本粒子的稳定性,见 *Einstein 1919a*(文件 17)。

[10] 在 *Eddington 1920a* 中, Eddington 批评了爱因斯坦的论证(见注 11)。

[11] 关于广义相对论中的“Mach 原理”及其同宇宙有限性问题联系的讨论,见 *Einstein 1918e*(文件 4),注 5。

[12] 爱因斯坦回答这个问题的尝试,见 *Einstein 1921f*(文件 56),注 2。

51. “艺术经验和科学经验中的共同要素”

[Einstein 1921a]

这个文件的亲笔草稿装在一封信里,起草的日期是 1921 年 1 月 27 日。

1921 年 2 月发表。

发表在 *Menschen. Zeitschrift neuer Kunst* 4 (1921):19 (《人·新艺术杂志》, 1921 年第 4 期第 19 页)。

[1]

艺术经验和科学经验中的共同要素

380

爱因斯坦

艺术经验和科学经验有什么共同之处？当世界不再是个人希望、意愿、欲求的场所，当我们能在世界面前自由地赞美、怀疑、观察，我们就进入了艺术和科学的王国。当我们用逻辑的语言重建我们看见过和经验过的事物时，我们就是在从事科学；而当我们通过一些其关系凭清醒的思考难以接近，却能凭直觉认知其意义的形式打交道时——我们就是在从事艺术。两者的共同点是热爱献身、超越个人、远离欲望。

[2]

[3]

1921年2月发表在1921年《人·新艺术杂志》，第4期第19页。一份无页码的单页亲笔手稿 [43 862] 附在致 Walter Hasenclever (1890—1940) 的信件中，该信件的草稿乃 Ilse Einstein 的笔迹，日期为 1921 年 1 月 27 日 [43 860]，写在 Hasenclever 的征稿函（见 1921 年 1 月 20 日 Walter Hasenclever 致爱因斯坦的信）的背面。 381

[1] 爱因斯坦的手稿将标题设定为问题。《人》（德累斯顿）的合著者、剧作家和诗人 Walter Hasenclever (1890—1940) 请求爱因斯坦就现代绘画和诗歌是“你的发现的直觉预感”（“eine intuitive Vorahnung Ihrer Entdeckungen”）这样的意见发表看法。他希望爱因斯坦能够帮助说服某些文学界人士承认艺术和科学之间的密切关系（见 1921 年 1 月 20 日 Walter Hasenclever 致爱因斯坦的信）。

[2] 爱因斯坦继 Schopenhauer 之后也认为，导致艺术和科学成就的一个强大动力是逃离“人们变化无常的欲望之桎梏”（“aus den Fesseln der ewig wechselnden eigenen Wünsche”；Einstein 1918j [文件 7]，p. 29）。关于逃避纯粹个人事务的话题，也可见 Einstein 1920i [文件 47]、1897 年 5 月爱因斯坦致 Pauline Winteler 的信（第一卷，文件 34）和 Einstein 1979，p. 6。

[3] 爱因斯坦关于经验在科学中的重要性的观点，见 Einstein 1920d（文件 42）。

[*Einstein 1921c*]

1921年1月27日在普鲁士科学院公开会议上演讲的扩展版。

1921年由Julius Springer(柏林)出版社出版。

本文件的第一部分原来在1921年2月3日发表于 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1921): 123—130 (*Einstein 1921b*)。 *Einstein 1921b* 中换页处在本文件的页边注明:页码后方括号内的单词(或其部分)表示该页从那里开始。

《几何学和经验》

爱因斯坦

[p. 123] 为什么数学比其他一切科学受到特殊的尊重,一个理由是它的命题是绝对可靠的和无可争辩的,而其他一切科学的命题在某种程度上都是可争辩的,并且经常处于会被新发现的事实推翻的危险之中。尽管如此,要是数学命题所涉及的只是我们想象中的对象而不是实在的客体,那么别的科学部门的研究者还是没有必要去羡慕数学家。因为,如果人们已经同意了基本命题(公理),以及由此导出其他命题的方法,那么毫不奇怪,不同的人必定会得出同样的逻辑结论。但是数学之所以有崇高声誉,还有另一个理由,那就是数学给予精密自然科学以某种程度的可靠性,没有数学,这些科学是达不到这种可靠性的。 385

[p. 124] 在这里,有一个历来都激起探索者兴趣的谜。数学既然是一种同经验无关的人类思维的产物,它怎么能够如此美妙地适合实在的客体呢?那么,是不是不要经验而只靠思维,人类的理性就能够推测出实在事物的性质呢?

照我的见解,这问题的答案扼要说来是:只要数学的命题是涉及实在的,它们就不是可靠的;只要它们是可靠的,它们就不涉及实在。我觉得,只有通过那个在数学中称为“公理学”的趋向,这种情况的完全明晰性才会成为共识。公理学所取得的进步,在于把逻辑-形式同它的客观的或直觉的内容截然划分开来;依照公理学,只有逻辑-形式才构成数学的题材,而不涉及直觉的或者别的同逻辑形式有关的内容。 386

[1] 我们暂且从这个观点来考察几何学的任何一条公理,比如:通过空间里的两个点,总有且只有一条直线。这条公理,在古老的和近代的意义上是怎样解释的呢?

古老的解释:大家都知道什么是直线,什么是点。这种知识究竟是来自人类的一种精神能力还是来自经验,是来自这两者的某种结合还是来自其他来源,这不是由数学家来决定的。他把这问题留给哲学家。上述这条公理,是以一种先于数学的知识为依据的,它像别的公理一样,是自明的,就是说,它是这种先验知识的一部分的表述。

[4]

近代的解释：几何学所处理的对象是以直线、点等这类字眼来表示的。对于这些对象并不需要假定有任何知识或直觉，而只是以公理（如上述那样一条公理）的有效性为前提，这些公理是在纯粹形式的意义上来理解的，即丝毫没有任何直觉的或经验的内容。这些公理是人的思想的自由创造。几何学的其他一切命题都是公理的逻辑推论（这里，公理只是从唯名论的意义上来理解的）。几何学所处理的对象是由公理来定义的。Schlick 因此在他的一本关于认识论的著作中，非常恰当地把公理称为“隐定义”。

[5]

现代公理学所提倡的这种公理观点，洗掉了数学中一切外附的因素，因而也驱散了以前笼罩着数学基础的那团神秘的疑云。但是这样一种修正了的对数学的解释也让人明白：对于我们的直觉对象或者客体，这样的数学不能做出任何断言。在公理学的几何中，“点”、“直线”等词只不过代表概念的空架子。至于给它们以什么内容，那是同数学无关的。

[p. 125]

[6]

然而另一方面也是确定无疑的，一般说来，数学，特别是几何学，它之所以存在，是由于人们需要了解实在客体行为的某些方面。几何这个词本来的意思是指大地测量，就证明了这一点。因为大地测量必须处理某些自然对象（即地球的某些部分、量绳、量杆等）彼此之间各种排列的可能性。仅有公理学的几何概念体系，显然不能对这种实在客体（以后我们称之为实际刚体）的行为做出任何断言。为了做出这种断言，几何学必须去掉它的纯逻辑形式的特征，应当把经验的实在客体同公理学的几何概念的空架子对应起来。要做到这一点，我们只要加上这样一条命题：固体之间可能的排列关系，就像三维 Euclid 几何里形体的关系一样。这样，Euclid 的命题就包含了关于实际刚体行为的论断。

[7]

388

[8]

这样建立的几何学显然是一种自然科学；事实上我们可以把它看做是一门最古老的物理学。它的论断根据实质上是经验的归纳，而不仅仅是逻辑推理。我们应当把这样建立的几何学叫做“实际几何”，下面还要把它同“纯粹公理学的几何”区分开来。宇宙的实际几何究竟是不是 Euclid 几何，这个问题有明白的意义，其答案只能由经验来提供。如果人们运用光是沿直线传播的这条经验定律，而且事实上光是以实际几何意义上的直线在传播的，那么物理学中一切长度的量度就构成了这种意义上的实际几何，测地学和天文学上的长度量度也是如此。

[9]

[10]

[11]

我特别强调刚才所讲的这种几何学的观点，因为要是没有它，我就不能建立相对论。要是没有它，下面的考虑就不可能：在相对于一个惯性系转动的参考系中，由于 Lorentz 收缩，刚体的排列定律不符合 Euclid 几何的规则；因此，如果我们承认非惯性系也有同等地位，我们就必须放弃 Euclid 几何。要是没有上述解释，就一定作不出向广义协变方程过渡的决定性的一步。如果我们不承认公理

[p. 126]

389

[12]

学的 Euclid 几何的形体同实在的实际刚体之间的关系,那么我们就容易得出如下的观点,这就是那位敏锐的、深刻的思想家 H. Poincaré 所主张的观点:Euclid 几何以其简单性突出地优于其他一切可想象的公理学几何。现在,因为公理学的几何本身并不包含关于能被经验到的实在的断言,而只有在与物理定律结合时才能做到这一点,所以不管实在的本性如何,要保留 Euclid 几何,应当是可能的,而且也是合理的。因为,要是理论与经验之间出现了矛盾,我们宁愿改变物理定律,而不愿改变公理学的 Euclid 几何。如果我们拒不承认实际刚体与几何之间的关系,那么我们就确实难以摆脱这样的约定,即 Euclid 几何应当作为最简单的几何而被保留下来。

[14] Poincaré 和别的研究者为什么拒不承认实际刚体同几何体之间的等效性(这种等效性是很容易想到的)呢?那只是因为经过进一步的考察之后,知道自然界中实在的固体并不是刚性的,因为它们的几何性状(即它们相对排列的各种可能性)是取决于温度、外力等的。这样,几何同物理实在之间原始的、直接的关系显然被破坏了,我们不得不倾向于下面这个更一般的观点,这是 Poincaré 观点的特征。几何(G)并不断言实在事物的性状,而只有几何加上全部物理定律 [15] (P)才能做到这一点。用符号来表示,我们可以说:只有(G)+(P)的和才能得 [p. 127] 到实验的验证。因此,(G)可以任意选取,(P)的某些部分也可以任意选取;所有这些定律都是约定。为了避免矛盾,必须注意的只是怎样来选取(P)的其余部分,使得(G)和全部的(P)合起来能够同经验相符合。从这个角度来考虑,公理学的几何与已经获得公认地位的那部分自然定律,在认识论上看来是等价的。

我认为,从永恒的观点来看(sub specie aeterni),Poincaré 是正确的。相对论中量杆这个概念,以及同它搭配的时钟这个概念,在实在世界里找不到它们的确切对应物。也很明显,固体和时钟在物理学的概念大厦里扮演的并不是不可简约的元素,而是复合的结构,它们不能在理论物理学中扮演任何独立的角色。但我相信,在理论物理学目前的发展阶段中,这些概念仍然必须作为独立的概念 [16] 来使用;因为我们还远没有得到一种关于原子结构理论原理的可靠知识,使我们 [17] 在理论上能由基本概念构成固体和时钟。

此外,有这样一种反对意见,认为自然界中没有真正的刚体,因此,所说的刚体性质不能用到物理实在上去,这种反对意见决不像乍看起来那么重要。因为 [18] 要准确地测定量具的物理状态,使它对于别的量具来说,它的性状足以毫无歧义地允许它去代替“刚”体,那并不是困难的事。而这种量具,正是那些关于刚体的陈述所必须参照的。

[18] 全部实际几何都是基于一条为经验所能及的原理,我们现在试着来了解这条原理。假设在一个实际刚体上标出两个记号,我们称这样一对记号为一个截

段：我们设想两个实际刚体，每个上面都标出一个截段，如果一个截段的两个记号能与另一个截段的两个记号永远重合，那么我们说这两个截段是“彼此相等”的。我们现在假定：

如果两个截段在某时某地是相等的，那么不论在何时何地它们永远都是相等的。 [19]

不仅 Euclid 的实际几何，就是它最接近的推广，即 Riemann 的实际几何，及其随后的广义相对论，也都以这一假定为基础。在证明这一假定的实验根据中，我想只讲一个。空虚空间里光的传播现象对每一段当地时间都定出一个截段，即相应的光的路程，反之亦然。由此可知，上述关于截段的假定必定也适用于相对论中时钟的时间间隔。因此可以作如下表述：如果两只理想的钟在任何时刻和任何地点（那时它们是紧靠在一起的）走速相同，那么当它们再在一起比较时，不管是在什么地点和什么时刻，它们的走速永远相同。如果这定律对于自然的时钟不成立，那么对于许多分开的属于同一化学元素的原子来说，它们的本征频率就应当不会如经验显示的那样严格一致。明晰光谱线的存在，是上述实际几何原理的一个令人信服的实验证明。分析到最后，这就是我们所以能够有意义地来谈论四维空间-时间连续统的 Riemann 度规的理由。 [20] [p. 128] [21] [22]

按照这里所主张的观点，这个连续统的结构究竟是 Euclid 的，还是 Riemann 的，或者任何别的，那是一个必须由经验来回答的物理学本身的问题，而不是只根据方便与否来选择的约定的问题。如果所考察的空间-时间区域越小，实际刚体的排列定律越接近 Euclid 几何体的定律，那么 Riemann 几何是会站得住脚的。

固然，所提出的这个几何学的物理解释，直接用到小于分子数量级的空间是失败了。但是，即使在那些有关基本粒子组成的问题中，它还是有部分的意义。因为即使在描述组成物质的荷电基元粒子这样一个问题上，仍然可以尝试赋予场的概念以物理意义，这些场概念原来是为描述比分子大得多的物体的几何性状而给以物理定义的。要求 Riemann 几何的基本原理在它们的物理定义范围以外仍然有物理实在的意义，这种企图是否正确，那只有靠它试用后成功与否来判明。结果可能会是：这种外推并不见得比把温度概念外推到分子数量级的物体上去会更有根据。 [23] [p. 129] [24]

把实际几何的概念推广到宇宙数量级的空间上去，表面上看来，问题较少。当然，它会遭到这样的反对意见：由固体杆组成的结构当其空间范围越来越大时，离理想的刚性也就越来越远。但是，我认为这种反驳不大会有什么根本性的意义。因此，我认为宇宙在空间上是否有限这个问题，从实际几何的意义来看，是十分有意义的。我甚至认为，天文学不久后回答这个问题并非不可能。让我 [25]

们回顾一下广义相对论在这方面的说法。它提出两种可能性：

1. 宇宙在空间上是无限的。这只有当宇宙里集中于星体内物质的平均空间密度等于 0 时才可能,那就是说,只有当所考察的空间体积越来越大,星体的总质量与其所散布的空间体积之比无限趋于 0 时,才有可能。

2. 宇宙在空间上是有限的。如果宇宙里有重物质的平均密度不等于 0,那就必然如此。平均密度越小,宇宙的体积就越大。

我不能不提一下,我们能够举出一个理论论证来支持有限宇宙的假说。广义相对论指出,一个既定物体的惯性随着它附近有重物质的增加而增大;因此,把一个物体的总惯性归结为它同宇宙中其他物体之间的相互作用,那似乎是很自然的,这正如从 Newton 时代以来,重力也确已完全归结为物体之间的相互作用一样。从广义相对论的方程可以推出:把惯性完全归结为物体之间的相互作用(如 E. Mach 所要求的),只有当宇宙在空间上有限时才可能。

许多物理学家和天文学家对这种论证没有印象。分析到最后,唯有经验才能决定这两种可能性中究竟哪一种在自然界中是现实的。经验怎样能够提供答案呢?首先,似乎可以从我们观察到的部分宇宙来测定物质的平均密度。这种希望是不能实现的。可见星体的分布是极其不规则的,我们没有理由可以冒昧地把宇宙中星体物质的平均密度看做是等于(比如说)银河系里的平均密度。总之,不管所考察的空间有多大,我们总不能相信,在那个空间的外面就没有更多星体了。这样,要估计平均密度似乎是不可能的。

但是还有一条道路我觉得是可行的,尽管它也有很大的困难。因为我们探究那些为经验所能及的广义相对论的结论与 Newton 理论结论的偏离时,我们首先发现的一种偏离是出现在引力物质的近旁的,这已在水星的例子中得到了证实。但是如果宇宙在空间上是有限的,那就有第二种对于 Newton 理论的偏离,用 Newton 理论的语言,它可以这样来表述:引力场好像不仅是由有重物质产生,而且还由分布在整个空间里的带负号的质量密度所产生。由于这虚设的质量密度必然是极小的,它只有在非常广大的引力体系中才能觉察到。

假定我们已知银河系中恒星的统计分布和质量,然后利用 Newton 定律,我们就能算出引力场以及这些恒星必须具有的平均速度,这个速度使得银河系在它的各个恒星的相互吸引下不会坍塌,而得以保持其实际的大小。如果恒星的实际速度(这是可以测量的)小于计算出来的速度,我们就能证明:在远距离处的实际吸引力比 Newton 定律所定的要小。从这样一种偏离就能间接证明宇宙是有限的。甚至还能估计出它的空间尺度。

我们能够设想一个有限但无边界的三维宇宙吗?

通常的回答是“不能”,但这不是正确的答案。下面的评述是为了证明,这个

问题的答案应当是“能”。我要指出,我们能够毫无特殊困难地用想象的图像来说明有限宇宙的理论,经过一些实践,我们不久将会对这种图像习惯起来。

首先是关于认识论性质的考察。几何-物理理论本身是不能直接描绘的,因为它只是一种概念体系。但是这些概念能用来把各种各样实在的或想象的感觉经验在头脑里联系起来。因此,使理论“形象化”,就意味着想起那些被理论给以系统排列的许多可感觉的经验。在当前的情况下我们应当自问,要怎样表示固体相互排列(接触)的性状,才能与有限宇宙对应起来。我对于这个问题要说的话,其实并没有什么新鲜之处;但是向我提出的许多疑问,证明对这些问题感兴趣的人的好奇心还没有得到完全满足。因此,对于我将要讲到的早已为大家熟悉的部分,内行人能否原谅呢?

[32]

397 当我们说我们的空间是无限的,我们要表达的意思是什么?那不过就是说,我们可以一个挨着一个地放置任意个同样大小的物体而永远填不满空间。假设我们有很多个同样大小的立方盒。依照 Euclid 几何,我们可以把它们在彼此的上下、前后、左右堆放起来,以填满空间的一个任意大的部分;但这样的构造会永无止境;我们能够加上越来越多的方盒,而永远不会没有余地。这就是我们说空间是无限的意思。比较恰当的说法是:假定刚体的排列定律是按照 Euclid 几何所规定的,那么空间对于实际刚体来说是无限的。

另一个无限连续统的例子是平面。我们可以在一个平面上放许多方卡片,使任何一张卡片的每一边同另外一张卡片的边接在一起。这种构造永无止境;我们总能继续放上卡片——只要它们的排列定律符合 Euclid 几何中平面图形的排列定律。因此,对于这些方卡片来说,这个平面是无限的。所以,我们说平面是二维的无限连续统,而空间则是三维的无限连续统。这里所指的维数的意义,我想可以假定是大家知道了的。

398 现在我们举一个有限但无边界的二维连续统的例子。我们设想有一个大球的表面和一些大小相同的小圆纸片。我们把其中一块纸片放在球面的任何地方。如果我们在球面上任意移动该纸片,在此过程中我们就碰不到边界。所以我们说这球的表面是一个没有边界的连续统。同时,这球面又是一个有限的连续统。因为我们如果把所有纸片都贴在球上,使得各个纸片互不重叠,这球的表面最后会被贴满,而没有容纳另外纸片的余地。这正是意味着这球的表面对于这些纸片是有限的。再者,球面是一个二维非 Euclid 连续统,那就是说,这些刚性图形所依据的排列定律并不符合 Euclid 平面的定律。这能用如下方法来证明。在一块纸片周围用 6 块纸片围起来,在其中每一块的周围再用 6 块纸片围起来,这样继续下去。如果这个构造是作在平面上,我们就得到一个连绵不断的排列,在那里,每一块纸片,除了那些放在边上的,都同 6 块纸片接触。在球面

上,这种构造起初似乎也有成功希望,纸片半径对球半径的比率越小,这种希望似乎就越大。但是当构造继续下去时,越来越明显的是,要纸片照上述方式不间断地排列下去,那是不可能的。可是按照 Euclid 平面几何则应当是可能的。这样,那些不能离开这个球面,甚至也不能从球面上看出三维空间的人们,只要凭纸片来做实验,就会发现他们的二维“空间”不是 Euclid 空间而是球面空间。

[33] 从相对论的最近结果来看,很可能我们的三维空间也近似于球面空间,那就是说,在这空间里刚体的排列定律不是照 Euclid 几何所规定的,而是近似地由球面几何所规定,只要我们所考察的那部分空间足够大的话。到这里,读者的想象会犹豫起来。他会愤慨地叫喊:“没有谁能想象这种东西。”“可以这样说,但不能这样想。我能很好地想象一个球面,但想不出它的三维类比”。

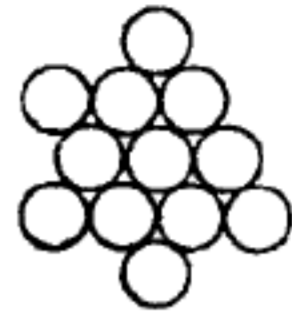


图 1

399

我们必须试图克服这种心理障碍,而有耐心的读者会明白,这绝不是一件特别困难的事情。为了这个目的,我们首先要再来看一下二维球面几何。在附图中,设 K 是球面,它在 S 处与平面 E 接触,为了便于表示,把这平面画成一个有边界的面。设 L 是球面上的一块圆纸片。现在让我们设想:在球面上同 S 径向相对的 N 点有一发光点,它在平面 E 上投下纸片 L 的影 L' 。球上的每一点在平面上都有它的影。如果球 K 上的纸片移动了,平面 E 上的 L' 也要移动。当纸片 L 在 S 时,它就几乎完全同它的影重合。如果它在球面上从 S 向上移动,平面上纸片的影 L' 也从 S 向外移动,同时变得越来越大。当纸片 L 接近发光点 N 时,这影就移向无穷远处,而且变成无穷大了。

400

现在我们提出这样的问题:在平面 E 上的纸片的影 L' 的排列定律是怎样的呢?显然它们是同球面上纸片 L 的排列定律完全一样。因为对于 K 上的每个图形, E 上都有一个对应的图形。如果 K 上两个纸片相接触,它们在 E 上的影也相接触。平面上投影的几何

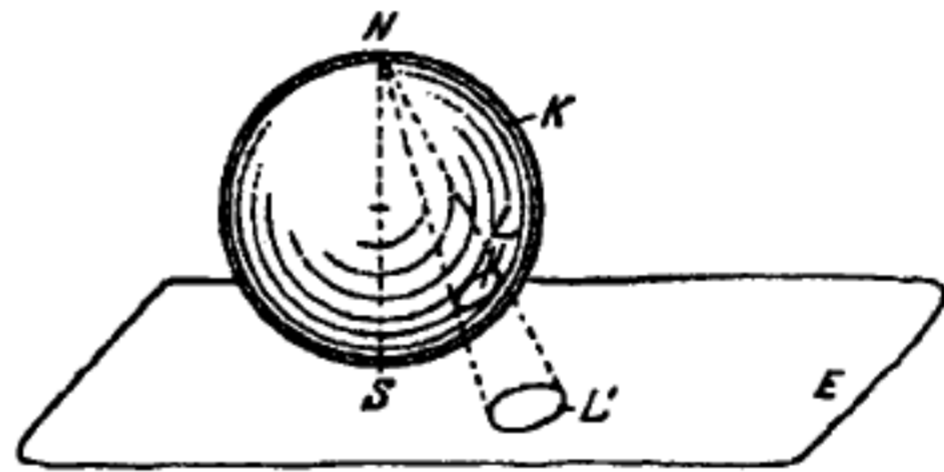


图 2

同球面上纸片的几何是一致的。如果我们把这些投影叫做刚性图形,那么对于这些刚性图形,球面几何适用于平面 E 上。特别是,这平面对于纸片的影是有限的,因为在平面上只有有限个数的纸片的影能占到位置。

在这里,有人会说:“那是胡说。纸片的影不是刚性图形。我们只要拿一把

尺在平面 E 上移动,就能使我们深信,影在平面上从 S 移向无穷远处的过程中,影的大小就在不断增长。”但是,如果这把尺在平面上也像纸片的影 L' 一样地有伸缩,那又将怎样呢?那时就不可能看出这些影在离开 S 时会增长;这种断言因而不再有任何意义。事实上,关于纸片的影所能提出的唯一客观判断也正是这样:纸片的影的相互关系,完全与 Euclid 几何意义上的球面上的刚性纸片的关系一样。

401 我们必须留心记住,只要我们不能把纸片的影与那些能在平面 E 上运动的 Euclid 刚体作比较,关于纸片的影向无穷远处移动时增大的陈述本身是没有客观意义的。对于影 L' 的排列定律来说,点 S 在平面上和在球面上都一样。

上述球面几何在平面上的表示对我们是重要的,因为容易把它搬到三维的情况。

让我们设想我们空间里的一点 S 和很多小球 L' ,所有这些小球都能彼此重合在一起。但这些球不是 Euclid 几何意义上的刚性球;当它们从 S 向无穷远处运动时,其半径(在 Euclid 几何意义上)要增长;这种增长所遵循的定律,与平面上纸片的影 L' 半径增长的定律一样。

在对我们的这些 L' 球的几何性状获得生动的心理映象后,让我们假定,在我们的空间里根本不存在 Euclid 几何意义上的刚体,而只有我们的 L' 球性状的物体。这样,我们将得到一幅关于三维球面空间的清晰图像,或更恰当地说,是一幅三维球面几何的图像。这里,我们的这些球必须叫做“刚性”球。当它们离开 S 时,其大小的增长不能通过量杆的量度检测出来,正如纸片的影在 E 平面上的情形一样,因为量度标准的性状同这些球的性状是一样的。空间是均匀的,就是说,在每一点的附近可以有同样情形的球排列^①。我们的空间是有限的,因为,由于球“增大”的结果,只有有限数目的球能够在空间中占到位置。 [34]

402 这样,以 Euclid 几何给予我们的思维和想象的实践作为支柱,我们获得了球面几何的心理图像。通过特殊的想象构造,我们可以毫无困难地给这些观念以更大的深度和活力。用类似的方式,在所谓椭球面几何的情况中也不会有困难。我今天唯一的目的是想指出,人的形象思维对于非 Euclid 几何绝不注定是无能为力的。 [35]

403 由 Julius Springer 出版社出版(柏林,1921)本文件由两部分组成。第一部分(直到 p. 13 的最后一段之前)

^① 如果我们再一次回到球面上纸片的情形,这一点无须计算就可以理解(不过只是对于二维情况)。

是1921年1月27日提交,1921年2月3日发表于 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin), *Sitzungsberichte* (1921), 123—130。第二部分是 Springer 单独出版而补充的。这两部分都存有手稿。第一部分的手稿[1 011]由8个编码页组成;第二部分的手稿[1 012]写在一个不知名作者所作的关于电力飞艇“技术说明”(Technische Erläuterung)的打字稿的背面上,由编码笔迹未知的6页(从6到15)组成。正文的第一部分以稍稍改变的风格重新发表于 *Einstein 1934a*, pp. 119—127。手稿同发表的正文之间的明显不同之处都加了注。

[1] 现代公理化方法是在 *Hilbert 1899* 中引入的。在他对几何学基础的分析中, Hilbert 强调要把几何公理同它们的直观内容以及逻辑推理规则的明确陈述严格分开。

[2] 在手稿中,“sachlichen”(客观的)之前的“inhaltlichen und”(内容和)被删去,“bzw.”(或者)改写为“oder”(或)。

[3] 手稿中的“streng genommen”(严格地说)被删去,代之以“gemäß der Axiomatik”(依照公理学)。

[4] 手稿中的“der Vernunft”(理性)被删去,代之以“einem Vermögen des menschlichen Geistes”(人类的精神能力)。

[5] *Schlick 1918*, pp. 30—37。Moritz Schlick 指的是本段中 Hilbert 的公理方法(见注1)。关于爱因斯坦阅读 *Schlick 1918* 的情况,见爱因斯坦致 Moritz Schlick 的信,1919年10月17日;“明天我将去荷兰作两周旅行,我带的读物只是你的(关于)认识论(的书)。这证明我是多么喜欢读它”(“Morgen fahre ich nach Holland für zwei Wochen und habe als einzige Lektüre Ihre Erkenntnistheorie mitgenommen. Dies zum Beweise dafür, wie gern ich drin lese”)。

[6] *Friedman 2001* 指出了 Hilbert 纲领中吸引爱因斯坦的一个特征:这个纲领使他从将几何学对象限于常曲率空间的那种几何学概念中解放出来,允许他使用像 Riemann 微分几何那样纯解析的空间概念。

[7] 有关爱因斯坦对几何学看法的较早的陈述,见 *Einstein 1917a* (第六卷,文件42), pp. 1—3 和本卷文件31, [p. 29]。与爱因斯坦的实际几何学观念(见本文件, p. 6)特别相关的,是在 *Helmholtz 1868* 中开创的以刚体的可能运动作为几何学基础的试图。这导致了对 Kant 的纯粹几何观念的推广,它包含了所有常曲率的度量空间(欧氏的,椭圆的,双曲的),但不包括曲率可变的空间,因为它们不允许刚体自由运动。爱因斯坦肯定知道 *Helmholtz 1884* (这篇文献在 *Einstein 1917a* [第六卷,文件42], p. 72 中曾经提到)。在 *Solovine 1956*, p. VIII 中也提到, Helmholtz 是在奥林匹亚科学院的有关科学基础的著作的作者之一。

有关19世纪几何学中基本问题的历史,见 *Torretti 1978*。本文件同该传统之间关系的研究可以在 *Friedman 2001* 中找到。

[8] 在手稿中遗漏了“Erlebnisse”(经验)。爱因斯坦把“Erlebnis”(经验)定义为现象实在的基本要素,与用于 *Schlick 1918* (e. g., pp. 118—119) 中相应的概念形成对照。

[9] 在手稿中,“Die Sicherheit ihrer Aussagen beruht”(其论断的可靠性根据的是)被删去,代之以“Ihre Aussagen beruhen”(它的论断根据的是)。

[10] 在手稿中,“Empirie”(经验)被删去,代之以“Induktion aus der Erfahrung”(来自经验的归纳)。

[11] 在手稿中,“nur auf logischen Schlüssen”(只靠逻辑推理)前面的“auf der Unfehlbarkeit”(可靠性)被删去。

[12] 有关广义相对论发展中转盘作用问题的讨论,见 *Stachel 1980*。在爱因斯坦1917年5月21日致 Moritz Schlick 的信(第八卷,文件343)中给出了理论论证的简要说明。

[13] 爱因斯坦在这里扼要重述 Henri Poincaré 关于几何学的约定性的论题,是在 *Poincaré 1902* 中

404

陈述的。像 Helmholtz 一样, Poincaré 将几何学限于常曲率空间。但是他特别强调爱因斯坦在这里讨论 (Helmholtz 在 *Helmholtz 1884*, pp. 29—30 中已经注意到) 的观点, 即不能根据经验来决定这些空间中哪一个是物理空间。他争辩说, 这个问题的解决要靠约定; Euclid 几何学根据其简单性总是更为可取。

Poincaré 的约定论更详细的分析可以在 *Ben-Menahem 2001* 中找到。关于 Poincaré 对爱因斯坦的早期影响, 见 *Holton 1988*, pp. 202—207。关于 Schlick 的约定论及其对爱因斯坦科学方法论观点影响的讨论, 见 *Howard 1984*。Friedman 2001 分析了 Poincaré 论点和爱因斯坦对它的态度的来龙去脉。他指出与 Poincaré 的情况(必须在等价的几何之间做出选择)不同, 爱因斯坦在利用 Riemann 几何的情况下无须做这样的选择。所以, 爱因斯坦没有面对 Poincaré 所面对的几何模型欠定的同样问题。

[14] 在手稿中, “Deutung”(解释)和“Identifizierung”(同一性)被删去, 而代之以“Äquivalenz”(等效性)。

[15] 爱因斯坦理解 Poincaré 是强调, 只有全部理论, 而不是个别定理能够同经验证据比较(整体论)。类似的解释见 *Schlick 1915*, p. 151。Howard 1990 争辩说, 这种理解受到 *Duhem 1906* 的影响。在 *Planck 1913* 中也能够找到对理论的整体论解释: “[一个理论] 通常由一整系列分立定理组合构成……因而该理论的每个结论都来自其中几个定理的组合。所以, 理论的每个失败一般也可以从几个定理找到原因, 而且几乎总是存在不同的可能性找到问题的解决办法”(“[Eine Theorie] besteht vielmehr in der Regel aus einer ganzen Reihe von einzelnen miteinander kombinierten Sätze ... Da mithin eine jede schlußfolgerung der Theorie aus dem Zusammenwirken von mehreren Sätzen derselben hervorgeht, so können auch für jeden Mißerfolg, zu dem die Theorie geführt hat, in der Regel mehrere Sätze verantwortlich gemacht werden, und es bieten sich fast immer verschiedene Möglichkeiten dar, um den rettenden Ausweg zu gewinnen.”)关于爱因斯坦的整体论, 也见 *Fine 1986*。

[16] 在手稿中“selbständige”(独立的)前面的“fundamentale”(基本)被删去。

[17] 爱因斯坦在这一段中可能想到了 Weyl 的统一场论, 这种理论放弃了时空度规同时钟和刚体之间的直接联系, 因而受到他从物理基础上的批评(*Einstein 1918g*, [文件 8])。爱因斯坦关于 Poincaré 约定论的模糊立场, 反映在他对于一般欠定论的类似态度中。(见 *Einstein 1919g*, [文件 28], 注 8)也参见爱因斯坦在 1918 年 9 月 25 日致 Eduard Study 的信(第八卷, 文件 624)中对他批评 Poincaré 的回答。

[18] 手稿中“ruht”(基于)后面的“wesentlich”(基本上)被删去。

[19] 手稿中, 这一段原来标有“a)”, 后面删去的一段是“b) Wenn zwei Strecken einer und derselben dritten gleich sind, so sind sie unter sich gleich.”(如果两个截段分别与第三个截段相等, 那么它们自己就彼此相等)。

[20] 手稿中, “Vorraussetzungen”(假定)后面删去的一段是“für deren Zutreffen in der Natur sich gewichtige Gründe aus der physikalischen Erfahrung anführen lassen. Der schärfste von diesen wollen wir Wir wollen nur ein einziges anführen”. (从物理经验中可以举出若干有分量的理由, 来证明这个假定适合于自然界, 其中最清晰者, 我们只想提一个)

[21] 在 *Einstein 1918g* (文件 8) 中, 为反对 *Weyl 1918a* 也利用了明晰谱线的存在来论证 Riemann 度规的存在。

[22] 手稿中, “daß wir”(我们)后面删去的一段是“die Ergebnisse der Riemann'schen Geometrie sinnvoll auf die physikalische vierdimensionale Welt übertragen können”. (Riemann 几何学关于物理四维世界的结果才可以变得有意义)

[23] 有关爱因斯坦试图用广义相对论来探索基本粒子的结构, 见 *Einstein 1919a* (文件 17)。

[24] 在 *Stachel 1993b* 中论述了爱因斯坦一再怀疑连续性理论对于微观物理的适用性。

[25] 在 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43) 中, 爱因斯坦首次探索了广义相对论对于宇宙学的后果。

[26] 爱因斯坦关于空间无限的宇宙要求平均质量密度为零的论证, 见文件 19, 注 72。

[27] 宣称只有在有限宇宙中惯性才能归于质量之间的相互作用, 其背后的推理见 *Einstein 1918c* (文件 4), 注 5 中对 Mach 原理的讨论。

[28] 这种情形的一个著名例子是 Willem de Sitter; 见第八卷《〔编者按〕爱因斯坦-DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论》, pp. 351—357。爱因斯坦类似的评论, 也见 *Einstein 1918e* (文件 4), 注 11。

[29] 在 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43), 第 4 节中, 加入广义相对论场方程的宇宙项允许空间闭合的静态宇宙模型。该项可以解释为能量动量张量的一个常数修正。(见 *Einstein 1918d* [文件 3] 和 Felix Klein 致爱因斯坦, 1918 年 6 月 16 日 [第八卷, 文件 566], 注 13)。在 Newton 近似下, 这修正导致一个附加的常负密度引力质量。

[30] 关于爱因斯坦试图实现这一想法, 见 *Einstein 1921f* (文件 56), 注 2。

[31] 从“Können”(能够)开始, 是补充到 *Sitzungsberichte* 版的部分。这部分的手稿没有同第一部分连在一起, 而是写于一份技术建议的左页, 那份建议可能出自 1918 年, 因为它称赞了一项战时发明的用途, 并提到 1918 年 1 月进行的“新近测量”。这就使我们可以假设爱因斯坦重新利用了一份较早的手稿作为第二部分, 那很可能是他 1919 年 5 月 15 日在普鲁士科学院就 *Einstein 1919a* (文件 17) 所作演讲的一个版本, 其中他也谈到在球形空间中对于这些关系的想象(有关该演讲的概述, 见文件 17, 注 1)。但是, 因为 *Einstein 1919a* 本身没有讨论球形空间的想象问题, 所以这个手稿可能是 1919 年 5 月 15 日演讲印刷版的原来部分, 或者是 *Einstein 1919a* 较早的草稿。爱因斯坦讨论球形空间的想象问题更早是在 *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42), pp. 72—76。

[32] 在 *Einstein 1917a* (第六卷, 文件 42), p. 72 中, 爱因斯坦指出 Helmholtz (*Helmholtz 1884*) 和 Poincaré (*Poincaré 1902*) 已经无比清晰地表达了这些思想。

[33] 宇宙的球状模型, 见 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43), pp. 11—13。

[34] 在手稿中删去了“in den Gesetzen der relativen Lagerung der Kugeln”(在球的相对排列定律中) 而代之以“beim Messen mit Massstäben.”(通过量杆的量度)。

[35] Erwin Freundlich 和 Felix Klein 都注意到, 不仅球形几何, 而且椭球几何都是爱因斯坦宇宙学方程的可能解(见爱因斯坦致 Erwin Freundlich 的信, 1917 年 2 月 18 日或以后 [第八卷, 文件 300], 和爱因斯坦致 Felix Klein 的信, 1917 年 3 月 26 日 [第八卷, 文件 319])。

406 53. “相对论发展简述”

[*Einstein 1921d*]

1921年2月17日发表。

发表在 *Nature* 106 (1920—1921):782—784。

[1]

相对论发展简述

407

爱因斯坦

[p. 782] 用尽可能简短的形式来表述一系列概念的进展,而又足以完整地把发展的连续性彻底保存下来,那是有点吸引人的。我们要尽量按照这种方式来处理相对论,并且要表明全部的进展是由许多微小的而几乎自明的思考步骤所组成的。

整个发展起源于 Faraday 和 Maxwell 的观念,并且为它所支配。按照这个观念,一切物理过程都涉及作用的连续性(与超距作用大不相同),或者用数学语言来说,它们都用偏微分方程来表示。Maxwell 用“真空位移电流”的磁效应的概念,并假定由感应所产生的动电场和静电场两者在本质上相同,成功地处理了静止物体的电磁过程。

把电动力学推广到运动物体的任务落到 Maxwell 后继者的身上。H. Hertz 试图这样来解决问题:他给空虚空间(以太)以一些十分类似于有重物质所具有的物理性质;特别是,像有重物质那样,以太在无论哪一点上都应当有确定的速度。像在静止的物体中一样,电磁感应或磁电感应应当分别由电流的变化率或者磁流的变化率来决定,只要这些变化的速度是以那些与物体一道运动的面元为参考的。但是 Hertz 的理论和 Fizeau 关于光在流动液体中传播的基本实验相矛盾。Maxwell 理论对运动物体的这个最明显的推广不符合实验结果。在这里,H. A. Lorentz 作出了补救。从无条件坚持物质的原子论着眼,Lorentz 认为不能把物质看成是连续电磁场的基体。他于是把这些场设想为以太的状态,而以太被看成是连续的。Lorentz 认为,无论从力学观点还是从物理学观点来看,以太本质上与物质无关。以太不参与物质的运动,只有当把物质看做是电荷的载体时,才能假定以太与物质之间有相互作用。Lorentz 理论的重大价值在于使静止物体和运动物体的全部电动力学回到了空虚空间的 Maxwell 方程。这个理论不仅从方法的观点看来胜过了 Hertz 的理论,而且 Lorentz 用它在解释实验事实方面也取得了卓越的成就。

[2]

这个理论只是在一个有根本重要性的地方显得不能令人满意。比起别的运动坐标系来,它似乎要给一种特殊运动状态(相对以太静止)的坐标系以突出的

地位。在这一点上,这个理论似乎同经典力学对立;在经典力学里,一切相互做匀速运动的惯性系都有理由用来作坐标系(狭义相对性原理)。关于这个问题,一切经验,包括电动力学领域里的一切经验(特别是 Michelson 实验),都支持一切惯性系等效性的这个观念,也就是说,都是支持狭义相对性原理的。

狭义相对论就起源于这个困难,这一困难由于带有根本性,令人感到无法容忍。这个理论起初是要回答这样的问题:狭义相对性原理真的是同空虚空间的 Maxwell 方程矛盾吗? 答案好像是肯定的。因为如果这些方程对于坐标系 K 是有效的,而我们引进一个新坐标系 K' ,使它符合(显然是容易定出的)变换方程

[3]

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \text{(Galileo 变换)}$$

那么在新坐标系 (x', y', z', t') 中, Maxwell 方程就不再有效了。但是表面现象会骗人。对空间和时间的物理意义作深入的分析就可明白, Galileo 变换是建立在任意的假定上的,特别是建立在这样的假定上:关于同时性陈述所具有的意义,是同所用坐标系的运动状态无关的。如果我们采用下述变换方程:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \text{(Lorentz 变换)}$$

那么可以证明,真空的场方程就适合相对性原理。在这些方程中, x, y, z 表示那些对坐标系静止的量杆量出的坐标, t 表示用结构完全相同并且适当校准过的许多只静止时钟量出的时间。

408

为了使狭义相对性原理可以适用,当我们用 Lorentz 变换来计算从一个惯性系转移到另一个惯性系的变化时,就必须要求物理学的一切方程都不改变它们的形式。用数学的语言来说:表示物理定律的一切方程组,对于 Lorentz 变换都必须是协变的。这样,从方法的观点来看,狭义相对性原理有点像关于不可能有第二类永动机的 Carnot 原理,因为它像后者那样,为我们提供了一切自然定律都必须遵循的一个普遍条件。

[p. 783]

后来, H. Minkowski 发现了一个关于这种协变条件的非常优美并且富有启发性的表示式, 它揭示出三维 Euclid 几何学同物理学的时空连续统之间的形式联系。

三维 Euclid 几何学

对应于空间中两个邻近的点, 存在着一种数值量度(距离 ds), 它遵循如下的方程

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2.$$

它同所选取的坐标系无关, 并且能用单位量杆量出。

许可的变换具有这样一种特征: ds^2 的表示式是不变的, 也就是说, 线性正交变换是许可的。

对于这些变换, Euclid 几何学的定律是不变的。

狭义相对论

对应于时空中两个邻近的点(点事件), 存在着一种数值量度(距离 ds), 它遵循如下的方程

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2$$

它同所选取的惯性系无关, 并且能用单位量杆和标准时钟量出。此处的 x_1, x_2, x_3 都是直角坐标, 而 $x_4 = \sqrt{-1}ct$ 是时间乘以虚数单位和光速。

许可的变换具有这样一种特征: ds^2 的表示式是不变的, 也就是说, 那些保持 x_1, x_2, x_3, x_4 的实在性外观的线性正交变换是许可的。这些变换就是 Lorentz 变换。

对于这些变换, 物理学定律是不变的。

由此可见, 不管物理意义如何, 时间在物理方程中的角色是同空间坐标等价的(撇开实在的关系)。从这个观点来看, 物理学好像是四维 Euclid 几何学, 或者更准确地说, 好像是四维 Euclid 连续统中的静力学。

狭义相对论的发展有两个主要步骤, 那就是使时空“度规”适应于 Maxwell 电动力学, 以及使物理学的其余部分适应于那个改造过的时空“度规”。其中第一个步骤产生了同时性的相对性、运动对于量杆和时钟的影响、运动学的修正, 特别是关于速度相加的新定理。第二个步骤是我们对高速度的 Newton 运动定律作了修正, 同时使我们对于惯性质量的本性得到了有基本重要意义的知识。

我们发现, 惯性不是物质的一种基本性质, 也不是一种不可再简约的量, 而只是能量的一种性质。如果给予一个物体以能量 E , 这物体的惯性质量就增加

了 $\frac{E}{c^2}$, 此处 c 是真空中光速。另一方面, 一个质量为 m 的物体该看做是一个数值为 mc^2 的能量储藏。

再者, 不久后就发现, 不可能将引力科学与狭义相对论以自然的形式联系起来。在这方面, 我想起了引力具有一种不同于电磁力的基本性质。在引力场里, 一切物体都以同一加速度下落, 换言之(这不过是同一事实的另一种说法), 物体的引力质量同惯性质量在数值上是彼此相等的。这种数值上的相等, 暗示着性质上的相同。引力与惯性能够是同一的吗? 这个问题直接导致了广义相对论。如果我把作用于一切对地球相对静止的物体的离心力设想为一种“实在的”引力场, 或者这种场的一部分, 我岂不是可以把地球看做是不在转动吗? 如果这种观念能够行得通, 那么我们就将真正地证明了引力和惯性的同一性。因为这一性质从不参与转动的体系看做是惯性; 而从参与转动的体系看, 却可以解释为引力。按照 Newton, 这种解释是不可能的, 因为由 Newton 定律, 离心力场不能看做是由物质产生的, 还因为在 Newton 的理论中, 不容许把“Coriolis 场”这种类型的场看成是“实在的”场。但是, Newton 的场定律能否被另一种适合于“转动”的坐标系的场定律所代替呢? 对于惯性质量与引力质量的同一性的确信, 在我的内心中, 对这种解释的正确性产生了绝对自信的感觉。在这点上, 我从下面的观念得到了鼓励。适用于那些对惯性系做任意运动的坐标系的那种“表观”的场, 我们大家都是熟悉的。借助于这些特别的场, 我们应当有可能来研究那种一般的适合于引力场的定律。在这里, 我们应当考虑这样的事实: 有重物质是产生场的重要因素, 或者按照狭义相对论的基本结果, 能量密度(一个具有张量变换特征的量), 是产生场的决定因素。

409

另一方面, 根据狭义相对论度规结果的考察, 导致了这样的结果: 对于加速的坐标系, Euclid 度规不再有效了。虽然这个巨大的困难使相对论的进展推迟了好几年, 但由于我们知道了 Euclid 度规对小区域仍然是有效的, 这个困难还是得到了缓和。结果是, 到现在为止, 在狭义相对论中已下了物理定义的 ds 这个量, 在广义相对论中仍然保持着它的意义。但坐标本身失去了它们的直接意义, 退化成为仅仅是没有物理意义的数, 其唯一用途是标志时空中的点。因此, 在广义相对论中坐标所起的作用, 就像曲面理论中的 Gauss 坐标一样。上面所述的一个必然后果是: 在这种广义坐标中, 可量度的量 ds 必定能以如下形式来表示(中译者注: 这个表示式和以下所有的 u 和 v 在德文版中为 μ 和 ν)

$$ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx_{\mu} dx_{\nu}$$

此处的符号 $g_{\mu\nu}$ 是时空坐标的函数。由上所述还得到: 因子 $g_{\mu\nu}$ 随时空变化的性质, 一方面决定着时空度规, 另一方面也决定着引力场(这个场决定着质点的力

[p. 784]

学行为)。

引力场定律主要决定于如下一些条件:第一,它对于任意选取的坐标系应当都是有效的;第二,它应当由物质的能量张量来决定;第三,它所包含的因子 $g_{\mu\nu}$ 的微分系数不应超过二阶,而且对于它们都必须是线性的。用这种方法得到了一条定律,它虽然根本不同于 Newton 定律,但在那些可由它引导出来的推论中,它同 Newton 定律却符合得如此之好,以致只能找到极少几个判据,可以在实验上对这个理论做出决定性的检验。

下面是几个现在正等待解答的问题。电场同引力场在本质上是否那么不同,以致它们不能归结于一种形式的统一体吗?原子核里面的连续区是否或多或少可看做是非 Euclid 的呢?最后是关于宇宙学的问题。惯性是否该追溯到同远距离物质的相互作用?与此有关的还有一个问题:宇宙的空间范围是不是有限的?在这一点上,我不同意 Eddington 的观点。我赞成 Mach 的看法,认为肯定的结论是不可避免的,可是目前还得不到一点证明。只有等到从 Newton 引力定律对于辽阔空间区域的有效性是有限的这一观点出发,完成了关于庞大恒星系统的动力学研究以后,这个令人困惑的问题也许才有可能最终得到一个正确的解决基础。

1921年2月17日发表。发表在 *Nature* 106 (1920—1921):782—784。德文文本同英文文本明显不同的地方加了注。爱因斯坦的德文手稿作为文件 50 发表。 410

[1] 本文件发表的历史,见文件 50,注 2。编者在他的介绍中给出了为相对论出版 *Nature* 特刊的如下理由:“[相对性]原理同科学活动的许多领域都有着密切关系”。由 Charles E. St. John, James H. Jeans, Hendrik Antoon Lorentz, Arthur S. Eddington, Hermann Weyl 等人撰写的论文涵盖了该理论的许多现代结果和问题。爱因斯坦的论文在该期率先发表,英译稿是 Robert W. Lawson 准备的。

[2] “重大价值”应为“重大方法论进展”。

[3] “显然”应为“凭直觉”。

411 54. “关于对广义相对论基础的一个自然补充”

[*Einstein 1921e*].

1921年3月3日提交。

1921年3月17日发表。

发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin).
Sitzungsberichte (1921):261—264。

[p. 261]

关于对广义相对论基础的一个自然补充

爱因斯坦

如所周知, H. Weyl 试图通过加上进一步的不变性条件来补充广义相对论。他得到的理论由于其影响深远和别出心裁的数学结构而受到人们的高度关注。这种理论实质上基于两个构想。

[1]

1. 引力势的分量 $g_{\mu\nu}$ 的比值, 比起分量 $g_{\mu\nu}$ 本身有着更为基本的物理意义。从一个世界点伸出的所有世界方向(由该点发出的光信号可以在其中传播), 即光锥, 似乎可以借助时空连续统直接给出。然而, 这个光锥由如下方程决定

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu = 0$$

只有 $g_{\mu\nu}$ 的比值进入这个方程。也只有 $g_{\mu\nu}$ 的比值进入真空的电磁场方程。相反, 由 $g_{\mu\nu}$ 本身决定的量 ds 并不代表空时连续统的性质, 因为它的定量测量需要一个物质客体(时钟)。这就提出如下问题: 我们能够通过假设不是量 ds 本身, 而只是方程 $ds^2 = 0$ 具有不变意义来实现对相对论的修改吗?

[2]

2. Weyl 的第二个构想关系到推广 Riemann 度规的方法和其中新产生的量 φ_ν 的物理解释。这个构想可以概括如下: 度规需要长度(量杆)的转移。Riemann 几何学还要求, 量杆在一个地方的状态(长度)与到达该地的路径无关, 也

[p. 262] 就是说, 它包含两个假设:

413

I. 可转移量杆的存在

II. 它们的长度与转移的路径无关

Weyl 对 Riemann 度规的推广保留了(I)但舍弃了(II)。他容许量杆的测量长度依赖于转移的路径, 借助的是沿这转移路径的一个积分; 一般来说, 积分

$$\int \varphi_\nu dx_\nu$$

就依赖于这种路径, 式中 φ_ν 的是空间函数, 因而共同决定着度规。在该理论的物理解释中, 这些 φ_ν 就被认同为电磁势。

[3]

虽然 Weyl 构想框架的自洽和优美令人羡慕, 但是在我看来, 还是没有达到物理真实的标准。我们不知道自然界中有能够用来进行测量, 同时其相对广延

依赖于过去历史的东西。Weyl 引入的最直线,以及显含于它的方程和 Weyl 理论其他方程中的电势,也似乎没有直接的物理意义。 [4]

另一方面, Weyl 提出的第一个构想,在我看来是幸运和自然的,尽管人们不能预先知道它是否能导致有用的物理学理论。在这些情况下人们可以提出一个问题:如果一开始就不仅放弃 Weyl 假设(II),而且也放弃存在可转移量杆(和时钟)的假设(I),能不能得到一个明晰的理论呢?下面将证明,只要从方程

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu = 0$$

的不变意义出发,而不用距离 ds 的概念,或者用物理学的术语来说,不用量杆或时钟的概念,我们就能自由而容易地得到一个理论。 [5]

在我构造这样一个理论的努力中,我在维也纳的同事 Wirtinger 给了我有效的支持。我问他是否存在测地线方程的这样一种推广,使得只有 $g_{\mu\nu}$ 的比值起作用。他给我的回答如下: [6]

414 我们把一个张量或不变量(相对于任意点变换)分别理解为“Riemann 张量”或“Riemann 不变量”,意思是它们的不变特性是在假定 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$ 不变的情况下得到保证的。进一步,我们把一个 Riemann 张量或 Riemann 不变量分别理解为(权为 n 的)“Weyl 张量”或“Weyl 不变量”,它们还得具有如下附加性质:即如果将 $g_{\mu\nu}$ 换为 $\lambda g_{\mu\nu}$,张量分量或不变量的值应分别乘以 λ^n ,这里 λ 是坐标的任意函数。这个条件可以用符号表示为方程 [p. 263]

$$T(\lambda g) = \lambda^n T(g)$$

现在,如果 J 是一个权为 -1 的 Weyl 不变量,它只依赖于 $g_{\mu\nu}$ 及其微商,则

$$d\sigma^2 = J g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \quad (1)$$

是一个权为 0 的不变量,即只依赖于 $g_{\mu\nu}$ 的比值的不变量。那么所希望的测地线方程的推广由方程

$$\delta \left\{ \int d\sigma \right\} = 0 \quad (2)$$

给出。当然,这个解预先假定了上面定义的那一类 Weyl 不变量的存在性。 [7] Weyl 的研究显示了得到一个这类不变量的办法。他证明张量

$$H_{iklm} = R_{iklm} - \frac{1}{d-2} (g_{il} R_{km} + g_{km} R_{il} - g_{im} R_{kl} - g_{kl} R_{im}) + \frac{1}{(d-1)(d-2)} (g_{il} g_{km} - g_{im} g_{kl}) R \quad (3)$$

是一个权为 1 的 Weyl 张量。这里 R_{iklm} 是 Riemann 曲率张量, $R_{km} = g^{il} R_{iklm}$ 是由前者通过一次缩并得到的 2 秩张量; R 是通过再一次缩并得到的标量,而 d 是维数,由此立即得到

$$H = H_{iklm} H^{iklm} \quad (4)$$

即权为-2的一个 Weyl 张量。因而，

$$J = \sqrt{H} \quad (5)$$

是一个权为-1的 Weyl 不变量。结合(1)式和(2)式，这个结果就提供了依据 Wirtinger 勾画的方法得到的测地线的推广。当然，为了判断这个结果和以下结果的意义，一个非常重要的问题是， J 是不是不含高于 $g_{\mu\nu}$ 二阶微商的权为-1

[8] 的唯一 Weyl 不变量。

[p. 264] 根据迄今已经实现的发展，现在容易给每个 Riemann 张量都赋予一个 Weyl 张量，并借此建立只依赖于 $g_{\mu\nu}$ 比值的微分方程形式的自然定律。如果我们令

$$g'_{\mu\nu} = J g_{\mu\nu},$$

那么

$$d\sigma^2 = g'_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

就是一个只依赖于 $g_{\mu\nu}$ 比值的不变量。按通常方式由 $d\sigma$ 作为基本不变量形成的所有 Riemann 张量，当看做 $g_{\mu\nu}$ 及其微商的函数时，都是权为 0 的 Weyl 张量。这可用符号表达如下。如果 $T(g)$ 是一个不仅依赖于 $g_{\mu\nu}$ 及其微商，而且也依赖于其他量（例如电磁场的分量 $\varphi_{\mu\nu}$ ）的 Riemann 张量，那么， $T(g')$ ，看做 $g_{\mu\nu}$ 及其微商的函数，也是一个权为 0 的 Weyl 张量。因此，广义相对论的每一个自然定律 $T(g)=0$ ，对应着定律 $T(g')=0$ ，它只含 $g_{\mu\nu}$ 的比值。

这个结果通过下面的考虑会变得更加明晰。既然 $g_{\mu\nu}$ 中有一个任意因子，就有可能这样来挑选这个因子，使得处处都有

$$J = J_0 \quad (6)$$

式中 J_0 是一个常数。于是 $g'_{\mu\nu}$ 就等于 $g_{\mu\nu}$ （差一个常数因子）；而新理论自然定律仍取形式

$$T(g) = 0$$

同广义相对论的原来形式比较，整个新理论就只在于增加了微分方程(6)，这是 $g_{\mu\nu}$ 必须遵循的。

[9] 我们唯一的目的是指出一种逻辑上的可能性，它是值得发表的；对于物理学说来它或许有用，或许没用。只有进一步的研究才能证明哪一种情况对，以及

[10][11] 除了一个 Weyl 不变量 $J = \sqrt{K}$ 是否还要考虑更多的不变量。

发表在：Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). *Sitzungsberichte* (1921); 261—264. 416

1921年3月3日提交，1921年3月17日发表。这个文件存有手稿[69 197]。印刷文本与手稿明显

不同的地方加了注。

[1] Weyl 的理论是在 *Weyl 1918a* 和 *Weyl 1918c* 中提出的。简要的描述见 Hermann Weyl 致爱因斯坦的信, 1918 年 3 月 1 日(第八卷, 文件 472), 注 3。

[2] 手稿中“zukomme?”(实现)后面被删去的一段是: “Mehr physikalisch lässt sich die Frage auch so formulieren: Lässt sich eine allgemeine Relativitätstheorie nicht aufbauen, ohne von Anfang an die Existenz von Massstäben und Uhren vorauszusetzen, die sich von ihrer Vorgeschichte unabhängig verhalten?”(这个问题也可以更物理地陈述为: 若一开始就预先假定存在与其过去历史无关的量杆和时钟, 广义相对论还能够成立吗?)

[3] 爱因斯坦对 Weyl 理论物理内容的批评, 见 *Einstein 1918g*(文件 7)和 Weyl 在 *Weyl 1918a* 中的回答。爱因斯坦和 Weyl 在他们 1918 年的通信中对爱因斯坦的怀疑进行了大量的讨论(特别是, 爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 4 月 15 日[第八卷, 文件 507] 和 1918 年 4 月 19 日[第八卷, 文件 512]; Hermann Weyl 致爱因斯坦的信, 1918 年 4 月 28 日[第八卷, 文件 526]; 以及注 4 中引证的信件)。

[4] 关于 Weyl 理论中测地线和电势的非物理角色, 见爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 7 月 3 日(第八卷, 文件 579); Hermann Weyl 致爱因斯坦的信, 1918 年 9 月 18 日(第八卷, 文件 619); 爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 9 月 27 日(第八卷, 文件 626); 爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 11 月 29 日(第八卷, 文件 661); Hermann Weyl 致爱因斯坦的信, 1918 年 12 月 10 日(第八卷, 文件 669); 和爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信, 1918 年 12 月 16 日(第八卷, 文件 673)。

[5] 关于时钟和刚体的概念作为广义相对论基础的必要性, 见 *Einstein 1921c*(文件 52), p. 8。

[6] Wilhelm Wirtinger (1865—1945)是维也纳大学数学教授。爱因斯坦(1921 年 1 月 10—16 日)去维也纳旅行期间见到 Wirtinger, 问他是否可以构造出只依赖于度规张量 $g_{\mu\nu}$ 的系数之比的张量。Wirtinger 在 1921 年 2 月 15 日向爱因斯坦通报了他的结果。后来, Wirtinger 基于这些结果发表了一篇关于“一般无穷小几何学”的论文(*Wirtinger 1923*)。

[7] 见 *Weyl 1918c*, p. 404。

[8] 爱因斯坦向 Wirtinger 提出这个问题(见爱因斯坦致 Wilhelm Wirtinger 的信, 1921 年 2 月 22 日)。Wirtinger 的回答是否定的(Wilhelm Wirtinger 致爱因斯坦的信, 1921 年 3 月 4 日); 他能构造出第二个权为 -1 的 Weyl 标量。

[9] 在手稿中, “für die Physik zutreffen”(对物理学适用)改为“für die Physik brauchbar sein”(对物理学有用)。

[10] “ $J = \sqrt{K}$ ”应当是“ $J = \sqrt{H}$ ”。

[11] 在手稿结尾处, 爱因斯坦加上, 然后又删去了一个简要的总结: “Kurze Zusammenfassung: Es wird gezeigt, dass man entsprechend dem Weyl'schen Grundgedanken auf die objektive Existenz der Lichtkegel (Invarianz der Gleichung $ds^2 = 0$) allein eine Invariantentheorie gründen kann, die jedoch im Gegensatz zu Weyl's Theorie keine Hypothese über Streckenübertragung enthält und in welcher die Potentiale φ nicht explizite in die Gleichungen eingehen. Ob die Theorie auf physikalische Gültigkeit Anspruch erheben kann, müssen spätere Untersuchungen ergeben.”(简要的总结: 本文证明, 根据 Weyl 关于光锥[不变的方程 $ds^2 = 0$] 客观存在的基本概念, 可以建立一种不变量理论, 同 Weyl 理论相反, 它不含量杆和时钟转移的假设, 引力势也没有显含在方程中。这种理论是否符合物理实在, 必须要由以后的考察来证明)

55. “我的抗议”

417

[*Einstein 1921g*]

1921年3月16日提交。

1921年4月1日发表。

发表在 *Die Naturwissenschaften* 9 (1921):219。

我的抗议

[p. 219]

爱因斯坦

418

致编者的信 · 我的抗议

Lucien Fabre 先生写了一本由巴黎 Payot 出版社出版的书,名为《Les Théories d'Einstein(爱因斯坦的理论)》,其中带有“爱因斯坦先生所写的序”。^[1]我声明,我没有为这本书写过任何序言,并对这种擅用我的名字的做法表示抗议。我提交这一抗议是为了让你们了解此事,并希望通过贵刊让更多的人特别是外国读者知悉。

A·爱因斯坦

1921年3月16日于柏林

419 发表在 *Die Naturwissenschaften* 9 (1921):219. 1921年3月16日提交,1921年4月1日发表。

[1] 1920年4月下旬,爱因斯坦获悉有一名工程师,诗人,小说家 Lucien Fabre(1889—1952)准备在一本著名的法国杂志上发表一篇关于相对论的通俗文章(见 Paul Oppenheim 致爱因斯坦的信,1920年4月24日)。在爱因斯坦表示愿意对该文的手稿进行评论后(见爱因斯坦致 Paul Oppenheim 的信,1920年4月29日),这份稿子于5月中旬寄到了他手里(见 Lucien Fabre 致爱因斯坦的信,1920年5月17日,和 Lucien Fabre 致 Paul Oppenheim 的信,日期相同)。Fabre 答应按爱因斯坦的建议进行修订,并请他写一个小传和序言(见 Lucien Fabre 致爱因斯坦的信,1920年7月17日)。Fabre 告知收到了传记材料但没有序。于是他自己编造了一个序言,他宣称根据的是爱因斯坦致 Oppenheim 的一封信,而这封信是他从 Oppenheim 那里得到的(见 Lucien Fabre 致 Paul Oppenheim 的信,1921年2月11日,和 Lucien Fabre 致爱因斯坦的信,1921年2月23日)。这个序言出现在2月底以前某个时候出版的 *Fabre 1921*, pp. 15—16(见 Paul Oppenheim 致爱因斯坦的信,1921年2月25日)。还附上了据称是爱因斯坦1920年7月5日所写的一封信的摘要(*Fabre 1921*, pp. 17—18)。

在获悉 Fabre 有“反动派和仇犹者”(“Reaktionär und Judenhasser”)以及“爱吹牛的傻瓜”(“phrasenreicher Dummkopf”; Maurice Solovine 致爱因斯坦的信,1921年2月28日)的名声之后,爱因斯坦私下指

出：“那个可恶的 Lucien Fabre 简直就是伪造了我的序言，就是说，他没来问我就把那些甚至不是直接源自我而是源自我的一位熟人的、以法国式礼貌给灌了水的信件胡乱编造成了一篇序言”（“der verd. Lucien Fabre hat einfach mein Vorwort gefälscht, indem er—ohne mich zu Fragen, Briefe, die nicht einmal direkt von mir stammten, sondern von einem Bekannten von mir mit französischer Artigkeit bewässert worden waren, zu einem Vorwort umdokterte”；爱因斯坦致 Maurice Solovine 的信，1921 年 3 月 19 日和 6 月 25 日，存 TAU，均为爱因斯坦收藏品）。爱因斯坦的抗议不仅在 *Die Naturwissenschaften* 上公开发表，而且也寄给了 Fabre 的出版者（见爱因斯坦致 M. Payot 的信，1921 年 3 月 16 日）。若干天后，爱因斯坦获知 Fabre 在 1920 年 8 月 31 日就已经在《激进新闻》（*l'Intransigeant*）上发表了关于相对论的胡言，后者那时就宣称 Poincaré 是相对论的真正发现者（见 Maurice Solovine 致爱因斯坦的信，1921 年 3 月 16 日）。爱因斯坦拒绝就此案进行抗议，说没有直接要求就做出反应将“破坏我的神圣原则和习惯”（“verstösst gegen meine geheiligten Prinzipien und Gewohnheiten”）（见爱因斯坦致 Maurice Solovine 的信，1921 年 3 月 19 日）。他借此暗示，*Die Naturwissenschaften* 的编者是提出了这样的要求的。

Fabre 在该书第二版中删去了序言，但仍然宣称爱因斯坦同他自己的思想已没有关系（见 Fabre 1922, pp. 15—16, 和 Maurice Solovine 致爱因斯坦的信，1921 年 6 月 20 日）。

56. “Newton 引力定律对球状星团的简单应用”

[*Einstein 1921f*]

1921年3月18日前后发表。

发表在 *Festschrift der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften zu ihrem zehnjährigen Jubiläum dargebracht von ihren Instituten*. Berlin: Springer, 1921, pp. 50—52。

[1] Newton 引力定律对球状星团的简单应用

爱因斯坦

[p. 50] 我们对于 Newton 定律能够可靠地外推到它已得到证实的距离以外这一点 421

[2] 几乎没有任何怀疑,这种自信也得到了广义相对论的支持。广义相对论给 Newton 定律提供了一个合理的基础,使得外推到在更大距离上相互作用的物体时格外有效。然而,广义相对论考虑到了在一个空间上有限的宇宙中对 Newton 定律的相当大的偏离,尽管这只适用于恒星物质的平均密度在我们考察的这个引力复合体系中不显著超过宇宙其他成分的情形。

下面我们将把 Newton 引力定律应用到球状星团。这里的主要困难在于找到一些能够加以检验的结果,因为我们对这些星团内部恒星运动的真实知识极其有限。我们所知道的恒星位置随时间的变化量太小,以致用当前观测手段难以察觉。另外,在如此遥远的距离上,恒星亮度太低,而无法利用 Doppler 原理来研究它们沿视线方向的运动。我们所掌握的只有平行于视线投影的星团像,即使如此我们也仅仅看见星团中最亮的恒星。

然而我们知道星团的大致距离,由此我们能够计算它们实际半径的近似值。这种估算乃基于一个业经证明的规则,即相同光谱型的恒星具有近似相等的大小和近似相等的绝对亮度。这样一个前提使我们能够根据恒星的视亮度,实质上就是通过与光谱型相同但离我们较近的恒星进行比较,来求出它们的距离。如果我们现在知道离我们很近的恒星的距离,我们就能决定星团到我们的距离了。而从星团的视半径可得到——至少准确到一个数量级——星团的实际半径。用这个方法求出的星团实际半径的数值为 100—500 光年。

[4] [p. 51] 我们大概同样能够可靠地假定星团中的亮星与我们附近的绝对亮星也近似相同。对于后者已经确定——利用 Doppler 原理——它们彼此相对运动的平均速度约 26km/s ^①,而且我们也许可以假定这也就是星团中的亮星相对于星团重心的平均速度的量级。不仅如此,甚至已经证明不同光谱型的恒星的平均速度 422

① 更准确说:相对于它们所在体系的重心。

在一个数量级内彼此一致。

我们还要假定,星团中恒星的分布具有下述意义上的稳定性,即在星团中个别恒星通过比星团半径更大的(曲线)路径所经历的时间内,星团半径及其恒星分布无实质性改变。这个条件对于许多星团显示的径向对称性和统计分布来说简直无可怀疑地满足。于是,我们可以把 Clausius 位力定理应用到作为一个整体的星团,而将单个的恒星视为质点。这在 Newton 引力情况下,正如大概是 H. Poincaré 所首先证明的,给出:

[5]

$$L = \frac{1}{2} \Phi, \quad (1)$$

这里的 L 是星团中全部恒星的总动能; Φ 是应该赋予星团的负势能,其数值由以下条件规定:恒星势能的零点定义为当恒星之间距离趋于无穷大时势能为零。

[6]

为了能够从方程(1)得出最后结果,我对星团结构做一些近似假设。我把短时间曝光照相底片上成像的星团恒星看成全都具有相等质量 m , 并令 N 为整个星团中这类恒星的数目。另外,我暂时假定星团中亮度较低,也就是较小的恒星对星团的引力场没有实质性贡献,以致在计算 L 和 Φ 时可以忽略它们。这样,如果令 v 为(二次)平均速度 ($v = \sqrt{v^2}$), 便可立即得出

$$L = N \cdot \frac{mv^2}{2}. \quad (2)$$

为了计算 Φ , 我们必须知道星团中恒星的空间密度 ρ 。众所周知,它可以相当满意地用以下经验公式表示:

$$\rho = \frac{3N}{4\pi a^3} \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-\frac{5}{2}}, \quad (3)$$

[7]

这里的 a 是一个与星团半径成比例的长度, $2a$ 是密度降至中心密度的大约 2% 处的半径。此外, ρ_m 是星团内部指定地点的平均恒星物质密度。如果计算 Φ 时把物质看成密度为 ρ_m 的连续分布,不会引起很大误差。在这种情况下,可得

423

[p. 52]

$$\Phi = A \frac{kN^2 m^2}{a}, \quad (4)$$

式中 k 是引力常数, A 是我求出的一个大约等于 0.6 的数值因子。

考虑到(2)和(4),可由(1)得到星团的半径

[8]

$$2a = 1.2 \frac{kNm}{v^2}. \quad (5)$$

如果取武仙座星团的 $N=2000$, $m=15$ 个太阳质量, $v=26\text{km/s}$, 则得

$$2a = 0.65 \cdot 10^{18} \text{cm} = 0.65 \text{光年}. \quad (9)$$

根据该星团中最亮恒星的视亮度,我们取的星团与我们的距离必须使星团的半径不小于 100 光年。因此,我们的假设中肯定有错误。

我曾有机会与波茨坦天体物理台的同事们讨论眼前的困难。我们的结论是,从我们关于恒星质量和分布的现有知识来看,正是这方面的某个假设包含实质的谬误。尤其是,星团中大多数恒星的光度远比短时间曝光照相底片上出现的大约 2000 颗恒星为低,但又不必假定它们的质量比最亮恒星小很多。从长时间曝光的星团照片以及从我们附近恒星的分布,我们可以估计,对星团引力场有贡献的恒星数目大约比我们上面假定的要大 100 倍。这样一来,我们得到这个星团的半径为 65 光年。这个值与用另外方法估计的下限的偏差就不算太大了。

目前从观测得到的可用数据的不完全迫使我们暂时满足于这个数量级的一致。更准确的结果必须建立在有关恒星质量和恒星速度的更可靠数据的基础上,但从数量级的一致可以得出一个具有重大意义的结论,那就是不明亮物质对总质量的贡献不会比明亮物质的贡献有数量级的提高。

本文件发表在 *Festschrift der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften zu ihrem zehnjährigen Jubiläum dargebracht von ihren Instituten*. Berlin: Springer(威廉皇帝协会支持所属研究所科研 10 周年纪念文集。柏林:斯普林格出版社), 1921, pp. 50—52。其他可用资料包括背面有计算的本文最后一段较早文本的手稿(GyB Autogr. I/1675),以及爱因斯坦 1909—1910 年冬季学期在苏黎世大学的力学预备课程讲稿中几页有关球状星团大小和势能的计算(第三卷,文件 1), [3 004, 3 005]。最后一段的较早文本在下面的注 9 给出,计算则复印在附录 A。

[1] 1921 年 3 月 18 日举行了庆祝威廉皇帝协会成立 10 周年的特别会议(见 *Heming and Kazemi 1988*, p. 34)。

[2] 正如爱因斯坦在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件 43)所论证的,Mach 关于惯性取决于宇宙间全部质量的思想要求宇宙是有限的,也就是大致为球形。为了考察一个静态宇宙,爱因斯坦曾经引进一个宇宙学项,按照 Newton 引力理论的解释,这个项相当于一个普适的恒定负物质密度(见 *Einstein 1918d* [文件 3], p. 166)。

差不多与本文件同时,他在 *Einstein 1921c*(文件 52), p. 3 中概述了如何检验他的理论的这个结果:如果我们知道一个恒星系统(比如我们的银河系)内的恒星及其质量的统计分布,我们就能用 Newton 理论计算它们的引力场和它们为防止系统坍缩所必需的平均速度。如果观测的速度与计算的速度不同,那么它们之间的差别就表明宇宙学常数不为零,并提供一种估计其数值的方法,而由此可得出宇宙的空间大小(按照 *Einstein 1917b* [第六卷,文件 43], p. 152 给出的关系)。由于宇宙学常数规定的附加质量很小(宇宙平均质量密度的一半),这个方法只能应用于低密度的大系统。

本文件看来是尝试用球状星团代替银河系进行这类计算的结果。

[3] 爱因斯坦用于本文件的数据及简化假设方面的知识,很可能是从天文学家 Erwin Freundlich (1885—1964)那里得到的,当时 Freundlich 在波茨坦天体物理台为爱因斯坦的威廉皇帝物理研究所进行广义相对论的经验检验工作(见第八卷导言, p. xxxviii);他们也当面讨论过这些问题(见 1919 年 12 月 6 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦信件的最后一句话)。

Freundlich 在 1917 年陈述的研究建议中设想了观测引力造成的光线偏折和红移,他在建议的末尾简

要指出天文学有可能——比如通过研究球状星团——对物理理论的检验做出贡献(见 1917 年 6 月 17 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦的信 [第八卷, 文件 353])。

此后四年间, Freundlich 在尝试发现红移的观测证据的同时, 根据球状星团 M13 中恒星按光谱型的分布, 并计及星团形状对球形的偏离, 完成了该星团中恒星质量和密度的计算(见 1919 年 12 月 6 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦的信; 1920 年 1 月 Freundlich 的 1919 年度报告 [GyBP, I. Abt., 34, 2, Mappe Freundlich]; 和 1920 年 2 月 24 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦的信)。计算结果发表在 *Freundlich and Heiskanen 1923*。

爱因斯坦不但注视着 Freundlich 的进展, 而且积极参与计算(见 1919 年 12 月 19 日 Moritz Schlick 致爱因斯坦的信; Freundlich 的 1919 年度报告; “Bericht über die Versammlung der Astronomischen Gesellschaft zu Potsdam 1921 August 24—27 (1921 年 8 月 24—27 日波茨坦天文协会会议报告)”, *Vierteljahrsschrift der Astronomischen Gesellschaft* (天文协会季刊) 56 [1921]: 141—164, p. 157; “25. Generalversammlung der Astronomischen Gesellschaft in Potsdam (波茨坦天文协会总会)”, *Astronomische Nachrichten* (天文消息) 214 [1921]: 98—104, p. 102; 和 *Freundlich and Heiskanen 1923*)。

到 1920 年末, Freundlich 给爱因斯坦寄来了如何利用 Hugo von Zeipel 方法 (*Zeipel 1908*) 和 Schuster 定律 (见注 7), 根据球状星团沿视线投影的面密度计算它们的体密度的详细说明, 最后还按照爱因斯坦的请求做了评论 (1920 年 12 月 14 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦的信)。显然, 爱因斯坦就是在这个时候开始用 Newton 引力理论和位力定理计算星团的直径。他手写的计算片断复印在附录 A。

425 [4] 考虑到这里用的几乎所有数据这些年来极具争议, 因而不可能明确指出爱因斯坦或 Freundlich 资料的确切出处。有些数据和简化假设可以, 从 *Freundlich 1915*、*1919a*、*1919b* 和 *Lundmark 1919* 等文中找到。

[5] 在 *Clausius 1870* 中首次得到表述。

[6] 见 *Poincaré 1913*, pp. 90—95。对 Henri Poincaré 已经把位力定理应用于天文学并不知情的 Arthur S. Eddington, 在 *Eddington 1916* 中也发现了它。但在这篇文章末尾, 他指出他已获悉 Poincaré 的优先权, 并给出了 Poincaré 文章的参考资料。

[7] 被称为 Schuster 或 Plummer 定律的公式可 (根据 *Plummer 1911*) 从理想气体中绝热过程的关系式 $p = b\rho^\gamma$ 推导出来, 这里的 ρ 和 p 是密度和压强, b 是常数, γ 是比热容比。对于由引力维系在一起的气体的球对称分布, 下述微分方程成立, 其中 m 是包含在半径为 r 的球内的气体的质量, G 是引力常数:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2}, \quad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho.$$

消去 p 和 m , 得

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{br^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) + 4\pi cr^2 \rho = 0.$$

此方程的解一般不可能表示成闭合形式, 但对两个特殊情形可以求解。情形之一是 $\gamma = 1.2$, 其解即 Schuster 定律: $\rho(r) = \rho_0(1+r^2)^{-5/2}$ 。虽然采用这个 γ 值没有理论上的正当理由, 但它给出的结果与许多球状星团恒星分布 (*Plummer 1911*) 的实测值却惊人地相似。至于这个定律的适用范围, 比如可见 *Jeans 1916*。Jeans 1919 还进一步得出, γ 绝不可能小于 1.2, 否则星团将无限制扩散 (p. 245)。

[8] 关于爱因斯坦对数值因子 A 的计算, 见附录 A。

[9] 保存下来了一份手稿片断 (GyB Autogr. I/1675) 是本文件结尾部分的较早文本:

“... $v = 26$ km/sec, so erhält man

$$2a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm} = 0,3 \text{ Lichtjahre. ... (6)}$$

“In Wahrheit ist der Radius (nach der scheinbaren Helligkeit der Sterne zu urteilen) wohl mindestens

20 mal grösser als der so berechnete. Um diese Unstimmigkeit zu beseitigen, müssen wir unsere Annahmen über den Bau des Sternhaufens abändern. Entweder sind die zahlreicheren, aber kleineren Sterne in der Hauptsache für das Gravitationsfeld des Haufens massgebend, oder die Masse m eines Sternes ist bedeutend grösser als 15 Sonnenmassen. Wahrscheinlich hat man sich für die erste Eventualität zu entscheiden. Bei längeren Expositionszeit hat man eine ausserordentlich viel grössere (etwa 100 mal grössere) Sterndichte von allerdings schwächeren (& also auch massen-schwächeren) Sternen erhalten, denen man nach ihrem (Spektraltypus) Farb-Typus und nach ihrer relativen Helligkeit etwa Sonnenmasse zuzuschreiben haben dürfte. Andererseits haben wir aber auch in der beträchtlichen Rotverschiebung der Spektrallinien, welche die Gigantensterne zeigen, Anzeichen dafür, dass die Massen der letzteren viel grösser sind, als bisher angenommen wird. Eine sichere Entscheidung (der Frage) über das relative Gewicht dieser beiden Argumente wird erst dann möglich sein, wenn wir bessere Kenntnisse über die relativen Sternmassen und die Geschwindigkeiten haben werden. Einstweilen müssen wir uns damit zufrieden geben, dass uns das Newton'sche Gesetz wenigstens einigermaßen richtige Absolutwerte für den Haufen-Radius liefert.

A. Einstein. ”

(... $v=26$ km/sec, 于是我们得

$$2a=3 \cdot 10^{17} \text{ cm}=0.3 \text{ 光年。... (6)}$$

实际上,半径(从恒星的视亮度判断)可能至少要比这个计算值大 20 倍。为了消除这种不一致,我们需要改变星团结构的假设。或者星数更多(但较小的恒星在星团引力场中起决定作用),或者恒星的质量显著大于 15 倍太阳值。可能人们最后会赞成第一种可能性。用较长的曝光时间,可以得到特别高的恒星密度(约大 100 倍)而较暗(因而质量较小)的恒星的照片,根据恒星的(光谱型)色指数和它们的相对亮度可知约为太阳质量。然而,另一方面,也有迹象表明谱线有巨星才出现的相当大红移,这又显示恒星质量要大得多,如迄今所假设的那样。只有当我们对恒星的质量和速度有更多的了解时,才能确定(问题)这两种论证的相对权重。同时,我们一定会满意 Newton 定律至少可对星团的绝对半径作相当的修正。

A·爱因斯坦)

[10] 那时,对球状星团感兴趣的波茨坦天体物理观测台的天文学家是 Erwin Freundlich、Veiko(或 Weikko)A. Heiskanen(1895—1971)和 Hans Ludendorff(1873—1941)。

57. “我怎样成为犹太复国主义者”

[*Einstein 1921h*]

本文件所依据的是 1921 年 5 月 31 日前的一次采访。

1921 年 6 月 21 日发表。

载 1921 年 6 月 21 日《犹太评论》，p. 351—352。

[p. 351]

我怎样成为犹太复国主义者

427

爱因斯坦

[1] 直到一代人之前,德国犹太人不认为自己是犹太民族成员,他们仅仅把自己看成是一个宗教共同体的成员,许多人今天依然保持着这个观点。他们被同化的程度确实比俄罗斯犹太人远为彻底,他们到种族混合学校读书,已经适应了德国人和他们的文化。然而,尽管他们享有正式的平等权利,却存在着强烈的社会性反犹主义。而且正是那些受过教育的集团特别起劲支持反犹运动,他们已经创立了一种反犹主义“科学”。而俄罗斯知识分子,至少在战前,一般是亲犹太人的,并且经常努力与反犹活动进行令人敬佩的斗争。这里有着多种深层原因。在一定程度上,这种现象归因于犹太人对德国智力生活施加的影响远远超过他们在全人口中所占比例这一事实。在我看来,虽然德国犹太人的经济地位被严重高估,但犹太人在德国新闻、文学和科学界的影响确实十分强大,甚至浅薄的观察家也对此有深刻印象。然而,许多人并非反犹分子,他们的论点是诚实正直的。他们看到犹太人构成一个不同于德国人的民族,因而在犹太人的影响日益增长时感到了民族认同上的威胁。尽管英国犹太人的比例大概比德国少不了多少,但英国犹太人对英国社会和文化的肯定没有德国那样强大,尽管犹太人在英国可能获得最高级正式职位,甚至可能被任命为首席法官或印度总督——这在德国是难以想象的。

反犹主义经常成为政治局势考量中的一个问题。一个人是否承认他的反犹主义往往要看他属于哪个党派。一个社会党人,即使他是一个坚定的反犹分子,也不会宣布他的信念或按照信念行动,因为那不符合他们党的政纲。但对于保守派,反犹主义往往产生于他们利用人们已有天性来谋取私利的欲望。在一个像英国那样犹太人影响较小因而非犹太人的反映较为平和的国家中,正是根基深厚的原有开明传统的存在阻止了反犹主义迅速发展。我是在对这个国家并无亲自了解的情况下讲这番话的,我从未到过英国。^① 然而,我已经感到英国的科

① 本文是在爱因斯坦教授逗留美国期间(因而是在他访问英国之前)写成的。——编者注

学家和媒体对待我的理论的态度大为不同。在德国,一般说来,对我的理论的评价决定于报纸的政治倾向,但英国科学家的态度却表明,他们的客观判断力不可能受到政治观点的干扰。英国人已经——我想在此补充——在广阔领域大大促进了我们科学的发展,他们以极大干劲和惊人成就完成了证明相对论的检验。当美国的反犹主义仅仅呈现为社会组织形态时,德国的政治反犹主义已经比其社会组织远为显著。照我看来,犹太人的种族特点必将影响他们与非犹太人的社会关系。犹太人应该得出的结论——我认为——就是要更清楚认识他们在社会生活方式上的特点并赏识他们自己的文化贡献。首先,他们必须表现出某种高贵的克制,不必如此热衷于社交上的融合——别的人很少或完全不考虑这一点。另一方面,反犹主义在德国也产生了在犹太人看来应该予以欢迎的结果。我认为德国犹太人长期持续的存在归功于反犹主义。宗教组织过去防止了犹太人与环境融合或被环境吞并,如今则在日益增长的繁荣和更完善的教育条件下逐渐萎缩。于是,唯一剩下与他们环境对立的就是这个造成社会分裂的反犹主义。没有这个对立面,德国犹太人的融合将是顺畅而迅速的。

428

我在我自己身上看到了这一点。七岁以前,我一直生活在瑞士;而只要我生活在那里,我决不会发觉我的犹太人特性,我的生活中也没有什么东西会唤起或者激发出我的犹太人感受。但我定居柏林后情况立刻变了。我在那里看到了许多年轻犹太人的苦况,我看到反犹环境如何妨碍他们安静地求学或为争取基本生活保障而奋斗。这种情况对于不断受到骚扰的东欧犹太人来说尤其真实。我不认为他们在德国数量巨大,也许仅仅在柏林为数不少,然而他们的存在却成为了一个让德国公众日益关切的问题。各种会议、会谈和报刊,都催促迅速迁移或拘留他们。住房短缺和经济萧条都被当作辩称此类严厉要求为正当的论据。那些犯罪行为都被故意夸大,为的是使舆论对东欧犹太移民产生偏见。东欧犹太人被当成了目前德国经济生活中某些缺陷的替罪羊,而这些痛苦实际上是战争后遗症造成的。对待这些从东欧这个今日地狱逃出来的不幸难民的敌视态度已经变成了蛊惑人心者手中有效而且政治上获得成功的武器。在政府仔细思量反对东欧犹太人的措施之际,我曾在《柏林日报》撰文为他们辩护,我指出了这些措施的残忍和不合理。

我同几位犹太人和非犹太人同事为东欧犹太人开设了大学课程,我想补充的是,我们的活动得到了官方认可和教育部的充分支持。

这些以及类似的经历复苏了我的犹太民族感情。我不是一个要求将保留犹太民族或任何其他民族作为目的本身的犹太人,我宁可把犹太民族看成一个事实,我认为每个犹太人必须从这个事实引出结论。我以为提高犹太人的自信实属必要,这也是为了与非犹太人正常生活在一起。这就是我参加犹太复国主义

[12]

[13]

[14]

[p. 352]

[15]

[16]

[17]

[18]

运动的主要动机。对我来说,犹太复国主义不仅仅是向巴勒斯坦移民的运动。

- [19] 犹太民族在巴勒斯坦是一个活生生的事实,在海外犹太人聚居地也是一样,而犹太人的民族感情必须在一切有犹太人居住的地方维持活跃。部落或民族的成员必须——在今天的条件下——具有鲜明的部落意识,以求不致丧失他们的尊严和正直精神。正是美国犹太人完好无损的生命力使我看清了德国犹太人是多么虚弱。

- [20] 我们生活在一个民族主义被过分夸张的时代,而我们作为一个小民族,必须考虑到这一点。但是,我的犹太复国主义并不排斥世界主义构想。我认为,从犹太民族的现实出发,每个犹太人都有为其他犹太人谋利益的义务。犹太复国主义的重要意义是多方面的,它为现今在乌克兰地狱或波兰经济衰退中受苦的许多犹太人开辟了过上人类尊严生活的可能性。通过将犹太人送往巴勒斯坦和给予他们健康而正常的经济生活条件,犹太复国主义成了一种使人类社会更加富裕的成效卓著的活动。但主要的一点是,犹太复国主义加强了犹太人的自信心,这对于他们在海外犹太人聚居地的存在也是必要的,而巴勒斯坦的犹太人中心则创造了一种给予犹太人以道义支持的强大结合力。许多拥有我这样社会地位的人有损尊严地热衷于适应性顺从,我对此一直极为厌恶。

- [22] 在巴勒斯坦建立一个自由犹太人共享的机构,将再次使犹太人处在一个他们能够不受妨碍地充分发展其创造才能的地位。创办希伯来大学和类似事业不仅将引导犹太人走向他们自己民族的复兴,而且将能在更自由的基础上使犹太人得到为全世界精神生活做贡献的机会。

本文发表在1921年6月21日《犹太评论》,第351—352页。该刊编辑在下一期《犹太评论》(1921年6月28日),第358页——指出,他们忽略了说明此文“并非他[爱因斯坦]亲自撰写,而是纽约犹太人通讯社(JCB)代表对他的采访记。JCB寄给我们的目前这个文本由本刊编辑提交爱因斯坦教授过目,他做了若干校订后表示认可”(“nicht von ihm persönlich geschrieben ist, sondern daß es sich um ein Interview handelt, welches er dem Vertreter des J. C. B. in New York gewährt hat. Der uns vom J. C. B. in dieser Form übermittelte Text wurde von unserer Redaktion Herrn Prof. Einstein vorgelegt und von ihm mit einigen Aenderungen approbiert”)。1921年6月17日《犹太新闻》第16页刊载一篇英文译文,标题是“犹太民族主义与反犹主义,它们的相关性”,这大概是根据未保存下来的德文原件并做了一些修改。我们对德文文本和英文文本之间的重要差别都做了注释。

[1] 确定本文件写作日期的依据是它应成文于爱因斯坦1921年5月30日离开美国之前这一事实(见注11)。

[2] 关于爱因斯坦在德国学校里的亲身经历的记述,见 *Kayser 1930*, pp. 29—40, 及第一卷《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作(摘录)》,lviii—lxiv页。

[3] 正文此处的“Bewegung”在《犹太新闻》中被译成“病症”;而“‘Wissenschaft’ des Antisemitismus”

在《犹太新闻》中译成“反犹主义‘文化’”。

按照爱因斯坦所说,鉴于知识分子是反犹主义的散布者,那么其他人中间那些“幼稚的和未受教育的人”的担心就提供了仇恨的储存所(见文件 35)。一年半以前,他曾把知识阶层单单列为有罪者(见 1919 年 12 月 4 日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest)。关于 19 世纪德国“反犹主义‘文化’”的知识界前辈及其主要鼓吹者,在 *Reichmann 1970*, pp. 154—163 做了讨论。

[4] 关于俄罗斯知识界中诸如民粹派的某些成员对 1880 年代首次反犹大屠杀浪潮的矛盾态度的论述,见 *Haberer 1992*, pp. 107—110。爱因斯坦的评述涉及 1911 年导致普遍愤怒的贝利斯杀人祭神案件之后的较晚时期。“除右翼党派外,所有[俄罗斯]派别,从保守的十月党人到激进的布尔什维克,群起反对政府”不遗余力指控无辜的门德尔·贝利斯(见 *Greenberg 1965*, p. 91)。

[5] 证实爱因斯坦关于犹太人经济影响力被夸大的观点的一项评估,见 *Niewyk 2001*, 第 2 章;后者还强调了犹太人在魏玛德国文化生活中所发挥的重大作用。

[6] 正文中出现的“nationalen Eigenart”在《犹太新闻》中均译成“民族本质”。爱因斯坦关于甚至非反犹主义的非犹太人也“本能地意识到犹太人不属于他们的种族”的看法,反映了犹太人在德国社会上没有地位这一共同的犹太复国主义者的感受(见 *Niewyk 2001*, p. 128)。

[7] 在 20 世纪 20 年代,英国和德国的犹太人刚刚不到各自国家总人口的 1%。20 世纪初期英国和德国反犹主义的比较,见 *Holmes 1979*, 第 14 章。

[8] 德国社会党(SPD)的政纲是以“反犹主义乃右派破坏魏玛共和国支持根基的实用武器这个坚定信念”为基础的; *Niewyk 1971*, p. 54。关于 SPD 与反犹主义斗争的努力,见 *Niewyk 1971*, 第 3 章;关于它过低估计把犹太人当成政治派别加以反对的敌意,见第 9 章。

[9] 正文中的“Instinkten”在《犹太新闻》中译成“敌意”。

爱因斯坦明白阐释了“幼稚的和未受教育的人”中的本能反犹分子和那些为政治利益而利用反犹情绪的高贵者之间的联系(见注 3)。

[10] 词组“die Reaktion der Nichtjuden darum viel geringer ist”未出现在英文文本中。

[11] 编者脚注表明,爱因斯坦接受本文件采访的日期介于他在纽约离船登岸的 4 月 2 日和他启程赴英国的 5 月 30 日之间。

430 [12] 爱因斯坦对英国科学界客观态度的赞扬,见文件 25 和 *Einstein 1919f*(文件 26);而关于相对论在德国受到与之成鲜明对照的不同对待的评论,见编者按“爱因斯坦与德国反相对论者的冲突”,第 101—113 页。

[13] 正文中的“der politische Antisemitismus”在《犹太新闻》中译成“社团反犹主义”。

虽然“美国幸运地不存在欧洲那样的政治反犹主义”,但就在 1920 年“美国犹太人成了由亨利·福特发起的空前反犹宣传的靶子”,与这种宣传配合的是对于超过 10 万东欧犹太难民流入美国的排外主义反应(见 *Dawidowicz 1982*, pp. 75—76 和 88—91)。

[14] 词组“zu den Nichtjuden”未出现在英文文本中。代替其后四句话的英文文字是:“我相信,德国的犹太文化因而正受到反犹主义的很大影响”。德文文本里那四句话的最后一句所表达的情绪重复了爱因斯坦在 *Einstein 1920h*(文件 37)中称德国反犹主义实施的排斥帮助了德国犹太人作为一个共同体存在下来的观点。

[15] 文中的“bis vor sieben Jahren”在译文中错成了“二”。

[16] 爱因斯坦关于他年轻时对作为宗教的犹太文化漠不关心的正式声明,见 *Einstein 1920h*(文件 37)注 6。

[17] 爱因斯坦为来自东欧的犹太人进行的辩护就是 *Einstein 1919h*(文件 29),该文的注解详述了他

们的人数和反对他们的运动。

[18] 这些课程建议曾于1920年2月提交给政府,3月获批准(见 *Einstein 1920a* [文件 33] 注 6)。

[19] 下面两句话在英文文本中被替换为:“在海外犹太人聚居地否定犹太人的民族性实属悲惨。如果采纳犹太人的民族主义仅局限在巴勒斯坦的观点,那实际上就是否定犹太民族的存在。在这种情况下,人们当可以有勇气以最快最彻底的方式完成全面同化了。”

[20] 民族主义与国际主义并不矛盾之说是爱因斯坦早先提到过的一个论题(见 *Einstein 1920i* [文件 47], 注 2), 有关讨论见编者按“爱因斯坦与犹太人问题”, 第 229—230 页。

[21] 集体屠杀犹太人曾在苏联内战和俄-波战争之后不久在乌克兰和波兰发生。七年前,爱因斯坦曾以犹太人定居区遭野蛮迫害为由而拒绝访问沙皇俄国(见 1914 年 5 月 16 日爱因斯坦致 Pētr P. Lazarev 的信 [第八卷, 文件 7])。1919 年末,他把东欧犹太人大量流入德国归因于“波兰的可怕境况”。*Einstein 1919h* (文件 29)。

[22] 爱因斯坦对懦弱的同化主义的蔑视,见文件 34 注 9。文中“Standesgenossen”在《犹太新闻》中译成“朋友”。

[23] 爱因斯坦访问美国主要是为耶路撒冷的犹太人大学筹款(见文件 59)。

本文件的翻译直到“Renaissance herbeiführen”是忠实的,之后,英文文本中此句的最后部分成为:“但也将丰富他们的精神文化和知识;而且,如同几百年前那样,导致新的、比当前世界条件必然留给他们的更好的习惯。”

431 58. 国王学院演讲

[1921年6月13日前]

国王学院演讲

[1921年6月13日前]^[1]

