

# 20 世纪的物理学

史蒂夫·亚当斯 © 著 周福新 轩植华 单振国 © 译



上海科学技术出版社





www.ewen.cc



www.sstp.cn

ISBN 7-5323-8192-7



9 787532 381920 >

定价：78.00 元

上架建议：科普、人文类



# 20 世纪的物理学

史蒂夫·亚当斯 著

周福新 轩植华 单振国 译

上海科学技术出版社

图书在版编目(CIP)数据

20 世纪的物理学 / (美)亚当斯著;周福新,轩植华,  
单振国译. —上海:上海科学技术出版社, 2006.7

ISBN 7-5323-8192-7

I. 2... II. ①亚...②周...③轩...④单...  
III. 物理学史-20 世纪 IV. 04-09

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2005) 第 099771 号

*Frontiers: Twentieth-Century Physics* by Steve Adams

All Rights Reserved

Authorised translation from English language edition published by

**Taylor and Francis, a member of the Taylor & Francis Group**

Chinese (Simplified Characters) Trade Paperback Copyright © 2006

by Shanghai Scientific & Technical Publishers

上海世纪出版股份有限公司 出版、发行  
上海科学技术出版社  
(上海钦州南路 71 号 邮政编码 200235)

新华书店上海发行所经销

常熟市兴达印刷有限公司印刷

开本 787×1092 1/16 印张 26.25

字数 630 000

2006 年 7 月第 1 版

2006 年 7 月第 1 次印刷

印数 1-2 500

定价: 78.00 元

---

本书如有缺页、错装或坏损等严重质量问题,  
请向工厂联系调换



20 世纪的物理学革命大大改变了我们对于空间、时间和物质以及我们自己在宇宙中的存在等问题的思考方式。它对许多诸如事物的终极本质、宇宙如何起源等一些重大问题做出了解答。它动摇了我们关于牛顿宇宙和宿命论的观念，并提出了有关平行宇宙、时间旅行和万物起源的问题。同时，我们也目睹了物理学家追求统一理论的令人惊叹的努力。有了这样一个理论，众多物体、所有粒子的类型以及它们的相互作用都可由之推得。本书讲述的就是有关这些发现以及做出这些发现的人们故事，很大程度上是通过讲述获得诺贝尔奖的物理学家们的工作展开的。

该书生动地介绍了20世纪物理学的主要脉络，旨在激起中学高年级学生、大学生和教师们的兴趣，它也会引起对科学真正有兴趣的广大普通读者的注意。书中也放入了必不可少的数学细节，但对它们的解释和处理颇具匠心，使得读者略过它们也能连贯地读完本书。





史蒂夫·亚当斯是什鲁斯伯里学校科学和物理学教研室主任，曾任威斯敏斯特学校物理教研室主任。先前曾在曼彻斯特文法学校、瓦特福特文法学校执教，也曾在澳大利亚和加拿大两国执过教鞭。他是在剑桥的塞尔文学院和安大略的温莎大学修习物理的。现在他还是《新科学家》(New Scientist)杂志的正式撰稿人，《物理教育》(Physical Education)杂志的编委会成员。

封面绘图：尼克·亚当斯

© 责任编辑 田廷彦



# 译者序

20 世纪物理学的发展极其辉煌,因此有人说,20 世纪是物理学世纪。然而纵观国内介绍 20 世纪物理学的读物,或是偏于专题,或是篇幅太小,或是叙述囿于数十年,不够完整,广大读者自然希望有一本能完整、全面、系统介绍 20 世纪物理学发展的读物,本书正可满足读者的这一需要。

一本好的物理学读物,一须内容精彩,二须能激发起读者(特别是青少年读者)进一步研读物理学的浓厚兴趣。历史上就曾出现过有人因读了某本优秀读物而日后走上了献身于那门科学的先例。本书的确还为读者提供了进一步研习的线索和空间。比如 20 世纪对 21 世纪物理学所提出的“三代夸克和轻子的起源是什么?四种相互作用力能不能够归结到一个大统一理论?真空的结构和对称性是什么样的?相变和对称性的破缺是怎么发生的?宇宙中暗物质的性质是怎么样的?黑洞的结构和命运又是怎么样的?宇宙和时空是怎么起源的”等等重大问题,读者在本书中可以找到相关进展的信息。

在诺贝尔物理学奖获得者名录中,译者还注明了那些出身于发展中国家的获奖者的出生地。译者相信,这些榜样定能进一步激发发展中国家人民的自信心。

本书的译校分工如下:第 1~3 章——单振国;第 4, 13~14, 16~18 章——轩植华;第 5~12, 15 章,附录,索引以及全部辅文——周福新。正文中有名的物理学家就不附外文原名。

由于译者水平所限,如果翻译有误,欢迎广大读者批评指正。

译者

2006 年春节



# 献 词

为 爱 子

约瑟夫、马修和塞巴斯蒂安

而 作 此 书

我的作品(它们却不知有我)一如我颜;  
庙宇蒙灰,两眼无光;  
而我对镜自顾,却是茫然一片。

——豪尔赫·路易斯·博尔赫斯

现在我深信,理论物理学就是致为实际的哲学。

——马克斯·玻恩



# 前言

20 世纪是一个学术、艺术和政治出现大变动的时代。它也是一个出现了许多不可思议的科学大发现的时代。这些科学发现的新思路改变了我们对自己和宇宙进行思考的方式；而伴随这些科学发现所涌现的新技术则使我们工作、相互交往和休闲的方式发生了革命性的变化。未来的历史学家或许会把这一世纪看作是物理学的黄金时代。的确，这一世纪中出现的狭义相对论改变了我们对于空间、时间和物质的观念，而量子论则更新了我们对于客观实在的观念。更有甚者，广义相对论则在最大尺度上表明，引力不是什么别的东西，它就是几何学，空间和时间的畸变只不过是物质的存在引起的而已。用这样的思想来处理宇宙，我们人类自己所在的银河系只不过是亿万星系中的一个，而这些星系自某个难以置信的暴烈的开端——宇宙大爆炸——起一直在飞奔着，相互离得越来越远。

我们业已建立了横跨两国的足够大的装置，旨在击碎微小的肉眼看不见的粒子，然后产生新物质。借助它我们可以探索基本粒子之间的精妙联系，并模拟宇宙大爆炸之后只存在了几分之一秒的条件。现在我们可以把一颗卫星放入空间，用它来观察 100 亿年前宇宙中发生的事件，也可以用原子写下我们的名字。我们还在考虑建造一种计算机，它能够在堆积如山的平行世界里进行计算。有声望的物理学家发表论文说，他们严肃地提出了用于各种隐形传态的装置和时间机器的设计。比在自然界中存在过的任何温度更低的温度可以在实验室中作为常规任务而产生出来，并藉以探索奇异的物质新状态。接近于绝对零度时奇异的现象发生了——超流体会从盛着它们的容器中逃逸，电流能在超导线中毫无阻尼地流动，磁铁能够飘浮起来，成群的原子能够聚集在一起形成称之为玻色-爱因斯坦凝聚体的量子液滴。可以说没有一个人能够想象到在过去的一百年间所出现的奇异而又貌似荒谬的各种发现。

20 世纪还出现了一些前所未有的最伟大的物理学家。其中阿尔伯特·爱因斯坦鹤立鸡群，他既是革命的，又是十分谨慎甚至可以说是保守的，他帮助创立了量子论（他本人就像量子论一样神秘），却从未承认它。由于两个相对论，他的知名度变得比谁都高。他毕其一生孜孜不倦地探索统一场论——在上世纪末诸如爱德华·威滕那样的弦理论物理学家又在着手从事这样一个历时弥久的探索。那时爱因斯坦有一个量子论方面的对手——尼尔斯·玻尔，后来他成了量子论哥本哈根学派诠释的缔造者。20 世纪 20 年代，由于海森伯、薛定谔、玻恩以及其他一些人的工作，所有物理理论的最重要的方面都呈现到了世人面前，是玻尔把一切东西都汇合起来。当理论物理学家正在努力建立原子的数学模型时，伟大的实验

# 目 录

译者序 .....	1
前言 .....	1
<b>第一篇 量子革命 .....</b>	<b>1</b>
第 1 章 前期量子论 .....	5
第 2 章 新量子论(1925~1930) .....	26
第 3 章 量子谜团 .....	50
第 4 章 量子电动力学.....	83
<b>第二篇 解释物质 .....</b>	<b>99</b>
第 5 章 原子和核 .....	101
第 6 章 标准模型 .....	126
第 7 章 粒子探测器 .....	143
第 8 章 粒子加速器 .....	156
第 9 章 对万物论的追求 .....	170
<b>第三篇 空间与时间 .....</b>	<b>187</b>
第 10 章 光速 .....	189
第 11 章 狭义相对论.....	199
第 12 章 广义相对论.....	221



第四篇 天体物理和宇宙学 .....	239
第 13 章 天文观测 .....	241
第 14 章 恒星与天体距离 .....	254
第 15 章 宇宙学 .....	274
第五篇 热力学与时间箭头 .....	293
第 16 章 时间、温度和概率 .....	295
第 17 章 向绝对零度进军 .....	317
第 18 章 正反共轭(C)、空间反射(P)和时间反演(T) .....	331
第 19 章 附录 .....	345
附录 1 黑体辐射谱 .....	345
附录 2 薛定谔方程 .....	347
附录 3 氢原子 .....	349
附录 4 洛伦兹变换方程 .....	350
附录 5 电磁波的速度 .....	351
附录 6 诺贝尔物理学奖 .....	352
附录 7 重要的物理概念小辞典 .....	361
附录 8 重要的物理思想年表 .....	370
附录 9 进一步的读物 .....	372
索引 .....	376

# 第一篇

# 量子革命

第 1 章 前期量子论

第 2 章 新量子论(1925~1930)

第 3 章 量子谜团

第 4 章 量子电动力学



## 第1章 前期量子论

经典物理学并不能恰当地解释比热、黑体辐射、光电效应、原子稳定性等问题。普朗克、爱因斯坦和玻尔用量子化的思想解决了这些问题。

## 第2章 新量子论(1925~1930)

就事论事的量子化奏效了,但是没有一个人知道为什么——那时基本理论还不存在。

1925~1930年间,出现了三种形式的量子理论——海森伯的矩阵力学,薛定谔的波动力学,狄拉克的算符力学。

所有这三种形式的量子力学都没有考虑相对论效应。狄拉克方程解决了这个问题(1928)。

## 第3章 量子谜团

量子理论很管用,但是没有一个人知道如何来解释这些方程。

玻尔在不确定性原理和互补原理的基础上提出了哥本哈根诠释。但是,爱因斯坦并不能接受它。争论在继续,然而,实验结果支持的是量子理论。

## 第4章 量子电动力学

人们试图解释光和物质是如何相互作用的努力却导致了无穷大的难题。

1948年费恩曼和朝永振一郎创立了一种新的量子场论——量子电动力学(缩写为QED)。



1 1962年欧洲原子核研究组织(CERN)举办了第11届国际高能物理学术会议。在重要的与会者中有8位诺贝尔奖获得者。自左至右:鲍威尔、拉比、海森伯、麦克米伦、塞格雷、李政道、杨振宁和霍夫斯塔特。照片由欧洲原子核研究组织提供。







- 5 这些照片表示在哈勃深空观测中所看到的天空的一小部分。它们是由多张分离的用广角-行星照相机 2 号(the Wide Field and Planetary Camera 2, 缩写为 WFPC2)拍摄到的照片拼接而成的, 拍摄工作一共连续进行了 10 天(从 1995 年 12 月 18 日到 28 日)。以前从未见过的最微弱的星系达到了接近 30 星等的亮度。哈勃深空照片只是拍到了天空的一小部分, 大小只有满月直径的极微小的一部分。虽然视场很小, 只对天空的一小部分进行了取样, 但是可以认为它代表了太空中星系的典型分布, 因为从统计的观点看, 宇宙从各个方向看起来都是一样的。哈勃深空照片为理解宇宙的演化提供了重要的线索。某些星系可能是大爆炸之后 10 亿年之内形成的。照片是由威廉斯(Robert Williams)、哈勃深空观测小组(the Hubble Deep Field Team)和美国航空和宇航局(NASA)提供的。

# 第 1 章 前期量子论

## 1.1 经典物理的危机

19 世纪的物理学家认为,他们在基础物理方面的研究差不多已经达到了顶峰,因为在那时已经有了牛顿力学和万有引力,有麦克斯韦方程组,有关于物质的原子理论和热力学定律。在这种情况下,人们除了根据这些奇妙的理论去预言一些结果之外,还能做些什么呢?也许可在计算过程中再增加几位有效数字,或者去探讨更多的化学反应细节,再或者将这些理论用于动力技术。但是就在这个时候,连续三年出现了三项令人惊奇的发现:1895 年伦琴发现了 X 射线;1896 年贝克勒尔发现了放射性;1897 年 J. J. 汤姆孙发现了电子。现在看来,正是这三项重大的发现预示了一个新时代的到来。在这个新时代里,相对论和量子论使我们在空间、时间、物质方面的观念发生了革命性的变化,粒子物理和宇宙学则为我们提供了一幅全新的、多层次的宇宙结构图画。

3

到了 20 世纪初期,尽管还有许多物理学家一次又一次地根据经典物理学对一些新的物理现象进行预测,但有不少人已经深刻地意识到,经典物理学并不是一切都正确的。

### 1.1.1 比热容

暗示经典物理学危机的第一个信号来自气体分子运动论,该理论试图用大量微小粒子的随机、快速的微观运动来解释气体的宏观性质。1859 年,麦克斯韦发表了一篇有关气体理论的重要文章,说明气体的许多性质(如扩散速率和黏度)的确可以用分子运动论来精确地描述。不过在文章的末尾,他指出了一个问题,即该理论对于气体比热的预言与实验结果不符。这个问题一直未能得到很好的解决,10 年后,他称它为“到目前为止分子说所遇到过的最大困难”。进一步探讨分子运动论为什么不能解释比热是很有意思的。

物质的比热容是指每千克物质在其温度升高 1 K 时所需要的能量。用经典理论处理比热时,需要考虑平均分子能量与温度之间的关系,在这种情况下,比热会反过来依赖于分子本身的性质以及装盛这些分子的条件。对气体来说,比热主要有两类:即比定体热容  $C_v$  和比定压热容  $C_p$  (图 1.1)。现在设想有一个体积不变的容器,里面充满了单分子气体。我们不断对该气体加热,由于体积不变,气体不能膨胀,因而不能对外做功。也就是说,所有加进去的热量都用于增加气体的内能了。在这种情况下,分子的平均速度就会加快。另外一种情况是,将气体放入一个带有活塞的汽缸中,并保持其压力不变。当气体膨胀时,它就会对外做功。因此,所加的热量一部分用来做功,另一部分则用来增加气体的内能。这就是说,要想使每千克气体的温度升高 1 K,定压气体所需的热量要比定容气体所需的热量,换句话说, $C_p$  大于  $C_v$ 。麦克斯韦曾试图预测

4



各种气体的比热容的比率  $C_v/C_p(\gamma)$ ，但没有成功。

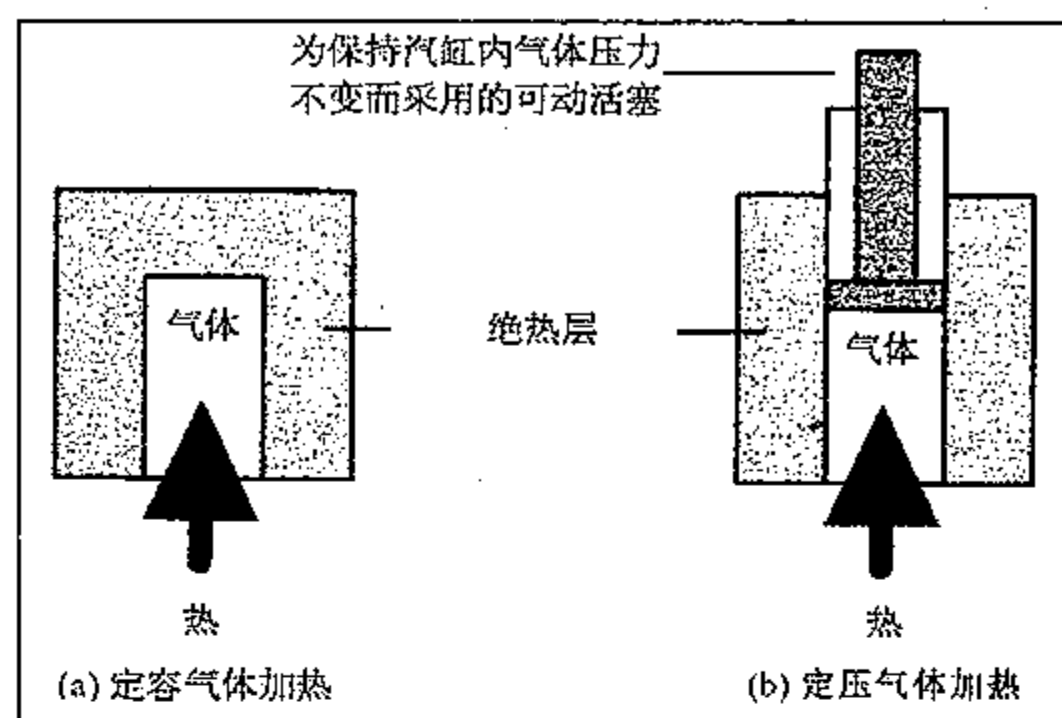


图 1.1 加热固定质量的气体时，定容气体(a)的温度要比定压气体(b)的温度上升得快，因为定压气体在膨胀时，要对外部物体做功。

麦克斯韦的预言是建立在经典热力学“能量均分定理”基础上的。这个能量均分定理是很容易理解的，简单地说，如果气体分子有许多不同的运动模式（如飞行、绕某轴转动、沿某键振动等等），那么在热平衡时，气体的内能将会在每个运动模式中进行平均分配。每个模式可望获得的分子平均能量为  $kT/2$ ，其中， $k$  为玻尔兹曼常量， $T$  为绝对温度。对单原子气体来说，运动模式仅能在三个方向平动，因此，其平均分子能量应为  $3kT/2$ 。对较复杂的分子（如  $O_2$ ）而言，还有转动和振动（ $O_2$  的平均分子能量为  $6kT/2$ ），所加入的热量将会在数目更多的运动模式间分布，从而使气体温度的上升变慢。换句话说，这种气体应该有较大的比热容和较低的比热比  $\gamma$ （因为气体内部的自由度较多，它在膨胀时对外做的功会大大减小）。

实验表明，比热有两个重要的倾向：

1. 对于复杂分子，在低温时比热总是比预期的小，而  $\gamma$  总是比预期的大。
2. 随着温度的升高，比热增大， $\gamma$  下降，逐渐接近理论值。

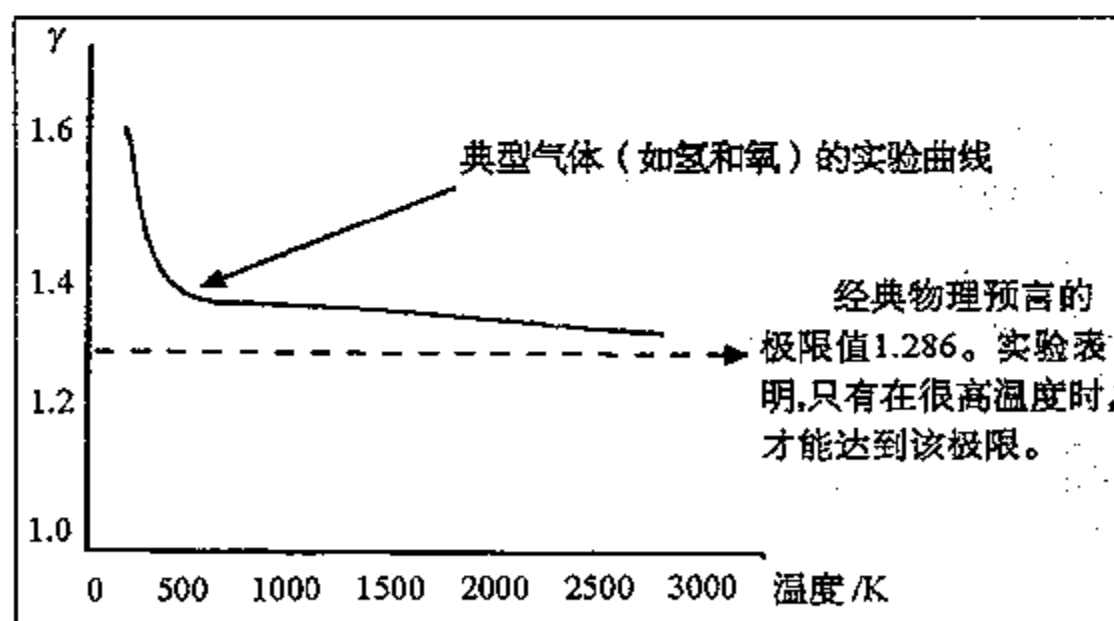


图 1.2 比热

1890 年左右,这些实验结果使金斯意识到:低温时某些自由度可能会受到阻滞或者消失,因此它们对比热没有贡献。当温度升高时,这些自由度又会突然“复活”,从而使比热增加。但经典物理学无法解释这种不连续性行为。在普朗克的黑体辐射或爱因斯坦的光电效应工作出现之前,这是经典物理学所遇到的第一个灾难性打击。当 20 世纪即将到来时,这个难题仍然久攻不克,它就像一根标杆,耸立在那里,等待新事物的出现。

### 1.1.2 黑体辐射

在炎夏的傍晚,你会感觉到热的石墙或道路所辐射出来的热。尽管我们的肉眼不能看到这些长波长的电磁波,但我们的皮肤对它却非常敏感。事实上,所有热的物体(这里所说的热,是指温度高于绝对零度)都会对外辐射热。在低温时,辐射的主要部分位于红外波段(简称红外线),我们的眼睛是看不见的,但采用电子探测器(如红外灵敏的光二极管),人们就可以看见它。这种红外线可用于热寻的导弹和夜视仪。

如果物体的温度继续升高,它就能在高频部分辐射更多的能量,热辐射光谱就会拓展到可见波段。如果主要的辐射集中在可见波段的红端,该物体就会变成“红热的”。这时如果再继续加热物体,使其温度继续升高,那么该物体的辐射谱就可能包含更多的高频成分,最后可能覆盖整个可见光波段,使物体达到“白热”程度。如果温度再升高,还可以获得大量的紫外辐射。

一般说来,经典物理学家是很容易理解这一现象的。因为他们知道:带电粒子被加速时,就会对外辐射电磁波。加热物体就等于增加物体中所含粒子的随机热运动速度。这些粒子(原子或分子)含有带负电荷的电子,因此随着温度的增加,粒子振动的程度也在增加,这意味着将会有更多的热能辐射出来,还意味着有越来越多的高频振荡产生。因此随着温度的升高,辐射中的高频成分就会越来越多,并在最后,实现从“红热”到“白热”的转变。

像这样定性的解释还是令人满意的,但是物理学家想要的是:从基本原理出发,推出整个热辐射光谱来。这里所说的基本原理就是物理学的诸定律。在 19 世纪后期,许多物理学家都试图这样做。他们的出发点是:

1. 经典力学,特别是振子力学;
2. 经典热力学,可推断出热能如何在各种振动模式中分配(实际上是再次应用能量均分定理);
3. 经典电磁理论,将振动源与辐射波联系起来。

表面看来,这是一个直截了当的问题。如果物体含有一定量的热能,它一定会在所有可能的自由度上进行平均分配,每个自由度的能量约为  $kT/2$ 。简单的振子仅有两个自由度,与其总能量中的动能和势能相对应,因此每个振子的能量应该是  $kT$ 。这是解决问题的第一步。第二步是要找出在一小段频率范围内,即从  $f$  到  $f + \delta f$  频率范围内,有多少个振动模式。1900 年,瑞利勋爵在这方面做了非常漂亮的工作,下面我们用的就是他的结果。最后一步,是将这两个值相乘,便可得到在每个小的频率范围( $f \sim f + \delta f$ ) 内的能量,即黑体辐射的能谱密度。

1. 每个振子的平均能量

$$E = kT$$

2. 在  $f \sim f + \delta f$  范围内的振子数

$$n(f) = 8\pi f^2 / c^3$$

3. 能谱密度

$$u(f) = 8\pi f^2 kT / c^3$$

遗憾的是,这个公式存在着明显的错误。能谱密度与频率的平方成正比,就是说,在高频段辐射的能量将无限增加。这个荒谬的结果完全是根据经典物理学推导出来的,后来就成了人们常说的“紫外灾难”。

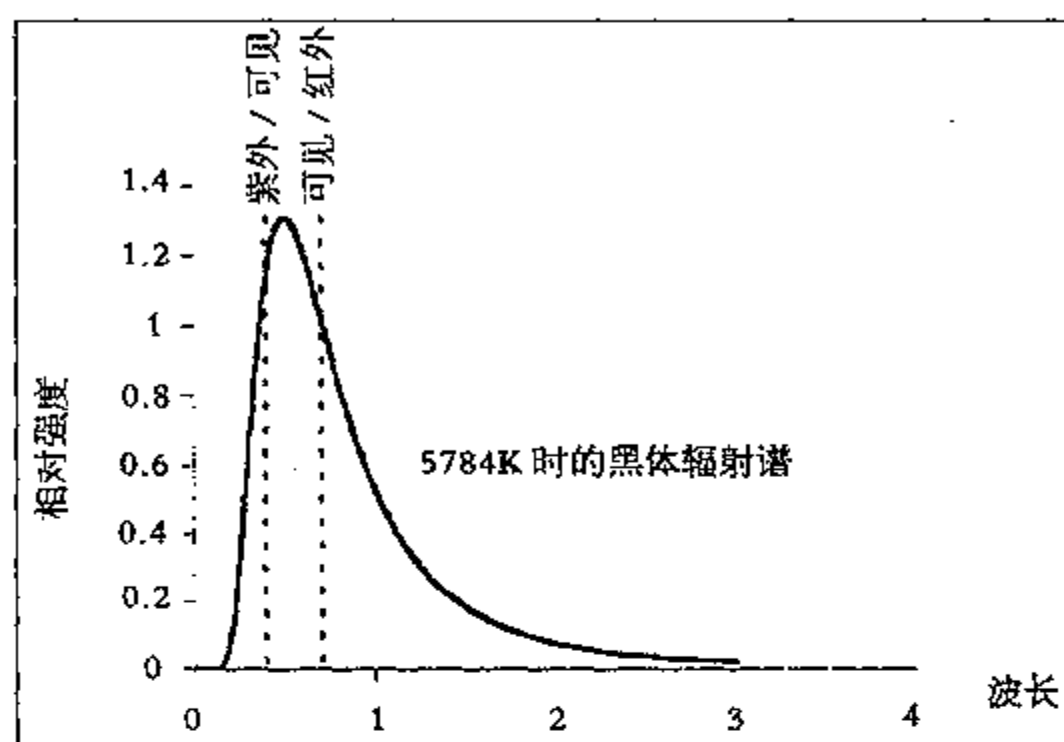


图 1.3 黑体辐射谱

当然,瑞利知道这不是我们所要的解。为了解决在紫外区抛物线增长的难题,他修正了这一公式,在后面乘上一个随频率衰减的指数函数。但这一就事论事的做法是毫无理论根据的,因此在高频区的计算结果仍然与实验相差很远。

实验的黑体辐射谱在高频区下降,那么一定有某种因素减小了高频振子的贡献。像在低温时气体的自由度“猝灭”一样,高频振子在高频段也以类似的方式“猝灭”了。但它们是怎么“猝灭”的呢?还有一个令人兴奋的事实是:瑞利公式在低频段,即在长波长端与实验符合得很好,它能正确地预言光谱强度与温度成正比。这告诉我们,该公式具有一定的合理性,也许稍加修正就行。

上述公式通常叫做瑞利-金斯公式。这里提及金斯是因为他发现并修正了瑞利在原始论文中的数字错误。在普朗克发表了正确的黑体辐射谱公式之后六年,即 1906 年,金斯在《自然》杂志的一篇文章中指出了这些错误。

#### 数学箱:黑体辐射方程

**斯特藩-玻尔兹曼定律:**斯特藩推导了一个经验公式,将黑体辐射强度  $I$  与温度  $T$  联系起来。玻尔兹曼则从经典热力学出发,推出了相同的关系

$$I = \sigma T^4$$

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

**维恩位移定律:**维恩利用经典热力学和电磁理论证明了黑体辐射谱的峰值波长  $\lambda_p$  与温度成反比

$$\lambda_p T = \text{常数} = 2.9 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{T}$$

这些结果限制了黑体辐射谱的可能形式,且均可用普朗克理论来解释。



## 1.2 量子化

### 1.2.1 普朗克定律

普朗克也推导出了从  $f$  到  $f + \delta f$  范围内的振动模式数目, 所得结果与瑞利相同, 但在解释方面稍微有些差别。普朗克是从振子本身出发的, 而瑞利看到的是辐射场的振动模式, 它们与振子处于平衡状态。尽管如此, 他们两人都得到了相同的、非常重要的结果。不过, 那时候普朗克并不认为需用经典的能量均分定理可以解决这个问题, 他采取的是完全不同的方法。他问自己: 如何才能使振子的平均能量满足如下要求:

9

1. 重现维恩位移定律;
2. 消除紫外灾难;
3. 符合热力学第二定律, 该定律将温度与能量随熵的变化率联系在一起。

他对这一问题的解答具有根本的意义。他假设振子不可能具有任意的能量值, 只能取分立的、量子化的能级, 能级间隔与频率成正比。振子的总能量由  $E = nhf$  给出, 式中  $n$  为整数,  $h$  为常量,  $f$  为振动频率。

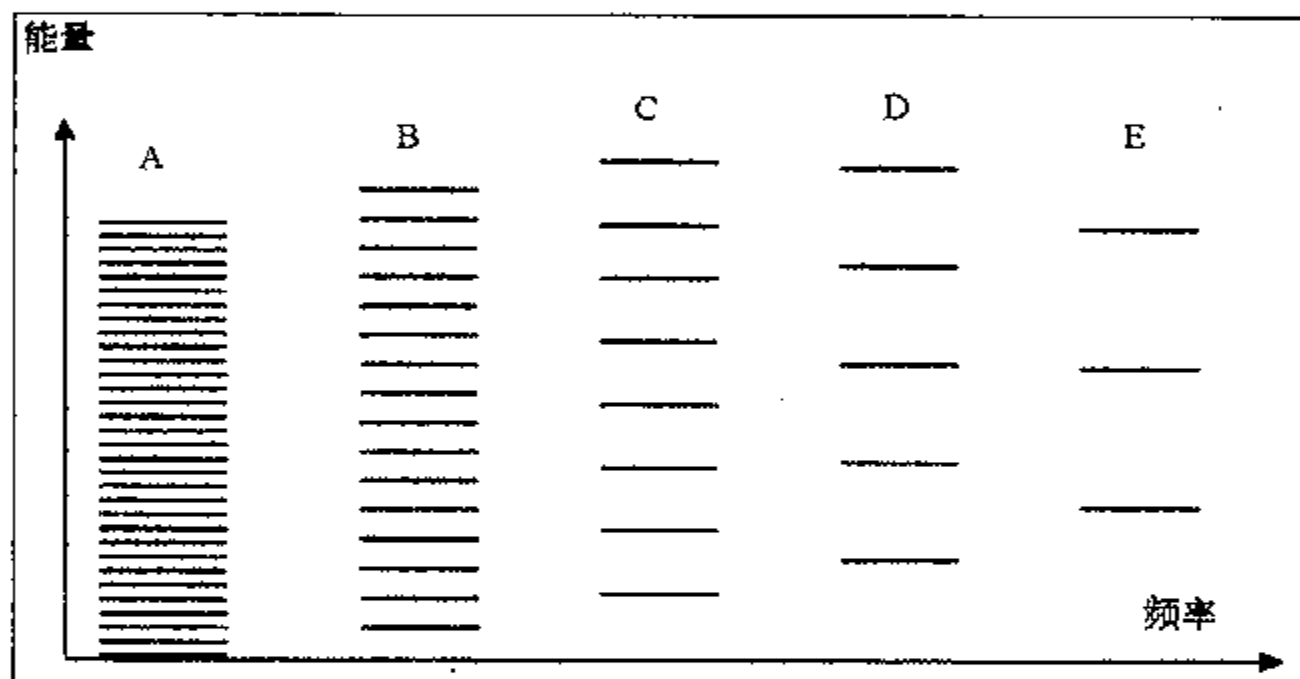


图 1.4 量子能级的间隔与振子频率之间的关系。在低频端(A), 所允许的能级均靠得很近, 因此量子行为与经典行为几乎是一样的, 振子能量的变化差不多是连续的; 在高频端(E), 情况就不是这样了, 这时, 需要有较大的能量才能将振子激励到它的最低允许态。因此, 量子论“猝灭”了高频振子, 防止了紫外灾难。

在这个分立的能谱中, 低频端所允许的能级靠得很近(因为  $hf$  很小), 与经典物理学认为的连续能谱几乎没有什么差别。从另外一个角度看, 如果  $kT \gg hf$ , 振子所得到的热能可以将它激发到这样一种状态, 其振动几乎随温度连续变化。这就是瑞利-金斯定律与实验符合的区域。在高频段, 即  $hf$  与  $kT$  可比拟或比  $kT$  大得多, 这时, 所获得的热能不足以激

10

励许多高频振子, 因此, 高频区的贡献比经典理论预计的要小得多, 紫外灾难就不可能发生了。

普朗克公式是综合了统计力学和电磁理论推导出来的, 我们将在下面借用爱因斯坦的方法推导它(见附录):

$$u(f) = \frac{8\pi hf^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}$$

有人提出:实际上,这个最后的出色的公式是普朗克从一个偶然获得或明智猜测的结果出发,一步一步地往前反推得到的。如果是这样,他还是勇敢地接受了这个激进的能量量子化的新概念,纵然他并没有想到为什么这个公式会如此有效。不过在内心深处,普朗克是个经典物理学家,他缺乏革命的气质,这就是为什么在以后的几年里,他的发现一直使他自己感到非常苦恼:

“我在设法使基本作用量子适应于经典理论方面,奋斗了许多年,这个徒劳无益的企图耗去了我无数精力。许多同事认为,我这样做几乎是一个悲剧。但是,我的感觉却完全不同,我觉得:由此我受到的透彻启迪更有价值。现在我认识到:在物理学中,基本作用量子所起的作用要比我原先有所怀疑的重要得多。这种认识使我清楚地看到,在处理原子问题时,引入全新的分析和推理方法是绝对必要的。”

[Max Planck. *Scientific Autobiography and Other Papers*. London: Williams and Norgate, 1950]

30年后,他又回过头来看看自己的发现,把他决定引进能量量子说成是“冒险行为”,但他承认:为了“得到正确的结果”,他“准备牺牲我以前有关物理定律的一切信念”。

[Max Planck. Letter to R. W. Wood, 1931]

### 1.2.2 光子

普朗克的工作是革命性的,但即使普朗克本人也不能正确认识它的意义,他还花了几年时间试图使量子化与经典理论协调一致。值得注意的是,普朗克量子化的是产生辐射的振子,而不是辐射本身。他假设辐射本身可以用麦克斯韦方程组描述,因为这一假设已经得到赫兹等人的实验支持。他们的连续场似乎也与惠更斯建立的光的连续波模型一致。这一模型也已由包括干涉和衍射实验(如杨氏双缝实验)在内的许多实验所证实。

爱因斯坦的风险也许小一点,因为他是从全新的角度出发得到这一结果的。1905年,他在伯尔尼的专利局工作,任“三级技术专家”。但是他在经典物理学方面有着坚实的基础,整天在忙于自己的理论创新。这一年,他发表了三篇重要文章,每一篇都对理论物理学的基础领域作出了重要贡献,任何一篇文章都足以使他成为他那个时代的杰出物理学家。第一篇文章解释了布朗运动,有效地结束了有关原子“实在性”的争论。第二篇文章包含了狭义相对论,第三篇涉及的是光的本质。在这篇文章中,爱因斯坦提出:也许有些现象不能用经典电磁理论的连续变量来解释,这些现象采用粒子模型更好。人们不清楚的是,爱因斯坦究竟在多大程度上受到普朗克的影响,不过,爱因斯坦是肯定知道普朗克的工作的。爱因斯坦方法的美妙之处,就是设法去直接观察物理过程,如光的发射和吸收过程,白手起家进行解释。很难想象普朗克能够这样做。下面是爱因斯坦重要文章序言中的一段话:

“……应当记住:光学观察所得到的值是时间平均值,而不是瞬时值。尽管实验已经完全证实了衍射、反射、折射、色散等理论,但是可以相信,如果将该理论应用到光的产生和转换现象时,这种以连续三维函数来描述的光理论就会与实验不符。”

[Albert Einstein. *Annalen der Physik*, 1905, 17]

普朗克已经考虑到发射黑体辐射的振子,爱因斯坦考虑的则是辐射本身。他想象一个封闭盒子,处于热平衡的电磁辐射被包围在其中。爱因斯坦在玻尔兹曼统计热力学方面有着坚实的基础,并将它用于辐射。他仔细检查了辐射能量和熵随盒子体积、温度变化的方式,发现它们的行为与气体的能量和熵非常类似。就好像辐射本身不是由连续波组成的,而是由弹来弹去的粒子组成的。其中一个粒子所传递的能量可用下式表示:

$$E = hf$$

这使人想起了普朗克的结果。若干年后,这些“粒子”被称为“光子”,不过从现在开始,我们就要采用这一术语了(你也许感到惊奇,直到1926年,人们才开始使用“光子”一词。部分原因是许多物理学家在恢复使用这个令人怀疑的光的粒子模型时都感到很不舒服。关键的实验是由康普顿及其同事在1923—1925年期间进行的,实验结果表明,光子能够散射类似经典粒子的电子,并在碰撞后保持能量和动量守恒)。

12

爱因斯坦猜想,这个粒子模型在研究辐射的产生和吸收时可能非常重要,并证明在以下三种特殊的场合非常有用:

1. 光致发光(物质在吸收光后,导致发光);
2. 气体的光致电离(由光引起的电离);
3. 光电效应(由光的照射引起金属表面的电子发射)。

在上述三种情况下,粒子模型都比连续波模型有效得多。1921年,爱因斯坦获得诺贝尔奖,就是由于“他对理论物理学的杰出贡献,特别是他发现了光电效应的规律”。普朗克首先提出了量子化的概念,但爱因斯坦的工作真正使物理学家们严肃地来对待量子化。它还动摇了关于客观实在的经典观点,这一后果连爱因斯坦本人也不知道如何处理。

### 1.2.3 光电效应

如果我们研究光电效应,就会看到光子模型的重要性。赫兹是在证明麦克斯韦关于电磁波的预言时发现这一点的。他注意到,当一个电花隙调得恰好低于电花电势时,如果用紫外光照射其中的一个电极,就可能引起弧光放电。光从金属表面击出带电粒子(后来知道是电子),会引起更多的气体电离,从而使火花跨过金属球之间的间隔。后来,勒纳更详细地研究了这一效应。1905年,他因在阴极射线方面的杰出工作而获得了诺贝尔奖。勒纳发现,增加照射在金属表面的光强,对发射电子的动能没有丝毫影响(尽管它增加了电子的发射速率)。这看上去有点奇怪,因为假如电子发射是金属表面吸收电磁能量的直接结果,那么根据经典理论,电子能量也应该随光强的增加而增加。但是在爱因斯坦的光子模型中,这个结果是很容易得到解释的。增加光强,只是增加了每秒照射到单位面积金属上的光子数目,而每个光子的能量则没有改变(因为光子能量与频率有关,与光的强度无关)。假如单个光子将它的所有能量全部传递给单个电子,那么电子能量也仅仅与光的频率有关。

光子模型还可以解释其他的光电辐射问题,如当光的频率太低时,上述金属球连一个电子也发射不出来,因为没有光子具有足够的能量,可以将电子从金属表面打出来。低频(低能量)光子也可以使金属中的电子受到激励,但这种激励所产生的能量只能被金属吸收,使金属的温度升高。

假设使电子飞离金属表面所需要的最低能量为  $W$  (称为逸出功),那么发射的电子能量



## 13 将是光子能量和逸出功之差

$$KE_{\max} = hf - W$$

这里存在一个阈值频率  $f_0$  问题, 低于该频率的光子能量小于逸出功, 不可能引起电子发射。阈值频率可用下式表示

$$hf_0 = W \text{ 或 } f_0 = \frac{W}{h}$$

活泼性较强的金属, 阈值频率较低, 因为它们容易丢失电子, 因此逸出功较小。例如钾(逸出功为 2.23 eV), 用可见光就可以引起电子发射, 而银(逸出功为 3.8 eV)则要用紫外光。

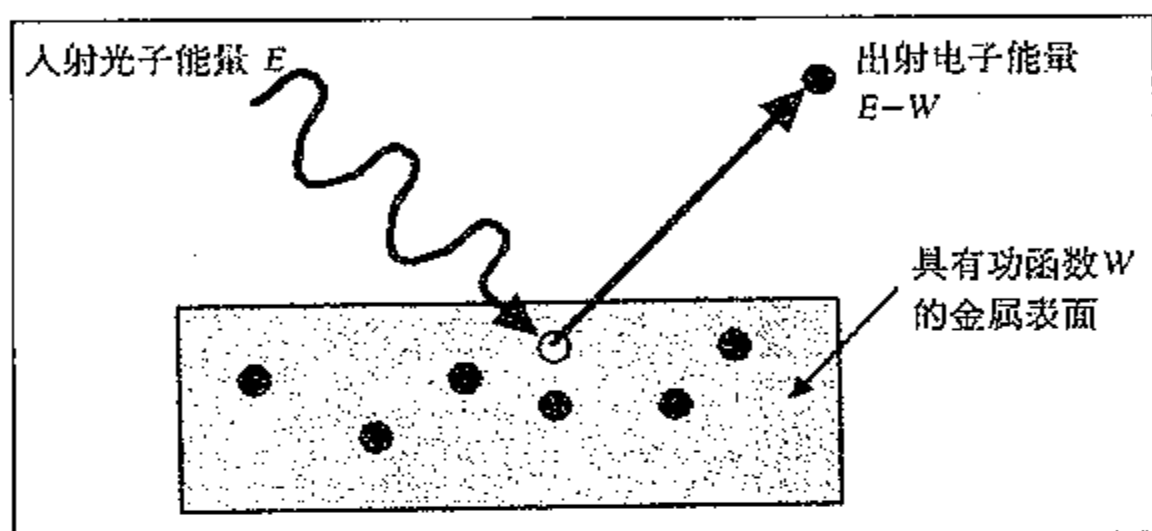


图 1.5 光电效应

## 1.3 波粒二象性

## 1.3.1 物质波



图 1.6 G. P. 汤姆孙(1892—1975)

“在长期独居和冥思苦想之后, 我终于在 1923 年突然产生了一个想法, 应该将爱因斯坦在 1905 年的发现加以推广, 推广到所有的物质粒子, 特别是电子。”

[Louis de Broglie. *Recherches Sur La Théorie des Quanta*. Preface to his re-edited 1924 Ph. D. thesis, Masson, Paris, 1963, 4]

盖斯勒(Geissler)和克鲁克斯(Crookes)发明的高真空管使许多物理学家能在低压气体放电方面进行更详细的实验, 大家的兴趣很快就集中到“阴极射线”。1897 年, J. J. 汤姆孙证明阴极射线可以用高速、带负电的粒子流来解释。后来这些高速、带负电的粒子便被称为电子。为此, 他于 1906 年获得了诺贝尔奖。1937 年, 他的儿子 G. P. 汤姆孙也获得了诺贝尔奖, 他是由于“在实验上发现电子通过晶体衍射”而与美国科学家戴维孙一起分享这一殊荣的。衍射

14 当他让电子穿过薄的金膜时, 产生了衍射环, 从而演示了电子的类波性质, 他与戴维孙因此分享了 1937 年度的诺贝尔物理学奖。

尼克·亚当斯绘

是波的特征,如果阴极射线真的是粒子流,则衍射现象就不能得到很好解释。为了解释电子衍射现象,就需要采用波的模型。这样, J. J. 汤姆孙因证明电子是粒子而获得诺贝尔奖,而他的儿子却因为证明电子是波而获得了诺贝尔奖!

电子可能像光一样呈现“波粒二象性”的思想是德布罗意于 1924 年提出来的。当时物理学家们对光的一些奇怪行为的含义尚未达成共识,而在继续努力,因此德布罗意的假设似乎没有受到特别欢迎。但是在用相同的方法处理物质与辐射相互作用时,这一假

15

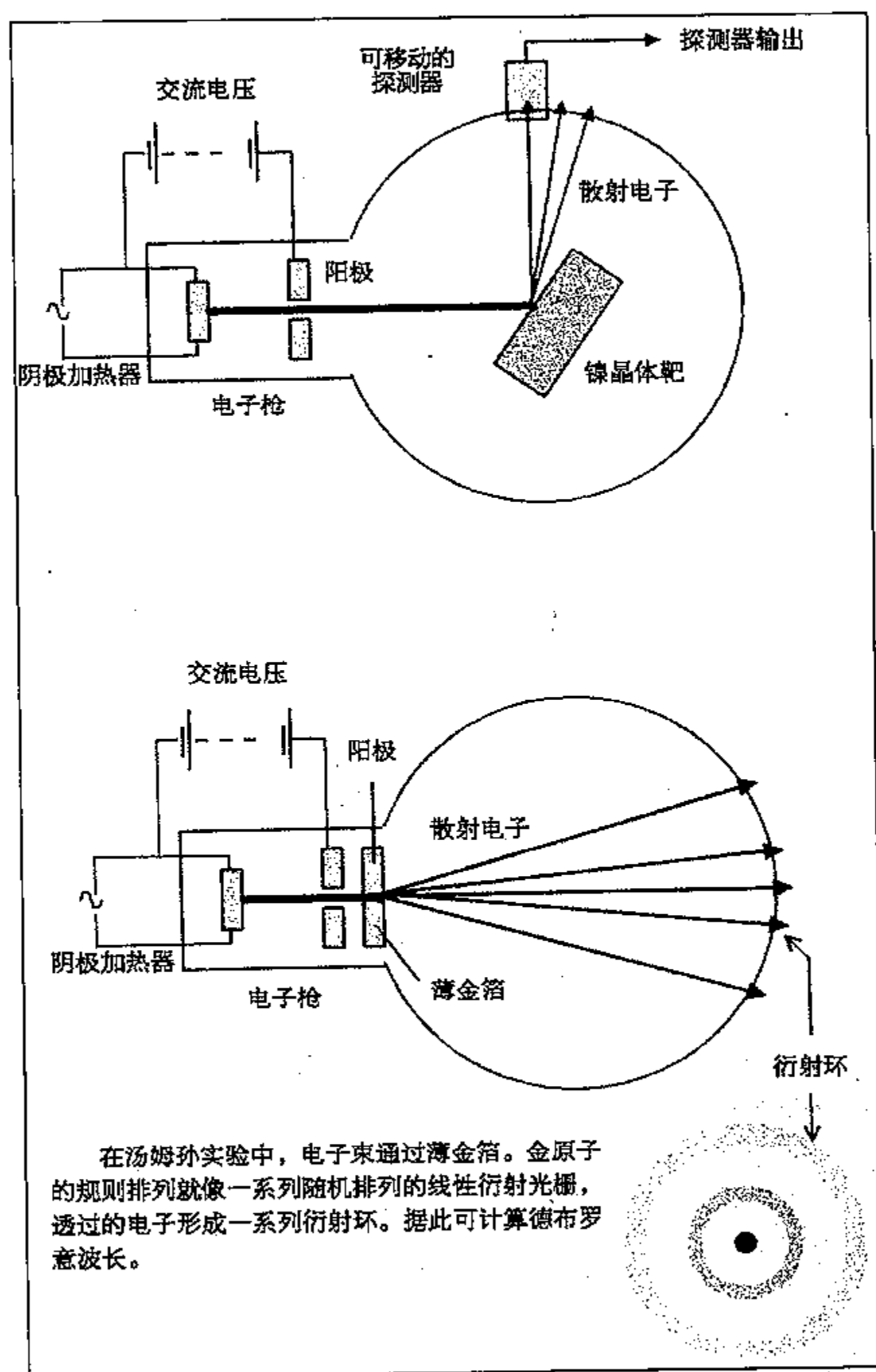


图 1.7 戴维孙与革末(上图)和 G. P. 汤姆孙(下图)的电子衍射实验示意图  
戴维孙和革末证明由镍晶体表面散射的电子就像 X 射线那样形成衍射环。这与德布罗意预言一致。

设却显示出它的优越性。爱因斯坦认为这是一个好的想法,他说:“我相信它是投向最糟糕的物理谜团上的第一道微弱光芒”。

德布罗意方程可直接根据电子和光子的类似性推导出来,动量和波长是表征它们粒子性质和波动性质的两个物理量。

$$\text{光子能量: } E = hf = mc^2$$

$$\text{光子动量: } p = mc = E/c = hf/c = h/\lambda$$

- 16 德布罗意假设光子的这种动量与波长之间的关系 ( $p = h/\lambda$ ) 具有普遍意义,它同样适合于电子、原子,也适用于辐射。G. P. 汤姆孙用实验检验了这种关系,他让电子束穿过金箔,获得了非常清晰的衍射环。戴维孙和革末将电子束从镍晶体表面散射出来时所形成的电子衍射图样与用类似方式形成的 X 射线衍射图样进行了比较。由上述两个实验可得到电子波长值,在两种情况下,结果都与德布罗意公式一致,电子的确呈现波的行为。

### 1.3.2 康普顿效应

为验证光子理论,康普顿于 1923 年进行了一系列实验,而以前进行的杨氏双缝实验则是为了验证光的波动理论。康普顿让一束单色 X 射线射向石墨,然后测量不同散射角的 X 射线强度随波长的变化。结果表明:

1. 散射的 X 射线含有许多不同的分量,一个分量就在原有波长处,其他分量的波长更长;
2. 长波长分量的波长随散射角的增大而增加。

这些结果是不能用经典波动理论来解释的。根据经典理论,入射波激励碳原子中的电子,只能使它们在原有的 X 射线频率振荡。这些振荡着的电子再以相同的频率产生辐射,因此散射的 X 射线应与入射的 X 射线具有相同的频率和波长。

但是如果采用粒子模型,情况就讲得通了。如果入射的 X 射线包含的是一束类似粒子的光子流,那么光子散射电子,就像在两个弹性球之间发生碰撞一样。碰撞之后,第二个球

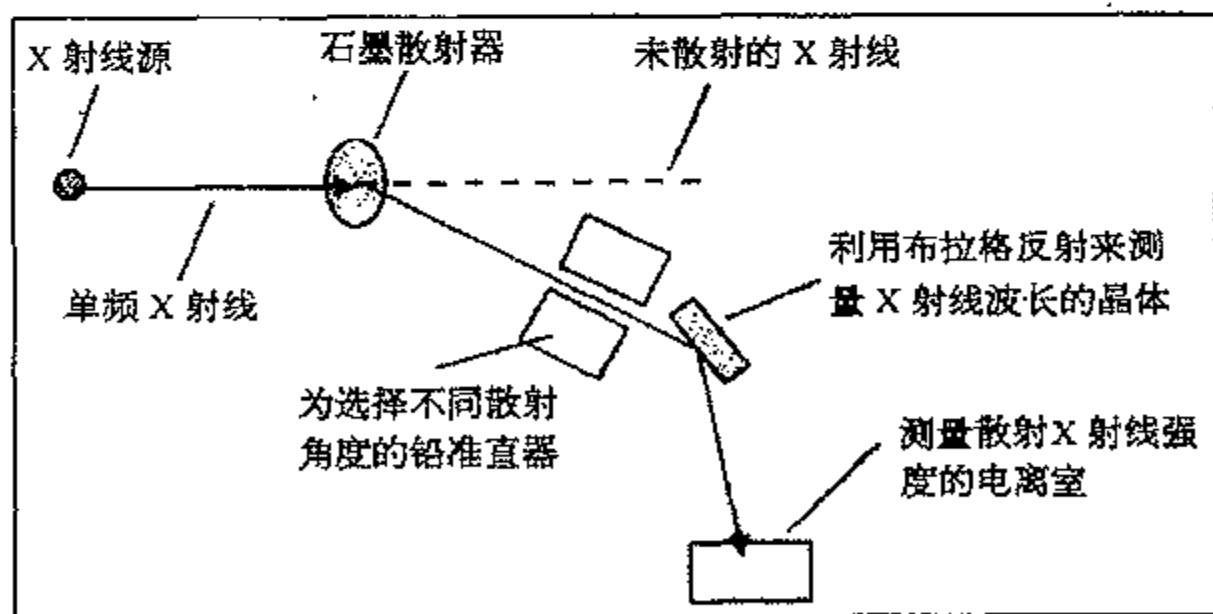


图 1.8 康普顿实验

康普顿测量了被石墨内电子散射的不同散射角的 X 射线波长和强度。散射的 X 射线波长比未经散射的 X 射线波长长。假设光子和电子的碰撞与粒子之间的碰撞一样,康普顿就可以推导出波长的变化。散射角越大,波长的变化越大。



从第一个球获得了某些能量和动量,这就是说,弹开去的电子从散射的 X 射线光子中带走了一些能量和动量。德布罗意方程将波长与动量联系在一起,因此具有较小动量的散射光子应该具有较长的波长。较大的反射角度将会引起较大的动量转换,因此波长增加更快。想对此进行更详细的分析,可用如下的波长变化-散射角关系公式:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$$

式中,  $h/mc$  称为电子的“康普顿波长”。康普顿的结果与本方程一致,这是一个最直接的证据,告诫人们必须认真考虑光的粒子模型。大概就在这段时间,“光子”一词就被采用了。有趣的是有关康普顿效应的理论也曾被克拉默斯推出过,但是他被玻尔说服,没有将他的文章发表。玻尔认为,康普顿效应可能是能量守恒遭到破坏的一个特例(玻尔在试图解释  $\beta$  射线能谱时也是这样想的)。康普顿由于这一发现分享了 1927 年度的诺贝尔物理学奖。

### 1.3.3 干涉效应

为了清楚地解释衍射和干涉现象,采用波动模型是十分必要的,但要理解吸收和发射过程则需要采用粒子模型。用实验验证德布罗意假设的结果表明,这种二象性同等地适用于物质(如电子)和辐射(如光)。每种模型(粒子或波)都只能精确地解释某些性质,没有一种模型能完整地解释物质或辐射的所有性质。这两个模型是不可调和的,又是互补的。如果我们用单光子探测器来进行简单的干涉实验,则由波粒二象性所引起的困难就变得很明显。近来这类实验已经进行了多次,采用光子、电子、中子、原子甚至分子的都有。

下面的实验是建立在迈克耳孙干涉仪基础之上的,有关的解释都是对光或光子而言的。但是请记住:如果让电子或原子通过类似的干涉仪,实验结果也会完全一样。实验所用的光

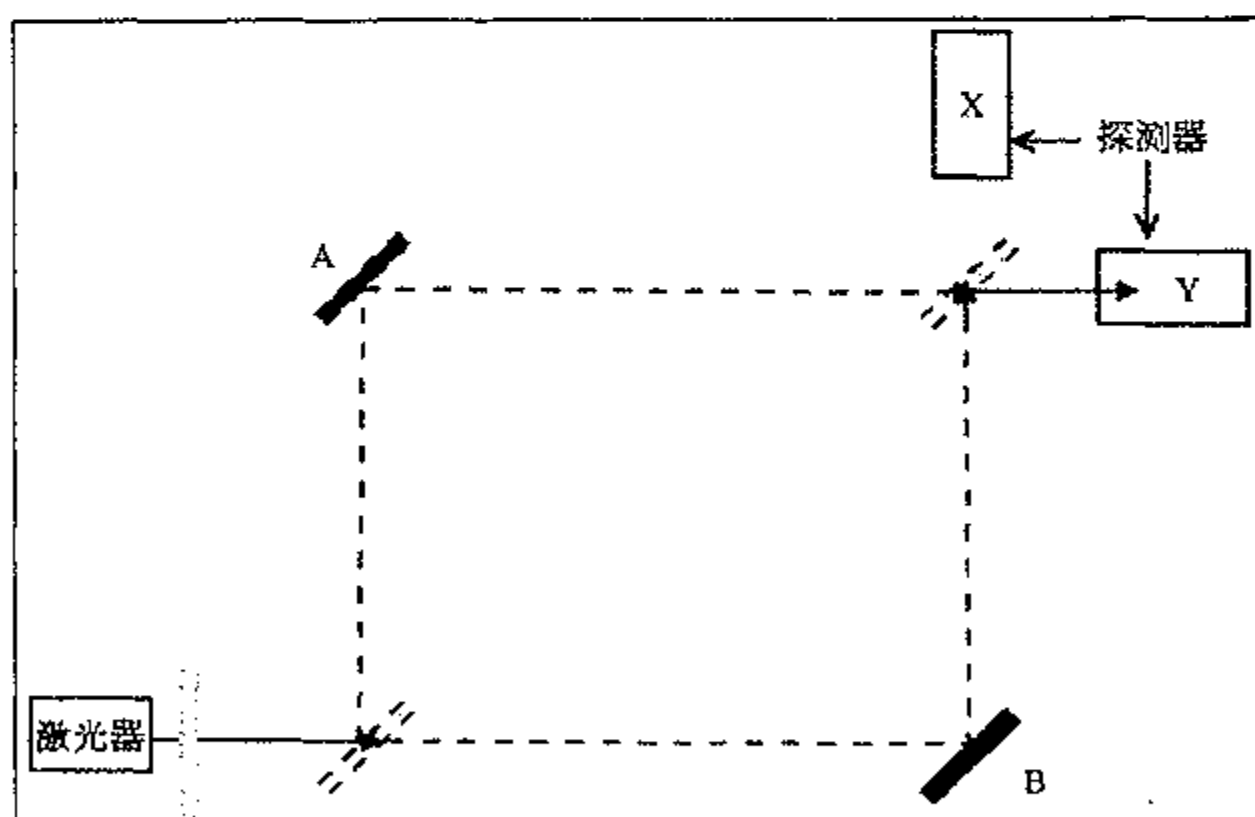


图 1.9 干涉仪

第一分束器将光分为强度相等的两束,一束经 A 路,一束经 B 路。调节光路使到达探测器 X 的光程与到达探测器 Y 的光程不同。在现在的情况下,两路光束到达 X 的光程差半个波长,而到达 Y 的光程相等。相消干涉阻止光子到达 X,即使每次只让一个光子通过仪器时也是如此。

- 18 源是一台激光器,入射光经分束器(如半透银镜)分成强度相等的两束光,经不同路径到达第二分束器,然后直接射向两个探测器中的一个。光路可以这样安排:让经过 A 路的光到达探测器 X,比经过 B 路的光到达该探测器恰好多半个波长。另外,让经过 A 路和 B 路的光到达探测器 Y 的光程相等。如果我们把光看作连续波的话,就意味着由第二个分束器到达探测器 X 的两路光波将产生  $180^\circ$  相位差,从而产生相消干涉,探测器 X 将接收不到任何光子。但是离开第二个分束器的两个光波到达探测器 Y 时将是同相的,即二波相互叠加。探测器 Y 记录到的强信号就是由这种相长干涉引起的。如果实验真是这样进行的,那么所得结果应与上述预言一致。

- 19 现在想象:用两个非常灵敏的光探测器(如基于光电效应的光电倍增管)来代替上面的两个探测器,其灵敏度高到可以探测单个光子。重复进行这样的实验,就会得到同样的结果:探测器 Y 像发疯似的不断探测到光信号,而探测器 X 却连一个光子也探测不到。这是相当奇怪的。在激光器中,我们需要用粒子模型来描述光的发射(通过受激辐射),在记录光子到达的光电探测器中,也需采用粒子模型。但是,很难说得清不可分的单个光子是怎样形成干涉图样的。是不是有什么东西在单个光子通过 A 路之后,阻止它从第二分束器到达探测器 X? 也许通过仪器的光子路径以某种方式相关,如当光子经过 A 路行进时,就遇到了来自 B 路的光子,它们之间以某种方式发生相互作用,结果使得所有光子全部到达探测器 Y,而没有一个光子能到达探测器 X。乍看起来,这似乎是不可能的,但实验结果确是如此。决定光子是否彼此“干涉”的一个方法,是让他们一次一个地通过仪器。这可以通过减小入射激光的光强来实现(如在光到达第一分束器前,让它先通过近乎不透明的滤光片)。

第一个试图这样做的人是在剑桥卡文迪什实验室工作的泰勒(G. I. Taylor)。1909 年,他建立了一个杨氏狭缝装置,采用光强极低的光源,再用非常灵敏的照相底板作光探测器。光的强度是如此之低,以至于在任何一次实验中,发射超过一个光子的机会都是很小的。当然用这样低的光源做实验,要在照相底板上显示出有意义的图样,需要很长的时间,当光子一个一个地到达各个部位时,各点的曝光程度就在逐步积累,有时曝光甚至需要几个月。有人传说,他在等待实验结果时甚至还出去度假呢。在照相底板显影之后,他终于发现了干涉图样,由此可见,单个光子也的确确实发生了干涉!

从那时起,类似这种单量子的实验已经进行过多次,人们肯定了干涉效应的存在。如上所说,当单个光子通过干涉仪时,将会到达探测器 Y,而不能到达探测器 X。但如果许多光子同时通过干涉仪,它们也将全部到达探测器 Y,这是很难理解的。为了看看究竟怎么个难法,我们现在来将实验装置稍微改变一下:设想有一路,如 B 路,被堵塞。根据波动理论,如果在干涉仪中取消一路,就不可能出现干涉图样。这样,任何到达第二分束器的光都将分成强度相等的两束,两个探测器均能接收到强度相等的光。对单个光子而言也是如此,如果到达第一分束器的光子沿 B 路前进,将被吸收,两个探测器都不会有任何反应。如果该光子经过 A 路,它将有相同的机会到达探测器 X 和探测器 Y。所以两个探测器都可以随机地接收到信号,平均来说,它们所接收到的光子数也应该是相等的。这似乎是很好理解的,但是这种情况与在 A 路和 B 路都畅通时光子走 A 路的情形究竟有何不同呢? 如果我们保持单个光子通过仪器的想法,我们就不得不说,在 B 路堵塞和畅通时,光子在第二分束器出现的概率是不一样的。还有,光子不经过 B 路时,它又怎么可能影响到实验的结果呢? 显然,这个佯谬存在典型的逻辑问题,这是在我们试图用经典术语来描述量子现象时必然要产生的。

现将上述结果归纳如下:

1. 两路均畅通时→两波干涉→无光可达 X;
2. B 路堵塞→无干涉→到达 X 和 Y 的光相等;
3. 两路均畅通时→光子沿 A 路或 B 路行进→没有光子到达 X;
4. B 路堵塞→被探测的光子经 A 路行进→到达 X 和 Y 的光子数目相等。

这显示了量子世界的反直观性质。还需要强调一点的是,模型(如波动模型或粒子模型)的适用性是有限的,因为这些模型都是从我们熟悉的日常生活经验中,从宏观世界的类比中提炼出来的。波动模型给出的是光子到达探测器的整体图像,但到达本身则是不连续的。人们需要找到一种解释波粒二象性的方法,以便能使物理学家们绕过这个明显的佯谬。大约在 1925 年,玻恩提出了这种解释。

#### 1.3.4 玻恩的统计解释

爱因斯坦的光子理论是把光当成粒子气体来处理的。这是他对电磁学中的场进行长期观察的结果。电磁场通常是时间平均的,这样在研究光的吸收或发射时,类似粒子的离散过程可能会被完全淹没。这里暴露出来的问题也提醒人们,在偏爱粒子模型的同时,也不能放弃波动模型,因为粒子模型是不能解释干涉的。

爱因斯坦的光子理论是用发现光子的概率密度来解释电磁波强度的,因此,光强度高,就表示光子的到达率高。在杨氏双缝实验中出现的极大值和极小值,可由到达极大和极小处的光子概率不同来解释。在前面描述过的干涉仪实验中,相长干涉引起光子到达探测器 Y 的概率增大,而相消干涉则使光子到达探测器 X 的概率为零。由于光波是用相当抽象的方法来处理,因此这种手段也可用来处理单光子实验。当单光子通过干涉仪时,光子到达不同探测器(Y 或 X)的概率也是由波的干涉图样所决定的,但结果本身则表现为分立的、类粒子的效应(即整个光子在某探测器出现,而不是光子的某一部分在不同的探测器出现)。这与抛硬币的情况类似——“正面”和“反面”的概率是相等的,但一次实验的结果不是“正面”,就是“反面”。

早在 1926 年,玻恩就开始力图把电子波搞清楚,但直到 1954 年,他才“因量子力学的基础研究,特别是对波函数的统计解释”而荣获诺贝尔奖。他声明:他的灵感来自爱因斯坦:

“我是从爱因斯坦关于波场与光量子相互关系的谈话出发的。他说,在那里,波仅仅是在那里指明通往粒子性光量子的道路的。他是在这一意义上谈到‘鬼场’的,这种‘鬼场’决定着光量子取某个确定路径的概率。”

[M. Born. *Zeitschr f Phys*, 1926, 38:803]

在理解了上述背景之后,玻恩的贡献似乎就变得相当明显了。他提出:电子波的“强度”也与概率有关,即与在空间某处单位体积内发现电子的概率有关。为了说明这一论点的合理性和重要性,我们需要从历史的角度来考察这个问题。1923 年,德布罗意提出了“物质波”假设,1926 年 1 月,薛定谔发表了他的第一篇关于波动力学文章。薛定谔认为,他又使物理学回到了一个包括连续场和波在内的坚实基础,从这个基础出发,便可作出正确的物理预言。他创建了电子的微分方程,该方程的解就代表德布罗意波。这些解就是大家



所熟知的“波函数”，通常用符号  $\Psi$  表示。薛定谔希望这些连续的波函数能直接代表电子的某种物理意义。

玻恩意识到这是不可能的。首先， $\Psi$  是复数，而所有可观察的物理量都必须用实数表示。他建议将  $\Psi$  的绝对值平方（即  $|\Psi|^2$ ，或  $\Psi\Psi^*$ ）看作是波函数和可观察量之间的联系桥梁。如果  $\Psi$  是某电子的波函数，那么， $|\Psi|^2\delta V$  就可用来度量在体积  $\delta V$  内发现电子的概率（这里是以位置为例的，也可用同样方法来计算电子出现在某一小的动量范围内的概率等等）。

由玻恩理论带来的在解释上的巨大变化很容易被忽略。以前在物理学中，概率只是作为一种方法而被引进的，即对各种可选择的状态求平均的方法，而这些状态是我们无法直接观察的。例如，经典的气体分子运动论可以用来计算容器壁上的平均压力，尽管我们对粒子的详细结构并不知晓。玻恩的观点与此截然不同，量子力学的概率不是由于我们对微观结构的无知所引起的，它是微观粒子的基本属性。如果这一观点是正确的话，那么单个电子在空间和时间上具有确定轨迹的思想，或“具有”确定物理性质（如位置和动量）的思想，也许都不得不放弃。薛定谔是永远也不会真正接受玻恩统计解释的全部内容的，爱因斯坦也是如此。

“粒子的运动遵从概率定律，但概率本身则是按因果律演变的。”

[M. Born. Quoted in *Inward Bound*. A. Pais. OUP, 1986, 258]

## 22 1.4 玻尔原子

### 1.4.1 量子化原子

在 20 世纪 20 年代的后半期，普朗克、爱因斯坦、德布罗意、薛定谔和玻恩的工作已经将我们带到了一个伟大的、综合性理论的大门口，他们的丰功伟绩已经（或多或少地）为量子论奠定了坚实基础。此外，还有两个重要的进展与黑体辐射谱和波粒二象性的争论同时出现，那就是玻尔和泡利将原子量子化，以及玻色、爱因斯坦、费米和狄拉克等人将统计原理用于量子论的研究工作。

玻尔关于原子的工作是建立在 19 世纪巴耳末所进行的著名观察基础上的。60 岁的瑞士中学教师巴耳末当时正在寻求氢原子光谱中 4 个波长（其他谱线已被测量，但巴耳末不知道）之间的简单数学关系，他得出了如下的经验公式：

$$\frac{1}{\lambda_m} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

式中  $R$  是里德伯-里茨常量， $R = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ； $m$  和  $n$  均为整数 1, 2, 3 等，且  $m > n$ 。

巴耳末进而预言：可能存在无数根光谱线，对应于  $n$  和  $m$  的所有整数值。对发表第一篇科学论文的 60 岁老人来说，这确实是一个伟绩！

1913 年，玻尔发现了巴耳末所做的这项工作，几乎立即意识到可以结合量子论来构筑新的原子模型。他的推理如下：

1. 孤立原子产生的辐射，产生特征线光谱——每个原子都可以发射某些分立的频率，

此外没有其他频率；

2. 分立的频率对应于分立的光子能量；
3. 原子本身只能在某些不连续的跃变中损失能量；
4. 原子中的电子只能占有某些轨道，每个轨道具有确定的能量；
5. 当电子从某个允许的轨道量子跃迁到能量较低的轨道时，发射光子。

对我们来说，这是一个合理的推理方法，是很容易接受的，但在1913年，这简直就是骇人听闻！根据麦克斯韦方程组，电荷在加速运动时，要辐射电磁波。绕核运动的电子肯定是在进行加速运动（因为它们要做圆周运动，就必然具有向心加速度）。但是，如果它们真的要辐射能量，它们最终就会掉到原子核中去，如同卫星由于大气摩擦，卫星的轨道将会逐渐变小一样。这就会使原子处于不稳定状态。玻尔的思想是建立在这样一个假设基础上的，即假设在他的量子化的原子中，最低的能态是最稳定的，因为量子条件不允许有更低的能态出现。另一方面，受激态是不稳定的，因为它们可以衰退到较低的允许能态。但是当它们在单次量子跃迁的过程中衰变时，就会发射一个光子，光子能量  $E$  等于量子初态和终态的能量之差。

23

#### 1.4.2 氢原子

玻尔把单量子条件加到电子绕核作轨道运动的简单模型中，而这种运动是静电吸引的结果。他假设电子轨道只能具有  $h/2\pi$ （通常写成  $\hbar$ ）整数倍的角动量。没有这个量子条件，电子就可能在任意半径的轨道上运转，而且具有任意能量。这样就会使原子的稳定性产生问题——如果具有连续的轨道，电子就会螺旋式地运行到核中去，并且向外辐射能量。但是如果满足了这个量子条件，电子的允许能量就减少为一套分立的（但仍然是无限的）能级。

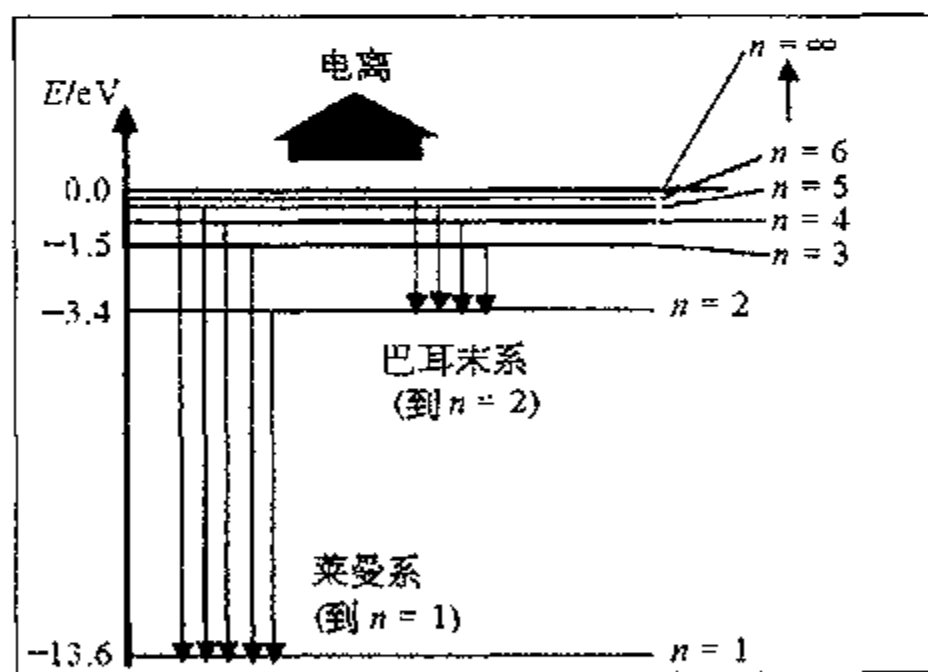


图 1.10 氢原子能级。量子跃迁到  $n=1$ ，产生莱曼系；量子跃迁到  $n=2$ ，产生巴耳末系。

不过玻尔的工作仍然建立在未经证明的假设上面，特别是关于量子化这个核心的假设。很显然，需要有一个更为深刻的理论，在这个理论中，量子条件的出现应该是理所当然的，而不是像现在这样不得不随意地加进去。玻尔手段的成功导致理论模型的内容越来越精细。许多研究表明，原有的工作仅仅是近似的，新的实验数据在不断积累。

24

## 数学框:氢原子的玻尔模型

$$\text{静电引力:} \quad F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1)$$

$$\text{玻尔量子条件:} \quad mvr = \frac{n\hbar}{2\pi} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

$$\text{电子能量:} \quad E = KE + PE = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3)$$

利用这三个方程可找出能量表达式,其中不含半径  $r$  和速度  $v$ ,但依赖主量子数  $n$ ,从而给出一套由  $n$  标明的分立的圆轨道:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 n^2 \hbar^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

图 1.10 显示的是这些氢原子的能级,以及在这些能级之间的量子跃迁怎样产生不同的光谱系列。特别是我们可以通过考虑从第  $m$  能级到第  $n$  能级的跃迁推导出巴耳末公式:

$$\Delta E_{mn} = E_m - E_n = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$\Delta E_{mn} = hf_{mn} = \frac{hc}{\lambda_{mn}}$$

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

当然,这就是巴耳末公式(巴耳末系事实上是该公式  $n = 2$  的特殊情况)。

1. 玻尔模型把核固定在空间不动,让电子绕核运转,而不考虑电子和核围绕它们的质心运动。这一点一旦被纠正,玻尔能量公式中的常量就可能被更精确地计算。1932年,尤里注意到有一些微弱的附加谱线偏离了正常的氢谱线。他正确地解释了这一结果,认为这是由核质量比氢重的氢同位素氘所引起的;

2. 尽管所提出的理论是对氢而言的,但该理论也同样适用类氢离子,如  $\text{He}^+$  和  $\text{Li}^{++}$ , 它们由一个带电的原子核和单个轨道电子组成;

25 3. 静电力和引力都服从反平方定律,因此,任何一个电子轨道都可能是椭圆(像行星轨道那样),而不是圆。索末菲发展了玻尔的理论,使之包括椭圆轨道,并指出偏心率不同,能量也略有不同。因此,由玻尔预言的谱线就分裂成一系列细线。这里又引入了一个与轨道偏心率有关的新量子数  $l$ ,  $l$  可取 0 到  $n-1$  之间的整数,而  $l = n-1$  相应于圆轨道;

4. 1896年,在莱顿工作的塞曼注意到,在磁场中原子的发光谱线分裂成两根或三根线。1902年,他和洛伦兹一起获得了诺贝尔奖,原因是他们根据经典的电子理论,对“塞曼效应”作出了解释(不正确的解释)。1916年,索末菲和德拜证明塞曼效应可用玻尔理论来解释。为了解释它,他们又引入了第三个量子数  $m$ (磁量子数),可取  $-l$  到  $+l$  之间的整数。这第三个量子数与轨道的空间取向有关(它反过来影响外加磁场对轨道的影响程度,进而影响光谱线间距的大小)。

此外,还有一些问题需要进一步研究,如玻尔理论可用来预言谱线的波长,却不能解释谱线之间的相对强度。换句话说,它不能预言决定受激态的衰减速率的跃迁概率。玻尔理论既不能用来预言氢的光谱,也不能预言比氢复杂的原子的电子排列。还有一个问题,即“反常

塞曼效应”问题。玻尔理论预言,当原子放置在磁场中,光谱线应该分裂成双线或三线,但实验观察已经超过了这个数目。例如,钠的  $D_1$  线分裂成 4 根,  $D_2$  线分裂成 6 根。解释这一现象的唯一方法需要引入另外一个量子数,索末菲也确实暗示过存在着一个隐蔽的量子数。问题是它似乎并不与任何一个明显的物理性质相对应。三个量子数  $n, l, m$  分别与轨道的

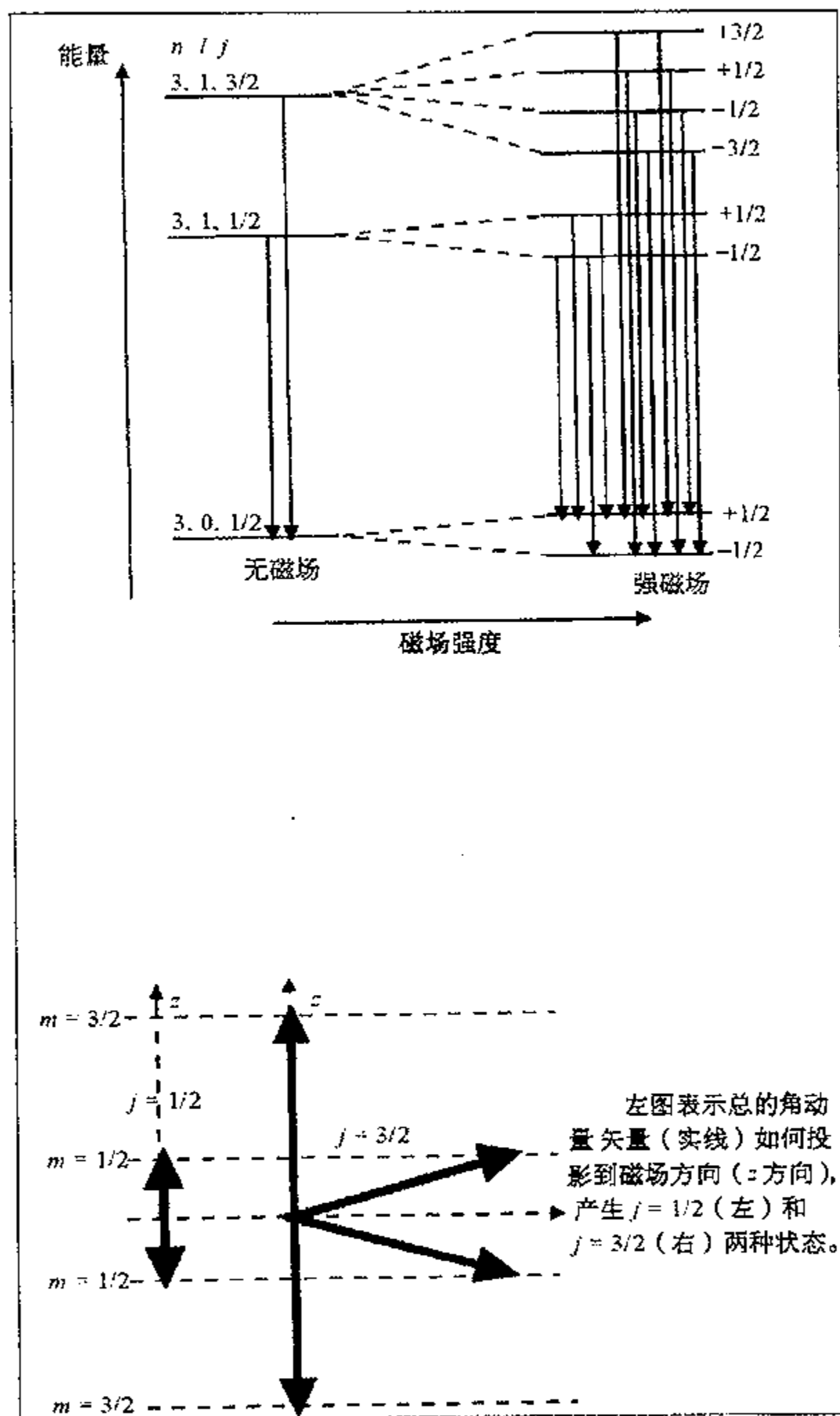


图 1.11 钠的塞曼效应。在不加磁场时,钠的 D 线形成双线。在强磁场下,它们分裂成 4 重线和 6 重线,一组共 10 根线。这可用总角动量  $j$  与外加磁场的相互作用来解释。当总角动量投影在磁场方向时,角动量分量量子化,从而使能级分裂。上图左右的数字表明  $j = 1/2$  态如何分裂成双线,  $j = 3/2$  态如何分裂成 4 重线。



大小、形状和取向有关,这第四个量子数似乎是完全抽象的。尽管存在这些问题,玻尔仍然“由于他在原子结构和原子辐射研究方面的杰出贡献”,而荣获了1922年度的诺贝尔物理学奖。

## 27 1.5 不相容原理

### 1.5.1 自旋

原子中电子的前三个量子数,每一个都代表一个自由度, $n$ 代表轨道大小, $l$ 代表轨道形状, $m$ 代表轨道取向。有可能存在第四个量子数这一点促使古德斯米特考虑,它代表第四个自由度,而且这个自由度也一定与电子本身有关。但那是什么呢?他假设电子本身具有固有的自旋量 $h/4\pi$ ,自旋的方向可以与外加磁场平行,也可以与外加磁场反平行。由于两种排列具有不同的能量,从而使光谱线进一步分裂。这第四个量子数,或称自旋量子数,可取 $\pm 1/2$ 值(该半整数值仍然引起从 $+1/2$ 到 $-1/2$ 之间的整数量子数的跃迁)。

1924年,泡利在试图解释原子光谱的精细结构时,就得出了几乎相同的结论:需要有第四个量子数。他把这四个量子数与每一个电子联系起来,如果再加上如下的假设,就可解释周期表的层次结构和原子的辐射图样。这个假设是:

在任何原子中,不可能有两个电子具有一套相同的量子数。

这就是大家所熟悉的泡利不相容原理,它可用于任何具有半整数自旋的粒子(费米子)。

为了了解原子结构的层次是怎样产生的,需要简单地按顺序列出四个量子数,然后想象,它们代表的是按下列原则构造起来的原子:电子填充能态,是一个接着一个填充的,先从最低能态开始,然后逐步填充到高能态,直到所有的电子填满为止。在下表中,左边第一列的原子包含了所有的电子轨道(相应的量子数见2,3,4,5列)。最后一列是相应电子组态的符号表示。

原子	$n$	$l$	$m$	$s$	电子配布
${}_1\text{H}$	1	0	0	$-1/2$	$1s^1$
${}_2\text{He}$	1	0	0	$+1/2$	$1s^2$
${}_3\text{Li}$	2	0	0	$-1/2$	$1s^2 2s^1$
${}_4\text{Be}$	2	0	0	$+1/2$	$1s^2 2s^2$
${}_5\text{B}$	2	1	$-1$	$-1/2$	$1s^2 2s^2 2p^1$
${}_6\text{C}$	2	1	$-1$	$+1/2$	$1s^2 2s^2 2p^2$
${}_7\text{N}$	2	1	0	$-1/2$	$1s^2 2s^2 2p^3$
${}_8\text{O}$	2	1	0	$+1/2$	$1s^2 2s^2 2p^4$
${}_9\text{F}$	2	1	1	$-1/2$	$1s^2 2s^2 2p^5$
${}_{10}\text{Ne}$	2	1	1	$+1/2$	$1s^2 2s^2 2p^6$
${}_{11}\text{Na}$	3	0	0	$-1/2$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$

(续表)

原子	$n$	$l$	$m$	$s$	电子配布
$_{12}\text{Mg}$	3	0	0	+1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$
$_{13}\text{Al}$	3	1	-1	-1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$
$_{14}\text{Si}$	3	1	-1	+1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
$_{15}\text{P}$	3	1	0	-1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$
$_{16}\text{S}$	3	1	0	+1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$
$_{17}\text{Cl}$	3	1	1	-1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$
$_{18}\text{Ar}$	3	1	1	+1/2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$

28

请注意,层次结构是如何发展的。

1.  $n = 1$ , 有 2 个轨道,它们形成 1s 壳层,可用来说明氢和氦。氦的稳定性与填满的电子壳层有关。1s 壳层,  $l = 0$ , 表明壳层是球对称的。

2.  $n = 2$ , 有 8 个可能的轨道。其中 2 个对应于  $l = 0$  态,形成球对称的 2s 壳层,另外 6 个为 2p 壳层。2p 壳层不是球对称的 ( $l = 1$ )。这个壳层有 3 个可能的取向(相应于  $m = -1, 0, +1$ )。这 8 个  $n = 2$  的轨道可用来说明周期表的第二个周期,从活泼金属锂 ( $Z = 3$ ) 开始,到惰性气体氖 ( $Z = 10$ ) 为止。锂的活泼性与最外层 ( $1s^2 2s^2 2p^1$ ) 的多余电子有关,而氖的外壳层 ( $1s^2 2s^2 2p^6$ ) 则全被电子填满了。

3.  $n = 3$ , 总共有 18 个轨道,但只有前 8 个与元素周期表中的第三个周期对应。这是因为  $3s(n = 3, l = 0)$  和  $3p(n = 3, l = 1)$  填满之后,接下来被填充的不是  $3d(n = 3, l = 2)$ , 而是能量较低的 4s 壳层。

4. 第四个周期包括 4s(2 个电子),接着是 3d(10)和 4p(6),分别对应于第四周期中的 18 个元素,从钾 ( $Z = 19$ ) 到氙 ( $Z = 36$ )。

电子壳层的填充顺序是:

第一周期	(2 个原子)	1s
第二周期	(8 个原子)	2s, 2p
第三周期	(8 个原子)	3s, 3p
第四周期	(18 个原子)	4s, 3d, 4p
第五周期	(18 个原子)	5s, 4d, 5p
第六周期	(32 个原子)	6s, 4f, 5d, 6p

4s 壳层在 3d 壳层之前填充的原因是,在大原子中,球对称状态要比 d 和 f 轨道状态结合得更加紧密。在周期表中,元素的化学性质发生周期性的变化(这是人们重视周期表的首要原因),是由外层电子的类似排列所引起的(如钠和钾的外壳层都只有一个“多余”电子,容易失去;而氖和氙其外壳层都被电子填满了)。第四周期以典型的 1 组和 2 组元素(钾和钙)开始,但其后填的是 3d 壳层,这决定了从钪 ( $Z = 21$ ) 到锌 ( $Z = 30$ ) 10 个元素的电子结构。铁磁元素铁、钴、镍都在这个周期里。它们具有独特的磁学特性,因为在其未填满的 3d 壳层中,具有“平行自旋电子不成对”这样一种不寻常的排列。一旦 3d 壳层填满,接着就会填充 4p,第四周期的最后 6 个元素就是如此。例如,溴在氯的下面(在相应的 p 壳层均缺少一个

29

电子)。氮与氖和氩类似, p 壳层是填满的。具有未填满的 3d 壳层元素具有类似的性质, 而具有未填满的 4f 和 5f 壳层的元素则几乎难以分辨。由部分填满的更小的壳层所引起的化学性质的差异已经消失, 而过渡元素的化学性质则几乎相同。

对元素数目的限制不是由电子结构决定的, 而是由原子核结构决定的。最后, 质子之间的长程静电排斥的积累效应不可能与由强力引起的核子之间的短程吸引力相等。在地球上的含量很高的元素中, 铀是最重的元素, 其他更重的元素可人工产生, 即使它们可在非常短的时间内衰变。

泡利由于发现不相容原理(又称泡利原理)荣获 1945 年度的诺贝尔物理学奖。

### 1.5.2 量子统计法

玻尔兹曼用快速随机飞行的微小粒子的微观假设解释了气体的宏观性质(如温度、压力等), 后来, 又将这种微观描述用于热力学第二定律。这个定律与“时间箭头”(指过程的不可逆性)有关, 它可表述如下: 在所有的化学变化和物理变化中, 系统的熵是不会减小的。“熵”的概念很神秘, 熵的变化可根据宏观规律计算, 但没有人能够说得清楚, 为什么这些规律是如此有效。

设想有一个绝热的气体容器, 当中用一个热导体将容器分为两部分, 一部分的气体温度较高, 另一部分的气体温度较低。放置一段时间之后, 会出现什么现象呢? 热的气体会渐渐地变冷, 冷的气体会慢慢地热起来。为什么会这样? 为什么不是冷的气体变得更冷, 同时将热传给热的气体, 使热的气体变得更热呢? 毕竟这也符合能量守恒定律啊。玻尔兹曼的回答非常简单: 如果你能想尽一切办法, 让总能量在所有分子之间进行分配, 你就会发现: 有相当多的微观分布(微观态)位于紧靠热平衡的宏观态附近, 而不是位于远离热平衡的宏观态附近。如果我们假设系统的发展完全是随机的, 那么初态总是朝着接近热平衡的状态发展,

原因很简单, 那里的状态数目较多。这同抛硬币的情况类似。假设你将 100 个硬币一起抛向空中, 看它们如何掉下。对某个特殊的正面和反面组合而言, 概率仅仅是  $2^{100}$  分之一。在  $2^{100}$  的选择中, 任何一种组合都可能发生。但是最可能的正面数和反面数之比接近 50 : 50, 几乎可以肯定不会是 10 : 90。为什么是这样? 因为在比值接近 50 : 50 时, 出现正面和反面的方式, 要比在比值接近 10 : 90 时的排列方式多得多。设某种排列 (HTHHTTTTH-HH...) 是微观态, 但是, 对我们来说, 更有意义的是宏观态 (49H 和 51T 等), 在 50 : 50 附近的宏观态, 要比任何其他比值的宏观态多得多。

玻尔兹曼的结论是, 熵与系统排列方式的数目有关。时间箭头代表系统随机变化的趋势, 代表系统将向可能性最大的宏观态发展, 即向微观排列方式数目(或微观态)最多的宏观态发展。这一结论可以解释系统为什么向平衡的方向发展, 以及熵增加的规律(假定开始时的熵足够低)。

30

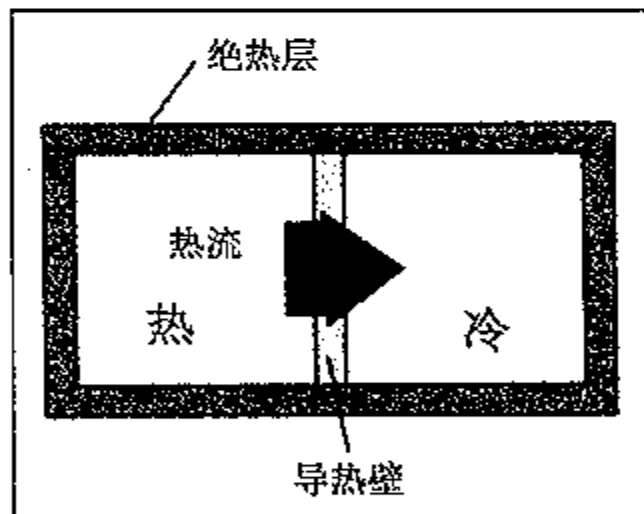


图 1.12 热量从热端向冷端流动, 因为在冷物体中, 能量分配方式数目的增加要比热物体中能量分配方式数目的减少来得快。由于相互作用是随机的, 因此, 系统总是向微观排列方式最多的宏观态发展, 此时熵最大。在经典物理和量子物理中, 这一论断都是正确的, 但在如何计算微观态数目方面有着重要的差别。

如何用量子理论来处理这个问题呢?关键在于如何数微观态。玻尔兹曼假设可将单个气体分子看作是“不可分辨的粒子”,这样,用X态中的分子A和Y态中的分子B所构成的分子排列,就可用X态中的分子B和Y态中的分子A所构成的分子排列来代替(在相同态中的所有其他分子可任选一个)。假如我们讨论的是抛硬币问题,那么我们就可以说,有100种获得1个正面的方式(呈现正面的硬币可能是100个硬币中的任何一个),而不是一种方式(硬币不可区分时就会如此)。如果我们把辐射当作填满空腔的光子气,黑体辐射光谱就可以被推导出来。为了计算这个能量谱,我们需要弄清在每一个小的频率范围内有多少个光子,换句话说,在不同频率的光子之间,能量是如何分配的。这同玻尔兹曼处理热气体的方法是类似的,但我们能用玻尔兹曼数分子的方法来数光子吗? 31

对于这个问题,可以肯定地回答说:不能。1924年,印度物理学家玻色对此作出了解释。他提出了另外一种推导普朗克黑体辐射谱的方法,把光子当作不可分辨的粒子来处理,这些粒子在具有相同能态时,容易形成团。他的工作引起了爱因斯坦的注意,并将它推广,用来计算能量如何在一群粒子(如光子)中的分布,所有这些粒子都具有整数自旋。后来,人们就称整数自旋的粒子为“玻色子”,而称这种计算方法为“玻色-爱因斯坦统计法”。当大量玻色子存在时(如超导、超流体、激光等),在相同能态中,发现超过一个玻色子的概率由于其他玻色子的存在而增加了。玻色子的这种行为与描写它们的波函数的对称性有关,在以后的有关章节中我们将进一步讨论到。对光子而言,这表明,将光子发射到已经有 $n$ 个光子的状态时,其概率要比发射到没有光子的状态时的概率大 $(n+1)$ 倍。这一点,在附录中推导黑体辐射谱的表达式时还要用到。

玻色-爱因斯坦统计法的另一个结果是在极低温度下玻色子的凝聚行为。在几乎无法获得能量时,玻色子总是“试图”在最低能态结成团,形成玻色凝聚。氦4(以及某些其他液体)中的超流体就是一例。氦4原子(它们是玻色子)的运动呈现零黏度,从而产生了非常有趣的物理效应。超流体的这一成因已在如下的事实中得到证实:液氦3不是超流体(氦3原子具有半整数自旋,因此不是玻色子),但在极低温度下,当费米子成对时,行为就像玻色子!

与此同时,费米和狄拉克证明了具有半整数自旋(费米子)的粒子与原子中的电子一样,服从另外一种形式的量子统计法——费米-狄拉克统计法。电子、光子都是不可分辨的,但泡利已经证明在相同原子、相同量子态中找到两个电子的概率为零。因此,如果有大量的费米子存在,就可以防止它们坍缩到最低的能态。这是维持原子结构、金属中的电子行为和维持中子星防止引力坍缩的“简并压力”的重要原因(中子也是费米子)。

玻色-爱因斯坦统计:将一个玻色子加到 $n$ 个玻色子的概率 $\propto (n+1)$ ;

费米-狄拉克统计:将一个费米子加到一个占有态的概率为0。

在后面的低能物理中,还要对量子统计问题作更详细的讨论。



## 第 2 章 新量子论(1925~1930)

### 32 2.1 量子论

前期量子论是令人困惑的,它虽能解释许多物理现象,却无坚实基础。波粒二象性,特别是量子化之谜,明确地暗示一定还存在着一个更为基本、更为普遍的理论。但直到 1925 年,这个新理论是什么样子,人们一点儿也不知道。不过就在这个时候,一系列令人注目的事情发生了。不同的思想经过激烈的争论之后,形成了三种不同的量子理论模式。第一种是矩阵力学,它是由才华横溢的德国青年物理学家海森伯于 1925 年提出的;第二种是波动力学,是薛定谔紧接着海森伯提出的,它更加便于应用;最后是由狄拉克提出的虽然抽象但功能更强大的算符理论。

#### 2.1.1 海森伯,矩阵力学和不确定性

“我们在物理方面的科学工作是:用我们自己的语言提出与自然有关的问题,并尽一切努力,通过实验找出答案。量子论使我们想起了玻尔的一句至理名言:在寻求生活的和谐时,千万不要忘记,在现实生活中,我们自己既是演员、又是观众。这是可以理解的,在我们与自然的科学关系中,当我们不得不去研究只有用最精密的工具才能洞察的那部分自然时,我们自己的活动就变得非常重要了。”

[W. Heisenberg. In: *The Copenhagen Interpretation of Quantum Theory*, 1958, Harper and Row]

海森伯并不认为原子内电子绕核运动的经典模型就是理论物理的明智出发点,因为电子轨道毕竟是看不到的,而线状光谱表明,电子可以在各个允许的状态之间进行不连续的量子跃迁。因此他反对直接采用原子中的电子轨道这一表述,并创建了一个完全以可观察物理量为基础的理论。在现在的情况下,这些可观察的物理量指的就是受激原子的线状光谱。这里有一组跃迁,他将这些跃迁安排成矩阵的形式,每个矩阵元都与某个特殊跃迁的概率有关。例如,如果仅仅存在 4 个可能的态,那么,初态可以垂直地写成列,终态可以写成行,最后就形成了如下的  $4 \times 4$  矩阵:

$$\begin{array}{c} \text{终态} \\ \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \\ \text{初态} \end{array}$$



图 2.1 海森伯(1901—1976)。20 世纪 20 年代中期在哥本哈根与玻尔一起工作,于 1925 年发展了第一个版本的量子论:矩阵力学。该理论放弃了使原子过程具体化的任何企图,只用数学形式代替。利用这种数学形式,物理学家可以预言实验可能产生的可观察的结果。1927 年,他提出了不确定性原理。后来,他又将注意力集中到了核物理和粒子物理方面。他是在战争时期决定留在德国的少数几个德国高级理论家之一。他在指导德国核研究方面的作用尚在争论。不清楚的是:他是在尽其所能帮助希特勒发展原子弹呢,还是在那里阻止它的发生。1932 年,他获得了诺贝尔物理学奖。

尼克·亚当斯绘

其中,  $a_{ij}$  是跃迁幅度,它们的绝对值平方是跃迁概率。

34

“……也许可将新理论称为可观察量的计算。”

[W. Heisenberg. *The Physical Principles of the Quantum Theory*. New York: Dover. 1949]

海森伯、玻恩、约尔丹等人找到了这些矩阵应服从的规律,并且表明这些规律可将前期量子论中许多不同方面统一在一起。不仅如此,“矩阵力学”的数学结构也与哈密顿处理牛

顿力学时所提出的功能极强的数学形式非常类似。这有助于解释为什么在大能量极限情况下,会出现经典的结果,同时也暗示如何用量子力学方法表述经典问题。海森伯还从这些矩阵中发现了另一个基本思想,即不确定性原理(或测不准关系)。

### 2.1.2 海森伯的不确定性原理

“如果人们假设,量子论的解释基本上是正确的,那就可能简单地列出一些原则性的结论……因为量子论的统计特征与所有感知的不精确性的关系是如此密切,乃至人们也许可以假设:在这个感觉到的统计世界后面,还隐藏着一个‘真实’的世界,在那个真实的世界里,事物的发展是符合因果规律的。不过,这种设想对我们来说,说得明白一点是徒劳的,毫无意义的。物理学必须也只能去描述可观察现象之间的关系,因此人们可以用下面的方法来更好地表述事件的真实状态:因为,所有的实验都服从量子力学定律,因而也服从方程(1)(不确定性原理),因此结果必然是:量子力学确认,因果律最终不再成立。”

35 [Heisenberg W. *The Physical Content of Quantum Kinematics and Mechanics*, 1927; 1983 年在 *Quantum Theory and Measurement* 中重印, ed. J. A. Wheeler and W. H. Zurek, Princeton, 1983]

现在我们想象测量一个矩形的面积。我们可以先测量宽度  $w$ , 后测量长度  $l$ , 然后, 将两个量相乘便可以得到面积。如果我们反过来, 先测量长度  $l$ , 后测量宽度  $w$ , 结果也是完全一样的。普通数的相乘是可以互换的,  $wl = lw$ 。但不是所有的数学运算都是可以互换的。这里举一个例子, 假设你站在房间的当中, 面对某个特殊的方向。然后朝前走两步称此操作为  $S$ , 再向右转  $90^\circ$  (可称该操作为  $R$ ), 记住你停下来的地方。现在, 请你回到你开始的位置, 面对原来的方向。这一次, 先向右转  $90^\circ$ , 然后, 向前走两步。这样, 你就肯定不会在原先的地方停下来。由此可见, 在这里, 操作的顺序是很重要的。我们可以用符号将这种情况写成如下的形式:

$$SR \neq RS \quad \text{或} \quad SR - RS \neq 0$$

操作  $S$  和  $R$  是不可互换的。海森伯发现, 他可用矩阵相乘来代表类似于位置测量或动量测量操作。但是某些矩阵是不能互换的, 因此在位置测量 ( $Q$ ) 后, 接着进行动量测量 ( $P$ ) 所产生的结果, 可能与动量测量后接着进行位置测量所产生的结果不一样。不仅如此, 它们还可能使被测系统本身处于不同的状态。如果用  $\Psi$  来代表将要测量的状态, 那么  $Q\Psi$  就代表位置测量,  $P\Psi$  代表动量测量。如果位置和动量的测量是沿相同的轴进行 (如沿  $x$  方向) 的, 那么就有

$$Q_x(P_x\Psi) \neq P_x(Q_x\Psi)$$

这是什么意思呢? 海森伯设想了一个简单的 (稍微有点误导的) 思想实验 (参见图 2.2 和数学箱), 对此进行了解释。假如你想用显微镜测量原子的位置。怎么办? 为了观察原子, 你不得不设法让什么东西 (如光) 从原子上反射回来。但可见光的波长比原子直径大得多, 因此这样的光波是不能就原子位置提供任何信息的 (不过这些低频光子对原子动量也不

会产生多大影响)。因此你就会想到要用波长更短的光,但波长越短,光子的动量越大(参见德布罗意关系)。因此原子在散射光子之后,反弹也会越大。这样试图用更短波长的光来提高位置测量的精确度,结果会使原子产生更大的随机散射。因此在精确测量位置之后,它的动量就不能确定了。这说明我们测量位置的能力与测量动量的能力是密切相关的。在这两个变量中,如果我们要更精确地测量其中的一个,那么我们对另外一个变量认识的不确定性就会增加。这种不确定性原理可以更清楚地表达如下:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h$$

“人们在用量子论同时处理几个物理量时,是不可能同时确定这些物理量的数值的。不确定性原理指的就是这些物理量的不确定程度。……假设自由电子的运动速度是精确地知道的,那么它的位置就完全不知道。这样不确定性原理可表述如下:每次位置观察都会使动量产生一个未知的、不确定的变化。实验后我们对电子运动的了解受到了不确定性关系的限制。这可用更简洁、更一般的术语来表述:每一次实验都会破坏我们关于该系统的某些知识,而这些知识是我们以前曾经通过实验得到过的。”

[Heisenberg W. *The Physical Principles of the Quantum Theory*. New York: Dover, 1949]

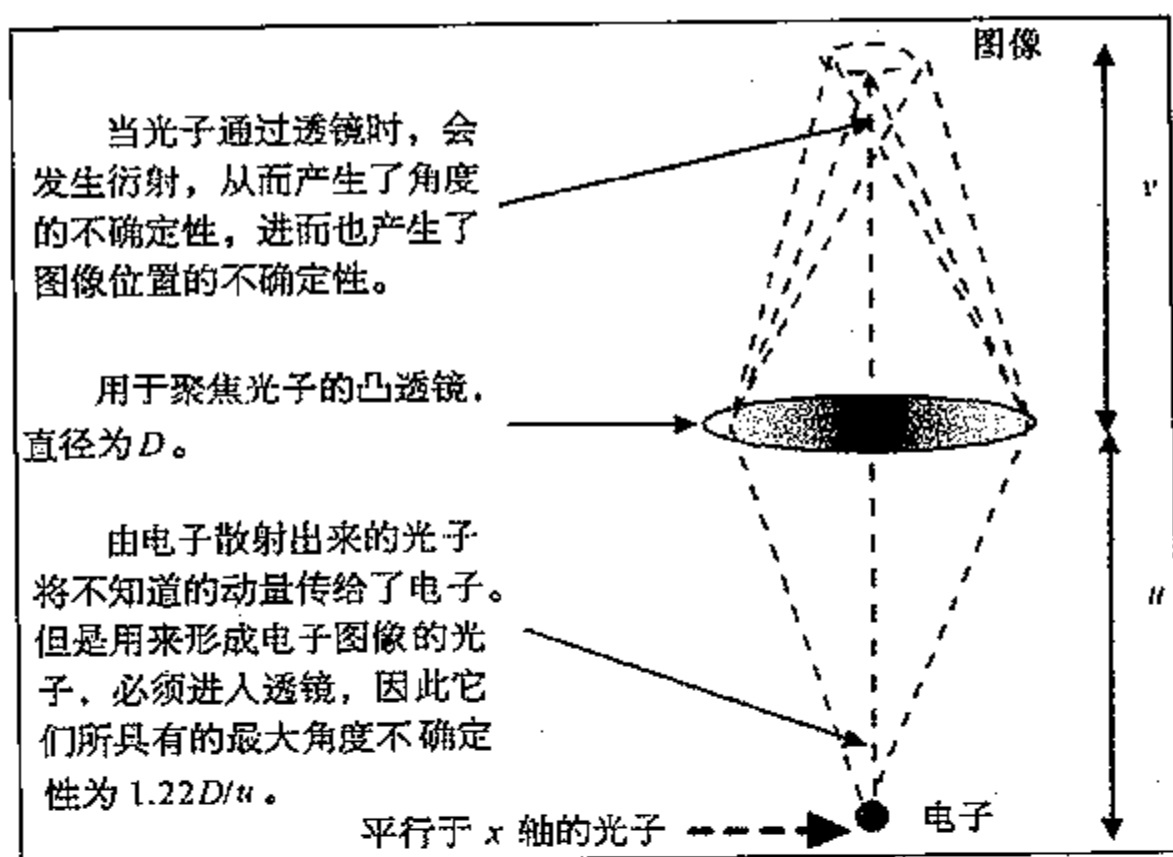


图 2.2 海森伯的  $\gamma$  射线显微镜。为了非常精确地测量电子的位置,我们必须使用短波长光子。由于在孔径处的衍射,这使位置的不确定性受到了限制。但是,短波长光子携带了更大的动量,因此在碰撞时,电子将会更猛烈地弹回。这种弹回本身就是不确定的,因为我们不可能知道光子的确切路径,只知道它是从孔径的某个部分通过的。

## 数学框:海森伯显微镜和不确定性原理

光子动量  $p = \frac{h}{\lambda}$

光子受电子散射以后通过透镜的某点。

散射角的不确定程度就是透镜半径所对的角度

$$\delta\theta \approx \pm \frac{D}{2u} \quad \text{其中 } u \text{ 是物体离透镜的距离}$$

这意味着光子将会产生平行于  $x$  轴方向上的动量,其不确定程度为

$$\delta p_x = \pm p \sin \delta\theta \approx \pm \frac{hD}{2u\lambda}$$

当光子经透镜衍射出来之后,其方向的不确定性将在  $\delta\phi$  角度以内

$$\delta\phi \approx \pm 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

这意味着成像位置在如下距离以内

$$\pm v\delta\phi = \pm 1.22 \frac{v\lambda}{D}$$

但是电子的实际位置是从该像的位置得到的,并被放大了  $m = u/v$  倍,因此电子在  $x$  轴上位置的不确定程度为

$$\delta x \approx \pm \frac{u\lambda}{D}$$

电子位置和动量的不确定量的乘积是

$$\delta x \delta p_x \approx 1.22 \frac{u\lambda}{D} \times \frac{hD}{2u\lambda} \approx h$$

上述有趣的讨论实际上是种误导。它暗示电子确实有确定的位置和动量,上面导出的不确定性似乎只存在于我们对这些量值的了解之中。事实上不确定性原理的含义更为深刻,它表明电子的位置和动量在本质上就是不确定的。爱因斯坦反对的正是这一点。

如前所述,这个思想实验稍微有些误导,“不确定性”(uncertainty)这个术语本身也是如此。它们都暗示,在我们试图测量原子的位置和动量之前,原子是有确定的位置和动量的,只是在测量过程中,它们会以某种确定的方式变化。这会给人造成这样的印象:这种不确定性是由我们的实验测量所引起的,因而也就只是存在于我们对于原子的认识之中,而不是原子本身所固有的特性。但是在量子论中,概率是微观粒子的根本属性,不只是我们对系统的运行或结构的认识能力问题。这就是人们为什么更愿意用“不确定”(indeterminacy)而不愿用“测不准”(uncertainty)的原因。海森伯理论认为:位置和动量等性质本身就是不确定的。它们在测量之前,就不具备确定的值。

简单地用波粒二象性对该问题进行分析,就可大大深

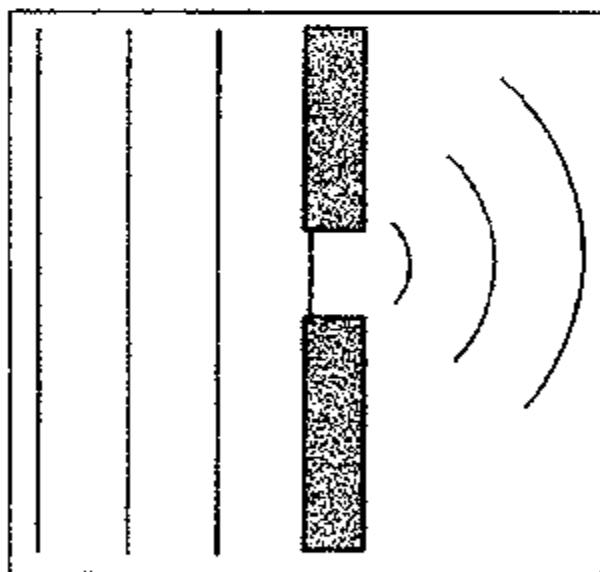


图 2.3 用衍射来说明海森伯的不确定性原理。减少狭缝宽度可以减小平行于屏幕方向上位置的不确定程度,但是当物体通过狭缝时,由于受到随机的影响,其动量分量的不确定性增加了。位置和动量的不确定程度的乘积大于或等于普朗克常数。



化这种解释。设想一个电子垂直地向有竖直狭缝的挡板行进。在屏幕的后面有一个探测器阵列,其中每个探测元件都可以接收电子。德布罗意波将在通过狭缝时衍射向两侧扩展。这就提供了这样一个机会,没有直接对准狭缝的探测器也可能接收到电子。但是,电子在中心两侧的概率是对称的,人们无法预言电子向哪一侧偏转。当电子通过垂直狭缝时,它必然受到水平方向随机冲量的作用,被投射到由德布罗意波衍射强度所决定的衍射图样中的某一点。这一现象与不确定性原理有什么关系呢?狭缝变窄,它在屏幕上的水平位置的不确定性就减小了(即为了通过狭缝,电子必然被限制在狭缝宽度之内)。但是狭缝越窄,衍射图样越宽,因而获得较大水平冲量的概率就增加了,即它的水平动量的不确定性增大了。海森伯理论强调的是可观察量,而电子的真实路径并不是一个可观察量,要想通过实际观察来重构电子的确切轨道是不可能的。也许我们应该接受这样的看法:最基本的实在就是不确定的。

“某些物理学家喜欢回到这样一种客观真实世界的思想中去,即以为真实世界的最小部分就像石头或树那样客观地存在着,与我们是否观察它们无关。然而这是不可能的。”

39

[W. Heisenberg. Quoted in *Quantum Reality*. Nick Herbert, Rider & Co. 1985.]

#### 数学框:衍射和不确定性

当波长为 $\lambda$ 的波通过宽度为 $d$ 的狭缝时,会发生衍射。这引起的角度不确定性是

$$\delta\theta \approx \pm \frac{\lambda}{d}$$

并暗示:它们在平行于屏幕( $x$ )方向上的动量不确定性为

$$\delta p_x \approx p \sin \delta\theta \approx \pm \frac{h}{d}$$

狭缝本身的宽度就是它们位置不确定性的度量,因此有

$$\delta p_x \delta x \approx h$$

在量子论发展的过程中,海森伯理论是最杰出的重大发现之一。在经过了一段时间激烈的、充满智慧的争论之后,海森伯回到黑尔戈兰岛静思数日,终于使这一理论实现突破,并将它发展到了顶点:

“我非常吃惊,我感到我已经透过原子的表面现象,看到了一幅极其美丽的原子内部图画。大自然是如此的慷慨,它把这一切都呈现在我的面前。现在我将不得不去探究如此丰富的数学结构了,一想到这些,我几乎要昏倒。我激动异常,彻夜难眠,黎明伊始,我就一个劲地向岛的南端奔去。我早就想到那里去攀登那块伸向海中的岩石了,这一次,我几乎不费什么力气就爬了上去,并在那里一直等待日出。”

[Quoted in *Second Creation*. R. P. Crease and C. C. Mann, Macmillan, 1986]

1925年,用矩阵表示可观察物理量的思想在本质上还是抽象的,而且相当混乱。几乎没有

40 几个物理学家熟悉这种数学形式,他们觉得很难把它与前期量子论中的后经典问题联系起来。爱因斯坦称它是“巫婆伎俩”,深信它不可能是“真正的雅各(以色列人的祖先——译注)”。这一“新生事物的冲击”说明:为什么 38 岁的薛定谔提出的更为保守的理论反倒会如此容易地被人接受,尽管其数学内容原来与海森伯理论是一致的。

### 2.1.3 薛定谔的波动力学

“我的理论受到了德布罗意的启发,并受爱因斯坦那些简短但具有无限远见的言论所鼓舞。我不知道这与海森伯有什么关系,当然,我知道他的理论,但它那超凡的代数方法对我来说似乎太难了,如果说我不是完全拒绝的话,也是被它吓跑了……

在波动力学中,出现的是整数(量子数),这是很自然的,这就像在(经典的)振动的弦中,振动模式的数目总是具有整数性质一样。”

[E. Schrödinger. Quoted in *Niels Bohr's Times*. Abraham Pais. OUP, 1991, 281]

薛定谔对于这种不连续的量子跳跃思想并不感到满意。他的物理学是坚定地扎根于 19 世纪的微分方程之中的,他理解德布罗意物质波的企图,是想将物理学重新建立在经典基础之上。他设想德布罗意波一定是波动方程的解,就像电磁波是麦克斯韦方程的解一样,因此他便开始尝试着去发现这个波动方程。

这样做的动机是很明显的,如果发现了波动方程(薛定谔方程),德布罗意波就是该方程的解,那么就可以用如下方法去解决物理问题:

1. 写出薛定谔方程;
2. 加入与你要解决的与问题有关的具体条件(如氢原子中的电子是在原子核势阱中运动的,因此必须将该条件代入方程);
3. 根据由该问题所给定的边界条件,解薛定谔方程,得到相应的电子波函数;
4. 对该电子波函数(即方程的解)作出解释。

这给物理学家提供了一个解决问题的标准方法,但关键是怎样着手建立波动方程呢?

薛定谔有几条线索。他知道该方程必须是线性的,因为线性方程服从叠加原理。在物理术语中,这相当于干涉和衍射效应,而这正是波的特点(汤姆孙、革末和戴维孙已用电子演示过这些效应)。他还知道该方程必须满足德布罗意关系和能量守恒、动量守恒等一般条件。他得到的方程是一个二阶微分方程,“含时薛定谔方程”可表示如下:

$$\left[ -\frac{h^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 + V \right] \Psi = \frac{ih}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

式中  $\Psi$  是波函数(在某种意义上代表电子),  $V$  是势能(位置的函数),括弧内的项叫“哈密顿算符”,可用  $H$  表示,它与电子的总能量有关,更详细的解释参见附录 2。这里,我们只是简单地提一下方程及其解的一些重要特性。首先,在  $V$  不随时间变化的情况(如原子核的静电有心力势)下,方程可分离成与时间有关和与时间无关的两个部分,与时间无关的部分可简写成

$$H\Psi = E\Psi$$



图 2.4 薛定谔(1887—1961)。在 1925—1926 年期间,他将德布罗意的思想发展成为一种新的量子力学形式,即后来所说的波动力学。他的工作受到了包括爱因斯坦在内的许多物理学家的欢迎,他们认为海森伯的矩阵力学似乎太抽象,不可能成为物理实在的真正代表。对薛定谔来说,不幸的是,他的波函数解释表明:他的理论与海森伯理论一样,也不能避免同样的反直觉结果。事实上这两个手段是完全等价的。1933 年,薛定谔与狄拉克共同荣获了诺贝尔物理学奖。

尼克·亚当斯绘

这个方程的通解是行波(如动能  $K = E - V$  为正)或指数衰减的波(如  $K = E - V$  为负)。

42

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E-V)}} = \frac{h}{\sqrt{2mK}}$$

这与预期的质量为  $m$ 、动能为  $K$  的电子波长一样。

在后者情况下,波的振幅随距离指数衰减。这种情况在经典物理学中是不会发生的,因

为这相当于动能为负。这一结果可用来解释某些独特的量子力学效应,如隧道效应。

当然,解薛定谔方程还需对波函数本身作某些限制,如  $\Psi$  及其梯度必须连续,在整个空间对  $\Psi\Psi^*$  积分必须有限(这叫做归一化条件,意思是由  $\Psi$  所代表的事件在整个空间发生的概率相加必须等于 1)。

最后一点是,波函数本身是复数。这表明它们不能直接代表任何可观察的物理量。对薛定谔来说,这是一个沉重的打击;因为他最初希望  $\Psi$  能直接与电荷密度有关。尽管薛定谔方程看上去像经典物理方程,但它还是与海森伯的矩阵一样抽象。矩阵力学和波动力学之间的详细数学关系已在 1926 年由包括薛定谔在内的许多物理学家证明过了。关键的思想是:海森伯的矩阵元对应于不同状态之间的跃迁(如从第  $n$  态到第  $m$  态的跃迁);而在薛定谔理论中,这相当于不同波模(本征态)之间的跃迁概率。海森伯矩阵的对角元(如  $nn$  或  $mm$  矩阵元)分别对应于第  $n$  态或  $m$  态的概率。

43 像爱因斯坦和德布罗意一样,薛定谔也很难接受由玻尔和海森伯发展起来的量子力学的“哥本哈根诠释”。薛定谔感到困惑的有两点:测量过程的不连续性和客观物理实在的明显丢失。

“抛弃唯实论会产生一些合乎逻辑的后果。一般说来,一个变量在我们测量它之前,没有任何确定的值。因此,测量这个变量并不意味着要确定它所具有的量值。那么这又意味着什么呢?必须要有某些判据,以判断测量的真假,方法的好坏和测量的精确程度如何,哪怕它只是一个有关测量过程的空名”。

[E. Schrödinger. *The Present Situation in Quantum Mechanics*. 1935, quoted in *Quantum Theory and Measurement*, J. A. Wheeler and W. H. Zurek, ed. New York: Princeton, 1983]

#### 2.1.4 玻恩的统计解释

薛定谔曾以为他已经将量子理论简化为经典场论了,在经典场论中,波函数的强度代表电荷密度。他希望能通过这种方法去掉物理学中不连续的量子跳跃。也是在 1926 年,玻恩第一个认识到:波函数本身并不代表任何真实的可观察的物理量,而  $|\Psi|^2$  的值则肯定与电子在空间某点出现的概率有关。这保留了薛定谔希望解决的波粒二象性的逻辑问题。在当时,玻恩的工作被认为是理所当然能获奖的,但直等到 1954 年,“由于他在量子力学,特别是在波函数统计解释方面的基础性研究”,玻恩才荣获诺贝尔奖。他还与海森伯、约尔丹一起撰写了许多有关矩阵力学的文章。他将统计解释归纳如下:

“粒子运动遵循概率定律,但概率本身的传播服从因果律。”

[M. Born. In: *Niels Bohr's Times*. Quoted by A. Pais. OUP, 1991]

#### 2.1.5 对应和互补性

“在表达意见时,他像一个在不停摸索的学者,不像是一个确信自己已经掌握了真理的人。”

[Einstein on Bohr. In: *Niels Bohr's Times*. Quoted by A. Pais. OUP, 1991]

玻尔是一位伟大的量子物理哲学家,他总是在寻求对这个奇怪新理论的更深理解和更清楚的诠释。在早期氢原子方面的工作中,他就引入了量子跃迁概念。这一点触犯了薛定谔和爱因斯坦。但他认为问题不在于物理实在本身,而是在于人们用来描述它的语言。甚至在矩阵力学和波动力学之前,他就试图将经典现象和量子现象糅合在一起。为了实现上述目的,他曾仔细考虑过不连续的量子态与经典理论中所允许的连续态开始平稳融合的条件。例如,在玻尔原子中,当主量子数  $n$  增加时,相邻态的能量间隔就会变得越来越小,直至形成事实上的连续。玻尔认为,这表明在经典理论和量子论之间一定有某种类似或对应,当系统中的能量变得如此之大,以致个别的量子跃迁变得没有意义的时候,这两种理论就没有什么差别了。这一相当含糊的思想后来发展成为人所共知的对应原理。在海森伯和薛定谔的普遍方法出现之前,玻尔就非常巧妙地运用这一原理得到了一些新结果。 44

对应原理还为玻尔向神秘的互补性哲学发展铺平了道路。早在 1923 年,他就说:

“对自然过程的每一种描述,都必须建立在已经由经典理论引入和定义的思想基础之上。”

[In: *Niels Bohr's Times*. Quoted by A. Pais. OUP, 1991]

有人认为,我们是在经典领域工作的,因而我们不得不用经典的术语来描述所有的实验结果。但这种想法意味着,我们从正在研究的量子现象后退了一步。事实上,我们的实验设备在量子世界与我们之间起着一种接口的作用。因此,在这种情况下谈论电子或原子的状态是没有什么意义的,除非我们将用来观察的实验装置安排得更加精确。而这将会改变物理学的重点和目的。

“认为物理学的任务就是要弄清楚大自然是怎么回事,那就错了。物理学关心的是:关于自然,我们能说些什么。”

[Heinz Pagels. Quoted in *The Cosmic Code*. Simon and Schuster, 1982]

互补原理为波粒二象性问题提供了一个简洁但也引起争论的解答。人们设计了一些实验装置以产生干涉图样,用来显示现象的一些基本类波动性质;另外,检测光电子的实验或用盖革计数器探测  $\gamma$  射线的实验,则用来显示现象的类粒子性质。这两种类型的实验本身是互相排斥的,因此我们必须先要明确我们想要观察哪一类性质。在经典物理学中,不可能说某物体既是波又是粒子,但如果我们采用玻尔的互补性哲学,就不会产生这个问题,因为采用互相排斥的实验装置,其结果也是互相排斥的。这一思想,在爱因斯坦看来,是一种不能接受的“抚慰人心的哲学”。但这种思想很快受到量子物理学家们的欢迎,它成了所谓的量子论哥本哈根诠释的核心。这一思想与海森伯的不确定性原理密切相关,电子的位置和动量具有互补的性质,量子跃迁的能量和时间之间的关系也是如此。玻尔在与爱因斯坦的讨论中磨炼了这种思想,并把这一思想看作是他的最重要的贡献。他还将该原理用于物理学以外的领域,把它看成哥本哈根学派的标志。玻尔和海森伯抛弃了隐藏的机械论实体的 45



想法,而将不确定性和互补性作为新理论的核心。

## 2.2 方法

### 2.2.1 求解量子论问题的窍门

薛定谔波动力学方法的美妙之处就是,它看起来像是很熟悉的物理学,大多数实践型的物理学家在大学时代就学过它。他们对数学满怀自信,况且方程的解也与诸如弦上的波或谐振子等经典系统类似。尽管这种解释很容易引起争论,但至少它的理论是有效的,波函数本身就是二阶微分方程非常恰当的解。这样量子论问题就可以用如下的标准“处方”求解:

1. 找出经典的哈密顿量(实际上就是系统的总能量);
2. 利用标准规则将它变为算符;
3. 将它代入薛定谔方程;
4. 解薛定谔方程。

爱因斯坦感到很高兴。他欢迎薛定谔的方法,而对海森伯理论避而远之。许多其他物理学家也是如此,他们觉得海森伯理论太抽象,很难应用。比较起来波动力学似乎为量子问题提供了一种实际可行的解决方法,因此人们立即将这一新方法用来研究许多物理现象。狄拉克甚至说:这个方法是如此有效,实用范围是如此之广,以致在那时许多一流的工作是由二流的物理学家完成的。这或许是真的,但物理学已经进入了一个崭新的时代,这一点也的确是真实的,前进的道路突然被打通了!

波动力学方法可用下面一些简单实例来说明(想避开数学的读者可跳至 2.3 节):

1. 自由空间的电子;
2. 束缚在一维(1D)无限势阱中的电子;
3. 量子谐振子(束缚在抛物线势阱中的电子);
4. 氢原子;
5.  $\alpha$  衰变(一个势垒穿透或“隧道效应”的例子)。

在将该方法用到这些实例之前,我们必须提醒一下自己,如何解释我们得到的波函数。薛定谔和爱因斯坦开始时认为:它们就是电子的直接的类波表示。正如我们现在已经看到的那样,玻恩提出了一种合理的统计解释:空间波函数的绝对值的平方与某一具体区间单位体积内发现电子的概率有关。

### 2.2.2 在自由空间和无限势阱中的电子

薛定谔方程建立之后,德布罗意波是它的解,这样一来,问题就简单了。对于自由空间的电子,可用如下形式的一维波函数来代表:

$$\Psi = \Psi_0 \exp 2\pi i \left( \frac{Et}{h} - \frac{px}{h} \right)$$

这是一个无限长的行波,波长为  $h/p$ 、频率为  $E/h$ 。该波在  $x$  方向无限行进的事实表明,我们是无法得到有关电子位置(在  $x$  方向)的任何信息的。这一点与不确定性原理一致,如果我们固定了波长,就等于有效地固定了  $x$  方向的动量,那么位置的不确定性就变得

无限大。一般说来,任何自由电子的波函数都可以由一系列类似的含有不同能量和动量的波函数叠加得到,因而就有一系列受不确定性原理所限制的动量和位置的可能值。

假如电子被陷在空间的某个区间内,那么在这个区域之外,发现电子的概率就等于0,所以,德布罗意波的幅度在这个区间的边界上必须下降至0。其波函数的行为就像弦乐器弦上的驻波。于是,我们便从上面的连续谱,来到了只能取某些能级的分立能谱。这使人想起了玻尔的原子模型。但这一次,量子化是由理论自然而然出现的,而不是作为一个特别的假设而不得已加进去的。

原子中的电子被束缚在由电子与原子核相互作用所产生的势阱中,因此我们应该期望会有一套分立的电子波函数,它们与弦乐器上的谐波类似。一维无限势阱为我们提供了讨论类似问题的简单说明。图2.5显示了电子势能如何在 $x$ 轴上随位置变化。在 $a \geq x \geq -a$ 范围内,势能为0。在该范围以外,势能突然上升到无限大。实际上,这意味着电子只能存在于 $x = \pm a$ 这两个极限之间,因为它不可能获得无限大的能量而离开这个势阱。在经典问题中,这相当于一个高尔夫球陷在无限深洞的底部,不管你给它多大动能,它也不可能逃出来。

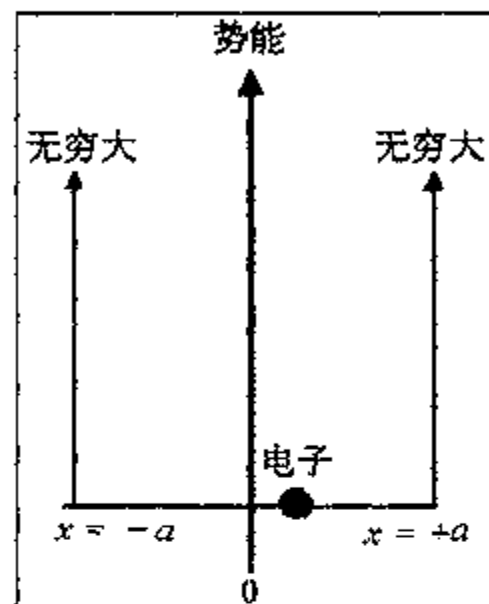


图2.5 一维无限势阱。

这个势能是与时间无关的,所以我们可以解与时间无关的薛定谔方程,求出空间波函数。

$$H\Psi_s = E\Psi_s$$

47

$$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} + V\Psi_s = E\Psi_s$$

在 $V$ 上升到无限大的地方,解这个方程的唯一方法是令 $\Psi_s$ 为0。这意味着 $\Psi_s, \Psi_s^*$ 也是0,即在势阱外面,发现电子的概率为0(与经典情况类似)。这还意味着在阱的边界上( $x = \pm a$ ), $\Psi_s$ 下降到0,因此,阱内解的边界条件也就确定了。这样,在 $V = 0$ 的区域,薛定谔方程就简化为

$$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} = E\Psi_s$$

这个数学形式与人们熟悉的简谐运动中的位移方程类似。现将简谐运动(SHM)方程(上)和薛定谔方程(下)进行比较:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} = -\frac{8\pi^2 Em}{h^2} \Psi_s$$

就可得到薛定谔方程的通解 $\Psi_s$ 形式:

$$\Psi_s = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}, \text{ 式中 } k = \frac{2\pi\sqrt{2mE}}{h}, -a < x < +a$$

两个复指数的实部代表正弦空间变化,此解在数学上等效于

$$\Psi_s = A' \sin kx + B' \cos kx$$

48 这些解在  $x = \pm a$  下降到 0 的条件是:

$$ka = \pi, 2\pi, \dots, n\pi \quad (\text{对正弦而言})$$

$$ka = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots, \frac{(2n+1)\pi}{2} \quad (\text{对余弦而言})$$

将这两个条件结合在一起,我们有

$$ka = \frac{n\pi}{2}$$

$$\frac{2\pi a \sqrt{2mE}}{h} = n\pi$$

$$E = \frac{n^2 h^2}{8ma^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

注意,我们最后得到的是一个分立的能级谱。还要注意  $n = 0$  是不允许的。这是因为  $\sin 0$  不代表阱中的电子,因此它不可能是这个问题的有效解。这样又产生了另外一个有意义的与原子稳定性有关的结果,即最低允许的能级  $n = 1$ , 能量  $E_1 = h^2/8ma^2$ 。这说明,“基态”不是能量为 0 的态,基态所具有的能量叫“零点能”。这纯粹是量子力学的结果。

想一想零点能的起因是很有意思的。如果阱宽增加,零点能将接近经典的零能量结果,因此它一定与这样的事实有联系,即电子束缚在有限大小的势阱中。事实上这与海森伯的不确定性原理有关。如果阱的宽度为  $2a$ , 那么电子位置的不确定性就是  $2a$  量级。通过一个粗略浅显的论证即可表明,电子能量的不确定性与零点能的大小是差不多的:

$$\Delta x \approx 2a$$

$$\Delta p \approx \frac{h}{\Delta x} \approx \frac{h}{2a}$$

$$\Delta E \approx \frac{\Delta p^2}{2m} \approx \frac{h^2}{8ma^2}$$

(对此,请不要过于认真!)

49 基本思想是这样,若将电子限制在很小的空间范围内,位置的不确定性就小,但这将导致动量不确定性增大,因而动能的不确定性也增大。由此可以看出,零点能与某种零点运动有关。这说明,在绝对温度为零时,所有分子运动都会停止的经典思想是不正确的。此外,它还产生了一个实际结果:即使在极低的温度下,氮原子的零点能阻止它凝固(除非压力极大)。

在上面的推导中,我们完全忽略了波函数随时间的变化:

$$\Psi_t = e^{\frac{2\pi i E t}{h}}$$

薛定谔方程的完整解应是  $\Psi = \Psi_s \Psi_t$ , 它代表在阱内来回传播的德布罗意波。在  $x = \pm a$  处的边界条件,使驻波的节点正好位于边界上,因此这种分立能级的层次与弦上的谐波系列是类似的。这说明,在量子物理和熟悉的经典模型之间有着非常明显的联系,这也

是薛定谔方法能如此之快地为人们所接受的重要原因之一。

### 2.2.3 量子谐振子

这个问题与无限方阱的问题类似,但在此问题中,电子势能是随其离势阱中心距离的平方成正比的。这是经典力学中简谐振子问题的量子力学模式,经典谐振子与量子谐振子的联系也是十分清楚的。

在经典物理中,质量为  $m$  的物体,在受到与其离某固定点之间的位移成正比的力  $F$  的作用下,就会产生简谐振动。力的方向总是指向固定点

$$F = -kx$$

这导致势能随  $x$  平方变化

$$V = \frac{1}{2}kx^2$$

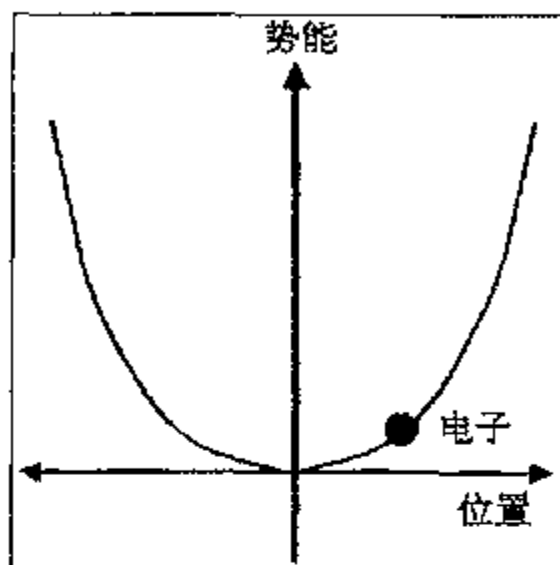


图 2.6 二次函数势阱。

该势能也与时间无关,因此,问题再一次变成解与时间无关的

薛定谔方程,去寻找空间波函数。从物理上说,这个问题的解与无限势阱的解有两点不同:

50

1. 当  $x$  增加,势能也增加时,波函数逐渐下降至零;

2. 这个解又一次代表势阱中的驻波,但是现在波长(因而电子动量)随位置而变化(这不奇怪——经典简谐振子的动量就是这样的)。

解薛定谔方程涉及一些棘手的数学问题,这里我们就不进行深入讨论了,但结果非常有趣。我们再一次看到(毫不奇怪)这个解的形式是一个分立的允许的能谱,能量由下式给出:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)hf \quad \text{式中} \quad f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$$

请注意,允许的能级间隔  $\Delta E = hf$ , 这正是普朗克在解释黑体辐射谱时为谐振子所引入的量子。还应该注意,量子谐振子不是静止的,它也具有零点能,此时为  $hf/2$ 。

### 2.2.4 氢原子

波动力学的首次成功是解决了氢原子问题,它与上述束缚在势阱中的电子问题十分类似。不过现在,这个势阱是由电子和原子核之间的静电相互作用所引起的,势能的形式为

$$V = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

这是一个三维球对称势阱。因此,第一步是将薛定谔方程改写成极坐标  $(r, \theta, \phi)$  形式,这样做可以充分利用其对称性,使方程容易解,使解容易解释。该势能也是与时间无关的,因此要解的方程就是

$$\nabla^2 \Psi(r, \theta, \phi) = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \Psi(r, \theta, \phi)$$

使用极坐标的最大好处是可将方程分离成三个独立部分,它们分别代表方程随三个极坐标分量的空间变化。因此解本身就是三个函数的乘积:

$$\Psi_s(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$$

而且,与在一维势阱中电子波函数只能导致由量子数所决定的分立能谱一样, $\Psi_s$ 的每个分量,也都可产生由各自量子数所决定的相应量子态。

1. 总量子数或主量子数  $n$  决定  $\Psi_s$ 。随离核距离的变化,它来自方程的径向部分,与总能量和轨道大小或半径有关;

2. 轨道量子数  $l$  决定了  $\Psi_s$ 。随角度  $\theta$  的变化,与可取的原子角动量状态有关(请回忆一下,在玻尔模型中,它是怎样被用来解释偏心率的);

3. 磁量子数  $m$  决定  $\Psi_s$ 。随角度  $\phi$  的变化,与轨道轴的取向有关(与玻尔理论一样)。 $n$  值较大,可取轨道的数目就多。假如对应某个特殊的  $n$  值,不止有一个轨道数目,这种情况就称为“简并”。 $l$  和  $m$  与  $n$  的关系与玻尔理论一样,但这一次,这种关系是由解方程直接得到的:

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$$

$$m = -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, +(l-1), l$$

$n = 1$  时,给出的是  $n = 1, l = 0, m = 0$  的单一态,这就是  $1s$  壳层。但是在这个  $1s$  壳层里可以容纳 2 个电子。看来,即使薛定谔方程也要求我们“人为地”增加其内部自由度,自旋还是不能由方程直接导出。两个  $1s$  电子在某些方面是不同的,但这一点不能根据三维空间波函数进行预测。这点提醒我们两件事:1. 量子力学的自旋没有简单的经典类比;2. 薛定谔方程不可能是解决氢原子问题的最终方案。我们已经讨论过,原子的层次结构可以用如下的方法形成:在这些可取的能态中,一次一个地填充电子,并利用不相容原理来防止电子全部掉到最低能级。

解本身给出的总能量只与主量子数  $n$  有关:

$$E = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}$$

这与玻尔公式一致,用类似的方法可以解释光谱线系。与玻尔方法相比,薛定谔方法的最大优点就是能给出原子内部的电子波函数。这些波函数可用玻恩理论解释,还可用来计算原子内部的电子概率密度。

52 该理论对所有单电子原子都是适用的。在下表中,列出了若干空间波函数, $Z$  代表核的原子序数。

$n$	$l$	$m$	空间波函数
1	0	0	$\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{n}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-Zr/a_0}$
2	0	0	$\Psi_{200} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{Zr}{a_0}\right) e^{-Zr/2a_0}$
2	1	0	$\Psi_{210} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{Zr}{a_0} e^{-Zr/2a_0} \cos \theta$



(续表)

$n$	$l$	$m$	空间波函数
2	1	$\pm 1$	$\Psi_{21\pm 1} = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{Zr}{a_0} e^{-Zr/2a_0} \sin \theta e^{\pm i\phi}$
3	0	0	$\Psi_{300} = \frac{1}{81\sqrt{3\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \left(27 - 18\frac{Zr}{a_0} + 2\frac{Z^2 r^2}{a_0^2}\right) e^{-Zr/3a_0}$
3	1	0	$\Psi_{310} = \frac{\sqrt{2}}{81\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \left(6 - \frac{Zr}{a_0}\right) \frac{Zr}{a_0} e^{-Zr/3a_0} \cos \theta$
3	1	$\pm 1$	$\Psi_{31\pm 1} = \frac{1}{81\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \left(6 - \frac{Zr}{a_0}\right) \frac{Zr}{a_0} e^{-Zr/3a_0} \sin \theta e^{\pm i\phi}$
3	2	0	$\Psi_{320} = \frac{1}{81\sqrt{6\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z^2 r^2}{a_0^2} e^{-Zr/3a_0} (3\cos^2 \theta - 1)$
3	2	$\pm 1$	$\Psi_{32\pm 1} = \frac{1}{81\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z^2 r^2}{a_0^2} e^{-Zr/3a_0} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\phi}$
3	2	$\pm 2$	$\Psi_{32\pm 2} = \frac{1}{162\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z^2 r^2}{a_0^2} e^{-Zr/3a_0} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\phi}$

在上述波函数中,均使用了玻尔半径  $a_0$  这个参量。

53

$$a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m Z e^2} = 5.29 \times 10^{-11} \text{ m}$$

这个半径,就是在  $n = 1$  的轨道中,电子概率密度出现最大值的方

概率密度与径向波函数有关,但要注意它们不是一回事。现在我们来看看  $n = 1$  的波函数。很清楚,它是指数衰减的。在  $r = 0$  时,波函数有极大值,但并不意味着在  $r = 0$  处发现电子的概率最大,原因是径向波函数的强度  $RR^*$  是与在  $r$  和  $r + \delta r$  之间的单位体积内发现电子的概率有关。但是在  $r$  和  $r + \delta r$  之间的体积随半径增大而增大。事实上,这是一个半径为  $r$ ,厚度为  $\delta r$  的球壳,体积为  $4\pi r^2 \delta r$ 。因此,在  $r$  和  $r + \delta r$  之间发现电子的概率为

$$P = p(r)\delta r = RR^* 4\pi r^2 \delta r$$

式中  $P$  为概率,  $p(r)$  为概率密度。函数  $p(r)$

在原点和较大  $r$  值处下降到零,在玻尔半径处达极大值。这说明,概率以核为中心,呈球对称分布,在靠近玻尔半径时,发现电子的概率最大。但是它没有暗示有任何具体的、确定的轨道轨迹存在。

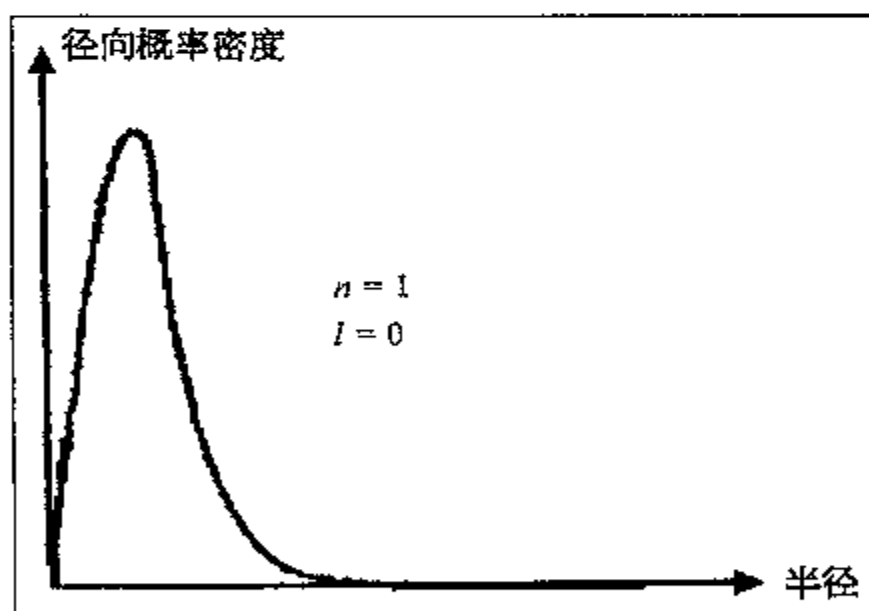


图 2.7 在氢原子中,对应于  $n = 1, l = 0$  态的径向概率密度。在经典的玻尔轨道(玻尔半径)处,曲线呈现极大值。

## 54 2.2.5 势垒穿透和隧道效应

对自由空间的电子,薛定谔方程的解是行波。如果这些波遇到了无限高势垒,它们将被反射回来,这就是为什么在无限势阱中会形成驻波的原因。但是如果势垒具有有限的高度和宽度,那么波函数将会进入势垒,然后逐渐衰减,但是电子还是有机会穿过势垒的。这是一个新的量子力学效应,它能解释 $\alpha$ 衰变机理,还可在许多电子元件中得到应用。

现在,考虑总能量为 $E$ 的电子遇到了“高度”为 $V > E$ 、宽度为 $a$ 的势垒。在势垒内,与时间无关的薛定谔方程是

$$\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} = (E - V) \Psi_s$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} = \frac{8\pi^2m}{h^2} (E - V) \Psi_s = \frac{8\pi^2mK}{h^2} \Psi_s$$

式中 $K$ 是电子动能,可用下式

$$K = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2}$$

代替。其中 $p$ 是电子动量, $\lambda$ 是德布罗意波长。因此方程可写成

$$\frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Psi_s$$

该方程具有简单的指数衰减解:

$$\Psi_s = \Psi_0 e^{-\frac{2\pi x}{\lambda}}$$

$\Psi_0$ 的值必须等于势垒边缘处波函数的振幅,以保证入射波和反射波的连续性。总的图像就是一个振幅为 $\Psi_0$ 的入射波进入势垒后,指数衰减,在越过边界之后的 $x_{1/2}$ 处,振幅衰减一半:

$$e^{-\frac{2\pi x_{1/2}}{\lambda}} = 0.5$$

$$x_{1/2} = \frac{\lambda \ln 2}{2\pi} \approx 0.1\lambda$$

如果势垒宽度不太大(如小于德布罗意波长),那就会有很小的、但具有特殊意义的振幅到达势垒的另一边。这就是说,穿过这个势垒之后, $\Psi_s \Psi_s^* \neq 0$ ,即在势垒的另一边发现电子的概率不等于0。这种情况与经典物理是没有任何类似之处的。比如,你被围困在由高墙包围的花园中,你是不可能跳过高墙的。你只能在花园里走来走去,一会儿向墙边走去,一会儿又从墙边退回来。但现在量子论却告诉你:你竟然会突然地出现在高墙的外边!

55 上述效应称为“势垒穿透”,但另外一个名字“量子隧道效应”,更能令人深思。这种情况就好像电子在没有足够的能量越过势垒时,却能在实际上穿过它。如果我们把电子看作是在每一点都具有确定能量的粒子,那么在它穿过势垒时,它的势能将比它的总能量还要大,这样一来,它的动能就必须为“负”了。这种情况,在经典物理中也是绝对不会发生的。

隧道效应有许多重要的应用:

1. 某些重核元素(如铀 238),在核内形成 $\alpha$ 粒子(即2个质子和2个中子暂时性地结合

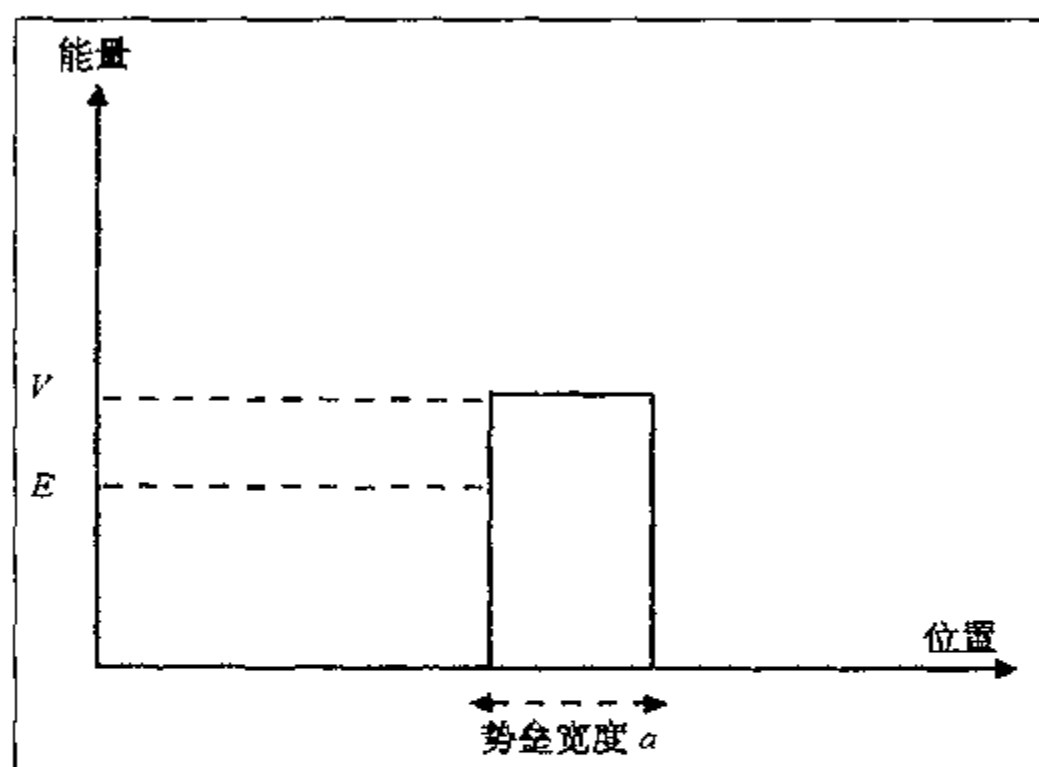
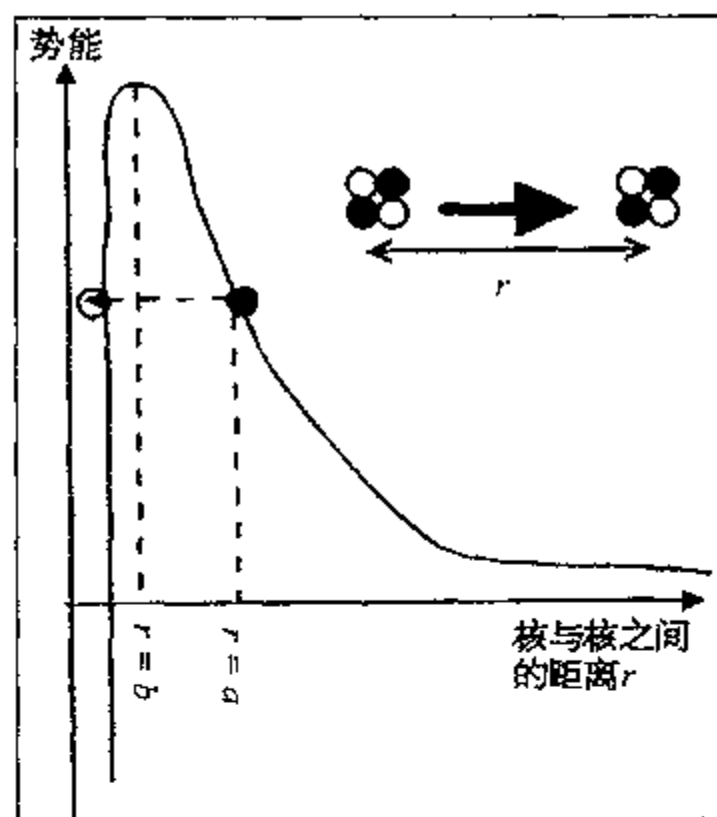


图 2.8 势垒穿透或量子隧道效应。在势垒左侧,总能量为  $E$  的粒子仍然具有穿过势垒的概率。波函数的振幅在进入势垒后指数衰减,但越过势垒后,并没有降到零。

在一起)时所释放出来的能量,能将  $\alpha$  粒子激发到总能量为正的状态。但是,这个能量还不够大,还不能使  $\alpha$  粒子从核中逃逸出来,因为  $\alpha$  粒子被深深地束缚在由长程库仑排斥力和短程强核子吸引力所形成的势垒之中。经典物理认为,它将会被永远地束缚在其中,无法挣脱。但量子力学却认为它仍有机会穿透势垒,逃逸(或称发射)出来,尽管穿透概率很小,但仍然不可忽视。正是由于这个缘故,像铀 238 这样的原子核才会不稳定,通过发射  $\alpha$  粒子而衰变。这是由伽莫夫、康登(Condon)和格尼(Gurney)于 1928 年首次提出的解释。理论还表明,高能  $\alpha$  粒子具有较高的发射概率,因此半衰期短的  $\alpha$  粒子发射体可发射高能  $\alpha$  粒子。

2. 当贝特等物理学家在研究太阳内部氢转换成氦的核聚变反应细节时,他们认识到,太阳中心的温度太低,不足以引起质子-质子聚变反应,只能使它们产生剧烈碰撞。要产生聚变反应,就要使质子与质子靠得更紧,以便能产生很强的短程核力,将它们吸入核内,并将它们牢牢束缚在一起。另一方面,静电排斥力又试图将它们推开,因此实现聚变反应所需要的温度极高。如果温度不是足够的高,那么质子将被最靠近它们的库仑势垒隔开。在这种情况下,隧道效应将会发挥作用,因而即使在较低(当然仍相当高)的温度,聚变反应也有可能发生。

3. 有些电子元件(如隧道二极管)就是利用隧道效应来实现快速电子开关的。其基本思想是:用两个半导体之间的结作为势垒,改变外加的低偏置电压就可以控制势垒宽度、势垒穿透速率和通过结的电流。



56

图 2.9 聚变。处理聚变的经典手段是:假设给核子的能量足够大,使之能超越由库仑排斥力所产生的势垒。这意味着核子之间的距离  $r$  要非常地接近,如  $r \leq b$ 。量子隧道效应的意思是:即使在核子之间的距离较大(如  $r = a$ )时,聚变过程也有可能发生。量子隧道效应使得在太阳里和反应堆里发生聚变所要求的温度大大降低了。

## 57 2.3 狄拉克的“更精巧的理论”

## 2.3.1 原子和光

在20世纪20年代后期,狄拉克一直在寻找原子和光相互作用的“更精巧的理论”。他的主要指导思想是:寻求数学上的美和方程的简洁。这一思路产生了具有重大物理意义的结果。

“使方程美观要比使它符合实验重要得多……,看来,如果人们能从使方程具有美感的角度出发来工作,如果他真的具有敏锐的洞察力,那么他就会沿着正确的方向不断前进。”

“……正是通过研究数学,我们才可指望对未来物理中出现的数学类型进行猜测……,如果人们能找到正确的思路并开展工作,就将取得进展。在这个过程中,人们将会首先去发现方程,然后检查它们,渐渐地学会使用它们……,我相信,这可能比试图猜测物理图景更符合发展进程。”

[The Evolution of the Physicist's Picture of the World. *Scientific American*, 1963]

狄拉克意识到,在原子量子化基础上,对发射光谱进行的解释只是故事的一半。如果要全面理解辐射和物质的相互作用,辐射场本身也必须量子化。为了深化这一理论,狄拉克确定了三个基本的要素:

1. 原子态;
2. 原子和电磁场的相互作用;
3. 电磁场状态。

如上所述,处理这类问题的一般手段是建立总能量算符或哈密顿算符,然后解薛定谔方程。这个哈密顿算符应该有三个组成部分,分别对应于上述三个要素。

$$H = H(\text{原子}) + H(\text{相互作用}) + H(\text{场})$$

$H(\text{原子})$ 就是孤立原子的哈密顿量,与薛定谔用来解氢原子问题的哈密顿量一样。 $H(\text{相互作用})$ 可根据描述电磁场中电子能量的经典电磁学方程来建立。 $H(\text{场})$ 是新的,为得到它,狄拉克不得不依据一种容易转换为量子力学形式的模型来计算场的能量。为达此目的,他把电磁场看成是许多振子的集合,这些振子可以振荡,也可以不振荡,就好像在平静的海面,各种频率的波都可以被显示出来一样,或者是像席梦思中的弹簧那样,当床振动时,它们就会共振。然后他将这些振子量子化(这与爱因斯坦处理黑体辐射时所用的方法类似)。

他不是一下子解决所有的问题,而是一点一点地解决它。首先,他考虑当不存在原子时场会怎样,这时仅包含哈密顿量的 $H(\text{场})$ 部分。这导致狄拉克引入了两个新算符 $a^+$ 和 $a^-$ ,即产生和湮没算符。 $a^+$ 的作用是在场中产生新振子, $a^-$ 的作用是湮没场中的振子。这些振子是描述具有特殊频率和偏振的光子的另外一种方法,于是 $a^+$ 产生光子, $a^-$ 湮没光子。按照这种观点,电磁场似乎始终处于沸腾状态,在重复地产生和湮没光子,或者说光子一会儿出现,一会儿又消失了(这已经成为所有量子场论的中心思想)。

孤立原子的问题已经由薛定谔解决了,因此狄拉克便将他的注意力集中在原子和场的相互作用方面。要全面地解释这个问题,就得写出完整的哈密顿量。他不知道怎样才能精确地将它建立起来,所以他采用了逐步近似的方法——微扰法。首先假设原子和场是相互独立的,然后将相互作用的影响看成是对每个态的微扰。这一方法仍然是解决量子电动力学问题的唯一实用的方法,它能产生难以置信的精确预测。通常它产生的是一个级数,经过越来越细的修改,最后可收敛到所要求的结果。这同分析汽车碰撞问题类似,先假设汽车是牛顿力学中的质点;然后,也许会加上车子质量分布的影响;再后,也许还会考虑发动机中活动部件以及车轮等的影响;最后,一些更细小的因素(如反光镜的空气阻力),因对结果影响太小,而被完全忽略。

狄拉克最初用的是一级近似计算,即只处理原子和场中单个光子之间的相互作用。尽管如此,他的结果还是相当好的。他从基本原理出发,推导出自发辐射和受激辐射公式。当他把这一方法推广到级数的高次项时,发现在确定的初态和终态之间是通过一些不确定的中间态跃迁的,其中某些跃迁好像还违背了能量守恒。他认识到,该现象也许能作为海森伯不确定性原理的一个例子而得到解释。在这种情况下,能量与时间的关系满足

$$\Delta E \Delta t \approx h$$

对该公式的粗浅解释是:中间态是可能违背能量守恒的,违背的程度为  $\Delta E$ ,只要这个能量能在  $\Delta t < h/\Delta E$  时间内“补回”即可。这些短寿命的中间态被称为“虚态”,它给我们提供了一幅不寻常的真空电磁场图像。那不能算是一个真空,在那里空间被一会儿存在、一会儿又消失的虚粒子填满了。光子的能量越大,虚寿命越短,例如,可见光虚光子的寿命仅为  $2 \times 10^{-15}$  s。

59

尽管这种真空态沸腾(里面充满虚粒子)的思想似乎很奇怪,但它却能产生真实的物理结果。“卡西米尔效应”就是其中之一:真空中有两块平行的金属板,在它们之间存在着很小但可测量的引力。借助于虚光子可以很简单地解释这种效应。板间产生的虚光子会弹来弹去,就好像限制在弦上的波一样。唯有那些相消干涉消除不掉的波才能形成驻波图样。这样就使板间所有其他虚光子出现的概率下降到零,产生的整体效应就是,板间虚光子对板的撞击强度就比板外虚光子的撞击强度小,从而在两板之间引起了很小的引力。这个力的大小可根据理论预言,预言结果与实验测量结果符合得很好。

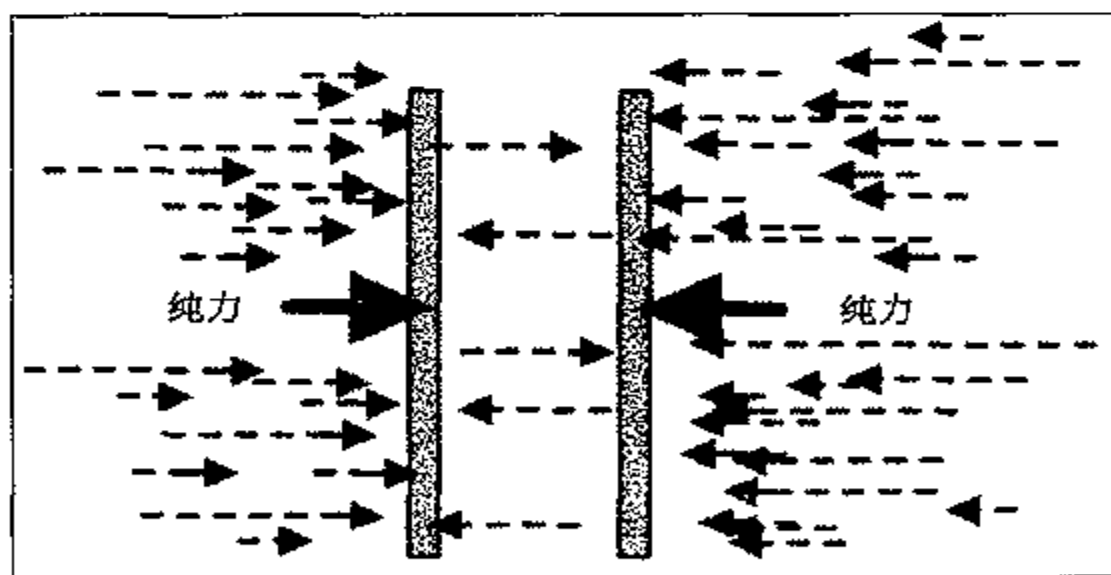


图 2.10 卡西米尔效应。在导体板的表面,场强必须为零,这限制了能够存在于两板之间的波函数,使板之间的虚光子流要比板外的小,从而在两板之间产生了很小的、但可测量的吸引力。



60 有关量子场的这种思想不仅适用于电磁场和光子,还适用于电子和正电子在其中出现的轻子场。电子周围的强电场以虚电子和虚正电子“云”将电子包围,虚电子被真实的电子推开,虚正电子却被真实的电子所吸引。这些虚正电子能把真实电子的负电荷屏蔽起来,使任何测量电子电荷的实验都肯定会产生“错误”的结果。我们能测量的电荷只是被屏蔽起来的电荷,而不是“裸”电荷,那是我们的实验无法接近的。在任何真实电荷周围,围有虚电荷云的这种现象称为“真空极化”。

狄拉克描述的在电子裸电荷周围产生的真空极化图像,使人们隐约看到了下面就要谈到的一个问题,该问题与其他问题一道困扰着创立真正量子场论的所有企图。有理由认为裸电荷应该是无限的,这一结果使人对该理论产生了怀疑。但是如果它所产生的真空极化也是无限的话,那么也许就有可能使这两个无限几乎完全抵消,而只留下很小的、有限的差,这就是我们所说的电子有效电荷!这一由理论引起的无限性可能被负无限相抵消的思想被称为“重正化”,被泡利贬之为“减法物理”。

狄拉克的工作为第三次量子革命奠定了基础,在此基础上,费恩曼、施温格和朝永振一郎等人最终创立了新的量子电动力学理论。此外,狄拉克对薛定谔方程也不满意,并着手研究怎样才能使它符合狭义相对论。

### 2.3.2 狄拉克方程

爱因斯坦的狭义相对论表明,当粒子运动速度与光速可比时,牛顿力学就不再成立。薛定谔方程的基础是经典的空间、时间概念和牛顿力学(如能量和动量等),因此它有着明显的缺陷,对原子中的电子来说更是如此。众所周知,在原子中电子的运动速度是很高的。因此狄拉克认为薛定谔方程不是原子中电子的最终描述。此外薛定谔方程在数学上也比较“丑陋”,这使狄拉克感到不安。因此他着手去创立另外一个方程,以便能给出原子中电子的相对论性理论。1928年,狄拉克方程终于建立起来了,它是如此之有效,以致许多物理学家认为电子问题已经全部解决了。

你可以回忆一下,薛定谔方程是与经典的非相对论性的动能方程密切相关的,

$$KE = \frac{p^2}{2m}$$

据此,薛定谔将能量和动量项转换为微分算符,并在最后建立了他自己的著名方程:

$$\begin{aligned}\langle KE \rangle \Psi &= \left\langle \frac{p^2}{2m} \right\rangle \Psi \\ \langle E - V \rangle \Psi &= \left\langle \frac{p^2}{2m} \right\rangle \Psi\end{aligned}$$

狄拉克方法中的关键步骤是从能量和动量的相对论方程出发:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (1)$$

式中, $E$ 是总能量, $p$ 是线性动量, $m_0$ 是静止质量, $c$ 是光速。用类似的数学手段,也可将它转变为微分方程,将能量和动量项改变为算符,于是便有

$$\langle E \rangle^2 \Psi = \langle p \rangle^2 c^2 \Psi + m_0^2 c^4 \Psi$$

但是狄拉克对此并不满意,他希望该方程也像薛定谔方程那样是线性方程,并且方程中的能

量算符不是平方项。于是他试着采用下面的方程

$$\langle E \rangle \Psi = \alpha \langle p \rangle c \Psi + \beta m_0 c^2 \Psi \quad (2)$$

当然,该方程必须与方程(1)一致,因此需要引入新的项  $\alpha$  和  $\beta$ 。为使方程(1)与方程(2)一致,  $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\Psi$  就都具有相当奇怪的数学形式。 $\Psi$  是 4 元列矩阵,  $\beta$  是一个  $4 \times 4$  矩阵,  $\alpha$  是由  $4 \times 4$  矩阵组成的具有三个分量的矢量!

61



图 2.11 狄拉克(1902—1984)。1933 年,他与薛定谔一起荣获诺贝尔物理学奖。1926 年,他为量子论发展了一个普遍的数学公式,1928 年,他创立了相对论性的电子方程——狄拉克方程。该方程首次给自旋提供了自然的解释。而在以前,人们只是将这一量子力学特性加入到薛定谔方程之中。狄拉克理论还合理地预言了反物质的存在。按照该理论,当高能  $\gamma$  射线与物质相互作用时,可产生电子和反电子(正电子)对,当一个电子和一个正电子碰撞时将会湮没。这些预言很快被实验证实。狄拉克还向量子电动力学方向迈出了决定性的一步,并在许多理论物理领域作出了重要贡献。

尼克·亚当斯绘

62 当时没有几位物理学家愿意冒险去研究这种纯理论的数学。一些人研究了,可能都会拒绝这个结果,认为它明显没有物理意义。另一方面,狄拉克本人却千方百计地去解释方程的每一部分,结果意想不到地产生了两个新的理论发现。第一个是关于电子自旋,它是由方程自然产生的结果,而不是为了与实验一致不得不在事后加入的东西(像薛定谔方程那样)。当然自旋的概念早已被引入,所以这还不算是真正的理论预言。另一个重要的发现是真正带有革命性的预言,它被认为是 20 世纪物理学最重要的突破之一。狄拉克是从相对论性能量和动量方程的平方根出发来推导他自己的方程的,大家知道数字的平方根有两个:正根和负根。类似地,建立狄拉克方程的可能方式也有两种:

$$\langle E \rangle \Psi = \alpha \langle p \rangle c \Psi + \beta m_0 c^2 \Psi$$

或

$$\langle E \rangle \Psi = -\alpha \langle p \rangle c \Psi - \beta m_0 c^2 \Psi \quad (3)$$

63 如果方程(2)的解代表正能态电子,那么方程(3)的解就代表负能态电子。但这立即产生了一个问题:我们知道,氢原子在基态是稳定的,因为不允许有更低的能级存在,这样可以防止电子通过量子跃迁跳到更低能级并产生辐射。如果存在着无限多个空位负能态,那么,任何正能态的电子都不可能稳定,因为它们都有可能通过量子跃迁进入负能态,并在发射电磁辐射的刹那间从宇宙中消失。这是一个非常严重的问题。

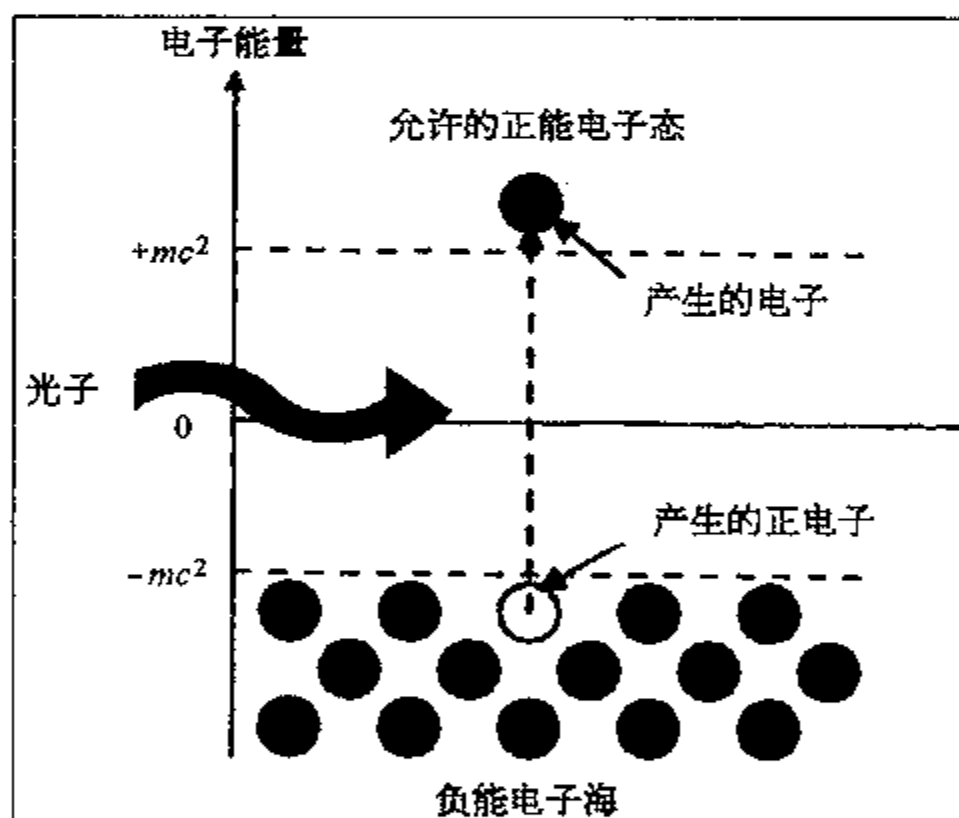


图 2.12 电子-正电子对的产生。狄拉克设想所有的负能态都被电子填满了。但是用一个有足够能量的光子来激发它,在这些无法观察的负能电子中,就可能有某个负能电子被激发到正能态,留下来的“空穴”,其行为如同正粒子,即反电子或正电子。

狄拉克提出了一个神奇的(但相当不可思议的)解决方法。在大原子中,高层轨道的电子不能跳向较低的轨道,是因为那些较低轨道已被电子占满了。而泡利原理是禁止两个电子具有同一组量子数的。如果所有的负能态都被电子占有的话,那么正能态电子就会由于相同原因而处于稳定状态。当然这就意味着整个宇宙就为一个无穷大的负能态电子海洋所填满,负能态电子无所不在,人们又无法直接地去观察它们,它们形成了一个均匀的背景,而

所有其他的物理现象都在这背景中发生。

无穷大的负能态的电子海解决了原子和正能态电子的稳定性问题,但它同时又引起了另外一个有趣的可能性。负能态电子能不能在吸收足够的能量之后产生量子跃迁,跳到正能态呢?这个正能态的出现就好像是从这个“真实”世界以外的什么地方冒出来的。狄拉克认为是可能的。如果是这样,就会在负能态电子海洋里留下一个“空穴”,这个空穴看上去就像具有与电子的质量、自旋和电荷数量均相同的正能态粒子。因此狄拉克理论预言:具有足够高能量的 $\gamma$ 射线在被负能态电子吸收时,有可能突然消失,并可能在原地产生一对粒子,即电子和反电子(正电子)。这种过程就叫做“对产生”过程,并于1932年首先由安德森在宇宙线的云室照片里观察到。 64

正电子是被发现的第一个反物质粒子,可是狄拉克理论表明所有粒子都具有相应的反粒子。最近,反原子已在欧洲原子核研究组织(CERN)创造出来。这些反氢原子是由正电子绕反质子作轨道运动组成的。毫无疑问,全部由反元素组成的周期表也是可能的,一个没有解决的问题是:为什么我们的宇宙似乎是偏向物质,而不是反物质呢?

## 第3章 量子谜团

### 65 3.1 爱因斯坦和玻尔

#### 3.1.1 解释问题

爱因斯坦在就事论事式的“前期量子论”的发展过程中起着先导的作用,但他仍然心神不安。海森伯的矩阵力学似乎太抽象,不可能成为物理实在的真正表示,但它与实验结果却符合得很好。此外,薛定谔的波动力学看起来很有希望,但在玻恩提出“统计诠释”之后,它的形象就又受到了伤害。从许多方面来看,爱因斯坦对于20世纪20年代初期的物理学发展是满意的。显然,那时已经有了许多重大的发现,但同时这些重要的发现都还没有得到充分的解释。当玻尔把许多正在涌现的理论思路汇总在一起时,当狄拉克已经证明这些理论在数学上完全等价时,爱因斯坦就发现自己处于一种少数派的反对地位,他不能接受这一理论的全部结论,也提不出令人信服的其他理论。

“你相信上帝在掷骰子,而我则相信世界上客观存在的完备法则和秩序,那才是我苦思冥想要去抓住的东西……即使量子论的初步成就是伟大的,那也不能让我去相信这种原始的掷骰子游戏,尽管我知道,我的年轻同事们会说,那是我老化的结果。”

[Letter from Einstein to Born. 1944]

这期间,爱因斯坦提出了许多思想实验,试图在量子论的创立者们面前展现量子论的几个重要推论,同时证明,在某些方面,量子论不可能是物理实在的“最后理论”。玻尔用许多充满智慧的论点回应了爱因斯坦这些思想,这些论点的基础便是众所周知的量子论“哥本哈根诠释”。他的聪明才智和他在理论上的明显成功,不仅使量子论,特别使薛定谔波动力学学说和哥本哈根诠释得以确立,而且还使它们在物理学中占有统治地位长达50年。

66 爱因斯坦并不是反对量子论内涵的唯一物理学家,薛定谔在开始时也认为:他的波动力学将会使物理学回到连续的微分方程和波的时代。这使所有经典物理学家都感到高兴,而薛定谔本人后来则被量子跃迁和测量过程所暗示的不连续性所震惊。德布罗意等物理学家试图使具有波粒二象性的波和粒子都保留某些物理实在,从而打开了通往一些“隐变量”理论的大门,这些理论最终由博姆完美地建立起来。后来人们又提出了一些更独特的解释,并被认真地采用。其中有费恩曼光辉的“对历史求和”和埃弗雷特三世的“多世界”理论。最近,克拉默提出的互动诠释,涉及时间向前和向后流逝的影响,也给人留下了深刻的印象。至今关于量子论解释的争论还没有结束,抛开这一点,说20世纪的物理学很完备是没有什么意义的。

### 3.1.2 哥本哈根诠释

许多物理学家都对哥本哈根诠释作过贡献,但是贡献最大的应数玻尔。他为这一解释提供了哲学基础,并针对爱因斯坦许多机智精巧的非难,十分虔诚地捍卫了它。正是玻尔在哥本哈根建立了理论物理研究所,并亲任第一任所长。在20世纪20年代,玻尔就像块磁石,吸引着许多具有开创精神的年轻物理学家(如海森伯),他们带着最新的思想前往哥本哈根,试图在这位科学巨匠面前进行试验。

#### 1. 玻尔提出对应原理和互补性;

67



图 3.1 玻尔(1885—1962)在曼彻斯特与卢瑟福在一起时开始了他的研究生涯。1913年,他将量子条件用于电子轨道,解释了卢瑟福原子的稳定性。他用这个模型解释了氢原子的辐射谱,在研究中,他引入了不连续的量子跃变思想。1918年,他成为哥本哈根理论物理研究所的第一任所长,该所很快就成了表述和解释新量子论的主要中心。20世纪20年代,他与海森伯等人共同工作,提出了哥本哈根诠释,他针对爱因斯坦的精巧的非难,成功地捍卫了哥本哈根诠释。哥本哈根模型的中心思想是海森伯的不确定性原理和玻尔的互补性原理。20世纪30年代,他又引入了原子核的液滴模型,成功地解释了核裂变的基本物理过程。尽管他曾为制造第一颗原子弹的洛斯·阿拉莫斯计划工作过,但他也是最早反对使用原子弹的人士之一,战后他又参加了控制核武器运动的行列。1922年,由于他在原子理论方面的杰出工作,荣获了诺贝尔物理学奖。

尼克·亚当斯绘



2. 海森伯与约尔丹、玻恩一起创立矩阵力学；
3. 海森伯提出不确定性原理；
4. 薛定谔创建波动力学；
5. 玻恩锦上添花——提出了波函数的统计解释。

近年来，哥本哈根诠释受到了其他一些更加奇异诠释的挑战，但是在大多数讨论理论“含义”和物理实在性质的场合，仍然把它作为出发点。它的主要思想可概括如下（论述从这里开始使用狄拉克的符号）：

1. 系统（如电子、光子等）的状态由它的波函数  $|\Psi\rangle$  定义；
2. 在测量开始前，波函数的演化具有连续性和可确定性（服从薛定谔方程）；
3. 测量涉及到系统与测量设备之间的相互作用，因此测量过程在决定测量结果时起重要作用；

68

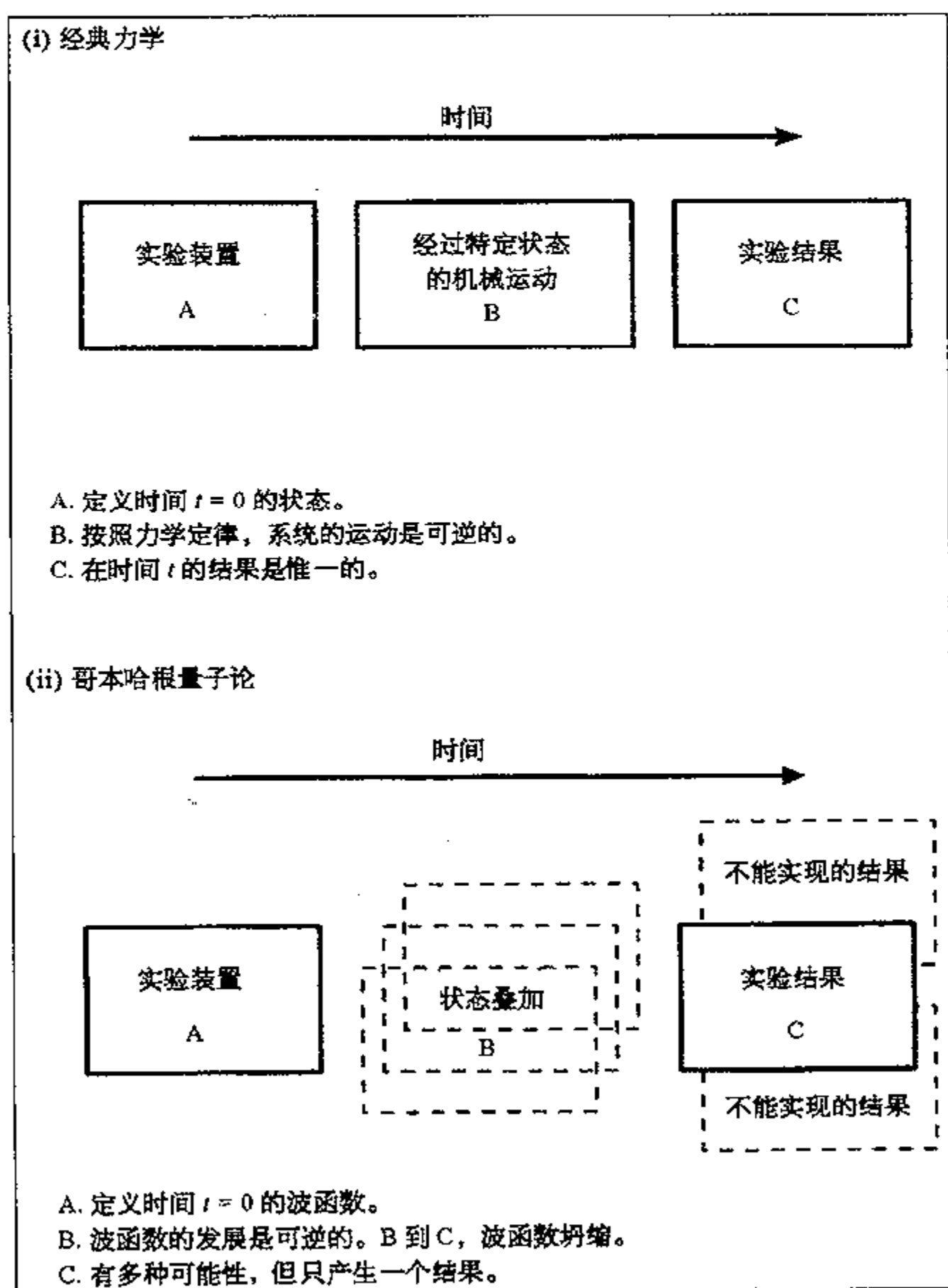


图 3.2 经典力学与量子力学的哥本哈根诠释之比较。

4. 实验前,波函数代表该实验所有可能的、但尚未实现的结果的叠加:

$$|\Psi\rangle = a_1 |\Psi_1\rangle + a_2 |\Psi_2\rangle + \dots$$

可将它看成是标记为 1, 2, ... 的各个态的加权求和;

5. 测量将使波函数瞬时坍缩到代表实际结果的状态:  $|\Psi_1\rangle$  或  $|\Psi_2\rangle$  等;

6. 波函数坍缩以随机的、不确定的和不可预见的方式发生;

7. 尽管不能预言测量的精确结果,但是每一个可选结果的概率,都可以利用玻恩解释由各波函数的强度计算出来,  $p_1 = a_1 a_1^* = |a_1|^2$ ,  $p_2 = a_2 a_2^* = |a_2|^2$ , 等等,其中,  $p_1$  是状态 1 的概率,等等。

只要将这个方法应用于一个简单的实例,有关物理实在性质的含义就会变得很清楚。设想有一个放射性原子在衰变中发射  $\beta$  射线,随着时间的推移,系统的状态便由两个波函数的叠加来代表。一个代表未衰变的原子,另一个代表衰变原子和发射的  $\beta$  粒子的组合。时间越长,第一部分  $a_1(t)$  的振幅就越小,第二部分  $a_2(t)$  的振幅就越大。

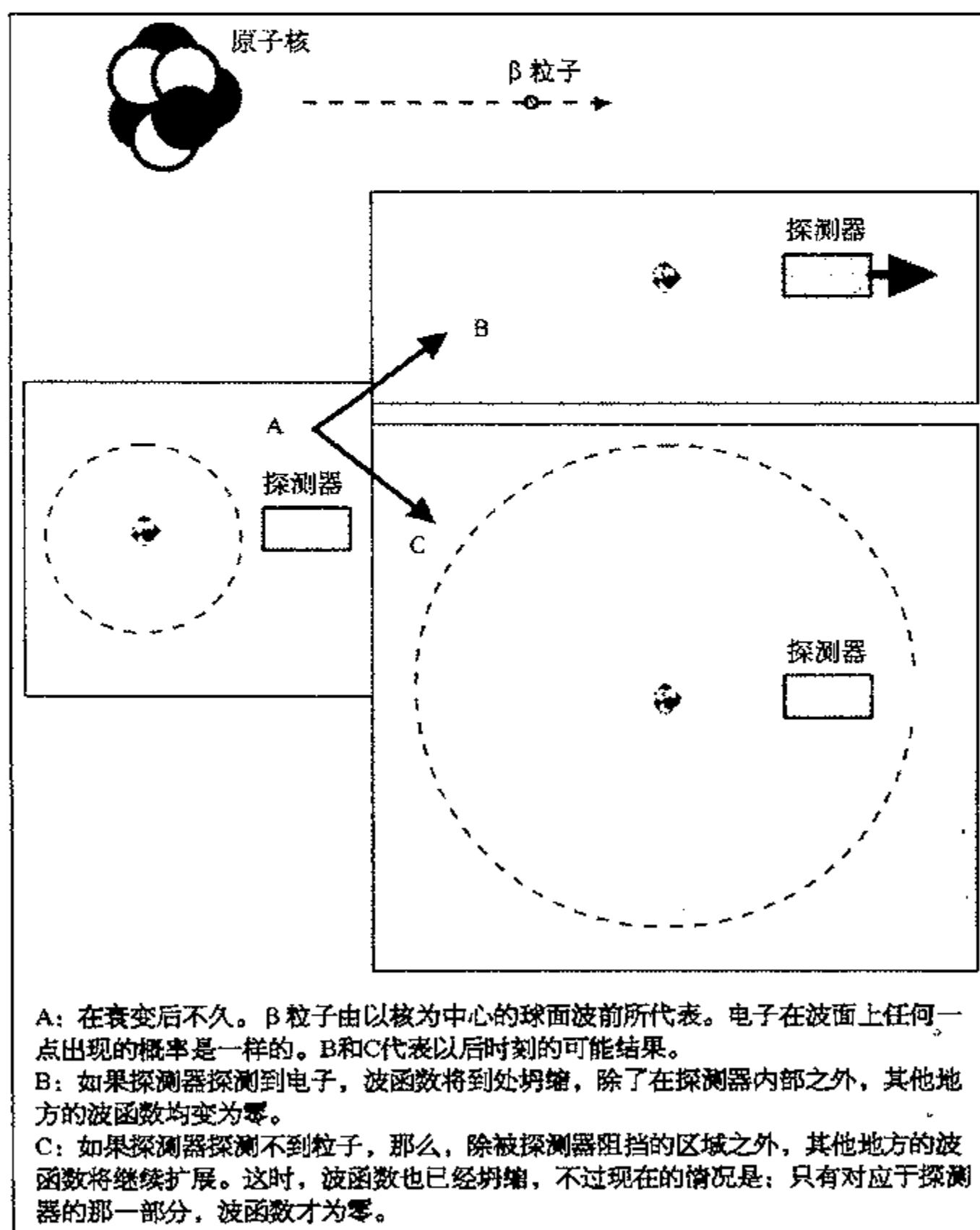


图 3.3  $\beta$  衰变。不稳定的原子核发射高能电子。

$$|\Psi\rangle = a_1(t) |\Psi_1\rangle + a_2(t) |\Psi_2\rangle$$

其中,  $|\Psi_1\rangle$  是未衰变态,  $|\Psi_2\rangle$  是衰变态。

在任何特定的时刻, 未衰变的概率为  $a_1 a_1^*$ , 已经衰变的概率为  $a_2 a_2^*$  (假设状态是归一化的, 即  $a_1 a_1^* + a_2 a_2^* = 1$ )。

如果对系统进行测量, 就会发现系统不是处在部分衰变的状态, 而是或者处在衰变态, 或者处在未衰变态。换句话说, 测量的影响已使波函数产生了不连续的变化(量子跃变), 使之从连续变化的叠加状态, 变成这种或那种确定的状态。这就叫做“波函数坍缩”, 一直是哥本哈根诠释中最容易引起争论的地方:

测量前:  $|\Psi\rangle = a_1(t) |\Psi_1\rangle + a_2(t) |\Psi_2\rangle$

测量后:  $|\Psi\rangle = |\Psi_1\rangle$  或  $|\Psi\rangle = |\Psi_2\rangle$

现在考虑原子衰变后所发射的  $\beta$  粒子, 它是随机发射的, 而且向各个方向传播的概率相等。这可用球面的德布罗意波代表, 这种波从源向外扩展, 在波面上振幅相等, 振幅随离源的距离增加而下降。振幅与该处单位面积的电子出现概率有关。现在想象一下, 将一个探测器放在源的一侧, 离源的距离为  $r$ , 它所能收集到的面积仅为整个半径为  $r$  的球面的 1%。在探测器处, 探测到  $\beta$  粒子的概率为 0.01, 而探测不到的概率为 0.99。在进行测量之前的那一瞬间, 电子波函数必然满足如下方程:

$$\begin{aligned} \int_{\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA &= 0.01 \\ \int_{A-\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA &= 0.99 \end{aligned}$$

其中, “det”代表对探测器面积的表面积分; “A-det”则代表对探测器以外半径为  $r$  的球面积分。片刻之后, 探测器或者探测到了  $\beta$  粒子, 或者没有探测到  $\beta$  粒子, 因此这时波函数将满足不同的条件:

如果探测到了:  $\int_{\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA = 1, \int_{A-\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA = 0$

如果没有探测到:  $\int_{\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA = 0, \int_{A-\text{det}} \langle \Psi | \Psi \rangle dA = 1$

波函数的这种不连续坍缩(注意, 不管我们有没有探测到粒子, 波函数都会坍缩)与原子本身衰变时的情况类似, 不过现在更加令人惊奇。现在考虑电子被探测到的情形。在探测前, 电子波函数是以源为中心向外扩展的球面波。当波函数坍缩时, 球面上的每一点立刻都会坍缩。就是说, 除了探测器所在处之外, 在球面上任何一点探测到电子的概率都突然从某个值下降到零, 而在探测器处, 概率则立即从很小的一个值变成很大的值。难怪爱因斯坦担心, 在一个地方探测电子会瞬时影响到所有其他地方的波函数状态。这种瞬时的超距作用(幽灵般的超距作用)叫做“非定域性”, 它就包含在“哥本哈根诠释”之中。它肯定是瞬时的, 否则, 离探测器很远处的波函数将会在探测器探测到电子之后的一段很短的时间内保持非零值。这样当电子被这个探测器探测到之后, 还会给其他地方的探测器提供探测到电子的很小机会。就是说, 在某些实验中, 可能只发射了一个电子, 却可能探测到两个电子。这比非定域性还要令人迷茫!

上述例子表明了量子论是怎样开始纠缠实验中的观察者, 或者至少是纠缠观察者在实验中所使用的测量设备的。这使人难以从实验装置中将客观物理实在分离出来。玻尔认

为,事实上这二者是不可分离的。

“作用量子的发现不仅向我们显示了经典物理学的自然局限性,而且还为弄清现象的客观存在与我们的观察无关这个古老的哲学问题提供了一些新的线索,将自然科学至今尚未知晓的问题摆到了我们面前。如我们已经看到的那样,任何观察都必然会干扰现象的过程,影响自然的进程,从而使我们失去了以因果模式来描述自然过程的基础。这样,自然本身就将这种限制强加在我们身上,即认为现象是客观存在这种说法只能在一定的范围内成立。据我们所知,这种限制只有在量子力学表述中才能找到正确的表达。”

他更简洁地说:

“认为物理学的任务就是要弄清楚大自然是怎么回事,那就错了。物理学关心的是:关于自然,我们能说些什么。”

[Niels Bohr. Quoted in *Quantum Theory and Measurement*. Wheeler and Zurek. Princeton, 1983]

在哲学上,这是一个根本性的变化。牛顿力学是建立在物质的粒子模型基础之上的,它的成功鼓励经典物理学家们认定:微观粒子本身就像宏观世界中的石头或树一样地存在着。这种朴素的实在论认为,宏观效应是由类似的但是看不见的微观世界所引起的。这一观点受到玻尔和海森伯的坚决反对。量子论的不确定性不仅可以度量人们对于特殊微观排列无知的程度,而且不确定性本身就是微观世界的固有特性。电子、原子、光子确实具有不确定的特性,如位置和动量。微观世界最完整的图像是由波函数决定的,而波函数本身必然就具有概率的性质。

决定论也遭到了拒绝。牛顿定律预言:任何力学系统在时间上都有独特的演变规律。如果在给定时刻,所有粒子的位置和动量都知道的话,那它们的未来(以及过去)状况就可完全确定。当然,要我们无限精确地去测量所有粒子的位置和动量是不可能的,所以我们永远也不会对未来作出完美的预言。但正如拉普拉斯所指出的那样,无所不知的人类,在确切知道了某一时刻的宇宙状态之后,就能绝对准确地预言未来和过去的所有状态。在我们的预言中所产生的不确定性,是由于我们的知识不足引起的,而不是由于有什么固有的不确定性。但量子论不这样看,它认为不确定性是一个基本特性,未来就是不能确定的。同样的初始条件,可以产生各种各样的结果。这样量子论就让了解未来变得悬而不决,同时也约束我们了解过去的 ability。也难怪,这种对物理实在问题的解释所引起的根本变化会让许多物理学家感到震惊,这可能是 20 世纪最深刻、最具重大示范意义的变化了。

73

### 3.1.3 薛定谔猫

薛定谔也被这些思想搞糊涂了,特别是被观察不到的状态叠加和不连续的“波函数坍缩”所迷惑。玻尔强调,在实验时量子效应可以通过某些适当的测量设备而放大,因此在我们的宏观世界,量子效应是可以被记录下来的。1935 年,薛定谔发表了一篇文章,谈到了量子事件(如不稳定原子核的衰变)的放大对一个有知觉的生物——猫的影响,猫的命运取决

于波函数坍缩的详细过程。哥本哈根诠释认为,将猫放在一个箱子里,该猫一定是“存在”于“生”与“死”两种状态的叠加中,除非另一项观察发生,即实验人员打开箱子观察猫的状态。在量子论中,薛定谔猫的思想实验是最著名的,在下面的叙述中,我们将用经典观点和量子观点对这个问题进行详细的描述(图中用的是猪……)。

“你甚至可以设想一个极为荒谬的实验。将猫关在一个钢室里,里面放一个魔鬼装置(必须保证装置不会受到猫的直接干扰)。在盖革计数器中放一点放射性物质,量要非常少,使得一个小时之内,它也许只能衰变掉一个原子,但也有相同的概率不衰变。如果原子衰变了,计数管就会放电,经过一段延迟时间之后,就会有一个锤子将放有氢氰酸的瓶子打破。假如你已经让这个系统放置了一个小时,你可能会说,如果没有任何原子衰变的话,这猫还活着;如果第一个原子衰变了,猫就被

74

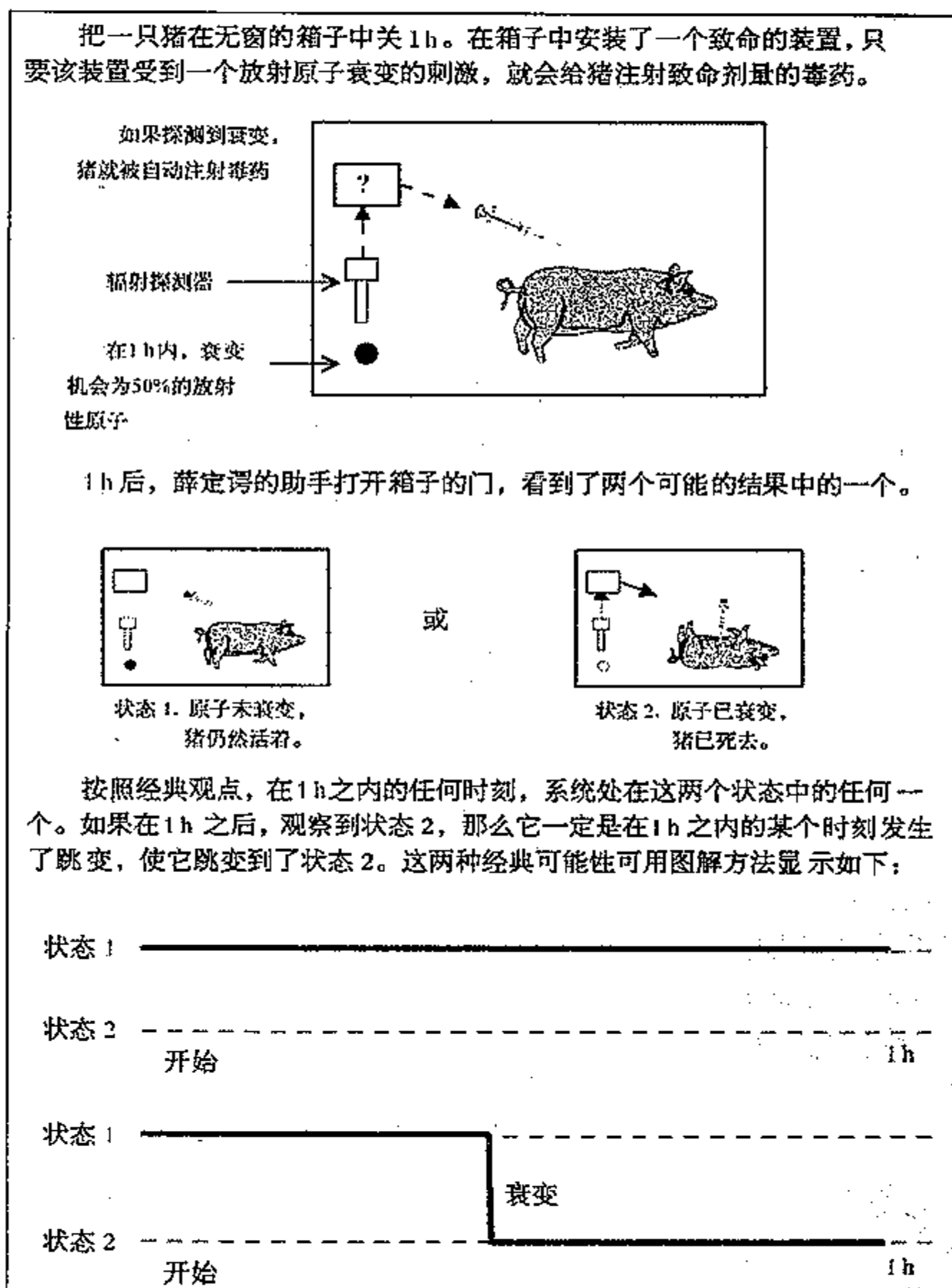
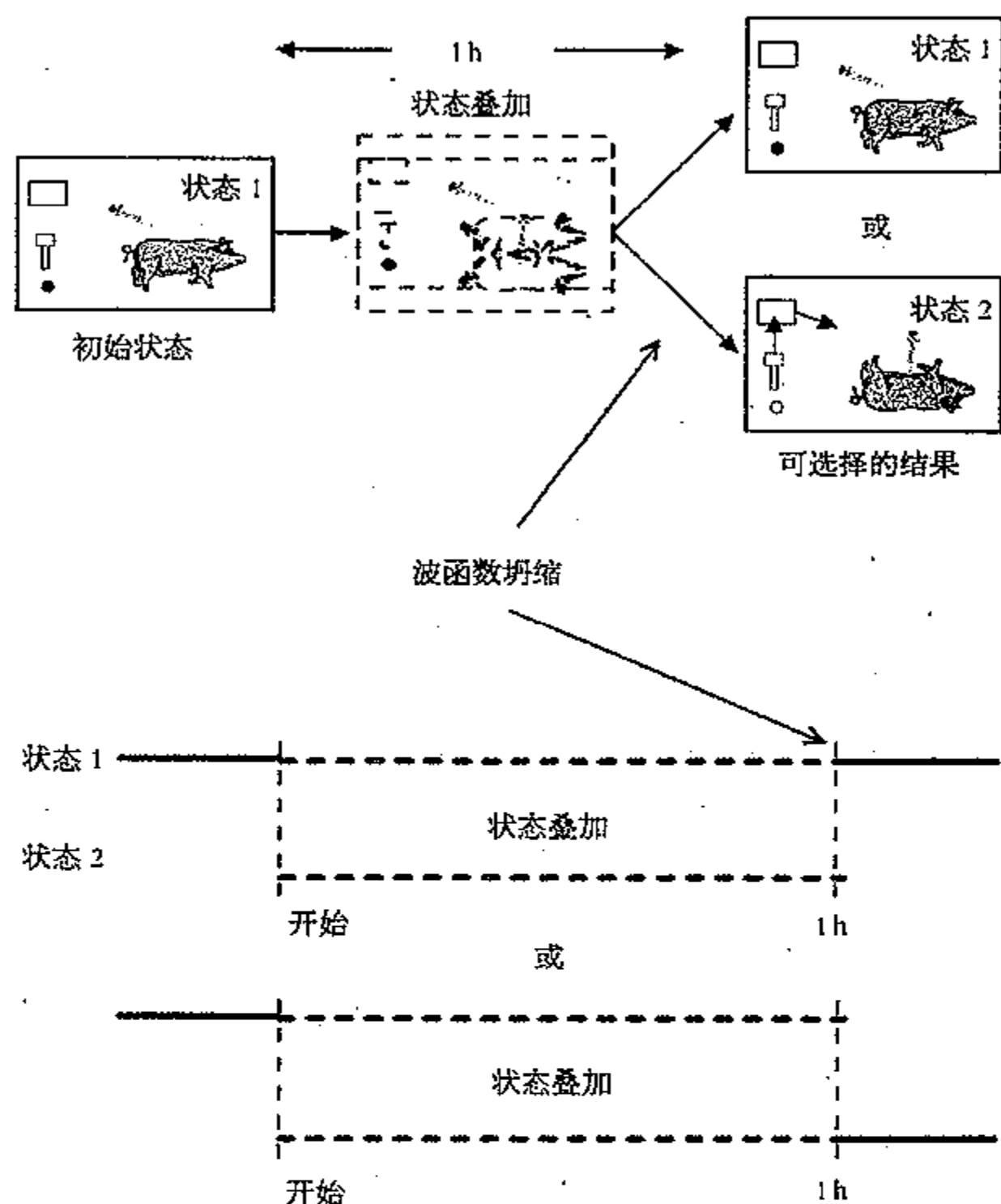


图 3.4 薛定谔的猪!

根据量子论，一个未被观察的系统可用波函数描述。在任何时刻，这个波函数都是状态1和状态2的叠加，除非有人打开箱子观察猪。这表明，未被观察的系统都处于不确定的状态，只有在观察时才会产生某种确定的结果。在观察的一刹那，波函数坍缩，出现了这种或那种结果。



观察前，原子是衰变和未衰变状态的叠加，猪是活状态和死状态的叠加。这种思想使人颇感捉摸不定。但是如果叠加没有发生，就不可能解释在相关实验（如杨氏狭缝）中出现的干涉效应。

图 3.4 薛定谔的猪(续)!

毒死了。整个系统的波函数表达式必须包含活猫和死猫(请原谅这种说法)在内，为猫的死、活两种状态的叠加，它们或者是混合在一起，或者是一个状态把另一个状态完全掩盖掉。

这是一个典型例子，将原子领域的不确定性转换到宏观世界的不确定性，而宏观世界的不确定性则可通过直接观察解决。这可以防止我们去天真地接受一个简单的思想，即认为用一个‘模糊的模型’来代表实在是合适的。模型本身并没有什么模糊或者矛盾的地方，一个抖动或离焦的照片与一张拍摄阴云雾堤的快照之间是有差别的。

真实反对用模型来模拟，因此人们应该抛弃朴素的唯实论，而直接依赖这样一



个确定无疑的主张,即在实际上……只有观察、测量。”

(E. Schrödinger. *The Present Situation in Quantum Mechanics*. 1935.  
Translated in *Proceedings of the American Philosophical Society*, 1980, 124)

#### 76 3.1.4 关于实在的定义——EPR 佯谬

爱因斯坦不能接受量子论就意味着客观物理实在的终结这一结论。他认为量子论只能应用于粒子集合的平均行为,因而不是一个描写个别粒子行为的完备理论。为了说明量子论是何等地奇怪,以及为什么说量子论不是物理实在的完备理论,他提出了一系列巧妙的思想实验,他的观点集中体现在 1935 年发表的一篇著名的爱因斯坦-波多尔斯基-罗森(Einstein-Podolsky-Rosen——EPR)论文中。

爱因斯坦认为,原子、电子和光子的物理世界本身是独立于我们而存在的,粒子的任何一种性质在客观真实世界中都是独立的要素。他抨击哥本哈根学说的主要目的就是想说明量子论不可能支持这类实在,因此它肯定是不完备的。为了捍卫实在,爱因斯坦不得不给它下定义。在 EPR 论文中,作者们给出的“定义”如下:

“如果不以任何方式干扰系统,我们就能确定地(即概率等于 1)预言物理量的值,这时就存在一个物理实在要素与该物理量相对应。”

[EPR Paper. *Physical Review*, 1935, 47:777—780]

为了非难量子论,说它是不完备的,还需要对完备性有所说明。EPR 对此描述如下:

“不管赋予‘完备’这一术语的含义是什么,对完备的理论提出如下要求似乎是必要的:物理实在中的每一个要素在这个理论中都必须有与之对应的概念。”

[EPR Paper. *Physical Review*, 1935, 47:777—780]

这就非常清楚地为我们提供了这样一个基础:

**唯实论:**我们能够预言的特性一定是真实的(因为我们已经测量了它们),它们一定是物理实在中的要素。

**完备性:**完备的理论必须包含与实在中每个要素相对应的概念。

哥本哈根学说断言:以波函数为基础,可为任何物理系统提供最完备的描述。但是,这种描述包含不确定性原理,它表明:对一个变量(如  $x$  位置)的精确认知就会排斥对另一个相关(共轭)变量(如  $x$  动量)的精确认知。EPR 的思想实验企图证明:一对粒子在发生相互作用之后分离,如果用这样的一对粒子进行实验,就可得到有关就这两个粒子的两个共轭变量的精确信息。如果这是可能的话,那么依 EPR 标准,这两种特性就都是实在要素。这可能是对的,尽管在事实上,没有任何独立的波函数成分与这些特性相对应,因此量子论不是描述物理实在的完备理论。

77 在原先的 EPR 思想实验中有许多种做法,原则上它们当中的任何一个都可以用来检验量子论,但基本的思想就是这些。设想在一个单量子过程中,处在中央的源向外发射两个粒子。为了满足守恒定律,这两个粒子的性质是相关的。例如,为满足线动量守恒定律,向右

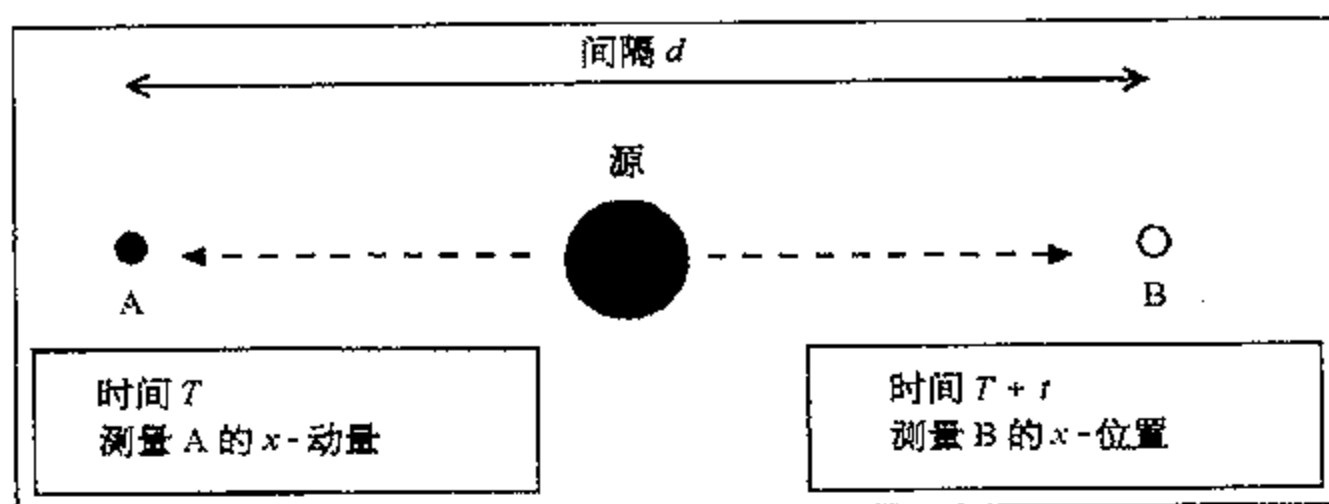


图 3.5 EPR 型实验。当 A 和 B 从源发射出来的时候,它们的性质之间是相关的。如果测出 A 的  $x$ -动量,我们就可利用这一结果求出 B 的  $x$ -动量。如果这时测量 B 的  $x$ -位置,我们就能以任意精度求出它的位置和动量。如果在测量 A 之后的时间  $t < d/c$  内对 B 进行测量,那么从 A 发出的任何速度等于或小于光速的信号都不可能传到 B,因此对 A 的测量扰动是不可能影响 B 的测量的。看起来这种说法无懈可击,但这是错误的。

发射的粒子动量在数值上必须等于向左发射的粒子动量。这说明对粒子对中的一个粒子进行测量,不仅可以决定被测粒子的线动量,而且还可决定另一个粒子的线动量,即使这两个粒子分开很远。但如果这两个粒子分开的距离足够大,似乎就有理由假设它们之间的相互作用就不再存在了。这时测量 A 粒子的动量,就不太可能影响远处 B 粒子的性质了。但是这确实能让我们精确地了解 B 的动量,其精度与 A 一样。然后我们再设法精确测量 B 的位置,总的结果就是:我们能以任意精度测得 B 的位置和动量。换句话说,我们已经有了实用技术,它能明显地破坏不确定性原理。更有甚者,如果这一技术的确可行的话,那么不管我们是否用它来对位置和动量进行测量,依 EPR 标准, B 的位置和动量都是物理实在中的要素。尽管事实上,波函数中没有任何一种要素可以同时与位置和动量值相对应。

“因此,人们可以得出这样一个结论:用波函数来描写实在是不完备的。”

[EPR Paper. *Physical Review*, 1935, 47: Abstract]

如果波函数以及与之相关的量子理论不能给物理实在以完备的描述,那就一定会有一个更深刻的理论能这样做。在这个更深刻的理论中,人们可以期望找到另外一些物理实在的要素,它们倾向于使粒子与测量设备发生相互作用,并在此基础上给物理实在以完备的描述。这些新的实在要素叫做“隐变量”。爱因斯坦也真的提出了量子论的隐变量解释,在这个解释中,他让统计预言所处的地位与在统计热力学中的地位类似,把量子概率看成是我们对隐变量详细知识缺乏的尺度。

这篇 EPR 文章使玻尔目瞪口呆,但他的反应也是很高明的。他同意对粒子 B 的测量决不意味着对 A 产生机械扰动,但它确实使整个系统受到了影响。如果不是把 A 和 B 作为独立的系统来处理它们的波函数,而将系统当成一个整体来考虑它的波函数,那么对 B 的测量就一定会影响到它。在测量 B 的动量时,系统波函数便坍缩到一个新的状态(相应于由该测量所揭示的状态),这样再对 A 进行测量时,结果就可能发生变化。事实上,在发射的那一时刻, A 和 B 就产生相互作用了,这一事实已经使它们的性质如此紧密地纠缠在一起,以致此时谈论与任

何一个单个粒子相联系的物理实在要素都是毫无意义的。不过这种由纠缠所引起的粒子性质之间的相关似乎是量子论的基本特征。从这个意义上讲,量子论已经是尽可能完备了,因为相关特性确实可在理论中找到相应的要素,并且可以由系统的波函数推导出来。

玻尔和爱因斯坦的观点在一个非常重要的方面存在着分歧。爱因斯坦认为,单个粒子的性质在发射源中发生相互作用的极短期间内就已经被固定了,粒子携带着这些客观的、真实的性质,直到它们被探测为止。如果爱因斯坦的探测器显示:粒子 A 具有动量  $p$ ,那么他就可以得出结论,它在离开源的时候就具有这个动量值。而玻尔认为,对系统最完备的描述应由两粒子波函数给出,它包含了这些粒子的相关动量在一定范围内出现的概率。如果他的探测器显示:粒子 A 具有动量  $p$ ,那么他的结论是:测量过程已经使这个波函数坍缩到了这个状态。而且使波函数进入到具有确定线动量状态的这种坍缩也会使系统进入到一个新的状态,在这个新的状态中,两个粒子的位置都具有很大的不确定性。

79 在争论过程中,玻尔只是重复量子论哥本哈根诠释的基本思想。他准备接受“幽灵式的超距作用”,这似乎表明,对 A 的测量可能会影响到将来对远方相关粒子 B 的测量结果。他不准备接受关于实在的 EPR 判据,后来他在 1935 年发表在《物理评论》上的一篇文章中捍卫了这一立场:

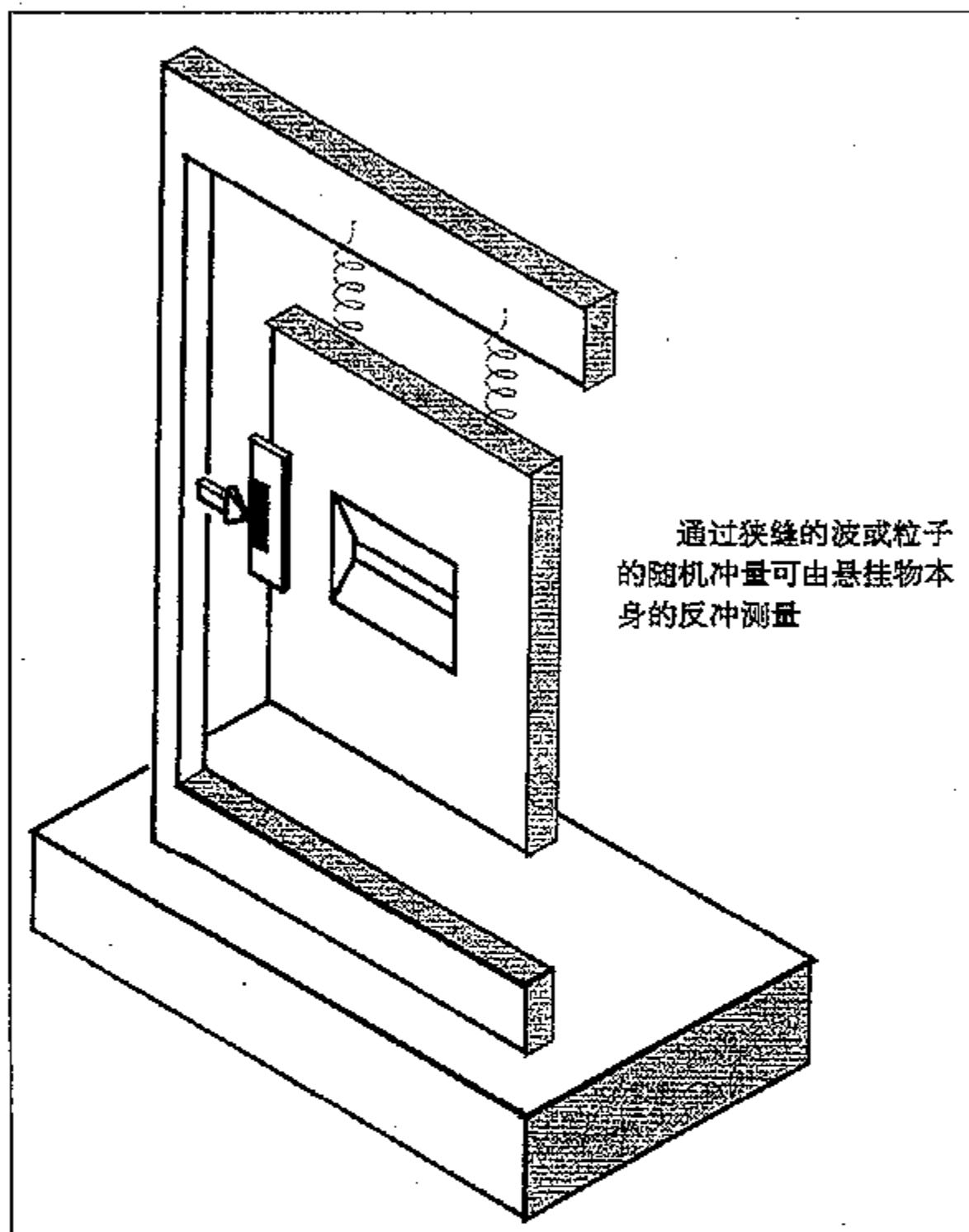
“我的主要目的……是强调……我们不是在处理一个不完备的描述,可以随意地从物理实在中抽出不同的要素而牺牲其他要素;而是要合理区分两种根本不同的实验安排和过程。它们或者与明确使用空间位置的思想一致,或者适合于正常应用动量守恒定律。而剩下的种种武断表现仅仅与我们处理测量仪器的自由度有关,这正是我们实验时的指导思想。”

[EPR Paper. *Physical Review*, 1935, 48:696—702]

这是一个非常有趣的观点,玻尔称它为“互补性”。他从来没有给互补性下过什么定义,但是他几乎将它发展成了一种哲学体系。在 EPR 假设孤立地获取单个粒子的种种性质是有意义的时候(即使这些粒子属于大的纠缠系统),玻尔则相信:在讨论特定的性质时,都必须考虑包括实验装置在内的整个物理系统。测量前是无法确定任何粒子的位置或动量的,因此就不存在什么有效的实在要素。但是,一旦决定测量 A 的动量,那么 B 的动量也就被确定了,波函数也随之发生变化,从而使位置变得完全不能确定。设计用于测量动量的实验安排,是不可能用来测量位置的,因为这两种实验安排具有互补性。为此,我们必须选择其中之一。对 EPR 来说,物理实在是客观存在的,与我们的观察手段无关。玻尔则认为,测量仪器本身与所观察的对象是不能分离的。他认为这就是“对物理现象进行的经典描述和量子力学描述之间的最重要的区别”。

玻尔提出了一个简单的思想实验来说明互补性思想。设想一个粒子通过刚性壁垒上的狭缝,它的德布罗意波将向外衍射,会向很靠边的方向传播(由于衍射波扩展,因此粒子偏向两边的概率增加了)。这样在垂直于狭缝的方向上,其动量就变得不确定。狭缝越窄,粒子通过狭缝时位置的不确定性就越小,而这时偏向两侧的动量不确定性就越大(这就是海森伯的不确定性原理)。这个实验安排对测量位置是有效的。如果狭缝宽度为  $\Delta x$ ,那么我们就可在这个精度上确定粒子的  $x$  坐标,但作为代价,这将会引起粒子动量在  $x$  方向的不确定

性。现在,我们来改进一下实验装置,如果将狭缝粘在一个经过仔细平衡过的悬挂膜片上,那么根据动量守恒定律,在粒子通过之后,膜片的反冲便可用来测量该粒子动量的  $x$  分量。如果这样做,就削弱了狭缝作为位置测量装置的有效性,因为它自己的位置已不再固定。尽管这个讨论完全是定性的,但这说明测量位置的装置与测量动量的装置的确是互补的。人们也可对它进行定量的讨论,结果也完全一样。



80

图 3.6 玻尔用来说明互补性的思想实验。波通过狭缝衍射,使得相关粒子随机地向两侧冲动,结果它们在平行于屏的方向上的动量变得不确定。如果狭缝被悬挂起来,并粘在一个非常灵敏的膜片上面,就有可能确定这个冲量(从悬挂物的回弹获得),并由此精确地计算出这个透过粒子的动量。在动量测量中,获得更大精确性的代价是:狭缝本身的位置变得不再确定,即粒子位置的不确定性增加了。位置不确定性与动量不确定性的乘积仍然大于或等于普朗克常量,与不确定性原理的预言一致。

有关 EPR“佯谬”的讨论对于确切阐明量子理论的含义是有意义的,但是无论是爱因斯坦还是玻尔都没有指出,它可以用来对物理实在的量子观点和经典观点进行直接检验。1964 年,贝尔证明,在 EPR 型实验中,经典解释和量子解释会产生不同的预言。这为人们进一步严格检验量子理论敞开了大门,这种检验还可将爱因斯坦的定域隐变量理论(朴素的

81

唯实论)与传统的量子论区别开来。

### 3.1.5 贝尔不等式

贝尔证明:量子论和定域隐变量理论会使 EPR 型实验的结果产生明显差别。贝尔理论的基础是博姆于 1951 年提出的一个 EPR 型实验。博姆通过将它们应用于相关原子自旋系统而简化了 EPR 的思想。这样做的好处是,可以给出一套离散的结果(自旋轴的方向),而不是位置、动量等连续变量之间的关联。最近,阿斯佩克特等学者已经用“光子对”进行了类似的实验。这对光子是从一个受激的原子源向相反的方向发射的,在发射点光子必须服从守恒定律,从而迫使这对光子具有相互垂直的偏振,如果向左发射的光子是垂直偏振的,那么向右发射的光子就一定是水平偏振的。贝尔分析了对每个发射光子进行偏振测量之间的相关性。

隐变量理论断言:光子偏振态是单个光子的客观、真实的特性,在发射时就确定了。量子论则假设:这个双光子系统在进行测量之前,一直处在叠加的状态之中。而在测量的那一刻,描述叠加状态的波函数坍缩,偏振态才被确定。因此量子论的结论是:对一个光子进行的测量决定了两个光子的瞬时偏振状态。这意味着在系统中两个距离较远的部分也会发生关联,这在经典情况下是不会发生的。

82 现在来考虑图 3.7 中的实验。从源中发出一对光子,在离源一定距离处放置偏振滤片,以测量光子的偏振态。测量时,入射光子可散射到两个“通道”中的任何一个。这两个通道分别用+和-来标记。当光子在+态出现时,表示它的偏振平行于偏振滤片轴向,而在一态出现的光子其偏振则垂直于偏振滤片轴向。每一个光子都必须在某个通道出现。偏振滤片(假设是理想的)不会吸收任何光子。实验装置可以这样安排:让源两侧的偏振滤片互相平行,比如,调整好以后,它们的轴是垂直的。

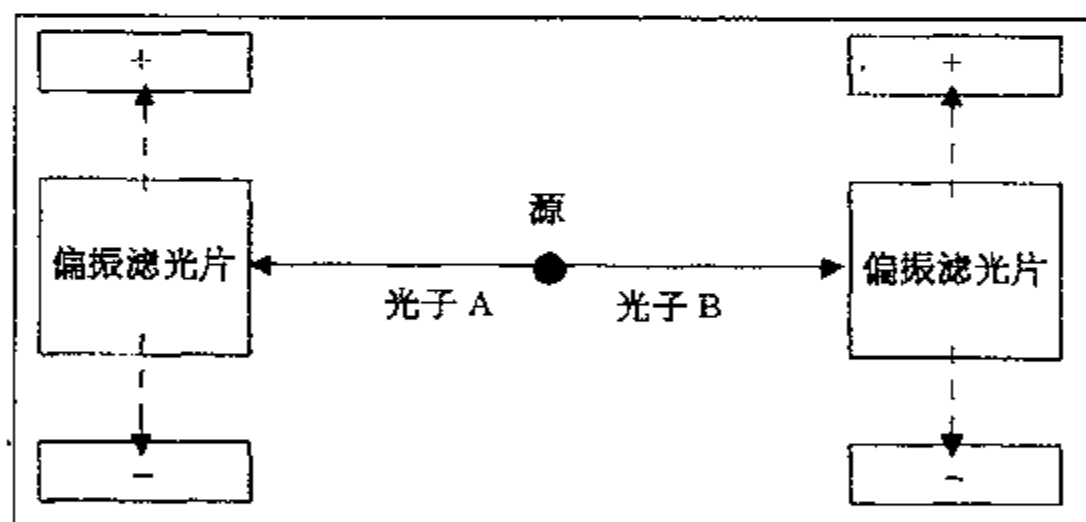


图 3.7 用光子进行的 EPR 型实验。当光子射入任何一组偏振滤片时,就会折向这个或那个通道。如果光子在平行于偏振滤片轴的方向上偏振,它就被散射进+通道。如果光子在垂直于偏振滤片轴的方向上偏振,它就被散射进-通道。

经典和量子情况之间的差别与光子如何以及在何时呈现它们被测量的偏振状态有关。量子论认为,在进行测量时,即在光子与偏振滤片发生相互作用时,光子才采取这种状态。如果光子 A 被散射到左偏振滤片的+通道,它就一定是垂直偏振的,从而迫使 B 水平偏振,因此 B 肯定会散射到右侧偏振滤片的一通道。如果 A 散射到左偏振滤片的一通道,那末 B 必然会散射到右偏振滤片的+通道。量子论认为:出现结果+-或-+的概率是相同的。

对大量光子而言,结果是随机出现的,但出现的频度近似相等。但是两组偏振滤片同时将成对光子散射到相同通道的情况,即++或--是绝对不会发生的。因此,各种结果的概率应该是

$$\begin{aligned} ++ & \text{ 概率} = 0 \\ -- & \text{ 概率} = 0 \\ +- & \text{ 概率} = \frac{1}{2} \\ -+ & \text{ 概率} = \frac{1}{2} \end{aligned}$$

倘若采用经典理论,则解释和结果都与此不同。在发射的瞬间,光子的偏振状态已被确定,尽管在每对光子中,一个光子的偏振方向与另一个光子的偏振方向成  $90^\circ$ ,但这对光子的偏振方向与那对光子的偏振方向仍然是随机安排的。现在考虑向左侧偏振滤片发射的光子 A。一般说来,它的偏振方向与垂直方向成  $\theta$  角,散射进+通道的概率等于  $\cos^2\theta$ ,散射进-通道的概率等于  $\sin^2\theta$ 。实际上它是不是真的透过,对于向右侧偏振滤片发射的光子 B 来说是毫无关系的,光子 B 离 A 很远,并在与右偏振滤片的方向成  $(90^\circ - \theta)$  角偏振。因此,光子 B 散射进+通道的概率等于  $\sin^2\theta$ ,散射进-通道的概率等于  $\cos^2\theta$ 。很清楚,所有结果的可能组合是

$$\begin{aligned} ++ & \text{ 概率} = \cos^2\theta \sin^2\theta = \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \\ -- & \text{ 概率} = \sin^2\theta \cos^2\theta = \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \\ +- & \text{ 概率} = \cos^4\theta = \cos^2\theta - \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \\ -+ & \text{ 概率} = \sin^4\theta = \sin^2\theta - \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \end{aligned}$$

如果包含的光子数目很多,而每对光子的偏振又是随机发生的,那么总概率就是

$$\begin{aligned} ++ & \text{ 概率} = \frac{1}{8} \\ -- & \text{ 概率} = \frac{1}{8} \\ +- & \text{ 概率} = \frac{3}{8} \\ -+ & \text{ 概率} = \frac{3}{8} \end{aligned}$$

将这些结果与量子力学导致的结果进行比较即可看出,两个相距较远的光子之间的相关如何限制可能产生的结果,并且预言量子统计结果与经典理论统计结果是不同的。上述例子强调了量子论中的纠缠效应,但这或许也可用经典的方法解释。如果人们可以这样来安排实验装置,即设法对源产生某种作用,迫使它所发射的光子,或者平行或者垂直于偏振器的轴。这个新的相互作用将取决于隐变量,但允许光子在测量之前就具有真实的偏振状态(这是符合 EPR 思想的)。

贝尔推导出了一个不等式,涉及不同实验结果出现的频度,它们满足任何经典的隐变量

理论,但却违背量子论。这就为实验物理学家提供了一个用于检验的简单预测。

### 3.1.6 阿斯佩克特实验

84 贝尔不等式适于对成对粒子进行远距离测量时的相关性研究,这种成对粒子是由一个公共点发射的。对经典的物理实在而言,贝尔不等式成立,对量子论而言,贝尔不等式就不再成立。假如测量这种相关性的实验可以进行,那么根据其结果,就可将经典的物理实在和量子的物理实在区分出来。

博姆提出的思想实验包含了对一对相关的自旋  $1/2$  粒子的测量,不过后来的实验采用的是偏振相关的光子。因此,下面所要描述的是经过修改的光学方式的博姆实验。其基本思路如图 3.8 所示:  $S$  是发射一对垂直偏振光子的源,  $X$  和  $Y$  是线性偏振滤片,它们之间的夹角为  $\phi$ 。经偏振滤片散射到任一通道的光子由光电倍增管(P. M.)探测,然后再将每一个光电倍增管的电脉冲送到电子计数器,该计数器可以记录符合脉冲的次数。每次符合都对应于这种情况,即两个光子都被散射到了各自偏振滤片的相同通道。

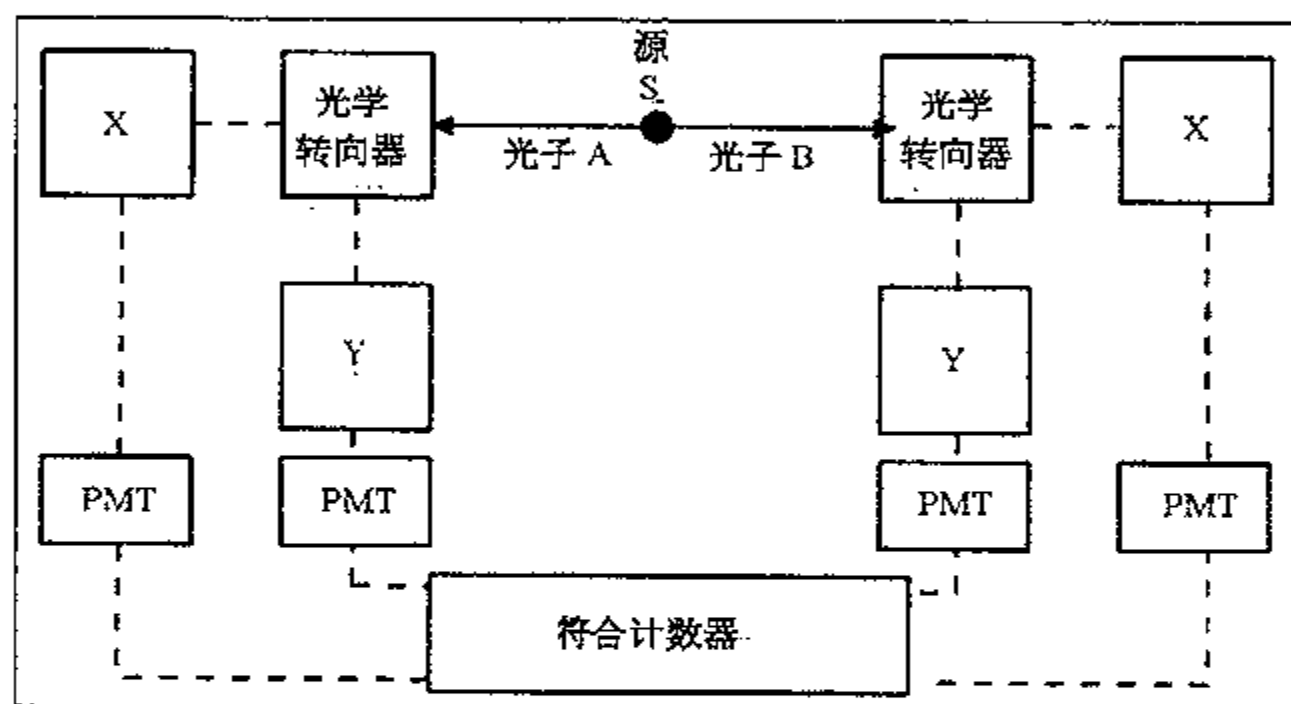


图 3.8 阿斯佩克特实验。光学转换器相互独立地快速开关着,所以在光子离开光源之后,才决定要进行的是何种测量( $X$  还是  $Y$ )。

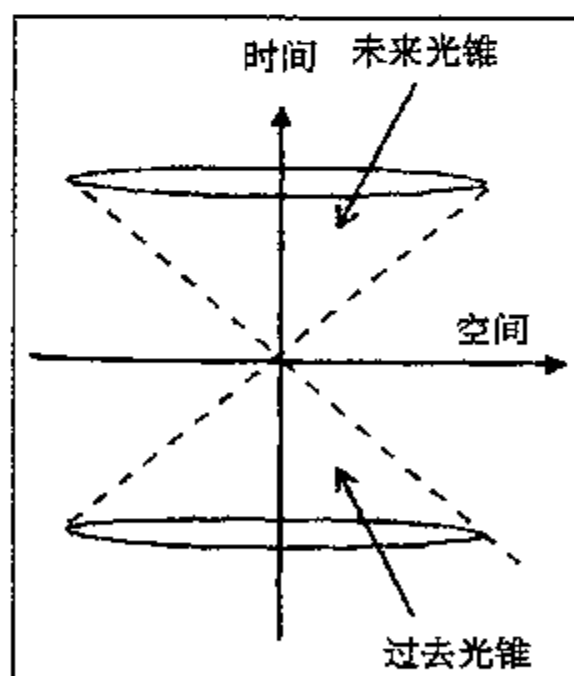


图 3.9 过去和未来光锥。它包含了所有可能与原点事件有因果性联系的时间-空间事件。

因为任何一对光子的偏振方向都是相互垂直的,因此当偏振滤片互相平行放置时,符合率为  $0\%$ ,而在互相垂直放置时,符合率为  $100\%$ 。在这个问题上,经典实在论与量子理论的看法是一致的。如果偏振滤片之间的夹角位于居间值,则符合率  $R$  将在  $0$  和  $1$  之间:  $0 < R < 1$ 。贝尔不等式表明,如果定域隐变量理论是正确的话,那么在给定的角度,这种符合率肯定会小于某个极大值。但量子论却预言:在某些角度,贝尔不等式不再成立。因此在实验中记录的这些符合率便可用来直接检验这两种理论,判断何种理论正确。

在 20 世纪 70 年代,已经有若干种 EPR 型实验被用来检验贝尔不等式了。虽然实验结果并没有产生最终的结论,但总的说来,给了量子力学以强有力的支持。贝尔不等式在



许多实验中遭到了破坏。现在这一事实已被广泛地接受,尽管有时还有点勉强。

粗看起来,似乎有关物理实在的性质问题已经解决了,排除了光子在实验之前就存在于客观真实的偏振状态的可能性。这虽然有利于量子力学的描述,但仍留下了一些小小的漏洞,给那些顽固的隐变量理论家们提供了一些小小的机会,以继续维护他们的模型。不过可以肯定的是,定域隐变量理论是站不住脚的,那么“可分离的隐变量理论”又会怎么样呢?为了理解这种差别的特点以及阿斯佩克特实验的意义,我们首先需要考察一下因果律问题。

经典物理学的朴素唯实论认为,物体的性质是客观存在的,仅受定域作用影响。这不排除“超距作用”的可能性,因为这种超距作用明显地存在于引力场或电磁场中,但在解释这种作用时,只把它看成是某些扰动通过场本身定域传递的结果。不能允许的是瞬时超距作用,凭借这种瞬时超距作用,在某点发生的事件可以立刻受到宇宙中其他地方发生的事件影响。爱因斯坦相对论将这种因果性作用的传播速度限制在真空光速以下。如果有任何作用的传递速度超过光速,就可能会导致如下情况:对某些观察者来说,“效果”就可能会先于“原因”到达。这一思想可以用“空-时”图说明,为清楚起见,图中只显示了三个空间方向中的一个。通过原点的对角线代表以光速传播的事件轨迹。在 origin 发生的事件只能借助于以亚光速传播的相互作用去影响未来事件。这些事件被限制在横轴线以上的区域内,该区域称为原点事件的“未来光锥”。类似的,这个原点事件也仅受“过去光锥”中的事件影响(或由它们引起)。发生在这些区域之外的事件,都不可能与此坐标系统原点的事件产生因果性联系。

86

在早期的 EPR 实验中,对起偏器和探测器的安排,是在任何测量之前进行的,因此在相距较远的装置之间发生某种相互作用,以及在实验结果之间产生相关的可能性都很小(但不是不可能)。在这种情况下,有可能保留隐变量理论中的一些假设,如某些还没有发现的影响可以在设备的各个部分之间以小于和等于光速的速度传播,并产生量子关联,这就叫做“可分离的隐变量理论”。

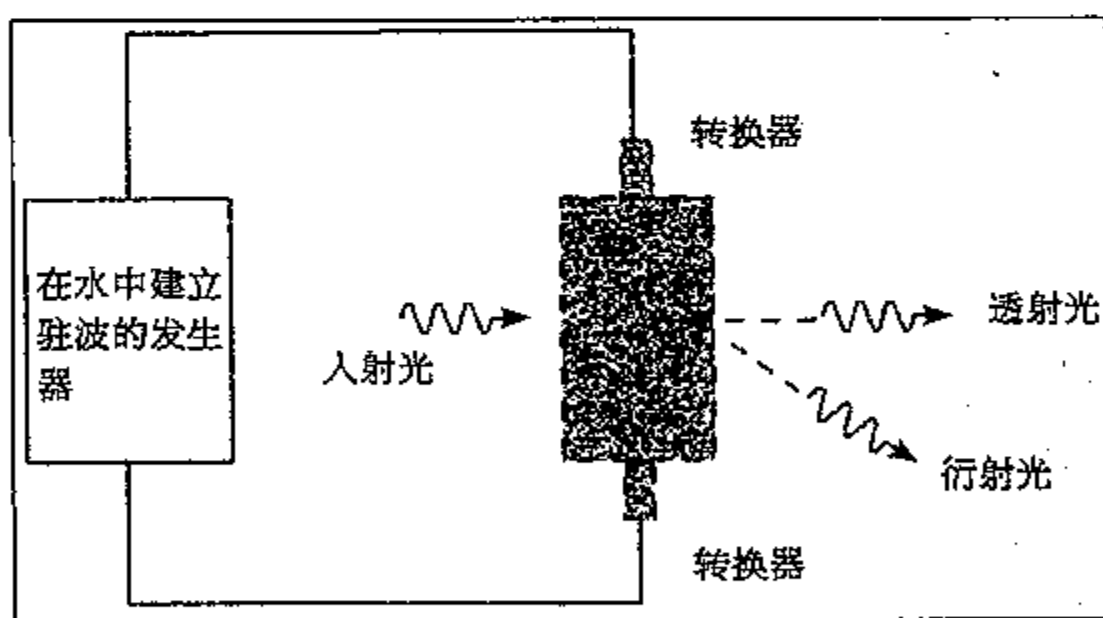


图 3.10 光学转向器。这些高频光开关用来快速地将光子从一个通道转送到另一个通道。

1976 年,阿斯佩克特提出了一个实验,用来区别可分离的隐变量理论和量子力学。

偏振滤片的方向。就是说,来自测量设备的、以光速传播的因果性作用不可能对这些光子的初态产生任何影响。它还表明,关于用偏振滤片甲测量的信息不可能在它测量之前传送到偏振滤片乙。如果贝尔不等式在阿斯佩克特实验中成立,就表示可分离的隐变量理论可行,如果贝尔不等式不成立,则任何隐变量理论都可能不得不包含瞬时超距作用,即著名的量子论“非定域性”。

实验装置如图 3.8 所示。对每一个光子,在不同的方向上放置一对偏振滤片。究竟用其中的哪一个偏振滤片对光子进行测量,将在最后时刻由快速光学转向器(或开关)决定。光学转向器由各自独立的发生器控制。在理想情况下,这些光学开关的运转是完全随机的,并将入射光折向偏振滤片甲或偏振滤片乙。与前面一样,偏振滤片和光电倍增管与符合计数器相连。这一实验于 1982 年完成,它清楚地表明贝尔不等式不成立。

### 3.1.7 光学转向器

1976 年前在实验方面所留下来的一些漏洞,在阿斯佩克特实验中得到了弥补。他在实验中引入了一个快速光开关,它的开关状态是在光子离开光源之后决定的。因为光子飞行时间极短,要求开关频率极高,这是一个技术难题。对一个几米长的光程,飞行时间由  $t = s/c$  给出,其中  $s$  为光程, $c$  为光速。因为在一般情况下, $s$  为几米,要求开关时间达纳秒量级。

87 在阿斯佩克特实验中所使用的开关含有一小瓶水,有一台高频发生器使它振荡。这种振荡在水中形成驻波,它的行为就像是一个衍射光栅。入射光子经光栅衍射后,可从两个特定方向中的一个方向衍射出来,进入事先放置的这台或那台偏振滤片,它们的偏振轴向不同。两个光学转向器各自由两台完全独立的发生器驱动。

实验中,两个转向器相距 12 m,每 10 ns 开关一次。因为光传输 12 m 需要 40 ns,因此这样的开关速率已经足以将可分离隐变量理论(包括爱因斯坦的定域性)和量子论的预言区分开来了。

反对该方法的一个可能理由是:尽管发生器是互相独立的,但转向器的开和关是周期性的,而不是随机的。然而,正如阿斯佩克特所指出的那样,要使这一点影响到他们结论的有效性,我们就得假设偏振滤片能够记住以前的结果,还要能调节它们未来的行为,以产生量子相关。

### 3.1.8 光子发生器

光子对是在受激的钙原子中通过“光学级联过程”产生的。将一束调谐的激光光束射向钙原子束,就可以激励钙原子,使钙原子中的电子跃迁到高能级,然后电子再由高能级经过中间态跃迁到基态,同时在这个过程中,发射两个光子。这两个光子的偏振方向是相互垂直的。

### 3.1.9 EPR 实验总结

1. **EPR**:如果假设物理实在中的各种要素具有独立的、客观的、定域确定的性质,那么量子力学就是不完备的,我们必须去寻找更完备的隐变量理论。
2. **贝尔不等式**:量子论预言,曾经在某点发生过相互作用的粒子以这样的方式相互“纠

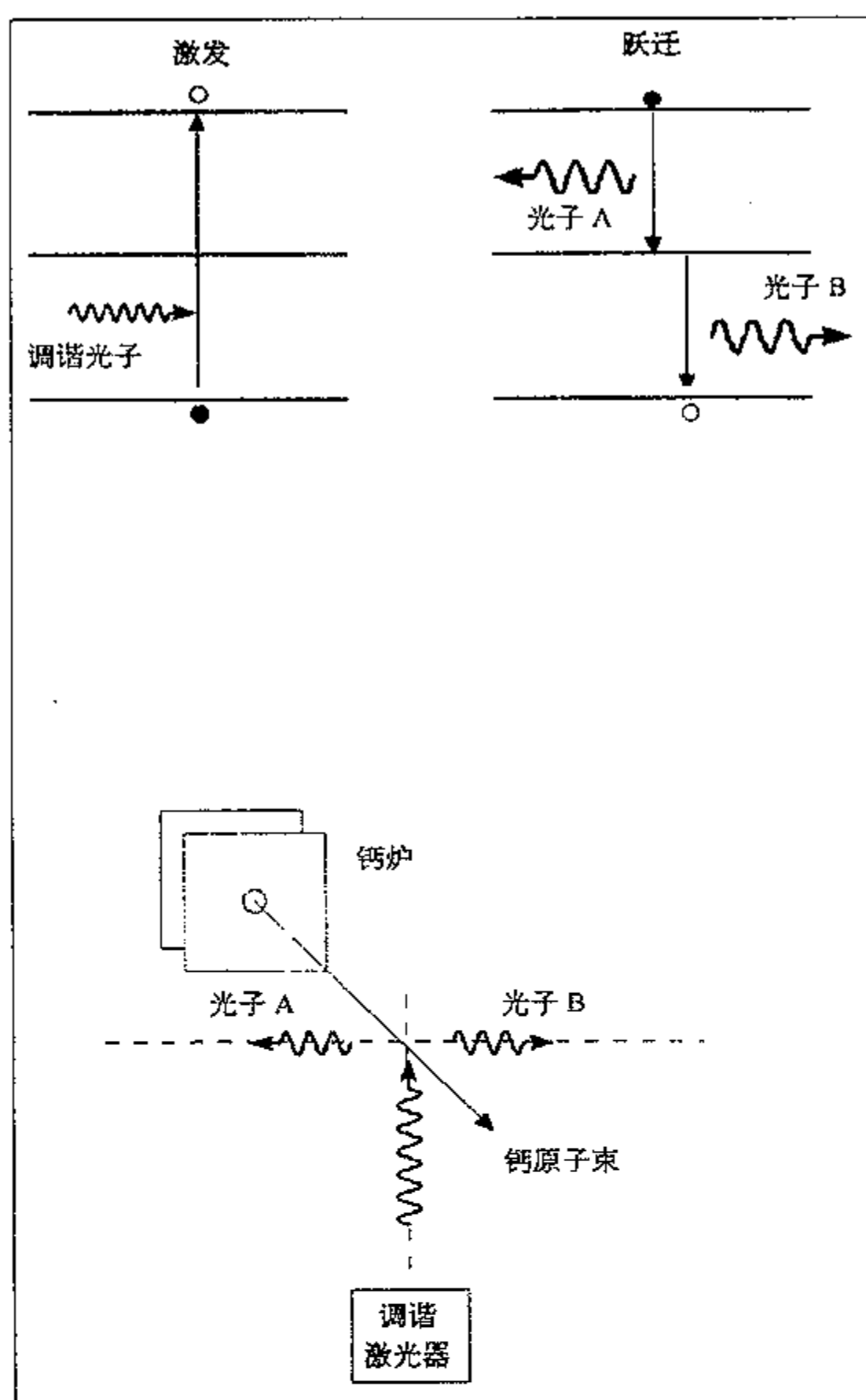


图 3.11 在“光学串级”的过程中产生光子对。横线代表钙的能级。调谐激光将电子激发到高能级。当电子通过短寿命的中间态向基态跃迁时,发射两个相关光子。实验装置如图所示。

缠”,以致在将来对分开的粒子进行测量所产生的结果也会产生相关性。关于这一点,定域隐变量理论是不能预测的。量子力学背离贝尔不等式。 89

3. 博姆的思想实验:这些相关性可通过对系统进行的符合实验测得。在该系统中,一对具有自旋态(或偏振态)相关的粒子,朝着两个相反的方向发射。
4. 阿斯佩克特以前的符合实验:贝尔不等式受到破坏,因此定域隐变量理论被排除,相关性与量子力学的预言一致。
5. 爱因斯坦定域性:因果性相互作用的传播速度小于或等于光速。在阿斯佩克特以前的所有实验中,测量装置都是在光子发射之前就安排好的。这表明它们之间可能通过定域传输的作用发生相关,而不违背因果律或并不含有量子非定域性的意思。

6. **可分离隐变量理论**: 这些理论承认贝尔不等式在早期的符合实验中遭到破坏, 但假设由于因果性相互作用的结果, 远距离测量之间会发生相关。这并不违背爱因斯坦的定域性。
7. **阿斯佩克特实验**: 这个实验可以用来区分可分离隐变量理论(对该理论, 贝尔不等式成立)预言与量子力学(贝尔不等式不再成立)预言。贝尔不等式在阿斯佩克特实验中遭到破坏, 实验结果与量子论的预言一致。

阿斯佩克特描述他的实验, 是企图检验量子力学的不可分离性。1982年, 他在巴黎大学与达利巴尔和罗歇一起进行了这一实验, 实验结果与贝尔不等式的预言产生了5倍标准偏差, 而与量子力学的预言却符合得很好。由此可以立即得出结论: 可分离隐变量理论并不能有效地代表基本的物理实在。

建立隐变量理论的本来目的似乎是企图将物理学基础重新拉回到经典实在的概念中去。阿斯佩克特实验表明, 如果我们坚持用隐变量术语来描述的话, 我们就必须增加一个假设, 即假设它们可能受到瞬时超距作用的影响, 这一结论几乎不可能受到“经典唯实论者”的欢迎。另一种选择只能是, 我们必须接受不可分离性或非定域性的量子力学, 把它作为物理实在本质的完备描述。有人提出, 非定域性联系的存在表明因果律将被破坏。严格地说, 这个观点可能是对的, 但由于这些非定域的相互作用, 仅能引起分离的探测器中事件随机发生的次序之间的关联, 这种关联的性质(即信息)也许只能通过比较不同点的结果才能重新得到。而这种比较, 只有在将信息确实实地从这一点传递到另一点时才有可能, 而这恰恰是一个其中信息传递受到光速限制的过程。在这种情况下, 因果律是不会遭到任何破坏的。量子关联的统计性质则阻止人们利用它们将信息从一地瞬时地传送到另一地。

阿斯佩克特实验表明, 物理实在的性质并不受爱因斯坦定域性的约束。这表明物理体系的测量结果与量子论的预言相符, 而不是与以经典理论为基础的隐变量理论的预言相符。这就提供了一个令人信服的证据, 说明量子论可能是对物理实在的完备描述, 进而对任何可能代替它的新理论施加了严格的限制。所有这些都强调量子物理学是对经典物理学的根本背离。

## 3.2 反对哥本哈根学派

### 3.2.1 博姆的实体论解释

“一切都很清楚, 量子论包含了对实验结果的各种概率进行计算的运算规则, 但对各别量子过程不能提供任何物理说明。的确, 如果没有测量仪器用来显示预言结果的话, 那么量子论中的方程就仅仅是一些纯粹的数学公式, 没有任何物理意义……就是说, 似乎正如玻尔和海森伯暗示的那样, 量子论仅仅与我们对实在的认识有关, 特别是与如何预言和控制这个实在的行为有关……量子论的主要发展方向是认识论, 它要集中研究的问题是我们应该如何去获取知识(以及这些知识可能有些什么用途)。

由此看来, 量子力学对于实在本身能说的东西很少, 甚至什么也说不出。用哲学术语来说就是, 对于量子体系, 它给不出有关所谓实体论的任何东西。”

[David Bohm and Basil Hiley. In: *The Undivided Universe*. Routledge: 1993]

博姆开始成为哥本哈根正统学说的信徒,这是一点也不足为奇的,因为他在哥本哈根是在玻尔的门下学习的。但是他又开始担心量子论的现状,对物质世界中的物体,量子论无法提供唯实论的模型。在与爱因斯坦讨论之后,他开始为量子论建立唯实论的隐变量诠释,这种诠释是建立在首先由德布罗意在 20 世纪 20 年代后期所探求(后来放弃了)的思想基础上的:

1. 量子物体(如电子)是客观真实的,它在任何时刻都具有确定的位置、动量等特性;
2. 所有量子物体都是相互伴随并通过真实的但无法观察的“导航波”联系在一起。这些导航波受整个实验装置的影响,无论何时,只要实验装置发生变化,所有地点的导航波就立即变化;
3. 在对量子物体进行测量时,它的导航波将发生变化,因此对相关性质进行再测量的可能结果也将受到影响。

博姆从 20 世纪 50 年代开始到他逝世时的 1992 年期间发表了许多文章,发展了这种方法。他能证明隐变量理论可以复制传统理论的全部结果,并可保持量子物体的实在性。但是这并不表示他又回到了经典物理的朴素唯实论。博姆不得不付出的代价是,当导航波变化时,它在每一个地方也同时发生变化。这就要求相互作用能以超过光速的速度通过场传播。换句话说,博姆关于实在的模型内含非定域的性质。这就是为什么物理学家们没有争着去拥抱这种隐变量理论的原因,而是将它再一次与贝尔不等式联系在一起。

贝尔不等式遭到破坏这一事实迫使我们接受有关解释物质世界的两个条件之一:

1. 如果我们坚持量子物体是客观存在的,就是说它们具有确定的特性,这些特性与我们测量和观察它们的任何企图无关,那就必须包含非定域的作用(即传播速度比光速还要快的作用);
2. 如果我们坚持物理学是定域的(即不允许任何超光速的联系),那么我们就必须放弃客观实在的思想(其意义如上所述)。

更简单地说,阿斯佩克特实验的结果表明,定域的、唯实论的物质世界模型是不可能的。

博姆的原始论文中讨论的是“隐变量”理论,后来他把它又叫做“本体论”解释,目的是要强调这样一个事实:它保留了量子物体这一唯实论的观点。玻尔将哥本哈根诠释发展成为一种完备的、建立在互补性概念基础上的哲学体系。博姆与希利(B. Hiley)一起则用本体论解释做了类似的事情,将它作为从整体上看物理学的基础。它的中心思想是一种统一的“隐秩序”,在隐秩序中,自然的统一与现有大多数物理定律所围绕的那些已被揭示或已得到解释的秩序相反。

在 20 世纪物理学中,博姆的思想依然是非常有趣的,但是人们似乎不可能把它当作正统来采纳。与此同时,一些更加激进的量子论解释正在开始代替哥本哈根观点。

### 3.2.2 多世界解释

1957 年,美国物理学家埃弗里特三世(当时是普林斯顿大学数学物理的博士研究生——译注)向普林斯顿大学提交了一篇文章,作为他的博士论文的一部分。文章的题目是“量子力学相对态表述”,发表在《现代物理评论》(*Reviews of Modern Physics*, 1957, 29:454—462)杂志上。论文的的目的是要给量子论提供更一般的表述,并由此导出传统的量子论。埃弗里特是想创立一种超理论,希望用它既能明晰地分析旧理论,又能较容易弄清如何将量子论用于广义相对论。这篇具有高度影响力文章所提出的这种思想,现在被称为量子论的多世界解释。

埃弗里特特别关心态函数随时间的变化,该变化具有两种基本不同的方式:

方式 1:在进行观察时,波函数产生不连续坍缩;

方式 2: 在不同的观察之间, 波函数是连续变化的。

只要我们所讨论的观察者站在他所观察的系统之外, 这两种方式就可以相互包容。但是, 如果我们要将量子论定律应用到整个宇宙, 特别是封闭式的宇宙时, 这样的包容就不可能了。传统量子论只适用于在外部进行观察的系统, 如果将观察者本身也作为系统的一部分, 那就不可能提供任何清晰的图像。为此, 埃弗里特提出了一个解决方法: 把波函数本身看作是每一个孤立物理系统的完整数学模型, 并假设对于所有的外部观察, 都将观察者放在一个包括所有观察者本身在内的更大的系统之中。在这种情况下, 就需要引入一个相对态概念, 即没有任何一个单独的子系统可以处于确定的状态而与合成系统中的其他部分无关。或者说, 对应于子系统的任何一种确定的状态, 都存在着的一套与之相应的所有其他部分的相对态。在传统理论中, 从事测量的观察者会引起波函数坍缩, 从而令所有其他的子系统跳变到与观察者相关的确定状态。但是, 如果整个系统用一个总波函数表示, 那么这个总波函数就由叠加态所组成, 在这个叠加态中, 所有观察者观察到的所有可能的状态都包括在内。在这个超系统中, 所有可能观察到的结果都是同等真实的, 从某种意义上说, 这些结果将继续共存。任何一个特殊的观察者所体验到的只是这些状态中的一个特殊子集, 这些子集本身似乎可以引起不连续的跳变, 但这只与它们参照系有关, 而不是新的物理过程。

93

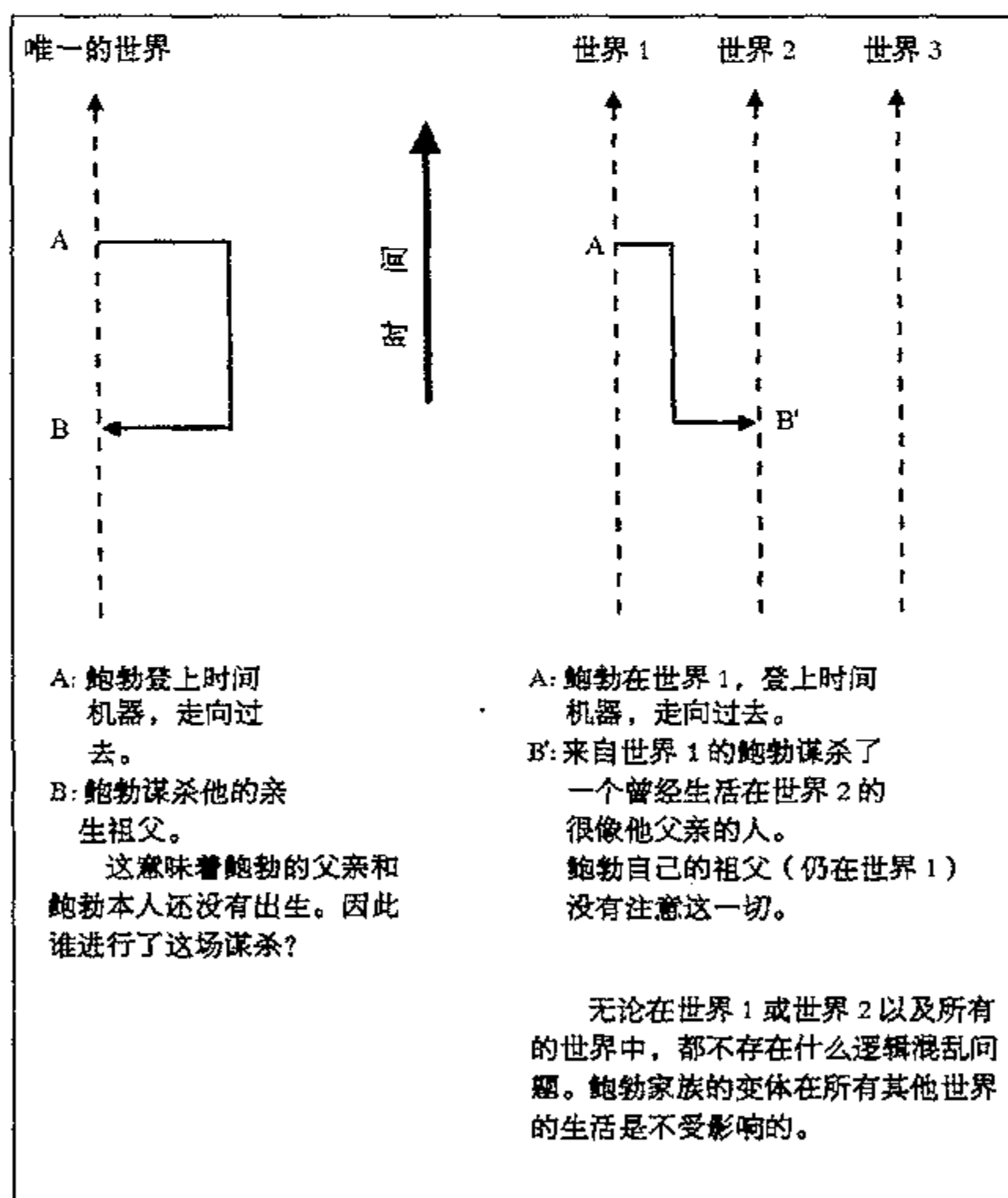


图 3.12 时间旅行。量子力学的祖父佯谬和多世界理论。

相对态表述可解释为:按照通常的量子论规则,宇宙的总波函数是连续变化的,它由所有可能态的叠加组成。在进行观察时,所有可能的结果都将作为总波函数中的分离成分包含在内,而总波函数的变化是连续的。这里不存在波函数坍缩,也不存在从可能到现实的非连续跃迁,所有可供选择的实在都是共同存在的。但是在总的波函数中会多次描述一个有意识的观察者(比如你或我),每一次都取一组可选择的事件,这样每次经历都由一系列分叉“路径”组成,而这些路径是从许多可选择的实在迷宫通过的。在每一个支路中,主观经历将含有不连续的变化,尽管在由总波函数所代表的物理体系中并不存在这种不连续的变化过程。

每位观察者都能循着一条独特的轨道穿过平行的宇宙,这种奇怪的想法现在被称为多世界假设。它正在变成用得最广泛的量子论解释之一,特别受到量子宇宙学家的青睐。这种假设还对传统的佯谬提出了一些令人吃惊的解决方案。例如,人们一直在争论时间回溯是不可能的,否则,你就可以乘一架时间机器回到过去,回到你父亲诞生前的那个时代去杀死你的祖父。表面上看,这在逻辑上是矛盾的,因为你的父亲那时还没有诞生,你当然也不会诞生,因此你还不存在,又怎么可能回到那个年代,去做那种混账的事呢!人们可以编出许多类似的故事,这个版本被称为“祖父佯谬”。如果多世界理论是正确的话,它便可以为祖父佯谬提供有效的解决方案。当你进行回溯时间旅行时,你可能在一个平行的世界里,从一个现实跨越到另一个可能的现实,在那里你还没有出生。这不会导致佯谬,因为还存在着许多其他的平行世界,在那里你的确已经生下来了,其中就包括你登上时间机器开始回溯旅行的那个世界。

### 3.3 量子信息

#### 3.3.1 量子比特

当人类进入 21 世纪时,量子论仍然会令人感到迷惑和惊奇。到 20 世纪 90 年代,技术和实验技巧的进步,已经使 20~30 年代的许多思想实验能够在实验室里进行,利用当年挑战爱因斯坦的一些同样的反直觉思想,这些技术还为量子论的各式各样的新奇应用打开了大门。这些应用包括量子密码学、量子计算、量子隐形传态和无相互作用测量等。这些神奇学科的出现表明,21 世纪极有可能成为展示若干稀奇古怪量子现象的时代。人们也许会依靠量子论来确保金融交易的安全、用超级量子计算机进行高速计算,甚至还可能形成我们从未看到过的物体图像!