爱因斯坦

[p. 1] 我对我能在这个将理论物理学的最重要思想奉献给世界的国家的首都发表讲话感到特别高兴。^[2]我想到了 Newton 给予我们的物体运动理论和引力理论,^[3]想到了 Faraday 和 Maxwell 为物理学奠定新基础的电磁场概念。完全可以说,相对论就是通过尝试将场物理学扩展到包括引力在内的一切相关现象而为 Maxwell 和 Lorentz 的伟大思想构架增添了某种结论。^[4]

现在谈谈相对论的话题。我想强调的是,这个理论并非起源于纯粹的思辨,它的发现应完全归功于使理论物理学尽可能准确地与观测事实达到一致的愿望。它绝不是一个创新过程,而不过是可以追溯数百年的一条小径的自然延续。^[5]放弃某些迄今一直被视为根本的关于空间、时间和运动的概念,决不应该理解为出于自愿,而完全是迫于观测事实。

[p. 2] 由电动力学和光学的进展所确证的光速不变定律,加上决定性地展示一切惯性系均等同(狭义相对论原理)的 Michelson 著名实验,使时间概念相对化了,也就是每个惯性系必须有自己的专用时间。在发展这一思想时,人们也逐渐明白,过去关于直接经验与坐标加时间组合之间的联系未曾得到足够严密的分析。——顺便说一下,相对论的根本特点就是更严密地阐明普遍概念与经验事实之间的关系。在这一点上,合理的原则是要把物理学概念正确性的证明完全建立在它们与经验事实的明确而唯一的关系之上。按照狭义相对论,空间坐标和时间仅当它们能用刚性物体和时钟加以直接测量时才具有绝对性。——而在它们与所选取的惯性系运动状态有关时,它们仅具有相对性。按照狭义相对论,由空间和时间联合构成的四维连续统则保持着过去理论中空间和时间分别具有的那种绝对性(Minkowski)。基于通过测量得到的对坐标和时间的解释,我们发现了(相对于坐标系的)运动对物体的形状和对时钟的速率产生什么样的影响;还有能量与惯性质量的等效性。

广义相对论的提出主要归功于物体的惯性质量和引力质量数值上相等这个实验事实,这是经典力学未能加以解释的基本事实。对这一事实的解释通过将相对性原理推广到彼此相对做加速运动的惯性系即可得到。相对于惯性系做加速运动的坐标系的引进引起相对于这些坐标系的引力场的出现,这就是以惯性与引力等同为基础的广义相对论何以同时提供了一种引力场理论的原因。

引进彼此相对做加速运动的坐标系作为同等合理的坐标系——正如惯性和引力的等同性所暗示的——与狭义相对论的结果一道,共同导致存在引力场时刚性物体定位法则不遵守 Euclid 几何学的法则。对时钟来说也能得出类似结果。由此出现了空间和时间理论再次普遍化的需要,因为把空间和时间坐标看成用杆和时钟的测量的直接解释失效。度规的这种普遍化——已由 Gauss 和 Riemann 在纯数学领域的研究所解决——本质上是基于狭义相对论的度规只要限制在小范围内就仍然对普遍情形成立这一事实。 [p. 3]

我们这里介绍的研究路线剥夺了时空坐标系的一切独立现实性。目前,度规的现实性仅在时空坐标与描述引力场的数学量结合起来时才得以明确。

广义相对论的基本思想还有另一个根源。正如 Ernst Mach 已经强调过的,牛顿理论包含下述不能令人满意之处。当运动不是从因果关系而是从纯描述观点看待时,则存在物体彼此间的相对运动。^[6]但牛顿运动定律中的加速度不能用相对运动概念来理解,这迫使牛顿想象出一个相对于它应该存在加速度的假设的物理空间。这个专门引进的绝对空间概念被公认为正确,但不能令人满意。因此, Mach 想找出力学方程的一种修正,以使物体的惯性不是从它们相对于绝对空间而是相对于所有其他引力体构成的整体的运动而得出。鉴于当时知识的局限,他的努力结果只可能是失败。 [p. 4]

433

但看来提出这个问题总归是非常合理的。这一连串思考甚至更强烈地困扰着广义相对论,因为根据这个理论,空间的物理特性是受有重量物质影响的。本演讲人确信,广义相对论仅在将世界视为空间闭合的情况下才能满意地解决这个问题。如果假定宇宙中有重量物质的平均密度具有有限值,那么不论这个值多么小,这个理论的数学结果就会导致这样的观点。^[7]

TD. [4 014]. 本文件的无页码打字原稿共 4 页。这里在页边方括号中给出页码。Ilse Einstein 在原件顶端写上了“*In London diktiert Juni 1921.*”其下方则是笔迹人不明者所写的“*Über Relativitätstheorie Eine Londoner Rede*”。正文发表在 *Einstein 1934a*, pp. 131—134, 其标题是“*über Relativitätstheorie. Eine Londoner Rede*”。另有笔迹人不明者的修改。

[1] 1921 年 6 月 13 日发表演讲时,这篇正文已经可以得到,它是 1921 年 6 月 14 日刊登在《泰晤士报》(伦敦), p. 8 和《自然》杂志 107 期(1921): p. 504 上标题为“相对论的发展和现状”的英文文本的

基础。

[2] 爱因斯坦由国王学院院长 Ernest Barker(1874—1960)邀请到该学院演讲, Barker 还主持了演讲后的盛宴(*The Nation*, 1921年6月18日;见 *Clark 1971*, p. 278)。Lord Haldane 向热情的人群介绍他时, 赞扬“爱因斯坦之于20世纪, 有如牛顿之于18世纪”, 称他关于宇宙见解“比伽利略、哥白尼或牛顿的见解更具革命性”。听众中有许多知名科学家, 他们倾听爱因斯坦即席讲话超过一小时(《泰晤士报》[伦敦], 1921年6月14日, p. 8; 另见 *Clark 1971*, p. 277)。爱因斯坦的演讲和宴会, 正如不仅英国而且德国的报道所称, 标志着他成功的10天英国之行的顶点(比如, 见1921年6月15日《德意志总报》上午版1版)。关于爱因斯坦对英国的科学和社会的热情反应, 见 *Einstein 1919f*(文件26)和 *Einstein 1921h*(文件57)。

[3] “und”应为“uns”。

[4] 在 *Einstein 1919f*(文件25)的最后一段, 爱因斯坦表达了对牛顿的更深的首肯。

[5] 在未发表的未完成稿《相对论的主要思想》(卷六文件44a[收入本卷][5页])中也找到了类似的意见。

[6] 插入了笔迹人不明者的“nur als Relativbewegung”。

[7] 爱因斯坦在 *Einstein 1921c*(文件52)中概略论证了对他提出的有限的空间闭合宇宙假说进行检验的问题。他在 *Einstein 1921f*(文件56)中的结论多半是作为未获成功的宇宙学常数测量之一部分得出的。

434 59. 关于犹太人的巴勒斯坦 初稿

[1921年6月27日前]

关于犹太人的巴勒斯坦 初稿

[1921年6月27日前]^[1]

爱因斯坦

[p. 1] 女士们、先生们：

在长达两千年的时期里，犹太民族的共同遗产^[2]只有它的过去，我们散布在全世界的人们只不过小心谨慎地维护了传统。不错，少数有突出能力的犹太人做出了极高文化价值的贡献，但作为整体的犹太民族似乎再也没有能力创造伟大的集体成就。^[3]

现在这种状况已经改变。历史授予我们一个伟大而崇高的任务：积极参与创建巴勒斯坦。我们卓越的同胞已经在为实现这个目标全力工作，我们有了一个机会来建立整个犹太民族可视为他们自己作品的文化中心，我们希望在巴勒斯坦创造一个将在近东为激励新的经济及智力生活而做出贡献的我们独特民族文化的故乡。^[4]

犹太复国主义领导人设想的目标不是政治的目标，而是社会的和文化的目标。巴勒斯坦共同体应该倚照圣经里阐述的我们先人的理想，同时也应该成为现代智力生活的一个发祥地，一个全球犹太人的智力中心。^[5]在耶路撒冷创办一所犹太人大学是与这个思想一致的犹太复国主义组织最重要的目标之一。前几个月我访问美国就是为了帮助创建这所大学所需的物质基础。^[6]这次努力的成就是显著的，多亏美国犹太医生们不懈的努力和他们突出的自我牺牲精神，已有可能筹集足够财力建立一个医学系；目前正开始准备工作以实现这一目标。^[7]根据迄今取得的成就，我毫不怀疑不久后就能筹集到其他科系需要的资金。医学系基本上将建成为一个研究所，将积极开展对国家建设特别重要的公共卫生工

[p. 2] 作。较大规模的教学要经过一段时间后才处于重要地位。^[8]建立医学系看来完全有保证，因为已经找到一批愿意到这所大学任职的有才能的研究家。^[9]我还想告诉你们，已经为这所大学设立了一个完全与建设这个国家的通用基金脱离的专用基金。^[10]由于 Weizmann 教授和美国犹太复国主义领导人的不懈努力，

通用基金近几个月来已经募集了可观的经费；尤其是中产阶级为此表现了自我牺牲的高昂意愿。^[11]虽然当前经济形势颇为艰难，^[12]但我仍想在结束讲话时热烈呼吁德国犹太人尽自己的最大可能为在巴勒斯坦建立一个犹太人的故乡做出贡献。不应该把它与慈善义举混淆；我宁可把它看成一项事业，它的成功必然关系到全体犹太人的利益，它也将成为我们全体犹太人享受最彻底满足之源泉。

AD. [28 008]. 本文件共有未编页码的两页，这里在页边用方括号给出页码。头两段属于爱因斯坦笔迹，其余部分为 Ilse Einstein 笔迹，并有她在第一页顶端写的爱因斯坦的名字、标题、日期和地址。第一段的一处改正也出于她的手。称呼语外面画了一个框，称呼语被删去，估计也是 Ilse Einstein 所为。体现了改正内容，且又加上另一处 Ilse Einstein 笔迹改正的不完整打字稿 [73 165] 得以保存下来，它的标题是“Rede, gehalten auf der zionistischen Versammlung am 27. Juni 1921”。打字稿的正文刊布在 *Einstein 1934a*, pp. 97—99。

[1] 本文件的日期是以它作为 6 月 27 日一次演讲的草稿这一认定为依据的(见下一文件注 1)。

[2] Ilse Einstein 删去了“Erbe”并在行间加上“gemeinsame Gut”。

[3] 在打字稿中，Ilse Einstein 在“aber”和“das jüdische Volk”之间插入了词组“zu großen Kollektiv-Leistungen schien”，同时删去了本句后面出现的这个词组。修改后的文字是：“aber zu großen Kollektiv-Leistungen schien das jüdische Volk als Ganzes nicht mehr die Kraft zu haben。”

[4] 从此处开始，正文属于 Ilse Einstein 的笔迹。从 1917 年 11 月贝尔福宣言发布起直到一年后第一次世界大战结束为止的时期内为在巴勒斯坦建立一个犹太人故乡所做的工作总结，见 *Vital 1987*, pp. 303—376；战后此类工作的文件说明，则见 *Klieman 1987*。

[5] 爱因斯坦对定居巴勒斯坦事业的文化方面的强调，表明了他对待贝尔福宣言发布以来发生在文化犹太复国主义和政治犹太复国主义之间争论的立场。大多数文化犹太复国主义者认为英国对巴勒斯坦的委托统治权标志着犹太人政治斗争的结束，于是谋求筹集适度资金来发展旨在建立并维持巴勒斯坦犹太文化存在的各种事业。相反，犹太复国主义运动中献身政治的一派则指出，政治斗争刚刚开始，因而强调大规模移民和争取巨额财务赞助以推进巴勒斯坦犹太人事业的重要性(见 *Weizmann, Ch. 1977*, pp. viii—xiv 和 *Klieman 1987*, p. 126 所载 1921 年 1 月 6 日 Chaim Weizmann 致美国犹太复国主义组织执行委员会的信)。爱因斯坦虽然强调犹太复国主义的文化要素，但他也让政治犹太复国主义者借用他的名望筹集巨额资金，并陪同他们于 1921 年春访问美国。关于文化犹太复国主义者和政治犹太复国主义者之间争论的更多讨论，见编者按“爱因斯坦与犹太人问题”，第 233 页。

[6] 虽然爱因斯坦本人不是犹太复国主义组织成员，耶路撒冷犹太人大学计划却是他所持有的文化犹太复国主义的核心(见 *Blumenfeld 1976*, p. 66 中 1921 年 3 月 15 日 Kurt Blumenfeld 致 Chaim Weizmann 的信)。如果说爱因斯坦在犹太复国主义领导人劝说下答应参加的 1921 年 4 月 2 日至 5 月 30 日的美国之行在很大程度上是由他们在巴勒斯坦的财政危机所促成(见 *Ruppin 1985*, p. 320)，那么爱因斯坦加入访美代表团的动力则是想利用这次机会校正大量无缘接受高等教育的犹太学生中间的那一具“失衡的心灵天平”。创办一所犹太人大学“不是兴趣而是需要的问题”(见 1921 年 6 月 10 日《曼彻斯特卫报》第 8 版曼彻斯特大学犹太学生会就他的演讲撰写的文章)。

美国之行是国际犹太复国主义组织(ZO)为 1920 年 7 月成立的巴勒斯坦建设基金会(Keren Hayesod)安排的首次筹款活动。巴勒斯坦建设基金是指定用于巴勒斯坦移民和定居的基金，它作为一个

集中机构负责在全世界收集和管理“所有犹太人为了建立一个民族家园而自愿每年一度缴纳的固定会费”(见 *Ulitzur 1940*, p. 9)。这些资金的一部分被规定专用于犹太人大学,这个前景使爱因斯坦充满了其他任何社会活动也无法给他带来的愉快(见 1921 年 4 月 30 日《纽约时报》第 13 版对他的采访记)。爱因斯坦有关这所大学的其他想法,见 *Einstein 1921j*(文件 62)。

[7] 爱因斯坦是由美国犹太医生委员会主席正式邀请访美的(见 1921 年 2 月 27 日 Nathan Ratnoff 博士致爱因斯坦的信),该委员会是一个打算为犹太人大学筹集 100 万美元的百人团体,它的活动是“独立的,但与犹太复国主义组织协调一致并合作”;*Proposed HU 1924*, p. [3]。到 5 月中旬,光是纽约的医生就已经认捐了超过 10 万美元(见 1921 年 5 月 16 日《纽约呼声报》,第 7 版)。5 月 21 日出席沃尔多夫-阿斯托里亚酒店宴会的 800 名医生许诺了另外 25 万美元专用于大学的医学系。有人引用爱因斯坦宴会后的致词说,“医学院无疑将是大学的最重要部门,因为我们犹太人一直在这个分支学科具有超常才能。”(见 1921 年 5 月 22 日《纽约时报》21 版)大约同时,他满意地估计总共“大约 6000”名犹太医生许诺给予赞助(见 1921 年 5 月后半月爱因斯坦致 Michele Besso 的信 [SzGB] [7 335])。在这些人中,爱因斯坦与之有过个人接触的是芝加哥的 Carl Beck 的信(见 1921 年 4 月 8 日爱因斯坦致 Carl Beck 的信),Carl Beck 也参与了为德国和奥地利的大学募捐的工作(见 *Einstein 1920b* [文件 36] 注 2)。

[8] 1920 年末,美国犹太复国主义组织(ZOA)已将“医学单位和公共卫生”排在从巴勒斯坦建设基金所获捐款得到资助的重点项目之首(见“1920 年 11 月 28 日美国犹太复国主义组织在布法罗全国代表大会上通过的决议”第 2 号, *Weizmann, Ch. 1977*, p. xxvi)。对建立一个处理“巴勒斯坦医学及公共卫生问题”的微生物研究所给予了特别的重视(*Proposed HU 1924*, p. [4]),其中尤以疟疾为紧迫。所有研究所应“在几年之内改造成教学系科”(见 1921 年 1 月 18 日《犹太人通讯社》[伦敦],第 2 页)。关于计划中的大学组织机构的简要记述,见 *Einstein 1921j*(文件 62)注 1。

[9] 为了保证医学系的成功,大学咨询委员会在英国成立了一个由 Redcliffe N. Salaman(1874—1955)领导的医学研究子委员会,它的首个委任研究职务给予了年轻的英国寄生物学家 Saul Adler(1895—1966)(见 *Bentwich 1961*, p. 20)。

[10] 1921 年初,巴勒斯坦建设基金会办公室宣布设立一个在它主持下的大学专用基金会。“该基金会的经费将只用于大学支出”。按年度预算约 5 万英镑的初期费用预计约 10 万英镑,“已经收到了首批捐款,金额达数千英镑,并在精心挑选的斯科普斯山上大学校址购置了一所房屋和地产”(见 1921 年 1 月 18 日《犹太人通讯社》[伦敦],pp. [1]—2)。

爱因斯坦严格区分大学专用基金和一般目的的巴勒斯坦建设基金,因为不混淆经费的问题已经成为国际犹太复国主义者组织(ZO)和美国犹太复国主义组织(ZOA)之间的主要争论。对于导致 ZO 与 ZOA 领导人不和的各种矛盾的讨论,见编者按“爱因斯坦与犹太人问题”,第 233—234 页。

[11] 美国筹款的特点是大量小额捐赠。ZO 会长 Chaim Weizmann 责备前一年在波士顿仅仅筹集到 2.8 万美元的“小寡头组织成员”时,把这与前一天晚上一次宴会上就募集到 2 万美元进行对比。“我们没有得到大额捐款,但群众给了我们大量小额捐赠”(见 *Weizmann, Ch. 1977*, p. 193 中 1921 年 5 月 18 日 Chaim Weizmann 致 Sir Alfred Mond 的信)。爱因斯坦 6 月末接受一次采访时证实了这一点,他对采访者夸耀地说:“为我们的事业捐助的金钱已经流入,以后还会更多。这些钱是否主要由富人捐赠?不是。事实上中产阶级才是主要捐赠者。现在你们看到了,美国百万富翁当然更愿意用他的财富购买权力,这一点他主要通过把舆论争取到自己方面而达到。但是,即使耶路撒冷的某个讲座可能用他的名字命名,对舆论来说,他是否给犹太复国主义大学专用基金捐大笔款项,究竟有什么意义呢?”(见附录 D,第 2 节)

在强调捐款和善意主要来自“中产阶级”时,爱因斯坦涉及了一个部分根源于文化犹太复国主义者和政治犹太复国主义者之间争论(见注 5)的敏感话题。文化派强烈认同美国犹太复国主义领导人,政治派

的代表则是国际犹太复国主义组织及其在美国组织内部的同盟者。在同美国犹太复国主义的大量支持者打交道时,欧洲犹太复国主义者,包括爱因斯坦在内,常常绕过小心谨慎、更加渐进的美国犹太复国主义领导人。

[12] 与战前相比,德国人的生活费用指数——包括食品、衣着、住房、取暖和照明——在1921年6月上升到11.67(见 *Feldman 1993*, p. 216)。ZO 仰仗美国人给予巴勒斯坦建设基金会的捐赠可从下述事实看出:1921年4月到9月期间,基金会从全欧洲(包括英国)得到的净收入不到66000美元,而美国人的捐献则超过115000美元(见 *Ulitzur 1940*, p. 14)。

60. 关于犹太人的巴勒斯坦 终稿

438

[*Einstein 1921i*]

1921年6月27日在柏林犹太复国主义者会议上演讲印刷稿。

1921年7月1日刊载于

1921年7月1日《犹太评论》，p. 371。

关于犹太人的巴勒斯坦 终稿

爱因斯坦

439 女士们、先生们：

建设巴勒斯坦不仅仅是一项慈善义举和殖民事业，它更是一个对犹太民族具有头等重要意义的课题。巴勒斯坦主要不是东欧犹太人的庇护所，而是全体犹太人共同体民族意识复苏的象征。唤醒并加强这种共同的意识是否既合时宜又属必要呢？我相信我能够用一个坚定的“是”来回答这个问题，我的根据不仅仅是自发的感情，而且有正确的理由。

让我们简略回顾一下近百年来德国犹太人的发展吧。一个世纪前，我们的先人几乎无例外地住在指定的犹太居民区，他们贫穷，被剥夺了政治权利，被一堵由宗教传统、世俗生活方式和法律桎梏构成的大墙与非犹太人隔开；他们的智力发展局限在他们自己的文学上，极少受到欧洲智力生活从文艺复兴以来所经历的惊人大潮的影响。但我们这些生活朴实很少引人注意的先人有一件事比我们做得好：他们中的每个人，连同他心灵里的所有素质，都属于一个吸引着他全部身心的共同体；在那里他感到自己是一个被完全接受的成员，也没有人向他提出任何对他的自然思维方式来说难以接受的要求。那个时候，我们先人在肉体上和智力上相当营养不足，但他们在社会方面却享受着令人羡慕的心灵平衡。后来，他们解放了。突然之间，他们获得了梦想不到的发展机会，一些人很快就在社会上取得了上层经济及社会阶层的地位。他们贪婪地吸收西方艺术和科学创造的辉煌成果。他们以越来越大的热情通过为自己创造持久价值参加到这个发展中去，在这个过程中，他们接受了非犹太人世界形式上的生活方式，偏离他们过去宗教及社会传统越来越远；采纳了非犹太人的伦理和思维方法。看起来好像他们彻底消失在人数众多、政治上和文化上组织得更好的东道主民族之中，以致经过几代人之后就将完全看不见他们了。犹太人的民族地位（即“Volkstum”）在中欧和西欧的完全消失似乎无法避免了。

然而结果并非如此。种族上不同的民族似乎有着抵制他们融合的天性。犹太民族生活在欧洲民族中间，他们在语言、伦理甚至宗教上对欧洲民族的适应大

[1]

[2]

[3]

[4]

[5]

[6]

概不可能引起他们与他们的欧洲东道主民族之间的疏远。反犹主义的终极根源
[7] 其实是这种身为异族的自发感受,而因此,这种自发感受不可能用善意的强制手
[8] 段来消除。民族不愿意被融合;他们想遵循他们独特的习惯,只有通过相互宽容
和尊重才可能达到一种满意的状态。

而为了达此目的,特别重要的是我们犹太人再度树立我们自己民族的意识,
再度树立我们的繁荣存在所需要的自尊。我们必须重新学会为我们的先辈和我
[9] 们的历史献身,而作为一个民族,我们必须接受那些能够加强我们共同体的觉悟
的文化任务。单纯以个人身份参与人类发展是不够的,我们还必须面对只能通过
民族整体加以解决的任务。这是犹太人在社会上恢复元气的唯一方法。

正是基于这个观点,我才要求你们注意犹太复国主义运动。今天,历史授予
[10] 我们积极参加在经济上和文化上重建我们先辈的国家的任务,热情而又有杰出
才能的人们已经完成了先期工作,许多优秀的民族同胞正准备为这个任务献身。
愿你们每个人都充分了解这个任务的重大意义,从而尽自己最大可能促进它的
[11] 成功。

现在我想讲一讲我在访问美国期间的几点感受。我是在过去几个月为犹太
[12] 复国主义组织效劳时访美的,主要目的是为了创办耶路撒冷大学。我的最大感
受是我有生以来第一次看见了一个犹太民族。女士们、先生们!我在柏林或者
德国别的地方看到了很多犹太人(笑声),但我还没有看见一个犹太民族。我在
美国看见的这个犹太民族大体上是从俄罗斯、波兰和东欧移民美国的。这些人
相互之间依然保持着健康的民族感情,这种感情并未因个人躯体的消亡而遭破
[13] 坏。我亲眼看到了这些人多么富有自我牺牲精神和创造力。例如,他们在很短
的时间里为计划中的大学,或者说迄今为止至少为它的医学系,筹集了资金。此
[14] 外,我亲眼看到,仍然具有最强烈健康集体意识和自我牺牲精神的人,多半是中
产阶级人士,以及更一般的普通人民,而不是那些拥有特殊社会地位或异常天资
的人。正是在美国我才感到,如果我们能够成功地在巴勒斯坦建立一个犹太民
族的中心,那么我们将重新拥有一个智力中心,即使我们的大多数实际分散在所
有国家,孤独之感亦将离我们而去。这是我期望从重建巴勒斯坦得到的伟大解
放之果。(反复的雷鸣般的掌声)

本文件刊登在1921年7月1日《犹太评论》,第371页。保存了一份写在印有纽约Commodore旅馆笺头的信笺上的亲笔手稿,共两页,无页码;它对应于本文件开始讲述爱因斯坦访问美国那一段之前的部分。手稿上的称呼语被删去,添加了一个罗马数字“V”。手稿第二段之后插入了一个“X”。对手稿和刊登的文件之间的重要差异做了注释,亲笔手稿的正文刊载于 *Einstein 1934a*, pp. 99—101。 440

[1] 本次演讲是1921年6月27日午后在柏林Blüthner-Saal向满座听众发表的(见1921年6月28

日《柏林日报》下午版[2]版)。

[2] 爱因斯坦强调巴勒斯坦作为犹太文化统一体普遍象征的重要性超过其作为犹太人定居目的地的作用,这是爱因斯坦的文化犹太复国主义的主要构成要素之一。见文件 57 注 19 中爱因斯坦反对把“犹太人的民族主义仅局限在巴勒斯坦”的论述。

[3] 正文里“Sie waren arm”之后,爱因斯坦在手稿中插入了“politisch entrechtet”。

[4] 爱因斯坦的祖父 Abraham Ruppert Einstein(1808—1868)是一个商人,曾住在斯瓦比亚费德尔湖畔的小市镇布乔,1862 年迁往乌尔姆镇;爱因斯坦的外祖父 Julius Dörzbacher(1816—1895)是斯瓦比亚杰本豪森人,他改姓 Koch,成为斯图加特附近坎士塔特一个兴旺发达的谷物生意人(见卷一《阿耳伯特·爱因斯坦——为他的生平事略而作》,xlix 页)。

[5] 正像爱因斯坦对德国犹太先辈们的“半空想式”观点实出于对已失去的共同体的渴望,第一次世界大战时期服兵役的德国犹太人与东欧当地犹太人的接触也唤醒了对于那种虽然变得陌生但却具有令人羡慕的深沉亲切感的生活方式的思念之情(见 *Mendes-Flohr* 1998, pp. 232—233 和 *Bendix* 1986, pp. 67—70)。

在爱因斯坦的祖父和外祖父都居住过的符腾堡王国,解放授予的公民权利在 19 世纪初对犹太人的限制很严,只是到了 1828 年才颁布了一项承认贸易选择自由的法律,法律上的完全平等到了 1862 年才实行(见 *Fölsing* 1993, p. 16)。

[6] 在手稿中,爱因斯坦用“Stellungen”代替“Fühlung”。

[7] 在手稿中,爱因斯坦将接下来的一句代之以“Auf dieses spontane Gefühl der Fremdheit ist in letzter Instanz der Antisemitismus zurückzuführen”。排字时显然对正文中的这一句做了删改,其做法是,首先让“差异性”(“Fremdheit”)意识产生于“活力衰退”(“Energieverminderung”),其次将手稿中反犹太主义和差异性意识的因果关系颠倒过来。见文件 34 和文件 35,其中爱因斯坦说明了反犹太主义的心理根源是犹太人的异样特征。

[8] 爱因斯坦在手稿中用“Traktate”代替了“Druckmittel”。

[9] 爱因斯坦在离德访美之前的一次采访中说了同样论点:“一个犹太人的巴勒斯坦将有助于在犹太人中间恢复他们因周围东道主民族舆论造成的心理压力而在许多场合丧失了的民族自尊心。缺少民族自尊心则可能导致生活方式适应非犹太人环境,这很像蝴蝶的拟态。最好的补救办法就是犹太人作为一个共同体创造出值得他们为之幸福和骄傲的文化成就。”(“Ein Jüdisches Palästina werde dazu beitragen, daß die Juden die nationale Selbstachtung wieder erlangen, die ihnen unter dem moralischen Druck der öffentlichen Meinung ihrer Wirtsvölker vielfach abhanden gekommen sei. Dieser Mangel an Selbstachtung der zu einer an die Mimikry der Schmetterlinge erinnernden Anschmiegung der Lebensformen an die der nichtjüdischen Umgebung führe, könne am besten dadurch behoben werden, daß die Juden als Gesamtheit ein Kulturwerk errichten, auf das sie mit Freude und Stolz blicken können.”; 1921 年 3 月 27 日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊 1 第 1 版)

[10] 爱因斯坦在手稿中用“unseres Stammlandes”代替“Palästinas”。

[11] 与亲笔手稿对应的部分结束于此。爱因斯坦演讲的其余部分乃他“即席脱口而出”(“in freier Form”; 1921 年 6 月 28 日《柏林日报》下午版[2]版)。

441 [12] 爱因斯坦在 1921 年 4 月和 5 月逗留美国,为的是促进为巴勒斯坦犹太人大学筹款(见前一文件)。

[13] 爱因斯坦对美国犹太人活力的赞美反映了他在文件 57 中通过比较得出的评价:美国犹太人“完好无损的活力”和德国犹太人的“虚弱”。

1925年柏林的外国犹太人只占犹太人总数的四分之一(见 *Einstein 1919h* [文件 29] 注 1); 另一方面, 在美国, 全体犹太人的 85% 是东欧血统。光是在 1921 年 6 月截止的一年内, 从东欧迁往美国的犹太移民净增加 104000 人(见 *Jewish Year Book 1923*, p. 319), 这大约比 1925 年生活在德国的全部犹太人多 20000 人(见 *Maurer 1986*, p. 72)。关于爱因斯坦认同东欧犹太人具有那些同化较彻底的德国犹太同胞已经丧失的民族共同意识, 见注 5。

[14] 关于如何获得对大学医学系的捐款的更多情况, 见前一文件注 7; 关于中产阶级在美国捐款活动中的中坚作用的更多情况, 见前一文件注 11。

442 61. 关于采访记者

[1921年8月10日]

Sonja Bargman 翻译自爱因斯坦的《思想和意见》(New York: Crown, 1982)。

关于采访记者

[1]

[1921年8月10日]

爱因斯坦

[p. 1]

采访者

Mein Weltbild, Amsterdam: *Querido Verlag*, 1934

[2] 被请求公开证明某人讲过的每一句话,甚至是在开玩笑时,情绪过分高昂或暂时愤怒时讲的话,那可能令人为难,然而在一定程度上这是合理而平常的。但是,被要求公开证明其他人在某人无法为自己辩护时以某人的名义讲过的话,则

[3] 确实确实是一种可悲的苦恼。“可是谁遇到这种情况呢?”你一定会这样问。嗯,所有为公众高度关注因而被采访者纠缠的人都会遇到。你不相信似的笑了,可我却可以告诉你我自己的很多亲身经历。

请想象下面的情形。一天上午,一位采访记者找到你,友好地请你告诉他有关你的朋友 N 的事。开始时你无疑会对这种提议感到怒气上升,但你很快就会发觉你无法逃避。如果你拒绝谈任何事,这位老兄就会这样写:“我向大概是 N 的最要好的朋友之一问起有关他的事,但他却小心地避开我的问题,这本身就足以让读者得出必然的结论。”所以,你无法逃避,于是你提供如下信息:“N 先生是一个快乐直爽的人,他的所有朋友都很喜欢他。任何情况下他都能看到光明的一面。他的进取心和勤奋没有止境;他的全部精力都献给了工作。他深爱他的家庭,他把他拥有的一切都置于他妻子的脚下……”

[p. 2]

[4]

现在看看采访记者的版本:“N 先生对任何事都不很认真,却有着讨人喜欢的天赋,尤其擅长于培养出一种诚恳和讨好的态度。他完完全全是他的工作的奴隶,以致他没有时间考虑非他亲自参加的任何问题或任何业余脑力活动。他令人难以置信地奉承他的妻子,完全受她的支配……”

443

现实的采访记者会写得比这远为有趣,但我觉得这对于你和你的朋友 N 已经足够了。第二天早晨他在报纸上读到这几行或更多的类似文字,不论他天性多么快乐善良,他也会对你产生无边的愤怒。对他造成的伤害也将给你带来说不出的痛苦,特别是因为你实际上是喜欢他的。

你下一步打算怎么办?若有答案,请快告诉我,以便我能够尽快采纳你的办法。

AD. [28 011]. 本文件共两页,无页码。第一页写在纽约 Commodore 旅馆笺头的信笺上。这里在页边的方括号中标出页码。Ilse Einstein 在文件顶端写了“1921 年 8 月”,文件发表在 *Einstein 1934a*, pp. 47—49,缺第一句。保存下来一份可能是打算发表(见注 3)的打字英文译稿[73 323—3 和 323—4]。

[1] 日期根据 1921 年 9 月 4 日 Ludwik Silberstein 致爱因斯坦的信中所述确定。

[2] 这份私人信件的回信人是罗切斯特大学物理学教授 Ludwik Silberstein(1872—1948)(见 1921 年 9 月 4 日 Ludwik Silberstein 致爱因斯坦的信)。

[3] 本文件是针对美国国内对爱因斯坦 1921 年 6 月末接受的一次采访报道表现出不高兴的态度所做的回应。1921 年春在前往美国的途中和逗留美国两个月期间内,采访爱因斯坦的要求如雪片般飞来,爱因斯坦接受了其中大部分。回到柏林后,他在 6 月 29 日接受了荷兰文报纸 *Nieuwe Rotterdamsche Courant*《新鹿特丹信使报》的一位记者的采访(附录 D 节 I),7 月 4 日发表的这次采访记对美国的生活进行了若干诬蔑性评论,一篇德文节译稿刊登在 1921 年 7 月 7 日的《柏林日报》上午版[2] 版(附录 D 节 III),而德文稿也在同一天用海底电缆电报发送至《纽约时报》。取自《柏林日报》的大量引文的英译稿于次日在美国多家报纸转载,引起“芝加哥妇女的愤怒抗议”(见 1921 年 7 月 9 日《纽约时报》7 版)和“公众的敌意批评”(见 1921 年 7 月 14 日《芝加哥每日论坛报》6 版)。

芝加哥大学的 Albert A. Michelson(1852—1931)和其他许多科学家对那篇文章中“引起强烈‘恶感’”(“viel ‘schlechtes Blut’ provoziert hatte”)的内容深感震惊,另一些科学家如 Robert A. Millikan(1868—1953)则坚信该文乃记者想象的虚构。Silberstein 当时在芝加哥大学开设夏季课程,他请求爱因斯坦保证情况确实如此,因为“你的美国朋友很愿意纠正事件的性质”(“Ihre Amerikanischen Freunde die Sache berichtigen möchten”,见 1921 年 7 月 13 日 Ludwik Silberstein 致爱因斯坦的信)。

爱因斯坦也已经开始在本国弥补所造成的损害。他 7 月 7 日读到《柏林日报》的采访时的震惊同次日 Michelson 的一样强烈。一个邮戳日期为 1921 年 7 月 7 日、打字表明内含印刷品、由记者“Mrs. Nell Boni Genthinerstr. 13 Villa G. Berlin W”寄给爱因斯坦的信封[43 245],大概使他第一次朦胧感到了那个破坏性的消息。7 月 8 日,即在获悉他的美国同行生气之前相当久,爱因斯坦在《柏林日报》上午版 p. [2] 刊登一份说明,声称该采访记包含着“明目张胆的歪曲”(“grobe Entstellungen”)。为了进一步平息风波,他安排了与另一家柏林主要报纸的第二次采访(见 1921 年 7 月 9 日 Georg Bernhard 致爱因斯坦的信)。刊登在 1921 年 7 月 10 日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊 1 第 1 版的这第二次采访记(附录 E),两天后被美国报纸引用并意译(见,比如,1921 年 7 月 12 日《纽约时报》12 版),这显然是部分地由爱因斯坦所促成(见 1921 年 7 月 14 日爱因斯坦致 Zioniburo 的信, IsJCZ, Z4/2971/IV, register no. 1699)。第二次采访记与其说是撤回他以前的评论,不如说是介绍围绕前次采访的各种情况。

爱因斯坦担心《柏林日报》可能利用它所称忠实地翻译了荷兰文采访记的声明(见 1921 年 7 月 12 日《柏林日报》晚间版[2] 版)来给事件最后定性,便在 7 月中旬要求允许他在该报发表最后说明(见 1921 年

7月14日爱因斯坦致编辑部的信,以及可能出自编辑之手的无日期附加备忘录:“Anlässlich der Notiz über ein entstelltes Interview ...”[43 243])。为了取得美国及其他地方关切此事的犹太复国主义者的谅解,爱因斯坦还两次通过海底电缆电报致电伦敦的犹太复国主义组织的中央机构,表示拒绝对未经认可的关于他对美国的观点的报道负责(见1921年7月14日爱因斯坦致犹太复国主义组织中央局,登记号 444 1699和1700)。两份电报均经翻译后发表,例如见1921年7月22日的 *Jewish Independent*, p. 7。

对 Silberstein 及其芝加哥的同事来说,第二次采访记已经足够了。该采访记发表一周后, Silberstein 宽慰地告诉他此事件不过是小题大做(见1921年7月18日 Ludwik Silberstein 致爱因斯坦的信),指出他的芝加哥大学同事已经平静下来。于是,到 Silberstein 于8月10日后收到一份本文件时,风波已经过去。 Silberstein 将本文件的内容告诉他的芝加哥同事后,于9月初宣布“事件以最佳可能的方式得到了解决”(“die Sache ist bestens erledigt”),不过 Millikan 和一位芝加哥同事 Henry G. Gale(1874—1942)认为应该给《科学》杂志提供一份译文。总之, Silberstein 郑重告诉爱因斯坦,此文件的内容将在科学界广为散布(见1921年9月4日 Ludwik Silberstein 致爱因斯坦的信)。爱因斯坦同意发表它的请求,但指出,经常回到这个话题有可能使我们显得对那个“不愉快的事件”(“leidigen Sache”; 1921年10月4日爱因斯坦致 Ludwik Silberstein 的信)过于重视。

[4] 爱因斯坦同《柏林日报》安排的采访记的节译刊登在1921年7月8日《纽约时报》9版,其标题为“爱因斯坦宣布这里由女人统治。这位科学家说他发现美国男人是女人养着玩的小狗”。

62. “关于创办耶路撒冷希伯来大学”

[*Einstein 1921j*]

1921年8月26日刊载于

1921年8月26日《苏黎世中央犹太人报》，第1版。

(1921年8月26日《苏黎世中央犹太人报》对爱因斯坦的一次采访记)

关于创办耶路撒冷希伯来大学

爱因斯坦

[1] 在巴勒斯坦创办希伯来大学的必要性乃基于两点理由。第一,巴勒斯坦的
犹太人故乡没有一所大学简直无法想象。细菌学及其他方面的研究对国家的公
共卫生是必需的,对医生,特别是对那些有待熟悉这个国家的医生进行培训并在
[2] 知识上给予实质性帮助也是必需的,同样必需的还有系统地开展土壤和植物的
化学研究以处理农业问题。这些都将是自然科学系的构成部分。为了使这些机
[3] 构具有一定独立身份,我们当然还要有纯物理学和纯化学。有了这些,你几乎已
经拥有了一个自然科学领域的完备的哲学系了。当然,同样重要的是要有人文
[4] 学科的研究所,特别是历史、犹太文化和中东的一般性课题,尤其重要的是希伯
来语——所有这些都是为了传播这个国家的知识,给定居那里的人一个智力中
心。没有这样一个智力中心,大规模犹太人殖民是难以想象的;而且显然的是,
为实现这些专项目标——如果以科学态度追求的话——则还需要哲学、考古学
和其他方面的研究。我简要指出的这些,概括了涉及这个国家的建设和希伯来
语科学术语的现代发展的多方面需要。

巴勒斯坦希伯来大学将有其民族特点,他的教学语言一般是希伯来语,语言
困难在头几年由于大学实际上主要是研究而非教学机构而减轻,这对于自然科
[5] 学领域更是如此。

巴勒斯坦希伯来大学的第二个主要任务,就是必须为东欧来的犹太青年提
供学习的可能性,因为许多年轻有为的犹太人今天普遍被禁止上大学。我确信,
大量本来有资格上大学的东欧犹太人一直在徒劳地争取注册进入中欧各大学;
我认为,帮助他们是我们全体的光荣责任。我们甚至希望把巴勒斯坦希伯来大
学提高到如此水平,以致海外犹太学生主动追求而不仅仅出于被迫的需要来到
这里上学。

[6] 最后,我认为,犹太人作为一个整体,并通过他们自己的机构和他们自己的
力量参与国际科学活动是极端重要的,因为犹太人作为个人积极而成功地参与
科学活动,以及许多海外犹太儿女的成就,已经证明他们对科学发展的热爱和

资格。

我相信,一所兴旺的、赢得世界声望的希伯来大学,还有助于抵制犹太人中许多成功的脑力劳动者总是提心吊胆地隐藏和否认他们的团体归属关系的可耻倾向。在我看来,这个现象并非由于缺乏品格,而主要是由个人屈服于非犹太人环境影响的现实所引起——特别是在反犹主义情感盛行之时。

[7]

我毕生把尽我的一切可能促进巴勒斯坦希伯来大学获得成功当成我的神圣责任;而不仅仅在当前已经奠基之际。我知道许多犹太科学家对此问题的感受同我一样。广受赞赏的《苏黎世中央犹太人报》以其推进犹太人利益的众多服务而值得特别感谢;这家拥有大量读者的有影响的报纸,如果能在更广大公众中间激起对巴勒斯坦希伯来大学的兴趣而愿意为它做出牺牲,必将赢得更高的褒奖。

[8]

447 本文件刊登在1921年8月26日《苏黎世中央犹太人报》1版。

[1] 一项“审查在巴勒斯坦创办一所犹太人大学可能性”的决议,已经在1901年第五次犹太复国主义者代表大会通过(见 *Proposed HU 1924*, p. [1])。第十二次大会定于下个月举行。

1919年秋,国际犹太复国主义组织新成立的教育部的秘书 Hugo Bergmann 曾邀请爱因斯坦参加一次讨论大学初步方案的学者会议(见1919年10月22日 Hugo Bergmann 致爱因斯坦的信)。预定于1920年1月中旬在巴塞尔召开的该次会议上打算讨论的要点是,犹太研究及哲学-语言学科目的教学;自然科学及医学系的建立;以及法学、社会学和经济学的教学(见1919年11月21日 Hugo Bergmann 致爱因斯坦的信、1919年11月27日 Shmarya Levin 致爱因斯坦的信和1919年12月12日《柏林日报》上午版3版)。爱因斯坦接受了邀请(见1919年11月5日爱因斯坦致 Hugo Bergmann 的信),但会议被推迟(见1919年12月24日爱因斯坦致苏黎世 Heinrich Zangger 庄园的 Heinrich Zangger 的信)。

会议推迟后起草的一份提案是比较谨慎的,它指出耶路撒冷斯科普斯山上的现有建筑“不能容纳整个大学”,它主张建立“有几个小机构”的“核心”,包括物理学、化学和微生物学研究所,以及一个希伯来语研究所,所有这四个研究所都要培养专家而不是本科生。另外还打算由访问学者讲授一门普通艺术课程。见1920年1月21日《大学问题现状声明》。

[2] 大学里开展医学及微生物学研究的重要性,见文件59注7—9。启程离德访美之前,爱因斯坦强调相关研究所应该研究“巴勒斯坦的自然条件”(“die natürlichen Bedingungen Palästinas”),因而应优先考虑一个农业研究所,也可能再加上一个化学研究所。它们“必须与现有的以及拟建的农业试验站和学校保持密切联系”(“müssen in engste Berührung treten mit den bereits bestehenden und noch zu entwickelnden Versuchstationen und Lehranstalten der Landwirtschaft”)。见1921年3月27日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊1第1版的采访记。

[3] 1919年末,爱因斯坦放弃需要在该大学讲授理论物理的观点,他认为“人们建造房屋时不是从屋顶开始的”(“Man fängt doch bei dem Bau eines Hauses nicht mit dem Dache an”),尽管这也许不过是由于他当时没有任何任职的打算(见1919年12月25日《新维也纳杂志》5版刊登的1919年12月18日的采访记)。

[4] 爱因斯坦对犹太人的历史和语言的兴趣,可能在1919年初就激发起来了,当时他参加了一个由建立和保护犹太文明科学院协会(Verein zur Gründung und Erhaltung einer Akademie für die Wissen-

schaft des Judentums, 见 *Myers 1992*, p. 116 和 *Meyer 2000*, pp. 126—128) 召集的会议。两年后, 在即将启程赴美国之前, 他谈到有必要推进这些科目的研究, 办法是设立一个“东方研究所来研究这个国家、它的历史遗址和各地区的语言”(“ein orientalisches Institut, welches der Erforschung des Landes, seiner historischen Denkmäler und der Landessprachen dient”), 包括希伯来语和阿拉伯语(见 1921 年 3 月 27 日 *Vossische Zeitung* 上午版副刊 1 第 1 版的采访记)。

[5] 爱因斯坦指出, 讲课“在开头时不会紧迫, 因为实际上犹太人依然比较少, 但随着人口的增加, 大学亦将扩大, 教学活动也将相应增多”。见 1921 年 4 月 3 日《犹太人每日新闻》1 版刊登的犹太人通讯社对 Chaim Weizmann 和爱因斯坦的专访记。

[6] “在近来亲眼看到人们如何背信冷漠地对待此处杰出犹太青年并谋求否定他们任何上学可能的无数事例后”(“nachdem ich in letzter Zeit an unzähligen Beispielen gesehen habe, wie perfid und lieblos man hier mit prächtigen jungen Juden umgeht und ihnen die Bildungsmöglichkeiten abzuschneiden sucht”, 1921 年 3 月 9 日爱因斯坦致 Fritz Haber 的信), 帮助创办一所犹太人大学对爱因斯坦来说就成了一个“必要性的问题”(文件 59 注 6)。这样一个机构也将“抵消犹太人的同化”, 见 1921 年 4 月 3 日《犹太人每日新闻》第 1 版刊登的犹太人通讯社对 Chaim Weizmann 和爱因斯坦的专访记。爱因斯坦更早期帮助来自东欧的有才能学生的努力, 见 *Einstein 1920a*(文件 33) 注 6。

448

他甚至准备不单单为大学筹款。与他 1919 年 12 月声明无意接受前往耶路撒冷的号召(见注 3)不同的是, 他在访美之初就表露了他可能到那里做一名访问教师甚至常任教授(见 1921 年 4 月 8 日《纽约晚邮报》第 7 版的采访记)。一个月以后, 他表示了他“参加科学系”的意愿(见 1921 年 5 月 18 日纽约《犹太人通讯社》第 4 页报道的《纽约美国人》对他的采访记)。

[7] 爱因斯坦以前谴责那些谋求改变信仰或同化的犹太人没有骨气(见文件 34 和文件 35), 现在则比较愿意承认决定这一态度的社会压力。

[8] 这年末, 一些志同道合者在柏林爱因斯坦寓所聚会。当时正值 Chaim Weizmann 来访, 一批知名犹太学者于 1921 年 12 月 23 日下午来到哈伯兰德街听取 Weizmann 介绍大学计划的进一步进展。出席的有柏林大学的眼科学教授 Julius Hirschberg(1843—1925)、实验外科学临时教授 Moritz Katzenstein(1872—1931)、人种史挂名教授和图书馆管理学家 Heinrich Löwe(1867—1950)、数学教授 Issai Schur(1875—1941); 哈雷大学化学教授 Andor Fodor(1884—1968); 柏林凯泽·威廉生物研究所的动物学及遗传学研究室主任 Richard Goldschmidt(1878—1958); 柏林技术大学药理学教授 Louis Lewin(1850—1925); 柏林普通医生及医药宣传员 Gotthold Mamlock(1876—1942?); 柏林罗伯特·科赫传染病研究所化疗室主任 Julius Morgenroth(1871—1924); 柏林凯泽·威廉生物化学研究所所长 Carl Neuberg(1877—1956); 和柏林犹太文明科学高等学校的拉比语学讲师 Ludwig Rosenthal(1855—1928)。受到邀请但未能出席的有柏林凯泽·威廉实验疗效研究所所长 August von Wassermann(1866—1925)。见 1921 年 12 月 30 日《苏黎世中央犹太人报》4 版。

449 63. “关于狭义和广义相对论”

[1921年9月1日以后]

关于狭义和广义相对论

[1921年9月1日以后]^[1]

[p. 1]

Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie

爱因斯坦

第一讲

§ 1. 运动的相对性和相对性原理

[p. 2] 运动学上的相对运动。

根据运动的概念,只有当物体相对于另一个物体运动时,运动才可得以理解,这是哲学家早就知道的事实。这个事实也可以表达如下:从纯运动学的观点来看,只有相对的运动;从任意多个彼此相对运动的物体中可任选一个作为参考物体(或者说将它看做“静止”),其余物体的运动则以它作参照。几何学和物理学所用的参照物是 Cartesian 坐标系,它实质上由三根彼此垂直的刚杆组成,(借助于这种杆结构)宇宙中所有的点都可以得到描述。

物理学上的相对运动。显然没有这种等价性

即使从纯运动学的观点看所有运动状态都是等价的,但从物理学的立场去看这种等价性却不一定存在。^[2]先验地说,宇宙中完全可能存在一种(或一组)在物理方面表现优越的运动状态。其原因可能是,处于某种(或某些组)运动状态的坐标系特别适合作为描述自然界的参照物体。用这些坐标系作为参照物体,自然定律将取其最简单的形式(合理坐标系)。

物理学上运动的相对性是相对论的基本前提

狭义相对论依据的前提是,不存在一种物理上优越的运动状态,即自然界不给我们定义绝对静止概念的任何机会。广义

关于空间概念的看法

相对论依据的前提是,自然界中根本就没有物理上优越的运动状态,因此所有坐标系对于自然定律的描述都是平等的。

[p. 3]

有些哲学家将运动定义为物体在空间中的位置变化。在这种情况下,从逻辑上说,除了附属的、几何学的“点”、“直线”等概念之外,似乎还有“空间”概念也要先于物体概念。然而我认为,这种理解方式相当于那种将人类思想理解为第一性东西的错误观点;我还想指出 H. Poincaré 在他的书 *La science et l'hypothèse* (科学与假设)^[3] 中就这个问题所作的杰出解释。这里我只想引用一个推理论据,因为它同狭义相对论的主要思想密切相关。如果在以为可以把运动基于空间概念的意义上将空间视为第一性的,那么,就必须赋予如下类型的陈述以清楚的意义:两个事件 A 和 B 在不同时间发生于同一地点。而如果两个不同的事件发生在地球表面同一点,那么,由于地球的自转和绕太阳的公转,它们却并不位于同一“空间点”上。陷入这种和类似的情况表明,在现实中我们不能赋予同地性陈述任何意义。那个概念仅仅是由于我们在日常生活中不自觉地用地球表面作参照物体,并将其错误地推广而形成的。若只有参照一个坐标系(参照物体),不同时事件的空间同一性陈述才有意义。

451

〈第三〉第四讲^[4]

[p. 4]

广义相对论

在狭义相对论中

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2$$

是不变量,也就是可用单位量杆和单位时钟测量的量。在广义相对论中,小范围无引力的自由飘浮坐标系也是如此。在这里,狭义相对论可应用于从 X_1 到 X_4 的邻域。有物理意义的量

$$ds^2 = dX_1^2 + \dots + dX_4^2$$

也有度规意义。引入 Gauss 坐标 $x_1 \dots x_4$

$\frac{\partial x_\mu}{\partial X_\nu} dX_\nu = dx_\mu$ 由此 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$, 式中 $g_{\mu\nu}$ 为坐标的函数

在狭义相对论情形有 $g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$

ds 是不变量理论赖以建立的基准。

广义相对论中的张量分析。逆变矢量 a^ν 的变换性质与坐标微分 dx_ν 相同

$$a^{\nu'} = \frac{\partial x^{\nu'}}{\partial x^\alpha} a^\alpha$$

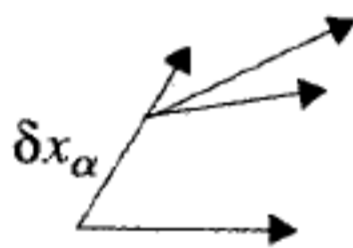
协变矢量 b_ν 具有这样的变换性质,使得

$$a^\nu b_\nu = \text{不变量。 变换式为 } b'_{\nu'} = \frac{\partial x^\alpha}{\partial x^{\nu'}} b_\alpha$$

类似于 b 可通过线性正交变换定义张量,但具有协变和反变指标。缩并 $a_\mu = a^\nu_{\mu\nu}$ (微分定律)通过较复杂平移的微分构造张量

$$\delta a^\nu = -\Gamma^\nu_{\alpha\beta} a^\alpha \delta x_\beta$$

$$\Gamma^\nu_{\alpha\beta} = \Gamma^\nu_{\beta\alpha} \quad \delta(g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu) = 0 \quad (\text{标量平移后仍为标量})$$



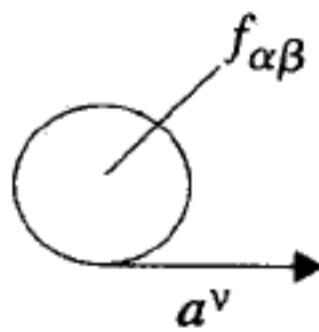
$$-(a^\nu_{(\nu)} + \delta a_\nu) + \left(a^\nu_{(\nu)} + \frac{\partial a^\nu_{(\nu)}}{\partial x_\beta} \delta x_\beta \right) \text{ 矢量}$$

$$\delta x_\beta \underbrace{\left(\frac{\partial a^\nu}{\partial x_\beta} + \Gamma^\nu_{\alpha\beta} a^\alpha \right)}_{\text{张量 } \alpha^\nu_\beta} \text{ 矢量}$$

张量 α^ν_β

类似地有 $\frac{\partial a_\nu}{\partial x_\beta} - \Gamma^\alpha_{\nu\beta} a_\alpha$ 张量^[5]

Riemann 的基本张量



$$\Delta a^\nu = R^\nu_{\sigma\alpha\beta} f^{\alpha\beta} a^\sigma$$

R_{iklm} Riemann 张量有 20 个编号不同的分量

在狭义相对论中所有分量均为零(Euclid 度规)

没有物质的引力场定律(关于 $g_{\mu\nu}$ 的微分方程)必须是

张量方程。形式

$$g^{kl} R_{iklm} = R_{im}$$

$R_{im} = 0$ 选作无物质空间的引力定律。它是一个二阶微分方程,而且对二阶微商是线性的

$$R_{ik} = -\frac{\partial \Gamma^\alpha_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} + \Gamma^\alpha_{\mu\beta} \Gamma^\beta_{\nu\alpha} + \frac{\partial^2 G}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \Gamma^\alpha_{\mu\nu} \frac{\partial G}{\partial x_\alpha} \quad G = |g_{\mu\nu}|$$

引力和物质的关系类似于 Poisson 方程 $\Delta\varphi = -4\pi k\rho$ 。

单位体积的能量张量 $T_{\mu\nu}$ 替换了质量密度 ρ , $g_{\mu\nu}$ 替换了引力势 φ

张量方程替换了标量方程。

守恒方程 $\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$ 被代之以广义协变方程

$$\begin{aligned} & \frac{-\frac{1}{2}K_{\sigma(\tau)\mu}x^{\sigma\tau}}{\Gamma_{\sigma\mu}^{\alpha}g_{\alpha\tau} + \Gamma_{\tau\mu}^{\alpha}g_{\alpha\sigma} - \Gamma_{\sigma\mu}^{\alpha}x_{\alpha}^{\sigma}} \left[\begin{array}{c} \sigma\mu \\ \tau \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \tau\mu \\ \sigma \end{array} \right] \frac{\partial \mathfrak{X}_{\mu}^{\nu}}{\partial x_{\nu}} + \frac{1}{2} \frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_{\mu}} \mathfrak{X}_{\sigma\tau} = 0 \quad \text{或} \quad \frac{\partial \mathfrak{X}_{\mu}^{\sigma}}{\partial x_{\sigma}} - \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \mathfrak{X}_{\alpha}^{\beta} = 0 \end{aligned}$$

453 物质的能量平衡与引力场提供的[动量和]能量密不可分。

$R_{i\kappa}$ 的数学性质使得 $R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R$ 的散度为零。

因此由 R 的不变性可以得出引力场方程必须是

$$R_{i\kappa} - \frac{1}{2}g_{i\kappa}R = -\kappa T_{i\kappa}$$

不然能量张量就必须是物质加电磁场(Maxwell 流体力学)。

这个方程已经包含散度方程(Div. Gl.), 并用它可得到质点的运动速度(Bew. Ges.)(测地线)^[6]

$$\int ds = 0$$

$$\frac{d^2 x_{\mu}}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} \frac{dx_{\alpha}}{ds} \frac{dx_{\beta}}{ds} = 0$$

如果 $T_{\mu\nu}$ 来自流体力学, 则有 $T^{\mu\nu} = \rho \frac{dx_{\mu}}{ds} \frac{dx_{\nu}}{ds}$ 。

关于谱线红移的评论。

由线元恒定原理

$$\sum dx_{\nu}^2 = 0 \quad \text{和} \quad \sum dx'_{\nu}^2 = 0 \quad \text{等价}$$

在任何情况下都满足, 当代入方程

$$ds^2 = \sum dx_{\nu}^2 = \sum dx'_{\nu}^2 \quad \dots \quad (1)$$

选择因子后也同样满意的成立。

Lorentz 变换为线性正交变换

$$\begin{aligned} x'_{\nu} &= a_{\nu\sigma} x_{\sigma} \quad | \quad a_{\nu\tau} \quad \dots \\ x_{\tau} &= a_{\nu\tau} x'_{\nu} \end{aligned} \quad (2)$$

由此以后称限制因子=1 的 Lorentz 变换为特殊 Lorentz 变换。

(1)式要求, $a_{\nu\sigma} a_{\nu\tau} = a_{\mu\sigma} a_{\mu\tau} = 1$

这些方程必须在 Lorentz 变换下保持形式不变。

它是通过张量概念得到的。

定义矢量 a_μ 像 dx_μ 那样变换

定义张量 $b_{\mu\nu}$ 像 $\langle dx_\mu \rangle b_\mu d_\nu$ 那样变换^[7]

以及高阶张量、张量的加法、乘法和缩并

通过微分构造张量。 $\frac{\partial}{\partial x'^\nu} = \alpha_{\nu\tau} \frac{\partial}{\partial x_\tau}$ ^[8]

454

微分符号像四维矢量那样变换。

张量方程的协变性。以 Maxwell-Lorentz 方程为例。令 $c=1$ (时间单位的选择)^[9]

$$\begin{array}{l} \text{rot } \mathfrak{h} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{e}}{\partial t} = \frac{1}{c} i \quad \left| \begin{array}{ccc} i_1 & i_2 & i_3 \end{array} \right| \quad \text{rot } \mathfrak{e} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} = 0 \quad \left| \begin{array}{ccc} \mathfrak{h}_x & \mathfrak{h}_y & \mathfrak{h}_z - ie_x - ie_y - ie_z \\ \varphi_{23} & \varphi_{31} & \varphi_{12} \quad \varphi_{14} \quad \varphi_{24} \quad \varphi_{34} \end{array} \right. \\ \text{div } \mathfrak{e} = \rho \quad \left| \begin{array}{c} i\rho = i_4 \end{array} \right| \quad \text{div } \mathfrak{h} = 0 \end{array}$$

$$\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = i_\mu \quad \frac{\partial \varphi_{\rho\sigma}}{\partial x_\tau} + \frac{\partial \varphi_{\sigma\tau}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial \varphi_{\tau\rho}}{\partial x_\sigma} = 0 \quad \varphi_{41} = ie_x$$

$\varphi_{\mu\nu}$ 像张量那样变换。为特殊 Lorentz 变换给出^[10]

$$\begin{aligned} e'_x &= e_x & \mathfrak{h}'_x &= \mathfrak{h}_x \\ e'_y &= \frac{e_y - \frac{v}{\langle c \rangle} \mathfrak{h}_z}{w} & \mathfrak{h}'_y &= \frac{\mathfrak{h}_y + \frac{v}{\langle c \rangle} e_z}{w} \\ e'_z &= \frac{e_z + \frac{v}{\langle c \rangle} \mathfrak{h}_y}{w} & \mathfrak{h}'_z &= \frac{\mathfrak{h}_z - \frac{v}{\langle c \rangle} e_y}{w} \end{aligned}$$

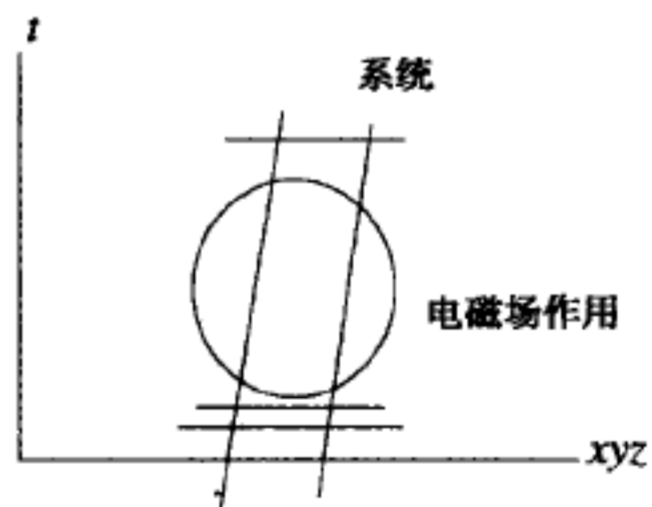
电场没有处于运动状态

守恒定律。形成 Lorentz 力。

$$k_\mu = \varphi_{\mu\nu} i_\nu \quad \left| \begin{array}{c} \mathfrak{h}_z \frac{i_y}{\langle c \rangle} - \mathfrak{h}_y i_z + e_x \rho \\ \text{---} \\ \text{---} \\ i(e_x i_x + e_y i_y + e_z i_z) \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} k_x \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right.$$

质量与能量关系的证明

$$\begin{aligned} \int k_\mu d\tau & \text{ 是四维矢量} \\ \int k_x dV dt & \text{ --- } \text{--- } i \int l dV dt \text{ [11]} \\ \int \mathfrak{R}_x dt & \text{ --- } \text{--- } i \int L dt \\ \Delta I_x & \text{ --- } \text{--- } i \Delta E \end{aligned}$$



455

$I_x I_y I_z i \Delta E$ 也是四维矢量

系统的动量除速度外还包含质量 m 。标量 $d\sigma^2 = -ds^2$

对于慢速运动的质点 $d\sigma = dt \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}$

$$m \frac{dx_1}{d\sigma} \quad \dots \quad m \frac{dx_4}{d\sigma}$$

$$\boxed{m \frac{q_x}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{\langle c^2 \rangle}}} = I_x}$$

$$\boxed{i \frac{m \langle c^2 \rangle}{\sqrt{1 - q^2}} = iE}$$

$$E = \frac{m}{1 - q^2} \quad \left| \begin{array}{l} \text{对于静止系有}^{[12]} \\ E = m(E = mc^2) \end{array} \right.$$

由此这些运动方程

能量张量^[13]

$$k_\mu = \varphi_{\mu\nu} i_\nu = \varphi_{\mu\nu} \left(\frac{\partial \varphi_{\nu\sigma}}{\partial x_\sigma} \right) = \frac{\partial}{\partial x_\sigma} (\varphi_{\mu\nu} \varphi_{\nu\sigma}) + \varphi_{\sigma\nu} \frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} - \varphi_{\sigma\nu} \left(\frac{\partial \varphi_{\nu\sigma}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial \varphi_{\sigma\mu}}{\partial x_\nu} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_\mu} (\varphi_{\sigma\nu}^2) - \frac{\partial}{\partial x_\nu} (\varphi_{\sigma\mu} \varphi_{\sigma\nu}) + \varphi_{\sigma\mu} i_\sigma$$

$$k_\mu = \frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial x_\mu} (\varphi_{\sigma\tau}^2) - \frac{\partial}{\partial x_\nu} (\varphi_{\mu\sigma} \varphi_{\nu\sigma})$$

$$= -\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} \quad T_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \varphi_{\sigma\tau}^2 \delta_{\mu\nu} - \varphi_{\mu\sigma} \varphi_{\nu\sigma}$$

$$T_{41} = -\varphi_{42} \varphi_{12} - \varphi_{43} \varphi_{13} = -i(e_y \hbar_z - e_z \hbar_y)$$

p_{xx}	p_{xy}	p_{xz}	$i\mathfrak{s}_x$
—	—	—	—
—	—	—	—
$i\mathfrak{s}_x$	—	—	$-\eta$

$T_{\mu\nu}$ 的物理意义

456

对于真空 $\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$ 。按能量转换的微分定律求和一般必有 $\frac{\partial \sum T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$ 。

[p. 9]

对于流体

$$T_{\mu\nu} = +\sigma \frac{dx_\mu}{d\sigma} \frac{dx_\nu}{d\sigma} + p \delta_{\mu\nu} \text{ 的散度给出 Euler 方程。}$$

物质的唯象表述。

关于电子的评论。Poincaré 压强 $p^{[14]}$

$$k_x - \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

带有未知零点的宇宙压强。^[15]

Adfit [2 085]。手稿由 9 个未编码页组成。页码用方括号在页边标出。

[1] 确定这个文件日期的依据,是假设它是为 *Einstein 1922c*(文件 71)而作的中断的手稿(见注 4)。在爱因斯坦 1921 年 9 月 1 日致 Paul Ehrenfest 的信中,爱因斯坦说他刚开始写这篇稿子。

[2] 关于从运动学和物理学考察运动的相对性之间的区别,详见第二次普林斯顿演讲的打字稿,附录 C,[p. 1]。

[3] 见 *Einstein 1922c*(文件 71), p. 2—3,在那里也讨论了 Henri Poincaré 的著作(*Poincaré 1902*)。也见 *Einstein 1921c*(文件 52), pp. 7—10 爱因斯坦对 Poincaré 的讨论。

[4] 第四讲讨论广义相对论的事实表明,这个手稿是 *Einstein 1922c*(文件 71)较早的草稿。在实际的演讲系列和 *Einstein 1922c*(文件 71)的手稿中,对广义相对论的讨论都是从第四讲开始的(见文件 71,注 66)。这里讨论的话题同文件 71 第三讲和第四讲包含的内容非常相似(例如见注 15)。

[5] 关于平行移动的较充分的处理,见文件 19,[pp. 10—11],和注 20。

[6] 爱因斯坦早些时候就已经认识到场方程、能量-动量守恒和测地线方程之间的联系。*Einstein and Grossmann 1913*(第四卷,文件 13)中的场方程保证,物质能量-动量张量的协变散度 $T^{\nu}_{;\nu}$ 在所有的所谓合理坐标中均为零(见 *Einstein and Grossmann 1914b*[第六卷,文件 2])。借助缩并的 Bianchi 恒等式,最终理论的场方程保证在所有坐标系中 $T^{\nu}_{;\nu} = 0$ 。正如爱因斯坦在 *Einstein and Grossmann 1913*(第四卷,文件 13)第 4 节所指出的那样,从 $T^{\nu}_{;\nu} = 0$ 可以得到支配质点运动的测地线方程,只要令 $T^{\mu\nu} = \rho(dx^{\mu}/ds)(dx^{\nu}/ds)$ (无压尘埃的能量-动量张量)并对粒子的世界管(即物质密度 ρ 不等于 0 的区域)积分即可(也见文件 19,[p. 14])。

这是爱因斯坦第一次明确陈述在引力场中场方程隐含着粒子的运动方程。他没有把类似陈述纳入普林斯顿演讲的发表版中(见 *Einstein 1922c*(文件 71), pp. 50—52,他在那里讨论了测地线方程)。事实上,他直到 *Einstein and Grommer 1927* 付印时都没有强调这个问题。到 1921 年,几个一流研究者,从 *Eddington 1918* 开始,认识到广义相对论中的运动方程可以通过关系 $T^{\nu}_{;\nu} = 0$ 从场方程获得(在其他场论或 Newton 理论中一般不是这种情况)(有关历史的讨论,见 *Havas 1989*)。爱因斯坦后来在 *Einstein et al. 1937*, p. 65 中说,他不喜欢这种解决运动问题的路线,因为它依赖于列入能量-动量张量的物质的特殊模型。从 1927 年以后关于运动问题的工作中,他坚持走真空场方程的路线,用奇点来代替物体,(从 1937 年)又用围绕闭合曲面的积分将奇点从时空中切去(有关历史的讨论,见 *Havas 1989, 1993* 和 *Earman and Eisenstaedt 1999*;有关爱因斯坦对运动问题贡献的对照评价,见 *Anderson 1997*)。注意,*Einstein 1922c*(文件 71), p. 33,脚注 1 是对物质奇点模型的尖锐批评。这个模型在 *Eddington 1918a* 中就已经(在广义相对论范围内)提出来了。

[7] “ $b_{\mu}d_{\nu}$ ”应当是“ $b_{\mu}dx_{\nu}$ ”。

[8] 这个方程的右边,“ $\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}$ ”应当是“ $\frac{\partial}{\partial x_{\tau}}$ ”。

[9] 尽管爱因斯坦在这里说明了他选择的单位制,但在随后的一页半他仍然用通常单位制来写方程,

正如他将因子 c 通通划去所表明的那样(除了下一行中间的一例和下一页的一例以外[见注 12])。

[10] 这里, $w = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, 式中 v 是两个参考系的相对速度。

[11] “ il ”应当是“ iI ”, 其中 i 是虚数单位, I 是电磁场的能量密度通量。

[12] 在这一行中间, 爱因斯坦又改回 $c=1$ 的单位制(见注 9), 但忘了删去正上方那个图对面, “质点”之后的根号内的因子 c^2 。小垂线左边的“ $E - \frac{m}{1-q^2}$ ”应当是“ $E = \frac{m}{\sqrt{1-q^2}}$ ”。

[13] 有关电磁场能量-动量张量推导的简明解释, 见文件 12[p. 7], 注 33 和注 34。

[14] *Poincaré 1906*。有关所谓 Poincaré 应力的背景和参考文献, 见 *Einstein 1919a* (文件 17), 注 11。

[15] 有关这种“宇宙压强”的讨论, 见 *Einstein 1922c* (文件 71), p. 68—70, 爱因斯坦将其看做他在 *Einstein 1917b* (第六卷, 文件 43) 中引入的宇宙项的可能替代物。有关他早先反对这种研究宇宙学的方法, 见 *Einstein 1918d* (文件 3)。

64. 关于狭义相对论的演讲

458

[1921年9月1日以后]

关于狭义相对论的演讲

[1921年9月1日以后]^[1]

爱因斯坦

狭义相对论

[p. 1]

A·爱因斯坦

第1讲。

狭义相对性原理和光速不变原理。

Newton 力学完全包含于下列质点系的运动方程

$$\left. \begin{aligned} m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x_\nu} \\ m_\nu \frac{d^2 y_\nu}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial y_\nu} \\ m_\nu \frac{d^2 z_\nu}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z_\nu} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

之中,如果势能 Φ 作为所考察的物质体系的质点之间相互距离 $r_{\mu\nu}$ 的函数已给定的话。而只有在一个真实坐标系 K (以及单位量杆和单位时钟)——这些方程都应当与之相关——给定了的情况下,这些运动方程在同经验关联时才具有确定的意义。(因而可以说:单是这些方程并不包含关于真实运动过程的任何确定陈述,正确地说,这些方程只是给出了与实在的一种联系)亦即下述情况是不难证明的:方程组(1)不能对做任意运动的坐标系都有效;它们对 K 系的有效性将排除相对 K 做加速运动的 K' 系的有效性。例如, K' 系的坐标 (x', y', z') 通过容易直观推导的关系

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

同 K 系的坐标联系起来, 式中 v 先设为时间的任意函数(K' 系平行于 x 轴做非匀速平移), 于是我们有

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_v}{dt^2} &= \frac{d^2 x'_v}{dt^2} + 2 \frac{dv}{dt} + t \frac{d^2 v}{dt^2} & \frac{\partial \Phi}{\partial x_v} &= \frac{\partial \Phi}{\partial x'_v} \\ \frac{d^2 y_v}{dt^2} &= \frac{d^2 y'_v}{dt^2} & \frac{\partial \Phi}{\partial y_v} &= \frac{\partial \Phi}{\partial y'_v} \\ \frac{d^2 z_v}{dt^2} &= \frac{d^2 z'_v}{dt^2} & \frac{\partial \Phi}{\partial z_v} &= \frac{\partial \Phi}{\partial z'_v} \end{aligned}$$

这些变换方程中的第一个使得 x', y', z' 坐标中的同名方程组在一般情况下并不恒等于方程组(1)。仅当 K' 相对于 K 的移动速度 v 与时间无关时, 变换方程组的第一个才会化为 $\frac{d^2 x_v}{dt^2} = \frac{d^2 x'_v}{dt^2}$, 这样, 在涉及 K' 系时, 同名方程组

$$m_v \frac{d^2 x'_v}{dt^2} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x'_v}$$

等才会与方程组(1)在形式上完全相同, 式中 Φ 作为相互距离 $r_{\mu\nu}$ 的函数具有和上面相同的意义。我们将此表达为: Newton 力学的运动方程对于 v 为常量的变

[p. 2] 换(2)(也称“Galileo 变换”)是协变的。

因此, 根据经典力学如下论断有效。如果给定一个坐标系 K , Newton 的运动方程与之相关时成立, 那么同样的方程组在涉及相对 K 做匀速平移运动的每一个 K' 系时也成立。简而言之: 经典力学符合(狭义)相对性原理。

在这种场合“相对性原理”的名称是来源于如下考虑。人们早就明白, 运动只能被设想为相对运动(即一个物体相对于另一个物体的运动), 而非绝对运动(即一个物体的运动与另一个物体无关)。因此, 只要人们仅根据运动的概念, 就不可能标明一种运动状态相对于所有其他运动状态有何特殊性质。如果我们考察彼此相对运动的坐标系 K, K' 和 K'' , 就只能说每个坐标系的运动状态都一样, 即它对其他系统在做相对运动。另一方面, 先验的也非常有可能的是, 坐标系 K 在物理关系上恐怕要比所有别样运动的坐标系优越。假如自然定律在自己最简单(合理)的形式中相对于一个坐标系 K 有效, 而相对于所有别样运动的无效, 情况就会如此。然而, 如果反过来自然定律的有效性没同某一坐标系挂钩, 则只能说, (坐标系的)运动不只是纯(运动学的)概念上的关系(这是不言而喻的), 而且在物理关系上也只是相对的。^[2]

所有运动状态在运动学关系上彼此等价, 然而根据经典力学, 就显示出某些运动状态的优越性。就是说, 运动定律除了在涉及某个坐标系 K 外仅只在涉及那些相对 K 做匀速平移运动的坐标系 K' (即惯性系)时成立, 而在涉及相对 K 做别样运动的坐标系时则不成立。在这个意义上我们说力学只满足狭义相对性

原理。建立在狭义相对性原理基础上的理论称为狭义相对论。

在相对论中,相对性原理起着和热力学中永动机不可能原理类似的作用。我们要通过数学形式寻求根据相对性原理自然定律所受的那些限制。^[3]

[p. 3]

狭义相对性原理是一个普遍的自然定律,还是它的有效性只限于力学呢?经验无条件地证明了这个原理的普适性。为了认识这一点,我们暂时设想狭义相对性原理不成立。那么就有一个处于某种运动状态的坐标系 K ,相对于它自然定律取其最简单的形式。同样的定律在与 K 相对静止的其他直角坐标系中也成立。另一方面,在相对于 K 做匀速平移运动的一个坐标系 K' 中成立的却是另外的定律。在这种情况下, K' 相对于 K 所做相对运动的方向和大小就将进入相对于 K' 成立的那些定律中去。例如,只要不考虑地球旋转以及地球运动绝非匀速直线运动这种状态,与地球连接的坐标系就可以是这样一个 K' 系。因为地球绕太阳的周年运动速度近似为 30km/s ,其方向在一年的运行中不断改变——这里完全不考虑一个可能的、作为整体的太阳系相对于优越系 K (如果有这样一个的话)所具有的加速度。依照基本的假设可以预期, K' 相对于 K 的速度会出现在关于地球坐标系 K' 有效的定律中,或者更具体地表述为,一个自然事件的过程一般来说依赖于在空间中整个配置的状态(即 K' 相对于 K 运动的方向)。然而直到现在为止,尽管作了不懈的努力,物理过程对于空间中整个配置的这么一种取向依赖仍然无法确定。

461

假如不是光学、特别是电磁光学理论的发展引起了这样的怀疑,人们是绝不会怀疑(狭义)相对性原理的有效性的。真空中的 Maxwell 电磁场方程导致的结果是,每一条光线自身在真空中以普适速度 c 传播,与邻近物体的运动无关,也与光源的运动状态无关。下面我将把这一表述简称为“光速不变原理”。证明这个原理有效的经验依据具有很强的说服力;不久后将予以扼要叙述。我们暂时先假设这个原理可用,并表明它看起来会与狭义相对性原理发生矛盾。

例如我们考察一个沿 K 系的 x 轴传播的真空光信号。根据真空中光速不变定律,传播方程将是

[p. 4]

$$x=ct.$$

如果借助 Galileo 变换(2)将带撇坐标引入这个方程,那就可以得到这条光线相对于 K' 系的传播方程

$$x'=(c-v)t.$$

因此,光的传播定律对于 K' 系似乎和 K 系中的表达式不同。^[4]光速不变原理似乎对于 K' 系失效,这就同狭义相对性原理矛盾了。似乎有可能通过光学实验来测定坐标系 K' 相对于光速不变原理在其中有效的优越坐标系 K 的速度。

面对这种理论上的情况,人们看来不得不要么放弃光速不变原理,要么放弃

相对性原理。然而正如即将扼要证明的那样,这两种可能性在经验面前都被否定了。

起初,人们可能认为光速不变的论断不成立。这也是科学首先尝试的解决办法(Heinrich Hertz)。^[5]就是说,如果从光在以太中以一种波动形式存在这一假设出发,那就会假设光处处以相同速度传播,但不是相对于空间(即相对于坐标系),而是相对于光以太。光相对于坐标系如何传播,则是取决于以太力学性质之类的问题。Hertz 采用的假设是,以太处处参与物质的运动,或者换句话说,以太处处相对于物质静止。这种观点从概念上就已经有很大的困难。即如果设想物质是连续的,那么根据这个假设就必然有能把以太从空间泵出,而根据经验这是做不到的。然而若认为物质由原子构成,并且预先假设原子只在自身内部携带有以太,那就意味着放弃了 Hertz 的假设,因为那样一来从宏观考虑以太就不参与物质的运动了。19 世纪中叶 Fizeau 进行的干涉实验是对 Hertz 假设的直接否定,^[6]它对以下问题给出了回答:一条穿越物体的光线,其传播速度如何受到(该)物体运动的影响?结果如下。穿过一个折射率为 n 并以速度 v 运动的介质的光线,其传播速度为

$$V = V_0 + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v \quad \dots(3)$$

式中 V_0 为光穿过静止介质的速度。从这个公式(我们先把它看做纯经验的)可以特别推论出,不折射光的介质($n=1$)的运动对穿过它的光线的传播速度实际上没有任何影响。这个结果同 Hertz 的假设是不相容的;如果人们想从以太理论的观点来解释它,就必须假设以太不参与物质的运动(静止光以太的理论)。由 H. A. Lorentz 先生发展的这个理论取得了重大成功;^[7]除解释了大量其他的电磁和光学现象外,它也导出了上面 Fizeau 实验结果的公式。

根据 Lorentz 的理论,(真空中的)光速不变原理相对地适用于光以太。结合上面的考虑,这个理论的成功似乎在如下意义上决断了我们的争议问题:接受光速不变原理会导致相对性原理失效。这种决断让我们再次面临通过实验来证实地球相对于光以太的运动、也就是说测定地球相对于坐标系 K (光速不变原理在其中有效)的运动的运动的任务。只有成功地证明了这一点,人们才会感到满意。

Michelson 就这一情况所作的实验^[8]起了关键作用;该实验基于如下思想。设 AB 是一根相对于地球静止的刚性杆。我们问:一条光线需要多长时间才能从 A 走到 B 再从 B 回到 A 。如果杆同地球一起相对于 K 系(光以太)静止,那么这段时间就是

$$\frac{2l}{c}$$

462

463

式中 l 是路程 \overline{AB} 的长度。然而如果杆同地球一起相对于以太以速度 v 运动，则结果看来会依赖于运动速度 v 与杆轴的夹角。对于杆平行或垂直于运动方向的两种情形，如果将整个过程同坐标系 K (即相对于以太静止的坐标系) 相关联，那么，通过简单的几何考虑，^[9] 我们 (相对于 K) 就得到所寻求的时间。于是得到： [p. 6]

1) 杆的方向平行于 v 的方向

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v}$$

$$= \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

2) 杆的方向垂直于 v 的方向

$$t_2 = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

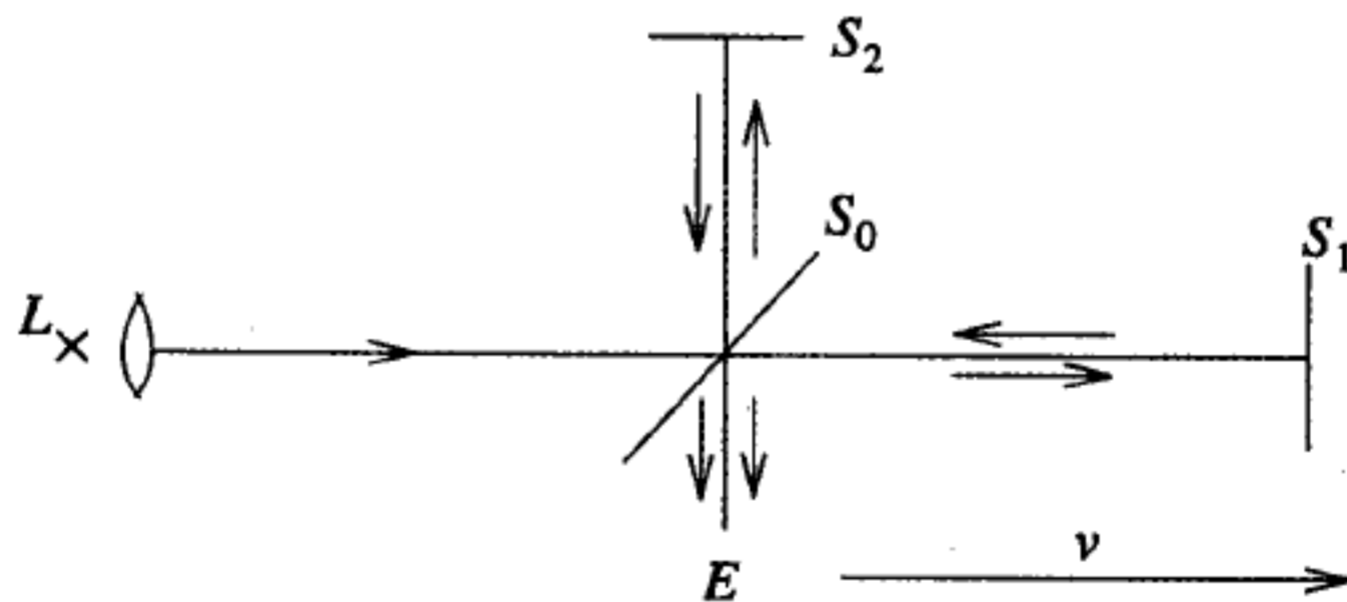
因而这两个时间是不同的。我们有 $t_2 = t_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ 。如果我们将时间 t_2 和 t_1 替换为光相对于坐标系走过的路程 (光程) $\lambda_1 = ct_1$ 和 $\lambda_2 = ct_2$ ，那么有

$$\lambda_2 = \lambda_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \dots(4)$$

两个光程 λ_1 和 λ_2 的相对差 $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2}$ 在杆速 $v = 30 \text{ km/s}$ 时的一级近似为

$$\frac{(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_2} = \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$$

这个差别可通过 Michelson 干涉实验来得到证实。该实验原则上基于下面的安排。



在一个既重又可旋转的石板上，装有带透镜的光源 L 、半透镜 S_0 、两块平面镜 S_1 和 S_2 以及观察光线到达 E 的设备。从 L 到达 S_0 的光束被 S_0 分解为两路相干光束，一路是 $S_0 S_1 S_0 E$ ，另一路是 $S_0 S_2 S_0 E$ 。在 E 处合成的干涉图样被观察到了。它对应于光程 $S_0 S_1 S_0$ 和光程 $S_0 S_2 S_0$ 之间的差。这个光程差 (相应于

上面提及的计算)应当可以通过整个装置水平旋转 90 度而产生的干涉条纹的移动观察到。

[p. 7] Michelson 和 Morley 进行的极其卓越的实验证明,这种预期的效应实际上并不存在。因此,推而广之我们必须说:光相对于地球的传播不会让人对地球相对于优越参考系(即相对于光以太)的运动获得任何了解,即使光学(现象)过程似乎符合狭义相对性原理,而与上面简略描述的理论考虑的结果相反。

H. A. Lorentz 和 FitzGerald^[10]找到了一种解决这一困难的办法,它后来也作为我们一般考虑的结果而出现。他们的考虑如下。在对时间 t_1 和 t_2 进行计算时假设:刚性板连同其上的附属仪器相对于 K 系(即光以太)的运动并不影响板的几何性质。而这个前提无须切合实际情况。假设所有运动刚体在其运动方

465

向上按关系 $\frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1}$ 缩短,则光程 S_0 S_1 S_0 会发生这样的缩短,使得光程不是上

面计算的(λ_1),而是 $\lambda_1' = \lambda_1 \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$;于是得到方程

$$\lambda_2 = \lambda_1',$$

Michelson 和 Morley 实验的负结果由此得到了解释。这种观点绝非初看起来那么遥不可及。从 Maxwell 方程不难得出结论,一个匀速运动的点电荷没有球对称的电场,而是由于运动的影响使场形变。因此,如果令固体聚合的力带有电学性质,则运动对于运动物体的形变影响就是可以预期的。所谓“Lorentz 缩短”的存在可能是由于电磁学原因所致。^[11]

不过,直到现在为止,我们扼要叙述的理论状态无疑不能令人满意。根据这个理论状态,存在着一个优越的坐标系 K ,所谓优越是指光速不变原理对于它成立,对于(相对 K)运动的坐标系则不应成立;不过,由于诸多状态的一种奇怪巧合,在实验中当是无法发觉其中的情况的。看来这是对于简单事实的不自然和复杂的观点。鉴于 Michelson 实验,只有建立在狭义相对性原理基础上的理论才能令人满意。

[p. 8] 另一方面,Fizeau 实验的结果似乎要求静止光以太理论,然而(如上面解释的那样)这又与狭义相对性原理冲突。

我们必须充分理解这一形势的严重性,以便洞悉狭义相对论所(提供的解法)开创道路的合理性。在进入这条道路之前,我还想提一提两种其他的解决尝试,它们很接近,是由不同的研究者做的。

466

从光以太概念出发,我们可以用下述考虑来解释 Michelson 实验和 Fizeau 实验的结果。现存的困难可以陈述为:根据 Fizeau 实验,运动的流体不带走以

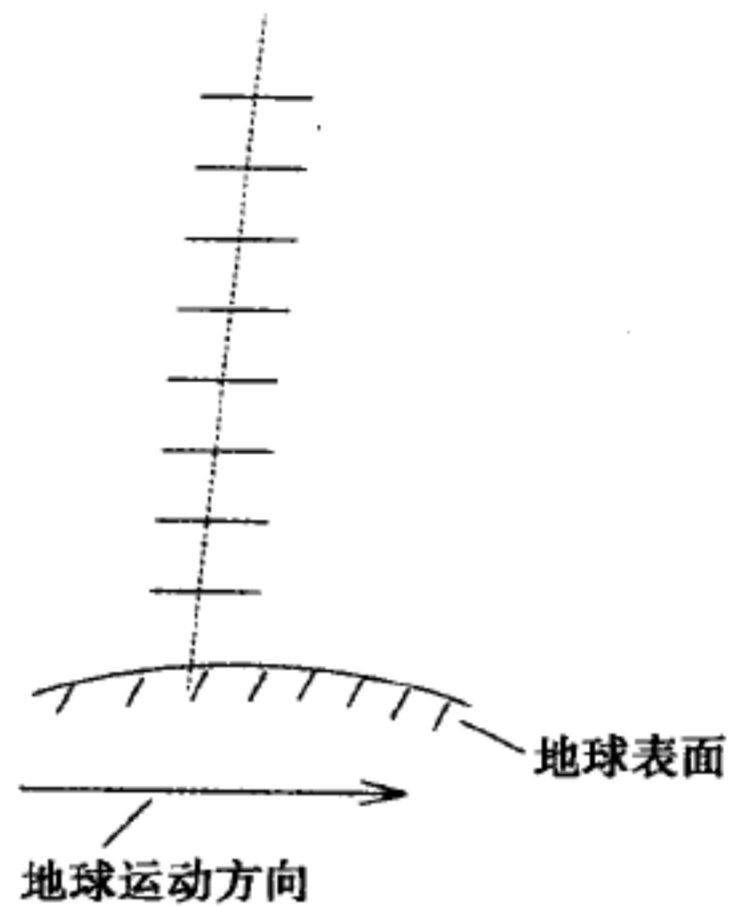
太,而如果假设地球带走以太,Michelson 实验也可以毫不困难地为人所理解。为什么以太的携带可以不依赖于物体的尺度呢?假如能够在距离天体足够远的地方进行 Michelson 实验的话,也许就会得出正结果了。^[12]

关于以太通过物体而被部分携带的这一理论迫使人作出非常任意的假设,并且必定导致巨大的复杂性;除此之外,这种理论还不能解释因地球绕日运动而产生的恒星光行差这第三种经验事实,^[13]而 Lorentz 的静止光以太理论对于这种现象的解释却没有任何困难。

从下面的基本考虑知道,光行差在随动(即随地球运动)以太的情况下是不会存在的。示意图为地球表面的一部分。地球可能以常速向右运动。光以平面波的形式从位于天顶的恒星射下来。

我们寻求以太运动对这些光波的影响,目的在于要最终知悉人是在地球表面的哪个地方看见恒星的。设想光以太在垂直虚线附近被分为若干水平层。这些层将彼此相对水平滑动,使得以太层的水平速度在接近地球表面时逐渐从零变到 v 值。光波被这些水平层的运动携带,不过,同位相层仍然必须水平;它们总是带着所有的点同时进入较低的层,而没有转向的情形。因此,它将水平(中译者注:似为垂直之误)地到达地表。显然,位于地表的

467



观星望远镜必须严格垂直放置,仿佛地球根本没有平移速度一样。这个论证当然是基于考虑以太运动没有垂直分量(特别是没有局域变化)的情形。

[p. 9]

最后终于提出了绕过上述理论困难的建议:在保持相对性原理的条件下完全改变光的理论。即可以假设真空光速不是相对于坐标系(或者空间、以太)而是相对于发光体为恒值 c 。特别是由 W. Ritz^[14]作了详细研究的、这一理论上的可能性,轻而易举地就同 Michelson 实验的结果和光行差的事实相一致了。然而若想把该可能性发展成一个严格的理论,则将导致巨大的复杂性。根据这样的理论,几条光线会有可能以不同速度沿同一方向在同一时间穿过同一空间传播;这要求它们只能发自不同的运动物体。天文学家 De Sitter^[15]最终否定了这种理论,他指出分光双星的现象与之不相容;我想简短地概述一下他的考虑。

设想一颗星发出频率为 ν_0 的光,如果该星在视线方向相对于我们运动,我

们将感知到一个另外的频率 ν ; 根据 Doppler 原理

$$\nu - \nu_0 = -\nu_0 \frac{v}{c} \quad \dots ()$$

式中 v 为该星相对运动的、落入视线(在增加)方向的分量。如果该星沿闭合轨道运动,那就会引起光到达我们时的频率 ν 产生周期性的起伏;因此,遥远恒星的环绕运动会通过谱线的周期性微小位移显示出来(分光双星)。现在我们取这些颜色起伏的时间延迟为 $\frac{\Delta}{c}$, 式中 Δ 表示双星到我们的距离。若 c 为恒量,即与

[p. 10] 恒星发光时的视向速度无关,则我们除了某个恒定延迟外还将得到一个时间进
程 $\nu - \nu_0$, 它同视向运动的时间进程严格相应。但是,若光速 c (相对于空间的)依赖于视向速度,情况就不同了。那样,在正 v 时发出的光将比负 v 时发出的光以较大的延迟到达我们, $(\nu - \nu_0)$ 曲线就一定会相对于速度曲线发生扭曲。所涉及的定量关系使得这种扭曲会非常强烈地显示自己,然而经验却没有显示出任何这样的证据。因此,光速与发光物体的运动状态无关就得到了强有力的证实。 468

ADfS. [2 084]。本手稿由 10 个未编码页组成。在两页的背面,有一些删去的段落。它们转录在注 4 和注 9 中。页码在这里用方括号标于页边。

[1] 这个文件的日期是根据如下假设,即它是 *Einstein 1922c* (文件 71) 的一个中断的手稿。见前一个文件的注 1。

[2] 有关运动学和物理学的运动相对性之间区别的类似讨论,见第二次普林斯顿演讲的打字稿,附录 C, [p. 1]。

[3] 有关爱因斯坦在发表的论文中使用这种同热力学第二定律的类比,见 *Einstein 1919f* (文件 26), p. 13。

[4] 在 [p. 4] 背面一个删去的段落中,爱因斯坦用光信号沿任意方向而不是沿 x 轴行进来说明同一问题:“如果在时刻 t_0 于 K 系的 (x_0, y_0, z_0) 点发出一束真空光信号,那么,根据真空光速不变原理,该信号相对于 K 系就发生普适传播,其方程为

$$r = c(t - t_0)$$

式中 r 为球面波到测点的距离。将该方程平方得

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - c^2(t - t_0)^2 = 0 \quad \dots (3)$$

或者

$$\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 - c^2 \Delta t^2 = 0$$

相对于匀速运动的坐标系 K' , 传播定律看来会有另外的形式。如果借助 Galileo 变换将 (3) 式变到 $x', y', z', x'_0, y'_0, z'_0$, 则我们得到的不是 (3) 而是

$$[x' - (x'_0 - v(t - t_0))]^2 + (y' - y'_0)^2 + (z' - z'_0)^2 - c^2(t - t_0)^2 = 0 \quad \dots (3a)''$$

[5] *Hertz 1890*。历史的讨论,见 *Darrigol 1993*。爱因斯坦对于以太的观点,详见 *Einstein 1920j* (文件 38)。

[6] *Fizeau 1851*。

[7] Lorentz 1886。

[8] Michelson 1881 和 Michelson and Morley 1887。

[9] 在[p. 6]背面,有关于杆垂直于运动方向情况的两个被删去的方程:

$$(v\tau)^2 + l^2 = (c\tau)^2 \text{ 和 } l^2 = (c^2 - v^2)\tau^2。$$

[10] Lorentz 1892a 和 FitzGerald 1889。

[11] Lorentz 1892a 和 1895。关于 Lorentz 路线可信性的讨论,见 Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信,1915年1月1日至23日之间(第八卷,文件43),和爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信,1915年1月23日(第八卷,文件47)。

469 [12] 1904年,Edward W. Morley(1838—1923)和 Dayton C. Miller(1866—1940)试图在一个山顶上重复 Michelson-Morley 实验,以检验高度是否对这个实验有影响(Morley and Miller 1904)。

[13] 见 Stokes 1845。

[14] Ritz 1908a, 1908b。爱因斯坦在 *Einstein 1909b*(第二卷,文件56), *Ritz and Einstein 1909*(第二卷,文件57),和第四卷,文件1, pp. 34—35 中讨论了 Walter Ritz 的理论。

[15] De Sitter 1913a, 1913b。也参见爱因斯坦在第四卷文件1, p. 35 中的讨论,和他在1913年5月28日致 Paul Ehrenfest 的信(第五卷,文件441)中对 Willem de Sitter 工作的赞扬。

65. 关于儿童的悲惨境遇

470

柏林哈伯兰德街 5 号, 1921 年 10 月 7 日

关于儿童的悲惨境遇

柏林哈伯兰德街 5 号, 1921 年 10 月 7 日

爱因斯坦

德国城市儿童的苦难仍然深重, 未来一代许多人成长时期的条件将使他们遭受永久性伤害。^[1] 如果这种群体性苦难长期继续下去, 那么外国的援助就具有压倒一切的重要意义。但是, 目前的贫困在相当大程度上是不稳定的经济状况所造成的, 而不稳定的经济则是货币持续疲软所引起的。^[2] 我丝毫不怀疑这些勤劳的人民将克服战后的困难并重建稳定的经济; 因此, 帮助^[3] 那些最不应该对当前艰难岁月负责的孩子免于早衰, 并最终引导他们走过困难的过渡时期而后进入未来劳动大军的行列是当务之急, 我简直想象不出还有什么比这更崇高更值得一做的善举了。

TD. [43 440]. 本文件仅一页, 无页码。这份应征信件 [43 438] 的背面有 Ilse Einstein 笔迹的草稿 [43 439]。

[1] 这份应美国一个救济组织——德国及奥地利贫困救济中央委员会——之请作为“证明”(“Zeugnis”)发表的声明, 公开陈述了爱因斯坦在 1920 年春私下向朋友们表达的感受: 对城市贫困和儿童大批死亡的严重程度的震惊 [文件 40 注 3]。由德国血统美国人组成的这个委员会打算在德裔美国人报纸上发表爱因斯坦的声明, 他们确信“你的这篇稿件将大大促进我们的筹款工作”(“ein solcher Beitrag von Ihnen unsere Sammelarbeit ganz erheblich foerdern wird”。1921 年 9 月 9 日中央委员会致爱因斯坦的信)。Hugo Lieber 是委员会的副主席之一, 他也积极替德国学术机构提出动议 (见 *Einstein 1920b* [文件 36] 注 2)。它的执行委员会主席 Rudolf Pagenstecher 和他的女儿在前一年为德国的新研究工作捐赠了 20 万马克 (见 1920 年 12 月 14 日 Erwin Freundlich 致爱因斯坦的信)。参阅爱因斯坦《关于星团的计算》(附录 A) [581 页], 那里挂上了 Pagenstecher 的名字。

[2] 此前更保守的数据表明, 通货膨胀率的上升在 1921 年最后几个月达到了失控的程度 (见 *Feldman 1993*, 第 9 章)。那年从 6 月到 11 月, 马克贬值约 3/4, 从 70 马克兑换 1 美元贬至 270 马克兑换 1 美元 (见 *Feldman 1993*, p. 5)。1921 年 10 月国际联盟安排下的上西里西亚的分割, 使局势更加恶化。

[3] 15 个月前, 爱因斯坦曾经呼吁公众关心美国及英国公谊会教徒在给德国儿童提供食物工作的第

一阶段对国际和解所做的贡献(见文件 40)。在本文件中,他帮助该中央委员会发起的重要筹款运动。1921 年 4 月,中央委员会曾与公谊会教徒会商后者的这一人道主义使命的第二阶段计划(见 1921 年 4 月 7 日 Wilbur K. Thomas 致 Edgar Rickard 的信, PPAF, Foreign Service 1921—Germany, Committees & Organizations; ARA. Correspondence, N. Y. and Phila.),目标是筹集 300 万美元给 50 万儿童每日提供食物(见 1921 年 9 月 9 日中央委员会致爱因斯坦的信;另见 Jones 1937, p. 82 和 Kreyenpoth 1932, p. 83)。美国人的行动于 1921 年 10 月 6 日开始(见 *Korrespondenzblatt des Deutschen Zentralausschusses für die Auslandshilfe*, no. 6, 17 October 1921, PPAF, Foreign Service 1921—Germany, Committees & Organizations; ARA. Correspondence, N. Y. and Phila.),但公谊会在 1922 年年中中断了他们有组织的参与(见 1922 年 4 月 12 日后 Bose 博士致 Wilbur K. Thomas 信的译文, PPAF, Foreign Service 1921—Germany, Committees & Organizations; DZA, Correspondence, 以及 Kreyenpoth 1932, p. 92)。

对战后时期美国的所有救济工作的综合评论,见 Kreyenpoth 1932, pp. 70—100。

66. 关于信号公司与图集制作公司诉讼的法庭专家
意见

[大约 1921 年 12 月 3 日]

关于信号公司与图集制作公司诉讼的法庭专家意见

472

[大约 1921 年 12 月 3 日]^[1]

爱因斯坦

[p. 1] 1) 256747 号专利^[2]的创新在于,为了测定声音的方向,将声敏传感器放在彼此相距足够远的地方,以及对声音激起的时间差进行客观测定的方法。德国专利 131235 号^[3]是一个标新立异的方法,这个方法根本不检测声音产生的时间差。

而与英国专利 15102 号^[4]和美国专利 224199 号^[5]相应的装置,是运作两个声敏传感器,利用它们产生的时间差来测定方向。然而同原告专利相反,这里的时间差是借助人体的听觉器官测定的(两只耳朵的非同时感受)。与这些专利不同,原告的 256747 号专利利用客观方法来察觉和测量时间差。我在这里看到了原告的装置同上面提到专利的装置相比唯一的原则性差别。此外,(发明人是第一个对有效时间差进行了真正的测量)在原告的专利中首次报道了对时间差进行真正测量的手段。

原告装置中麦克风(声敏传感器)距离的极限,当然依赖于原告用客观的(即物理的、而不是生理心理的)方法测量时间差能够达到的精度。使用发明人所示的装置,实际上应该不可能在 20m 以下还能得到大体可用的测量结果。

原告的专利对于英国专利 15102 号是否意味着一种进步,这依赖于原告装置中客观测量时间差仪器的完善程度。无论如何,若要实现方向测定精度较高的优点,原告装置中麦克风的距离就要比较大(例如 80m),这就会带来装置复杂化、不简明的缺点。

A. 对向我提出问题的回答

I. 1.

1) 受原告 256747 号专利保护的装置所含技术进步的创新何在?