在这些新的可能应用中,大部分都与量子系统中的信息编码和传输的新奇方式有关,因此,在我们讨论典型例子和实验之前,有必要讨论一下量子力学和信息理论之间的联系。

尽管所有的现代计算机在电子学方面都是与量子论密切相关的,但是在编码过程和传输信息方面采用的仍然是经典方法。在经典的二进制逻辑中,出发点是比特,这是一种存在于两种状态之一的信息基本“粒子”。将这两种状态标记为“0”和“1”,通常用较大能量势垒隔开的不同电子状态来代表。当然还有许多其他的方法可用来编码信息,任何具有两种状态的量子系统均可使用。这两种状态为

$$\begin{aligned}\text{逻辑“1”} &: |1\rangle \\ \text{逻辑“0”} &: |0\rangle\end{aligned}$$

已经有人用光子的偏振态(比如线偏振和水平偏振)、电子或核子的自旋态、原子的能级甚至



粒子的传播方向等来代表这些“量子比特”。采用量子比特时,信息论便有了一个新的特点,即具有状态叠加的可能性。与经典理论不同的是,量子比特状态的任何线性叠加也是一个可用来编码信息的状态。为了了解它的工作原理,我们现在考虑将信息编入一对量子粒子,每个量子粒子可携带 1 比特信息。对一个 2-比特系统来说,其经典的可能状态有(0, 0), (0, 1), (1, 0), (1, 1),而与这些经典状态相对应的量子状态则是

$$\begin{aligned} &|0\rangle|0\rangle \\ &|0\rangle|1\rangle \\ &|1\rangle|0\rangle \\ &|1\rangle|1\rangle \end{aligned}$$

(其中两项分别对应于第一个和第二个粒子。)

量子比特状态的选择与经典情况相同,还可以通过这些“经典”状态的线性叠加来构成其他的可供选择的量子比特状态。这样做的方法很多,下面给出的叠加态已经在许多实验中得到了应用,人们称这些叠加态为“贝尔态”。请注意:仍然只有 4 个不同的状态,如同经典态一样,它们可以携带 2 比特信息:

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle)$$

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle)$$

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle)$$

$$|\Phi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle - |1\rangle|1\rangle)$$

96 在上述公式中,项的顺序是很重要的。例如,  $|\Psi^+\rangle$  代表两个态的叠加,其中第一态的第一个量子比特位是 0,第二个量子比特位是 1。在第二态中,第一个量子比特位是 1,第二个量子比特位是 0。不可能一个一个单独地说两个量子比特之一具有确定的态,信息被编码在它们的混合态中,而不是被编码在单个粒子上面。这是量子纠缠的一个例子,它开辟了若干新奇应用的可能性。这种纠缠与非定域性密切相关,是使爱因斯坦等学者感到迷惑的反直观量子谜团的核心。

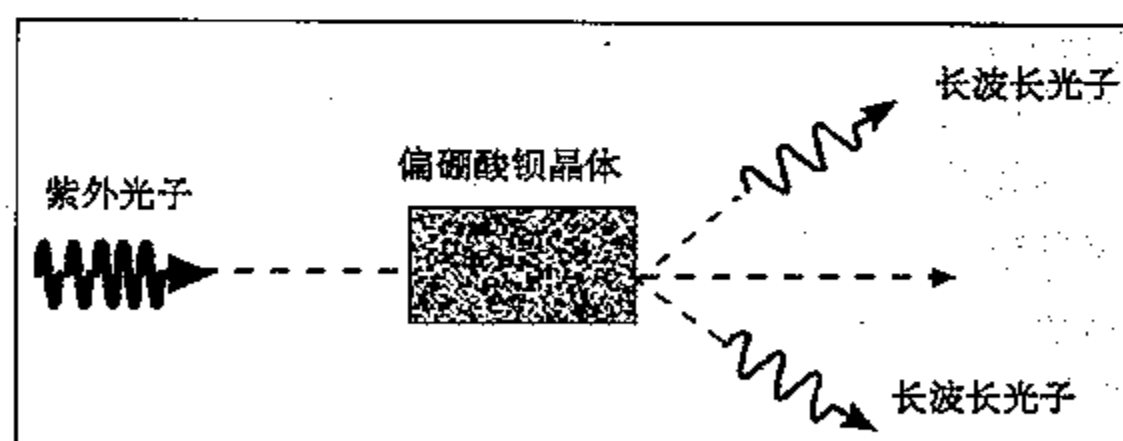


图 3.13 第 II 类参变下转换。发射的一个光子呈垂直偏振,另一个光子呈水平偏振。如果发射的光子锥重叠,那么在重叠区,光子的偏振就处在纠缠态。这些光子可用来携带量子比特信息。

如果我们要在实验室里产生纠缠态,有一点是很重要的,即我们不可能了解,甚至是在原理上也不可能了解个别粒子的状态。要做到这一点可以有各种不同的方法,许多建立在量子纠缠基础上的实验采用光子对。它们是利用非线性晶体在一个称做第Ⅱ类参变下转换过程中产生的。当紫外光照射到偏硼酸钡(BBO)晶体上,其中会有一小部分紫外光转换成一对波长更长的光子,对称地从原紫外光方向发射出来。而且,这两个光子的偏振方向相互垂直,即如果一个水平偏振的话,另一个就是垂直偏振。这些偏振态可用量子比特状态来表示

$$\text{水平偏振} = |1\rangle$$

$$\text{垂直偏振} = |0\rangle$$

不过我们无法了解某个光子处于何种偏振状态。因此,双光子系统是一种纠缠态,对于个别光子,我们只能说:它们的偏振状态是不一样的。 97

### 3.3.2 量子密码学

研究密码学的目的是要将信息从甲传送到乙,但不允许有任何第三方访问这一信息。为达此目的,最著名的经典方法就是使用“一次性密码本”系统,它是由美国电话电报公司(AT&T)的维纳姆于1935年提出来的。在该系统中,发送电文的人,如艾丽丝将电文本身一比特一比特地加到一个随机产生的电钥中,然后把这个加密的电文(并不包含任何能直接显示的信息)发给某人,如鲍勃。鲍勃在接收到这一连串的随机比特之后,如果没有同样的随机电钥,这些随机的比特就毫无意义。但是如果鲍勃能够分享到这个电钥(单次发射),他就能从这些加扰信号中抽出随机的比特,并对它进行解码。现在我们假设有第三方,如伊芙,试图闯入破坏这一系统,她试图截获和解释这个信号。伊芙将会怎么做呢?如果她截获到了这个混乱的信号,但因信号是由随机比特组成的,她将不会得到任何确切的信息。但是如果艾丽丝和鲍勃不止一次地采用相同的电钥,那么伊芙就有可能通过比较不同的信号,并寻找它们之间的相关特点,逐步地建立起这个电钥的轮廓。这就是为什么我们要求对这个电钥只能使用一次的缘故。假设艾丽丝和鲍勃非常细心,只使用该电钥一次,再加上他们共

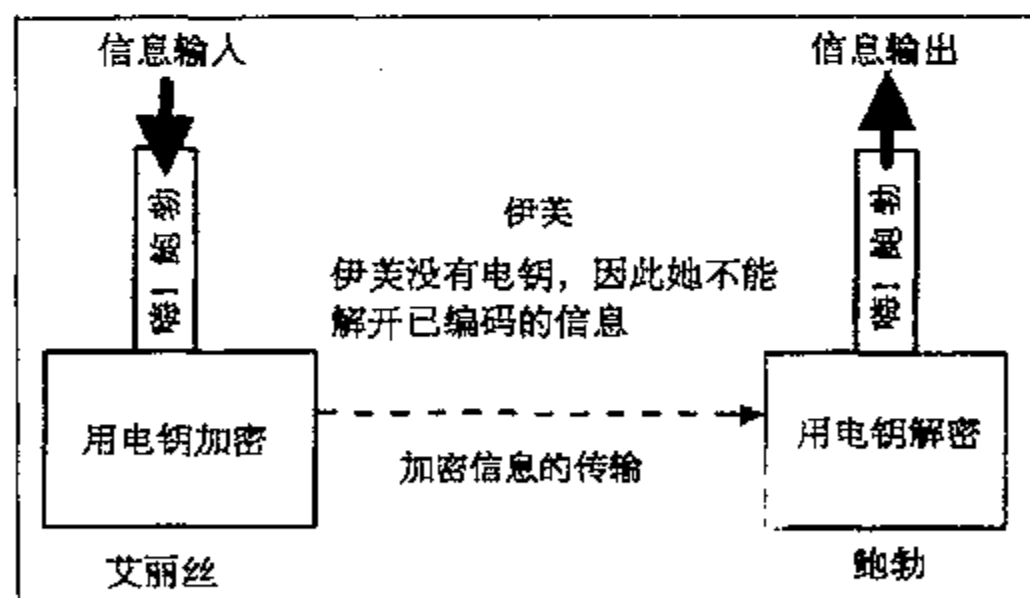


图 3.14 简单的保密系统。这个系统的安全性取决于电钥的保密程度,最安全的方法是利用艾丽丝和鲍勃共同享有的一次性代码本。公开密钥加密系统与分解大数的困难程度有关。如果能找到分解大数的捷径,系统的安全就会受到影响。

98 同享有该电钥的安全使用方法,那么信息就是安全的。这种保密方法对付间谍来说是非常理想的,但难以用于信用卡号或银行账户的安全保护。

1976年,斯坦福大学的迪菲(W. Diffie)和赫尔曼(M. Hellman)提出了一个“公开密钥加密系统”,它是建立在“单向功能”基础上的。最基本的思想是:该电钥依赖于函数 $f(x)$ 和自变量 $x$ 之间的关系。许多例子表明,从 $x$ 计算 $f(x)$ 是容易的,但由 $f(x)$ 反过来计算 $x$ 就非常困难(需涉及大量的计算)。一个大数与它的素因子之间的关系可用来创建公开密钥。该系统的工作原理可简述如下:欲接收保密信息的鲍勃先选择了一个私钥( $x$ ),并以此来创建公开密钥( $f(x)$ )。然后他将 $f(x)$ 公布出去,进入等待状态。艾丽丝利用这个公开密钥,制作她的加密信息,再传给鲍勃。鲍勃可以利用他的私钥进行解码。这时,截获这一信息和了解此公开密钥的伊芙,将要面临的是这样一个问题:她必须从公开密钥出发,去弄清鲍勃的私钥。因为对整数进行分解的经典计算,其操作次数随描写它的比特数指数地增加,因此伊芙所遇到的困难是个可怕的挑战。事实上,如果鲍勃所用的整数足够大,那么伊芙想要破解这个编码就是不可能的(因为时间和资源有限)。现在类似这样的系统已经得到了广泛应用,部分业务已通过因特网安全地传输信息。

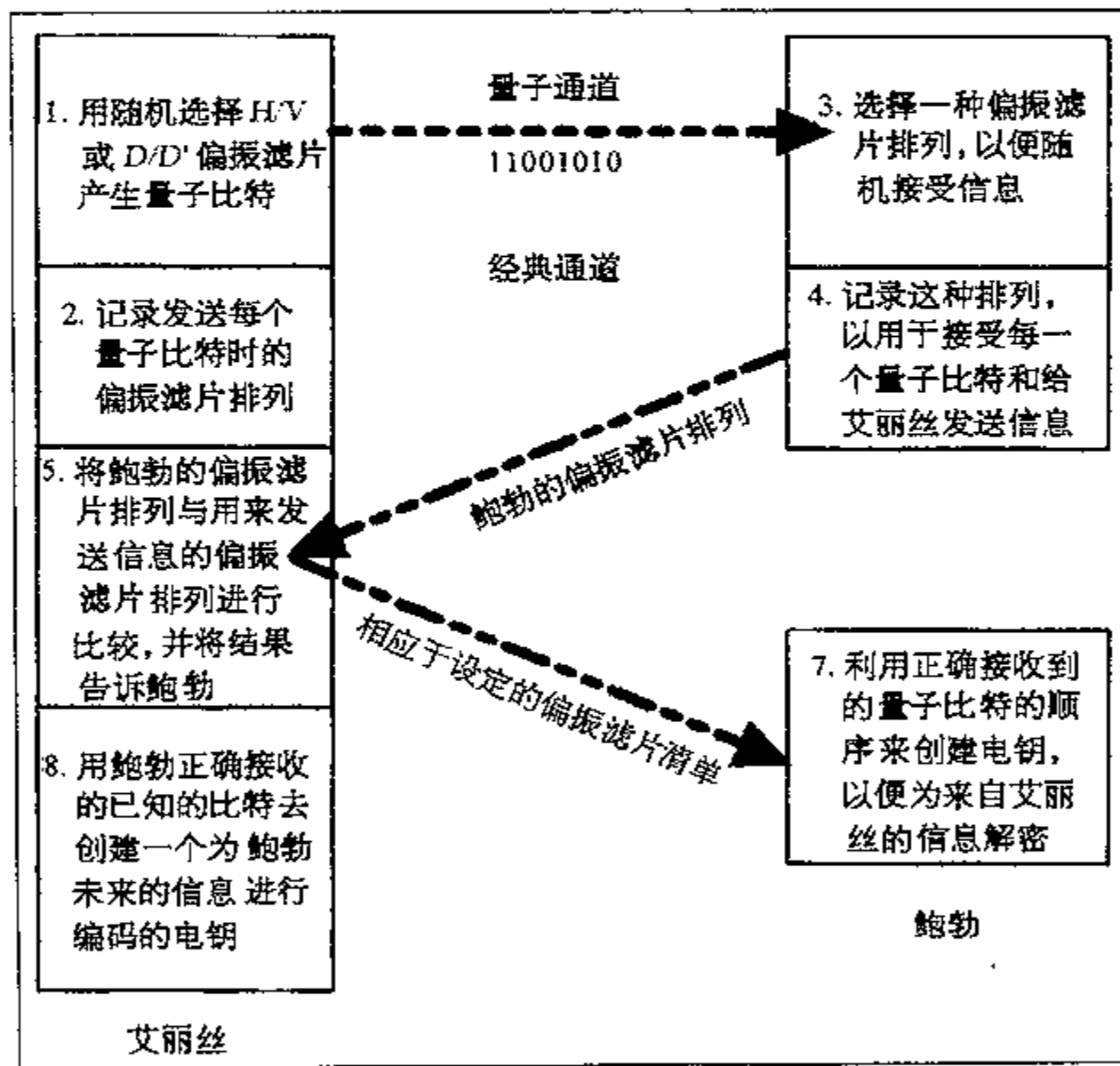


图 3.15 BB 84 通信方案。

量子密码术允许鲍勃和艾丽丝创建和分享他们的随机保密电钥,而不需要会见或使用中间人。它还可以利用纠缠量子系统敏感性来提醒艾丽丝或鲍勃,伊芙是否在设法闯入他们的保密通信系统。量子密码术所利用的是这样一个事实:对量子系统进行任何测量都会对系统产生干扰,这本来是一个明显的限制,但是现在可以将它转化为一大优点。IBM 的贝内特一直在支持量子信息技术的发展,1984 年,他与蒙特利尔大学的布拉萨德一起提出

了一个 BB 84 通信协议。其工作原理如下：鲍勃和艾丽丝由两路通信渠道连接。一路用来传送量子比特，通常是沿光纤传输的光子偏振态。另一路可以是任何一种经典的连接方式（包括电话线，通常是用光纤），也可以用公用连接渠道。这两路通信渠道的差别是：经典渠道处理的是每个比特几百个量子，而量子通信渠道每比特只处理一个量子。艾丽丝的信息是由一系列的 1 和 0 组成的。她用两组可选择的偏振滤片将这些信息编码在光子态中。光子的偏振方向可以是平行的、垂直的，或对角线的。发送信息时，她通过随机选择一个偏振滤片来为每一个光子编码，并将这些偏振滤片的状态记录下来。在接收端，鲍勃也有两组偏振滤片，他也随机选择偏振滤片来接收每一个入射光子，并将他用来接收信息的偏振滤片顺序记下来。如果艾丽丝采用垂直-水平偏振滤片发送某一信息，鲍勃碰巧也采用了垂直-水平偏振滤片探测那些光子，那么鲍勃就正好可以接收到与艾丽丝发送的完全相同的信息。如果它是“1”，鲍勃接收到的也是“1”，如果它是“0”，鲍勃接收到的也是“0”。但是，如果艾丽丝采用垂直-水平编码，而鲍勃选择的是对角线偏振滤片，那么他接收到的或者是“0”，或者是“1”，它们出现的概率相等（不管艾丽丝传送的是什么）。这是因为入射光子（它们是垂直或水平偏振的），相对于对角线偏振滤片，就是两种偏振态的叠加。在传输的终端，鲍勃将会接收到一连串的比特，其中某些与艾丽丝传送的相同，某些则不同。他不知道哪些是艾丽丝传送的，哪些不是。但是他还有一份接收每一比特时的偏振方向的记录，艾丽丝也有一份发送每一比特时的偏振方向的记录。下一步，鲍勃通过公共通信系统告诉艾丽丝他用来接收信号的偏振方向的设置顺序（但不是结果），艾丽丝将该顺序与她发送时所用的顺序记录进行比较，然后告诉鲍勃在什么时候发送偏振滤片和接收偏振滤片是一致的（即在这种情况下鲍勃所接收的正是艾丽丝实际发送的）。艾丽丝再一次揭示了真实信息。艾丽丝和鲍勃现在有了一个他们一致同意的安全的比特顺序，它可用来产生可以使用的类似于维纳姆原始系统中的一次性密码本。

99

艾丽丝和鲍勃还可以探知他们的电钥是否被他人截获。窃听者伊芙需要接收与鲍勃相同的信号。信息的公共部分是开放的，是很容易得到的，所以伊芙很容易掌握这些内容，但她还需要得到由量子通道传送的信息。为了截获这一信息，她可以切断艾丽丝和鲍勃之间的光纤，偷读信息，然后还要产生一连串的光子送给鲍勃，以掩盖她的勾当。但是对伊芙来说，不幸的是，她这样做就必然影响所传输的信息。因为，为了阅读所截的信号，伊芙必须使信号通过某种类型的检偏滤片。如果我们假设，她估计来的是垂直-水平偏振光或对角线偏振光，那么她的检偏滤片就有 50% 的比特可能与艾丽丝的相同。另外的 50% 是伊芙用错误的检偏滤片安排接收到的，因此一串 1 和 0 将会随机出现，在把它们发给鲍勃之前，伊芙是无法去纠正它们的。这意味着鲍勃用来产生他自己的电钥的某些比特与艾丽丝的不一致（因为由于伊芙的窃听，信号在传输途中已经发生变化）。如果艾丽丝和鲍勃系统地比较他们用来产生电钥的比特部分，就会发现有人窃听。这种比较是通过公共线路进行的，因此用于比较的比特不能用于加密。

这个过程是比较复杂的，但是可用计算机来自动地接收、记录和比较数据，以及调节每个通道的偏振滤片。1989 年，第一台样机在 IBM 建立，用偏振光子作量子比特，信号通过空气传输了 30 cm。20 世纪 90 年代，已经有好几个小组在发送量子加密信息方面获得了成功，现在的传输距离已达几公里。光纤是很便利的传输媒质，但信号不能被放大，因为放大会产生类似于窃听的效应，使信息遭受破坏。量子密码术的主要问题是要克服传输误差，就

是说伊芙传过来的信号有可能被鲍勃误读。如果误码率太高,就不可能从折衷信号中鉴别出由伊芙窃听所引起的噪声信号,从而使系统失去保密功能。

### 100 3.3.3 量子计算

“量子论描述的实在要比我们所观察到的宇宙大得多。结果就是,这个实在所表现出来的行为就好像是我们所看到的宇宙的各种变体。这些变体共存,并通过干涉现象相互影响……被观察的粒子只是我们无法直接探测到的、极其复杂的整体的一个方面。量子计算就是要让这个看不见的粒子侧面——它在其他宇宙中的对应物——为我们服务。”

[David Deutsch and Artur Ekert. *Physics World*, 1998, March]

101 我们已经看到如何利用量子比特来存储信息,如果采用经典的方法,每个量子比特的状态或者是1,或者是0;如果用量子力学方法,就采用状态叠加,因而没有任何一个特殊的量子比特可以处于任何确定的状态,信息被存储在量子比特之间的关联中。假如我们认真地采取多世界观点,那么状态的叠加就代表两个不同的平行世界。这意味着由两个量子比特所组成的存储器,一次可存储  $2^2$  个不同的数。这一点可通过状态叠加实现:

$$\Psi = (1/2) \times (|0\rangle|0\rangle + |0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle)$$

这与经典存储器极不相同。在经典情况下,在任何给定的时刻,只能存储4个可取数中的一个。量子计算机中的这种思想是要一次性地对所有的数进行数学运算,换句话说,是要建立一个大量的、并行的计算系统。事实上,这样做是相当困难的,但在原理上是可行的,有几个研究小组正在做一些基础性的工作。也许可以“解决”的一个特殊问题就是如何快速地对大数进行因子分解(从而破坏现有的加密系统),另一个问题就是执行快速分类程序。另一方面,这些技术不会导致计算机存储系统的大量增加,因为从量子存储器中阅读数据的任何企图都只会导致单一输出(根据哥本哈根诠释,就是波函数的有效坍缩,或者根据多世界观点,分岔进入另一个特殊的世界)。量子计算机将会用来解决这样一些问题:在这些问题的中,许多并行计算的结果可能会妨碍给出某个世界中的信息,因为该信息与所有其他世界中的计算结果有关。

量子计算还可能会产生这样一种后果,即我们也许不得不改变我们认为有效的数学证明的东西。在经典计算中,证明包含了一系列的命题,它们或者是公理,或者是按照标准的推理规则从较早的命题中依次推演得到的其他定理。量子计算中的证明与此不同,它不可能一步一步地进行证明,产生简单的命题次序。多伊奇已经把经典计算理论推广到量子计算机,并且得出结论说,现在的证明必须与过程一致,即与计算本身而不是与证明时所采取的步骤一致。

量子计算机还可能把我们带进一个奇特的逻辑迷宫,例如,我们开始获取这个世界中的信息,但该信息却是在另外一些世界中产生的。普利茅斯大学的一位数学家约兹萨已经设想出了一种所谓的量子无计算机,这种装置具有提供答案的潜力,但不需实际开动,这种潜在的计算能力就足以能产生真实的结果!为了理解它的工作原理,我们需要考虑量子论是怎样允许我们进行无相互作用测量的。

## 3.3.4 无相互作用测量

在经典系统中,任何测量都需要相互作用。例如,你要看清楚书上的文字,一定要有光子从纸张上反射回来并进入你的眼睛。在量子论中,发生相互作用的可能性就足以提供可观察的信息了,即使这种相互作用在事实上并没有发生。这就叫做无相互作用测量。信息可以从反真实的事件获得,这种事件本当是可能发生的,但在实际上并没有发生。

1993年,伊莱泽(A. Elitzur)和韦德曼(L. Vaidman)提出了一个新奇的思想实验。设想有一个生产“Q炸弹”的工厂。Q炸弹有一个非常灵敏的光学引信,只要有一个光子射到它上面,就可能使其爆炸。但是安装这样灵敏的触发器是很困难的,而且还有些哑弹。如果光射到引信上,只是被反射回来,炸弹并不会爆炸。当然要发现哪些炸弹是哑弹可能是很简单的,依次用光照射每一个炸弹,没爆炸的炸弹就是哑弹。也可以用这种方法识别可供使用的炸弹,但是代价就是让它们爆炸。伊莱泽和韦德曼提出了一个非常关键的问题:有没有可能不用爆炸的方式把那些完好的Q炸弹识别出来?

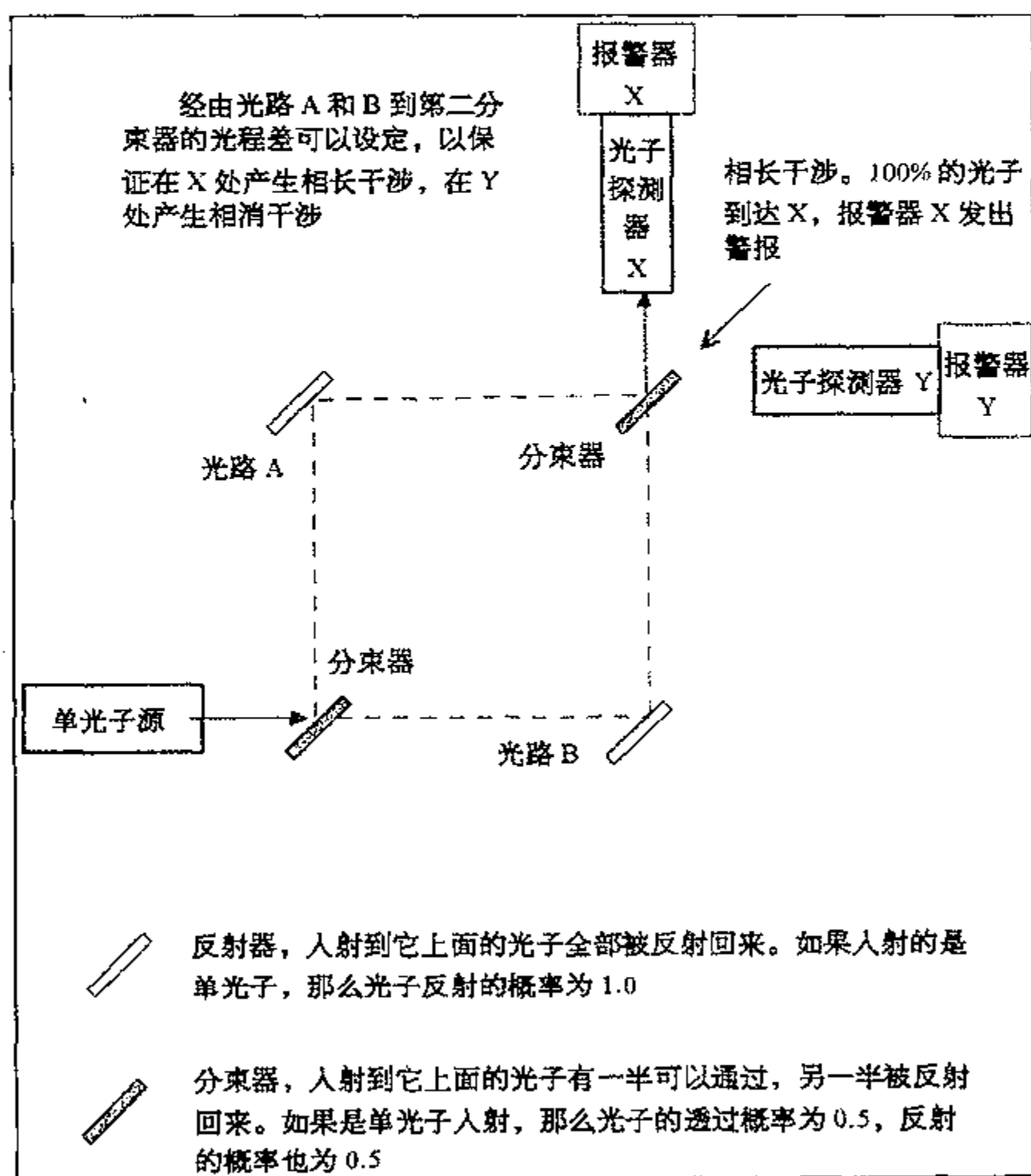


图 3.16 光子干涉仪。光路 A 和 B 可以调节,以产生任何所要求的光程差。现在的安排是:在 X 处发生相长干涉;在 Y 处发生相消干涉。在这个实验中无法决定,即使在原理上也无法决定光子走的到底是哪条路径,因此从某种意义上说,它是沿着两条路径前进,而且发生了干涉。

表面上看这似乎是不可能的。为了检测炸弹,必须用光来照射它。如果炸弹是完好的,它就会爆炸。但是如果我们换一种方式来提问题,就有可能开辟一条反事实的量子过程:

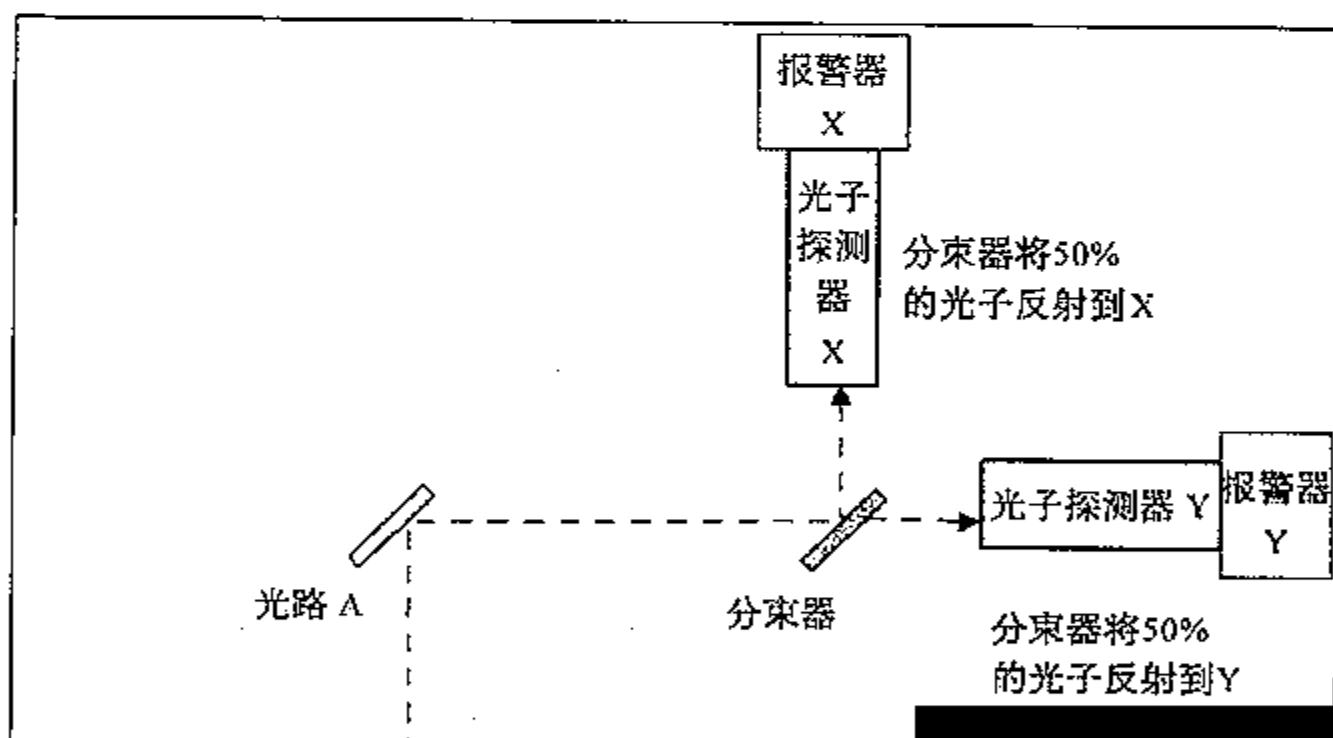
“如果我直接将光子对准引信,引信会吸收光子和引起爆炸吗?”

这个问题与下面的问题虽然有些区别,但也是等价的:

“如果我进行 Q 炸弹检验,在检验中某个炸弹的引信本当可能会被光子照射,但事实上并没有被光子照射。如果它被光子照射了,它会爆炸吗?”

104 这样提出问题,表示我们询问的是一些反事实的事件,这些事件也许会在可能的世界中发生,这个可能的世界与我们恰好生活在其中的真实世界是不同的。如果我们能够进行这样的实验:光子可以照射 Q 炸弹的引信,仅仅是照射的可能性就足以影响到我们这个世界中的事件,就能够告诉我们:炸弹是完好的,只是没有让它爆炸而已。

在双缝实验中,通过一个狭缝的光子行为,与另一个没有光子通过的狭缝的开启或关闭有关。在分束器实验中,两种可选择的可能性都会影响到可能实现的结果。因此,光子没有经过的那条路径也有助于确定光子未来的行为。伊莱泽和韦德曼就是巧妙地利用这一行为来解决 Q 炸弹问题。在他们的解决方法中,包含了一个独特的量子力学过程——“无相互作用测量”,简写为 IFM。



在单光子实验中,如果无法确定,甚至在原理上也无法确定光子传播的路径究竟是两条可取路径中的哪一条,就会发生量子干涉。另一方面,如果某种观察可以决定光子轨道(即使我们并不愿意观看这类实验结果),那么干涉效应就会消失。伊莱泽和韦德曼用 Q 炸弹引信作为马赫-曾德尔干涉仪一臂中的反射器。进入干涉仪的光子可以经过两条可取路径中的任何一条到达探测器 X 或 Y。干涉仪臂长略有不同,使到达 X 的光子形成相长干涉,到达 Y 的光子形成相消干涉。如果将其中的一路挡住,干涉效应就被破坏,每个光子便以相同的概率到达探测器 X 或 Y。

1. 如果炸弹是哑弹,光子可以经由哑弹反射继续行进,因此光子就有两个可能的传输路径,这样就会引起干涉,所有的光子都会到达 X。

2. 如果炸弹是好的,那么它将吸收照射到它上面的任何光子,并发生爆炸,这就排除了引起干涉的可能性。所以如果在 B 路有好炸弹的话,经过 A 路的光子既可以到达探测器 X,也可以到达探测器 Y。 105

炸弹状态	光子的可通路径	光子的实际路径	是否干涉	观察到的结果	结 论
哑弹	A 和 B	两条	是	X 铃响;Y 铃不响	模棱两可
有效炸弹	A 或炸弹	A	否	X 铃响,接收到 50%的光子; Y 铃响,接收到 50%的光子	模棱两可 有效炸弹
有效炸弹	A 或炸弹	到炸弹	否	爆炸了!	炸弹有效,但……

现在我们将重点小结如下:

1. 如果 X 铃响,炸弹可能是哑弹,也可能是正常炸弹,但我们不能识别哪个是哑弹,哪个是有效炸弹。

2. 如果 Y 铃响,则炸弹肯定是有效炸弹。

3. 如果炸弹爆炸了,就证明它曾经是有效炸弹。

当然,这里所描述的过程不是绝对有效的。对所呈现的有效炸弹来说,光子能引爆炸弹的次数,平均约为引爆总数的一半。剩下 50%的有效炸弹,将使光子经过 A 路,并被反射到探测器 X。请注意:这一结果与哑弹存在时的相长干涉所得到的结果是难以区分的。因此 X 铃响意义含糊,它不能直接用来鉴别有效炸弹。但是当有效炸弹在 B 路存在时,剩下的光子通过 A 路传输并透过第二个分束器到达探测器 Y。这个结果仅当有效的 Q 炸弹存在时才会发生,因此这种确定无误的无相互作用测量可用来鉴别正常的 Q 炸弹。当然,用这种方法只能鉴别出 25%的有效炸弹,但是任何能确定无误的鉴别都是了不起的(该方法可以进一步改进,如循环使用那些使 X 铃响的炸弹,便可以提高探测效率,其原理和含义都是一样的)。

我们可以为 Q 炸弹探测器定义一个优值 Q,它是探测到炸弹然而不会引起爆炸(IFM)的次数与探测次数总和(IFM + 爆炸)之比,于是有

$$Q = \text{IFM 概率} / (\text{IFM 概率} + \text{爆炸概率})$$

$$Q = 0.25/0.75 = 0.33$$

因此,上述检验方法的优值是 0.33,有可能将它提高到 1.0。



这有什么用呢？1998年，洛斯·阿拉莫斯的奎亚特曾作过一次演示，说明类似的技术可用来证明物体存在，而无需与它发生任何相互作用。另外还可能将物体成像，而不会对物体产生任何干扰。由这类技术而产生的一个最荒谬绝伦的想法就是上面已经提到的约兹萨量子无计算机器。它能提供计算结果，就是因为它能进行潜在的计算，但实际上机器并没有开动。这种想法的基础差不多就是伊莱泽-韦德曼的Q炸弹实验，只不过现在可用量子计算机进行并行计算，与在干涉仪中光子走哪条路径的情形类似。产生这两条可选择路径的分束器类似于开关，这个开关可以设定为“开”和“关”态的叠加。量子计算机的输出存储器与接收光子的探测器类似，因此这种存储器最终可包含有关计算轨迹的信息，而事实上这种

106

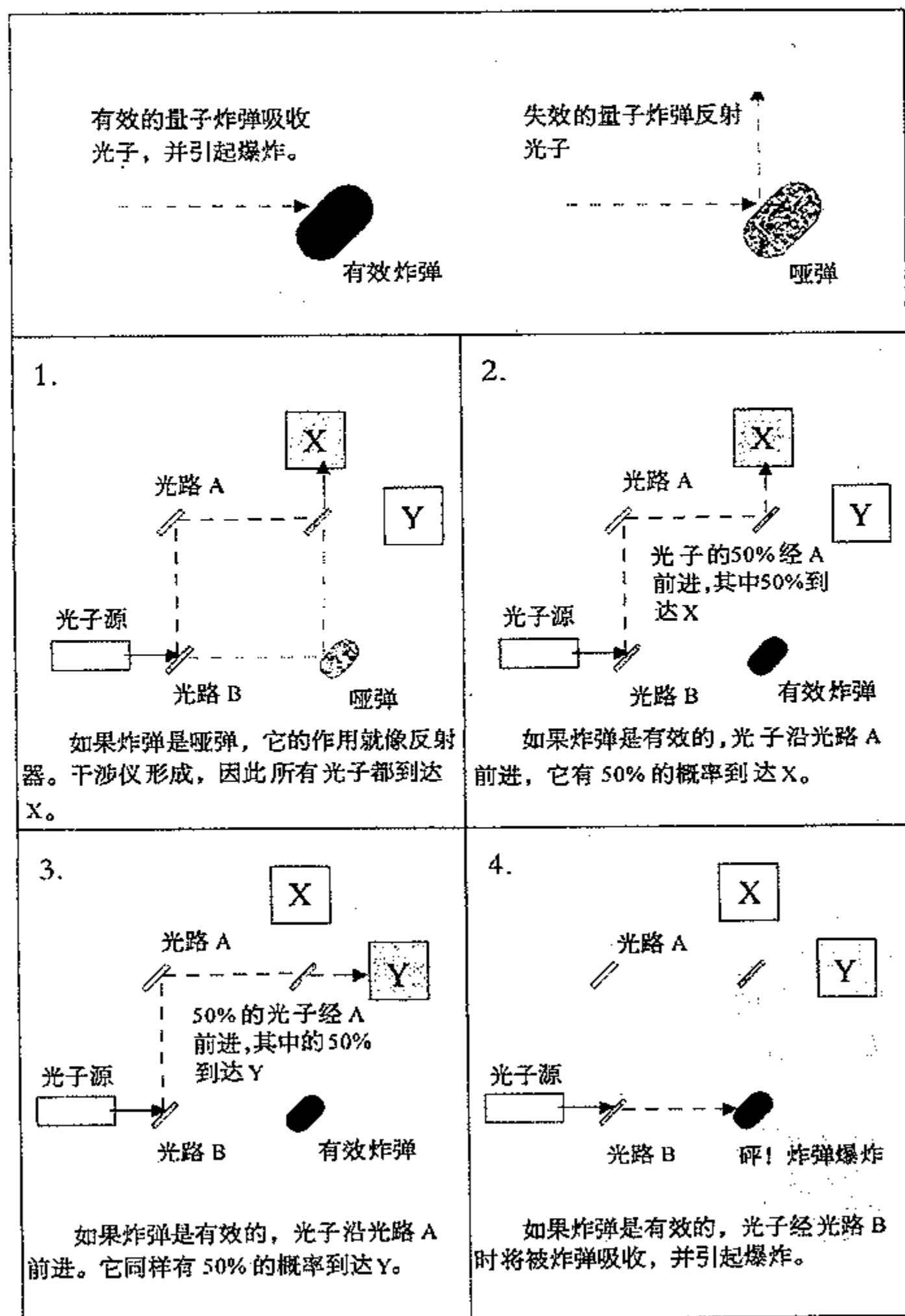


图 3.18 量子炸弹思想实验说明量子论的反事实性质。

计算轨迹并不存在。多伊奇可能会对此解释说,我们所看到的宇宙,以及在这个宇宙中所得到的信息,都是通过干涉效应与其他平行宇宙相连的。在其他宇宙中,这种计算是在实际进行的,它们是我们的信息来源。

### 3.3.5 量子隐形传态

1993年,国际商用机器公司(IBM)的贝内特显示了如何利用非定域性和纠缠来将量子系统从一地隐形传到另一地。这种思想与科学幻想小说(特别是“星球旅行”)类似。在某地,先将物体非物质化,然后在另外一个地方重新物质化,这包括精确复制和组装物体中的每一个原子和分子,并保持它们的相对位置和状态与原来的物体一模一样。初想起来,似乎不确定性原理不允许有任何这样的过程发生,因为要想获得构成原有物体所有粒子的所有量子状态的精确信息是不可能的。此外也不清楚原有物体为什么或怎样被毁坏。事实上量子隐形传态完全回避了这些问题。

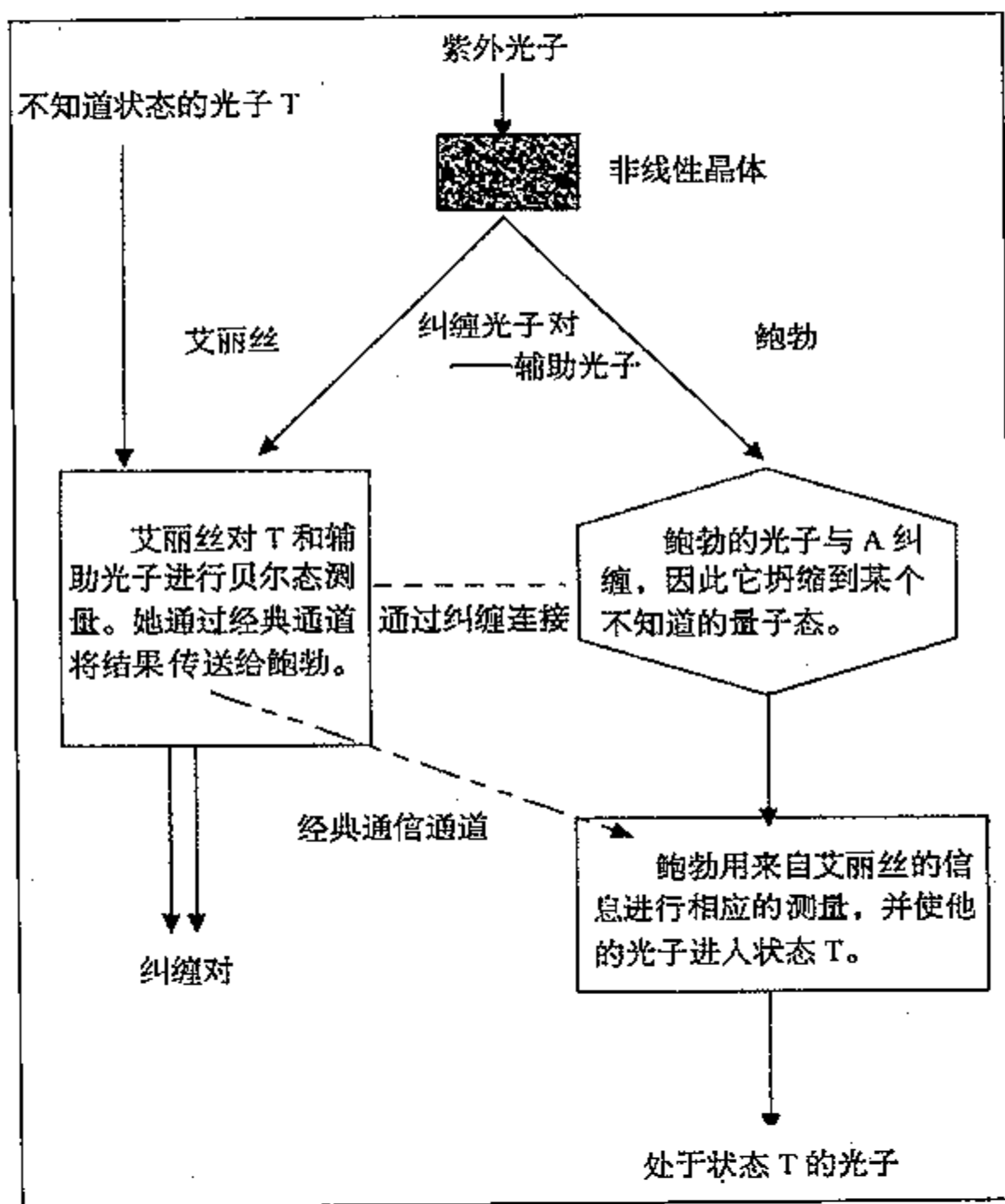


图 3.19 量子隐形传态。

现在想象:艾丽丝有一个物体,她想将它传送给鲍勃。这个物体可以用不知道的量子态  $|\Psi\rangle$  完全描述。为简单起见,假设这是一个具有特定偏振态的光子(尽管在原则上,这可以是复杂物体)。艾丽丝和鲍勃从共享纠缠的光子对开始,然后艾丽丝用辅助光子对中的一个光子来对她想传送的光子进行联合贝尔态测量。这将使艾丽丝的光子对进入

4 个贝尔态中的任何一个状态。但是由于这个辅助光子与鲍勃的光子纠缠,这种测量将把鲍勃的辅助光子投射到与艾丽丝想要传送的光子状态直接相关的状态。现在,如果艾丽丝将她的贝尔态测量结果告诉鲍勃,鲍勃就能进行相应的贝尔态测量,以把他的光子投射到与艾丽丝原先想要发送的光子完全相同的状态。因为光子是全同粒子,这就完全等价于将原有光子从艾丽丝传给了鲍勃。因斯布鲁克的蔡林格小组和其他研究人员在 20 世纪 90 年代已在实验室里演示了量子隐形传态。

## 第 4 章 量子电动力学

### 4.1 量子场论的建立

#### 4.1.1 引言

“……我今天要告诉各位的是一系列事件,其实是我头脑中出现过的一系列想法。我终于发现了一个未解的难题,并因此荣获了奖励。”

109

[Richard Feynman. Nobel Lecture, 1965, December, 11]

“……对于相对论电子和电磁场,有两种相互作用。其一应称为‘质量型’,而另一项为‘真空极化型’。质量型场的作用改变了电子的表观质量,使其偏离原始值……另一方面,真空极化场的作用改变了电子的视在电荷,使其偏离原始值。”

[Shin-Ithiro Tomonoga. Nobel Lecture. 1966, May, 6]

“确实,相对论量子力学——玻尔的互补原理与爱因斯坦相对性原理的统一——就是量子场论。”

[Julian Schwinger. Nobel Lecture. 1965, December, 11]

玻尔、薛定谔和海森伯的量子论是非相对论理论,是与经典力学和经典电磁学相类比而建立起来的。薛定谔方程描述的是在绝对时间和绝对空间框架内波函数的演变。而在 20 世纪初爱因斯坦的相对论已就绝对时空的概念提出了质疑。狄拉克是向传统量子论发起攻击的第一人,并最终建立起狄拉克方程。新理论完美地描述了相对论性电子的行为,解释了电子的自旋;如前所述,新理论还预言了反物质的存在。我们知道,只有当电子与光发生相互作用时才表现出电子的存在。而狄拉克认为,要描述光和物质的相互作用,需要用相对论的量子场论。他试图发展哈密顿量的方法来概括相互作用和场,但他的工作并没有得到确定的结果。后来人们摒弃了这种方法,从一种全新的方向出发才解决了这个问题(公正地说,狄拉克本人也曾考虑过一种相关的方法)。

110

有三位物理学家,美国的施温格和费恩曼以及日本的朝永振一郎独立地发展了这种新理论——量子电动力学(QED)。他们因“对量子电动力学的奠基性工作以及深刻地揭示了基本粒子物理学的重大结果”而分享了 1965 年度的诺贝尔物理学奖。他们的研究目标一致但方法各有千秋,而以费恩曼的描述最为简单,应用最为直观。所以在以下的叙述中,我们将以他的方法为基础。然而,我们应记住,正如量子力学的矩阵方法和波动方法是殊途同归

一样,费恩曼的方法可以看作是避开复杂数学公式的一种捷径,与施温格和朝永振一郎的方法是等价的,而不是别的理论。

#### 4.1.2 “无穷大”难题

狄拉克在试图写出电磁场的哈密顿量时遇到了严重的困难。描述电子只需给出其坐标对于时间的函数,而描述场却需要无限多个坐标。这就产生了一个重大问题——对应于每个位置坐标的时间是什么?按照相对论,在一个参照系中不同位置同时发生的事件,对于另一个参照系中的观测者来说将不再是同时的。看起来不可能有一个简单的理论,在这个理论中代表整个场的波函数以一种确定的方式演变。有一段时期,狄拉克曾提倡一种“多时”理论,认为空间中每一个小体积都有与其相对应的时间坐标。然而费恩曼却有不同想法,他要完全摒弃场的概念。

早在麻省理工学院读大学本科时,费恩曼就对摒弃电磁场的想法有兴趣。当时费恩曼遇到了一个经典物理学中的难题,是一些理论物理学家试图建立电磁学的相对论量子场论而深感棘手的一道难题。这个问题本身要追溯到19世纪末洛伦兹和阿伯拉罕早期的电子论。按照经典电磁学,电荷产生电磁场,同时电荷也受到场的作用。该理论可以解释电子之间的散射,但它却导致了另外的难题。如果一个电子产生了电磁场,这个场也应该作用于这个电子。这种自相互作用是一个令人头痛的问题。因为如果这个电子是点电荷的话,那么自相互作用预言了无限大的自能量;若电子占有一定体积,经典的自能量虽然有限,却又导致了与相对论的其他矛盾。因为这种自相互作用的一部分给出了“辐射反应”的正确表达式,即当电子作加速运动时会因辐射电磁波而受到拖曳,所以这个问题就变得更加复杂。费恩曼

对场也有忧虑。如果把场当成振子的集合,它就有无限多个自由度,也就有无限多个零点能。而若摒弃场,就能避开无限大自能量以及无限多零点能这两个问题。

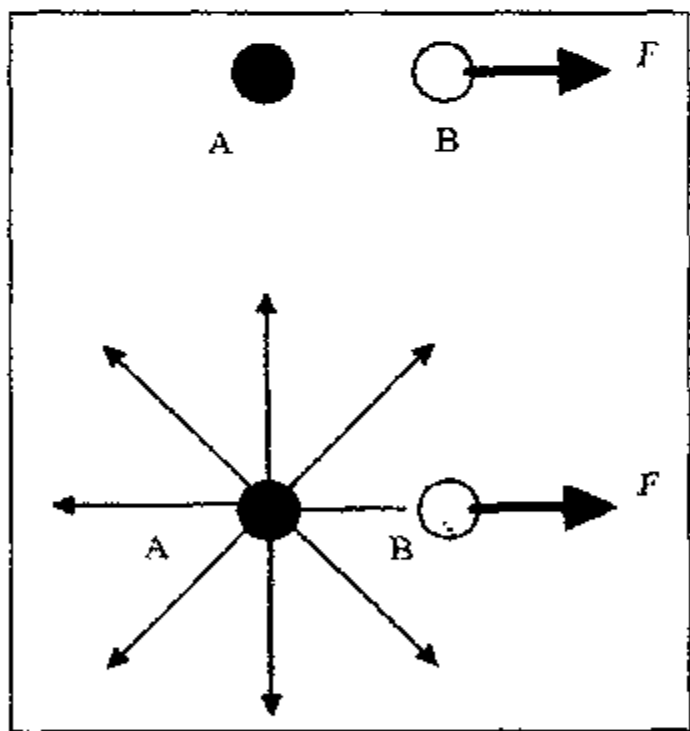


图 4.1 超距作用和场理论。前者认为电荷 A 无需中间机制,即对 B 施加力的作用(B 也作用于 A)。后者认为 A 产生了一个场,B 点处的场作用于 B。场的变化在空间传播需要时间。B 也产生场作用于 A。场理论引发了棘手的自相互作用问题:A 或 B 是否也通过什么方式受到它们自己的场的影响?

#### 4.1.3 吸收体理论

电磁场是不能被直接观察到的。它的作用是我们绕开超距作用的难题。电子 A 对电子 B 有作用是因为 A 建立起场,当 A 运动时,场发生变化。开始时,紧靠 A 的场变化,然后远一点的场变化,这种因果影响以光速向外散开,直至遇到 B 并影响 B 的运动。当然,对 A 和 B 的影响是可以观测到的。费恩曼的思想是直接描述 A 与 B 之间的相互作用,而无需引入场。为此,他需要 A 对 B 有直接的作用(尽管有延迟)。B 同样对 A 也有反作用。费恩曼的导师惠勒根据狄拉克的工作曾提出过这样的初步想法。狄拉克当年尝试过用麦克斯韦方程组的超前解和延迟解来处理光和电子的相互作用。

这些延迟解就是上述大家熟悉的延迟效应,即如果 A 运动,扰动就会以光速扩展到 B;B 在稍后时刻运动。但是大家知道麦克斯韦方程组有两个解:除了延

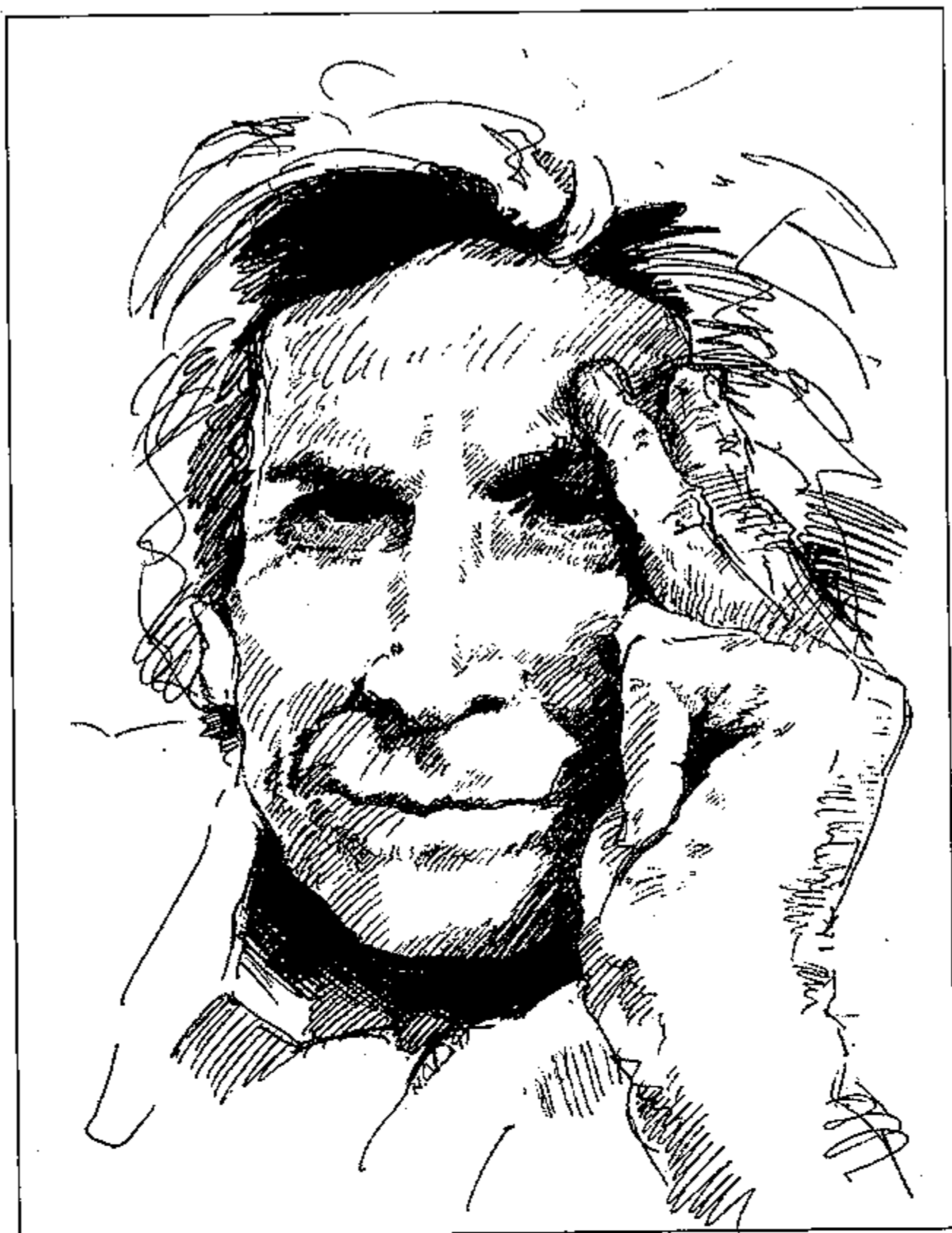


图 4.2 费恩曼(1918—1988)。他在 1943 年到 1945 年期间在洛斯·阿拉莫斯实验室工作,在奥本海默领导下从事原子弹的研制,并表现出卓越的才能。之后他到康奈尔大学试图绕过无限大问题,系统阐述电子和原子相互作用的量子理论。他取得了成功。由于对量子电动力学的贡献,他与朝永振一郎和施温格共同分享了 1965 年度的诺贝尔物理学奖。他对理论物理学还有许多其他重要贡献,包括对液氦、核力以及物质的夸克结构的研究。1986 年,他参加了(美国)总统调查委员会分析挑战者号航天飞机失事的原因,认为是助推火箭中 O 型橡胶圈失效导致了航天飞机爆炸。

迟解外,还有时间对称的超前解,它描述 B 在 A 运动之前所发射的波,这个波在 A 刚开始运动时会聚到 A。大部分物理学家都略去了超前解,就像中学生舍去二次方程的负根,认为它没有意义一样。狄拉克和费恩曼觉得超前解可能含有通向正确的量子场论的线索。 113

这里不谈费恩曼理论的数学细节,只给出他的中心思想:A 通过超前和延迟效应直接作用于 B, B 也以同样的方式作用于 A。此外, A、B 也与其他电荷以相同的机理相互作用。但是 A 和 B 都不与它们自身相互作用。令人称奇的是这种方法重现了经典电磁学的所有

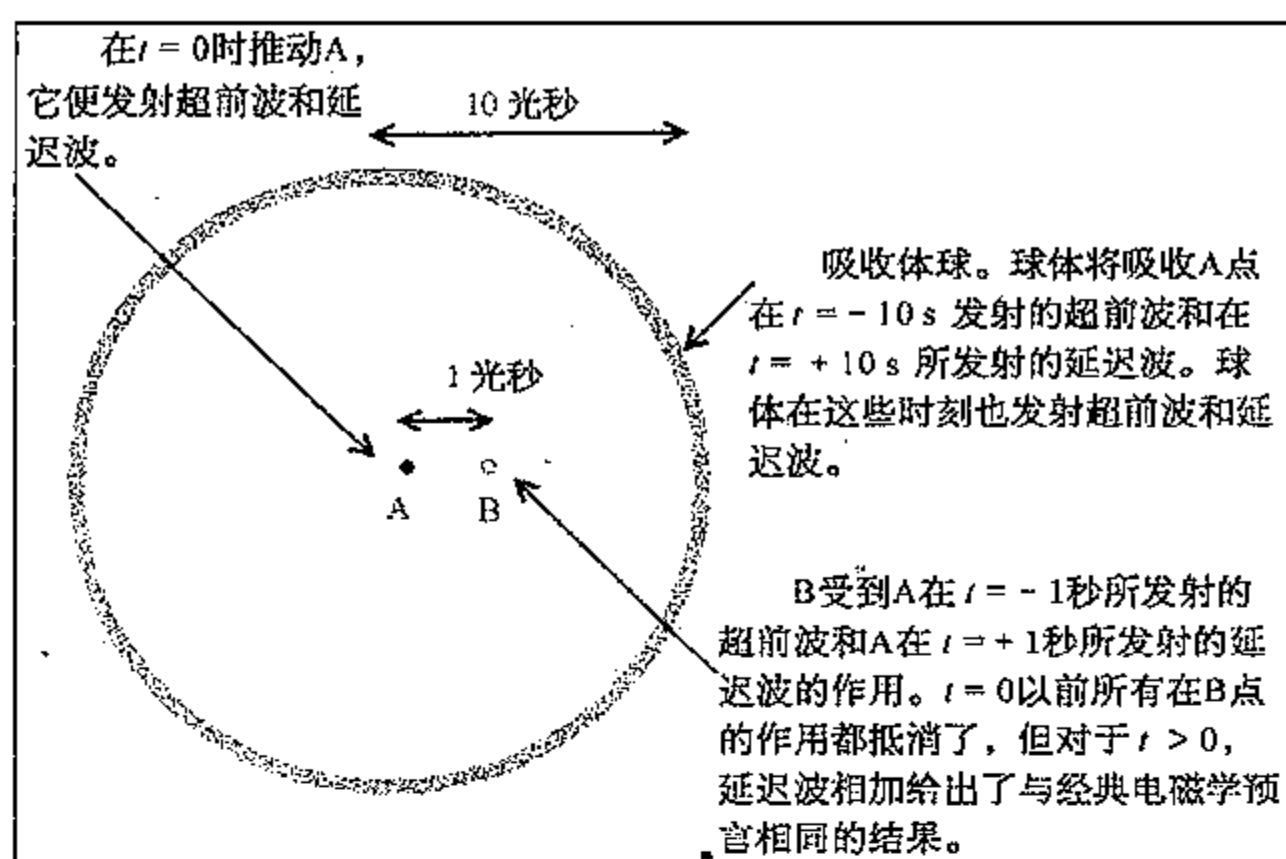


图 4.3 费恩曼摒弃场的概念来解释电磁学。他和惠勒假设电荷间的相互作用起因于超前和延迟效应, 从而建立起电磁学新理论。吸收体理论得到了与经典电磁学相同的结论。

114 结论, 这种理论的数学表述也完全等价于麦克斯韦方程组。为了弄懂这种理论如何运作, 假想 A 处在半径为 10 光秒的球的中心处, B 处在 A 右侧 1 光秒处。球体表示带电粒子均匀分布的宇宙的其余部分, 它也与 A、B 有相互作用。假设 A 被推动了一下。它将通过延迟波和超前波在  $t = 1\text{s}$  和  $t = -1\text{s}$  时刻两次影响 B。它也将于  $t = \pm 10\text{s}$  时刻作用于周围的带电球体, 这些电荷会在  $t = 20\text{s}$  和  $t = 0\text{s}$  时反作用于 A。周围的电荷(即吸收体)在  $t = -1\text{s}$  和  $t = +1\text{s}$  时刻通过超前效应从球的两边作用于 B。费恩曼证明了发自 A 的超前效应和发自吸收球体的超前效应在  $t = -1\text{s}$  时刻相互抵消了(相消干涉)。而它们在  $t = +1\text{s}$  时刻对 B 的作用相加(相长干涉)。所得到的结果与单独从 A 发出延迟波的作用完全相同。进而吸收体发出的超前波对 A 的反作用力就是辐射阻力的原因。

“这样, 整个经典电磁学就都包含在这种非常简单的形式里了。它看起来不错, 毫无疑问是有效的, 至少对于初学者来说是这样的。这种理论自动给出半超前和半延迟效应, 并不需要场。”

[Richard Feynman. Nobel Lecture. op. cit.]

费恩曼导出了电磁学的经典“作用”方程, 使他将这种理论重塑为最小作用原理。“最小作用”的想法与经典光学中的费马定理——光在两点间沿最短路径传播——有关。莫佩蒂、拉格朗日以及哈密顿等人将最小作用原理应用到力学中, 有效地得到这样的结论, 即力学体系随时间的变化应使其“作用积分”值保持恒定。费恩曼找到一种方法, 写出了相互作用着的电荷的作用积分, 而不必引入电磁场的概念(尽管也有另外一种解释, 说是重新引入了电磁场)。这是朝着系统阐述有关电磁学的正确的量子场论迈出的重要一步。不过当时没有人知道怎样从这些有关作用的一般表达式出发, 建立起可为大家接受的量子模型。

## 4.1.4 路径积分

重新阐述电磁学仅仅是第一步。费恩曼的真正目的是要摆脱由于经典电磁学自相互作用所引发的能量无限大和场的无限多自由度问题,然后将这种新理论转换到自治的量子电动力学中去。然而他却遇到了一大难题。将经典理论转换成量子理论的通常做法是通过哈密顿量,用一种标准方法将动量和能量转换成数学算符。问题在于费恩曼的思想非同寻常。只要涉及到超前和延迟效应,就不清楚怎样写出随时都在演变的哈密顿量形式以及怎样才能用类似薛定谔方程那样简单的微分方程来表示。

115

**数学框:哈密顿量和拉格朗日量**

在18和19世纪,拉格朗日和哈密顿发展了牛顿力学。两个人的方法都是直接从势函数(而不是从牛顿定律)推导出牛顿力学的结论。拉格朗日证明多粒子体系的运动方程可以通过单一的函数拉格朗日量的导数来表示:

$$L = T - V$$

式中  $T$  为动能,  $V$  为势能,  $L$  为“拉格朗日量”。拉格朗日方程为

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right] - \frac{\partial L}{\partial q_i} = F_i$$

式中  $q_i$  为广义坐标位置变量,  $\dot{q}_i$  为广义速度,  $F_i$  为广义力。应用广义坐标的思想可以大大扩展这一原理的应用(超出简单力学体系的限制)。作用积分是拉格朗日量在两个时刻之间的积分:

$$I = \int_{t_1}^{t_2} L dt$$

力学体系按照最小作用原理演化的思想被称为“哈密顿原理”,以纪念19世纪伟大的爱尔兰数学家哈密顿爵士。哈密顿还证明从新的哈密顿函数  $H$  可以导出运动方程,  $H$  在某些情形下就等于体系的总能量:

$$H = T + V$$

哈密顿方程只有一阶微分,所以优于拉格朗日方程:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}$$

$$\frac{dp_i}{dt} = - \frac{\partial H}{\partial x_i}$$

式中  $p_i$  为广义动量。

哈密顿方法成为经典力学和薛定谔表述的量子力学之间的桥梁。对于相对论的情况,拉格朗日方法更容易处理,与费恩曼处理量子力学和量子场论的路径积分相联系。

116

在20世纪40年代初期,费恩曼认识到经典的拉格朗日方法是与作用积分有密切关系的理论力学方法,他有可能用这种方法建立量子模型。拉格朗日方法还有一个优点,就是它可以用相对论不变方式来表述,而在哈密顿表述中,时间的具体作用使它本质上是非相对论性的。

狄拉克的影响再一次帮助了费恩曼。狄拉克当年就曾试图将拉格朗日量合并到量子论中去,他提出一种方法,可以用来计算波函数随时间的变化。费恩曼将这些发展成路径振幅



的思想,并将这种思想融入到他研究量子论的“对历史求和”的方法中去。

费恩曼方法依据的基本思想是很简单的,即用同样的方式描述电子和光子沿着它们可能经过(或许并没有经过)的路径计算它们的振幅。振幅的行为有些像波动,当量子物体沿路径运动时,其相位发生变化,而沿不同的可能路径的振幅相互叠加并干涉。不同路径(或不同历史)的振幅之间的干涉可能导致增强,得到较大的振幅,也可能相互抵消。这振幅本身与概率的关系,正如波函数的振幅与概率的关系一样——通过振幅的平方。

拉格朗日最小作用原理的方法与量子论之间的根本联系是通过量子振幅的相位。在短时间  $\delta t$  内相位的改变量为  $\delta\phi$ :

$$\delta\phi = \frac{2\pi L}{h} \delta t$$

其中  $L$  为拉格朗日量。

在实践中怎样应用这种方法呢? 费恩曼简要总结如下:

“这样,我给你们提供三个基本作用,光和电子的全部现象都由此产生。

作用 1: 一个光子从一处到一处运动。

作用 2: 一个电子从一处到一处运动。

作用 3: 一个电子发射或者吸收一个光子。

上述每种作用都有振幅……可以按某些规则计算得到。”

[Richard Feynman. QED. Princeton University Press, 1985]

117 我们可以用几个简单的例子说明这种方法。在每种情况中,我们必须考虑所有不同的路径,某具体的事件可能以这些路径出现,然后将对应于每种路径的振幅(考虑其大小和相位)相加。任何一个具体结果的概率由对应于这一结果的合成振幅的平方给出。费恩曼将其归纳为三个普遍原理。以下分段予以说明:

1. 体系由状态 A 演变到状态 B 的概率由被称为概率幅的复数的绝对值的平方表示。比如,粒子离开源(A)到达一定距离的某点(B)的概率可以写成

从 A 到 B 的概率幅为  $\langle B | A \rangle$

从 A 到 B 的概率为  $|\langle B | A \rangle|^2$

(用狄拉克符号)

2. 如果体系有两个或两个以上的途径可以从 A 演变到 B,那么这个过程总概率幅等于所有可能路径的概率幅的总和。比如,粒子从源(A)到屏上某点(B)可以有两种不同途径,则 A 到 B 的概率幅为

$$\langle B | A \rangle_{\text{总}} = \langle B | A \rangle_{\text{路径1}} + \langle B | A \rangle_{\text{路径2}}$$

3. 如果体系从 A 经过一个中间态 I 过渡到 B,则 A 到 B 的概率幅等于 A 到 I 和从 I 到 B 的概率幅的乘积,从 A 经由 I 到达 B 的概率幅为

$$\langle B | I \rangle \langle I | A \rangle$$

例如光子通过障碍物上的两个小孔之一到达屏上 B 点(如同杨氏双缝实验),则光子到达 B 点的概率幅为

$$\langle B | A \rangle_{1\text{或}2} = \langle B | 1 \rangle \langle 1 | A \rangle + \langle B | 2 \rangle \langle 2 | A \rangle$$

由于光子沿路径运动时其概率幅的相位会发生变化,所以将这些概率幅相加可能会导致相长或相消的干涉效应。这取决于从 A 经孔 1 或孔 2 到达 B 的程差。假设这个程差很小,通过每个孔的概率幅的大小几乎相等,这时把两个孔都打开,如果两个概率幅相位相同,则总振幅等于只开一个孔时振幅的 2 倍;而如果相位相反,则总振幅为零。由这些振幅绝对值的平方可求出概率。当 B 点在屏上运动时,概率会在 4 倍于只开一个孔时的概率( $2 \times \text{概率}$ )<sup>2</sup> 到 0 之间周期性地改变。这正是双缝实验所预期的结果:两个孔都打开时,在概率最大位置上的光子数为只打开一个孔时的 4 倍。

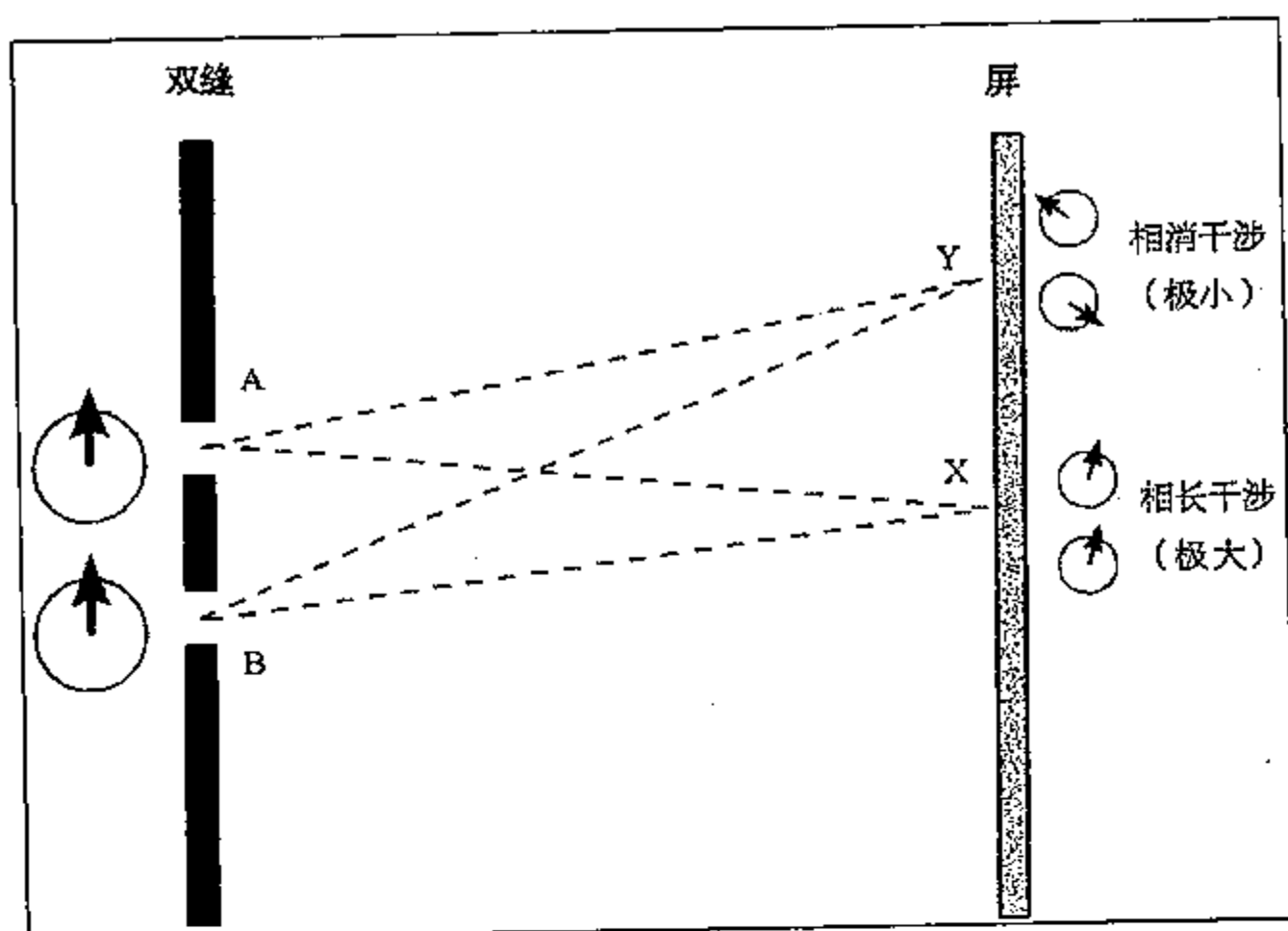


图 4.5 双缝实验。狭缝可以当作相干点源。路径 AX 和 BX 相等。初始时这两个箭头相位相同，当光行进到 X 点时，箭头旋转相同的角度，这两束光同相位相加，产生极大值。另一方面，路径 BY 比 AY 稍长一点，刚好使得从 B 到 Y，比起从 A 到 Y，箭头多转了半圈。这样这两个箭头方向相反，矢量相加相互抵消，产生极小值。屏幕上重复强度极大和极小的分布，得到杨氏条纹。

120

$$\delta\phi = \frac{2\pi pc\delta t}{h} = \frac{2\pi p\delta x}{h}$$

式中  $\delta x$  为光子沿路径在时间  $\delta t$  内移动的距离。

从光源 S 到缝 1 的概率幅为

$$\langle 1 | S \rangle = \frac{ke^{\frac{2\pi i p x}{h}}}{x}$$

式中  $k$  为常量， $x$  为从光源到缝 1 的距离。因子  $1/x$  是由于从光源发出的光遵从反平方律（即强度取决于概率幅的平方）。对电子或其他粒子也可应用同样的方程，只要代入适当的相对论或非相对论的动量。

## 4.2 量子电动力学

### 4.2.1 兰姆移位

“会议的第一天早晨，由兰姆的报告开头，大家就都意识到物理学的新篇章展现在我们面前了。”

[Abraham Pais. Recalling the First Shelter Island Conference on the Foundations of Quantum Mechanics. In: *Inward Bound*, OUP, 1986, 451]

狄拉克理论对原子中的电子能级以及电子和外电磁场相互作用的强度作出了预言。但是在 20 世纪 30 年代,这些计算忽略了真空极化和自能的效应。人们当时还不清楚是否必须修正这种理论以使之更好地符合实验结果,或者它们不过是给当时所应用的微扰级数添加若干个新项而已。造成这种认识上的不明确,有两方面的原因:一是没有人确切知道怎样将这些附加的效应包含到已有的理论中去;二是当时也缺乏明确的实验证据对已有的理论提出严肃的诘问。当时确有一两个实验就导致氢光谱精细结构的准确能级提出疑问,电子的磁矩似乎也有些异常。由于第二次世界大战的临近,使得大多数物理学家认识到这是个问题,但并不明确怎样来解决它。

在 20 世纪 30 年代末到 40 年代初这一时期,尽管有许多科学家深深地卷入了战争,但在完善实验技术方面仍取得了一些进展。关于采用什么方法解决这个问题,人们的思想也渐趋成熟,量子电动力学取得了有效的发展。第二次世界大战刚一结束,物理学家们就满腔热忱地投入到该工作的核心问题的研究中去。到 1950 年已初步形成了量子电动力学,取得了虽然有限然而却是难以置信的成功。

1947 年 6 月 2 日至 4 日在纽约长岛谢尔特岛上的公羊头酒店里举办的一个小型学术研讨会,成为决定性的历史事件。会议的宗旨是让杰出的理论物理学家和实验物理学家坐到一起,集思广益,以期在基础物理的某些领域取得重大进展。与会的年轻物理学家费恩曼回忆道:

121

“自从这次会议以后,我参加了世界上许多会议,但我从来没有感到过哪一次像这次会议那样重要。”

[R. P. Crease, C. P. Mann. Quoted in *The Second Creation*. Macmillan Co. 1986]

与会者还有奥本海默、兰姆、贝特和施温格。当时他们中有的已经对这种新理论作出了重大贡献,有的在不久以后也作出了重大贡献。

1947 年 4 月,兰姆完成了精确测量氢光谱精细结构的实验。他特别关注  $2^2P_{1/2}$  和  $2^2S_{1/2}$  之间的能级差。按狄拉克的理论,这两个能级应当是简并的(即具有相同能量)。兰姆联合雷瑟福(Robert Retherford)(哥伦比亚大学的研究生)一起完成了这项实验。他们的结果成为谢尔特会议的讨论内容。

兰姆的实验构思很简单。他们对准喷射的氢气发射电子束,电子束中每个电子所具有的能量刚好能使氢分子离解为单独的氢原子,并将它们激发到  $2^2S_{1/2}$  态。这是一个亚稳态。检测这个状态是否存在的一个方法是把这些原子靠近一个带电金属板,如果板的场强足够大,原子就应当发射电子轰击板。由于喷射的原子数量极大,轰击板产生的电流就可以被测量到。兰姆的想法是对亚稳态的原子束发射微波,使其跃升到  $2^2P_{3/2}$  态。如果做到这一点,电子束流就会突然下降。通过微波频率就可以测得这两个能级之差。由此还可计算出  $2^2S_{1/2}$  的能级的能量(假设  $2^2P_{3/2}$  能级没有偏移——电子离核很远,所以核电场的影响要小得多)。

先假设狄拉克理论是正确的,他们按理论要求调整微波发生器的频率,但什么也没发生,检测器电流稳定不变。然而当频率减小大约 10% 时,束流突然下降。这表明能级差比预期的要小,所以  $2^2S_{1/2}$  能级必然比狄拉克理论预言的要稍稍高一些。

122

这多出的能量从何而来?最可能的来源是自能和真空极化。但如何把它们合并到狄拉克理论中去呢?贝特认为,完全用相对论方法处理是复杂耗时的。他在会后乘火车回家的途中决定用非相对论的方法来解决这个问题。令他意外的是,结果达到了所需准确度的95%。更重要的是,结果表明考虑到自能就可以解决量子电动力学的许多难题。他当时所做的就是对两个能级中的电子都考虑到自能,再推导它们的能级差。这种方法的精妙之处在于消除了传统上与自相互作用相联系的无穷大,得到了有限的结果。费恩曼将此说成是最伟大的发现,正是这一发现导致了量子电动力学的建立。贝特在研讨会后仅5天就完成了这项论文的草稿。接下来的问题就是如何完全用相对论的方法来解决那5%的准确度。

谢尔特岛会议的续会于1948年3月30日至4月2日在宾夕法尼亚州的庄园大厦举行。施温格(一位数学奇才)和费恩曼在会上各自介绍了有关量子电动力学的工作,然而都没被大家充分接受和理解。施温格花了5个小时的时间高度专业地给出了才华横溢的数学演算,却令许多与会物理学家感到眩晕。他们深感困惑:这理论给人的印象是深刻的,可谁来用它?对于真正的物理学的一般问题,似乎很难应用这种方法。另一方面,费恩曼的表述依赖于一些直觉的跳跃以及作图的类比,这也使听众迷惑,尽管每个人都再次认识到他们可能看见了革命性的思想和方法。玻尔就其中一点反对费恩曼所使用的作图法,他认为不确定性原理否定了确定轨道的概念,因此用不着很认真地对待作图法。费恩曼的思想受此冷遇使他深感失望,尽管他坚信自己是正确的。幸好他有许多机会与施温格讨论物理问题,他们比较了彼此的文章草稿,认识到他们是在解决同一个问题,且所用的方法基本上是相同的。

庄园大厦研讨会结束不久,奥本海默收到朝永振一郎一封来自日本的信,说自己也一直在独立地与美国同行平行地研究这一问题。他是从《新闻周刊》上获悉了兰姆的实验结果的。事实上,朝永振一郎已先于施温格得到了类似的结果,在某些方面甚至做得更好。但战后的日本与世界科学界隔绝,使他不知道外界的研究进展以及研究兴趣之所在。

解决兰姆移位以及磁矩的问题,关键在于计算时要考虑到电子发射或再吸收虚光子的概率。由于这种发射或再吸收可能发生在任意一对时空点,而虚光子的能量和寿命可能为任何值,所以这种方法涉及包含数量极大的概率。费恩曼方法的优点是给出一种直观的图示法来描绘计算中涉及到的所有项。

123

这些图称为费恩曼图,它们对应于某一具体过程可能发生的不同方式。设想一个自由电子在自由空间从A运动到B。我们业已了解在这种情况下怎样计算概率幅。它包括电子从A经过C到达B的所有路径的振幅,而C可以是任何点。对于电子在氢原子核库仑场中的路径也可做类似的计算。这个问题的解则给出电子处在各种轨道上的概率幅,这又进一步给出氢原子的能级以及这些能级之间的能量差。如果允许这个电子发射和再吸收虚光子,就必须加上这组新的概率幅,以求得这第二级过程总的振幅。将第一级过程和第二级过程的振幅相加求出总的概率幅。从这种描述可以很清楚地看出,这只不过是刚开头,参加求和的无限多项分别对应于越来越复杂的过程——电子吸收和再发射两个或更多个虚光子,虚光子转换成虚的电子-正电子对,虚的电子-正电子对又相互湮没产生虚光子……。幸好这些项以约等于 $1/137$ 的速率逐级减小,因此高次项对于最终的概率幅,进而对所计算的能量准确性的贡献逐级减小。涉及到的高次项愈多,计算量以及复杂性就愈大。因子 $1/137$ 称为精细结构常数,通常用 $\alpha$ 表示。它是无量纲常数,与下述几个基本常量有关:

和再吸收一个虚光子以及电子与磁所产生的光子的相互作用。对应于各个不同过程的所有振幅相干涉得到合成概率幅,由此计算电子的磁矩。这种方法导致与磁场稍强一点的耦合效应,得到的磁矩值为狄拉克结果的 1.001 16 倍,更加接近实验值。实验测量精度的进一步提高,要求的计算涉及更复杂的相互作用。这涉及两个虚光子的发射与再吸收,以及由于发射虚光子导致的虚的电子-正电子对的产生和湮没。这些计算量大得骇人,即使是用高性能计算机也得花数年时间。20 世纪 90 年代初期得到的电子磁矩的实验值和理论值相比较如下:

$$\mu_e(\text{实验}) = 1.001\,159\,652\,46 \pm 0.000\,000\,000\,20 \mu_{\text{Dirac}}$$

$$\mu_e(\text{理论}) = 1.001\,159\,652\,21 \pm 0.000\,000\,000\,40 \mu_{\text{Dirac}}$$

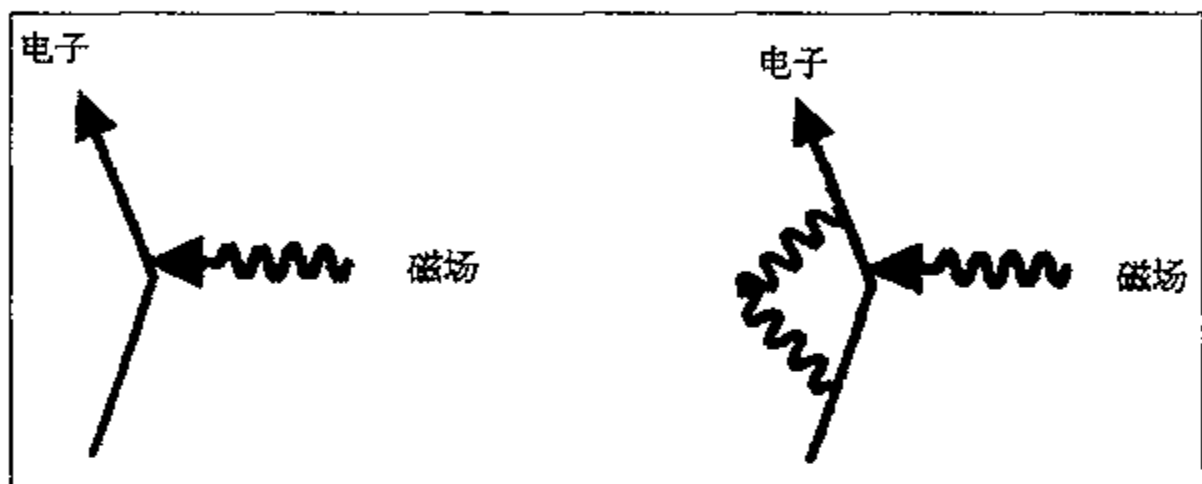


图 4.7 电子磁矩取决于它在磁场中与虚光子的相互作用。狄拉克的一级近似包含交换单个虚光子。施温格则进了一步,包含了二级过程的效应。在二级过程中电子也发射和再吸收光子。

费恩曼指出,这个数值的精度相当于测量从洛杉矶到纽约之间的距离(超过 3 000 英里)而误差还不到一根头发丝! 量子电动力学真是太神奇了,是所有理论中最为精确的,是我们所在的世界上应用最为普遍的理论。请想想看,除了引力和核力以外,我们所经历的一切都可以从电子与光子的相互作用中推导出来。

人们很容易被量子电动力学的准确性和普遍性冲昏头脑。然而还有充足的理由让我们保持一点谨慎。其一,无穷大的难题并没有得到解释,只不过被一种叫做重正化群的高超的数学技巧消去了。量子电动力学采纳质量和电荷的实验值,仅仅由于考虑的是各无穷大量之间的差,才避开了无穷大的自能问题。在这方面,经典无穷大的鬼魂依然附在量子场论的基础上不散,留下一些难题让 21 世纪的物理学家来处理。另外应当提及的是,量子电动力学允许计算到微扰系列的高次项所对应的任何过程都对结果有贡献,只要这些过程不违背能量守恒定律。这就是说,每个虚光子只要产生任何类型的粒子-反粒子对,就存在相应的概率幅。问题在于,在只包含电子和光子的世界中,量子电动力学是非常成功的,而对于涉及夸克、色力的相互作用,我们并没有这样精确而完备的理论。所以不能保证这种展开总能收敛。20 世纪 90 年代,高能散射实验已经揭示出这些光子-虚夸克对-光子的效应,使得在高能条件下所探测到的光子像是一个复合粒子!

### 4.3 逆时间方向和顺时间方向

#### 4.3.1 对称性

费恩曼方法是要从经典电磁学中去除无穷大量,并用这种新理论作为量子电动力学的基

础。他与惠勒圆满地完成了第一步,用吸收体理论重新系统地阐述经典电磁学取得了成功。但是通往量子电动力学的途径是很特殊的,包含有引起争议的重正化群的方法。在这种方法中,自相互作用所产生的无穷大量互相抵消而得到了有限大的余数。然而在理解麦克斯韦方程组的半超前解和半延迟解的思想过程中,他又开始很认真地持这样的看法,即相互作用是沿着逆时间方向(逆时序)和顺时间方向(顺时序)发生的。量子电动力学中包含对所有概率求和的思想,包括时间反演的效应。特别是费恩曼认为顺时序运动的正电子可以简单地当成逆时序运动的电子来处理。比如,顺时序运动的电子和正电子之间的散射完全等同于顺时序运动的电子受到一个逆时序(如从将来到过去)运动的电子的散射。这种对称性需要费恩曼的直觉。在费恩曼图上,只需倒转正电子的时序箭头同时改变它的电荷符号就可以很简单地说明这一点。

这也提出了一个与狄拉克反物质的空穴模型所不同的说法:或许所有的反物质只不过是逆时序运动的普通物质?如果是,我们就应当预期涉及正物质的所有粒子的作用都有其对应的反物质粒子的作用,可以通过把粒子换成反粒子来实现这种作用。这种操作叫做“正反共轭”,用字母 C 来表示。换句话说,如果我们以及我们周围的一切都由反物质组成,那么我们所做的一切实验结果都将与我们在正物质世界中所做的实验结果完全相同。令人惊异的是,结果并非如此。20 世纪 50 年代的实验,包括带正电的 K 介子衰变和从钴 60 核发射电子的实验都表明,在某些情况下,反物质的作用结果与物质的作用结果稍有不同——对称性并不完备。事实上,正反共轭对称原来只是粒子相互作用中三种基本对称性中的一种:

C 正反共轭(物质和反物质交换);

P 宇称(所有坐标相对于原点所做的镜像变换)(译者注:即空间反射或镜像对称);

T 时间反演。

费恩曼和盖尔曼曾提出,尽管单独的 C 和 P 对称性可能都有破坏的情况,但是 CP 联合

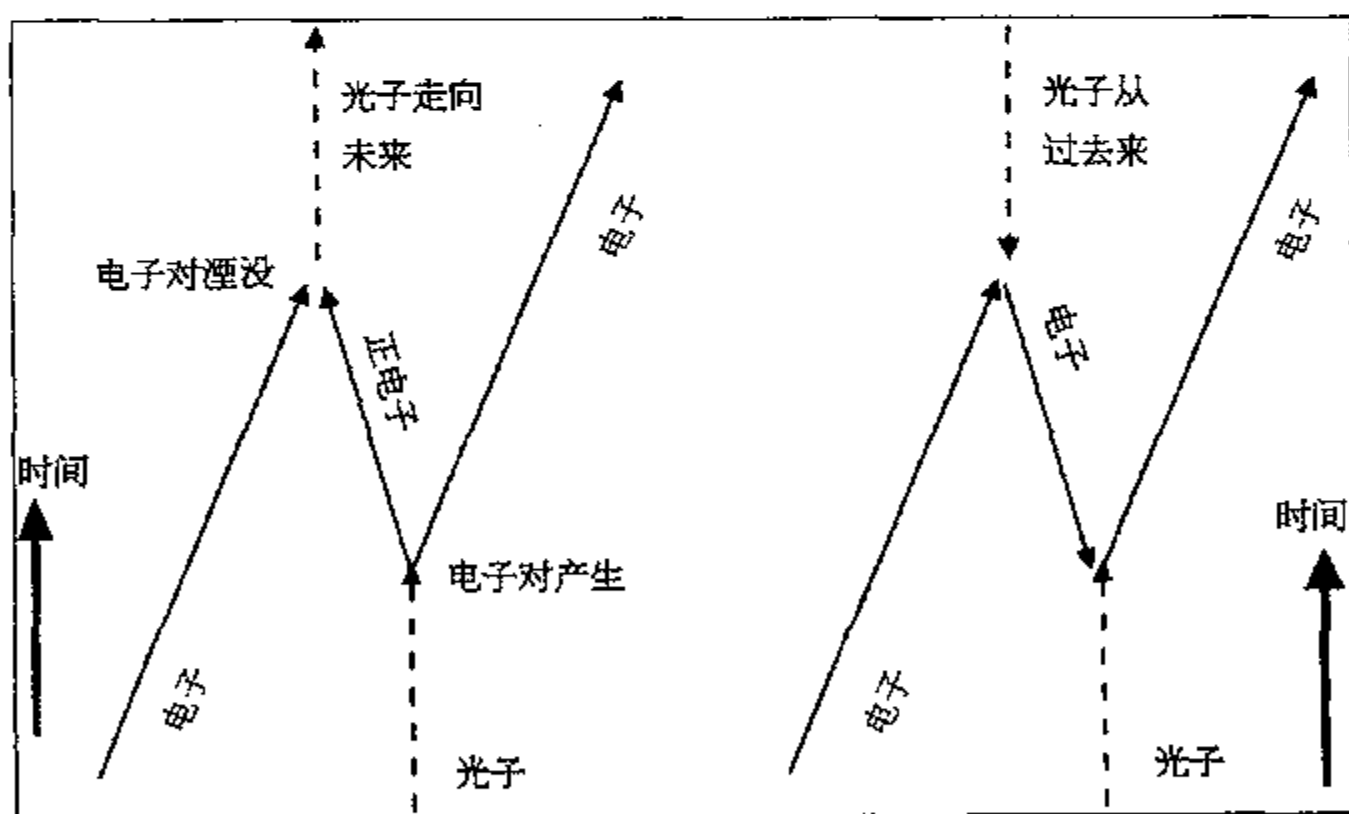


图 4.8 时间反演。这两个图给出了同一事件的两种不同解释。左图中,  $\gamma$  光子演变成电子-正电子对;这个正电子接着和另一个电子湮没生成另外一个  $\gamma$  光子。右图中,电子与一个来自未来的  $\gamma$  光子相互作用,这个光子将电子散射到过去。这个电子然后受到另一个  $\gamma$  光子的散射,结果使它向未来运动。在这种诠释中,我们所看见的正电子就只是一个逆时序运动的电子。

对称(如物质与反物质交换同时做镜像变换)在所有情况下都是可以实现的作用。这种看法结果也是不对的。克里斯坦森、克罗宁、菲奇和特利在布鲁克海文实验室发现的中性 K 介子衰变就违背了 CP 对称性。但是人们认为,所有这三种对称操作的联合(物质与反物质交换、加上空间反射再加上时间反演)——CPT——总是能够导致可实现的作用。迄今为止,还从未发现过违背 CPT 对称性的情况。

同时,人们继续做实验以研究 CP 破坏的情况,科学家们只在中性 K 介子衰变中发现过 CP 破坏。这类实验结果是十分重要的,因为对称性原理已经在非常基本的层面上融入到数学理论当中,同时也与守恒定律有密切的关系。

128

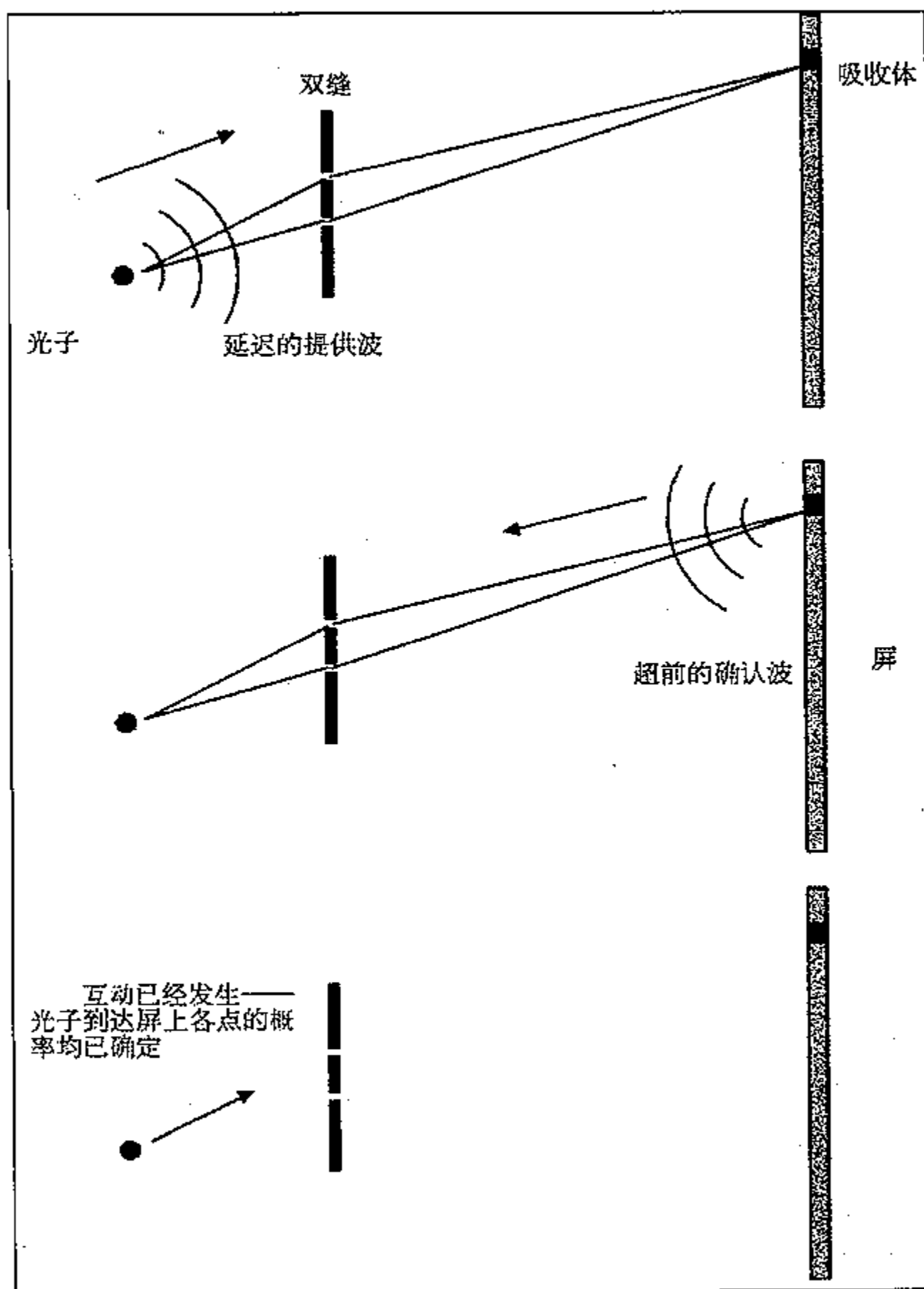


图 4.9 克拉默的“互动诠释”。由于引入了惠勒-费恩曼吸收体理论,从而回避了传统理论的佯谬。光源发出延迟的提供波,吸收体以超前的确认波予以响应。确认波在光源发射出提供波的那一瞬间到达光源。这种互动决定了未来途径的所有概率,因而可以解释通过一个狭缝的光子好像“知道”另一个狭缝是否打开这样的谜团。



## 第二篇

# 解释物质

- 第 5 章 原子和核
- 第 6 章 标准模型
- 第 7 章 粒子探测器
- 第 8 章 粒子加速器
- 第 9 章 对万物论的追求

## 第5章 原子和核

对阴极射线的研究表明,原子不是不可分割的——所有原子都包含有电子。

$\alpha$  粒子散射实验向世人揭示了核。

卢瑟福提出原子核的“行星模型”。

查德威克发现中子。

卢瑟福解释了核嬗变和放射性。

汤川提出了束缚核子的强核力模型。

提出核的液滴模型和作轨道运动的核子模型。

## 第6章 标准模型

对宇宙线、放射性和粒子碰撞的研究发现了许多归入不同家族的新粒子:

轻子——类电子粒子和中微子;

强子——重子和介子,受强核力的作用而运动;

强子图式促使人们想到了更深的层次——夸克。

规范玻色子起粒子相互作用媒介的作用。

## 第7章 粒子探测器

## 第8章 粒子加速器

高能物理学的研究使用两种最基本的工具:

加速器——从范德格拉夫的高压静电发生器到大型强子对撞机(LHC)。

探测器——从验电器到大型正负电子对撞机物理探测器(ALEPH)。

## 第9章 对万物论的追求

统一是物理学的远大目标。

电磁学是第一个重要的物理学的统一理论。

电弱相互作用统一理论。

从对称到超对称。

从量子电动力学到量子色动力学以及量子引力问题。

弦理论。

## 第5章 原子和核

### 5.1 原子

133

#### 5.1.1 为什么叫做原子?

所有物质都是由若干简单的东西结合而成的思想可以追溯到有文字记录的历史的开始时期。有人尝试要把各种各样的经验统一到一个万能的理论中。古代的希腊人就曾提出过几种统一的思想,其中之一就是发展得相当好的原子论。这多半要归功于苏格拉底之前的哲学家留基伯和德谟克利特。诗人卢克莱修在其诗作《物性论》中曾这样描述过:

“在深邃的虚空中,原子不得停息;它一直受到连续不断变化莫测的运动的驱动。某些原子被挤压到了一起,然后又跳得很开;某些受到冲击后在一个不大的范围内被抛来抛去。而那些由于结合得更紧而凝聚起来的则互相碰撞,微微跳跃。”

[Marshall Claggett. Quoted from *Greek Science in Antiquity*. Collier, 1955]

这一颇具预见的理论在19世纪的分子运动论方面很是风光,它赋予原子以质量、大小和运动这样一些性质,也把它们置于“虚空”——一种空无一物的空间,其作用像一种参考系——之中,从而使得它们在一种新的排列中运动和重新结合。原子这一名字来自希腊语“*átomos*”一词,意为“不可分割的”,这也是希腊人相信所有物质都是由几种基本粒子排列组成的思想的反映。

在19世纪,原子假设被发展成一个非常有力的解释体系,特别是麦克斯韦、玻尔兹曼和克劳修斯的工作陆续发表以后。他们向人们表明,宏观热力学,特别是气体理论的许多内容,都可以从物质在最小尺度上是由微小的、在虚空中飞来飞去的坚硬小球组成的这一假设推得。虽然用以推导这些结果的论据经常是难以捉摸和复杂难懂的,但其基本理论与德谟克利特和留基伯的并没有什么不同。然而,光谱学、化学和电化学中的一些发现以及电磁理论的发展,显示出了与这些元素有关的出乎人们意料的复杂性,并提出了有关原子的性质和可能的结构问题。

134

有些物理学家非常严肃认真地看待原子论,认为原子本身就是实在的东西,正如W. 汤姆孙(开尔文勋爵)所表述的那样,一个原子是

“一片物质,它具有形状、运动和行动规律,对科学研究而言是可以理解的对象。”

[Inaugural Lecture to the British Association, 1871. Quoted from *Inward Bound*, by Abraham Pais, OUP, 1986]

值得指出的是,某些有影响的科学家和哲学家,如马赫,则保留原来的看法,认为原子本身不再具有数学结构,这对解释某些事物是有用的,但与物理实在的许多方面不相符合。虽然随着 20 世纪的到来,原子论的反对意见站不住脚了,但是它却曾严重地阻挠过原子论者的工作。这种阻挠也曾刺激相信原子的人设法提供某种原子存在的经验的证据。原子论反对派的活动曾一度对玻尔兹曼的工作构成了很大的阻挠,从而使得他极为颓丧,并导致了他在 1906 年自杀身亡。这件事发生在爱因斯坦发表关于布朗运动的论文一年之后,这篇论文有力地提供了实验结果与原子论之间的联系。

### 5.1.2 光谱学

光谱学对于原子论(而且对于天文学和宇宙学)的重要性怎么强调都不会过分。光谱的美妙之处在于,它承载了各种光谱线的波长和强度的精确信息。这种信息强烈地要求对发光体作出解释,并导致了这样一种思想,光谱的富于特征的结构应该与发出光的原子的结构的基本层次有关。甚至在 200 年前,牛顿也曾有过这种想法:

“所有固定的物体被加热得超过一定温度时,不都发出光并显得闪闪发光吗?  
这样一种发射难道不是由物体各部分的振动造成的吗?”

[Isaac Newton, *Opticks*, Query 8]

1852 年斯托克斯对这种说法作出了响应,只不过他在论文中用的是“分子”一词,恐怕我们应该用“原子”一词来代替它(也许是因为原子结构的思想与不可分割性的思想是截然相反的缘故):

135 “最有可能的是……光的分子振动并不是由分子相互之间的运动造成的,而是由分子本身各个组成部分之间的相互运动造成的,是由将分子的各个部分凝聚到一起的内力所造成的振动。”

[Quoted from *Inward Bound*, Abraham Pais, 1986, OUP, 175]

氢光谱首先是由埃斯特伦(Anders Jonas Ångström)于 1853 年测得的。但是系统的光谱分析则发端于 19 世纪 60 年代基尔霍夫和本生的工作。他们用本生灯做实验,对于先前使用的发热体而言本生灯有着很大的优越性,它提供的是一种不发光的火焰,使得各种发热体的光谱能被看得更加清楚。他们得出结论说:

1. 光谱测量的精度高得难以置信,一个元素的光谱以一种独特的方式表征该元素;
2. 可以使用光谱分析来辨认尚未被发现元素;
3. 来自恒星的光谱可能会显示恒星大气中的元素和化合物。

1864 年麦克斯韦电磁方程组正式发表,该方程组也包含有电磁波是由加速电荷发出的这样一种思想。这就向人们暗示,原子本身也可能含有电荷,它们在原子内部的运动有可能对光谱作出解释。然而,这也会带来一些问题。根据经典热力学,任何内部自由度应该对该元素的比热有贡献。这就是说,如果物质被加热,一个内部自由度就是另一个振动模,它可

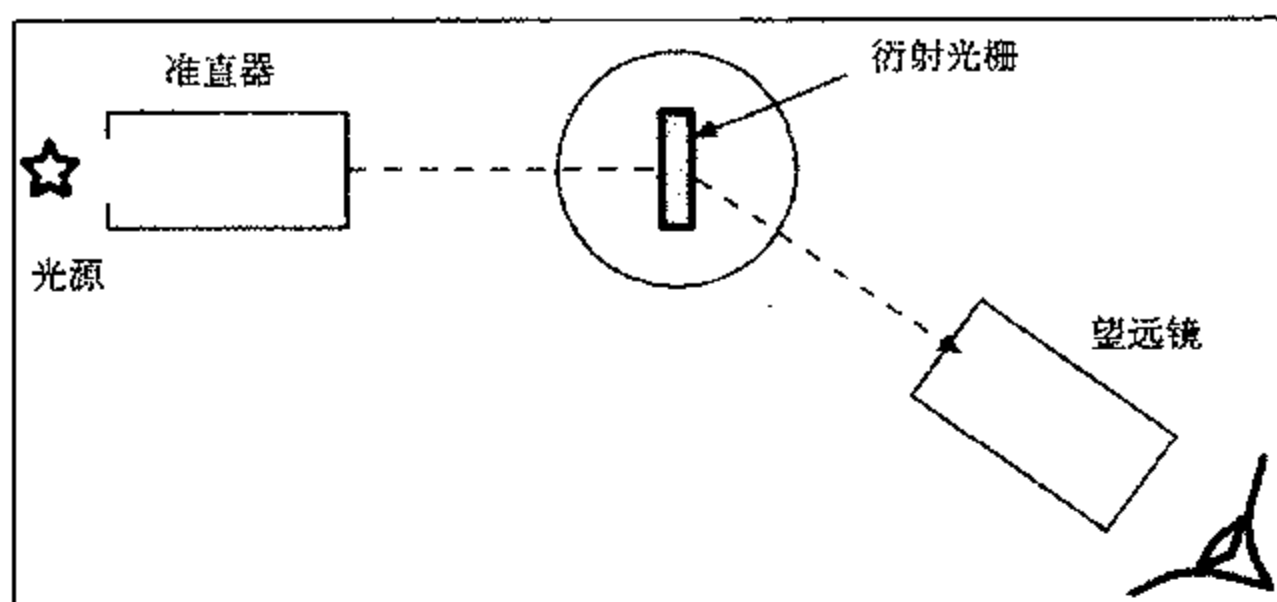


图 5.1 光谱学。图中所示的是一台简单的光谱仪。准直器把来自光源的一小部分光变成平行光,然后将它们引至一衍射光栅。该光栅产生方向十分确定的明亮的极大条纹,使重要光谱线的波长得以测定。

以吸收某些内能,这样一来,物质的温度每增加 1 度所要求的能量就会更大。需要用来解释原子光谱复杂结构的内部自由度的数目就可能使得理论上的比热数值过大。麦克斯韦本人就曾把此看作是气体运动理论的一个主要问题。 136

“光谱仪告诉我们,有些分子能够搅起许许多多各种各样的振动。因此它们必然是一些相当复杂的体系,具有 6 个以上的变量(表征一个刚体的数)……每个附加的变量又使其比热增加……其复杂性每增加一层,只会更加难以使比热的观察值与计算值保持一致。现在我只是向你提出我考虑的分子说所遇到的最大困难是什么。”

[James Clerk Maxwell. Quoted from *Inward Bound*. 1875, 175]

法拉第关于电解的实验表明,物质和电是有紧密联系的,这一思想促使他于 1874 年第一次去估算基本电荷  $e$ ,这是 1891 年被斯托尼(Stoney)称之为“电子”的一个单位。法拉第意识到,可以用电原子来解释化学键和原子结构:

“尽管我们对原子仍是一无所知,但这并不能阻止人们想象小粒子的结构……现在已经有了大量的事实让我们相信,物质的原子以某种方式被赋予了电功率,使它们有了最为动人的性质,也使它们之间具有了亲和力。”

[Michael Faraday. *Experimental Researches into Electricity*. Quoted in *Inward Bound*. London: 1839, 80]

到了 19 世纪末,科学发展到了将要出现重大突破的阶段。原子理论已经取得了某些成功,这些成功给人们留下了深刻的印象,特别是在解释气体行为和化学合成方面。即便如此,它仍然遭到了许多科学家的怀疑。光谱学已提供了大量详细的信息,这些信息向人们暗示,原子内部应该有一个有序的结构。光谱学和电解实验似乎都要求原子应该包含具有各种各样自由度的电荷,并且这些电荷是一个电子单位的分立的倍数。当时虽然已经有了“电子”这个名称,但还没有一个清晰的原子模型,因而这个名称指的并不是一个粒子,而只是一个最

小的可能的电荷单位。过了不久各种各样关于原子的模型被提了出来,包括 W. 汤姆孙的以太中的涡旋环,以及 J. J. 汤姆孙的“葡萄干面包”模型,在这一模型中负电荷嵌在一种弥散的带正电的物质中。然而两个关键的发现——1897 年 J. J. 汤姆孙发现电子以及 1909 年盖革(Geiger)、马斯登(Marsden)和卢瑟福发现原子核——导致了人们更为熟悉的行星模型的出现。

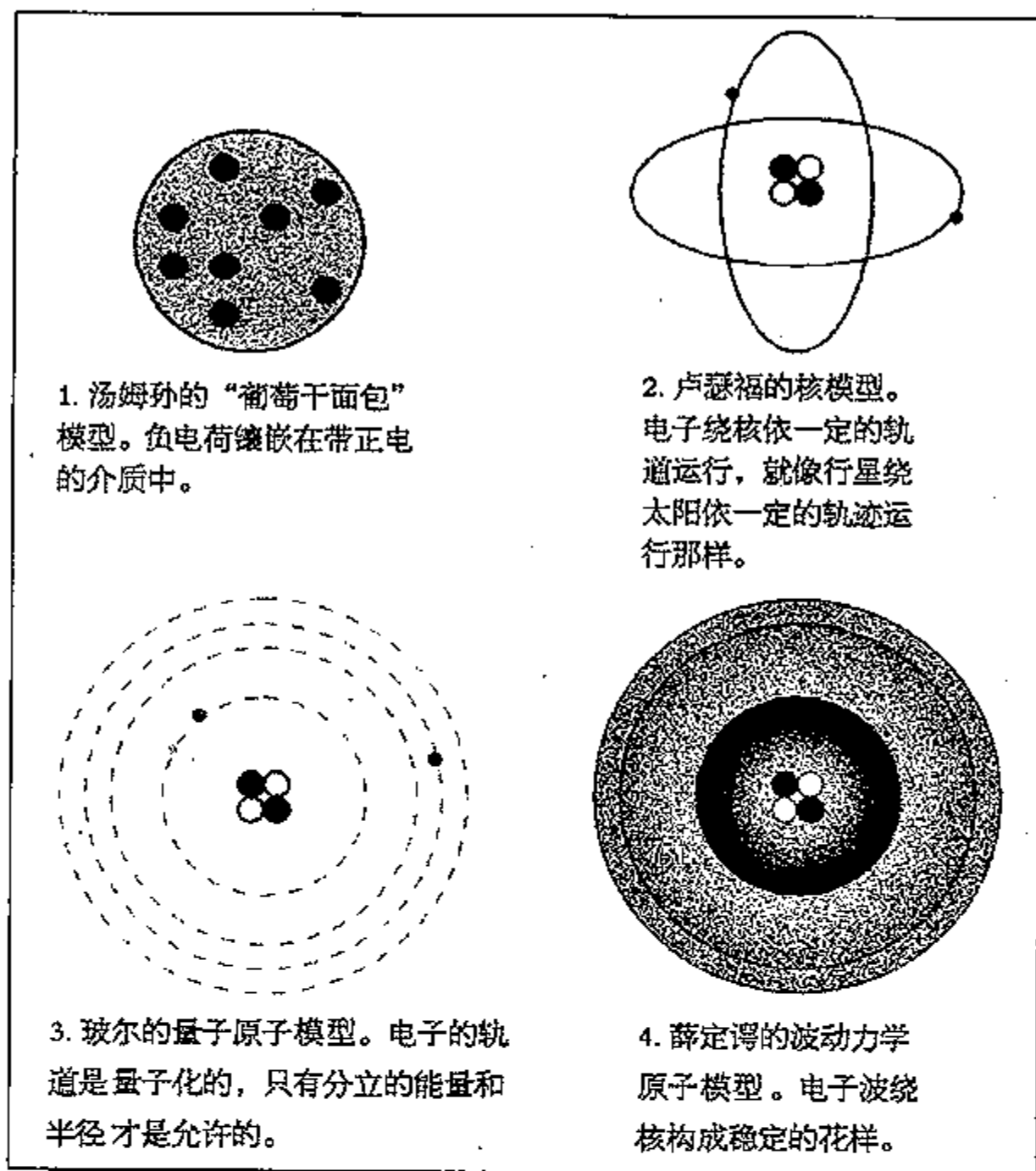


图 5.2 原子理论的演化。

从 1895 年到 1925 年物理学家关于原子的模型逐步形成:

1. 卢瑟福的核原子;
2. 玻尔的量子化原子;
3. 薛定谔的波动力学原子。

量子理论的发展以及对原子光谱的解释放在第 2 章讨论,本节我们将集中叙述揭示原子和核的结构与内含以及标志粒子物理学发端的那些发现。

### 5.1.3 电子

“对于汤姆孙而言,他的阴极射线工作只是建立清晰的气体放电理论征途上的一步,正是因为这点,而不是阴极射线的工作使他于 1906 年荣获了诺贝尔奖。不管是阴极射线、微粒,还是电子都没有在引文中提到。的确,那时对于许多人而言,

汤姆孙并不是确信无疑的电子的发现者。较多的说法认为洛伦兹、拉莫尔(Larmor)、塞曼(Zeeman)或威克特(Wiechert)的工作是确立电子存在的重要步骤,而汤姆孙的工作则简直是微不足道的。

应该说是汤姆孙使得19世纪的电子变成了“实在的东西”,这句话听起来有点后见之明的味道,因为在1897年产生一个电子的理论想法已经不是什么困难问题了。汤姆孙就是恰在此时精确地描述了借以辨认、控制并测量电子的实验现象。汤姆孙在他的 $e/m$ 实验中明白无误地做到了这一切,他向世人表明,如何用磁的和电的方法使电子偏折,如何对它们进行测量,如何来看待这些测量的意义。通过 $e/m$ 实验电子理论才从一个抽象的数学假设变为经验上可以感知的实在,并大大扩展了它在这一过程中的意义。”

[Isobel Falconer. J. J. Thomson and the Discovery of Electron. *Physics Education*, IOP, 1997, July]



图 5.3 J. J. 汤姆孙(1856—1940)因其发现电子而荣获1906年度的诺贝尔物理学奖。汤姆孙后来关于离子束的研究由阿斯通(Aston)开发成质谱仪。  
尼克·亚当斯绘

电子是第一个被发现的亚原子粒子,它是在一种叫做克鲁克斯放电管的粒子加速器中被发现的。但是为了使当时的科学家确信看不见的微观世界是包含具有不同性质的粒子的客观实在,必须要有令人信服的实验证据,而确认电子存在的实验工作却经历了一个漫长的过程。这种朴素的现实主义对于日后(核、质子、中子等等)的发现是必不可少的,但是当20世纪20年代量子理论的全部含义开始受到欣赏时,却陷入了深深的麻烦。汤姆孙并不是思索电子是粒子,电荷可以有效地被量子化的第一人。亥姆霍兹在他的1881年的法拉第讲座中十分清楚地论述道:

“如果我们接受基本物质都是由原子组成的这样一种假设,那么我们会不可避免地得出这样的结论,即无论正电还是负电,都可以分为若干一定的基本组分,其行为就像电的微粒一样。”

[Quoted in *Physics Education*. 1997, July, 221]

汤姆孙并没有使用“电子”这一术语,他把阴极射线中带负电的粒子叫做“微粒”。他的成就是让人人都信服这种微粒是实在的东西,电子是一个粒子,可以用电场和磁场将它推来推去,在原子内部作为原子结构的一个组成部分而有它的位置。这一图像使得人们易于理解电离和化学键,然而汤姆孙自己的模型(“葡萄干面包”模型)原来却是错的,在卢瑟福的模型中,电子的地位正像带正电的核的卫星。

汤姆孙测量电子比电荷(荷质比 $e/m$ )所得出的值要比从电解实验计算得到的氢离子的比电荷值大得多。对这一问题有若干条理由需要加以考虑:一个电子所携带的电荷与一个离子所携带的电荷并没有显著的差别,因此汤姆孙把这一点看作是电子的质量和尺度要比

氢原子的小得多的证据(这点似乎也被它们能够穿透金属薄膜所证实)。比电荷的现代值是  $e/m = -1.758\,820 \times 10^{11} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$  (约比氢离子的比电荷  $q/m$  大 1 800 倍)。

用以测定比电荷的方法涉及到了若干个在所有现代的粒子加速器中都能看到的最为重要的技术。汤姆孙的一系列实验,与盖革及马斯登的散射实验一起,可以看作是实验粒子物理的开端——这是一门高能物理的“大科学”,在 20 世纪的科学研究中它一直占有统治地位。

1. 粒子的动作发生在克鲁克斯管内部的高真空中。这一真空条件是必不可少的,否则粒子就会与气体分子发生碰撞并散射。在现代粒子加速器中所需的真空比汤姆孙实验中的要低得多,因为现代实验中的粒子束的能量要大得多,被加速了的粒子所走的路径也要长得多。

140 2. 带电粒子是在电极之间由电场加速的。在现代同步回旋加速器中,在圆形束流管中有若干个加速点,粒子通过这些加速点时被加速到预定的速度。电极是由射频交流电压激励的,电压的变化应与粒子的旋转协调一致,这样当电子通过时,电极的极性使电子能得到加速。

3. 用电磁场使粒子束偏折。偏折量与粒子的动量和电荷有关。即令是在如欧洲原子核研究组织(CERN)那样的机构中,大型分层探测器仍然使用这种方法。

4. 偏折的粒子束用荧光来显示——电子把它们的动能转移给靶材中的原子,原子随之发出光。在现代探测器中使用这种技术来测量粒子能量,电视机也是运用这种技术产生图像的。

#### 数学框: $e/m$ 的测量(见图 5.4)

这一方法类似于 1897 年 7 月汤姆孙用来测量  $e/m$  的第二个方法。让电子束通过某一区域,在这个区域中电场和磁场的方向是相互垂直的,这样它们施加到电子束上的力就会产生相似的偏折。(调整电场和磁场的设置,使得它们施加到电子束上的力方向相反,因此电子束不发生偏折)。这意味着它们施加到电子上的力是相等的:

$$\begin{aligned} \text{电力} &= Ee \\ \text{磁力} &= Bev \\ Ee &= Bev \\ E &= Bv \end{aligned} \quad (1)$$

$E$  和  $B$  可以从实验结果算得,  $v$  与电子的动能相联系,后者又随之与加速电压  $V$  相联系:

当电子从阴极到达阳极时电势能的损失  $\Delta PE = -eV$

阴极和阳极之间所得到的动能增益是  $\Delta KE = \frac{1}{2}mv^2$

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV \quad (2)$$

联立式(1)和式(2),消去  $v$ ,得

$$\frac{e}{m} = \frac{E^2}{2B^2V}$$

1899 年汤姆孙证明,在光电效应中所发出的带负电的粒子具有与电子相同的荷质比  $e/m$ 。其他几个实验物理学家,特别是考夫曼,也证明了(至少在低速时) $\beta$ 射线的  $e/m$  与电子的相同。



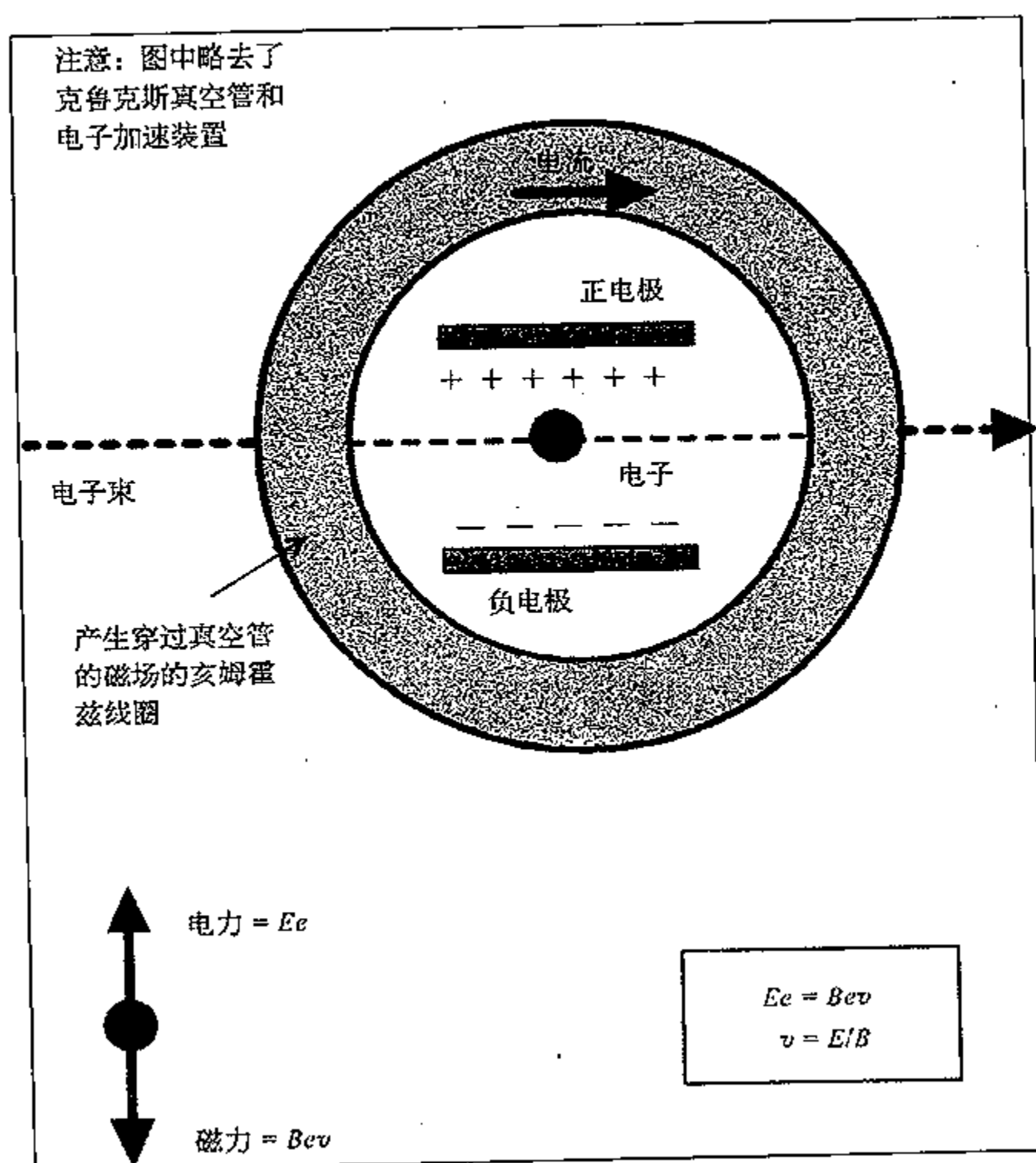


图 5.4  $e/m$  的测量。当电场和磁场对其施加大小相等、方向相反的力时电子不会发生偏折。对以特定速度行进电子而言，电场和磁场强度的比是唯一的，依此便可测得荷质比。

## 5.2 核

### 5.2.1 卢瑟福散射实验

“那简直是一桩难以置信的事件，然而在我的一生中还是恰恰被我遇到了。说它难以置信，是因为它正好像你向一片棉纸发射了一颗 15 英寸(约 38 厘米)的炮弹，它竟返了回来而把你给击中了。”

[Rutherford, Quoted from *Inward Bound*. Abraham Pais, OUP, 1986]

贝克勒尔于 1896 年发现了放射性，1898 年卢瑟福又从穿透性更强但电离性能不太强的  $\beta$  射线中辨明了电离性能很强的  $\alpha$  射线。1909 年(即卢瑟福荣获诺贝尔化学奖的第二年)卢瑟福建议他的两个研究生盖革和马斯登研究一下，若把一细束  $\alpha$  粒子射向一张薄金箔，看会发生些什么事情。令他们大为惊讶的是，8 000 个人射的  $\alpha$  粒子中有一个被弹了回来。

为什么说这是一个令人惊奇的结果？因为那时候，人们知道  $\alpha$  粒子带一个正电荷，其电量等于电子电量的 2 倍。 $\alpha$  粒子的质量约为电子质量的 8 000 倍。人们也知道  $\alpha$  粒子以 5% 光速的速度运动，并能够穿透薄金属箔。所有这些提示人们， $\alpha$  粒子是很小的（与原子相比）高度荷电的粒子，具有很大的能量和动量。一团弥散的正电荷，有几个质量很小的电子散布其中，它们能够引起入射  $\alpha$  粒子的微小偏折。卢瑟福花了两年时间设法去解释这些现象，1911 年提出了他的核原子模型：

143

1. 大部分的质量 ( $> 99.9\%$ ) 和原子的全部正电荷都集中在一个微小的中央区域（小



图 5.5 卢瑟福(1871—1937)是一位富有想象力的实验物理学家，他在原子和核物理方面的工作奠定了整个 20 世纪物质研究的基础。他早期关于放射性的工作澄清了发射的性质，1910 年他指导盖革和马斯登去进行  $\alpha$  散射实验，就是这些实验确认了原子核的存在。他和索迪一起解释了核嬗变的机制，1919 年他进行了使原子发生裂变的实验，第一次产生了人工放射性。令人惊讶的是他并没有因此获得诺贝尔物理学奖，却在 1908 年获得诺贝尔化学奖。

尼克·亚当斯绘

于原子直径的  $1/10\,000$ )。这就是原子核。

2. 电子与核保持相对较大的距离,并绕核作圆周运动。电子的全部负电荷恰好平衡了核上的正电荷。

这还不止是定性的推测。卢瑟福还计算了入射的  $\alpha$  粒子是如何从核上散射的,并解释了由盖革和马斯登测得的散射花样。在这一方面他是走运的。 $\alpha$  粒子具有大约  $5.0\text{ MeV}$  的能量,这一能量足够大,从而使  $\alpha$  粒子能穿过那些绕核运动而质量几乎可以忽略的电子然后散射出来,但又不是大到使得库仑散射假设失效。能量更高的  $\alpha$  粒子走更近的路到达靶核,在强核力的影响下弹回来(1911 年对此已不再怀疑),正像  $5.0\text{ MeV}$  的  $\alpha$  粒子射向质量较小的靶核时会弹回来一样。那就是说,卢瑟福的散射公式非常有效,很快它就被用来研究靶核的性质(比如电荷)。这对确认作为周期表基础的原子结构的层次以及放射性衰变中核嬗变的模式很有帮助。

144

### 5.2.2 核子

尽管 1911 年已经确认了核的存在。但直到 20 世纪 30 年代以前质子-中子模型还是没有被普遍接受。十分清楚的是,核不可能是氢核的简单组合(“质子”这一名称是卢瑟福迟至 1920 年才提出的),因为原子质量比核电荷增加得更快这一点早就是十分清楚的了。

元素	核电荷/ $e$	原子序数 $Z$	原子质量/ $g$	原子质量数 $A$
氢	1	1	1.008	1
氦 4	2	2	4.003	4
铁 56	26	26	55.847	56
铀 238	92	92	238.029	238

卢瑟福认为,氦核( $\alpha$  粒子)必须是由 4 个氢核和 2 个电子组成的。这样核的质量和电荷就能以物理学所认知的粒子加以解释。因此, $\beta$  粒子会从核弹射出来,它们就是电子,那么,电子必然是核的组成部分。然而,渐渐地人们意识到,质子-电子模型可能并不正确:

1. 按静电自能等于其质能的等式所发现的电子的经典半径与核子可以比拟,这样一来就很难想象这么多的电子和质子能够挤在这么小的空间里,如果它们应该被静电力束缚在一起的话。

2. 不确定性原理说,当粒子位置的不确定性变得越来越小时,粒子动量的不确定性就增大。如果电子被包含在核中,那么它们的位置的不确定性应该很小。这就意味着,与其动能相联系的动量的不确定性就会出奇地大。事实上它们的能量要比静电结合能大得多,因此,任何进入核子的电子将很快被弹射出来。不确定性原理有效地为原子尺寸设置了一个下限。

3. 电子自旋也是有问题的。质子-电子模型涉及到大量的自旋粒子,所以核本身应该具有磁矩(它是有的),这个磁矩将会影响作轨道运动的电子的能级,并增加上述实验中所观察到的光谱线的超精细劈裂的大小。

4. 另一个与自旋有关的问题与守恒定律有关。在质子-电子模型中,一个镅核含有偶数个自旋为  $1/2$  的粒子,但是一个镅同位素却测量出一个  $1/2$  的核自旋,这一结果用偶数个自旋为  $1/2$  的粒子是不可能获得的。

145

5. 我们已提到过费米子具有与玻色子不同的统计。一个包含奇数个自旋为  $1/2$  的粒子的核的行为应该像费米子, 而一个包含偶数个自旋为  $1/2$  的粒子的核的行为应该像玻色子。直到 1929 年人们才知道两个核——氮 14 和锂 6 的统计结果是错的。两个粒子的行为像玻色子, 而质子-电子模型把它们搞成了费米子(在氮中是  $14+7$  个粒子, 而在锂中是  $6+3$  个粒子)。

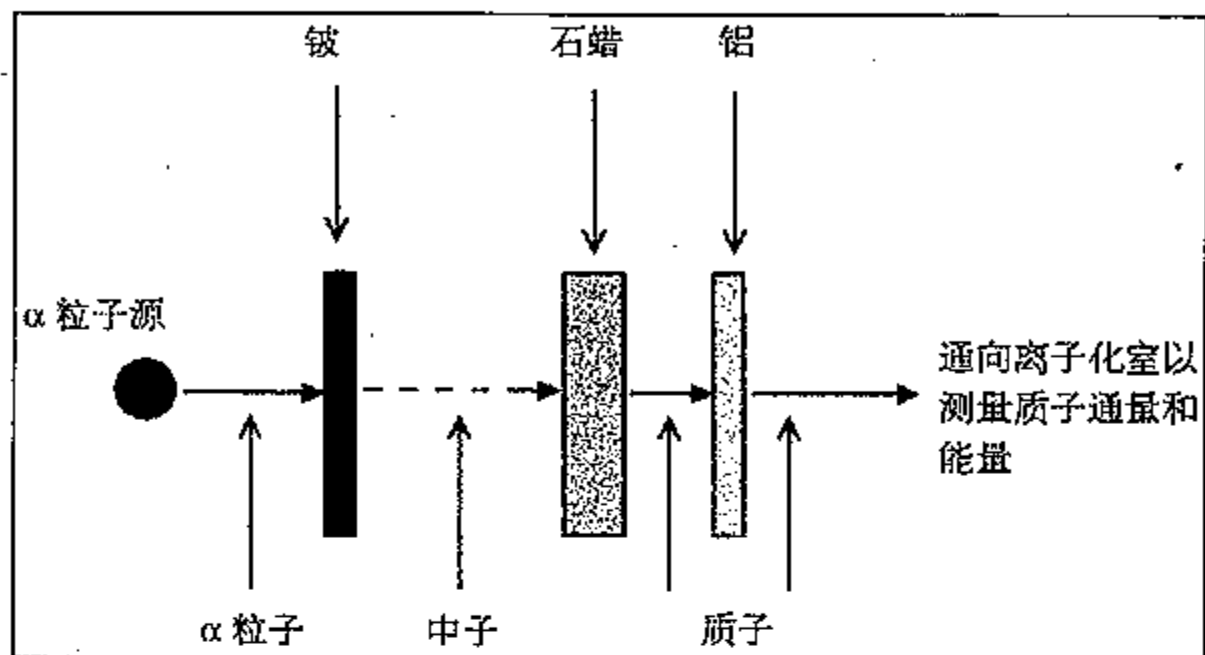


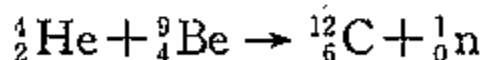
图 5.6 中子的发现。当  $\alpha$  粒子撞击铍时, 它们就会从该金属中击出中子。然而这很难加以测量, 因为中子的质量几乎与质子相等, 后者是从石蜡中被撞击出来的。查德威克使用铝吸收体测量了发射出的质子能谱, 从而推知了中子的存在。

20 世纪 20 年代早期卢瑟福(或别的什么人?)已经考虑到这样的想法: 即核可能包含一个中性的粒子。卢瑟福的中子是一个紧紧束缚的系统, 它由一个质子和一个电子组成(而不像他的由 4 个质子和 2 个电子组成的  $\alpha$  粒子的模型), 术语“中子”是 20 世纪 20 年代晚期引入的。卢瑟福提出过许多产生或测定中子的方法, 包括这样的想法, 即当电子跌落进核中时, 氢原子可能坍缩为中子。但是导致发现中子的决定性的观察则是由博特与贝克(Herbert Becker)于 1930 年和约里奥-居里于 1932 年作出的:

1. 博特与贝克注意到, 当用  $\alpha$  粒子轰击铍时, 铍发射出一种穿透性非常强的核辐射;
2. 约里奥-居里发现, 这种辐射有可能从石蜡(一种有多个氢原子束缚于碳原子的碳氢化合物)击出质子。

这些小组中没有一个人能够正确解释他们的观察, 那时候与卢瑟福一起工作的查德威克却把寻找中子比作在皮卡迪利广场寻找隐身人。由于反冲, 那个隐身人暴露了自己, 你可以从反冲的人们的踪迹说出他在哪儿。中子也是这样, 由于反冲而暴露了自己。查德威克对这一观察的解释如下:

1. 当  $\alpha$  粒子击中铍时, 它们就将之转化为碳 12 并发射一个中子:



2. 中子在石蜡中与质子相撞, 由于它们的质量几乎相等, 因此把质子弹射了出来。

他向世人表明, 如果质子确实是被一个质量相当的粒子撞击的话, 那么它们的反冲速度与守恒定律是一致的, 这一点有力地支持了他的解释。若要不违背这些定律, 那么关于发射出的是  $\gamma$  射线的想法(另一种解释)不可能解释这一结果。值得指出的是, 中子是最后一个在小型的桌面实验上被发现的亚原子粒子(查德威克所用的原始装置只有 15 cm 长, 4 cm 宽)。

一旦中子被确认为是一个核粒子,那么质子-中子模型也就确立起来了,那个质子-电子模型也就淡出了物理学界。质子和中子被称为“核子”。

一个原子的核由两个数加以描述:

1.  $Z$  = 质子数(原子序数 = 在周期表中的位置);
2.  $A$  = 核子数(原子质量数——不要与原子质量相混淆)。

一类特别的核(核素)是这样标记的: ${}_Z^AX$ ,例如 ${}_{6}^{12}\text{C}$ 。有时候还使用第三个数——中子数:  $N = A - Z$ 。

特殊元素的同位素具有相同的质子数,但中子数不同(即  $Z$  相同而  $A$  不同)。 $Z$  值决定了电子数,以及电子的排布和化学性质。这就是为什么同一元素的同位素具有相同的化学性质,因而分离起来极其困难。这就是第二次世界大战期间同盟国的物理学家们为了研制原子弹,要从铀 238 分离出铀 235 所面临的主要问题。

147

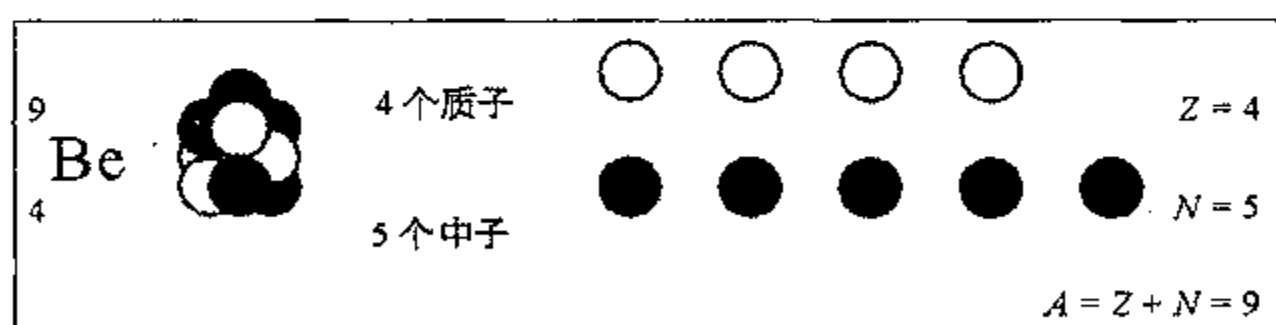


图 5.7 铍 9 的核

当然,中子发现后也留下了许多有待回答的问题。为了解决自旋问题,中子必须是一个自旋为  $1/2$  的粒子,而不像卢瑟福所想象的那样是一个电子和质子的简单的束缚态。另一方面, $\beta$ 衰变要求(见后面的图 5.9),在某些情况下中子可以衰变成一个质子和一个电子,但这是一个显然违背角动量守恒定律的过程(因为一个半自旋的粒子显然转化成了两个半自旋的粒子)。海森伯对质子-中子核的早期模型给出了理论处理,费米则研究了核经由弱核力的衰变,而上述守恒定律被明显破坏的问题是由泡利解决的,他提出其中存在一个新粒子(现在叫做反中微子)。

### 5.2.3 放射性和核

“因此,我们从这些实验可以得出结论,所研究的磷光物质发出辐射,它能穿透不透光的纸,并能还原银盐。”

[Henri Becquerel. On the Radiation Emitted in Phosphorescence. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*. Paris: 1896, February]

贝克勒尔(1852—1908)在 1896 年早些时候和许多物理学家一样,由于伦琴发现了 X 射线而兴趣大增。他怀疑那些吸收光后又发射光的荧光盐和磷盐是否也能发射出 X 射线。于是他便开始了一系列实验来寻找它们。他的实验表明,不管用什么方式激发那种盐,辐射依旧,当盐熔化或溶解(众所周知那是使磷光停止发光的条件)时,那种辐射也并不消失。他也演示了那种辐射在空气中产生了电离,从而使验电器放电。他所用的磷光物质是铀盐,因

148 此他得出结论说,发出那种辐射的根源不是磷光物质,而是铀。



图 5.8 玛丽亚·斯可罗多夫斯卡·居里(1867—1934)发现镭和钋,证明了放射性衰变必然是一种原子过程。玛丽亚和皮埃尔·居里、贝克勒尔分享了1903年度的诺贝尔物理学奖。

尼克·亚当斯绘

1898年卢瑟福研究了铀辐射的穿透本领和电离本领,发现该辐射是由两部分组成的,一部分是能够高度电离的射线,但穿透能力较弱,他把它称之为“ $\alpha$ 射线”;另一部分电离本领不太强,但穿透能力较强,他把它称之为“ $\beta$ 射线”。 $\gamma$ 射线是1900年由维拉德(1860—1934)发现的,这种射线是由镭发出的,具有特别强的穿透本领。他也演示了电场和磁场都不能使其偏折。

1. 1902年考夫曼确认了 $\beta$ 射线就是电子,他观察到在磁场中它们会偏折,并测量了它们的比电荷( $e/m$ )。

2. 1908年卢瑟福和罗伊兹(Royds)确认了 $\alpha$ 射线就是氦核。他们在真空室中使 $\alpha$ 粒子停住,并收集了所产生的足够多的气体,表明那确实是氦(当 $\alpha$ 粒子减速时,它们只获得2个电子)。他们的实验是这样做的,通过气体放电发出火花,分析所发出的光谱。

3. 1912年卢瑟福和安德拉德(Andrade)确认了 $\gamma$ 射线和X射线是两种类似的辐射。他们观察到了 $\gamma$ 射线从晶体表面的折射,并将它们与预期由X射线引起的折射作了比较。

辐 射	性 质	电离本领	使之停下来的物质
$\alpha$	氦核 ${}^4_2\text{He}$ 或 ${}^4_2\alpha$	大	卡片/皮肤 几厘米厚的空气
$\beta$	电子 ${}^0_{-1}\text{e}$ 或 ${}^0_{-1}\beta$	中等	几毫米厚的铝 几米厚的空气
$\gamma$	高频光子 ${}^0_0\gamma$	低	几厘米厚的铅

149 在那同一时期,也出现了另外两项重大的进展:

1. 居里夫妇演示了,钍以与铀(但更为活泼)类似的方式发出辐射,并且他们分离出了这两种新元素:钋和镭。就是这项工作使他们真正向世人证明,放射性是一种原子过程。此时他们也引入了术语“放射性”。

2. 卢瑟福继续研究由欧文斯(R. B. Owens, 1870—1940)开始的工作,后者已经注意到钍盐的放射性强度在空气流出现时会突然改变。卢瑟福证明了这是因为它向空气释放出了—种新的“放射性”元素氡——一种发射 $\alpha$ 粒子的气体(那时候叫做镭射气)。因此,如果氡被捕获和监测,那么它的放射性强度就会跌落到正常的水平,每55.5 s其质量就减少一半。

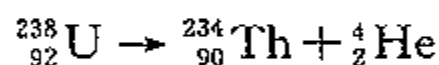
居里夫妇的工作奠定了放射化学的基础,并使他们分享了1903年度的诺贝尔物理学奖。同时,卢瑟福在继续研究钍化合物的性质,并与索迪一起开始准备提出放射性衰变的理论。1902年他们发表了自己的工作,并在随后的5年中阐明了细节。而在这个时候,占统治地位的原子模型是汤姆孙的“葡萄干面包”模型。然而我们已经讨论过其后由卢瑟福提出

的原子的核模型,因此在这儿我们离开一下历史的线索,讨论一下放射性衰变的机理就是一种核衰变的过程还是讲得通的。

放射性衰变就是一种核过程。它涉及到核从一个元素的衰变,并衰变为另一种元素的核。当这种衰变引起核能的释放时,发生的是自发衰变。这一点可以用爱因斯坦的质能方程进行计算:

$$E = mc^2$$

如果产物的总质量小于初始粒子的总质量,那么衰变就可能发生(假定其他守恒定律都不破坏)。例如,在铀 238 到钍 234 的  $\alpha$  衰变中



一个氦 4 核加上一个钍 234 核的总质量小于一个铀 238 核的质量。质量亏损为  $\Delta m$ 。这一质量的等效能量( $c^2 \Delta m$ )释放变成两个产物核的动能。值得指出的是,总质量(包括释放为能量的那部分质量)仍然是守恒的,总能量(包括所有剩余的能量)也是如此。在具有相当多的质子的重核中  $\alpha$  衰变是很常见的。

从表面上看, $\beta$  衰变用质子-电子模型比用质子-中子模型解释似乎更为容易些。后者并不包含任何电子,那么电子是怎么能够发射出来的呢? 在 20 世纪的头三分之一的时间里, $\beta$  衰变对理论物理学家引出了若干重大问题,曾一度导致某些人(包括玻尔)提出,在核内部能量守恒定律可能要加以放弃! 这些重大问题是: 150

1. 电子来自何处?
2. 发射出的电子具有一个连续的能谱,那么丢失的能量是怎么回事呢?
3. 角动量相加后的总数不对。包含偶数个自旋为  $1/2$  的粒子的核(例如碳 14)怎么能够发射另一个自旋为  $1/2$  的粒子呢? 在衰变后奇数个粒子的自旋不可能组合起来等于原始核的偶自旋。

解决这些问题需要新的物理学。对此作出贡献的物理学家有:泡利和费米。泡利提出,在衰变过程中,还有另一种粒子(现在知道它就是中微子)与  $\beta$  粒子一同被发射了出来;而费米则引入了一个作为  $\beta$  衰变媒介的弱核力的思想。

泡利是 1930 年提出该新粒子的。下面所引的一段话摘自他寄给 12 月 4 日在图宾根召开的放射性专家会议的一封信:

“亲爱的放射性专家——女士们和先生们:我绞尽脑汁,一直在苦苦思索有关氮和锂 6 核的错误的统计,以及连续  $\beta$  谱的问题……我觉得,在核中可能存在电中性的粒子,我暂且将之叫做中子(现在知道那就是反中微子,在 1930 年中子还尚未被发现),它具有  $1/2$  的自旋,并满足不相容原理……

此时我还不敢对此发表任何东西,我只能先向你们吐露一下我所能想到的,亲爱的放射性专家们,并向你们求教,如何才能用实验证明这样一个中子(反中微子)呢?”