回答这个问题对于我来说是困难的, 因为我觉得同早先的发布相比, 特别是同英国专利 15102 号相比, 它看来并没有什么真正的新思想。参见序言:

“在实施……到达”。^[6]

因此, 通过测量声音到达两个(或更多)固定放置的声敏传感器之间的时间差来决定声波方向的思想, 是以前就已经知道的。对此, 我认为原告专利中新的情况只有:

- 1) 原告的专利中麦克风沿船壁以较大的距离放置;
- 2) 描述(计划)了对时间差进行客观测量的特殊辅助工具。

我看不出在上述情况中有真正的发明思想; 原告的专利连同其补充专利^[7](涉及时间差测量的辅助工具, 而由于时间差小, 所以技术上困难太大)所含的思想也没有什么独创性。

原告的专利同德国专利 131235 号不存在较近的关系, 因为后者并不打算通过测量时间差来觉察或决定方向。在原告的专利与被告生产的装置在结构上同英国专利 15102 号更少相近之处的情况下, 同样也可以不去考虑美国专利 224199 号。

在我看来, 本案中有效时间差的单纯估计和真正测量之间不可能做出明显区别; (特别是因为在原告的专利中根本就没有指明测量时间差的方法) 也就是说, 是否可以根据英国专利中的实施例子将方向测定理解为“估计”, 就成问题了。在那里, 不是用估计时间差的方法, 而是用人类心理和生理的听觉能力来产生方向概念。假如这种心理生理^[8]机制是绝对精确的, 那将严格等价于时间差的精确测量。另一方面, 从原告专利及其补充专利的研究中也不能明显看出, 是否有某种估计没有介入时间差的测量; 说到底, 用不凭借估计而对有效时间差进行测定的客观方法既没有给出也难以想象。

原告专利中需要的麦克风的距离, 依赖于用它能够测定的有效时间差的精度。估计要达到百分之一秒^[9]不是很容易的, 所以为了用水声波获得大体可用的方向测定, 麦克风的距离必须至少达到 50m。

至于原告的专利是否带来技术进步, 则是很难说的。同英国专利 15102 号相比, 差别在缺点方面是装置的复杂性(可动部件, 记录仪表)和使用方式(由直

接观察或记录声音曲线测定时间差,〈然后〉[由此]再查表或图测定方向);另一方面,它至少在原则上允许较高的精度,因为从原则上说客观计时的精度是可以无限提高的,而英国专利 15102 号的装置与人耳对于两耳不同时遇到的声音刺激的灵敏度有关。〈然而〉在我看来可以认为,客观测量有效时间差的一般思想根本没有落入原告专利的保护范围(拥有人的知识产权),因为从英国专利 15102 号的文本可知(参见上面的引证),通过计时来测定方向是熟知的问题;因为根据原告专利中给出的方式,客观计时可看做解决这个问题的当然办法^[10],所以英国发明人为了避免它〈内在〉附有的技术困难和缺点而将其放弃了。利用人类听觉对于时间差的敏感性意味着解决这个发明问题的重大进展,特别是如果像本案中简单性和测定速度作为实用性的主要条件的话。

对于提出的问题 I. 2,我相信在上面已经一道做了充分的回答。

I. 3.

被告和原告专利装置的共同之处如下:

两者都用声波到达两个彼此位于一定距离的麦克风的时间差来测定声音的方向。 475

它们的区别在于,被告的装置和原告的专利采用了完全不同的方法来测定有效时间差。前者同多次提到的英国专利(不是用客观计时)一样,利用了人类听觉对于不同时到达两耳的激发的响应能力,因此放弃了不实用的客观计时。与多次提到的英国专利不同,被告采用了一种有益的消零法,使得校准更为可靠〈选择较大的麦克风距离,因而使声音方向的测定可靠得多〉^[11]。

应当进一步指出,按原告专利的陈述,被告装置中的麦克风并不是在“较大的距离上”;考虑到原告专利的文本(对照专利权项),这一提示是重要的。借助原告专利,我估计这个距离至少必须为 50m,因为我认为用原告专利指明的方法,客观计时不可能达到比相应误差百分之一秒更高的精度。而按照被告无争议的陈述,他们的麦克风距离只有 0.9~1.8m。

鉴于上面说过的理由,我相信原告和被告的装置都具有和已知专利共同的特点(空间上相隔一定距离的麦克风,和用接收时间差来测定方向的方法)。被告的装置没有使用原告的专利及其补充专利报道的新方法。

I. 4.

可从被告装置中采用的校准对于计时来说是等效的。生理上的方向感觉只是用来校准两部电话,在进行校准之后才能从两部电话的位置测定声音的方向。重要的是强调,被告装置的功能由此可知^[12]完全是以方向效应为根据的。

I. 5.

正如已经说过的那样,应用图式记录方法并不重要,即原则上并不要求让麦克风彼此相隔“较大的距离”。至于需要多大的距离,只取决于测量有效时间差的精度。关于这一点,我的意见已经在上面反复表达过了。

B. 对当事人送来的诉讼辩护书和授予文件的评论

[p. 5]

1) 关于授予文件。

从授予文件可知,专利局的新颖性检查并没有就美国专利 224199 号和多次提到的英国专利 15102 号对原告提出异议。这在美国专利方面可解释为:发明思想的相似性(用时间差测定方向)由于实施方面相当大的外部差异(例如用共鸣器而非电话)不是那么容易被注意到,并且英国专利 15102 号的授予是在原告专利申请提交之后。可以坦率地说,授予这个专利主要是基于如下情形,即原告的装置是用声音到达两个麦克风的时间差来测定声音方向。看起来原告专利的发明人是独立地想到了这个念头。但是考虑到英国专利 15102 号的优先性,在解释原告的专利时,这一发明思想必须作为已知的来对待。假如英国专利 15102 号提前得到审查,或者被专利局申诉处知道,我(根本就)很怀疑原告的专利是否还会被授予。

在 1912 年 3 月 11 日致申诉处的信中,申请人自己说有效时间差可以测定到“甚至百分之一秒”。因此,通过原告申请人的说明,我可以把原告专利权项中“让麦克风彼此相隔较大距离”一段作这样的解释,即“较大距离”应理解为至少 50m。

2) 关于当事人的诉讼辩护书

在 1919 年 8 月 2 日原告的呈文第 4 页中,试图对原告专利权项已经提到的特点“较大距离”进行辩驳。然而,我们已经强调过,授予文件不容怀疑:“较大距离”应理解为超过 50m。此外,第 7 页和第 8 页谈到已经常常提及的 Bowlker 专利,试图给人这样的印象,仿佛 Bowlker 专利依据的不是原告的基本思想,而是另一个基本思想。与此相反,我必须再次强调,方法的要点(即从刺激两个麦克风的时间差测定方向)是两个专利所共有的;Bowlker 在专利文件中已经清楚表述了他自己装置的作用就基于此。^[13]因此,我不能同意原告的意见,把使用技术装置来计时当作发明思想具有新颖性的权项。也就是说,如果知道了时间差同方向测定有关,那么为了测定方向需要一种能够对时间差做出反应的器件就是不言而喻的了。假如原告专利的发明人已经知道,我们在人的心理生理系统里

[p. 6]

拥有这样一种器官,它的灵敏度比今天技术上能够生产的计时器件高 10 到 100 倍,那么,他恐怕也会对此加以利用了。这种优越性足以解释 Bowlker 为什么根本不谈测定有效时间差的客观方法。他(及其专利文件的每个有技术修养的读者)一定会想到应用这种方法的可能性,则是毋庸置疑的。在我看来,在解释原告的专利文件时必须考虑到这一点。

至于对被告和共同原告^[14]那些内容繁多的说明进行深入探究,我觉得在这里所提供的事态已经非常清楚的情况下是多余的。不过,我还是准备应这种要求进行追补。

我的观点总结如下:

被告的装置没有使用原告专利揭示的思想和辅助方法,而且其新颖性也并未被英国专利 15102 号(和美国专利 224199 号)事先获取。

A·爱因斯坦

ADfS. [35 335]. 本文件由 6 页组成,其中 4 页有编码。两个未编码页中,第一个所含的文字被划出,插于 2 和 3 页之间。这里的页码顺序用方括号示于页边。划去的一页编为[p. 1],因为它看来是[p. 2]的中断的草稿。 478

[1] 日期的推断是假设,这个文件和下一个文件是同时准备的。关于这个文件日期推算和名称确定的理由见注 2。法庭专家意见是由法院而不是由当事人要求就一件法律诉讼提出的公正意见(见文件 21, 注 1)。

[2] 在这个文件中,原告的专利是德意志帝国专利 256747 号,名称为“测定声波方向的装置(Vorrichtung zur Bestimmung der Richtung von Schallwellen)”,1913 年 2 月 19 日授予 Aurel Meckel。这个专利的描述是“测定声波方向的装置,以沿船壁大间隔放置麦克风为特点(Vorrichtung zur Bestimmung der Richtung von Schallwellen, dadurch gekennzeichnet, daß längs der Schiffswände verteilt in größeren Abständen voneinander Mikrophone angeordnet sind)”。

被告的专利可能是德意志帝国专利 301669 号,名称为“测定声音方向的装置(Vorrichtung zur Bestimmung der Schallrichtung)”,1920 年 9 月 28 日授予 Erich M. von Hornbostel(1877—1935)和 Max Wertheimer(这个假设的根据见注 11)。根据德意志帝国专利 301669(中译者注:原书误排为 301660)号的专利描述,人耳被用来发现声源的方向。其精度可以通过使用距离大于两耳的喇叭或麦克风,从而增大声波到达两耳的时间差来得到提高。这增加了声源到中心的表观距离。如果设置可以运动,就能找到一个位置,使声音显得来自中心,仿佛是来自垂直于两个麦克风连线的方向。

von Hornbostel 和 Wertheimer 两人都在柏林大学心理学研究所工作。他们发表了一篇描述其研究的论文(*Hornbostel and Wertheimer, 1920*)。Wertheimer 是爱因斯坦的一个相识(见爱因斯坦致 Max Born 的信,1918 年 7 月 3 日以后[第八卷,文件 580]和爱因斯坦致 Pauline Einstein 的信,1918 年 11 月 11 日,[第八卷,文件 651],注 3)。

在下一个文件中,原告的专利是德意志帝国专利 301669 号;被告的专利没有指名,但可能是德意志

帝国专利 256747 号(见下一个文件,注 8)。由于原告和被告的角色反转,这个文件和下一个文件可能代表起诉和反诉的法庭专家意见。德国专利法允许在同一诉讼中处理起诉和反诉,“被告可以……要求宣告原告的一项授权专利无效,如果该专利在技术关系上同原告正在争论的专利相关的话(Der Beklagte kann…die Erklärung der Nichtigkeit…eines dem Kläger erteilten Patents verlangen, wenn dasselbe mit dem in der Klage angegriffenen Patent in einem technischen Zusammenhange steht. *Seligsohn 1920*, p. 377)”。

因为下一个文件的标题显示,图集制作公司是原告而信号公司是被告,由此可以推断,在本文件中信号公司是原告而图集制作公司是被告。Meckel 的专利比 Hornbostel 和 Wertheimer 的早 7 年授予。这使信号公司起诉图集制作公司而图集制作公司提起反诉成为可能。

[3] 德意志帝国专利 131235 号,名称为“借助装在水下的声音接收器报告船舶接近的装置(Vorrichtung zum Melden der Annäherung von Schiffen mittels unter Wasser angeordneter Schallaufnehmer)”,于 1902 年 6 月 5 日授予 Mario Russo D'Asar。这项发明的依据是借助一套安排在船舶侧壁的定向麦克风来进行声音探测。

[4] 英国专利公元 1910 年 15102 号,名称为“潜艇信号装置的改进”,1911 年 1 月 19 日授予 Thomas J. Bowlker。

[5] 美国专利 224199 号,名称为“声向测定仪(Topophone)”,1879 年 9 月 30 日授予 Alfred M. Mayer。

[6] 完全的引文是:“在实施我的发明原理过程中,我充分利用了如下事实,即在水中如同在空气中一样,声波的不同部分在不同时刻到达不同的物体,一个或一组声波到达一点和到达与第一点紧邻的另一点之间逝去的时间,可以标志声波从哪里到来的方向”。英国专利公元 1910 年 15102 号。

479 [7] 德意志帝国专利 257211 号和德意志帝国专利 257212 号,名称都是“测定声波方向的装置,对 256747 号专利的补充(Einrichtung zur Bestimmung der Richtung von Schallwellen. Zusatz zum Patent 256747)”,于 1913 年 3 月 1 日授予 Aurel Meckel。它们在原来的安排(见注 2)上增加了两个装置用来显示和记录声源的方向和距离。

[8] 插入的“ologischen(中译者注:德语‘心理生理学’[psycophysiological]的词尾)”是 Ilse Einstein 的笔迹。

[9] 这是专利权人在 1912 年 3 月 11 日致专利局申诉处信中指出的精度(见 B 章第 2 段)。

[10] 插入的“nach(向)”是 Ilse Einstein 的笔迹。

[11] 这个描述与注 2 中概括的德意志帝国专利 301669 号的专利描述一致。

[12] 在原来文本中此处插入的下一段是 Ilse Einstein 的笔迹:“mit der wirksamen Zeitdifferenz verknüpften(与有效时间差联系在一起)”。

[13] 见注 6。

[14] 共同原告是在(主要)原告提起的公开诉讼中有资格提出要求赔偿损失的人(*Seligsohn 1920*, p. 431)。

67. “关于图集制作公司与信号公司诉讼的法庭专家意见”

[1921年12月3日]

关于图集制作公司与信号公司诉讼的法庭专家意见

Gerichtsgutachten in Sachen Atlaswerke gegen Signal Gmb. H. ^[1]

[1921年12月3日] ^[2]

爱因斯坦

我对向我提出的问题回答如下：

回答 1) 根据当事人提供的全部材料,在事关原告专利 301669 号^[3]的创新性方面得出如下情况。 [p. 1]

利用高度敏感^[4]的人类心理生理听觉器官对于时间差的敏感性,将两个声音接收器分别同观测者的两耳相连来测定声音的方向,是以前就知道的。

Thomas J. Bowlker 美国专利 964380 号(1910 年授予)^[5]

〈基于同样发明思想的还有专利〉

Charles Salomon 法国专利 456318 号(1912 年提交)^[6]

同这两个专利以及一般地同先前文献相比,原告的 301669 号专利的创新在我看来只在于权项 3——根据该权项,声音接收器和观测者耳朵之间的导管长度比例(作成)可以改变。^[7]所以这个装置是有用的,因为它允许按“居中感觉”来进行测量,而无须让声音接收器彼此相对移动。

〈原告〉被告专利权的其余部分与原告专利并没有任何关系,即

a) 德国专利 256747 号(Aurel Meckel),^[8]不是借助于耳朵对时间差进行主观计算。

b) 德国专利 99667 号(D. P. Heap),^[9]因为据称它不是基于时间差的确定。(如果放弃发明人的解释,并在这种装置的作用方式上将时间差解释为方向测定的主要因素,那么,这件专利就须列入 Bowlker 和 Salomon 组;无论如何,它没有声音导管长度的可调节性)

c) 美国专利 224199 号(A. M. Mayer)和德国专利 93144 号(E. Hardy);^[10] [p. 2]
因为在这两个专利中声音接收器都没有同耳朵分别连接,所以声音方向的确定

根本就不是靠时间差的主观判断。

由于这个理由,原告专利权项 3 的创新性在我看来并没有受到损害,前面那些专利预计配备了一种声音导管长度的调节装置;^[1]其目的并不在产生“居中感觉”。

问题 2) 和问题 3) 已经同问题 1) 一起回答了。

回答 4) 在我看来,原告专利的权项 3 首先报道的设备本身是一个具有发明意义的进步。即使一个专家从以前的文献中知道使用“居中感觉”的优点,如果声音接收器不是和声源放在同样距离,那么,这种优点发挥不出来这种情况就绝非不言而喻的。然而,在许多场合移动声音接收器很不方便,例如它们处于水下的船体,或者彼此相距很远的情形。

回答 5) 被告的行为依据是原告那并非自相矛盾的断言,亦即关于原告专利的方法,特别是权项 3 给出的使用方法,而且既涉及他的“气流接收器装置”,也涉及用作水下服务的声向计的“麦克风接收器装置”的断言。

A·爱因斯坦

ADfS. [35 333]. 这个文件由两个未编码页组成,写在 *Einstein 1921b* 或 *Einstein 1921c* (文件 52) 长条校样 [35 334] 第 4 页和第 6 页的背面。这里的页码用方括号示于页边。

[1] 有关诉讼和涉及专利的信息,见前一个文件注 2。

[2] 日期推断是根据附信,爱因斯坦致 Landgericht Berlin 的信,1921 年 12 月 3 日,纽约 Otto Lobbenberg 私人收藏品。

[3] 关于德意志帝国专利 301669 号的描述,见前一个文件注 2。

[4] 增加的词“hochempfindlichen(高度敏感)”是 Ilse Einstein 的笔迹。

[5] 美国专利 964380 号,名称为“潜艇信号装置”,是以 Thomas J. Bowlker 的名义于 1908 年 3 月 4 日提交的。同样的装置也获得公元 1910 年英国专利 15102 号,并在前一个文件中以该名称进行了讨论。

[6] 法国专利 456318 号,名称是“Appareil destiné à déterminer la direction des ondes sonores et plus généralement de toutes ondes susceptibles d'être transformées en ondes sonores d'intensité proportionnelle (测定声波以及一般可以转换为强度成比例声波的所有波动方向的装置)”,于 1913 年 6 月 16 日授予 Charles Salomon。

[7] 德意志帝国专利 301669 号权项 3 是“装置……具有这样的特点:一个或两个从声音探测器引至观测者耳朵的导管可以伸长或缩短,以便求得在感到声源处于中间位置时两个导管长度之比(Vorrichtung..., dadurch gekennzeichnet, daß eine oder beide der getrennten Leitungen vom Schallempfänger zum Ohr des Beobachters verlän[g]ert oder verkürzt werden können, so daß das den Mitteneindruck ergebende Längenverhältnis der beiden Leitungen ermittelt wird)”。

[8] 关于德意志帝国专利 256747 号的描述,见前一个文件注 2。因为在提到的 3 个专利中,只有这一个授予德国公民的,所以可能就是被告信号公司的专利。在前一个文件中,它是原告的专利。

482 [9] 德意志帝国专利 99667 号, 名称为“具有两个声音接收器的声音指向计(Schallweiser mit zwei akustischen Empfängern)”, 于 1898 年 10 月 18 日授予 Dvid P. Heap。

[10] 美国专利 224199 号, 名称为“声向测定仪(Topophone)”, 1879 年 9 月 30 日以 Alfred M. Mayer 的名义归档。德意志帝国专利 93144 号, 名称是“测定声源方向的装置(Apparat zur Bestimmung der Herkunftsrichtung eines Schalles)”, 于 1897 年 8 月 10 日授予 E. Hardy。两个装置的工作如下: 从两个麦克风到达的声信号借助连接的两个声导管彼此进行干涉; 合成信号传递到观测者的耳朵, 当装置转动时这种干涉能被他听到。

[11] Mayer 声称, 他的专利的创新性在于“用导管或汇流管将两个共鸣器或声音接收器同一根管子联合起来, 用管子连接共鸣器或声音接收器, 一个或两个导管长度可调, 基本目的如所宣示”, 美国专利 224199 号的权项 4。

68. “论光发射基本过程的实验”

483

[*Einstein 1922a*]

1921年12月8日交稿。

1922年1月5日发表在

Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). *Sitzungsberichte* (1921):882—883。

论光发射基本过程的实验

爱因斯坦

484

毫无疑问,静止原子在一个基本过程中(在量子理论意义下)发出的辐射是单色的。如果发射粒子具有相对于坐标系的速度,则可推测在基本过程中朝不同方向发出的辐射具有不同的频率。设 v 为粒子的速度, ν_0 为从粒子来看时基本过程发射的频率,那么在第一近似下应有

[p. 882]

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta \right), \quad (1)$$

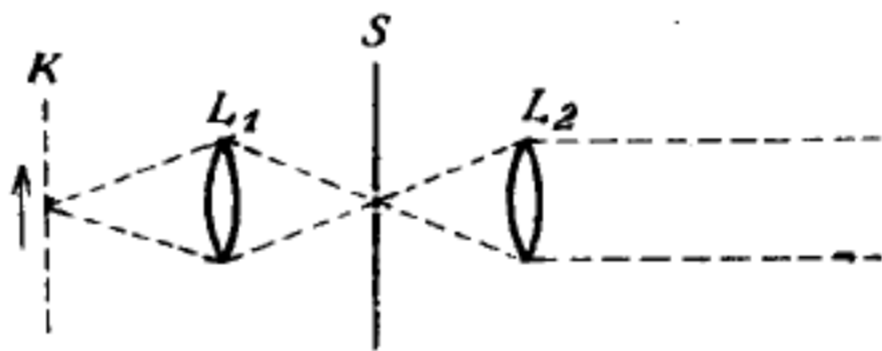
其中 ϑ 是粒子的运动方向和发射方向之间的角。

另一方面,如果考虑能量改变与发射频率之间的关系这个量子理论中最基本的 Bohr 发射条件

$$E_2 - E_1 = h\nu_1, \quad (2)$$

则人们必然倾向于给所有基本发射过程,当然也给运动原子的发射过程赋予一个唯一的频率。

究竟是由波动理论导出的结果还是量子理论表明的(即使并非它要求的)结果为正确的问题,可用下述实验加以解决(见附图)。



光源是狭窄阳射线束 K ,它由透镜 L_1 成象于狭缝平面 S ;狭缝从象中筛选出一小部分。透镜 L_2 将所有单元粒子象发出的光转变为平行;或者更准确说,同位相的表面均转变成平面。

[1]

根据波动理论,一个基本过程产生的光——由于 Doppler 原理——在透镜较低轮圈处的波长将比较高轮圈处的波长短。 L_2 后方的同位相平面将不会彼此准确平行,而是像扇子那样彼此倾斜。在置于 L_2 后方且校准到无穷远的望远

[2] 镜里,我们看到的象所处的位置与粒子发光时处于静止状态下应该有的位置完全相同。然而,象中对应于一个基本过程产生的各个同位相表面的点将不会重合,但却落在狭缝光学象之内。

但是,如果在 L_2 和望远镜之间放一层色散物质如二硫化碳,情况则会改变。⁴⁸⁵
 [p. 883] 由于色散以及由于频率与位置有关,同位相表面在底部的传播慢于上部的传播;而因此可以预期阳射线的运动粒子发出的光发生偏转。这种偏转如果确实存在,应该很容易观测到。如果距离 KL_1 和 L_1S 相等,用 Δ 表示距离 SL_2 , l 表示色散物质厚度,则偏转角 α 可用下式给出

$$[3] \quad \alpha = \frac{l}{\Delta} \frac{v}{c} \frac{dn}{\left(\frac{d\nu}{\nu}\right)} \quad (3)$$

其中 $\frac{v}{c}$ 是阳射线的粒子速度与光速之比, n 是色散物质的折射率, ν 是频率, dn 和 $d\nu$ 是两个量的相应增量。对于 50cm 厚的 CS_2 层,若取 $\Delta = 1\text{cm}$,则我们预期的偏转角大于 2° 。

然而,如果单个过程有着唯一的频率,则单个基本过程的频率与方向无关;
 [4] 波动理论要求的偏转也将不存在。我不打算在此讨论这一可能性,而只想指出,实验结果有可能与 J. Stark 陈述过的 Doppler 效应的影响取得很满意的吻合。

[5] Hrn. Geiger 和我决定通过实验来检验这个问题。

发表在 *Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften* (Berlin), *Sitzungsberichte* (1921): 882--⁴⁸⁶
 883。1921 年 12 月 8 日投稿,1922 年 1 月 5 日发表。保留下来一份有印刷者标记的两页签名原稿(GyB Autogr. I/1360),第一页写在 1921 年 12 月 2 日 Meinhardt, Danziger 和 Nünninghoff 法律事务所致爱因斯坦打字信件的背面;第二页写在德国和平主义组织争取财务援助的打字建议书第三页的背面。指出了一处与印刷文本的差别。

[1] 1921 年初以来,爱因斯坦一直在思考在光的波动理论和量子理论之间做出裁决的可能实验。在 1921 年 1 月的好几封信中,他介绍了一种基于辐射场中原子的 Stark 效应的实验(例如,1921 年 1 月 4 日爱因斯坦致 Arnold Sommerfeld 的信, GyMDM, HS 1977—28/A, 78)。在 1921 年 8 月 22 日爱因斯坦致 Max Born 的信(GyB Nashlass Born, no. 188. p. 18)中,他提到“我想出了一个很有趣而又相当简单的有关光发射本质的实验”(“Ich habe mir ein sehr interessantes und ziemlich simples Experiment über die Natur der Lichtemission ausgedacht”)。他在 1921 年 9 月 27 日爱因斯坦致 Arnold Sommerfeld 的信(GyMDM, HS 1977—28/A, 78)中描述了本文件所讨论的实验,并说他正与 Physikalisch-Technische Reichsanstalt 的镭研究实验室主任 Hans W. Geiger(1882—1945)进行这项实验。在 1921 年 10 月 9 日爱因斯坦致 Arnold Sommerfeld 的信(GyMDM, HS 1977—28/A, 78)中,爱因斯坦解释了该实验所依据的思想:“我完全不知道能期望什么。我确信,由于在大口径角情况下发生干涉的可能性,除定向能量过程外,还会发射某种球面波。但因为发射周期与带程差的干涉的相干周期相比为很小,我不能确信不论发射什么

都具有即时的震荡性。这里的机理可能比较间接,而且完全不同于我们通常预先假定的东西,因为量子理论和波动理论之间矛盾的尖锐程度毕竟未见减弱”(“Meine Erwartung ist total unsicher. Dass neben dem gerichteten energetischen Prozess eine Art Kugelwelle abgeht, das bin ich überzeugt wegen der Interferenz-Fähigkeit für grosse Öffnungswinkel. Aber da die Emissionzeit klein ist gegen die Kohärenzzeit für Interferenz mit Gangunterschieden, bin ich nicht überzeugt, dass dasjenige, was ausgesendet wird, unmittelbar oszillatorischen Charakter hat. Der Mechanismus könnte indirekter und ein total anderer sein, als wir voraussetzen gewohnt sind, zumal eben der Widerstreit zwischen Quanten- und Undulationstheorie mit unverminderter Heftigkeit forbesteht”).

Lorentz 的一封信(1921年11月13日 Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信)阐释了上面的陈述。它证明,当时爱因斯坦正在考虑一种将粒子本质的光量子(他称它为“能量辐射”)和决定量子可能轨迹的不可测“导向”波(“干涉辐射”)两者合并起来的光的二象理论。在这封信里,Lorentz 总结了爱因斯坦几天前逗留莱顿期间告诉他和 Ehrenfest 的解释。在引进这两种辐射后,Lorentz 继续写道:“一个单独的发射过程中就已经产生了完全干涉辐射,但却只发射一个单独的量子,因而这个量子只能抵达接收屏上单独一个点。但基本过程却以几乎全同的干涉辐射(相同的图样)重复无穷多次。不同的量子现在统计分布在图样中,也就是说,它们在接收屏的每一点处的平均数目正比于抵达该点的干涉辐射的强度。这样就产生了对应于经典理论的实测干涉现象”(“Bei einem einzelnen Strahlungsakt entateht schon die volle Interferenzstrahlung aber es wird nur ein einzelnes Quantum ausgestrahlt, das also auch nur an eine Stelle eines auffallenden Schirmes gelangen kann. Es wiederholt sich aber der Elementarakt unzählig viele Male, mit so gut wie gleicher Interferenzstrahlung (das gleiche Muster). Die verschiedenen Quanten verteilen sich nun statistisch über das Muster, in dem Sinne, dass die mittlere Anzahl derselben in jedem Punkte des Schirms proportional der Intensität der daselbst ankommenden Interferenzstrahlung ist. In dieser Weise entsteht die beobachtete, der klassischen Theorie entsprechende Interferenzerscheinung”). Lorentz 在 *Lorentz 1927*, pp. 156—165 进一步探讨了爱因斯坦的思想。*Stachel 1986* 对这封信和爱因斯坦的推测进行了讨论。

[2] 原稿中不是“ein Licht”,而是“das Licht”。

[3] 公式(3)中的“ dn ”应为“ $\frac{dn}{n}$ ”。这个错误是在1921年12月7日 Walther Bothe 致爱因斯坦的信中指出的。

487

[4] *Stark 1905*。在爱因斯坦看来,从注1提到的 Lorentz 信的一段话可以推想发射的辐射频率与方向无关的假设如何能够与观测到的极隧射线 Doppler 效应达到一致。爱因斯坦显然认为干涉辐射可能没有 Doppler 效应,因为它是由 Bohr 量子条件所决定,尽管与此同时观测的能量辐射确实显示这一效应。Lorentz 批评这个假设,指出正是干涉辐射导致能量辐射的产生。如果干涉辐射不显示 Doppler 效应,那么就无法理解在 Stark 的那种光谱观测中何以能看见 Doppler 效应。如果阳射线发出的光通过一个棱镜,则 Doppler 效应将引起折射角——因而光程——随着发射角的变化而变化。但由于在爱因斯坦模型中正是干涉辐射决定着能量辐射的光程,故干涉辐射也必定显示 Doppler 效应。Lorentz 断言,波动理论预言的偏转在爱因斯坦考虑的两种情况下都将存在。Lorentz 在信中接下来论证了光学现象的波动描述和粒子描述的一致,他还提到 *Emden 1921* 也包含类似思想。

[5] 实验是由 Physikalisch-Technische Reichsanstalt 的 Regierungsrat Hans Geiger 和 Walther W. Bothe(1891—1957)完成的,对该实验的讨论见1921年11月7日 Hans Geiger 致爱因斯坦的信和1921年12月7日 Walther Bothe 致爱因斯坦的信。爱因斯坦与 Geiger 和 Bothe 一道将未观测到偏转的结果在1922年1月19日提交给了普鲁士科学院(标题和摘要发表在 *Königlich Preußische Akademie der Wis-*

senschaften [Berlin]. *Sitzungsberichte* (1922), p. 2; 部分原稿被保留下来了[2 086])。

爱因斯坦的实验受到 Paul Ehrenfest(1922年1月19日和1月26日 Paul Ehrenfest 致爱因斯坦的信)和 Max von Laue(1922年1月21日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信)从理论上提出的批评;两人都认为,即使根据经典波动理论发射光线的光程也不应该有偏转。爱因斯坦再一次尝试导出他的设想结果(见1922年1月19日提交给普鲁士科学院的原稿[2 086]),然后才不得不承认自己错了(1922年1月30日爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信)。他在1922年2月2日将正确结果的推导(*Einstein 1922f*)交给了科学院。Klein, M. 1970b, pp. 8—13 对这个实验及其后的辩论做了探讨。

69. 科学对和平主义发展的影响

[*Einstein 1922b*]

原稿完成于 1921 年 12 月 9 日前。

1922 年发表

发表在 Kurt Lenz 和 Walter Fabian 编 *Die Friedensbewegung. Ein Handbuch der Weltfriedensströmungen der Gegenwart*. Berlin: Schwetschke, 1922, pp. 78—79。

科学对和平主义发展的影响

爱因斯坦

489

[1][p 78] 战争对一切事业的发展,尤其是对本质上要依靠所有国家人民合作的文化目标的实现起着最严重的阻碍作用。战争使脑力劳动者失去构成其工作之必要基础的外部 and 内部条件。如果他还足够年轻和强壮,战争将把他变成目的在于灭绝的制度的奴隶,否则他的周围就会充满愤激和敌意。此外,由于战争耗费资源,它必将造成持续多年的沉重经济负担。因此,以精神价值为最高价值的人必然是和平主义者。这一点也为过去人类重素质而非重数量的历史所证明。

那么科学对和平主义的发展有什么影响呢?在这方面,人文科学影响显然很小。不难注意到,变得首先关心自身的科学——我指的是历史——的大多数代表人物决然不会提出和平主义理想;这门科学的许多代表人物——甚至全然算不上最优秀者——公开发表令人震惊的强烈沙文主义和军国主义的声明,特别是在最近这场大战中。——自然科学界的情况则迥然不同。由于自然科学课题内容的普遍性以及它们对国际间有组织的合作的需要,自然科学家倾向于国际间的相互理解,而因此他们赞同和平主义目标。类似的态度也在国民经
[3] 济学
[p 79] 家中间占上风,他们必然将战争视为因制度缺陷而引起的经济过程的动乱。

490

但自然科学对我们这里所指的历史进程的最深刻影响并非精神上而是物质上的。源于自然科学的技术发明已经在世界范围内将经济动力连接在一起,因而决定了——也通过军事技术——一切战争必然成为具有国际重要性的事件。人类经过足够悲惨的经历并意识到这种发展进程之后,也将萌发干劲和善心来
[4] 建立有能力预防战争的体制。

A·爱因斯坦

491 本文件发表在 *Die Friedensbewegung. Ein Handbuch der Weltfriedensströmungen der Gegenwart*. Berlin: Schwetschke, 1922, pp. 78—79。稍加修改的法文文本以“科学与和平主义”的标题刊登在《光明》杂志第 1 期(1921—1922): 118 页。

[1] 本文件最初是应一家出版社的要求而写,要求的终稿日期为 10 月 15 日(见 1921 年 9 月 22 日 C. A. Schwetschke & Sohn 致爱因斯坦的信)。文件撰写日期系根据 1921 年 12 月 9 日爱因斯坦致 Henri Barbusse 的信中提到该文的完成而定。出版的书的序言日期为 1922 年 3 月。其他撰稿人名单中包括爱因斯坦战时在“新祖国”同盟的 7 位同事以及 Henri Barbusse(见 1921 年 9 月 22 日 Schwetschke & Sohn 致爱因斯坦的信所附未注明日期的名单[45 037])。

[2] 参阅第八卷导言节第 IV 节对爱因斯坦战时赞同和平主义和一般政治活动的心情矛盾的评价。至于他战时对英国、法国和德国同行之间团结一致的毫不含糊的支持,则见 1915 年 7 月 21 日爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信(第八卷,文件 98)。

[3] 爱因斯坦 6 年前对普鲁士科学院关于是否要驱逐法国通讯院士问题的战时辩论结果发表看法时就得出了这个结论。参加 1915 年 7 月 22 日科学院全体大会的所有科学家中,除 3 人外全都投票赞成 Max Planck 提出的和解议案,但与会的 28 位人文学者中就有 16 位反对这个议案。爱因斯坦评论道,自然科学家和数学家强烈赞同国际主义,而人文学者的“大多数则是沙文主义急先锋”(“sind grösstenteils chauvinistische Hitzköpfe”; 1915 年 8 月 2 日爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信[第八卷,文件 103])。9 月中旬爱因斯坦同 Romain Rolland 交谈时重申了他的坚定信念,他在瑞士拜访 Romain Rolland 时赞扬了科学家的宽容,同时谴责历史学家的“民族主义狂热”(“délirent de passions nationales”; 1915 年 9 月 15 日爱因斯坦致 Romain Rolland 的信[第八卷,文件 118] 注 10)。

[4] 在抨击一种更阴暗的意见时,爱因斯坦在 1921 年春曾经评论道,如果欧洲的政治体制发展落后于技术进步,则欧洲注定要垮台(见 1921 年 3 月 21 日爱因斯坦致 Emmanuel Carvallo 的信,纽约 J. W. Schulein 私人珍藏)。

70. “德国科学的困境 国家的危险”

492

[*Einstein 1921k*]

1921 年 12 月 21 日

1921 年 12 月 25 日发表。

发表在 *Neue Freie Presse* (《新自由报》), 1921 年 12 月 25 日上午版,
p. [1]。

德国科学的困境 国家的危险

爱因斯坦

493 了解情况的人有必要郑重提醒公众注意,讲德语的国家正面临着危险。随着政治上遭受的猛烈打击而来的经济危难并非对所有人同样沉重,受打击最严重的是那些其必需生存条件依赖于政府的机构和人员,其中包括科学机构和科研人员——他们的工作不仅是德国和奥地利经济繁荣而且也是它们的文化地位的基础。 [p.1] [1]

为了充分认识局势的严重性,我们还必须看到,危难时期的人们只关心眼前的需要。

人们给直接创造有形价值的劳动支付酬金。然而,一门科学如果不想萎缩,就决不应该只注意立时的实用结果。产生于科学的洞察力和方法通常只能以间接方式服务于实用目的,而且往往只能供未来世代的人们享用;但如果我们忽视科学,我们以后就将缺少能够以其无偏见的眼光和判断发现新的经济手段或能适应新形势的科学人才。 [2]

如果科学研究凋谢,国家的智力活动亦将停滞不前,随之而来的则是未来发展的各种可能性的丧失。这一点必须加以防止。鉴于目前外交事态发展削弱了国家力量,处于经济强势地位的公民有义务施以援手以免科学研究活动萎缩。 [3]

有识之士正确判断当前普遍存在的情势,并成立了旨在尽可能资助德国和奥地利各种研究工作的机构。请鼓励这些努力取得辉煌成功。我在教学活动中钦佩地看到,经济困难未能窒息对科学研究的向往和爱好。情况正好相反。生活上受到的沉重打击看来甚至加强了对理想的热爱。到处都能见到人们在困难条件下热情洋溢地工作。注意不要让今天年轻人的意愿和才能衰退——那将是我们全体的重大损失。 [4]

schaft”)的文章(见1921年12月17日《新自由报》编辑致爱因斯坦的信),他发表了针对一般公众的意见,而不像早先着重于科学文献交流(*Einstein 1920b*[文件36])和更多宽容(*Einstein 1920i*[文件47])的呼吁。他这次从更广阔的角度看待这个问题部分反映了正在衰退的德国科学研究状况。例如,一年多以前,他自己所在的威廉皇帝物理研究所放弃了资助“大规模”(“gross angelegte”)科学研究的计划,改而集中精力在15个较狭窄领域的分立项目(见1920年9月13日爱因斯坦致Friedrich Schmidt-Ott的信[GyBP, I Abt. Rep, 1A, Nr. 1665, pp. 48 and 45]中所附Tätigkeitsbericht der KWI für Physik vom 1. April 1919 bis 31. März 1920)。潜在的经济衰退被1921年12月昙花一现的复苏暂时掩盖,尽管当时190多马克兑换1美元(见*Feldman 1993*, p. 5),与1920年2月相比马克仍然贬值了几乎一半(见*Einstein 1920b*[文件36]注1)。

[2] 爱因斯坦间接而且几乎带着歉疚提出的关于经济繁荣和科学成就之间关系的论点,由14个月前正式成立的德国科学及学术非常协会(Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft)创建人之一及会长Friedrich Schmidt-Ott毫不含糊且高度简洁地做了陈述。Schmidt-Ott认为,德国的科学“大概是今天唯一剩下的仍然令世界羡慕德国的东西”(“ist heute vielleicht das Einzige, um das die Welt Deutschland noch bennidet”),并着重指出,科学的实际功用已由它对国家经济发展和战时成就的贡献,以及人们对它在未来的复兴中不可缺少的作用的企盼所充分证明(见*Zierold 1968*, pp. 561—562引用的1920年9月Friedrich Schmidt-Ott/Eduard Wildhagen备忘录“德国科学的贫困”)。

[3] 爱因斯坦以Fritz Haber为榜样,将他的呼吁指向读者中的富人。Fritz Haber也是非常协会的创建人之一,他在1920年春曾指出私人捐款的重要性(见*Marsch 1994*, p. 41对Haber的1920年3月7日文章“Die gefährdete Forschungsarbeit”的引述),尽管他提醒零星孤立的恳求几乎无益于改变局势(见*Zierold 1968*, p. 11引用的1920年3月27日Fritz Haber致Eduard Meyer的信)。后来证明私人捐款的收益十分令人满意。除1920年和1921年帝国预算给非常协会拨款4000万马克外,另有790万马克乃私人(包括外国人)所提供(见*Zierold 1968*, pp. 38—39的表);例如,德裔美国人Rudolf Pagenstecher和他的女儿一年前捐赠了20万马克(见文件65注1)。

[4] 1920年10月30日,德国各科学研究院、德国大学协会(Verband der Deutschen Hochschulen)、威廉皇帝学会、德国技术-科学学会联盟(Deutscher Verband der technisch-wissenschaftlichen Vereine)和德国自然科学家及医生协会(Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte)联合组成了非常协会,以求“防止德国科学研究因当前经济紧急形势而走向完全崩溃的危险”(“die der deutschen wissenschaftlichen Forschung durch die gegenwärtige wirtschaftliche Notlage erwachsene Gefahr völligen Zusammenbruchs abzuwenden”;见*Zierold 1968*, p. 543引述的1920年10月30日的章程)。非常协会的目标有五个:承担研究活动的薪金;通过补助或负担全部费用来促进科学著作的发表;资助研究图书馆;给个体研究者提供购置设备的直接津贴;给集体研究提供咨询和资助(见*Nipperdey and Schmugge 1970*, pp. 18—19)。

非常协会除设有执行委员会(Hauptausschuß)和几个专业研究委员会(Fachausschüsse)外,1921年1月又成立了一个名誉委员会(Ehrenausschuß)。非常协会会长Schmidt-Ott请求爱因斯坦与诸如Wilhelm Röntgen和Max Planck等杰出人物一道出任该委员会的挂名首脑,让人们用他的名义开展争取美国捐款的活动(见1921年1月19日Friedrich Schmidt-Ott致爱因斯坦的信)。人们希望,该委员会将加强已经由Franz Boas(1858—1942)和Hugo Lieber建立起来的德国科学与德裔美国人团体之间的联系纽带(见“Notiz über die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft”, Gy-Ar, R 73, no. 4)。Boas是哥伦比亚大学的人类学教授和援助德国及奥地利科学及艺术非常协会会长,他在纽约和圣路易斯设有募捐办公室(见*Schreiber 1923*, p. 102)。Lieber是德裔美国人救济德国及奥地利委员会主席兼Boas的协会的第一副会长,他曾经在1920年9月会见爱因斯坦并讨论过救济工作(见*Einstein 1920b*[文件36]注2)。

3个月后,爱因斯坦访问美国期间,Boas问他,他的非常协会募集的资金是否“以能够发挥最佳效益的方式被使用”(1921年4月7日 Franz Boas 致爱因斯坦的信)。爱因斯坦向他保证道,“就我个人而言,我了解这些负责在德国分配资金的人,我确信他们以高效而绝对无私的方式执行着他们的任务。”(1921年4月11日爱因斯坦致 Franz Boas 的信)。

71. 《1921年5月在普林斯顿大学所作的关于相对论的四次演讲》

496

[*Einstein 1922c*]

日期在1922年1月4日以前。

1922年由Vieweg(Braunschweig)出版。

由Edwin Plimpton Adams译为英文(伦敦的Methuen出版社1922年出版,普林斯顿的普林斯顿大学出版社1923年出版,后来的英文版为:第二版,1945年;第三版,1950年;第四版,1953年;第五版,1956年)。

《1921年5月在普林斯顿大学所作的 关于相对论的四次演讲》

爱因斯坦

500

相对论前物理学的空间和时间

相对论与空间和时间的理论是紧密相连的。因此,我将首先对我们的空间 [1] 和时间观念的起源进行一番简要的探讨。尽管我知道在这么做时,会引入一个引起争议的话题。一切科学,不论是自然科学或是心理学,其目的都在于使我们的经验互相协调并将它们纳入一个逻辑体系。然而,我们习以为常的空间和时间观念又是如何与我们经验的特征相联系的呢?

个体的经验是以事件序列的形式呈现在我们面前的。在这个序列里我们记忆中的各个事件看来是依照“早”和“迟”的标准排列的。而对于这个标准则不能再做进一步的分析了。因此,对于个体来说,就存在着一个“我”的时间,或称“主观”时间,这个时间本身是不可测度的。我们确实可以把每个事件与一个数字联系起来,依照这样一种方式,即较迟的事件与较早的事件相比对应于较大的数,然而这种联系的本质却可以是十分随意的。将一只时钟所指出的事件顺序和既定事件序列的顺序比较,我就能用这只时钟来定义这种联系。我们将时钟理解为提供了一连串可以计数的事件的装置,它还有一些其他特性,我们将在以后讨论。

501

不同的个体借助语言能在一定程度上比较各自的经验。通过比较人们就会发现,不同个体的某些感觉是彼此一致的,而对于另一些感觉,却无法建立起这样的一致性。我们习惯于把对不同个体而言是共同的因而是非个体特有的感觉当作真实的感觉。自然科学,尤其是其中最基本的物理学,就是研究这样的感觉。物理客体的概念,特别是刚体的概念,便是这样一类感觉的一种相对恒定的复合。在同样意义上,一只时钟也是一个物体,或者说是一个体系,它有一个附加的性质:它所计数的一连串事件是由可视为完全相等的元素构成的。

我们的概念与概念体系之所以能得到承认,其唯一理由在于它们代表的是

- [2] 我们经验的复合。除此之外，它们并无其他的理性依据。我坚信，哲学家曾对科学思想的进步起过有害的影响，他们把某些基本概念从经验论的领域（在那里它们是受人们驾驭的）取出来，提升到先验论的难以捉摸的高处。因为即使观念世界看起来并不能借助逻辑的方法从我们的经验中演绎出来，但就一定的意义而言，它还是人类心智的产物，没有人类的心智便无科学可言，不过，这个观念世界很难独立于我们经验的性质之外，正如衣服依赖于人体的形状一样。这对于我们的时间和空间概念尤其正确。迫于事实，物理学家只好让时间与空间概念从先验论的奥林帕斯山降落到人间的土地上来，以便整理这些概念使之适合实际情况。

- 现在，我们来讨论对于空间的概念和判断。在这里，密切注意经验和我们的概念之间的关系仍然是非常重要的。在我看来，Poincaré 在其著作《科学与假设》(La Science et l'Hypothèse)的叙述中，已经清楚地认识到这一道理。在我们所能感觉到的所有刚体变化中间，那些可以被我们身体的主动运动抵消的变化是以简单性为其标志的；Poincaré 称之为位置变化。通过简单的位置变化，能使两个物体相接触。在几何学中有基本意义的全等定理，就与支配这种位置变化的定律有关。下面的讨论对于空间概念来说是很重要的。将物体 B, C, \dots 附加到物体 A 上去可以形成新的物体，我们说我们延伸了物体 A 。我们可以这样延伸物体 A ，使其与任意其他物体 X 相接触。物体 A 的所有延伸的集合，我们可以定义为“物体 A 的空间”。于是，一切物体都在“(随意选定的)物体 A 的空间”里的说法是正确的。在这种意义上，我们不能抽象地谈论空间，而只能谈论“属于物体 A 的空间”。在日常生活中，当我们要判定物体的相对位置时，地球表面扮演了一个如此重要的角色，它导致了一个抽象的空间概念，而这当然是无法论证的。为了使我们自己免于这个致命错误，我们将只提到“参考物体”或“参考空间”。我们将会看到，只是由于广义相对论才使得这些概念的精确化成为必要。

502

我不打算详细讨论参考空间的某些性质，正是这些性质导致认为点是空间的基本元素，并将空间设想为一个连续统。我也不打算进一步分析一些表明连续点列或线的概念为合理的空间性质。如果假定了这些概念及它们同大量坚实经验之间的关系，就不难说出我们所指的空间三维性是什么：每一个点都可以用这样一种方式与 3 个数 x_1, x_2, x_3 (坐标) 相联系，即这种相互联系是唯一的，而且当这个点描绘一个连续的点列(一条线)时，它们就作连续变化。

在相对论前的物理学里，假设理想刚体位形的定律是符合于 Euclid 几何学的。它的意义可以表述如下：标记在刚体上的两点构成一个间隔。可以采取多种方式使得这个间隔与我们的参考系相对静止。如果现在能用坐标 x_1, x_2, x_3

Euclid
几何学

表示这个空间里的点,使得该间隔两端的坐标差 $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$ 对于该间隔所取的每个方向都有相同的平方和:

$$s^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 \quad (1)$$

则称这样的参考空间为 Euclid 空间,这样的坐标为 Cartesian 坐标^①。对于一个无限小间隔,我们事实上取这个假设的极限情况就可以了。还有一些不那么特殊的假设包含在这个假设里,鉴于这些假设具有根本的意义,我们也必须加以重视。首先,假设我们可以任意移动理想刚体。其次,假设理想刚体对于取向所表现的行为与物体的材料及其位置的改变无关,换言之,只要能使两个间隔重合一次,则随时随地都能使它们重合。上述两个假设对于几何学(特别是物理测量)都至关重要,它们都是自然而然地由经验得来的;在广义相对论里,必须假定这两个假设只有对于那些与天文尺度相比无限小的物体与参考空间才是有效的。

我们将量 s 称为间隔的长度。为了能唯一确定这个量,需要任意确定一个具体的间隔长度;例如,令它等于 1(单位长度);那么所有其他间隔长度就可以确定了。如果我们使 x_ν 线性地依赖于参量 λ ,即

$$x_\nu = a_\nu + \lambda b_\nu,$$

那么我们就得到了一条线,该线具有 Euclid 几何中直线应该具有的一切性质。特别地,这明显意味着把间隔 s 沿着一条直线放置 n 次,就能获得长度为 $n \cdot s$ 的间隔。所以,长度所指的就是用单位量杆沿直线测量的结果。下面将会看到,和直线一样,长度与坐标无关。

现在,我们已有了这样一条思路,它在狭义相对论与广义相对论中处于类似的地位。我们会问:除了已经使用过的 Cartesian 坐标外,还有与之等价的其他坐标吗?间隔具有与坐标选择无关的物理意义;由此,在参考空间中的任一点取相等的间隔,所有的间隔端点的轨迹为一球面,可知这个球面也同样具备与坐标选择无关的物理意义。如果 x_ν 和 x'_ν (ν 从 1 到 3) 都是参考空间的 Cartesian 坐标,则球面在两个坐标系中将表示为方程

$$\sum \Delta x_\nu^2 = \text{常数} \quad (2)$$

$$\sum \Delta x'_\nu{}^2 = \text{常数} \quad (2a)$$

必须怎样用 x_ν 表示 x'_ν 才能使(2)和(2a)式彼此等价呢?如果认为 x'_ν 可以表示为 x_ν 的函数,那么根据 Taylor 定理,对于很小的 Δx_ν ,可以写出

$$\Delta x'_\nu = \sum_a \frac{\partial x'_\nu}{\partial x_a} \Delta x_a + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \frac{\partial^2 x'_\nu}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \Delta x_\alpha \Delta x_\beta \cdots$$

^① 这个关系必须对于任意选择的原点和间隔方向(比值 $\Delta x_1 : \Delta x_2 : \Delta x_3$)都能成立。

如果将(2a)式代入上式并与(1)式比较,便会看出 x'_ν 必须是 x_ν 的线性函数。因此,如果令

$$x'_\nu = a_\nu + \sum_{\alpha} b_{\nu\alpha} x_{\alpha} \quad (3)$$

或

$$\Delta x'_\nu = \sum_{\alpha} b_{\nu\alpha} \Delta x_{\alpha} \quad (3a)$$

[10] 那么(2)式与(2a)式的等价性就可以表述为如下形式

$$\sum \Delta x'^2_{\nu} = \lambda^2 \sum \Delta x^2_{\nu} (\lambda \text{ 与 } \Delta x_{\nu} \text{ 无关}) \quad (2b)$$

所以, λ 必须是一个常数。如果取 $\lambda=1$, 则由(2b)、(3a)两式可导出条件

$$\sum_{\nu} b_{\nu\alpha} b_{\nu\beta} = \delta_{\alpha\beta} \quad (4) \quad 504$$

[11] 其中按照 $\alpha=\beta$ 或 $\alpha \neq \beta$, 有 $\delta_{\alpha\beta}=1$ 或 $\delta_{\alpha\beta}=0$ 。条件(4)称为正交条件, 而变换(3)和(4)称为线性正交变换。如果要求 $s^2 = \sum \Delta x^2_{\nu}$ 在所有坐标系里都等于长度的平方, 并且总以同一单位标尺去量度, 则 λ 必须等于 1。所以, 线性正交变换是我们能用来从参考空间中的一个 Cartesian 坐标变换到另一个的唯一变换方式。我们看到, 在运用这种变换时, 直线方程仍化为直线方程。将(3a)式两边同时乘以 $b_{\nu\beta}$ 并对所有的 ν 求和, 便可以反过来导出

$$\sum b_{\nu\beta} \Delta x'_{\nu} = \sum_{\alpha} b_{\nu\alpha} b_{\nu\beta} \Delta x_{\alpha} = \sum_{\alpha} \delta_{\alpha\beta} \Delta x_{\alpha} = \Delta x_{\beta} \quad (5)$$

系数 b 同样也决定了 Δx_{ν} 的迭代换。在几何上, $b_{\nu\alpha}$ 是 x'_{ν} 轴与 x_{α} 轴间夹角的余弦。

[12]

综上所述, 我们可以认为在 Euclid 几何学中(对于一个给定的参考空间)存在一种优越坐标系, 即 Cartesian 坐标系, 它们之间可以通过线性正交变换来彼此变换。参考空间中两点用量杆测得的距离 s , 在这种坐标系中就可用特别简单的形式表达。整个几何学都可以建立在这个距离概念的基础上。在当前的论述中, 几何学是与实物(刚体)相联系的, 它的定理就是对这些实物的行为所作的陈

[13]

述, 而这些陈述又可以被证明符合实际还是不符合实际。

通常人们习惯于离开那些概念与经验之间的任何联系来研究几何学。把那些纯逻辑的并且与在原则上不完备的经验论无关的东西分离出来是有益的。这样能使纯数学家满意。如果能从公理中正确地(即无逻辑错误地)推导出定理来, 他就心满意足了。至于 Euclid 几何学究竟是否符合实际之类的问题, 他是并不关心的。但是, 对于我们的目的来说, 必须将几何学的基本概念与自然对象联系起来; 没有这样的联系, 几何学对于物理学家毫无用处可言。物理学家关心的是几何学定理究竟是否符合实际之类的问题。从这个观点上说, Euclid 几何

505 学肯定了某些东西,这些东西不仅仅是根据定义并通过逻辑推导而得出的结论。我们将会在下边的简单考察中看到这一点。 [14]

在空间中的 n 个点之间,有 $\frac{n(n-1)}{2}$ 个距离 $s_{\mu\nu}$,它们与 $3n$ 个坐标之间有下述关系:

$$s_{\mu\nu}^2 = (x_{1(\mu)} - x_{1(\nu)})^2 + (x_{2(\mu)} - x_{2(\nu)})^2 + \dots$$

可以从这 $\frac{n(n-1)}{2}$ 方程中消去 $3n$ 个坐标,由这样的消去法,至少会得到 $\frac{n(n-2)}{2} - 3n$ 个有关 $s_{\mu\nu}$ 的方程^①。因为 $s_{\mu\nu}$ 是可测量的量,而根据定义,它们之间是彼此无关的,所以 $s_{\mu\nu}$ 之间的上述关系并不必是先验的。 [15]

从前面的讨论中,容易看出变换(3)式、(4)式决定了从一个 Cartesian 坐标系到另一个的变换关系,因此它们在 Euclid 几何学里具有根本的意义。在 Cartesian 坐标系中,两点间的可测量距离 s 是用方程 [16]

$$s^2 = \sum \Delta x_i^2$$

表示的,这个性质表示着 Cartesian 坐标系的特征。

如果 $K(x_i)$ 和 $K'(x'_i)$ 是两个 Cartesian 坐标系,则有

$$\sum \Delta x_i^2 = \sum \Delta x'_i{}^2.$$

考虑到线性正交变换方程,上式的左边恒等于右边,而右边和左边的区别仅在于 x 换成了 x' 。这可表述为 $\sum \Delta x_i^2$ 在线性正交变换下是不变量。在 Euclid 几何学中,显然所有这样的量,而且也只有这样的量才具有客观意义。因为这样的量与 Cartesian 坐标系的选择无关,并且能够用线性正交变换下的不变量来表示。这就是不变量理论,它涉及那些支配着不变量形式的定律,对于解析几何学十分重要的理由。 [17]

作为几何不变量的第二个例子,来看看体积。它可以表述成

$$V = \iiint dx_1 dx_2 dx_3.$$

按照 Jacobi 定理,可以写出

$$\iiint dx'_1 dx'_2 dx'_3 = \iiint \frac{\partial(x'_1, x'_2, x'_3)}{\partial(x_1, x_2, x_3)} dx_1 dx_2 dx_3,$$

506 其中最后那个积分中的被积函数是 x'_i 对 x_i 的函数行列式,而由(3)式,这就等于代换系数 $b_{\nu\alpha}$ 的行列式 $|b_{\nu\alpha}|$ 。如果由(4)式组成 $\delta_{\mu\alpha}$ 的行列式,则根据行列式的乘

^① 事实上有 $\frac{n(n-2)}{2} - 3n + 6$ 个方程。

法定理,有

$$1 = |\delta_{\alpha\beta}| = \left| \sum_{\nu} b_{\nu\alpha} b_{\nu\beta} \right| = |b_{\mu\nu}|^2; |b_{\mu\nu}| = \pm 1 \quad (6)$$

如果我们只限于具有行列式+1的变换^①(只有这类变换是由坐标系的连续变换而来的),则 V 是不变量。

然而,不变量并不是可以用来表示与 Cartesian 坐标系选择无关的唯一形式。矢量和张量就是其他的表示形式。现在我们来描述这样的情况,具有当前坐标 x_ν 的点位于一条直线上。于是有

$$x_\nu - A_\nu = \lambda B_\nu (\nu=1-3)$$

不失普遍性,可令

$$\sum B_\nu^2 = 1$$

如果将上述方程两边同乘以 $b_{\beta\nu}$ [比较(3a)式与(5)式] 并对所有的 ν 求和,我们得

$$x'_\beta - A'_\beta = \lambda B'_\beta$$

其中我们已令

$$B'_\beta = \sum_{\nu} b_{\beta\nu} B_\nu; A'_\beta = \sum_{\nu} b_{\beta\nu} A_\nu.$$

这些就是在第二个 Cartesian 坐标系 K' 中的直线方程。它们和原 Cartesian 坐标系中的直线方程有相同的形式。因此,直线显然有一种与坐标系无关的性质。就形式而论,这依赖于下述事实: $(x_\nu - A_\nu) = \lambda B_\nu$ 这些量像间隔的分量 Δx_ν 那样变换。对所有 Cartesian 坐标系定义,并像间隔分量那样变换的 3 个量的集合,称为矢量。由于变换方程是齐次的,如果矢量的 3 个分量在某个 Cartesian 坐标系中为零,那么它在所有坐标系中的分量都将为零。于是我们在不借助几何表示法的情况下就获得了矢量概念的意义。直线方程的这种表示可以这样表示:直线方程对于线性正交变换是协变的。

现在,我们要简短地证明存在一些导致张量概念的几何对象。设 P_0 为二次曲面的中心, P 为曲面上任一点, ξ_ν 为间隔 P_0P 在坐标轴上的投影。于是曲面方程为

$$\sum_{\mu\nu} a_{\mu\nu} \xi_\mu \xi_\nu = 1,$$

在这里以及类似的情况下,我们将略去求和号,并且约定是对出现两次的指标进行的。于是我们将曲面方程写为

^① 因此存在两种 Cartesian 坐标系,称为“左手”系和“右手”系。所有的物理学家和工程师都熟悉两者之间的差别。有趣的是,不能在几何学上规定这两种坐标系,而只能做两者之间的对比。

$$a_{\mu\nu}\xi_\mu\xi_\nu = 1$$

对于所选择的 Cartesian 坐标系,当中心位置给定时,量 $a_{\mu\nu}$ 就可以完全确定曲面。由已知的 ξ 在线性正交变换下的变换律(3a)式,我们容易导出 $a_{\mu\nu}$ 的变换律^① [18]

$$a'_{\sigma\tau} = b_{\sigma\mu}b_{\tau\nu}a_{\mu\nu}.$$

这个变换对于 $a_{\mu\nu}$ 是齐次的,而且是一次的。由于有这些变换性质,这些 $a_{\mu\nu}$ 被称为 2 秩张量的分量(因为有两个指标,所以称为 2 秩的)。如果张量的所有分量 $a_{\mu\nu}$ 在任一 Cartesian 坐标系中为零,则在所有其他 Cartesian 坐标系中也均为零。二次曲面的形状和位置是以(a)这个张量来描述的。

高秩(具有更多指标的)张量也可以在解析上定义。我们可以将矢量看做 1 秩张量,不变量(标量)当作 0 秩张量,这样做是有好处的。就此而论,不变量理论的问题可以这样提出:遵循怎样的规律可从给定的张量组成新张量?为了以后能够应用,我们现在就来考虑这些规律。我们首先只处理在同一个参考空间里,当一个 Cartesian 坐标系通过线性正交变换变换到另一个 Cartesian 坐标系时张量的性质。这些规律完全与维数无关,因此我们先不确定维数 n 。

508

定义。在 n 维参考空间的每个 Cartesian 坐标系中,某个量是由 n^α 个数 $A_{\mu\nu\rho\dots}$ (α =指标的个数)规定的,如果变换律为

$$A'_{\mu'\nu'\rho'\dots} = b_{\mu'\mu}b_{\nu'\nu}b_{\rho'\rho}\dots A_{\mu\nu\rho\dots} \quad (7)$$

则这些数就是 α 秩张量的分量。

附注。只要(B)、(C)、(D)⋯是矢量,则由这个定义可知 [19]

$$A_{\mu\nu\rho\dots}B_\mu C_\nu D_\rho\dots \quad (8)$$

是不变量。反之,如果已知对于任选的矢量(B)、(C)等,(8)式总能导出不变量,则可推断(A)的张量属性。

加法和减法。将同秩张量的对应分量相加或相减,便得到等秩张量:

$$A_{\mu\nu\rho\dots} \pm B_{\mu\nu\rho\dots} = C_{\mu\nu\rho\dots} \quad (9)$$

这可由上述张量的定义直接证明。

乘法。由一个 α 秩张量和一个 β 秩张量,将第一个张量的所有分量乘以第二个张量的所有分量,就能得到一个 $\alpha+\beta$ 秩张量:

$$T_{\mu\nu\rho\dots\alpha\beta\gamma\dots} = A_{\mu\nu\rho\dots}B_{\alpha\beta\gamma\dots} \quad (10)$$

缩并。通过令 α 秩张量的两个指标相等,然后对这个指标求和,就可以得到 $\alpha-2$ 秩张量:

^① 利用(5)式,方程 $a'_{\sigma\tau}\xi'_\sigma\xi'_\tau=1$ 可以改写成 $a'_{\sigma\tau}b_{\sigma\mu}b_{\tau\nu}\xi_\mu\xi_\nu=1$,这样就直接有上述结果。

$$T_{\rho\dots} = A_{\mu\mu\rho\dots} (= \sum_{\mu} A_{\mu\mu\rho\dots}) \quad (11)$$

其证明如下：

$$A'_{\mu\mu\rho} = b_{\mu\alpha} b_{\mu\beta} b_{\rho\gamma\dots} A_{\alpha\beta\gamma\dots} = \delta_{\alpha\beta} b_{\rho\gamma\dots} A_{\alpha\beta\gamma\dots} = b_{\rho\gamma\dots} A_{\alpha\alpha\gamma\dots}$$

除了这些初等运算规则以外，还有用微分来构造张量的方法（“扩充”）：

[20]

$$T_{\mu\nu\rho\dots\alpha} = \frac{\partial A_{\mu\nu\rho\dots}}{\partial x_{\alpha}} \quad (12)$$

利用这些运算规则，可以由已知张量得到线性正交变换下的新张量。

张量的对称性质。如果张量的分量在互换指标 μ 和 ν 后彼此相等或相等而反号，则称该张量关于指标 μ 和 ν 是对称的或斜称的。

对称的条件： $A_{\mu\nu\rho} = A_{\nu\mu\rho}$

斜称的条件： $A_{\mu\nu\rho} = -A_{\nu\mu\rho}$

509

定理。对称性和斜称性的存在与坐标的选择无关，其重要性正寓于此。证明可以由定义张量的方程得到。

特殊张量。

I. 量 $\delta_{\rho\sigma}$ (4) 是张量的分量（基本张量）。

证明 如果在变换式 $A'_{\mu\nu} = b_{\mu\alpha} b_{\nu\beta} A_{\alpha\beta}$ 右边，用 $\delta_{\alpha\beta}$ （它在 $\alpha = \beta$ 时为 1，在 $\alpha \neq \beta$ 时为 0）代替 $A_{\alpha\beta}$ ，我们得到

$$A'_{\mu\nu} = b_{\mu\alpha} b_{\nu\alpha} = \delta_{\mu\nu}$$

如果将(4)式用于逆变换(5)式中，那么上式中最后一个等号的证明是显然的。

II. 存在一个张量 ($\delta_{\mu\nu\rho\dots}$)，它对于所有的指标对都是斜称的，它的秩等于维数 n 。当 $\mu\nu\rho\dots$ 是 123... 的偶置换时，其分量取值 +1；当为奇置换时，分量取值为 -1。

其证明可以借助前面所证明的定理 $|b_{\rho\sigma}| = 1$ 来进行。

这几个简单的定理，构成了从不变量理论建立相对论前物理学和狭义相对论的方程的工具。

[21]

我们已经看到，在相对论前物理学中，为了确定空间关系，需要参考物体或参考空间。除此之外，还需要 Cartesian 坐标系。把 Cartesian 坐标系想象成由单位长度的量杆所构成的立方体框架，这两个概念就可以合二为一。在此框架上，所有格点的坐标都是整数。由基本关系式

$$s^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 \quad (13)$$

可知，这样一个空间格子的每条边长都为单位长度。为了确定时间关系，我们还需要在（比方说）Cartesian 坐标系或参考框架的原点处再放置一个标准时钟。

510

如果某处发生一个事件,只要在事件发生的同时,我们确定了原点处的时钟记录下的时间,我们就可以赋予这个事件三个空间坐标 x_ν 和一个时间坐标 t 。这样,处于不同位置的事件的同时性就被(假设地)赋予了客观意义,而先前我们只考虑了个体的两种经验的同时性。这样确定的时间无论如何与我们参考空间中坐标系的位置无关,所以在变换(3)下,它是不变量。

矢量和张量的例子

假定表述相对论前物理学定律的方程组如同 Euclid 几何学中的关系一样, [22] 都是在变换(3)下协变的。空间的各相同性和均匀性就是以这种方式表述的。^① 现在我们就以这种观点来考察一些更为重要的物理学方程。

质点的运动方程是

$$m \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} = X_\nu \quad (14)$$

(dx_ν) 是矢量, dt 因而 $1/dt$ 都是不变量,所以 (dx_ν/dt) 是矢量;按同样方式可以证明 $(\frac{d^2 x_\nu}{dt^2})$ 也是矢量。总之,对时间微分的运算不改变张量的属性。因 m 是不变量(0 秩张量),故 $(m \frac{d^2 x_\nu}{dt^2})$ 是矢量或称 1 秩张量(根据张量的乘法定理)。如果力 (X_ν) 有矢量特性,则差 $(m \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} - X_\nu)$ 亦然。因此,这些运动方程在参考空间的任何其他 Cartesian 坐标系中也成立。当力为保守力时,我们可以容易看出 X_ν 的矢量属性。因为存在只依赖于粒子间相互距离的势能 Φ ,而且它是不变量。所以,力 $X_\nu = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_\nu}$ 的矢量特性就是我们前面关于 0 秩张量导数的普遍定理的必然结果。 [23]

511

用速度(1 秩张量)乘以上式,我们得到张量方程

$$\left(m \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} - X_\nu\right) \frac{dx_\mu}{dt} = 0.$$

乘以标量 dt , 并且缩并,我们得到动能方程

$$d\left(\frac{mq^2}{2}\right) = X_\nu dx_\nu.$$

如果 ξ_ν 代表质点与空间中固定点的坐标之差,那么 ξ_ν 具有矢量特性。显然

^① 甚至在空间中有某个优先方向时,物理学定律仍然可以按照在变换(3)下协变的这种方式来表述;但是在这种情况下,这种表述方式就不合适了。因为如果有一个优先方向的话,那么根据这个方向,按照一定的方式来选择坐标系的方向,就可以使自然规律的描述得以简化。但是,另一方面,如果在空间中没有一个唯一的方向,那么在表述自然规律时,如果掩盖了不同取向坐标系之间的等价性,就不合逻辑了。在狭义和广义相对论中,我们将再次遇到这种观点。

[24] 我们有 $\frac{d^2 x_\nu}{dt^2} = \frac{d^2 \xi_\nu}{dt^2}$, 所以质点的运动方程可以写为

$$m \frac{d^2 \xi_\nu}{dt^2} - X_\nu = 0.$$

再用 ξ_μ 乘上这个方程, 我们得到张量方程

$$\left(m \frac{d^2 \xi_\nu}{dt^2} - X_\nu \right) \xi_\mu = 0.$$

缩并左边的张量, 并对时间取平均, 我们得到位力定理, 这里将不对它进行深入的讨论。交换指标然后相减, 再经过一个简单的变换, 我们得到矩定理

$$\frac{d}{dt} \left[m \left(\xi_\mu \frac{d\xi_\nu}{dt} - \xi_\nu \frac{d\xi_\mu}{dt} \right) \right] = \xi_\mu X_\nu - \xi_\nu X_\mu. \quad (15)$$

显然, 按照这种方式我们可以看出, 矢量的矩不是矢量, 而是张量。由于它们的斜称性, 这个体系里只有 3 个独立的方程, 而不是 9 个。能否用矢量代替 3 维空间里的 2 秩斜称张量, 取决于能否按下述方式构成矢量:

$$A_\mu = \frac{1}{2} A_{\sigma\tau} \delta_{\sigma\tau\mu}.$$

如果我们用前面引入的特殊斜称张量 δ 去乘 2 秩斜称张量, 然后再缩并两次, 就可以得到矢量, 其分量与张量的分量数值相等。这些就是所谓的轴矢量, 它们从右手系变到左手系时的变换性质与 Δx_ν 不同。把 2 秩斜称张量看做 3 维空间中的矢量, 可以增加它的形象性, 但是这样做不像把它考虑为张量时那样很好地表现出相应量的一些确切性质。

512

接下来, 我们考虑连续介质的运动方程。设 ρ 是密度, u_ν 是速度分量 (它们是坐标和时间的函数), X_ν 是单位质量的体积力, $p_{\nu\sigma}$ 是在与 σ 轴垂直的平面上沿着 x_ν 增加的方向上的应力。根据 Newton 定律, 运动面积的方程为:

$$\rho \frac{du_\nu}{dt} = - \frac{\partial p_{\nu\sigma}}{\partial x_\sigma} + \rho X_\nu,$$

其中 du_ν/dt 为在 t 时刻位于坐标 x_ν 处的粒子的加速度。如果我们用偏微分系数来表示这个加速度, 则在除以 ρ 后我们得到

$$\frac{\partial u_\nu}{\partial t} + \frac{\partial u_\nu}{\partial x_\sigma} u_\sigma = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{\nu\sigma}}{\partial x_\sigma} + X_\nu. \quad (16)$$

我们必须证明, 这个方程的有效性与 Cartesian 坐标系的具体选择无关。 (u_ν) 是矢量, 故 $\frac{\partial u_\nu}{\partial t}$ 也是矢量。 $\frac{\partial u_\nu}{\partial x_\sigma}$ 是 2 秩张量, 故 $\frac{\partial u_\nu}{\partial x_\sigma} u_\sigma$ 是 3 秩张量。上式中左边的第二项来自对指标 σ 和 τ 的缩并。很显然, 右边的第二项也具有矢量特性。为了保证右边的第一项也是矢量, $p_{\nu\sigma}$ 必须是张量。通过对它进行微分并且缩

并,就得到 $\frac{\partial p_{\nu\sigma}}{\partial x_\sigma}$,故它是矢量。用标量的倒数 $\frac{1}{\rho}$ 乘以它之后,它仍然是矢量。 $p_{\nu\sigma}$ 是张量,因而按照方程

$$p'_{\mu\nu} = b_{\mu\alpha} b_{\nu\beta} p_{\alpha\beta}$$

进行变换,这在力学中是通过在一个无限小的四面体上对方程进行积分来证明的。同样,如果把矩定理应用于无限小的平行六面体,也可以证明 $p_{\nu\sigma} = p_{\sigma\nu}$,从而可知应力张量是对称张量。通过前面的讨论,并利用前面所给出的规则可以证明,上述方程在空间坐标的正交变换(转动变换)下是协变的;同时,为使方程协变,方程中各个量所应遵循的变换规则也就明显了。

有了前面的讨论,连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_\nu)}{\partial x_\nu} = 0 \quad (17)$$

的协变性也就无须再特别讨论了。

我们还将检验那些表述应力分量与物质属性之间关系的方程的协变性,并利用协变性条件,对可压缩黏性流体建立起这些方程。如果我们忽略流体的黏性,那么压强 p 将是标量,它只依赖于流体的温度和密度。于是对于应力张量的贡献显然是

$$p\delta_{\mu\nu}$$

其中 $\delta_{\mu\nu}$ 是特殊对称张量。对于黏性流体,也存在这一项。但这时还存在一些依赖于 u_ν 的空间导数的压强项。我们将假定这种依赖关系是线性的。鉴于这些项必须是对称张量,所以唯一可能出现的形式就是

$$\alpha \left(\frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial u_\nu}{\partial x_\mu} \right) + \beta \delta_{\mu\nu} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\alpha}$$

(因为 $\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\alpha}$ 是标量)。出于物理学理由(没有滑动),对于所有方向的对称膨胀,即当

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3}; \frac{\partial u_1}{\partial x_2}, \dots = 0,$$

假定不存在摩擦力,由此可得 $\beta = -\frac{2}{3}\alpha$ 。如果只有 $\frac{\partial u_1}{\partial x_3}$ 不为零,令 $p_{31} = -\eta \frac{\partial u_1}{\partial x_3}$,这样 α 也就确定了。于是,我们得到了完整的应力张量

$$p_{\mu\nu} = p\delta_{\mu\nu} - \eta \left[\left(\frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial u_\nu}{\partial x_\mu} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \delta_{\mu\nu} \right]. \quad (18)$$

在这个例子中,我们可以很明显地看到产生于空间的各向同性(所有方向都等价)的不变量理论的启发性价值。

最后,我们考察作为 Lorentz 电子论基础的 Maxwell 方程组的形式。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} - \frac{\partial h_2}{\partial x_3} &= \frac{1}{c} \frac{\partial e_1}{\partial t} + \frac{1}{c} i_1 \\ \frac{\partial h_1}{\partial x_3} - \frac{\partial h_3}{\partial x_1} &= \frac{1}{c} \frac{\partial e_2}{\partial t} + \frac{1}{c} i_2 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial e_1}{\partial x_1} + \frac{\partial e_2}{\partial x_2} + \frac{\partial e_3}{\partial x_3} &= \rho \end{aligned} \right\} (19)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial e_3}{\partial x_2} - \frac{\partial e_2}{\partial x_3} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial h_1}{\partial t} \\ \frac{\partial e_1}{\partial x_3} - \frac{\partial e_3}{\partial x_1} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial h_2}{\partial t} \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial h_1}{\partial x_1} + \frac{\partial h_2}{\partial x_2} + \frac{\partial h_3}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned} \right\} (20)$$

由于电流密度定义为电荷密度乘以电荷的矢量速度,所以 i 是矢量。由前三个方程,很显然 e 也是矢量。因而 h 不能看做矢量^①。不过,如果把 h 看做是 2 秩斜称张量,就很容易诠释上面这些方程了。于是,我们用 h_{23}, h_{31}, h_{12} 分别代替 h_1, h_2, h_3 。注意到 $h_{\mu\nu}$ 的斜称性,我们可以把方程组(19)和(20)中前三个方程写为如下形式

$$\frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \frac{1}{c} \frac{\partial e_\mu}{\partial t} + \frac{1}{c} i_\mu \quad (19a)$$

$$\frac{\partial e_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial e_\nu}{\partial x_\mu} = +\frac{1}{c} \frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial t} \quad (20a)$$

与 e 相比, h 呈现为与角速度具有相同对称性的量,因此散度方程具有如下形式:

$$\frac{\partial e_\nu}{\partial x_\nu} = \rho \quad (19b)$$

$$\frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial h_{\nu\rho}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial h_{\rho\mu}}{\partial x_\nu} = 0 \quad (20b)$$

后一个方程是 3 秩斜称张量方程(如果注意到 $h_{\mu\nu}$ 具有斜称性,就很容易证明方程左边对于每一对指标都是斜称的)。这种记法比通常的记法更为自然,因而与通常的记法相比,它既可用于左手 Cartesian 坐标系,又可用于右手 Cartesian 坐标系,而且无须改变符号。

^① 这些讨论将使读者熟悉张量运算的过程,避开了在处理四维问题时出现的特殊困难。这样,当我们在狭义相对论(场的 Minkowski 诠释)中再讨论 Maxwell 方程组时,就不会遇到太多麻烦了。

515

狭义相对论

[25]

方向的
相对性
和运动
的相对
性

前面关于刚体位形的考察,是建立在空间中所有的方向(或者 Cartesian 坐标系的所有位形)在物理上都是等效的这一基础之上的,而不涉及那些有关 Euclid 几何有效性的假设。我们也可以把它表述成“关于方向的相对性原理”,而且我们已看到如何借助张量运算来寻求符合这一原理的方程(自然定律)。现在,我们要问的是,是否存在对于参考空间运动状态的相对性;换句话说,是否存在物理上等效并且彼此相对运动的参考空间。从力学的观点来看,等效的参考空间看来是确实存在的。因为在地球上进行的实验,并不会告诉我们,我们正以大约 30 km/s 的速度围绕太阳公转。另一方面,这种物理等效性看来并非对于任意运动的参考空间都成立;因为颠簸列车上的力学效应看来并不遵循同样的定律。当写出相对于地球运动的方程时,还必须考虑到地球的转动。因而似乎存在着一种 Cartesian 坐标系,即所谓惯性系,这种坐标系的力学定律(或更普遍地说是物理学定律)表述为最简单的形式。显然,我们可以推断下述命题是正确的:如果 K 是惯性系,那么任何一个相对于 K 做均匀无转动运动的参考系 K' 也是惯性系;自然定律对所有的惯性系都是一致的。我们将把这个陈述称为“狭义相对性原理”。同处理方向的相对性一样,我们将从这一“平移的相对性”原理中得出一些结论。

[26]

[27]

狭义相
对性原
理

516

为了达到这个目的,我们必须首先解决下面的问题。如果相对于惯性系 K ,一个事件的 Cartesian 坐标 x_i 和时间 t 都已经给定,那么我们怎样计算同一事件相对于惯性系 K' (它相对于 K 做匀速平移)的坐标 x'_i 和时间 t' 呢? 在相对论前的物理学中,这个问题是通过无意识地作了两个假设而解决的。

1. 时间是绝对的;一个事件相对于 K' 的时间 t' 与它相对于 K 的时间 t 是相同的。如果瞬时信号可以传到远处,并且我们知道时钟的运动状态不会影响它的快慢,那么这个假设从物理上讲就是正确的。因为这样就可以把一些彼此相同并且校准过的时钟分别放置在 K 系和 K' 系中,而且分别相对于它们静止,时钟的读数则与系统的运动状态无关。此时,一个事件的时间就由与它最邻近的时钟给出。

2. 长度是绝对的;如果相对于 K 静止的间隔具有长度 s ,那么在相对于 K 运动的 K' 系中,它具有相同的长度 s 。

如果 K 系和 K' 系的坐标轴彼此平行,那么在前面两个假设的基础上,经过简单的计算就可以得到如下的变换方程

$$x'_i = x_i - a_i - b_i t \quad (21)$$

$$t' = t - b.$$

这个变换称为 Galileo 变换。对时间求两次导数,我们得到

$$\frac{d^2 x'_v}{dt'^2} = \frac{d^2 x_v}{dt^2}.$$

进而,对于两个同时的事件,有

$$x_v^{(1)} - x_v^{(2)} = x_v^{(1)} - x_v^{(2)},$$

把它平方然后相加,便得到了两点间距离的不变性。由此很容易证明,Newton 的运动方程在 Galileo 变换(21)式下是协变的。因此,如果有了上面两个关于尺度和时钟的假设,那么经典力学符合狭义相对性原理。

但是,当应用到电磁现象时,这种在 Galileo 变换下建立平移相对性的企图却遭到了失败。Maxwell-Lorentz 电磁方程在 Galileo 变换下不是协变的。特别是,从(21)式我们注意到,如果一束光线在 K 系中的速度是 c ,那么它在 K' 系中就会有不同的速度,依赖于 K' 系的运动方向。所以,根据参考空间 K 的物理性质,我们可以把它与那些相对它(静止以太)运动的参考空间区分开来。但是,所有的实验都表明,相对于作为参考系的地球,电磁现象和光学现象并没有受到地球平动速度的影响。这些实验中最为著名的就是 Michelson 和 Morley 所做的那些实验(我假定大家已经了解它们了)。由此可见,对于电磁现象而言,狭义相对性原理的正确性也是毋庸置疑的。

517

[28]

另一方面,Maxwell-Lorentz 方程对于运动物体中光学问题的处理,也证明了它的正确性。没有其他的理论可以令人满意地解释光行差、运动物体中光的传播(Fizeau)以及在双星中观测到的现象(De Sitter)。Maxwell-Lorentz 方程的一个推论是:我们必须认为至少是对于一个确定的惯性系 K ,光在真空中以速度 c 传播这一假设是已被证实的。根据狭义相对性原理,我们还必须假定这一原理对于其他任意一个惯性系都成立。

[29]

光速不变原理

在从这两条原理得出任何结论之前,我们必须首先回顾一下“时间”和“速度”这两个概念的物理意义。由前面的讨论可以知道,惯性系的坐标在物理上是通过用刚体来测量和构建而定义的。为了测量时间,我们需要假设一个时钟 U ,它位于与 K 系相对静止的某个地方。但是,当事件与时钟之间的距离不可忽略时,我们就不能用这个时钟来确定这个事件的时间了。因为我们没有一种“瞬时信号”来比较时钟的时间和事件的时间。为了完成对时间的定义,我们可以借助光在真空中传播速度恒定这一原理。我们假定在 K 系的各个点上放置了与其相对静止的相同的时钟,并且都按照下面的方式进行了校准:某个时钟 U_m 在其指向时刻 t_m 时发出的一束光,在真空中传播了 r_m 距离后到达了时钟 U_n ,这时

518 U_n 的时间可以表示成为 $t_n = t_m + r_{mn} / c$ 。① 光速不变原理意味着,这种校准时钟的方法是不会引起矛盾的。利用以这种方式校准的时钟,我们可以确定在任何一个时钟附近发生的事件的时间。需要特别指出的是,因为我们用了一系列相对于 K 静止的时钟,所以按照这种方法定义的时间只与惯性系 K 相关。根据这个定义,在相对论前的物理学中所假定的时间的绝对性(即时间与惯性系的选择无关)也就不再成立了。

由于未加论证就把时间建立在光传播定律基础之上,从而使光传播在理论中处于中心地位,狭义相对论遭到了许多批评。然而,情况实际上大致是这样的:为了赋予时间概念以物理意义,我们需要某种能够在不同地点之间建立联系的过程。至于为这样一种时间定义具体选择什么样的过程则并不重要。然而,选择那些我们已有所了解的过程显然对理论会更有益一些。由于 Maxwell 和 Lorentz 的工作,我们对光在真空中传播过程的了解,比其他任何可以想到的过程都要清楚。 [31] [32]

基于所有这些考察,空间和时间的数值不仅仅是主观构想出来的,它们还具有物理上真实的意义。这特别是对于所有含有坐标和时间的关系式[如(21)式]都成立。因此,有意义的问题是:这些方程是否正确呢?或者说,当我们从惯性系 K 变换到相对于它运动的惯性系 K' 时,所应遵循的真实变换方程是什么?接下来就会看到,这些问题可以被光速不变原理和狭义相对性原理唯一地解决。

为此,我们考虑在惯性系 K 和 K' 中,利用上面的方法从物理上定义的空间和时间。再进一步,令一束光线在 K 系中从点 P_1 经过真空传播到点 P_2 。如果 r 为所测得的两点之间的距离,那么光线的传播必须满足方程

$$r = c \cdot \Delta t$$

如果对方程两边进行平方,并且用坐标差 Δx_v 来表示 r^2 ,我们就得到替代原方程的方程

$$\sum (\Delta x_v)^2 - c^2 \Delta t^2 = 0 \quad (22)$$

这个方程所表达的是在坐标系 K 中的光速不变原理。不论发出这束光的光源如何运动,这个方程都成立。

519 光的传播也同样可以在坐标系 K' 中考察,这时,光速不变原理也必须得到满足。所以在 K' 系中,我们有方程

$$\sum (\Delta x'_v)^2 - c^2 \Delta t'^2 = 0 \quad (22a)$$

① 严格地说,首先定义同时性会更为恰当一些。它的定义大致如下:对于发生在 K 系中的 A 点和 B 点的两个事件如果从间隔 AB 的中点 M 进行观测时,它们看起来在同一时刻,那么这两个事件就是同时发生的。时间于是定义为相同时钟读数的集合,这些时钟相对于 K 系静止,并且同时显示相同的时间。 [30]

在从 K 系到 K' 系的变换下,方程(22)和(22a)必须彼此相洽。能达到这一要求的变换我们将称为“Lorentz 变换”。

在具体考察这些变换之前,我们先要对空间和时间做些一般性的评述。在相对论前的物理学中,空间和时间是分离的客体。时间的确定与参考空间的选择无关。Newton 力学对于参考空间来说,是具有相对性的,因此,像“两个在同一地点非同时发生的事件”这样的陈述就没有客观意义(即与参考空间无关)。但是,这个相对性对于理论的建立没有起任何作用。人们在谈论空间中的点和时间中的时刻,就好像它们是绝对的实在。人们没有认识到确定时空的真正元素是那些由四个数 x_1, x_2, x_3, t 所确定的事件。“某事件正在发生”这一概念总是四维连续统的概念;但是对于这一点的认识却被相对论前物理学中时间的绝对性所模糊了。当放弃了时间的绝对性,尤其是同时性的绝对性这一假设后,就会立刻认识到时空概念的四维性。某个事件发生的空间上的点和时间上的时刻都不具有物理实在性,只有事件本身才具有物理实在性。两个事件之间在空间上没有绝对(与参考空间无关)的关系,在时间上也没有绝对的关系,但是却有绝对(与参考空间无关)的时空关系,下面就会看到这点。没有任何客观合理的方法能够把四维连续统分离成三维空间连续统和一维时间连续统,因此从逻辑上说,在四维时空连续统中表述自然定律会更令人满意。相对论在方法上的巨大进步正是建立在这个基础之上的,这种进步归功于 Minkowski。从这个观点来考虑,我们必须把 x_1, x_2, x_3, t 看做是四维连续统中事件的四个坐标。我们对四维连续统中各种关系的想象,要远逊于三维 Euclid 连续统。但需要强调的是,甚至在三维 Euclid 几何中,那些概念和关系在我们头脑中也是很抽象的,它们与我们通过视觉和触觉所感知到的印象完全不同。然而,四维事件连续统的不可分离性并不表示空间与时间坐标是等价的。恰恰相反,我们必须牢记,物理上对时间坐标的定义完全不同于空间坐标的定义。当令(22)式和(22a)式相等时,就定义了 Lorentz 变换,这进一步表明了空间坐标与时间坐标所扮演的角色是不同的,因为 Δt^2 项的符号与空间项 $\Delta x_1^2, \Delta x_2^2, \Delta x_3^2$ 的符号相反。

在进一步分析定义 Lorentz 变换的条件之前,我们先要引入光时 $l=ct$ 来代替时间 t 。这样,以后导出的公式中就不会显含常量 c 。于是 Lorentz 变换按照下述方式来定义:首先,在这个变换下,方程

$$\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 - \Delta l^2 = 0 \quad (22b)$$

是协变的,也就是说,如果它在两个给定事件(发射和接收光束)所对应的惯性系里成立,那么它在任何一个惯性系里也成立。最后,根据 Minkowski 的观点,我们引入虚的时间坐标

$$x_4 = il = ict$$

[33]

520

Lorentz
变换

[34]

来代替实的时间坐标 $l=ct$ 。这样,确定光传播的方程(它在 Lorentz 变换下必须是协变的)就变为

$$\sum_{(4)} (\Delta x_\nu)^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 + \Delta x_4^2 = 0 \quad (22c)$$

如果

$$s^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 + \Delta x_4^2 \quad (23)$$

在该变换下是不变量(这是一个更宽的条件),那么前面的条件就总是可以满足^①。这一条件只有当变换是线性变换时才能被满足,即变换应当有如下形式

$$x'_\mu = a_\mu + b_{\mu\alpha} x_\alpha \quad (24)$$

其中对 α 的求和是从 $\alpha=1$ 到 $\alpha=4$ 。看一下(23)式和(24)式就会发现,如果不考虑维数与实在的关系,那么按照上面这种方式定义的 Lorentz 变换与 Euclid 几何中的平移转动变换是相同的。我们也可以推定系数 $b_{\mu\alpha}$ 必须满足条件

$$b_{\mu\alpha} b_{\nu\alpha} = \delta_{\mu\nu} = b_{\alpha\mu} b_{\alpha\nu} \quad (25)$$

521 因为 x_ν 的比值都是实数,所以除了 $a_4, b_{41}, b_{42}, b_{43}, b_{14}, b_{24}$ 和 b_{34} 是纯虚数以外,其他系数 a_μ 和 $b_{\mu\alpha}$ 都是实数。

特殊 Lorentz 变换。如果只对两个坐标进行变换,并且所有的 a_μ (它们仅仅确定了新的坐标原点)都为零,我们就得到(24)式和(25)式类型的最简单的变换。对于指标 1 和指标 2,考虑到由关系式(25)所给出的 3 个独立条件,我们得到

$$\left. \begin{aligned} x'_1 &= x_1 \cos\varphi - x_2 \sin\varphi \\ x'_2 &= x_1 \sin\varphi + x_2 \cos\varphi \\ x'_3 &= x_3, \quad x'_4 = x_4 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

这是(空间)坐标系在空间中绕 x_3 轴的一个简单转动。我们可以看出,以前所研究的空间转动变换(不含时间变换)只是作为一个特殊情况包含于 Lorentz 变换之中。对于指标 1 和指标 4,按照类似的方法,我们得到

$$\left. \begin{aligned} x'_1 &= x_1 \cos\psi - x_4 \sin\psi \\ x'_4 &= x_1 \sin\psi + x_4 \cos\psi \\ x'_2 &= x_2 \\ x'_3 &= x_3 \end{aligned} \right\} \quad (26a)$$

考虑到与实在的关系, ψ 必须是虚数。为了从物理上诠释这些方程,我们引入实光时 l 和 K' 系相对于 K 系的速度 v 来代替虚数角 ψ 。首先会有

$$x'_1 = x_1 \cos\psi - il \sin\psi$$

^① 后面将会明白,这一特殊化乃是基于这种情况的性质。

$$l' = -ix_1 \sin\psi + l \cos\psi$$

因为对于 K' 系的原点 $x_1' = 0$, 我们必须要有 $x_1 = vl$, 所以根据第一个方程我们得到

$$v = i \tan\psi \quad (27)$$

以及

$$\left. \begin{aligned} \sin\psi &= \frac{-iv}{\sqrt{1-v^2}} \\ \cos\psi &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

由此我们得到

$$\left. \begin{aligned} x_1' &= \frac{x_1 - vl}{\sqrt{1-v^2}} \\ l_1' &= \frac{l - vx_1}{\sqrt{1-v^2}} \\ x_2' &= x_2 \\ x_3' &= x_3 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

这些方程构成了著名的特殊 Lorentz 变换, 它在普遍的理论中代表四维坐标系中的转动, 这一转动所转过的角度是虚的。如果用普通时间 t 来代替光时 l , 那么在(29)式中就必须用 ct 代替 l , 用 v/c 代替 v 。 [36]

现在, 我们必须补一个漏洞。根据光速不变原理可知, 方程

$$\sum \Delta x_i^2 = 0$$

具有与惯性系选择无关这一特征; 但是由此却根本无法推断出量 $\sum \Delta x_i^2$ 的不变性。这个量在变换时, 可能带有一个因子。这是因为(29)式的右边可以乘一个与 v 有关的因子 λ 。但我们接下来要证明, 狭义相对性原理不容许这一因子不为 1。假设有一个刚性圆柱体沿着它的轴向运动。如果在静止时, 用单位长度量杆量得它的长度为 R_0 , 那么由于相对论并没有假定物体在某个参考空间中的形状与这个参考空间的运动状态无关, 所以当这个刚性圆柱体运动时, 它的半径 R 有可能与 R_0 不同。但是, 参考空间中的所有方向都必须是等价的。所以 R 只能与速度的大小 q 有关, 而与它的方向无关; 由此可见, R 必须是 q 的偶函数。如果这个圆柱体在 K' 系中是静止的, 那么它的底面方程就是

$$x'^2 + y'^2 = R_0^2 \quad [37]$$

如果我们把(29)式最后两个方程写为更一般的形式:

$$\begin{aligned} x_2' &= \lambda x_2, \\ x_3' &= \lambda x_3, \end{aligned}$$

那么在 K 系中, 圆柱体的底面满足方程

$$x^2 + y^2 = \frac{R_0^2}{\lambda^2}$$

于是因子 λ 表示了圆柱体的横向收缩, 而且根据前面的讨论, 它只能是 v 的偶函数。

如果我们引入第三个坐标系 K'' , 使它沿 K 系中负 x 轴方向相对于 K' 以速度 v 运动, 那么应用(29)式两次, 我们得到:

$$x''_1 = \lambda(v)\lambda(-v)x_1$$

...

...

$$l'' = \lambda(v)\lambda(-v)x$$

[38]

523 现在, 由于 $\lambda(v)$ 必须等于 $\lambda(-v)$, 而且由于我们假定在所有坐标系中都使用相同的量杆, 所以从 K'' 系到 K 系的变换必定是恒等变换(因为无须考虑 $\lambda = -1$ 的可能性)。在前面的整个讨论中, 我们都假定了量杆的行为与它以前的运动历史无关, 这一点至关重要。

[39]

Lorentz 运动的量杆与时钟。在确定的 K 系中时间 $l=0$ 时, 由整数 $x'_1 = n$ 所给出的变换 点在 K 系中的坐标为 $x_1 = n\sqrt{1-v^2}$; 这可由方程(29)中的第一个方程得到, 它 的运动学 表述了 Lorentz 收缩。一个位于 K 系原点 $x_1 = 0$ 并静止的时钟, 如果它的走速 结果 用 $l=n$ 刻画, 那么从 K' 系观察时, 它的走速就变成了

$$l' = \frac{n}{\sqrt{1-v^2}},$$

这可由方程组(29)中的第二个方程得到, 它表明, 时钟的走速比它在相对于坐标系 K' 静止时的走速要慢一些。上面的两个结果, 酌情做一些细节上的修改后, 对于任何参考系都成立。这就是 Lorentz 变换突破了成规的物理内涵。

速度相加定理。如果把这两个速度分别是 v_1 和 v_2 的特殊 Lorentz 变换合为一个变换, 那么根据(27)式, 代替两个分立变换的单个 Lorentz 变换的速度是

[40]

$$v_{12} = i \tan(\psi_1 + \psi_2) = i \frac{\tan\psi_1 + \tan\psi_2}{1 - \tan\psi_1 \tan\psi_2} = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2} \quad (30)$$

Lorentz 变换及其不变量理论的一般陈述。整个狭义相对论的不变量理论都是建立在不变量 s^2 [(23)式] 上的。从形式上说, s^2 在四维时空连续统中的地位与 Euclid 几何和相对论前物理学中的不变量 $\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2$ 的地位相同。但是, 后者对于所有 Lorentz 变换而言并不是不变量, 而(23)式中的 s^2 才扮演了这种不变量的角色。对于任意一个惯性系, 都可以通过测量来确定 s^2 , 而且在测量单位给定时, s^2 是与任意两个事件相对应的一个完全确定的量。

不变量 s^2 除了在维数上与 Euclid 几何中相应的不变量不同,还在以下几个方面与之不同:在 Euclid 几何中, s^2 必然为正。只有当所涉及的两个点重合时它才为零。另一方面,由

$$s^2 = \sum \Delta x_i^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 - \Delta l^2$$

并不能推出两个时空点重合。它只是一个不变量条件,该条件表明了两个时空点可以通过真空中的光信号联系。如果点 P 是 x_1, x_2, x_3, l 所张成的四维空间中的一个点(事件),那么,所有可以通过光信号与 P 联系起来的“点”都位于光锥 $s^2=0$ 上(如图 1,图中略去了 x_3 轴)。光锥的“上”半部分包含的是那些光信号可以从点 P 传到它们的“点”,光锥的“下”半部分包含的是可以由它们传到 P 的“点”。被光锥面包围着的点 P' 可以与 P 构成一个负的 s^2 ,从而根据 Minkowski 的观点, PP' 和 $P'P$ 都是类时的这些间隔代表那些可能的运动轨迹的元素,其运动速度小于光速^①。在这种情况下,通过恰当选取坐标系的运动状态,可以使 l 轴沿着 PP' 的方向。如果 P' 位于光锥之外,那么 PP' 就是类空的;此时,通过适当选取惯性系可以使 Δl 为 0。

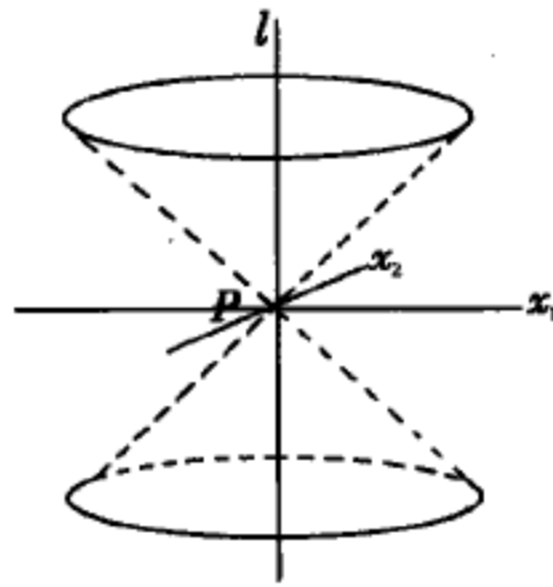


图 1

Minkowski 通过引入虚时间变量 $x_4 = il$,使物理现象的四维连续统不变量理论与三维 Euclid 空间连续统不变量理论完全相似。从而狭义相对论中的四维张量理论与 Euclid 空间中三维张量理论的不同之处仅仅在于维数以及与实在的关系。

如果一个物理实体,在 x_1, x_2, x_3, x_4 所张成的任意惯性系里,都由四个量 A_i 来规定,而且 A_i 在其与实在的关系及变换性质中都与 Δx_i 相对应,那么这个物

① 英译本将 Δl^2 误为 Δt^2 。

由于在特殊 Lorentz 变换(29)式中含有根号项 $\sqrt{1-v^2}$,所以超过光速的物质运动速度是不可能的。

理实体称为四维矢量, A_ν 是它的分量。矢量可以是类空的, 也可以是类时的。由此推广, 如果 16 个量 $A_{\mu\nu}$ 按照法则

$$A'_{\mu\nu} = b_{\mu\alpha} b_{\nu\beta} A_{\alpha\beta}$$

525 变换, 那么它们就构成 2 秩张量的分量。由此可知: $A_{\mu\nu}$ 的变换性质与两个四维矢量 (U) 和 (V) 的分量 U_μ 和 V_ν 之积相同。除了那些只含有一个指标为 4 的分量是虚数以外, 其余的分量都是实数。利用类似的方法, 可以定义 3 秩或更高秩的张量。这些张量的加、减、乘、缩并以及微分运算, 都与三维空间中张量的相应运算类似。

在我们把张量理论应用到四维时空连续统之前, 需要先着重研究一下斜称张量。一般而言, 2 秩张量有 $4 \times 4 = 16$ 个分量。对于斜称张量, 具有两个相同指标的分量为 0, 而具有不同指标的分量则两两大小相等, 符号相反。因此, 同电磁场的情况一样, 2 秩斜称张量只有 6 个独立分量。实际上可以证明, 如果我们把电磁场看做斜称张量, 那么 Maxwell 方程组就可以看做是张量方程。进一步, 3 秩斜称张量 (对于所有指标都是斜称的) 显然只有 4 个独立分量, 因为 3 个不同的指标只有 4 种组合方式。

Maxwell 方程
现在, 我们转向 Maxwell 方程组 (19a), (19b), (20a), (20b), 并且引入以下记法^①:

$$\left. \begin{array}{cccccc} \varphi_{23} & \varphi_{31} & \varphi_{12} & \varphi_{14} & \varphi_{24} & \varphi_{34} \\ h_{23} & h_{31} & h_{12} & -ie_x & -ie_y & -ie_z \end{array} \right\} \quad (30a) \quad [42]$$

$$\left. \begin{array}{cccc} J_1 & J_2 & J_3 & J_4 \\ \frac{1}{c}i_x & \frac{1}{c}i_y & \frac{1}{c}i_z & i\rho \end{array} \right\} \quad (31)$$

且约定 $\varphi_{\mu\nu}$ 等于 $-\varphi_{\nu\mu}$ 。那么 Maxwell 方程组可以合并成如下形式:

$$\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = J_\mu \quad (32)$$

$$\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} + \frac{\partial \varphi_{\nu\sigma}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial \varphi_{\sigma\mu}}{\partial x_\nu} = 0 \quad (33)$$

526 将 (30a) 式和 (31) 式代入 Maxwell 方程组, 就可以很容易得证。如果我们假设 $\varphi_{\mu\nu}$ 和 J_μ 具有张量特性, 那么方程 (32) 和方程 (33) 就具有张量特性, 因此, 它们在 Lorentz 变换下是协变的。于是, 这些量由一个可容许的 (惯性) 坐标系变换到另一个惯性系时所遵循的变换定律也就唯一地确定了。狭义相对论在方法上对电动力学的改进就在于此: 它使独立假设的数目减少了。例如, 当我们只从方

^① 为了避免混淆, 今后我们用三维空间指标 x, y, z 来代替 1, 2, 3。我们将只把数字指标 1, 2, 3, 4 用于四维时空连续统。

向相对性的观点来考察方程(19a)时(我们在前面正是这样做的),就会看到它有三个在逻辑上彼此独立的项。电场强度进入这些方程的方式与磁场强度进入这些方程的方式完全无关。如果把 $\frac{\partial e_\mu}{\partial t}$ 换为(比方说) $\frac{\partial^2 e_\mu}{\partial t^2}$,或者没有这一项,也并不令人惊奇。另一方面,方程(32)中只有两个独立的项。电磁场呈现为正式的单元,电场进入方程的方式必然依赖于磁场进入方程的方式。除了电磁场以外,只有电流密度是作为独立的实体出现的。这种方法上的进步主要在于,通过运动的相对性,电场和磁场不再是分离的存在。一个在某惯性系看来是纯电场的场,如果从另一个惯性系看来也可能具有磁场分量。对于特殊 Lorentz 变换这种特别情形,在应用于电磁场时,变换的普遍规律给出如下方程:

$$\left. \begin{aligned}
 e'_x &= e_x & h'_x &= h_x \\
 e'_y &= \frac{e_y - v h_z}{\sqrt{1 - v^2}} & h'_y &= \frac{h_y + v e_x}{\sqrt{1 - v^2}} \\
 e'_z &= \frac{e_z + v h_y}{\sqrt{1 - v^2}} & h'_z &= \frac{h_z - v e_y}{\sqrt{1 - v^2}}
 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

如果对于 K 系只存在磁场 h 而没有电场 e ,那么对于 K' 系会存在电场 e' ,这个电场作用于相对 K' 系静止的荷电粒子上。这时,一个相对于 K 系静止的观察者就会把这个力看做 Biot-Savart 力或 Lorentz 电动势。所以,这样看来似乎电动势与电场强度合并成了统一的实体。

为了从形式上理解这一关系,我们来考察作用于单位体积电荷上力的表

动量,
能量和
质量

$$k = \rho e + [i, h] \quad (35)$$

其中 i 是电荷的矢量速度(以光速为单位)。如果再根据(30a)式和(31)式引入 J_μ 和 φ_μ ,那么我们得到的第一分量表达式为:

527

$$\varphi_{12} J_2 + \varphi_{13} J_3 + \varphi_{14} J_4.$$

考虑到张量(φ)的斜称性,所以 φ_{11} 为 0,从而 k 的分量由四维矢量

$$K_\mu = \varphi_{\mu\nu} J_\nu \quad (36)$$

的前三个分量给出,它的第四个分量则由

$$K_4 = \varphi_{41} J_1 + \varphi_{42} J_2 + \varphi_{43} J_3 = i(e_x i_x + e_y i_y + e_z i_z) = i\lambda. \quad (37)$$

给出。因此,存在一个单位体积上的四维力矢量,它的前三个分量 k_1, k_2, k_3 是单位体积上有质动力的分量,它的第四个分量是单位体积的场的功率乘以 $\sqrt{-1}$ 。

比较(36)式和(35)式,就会发现相对论从形式上统一了电场的有质动力 ρe 和 Biot-Savart 力或 Lorentz 力 $i \times h$ 。

质量和能量。从四维矢量 K_μ 的存在及意义,可以得出一个重要的结论。我们设想电磁场在一个物体上作用了一段时间,如图 2 所示, Ox_1 是 x_1 轴,同时也代表了三个空间轴 Ox_1, Ox_2, Ox_3 ; Ol 代表实时间轴。在此图中,间隔 AB 表示在确定的时间 l 时一个有限大小的物体;这个物体的整个时空存在由一条带表示,带的边界相对于 l 轴的倾角处处都小于 45° 。在时间段 $l=l_1$ 到 $l=l_2$ 之间(但不包括两端)的部分,我们用阴影表示。它表示有电磁场作用在物体上(或者说是作用在物体所包含的电荷上,然后这种作用再传递到物体上)时的那部分时空流形。接下来我们将考察由于这一作用而导致的动量与能量的改变。

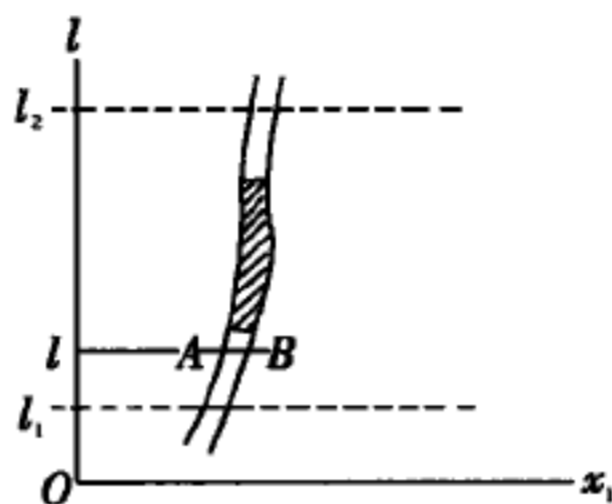


图 2

我们将假定动量和能量原理对于该物体成立。那么动量的改变 $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z$, 以及能量的改变 ΔE 由下面的表达式给出^①:

$$\Delta I_x = \int_{l_0}^{l_1} dl \int l_x dx dy dz = \frac{1}{i} \int K_1 dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$$

...

...

$$\Delta E = \int_{l_0}^l dl \int \lambda dx dy dz = \frac{1}{i} \int \frac{1}{i} K_4 dx_1 dx_2 dx_3 dx_4.$$

由于四维分量是不变量,而且 (K_1, K_2, K_3, K_4) 构成四维矢量,所以在阴影部分上的四维积分以四维矢量的方式进行变换;鉴于作用在阴影区域之外(l_1 和 l_2 之间)的积分对于整个积分没有贡献,所以在端点 l_1 和 l_2 之间的积分也应如此。由此可见, $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z$ 和 $i\Delta E$ 构成四维矢量。因为可以认为一个量本身的变换方式与其增量的变换方式相同,所以我们推断 4 个量

$$I_x, I_y, I_z, iE$$

^① 德文版和英文版中积分上下限误为 l_1 和 l_0 。——中译者注

的集合本身就具有矢量特性。这些量表示这个物体的瞬时状况(例如在 $t=l_1$ 时)。

当把物体看做是质点时,也可以用它的质量 m 和速度来表示这个四维矢量。为了得到它的表达式,首先我们注意到

$$-ds^2 = d\tau^2 = -(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) - dx_4^2 = dl^2(1 - q^2) \quad (38)$$

是不变量,它就是表示质点运动的四维线的一段无限小部分。不变量 $d\tau$ 的物理意义很容易给出。如果这样选择时间轴使之与考虑的微分线元方向相同,换言之,就是把质点变换到静止,我们将有 $d\tau = dl$, 于是这可以通过与质点相对静止,并且处于同一地点的光秒钟来测量。故我们把 τ 称为该质点的固有时。因此 $d\tau$ 与 dl 不同,它是不变量,当质点的运动速度比光速小得多时,它实际上与 dl 等价。所以我们看到

[48]

$$u_\sigma = \frac{dx_\sigma}{d\tau} \quad (39)$$

如同 dx_ν 一样,具有矢量特性;我们将把 (u_σ) 称为速度的四维矢量(简称四维矢量),根据(38)式可知,它的分量满足条件

529

$$\sum u_\sigma^2 = -1. \quad (40)$$

在通常的记法中,此四维矢量的分量为:

$$\frac{q_x}{\sqrt{1 - q^2}}, \quad \frac{q_y}{\sqrt{1 - q^2}}, \quad \frac{q_z}{\sqrt{1 - q^2}}, \quad \frac{i}{\sqrt{1 - q^2}} \quad (41)$$

它是由在所谓空间中定义的质点的速度分量

$$q_x = \frac{dx}{dl}, \quad q_y = \frac{dy}{dl}, \quad q_z = \frac{dz}{dl}$$

所能构成的唯一四维矢量。因此我们看到

$$\left(m \frac{dx_\mu}{d\tau} \right) \quad (42)$$

必须是与能量动量四维矢量(我们前面证明了它的存在性)相等的四维矢量。令它们的分量相等,并采用三维记号,我们得到

$$\left. \begin{aligned} I_x &= \frac{mq_x}{\sqrt{1 - q^2}} \\ \dots & \\ \dots & \\ E &= \frac{m}{\sqrt{1 - q^2}} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

事实上我们认识到,当速度远小于光速时,这些动量的分量与经典力学中的一样。而当速度很大时,动量的增加要比按照速度的线性关系增加得更快,以至

于当速度趋近光速时,动量趋于无穷大。

如果我们把方程组(43)的最后一个方程运用到一个静止的质点上($q=0$),就会发现一个静止物体的能量 E_0 等于它的质量。假如我们选择秒作为我们的时间单位,就会得到

$$E_0 = mc^2 \quad (44)$$

由此可见,质量和能量在本质上是类同的;它们只是同一事物的不同表达形式而已。物体的质量不是一个常量,它随着其能量的变化而变化^①。由方程组(43)最后一个方程可以看出,当 q 趋于 1,即速度趋于光速时, E 变为无穷大。如果我们把 E 展开为 q^2 的级数,则有 [50]

$$E = m + \frac{m}{2}q^2 + \frac{3}{8}mq^4 \quad (45)$$

这个展开式中的第二项对应于经典力学中质点的动能。

质点的运动方程。由方程(43),对时间 l 微分,并利用动量原理,我们将会得到(利用三维矢量记法)

$$\mathfrak{R} = \frac{d}{dl} \left(\frac{mq}{\sqrt{1-q^2}} \right) \quad (46)$$

这个方程最初是由 Lorentz 提出来描述电子运动的,它已经被 β 射线实验以高精度证实。 [52]

电磁场的能量张量。在相对论产生以前,已经知道电磁场的能量动量原理还可以用微分方式表述。此原理的四维表述产生了一个重要概念——能量张量,它对于相对论的进一步发展非常重要。 [53]

如果在单位体积的力的四维矢量表达式 [54]

$$K_\mu = \varphi_{\mu\nu} J_\nu$$

中,我们利用场方程(32),把 J_μ 写成场强 $\varphi_{\mu\nu}$ 的形式,那么经过一些变换,并且反复使用场方程(32)和(33)之后,就可以得到表达式

$$K_\mu = -\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} \quad (47)$$

其中已令^②

$$T_{\mu\nu} = -\frac{1}{4}\varphi_{\alpha\beta}^2\delta_{\mu\nu} + \varphi_{\mu\alpha}\varphi_{\nu\alpha} \quad (48) \quad [55]$$

^① 放射过程中的能量释放显然与原子量不是整数这一事实有关。近几年来,由方程(44)表达的静止质量与静止能量之间的等价性已在许多事例中得到证实。在放射性衰变中,衰变以后的质量之和总是小于未衰变原子的质量。其差异以新生成粒子的动能以及放出的辐射能形式出现。 [51]

^② 按指标 α 和 β 求和。

如果我们采用一种新的记法来表述方程(47),就会很容易看出它的物理意义:

$$\left. \begin{aligned} i_x &= -\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} - \frac{\partial(ib_x)}{\partial(il)} \\ \dots & \\ \dots & \\ i\lambda &= -\frac{\partial(is_x)}{\partial x} - \frac{\partial(is_y)}{\partial y} - \frac{\partial(is_z)}{\partial z} - \frac{\partial(-\eta)}{\partial(il)} \end{aligned} \right\} \quad (47a)$$

去掉虚数后,可以写作:

$$\left. \begin{aligned} i_x &= -\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} - \frac{\partial b_x}{\partial l} \\ \dots & \\ \dots & \\ \lambda &= -\frac{\partial s_x}{\partial x} - \frac{\partial s_y}{\partial y} - \frac{\partial s_z}{\partial z} - \frac{\partial \eta}{\partial l} \end{aligned} \right\} \quad (47b)$$

当写成后一种形式时,我们看到前三个方程表述的动量原理,其中 $p_{xx} \dots p_{xz}$ 是电磁场的 Maxwell 应力, (b_x, b_y, b_z) 是场的单位体积的矢量动量; (47b) 中最后一个方程表述的是能量原理, s 是矢量能流, η 是场的单位体积能量。实际上,通过引入场强的实分量,我们由(48)式得到如下在电动力学中熟知的表达式:

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= -h_x h_x + \frac{1}{2}(h_x^2 + h_y^2 + h_z^2) & p_{xy} &= -h_x h_y & p_{xz} &= -h_x h_z \\ & -e_x e_x + \frac{1}{2}(e_x^2 + e_y^2 + e_z^2) & & -e_x e_y & & -e_x e_z \\ \dots & & & & & \\ \dots & & & & & \\ b_x &= f_x = e_y h_z - e_z h_y & & & & \\ \dots & & & & & \\ \dots & & & & & \\ \eta &= +\frac{1}{2}(e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 + h_x^2 + h_y^2 + h_z^2) \end{aligned} \right\} \quad (48a)$$

[56] 从(48)式我们注意到,电磁场的能量张量是对称的;与此相联系的事实是,单位体积的动量与能流彼此相等(能量与惯性的关系)。

[57] 因此,通过这些考察,我们得出结论:单位体积的能量具有张量特性。我们

[58] 只是对电磁场直接证明了这一点,尽管我们可以断言它普遍成立。如果已知电荷和电流的分布,那么 Maxwell 方程组就决定了相应的电磁场。但是我们不知道那些支配电荷和电流分布的定律。尽管我们确实知道电是由基元粒子(电子、

带正电的原子核)构成的,但是从理论的角度我们无法理解它。我们不清楚在大小及电荷数都确定的粒子中决定电荷分布的能量因素,而且所有志在完成这一方向的理论尝试都没有成功。如果说利用 Maxwell 方程组可以做什么的话,我们也只能确定带电粒子以外的电磁场的能量张量^①。只有在带电粒子以外的这些区域,我们才能确信有完整的能量张量表达式。利用(47)式,我们有

$$\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0 \quad (47c)$$

能量
定理

守恒原理的一般表述。在所有其他情况下,我们都无法避免做出以下假定:能量的空间分布是由对称张量 $T_{\mu\nu}$ 来描述的,这个总能量张量处处满足(47c)式。我们将会看到,在任何情况下,利用这个假定,都可以得到积分能量原理的正确表述。

我们来考察一个封闭系统,它在空间上有界,可以表示成一条四维的带子,在其外 $T_{\mu\nu}$ 为 0。把方程(47c)在一段空间上进行积分。因 $T_{\mu\nu}$ 在积分限处为 0,故 $\frac{\partial T_{\mu 1}}{\partial x_1}$, $\frac{\partial T_{\mu 2}}{\partial x_2}$ 和 $\frac{\partial T_{\mu 3}}{\partial x_3}$ 的积分皆为 0,我们得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int T_{\mu 1} dx_2 dx_3 \right\} = 0 \quad (49)$$

在大括号里,是整个系统的动量与虚数 i 的积,以及系统的负能量,因此(49)式是积分形式的守恒原理。它给出了正确的能量概念。通过下面的考察,我们将看出这一守恒原理。

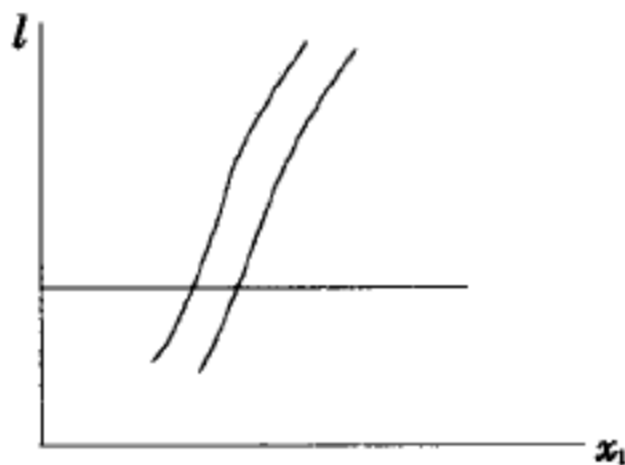


图 3

物质的能量张量的唯象表示。流体动力学方程。我们知道物质是由带电粒子构成的,但是我们不知道支配这些粒子分布的定律。所以在处理力学问题时,我们不得不采取一种不太精确的方法来描述物质(它与经典力学中的情况相对

533

^① 人们曾试图通过假定带电粒子都是本征奇点来弥补这种认识上的不足。但我认为,这样做意味着我们放弃真正理解物质的结构。对我而言,与其仅仅满足于一种表面上的解决,还不如承认我们目前对此无能为力要好得多。

应)。这种描述方法建立在物质密度 σ 和流体动压强这两个基本概念之上。

[60] 令 σ_0 为某处的物质密度,它是在一个与物质一起运动的参考系中测定的。因此静止密度 σ_0 为不变量。如果我们考虑以任意方式运动的物质,并且忽略其压强(比如,忽略了大小和温度的真空中的尘埃粒子),那么能量张量就只与速度分量 u_ν 和 σ_0 有关。我们取

$$T_{\mu\nu} = \sigma_0 u_\mu u_\nu \quad (50)$$

以确保 $T_{\mu\nu}$ 的张量特性,其中 u_μ 在三维表示中由(41)式给出。实际上,根据(50)式,当 $q=0$ 时, $T_{44} = -\sigma_0$ (等于单位体积的负能量),而根据质能等效原理以及前面对能量张量的物理解释,它也正应当如此。如果有外力(四维矢量 K_μ)作用在该物质上,那么根据能量动量原理,方程

$$K_\mu = \frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}$$

必成立。我们将会表明,从这个方程也能导出前面已经得到的质点运动定律。设想物质在空间中的体积无穷小,即该物质是一条四维丝线,如果在整条丝线上对空间坐标 x_1, x_2, x_3 进行积分,我们得到

$$[61] \quad \int K_1 dx_2 dx_3 dx_4 = \int \frac{\partial T_{14}}{\partial x_4} dx_1 dx_2 dx_3 = -i \frac{d}{dl} \left\{ \int \sigma_0 \frac{dx_1}{d\tau} \frac{dx_4}{d\tau} dx_1 dx_2 dx_3 \right\}.$$

既然 $\int dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$ 是不变量,因此, $\int \sigma_0 dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$ 也是不变量。我们将首先在已选定的惯性系中计算这个积分,然后再在与物质相对静止的惯性系里计算这个积分。积分将沿着丝线上的一根纤维进行,在这根纤维上, σ_0 可以在整个截面上看做常数。如果这条纤维在上面两个惯性系的空间体积分别是 dV 和 dV_0 , 我们就有

$$\int \sigma_0 dV dl = \int \sigma_0 dV_0 d\tau$$

因此,也就会有

$$\int \sigma_0 dV = \int \sigma_0 dV_0 \frac{d\tau}{dl} = \int dm_i \frac{d\tau}{dx_4}.$$

如果用上式右边那一项代替左边项代入前一个积分中,并且把 $\frac{dx_1}{d\tau}$ 提到积分

534

[62] 号外面,就得到

$$\mathcal{K}_x = \frac{d}{d\tau} \left(m \frac{dx_1}{d\tau} \right) = \frac{d}{dl} \left(\frac{mq_x}{\sqrt{1-q^2}} \right).$$

由此可以看出,推广了的能量张量概念与我们前面得到的结果是一致的。 [63]

理想流体的 Euler 方程。为了能更接近真实物质的行为,我们必须在能量张量的表达式中添加一个对应于压强的项。最简单的情况就是理想流体,它的压强是由标量 p 来决定的。对于理想流体,因其切向应力 p_{xy} 都为 0,所以压强对能量张量的贡献必须以 $p\delta_{\mu\nu}$ 的形式出现,故此,我们要令 [64]

$$T_{\mu\nu} = \sigma u_\mu u_\nu + p\delta_{\mu\nu} \quad (51)$$

在静止时,物质的密度(或单位体积的能量)在这种情况下不是 σ 而是 $\sigma - p$ 。这是因为

$$-T_{44} = \sigma \frac{dx_4}{d\tau} \frac{dx_4}{d\tau} - p\delta_{44} = \sigma - p$$

的缘故。当没有任何力时,我们有

$$\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \sigma u_\nu \frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu} + u_\mu \frac{\partial(\sigma u_\nu)}{\partial x_\nu} + \frac{\partial p}{\partial x_\mu} = 0.$$

如果用 $u_\mu = \left(\frac{dx_\mu}{d\tau}\right)$ 去乘这个方程,并对 μ 指标求和,再利用(40)式,我们得到 [65]

$$-\frac{\partial(\sigma u_\nu)}{\partial x_\nu} + \frac{dp}{d\tau} = 0 \quad (52)$$

其中,我们已经令 $\frac{\partial p}{\partial x_\mu} \frac{dx_\mu}{d\tau} = \frac{dp}{d\tau}$ 。这个公式就是连续性方程,它与经典力学中连续性方程的不同之处在于多了 $\frac{dp}{d\tau}$ 项,实际上,该项小到接近于 0。观察(52)式我们发现,守恒原理可以写成如下形式:

$$\sigma \frac{du_\mu}{d\tau} + u_\mu \frac{dp}{d\tau} + \frac{\partial p}{\partial x_\mu} = 0 \quad (53)$$

很显然,对于前三个指标,这个方程对应于 Euler 方程。方程(52)和(53)在一阶近似下对应于经典力学中的流体动力学方程,这进一步证实了推广的能量原理。物质密度(或能量密度)具有张量特性(具体来说,它构成了一个对称张量)。 [66]

广义相对论

[67] 前面全部的考察都建立在如下假设之上：所有惯性系对于描述物理现象都是等效的，而且在表述自然定律时，惯性系要优于其他具有不同运动状态的参考空间。根据我们先前的考察，我们可以设想，不论是对于那些可以感知的物体，还是对于运动这个概念来说，某些确定的运动状态优于其他所有的运动状态，是毫无理由的；相反，这必须被视为时空连续统的一个独立特性。特别是惯性原理，它似乎迫使我们把物理上客观的性质归结于时空连续统。正如从 Newton 的观点看来，下面两个陈述是相容的：时间是绝对的，空间是绝对的 (*tempus est absolutum, spatium est absolutum*)。而从狭义相对论的观点看来，我们应当这样说：时空连续统是绝对的 (*continuum spatii et temporis est absolutum*)。在后一陈述中，(绝对的)并不仅仅是指“物理上真实”，它还指“物理性质上的独立性，即尽管它有物理效应，但是它本身并不受物理条件的影响”。

基本
假设
535

[68] 既然惯性原理被看做物理学的奠基石，上述观点当然也就是被唯一公认为正确的观点了。但这个普通的概念还是遭到了两个方面的严厉批评。首先，设想一种自己能发生作用，但不能承受作用的东西(时空连续统)是不符合科学思维模式的。这就是使得 Mach 试图取消空间在力学系统中作为主动原因地位的理由。Mach 认为，质点并不是相对于空间在做无加速运动，而是相对于宇宙中所有其他质量的中心在做无加速运动。与 Newton 和 Galileo 的力学相比，按照这种方法，力学现象的一系列原因是闭合的。为了能够在通过介质传递作用的现代理论范围内发展这种思想，必须把那些决定惯性的时空连续统的性质看做是空间的场性质(与电磁场类似)。经典力学的概念无法表达这一点，由于这个原因，Mach 寻求解决方案的试图暂时失败了，后面我们将再次回到这个观点。其次，经典力学还有一个不足之处，它直接要求我们把相对性原理推广到相互做非匀速运动的参考空间中去。在经典力学中，两个物体的质量比是按照两种本质上不同的方法来定义的：按照第一种方式，质量比被定义为物体在相同动力作用下的加速度之比的倒数(惯性质量)；按照第二种方式，它被定义为在同一引力场中作用于其上的引力之比(引力质量)，这两种按照如此不同的方式定义的质量的相等，已经被高精度的实验(Eötvös 实验)所证实，而经典力学却无法对这种相等做出解释。不过很显然，只有在将这种数值相等化为这两个概念真正性质的相等之后，我们才能从科学上说这种性质相等是正确的。

536

根据下面的考察可知，通过对相对性原理进行推广，我们实际上就可以达到上述目的。稍加思考就会发现，惯性质量与引力质量相等这一定理等价于以下

等效
原理

陈述：物体在引力场作用下产生的加速度与物体的性质无关。因为在引力场中，Newton 方程的完整表述为

$$(\text{惯性质量}) \cdot (\text{加速度}) = (\text{引力场强度}) \cdot (\text{引力质量}). \quad [70]$$

只有当惯性质量与引力质量在数值上相等时，加速度才与物体的性质无关。现在令 K 系为惯性系。于是在 K 系中彼此之间相距很远而且和其他物体也相距很远的质量，是没有加速度的。我们再从一个相对于 K 系做匀加速运动的 K' 坐标系中来看这些质量。所有质量都有相对于 K' 系的相等且平行的加速度。相对于 K' 系，这些质量的行为就如同在 K' 系中存在一个引力场而 K' 系并没有加速度一样。此时，如果暂且不考虑这种引力场的“原因”之类的问题（后面我们将会面临这类问题），那么我们完全可以认为这个引力场是实在的，也就是说，我们可以认为， K' 系静止并且引力场存在的想法，等效于认为只有 K 系是“可容许的”坐标系而并不存在引力场。我们把坐标系 K 和 K' 在物理上完全等效这个假设称为“等效原理”。显然，等效原理与惯性质量等价于引力质量这个定律是密切相关的，而且它把相对性原理推广到了彼此做非匀速运动的坐标系。实际上，正是通过这一概念，我们实现了惯性与引力本质的统一。同一质量，由于我们看它的方式不同，它既可以是只在惯性作用下运动（相对于 K 系），也可以是在惯性和引力共同作用下运动（相对于 K' 系）。通过惯性与引力本质的统一来解释惯性质量与引力质量在数值上的相等，这种可能性使广义相对论与经典力学的概念相比有了如此大的优越性，我深信与这一进步相比，所遇到的所有困难都是微不足道的。

537

惯性系比所有其他坐标系都优越，这种优越性似乎是由经验非常牢固地建立起来的，我们有什么合理的理由来舍弃这一优越性呢？惯性原理的弱点在于它引入了一个循环论证：如果一个物体距离其他物体足够远，那么它将做无加速运动；而只有通过该物体做无加速运动，我们才能认定它离其他物体足够远。对于大范围的时空连续统（或者实际上整个宇宙）而言，究竟是否存在着惯性系呢？如果忽略太阳和其他行星的摄动，在很高的近似度上，可以认为在我们的行星系空间中，惯性原理是成立的。更准确地说，存在着有限的区域，相对于适当选取的参考空间，质点在其中做无加速度自由运动，而且我们前面建立的狭义相对论定律也在其中极为精确地成立。我们将这些区域称为“Galileo 区域”。我们将把这些区域的性质看做是已知性质的特殊情况，并在这个基础上继续我们的讨论。

Euclid
几何
失效

等效原理使我们在处理 Galileo 区域时，同样也可以使用非惯性系，即那些相对于惯性系有加速度和转动的坐标系。进一步说，如果我们完全不考虑某些坐标系具有优越地位的客观原因这种麻烦的问题，那么应当容许使用任意运动

[71]

[72]

[73]

[74]

[75]

[76]

[77]

[78]

的坐标系。只要我们认真进行这种尝试,就会发现它与狭义相对论对空间与时间的物理诠释之间的矛盾。因为如果令 K' 系的 z' 轴与 K 系的 z 轴重合,并且使 K' 系绕着该轴以恒定角速度旋转,那么在 K' 系中静止的刚体的位形还符合 Euclid 几何定律吗? 由于 K' 系不是惯性系,所以我们无法直接知道支配 K' 系中刚体位形的定律,总的说来,也无法直接知道自然定律。但是我们确实知道这些定律在惯性系 K 中的形式,从而也可以推断出它们在 K' 系中的形式。设想在 K' 系的 $x'y'$ 平面上以原点为圆心画一个圆,并且画出圆的一条直径。再设想我们有许多彼此相等的刚性量杆。现在我们把它们分别沿着圆周和直径放好,与 K' 系相对静止。如果 U 是沿着圆周摆放的量杆数目,而 D 为沿着直径摆放的量杆数目,那么当 K' 系不相对 K 系旋转时,应当有

$$\frac{U}{D} = \pi.$$

但如果 K' 系有旋转,我们得到不同的结果。假定在 K 系的某一确定时刻 t ,我们确定了所有量杆的端点。相对于 K 系而言,所有沿着圆周摆放的量杆都有 Lorentz 收缩,而沿着直径摆放的量杆未体验(沿着其长度方向上!)这种收缩^①,所以有

$$\frac{U}{D} > \pi.$$

可见,在 K' 系中,刚体位形的定律不符合遵循 Euclid 几何学的刚体位形定律。进一步说,如果把两个相同的时钟(与 K' 系一起转动),一个放在圆周,另一个放在圆心,那么从 K 系来看,放在圆周上的时钟将比放在圆心的时钟走得慢。如果我们不以一种极其不自然的方式来定义相对于 K' 系的时间(也就是说,如果按照这种方式来定义时间,那么将会使 K' 系中的运动方程显含时间),那么从 K' 系看来,同样的情况必然会发生。因此,对于 K' 系,不能像在狭义相对论那样去定义空间和时间。但是根据等效原理,可以认为 K' 系相对于一个其内有引力场(离心力和 Coriolis 力的场)的参考系静止。由此,我们得到以下结果:引力场会影响,甚至决定时空连续统的度规定律。如果要将理想刚体位形的定律进行几何表述,那么在引力场存在时,这种几何将不是 Euclid 几何。

我们在这里考察的情况与曲面的二维描述的情况类似。在后面这种情况,我们同样不可能在曲面上(例如椭球面)引入一个具有简单度规关系的坐标系,而在平面上, Cartesian 坐标 x_1, x_2 就能直接表示出可用单位量杆测量的长度。Gauss 在他的曲面理论中,通过引入曲线坐标克服了这个困难。这些曲线坐标

^① 这些考察实际上都假设了量杆和时钟的行为都只与速度有关,而与加速度无关,或至少是加速度对它们的影响不会抵消速度对它们的影响。

除了满足连续性条件外完全是任意的,只是在以后才与曲面的度规性质联系起来。我们将用类似的方法在广义相对论中引入任意的坐标 x_1, x_2, x_3, x_4 , 它们的数值唯一地标记时空点,从而使相邻事件与相邻的坐标值联系起来,除此之外,坐标的选择则是任意的。如果我们要求定律在每个这类四维坐标系中都成立,即如果表述定律的方程对于任意的变换都是协变的,那么我们就在最普遍的意义 [82] 上遵循了相对性原理。

广义相
对论和
Gauss
曲面论
分析问
题的比
较

Gauss 的曲面理论与广义相对论之间最重要的交会点在于它们的度规性质,这两种理论中的概念大都建立在其基础之上。在曲面理论中, Gauss 的论点 [83] 如下:两个无限接近的点之间的距离 ds 可以作为平面几何的基础。由于距离可以通过刚性量杆测量,因此它具有物理意义。通过适当选取 Cartesian 坐标系,这个距离可以表示为公式 $ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2$ 。在这个量的基础上,我们可以把直线的概念理解为测地线 ($\delta \int ds = 0$),进而有了间隔、圆、角度等概念, Euclid 平面几何就建立在这些概念的基础上。如果我们注意到曲面上的一块无穷小区域可以在相对无穷小量的程度上看做平面,那么也可以在其他连续曲面上建立一种几何学。在曲面的这个无穷小区域里,可以取 Cartesian 坐标 X_1 和 X_2 , 两点之间(由量杆测量的)距离为

$$ds^2 = dX_1^2 + dX_2^2$$

如果在曲面上引入任意曲线坐标 x_1 和 x_2 , 则 dX_1 和 dX_2 可以由 dx_1 和 dx_2 线性地表示。那么在曲面上处处都有

$$ds^2 = g_{11} dx_1^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + g_{22} dx_2^2, \quad (1)$$

其中, g_{11}, g_{12}, g_{22} 由曲面的性质和坐标系的选择所决定。如果知道了这些量,我们也就知道如何用量杆构成的网络来覆盖曲面了。换言之,曲面几何也可以建立在 ds^2 的这个表达式之上,正如平面几何基于相应表达式一样。

540

基本不
变量及
其物理
意义

在物理学的四维时空连续统里,也存在类似的关系。对于一个在引力场中自由下落的观察者,他的邻近区域里不存在引力场。因此,我们总是可以把时空连续统的一个无穷小区域看成是 Galileo 区域。对于这个无穷小区域,存在一个惯性系(它的空间坐标为 X_1, X_2 和 X_3 , 时间坐标为 X_4)。在这个惯性系里,我们认为狭义相对论的定律成立。如果我们使用放在一起比较时长度相同的量杆,以及放在一起比较时走速相同的时钟,那么由这种单位量杆和时钟直接测量所得的量

$$dX_1^2 + dX_2^2 + dX_3^2 - dX_4^2$$

或其负值

$$ds^2 = - dX_1^2 - dX_2^2 - dX_3^2 + dX_4^2 \quad (54)$$

[84] 对于两个相邻事件(四维连续统中两个相邻的点)而言就是唯一确定的不变量。在这里,有一个物理假设非常重要:两个量杆的相对长度以及两个时钟的相对走速,原则上与它们先前的历史无关。当然,这个假设是符合经验的。如果它不成立,就不会观察到成型的光谱线,因为同一种元素的原子显然有不同的历史,而且如果单个原子的相对可变性与它们先前的历史有关,那么认为这些原子的质量或本征频率竟然彼此相等将是荒谬的。

总的说来,有限范围的时空区域不是 Galileo 区域,因此,在有限的区域里不能通过坐标系的选取来消除引力场。所以,在有限的区域里,不存在使狭义相对论度规关系在其中成立的坐标选择。但对于连续统中的两个相邻点(事件),不变量 ds 总是存在,这个不变量 ds 可以用任意坐标来表示。如果注意到局域的 dX , 可以由坐标微分 dx_ν 线性表示,那么 ds^2 可以表示成

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \quad (55)$$

函数 $g_{\mu\nu}$ 描述的是在任意选择的坐标系中,时空连续统以及引力场的度规关系。与在狭义相对论中一样,我们必须区分四维连续统中的类时线元和类空线元。由于引入符号的变化,所以类时线元 ds 是实数,而类空线元 ds 是虚数。对于类时的 ds ,可以适当选择时钟来直接测量。

541

[85] 根据前面的讨论,很显然,如果要表述广义相对论,就需要对不变量理论和张量理论加以推广。这产生了一个问题,即要求方程的形式必须对于任意的点变换都是协变的。在相对论产生以前很久,数学家们就已经建立了推广的张量运算理论。Riemann 首先把 Gauss 的思路推广到了任意维连续统,他很有预见性地看到了对 Euclid 几何进行这种推广的物理意义。随后,这个理论以张量微分的形式得到了发展,Ricci 和 Levi-Civita 对此作出了重要贡献。现在,我们应当对这种张量微积分的一些最重要的数学概念以及运算做一个简要的介绍了。如果有 4 个量,它们在每个坐标系里都是坐标 x_μ 的函数,当坐标进行变换时,如果它们的变换性质与坐标微分 dx_μ 的变换性质相同,就将它们称为反变矢量的分量 A^ν 。从而我们有

一般张量理论

$$A'^\mu = \frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu} A^\nu \quad (56)$$

除了这些反变矢量外,还有协变矢量。如果 B_μ 是协变矢量的分量,那么这些矢量将按照规则

$$B'_\mu = \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} B_\nu \quad (57)$$

变换。选择这样定义的协变矢量,为的是当把它与反变矢量放在一起时,可以按照公式

$$\varphi = B_\nu A^\nu \text{ (对指标 } \nu \text{ 求和)}$$

构成标量。这是因为有

$$B'_\mu A^{\mu'} = \frac{\partial x_\alpha}{\partial x'_\mu} \frac{\partial x'^{\mu'}}{\partial x_\beta} B_\alpha A^\beta = B'_\alpha A^\alpha.$$

特别地, 标量 φ 的导数 $\frac{\partial \varphi}{\partial x_\alpha}$ 是协变矢量的分量, 它们与坐标微分构成标量 $\frac{\partial \varphi}{\partial x_\alpha} dx_\alpha$ 。由这个例子可以看出, 协变矢量的定义是非常自然的。这里还存在任意秩的张量, 它们对于每个指标可以有协变或反变特性, 与矢量一样, 此特性也由指标的位置来表示。例如, A_μ^ν 表示的是一个 2 秩张量, 它对于指标 μ 是协变的, 对于指标 ν 是反变的。张量特性表明, 变换方程为

$$A'_\mu^\nu = \frac{\partial x_\alpha}{\partial x'_\mu} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x_\beta} A_\alpha^\beta \quad (58)$$

与在线性正交变换的不变量理论中一样, 也可以通过利用秩数相同且张量特性相同的张量相加或者相减来构造张量, 例如,

$$A'_\mu^\nu + B'_\mu^\nu = C'_\mu^\nu \quad (59)$$

的张量特性可以直接利用(58)式来证明。

正如在线性正交变换的不变量理论中一样, 利用乘法, 并保留指标的特性, 也可以构造张量, 如

$$A'_\mu^\nu B_{\sigma\tau} = C_{\mu\sigma\tau} \quad (60)$$

证明直接得自变换规则。

通过直接缩并两个不同特性的指标, 也可以形成张量, 例如

$$A'^\mu_{\mu\sigma\tau} = B_{\sigma\tau} \quad (61)$$

$A'^\mu_{\mu\sigma\tau}$ 的张量特性决定 $B_{\sigma\tau}$ 的张量特性。证明:

$$A'^\mu_{\mu\sigma\tau} = \frac{\partial x_\alpha}{\partial x'_\mu} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x_\beta} \frac{\partial x'_\sigma}{\partial x_\sigma} \frac{\partial x'_\tau}{\partial x_\tau} A_{\alpha\sigma\tau} = \frac{\partial x'_\sigma}{\partial x_\sigma} \frac{\partial x'_\tau}{\partial x_\tau} A_{\alpha\sigma\tau}.$$

张量的对称性与斜称性(相对于相同特性的指标而言)与在狭义相对论中的一样, 也有着同样的意义。

至此, 有关张量代数性质的所有基本内容都已经叙述过了。

基本张量。根据 ds^2 对于任意选择的 dx_μ 都是不变量, 再考虑到与(55)式相一致的对称性条件, 可以知道 $g_{\mu\nu}$ 是对称协变张量(基本张量)的分量。构造 $g_{\mu\nu}$ 的行列式 g , 以及不同的 $g_{\mu\nu}$ 对应的余子式, 并除以 g 。把这些除以 g 以后的余因子记作 $g^{\mu\nu}$, 但是现在还并不知道它的协变特性。这样就有

$$g_{\mu\alpha} g^{\mu\beta} = \delta_\alpha^\beta = \begin{cases} 1 & \text{(如果 } \alpha = \beta) \\ 0 & \text{(如果 } \alpha \neq \beta) \end{cases} \quad (62)$$

如果我们构造一个无穷小量(协变矢量)

$$d\xi_\mu = g_{\mu\alpha} dx_\alpha \quad (63)$$

然后乘以 $g^{\mu\beta}$, 并对 μ 指标求和, 那么利用(62)式我们得到

$$dx_\beta = g^{\beta\mu} d\xi_\mu \quad (64)$$

因为这些 $d\xi_\mu$ 之比是任意的, 而且 dx_β 和 $d\xi_\mu$ 都是矢量的分量, 所以 $g^{\mu\nu}$ 是反变张量(反变基本张量)的分量。通过(62)式, 也相应可以得到 δ_a^b (混变基本张量)的张量特性。利用基本张量, 我们可以引入具有反变指标特性的张量来代替具有协变指标特性的张量, 反之亦然。例如:

$$A^\mu = g^{\mu\alpha} A_\alpha$$

$$A_\mu = g_{\mu\alpha} A^\alpha$$

$$T^\sigma_\mu = g^{\sigma\nu} T_{\mu\nu}$$

体积不变量。 体积元

$$\int dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 = dx$$

不是不变量。因为根据 Jacobi 定理,

$$dx' = \left| \frac{dx'_\mu}{dx_\nu} \right| \cdot dx \quad (65)$$

但是我们可以为 dx 补充一些东西, 从而使它成为不变量。如果我们构造量

$$g'_{\mu\nu} = \frac{\partial x_\alpha}{\partial x'_\mu} \frac{\partial x_\beta}{\partial x'_\nu} g_{\alpha\beta}$$

的行列式, 那么两次利用行列式的乘法定理, 可以得到

$$g' = |g'_{\mu\nu}| = \left| \frac{\partial x_\nu}{\partial x'_\mu} \right|^2 \cdot |g_{\mu\nu}| = \left| \frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu} \right|^{-2} g.$$

从而得到不变量

$$\sqrt{g'} dx' = \sqrt{g} dx \quad (66)$$

通过微分构造张量。尽管前面已经证明, 形成张量的代数运算与线性正交变换下不变量理论的特殊情况是同样简单的, 但不幸的是, 在普遍情况下, 不变量的微分运算比特殊情况复杂得多。原因如下: 如果 A^μ 是逆变矢量, 那么只有当变换为线性变换时, 其变换系数 $\frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu}$ 才与位置无关。于是在邻近点处的矢量分

① 如果我们用 $\frac{\partial x'_\alpha}{\partial x_\beta}$ 乘以(64)式, 并对 β 指标求和, 然后用一个带撇的坐标系的变换来替换 $d\xi_\mu$, 则可以得到

$$dx'_\alpha = \frac{\partial x'_\alpha}{\partial x_\mu} \frac{\partial x'_\beta}{\partial x_\mu} g^{\mu\beta} d\xi'_\alpha$$

上面的陈述是基于以下原因: 由(64)式我们也必须有 $dx'_\alpha = g^{\sigma\alpha'} d\xi'_\sigma$, 而且两个方程必须对于每一个 $d\xi'_\sigma$ 的选择都成立。

544

量 $A^\mu + \frac{\partial A^\mu}{\partial x_\alpha} dx_\alpha$ 以与 A^μ 同样的方式变换, 这表明矢量的微分具有矢量特性, 而 $\frac{\partial A^\mu}{\partial x_\alpha}$ 具有张量特性。但如果 $\frac{\partial x'_\mu}{\partial x_\nu}$ 是变量, 那么上述结论不再成立。在普遍情况下仍然存在张量的不变量微分运算, 这可以极为满意地由下述方法得到, 这一方法由 Levi-Civita 和 Weyl 引入。令 (A^μ) 为反变矢量, 它在 x_ν 坐标系中的分量已经给出。设 P_1 和 P_2 是连续统中无限接近的两点。按照我们考虑问题的方式, 对于 P_1 点周围的一个无穷小区域, 存在一个坐标系 X_ν (有着虚的 X_4 坐标), 在这个坐标系下, 连续统是 Euclid 的。令 $A^\mu_{(1)}$ 为该矢量在 P_1 点的坐标。设想在局域坐标系 X_ν 中, 用同样的坐标通过点 P_2 作一个矢量 (通过 P_2 的平行矢量), 则这个平行矢量由 P_1 点处的矢量以及位移唯一确定。我们把这个操作 (其唯一性我们后面会证明) 称为矢量 (A^μ) ① 从点 P_1 到与它无限接近的邻点 P_2 的平行位移。如果我们把 P_2 点处的矢量 (A^μ) 与从 P_1 到 P_2 的平行位移得到的矢量相减, 得到的矢量差是一个矢量, 它可以看做是矢量 (A^μ) 对于给定位移 (dx_ν) 的微分。 [86]

在坐标系 x_ν 里, 也可以很自然地考察这个矢量位移。如果 A^ν 是矢量在 P_1 点的坐标, $A^\nu + \delta A^\nu$ 为该矢量沿着间隔 (dx_ν) 移到 P_2 点时的坐标, 则 δA^ν 此时不为 0。我们知道, 这些不具有张量性质的量, 必须对于 dx_ν 和 A^ν 是线性齐次的。故我们令

$$\delta A^\mu = -\Gamma^\nu_{\alpha\beta} A^\alpha dx_\beta \quad (67)$$

此外, 我们还可以指出, $\Gamma^\nu_{\alpha\beta}$ 对于指标 α 和 β 必定是对称的。因为借助于局域 Euclid 坐标系, 可以假设元素 $d^{(1)} x_\nu$ 沿另一元素 $d^{(2)} x_\nu$ 的位移以及 $d^{(2)} x_\nu$ 沿 $d^{(1)} x_\nu$ 的位移构成一个平行四边形。因此就有:

$$d^{(2)} x_\nu + (d^{(1)} x_\nu - \Gamma^\nu_{\alpha\beta} d^{(1)} x_\alpha d^{(2)} x_\beta) = d^{(1)} x_\nu + (d^{(2)} x_\nu - \Gamma^\nu_{\alpha\beta} d^{(2)} x_\alpha d^{(1)} x_\beta)$$

这个公式由右边的求和指标 α 和 β 交换后得到。

545

由于 $g_{\mu\nu}$ 诸量决定连续统的所有度规性质, 所以它们也必须确定 $\Gamma^\nu_{\alpha\beta}$ 。考虑由矢量 A^ν 构成的不变量 (即它的大小的平方)

$$g_{\mu\nu} A^\mu A^\nu$$

它是不变量, 在平行位移后不应当改变。于是我们有:

$$0 = \delta(g_{\mu\nu} A^\mu A^\nu) = \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} A^\mu A^\nu dx_\alpha + g_{\mu\nu} A^\mu \delta A^\nu + g_{\mu\nu} A^\nu \delta A^\mu,$$

或者由 (67) 式有

$$\left(\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} - g_{\mu\beta} \Gamma^\beta_{\nu\alpha} - g_{\nu\beta} \Gamma^\beta_{\mu\alpha} \right) A^\mu A^\nu dx_\alpha = 0.$$

① 英文版误为 A_μ 。——中译者注

由于括号中的表达式关于指标 μ 和 ν 对称, 所以只有当它对于所有指标都为 0 时, 上面的方程才能对任意选择的矢量 (A^μ) 和 dx_ν 成立。通过循环交换指标 μ, ν, α , 我们一共可以得到三个方程, 利用这三个方程, 并考虑到 $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ 的对称性, 我们得到

$$\left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right] = g_{\alpha\beta} \Gamma_{\mu\nu}^\beta \quad (68)$$

其中利用了 Christoffel 引入的简写符号

$$\left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu} + \frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x_\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} \right) \quad (69)$$

如果用 $g^{\sigma\alpha}$ 乘以 (68) 式, 并且对 α 求和, 我们得到

$$\Gamma_{\mu\nu}^\sigma = \frac{1}{2} g^{\sigma\alpha} \left(\frac{\partial g_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu} + \frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x_\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} \right) = \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \sigma \end{matrix} \right\} \quad (70)$$

这里的 $\left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \sigma \end{matrix} \right\}$ 称为第二类 Christoffel 符号。这样, 我们由 $g_{\mu\nu}$ 导出 Γ 诸量。方程 (67) 和 (70) 是下面讨论的基础。

张量的协变微分。如果 $A^\mu + \delta A^\mu$ 是从 P_1 到 P_2 的无穷小平行位移得到的矢量, 且是在 P_2 点的矢量 A^μ , 那么两者之差

$$[87] \quad dA^\mu - \delta A^\mu = \left(\frac{\delta A^\mu}{\delta x_\sigma} + \Gamma_{\sigma\alpha}^\mu A^\alpha \right) dx_\sigma$$

也是矢量。由于这是对于 dx_σ 可以任意选择的情况, 故

$$A_{;\sigma}^\mu = \frac{\partial A^\mu}{\partial x_\sigma} + \Gamma_{\sigma\alpha}^\mu A^\alpha \quad (71)$$

是张量, 我们把它称为 1 秩张量 (矢量) 的协变导数。对这张量进行缩并, 我们得到反变张量 A^μ 的散度。在此必须注意到, 根据 (70) 式有

$$\Gamma_{\mu\sigma}^\sigma = \frac{1}{2} g^{\sigma\alpha} \frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x_\mu} = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial x_\mu} \quad (72)$$

如果进一步令

$$A^\mu \sqrt{g} = \mathfrak{A}^\mu \quad (73)$$

[88] (Weyl 将其称为 1 秩反变张量密度^①), 可得

$$\mathfrak{A} = \frac{\partial \mathfrak{A}^\mu}{\partial x_\mu} \quad (74)$$

^① 因为 $A^\mu \sqrt{g} dx = \mathfrak{A}^\mu dx$ 具有张量特性, 这种表示是很合理的。一个张量在乘以 $\sqrt{-g}$ 之后就变成了张量密度, 我们用大写的哥特体字母表示张量密度。

上式为标量密度。

通过规定平行移动保持标量

$$\varphi = A^\mu B_\mu$$

不变,进而

$$A^\mu \delta B_\mu + B_\mu \delta A^\mu$$

对于 (A^μ) 的所有指定值均为0,我们得到协变矢量 B_μ 平行位移的定律。于是我们得到

$$\delta B_\mu = \Gamma_{\mu\sigma}^\alpha A_\alpha dx_\sigma \quad (75) \quad [89]$$

这样,按照与得到(71)式相同的步骤,我们也可以得到协变矢量的协变导数:

$$B_{\mu;\sigma} = \frac{\partial B_\mu}{\partial x_\sigma} - \Gamma_{\mu\sigma}^\alpha B_\alpha \quad (76)$$

通过交换指标 μ 和 σ 并且相减,我们得到斜称张量

$$\varphi_{\mu\sigma} = \frac{\partial B_\mu}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial x_\mu} \quad (77)$$

2 秩或更高秩张量的协变微分,也可以按照与导出(75)式相同的步骤得到。例如,令 $(A_{\sigma\tau})$ 为2秩协变张量,如果 E 和 F 都是矢量,那么 $A_{\sigma\tau} E^\sigma F^\tau$ 就是标量。这个表达式在 δ 位移下应当不变。将其表示成公式,利用(67)式,我们得到 $\delta A_{\sigma\tau}$,进而得到我们想要的协变导数:

$$A_{\sigma\tau;\rho} = \frac{\partial A_{\sigma\tau}}{\partial x_\rho} - \Gamma_{\sigma\rho}^\alpha A_{\alpha\tau} - \Gamma_{\tau\rho}^\alpha A_{\sigma\alpha} \quad (78)$$

547 为了能更清楚地看出张量协变微分的普遍定律,我们写出用类似方法导出的两个协变导数:

$$A_{\sigma;\rho}^\tau = \frac{\partial A_\sigma^\tau}{\partial x_\rho} - \Gamma_{\sigma\rho}^\alpha A_\alpha^\tau + \Gamma_{\alpha\rho}^\tau A_\sigma^\alpha \quad (79)$$

$$A_{;\rho}^{\sigma\tau} = \frac{\partial A^{\sigma\tau}}{\partial x_\rho} + \Gamma_{\alpha\rho}^\sigma A^{\alpha\tau} + \Gamma_{\alpha\rho}^\tau A^{\sigma\alpha} \quad (80)$$

现在,形成协变微分的普遍定律就很清楚了。利用这些公式,我们还要导出其他一些公式,而这些公式对于理论物理的这个应用是很有意义的。

当 $A_{\sigma\tau}$ 是斜称张量时,通过指标轮换并且相加,我们得到张量

$$A_{\sigma\tau\rho} = \frac{\partial A_{\sigma\tau}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial A_{\tau\rho}}{\partial x_\sigma} + \frac{\partial A_{\rho\sigma}}{\partial x_\tau} \quad (81)$$

它对每一对指标都是斜称的。

如果在(78)式中利用基本张量 $g_{\sigma\tau}$ 代替 $A_{\sigma\tau}$,则其右边就恒为0;对于(80)式,相对于 $g^{\sigma\tau}$ 也有类似的陈述。这就是说,基本张量的协变导数为0。从局域坐标系中,我们可以直接看出,上述结论必然成立。

如果 $A^{\sigma\tau}$ 是斜称的,那么通过对(80)式中指标 τ 和 ρ 进行缩并,我们得到

$$\mathfrak{A}^\alpha = \frac{\partial \mathfrak{A}^{\sigma\tau}}{\partial x_\tau} \quad (82)$$

在普遍情形下,由(79)式和(80)式,将指标 τ 和 ρ 进行缩并,我们得到方程

$$\mathfrak{A}_\alpha = \frac{\partial \mathfrak{A}_\alpha^\sigma}{\partial x_\sigma} - \Gamma_{\alpha\beta}^\sigma \mathfrak{A}_\sigma^\beta \quad (83)$$

$$\mathfrak{A}^\sigma = \frac{\partial \mathfrak{A}^{\sigma\alpha}}{\partial x_\alpha} + \Gamma_{\alpha\beta}^\sigma \mathfrak{A}^{\alpha\beta} \quad (84)$$

[90] Riemann 张量。在连续统中,如果给定一条从 P 点延伸到 G 点的曲线,则 P 点处给出的矢量 A^μ 可以沿着这条曲线通过平行位移运动到 G 点。如果是 Euclid 连续统(更普遍地说,如果通过对坐标系的适当选择,使 $g_{\mu\nu}$ 变成常数),那么这一位移在 G 点所得的矢量就与连接点 P 和点 G 的曲线的选择无关。否则,这个结果就依赖于位移的路径。因此,在这种情况下,矢量从闭合曲线上的点 P 沿闭合曲线移动再回到点 P 时,将会有有一个改变量 ΔA^μ (方向,而不是大小上的改变)。现在,我们就来计算这个矢量的改变量:

[91]
$$\Delta A^\mu = \int_0 \delta A^\mu$$

与关于矢量沿闭合曲线的线积分的 Stokes 定理中一样,这个问题可以约化成在一段无穷小线度的闭曲线上的积分。我们下面的讨论就限于这种情况。 548

首先,由(67)式我们有

$$\Delta A^\mu = - \int_0 \Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\alpha dx_\beta$$

这里, $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 是这个量在积分路径上的可变点 G 处的值。如果我们令

$$\xi^\mu = (x_\mu)_G - (x_\mu)_P$$

并且用 $\overline{\Gamma_{\alpha\beta}^\mu}$ 表示 $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 在 P 点处的值,那么以足够的精度,我们有

$$\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \overline{\Gamma_{\alpha\beta}^\mu} + \frac{\partial \overline{\Gamma_{\alpha\beta}^\mu}}{\partial x_\nu} \xi^\nu.$$

我们进一步令 A^α 为 $\overline{A^\alpha}$ 沿着从 P 点到 G 点的曲线平行位移后的值。现在,可以很容易的由(67)式证明, $A_\mu - \overline{A_\mu}$ 是一阶无穷小,而对于一条具有一阶无穷小线度的曲线, ΔA^μ 是二阶无穷小。因此,如果我们令

$$A^\alpha = \overline{A^\alpha} - \overline{\Gamma_{\alpha\sigma}^\alpha} \overline{A^\sigma} \xi^\sigma.$$

[92] 那么只存在二阶的误差。

如果把这些 $\overline{\Gamma_{\alpha\beta}^\mu}$ 和 $\overline{A^\alpha}$ 的值代入到积分式里,略去所有高于二阶的小量,则我们得到

$$\Delta A^\mu = - \left(\frac{\partial \Gamma_{\sigma\beta}^\mu}{\partial x_\alpha} - \Gamma_{\rho\beta}^\mu \Gamma_{\sigma\alpha}^\rho \right) A^\sigma \int_0^1 \xi^\alpha d\xi^\beta \quad (85) \quad [93]$$

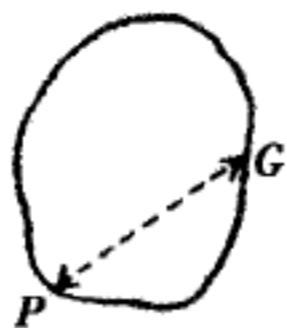


图 4

从积分号下移出的量是指它们在 P 点处的值。在积分号中减去 $\frac{1}{2}d(\xi^\alpha \xi^\beta)$, 我们得到

$$\frac{1}{2} \int_0^1 (\xi^\alpha d\xi^\beta - \xi^\beta d\xi^\alpha).$$

这个 2 秩斜称张量 $f^{\alpha\beta}$ 表征的是被曲线包围着的面元的大小和位置。如果 (85) 式中括号里的量对于指标 α 和 β 是斜称的, 那么我们就可以从 (85) 式得出它的张量特性。把 (85) 式中的求和指标 α 和 β 互换, 然后把所得的方程加到 (85) 式上, 这就可以实现。我们有

$$2\Delta A^\mu = -R_{\sigma\alpha\beta}^\mu A^\sigma f^{\alpha\beta} \quad (86)$$

其中

$$R_{\sigma\alpha\beta}^\mu = -\frac{\partial \Gamma_{\sigma\alpha}^\mu}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \Gamma_{\sigma\beta}^\mu}{\partial x_\alpha} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \Gamma_{\sigma\gamma}^\gamma - \Gamma_{\rho\beta}^\mu \Gamma_{\sigma\alpha}^\rho \quad (87) \quad [94]$$

549 的张量特性来自 (86) 式。这就是 4 秩 Riemann 曲率张量, 对于它的对称性, 我们这里无须深入研究。一个连续统为 Euclid 连续统的充分条件, 是 Riemann 曲率张量等于 0 (无须考虑所选坐标系的实际意义)。

对 Riemann 曲率张量的指标 μ 和 β 进行缩并, 我们得到 2 秩对称张量

$$R_{\mu\nu} = -\frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^\alpha}{\partial x_\alpha} + \Gamma_{\mu\beta}^\alpha \Gamma_{\nu\alpha}^\beta + \frac{\partial \Gamma_{\mu\alpha}^\alpha}{\partial x_\nu} - \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \Gamma_{\alpha\beta}^\beta \quad (88)$$

如果选择坐标系使 $g = \text{常数}$, 那么上式中最后两项化为 0。利用 $R_{\mu\nu}$, 我们可以构造标量

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (89) \quad [95]$$

最直线 (测地线)。可以通过逐次平行位移线元来构造一条曲线。这是对 Euclid 几何中直线的自然推广。对于这样的曲线, 我们有

$$\delta \left(\frac{dx_\mu}{ds} \right) = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx_\alpha}{ds} dx_\beta.$$

用 $\frac{d^2 x_\mu}{ds^2}$ 代替左边的项^①, 我们得到

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0 \quad (90)$$

如果寻求使两点间的积分

$$\int ds \text{ 或 } \int \sqrt{g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu}$$

[96] 有稳定值的曲线(测地线), 我们得到同一曲线。

① 所考察的每一点的方向矢量, 都可以推广沿线元 dx_β 的平行位移而成为曲线上邻近点的方向矢量。

现在,我们已经具备了表述广义相对论定律所需要的数学工具。这里,我并不打算对它进行系统完备的表述,只想在已有知识和结果的基础上,逐步得到各个结果以及各种可能性。这样的一种表述方法,对于我们目前的知识状况来说,是非常合适的。

不受外力作用的质点,根据惯性原理,要做匀速直线运动。在狭义相对论的四维连续统中(具有实的时间坐标),这是一条真正的直线。而在不变量的广义理论(Riemann 理论)中,直线的自然也即最简单的有意义的推广,便是最直线或者测地线。于是,我们还必须假定在等效原理的意义上,只受惯性和引力作用的质点由方程

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0 \quad (90)$$

所描述。实际上,当引力场的所有分量 $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 都为 0 时,这个方程约化为直线方程。

这些方程如何与 Newton 运动方程相联系呢? 根据狭义相对论, $g_{\mu\nu}$ 以及 $g^{\mu\nu}$ 在惯性系(具有实的时间坐标,并且适当地选取 ds^2 的正负号)中的值为:

$$\left. \begin{array}{cccc} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right\} \quad (91)$$

于是,运动方程变为

$$\frac{d^2 x_\mu}{ds^2} = 0.$$

551 我们称之为对 $g_{\mu\nu}$ 场的“一阶近似”。在考虑近似的情况下,采用虚的 x_4 坐标往往很有用处(如同在狭义相对论中所做的那样),此时 $g_{\mu\nu}$ 的一阶近似值为

$$\left. \begin{array}{cccc} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{array} \right\} \quad (91a)$$

这些值可以归纳为如下关系^①:

^① 英文版 $\delta_{\mu\nu}$ 误排为 $\delta_{\nu\mu}$ 。——中译者注

$$(2) \quad g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu}.$$

则对于二阶近似,我们必须令

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu}, \quad (92)$$

其中 $\gamma_{\mu\nu}$ 应看做一阶小量。

这样,运动方程中的两项都是一阶小量。如果略去那些相对于这些项是一阶小量的项,那么我们必须令

$$(3) \quad ds^2 = -\sum dx_i^2 = dl^2(1-q^2) \quad (93)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} = -\delta_{\mu\sigma} \left[\begin{matrix} \alpha\beta \\ \sigma \end{matrix} \right] = - \left[\begin{matrix} \alpha\beta \\ \mu \end{matrix} \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial \gamma_{\alpha\mu}}{\partial x_{\beta}} - \frac{\partial \gamma_{\beta\mu}}{\partial x_{\alpha}} \right). \quad (94)$$

现在,我们要引入第二种近似。设质点的运动速度远远小于光速。此时 ds 就等于时间微分 dl 。进而 $\frac{dx_1}{ds}, \frac{dx_2}{ds}, \frac{dx_3}{ds}$, 与 $\frac{dx_4}{ds}$ 相比,都可以忽略不计。另外,我们假设引力场随时间变化很小,这样 $\gamma_{\mu\nu}$ 关于 x_4 的导数项也可以略去。因此,运动方程(对于 $\mu=1,2,3$)约化成

$$\frac{d^2 x_{\mu}}{dl^2} = \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \left(\frac{\gamma_{44}}{2} \right) \quad (90a)$$

如果把 $\frac{\gamma_{44}}{2}$ 看做是引力场的势,那么这个方程就与质点在引力场中的 Newton 运动方程等同。能否这样做,自然取决于引力场方程,也就是说,取决于这个量在一阶近似下是否与 Newton 理论中的引力势满足同样的场的定律。比较一下 [98] (90)式和(90a)式,就会看到 $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ 实际上确实扮演着引力场强度的角色。这些量不具有张量特性。

方程组(90)表述了惯性和引力对质点的影响。惯性和引力的统一,在形式上可由下面的事实来表述:(90)式中等号的整个左边具有张量特性(对于任意的坐标变换),但是,这两项分开来却不具有张量特性。与 Newton 方程类似,第一项可以看做表示惯性的量,而第二项则表示引力。

我们下一步要做的,是找到引力场定律。为了达到这一目的,我们以 Newton 理论中的 Poisson 方程

$$\Delta\varphi = 4\pi K\rho$$

作为范例。Poisson 方程是建立在有重物质的密度 ρ 会产生引力场这一思想上的。在广义相对论中,它也应当如此。但我们的狭义相对论研究已经指出,应当用单位体积的能量张量来代替物质密度标量。单位体积的能量张量不仅包括有重物质的能量张量,而且包括电磁能量张量。我们确实已经看到,在更完备的分析中,能量张量只能看做一种用来描述物质的临时方式。实际上,物质是由带电

粒子构成的,它本身也应看做电磁场的一部分(实际上是主要部分)。只是由于我们对密集电荷的电磁场缺乏足够的了解,才迫使我们暂时放弃在表述理论时确定这个张量的真正形式。从这个角度来说,引入一个结构未知的 2 秩张量 $T_{\mu\nu}$ 目前是很合适的,这个张量暂时把有重物质的能量密度与电磁场的能量密度合而为一了。在下面的叙述中,我们将把它称为“物质的能量张量”。 [99]

根据我们前面的结果,动量和能量原理可以由这个张量的散度为 0 这一陈述 [(47c) 式] 来表示。在广义相对论中,我们将不得不假定相应的广义协变方程成立。如果 $(T_{\mu\nu})$ 表示物质的协变能量张量, $\mathfrak{X}_\alpha^\beta$ 表示相应的混合张量密度,那么为了与 (83) 式一致,必须要求 [100]

$$0 = \frac{\partial \mathfrak{X}_\alpha^\beta}{\partial x_\alpha} - \Gamma_{\alpha\beta}^\gamma \mathfrak{X}_\gamma^\beta \quad (95)$$

得到满足。必须记住,除了要有物质的能量密度以外,还必须要有力场的能量密度,所以不能仅仅谈及物质的能量动量守恒原理。在数学上是通过 (95) 式中的第二项来表述这一点的,它使我们无法推断形式为 (49) 式的积分方程的存在性。引力场通过对“物质”施加力的作用和赋予其能量,而把能量和动量传递给物质,这可由 (95) 式中的第二项来表述。 [101]

如果在广义相对论中也存在着一个与 Poisson 方程类似的方程,那么这个方程必定是关于引力势张量 $g_{\mu\nu}$ 的一个张量方程,物质的能量张量必须出现在这个方程的右边。而在方程的左边,必须是关于 $g_{\mu\nu}$ 的一个微分张量。我们必须找出这个微分张量。它完全由下面三个条件来确定:

1. 它不含关于 $g_{\mu\nu}$ 的二阶以上的微分系数。
2. 它对于这些二阶微分系数必须是线性的。
3. 它的散度必须恒为 0。

可以很自然地由 Poisson 方程得到上述条件中的前两个。因为可以从数学上证明,所有这些张量微分都可以用代数方法(即无须微分)从 Riemann 张量得到,所以,我们的张量必须具有如下形式:

$$R_{\mu\nu} + \alpha g_{\mu\nu} R,$$

这里的 $R_{\mu\nu}$ 和 R 分别由 (88) 式和 (89) 式定义。可以进一步证明,第三个条件要求 α 的值为 $-1/2$ 。这样,我们就得到了表述引力场定律的方程

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa T_{\mu\nu} \quad (96)$$

方程 (95) 是这个方程的一个结果。 κ 是一个与 Newton 引力常量相关的常量。

接下来,我们将讨论该理论从物理学的角度看有意义的一些性质,并将尽可能少用比较复杂的数学方法。首先,需要证明上式等号左边的散度实际上为 0。 [102]

利用(83)式,可以把物质的能量原理表述成

$$0 = \frac{\partial \mathfrak{X}_\alpha}{\partial x_\alpha} - \Gamma_{\alpha\beta}^\alpha \mathfrak{X}_\alpha \quad (97)$$

其中

$$\mathfrak{X}_\alpha = T_{\sigma\tau} g^{\tau\alpha} \sqrt{-g}.$$

对(96)式等号左边的项采用类似的处理方法,将得到一个恒等式。

在每一个世界点的周围,都存在这样一些坐标系,对于这些坐标系(其中 x_4 坐标选为虚数),在给定点处有

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} \begin{cases} = -1 & \text{如果 } \mu = \nu \\ = 0 & \text{如果 } \mu \neq \nu, \end{cases}$$

554

而且 $g_{\mu\nu}$ 和 $g^{\mu\nu}$ 的一阶导数在该点处都为 0。下面我们将证明,在这一点处,方程(96)左边的项的散度为 0。由于分量 $\Gamma_{\alpha\beta}^\alpha$ 在该点为 0,所以我们只需证明

$$\frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left[\sqrt{-g} g^{\nu\sigma} \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) \right]$$

[103] 等于 0。如果把(88)式和(70)式代入这一表达式,就会发现只有那些含有 $g_{\mu\nu}$ 的三次导数的项还存在。因为要用 $-\delta_{\mu\nu}$ 来代替 $g_{\mu\nu}$,所以最后我们只得到一些显然可以相互抵消的项。由于我们所构造的量具有张量特性,所以可以证明,它在其他任何坐标系中都为 0,而且很自然地,在其他任何四维点上也都为 0。由此可见,物质的能量原理(97)式是场方程(96)的一个数学结果。

为了弄清方程(96)是否符合我们的经验,必须首先看看它在一阶近似时能否得出 Newton 理论。为此,我们必须在这些方程中引入各种近似。我们已经知道, Euclid 几何和光速不变原理对于大范围区域(如行星系)在一定近似下成立。如果我们像在狭义相对论中那样,把第四个坐标取为虚数,这就意味着必须令

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (98)$$

其中 $\gamma_{\mu\nu}$ 远远小于 1,因而我们可以略去 $\gamma_{\mu\nu}$ 的高次幂及其导数。如果我们这样做,那我们将无法了解引力场的结构,或者宇宙尺度的度规空间的结构,然而我们确实可以了解邻近物质对物理现象的影响。

[104] 在采取这一近似之前,我们先对(96)式进行一些变换。用 $g^{\mu\nu}$ 乘以(96)式,并对指标 μ 和 ν 求和;观察由 $g^{\mu\nu}$ 的定义得到的关系

$$g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = 4$$

我们得到方程

$$R = \kappa g^{\mu\nu} T_{\mu\nu} = \kappa T$$

如果把 R 的这个值代回(96)式,就得到

场方程
的求解

$$R_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) = -\kappa T_{\mu\nu}^* \quad (96a)$$

555 在做了我们前面提到的近似之后,就可以得知方程的左边应为:

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{\alpha\alpha}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \frac{\partial^2 \gamma_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu \partial x_\alpha} - \frac{\partial^2 \gamma_{\nu\alpha}}{\partial x_\mu \partial x_\alpha} \right)$$

或

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left(\frac{\partial \gamma'_{\mu\alpha}}{\partial x_\alpha} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \gamma'_{\nu\alpha}}{\partial x_\alpha} \right),$$

其中我们已经令

$$\gamma'_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \gamma_{\alpha\alpha} \delta_{\mu\nu} \quad (99)$$

现在,我们必须注意到方程(96)对于任何坐标系都成立。我们前面所选的是一个比较特殊的坐标系,其中 $g_{\mu\nu}$ 在所考察的区域里与常数 $-\delta_{\mu\nu}$ 只差一个无穷小量。但是由于这一条件在任意的无穷小坐标变换下都满足,所以还可以要求 $\gamma_{\mu\nu}$ 满足另外四个条件,当然这些条件不能与关于 $\gamma_{\mu\nu}$ 数量级的条件相冲突。我们现在假设所选的坐标系能使下面四个关系

$$0 = \frac{\partial \gamma'_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \frac{\partial \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} - \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{\alpha\alpha}}{\partial x_\mu} \quad (100) \quad [105]$$

得到满足。于是(96a)式取如下形式:

$$\frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_a^2} = 2\kappa T_{\mu\nu}^* \quad (96b)$$

这些方程可以用一种类似于电动力学中的推迟势的方法来求解,从而得到(这里采用了一种便于理解的记法)

$$\gamma_{\mu\nu} = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\mu\nu}^*(x_0, y_0, z_0, t-r)}{r} dV_0 \quad (101)$$

与
Newton
理论
的
关
系

为了能够看出这个理论在何种意义上包含了 Newton 理论,我们必须更加仔细地考察物质的能量张量。从唯象的角度看,这个能量张量在较狭窄的意义上是由电磁场的能量张量和物质的能量张量构成的。如果依其数量级来考察这个能量张量的不同部分,那么根据狭义相对论的结果,电磁场的贡献同有重物质的贡献相比实际上为 0。在我们所选的单位制中,1 克物质的能量等于 1,与它相比,电场的能量、物质的形变能、甚至化学能都可以忽略不计。如果我们令

$$\left. \begin{aligned} T^{\mu\nu} &= \sigma \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds} \\ ds^2 &= g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \end{aligned} \right\} \quad (102)$$

那就得到对于我们的目的足够充分的近似。在上式中, σ 是静止时的物质密度,也就是在与物质一起运动的 Galileo 坐标系中,利用单位量杆测得的通常意义上

的有重物质的密度。

进而,我们注意到,在所选的坐标系里,如果用 $-\delta_{\mu\nu}$ 代替 $g_{\mu\nu}$,那么也只会会有一个相对小的误差。于是我们令

$$ds^2 = - \sum dx_{\mu}^2 \quad (102a)$$

不论产生引力场的物质以多快的速度相对于我们选择的准 Galileo 坐标系运动,上面的讨论都成立。但是在天文学中,我们所要处理的物质,它们相对于所选坐标系的运动速度总是远远小于光速,即(用我们所选的时间单位)远远小于 1。因此,如果在(101)式中,我们用普通势(非推迟势)来代替推迟势,而且对于产生引力场的物质,令

$$\frac{dx_1}{ds} = \frac{dx_2}{ds} = \frac{dx_3}{ds} = 0, \quad \frac{dx_4}{ds} = \frac{\sqrt{-1}dl}{dl} = \sqrt{-1}. \quad (103) \textcircled{1}$$

那么我们得到对于几乎所有的实际目的都足够充分的近似。于是得到 $T^{\mu\nu}$ 和 $T_{\mu\nu}$ 的值为

$$\left. \begin{array}{cccc} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sigma \end{array} \right\} \quad (104)$$

T 的值就是 σ , 最终得到 $T_{\mu\nu}^*$ 的值为

$$\left. \begin{array}{cccc} \frac{\sigma}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sigma}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\sigma}{2} \end{array} \right\} \quad (104a)$$

从而由(101)式我们得到

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_{33} = -\frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \\ \gamma_{44} = +\frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \end{array} \right\} \quad (101a)$$

{4} 而所有其他的 $\gamma_{\mu\nu}$ 都为 0。最后的这个方程,再加上(90a),就包含了 Newton 引力理论。如果我们用 ct 代替 l ,则得

① 英译本误为(103a),并将 $\sqrt{-1}dl$ 误排为 $\sqrt{-1}d\bar{l}$ 。——中译者注

$$\frac{d^2 x_\mu}{dt^2} = \frac{\kappa c^2}{8\pi} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left\{ \int \frac{\sigma dV_0}{r} \right\} \quad (90b)$$

557 由此可以看出, Newton 引力常量 K 与我们场方程中的常数 κ 有如下关系:

$$K = \frac{\kappa c^2}{8\pi} \quad (105)$$

由 K 的已知数值可得

$$\kappa = \frac{8\pi K}{c^2} = \frac{8\pi \times 6.67 \times 10^{-8}}{9 \times 10^{20}} = 1.86 \times 10^{-27} \quad (105a)$$

从(101)式我们可以看出,甚至在一阶近似下,引力场的结构也与符合 Newton 引力理论的引力场结构存在着根本的差别。差别就在于引力势具有张量特性而不是标量特性。过去,之所以未被认识到,是因为在一阶近似下,质点的运动方程只包含 g_{44} 这一个分量。

场方程
的特殊
推论

现在,为了根据我们的结果考察量杆和时钟的行为,我们必须注意到下述情形。根据等效原理, Euclid 几何的度规关系对于无穷小尺度并处于适当运动状态(自由下落且无转动)的 Cartesian 参考系中成立。对于相对这些坐标系有很小加速度的局域坐标系(从而对于与我们选择的坐标系相对静止的那些坐标系),我们可以做出同样的陈述。在这样一个局域坐标系中,对于两个相邻的世界点,我们有 [106]

$$ds^2 = -dX_1^2 - dX_2^2 - dX_3^2 + dT^2 = -dS^2 + dT^2,$$

其中 dS 和 dT 可分别由与坐标系相对静止的量杆和时钟直接测得:它们是自然测得的长度和时间。另一方面,已知 ds^2 可用有限区域内的坐标 x_ν 表示为如下形式:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu,$$

所以我们有可能得到自然测得的长度和时间(这是一方面)与相应坐标差(这是另一方面)之间的关系。因为空间和时间在两个坐标系中的划分是一致的,所以 [107]

$$ds^2 = - \left(1 + \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \right) (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + \left(1 - \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \right) dt^2,$$

则在足够近似下,我们可得

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{dX_1^2 + dX_2^2 + dX_3^2} &= \left(1 + \frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \right) \sqrt{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2} \\ dT &= \left(1 - \frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \right) dt \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

558

因此,对于我们所选的坐标系,单位量杆具有坐标长度

$$1 - \frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r}$$

[108] 我们所选择的这一特定坐标系, 确保这一长度只与位置有关而与方向无关。若我们另选一个不同的坐标系, 则不一定有这样的性质。但是无论我们选择什么坐标系, 刚性杆的位形定律都不满足 Euclid 几何的有关定律。换句话说, 我们不能选择任意一个坐标系, 使得无论相应的单位量杆的端点怎样取向, 坐标差 $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$ 将总是满足关系 $\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 = 1$ 。从这个意义上说, 空间不是 Euclid 的而是“弯曲的”。从上述关系第二式可以看出, 采用我们坐标系中使用的单位, 单位时钟 ($dT=1$) 两次节拍之间的间隔对应于“时间”

$$1 + \frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r}$$

[109] 由此, 时钟附近有重物质的质量越大, 则时钟的速率就越慢。因而我们得出结论: 在太阳表面产生的光谱与在地球上产生的光谱相比, 将向红端大约移动其波长的 2×10^{-6} 。起初, 这个重要的理论结果似乎同实验不符, 但是最近几年的实验结果却越来越显示出这一效应是可能存在的, 几乎毋庸置疑, 这一理论结果将在未来几年内得到证实。

[110] 广义相对论的另一个可用实验检验的重要结果, 与光线的路径有关。在广义相对论中, 光速相对于局域惯性系处处相同。光速在我们的自然时间单位中为 1。所以, 根据广义相对论, 光的传播定律在广义坐标中可用下式表述:

$$ds^2 = 0$$

在我们正使用的近似程度内, 在我们选用的坐标系中, 根据(106)式, 光速由下式决定:

$$\left(1 + \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r}\right) (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) = \left(1 - \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r}\right) dl^2$$

因而光速 L 在我们的坐标系中可以表示为

$$[111] \quad L = \frac{\sqrt{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2}}{dl} = 1 - \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \quad (107)$$

由此我们可以得出结论: 光线在经过质量巨大的物体附近时将会发生偏折。如果我们设想太阳(质量为 M)处于我们坐标系的原点, 那么一条沿着与 x_3 轴平行方向在与原点相距 Δ 的 $x_1 - x_3$ 平面上传播的光线将会向太阳偏折, 总的偏折量为

$$[112] \quad \alpha = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial x_1} dx_3$$

积分后可得

$$\alpha = \frac{\kappa M}{2\pi \Delta} \quad (108)$$

当 Δ 等于太阳半径时, 偏折角达 $1.7''$ 。1919 年, 英国日食观测队以显著的精度证实了这种偏转的存在, 并为能在 1922 年的日食中得到更加精确的观测数据做了最精心的准备。应当注意, 这一理论结果同样不受我们任意选择的坐标系的影响。 [113]

这里应该讨论广义相对论可以被观测检验的第三个结论, 它与水星近日点的运动有关。行星轨道的长期变化已经知道得如此精确, 使得我们一直沿用的近似方法将不足以进行理论值与观测值的比较。我们必须回到一般的场方程 (96) 式。为解决这一难题, 我采用逐次近似法。但是, 后来 Schwarzschild 等人完全解决了中心对称的静态引力场问题; Weyl 在他的著作《空间、时间、物质》中给出的推导尤其优美。如果我们不直接回到方程 (96), 而是以同这一方程等价的变分原理为依据, 那么计算可能会在某种程度上得到简化。我们将只对理解该方法必需的步骤做一个简单的介绍。 [114] [115] [116]

对于静态场情形, ds^2 必定有如下形式: [117]

$$\left. \begin{aligned} ds^2 &= -d\sigma^2 + f^2 dx_4^2 \\ d\sigma^2 &= \sum_{1-3} \gamma_{\alpha\beta} dx_\alpha dx_\beta \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

其中第二式的右边仅对空间变量求和。场的中心对称性要求 $\gamma_{\mu\nu}$ 取如下形式:

$$\gamma_{\alpha\beta} = \mu\delta_{\alpha\beta} + \lambda x_\alpha x_\beta \quad (110)$$

而 f^2, μ 和 λ 仅是 $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ 的函数。这三个函数的其中之一可任意选取, 因为我们的坐标系是(先验地)完全任意的。做代换 [118]

$$\begin{aligned} x'_4 &= x_4 \\ x'_\alpha &= F(r)x_\alpha \end{aligned}$$

后, 我们总可以保证这三个函数中有一个能取为关于 r' 的某个特定函数。不失一般性, 我们可将 (110) 式代之以

$$\gamma_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \lambda x_\alpha x_\beta \quad (110a)$$

这样 $g_{\mu\nu}$ 可用 λ 和 f 这两个量来表示。将它们代入 (96) 式, 由 (109) 式和 (110a) 式计算 $\Gamma^\sigma_{\mu\nu}$ 之后, 把它们确定为 r 的函数。我们有 [119]

$$\begin{aligned} \Gamma^\sigma_{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} \frac{x_\sigma}{r} \cdot \frac{\lambda' x_\alpha x_\beta + 2\lambda r \delta_{\alpha\beta}}{1 + \lambda r^2} \quad (\text{对于 } \alpha, \beta, \sigma = 1, 2, 3) \\ \Gamma^4_{44} &= \Gamma^4_{\alpha\beta} = \Gamma^4_{\alpha\beta} = 0 \quad (\text{对于 } \alpha, \beta = 1, 2, 3) \\ \Gamma^4_{4\alpha} &= \frac{1}{2} f^{-2} \frac{\partial f^2}{\partial x_\alpha}, \Gamma^{\alpha}_{44} = -\frac{1}{2} f^{-2} \frac{\partial f^2}{\partial x_\alpha} \end{aligned} \quad (110b) \quad [120] \quad (5)$$

靠这些结果, 场方程就提供了 Schwarzschild 解: [121]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{A}{r}\right) dl^2 - \left[\frac{dr^2}{1 - \frac{A}{r}} + r^2 (\sin^2 \vartheta d\varphi^2 + d\vartheta^2) \right] \quad (109a)$$

其中我们已令

$$\left. \begin{aligned} x_4 &= l \\ x_1 &= r \sin \vartheta \sin \varphi \\ x_2 &= r \sin \vartheta \cos \varphi \\ x_3 &= r \cos \vartheta \\ A &= \frac{\kappa M}{4\pi} \end{aligned} \right\} \quad (109b)$$

[122] M 表示太阳的质量, 它以中心对称的方式集中分布在坐标原点附近。解(109a)式仅在这一质量之外成立, 这时所有 $T_{\mu\nu}$ 为 0。如果行星在 $x_1 - x_2$ 平面上运动, 那么(109a)式必须改写成

$$ds^2 = \left(1 - \frac{A}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{A}{r}} - r^2 d\varphi^2 \quad (109c)$$

[123] 行星运动的计算, 依赖于方程(90)。从方程(110b)的第一式和方程(90)可知, 对于指标 1, 2, 3, 我们有

$$\frac{d}{ds} \left(x_\alpha \frac{dx_\beta}{ds} - x_\beta \frac{dx_\alpha}{ds} \right) = 0$$

若对上式积分, 并将结果在极坐标系中表示, 可得

$$r^2 \frac{d\varphi}{ds} = \text{常数} \quad (111)$$

由(90)式, 对于 $\mu=4$, 我们有

$$0 = \frac{d^2 l}{ds^2} + \frac{1}{f^2} \frac{df^2}{dx_\alpha} \frac{dx_\alpha}{ds} = \frac{d^2 l}{ds^2} + \frac{1}{f^2} \frac{df^2}{ds},$$

由此, 对上式两边同乘以 f^2 然后积分, 可得

$$f^2 \frac{dl}{ds} = \text{常数} \quad (112)$$

这样, 我们就得到了关于 s, r, l 和 ϕ 四个变量的三个方程(109c), (111)和(112)。由这三个方程, 我们可以按照与经典力学相同的方法来计算行星的运动。我们由此得到的最重要的结果是, 行星公转的椭圆轨道在缓慢地旋转, 每圈转过的角(以弧度为单位)达

$$\frac{24\pi^3 a^2}{(1-e^2)c^2 T^2} \quad (113)$$

其中

a = 行星轨道的半长径, 单位为 cm。

e = 偏心率的数值。

$c = 3 \times 10^{10}$, 真空中的光速。

T = 公转周期, 单位为 s 。

这个表达式给出了水星近日点运动问题的解释。这个问题自 Leverrier 发现以来以达 100 年之久, 一直没有一个令人满意的理论天文学解释。 [124]

用广义相对论表述 Maxwell 电磁场理论并没有什么困难, 只需要用张量构造公式(81)、(82)和(77)就行了。设 φ_μ 为 1 秩张量, 并解释为四维电磁势, 那么电磁场张量可以定义为关系

$$\varphi_{\mu\nu} = \frac{\partial\varphi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial\varphi_\nu}{\partial x_\mu} \quad (114)$$

562 于是 Maxwell 方程组的第二个方程由此为张量方程

$$\frac{\partial\varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\rho} + \frac{\partial\varphi_{\nu\rho}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial\varphi_{\rho\mu}}{\partial x_\nu} = 0 \quad (114a)$$

所定义, Maxwell 方程组的第一个方程可以用张量密度关系

$$\frac{\partial\mathfrak{F}^{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \mathfrak{F}^\mu \quad (115)$$

所定义, 其中

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}^{\mu\nu} &= \sqrt{-g} g^{\mu\sigma} g^{\nu\tau} \varphi_{\sigma\tau} \\ \mathfrak{F}^\mu &= \sqrt{-g} g^\rho \frac{dx_\mu}{ds} \end{aligned} \quad (125)$$

对于 $\mathfrak{F}^\mu = 0$ 这一特殊情形, 如果我们把电磁场的能量张量代入(96)式右边, 就可以由(96)式取散度得到(115)式。许多理论工作者都认为, 这种在广义相对论框架下包含电学理论的方法过于随意, 并不令人满意。再者, 我们也不能用这种方法来理解构成基本电荷粒子的电平衡。一个理论, 如果引力场和电磁场不是作为逻辑上毫不相同的结构被引入其中, 那么它将更为可取。Weyl 以及近年来的 Kaluza 等人沿着这一方向已经提出许多天才的思想。但是我相信, 这些思想并未使我们更接近这个根本性问题的真正解答。我不想在这个问题上深入讨论下去, 我只想对所谓的宇宙学问题进行简要讨论。因为在某种意义上说, 缺少这方面的讨论, 对广义相对论的考察就不会令人满意。 [126] [127]

宇宙
学问
题

先前基于场方程(96)的考察, 乃是以这样一种观念为基础: 空间在整体上是 Galileo-Euclid 的, 只有当质量嵌入其中时, 空间的这一特性才被破坏。只要我们考虑的是天文学上常见的数量级的空间, 这种观念当然合理。至于宇宙的某些部分(不论这些部分有多大)究竟是不是准 Euclid 空间, 则是完全不同的另一个问题。我们可以用曾经多次使用过的曲面论中的一个例子来说明这一点。如

① 英文版中此式误排为 $\phi_{\mu\nu} = \frac{\partial\phi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial\phi_\nu}{\partial x_\mu}$ 。——中译者注

果曲面的某一部分实际上是平坦的,那也并不意味着整个曲面具有平面形式;这个曲面可能只是半径足够大的球面。在相对论建立之前,对于宇宙在整体上是不是非 Euclid 空间的问题,人们已经从几何学的观点出发进行了大量的讨论。但是,有了相对论,这个问题就进入了一个崭新的阶段,因为根据相对论,物体的几何性质不是独立的,而是依赖于质量分布的。

563

[128] 如果宇宙是准 Euclid 空间,那么 Mach 关于惯性同引力一样依赖于物体之间的某种相互作用的观点就完全错了。因为在这种情况下,对于一个适当选择的坐标系, $g_{\mu\nu}$ 将与它们在狭义相对论中一样,在无穷远处是一个常数,但是在有限的区域内,由于其中质量的影响,对于适当选择的坐标系, $g_{\mu\nu}$ 就会同这些常数数值有些许差别。所以空间的性质不是完全独立(即不受物质影响)的,但它们基本上还是独立的,只在很小程度上受到物质的影响。这种二元论观念本身就不能令人满意,何况还有我们将要考察的一些重要物理论点与之相悖。

[129] 宇宙是无限的而且在无穷远处是 Euclid 的假定,从相对论的观点看来,是一个复杂的假定。用广义相对论的语言来说,它要求 4 秩 Riemann 张量 R_{iklm} 在无穷远处为 0。这提供了 20 个独立条件,而只有 10 个曲率分量 $R_{\mu\nu}$ 进入引力场定律。要求如此强约束条件却没有任何物理依据,这当然不能令人满意。

但其次,根据相对论的观点,Mach 关于惯性依赖于物质的相互作用的思想又似乎是正确的。因为我们下面将证明,根据我们的方程,在惯性相对性的意义上,惯性质量之间的确存在相互作用,即便它是极其微弱的。那么,沿着 Mach 的思路,又可以得出什么结论呢?