[Quoted in *Inward Bound*. Abraham Pais. OUP, 1986, 315]

现在被叫做中子的粒子在那时很难找到,只是在被反冲时才露一下面,但是至少它具有足够大的冲劲,能把质子弹射出去。泡利所预言的粒子是一个异乎寻常的东西——它几乎

没有质量,没有电荷,它只以弱核力发生相互作用(这一点与中子所具有的强相互作用和电磁相互作用正好相反)。因此,直到1956年中微子才被人们用实验方法发现这一点并不令人惊讶,而它们的相互作用仍然有颇多争议之处。在写作本书时,来自日本的中微子实验结果似乎表明,中微子是有质量的,这一结果(如果能被确认的话)对粒子物理和宇宙学都具有重大的意义。但是其后还有更多的问题需要弄清——怎样用反中微子才能解决 $\beta$ 衰变问题呢?怎样才能检测到中微子和反中微子呢?

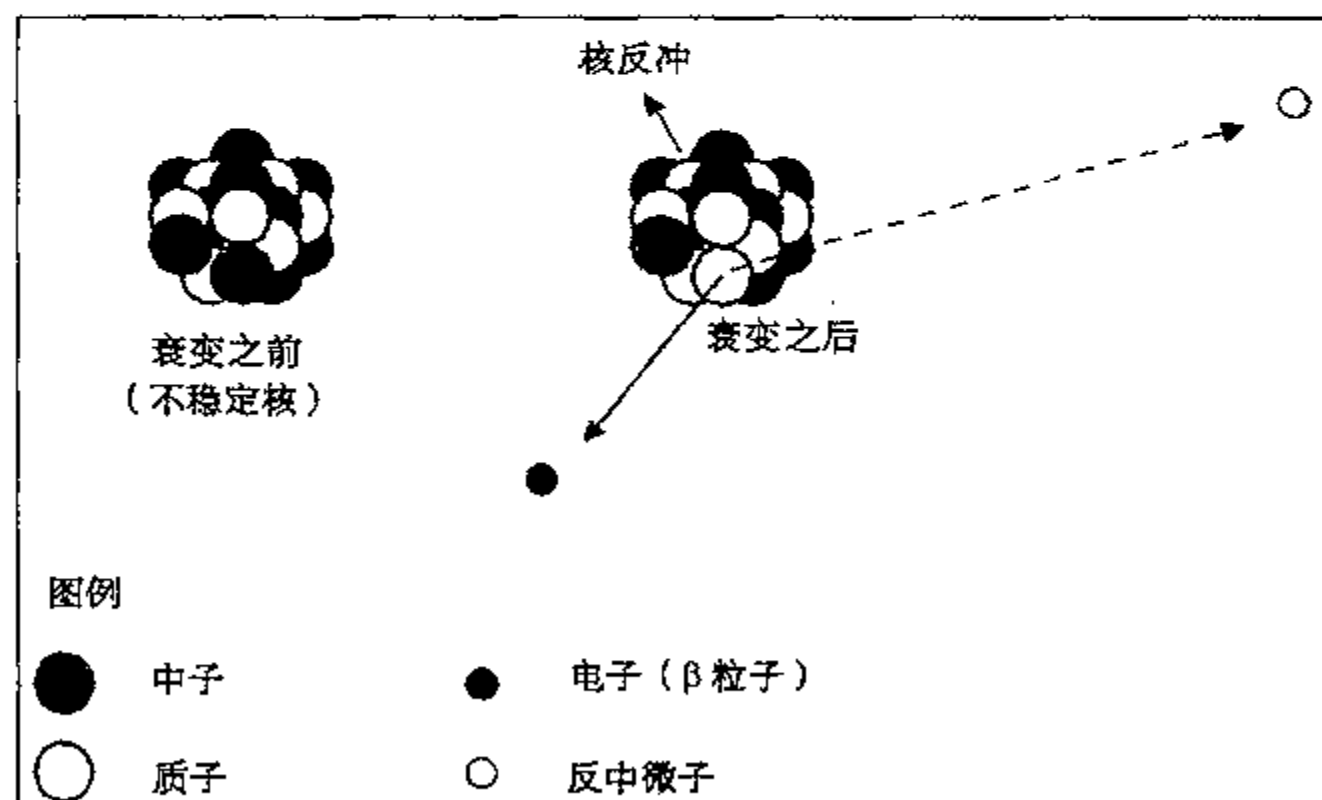
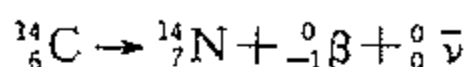
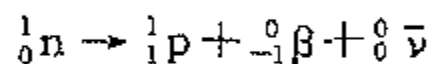


图 5.9  $\beta$  衰变。在一个不稳定核中的中子衰变成一个质子,同时发射出一个电子( $\beta$ 射线)和一个反中微子。

构成 $\beta$ 衰变的基本过程是一个中子衰变成核中的一个质子。 $\beta$ 粒子确保电荷是守恒的,但不能由其本身维持能量和角动量的守恒。正因为如此反中微子便有了用武之地。那是一个在衰变的瞬间与电子一块儿产生的自旋为 $1/2$ 的粒子,这样,以碳14为例的 $\beta$ 衰变实际上是这样的:



其中左上角的数字是核子数,左下角的数字是电荷数。中微子符号上方的一短横表示是一个反粒子。必须强调,电子和反中微子是在衰变中产生的,衰变前在该核中并不存在(不考虑泡利上面所作的评论)。作为基础的核子的衰变是



对自由中子而言,这一反应是自发的(因为中子的质量大于一个质子和一个电子的质量之和),随后这些中子衰变为半衰期约为11.7分钟的质子。几点说明:

1. 一对自旋为 $1/2$ 的粒子的产生意味着角动量是可以守恒的。例如,如果一个核X经由 $\beta$ 衰变而变成另一个核Y, X和Y具有相同的自旋,那么电子和反中微子必须具有反平行的自旋。如果X和Y它们所具有的自旋差一个单位,那么必须具有平行的自旋。

2. 发射两个粒子意味着,所释放的几乎完全等于两个轻粒子的能量能够以任何比例在它们之间分配。这就解释了 $\beta$ 粒子的连续能谱。它们可以具有从近于零到几乎等于在衰变



中所释放出的全部能量(因为反中微子的静能的确是非常小的)。

3. 发射两个粒子还意味着核的反冲并不正好与产生出来的  $\beta$  粒子离去的方向相反。这一点已在  $\beta$  衰变的气泡室照片中观察到了。

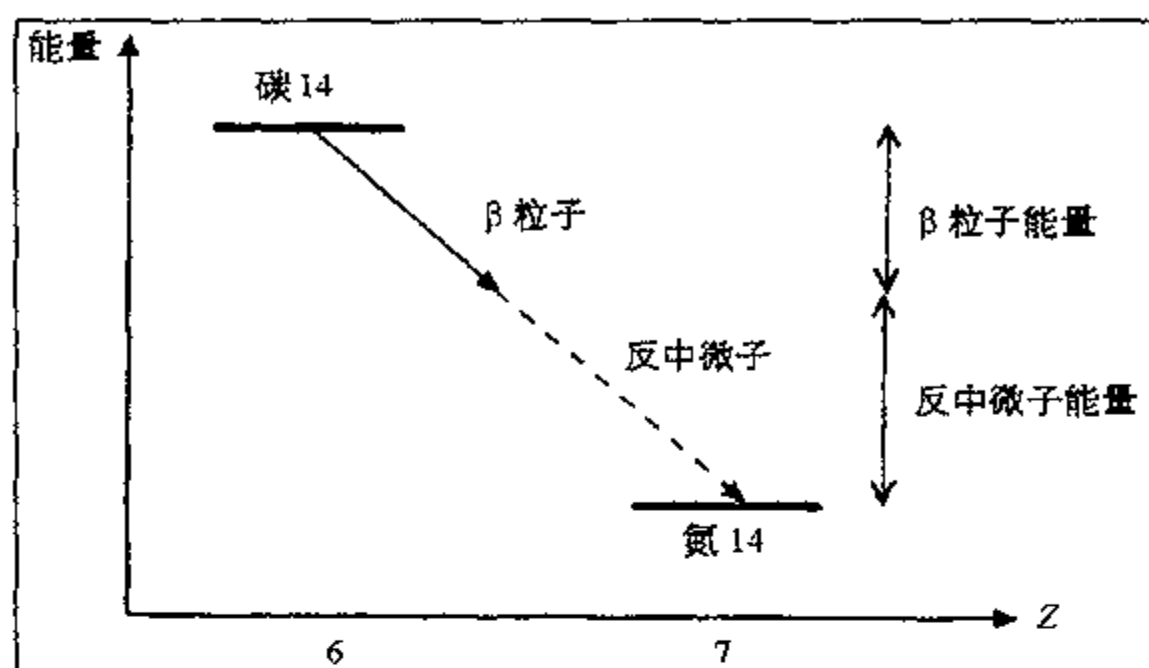


图 5.10 在  $\beta$  衰变中能量是守恒的,但在电子和尚未检测到的反中微子之间是无规分配的。这就解释了为什么实验测得的  $\beta$  粒子的能量显示的是一个连续谱。总能量的很小一部分用于新核的反冲上。

中微子与正常物质的作用是如此之弱,以至于对它们而言,地球本身与真空空间并没有什么两样。(来自太阳和其他地方的)到达地球的数额巨大的中微子径直穿过它而不发生任何作用(在你阅读这一句子的时候,就已有数千亿的中微子穿过了你的身体)。对中微子的检测多少有点像企图赢得彩票:如果你作大量的投注你就有可能增加你的机会。考恩和莱因斯使用了一个 10 t 注满水的探测器来检测中微子,他们希望来自萨凡纳河核反应堆的中微子能够与水中的质子碰撞,并诱导出下面的反过程,把质子转变成中子,并发射一个反电子(正电子):

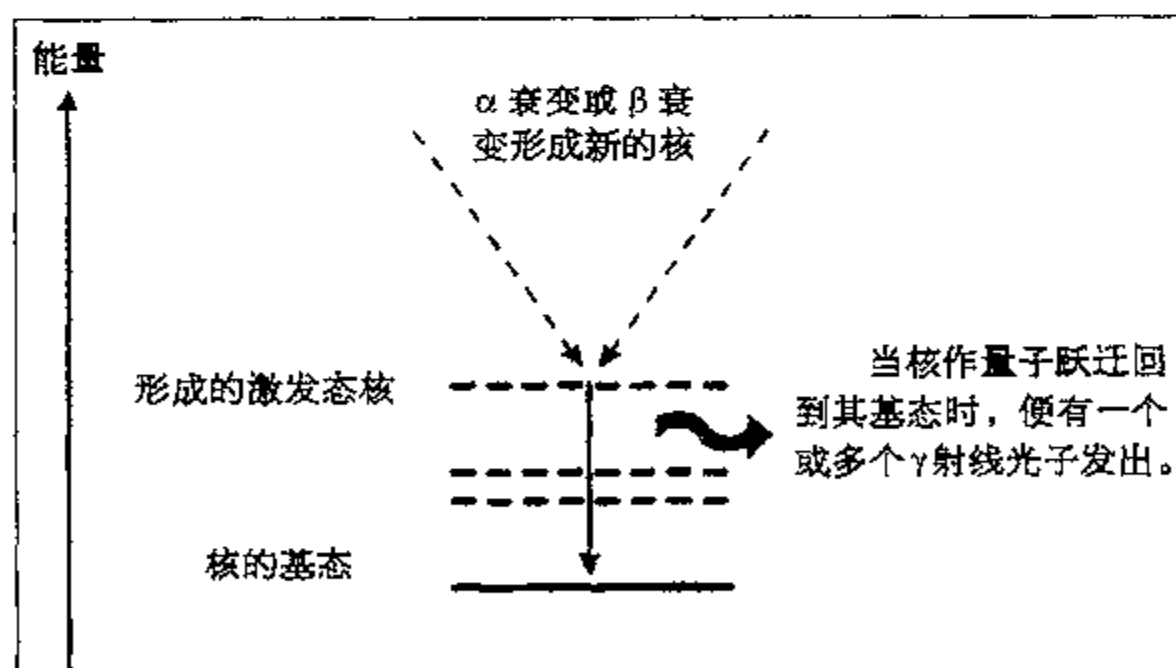
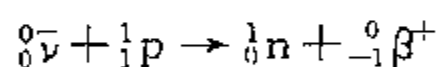


图 5.11 通常在  $\alpha$  衰变或  $\beta$  衰变之后出现  $\gamma$  射线发射,此时新形成的核还留在激发态。 $\gamma$  射线光子的发射带走了多余的能量,但并不影响质子数或中子数。

他们用的水中含有氯化镉溶液。镉是一种良好的中子吸收体,将它溶入水中是为了抓住在反过程中产生的中子。水箱置于两液体闪烁器之间,后者则用来探测正电子与普通物质湮没时发出的 $\gamma$ 射线光子,5.5 ms之后,镉核吸收了反冲中子,就会有更多的 $\gamma$ 射线光子发出来。1956年夏,这一双重信号显示出了反中微子的存在。6月14日他们给泡利发去了一封电报,告之他们已经发现了他26年前预言的粒子。“因其检测到了中微子”,莱因斯分享了1995年度的诺贝尔奖。

$\gamma$ 射线是高频光子。它们是在 $\alpha$ 衰变或 $\beta$ 衰变后,当新形成的核还留在激发态时发出的。它们带走能量,但并不影响 $A$ 或 $Z$ ;它们只是允许核退激发。分立的 $\gamma$ 射线谱的存在使人们想到,核同原子一样,可以存在于一组量子化的能级中。

#### 5.2.4 核力

1919年卢瑟福研究了 $\alpha$ 粒子与包括氢核在内的轻核的碰撞。低能 $\alpha$ 粒子的散射与他用于解释盖革和马斯登结果所导出的散射公式相符。然而,更高能量的 $\alpha$ 粒子显示与这一公式有很大的偏差,对于氢核——最轻的核,5 MeV  $\alpha$ 粒子的散射与理论预测的毫不相干。

更高能量的 $\alpha$ 粒子在接近靶核时走了更近的路径,对于氢而言,的确这可能是很接近的。当路径短至约 $3.5 \times 10^{-15}$  m时,卢瑟福的散射公式似乎失效。用于推导公式时所用的假设之一在近程必然不再成立。卢瑟福让两个研究生——查德威克和贝勒(Beiler)——对此作了详尽的研究。他们的结论是:

“目前的实验似乎还不能说明这些处在一个电荷位置的力的变化的性质。它只是表明,这些力具有很高的强度……发现重现这些效应的某种力场是我们的任务。”

(J. Chadwick, E. S. Beiler, *Philosophical Magazine*, 1921, 42, 923. 引自 *Inward Bound*, Abraham Pais(OUP), 1986, 240)

由于哪些粒子是核的组成部分仍然含混不清,从而使得为弄清这一新力场性质所作出的早期努力陷入困境。即使在查德威克发现中子以后,还是有许多物理学家继续认为中子是一个复合粒子,是含有一个电子和一个处于紧致束缚态的质子的坍缩了的一类氢核(即令这的确意味着当电子处在核内部时,它们的某些本征性质必然被隐蔽起来了)。通过几个阶段重要的理论研究,并结合从核实验所积累起来的日益增加的数据,核子受到一种新的强核力束缚的思想逐渐形成:

1. 1932年1月当查德威克正在撰写关于发现中子的论文时,哥伦比亚的尤里发现了氢同位素——氘,  $A = 2$ , 在其核中有一个质子和一个中子。氘核在核理论的发展中起着与氢原子在原子理论的发展中曾起过的同样重要的作用。

2. 高能物理学是随着考克饶夫和瓦尔顿的加速器(见第8章)的研制成功而正式发轫的。加速器是一种电压倍增装置,能够产生高能(接近1 MeV)质子,这些高能质子能够穿透围绕核的库仑势垒而诱导衰变。质子-质子和质子-中子散射提供了大量关于这种强力性质的信息。考克饶夫和瓦尔顿“因用人工加速的原子粒子对原子核衰变所做的先驱性的工作”而分享了1951年度的诺贝尔物理学奖。1932年劳伦斯在伯克利建成了第一台回旋加速器,把质子加速到了5 MeV。劳伦斯“因发明和研制了回旋加速器以及以其所得到的结果,特别是关

于人工放射性元素方面的结果”而被授予 1939 年度诺贝尔物理学奖。

3. 对于尺度和结合能的测量表明,含有大约 40 个以上核子的核有一个不变的密度。155  
从核半径和核子数的关系可以得出这一结论

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (r_0 = 1.2 \text{ fm})$$

这表示,核力是会饱和的,它不是像电磁力和引力那样的长程力,在超过某一作用距离的极大值后,核力便“关断”。这也意味着在很短的作用距离上,它必然会变成一种斥力(以阻止坍塌)。

4. 1932 年海森伯发表了一篇由三部分组成的论核力的论文,文中他提出了一个交换力的理论。这一理论的基本思想是这样的:中子和质子,中子和中子,质子和质子由于其交换诸如电荷和位置那样的性质而互相约束在一起。在海森伯的模型中,中子和质子实际上是同一粒子——核子——的不同态。这就意味着,强核力是与电荷无关的,任何一对核子之间的相互作用都是相同的(在修正库仑力以后)。

5. 核子间的诸力决定于自旋。事实表明,氘含有一个中子和一个质子,它们具有平行的自旋,但是不存在这样一种态,其中它们的自旋取向是反平行的。

6. 1934 年伊蕾娜·约里奥-居里和约里奥发现了  $\beta^+$  衰变——从富含质子的核发射一个正电子的现象。其基础过程必然是一个核质子变为一个中子的衰变,同时产生一个正电子-中微子对。这一现象突出了涉及到质子和中子有关过程之间对称性的作用,从而进一步动摇了中子群是一个质子和一个中子的束缚态的观点。

7. 1933 年费米利用泡利的中微子假设和对狄拉克的量子场论作了一些修改,建立了一个有关  $\beta$  衰变的理论。费米理论是另一种交换理论,但是这一次涉及到的是一对粒子——电子和它的反中微子。发射光子的原子跃迁和发射轻子对的核子衰变之间存在某种相似之处。作为核子之间的相互作用,也曾把它考虑为核结合的候选理论。遗憾的是,这一效应小了许多个数量级,但它还是提供了涉及到  $\beta$  衰变的一种新的核相互作用,弱力的第一个理论模型。

8. 日本的汤川秀澍也开始发展他的强核力的介子理论,他多少有点孤军奋战地在工作着,因为直到 20 世纪 30 年代末以前,他的工作在西方还鲜为人知。他决定从核力的性质出发考虑问题,然后再返回到适当的交换粒子。这个思想利用了不确定性原理——对两个相互作用的核子而言,它们必须交换一个新场的量子,这一量子越大,其作用距离将越小。知道了作用距离,就可以预测质量了。

9. 1937 年在宇宙线中突然发现一种粒子,其质量也被精确地测定了。后来证明它是一种完全不同的粒子,它是一种“重电子”,现在则叫做介子。它的发现使人们开始注意汤川的思想。156

10. 汤川最初的思想由另外两个日本物理学家——坂田(Sakata)和井上(Inoue)——进一步加以研究,他们认为这是一种交换力,其中场量子是带电的和中性的粒子,现在则叫做  $\pi$  介子。1947 年,英国布里斯托尔的鲍威尔首次用灵敏的照相乳胶观察到  $\pi$  介子的典型的两步衰变。汤川的工作改变了我们对力进行思考的方式,而他则“因在关于核力的理论工作的基础上预测介子的存在”而荣获了 1949 年度的诺贝尔物理学奖。鲍威尔则

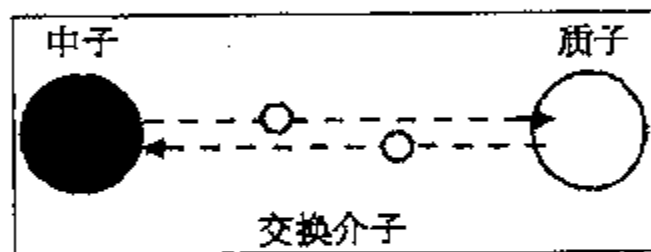


图 5.12 汤川的强核力理论。核子之间相互交换介子而结合到一起。这种强核力受限于相互作用长度,因为介子是有质量粒子,产生它们所需的能量只能短暂地借取。

“因提出用照相方法来研究核过程并以这一方法发现了介子”荣获了 1950 年度的诺贝尔物理学奖。

#### 数学框: 汤川的 $\pi$ 介子

在汤川理论中,把中子和质子约束在一起的力类似于氢分子离子( $\text{H}_2^+$ )中一个质子和一个氢原子之间的力。在离子中该力源自于交换一个电子,而对于束缚质子-中子的力而言,它源自于交换一个介子。然而,反应

$${}^1_1\text{p} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^1_1\pi^+$$

作为一个实际过程由于能量守恒之故,它是禁戒的(一个  $\pi$  介子加上一个中子的质量大于一个质子的质量)。然而,只要由质子辐射出的那个  $\pi$  介子在由能量-时间不确定性关系所限定的时间内被吸收,那么作为一个虚过程,交换还是可以发生的:

$$\Delta E \Delta t \approx \frac{h}{2\pi}$$

在这一时间里,介子可以行走一个距离的极大值  $c\Delta t$ 。汤川令它等于核力的作用距离,正如核子散射实验所显示的,  $R = 2 \times 10^{-15} \text{ m}$ 。汤川还用它来预测介子的质量:

$$\Delta t = \frac{R}{c} \approx \frac{h}{2\pi\Delta E} = \frac{h}{2\pi mc^2}$$

其中  $m$  为辐射出的介子的质量。

$$m \approx \frac{h}{2\pi Rc}$$

$$m \approx 2 \times 10^{-28} \text{ kg} \approx 100 \text{ MeV}/c^2$$

这个值相当于一个电子质量的 200 倍,一个核子质量的十分之一。由于它具有居间的质量,因此获得了介子这样一个名称(实际上有些介子的质量比核子大,因此这个名称可能会引起误会)。后来证明  $\pi^+$  和  $\pi^-$  粒子的质量大约为  $140 \text{ MeV}/c^2$ ,而中性介子的质量为  $135 \text{ MeV}/c^2$ 。

#### 5.2.5 核的各种模型

人们对核子在原子核中发生相互作用的方式有各种各样的看法,这些看法往往是相互矛盾的,基于这些看法便有了两种截然不同的途径来构造原子核的模型:

1. 由玻尔和考尔卡(Jörgen Kalckar)提出的核的集体模型始于这样的假设:核力是如此之强,以至于核子不可能看作是作为个体的粒子,作为一个整体,核可以像一个荷电液滴那样畸变、振动和旋转。由这个模型推导了一个计算核质量和结合能的半经验的公式,玻尔和惠勒用该公式模拟核裂变时取得了很大的成功。

2. 1948 年梅耶夫人[当时名字叫玛丽亚·格佩特(Maria Goeppert)]提出壳层模型,用以解释一些特别稳定的核的存在,这些特别稳定的核具有“幻数个”质子或中子(2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126)。其方法可以照原子中电子的问题来类推——她假定,每个核子都独立地在同样的中心场中运动。那么“幻数”就应该像原子中的封闭壳层那样出现(事实上,幻数不同于封闭原子壳层中的电子数,其原因是核子的自旋与轨道角动量强烈地发生相互作用,而电子与核的自旋和轨道角动量却并不发生相互作用)。

一个核的结合能  $B$  是把所有的核子互相分开一个很大的距离所需的能量。每个核子

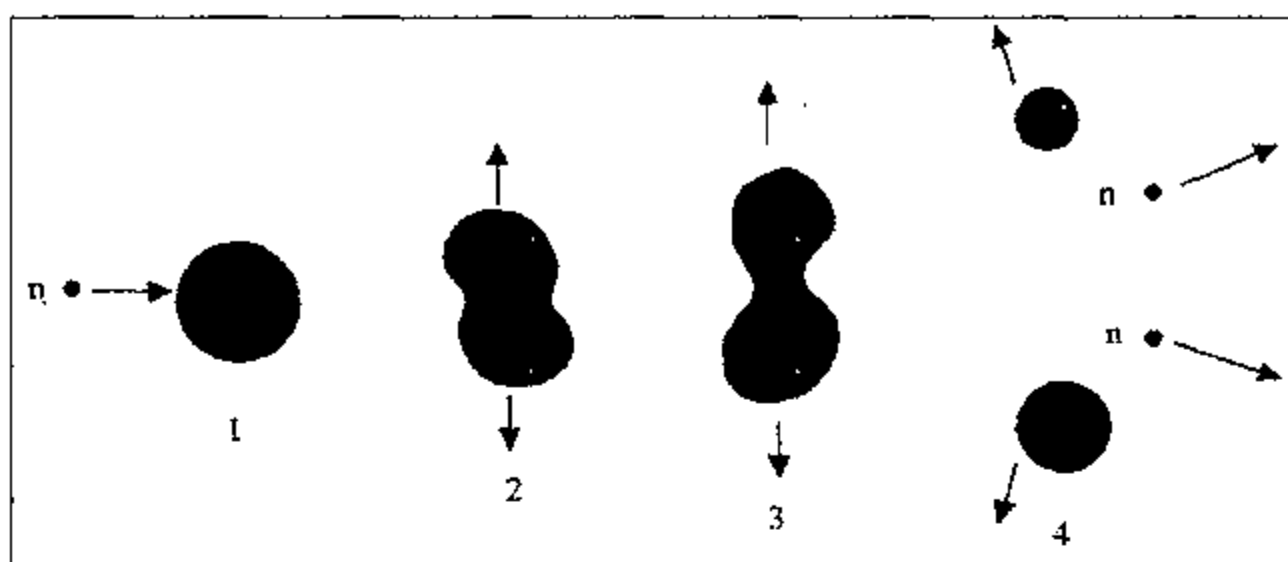


图 5.13 由玻尔和考尔卡提出的液滴模型描述了一幅诱导核裂变的简单图像。1. 一个中子被一个重核所吸收(比如U-235); 2. 该核被激发, 变得很不稳定, 剧烈地振荡; 3. 当它的畸变足够大时, 由于相互间静电斥力的作用, 两个液滴便会断裂开; 4. 新核富含中子, 因此会有一些中子被发射出来, 从而提高了链式反应的可能性。

的结合能只是  $B/A$ , 比较一个核与另一个核的稳定性时, 它常常是一个最好的量。一个核的总结合能由下式给出:

$$B = \{m_{\text{核}} - Zm_p - (A - Z)m_n\}c^2$$

对于大多数大约  $A = 16$  以上的稳定核, 每个核子都具有近似相同的结合能(在  $7.5 \sim 8.5 \text{ MeV}$  之间)。对核的结合能和稳定性的详细探究显示出某些重要的趋势:

1. 对于轻核而言, 每个核子的结合能快速地上升, 并在  $A = 4, 8, 12, 16, 24$  处具有明显的局域极大值, 这一点提示我们,  $\alpha$  粒子本身就是核子的特别稳定的排布。这就提供了核子在它们的轨道上有结伴成对的倾向的证据。

2. 质子和中子都是偶数的稳定的核占优势, 而稳定的偶-奇或奇-偶核的数量较少, 使核的配对性更加明显。

3. 每个核子的结合能到铁 56 时出现极大值,  $A > 56$  时每个核子的结合能则开始跌落。这一现象主要是由正电荷对于质子的长程排斥力所引起的。

4. 稳定轻核具有近似等量的质子和中子, 稳定重核则中子多于质子。

若把上述考虑与液滴模型结合起来, 就有可能建立起计算一个核的质量和结合能的半经验公式。说它是半经验的, 是因为该公式包含若干个常数, 必须把这些常数放进去才能使该公式与核数据吻合。半经验的质量公式连同符号说明写在下面:

159

$$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha_1 A + \alpha_2 A^{2/3} + \frac{\alpha_3}{A}(A - 2Z)^2 + \frac{\alpha_4 Z^2}{A^{1/3}} + \delta(A, Z)$$

其中:

1.  $Zm_p + (A - Z)m_n$  是核子作为自由粒子的总质量;

2.  $-\alpha_1 A$  正比于所出现的核子数的质量减少项, 这一项源自连续核物质中每个核的平均结合能;

3.  $+\alpha_2 A^{2/3}$  是质量增加项, 因为表面核子不像核内部的那些核子由于完全被其他核子所包围而稍受束缚。因子  $A^{2/3}$  来自核半径正比于  $A^{1/3}$ , 而表面积则正比于半径的平方;

4.  $+\frac{\alpha_3}{A}(A-2Z)^2$  说明这样一个事实:由于有了等量的质子和中子,因此核增加了稳定性;如果  $A=2Z$ ,这一项就变为零。如果  $A=Z$ ,那么这一项便会使核变得不稳定;

5.  $+\frac{\alpha_4 Z^2}{A^{1/3}}$  是库仑能,核中所有被压缩在一起的质子的静电势能。就是这种库仑能随  $Z$  的增加而有效地限制了可能的稳定核的数目;

6.  $+\delta(A, Z)$ , 如果  $A$  和  $Z$  并不都为偶数的话,那么这一项就会使质量增加。

完成这一方程所需的系数可以手写放入,或者根据理论加以估算。费米提出了下列值:

$$\alpha_1 = 14.0 \text{ MeV}$$

$$\alpha_2 = 13.0 \text{ MeV}$$

$$\alpha_3 = 19.3 \text{ MeV}$$

$$\alpha_4 = 0.58 \text{ MeV}$$

$$\delta = 33.5 A^{-3/4} \text{ MeV}$$

这个荷电液滴模型在描述核性质方面一直令人惊奇地有效。

“幻数”的存在提醒了迈耶和哈克塞尔(Haxel)、延森(Jensen)和休斯(Suess)来构造一个模型,其中核中的核子或多或少是独立地在球对称的静电势阱中运动。各个核轨道的能级可以用薛定谔方程算出,计算方法与计算氢原子中的电子轨道一样。一个简单的途径的确给出了闭合的壳层,但并不在幻数上。由于自旋轨道耦合,得加上一个非有心力分量。一旦这样做了,幻数就可以解释了。

这些核模型的最迷人之处就是,两个显然矛盾的假设竟导致了总体上互相一致,并与实际核的行为吻合的模型。这两个显然矛盾的假设是,一个假设认为核子是相互独立地行动的,另一个则认为它们是集体行动的。有趣的是对这一联系作出解释贡献最大的要算是埃格·玻尔,即尼尔斯·玻尔的儿子,那时候他与莫费耳逊在一起工作。埃格·玻尔、莫费耳逊和雷恩沃特“因发现了原子核中集体行动和粒子运动的联系以及发展了基于这一联系的原子核理论”而分享了 1975 年度的诺贝尔物理学奖。

### 5.2.6 扩展周期表

1934 年意大利物理学家费米提出,新元素可以采用中子轰击已知元素的核的方法来合成。在一个现存的核上额外加一个中子并不能创造一个新元素,因为原子序数并没有改变。然而,富含中子的核常常易于发射  $\beta$  射线,而  $\beta$  衰变中的基本过程就是一个中子衰变为一个质子。头一个以此方法产生出来的元素是镎( $Z=93$ ),那是 1940 年在伯克利由麦克米伦和安德森作出的。20 世纪 40~50 年代,由于战时对核武器的研究,核科学和技术取得了快速的进展,从而导致了从第 94 号到第 100 号元素的产生:钚( $Z=94$ ),镅( $Z=95$ ),镎( $Z=96$ ),镨( $Z=97$ ),镧( $Z=98$ ),铈( $Z=99$ ),镧( $Z=100$ )。研究表明,镧作为以此方法产生出来的最后一个元素是适当的;对于原子序数更大的元素, $\beta$  衰变并不发生。

然而从镧以后新元素的产生并没有停止。用诸如氦、碳、氮或氧那样的轻核轰击超铀元素的核可以创造出更大的核。用这一方法产生了直到  $Z=106$  的元素。它们是:钷( $Z=101$ ),镨( $Z=102$ ),镧( $Z=103$ ),钆( $Z=104$ ),铈( $Z=105$ ),镧( $Z=106$ )。超过  $Z=106$

后,这一“热聚变”技术就不再有效。

1974年在俄罗斯杜布纳联合核研究所(Joint Institute for Nuclear Research,有好几个超铀元素曾在此发现)的奥加涅相(Yuri Oganessian)和德明(Alexander Demin)设法用氩( $Z=18$ )和铅( $Z=82$ )之间较低能量的碰撞产生出了镆。他们意识到较之用轻核进行的碰撞,这种碰撞把小得多的能量转移给了新核,因而增加了重核碰撞后继续存在的概率。这一技术后来被在德国达姆施塔特的重离子研究所的一个小组所采纳。他们在20世纪80年代产生出了镅( $Z=107$ ),镎( $Z=108$ ),镅( $Z=109$ ),20世纪90年代产生出了第110,111和112号元素。

大多数超重元素是寿命极短的不稳定的核,它们刚刚形成几乎就立即发生衰变。然而人们努力继续去产生新的超重元素的一个理由是为了验证这样一个想法,即在与闭合的核壳层相应的核子的特殊的几个幻数处将存在若干稳定的孤岛。20世纪50年代由梅耶夫人和延森(Hans Jensen)发展的核壳层模型对此曾作出过预言。他们提出,在 $Z=114$ 附近应该存在一个幻核,它的半衰期可能足够长,从而储存起相当多的能量,这或许能导致出现一门新的超重元素化学。 161

1999年1月,杜布纳研究机构的科学家宣布,他们已经产生出一个114号元素的同位素(原子质量为289)。它的半衰期是半分钟,远远超过在它附近的其他超重元素。理论工作者也预言这一原子质量为298的元素的一个同位素可能具有极长的半衰期,或许有几十亿年。简直太长了!费米则因“演示了由中子辐射所产生的新的放射性元素的存在以及由慢中子引起核反应的有关发现”而荣获1938年度的诺贝尔物理学奖。

### 5.2.7 裂变、聚变、原子弹和反应堆

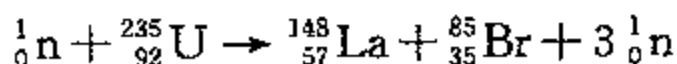
1905年当爱因斯坦发表他的质能关系时,就建议说那可能会导致在放射性物质的寿命期间释放出巨大能量。1919年卢瑟福“劈开了原子”,但是在1933年他却说,“分裂原子所产生的能量实在是少得可怜。想从这些原子的衰变期待能源的任何人都是在痴心梦想!”这回他是错了。

1939年欧洲陷入了战争。柏林的哈恩和斯特拉斯曼确认了,当用中子轰击铀( $Z=92$ )时,会形成诸如钡( $Z=56$ )和镧( $Z=57$ )那样的元素。斯德哥尔摩的迈特纳和在哥本哈根的侄儿弗里奇正确地把这解释为核裂变——一个重核劈裂为两个较轻的核。玻尔向美国物理学会宣布了这一发现,而在全世界各个实验室所进行的一系列实验也很快确定了核裂变的主要特征。

1939年晚些时候,玻尔和惠勒发表了一篇文章,用荷电液滴模型解释了这一过程。当裂变发生时:

1. 铀核可以多种不同的方式劈裂,产生范围很宽的子核;
2. 子核是富含中子的,因此很易发生衰变,引起一系列的 $\beta$ 发射;
3. 反冲子核大约具有75 MeV的能量,因此在空气中它们有3 cm左右的作用距离;
4. 少量快中子随子核而弹射出来,这样一来就有可能发生链式反应;
5. 天然铀中99.3%是铀238,它们是一种中子吸收体。其他的0.7%几乎完全是铀235,当它吸收一个慢中子时,就会发生裂变。 162

诱导核裂变的典型例子是



这一反应大约有 0.2 单位(u)的质量亏损 (1 单位 =  $1.6611 \times 10^{-27}$  kg, 约等于一个质子的质量), 并释放出大约 200 MeV 的能量, 其形式主要是子核的动能。为了获得自续链式反应,

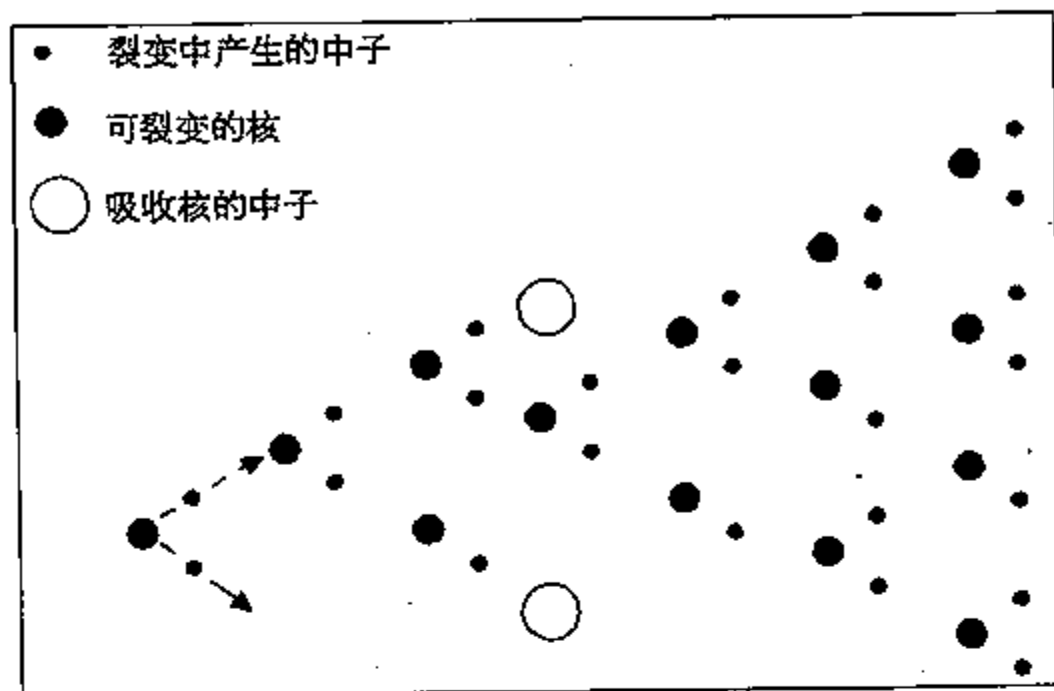


图 5.14 链式反应取决于每次裂变至少产生一个中子以诱导另一个核的裂变。

163

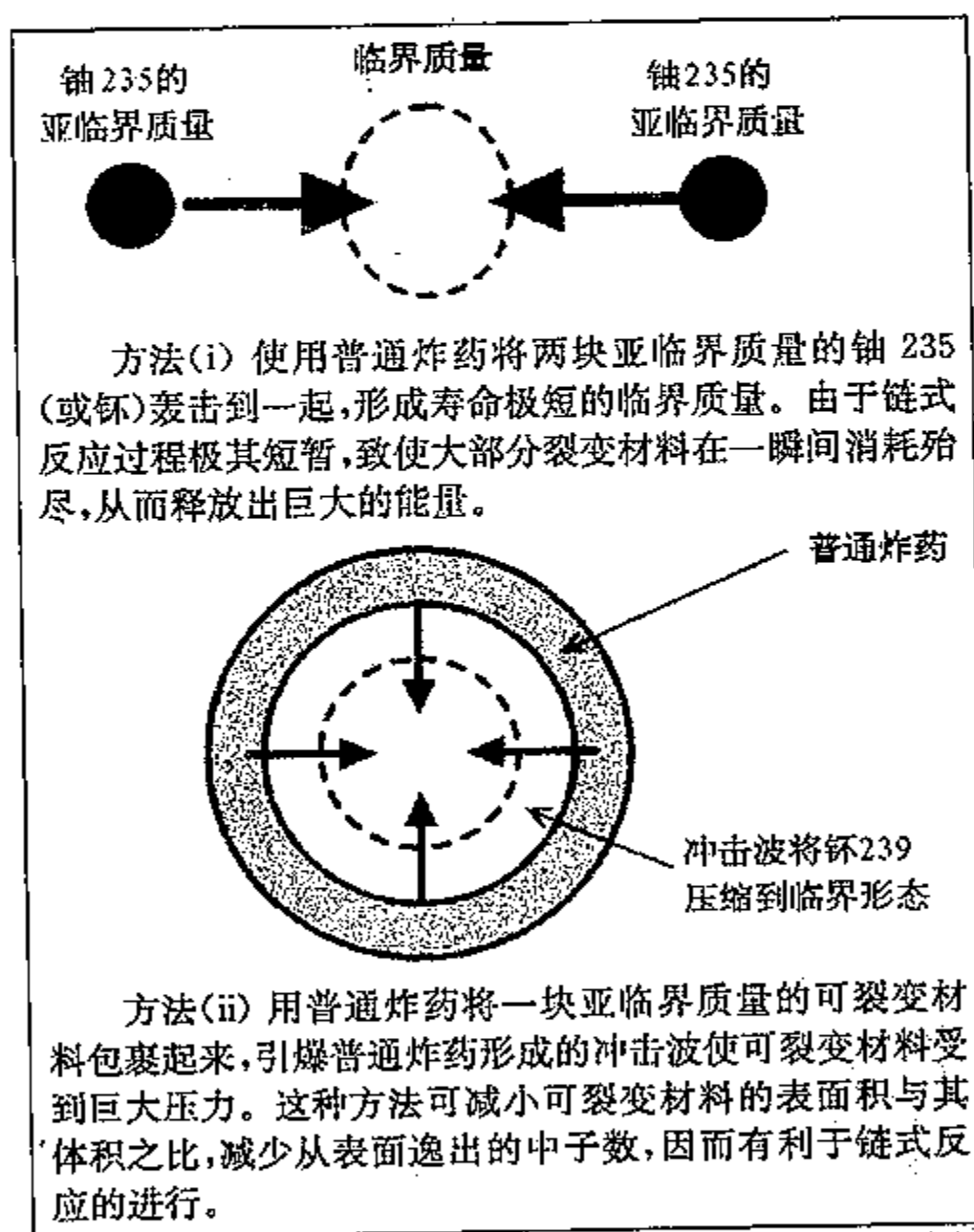
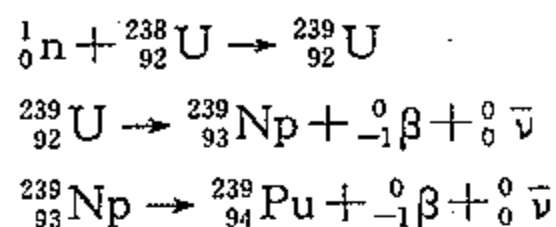


图 5.15 两种诱导原子弹内可裂变材料链式反应的方法。人类在战争中唯一使用过的核武器是 1945 年投放到日本的两颗原子弹。投在广岛的那颗原子弹使用的是钚和方法(i), 而投在长崎的那颗原子弹使用的是钚和方法(ii)。两颗原子弹几乎摧毁了整个城市, 使十几万人罹难。每颗原子弹释放出的能量相当于一万吨梯恩梯(TNT)炸药。而大的核聚变武器(氢弹)可释放出千倍于此的能量。



(平均而言)每个裂变至少要有有一个中子必须与另一个铀 235 核发生碰撞,从而诱导出裂变反应。1945 年投放到广岛的原子弹运用的就是这种反应机制。用于发电目的的核反应堆利用的也是这种反应。

投到长崎的原子弹也是一种裂变武器。但它的裂变材料是超铀元素钚 ( $Z = 94$ ),它是在反应堆中当铀 238 吸收中子后经衰变后产生的:



钚是可裂变的,半衰期为 24 360 年。通过重新处理用过的燃料棒,就可以将之从核反应堆

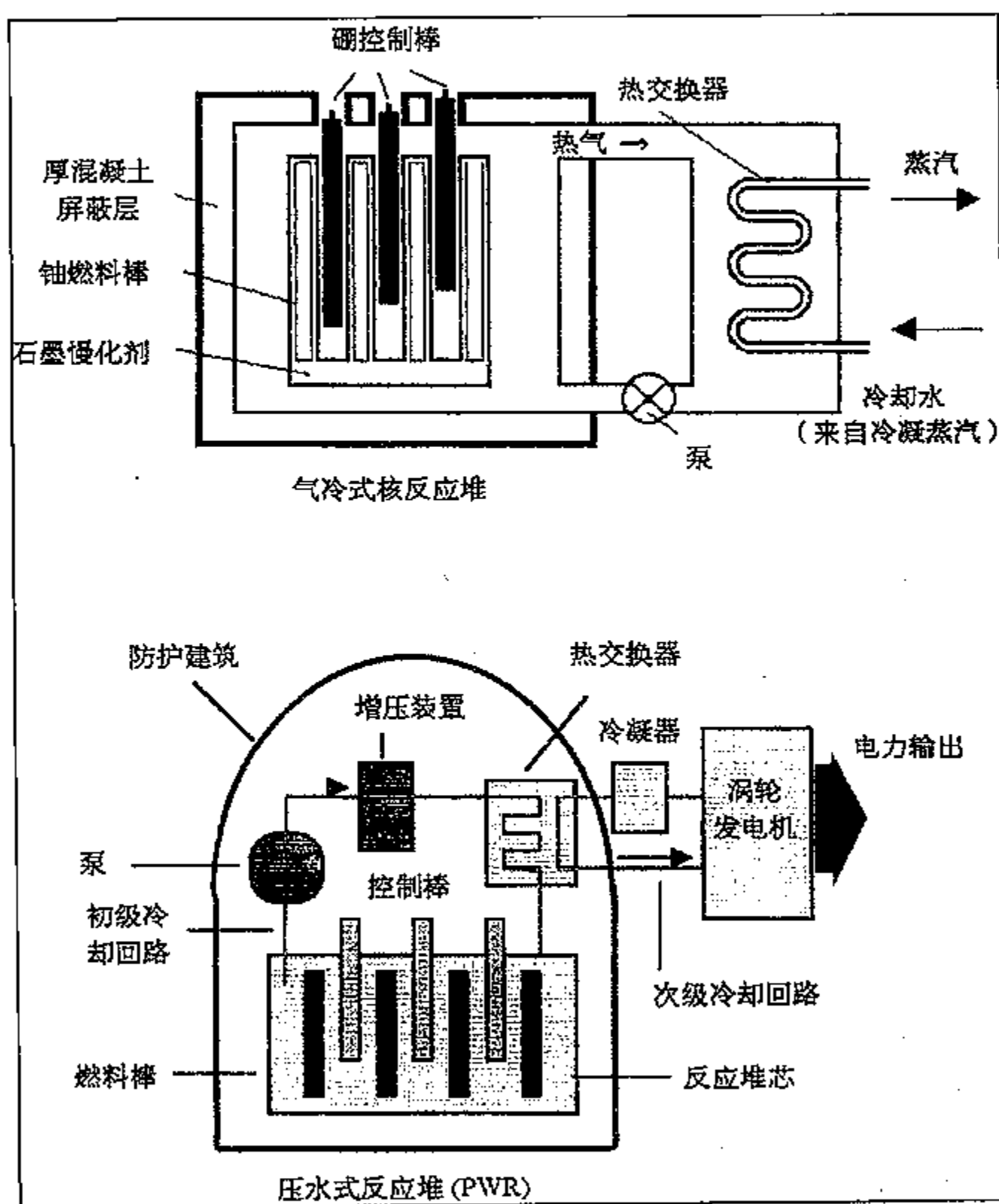


图 5.16 用铀 235 裂变产生能量的商业核反应堆。为了使核反应堆正常运行,必须让裂变反应中释放出的中子与减速材料碰撞从而放慢反应速度,增加它们持续诱导裂变反应和维持链式反应的机会。反应中产生的热由流经反应堆芯的冷却剂取出。在上图表示的气冷式反应堆中,慢化剂是石墨,冷却剂是二氧化碳。在下图的压水式反应堆(PWR)中,水既是慢化剂又是冷却剂。

中回收,这一过程比从铀 238 分离铀 235 要简单得多,产率也要高得多。这就是为什么在民用核电项目的研制与核武器之间有着这么密切联系的道理。

166

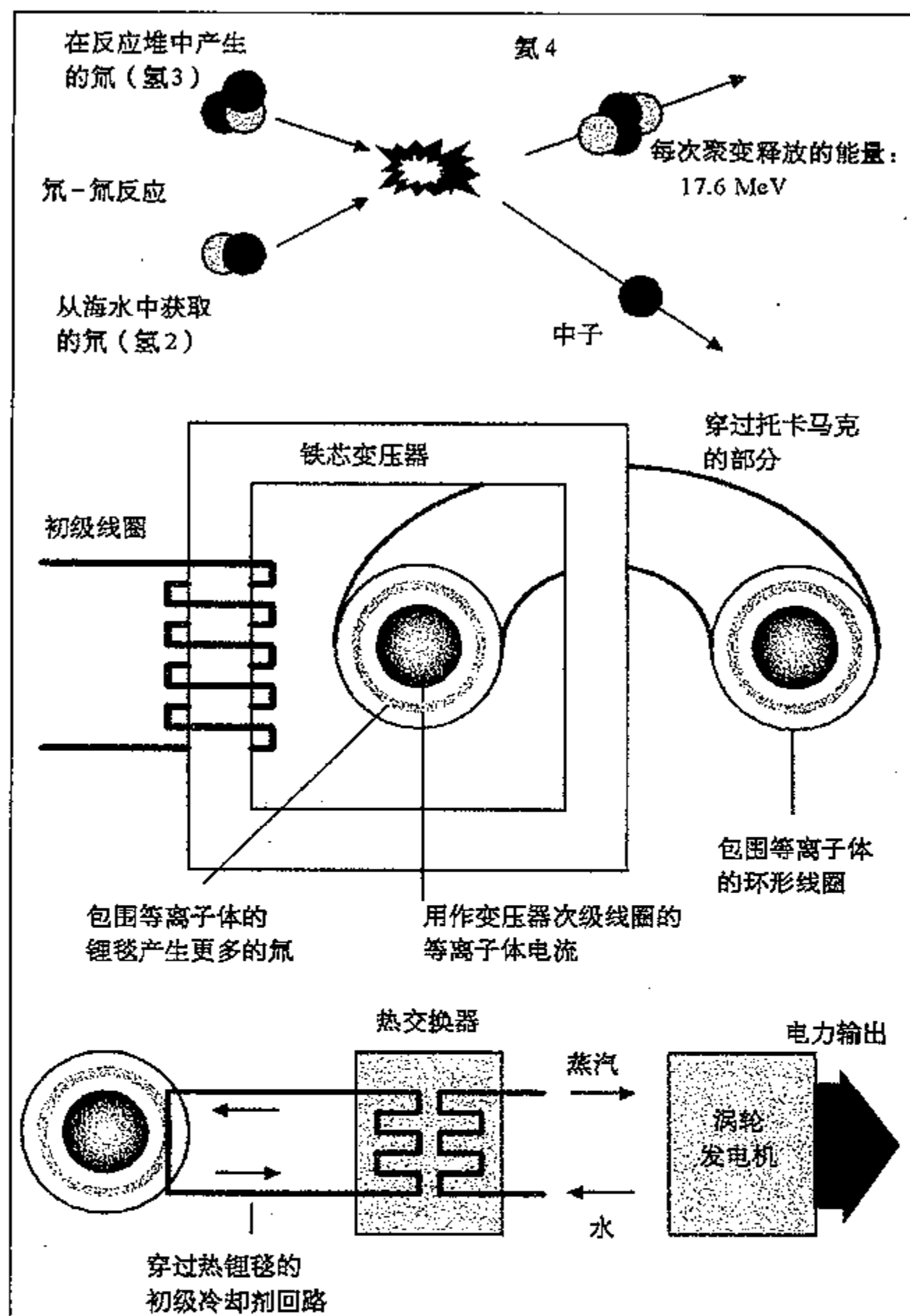


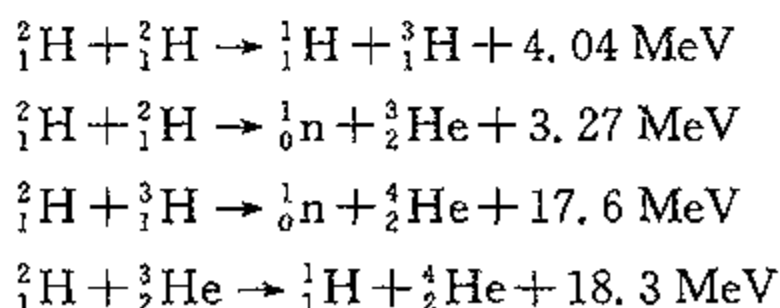
图 5.17 核聚变反应的开发利用。上:多数商业反应堆使用的反应(氘-氚反应)。中:托卡马克装置中的磁约束。下:热能的取出及发电。

20 世纪 20 年代爱丁顿、阿特金森(Atkinson)和豪特曼斯(Houtermans)提出,太阳的恒定的能量释放可用发生在其核心的核聚变反应加以解释。20 世纪 30 年代,考克饶夫和瓦尔顿用早期加速器诱导出了轻元素中的聚变反应,并证实了该过程的细节。1940 年贝特研究出太阳是如何在逐级的“质子-质子”反应中把氢转变为氦的,它的净效应是把四个质子转变为一个氦核、两个正电子、两个中微子和一些  $\gamma$  射线(见第 14 章)。1941 年费米和特勒讨论了这样一个想法,裂变的爆炸有可能产生足够高的温度以点燃氘中的聚变反应,这样,

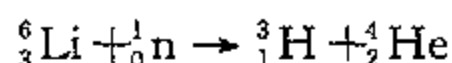
随着在洛斯·阿拉莫斯裂变武器研制工作的推进,一项名为“超”(Super)的研制聚变武器的计划也就开始了。随着对广岛和长崎的轰炸和第二次世界大战的结束,许多物理学家反对继续实施“超”计划。然而1950年有人给杜鲁门总统提供了一个俄国人有了自己的核裂变武器的证据,于是杜鲁门就给在洛斯·阿拉莫斯的聚变氢弹计划开了绿灯。领导这一计划的理论物理学家是特勒和乌拉姆。当时他们已发现,聚变很可能是这样的:如果爆炸材料是氘和氚的混合物,那么裂变爆炸一旦发生,它就会引起聚变燃料的剧烈压缩和强烈加热。1952年美国成功地进行了代号为“迈克”(Mike)的试验,其爆炸产生了大约500倍于长崎的那颗裂变原子弹的能量。

从20世纪50年代起就已经有了大量旨在建立用于发电的安全经济的聚变反应堆的研究和实验工作。实现这一目的的主要障碍是难以隔离温度高得不可思议(绝对温度几千万K)的物质,而这高温恰是点燃和维持聚变反应所必需的。现在从两个途径进行这项研究:即用磁场来约束起反应的等离子体的传统方法和采用聚焦激光束来爆聚燃料小球(惯性约束)的新方法。其中托卡马克装置——1950年由俄罗斯物理学家萨哈罗夫和塔姆提出而设计的一种环形的磁约束反应堆——已经获得了最引人注目的成绩。

可能作为反应堆备选方案的一些聚变反应列举如下:



最后两个反应中每个核子将释放出比核裂变反应多得多的能量,与氘-氚聚变反应相比,氘和氚之间的反应也可在较低的温度点燃。这就使得氘和氚成了聚变反应堆中的最佳候选燃料。氘在天然氢中占0.015%,但它很容易用分馏法从水中获得。氚在地球上仅以痕量存在,但是可用中子轰击丰度很高的锂来获得:



若用锂毯包裹堆芯,这一反应在反应堆中就可完成。在聚变反应中释放出来的中子穿进锂毯,把锂转变成氚。

具有更大Z的核参与的反应并不适合于这一目的,因为大的库仑斥力要求极高的温度才能使聚变发生,也因为出现的X射线而造成的核的互相散射会引起很大的能耗。氢本身也并不适合,因为在聚变反应中释放出来的很多能量以γ射线的形式出现,而这又很难将它们转变成质子的动能,而后者正是产生进一步聚变反应所必需的。

## 第6章 标准模型

### 6.1 粒子

168

“在物理学研究中可以看到一种简约化的趋势。这倒不是我们如何处理物理学实践的事情,而是我们如何看待自然界本身的问题。现在有许多令人着迷的问题等待我们去解答,其中有些是过去遗留下来的,如湍流,有些是新近遇到的,如高温超导。这些问题得以其自身的事理来寻求答案,而不是用简约化的方法将之归到基本粒子物理学。这些问题的求解是取一种演绎从已知物理学原理得到的某种现象的形式,流体力学方程或电动力学的方程就是如此。而当我们问到为什么这些方程是这样的,那么我们会通过许多中间步骤追踪到那个相同的源头:基本粒子的标准模型……但是标准模型显然不是故事的终结。我们并不知道为什么它遵守某些对称性,而不遵守其他什么规则;或者为什么它包括六种夸克,而不是多于或少于六种。此外,标准模型显示,存在大约 18 个数值参量(如夸克质量比等),它们必须人为调整使得模型的预测与实验相吻合。”

[Steven Weinberg. *Nature Itself*. 1995. in: *Twentieth Century Physics*. IOP, 1995]

元素周期表及其随后以原子结构模式所做的解释是简约化方法能够提供回报的一个精彩的例子。说 20 世纪的粒子物理学遵循的是一条类似的途径是不会令人惊讶的。当越来越多的粒子被发现时,新的图景就开始浮现出来。标准模型是我们用少量的基本粒子和力来解释这些图景的最佳尝试。标准模型所获得的令人赞叹的成功使物理学家对用以构造它的普遍原理有了极大的信心。现在人们已经认识到,对称原理和守恒定律是紧密联系着的,自然界是可以理解的,并且(在数学意义上)似乎可以证明,自然界是简单而优美的这样一个基本假设是正确的。

169

对理解原子光谱、放射性和核稳定性所作的努力渐渐拓宽了粒子物理学的范围,它从质子、电子(1897)和光子(1905)直到 1950 年前后发现的中子(1932)、中微子和反中微子(1932 年预言,1956 年发现)、正电子(1932)、介子与反介子(1936)以及  $\pi$  介子(1947—1950)。在其后的 20 年间,由于探测器种类和灵敏度的大幅提高又发现了更多强相互作用的粒子。这些粒子是在宇宙线中和在能量更高的粒子加速器中的碰撞事件中产生的。渐渐地一幅新的图景开始浮现出来了。其中一些关键思想和发现如下:

1. 有两类粒子:费米子(具有半整数自旋)和玻色子(具有整数自旋);

2. 所有粒子都有其相应的反粒子,虽然在某些情形反粒子无法与粒子区分(例如光子);
3. 物质是由费米子(电子、质子和中子)组成的;
4. 粒子通过交换玻色子(例如光子和介子)而发生相互作用;
5. 有四种基本的相互作用:强核力(实际上是夸克之间色力的结果),弱核力(涉及 $\beta$ 衰变),电磁相互作用力和引力;
6. 粒子也可以它们的相互作用来加以分类:

强子以强力而发生相互作用,具有半整数自旋的强子(诸如质子和中子)叫做重子,具有整数自旋的强子(诸如 $\pi$ 介子)叫做介子;轻子(诸如电子和中微子)不受各种强相互作用的影响;

7. 目前轻子看起来还是呈无结构的点状粒子,而强子则都是由叫做夸克的更基本的单位组成的;

8. 有三代轻子和三代夸克。在每一代中都有一对粒子。这种夸克-轻子对称性仍然还没有得到解释,但是它暗示了一种更深的联系有待发现。

下表对标准模型作了一个总结,在20世纪末它仍然有效。

	轻子		夸克		发现处
第一代	电子	电子型中微子	上	下	普通物质
第二代	$\mu$ 子	$\mu$ 子型中微子	粲	奇异	仅在宇宙线和加速器中
第三代	$\tau$ 子	$\tau$ 子型中微子	顶	底	

力	规范玻色子	作用于	守恒定律	典型寿命	典型作用距离
引力	引力子 零静止质量	万物	$Q, B, S, L$	无衰变	无穷大 反平方律
电磁相互作用力	光子 零静止质量	夸克和荷电轻子	$Q, B, S, L$	$10^{-18}$ s	无穷大 反平方律
弱力	$W^+ W^-$ $83 \text{ GeV}/c^2$ $Z^0$ $93 \text{ GeV}/c^2$	夸克和轻子	$Q, B, L$ $S$ 除外	$10^{-10}$ s	$10^{-18}$ m
强力	8种胶子 零静止质量?	夸克	$Q, B, S$	$10^{-23}$ s	$10^{-15}$ m

170

在上表中各字母表示的守恒定律是: $Q$ ——电荷, $B$ ——重子数, $S$ ——奇异性, $L$ ——轻子数。

## 6.2 轻子

### 6.2.1 “重电子”

我们已经叙述过J. J. 汤姆孙发现电子的经过。1936年安德森和尼德迈尔(S. H. Nedermeyer)在宇宙线云室中发现了 $\mu$ 轻子。没有一个人预见到会发现“重电子”,开始时 $\mu$ 轻子被误认为汤川的介子。然而,他们很快就意识到 $\mu$ 轻子并不参与强相互作用,如果把它

们的质量增加 207 倍,其行为倒像电子,只不过它们是不稳定的。它们衰变时可以产生一个电子和一个反中微子。但是它的反中微子不同于  $\beta$  衰变中发射的反中微子,似乎是  $\mu$  轻子和  $\mu$  子型中微子形成了一对性质完全不同的轻子,其行为倒更像电子和电子型中微子。这就是头两代轻子。1974 年佩尔发现了一个更重的轻子,那就是在斯坦福正电子-电子不对称环(SPEAR)——正负电子对撞机中发现的  $\tau$  粒子。关于未曾预期到的粒子的身份问题又出现了一个短时期的混乱,但人们很快就明白还有第三代的轻子: $\tau$  轻子和  $\tau$  子型中微子。

171 所有轻子都有一个轻子数  $L$ ,粒子的  $L$  为 +1,反粒子的  $L$  为 -1。所有各种已知的相互作用都保持轻子数守恒,这就是为什么  $\beta$  衰变必须在产生  $\beta$  粒子的同时产生一个反中微子 ( $L = -1$ ),一个电子 ( $L = +1$ )。每一代粒子都各自守恒,因此除一般的轻子数守恒以外,还存在电子-轻子数、 $\mu$  子-轻子数和  $\tau$  子-轻子数各自的守恒定律。

代	粒子	质量(相对值)	电荷(相对值)	自旋	$L$	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
1	电子	1	-1	1/2	1	1	0	0
1	电子型中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	1	1	0	0
1	正电子	1	+1	1/2	-1	-1	0	0
1	电子型反中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	-1	-1	0	0
2	$\mu$ 子	207	-1	1/2	1	0	1	0
2	$\mu$ 子型中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	1	0	1	0
2	反 $\mu$ 子	207	+1	1/2	-1	0	-1	0
2	$\mu$ 子型反中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	-1	0	-1	0
3	$\tau$ 子	3 490	-1	1/2	1	0	0	1
3	$\tau$ 子型中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	1	0	0	1
3	反 $\tau$ 子	3 490	+1	1/2	-1	0	0	-1
3	$\tau$ 子型反中微子	$\approx 10^{-6}$	0	1/2	-1	0	0	-1

1988 年的诺贝尔物理学奖授予了莱德曼、施瓦茨和斯坦伯格三人,原因是“他们对于中微子束方法的工作以及通过发现  $\mu$  子型中微子而阐明了轻子的双重结构”。1995 年,“发现了  $\tau$  轻子”的佩尔和终于“检测到中微子”的莱因斯因“对轻子物理的先驱性的实验贡献”而获得诺贝尔物理学奖。

### 6.2.2 中微子实验

中微子,它们是多么微小,  
没有电荷,也没有质量;  
来无影,去无踪,  
与万物全然不发生作用。  
地球真是一个笨球,

亿万中微子轻松通过，  
只是像尘拂拂一下明净的厅堂。  
[John Updike, from *Cosmic Gall*]

由于中微子只通过弱力与物质发生相互作用，所以检测它们极其困难。一个 1 MeV 的中微子通过一块 1 ly 厚的铅板时只发生一次相互作用！这就是为什么从泡利预言到 1956 年由考恩和莱因斯发现电子型反中微子花了四分之一个世纪。我们已知道裂变产物必然是富含中子的，从而它们是  $\beta$  射线发射体。这就意味着运行中的反应堆芯是一个很强的反中微子源。考恩和莱因斯在萨凡纳河反应堆着手做一个实验，以便寻找反  $\beta$  过程：172

$${}^0_0\bar{\nu}_e + {}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_1e^+$$

这个反应由于找到了由正负电子湮没所发射的  $\gamma$  射线而得以确认。过了很短时间后，当中子被镉核吸收时，又从中子产生了一些  $\gamma$  射线脉冲(见第 5 章)。

因为没有人看到过一个  $\mu$  轻子衰变为一个电子和  $\gamma$  射线(没有中微子)， $\mu$  子型中微子的存在受到了怀疑。如果  $\mu$  轻子和电子型中微子是相同的话，那么随着虚反应步骤应该有如下过程发生：

$$-{}^0_1\mu^- \rightarrow -{}^0_1e^- + {}^0_0\bar{\nu} + {}^0_0\nu \rightarrow -{}^0_1e^- + {}^0_0\gamma$$

换句话说，由  $\mu$  轻子的衰变产生的虚中微子应该与随电子一起产生的虚反中微子湮没。这个过程决不会观察到。如果两个中微子截然不同，这倒或许还讲得通。但是怎么能够表明这就是那种情况呢？1962 年，哥伦比亚的施瓦茨小组产生了高能  $\mu$  子型中微子束，并以之轰击质子，诱导反  $\beta$  衰变而得到中子：

$${}^0_0\nu_\mu + {}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ?$$

反应中轻子数必须保持守恒，这样一来未知粒子就可能是一个  $\mu$  子。如果在  $\mu$  子型和电子型的中微子之间不存在差别，那这个未知粒子也可能是一个电子。在实验的头八个月中，他们探测到了 29 个  $\mu$  子，但没有探测到电子。这就确认了  $\mu$  子型中微子是与电子型中微子不同的另外一类粒子。 $\mu$  子-轻子数和电子-轻子数是分别保持守恒的。因此上述  $\mu$  子衰变的正确方程应该写作

$$-{}^0_1\mu^- \rightarrow -{}^0_1e^- + {}^0_0\bar{\nu}_e + {}^0_0\nu_\mu$$

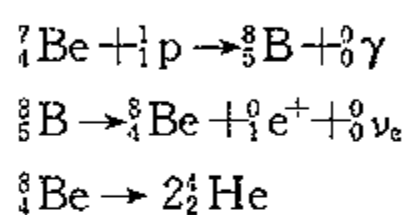
在这个衰变过程中，轻子数  $L(1 = 1 - 1 + 1)$ ，电子-轻子数  $L_e(0 = 1 - 1 + 0)$  和  $\mu$  子-轻子数  $L_\mu(1 = 0 + 0 + 1)$  都是保持守恒的。

这是中微子束第一次被用作实验工具。中微子束是通过将质子碰撞进一个固定靶中的核而产生的，然后用磁场选出碰撞中产生的  $\pi$  介子。 $\pi$  介子再衰变为一束  $\mu$  子和  $\mu$  子型中微子。这一中微子束射向一面几十米厚的铁墙(它是从挖掘出的战列舰密苏里号上拆下的废铁板制成的)，铁墙滤掉了除  $\mu$  子型中微子以外的所有其他产物。对高能中微子而言，相互作用截面要大得多，因而置于铁墙另一侧的探测器中相互作用的概率比从反应堆中发射出的低能电子型中微子中所得到的要高得多。173

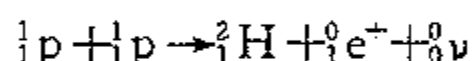
太阳中心发生的核聚变反应每秒产生大约  $2 \times 10^{38}$  个这样数目巨大的中微子流。如果天文学家能够探测到地球表面每平方米每秒钟到达  $10^{14}$  个中微子，那么他们就有办法“窥

视”太阳内部到底是个什么样子。1964年,布鲁克海文国家实验室由戴维斯(Raymond Davis)领导的实验小组首先对此作了尝试。他们再次利用了诱导 $\beta$ 过程,所不同是他们使用的靶是同位素氯 37,当入射的高能中微子将一个中子转变为核中的一个质子时,氯 37 就转变为氩 37。氯 37 占天然氯的 25%,所以他们建造了一个巨大的  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ (清洗液)池子(40 万升)作为探测器。这个装置建在地下 1 500 米深处的一个废金矿中。他们计划通过该清洗液冲洗氩,测量有多少氩随氩而产生出来。氩 37 不稳定,通过捕获钾进行衰变,然后测量它所发射的 $\gamma$ 射线。测量这种放射性就可以得知有多少太阳中微子被捕获。理论预测一天大约可以捕获一个中微子,实际测量到的只有预测的三分之一。

对于太阳中微子流,理论和实验值的差异就是大家熟知的“太阳中微子问题”。它已被在日本的卡密奥坎德 II 型探测器最近得到的测量结果所证实。然而,同布鲁克海文国家实验室的实验一样,卡密奥坎德 II 型探测器测到的是来自太阳内部的质子-质子主链的稀少副反应的高能电子:



低能电子是从质子-质子链的基本反应发出来的:



这些低能中微子远比来自铍衰变的高能中微子多,但要探测它们也困难得多。1992 年报道了由镓实验探测器(GALLEX detector)得到的结果,表明镓对于低能中微子是一种更为灵敏的材料,但是它们对于中微子流给出的结果也是较差的。解决太阳中微子问题的方式有两种:

1. 我们关于太阳的模型可能是不正确的;
2. 我们对于中微子物理的理解可能是不正确的。

174 两种可能性都考虑到了,但是一般认为,问题出在中微子物理学中,而不是在太阳物理学中。新近的工作似乎确认了这点。1998 年美国和日本的物理学家在超卡密奥坎德所进行的研究中测量了中微子产生的速率,这些中微子是宇宙线撞击地球大气时产生的。超卡密奥坎德是一个切伦科夫辐射探测器,它能容纳 50 000 吨纯水,建在(日本)神冈矿中地下约 1 km。这个探测器对电子和 $\mu$ 子型中微子都非常灵敏,闪烁的花样可以用来指示入射中微子到达的方向。因为已知宇宙线是从四面八方非常均匀地到达的,而地球对中微子或多或少是透明的,所以实验人员预期从探测器的上方和下方看到的中微子数量是相等的(那些从下方到达的中微子是宇宙线撞击地球远端的大气时产生的)。而实际的观察结果是,从探测器上方到达的中微子的数量大约是从下方到达的两倍。如果 $\mu$ 子型中微子从世界的远端过来时在途中变成了 $\tau$ 子型中微子,倒可以解释这个现象。由于该探测器对 $\tau$ 子型中微子不灵敏,所以看上去从这一方向来的总的中微子流数量减少了 50%,而在探测器的上方大气中产生的中微子似乎还来不及发生改变。某些统一场论建议说,三类中微子的每一类实际上都是具有几种不同质量态的量子力学混合物。随着时间的推移,这些质量成分的相对相位在变化,中微子在电子型、 $\mu$ 子型和 $\tau$ 子型之间振荡的性质也在发生改变。这或许能够很巧妙地解释太阳中微子问题,丢失了的中微子可能在它们到达地球的旅途中已经由于振



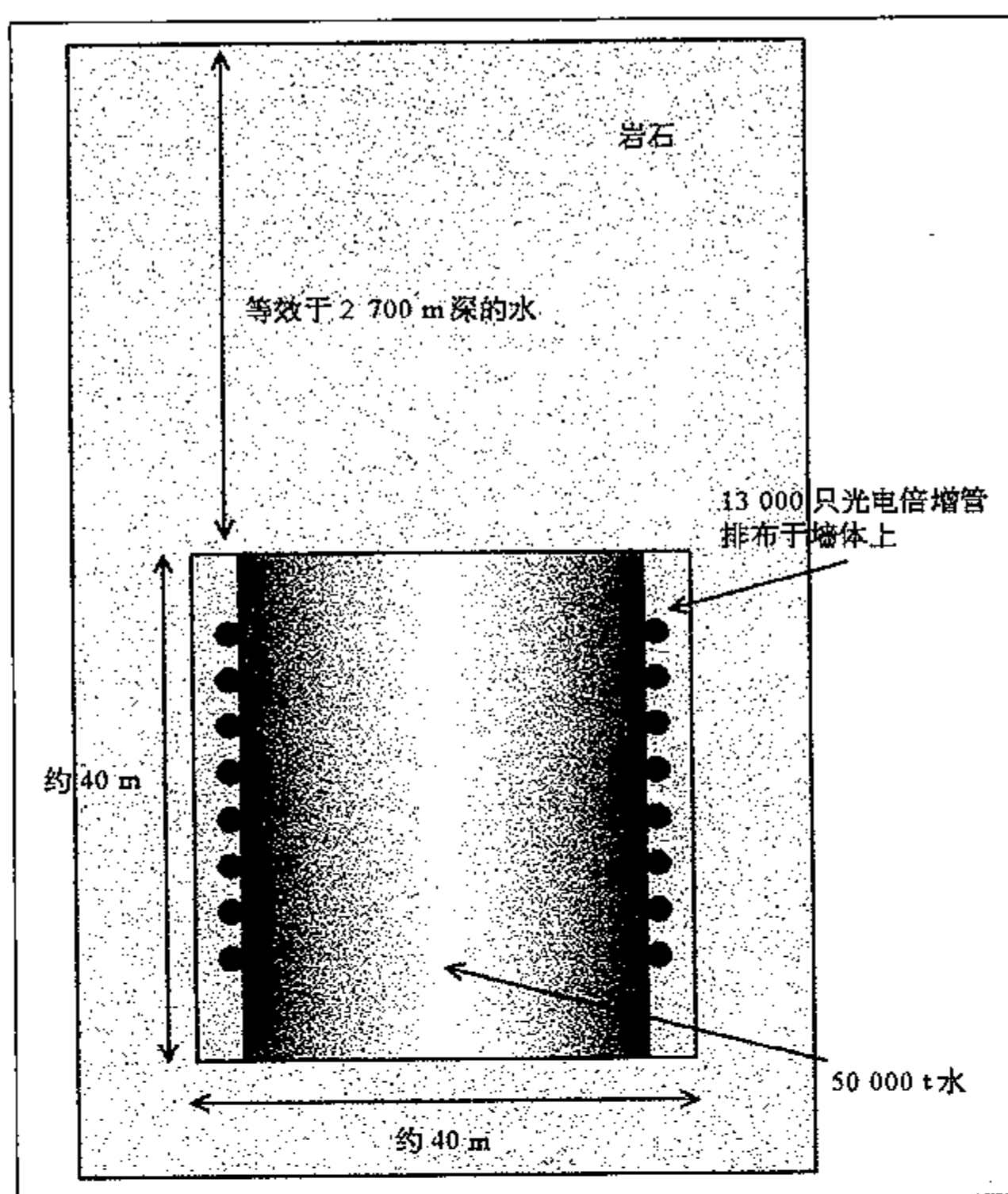


图 6.1 超卡密奥坎德是世界上最大的中微子探测器。它是一个巨大的盛水的圆柱形容容器，建在东京西北方 300 km 的日本阿尔卑斯山中 1.7 km 深的一个名为神冈的矿井中。探测器的墙体上布满了几千只光电倍增管(PMT)，这些倍增管是用来探测由快电子发出的切伦科夫辐射，快电子是高能中微子撞击原子时产生出来的。这些电子发出颇具特征的圆锥状浅蓝色光，其光轴平行于电子的路径。四周的岩石对大多数的宇宙线起屏蔽作用，这点非常重要，因为中微子是弱相互作用粒子，对其进行检测几乎是不可思议的事情。超卡密奥坎德每天可以捕获来自太阳的大约 30 个中微子。设计这个实验是为了研究来自超新星爆发和太阳的中微子，1998 年它收集到了第一批中微子振荡的强有力的证据——即电子型、 $\mu$ 子型和  $\tau$ 子型中微子在飞行中会改变它们的性质。这是证实太阳中微子的关键，同时意味着中微子必须具有质量。

175

荡而变成了其他未被检测到的形式(例如，它们出发时是电子型中微子，而在最终到达时，可能呈现为  $1/3$  的电子型中微子， $1/3$  的  $\mu$ 子型中微子和  $1/3$  的  $\tau$ 子型中微子)。如果的确发生了中微子振荡，那么这就意味着，中微子必然是有质量的。这一点具有重要的宇宙学意义，因为在宇宙中存在着数量如此之多的中微子。它们或许能够对丢失了的物质的一部分或全部作出解释。例如，如果中微子质量大约是  $1 \text{ eV}$ ，那么中微子就可以解释，为什么宇宙中的质量要比全部中子和质子合并在一起的还要多。

## 6.3 强子

### 6.3.1 重子和介子

我们已经遇到过两类性质截然不同的强子(强相互作用粒子):

1. 自旋为  $1/2$  的粒子, 诸如质子和中子, 统称为重子;
2. 自旋为整数的粒子, 如  $\pi$  介子, 统称为介子。

这两类粒子也可以用它们的衰变模式区分开。重子的衰变总是会产生一个质子和其他一些粒子, 因为质子是最轻的强子, 并且它们多半是稳定的。重子不可能衰变成介子, 所以质子也不会衰变成  $\pi$  介子。介子则会衰变成轻子。下面的方程表示的是重子(中子)和介子( $\pi^+$ )的衰变:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e^- + {}^0_0\bar{\nu}_e$$

$${}^0_1\pi \rightarrow {}^0_1\mu^+ + {}^0_0\nu_\mu$$

176 重子不能衰变成介子的观察可以用引入一个称之为重子数的新的性质来解释(“重子”这一术语是 1954 年引入的, 包括核子和一些有关的重粒子, 后来知道那是超子)。重子具有重子数  $+1$ , 反重子的重子数为  $-1$ , 所有介子的重子数皆为  $0$ 。还从来没有观察到破坏重子数守恒原理的任何衰变, 虽然某些统一场论预言那是有可能发生的, 质子也可能衰变(寻找质子衰变的实验对质子寿命设置了一个大于  $10^{32}$  年的下限)。在本书中方程的书写方法是这样的, 重子数置于每个字符的左上方——例如, 在上述方程中, 字符左上方的  $1$  表示质子和中子的重子数, 而  $0$  则表示所有介子和轻子的重子数。

### 6.3.2 奇异性

1946 年罗切斯特(Rochester)和巴特勒(Butler)发现了一种新的重介子——K 介子。当 K 介子衰变时, 他们观察到了由一对  $\pi^+$  和  $\pi^-$  造成的“V”形踪迹。随后很快就观察到了荷电的和中性的 K 介子。当  $\pi$  介子与质子碰撞或质子与核碰撞时, 它们便产生于强相互作用中, 因此预期它们也会经由强相互作用而发生衰变。强衰变具有大约  $10^{-23}$  s 的特征寿命, 但是观察到的 K 介子却具有  $10^{15}$  倍于此的寿命, 即  $10$  ns 左右——一个与弱衰变的寿命相当的时间。这就暗示 K 介子是经由强相互作用形成的, 而弱相互作用则引起它们的衰变。显然这是一件奇怪的事情, 正因为如此, K 介子曾被称为“奇异粒子”。理解 K 介子衰变所需的新的物理知识的线索来自它们产生的方式。在  $\pi$  介子与质子碰撞时, 不管 K 介子是何时产生的, 总有另一个奇异粒子伴随着 K 介子(如在下面的反应中)。但它决不与  $\pi$  介子一起出现(这应当是一个发生得更为频繁的反应, 因为  $\pi$  介子的质量比任何奇异粒子的都要小); 例如:

$${}^0_{-1}\pi + {}^1_1p \rightarrow {}^0_{-1}K^- + {}^1_1\Sigma^+$$

其中  $\Sigma^+$  是一个奇异重子。这就暗示需要有一对奇异粒子才能平衡掉质子或  $\pi$  介子所不具备的某种新粒子的性质。这种性质被称为“奇异性”, 从而也就发明了一个新的量子数  $S$ 。一般认为, 奇异性是与诸如 K 介子和  $\Sigma$  超子那样的粒子有关的性质, 在所有强相互作用中它是守恒的, 但在弱相互作用中它不守恒。这个构想是盖尔曼和西岛和彦(Kazuhiko Nishijima)大约于 1953 年提出的。

它是这样操作的:如果  $K^+$  和  $K^0$  被赋予  $S = 1$ , 它们的反粒子就被赋予  $S = -1$ , 那么所有其他粒子的奇异性就可以从将它们与  $K$  介子联系起来的强反应算出。例如,在上述反应中,  $\Sigma^-$  必须有  $S = +1$ , 因为它是随  $K^-$  ( $S = -1$ ) 而产生的。 $K$  介子不能经由强相互作用而发生衰变,因为它们必须保持奇异数守恒,且没有更轻的奇异粒子。当它们衰变为  $\pi$  介子时,  $K$  介子就会破坏奇异数守恒,这样一来,这必须是一个弱相互作用。在随后的数年里发现了大量的奇异介子和奇异重子。它们全都与这构想相吻合。这也给了物理学家这样的信心,即新的量子数的确对应于粒子的某些固有性质。下面的方程表明为什么一个  $\Sigma^+$  不能衰变成一个质子和一个  $\pi^-$ , 这个反应保持了电荷、轻子数和重子数守恒,但并不保持奇异数守恒:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\Sigma^+ &\rightarrow \frac{1}{2}p + \frac{1}{2}\pi^- \\ Q &= +1 - 1 \\ L &= 0 + 0 \\ B &= +1 + 0 \\ S &= +1 \neq 0 + 0\end{aligned}$$

当然非常重的奇异粒子可以经由强相互作用衰变成较轻的奇异粒子,这些衰变是在强相互作用的特征时间里进行的(即大约  $10^{-23}$  s 的寿命)。

### 6.3.3 八正法

随着加速器的能量日渐增加,发现了越来越多更重的重子和介子,到 20 世纪 50 年代末,已经发现的大约有 15 种,而且还有更多的正处于被发现的进程中。盖尔曼和奈曼意识到,若按照它们的奇异性 and 电荷来分组的话,那么粒子就会形成颇具提示性的图式。这与门捷列夫按元素的化学性质将它们分组的方法非常相似。只要看一下图式中的空隙,他就能预言未被发现元素的存在和可能的性质。盖尔曼和奈曼发现了一种 8 个重子的图式,它似乎已经构成了一个完整的图式(图 6.2),还有一个类似的有 7 个介子的图式。1961 年发现了第八个介子,即  $\eta$  介子。它具有使介子的图式与重子的图式完全相同所需的全部性质。盖尔曼把这种构想叫做“八正法”。这些图式的存在暗示了某种构成强子结构的基础性的东西。凭借这点,盖尔曼和奈曼预期,应该有一些更重的重子组成 10 个粒子的一组(图 6.3)。这些粒子中的 9 个已为大家所熟识,4 个  $\Delta$  粒子,3 个  $\Sigma^*$  粒子和 2 个  $\Xi^*$  粒子。按以前相同的方法作图,它们就构成一个顶角上的粒子缺失的三角形。

从图 6.3 的各个轴读过来,很清楚,这个粒子应该有的奇异数为  $-3$ , 电荷为  $-1$ 。盖尔曼也预测了它的质量。他注意到了每个额外的奇异性单位会使粒子质量增加大约  $150 \text{ MeV}/c^2$ 。这样他预言应该存在一个质量比  $\Xi^*$  (奇异数为  $-2$ ) 大  $150 \text{ MeV}/c^2$  的粒子存在。他把这个粒子命名为  $\Omega^-$ 。1963 年,布鲁克海文国家实验室和欧洲原子核研究组织各自独立地发现了它。它的性质与预测的几乎丝毫不差。盖尔曼“因其关于基本粒子的分类和它们的相互作用所作的贡献和发现”而荣获 1969 年的诺贝尔物理学奖。

“盖尔曼从佛教借用了一个术语,他把这一对称性原理叫做八正法是因为大家较为熟知的粒子——如中子和质子以及它们的同族成员——都进入了具有 8 个成员的家族。然而并不是所有家族都完整无缺,还需要一个新粒子来构成一个 10 个

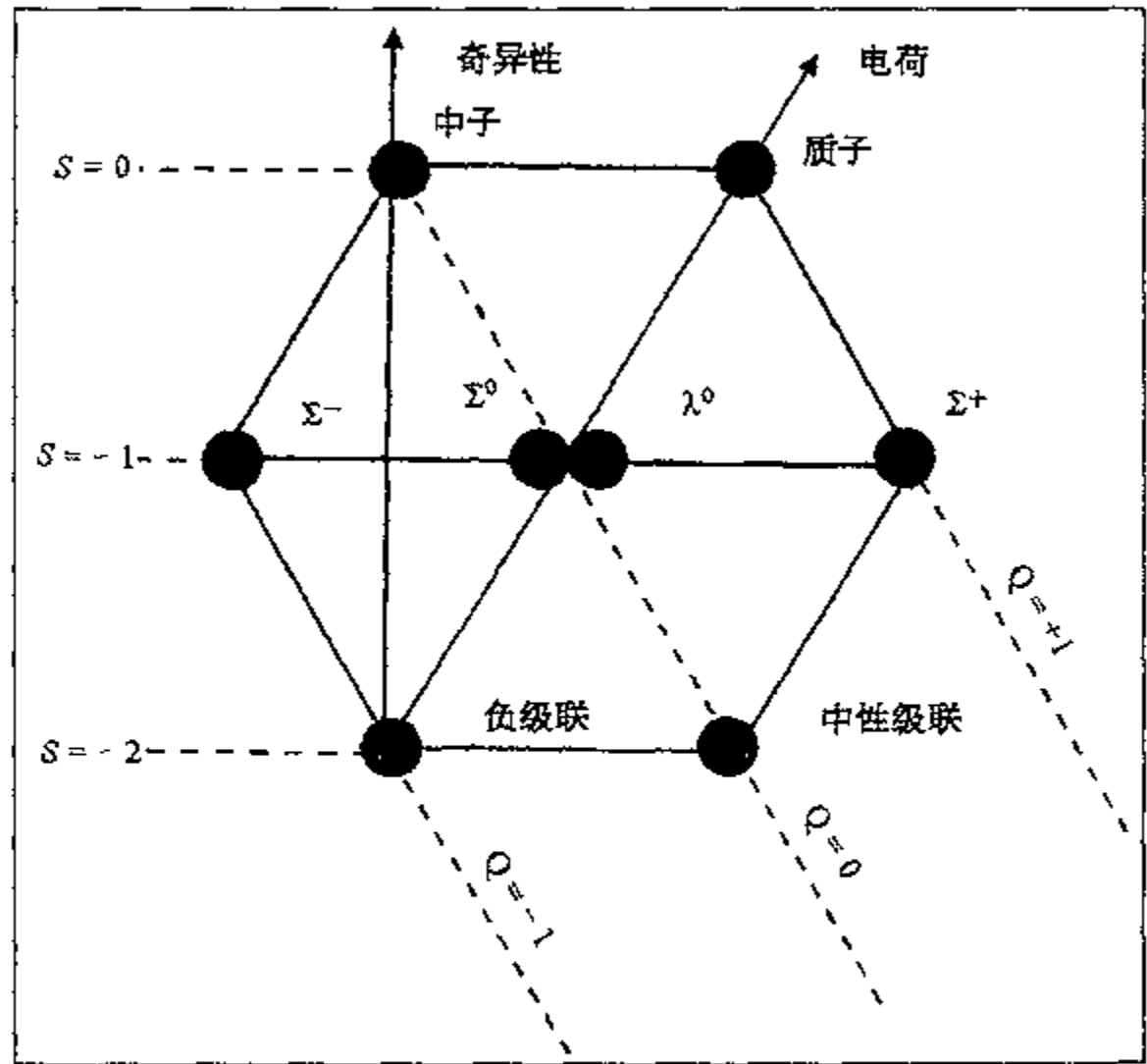


图 6.2 八正法。上表中的 8 个重子都是自旋为半整数的粒子。这一简单的图式暗示,它们可能都是由一组更为简单的粒子按几乎与元素周期表相同的方式组成的,而周期表的周期性则是从构成原子结构的基础的东西推导出来的。

179

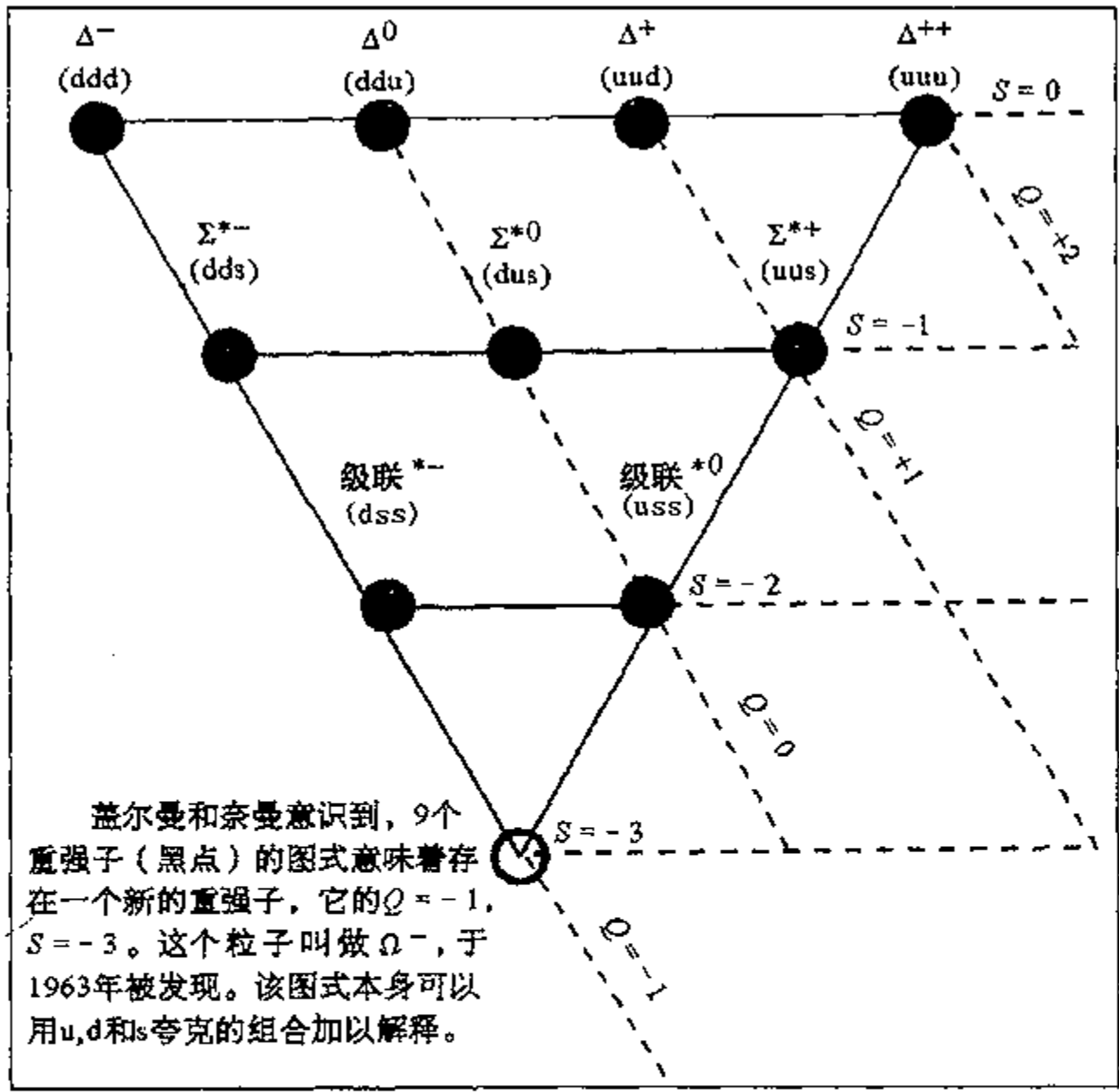


图 6.3  $\Omega^-$  粒子的预测。

成员的家族。这些成员类似于中子、质子和超子,但是具有大了3倍的自旋。这个新粒子随后于1964年在布鲁克海文被发现,并证实它具有盖尔曼所估算的质量,这是新的SU(3)对称性所取得的了不起的成功之一。”

[Steven Weinberg. *Dreams of a Final Theory*. Radius, 1992]

下表列出包括在八正法中的强子的性质,以及随后的介子九重线和重子十重线。表中Q是电荷数( $e$ 的倍数), $M$ 是相对于质子的质量, $B$ 是重子数, $S$ 是奇异数。 180

粒 子	Q	M(相对)	B	S	寿命	自旋
质子( $p^+$ )	1	1	1	0	稳定(?)	1/2
中子( $n^0$ )	0	1	1	0	15 min	1/2
$\Lambda^0$	0	1.1	1	-1	$10^{-10}$ s	1/2
$\Sigma^\pm$	$\pm 1$	1.2	1	-1	$10^{-10}$ s	1/2
$\Sigma^0$	0	1.2	1	-1	$10^{-20}$ s	1/2
$\Delta^\pm$	$\pm 1$	1.2	1	0	$10^{-23}$ s	3/2
$\Delta^0$	0	1.2	1	0	$10^{-23}$ s	3/2
$\Delta^{++}$	2	1.2	1	0	$10^{-23}$ s	3/2
$\Xi^0$	0	1.3	1	-2	$10^{-10}$ s	1/2
$\Xi^-$	-1	1.3	1	-2	$10^{-10}$ s	1/2
$\Sigma^{*\pm}$	$\pm 1$	1.4	1	-1	$10^{-23}$ s	3/2
$\Sigma^{*0}$	0	1.4	1	-1	$10^{-23}$ s	3/2
$\Xi^{*0}$	0	1.5	1	-2	$10^{-23}$ s	3/2
$\Xi^{*-}$	-1	1.5	1	-2	$10^{-23}$ s	3/2
$\Omega^-$	-1	1.6	1	-3	$10^{-10}$ s	3/2
$\pi^\pm$	$\pm 1$	0.14	0	0	$10^{-8}$ s	0
$\pi^0$	0	0.14	0	0	$10^{-16}$ s	0
$\eta^0, \eta'^0$	0	0.5	0	0	$10^{-19}$ s	0
K 介子( $K^\pm$ )	$\pm 1$	0.5	0	$\pm 1$	$10^{-8}$ s	0
中性 K 介子( $K^0$ 与 $\bar{K}^0$ )	0	0.5	0	1	$10^{-8}$ s	0
	0	0.5	0	-1	$10^{-10}$ s	0

## 6.4 夸克

### 6.4.1 在强子内

有几位物理学家曾设想,强子可能是更简单、更基本的粒子的组合。1964年盖尔曼和茨威格提出,介子九重态、重子八重态和十重态都可能由三种不同的自旋为1/2的粒子及它

181 们伴生的反粒子组合而导出。这些新的基本粒子叫做夸克。1967年费恩曼提出一个直觉模型,试图预测当包含夸克的质子与其他粒子碰撞时会发生些什么(他把它们称之为部分子,至于它们可能有多少,他并没有作任何假设),并能够推导出某些与夸克-部分子模型有关的散射特征。1968年,弗里德曼、肯德尔和泰勒在斯坦福直线加速器(SLAC)上把高能电子束射向质子。比约肯(James Björken)分析了所产生的粒子雨,试图弄清质子内部有些什

么。有一件事情是很明显的,即在所有碰撞能量上,散射图样都是一样的,它具有“标度不变性”。1968年夏,刚巧费恩曼正在斯坦福直线加速器实验室作访问,他和比约肯借助费恩曼部分子理论讨论了该结果。他们发现,若确定部分子就是夸克,并引入一些在夸克之间运动的附加粒子(现在叫做胶子),那么他们就可以解释这种散射。在此基础上比约肯和帕斯科斯(Emmanuel Paschos)进一步发展了该理论。

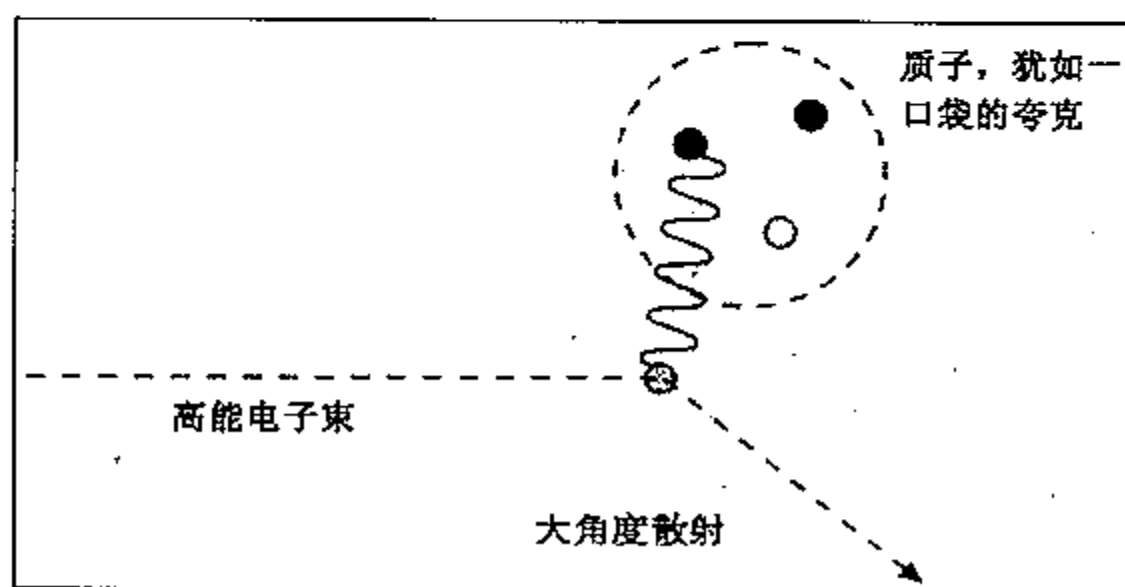


图 6.4 深非弹性散射。强子的夸克结构的第一个强有力的证据得自 1968 年在斯坦福直线加速器上所做的实验。当高能电子束轰击固定靶时,某些电子经历大角度散射,就像原始的卢瑟福散射实验中的  $\alpha$  粒子散射那样。其解释也是类似的:即电子必然与质子内部高度集中的荷电粒子发生了相互作用。这种散射是通过交换一个高能光子而进行的。

需要使用夸克的“味”来解释迄今为止我们讨论过的强子的图式。

夸克的味	电 荷	奇异性	自 旋
上(u)	$+2/3$	0	$1/2$
下(d)	$-1/3$	0	$1/2$
奇(s)	$-1/3$	-1	$1/2$
反上( $\bar{u}$ )	$-2/3$	0	$1/2$
反下( $\bar{d}$ )	$+1/3$	0	$1/2$
反奇( $\bar{s}$ )	$+1/3$	+1	$1/2$

182 “由于关于质子和束缚中子对电子的深非弹性散射所作的先驱性研究,该项工作对于粒子物理中夸克模型的发展具有不可或缺的意义”,1990 年的诺贝尔物理学奖由弗里德曼、肯德尔和泰勒分享。

夸克以三个一组结合起来时形成重子,成对结合时形成介子。当夸克结合起来给出自

旋分别为 $-1/2$ 和 $-2/3$ 的粒子时,便形成重子的八重态和十重态,这些结果总结在下表中。

夸克三重态	奇异数	电 荷	自旋 $-1/2$	自旋 $-2/3$
ddd	0	-1		$\Delta^{-}$
udd	0	0	$n^0$	$\Delta^0$
uud	0	+1	$p^+$	$\Delta^+$
uuu	0	+2		$\Delta^{++}$
dds	-1	-1	$\Sigma^-$	$\Sigma^{*-}$
uds	-1	0	$\Sigma^0, \Lambda^0$	$\Sigma^{*0}$
uus	-1	+1	$\Sigma^+$	$\Sigma^{*+}$
dss	-2	-1	$\Xi^-$	$\Xi^{*-}$
uss	-2	0	$\Xi^0$	$\Xi^{*0}$
sss	-3	-1		$\Omega^-$

关于此表值得作一些评论:

1. 自旋为 $-1/2$ 的重子所具有的两个夸克,其自旋是平行的,它的第三个夸克的自旋轴的方向相反。自旋为 $-3/2$ 的重子所具有的三个夸克的自旋都平行于同一个轴。

2. 如果夸克除了它们固有的自旋以外,在重子内还具有轨道角动量,那么就会形成具有更高自旋的重子。这就解释了为什么我们会发现几百个重子。现在已对发现的这几百个重子进行了分类编目。

183

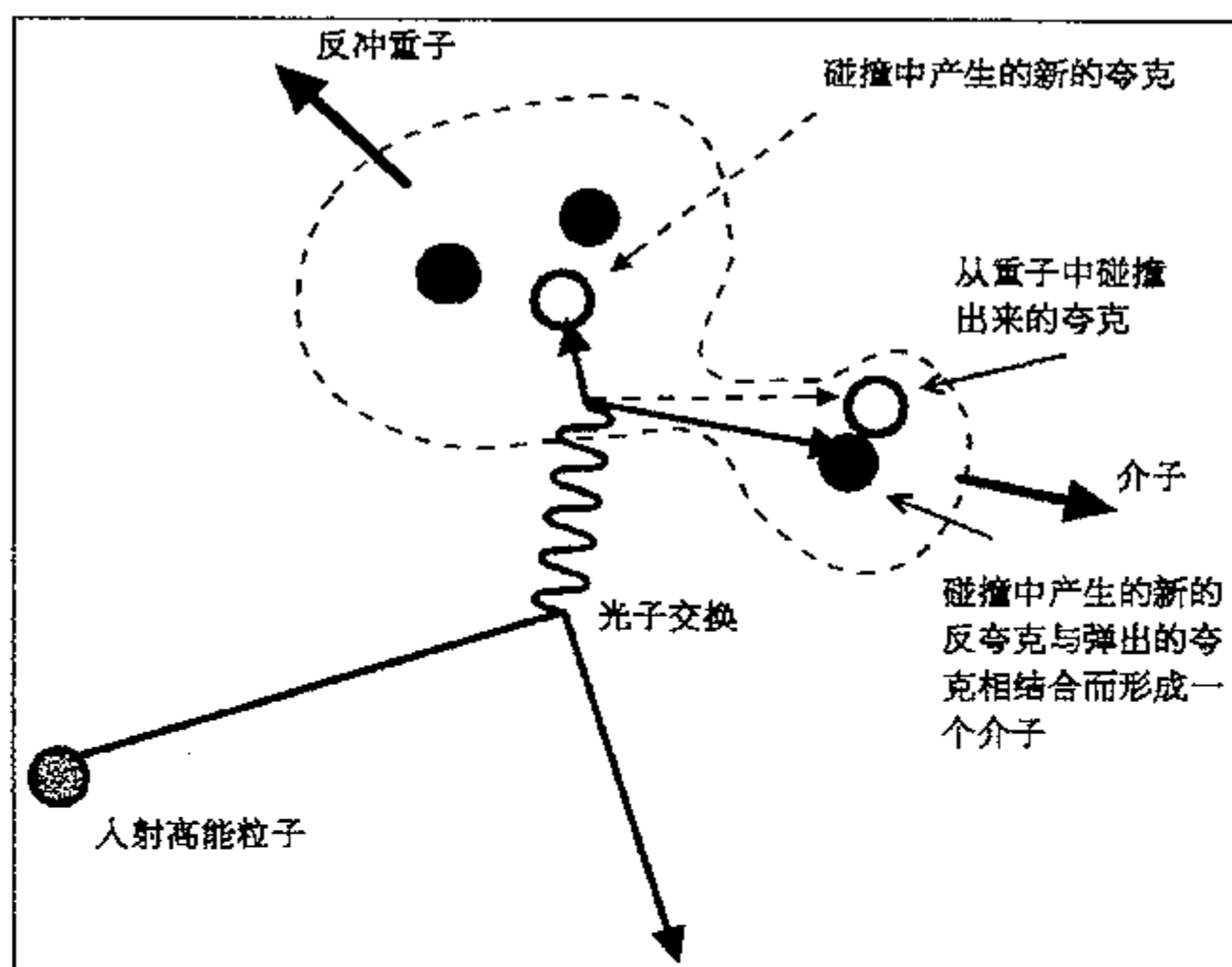


图 6.5 在夸克进一步分离时,将夸克束缚在强子内部的色力强度会大大增加。在剧烈的碰撞中,将夸克分开所需的能量就会变得相当大,而足以形成夸克-反夸克对。任何弹出的夸克会与反夸克结合而形成介子,因此自由夸克是探测不到的。

3. 具有更高自旋的重子包含能量更高的夸克,因此它们通常都更重。

4. 诸如  $\Omega^-$  这样的粒子具有三个相似的夸克,其自旋都在同一个方向。夸克是费米子,因此它们应该遵守泡利不相容原理,它排除了在同一个重子中找到两个以上具有同一组量子数的可能性。这就意味着,夸克必然具有在  $\Omega^-$  内部将它们区分开的另外的性质。这另外的性质叫做“色”。夸克以三种色来表征:红、蓝和黄(或绿)。采用色这一术语是因为夸克总是成串地结合在一起的,结合起来时是白色或无色的。例如,在每个重子中,总能找到带每种颜色的一个夸克,人们就靠这点把  $\Omega^-$  内的三个夸克区分开来。“色”这一思想是由格林伯格(Oscar Greenberg)于 1965 年首先提出来的。

5. 介子是夸克-反夸克对的组合。反夸克具有反色,因此介子也是无色的。根据它们本征自旋的结合方式可得知它们可以有的自旋是 0 还是 1,但是轨道运动也可使它们具有更高的自旋,这点很像重子。下表给出如何由上、下和奇夸克与它们的反夸克组合而形成介子的九重态。

184 6. 强子是由交换胶子将若干组夸克束缚在一起的思想在某些方面类似于经由光子交换电子被束缚到核上的原子模型,其重要差别在于原子可以电离,电子可以脱离原子而获得自由。目前的理论认为,夸克是不可能获得自由的。将夸克束缚在一起的色力有着非常奇怪的性质,在近距离时它非常弱,使得夸克在强子内部相对比较自由。然而一旦夸克开始分开,该力的强度就会增大。这就使得夸克决不可能成为自由粒子。在猛烈的碰撞中,需要将夸克分离开的能量非常大,足以产生新强子的“喷注”。

下表表示介子的夸克结构。

夸克对	奇异性	电 荷	介子(自旋 0)
$d\bar{u}$	0	-1	$\pi^-$
$u\bar{u}$	0	0	$\pi^0, \eta^0, \eta'^0$
$d\bar{d}$	0	0	
$s\bar{s}$	0	0	
$u\bar{d}$	0	-1	$\pi^-$
$s\bar{d}$	-1	0	$\bar{K}^0$
$s\bar{u}$	-1	-1	$K^-$
$d\bar{s}$	1	0	$K^0$
$u\bar{s}$	1	1	$K^+$

注意:  $\pi^0$  和  $\eta$  介子并不对应唯一的夸克组合,每个介子都是夸克态的组合。

#### 6.4.2 夸克-轻子对称性

$\beta$  衰变揭示了许多物理学的新知识,一个中子转变为一个质子作为基本过程把夸克和轻子联结了起来。中子是  $udd$ ,质子是  $uud$ ,因此涉及  $\beta$  衰变的弱相互作用就把一个夸克的味从  $d$  改变成了  $u$ 。

20 世纪 60 年代中期,格拉肖、温伯格和萨拉姆提出了一个弱相互作用和电磁相互作用的统一理论,该理论把轻子与夸克联结起来,特别是电子和电子型中微子分别对应于下夸克



和上夸克,这就暗示, $\mu$ 子和 $\mu$ 子型中微子或许对应于第二代的夸克,推测起来,这第二代的夸克之一就是奇异夸克。藉此理论,他们也能够预言某个失踪了的夸克——现在叫做“粲”夸克——的性质。它应该具有电荷 $+2/3$ ,而质量则比已知三个夸克中的任何一个都大(否则,含有夸克的粒子在多次碰撞实验中早该被发现了)。

第一个粲粒子—— $J/\Psi$  介子(由“粲”夸克及其反夸克组成)——是由两个小组独立发现的,一个是里克特、珀尔(Perl)和戈德哈伯(Goldhaber)领导的小组,他们所用的实验装置是斯坦福正电子-电子不对称环(SPEAR),另一个是由布鲁克海文的丁肇中领导的小组。 $J/\Psi$  的名字是两个小组赋予该粒子的, $\Psi$  倒更为贴切些,因为该粒子衰变时留下的径迹很像字母  $\Psi$  的形状。里克特和丁肇中“因在发现一类新的重基本粒子方面所做的先驱性工作”而分享了 1976 年的诺贝尔物理学奖。

185

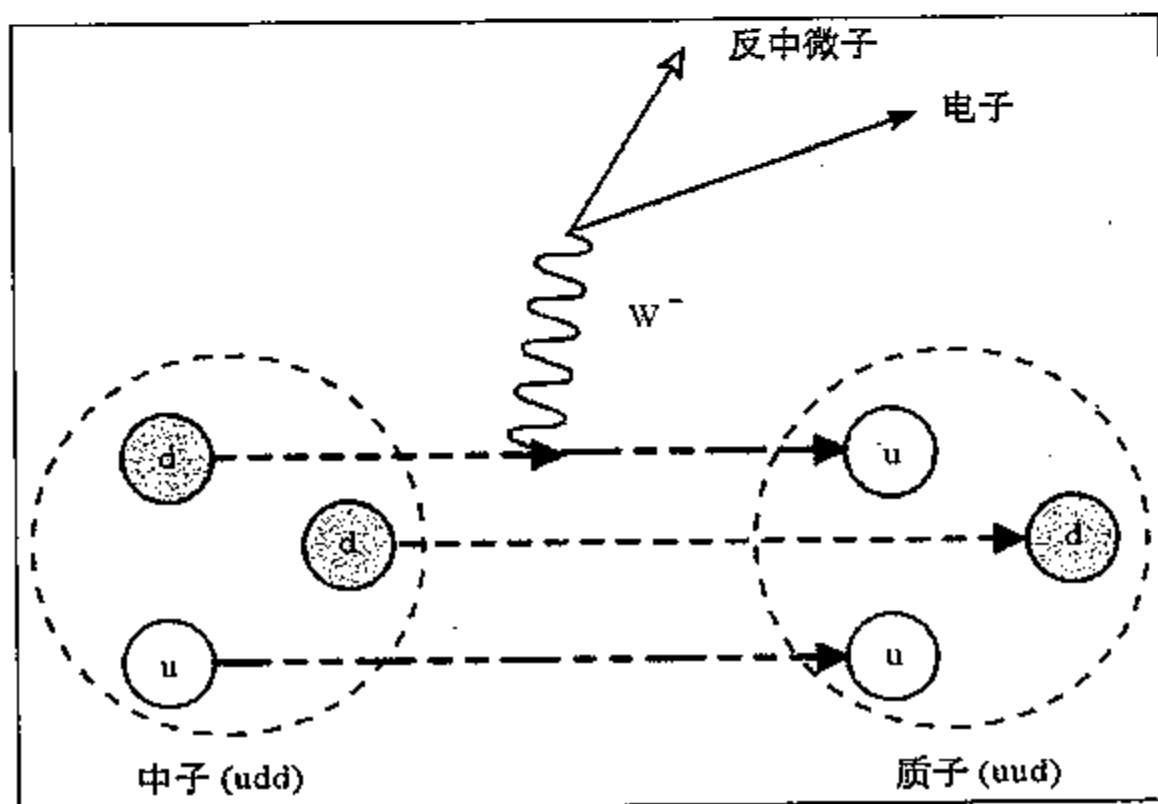


图 6.6 中子的衰变。弱相互作用是唯一能改变夸克的味的相互作用。这里,一个下夸克辐射出一个  $W^-$  玻色子并变成一个上夸克。而  $W^-$  又快速地衰变成一个电子( $\beta$  粒子)和一个反中微子。