1. 当有重物质在其附近累积时,物体的惯性必然增加。
2. 当邻近物质被加速时,物体必然受到加速力的作用,且实际上该力必与加速度方向相同。
- [130] 3. 中空的物体转动时,在其内部必定产生一个可以使得运动物体沿转动方向偏转的“Coriolis 场”和一个径向离心场。

现在我们将证明,根据 Mach 的思想应当出现的这三个效应,在我们的理论中确实存在,尽管它们的量级非常小,由实验室实验来证实它们是不可想象的。为此,我们回到质点的运动方程(90),并采取比(90a)更进一步的近似。

564

首先,我们把 γ_{44} 当作一阶小量。根据能量方程,在引力作用下运动的质量,其速度的平方也在同一量级。因此,我们把所考察的质点的速度和产生引力场的质量的速度都看做 1/2 阶小量是合乎逻辑的。现在,我们对由场方程(101)和运动方程(90)而来的方程进行近似处理,考察(90)式中的第二项在那些速度中呈线性的诸项。进一步,我们将不把 ds 和 dl 当作相等的量,而是根据高阶近似,令

$$ds = \sqrt{-g_{44}} dl = \left(1 - \frac{\gamma_{44}}{2}\right) dl$$

首先,由(90)式可得

$$\frac{d}{dl} \left[\left(1 + \frac{\gamma_{44}}{2}\right) \frac{dx_\mu}{dl} \right] = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx_\alpha}{dl} \frac{dx_\beta}{dl} \left(1 + \frac{\gamma_{44}}{2}\right) \quad (116)$$

由(101)式,根据所要求的近似,可得

$$\left. \begin{aligned} -\gamma_{11} = -\gamma_{22} = -\gamma_{33} = \gamma_{44} &= \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \\ \gamma_{4\alpha} &= -\frac{i\mu}{2} \int \frac{\sigma \frac{dx_\alpha}{ds} dV_0}{r} \\ \gamma_{\alpha\beta} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (117) \quad [131]$$

在(117)式中, α 和 β 只表示空间指标。

我们可以把(116)式右边的 $1 + \frac{\gamma_{44}}{2}$ 替换成1,把 $-\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 替换成 $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \mu \end{smallmatrix} \right]$ 。另外容易看出,在这种近似程度上,我们必须令:

$$\begin{aligned} \left[\begin{smallmatrix} 44 \\ \mu \end{smallmatrix} \right] &= -\frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{44}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial \gamma_{4\mu}}{\partial x_4} \\ \left[\begin{smallmatrix} \alpha 4 \\ \mu \end{smallmatrix} \right] &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \gamma_{4\mu}}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial \gamma_{4\alpha}}{\partial x_\mu} \right) \\ \left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \mu \end{smallmatrix} \right] &= 0, \end{aligned}$$

565 其中 α, β, μ 代表空间指标。因此使用通常的矢量记号,我们从(116)式得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dl} [(1 + \bar{\sigma}) \mathbf{v}] &= \text{grad} \bar{\sigma} + \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + [\text{rot} \mathfrak{A}, \mathbf{v}] \\ \bar{\sigma} &= \frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\sigma dV_0}{r} \\ \mathfrak{A} &= \frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{\sigma \frac{dx_\alpha}{dl} dV_0}{r} \end{aligned} \right\} \quad (118)$$

现在,运动方程(118)实际上表明:

1. 惯性质量与 $1 + \bar{\sigma}$ 成正比,因此,当有重物质靠近受试物体时,惯性质量会增加。 [132]

2. 加速的质量对受试物体有同符号的感应作用。这就是 $\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}$ 项。 [133]

3. 一个质点若在旋转的中空物体中做垂直于转动轴的运动,那么它将会沿

[134] 旋转方向发生偏转(Coriolis 场)。前面提及的在旋转的中空物体内部的离心作用,也能够根据广义相对论得到,这已经由 Thirring 证明^①。

虽然这三个效应都因为 κ 实在太小而很难用实验验证,但是根据广义相对论,它们必定存在。我们必须在三个效应中找到一个强有力的依据,来支持 Mach 关于所有惯性作用的相对性的思想。如果我们认为这些思想从头至尾都是自洽的,则我们必然希望所有的惯性(即整个 $g_{\mu\nu}$ 场)都决定于宇宙的物质,而不是决定于无穷远处的边界条件。

[135] 对于宇宙尺度下的一个令人满意的 $g_{\mu\nu}$ 场概念来说,恒星的相对速度小于光速这一事实似乎具有重要意义。根据这一事实,通过选择适当的坐标系, g_{44} 在宇宙中将几乎是一个常数,至少在存在物质的那部分宇宙是如此。而且由于宇宙的所有部分内都存在恒星的假设看上去十分自然,所以我们也完全可以假设, g_{44} 之所以不是常数,仅仅是因为物质并非连续分布,而是集中分布在一些单个天体或天体系统中。如果我们愿意忽略这些物质密度和 $g_{\mu\nu}$ 场较为局域的非均匀分布,那么为了了解宇宙作为一个整体的几何性质,用连续分布来代替物质的实际分布,并进一步赋予这一分布以均匀密度 σ ,看来是很自然的。在这个假想的宇宙中,具有空间方向的所有点在几何上都是等价的。这个宇宙对于它的空间广延来说具有恒定曲率,而对于它的 x_4 坐标而言是柱状的。宇宙可能在空间上是有界的,而且由于我们前面假设了 σ 为常数,故具有恒定曲率(可以是球形的或者是椭球形的),这种可能性特别令人满意,因为这样一来,从广义相对论的立场看来非常麻烦的无穷远边界条件,就可以用自然得多的闭合空间边界条件来代替了。

根据以上的讨论,我们令

$$ds^2 = dx_4^2 - \gamma_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \quad (119)$$

其中指标 μ 和 ν 只取 1 到 3。 $\gamma_{\mu\nu}$ 是 x_1, x_2, x_3 的某个函数,以使它与具有正的恒定曲率的三维连续统相对应。现在,我们必须考察这个假设是否满足引力场方程。

为此,我们必须首先找到三维恒定曲率流形所满足的微分条件。一个嵌入四维 Euclid 连续统中的三维球流形^②,可由下式给出:

$$\begin{aligned} x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 &= a^2 \\ dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 &= ds^2 \end{aligned}$$

① 在坐标系相对于惯性系均匀地做旋转运动的特殊情况下,甚至不用计算大家也能够意识到,离心作用必然与 Coriolis 场的存在有着不可分割的联系;我们的广义协变方程自然也一定适用于这种情况。

② 引入第四个空间维度,除了是一个数学技巧外,自然没有其他意义。

消去 x_4 , 得

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + \frac{(x_1 dx_1 + x_2 dx_2 + x_3 dx_3)^2}{a^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2}.$$

忽略 x_ν 的三次方项及更高次项, 在坐标原点附近, 我们可令:

$$ds^2 = \left(\delta_{\mu\nu} + \frac{x_\mu x_\nu}{a^2} \right) dx_\mu dx_\nu.$$

567 括号里是流形在原点附近的 $g_{\mu\nu}$ 。因为 $g_{\mu\nu}$ 的一阶导数在原点为 0, 所以 $\Gamma_{\mu\nu}^\sigma$ 在原点也为 0。这样, 用(88)式计算在原点的 $R_{\mu\nu}$ 就很简单了。我们有

$$R_{\mu\nu} = \frac{a^2}{2} \delta_{\mu\nu} = \frac{a^2}{2} g_{\mu\nu}. \quad [139]$$

因为关系式 $R_{\mu\nu} = \frac{a^2}{2} g_{\mu\nu}$ 是广义协变的, 而且流形上所有的点在几何上都等价, 所以上式对每一个坐标系, 以及在流形上处处都成立。为了避免与四维连续统混淆, 接下来我们用希腊字母表示与三维连续统相关的量, 并且令

$$P_{\mu\nu} = \frac{a^2}{2} \gamma_{\mu\nu} \quad (120)$$

现在, 我们着手将场方程(96)应用于这一特殊情形。我们根据(119)式可知, 对于四维流形, 我们有

$$\left. \begin{aligned} R_{\mu\nu} &= P_{\mu\nu} && \text{对于指标 1 到 3} \\ R_{14} &= R_{24} = R_{34} = R_{44} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

至于(96)式的右边, 我们必须考察如尘埃云状分布的物质的能量张量。根据上述讨论, 针对静止情况, 我们必须令

$$T^{\mu\nu} = \sigma \frac{dx_\mu}{ds} \frac{dx_\nu}{ds},$$

但是另外, 我们还必须增加一压强项, 这个压强项可以按下述方式在物理上确立。物质是由荷电粒子构成的。根据 Maxwell 理论, 很难把它们想象成没有奇点的电磁场。为了与实际相符, 有必要引入 Maxwell 理论中没有包括的能量项。这样, 尽管带有同号电荷的粒子之间存在相互排斥的作用力, 但是它们仍然可以聚集在一起。为了符合这一事实, Poincaré 曾经设想, 在这些粒子内部存在一种可与静电斥力平衡的压力。然而, 不能断定这种压力在粒子外部为 0。如果在我们的唯象表述中加上压力项, 就可以与这一情况相符。但是, 不能把这与流体动压强混淆, 因为它只是物质内部动力学关系的能量表示。于是我们令

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} \sigma \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} - g_{\mu\nu} p \quad (122)$$

568

因此, 在我们这一特殊情况下, 必须令

$$T_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} p \quad (\text{对于 } \mu \text{ 和 } \nu \text{ 从 } 1 \text{ 到 } 3)$$

$$T_{44} = \sigma - p$$

$$T = -\gamma^{\mu\nu} \gamma_{\mu\nu} p + \sigma - p = \sigma - 4p.$$

注意到场方程(96)可以改成

$$R_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right)$$

所以从(96)式我们得到以下方程

$$-\frac{2}{a^2} \gamma_{\mu\nu} = \kappa \left(\frac{\sigma}{2} - p \right) \gamma_{\mu\nu}$$

$$0 = -\kappa \left(\frac{\sigma}{2} + p \right).$$

由此可得

$$\left. \begin{aligned} p &= -\frac{\sigma}{2} \\ a &= \sqrt{\frac{2}{\kappa \sigma}} \end{aligned} \right\} \quad (123)$$

如果宇宙是准 Euclid 的,从而它的曲率半径为无穷大,那么 σ 为 0。但是宇宙中物质的平均密度不太会真的为 0。这是我们反对宇宙是准 Euclid 的这一假定的第三个论据。另外,我们所假设的压力看来也不太可能为 0。这个压力的物理意义,只有当我们有了更好的电磁场理论知识之后才能理解。根据(123)式

[143] 的第二个方程,宇宙的半径 a 通过下式取决于物质的总质量 M :

$$a = \frac{M\kappa}{4\pi^2} \quad (124)$$

由这个方程,几何性质对物理性质的完全依赖性变得很清楚。

[144] 这样,我们可以列出以下论据,来反对空间无限宇宙的观念,支持空间有界或闭合宇宙的思想:

1. 从相对论的观点来看,假设一个闭合宇宙,比假设准 Euclid 宇宙在无穷远处的边界条件要简单得多。

2. Mach 所表达的惯性取决于物体之间相互作用的思想,在一级近似下包含在相对论的方程之中。从这些方程可以推知,惯性至少部分地决定于物质之间的相互作用。由此, Mach 的思想很有可能获胜,因为假定惯性部分取决于相互作用,又部分取决于空间的独立性质,是不会令人满意的。但是, Mach 的这一思想只对应于空间上有界的有限宇宙,而不对应于准 Euclid 的无限宇宙。从认识论的观点来看,假定空间的力学性质完全取决于物质更能令人满意,这只是闭合宇宙中的情形。

3. 只有当宇宙中物质的平均密度为 0 时,无限宇宙才是可能的。尽管这种假定在逻辑上可行,但与宇宙中的物质存在有限平均密度的假定相比则不大可能。

[145]

英译者注:

- {1} ds^2 后的“+”应为“=”。(中译者注:这里和以下指的是英语的第一版,即 *Einstein 1922d* 中的错误。德文第一版,即 *Einstein 1922c* 和英语第五版是正确的)
- {2} 等号右边的指标应为“ $\mu\nu$ ”,而不是“ $\nu\mu$ ”。
- {3} dx^2 前的求和号 \sum 遗漏了。
- {4} “at”应换为“all”。
- {5} 见注 120。

570

由 Vieweg (Braunschweig, 1922) 出版。本文件存有手稿 [2 001], 写在 73 张 28.3 cm × 21.4 cm 的纸上, 编码标于右上角。除 [p. 15] 外, 每张纸都只写了一面。[p. 15] 的左页(背面)含有从 [p. 12] 开始的脚注。手稿带有标题“Fünf Vorlesungen über Relativitätstheorie”(“关于相对论的五次讲课”)。此外, 在另一张较小的棕色纸页上, 写有标题“Manuskript der Princeton Vorlesung im Mai 1921”(1921 年 5 月普林斯顿讲课的手稿)。手稿中没有发表版上的图、(表明讨论内容的)页边文字和最后 4 段(见注 142)。德文第二版出版于 1923 年。发表的正文和手稿、德文第二版之间的明显变化, 以及英语第一版和分别出版于 1945 年, 1950 年, 1953 年和 1955 年(中译者注: 应为 1956 年)的后续各版中所作的修订都加了注。后来英语版中所加的附录将纳入全集中涵盖其写作年代的著作卷内。1945 年第二版的附录标题为“On the Cosmological Problem”(关于宇宙学问题)。加入 1950 年第三版中的另一个附录标题为“Generalization of Gravitation Theory”(引力理论的推广), 在 1955 年(中译者注: 应为 1956 年)第五版中作了修订, 改名为“Relativistic Theory of the Nonsymmetric Field”(非对称场的相对性理论)。

[1] 爱因斯坦开始准备这个手稿是在 1921 年 9 月初(见爱因斯坦致 Paul Ehrenfest 的信, 1921 年 9 月 1 日), 于 1922 年 1 月 4 日以前完成(见 Ilse Einstein 致 Friedrich Vieweg & Sohn 的信, 1922 年 1 月 4 日)。

该书标题指明是 1921 年 5 月在普林斯顿所作的 4 次演讲。事实上有 5 次, 是作为普林斯顿大学斯塔福德·利特尔(Stakkord Little)讲座的一部分, 从 1921 年 5 月 9—13 日连续 5 天给出的。头两次是通俗演讲, 后面三次比较专业。头两次通俗演讲的打字稿是根据演讲时一位速记员的笔记, 作为本卷的附录 C 给出。基于爱因斯坦手稿的出版正文, 是三次专业讲课的修订版。爱因斯坦的手稿分为 5 讲, 但头两讲并成了一章。

出于合同方面的理由, 德文版只能出现于英译版出版之后(见爱因斯坦致 Maurice Solovine 的信, 1922 年 1 月 14 日和 2 月 23 日)。然而, 英语版是借助德文版的一套校样准备的(见普林斯顿大学出版社的 Paul Tomlinson 致爱因斯坦的信, 1922 年 4 月 14 日)。在德语版正文偏离手稿的场合, 英语第一版(*Einstein 1922d*)有时符合前者(最后 4 段; 例如见, 注 9, 10, 81 和 85), 有时符合后者(例如见, 注 3, 14, 51, 70 和 96)。

所有 5 次演讲都由普林斯顿大学物理学教授, 英语第一版的译者 Edwin P. Adams (1878—1956) 作了摘要, 于每次演讲一天后发表于 *New York Evening Post* (前 4 讲) 和 *New York Times* (第 5 讲)。5 月 9 日和 10 日的演讲摘要见附录 C。5 月 11 日和 12 日演讲的摘要片断, 见注 25 和注 67 (中译者注: 原书误为

66);5月13日演讲的摘要片断,见注140和注143。

[2] 手稿中“〈Elementare〉”(基本)被换为“begriffliche”(概念)。

[3] 手稿中,在“sind”(是)之后插入了一句“ohne welche Wissenschaft nicht möglich ist”(没有它便无科学可言)。这种说法参见 *Einstein 1918j*(文件7)和 *Einstein 1919g*(文件28)。

[4] *Poincaré 1902*。见 *Einstein 1921c*(文件52), pp. 7—10 中爱因斯坦反对约定论的评论。

[5] 爱因斯坦对于几何学在物理学中作用的观点,见 *Einstein 1921c*(文件52)。

[6] 在手稿中,“〈grosen〉”(重大的)被换为“grundlegenden”(根本的)。

[7] 在手稿中,“〈konstant〉”(相同)被换为“unabhängig vom Material des Körpers und von seinen Ortsänderungen”(与物体的材料及其位置的改变无关)。

[8] 关于物体的形状和大小与它们自己以前的历史无关,见下面的注82。

[9] 手稿中没有“und Bezugsräume”(与参考空间)这个短语。

[10] 手稿中“und schreibt man die Bedingung der Aequivalenz der Gleichungen (2) und (2a) in der Form”[并将方程(2)和(2a)等价的条件写为形式]被换为“so drückt...Form aus,”[那么(2)式和(2a)式等价的条件就可以表示为形式]。

[11] 在手稿中,原来接在逗号后面的句子是:“〈sie drücken geometrisch〉”(它们在几何上表示)。

[12] 在手稿中,此处开始写了,后又删去下面一段:“〈Diese Betrachtungen über den euklidischen Raum haben nur den Zweck, den Zusammenhang der physikalische Erfahrung mit〉”(有关 Euclid 空间的这些考虑,唯一目的是连接物理经验同) 571

[13] 在手稿中,“〈richtig〉”(正确)被换为“zutreffend”(符合实际)。

[14] 手稿中(中译者注:英语版中也如此)没有德文版中“welche von Helmholtz herrührt”(它来自 Helmholtz)这个短语,参考文献是指 *Helmholtz 1884*。

[15] 这里和本句所加脚注(中译者注:这里是指德文第一版)中“ $n-2$ ”应为“ $n-1$ ”,这个错误在英语第一版(*Einstein 1922d*)中已经改正。

[16] 在手稿中,“indem”(因为)后面删去了“〈die Fundamentalinvariante s 〈zwei〉 des Abstandes zweier Punkte sich bezüglich aller 〈Transformati〉 Bezugssysteme, die〉”(两点之间的距离 s 对于所有参考系的变换是基本不变量)。

[17] 在手稿中,“Die rechte Seite”(右边)的前面有“〈Wenn sich eine Grösse bezüglich einer〉”(如果它们的尺度归一化)。

[18] 求和约定是在 *Einstein 1916e*(第六卷,文件30), p. 781 中首次引入的。

[19] 在手稿中,“〈Skalar〉”(标量)被换为“Invariante”(不变量)。

[20] 左边的 α 应为张量 T 的一个指标(中译者注:德文版的这个印刷错误在英语版中已经改正)。

[21] 在手稿中,这一段构成第二讲的起点,该讲题为“Raum und Zeit in der vor-relativistischen Physik (Fortsetzung)”(相对论以前物理学中的空间与时间——续篇)。

[22] 在手稿中,“〈setzt voraus〉”(预先假设)被换为“postuliert”(假定)。

[23] 在手稿中,“〈Gewichte〉”(权)被换为“Range”(秩)。

[24] 在手稿中,从这里删去了一段:“〈Durch Vertauschung der Indices μ und ν und Subtraktion beider Gleichungen erhält man die antisymmetrische Tensorgleichung $m(\frac{dx_\mu}{dt} \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} - \frac{dx_\nu}{dt} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2}) = \dots$ ”[通过交换指标 μ 和 ν ,然后将两个方程相减,我们得到反对称张量方程 $m(\frac{dx_\mu}{dt} \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} - \frac{dx_\nu}{dt} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2}) = \dots$]

[25] 在手稿中,这里是第三讲的起点,尽管没有标题(见注21和注67)。这一章的内容与1921年5

月 12 日的演讲相对应, Adams 为它做了如下摘要:“第三讲致力于用 Minkowski 给出的形式对狭义相对论进行数学陈述。讲解了有关四维矢量和张量性质的一般定理,并用这些量写出了电磁场的 Maxwell-Lorentz 方程。”

“证明了作为狭义相对论的直接后果,如何因电磁场中的运动产生普通的电磁力。最后,由这个理论得出质量和能量的等价性,其结果是质量守恒和能量守恒这两个定律融合为一个定律。”New York Evening Post, 12 May 1921, p. 7.

[26] 手稿中没有“sind”(是)后面的逗号和“Geometrie”(几何)。

[27] 在手稿中,“(Bezugssysteme)”(参考系)被换为“Bezugraumes”(参考空间)。

[28] *Michelson und Morley 1887*。

[29] *Fizeau 1851* 和 *De Sitter 1913a*, 和 *1913b*。

[30] 在德文第二版中,这个脚注第一行“Gleichzeitigkeit”(同时性)后面加上了“räumlich entfernter Ereignisse”(空间上有距离的事件)。

[31] 在手稿中,“(ausserordentliche) (wichtige)”(非常重要)被换为“zentrale”(中心)。

[32] 关于用来作为时钟的过程,详见 *Einstein 1910a*(第三卷,文件 2), pp. 23—24。

[33] 关于 Minkowski 的狭义相对论四维陈述,见 *Minkowski 1908*。

[34] *Minkowski 1908*。

[35] 在手稿中,“(anschaulichen)”(直观地)被换为“physikalischen”(从物理上)。

[36] 原稿中为 $\frac{v}{c}$, “ v ”应该是“ v ”,已改为 v/c 。

[37] 手稿中此处(“Ruht der”[静止]以前)被删去一段如下:“(Denken wir uns zwei koaxiale Zylinder die im Zustand relativer Ruhe denselben Radius R_0 haben. Bewegen wir den zweiten gegen den ersten axial, mit der Geschwindigkeit q , so ist sein Radius $\lambda(q^2)R_0$ vom Standpunkt des ersten aus betrachtet.)”[设想两个具有相同半径 R_0 的同轴圆柱处于相对静止状态。让第二个圆柱逆着第一个的轴以速度 q 运动,那么从第一个的观点来看它的半径将是 $\lambda(q^2)R_0$]。

[38] 最后一个方程中的“ x ”应该是“ l ”。(德文版中的)这个错误在英语第一版(*Einstein 1922d*)中已经改正。

[39] 关于量杆的长度不依赖于它们以前的历史,见注 82。

572

[40] 即方程(28)—(29)给出的 Lorentz 变换形式。

[41] 手稿中的“die nebenstehende Skizze”(页边草图)被“图 1”代替。手稿中没有图。

[42] 手稿中的 j 全都换为 i 。德文第二版中, h_{23} , h_{31} 和 h_{12} , 被分别改为 h (应为 h_x), h_y 和 h_z 。

[43] 对于爱因斯坦建议的选项,电荷守恒会被破坏。这里的偏微商应当是对时间 t 而不是对 l 。

[44] 在德文第二版中, h'_y 的表达式已经修改成使分子中的 h 变为 h_y 。

[45] 在手稿中是“tiefer zu erfassen”(更深入地理解)而不是“formal zu erfassen”(从形式上理解)。

[46] 在手稿中,“mit der Lichtgeschwindigkeit als Einheit”(以光速为单位)改为“mit der Lichtzeit als Zeiteinheit”(以光时为时间单位),然后又改了回去。

[47] 在手稿中,“leistet”(实现)后面删去了“(Sie verknüpft ferner)”(它进一步联系)。

[48] 在德文第二版中,表达式 $d\tau = dl$ 后面补加了 dr , 插入一个分号取代逗号。

[49] 在手稿中,方程(39)中的 dx_s 被误写为 dx_v 。

[50] 在手稿中,“sind also”(由此可见)后面跟着“(in ähnlichem Sinne äquivalent wie Wärme und)”(在类似的意义上热和……等价)。

[51] 德文第一版中这个脚注:“Das genaue Studium der Nicht Ganzzahligkeit der Atomgewichte hängt

also offenbar mit den Energieerzeugungen der radioaktiven Prozesse zusammen. Es ist bereits versucht worden, aus dieser Relation Schlüsse zu ziehen über den Bau bzw. Die Stabilität der Atomkerne”(因此原子量非整数性的精确研究显然与放射性过程中的能量释放有关。人们已经试图由这种关系来得出原子核的结构和稳定性)从英语第二版以后作了修订。中译本是从修订后的版本译出的。有关历史的讨论,见 Siegel 1978。

[52] 在手稿中没有“quasi-stationär bewegte”(准稳态运动)这个限定词。(中译者注:德文第一版中的这个限定词在1956年英语版中也没有,中译本从1956年英语版。)

[53] 手稿中此处(“Untersuchungen”[实验])之前删去了“(zahlreiche)”(许多)。在爱因斯坦1918年10月20日致Friedrich Adler的信(第八卷,文件636)中,引用了下面论文中报道的结果,来为电子运动的相对论预言提供有力的证实:Neumann 1914, Schaefer 1916, Glitscher 1917, 和 Guye and Lavanchy 1916。也见 Lorentz 1915, p. 339。这些实验和由Walter Kaufmann等人所作似乎与相对论预言不符的类似早期实验的历史讨论,见 Miller, A. 1981。

[54] 手稿中没有这个脚注。

[55] 代入 $T_{\mu\nu}$ 的方程(48)并利用方程(32)和(33),可将 $-\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}$ 重新写为 $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \varphi_{\mu\alpha}}{\partial x_\nu} \right) \varphi_{\alpha\nu} + \varphi_{\mu\alpha} J_\alpha$ 。第一项为零,因为它是一个对于 α 和 ν 对称部分和一个对于 α 和 ν 反对称部分的缩并。见文件12的注34, Einstein 1916b(第六卷,文件27), sec. 2 和 Einstein 1919a(文件17)p. 53。

[56] 利用动量密度和能流密度之间的关系来表述质能等价性,见 Planck 1908。

[57] 手稿中的“Wir konstatieren also aus dieser Betrachtung,”(因此通过这些考察我们得出结论)被更换为“Das Resultat”(这个结果),手稿中该句结束于“hat”(得到),下一句以“Dies”(这些)开始。(中译者注:中译本从英语版,即与手稿同)

[58] 在 Laue 1911 中,这一推广被置于相对论力学的中心。

[59] 关于物质的奇点模型这个问题的讨论,见文件63,注6。

[60] 爱因斯坦关于基本粒子结构的思想,见 Einstein 1919a(文件17)。也可参见文件17的注3、注4和注5中提到的Mie, Hilbert 和 Weyl 的工作。

[61] 在德文第二版中,这个方程的编号是(50a)。

[62] 在德文第二版中这一段有稍许改变。在第一句中,“die rechte statt der linken Seite in obiges Integral”(用上式的右边代替左边代入前面的积分中)换为“letzteren Ausdruck in (50a)”[(50a)式中最后一个积分]。在最后一句中,“Setzung des Energietensors”(能量张量的概念)换为“Formulierung des Energie Impuls Satzes”(能量动量定理的陈述)。

[63] 见 Einstein 1916e(第六卷,文件30)中的处理。

[64] 在手稿中,“(senkrechten)”(垂直)被换为“tangetialen”(切向)。

[65] 第1项为0: $u_\mu u_\nu \frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu} = u_\mu \frac{dx_\nu}{d\tau} \frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu} = u_\mu \frac{du_\mu}{d\tau} = 0$ 。连续性方程的类似推导,见文件12最后一页。

573

[66] 在手稿中,“(Beweis)”(证据)被换为“Argument”(论据)。

[67] 在手稿中,这是第四次演讲(“Vierte Vorlesung”)的起点。本章和下一章第一部分的内容大约相当于1921年5月12日演讲的内容,Adams对它所做的提要如下:“第4讲致力于广义相对论的数学发展,爱因斯坦教授以 Gauss 的曲面论作类比开始,证明由 Riemann 和其他人发展的绝对微分学方法如何导致等效原理的陈述,根据这一原理,引力场可以用四维空间的不变量特性得到解释”。

“他最后证明了质点在引力场中运动方程所取的形式,也证明了如何能够决定光线在引力场中的路程。”New York Evening Post, 1921年5月13日,第7版。

在发表的正文(36—42页)中处理广义相对论的方式,类似于第2次通俗演讲中的表述(见附录C)和文件31中有关广义相对论的部分。

[68] 参见 Lorentz 1895, p. 28,正是在那里提到以太影响一切,但绝不受到影响。这里对绝对空间的批评,与 Einstein 1916e(第六卷,文件30)第2节中的批评(也归因于 Mach)有些不同,那里的批评是,Newton 力学破坏了因果性,因为它把观测不到的绝对空间认作为加速度效应的原因。

[69] 在手稿中,“ \langle physikalischen Gedankensystem \rangle ”(物理学上考虑的系统)被换为“System der Mechanik”(力学系统)。

[70] 在手稿中“ \langle der Schwere \rangle ”(引力)被换为“des Schwerefeldes”(引力场)。

[71] 那里不应有逗号。手稿中是:“dass nur K' berechtigtes Koordinatensystem \langle sei \rangle und kein Schwerefeld vorhanden sei”(只有 K 是“容许的”坐标系而并不存在引力场)。

[72] 手稿中是“Gleichwertigkeit der Koordinatensystem K und K' ”(坐标系 K 和 K' 的等价性)而不是“Berechtigung jener Auffassung”(那种想法合理)。(中译者注:中译本从手稿和英语版)

[73] 爱因斯坦在这里强调了等效原理在建立广义相对论中所起的启发性作用。在 Einstein 1918e(文件4)中,等效原理被列为该理论的三个基本原理之一。也参见附录C, pp. [6—7] 中第二次通俗演讲的打字稿。

[74] 在德文第二版中,“In der Tat erzielt man durch diese Auffassung die Wesenseinheit von Trägheit und Schwere”(实际上,正是通过这一概念,我们实现了惯性和引力本质上的统一)被改为“Durch diese Auffassungsweise gelangt man zu einer Theorie, in welcher Trägheit und Schwere wesensgleich sind”(我们通过这一概念得到了一个理论,在这个理论中惯性和引力本质上是同一的)。(中译者注:中译本仍从德文第一版和英语版)

[75] 在手稿中,“ \langle mächtig \rangle ”(有力地)被换为“unerschütterlich”(牢固地)。

[76] 在手稿中,“Zirkel”(循环)的前面有“ \langle bedenklichen \rangle ”(可疑的)。

[77] 在手稿中,“ \langle erfüllt \rangle ”(满足)被换为“konstatiert”(成立)。

[78] 在手稿中,“ \langle Raumteile \rangle ”(部分空间)被换为“bezüglich passend gewählter Bezugsräume endliche Gebiete”(相对于适当选取的参考空间)。

[79] 关于转盘论证在爱因斯坦发现度规重要性过程中的作用,见 Stachel 1980 和第四卷《〔编者按〕“爱因斯坦的广义相对论研究笔记”pp. 193—194。也见附录C, p. [7] 中第二次通俗演讲的打字稿。

[80] 在手稿中,“Durchmesser”(直径)出现了两次,页边标有一个问号。

[81] 爱因斯坦在他 1921 年 5 月 10 日演讲中使用的转盘论证(均见 1921 年 5 月 11 日 *New York Evening Post* 和 *New York Times*),是第二天演讲后举行的讨论会的讨论主题(1921 年 5 月 12 日 *Daily Princetonian*)。Adams 将讨论结果摘要如下:“Prof. Einstein removed the difficulties which had been felt by remarking that the objective existence of the rotating disk was not at all necessary for the purposes of the illustration(爱因斯坦教授评论说,为了说明问题而使用的转盘根本不必客观存在,这样他就消除了人们感到的困难)”。见 *New York Evening Post*, 1921 年 5 月 12 日,第 7 版。在插入 1920 年出版的爱因斯坦关于狭义和广义相对论通俗著作第 10 版的一册书内的一张纸上,也记有同样观点(见 Einstein 1917a [第六卷,文件 42], 注 49)。

574

[82] 在 Kretschmann 1917 中,批评了将广义协变和广义相对论等同的观点。爱因斯坦的回答见 Einstein 1918e(文件 4)。

[83] 手稿中是“unendlich”(无限地)而不是“unwesentlich”(不重要地)。(中译者注:中译本从手稿和英语版)

[84] 爱因斯坦对 Weyl 引力和电磁统一场论 (Weyl 1918a) 的主要批评是, 它使与物理客体相联系的长度和间隔依赖于客体运动的过去历史 (Einstein 1918g [文件 8])。

[85] 有关 Riemann, Ricci, Levi-Civita 和其他人对发展张量分析所作贡献的调查, 见 Reich 1994。

[86] Levi-Civita 1917a, Weyl 1918a, 1918b。

[87] 手稿上正确的“ $\partial A^\mu / \partial x_\sigma$ ”误排为“ $\delta A^\mu / \delta x_\sigma$ ”。英语第五版中改正了这个错误。

[88] 在 Einstein 1914o (第六卷, 文件 9), p. 1053 中, 用的术语是“V[olum]-Tensor”(体积张量)。“张量密度”这个术语是在 Weyl 1918c, p. 405 中引入的。

[89] 这里“ A_σ ”应为“ B_σ ”。

[90] 在德文第二版中, “in U gegebenen”(在 U 点给出的) 已被改正为“in P gegebenen”(在 P 点给出的)。

[91] 在英语第五版 (Einstein 1956) 中, 这里和以下的积分 \int_0 已改正为线积分 \oint 。

[92] 在英语第三版中, 已将“ $A^\sigma \xi^\beta$ ”改正为“ $A^\sigma \xi^\tau$ ”。“ $\Gamma_{\sigma\tau}^\alpha$ ”近似为“ $\bar{\Gamma}_{\sigma\tau}^\alpha$ ”。

[93] 在手稿中, 被积函数是“ $\xi^\beta dx_\beta$ ”而不是“ $\xi^\beta d\xi^\beta$ ”。

[94] “ $\Gamma_{\sigma\tau}^\alpha$ ”应为“ $\Gamma_{\beta\sigma}^\alpha$ ”。

[95] 借助坐标系的这种选择, Ricci 张量 $R_{\mu\nu}$ 化为所谓 11 月张量 (例如见 Renn and Sauer 1999, p. 93), 它形成爱因斯坦引力场方程的左边, 见于他 1915 年 11 月的第 1 篇论文 (Einstein 1915f [第六卷, 文件 21], pp. 782—783, 方程 (13a) 和 (16))。

[96] 见爱因斯坦在 Einstein 1914o (第六卷, 文件 9) 中引入的测地线, 和 Einstein 1916e (第六卷, 文件 30)。

[97] 在手稿中, 这是第五讲 (“Fünfte vorlesung”)。

[98] 手稿在“ $\Gamma_{\sigma\tau}^\alpha$ ”和“die Rolle”(角色) 之间有“in der That”。

[99] 在本书 (中译者注: 指德文第一版) 第 33—34 页上讨论了一个唯象的能量动量张量的必要。

[100] 如在手稿中一样, (47a) 应为 (47c)。

[101] 围绕爱因斯坦的能量动量守恒定律非张量特性的争议, 见 Einstein 1918f (文件 9)。德文第二版中删去了如下短语: “indem es auf diese Kräfte ausübt und Energie überträgt”(通过对物质施加力的作用和传递能量)。(中译者注: 中译本从英语第五版, 保留了这句话)

[102] 特别是, 爱因斯坦没有用变分法 (见注 121)。

[103] 英语第五版 (Einstein 1956) 将“ $g_{\mu\nu}$ ”改为“ $g^{\mu\nu}$ ”。

[104] 爱因斯坦引入场方程的这种“线性近似”, 见 Einstein 1916g (第六卷, 文件 32), 也参见 Einstein 1918a (文件 1), 文件 19 [pp. 17—18] 和注 51。

[105] 爱因斯坦对这些线性化谱和坐标的较早使用, 见 Einstein 1916g (第六卷, 文件 32) 和 Einstein 1918a (文件 1)。

[106] 爱因斯坦在这里暗指他在 1912—1915 年期间发现其方程正确形式的过程中所经历的困难。直到 1915 年 11 月, 他才认识到在一级近似下, 只有分量 g_{44} 进入运动方程。详细的说明见 Stachel 1980, 1989, Norton 1984, 和 Renn and Sauer 1999。

[107] 德文第二版删去了以“Da die Zerspaltung…”(因为划分) 开始的句子, 同时在下一句“so erhält man”(我们得到) 的后面增加了短语“durch Spaltung dieses Ausdruckes in dem rein räumlichen und rein zeitlichen Bestandteil”(通过把这个表达式分为纯空间和纯时间的分量)。

[108] 即各向同性坐标的线性化形式。

[109] 有关爱因斯坦和其他人早期引力红移推导缺点的讨论, 见 Earman and Glymour 1980b。

575

[110] 虽然 Charles E. St. John 和其他天文学家直到 1920 年的工作对太阳光谱线中“爱因斯坦效应”的存在提出了怀疑,但两位德国天文学家 Leonhard Ch. Grebe 和 Albert J. Bachem 在 1920 年强烈地争辩说红移是真实的(见文件 31,注 47),并逐渐获得了其他天文学家(包括 St. John)的同意。这一争议的历史说明见 Hentschel 1992 和 Earman and Glymour 1980b。爱因斯坦在头两次通俗演讲中宣称,整个理论依赖于引力红移是否真实(见附录 C,19—20 页第 2 次通俗演讲的打字稿),这引起了大众传媒相当的关注。例如见 1921 年 5 月 11 日的 *Daily Princetonian*, 它的头条消息就是:“Einstein Says Theory Is Liable to Collapse”(爱因斯坦说理论可能垮掉)。Adams 在第二讲的提要中说:“这个效应是否存在仍然是一个有争议的问题。爱因斯坦教授在演讲快结束时所作的一个极为有趣的评论是,假如肯定地证明这个效应不存在,那么他的整个广义相对论就垮了。他对这个理论的充分信心显然使他相信,人们将会发现这样的效应是真实存在的。”(*New York Evening Post*, 11 May 1921, p. 7)《纽约时报》在此背景下提到 St. John 的工作说:“他的某些工作似乎表明爱因斯坦教授的结论没有得到观测证实,但是他的工作还没有达到使他愿意宣布肯定结果的地步。”(*New York Times*, 11 May 1921, p. 17)

[111] 手稿中没有“durch die Gleichung $L=$ ”(通过方程 $L=$)这个短语。(中译者注:中译本从英语第五版,也没有这个短语)

[112] 在手稿中,“Koordinatensystems...Ablenkung”(坐标系……偏转)这一段旁边有一条垂线和一个问号。

[113] 关于日食观测的历史,见 Earman and Glymour 1980a,爱因斯坦公开宣布 1919 年观测的结果,见文件 23。

[114] 关于在 Einstein 1915h(第六卷,文件 24)中用以计算近日点运动的方法的讨论,见 Earman and Janssen 1993 和第四卷编者按:“Einstein-Besso 关于水星近日点运动的手稿”,pp. 354—359。

[115] Schwarzschild 1916, Droste 1916a, 1916c。

[116] Weyl 1918b, sec. 30 (sec. 31 in Weyl 1922a)。对 Weyl 方法较早的称赞,见爱因斯坦致 Hermann Weyl 的信,1918 年 7 月 3 日(第八卷,文件 579),也见文件 19, p. 24 和注 88,以及文件 20。

[117] 在手稿中,这个句子有删节:“Im Falle eines statischen (räumlich zentralsymmetrischen) Feldes muss (aus Symmetriegründen) ds^2 die Form haben.”(对于静态(空间中心对称)场情形(由于对称性的原因) ds^2 必定有如下形式)(中译者注:尖括号内为删去的部分)

[118] 在德文第二版中,“ z^2 ”被改为“ x^2 ”。

[119] 手稿和德文第一版在此提到的方程(107),(108a)应该分别是(109),(110a),在英语第五版已经改正。

[120] 在手稿中, $\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}$ 的表达式误为“ $g^{\alpha\beta}$ ”而不是“ f^{-2} ”。(中译者注:这个注不对,手稿和英语版用“ $g^{\alpha\beta}$ ”是正确的)

[121] 手稿中是“Diese Rechnung, welche wir nicht (ausführen) darlegen wollen, ergibt für ds^2 ”(这些[我们不想(准确)解释的]计算给出了 ds^2)而不是“Die Feldgleichungen ergeben dann auf Grund dieses Ansatzes.”(靠这些结果场方程就提供了)Weyl 在这里(见注 102)用变分法求导,见 Weyl 1918b, sec. 30 (sec. 31 in Weyl 1922a)。

[122] 这里和前面的句子中提到的方程是(109a),在手稿中编号为(109)。这在德文第二版中已经改正。

[123] 这里所指的是第 61 页上未编号的 Christoffel 符号的表达式,它在手稿中的编号为(108b),在德文第二版中为(110b)。中译本和英语第五版均从后者。

[124] 水星近日点反常前移的历史,见 Roseveare 1982 和 Earman and Janssen 1993。

[125] 在英语第五版(Einstein 1956)中,“ x_v ”被改正为“ x_μ ”。

[126] *Weyl 1918a* 和 *Kaluza 1921*。也参见第八卷中同 Hermann Weyl 的通信,以及爱因斯坦致 Theodor Kaluza 的信,1919年4月21日和28日,5月5日、14日和29日,Ingola Kaluza, Hanover。在爱因斯坦1917年11月16日致 Rudolf Förster 的信(第八卷,文件400)和爱因斯坦1918年6月15日以后致 Walter Dällenbach 的信(第八卷,文件565)中已经强调了统一理论的必要。

[127] 在手稿中,“ \langle unvollständig \rangle (不完全的)”被换为“unbefriedigend(不满意的)”。有关广义相对论宇宙学方面的早期观点,见 *Einstein 1917b*(第六卷,文件43)。

[128] 有关爱因斯坦对他所谓的 Mach 原理在宇宙学中作用的观点,以及他同 De Sitter 和其他人就这个问题通信的讨论,见第八卷《〔编者按〕“爱因斯坦 DE SITTER-WEYL-KLEIN 辩论”, pp. 351—357。 576

[129] 在 *Einstein 1918e*(文件4)的校样中可以找到同样的论证。见该文件的注22。

[130] 手稿中有“ \langle zentrifugales Feld erzeugen \rangle (离心力场产生)”。有关 Coriolis 场更多的讨论,见爱因斯坦致 Michele Besso 的信,1916年7月31日和10月31日(第八卷,文件245和文件270)。

[131] 英语第五版将“ $\frac{-i\kappa}{2}$ ”改为“ $\frac{-i\kappa}{2\pi}$ ”。

[132] 有关这个论断较早的例子,见 *Einstein and Grossmann 1913*(第四卷,文件13), p. 307。爱因斯坦把有质量物体彼此接近时引力势能的增加描述为它们各自质量的增加。然而,正如爱因斯坦本人在 *Einstein 1918f*(文件9)中论证的那样,因为一个系统的总质量最好借助其远处的引力场来确定,人们不能无歧义地赋予邻近物体各自的质量。

[133] 见爱因斯坦论引力感应的文章, *Einstein 1912e*(第四卷,文件7)。

[134] *Thirring 1918*, *Lense and Thirring 1918*。爱因斯坦对 Thirring 那个后来以“Lense-Thirring 效应”或“惯性系的曳引”著称的工作感到极大兴趣。见第八卷中同 Hans Thirring 的通信。

[135] 有关 Mach 原理的历史讨论,见 *Hoefer 1994* 和 *Barbour and Pfister 1995*。

[136] 这是在 *Einstein 1917b*(第六卷,文件43)中提出的宇宙学模型。

[137] 见 *Einstein 1918e*(文件4), p. 243 和注17。

[138] 见第八卷《〔编者按〕爱因斯坦 DE SITTER-WEYL-KLEIN 的辩论》, pp. 351—357。

[139] 英语第一版(*Einstein 1922d*)将本行和以下的“ $\frac{a^2}{2}$ ”改为“ $\frac{2}{a^2}$ ”。

[140] 正如本书(中译者注:指德文第一版)第32—33页和第53页的讨论。

[141] *Poincaré 1906*。有关讨论见 *Einstein 1919a*(文件17), 注11。

[142] 在 *Einstein 1919a*(文件17)提出的理论中,宇宙学常数是作为一个负压项出现的(进一步的讨论见文件17, 注20)。在实际演讲中,爱因斯坦提出了一个非常类似的论证。见 Adams 对爱因斯坦最后一次演讲所作的提要(*New York Times*, 1921年5月14日第10版), 其中包含如下评论:“爱因斯坦教授证明,遍及宇宙的这种压强假设完全同广义相对论一致,尽管它不是作为该理论的结果而得出的。”德文第二版略去了“daß wir(我们)”之后的短语“in unserer phänomenologischen Darstellung(在我们的现象学描述中)”。

[143] 手稿中“ \langle das Gesamtvolumen V der Welt \rangle ”(宇宙的总体积)被换为“der Weltradius a ”(宇宙的半径)。在最后一讲的提要(参见注142)中,Adams 写道:“为了决定宇宙的大小,必须知道其中的物质平均密度。但这个量却是我们不知道的。”

[144] 手稿中没有最后4段,爱因斯坦把它的一份打字稿作为附件寄给了法语版译者 Maurice Solovine(见 *Solovine 1956*, p. 22)。

[145] 在实际的演讲中,爱因斯坦更详细地陈述了首次见于 *Einstein 1917b*(第六卷,文件43)第1节

的那些考虑。Adams 在为爱因斯坦 1921 年 5 月 13 日演讲所作的提要中写道：“一般都认为宇宙的尺度是无限的。能力愈益增强的望远镜使越来越遥远的恒星进入我们的视野。如果我们想象一个球的半径远远大于恒星之间的平均距离，我们最初的想法是，随着球的半径越来越增加，宇宙中物质密度就会趋近一个确定的值。天文学家 Seeliger 首先证明，这种看法肯定背离 Newton 引力定律，因为这种看法立刻导致如下结果，即随着我们无限地向外走，引力也会无限地增加，而这会意味着恒星的速度必定无限增加。”

“因此，我们根据 Newton 理论必然得出的结论是，宇宙中物质的平均密度为零。只有假设宇宙是一个飘浮在没有物质的无限空间中的岛屿，这种情形才有可能达到。但是这种看法是完全不能令人满意的。为了调和无限的宇宙和有限的密度，Seeliger 假设宇宙中存在着负密度的物质。这种假设涉及与 Newton 引力定律的偏离，但没有其他论据导致类似的结论，所以，这不是令人满意的解决办法。”

577

“通过对其广义相对论稍作修改（不改变从它得出的任何其他结论），爱因斯坦教授证明，宇宙中水[物质]的均匀分布仅仅在常曲率空间中才是可能的。”*New York Times*, 1921 年 5 月 14 日，第 10 版。

附录 A

为文件 56 所作的计算

本附录给出了为 *Einstein 1921f* (文件 56) 所作的计算和图示。

[第 1 页]: 为 *Einstein 1921f* (文件 56) 手稿片断的背面所作的计算, 该页的内容转印在文件 56 注 9 中。

[第 2 页]: 夹在爱因斯坦“初等力学讲稿, 1909—1910 年冬季学期于苏黎世大学”(第 3 卷文件 1)[3 004] 第一个笔记本内一个散页上的计算。

[第 3—5 页]: 爱因斯坦“初等力学讲稿, 1909—1910 年冬季学期于苏黎世大学”(第 3 卷文件 1)[3 005] 第二个笔记本内三个连续页上的计算, 直接跟在讲稿后面。

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{mv}{\hbar v}} = \rho_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{v}{c}}$$

$$\Delta \varphi = 4\pi k \rho \quad \varphi = \varphi_0 + \alpha \rho r^2$$

$$\Delta \alpha = 4\pi k \rho_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{v}{c}}$$

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{v}{c}} \frac{1}{4\pi k \rho_0 r^2}$$

oder in anderer Näherung

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{4\pi k \rho_0}{v^2} r^2 \right) = \rho_0 \left(1 - \frac{3}{4} \frac{h^2 m^2}{v^2 \hbar^2} r^2 \right)$$

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{N m}{a^3}$$

annähmend ist

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{v^2}{a^2} \right)^{-\frac{1}{2}} = \rho_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{a^2} \right)$$

$$\frac{3}{4} \frac{h^2 N m}{v^2 \hbar^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{a^2}$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2 \cdot 3}{1} \frac{h^2 N m}{v^2}}$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{v^2}{a^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$N = \rho_0 \int \left(1 + \frac{v^2}{a^2} \right)^{-\frac{1}{2}} 2\pi r^2 dr$$

$$N = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot 2\pi a^3 \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{v^2}{a^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{v^2}{a^2} dv$$

$$= \frac{1}{2} \rho_0 \int_0^{\infty} \frac{v^2}{(1 + \frac{v^2}{a^2})^{\frac{1}{2}}} dv$$

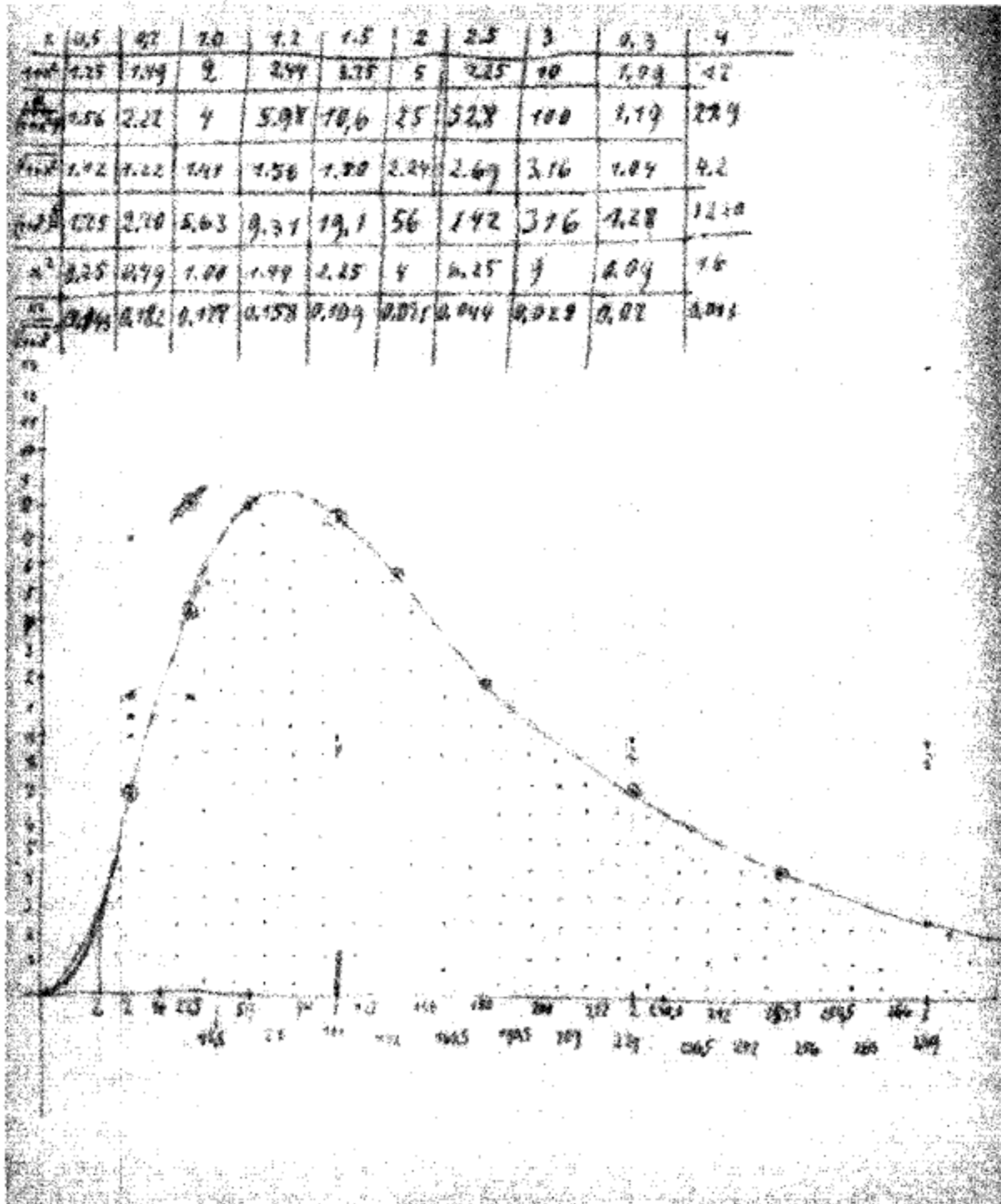


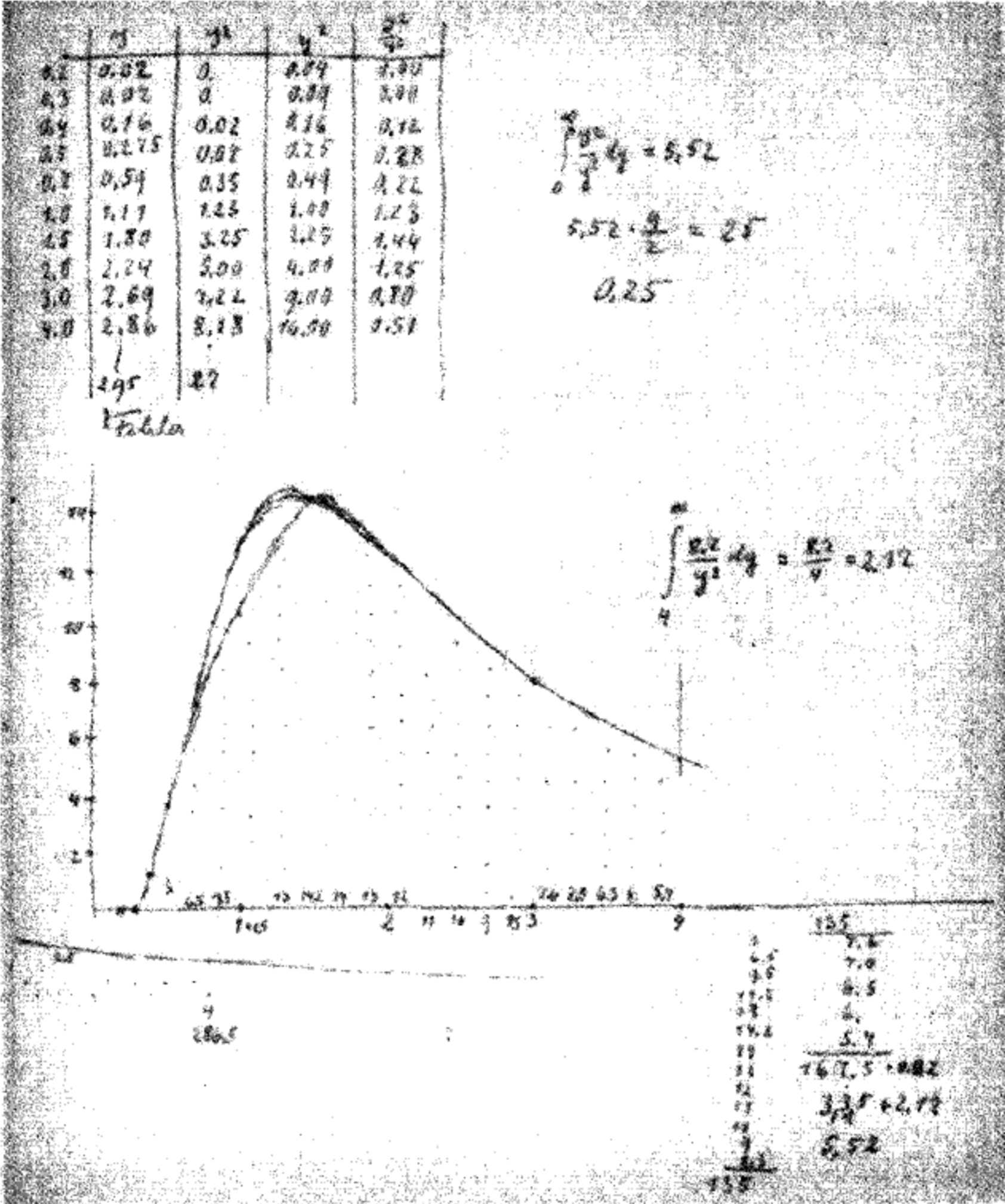
$q = a - br$
 $\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\phi}{dr}) = k \sin \alpha - q$
 $-b - \frac{2\phi}{r}$
 $\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} = k \sin \alpha - q$
 $\frac{1}{2} \left(\frac{q}{a} - \frac{br}{a} \right)^2 \int \frac{dx}{r^2} \left[(1 + \frac{x^2}{a^2})^2 - 2xr \frac{dx}{dr} \right]^2$
 $\frac{1}{2} \left(\frac{q}{a} - \frac{br}{a} \right)^2 \int \frac{dx}{r^2}$
 $\frac{1}{2} \left(\frac{q}{a} \right)^2 \int \frac{dx}{r^2}$
 $= \frac{q}{2} \frac{N_0^2 m^2}{a} J = N_0 m^2$
 $\frac{1}{2} \frac{N_0^2 m^2}{a} = a$

19 200-208

Massen von ...
Gesamt ... 1818
Größe der ... 500-1000
Höhen ...

Bayern
Pergament...





σ gegeben
 $\frac{2}{3} \pi r^2 \sigma = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{2}{3} \rho$
 $\rho = \frac{2}{3} \pi \sigma r^2$
 $\rho = \rho_0 e^{-\frac{m v^2}{2}}$

Funktion
 $m \dot{x}_i = h \nu / \lambda_i$
 $\sum m_i \dot{x}_i^2 = \sum h \nu_i \lambda_i = \sum \frac{2}{3} \pi \sigma h \nu_i \lambda_i$
 $L = \frac{\pi \sigma}{6} \sum m_i \dot{x}_i^2 = \frac{\pi \sigma}{6} m v^2$

$\frac{2}{3} m N v^2$

$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \approx \rho_0 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{v^2}{c^2}\right)$
 $\rho = \rho_0 e^{-\frac{3}{2} \frac{m v^2}{c^2}} \approx \rho_0 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{m v^2}{c^2}\right)$

$\frac{3}{2} \frac{m v^2}{c^2} = \frac{3}{2} \frac{v^2}{c^2}$
 $\frac{3}{2} \frac{m v^2}{c^2} = v^2$
 $v \sim \frac{10^{12}}{6 \cdot 10^9 \cdot 10^{25}} \sim 10^{-19}$

附录 B

585

论磁化物体中的动量矩

本附录由两部分组成。第一部分是代尔夫特工业大学物理学教授 Wander J. de Haas (1878—1960) 为 1921 年 4 月 2 日在布鲁塞尔举行的第三次索尔维会议准备的演讲手稿的第一节。De Haas 将这一节的作者归于爱因斯坦(“§ 1. 理论, 爱因斯坦著。”BBU, 第三次物理学会议档案)。它提供了 *Einstein and De Haas 1915a* (第六卷, 文件 13) 为轨道电子磁矩给出的计算的推广。第二部分是爱因斯坦亲手为此所作的一页计算 (NeLR, H. A. Lorentz 档案), 写在 Hendrik A. Lorentz 1921 年 1 月 6 日寄给爱因斯坦的会议正式邀请信的背面。

当 Lorentz 最初邀请爱因斯坦出席索尔维会议时 (Hendrik A. Lorentz 致爱因斯坦的信, 1920 年 6 月 9 日), 他内附了一个初步会议日程, 含有拟由爱因斯坦作的演讲, 题为“电子和磁矩. 回转效应”。爱因斯坦接受了邀请 (爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信, 1920 年 6 月 15 日)。他显然写了一封信给 Wander de Haas 和 Geertruida de Haas - Lorentz 请求核对有关文献, 因为 De Haas 在他的回信 (Wander de Haas 致爱因斯坦的信, 1920 年 12 月) 中寄了一份用于本文件的文献表。在 1921 年 1 月 6 日正式邀请信所附的初步日程表中, 宣布了爱因斯坦和 De Haas 要作一个演讲, 题为“电子和磁矩. 回转效应”, 摘要是“物体由于磁化或去磁引起的转动。由转动产生的磁化。这两种效应之间的理论关系”。[82 643] 爱因斯坦显然给合作者提了建议。

由于即将访问美国, 爱因斯坦不得不取消了出席这次会议的计划。他请 De Haas 来作这个报告 (爱因斯坦致 Hendrik A. Lorentz 的信, 1921 年 2 月 22 日), 后以“磁化物体的动量矩”为题发表 (*Rapports 1923*, pp. 145—149)。

关于爱因斯坦-De Haas 实验, 参见第六卷《〔编者按〕爱因斯坦论 Ampère (安培) 分子电流》, pp. 145—149。

1. 论磁化物体中的动量矩

W. J. De Haas

§ 1. 理论(爱因斯坦教授著)

[p. 1]

无须对原子或分子中电子的运动作特殊假设就可以导出公式

$$\frac{\text{动量矩}}{\text{磁矩}} = 2 \frac{mc}{e_{\text{静电}}} = 2 \frac{m}{e_{\text{电磁}}}$$

如果一个位于坐标原点的分子具有磁矩 m , 在充分远的一点 x_1, x_2, x_3 处磁力的分量将由

$$h_1 = m_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \left(\frac{1}{r} \right) + m_2 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \left(\frac{1}{r} \right) + m_3 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} \left(\frac{1}{r} \right) \text{等} \quad (1)$$

给出, 另一方面, 我们可以计算分子内部电流产生的磁力。如果 V 为矢量势, 我们有

$$h_1 = \frac{\partial V_3}{\partial x_2} - \frac{\partial V_2}{\partial x_3} \text{等} \quad (2)$$

我们必须考虑 V 和 h 对一段长时间所取的平均值。如果 i 是电流, 通过引入推迟势我们有

$$V = \frac{1}{c} \int \frac{[i]}{r} dS \quad (3)$$

(dS 是体积元)。对一个电荷为 e 、速度为 v 的电子作积分, 并限于同 v 成正比的项, 我们得

$$[V =] \frac{e}{c} \frac{v}{r}$$

现在设有一个电子在原点 O 周围一小空间做稳定运动。它的坐标 ξ_1, ξ_2, ξ_3 , 同 r 相比很小, 我们可以写出

[p. 2]

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} + \sum_a \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi_a} \xi_a = \frac{1}{r_0} - \sum_a \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_a} \xi_a \quad (4)$$

这样, 矢量势分量的平均值变为

$$\bar{V}_1 = \frac{e}{c} \left[\frac{1}{r_0} - \sum_a \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_a} \right]_0 \xi_a \right] \xi_1 \text{等。}$$

所以, 平均值 $\bar{\xi}$ 为 0。再者, 如果矢量 f 是电子相对于原点的速度的矩,

$$\overline{\xi_2 \xi_1} = -\frac{1}{2} f_3 \quad \overline{\xi_3 \xi_1} = \frac{1}{2} f_2$$

587 所以

$$\bar{V}_1 = \frac{1}{2} \left[-f_2 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_3} + f_3 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_2} \right] \frac{e}{c} \quad (5)$$

如果计及方程

$$\Delta\left(\frac{1}{r}\right) = 0$$

由(2)得

$$h_x = \frac{e}{2c} f_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \left(\frac{1}{r}\right) + \frac{e}{2c} f_2 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \left(\frac{1}{r}\right) + \frac{e}{2c} f_3 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} \left(\frac{1}{r}\right) \quad (6)$$

将此式与(1)式比较,我们看到磁矩由

$$m = \frac{e}{2c} f$$

给出。在多个电子在一小空间内稳定运动并有相等电荷 e 的情况下,磁矩为

$$m = \frac{e}{2c} \sum f \quad (7)$$

动量矩 M 由

$$M = \sum mf$$

给出,或者

[p. 3]

$$M = m \sum f$$

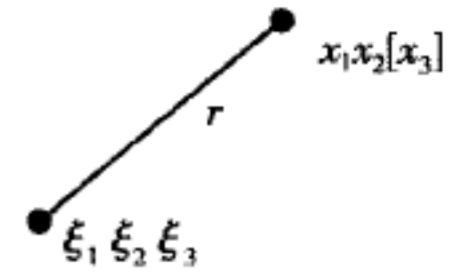
如果这些电子具有相等的质量 m ,我们就得到关系

$$\frac{M}{m} = \frac{2mc}{e}$$

2. 磁矩的计算

588

$$\begin{aligned}\varphi &= m_1 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi_1} + m_2 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi_2} + m_3 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi_3} \\ &= -m_1 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} \dots\dots\end{aligned}$$



$$h_{x_1} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = +m_1 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_1} + m_2 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_2} + m_3 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_3}$$

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{c} \int \frac{[i] dV}{r} \approx \frac{\epsilon}{c} \frac{v}{r}$$

$$\frac{1}{r} = \left(\frac{1}{r} \right)_0 + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi_v} \xi_v \quad v = \xi_v$$

$$= \frac{1}{r_0} - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_v} \xi_v$$

$$\overline{\mathfrak{B}}_1 = -\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_a} \xi_a \xi_1 = -\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_2} \xi_2 \xi_1 - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_3} \xi_3 \xi_1$$

$$= -f_3 \quad + f_2$$

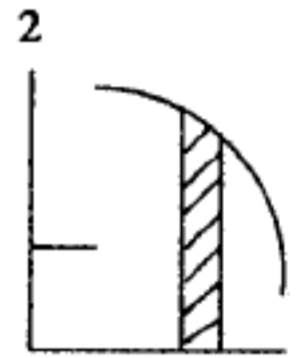
$$= -\overline{f}_2 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_3} + \overline{f}_3 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_2}$$

$$\overline{h}_x = \frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(-\overline{f}_1 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_2} + \overline{f}_2 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} \right)$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_3} \left(-\overline{f}_3 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} + \overline{f}_1 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_3} \right)$$

注意到 $\frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_2^2} + \dots = 0$, 所以有

$$\frac{\epsilon}{c} f_1 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_1} + f_2 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_2} + f_3 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial x_1 \partial x_3}$$



由此可见

589

$$m_\nu = \frac{\epsilon}{c} f_\nu \frac{1}{c} \sum (\epsilon f_\nu) = \frac{\epsilon}{c} \sum f_\nu$$

动量矩 $M_\nu \quad \sum m(x_2 \dot{x}_3 - x_3 \dot{x}_2) = 2m \sum f_\nu$

$$\frac{M_\nu}{m_\nu} = 2 \frac{mc}{\epsilon}$$

附录 C

590

在普林斯顿大学关于相对论的演讲及其英语摘要

下面是由速记员记录的爱因斯坦 1921 年 5 月 9 日和 10 日在普林斯顿大学用德语所作头两次通俗演讲的速记笔记。原来的计划是用这些笔记作为发表文本的基础。《普林斯顿校友周报》报道说：“一位德国速记员在演讲进行时作了笔记，这样做是打算让她把这些笔记用德语写出来，然后由物理系教授 Edwin P. Adams 过目，核对那些可能引起麻烦的科学内容。在 Adams 教授完成这部分工作后，演讲稿将送爱因斯坦教授修改并最后核准。这个审定稿从爱因斯坦那里退回后，将译成英语发表。”（《普林斯顿校友周报》，1921 年 5 月 11 日，713—714 页）速记员在原稿上留下的空白（“[]”）表示公式或一些难以理解的词。在似乎有整段或整句遗漏的其他地方，则标以空行或虚线。空白、空行和虚线全都留着（在某些地方中译者做了猜测性的补充）。稿子也并入了一位不知名人士所作的修改。

第一次演讲的打字稿，[4 016]，由 24 个未编码页组成；第二次演讲稿，[4 017]，由 21 个未编码页组成。页码在这里用方括号标于页边。略去了第二次演讲文稿 2—9 和 21 诸页右上边用同一打字机打下的页头“1921 年 5 月 10 日”。

在爱因斯坦每次演讲之后，Adams（他是 *Einstein 1922c* [文件 71] 的翻译者）站起来给听众作一个口头英语摘要。这些摘要分别发表于《纽约晚报》（*New York Evening Post*, 10 May 1921, p. 7, and 11 May 1921, p. 7），这里重印在每篇打字稿之后。报纸文章中非引自 Adams 的部分，以及记者所加的副标题这里都略去了。

591

第一次演讲

[1921 年 5 月 9 日]

女士们，先生们：

[p. 1]

我想以这样的方式来安排我关于相对论的演讲：今天首先解释一下一般的

思想,根本不用、或者尽量少用形式数学工具,在后面的演讲中再来较为详细地阐明什么是相对论的基本观念的问题。相对论这个名称的由来是:整个理论要解决的问题在于,运动在什么程度上只是相对运动。情况就是这样。也就是说,如果我们泛泛地谈一个物体的运动,那么根据运动的概念,我们总是指相对运动。例如,如果我们谈街上一辆车的运动,那么这个运动就是参照地球的一部分或区域,亦即我们称为街道的地方;这部分地球表面就扮演着运动将在其上进行的物体的角色。既然运动就其概念而言是一种相对运动,那么,根据运动的概念,我们既可以说是车相对于街道在运动,也同样可以说是街道相对于车在运动。这种非常显然的情形实际上同相对论没有任何关系。因此,我们可以把涉及纯几何加速度的运动理解为相对运动,与参照什么物体没有关系,这是一个明显的无须进一步解释的事实。但这里出现了一个问题:从物理学的观点来看,运动是否也是纯相对的。这是什么意思呢?例如,这个问题具有如下意义。人们可以问宇宙中是否有一种优越的运动状态,它在涉及[]时起着非常基本的作用,以至我们可以说,这种运动状态和绝对静止同样重要。如果宇宙中不存在这样一种优越运动状态的话,还可以问是否有一组优越运动状态。这是 Galileo 和 Newton 的经典力学明确提出的一种观点。因此相对论要研究这样的问题,即物理过程就其规律性而言是否具有这样的性质,使得人们或许能够在参照这些自然过程时发现优越运动的存在。相对论由明确地彼此区别开来的两个部分组成,第一部分称为“狭义”相对论,第二部分称为“广义”相对论。狭义相对论(同经典力学一样)断言,事实上不是有一种优越运动状态,而是有无限多种优越运动状态。广义相对论比这种观点走得更远,它宣称,以自然定律为依据的推理表明,宇宙中根本不存在优越的运动状态。这些一般性的话当然还说明得太少,所以我想向你们显示有关问题是如何一步一步地发展的。向你们显示这一点并不难;首先让我们大略看一看 Galileo 和 Newton 的经典力学。经典力学依据的原理是 Galileo 提出的惯性定律。这个惯性定律说,一个远离其他物体、以致不受那些物体作用的物体将做匀速直线运动。因此,一个[离其他质点充分远的(中译者补)]特殊质点的运动是一种匀速直线运动。这个 Galileo 定律已经让人们感觉到,力学定律对绝对优越的运动状态毫不知晓。也就是下面的论断成立:我们前面已经看到,只要我们谈到运动,就必须有一个坐标系,即描述运动的参照物体。假设给定一个用来描述运动的坐标系[中译者注:即 K 系(system),有时也简称为 K],并假设相对论和 Galileo 惯性定律在其中成立。近似地说,那就是离其他质点充分远的一个特殊质点的轨道。容易明白,如果用处于另一运动状态的新参照物[中译者注:即 K' (strich)]来描述这个运动,例如这个新参照物自身相对于 K [系(中译者补)]匀速旋转,则惯性定律相对于 K' 将不再成立,

因为简单的几何考虑表明,质点的轨道本身参照于 K 是匀速直线运动,参照于旋转的 K' 就不是匀速直线运动了。由此可见, Galileo 惯性定律实际上必须[在 K 系中才成立(中译者补)]。应当说:宇宙中有一些坐标系,或者至少有一个坐标系处于这样的运动状态,使得一个离其他质点充分远的质点相对于这样的坐标系做匀速直线运动。即使不参照 K 系,运动也可以是匀速直线的。我们现在要证明,根据力学,不仅有一个坐标系 K ,或者说得更确切些,不仅有一种运动状态,而是有无限多种那样的 K 系。我们来考虑给定参照物之外的第二个参照物体,它相对于 K 做匀速直线运动;因而除惯性定律在其中成立的 K 系外,还存在第二个做匀速无旋运动的系统,我们仍称为 K' 。简单的几何考虑还表明,[相对于 K 系匀速直线运动的(中译者补)]同一物体相对于 K' 也做匀速直线运动。即惯性定律无论相对于 K 系还是相对于 K' 都同样成立,我们可以一般地说, Galileo 和 Newton 力学的基础是这样得到的,如果 K 是这些定律在其中成立的坐标系,则同样的定律在相对于原来的 K 系做匀速直线运动的任何其他坐标系中也成立。由此可见,这样得到的所有 K/K' 系的运动状态,至少就 Galileo 和 Newton 力学的定律而言,是彼此平等的。我们现在要介绍一个术语,它说的是,定律不仅可用于 K ,也可用于每个相对于它做匀速运动的 K' 系。定律的有效性与坐标系选择无关(如果只考察这些彼此都做匀速直线运动的 K 系统)的这个论断,我们称之为狭义相对性原理。因此这个原理说,相对于 K 系有效的自然定律也[相对于 K' 有效(中译者补)],只要 K' 相对于 K 系做匀速运动的话。这就自然产生了一个问题:这个狭义相对性原理是一般的自然定律呢,还是只适用于 Galileo 和 Newton 的力学。现在不是还发展了电学理论和光学吗? 学者们相信,这种相对性原理并不是普遍有效的定律,即使在已经得到的 K 系(我们也称之为惯性系,即[])中,电动力学和[光学(中译者补)]并非对于 K 和 K' 都有效,而是只在一个优越的 K 系中成立,因此狭义相对性原理只是在我们熟悉的力学现象中偶然有效,而宇宙中存在着一种优越的运动状态。我们来谈谈物理学家是如何得到类似想法的。经验并未直接迫使人们接受这样的思想,但源于经验基础的理论似乎表明,宇宙中必然有一个优越的 K 系。主要是光的干涉和衍射现象促使人们把光理解为一种波动过程,一种[类似弹性波的(中译者补)]过程。这种观念是在 19 世纪的前半叶(部分是后半叶)形成的,它认为所有自然过程归根结底都必须理解为运动过程,所以把光的(展开)传播解释为运动状态也是理所当然的,为了从力学上理解这样的运动,需要一种能运动的介质,这种介质的运动方式要能传播光并产生偏振特性,这种偏振现象表明光振动是横振动,由此可知,必须把设想的光介质理解为一种固体,因为只有固体才具有传播横波的性质。一个能快速振动的物体可以说是固体,于是物理学家要自问

这种状态是不是部分的,特别是现在从 Lorentz 的电磁学研究知道,只要假设以太不参与 K 的运动,人们就能够最自然地解释几乎所有的现象,也就是说,应当把以太理解为这样的东西,在整个宇宙中它的各组分彼此相对静止,当然要做到这一点人们必须设想,在宇宙中也有一种优越的运动状态,光介质就处于这种状态之中。我们要借助坐标系 K 的运动状态把它辨认出来,如果这种看法正确,即宇宙中有一个优越运动状态的话,我们就可以根据电学的 Maxwell 方程把这个优越的 K 系检测出来,根据已经积累的所有经验可以说,在参照这一 K 系时,传播定律具有如下的性质:每条光线在每个方向都以 300000 km/s 的速度传播,而且光线的这种传播速度事实上应当与发光体的运动状态无关。这可以说是整个理论[发展(中译者补)]的可靠成果,这个原理在电学理论的发展中起着特别重要的作用。我们将把它简称为光速不变原理。

594

1) 相对性原理

2) 光速不变原理。

[p. 7] 这是两个从经验中间接得出的假设,对此的考虑似乎给人以下面的教益:这两个假设,即相对性原理和光速不变原理在下述意义上似乎是彼此冲突的。如果光速不变原理的确成立的话,相对性原理对于电磁和光学现象而言就必定不成立了。两个原理之间这种表观的矛盾可以借助一个简单的草图来展示。就是说,如果一条光线相对于 K 系速度为 c ,那它相对于匀速运动的 K' 系的速度就会与 c 不同。我们设想[K 系中有(中译者补)]一条光线从原点穿过真空向右射出,来看一秒钟后它到达哪里。如果光信号相对于[原点走过的距离为 c (中译者补)],这就意味着光的速度为 c 。现在我们设想

———

[中译者注:(速记稿中漏掉的内容可能是)光发出时另一坐标系 K' 相对 K 系以匀速 v 向右运动],那就可以说,[如图所示(中译本编辑注:原书中无图,此图可能是演讲时画在别处的)]在 K' 系看来, K 系中光的波前离原点的距离就是 $c - v$ 。———

[p. 8] 因而结论是,光线在这一方向传播,并从 K' 看来,速度是 [$c - v$ (中译者补)];下面考察光线从相反方向发射的情形,则我们会有[从 K' 看来,光线在相反方向以速度 $c + v$ 传播(中译者补)],因而我们的结论是,光传播定律相对于 K 在所有[方向(中译者补)]都成立,而相对于 K' 有效的是另一种光传播定律,因为光的传播方式[特殊(校对者补)],这意味着光速不变原理失效。这种涉及 K' 的失效表明相对性原理对于光不成立。面对这种[情况(中译者补)],人们在一段时期并不怀疑相对性原理,一些物理学家坚信,必须为自然定律找到自然的表述。自然定律自然而简单的表述需要一种坐标系。由于光学的发展而形成了这

595

样的信念：宇宙中存在物理上优越的运动状态，使光速不变原理相对它成立。但是，有不少非常精确的实验却反对这种观点，亦即如果宇宙中存在一种优越的运动状态，如果处于别种运动状态的坐标系看到的光学现象将与观察方向有关——如果这种情况是对的，那么，它必定可以通过经验显现出来。如果我们在地球上做物理实验，而地球以约 30 km/s 的速度绕日公转，显然我们不能在一年中都静止地待在 K 中。因我们是待在地球上，可以说是处于 K' 系内；显然，光速不变定律相对于地球不能成立。著名的 Michelson 实验就是以此为根据的。其原理如下。设想一根刚杆，让一条光线沿此刚杆经过，并使刚杆的纵向设置得与地球运动方向一致。这样可以容易地计算光线沿此刚杆走一个来回需要多少时间，如果杆本身相对于 $[K$ 系(中译者补)] 处于运动中的话。计算表明，这个时间与杆静止时光线沿该杆纵向往返一次所需时间并不完全相同。因此事实是，如果该杆同地球一起相对于以太运动，光往返一次所需要的时间就要比当杆处于静止时长。现在我们可以问，若同一根杆垂直于运动方向放置，往返时间会是多少；看来这个时间有某个另外的值。

[p. 9]

在此当会显示出来的是，在涉及光的传播时，从 K' ，亦即从地球往不同的方向看去，由于地球相对于以太的运动，[光的往返时间(中译者补)] 具有不同的值。而 Michelson 实验借助一种光学(干涉)方法达到极高的精度。证明这个时间差并不存在。因此，光[在地球运动方向(中译者补)] 与在垂直于运动方向上往返一次需要的时间同样长。这表明，从光(速)传播不变原理得出的结论是不对的，但可以断言，在经验所及的范围内，在涉及光时，狭义相对性原理也同样能有效。这是一个致命的矛盾。光学现象只有基于 Maxwell 方程才可以理解。另一方面，Michelson 实验证明，同以太理论相反，狭义相对性原理对于光看来也是成立的。现在的问题是如何消除这个矛盾；已经搞清楚的是，这个矛盾在于刚才的疏忽包含着一些随意的、并未证实的假设，还搞清楚了，过程的严格分析证实，相对性原理和光速不变原理并不是看起来那样互不相容。

[p. 10]

596

因此，如果我的论断正确，在这里[]必定存在一个错误或任意假定。这个错误或任意假定我现在必须指出来，狭义相对论的基本思想正在于此，因此我必须鲜明地指出这一点。原来我们在所有物理学的考虑中对于物理时间概念的本质、特别是同时性概念的本质都作了一个任意的假定。如果说在不同地点发生的两个事件是同时的，人们从不怀疑它具有客观的意义。让我们想象处于任意运动状态的两颗新近闪亮的星星吧。人们曾经认为：这两颗星星闪亮的事件是同时的，而现在证明这个论断是一个错误的假定。实际上，在不作特别定义的

[p. 11]

情况下,如果去假定这样两个事件是同时的,那就什么也证明不了。我们熟悉的同时事件的见解来源于下述情况:对于我们的日常生活而言,光以如此高的速度令我们获悉远处发生的过程,以致我们相信可以借助光来直接感知同时性。例如,在这个大厅两头的电灯点亮时,处于大厅这一部分的观察者认为事件是同时的,则处于大厅另一部分的观察者也一样,因为光对于我们来说是一种极速通讯方法,由此产生的“同时性”概念在物理上就是不言而喻的了。然而,如果事件发生在彼此相距非常遥远的地方,同时性概念的这种显然性就不复存在;我们可以设想,如果世界上有两个物理学家因这两个事件是否同时发生分歧,而只要没有同时性的定义,则事件是否同时就无法确定,他们就不知道他们在说些什么,因而也就无法解决这一分歧;由此,我们必须给予一个定义。我们要做的定义如下。我要说的是:我们必须假定光速不变定律完全适合于自然定律的陈述,又因为我们确信狭义相对性原理的正确性,所以就能够在借助这两个原理来支持同时性的定义。也可以说:我们考虑用这根刚杆来标记任一惯性系,如此放置刚杆,使得令我们感兴趣的事件直接在它附近发生。也就是说,我要确定事件发生的地点相对于这个惯性系(比方说用 K 标记)的位置,并在这两点之间对该惯性系加以确定。惯性系可以通过重复放置量杆来敲定。

如果两个事件的两个光信号同时到达位于中点的一个观察者,我们就说它们是同时的。这里我们借助光传播原理来定义同时性。但这个定义有可能导致矛盾,因为同时性的概念涉及这样的定理:如果事件 A 与事件 B 都和事件 C 同时,则事件 B 和事件 C 也是同时的,然而我们知道————我们愿意接受它,因为我们实际上是借助光速不变原理来定义同时性的。为了这个定义,我们需要有一个惯性系 K 。[相对于 K 做匀速直线运动的惯性系 K' ——(中译者补)]也可以用“ I ”系表示。我们必须说,按照狭义相对性原理,所有这样的 K 系本质上是等价的。因此我们必须说,同时性的这种定义并没有定义同时性本身,而只是在定义与所选惯性系相关的同时性。因此同时性变成了一个有条件的概念,它属于我们所参照的“ I ”系。通过初步的思考也容易理解,如果 $[K]$ 和 K' (与“ I ”相一致)彼此相对做匀速运动,那么相对于 K 为同时的事件相对于“ I ”系和 K' 就不同时。因此我们看到,如果想同经验保持一致,我们必须放弃同时性是绝对概念的原理。然而直到现在为止,物理学默认的假定是,同时性具有绝对的意义。你们将容易理解我们刚才的考虑:光的传播实际上包含了一个假定,即坐标系的时间具有独立的意义,因为我们说了,我们在观察光在 1 秒钟内传播的长度,光来到这里

我们说这就是光在 1 秒钟内传播的长度。然而现在我们必须说,我们没有任何权利一定断言,正如在这一场合下,光————就是说,这样一来我们就在前面的观察中发现了一个任意的点,而介于这两个假定之间的矛盾便告消除。另一个任意假定包含于[长度的绝对性(中译者补)]我们已经假定,长度为 $c-v$ 。从坐标系 K' 出发也———— [p. 14]

然而这绝非不言而喻,即如下例。现在设想这里有一根杆,假定它相对于黑板沿杆本身的长度方向以速度 v 运动;于是我们问这杆有多长。这里可以说,我们通过观察杆本身获得其长度,我们说的是那种标有刻度的标准杆。但如果我们不想考虑黑板的话,则这是从杆本身出发而得到的杆长度。我们必须给杆拍一张瞬时照片;我们必须把杆上的点画在黑板上,在那里有一个————

598

如果在黑板上选择了两个点,就可以得到这两个点之间的差。这样做以后,我们看到,从杆和从黑板来进行测量的两种程序按定义是迥然不同的,问题在于这两种方法是否得到相同的结果。这样,我们就不可能知道[]。我们预先假设了,————长度不仅参照 K 系,而且[参照 K' 都相同(中译者补)],这是考虑的第二个任意假设。在放弃这两个假设以后,相对性原理和光速不变原理就能[协调一致(中译者补)]了;数学分析表明,这种[协调一致(中译者补)]的确存在。如果接受同时性的绝对意义和长度的绝对意义与运动无关这两个假设,就不难用纯分析方法解决如下任务。宇宙中任何过程,也就是说,我们从物理上考察所有事件,都可参照一个惯性系 K ,通过了解它们在该系中的空间和时间坐标予以描述———— [p. 15]

如果这是已知的,则问题是应如何计算我们研究的所有这些事件在参照第二个坐标系时的坐标和时间值。————

通过简单的坐标考虑可找到这种转换方程式,但这些方程式是基于时间与长度和运动无关的假设的。然而如果放弃这两个条件,人们就会认识到不能立刻解决问题。我们不再能容易地通过简单计算求出一个事件的空间和时间在 K' 中是何值,如果相关的 $XYZT$ 在涉及 K 系时是已知的话。如果不作这些任意假设,这些转换方程是不容易推导出来的。如果不掌握来源于经验的两条原理,即光速不变原理和相对性原理,我们就不能完成这个任务。在动手做之前,我想简单地谈谈 $XYZT$ 的意义————。坐标轴被设想为刚体,而————被设想为是借助刚体构建的。为了测定这种坐标的长度,必须考虑给定一种量杆。以后我们总是作这样的理解。设想我们有许多长度相同的量杆,用它们可以进行长度测量;再设想在每点放置结构相同的时钟,即标准钟,如此安排使得指针位置相同表示同时,而且它们已按光速不变原理进行了校准。如果这样安排这些结构相同的时钟,则它们就会在各自的地点显示出时间。我们所用的空间和时间 [p. 16]

表述具有直接物理意义这件事很重要,因为它们的获得[]是靠了刚杆和时钟的帮助;这我们必须从意义上把握住。因此,如果我们是从空间和时间坐标出发,则我们面前的测量结果是用结构相同的量杆和时钟获得的;它们在涉及两个坐标即 X 和 X' 时是处于静止状态的。如果我们现在——针对的是个别事件 XY ,则发现有的东西,如时钟本身,相对于 K' 静止(即相对于 K 运动),以及从 K 反过来看时钟会如何。这些术语不只是具有纯形式的性质,而且它们描述着时钟和量杆的物理行为。我们如何才能得知这些转换规律呢。这种转换规律必须使得光速不变原理对于 K' 和对于 K 同样有效。如果表述为数学条件,即 K 系和另一个惯性系之间的空间和时间关系,必须使得光速不变原理相对于这两个惯性系都成立。事实证明, K 系和 K' 系之间的时空转换规律,即存在于——[两参考系坐标(中译者补)]之间的关系必须有非常确定的形式,实际上在本例中的坐标系是这样彼此相关的,它们有共同的 X 轴,而且它们——于是,变换方程所取的形式和 Lorentz 在他的研究中已经用过的相同。对我来说,这个变换方程的一般形式构成了狭义相对论形式理论的核心。

[p. 17] 我想稍后向你们说明情况怎么样。这些方程表达了两个 K 系之间的时空关系,光速不变原理对两者都有效,两个假设之间绝对没有矛盾,否则就没有这些方程了。我们说这些方程[表达了(中译者补)]两个 K 系之间存在的度量关系。——如果我们从没参与运动的坐标系来判断的话。事实证明,一根静止时测量具有一定长度 L 的杆,[让它处于(中译者补)]纵向运动状态,如果从不参与运动的空间,即坐标系来观察,这根杆同静止时相比就会有所谓[Lorentz 收缩(中译者补)]。因此它的长度比在静止状态时较短。

???