我们已经叙述过 1974 年关于  $\tau$  轻子的发现。这个粒子与  $\tau$  子型中微子一起构成了一个第三代的轻子二重态,而它又与另一对夸克——底夸克和顶夸克——相联系。它看起来像是夸克,而轻子则将取代强子,产生无穷无尽的新的基本粒子序列,但事情并非如此,粒子物理学和宇宙学的研究结果证实粒子代数是 3:

1.  $Z^0$  粒子(由电弱统一理论要求的一种携带力的玻色子)是 1983 年在欧洲原子核研究组织被发现的。它是一个很重的粒子,约为质子静止质量的 100 倍,因此它应该能够衰变成大量的各种各样较轻的粒子。产生该粒子的速率和寿命皆取决粒子代的数目(如果存在更多的代,那就将有更多的衰变模式,这样一来它的寿命就更短)。在欧洲原子核研究组织所作的精确测量表明,并没有第四代的轻子或夸克。

2. 在早期宇宙中氦和氮的丰度对粒子代的数目也是敏感的(如果现在有更多的粒子代,那么在早期宇宙中的能量就会扩散得更为稀薄,现在氮的数量就会更少)。根据宇宙学的观察有可能对该比率作出估算,其结果与现在仅有的三代相一致。

186

代	轻子 s	夸克 s
1	$e^-$ $\nu_e$	d u
2	$\mu^-$ $\nu_\mu$	s c
3	$\tau^-$ $\nu_\tau$	b t

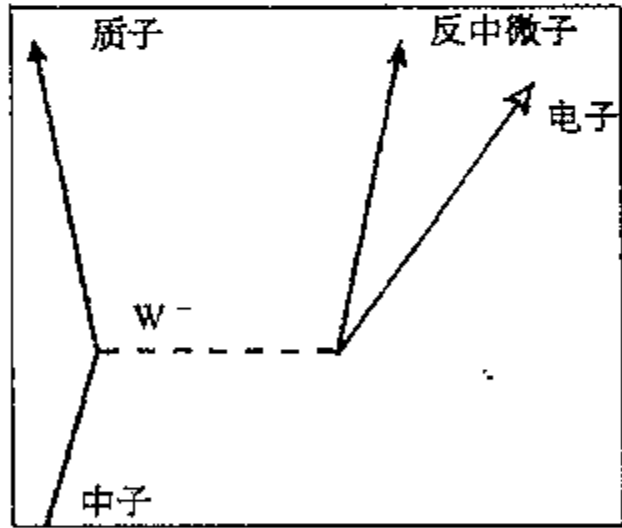
1977 年在费米实验室由莱德曼所做的发现  $\Upsilon$ (upsilon)粒子的实验中,底夸克第一个浮现出来,到 1995 年,顶夸克也是在该实验室被发现的。

代	夸克	$Q/e$	$E_0/\text{GeV}$	自旋/ $\hbar$
1	d	$-1/3$	0.008	1/2
1	u	$+2/3$	0.004	1/2
2	s	$-1/3$	0.150	1/2
2	c	$+2/3$	1 200	1/2
3	b	$-1/3$	4 700	1/2
3	t	$+2/3$	93 000	1/2

6.5 力的携带者

6.5.1 规范玻色子

量子电动力学采用荷电粒子之间交换虚光子的方法阐明了电磁力。这一理论所取得的令人惊叹的成功使它成了其他各种量子场论的一种样板。费米的  $\beta$  衰变理论涉及一个电子和一个反中微子的交换,这两个粒子如果一起被交换的话,其行为像自旋为 1 的玻色子。1938 年克莱因(Oskar Klein)引入了一个自旋为 1 的交换粒子——“W 玻色子”——的思想,并采用费恩曼图来表示中子的衰变(图 6.7)。



其后为统一电磁相互作用和弱相互作用所作的努力表明,电弱相互作用需要四个交换粒子——光子、带电荷的  $W^+$  粒子和  $W^-$  粒子,另一个是质量较大的中性玻色子  $Z^0$ 。这些粒子的每一个都对一种特有的电弱相互作用起一种媒介的作用。各种例子示于下面的费恩曼图中。

- 1. 光子决定了荷电粒子之间的电磁力,但并不影响进行相互作用的粒子的性质。
- 2.  $W^\pm$  粒子改变了夸克的味,从而决定了  $\beta$  衰变过程。
- 3.  $Z^0$  粒子可以让中性弱相互作用得以发生。一个例子或许就是一个中微子从一个质子的散射,其间没有一个粒子在此过程中改变了性质。(光子并不能对这些散射事件起一种媒介的作用,因为中微子并不通过电磁相互作用与其他粒子发生相互作用。)

187 图 6.7 表示中子衰变的费恩曼图。

4.  $W^\pm$  粒子和  $Z^0$  粒子都是大质量的粒子,其质量分别为 83 GeV 和 93 GeV,接近于质子质量的 100 倍。不过它们的寿命都很短,每个都约在  $10^{-25}$  s,因此它们只有在能量非常高的碰撞实验中才会产生出来。

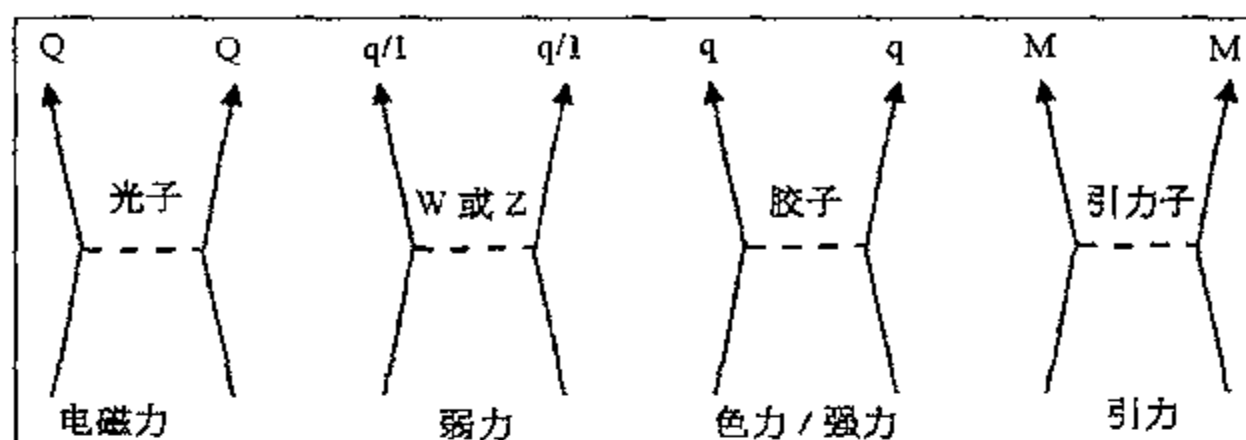


图 6.8 四种基本力的费恩曼图。电磁力作用于荷电粒子,弱力作用于夸克和轻子,色力作用于夸克,引力作用于有质量的粒子。除了引力子以外,所有携带力的粒子都已有了很好的证据。

$W^\pm$  粒子和  $Z^0$  粒子是 1983 年在欧洲原子核研究组织的质子-反质子碰撞中被发现的。“由于对导致场粒子  $W$  与  $Z$ ——交换弱相互作用信息的使者——发现的重大研究项目的决定性贡献”,鲁比亚和范德米尔被授予 1984 年的诺贝尔物理学奖。

汤川的强相互作用理论涉及介子在重子之间的交换。介子和重子都是由夸克所组成,而夸克则受到胶子的束缚这样一个事实表明,核子的束缚实际上是色力的结果,而不是一种基本相互作用的结果。色力的理论是另一种量子场论,它是以量子电动力学为指导建立起来的,现在这个理论叫做量子色动力学,或简称为 QCD。其思想是大家熟悉的:夸克凭交换称为胶子的规范玻色子而互相束缚在一起。胶子是自旋为 1 的玻色子,共有八个变种(每个都有一个反胶子)。胶子承载着颜色的差别(例如红-蓝),因此当夸克发射和吸收胶子时,它们能够改变夸克的颜色(图 6.9)。颜色是胶子交换的源泉,正像电荷是光子交换的源泉一样。然而由于光子本身是中性的,所以它并不能通过交换更多的光子与其他光子或电荷发生相互作用。而胶子承载着颜色,当它们被交换时,能够辐射出更多的胶子。这就使得量子色动力学操作起来远远比量子电动力学困难得多。量子色动力学的另一个奇异的性质是“渐近自由”。当处在强子内部的夸克互相靠得很近时,夸克之间的色力会变得非常之小。在某些方面强子的行为就像一个口袋,其中夸克和胶子像自由粒子一样跳跃着。但当供以更多的能量使夸克分开时,色力就会变得非常强大,而在色力场中也储藏着如此多的能量,以致新的夸克-反夸克对会被创生出来。由于这一效应,在高速碰撞实验中可发现,强子中会产生出喷注一样的新粒子,这就为强子的内部结构提供了最有说服力的证据。

我们唯一尚未讨论的基本相互作用是引力(gravity)。引力的最佳模型就是爱因斯坦的广义相对论,爱因斯坦宣称,由于质量和能量的存在造成了空间-时间的畸变。迄今为止还

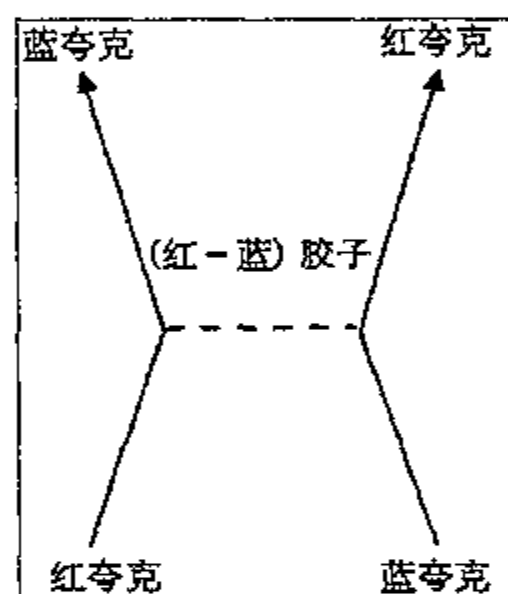


图 6.9 颜色是守恒的。这意味着胶子必然承载着颜色的差别,同时也意味着胶子能够通过色力进行相互作用,这就使量子电动力学处理起来比电弱相互作用困难得多。

没有一个人能够写出引力相互作用的量子场论,但是如果他们要提出一种新的交换粒子,那么或许就需要引力子。关于超弦理论的最新工作提示,一个十维的量子场论可能会统一所有的基本相互作用。该理论最有启示意义的一个方面就是,爱因斯坦的引力论是自动建立在其中的。显然这个新理论的主要进展的出现似乎是在 21 世纪。

189

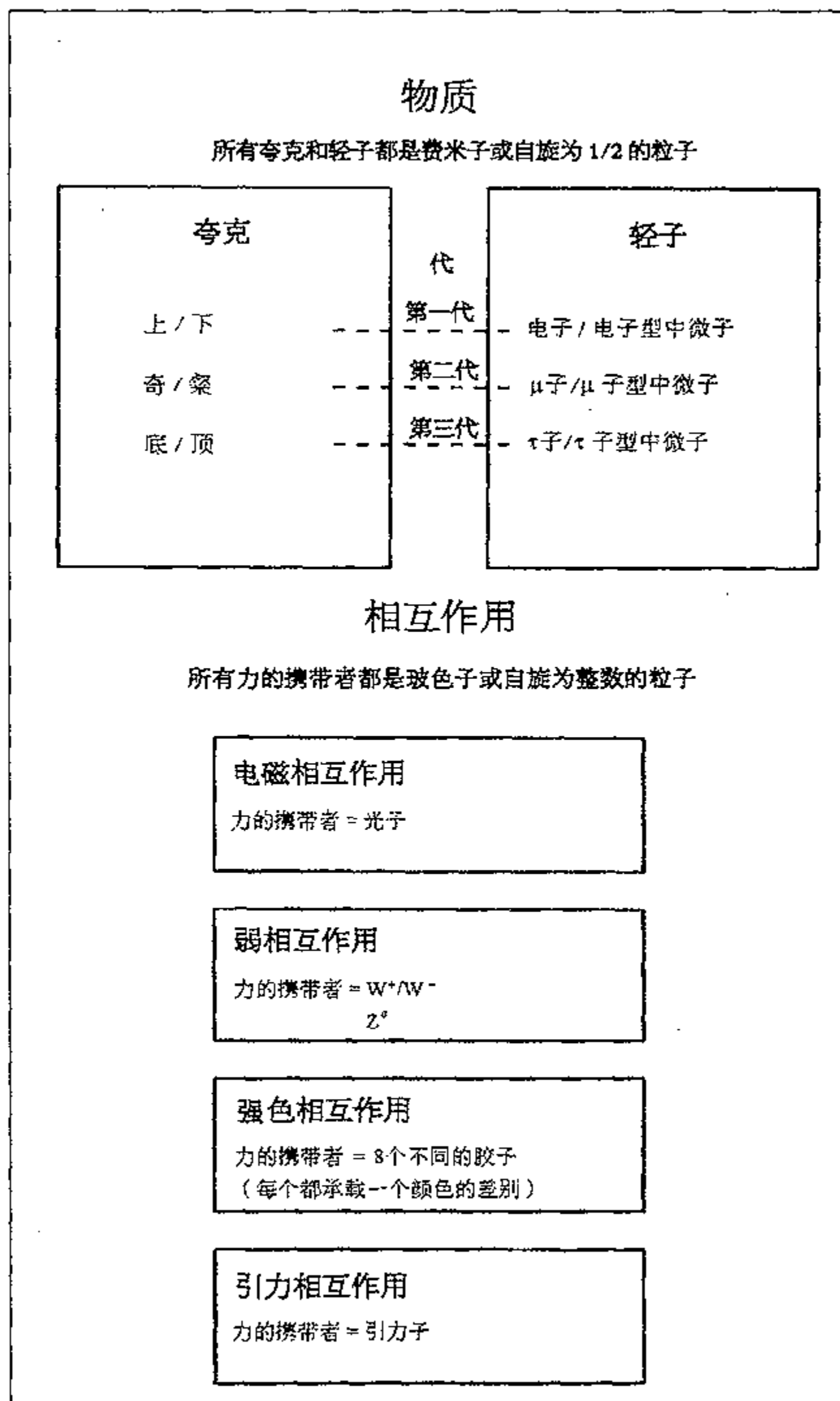


图 6.10 标准模型总结。

## 第 7 章 粒子探测器

### 7.1 电离辐射

20 世纪的粒子物理学有赖于两个实验方面的平行发展。加速器物理的进展使得人们可以在实验室中按计划发生能量越来越高的碰撞。日渐复杂的探测器又使人们可以进行快速、灵敏和自动的观察,这样就有可能抓住稀少但有意义的事件,而恰是这类事件能够导致新的物理学知识的产生。有几次诺贝尔物理学奖是授予发明新型探测器的物理学家的,其他一些则是授予设法使用它们从而获得了新发现的那些人的。

#### 7.1.1 抓住宇宙线

当我们进入 21 世纪的时候,大型加速器的成本变得愈来愈高昂以至于到了无法承受的程度,美国超导超对撞机(SSC)项目的取消或许标志着加速器物理学时代的终结。或许人们已确信,许多个太电子伏(TeV,  $1 \text{ TeV} = 1000 \text{ GeV} = 10^{12} \text{ eV}$ ) 的能量[现在我们只能从现存的诸如欧洲原子核研究组织(CERN)那样的设备中千方百计将之截取得来]仍然是高能粒子之源,唯有它才能达到我们在实验室中梦寐以求的能量。宇宙线时而给我们送来一些粒子,其能量竟超过  $10^{18} \text{ GeV}$ ! 然而问题在于,这些是极为稀少且是不可预期的事件,但是这些粒子确实是被观察到了,它们也能揭示新的物理学知识。事实上 20 世纪上半叶所发现的大多数粒子是宇宙线事件的结果,其中一些列在下表中。

年份	粒 子	发现者	探测器
1932	正电子	安德逊	云室
1937	$\mu$ (轻)子	尼德迈尔 安德逊	云室
1947	荷电 $\pi$ 介子	鲍威尔	照相乳胶
1947	荷电 K 介子	罗切斯特 巴特勒	云室
1947	中性 K 介子	罗切斯特 巴特勒	云室
1951	兰姆达粒子( $\Lambda$ )	巴特勒	云室
1952	西格马粒子( $\Sigma$ )	托马西尼	照相乳胶
1953	克塞负粒子( $X^-$ )	阿门特罗斯	云室

早期用实验测量辐射源放射性的方法是以一定速率使空气电离并让预先带电的验电器放

电。若将验电器对放射源屏蔽起来,来自源的辐射就会下降,但屏蔽验电器并不能使辐射降低到零。这似乎表明还存在另外一种穿透性很强的辐射。1910年神父乌尔夫(Father Theodor Wulf)把一只验电器带到了艾菲尔铁塔的顶层,他认为如果那种辐射来自于地球,那么在塔顶上这种穿透效应就会减弱,可事实上这种辐射仍然很强,因此乌尔夫怀疑它可能是来自地球以外的某种辐射源。决定性的实验是由奥地利物理学家和业余热气球探险者赫斯(Victor Hess, 1883—1964)进行的。1911和1912年他把验电器带上了气球,在5 000 m的高空测量了它们的放电速率。在那个高度上验电器的放电速率比在海平面上快了10倍。于是他得出结论,这种辐射的确是来自外层空间的。嗣后,密立根对这个问题作了进一步研究,他是在无人气球上进行自动测量的。1925年他为这种穿透性很强的高能辐射取了个名称——宇宙线,与其他同时代的物理学家一样,他认为宇宙线是由来自地球以外的核反应的超硬 $\gamma$ 射线组成的。

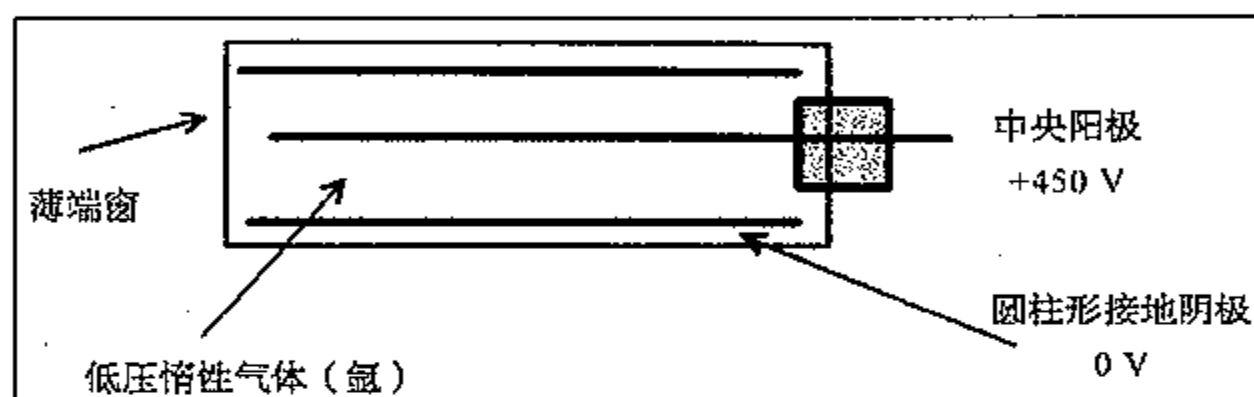


图 7.1 盖革计数管。当粒子进入计数管时,管子中的低压氩气发生电离,产生的电子在阳极方向受到加速,并引起氩气进一步电离,随后在两电极上出现电荷流的雪崩和一个短的电脉冲。

1928年盖革(Hans Geiger)和缪勒(Walther Müller)发明了“盖革计数器”(见上)。那是一种灵敏得多的探测器,每当一个事件发生时,就会产生一个电脉冲。到了这个时候人们认为宇宙线就是高能 $\gamma$ 射线。它们与物质发生相互作用的方式是从原子中击出电子,这种相互作用很弱。1929年博特(Walther Bothe)和科尔赫斯特(Werner Kolhörster)在柏林做了这样一个实验,他们在一块厚4 cm的金块两侧放了一对盖革计数器,两个探测器的输出

192

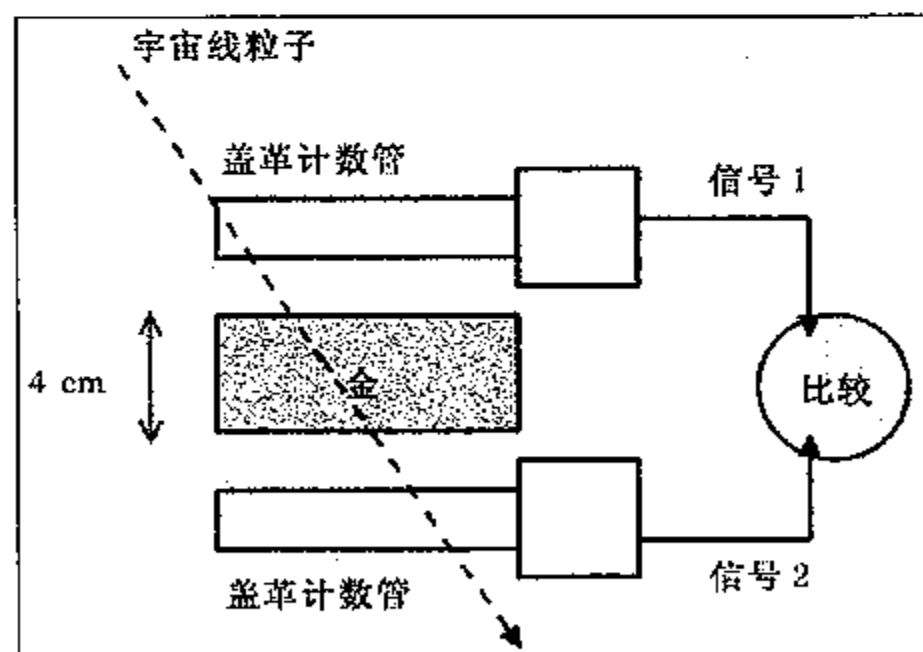


图 7.2 博特和科尔赫斯特演示了宇宙线可以穿透4 cm的金块。他们从置于该金块两侧的盖革计数管中找到了同时发生的信号。这表明宇宙线必然具有很高的能量。

显示出许多事件是同时发生的,这就意味着两个探测器是被相同的宇宙线触发的。然而一种宇宙线却在两个管子里都击出了一个电子,其次在第一个探测器中从原子击出的电子却被金块所阻挡而不能到达第二个探测器,这是极其不大可能的。他们意识到宇宙线必然是穿透性很强的高能荷电粒子,但并不是 $\gamma$ 射线。在佛罗伦萨的罗西(Bruno Rossi)对这问题作了进一步的研究,他在两个盖革计数器之间放置了一块1 m厚的铅吸收体,事件同时发生的情形依然如此——这就是说实验中的事件涉及极高的能量。罗西用了一种电子装置监测了这种同时发生的事件,而这种电子装置成了许多现代自动探测方法的前驱。

193

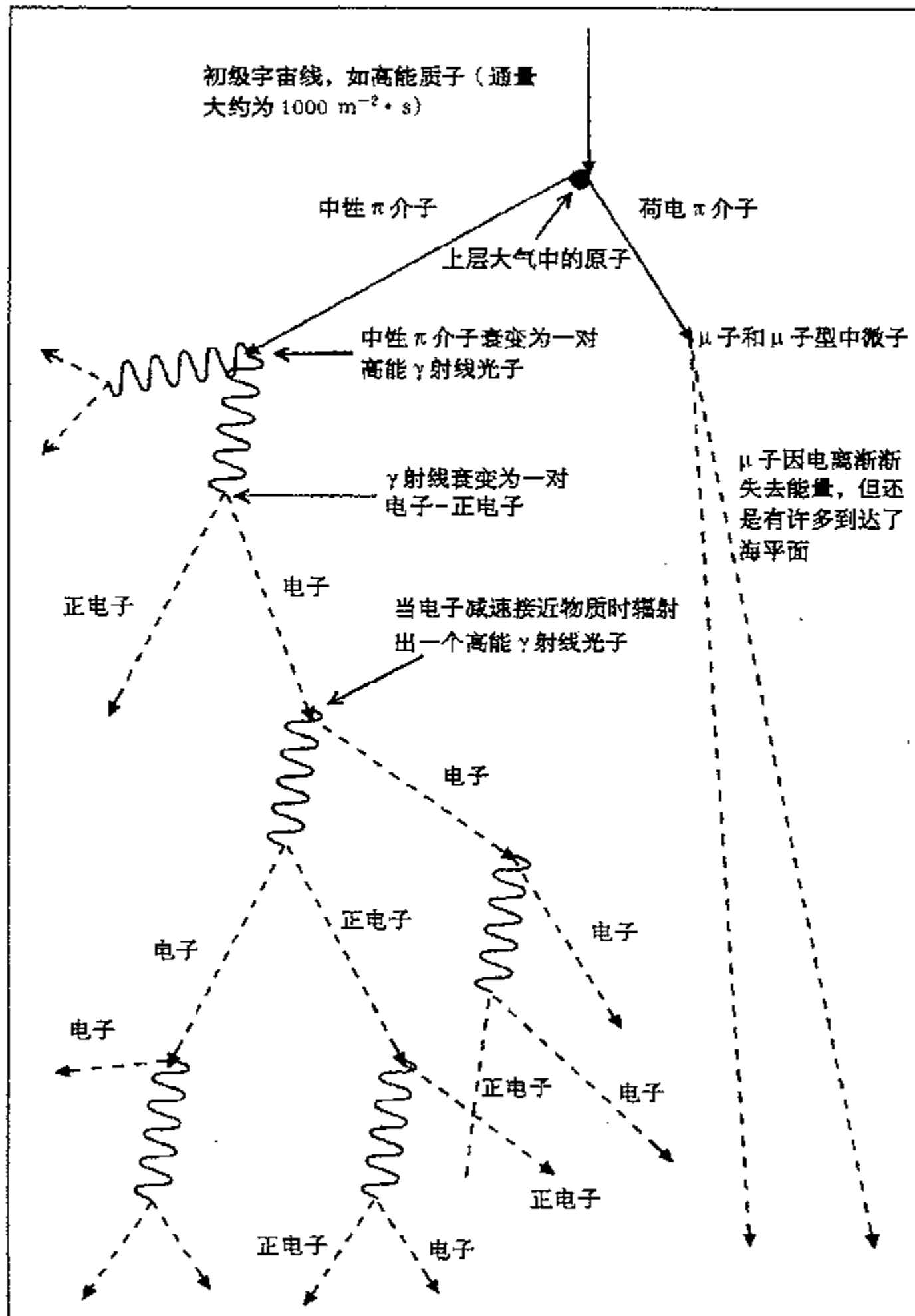


图 7.3 由宇宙线引起的电磁级联簇射。在海平面上次级粒子通量含约 25% 的  $\mu$  子和约 75% 的电子或/和正电子。

在不同纬度所作的实验表明,到达地球的宇宙线的分布受地球磁场的影响极大。同时也使科学家认识到在海平面上接收到的大多数辐射实际上是初级宇宙线与地球大气层顶部附近的粒子碰撞后所产生的次级辐射。地球大气顶部附近的宇宙线通量大约为 200 000 个粒子每平方米秒,而在海平面上这一数字便跌落到大约 10 000 个粒子每平方米秒。

20 世纪 30 年代布莱克特和奥基亚利尼(Giuseppe Occhialini)采用罗西的符合法来触发一个放在两个盖革计数器之间的云室,这大大提高了对宇宙线粒子径迹进行照相的成功率,并获得了第一批宇宙线簇射的照相图像。其他事件表明,电子-正电子对是高能碰撞的常见产物。具有极高能量的宇宙线粒子(超过  $10^{18}$  GeV)是很稀少的,但是当它们撞击到大气顶层时会引发一种范围极为广泛的空气簇射,即使是相隔数千米以外的探测器也能同时检测到它们。

现在大家已经知道,宇宙线主要是伴随有少量氦核、重核和电子的高能质子。初级宇宙线与大气中的原子发生碰撞,产生次级粒子的簇射。来自高空初次碰撞的主要产物是荷电的和中性的  $\pi$  介子。那些荷电的  $\pi$  介子衰变成  $\mu$  子和  $\mu$  子型反中微子,而中性的  $\pi$  介子则衰变成高能的  $\gamma$  射线光子对。当这些光子与物质相互作用时,便产生高能的电子-正电子,以及更多的  $\gamma$  射线。在接近地面时便形成宇宙线的两种主要成分—— $\mu$  子和电子。 $\mu$  子是宇宙线的一种“硬成分”,就是说,当它们通过物质而将它们电离时是逐渐失去能量的。而电子则是宇宙线的一种“软成分”,即当它们减速并发出辐射时会更快地失去能量。

### 7.1.2 威尔逊云室

云室是最先使用的亚原子粒子径迹显示装置,发明它时带有相当大的偶然性。1894 年,威尔逊从苏格兰山中回来后,试图在实验室条件下重新产生大气云雾。他的基本想法是,取一个充满潮湿空气的容器,并使之突然膨胀,这样会使温度降低,使空气和水蒸气同时变得过饱和,如果容器中有尘埃粒子水就会凝结其上,这样云雾就形成了。然而令他惊讶的是,即使容器中没有尘埃粒子,也能形成一层薄雾,这就暗示可能还存在其他一些能令水凝结的微小粒子。他认为那可能是空气中的离子,并用 X 射线源证实了这一点。但是自那以后十多年时间里,他没有意识到他的发现所具有的重要意义。1910 年威尔逊把放射性源放进云室,观察到了它们留下的纤细的径迹。

布莱克特改进了这一技术,使该装置能自动地工作。他建造了一个每隔几秒钟就循环工作的云室,并且每次膨胀之后即可进行照相,这样一来他就能记录并分析数量极其巨大的事件,包括宇宙线簇射、粒子对的产生和诱导的核衰变的第一个直接证据(一个  $\alpha$  粒子撞击一个氮核从而形成了氧)。“由于他采用凝结蒸汽而使荷电粒子的路径变得可见”,威尔逊分享了 1927 年的诺贝尔物理学奖。而布莱克特勋爵则“因发展了威尔逊云室方法,以及用该方法得到核物理学和宇宙辐射领域的诸项发现”而荣获了 1948 年的诺贝尔物理学奖。

早期对放射性和 X 射线所进行的观察曾用过不同种类的探测器和照相乳胶。20 世纪 40 年代研制的非常灵敏的乳胶为研究宇宙线和在加速器内产生的高能碰撞提供了又一种方法。与云室相比,照相乳胶也有着某些优点。它们使用简单,测量粒子径迹和作用距离的精度更高。其最为人称道的结果是汤川介子的发现,12 年之前,已对此作出过预言。1945 年奥基亚利尼带了几块照相干板到位于米迪峰(Pic du Midi)的法国天文台。在此海拔高度上他在照相乳胶中看到了初级宇宙线粒子的径迹。1947 年,鲍威尔在这些粒子中确认出了



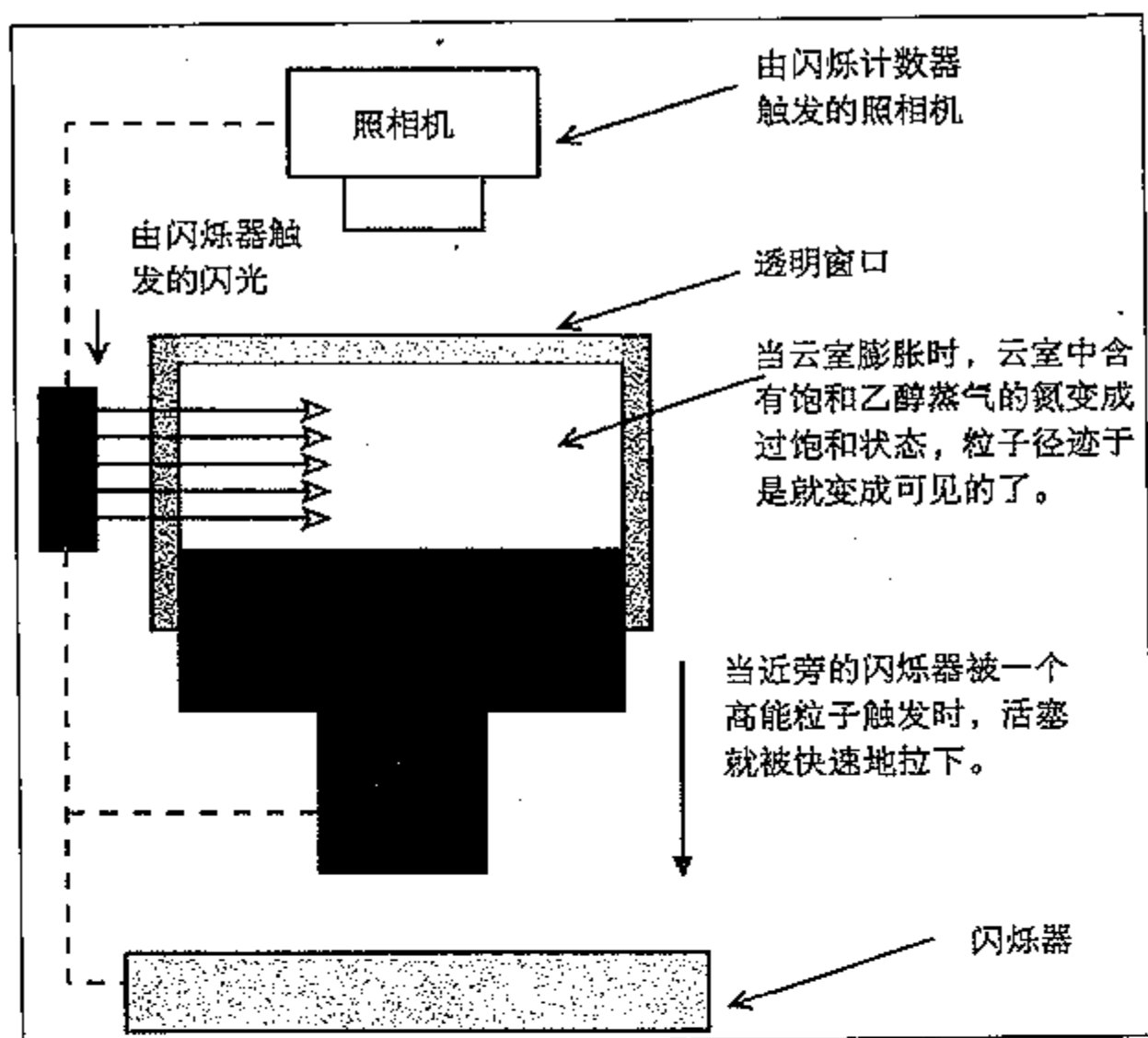


图 7.4 膨胀云室。当高能粒子穿过云室和闪烁器时, 来自闪烁器的信号触发云室膨胀, 经过短暂的延迟后即对径迹进行闪光照相。径迹本身是高能粒子穿过云室时凝结在离子上的乙醇液滴的痕迹, 而离子则是高能粒子行进过程中在过饱和气体中留下的。

介子。“因发展了研究核过程的照相方法以及以此方法发现介子”, 鲍威尔荣获了 1950 年的诺贝尔物理学奖。 196

### 7.1.3 格拉泽的气泡室

云室是一种取得了惊人成功的探测器, 导致了 20 世纪上半叶的许多重大的发现。然而当加速器所能达到的能量愈来愈高时, 抓住通过稀薄气体的且有可能成为粒子发射的重要事件的机会则越来越小。1952 年以后, 没有一个重大发现是用云室取得的。而就在这一年, 密歇根大学的格拉泽开始研制一种基于液体的探测器, 其运转原理则与云室相似。由于

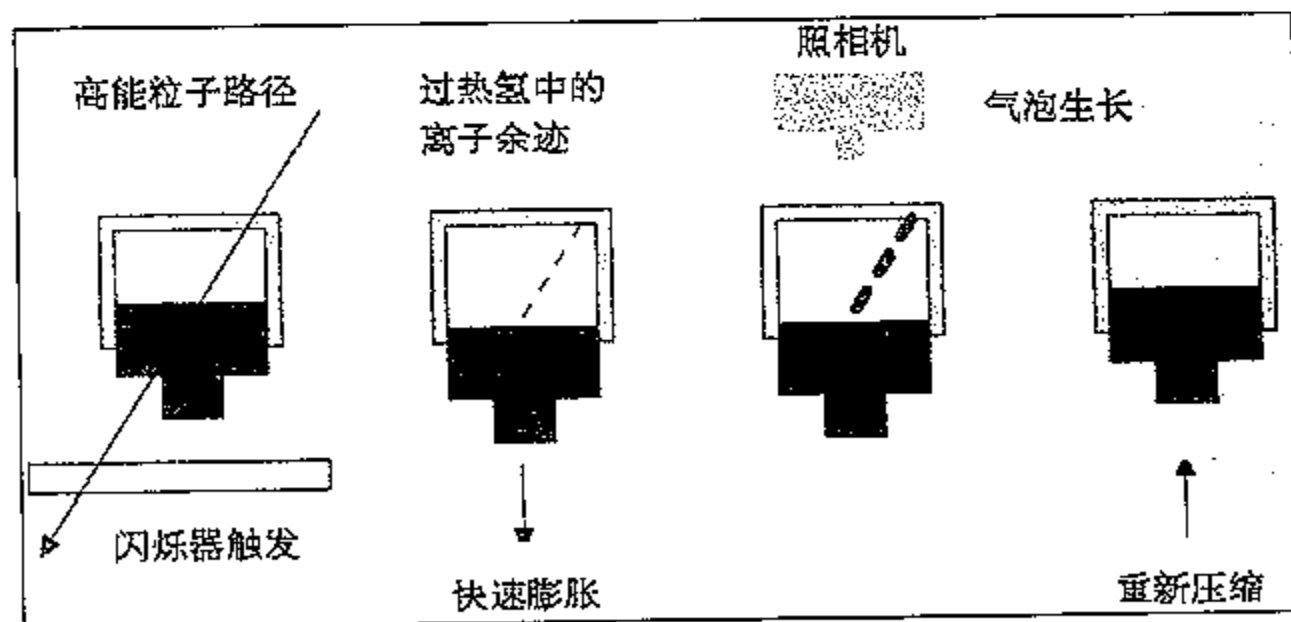


图 7.5 注入氢的气泡室。其循环可以达到每秒 1 000 次。

受到阿耳瓦雷茨的鼓励,格拉泽的装置由直径 2.0 cm 大小很快就做到了诸如在布鲁克海文国家实验室中的 80 英寸(2.03 m)那样大的装置,而 20 世纪 70 年代在欧洲原子核研究组织的欧洲大型气泡室的直径竟达到了 3.7 m!

许多新粒子是用气泡室发现的。下表中所列出的一些粒子则在确认导致夸克假设的八正法样式时起过作用。

年份	粒子	小组负责人	实验室
1956	$\Sigma^0$	普拉诺(R. Plano)	布鲁克海文
1959	$\Xi^0$	阿耳瓦雷茨(L. Alvarez)	伯克利
1964	$\Omega^0$	巴恩斯(V. Barnes)	布鲁克海文

197 气泡室的建造使用各种各样的液体,但是理想的选择则是液氢,因为氢核是一个单一质子,高能碰撞的碎片比较简单,也易于分析。气泡室的原理也是直截了当的:将氢置于一个大的玻璃容器中,并保持在高压和低温条件下。当压力突然被释放,氢就变成过热的,不过在此温度下氢仍处于液态,而在正常情况下(在低压下)它应是气态的。此时液氢中的气态氢就在粒子周围形成气泡。如果将压力的释放时间与来自加速器的粒子脉冲调整到同步,那么气泡就会在荷电粒子通过气泡室时留下的离子上形成,这样就可能计入碰撞事件。其间入射粒子刚巧撞到了氢核,并产生新粒子的簇射。在压力从气泡室释放后很短时间内就对粒子径迹进行照相,然后再将高压恢复。从加速器来的脉冲连续不断地到达时,就不停地重复这一过程。与云室相比,气泡室有着如下的优点:

1. 液体同时作为靶及探测器;
2. 气泡室的响应比云室更快速,当注入从加速器来的新粒子时,可以做到同步膨胀;
3. 液体比气体更稠密,所以每厘米的径迹就会发生更多的相互作用,这就意味着对令人感兴趣但稀少的事件进行照相的机会增加;
4. 气泡室径迹的细节分辨力远高于云室的径迹。

大型的气泡室对人们提出了苛刻的技术挑战,它需要一个复杂的低温系统以及强力的电磁铁(后来则为超导电磁铁)。伯克利的 72 英寸(合 183 cm)大的气泡室内装有 500 升的液氢,温度为  $-250^\circ\text{C}$ ,磁场强度为 1.5 T。20 世纪 50 年代末建造它时花了 4 年时间,耗资 250 万美元。到 20 世纪 70 年代,欧洲大气泡室(BEBC)则可盛下 35 000 升液氢。不过这种花费和付出的努力还是值得的。大量新的重子和介子都是在气泡室里发现的。直到 1980 年前后,在基础研究方面它们一直是非常有用的装置,也改变了高能物理学研究的方式。它们可以和与之相连接的加速器的循环同步运转,从而每年可产出数百万张照片。起先这些照片由几个科学家小组进行手工分析,后来这一过程也实现了自动化。在有些情况下,对于一个新粒子的搜寻需要几个国家的若干研究小组之间的合作,只是为了在各实验地点上花费艰苦的劳动处理浩繁的数据,并列入相应的目录。自发现电子甚至中子所进行的简单的台式实验起,物理学已经走过了一段漫长的路程。卢瑟福或者汤姆孙可能会因为基本的发现而获得荣耀的英雄时代已经过去了。

198 格拉泽“因为发明了气泡室”而荣获了 1960 年度的诺贝尔物理学奖。阿耳瓦雷茨则“由于他对基本粒子物理学的决定性贡献,特别是他所发展的氢气泡室的技术和数据分析方法

使得发现大量的共振态成为可能”而荣获了 1968 年度的诺贝尔物理学奖。“共振态”是短寿命的强子,可由在某些碰撞能量所发生的相互作用急剧增长而加以确认。其物理解释是这样的:这些能量接近于高度不稳定的强子的静止质量,说这些强子是高度不稳定的,是因为它们几乎立即会衰变为较轻粒子的簇射。共振态的本质可以从簇射粒子的性质推知,而其寿命则可从共振峰加以估算。这是海森伯不确定性原理的一个直接应用——共振态发生之处的能量不确定性越大,其寿命就越短。从气泡室的照片已经确认了几百个共振态。

## 7.2 快速响应

### 7.2.1 切伦科夫探测器

对一个粒子而言它不可能行进得比真空中的光速更快。然而在媒质中的光速小于真空中的光速,因为光子与电子的相互作用引起连续的吸收和再发射。这就意味着对于一个在某种材料中穿行的高能粒子,有可能在该材料中运动得比光速还快。如果实现了这点,那么它就会产生一种类似于飞机的飞行速度大于空气中的声速时所产生的声爆的电磁冲击波。这个效应是 1934 年由切伦科夫发现的,它可以解释从反应堆中移出后储存在水下的废核燃料所发出的蓝色辉光。这个效应已经被若干粒子探测器用来显示高能荷电粒子的存在、路径和速度。在通常的实验中,用光电管阵列将发生感兴趣事件的地方围住,这些光电管对切伦科夫光有响应,其间检测到的图样和次序可以用来重构粒子的轨迹。也可用它来滤除高能粒子具有“错误”速度的事件。之所以可能这样做,是因为切伦科夫辐射是与粒子方向成一角度发射的,而该角度本身则取决于粒子的速度。

1955 年塞格雷使用切伦科夫探测器成功地确认了反质子。反质子具有与质子相同的质量,只是电荷相反,因此它必然会显示出所寻找的粒子具有与质子相同的质量,在所施加的磁场中将会划出另一条曲线。该实验是在劳伦斯·伯克利实验室进行的,使用的是高能质子同步稳相加速器(Bevatron),它是 1954 年投入运行的一种 6 GeV 的质子加速器。用质子轰

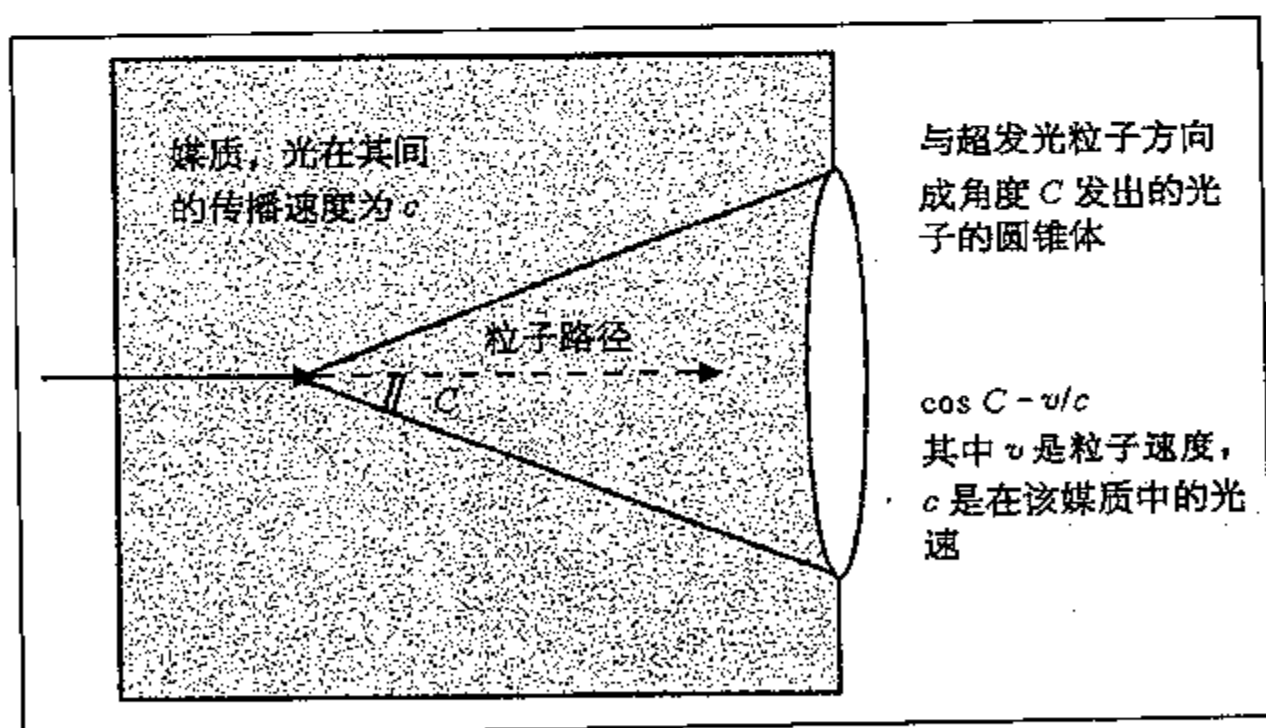


图 7.6 当一个粒子以大于特殊媒质中光速的速度行进时,便会发射出切伦科夫辐射,该辐射形成一个颇具特征的圆锥体。用切伦科夫探测器能够测定发射的位置和发出切伦科夫辐射的粒子的速度与方向。到达的光子通常用光电倍增管阵列探测。

击一个固定靶,其中发生质子-质子碰撞,预期每 50 000 个  $\pi$  介子只能产生一个反质子。根据下列方程

199

$$r = \frac{mv}{Bq}$$

在一个强磁场中具有相似动量的粒子会沿着相同的路径偏折。

问题在于,具有相同动量的负  $\pi$  介子和反质子会被一起挑选出来(因为二者具有相同的  $B$  和  $q$ )。反质子的质量比  $\pi$  介子要大,在动量相同的情况下它的速度就较小。为了将它们与负  $\pi$  介子区别开来,塞格雷不得不测量它们的速度。他用了两个切伦科夫探测器来进行这一测量,一个用来对负  $\pi$  介子作出响应,而另一个则用来抓住较慢的反质子。反质子探测器是一个特殊设计的石英计数器,它是由威甘德(Wiegand)和张伯伦构想并制作的。石英的折射率为 1.46,切伦科夫角  $\theta_c$  为  $46.7^\circ$ 。计数器也使用了其他材料,包括空气( $n = 1.000\,283$ ,  $\theta_c = 1.36^\circ$ ),水( $n = 1.33$ ,  $\theta_c = 41.2^\circ$ )和异丁烷( $n = 1.001\,27$ ,  $\theta_c = 2.89^\circ$ )。与电离过程相比,切伦科夫辐射引起的能量损耗是比较小的(约为 1%)。

“由于发现并解释了切伦科夫效应”,切伦科夫与弗兰克、塔姆分享了 1958 年的诺贝尔物理学奖。塞格雷和张伯伦则“因发现了反质子”而荣获了 1959 年的诺贝尔物理学奖。

## 200 7.2.2 闪烁计数器

最早的探测器使用从荧光盐发出的光来指示荷电粒子的到达。一个例子就是卢瑟福和

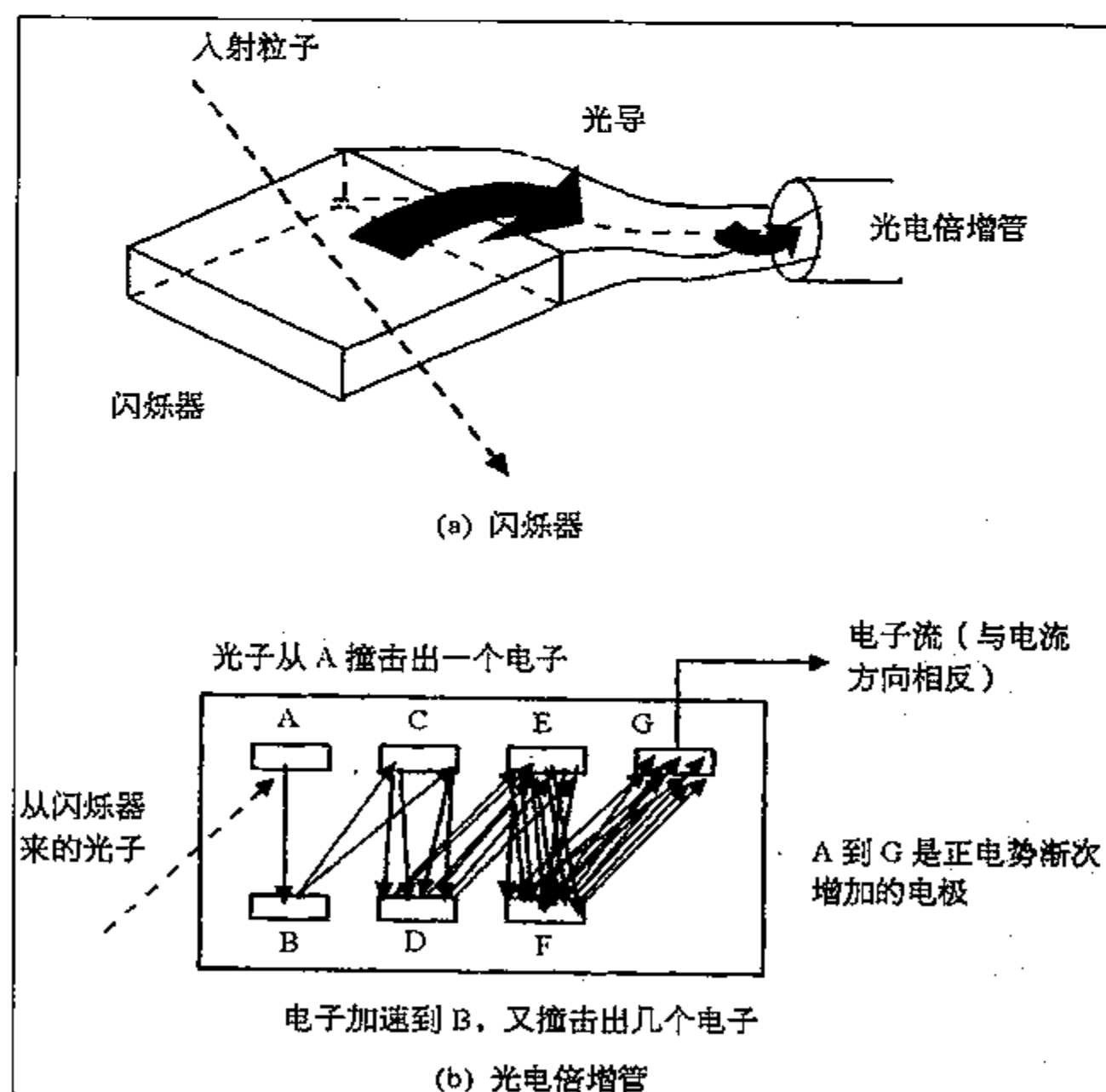


图 7.7 闪烁探测器的原理。这些探测器经常被用作其他较慢探测器的电子触发器。

他的同时代人用的闪烁镜。当  $\alpha$  粒子击打镀有硫化锌的屏时,便会发出小的闪光并将其计数。现代闪烁器以各种各样的方式使用这一基本技术。所制成的多用途探测器能够用在量热学(淀积在材料中的总能量的计算)、飞行时间测量、径迹探测器(使用几束闪烁光纤)以及用作触发器,或是用于其他探测器无法进入的地方。

闪烁器的物理思想是简单的:由电离粒子淀积的能量引起闪烁光的发射(发光),然后将发出的光引到光探测器(如光电倍增管或光二极管),这些光探测器便产生一个电信号。有各种各样的材料用到了闪烁器中:

201

1. 无机结晶体闪烁器[例如碘化钠( $\text{NaI}$ )、碘化铯( $\text{CsI}$ )、氟化钡( $\text{BaF}_2$ )等等]。入射粒子把电子从价带激发到导带。不可避免的退激发或者会立即(数纳秒后的快速复合)发射出光子,或者在退激发可能发生前(或许 100 ms 后)由于捕获引起的延迟后发射出光子。这些闪烁器具有很高的密度,适于探测荷电粒子和  $\gamma$  射线。

2. 由辐射激发液态的惰性气体(例如 Ar, Kr, Xe),当它们与气体中的其他原子碰撞时便会形成短寿命的受激或电离分子。退激发、离解和复合过程发射紫外光,再用波长转换机构将它们转换为可见光。

3. 有机闪烁器(诸如萘、蒽或液体和塑料闪烁器)含有许多碳-碳键,入射粒子激发出这些键中的电子,随后的退激发便会引起紫外光的发射。

光探测器中的输出脉冲正比于闪烁器中发出的光子数。由于这可能相当于入射粒子的总能量,所以输出脉冲的强度就是粒子能量的度量。这就是闪烁器被用作量能器的道理。由于它们响应极其快速(在某些情况下可达到纳秒量级),因而它们可以做成非常优良的触发器。

## 7.3 现代的探测器

### 7.3.1 多丝探测器

当电场强度超过  $3 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  时,空气也会导电。电场将空气分子撕裂,电子游离出来,并受到电场的加速。电子经过碰撞获得了足够的动能后将更多的空气分子电离,从而造成电荷的雪崩——火花。如果两电极间的电场强度维持在刚好低于这一击穿强度,那么两电极间的高能荷电粒子的通道就足以触发能够用来探测粒子的雪崩。这就是火花计数器,它的功能与盖革计数管一样有效,只不过它的电极由低压氩气包围着。在 20 世纪 50 年代和 60 年代,欧洲原子核研究组织的基尔南(Frank Kiernan)将火花计数器中的简单原理用到大型的金属丝火花室。该火花室可以自动记录粒子径迹,速率可达到每秒 1 000 次。其后也是欧洲原子核研究组织的夏帕克对之作进一步的研究,发明了多丝正比室。这种探测器具有极高的运转速度和分辨率,实际上这些探测器的响应是如此之快,以致人们经常用它们来触发其他较慢的探测器,比如布莱克特就曾用盖革计数管来触发云室。

202

在多丝正比室内部,有一个由细“感应丝”组成的网格,它对穿过多丝正比室的带负电的细丝平面而言,保持有一定的正电位。如果一个荷电粒子通过多丝正比室,由电离释放出的电子就会快速地奔向最近的感应丝。这些感应丝的输出用电子学方法加以监测,从一系列的输出脉冲便可重构一条二维的路径。这些感应丝的距离仅仅是数毫米,这样电子流动得不必很远,就可给探测器一个快速的响应,并确保有足够高的分辨率。夏帕克“因为发明并

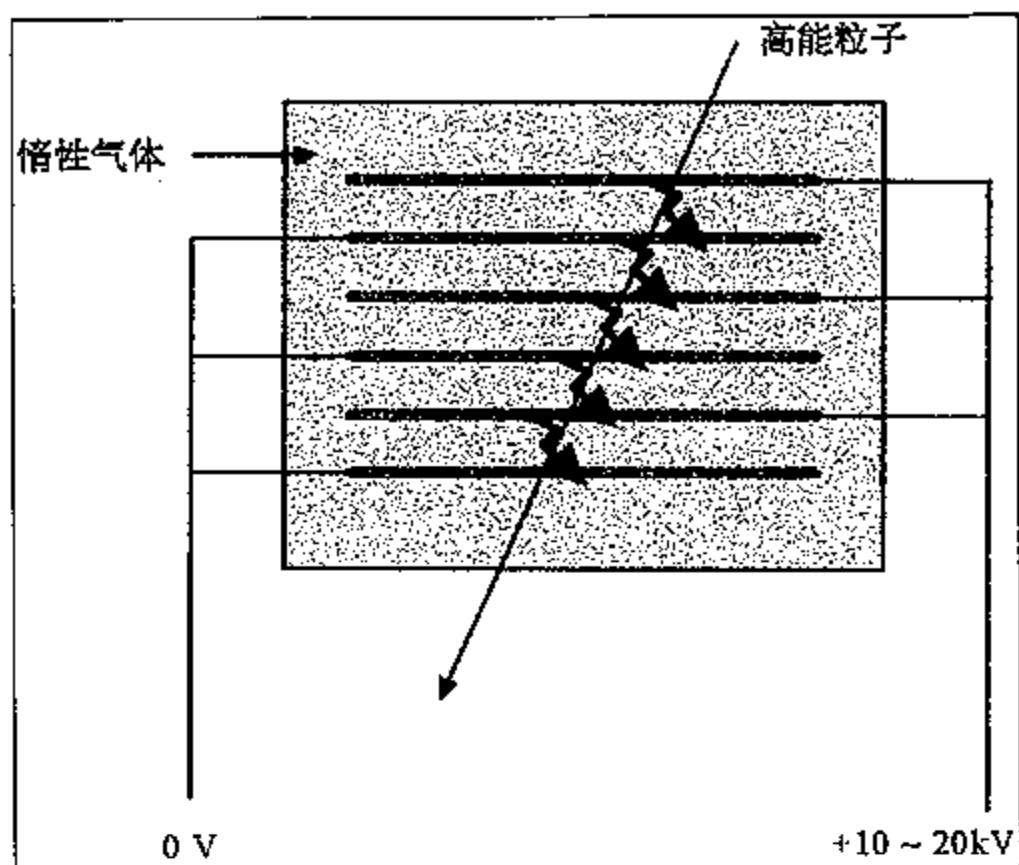


图 7.8 火花室。高能荷电粒子穿过惰性气体时留下的电离踪迹。粒子穿过火花室时可引起带相反电荷的电极击穿。产生的一连串火花使粒子的穿越轨迹清晰可见。如果用细的金属丝取代电极,就可以通过测量流过金属丝的小电流探测到击穿。这些思想导致了两种重要的现代探测器——多丝正比室和时间投影室——的发明。

研制出粒子探测器,特别是多丝正比室”而荣获了 1992 年的诺贝尔物理学奖。

203

这一工作在“漂移室”中又前进了一步,它能记录电子到达每一根感应丝的时间以及感应丝探测到它们的时间,其基本思想非常类似于多丝正比室,只不过感应丝分得要开一些,周围的感应丝用来建立一个沿多丝正比室长度方向的电场,这样一来电子可以以一个常速向最近的感应丝漂移。由于提前知道了到达时间,电离的位置便可以高得多的精密度算出,路径的分辨率可以提高到约  $50 \mu\text{m}$ 。漂移室的缺点是其响应比多丝正比室慢得多。

20 世纪 70 年代在斯坦福直线加速器工作的尼格伦(David Nygren)发明了时间投影室。其运转原理与漂移室的相同,主要差别在于电子要漂移 1 m 才到达排布在时间投影室末端各小部分的感应丝。这些感应丝记录下通过时间投影室的粒子路径的二维图像,但是它们也记录了电子到达的时间。知道了到达时间就有可能计算电子开始漂移时离开时间投影室末端有多远,再使用计算机来重构粒子路径的三维图像。时间投影室也被用到了某些大型分层探测器的内部,而这些探测器则安装在诸如欧洲原子核研究组织的大型正负电子对撞机内碰撞点的四周。

所有这些探测器都是在强磁场中运转的,磁场所达空间有好几个立方米。所用的超导磁铁是世界上最大的,唯有如此才能使具有很高能量的粒子达到的偏折足够大,使其能够加以检测。在粒子径迹中有许多线索,利用它们可以弄清留下这些径迹的粒子的性质。在某些情形通过丢失的径迹还可以推测粒子的存在:

1. 曲率:由于磁力对粒子的作用,荷电粒子的径迹变得弯曲,如果测得曲率,就能利用它计算出粒子的动量以及总能量。在许多早期的云室和气泡室照片中,可以明显看到曲率随路径而变,曲率半径在变小。这是因为当粒子与云室或气泡室中的材料相互作用

时,它们失去了能量,可以利用这一效应来决定一个粒子在其间运动的方向。这一点非常重要,因为藉此可以将由带负电荷的粒子造成的径迹与那些反方向运动的带正电荷的粒子造成的径迹区分开。

$$\text{磁力 } F = Bqv$$

$$\text{曲率半径 } r = \frac{p}{Bq}$$

$$p = mv \text{ (非相对论性的) 和 } p = \gamma mv \text{ (相对论性的)}$$

$$KE = \frac{p^2}{2m} \text{ (非相对论性的) 和 } TE = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \text{ (相对论性的)}$$

2. 强度:通常这是作用于粒子上的电荷的一个很好的指示——电荷越多,径迹就越强。然而运动得更快的粒子会产生不太强的径迹。现代分层探测器使用系到探测器上的呈同心环分布的量能器来测量在其中停下的粒子的总能量。

3. 长度:在现代碰撞实验中产生的大多数高能粒子的速度都接近于光速。因此一个径迹的长度就是粒子寿命的直接度量。从表面上判断,一个寿命为  $10^{-12}$  s (包含底夸克的典型强子,例如 B 介子) 的粒子在衰变前或许只行进了  $3 \times 10^{-4}$  m 的距离,要测量这么短的一段路径是很困难的。然而时间膨胀意味着在实验室的参考系中这些粒子会存在更长的时间,从而它们会行进得更远些。运用固态探测器就可在接近碰撞点的地方探测到 B 介子的径迹。

4. 守恒律:通常由荷电粒子留下的径迹相当容易检测,但是中性粒子,特别是中微子,抓住它们则要困难得多。在诸如欧洲原子核研究组织的 ALEPH 那样的现代分层探测器使用了配置在碰撞点四周的各种各样的探测器,把从各方面来的信息综合起来,并考虑到能量、动量守恒定律,以求把在任何特别事件中有关的所有粒子弄清楚。在这些探测器中,中微子是截获不到的,但是正像任何别的事情一样,从碰撞能量和量能器记录到的总能量之间的差异就可把中微子带走的总能量计算出来。

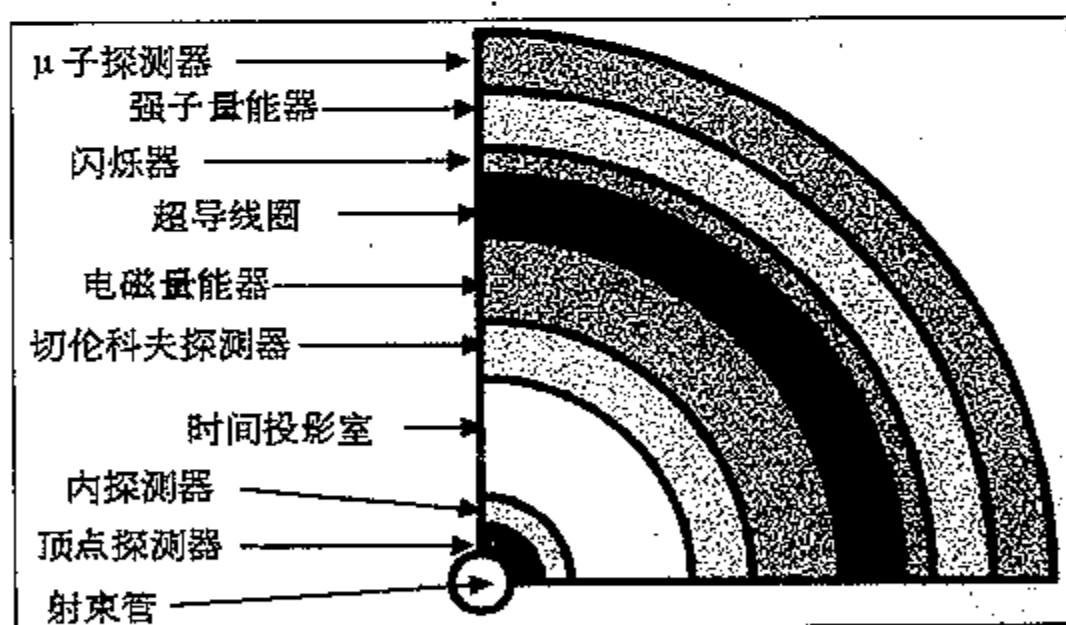


图 7.9 欧洲原子核研究组织的轻子、光子和强子鉴别探测器(简称 DELPHI 分层探测器)的剖面图。大型正负电子对撞机束在探测器内部每秒碰撞约 30 000 次,产生出大量的数据。对此要做大量的剔除工作,这样才可对来自 200 000 个电子通道的输出加以分析,以辨认所感兴趣事件的特征信号。

205

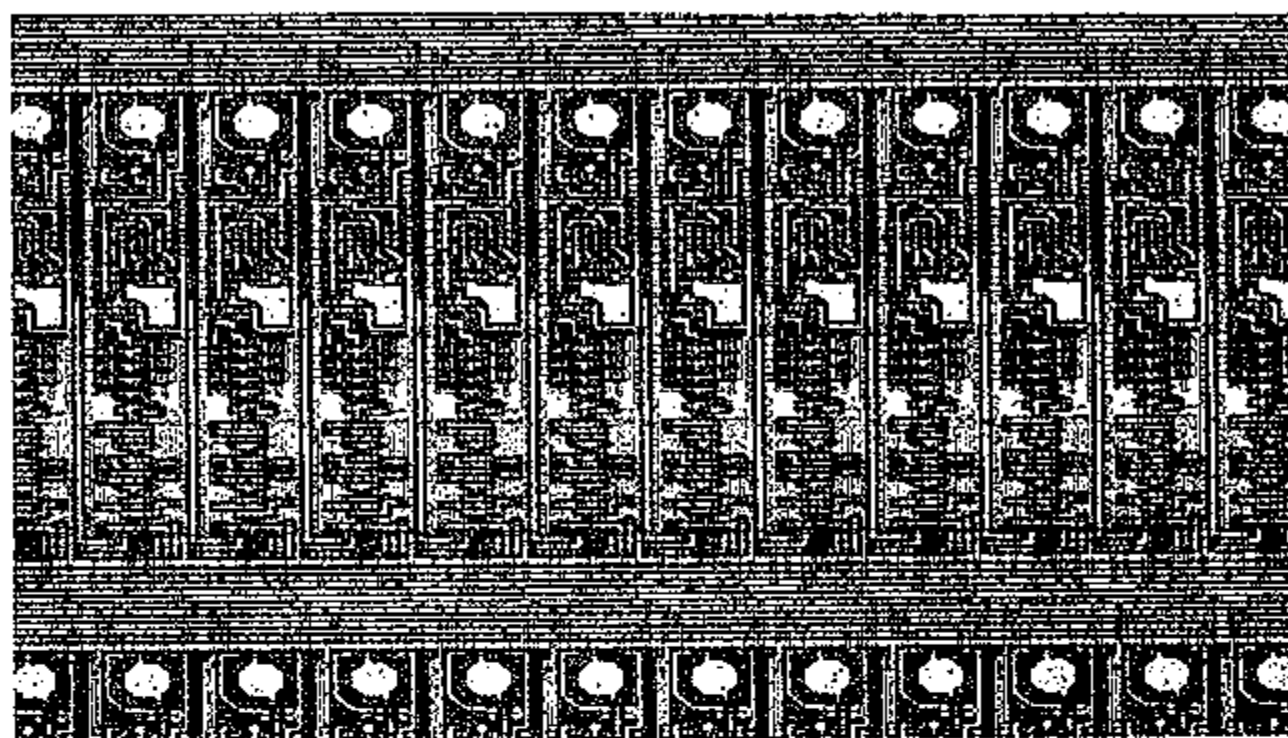


图 7.10 像素探测器读出芯片的特写图。照片显示的是一个  $1\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  的区域,其间包含了 12 个分离的读出通道。整个芯片含有大约 1 000 个读出通道(80 000 个晶体管),覆盖了  $8\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  的光敏面积。该芯片已被安装到一个硅探测器上,并已探测到了各种高能粒子。

照片由欧洲原子核研究组织提供

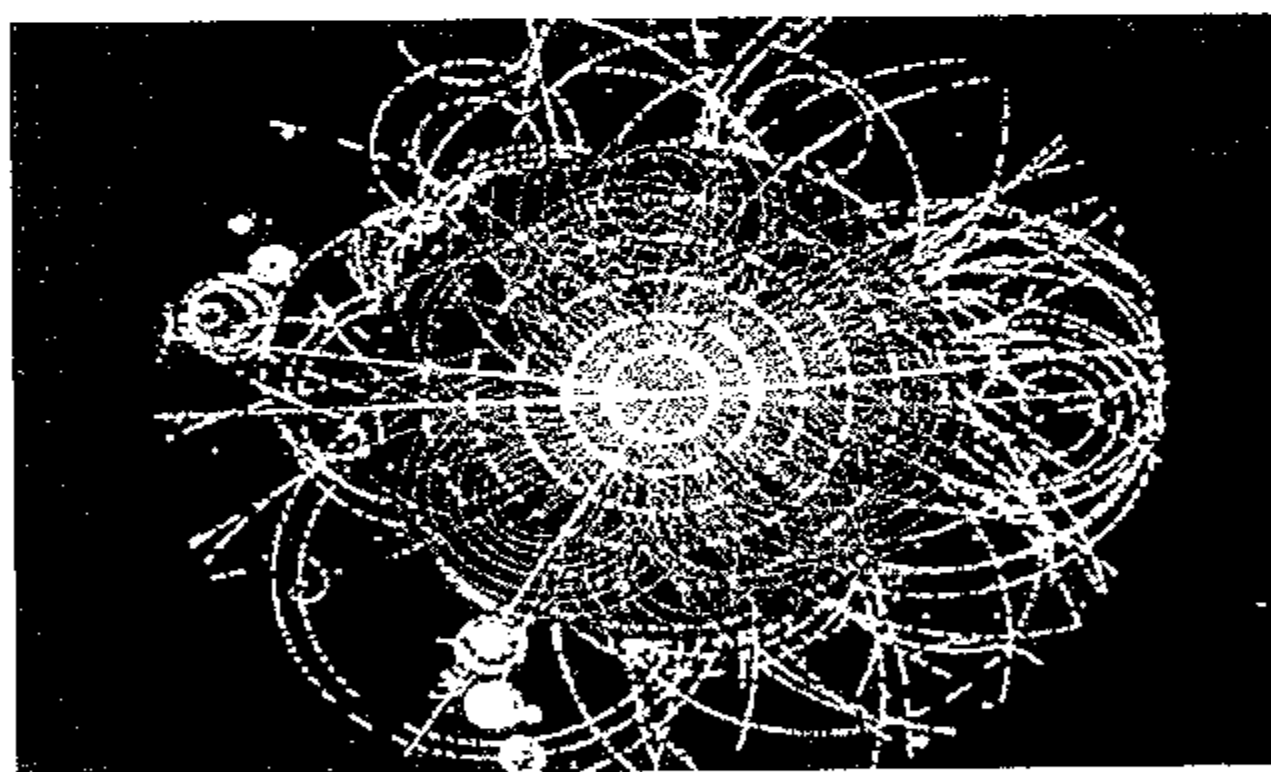


图 7.11 在环形大型强子对撞机实验(简称 ATLAS 实验)中可能由假设的希格斯粒子衰变为四个  $\mu$  子时所产生的径迹的模拟图(浓白色径迹是来自探测器中心的辐射)。

照片由欧洲原子核研究组织提供



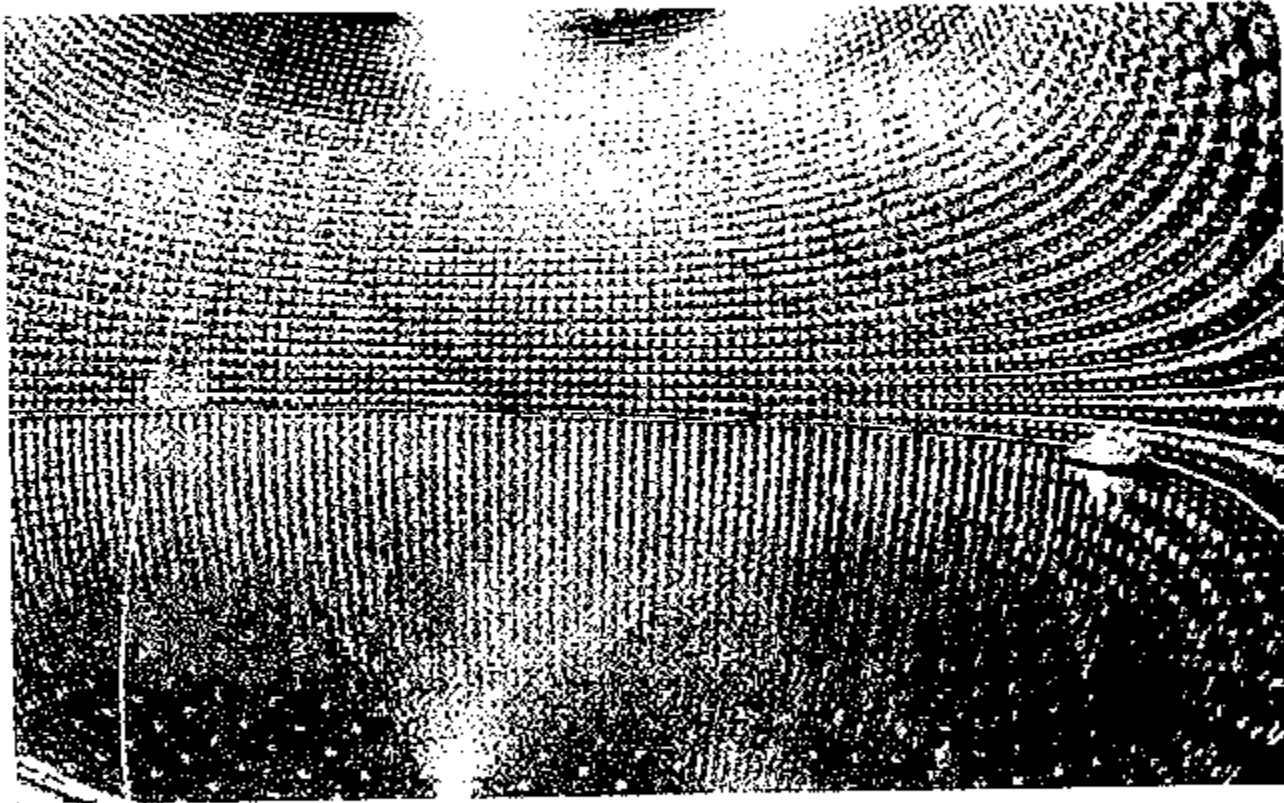


图 7.12 超卡密奥坎德探测器是用来探测中微子的。这张图片显示出注了一半水的内探测器。探测器壁上排列着数千只光电倍增管。右方刚好可见乘在一只小船上的几个物理学家。

照片由东京大学提供

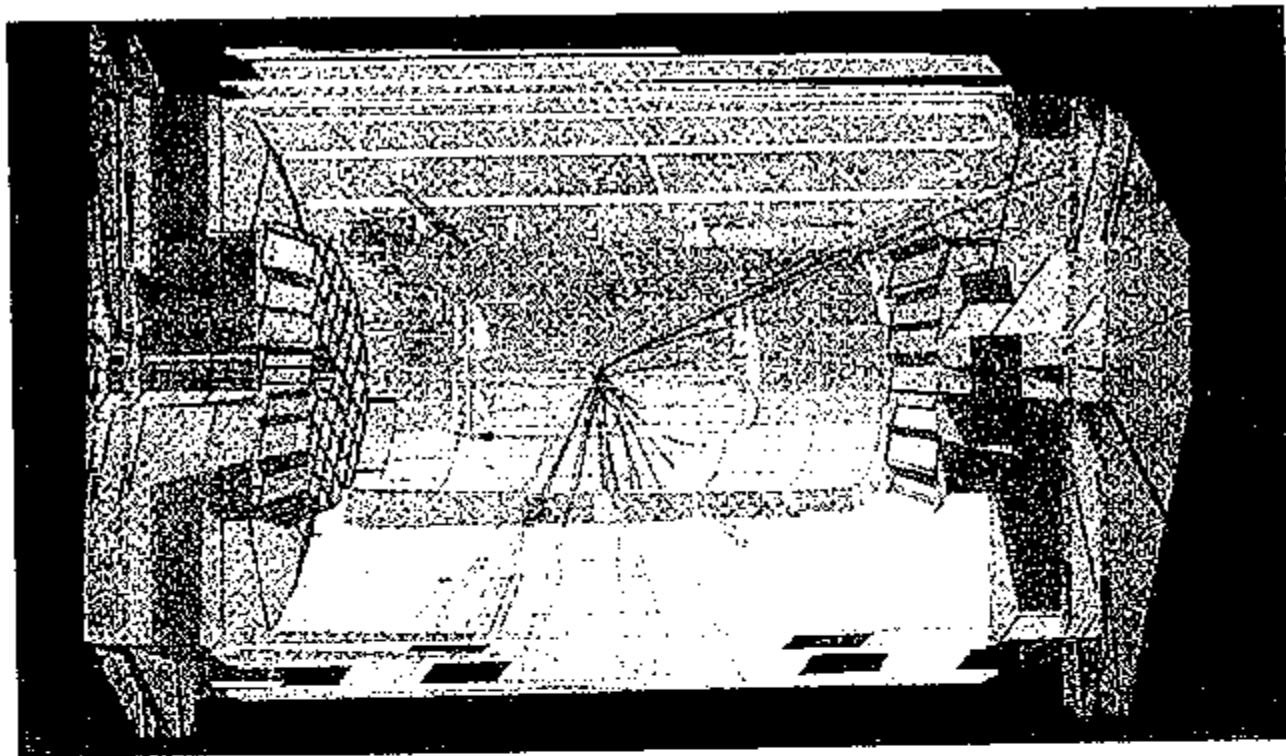


图 7.13 140 GeV 的一个电子和一个正电子之间的一次碰撞。正电子发射出一个光子,然后又与电子发生相互作用而产生一个  $Z^0$  粒子,  $Z^0$  衰变为一个夸克和一个反夸克,它们本身又产生粒子的喷射。这一事件是在 DELPHI 探测器中观察到的。

照片由欧洲原子核研究组织提供

## 第8章 粒子加速器

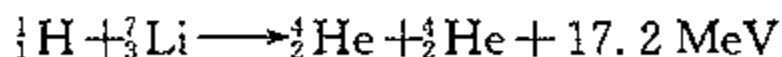
### 207 8.1 静电加速器

卢瑟福在实验中使用的是自然界产生的辐射源,他利用天然辐射源提供的 $\alpha$ 粒子轰击原子来研究核结构,因此在粒子的能量和用以射向靶的粒子束强度方面都受到很大的限制。一个典型的 $\alpha$ 粒子源可提供 $10^6$ 个 $\alpha$ 粒子每平方厘米秒。而 $1\mu\text{A}$ 的正离子束则可提供 $10^{12}$ 个 $\alpha$ 粒子每平方厘米秒。显而易见高能离子束可能是核研究中极其有用的工具。问题在于,天然辐射源发射的 $\alpha$ 粒子具有几兆电子伏的能量,离子束恐怕需要通过极高的电压加以加速才能达到如此高的能量,而1930年这样的高压发生器还不存在。

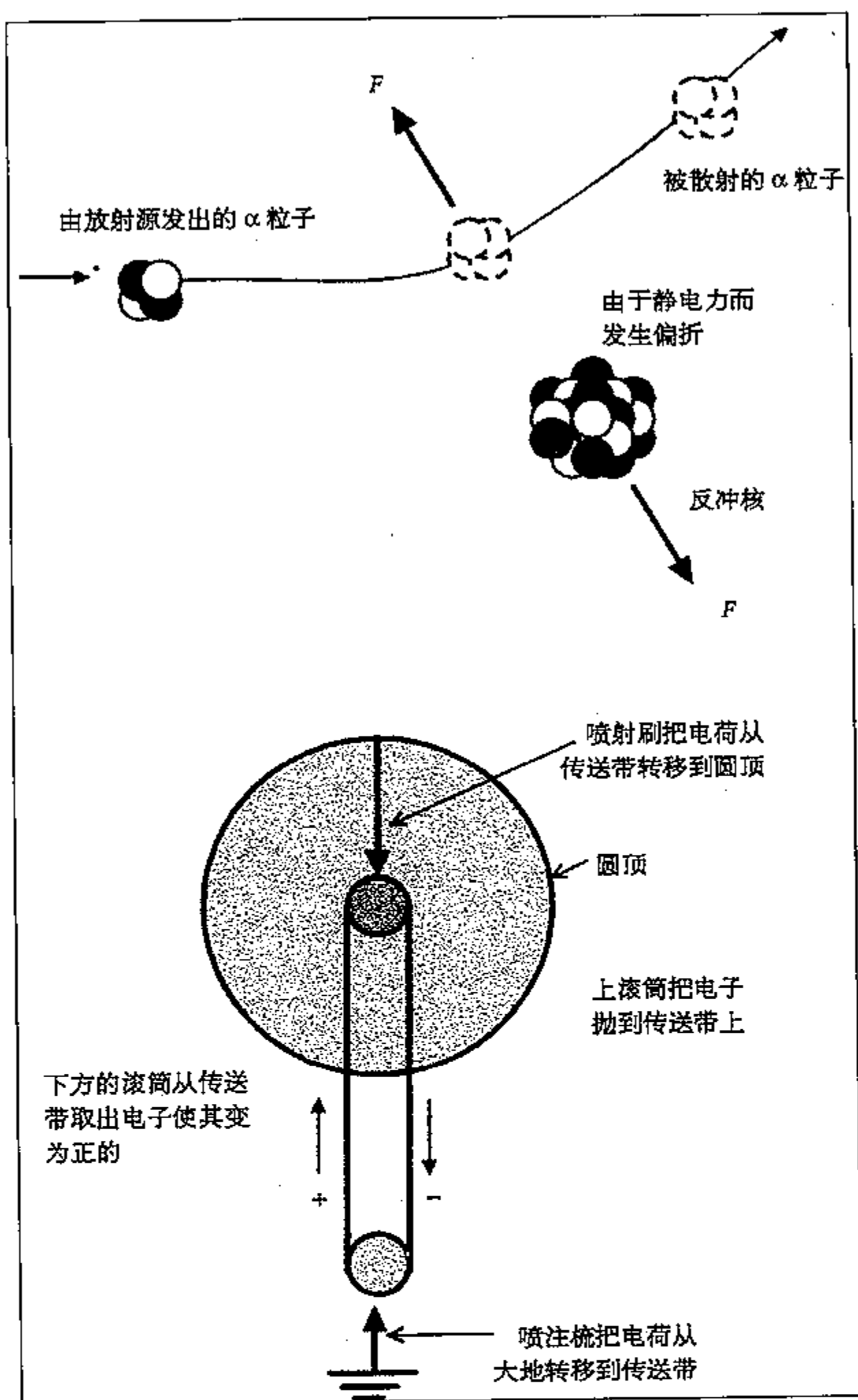
在其后的几年中研制出了两种直流高压发生器。1931年普林斯顿的范德格拉夫(Van de Graaf)发明了高压静电发生器,之后在麻省理工学院(MIT)他把它进一步研制成了一台粒子加速器。范德格拉夫的机器提供了一种可以产生高压的简单装置(最终可达几兆电子伏)。而其后的一项发明——串列发生器——则使能量翻了一番,在静电加速后可达14 MeV。然而第一个在加速器中进行的人工核反应却出现在剑桥的卡文迪什实验室。考克饶夫和瓦尔顿发明了级联发生器,这是一种通过一个高压变压器可使输入峰值电压倍增的装置,并且可以用它来加速氢离子。

考克饶夫曾得到伽莫夫的一篇理论文章的启发,在那篇论文中伽莫夫证明穿透核所需的能量或许并不要先前所认为的那么高。经典理论认为, $\alpha$ 粒子需要足够高的能量才能越过围绕核的库仑势垒,这个能量一般为数兆电子伏。而量子理论预言,较低能量的 $\alpha$ 粒子具有较小但是非零的隧穿该势垒的概率。考克饶夫的想法就是要提供能量在几十万电子伏的强正离子束,去寻找为数不多的能设法穿透该势垒的效应,然后诱导人工核反应(他曾计算过,1000个能量为300 keV的氢离子中应该有1个能够穿透一个硼靶的核)。考克饶夫-瓦尔顿装置中产生的第一束氢离子束能量为280 keV,发送出的束流为 $10\mu\text{A}$ ,嗣后加速电压提高到700 keV。而改进后新装置的能量则达到了3 MeV,束流为10 mA。

1932年考克饶夫和瓦尔顿把质子束对准了锂靶,并在靶背面检测到了 $\alpha$ 粒子,表明他们诱发了第一个人工核衰变:



这一结果是加速器的第一支凯歌,并预示了“大科学”的开始,从此高能物理学雄踞了此后20世纪的大部分岁月。考克饶夫爵士和瓦尔顿“因为他们用人工加速的粒子所进行的原子核衰变的先驱性工作”而分享了1951年的诺贝尔物理学奖。考克饶夫也是研制雷达的首席科学家,其后还担任了在哈威尔新成立的原子能管理局的主任,他担任这个职务直到1959



209

图 8.1 卢瑟福的散射实验使用  $\alpha$  粒子作核炮弹轰击原子,以探测原子结构。然而天然放射源提供的  $\alpha$  粒子强度仍然较低,所以需要人工方法来加速  $\alpha$  粒子。图中表示的是范德格拉夫发生器的原理。它是一个静电加速器,可以把荷电  $\alpha$  粒子加速到大约 14 MeV。

年他去剑桥的丘吉尔学院当院长为止。

## 8.2 直线加速器

静电加速器是利用单个巨大的电势差进行连续加速。直线加速器则是使荷电粒子通过一系列轴向的漂移管来对它们进行反复加速。这项技术是 20 世纪 20 年代末维德勒(Rolf 210

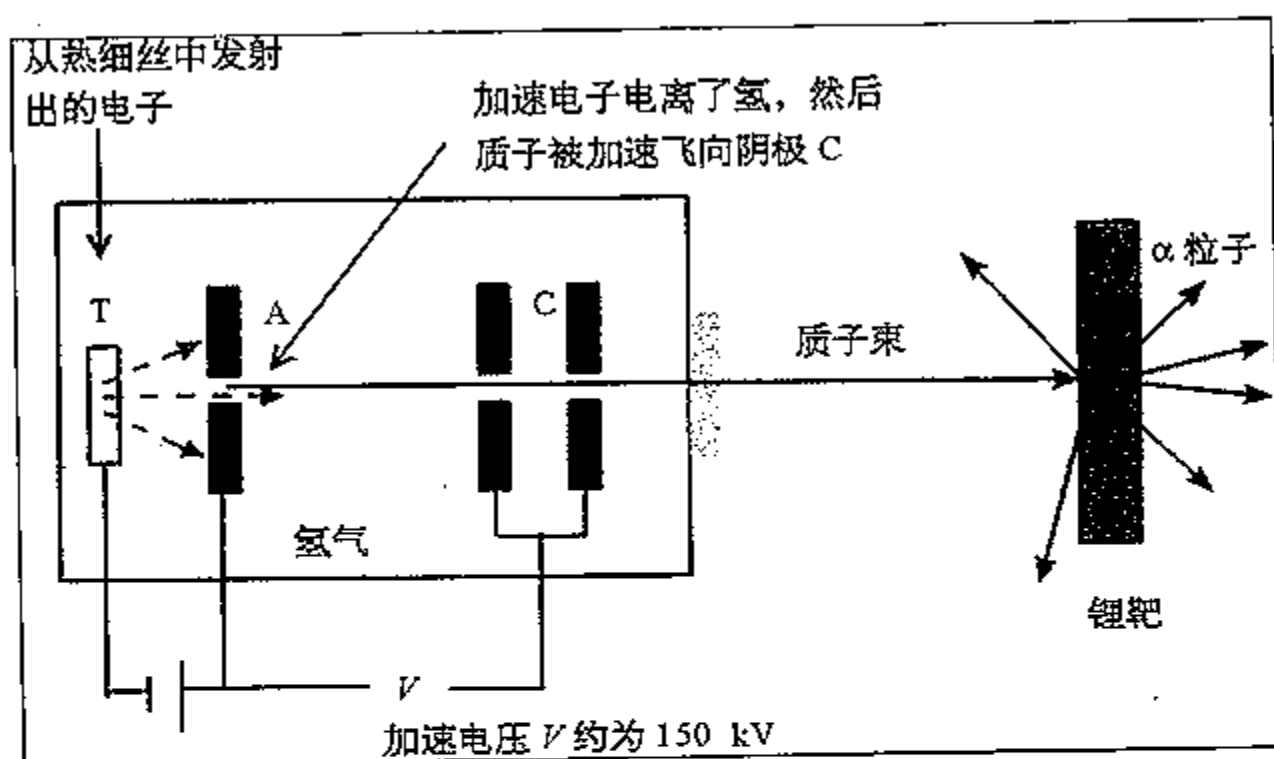


图 8.2 考克饶夫-瓦尔顿实验。一个能量为 150 keV 的质子枪对准一个锂靶，在靶背面检测到了 8.5 MeV 的  $\alpha$  粒子。实验之所以获得了成功，是因为某些  $\alpha$  粒子隧穿了该势垒，并与锂核中的核子起了反应。

Widerøe)提出来的，到了 20 世纪 30 年代，劳伦斯对它进行了进一步的研究。射频的交变电源以这种方式给成对的漂移管之间加上电势差，漂移管的长度是这样确定的，仅当电场处在使电荷加速的方向时，电荷才处在电场之中。当电场的极性反向时，电荷就被金属管屏蔽在电场外。阿耳瓦雷茨则进一步发展了这一思想，他利用漂移腔的共振行为在行进着的电磁波的峰值上加速粒子。他在圆筒形波导上加上几块金属板，使波与加速电子保持同相。这一技术倒是更适合于加速电子，因为极度的相对论性的运动意味着它们可以有效地以光速运动。静电加速器则用来抛射荷电粒子，直线加速器也可以用作同步回旋加速器的抛射装置。

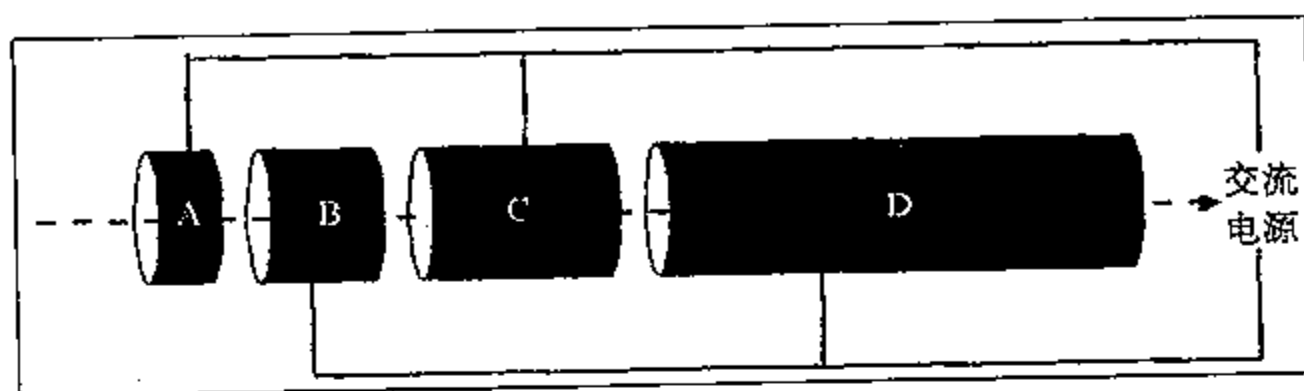


图 8.3 直线加速器。将间隔放置的圆筒依次连接到交变高压电源的两个极性相反的电极上，正离子从左方注入。由于所有圆筒内部没有电场，所以离子是在每两个圆筒之间的间隙上受到加速。当离子到达每个间隙时，其极性必须恰好使其加速，这就意味着这些间隙之间的距离必须沿着加速器而增加。

世界上最长且最有名的直线加速器是伯克利附近的斯坦福直线加速器(SLAC)。它是 1966 年投入运行的，电子通过 3 km 长的共振腔而被加速，直到达到(那时的)20 GeV 的能量。在这些管子的末端，电子射向一些固定靶，并在实验的最后一站对碰撞碎片进行分析。在斯坦福直线加速器上所进行的实验导致了許多重要的发现，最重要的恐怕要数在 20 世纪 60 年代中期对盖尔曼和茨威格(Zweig)夸克模型的确认，以及 1975 年佩尔发现  $\tau$  粒子。

与环形加速器，诸如回旋加速器以及能量更高的同步回旋加速器相比，直线加速器具有

一个很大的优点。原因是在环形加速器中,为了保持荷电粒子在一个圆圈上运动,必须有一个向心的加速运动。然而这样一来,被加速的粒子会发出辐射,由这种“同步(加速器)辐射”招致的能量损耗会成为高能轨道加速器中一个相当严重的问题。由于同步加速器辐射招致的功率损耗正比于粒子束能量的四次方除以路径的曲率半径,因此高能加速器的这一能量损耗是非常显著的,在 90 GeV 的粒子束能时达到大约 14 MW。在粒子加速的射频腔中这一份功率必须加以补充。如此大的能量损耗给了人们一个提示,正负电子对撞机可能已接近它们的极限能量,这点也曾经是建造斯坦福直线对撞机的富有推动性的论点之一。

同步辐射对电子比之质子或离子而言是一个更为严重的问题,因为电子的质量小得多,具有更高的速度,在相同的能量水平,将获得更大的加速度。

### 8.3 环形加速器

#### 8.3.1 劳伦斯回旋加速器

与直线加速器相比,环形加速器的优点是,它们可以使用较低的可反复使用的电压把荷电粒子加速到很高的能量,而直线加速器则需使用一个很高的电压,且只能使用一次。这个想法首先是劳伦斯和埃德勒夫森(Edlefsen)1930 年在伯克利研究出来的,1931 年劳伦斯建

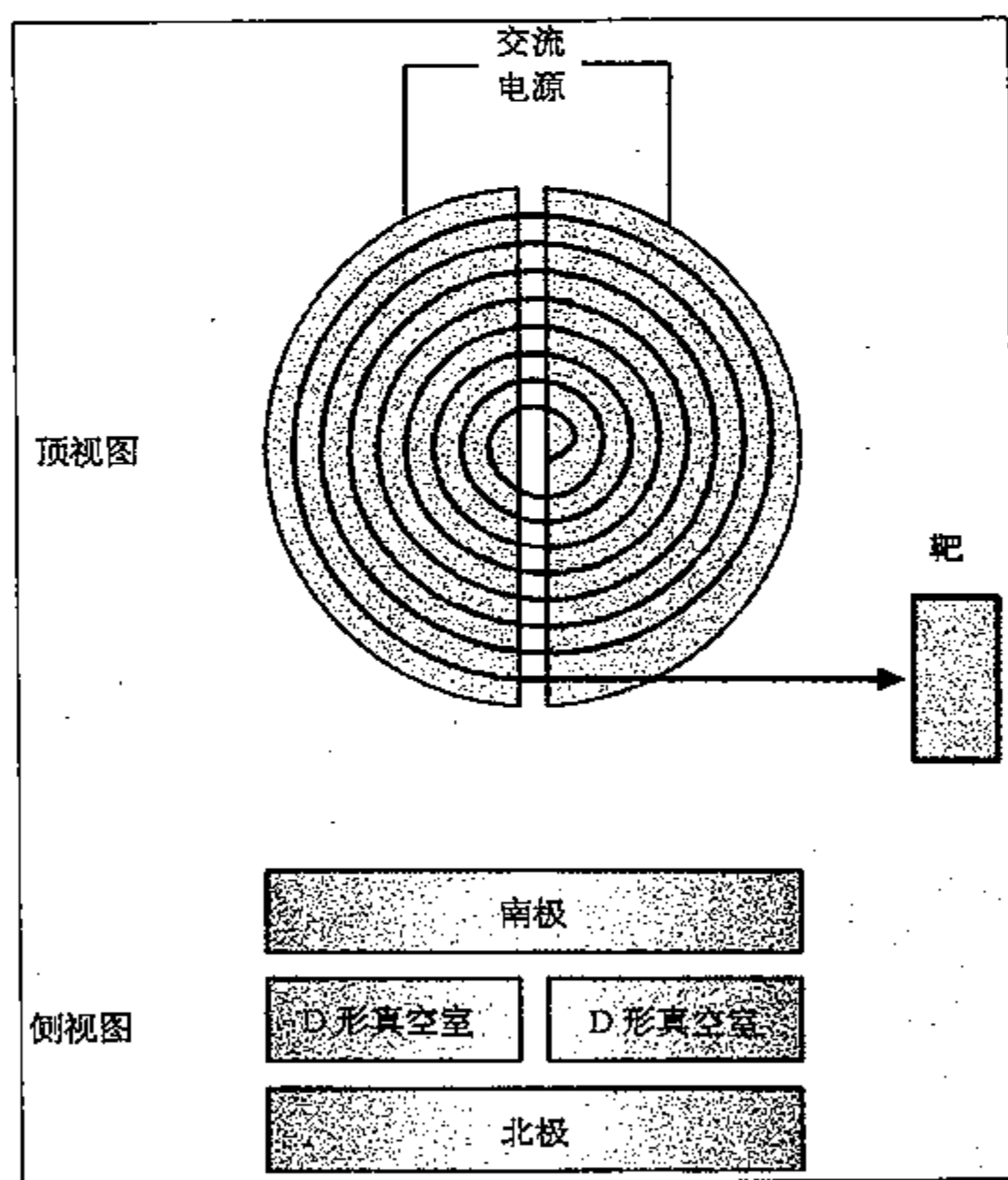


图 8.4 回旋加速器原理。当电子越过两个 D 形真空室之间的间隙时获得加速。两个 D 形真空室连接到高频高压电源上,并放置在一块强磁铁的两极之间。当电子从加速器的边缘飞出并被引向某个靶时,它们的轨道半径已变得大了很多。

造了他的第一台工作装置——它把质子加速到了 80 keV。到 1932 年(当时考克饶夫和瓦尔顿正忙于使用较低能量的装置引发核反应),他和他的研究生利文斯通(Stanley Livingstone)建造了一台直径为 0.28 m 的回旋加速器,能量达到了 1 MeV。到了 1939 年直径为 1.5 m 的回旋加速器产生了 19 MeV 的氘,劳伦斯计划再超过它。

回旋加速器的基本原理是,在使用往复的电脉冲加速粒子的同时,采用一个垂直的磁场使运动粒子发生偏折而进入一个螺旋形路径。粒子是在一块电磁铁的两极之间的真空室里运动。真空室由两个 D 形的空圆筒组合而成,并与一个射频振荡器相连。粒子是在每个 D 形真空室中沿半圆形的路径运动,与两个真空室之间的电场是屏蔽开的。调节射频电压,使两个 D 形真空室之间空隙的电场极性恰好在粒子通过时对粒子加速。这就意味着粒子每越过一次该间隙时就会被加速一次,其曲率半径也随之增大。如果粒子是在真空室的中心附近注入的,那么它们就将在不断增大的圆圈中运动,直到它们飞出真空室。该技术依靠的是这样一个事实,即旋转周期(对非相对论性的粒子)与它们的速度无关(否则它们就不会与加速电场保持同步)。当它们达到非常高的速度时,相对论性的修正就不能再忽略了,这一假设也就不再成立。这就限制了单个回旋加速器所能达到的最大能量,对质子而言,约为 25 MeV(达到这一能量时,它们的速度约为  $0.5c$ )。劳伦斯“因为发明和研制出了回旋加速器以及以此所获得的结果,特别是在人工放射性元素方面的结果”而荣获了 1939 年度的诺贝尔物理学奖。

#### 数学箱:回旋加速器共振

213

考虑一个电荷为  $q$ , 质量为  $m$ , 速度为  $v$  且行进方向垂直于场强为  $B$  的磁场的粒子:

$$\text{作用于粒子上的磁力} = Bqv = \frac{mv^2}{r}$$

$$\text{曲率半径 } r = \frac{mv}{Bq}$$

$$\text{旋转周期 } T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mv}{Bqv} = \frac{2\pi m}{Bq}$$

$$\text{旋转频率 } f_c = \frac{Bq}{2\pi m} \text{ (回旋加速器频率)}$$

这一频率就叫做回旋加速器的频率。

如果粒子以相对论速度运动,它们的质量就会随速度而增大,回旋加速器的频率(见数学箱)也不再与速度无关,即当粒子速度增大时,回旋加速器的频率就会减小。麦克米伦(Ed McMillan)提出,在一个装置中 25 MeV 的“极限”是可以克服的,当粒子被加速时让该装置中射频电源的频率渐渐变小。这一思想在第二次世界大战后被付诸实施,在伯克利建造了一个直径为 4.6 m 的“同步回旋加速器”(“184 英寸”)来寻找汤川的  $\pi$  介子。1949 年在这台加速器上终于发现了中性  $\pi$  介子。

然而,克服 25 MeV 的极限只不过是推迟了高能粒子征途上曾作为先驱者的回旋加速器的死亡。高能意味着高速,这就要求加速器有很大的曲率半径以及一块很大的电磁铁(在伯克利一个直径为 4.6 m 的同步回旋加速器中所用的那块电磁铁是战时分离制造原子弹用的铀同位素研究后丢弃一边,后重新加以利用的)。需要一种新方法,它不再受电磁铁尺寸的限制——这样同步加速器就应运而生。

### 8.3.2 同步加速器

为了研究 20 世纪 40 年代末所发现的重奇异粒子,需要更高的能量。解决这一问题

的一个方法就是保持粒子在同一曲率半径的轨道上运动,在轨道的圆周上使用一系列使粒子转弯的偶极磁铁,而不是使用罩住整个加速器直径的单块大磁铁。对于质子,可以这样来做到这一点:降低射频频率(以便与改变着的轨道频率相匹配,如同在同步回旋加速器所做的那样),渐渐增加磁场强度,以保持曲率半径不变。对于电子,事情要简单得多。高能电子实际上是以光速行进的,当它们的能量增加时,它们的轨道频率的改变并不显著。这就意味着,电子同步加速器可以用一个固定频率的射频电源运转,只需改变磁场强度即可(只要电子是以足够高的能量注入的)。此外,电子和正电子可以放在同一个加速器里同时被加速,粒子和反粒子可以被带到一起,在特殊设计的探测器中的轨道附近选定的点上使之发生碰撞、湮没。

214

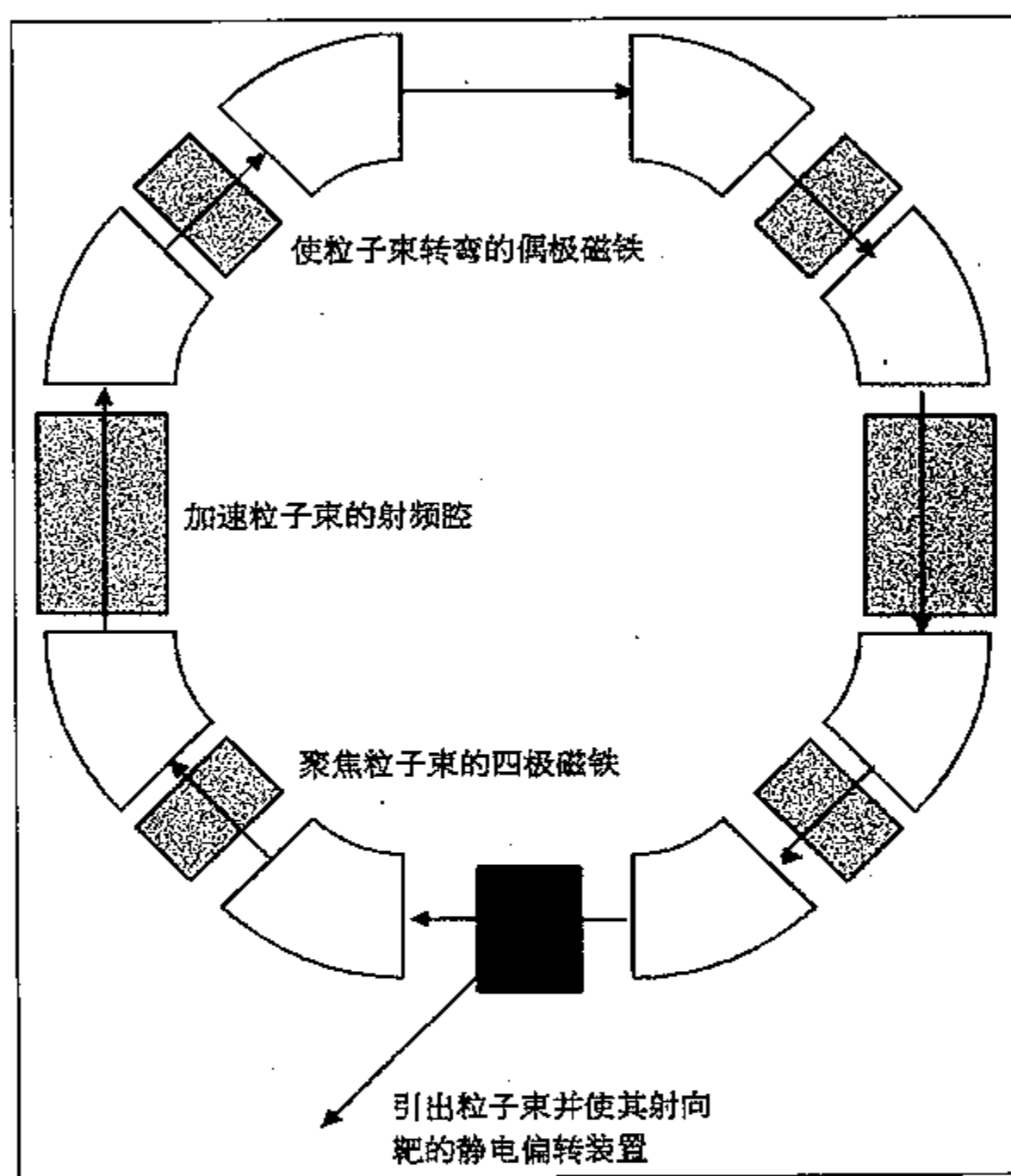


图 8.5 同步加速器原理。如果荷电粒子在注入时已经具有很高的能量,那么它们的速度就可接近光速,且以固定频率沿轨道运动,交变加速电压也可以具有与粒子束同步的固定频率。粒子是在射频腔中被加速的。

相交存储环的研制和把同步加速器用作对撞机大大提高了有效碰撞能量。直线加速器用亚原子粒子去轰击固定靶,通常是核。这意味着轰击粒子的巨大的直线入射动量必须在碰撞中所产生的粒子中保持守恒。换句话说,产物粒子并不会停留在静止状态,某些入射能量留给产物粒子的必然是动能,而不是静止能量。然而在已达到相对论性能量上,对于固定靶加速器这是一个严重问题,它会限制产生新粒子的效率。对撞粒子束实验是在质心系产

215

生碰撞的,因此原则上全部入射能都可以转化为新粒子的静止能量。当欧洲原子核研究组织制造的大型正负电子对撞机首次运行时,它被“调谐”到 90 GeV,这是使之产生  $Z^0$  粒子的静止能量。其后(1997)它的能量增加了一倍以产生  $W^+ - W^-$  对。

## 8.4 某些现代的加速器

### 8.4.1 斯坦福直线加速器和对撞机

位于斯坦福的 3 km 长的直线加速器提供了世界上能量最高、强度最大的电子束。在斯坦福建造大型直线加速器的思想是在 20 世纪 30 年代汉森(William Hansen)的工作和拉塞尔(Russel)与瓦里安(Sigurd Varian)发明速调管(一种用于加速荷电粒子的功率强大的射频源)的基础上发展而来的。特别是由于帕诺夫斯基(Wolfgang Panofsky)的竭力坚持,促成政府下决心支持斯坦福直线加速器计划(SLAC Project)。工程始于 1962 年,1966 年开始做实验,把 20 GeV 的电子束对准了若干固定靶。这些粒子所具有的高能量和高动量使得它们的德布罗意波长非常短,因而它们是探索核的内部结构和它所包含的核子的理想轰击粒子。

早期研究电子被质子非弹性散射开的实验获得了关于强子的夸克模型的令人信服的证据。这些实验比有名的盖革和马斯登散射实验中发生过的类似过程包含了更多的信息,是盖革和马斯登的实验结果导致了卢瑟福提出原子核的存在。实际上高能的点状电子穿透了质子,散射出了夸克。大量大角度散射的存在意味着质子内部的点状结构。

当直线加速器升级后能够给斯坦福直线对撞机输送电子和正电子时,粒子束能增加到 50 GeV(平均加速场强约为  $1.5 \times 10^7$  V/m),后者是当时最新型的加速器,能够实现电子和正电子之间能量高达 100 GeV 的碰撞。这是不同于欧洲原子核研究组织的另一条实验路线,而原来的路线是电子和正电子绕一个很大的存储环(大型正负电子对撞机,简称 LEP)作反向的轨道运动。斯坦福技术的优越性是,电荷作直线运动就可获得加速,这样可以降低由于同步辐射而引起的功率损耗。斯坦福直线对撞机也可以使电子和正电子发生极化,这点是在大型正负电子对撞机上不可能做到的事。如果粒子是在射频行波相继的各半个周期上以交替的脉冲方式注入,那么就有可能沿着同一个直线加速器在同一个方向上对电子和正电子加速。这比之在大型正负电子对撞机上更容易聚焦粒子束,从而增加在碰撞点处的粒子束强度。如同大型正负电子对撞机一样,斯坦福直线对撞机也已用来研究  $Z^0$  粒子的产

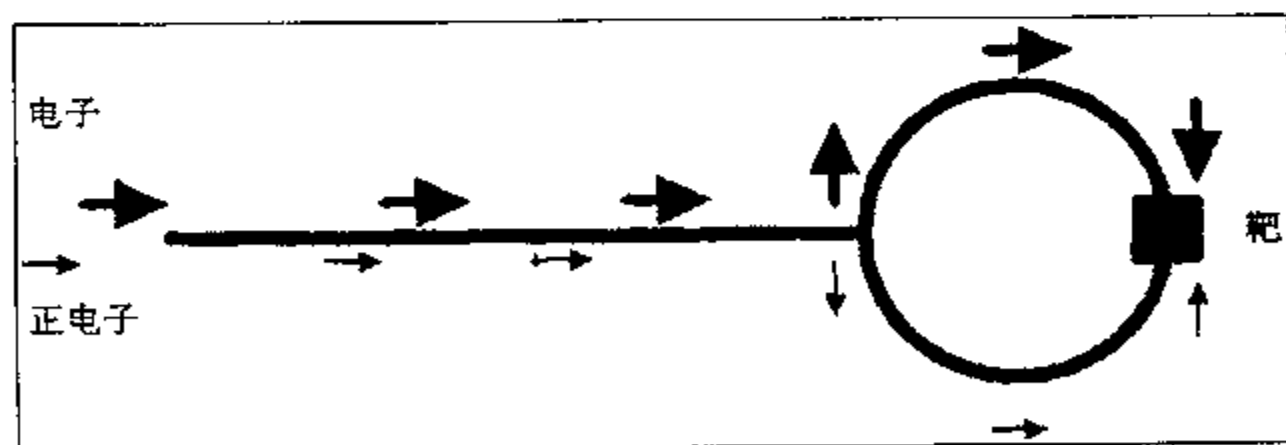


图 8.6 斯坦福直线加速器已变成了斯坦福直线对撞机。电子和正电子的交替脉冲沿着 3 km 长的隧道加速,然后输出的粒子绕着对撞机相向地抵达目标。



生和衰变——这些过程的速率与夸克和轻子的代的数目有关,来自斯坦福直线对撞机和大型正负电子对撞机的结果都提示,这一数目不会超过 3。

虽然斯坦福是以直线加速器而闻名于世的,但它也是使用建在大学主校园的 8 字形的小型装置进行第一批粒子束对撞实验的地点。这一思想后来发展成为斯坦福正电子-电子不对称环(SPEAR),它建成于 1972 年。这是一个直径为 80 m 的环,电子和正电子循相反方向作圆周运动,能量为 4 MeV,提供质心系中的 8 GeV 的对撞。尽管建造成本不算很高,这台装置还是获得了若干重要的发现,包括 1974 年发现的  $J/\psi$  粒子(第一个粲夸克)和 1976 年发现的  $\tau$  粒子(第三代轻子)。 $J/\psi$  粒子是在布鲁克海文国家实验室独立地被发现的,里克特(来自斯坦福)和丁肇中(来自马萨诸塞理工学院)“因为在发现了新一类的重基本粒子方面所做的先驱性的工作”而分享了 1976 年诺贝尔物理学奖。佩尔则由于“发现了轻子”而分享了 1995 年的诺贝尔物理学奖。

作圆周运动的电荷由于向心加速会发射很强的电磁辐射束。这种电磁辐射叫做同步辐射,在研究工作及工业上都有许多应用。斯坦福正负电子不对称环本身是专门用于碰撞实验的,但是当斯坦福同步辐射实验室(SSRL)于 1973 年还在建造时,斯坦福正负电子不对称环产生的同步辐射就已用于研究工作。从 1979 年起,斯坦福正负电子不对称环有 50% 的运转时间都用于同步辐射实验。从 1991 年起,它就只用于同步辐射实验了,它的 24 个实验站服务于大约 600 个用户。由斯坦福同步辐射实验室产生的高强度的 X 射线和紫外光束为生物学家、化学家、地质学家、材料科学家、电气工程师、化学工程师、物理学家、天文学家和医科学生所用。最近的实验则有高温超导体研究、高分辨率晶体结构研究、活体骨骼渐进衰退(骨损)研究、半导体工业所需的硅中痕量杂质的测定等等。

217

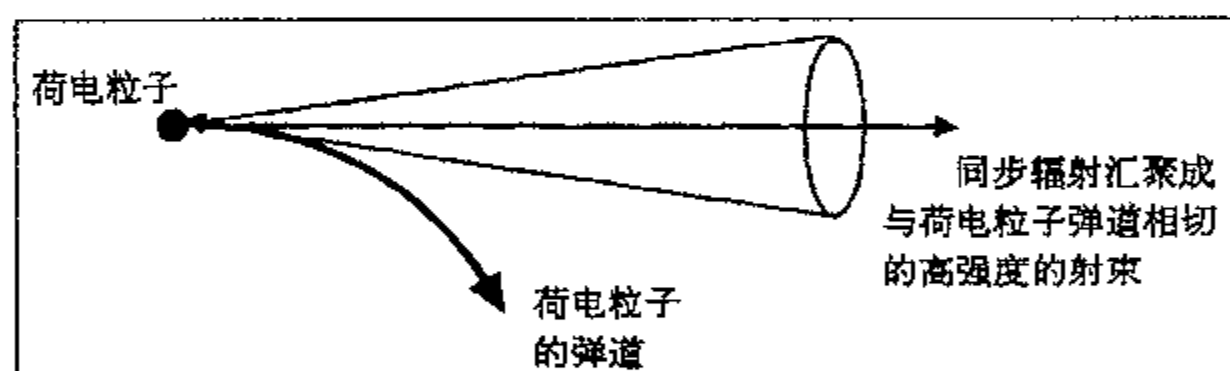


图 8.7 同步辐射是环形电子或正电子加速器的主要功率损耗。然而同步辐射本身在应用物理特别是材料科学的许多领域中都是十分有用的。

到了 1980 年,作为高能存储环和对撞机的斯坦福直线对撞机(SLC)被正负电子对撞机(PEP)所取代。这一直径达 800 m 的环产生电子和正电子之间的碰撞在质心系中的能量高达 30 GeV。这种对撞机曾被用来精确测量粒子寿命,研究量子色动力学所作的一些预测。它现在正在升级为 PEP-II——“不对称 B 工厂”。建成后它将被用于产生大量的 B 介子,其方式与大型正负电子对撞机(LEP)用来产生  $Z^0$  粒子和 2 号大型正负电子对撞机(LEP-2)用来产生  $W^+W^-$  对的工作完全相同。术语“不对称”指的是这样一个事实,即在 PEP-II 中的电子和正电子将具有不同的能量。PEP-II 的主要目的之一就是要研究物质与反物质之间的不对称。

对撞机	粒子束能量/GeV	地 点
双环存储器(DORIS)	4~5.3	电子同步加速器中心(DESY 德国)
4号正负电子存储环(VEPP-4)	5	新西伯利亚(俄罗斯)
康奈尔电子存储环(CESR)	8	康奈尔(美国)
正负电子对撞机(PEP)	17	斯坦福(美国)
正负电子串列环加速器(PETRA)	23	电子同步加速器中心(DESY 德国汉堡)
KEK 正负电子对撞机(TRISTAN)	35	高能物理研究所(KEK, KEL 日本筑波)
大型正负电子对撞机(LEP)	50~100	欧洲原子核研究组织(瑞士)

## 218 8.4.2 欧洲原子核研究组织

乍一想起使粒子束对撞的机器的想法似乎并没有什么意义。在被加速的粒子束中粒子的密度与稳态靶中粒子的密度相比是相当低的。然而如果高能粒子储存在反向旋转的粒子束中,它们就可以作反复的对撞,这样就可以对每一个碰撞中较低的、令人感兴趣事件的概率作出补偿。然而对撞粒子束所具有的主要优点是,碰撞是在质心系中发生的,这样来自两个方向的粒子的总能量都可为新粒子的静止能量所利用。例如,如果一个 30 GeV 的粒子与一个固定靶碰撞,产生新粒子的最大可用能量只是 7.6 GeV,而使用每束能量为 30 GeV 的两束粒子束的对撞机则可将全部 60 GeV 的能量用于产生新粒子。

建造电子-电子对撞机的原型机是 20 世纪 60 年代中期在斯坦福进行的,但是关键的研制工作则是由一个以图什克(B. Touschek)为首的意大利小组设计和建造的 ADA(意大利语 Anello Di Accumulazione(累积环)的缩写——译注)。1963 年在 ADA 中产生了第一批低强度的电子-正电子湮没事件,随后利用这台装置对出现的许多技术问题进行了细致的检查,并逐一加以解决。我们已经提到过斯坦福正负电子不对称环(SPEAR),它也是最为成功的若干早期的对撞机之一。然而迄今为止,最大且最为成功的对撞机是欧洲原子核研究组织制造的大型正负电子对撞机(LEP)。这台对撞机是 1989 年完工的,粒子束能量设置在大约 50 GeV,以求产生  $Z^0$  粒子的概率达到最大( $Z^0$  具有的静止能量约为 90 GeV)。1997 年这一能量又提高到大约 90 GeV,以求产生  $W^+-W^-$  对。

大型正负电子对撞机是一个由许多国家投资的合作项目,在 1983~1989 年间它是欧洲最大的民用工程。大型正负电子对撞机的隧道周长有 26.67 km(所容许的精度优于 1.0 cm),这一装置建在地下,在一条专门为之挖空的隧道中铺展开来,相对于日内瓦机场和汝拉山之间的水平线而言它的倾斜度是  $1.4^\circ$ 。此外,它还有 4 个主要的地下实验室,18 个凹入山中的工作室,3 km 长的次级隧道,以及 60 多个附属小室。粒子束由排布在环附近 31 个“标准小室”中的若干组磁铁引导。对撞机的曲率半径之所以需要那么大,是因为要降低同步辐射的量。在每个实验点上粒子束通过一个很大的螺线管磁铁,以便将粒子束压缩到  $10\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$  的尺寸,从而提高亮度。

正如所有大型的高能加速器一样,大型正负电子对撞机(LEP)仅仅是处在一连串注入器和预注入器之后的最末端的设备。粒子在进入一个 600 MeV 的电子-正电子累积器之前,是在两个 200 MeV 和 600 MeV 的直线加速器中开始其旅程的。电子-正电子累积器则

把粒子转移到质子同步加速器,后者是作为一台 3.5 GeV 的电子和正电子同步加速器来运转的。质子同步加速器(PS)又把粒子注入到超质子同步加速器(SPS),实际上它是大型正负电子对撞机本身的一台 20 GeV 的电子-正电子注入器。[超质子同步加速器(SPS)同时用作一台电子、正电子同步加速器对连续使用它来加速质子并没有什么影响,因为它是周期性地运转的,电子和正电子是在质子脉冲之间的空载时间里通过它的。]

219

大型正负电子对撞机(LEP)环中的射频加速是在 128 个共振腔中获得的,这些共振腔由调好的速调管提供能量,这样当粒子束通过它们时,它们可以达到最大的功率。电子和正电子绕着 27 km 长的环形轨道每秒钟旋转大约 11 000 次。对于一轮实验而言,典型情况下要花费 12 个小时才能使粒子充满环形管道。在这段时间里,每个粒子将要旋转大约 5 亿圈,所以在粒子束管道中确保良好的真空就是必不可少的了[大约  $10^{-11}$  托(约合  $1.33 \times 10^{-9}$  Pa),最高  $10^{-9}$  托(约合  $1.33 \times 10^{-7}$  Pa),后者是由于同步辐射之故,当有粒子束时要从真空室壁释放一些气体分子而造成的]。

从 1989 年到 1995 年期间,大型正负电子对撞机(LEP)成了一个  $Z^0$  粒子工厂(产生了大约 3 000 万个  $Z^0$  粒子)。为了产生  $Z^0$  的需要,粒子束能量在产生  $Z^0$  粒子所需的 91 GeV 附近变动,相互作用速率(与在每个能量上出现的事件的数目有关)则扫出了峰值在 91 GeV 的共振曲线。这正是人们所期望的,曲线的宽度使物理学家第一次能够精确地测量  $Z^0$  粒子的寿命。这点是非常重要的,因为发生尚未认知的各种各样的衰变越多,寿命就会越短。由于  $Z^0$  是一个相对较重的粒子(几乎是一个质子静质量的 100 倍),因此它有许多可能的尚未了解的衰变机制。较轻粒子的数目越多,存在可能衰变的方式的数目就越多,因而其寿命也就应该越短。这样  $Z^0$  粒子的寿命就给出了可能存在的轻子代数的信息。四个大型正负电子对撞机(LEP)实验中有三个(ALEPH, DELPH, OPAL)已经对这一研究作出了贡献,确认了只有三类中微子,这一结果与宇宙学家用以解释早期宇宙中原子核的丰度所需的数目是一致的。

正负电子对撞机是检验精确的理论预测的良好工具(这点恰好与在质子-反质子对撞机强力碰撞中产生新粒子相反),而大型正负电子对撞机(LEP)对测试和验证关于电弱理论的预测特别重要。然而在该理论中有一个方面还尚未被处理——为什么 W 粒子和 Z 粒子总是有质量的,而它们的伴侣——力的携带者——光子的静质量是零。当今的理论解释依据的是希格斯提出的思想,即大家熟知的希格斯机理。这一理论认为,粒子与一个新的场——希格斯场发生相互作用而获得质量。为了验证这点,物理学家希望抓住一个该场的量子——希格斯玻色子,这也就是将 50 GeV 的大型正负电子对撞机(LEP)升级为 100 GeV 的 2 号大型正负电子对撞机(LEP)的颇为激励人心的诸多因素之一。这一能量更高的装置要到 2000 年以后才能运行,届时隧道中安装的将是能量更高的质子对撞机——大型强子对撞机(LHC)。大型强子对撞机将作为一期工程来建造,并将于 2005 年启用。

关于欧洲原子核研究组织的大型正负电子对撞机(LEP)的一些事件:

第一批实验:	1989 年
最大的粒子束能量:	100 GeV
亮度:	$2.4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
两次碰撞之间的时间:	22 $\mu\text{s}$
粒子束长度:	1 cm
粒子束尺寸:	0.20 mm(高) $\times$ 0.008 mm(宽)

220

粒子充满时间:	20 h
加速周期:	550 s
注入能量:	550 GeV
射频频率:	352.2 MHz
平均粒子束电流:	55 mA(每种)
周长:	27.66 km
环中的偶极磁铁:	3 280+24 块较弱的偶极磁铁
峰值磁场:	0.135 T

### 8.4.3 大型强子对撞机(LHC)

“一张清单。建造两个管道,每个约6厘米宽,27千米长。管道应弯成圆形,并冷却到1.9开尔文,即大约室温以下300℃。开始时充入大约100万亿个质子,尽可能以接近光速的速度绕轨道旋转,然后加上一个比地磁场强10万倍的磁场以便引导粒子在管道中穿行,需要做到每个轨道中的质子确实是以相反的方向运动。

到此为止令人兴奋的时刻到了。对准两个轨道从而使粒子对撞,大约应该有20个质子互相猛烈撞击而产生出其他粒子的簇射,对每个都好好看一下。如果你观察到一个你认不出的粒子,那就叫吧。最后,重复4 000万次。每一秒钟!”

[Justin Mullin. *New Scientist*, 1994, 142(1930):34. describing the proposed plan for the LHC]

大型强子对撞机(LHC)中质子束将具有大约14 TeV( $1.4 \times 10^{13}$  eV)的能量,与在费米实验室建造的太电子伏质子-反质子对撞机(Tevatron)相比几乎大了约10倍。靠日益提高能量来猛击强子的思想既不巧妙,又不新颖;但这样的确能揭示一些新的物理现象。所存的希望是它使解决物质起源和宇宙中物质与反物质的不对称性的问题透出了一线光明,它也可能回答关于三代夸克和轻子的起源以及暗物质性质的问题。此外还存在另一种可能性,即在某些统一场理论中所预测的超对称粒子(“sparticles”)也将在高能碰撞中被产生出来。

221 大型强子对撞机(LHC)将产生大量重夸克,尤其是B夸克(人们期望它像更轻的奇异夸克那样会显示CP破坏),它们应该对解决所观察到的宇宙中物质与反物质的不对称性问题有所帮助,它也将产生越来越多的并不想要的“背景粒子”(因为对于质子-质子相互作用而言总截面随能量而增加)。当诸如环形大型强子对撞机(ATLAS)、小型 $\mu$ 介子螺线管(CMS)和大型离子对撞机(ALICE,设计它是为了观察重离子碰撞的)那样的探测器开始有结果时,非常有必要进行大量的预选。在14 TeV的能量和每平方厘米 $10^{34}$ 个粒子束的亮度水平上质子-质子相互作用的速率将为约1 GHz,每个事件将会产生1兆信息组的数据!为了对如此大量的数据进行处理,探测器必须用智能触发器加以控制,它们能够自动剔除数目巨大的毫无意义的事件。这件事是这样进行的:将初始数据馈入一台本地计算机,这台本地计算机将构造事件的允许的分分辨率线型,然后它将这些数据与存储在存储器中的标准图样进行比较,这些标准图样代表了应该加以保留和进一步分析的事件。如果配上对了,那么该项数据就保留,如果配不上对,就删除。这一预选工作必须在原始事件的几微秒内加以完成!

用加速和对撞重粒子的方法可以产生极高的能量(大于  $1\,000\text{ TeV}$ )。这样一些碰撞应该能够产生炽热的致密物质的气泡,这恰与宇宙大爆炸刚刚发生后  $10^{-35}\text{ s}$  时的早期宇宙的条件极为相似。

即使该加速器将在现存的大型正负电子对撞机(LEP)隧道中建造,与大型正负电子对撞机(LEP)相比,建造大型强子对撞机(LHC)所遇到的富有挑战性的技术难题还是够吓人的。在大型强子对撞机(LHC)中的质子和离子的能量和动量与大型正负电子对撞机(LEP)中的电子的能量相比远大得多,因此对撞机环上使粒子弯曲的一系列磁铁也将必须强得多[约为  $9\text{ T}$ ,而大型正负电子对撞机(LEP)中为  $0.135\text{ T}$ ]。这点是用下面的办法来实现的:使用绕上镀铜的镍钛线的超导电磁铁,但是这种超导电磁铁只有在非常低的温度下才能工作,所以这种超导电磁铁要用超流液氮冷却到  $1.9\text{ K}$ 。这将需要八个均布于  $27\text{ km}$  的对撞机环上的深致冷工厂,抽运  $70$  万升的液氮使之通过  $4$  万个防漏接头,以便冷却重达  $31\,000\text{ t}$  的设备!大型强子对撞机(LHC)唯一不冷却到  $1.9\text{ K}$  的部分就是实验站本身(不到对撞机环周长的十分之一)。

建造并注资于这样一个复杂的实验装置有赖于欧洲共同体内外多国政府的支持,而在这方面,在达拉斯的超导超对撞机(SSC)的取消实际上有助于大型强子对撞机(LHC)的研制,因为这样一来就可以吸引来自美国的  $530$  亿美元的资金。

#### 8.4.4 费米实验室的太电子伏质子-反质子对撞机

虽然同步辐射对质子而言比之电子存在的问题要少些,但是在加速质子时还是存在其他一些严重困难使得产生的粒子束很不稳定,所以强子对撞机的研制一开始就落在正负电子对撞机的后面。这种类型的第一台机器是欧洲原子核研究组织的交叉存储环(Intersecting storage ring, ISR),它使用了质子同步加速器所产生的  $28\text{ GeV}$  的质子。交叉存储环中往前走的关键一步出自范德米尔的主意,他发明了一种叫做随机冷却的工艺,在环中某些点上对粒子束取样,导致不稳定性的信息反馈回矫正电极,该电极再把质子送还给中央轨道。

电弱统一理论(electroweak unification)导致了新的携带力的粒子的预测: $W^+$ 、 $W^-$  和  $Z^0$  粒子,每个的静质量都是在  $90\text{ GeV}$  左右。物理学家们非常热心于要在实验室里发现这些粒子。但这需要很高的能量,这就使人们产生了建造高能强子对撞机的想法。1976年,鲁比亚、麦金太尔(P. McIntyre)、克莱因(D. Cline)提出利用现存的在芝加哥附近费米实验室中的加速器改造成能够产生这些中间矢量玻色子的质子-反质子对撞机的方案。最后这个想法在欧洲原子核研究组织加以实施,在那儿利用现存的超质子同步加速器(Super Proton Synchrotron,简称 SPS),1983年粒子向上送到了 UA1(地下1区)和 UA2(地下2区)探测器。鲁比亚和范德米尔则“因对于该大型项目所作的决定性贡献,这一项目导致了弱相互作用的信使——场粒子  $W$  与  $Z$  的发现”而分享了1984年的诺贝尔物理学奖。

1985年,一台巨大的质子-反质子对撞机在费米实验室完工,每束的束能接近  $1\text{ TeV}$ ,因此该装置便叫做太电子伏质子-反质子对撞机(Tevatron)。加速器自身的直径有  $2\text{ km}$ ,使用  $2\,000$  块超导电磁铁引导在直径为  $10\text{ cm}$  的空心钢管中行进的和反质子。像大型正负电子对撞机(LEP)一样,太电子伏质子-反质子对撞机本身也只是一系列复杂的加速装置的最后部分。质子在考克饶夫-瓦尔顿发生器(Cockroft-Walton generator)中开始它们的生涯,在那儿它们被加速到光速的  $4\%$  ( $0.04c$ ),能量为  $0.75\text{ MeV}$ ,约为电视机中一个电子

能量的 30 倍。随后进入一个 150 m 长的直线加速器(LINAC),到达其末端时它们已经达到了  $0.55c$ ,和  $0.2 \text{ GeV}$  的能量(以后提高到了  $0.4 \text{ GeV}$ )。出了直线加速器,便进入了一个直径为 150 m 的快循环同步加速器,它的名字叫增强器(Booster)。增强器把它们的速度提高到  $0.99c$ ,能量达到了  $8 \text{ GeV}$ 。增强器通常快速地依次完成 12 个循环,把 12 束质子送进主环,这主环对它们继续进行加速。主环是另一种质子同步加速器,在其中旋转 70 000 圈后能量便达到了  $150 \text{ GeV}$ 。1998 年这又被主注入器所取代,它使对撞亮度增加到了原先的 5 倍。在此之后质子就被转移到了由 1 000 块超导电磁铁组成的、构成太电子伏质子-反质

223

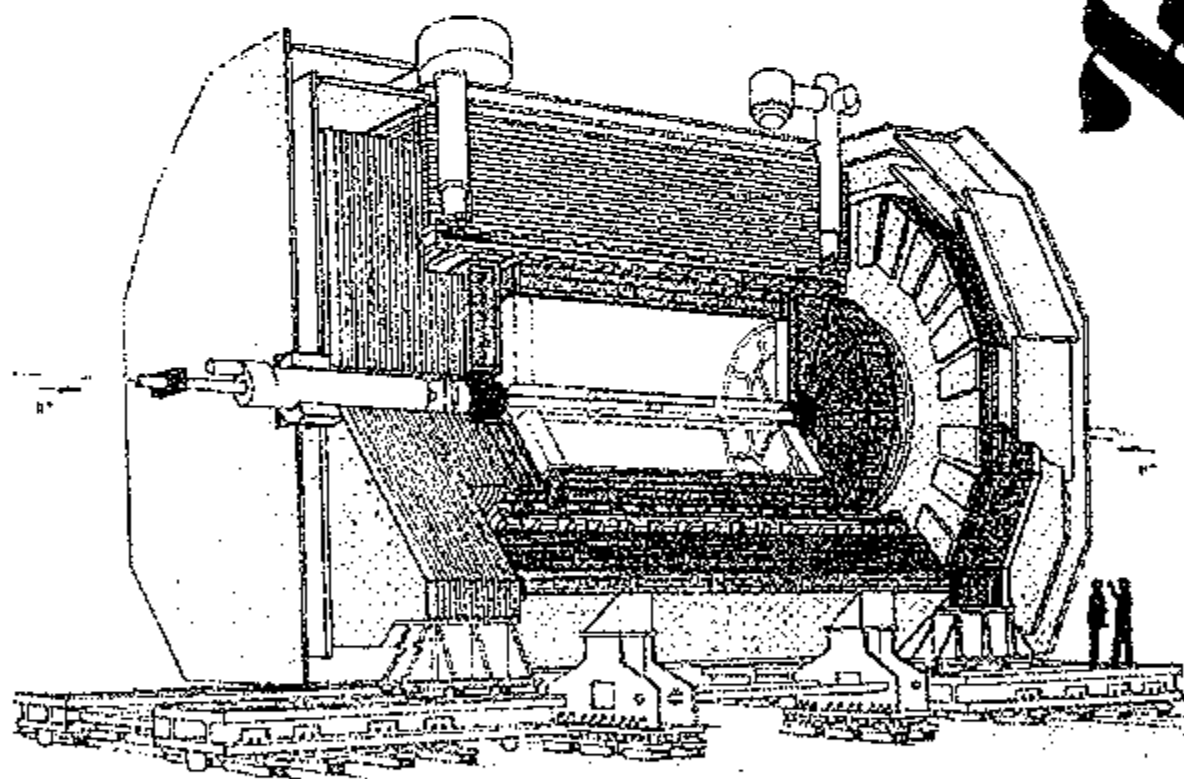


图 8.8 上面的照片拍摄于欧洲原子核研究组织的大型正负电子对撞机(LEP)27 km 长的隧道中。大型强子对撞机(LHC)将于新千年的早些时候在同一隧道中运行。下面的照片是大型正负电子对撞机物理探测器(简称 ALEPH 分层探测器)的剖视图。大型正负电子对撞机(LEP)的真空管道通过该探测器的中心,电子和正电子则在其中迎头相撞。

欧洲原子核研究组织供稿

子对撞机的较低处的存储环。在继续旋转了 400 000 圈以后,质子速度便达到了  $0.999\,999\,5c$ , 具有的能量为 1 TeV。在整个加速过程中(持续大约 20 s),它们行进的距离约等于月地距离的 7 倍。

太电子伏质子-反质子对撞机的功能是用作为从中提取粒子束的固定靶装置以及对撞机。当它被用作对撞机时,首先将反质子存储在一个累积环中,然后注入到主环,再往下传送到太电子伏质子-反质子对撞机中作与质子对撞之前的最后加速,与此同时,具有同样能量的质子则是绕着同样的环在作加速运动,只不过方向相反。

1994 年使用太电子伏质子-反质子对撞机发现了顶夸克。其间对几个不同的衰变模式作了分析和比较,求得顶夸克的质量为  $(199 \pm 22)\text{GeV}$ ,与基于标准模型预测的完全一致。这一发现使夸克的三代问题得到了完满的解决(上/下,奇/粲,底/顶),并有助于理论工作者对包括希格斯玻色子在内的其他粒子可能的质量设置若干极限。

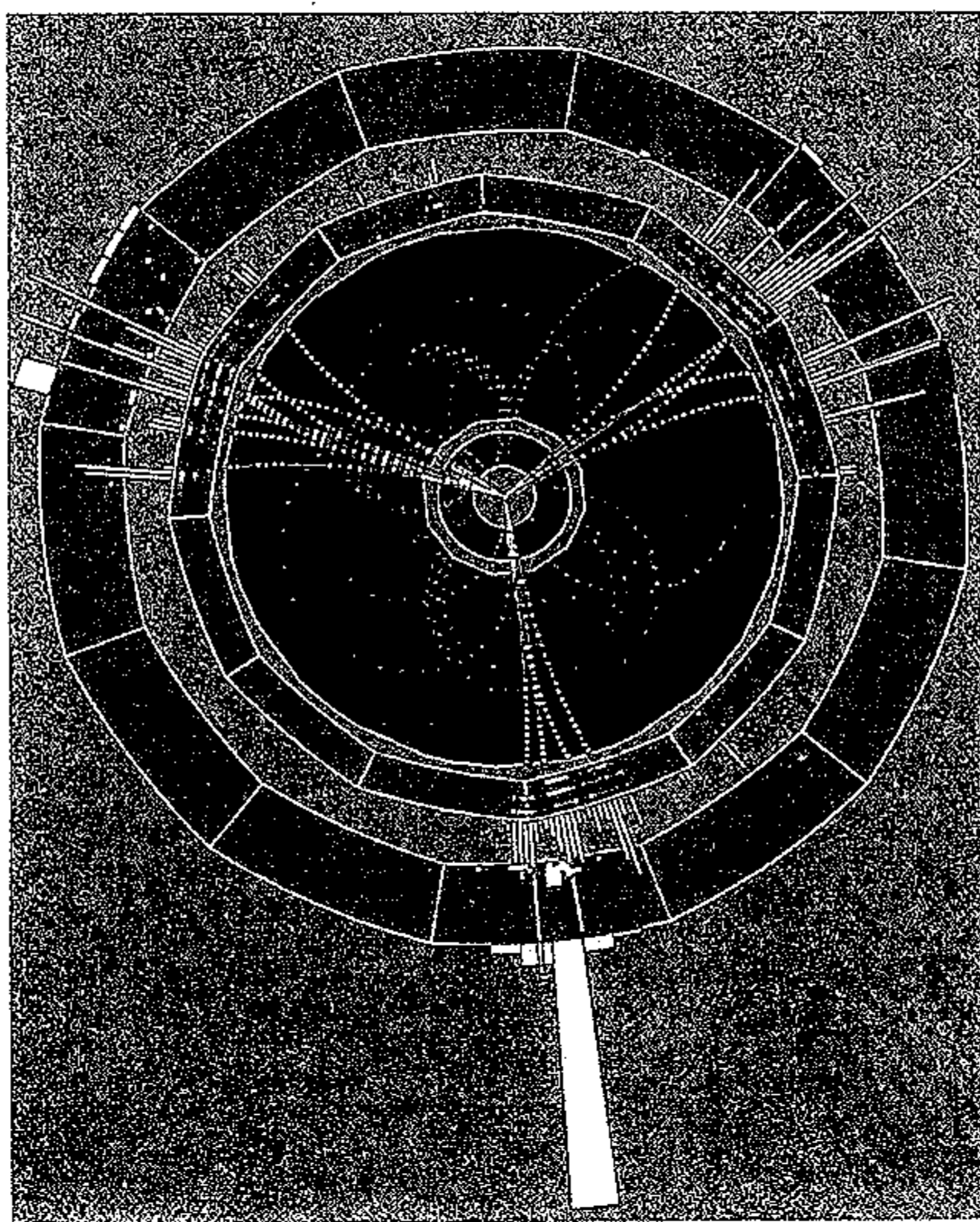


图 8.9 上面的图像显示的是电子和正电子在 ALEPH 分层探测器中对撞的结果。在这种情形,两类粒子在该探测器的中心湮没,产生一对夸克-反夸克。其中一个夸克辐射出一个胶子。两个夸克和胶子在飞散时则产生新粒子的簇射。这些运动在探测器的各层中都作了记录,并用电子学方法进行了辨认。

## 第9章 对万物论的追求

### 9.1 统一理论简史

#### 225 9.1.1 从爱因斯坦到威滕

“我最大的抱负是将自然规律的双重性合二为一。这种双重性是指：到目前为止，物理学家们不得不假设两套定律，一套用来描述万有引力，另一套用来描述电磁现象……尽管现在已经有许多物理学家开始怀疑：这两套定律是不是必须建立在一个更为普遍的定律之上？但到目前为止，无论在理论方面还是在实验方面，这个更普遍的定律还没有被发现。现在我相信我已经找到了某种合适的形式，在我的脑海里已经形成了一种特殊的构想。在某些条件下，这种构想与我提出的相对论不同，也与其他四维空间理论不同。这些条件把描述电磁场的定律和描述引力场的那些定律归纳为相同的数学方程式。相对论将描述空间、时间和引力的所有定律简化为一个公式，这与简化物理概念的要求是一致的。我的目的是要进一步简化，特别是要将引力场和电磁场的描述简化为一个公式。为此，我将此举看作是对‘统一场论’的一种贡献。”

[Albert Einstein. In *the Daily Chronicle*, 26 January 1929, quoted from *Einstein, the Life and Times*, by R. W. Clark, World Publishing Company, 1971]

226 爱因斯坦以其所建立的有关空间、时间和引力的革命性理论——狭义与广义相对论——在科学界赢得了极高的声誉。尽管他所关心的是量子论的统计性质，但对若干最重要的量子论的早期思想的形成，在基础理论的许多领域也作出了重大的贡献。他的梦想是要构建一个“统一场论”，从这个“统一场论”出发，应能推出电磁场和引力场方面的所有定律。从20世纪20年代试图建立“统一场论”以来，直到1955年逝世，他一直在这方面进行探索，他特立独行地进行研究使得他离当时的理论物理主流越来越远。他多少有点不顾量子论想当然地认为：新近发现的核力有可能导致新理论的出现。他认为探索对称性和建立数学模型，有可能为寻找“统一场论”提供线索。有几次他以为他已经接近成功了，但结果发现，他每次找到的证据原来都是假的，于是不得不重新开始。

在他死后的一段时间里，大多数物理学家认为，并没有什么统一场论，因而将注意力转向他方。但是由于高能加速器的发展，曾经有一段时间里几乎每天都有新粒子被发现，事情变得远不如想象的那么简单，看来宇宙还是相当复杂的。与此同时，狄拉克还将相对论和量



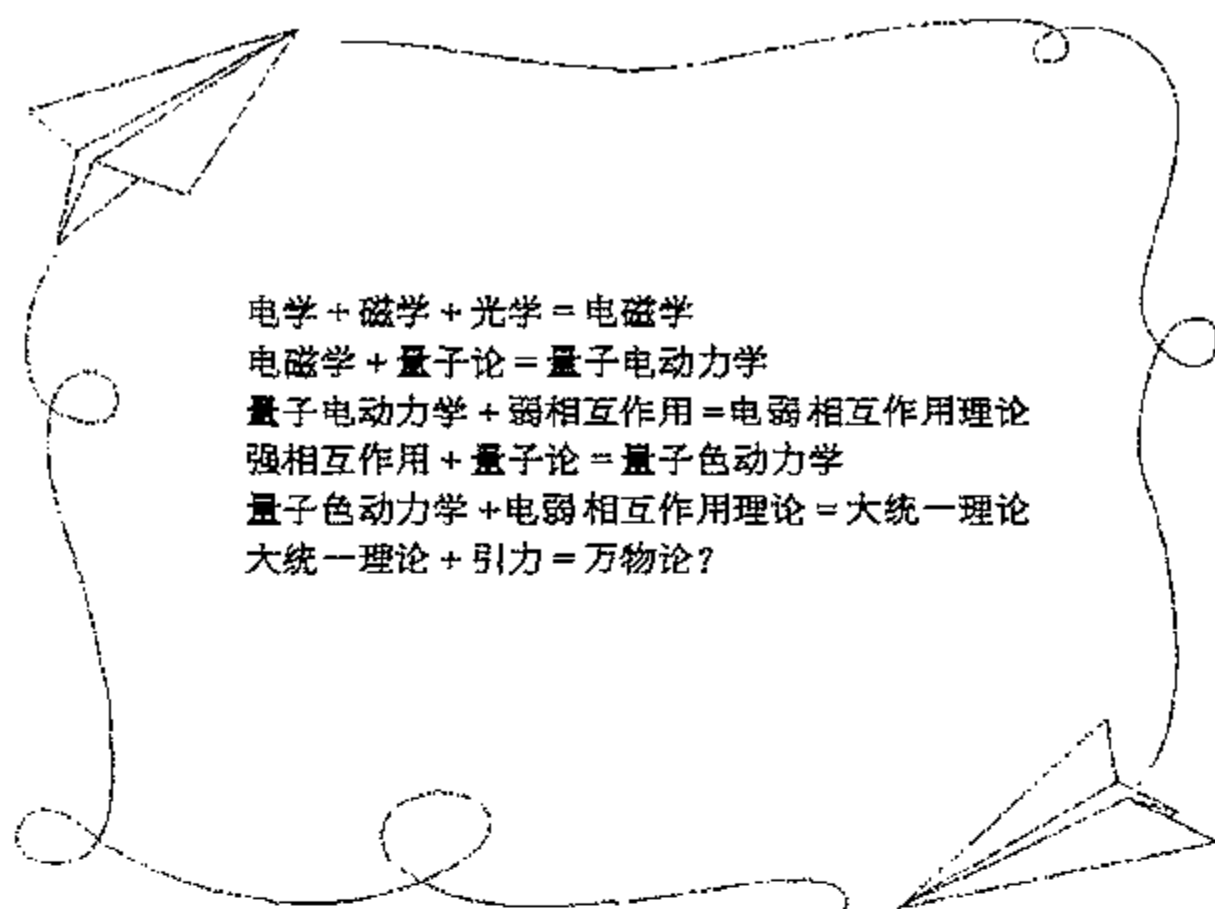


图 9.1 如何构建万物论。

子论结合在一起,创建了狄拉克方程,那是一个美妙的惊人精确的电子模型,这个模型也预言了反物质的存在。后来,费恩曼、施温格和朝永振一郎又在狄拉克工作的基础上,创立了第一个用来解释光和物质相互作用的相对论性的量子场论——量子电动力学。不过量子场论存在着一些严重的缺陷,它常常要产生令人难堪的无穷大,而这仅仅在采用专门为此所做的所谓重正化手续之后才能解决。因此由广义相对论所描述的引力论具有分立、原始和几何学方面的特征,显然也不因某些统一构想中的量子化或关联特性而有所改变。

227

发展量子场论就是要强调潜在对称性的重要性,强调对称性同守恒律和统一性之间关系的重要性。描述夸克相互作用的理论(量子色动力学,简称为 QCD)的形成过程与量子电动力学类似。弱相互作用和电磁学的相互关系十分密切,并最终由萨拉姆、温伯格、格拉肖将这两种理论统一在一起。电弱相互作用理论预言,重的携带力的粒子与无质量光子结伴存在,后来于 1983 年,在欧洲原子核研究组织(CERN)终于发现了这些粒子( $W^{\pm}$  和  $Z^0$  粒子)。将电弱相互作用和色相互作用的对称性结合起来,理论物理学家们又提出了能将这种超对称性包含在内的大统一理论(GUT)。该理论进一步预言:新的超对称粒子将伴随所有的已知粒子而存在,并暗示质子可能是不稳定的。不过到目前为止,所有试图探测质子衰变或超对称粒子的努力都失败了。也许以后的高能实验应该能够最终证明这种粒子是否存在[可能在 2 号大型电子-正电子对撞机(LEP-2)中,但可能性最大的则是在大型强子对撞机(LHC)中]。

正如物理学史上多次发生过的那样,显然不同的各种现象的激增开始归结为简单的(以及不那么简单的)导致统一各种理论的图式。爱因斯坦的探索已被新一代诸如普林斯顿威滕的数学物理学家接了过来,他试图再次用多维来解释一切事物,其中某些维数已经卷了起来或卷得如此紧密,以致使得我们得不到它们存在的直接证据。他们注意到了粒子物理学的对称性和超对称性可以在一个 26 维的空间重现,其中粒子本身并不是一些点,而是称之为弦的一些结构的激发,是在多维空间中的波动。不幸的是,对于超弦理论有许许多多可能的形式,现在尚无人知晓究竟选择哪一个才可以应用到我们的宇宙。然而有一件事是确实的,即爱因斯坦的引力论是作为该理论的一个必然结果而出现的,并且不必像在大统一理论

的其他形式中所做的那样,需要分开来加以处理。这本身就足以说服许多物理学家,弦理论的确就是往前推进的途径。不幸的是,由该理论所预言的若干现象所需要的能量尺度与现在我们高能物理实验室的物理条件相去甚远,以至于实际上似乎我们不可能有什么机会来验证它。如果最终独特的又能自洽的超弦理论被构造出来,那我们很可能会不加考察而信以为真,会被它的优美和简单性折服,而并不在意它所预测的实验验证。如果情况真是那样,那么这就将是基础物理学的一个转折点的标志(也许是一个终点),也许也是新的介观物理学的开始。

“弦理论是 21 世纪的物理学,它是偶然才闯入 20 世纪的。”

[Ed Witten. Quoted in *Hyperspace*, by Michio Kaku, OUP, 1995]

### 228 9.1.2 第一个重大的统一论

“如果统一理论将被证明是大有希望的,那么我试图用以处理的力量,就其坚定不移的品格而言,将是多么伟大、非凡而且崇高,以人类的心智所能打开的知识范畴又可能是多么的宽广。”

[Michael Faraday. Quoted by Abdus Salam in *Overview of Particle Physics*, in *The New Physics*, Paul Davies ed. CUP, 1989]

法拉第并不是一位伟大的数学物理学家,但是他是一位富有想象力的实验工作者。他坚信,所有的力都来自一个公共的源,这一信念导致他去寻找电力与磁力之间、磁与光、光与引力之间的联系。他是统一理论的倡导者,他的思想激发了麦克斯韦创立麦克斯韦方程组,这一方程组能完全描述所允许的经典电磁场的行为。在这一方程组中本身就包含了对法拉第的一个假设的确认——如果场受到扰动,那么这一扰动就像以每秒  $3 \times 10^8$  m 的速度——准确地说就是等于真空中的光速——行进的波那样会穿过该场。所以光就是电磁效应;历史上显然不同的各种电学、磁学和光学的场都曾统一在电磁学中。将不同的各种场统一起来是令人感兴趣的,但是这样一种发现的效力取决于它预测新的和尚未预见到的现象的能力。显而易见的预测就是,必然也存在其他频率的电磁波。赫兹很快就用简单的火花发生器产生、发射并接收到了它们,马可尼则把这一思想推进到了无线电系统,该系统能够将信

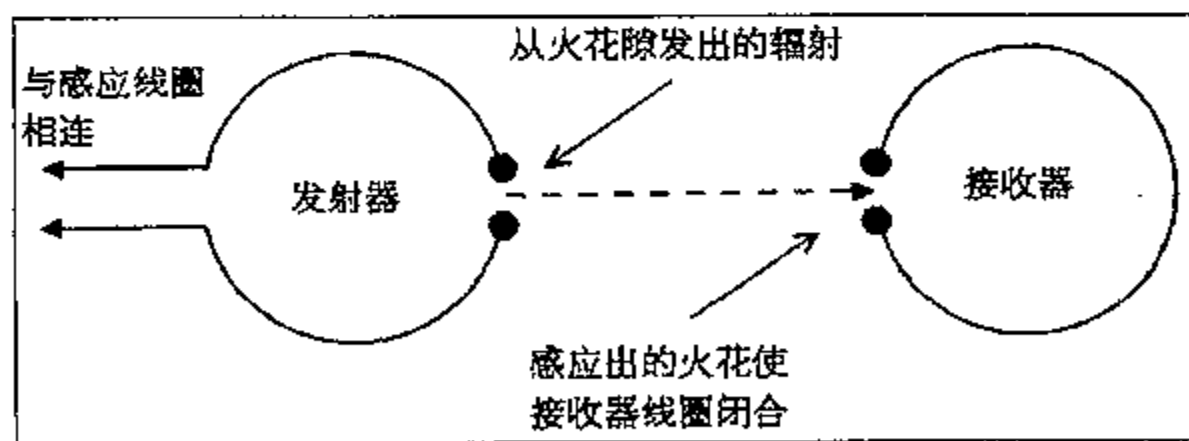


图 9.2 赫兹演示无线电波的发射和接收。他也注意到了,如果火花隙用紫外辐射来辐照,那么火花更容易跳过火花隙——一个与光电效应相联系的现象。

号跨越大西洋从英国发送到美国。(实际上马可尼是够幸运的,无线电波反复地从电离层反射回来,否则的话它们本不可能循着地球的曲面传播,在美国也就检测不到任何信号了)。马可尼和布朗“因为他们对无线电报术研究所作出的贡献”而分享了1909年的诺贝尔物理学奖。

麦克斯韦的成就在于辨明了若干电磁现象之间的联系,并全部用一个“统一的场理论”解释了它们。他把各种不同的发现,诸如库仑定律和电磁感应的法拉第定律简化为由四个方程组成的一个单一的相互关联的方程组,这一方程组描述了电场和磁场是如何通过空间与时间而相互依存以及相互联系的。

#### 数学箱:从电学和磁学到电磁理论

主要的线索是在18世纪晚期到19世纪早期出现的:

库仑定律(静电力的定律):  $F = \frac{q_1 q_2}{4\pi r^2}$  18世纪70年代

泊松方程(静电势):  $\nabla^2 V = \frac{\rho_c}{\epsilon_0}$  1813年

奥斯特的发现——电磁场是由电流产生的 1820年

毕奥-萨伐尔(Biot-Savart)定律(磁场强度):  $d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{4\pi r^2}$  1820年

安培定理(磁场和电流):  $\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \sum_{\text{enclosed}} i$  1825年

电场和磁场的场线(由法拉第引入) 19世纪30年代

电磁感应(法拉第实验) 1830~1845年

楞次(Lenz)和诺依曼(Neumann)定律:  $E = -\frac{d\Phi}{dt}$  1845年

$$\text{curl } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

麦克斯韦方程组  $\text{curl } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  1865年

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi \rho_c$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0$$

你可能会感到非常惊讶,为什么在一本书中我们正在考虑一个发生在19世纪的统一论,但却意味着其焦点是在20世纪。这是因为既然电磁理论是成功的统一场理论的第一个例子,那么我们有足够的理由相信,我们完全有希望在其他领域也能建立统一论。也是由于电磁理论的成功使得万物论在世纪之交成了一个严肃的竞争对象,许多物理学家都在忙于力图构造以场为基础的物质模型,其中质量是在无所不在的以太中作为电磁牵制因子而出现的,粒子是某一种时空结点。这一思想影响了爱因斯坦,从而相对论在麦克斯韦的电磁理论和那种古老的宇宙理论——牛顿力学——的冲撞中应运而生。在另一条战线上电磁波的连续性质以及发射与吸收它们的分立的电荷引出了辐射的热力学问题,从而出现了针对这一问题的前期量子论的思想。

### 9.1.3 统一场论——爱因斯坦的探索

“……在麦克斯韦之前,人们把物理实在——就所假定的代表自然界的事件而

言——看成是物质的点,其电荷仅仅是由运动组成的,后者则受到全微分方程的支配。在麦克斯韦之后,人们把物理实在看成是由连续场所表示的东西,这些场并不是用机械方式可以解释的,并受到偏微分方程的支配。关于物理的实在理念上的这一变化是最为深邃的,也是富有成效的,它已归结为牛顿以来的物理学。但是同时还不得不承认,这一项目还决没有完全完成。自那以后历经变革而获得成功的物理学系统代表的只不过是这两种构想之间的折衷,从而带有假定的、逻辑上不完整的品格,尽管它们在某些细节上可能获得过若干巨大的进展。”

[Albert Einstein. Maxwell's Influence on the Idea of Physical Reality, On the One Hundredth Anniversary of Maxwell's Birth. In: *James Clerk Maxwell: A Commemoration Volume*, CUP, 1931]

231

对爱因斯坦而言,宇宙是由具有质量和电荷并在电磁场和引力场中运动的物质组成的。在他的狭义相对论中,他证明了牛顿关于绝对空间与时间的假设与麦克斯韦电磁理论的预言并不一致。例如若光是以一个不变的速度在绝对空间(或“以太”)中穿行,那么它相对于任何运动观察者的速度就有可能取决于观察者自己的速度。但是在19世纪晚期许多物理学家(特别是迈克耳孙)所做的实验都没能检测到光的相对速度的这种变化。爱因斯坦的解释是,他摒弃了绝对参考系的思想,主张物理学的诸定律对所有惯性系中的观察者都是一样的——这就是相对性原理。他倒也不是提出这一思想的第一人,在17世纪伽利略对力学就曾提出过类似的原理,而庞加莱则于1904年提出过一个几乎相同的原理。然而爱因斯坦是认清这一原理的深刻本质并对它们进行了详细阐述的第一人。他的1905年的论文“论动体的电动力学”在表达的清晰性和洞察力方面堪称是名家杰作。该原理的一个结果就是,光速——从麦克斯韦方程组自然而然出现的量——对所有惯性系中的观察者都必须相同。仅此一举它就不再需要绝对空间,也不再需要什么传光的、无所不在的以太了(一种假想的支持电磁波的媒质)。它也意味着,时间与距离是由时钟测定的量,并不是仅为位于我们的宇宙之外的造物主所能理解的某种万能的度量。每个观察者按照他自己的仪器测量时间与空间,其结果可能与其他观察者的不一致,然而总能把它们结合起来证实这些物理定律。那么这是些什么物理定律呢?在1905年相对论包括的是电磁理论和力学的修正形式,但并不包括引力。爱因斯坦最伟大的成就是把狭义相对论的思想推广到了包括引力在内的于1915年发表的广义相对论。然而,这并不等于把电磁现象与引力结合在一起的统一理论。前者仍然由麦克斯韦方程组描述,而后者则是关于空间-时间连续性的几何形状的一种畸变。爱因斯坦希望,电磁现象也可以用几何方法来加以解释,建立一种统一场论,由此物理实在的所有可观察到的方面都可以加以推出。

我们已说过,他并没有完成这一任务,但是曾经有过一项关键的进展,那似乎暗示,他走的路线是对的。1919年,就是爱丁顿证明光由于引力而发生偏折(证实了广义相对论的预言)的同一年,爱因斯坦收到了卡鲁扎的一封信,在信中这位那时相对不太知名的数学家建议,加上一个额外的空间维而把广义相对论推广到五维。这样一来,原来的方程还是能保留下来,而麦克斯韦方程组则可以和它们结合起来。现在看来,引力在本质上是四维空间-时间的一种畸变,电磁现象是更高的第四空间维中的一种畸变。当然,这一切都已经很好了,那么额外的那一维在哪儿呢?我们对三个空间维和时间都有体验,但是对第五维却没有明

显的体验。卡鲁扎曾有过一个漂亮的答案。它已经坍塌为一个微小的圆,我们的体验有效地对它作了平均。伟大的数学家克莱因改进了这一理论,并建议,该圆的圆周或许就等于普朗克长度(约为  $10^{-35}$  m),迄今为止这个量实在是太小了,即令是在高能实验中也无法产生可观察到的效应。这也是该理论诸多问题中的一个——用以检验它所需的能量是如此之高,以致使人们不得不要么相信它,要么就反对它,而大多数科学家选择的是后者。克莱因甚至走得更远,他建议绕着第五维的圆旋转一周,就会对电磁场引入一种等价于一个量子条件的周期性,这样一来就解释了电荷的原子性。卡鲁扎-克莱因理论曾激励爱因斯坦去研究五维的统一场论达 10 余年之久。嗣后,由于没能自圆其说,或者并没有联系上蓬勃发展的量子论和粒子物理学的主流,他的注意力又回到了四维空间-时间的推广,但是仍然没有显著的进展。量子论、核相互作用和粒子物理学中的发现似乎完全与卡鲁扎-克莱因理论和几何学的统一场论的目标相悖,因而只有极少数人追随爱因斯坦,在他选定的冷僻的小径上进行探索。1955 年爱因斯坦与世长辞,在此之前有一天,他翻阅了自己的关于统一场论的笔记,陷入了沉思:统一场论过去是(现在仍然是)一件未完成的事情;但是 40 年之后,力图发现它的探索又一次被人承接了下来。

232

#### 9.1.4 对称性

闵可夫斯基是一个俄裔德国数学家,在 1902~1909 年间当他和希尔伯特在格丁根一起工作时,便开始对数学物理备感兴趣。1907 年,闵可夫斯基出版了一本名为《空间与时间》的书,书中他证明了如果以一种特殊的方式把时间整合为第四维,那么狭义相对论就可以从几何关系推出。这样做就突出了空间与时间之间的对称性,这也是爱因斯坦理论的核心,也是从狭义相对论发展为广义相对论的基础。这件事也刺激了爱因斯坦将他的注意力转向作为物理学理论基础的数学的形式美。在他早期的工作中,爱因斯坦凭的是他的物理直觉,后来他越来越多地借重于数学的内在美。然而就爱因斯坦试图探究统一场论而言,这可能是一个错误。但是数学的美和简洁继续指导着理论物理学家,给他们以灵感,对称性与守恒量之间的联系是用以构造新理论的最有力思想之一。

爱丁顿爵士说:

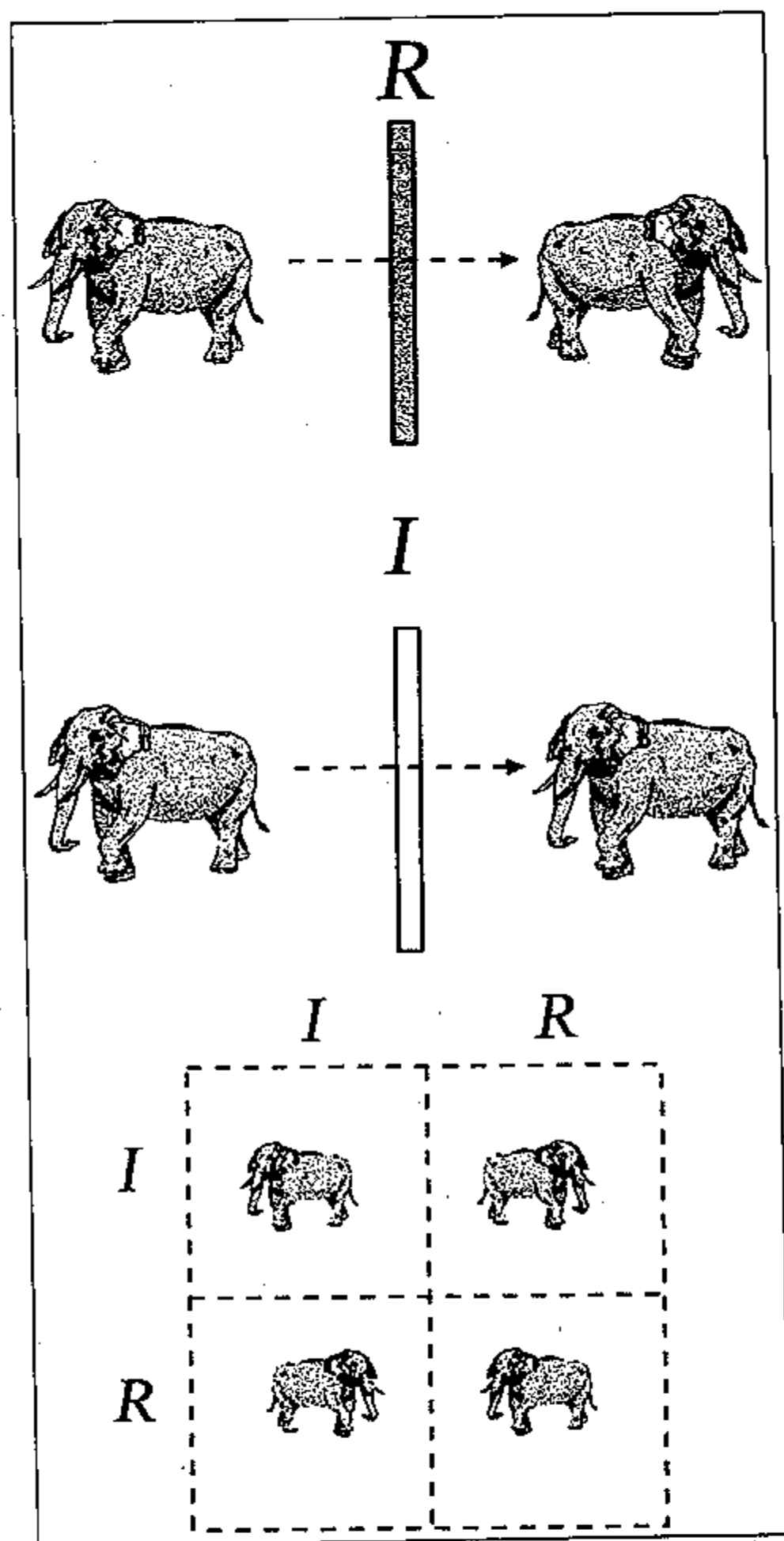
“我们需要一种超数学,其中操作正像他们对之进行操作的量那样是未知的,而超数学家在进行这些操作时,他并不知道他是针对什么对象的。这样一种超数学就是群论。”

[Sir Arthur Eddington. *World of Mathematics*. J. R. Newman ed. NY: Simon and Schuster, 1956]

群论是由法国年轻的数学家伽罗瓦大约于 1830 年创立的。不幸的是,1832 年为了一位年轻妇人他卷入了一场决斗。意识到他所面临的危险以及他的工作的重要性,就在决斗前夜,他写下了关于他的发现的总结,这一文献在年内出版了。他在决斗中死去,年仅 20 岁。过了相当长的时间,他的思想才被人们所理解并得以传播开来,并且人们渐渐地意识到这其中隐藏的是一种“超数学”,它可以处理基本的对称性操作,而与它们所涉及的系统无关。该理论由柯西和李进一步加以研究,但是直到 20 世纪初才告基本完成。而那个时候,

几乎没有那个物理学家知道它,或者具备这样一种数学知识来处理对称群,所以这样一些思想进入理论物理在开始时是非常缓慢的。

233



234

图 9.3 反射和全同构成一个简单的对称群。

对称群的思想可以很简单地加以描述。设想用一块平面镜来反射物体,在某些情形反射像与原物体完全相同,而在另外一些情形它们又并不相同。例如,一个圆反射为一个圆,一个正方形反射为一个正方形,但是“2”的反射不同于未反射的“2”。其反射像与原物体本身完全相同的物体具有双侧对称性,或者反射对称性。把反射的操作叫作  $R$ ,什么也没做的操作叫作  $I$ (这一符号叫作全同算符)。对一个具有反射对称性的物体, $R$  和  $I$  留下的是未发生变化的物体。对一个不具有反射对称性的物体, $I$  留下的是未发生变化的物体,而  $R$  则

使其发生了变化。我们也可以考虑某些操作的结合,例如反射后接着全同,或者两个反射,一个接着一个。有趣的是,这样两个操作的任意次序的结合仍然等价于本来所做的操作中的一个。比如  $R \cdot R = I$ ,  $R \cdot I = R$ , 以及  $I \cdot R \cdot I \cdot R = I$ 。对称性操作  $R$  和  $I$  构成了一个“闭群”。把这些操作结合起来的方式可以总结在一个简单的表中(在行列相交处的项代表两个操作的结合效应):

	$I$	$R$
$I$	$I$	$R$
$R$	$R$	$I$

如果我们对  $I \cdot R$  指定数值,并把操作  $I \cdot R$  的次序解释为它们的数值表示的积,那么我们就可以用两种不同的方式表示结果的相同型式:

表示 1:  $I = 1$  和  $R = 1$  对称

表示 2:  $I = 1$  和  $R = -1$  反对称

群论的威力在于可以把对称群从任何特殊的物理过程中分离出来,并用到所有遵守相同的基本对称性的过程。例如,如果一个物理系统是由两个全同粒子  $A$  和  $B$  组成的,那么其波函数可以写作  $A$  在位置 1 的态和  $B$  在位置 2 的态的叠加,以及  $A$  在位置 2 的态和  $B$  在位置 1 的态的叠加(即交换过来)。这是一类反射对称性,遵守这一对称性的粒子的交换可以用两种方式之一来表示:对称方式或反对称方式。自然界两种都用。具有半整数自旋的成对粒子(费米子)的波函数是反对称的,而具有整数自旋的粒子的波函数则是对称的(玻色子)。这就使得粒子的行为方式在多于一个粒子的时候有了巨大的差别。费米子不能进入全同的量子态——所以一个原子中的电子填充的是一系列的能级而不是都聚集在最低能级。没有这一费米统计,我们或许就没有元素周期表,没有化学,也没有生命。另一方面,玻色子可以聚集到一个共同的最低的可以达到的能态(玻色凝聚),产生一种在激光、超导电性和超流动性中可以见到的相干群行为。显然,对称性的生命力是非常强的。

235

物理定律和对称性之间的联系是非常紧密的。1918 年,数学家诺特证明,在宇宙的数学描述中,对称性的存在意味着与该对称性有关的守恒定律的存在。例如,我们有一定的理由设想,可以把真空空间中的一个粒子移到一个新的位置,而它的行为并不改变。这种平移对称性(即平移并没有使基本定律发生改变)直接导致了线性动量在平移方向上的守恒。把这一思想推广到三维,你就可以得到矢量动量的守恒(因为每个分量都独立地守恒)。如果我们在不同的时刻观察粒子,我们或许还可以预期,粒子的行为并未发生改变。这就导致了能量的守恒。在四维空间-时间中,四维的平移对称性将引起四个矢量动量的守恒(四个动量),其不变量的量值产生粒子束物理学中或许是最为有用的关系:

$$E_0^2 = E^2 - p^2 c^2$$

群论的威力和重要意义在于以下两个事实:

1. 如果对一个物理客体或系统进行操作的某种变换群保持了该系统固有的对称性,那么该系统的可能的量子态直接对应于基本群的可能表示;
2. 数学家们已经研究出了所有行为良好的群和它们的可能的表示,并把它们分了类。

想象一个在真空空间中的原子。所有方向都是相似的,因此系统具有三维的完全的旋转对称性。这一对称群操作属于标记为  $O_3$  的一个群。 $O_3$  的诸种表示之一就是一个三重态。在物理上这或许相应于三个具有相等能量的允许的量子态,并发现可用它来表示具有自旋为 1 的原子所允许的态。然而,如果把原子放到磁场中,那么由于由磁场方向所决定的优先轴,这种旋转对称性就会被破坏。这样就改变了所允许的能态,磁场中的原子光谱中可看到由三根线组成的一组光谱线,这表示自旋为 1 的那些态现在具有稍稍不同的能量。

236 把这个方法转个向。如果我们原先想要发现存在于自然界的一个三重态,那么就可能有理由作这样的假设,它相应于  $O_3'$  对称群的一个三重表示——即令这些对称性与空间旋转并没有联系(记住,重要的是变换群的内部结构,而不是具有这些变换的系统)。如果正是这样,那么物理系统各组成部分之间的联系和变换就应该映射出  $O_3'$  群的特征。在发现核中携带力的介子—— $\pi$  介子时就出现过这样的事情。它们可以归纳为三类,正的、负的以及中性的,它们都具有非常类似的质量和核相互作用。在此基础上就可以预测  $\pi$  介子的一些性质。它们的确就是那样的(甚至是在第一个  $\pi$  介子被发现之前!),实验也证实了这些预测。 $\pi$  介子的行为也的确像  $O_3'$  对称群的一个物理表示,这个群叫做“同位旋群”,它与某些核相互作用中的一种守恒性质相联系。

这一抽象的群论用到粒子物理学上所获得的最惊人、最令人信服的成功是强相互作用粒子(或称为强子)的分类。我们已经提到过同位旋。这是一种与  $\pi$  介子相联系的对称性。它与其他强相互作用粒子相联系,可以用同位旋将它们归并到一起,做法则与我们把是否具有相同电荷而对粒子进行分类一样。当越来越多的强子被发现时,发现了另一种新的称之为超荷的对称性。如果强子是根据同位旋来分类的,那么电荷和令人好奇的超荷以及颇具启发性的图式就会开始出现。正如与  $\pi$  介子三重态的情形一样,人们就想到了,这些粒子的图式可能对应于某个重要的抽象对称群的表示。正在此时,盖尔曼和奈曼提出了“八正法”,以便根据标记为  $SU(3)$  的数学对称群对强子进行分类。 $SU(3)$  也有其他一些表示,它们涉及到十个以及更多的组成部分。盖尔曼指出,已知重子中的 9 个或许与 10 成分组的对称性相吻合,并经研究得出丢失了的第 10 个成分必须具有的一些性质。1964 年在布鲁克海文国家实验室发现的  $\Omega^-$  超子证实了这一理论。从对称性自发破坏过程发现这些粒子的质量是有差别的,这就与希格斯场的思想相联系,它赋予所有粒子以质量。

尽管群论获得了巨大的成功,但是正是它的普遍性可能也转而成了它的主要弱点。戴森说:

“群论的麻烦是,它留下这么多未曾解释而有人愿意加以解释的东西。它用一种优美的方式把自然界的某些方面分离出来,仅仅用抽象的对称性术语就可加以理解。对于试图要解释生活中的凌乱事实、粒子寿命和相互作用强度的数值——现在正等待对之进行解释的大量定量的实验数据——倒不能对之抱什么希望。抽象的过程似乎过于厉害,以致现实世界的许多基本的和具体特点倒疏于考虑了。总之,正因为它的目标是朴素的,因此群论取得了成功。它并不试图解释万事万物,也并不像要发展成为物理学世界的一种完整的或综合性的理论。”

[Freeman J. Dyson. *Scientific American*, 1994, September]



当然,八正法和  $SU(3)$  并不是强子故事的结局。盖尔曼和茨威格都意识到,如果每个强子都是由三个更小的基本粒子——在不同的时候指的是部分子、爱司(aces)或夸克——组成的话,那么八正法的图式就有可能出现。这对把群论方法用到重子上决不会有什么坏处,而在理解通过交换胶子所发生的夸克相互作用的性质方面已经起到了主要作用的正是对称性原理(在量子色动力学中)。

### 9.1.5 电弱统一理论

我们已提到过麦克斯韦关于电学、磁学和光学的统一理论。原子和辐射量子论的发展导致了一门关于电磁现象的称之为量子电动力学的量子场论,它是迄今为止发展得最为有效和最为精确的物理理论。在量子电动力学中,电磁力是通过交换无质量的自旋为 1 的携带力的粒子——光子——传递的。电磁理论,因而量子电动力学就有了一个很有力的内在对称性,这种对称性称之为规范对称性,这一术语的意义是“度量”,是由外尔在 20 世纪 20 年代试图寻找统一场论时首先采用的,其思想是相当抽象的,但是可以用一个简单的例子加以描述。想象进行这样一个实验,往下抛一块东西来产生电,并用它来转动一个电机。如果你是在海平面上做这样一个实验,然后在三层楼的实验室里重复这样的实验,其结果是不同的,对此你或许会感到惊讶。所有与之有关的因素就只是高度,你抛掷的东西通过它而跌落下来的(不同高度的  $g$  的变化忽略不计)。你在把那物体提高到起始位置时,不管你是直接把它移到该位置还是一开始时稍稍抖动它,它所产生的能量并没有什么差别。能量差别仅取决于场中起始点和终点之间的位置差。这就使人想起了保持物理系统不变的空间对称性;在这一情形下,我们可以把任何数量的势能加到我们的起始值上,而实验结果并不受影响——我们可以重新度量该能量并保持该情形的对称性。像这样的对称性叫做规范对称性。在引力理论中,我们可以导入一个引力势  $\Phi$ ,由引力势  $\Phi$  可以推得任何一点的场强:

$$g = -\frac{d\Phi}{dt}$$

如果势函数重新调整为

$$\Phi' = \Phi + K$$

其中  $K$  是一个额外的不变的势,那么显然

$$g' = -\nabla \Phi' = -\nabla(\Phi + K) = -\nabla \Phi = g$$

静电学中因具有类似的规范对称性而得以定义和使用静电势。可以将这一规范对称性推广到静电和运动电荷,而如果把该过程反过来,就可以从推广了的规范对称性导出电磁现象的所有性质。在其他情形下这样做的结果表明了无质量的自旋为 1 的携带力的粒子——光子——的存在。

把规范对称性进一步拓展,并把携带力的粒子的交换推广到把自身携带质量与电荷的粒子也包括进去,从而获得了电磁现象与弱核力的统一理论。借助这一理论,研究人员预言了新的携带力的粒子——称之为  $W^+$ 、 $W^-$ 、 $Z^0$  的矢量玻色子,并于 1983 年在欧洲原子核研究组织发现了它们。作为量子电动力学基础的对称性实际上是与在电弱相互作用理论有

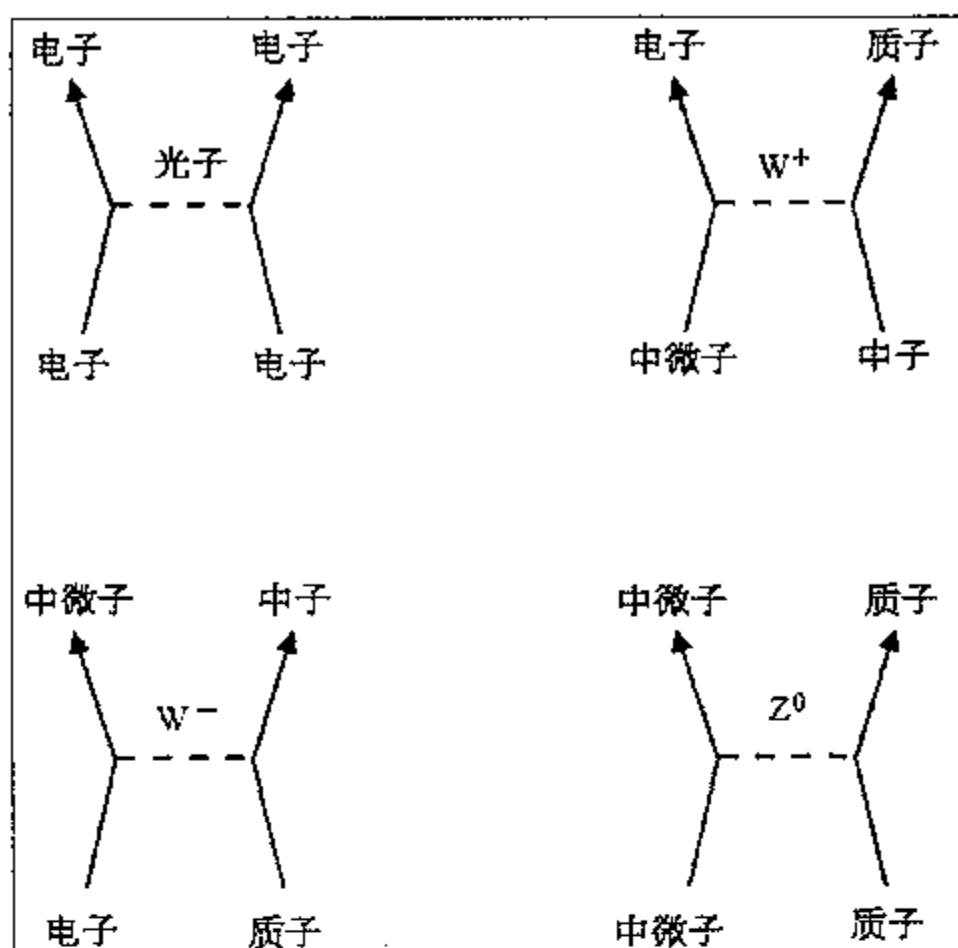


图 9.4 电弱统一理论将无质量的光子与其他三种携带力的粒子—— $W^+$ 、 $W^-$ 、 $Z^0$ ——联系起来。与  $Z^0$  有关的最后的相互作用可使中微子将光子散射开去而并不改变任何一种粒子的性质或者转移任何电荷,这一过程称之为弱中性相互作用(或者叫做弱中性流)。1972 年在欧洲原子核研究组织的加尔加梅勒气泡室首先观察到这一现象,这个现象意味着  $Z^0$  的存在,到 1983 年,欧洲原子核研究组织终于发现了它。

239 关的那些群的一个子群。进而言之,电弱相互作用理论与大家熟知的“自发对称性破坏”的这一过程有关,这一过程使得  $W$  与  $Z$  粒子获得质量。这必须是这样一种情形,因为由无质量的玻色子作为媒介的诸如电磁力与引力那样的相互作用在作用距离上都是无限的,而弱核力是非常短程的,因此必然是由重粒子携带的。为证实电弱相互作用理论所做的第一批实验之一就是对弱中性流——由交换一个  $Z^0$  所引起的弱相互作用粒子的散射——的探测。

交换力的一般性的数学结构是由杨振宁和他的学生米尔斯(R. L. Mills)于 20 世纪 50 年代初加以研究的。实际上这是电磁学理论的一个推广,就是现在大家熟知的杨-米尔斯场理论。 $W$  和  $Z$  粒子就是杨-米尔斯场的量子,正像光子就是电磁场的量子一样。杨-米尔斯场比电磁场具有更多的分量,这就导致了令人头痛的复杂性,以及棘手的数学问题。夸克之间的色力也是由杨-米尔斯场理论描述的,并涉及 8 个新的力的携带者——胶子,这些也是杨-米尔斯场的量子。

## 9.2 超越标准模型

### 9.2.1 更高的对称性

当我们考虑一个粒子的内禀自旋时,与物理客体相联系的抽象的对称性的思想是重要的。电子是自旋为  $1/2$  的粒子。这就意味着,它们具有一个内禀角动量  $\hbar/2\pi \text{ J} \cdot \text{s}$ 。然而量

子力学的自旋并不就是宏观自旋(例如地球的旋转)的微观类似。诸如地球那样大尺度的物体旋转一次还是回到它的起始条件。然而与自旋为  $1/2$  的粒子(费米子)相联系的对称性要求在再次达到它的初始态之前需旋转  $720^\circ$ 。这似乎意味着,费米子具有另一种几何空间中的对称性,它与我们人类通常经历的空间不同。费米子的自旋态就成了  $SU(2)$  对称群的表示。相同的对称群与质子和中子相缔结,并与同位旋相联系。正如我们已经见过的,这就是诸多新粒子性质中的一个,它引导物理学家寻觅八正法,以及最终找到了夸克模型。 $SU(2)$  也是与弱力相缔结的对称性,它制约着与电子、中微子、 $\mu$  子、 $\mu$  子型中微子、 $\tau$  子、 $\tau$  子型中微子有关的相互作用。轻子的这种双重结构直接与  $SU(2)$  的表示相缔结。电磁理论本身则与一个更小的对称群  $SU(1)$  相缔结,而电弱统一理论则具有把这两种对称性结合起来而形成  $SU(1) \times SU(2)$  的一种对称性。构建大统一理论的基本思想则是把这些各别的对称性都整合进了一个更大的包容一切的对称性。

试图把电弱统一理论与强相互作用都整合到一个单一的理论的努力已经取得了某些成功,但剩下的问题依然不少。最简单的尝试只是把各别的对称性相乘产生一个组合:  $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ 。不幸的是,这并不是真正的统一之路,因为由每个各别的对称性所组成的表示与某个更大的对称群的单一表示并不对应,这就导致了标准模型,其中诸如粒子质量、相互作用强度等大约 19 个独立的参量都必须“用手工”放入。另一种途

240

$$\text{电子到电子型中微子 } e^- \leftrightarrow \nu_e + W^-$$

$$\text{下夸克到上夸克 } d \leftrightarrow u + W^-$$

在量子色动力学中,有夸克三重态[ $SU(3)$ 中的“3”],通过交换胶子,这些也可以变换为三重态的其他成分。在  $SU(5)$  中有五重态,它是将夸克三重态与轻子双重态结合而成的。这一种大统一理论允许通过交换新的携带力的粒子[ $SU(5)$ 预言了 12 个新的标记为 X 与 Y 粒子的力的携带者]将夸克变换为轻子,反之亦然。如果这是真的,那么质子就必须发生衰变。在  $SU(3)$  中,它们不可能发生衰变,因为它们是最轻的重子。在  $SU(3)$  中,通过把一个夸克变换为一个轻子并交换一个 X 粒子,它们可能衰变为  $\pi$  介子:

$$\text{质子衰变(?): } p \leftrightarrow \pi^0 + e^+$$

$$\text{基本衰变: } d \leftrightarrow e^+ + X^{-4/3}$$

由于  $\Omega^-$  超子的发现确认了八正法的有效性,只要能够发现质子衰变,基于  $SU(3)$  的大统一理论就会得到强有力的支持。迄今为止,尽管进行了许多认真的努力,但还是没有苗头。我们也没有发现任何 X 或 Y 粒子存在的证据。其实,这是用不着惊讶的。如果它们存在的话,它们的质量预期大约在  $10^{16} \text{ GeV}/c^2$  上下,可与 21 世纪初由大型强子对撞机

(LHC)将达到的  $10^4$  GeV 相比拟。这些是真正非常奇异的粒子,或许在大爆炸之后  $10^{-37}$  s 的瞬间,在那种极端高能条件下存在过,它们或许决定着在 SU(5) 五重态的构架内粒子的连续变换。事实上,有人认为在我们相对较冷的低能时代所观察到的电磁力、弱力和强力之间的差别或许在早期宇宙中就没有出现过。由 SU(2) 和 SU(3) 决定的那些力当能量增加时变弱,而由 U(1) 决定的那些力则变得更强。在早期宇宙中所有三种力或许具有相等的强度。这是破坏了的对称性的另一个例子。这种存在于我们周围的力的多样性起源于非常早期宇宙中存在过的高得多的温度条件下的一个统一体。

241

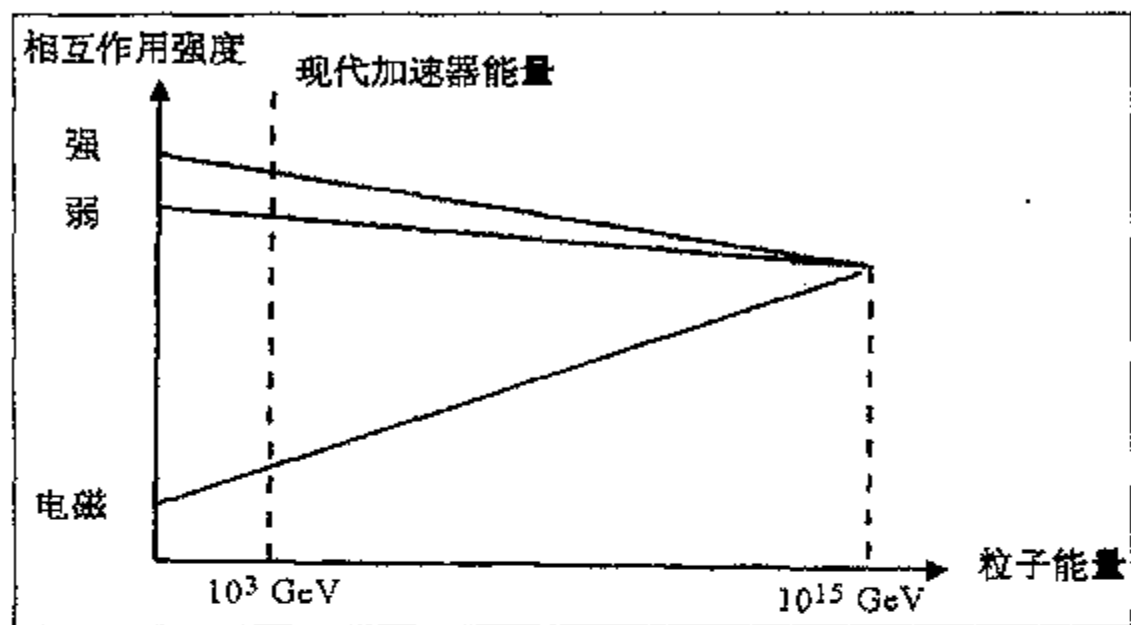


图 9.5 大统一理论预言,电磁力在更高能量上会变得更强,而强和弱相互作用会变得更弱。这就导致了这样一个结论,在 1 万亿倍于当今最强有力的加速器所能达到的能量时,所有三种相互作用具有相互可比拟的强度。这一能量也处在量子引力或许会变得重要的区域。

### 9.2.2 超对称性

你可能已注意到了,直到现在所讨论的与所有对称群相缔结的多重态都包含自旋为  $1/2$  的粒子即费米子的家族。那么具有整数自旋的玻色子又如何呢? SU(5) 导入了从夸克到轻子的变换,但二者都是费米子。是否有可能把费米子变换为玻色子呢? 20 世纪 70 年代发现了一种称之为超对称性的新的对称性。这种对称性把每个费米子与一个玻色子联结了起来,反之亦然,这就有可能用一张图表对所有粒子进行分类。当然对全部现存的粒子引入超对称的伴侣(“超对称粒子”)后,自然界中粒子的数目也要加倍。然而玻色子包含在粒子多重态中后,就有了这样一种希望,即引力有可能与自然界中的其他力列在一起。费米子到玻色子的变换以及玻色子到费米子的变换类似于广义相对论所需的几种几何变换。1976 年提出了超引力,并曾努力把它与标准模型的超对称型式相结合,并将它叫做万物论。为了这样做,该理论需要一个 11 维的空间,且是一种为 20 世纪末叶设计的超卡鲁扎-克莱因理论(super-Kaluza-Klein theory)。不幸的是,它的美学要求并没有得到实验的支持,迄今为止在任何高能实验中没能(肯定地)发现它所预言的超对称粒子。此外,并不能构成自洽的超引力的量子理论,因为它陷入了与无穷大相同的问题。在力图系统地阐述量子电动力学的早期,该问题困扰了物理学家们很长时间。兴趣渐渐地衰退了,但是对于统一理论的热情依然在增长。

242

物质粒子和其他超对称伴侣			
粒子	自旋	超对称伴侣	自旋
电子	1/2	超电子	0
$\mu$ 子	1/2	超 $\mu$ 子	0
$\tau$ 子	1/2	超 $\tau$ 子	0
中微子	1/2	超中微子	0
夸克	1/2	超夸克	0
力的携带者与它们的超对称伴侣			
引力子	2	引力微子	3/2
光子	1	光微子	1/2
胶子	1	胶微子	1/2
$W^\pm$	1	$W^\pm$ 微子	1/2
$Z^0$	1	$Z^0$ 微子	1/2
希格斯粒子	0	希格斯微粒子	1/2

### 9.2.3 弦

量子场论和统一理论的探索一次又一次地陷入了同样的泥潭。在理论物理学家的脑海里再一次出现了叫做“无穷大”的梦魇。最早的在量子力学以前建立由场组成的物质模型——电子的亚伯拉罕-洛伦兹理论 (Abraham-Lorentz theory)——的努力在把靠近电子的场包括进去时便告失败。很容易看到那是为什么。电场储存能量(它们的能量密度正比于场强的平方),但场强是以反平方而变化的,因此当我们趋近于一点状粒子时,它就会无限地增加。另一方面,推广了的粒子与相对论有抵触,看来似乎无法可想了。当量子理论取得进展时,该问题又出现在量子场论中,人们只是用称之为重正化的相当特定的手续加以处理,其中对出现的无穷大作一个无穷大校正,这样一来只剩下代表物理上可测量性质的有限的余数。这过去是、现在仍然是基础物理学中一个令人相当不满意的方面。

20 世纪 60 年代末期,人们研究了最初的各种弦理论,那是人们把它作为统一强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用的一种方法而研究的(在那个时候还不知道其基本实体就是弦)。这些理论需要假定存在更高维数的空间,以便把费米子和玻色子的对称性统一为超对称性,但是当它们用到点状粒子的时候,由于计算中出现无穷大,它们还是不能奏效。然而人们渐渐意识到,如果用一维的伸展的弦来取代基本粒子,那么该理论就可以避免无穷大。十维超对称性与把“粒子”看作是二维弦的激发的解释结合起来就叫做超弦理论。它不仅是可重正化的,而且在低能时它可还原为大家熟知的广义相对论的场方程!这倒是极其令人感兴趣的,但是如果粒子实际上就是一些弦,空间-时间是由九个空间维加上时间组成的话(少数几个组合中有一个发展为切合实际的弦理论),那么为什么在高能碰撞中粒子的行为像点呢?又为什么呈现在我们面前的宇宙只包含四维呢?这两个问题的答案在于这些弦的尺度和额外的维数已经达到紧致化了。在原始的卡鲁扎-克莱因理论中,曾建议说第五维或

多或少卷进了尺度为普朗克长度的圆。如果另外的六维每一个都是如此,那么我们注意不到它们就一点也不值得惊讶了。类似地,考虑到所观察到的引力是如此微弱,弦本身必然极其微小,一般认为它们所具有的尺度约为普朗克长度(约为  $10^{-35}$  m)的 100 倍,如此一来,分辨细节达到  $10^{-18}$  m 的现代高能实验也不能把弦从粒子中区分开来。

对我们为什么不能探测各种弦的弦性的解释还算令人满意,但是弦理论预测了些什么可用以检验该理论呢?在低能时它的确回到了广义相对论和杨-米尔斯规范理论,它们解释了电弱相互作用与强相互作用。但是这些已经是标准模型的组成部分了。另一方面,超对称性倒是新的,由于我们已发现的粒子中没有一个可能是任何一个其他粒子的超对称粒子,所以该理论预言了所有已知粒子的超对称伴侣。一般认为,对称性自发破缺已经赋予这些“超对称粒子”以比它们的伴侣更高的质量,其范围可能在  $100 \sim 1\,000 \text{ GeV}/c^2$  之间(比一个质子大  $100 \sim 1\,000$  倍)。这就解释了为什么我们现在还没有探测到它们。但是与弦的结构不同,这些正是在目前的和计划中的加速器所能达到的范围之内。如果在大型强子对撞机(LHC)中它们并不出现,那倒是令人惊异和失望的。如果它们的确存在,那么它们可能就是天文学家正在搜寻的暗物质那一类的东西。

244

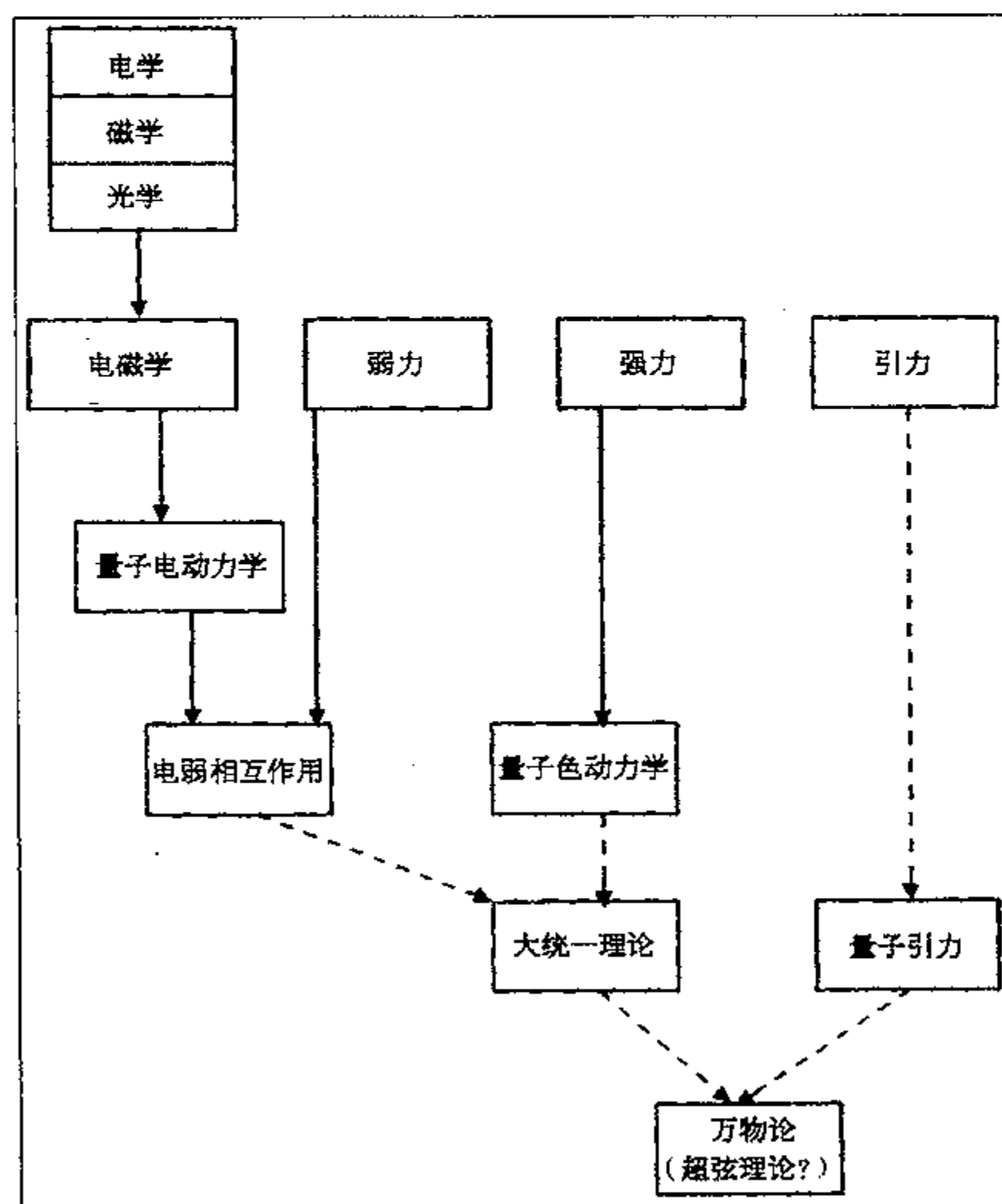


图 9.6 万物论。

超弦理论统一了 20 世纪物理学的两个主要分支——广义相对论和量子理论。长久以来人们一直在考虑,这种统一或许需要对量子理论作一些改造,因为它似乎总是缺乏爱因斯坦的几何学形式的广义相对论所具有的形式美。然而如果超弦理论是正确的,那么量子理论就可以继续存在下去,并还像它原先的那样,但广义相对论就将加以修改。这就开辟了另一种令人感兴趣的可能性。在广义相对论中,空间-时间的拓扑学是建立到宇宙之中的,并且是不能加以改变的。然而在高能和小尺度的范畴,量子理论应该导致局部几何学中的强烈的涨落和拓扑学的变化。广义相对论的平滑的空间-时间就成了对超弦理论中的微小量子涨落的平均,这样低能近似就会给出爱因斯坦理论中的固定的平滑的空间-时间关系,而在更高能量和更小尺度上,就会给出几何学和拓扑学的适用性更大的理论。

这把我们留在了哪里?超弦理论作为万物论还没有获得广泛的接受,但是它对这样的提法已经有了强烈的要求。它是一个把引力论、电磁学、杨-米尔斯场理论和物质(与有待于我们去发现额外的超对称粒子的宿主一起)整合到一起的几何学理论。与基于标准模型的大统一理论不同,它是可以重正化的。它保留了广义相对论(在低能时)和量子理论仍然行为良好而且自治的特点。既然如此,那么问题何在?问题有两个:

1. 弦本身的更高维数和结构现在是、将来仍然是(在可预见的将来或许直到永远)连实验物理学的梦都是想象不到的;

245

2. 弦的场论在数学方面非常棘手,而它的复杂性导致了数量极多的可能解,我们也不知道选择哪些适当的标准用于我们的宇宙。

如果第二个问题可以克服,那么超弦理论依然有希望,即自然界的基本常量可以从若干基本原理加以计算。

## 第三篇

# 空间与时间

第 10 章 光速

第 11 章 狭义相对论

第 12 章 广义相对论



## 第 10 章 光速

麦克斯韦证明了,光的速度可以从电磁定律推导出来。

迈克耳孙毕其一生精益求精地进行光速的测量,并力图寻找支持所谓以太的媒质。

迈克耳孙-莫雷实验并没有检测到这种“光以太”。

光的速度是一切速度的极限。

## 第 11 章 狭义相对论

牛顿力学和麦克斯韦的电磁理论在处理空间-时间和运动问题上并不一致。

爱因斯坦提出物理学的定律对所有观测者都应该是一样的,而与他们的运动状态无关。

相对论的原理导致了许多与人们的直觉不一致的结果:时间延缓、长度收缩、质能等效等。

闵可夫斯基则把相对论解释为一个四维空间-时间几何学的理论。

## 第 12 章 广义相对论

怎样才能把引力和加速度包容进相对论?

爱因斯坦认识到,自由下落的观察者是感觉不到引力的。

等效原理则把引力和加速度联结了起来,并预言了一些新的物理现象:光在引力场中的偏折、引力的时间延缓以及近日点的进动。

引力又可解释为闵可夫斯基的四维空间-时间的畸变:“物质告诉空间该怎样弯曲,而空间告诉物质该怎样运动。”

理论预言了引力波和黑洞。

## 第 10 章 光 速

### 10.1 测量光速

#### 10.1.1 测量光速

249

“光总是以一个确定的速度  $c$  在真空空间中传播,这一速度与发光体的运动状态无关。”

[Albert Einstein. On the Electrodynamics of Moving Bodies. *Annalen der Physik*, 1905, 17]

在一本论述 20 世纪物理学的书中辟出一章专门论述光速似乎有点奇怪,但光速的确是现代空间与时间思想的核心问题。现在大家都相信,光速是具有非零静质量的粒子决不能达到或超过的极限,它是信息从一地传到另一地的最大速度。光速提供了空间与时间的度量之间的基本联系,这一联系是爱因斯坦在他的相对论(1905)中首先认识到的。

光速的重要性以及我们可以测得的精度是于 1983 年得到确认的。在那一年,国际度量衡大会在巴黎召开,会上正式通过了光速的确定值。这个值被准确地定为  $299\,792\,458\text{ m/s}$ 。作为一个公认的结果,不管将来的测量结果如何精确,都不再加以改变。秒也是一个确定的量,精确地等于铯 133 原子在基态的两个超精细能级之间跃迁时所发出辐射的  $9\,192\,631\,770$  个周期。米则是从这两个量推导出的一个量,它等于在 1 秒的  $299\,792\,458$  分之一时间内光所走过的距离。所以光速就获得了非常实在的意义,即现在可以利用光来测量距离。现在米是用某些特定的分子跃迁使之稳频的激光器来获得的。

由于采用高光谱纯度的激光器能够以很高的精度测量光速,因此可以实现由实验测得的米与标准光速之间的转换。这些激光器自 20 世纪 70 年代起就可以买到了,它们的频率可以采用谐波混频方法与铯“钟”比较,仅过了十年多一点这些激光器的测量精度就提高了 100 倍。

250

#### 10.1.2 从伽利略到迈克耳孙

“声音的快速运动使我们相信,光的运动必然是非常迅捷的,我想到的实验是这样的。我让两个人各将一盏灯放入黑灯笼里,或者用别的什么东西把灯挡住。他们可以用手遮挡或打开灯光,并让对方能够看见。这两人相隔数米距离,面对面站立,根据对方灯光的明暗打开或挡住自己这盏灯。亦即,当其中任何一方看到对方的灯亮时,他就立即打开自己的那盏灯。经过若干次相互交换后,这种发信号的方式或

许可以这样来调整,使得并不需要任何灵敏的改变,任何一方就可以立即回答对方的信号。这样,当一个人打开他的那一盏灯时,他就会立即看到对方的那一盏灯。

当在短距离上这一实验做得尽善尽美之后,就可以让这两个人的距离相隔 2 或 3 英里,所用的灯与前面的相似,并在晚间做这一实验,仔细地观察他们对打开或遮挡的应答是否与近在咫尺时的相同。如果结论是“是”,那么他们就可以肯定地得出结论,光的传播是瞬时的,因为如果光传播 3 英里需要任何时间的话,那么对于光从一盏灯出发,从另一盏灯返回,这一往返距离就达 6 英里,其间的时间间隔应该是相当明显的。如果想在更远的距离上作这样的观察,8 英里或 10 英里,那么我们可以利用望远镜,在夜间把光聚焦到每个观察者所站的地方。易于打开或遮挡的灯不会很大,对于肉眼在相隔这样一段距离时就看不清楚了,但是借助于已经固定并聚焦好了的望远镜,他们就可以非常舒服地看到。”

[Galileo Galilei. *Dialogue Concerning Two New Sciences*. 1638]

伽利略测量光速的尝试失败了,因为光速比他预料的大得多。然而在他的一本出色的书中概述的方法在原理上与 1926 年伟大的美国实验物理学家迈克耳孙所用的是一样的。迈克耳孙在他的科学生涯中花费了很多年来研究有史以来更为精确的测量光速的方法,并研究了地球的运动是如何影响其相对于地球上的实验室的速度的。他“因发明精密光学仪器和以其所进行的光谱学的和计量学的研究”而荣获了 1907 年度的诺贝尔物理学奖。他是荣获诺贝尔奖的第一个美国人。

251

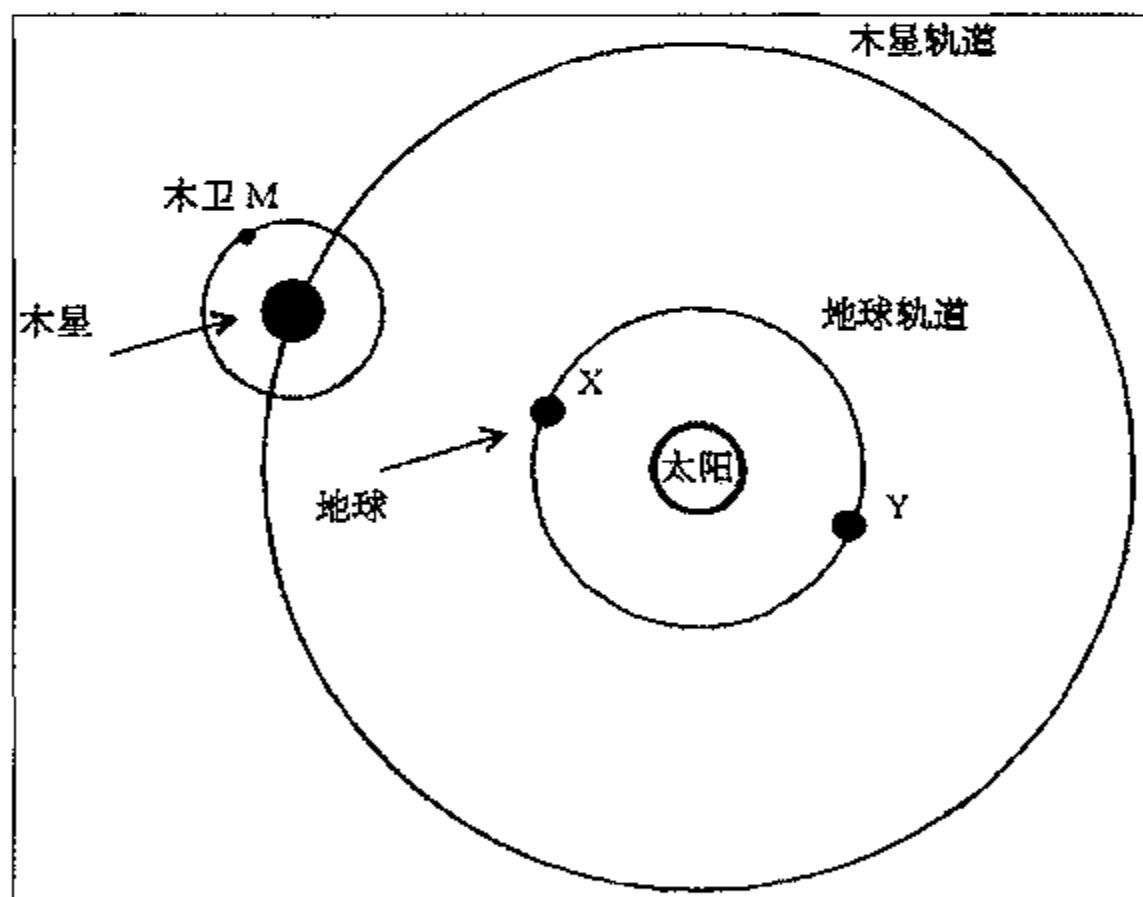


图 10.1 罗默在计算光速时把木星的卫星作为一只“钟”,每当它从木星背后出来时就会给出规则的时间信号。如果木星和地球之间的距离是一个常数,那么该时间信号的间隔就是规则的。然而该距离是变化的,变化量等于地球轨道的直径( $MY-MX$ )。光跨越该轨道所花费的额外时间表现为所观察到的卫星露面的时间有一周期性的变化。这一变化大约为 8 分钟(如图所示情形,应约为 17 分钟——译注),表明光行进 1 个天文单位大约需花费这么多时间。

最早成功测量光速的方法是天文学方法。其理由是显而易见的。在地球上所做的实验中光行进的距离非常短,至多几千米,所以就需要非常精确地测量极短时间间隔的计时方法。直到19世纪后半叶这种测量才有可能。另一方面,天文学上计及的距离往往十分巨大,可以测量的时间之差以分钟计而不是毫秒。第一个这样做的人是丹麦天文学家罗默(Ole Rømer)。他观察到木星卫星的被蚀(这是由它们通过木星背后时引起的)时间具有除了其轨道周期以外的系统变化,这似乎与在它们各自轨道上运动的地球和木星的相对位置有关。1676年他预测将要发生的某次木卫食或许要比预期的迟10分钟(假设木卫食的周期是固定的)(应为约20分钟——译注),这是因为自木卫到达地球的光要多跨越地球自己绕日运行的轨道这一段距离。在那个时候,这一距离还并不精确地知道,但还是测得了大于 $2.0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的光速的值。英国的天文学家布拉德雷(James Bradley)进行了第二次光速的天文学测量。他观察到了某些恒星表观位置的周年变化(叫做光行差),并对之作了计算,他认为从恒星上发出的光的方向受到地球在自己轨道上运动的影响。该恒星的角位移直接和地球的轨道速度与光速的比率有关。他测得的光速的值是 $2.84 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (对光行差的现代解释采用了速度的相对论变换,但得到的仍然是相同的值)。

第一个用实验室方法测量 $c$ 的是法国物理学家菲佐(Louis Fizeau),他的实验是于1849年做的,到了19世纪70年代科尔尼(Cornu)对他的方法作了改进。这一方法的基本思想是,用一个快速旋转的齿轮去斩光束,然后把光束发送到几千米之外的一个反射镜上,该反射镜再将光束反射回齿轮。当光回到齿轮时,该齿轮已转过了一个小的角度。在某一旋转速率下可使返回的光恰好射到与光发送出去的那个间隙紧挨着的轮齿上。如果测得了旋转速率,那么就可以计算出光的飞行时间,从而推得光速。1874年科尔尼测得的光速是 $2.999\,90 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。1838年阿拉戈曾提出过一个与此相似的方法,并于1862年由傅科用来进行了光速的测量。该方法是这样的,光被一个快速旋转的反射镜反射后发送到远处的一个反射镜,从远处的反射镜返回后又被出发处的反射镜反射出来,而形成像。反射镜旋转得越快,在光的飞行时间内它转过的角度就越大,所观察到的像的角位移也就越大。这样,从旋转速率、光程长度和像的角位移就可以计算出光的速度。傅科采用这一方法证明了光在水中的速度小于它在空气中的速度。

19世纪中叶,麦克斯韦发表了电磁方程组,并证明了电磁场中的振荡(是由加速电荷产生的)从其源出发,以下式给出的速度向外传播

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

人们很快就认识到这一速度就是光速,从而确认了光的电磁本性。人们进而意识到有可能通过测量电磁波谱的非可见成分来测定光速,到了20世纪仍有人对这一想法继续进行研究。

在此期间,迈克耳孙和纽曼(J. R. Newman)对旋转镜方法作了改进,并于19世纪80年代中期获得了约为



图10.2 麦克斯韦(1831—1879)。麦克斯韦方程组是数学物理的一个里程碑。麦克斯韦-玻尔兹曼分布则是经典统计热力学的核心。

尼克·亚当斯绘

$(2.998\,5 \pm 0.006\,0) \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  的光速。迈克耳孙也证明了空气中的光速与水中的光速之比为 1.33(水的折射率)。然而,迈克耳孙最重要的贡献则是发展了零法研究法。其做法是,用  $n$  面反射镜围成  $n$  边形反射镜组,使光从这组旋转着的反射镜当中的一面反射出去,调节这组反射镜的旋转速率以使得返回的光束到达第二面反射镜再反射出去后与从第一面反射镜反射出去的光平行,这样一来,第二次被反射出去的光束就准确地沿原路行进,似乎该组反射镜是静止不动的(零法一名即由此而得,零法要求实验者要找到像位移为零的条件)。

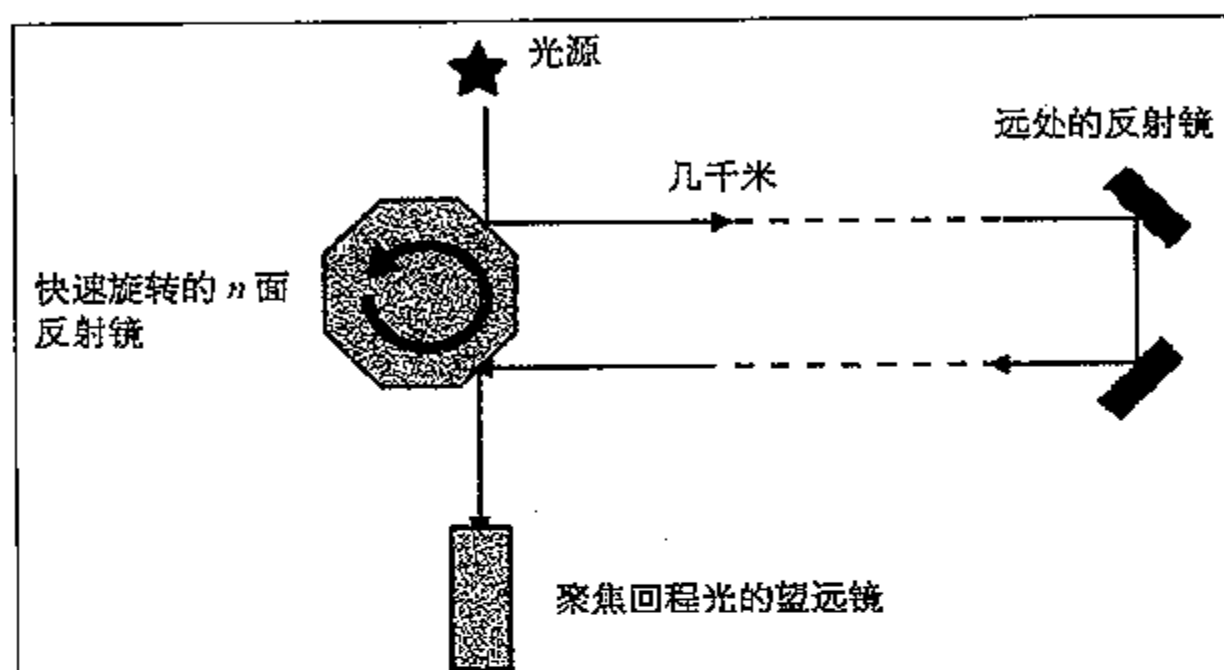


图 10.3 迈克耳孙用以测量光速的转镜方法。旋转着的多面反射镜经过精心调节使得回程光被第二个反射镜反射出去后,观察者看到的只是一个聚焦清楚的像,亦即似乎该反射镜是静止不动的。做到这点的最低反射镜旋转速率应是,在回程光从远处的反射镜返回所花的时间里, $n$  面反射镜转过  $1/n$  转。

从 1924 年到 1926 年,由迈克耳孙指导,采用旋转镜法对空气中的光速进行了一系列的测量,他们是在威尔逊山天文台(Mount Wilson Observatory)把光发送出去的,往返距离达 70 km。这些实验的基线是由美国海岸线勘测局测定的,测地学的测量精度达到 700 万分之一(每 70 km 距离的精度约为 1 cm)。旋转速率则是用频闪法测定的。他们的结果是  $(2.997\,96 \pm 0.000\,04) \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。



254 图 10.4 阿尔伯特·亚伯拉罕·迈克耳孙(1852—1931)因其关于光的速度和本性的实验而荣获 1907 年度的诺贝尔奖。

尼克·亚当斯绘

迈克耳孙对这一惊人结果还是不满意,于是在他生命的最后几年里,他与皮斯(G. F. Pease)和皮尔逊(F. Pearson)合作,对在真空中的光速进行了直接测量。他们利用了一条长达 1 英里(1.609 km)的隧道,并把它抽真空到压力仅为 60 Pa。测量光在此隧道中往返数次的时间。这一测量给出的结果是  $2.997\,74 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  (1932 年)。

1940 年,伯奇(Birge)对所有光速的实验值进行了审查,并特别注意每次测量中存在的误差,他得出结论:光速的最佳值是  $299\,776\,000 \pm 4\,000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

随着新技术的发展,特别是那些在第二次世界大战期间与雷达发明有关的技术使得战后的物理学家们去尝试一些

测量光速的新途径。1958年弗鲁姆(Froome)采用微波干涉仪获得的值是  $299\,792\,500 \pm 100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。到了1975年,由几个计量实验室收集到的结果将光速确定在  $299\,792\,458 \pm 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。1983年又降低了其误差,并采用此值作为光速的确定值,这样一来将来就不再需要对光速作任何测量了。

### 10.1.3 迈克耳孙-莫雷实验和以太

“不管我们在形成关于以太组成的相互一致的思想方面会有什么困难,毫无疑问的是,行星间和星际空间并不是虚空的,而是由一种物质或实体所占据,它们肯定是我们所知的最大的和最为均匀的物体。”

[James Clerk Maxwell. *Ether*. *Encyclopaedia Britannica*, 1890]

“几乎一个世纪以来,我们已经有了一个光的波动理论;而光的波动理论几乎肯定是真实可靠的。可以直接演示的是,光是由这种或那种波组成的,这些波以某种大家熟知的速度行进——每秒钟所走过的距离等于地球周长的7倍;或从纽约到伦敦打一个来回只需三十分之一秒;或者说从太阳到地球的行程光只需花8分钟。这样一种具有起伏的扰动传播时必然涉及到一种媒质。从太阳出发的光在到达我们的眼睛之前在空间已存在了8分钟,因此在空间必然存在传送它们的某种媒质。因为除非波存在于某种东西之中,否则我们不可能有波。”

[Oliver Lodge. *The Ether of Space*. London and New York: Harper and Brothers, 1909]

对于大多数物理学家似乎明显不过的是,任何一种波必然是存在于某种物质中的波,此物质就是作为让光通过的一种媒质。其实这不过是牛顿的机械波观点的延伸,当波通过物质媒质时,其中的粒子发生一连串的振荡。那时候人们认为存在一种未知的媒质,它以接近光速的任意速度传输振动,因此,他们想象出了一种新媒质——光以太,或以太[一个对某些人而言更方便的术语,比如奥利弗·洛奇(Oliver Lodge),他甚至把以太看作不只是电磁现象的支座]。然而,如果以太真的存在的话,那么光速估计可能就是相对于以太的速度,而光速相对于(在运动的地球上的)我们的速度就应该是可变的。例如,如果地球沿与光的粒子束相同的方向以速度  $v$  穿过以太运动,那么光束相对于地球实验室中的测量仪器的速度就将是  $c-v$ 。类似地,如果光束方向与地球运动方向相反,那么该相对速度就应该是  $c+v$ 。麦克斯韦觉察到了这点,但是他指出,该效应或许(在某种程度)被隐藏在地球上的测量之中,因为这些测量涉及到沿着相同路径往复运动对光线的计时(该效应并不相消,但是,与穿过以太的静止不动相比所得的总的延迟就成了  $v/c$  的二级项)。他认为这一效应太小以至于用实验方法测不出来。然而迈克耳孙却决心证明他是错的。

255

迈克耳孙想出了几个实验来探测以太的存在和效应。毫无疑问,其中最著名的是1887年他与莫雷(Edward Morley)一起所做的实验。那是一个精心设计的测量地球穿过以太的速度的实验,其思路是探测光束沿着一台干涉仪中互相垂直的两条路径时的

飞行时间之差。

如果光真的是穿过以太而运动的,那么应该存在一种穿过地球实验室的以太风。当地球绕着它的轨道行进时,这种以太风应该改变方向。在迈克耳孙-莫雷实验中,沿着平行于地球轨道运动的路径作往复运动的一束光线相对于垂直于该路径的光线应该有一个延迟。当两束返回的光线叠加时,由于干涉条纹显示出来的效应而能够探测到这种延迟。1887年的那个实验是相当灵敏的,足以探测到由于能够与地球轨道速度相比拟的以太风的速度而引起的条纹的位移。但是这样的位移并没有被观察到。自那时候起,该实验被重复了多次,但从未探测到有明显的位移。这也许是物理学史上最为著名的零结果了,这样一来,它把光的经典观点——即认为光是在以太中的波动——抛进了历史的垃圾堆。这几乎是在爱因斯坦解决这一问题之前 20 年的事。而爱因斯坦,正如我们将要看到的,则彻底消除了以太,并提出了对空间与时间的根本性的重新解释。

20 世纪 30 年代,肯尼迪(R. J. Kennedy)和桑代克(E. M. Thorndike)做了一个迈克耳孙-莫雷型的实验,然而在两个重要方面与原始实验不同:

1. 干涉仪的两臂是不等长的;
2. 当他们寻找干涉条纹中的位移时,该实验装置被保持不动达几个月。

256 第一个差别是为了排除对零结果的一个早期解释——洛伦兹-菲茨杰拉德收缩。这个解释的观点是:在穿过以太的运动方向上,干涉仪发生收缩,其量值恰好能够隐藏在该方向上光束返回时平均光速的减小(如果两臂相等,它就刚好相消)。第二个差别是为了试图观察条纹的位移,由于地球轨道运动而使仪器在以太中发生了转动,从而改变了干涉仪的两臂相对于以太风的指向(两束光的飞行时间改变了,也就改变了最终的相差)。实验结果表明,所出现的位移是往复运动时光速的改变引起的,其值小于  $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这与由狭义相对论推出的结果一致,精度约为 1 亿分之一。

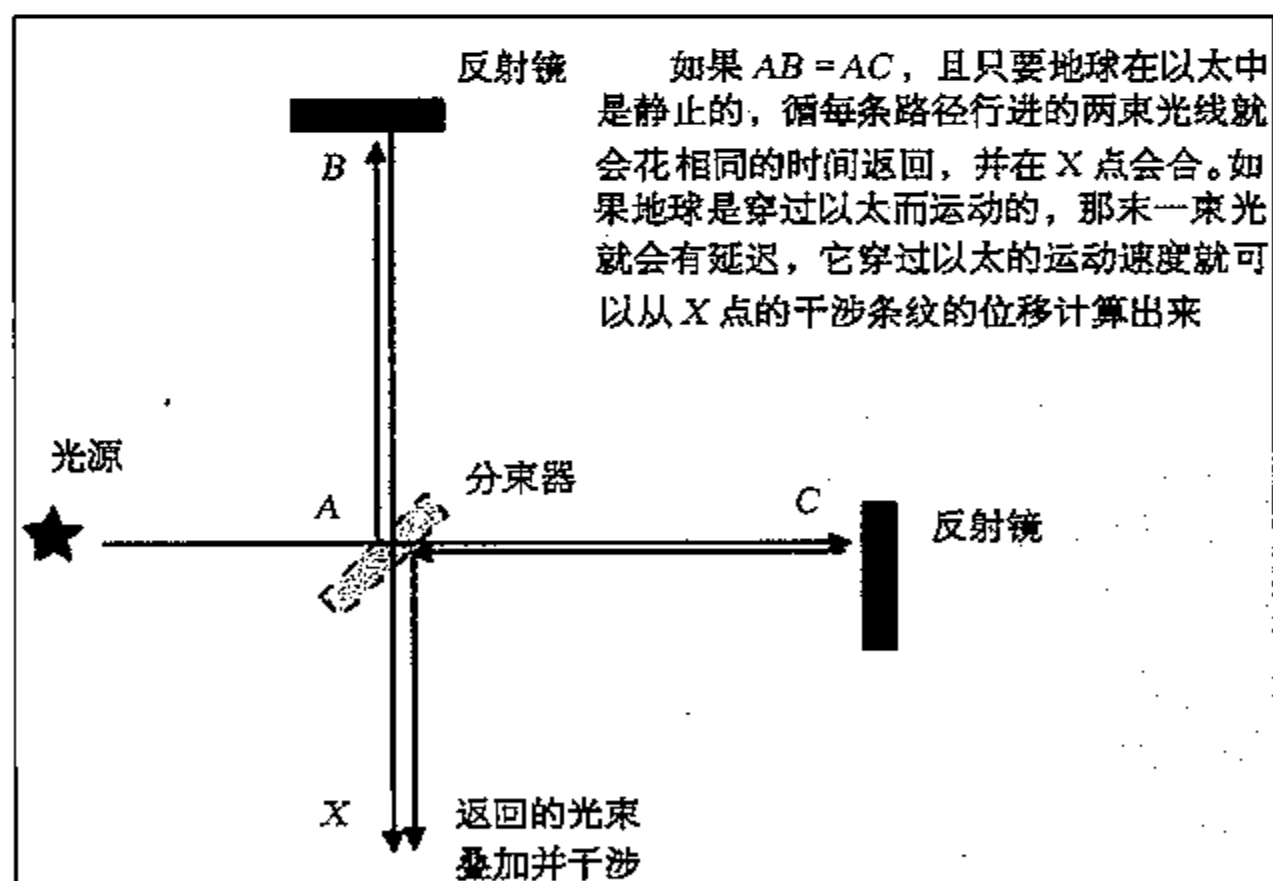


图 10.5 迈克耳孙-莫雷的实验是测量地球穿过以太运动时对表观光速的影响。实验结果显示并没有这样的影响,从而最终摒弃了以太假设。

## 10.2 比光更快?

### 10.2.1 光的诡计

根据狭义相对论,没有一个质量不为零的物体能够被加速到光速,不管向它提供多大的能量,或者加速的时间持续多长。这一限制紧密地与因果律相联系。如果比光更快的运动是可能的话,那么相对于第一个参考系而言,从运动得比光更快的另一个参考系来看,在第一个参考系中原因和结果的顺序就可能会倒过来。然而,有几种物理情形的确导致了超光速,某些将在下面讨论,但是实际上没有一种破坏了因果性。

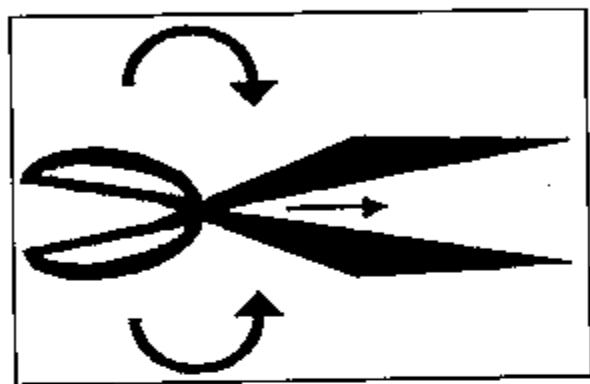


图 10.6 虽然一把剪刀的所有机械部件的运动速度不可能超过光速,但是两刀口的咬合点在原则上可能运动得比光速更快。

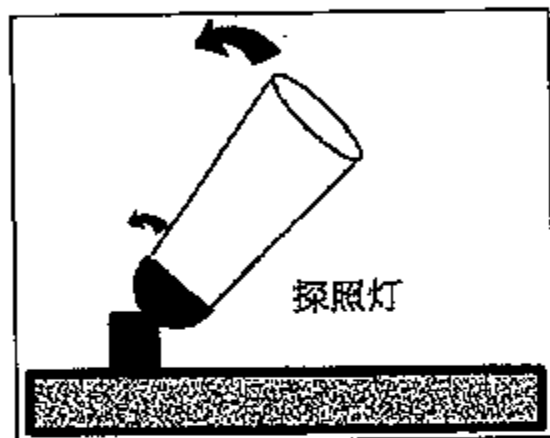


图 10.7 显然光子是以光速运动的,但是探照灯的光束末端(原则上)仍有可能以比光速更快的速度扫过云层。

在讨论实际物理客体中的表观超光速之前,值得考虑一下两个大家熟知的思想实验。其中第一个讲的是一把非常大的剪刀!当剪刀闭合时,剪刀的咬合点就会沿着从铆合点到两刃尖的方向快速地运动。如果剪刀的刃口极长,咬合点的速度可以无限制地增加,因为闭合的刃口变得几乎平行,在刃尖上的很小的运动就会引起咬合点的很大的运动。这样,原则上咬合点可以运动得比光速还快。类似的论题还可以应用到圣诞树的依次闪光的一串灯上。如果闪光之间的间隔足够短,那么光脉冲就会沿着该灯链以比光速更快的速度运动。还有许多其他等效的例子,如扫过云层的探照灯的光束末端,被太阳投影到另一个行星表面上的行星影子的运动。电视机中扫过屏幕的电子束,原则上可以运动得比光速 $c$ 更快(某些示波器的径迹已经接近了这一速度)。这些运动之中没有一个与相对论发生抵触,其原因是每种情形中的运动只是一个假像。我们建立的是不同物体的前后相继的点之间的联系,而不是一个特别的物体的位置的次序。例如,在电视机中,击出荧光屏左侧光束的电子并不是一个特别的物体的位置的次序。例如,在电视机中,击出荧光屏左侧光束的电子并不是击出荧光屏右侧光束的电子——并没有一个电子以扫描速度越过荧光屏。换句话说,用来联结运动所取的点之间并没有因果联系。

类星体是其核发射大量能量的星系,所以在非常遥远的距离上还能被看到。它们是属于天文学家研究的最遥远和能量最大的天体。其中一些是非常强大的射电源。当高能电子绕着强磁场做螺旋形盘旋运动时,同步辐射就会发射这样的射电波,而这磁场是由从星系核中形成的荷电物质喷注所产生的。20世纪60年代,天文学家测量了类星体喷注的速度,发现有些似乎是以数倍于光速在运动。这些速度是用类星体的一系列射电图像中的喷注表观位移算得的(类星体的距离是由其红移算得的,其图像则是采用长基线干涉术形成的)。



如果喷注实际上是朝我们而来的,那么这些表面上的超光速就能够加以解释(见图 10.8 和下面的数学框)。

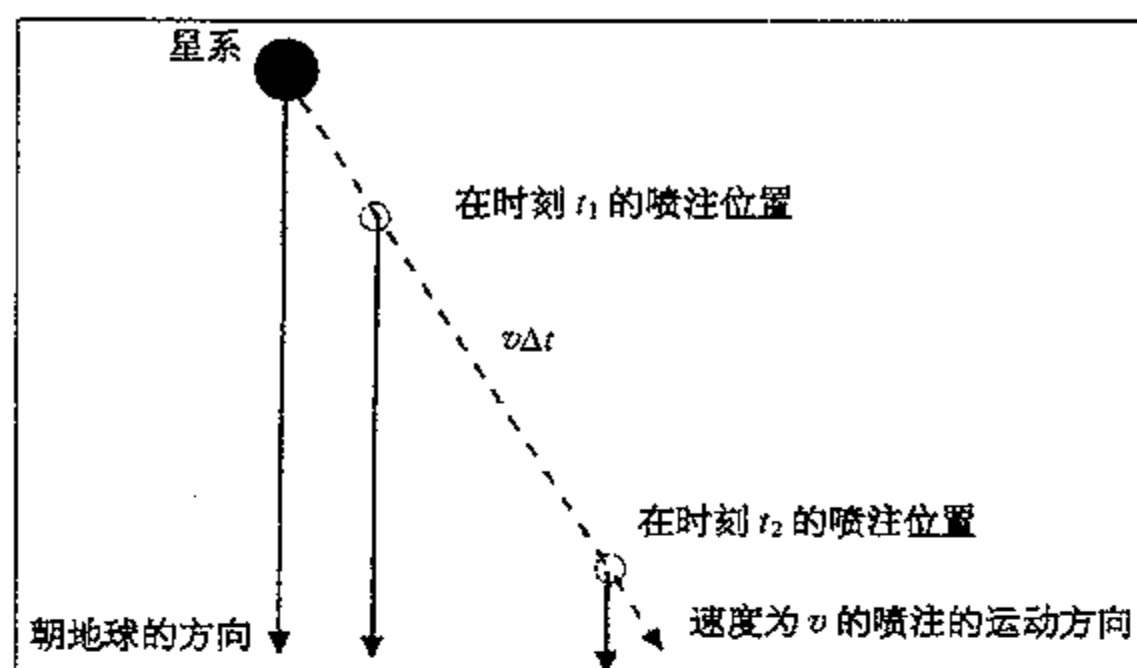


图 10.8 某些星系的喷注看上去以远远大于  $c$  的速度离开发射它们的星系而去。这是由喷注朝地球运动的分量引起的假象。来自  $t_2$  时刻位置的光只要行进较短的距离就可到达地球,因此它在来自更遥远的  $t_1$  时刻位置的光到达地球之后不久很快也就到达了,给人留下的印象是,喷注是以比实际情形快得多的速度离开星系的。

259

#### 数学箱:超光速喷注

在时刻  $t_1$  和  $t_2$  的射电图像并不是喷注作相对于星系的相对运动的真实表示。在这段时间里,喷注将会接近我们,所以来自喷注的光的飞行时间小于来自星系的光的飞行时间。这句话的含义是,我们是对特定时刻的星系位置与喷注在某段时间之后的位置作比较。这就意味着,喷注垂直于我们视线的表观速度  $v_{\text{表观}}$  比它的实际速度  $v$  大。 $v_{\text{表观}}$  与  $v$  之间的关系可以很简单地推得。

考虑喷注的两个位置,它们在地球上相隔的时间间隔为  $\Delta t$ 。在这段时间里,喷注行进的距离为  $v\Delta t$ 。假定这一速度与我们的视线成一  $\theta$  角。喷注奔向我们时走过的距离为  $v\cos\theta\Delta t$ 。在垂直于我们视线方向上它走过的距离为  $v\sin\theta\Delta t$ 。

光从喷注到我们这儿的飞行时间由式  $\frac{v\cos\theta\Delta t}{c}$  算得。

对这些位置的射电图像将是以一个地球时间

$$\Delta t' = \Delta t - \frac{v\cos\theta\Delta t}{c} = \Delta t \left(1 - \frac{v\cos\theta}{c}\right)$$

分隔开的。

表观速度则由  $v_{\text{表观}} = \frac{v\sin\theta\Delta t}{\Delta t'} = \frac{v\sin\theta}{1 - \frac{v\cos\theta}{c}}$  给出,如果  $\theta = 90^\circ$ ,那么它将等于  $v$ 。对于较小的  $\theta$

和大的  $v$ ,表观速度就能够超过光速。例如,如果  $v = 0.9c$ ,  $\theta = 10^\circ$ ,表观速度将是  $v_{\text{表观}} = 1.38c$ 。

还有一些与超新星有关的超光速。其中之一与来自一颗爆发中的恒星的中微子强烈爆发有关。人们发现,来自爆发中的恒星的光脉冲到得比预期的稍晚了些,其原因是星系际空间并不是虚空的,光与这些稀薄媒质发生了相互作用(如同它在任何透明介质中一样,它穿过空间的速度小于穿过真正的真空的速度)。当超新星 1987A 爆发时,中微子于 1987 年 2

月22日到达地球,而光的到达却晚了大约20小时。中微子只是通过弱力相互作用,因此它在空间中进行得比光更快(但是并不快于光速 $c$ )。这一点与切伦科夫效应类似,在切伦科夫效应中,荷电粒子行进得比光在透明介质中的速度更快。它们的确是以电磁方式发生相互作用的,发出一种颇具特征的称之为切伦科夫辐射的电磁激波。

在1987年以后的年份里,天文学家观察到了以超新星为中心的两种同心膨胀环。这些环是由光被星际气体云反射而形成的(这是一个“光回波”的例子)。这些环的表观径向速度大于光速 $c$ ,这也是膨胀气体云朝我们运动的结果。对该运动作适当的几何学分析就会得知,这些膨胀气体云的速度是小于光速的。考虑环上的一点,如果环的运动是朝我们而来的,那么该点就会沿着与前面例子中的喷流相类似的路径运动,就会得到表观速度与实际速度相同的结果。

260

### 10.2.2 量子理论和光速

爱因斯坦很早就意识到,量子理论的哥本哈根诠释意味着超光速效应。例如,想象从一个单一事件发出的一对相关粒子。这对粒子的总角动量是固定的,所以其中任何一个粒子的自旋态的测量就决定了另一个的自旋态。在哥本哈根诠释中,粒子对是用扩展波函数表示的。在任何实验测量之前,没有一个粒子具有一个确定的角动量,波函数表示的是所有可能性的叠加。仅在测量时,粒子才取确定的角动量态(例如自旋向上或自旋向下)。让我们假定,粒子A行进到了左边,而粒子B则行进到了右边。我们对A作测量,之后很快再测量B的自旋态。如果时间是如此之短,使得一个信号不可能在两个亚光速的粒子之间通过,那么就有两种可能性:

1. B的自旋态可能是完全无规的,即与A的相关已经丢失。
2. B的自旋态可能与对A的测量结果相关。

两种可能性都提出了严重的问题。如果第一种可能性是正确的,那么角动量守恒就被破坏了。如果第二种可能性是正确的,那么我们就得问一问,B是如何“知道”A的测量结果的[就是爱因斯坦指的“幽灵式的超距作用”(spooky action-of-at-a-distance)]。从经典的观点看来,这或许不是一个问题,因为在两个粒子从源被弹射出来的瞬间,两个态都是确定了的。然而在量子论中,这点不可能成立,因为态仅是在观察的那一刻被实现的——正如干涉效应所显示的那样,叠加态对于预测最终结果是必不可少的。实验证实了自旋态是相关的。如果我们把它解释为在测量之后一个信号从A传递到B的结果,那么这个信号就得是瞬时行进的(或者至少比光速 $c$ 要快得多)。当然,波函数本身不是一个可观察的对象。所以其中信号维持得比光速 $c$ 更快的联系并不一定破坏因果性。事实上,A和B的相关并不要求信息的传输要比光更快。如果该实验重复多次,在A和在B的结果的次序都是无规的,所以它们都不包含任何信息。如果在A的实验计划按序贯的方式进行,使得信息出现在实验序列中(例如,把一条消息编码在对A自旋的不同分量的一系列测量中),那么在B的测量就不可能对这一信息进行解码,除非B也有机会获得A的结果——这或许就得用传统手段(如无线电)以等于或低于光速的速度加以发送。该信息被锁进了在A和在B的结果之间的相关中,只有对两组数据都加以比较才能够被访问。

261

还有一个可能导致超光速的量子力学效应是量子隧道效应。当一个经典粒子撞击一个势垒时,它就会被弹开并从该势垒移开。类似地,经典波以相似的方式从一个反射势垒弹

开。然而当电子或者光撞击势垒时,它们的行为是受到量子理论而不是经典理论控制的(这儿所用的“势垒”一词指的是一个势能的壁垒)。考虑这一问题的一种方法是用一个波包来表示一个入射物体,这个波包的波一部分在该势垒处被反射,一部分透过。如果该势垒具有一定的厚度和高度,那么量子波进入该势垒时,其幅度就会以指数方式衰减,而在势垒远的一侧还是有一定的幅度。波函数的统计解释说,波的强度正比于粒子出现于那个空间区域的概率。因此,部分反射和部分透射就意味着,入射粒子具有通过该势垒的概率,虽然一个经典粒子是不可能做到这一点的。这就是量子力学隧道效应,因为相关粒子的动能小于它所需要的穿越能量势垒(或曰“隧穿”)的势能。如果波函数到处同时坍塌,那么粒子依次出现在势垒一侧和另一侧之间的时间可能会是非常短暂的,这就意味着该粒子是以大于  $c$  的速度穿过该势垒的。用来穿过该势垒的时间叫做“相互作用时间”或“隧穿时间”。关于相互作用时间是否为零、常数或正比于势垒宽度,并没有一致的说法,但是许多物理学家认为它将允许以比光速更快的速度传输。20 世纪 90 年代做了若干实验来测量这一相互作用时间,并计算有关粒子的传播速度。它们的结果似乎提示:

1. 势垒宽度增加时,相互作用时间达到一个极大值;
2. 透射可能是以超光速进行的。

262 1995 年 3 月,尼姆兹(Gunter Nimtz)以  $4.7c$  的速度发送了一个 12 cm 的调频微波信号,该调频波承载着莫扎特的第 40 交响乐。这件事引起了很大的兴趣,现在审查委员会仍然还没有弄明白,关于比光通信更快实际上说的是些什么。然而几乎没有一个物理学家相信它所预示的东西,以及关于这就是因果律终结的说法。大多数的理论讨论集中在对“信息”和一个“信号”的解释。有这样的一种感觉,由尼姆兹发出的调频信号是可预测的,因此实际上并不是承载新信息的一个“口信”。光子的确传输得比光更快,但是它们属于一种平滑变化的可预测的波型,并不表示传输真实信息的原因和效果链。我们将拭目以待……

## 第 11 章 狭义相对论

### 11.1 空间与时间的物理学

263

#### 11.1.1 力学和电磁学

伽利略和牛顿两人都认识到,在所有匀速运动参考系中力学的定律都取相同的形式。这一思想就叫做“伽利略相对性”。它的含义是,力学并不能把各个惯性参考系区别开。这一思想的另一种表述是,在一个惯性参考系中所做的实验没有一个能够确定它的绝对运动状态——静止或匀速运动是不可区分的。如果所有现象都可以简化为力学(正如爱因斯坦之前的大多数物理学家所认为的那样),那么一个绝对静止参考系的想法就是没有意义的,至少是没有必要的。

在 19 世纪中叶,电磁学的发展似乎改变了这一切。麦克斯韦方程组预言了电磁波是以光速行进的,那时候的物理学家认为,这一速度的测量必然是相对于某种支持媒质的,而这种媒质就叫做以太。如果这一假定正确,那么电磁波相对于一个观察者的测量设备的速度就会取决于该观察者相对于以太的速度。这一结论是从伽利略的位置变换得到的。想象一个沿  $x$  轴以速度  $c$  在以太中(即在以太中静止的参考系中)运动的光脉冲。该脉冲相对于其静止源的位置由  $x = ct$  给出。现在,如果一个观察者沿同样的方向以速度  $v$  运动,在它发出脉冲的瞬间通过该光源,那么该脉冲相对于这一观察者的位置就是  $x' = ct - vt$ , 由运动观察者看到的光的相对速度就是

$$c' = \frac{ct - vt}{t} = c - v$$

这一结果实际上基于有关空间与时间的两个假设:

1. 以太本身规定了一个绝对的空间参考系;
2. 存在一个对所有观察者都一样的绝对时间,不管他们是否在运动。

我们已经看到,测量由于地球穿过以太的运动所引起的光速变化的实验得到的是一系列的零结果,这些实验中最有名的要数迈克耳孙-莫雷实验了。现在不清楚的是,这些结果或由菲涅耳、洛伦兹、庞加莱以及其他人试图从理论上对它们作出解释的尝试对年轻的爱因斯坦产生了多大影响,但他的确在认真思考这些问题。爱因斯坦 16 岁时就曾问过自己,如果他以光速追逐光,那么一列光波看起来会是什么样子。根据以上的假设,他看到的应该是一个静止的波峰(因为  $c - v = 0$ )。然而麦克斯韦方程组却没有这样的解,所以,要么是麦克斯韦方程组不适用于快速运动的观察者,要么是一个观察者以光速运动是不可能的。无论如何,总应该有某些东西使力学和电磁学相互之间保持一致。

264

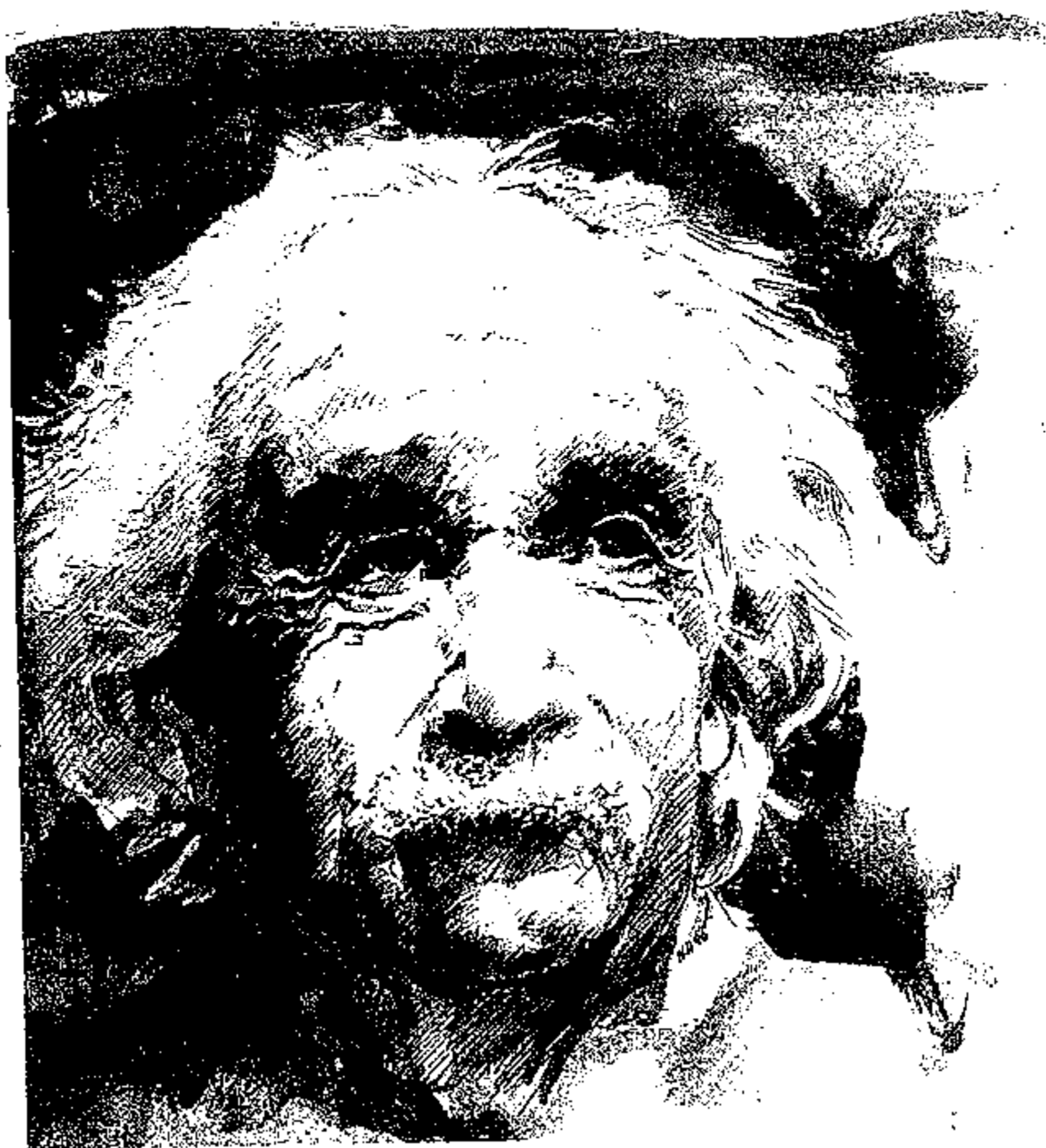


图 11.1 爱因斯坦(1879—1955)因在光电效应(他引入了光量子或光子的思想)方面的工作而荣获 1921 年度的诺贝尔物理学奖。他对量子论作出了许多决定性的贡献,尽管他对这一理论的意义和解释深感不安。他最著名的工作是在狭义相对论(1905)和广义相对论(1916)中阐明了关于空间、时间和物质的性质的研究。他的著名方程  $E = mc^2$  解释了辐射衰变和其他核嬗变中释放出来的能量。人们运用这些思想解释恒星是如何发光的,研制核武器和核电站,并解释加速器中新粒子的产生。广义相对论用几何理论解释了宇宙的膨胀,并导致了黑洞和引力波的预测。爱因斯坦后期的工作是关于统一场论的探索和对于量子论基础的批评。他是一名积极的和平主义者,1952 年魏茨曼(Chaim Weizman)逝世后,他被邀请担任以色列总统,但是他拒绝了。

265

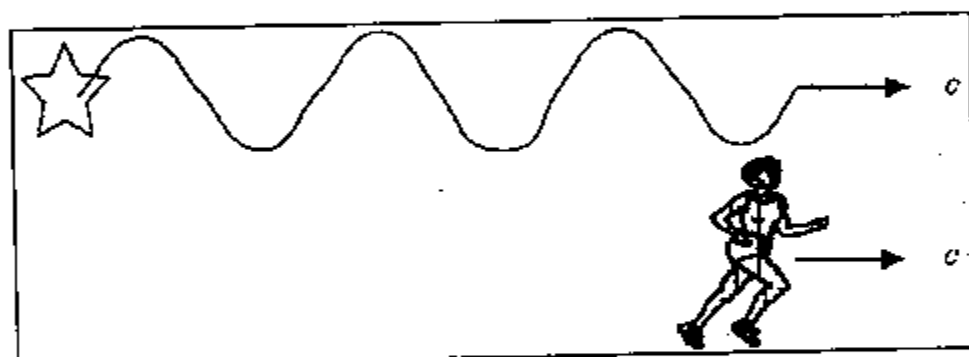


图 11.2 爱因斯坦迫切想知道,如果你能够以光速与光波一道奔跑,光波看上去会像什么样子。他确信这是不可能的,但是在牛顿力学里对此并没有什么不允许的。

在我们讨论爱因斯坦解决这一问题之前,值得提一下洛伦兹和庞加莱的工作。他们在爱因斯坦理论出现之前就讨论过这些问题,并得到了许多形式相同的数学公式,但是他们之中没有一个人走出改变我们对空间与时间看法的最后的最后的关键一步。洛伦兹引入了一系列由仪器和测量设备穿过以太引起的物理效应,来解释那些探测穿过以太运动的零结果。洛伦兹的基本假设是,所有物体都是由电磁力结合在一起的,而电磁力本身是由以太支撑着的。一个扩展物体穿过以太的运动影响着这些相互作用,并导致了空间畸变,其中最著名的就是众所周知的洛伦兹收缩。他也为运动参考系引入了一个本地时间坐标,使得电磁定律对于运动物体保留它们原来的形式。然而,由于他保留了以太,并且他坚持认为本地时间只不过是一种数学设置而使得整个方法成了针对这一问题而指定的东西。他为此工作了十多个年头,写下了一组运动参考系中空间与时间坐标的变换方程。这些洛伦兹变换是狭义相对论的核心,而爱因斯坦是从更一般的假设得到它们的。洛伦兹认为他的理论是相应的态之一,并于1904年在题为“以小于光速运动的体系中的电磁现象”的论文中发表了最为完整的理论。洛伦兹著作中的许多数学公式在爱因斯坦1905年的论文中重新出现过,但是缺乏爱因斯坦著作所具有的权威性,因为爱因斯坦是把相对性作为一种普适原理。

266

与此同时,庞加莱对这一课题的哲学基础也相当关心。到1904年,他终于相信不管用任何实验方法都不可能探测到我们相对于以太的运动。对此他作出了总结,他是这样描述相对性原理的:“……物理现象的定律对于一个固定的观察者,或者对于一个相对于它作匀速运动的观察者而言,必然是相同的:因此我们没有,也不可能有任何手段来鉴别我们是否是被这个运动携带着走的。”这种陈述与在爱因斯坦的论文中所表述的内容已经相当接近了。

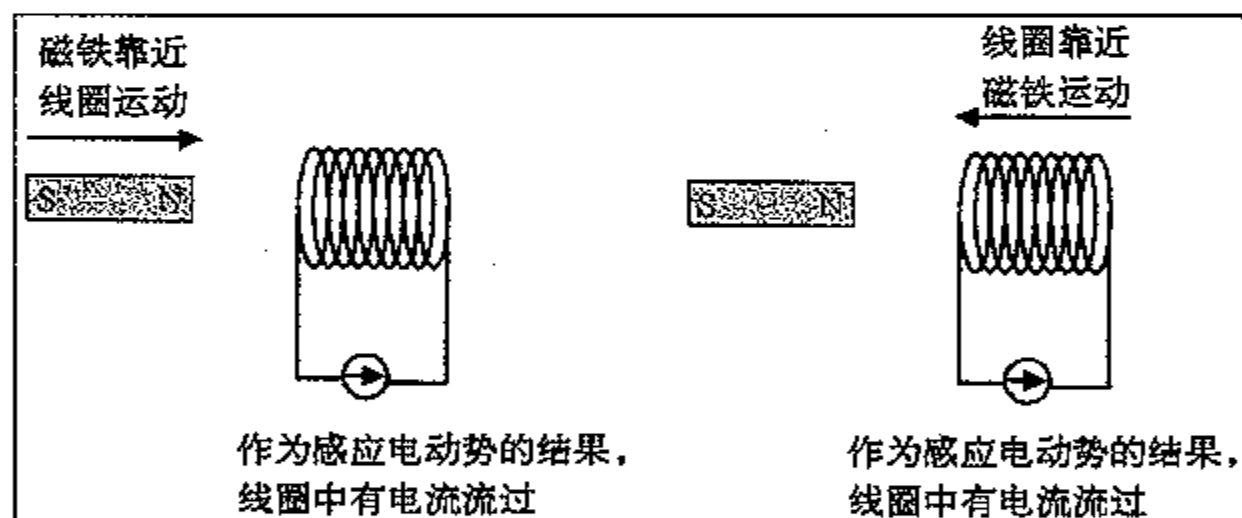


图 11.3 爱因斯坦发现了电磁感应中的另一个线索。当磁铁靠近一个线圈时,与该线圈以相同的速率靠近该磁铁时会感应出相同的感应电动势。这就给人们一个启示,基本定律对与磁铁一起运动的观察者和对与线圈一起运动的观察者是相同的。

这样一种领悟力,加上他对洛伦兹的工作非常熟悉(正是庞加莱证明了洛伦兹变换构成一个群),使得许多科学史专家们竭力想搞清楚,为什么他自己没有再往前走一步,从而创立狭义相对论。但是一连串的事实发生之后人们不难理解,既然这样一位杰出的和富有直觉的物理学家都没能走出这一步,那就表明在创立这样一种基本理论方面爱因斯坦是一位旷世奇才。像洛伦兹一样,庞加莱相信任何实验方法都不可能探测到以太这一点,恰恰是穿过以太的运动所引起的物理效应的结果,而不是一种其自身固有的基本原理。他一直相信以太、相信绝对的或者真正的时间,而这种时间是藉以太中静止的时钟加以测量的。因此庞加

267

莱不得不用更基本的观点解释相对性原理。

### 11.1.2 相对性原理

当爱因斯坦在伯尔尼任专利审查员时,他一直在捉摸他的相对论思想,只不过当时他与物理学主流思想是完全隔绝的,他所能利用的是有限的书本和杂志。尽管如此,他还是发表了若干科学论文,他投到《物理学年鉴》(*Annalen der Physik*)1905年第17卷上的三篇论文的每一篇都足以确立他的声誉。他的第一篇论文处理的是布朗运动的统计规律,他提供了一种解析方法以确认原子和分子的存在(那时候某些物理学家仍然把它们看作是数学的人工制品)。第二篇论文(就是因为这篇论文使他荣获了诺贝尔物理学奖)引入了光量子(光子)来解释光电效应。第三篇论文“论动体的电动力学”陈述了狭义相对论的思想。这篇不寻常的论文的引言引述如下:

“众所周知,麦克斯韦的电动力学——正如通常所理解的——当应用到运动物体时,就会导致电磁现象中并非固有的不对称。例如,考虑一块磁铁和一个导体的电磁相互作用。这儿可以观察到的现象仅仅取决于该块导体和磁铁的相对运动。而习惯的看法则是在两种情形之间划出一条清晰的界线,这两个物体中要么是这一个,要么是另一个在运动。因为如果磁铁在运动,那么导体就是静止的。在磁铁附近会出现一个具有某种能量的电场,并在导体位于的地方产生电流。但如果磁铁是静止的,导体是运动的,在磁铁附近就不会出现任何电场。然而,在导体中我们会发现一种电动力,虽然其本身并没有相应的能量,但它会产生(假设在所讨论的两种情形里相对运动是相等的)具有相同路径和强度的电流,正如在前一种情形中由电力所产生的东西一样。