动杆在其长度方向收缩。横向运动的杆长度不减少。若一个物体在静止时看为球形,现在我们让它相对于 K 系以速度 v 运动;对于随动的观察者,它仍为球形。在我们看来,它在纵向会变扁。假如能让这个物体以光速运动,这个物体就会完全变为一个平盘。不可能让一个坐标系的速度达到光速 c ,因为若 v [等于 c (中译者补)],则转换方程将失去意义,所以,对物理运动来说,光速扮演着不能超越的极限速度的角色。如果我们除 K 外再引入两个系统,即 K' 和 K'' ,并假设 K' 相对于 K 的速度小于光速,进一步这样选择第三个系统,它相对于 [K' 的速度也小于光速(中译者补)]。那么,我们问从[这两个速度相加得到的(中译者补)]速度是多少;这容易借助变换方程求得。事实证明[它仍然小于光速(中译者补)],因而通过将速度相加绝不可获得光速,光速是物理上的极限速度。这在对运动物体的尺度进行考察时也给证明了。第二个结论如下。一只相对于坐标系静止时走时正确的钟,若让其处于运动状态,事实上会按 $\sqrt{1-v^2/c^2}$ 变慢。

这两个结论看来奇怪,但逻辑上就是这样。如果这些结论中有一个不对,那么光速不变原理或狭义相对性原理就必错其一;我们将为这两个原理提出有力的经验依据。另一方面,我们对于量杆的形状或 [] 时钟的走速(如此巨大的速度) [p. 20],对于时钟走速是相对于光速的考虑,我们都一无所知。因而我们必须牢牢掌握这些方程。既然有了这些变换方程,我们就可以做出比仅发现运动量杆和时钟行为广泛得多的应用。进一步的考虑将必然会如下所述。如果所有惯性系对于描述自然 [] 定律都等效,则情形必定如下。我们设想所有自然定律都是通过经验近似决定的[它们对于惯性系 K 成立(中译者补)],而我们设想这些定律也一定参照于 K' 成立。于是可作如下表述。如果狭义相对性原理正确,那么,参照于 K' 的定律必定与参照于 K 的严格相同,或者这里有差别,那自然就是我们将参照 K 时定义的符号在参照 K' [] 时作了替换。坐标系 K 和 K' 之间存在数学上的联系,这种数学上的联系由 Lorentz 变换给出。我们可以按纯数学方法决定参照 K' 系时的自然定律,如果这些定律在参照 K 系时是已知的,只需借助这些方程,即[Lorentz 变换(中译者补)]进行转换即可。如果狭义相对性原理以这些方程所需要的形式而成立,则我们必须像在 K 中那样作完全相同 [] 的变换。因此,可借助 Lorentz 变换 [] 将 [] 转换为参照 K' 。如果情况果真如此,亦即狭义相对性原理对自然定律有效的話,则这是一个自然定律必须满足的条件。因此我们可以说:狭义相对性原理包含了自然定律必须满足的数学要求。它对现实的理论描述 [] 为相对论和热力学赋予了限制条件(中译者注:爱因斯坦曾将两者都归入原理性理论,参见本卷文件 25)。热力学情况就是这样。这些自然定律必须具有的性质,人们无法借助于[归纳方法(中译者补)]构造出来;而是借助[演绎方法(中译者补)]从原理中得出数学结论。在这里我们要问:自然定律必须是怎样的,才能使它们不偏爱任何参考系,才能使在任何参考系中自然定律的陈述完全等价。自然定律必须具有这样的性质,使得它们能在不同惯性系间借助一定的变换转化为相同的结构。现在还有一个问题。这一狭义相对论提供了些什么确定的结果。我们可以应用变换定律逐个得出。数学找到了更好的方法,但没有必要现在采用。如果要使物理定律能进行这样的变换,那它必须具有怎样的形式呢。方程必须这样建立,使得我们借助这些方程 [] [p. 21]。现在 we 有两个最为重要的、描述在这一时刻发生的自然现象的方程,这两个方程是电[动力学方程和力学方程(中译者补)]。事实证明,它们可以[在不同惯性系中通过 Lorentz 变换(中译者补)]等价地获得。这并不奇怪,因为光速不变原理在一定程度上就是指 Maxwell [方程中的光速 c 是一个普适常数(中译者补)]。只要它不是这样建立的,就不能断言光速不变原理 [成立(中译者补)]。根据狭义相对论,力学看来并没轻而易举就得到了 [p. 22]

满足。这是可以理解的,即按照 Newton 运动定律,将一个物体加速到任意大的速度,乃至比光速 c 更大的速度,并没有任何原则性困难。而我们已经看到,按照狭义相对[论(中译者补)],光速扮演着物理极限速度的角色。运动方程将作这样形式的修改,把[动量的微商 $d(mv)/dt$ (中译者补)]替换为实际的微商 $[d(mv/\sqrt{1-v^2/c^2})/dt$ (中译者补)]。全部差别在于,通常力学中物体的力、能量都引入了一个限制速度的根号因子 $[\sqrt{1-v^2/c^2}$ (中译者补)]。物体质量随速度增加的表达式为 $[mv/\sqrt{1-v^2/c^2}]$ (中译者补)。作为惯性的质量在此关系中扮演着一个[]的角色。它的大小在运动中并不改变。更确切地说,这些根号按其性质与速度有关 $[\sqrt{1-v^2/c^2}$ (中译者补)]。由它可以知道,小的速度和光速是如何出现的。这些方程以极高精度描述了高速粒子[]在电场中[]的运动。狭义相对论的主要成就在于,它允许所有涉及过程时间变化的定律[在变换到另一惯性系后(中译者补)]回归[原惯性系中的(中译者补)]定律,从而实质上减少了电动力学的独立假定。独立[假定的减少意味着(中译者补)]理论的实质性简化。简化理论的最高任务是:将这些[独立假定(中译者补)]减至尽可能少,除了经验强迫我们认可的、理论所根据的两个假设外。质量的本质就同狭义相对论得到的物理[]结果有关。在狭义相对论以前,人们的观点是,对于宇宙中的物质来说有两个特别重要的守恒定律,第一个是质量守恒定律,第二个是能量守恒定律。这两个定律的有效性似乎是彼此独立的。然而我们现在可以用狭义相对论的方法证明,质量守恒定律受到了一种限制,它同能量守恒定律有如所有一般的自然定律一样,也必须满足相对性原理。如果将此陈述为物质守恒定律在 K' 系和 K 系中同样成立,就可以得到如下结果。设一个物体系统的总质量为 M ,即用数 M 代表物体的惯性,同时令这个系统带有能量 E ,则该物体的惯性质量按 $[M/\sqrt{1-v^2/c^2}$ (中译者补)]增加,因而实际上质量是通过能量 E 的注入而增加的 $[E=M/\sqrt{1-v^2/c^2}$ (中译者补)]。所以只要系统中发生的内部过程不改变系统的能量,质量就保持不变,但只要能量改变了,质量也会改变;可以说质量和能量在本质上是同类的东西。质量的主要部分 $[M$ (中译者补)]实质上不能改变。这种认识[质能等价(中译者补)]是狭义相对论的主要结果。我借此机会说明了狭义相对论的方法和最为重要的结果。这对于我将在其他几次演讲中要给你们扼要介绍的广义相对论会有所裨益。

摘 要

第一次演讲

讲到运动,或者一般意义上的相对运动,每个人都十分清楚它的含义是什么。如果设想有一辆货车沿着街道运动,我们全都知道,如同说货车运动街道静

止一样,也完全可以说是货车静止街道运动。然而,那却是相对性原理所涉及的思想中非常特殊的一部分。

问题在于:是否有任何(我们一般讲得出的)独一无二的运动状态对应着绝对静止?换句话说,是否存在我们讲得出的某种东西并能说它是绝对静止的呢?对这个问题的任何回答都涉及整个相对论。

603 为了继续讨论,有必要稍微讲一下事情的历史发展。在力学的通常处理中,特别是在来自 Galileo 和 Newton 的原理的运动定律中,我们十分清楚地知道,可以说彼此相对做匀速直线运动的所有系统都是等价的。换言之,力学定律对于彼此相对做匀速直线运动的所有系统完全相同。然而,如果我们参照的系统相对于另一个系统有转动运动,那么大家知道,力学定律就与参照静止系时不同了。

在狭义相对论中我们所说的惯性系,就是彼此相对做匀速直线运动的参考系。

相对性原理说,所有惯性系,即彼此相对做匀速直线运动的所有参考系,在表达自然现象的定律方面都是等价的。

我们要说的第二条原理是光速不变原理。现在这两个原理都是实验定律;虽然证明它们的实验是间接的,但它们既是我们所作的假设,我们就要试图查明,几乎所有的自然现象是如何支持它们的。

首先,这两个原理和从有一个独特的绝对静止参考系的假设导出的推论之间,存在着某种非常——的确可以说是——非常尖锐的矛盾。考虑它的最简单办法是,假定你参照一个我们可以说它是绝对静止的系统来看一条光线。它在一秒钟内走过的距离是 c 。现在如果参照一个以速度 v 运动的系统,那么,取决于光线的运动方向与 v 相同还是相反,它参照第二个系统的速度就是 c 加上或减去 v 。

然而,这个从存在绝对静止参考系的假设导出的推论,同我们陈述的光速不变原理是直接抵触的。

现在已有可能对此进行实验验证,它是由著名的 Michelson 实验来检验的。Michelson 精确地测量了光沿地球运动方向以及垂直于地球运动方向的速度。按照通常的想法,我们预期会发现这两种情况下光速的差别。而 Michelson 却完全没有发现这种差别。所以,在我们陈述过的两条原理(即相对性原理和光速不变原理),同存在一个独特的可称之为静止系的假设之间就发生了矛盾。

剩下的唯一事情就是设想:我们在陈述运动概念时所作的假设有根本性错误。我们必须改变的基本观念的特征首先是两个同时事件的定义。如果有两个事件在不同地点发生,当我们说这两个事件同时的时候,究竟是什么意思呢?为了检验它们是否同时,我们必须使用光的传播原理。

我们为确定同时性事件将要引入的定义依赖于我们的光速不变假设。假定我们有两个发生于不同地点的事件,若考虑有一个观察者正好位于两个事件之间的中点,那么,如果那个观察者注意到这两个事件对他是同时的,我们就说这两个事件是同时的,这个定义就将是事件的同时性的定义。

604

在这里,我们按照通常的观念,作了同测量长度有关的另一个假设。但是,通常我们假设被测量的物体长度与其运动状态完全无关。然而,这纯粹是一个假设,是否真的如此,必须用狭义相对论的结果来检验。

一切物理现象都要参照一个坐标系和一种测量时间的方法。我们来设想一下物理现象参照任何其他坐标系的情形。狭义相对论说,参照任何相对于我们的第一个系统做匀速直线运动的坐标系,物理现象必须以完全相同的定律来表示。这个论断让我们得以查明,当相对于第二个系统测量时,第一个系统中测得的长度将是多少。它也让我们得以查明,当相对于另一个系统测量时,一个系统中测量的时间会如何显示。

我们必须做的事情是将两个系统中测得的坐标和时间表示出来,其中一个系统可以说是处于静止,而另一个系统则在运动中。正是 Lorentz 首先发现了,参照于一个系统测量的所有长度和时间,当我们要把它们参照另一个系统测量时该如何表示。

这就是相对性原理,它说明当参照彼此相对做匀速直线运动的两个不同坐标系时,一切物理现象的定律应该有同样的形式。

这种从一个系统到另一个系统变换的结果可简述如下:首先我们发现,当一根杆顺着其长度方向运动时,它的长度在运动方向将变得较短。如果它横着长度方向运动,则在长度方向没有变化。特别是,一个运动的球会在其运动方向变扁,换言之,它将变为一个椭球。

另一个结果是关于时间的,如果我们有一只钟在一个系统中静止,然后将它与相对于(我们称之为静止的)第一个系统做匀速运动的系统中同样的钟比对,理论的结果表明,该钟在第二个系统中比在第一个系统中走得慢一些。

将这个原理应用于物理定律的另一个重要结果是:光速是我们不能超越的极限速度。特别是,如果我们有二个系统,一个系统(我们将说)以非常接近但并不等于光速的速度运动,然后考虑第三个系统,它相对于第二个系统也以非常接近但并不等于光速的速度运动,我们通常的想法会是,第一个系统相对于第三个系统的运动大概会大大超过光速。

相对性原理的结果是,当这样进行速度相加时,我们将总是得到小于光速的速度。

605

现在我们终于有了这个结果,即一切物理现象的定律必须满足相对性原理

给出的条件,换言之,一切物理现象的定律的陈述必须具有相同的形式,无论它们是参照我们可称之为静止的系统,还是参照相对它做匀速直线运动的系统。电磁学和电动力学的定律一般都满足这个条件。然而,以我们习惯形式表述的力学定律却不满足它。

第二次演讲

[1921年5月10日]

我今天想对你们主要谈谈广义相对论的基础,而把真正的数学内容推迟到
最后三次演讲中去。我先提一下什么是狭义相对论的一般问题。按照狭义相对
论,所有惯性系对于描述自然过程来说都是等价的。这些惯性系的特征涉及它
们的相对运动状态,即相对于一个 K 系,任何 K' 系都做匀速平移运动。此外,
狭义相对论还基于如下原理,即无论从 K 系还是从 K' 系看,每一光线在真空中的
速度总是 c 。其他的一切只是从这些基本假设中得出的推论。如果我们从总体
上来看这个狭义相对论,就会注意到一个事实。狭义相对性原理有效,也就是
说惯性系 K 、 K' 等每个都有同等权利被看做静止。因此,就匀速直线运动而言,
没有一种运动状态比其他运动状态更优越。在这方面,我们在开始时谈到的运
动的纯运动学相对性,即从运动概念的观点出发只能谈一个系统相对另一个系
统的运动,这也扩展到运动的物理性质,意即相对性现在不仅是根据运动学性质
而存在,而且也可以说运动状态就物理意义而言是等价的。令人瞩目的是,运动
状态的这种等价性只谈及匀速直线运动而非其他。这自然就出现了一个问题:
自然定律是否真具有这样的形式,使得我们有许多优越运动状态,即用以作物理
描述的惯性系的运动状态,而如果我们采用这样的惯性系,这些定律就有特别简
单的形式。从纯哲学的观点看,这种意见是很不令人满意的,因为如果不是已经
有了物理描述上的优越运动状态,人们就宁愿假设根本就没有任何优越运动状
态。当然这只是一种审美学的动机,与此相反,有一种特别强的疑虑反对这种可
能性[],即相对性系统恐怕不是同样形式的相对性。这种疑虑建立在力学
的基础上。力学的基本原理是惯性定律,它说的是在以惯性系作参照时,一个不
同其他质量相互作用的质点做匀速直线运动。因而质点参照系统 K 做匀速直
线运动。人们立即看到,这个惯性原理在参照旋转运动的坐标系 K' 时不能成
立,因为如果我们参照坐标系 K' ,现在就不能说 K 和 K' 描述了匀速运动,而是
箭头所示的旋转运动,当我们从 K' 来描述该质量的运动时,就会发现,在 K 看
来是匀速直线的同一运动在 K' (中译者注:原书误为 K) 看来就是曲线的;因而
我们可以说,如果承认如图设想的运动系统,那么,力学在其经典形式中、甚至
在其基础上都无论如何保持不下去,而是必须对力学作深刻的改变,以便同经验保
持一致。人们可能会因惯性原理在参照 K' 系时失效而得出我们不可以使用 K'

[p. 1]

[p. 2]

606

[p. 3]

系的结论,但这结论可能并不正确,因为我们并不知道,惯性原理是否[]或者是否仅是像以前物理学所需要近似表达的某一类型。实际上有一个非常重要而普遍的经验事实鼓励我们相信,相对性原理的普遍化是绝对符合自然定律的。这个普遍的经验事实如下:从几何学(中译者注:似应为物理学)可知,地球表面某处在地球引力场中下落的所有物体具有相同的加速度,与物体由何种材料组成无关。如果我让一个由木材组成的物体和一个由铅组成的物体同时下落,在不考虑空气阻力的情况下,下落的定律对这两个物体将完全严格地相同。这个事实在经典力学中也有不同的表达方式。我们说物体有两个不同的基本性质,第一个是物体的惯性,第二个是物体的重量。一个物体的惯性,或者说一个物体有多大的惯性,是由一个常数来量度的,我们称之为该物体的惯性质量,它是可以通过实验来测定的、该物体的一个特别常数。如果我们让以一定程度拉紧的弹簧先后作用于两个不同的物体,则它们得到的加速度会非常不同;现在我说,它们得到的加速度,其[?]值同惯性质量成正比。物体因加速度而产生的这种惰性阻力由惯性质量来量度。这是一个自然常数,我们借助天平来测定它。经验证明,物体的惯性质量和重力质量是同一常数,换言之,物体的惯性和重量是由同一常数来确定的,尽管从定义上说物体的这两个量绝对彼此独立。这是经典力学没有解释的、非常奇怪的现象。物体的惯性质量同重力质量相等的这一假设,同所有物体[以相同加速度(中译者补)]下落的假设是等价的,我们可以证明一个是另一个的推论。只要我们上升到这样的观点,即认为(中译者注:这里是指狭义)相对性原理在自然界并不具有普遍意义,那么这种奇怪的重合就立刻失去令人迷惑的特征了。我们设想 K 系是一个经典力学意义上的惯性系。假设在参照 K 系时不存在引力场,即一个质点的物理行为可以保持静止状态,如果我们这里用———放下———如果我们给它一个初始推动。现在的问题是,这个质量在相对于 K 系时和相对于 K' 时的状况如何。我们设想一个相对于 K 速度为 0 的质量吧。它相对于本身向上加速运动的 K' 系将向下加速运动,换言之, K 系的观察者将说,这个质量保持静止,但坐标系 K' 的水平面本身在向上加速,故对 K' 保持静止的观测者而言,这个质量做向下匀加速运动。如果我们有几个由不同材料构成的质量,并使之同 K 系联结,则这些质量将具有完全相同的力学行为。从 K 系进行描述的观察者将说,这些质量没有加速,是 K' 加速;而 K' 系的观察者却说,所有这些质量相对于 K' 系以相同的加速度运动。如果我们对物理空间(在同它相关时具有不同特性的质量会产生相同加速度这一定律成立)一无所知,这一发现就不会让我们茅塞顿开。但是,由于质量相对于加速的 K' 系的行为,完全相当于 K' 系静止、而存在引力场(物体在其作用下下落)一样,这样一来,我们就能简单地对我们的经验(即质量在参照 K' 时

产生运动)进行描述;所以,认为相对性原理也能合理地推广到 K' 系的说法是很自然的,只是我们必须声明:存在与 K' 系相关的引力场,我们也没有任何权利说, K 系[更优越(中译者补)],因为这样的假设超出了观测发现的范围。我们只能断言:这些质量在同 K' 系相关时的行为如何,它们的行为[同存在向下的引力场一样(中译者补)]。由此我们至少可以暂时接受如下假设,即 K 和 K' 这两个系统对于物理学的描述完全等价,但在同 K' 系相关时有引力场存在。假如我们在引力场中没有具备(能令不同材料的物体获得相同的加速度这一)性质的空间状态,那么上述步骤就会是完全没有物理根据和难以置信的。引力场具有这种性质的状况鼓励我们对这里的情况做出这样的解释,因为它只是对一个物理上已确认现象的再认识。我们将把这个假说称为等效原理。如果我们像从物理经验的观点本身提示的那样,把这两种运动状态看做是物理上等效的,亦即两者都可合理地看做静止坐标系,而参考系等效的假设也可加以推广;因此,“作任意运动的坐标系都彼此等效”这一假设就容易理解了。这种考察多么诱人和有趣是很容易认识到的。如果我们有一个可以实施任何运动的坐标系,那么,每个质点在相对于这个坐标系的情况下就会做某种可能是相当复杂的运动。如果我们把这个坐标系看做静止系,就必须做出质点在引力场中运动的解释。这样一来,我们就以纯猜测方式获知质量在引力场中如何运动以及引力场如何建构(即引力场的微分定律)的情况。我们可以引入某种运动坐标系以代替惯性系,从而人为地产生某种引力场,并能够解析地研究这些场所满足的定律。这里说的只是些特例。如果我们从一个几何参考系中没有引力场的情形出发,那我们就能够对某些类别的、可通过[引入运动(中译者补)]坐标系而产生的引力场进行研究,然后需要进行推广以确定一般定律。这并不是我们为得出引力场定律而实际上使用的数学方法,但这在概念上是一种间接的方式或途径。这个等效原理是广义相对论、或者说引力理论的关键;我们应赋予它明显的优先性。据迄今为止的理解,这个理论的处理似乎是一种儿童游戏。要取得进展看来没有特别的困难。首先考察坐标系中运动条件,得到的不是 D 、而是一种引力场,这样我们就能够在任意运动的坐标系中来研究[]。但存在一个特殊的、基本的、让这个方
608
609
法不能轻而易举就得到应用的困难;要克服这一困难,必须进行更加深入的考虑,而不是看来从这些简单的考虑就能达到目的的。事实证明,如果我们想要容许彼此相对做随意运动的坐标系,并从而要令引力场成为配角,结果我们对空间和时间的物理解释就会失效。我们昨天看到,借助狭义相对论的研究,坐标和这个[时钟的(中译者补)]数值,是物理测量的结果,这个数值具有非常确定的物理意义;这件事具有根本的重要性。让我们再来看看,为使这种空间和时间的解释成为可能还必须做什么假设。我们首先引入一个 Cartesian(笛卡儿)坐标系(实际

[p. 6]

[p. 7]

[p. 8]

上是一个惯性系),并以之为参照测定各原点的坐标。这种结构预先假设了刚体位形的[几何学(中译者补)]的有效性。我们说 K 轴是一条直线。所有这些概念是以[Euclid(中译者补)]几何概念的物理意义为前提条件的。这种 Cartesian 坐标系其实不过是由刚杆构成的立方体,只要我们将均匀填满空间的东西构建起来,通过简单地计数网格刚杆就能对 K 进行确定。对于时钟也可作类似的讨论。我们先对时钟进行设置,如果要把它们放在不同地点,就得按光速不变原理进行同步,为了不致引起矛盾,它们全都必须走得一样快。然而,一个简单的考察表明,如果我们要认真考虑广义相对论,比如一个系统相对于惯性系均匀旋转的例子,那么支撑我们关于时空尺度是物理尺度的所有概念都将破碎。假设黑板是一个惯性系,而且不存在引力场,因此一个孤立的质量做匀速直线运动。光的传播按照光速不变原理———

[p. 9] 这个盘在黑板上沿箭头所示方向旋转。问题是,在这个盘上 Euclid 几何学定理是否成立。设想盘上的一个观察者有一些等长的杆,在所有杆长度相同的前提下,他可以用这些杆来进行几何建构。问题是这个人在盘上建构的这些图形是否符合 Euclid 几何学定理,换言之,他用来进行操作的小杆是否可理解为具有同样的长度。根据狭义相对论可以证明,情况并不是这样以及 π 。我们可以说,狭义相对论的断言相对于黑板完全有效。现在设想盘上的人把他的小杆沿盘的直径和圆周摆放。如果 Euclid 几何学定理在盘上成立,则小杆的比———(中译者注: U/D)必须等于熟知的数 $[\pi$ (中译者补)]。然而我们不难理解,在旋转的盘上并不是这种情形。为了理解这一点,我们必须明白这幅图对我们意味着什么。设想这幅图是惯性系(黑板)的某个时刻 T 我们将小杆摆到

[p. 10] 盘上的照片。我们必须如何来画这幅图呢?这里是一些小杆,它垂直于———。我们从狭义相对论知道———运动物体如下:在横向,运动物体没有长度改变,而在纵向会缩短[Lorentz 收缩(中译者补)]。因此,我必须把拍照时刻圆周上的小杆画得比直径上的短一些。假如图被画为相对于黑板静止的盘,情况可就不是这样了。于是我们可以来计算圆周———(中译者注:同直径上小杆数)的比值,然而因为小杆———(中译者注:在圆周上较短),我们能在圆周上放置的小杆数就比图静止时的情况多一些,因而我们得到圆周同直径的比值会大于 P (中译者注:应为 π),即 Euclid 几何的位形定理在旋转圆盘的情形下已不再适用。我们可以在等效原理的意义上这样来理解旋转圆盘:我们可以将旋转圆盘理解为静止,但必须假设相对于该盘存在一个引力场。从黑板来看———

610

因而可以这样来解释我们在旋转圆盘上发现的这个结果:如果引力场存在,那

么, Euclid 几何关于刚性小杆的位形定理就不再适用。显然在参照这种转盘时我们不能再构造[], 因为这种构造预先假设了 Euclid 几何关于刚性小杆位形定理的正确性。关于时钟的走速情况也与此类似。如果我们取两只结构相同的时钟, 一只放在圆周上, 另一只放在转盘中心, 则我们可以再次运用狭义相对论的知识从黑板去判断这些时钟的行为。于是我们发现圆周上的时钟要比中心的走得慢一些, 因为盘[周上的时钟相对于黑板有运动(中译者补)]速度, 相反, 中心的时钟相对于黑板则没有任何速度。因此, 从黑板来看, 这只钟比那只走得慢一些——(中译者补: 根据等效原理) 我的结论是, 引力场的存在使得不同地点的时钟走速不同, 因而我们不能再用结构相同的时钟来定义时间。这样一来, 在广义相对论中我们被置于一种困难的境地, 那就是现在我们不能再赋予时间和空间的陈述直接的物理意义了; 我们现在面临的巨大尴尬是, 在建构引力场时该如何从物理上来理解时间和空间。但是, 在数学中已经有了一种解决办法使这个问题的回答变得非常容易, 即这里出现的问题和曲面论中已经出现、并被 Gauss 处理了的问题非常相似——无论问题的提法还是问题的处理的方法都非常相似。

[p. 11]

611

Gauss 提出的任务如下: 这里有一个大的曲面, 要问这个曲面上的几何是什么, 意思就是说: 我们来设想刚性杆, 如果要问曲面的几何性质, 需要大量结构相同的刚性小杆。我们要认识把这许多结构相同的刚性小杆放到这个曲面上去的规则。这个任务现在应当按照相当确定的方法来处理, 这种方法是非常重要的。在对这些刚性小杆的可能位形作理论描述时, 我们不当运用参照曲面外空间点的任何几何概念, 而应当留在曲面之内。因而我们问, 不用[……应为曲面(中译者注)]以外的任何空间概念, 怎样能够获知[曲面内刚性小杆的配置规则(中译者补)]。

[p. 12]

如果这是一个平面, 非常简单, 我们有 Euclid 几何学, 建立一个 Cartesian[坐标系(中译者补)], 每个点通过计数网格来确定。如向右 5 格, 向上 246 格, 这些格数就是坐标。我们可以通过它来描述各点的位置, 方法就是用数来表示点在哪里。因而我们可以说, Cartesian 坐标的应用使——[坐标(中译者补)]获得了物理的, 或者说度量的意义。于是, 我们可以用量杆找到这个点。然而若我们想在一个大的曲面上照此办理, 那就不行了, 因为我们不能在这个大曲面上建立这样的正方形网格。我们可以说, 如果我们把自己限制在这个曲面上, 则 Euclid 几何学的位形定律在这个曲面上就不适用了。我愿就此作更进一步的说明。如果我们把一个小正方形放到这个曲面上, 它可以用四根小杆做成, 我们[用它来近似曲面(中译者补)]。只要我们在这个曲面的极小部分上运动, 一切都好, 但若满足一个较大的部分, 情况就比较差了。这种把我们引向 Cartesian 坐标系的正方形结构是不可行的。在引力场的情形下, 在这里, 我们也面临着与在 [曲

[p. 13]

面几何(中译者补)]中同样的情况。我们不再能以这样的方式来定义空间点,即通过测量来简单地确定坐标的意义。我们再也不能用度量[坐标中(中译者补)]那种简单结构。而 Gauss 采用的方法如下。他运用的方法是:

1) Euclid 的平面几何学对于曲面上的一小部分仍然起作用;

2) 曲面上的坐标系没有任何度量意义了。这时, Gauss 另辟蹊径,在曲面上建立完全任意的曲线坐标系,并给每个系统的曲线编号。这个系统的曲线[有两组,每组中相邻的曲线编号也相邻,曲面上每一点只有每组中的一条曲线穿过(中译者补)],这样,通过陈述 2 我们就自然地给每个点安排了两个数字。不过这些数字本身并没有任何确定的度量意义。如果我从这里的某个点出发,我就不能够立即说出来,这个点的坐标是 1 和 2,而这我是知道的;但另一方面我却不能把这个点画出来,因为我不知道这些曲线在曲面上是怎么画的。不过下面的事实证明,借助这样两个任意的曲线系统依然能够完全描述曲面的几何性质:如果我知道曲面上相邻的所有点对在用量杆测量后彼此相距是多远,则这个曲面的几何性质就完全确定了。如果我用 ds 来标记两个相邻点的距离,如果我能用任意选择的所谓 $K'K$ 来表示它,我就能导出曲面的所有几何性质;从小部分曲面在几何方面的特性类似平面的事实可以得出结论,这个 ds 应当表现出这样的性质, ds 的平方应为 Gauss 坐标系数的二次齐次函数。Gauss 用来计算曲面几何的这种解决办法放弃了给坐标以直接物理意义(或者说度量意义),而是通过它间接地把度量意义交给了将任意点之间距离[ds (中译者补)]表示为坐标微分函数的理论。———[$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$ (中译者补)]在这里出现的这些函数,分别是[],即数学上表示为 $X_1 \times X_2$ 的函数,在广义相对论和曲面论之间迄今都有相似的性质,即简单的度量定律在无穷小的邻域有效。正如 Euclid 几何学[在曲面上的无穷小区域(中译者补)]有效一样,在广义相对论中,即在任何存在引力场的空间中,狭义相对论实际上可以应用于这个空间的无穷小区域,这意味着,坐标[在无穷小区域(中译者补)]具有直接的物理意义。———

612

度规[$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2$ (中译者补)]有效。

你们看到,这个类比再次证明了一个事实,即狭义相对论的定律的确可用于小块宇宙。作为一个例子,让我们来设想地球的引力场。我们已经看到,如果存在引力场,有效的摆放规则是———,然而,如果没有引力场,可以说 Euclid 几何将决定刚体的摆放规律。———我们已经说过的时钟的行为规律。设想

[p. 15] 有一个人人在引力场中自由下落。这个引力场对他来说并不存在。如果他松开一个物体,这个物体将相对于[地球自由下落,而相对于他所在的自由下落坐标系 K 却保持静止(中译者补)]。因而我们可以说,对于在地球附近自由下落的 K 系而言,并没有引力存在。———然而如果我们离开坐标原点足够远,并在那

613

里松开一个物体,它就不在坐标系方向下落而会偏离了。现在我们可以让坐标系的原点处在一定[的小区域(中译者补)]。在这个区域内,我们可以操作得令引力场仿佛不存在一样。在一个小曲面上有一个邻域,这个邻域非常小,以至于我们可以把它当作平面而不是曲面来处理。————正如 Gauss 通过引入所谓 Gauss 坐标在曲面上总是对点进行任意编号一样,我们也必须引入在物理[运动学坐标(中译者补)]中对事件进行任意编号的方法。因而运动学坐标是物理事件的四[维(中译者补)]空间。正如可以对曲面上两个相邻点确定一个具有直接度量意义的量(我们称之为距离)一样,我们对于物理事件也可以作类似处理;这种方法构成了狭义相对论的基础。我只想指出,不假思索地就把数学家的几何考虑运用于广义相对论,这种可能性是基于这一类比的;我想扼要谈谈情况为什么是这样。我们看到,如果从 Galileo 坐标系出发、引入一个任意结构的坐标系,则我们得到的就不是度规基本量 ds (中译者注:应为 ds^2) 的固定常数,也就是说,在物理学理论中如同在曲面理论中一样事实上都是如此。这个变量在广义相对论中用 $[g_{\mu\nu}$ (中译者补)]表示,它现在描述的是引力场。事实表明,在狭义相对论中这些量是常数,而随着引力场的出现,代替这些[常数的是变量 g (中译者补)],因此这个变量 g 描述了引力场。其次,[],这些可变系数 g 是在四[维空时中(中译者补)]里描述引力场的。这就提示了狭义相对论运用的形式方法。它的几何学部分是由 Gauss 和 R[iemann(中译者补)]发展的。我们已经大致看了它形成的概念如何能克服我们遇到的困难,现在我们再来讨论物理学对象问题。按照广义相对论,物理学定律的有效性必须与四维空间中 Gauss 坐标系的选择无关;现在的问题是如何找到这些定律。几何学家提出的数学理论就能帮助我们做到这一点。例如人们问,为了发现引力场的定律,什么样的方程能由引力势构成,其性质在坐标系的任意变换下保持不变。这就可以建立对于坐标系的每一变换都保持不变的定律了。这个条件对有关物理学上的可能性是一个非常强的约束;事实证明,如果我们要求这个引力[势 g (中译者补)]的微分定律也像 Newton 理论那样不含高于[二阶的引力势微分系数(中译者补)],这个定律就完全确定了。因而最终只有一种可能性来建立[引力势 g (中译者补)]必须满足的二阶微分定律;而广义相对性的思想之所以指引我们得到了一个确定的引力理论,就基于此。不言而喻,这里也同狭义相对论中一样,仅凭相对性假设并不能得出理论,而是必然还有[]例外(陈述)产生。我以狭义相对论作为比较。事实表明,相对性————[原理(中译者补)]只是一个条件,————(中译者补:第二个条件是光速不变原理)

[p. 16]

614

[p. 17]

由此可见,我们按照这种方法得到了确定的定律,引力场定律本身就是这样

得到的一些有趣的定律；最后我想谈谈这些考察迄今取得了哪些在物理学上令人感兴趣的结果。首先，引力理论必须要求这一方法导出 Newton 的理论，而且其精度与那种精度——Newton 理论通过数个世纪天文学经验都与之联系在一起的那种精度——一样。事实已经表明，从形态的观点看，广义相对论和 Newton 的理论有非常明显的差别，因为它包含 [10 个方程 (中译者补)]，而不像 Newton 理论那样只有一个。但事实也证明，对于质量不太大、彼此相对运动速度小的物体，由 Newton 理论直接得到的力学定律和广义相对论得到的定律在天文观测的精度上一致。这已经意味着广义相对论的巨大成功，因为人们必须

[p. 18] 考虑到，Newton 理论包含一个类似于定律——天体借助这个定律彼此相互作用——的任意假设。————与此相反，广义相对论从纯形式的考虑就给出了吸引定律，而无须作这样任意的假设。然而，如果进行更为精确的计算，则广义相对论给出了某些偏离 Newton 定律的偏差，而且首先是在涉及天体的运动 [和力?] 方面。就是说，按照 Newton 定律，行星描绘出一个椭圆——相对于恒星固定的椭圆————这里是一个行星的椭圆 [] 轨道————这是长轴————然而如果按照广义相对论进行的精确计算，则这个椭圆相对于恒星会出现非常缓慢的旋转；对于离太阳最近的行星“水星”，这种非常缓慢的旋转为人所知已经有一个世纪以上。————类似情形也发生于 [其他 (中译者补)] 行星，在一百年中水星轨道的旋转量为 42 角秒。这个量用广义相对论也完全精确地计算出来。同时也可以看出，这些 [旋转量 (中译者补)] 随行星的平均半径迅速减小，而对于其他行星来说尚不能证实。这是广义相对论的一个非常惊人的成就。第二个结果是光线的偏折，它也已经得到检验。这个结果之所以产生了非同寻常的轰动，因为知道它在经验事实之前就得出来了。具体说，理论表明，掠过太阳的光线在通过太阳引力场时会发生约 1.5 (中译者注：应为 1.7) 角秒的偏折。

[p. 19] 光线在通过太阳引力场时实际发生的这种弯曲，已经由两个英国日食考察队于 [1919 年 (中译者补)] 5 月 29 日在巴西和非洲西海岸进行的观测所证实。日食时太阳附近的恒星————这是太阳，这里是地球；现在我要说，恒星是在我画的这个实际上无限远的方向上。如果太阳现在在这里，根据理论这条光线应当发生偏折，因而不能到达观测者。为了让观测者看到恒星，就必须令光线尽管发生偏折也能到达观测者。直接到达恒星的方向和看到恒星的方向之间有一小的夹角，这个夹角可以通过观测确定。最简单、也是实际发生的情形，是看太阳不同侧的两颗恒星。————这是恒星所在的真正方向，而这条线就是光线在太阳引力作用下的路径————随后看到的情形如下：如果太阳不在那儿，则这里的角就是看来在两颗星之间所成的角，因为光线走直线；然而如果太阳存在，两颗星之间的夹角就要变大一些，通过照片的定影以及通过在通常同样条件下的

拍摄,将它们[加以比较即可得(中译者补)]太阳[引(中译者补)]力[产生的光线偏折(中译者补)]。应该说,英国考察队干得很漂亮,因为他们得到了正结果,而我们则证实了理论预言。现在来看理论的第三个结果,它同运动有关,还没有最后定下来。具体地说,我们从转盘的例子中看到,[圆周上的(中译者补)]时钟和中心的时钟结构相同,但不同位置时钟的走速却不一样。因此,如果把两只结构相同的时钟一只放在太阳表面,另一只[放在地球表面(中译者补)],这些时钟的走速实际上会有所不同,太阳表面的那只比地球表面的那只大约要慢两个百万[分之一(中译者补)]。自然界给了我们这样的客体,它们本身带着分立的时间过程,因而可以看做时钟模型。(中译者补:这种客体就是原子的光谱)我们知道,一条中心线———有一个更为内在的半径?现在须进行推断:在太阳里发生的过程从地球上看起来就显得慢一些;根据这一理论,来自太阳的谱线同地球上的相应谱线相比因而要向红端移动。天文学家正在为弄清谱线的这种相对移动是否存在而努力工作。从广义相对论的观点看来,可以说,如果情况不是这样,理论就被驳倒了。现在我想以简短讨论的方式再谈谈广义相对论的一般意义。从根本上说,广义相对论带来的引起普遍兴趣的创新是,它同狭义相对论相比从本质上改变了时间和空间的观念。具体地说,如果我们谈论空间,没有别的意思,就是指对于配置物体有效的定律。因此我们不能给予空间陈述其他意义。现在616 我们看到,光的配置定律依赖于引力场,而引力场又依赖于物体的分布,这样我们就可以说,配置物体的定律依赖于质量的位置,空间配置定律因而与物体一样成为独立的存在;由此看来,有关时间和空间的论断同其余的物理定律有着密切联系,没有任何方式能把它它们分开,因此,我们不能再以如下方式来建造物理学的大厦,即首先设置空间和时间,然后再设置以某种方式在容器中运动的物体,而是要让时间、空间和其余的一切成为不可分割的整体。我想就此结束一般性的思考,并开始从更数学的观点来讨论问题。

摘 要

第二次演讲

昨天的演讲涉及狭义相对论。我们在结束时得到的结论是:一切惯性系,即彼此相对做匀速直线运动的一切参考系,对于描述物理现象都是等价的。狭义相对论所依赖的一个假设是:在参照于惯性系,即彼此相对做匀速直线运动的参考系的每个场合,光波的传播速度都相同。

关于这个假设引人注意的事情是,它看来只对一种特殊类型的系统,即彼此相对做特殊类型运动的系统才有效。我们必须自问的问题是:自然定律是否只有参照这种特殊类型的系统才是如此,是否所有其他类型的系统,即彼此相对以完全任意的速度运动的系统,对于描述物理现象并不完全等价。

有一件早就知道的事情对得出我们所称的广义协变原理大有帮助。这就是惯性原理。我们知道,如果一个质点距离其他物体足够远,它相对于任何一个惯性系都将做匀速直线运动。但是,如果物体运动参照的是任意运动的系统,具体说是一个转动系统的话,惯性原理肯定就不成立了。在那种情况下,粒子的运动就不再是我们起初认为的直线,而在某些场合就可能是非常复杂的曲线。

如果所有系统(无论它们的运动类型)对于描述物理现象都是等价的,那么我们就必须改变力学的整个基础。帮助我们做出这一改变的主要事实是这个已知定律:一个物体的惯性正比于该物体的引力,或者换句话说,正比于它的质量。我们测量一个物体的惯性,是通过找出一定的力给它多大的加速度。我们测量一个物体的质量(或引力质量),是通过找出地球的引力场给它多大的加速度。

617

人们已经知道,这两种质量(引力质量和惯性质量)是彼此严格成正比的,而且对于不同的物体它们并不改变。换言之,无论我们谈到一个物体的惯性质量,还是谈到那个物体的引力质量,根本就没有什么差别。这个事实究竟有何重要性很久以来一直是个谜,然而,广义相对论把这个谜迅速揭开了。

考虑一个坐标系,我们将设想它是绝对静止的。再让我们假设这个系统中不存在引力场。考虑另一个(我们将说它)有向上加速运动的系统。如果在第一个系统中有一质点处于静止,那么在最简单的情况下可以设想,根据我们的假设,这个一直静止的质点将永远保持静止。然而,那同一个质点参照第二个系统将会有有一个向下的匀加速度。

等效原理将此表述为:无论我们说第一个系统静止、第二个系统做匀加速运动,还是说我们可用引力场的存在来代替匀加速系,这两种说法完全没有区别。这个等效原理乃是广义相对性原理的基础。

必须解决的问题是:如果这个原理普遍成立,就一定有可能借助特殊坐标系的运动来描述任何类型的引力场。然而,广义相对性原理并不是以这种方式发展的。有一个困难我们立刻会遇到。可以容易地证明,如果这个广义相对性原理成立,就必须深刻地修改我们通常的空间和时间观念。换一种方式,我们可以证明,如果广义相对性原理成立,Euclid 几何学就不成立了。

到现在为止,我们只谈了如果广义相对论正确,Euclid 几何学和我们的空间观念就必须修改这个事实。

对于我们的时间观念也会发生同样的事,因为我们昨天也看到,转动盘边缘的时钟参照于静止系比盘中心的时钟走速较慢。这是因为边缘相对于参考系在运动而中心静止,所以,如果广义相对论正确,我们的时间观念也必须修改。

广义相对论的问题,是为自然现象的定律找到使等效原理能够成立的表达式。然而,我们刚才已经看到,如果我们要继续保持 Euclid 几何学和通常的时

间观念,那是不可能做到的。然而,这里有一个类比非常有助于准确地理解在广义相对论中用来寻求自然定律形式的数学方法。

618

如果我们考虑一个面,当然可以是平面,但这里取任何一类面,即曲面,如果我们想研究曲面的几何学,那就必须有不同于研究平面几何的方法。用描述平面上一点位置的方法来说明盘子可能是一种特殊的情况。我们在彼此成直角的两个方向上摆放一定数目的小量杆,则平面上任何点可由两个方向摆放的量杆数给定。然而,这种方法并不适用于我们现在要研究的曲面。换言之,曲面的几何学与平面几何学完全不同。可以说平面的几何学是 Euclid 几何学,而曲面的几何学是非 Euclid 几何学。

但是我们可以设想(这就是 Gauss 为描述曲面上点的位置引入的方法),在曲面上任意画两组曲线,无论这两组曲线有多么不同,也无无论数目有多少。那么,曲面上任一点就可以由表示我们组中在那一点相交的两条曲线的两个数来定位。这就是描述曲面上点的位置时必须使用的方法。

当然,这只是广义相对论中需要的一种类比。我们必须能以这样一种方式来表述所有物理现象,使得物理现象的定律在从一个 Gauss 坐标系(在涉及普通空间坐标和时间坐标的四维空间中)变换到任何其他 Gauss 坐标系时保持不变。爱因斯坦教授做到这一点的准确方法将在后面的演讲中陈述。

作为那些内容的一个摘要,我们在这里只能说:当我们想表示曲面上一个小线元的长度时,可以借助描述我们在该曲面上所作的特定曲线组的某些量值做到这一点,我们的广义四维面上的线元表达式中包含某些系数,这些系数当然是逐点变化的,但它们在描述或刻画存在的引力场时也是重要的。所以,需要做的事情是用这些 Gauss 坐标的特定形式来表述物理定律。迄今对于引力定律已经原则上做到了这一点,在推导这些定律时需要引入一个特别的附加假设,这个假设就是只有某些微分系数能够进入表达式中。

619

现在来看看广义相对论的结果。首先,有一件事情必不可少。如果广义相对论是正确的,那么从广义相对论得出的引力定律,在进行天文检验时,必须至少像从 Newton 运动定律和 Newton 引力定律导出的定律那么精确。这个结论完全得到了验证。广义相对论的数值结果同 Newton 定律情况中的数值符合几乎完全一致。然而,有一个困难,这个困难在 Newton 引力理论中存在了一百多年,而广义相对论把它消除了。它涉及的是水星的运动。

描述水星相对于恒星运动的轨道并不是一个固定的椭圆,这个椭圆的轴在水星绕日公转的方向不断转动。其转动量大约是每百年 42 角秒,在通常的动力学理论中,这是一个长期令人十分困惑的难题。广义相对论在这种情形下预言的旋转与这个量,即观测到的一百年 42 角秒几乎完全相同,这当然是广义相对

论的一个令人瞩目的结果。

然而广义相对论还有另外一个结果甚至更加令人瞩目,理由是那个结果是在实验事实被确定之前预言的,那就是光线在经过重物时会弯曲,特别是像日全食时能够观测的星光那样。当星光经过太阳附近时,光线会有一个极小的弯曲,但是被派往观测的两支英国考察队发现,这种弯曲在 10% 的范围内与理论预言值一致。当然,这的确是广义相对论的一个更加令人瞩目的结果,因为它预言的这个结果以前是不知道的。

还有第三个结果也相当重要,因为它目前尚未得到验证。这个结果同时间的变化有关。如果在太阳上有一只钟,处于和地球上的钟不同的引力场内。我们从广义相对论可以预言,两只钟(一只在太阳上一只在地球上)尽管结构完全一样而走速却会不同。化学原子内的任何振动就可以作为我们的钟,由它们发出的谱线将给予我们这些指示。

广义相对论预言的结果是,来自太阳上元素的所有谱线应当向光谱红端极小地移动。这种效应是否存在仍然是一个有争议的问题。爱因斯坦教授在演讲结束时蛮有风趣地评论说,假如确定地证明这个效应不存在的话,他的整个广义相对论就失败了。而他对这个理论显然充满信心,相信这个效应终将得到证实。

以上是广义相对论非常简略的内容,也许它最重要的后果是我们的整个时空观不得不改变。我们不能再把空间、时间、物质看做独立的概念,而要把它们彼此融合在一起。

附录 D

620

“阿耳伯特·爱因斯坦教授采访记”

下面是爱因斯坦访问美国归来于 1921 年 6 月 29 日在柏林接受记者采访的记录：(1)荷兰语原文版发表于 7 月 4 日《新鹿特丹信使报》[*Nieuwe Rotterdamse Courant* (NRC)];(2)为本卷提供的英语译文；(3)NRC 采访的部分德文译文，发表于 1921 年 7 月 7 日《柏林日报》[*Berliner Tageblatt* (BT)]早晨版第 2 页。在爱因斯坦美国之行广泛的新闻报道，包括 BT 版的部分英译在 1921 年 7 月 8 日《纽约时报》(*New York Times*)发表之后，爱因斯坦在采访中的某些推测性评论的可争议性质引起了很大兴趣。

1) 荷兰语原文(略)

623

2) 根据英语译文所作的中文译文如下：

6 月 29 日记者来自柏林的通讯：

爱因斯坦教授结束他短暂的美国和英国之行回来了！这肯定是一次疲劳的旅行，但并没有使这个伟人的喜悦减少半分。当我们问他是否在结束时也去了荷兰，他显然有些惊恐地喊道：“天啦，我已经由于要讲礼貌而弄得精疲力竭！不，已经够了。对于来自安静的研究和习惯规律性生活的人，美国是吵吵闹闹的，风风火火的，令人疲倦的，但在我的特殊情况下，差不多就像是去马戏团演魔术，真是糟透了。当然，我作了几次学术演讲，从与美国同行的会见中获益匪浅，但那并不是我此行想要达到的目标。我实际上是代表犹太人的事业前去的。是的，我已把我的名字和我本人都投入帮助犹太复国主义运动为巴勒斯坦作宣传的事业，美国之行的真正目的是为在耶路撒冷建立一所大学的基金筹款。我是不是喜欢这个任务呢？不，并不是特别地喜欢：我讨厌在大庭广众中讲话，而……我又不能避免。不过，整个旅行是最为有趣和特别新鲜的。我偶尔还有在海上的感觉，想起到达纽约的时候[说到这里爱因斯坦教授大笑起来]，我们从大船吊到一支小船上，那支小船真的是挤满了记者，他们紧紧地纠缠着我，不放松、不间断、兴奋地向我抛来一大堆没有任何人懂得，至少是我不理解的问题。”

“幸好我带了一位特别能干的秘书,他只为我翻译重要的东西。那时码头上挤满了人……犹太人,犹太人,尽是犹太人。这是我平生第一次看到犹太群众——我一生中已碰到过这么多犹太人,而且我对这么多犹太人怀有温暖的感情,那肯定是一种伟大的情感。顺便说说关于美国的令人惊讶的事——瞬间就能形成巨大的人群:为了一种思想,为了一次选举,为了一项事业——无论为了什么东西。即使占人口百分比相对说来非常小,但绝对数目却可以如此之大,以致有可能把某件事干成。而且还有金钱、奢侈品、富足和日常物质生活的阔气——真是太神奇了。所以我们事业的捐款滚滚而来,而且还将越来越多。贡献者是不是大多为富人呢?不,事实上主要是中产阶级,就是说捐款来自他们那里。你们知道,美国的百万富翁当然愿意用他的财富来购买权力,他做到这一点主要是把舆论拉向自己这边,但他是不是也捐赠一大笔钱给犹太复国主义大学基金,甚至也许在耶路撒冷有一个教席以他命名,对舆论有什么影响呢?美国给予了我看来是典型的美国式的巨大热情,尽管依我的判断,我宁可把它理解为:人们感觉太单调乏味了,真的要比和我们在一起乏味得多。无论如何那里为他们服务的设施太少。当然在纽约、波士顿、芝加哥这些地方有他们的剧院和音乐厅,但除此之外呢?有些人口达百万的地方也太缺乏这些东西,精神上太贫乏了!所以,当人们遇到某种好玩而他们又崇尚的事情时就兴高采烈,干起来也就格外有劲。这些人大多数是妇女,顺便说一下,妇女主导着美国的生活。男人什么都不感兴趣;他们只知道工作,我在其他任何地方都没有见过任何人像他们那样工作。”

624

“至于其他方面,他们是自己妻子的宠物狗,妻子们则以最极端的方式花钱,在奢侈的面罩下掩盖自己。她们愿意做任何流行和时尚的事,碰巧也让自己置身‘爱因斯坦迷’的人群中。各处的人们为我的信念和理论,为他们一点也不懂的事物而激动,这给我留下了奇特的印象。我觉得观看这种场面既奇怪又有趣。我完全相信,吸引他们的是魔术的神秘……有人告诉他们,有件了不起的发现会影响整个未来的生活,这个理论只有少数博学之士才能理解,那里提到的先驱者大名鼎鼎,他们也做出了许多发现,而这些发现没有一个是大众理解的东西。这给了他们过分深刻的印象,为神秘事物设想了色彩和魅力……人们就开始变得热情和兴奋了。”

“我对美国的科学生活有什么印象?我非常高兴结识了一些特别著名的教授,如 Millikan 教授。我没有运气见到芝加哥的 Michelson 教授:我刚好与他失之交臂;当我们到美国去的时候,他到欧洲来了。但是,比较美国和欧洲一般的科学生活是没有意义的,正如不能将欧洲的全部生活同美国的相比一样;毕竟,这是两个不同的世界。不过,英国的科学生活给我留下了特别深刻的印象:那么

625

充满活力,那么严肃认真,那么热情洋溢。比在德国紧张得多,但也愉快得多。牛津,我访问了牛津,那诚然是名不符实,但它是多么好的一座城市,一座多么令人愉快的老城啊。每块石头都在诉说着它的传统,这种传统会随着人们每次呼吸而沁人心脾。”

“我也觉得普林斯顿很可爱:没人抽烟,非常新鲜,非常年轻。美国青年大有希望,因为即使目前那里学术活动还很匮乏,但在较年青的一代中有一个组正在努力提高研究水平(爱因斯坦教授在这里指的是所谓‘新共和国组’),他们一定会成功。在美国,凡是打算认真做的事都会干成。例如来看看‘禁酒法’。肯定不能说大多数人支持严格禁酒,而且仍然有大量鼓噪和阻力反对它,可是它依然付诸实施并将坚持下去。美国是健康而强壮的,尽管在许多方面它还只是初生牛犊,但通向未来之路是洞开的。因为没有时间,我几乎没有见到大学的日常生活。我们也想去英格兰,在那里我们毕竟只能呆10天——也几乎没有时间完成我想做的每一件事。我特别高兴的是有机会认识了 Haldane 勋爵;我们在他家做客,对这个德高望重的人我深表敬佩。当然,访问英格兰对我非常重要,因为在我的理论领域工作的人毕竟大多在那里。英国学术界已经决定同德国学术界完全恢复联系,这赢得了整个德国学术界而不仅仅是我的尊重,这方面重大而慷慨的举措已经开始。的确,我觉得英格兰是宏伟……壮丽和高雅的。最接近英格兰的实际上是荷兰,它对我们来说毕竟是一个极不寻常的特殊国家。荷兰的人口不过是英格兰的1/10,但就科学创造而言,却同这个国家非常接近。而且这种情况不仅是现在;几百年来就一直如此。荷兰对于我确实是无限亲切……”

这样,和蔼的教授不断用他特有的“博爱”(Menschenfreundlichkeit)精神把他过去3个月的奇遇联系起来了。

几天以前,他在柏林做了(归来以后)第一次演讲,或者用他的语言来说是第一次演出。这次演讲还是为了犹太复国主义者,为了他赴美的同一项事业而做的。数千人聚集起来聆听这位伟人的讲话,数千人中有非犹太人,甚至可能有反犹太的人,或者毋宁说一定有反犹太的人,因为爱因斯坦教授毕竟已经成了反犹太主义者及其运动的靶子。但是这一次为了防止任何形式的反犹示威,演讲厅人口采取了严格的保安措施。来自里面的掌声停止后很久,许多人还在外面等待机会溜进来;几群年轻人甚至试图冲击邻院和从花园找路进去。我们非常惊讶地发现,有一所房子的看门人正在奋力保卫他的大门,额头上沁满汗珠。我们不能确定他的精疲力竭是由于身体还是精神的原因。人们向他行贿:为了打开他的大门许诺给他20、50甚至100马克。听到这个消息爱因斯坦教授顿时容光焕发:“真的?那能是真的吗?难道还有不受贿的德国人存在?我们应该对这个人留点心,也许我们应当把他作为最后剩下的不受贿的德国人送到博物馆去!”

3) 爱因斯坦谈美国和英国的科学

626

爱因斯坦教授同《新鹿特丹信使报》(*Nieuwe Rotterdamsche Courant*) 驻柏林记者谈了他对美国的印象。他在谈了这次旅行的实际目的(即把犹太复国主义的目标带入美国)之后强调说,主要是中产阶级为此贡献了大笔捐款,他谈到在美国受到非常热情接待的理由:“美国给予我的巨大热情看来是真正美国式的,如果我理解得正确的话,就是因为人们在那里感觉太乏味了,要比和我们在一起乏味得多。那里为他们服务的设施也太少!当然在纽约、波士顿、芝加哥这些城市有他们的剧院和音乐厅,但除此之外呢?有些人口达百万的地方也太缺乏这些东西,精神上太贫乏了!所以,当人们遇到某种好玩而他们又崇尚的事情时就兴高采烈,干起来也就格外有劲。这些人大多数是妇女,她们主导着美国的生活。男人什么都不感兴趣;他们只知道工作,我在其他任何地方都没有见过这样的事。顺便说说,他们是女人的爱犬,女人们则以最极端的方式花钱,把自己笼罩在奢侈的浓雾中。她们愿意做任何流行和时尚的事,现在碰巧让自己置身‘爱因斯坦迷’的人群里。各处的人们为我的信念和理论,为他们一点也不懂的事物而激动,这给我留下了奇特的印象。我觉得观看这种场面既奇怪又有趣。我完全相信,吸引他们的是魔术的神秘……有人告诉他们,有件了不起的发现会影响整个未来的生活,这个理论只有少数博学之士才能理解,其中提到的前驱者大名鼎鼎,他们也做出了许多发现,而这些发现没有一个是大众理解的东西。这给了他们深刻的印象,神秘事物获得了色彩和魅力……人们就开始变得热情和兴奋了。”

“我对美国的科学生活有什么印象?我非常高兴结识了一些特别著名的教授,如 Millikan 教授。可惜我没有见到芝加哥的 Michelson 教授。但是,比较美国和欧洲一般的科学生活是没有意义的,正如不能将欧洲的全部生活同美国的相比一样;毕竟,这是两个不同的世界。”

“英国的科学生活给我留下了特别深刻的印象:那么充满活力,那么严肃认真,那么热情洋溢。它比在德国紧张得多,但也愉快得多。”牛津的伟大传统让爱因斯坦教授非常高兴,“但我也觉得普林斯顿(大的美国大学)很可爱:没人抽烟,非常新鲜,非常年轻。美国青年大有希望,因为即使目前那里学术活动还不活跃,但在较年青的一代中有一个组正在努力提高智力水平(爱因斯坦教授在这里指的是所谓‘新共和国组’),他们的努力一定会成功。在美国,凡是打算认真做的事都会干成。例如你可以看看‘禁酒法’。肯定不能说大多数人支持严格禁酒,而且仍然有大量喧闹和阻力反对它,可是它依然付诸实施并将坚持下去。”爱因斯坦再次谈到英格兰以及 Haldane 的热情接待,后者的人格魅力给了他深刻的印象。“在英格兰,人们在我的理论领域做了许多工作。英国学术界已经决定

627

同德国学术界完全恢复联系,这赢得了整个德国学术界而不仅仅是我的尊重,这方面重大而慷慨的举措已经开始。最接近英格兰的实际上是荷兰,它对我们来说毕竟是一个极不寻常的特殊国家。荷兰的人口不过是英格兰的 1/10,但就科学创造而言,却同这个国家非常接近。而且这种情况不仅是现在;几百年来就一直如此。”

附录 E

628

美国印象

下面的文本是刊登在 1921 年 7 月 10 日《沃斯报》(*Vossische Zeitung*) (早晨版, 增刊 1, 第 1 页) 上的一篇文章的副本。这是在爱因斯坦的策划下发表的, 其中含有他对接受《新鹿特丹信使报》的采访予以说明的目的, 如果不是进行辩驳的话(请参阅《附录 D》)。

爱因斯坦的美国印象 他的真实所见

在柏林的一家报纸上出现了一篇小品文《爱因斯坦谈美国与英国的科学》; 据说这是转载爱因斯坦教授就自己对美国印象同《新鹿特丹信使报》驻柏林记者的一次会谈的内容。这篇文章中有许多地方都让人觉得, 爱因斯坦教授会以这种形式谈论自己的美国之行, 颇难以置信。所以, 我们这才通过我们的撰稿人 H. M. 对爱因斯坦教授进行了请教式的采访。

爱因斯坦教授一字一句地说:

“我读完这份报纸后感到万分惊讶。我不得不设想这篇我以前当然没有读过的报道是以下述方式出笼的: 一位借共同相识人士之名前来见我的、年轻的荷兰女士, 曾经就我的美国之行同我进行过闲聊。这次谈话的内容她于 7 月 4 日发表在《新鹿特丹信使报》(*NRC*) 上, 语气是极其友好、赞许、幽默诙谐的, 简直犹如谈话时的那些感觉一样; 当然, 在荷兰文本中也有一些地方恐怕是我难以同意的, 如果我事先见到了的话。不过, 坏处也不是很大, 人们不会让我来对荷兰女记者凭记忆而搞出的自由发挥负责, 因为那些被认为是我说的话不可能完全符合我事实上的表述。可是, 在我自己的感受以及荷兰女记者所写文章的内容方面, 柏林报纸的摘录却让人产生一种完全错误的印象。”

“在这种情况下, 我认为自己有义务、有责任来就我的实际经历做一些讲述,

629

尽管这有违我通常的做法,即以这种方式出现在公众面前。”

“在回忆美国的时候,我内心里对于所有专家同仁、官方机构、幽客显士给予我的热情而友好的接待充满了感激之情。我在普林斯顿-芝加哥大学、在纽约的两所大学、在哥伦比亚大学、在纽约的市立学院作了学术报告,发觉那里的专家同仁都对报告极感兴趣,而且在相关领域都功底深厚、学识渊博。我特别要承认的是:大家根本就没有发觉我是用德语在作报告。所有同我谈话的人,也全都努力想要用德语来进行表达,这真是令人激动万分!所有那些同德国有联系的人都谈论这件事儿,并提及了把他们同德国联系在一起的学术纽带。”

“对于借我的口而谈出的、关于美国公众的那种言论,我极感愤怒。至于广大公众所表现出来的、对相对论理论的空前绝后的兴趣大都基于一种误解,则可以说肯定是真的。但这不仅对于美国公众是如此,而且对于我们德国公众也同样如此啊。”爱因斯坦教授稍停了一下,微微一笑,又继续说道,“这里隐含有一个奇特的讽刺:许多人都相信,我们处境的反理性主义趋势会在相对论理论上找到支持。这里涉及的是一种严格的、实事求是的理论;这种理论,‘一批俊才高人’却是怎么也弄不懂的,而只有那种善于思考、具有必要的基础知识并不辞辛劳地继续深研的人,才有可能理解、领悟。”

“至于说美国公众比起德国公众来或许学识少了点——如果真是这样,那么,我在另一方面却见识到了振奋能力、无穷力量与奉献精神;而举世公认的优秀思想之所以为民族的广大阶层所接受,就在于有奉献精神。”

当谈话中涉及犹太复国主义问题时,爱因斯坦教授欢快、热烈地打开了话匣子:“美国人热情地接受了犹太人和基督教徒的复国主义理想并给予了支持,我一想到这种热情,一想到高层官员和政治家通过公开谈话来为之出力的时候,心里就惊喜万分,对这个没有偏见、充满青春朝气感悟力的民族满怀感激之情。”他又幽默地插了一句:“我无法否认,当我将所有这些同我们的诸般关系进行比较时,一丝淡淡的忧伤就涌上我心头,这是很难表达的。”

“当我从高处俯览我在美国切身感受到的所有经历并将其同我生活中的所有其他经历进行比较时,美国人的那种淳朴的同事情谊和善意的人际交往给我留下了深刻的印象;美国人是摆脱了怀疑心态的,是摆脱了绵里藏针、外方内圆的品行的。这就使日常生活变得更简单、更快乐。”

“我在美国大学生身上感受到了巨大的快乐。在很多情况下,大学都有学生宿舍。在大学生与教授们之间都有一种师生情谊,呈现出一种和谐快乐的景象。在我们这里见到的,或许更多是大学生之中的个人思考,而这方面在美国大学生身上见到的则更多是原生健康态,在政治事件的兴趣方面是对政治问题的一种恰当适宜、大度宽容的处理方式。”

“我当时的感觉是：如果能够有目的地使这些各不相同的生活方式去影响人、让人们在这方面相互影响的话，那可就好了。我确信：如果各个不同民族的知识分子不单通过日常书面交往、而且更多地通过私人交往来相互认识、了解的话，那么，在他们之间比在民众之觉悟较低阶层人们之间表现得大为强烈的紧张关系就必然会消失。”

当顺便提及政治问题时，爱因斯坦教授高兴地说：“在这方面，美国人给我留下很深刻的印象：他们的爱国主义并非表露得咄咄逼人，而更多的是内向的；他们有性格，表现出了实际的团体情感。对于所有其他人，对于在他们国家发生的事情，美国人都有一种责任感。”

“至于美国的自然科学研究正准备在某些领域夺取领先地位，其基础不仅在于国家的富有，而且也在于下述情况：富有的美国人内心里坚信他们对公众-社会所欠甚多。这是一种通过国家强有力的社会舆论而在人们心中得到强化的情感；之所以时时处处只要是为公众-社会目的就会有大量资金提供出来、而无须国家为此操心，正是这种情感产生的效应。”

爱因斯坦教授解释说，对他而言，上面这些意见首先足以纠正那些因《新鹿特丹信使报》那篇文章而可能产生出来的、令人迷惑的印象。“因为我对我的美国朋友负有一种不言而喻、理所当然的义务：不允许在公众场合对他们进行妄说瞎议；所以，我这才出面加以澄清。此外，原因还在于：要强调的是，我在美国以及在英国进行脑力劳动的时候都发现了那种同事之间的、私人之间的精神-才智，这种精神才智会在可以预见的将来重新形成拥有不同文化的民族之间的那种愉快而富于成效的合作。”

引用文献

对于本版本中列出的爱因斯坦已出版文件,出现在本卷中的著者-出版年短标题适用于本卷及后续各卷,但文件首次发表的时间属后续卷涵盖的时期者除外(例如,第六卷中的 *Einstein 1919* 在本卷中变为 *Einstein 1919a*).

- Abraham 1908* Abraham, Max. *Theorie der Elektrizität*. Vol. 2, *Elektromagnetische Theorie der Strahlung*. 2d ed. Leipzig: Teubner, 1908.
- Abraham 1915* ———. "Neuere Gravitationstheorien." *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik* 11 (1915): 470–520.
- Adelswärd 1917* Adelswärd, Theodor, Baron. *Avant-projet d'un traité général relatif aux transferts de territoires. Rapport*. Stockholm: Eklund, 1917.
- Adler-Rudel 1959* Adler-Rudel, Shalom. *Ostjuden in Deutschland 1880–1940*. Tübingen: Mohr, 1959.
- Albertini 1970* Albertini, Jean, ed. *Romain Rolland. Textes: Politiques, sociaux et philosophiques choisis*. Paris: Editions Sociales, 1970.
- Anderson 1997* Anderson, James L. "Conditions of Motion for Radiating Charged Particles." *Physical Review D* 56 (1997): 4675–4678.
- Arons 1884* Arons, Leo. *Bestimmung der Verdet'schen Constante in absolutem Maass*. Leipzig: Metzger & Wittig, 1884.
- Arons 1885* ———. "Verdünnungswärme und Wärmecapazität von Salzlösungen." *Annalen der Physik und Chemie* 25 (1885): 408–416.
- Arons 1888* ———. "Ueber den electrischen Rückstand." *Annalen der Physik und Chemie* 35 (1888): 291–311.
- Arons 1890* ———. "Beobachtungen an elektrisch polarisirten Platinspiegeln." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1890): 969–973.
- Arons 1892a* ———. "Ueber einen Quecksilberlichtbogen." *Annalen der Physik und Chemie* 47 (1892): 767–771.
- Arons 1892b* ———. "Versuche über electrolytische Polarisation." *Annalen der Physik und Chemie* 46 (1892): 169–171.
- Arons 1892c* ———. "Ein Demonstrationsversuch mit electrischen Schwingungen." *Annalen der Physik und Chemie* 45 (1892): 553–559.
- Arons 1900* ———. *Die Actenstücke des Disciplinarverfahrens gegen den Privatdocenten Dr. Arons*. Leo Arons, ed. Berlin: Reimer, 1900.
- Arons 1910* ———. "Ein Chromoskop." *Annalen der Physik* 33 (1910): 799–832.
- Arons 1912* ———. "Das Arbeiten mit dem Farbenweiser (Chromoskop)." *Annalen der Physik* 39 (1912): 545–568.
- Arons and Rubens 1891a* Arons, Leo, and Rubens, Heinrich. "Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit electrischer Wellen in isolirenden Flüssigkeiten." *Annalen der Physik und Chemie* 42 (1891): 581–592.
- Arons and Rubens 1891b* ———. "Fortpflanzungsgeschwindigkeit electrischer Wellen in einigen festen Isolatoren." *Annalen der Physik und Chemie* 44 (1891): 206–213.
- Barbour and Pfister 1995* Barbour, Julian B., and Pfister, Herbert, eds. *Mach's Principle: from Newton's Bucket to Quantum Gravity*. Boston: Birkhäuser, 1995.
- Barkhausen 1907* Barkhausen, Heinrich. *Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen*. Leipzig: Hirzel, 1907.

- Bauer 1918** Bauer, Hans. "Über die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes." *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 163–165.
- Belke 1978** Belke, Ingrid. *Die sozialreformerischen Ideen von Josef Popper-Lynkeus (1838–1921) im Zusammenhang mit allgemeinen Reformbestrebungen des Wiener Bürgertums um die Jahrhundertwende*. Tübingen: Mohr, 1978.
- Bendix 1986** Bendix, Reinhard. *From Berlin to Berkeley: German-Jewish Identities*. New Brunswick, NJ: Transaction Books, 1986.
- Ben-Menahem 2001** Ben-Menahem, Yemima. "Convention: Poincaré and Some of His Critics." *British Journal for the Philosophy of Science* 52 (2001): 471–513.
- Bentwich 1961** Bentwich, Norman. *The Hebrew University of Jerusalem, 1918–1960*. London: Weidenfeld and Nicolson, 1961.
- Bergia 1993** Bergia, Silvio. "Attempts at Unified Field Theories (1919–1955). Alleged Failure and Intrinsic Validation/Refutation Criteria." In *Earman et al. 1993*, pp. 274–307.
- Bergman 1974** Bergman, Hugo. "Personal Remembrance of Albert Einstein." In *Logical and Epistemological Studies in Contemporary Physics*, pp. 388–394. Robert S. Cohen and Marx W. Wartofsky, eds. Dordrecht: Reidel, 1974.
- Berlin Verzeichnis 1918** *Verzeichnis der Vorlesungen Winter-Semester 1918/19*. Berlin: Scholem, 1918.
- Berlin Verzeichnis 1920** *Verzeichnis der Vorlesungen Winter-Semester 1920*. Berlin: Scholem, 1919.
- Beyerchen 1977** Beyerchen, Alan D. *Scientists under Hitler: Politics and the Physics Community in the Third Reich*. New Haven: Yale University Press, 1977.
- Birkhoff 1923** Birkhoff, G. D. *Relativity and Modern Physics*. Cambridge, Mass.: Harvard University Press, 1923.
- Blumenfeld 1976** Blumenfeld, Kurt. *Im Kampf um den Zionismus. Briefe aus fünf Jahrzehnten*. Miriam Sambursky and Jochanan Ginat, eds. Stuttgart: Deutsche Verlags-Anstalt, 1976.
- Born 1913** Born, Max. "Zum Relativitätsprinzip: Entgegnung auf Herrn Gehrckes Artikel 'Die gegen die Relativitätstheorie erhobenen Einwände'." *Die Naturwissenschaften* 1 (1913): 92–94.
- Born 1969** ———. *Albert Einstein, Hedi und Max Born Briefwechsel 1916–1955*. Munich: Nymphenburger, 1969.
- Born 1975** ———. *Mein Leben. Die Erinnerungen des Nobelpreisträgers*. Munich: Nymphenburger, 1975.
- Bottlinger 1912a** Bottlinger, Kurt F. E. "Die Erklärung der empirischen Glieder der Mondbewegung durch die Annahme einer Extinktion der Gravitation im Erdinnern." *Astronomische Nachrichten* 191 (1912): 147–150.
- Bottlinger 1912b** ———. *Die Gravitationstheorie und die Bewegung des Mondes*. Freiburg: C. Troemer, 1912.
- Brett 1963** Brett, Vladimír. *Henri Barbusse sa marche vers la clarté, son mouvement Clarté*. Prague: Editions de l'Académie tchécoslovaque des sciences, 1963.
- Brunn 1919** Brunn, Albert von. "Zu Hrn. Einsteins Bemerkung über die unregelmässigen Schwankungen der Mondlänge von der genäherten Periode des Umlaufs der Mondknoten." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1919): 710–711.
- Cartan 1923** Cartan, Élie. "Sur les variétés à connexion affine et la théorie de la relativité généralisée." *Annales de l'École Normale Supérieure* 40 (1923): 325–412. Reprinted in *Oeuvres complètes*, part 3, vol. 1, pp. 659–746. P. Montel et al., eds. Paris: Gauthier-Villars, 1952–1955.
- Cattani and De Maria 1989** Cattani, Carlo, and De Maria, Michelangelo. "Max Abraham and the Reception of Relativity in Italy: His 1912 and 1914 Controversies with Einstein." In *Howard and Stachel 1989*, pp. 160–174.
- Cattani and De Maria 1993** Cattani, Carlo, and De Maria, Michelangelo. "Conservation Laws and Gravitational Waves in General Relativity (1915–1918)." In *Earman et al. 1993*, pp. 63–87.
- Chandrasekhar 1987** Chandrasekhar, Subrahmanyan. "Eddington, the Expositor and the Exponent of General Relativity." Reprinted in *Truth and Beauty*. Chicago: University of Chicago Press, pp. 110–143.
- Clark 1971** Clark, Ronald W. *Einstein. The Life and Times*. New York: World Publishing Company, 1971.
- Clausius 1870** Clausius, Rudolf. "Über einen auf die Wärme anwendbaren mechanischen Satz." *Annalen der Physik und Chemie* 141 (1870): 124–130.

- Cohn 1911* Cohn, Emil. *Physikalisches über Raum und Zeit*. Leipzig: Teubner, 1911.
- Cohn and Arons 1886* Cohn, Emil, and Arons, Leo. "Leitungsvermögen und Dielectricitätsconstante." *Annalen der Physik und Chemie* 28 (1886): 454–477; "Nachtrag," 33 (1888): 31–33.
- Cohn and Arons 1888* ———. "Messung der Dielectricitätsconstanten leitender Flüssigkeiten." *Annalen der Physik und Chemie* 33 (1888): 13–31.
- Colin 1923* Colin, Paul. *Allemagne (1918–1921)*. Paris: Rieder, 1923.
- Compton 1917a* Compton, Arthur H. "The Intensity of X-Ray Reflection, and the Distribution of the Electrons in Atoms." *Physical Review* 9 (1917): 29–57. Reprinted in *Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies*, pp. 59–87. Robert S. Shankland, ed. Chicago: University of Chicago Press, 1973.
- Compton 1917b* ———. "The Reflection Coefficient of Monochromatic X-rays from Rock Salt and Calcite." *Physical Review* 10 (1917): 95–96. Reprinted in *Scientific Papers*, pp. 88–89.
- Compton 1923* ———. "The Total Reflexion of X-Rays." *Philosophical Magazine* 45 (1923): 1121–1131. Reprinted in *Scientific Papers*, pp. 402–412.
- Corry 1997* Corry, Leo. "Hermann Minkowski and the Postulate of Relativity." *Archive for History of Exact Sciences* 51 (1997): 273–314.
- Corry 1999a* ———. "David Hilbert between Mechanical and Electromagnetic Reductionism (1910–1915)." *Archive for the History of Exact Sciences* 53 (1999): 489–527.
- Corry 1999b* ———. "From Mie's Electromagnetic Theory of Matter to Hilbert's Unified Foundations of Physics." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 30 (1999): 159–183.
- Corry et al. 1997* Corry, Leo; Renn, Jürgen; and Stachel, John. "Belated Decision in the Hilbert-Einstein Priority Dispute." *Science* 278 (1997): 1270–1273.
- Crommelin 1919* Crommelin, Andrew C. D. "Results of the Total Solar Eclipse of May 29 and the Relativity Theory." *Nature* 104 (1919/1920): 280–281.
- Darrigol 1993* Darrigol, Olivier. "The Electrodynamics of Moving Bodies from Faraday to Hertz." *Centaurus* 36 (1993): 245–260.
- Darrigol 1995* ———. "Henri Poincaré's Criticism of Fin de Siècle Electrodynamics." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 26 (1995): 1–44.
- Davies 1996* Davies, Paul. *About Time: Einstein's Unfinished Revolution*. New York: Touchstone, 1996.
- Dawidowicz 1982* Dawidowicz, Lucy. *On Equal Terms. Jews in America, 1881–1981*. New York: Holt, Rinehart, and Winston, 1982.
- Delegation 1920* "Intervention on Behalf of the Children in Countries Affected by the War. Statement and Motion Submitted by the Swiss Delegation to the Assembly of the League of Nations." *International Conciliation* 160 (March 1921): 113–116.
- De Sitter 1913a* Sitter, Willem de. "Ein astronomischer Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit." *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913): 429.
- De Sitter 1913b* ———. "Über die Genauigkeit, innerhalb welcher die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Quelle behauptet werden kann." *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913): 1267.
- De Sitter 1916a* ———. "De planetenbewegingen en de beweging van de maan volgens de theorie van Einstein." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 232–245. Reprinted in translation as "Planetary Motion and the Motion of the Moon According to Einstein's Theory." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 19 (1916–1917): 367–381.
- De Sitter 1916b* ———. "On Einstein's Theory of Gravitation, and Its Astronomical Consequences. First Paper." *Royal Astronomical Society. Monthly Notices* 76 (1915–1916): 699–728.
- De Sitter 1916c* ———. "De relativiteit der rotatie in de theorie van Einstein." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 499–504. Reprinted in translation as "On the Relativity of Rotation in Einstein's Theory." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen. Section of Sciences. Proceedings* 19 (1916–1917): 527–532.

- De Sitter 1916d* ———. "On Einstein's Theory of Gravitation, and Its Astronomical Consequences. Second Paper." *Royal Astronomical Society. Monthly Notices* 77 (1916–1917): 155–184.
- De Sitter 1917a* ———. "Over de relativiteit der traagheid: Beschouwingen naar aanleiding van Einstein's laatste hypothese." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 1268–1276. Reprinted in translation as "On the Relativity of Inertia. Remarks Concerning Einstein's Latest Hypothesis." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 19 (1916–1917): 1217–1225.
- De Sitter 1917b* ———. "Over de kromming der ruimte." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 26 (1917–1918): 222–236. Reprinted in translation as "On the Curvature of Space." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 20 (1917–1918): 229–243.
- De Sitter 1917c* ———. "On Einstein's Theory of Gravitation, and Its Astronomical Consequences. Third Paper." *Royal Astronomical Society. Monthly Notices* 78 (1917–1918): 3–28.
- De Sitter 1918* ———. "Nadere opmerkingen omtrent de oplossingen der veldvergelijkingen van Einstein's gravitatie-theorie." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 26 (1917–1918): 1472–1475. Reprinted in translation as "Further Remarks on the Solutions of the Field Equations of Einstein's Theory of Gravitation." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 20 (1917–1918): 1309–1312.
- De Sitter 1920* ———. "Over de mogelijkheid van statistisch evenwicht van het heelal." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 29 (1920–1921): 651–653. Reprinted in translation as "On the Possibility of Statistical Equilibrium of the Universe." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 23 (1920–1922): 866–868.
- De Sitter 1927* ———. "On the Secular Accelerations and the Fluctuations of the Longitudes of the Moon, the Sun, Mercury and Venus." *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* 4 (1927): 21–38.
- Douglas 1957* Douglas, A. Vibert. *The Life of Arthur Stanley Eddington*. London: Nelson, 1957.
- Droste 1916a* Droste, Johannes. "Het veld van een enkel centrum in Einstein's theorie der zwaartekracht, en de beweging van een stofelijk punt in dat veld." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 163–180. Reprinted in translation as "The Field of a Single Centre in Einstein's Theory of Gravitation and the Motion of a Particle in That Field." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 19 (1916–1917): 197–215.
- Droste 1916b* ———. "Het veld van n bewegeende centra in Einstein's theorie der zwaartekracht." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 460–467. Reprinted in translation as "The field of n moving centres in Einstein's theory of gravitation." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 19 (1916–1917): 447–455.
- Droste 1916c* ———. *Het zwaartekrachtsveld van een of meer lichamen volgens de theorie van Einstein*. Leiden: Brill, 1916.
- Drude 1912* Drude, Paul. *Lehrbuch der Optik*. 3d ed. Ernst Gehrecke, ed. Leipzig: S. Hirzel, 1912.
- Duhem 1906* Duhem, Pierre. *La théorie physique, son objet et sa structure*. Paris: Chevalier & Rivière, 1906.
- Earman 1995* Earman, John. *Bangs, Crunches, Whimpers, and Shrieks. Singularities and Acausalities in Relativistic Spacetimes*. Oxford: Oxford University Press, 1995.
- Earman and Eisenstaedt 1999* Earman, John, and Eisenstaedt, Jean. "Einstein and Singularities." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 30B (1999): 185–235.
- Earman and Glymour 1980a* Earman, John, and Glymour, Clark. "Relativity and Eclipses: The British Eclipse Expeditions of 1919

- and Their Predecessors." *Historical Studies in the Physical Sciences* 11 (1980): 49–85.
- Earman and Glymour 1980b* ———. "The Gravitational Red Shift as a Test of General Relativity: History and Analysis." *Studies in History and Philosophy of Science* 11 (1980): 175–214.
- Earman and Janssen 1993* Earman, John, and Janssen, Michel. "Einstein's Explanation of the Motion of Mercury's Perihelion." In *Earman et al. 1993*, pp. 129–172.
- Earman et al. 1993* Earman, John; Janssen, Michel; and Norton, John D., eds. *The Attraction of Gravitation: New Studies in the History of General Relativity*. Boston: Birkhäuser, 1993.
- Eddington 1916* Eddington, Arthur S. "The Kinetic Energy of a Star Cluster." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 76 (1916): 525–528.
- Eddington 1918a* ———. *Report on the Relativity Theory of Gravitation*. London: Fleetway Press, 1918.
- Eddington 1918b* ———. "Gravitation and the Principle of Relativity." *Royal Institution of Great Britain, London. Proceedings* 22 (1918), pp. 215–231.
- Eddington 1920a* ———. *Space, Time and Gravitation: An Outline of the General Relativity Theory*. Cambridge: Cambridge University Press, 1920.
- Eddington 1920b* ———. "Address to the Mathematical and Physical Science Section." *British Association for the Advancement of Science: Report of the Eighty-Eighth Meeting*. London: Murray, 1920.
- Eddington 1922* ———. "The Propagation of Gravitational Waves." *Royal Society of London. Proceedings A* 102 (1922): 268–282.
- Eichenwald 1903* Eichenwald, Alexander. "Über die magnetischen Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde." *Annalen der Physik* 11 (1903): 1–30, 421–441.
- Eichenwald 1904* ———. "Über die magnetischen Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde (Nachtrag)." *Annalen der Physik* 13 (1904): 919–943.
- Einstein 1905j* Einstein, Albert. *Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen*. Bern: K. J. Wyss, 1905.
- Einstein 1905r* ———. "Zur Elektrodynamik bewegter Körper." *Annalen der Physik* 17 (1905): 891–921.
- Einstein 1905s* ———. "Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?" *Annalen der Physik* 18 (1905): 639–641.
- Einstein 1906a* ———. "Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen." *Annalen der Physik* 19 (1906): 289–305.
- Einstein 1907j* ———. "Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen." *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik* 4 (1907): 411–462.
- Einstein 1909b* ———. "Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems." *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909): 185–193.
- Einstein 1909c* ———. "Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 11 (1909): 482–500. Reprinted in *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909): 817–825.
- Einstein 1910a* ———. "Le principe de relativité et ses conséquences dans la physique moderne." *Archives des sciences physiques et naturelles* 29 (1910): 5–28; 125–144.
- Einstein 1911e* ———. "Berichtigung zu meiner Arbeit: 'Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen.'" *Annalen der Physik* 34 (1911): 591–592.
- Einstein 1911h* ———. "Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes." *Annalen der Physik* 35 (1911): 898–908.
- Einstein 1911i* ———. "Die Relativitätstheorie." *Naturforschende Gesellschaft in Zürich. Vierteljahrsschrift* 56 (1911): 1–14.
- Einstein 1912c* ———. "Lichtgeschwindigkeit und Statik des Gravitationsfeldes." *Annalen der Physik* 38 (1912): 355–369.
- Einstein 1912d* ———. "Zur Theorie des statischen Gravitationsfeldes." *Annalen der Physik* 38 (1912): 443–458.
- Einstein 1912e* ———. "Gibt es eine Gravitationswirkung, die der elektrodynamischen Induktionswirkung analog ist?" *Vierteljahrsschrift für gerichtliche Medizin und öffentliches Sanitätswesen* 44 (1912): 37–40.
- Einstein 1913b* ———. "Max Planck als Forscher." *Die Naturwissenschaften* 1 (1913): 1077–1079.
- Einstein 1913c* ———. "Zum gegenwärtigen Stande des Gravitationsproblems." *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913): 1249–1262.
- Einstein 1914k* ———. "Antrittsrede." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1914): 739–742.

- Einstein 1914o* ———. "Die formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1914): 1030–1085.
- Einstein 1915b* ———. "Die Relativitätstheorie." In *Die Kultur der Gegenwart. Ihre Entwicklung und ihre Ziele*. Paul Hinneberg, ed. Part 3, sec. 3, vol. 1. *Physik*, pp. 703–713. Emil Warburg, ed. Leipzig: Teubner, 1915.
- Einstein 1915f* ———. "Zur allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1915): 778–786.
- Einstein 1915g* ———. "Zur allgemeinen Relativitätstheorie. (Nachtrag)." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1915): 799–801.
- Einstein 1915h* ———. "Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1915): 831–839.
- Einstein 1915i* ———. "Die Feldgleichungen der Gravitation." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1915): 844–847.
- Einstein 1916b* ———. "Eine neue formale Deutung der Maxwell'schen Feldgleichungen der Elektrodynamik." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1916): 184–188.
- Einstein 1916c* ———. "Ernst Mach." *Physikalische Zeitschrift* 17 (1916): 101–104.
- Einstein 1916e* ———. "Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie." *Annalen der Physik* 49 (1916): 769–822.
- Einstein 1916g* ———. "Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1916): 688–696.
- Einstein 1916j* ———. "Strahlungs- Emission und -Absorption nach der Quantentheorie." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 18 (1916): 318–323.
- Einstein 1916n* ———. "Zur Quantentheorie der Strahlung." *Physikalische Gesellschaft Zürich. Mitteilungen* 18 (1916): 47–62.
- Einstein 1916o* ———. "Hamiltonsches Prinzip und allgemeine Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1916): 1111–1116.
- Einstein 1916p* ———. "Über Friedrich Kottlers Abhandlung 'Über Einsteins Äquivalenzhypothese und die Gravitation.'" *Annalen der Physik* 51 (1916): 639–642.
- Einstein 1917a* ———. *Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie (Gemeinverständlich)*. Braunschweig: Vieweg, 1917.
- Einstein 1917b* ———. "Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1917): 142–152.
- Einstein 1917h* ———. "Der Angst-Traum." *Berliner Tageblatt*, 25 December 1917, Morgen-Ausgabe, 3. Beiblatt, p. 1.
- Einstein 1918a* ———. "Über Gravitationswellen." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 154–167.
- Einstein 1918b* ———. "Notiz zu E. Schrödingers Arbeit 'Die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes.'" *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 115–116.
- Einstein 1918c* ———. "Kritisches zu einer von Hrn. De Sitter gegebenen Lösung der Gravitationsgleichungen." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 270–272.
- Einstein 1918d* ———. "Bemerkung zu Herrn Schrödingers Notiz 'Über ein Lösungssystem der allgemein kovarianten Gravitationsgleichungen.'" *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 165–166.
- Einstein 1918e* ———. "Prinzipielles zur allgemeinen Relativitätstheorie." *Annalen der Physik* 55 (1918): 241–244.
- Einstein 1918f* ———. "Der Energiesatz in der allgemeinen Relativitätstheorie" and "Nachtrag zur Korrektur." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 448–459.
- Einstein 1918g* ———. "Nachtrag." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1918): 478.
- Einstein 1918h* ———. Review of Hermann Weyl. *Raum—Zeit—Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. Berlin: Springer, 1918. *Die Naturwissenschaften* 6 (1918): 373.
- Einstein 1918i* ———. "Lassen sich Brechungsexponenten der Körper für Röntgenstrahlen experimentell ermitteln?" *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20 (1918): 86–87.

- Einstein 1918j* ———. "Motive des Forschens." In Warburg, Emil; Laue, Max von; Sommerfeld, Arnold; and Einstein, Albert. *Zu Max Plancks sechzigstem Geburtstag. Ansprachen, gehalten am 26. April 1918 in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, pp. 29–32. Karlsruhe: C. F. Müllersche Hofbuchhandlung, 1918.
- Einstein 1918k* ———. "Dialog über Einwände gegen die Relativitätstheorie." *Die Naturwissenschaften* 6 (1918): 697–702.
- Einstein 1918l* ———. "Bemerkung zu E. Gehrckes Notiz 'Über den Äther.'" *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20 (1918): 261.
- Einstein 1919a* ———. "Spielen Gravitationsfelder im Aufbau der materiellen Elementarteilchen eine wesentliche Rolle?" *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919): 349–356.
- Einstein 1919b* ———. "Bemerkung über periodische Schwankungen der Mondlänge, welche bisher nach der Newtonschen Mechanik nicht erklärbar schienen." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919): 433–436.
- Einstein 1919c* ———. "Bemerkung zur vorstehenden Notiz." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919): 711.
- Einstein 1919d* ———. "Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie." *Die Naturwissenschaften* 7 (1919): 776.
- Einstein 1919e* ———. "Leo Arons als Physiker." *Sozialistische Monatshefte* 25 (1919): 1055–1056.
- Einstein 1919f* ———. "Time, Space, and Gravitation." *The Times* (London), 28 November 1919, pp. 13–14.
- Einstein 1919g* ———. "Induktion und Deduktion in der Physik." *Berliner Tageblatt*, 25 December 1919, section 4, p. 1.
- Einstein 1919h* ———. "Die Zuwanderung aus dem Osten." *Berliner Tageblatt*, 30 December 1919, Morgen-Ausgabe, p. 2.
- Einstein 1920a* ———. [Uproar in the Lecture Hall.] *8-Uhr-Abendblatt* (Berlin), 13 February 1920, pp. 2–3.
- Einstein 1920b* ———. [An Exchange of Scientific Literature.] *Neue Zürcher Zeitung*, 4 April 1920, p. [1].
- Einstein 1920c* ———. "Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1920): 380–385.
- Einstein 1920d* ———. [To the "General Association for Popular Technical Education."] *Neue Freie Presse*, 24 July 1920. Morgen-Ausgabe, p. 8.
- Einstein 1920e* ———. [On New Sources of Energy.] *Berliner Tageblatt*, 23 July 1920, Morgen-Ausgabe, p. 4.
- Einstein 1920f* ———. "Meine Antwort. Ueber die anti-relativitätstheoretische G. m. b. H." *Berliner Tageblatt*, 27 August 1920, Morgen-Ausgabe, pp. [1–2].
- Einstein 1920g* ———. "Bemerkung zu der Abhandlung von W. R. Heß 'Beitrag zur Theorie der Viskosität heterogener Systeme.'" *Kolloid-Zeitschrift* 27 (1920): 137.
- Einstein 1920h* ———. [A Confession.] *Israelitisches Wochenblatt*, 24 September 1920, p. 10.
- Einstein 1920i* ———. [On the Contribution of Intellectuals to International Reconciliation.] In *Thoughts on Reconciliation*, pp. 10–11. New York: Deutscher Gesellig-Wissenschaftlicher Verein von New York, 1920.
- Einstein 1920j* ———. *Äther und Relativitätstheorie. Rede gehalten am 5. Mai 1920 an der Reichs-Universität zu Leiden*. Berlin: Springer, 1920.
- Einstein 1920k* ———. "Antwort auf vorstehende Betrachtung." *Die Naturwissenschaften* 8 (1920): 1010–1011.
- Einstein 1921a* ———. "Das Gemeinsame am künstlerischen und wissenschaftlichen Erleben." *Menschen* 4 (1921): 19.
- Einstein 1921b* ———. "Geometrie und Erfahrung." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1921): 123–130.
- Einstein 1921c* ———. *Geometrie und Erfahrung. Erweiterte Fassung des Festvortrages gehalten an der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 27. Januar 1921*. Berlin: Springer, 1921.
- Einstein 1921d* ———. "A Brief Outline of the Development of the Theory of Relativity." *Nature* 106 (1921): 782–784.
- Einstein 1921e* ———. "Über eine naheliegende Ergänzung des Fundamentes der allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1921): 261–264.
- Einstein 1921f* ———. "Eine einfache Anwendung des Newtonschen Gravitationsgesetzes auf die kugelförmigen Sternhaufen." In *Festschrift der Kaiser-Wilhelm*

- Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften zu ihrem zehnjährigen Jubiläum dargebracht von ihren Instituten*, pp. 50–52. Berlin: Springer, 1921.
- Einstein 1921g ———. “Zur Abwehr.” *Die Naturwissenschaften* 9 (1921): 219.
- Einstein 1921h ———. “Wie ich Zionist wurde.” *Jüdische Rundschau*, 21 June 1921, no. 49, pp. 351–352.
- Einstein 1921i ———. [On a Jewish Palestine. Final Version.] *Jüdische Rundschau*, 1 July 1921, p. 371.
- Einstein 1921j ———. “Zur Errichtung der hebräischen Universität in Jerusalem.” *Jüdische Pressezentrale Zürich*, 26 August 1921, no. 156/57, p. 1.
- Einstein 1921k ———. “Die Not der deutschen Wissenschaft. Eine Gefahr für die Nation.” *Neue Freie Presse*, Morgen-Ausgabe, 25 December 1921, p. [1].
- Einstein 1922a ———. “Über ein den Elementarprozeß der Lichtemission betreffendes Experiment.” *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1921): 882–883.
- Einstein 1922b ———. [Impact of Science on the Development of Pacifism.] In *Die Friedensbewegung. Ein Handbuch der Weltfriedenströmungen der Gegenwart*, pp. 78–79. Kurt Lenz and Walter Fabian, eds. Berlin: Schwetschke, 1922.
- Einstein 1922c ———. *Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie gehalten im Mai 1921 an der Universität Princeton*. Braunschweig: Vieweg, 1922.
- Einstein 1922d ———. *The Meaning of Relativity. Four Lectures Delivered at Princeton University, May, 1921*. London: Methuen, [1922].
- Einstein 1922e ———. “Bemerkung zu der Franz Seletyschen Arbeit ‘Beiträge zum kosmologischen System.’” *Annalen der Physik* 69 (1922): 436–438.
- Einstein 1922f ———. “Zur Theorie der Lichtfortpflanzung in dispergierenden Medien.” *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1922): 18–22.
- Einstein 1933 ———. *On the Method of Theoretical Physics*. Oxford: Clarendon Press, 1933.
- Einstein 1934a ———. *Mein Weltbild*. Amsterdam: Querido, 1934.
- Einstein 1934b ———. *The World as I See It*. Alan Harris, trans. New York: Covici Friede, 1934.
- Einstein 1944 ———. “Bemerkungen zu Bertrand Russells Erkenntnis-Theorie.” In *The Philosophy of Bertrand Russell*. Paul A. Schilpp, ed. Evanston: Northwestern University Press, 1944.
- Einstein 1953 ———. “H. A. Lorentz als Schöpfer und als Persönlichkeit.” In *Publication nr. 91 from the Rijksmuseum voor de Geschiedenis der Natuurwetenschappen*, Leyden, 1953. Reprinted in *Albert Einstein & Museum Boerhaave*, pp. 16–21. Leyden: Museum Boerhaave, 1993.
- Einstein 1956 ———. *The Meaning of Relativity*. 5th ed. Princeton: Princeton University Press, 1956.
- Einstein 1979 ———. *Autobiographical Notes: A Centennial Edition*. Paul Arthur Schilpp, trans. and ed. La Salle, Ill.: Open Court, 1979. Parallel German and English texts. Corrected version of “Autobiographisches—Autobiographical Notes.” In *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, pp. 1–94. Paul Arthur Schilpp, ed. Evanston, Ill.: The Library of Living Philosophers, 1949.
- Einstein and De Haas 1915a Einstein, Albert, and De Haas, Wander J. “Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme.” *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Verhandlungen* 17 (1915): 152–170.
- Einstein and Grommer 1927 Einstein, Albert and Grommer, Jakob. “Allgemeine Relativitätstheorie und Bewegungsgesetz.” *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1927): 2–13.
- Einstein and Grossmann 1913 Einstein, Albert, and Grossmann, Marcel. *Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation*. Leipzig: Teubner, 1913. Reprinted in *Zeitschrift für Mathematik und Physik* 62 (1914): 225–259.
- Einstein and Grossman 1914b ———. “Kovarianzeigenschaften der Feldgleichungen der auf die verallgemeinerte Relativitätstheorie gegründeten Gravitationstheorie.” *Zeitschrift für Mathematik und Physik* 63 (1914): 215–225.
- Einstein and Rosen 1937 Einstein, Albert, and Rosen, Nathan. “On Gravitational Waves.” *Journal of the Franklin Institute* 223 (1937): 44–45.