这类例子与力求发现地球相对于光媒质的运动的失败都暗示着,电动力学以及力学的现象并不具有与绝对静止思想对应的任何性质,它们更可能是暗示电动力学和光学定律对那些适用力学方程的参考系都将是有用的(正如已经证明到了一阶小量)。我们将把这些假设提高到公设的地位,并引入另一个公设——但是它显然与前者是不相容的——即,光总是在真空空间中以速度 $c$ 传播,这一速度与发射光的物体的运动状态无关。这两个公设足以构成运动物体的简单而自洽的电动力学理论,而麦克斯韦电动力学理论是基于静止物体而建立的。所谓‘光以太’的引入将被证明是多余的,因为这儿将展开的论点不需要具有特殊性质的‘绝对静止空间’,也不规定发生电磁过程的真空空间的一点具有一个速度矢量。

这儿将展开的理论——像所有电磁理论一样——基于刚体运动学,因为这样一种理论涉及的是刚体(坐标系统)、时钟和电磁过程之间的关系。对这一情形考虑得不够充分是动体电动力学现在所遇到的困难的根源。”

[Albert Einstein. On the Electrodynamics of Moving Bodies. *Annalen der Physik*, 1905, 17]

从上述文字即可以明了爱因斯坦的观点与洛伦兹和庞加莱的工作的不同之处。爱因斯坦并不需要什么绝对空间、光以太或者绝对时间,他提出的是一个全新的可简述如下的基本原理:

物理学的定律在所有惯性参考系中都是相同的。

如果把麦克斯韦电磁理论看作是一个“物理学定律”的话,那么第二个公设——光速是一个与光源运动状态无关的常数——就可以看作是第一个公设的结果。空间和时间坐标的相对测量结果有待于对那些实验方法作详细审查才能作出结论。爱因斯坦在引言的最后一段所参考的正是这样一些方法。

爱因斯坦的论文分成两部分。第一部分是运动学,处理同时性、相对性、坐标和时间的变换、速度相加以及对一些方程的解释。这最后一点特别重要,因为爱因斯坦第一次阐明了坐标变换与处于运动中的测量装置上的实际读数相联系,这样,运动方式不同的杆和时钟就会给出不同的结果。第二部分是讨论电动力学,如何变换麦克斯韦方程组,解释相对论性的多普勒效应和解释恒星的光行差。爱因斯坦还讨论了慢加速电子的动力学问题,并证明慢加速电子的质量和能量将随速度而增加。1905年晚些时候,同样是在《物理学年鉴》上,爱因斯坦发表了一篇题为“物体的惯性取决于它所具有的能量吗?”的论文。在这篇论文里他证明了,当一个物体发射出光能时,它的质量必然会改变。这就导致了爱因斯坦最为著名的结果——质能等效性:  $E = mc^2$ 。

之后数学家闵可夫斯基的工作证明,三个空间坐标和一个时间坐标的洛伦兹变换方程与一个四维时空几何关系中的赝旋转等价。这一深刻的观点很快就被爱因斯坦所采用,并使他下决心走上了作出引力的几何解释的征途,而这点正是广义相对论(发表于1915年)的核心问题。

269

在随后的几小节中,我们将看到相对性原理的一些结果、闵可夫斯基对空间-时间的解释以及相对论思想在粒子物理学中的应用。

### 11.1.3 同时的相对性

爱因斯坦琢磨相对性观念整整十年,才获得了1905年的成功。而正是由于他意识到了问题的根源在于对时间的根本看法上,从而导致了他的主要突破:

“我的求解之道的确是为了搞清时间这一概念本身,即时间并不是绝对地加以定义的东西,而是在时间和信号速度之间有着不可分割的联系。在我认清这一点五周之后,我就完成了现在的狭义相对论。”

[Albert Einstein. Kyoto Address, 1922]

大多数人都熟悉用闪电(以光速行进)和雷声(以声速行进)到达地面相差的秒数来估算雷击的距离。这些距离只有几千米之遥,所以光几乎是瞬间到达的。因此该距离大约为  $x = vt$ , 其中  $v$  是声速(大约是  $330 \text{ m/s}$ , 因此粗略地估算该距离就是  $t/3 \text{ km}$ )。然而闪电和雷声都是从同一个放电而来的,这两个信号在不同的时间到达这样一个事实并不与它们是同时被发射出来的事实相悖。我们总是能够对于这些信号的飞行时间作出校正。

现在我们考虑发生在不同地方的闪电,我们怎么能够决定它们是不是同时发生的呢? 一个方法就是,当一个观察者看到每个闪光时就作记录(这或许需要非常精确的电子设备),然后



算出他离每个雷电的距离,然后利用这一信息和光速计算这些雷电实际发生的(在他的表上)时刻。如果计算表明两个时刻是相同的,那么他就能得出结论,这两个雷电是同时发生的。

数据:  $t_1$  = 听到第一次雷声的时刻

$t_2$  = 听到第二次雷声的时刻

$d_1$  = 与第一次雷电的距离

$d_2$  = 与第二次雷电的距离

$c$  = 光速

计算: 第一次雷电发生的时刻  $T_1 = t_1 - d_1/c$

第二次雷电发生的时刻  $T_2 = t_2 - d_2/c$

如果  $T_1 = T_2$ , 那么这两个雷电就是同时发生的。

270

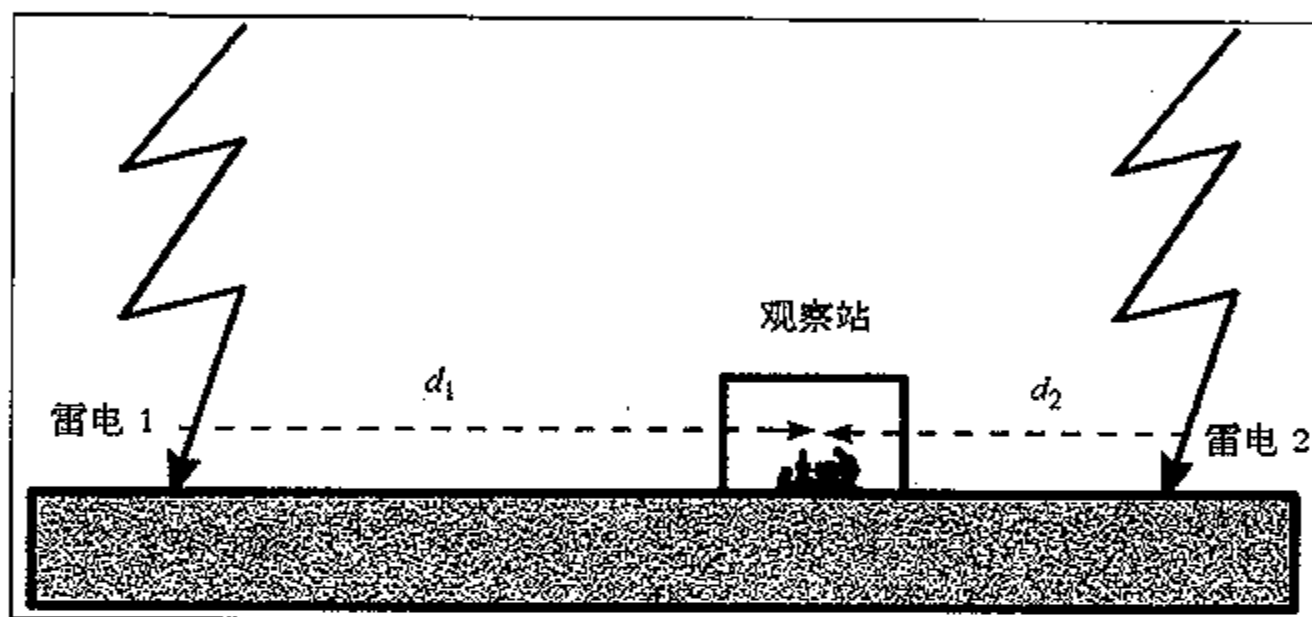


图 11.4 在沿着东西向连线的两个点上发生两次闪电。在同一连线上的观察者记录每次闪电的闪光到达的时刻,然后校正每次闪电的距离差,从而得出这两个闪电是同时发生的结论。然而,在一个参考系中是同时发生的并不意味着在所有的参考系中这两个雷电也是同时发生的。

如果时间是绝对的,那么这一计算就确定了两次闪电对全体观察者而言都是同时的(因为他们共用一个共同的时间,闪电发生时的这一时刻的值是唯一的)。但是这里可能有一个附加的假设(以及可能会导致矛盾的东西)。爱因斯坦的方法就是考虑一个运动着的观察者是怎样接收信号的,并对它们作飞行时间的校正。

设想一个观察者沿着该连线从雷击 1 处以高速向雷击 2 处运动。如果当她通过两个雷击连线的中点时,闪光刚好到达那里,她就会作出类似的计算,认为那时候每个雷击必定已经发生了。她的理由如下:

1. 来自两个雷击的光速都是  $c$ ;
2. 现在我处在地面上两个焦斑之间的中途,因此在我离雷击 1 处比之雷击 2 处更近时,原始的闪电必然已经发生了;
3. 现在我正同时接收两个闪电的闪光,但是来自闪电 2 的闪光比之来自闪电 1 的闪光行进了更多的距离;
4. 雷击 2 发生在雷击 1 之前。

重要的是要记住,该运动观察者是在他自己的参考系中,且在一个固定位置看到闪电事件的,并不是在原始观察者“携其同行”的位置看到的。换言之,该闪电可以击中地面并烧出

一块焦斑,那就是在原始参考系中任何时候被该闪电击中的位置。但是被该闪电击中的位置(即闪电源)在运动参考系中仅在雷击发生的瞬间与焦斑吻合。

这样一来,结论就很清楚了,同时性是相对的。这有着很深刻的含义。它意味着,两个处在相对运动中的观察者对于事件发生的时间的看法不会是一致的。这也意味着,两只分开某个距离并在一个特定参考系中同步的时钟对相对于该参考系运动的观察者将不再是同步的了。这不只是校正光的飞行时间的问题。在一个以上的参考系中它们不可能是同步的。 271

如果我们思考一下使一对相隔遥远的钟同步的操作时,就能清楚地看出这一点(见图 11.5)。设想一个观察者 A,他想使一对时钟同步,当这两只时钟接收到一个光脉冲时,就能够自动地启动。他也取了一条皮尺和一只闪光灯。他先将两只时钟调整归零,并分放在测定好距离的位置 X 和 Y。而把闪光灯置于两只钟的中间。当闪光灯发出光时,到达每只时钟的光行进了相等的距离。两只时钟在相同的时刻启动。对于观察者 A 而言,它们是

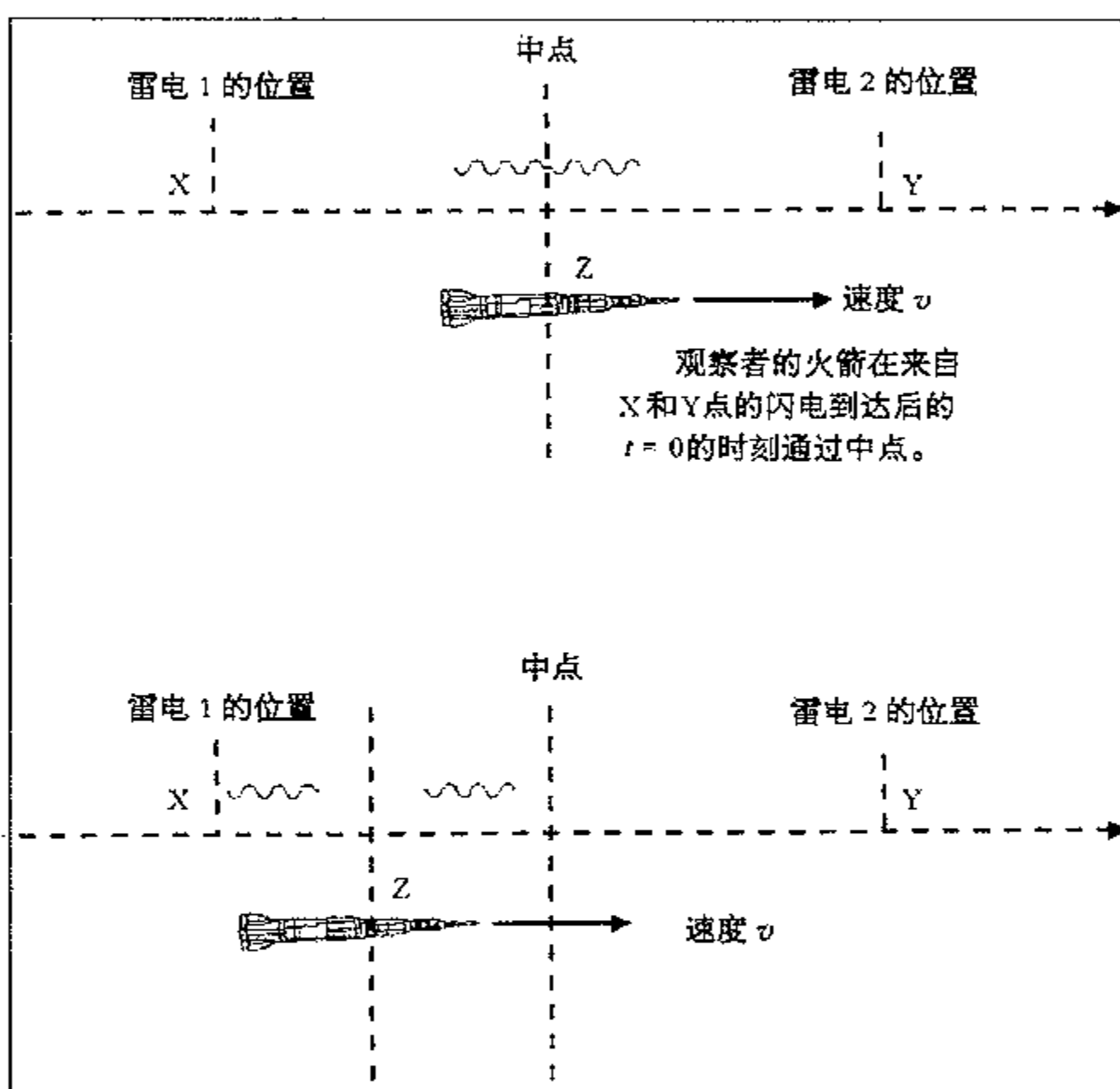


图 11.5 同时性的相对性。对在一个特定的惯性参考系中的一个特定的观察者是同时的两个事件,对于相对于这一参考系运动的观察者而言就不是同时的。

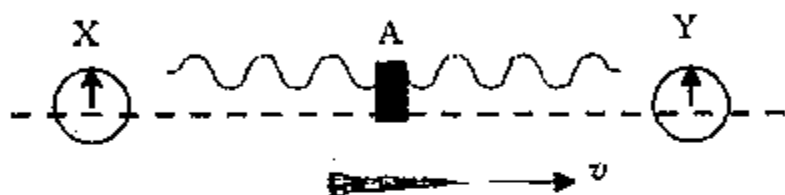
上图:发生的两个闪电在一个特定参考系中被判断是同时发生的。一个观察者在运动参考系中以速度  $v$  通过。下图:从运动火箭上看来,两个光脉冲必然会聚到观察点 Z。这就意味着,在探测之前(即  $t < 0$ ) 两个光脉冲离开 Z 是等距的(因为它们相对于火箭以速度  $c$  运动)。但是,在探测之前火箭更接近于雷击 1 处。这就意味着,在探测到它之前,来自闪电 2 的光比来自闪电 1 的光走过了更多的距离。这样一来,雷击 2 必定发生在雷击 1 之前。在这个参考系中,这两个闪电不是同时发生的。

同步的。如果在以后的任何时刻(假定这是一对很好的钟)紧跟着它们发生了一对事件,这样所记录到的每个事件的时刻都是相同的,那么这些事件对于 A 就是同时的。

现在我们考虑观察者 B,他沿着与 XY 平行的方向跑过闪光灯。在发出闪光的瞬间 B 就在它旁边。但是对于 B,时钟 X 是离开闪光以速度  $v$  向后运动的,而时钟 Y 是以速度  $v$  向着闪光运动的。光(相对而言以不变的速度  $c$  行进)将先到达 Y,然后到达 X。对于观察者 B 而言, Y 将永远先于 X。这种情况对于被 A 判断为同时的一对事件意味着什么呢? B 同意,对于这一对事件,两只钟读出的时刻是相同的,但是他不会把这一对事件看作是同时的,因为 B 看到了 A 的两只时钟之间的时间差。对于 B 而言,它们并不是同步的。时钟 Y 读出 T 时发生在 Y 的事件是发生在时钟 X 读出 T 时发生在 X 的事件之前。因为对于 B 而言, Y 是在 X 之前启动的。

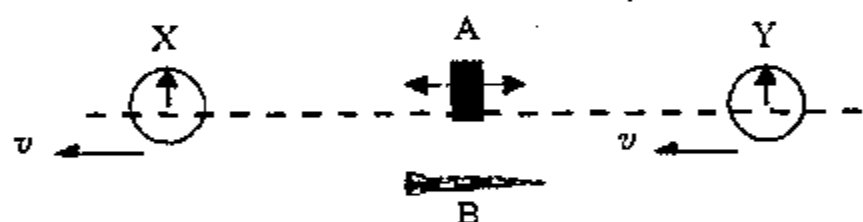
273

时钟的同步, A 的观点:

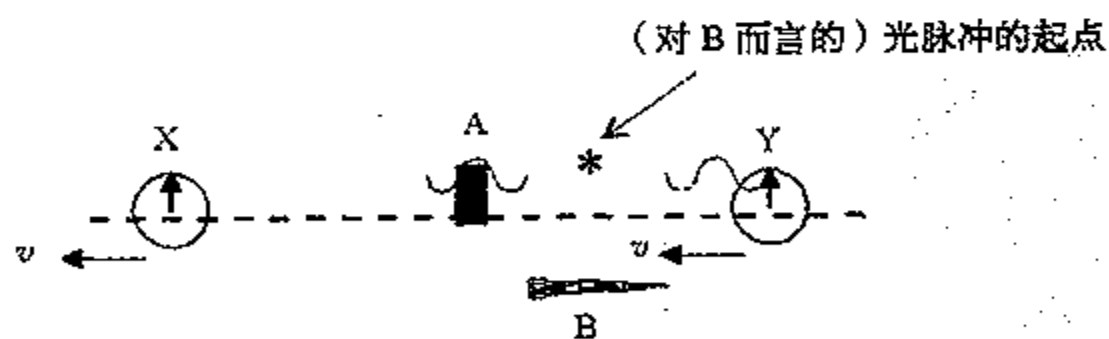


A 从两只时钟之间的中点发出一个光脉冲,并用该脉冲启动两只时钟,从而使两只时钟同步。

时钟的同步, B 的观点:



当 A 发出光脉冲时, B 恰好通过 X 与 Y 的中点。B 看到 A 的系统以速度  $v$  向左行进,但光却是以速度  $c$  离开原点而运动的。这就意味着 B 将看到的是,向右行进的光向着以速度  $v$  迎面而来的时钟 Y 运动。而向左发射的光则在追赶以速度  $v$  离它而去的时钟 X。



B 看到的是光在到达时钟 X 之前先到达了时钟 Y, 这样, Y 先于 X 而启动, 从而两只时钟是不同步的。

图 11.6 在 A 的参考系中使两只时钟同步的非常合理的程序在 B 的参考系中却惨遭失败。

此外,沿着 YX 方向快速运动的第三名观察者所看到的这两个事件的时序可能是相反的,从而得出结论说,位置 X 的事件是在位置 Y 的事件之前发生的。这些不一致的尺度随着两只钟的空间距离和观察者速度的增加而增加。然而,对于运动着的观察者有可能看到不同时序的分离的事件。例如,先是 X,然后是 Y,或者先是 Y,然后是 X,或者是两者一起,这样一种不一致不可能大到把事件的因果次序倒转过来。亦即如果是  $X'$  引起  $Y'$ ,那么没有一个观察者能够行进得足够快,从而在看到  $X'$  之前先看到  $Y'$  (在校正了光的飞行时间之后等等)。其中的理由将在后面讲清楚,因为它与光速作为速度的极限有关。

小结:一个在惯性参考系中的观察者声言,在他的参考系中,在当地相同时刻发生,且由同步时钟(采用一个与上述等效的程序)加以记录的两个事件是同时的,那么他是正确的。如果他声言,对于在其他惯性参考系中的观察者而言这些事件是同时的,那么他就是不正确的。

#### 11.1.4 时间延缓

人们经常想迫切知道,为什么光速在相对论中起着这么重要的作用。起如此重要作用的为什么不是声音的速度,或是中微子的速度,或是某种其他的速度。光到底是什么? 速度  $c$  是光速,但是它的含义似乎要比这深刻得多。正因为是光或者是电磁波,而使得本来是一个基本速度的  $c$  变得更加基本了,光就是以这样一个速度行进的。我们相信,所有静质量为零的粒子都是以这个速度行进的(包括引力子)。该速度本身就给出了空间与时间之间的联系,并且它是一个因果影响可以藉以传播的最快的速率。在叙述光的时候,我们首先遇到了它这样一个事实倒并不特别重要。

$c$  的这一深刻意义使之成了一个理想的不变量(例如它对于所有惯性观察者都是相同的),有了这个不变量,就可以比较不同运动方式的观察者是怎样测量时间与空间的。这里我们将用光来证明运动时钟为什么会变慢。时钟是一种具有某些固有的周期性变化并以之来测量时间的装置(例如作摆动的摆,或是振动的石英晶体)。我们将使用一台光钟,其中有一个光脉冲在平行的反射镜之间来回传播。这样做是特别方便的,因为所有惯性观察者对光脉冲运动速度的看法都是一致的(虽然不一定是光脉冲所走的路径)。

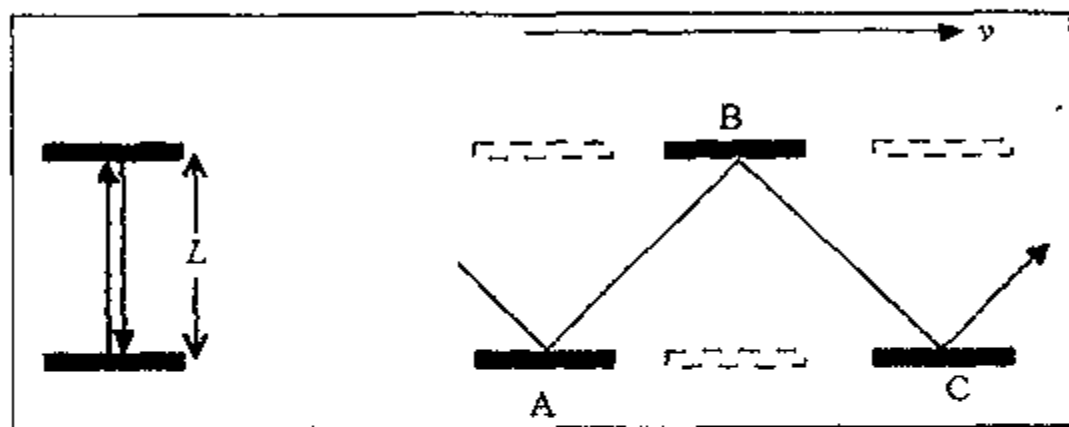


图 11.7 当光在两平行的反射镜之间来回反射时,光钟(左)就可进行时间测量。如果该钟是运动的(右),那么滴答一瞬间的光程就会更长,而相对于一只静止钟,它走得就慢一些。然而对于随该钟一起运动的观察者来说时间似乎仍然是正常的,这样一来,在静止的观察者看来,运动参考系中的时间就走得慢一些。

275 如果你站在这些光钟之一的边上,它的周期  $T$  就将是  $2l/c$ ,其中  $l$  是两平行的反射镜之间的垂直距离。然而如果把其中一只光钟装进一枚火箭里,该火箭以极高的速度从你旁边通过,那么你就会看到,这只运动着的光钟的光程在行进方向伸展变长。为了完成一个周期,光得走更长的距离,但是相对于你来说,它仍然是以同样的速度  $c$  在行进,因此它必须花更长的时间才能走完这个周期,这样运动光钟中的“滴答”声之间的周期就比你自己的“静止”钟的周期要长,也就是运动光钟走得慢了。那么,这对携带这只光钟的火箭里的运动观察者的时间长短有什么影响呢?对她来说,只要她在惯性参考系中,一切还是同往常一样,她的时钟似乎并没有变慢,这个时钟还是与火箭参考系中其他的时间度量(如她自己的新陈代谢和年龄增长的速率等)保持同步。否则,如果运动观察者能够测出他们的光钟相对于她的参考系内的任何其他时钟变慢了,她或许就有办法计算出自己相对于某个绝对参考系(例如以太)的速度。这样一来,诸如迈克耳孙-莫雷实验那样的一类实验就不应该产生零结果,其结果是破坏了相对性原理。

运动观察者的自我感觉都很正常,但是在你眼里她又是怎样的呢?你会注意到运动时钟变慢了,但是她与自己的时钟还是合拍的。你还会看到她的新陈代谢变慢了,年龄增长也比你的慢。运动参考系中的时间会变慢,如果速度非常高,这一效应就会变得极其明显,这在物理学上叫作时间延缓。在每个参考系中时钟速率的比率由  $\gamma$  因子给出:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

这样,在运动时钟的一个周期内通过你的时钟的时间  $T'$  是

$$T' = \gamma T$$

对于较低的速度 ( $v \ll c$ ),  $\gamma \approx 1$ 。对于较高的速度,  $\gamma > 1$ ,而当  $v \rightarrow c$  时,  $\gamma \rightarrow \infty$ 。

关于狭义相对论的关键点就是,并不存在择优的惯性参考系,所以现在我们应该问,运动观察者是怎样看到在你的参考系中流逝的时间的。这一情形是完全对称的。她将看到你的时钟会变慢,并以同样的理由,你也看到了她的时钟变慢了。她也将得出结论,你的年龄增长比她的慢。这似乎很奇怪,她的时钟怎么会走得比你的慢,而你的走得也比她的慢呢?其实这里并没有什么问题,除非你试图把它们带到一起加以比较。但是这样做,我们将需要改变至少一只时钟的运动。这就是相对论中最为有名的佯谬之一——“双生子佯谬”——的核心内容。

### 11.1.5 双生子佯谬

276 一对孪生兄弟在地球上庆祝他们的 21 岁生日,嗣后其中之一(弟弟)乘上了一枚高速往返火箭开始了到一颗遥远星球的旅行,在这段时间里,  $\gamma$  因子为 2。过了 20 个地球年后,这对孪生兄弟再度相会。地球上的孪生哥哥合计着,出游的弟弟的年龄的增长速率只有他自己的一半,因此他只增长了 10 岁。这样地球上 41 岁的孪生哥哥期待着与他 31 岁的弟弟会面(两人之间的差异应当是很显著的)。这倒不是什么“佯谬”。出游的弟弟也在作某种计算,他认为,地球上的孪生哥哥的年龄的增长速率只有他的一半。如果地球上过了 20 年,那么在宇宙飞船上就是过了 40 年,当他去会见 41 岁的哥哥时,他自己或许已是 61 岁了(这样

一来两人之间的差异就会更明显,但是观察方向相反)。这就是佯谬——我们得到了不同的结果,取决于我们取谁的观点来看问题。那么实际上发生了些什么呢?

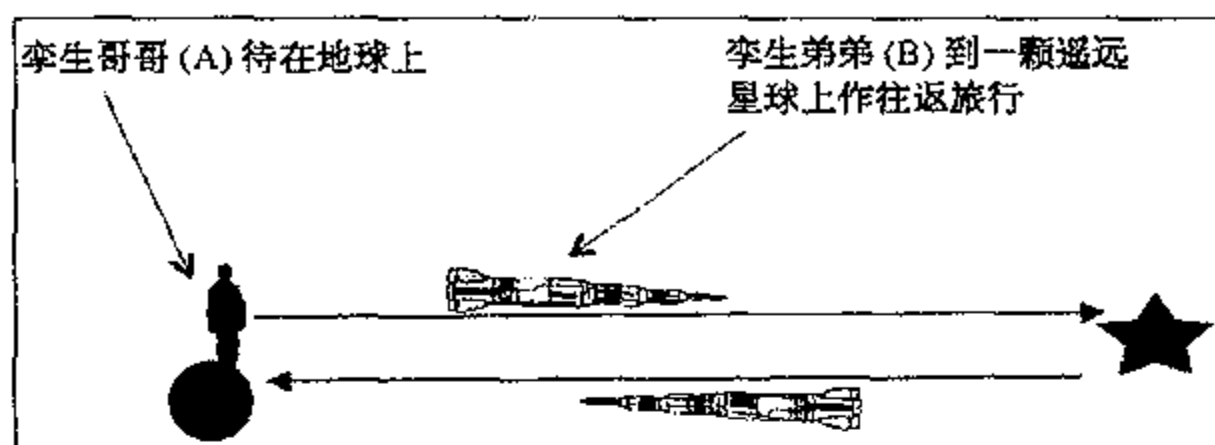


图 11.8 双生子佯谬。根据 A(地球上的孪生哥哥)的观点,B 是在运动着,因此 B(出游的弟弟)的时间变慢。A 得出结论说,当他们再度相会时,B 应该比 A 年轻。而 B 却争辩说,应该是 A 在运动,因此应该 A 更年轻些。到底谁对呢? A。为什么? 因为在整个过程中 A 一直停留在相同的参考系,而 B 数次改变了他的运动状态(加速)。B 更年轻些。

像这样的实验实际上已经有人做过。然而代替孪生兄弟的是两只相同的原子钟,用喷气飞机把它们送上不同的旅程。1971 年,美国的两位物理学家黑菲尔(Hafele)和基廷(Keating)用位于华盛顿特区美国海军实验室的标准钟使四只相同铯钟的时间同步。他们让两只钟绕着地球往东飞,另外两只往西飞,在它们返回时将它们的时间与标准钟作比较。当把由于引力的时间延缓所引起的附加效应扣除以后,狭义相对论性的效应与爱因斯坦的预测一致,证实了相对于静止钟而言,旅行的时钟失去了一些时间。换句话说,正如地球上的孪生哥哥所计算的,出游的弟弟将会更年轻些。但是这样一种不对称是从何而来的呢? 为什么从出游的弟弟的观点来评估这种情形时就不再成立了呢?

设想你处于待在地球上的孪生哥哥的位置。如果我们忽略地球自己的运动,从而使得事情简单些,那么在整个两人分开的过程中,这个孪生哥哥就一直停留在一个相同的惯性参考系中。因此它就是一个据以评估这种情形的有效参考系。另一方面,出游的弟弟在开始和结束时是处在这个参考系中的,但是当他登上旅程后,需要加速到很高的速度,抵达该星球时又需要减速,返回地球时又需要加速,其间他的时间再一次变慢。在这一系列运动中,涉及到三个不同的惯性参考系。并不存在一个唯一的惯性参考系,据此出游的弟弟可以评估这些事情。这就使得人们对出游的弟弟的预测表示怀疑,亦相当清楚地表明了两种观点是不对称的。

从一个惯性参考系转移到另一个惯性参考系涉及加速运动,而这些加速运动就会引起惯性力,这种惯性力在火箭内部就可以感觉到(例如在起飞时会感觉到“被往座位上压”)。为了分析火箭上的孪生弟弟认为的时间位移,我们还需把对时钟速率的加速效应考虑进去。这是可以做到的(一种方法就是对加速火箭必然要经过的瞬时的惯性参考系积分,另一种方法就是把加速火箭看作似乎它是处在引力场中,并应用广义相对论的引力时间延缓公式),其结果是将使出游的弟弟的预测与待在地球上的孪生哥哥的观点一致。当他们再度会合时,地球上的孪生哥哥真的是 41 岁了,而乘坐火箭出游的孪生弟弟确是 31 岁。

对于同时性、时间延缓和双生子佯谬的这一简要讨论描述了从爱因斯坦对相对性原理

所作的解释得来的基本结果:

1. 并不存在绝对时间。
2. 每只时钟记录它自己的时间,运动时钟会变慢。
3. 作相对运动的观察者可能会以不同的顺序观察事件。
4. 到未来的时间旅行是可能的(事实上那已经是老生常谈了)。

这最后一点需要多说几句。在某种意义上,我们大家都是在时间中旅行,因为我们经历的都是由一系列的瞬间组成的,从遥远的过去直到很远的将来。但是我们通常所说的时间旅行指的是,与其他人比较而言我们所经历的时间在数量上的差异。在这一方面,高速运动使我们有了一种可靠的旅行到未来的方式。回想一下上面例子中乘坐火箭出游的孪生弟弟吧。他的旅行经历了 10 个年头,而他的地球上的孪生哥哥却生活了整整 20 年。乘坐火箭出游的孪生弟弟朝地球的未来中旅行了 10 年。原则上极高的速度使人们有可能非常深远地旅行到未来。例如,如果  $\gamma$  因子为 1 000,一名乘坐火箭出游的旅行者以此高速旅行 10 年,当他回到地球时,已经是地球上 10 000 年后的未来了。他所认识的每个人都早已作古,他所离开时的社会也几乎已经消失得无影无踪。

#### 11.1.6 长度收缩

278 当一枚火箭作高速旅行飞向某遥远星球时,对于火箭上的乘客而言,所逝去的时间比之待在地球上的同事要少。例如,如果在大多数的旅程中火箭都以  $0.99c$  的速度飞行,那么  $\gamma$  因子大约是 7,对于火箭上的乘客而言,所逝去的时间只相当于地球上的  $1/7$ 。设想一下以此速度从地球到 22 ly 外的老人星(船底座  $\alpha$ )的旅行吧。对于地球上的观察者这一单程旅行要花 22 年多的时间。对于火箭上的乘客而言,只经过了 3 年多一点的时间。但是这样问题就来了。如果火箭上的乘客计划用 3 年的时间完成这段 22 ly 的旅程,那么他们就应达到约为  $7c$  的速度,显然这是与相对性原理相抵触的。可以这样来考察这个问题。如果我们认为,他们得出的结论都是以接近光速旅行的,那么他们就可以用这一速度和他们的旅行时间来计算旅行距离——约为 3 ly。这是另一个相对论性效应的例子,称之为长度收缩。由于火箭运动的结果,从地球到老人星的距离按  $\gamma$  因子发生了收缩。这一效应有一有趣的结果。我们可以想一下,光速是一定的,我们的寿命基本上也是一定的,这些事实就使我们能对单一的一代人所能探险旅行到多远这样一个问题得出一个实际的极限——小于约 70 ly 吧。但是情形并不是这样。火箭飞行得越快,长度收缩就越多,那么在人的有生之年所能飞出去的距离就越长。

长度收缩自然而然地出现在狭义相对论中,而不是像在洛伦兹的理论中的特别为此问题而加出来的东西(洛伦兹-斐兹杰拉德收缩),虽然其数学表达式是一样的。运动杆的长度由下式给出:

$$l' = \frac{l}{\gamma}$$

其中,  $l$  是在静止参考系中用仪器测量时所可能有的长度,  $l'$  是当杆以速度  $v$  飞过仪器时以相同的仪器测得的长度。

洛伦兹引入了这一来自仪器穿过以太运动的收缩因子,并以此来解释迈克耳孙-莫雷实验的零结果。这一收缩因子在狭义相对论中的再次出现也解释了为什么得到的是零结果

(即平行于以太风的干涉仪臂的长度发生收缩,其收缩量恰好抵消了所预期的延迟)。然而相对论却给予我们的是简单得多且是更为令人信服的解释——光速在惯性参考系中在所有方向都是相同的,所以我们应该预期得到,在任何惯性参考系的实验室中,在沿等长的干涉仪臂的方向光所花的时间是精确地相等的,也不管干涉仪臂的指向如何。并不存在什么以太风。

### 11.1.7 速度合成

常识告诉我们,如果我们在运动着的火车里行走,我们相对于铁轨的速度( $w$ )将是我们相对于车厢的速度( $u$ )与车厢相对于铁轨的速度( $v$ )之和: $w = u + v$ 。但是可以很简单地看到,这一经典的速度加法公式在狭义相对论中是不能成立的。设想有一站立不动的旅客手持一个火把,以之代替在车厢里行走的人,并在平行于行进方向在车厢内部打出光束。如果经典的速度加法公式对这一例子依然成立,那么光相对于车厢外面铁轨的速度就将是: $w = v + c$ 。然而这是违背相对论原理的。经典的速度加法公式也会使两个小于光速的速度结合起来而给出一个超过光速的速度。例如,如果在以相对于地球  $0.75c$  的速度飞行的火箭中发射一颗速度为  $0.75c$  的飞弹,那么经典的速度加法公式就会预测该飞弹相对于地

279

球的速度是  $1.5c$ 。如果我们小心一些看待我们试图要合成的两个速度,我们就将会看到为什么经典方法往往会给出错误的答案。我们再回过头来考虑一下第一个例子——在运动着的火车里行走的人。我们是这样使两个速度相加的:

1.  $v$ ——火车相对于铁轨的速度,它是沿着铁轨行进的距离除以所花的时间,这一时间是由相对于铁轨静止的仪器加以测量的。
2.  $u$ ——行走的旅客相对于火车的速度,它是人在车厢里走过的距离除以所花的时间,这一时间是由车厢里的仪器(即相对于火车是静止的)加以测量的。

我们业已看到,运动着的时钟要变慢,运动着的物体在沿运动方向要收缩,以及在不同惯性参考系中的一组时钟的同步是不可能的。朴素的经典方法并不能使  $u$  和  $v$  正确地相加,这点倒是并不值得大惊小怪的——因为它们是由在两个不同的参考系中的仪器加以测量的。

那么在相对论中我们是怎样合成两个速度的呢? 方法之一是由于运动对于火车里的仪器的效应而修正速度  $u$ 。这样一来就会给出速度  $u'$ ,它是人相对于火车的速度,这一速度  $u'$  似乎是由相对于铁轨静止的仪器测量出来的。这样一来也可以使用经典公式来合成  $v$  和  $u'$ 了。通常的方法是从洛伦兹变换方程(概述如下)导出  $v$  和  $u$  速度加法公式,其结果就是相对论性速度加法公式

$$w = \frac{v + u}{1 + \frac{uv}{c^2}}$$

如果  $u$  和  $v$  与  $c$  相比很小,比如在我们的火车中的例子,那么分母实际上等于 1,经典公式依然可用,而不会出现严重的误差。然而,如果  $u$  和  $v$  相当大(直到  $c$ ),它们的和仍小于  $c$  或者等于  $c$ 。例如,如果我们合成每一个都是  $0.75c$  的两个速度,我们就得出

$$w = \frac{0.75c + 0.75c}{1 + \frac{0.75^2 c^2}{c^2}} = 0.96c$$



1913年德西特发表议论说,双星系统的像对于速度加法公式给出了强烈的支持,至少与光有关时是这样的。某些双星使其轨道具有一定的指向,这样,一个星的运动有时候是正对我们而来的,有时候是背向我们而远去的。如果光的速度受到了光源速度的影响,那么从面向我们而来的星光在向着我们行进时比之离我们远去时要快一些。这样,就可能出现这样的情形,即位于靠后轨道上冲着我们而来的星光会追上在星星退行时前面轨道上的星光。如果情形正是这样,那么从地球观察这一双星系统时,就将会看到鬼像。然而人们从来没有看到过这种鬼像。对此有一种相反的论点——光在穿越宇宙空间的旅途中被连续地吸收和发射着。(比如从星际气体)再次发射的光是从另外的一个源出发的,后者已不再具有原始光源的速度。这样,在形成鬼像前,双星系统内部运动的“记忆”可能丢失了。

人们用粒子碰撞时产生的高能 $\pi$ 介子所发射的光对速度加法公式进行了更为直接和精确的测试。发射光的那些源以大于 $0.99c$ 的速度运动,而它们发出的光子相对于实验室中静止的仪器的运动速度仍然是 $c$ (在大约30 m的距离上是直接用飞行时间来进行这一测量的)。

### 11.1.8 质能和动量

惯性质量可能取决于速度的思想在爱因斯坦之前就有了。在亚伯拉罕-洛伦兹的电子理论中粒子获得了一个电磁质量,它是自相互作用的结果,一种与其自身电磁场的耦合。亚伯拉罕的一位同事考夫曼(W. Kaufmann)证实了,电子的质量的确随速度而增加,但是该理论曾经有着严重的固有的问题。大多数问题与电子的几何形状和尺寸有关。亚伯拉罕把电子当作一个刚性小球,其半径是固定的,从而使得其电磁质量与实验测量值一致。刚体是与相对论抵触的,而一个点电子就可能具有无限大的自能和质量。这就使得亚伯拉罕-洛伦兹理论与爱因斯坦理论相抵触,后者也预言了质量随速度而增加。然而质量随速度而变化的形式在两种理论中是不同的,因此它们可以用实验方法加以判别。考夫曼和其他人在增加加速电压的条件下,对电子的比电荷进行了仔细的测量。结果证明了电子质量的增加与爱因斯坦的预测是一致的。

速度加法公式给出了一个清晰的指示,惯性质量必然随速度而增加。加速效应势必导致速度的增加。可以把这看作是一个逐步过程,一个飞弹以速度 $v$ 在瞬时的惯性参考系中运动,增量 $\Delta v$ 加到现有的速度 $v$ 上。这样一种增量的结果是

$$v' = \frac{v + \Delta v}{1 + \frac{v\Delta v}{c^2}}$$

显然它小于 $v + \Delta v$ ,当然也小于 $c$ 。 $v$ 越接近 $c$ ,这样一种增量的效应就越小。这就意味着,对于一个飞弹而言,若用速度对时间的图解来表示,该效应必然是一条曲线,当 $t$ 趋向于无穷时,它就趋向于作为其渐近线的水平线 $v = c$ 。惯性质量是一个物体对改变其运动状态的抵抗的度量。因此,随着速度的增加,这样一种物体的惯性就会逐渐增加,当速度接近于 $c$ 时,趋于无穷大。

爱因斯坦推出了他的结果,他认为,质量依赖于速度,质量和动量在所有惯性参考系中都是守恒的。爱因斯坦对于质量和速度的方程是

$$m = \gamma m_0$$

其中  $m$  是在速度为  $v$  时的质量,  $m_0$  是静质量(即仪器相对于物体静止时所测得的物体的质量)。

质量随速度而增加,也就是质量随动能而增加。爱因斯坦证明了质量的增量  $\Delta m$  与动能的增量  $\Delta E$  的关系由以下方程所表示:

$$\Delta E = c^2 \Delta m$$

他也证明了当某些东西辐射出能量  $\Delta E$  时,它必然会失去质量  $\Delta m$ ,而这些量之间的关系与上述方程相同。

很容易看出,为什么辐射转移了能量和质量。电磁波是由加速电荷发射出去的。电磁波的偏振与振动方向平行,因此电磁波的磁场矢量垂直于这种运动。当电荷的运动与磁场方向垂直时,它们就会受到一个由左手定则给出的力。在这种情形,一个发射电磁波的粒子就会受到反冲力或“辐射反作用”。当吸收一个电磁波时,它就会使电荷作与电场矢量平行的振动。这样,磁场又一次与运动电荷垂直,而这一次是磁场对电荷施加一个与电磁波运动方向平行的力。这些力的动力学结果是什么呢?设想一个脉宽为  $\Delta t$  的波脉冲,它对发射体和吸收体施加一个力  $F$ 。取能量转移的方向为正,这些脉冲的净效应就是减少了发射体动量,增加了吸收体的动量,其量值皆为  $F\Delta t$ 。换句话说,波把动量  $F\Delta t$  从发射体转移到了吸收体。动量转移就意味着质量转移。因此,发射体的质量跌落,而吸收体的质量增加同一量值。这量值有多大呢?转移的速度是  $c$ ,与该光脉冲相联系的动量是  $\Delta p = F\Delta t$ 。这样,质量转移就是  $\Delta m = F\Delta t/c$ 。利用简单的力学量,我们就可以说,产生该光脉冲所做的功施加到长度为  $c\Delta t$  的波列上,这样所做的功就是  $\Delta E = Fc\Delta t$ 。

$$\Delta m = \frac{F\Delta t}{c} = \frac{\Delta E}{c\Delta t} \times \frac{\Delta t}{c} = \frac{\Delta E}{c^2}$$

从而得到  $\Delta E = c^2 \Delta m$ 。

把所有这些都放到一起,爱因斯坦于是得出结论:所有形式的能量都具有质量,所有质量都等效于一定数量的能量。该著名的方程就是

$$E = mc^2$$

这一等效关系意味着,我们不再把质量守恒与能量守恒看作是分离的定律,它们是等价的。值得指出,这一(等效)关系是普遍适用的。事情的确是这样,由于  $c^2$  的量值十分巨大,因此与常见的能量转移相联系的质量变化完全是可以忽略不计的。但是不管怎么样,这种现象的确发生了,燃烧燃料所释放的化学能与质量变化相联系着,其关系准确地与核反应堆中释放能量时相同。 282

### 11.1.9 洛伦兹变换

到目前为止,我们已经用相当特定的方式处理了相对论效应,也就是都让它们与基本原理相联系,但是并没有用任何自治的数学结构把它们联系起来。洛伦兹变换方程则把在一个惯性参考系中测得的事件的坐标转换成同一事件在另一个惯性参考系中将被测量时的坐标。

设想有两个惯性参考系中的观察者 A 和 B, 他们以平行于  $x$  和  $x'$  轴的相对速度  $v$  相互通过。两个观察者在他们原点一致的瞬间启动他们的时钟。然后, 他们每个人记录同一事件(例如一颗超新星的爆发)的坐标。那么他们的结果有什么联系呢?

根据观察者 A, 事件发生于  $(x, y, z, t)$

根据观察者 B, 事件发生于  $(x', y', z', t')$

那么洛伦兹变换方程就是(推导见附录)

$$x' = x - vt \quad x = \gamma(x' + vt')$$

$$y' = y \quad y = y'$$

$$z' = z \quad z = z'$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \quad t = \gamma\left(t' + \frac{x'v}{c^2}\right)$$

前面几小节中讨论的所有结果都可以从这些方程推导出来。这儿我们将只给出一个例子——时间延缓方程。

#### 数学箱: 时间延缓公式的推导

把两只相同的时钟放在参考系 A 和 B 的原点。从任何一个参考系看来, 这两只时钟的速率有些什么差异呢? 为了弄清这点, 我们使用洛伦兹变换把一个参考系的时间坐标(即时钟读数)转换到另一个参考系的时间坐标。我们知道, 当  $t = t' = 0$  时,  $x = x' = 0$ , 以及所有运动都是沿着正向的  $x$  轴和  $x'$  轴的。

根据 A, 
$$t = \gamma\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right)$$

这一公式(在 A 参考系中的瞬间)把 A 的时钟上测量的时间  $t$  与 B 的时钟上指示出的时间  $t'$  联系了起来。但是 B 的时钟是位于  $x' = 0$  (B 的参考系的原点)的, 这样

$$t = \gamma t'$$

由于  $\gamma > 1$ , A 的时钟上的读数必然大于 B 的时钟上的读数。相对于 A 运动的 B 的时钟变慢。这就是我们在前面推出的时间延缓公式。

根据 B: 
$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

但是 A 的时钟是在  $x = 0$  的, 所以  $t' = \gamma t$

根据 B, B 的时钟比之 A 的时钟永远显示出更长的时间。所以 B 看见 A 的时钟变慢。洛伦兹变换导致我们在前面讨论过的相同的对称的结果。

## 11.2 空间-时间

### 11.2.1 第四维

“我想向你们提出的空间和时间的观点源自实验物理的土壤, 它们的优势也正在于此。它们是一些非常基本的东西。空间本身, 时间本身, 今后都注定要渐渐消失得无影无踪, 只有它们二者的某种结合才将维持一个独立的实体。”

[Hermann Minkowski, address to the 80th assembly of German Natural Scientists and Physicians, 1908]

闵可夫斯基是爱因斯坦在苏黎世的数学老师之一。但是在1907年底以前,他在格丁根大学。那一年的11月,在一次学术讨论会的报告中他指出,3维中旋转的数学与洛伦兹变换之间形式上的相似性可以看作是4维中的赝旋转。他把这一思想发展为狭义相对论的一种新的形式上的表示,亦即表示为4维空间-时间连续区内事件的数学。并证明了,电磁场必须用二秩张量表示。爱因斯坦在开始时并没有太留意空间-时间方法,他把它看作是不必要的抽象,但是他很快意识到了它对它的方程具有非常重要的意义,在他研究广义相对论时他采用了这一几何学方法。(不想阅读数学问题的读者可跳过以下段落而直接阅读11.2.2节。)

空间-时间中的事件是在特定的空间和时间所发生的某些事情,例如一次爆炸,或一次闪光,可用4个坐标加以表示:

在参考系A中所看到的事件的坐标:  $(x, y, z, t)$

在参考系B中所看到的事件的坐标:  $(x', y', z', t')$

一般说来,这些坐标将是不同的,即令它们描述的是相同的事件。然而洛伦兹变换把它们联系了起来,闵可夫斯基并证明了,这等效于欧几里得空间中的一个赝旋转或伪欧几里得空间中的一个旋转。这两种表示之间的差别取决于时间坐标是怎样定义的。

欧几里得空间:  $(x, y, z, ct)$

伪欧几里得空间:  $(x, y, z, ict)$

相乘因子  $c$  把以秒为单位的时间转换成以米为单位的时间,从而与三个空间维的度量自治。 $i$  是-1的平方根,它的放入可使得3维空间中的旋转与4维空间-时间中的旋转达到完美的类似。我们将采用这一伪欧几里得方法。这样一来,在闵可夫斯基空间-时间关系中,洛伦兹变换可以写成一个矩阵。下面写出了2维变换和4维变换的情形。在所有的相对运动都发生在  $x$  和  $x'$  轴时,采用前一种方式比较方便,这样一来,所有事件的  $y$  和  $z$  坐标在两个参考系中都是一样的。这就是在该矩阵中诸个1的意义。

$$\begin{pmatrix} x' \\ ict' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & i\beta\gamma \\ -i\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ ict \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ x'_3 \\ x'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & i\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix}$$

$x_1$  到  $x_4$  就是  $x, y, z$  和  $ict$ 。

将2维矩阵与2维欧几里得空间中的  $x$ - $y$  轴的简单旋转作一比较是有趣的:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$



图11.9 闵可夫斯基(1864—1909),引入了相对论的几何解释。

如果

$$\sin \theta = i\beta\gamma$$

$$\cos \theta = \gamma$$

$$\tan \theta = i\beta$$

洛伦兹变换将与 2 维旋转一样具有相同的形式。

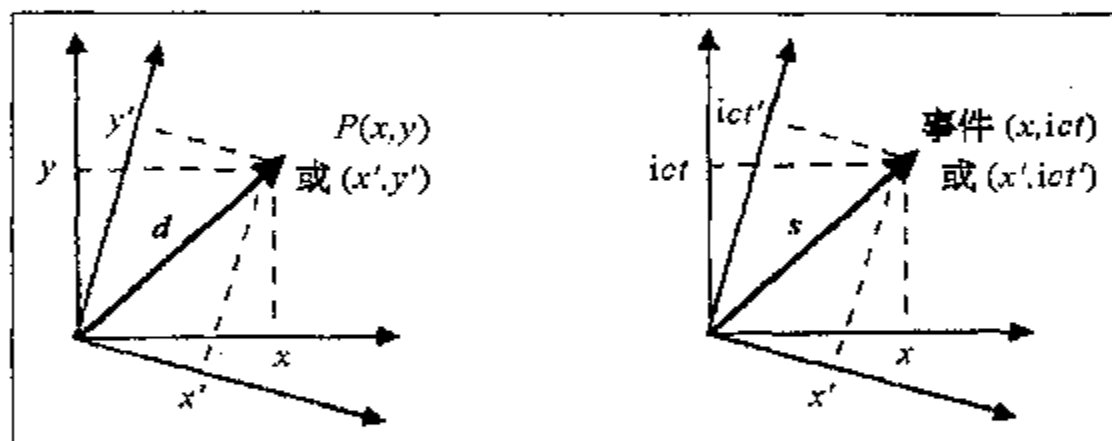


图 11.10 空间轴的旋转改变了  $x$ - $y$  坐标,但并不影响一点到原点的距离  $d$ (粗黑箭头)。类似地,运动(空间-时间轴的旋转)改变了事件的时间与位置,但是留下的 4 维矢量(诸如用粗黑箭头表示的间隔矢量  $s$ )并未改变。

与旋转的这种联系导致了相对论中一个最为有力的思想,也就是人们认识到了,尽管事件的坐标对不同的观察者通常是不同的(亦即他们对在不同的时间和不同的地点所发生的事件进行测量),但是这些坐标之间的某些关系却是不变的(亦即对于所有惯性观察者都是相同的)。这可以用与 2 维旋转类似的东西,或者甚至可用一个非常简单的模型加以理解。

取一张方格纸,并在其上标上  $y$  轴和  $x$  轴。现在取一枚硬币,或其他扁平的可以完全平放在方格纸的小圆片。在小圆片的圆周上标上两点  $A$  和  $B$ 。把这一小圆片放到方格纸上,读取两点  $A$  和  $B$  的坐标。现在把方格纸旋转某个角度,再读取上述两点  $A$  和  $B$  的坐标。

点  $A$  和  $B$  在原来轴上的坐标:  $(x_A, y_A)$   $(x_B, y_B)$

点  $A$  和  $B$  在旋转轴上的坐标:  $(x'_A, y'_A)$   $(x'_B, y'_B)$

这两组坐标由上述旋转矩阵相联系。然而,显而易见的是,旋转坐标轴后硬币上两点之间的距离并没有改变,虽然两点本身的坐标发生了改变。距离  $AB$  相对于 2 维旋转是一不变量。该距离可以用毕达哥拉斯定理算出。

$$\text{原始轴: } d^2 = (x_B^2 - x_A^2) + (y_B^2 - y_A^2) = \Delta x^2 + \Delta y^2$$

$$\text{旋转轴: } d'^2 = (x_B'^2 - x_A'^2) + (y_B'^2 - y_A'^2) = \Delta x'^2 + \Delta y'^2$$

在旋转操作中距离是不变量,这样一来:

$$d^2 = (x_B^2 - x_A^2) + (y_B^2 - y_A^2) = (x_B'^2 - x_A'^2) + (y_B'^2 - y_A'^2) = d'^2$$

在 4 维空间-时间中也可以构造一个类似的表达式。这就是应用到伪欧几里得几何的毕达哥拉斯定理:

$$s_{AB}^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 + \Delta x_4^2 = \Delta x_1'^2 + \Delta x_2'^2 + \Delta x_3'^2 + \Delta x_4'^2 = s_{AB}'^2$$

其中,  $\Delta x_1 = x_B - x_A$  等,以及  $\Delta x_4 = ic\Delta t = ic(t_B - t_A)$ 。量  $s_{AB}$  实际上就是空间-时间“世界”

中事件之间的4维“距离”。这一量称之为“间隔”，对所有惯性观察者它具有相同的值。在空间-时间中从事件A到事件B的4维位移具有形为  $\Delta x_1 = x_1(B) - x_1(A)$  的分量，它的量值由  $s_{AB}$  给出。这就是空间-时间中一个“4维矢量”的例子。所有4维矢量的量值都可以用相同的方法（即用毕达哥拉斯定理）从它们的分量算出，且所有4维矢量的量值都是不变量。

能量和动量的变换定律都可以从洛伦兹变换推导出来，如果假定它们在所有惯性参考系中都有效。其价值在于它可以描绘4维方法的巨大效用。如果动量和总能量由下式表示：

$$\text{动量} = mv = \gamma m_0 v$$

$$\text{总能量} = mc^2 = \gamma m_0 c^2$$

那么它们就可以像一个“4维矢量”的诸分量那样进行变换：

287

$$\begin{pmatrix} p'_1 \\ p'_2 \\ p'_3 \\ p'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & i\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{pmatrix}$$

其中， $p_1 = mv_1$ ， $p_2 = mv_2$ ， $p_3 = mv_3$ ， $p_4 = \frac{iE}{c}$

这“4维矢量”的量值是一个不变量，在所有惯性参考系中都取相同的值：

$$p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - \frac{E^2}{c^2}$$

这一式子可以重排如下：

$$p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = m^2(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) = m^2 v^2 = p^2$$

其中， $p$  是三维动量的值，这样我们可以写作

$$p^2 - \frac{E^2}{c^2} = \text{不变量}$$

如果把这一公式用到处在其自身静止坐标系中的一个粒子上，那么对这一坐标系而言，能量就是静能  $E_0$ ，3维动量是零。这样就得到了粒子束物理学中最为有用的方程之一：

$$p^2 - \frac{E^2}{c^2} = 0^2 - \frac{E_0^2}{c^2}$$

并导致

$$E^2 - p^2 c^2 = E_0^2$$

这一公式把一个运动粒子的能量和动量与它的静能（或静质量）联系了起来。

在空间-时间中，能量和动量4维矢量的诸分量在所有惯性参考系中都是各自守恒的。在普通力学和电磁学中能量和动量守恒定律是截然不同的原理，但是在相对论中它们是一个更深层次统一体的各个方面，是动量-能量4维矢量的守恒。

闵可夫斯基的几何直觉是令人惊叹的。他把空间-时间连续区描写成一个“世界”，通过这个世界与任何特别粒子相联结的事件构成了一条连续的“世界线”。这条世界线是该粒子的历史，而宇宙作为一个整体可以看作是对所有空间和所有时间而言的相互交织的许多世

288 界线的一幅织锦。这一观点并不是现在的一幅快照,而是过去、现在和未来的几何模块,仿佛它们是独立于我们自己对它们的瞬间感知而存在似的。不同的观察者所记录的事件的位置和时间各不相同,但是他们都能以一种完全自治的方式算出它们之间的不变量的联系。相对论似乎要显示一个理想的世界,它超越呈现在我们的感觉面前的短暂人生,接近于柏拉图认为世界应是具有完美形式的看法。

我们用它来推导时间延缓公式而来描绘一下这一几何方法的威力(见图 11.11)。考虑发生在 B 的实验室原点的两个事件,该实验室在 A 的正  $x$  方向以速度  $v$  运动。(通常我们假定,在  $t = t' = 0$  时两原点是吻合的,事件 1 发生在当两原点相交时的那个原点。)

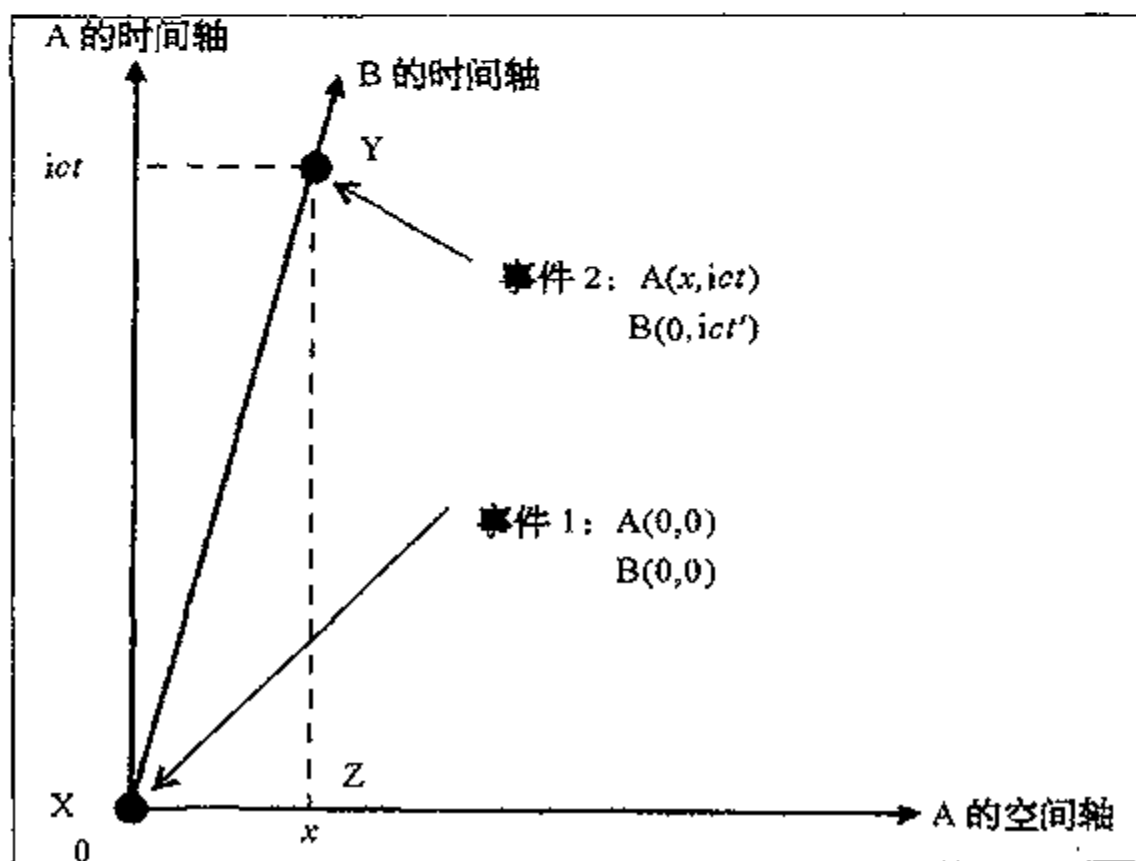


图 11.11 空间-时间几何学。三角形 XYZ 可以用来推导出时间延缓公式。

对于 B: 事件 1 的坐标是  $(0, 0)$  而事件 2 的坐标是  $(0, ict')$

对于 A: 事件 1 的坐标是  $(0, 0)$  而事件 2 的坐标是  $(x, ict)$

事件之间的不变量间隔是  $s^2 = 0 - c^2 t'^2 = x^2 - c^2 t^2$

但是  $x = vt$ , 所以  $-c^2 t'^2 = v^2 t^2 - c^2 t^2$

这样就得到

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \gamma t'$$

289

这就是时间延缓公式! 在 B 的原点处的两个事件可以是一只光钟的滴答声。周期  $t'$  将是滴答声之间的固有时间,  $t$  将是 A 的参考系所观察到的延缓时间。运动的时钟与一只相似的静止时钟相比所花的时间长于一声滴答(即在 B 的时钟的一个周期之中, 在 A 的参考系中所消逝的时间长于 A 的时钟的一个周期)。尽管其结果是大家熟悉的, 但现在推导它所用的方法则是几何学的。如果我们用空间-时间形式来研究相对论问题, 那么时间延缓就是间隔不变性的结果。

、 我们可以用图解方法并运用毕达哥拉斯定理推导相同的公式来进一步强调空间-时间

几何方法的作用。

滴答 1 的坐标:对于 A 是(0, 0)和对于 B 是(0, 0)

滴答 2 的坐标:对于 A 是( $vt$ ,  $ict$ )和对于 B 是(0,  $ict'$ )

在三角形 XYZ 中运用毕达哥拉斯定理

$$(vt)^2 + (ict)^2 = (ict')^2$$

便可得到如前的时间延缓公式

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

闵可夫斯基于 1909 年死于阑尾炎,该年他 44 岁。他在格丁根的工作对伟大的数学家希尔伯特产生了很大影响,使他对理论物理学的基本问题发生了兴趣,但是他的主要贡献则是认清了狭义相对论的几何性质,并提醒爱因斯坦这一方法所具有的威力。事实上爱因斯坦也渐渐把几何学看作是实验科学的一个分支,并把它用作他的杰作——广义相对论——的基础。

“几何学……显然是一门自然科学。事实上我们可以把它看作是物理学的最为古老的分支。它的主张基本上是建立在实验之上,而不只是逻辑推理之上的……宇宙的实际几何学是欧几里得的还是非欧几里得的有着清楚的意义,对这一问题的回答只能由经验来提供……现在我特别看重几何学的观点,虽然这一点我刚才业已向你们陈述过,因为没有它我是不能形成相对论的。”

[Lecture before the Prussian Academy of Sciences, 1921, January, 27]

这儿爱因斯坦主要指的是广义相对论,但是正是由于闵可夫斯基所提出的狭义相对论的几何表述形式首先使得他走上了这条道路。

### 11.2.2 实践中的相对论

狭义相对论不只是用在这样一种我们从来不必为之操心的极端条件下的抽象理论。在现代高能物理学中,相对论效应是必须加以考虑的,且每天都在显示着这样一种效应。人们经常认为,一台粒子加速器的关键之点是使被加速的粒子达到前所未有的更高的速度而运动。这样考虑是有些道理的,但是最好是把粒子加速器设计得能够把巨大的能量(因此也就是质量)集中到一个亚原子粒子中去。为了理解所强调的方面的变化,让我们来考虑下列情形。一台 25 GeV 的欧洲原子核研究组织的质子加速器在 1959 年时把质子加速到了  $0.9993c$ 。费米实验室的一台 1000 GeV 的质子加速器在 1990 年时把质子加速到了  $0.9999995c$ ,速度的增加小于 0.1%,而能量却增加了 40 倍,并投入了巨额的资本投资。这表明,光速实际上起的是一极限速度的作用,根据爱因斯坦的方程,在粒子碰撞中产生出来的大群有质量粒子依靠的是动能向静能的转换。诸如欧洲原子核研究组织的大型电子正电子对撞机(LEP)和拟议中的大型强子对撞机(LHC)那样的对撞机是一些理想的实验装置,因为具有相似能量的粒子作的是对头碰撞,这样在质心参考系中并没有动量,所有的动能都可以转化为新粒



子的静能(它们并不像固定靶机器,而在后者,有些输入的动能必须以某种形式剩留下来,以满足线动量的守恒)。

时间延缓效应在粒子加速器中是很重要的。许多在碰撞中产生的粒子寿命极短,但是它们是以极高的速度产生出来的。这就意味着,从实验室参考系看来,它们的“内部”时间看起来变慢了。这就意味着,与在它们自己的静止参考系中的寿命相比,在实验室中,它们存在的时间要长许多倍。通常这一时间足够长,从而可以在顶点探测器(Vertex detector)中碰撞点的附近留下可以察觉的径迹。在上层大气中由宇宙线照射所产生的 $\mu$ 子中也测到了类似的效应。这些粒子的寿命大约为2 ms,因此在衰变前它们在自己的参考系中只能飞行600 m的距离。如果在地球的参考系中,事情真要是这样的话,那么它们一个也到不了地球表面。但在实际上8个中有1个粒子能够飞行大约50 km的距离而到达地球表面。这就是时间延缓的缘故。在“ $\mu$ 子钟”上的2 ms比在地球的参考系中相应的时间持续得要长得多。把这命题转个角度看,通过大气并与地面碰撞的 $\mu$ 子所“看到”的大气厚度在它们自己的参考系中必然是收缩得很厉害(收缩到几百米)。当然这就是洛伦兹收缩。

狄拉克为使薛定谔方程与狭义相对论自洽的努力导致了狄拉克方程以及反物质的预言。1932年当安德森在宇宙线径迹中确认了正电子时,他的这一预言也得到了证实。第一批反原子是1997年在欧洲原子核研究组织的实验室中产生的。物质与反物质之间的对称只有从相对论的观点才能看到。

291 质能等效的思想比之任何一个其他的科学发现对20世纪的政治历史都具有更重大的影响。当爱因斯坦刚提出这一思想时,他就想到了有可能以之解释在辐射源中所储藏的巨大的潜在能量。然而,使这些辐射源把这些巨大的能量释放出来则经过了相当长的时间,且功率输出一般也较低(但也能做到足够大而维持心脏起搏器和宇宙飞船中的放射性电池)。20世纪30年代晚期所发现的核裂变揭示了从个别核释放出巨大能量的另一种方式。但是当时卢瑟福是持怀疑态度的,他认为从核提取巨大能量的想法是一种“天方夜谭”。结果是他错了。如在核反应堆中,或像在原子弹中以爆炸方式那样,诱发核裂变和链式反应提供了连续产生巨大的能源的方法。在广岛和长崎爆炸的裂变武器,虽然是产率相对较低的核爆炸,但还是产生了令人可怖的功率,这对核能心存疑惑的人不啻是一副最好的清醒剂。目前仅在试验中爆炸过的聚变武器所具有的产率是裂变武器的一千倍,那才是真正令人恐怖的。早期的核反应堆的设计是用来产生武器级的钚(一种当快中子被铀238吸收时所产生的裂变的副产品)而以便用来发电。尽管如此,人们还是不顾着实令人可怕的核废料,与武器计划的联系,以及运行的安全性,许多国家现在还是颇为依赖核能源,把它作为获取电能的主要来源(英国的电力大约有25%是在核反应堆中产生的)。现今所有商业的反应堆用的都是核裂变,但是业已对核聚变进行了大量的研究,虽然商业反应堆的前景似乎仍然遥不可及。核聚变的产生有两种主要的方式:在托卡马克(由萨哈罗夫设计的环形磁场装置)中加热等离子体的电磁约束,以及惯性约束,即在强激光照射下燃料小球发生暴聚。

## 第 12 章 广义相对论

### 12.1 等效性

292

#### 12.1.1 “最幸福的想法”

“……我的脑子里忽然浮现出我一生中‘最幸福的想法’，其形式如下：引力场只有一种相对的存在，其方式类似于由电磁感应所产生的电场，对于一个从一座房子的屋顶上自由下落的观察者而言——至少在最相近的环境中——并不存在什么引力场。的确，如果那个观察者抛下某些物体，那些物体相对于他依然处在静止的或匀速运动的状态，与它们特有的化学或物理性质无关（当然在这一考虑中空气阻力是忽略不计的），因此该观察者有权将他的状态解释为‘静止的’。

这一思想使得引力场中所有物体都以相同的加速度下落这一非同寻常的实验规律立即获得了一种深刻的物理意义。如果只存在一个物体在引力场中跌落，其跌落的方式与别的物体都不相同，那么观察者就可以藉此意识到他是在引力场中，并且正在其中跌落。然而，如果这样一个物体并不存在，正如经验极其精确地表明的那样，该观察者就缺乏客观的手段来感知自己是在引力场中下落。他可以认为他的状态是一种静止的状态，而他的环境是不存在引力场的。

因此，由实验得出的物质与自由下落加速度无关的结果有力地表明，相对性假设应该推广到相互处于非匀速运动的坐标系。”

[Albert Einstein. The Morgan manuscript. Unpublished article for *Nature*, 1921]

1907 年，爱因斯坦意识到狭义相对论可以解释除了引力以外的所有力学和电磁学的现象。相对论证明了在质量和能量之间存在密切的联系，但却不能解释惯性质量和引力质量相等这一令人称奇的实验事实。伽利略曾经注意到这一点，牛顿也曾作出过解释。为了理解解释这个实验事实的重要性，我们先来考察一下伽利略的著名实验（多数严肃的物理学史否认伽利略斜塔实验的真实性——译注）。据说伽利略曾把两个半径相等但质量不同的球带到了比萨斜塔的顶上，然后从塔的侧面同时将它们抛下。它们差不多同时落到了地面上，些微的差别是由于空气阻力影响不同造成的。类似的实验也在月球上做过。在月球表面上抛下榔头和羽毛，它们穿过真空，同时落到了月球表面。在这样一种实验中，质量起到了两种截然不同的作用：

293

1. 引力质量  $m_g$  决定在强度为  $g$  的引力场中球的重量,从而产生作用于其上的合力  $F = m_g g$ ;

2. 根据牛顿第二定律,惯性质量  $m_i$  决定球在该合力作用下的加速度  $a = F/m_i$ 。合并两式,自由落体的加速度就由下式给出:

$$a = \frac{F}{m_i} = \frac{m_g g}{m_i} = \left( \frac{m_g}{m_i} \right) g$$

如果自由落体的加速度仅由引力场的强度  $g$  所决定,而与下落物体的性质无关,那么比值  $(m_g/m_i)$  对所有物体而言必然是一个常数。换句话说,惯性质量和引力质量是互相成正比的。那么,如果选用了适当的单位,它们就应该相等。由牛顿力学和狭义相对论是不可能得到这一结论的,这就暗示人们,可能还有一种更为深刻的物理学把与加速度和引力有关的惯性力统一起来。

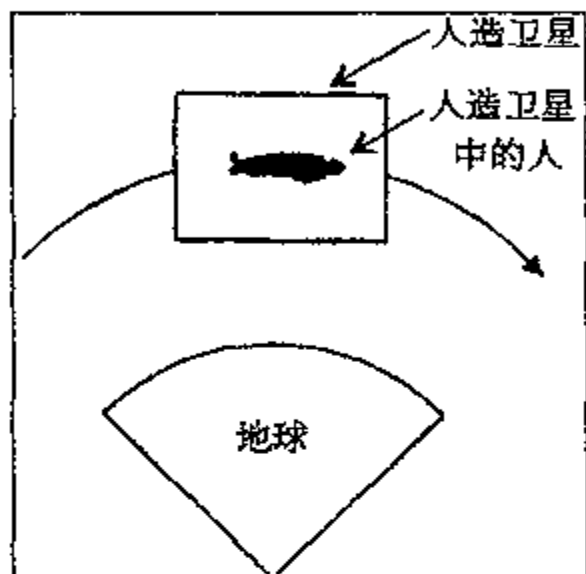


图 12.1 卫星绕轨道运动,其结果就像自由落体运动。在相同的引力场中,所有物体都以相同的速率下落。这样一来,一个在卫星中的人也以和卫星相同的速率下落,但是相对于卫星中的四壁而言,他仍然是静止的。在这样的运动中他们感觉不到重量。

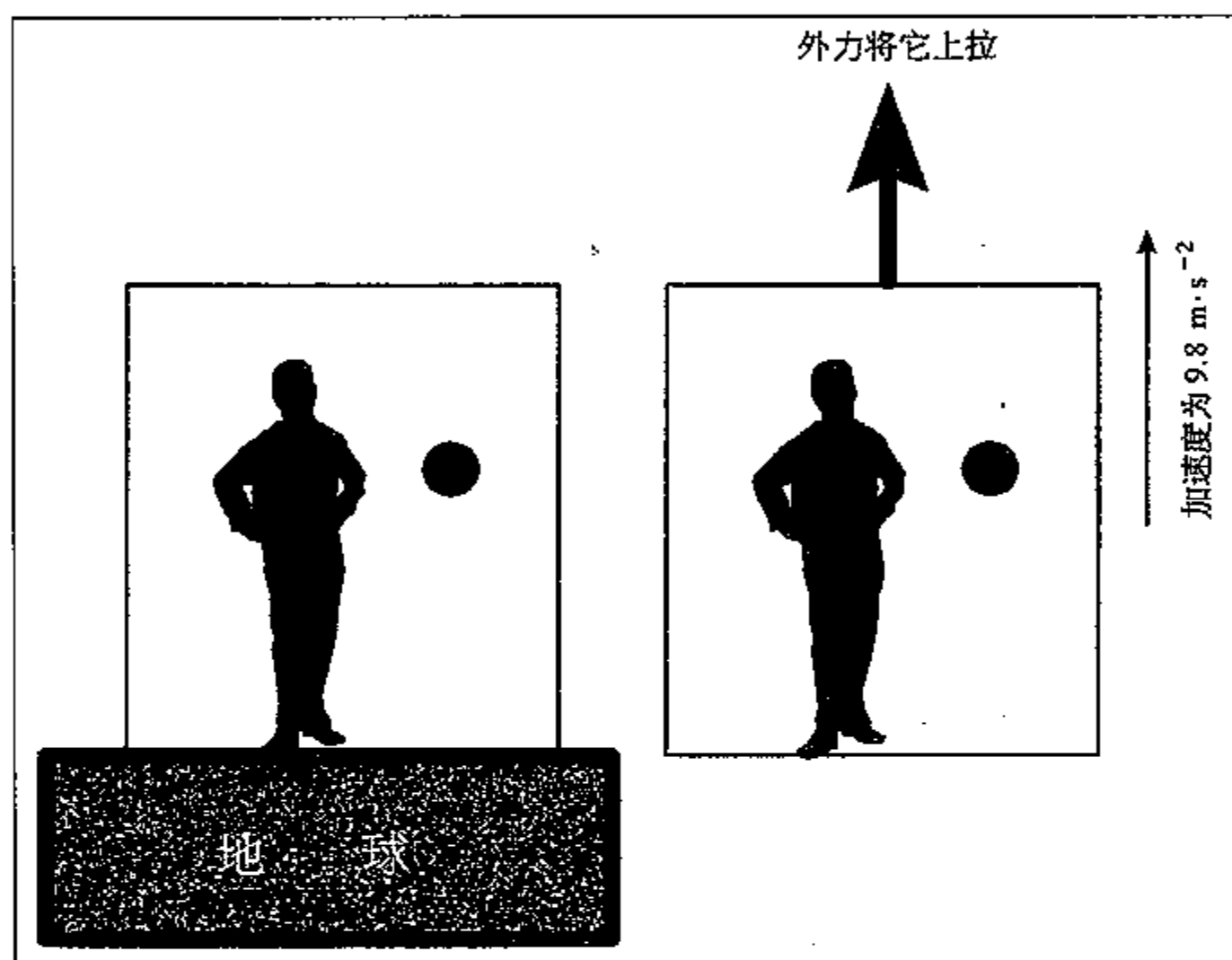
1907 年,爱因斯坦仍在专利局工作。一天他突然想到,如果一个人自由下落,他将感觉不到他自身的重量。想一想那些在作轨道飞行的宇宙飞船中的宇航员吧。他们在舱内随处漂浮着,似乎并没有受到什么引力场的作用;但是从地球上看来,宇航员和他们的飞船都是在由引力所决定的一条轨道上运动着的(例如,在哈勃空间望远镜的高度上,引力场的强度约为  $8 \text{ N} \cdot \text{kg}^{-1}$ ,而在地球表面上,这个数值约为  $10 \text{ N} \cdot \text{kg}^{-1}$ )。作轨道飞行的宇宙飞船和它们的乘员都是自由下落的抛射体,但是在自由下落的参考系中,并不存在任何引力效应。这一观察的重要性是令人惊讶的,它意味着自由下落的参考系恰如狭义相对论的惯性参考系。爱因斯坦发现了将引力和加速度与匀速运动相联系起来的一种方法。

### 12.1.2 等效原理

爱因斯坦在自己所写的关于相对论的通俗解释[《狭义与广义相对论浅说》(*Relativity, the Special and the General Theory*),梅苏恩,1920]中描述了一个思想实验。想象一个远离所有恒星和星系的渺渺深空中的—个区域,在这个区域里有一个没有窗户的实验室,实验室里有一个人。一个外星人(与实验室里的那个人并不相识)在实验室的顶上结了一根很结实的缆绳,然后以  $9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$  的速率将实验室往上拉。实验室里的那个人将怎样解释他的经历呢?如果他抛出一个—小物体,那么他将看到这个小物体向着实验室的地板加速飞行。如果他向上跳,那他将会落回原地。如果他站在体重秤上,就会称出他的体重。他的全部力学实验和体验都恰如他的实验室静止地处在诸如地球那样的具有相同引力强度的行星表面上。当然我们知道事情并非如此。我们知道他正在被外力加速,但是他的全部经历将与这样的思想一致,即他是被定位在一个均匀的引力场中,他会感觉到他脚下的地板在往上顶,因为他自己的体重在将他往下拉。如果他往弹簧秤上挂上某样东西,弹簧就会伸长。

“我们会嘲笑那个人的错误结论吗？如果我们愿与他的思想保持一致，那么我认为我们不但不应那样做，恰好相反，我们必须承认，他领会那种情形的方式既没有违背常理，也没有违背已知的力学定律。其实我们可以把该箱子看作是静止的，即使先前认为它正在相对于“伽利略空间”加速。这样一来，我们就可以把相对性原理推广到那些相互看来是在加速的参考物体中去，从而对于相对性公设的推广我们也就获得了一个有力的论据。”

[Albert Einstein. *Relativity, the Special and the General Theory*. Methuen, 1920]



295

图 12.2 因为引力或者实验室本身作向上的加速运动，因此一个在密闭实验室里的观察者不可能告诉你，一个下落物体是否在作向下的加速运动。

所有这些使人想起了曾导致狭义相对论的那些论题。在那些论题中，爱因斯坦推广了所有惯性参考系的力学等效性，并主张物理学的定律对所有惯性观察者都是相同的。而在这里他指的是均匀引力场和匀加速的力学等效性，因而顺理成章地得到了等效原理：

- 在均匀引力场中物理学的定律与处在匀加速参考系中的相同。

小心地并自洽地应用相对性原理导致了新物理学的产生，它包括了诸如时间延缓和长度收缩等新的物理效应。现在爱因斯坦已经能够以类似的方式应用等效原理来预言新的物理学效应了。

### 12.1.3 等效性的检验

296

检验等效原理最简单的方法就是拿若干种不同的物体，看看它们是否以相同的速率下

落。19 世纪晚期,匈牙利物理学家冯·厄缶首先进行了比较精确的检验。他在布达佩斯的实验室里使用一个扭力天平来测量地球自转和引力效应作用于—对物体上方向相反的复合惯性力,他先将天平沿某一方向放置,然后旋转  $180^\circ$ ,试图检测作用于横梁的这对力的变化(转动效应)。如果引力和惯性力成比例,在实验中(整个装置转动)转动效应就不会有变化。如果引力和惯性力是相互独立的,那么在两个方向上都会有转动效应,一个方向是顺时针的,而另一个方向是逆时针的。厄缶在天平的一端用了铂,另一端用了各种其他材料。他发现在所有的实验中转动效应都没有变化。于是他得出结论,在高于—亿分之一的精度上,引力质量和惯性质量是一回事。后人基于类似的思想(20 世纪 60~70 年代),但是利用了由于地球的轨道运动和来自太阳的引力所造成的惯性力做实验,在高于—千亿分之一的精度上,确认了等效原理的预测。

#### 12.1.4 引力和光

狭义相对论在某种意义上只是包括了电磁效应的伽利略相对性原理的推广。等效原理也是伽利略思想的一种推广。当应用到光时,导致了某些非常令人感兴趣的结果。在上述思想实验中,在加速飞行的实验室中的乘员并不能用任何力学实验把匀加速与均匀引力场区别开来。如果等效原理是正确的话,那么光学实验也不能把两者区别开来。

设想有一束传播方向与实验室地板平行的光束穿过左侧墙上的小孔射进来。从外部观察,该光束是沿水平方向行进的,而该实验室正在作方向向上的加速运动;当该光束穿过时,实验室会上升,这样一来,与进入时的小孔相比,该光束将会落到实验室右壁偏下一点的地方。从我们的惯性参考系来看,光束是沿直线行进的,而对于该实验室内的观察者而言,该光束的路径是一条抛物线,就像抛射一样东西那样。但是该实验室内的观察者能够以两种等效的方式解释他自己的情况:

1. 在强度为  $g$  的均匀向下的引力场中他可能是静止的;
2. 他可能正在以加速度  $g$  向上运动。

297

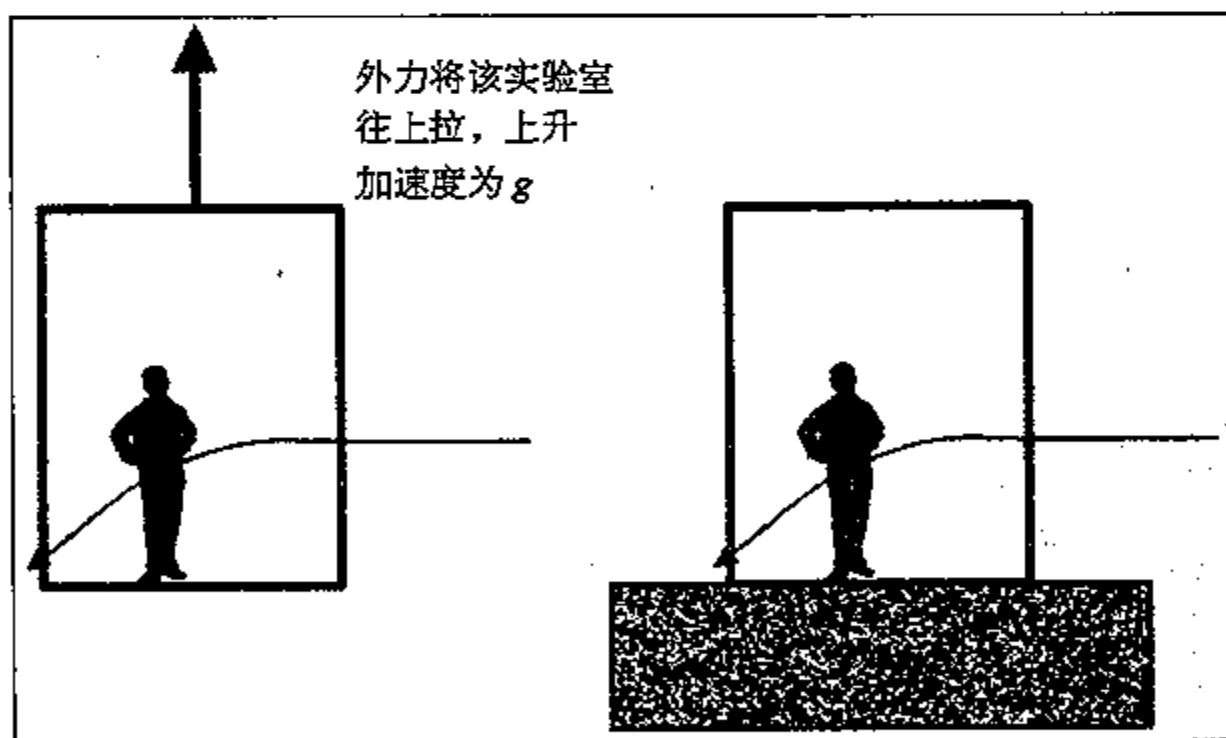


图 12.3 等效原理。一个以加速度  $g$  越过光束的观察者看到光束是沿着抛物线路径行进的。一个在强度为  $g$  的引力场中的观察者应该看到光走的是同样的路径。这就意味着,光被引力偏折了,这是一个被许多观测所支持的预言。

在第一种情形,光线的弯曲被解释为是一种动力学效应。在第二种情形,它必然是一种引力效应,光被引力场偏折了。光向下跌落,正像任何别的东西一样,而且跌落的速率也相同。这是一个非常清晰的等效原理的物理学预言——引力应该使光发生偏折。

爱因斯坦建议,在日全食时观测被掩蔽的太阳光盘后面的恒星来检验引力导致光的偏折。来自这样一颗恒星并到达地球的光必然掠过太阳的表面,并向它稍稍有一点偏折。这就意味着,这颗恒星的视位置会从太阳移开一点点距离。将这一位置与没有太阳时的预期位置(根据在夜间对该颗恒星相对于背景恒星位置的观察)进行比较,就可以测出这一偏折,并与爱因斯坦的预测加以比较。

1911年,爱因斯坦采用等效原理算出,掠过太阳的星光可能偏折 0.88 弧秒,偏折量随恒星到太阳的角距离的倒数减小而减小。到了 1919 年,当天文学家爱丁顿爵士出发去测量这一效应时,那时候爱因斯坦已将他的预测值翻了一倍,即 1.75 弧秒。之所以要加倍是因为由于围绕太阳的空间-时间扭曲引起的附加偏折。注意到这点是有趣的,原始的偏折仅来自这样一个事实,即光能是有质量的,而质量在引力场中将会坠落[这点甚至在经典力学的基础上也可以预测出来。早在 1801 年,德国的天文学家冯·佐尔得讷(Johann Georg von Soldner)就曾作出过这一预测!]而附加偏折则纯粹是相对论效应。

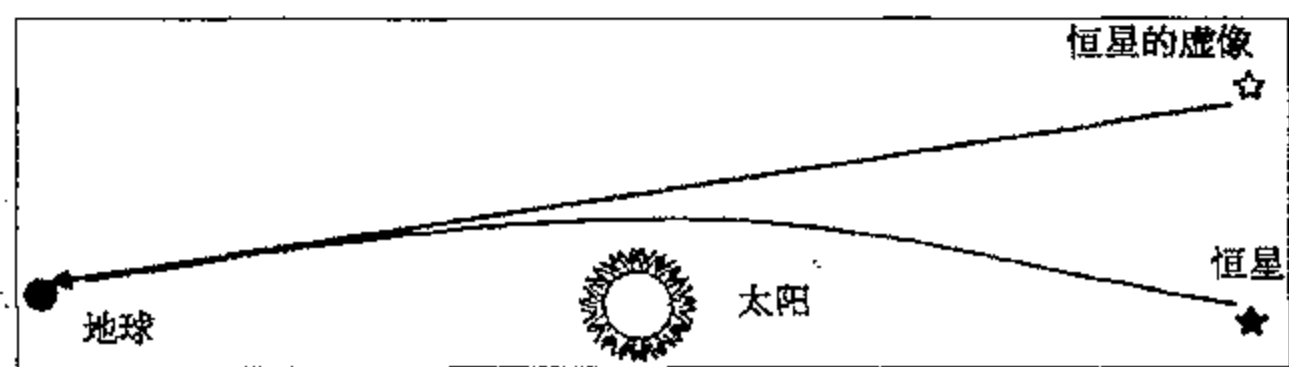


图 12.4 星光的偏折(极度放大的了)。

爱丁顿的远征是幸运的,他们获得了预想的全部测量结果。日全食那天天气异常的坏,仅仅在日全食前后短暂的时间里天空才放晴。他们拍了若干张照片,其中仅有两张是有用的。当回到牛津经过分析,照片上显示出的偏折为  $1.60 \pm 0.31$  弧秒,与爱因斯坦修正后的预测值颇为一致。后来其他一些小组也在发生日全食时重复了类似的测量,但是所用方法给出的测量精度很差,与爱丁顿的原始测量相比改进并不大。不过射电天文学的出现提供了另一种方法来检验这一预测,射电测量具有不需要日全食这样一个巨大的优越性。唯一需要的就是一个合适的、被太阳周期性遮蔽的射电源。射电测量已经完全证实了爱因斯坦的预测,其精度优于 1%。

光由引力引起的偏折与光通过密度不同的媒质时发生的折射具有许多类似之处,这样就导致了一些类似的结果,如透镜利用这一效应而成像。而对于大量的星系和恒星,它们以这样一种方式偏折光就有可能使我们看到遥远天体的双像或多个像。这个想法自 20 世纪 20 年代由洛奇提出以来,一直是一个理论想法。20 世纪 30 年代,爱因斯坦和兹威基对它进行了详细的研究。但是引力透镜需要极长的焦距提示人们,这种现象似乎不可能被观察到。然而距离极其遥远且能量极大的类星体的发现则提供了适于观察的天体。1979 年,“双类星体” Q0957+561 被确认为是一个双像。自那时候起,更多的天体获得了确认,而哈勃空间望远镜则提供了大量多像星系的极其精彩的照片。此后,在距离较短的范围内也发现了一

些引力微透镜。当一个质量较小的天体划过我们的视线向更为遥远的天体运动时,这些引力微透镜会产生某些令人感兴趣的光学效应。

### 299 12.1.5 引力和时间

设想从房间的地板上用火炬照亮房间,在天花板上接收火炬的光。所转移的能量具有质量,这样必然做了功,从而把光从地板提升到天花板。这就意味着,到达天花板的光发出的

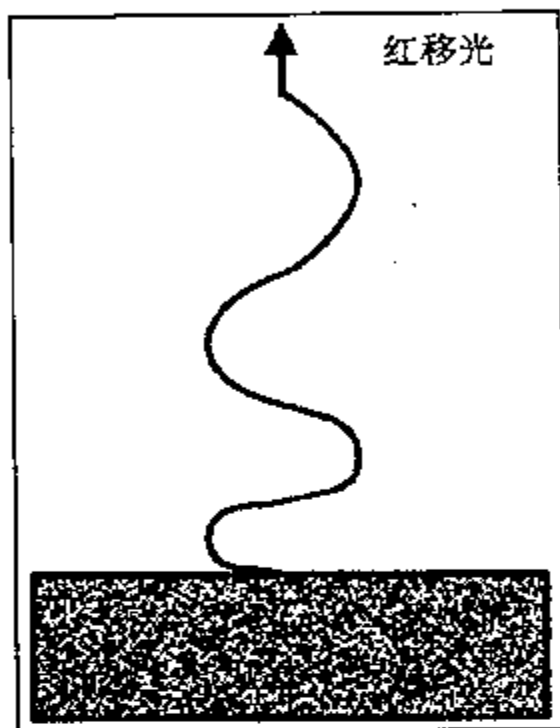


图 12.5 引力红移。向上运动的光子失去能量,从而使其频率变小,波长变长。

的能量比在地板上的光源发出的能量要少。为什么会是这样的呢? 为了理解所发生的事情,最容易的方法是从单个光子的角度进行思考。每个光子具有能量  $E = hf$ , 如果到达天花板的光子具有较少的能量,那么它们的频率必然要低一些。也就是说,它们向光谱的波长较长的一侧移动——引力红移。

现在设想地板上的火炬实际上正在发射单色激光,这激光是用来定标一个精密的光钟的。激光火炬每发射  $N$  个周期,地板上的光钟完成一个周期。当到达较高位置时,光的频率降低了,那么在那儿的观察者在她自己光钟的一个周期内可能接收到的光波比  $N$  个波少了一点(定标是在相同的高度对一个同样的光源进行的)。因此在这一高度的观察者得出结论,在较低位置的钟走得慢了。另一方面,如果向地板上发射光,光将获得引力蓝移(因为它“跌落”时获得能量),在地板光钟的一个周期内到达地板的光波比  $N$  个波要多一点。

在地板上的人得出结论:在较高位置的钟走得快了。正如在狭义相对论中那样,两个观察者都是对的,只要假定在他们自己的参考系中所做的观察都是有效的。两个观察者都同意,在较高位置的钟(位于较高的引力势)走得快,在较低位置的钟(位于较低的引力势)走得慢了。

- 在引力势较高的地方时间流逝得快一些。

在接近于中子星或黑洞表面的强引力场中,这一效应会变得显著起来,用原子钟可以测量这一效应,在不同的高度原子钟所记录的时间明显地不同(例如,如果原来两个钟是同步的,然后在乘飞机旅行时把其中之一带到较高的高度上)。有人做了这个实验,时间延迟的引力部分与爱因斯坦的预测一致。顺便插一句,如果你想旅行到未来,方法之一就是朝黑洞方向旅行,其轨道恰好在事件视界的外面(这样你还可以回得来)。在强引力场(以及较低的引力势)中,你的时钟和时间相对于外部宇宙(例如待在地球上的你的家庭)会变慢。当你返回到

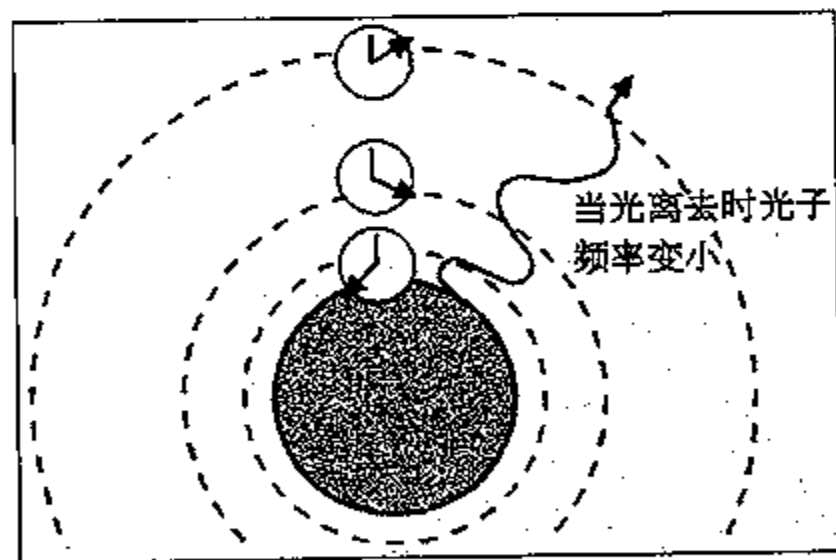


图 12.6 强引力场中的时钟变慢。这是引力红移的结果。这就意味着一颗恒星或一颗行星实际上被一些“慢时间”层包围着。当光穿过这些区域时,它的速度——相对于一个遥远的惯性观察者——会改变,并发生“折射”。这样就解释了引力使光发生的偏折。

地球上时,与你在自己的参考系中所经历的相比,在你离开地球后,地球上多得多的时间将已经过去了。换句话说,你已经旅行到了地球的未来(见第227页的数学箱)。

引力红移为在地球上检验广义相对论提供了另一种方法。其做法非常类似于将火炬从实验室地板照到天花板的思想实验。想法是很简单的。受激原子发射频率确定的光子,该频率是由发射光的原子内的能级结构决定的。一个类似的但处于基态的原子由于内部电子跃迁到较高能级而吸收这些光子。现在把这些激发态原子放到一座塔的底层,而把处于基态的原子放到塔的顶层。光子从塔的底层行进到塔的顶层会发生红移,因而在塔顶层的原子吸收它们的机会将减少。然而如果将置于塔顶层的原子缓慢地下移,由于多普勒效应会把那些光子的表观频率移到略为高一些的值。那么在某个特别的速度上,由于多普勒效应可以恰好抵消掉引力红移,光子将会被强烈地吸收,因此这个速度就能对行进到塔顶的光子给出引力红移的度量。也可以对行进到塔底的光子做一个非常类似的实验。但是在这一情形中,光子是蓝移的,因此必须将塔底用于支撑基态原子的平台向下移动以补偿这种效应。

#### 数学箱:引力时间延缓

设想从势为  $\phi$  (一个负值) 的引力场中的一点向在无穷远处(势为 0) 的惯性参考系中的一个接收器发送一个光子。该光子必然做一定量的功 ( $W = 0 - m\phi$ ) 才能到达接收器。

对于一个光子 
$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{hf}{c^2}$$

到达时光子的能量将是 
$$E' = E - W = E + \frac{hf\phi}{c^2}$$

将上式与频率联系起来 
$$hf' = hf + \frac{hf\phi}{c^2} = hf \left( 1 + \frac{\phi}{c^2} \right)$$

如果接收器与质量为  $M$  的恒星的距离为  $R$ , 那么 
$$\phi = -\frac{GM}{R}$$

及 
$$hf' = hf \left( 1 - \frac{GM}{Rc^2} \right)$$

(在无穷远处)接收器处的频率低于发射体处的频率。但是这一光频率是该引力场中时钟速率的度量。在无穷远处的观察者可能会看到更靠近该恒星表面的时钟会变慢。显然,引力场中的时钟会变慢。这样,当无穷远处的时间  $t$  流逝时,在该引力场中流逝的是一个更短的时间  $t'$ :

$$t' = t \left( 1 - \frac{GM}{Rc^2} \right)$$

对于在一个引力场中被引力势差  $\Delta\phi$  分开的两点,在较高引力势处的时钟走得将比在较低引力势处的时钟快。两个时钟上的时间将由下式联系:

$$t' = t \left( 1 - \frac{\Delta\phi}{c^2} \right)$$

这些效应就叫作引力时间延缓。

301

这个实验中有一个问题。在地球塔中的引力移动是非常微小的。由于原子热运动和对发射的反冲所造成的频率扩展则要好多个数量级。1958年,穆斯堡尔作出了一个使他荣获诺贝尔物理学奖(1961年)的发现,从而使得在地球上也可以检测引力红移。在低温时,一个原子的核可以被固定在周围的点阵中,这样一来,被发射的  $\gamma$  射线的线动量就会被



302 整个点阵而不只是一个核所承载。反冲点阵的有效质量与个别核相比是很大的。这样一来,可以很高的精度确定所发射光子的波长和频率(约一万亿分之一)。对于一个未激发原子,这一效应意味着,只有入射光子的频率与其极其接近时它才会吸收这个光子。换句话说,发射体和吸收体的作用相当于一个极精密的调谐系统。这一过程称之为无反冲核共振吸收,但是通常以穆斯堡尔效应而著称。穆斯堡尔“因关于 $\gamma$ 辐射的共振吸收的研究以及与以他的名字命名的效应有关的发现”而分享了1961年度的诺贝尔物理学奖。

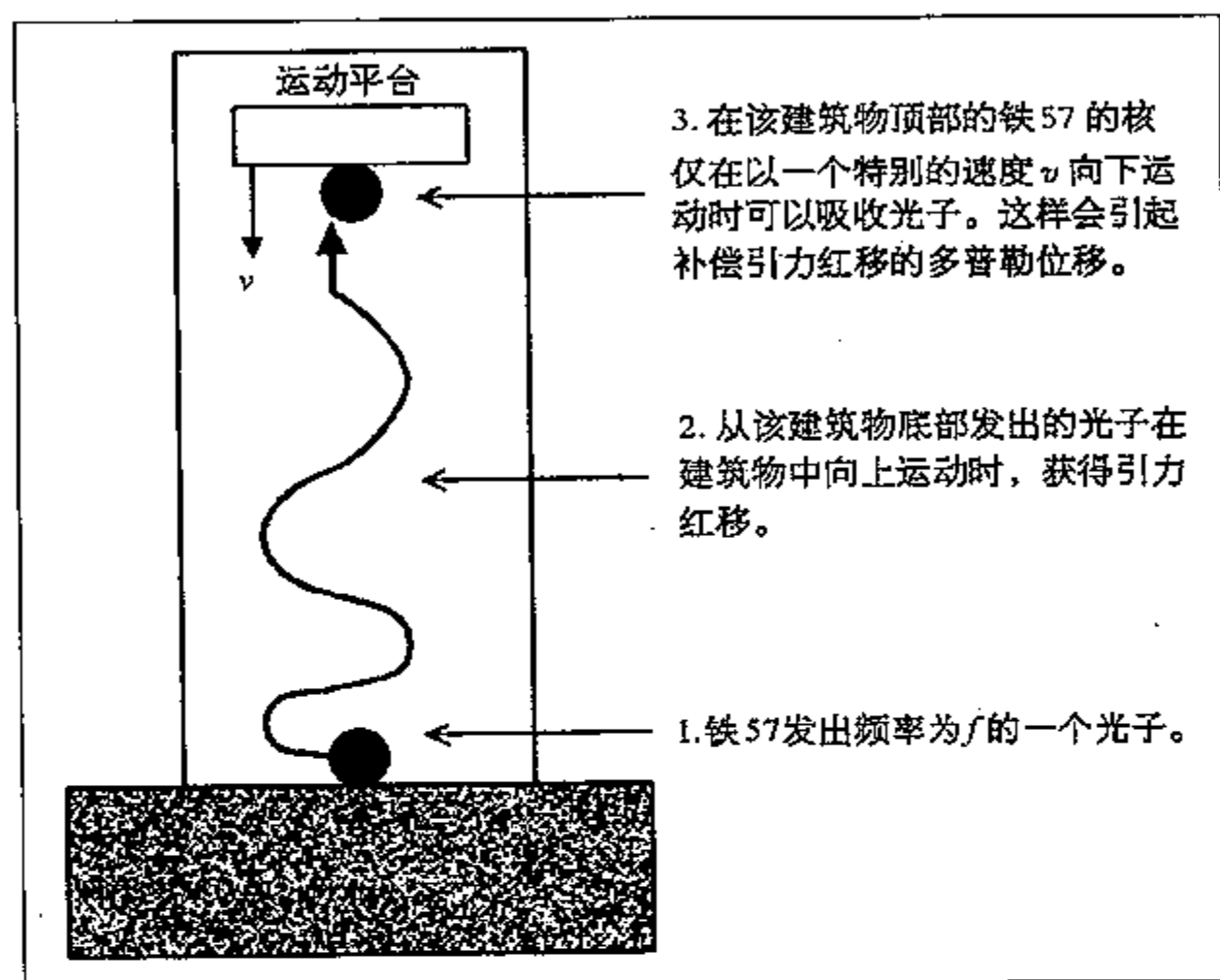


图 12.7 在高层建筑中检测引力红移。

303 在1960到1965年间,庞德(Pound)、雷布卡(Rebka)、斯奈德(Snyder)做了这样的实验:他们测量了由铁57的核发出的 $\gamma$ 射线光子的引力红移和蓝移。 $\gamma$ 射线在哈佛的杰斐逊物理实验大楼里上下穿行。他们的结果与广义相对论吻合,误差约为1%。1976年韦索(R. Vesot)和列文(M. Levine)完成了一个更精确的实验。他们采用的是从10 000米高空的D型“侦察兵”运载火箭中的一个源向地面发射的微波。他们的结果与广义相对论的误差仅为0.1%。

值得指出的是,引力对于时钟的效应在诸如全球定位系统(GPS)那样的现代卫星导航系统中是必须加以考虑的。在地球上和在同步卫星的高度上时钟的速率相差100亿分之几。这些卫星的位置的精度必须达到几米,信号往返的时间必须精确到几个纳秒,这样,就必须做广义相对论校正。

## 12.2 引力和几何学

### 12.2.1 使空间-时间关系发生畸变的非欧几何学

引力和几何学的联系可以用爱因斯坦的另一个思想实验来表示。设想有一个旋转的环

形道路,假定你是从旋转轴正上方的一个惯性参考系来观察它。周长与半径的关系则是大家熟知的欧几里得方程:  $c = 2\pi r$ 。考虑一下,如果某人试图在运动的环形道上测量半径与周长,那将会发生些什么。他们沿半径方向放置的任何测量杆将会与你自己的测量杆保持一致,因为他们的杆是在垂直于其长度方向运动的,所以它们不会遭受洛伦兹收缩。然而,放置在圆周上的测量杆将会在你面前飞驰而过,并沿着长度方向收缩。这样一来,与你的惯性参考系中的测量杆相比,他就需要更多根的运动测量杆才能把整个圆周铺满。处在旋转参考系中的观察者将会得出结论说,  $c > 2\pi r$ , 该环形道路并不遵守欧几里得几何学的规则。

这一颇为令人惊奇的结论必然与参考系的旋转有关。运动的观察者是处在加速状态中(向心加速),此时,由于空间站的地板加到运动的观察者脚上的力,使她不断地偏离直线路径。这就意味着:

- 在加速参考系中的空间-时间几何关系不是欧几里得的。

如果我们把等效原理用到这一结果上,我们就会得出这样的结论,在引力场中空间-时间必然也是非欧几里得的。而爱因斯坦把这点更往前推进了一步:

- 引力就是空间-时间几何关系的一种畸变。

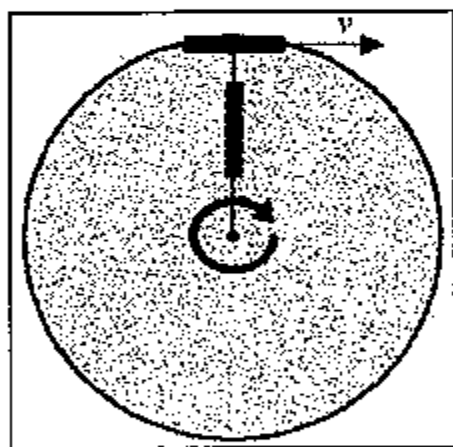


图 12.8 相对于一个惯性参考系中的观察者而言,放置在旋转参考系圆周线上的测量杆是洛伦兹收缩的,而沿半径方向放置的测量杆则不是这样的。在旋转参考系中的观察者所看到的几何关系必然与惯性参考系中的不同。

304

#### 数学箱:引力长度收缩

设上述例子中环形道路的角速度为  $\omega$ 。在半径为  $r$  的圆周线上首尾相接排列起来的测量杆将以速度  $v = r\omega$  而运动。这样,相对于一个惯性参考系中的观察者而言,它们将收缩。因此它们的长度将以下式与惯性参考系中一根相同的杆的长度相联系:

$$l' = l \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

相对于惯性参考系,运动杆将具有向心加速度  $a$ ,  $a = r\omega^2$ 。这样一来就造成了一个强度为  $g = r\omega^2$  的“人工”引力场。为了把旋转参考系与一个推广了的引力场相联系,导入一个势函数是很方便的,这样旋转参考系中的势差就可以与其他引力场中的势差联系起来。方法如下:如果我们把一个测试质量为  $m$  的物体从中心轴(势取为 0)移到环形道路上为半径  $r$  处的位置:

$$\text{所做的功} = \int_{r=0}^{r=R} -ma \, dr = \int_{r=0}^{r=R} -mr\omega^2 \, dr = \left[ -\frac{mr^2\omega^2}{2} \right]_{r=0}^{r=R} = -\frac{mR^2\omega^2}{2}$$

这就是势的变化

$$\Delta\phi = -\frac{R^2\omega^2}{2} = -\frac{v^2}{2}$$

可以把这个代入长度收缩公式而给出  $l' = l \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = l \sqrt{1 + \frac{2\Delta\phi}{c^2}}$

(其中  $l'$  是在较低势处的长度)

这一结果可用于质量为  $M$  的球对称的恒星的场。离恒星(中心)为半径  $R$  处的势为  $\phi = -\frac{GM}{R}$

对于一个遥远的观察者 ( $\phi = 0$ ), 靠近该恒星的杆长收缩成为  $l'$

$$l' = l \sqrt{1 + \frac{2\phi}{c^2}} = l \sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}$$

对于弱场, 可以采用二项式定理把它展开:

$$l' \approx l \left( 1 - \frac{GM}{Rc^2} \right)$$

305

在牛顿理论中, 存在一个绝对的欧几里得空间的背景, 引力是叠加于其上的一个附加力场。而在爱因斯坦的理论中, 空间-时间几何关系是非欧几里得的, 而且是每一点的曲率决定引力场。这点可以用类比关系加以理解。设想有一个在表面上有一个凹坑的平的台球桌。球将在桌面上沿直线滚动, 除非它通过那个凹坑。通过那个凹坑时, 台球将依桌面的曲率而运动, 并沿它发生偏折。一个以适度的力抛出的球甚至可能暂时会循一条轨道运动(直到摩擦力使其渐渐停止)。物质的效应与台球桌面上的凹坑相类似。物质使空间-时间发生畸变, 这样一来接近该物质处的曲率最大, 并随着离该物质距离越来越远而渐渐变小。自由落体会沿着空间-时间中能够得到的最直接的路径运动, 它们叫作短程线, 这类似于环绕球体的大圆路线, 它们是球面上两点间的最短路径。这样, 惠勒的表述是

1. 物质告诉空间该怎样弯曲;
2. 空间告诉物质该怎样运动。

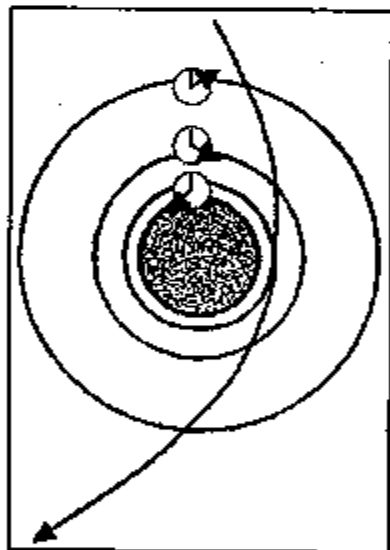


图 12.9 光通过“慢时间”区域时产生的“折射”。

从 3 维空间加时间的视角来看地球的轨道, 它几乎是圆形的, 实际上就是太阳附近在 4 维非欧几里得空间-时间中的一条短程线路径。地球只不过是穿行在畸变了的几何连续区域当中沿着最短的路径运动而已。所有其他的行星也是这样。

爱因斯坦于 1911 年对星光偏折的计算值是 1915 年预测值的一半; 前者是根据仅在狭义相对论的平坦欧几里得空间-时间中起作用的等效原理而作出的。额外的偏折则来自接近太阳时的空间-时间畸变。这样, 实验结果就是对广义相对论的全面预测的一个检验。然而同样的偏折也可能采用对广义相对论的弱场近似而推得。为此, 引力对于测量杆和时钟的效应就会像密度变化一样影响光(例如当光从空气进入玻璃时), 与经过地球时相比, 光经过太阳时, 光速发生了改变。这就好像在接近太阳的空间-时间中存在一种可变的折射率。

306

#### 数学箱: 空间-时间的“折射率”

当我们观察掠过太阳的光线时, 在接近太阳处光会发生明显的偏折, 因为此时太阳处在比地球的势还要低的弱场区域。在地球和太阳表面之间的近似势差为

$$\Delta\phi = -\frac{GM}{R}$$

其中,  $R$  是太阳半径。(太阳场在地球轨道处的以及地球自己的场的剩余效应可以忽略不计)。这就意味着, 接近太阳处的长度收缩和时钟变慢(相对于我们自己的测量仪器)的量值为

$$l' = l \left( 1 - \frac{GM}{2Rc^2} \right)$$

$$t' = t \left( 1 - \frac{GM}{2Rc^2} \right)$$

然而,对于一个接近太阳表面的自由下落的观察者而言,并不存在引力场,光速也只具有通常的值。因为情形的确是这样,所以我们必然会看到光速在变慢,因为他用于测量的时钟和杆与我们的不一致。想象一下自由下落的观察者测量光速时的程序。他肯定会记录光通过一段被测距离的时间。由于他的测量杆比我们的要短,因此他测量的  $3 \times 10^8 \text{ m}$  比我们的要少。他的时钟也变慢了,所以他的  $1 \text{ s}$  要比我们的  $1 \text{ s}$  长。两个效应加起来就会导致他测得的  $c$  较之我们的测量值偏高。但是他的结果一定是  $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ , 这样一来我们就会得到一个较小的值  $c'$ ;

$$c' = c \left( 1 - \frac{GM}{2Rc^2} \right)^2 \approx c \left( 1 - \frac{GM}{4Rc^2} \right)$$

因此空间-时间的“折射率”就是

$$n = \frac{c}{c'} = 1 - \frac{GM}{4Rc^2}$$

如果用这个值来计算光掠过太阳时光线的偏折,就会给出下面的结果:

$$\Delta\theta = \frac{4GM}{Rc^2} \text{ 弧度, 约为 } 1.74 \text{ 弧秒}$$

### 12.2.2 水星

1858 年勒威耶(Le Verrier)采用牛顿的引力理论,并考虑了各个行星本身之间的引力相互作用而引起的对轨道的摄动,对各行星的轨道作了仔细的计算。令他惊讶的是,水星似乎一直在作偏离牛顿力学所预测的运动,它的椭圆轨道上的近日点(水星绕太阳运行轨道上离太阳的最近点)每个世纪进动 43 角秒。一种可能就是,引力的反平方法则只是一个近似,而靠近源时法则中更高阶力的影响便会逐渐增加(牛顿就曾这样考虑过)。早在 1859 年,英国天文学家查理斯(James Challis)就建议加入一个负四次方项。这样事实上就可以解决这一问题了。然而这种就事论事的解决方法令人很不满意。爱因斯坦的理论也将导致对牛顿定律作一大约为负四次方幂的弱场修正,并预言到了相同的近日点进动。虽然这一效应在爱因斯坦发表他的理论之前就已被人们所知道,但是广义相对论与观测结果的一致仍然是这个理论早期最重要的成功之一。

307

### 12.2.3 夏皮罗时间延迟

爱因斯坦本人曾建议有 3 个经典的检验广义相对论的方法:

1. 近日点的进动;
2. 星光的偏折;
3. 引力红移。

除了这 3 个检验之外,现在还多了一个检测的方法。这涉及光通过引力场往返行程上的时间延迟,这一延迟叫作夏皮罗时间延迟[因首先研究这一效应的夏皮罗(Irwin Shapiro)而得名]。夏皮罗的思想十分简单。如果无线电波通过太阳一侧后从火星表面反射回来,反射的无线电波在太阳附近将通过若干高折射率区,所花的时间将比太阳不在那儿时更长。没有

308

这种延迟时,预期所花的往返时间可通过牛顿理论计算出来,其结果在火星作轨道运动的弱场中是非常精确的。广义相对论预言,到火星的往返行程上的时间延迟约为  $250\ \mu\text{s}$ 。人们在马萨诸塞用无线电天线所做的实验获得了第一批结果,这些结果与广义相对论的预言颇为吻合,误差在 20% 以内。其后采用绕火星飞行和登上火星表面的宇宙飞船做了更为精密的实验。因为反射点是精确地加以确定的,取得了精度极高的观测结果,与广义相对论的预言完全一致,误差在 0.1% 以内。

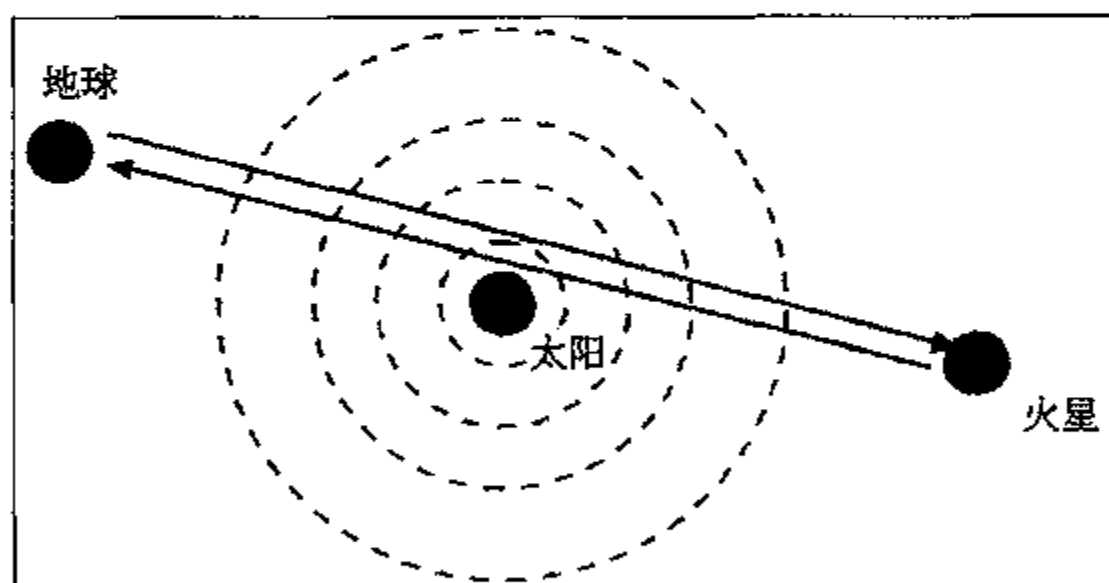


图 12.10 从火星表面反射回来的无线电波从太阳一侧通过时将穿过靠近太阳的“慢时间区”。这会引来原来预期的飞行时间之外的延迟(夏皮罗时间延迟),并可以用此来检验广义相对论的一些预测。

#### 12.2.4 引力——事实还是想象?

爱因斯坦意识到自由下落的观察者感觉不到引力效应,从而把引力等同于惯性力(在作加速运动的车辆中你可明显感觉到的一种力)。在空间任何一点的引力场对在该点自由下落的观察者而言消失了,所以可以把空间-时间整个儿想象成是处在不同的相对加速状态中的呈格栅结构的一系列惯性参考系。广义相对论告诉我们如何把在一个惯性参考系中用测量仪器所作的观察与在任何一个其他参考系中所作的观察联系起来。每个自由下落的观察者会定义一个惯性参考系,其中没有任何引力场或惯性力,并且物理学的定律采取与狭义相对论中相同的简单形式。

引力是运动的一种人工制品,可以通过选择一个自由下落的参考系而把它变换掉的思想似乎意味着,引力只不过是一种错觉而已。然而我们并不能选择单个自由下落的参考系,在这样一个参考系中的扩展区域范围内,将引力场完全变换掉。这是因为,真正的场并不是均匀的,场的强度和方向是变化的。像地球场一样,许多场或多或少是球对称的。如果我们设想一个朝着地球下落的实验室,在它要穿越的区域内场线是会聚的,这样一来,在边缘的场将具有向内的分量,地板附近的场比天花板附近的场会稍微大一些。任何穿过房间下落的尘埃粒子将在地板中央聚集成堆。这种压缩和拉伸来自潮汐力,它是一种真正的引力效应,并且不能通过对参考系的特别选择而将它彻底去除掉。它具有真正的物理结果——地球上的月亮潮和太阳潮就是例子。靠近黑洞的潮汐效应是如此之大,以至于一个不幸跌入黑洞的宇航员将会被拉伸成意大利通心粉面条。

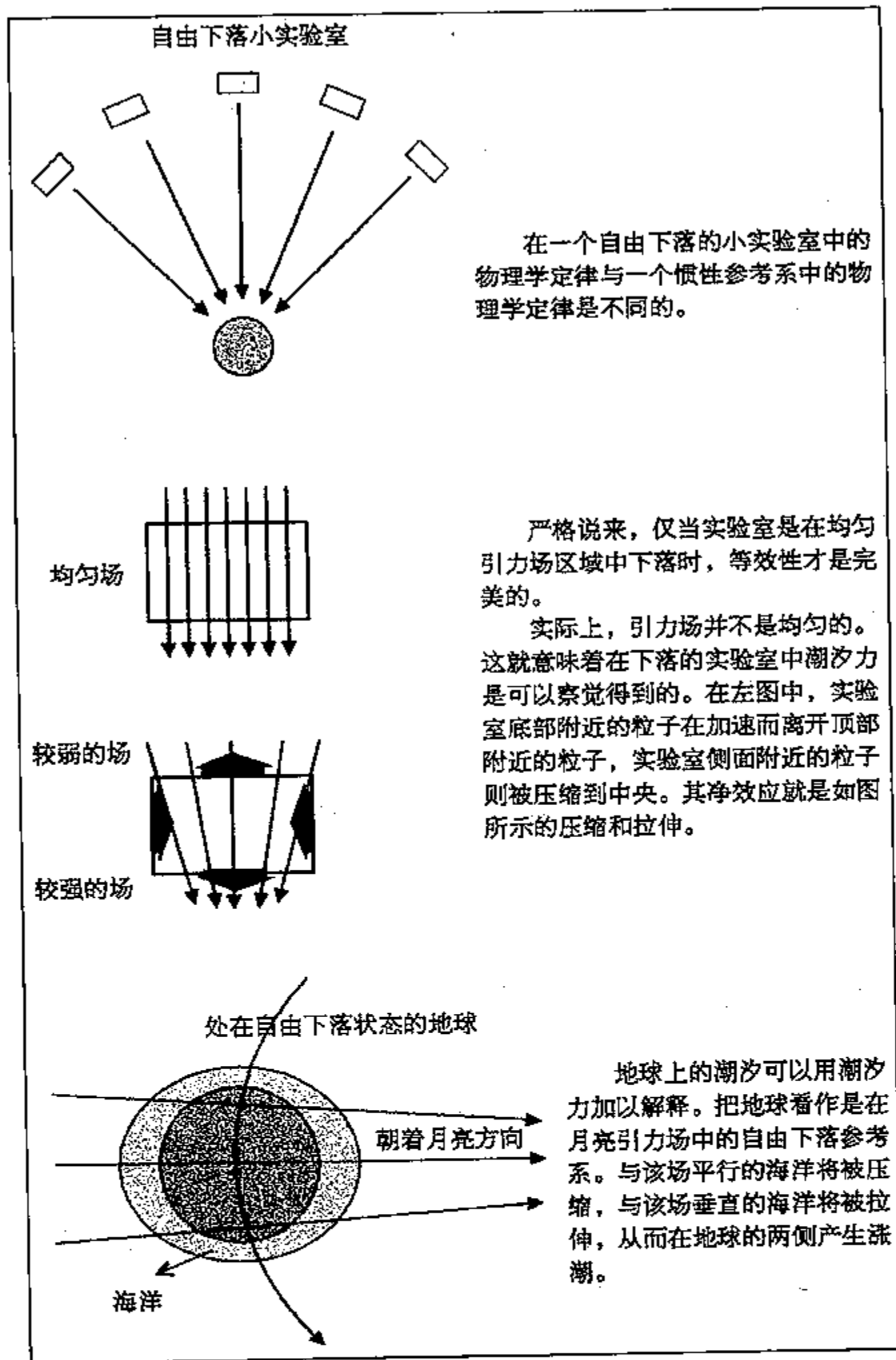


图 12.11 引力的潮汐效应。

可以采取变换到自由下落参考系的方法把在空间任何一点的引力场变换掉，这一点倒是真的，所以在某种意义上  $g$  是一种错觉。然而，引力的潮汐效应是不能够被变换掉的——因为它是真实的东西。

310

### 12.2.5 引力波

当电荷被加速时，它们就会辐射出电磁波——电磁场的周期性扰动。类似地，被加速的物质也会扰动“引力场”。但是这相应于空间-时间的几何关系中的扰动。当引力波通过时，在这些引力波途径上的任何东西都将被潮汐力周期性地压缩和拉伸（电磁

波是偶极辐射,引力的潮汐效应则是四极辐射的结果,引力偶极辐射是不可探测到的)。这样一种压缩和拉伸将把能量从引力波的源转移到吸收它们的物体上。然而算出的引力波的强度非常微弱,即使是我们所在的银河系中恒星碰撞那样的暴烈的事件所引起的引力波也是如此。例如,在我们所在的银河系中一个旋转恒星坍缩为一个黑洞可能产生地面上的振动,其幅度为所涉及的粒子间隔的  $10^{17}$  分之一——对于相距 1 m 的两个原子,这只是一个核的直径的 1%。不管怎样,已着手做了若干实验,试图探测这些引力波,所用的技术主要有两个:

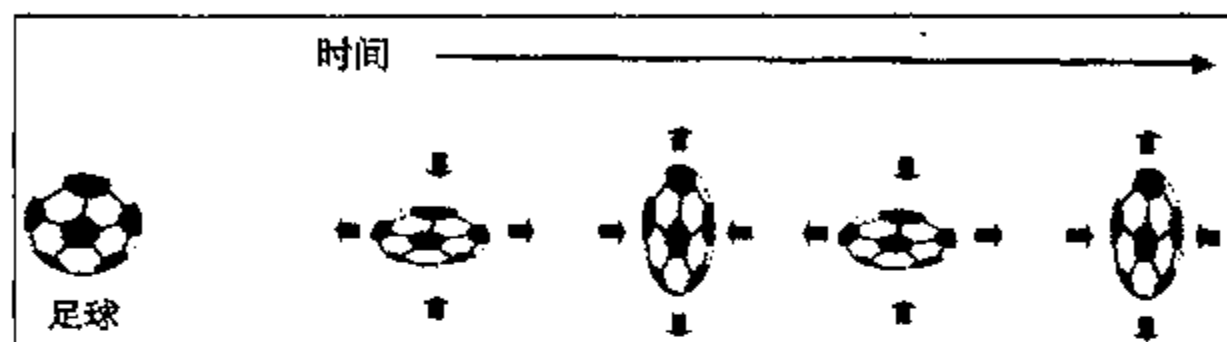


图 12.12 引力波对足球的效应。实际的畸变效应可能只有图上所显示的  $10^{20}$  分之一。

1. 韦伯棒(Weber bars)——由潮汐力使之共振的一些大的固体棒。棒的尺寸、形状和密度要有效地调整到引力波频率的范围内。在棒的侧面粘贴上灵敏的压电换能器,用以探测引力波所感应出的微小振动。

2. 干涉仪——把它们设计成这样,沿两个相似的垂直光路发送激光束,当它们返回时又重新结合在一起。引力波会改变干涉仪两臂的相对长度,这样一来两个返回光束之间的相位差就会发生周期性的变化。如果能探测到这一变化,那么入射波的幅度和频率就能加以确定。干涉仪比韦伯棒要灵敏得多。

至今人们还没有探测到引力波。如果下一代引力波探测器能够取得成功的话,那么引力波就将为天文学家提供探索宇宙的新方法。开发下一代引力波探测器是很重要的,因为它们能够带回所有事件中最为暴烈的那些事件的信息,特别是涉及宇宙空间中最为神秘的天体之一——黑洞——的事件的信息。迄今为止的计划中最为雄心勃勃的要数激光干涉仪空间天线(LISA)计划了。那是一个由六个宇宙飞船组成的阵列,它们成对地被排布在边长为  $5 \times 10^6$  km 的等边三角形的角上,它们跟随地球的轨道,只是滞后约  $20^\circ$ 。激光干涉仪空间天线对振动的灵敏度将达到优于  $10^{20}$  分之一,将比地面上较小的探测器的响应频率更低(为几千赫兹)。人们预期这些低频引力波是由特别强大的源发射出来的。

尽管迄今为止我们没能够直接观测到引力波,但是却有它们存在的极好的间接证据。1974 年,赫尔斯和泰勒发现了第一颗脉冲星,它是一个双星系统 PSRB1913 + 16 的一部分。两颗星的距离仅比太阳半径大一点点,它们的轨道速度约为  $0.001c$ 。这就使相对论效应变得较为显著,并使得它们成了检验广义相对论的理想实验对象。由该脉冲星发射的辐射脉冲极其规则,以至于可以利用它们来对该系统的动力学过程作非常精确的测量。对近星点(一颗星绕另一颗星运行轨道上离后者的最近点)进动所作的仔细测量得到该系统总质量约为 2.827 5 个太阳质量,达到了难以置信的测量精度。