- Einstein et al. 1913* Einstein, Albert et al. "Discussion" (following *Einstein 1913c*). *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913): 1262–1266.
- Einstein et al. 1920* Einstein, Albert, et al. [Discussions of Lectures in Bad Nauheim.] *Physikalische Zeitschrift* 21 (1920): 650–651, 662, 666–668.
- Einstein et al. 1937* Einstein, Albert; Infeld, Leopold; and Hoffman, Banesh. "The Gravitational Equations and the Problem of Motion." *Annals of Mathematics* 39 (1938): 65–100.
- Eisenstaedt 1989* Eisenstaedt, Jean. "The Low Water Mark of General Relativity, 1925–1955." In *Howard and Stachel 1989*, pp. 277–292.
- Eisenstaedt 1993* ———. "Lemaître and the Schwarzschild Solution." In *Earman et al. 1993*, pp. 353–389.
- Eisenstaedt and Kox 1992* Eisenstaedt, Jean, and Kox, A. J., eds. *Studies in the History of General Relativity*. Boston: Birkhäuser, 1992.
- Elton 1986* Elton, Lewis. "Einstein, General Relativity, and the German Press." *Isis* 77 (1986): 95–103.
- Emden 1921* Emden, Robert. "Über Lichtquanten." *Physikalische Zeitschrift* 22 (1921): 513–517.
- Eötvös 1890* Eötvös, Loránd. "A föld vonzása különböző anyagokra." *Akadémiai Értesítő* 2 (1890): 108–110. Reprinted in German translation as: Eötvös, Roland. "Über die Anziehung der Erde auf verschiedene Substanzen." *Mathematische und Naturwissenschaftliche Berichte aus Ungarn* 8 (1891): 65–68.
- Fabre 1921* Fabre, Lucien. *Les théories d'Einstein. Une nouvelle figure du monde*. Paris: Payot, 1921.
- Fabre 1922* ———. *Les théories d'Einstein. Une nouvelle figure du monde*. Paris: Payot, 1922.
- Feldman 1993* Feldman, Gerald. *The Great Disorder: Politics, Economics and Society in the German Inflation 1914–1924*. Oxford: Oxford University Press, 1993.
- Feuer 1989* Feuer, Lewis S. *Einstein and the Generations of Science*. 2d ed. New Brunswick, N.J.: Transaction Publishers, 1989.
- Fine 1986* Fine, Arthur. *The Shaky Game: Einstein, Realism, and the Quantum Theory*. Chicago: University of Chicago Press, 1986.
- Fisher 1988* Fisher, David J. *Romain Rolland and the Politics of Intellectual Engagement*. Berkeley: University of California Press, 1988.
- FitzGerald 1889* FitzGerald, George Francis. "The Ether and the Earth's Atmosphere." *Science* 13 (1889): 390.
- Fizeau 1851* Fizeau, Armand. "Sur les hypothèses relatives à l'éther lumineux, et sur une expérience qui paraît démontrer que le mouvement des corps change la vitesse avec laquelle la lumière se propage dans leur intérieur (Extrait par l'auteur)." *Académie des sciences (Paris). Comptes rendus* 33 (1851): 349–355.
- Fölsing 1993* Fölsing, Albrecht. *Albert Einstein: Eine Biographie*. Frankfurt a. M.: Suhrkamp, 1993. Published in English translation as *Albert Einstein A Biography*. Abridged ed. New York: Viking Penguin, 1997.
- Fomm 1896* Fomm, Ludwig. "Die Wellenlänge der Röntgen-Strahlen." *Annalen der Physik* 59 (1896): 350–353.
- Fortuna 1974* Fortuna, Ursula. *Der Völkerbundsgedanke in Deutschland während des Ersten Weltkrieges*. Zurich: Europa, 1974.
- Frank 1947* Frank, Philipp. *Einstein: His Life and Times*. New York: Knopf, 1947.
- Freundlich 1915* Freundlich, Erwin. "Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen." *Physikalische Zeitschrift* 16 (1915): 115–117.
- Freundlich 1919a* ———. "Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen. II. Mitteilung." *Physikalische Zeitschrift* 20 (1919): 561–570."
- Freundlich 1919b* ———. "Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie." *Die Naturwissenschaften* 7 (1919): 629–636.
- Freundlich and Heiskanen 1923* Freundlich, Erwin, and Heiskanen, Veiko. "Über die Verteilung der Sterne verschiedener Masse in den kugelförmigen Sternhaufen." *Zeitschrift für Physik* 14 (1923): 226–239.
- Friedman 2001* Friedman, Michael. "Geometry as Branch of Physics: Background and Context for Einstein's 'Geometry and Experience.'" In *Reading Natural Philosophy: Essays in the History and Philosophy of Science and Mathematics to Honor Howard Stein on His 70th Birthday*. David Malament, ed. Chicago: Open Court, 2001.
- Friedrichs 1927* Friedrichs, Kurt. "Eine invariante Formulierung des Newtonschen Gravitationsgesetzes und des Grenzüberganges vom

- Einsteinschen zum Newtonschen Gesetz." *Mathematische Annalen* 98 (1927): 566–575.
- Fritsch 1921 Fritsch, Theodor [Roderich-Stoltenheim, F.]. *Einsteins Truglehre*. Leipzig: Hammer-Verlag, 1921.
- Gehrcke 1911a Gehrcke, Ernst. "Bemerkungen über die Grenzen des Relativitätsprinzips." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 13 (1911): 665–669. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 1–4.
- Gehrcke 1911b ———. "Nochmals über die Grenzen des Relativitätsprinzips." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 13 (1911): 990–1000. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 4–11.
- Gehrcke 1913 ———. "Die gegen die Relativitätstheorie erhobenen Einwände." *Die Naturwissenschaften* 1 (1913): 62–66. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 20–28.
- Gehrcke 1914 ———. "Die erkenntnistheoretischen Grundlagen der verschiedenen physikalischen Relativitätstheorien." *Kant-Studien* 19 (1914): 481–487. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 36–40.
- Gehrcke 1916 ———. "Zur Kritik und Geschichte der neueren Gravitationstheorien." *Annalen der Physik* 51 (1916): 119–124. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 40–44.
- Gehrcke 1918 ———. "Über den Äther." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20 (1918): 165–169. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 44–47.
- Gehrcke 1919a ———. "Zur Diskussion über den Äther." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 21 (1919): 67–68. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 47–48.
- Gehrcke 1919b ———. "Berichtigung zum Dialog über die Relativitätstheorien." *Die Naturwissenschaften* 7 (1919): 147–148. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 48–50.
- Gehrcke 1920 ———. *Die Relativitätstheorie. Eine wissenschaftliche Massensuggestion, gemeinverständlich dargestellt*. Schriften aus dem Verlage der Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V. Heft 1. Berlin: Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V./Köhler, 1920. Reprinted in Gehrcke 1924a, pp. 54–68.
- Gehrcke 1924a ———. *Kritik der Relativitätstheorie. Gesammelte Schriften über absolute und relative Bewegung*. Berlin: Meusser, 1924.
- Gehrcke 1924b ———. *Die Massensuggestion der Relativitätstheorie. Kulturhistorisch-psychologische Dokumente*. Berlin: Meusser, 1924.
- Gerber 1898 Gerber, Paul. "Die räumliche und zeitliche Ausbreitung der Gravitation." *Zeitschrift für Mathematik und Physik* 43 (1898): 93–104.
- Gerber 1902 ———. "Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation." (Programmabhandlung des städtischen Realgymnasiums zu Stargard in Pommern). Reprinted in *Annalen der Physik* 52 (1917): 415–441.
- Ginossar 1949 Ginossar (Ginzberg), Shlomo. "Early Days." In *The Hebrew University of Jerusalem, 1925–1950*, pp. 71–74. Jerusalem: Goldberg's Press, 1949.
- Glitscher 1917 Glitscher, Karl. "Spektroskopischer Vergleich zwischen den Theorien des starren und des deformierbaren Elektrons." *Annalen der Physik* 52 (1917): 608–630.
- Goenner 1993 Goenner, Hubert. "The Reaction to Relativity Theory I: The Anti-Einstein Campaign in Germany in 1920." *Science in Context* 6 (1993): 107–133.
- Goenner 2001 ———. "Weyl's Contribution to Cosmology." In *Scholz 2001*, pp. 105–137.
- Goenner et al. 1999 Goenner, Hubert; Renn, Jürgen; Ritter, Jim; and Sauer, Tilman, eds. *The Expanding Worlds of General Relativity*. Boston: Birkhäuser, 1999.
- Goodstein 1983 Goodstein, Judith R. "The Italian Mathematicians of Relativity." *Centaurus* 26 (1983): 241–261.
- Grebe and Bachem 1919 Grebe, Leonhard, and Bachem, Albert. "Über den Einsteineffekt im Gravitationsfeld der Sonne." *Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 21 (1919): 454–464.
- Grebe and Bachem 1920a ———. "Über die Einsteinverschiebung im Gravitationsfeld der Sonne." *Zeitschrift für Physik* 1 (1920): 51–54.
- Grebe and Bachem 1920b ———. "Die Einsteinsche Gravitationsverschiebung im Sonnenspektrum der Stickstoffbande $\lambda = 3883$ A E." *Zeitschrift für Physik* 2 (1920): 415–422.
- Greenberg 1965 Greenberg, Louis. *The Jews in Russia. The Struggle for Emancipation*. 2 vols. in one. Vol. 2, 1881–1917. New Haven: Yale University Press, 1965.
- Grommer 1919 Grommer, Jakob. "Beitrag zum Energiesatz in der allgemeinen Relativitätstheorie." *Königlich Preußische*

- Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1919): 860–862.
- Grünbaum 1911* Grünbaum, Fritz. "Bemerkungen über die Grenzen des Relativitätsprinzips." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 13 (1911): 851–865.
- Grundmann 1998* Grundmann, Siegfried. *Die Akte Einstein*. Heidelberg: Springer, 1998.
- Grüneisen and Goens 1923* Grüneisen, Eduard, and Goens, Erich. "Schallgeschwindigkeit in Stickstofftetroxyd. Eine untere Grenze seiner Dissoziationsgeschwindigkeit." *Annalen der Physik* 72 (1923): 193–220.
- Guye and Lavanchy 1916* Guye, Charles E., and Lavanchy, Charles. "Vérification expérimentale de la formule de Lorentz-Einstein par les rayons cathodiques de grand vitesse." *Archives des sciences physiques et naturelles* 42 (1916): 286–299, 353–373, 441–448.
- Haberer 1992* Haberer, Erich. "Cosmopolitanism, Antisemitism and Populism: A Reappraisal of the Russian and Jewish Response to the Pogroms of 1881–1882." In *Klier and Lambroza 1992*, pp. 98–134.
- Haga and Wind 1899* Haga, Herman, and Wind, Cornelius H. "Die Beugung von Röntgenstrahlen." *Annalen der Physik* 68 (1899): 884–895.
- Halpern 1987* Halpern, Ben. *A Clash of Heroes. Brandeis, Weizmann, and American Zionism*. New York: Oxford University Press, 1987.
- Harman 1998* Harman, Peter M. *The Natural Philosophy of James Clerk Maxwell*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- Havas 1989* Havas, Peter. "The Early History of the 'Problem of Motion' in General Relativity." In *Howard and Stachel 1989*, pp. 234–276.
- Havas 1993* ———. "The General-Relativistic Two-Body Problem and the Einstein-Silberstein Controversy." In *Earman et al. 1993*, pp. 88–125.
- Havas 1999* ———. "Einstein, Relativity and Gravitation Research in Vienna before 1938." In *Goenner et al. 1999*, pp. 161–206.
- Heaviside 1892* Heaviside, Oliver. *Electrical Papers*. Vol. 1. London: Macmillan, 1892.
- Heilbron 1986* Heilbron, J. L. *The Dilemmas of an Upright Man: Max Planck as Spokesman for German Science*. Berkeley: University of California Press, 1986.
- Heisenberg 1989* Heisenberg, Werner. *Encounters with Einstein and Other Essays on People, Places, and Particles*. Princeton: Princeton University Press, 1989.
- Helmholtz 1868* Helmholtz, Hermann von. "Über die Thatsachen, die der Geometrie zum Grunde liegen." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften und Georg-Augusta-Universität zu Göttingen. Nachrichten* (1868): 193–221. Reprinted in *Wissenschaftliche Abhandlungen*, vol. 2, pp. 618–639. Leipzig: Barth, 1883.
- Helmholtz 1884* ———. "Über den Ursprung und die Bedeutung der geometrischen Axiome." In *Vorträge und Reden*, vol. 2, pp. 1–34. Braunschweig: Vieweg, 1884.
- Henning and Kazemi 1988* Henning, Eckart and Kazemi, Marion. *Chronik der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften*. Berlin: Archiv zur Geschichte der Max-Planck-Gesellschaft, 1988.
- Hentschel 1990* Hentschel, Klaus. *Interpretationen und Fehlinterpretationen der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie durch Zeitgenossen Albert Einsteins*. Basel: Birkhäuser, 1990.
- Hentschel 1992* ———. "Grebe/Bachems photometrische Analyse der Linienprofile und die Gravitations-Rotverschiebung: 1919 bis 1922." *Annals of Science* 49 (1992): 21–46.
- Hentschel 1998* ———. *Zum Zusammenspiel von Instrument, Experiment und Theorie. Rotverschiebung im Sonnenspektrum und verwandte spektrale Verschiebungseffekte von 1880 bis 1960*. Hamburg: Dr. Kovac, 1998.
- Herbert 1986* Herbert, Ulrich. *Geschichte der Ausländerbeschäftigung in Deutschland 1880 bis 1980. Saisonarbeiter, Zwangsarbeiter, Gastarbeiter*. Berlin: Dietz, 1986.
- Hertz 1890* Hertz, Heinrich. "Über die Grundgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper." *Annalen der Physik und Chemie* 40 (1890): 577–624. Reprinted in *Hertz 1892*, pp. 147–170.
- Hertz 1892* ———. *Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft*. Leipzig: Johann Ambrosius Barth, 1892.
- Herzfeld 1966* Herzfeld, Karl F. "Fifty Years of Physical Ultrasonics." *Journal of the Acoustical Society of America* 39 (1966): 814–825.
- Heß 1920* Heß, Walter R. "Beitrag zur Theorie der Viskosität heterogener Systeme." *Kolloid-Zeitschrift* 27 (1920): 1–11.

- Hessenberg 1917* Hessenberg, Gerhard. "Vektorielle Begründung der Differentialgeometrie." *Mathematische Annalen* 78 (1917–1918): 187–217.
- Hilbert 1899* Hilbert, David. *Grundlagen der Geometrie*. Leipzig: B. G. Teubner, 1899.
- Hilbert 1915* ———. "Die Grundlagen der Physik. (Erste Mitteilung)." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1915): 395–407.
- Hilbert 1917* ———. "Die Grundlagen der Physik. (Zweite Mitteilung)." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1917): 53–76.
- Hoefer 1994* Hoefer, Carl. "Einstein's Struggle for a Machian Gravitation Theory." *Studies in History and Philosophy of Science* 25 (1994): 287–335.
- Hoefer 1995* ———. "Einstein's Formulations of Mach's Principle." In *Barbour and Pfister 1995*, pp. 67–90.
- Holmes 1979* Holmes, Colin. *Anti-Semitism in British Society, 1876–1939*. New York: Holmes and Meier, 1979.
- Holton 1979* Holton, Gerald. "Constructing a Theory: Einstein's Model." *American Scholar* 48 (1979): 309–340.
- Holton 1988* ———. *Thematic Origins of Scientific Thought: Kepler to Einstein*. Rev. ed. Cambridge, Mass.: Harvard University Press, 1988.
- Hornbostel and Wertheimer 1920* Hornbostel, Erich von, and Wertheimer, Max. "Über die Wahrnehmung der Schallrichtung." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1920): 388–396.
- Howard 1984* Howard, Don. "Realism and Conventionalism in Einstein's Philosophy of Science: The Einstein–Schlick Correspondence." *Philosophia Naturalis* 21 (1984): 616–629.
- Howard 1990* ———. "Einstein and Duhem." *Synthese* 83 (1990): 363–384.
- Howard 1997* ———. "A Peek behind the Veil of Maya: Einstein, Schopenhauer, and the Historical Background of the Conception of Space as a Ground for the Individuation of Physical Systems." In *The Cosmos of Science: Essays of Exploration. Pittsburgh-Konstanz Series in the Philosophy and History of Science*, vol. 6, pp. 87–150. John Earman and John D. Norton, eds. Pittsburgh: University of Pittsburgh Press; Konstanz: Universitätsverlag, 1997.
- Howard and Norton 1993* Howard, Don, and Norton, John. "Out of the Labyrinth? Einstein, Hertz, and the Göttingen Answer to the Hole Argument." In *Earman et al. 1993*, pp. 30–62.
- Howard and Stachel 1989* Howard, Don, and Stachel, John D., eds. *Einstein and the History of General Relativity*. Boston: Birkhäuser, 1989.
- Jacobsohn 1921* Jacobsohn, Max. "Arbeitsmöglichkeiten der Bundesbrüder in den jüdischen Arbeitsämtern und Arbeiterfürsorgeämtern." *Der jüdische Student* 18 (1921): 23–27.
- Janssen and Schulmann 1998* Janssen, Michel, and Schulmann, Robert. "On the Dating of a Recently Published Einstein Manuscript: Could These Be the Calculations that Gave Einstein 'Heart Palpitations'?" *Foundations of Physics Letters* 11 (1998): 379–389.
- Jeans 1916* Jeans, James H. "On the Law of Distribution in Star-Clusters." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 76 (1916): 567–572.
- Jeans 1919* ———. *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1919.
- Jewish Year Book 1923* *The American Jewish Year Book 1922–1923*. Vol. 24. Philadelphia: The American Jewish Committee, 1923.
- Jones 1937* Jones, Mary H. *Swords into Ploughshares: An Account of the American Friends Service Committee 1917–1937*. New York: Macmillan, 1937.
- Kaluza 1921* Kaluza, Theodor. "Zum Unitätsproblem der Physik." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1921): 966–972.
- Karo 1919* Karo, Georg. *Der Krieg der Wissenschaft gegen Deutschland*. Munich: Süddeutsche Monatshefte, 1919.
- Kayser 1930* Kayser, Rudolf [Anton Reiser, pseud.] *Albert Einstein: A Biographical Portrait*. New York: Boni, 1930.
- Kenez 1992* Kenez, Peter. "Pogroms and White Ideology in the Russian Civil War." In *Klier and Lambroza*, pp. 293–313.
- Kennefick 1999* Kennefick, Daniel. "Controversies in the History of the Radiation Reaction Problem in General Relativity." In *Goenner et al. 1999*, pp. 207–234.

- Keutel 1910* Keutel, Friedrich. *Ueber die spezifische Wärme von Gasen*. Berlin: Ebering, 1910.
- Kirsten and Treder 1979* Kirsten, Christa, and Treder, Hans-Jürgen, eds. *Albert Einstein in Berlin 1913–1933. Part 2, Spezialinventar*. Berlin: Akademie-Verlag, 1979.
- Klein, F. 1917* Klein, Felix. "Zu Hilberts erster Note über die Grundlagen der Physik." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1917): 469–482.
- Klein, F. 1918a* ———. "Über die Differentialgesetze für die Erhaltung von Impuls und Energie in der Einsteinschen Gravitationstheorie." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1918): 171–189.
- Klein, F. 1918b* ———. "Über die Integralform der Erhaltungssätze und die Theorie der räumlich-geschlossenen Welt." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1918): 394–423.
- Klein, F. 1919* ———. "Bemerkungen über die Beziehungen des de Sitter'schen Koordinatensystems B zu der allgemeinen Welt konstanter positiver Krümmung." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 27(1918–1919): 394–423.
- Klein, M. 1970a* Klein, Martin J. *Paul Ehrenfest: The Making of a Theoretical Physicist*. Amsterdam: North-Holland, 1970.
- Klein, M. 1970b* ———. "The First Phase of the Bohr-Einstein Dialogue." *Historical Studies in the Physical Sciences* 2 (1970): 1–39.
- Kleinert 1993* Kleinert, Andreas. "Paul Weyland, der Berliner Einstein-Töter." In *Naturwissenschaft und Technik in der Geschichte. 25 Jahre Lehrstuhl für Geschichte der Naturwissenschaften und Technik am Historischen Institut der Universität Stuttgart*, pp. 198–232. Helmuth Albrecht, ed. Stuttgart: Verlag für Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik, 1993.
- Kleinert and Schönbeck 1978* Kleinert, Andreas, and Schönbeck, Charlotte. "Lenard und Einstein. Ihr Briefwechsel und ihr Verhältnis vor der Nauheimer Diskussion von 1920." *Gesnerus* 35 (1978): 318–333.
- Klieman 1987* Klieman, Aaron S., ed. *Giving Substance to the Jewish National Home. 1920 and Beyond*. New York: Garland, 1987.
- Klier and Lambroza 1992* Klier, John D., and Lambroza, Schlomo. *Pogroms: Anti-Jewish Violence in Modern Russian History*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- Köhler 1916* Köhler, Alban. "Beugungsähnliche Lichtstreifen an den Schattenrändern einfacher Röntgenaufnahmen." *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen* 24 (1916): 236–240.
- Köhler 1918* ———. "Beugungsähnliche Lichtstreifen an den Schattenrändern einfacher Röntgenaufnahmen.— Zum Nachweis optischer Täuschungen. II." *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen* 25 (1918): 495–501.
- Kostro 2000* Kostro, Ludwik. *Einstein and the Ether*. Montreal: Apeiron, 2000.
- Kottler 1916* Kottler, Friedrich. "Über Einsteins Äquivalenzhypothese und die Gravitation." *Annalen der Physik* 50 (1916): 955–972.
- Kottler 1918* ———. "Über die physikalischen Grundlagen der Einsteinschen Gravitationstheorie." *Annalen der Physik* 56 (1918): 401–462.
- Kox 1992* Kox, A. J. "General Relativity in the Netherlands, 1915–1920." In *Eisenstaedt and Kox 1992*, pp. 39–56.
- Kretschmann 1915* Kretschmann, Erich. "Über die prinzipielle Bestimmbarkeit der berechtigten Bezugssysteme beliebiger Relativitätstheorien (I)." *Annalen der Physik* 48 (1915): 907–942.
- Kretschmann 1917* Kretschmann, Erich. "Über den physikalischen Sinn der Relativitätspostulate. A. Einsteins neue und seine ursprüngliche Relativitätstheorie." *Annalen der Physik* 53 (1917): 575–614.
- Kreyenpoth 1932* Kreyenpoth, Johannes. *Die Auslandshilfe für das Deutsche Reich*. Stuttgart: Ausland und Heimat, 1932.
- Lanczos 1922* Lanczos, Kornel. "Bemerkung zur de Sitterschen Welt." *Physikalische Zeitschrift* 23 (1922): 539–543.
- Laue 1907* Laue, Max. "Die Mitführung des Lichtes durch bewegte Körper nach dem Relativitätsprinzip." *Annalen der Physik* 23 (1907): 989–990.
- Laue 1911* ———. "Zur Dynamik der Relativitätstheorie." *Annalen der Physik* 35 (1911): 524–542.

- Laue 1912* ———. "Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen." *Königlich Bayerische Akademie der Wissenschaften zu München. Mathematisch-physikalische Klasse. Sitzungsberichte* (1912): 363–373.
- Laue 1913* ———. *Das Relativitätsprinzip*. 2d ed. Braunschweig: Vieweg, 1913.
- Laue 1917* Laue, Max von. "Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation. Bemerkungen zur gleichnamigen Abhandlung von P. Gerber." *Annalen der Physik* 52 (1917): 214–216.
- Laue 1920a* ———. "Zur Erörterung über die Relativitätstheorie. Entgegnung an Herrn Paul Weyland." *Tägliche Rundschau*. 11 August 1920, Abend-Ausgabe. Republished in *Weyland 1920b*, pp. 25–27.
- Laue 1920b* ———. "Historisch-Kritisches über die Perihelbewegung des Merkur." *Die Naturwissenschaften* 8 (1920): 735–736.
- Laue 1921a* ———. *Die Relativitätstheorie*. Vol. 2, *Die allgemeine Relativitätstheorie und Einsteins Lehre von der Schwerkraft*. Braunschweig: Vieweg, 1921.
- Laue 1921b* ———. "Erwiderung auf Hrn. Lenards Vorbemerkungen zur Soldnerschen Arbeit von 1801." *Annalen der Physik* 66 (1921): 283–284.
- Laue and Sen 1924* Laue, Max von, and Sen, Nikhilranjan. "Die De Sittersche Welt." *Annalen der Physik* 74 (1924): 252–254.
- Lenard 1910* Lenard, Philipp. "Über Äther und Materie." *Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften*. Jahrgang 1910, 16. Abhandlung.
- Lenard 1918* ———. *Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation*. Leipzig: Hirzel, 1918. Republished in *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik* 15 (1918): 117–136.
- Lenard 1920* ———. *Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation*. 2d ed. Leipzig: Hirzel, 1920.
- Lenard 1921a* ———. *Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation*. 3d ed. Mit einem Zusatz, betreffend die Nauheimer Diskussion. Leipzig: Hirzel, 1921.
- Lenard 1921b* ———. *Über Äther und Uräther*. Leipzig: Hirzel, 1921.
- Lenard 1921c* ———. Lenard, Philipp, ed. "Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen Bewegung durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbeigeht; von J. Soldner, 1801." *Annalen der Physik* 65 (1921): 593–604.
- Lense and Thirring 1918* Lense, Josef, and Thirring, Hans. "Über den Einfluß der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie." *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 156–163.
- Levi-Civita 1917a* Levi-Civita, Tullio. "Nozione di parallelismo in una varietà qualunque e conseguente specificazione geometrica della curvatura Riemanniana." *Circolo Matematico di Palermo. Rendiconti* 42 (1917): 173–205.
- Levi-Civita 1917b* ———. "Sulla espressione analitica spettante al tensore gravitazionale nella teoria di Einstein." *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei. Atti* 26, 1st semester (1917): 381–391.
- Levi-Civita 1917c* ———. "Statica einsteiniana." *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei. Atti* 26, 1st semester (1917): 458–470.
- Levi-Civita 1917d* ———. "Realtà fisica di alcuni spazi normali del Bianchi." *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei. Atti* 26, 1st semester (1917): 519–531.
- Levi-Civita 1917e* ———. " ds^2 einsteiniani in campi newtoniani. I: Generalità e prima approssimazione." *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei. Atti* 26, 2nd semester (1917): 307–317.
- Lohmeier and Schell 1992* Lohmeier, Dieter, and Schell, Bernhardt, eds. *Einstein, Anschütz und der Kieler Kreiselpkompaß. Der Briefwechsel zwischen Albert Einstein und Hermann Anschütz-Kaempfe und andere Dokumente*. Heide in Holstein: Westholsteinische Verlagsanstalt Boyens & Co., 1992.
- Lorentz 1886* Lorentz, Hendrik A. "Over den invloed, dien de beweging der aarde op de lichtverschijnselen uitoeft." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 3(1885–1886): 297–372. Reprinted in translation as "De l'influence du mouvement de la terre sur les phénomènes lumineux." *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles* 21 (1887): 103–176, and in *Collected Papers*, vol. 4, pp. 153–214. Pieter Zeeman and A. D. Fokker, eds. The Hague: Nijhoff, 1934–1939.
- Lorentz 1892a* ———. "La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants." *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles* 25 (1892):

- 363–552. Reprinted in *Collected Papers*, vol. 2, pp. 164–343.
- Lorentz 1892b* ———. “De relatieve beweging van de aarde en den aether.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen der Zittingen* 1 (1892–93): 74–79. Reprinted in translation as “The Relative Motion of the Earth and the Aether” in *Collected Papers*, vol. 4, pp. 219–223.
- Lorentz 1895* ———. *Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*. Leyden: Brill, 1895. Reprinted in *Collected Papers*, vol. 5, pp. 1–138.
- Lorentz 1899* ———. “De aberratiethorie van Stokes in de onderstelling van een aether die niet overal dezelfde dichtheid heeft.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 7 (1898–1899): 523–529. Reprinted in translation as “Stokes’s Theory of Aberration in the Supposition of a Variable Density of the Aether” in *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 1 (1898–1899): 443–448.
- Lorentz 1904a* ———. “Electromagnetische verschijnselen in een stelsel dat zich met willekeurige snelheid, kleiner dan die van het licht, beweegt.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 12 (1903–1904): 986–1009. Reprinted in translation as “Electromagnetic Phenomena in a System Moving with Any Velocity Smaller Than That of Light.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 6 (1903–1904): 809–831, and in *Collected Papers*, vol. 5, pp. 172–197.
- Lorentz 1904b* ———. “Weiterbildung der Maxwellschen Theorie. Elektronentheorie.” In *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften, mit Einschluss ihrer Anwendungen*. Vol. 5, *Physik*, part 2, pp. 145–280. Arnold Sommerfeld, ed. Leipzig: Teubner, 1904–1922. Issued 16 June 1904.
- Lorentz 1909* ———. *The Theory of Electrons and Its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat. A Course of Lectures Delivered in Columbia University, New York, in March and April 1906*. Leipzig: Teubner, 1909.
- Lorentz 1915* ———. *The Theory of Electrons and Its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat. A Course of Lectures Delivered in Columbia University, New York, in March and April 1906*. 2d ed. Leipzig: Teubner, 1915.
- Lorentz 1916* ———. “Over Einstein’s theorie der zwaarte-kracht. III.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25 (1916–1917): 468–486. Reprinted in translation as “On Einstein’s Theory of Gravitation. III.” *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 20 (1917–1918): 2–19, and in *Collected Papers*, vol. 5, pp. 276–296.
- Lorentz 1922* ———. *Lessen over theoretische natuurkunde aan de Rijks-Universiteit te Leiden gegeven*. Vol. 6, *Het relativiteitsbeginsel voor eenparige translaties*. Adriaan D. Fokker, ed. Leyden: Brill, 1922.
- Lorentz 1927* ———. *Problems of Modern Physics: A Course of Lectures Delivered in the California Institute of Technology*. Boston: Ginn and Company, 1927.
- Lundmark 1919* Lundmark, Knut. “Stellung der kugelförmigen Sternhaufen und Spiralnebel zu unserem Sternsystem.” *Astronomische Nachrichten* 209 (1919): 369–380.
- Mach 1865* Mach, Ernst. “Über die Wirkung der räumlichen Vertheilung des Lichtreizes auf die Netzhaut.” *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe, Abt. II*. 52 (1865): 303–322.
- Mach 1866a* ———. “Über den physiologischen Effect räumlich vertheilter Lichtreize. (Zweite Abhandlung).” *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe, Abt. II*. 54 (1866): 131–144.
- Mach 1866b* ———. “Über den physiologischen Effect räumlich vertheilter Lichtreize. (Dritte Abhandlung).” *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe, Abt. II*. 54 (1866): 393–408.
- Mach 1868* ———. “Über die physiologische Wirkung räumlich vertheilter Lichtreize.” *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe, Abt. II*. 57 (1868): 11–19.

- Mach 1897* ———. *Die Mechanik in ihrer Entwicklung. Historisch-kritisch dargestellt.* 3d rev. and enl. ed. Leipzig: Brockhaus, 1897.
- Mach 1904* ———. *Die Mechanik in ihrer Entwicklung. Historisch-kritisch dargestellt.* 5th rev. ed. Leipzig: Brockhaus, 1904.
- Mach 1910* ———. "Die Leitgedanken meiner naturwissenschaftlichen Erkenntnislehre und ihre Aufnahme durch die Zeitgenossen." *Scientia: Rivista di Scienza* 7 (1910): 225–240. Reprinted in *Physikalische Zeitschrift* 11 (1910): 599–606.
- Marsch 1994* Marsch, Ulrich. *Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Gründung und frühe Geschichte 1920–1925.* Frankfurt a. M.: Lang, 1994.
- Martins 1999* Martins, Roberto de Andrade. "The Search for Gravitational Absorption in the Early Twentieth Century." In *Goenner et al.* 1999, pp. 3–44.
- Maurer 1986* Maurer, Trude. *Ostjuden in Deutschland 1918–1933.* Hamburg: Hans Christians, 1986.
- Maxwell 1873* Maxwell, James Clerk. *A Treatise on Electricity and Magnetism.* 2 vols. Oxford: Clarendon Press, 1873.
- McCormach 1970* McCormach, Russell. "H. A. Lorentz and the Electromagnetic View of Nature." *Isis* 61 (1970): 459–497.
- Mehra 1998a* Mehra, Jagdish. "One Month in the History of the Discovery of General Relativity Theory." *Foundations of Physics Letters* 11 (1998): 41–60.
- Mehra 1998b* ———. "The Calculations that Gave Einstein 'Heart Palpitations.'" *Foundations of Physics Letters* 11 (1998): 391–393.
- Mendes-Flohr 1998* Mendes-Flohr, Paul. "The Kriegserlebnis and Jewish Consciousness." In *Jüdisches Leben in der Weimarer Republik/Jews in the Weimar Republic*, pp. 225–237. Wolfgang Benz, Arnold Paucker, and Peter Pulzer, eds. Tübingen: Mohr Siebeck, 1998.
- Meyer 2000* Meyer, Michael A., ed. *Deutsch-jüdische Geschichte in der Neuzeit.* Part 4, *Aufbruch und Zerstörung 1918–1945.* Avraham Barkai and Paul Mendes-Flohr, eds. Munich: Beck, 2000.
- Michelson 1881* Michelson, Albert A. "The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether." *American Journal of Science* 22 (1881): 120–129.
- Michelson and Morley 1887* Michelson, Albert A., and Morley, Edward W. "Influence of Motion of the Medium on the Velocity of Light." *American Journal of Science* 31 (1886): 377–386.
- Mie 1912a* Mie, Gustav. "Grundlagen einer Theorie der Materie. (Erste Mitteilung.)" *Annalen der Physik* 37 (1912): 511–534.
- Mie 1912b* ———. "Grundlagen einer Theorie der Materie. (Zweite Mitteilung.)" *Annalen der Physik* 39 (1912): 1–40.
- Mie 1913* ———. "Grundlagen einer Theorie der Materie. (Dritte Mitteilung, Schluß.)" *Annalen der Physik* 40 (1913): 1–66.
- Mie 1917a* ———. "Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie. I." *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917): 551–556.
- Mie 1917b* ———. "Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie. II." *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917): 574–580.
- Mie 1917c* ———. "Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie. III." *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917): 596–602.
- Mie 1920a* ———. "Die Einführung eines vernunftgemäßen Koordinatensystems in die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Gravitationsfeld einer schweren Kugel." *Annalen der Physik* 62 (1920): 46–74.
- Miller 1973* Miller, Arthur I. "A Study of Henri Poincaré's 'Sur la dynamique d'électron.'" *Archive for the History of Exact Sciences* 10 (1973): 207–328.
- Miller 1981* ———. *Albert Einstein's Special Theory of Relativity. Emergence (1905) and Early Interpretation (1905–1911).* Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1981.
- Minkowski 1908* Minkowski, Hermann. "Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1908): 53–111.
- Minkowski 1909* ———. "Raum und Zeit." *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909): 104–111.
- Missner 1985* Missner, Marshall. "Why Einstein Became Famous in America." *Social Studies of Science* 15 (1985): 267–291.
- Monnier 1995* Monnier, Victor. *William E. Rappard: défenseur des libertés, serviteur de son pays et de la communauté internationale.* Geneva: Slatkine, 1995.
- Morley and Miller 1904* Morley, Edward W., and Miller, Dayton C. "Report of an Experiment to Detect the FitzGerald-Lorentz Effect." *Philosophical Magazine* 9 (1905): 680–685.

- Mosse 1970* Mosse, George L. *Germans and Jews. The Right, the Left, and the Search for a "Third Force" in Pre-Nazi Germany*. New York: Fertig, 1970.
- Moszkowski 1922* ———. *Einstein. Einblicke in seine Gedankenwelt. Gemeinverständliche Betrachtungen über die Relativitätstheorie und ein neues Weltsystem. Entwickelt aus Gesprächen mit Einstein*. Hamburg: Hoffmann & Campe, 1922.
- Myers 1992* Myers, David N. "The Fall and Rise of Jewish Historicism: The Evolution of the Akademie für die Wissenschaft des Judentums (1919–1934)." *Hebrew Union College Annual* 63 (1992): 107–145.
- Nathan, O., and Norden 1960* Nathan, Otto, and Norden, Heinz, eds. *Einstein on Peace*. New York: Simon and Schuster, 1960.
- Nathan, O., and Norden 1975* ———. *Über den Frieden: Weltordnung oder Weltuntergang?/Albert Einstein*. Bern: Lang, 1975.
- Nathan, P. 1914* Nathan, Paul. *Palästina und palästinensischer Zionismus*. Berlin: Hermann, [1914].
- Neumann 1914* Neumann, Günther. "Die träge Masse schnell bewegter Elektronen." *Annalen der Physik* 45 (1914): 529–579.
- Newcomb 1909* Newcomb, Simon. "Fluctuations in the Moon's Mean Motion." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 69 (1909): 164–169.
- Nicolai 1917* Nicolai, Georg F. *Die Biologie des Krieges. Betrachtungen eines deutschen Naturforschers*. Zurich: Füssli, 1917.
- Nicolai 1920* ———. *Professor Nicolai und die Berliner Professoren. Eine Selbstverteidigung*. Separatum, *Neue Schweizer Zeitung*. Zurich: Schweizerische Sonntagsblätter, 1920.
- Niewyk 1971* Niewyk, Donald. *Socialist, Anti-Semite, and Jew. German Social Democracy Confronts the Problem of Anti-Semitism, 1918–1933*. Baton Rouge: Louisiana State University Press, 1971.
- Niewyk 2001* ———. *The Jews in Weimar Germany*. New Brunswick, N.J.: Transaction Publishers, 2001.
- Nipperdey and Schmugge 1970* Nipperdey Thomas, and Schmugge, Ludwig. *50 Jahre Forschungsförderung in Deutschland: Ein Abriss der Geschichte der deutschen Forschungsgemeinschaft (1920–1970)*. Bonn: Deutsche Forschungsgemeinschaft, 1970.
- Noether 1918* Noether, Emmy. "Invariante Variationsprobleme." *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. Nachrichten* (1918): 235–257.
- Nordström 1917* Nordström, Gunnar. "De gravitatiethorie van Einstein en de mechanica der continua van Herglotz." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 25(1916–1917): 836–843. Reprinted in translation as "Einstein's Theory of Gravitation and Herglotz's Mechanics of Continua." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 19(1916–1917): 884–891.
- Nordström 1918a* ———. "Iets over de massa van een stoffelijk stelsel volgens de gravitatiethorie van Einstein." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 26 (1917–1918): 1093–1108. Reprinted in translation as "On the Mass of a Material System According to the Gravitation Theory of Einstein." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 20 (1917–1918): 1076–1091.
- Nordström 1918b* ———. "Een en ander over de energie van het zwaartekrachtsveld volgens de theorie van Einstein." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Wis- en Natuurkundige Afdeeling. Verslagen van de Gewone Vergaderingen* 26 (1917–1918): 1201–1208. Reprinted in translation as "On the energy of the gravitation field in Einstein's theory." *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings* 20 (1917–18): 1354–1369.
- Norton 1984* Norton, John D. "How Einstein Found his Field Equations, 1912–1915." *Historical Studies in the Physical Sciences* 14 (1984): 253–316. Reprinted in *Howard and Stachel 1989*, pp. 101–159.
- Norton 1985* ———. "What Was Einstein's Principle of Equivalence?" *Studies in History and Philosophy of Science* 16 (1985): 203–246. Reprinted in *Howard and Stachel 1989*, pp. 5–47.
- Norton 1987* ———. "Einstein, the Hole Argument and the Reality of Space." In *Measurement, Realism, and Objectivity*, pp. 153–188. J. Forge, ed. Dordrecht: Reidel, 1987.

- Norton 1992 ———. "The Physical Content of General Covariance." In *Eisenstaedt and Kox 1992*, pp. 281–315.
- Norton 1993 ———. "General Covariance and the Foundations of General Relativity: Eight Decades of Dispute." *Reports on Progress in Physics* 56 (1993): 791–858.
- Norton 1999 ———. "The Cosmological Woes of Newtonian Gravitation Theory." In *Goenner et al. 1999*, pp. 271–323.
- Nye 1980 Nye, Mary J. "N-Rays: An Episode in the History and Psychology of Science." *Historical Studies in the Physical Sciences* 11 (1980): 125–156.
- O'Raiifeartaigh 1997 O'Raiifeartaigh, Lochlainn. *The Dawning of Gauge Theory*. Princeton: Princeton University Press, 1997.
- Ostwald 1918–1922 Ostwald, Wilhelm. *Die Farbenlehre*. 4 vols. Leipzig: Unsema, 1918–1922.
- Ostwald 1919 ———. *Physikalische Farbenlehre*. Vol. 2, 1919 of *Ostwald 1918–1922*.
- Pais 1982 Pais, Abraham. *'Subtle is the Lord...': The Science and the Life of Albert Einstein*. Oxford: Clarendon Press; New York: Oxford University Press, 1982.
- Papapetrou 1974 Papapetrou, Achilleus. *Lectures on General Relativity*. Dordrecht: Reidel, c1974.
- Pauli 1921 Pauli, Wolfgang. "Relativitätstheorie." In *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften, mit Einschluss ihrer Anwendungen*, vol. 5, *Physik*, part 2, pp. 539–775. Arnold Sommerfeld, ed. Leipzig: Teubner, 1904–1922. Issued 15 September 1921.
- Perot 1920a Perot, Alfred. "Sur la variation avec la pression de la longueur d'onde des raies des bandes du cyanogène." *Académie des sciences (Paris). Comptes rendus* 170 (1920): 988–990.
- Perot 1920b ———. "Comparaison des longueurs d'onde d'une raie de bande du cyanogène dans la lumière du Soleil et dans celle d'une source terrestre." *Académie des sciences (Paris). Comptes rendus* 171 (1920): 229–232.
- Perrin 1919 Perrin, Jean. "Matière et lumière. Essai de synthèse de la mécanique chimique." *Annales de physique* 4 (1919): 5–108.
- Petzoldt 1914 Petzoldt, Joseph. "Die Relativitätstheorie der Physik." *Zeitschrift für positivistische Philosophie* 2 (1914): 1–56.
- Pflüger 1921 Pflüger, Alexander W. *Das Einsteinsche Relativitätsprinzip gemeinverständlich dargestellt*. 10th ed. Bonn: Cohen, 1921.
- Planck 1908 Planck, Max. "Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik." *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 6 (1908): 728–732.
- Planck 1909 ———. "Die Einheit des physikalischen Weltbildes." *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909): 62–75.
- Planck 1910 ———. "Zur Machschen Theorie der physikalischen Erkenntnis: Eine Erweiterung." *Physikalische Zeitschrift* 11 (1910): 1186–1190.
- Planck 1913 ———. "Neue Bahnen der physikalischen Erkenntnis. (Rede, gehalten beim Antritt des Rektorats der Friedrich Wilhelm-Universität Berlin, am 15. Oktober 1913.)" In *Physikalische Rundblicke: Gesammelte Reden und Aufsätze*, pp. 64–81. Leipzig: Hirzel, 1922.
- Plummer 1911 Plummer, H. C. "On the Problem of Distribution in Globular Star Clusters." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 71 (1911): 460–470.
- Poincaré 1890 Poincaré, Henri. *Électricité et Optique. I. Les théories de Maxwell et la théorie électromagnétique de la lumière*. Paris: Gauthier-Villars, 1890.
- Poincaré 1902 ———. *La science et l'hypothèse*. Paris: Flammarion, 1902.
- Poincaré 1906 ———. "Sur la dynamique d'électron." *Circolo Matematico di Palermo. Rendiconti* 21 (1906): 129–175.
- Poincaré 1913 ———. *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques professées à la Sorbonne*, p. 94. Henri Vergne, ed. Paris: Hermann, 1913.
- Poppel 1977 Poppel, Stephen M. *Zionism in Germany, 1897–1933. The Shaping of a Jewish Identity*. Philadelphia: Jewish Publication Society, 1977.
- Popper 1935 Popper, Karl. *Logik der Forschung*. Vienna: Springer, 1935.
- Popper-Lynkeus 1915 Popper-Lynkeus, Josef. *Nach dem Kriege. Ein Auszug aus dem Werke Die allgemeine Nährpflicht als Lösung der sozialen Frage*. 2d ed. Dresden: Reißner, [1915].
- Preuß 1921 Preuß, Walter. "Jüdische Arbeit in Deutschland." *Der jüdische Student* 18 (1921): 151–153.
- Proposed HU 1924 *The Proposed Hebrew University on Mount Scopus Jerusalem Pal-*

- estine*. [Jerusalem?]: N.P., [1924?]. Unpaginated booklet.
- Pyenson 1983** Pyenson, Lewis. *Neohumanism and the Persistence of Pure Mathematics in Wilhelminian Germany*. Philadelphia: American Philosophical Society, 1983.
- Pyenson 1985** ———. *The Young Einstein: The Advent of Relativity*. Bristol and Boston: Adam Hilger, 1985.
- Rapports 1923** *Atomes et électrons. Rapports et discussions du Conseil de Physique tenu à Bruxelles du 1er au 6 avril 1921 sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*. Jules E. Verschaffelt, Maurice de Broglie, William L. Bragg, and Léon Brillouin, eds. Paris: Gauthier-Villars, 1923.
- Rathenau 1918** Rathenau, Walther. *Die neue Wirtschaft*. Berlin: Fischer, [1918].
- Reich 1994** Reich, Karin. *Die Entwicklung des Tensorkalküls*. Basel: Birkhäuser, 1994.
- Reichenbächer 1917** Reichenbächer, Ernst. "Grundzüge zu einer Theorie der Elektrizität und der Gravitation." *Annalen der Physik* 53 (1917): 134–178.
- Reichenbächer 1920** ———. "Inwiefern läßt sich die moderne Gravitationstheorie ohne die Relativität begründen?" *Die Naturwissenschaften* 8 (1920): 1008–1010.
- Reichmann 1970** Reichmann, Eva G. *Hostages of Civilization. The Social Sources of National Socialist Anti-Semitism*. Westport, CT: Greenwood, 1970.
- Reinharz 1985** Reinharz, Jehuda. "The Zionist Response to Antisemitism in the Weimar Republic." In *Reinharz and Schatzberg 1985*, pp. 266–293.
- Reinharz and Schatzberg 1985** Reinharz, Jehuda, and Schatzberg, Walter, eds. *The Jewish Response to German Culture: From the Enlightenment to the Second World War*. Hanover, N.H.: University Press of New England, 1985.
- Renn and Sauer 1999** Renn, Jürgen, and Sauer, Tilman. "Heuristics and Mathematical Representation in Einstein's Search for a Gravitational Field Equation." In *Goenner et al. 1999*, pp. 87–125.
- Ricci and Levi-Civita 1901** Ricci, Gregorio, and Levi-Civita, Tullio. "Méthodes de calcul différentiel absolu et leurs applications." *Mathematische Annalen* 54 (1901): 125–201.
- Richie 1998** Richie, Alexandra. *Faust's Metropolis*. New York: Carroll and Graf, 1998.
- Richter 1972** Richter, Steffen. *Forschungsförderung in Deutschland 1920–1936. Dargestellt am Beispiel der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und ihrem Wirken für das Fach Physik*. Düsseldorf: CDI-Verlag, 1972.
- Ritz 1908a** Ritz, Walter. "Recherches critiques sur l'électrodynamique générale." *Annales de chimie et de physique* 13 (1908): 145–275.
- Ritz 1908b** ———. "Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung." *Physikalische Zeitschrift* 9 (1908): 903–907.
- Ritz and Einstein 1909** Ritz, Walter, and Einstein, Albert. "Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems." *Physikalische Zeitschrift* 10 (1909): 323–324.
- Rohrlich 1973** Rohrlich, Fritz. "The Electron: Development of the First Elementary Particle Theory." In *The Physicist's Conception of Nature*, pp. 331–369. Jagdish Mehra, ed. Dordrecht: Reidel, 1973.
- Rolland 1952** Rolland, Romain. *Journal des années de guerre, 1914–1919; notes et documents pour servir à l'histoire morale de l'Europe de ce temps*. Paris: Michel, 1952.
- Röntgen 1888** Röntgen, Wilhelm C. "Ueber die durch Bewegung eines im homogenen electrischen Felde befindlichen Dielectricums hervorgerufene electrodynamische Kraft." *Annalen der Physik und Chemie* 35 (1888): 264–270.
- Roseveare 1982** Roseveare, N. T. *Mercury's Perihelion Advance from LeVerrier to Einstein*. Oxford: Clarendon Press, 1982.
- Rowe 1999** Rowe, David. "The Göttingen Response to General Relativity and Emmy Noether's Theorems." In *The Symbolic Universe*, pp. 189–234. Jeremy J. Gray, ed. Oxford: Oxford University Press, 1999.
- Rowe 2001** ———. "Einstein Meets Hilbert: At the Crossroads of Physics and Mathematics." *Physics in Perspective* 3 (2001): 379–424.
- Rowland 1878** Rowland, Henry A. "On the Magnetic Effect of Electric Convection." *American Journal of Science and Arts* 15 (1878): 30–38.
- Rowland and Hutchinson 1889** Rowland, Henry A., and Hutchinson, C. T. "On the Electromagnetic Effect of Convection-Currents." *Philosophical Magazine* 27: (1889): 445–460.
- Rubner 1920** Rubner, Max. [Opening address.] *Königlich Preußische Akademie der*

- Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* 1920: 67–70.
- Ruppin 1985 Ruppin, Arthur. *Briefe, Tagebücher, Erinnerungen*. Schlomo Krolik, ed. Königstein/Ts: Jüdischer Verlag Athenäum, 1985.
- Rutgers 1933 Rutgers, Arend J. "Zur Dispersionstheorie des Schalles." *Annalen der Physik* 16 (1933): 350–359.
- Rutherford 1919a Rutherford, Ernest. "Collision of α -Particles with Light Atoms. I–IV." *Philosophical Magazine* 37 (1919): 538–580. Reprinted in *Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, vol. 2, pp. 547–580. James Chadwick, ed. New York: Interscience, 1963.
- Rutherford 1919b ———. "Collision of α -Particles with Light Atoms." *Nature* 103 (1919): 415–418.
- Rutherford 1920 ———. "Bakerian Lecture: Nuclear Constitution of Atoms." *Proceedings of the Royal Society A* 97 (1920): 374–400. Reprinted in *Collected Papers*, vol. 3, pp. 14–38.
- Rutherford 1922 ———. "Artificial Disintegration of the Elements. A Lecture Delivered before the Chemical Society of February 9th, 1922." *Journal of the Chemical Society* 121 (1922): 400–415.
- Rynasiewicz 1999 Rynasiewicz, Robert. "Kretschmann's Analysis of Covariance and Relativity Principles." In *Goenner et al. 1999*, pp. 431–462.
- Sánchez-Ron 1999 Sánchez-Ron, José. "Larmor versus General Relativity." In *Goenner et al. 1999*, pp. 405–430.
- Sauer 1999 Sauer, Tilman. "The Relativity of Discovery: Hilbert's First Note on the Foundations of Physics." *Archive for the History of Exact Sciences* 53 (1999): 529–575.
- Schaefer 1916 Schaefer, Clemens. "Die träge Masse schnell bewegter Elektronen. (Ergänzungen zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn G. Neumann)." *Annalen der Physik* 49 (1916): 934–936.
- Schaffner 1972 Schaffner, Kenneth F. *Nineteenth-Century Aether Theories*. Oxford: Pergamon Press, 1972.
- Schlick 1915 Schlick, Moritz. "Die philosophische Bedeutung des Relativitätsprinzips." *Zeitschrift für Philosophie und philosophische Kritik* 159 (1915): 129–175.
- Schlick 1917 ———. *Raum und Zeit in der gegenwärtigen Physik: Zur Einführung in das Verständnis der allgemeinen Relativitätstheorie*. Berlin: Springer, 1917.
- Schlick 1918 ———. *Allgemeine Erkenntnislehre*. Berlin: Julius Springer, 1918.
- Scholz 1994 Scholz, Erhard. "Hermann Weyl's Contribution to Geometry, 1917–1923." In *The Intersection of History and Mathematics*, pp. 203–230. Chikara Sasaki, Sugiura Mitsuo, and Joseph W. Dauben, eds. Boston: Birkhäuser, 1994.
- Scholz 1995 ———. "Hermann Weyl's 'Purely Infinitesimal Geometry.'" In *Proceedings, International Congress of Mathematicians*. Boston: Birkhäuser, 1995.
- Scholz 2001 Scholz, Erhard, ed. *Hermann Weyl's Raum-Zeit-Materie and a General Introduction to His Scientific Work*. Boston: Birkhäuser Verlag, 2001.
- Schön 1929 Schön, M. "Über Totalreflexion langwelliger Röntgenstrahlung." *Zeitschrift für Physik* 58 (1929): 165–182.
- Schönbeck 2000 Schönbeck, Charlotte. "Albert Einstein und Philipp Lenard." *Schriften der mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse der Heidelberger Akademie der Wissenschaften* 8 (2000): 1–42.
- Schopenhauer 1972a Schopenhauer, Arthur. "Die Welt als Wille und Vorstellung." In *Sämtliche Werke*. Vols. 2–3. Arthur Hübscher, ed. Wiesbaden: Brockhaus, 1972.
- Schopenhauer 1972b ———. "Aphorismen zur Lebensweisheit." In *Parerga und Paralipomena: Kleine philosophische Schriften*. Vol. 1. In *Sämtliche Werke*. Vol. 5, pp. 331–530. Arthur Hübscher, ed. Wiesbaden: Brockhaus, 1972.
- Schreiber 1923 Schreiber, Georg. *Die Not der deutschen Wissenschaft und der geistigen Arbeiter*. Leipzig: Quelle & Meyer, 1923.
- Schröder-Gudehus 1966 Schröder-Gudehus, Brigitte. "Deutsche Wissenschaft und Internationale Zusammenarbeit 1914–1928. Ein Beitrag zum Studium kultureller Beziehungen in politischen Krisenzeiten." Dissertation, University of Geneva, 1966.
- Schrödinger 1918a Schrödinger, Erwin. "Die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes." *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 4–7.
- Schrödinger 1918b ———. "Über ein Lösungssystem der allgemein kovarianten Gravitationsgleichungen." *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 20–22.
- Schulmann 2000 Schulmann, Robert. "Albert Einstein." In *Les Juifs et le XXe siècle. Dictionnaire critique*, pp. 570–578. R. Barnavi

- and S. Friedländer, eds. Paris: Calmann-Lévy, 2000.
- Schur 1886* Schur, Friedrich. "Ueber den Zusammenhang der Räume constanten Riemann'schen Krümmungsmaasses mit den projectiven Räumen." *Mathematische Annalen* 27 (1886): 537–567.
- Schwarzschild 1916* Schwarzschild, Karl. "Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie." *Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften* (Berlin). *Sitzungsberichte* (1916): 189–196.
- Seelig 1956* Seelig, Carl, ed. *Helle Zeit – Dunkle Zeit. In Memoriam Albert Einstein*. Zurich: Europa, 1956.
- Seeliger 1895* Seeliger, Hugo von. "Über das Newton'sche Gravitationsgesetz." *Astronomische Nachrichten* 137 (1895): cols. 129–136.
- Seeliger 1896* ———. "Über das Newton'sche Gravitationsgesetz." *Königlich Bayerische Akademie der Wissenschaften zu München. Mathematisch-physikalische Klasse. Sitzungsberichte* 126 (1896): 373–400.
- Seeliger 1906* ———. "Das Zodiakallicht und die empirischen Glieder in der Bewegung der innern Planeten." *Königlich Bayerische Akademie der Wissenschaften zu München. Mathematisch-physikalische Klasse. Sitzungsberichte* (1906): 595–622.
- Seeliger 1909* ———. "Über die Anwendung der Naturgesetze auf das Universum." *Königlich Bayerische Akademie der Wissenschaften zu München. Mathematisch-physikalische Klasse. Sitzungsberichte* (1909): 3–25.
- Seeliger 1918* ———. "Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn Gehrcke 'Über den Äther.'" *Deutsche Physikalische Gesellschaft. Verhandlungen* 20 (1918): 262.
- Selety 1922* Selety, Franz. "Beiträge zum kosmologischen Problem." *Annalen der Physik* 68 (1922): 281–334.
- Seligsohn 1920* Seligsohn, Arnold. *Patentgesetz und Gesetz, betreffend den Schutz von Gebrauchsmustern*. 6th ed. Berlin: De Gruyter, 1920.
- Selle 1923* Selle, Hermann. "Über Schallgeschwindigkeiten in Stickstoffdioxyd." *Zeitschrift für physikalische Chemie* 104 (1923): 1–9.
- Siegel 1978* Siegel, Daniel M. "Classical-Electromagnetic and Relativistic Approaches to the Problem of Nonintegral Atomic Masses." *Historical Studies in the Physical Sciences* 9 (1978): 323–360.
- Soldner 1801* Soldner, Johann Georg. "Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen Bewegung, durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbei geht." *Astronomisches Jahrbuch für das Jahr 1804* (Berlin, 1801): 161–172.
- Solovine 1956* Solovine, Maurice, ed. and trans. *Albert Einstein: Lettres à Maurice Solovine*. Paris: Gauthier-Villars, 1956.
- Stachel 1980* Stachel, John. "Einstein and the Rigidly Rotating Disk." In *General Relativity and Gravitation: One Hundred Years after the Birth of Albert Einstein*, vol. 1, pp. 1–15. Alan Held, ed. New York: Plenum, 1980. Reprinted in *Howard and Stachel 1989*, pp. 48–62.
- Stachel 1987* ———. "'A Man of My Type': Editing the Einstein Papers." *British Journal for the History of Science* 20 (1987): pp. 57–66.
- Stachel 1989* ———. "Einstein's Search for General Covariance, 1912–1915." In *Howard and Stachel 1989*, pp. 62–100.
- Stachel 1993a* ———. "The Meaning of General Covariance: The Hole Story." In *Philosophical Problems of the Internal and External World: Essays on the Philosophy of Adolf Grünbaum*, pp. 129–160. John Earman, Allen I. Janis, Gerald J. Massey, and Nicholas Rescher, eds. Konstanz: Universitätsverlag/Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1993.
- Stachel 1993b* ———. "The Other Einstein: Einstein contra Field Theory." *Science in Context* 6 (1993): 275–290.
- Stachel 1999* ———. "Einstein and Infeld, Seen through Their Correspondence." *Acta Physica Polonica B* 30 (1999): 2879–2908.
- Stark 1905* Stark, Johannes. "Der Dopplereffekt bei den Kanalstrahlen und die Spektren der positiven Atomionen." *Physikalische Zeitschrift* 6 (1905): 892–897.
- Stark 1922* ———. *Die gegenwärtige Krisis in der deutschen Physik*. Leipzig: Barth, 1922.
- Stern 1990* Stern, Fritz. "Freunde im Widerspruch. Haber und Einstein." In *Forschung im Spannungsfeld von Politik und Gesellschaft. Geschichte und Struktur der Kaiser-Wilhelm-/Max-Planck-Gesellschaft*, pp. 516–551. Rudolf Vierhaus and Bernhard vom Brocke, eds. Stuttgart: Deutsche Verlags-Anstalt, 1990.

- Stokes 1845 Stokes, George G. "On the Aberration of Light." *Philosophical Magazine* 27 (1845): 9.
- Straumann 1987 Straumann, Norbert. "Zum Ursprung der Eichtheorien bei Hermann Weyl." *Physikalische Blätter* 43 (1987): 414–421.
- Stuewer 1985 Stuewer, Roger H. "Artificial Disintegration and the Cambridge-Vienna Controversy." In *Observation, Experiment, and Hypothesis in Modern Physical Science*, pp. 239–307. Peter Achinstein and Owen Hannaway, eds. Cambridge, Mass.: MIT Press, 1985.
- Thirring 1918 Thirring, Hans. "Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen Gravitationstheorie." *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918): 33–39.
- Torretti 1978 Torretti, Roberto. *Philosophy of Geometry from Riemann to Poincaré*. Dordrecht: Reidel, 1984.
- Toulmin 1970 Toulmin, Stephen, ed. *Physical Reality: Philosophical Essays on Twentieth-Century Physics*. New York: Harper and Row, [1970].
- Trachtenberg 1980 Trachtenberg, Marc. *Reparation in World Politics. France and European Economic Diplomacy, 1916–1923*. New York: Columbia University Press, 1980.
- Truhović-Gjurić 1983 Truhović-Gjurić, Desanka. *Im Schatten Albert Einsteins. Das tragische Leben der Mileva Einstein-Marić*. Bern: Haupt, 1983.
- Troeltsch 1918 Troeltsch, Ernst. "Freiheit und Vaterland." *Deutsche Politik* 3 (January/June 1918): 72–78.
- Ulitzur 1940 Ulitzur, A. *Two Decades of Keren Hayesod. A Survey in Facts and Figures, 1921–1940*. Jerusalem: Keren Hayesod, 1940.
- Urofsky 1975 Urofsky, Melvin I. *American Zionism from Herzl to Holocaust*. Garden City, N.Y.: Doubleday, 1975.
- Urofsky and Levy 1991 Urofsky, Melvin I., and Levy, David W., eds. "Half Brother, Half Son." *The Letters of Louis D. Brandeis to Felix Frankfurter*. Norman: University of Oklahoma Press, 1991.
- Vital 1987 Vital, David. *Zionism: The Crucial Phase*. Oxford: Clarendon Press, 1987.
- Vizgin 1989 Vizgin, Vladimir P. "Einstein, Hilbert, and Weyl: The Genesis of the Geometrical Unified Field Theory Program." In *Howard and Stachel 1989*, pp. 300–314.
- Vizgin 1994 ———. *Unified Field Theories in the First Third of the 20th Century*. Boston: Birkhäuser, 1994.
- Volkov 1985 Volkov, Shulamit. "The Dynamics of Dissimilation: Ostjuden and German Jews." In *Reinharz and Schatzberg 1985*, pp. 195–211.
- Walter, B. 1902 Walter, Bernhard. "Über die Haga- und Windschen Beugungsversuche mit Röntgenstrahlen." *Physikalische Zeitschrift* 3 (1902): 137–143.
- Walter, B. 1917 ———. "Über scheinbare Helligkeitsmaxima und -minima in einfachen Röntgenbildern." *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen* 25 (1917): 88–106.
- Walter, S. 1999 Walter, Scott. "Minkowski, Mathematicians, and the Mathematical Theory of Relativity." In *Goenner et al. 1999*, pp. 45–86.
- Weizmann, Ch. 1949 Weizmann, Chaim. *Trial and Error. The Autobiography of Chaim Weizmann*. New York: Harper, 1949.
- Weizmann, Ch. 1977 ———. *The Letters and Papers of Chaim Weizmann*. Vol. X, Series A, July 1920–December 1921. Bernard Wasserstein and Joel Fishman, eds. Jerusalem: Transaction Books, 1977.
- Weizmann, V. 1967 Weizmann, Vera. *The Impossible Takes Longer. The Memoirs of Vera Weizmann, Wife of Israel's First President, as Told to David Tutaev*. London: Hamilton, 1967.
- Weyl 1917 Weyl, Hermann. "Zur Gravitationstheorie." *Annalen der Physik* 54 (1917): 117–145.
- Weyl 1918a ———. "Gravitation und Elektrizität." *Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte* (1918): 465–478, 478–480 ("Erwiderung des Verfassers" [to Einstein 1918g]).
- Weyl 1918b ———. *Raum. Zeit. Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. Berlin: Springer, 1918.
- Weyl 1918c ———. "Reine Infinitesimalgeometrie." *Mathematische Zeitschrift* 2 (1918): 384–411.
- Weyl 1919a ———. "Über die statischen kugelsymmetrischen Lösungen von Einsteins kosmologischen Gravitationsgleichungen." *Physikalische Zeitschrift* 20 (1919): 31–34.
- Weyl 1919b ———. *Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. 2d ed. Berlin: Springer, 1919.

- Weyl 1919c ———. "Eine neue Erweiterung der Relativitätstheorie." *Annalen der Physik* 59 (1919): 101–133.
- Weyl 1919d ———. *Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. 3d rev. ed. Berlin: Springer, 1919.
- Weyl 1921 ———. *Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. 4th rev. ed. Berlin: Springer, 1921. Translated as Weyl 1922a.
- Weyl 1922a ———. *Space-Time-Matter*. Henry L. Brose, trans. London: Methuen, [1922]. Translation of Weyl 1921.
- Weyl 1922b ———. "Die Relativitätstheorie auf der Naturforscherversammlung in Bad Nauheim." *Deutsche Mathematiker-Vereinigung. Jahresbericht* 31 (1922): 51–63.
- Weyl 1923 ———. *Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*. 5th rev. ed. Berlin: Springer, 1923.
- Weyland 1920a Weyland, Paul. "Einsteins Relativitätstheorie—eine wissenschaftliche Massensuggestion." *Tägliche Rundschau*, 2 August 1920, Abend-Ausgabe, Unterhaltungsbeilage. Reprinted in Weyland 1920b, pp. 21–24.
- Weyland 1920b ———. *Betrachtungen über Einsteins Relativitätstheorie und die Art ihrer Einführung. Vortrag gehalten am 24. August 1920 im großen Saal der Philharmonie zu Berlin*. Schriften aus dem Verlage der Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V. Heft 2. Berlin: Arbeitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V./Köhler, 1920.
- Weyland 1920c ———. "Neue Beweise für die Unrichtigkeit der Einsteinschen Relativitätstheorie." *Deutsche Zeitung*, 23 August 1920.
- Weyland 1920d ———. "Die Naturforschertagung in Nauheim. Erdrosselung der Einsteingegner!" *Deutsche Zeitung*, 26 September 1920, Morgen-Ausgabe, 1. Beiblatt, p. 1.
- Whittaker 1951–1953 Whittaker, Sir Edmund T. *A History of the Theories of Aether and Electricity*. 2 vols. London: Nelson, 1951–1953.
- Williams 1966 Williams, Robert C. "Russians in Germany: 1900–1914." *Journal of Contemporary History* 1 (1966): 121–149.
- Wilson 1904 Wilson, Harold A. "On the Electric Effect of Rotating a Dielectric in a Magnetic Field." *Royal Society of London. Philosophical Transactions A* 204 (1904): 121–137.
- Wind 1899–1900 Wind, Cornelis Harm. "Zur Demonstration einer von E. Mach entdeckten optischen Täuschung." *Physikalische Zeitschrift* 1 (1899–1900): 112–113.
- Wirtinger 1923 Wirtinger, Wilhelm. "On a General Infinitesimal Geometry, in Reference to the Theory of Relativity." *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 22 (1923): 439–448.
- Wolff, S. 1999 Wolff, Stefan L. "Leo Arons—Physiker und Sozialist." *Centaurus* 41 (1999): 183–212.
- Wolff, T. 1984 Wolff, Theodor. *Theodor Wolff Tagebücher 1914–1919. Der Erste Weltkrieg und die Entstehung der Weimarer Republik in Tagebüchern, Leitartikeln und Briefen des Chefredakteurs am "Berliner Tageblatt" und Mitbegründer der "Deutschen Demokratischen Partei"*. 2 vols. Bernd Soesemann, ed. Boppard: Boldt, 1984.
- Zeipel 1908 Zeipel, Hugo von. "Catalogue de 1571 étoiles contenues dans l'amas globulaire Messier 3 (N. G. C. 5272)." *Annales d'Observatoire Paris mém.* 1908, vol. 25 F.
- Zenneck and Rukop 1925 Zenneck, Jonathan, and Rukop, Hans. *Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 5th ed. Stuttgart: Enke, 1925.
- Zierold 1968 Zierold, Kurt. *Forschungsförderung in drei Epochen: Deutsche Forschungsgemeinschaft—Geschichte, Arbeitsweise, Kommentar*. Wiesbaden: Steiner, 1968.
- Zipperstein 1993 Zipperstein, Steven J. *Evasive Prophet: Ahad Ha'am and the Origins of Zionism*. Berkeley: University of California Press, 1993.
- Zuelzer 1981 Zuelzer, Wolf. *Der Fall Nicolai*. Frankfurt a. Main: Societäts-Verlag, 1981.

名词索引

带有下标 n 的页码指爱因斯坦文件的尾注页码(这也适用于人名索引和引文索引)。除少数例外,名词索引按汉语拼音顺序排列。某些重要的机构、组织和概念也列出它们的德文名称,并与相应的英文字相互交叉索引。“Albert Einstein”在索引词条中简写为“AE”。编辑资料中所引的书信按寄信人/收信人姓氏的字顺排列。“与……的通信”指与 AE 交往的一组信件,和/或“来自……/给……的信”指特定的信。名词索引之后是单独的引文索引。

A

- 阿尔法(α)粒子(Alpha particles) 339
爱因斯坦-De Haas(德哈斯)效应(Einstein-De Haas effect) 585n
奥林匹亚科学院(Olympia Academy) xxxiv, 403n.
Ampère(安培)分子电流(molecular current)
参见电流,分子~ Electric current, molecular
Anschütz & Co. Anschütz 公司
~同航海仪器公司(Gesellschaft für nautische Instrument)的法律诉讼,8184
~同 Kreiselbau 公司的法律诉讼,190—195
~致 AE 的信,84n--85n

B

- 《8点钟晚报》(8-Uhr Abendblatt) 106, 287n, 348n
巴拜斯贝格天文台(Babeisberg Observatory) 146n
巴特瑙海姆(Bad Nauheim) 见德国自然科学家和医生协会,~会议

- 柏林大学(University of Berlin) 102n, 205n, 226, 282, 283n, 287n, 340n, 448n
~准入政策,285
~最大报告厅,287n
~物理化学学院,62n,331n
~理论物理学院,59n
~心理学学院,478n
公众听~内部讲课,287n
~与革命,xxi
革命学生在~,99n
~学生会,285,287n,288n
~星期三物理讨论会,102
柏林地方法院(Landgericht Berlin) AE 来信,481 n
《柏林日报》(Berliner Tageblatt) xxxix, xl, 106, 109—110, 124n, 220n, 225—226, 282n, 297n, 340n, 348n, 443n, 444n; AE 来信,443n
《柏林图片报》(Berliner Illustrierte Zeitung) xxxii
《柏林午报》(Berliner Zeitung am Mittag) 108
柏林犹太社区(Jüdische Gemeinde Berlin, Vorstand) AE 来信,227
边界条件(Boundary conditions) 见广义相对论中的~

变分原理 (Variational principle)

~和能量动量守恒, 139n

~和场方程, 139n

变换 (Transformation)

共形~, xxvii, 414

Euclid~, 261—262

Galileo~: 见 Galileo 变换

线性~, 504, 506—507, 543

Lorentz~: 见 Lorentz 变换

容许~, 375, 408

转动~, 521—522

标量 (Scalar) 154—155, 510, 513, 541, 574n

曲率~: 见曲率, ~标量

密度, 546

“Riemann”~ (一般点变换的), 413

Weyl ~ (共形), 414—416n

波茨坦天体物理台 (Astrophysical Observatory, Potsdam) 423—425n**波恩大学 (University of Bonn)** 281n**Bohr (玻尔) 量子化条件 (Bohr quantum condition)** 484, 487n**伯恩茅斯 (Bournemouth)** 见英国科学促进会 ~ 会议**伯灵顿议会堂 (Burlington House)** 见皇家学会和皇家天文学会在 ~ 举行的联席会议**不变距离 (Invariant distance)**

Euclid~, 262—263, 374, 408, 502

Galileo 时空中的~, 516

不变时空间隔 (Invariant spacetime interval)

93, 352, 451, 528, 539—540

广义相对论中的~, 276—277, 377, 409

~不给予时空连续区, 412

类空~, 264

狭义相对论中的~, 255, 263, 374, 408, 523

类时~, 264

不变体积元 (Invariant volume element)

156, 505—506, 528, 533, 543

布尔什维主义 (Bolshevism)

AE 对~领袖及理论的看法, 125n

~的宣传鼓动, 241n

对~的担忧, 225

~关于反犹太主义的观点, 429n

Bianchi 恒等式 139n, 180n, 183n, 456n**BNV.** 见“新祖国”同盟 (Bund “Neues Vaterland”)**C****测地线方程 (Geodesic equation)** 150—151, 167, 179n, 357n, 453, 456n, 549—551, 573n;

~的推广, 413, 416n

测量 (Measurement) 250, 351

空间的~, 251, 253, 388

时间的~, 251

参见时钟和量杆

查尔斯大学, 布拉格 (Charles University, Prague) 223**长度 (Length)**

~收缩: 见 Lorentz-FitzGerald 收缩

~的相对性. 见空间, ~中距离的相对性

参见不变距离

常数 (Constant)

积分~, 140n

普适~, 140n

船的运动 (Ship, movement of) 81**磁矩 (Magnetic moment)** ~和角动量, xxix, 586—589**D****大柏林业余大学 (Volkshochschule Groß-Berlin)** 288n

德国(Germany)

协约国的封锁, 129n
 委员会民主, 124n
 变成英美殖民地的危险, 334n
 经济的不稳定性, 300n, 470, 494n; ~对科学研究的影响, 494n
 营养不良的影响, 129n, 333n
 立法国民大会(Gesetzgebende Nationalversammlung), 123—124
 来自东欧的移民, 238—239, 241n
 Kapp 暴动, xli, 101, 283n
 人民代表委员会(Rat der Volksbeauftragten), 124n
 国民议会, 240n
 ~革命, xxi, 90, 99n, 101
 施塔加德集中营, 240n
 T.人和士兵委员会, 柏林, 123—124n
德国大学联合会(Verband der Deutschen Hochschulen) 494n
德国独立派社会民主党(Unabhängige Sozialdemokratische Partei Deutschlands) (Independent Socialists), 124n
德国高校物理教师专业协会(Fachgemeinschaft der deutschen Hochschullehrer der Physik) (Professional Association of German Academic Physicists) 111
德国国家人民党(Deutschnationale Volkspartei) 240n
德国海军部部长(Chief of the Admiralty, German) Licht, Hugo 来信, 84n
德国和奥地利危难赈济中央委员会(Central Committee for the Relief of Distress in Germany and Austria) 470n
 慈善家的赈济努力, 470n
 ~致 AE 信, 470n
德国科学技术协会联合体(Deutscher Verband der technischwissenschaftlichen Vere-

ine), 494n

德国科学紧急协会(Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft) (Emergency Society for German Science and Scholarship) 300n, 494n

德国美国人赈济德奥委员会(German-American Relief Committee for Germany and Austria) 301n, 495n

德国人权保卫同盟(Deutschvölkischer Schutz- und Trutzbund) 112

德国社会民主党(Sozialdemokratische Partei Deutschlands) (多数派社会主义者) 124n, 205n, 240n, 429n;
 AE 对~领导的支持, 123—124

德国数学协会(Deutsche Mathematiker Vereinigung) 357n

德国外来赈济中央委员会(Deutscher Zentralausschuß für die Auslandshilfe) 332

传阅信, 333n

letter from Geheimrat Bose at. to Thomas. Wilbur K., 471n

letter from Scattergood, Alfred, to Geheimrat Bose at, 332n

德国外文书籍贸易协会(莱比锡)(Deutsche Gesellschaft für Auslandsbuchhandel (Leipzig)) 363n

德国物理学会(Deutsche Physikalische Gesellschaft) 59n, 107—111, 357n

德国犹太复国主义协会(Zionistische Vereinigung für Deutschland) 225, 229, 232, 234, 240n, 293n

致 AE 信, 224, 229

犹太复国主义的纲领, 232

拟议的代表大会, 224

同 CV 的紧张关系, 225, 297n

德国自然科学家保护纯科学工作协会(Ar-

- beitsgemeinschaft deutscher Naturforscher zur Erhaltung reiner Wissenschaft e. V.**) (Working Association of German Natural Scientists for the Preservation of Pure Science) 105, 348n;
 ~在柏林音乐厅举行的会议, xxxii, 101, 105, 345—347, 349n
- 德国自然科学家和医生协会 (Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte)** 494n
 ~巴特瑙海姆会议, xxxii, 102, 107—111, 347, 349n, 351—357n
 ~莱比锡会议, 112
- 《德意志报》(Deutsche Zeitung)** 110, 112
- 《德意志汇报》(Deutsche Allgemeine Zeitung)** 110
- 《德意志日报》(Deutsche Tageszeitung)** 240n
- 灯丝 (Light-Bulb filament)** ~的生产, 242—244n
- 等效原理 (Equivalence, principle of)** xxv, xxxii, 38—39, 42n—43n, 121n, 147, 177n1—78n, 266, 280n, 376, 408, 432, 536—538, 557, 573n, 608, 610, 617
 AE 对批评~的回应, 369
 由~得出的结论, 208—270
 参见加速度, 和引力
- 抵抗反犹主义协会 (Verein zur Abwehr des Anti-semitismus)**; AE 来信, 297n
- 地球 (Earth)**
 ~的惯性矩, 142—143
 ~的自转, xxviii, 142—146n, 197—198n
- ✦ **第一次世界大战 (World War I)**
 ~中德国驱逐比利时工人, 239, 241n
 ~中德国在比利时和波兰的军事管制, 295
 ~中德国战时暴行调查, 241n
 ~后的凡尔赛和约, 240n, 282n, 333n, 334
- 点重合论证 (Point-coincidence argument)**
 42n—43n, 178n
- 电磁场 (Electromagnetic field)**
 电子内的~, 351
 ~方程, 89, 95, 357n, 516—517, 571n, 595;
 运动介质的~, 89, 98n, 372, 407; 静态介质的~, 88, 91, 98n, 516;
 真空中的~, 87, 132—133, 247, 250, 373, 407, 412, 461, 514, 567, 593
 ~和物质, 247
 ~Maxwell 张量: 见 Maxwell 场张量
 ~介质, 313—315
 ~中的应力, 见 Maxwell 应力
- 电磁感应 (Electromagnetic induction)**
 121n, 372, 407;
 ~的电动力学解释问题, 264—265
- 电磁势 (Electromagnetic potential)** 413, 416n
- 电磁学 (Electromagnetism)** 见电动力学
- 电动力学 (Electrodynamics)** 79, 139n, 207, 213, 219, 526—527
 ~的协变表述, 91, 157, 160—161, 454, 525, 531, 561—562
 ~的发展, 372—373, 407, 431
 ~作为基础科学, 311, 315, 321n
 ~的 Lorentz 表述, 247
 ~的 Maxwell 表述, 247
 参见电磁场和 Lorentz 电子论
- 电荷 (Electric charge)**
 ~密度, 134
 ~的静态球对称分布, 138
 ~守恒的破坏, 572n
- 电力总公司 (Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft) (AEG)**
 与 Sannig 公司的法律诉讼, 242—243
 AE 来信, 244n
 Blau 博士致 AE 的信, 243n

电流 (Electric current)

~密度, 134

分子~, 586—589

电子 (Electron)

环分子内~, xxvii, 586—589

~质量, 321n

~内的负压强, 134, 139n, 456—457n, 567

~辐射引力波, xxvii

~的稳定性, 131, 140n

电子论 (Electron theory), 351

Lorentz 的~, 139n—140n, 514, 530

Poincaré~, xxviii, 139n—140n, 567

相对论的~, 131—135, 138

参见基元粒子, ~的组分

定日镜 (Heliostat) xxx, 347

东方犹太人 (Eastern Jews) 见东欧犹太人

东欧 (Eastern Europe) 营养不良的影响, 334n

东欧犹太人 (Jews of Eastern Europe)

AE 与~的认同, 227

打算驱逐~, 241n

~抵抗迫害, 241n

~移民同德国种族的混合, 238, 241n

~拘留营, 238, 240n, 428

柏林的~人数, 238

~的职业结构, 240n

~作为替罪羊, 238, 240n, 291, 428

为~开设的国家认可课程, 288n, 428

~作为战时劳工分遣队, 239

~的战时劳动, 241n

度规 (Metric) ~的共形理论. 见共形理论

度规场 (Metric field)

~作为惯性和引力的原因, xxxii—xxxiii, 370

~作为引力势, 278

度规张量 (Metric tensor) 46, 149—150,

155—156, 177n, 274—278, 281n, 377,

409, 451, 539—540, 542—543, 547, 555, 557, 573n

Minkowski~: 见 Minkowski 度规

系数的比, 412—416n

Doppler (多普勒) 效应 (Doppler effect)

467, 484—487n

多数派社会主义者 (Majority Socialists) 见德国社会民主党

De Sitter (德西特) 解, xxxiii, 46—49n

DNVP. 见德国国家人民党

DZA. 见德国外来赈济中央委员会

E

俄波战争 (Russo-Polish War) 430n

俄罗斯帝国科学院 (Russian Imperial Academy of Sciences) 223

俄罗斯人 (Russians) 白~, 241n

Eötvös 厄缶实验 147, 267, 536

ETH. 见技术学院, 苏黎世联邦技术大学

Euclid (欧几里得) 几何学 (Euclidean geometry) 见几何学, Euclid~

Euler (欧拉) 方程 97, 326, 342, 456, 512—513, 532, 534

F

法德和解 (Reconciliation, French-German) 217n

《法兰克福报》(Frankfurter Zeitung), 112

法兰克福大学 (University of Frankfurt) 53n

凡尔赛条约 (Versailles Treaty) 见第一次世界大战, 凡尔赛和约

反相对论者 (Anti-relativists) xxxi—xxxii, 101—113, 279n, 357n

AE 对~的答复, 345—347

~和反犹太主义, 102, 106, 112, 348n
 ~求助于常识, 105, 118—119, 357n—358n
反应速度测量 (Reaction velocity measurements) 见化学反应, ~化学反应的速度
反犹太主义 (Anti-Semitism)
 AE 论~的原因, 290, 294, 427
 AE 作为~的目标, 625
 抵抗~的方法, 290—291
 ~的种族迫害: 俄罗斯的, 429n; 乌克兰和波兰的, 430n
 ~的心理学根源, 290
 ~在维持犹太认同方面的作用, 427—428, 430n
 ~在俄罗斯, 429n
 ~的“科学”, 427, 429n
 ~作为德国政治中的主题, 101
 在 AE 课堂上的~暗流, 286
 犹太复国主义者和 CV 在~问题上的分歧, 292n
方法 (Method)
 分析与综合~, 206, 213
 公理化~, 272, 385—390, 403n
 演绎~, xxxiv, 56—57, 59n, 219—220n, 278
 归纳~, xxxiv, xxxvi, 219—220n
 理论物理~, xxxiv—xxxvii, 59n, 219
放射性 (Radioactivity) 572n; 人工~, 339
《放射性和电子学年刊》 (Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik) 104
飞机 (Airplanes)
 ~回旋罗盘 gyrocompass for, 190
 ~沿垂直轴旋转 rotation along vertical axis, 192
费边社 (Fabian Society) 124n
分子电流 (Molecular current) 见电流, 分子~

分子声学 (Molecular acoustics) xxix, 331n
弗赖堡大学 (University of Freiburg) 110
辐射 (Radiation)
 发射的元过程, 484—486n
 “能量辐射,” 486n—487n
 “干涉辐射,” 486n—487n
 ~的量子假说. 见辐射的量子假说
 参见光
辐射的量子假说 (Quantum hypothesis of radiation): AE 论~的实验 xxviii—xxix, 484—487n
辐射学 (Radiology) 51
Faraday (法拉第) 感应定律 264
Fizeau (菲索) 实验 88—89, 98n—99n, 246, 257—258, 279n, 310, 31Z, 321n, 372, 407, 462—463, 465—466, 517

G

概念和经验 (Concept and experience) 352, 387—388, 390
刚体 (Rigid body) 387—393, 400—401
“纲要”理论 (“Entwurf” theory) 见广义相对论, 广义相对论的“纲要”理论
哥德博物馆之友协会 (Verein der Freunde des Goethemuseums) 300n
哥伦比亚大学 (Columbia University) 629
格丁根大学 (University of Göttingen) 36n, 76n
格丁根学院 (Göttingen Academy) 76n
格赖夫斯瓦尔德大学 (University of Greifswald) 27n, 104
工商技术博物馆 (Technologisches Gewerbemuseum) (Technical Museum for Industry and Commerce, Vienna) 337n
公理化方法 (Axiomatic method) 参见方

- 法,公理化~
- 公谊会(**Society of Friends (Quakers)**) 334
~的援助计划,241n
美国的公谊服务委员会,332n
~对德国的人道主义任务,332n—333n, 470n—471n
~的人道主义赈济努力,332,334
- “公众营养保障”协会(**Verein “Allgemeine Nährpflicht”**) 129
- 共产主义(**Communism**) 124n
- 共形理论(**Conformal theory**) xxvii
- 构造性理论(**Constructive theory**) 见理论, 构造性~
- 惯性(**Inertia**) 535—536,592,606,616
~相互作用,370,394(参见引力场,~作为感生效应)
~的相对性,xxxiii,42n,354,431,563
参见质量,引力质量
- 光(**Light**)
~的光行差.见光行差
~锥,412,524
~的偏折.见光的引力偏折
~的量子波动二象性理论,486n—487n
~的发射理论:Newton的~,245; Ritz的~,467
~的 Fresnel 曳引系数,246,279n
~的干涉,486n
~速不变原理,4,245,250,254,280n, 431,458,461,463,517—518,594,598, 601,603
~的量子假说:见辐射的量子假说
~的红移:见引力场
~速:作为极限速度,259,358n;~的可变性,269
~的波动理论,xxix,245,309—310,484—487n
- 光的发射理论(**Emission theory of light**) 见光,~的发射理论
- 光的引力偏折(**Gravitational deflection of light**) xxiv, xxix—xxxii, 148, 177n—178n, 200—201n, 206, 209—210n, 213—214, 268—269, 357n, 558—559, 573n, 614, 619. 参见日食观测
- 《光明报》(**Clarté**) 217n
- 光明运动(**Clarté movement**) 216n—217n
- 光速(**Velocity of light**) 见光,~速
- 光速不变原理(**Principle of constancy of speed of light**) 见光,~速不变原理
- 光行差(**Aberration**) 127—128n, 178n, 246, 310, 321n, 466. 也见 Stokes, George Gabriel 的~理论
- 光学(**Optics**) ~的发展,431
- 光学幻觉(**Optical illusion**) 53n
- 广义相对论(**Relativity, general theory of**)
xxiii—xxvii, 64, 160, 451, 535, 539, 550, 563, 573n—574n, 576n, 591, 605, 618
~中的边界条件,121n
~和物质的结构,xxvii, 131—140n
~中的宇宙学考虑,xxviii, 133, 138—139n, 187—188, 370
~的发展,264—278, 376—377, 388, 408—409, 432
~的经验证实,xxix—xxxii; 111, 200—201n, 206, 209—210n, 213—214, 346—347(参见日食观测和引力红移,~的经验证实)
~的“纲要”理论,42n
~中的质点运动方程:见测地线方程
~的基础,xxiv, xxxii—xxxiv, 3742n, 245; 关于~的重要评论,xxiv, xxxii, 43n
~的推广,412—415
~的惯性质量:见质量,惯性和引力~
~和运动学,209, 214
小时空区的极限情况,269

- ~的线性近似, xxiii—xxiv, 12—13, 166, 181n, 551, 554, 574n
- ~的逻辑结构, 209, 214
- ~的 Newton 近似, xxiv, 36n, 168, 551, 556
- ~和 Newton 引力理论, xxxi, xxxvi, 118, 209—210n, 214—215n, 220n, 359n, 377, 409
- 对~的异议, xxxi—xxxii, xxxiv, 116—119, 121n—122n (参见反相对论者)
- 根据~的近日点运动: 见水星近日点的运动
- 通俗读物中的~, 210n
- ~与量子理论: 见量子理论, ~与广义相对论
- ~被接受, 101
- ~作为引力的相对论性理论, 209, 214
- ~中的空间和时间, 272
- ~的时空连续区. 见时空连续区, 和广义相对论
- ~场方程的结构, 140n
- ~与宇宙的结构, 318, 393—395, 398
- ~中的波: 见引力波
- 归纳主义 (Reductionism)** 59n
- 规范不变性 (Gauge invariance)** 352, 413
- 贵格会 (Quakers)** 见 公谊会
- 国际和解 (Reconciliation, international)**
- 美国对~的贡献, 299
- 智囊团作为实现~的手段, 217n
- 知识分子对~的贡献, 361—362
- 公谊会对~的贡献, 332, 334
- 国际科学交流 (Scientific exchange, international)** 378n
- 德国被排除~, 300n, 334n, 363n
- ~被第一次世界大战中断, xxxi, 206, 213
- 国际联盟 (League of Nations)** 6—7n, 334
- ~的概念, 10n
- ~作为权利的保证人, 8
- ~的人道主义救援努力, 334n
- ~命令分割上西里西亚, 470n
- ~的前景, 9
- ~心理上的先决条件, 334
- 国际联盟德国分盟 (Deutsche Liga für Völkerbund)** 致 AE 信, 300n
- 国际研究理事会 (International Research Council)** 363n
- 国际犹太复国主义组织 (Zionist Organization (international))** 227, 231, 234, 436n, 443n
- ~年会, 235
- ~中央办事处 (Zioniburo), AE 来信, 443n—444n
- ~的教育部, 230, 447n
- 第十一次世界代表大会, 231
- 第五次世界代表大会, 447n
- 大学顾问委员会, 436n
- ~执行委员会, 234
- 国家物理实验室, 汉堡 (State Laboratory of Physics, Hamburg)** 53n
- 国家研究理事会 (National Research Council) (USA)** 231
- 国民劳工署 (National labor service)** 129n
- 国王学院 (King's College)** 433n
- Galileo (伽利略) 变换** 7n, 254, 373, 407, 461, 516
- Galileo (伽利略) 时空** 26n, 278
- Galileo (伽利略) 力学** 见 经典力学
- Galileo (伽利略) 的惯性定律** 369
- Gauss (高斯) 定理** 170
- Gauss (高斯) 曲面论** 269—270, 273—275, 281n, 539, 573n
- Gauss (高斯) 坐标** 见 坐标系, Gaussian~
- GDNA.** 见 德国自然科学家和医生协会

H

- 哈雷大学(**University of Halle**) 448n
 海德堡大学(**University of Heidelberg**) 101
 航海仪器公司(**Gesellschaft für nautische Instrumente**) 81—85n
 核蜕变(**Nuclear disintegration**) 339—340n; 自持~, 340n
 荷, 电(**Charge, electrical**) 见电荷
 赫尔辛福斯(赫尔辛基)大学(**University of Helsingfors (Helsinki)**) 26n
 恒星(**Stars**) 197
 双星, 467—468
 ~的距离, 421
 ~分布, 394—395, 422—424n, 580—584
 ~的质量, 423, 425n, 581
 ~的速度, 395, 421—422, 424n, 581
 恒星光行差(**Stellar aberration**) 见光行差
 红十字会(**Red Cross**)
 德国~, 301n
 ~国际委员, 334n
 红移(**Redshift**) 见引力红移
 华盛顿大学(**Washington University**) ~物理系, 53
 化学反应(**Chemical reactions**)
 ~中的声吸收, 325—331n
 ~的速度, xxix, 325—331n
 皇家天文学会(**Royal Astronomical Society**)
 xxi, xxx, 210n, 215n
 皇家学会(**Royal Society**); 和皇家天文学会在伯灵顿厅举行的联席会议 xxi, xxx, 210n
 回旋罗盘(**Gyrocompass**) 见陀螺仪
 Hamilton(哈密顿)原理 见变分原理
 Hammer(哈默)出版社(**Hammer-Verlag**)
 112

- Hirzel(希泽尔)出版社 109
 Huth, Erich F. 公司 365—366

J

- 基元粒子, ~的组分(**Elementary particles: constitution of**) xxvii, 131—140n, 318—319, 351, 377, 392, 409. 参见电子论
 《激进新闻》(**Intransigent, L'**) 419n
 极隧射线(**Canal rays**) 见阳射线
 几何学(**Geometry**)
 ~公理, 386—390
 ~的约定性. 见约定论
 椭圆~, 402, 405n
 Euclid~, xxxvi, 6, 209, 214, 251, 261—263, 389, 396—401, 432, 504, 515, 520, 538, 541, 609—612, 617—618; 作为Riemann~的极限情况, 392
 ~的基础: 见几何学, 作为物理科学和公理化方法
 ~的本质, 272—273, 281n
 非Euclid~, 272—278, 376, 388, 409; ~的直观表述, 395—402
 ~作为物理科学, xxxvi—xxxvii, 272—273, 387—393, 403n
 实用~: 见几何学, 作为物理科学
 Riemann~, 62n, 79, 275—278, 352, 391—393, 403n—404n, 541, 550, 573n;
 Weyl对~的推广, 412—413
 ~作为刚体空间排列的法则, 209, 214, 273—275, 387—393, 396—402
 球面~, 398—402
 参见连续区和空间
 几何学公理(**Axioms of geometry**) 参见几何学, ~公理
 技术检验局(**Technische Versuchsanstalt**)
 (Austrian Technical Testing Bureau)

337n
技术学院(Technology, institutes of)
 巴黎理工学院(École Polytechnique, Paris) 349n
 苏黎世联邦技术大学 27n, 211n, 222—223
 建议同大学统一管理, 337n
 柏林技术学院(Technische Hochschule Berlin) 357n, 448n
 布雷斯劳技术学院(Technische Hochschule Breslau) 80n
 但泽技术学院(Technische Hochschule Danzig) 146n
加速度(Acceleration)
 绝对~absolute, 371n
 ~和引力 and gravitation, 116118, 121n, 266, 354, 357n (也见等效原理)
建立和维持犹太科学院协会(Verein zur Gründung und Erhaltung einer Akademie für die Wissenschaft des Judentums) 447n
剑桥大学(University of Cambridge) 210n
 ~Cavendish 实验室, 340n
 ~天文台, 27n
角动量和磁矩(Angular momentum and magnetic moment) 参见磁矩, ~和角动量
经典力学(Mechanics, classical) 207, 213, 458—459, 535, 592
 ~的基础, 6
 ~作为基础科学, xxxiii, 247, 279n, 308—311
 ~的问题, 142
 ~和狭义相对论, 5—7, 258—260
经济, 计划的(Economy, planned) 124n, 129n
经历(Erlebnis)(个别经验行为) 352, 388, 403n, 500—501, 510
经验(Experience) 219, 386—392. 参见经

历

静电学(Electrostatics) 86
绝热过程(Adiabatic process) 化学反应中的~in chemical reactions, 325
Jacobi (雅可比)方程 152

K

科洛斯堡(克卢日)大学(University of Kolozsvár) 110
科学(Science)
 ~对和平主义的影响, 489
 ~出版物的交换, 299
 ~的国际主义, 490
 ~的庙堂, 55
 ~的整体性. 见理论, ~的整体性
《科学》(Science) 444n
科学家的国际关系(International relations of scientists) 见国际科学交流
壳, 转动的(Shell, rotating) 见转动壳
可证伪性(Falsifiability) 见理论, ~的证伪和广义相对论
克里斯托非记号(Christoffel symbol) 见联络系数
空间(Space)
 绝对~, xxxiii, 535 (参见 Newton, Isaac, 论绝对空间)
 ~的概念, 3, 351, 501
 ~的曲率: 见曲率, 空间的~
 Euclid~, 502
 Galileo~: 见 Galileo 时空
 均匀的~, 401
 ~的各向同性, 257
 ~的测量, 197—198n
 参照~(“Bezugsraum”), 501—504, 509
 ~中距离的相对性, 253
 Riemann~, 276

- 球形~, 139n, 566
 参见连续区; 几何学; 时空连续区; 和宇宙
- 空穴论证(Hole argument) 42n, 378n
- 时空间隔(Interval, space-time) 见不变时空间隔
- 时空连续区(Space-time continuum) 40, 535, 537, 540—541, 573n
 ~的曲率: 见曲率, ~标量和张量, Riemann 曲率
 Galileo~, 见 Galileo 时空
 广义相对论的~, 278, 317—320, 412
 ~的均匀性, 257
 Minkowski~, xxv—xxvi, 26n—27n, 42n, 76n, 102, 261—264, 371n, 432, 524; 和 Euclid 空间, 374, 408
 狭义相对论的~, 260, 519, 525, 549—550
- Kepler(开普勒)定律 181n
- Keren Hayesod(巴勒斯坦创建基金) 226, 228, 233—234, 436n—437n
- ## L
- 拉氏函数(Lagrangian) 见变分原理
- 莱顿大学(University of Leyden) xxvii, xxxiii, 26n, 42n, 59n, 107, 321n, 323n
- 镭研究所, 维也纳(Institut für Radiumforschung) 279n
- 类空曲线(Space-like curve) 见不变时空间隔
- 类时曲线(Time-like curve) 见不变时空间隔
- 离心力(Centrifugal force) 见力, 离心~
- 理论(Theory)
 公理性~: 见方法, 公理~
 构造性~, xxxv, 206—207, 210n, 213
 ~的约定性, 见约定论
- ~和经验, xxxv—xxxvii, 57, 59n, 79, 219, 352 (参见概念和经验)
- ~的证伪, 219—220n
- 不变量的~, 412—413
- ~的物理内容, 250—253
- 原理性~, xxxv, 119, 206—207, 210n, 213, 371n, 378n
- ~的简单性, xxxiv—xxxvi, 57, 369, 371n
- ~的真实性, xxxvi, 219—220n
- ~的欠定性, xxxvi, 57, 219—220n, 404n
- ~的统一性, xxxiv—xxxvi
- 理想气体(Gas, ideal) 425n
- 力(Force)
 离心~, 178n, 376, 408, 563, 565; 和引力, 208—209, 214, 538 (参见加速度, 和引力)
 Coriolis~, 281n
 Lorentz~, 264, 527
 潮汐~, 142
- 立法国民大会, 见德国, 立法国民大会
- 连续区(Continuum)
 Euclid~, 261, 566
 有限~, 397—398
 无限~, 396—397
 也见几何, 空间, 时空连续区, 和宇宙
- 连续区理论: ~的适用限制(Continuum theory; limits of applicability of) 351, 392—393, 404n
- 连续性方程(Continuity equation) 97, 513, 534
- 联邦实科高级中学, 维也纳(Bundesrealgymnasium, Vienna) 101
- 联络系数(Connection coefficients) 158—159, 178n, 180n, 183n, 188n, 544—545; 作为引力场的分量, 551
- 量杆(Measuring-rod) 251, 400—401, 509
 ~在引力场中的行为, 168, 209, 214, 272

- ~作为基本概念, 352—353, 390—392, 416n
 ~与过去的历史无关, 257, 391, 412—413
 运动~, 208, 213, 252, 523(参见 Lorentz-FitzGerald 收缩)
 没有~假设的物理理论, 413
 参见测量, 空间的~
- 量子理论(Quantum theory)** xxviii
 对~的批评, 112
 ~与辐射的发射和吸收, 484—486n
 ~与场论, xxvii, 320, 351
 ~与广义相对论, xxvii, 22, 27n, 351
- 流体动力学(Hydrodynamics)** 见 Euler 方程和 Maxwell 流体动力学
- 流体力学(Fluid mechanics)** 见 Euler 方程
- 六维矢量(Six-vector)** 见张量, 反对称~
- 罗切斯特大学(University of Rochester)** 443n
- 罗斯托克大学(University of Rostock)** 220n
- Lense-Thirring(伦塞-西林)效应** xxiv, xxxiii, 563, 565, 576n
- Lorentz(洛伦兹)变换** 7, 12, 67, 90—91, 374—375, 407~408, 453—454, 519—526, 600, 604
 ~的推导, 254—255, 280n
 Euclid 变换和~, 262—263
 ~的启发作用, 258, 280n
 ~的物理内容, 256—258
- Lorentz-FitzGerald(洛伦兹-费兹杰拉德)收缩** 249, 256, 388, 465, 522—523, 538, 604
- ## M
- 曼彻斯特大学犹太学生会(Manchester University Jewish Students' Society)** 435n
 《每日评论报》(Tägliche Rundschau) 106n
- 美国的犹太复国主义组织(Zionist Organization of America)** 231, 234, 436n 与犹太复国主义组织的纠纷, 233—234
 执行委员会, Weizmann, Chaim 来信 435n
- 美国犹太人物理学家委员会(American Jewish Physicians' Committee)** 436n
- 美国赈济署(American Relief Administration)** 332n;
 ~的欧洲儿童基金 European Children's Fund of, 332n
- 民众技术教育总会(Freie Vereinigung für technische Volksbildung)** 337n; AE 来信, 337n
- 民主党(Demokratische Partei)** 124n, 211n
- 民族和“人民”(Nationality and “Volk”)** AE 对~的定义, 8
- 民族主义(Nationalism)**
 ~和国际主义, 363n, 430n
 犹太~, 230, 363n, 428
- 民族自决(National self-determination)** 8—9
- 慕尼黑大学(University of Munich)** 108—109, 146n
 ~理论物理学院, 108,
 ~天文台, 146n
- Mach(马赫)原理** xxxiii, 38—40, 43n~44n, 49n, 122n, 170, 181n, 322n—323n, 358n, 369, 377, 394, 404n, 409, 424n, 433, 563—565, 568—569, 576n
- Marconi(马可尼)公司** 366n
- Maxwell(麦克斯韦)场张量** 352, 525, 561
- Maxwell 流体动力学** 453
- Maxwell 应力** 531
- Maxwell-Lorentz 电动力学** 见电动力学
- Maxwell-Lorentz 方程** 见电磁场, ~方程
- Meissner(迈斯纳)反馈** 365—367n

Michelson-Morley(迈克耳孙-莫雷)实验 5, 7n, 248, 250, 373, 407, 431, 463—467, 469n, 517, 595, 603

Minkowski(明可夫斯基)不变量 见不变时空间隔.

Minkowski 表述 91, 260—264, 280n, 374, 408, 514, 519—520, 524, 571n

Minkowski 度规 356

N

瑙海姆的讨论(Nauheim discussion) 见德国自然科学家和医生协会, 巴特瑙海姆会议

能量(Energy)

~分量: 见能量动量分量

电磁场的~, 137, 140n

~均分定理, 86

引力场的~, 137

~的惯性: 见质能等价性

运动~, 117, 259

物质的~, 137

新能源, 339

核能, 339

势能, 510

能量动量分量(Energy-momentum, components) ~密度(赝张量): 引力场的~, xxv—xxvi, 14—17, 21, 26n, 28n, 30—32n, 66, 71—73, 76n, 165, 181n

能量动量密度张量(Energy-momentum, tensor of density of) xxv, 20—21, 30—31, 36n, 39, 72, 452

尘埃的~, 166—167, 180n, 182n, 456n, 555—556, 567

电磁场的~, 95—96, 100n, 132—133, 136, 139n—140n, 313, 322n, 455, 457n, 530—531

流体的~, 96, 100n, 456, 534

物质的~, 13, 16, 32n, 132, 137, 139n—140n, 165, 456n, 533, 552

能量动量守恒定律(Energy-momentum, law of conservation of) 80n, 452, 456n.

关于~的争议, xxiy—xxvi, 64, 76n, 79, 574n

电磁场的~, 162, 179n, 532

物质的~, 553—554

物质和引力场的~, xxv—xxvi, 15, 23—24, 31, 64, 66, 165, 552

狭义相对论中的~, 132

黏性(Viscosity) 342—343n

牛津大学(University of Oxford) 211n

纽约城市学院(City College of New York) 629

纽约德国社会和科学协会(Deutscher Gesellig-Wissenschaftlicher Verein von New York) 363n

《纽约时报》(New York Times) xxx, 112, 321n, 443n, 570n, 573n, 620n

《纽约晚报》(New York Evening Post) 570n, 590n.

农业学院(Landwirtschaftliche Hochschule) 柏林, 288n

挪威学生会(Norwegian Student Association) AE 来信, 363n

诺贝尔奖(Nobel Prize) 220n

Newton(牛顿)运动定律 254, 459, 510—512, 516, 536, 550—552, 601

第一定律: 见 Galileo 惯性定律

~的相对论修正, 208, 213

第二定律, 208, 213, 258, 510, 512, 550

Newton(牛顿)引力理论 131, 219, 308—309, 512, 551—557, 614

~作为广义相对论的近似, 395, 421, 618

~和英国的国民感情, xxxi, 210n—211n

~的宇宙学问题, 142, 146n, 170, 187, 576n

~中的引力势, 557

~和狭义相对论, 265

Noether(诺特)定理 xxvi

O

Osram(奥斯拉姆)公司 243n

P

帕多瓦大学(University of Padua) 27n

盘, 转动的(Disk, rotating) 见转动盘

平行移动(Parallel transport) 矢量的~, 80n, 157—158, 184n, 451—452, 544, 548

普林斯顿大学(Princeton University) 231, 499, 570n, 590, 629

普林斯顿大学出版社(Princeton University Press) 570n

普鲁士(Prussia)

~上议院, 217n

~教育部, xxxi, 227, 287n—288n; Roethe, Gustav 等人来信, 300n

~议会, 240n

普鲁士科学院(Prussian Academy of Sciences) 121n, 139n, 232, 287n, 300n—301n, 405n, 487n, 491n

~作为出版物交换所, 299

爱因斯坦作为~院士的薪酬, 300n

~致 AE 信, 300n

《普鲁士科学院(柏林)会议报告》(*Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte*) 405n

谱线(Spectral lines)

~的红移: 见引力红移

~的锐度, 392

双星中的~移动, 467—468

Payot(佩约特)出版社 418; AE 来信, 419n

Physikalisch-Technische Reichsanstalt(帝国物理技术研究所) 101, 300n, 331n, 486n—487n

Plummer 定律 425n

Plummer 律 见球状星团, Schuster 律

Poincaré(庞加莱)应力 见电子, ~内部的负压

Poisson(泊松)方程 369, 452

广义相对论中的类比, 278, 552—553

Newton 引力中的~, 376, 408

Q

气体的离解(Dissociation of gases) 325—331n

气体动理论(Kinetic theory of gases) 219, 参见热力学, ~同气体动理论的比较

《前进报》(*Vorwärts*) 106, 348n

球状星团(Star clusters, globular) xxviii, 421—423, 580—584

曲率(Curvature)

~标量, 134, 160, 182n, 549

空间~, 136, 209, 214, 538, 558

全德联合会(Alldeutscher Verband)(Pan-German League) 112, 282n

R

热力学(Thermodynamics) 219

~同气体动理论的比较, 206, 213

~第二定律, 369, 374, 408

热容(Heat capacity) 328

《人》(*Menschen*) 381n

人民代表委员会(Council of People's Deputies) 见德国, 人民代表委员会

认识论(Epistemology) xxxiv—xxxvii, 250
—251, 268, 280n, 369, 371n

日食, 观测(Eclipse, solar, expedition) 见日食观测

日食观测, 1914年(Solar eclipse expedition of 1914) xxx

日食观测, 1919年(Solar eclipse expeditions of 1919) xxi, xxx, 106, 111, 178n, 245, 269, 347, 559, 614, 619

~经费, 210n

~初步结果, 200—201n, 210n

~结果, xxx, 201n, 210n

瑞典科学院(Swedish Academy) 220n

瑞士(Switzerland) ~的人道主义赈济努力, 334n

Ricci(里奇)张量 见张量, Ricci~

Riemann(黎曼)几何学 见几何学, Riemann~

Riemann(黎曼)空间 见空间, Riemann~

Riemann(黎曼)张量 见张量, Riemann~

Robert Koch 传染病研究所 448n

Rockefeller(洛克菲勒)基金 241n, 300n;
~欧洲应急计划, 300n

S

色镜(Chromoscope) 205n

色散(Dispersion) 51—52, 485

少数民族(National minorities) ~的国家保护, 290

设菲尔德大学(University of Sheffield) 279n

设想实验(Thought experiment) 113, 354—355

社会民主党(Social Democratic Party) 见德国社会民主党

社会主义(Socialism) 124n

声(Sound)

~的吸收, 330

~源的方向, 472—478n, 480—481

~在气体中的传播, 325—330

声学(Acoustics, molecular) 分子~, 见分子声学

时间(Time)

绝对和相对~, 5, 516, 535

~的概念, 3, 501

~坐标, 虚~, 262—263, 375, 408

狭义相对论中的~定义, 5

~延缓, 121n, 257, 523, 604; 引力的~, 558, 619(参见时钟, 在引力场中的行为)

~的测量, 197—198n(参见时钟)

时钟(Clock) 197, 251

~在引力场中的行为, 116—117, 168, 209, 214, 271

~作为基本概念, 352—353, 390—392, 416n

~与过去的历史无关, 257, 391

~运动, 115—117, 208, 213, 252

~佯谬, 102, 105, 115—117, 121n, 346, 348n

无~假设的物理学理论, 413

也见时间, ~测量

实证论(Positivism) 59n

矢量(Vector) 524, 527

~的定义, 508

~的平行移动, 见矢量的平行移动

六维~: 见张量, 反对称~

世界点(World point) 263

世界线(World line) 134, 140n, 315

事件(Events) 509, 596

~作为时空中的位置, 519

~的重合, 450, 502, 510

参见同时性

数学(Mathematics)
 ~的确定性, 385
 ~和物理现实, 385—387
 参见几何学
水波(Waves, water) 314
水星(Mercury) ~的近日点运动. 见水星的近日点运动
水星近日点运动(Perihelion motion of Mercury) xxiv, 103, 119, 170, 175, 177n, 181n, 183n, 187—189n, 209, 214, 346—347, 349n, 395, 559, 561, 614, 619; AE and Michele Besso 关于~的手稿, 575n
斯巴达克联盟(Spartacists) 124n, 282n
四极公式(Quadrupole formula) 见引力波, 四极公式
四维矢量(Four-vector) 见矢量
苏黎世大学(University of Zurich) 53n, 343n; 公众听内部讲课, 287n
苏联, 国内战争中的(Soviet Union, civil war in) 430n
速度相加(Addition of velocities) ~定律 law of, 523
索尔维会议(Solvay Congress)
 第一次~, 331n
 第三次~, 585n
Sorbonne, 331n
Sannig 公司
 ~与电力总公司的法律诉讼, 242—243
 AE 来信, 244n
 致 AE 信, 243n
 专利, 243n
Schiller(席勒)基金(魏玛) 363n
Schmidt-Ott/Wildhagen 备忘录 363n—364n, 494n
Schuster 定律 424n—425n, 580—581, 584
Schwarzschild(史瓦西)解 xxiv, 177n, 181n, 183n, 188n, 560

Schwetschke, C. A. & Sohn 公司; 致 AE 信 491n
Stark(斯塔克)效应 486n
Stokes(斯托克斯)定理 98n, 548

T

《泰晤士报》(Times)(伦敦) xxx, 210n—211n, 215n
《天文台》(Observatory) xxx
天文学(Astronomy) xxviii; ~中的位置和时间测量, 143, 146n, 197—198n
同化(Assimilation) 与反犹太主义的关系, 289—291
同时性(Simultaneity)
 ~的定义, 3, 251, 373, 407
 ~的相对性, 5, 208, 213, 252
统一场论(Unified field theory) xxvii, xxxi—ii, 62n, 319, 323n, 377, 409, 562, 575n. 参见 Weyl 的统一场论
图集制作公司(Atlas Works)
 ~同信号公司的法律诉讼, 472—478n, 480—481
 专利, 472—478n, 480—481
陀螺(Top) 见陀螺仪
陀螺仪(Gyroscope) 81—85n, 190—195
陀螺仪制造公司(Kreiselbau Co.) 同 Anschutz 公司的法律诉讼, 190—195
Taylor(泰勒)定理 503
Telefunken 公司 366n
 ~同 Erich F. Huth 公司的法律诉讼, 365—366
 专利, 365—366
Teyler 实验室, 哈勒姆 201n

V

《沃斯报》(Vossische Zeitung) 106, 108,

124n, 348n

W

威廉皇帝生物化学研究所 (Kaiser Wilhelm Institute for Biochemistry) 448n

威廉皇帝生物学研究所 (Kaiser Wilhelm Institute for Biology) 448n

威廉皇帝实验治疗研究所 (Kaiser Wilhelm Institute for Experimental Therapy) 448n

威廉皇帝物理化学和电化学研究所 (Kaiser Wilhelm Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry) 220n

威廉皇帝物理学研究所 (Kaiser Wilhelm Institute of Physics) 424n, 494n

~管理委员会, AE 来信, 281n;

Schmidt-Ott, Friedrich 来信, 363n

威廉皇帝学会 (Kaiser Wilhelm Society)

211n, 494n

建议给爱因斯坦的研究所预算加倍, 363n

~十周年, 424n

威斯康星大学 (University of Wisconsin)

231

微分学 (Differential calculus) 153, 451,

453, 541, 550, 574n

唯我论 (Solipsism) 346, 348n

维尔茨堡大学 (University of Würzburg)

104, 106

维也纳大学 (University of Vienna) 32n,

106, 416n

维也纳镭研究所 (Vienna Radium Institute)

见镭研究所

位力定理 (Virial theorem) 422, 584

乌得勒支大学 (University of Utrecht) 53n

无线电报公司 (Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.) 见 Telefunken 公司

无政府主义 (Anarchism) 124n

物理学 (Physics)

~基础中的二元论, 311, 321n

~的基本定律, xxxvi, 57, 207, 213, 219

~的假说性质, 219

~的直觉特性, 354, 357n—359n

理论~的方法: 见方法, 理论物理学~

~中先定的和谐, 57, 59n

~的进步, 219

~中的真实性, 117—118

~的统一, xxvii, 58—59n

~的世界图景, 56, 59n

物理学的原理 (Principles of physics) 见物理学, ~的基本定律

《物理学年刊》(Annalen der Physik) 103, 349n

《物理学期刊》(Physikalische Zeitschrift)

109

Waldorf-Astoria 宾馆, 纽约 436n

Weyl 的统一场论 xxvii, 61, 131, 139n, 320, 351—352, 357n, 412—414, 416n, 562, 572n

AE 对~的异议, xxvii, 61—62n, 80n,

139n, 280n, 352, 404n, 413, 416n, 574n

~的基本思想, 412—413

X

希伯来大学, 耶路撒冷 (Hebrew University, Jerusalem) 221, 230—231, 235—236,

430n, 435n—436n, 441n, 446—447n

AE 代表~的美国之行, 443n

~的创建, 446

~的医学和微生物学研究所, 446

~医学院, 436n

~东方研究所, 446—447n

大学基金, 234, 436n—437n, 624

狭义相对论 (Relativity, special theory of)

3—7, 149—150, 160, 449—450, 458, 515, 526, 591—592, 602

~与经典力学, 5, 7

~的发展, 245—264, 373—376, 407—408

~与电动力学, xxxi, 6, 208, 214, 245—250, 313—315

~中质点的能量, 259

~中质点的运动方程, 530, 572n

~的基础, 245

~中的不变时空间隔: 见不变时空间隔, 狭义相对论中的~

~中质点的动量, 259

对~的异议, 115—116, 280n

~的结果, 375, 408

~中的空间和时间, 208, 213, 260

线 (Line) 直线, 506**线元 (Line element) 见不变时空间隔****相对性原理 (Relativity, principle of)**

经典力学的~, 250, 254, 373, 407, 519, 603

广义~, 38, 42n, 119, 122n, 149, 208, 214, 267—268, 281n, 539, 616;

AE对批评~的回应, 39, 369; ~与广义协变性, xxxii, 43n, 277, 369, 371n;

对~的异议, 354—355; ~的物理内容, 276—277

狭义~, 6, 91, 121n—122n, 449, 458—460, 463—465, 515, 517—518, 523, 593—594, 598;

~与 Lorentz 变换下的不变性, 258, 262—263, 374, 408;

~与光速不变原理, 5, 207—208, 213, 431;

~作为对可能的自然定律的约束, 208, 213, 374, 408

相互谅解 (Entente) 9n, 129n, 334n; 创建

国际研究理事会, 363n

协变性 (Covariance)

Galileo 变换下的~, 254

广义~, 42n, 177n, 275, 370—371n, 377, 389, 409, 539, 574n (也见相对论, 相对性原理, 广义相对论, 和广义协变性)

线性变换下的~, 507, 513, 516, 526

Lorentz 变换下的~, 258 (也见相对论, 相对性原理, 狭义相对论, 和 Lorentz 变换下的协变性)

《新鹿特丹信使报》(*Nieuwe Rotterdamse Courant*) 321n, 443n, 626, 628n, 630

《新苏黎世报》(*Neue Zürcher Zeitung*) 300n

新闻工作者 (*Journalists*) 210, 214, 442—443

《新自由报》(*Neue Freie Presse*):

AE 来信, 210n

致 AE 信, 494n

“新祖国”同盟 (Bund “Neues Vaterland”)

124n, 216n—217n, 333n, 366n, 491n

AE 在~会议上的讲话, 123—124, 216

~对国际和解的贡献, 216

~宣言, 124n

~的宗旨和目标, 124n

信号公司

~与图集制作公司的法律诉讼, 472—478n, 480—481

专利, 481n

《星期日快讯》(*Sunday Express*) (伦敦) 304n

悬浮, 液体中的粒子 (Suspension, particles in liquid) 342

X 射线 (X-rays) xxix, 51—53n

X 射线的反射 (Reflection of X-rays) 51—52

X 射线的折射 (Refraction of X-rays) 51—

52

X 射线衍射(Diffraction of X-rays) 53n

Y

压强(Pressure)

不可压缩流体中的~, 513

负~: 见电子, ~内部的负压强和宇宙学常数, ~作为负压强

雅利安物理学(Aryan physics) 111**颜色(Color)** ~的理论, 205n**演绎(Deduction)** 见方法, 演绎方法**阳射线(Positive (canal) rays)** 484—485, 487n**曳引系数(Dragging coefficient)** 见光, 光的 Fresnel 曳引系数**以太(Ether)** 122n, 128n, 245—250, 371n, 462, 465, 467, 593

~曳引, 127, 246, 279n

广义相对论中的~, xxxiii, 105, 120, 278, 317~320, 355

静止的~, 246—247, 280n, 310—312, 321n, 372—373, 407, 466, 517

~和物质, 311, 317, 322n, 355, 372, 407

~的机械模型, 247, 279n, 310~311

~的非颗粒性, 314—315,

~概念的起源, 308—310

狭义相对论中的~, 120, 260, 312—315

~理论: Hertz 的~, 311—312, 321n, 372, 407, 462; ~的历史, 306—321n;

Lorentz 的~, 119, 246—250, 312, 321n—322n, 355, 372—373, 407, 462—463, 466; Stokes 的~, 104

~风, 248

引力(Gravitation)

~的近距离作用理论, xxxv, 119

~的 Newton 理论: 见 Newton 引力理论

~的相对论性理论. 见广义相对论

引力波(Gravitational waves) xxiii—xxv, 12, 17—18, 43n

~的吸收, 22—23

AE1916 年~论文中的错误, xxv, 12, 15, 22, 26n—27n

表观~, xxv, 19, 27n

~传输的能量, 19, 21—22, 27n

~四极公式, xxiv—xxv, xxvii, 21—22, 27n

引力常数(Gravitational constant) 553, 557**引力场(Gravitational field)** 162

~被质量吸收, 142

~中时钟的行为: 见时钟, 在引力场中的行为

~中量杆的行为: 见量杆, 在引力场中的行为

~和电磁场, 318—319

~的能量: 见能量动量, ~密度分量, 引力场的~

~方程: 见引力场方程

“虚”~, 117—118, 121n, 354—355, 357n, 369, 371n

~作为感生效应, 118, 121n, 265, 280n, 354, 358n

~中的匀加速律, 265, 376, 408

~能量的非定域性, xxvi, 28n

~中的近日点运动: 见近日点运动

~中的势能, 576n

~推迟势, 12, 14, 555—556

~中的奇点, 40, 49n

引力场方程(Gravitational field equations)

40, 131, 139n, 166, 171, 174, 181n, 278, 354, 377, 409, 453, 456n, 553

同 Poisson 方程类比: 见 Poisson 方程, 广义相对论中的类比

近似的~, 551

~的严格解: 见 De Sitter 解 和 Schwarzs-

- child 解
 无迹~, 133—135, 139n
 ~用于宇宙, 187
- 引力红移 (Gravitational redshift)** xxiv, 147, 177n—178n, 209, 214, 271, 281n, 353, 357n, 453, 558, 575n, 615, 619; ~的经验证实, xxx—xxxix, 106, 281n, 347, 349n
- 引力势 (Gravitational potential)** 见度规场
- 引力质量 (Gravitating mass)** 见质量, 引力~
- 英国皇家机构 (Royal Institution of Great Britain)** 201n, 340n
- 英国科学 (British science)** xxx—xxxix, 111, 206, 210n, 213, 431
 ~在战时的目标, 124n
- 英国科学促进协会 (British Association for the Advancement of Science)** ~伯恩茅斯会议, xxx, 201n, 210n
- 英国众议院 (British House of Commons)** 210n
- 《犹太编年史》(Jewish Chronicle)** 429n
- 犹太复国主义运动 (Zionist movement)** 428, 629
 代表~的美国之行, 439, 623—627
 关于~的文化或政治性质的辩论, 233, 435n
 致力于~, 229—236
 ~文化方面的重要性, 439
- 犹太教 (Jewish religion): AE 对~的冷淡** 227, 428
- 犹太教德国公民中央协会 (Central-Verein deutscher Staatsbürger jüdischen Glaubens) (Central Association of German Citizens of the Jewish Faith)** 225—226, 228—229, 292n—293n, 296n—297n, 304n
 AE 对于~名称的嘲笑, 303
 ~报 (CV-Zeitung), 304n
 ~捍卫犹太人的公民权, 292n, 296n
 AE 来信, 303, 304n
 ~致 AE 信, 304n
 ~同德国犹太复国主义者的紧张关系, 225
- 犹太劳工局 (Jüdisches Arbeitsamt)** 239, 241n
- 犹太人 (Jews)**
 美国的~, 430n, 623
 ~的同化. 见~同化
 ~的特征, 289—290
 ~在俄罗斯、德国、英国和美国可比较的地位, 427
 ~在符腾堡州的解放, 440n
 ~在大不列颠, 429n
 ~在德国的历史叙述, 427
 ~在德国的影响, 427
 犹太民族, ~的概念, 289—290, 428 (参见民族主义, 犹太人的~)
 种族主义者对 AE 的影响, 294 (参见反犹太主义)
- 犹太人组织的工人福利局 (Arbeiterfürsorgeamt der jüdischen Organisationen) (Workers' Welfare Bureau of Jewish Organizations)** 240n—241n
- 犹太社区科学大学, 柏林 (Hochschule für die Wissenschaft des Judentums, Berlin)** 448n
- 犹太人通讯社 (Jewish Correspondence Bureau)** 235, 429n, 447n
- 犹太问题 (Jewish question)** 221—236
- 宇宙 (Universe)**
 椭圆~, 41, 43n, 76n, 566
 ~中物质的平衡, 323n
 无限~, 44n, 393, 563, 569, 576n
 ~中的物质密度: 见质量, 宇宙中的质量

分布
 准 Euclid ~, 563, 568—569
 准球形 ~, 68, 75
 ~半径, 424n
 空间闭合~, xxvi, 42n, 68, 121n, 133, 135, 182n, 318, 323n, 377, 393—396, 409, 421, 433n, 566, 568
 球形~, 41, 43n, 68, 71, 135—137, 172, 398
 静态~, xxvi, 182n, 187, 189n, 565
 ~的结构, 根据广义相对论建立的, 118
 ~中的总能量, 68, 74
宇宙的有限性 (Finiteness of the universe)
 见宇宙, 空间闭合的~
宇宙学 (Cosmology) xxiv, xxviii, 35, 170, 187, 562—564. 也见宇宙
宇宙学常数 (Cosmological constant) 26n, 36n, 41 ~ 42n, 46—47, 73, 80n, 131, 138, 182n—183n, 188—189n, 433n, 457n
 ~作为负压强, xxviii, 35—36n, 135, 140n, 171, 174, 182n—183n, 395, 424n, 456—457n, 567—568, 576n
 ~的经验测定, xxviii, 370—371n, 377, 395, 409, 424n
 ~的引入理由, xxxiii, 36n, 121n, 133, 146n, 371n, 405n
宇宙学模型 (Cosmological model) 见宇宙
宇宙学问题 (Cosmological problem) 见牛顿引力理论, ~的宇宙学问题和相对论, 广义~, 广义相对论中的宇宙学考虑
宇宙项 (Cosmological term) 见宇宙学常数
宇宙压强 (Cosmic pressure) 见宇宙学常数, 作为负压强
援助德国和奥地利科学艺术紧急协会 (Emergency Society in Aid of German and Austrian Science and Art) 495n
约定论 (Conventionalism) xxxvi, 220n, 256, 389—390, 403n—404n. 也见

Poincaré, Henri, ~的约定论
月球 (Moon): ~的经度 141—146n, 196, 198n
月球经度 (Lunar longitude) 见月球, 月球的经度
运动 (Motion)
 绝对和相对~, xxxii, 4, 119, 207, 213
 测地线~, xxxiii
 ~定律, Newton ~: 见 Newton 的运动定律
 近日点~: 见水星的近日点运动
运动学 (Kinematics) 208, 213

Z

张量 (Tensor) 154
 斜称~, 154, 157, 509, 511, 546—548
 能量动量~的分量: 见能量动量, ~密度分量
 ~的缩并, 159, 508, 542, 549
 反变~, 542
 协变~, 542
 ~的协变微分, 158, 452, 456n, 545—547
 ~的定义, 507
 ~密度, 66, 546, 574n
 ~的行列式, 151—152, 155
 ~的散度, 132, 139n
 爱因斯坦~, 25, 28n
 基本~: 见度规张量
 Ricci~, 28n, 160, 179n, 188n—189n, 452, 549, 553, 574n
 Riemann~ (广义协变), 413—415
 Riemann 曲率~, 27n, 44n, 80n, 132, 159, 184n, 414, 452, 547—549, 553, 563
 应力能量~: 见能量动量密度张量
 对称~, 154, 157, 509, 513
 Weyl~ (共形), 414—415

- 哲学(Philosophy)**
Kant(康德)~, xxxv
科学~: 见认识论; 方法; 物理学; 理论
- 真实性(Reality)** 见物理学, ~中的真实性
- 振荡电路(Oscillating circuits)** 365—366
- 争取持久和平中央组织(Central Organization for a Durable Peace)** 9n;
~致 AE 信, 9n
- 整体论(Holism)** 404n
- 芝加哥大学(University of Chicago)** 443n—444n, 629
- 直觉(Intuition)** xxxvi, 57, 219—220n
- “直觉性”(“Anschaulichkeit”)** 参见物理学, ~的直觉特性 Physics, intuitive quality of
- 制冷器(Refrigerator)** xxix
- 质量(Mass)**
宇宙中的~分布, 371n, 394, 421
~能量等价性, 7, 95, 208, 213, 259—260, 314, 376, 408, 455, 529, 571n—572n
引力~, 139n
惯性和引力~, xxxii, 119, 201n, 208, 214, 266—267, 369; 和广义相对性原理, 376, 408, 432
- 质量作用(Mass action)** ~定律, 329
- 专利(Patents)** xxix, 81—85n, 190—195, 242—243, 365—367n, 472—482n
义务~执照, 365, 367n
开创性的~, 367n
关于~的撤销, 365, 367n
参见 AE, 专家意见和 各公司
- 转动(Rotation)**
绝对~, 316, 322n, 370
盘的~: 见转动盘
~变换: 见变换, 转动~
- 转动壳(Rotating shell)** 121n. 参见 Lense-Thirring 效应
- 转动盘(Rotating disk)** 178n, 270—272, 281n, 388, 538, 573n, 617
- 《自然》(Nature)** 279n, 378n, 410n
- 自然测量的间隔(Naturally measured interval)** 见不变时空间隔
- 《自然科学》(Naturwissenschaften, Die)** 102—103, 121n, 357n, 419n
- 自然科学报道国家中心(Reichszentrale für naturwissenschaftliche Berichterstattung)** 300n
- 自然研究者协会(Naturforschende Gesellschaft)** 但泽, 146n
- 自由和祖国人民同盟(Volksbund für Freiheit und Vaterland)** 对于国际联盟的支持, 10n
- 《自由艺术》(Art libre, L')** 216n—217n
- 作用(Action)**
超距~at a distance, 308—309, 316, 349n
局部~local, 308—309, 372, 407
- 坐标变换(Coordinate transformation)** 见变换
- 坐标条件(Coordinate condition)** 26n; De Donder, 13, 555
- 坐标系(Coordinate system)** 117, 197, 207, 213
加速~, 266, 281n
Cartesian(笛卡儿)~, 273, 502—505, 507, 509—510, 512, 515—516
Gauss(高斯)~, 272—278, 377, 409, 618
各向同性~, 26n
线性谐和~, 574n
广义相对论中的优越~问题, 355—356
旋转~, 208, 214, 270, 355, 358n, 371n

人名索引

A

- Abraham, Max** (1875—1922), 321n, 355
Adams, Edwin P. (1878—1956), 570n—571n, 573n, 576n, 590
Adler, Friedrich (1879—1960), 121n; AE 来信, 121n, 572n
Adler, Saul (1895—1966), 436n
Anschütz-Kaempfe, Hermann (1872—1931), xxix, 84n—85n
Arco, Georg Count von (1869—1940); 致 AE 信, 366n
Arons, Leo (1860—1919)
 案件, 205n, 283n
 政治信仰的勇气, xxxviii, 203
 AE 来信, 205n
 讣告, 205n
 作为物理学家, 203—204

B

- Bachem, Albert J.** (1888—1957), 106, 271, 281n, 347, 349n, 575n
Bancelin, Jacques, 343n
Barbusse, Henri (1873—1935), 216n—217n, 491n
 与 Rolland, Romain 的通信, 217n
 AE 来信, 491n
Barker, Ernest (1874—1960), 433n
Bauer, Hans (1891—1953), 101
Beck, Carl, 436n
 AE 来信, 436n
 致 AE 信, 300n
Beilis, Mendel (1873—1934), 429n
Berger, Alfred (1882—1942); 致 AE 信, 227
Bergmann, Hugo (1883—1975), 223, 230, 447n
 与 AE 的通信, 230, 447n
 AE 来信, 293n
Berliner, Arnold (1862—1942), 102—103, 121n
 AE 来信, 121n
 致 AE 信, 102, 109, 349n
Bernays, Paul (1888—1977), 62n; 致 AE 信, 62n
Bernhard, Georg (1875—1944); 致 AE 信, 443n
Besso, Michele (1873—1955); AE 来信, xxx, 9n, 42n, 140n, 217n, 230, 436n, 576n
Biot, Jean (1774—1862), 526—527
Blumenfeld, Kurt (1884—1963), 229—232, 234—235
 AE 来信, 224, 231
 致 Weizmann, Chaim 信, 231, 234—235, 435n
Boas, Franz (1858—1942), 494n; 与 AE 的通信, 495n
Boni, Nell, 443n
Born, Hedwig (1882—1972)
 AE 来信, 108, 223
 致 AE 信, 107
Born, Max (1882—1970), xxi, 43n, 99n, 345
 ~和反相对论者, 102

- ~在巴特瑙海姆, 111, 355, 359n
 ~谈巴特瑙海姆会议, 109
 AE 来信, 43n, 108, 111, 125n, 334n, 478n, 486n
 致 Klein, Felix 信, 111
Bothe, Walther W. (1891—1957), 487n; 致 AE 信, 486n—487n
Bottlinger, Kurt F. (1888—1934), xxviii, 142, 144, 146n
Bouvier, Bernard (1861—1941), 334n
Bowlker, Thomas J., 478n, 480
Bradley, James (1693—1762), 246
Brandeis, Louis (1856—1941), 233—235; 与 Frankfurter, Felix 的通信, 234
Brentano, Franz (1838—1917), 80n
Brunn, Albert von (1880—1940), 146n, 196—198n
Burghold, Julius (1860—1923), 300n
 与 AE 的通信, 300n
 AE 来信, 301n
 致 Schmitt 博士的信, 300n

C

- Carvalho, Emmanuel** (1856—1945): AE 来信, 491n
Christoffel, Elwin Bruno (1829—1900), 545
Class, Heinrich (1868—1953), 112
Clausius, Rudolf (1822—1888), 422
Clemenceau, Georges (1841—1929), 217n
Cohn, Hans: 致 AE 信, 287n
Colin, Paul (1890—1943), 216—217n; 致 AE 信, 217n
Compton, Arthur H. (1892—1962), 53n
Copernicus, Nicholas (1473—1543), xxxii, 433n
Crommelin, Andrew (1865—1939), xxx

D

- Dällenbach, Walter** (1892—1990), 62n; AE 来信, 62n, 201n, 416n, 575n
D'Asar, Mario Russo, 478n
De Donder, Théophile (1872—1957): AE 来信, 140n
De Haas, Wander. 见 Haas, Wander de
De Sitter, Willem. 见 Sitter, Willern de
Debye, Peter (1884—1966), 109, 345
Deedes, Sir Wyndharn (1883—1956): Weizmann, Chaim 来信, 233
Delbrück, Hans (1848—1929)
 AE 来信, 282n—283n
 Nicolai, Georg F. 来信, 282n
Dingler, Hugo (1881—1954), 109
Diogenes (约公元前 412—前 323), 57
Doryon, Yisrael (1908—?)
 AE 为~的小册子草拟序言, 129n
 AE 来信, 129n
Dörzbacher, Julius (Koch) (1816—1895), 440n
Dresselhuys, H. C.: 致 AE 信. 见争取持久和平中央组织, 致 AE 信
Drexler, Franz, 195n
Droste, Johannes (1896—1963), 101
Dyson, Frank W. (1868—1939), xxx, 210n

E

- Ebert, Friedrich** (1871—1925), . xxi
Eddington, Arthur (1882—1944), xxxi, 27n—28n, 101, 201n, 340n, 345, 410n, 581
 和反相对论者, 347
 与 AE 在 Mach 原理问题上的分歧, 377, 409

- 关于引力和相对论原理的演讲, 201n
 致 AE 信, 201n, 281n
 和日食观测, xxx, 178n, 200—201 n, 210n
 论位力定理, 425n
- Ehrenfest, Paul** (1880—1933), 223, 486n
 与 AE 的通信, 323n, 348n, 487n
 对 AE 光发射实验的批评, 487n
 AE 来信, 42n, 101, 107, 129n, 140n, 201n, 233, 287n, 293n, 321n, 333n—334n, 349n, 429n, 456n, 570n
 致 AE 信, 107, 21 In, 215n, 469n
 致 Lorentz, Heddrik Antoon 信, 107, 348n
- Ehrenhaft, Felix** (1879—1952)
 致 AE 信, 106
 Weyland, Paul 来信, 106
- Eichenwald, Aleksandr** (1863—1944), 88
- Einstein, Abraham Ruppert** (1808—1868), 440n
- EINSTEIN, ALBERT** (1879—1955)
 受聘于莱顿大学, 321n, 323n
 在巴特瑙海姆, 109—111
 打算离开柏林, xxxii, 108
 “我一生最幸运的想法”, 265
 论舆论, 107
 作为普鲁士科学院院士的薪酬, 300n
 自我描述为一个“瑞士犹太人”, 210, 214
 暗杀的威胁, 113
 通信
 致 Adler, Friedrich 信, 121n, 572n
 电力总公司 Blau 博士来信, 243n; 致电力总公司, 244n
 Anschfitz 公司来信, 84n—85n
 Arco, Georg Count von 来信, 366n
 致 Arons, Leo 信, 205n
 致 Barbusse, Henri 信, 491n
 Beck, Carl 来信, 300n; 致 Beck, Carl 信, 436n
 Berger, Alfred 来信, 227
 致 Bergmann, Hugo 信, 293n; 同 Bergmann, Hugo 的通信, 230, 447n
 Berliner, Arnold 来信, 102, 109, 349n; 致 Berliner, Arnold 信, 121n
 致 Berliner Tageblatt 信, 443n
 Bernays, Paul 来信, 62n
 Bernhard, Georg 来信, 443n
 致 Besso, Michele 信, xxx, 9n, 42n, 140n, 217n, 230, 436n, 576n
 致 Blumenfeld, Kurt, 224, 231
 同 Boas, Franz 的通信, 495n
 Born, Hedwig 来信, 107; to Bom, Hedwig, 108, 223
 致 Bom, Max 信, 43n, 108, 111, 125n, 334n, 478n, 486n
 Bothe, Walther W. 来信, 486n—487n
 致 Burghold, Julius 信, 301n; 同 Burghold, Julius 的通信, 300n
 致 Carvallo, Emmanuel 信, 491n
 德国和奥地利危难赈济中央委员会来信, 470n
 争取持久和平中央委员会来信, 9n
 犹太教德国公民中央委员会来信, 304n
 Cohn, Hans 来信, 287n
 Colin, Paul 来信, 217n
 致 Dällenbach, Walter 信, 62n, 201n, 416n, 575n
 致 de Donder, Théophile 信, 140n
 致 Delbrück, Han 信, 282n—283n
 致德国外文书籍贸易委员会信, 363n
 国际联盟德国协会来信, 300n
 致 Doryon, Yisrael 信, 129n
 Eddington, Arthur 来信, 201n, 281n
 Ehrenfest, Paul 来信, 211n, 215n, 348n,
 致 Ehrenfest, Paul 信, 42n, 101, 107, 129n, 140n, 201n, 211n, 233, 287n, 293n,

- 321n, 333n—334n, 349n, 429n, 456n,
469n, 570n;
同 Ehrenfest, Paul 的通信, 323n, 348n,
487n
Ehrenhaft, Felix 来信, 106
Einstein, Elsa 来信, 332n
致 Einstein, Pauline 信, 99n, 188n, 478n
Eisenhart, Luther P. 来信, 231
Epstein, Paul 来信, 227;
致 Epstein, Paul 信, 230, 293n, 363n
Exner, Wilhelm 来信, 337n
Fabre, Lucien 来信, 419n
致 Förster, Rudolf 信, 146n, 575n
致 Frankfurter, Felix 信, 228
致普及技术教育总协会信, 337n
Freundlich, Erwin 来信, 424n, 470n;
致 Freundlich, Erwin 信, 27n, 43n, 405n
Geiger, Hans W. 来信, 487n
Glogau, Otto 等来信, 363n
Grommer, Jakob 来信, 77n
致 Grossmann, Marcel 信, 59n
Haas, Wander de 来信, 585n
致 Haber, Fritz 信, 231—232, 447n
致 Haenisch, Konrad 信, xxxi, 283n
致 Hartmann, Eduard 信, 121n
同 Hasenclever, Walter 的通信, 381n
致 Helfritz, Hans 信, 228, 288n
致 Hellpach, Willy 信, 226, 229
Herrmann, Elsa 来信, 332n
Hertel, Eduard 来信, 288n
致 Hilbert, David 信, 76n;
同 Hilbert, David 的通信, 140n
致 Hiller, Kurt 信, 217n
Histadrut Akadernim Zionim 来信, 231
致 Holtzmann, Robert 信, 217n
致 Humm, Rudolf 信, 43n
致柏林犹太人社区理事会信, 227
Julius, Willem H. 来信, 281n
致威廉皇帝物理研究所管委会信, 281n
致 Kaluza, Theodor 信, 575n
Klein, Felix 来信, xxvi, 36n, 49n, 405n;
致 Klein, Felix 信, 43n, 80n, 140n, 179n,
405n;
同 Klein, Felix 的通信, xxxiii, 49n, 76n
Korrodi, Eduard 来信, 300n
Kottler, Friedrich 来信, 76n
致柏林州法院信, 481n
致 Laub, Jakob 信, 104, 223, 226, 292n
Laue, Max von 来信, 59n, 121n
Lawson, Robert W. 来信, 378n;
致 Lawson, Robert W. 信, 217n, 281n,
同 Lawson, Robert W. 的通信, 279n
致 Lazarev, Pötr P. 信, 223, 430n
同 Levi-Civita, Tullio 的通信, 28n
Levin, Shmarya 来信, 447n
Lindemann, Frederick 来信, 211n
Lorentz, Hendrik Antoon 来信, xxx, 200—
201n, 349n, 486n;
致 Lorentz, Hendrik Antoon 信, 241n, 322n—
323n, 333n, 491n;
同 Lorentz, Hendrik Antoon 的通信, 280n,
321n, 468n, 585n
致 Löwenthal, Elsa 信, 223
致 Marid, Mileva 信, 223, 321n
Meinhardt, Danziger, 和 Nünninghoff 来信,
486n
Meyer, Edgar 来信, 53n; 致 Meyer, Edgar
信, 293n
Meyer, Eduard 来信, 287n; 致 Meyer, Edu-
ard 信, 288n
Mie, Gustav 来信, 43n—44n, 122n; 致 Mie,
Gustav 信, 26n, 42n, 44n;
同 Mie, Gustav 的通信, 27n
致 Mousson, Heinrich 信, 99n

- Neue Freie Presse (新自由出版社) 来信,
494n;
致 Neue Freie Presse 信, 210n
Nordström, Gunnar 来信, 26n, 32n, 76n
致挪威学生会信, 363n
同 Oppenheim, Paul 的通信, 419n
致 Payot 出版社信, 419n
致 Perrin, Jean 信, 343n; 同 Perrin, Jean 的通信, 331n
致 Petzoldt, Joseph 信, 121n
Planck, Marga 来信, 59n
Planck, Max 来信, 108, 124n
普鲁士科学院来信, 300n
致 Quidde, Ludwig 信, 124n
Ratnoff, Nathan 来信, 436n
致 Rolland, Romain 信, 124n, 216n—217n,
491n
Sannig 公司来信, 244n; 致 Sannig & Co. 信,
244n
Scheel, Karl 来信, 59n
Schlick, Moritz 来信, 424n;
致 Schlick, Moritz 信, 217n, 220n, 403n; 同
Schlick, Moritz 的通信, xxxv
Schmedemann, Albert 来信, 231
Schmidt, Adolf 来信, 217n;
致 Schmidt, Adolf 信, 217n
Schmidt-Ott, Friedrich 来信, 494n;
致 Schmidt-Ott, Friedrich 信, 494n
致 Schücking, Walther 信, 9n
Schwetschke, C. A. & Sohn 来信, 491n,
致 Seelig, Carl 信, 59n, 217n
Silberstein, Ludwik 来信, 443n; 同 Silber-
stein, Ludwik 的通信, 444n
Sitter, Willern de 来信, 77n, 323n; 致 Sitter,
Willern de 信, 26n, 42n—44n;
同 Sitter, Willem de 的通信, 49n
致 Solovine, Maurice 信, 220n, 570n; 同 Solo-
vine, Maurice 的通信, 419n
致 Sommerfeld, Arnold 信, 59n, 210n, 486n;
同 Sommerfeld, Arnold 的通信, xxi, 108
致 Study, Eduard 信, 404n
Stürgkh, Count Karl von 来信, 292n
致 Thirring, Hans 信, 121n
Tomlinson, Paul 来信, 570n
致 Traub, Michael 信, 304n
Troeltsch, Ernst 来信, 10n
致不知名者信, 292n—293n
致抵抗反犹太主义协会信, 297n
Vetter, Theodore 来信, 287n
Weyl, Hermann 来信, 49n;
致 Weyl, Hermann 信, 44n, 139n—140n, ,
357n, 575n;
同 Weyl, Hermann 的通信, 62n, 80n, 416n
致 Wien, Wilhelm 信, 104, 128n, 349n; 同
Wien, Wilhelm 的通信, 108
致 Wiener, Alfred 信, 304n
致 Wilamowitz-Moellendorff, Ulrich von 信,
300n
致 Winteler, Pauline 信, 222, 381n
同 Winterfeldt, Joachim von 的通信, 301n
同 Wirtinger, Wilhelm 的通信, 416n
致 York-Steiner, Heinrich 信, 224, 228
Zangger, Heinrich 来信, 334n;
致 Zangger, Heinrich 信, 447n
德国犹太复国主义者协会来信, 224, 229
致犹太复国主义者组织中央办公室信,
443n—444n
- 专家意见
电力总公司, 242—243
Anschütz 公司, 81—84, 190—195
Atlas 公司, 472—477, 480—481
Kreiselbau 公司, 190—195
Signal 公司, 472—477, 480—481
Telefunken 公司, 365—366

讲义

- 柏林大学广义相对论课程, xxxii, 139n,
147—176, 188n, 281n
苏黎世大学广义相对论课程, xxxii, 146n,
185—188
苏黎世大学力学课程, 424n
柏林大学狭义相对论课程, 279n
柏林大学和苏黎世大学的狭义相对论课
程, 86—97, 177n, 279n
在莱顿大学的就职演讲, xxvii, xxxiii, 105,
306—321n
在普鲁士科学院就广义相对论、宇宙学和
物质结构所作的演讲, 139n, 195n, 405n
在国王学院就相对论所作的演讲, 431—
433
在普林斯顿大学就相对论所作的演讲,
xxvii, xxxiii—xxxiv, 456n, 468n, 497—
569, 591—619
- Einstein, Carl** (1885—1940), 125n
Einstein, Hermann (1847—1902), 222
Einstein, Ilse (1897—1934), 106, 244n,
332n, 348n, 366n, 381n, 435n, 479n, 481n;
致Friedrich Vieweg & Sohn信, 570n
Einstein, Pauline (1858—1920): AE来信,
99n, 188n, 478n
Eisenhart, Luther P. (1876—1965): 致AE
信, 231
Eötvös, Roland von (1848—1919), 147
Epstein, Paul (1883—1966), 293n
AE来信, 230, 293n, 363n
致AE信, 227
Exner, Wilhelm (1840—1931), 336; 致AE
信, 337n

F

Fabre, Lucien (1889—1952), 418—419n

- 致AE信, 419n
致Oppenheim, Paul信, 419n
Faraday, Michael (1791—1857), 319, 372,
407, 431
Fichte, Johann Gottlieb (1762—1814), 80n
Fizeau, Armand (1819—1896), 98n, 462, 517
Fodor, Andor (1884—1968), 448n
Fokker, Adriaan (1887—1968), 101
Föppl, August (1854—1924), 85n
Ford, Henry (1863—1947), 430n
Förster, Rudolf (1885—1941): AE来信,
146n, 575n
Fowler, Alfred (1868—1940), 215n
Frank, Philipp (1884—1966), 223
Frankfurter, Felix (1882—1965), 234
同Brandeis, Louis的通信, 234
AE来信, 228
Freundlich, Erwin (1885—1964), 43n
论椭圆几何, 405n
AE来信, 27n, 43n, 405n
致AE信, 424n, 470n
关于证实广义相对论的工作, xxx
关于星团的工作, 424n—425n
Friedrich Vieweg & Sohn; Einstein, Ilse 来
信, 570n
Fritsch, Theodor (1852—1934), 112

G

- Gale, Henry G.** (1874—1942), 444n
Galilei, Galileo (1564—1642), 219, 358n,
433n; . Dialogue, xxxi
Gauß, Carl Friedrich (1777—1855), 432
Gehrcke, Ernst (1878—1960), 101—113,
121n, 127—128n, 279n, 345—348n, 359n
指控AE剽窃, 103, 349n
论时钟佯谬, 103, 346, 348n

- 论以太, 104
 致 Lenard, Philipp 信, 111
 谈他的动机, 348n
 说相对论是群众建议, 111
- Geiger, Hans W.** (1882—1945), 485—487n;
 致 AE 信, 487n
- Gerber, Paul** (1854—?), 103—104, 346—
 347, 349n
- Ginzberg, Asher** (Ahad Ha'am) (1856—
 1927), 234
- Ginzberg, Salomon** (1889—1968), 234, 623
- Glaser, Ludwig** (1889—?), 106—107, 349n
- Glogau, Otto et al.**; 致 AE 信, 363n
- Goethe, Johann Wolfgang von** (1749—1832),
 112
- Goldschmidt, Richard** (1878—1958), 448n
- Grebe, Leonhard Ch.** (1883—1967), 106,
 271, 281n, 347, 349n, 575n
- Grommer, Jakob** (1879—1933), 77n, 101,
 293n
 AE 的便函, 293n
 致 AE 信, 77n
- Grossmann, Marcel** (1878—1936); AE 来
 信, 59n
- Grüneisen, Eduard** (1877—1949), 331n
- ## H
- Haas' Wander de** (1878—1960)
 在第 3 次索尔未会议上的演讲, xxix,
 585n, 586—587
 致 AE 信, 585n
- Haas-Lorentz, Geertruida de** (1885, 1973),
 585n
- Haber, Fritz** (1868—1934), 220n, 231—232,
 300n, 340n, 494n,
 AE 来信, 231—232, 447n
 致 Meyer, Eduard 信, 494n
- Habicht, Conrad** (1876—1958), xxxiv
- Haenisch, Konrad** (1876—1925), 300n
 AE 来信, xxxi, 283n
 致 Landau, Leopold 信, 228
- Haldane, Lord Richard** (1856—1928), 433n,
 625, 627
- Hamel, Georg** (1877—1954), 353, 357n
- Hardy, E.**, 480, 482n
- Harnack, Adolf von** (1851—1930), 300n; 备
 忘录, 300n—301n
- Hartmann, Eduard** (1842—1906); AE 来信,
 121n
- Hasenclever, Walter** (1890—1940), 381n; 同
 AE 的通信, 381n
- Heap, David** (1843—1910), 480, 482n
- Heine, Wolfgang** (1861—1944), 240n
- Heisenberg, Werner** (1901—1976), 113
- Heiskanen, Veiko** (Weikko) (1895—1971),
 425n
- Helfritz, Hans** (1877—?): AE 和 Landau,
 Leopold 来信, 228, 288n
- Hellpach, Willy** (1877—1955); AE 来信,
 226, 229
- Helmholtz, Hermann von** (1821—1894), 505
 论几何学的建立, 403n
 论非 Euclidean 空间的设想, 405n
- Herrmann, Elsa**, 332n; 致 AE 信, 332n
- Hertel, Eduard** (1899—1954); 致 AE 信,
 288n
- Hertz, Heinrich** (1857—1894), 311, 321n,
 462.
 参见以太, Hertz 的~理论
- Heß, Walter R.** (1881—1973), 342—343n
- Hessenberg, Gerhard** (1874—1925), 79—86n
- Hilbert, David** (1862—1943), 101, 140n
 论公理几何学, 403n

同 AE 的通信, 140n

AE 来信, 76n

~的物质理论, 131, 139n, 572n

Hiller, Kurt (1885—1972): AE 来信, 217n

Himstedt, Friedrich (1852—1953), 110; 致

Stark, Johannes 信, 110

Hirschberg, Julius (1843—1925), 448n

Histadrut Akademim Zionim; 致 AE 信, 231

Holtzmann, Robert (1873—1946): AE 来信,
217n

Hoover, Herbert (1874—1964), 332n

Hopf, Ludwig (1884—1939), 343n

Hombostel, Erich M. von (1877—1935), 478n

Hume, David (1711—1776), 59n

Humm, Rudolf (1895—1977): AE 来信, 43n

Husserl, Edmund (1859—1938), 80n

Huygens, Christiaan (1629—1695), 245

I

Infeld, Leopold (1898—1968), 288n

J

Jeans, James H. (1877—1946), 410n

Julius, Willem H. (1860—1925): 致 AE 信,
281n

K

Kaluza, Theodor (1885—1945), 562; AE 来
信, 575n

Kamerlingh Onnes, Heike (1853—1926):
Trowbridge, Augustus 来信, 231

Kant, Immanuel (1724—1804), 403n

Katzenstein, Moritz (1872—1931), 448n

Kaufmann, Walter (1871—1947), 572n

Keller, Gonfried (1819—1890), 295—296n

Kepler, Johannes (1571—1630), xxxii

Klein, Felix (1849—1925), xxvi, 36n, 43n,
49n, 76n, 80n, 101, 140n, 179n

同 AE 的通信, xxxiii, 49n, 76n

论椭圆几何学, 405n

AE 来信, 43n, 80n, 140n, 179n, 405n

Born, Max 来信, 111

致 AE 信, xxvi, 36n, 49n, 405n

Koch, Julius (Julius Dörzbacher, Dembacher)
(1816—1895), 440n

Koch, Robert (1843—1910), 222

Köler, Alban (1874—1947), 51—53n

Korrodí, Eduard (1885—1955): 致 AE 信,
300n

Kottler, Friedrich (1886—1965), 76n, 369,
371n; 致 AE 信, 76n

Kraus, Oskar (1872—1942), 110, 356, 359n

Kretschmann, Erich (1887—1973), 38; 论广
义相对性原理, xxxii, 39, 43n

Kühn, Ludwig, 365—366n

L

Landau, Leopold

同 AE 的通信, 致 Helfritz, Hans 信, 228,
288n

Haenisch, Konrad 来信, 228

Langevin, Paul (1872—1946), 345, 530

Larmor, Joseph (1857—1942), xxxiv, 210n,
345, 348n

Laub, Jakob (1882—1962): AE 来信, 104,
223, 226, 292n

Laue, Max von (1879—1960), xxxi, 20,
121n, 345

和反相对论者, 104, 106, 112—113,
348n—349n

- 批评 AE 的光发射实验, 487n
 论 Fizeau 的实验, 257—258
 在巴特瑙海姆的演讲, 353, 357n
 致 AE 信, 59n, 121n
 致 Sommerfeld, Arnold 信, 106, 348n
 广义相对论教科书, 112
 论 X 射线, 53n
- Lawson, Robert W.** (1890—1960), 279n, 410n
 同 AE 的通信, 279n
 AE 来信, 217n, 281n
 致 AE 信, 378n
- Lazarev, Pëtr P.** (1878—1942): AE 来信, 223, 430n
- Le Verrier, Urbain** (1811—1877), 561
- Leibniz, Gottfried Wilhelm** (1646—1716), 57, 59n
- Lelewer, Hermann** (1891—?), 233
- Lenard, Philipp** (1862—1947), 101—113, 122n, 128n, 279n, 346—348n
 AE 对~的抨击, 106, 345
 和反犹主义, 112
 和雅利安物理学, 111
 在巴特瑙海姆, xxxii, 109—111, 354—359n
 为 Gerber, Paul 辩护, 349n
 论以太, 104, 111, 354—355
 卷入反相对论者的活动, 107, 111—112
 Gehreke, Ernst 来信, 111
 致 Stark, Johannes 信, 104, 107
 致 Wien, Wilhelm 信, 107
 被安排作反相对论会议的演讲人, 106
 谈超光速, 355, 358n
 用列车摧毁说对广义相对论提出异议, 104—105, 118—119, 122n, 354, 358n
- Levi-Civita, Tullio** (1873—1941), 24—25, 27n, 30, 79, 101, 157, 177n, 179n, 278, 345, 541, 544, 574n; 同 AE 的通信, 28n
- Levin, Shmarya** (1867—1935), 234: 致 AE 信, 447n
- Lewin, Louis** (1850—1925), 448n
- Licht, Hugo**: 致德国海军部部长信, 84n
- Lichtheim, Richard** (1885—1963), 233
- Lieber, Hugo**, 301n, 470n, 494n
- Liebkecht, Karl** (1871—1919), 282n
- Liesegang, Franz Paul** (1873—1949), 109
- Lindemann, Frederick** (1886—1957), 211n; 致 AE 信, 211n
- Lodge, Oliver J.** (1851—1940), 210n
- Lorentz, Hendrik Antoon** (1853—1928), 7n, 25, 30, 72, 91, 101, 200, 215n, 217n, 345, 378n, 410n, 431, 518
 AE 论~的重要性, 322n—323n
 AE 批评~的收缩假说, 249, 279n
 和反相对论者, 347
 同 AE 的通信, 280n, 321n, 468n, 585n
 批评 Stokes 的光行差理论, 128n
 为他的以太理论辩护, 321n—322n, 468n
 ~的电子论: 见电子论, Lorentz 的~
 ~的以太理论. 见以太, 理论, Lorentz 的~
 论电动力学的基础, 312
 AE 来信, 241n, 322n—323n, 333n, 491n
 Ehrenfest, Paul 来信, 107, 348n
 致 AE 信, xxx, 200—201n, 349n, 486n
 论光的量子理论, 486n—487n
 谈日食观测, 201n
- Löwe, Heinrich** (1867—1950), 448n
- Löwenthal, Elsa** (1876—1936): 致 AE 信, 223
- Ludendorff, Hans** (1873—1941), 425n
- Luxemburg, Rosa** (1871—1919), 282n

M

Mach, Ernst (1838—1916), 279n

- ~的反对还原主义, 59n
 对Newton 力学的批评, xxxiii, 267—268, 316, 322n, 370, 432, 535—537
 论归纳法, xxxvi
 对 AE 的影响, xxxv
 论光学幻觉, 53n
 同 Max Planck 的辩论, 57, 59n
 ~的实证论哲学, 59n, 280n
- Mack, Julian** (1866—1943), 234
- Marnlock, Gotthold** (1876—1942), 448n
- Marckwald, Willy** (1864—?), 340n
- Marid, Mileva** (1875—1948), 222; AE 来信, 223, 321n
- Marmonier, Louis**, 195n
- Maxwell, James Clerk** (1831—1879), 86, 431, 518
 电动力学的近距作用理论, 319, 372, 407
 论以太的力学模型, 279n, 310, 321n
- Mayer, Alfred M.** (1836—1897), 478n, 480, 482n
- Meckel, Aurel**, 478n—479n, 480
- Meinhardt, Danziger, and Nünninghoff**; 致 AE 信, 486n
- Meißner, Alexander** (1883—1958), 366n
- Meyer, Edgar** (1879—1960)
 AE 来信, 293n
 致 AE 信, 53n
- Meyer, Eduard** (1855—1930), 283n, 285, 287n
 AE 来信, 288n
 致 AE 信, 287n
 Haber, Fritz 来信, 494n
- Michelson, Albert A.** (1852—1931), 443n, 603, 624, 626
- Mie, Gustav** (1868—1957), 27n, 42n—44n, 122n
 在巴特瑙海姆, 110, 352, 355, 357n
 同 AE 的通信, 27n
 AE 来信, 26n, 42n, 44n
 致 AE 信, 43n, 122n
 ~的物质理论, 131, 137, 139n, 572n
- Miller, Dayton C.** (1866—1940), 469n
- Millikan, Robert A.** (1868—1953), 443n—444n, 624, 626
- Mond, Sir Alfred** (1868—1930); Weizmann, Chaim 来信, 436n
- Morgenroth, Julius** (1871—1924), 448n
- Morley, Edward W.** (1838—1923), 469n, 517
- Moszkowski, Alexander** (1851—1934), 340n
- Mousson, Heinrich** (1866—1944); AE 来信, 99n
- Müller, Friedrich von** (1858—1941), 108
- ## N
- Nathan, Paul** (1857—1927), 297n
- Nernst, Walther** (1864—1941), xxix, 62n, 106, 220n, 326, 331n, 340n, 348n
- Neuberg, Carl** (1877—1956), 448n,
- Newton, Isaac** (1642—1727), xxxii, 431, 433n
 论绝对空间, 248, 267, 316, 322n, 370, 433, 535
 AE 论~的重要性, 209, 214—215n
 ~的光发射理论: 见光, Newton 的~发射理论
 关于光的引力偏折, xxxi, 112
- Nicolai, Georg F.** (1874—1964), 225—226, 282n—283n
 被判叛国罪, 282n—283n
 政治信仰的勇气, 282
 移民阿根廷, 283n
 致 Delbrück, Hans 信, 282n
 《致欧洲人书》, 282n

关于德法恢复友好关系的手稿, 217n
Noether, Emnly (1882—1935), xxvi, 76n, 101
Nordström, Gunnar (1881—1923), xxix, 17,
 26n, 30, 32n, 64, 76n, 101;
 致 AE 信, 26n, 32n, 76n

O

Oppenheim, Paul (1863—?) 同 AE 的通信,
 419n Fabre, Lucien 来信, 419n
Ostwald, Wilhelm (1853—1932), 205n

P

Pagenstecher, Rudolf, 470n, 494n, 581
Palógyi, Menyhért (Melchior) (1859—
 1924), 110, 355, 359n
Pauli, Wolfgang (1900—1958), 351
Perot, Alfred (1863—1925), 347, 349n
Perrin, Jean (1870—1942), 342—343n
 同 AE 的通信, 331n
 AE 来信, 343n
 论分子的离解, 328
Petzoldt, Joseph (1862—1929), 121n; AE 来
 信, 121 n
Pflüger, Alexander W. (1869—1920), 340n
Planck, Marga: 致 AE 信, 59n
Planck, Max (1858—1947), xxxi, 26n, 49n,
 57, 62n, 128n, 220n, 345, 491n, 494n
 AE 论~的科学哲学, xxxvi
 论替代能源, 340n
 和反相对论者, 102, 108
 在巴特瑙海姆, 108, 110
 论整体论, 404n
 致 AE 信, 108, 124n
 致 Schmidt-Ott, Friedrich 信, 300n
 同 Ernst Mach 的辩论, 57, 59n

六十岁生日, 59n
 在莱顿大学的演讲, 59n
Poincaré, Henri (1854—1912), 450, 456n,
 567
 ~的约定论, xxxvi, 280n, 389—390,
 403n—404n
 批评机械世界观, 247, 279n, 321n
 电子论: 见电子论, Poincard 的~
 论几何学的基础, 501
 对 AE 的影响, xxxv
 论位力定理, 422, 425n
 论非 Euclidean 空间的想象, 405n

Pol, Balthasar van der (1889—1959), 201n
Popper, Karl (1902—1994), 220n; 致
 Stachel, John 信, 220n
Popper-Lynkeus, Josef (1838—1921), 129
Prometheus, 337n

Q

Quidde, Ludwig (1858—1941): AE 等人来
 信, 124n

R

Ramsauer, Carl (1879—1955), 112
Rappard, William (1883—1958), 334n
Rathenau, Walther (1867—1922), 9n, 113
Ratnoff, Nathan (1875—1947): 致 AE 信,
 436n
Reichenbach, Hans (1891—1953), 177n—
 179n, 181n, 183n
Reichenbdeher, Ernst (1881—1944), 357n,
 369—371n; 在巴特瑙海姆, 352
Ricci-Curbastro, Gregorio (1853—1925),
 277, 541, 574n
Rickard, Edgar (1874—1951): Thomas, Wil-

- bur K. 来信, 470n
- Riemann, Bernhard** (1826—1866), 432, 541, 574n
- Ritz, Walter** (1878—1909), 469n; 光传播的发射理论, 467
- Roderich-Stoltheim, F.** 见 Fritsch, Theodor
- Roethe, Gustav** 等人: 致教育部信, 300n
- Rolland, Romain** (1866—1944), 88, 216n—217n, 491n
同 Barbusse, Henri 的通信, 217n
AE 来信, 124n, 216n—217n, 491n
声明, 216n—217n
- Röntgen, Wilhelm** (1845—1923), 88, 494n
- Rosenthal, Ludwig** (1855—1928), 448n
- Rotten, Elisabeth** (1882—1964), 333n
- Rubens, Heinrich** (1865—1922), 102, 340n
- Rudolph, Heinrich** (1863—1953), 355, 359n
- Runge, Carl** (1856—1927), 76n
- Rutherford, Ernest** (1871—1937), 339—340n
- ## S
- Salaman, Redcliffe N.** (1874—1955), 436n
- Salomon, Charles M.**, 480—481n
- Savart, Felix** (1791—1841), 526—527
- Scattergood, Alfred** (1878—1974)
致德国外文书籍贸易协会 Geheimrat Bose 信, 332n
致 Young, Wilmer 信, 332n
- Scheel, Karl** (1866—1936): 致 AE 信, 59n
- Schlick, Moritz** (1882—1936), xxxi, xxxv
AE 谈阅读~的《认识论》(Erkenntnislehre), 403n
论公理方法, 387, 403n
~的约定论, 220n, 404n
同 AE 的通信, xxxv
- AE 来信, 217n, 220n, 403n
致 AE 信, 424n
- Schmedemann, Albert** (1864—1946): 给 AE 的电报, 231
- Schmidt, Adolf** (1860—1944)
AE 来信, 217n
致 AE 信, 217n
- Schmidt-Ott, Friedrich** (1860—1956), 300n, 364n, 494n
致 AE 信, 494n
致威廉皇帝物理研究所董事会信, 363n
Planck, Max 来信, 300n
- Schmitt, Dr.**: Burghold, Julius 来信, 300n
- Schopenhauer, Arthur** (1788—1860), 55, 59n, 381n
- Schrödinger, Erwin** (1887—1961), 17, 30—32n, 101; 对宇宙学常数的解释, xxviii, 34—36n, 140n
- Schücking, Walther** (1875—1935): AE 来信, 9n
- Schur, Issai** (1875—1941), 448n
- Schwarz, Abraham**, 231
- Schwarzschild, Karl** (1873—1916), 106, 349n, 559
- Seelig, Carl** (1894—1962): AE 来信, 59n, 217n
- Seeliger, Hugo von** (1849—1924), 146n, 576n—577n
与反相对论者, 104, 349n
修正 Newton 引力理论, xxviii, 142, 187
- Seligsohn, Arnold** (1854—1939), 195n
- Selle, Hermann** (1896—1960), 331n
- Silberstein, Ludwik** (1872—1948), xxxi, 443n—444n
同 AE 的通信, 444n
致 AE 信, 443n
- Sitter, Willern de** (1872—1934), 16, 42n—

- 43n, 46, 49n, 101, 198n, 323n
 同 AE 的通信, 49n
 同 AE 就 Mach 原理的分歧, 42n—43n,
 371n, 404n, 576n
 AE 来信, 26n, 42n—44n
 致 AE 信, 77n, 323n
 驳斥 Ritz 的发射理论, 467—469n, 517
- Skillings, Everett**, 300n
- Soldner, Johann** (1776—1833), 112
- Solovine, Maurice** (1875—1958), xxxiv, 576n
 同 AE 的通信, 419n
 AE 来信, 220n, 570n
- Sommerfeld, Arnold** (1868—1951), 59n, 345
 与反相对论者, 108, 113
 同 AE 的通信, xxi, 108
 谈德国革命, xxi
 AE 来信, 59n, 210n, 486n
 Laue, Max von 来信, 106, 348n
- Sparmann, Edmund**, 195n
- St. John, Charles E.** (1857—1935), 349n,
 410n, 575n
- Stachel, John** (* 1928): Popper, Karl 来信,
 220n
- Stark, Johannes** (1874—1957), 104, 220n,
 485 与雅利安物理学, 111
 卷入反相对论者的活动, 107, 113
 Himstedt, Friedrich 来信, 110
 Lenard, Philipp 来信, 104, 107
- Stokes, George G.** (1819—1903): ~ 的光行差
 理论, 104, 127—128n, 279n
- Strauss, S.**, 366n
- Struck, Hermann** (1876—1944), 229
- Study, Eduard** (1862—1930): AE 来信, 404n
- Stürgkh, Count Karl von** (1859—1916): 致
 AE 信, 292n
- T**
- Thirring, Hans** (1888—1976), 101, 565, 576n
 与反相对论者, 111
 同 AE 的通信, 121n
- Thomas, Wilbur K.** (1882—1953)
 德国外来赈济中央委员会枢密顾问 Bose
 来信, 471n
 致 Rickard, Edgar 信, 470n
- Tomlinson, Paul** (1888—?): 致 AE 信, 570n
 Traub, Michael
 AE 来信, 304n
 Wiener, Alfred 来信, 228, 304n
- Treitschke, Heinrich von** (1834—1896),
 216—217n
- Troeltsch, Ernst** (1865—1923), 10n; 致 AE
 信, 10n
- Trowbridge, Augustus** (1870—1934): 致 Ka-
 merlingh Onnes, Heike 信, 231
- U**
- Ussishkin, Menahem M.** (1863—1941), 234
- V**
- Vetter, Theodore** (1853—1922): 致 AE 信,
 287n
- W**
- Waite, Bernhard** (1861—1950), 53n
- Warburg, Otto** (1859—1938), 234
- Wassermann, August von** (1866—1925), 448n
- Weber, Willhelm** (1804—1891), 104, 349n
- Weizmann, Chaim** (1874—1952), 231, 233—
 235, 435—436n, 447n—448n
 Blumenfeld, Kurt 来信, 231, 234—235,
 435n
 致 Deedes, Sir Wyndham 信, 233

- 致美国犹太复国主义组织负责人信, 435n
致 Mond, Sir Alfred 信, 436n
- Weizinann, Vera** (1882—1966), 234
- Weltsch, Robert** (1891—1982), 235, 292n
- Wertheimer, Max** (1880—1943), 99n, 478n
- Weyl, Helene** (1893—1948), 80n
- Weyl, Herinann** (1885—1955), 27n, 49n, 72, 101, 410n, 412—414, 546, 575n
和反相对论者, 111
在巴特瑙海姆, 352, 355, 357n
谈巴特瑙海姆, 109
同 AE 的通信, 62n, 80n, 416n
AE 来信, 44n, 139n—140n, 357n, 575n
致 AE 信, 49n
论平行移动, 157, 177n, 179n, 544
哲学观点, 80n
论 Schwarzschild 解, 170, 183n, 559, 575n
Space, Time, Matter (《空间, 时间和引力》), xxxii, 79—80n
- Weyland, Paul** (1888—1972), 105—111, 345—346, 348n; 致 Ehrenhaft, Felix 信, 106
- Whitehead, Alfred N.** (1861—1947), xxi
- Wien, Wilhelm** (1864—1928), 104, 111, 113, 321n
同 AE 的通信, 108
AE 来信, 104, 128n, 349n
Lenard, Philipp 来信, 107
- Wiener, Alfred** (1885—1964)
AE 来信, 304n
致 Traub, Michael 信, 228, 304n
- Wilarnowitz-Moellendorff, Hermann von**, 283n
- Wilamowitz-Moellendorff, Ulrich von** (1848—1931); AE 来信, 300n
- Wilhelm II** (1859—1941), xxi
- Wilson, Harold Albert** (1874—1964), 88,
- Wind, Cornelis H.** (1867—1911), 53n
- Winteler, Pauline** (1845—1906); AE 来信, 222, 381n
- Winteler-Einstein, Maja** (1881—1951), 292n
- Winterfeldt, Joachim von** (1865—1945); 同 AE 的通信, 301n
- Wirtinger, Wilhelm** (1865—1945), 413—414, 416n; 同 AE 的通信, 416n
- Wise, Stephen S.** (1874—1949), 234
- Wolff, Theodor** (1868—1943), 297n
- Wolf fromm, Wilhelm**, 195n

Y

- York-Steiner, Heinrich**; AE 来信, 224, 228
- Young, Wilmer; Scattergood, Albert** 来信, 332n

Z

- Zangger, Heinrich** (1874—1957), 53n, 334n
AE 来信, 447n
致 AE 信, 334n
- Zeipel, Hugo von** (1873—1959), 424n

引文索引

- Abraham* 1908, 359n
Abraham 1915, 27n
Adelswärd 1917, 9n
Adler-Rudel 1959, 240n—241n
Albertini 1970, 217n
Anderson 1997, 457n
Arons 1884, 205n
Arons 1885, 205n
Arons 1888, 205n
Arons 1890, 205n
Arons 1892a, 205n
Arons 1892b, 205n
Arons 1892c, 205n
Arons 1900, 205n
Arons 1910, 205n
Arons 1912, 205n
Arons and Rubens 1891a, 205n
Arons and Rubens 1891b, 205n
- Barbour and Pfister* 1995, 43n, 576n
Barkhausen 1907, 366n
Bauer 1918, 64—65, 76n
Belke 1978, 129n
Bendix 1986, 440n
Ben-Menahem 2001, 404n
Bentwich 1961, 231, 436n
Bergia 1993, 56n
Bergmann 1974, 223
Berlin Verzeichnis 1918, 97n
Berlin Verzeichnis 1920, 287n
Beyerchen 1977, 107—109, 111, 357n
Birkhoff 1923, 27n
Blumenfeld 1976, 231, 234—235, 435n
Born 1913, 102
Born 1969, 109
Born 1975, 99n
Bottlinger 1912a, 146n
Bottlinger 1912b, xxviii, 142, 146n
Brett 1963, 216n
Brunn 1919, 146n, 198n
- Cartan* 1923, 43n
Cattani and De Maria 1989, 101
Cattani and De Maria 1993, 28n
Chandrasekhar 1987, 101
Clark 1971, 433n
Clausius 1870, 425n
Cohn 1911, 102
Cohn and Arons 1886, 205n
Cohn and Arons 1888, 205n
Colin 1923, 217n
Compton 1917a, 53n
Compton 1917b, 53n
Compton 1923, 53n
Corry 1997, 280n
Corry 1999a, 139n
Corry 1999b, 139n
Corry et al. 1997, 139n
Crommelin 1919, xxx, 210n
- Darrigol* 1993, 321n, 468n
Darrigol 1995, 279n
Davies 1996, 121n
Dawidowicz 1982, 430n
De Sitter 1913a, 469n, 571n
De Sitter 1913b, 469n, 571n
De Sitter 1916a, 16, 26n
De Sitter 1916b, 49n
De Sitter 1916c, 42n, 49n
De Sitter 1916d, 49n
De Sitter 1917a, 42n, 49n, 77n
De Sitter 1917b, 42n, 46, 49n
De Sitter 1917c, 42n, 49n
De Sitter 1918, 49n
De Sitter 1920, 323n
De Sitter 1927, 198n
Delegation 1920, 334n
Douglas 1957, 201n, 210n
Droste 1916a, 575n
Droste 1916b, xxiv
Droste 1916c, 26n, 575n
Drude 1912, 102, 104, 127—128n
Duhem 1906, 404n

- Earman 1995*, 49n
Earman and Eisenstaedt 1999, 49n, 457n
Earman and Glymour 1980a, 201n, 210n, 575n
Earman and Glymour 1980b, 575n
Earman and Janssen 1993, 348n, 575n
Eddington 1916, 425n
Eddington 1918a, 457n
Eddington 1918b, 201n
Eddington 1920a, 210n, 378n
Eddington 1920b, 340n
Eddington 1922, xxv—xxvi, 27n—28n, 44n
Eichenwald 1903, 98n
Eichenwald 1904, 98n
Einstein 1905j, 343n
Einstein 1905r, 121n, 280n
Einstein 1905s, 280n
Einstein 1906a, 342—343n
Einstein 1907j, 43n, 265, 279n—281n
Einstein 1909b, 469n
Einstein 1909c, 279n—280n
Einstein 1910a, 279n—280n, 571n
Einstein 1911e, 342—343n
Einstein 1911h, 112, 177n—178n, 281n
Einstein 1911i, 279n—280n
Einstein 1912c, 178n, 280n—281n
Einstein 1912d, 178n
Einstein 1912e, 121n, 576n
Einstein 1913b, 62n
Einstein 1913c, xxix, 121n—122n
Einstein 1914k, xxxiv, 62n, 220n
Einstein 1914o, 42n, 177n, 180n, 574n
Einstein 1915b, 279n
Einstein 1915f, 103, 574n
Einstein 1915g, 103, 139n
Einstein 1915h, 103, 121n, 181n, 189n, 281n, 349n, 575n
Einstein 1915i, 43n, 103, 139n
Einstein 1916b, 100n, 139n, 179n, 572n
Einstein 1916c, 103, 279n—280n
Einstein 1916e, xxiv, 14, 26n, 36n, 42n—43n, 76n, 100n, 103, 139n, 177n—181n, 281n, 322n, 378n, 571n, 573n—574n
Einstein 1916g, xxiii—xxv, xxvii, 12, 15, 22, 26n—27n, 574n
Einstein 1916j, xxviii
Einstein 1916n, xxviii
Einstein 1916o, 26n, 30, 32n, 64, 76n, 139n, 177n, 180n—181n
Einstein 1916p, 42n, 371n
Einstein 1917a, xxii, xxxiv, xxxvi, 7n, 104, 140n, 178n, 220n, 279n, 281n, 337n, 363n, 403n, 405n, 574n
Einstein 1917b, xxiv, xxviii, 12, 26n, 36n, 40, 42n—44n, 49n, 73, 76n—77n, 121n, 139n—140n, 142, 146n, 177n, 181n—183n, 189n, 371n, 404n—405n, 424n, 457n, 576n
Einstein 1917h, 337n
Einstein 1918a, xxiii—xxv, xxvii, 11—25, 32n, 43n, 76n, 139n, 177n, 181n, 574n
Einstein 1918b, xxiv—xxv, 26n, 29—31, 76n
Einstein 1918c, xxiv, 42n, 45—48, 80n
Einstein 1918d, xxiv, xxviii, 33—35, 140n, 405n, 424n, 457n
Einstein 1918e, xxiii, xxvii, xxxii, 37—41, 49n, 77n, 121n, 139n, 178n, 181n, 281n, 322n, 358n, 378n, 404n, 573n—574n, 576n
Einstein 1918f, xxiv—xxvi, 26n, 28n, 32n, 63—75, 574n, 576n
Einstein 1918g, xxiv, xxvii, 54—55, 80n, 139n, 280n, 323n, 404n, 416n, 574n
Einstein 1918h, xxxii, 78—79, 179n
Einstein 1918i, xxix, 50—52
Einstein 1918j, xxxiv, xxxvi, 57—61, 220n, 381n, 570n
Einstein 1918k, xxxi, xxxiii, xxxv, 101—102, 105, 114—120, 348n, 358n
Einstein 1918l, 101, 126—127, 279n
Einstein 1919a, xxiv, xxvii, 36n, 104, 130—139n, 177n, 181n—183n, 189n, 323n, 357n, 378n, 404n—405n, 457n, 572n, 576n
Einstein 1919b, xxviii, 141—145, 189n, 198n
Einstein 1919c, xxviii, 146n, 196—197
Einstein 1919d, xxx, 199—200, 210n, 349n
Einstein 1919e, xxxviii, 202—204, 283n
Einstein 1919f, xxxi, xxxiv—xxxv, 210n, 212—214, 371n, 378n, 430n, 433n
Einstein 1919g, xxxiv—xxxvi, 62n, 218—219, 404n, 570n
Einstein 1919h, xxxviii, 221, 224—225, 237—239, 293n, 296n—297n, 430n, 441n
Einstein 1920a, xl, 226, 284—286, 430n, 448n
Einstein 1920b, xli, 241n, 298—299, 333n, 363n, 436n, 470n, 494n—495n
Einstein 1920c, xxix, 324—330
Einstein 1920d, 335—336, 381n
Einstein 1920e, 338—339
Einstein 1920f, xxxii, xli, 101—103, 106—107, 344—347, 357n

- Einstein 1920g*, 341—342
Einstein 1920h, xxxix, 221, 226, 228, 292n—293n, 302—303, 430n
Einstein 1920i, xli, 62n, 241n, 360—362, 381n, 430n, 494n
Einstein 1920j, xxvii, xxxiii, 105, 122n, 281n, 305—320, 378n, 468n
Einstein 1920k, 121n, 357n, 368—370
Einstein 1921a, xxxvi, 379—380
Einstein 1921b, 382n, 481n
Einstein 1921c, xxviii, xxxiv—xxxvi, 220n, 280n—281n, 323n, 337n, 371n, 382—402, 416n, 424n, 433n, 456n, 481n, 570n
Einstein 1921d, xxxi, 279n, 322n, 378n, 406—409
Einstein 1921e, xxvii, 411—415
Einstein 1921f, xxviii, 378n, 405n, 420—423, 433n, 579n
Einstein 1921g, 417—418
Einstein 1921h, xxxix, 221, 223, 227, 232, 236, 426—428, 433n
Einstein 1921i, xxxix, 221—222, 227, 236, 438—439
Einstein 1921j, xxxix, 221, 236, 436n, 445—446
Einstein 1921k, xli, 364n, 492—493
Einstein 1922a, xxviii, 483—485
Einstein 1922b, 217n, 488—490
Einstein 1922c, xxvii—xxviii, xxxiii, 42n, 121n, 181n, 183n, 280n, 323n, 456n—457n, 468n, 496—569, 590n
Einstein 1922d, 456n, 570n—571n, 576n
Einstein 1922e, 182n
Einstein 1922f, 487n
Einstein 1933, xxxiv
Einstein 1934a, 62n, 210n, 403n, 433n, 435n, 440n, 443n
Einstein 1934b, 210n, 215n
Einstein 1944, xxxiv
Einstein 1953, 217n, 322n
Einstein 1956, 574n—576n
Einstein 1979, 62n, 222, 381n
Einstein and De Haas 1915a, xxix, 585n
Einstein and Grommer 1927, 456n
Einstein and Grossmann 1913, 26n, 42n, 121n, 180n, 456n, 576n
Einstein and Grossmann 1914b, 456n
Einstein and Rosen 1937, 27n
Einstein et al. 1913, 122n
Einstein et al. 1920, xxxii, xli, 101—102, 109—110, 122n, 349n—356
Einstein et al. 1937, 457n
Eisenstaedt 1989, xxxiv
Eisenstaedt 1993, 49n
Elton 1986, 102, 210n
Emden 1921, 487n
Eötvös 1890, 281n

Fabre 1921, 419n
Fabre 1922, 419n
Feldman 1993, 300n—301n, 363n, 437n, 470n, 494n
Feuer 1989, 222
Fine 1986, 404n
Fisher 1988, 217n
FitzGerald 1889, 279n, 468n
Fizeau 1851, 98n, 279n, 468n, 571n
Fölsing 1993, 109, 201n, 288n, 348n, 357n, 440n
Fomm 1896, 53n
Fortuna 1974, 10n
Frank 1947, 223
Freundlich 1915, 425n
Freundlich 1919a, 425n
Freundlich 1919b, 425n
Freundlich and Heiskanen 1923, 424n
Friedman 2001, 403n—404n
Friedrichs 1927, 43n
Fritsch 1921, 112

Gehrcke 1911a, 102
Gehrcke 1911b, 102
Gehrcke 1913, 102
Gehrcke 1914, 348n
Gehrcke 1916, 103, 121n, 128n, 349n
Gehrcke 1918, 104, 127—128n
Gehrcke 1919a, 128n
Gehrcke 1919b, 121n
Gehrcke 1920, 106, 348n
Gehrcke 1924a, 103, 111
Gehrcke 1924b, 111
Gerber 1898, 103, 121n, 349n
Gerber 1902, 104, 349n
Ginossar 1949, 234
Glitscher 1917, 572n
Goenner 1993, 101—102, 109, 348n, 357n
Goenner 2001, 49n
Goodstein 1983, 28n
Grebe and Bachem 1919, 281n, 349n
Grebe and Bachem 1920a, 281n, 349n

- Grebe and Bachem* 1920b, 281n, 349n
Greenberg 1965, 429n
Grommer 1919, 77n
Grünbaum 1911, 102
Grundmann 1998, 106, 334n
Grüneisen and Goens 1923, 331n
Guye and Lavanchy 1916, 572n
- Haberer* 1992, 429n
Haga and Wind 1899, 53n
Halpern 1987, 234
Harman 1998, 279n
Havas 1989, 457n
Havas 1993, 457n
Havas 1999, 101
Heaviside 1892, 98n
Heilbron 1986, 62n
Heisenberg 1989, 113
Helmholtz 1868, 403n
Helmholtz 1884, 403n, 405n, 571n
Henning and Kazemi 1988, 424n
Hentschel 1990, xxxv, 102, 105, 112, 122n, 280n, 359n
Hentschel 1992, 281n, 349n, 575n
Hentschel 1998, 348n—349n, 357n
Herbert 1986, 241n
Hertz 1890, 321n, 468n
Hertz 1892, 321n
Herzfeld 1966, 331n
Heß 1920, 343n
Hessenberg 1917, 80n
Hilbert 1899, 403n
Hilbert 1915, 76n, 133, 139n
Hilbert 1917, 139n, 359n
Hoefer 1994, 43n, 576n
Hoefer 1995, 43n
Holmes 1979, 429n
Holton 1979, 220n
Holton 1988, 404n
Hornbostel and Wertheimer 1920, 478n
Howard 1984, 404n
Howard 1990, 220n, 404n
Howard 1997, 62n
Howard and Norton 1993, 43n
- Jacobsohn* 1921, 241n
Janssen and Schulmann 1998, 188n
Jeans 1916, 425n
Jeans 1919, 425n
- Jewish Year Book* 1923, 441n
Jones 1937, 332n, 470n
- Kaluza* 1921, 575n
Karo 1919, 300n
Kayser 1930, 222, 429n
Kenez 1992, 241n
Kennefick 1999, 27n
Keutel 1910, 326, 331n
Kirsten and Treder 1979, 112
Klein, F. 1917, 76n, 80n, 179n
Klein, F. 1918a, 76n, 179n
Klein, F. 1918b, 49n, 76n
Klein, F. 1919, 49n
Klein, M. 1970a, 223
Klein, M. 1970b, 487n
Kleinert 1993, 105, 348n
Kleinert and Schönbeck 1978, 104, 107
Klieman 1987, 435n
Köhler 1916, 51, 53n
Köhler 1918, 53n
Kostro 2000, 321n
Kottler 1916, 371n
Kottler 1918, 76n
Kox 1992, 101
Kretschmann 1915, 43n
Kretschmann 1917, 38, 42n—43n, 178n, 574n
Kreyenpoth 1932, 332n, 334n, 470n—471n
- Lanczos* 1922, 49n
Laue 1907, 280n
Laue 1911, 27n, 572n
Laue 1912, 53n
Laue 1913, 98n
Laue 1917, 104, 349n
Laue 1920a, 106
Laue 1920b, 349n
Laue 1921a, 112—113
Laue 1921b, 112
Laue and Sen 1924, 49n
Lenard 1910, 104, 111
Lenard 1918, 104, 121n—122n, 348n—349n, 357n—359n
Lenard 1920, 348n, 358n
Lenard 1921a, 109—111
Lenard 1921b, 111, 128n
Lenard 1921c, 111—112
Lense and Thirring 1918, xxiv, 576n
Levi-Civita 1917a, 28n, 80n, 574n

- Levi-Civita 1917b*, 24, 28n, 32n, 76n
Levi-Civita 1917c, 28n
Levi-Civita 1917d, 28n
Levi-Civita 1917e, 28n
Lohmeier and Schell 1992, 84n, 195n
Lorentz 1886, 128n, 468n
Lorentz 1892a, 99n, 279n, 468n
Lorentz 1892b, 279n
Lorentz 1895, 247, 279n, 359n, 468n, 573n
Lorentz 1899, 128n
Lorentz 1904a, 7n, 98n, 139n
Lorentz 1904b, 98n
Lorentz 1909, 7n, 53n, 128n
Lorentz 1915, 322n, 572n
Lorentz 1916, 28n, 32n, 76n—77n
Lorentz 1922, 322n
Lorentz 1927, 486n
Lundmark 1919, 425n
- Mach 1865*, 53n
Mach 1866a, 53n
Mach 1866b, 53n
Mach 1868, 53n
Mach 1897, 62n, 103, 279n
Mach 1904, 103, 121n
Mach 1910, 62n
Marsch 1994, 300n, 334n, 363n, 494n
Martins 1999, 146n, 198n
Maurer 1986, 224, 227, 240n—241n, 441n
Maxwell 1873, 279n
McCormmach 1970, 321n
Mehra 1998a, 188n
Mehra 1998b, 188n
Mendes-Flohr 1998, 227, 440n
Meyer 2000, 229, 447n
Michelson 1881, 7n, 279n, 468n
Michelson and Morley 1887, 7n, 279n, 468n, 571n
Mie 1912a, 139n
Mie 1912b, 139n
Mie 1913, 139n
Mie 1917a, 371n
Mie 1917b, 371n
Mie 1917c, 121n, 371n
Mie 1920, 359n
Miller 1973, 139n
Miller 1981, 321n, 572n
Minkowski 1908, 280n, 571n
Minkowski 1909, 280n
- Missner 1985*, 235
Monnier 1995, 334n
Morley and Miller 1904, 469n
Mosse 1970, 232
Moszkowski 1922, 337n, 340n
Myers 1992, 447n
- Nathan, O., and Norden 1960*, 124n
Nathan, O., and Norden 1975, 124n
Nathan, P. 1914, 297n
Neumann 1914, 572n
Newcomb 1909, 146n
Nicolai 1917, 282n
Nicolai 1920, 283n
Niewyk 1971, 429n
Niewyk 2001, 225, 292n, 429n
Nipperdey and Schmugge 1970, 494n
Noether 1918, xxvi
Nordström 1917, 64
Nordström 1918a, 76n
Nordström 1918b, 76n
Norton 1984, 42n, 281n, 574n
Norton 1985, 42n
Norton 1987, 42n
Norton 1992, 43n
Norton 1993, 42n—43n
Norton 1999, 146n, 182n
Nye 1980, 102
- O’Raifeartaigh 1997*, 56n
Ostwald 1918—1922, 205n
Ostwald 1919, 205n
- Pais 1982*, 139n
Papapetrou 1974, 76n
Pauli 1921, xxvi, 98n—99n, 139n—140n, 183n, 357n
Perot 1920a, 349n
Perot 1920b, 349n
Perrin 1919, 331n
Petzoldt 1914, 121n
Pflüger 1921, 340n
Planck 1908, 572n
Planck 1909, 62n
Planck 1910, 62n
Planck 1913, 404n
Plummer 1911, 425n
Poincaré 1890, 279n
Poincaré 1902, xxxvi, 403n, 405n, 456n, 570n

- Poincaré* 1906, xxviii, 139n, 457n, 576n
Poincaré 1913, 425n
Poppel 1977, 225, 232—233, 235, 292n, 304n
Popper 1935, 220n
Popper-Lynkeus 1915, 129n
Preuß 1921, 232, 241n
Proposed HU 1924, 231, 436n, 447n
Pyenson 1983, 337n
Pyenson 1985, 62n, 337n
- Rapports* 1923, 585n
Rathenau 1918, 9n
Reich 1994, 574n
Reichenbächer 1917, 371n
Reichenbächer 1920, 121n, 357n, 371n
Reichmann 1970, 429n
Reinharz 1985, 225, 293n
Renn and Sauer 1999, 26n, 281n, 574n
Ricci and Levi-Civita 1901, 281n
Richie 1998, 99n
Richter 1972, 300n
Ritz 1908a, 469n
Ritz 1908b, 469n
Ritz and Einstein 1909, 469n
Rohrlich 1973, 139n
Rolland 1952, 217n
Röntgen 1888, 98n
Roseveare 1982, 575n
Rowe 1999, 101
Rowe 2001, 101
Rowland 1878, 98n
Rowland and Hutchinson 1889, 98n
Rubner 1920, 301n
Ruppin 1985, 435n
Rutgers 1933, 331n
Rutherford 1919a, 340n
Rutherford 1919b, 340n
Rutherford 1920, 340n
Rutherford 1922, 340n
Rynasiewicz 1999, 43n
- Sánchez-Ron* 1999, xxxiv
Sauer 1999, 139n
Schaefer 1916, 572n
Schaffner 1972, 128n, 321n
Schlick 1915, 220n, 404n
Schlick 1917, 371n
Schlick 1918, 387, 403n
- Scholz* 1994, 56n
Scholz 1995, 80n
Scholz 2001, 101
Schön 1929, 53n
Schönbeck 2000, 110—111, 113
Schopenhauer 1972a, 62n
Schopenhauer 1972b, 62n
Schreiber 1923, 301n, 495n
Schröder-Gudehus 1966, 300n, 334n, 363n
Schrödinger 1918a, xxv, 17, 26n, 30, 32n, 64, 76n
Schrödinger 1918b, xxviii, 34, 36n, 140n, 182n
Schulmann 2000, 225
Schur 1886, 183n
Schwarzschild 1916, xxiv, 103, 575n
Seelig 1956, 229
Seeliger 1895, 146n, 189n
Seeliger 1896, 146n
Seeliger 1906, 348n—349n
Seeliger 1909, 142, 146n
Seeliger 1918, 104, 349n
Selety 1922, 182n
Seligsohn 1920, 195n, 366n, 478n—479n
Selle 1923, 331n
Siegel 1978, 572n
Sitter. See *De Sitter*
Soldner 1801, 111—112
Solovine 1956, 403n, 576n
Stachel 1980, 178n, 281n, 403n, 574n
Stachel 1987, 210n
Stachel 1989, 42n, 281n, 378n, 574n
Stachel 1993a, 42n
Stachel 1993b, 404n
Stachel 1999, 288n
Stark 1905, 486n
Stark 1922, 101, 113n
Stern 1990, 232
Stokes 1845, 104, 128n, 279n, 469n
Straumann 1987, 56n
Stuewer 1985, 340n
- Thirring* 1918, xxiv, 121n, 576n
Toretti 1978, 403n
Toulmin 1970, 62n
Trachtenberg 1980, 340n
Truhovic-Gjuric 1983, 222
Troeltsch 1918, 10n

- Ulitzur* 1940, 233, 436n—437n
Urofsky 1975, 234
Urofsky and Levy 1991, 234

Vital 1987, 435n
Vizgin 1989, 56n
Vizgin 1994, 56n
Volkov 1985, 224, 292n

Walter, B. 1902, 53n
Walter, B. 1917, 53n
Walter, S. 1999, 280n
Weizmann, Ch. 1949, 235
Weizmann, Ch. 1977, 233—234, 435n—436n
Weizmann, V. 1967, 234
Weyl 1917, 80n, 139n, 180n
Weyl 1918a, xxvii, 56n, 80n, 139n, 357n, 404n, 416n, 574n—575n
Weyl 1918b, xxxii, 49n, 72, 77n, 79—80n, 137, 139n—140n, 177n, 179n—184n, 188n, 280n, 574n—575n
Weyl 1918c, 416n, 574n
Weyl 1919a, 49n
Weyl 1919b, 80n

Weyl 1919c, xxv, 80n, 139n
Weyl 1919d, 27n, 80n
Weyl 1921, 80n, 188n
Weyl 1922a, 575n
Weyl 1922b, 107, 109, 357n
Weyl 1923, 80n
Weyland 1920a, 105—106, 348n
Weyland 1920b, 106, 348n
Weyland 1920c, 105
Weyland 1920d, 110
Whittaker 1951—1953, 104, 128n, 321n
Williams 1966, 240n
Wilson 1904, 98n
Wind 1899-1900, 53n
Wirtinger 1923, 416n
Wolff, S. 1999, 205n
Wolff, T. 1984, 297n

Zeipel 1908, 424n
Zenneck and Rukop 1925, 366n
Zierold 1968, 300n—301n, 363n—364n, 494n
Zipperstein 1993, 234
Zuelzer 1981, 226, 283n

译后记

2004年春，我受出版社和友人之邀作为《爱因斯坦全集》第七卷的主译。尽管我于1957年进入北京大学物理系学习，毕业以后至今一直从事天体物理研究，20世纪70年代参加过S·温伯格著《引力论和宇宙论》一书的翻译工作，深知爱因斯坦不仅是20世纪最伟大的物理学家，而且对天文学中恒星能源结构和宇宙演化等重大问题的解决作出了奠基性贡献，但自己并没有读过爱因斯坦本人的著作，特别是德文原著，要完成这一任务，困难是可想而知的，因此踌躇再三。及至出版社把原版及英译版和前五卷的中译本寄来，初读之后不仅对爱因斯坦的科学思想有了更贴切的理解，而且深受他人格魅力的震撼，觉得这是一次难得的学习机会，于是在前面各卷诸位译者的鼓舞下，怀着如履薄冰的心情接受了这一挑战。

第七卷涵盖了爱因斯坦1918年到1921年的著作，由71个文件组成（卷首还有属于第六卷的两个文件，即文件44a和文件45a）。正如序言指出，这些文件大体分为三组。第一组是爱因斯坦的科学研究论文，主要涉及广义相对论中的重大问题，如引力波的性质（文件1），理论的原理（文件4），奇点的状态（文件5），能量动量守恒（文件9）。文件17提出了一个修改引力场方程的统一场论框架。文件71是他1921年5月在普林斯顿大学所作相对论演讲的发表文本。第二组是爱因斯坦为具有中等文化程度的读者解释相对论基本概念的半通俗或通俗著作（文件8，13，26，28，31，38，52，53，58等），其中也包含为捍卫相对论而进行的论战，以及理论物理学中方法论和认识论问题的讨论。第三组由与社会和政治问题相关的文章组成，包括国际和解（文件36，40，47，70），人权问题（文件29，41）特别是犹太人问题（文件34，35，37，57，59，60和62）。这些文件反映了对爱因斯坦生平这一阶段有重要影响的复杂环境。

编者所写的序言和两个编者按（《〔编者按〕爱因斯坦与德国反

相对论者的冲突》和《〔编者按〕爱因斯坦与犹太人问题》) 可以作为本卷的导读。

参与本卷翻译的人员有：黄磷（《〔编者按〕爱因斯坦与犹太人问题》和以下 30 个文件及注释：第六卷文件 45 a，本卷文件 16, 18, 24, 29, 32—37, 39—44, 47, 51, 56—62, 65, 58—70)；许良英（以下 8 个文件：7, 14, 17, 25, 38, 45, 52, 53 的正文）；范岱年（以下 2 个文件：1, 4 的正文）；郝建纲，刘道军（文件 71 的正文）；邹振隆翻译了序言、《〔编者按〕爱因斯坦与德国反相对论者的冲突》、其余的文件和注释，并负责全卷统校。

译文主要从英文版转译（部分参阅德文原文）。有 16 个文件（8, 11, 12, 19, 20, 21, 27, 30, 46, 48, 50, 55, 63, 64, 66, 67）和附录 E 没有英译文本；附录 C、D 部分没有英译文本，则直接由德文翻译。罗悌伦审阅了部分德文译稿。文件 50 为文件 53 的德文版，因后者（英文发表本）已译出，故保留原文未译。英语注释中的德文引语在没有英语对应时译为中文，否则保留原文。许良英和范岱年的译文取自《爱因斯坦文集》（商务印书馆，1977, 1979, 1983），文件 71 的译文取自《相对论的意义》（郝建纲，刘道军译，李新洲审校。上海科技教育出版社。2001），仅作了个别文字改动。译文错误或不当之处由本人负责，敬请读者教正。

邹振隆

2004 年 12 月 31 日