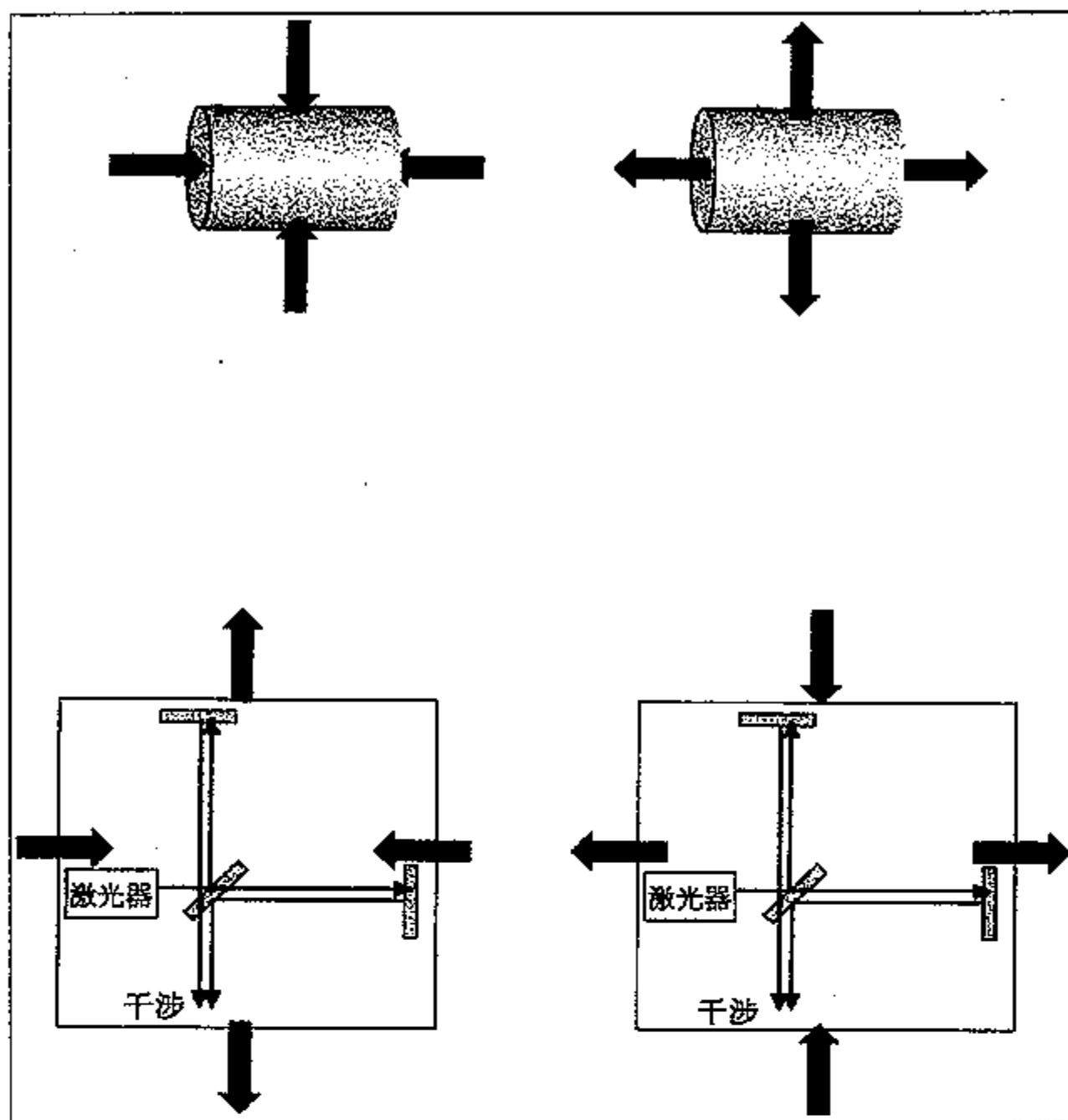


图 12.13 探测引力波。上述的韦伯棒由于附近传播的引力波引起的潮汐力的作用而振动。这些微小的共振振动将被固定在韦伯棒表面的压电探测器探测到。另一种更为灵敏的方法则是, 当一个长基线干涉仪(的臂长)由于同样的潮汐力而发生畸变时, 它能探测到干涉条纹的移动。

光脉冲到达时间的细微变化是由相对论性的多普勒效应和脉冲星伴星场所引起的引力时间延缓二者相结合的效应造成的。根据这一点发现, 每颗星的质量分别为 1.42 和 1.40 个太阳质量。现在我们来看一看最重要的东西——一个双星系统应该辐射出引力波, 这样一来它应该一直在失去能量。对该双星系统的基本参量的精确测量使得泰勒与赫尔斯能够预测该双星系统的能量丢失速率, 以及当两颗星越来越靠近时轨道周期变小的速率。1974 年该周期是 0.059 029 995 271 s, 在随后的 20 年中减少了约 1.5 ms。这一结果与根据广义相对论算出的速率——每年  $75 \mu\text{s}$ ——符合得很好。泰勒与赫尔斯“因发现了新的一类脉冲星, 且该项发现已开辟了研究引力的新的可能性”而分享了 1993 年度的诺贝尔物理学奖。

### 12.2.6 黑洞

1916 年, 史瓦西发表了爱因斯坦的广义相对论方程组的第一个准确解。史瓦西的解给出了一个质量为  $M$  的球形非旋转物体外面的空间-时间几何关系的若干个方程。这些方程描述了空间-时间曲率是怎样逐点改变的。曲率越大, 非欧几里得效应(如引力时间延缓和



光线的偏折等)就会变得越显著。

有一个效应特别令人感兴趣。考虑离开一个大质量恒星表面的光线。当光线离开恒星表面时会发生红移,如果它们沿着除了垂直于该表面的方向以外的方向行进,它们会发生偏折。从外面看来,似乎空间-时间是在流进恒星内部,光是在空间-时间的顶部运动。由于在该恒星的引力场内,光相对于任何自由下落参考系都具有一个恒定的速度,因此相对于一个外面的观察者而言它似乎运动得比较缓慢。如果该恒星的质量非常大,又非常致密,那么这种效应就会大到使光也无法逃逸,空间-时间往里流入是如此之快,以至于所发射的光都会停滞不动(相对于一个外面的观察者而言),甚至于会跌落回去。当达到这一条件时,该恒星的内核就会失去与外部世界的联系。它就变成了一个黑洞。考虑这一问题的另外一种方式是说,从该恒星表面的逃逸速度已超过了光速。当一颗恒星坍缩时,如果它全部的质量都包容在称之为史瓦西半径(Schwarzschild radius)的临界半径之内,它就将变成一个黑洞(见数学箱)。

#### 数学箱:史瓦西半径

形成一个黑洞的条件可以采用牛顿方程算得,其结果则与采用广义相对论所得到的结果一样。

为了能从该表面逃离,一个抛掷物必须具有正的总能量:

$$TE = GPE + KE \geq 0$$

$$-\frac{GMm}{R} + \frac{1}{2}mv^2 \geq 0$$

$$v \geq \sqrt{\frac{2GM}{R}}$$

对于一个黑洞  $v \geq c$

$$\sqrt{\frac{2GM}{R}} \geq c$$

这样就导致了一个限制性半径  $R_s$ ,即史瓦西半径。如果全部质量  $M$  都包容在  $R_s$  之内,那么该天体就是一个黑洞。在史瓦西半径之内物质的平均密度  $\rho$  也可以推得:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}$$

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{3M}{4\pi R_s^3} = \frac{3c^6}{32\pi G^3 M^2}$$

质量约为  $6 \times 10^{24}$  kg 的地球,所具有的史瓦西半径约为 1 cm,临界密度约为  $10^{30}$  kg · m<sup>-3</sup>。因为形成一个黑洞的密度取决于其质量平方的倒数,因此普通甚至很低密度的物质也可以形成较大的黑洞。例如一个具有质量为  $10^{42}$  kg,半径为  $10^{21}$  m 的星系,大概有  $10^{15}$  m 的史瓦西半径,约为  $10^{-4}$  kg · m<sup>-3</sup> 的临界密度,仅为海平面上大气密度的万分之一。

在史瓦西半径上,径向发射的光将被冻结在该半径上,其情形正像在下行的自动电梯上向上走的某人,他的速率与自动电梯向下运动的速率准确地相同。由光被捕获的那一层所确定的表面称之为事件视界。如果由一颗超新星所留下的坍缩核具有大约 2.5 倍于太阳的质量,预期它会继续坍缩,并形成一个黑洞。在事件视界之内,坍缩会继续进行下去并形成一个奇点(密度无穷大的一个点)。而外部世界将会与到达事件视界的坍缩恒星失去联系。

时间延缓效应或许意味着, 对一个外部的观察者而言, 向事件视界的坍缩比过去进行得更慢, 以至于它可能需要花费无穷长的时间(在这个恒星的任何部分到达这一边界之前)。

直到 20 世纪 90 年代, 几乎没有什么证据可以确认黑洞的存在。虽然有一些可能是黑洞的候选体, 特别是强 X 射线源天鹅座 X1。来自天鹅座 X1 的强 X 射线在小于 1 s 的时间尺度上发生变化。这就意味着它们可能来自直径小于 1 ls 的一个天体, 比太阳那样的恒星还要小一个数量级。如果它是一个黑洞, 那么该源的强大的功率输出和小的尺度恰好是人们所期待的东西。最可能的情况似乎它是一个双星系统, 其中一颗恒星绕着一个黑洞作轨道运动, 而该黑洞则从该恒星慢慢地牵引出物质。这些物质跌入黑洞时的加速运动会产生强烈的辐射。新近哈勃空间望远镜已提供了实际上能够证明若干黑洞存在的引人注目的图像。1994 年它显示出在星系 M87 的核心部分有一个黑洞。1995 年在星系 NGC4261 中它发现了一个巨大气体圆盘正在环绕一个具有黑洞全部特征的某个东西快速旋转。从该黑洞蒸发出来的两个巨大的气体羽状物正在把它从该圆盘的中心推出来。

## 第四篇

# 天体物理和宇宙学

第 13 章 天文观测

第 14 章 恒星与天体距离

第 15 章 宇宙学

## 第 13 章 天文观测

人类在地球表面观测天体的范围以及成像的清晰度受到地球大气层以及望远镜孔径衍射效应的制约。克服这种限制的方法之一就是將望远镜送入太空。天文学始于可见光波段的观测,现已扩展到电磁波谱的全部波段。

## 第 14 章 恒星与天体距离

为测量到恒星乃至星系的距离,我们需要一系列技术手段,涉及恒星发光、生长和死亡的详尽的理论。

恒星光谱提供了包含恒星的本质、宇宙的历史以及元素起源的信息。

赫-罗图汇总了恒星的种类和特点。图中主序带以外包括了红巨星、白矮星、中子星和黑洞。

超新星爆发冶炼出的各种重元素推动了整个星系化学成分的演化,同时超新星可以作为标准烛光用于测量宇宙大尺度的距离。

## 第 15 章 宇宙学

宇宙中有数量极多的星系,彼此相距遥远。银河系只是其中的一个星系。

哈勃定律指出,星系的红移量正比于其距离。宇宙正在膨胀中。

宇宙的膨胀意味着它的大爆炸起源。微波背景辐射和高丰度轻核的证据都支持这一学说。

宇宙的年龄大约为 150 亿年(译注:更准确的数据为 137 亿年)。

早期的宇宙可能是处于一种按指数规律暴胀的状态。这是由不稳定的真空态坍塌引起的。宇宙的未来取决于它的密度。当前我们只能检测到它的部分质量,可以解释恒星和星系的运动。

## 第 13 章 天文观测

### 13.1 仰观苍穹

#### 13.1.1 透过大气层看天

几千年以来,人类仰望星空并发现了有关宇宙起源的一些线索。直至 20 世纪,所有这些发现都建立在肉眼对可见光成像的基础上;直到近几百年,才有望远镜扩展了眼睛的功能。19 世纪有两项重大进展为最近一百年呈爆炸性的大量科学发现作好了准备。第一是解释了光谱及其与原子和分子结构之间的关系。第二是观测从光学波段扩展到整个电磁波段,并且研制出应用于不同波段的望远镜。人类依然在关注星空,寻找有关它的起源和归宿的线索。现在,这些都是以经得起检验的科学理论为基础,而不是靠占星术或者玄奥的推理。如今,星空那种令人敬畏的力量和谜一般的美丽一点也没有减少,反倒是观测得越久,看得越仔细,星空给我们的启迪就越深刻、回报也越有价值。

317

在城市里看星星,你会感到天文观测的最大障碍是大气层。在地球表面所探测到的任何辐射都已经在肮脏的、扰动不定的非均匀介质中走了很长很长的路程,所受到的散射和吸收是无法预先知道的。事实上,对地面光学观测能力最主要的限制是大气层,而非技术性的因素。城市是观察星空最糟糕的地方,但在远离烟雾和光污染时,人们仍然可以在晴朗的夜空中看到星星。在地球上安装光学望远镜,最合适的地方恐怕是在南极的山顶上。然而在那里建天文台又谈何容易!现在世界上最大、分辨率最高的两台光学望远镜,凯克一号(Keck I)和凯克二号(Keck II)都建立在夏威夷的休眠火山莫纳克亚山(Mauna Kea)(白色的山)顶上。之所以选址在此,原因如下:

1. 这里的空气稀薄;
2. 由于山高,这里温度很低,空气中的大部分水蒸气已经凝结(水蒸气对可见光谱的短波段以及红外光有强烈的吸收);
3. 避免了山下刮风引起的气流扰动。望远镜位于一个空气相对稳定的区域,减小了成像的闪烁。这种闪烁是由在光线传播路径上密度不同的空气局部运动所造成的;
4. 夏威夷远离其他大陆,受人口密集区产生的尘埃和污染的影响相对较小。

318

大气对光的散射方式取决于光波长  $\lambda$  与散射粒子尺度  $d$  的比值。较大的粒子 ( $d > \lambda$ ) 就像许多小镜子一样产生漫反射,所以云雾 ( $d \approx 10 \sim 100 \mu\text{m}$ ) 散射光。当粒子尺度与光波长相当时 ( $d \approx \lambda$ ), 散射正比于  $1/\lambda$  [称为米氏(Mie)散射]。因而短波长的光所受的散射比长波长光要强。当粒子尺度比光的波长小许多时,散射光强度正比于  $1/\lambda^4$ , 短波长光所受到的散射要比长波长光强烈得多。这也正是晴朗天空呈蓝色的原因——光通过大气向下散射,我们看到在散射光中短波成分相对于长波成分的比例增大了。日落西山时,太阳光在大

气中走过的路程较长,大部分蓝光被散射掉了,故有夕阳红之说。大气层能有效地屏蔽短波辐射(比如 X 射线和  $\gamma$  射线),但仍有部分紫外光可以穿透大气层到达海平面。

### 13.1.2 卫星望远镜

要最终解决大气导致的吸收和成像畸变问题,就要把望远镜送入轨道。这种方法尽管代价昂贵、技术复杂,科学家们却乐此不疲,多次实践。早期的轨道天文台探测 X 射线和紫外光(UV),后来也探测红外光(IR)和无线电波。哈勃空间望远镜(HST)携带的紫外、可见光和红外照相机,已经发回若干人类从未看到过的、非常精彩的空间照片。在哈勃空间望远镜基础上研制的下一代空间望远镜(NGST)能对暗弱天体清晰地成像,并将试图回答有关宇宙起源、演化和归宿等最令人感到玄妙又引人入胜的问题。下表列出的是一些重要的卫星望远镜。

卫 星	发射日期	注 释
轨道太阳观测卫星(OSO)	1962	紫外和 X 射线,OSO-3 最早探测到来自太阳的 $\gamma$ 射线
自由号 X 射线天文卫星 1 号(SAS-A)	1970	X 射线,第一台利用反射对 X 射线聚焦的真正的 X 射线望远镜,制作了全空间 X 射线源图表
哥白尼卫星	1972	紫外和 X 射线
宇宙线探测卫星	1975	$\gamma$ 射线
国际紫外探测器(IUE)	1978	紫外,第一台能像地面望远镜一样便于控制的空间望远镜
红外天文卫星(IRAS)	1983	红外
欧洲空间局 X 射线卫星(EXOSAT)	1983	X 射线,第二台真正的 X 射线望远镜
伦琴卫星(ROSAT)	1990	硬紫外, X 射线
红外空间观测卫星(ISO)		红外
宇宙背景探测器(COBE)		微波(背景辐射)
哈勃空间望远镜(HST)	1990	紫外,可见,红外

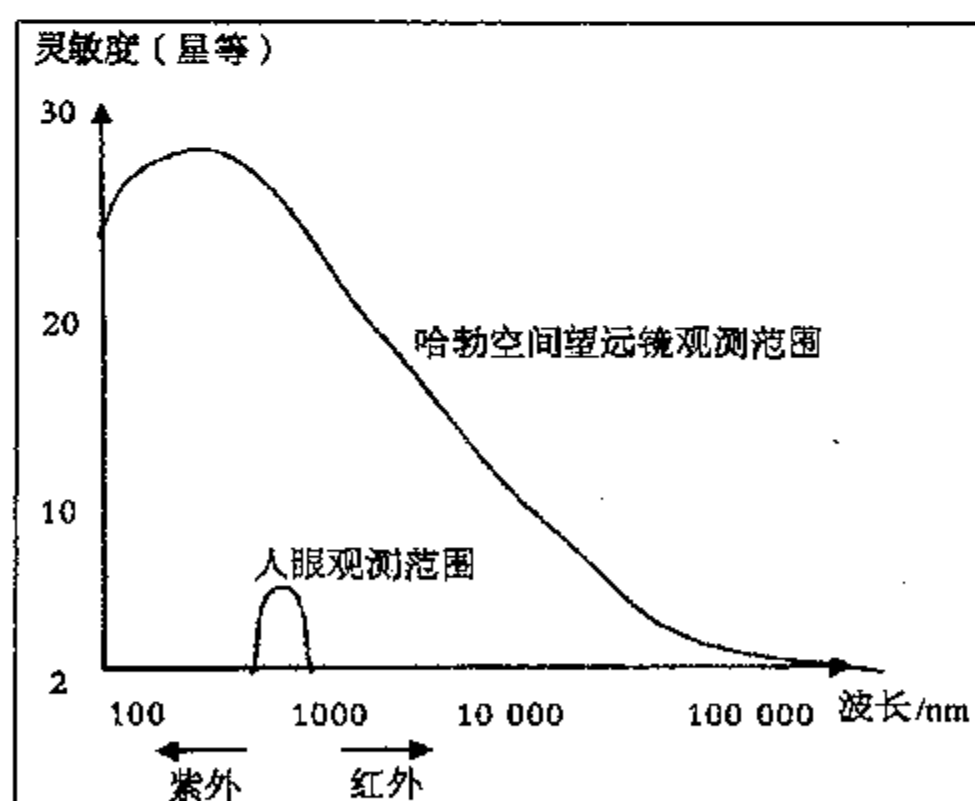


图 13.1 哈勃空间望远镜与人眼观测灵敏度和带宽的比较。注意,坐标轴都是按对数标度的。

## 13.2 光学天文学

当年伽利略观察木星的卫星时,用的是折射型望远镜,它借助于透镜对目标成像。望远镜“看”暗弱物体以及分辨细节的能力取决于其孔径的直径,对于折射型望远镜来说,就是其物镜的直径。望远镜的聚光量正比于透镜的面积(因而正比于直径的平方),其分辨本领正比于直径(孔径越大,衍射导致光的发散就越小)。不幸的是,玻璃对光的折射率与光的频率有关,因而引起色散,即不同频率的入射光偏折的角度不同。在实践中,这使得蓝光的聚焦点比红光的离透镜更近。不同波长的像不能聚焦到同一个平面上的现象叫色差。在一定程度上,利用复合透镜,可在一定程度上校正色差。这种复合透镜是用折射率不同的透明材料制成的。但是这会使光通过更多的物质,也使得设计更加复杂,整体结构粗笨滞重。这是个严重的问题,如今所有的大型光学望远镜还都是以牛顿提出的技术为基础的。与透镜类似,凹面反射镜也可以用来成像,其优点是光线不必穿过透明材料,所以没有色差。此外,制造大反射镜比起制造大透镜要简单得多,重量也轻得多,安装就位时由于重量引起的畸变也就小得多。现在,所有的大型光学望远镜都是反射型的,只有施密特望远镜综合了这两种技术,一次观测就能记录到大量的光学信息。下面我们来看看四种主要的大型光学望远镜:

320

1. 英-澳望远镜(AAT):3.9 m 卡塞格伦(Cassegrain)反射型望远镜;
2. 坐落在塞丁斯普林(Siding Spring)山顶的施密特望远镜;
3. 坐落在莫纳克亚山的 10 m 凯克望远镜;
4. 哈勃空间望远镜(HST), 2.4 m 反射型望远镜。

### 13.2.1 英-澳望远镜和施密特望远镜

牛顿反射型望远镜用一个凹面反射镜当物镜,它将光线反射到目镜。但多数望远镜采用的是另外一种设计,这种望远镜被称为卡塞格伦反射型望远镜。它将反射光照到物镜主焦点前的一个小反射镜上,又使光反射回来通过物镜中央的一个小孔而到达其后的目镜。当前通常采用 CCD 摄像机代替目镜以作远距离观察和自动图像处理。直径 3.9 m 的英-澳卡塞格伦反射型望远镜安装在堪培拉以北 500 km 的塞丁斯普林山顶上(1 200 m 高)。它有复杂的计算机控制系统,其反射镜是用一种热膨胀系数极小的玻璃陶瓷制成的。对于大口径望远镜来说,这是至关重要的,因为温度变化会使大型望远镜的反射镜发生形变,从而对成像质量有严重的影响。当望远镜转动时,这样大的反射镜的重量分布会发生改变,所以在主镜的背面装有 36 个连续可调的衬垫支撑,其四周还有另外 24 个衬垫。在良好状态下,计算机帮助观测者追踪目标的精确度可达 0.1 弧秒。该望远镜系统可以调节,以在  $1\,024 \times 1\,024$  CCD 摄像机上成像,成像张角为 6.7 弧分;或者调节望远镜以在  $2^\circ$  的天空范围内同时收集来自 400 个天体的光谱。

321

1.2 米的英国施密特天文望远镜与英-澳卡塞格伦反射型望远镜毗邻而建。施密特望远镜综合应用了反射和折射元件,比一般的卡塞格伦反射型望远镜只有几弧分的视角大得多(可达  $6.6^\circ$ )。这使得施密特望远镜成为大范围巡天观测的理想工具,并常常利用其大型反射镜研究天体的细节。这台望远镜大约有三分之一的时间通过 100 条光纤与一台叫作 FLAIR 的光纤光谱仪相连接,可以同时记录多达 100 个恒星和星系的光谱。它可以记录到

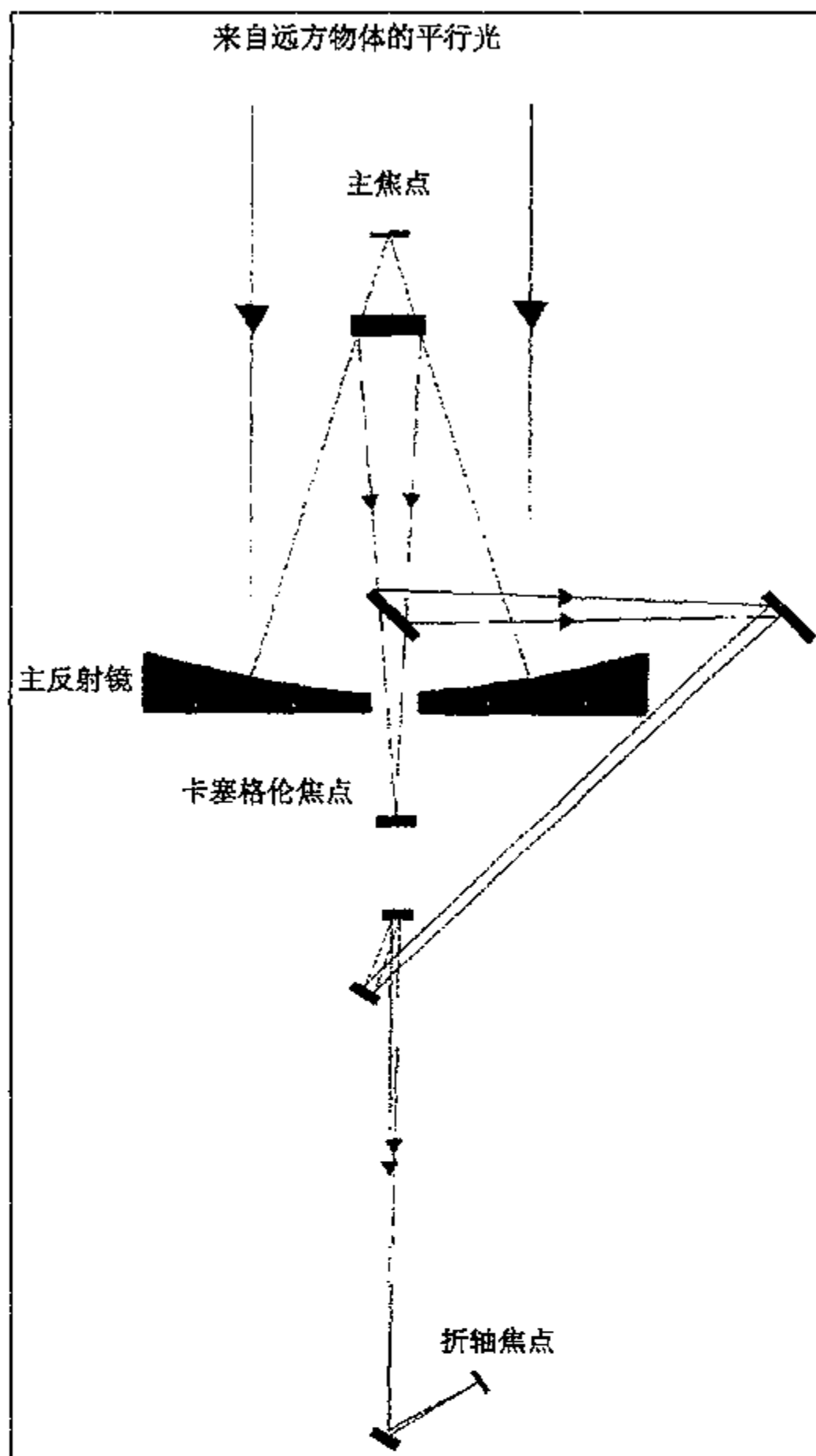


图 13.2 类似于英-澳望远镜的卡塞格伦望远镜。

星等高至 18 的恒星的像。当然,施密特望远镜在一个像上记录如此大量的信息,需要进行许多图像处理工作,所以它总是与先进的计算技术同步发展。

### 13.2.2 凯克望远镜

凯克一号和凯克二号望远镜并排安装在莫纳克亚山顶,它们是世界上最大的光学和红外望远镜,每一台都有一个可旋转的直径 10 m、拼装而成的主反射镜。每个主反射镜都是由 36 块单个的六边形子反射镜拼接而成的,每块子反射镜的直径为 1.8 m,把它们组装起来成为一个双曲面的反射表面;每块子反射镜的曲率都可用计算机控制的精密活塞以 2 Hz 的频率连续调节,其灵敏度可达 4 nm。镜面抛光要达到这样的精度:如果把一块六边形板放大到地球直径那么大,其表面起伏还不到 1 m! 这两台望远镜利用自适应光学系统以补



偿由于大气扰动对人射光线的影响。在探测器前的光路上还加装了一个可改变形状的反射镜,其形状可以连续调节以补偿大气扰动的影响。

凯克望远镜的巨大直径意味着它可以会聚更多的光(大约是哈勃空间望远镜聚光量的17倍),使它可以对更暗弱、更古老和更遥远的天体成像。理论上它分辨细节的能力比哈勃空间望远镜强4倍。而实际上地面上的望远镜毕竟受到大气扰动的影响,分辨本领都达不到理论衍射极限。但是还是有好几个研究小组利用凯克望远镜更仔细地研究哈勃空间望远镜所发现的天体。它还被用来研究新的星系团、引力透镜系统,探测我们所在的银河系的核心。在近红外波段,凯克望远镜几乎达到了它的衍射极限,获得了行星状星云、原恒星、类星体星系核以及暗弱星系核的详细图像。最近(1998年),人们对极远距离超新星红移的观测似乎表明宇宙膨胀的速率正在加速,而不是减速。这一结论如果得到证实,那末对传统的大爆炸理论与广义相对论具有重要的意义。

到21世纪,凯克望远镜一号和二号将连接起来运转,成为一台光学干涉仪,其分辨细节的能力将相当于一台直径85 m的反射型光学望远镜。这项计划的主要目的之一是试图对其他恒星的类地球行星观测成像。

要发展21世纪的天文学,还要建造若干新一代大型光学望远镜,凯克工程只是其中之一。例如,双子座(Gemini)工程正在建造一对直径8 m的反射型望远镜。其北镜安装在夏威夷的莫纳克亚山,南镜则安装在智利。两镜联合共同观测南北天幕。与凯克望远镜不同的是,这两台望远镜的反射镜都是整块的。它们都有驱动器和传感器调节装置,能连续精密地调节镜面的曲率,以补偿由于自身重量以及刮风引起的像畸变。此外,还将有一个灵活的小反射镜作为自适应光学系统的一部分,以消除大气扰动的影响。该系统靠监视一颗定域的参考恒星以及调节小反射镜的曲率,来消除像的变化。现代光学望远镜需要功能强大的计算机来控制,而这在以往是无法实现的。

323

在智利正在建造的特大口径天文望远镜(VLT)是由4个大型望远镜连接而成的大型光学干涉仪。到21世纪的某个时期,有望将类似的大型望远镜送入地球轨道,而随后还能将若干望远镜连接在一起,形成综合的巨型孔径。进行这样的工程,目的之一就是希望能观测到遥远恒星周围暗弱的类地球行星,或许还能看到这些行星表面的细节!

### 13.2.3 哈勃空间望远镜(HST)

哈勃空间望远镜是由发现号航天飞机于1990年4月24日送入地球轨道的,设计在可见光和紫外波段进行天文观测。人们本来期望它能够比任何地基望远镜看到更多的天体和更多的细节。然而不幸的是,在制造2.4 m主反射镜时,在靠近其边缘部分有大约0.002 mm的误差(扁平)。这就极大地降低了它的分辨本领。另一个麻烦涉及太阳能电池板,望远镜在绕地球的轨道的运行过程中,电池板受到太阳照射时温度达100℃,而处在地球阴影时,温度为-90℃。这种热胀冷缩产生的震动,严重影响到安装在板上的各种位置传感器、校正器的工作,因而不能确保电池板始终对准太阳。这个有瑕疵的反射型望远镜早期收集到的数据,经计算机校正后也得到了一些有意义的结果,但仍不能令人满意。1993年,航天飞机奋进号上的宇航员将一个特制的校正镜加装到光路中,成功地校正了哈勃空间望远镜的光学系统,也解决了太阳能电池板的震动问题。这项工作完成得非常出色,从那时起这台空间望远镜就源源不断地发回高质量的有关

## 324 遥远天体(还不是太远)的详细图像。

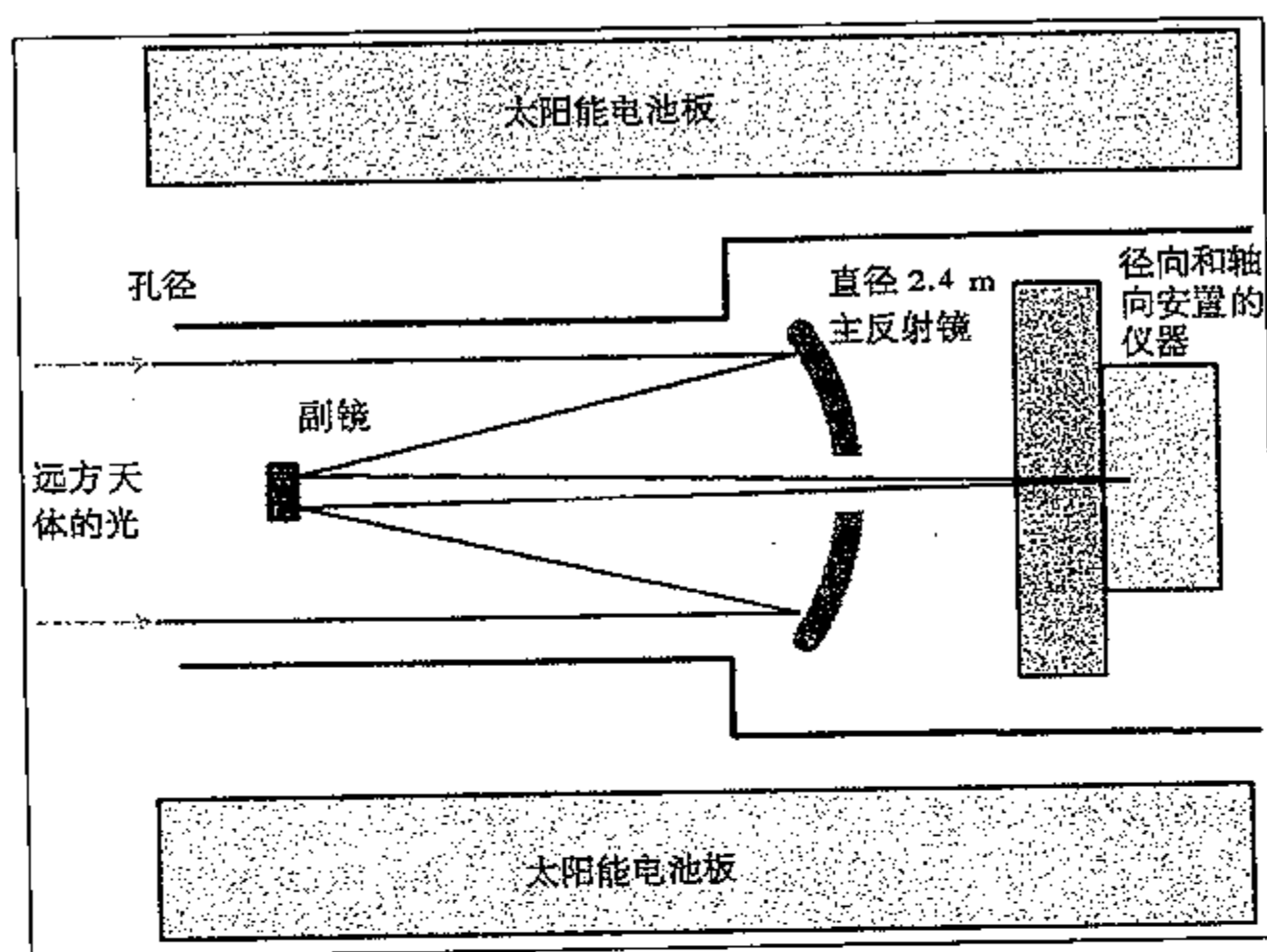


图 13.3 哈勃空间望远镜的主要部件。收集到的信息通过高增益的天线(图中未画出)传送到地球。

哈勃望远镜的主反射镜收集来自 28 弧分天区(大体上相当于满月所张的角度)的光线,并将其传送到一系列不同的仪器中去,包括:

1. 广角行星照相机 2(WFPC2),在宽视场的范围内提供数字图像;
2. 暗弱天体照相机(FOC),这是一个三级图像增强处理器,对窄视场高分辨成像;
3. 空间望远镜成像摄谱仪(STIS),收集从紫外到近红外(115~1 100 nm)的光谱;
4. 近红外照相机和多目标光谱仪(NICMOS),在 3 个  $256 \times 256$  像素照相机上产生红外图像;
5. 精密导向传感器(FGS),共有三个,用来收集稍微离轴的光线,其中两个用以校正飞船的姿态。哈勃空间望远镜必须极为准确地对准目标,精密导向传感器就是用来锁定所选择的导星的。第三个精密导向传感器,如果不用于校正飞行则也可用于天文测量和成像。

325 哈勃望远镜已经记录到许多重要图像,其中最著名的是哈勃深空像(HDF),它观测靠近大熊星座的一个看起来是虚空的一个区域,得到了一些暗弱天体的像。这些暗弱天体看起来就像沙粒那样大小,稀稀落落地散布在这个区域。用望远镜上的广角行星照相机(WFPC2)从1995年10月18日到28日连续10天共进行342次单独曝光才得到了这个深空像。这些不同的深空像分别是在紫外、蓝光、红光和红外波段拍摄的,并且还记录到了星等低于30的暗弱天体(差不多比人眼能看到的最暗天体还要暗 $10^9$ 倍)。记录到的某些星系的年龄已经超过100亿年。如同地心深处的样品对于地质学的意义一样,哈勃深空像也为星系乃至宇宙的演化提供了前所未有的大量的新信息。深空像中记录了成千上万个星系,可以相信宇宙的各个方向上的情况都类似。

### 13.3 射电天文学

#### 13.3.1 初始阶段

赫兹于1887年首次演示了无线电波的发射和检测。爱迪生于1890年就提出,像太阳这类的天体就可能是无线电源。第一个探测到太空无线电波的人是央斯基,时间是1932年。他在试验天线时发现,无线电噪声在白天发生变化,并且总是朝银河系中心方向的噪声最大。那一年恰好是太阳的平静年,黑子活动甚少,否则他就可能探测到来自太阳的无线电波了。1942年人们检测到太阳的无线电噪声,如英国人发现他们的军用雷达上的强烈的天电干扰随日出而增加,随日落而减少;而当大群黑子转到太阳背面时,干扰就消失了。这些无线电波是由太阳大气中加速运动的带电粒子发射出来的,其强度变化与太阳黑子有强烈的关系。随着太阳的转动,发射这些无线电波的活跃区域将以27天的特征周期,横贯太阳圆面运动。这个特征周期就相当于太阳赤道上的旋转周期。

美国业余无线电爱好者雷伯(Grote Reber)在伊利诺伊州惠顿市自家的后花园中建造了一台直径9m的可操纵的抛物面反射镜,绘制出了最早的天空射电图,并于1940年和1942年出版。当时,唯一与确切光源有关的射电源就是太阳。这就显示了在电磁波谱的不同波段进行天文观测的重要性,因为它们能提供不同的信息。二战期间雷达的发展提醒了许多科学家和电子工程师们,使他们看到了开拓射电天文学的可能性,这为战后射电天文学的快速发展奠定了基础。这里特别要提及的是美国陆军运筹学研究组的科学家海依(J. S. Hey),他在射电天文学发展的初期发现了三个重要现象:

1. 太阳(从活动的太阳黑子处)辐射米波段的无线电波;
2. 流星在大气上层留下电离化的尾迹(由雷达回波探测到);
3. 第一个分立的射电源——射电星系天鹅座A。

我们已经讨论过大气对可见光的作用以及由此产生的对光学观测的影响。但对无线电观测,情况就简单多了。无线电波波长的窗口宽度大约在10mm到10m之间,大气在这个范围内对无线电波相当透明。在这个范围之外,波长较长的波被反射回太空,而波长较短的波被大气中的水以及氧气所吸收。这种透明意味着地基射电天文望远镜的分辨率可以达到衍射极限,而光学望远镜则达不到。

当波通过一个狭窄孔径时会产生衍射,波前通过孔径后扩展,从而限制了由这些波成像的清晰度。通过一个圆形孔径观察一个点状物体,会得到一系列同心的衍射环,叫作艾里环(见图13.4)。两个邻近(即角距离很小)的点状物体的艾里环可能重叠,而无法分辨。孔径为 $D$ 的望远镜的衍射极限为 $1.22\lambda/D$ ,这个角度相当于衍射图样中第一级极小的张角。换句话说,如果两个物体对孔径的张角小于这个值,就不能被分辨。这就是所谓的瑞利判据。比较不同仪器的分辨本领时,这是非常实用的判据。显然,用长波成像的仪器若要达到短波成像仪器相同的分辨本领,就需要更大的孔径。无线电波是厘米波和米波,而光波波长仅 $0.5\mu\text{m}$ 左右,所以,射电望远镜要比光学望远镜大得多。一些仪器的衍射极限与人眼的比较如下表:

仪 器	孔 径	波 长	衍射极限
人眼	5 mm(瞳孔)	500 nm	25 弧秒*

(续表)

仪 器	孔 径	波 长	衍射极限
英-澳望远镜(AAT, 澳大利亚)	3.9 m	500 nm	0.03 弧秒*
哈勃空间望远镜(HST)	2.4 m	500 nm	0.05 弧秒*
乔德雷尔·班克天文台洛弗尔射电望远镜(Jodrell Bank, 英国)	76 m	21 cm	12 弧分
艾菲尔斯基格射电望远镜(Effelsberg, 德国)	100 m	21 cm	8.8 弧分
阿雷西沃射电望远镜(Arecibo, 波多黎哥)	300 m	1 m	14 弧分
(俄罗斯)科学院射电天文望远镜(RATAN-600, 俄罗斯)	576 m	1 m	7.3 弧分

\* 表示这些仪器的实际分辨率还远远没有达到衍射极限。

327

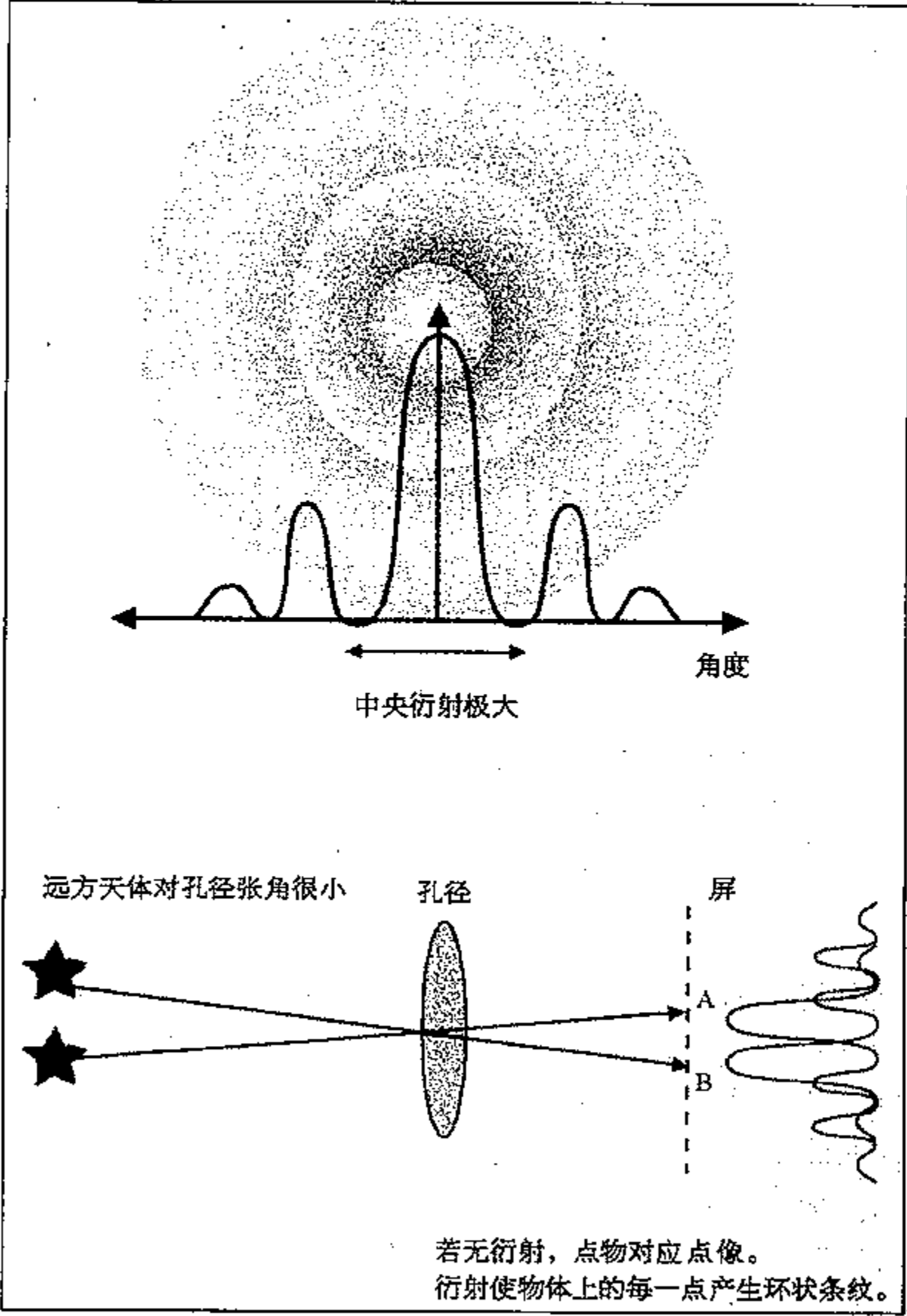


图 13.4 圆形孔径的衍射图样具有确定的极大和极小强度分布。两个非常靠近的物体的像由于衍射效应可能会发生重叠而不能被分辨。仪器的分辨率由其孔径尺寸与它所会聚的辐射波长之比来确定。

从以上计算的衍射极限可知,如果射电望远镜要达到光学望远镜的分辨本领,就要做得非常大。例如,建立在乔德雷尔班克(Jodrell Bank)的 76 m 可调节的圆盘天线在分辨细节方面比起人的肉眼还要低 30 倍。但是,制造太大的圆盘天线意味着重量过重,最终由于其自身重量导致结构变形,盘面畸变;另外,过大的天线也难以调节。解决办法之一就是在地球上开凿出一个大盘面(如阿雷西沃射电望远镜)。但这种盘面不能调节,只能随着地球转动而改变指向。另一种办法是做成一个网状的反射面,但其效能同样受到限制。还有一种办法是采用射电天文望远镜阵列,将各个仪器的信号综合起来,以达到一个口径大得多的望远镜的分辨本领。这种装置叫干涉仪。

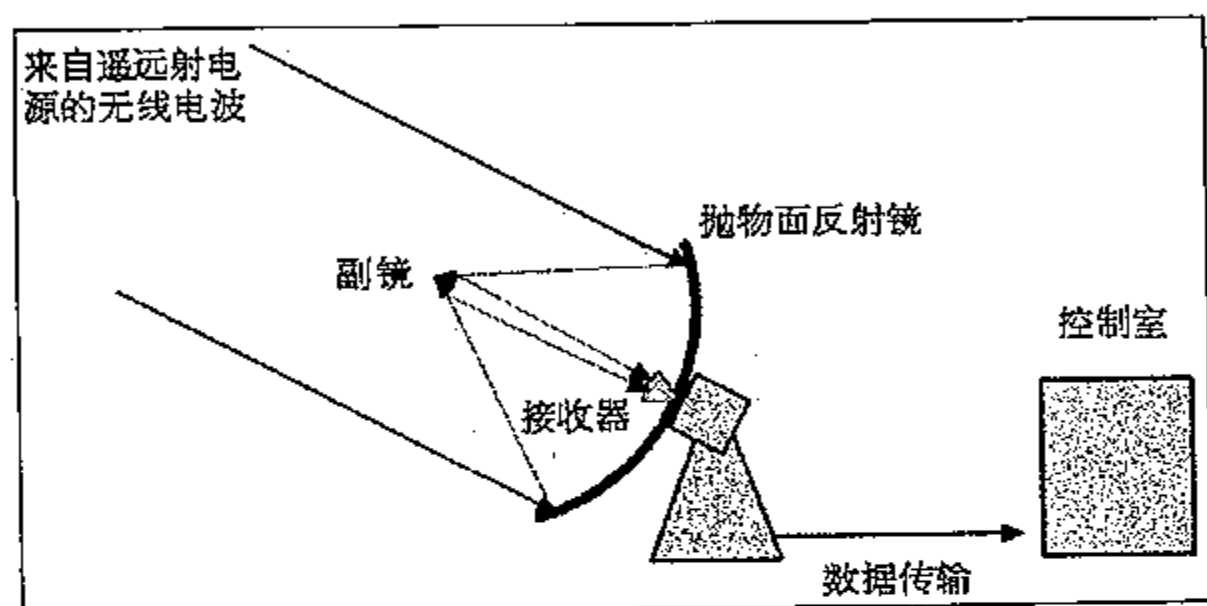
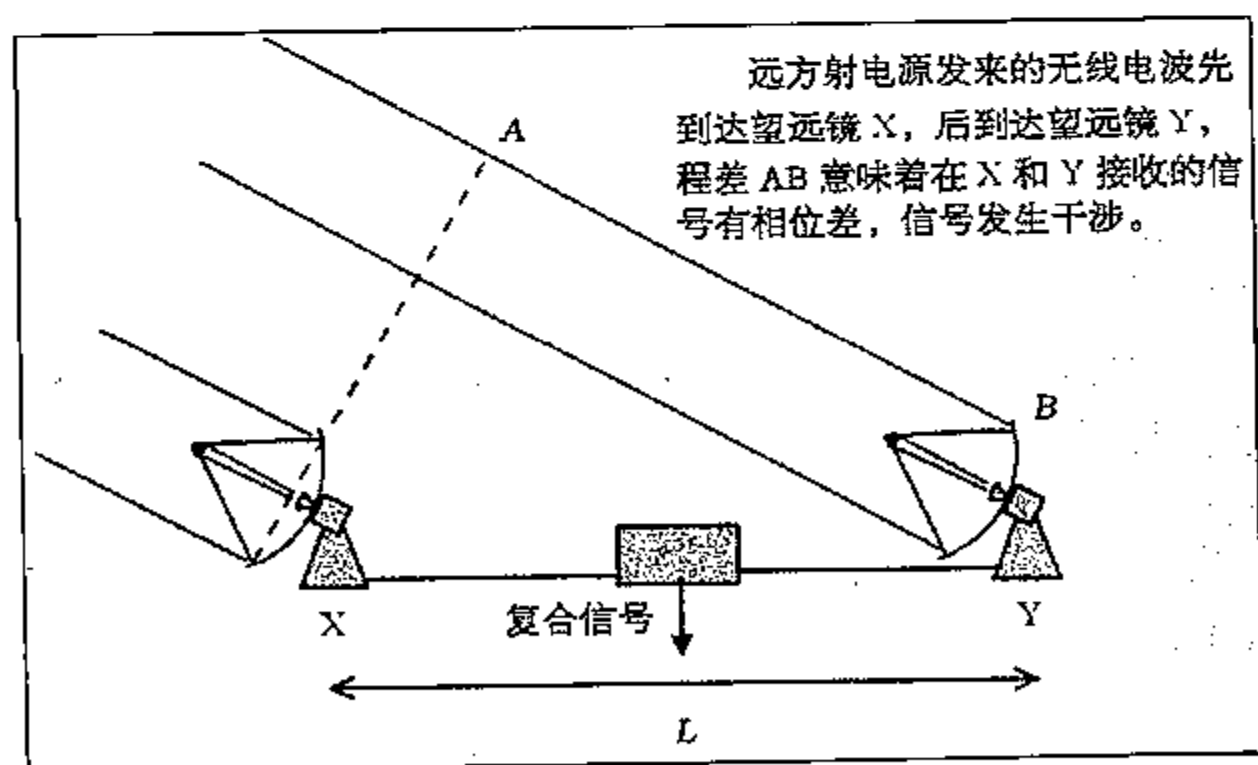


图 13.5 射电天文望远镜。

沿测量基线相隔一定距离的两个射电望远镜组成最简单的干涉仪。长基线干涉仪的工作原理非常简单。某射电源发出的无线电波到达这两个望远镜时,由于存在程差,这两台望远镜收到的信号之间有相位差。如果两信号相位相同,它们相加产生一个更强的信号;如果相位相反,则两信号相抵消。由于射电源运动,两台望远镜所接收到的信号的相位差不断改变,合成信号就经历一系列的极大和极小。从角宽度大于  $\lambda/d$  的射电源上的各部分所发出的无线电波( $d$  为基线长度),尽管信号同时到达探测器,但由于它们之间没有固定的相位关系,所以无法

图 13.6 基线长度为  $L$  的射电干涉仪,其分辨率相当于直径为  $L$  的单一望远镜。

分辨。这使得人们可以通过测量干涉条纹随时间的变化,获得有关天体的精细结构,而无法获得更大范围的细节。实际上,相距为  $d$  的两个望远镜盘形天线沿它们连线方向的分辨率差不多就等于  $\lambda/d$ 。当然,它们比直径为  $d$  的单一盘形天线收集到的辐射量要小,但这种长基线干涉仪确实是提高分辨率的一种简单经济的办法。类似地,一个 2D 射电望远镜阵列可以合成成为一个直径为 2D 的圆形天线,其面积等于整个阵列区域的面积。一个相关的、然而更加复杂的想法是,沿一条直线排列的若干天文望远镜随地球转动可以扫过一个更大的孔径,然后再把它们收集到的信号进行合成,这些信号就好像来自于一个大孔径天线的各部分一样。这种孔径综合的思想最早是由英国剑桥大学的赖尔(Martin Ryle)于 20 世纪 60 年代提出的。

默林(Merlin)阵列(多单元射电干涉仪网)是由跨英格兰-威尔士边界的一组射电望远镜(包括乔德雷尔·班克的洛弗尔射电望远镜)组成的。它合成的效果相当于一个横跨数百千米的单一天文望远镜。阵列中所有的望远镜都指向同一个射电源,它们各自接收到的信号通过微波链路送往乔德雷尔·班克天文台进行再次合成。在美国新墨西哥州的特大阵列由排列成 Y 型的 27 台天文望远镜组成,它对暗弱天体的观察优于默林阵列,但其分辨率则略显逊色。甚长基线干涉仪(VLBI)将相距遥远、甚至建立在不同洲的射电天文望远镜接收的信号进行合成,可得到令人难以置信的高分辨本领。为此,首先要用电子学方法记录所有接收到的信号,然后用以计算机进行时间同步合成。只有使用极为精确的同步原子钟才能作到这一点。如果运转正常,就可能合成为一个相当于地球直径那么大的孔径(尽管其接收的辐射量以及对暗弱天体的观察能力都远低于这么大直径的单一望远镜)。人们后来进一步发展了这种思想。在 20 世纪 90 年代中期,日本将一台射电望远镜发射到太空,将它的信号与一台地基望远镜的信号合成,得到了比地球直径还要大数倍的望远镜孔径。

### 13.4 其他波段的天文学

#### 330 13.4.1 紫外天文学

哈勃空间望远镜装备有几台紫外照相机和光谱仪。然而真正开先河的紫外空间望远镜是 1978 年发射的国际紫外探测器(IUE)。地球大气层阻止了紫外光,所以地基紫外望远镜是不实际的。国际紫外探测器具有 45 cm 的铝制反射镜,能接收波长 100~300 nm 的紫外光,观测到星等为 16 的天体(比人肉眼能看到的光源大约暗 10 000 倍)。携带望远镜的卫星定位在大西洋上空的地球同步轨道上,欧洲和美洲的天文学家始终可以看得到它,并可以控制它对准要观测的目标以及曝光时间的长短。这为更多的研究人员开启了太空天文学的新领域。

紫外天文学之所以重要,是因为可用它来研究极热天体的辐射,尤其是温度高达 40 000 K 的恒星。对识别和研究这些天体的研究人员来说,国际紫外探测器是十分重要的。紫外波段的另一个优点是它包含了许多普通元素的共振吸收线,如氢、碳、氧和氮。人们很容易辨认出它们,并以此来测量恒星以及星系物质中各种元素的比例。紫外天文学早期的贡献之一是发现了某些本星系中的元素比例与我们银河系中的有所不同,这是由理论预言,而不是由以前的实验结果得出的结论。

#### 13.4.2 红外天文学

红外(IR)辐射只是部分地被大气吸收,因此在地面上仍然可以探测到,所以人们还在

新建或筹建许多红外波段的光学天文望远镜。但迄今为止,一些最重要的观测结果仍是由空间望远镜得到的。

所有的红外望远镜或探测器面临的一大难题是热辐射,一切物体只要有温度就有辐射,热辐射的峰值在红外波段,辐射能量与温度的四次方成正比(斯特藩定律)。这就是说,在一般温度(譬如室温)下,红外望远镜自身产生的“背景光”就对它的探测器有影响。因此,红外探测器以及携带它的太空船必须被冷却。1983年发射的红外天文卫星(IRAS)靠蒸发其所携带的液氮使它保持在低于16 K的温度环境,其主要目的是在红外波段作红外观测并绘制天体的红外图谱。在一年的时间内(直至液氮蒸发殆尽),它成功地在四个不同波长(12, 25, 60 以及  $100\ \mu\text{m}$ )完成了三次巡天观测。它还编制出红外图谱给天文学家提供了大量的有关冷恒星的天文信息。红外辐射可以贯穿星际灰尘和气体星云,而这些对于其他波段的辐射是不透明的,这是红外观测的一大优势。恒星通常是由这些星云组成的,红外天文学已经提供了许多尚处在形成过程中的原恒星的图像,这些原始恒星是星系相互作用的宇宙大“摇篮”的产物。

自红外天文卫星以后,1995年11月红外空间观测卫星(ISO)又发射升空。它携带一个直径0.6 m的反射型望远镜,其调整精度可达2.7弧秒。它的主反射镜将收集到的辐射分别反射到4个探测器,在 $3\ \mu\text{m}$ 到 $200\ \mu\text{m}$ 的波长范围内记录光谱并成像。ISO的仪器由自带的液氮恒温器冷却到3 K。携带ISO的航天器在一个椭圆形轨道上运行,其近地点为1 000 km,远地点为70 500 km。这使得它在24小时中有16个小时处在地球俘获质子和电子的带状区域之外。飞船由欧洲空间局(ESA)位于马德里的比利亚弗兰卡(Villafranca)的跟踪站控制着,在那里每天有14个小时可以“看见”这个飞船。在两年多的时间里,该天文台(ISO)完成了超过26 000次观测记录,并不断地将消息发送回地面。

1989年11月美国国家航空和宇航局(NASA)首次发射一枚研究宇宙学的卫星——宇宙背景探测器(COBE)。它配置的仪器中包括测量微波背景辐射的远红外分光光度计(FIRAS),它测量的波长范围从 $100\ \mu\text{m}$ 到1 cm,覆盖了1964年由彭齐亚斯和威尔逊所发现的微波背景辐射范围——该微波背景被看作是宇宙大爆炸的“电磁回波”。在大爆炸的湮没中产生了大部分物质和反物质,也产生了高能 $\gamma$ 射线,随之开始了这种辐射。大约到了大爆炸后的300 000年时,辐射与物质发生强烈的相互作用,导致重复发生的电离和复合,使微波与物质达到热平衡。这一模型表明辐射应有黑体辐射的特征谱。300 000年后辐射从物质中退耦,但仍保留它的黑体辐射谱。此后,宇宙就不断膨胀,辐射也不断红移。在20世纪60年代初期,大爆炸模型预言:宇宙热辐射背景相当于一个比绝对零度高几度的理想辐射体的热辐射谱。彭齐亚斯和威尔逊发现这种辐射确实具有黑体谱的特征,并且对应于3 K的温度。很快这就成为大爆炸理论最重要的证据之一。更精确地测定辐射光谱和强度可以用来检验宇宙学理论的许多方面。远红外分光光度计非常精确的测量证实了这种辐射的黑体辐射特征,其对应的温度为 $2.730 \pm 0.060\ \text{K}$ ,还证实了在室女座(Virgo)方向的辐射强度比反方向的强度高。这种两极分布的存在是由于我们的本星系群朝着室女座星团(或许其后边的“大引力源”)局部运动的结果。另一个装置——微分微波辐射计(DMR)非常精确地测量了4种波长(9.5、5.7、3.3和2.4 mm)的背景辐射强度。1992年斯穆特(George Smoot)发表了宇宙背景探测器(COBE)的首批测量结果。这些结果表明,背景辐射并非完全均匀一致,宇宙中不同区域的辐射会有相当于十万分之几度左右的温度差异。有人已经预期到这种涨落,因为在还未形成星系的早期宇宙中必然会有某种不均匀性。斯穆特将此事件比作“看到了上帝的脸”——这个比喻似乎有些

过分,尤其考虑到后来的批评似乎都是针对这些结果的精度的。但对于宇宙学来说,这件事确实意义重大。微波背景在宇宙中大尺度范围内的涨落表明,在宇宙的早期,这些相距遥远的各部分曾发生过某种接触。这意味着在指数膨胀(通常称做暴胀)期间,这些部分快速分离。这个过程是紧随在大爆炸之后发生的,而先于通常理论所说的后膨胀。以后陆基天文台的观察证实了这种涨落,但是这种暴胀理论并没有为所有的宇宙学家所接受。

### 13.4.3 X 射线天文学

333 伦琴卫星(ROSAT)是在 X 射线和极端紫外波段观测最为成功的空间望远镜。以前的 X 射线望远镜(比如 2 号高能天文观测卫星或爱因斯坦观测卫星)都难以对 X 射线聚焦,因为能够折射或反射 X 射线的物质都强烈地吸收 X 射线。这使得人们不能像设计光学望远镜那样设计折射型或反射型的 X 射线望远镜。但如果 X 射线掠射到物质表面,就可能被反射。伦琴卫星中的主要设备是德国 X 射线望远镜(XRT)。它有 4 个套在一起的略成锥状的金属圆筒,X 射线由较宽的那端掠射到这些圆筒的内表面,再由抛光的内表面反射到达这些“镜筒”后端的公共焦点。焦平面上有一个像盖革计数器一样的正比探测器,可调节它对具体波段的聚焦 X 射线作出响应。这台望远镜的 X 射线波长响应范围为 0.6~10 nm。在这台卫星的外部还有一台英国的望远镜,它对波长 5~25 nm 的硬紫外线聚焦。二者的结构类似,后者只有三个嵌入套住的略成锥状的圆筒,且比较短。这是因为波长较长的射线在较大的掠射角就会被反射。极端紫外线(EUV)受到星际物质的强烈吸收,所以对极端紫外线的测量可以有效地探测星际物质的密度。

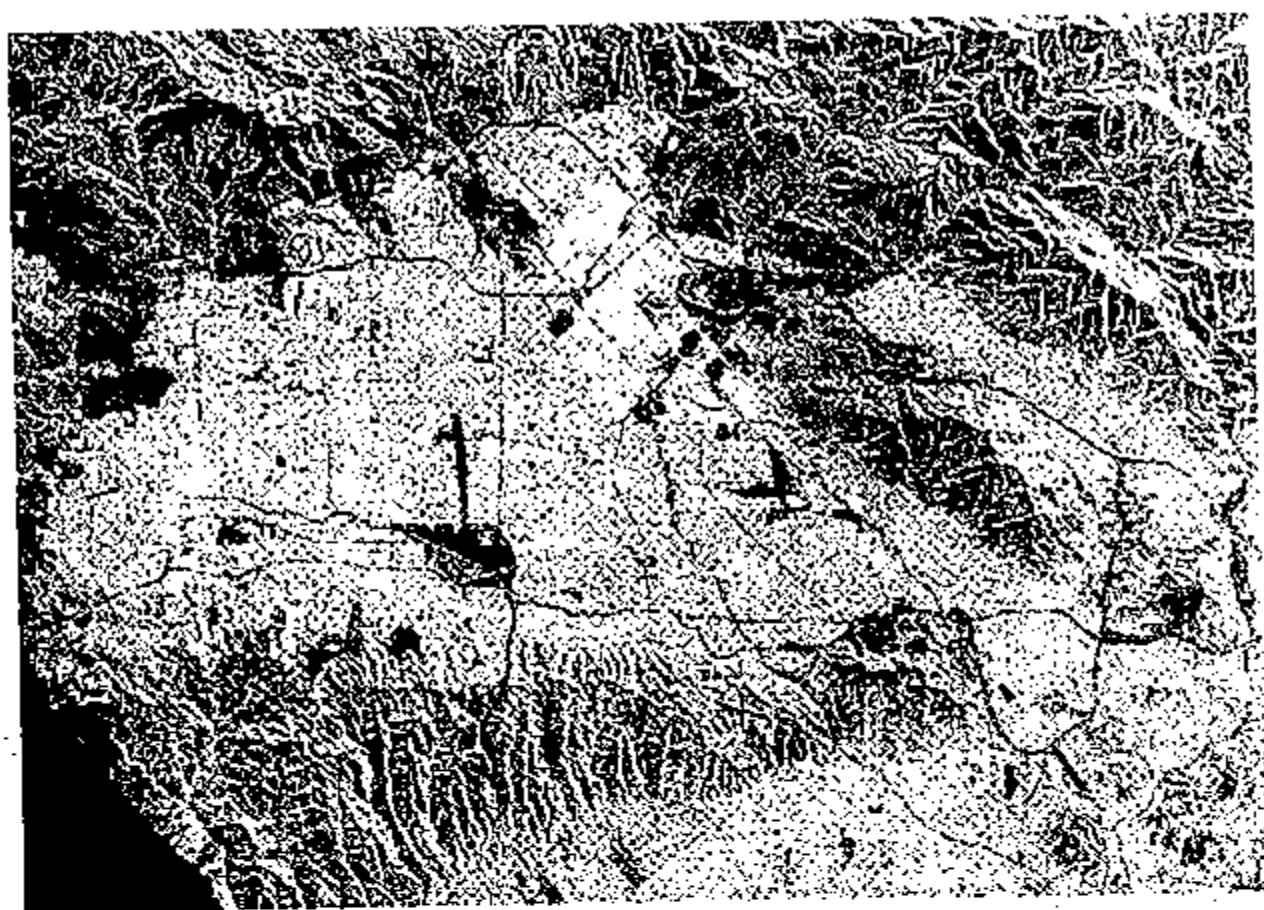


图 13.7 天文观测也改变了人们对地球的看法。这张空载雷达像显示出南加州圣费尔南多谷地(San Fernando Valley)中心部分纵横交错的街道和公路。图像底部为圣莫尼卡(Santa Monica)山脉,它横亘在谷地与洛杉矶之间。城市规划人员可以利用这类图像研究城市及其周边地区的土地利用情况。这张图像是由奋进号航天飞机上的空载成像雷达 C/X 波段综合孔径雷达(SIR-C/X-SAR)于 1994 年 10 月 3 日拍摄的,空载成像雷达 C/X 波段综合孔径雷达是德国、意大利和美国的联合研究项目。



X射线携带着宇宙中活动最激烈的天体的信息,包括X射线星系、黑洞、白矮星、双星系统以及类星体。伦琴卫星的一个重要目的就是対宇宙中的X射线源做巡天观测,但它也详细地观测了许多单个的X射线源,识别出不同X射线背景的来源。自从1962年美国航空和宇航局(NASA)研究小组在寻找月球的X射线时发现这种背景以来,天文学家们就一直在推测其来源。这种背景的一半以上来自一些单个的类星体;进一步的观测表明,其余的X射线背景可能是一些暗弱天体以类似的方式发出的。人们还预计当物质落入黑洞时会发出X射线。因此,X射线成像对于探明大黑洞与活动星系中心之间的联系是很重要的。

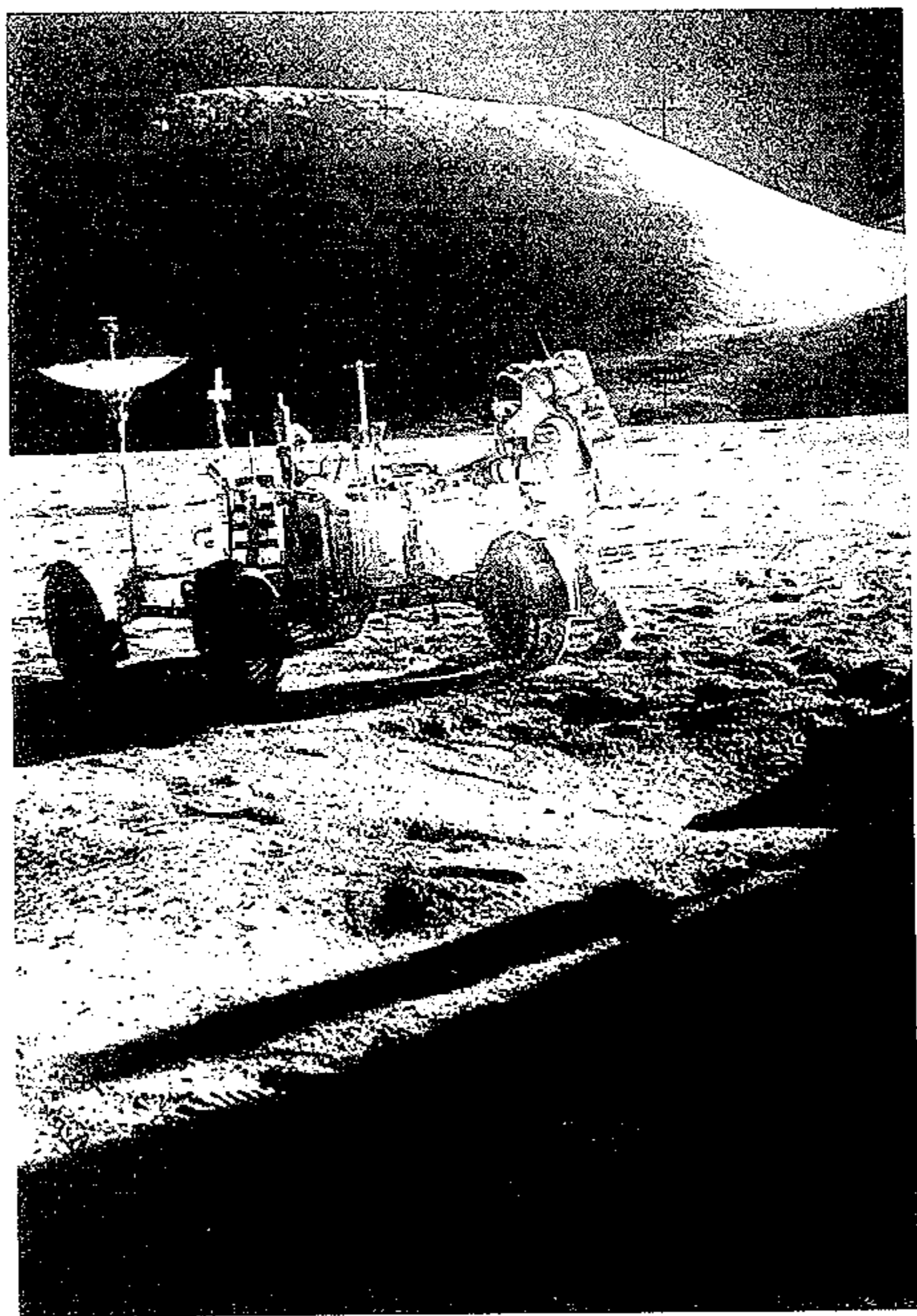


图 13.8 我们的探索已走出地球。图中宇航员欧文(Jim Irwin)在阿波罗 15 计划中正在装配月球车。

照片来源:美国航宇局

## 第 14 章 恒星与天体距离

### 335 14.1 宇宙的尺度

天文学最困难的问题之一就是确定天体间的距离。在 20 世纪,人们对恒星和星系的认识不断深入,研究它们的技术也不断得到发展。现在我们已经能够在大致范围上,判断出一切星体的位置,包括从太阳系内的天体到哈勃深空像最远距离极限内的星系。到 20 世纪末,人们对于宇宙究竟是永远膨胀下去还是会重新坍缩的猜测取决于人类测量天体距离的能力,即哈勃常数的确定。不幸的是,这是个非常困难而又众说纷纭的课题。甚至到了 20 世纪 90 年代,报纸和杂志的大字标题仍然在提“恒星比宇宙还要古老吗”这样的问题。表明天体测量的不确定性会导致如此荒谬的结论。在本章中,我们将讨论用于确定天体距离尺度的几种技术。

对接近人体大小的物体来说,米是常用的长度单位。以米为单位,地球到月球的距离为  $4 \times 10^8 \text{ m}$ ,地球到太阳的距离为  $1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ ,到半人马座——离太阳最近的恒星——的距离为  $4 \times 10^{16} \text{ m}$ ,而我们所在的银河系大小约为  $10^{21} \text{ m}$ ,到哈勃深空巡天探测涉及到的最遥远的星系的距离大约为  $10^{26} \text{ m}$ 。为了表示天体距离,人们发明了一些新的单位以便能方便地描述如此庞大的天文数字。

当地球在一个近似于圆的椭圆轨道上绕太阳运转时,日地距离略有变化,其平均值可用作测量天体距离的长度单位,叫做天文单位(AU)。应用牛顿引力定律以及到某些内行星的距离测量值可计算得到

$$1 \text{ AU} = 1.459 \times 10^{11} \text{ m}$$

336 在 1609 年到 1620 年期间,开普勒主要根据伟大的丹麦天文学家第谷·布拉赫以及他自己的详细观测结果,推导并发表了行星运动的三定律:

1. 行星绕太阳作椭圆轨道运动,太阳位于椭圆的一个焦点处;
2. 行星到太阳的连线在相同时间内扫过相等的面积;
3. 行星运动的周期(以年为单位)的平方等于其到太阳平均距离(以 AU 为单位)的立方(或者说  $T^2/r^3 = \text{常量}$ ,  $T$  和  $r$  的单位不限)。

在 17 世纪,牛顿证明了可从引力的反平方律导出开普勒三定律,得到

$$T^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_s + M_p)}$$

式中  $T$  为轨道周期,  $a$  为椭圆轨道的半长轴,  $M_s$  为太阳质量,  $M_p$  为行星质量。

在这个表达式中,如果考虑到行星的质量比太阳的质量小很多,就可以导出开普勒第三定

律。此外,如果将地球看作行星, $T$ 和 $a$ 分别以年和 AU 为单位,则常量为 1,因此有  $T^2 = a^3$ 。太阳到任何行星的距离(以 AU 为单位)都简单地等于  $T^{2/3}$ 。

实际上,很难通过测量地球到太阳的实际距离来确定 AU 的数值。然而,知道了任何一个行星的周期和轨道,就可以用上式来计算 AU 的数值。卡西尼最早对此作了精确的计算,他利用的是火星的地球视差(即从地球两侧观察火星,其位置所发生的明显变化)。最近,人们通过金星表面对雷达波的反射得到了更为精确的值。

确定了 AU 数值之后,人们就可以利用地球绕太阳运动所产生的视差,计算出到较近一些恒星的距离。贝塞尔于 1838 年用视差法首次成功地测量了星际距离。他选择了天鹅座 61,因为它呈现出科学家已经熟知的自行,且离地球较近。所谓自行就是以一些“固定的恒星”为背景,其位置随时间呈现有规则的变化。这种自行仅能以那些靠我们相对较近的恒星为背景才看得出来。哈雷于 1718 年首先观测到了这种效应。天鹅座 61 的自行达到了 5 弧秒/年。扣除这个量,观测到的天鹅座 61 的方向变化为 0.58 弧秒/年,这应当是由于地球轨道运动所产生的视差所致。天文视差定义为角位移的一半,也即地球轨道半径(1 AU)对那颗恒星的张角。因此天鹅座 61 的天文视差  $p$  为 0.29 弧秒。利用简单的三角学知识以及小角度近似,可以求出天鹅座 61 的距离为  $1/\tan p \approx 7 \times 10^5$  AU。距地球最近的恒星是半人马座,天文视差为 0.76 弧秒,距离为  $2.7 \times 10^5$  AU。

337

即使计量本星系中恒星的距离,AU 也嫌太小。这时人们就想出了一个新单位:秒差距,它是天文视差  $p$ (以弧秒为单位)的倒数。若某恒星的天文视差  $p = 1$  弧秒,则它到地球的距离  $1/\tan p$  为 1 秒差距(pc), $1 \text{ pc} = 206\,265 \text{ AU}$ 。对于更远的距离,可用兆秒差距作为适当的单位。银河系的直径大约为  $10^5$  光年,约为 30 000 pc 或 0.03 Mpc。

各种天文单位的比较表

单 位	m	AU	pc	ly	Mpc
米	1	$6.9 \times 10^{-12}$	$3.3 \times 10^{-17}$	$1.1 \times 10^{-16}$	$3.3 \times 10^{-23}$
天文单位	$1.5 \times 10^{11}$	1	$4.9 \times 10^{-6}$	$1.5 \times 10^{-6}$	$4.9 \times 10^{-12}$
秒差距	$3.0 \times 10^{16}$	$2.1 \times 10^5$	1	3.3	$10^{-6}$
光 年	$9.5 \times 10^{15}$	$6.4 \times 10^4$	0.31	1	$3.1 \times 10^{-7}$
兆秒差距	$3.0 \times 10^{22}$	$2.1 \times 10^{11}$	$10^6$	$3.3 \times 10^6$	1

各种典型距离比较表

	m	AU	ly	pc	Mpc
原 子	$10^{-15}$				
人 体	2				
地球直径	$1.3 \times 10^7$				
太阳直径	$1.4 \times 10^9$				
地球轨道平均半径	$1.5 \times 10^{11}$	1	$1.6 \times 10^{-5}$	$4.8 \times 10^{-6}$	
到最近的恒星半人马座	$4.1 \times 10^{16}$	$2.7 \times 10^5$	4.3	1.3	

(续表)

各种典型距离比较表					
	m	AU	ly	pc	Mpc
到天狼星	$8.2 \times 10^{16}$	$5.4 \times 10^5$	8.6	2.6	
到北极星	$3.4 \times 10^{18}$		360	110	
到猎户座 $\beta$	$8.3 \times 10^{18}$		880	570	
银河系“直径”	$9.5 \times 10^{20}$		$10^5$	$3 \times 10^4$	0.03
到仙女座星系	$2.4 \times 10^{21}$		$2.5 \times 10^5$	$7.5 \times 10^4$	0.075
到室女星座星系	$5.0 \times 10^{23}$		$5.3 \times 10^7$	$1.6 \times 10^7$	16
到大熊星座	$6 \times 10^{24}$		$7 \times 10^8$	$2 \times 10^8$	200
到长蛇座星系	$3 \times 10^{25}$		$3 \times 10^9$	$8 \times 10^8$	800
最远的哈勃深空像探测到的最远天体	$10^{26}$		$10^{10}$	$3 \times 10^9$	3 000

## 14.2 恒星

### 338 14.2.1 星等

夜晚,当我们仰望苍穹时,可以看到成千上万颗星星,但它们并非“千星一律”;有些星较其他的星更亮;如果你仔细观察,还会发现星光也有不同的颜色。天文学家不能改变天体的条件,以控制实验、观测天象。检验恒星和星系理论的唯一证据是包含在它们发出的辐射之中,这些辐射穿越广袤的几乎是真空的空间到达地球。人们要研究辐射所包含的一切线索,其中最重要的两个线索是视亮度和颜色。视亮度主要取决于两个因素——距离和发光度。颜色则取决于星的表面温度。有趣的是:从如此有限的信息中,人类竟然可以得到这么多有用的知识!

早在公元前 130 年左右,希帕恰斯就首次按照星星的视星等(视亮度)将星星分类:天空中最亮的星为 1 等,人眼勉强能看见的星为 6 等。实际上,1 等星的强度为 6 等星的 100 倍。所以这 5 个等级差别相当于 100。星的强度按几何级数排列,因此,一个星等的强度一定是前一个星等强度的  $a$  倍,  $a^5 = 100$ , 即  $a = 2.51$ 。这样,3 等星的强度为 4 等星的 2.51 倍,其余星等依此类推。

在希帕恰斯分类时,他认为所有星星都在一个天球上,比较它们的视星等就是比较它们的发光度。现在,人们已经知道不同恒星到地球的距离相差许多数量级,所以实用中不能只看视星等,还要采用一项简单的规则,定义绝对星等。即假设将恒星到地球的距离调节为 1 秒差距时,该视星等的大小就为绝对星等( $M$ )。比较星星的绝对星等与比较它们的发光度一样有效。

发光度是恒星发射的总功率。它与恒星的绝对星等有关,与视星等没有直接关系。恒星的绝对星等数值越小,发光度就越大,关系为

$$\frac{L_1}{L_2} = a^{M_2 - M_1}$$

恒星光度的变化分为 30 个等级,即发光度的范围是  $a^{30}$ 。太阳的绝对星等为 +4.8,发光度

为  $4 \times 10^{26} \text{ W}$ , 视星等为  $-27$ 。天狼星距离为 2.65 秒差距, 视星等为  $-1.46$ , 绝对星等为  $+1.42$ , 发光度为  $9 \times 10^{27} \text{ W}$ 。

#### 数学箱: 绝对星等和视星等

令距离恒星为  $d$  处(距离均以 pc 为单位)的星光强度为  $I_d$ , 它将遵循距离的反平方律。该恒星的绝对星等为  $M$ , 视星等为  $m$ , 有

$$\frac{I_d}{I_{10}} = \frac{10^2}{d^2} = \frac{100}{d^2}$$

也可用绝对星等  $M$ 、视星等  $m$  表示强度比:

$$\frac{I_d}{I_{10}} = a^{M-m}$$

式中  $a = 100^{1/5}$  (如果恒星距离为 10 pc,  $M-m=0$ , 强度比为 1), 则

$$a^{M-m} = \frac{100}{d^2}$$

对两边取对数(以 10 为底)

$$(M-m)\lg a = 2\lg \frac{10}{d}$$

但是

$$\lg a = \lg 100^{1/5} = \frac{1}{5} \lg 100 = \frac{2}{5}$$

所以

$$M-m = 5\lg \frac{10}{d}$$

$$m = M - 5\lg \frac{10}{d}$$

人们可以用绝对星等、视星等、距离和发光度之间的关系来测算星际距离。在确认了恒星所属的具体类型后, 就有可能估算它的发光度, 计算出它的绝对星等, 再根据它的视星等测算它的距离。但是判断恒星的类型是困难的。在以下的章节中我们将讨论利用恒星的发光光谱来识别恒星种类的方法——分光视差法。另外一种方法要选出几种异常类型的恒星, 如果我们已经确切了解了这些恒星的行为特点, 或是知道了它们在其生命周期中所处的具体阶段, 那么我们就可以在某种程度上预测它的行为。以下是两个例子:

1. 变星(比如造父变星)。它的发光度呈周期性的变化, 变化周期与发光度有关, 故可用来求其绝对星等。在地球上观测, 用这种方法可以测量到远至 4 Mpc 的星际距离。哈勃空间望远镜(HST)将测量距离扩展到了 40 Mpc。用此法尚难测量更远的距离。

2. 超新星。大质量恒星在其生命的晚期会发生爆炸, 在极短时间内释放出巨大的能量。这些恒星的闪光具有特殊的性质, 利用这些特征, 以及视星等、距离等, 便可估计出它们的发光度。这种方法对超远星系的测量是非常重要的, 因为极大的超新星发光度能使人们从很远的距离看到它们。目前, 用这种方法可以测量超过数百兆秒差距的距离。

要弄清怎样利用恒星测量距离, 需要了解恒星的发光机制。接下来就要讨论这一问题。将物理学应用于天文学的这一领域, 是 20 世纪物理学最成功的范例之一。

#### 14.2.2 恒星核聚变

直至 20 世纪人们才得以了解恒星发光的机制, 它曾与有关地球年龄的争论密切相关。两百年前的主流看法认为地球的年龄为数千年, 而非数百万年(或数十亿年)。部分原因是

基于神学论据,其中最重要的一个观点是基督教的厄谢尔(Ussher)主教于1654年提出的。他将圣经创始者的年龄和有记录的历史年代加到一起,得出地球于公元前4004年形成的结论。在19世纪,这种思想受到两种科学理论的挑战:

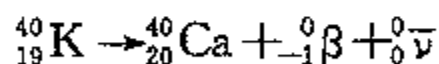
1. 詹姆斯·赫顿(James Hutton),18世纪的地质学家,他认为,高山和丘陵都是在非常非常长的时间里经风和水的侵蚀作用而形成的。

2. 达尔文于1859年出版了《物种起源》一书,提出自然选择的进化已持续了非常久远的时间——他估计地球的年龄为三亿年。

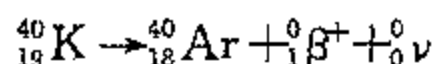
并非只有神学家们才关心这些看法。关于太阳曾有一种被广泛接受的理论:太阳是由于化学燃烧才发光,这一过程将在不到10 000年的时间内耗尽太阳的全部质量。19世纪50年代,汤姆孙,即后来的开尔文勋爵分析了首次由沃特森(James Waterson)提出的一种不同的理论:他设想有一种飞速旋转的流星物质跌入太阳并给太阳加热。他根据太阳得到落物质所释放的重力势能,来推算出太阳发光会持续多久。假定落入太阳的物质的速率是恒定的,此外还必须考虑到太阳的转动,由此他求出太阳的年龄大约为30 000年。几年之后,他摒弃了流星落入之前就已经存在太阳的想法,代之以太阳本身是引力坍缩形成的假设,认为随着引力坍缩,引力势能逐渐转变成热并辐射出去。这一假说极大地延长了太阳的理论年龄,估计为2 000万年左右。这似乎解决了地质学和进化论所提出的问题,即如果没有外来能源的话(这里指太阳辐射),地球上就不会发生任何地质变化和物种进化。以太阳的辐射通量计算,太阳每年要坍缩20 m。在当时,这个数字似乎是合理的,这也意味着太阳必定是很老的(尽管从以后的情况看,还不算太老)。开尔文勋爵提出了另一种方法计算地球的年龄。他认为地球与太阳系中的其他行星一样,是在同一引力坍缩过程中形成的,地球曾经是一个熔岩球体。这似乎与煤矿中温度升高的事实相吻合,表明地球内部比外部热,地球仍处于不断冷却的过程之中。开尔文根据对地球自形成以来热的耗散率的估计,计算出地球大约已经冷却了2 500万年了。这与他估算的太阳年龄很符合。

开尔文的这一说法受到另一位地质学家乔利(John Joly)的挑战。乔利根据海水变咸所需时间进行估算,得到的结果大约为1亿年,比开尔文的估算结果长得多。还有一些地质学家用山脉的形成速率和山谷的侵蚀速率来计算,结果得到的时间更长。在19世纪和20世纪之交,开尔文与乔利在不列颠协会(British Association)和皇家学会(Royal Society)就此展开辩论。但到那时,人类已经发现了放射性,这最终将导致对地球年龄长得多的科学估算,同时也间接地说明了太阳仍能持续发光100亿年的机理。

1904年,卢瑟福在大不列颠皇家学院(the Royal Institution of Great Britain)发表演说。那时他一直在研究最新发现的放射性,认识到它代表着一种重要能源(但并没有想到它是一种人类可以利用的能源)。开尔文此前认为自地球形成以来就没有另外的热源了。卢瑟福修正了开尔文的计算结果,认为地球中存在放射性同位素,这些物质在漫长的地质年代中的衰变提供了另外一种热源。他证明这使得地球的年龄增加到几十亿年,而不是几千万年。尽管开尔文不喜欢放射性,但放射性却为确定地球岩石年龄,确定月球岩石乃至陨石年龄提供了一个有效的方法。其中之一,是用钾40,它有两种衰变方式,其中89%的衰变为:



另外 11% 的衰变为



这第二种衰变很有趣,因为氩是惰性气体,不可能存在于固态岩石中。这就是说,这时氩的存在肯定是由钾 40 的衰变形成的。随着时间推移,由于钾的衰变和氩的形成,钾 40 和氩 40 之比将下降,从这一比例就可以判断出岩石的年龄。还有其他一些同位素方法可以用来确定岩石的年龄。地球上最古老的岩石年龄大约有 46 亿年。这与月球岩石以及落到地球上的陨石的年龄相当符合,表明太阳系形成于将近 50 亿年以前。当然这也表明太阳也是在那个时期形成的,并且发光至今。太阳的发光功率为  $4 \times 10^{26} \text{ W}$ 。以上讨论的种种机理都不能解释在长得如此难以想象时期内,太阳会有如此巨大的功率输出。杰出的物理学家乔治·达尔文(著名博物学家达尔文的次子)认为这可能是放射性同位素衰变产生的功率。但计算表明,即使太阳完全是由铀组成的,也解释不了所观测到的如此巨大的辐射通量!

342

太阳的能量来源难题于 20 世纪 30 年代得到解决。爱丁顿是最早将爱因斯坦的相对论应用于实际物理问题的科学家之一。他认识到一个氦 4 核的质量比 4 个氢核的质量略小。他想知道恒星的核心处的高温和高压是否足以将氢聚合成氦。如果达到这个条件,则这种核反应就会释放出巨大的能量。从爱因斯坦的质能关系可以看到,一个并不太大的质量-能量转换率就可以解释为什么太阳输出的总功率可达  $4 \times 10^{26} \text{ W}$ 。

$$E = mc^2$$

$$P = c^2 \frac{dm}{dt} = 4 \times 10^{26}$$

$$\frac{dm}{dt} = 4 \times 10^9 (\text{kg} \cdot \text{s}^{-1})$$

这表明每秒钟仅有 10 万亿亿分之 2 ( $2 \times 10^{-21}$ ) 的质量消耗,而如果整个太阳都以这种方式消耗的话(实际上不可能),它将持续大约  $10^{13}$  年。这就大大超过了根据地球上的地质变化以及岩石放射性纪年方法得到的年龄。然而,还有一个重大难题:要使两个氢核聚合,它们必须靠得足够近,使相互吸引的核力强到可以克服静电斥力。这个距离大约为  $10^{-15} \text{ m}$ 。爱丁顿用开尔文的引力坍缩模型估算太阳中心的温度,他发现尽管温度很高,但仍不足以触发核聚变反应。

这时一个新理论——量子力学——问世了。在经典物理学中,粒子在运动路径上的每一点都有确定的位置和动量。而量子力学的不确定性原理指出,这些量是不确定的,而是处在与普朗克常量相联系的一个范围之内。比如说,两个质子相距  $10^{-14} \text{ m}$ ,实际上,它们是处在这个距离的附近,有时远些,有时近些。这意味着,按照经典物理的观点,某些碰撞是不可能让粒子靠得很近以引发核聚变的,但实际上却引发了。这是因为它们有效地通过隧道穿透库仑静电势垒,所以这一效应就称为“隧道效应”。总的结果是:聚合质子的聚变反应能够并且实实在在地在太阳的核心处发生了。伽莫夫、豪特曼斯(Fritz Houtermans)以及阿特金森(Robert Atkinson)于 1928 年发表了他们的研究结果。然而两个质子聚合解释不了氢是如何转变成氦并给太阳提供能量的,但这毕竟是一个重要的进步。

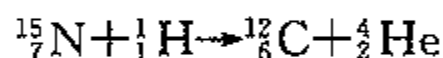
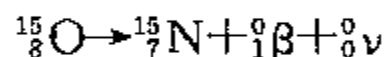
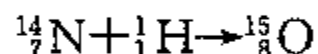
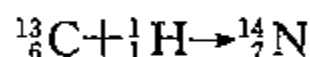
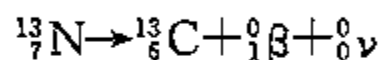
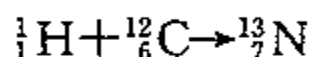
343

主导太阳中氦以及能量生成的机理叫做质子循环,该机理是由贝特于 1936 年提出的。质子循环经历三个不同的聚变过程。第一步是极为缓慢的,因为对单个质子-质子碰撞来说,隧道效应的概率极低——每个质子在与另一个质子聚合形成氦之前的寿命约为  $10^{10}$  年!



最后的结果是将 4 个质子转变为 1 个氦核,同时释放大约 28 MeV 的能量。第一步过程的概率极低,但这是太阳还将继续发光数十亿年的原因所在。如果这一过程太快了,反应速度就快,太阳就会很快耗尽它的核燃料。而对核反应速度的这种抑制正是太阳还能长期存在、人类还能长期繁衍的原因。质子-质子循环产生了太阳能量的 80%。这样算下来,太阳的寿命约为 100 亿年。假定太阳与行星的年龄相当,即已有 50 亿年,那么太阳还正处在它的壮年时期。

对于恒星可以将氢转变为氦的问题,贝特还提出另一种机理:碳循环。在类似于太阳的恒星中,碳原子不到 0.1%,质子穿过碳核势垒的概率随温度升高而急剧增加,所以在热的大质量恒星中频频发生这种反应。这样,在生成氦的反应中,碳核就好像催化剂一样:



344 在这一过程中还辐射  $\gamma$  射线,某些  $\gamma$  射线是由两个正电子与电子湮没产生的。这一系列反应的总效果就是将 4 个质子转化成 1 个氦核,同时释放出中微子和能量。

质子-质子聚变和碳循环的能量产生率取决于温度,而后者与温度的关系更为密切:前者正比于  $T^4$ ,后者正比于  $T^{17}$ 。太阳核心处的温度约为 1 500 万度(绝对温度),约有 80% 的能量由质子-质子聚变产生,10% 由碳循环产生。在大于两倍太阳质量的恒星中,碳循环是主导过程。贝特“因为对核反应理论的贡献,尤其是关于恒星中能量产生机理的发现”而荣获 1967 年度的诺贝尔物理学奖。

对处于稳定态的恒星来说,使它坍缩的引力必定与聚变产生的内部辐射压力相平衡。这种辐射压力将随恒星质量的增加而增加。如果某星的质量低于太阳质量的 8%,其中心温度就太低,从而不能维持核聚变,就不能生成恒星,这样的星永远也燃烧不起来。木星太轻,大约只是太阳的 1/50,所以它就不是恒星。若超过太阳质量的 120 倍,则辐射压力太大,会使超过的部分爆炸离去。所以恒星的质量范围在 0.08 到 120 倍太阳质量之间。

### 14.2.3 核合成

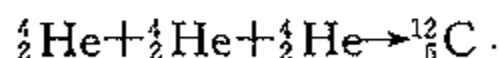
物理学令人称奇的一面就是它能给古老的哲学问题以全新的诠释。人类逐渐认识到太阳由于氢聚合成氦而发光,并用原子理论成功地解释了元素周期表,这使人们产生了一种令人吃惊的想法,即我们身上的一切元素(或许除了某些氢以外)都是恒星核聚变反应的产物。可以毫不夸张地说,我们人类就是恒星的尘埃。



氢是最简单的元素,主宰着早期的宇宙。在大爆炸膨胀和冷却过程中,形成热致密物质球泡和辐射时,氢恐怕是最容易形成的一种元素了。在最初的百分之几秒以内的极端条件下,氢聚合成氘、氦 3 以及氦 4。几百秒钟之后,温度降低,不能再发生核聚变反应了。这时大约有 25% 的物质(每 16 个核中有 4 个)已经转变成氦。大约一亿年以后,在超过平均密度的一些区域内由于引力坍缩开始形成恒星和星系。恒星开始将氢合成更多的氦以及少量较重的元素,如碳、氧和氮。然而,当观测恒星的光谱时,我们发现了许多元素的特征谱线。这些元素是从何而来的呢? 1957 年,玛格丽特(Margaret)、伯比奇(Geoffrey Burbage)、福勒(William Fowler)以及霍伊尔(Fred Hoyle)共同发表文章回答了这个问题。文中详细分析了核合成的基本步骤。

345

由氢合成其他元素的想法是简单易懂的,但其具体机理却比较复杂。问题在于并不存在质量数为 5 或 8 的稳定的同位素,所以不可能简单地按一次加几个质子的方法来合成重核。1951 年,欧匹克(E. Opik)和萨尔佩特(E. Salpeter)曾提出过一个解决方法,他们证明了当恒星核内温度超过  $4 \times 10^8$  K 时,会发生三重  $\alpha$  粒子反应:



但即使这样也没有解决问题,因为这一过程的概率(即散射截面)太小,不能产生足够多的碳。1953 年,霍伊尔(Fred Hoyle)提出在大约 7.7 MeV 情况下,核共振可以大大增加这种概率(增加  $10^7$  倍)。这就把氦所要求的燃烧温度大约降低到  $10^8$  K,这与所估算的核心温度相符。在这一温度下,这种过程对于解释大质量恒星的发光度以及碳的丰度是十分重要的。碳一旦形成,更重的核(直至铁 56)就可以通过与氦核的聚变反应或中子吸收形成。这一看法得到 1956 年由休斯(Hans Suess)和尤里(Harold Urey)发表的宇宙元素丰度观测的支持。它强调了以下三件事:

1. 丰度随质量数增加而急剧减少;
2. 简单地由氦核相加生成的核丰度特别大;
3. 对应于“幻数”,出现了几个稳定性的峰。

铁 56 以上的核的产生过程是吸热的,所以在恒星的正常寿命范围内,不可能在其中心大量产生铁 56。1957 年,卡梅伦(A. Cameron)指出,重核可能是超新星爆发时合成产生的。随后的分析证实了这个模型与测量得到的重核丰度相一致。太阳系中大量的重元素的存在说明:它们是由古代超新星的碎片所形成的,而非第一代的恒星体系。

这给我们一个非常清晰有力的图像:恒星,根据其质量和温度,通过质子循环或碳循环,将氢聚变成氦。当星核中的氢燃烧殆尽时,引力坍缩致使星核温度升高,并可能启动氦燃烧。这将取决于恒星的质量。事实上,质量较大的恒星将耗尽核心处的氦,进一步的引力坍缩使碳 12 聚合成镁 24,或者氧 16 聚合成硅 32 等等,直至铁 56。对于大质量恒星,最后的反应产生镍和铁,释放出的能量非常少,仅仅能延缓不可避免的引力坍缩而已。在这个阶段,星核中核反应产生的中微子通量将远远大于恒星表面发出的光子通量。事实上,最近一次最重要的超新星爆发(超新星 1987A)的预兆就是先在地面上探测到中微子的增加,几小时以后才探测到发光度的增加。当恒星核反应产生的能量行将耗尽时,恒星便开始急剧坍缩。在打破数百万年间聚变形成的星核元素的同时,引力也为形成比铁还要重的元素提供了能量。恒星核心处猛烈增加的核反应产生中微子暴,将恒星外层物质,包括大量重核元素抛向太空。

346

## 14.3 恒星光谱

### 14.3.1 星光分析

星核中产生的高能  $\gamma$  射线在经过多次散射、吸收和再发射以后,从恒星光球中逃逸出来,辐射到太空中去。不透明的炽热气体对光的吸收和再发射使得光与恒星表面层的气体处于热平衡态。这说明恒星的辐射光谱很像理想的黑体辐射谱(尽管很不精确)。黑体辐射遵循维恩定律和斯特藩定律:

#### 1. 维恩定律

$$\lambda_p T = \text{常量} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

式中  $\lambda_p$  是光谱的峰值波长,  $T$  是黑体温度。

维恩定律告诉我们,星光的颜色与其表面温度有关。红色星相对较冷,大约为 3 000 K,黄色星(如太阳)接近 6 000 K,白色星大约 10 000 K,某些蓝色星的表面温度超过 20 000 K。

#### 2. 斯特藩定律

$$I = \sigma T^4$$

式中  $I$  为单位面积的辐射功率,  $\sigma$  为斯特藩常量  $= 5.7 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ ,  $T$  为恒星温度。

斯特藩定律给出了恒星的发光度,其辐射功率为  $L = \sigma AT^4$ 。距离恒星为  $r$  处的辐射强度为

$$I = \frac{L}{4\pi r^2}$$

347 如果确认了恒星的种类,并大致知道其大小,就可以根据斯特藩定律估算出  $L$ ,再用其表观光强求出恒星的距离。

1815 年,夫琅禾费在太阳的连续光谱中发现了数千条很细的暗线。这些暗线是辐射通过太阳大气中温度较低的低密度气体时所形成的吸收线。某些光子将原子内的电子通过量子跃迁激发到较高能级;这些激发态原子以相同的频率再次辐射出光子,但发光方向是随机的。净效应是在这些吸收频率上的光强显著减少,形成太阳光谱中的暗线——吸收线。

这些吸收线的波长和频率正好对应着恒星大气中原子所允许的能级跃迁,因此这些暗吸收线的分布可以告诉我们恒星的成分。较热的恒星能够激发出较高的能级跃迁并导致电离,因此恒星光谱可以给出恒星成分和温度的细节信息。从 19 世纪中叶到 20 世纪 20 年代,天文学家做出很大努力,试图根据恒星光谱将它们分类。哈佛大学的研究人员,尤其是坎农对此做出了决定性的贡献。她改编了当时的一些图表,排出 7 种谱线等级,并按顺序标记为 O、B、A、F、G、K 和 M,表示恒星温度下降的次序,见下表:

某些重要的谱线		某些重要的谱线	
波长(nm)	吸收体(符号)	波长(nm)	吸收体(符号)
656.3	氢(H)	516.7, 517.3, 518.4	中性镁(Mg I)
589.3	中性钠(Na I)	495.5	氧化钛(TiO)
587.6	中性氦(He I)	486.1	氢(H)
527.0	中性铁(Fe I)	468.6	电离氦(He II)

(续表)

某些重要的谱线		某些重要的谱线	
波长(nm)	吸收体(符号)	波长(nm)	吸收体(符号)
438.4	中性铁(Fe I)	410.1	氢(H)
430.0	CH 分子	396.8	电离钙(Ca II)
434.0	氢(H)	393.4	电离钙(Ca II)
422.7	中性钙(Ca I)		

348

7 种主要谱线等级			
等 级	有效温度/K	颜 色	特征吸收线
O	28 000~50 000	蓝	He II, He I
B	9 900~28 000	蓝白	He I, H
A	7 400~9 900	白	H
F	6 000~7 400	黄白	金属, H
G	4 900~6 000	黄	Ca II, 金属
K	3 500~4 900	橙	Ca II, Ca I, 分子
M	2 000~3 500	橙-红	TiO, 分子, Ca I

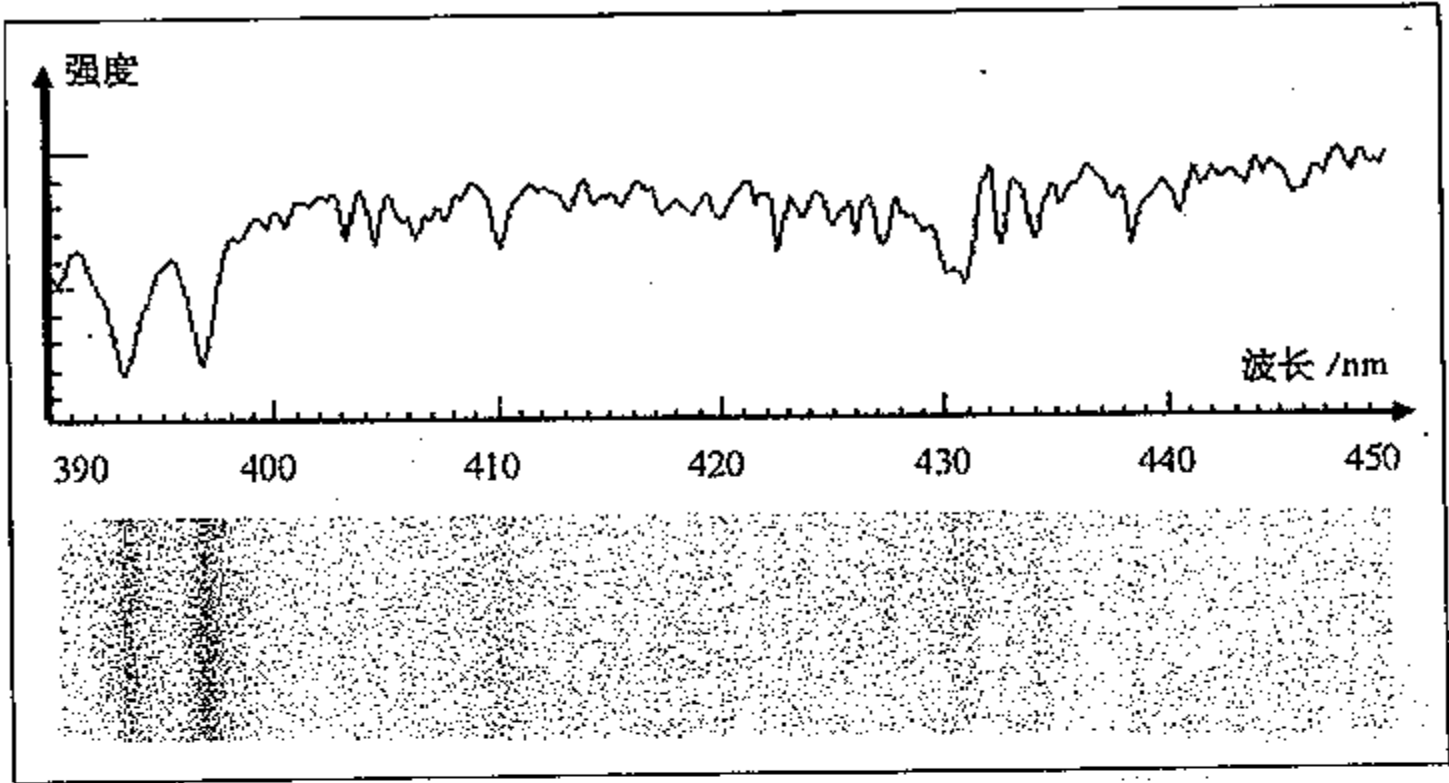


图 14.1 类似于太阳的 G 等恒星的辐射谱。两个明显的暗带位于谱线的短波段,是钙的 K 和 H 线。它们在星系的谱线中也是显著的,可以用来计算星系的红移。

14.3.2 赫-罗图

1914 年,丹麦天文学家赫兹普隆和美国天文学家罗素画出了一个恒星绝对星等与光谱等级的关系图。对于绝大多数恒星来说,这二者有明确的相关性——绝对星等高的对应于高温,绝对星等低的对应于低温。这种恒星发光度与谱线等级的关系图叫赫-罗图,这种关

349 系确定了恒星的“主星序”。理论表明大质量的恒星温度高,发光度也高,所以主星序也可认为是代表了恒星质量的次序(大质量恒星在图的左上部)。

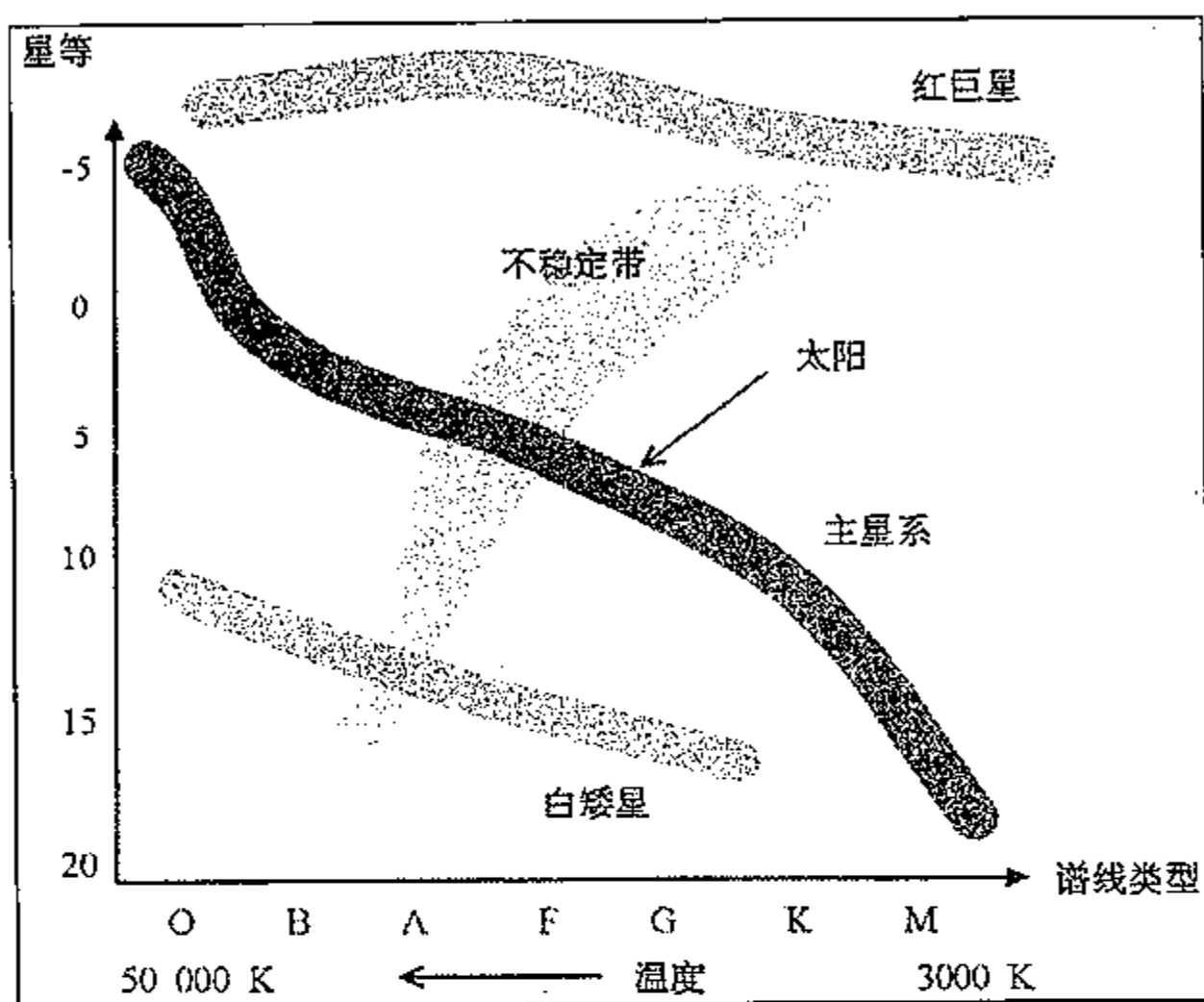


图 14.2 表示主星序的赫-罗图。

350 还有相当数量的恒星不在主星序上。我们要讨论的第一类是红巨星,如猎户座  $\alpha$ 。它的温度相当低(所以呈红色),但发光度很高。爱丁顿认为它们比主序带上的红色恒星大得多(所以称为巨星)。他建议迈克耳孙用光学干涉仪测量猎户座  $\alpha$  的直径。迈克耳孙利用威尔逊山顶 100 英寸(合 2.54 m)望远镜圆盘形盘面,构建了一个 6 m 干涉仪。实验证实了猎户座  $\alpha$  的直径确实巨大——大约等于火星绕太阳的轨道直径。初看起来,巨大的冷星与质量-发光度正相关的理论似乎有矛盾。但该理论是针对主序带内恒星而言的,它们的星核燃烧氢聚合成氦;而对于那些耗尽了氢,核心已经转变成氦的年老恒星来说,情况则不然。1942 年,舍恩贝格(Mario Schönberg)与钱德拉塞卡证明了当恒星的氦核超过恒星质量的 10% 时,它就不能维持稳定的燃氢过程了。此时星核本身开始坍缩,而在膨胀得极大的外壳中继续着氢的燃烧。就是这种膨胀使得这颗恒星演变成为红巨星。它也告诉我们红巨星处在它生命的晚期。这种很高的发光度表明,在该状态下,它们处在现阶段的时间要比处在主序上的时间短得多。

还有其他一些异常情况——暗弱恒星,它们的发光度很低,但其谱线却有热恒星的特征。这些“白矮星”原来是一些古老恒星坍缩了的核,最后由于电子简并压的存在阻止了引力坍缩的进一步发展(这是泡利不相容原理的结果——在同一体系,不可能有两个电子处于相同的量子态)。白矮星理论也是早期量子理论应用于天体物理的一个范例。爱丁顿曾指出,这样大质量的致密星体应能使离开其表面的辐射产生显著的红移。1925 年,亚当斯(Adams)通过一系列仔细的测量证实了这一点,同时也有效地检验了广义相对论和恒星理论。钱德拉塞卡证明质量大于太阳 1.46 倍(称为钱德拉塞卡质量)的星核,其电子简并压是不能抗衡恒星的引力坍缩的,较重的星核必将进一步坍缩。

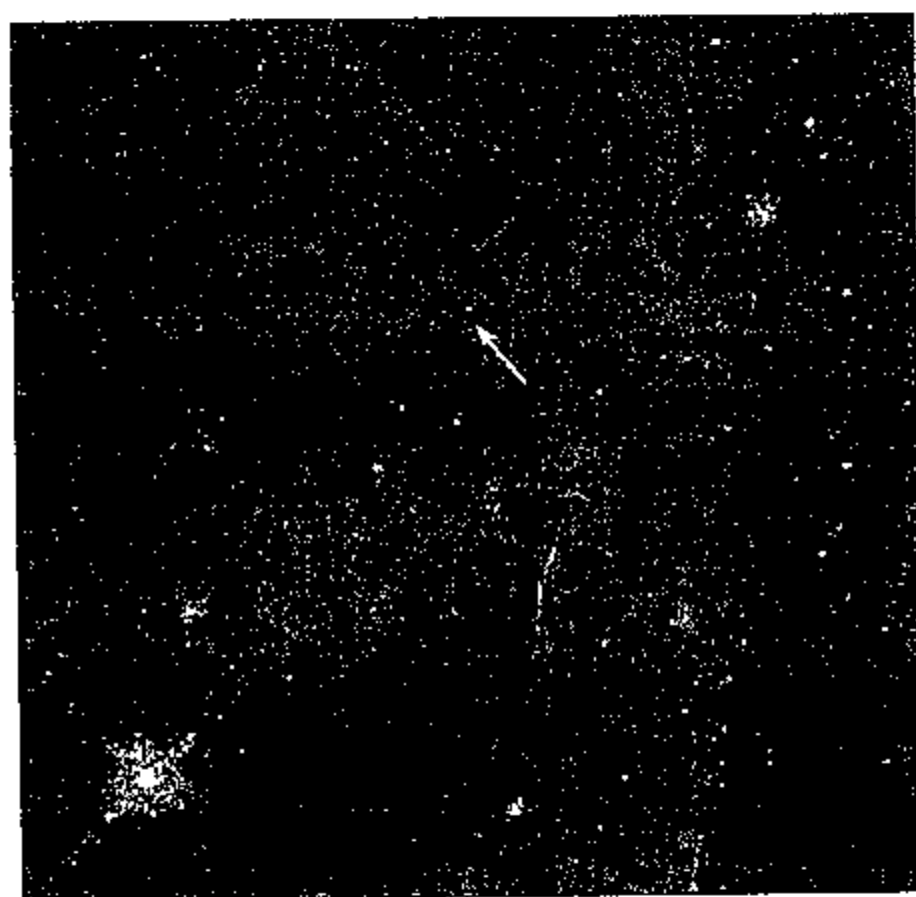
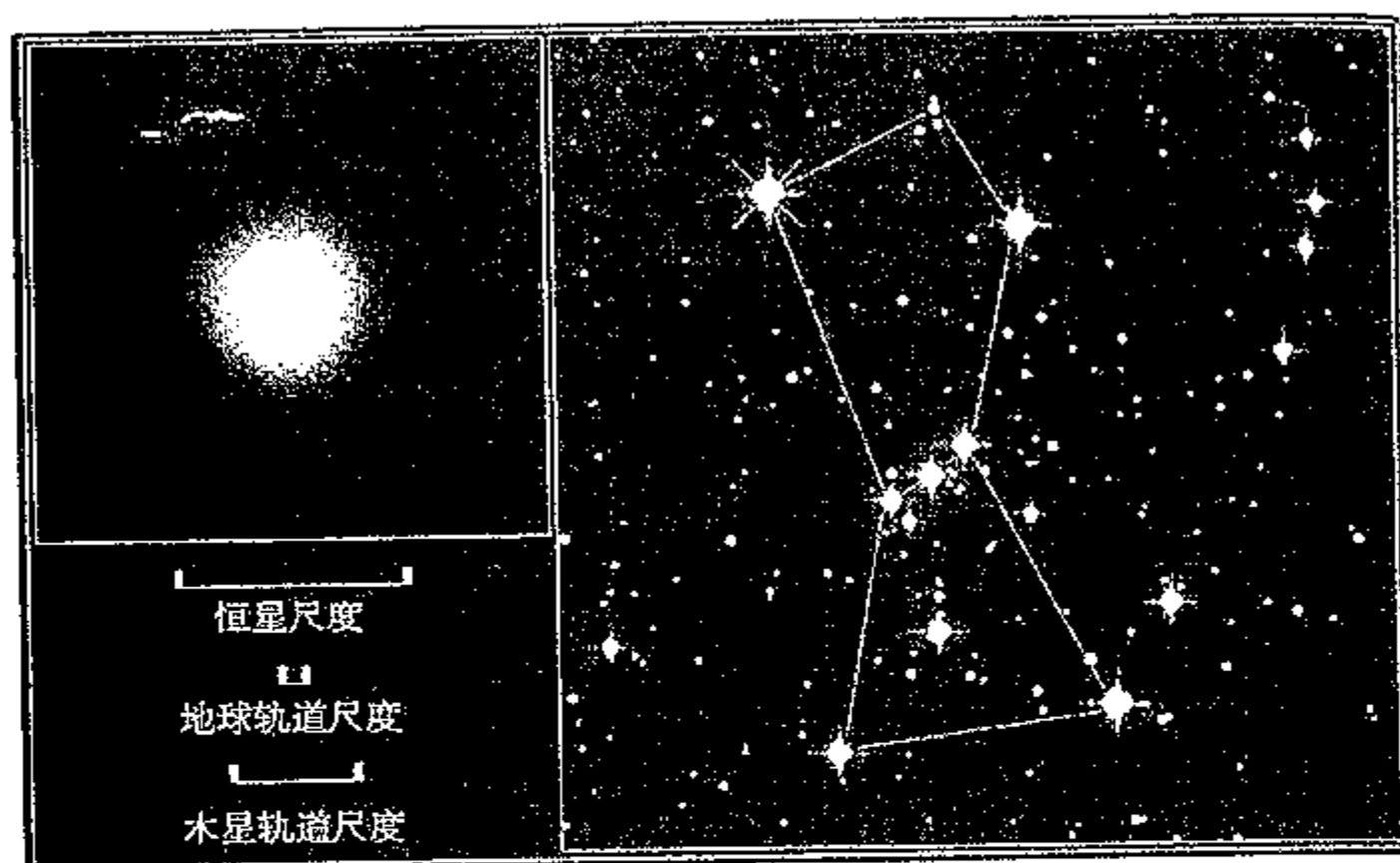


图 14.3 哈勃空间望远镜拍摄的恒星像。上边的照片是人类首次对太阳以外的恒星成像,它是猎户座  $\alpha$ , 一个红超巨星。这张照片是暗弱天体照相机用紫外光拍到的。下边的一张是用可见光对单独一个中子星直接成像(箭头所指),这个中子星被认为是高温、小尺度、低发光度的,其直径大约为 28 km。

(照片来源: NASA)

巴德(Walter Baade)和兹威基认为大质量超新星也可能继续坍缩,直至所有的电子和质子都复合,形成一个较小的致密天体——中子星。中子星是靠中子简并压维持的,其密度约为  $10^{18} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。这种只有几千米大的致密天体不会再发出很强的辐射,因此不能被直接观察到。然而到了 20 世纪 60 年代,贝尔-伯内尔和休伊什发现了脉冲星。这是一种急速旋转的中子星,它像灯塔一样在视场中闪动,有规律地、脉冲地辐射能量。但即使中子简并压也是有限的,对超过太阳质量 2.5 倍的星核来说,目前尚不知道有什么物理力量能阻止最后的引力坍缩,形成奇点或黑洞。

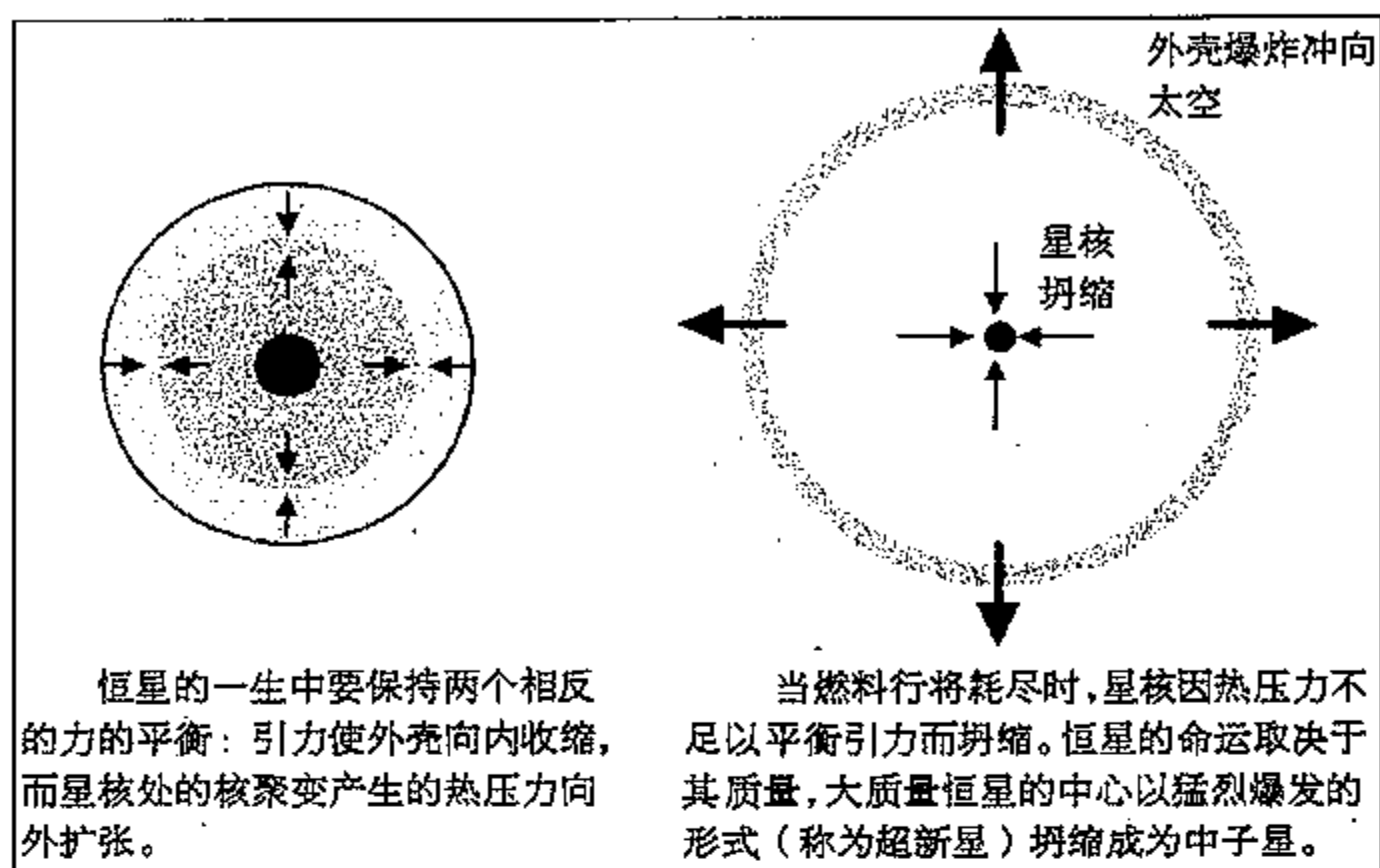


图 14.4 恒星。

在主星序中，与太阳类似的恒星一生大部分时间都在燃烧氢聚合成氦。在其生命终结时氦核将坍缩，而外层膨胀至超过地球轨道的范围，然后它就简单地演化成为一个红巨星。红巨星的外层逐渐离散，而核心保持为一个白矮星，随着时间推移，它将变冷、变暗。

钱德拉塞卡“因对恒星结构和演化物理过程的理论研究”和福勒一起分享了 1983 年的诺贝尔物理学奖，而福勒的贡献在于“对宇宙化学元素形成过程中核反应的理论 and 实验研究”。

### 14.3.3 超新星

新星是很普通的。恒星突然变亮得以显现，几周后再次消失，由此谓之“新星”。它们

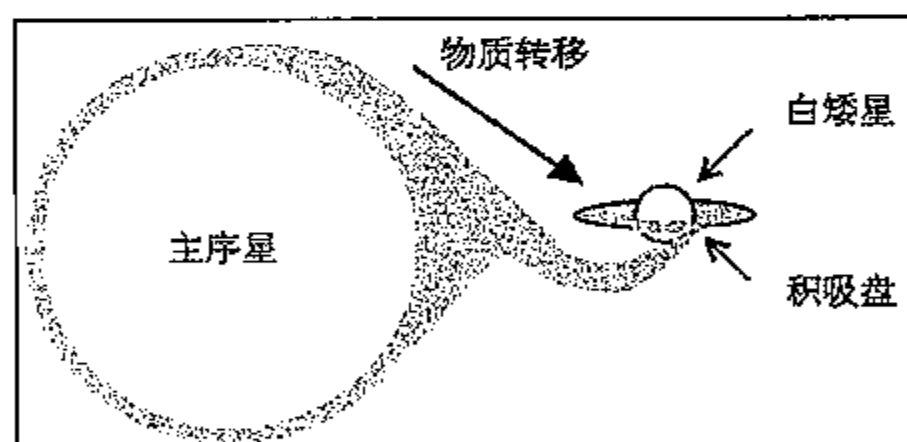


图 14.5 处于主星序的一颗正在演化中的恒星，将物质转移到白矮星并在其表面引发核聚变时，发生闪耀，成为新星。其光变曲线在几周后达到峰值，而整个过程的重复周期以十万年计。

是由双星系统中紧密联系各组成天体之间爆炸性的热核相互作用引起的（比如白矮星从其大的伴星那里吸取氢，并在白矮星表面引发了核爆炸）。

超新星爆发是宇宙中极为猛烈的事件，爆发时其发光度难以想象地骤增。但是，近一千年来，人们在银河系中大约只观察到 6 次超新星爆炸。其中三次分别由日本和中国的天文学家于 1006 年、1054 年和 1181 年观测到，另有一次于 1574 年被第谷观测到（因而叫“第谷星”），还有一次于 1604 年被开普勒观测到。然而到了 20 世纪 20 年代，

人们认识到银河系只不过是无数星系中的一员，这才充分理解了超新星爆炸时发出的难以想象的功率。它们以前所未有的亮度和（下面我们将会看到的）可预见的谱线特征和功率使它们成为理想的“标准烛光”，可用来测量宇宙的尺度和膨胀速率。不幸的是，超新星也是十

分罕见的,由于它们只在很短的时间内闪光,人们很难把握住研究它们的时机。要解开超新星之谜,我们必须先搞清大质量恒星是怎样死亡的。

1926年,剑桥大学出版社出版了爱丁顿爵士的著作《恒星的内部结构》。他在书中描述了一种新的恒星类型,其平均密度大大高于普通物质。这些星是白矮星,例如天狼B(天狼星的伴星),其质量是太阳质量的1.05倍,而半径却只有5 000 km,不到太阳半径的1%,这使它的密度比太阳高100万倍。

1. 太阳的平均密度为  $1.4 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

2. 地球的平均密度为  $5.5 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

3. 天狼B的平均密度为  $4 \times 10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

爱丁顿为这些星感到惶惑:如果它们是靠热压力维持的话,那么当它们将能量辐射出去并开始冷却时会发生什么呢?一旦失去热压力,恒星必定还有其它方法来对抗引力坍缩,以保持平衡。那么这会是怎样的方式呢?爱丁顿当时并没有接受恒星会无限坍缩的说法,而只是认为冷却的死亡的恒星必定以与普通物质相同的方式维持自己,来对抗引力坍缩,即靠原子本身阻止压缩。然而这就意味着这颗星变冷时还必须膨胀达到通常的密度,可就是找不到对抗引力而“再膨胀”所需要的能源。这个问题被称为“爱丁顿佯谬”,而且似乎与天狼B之类的恒星密度测量值相矛盾。这种小而致密的恒星的另一个结果就是光线离开它们表面时会有较大的引力红移,这可在其到达地球的光谱中观测到。1925年,亚当斯(W. Adams)在威尔逊天文台进行了这种测量,证实了红移的存在。爱丁顿为此结果写道:

“亚当斯教授一石二鸟:他完成了一个实验,既验证了爱因斯坦的广义相对论,又证实了我们的猜想,即密度比铂还大2 000倍的物质在宇宙中不仅可能,而且确实存在。”

[Quoted in *Black Holes and Time Warps*, Kip Thorne, Picador, 1994]

那么究竟是什么在阻止坍缩呢?这个问题于1926年到1930年期间由福勒和钱德拉塞卡解决了。福勒那时已发表了题为“论致密物质”的论文,他将哥本哈根学派的量子力学法则(当时正在学术界引起轰动)应用到超高压条件下的物质。为了理解这种新思想,我们必须考虑电子的波动性质。如果原子被压缩到越来越小的体积里,那么电子也被限制在这个小体积里。这就给允许的德布罗意波长设置了上限。德布罗意关系(见下)证明了电子的波长与其动量成反比。所以处在小盒子里的电子会比大盒子里的电子具有更高的动量,也就具有更大的动能。这可以有以下两种解释:

1. 压缩原子需要足够大的压力来对抗电子撞击容器器壁所产生的向外的压力——就像经典气体的压力一样;

2. 压缩原子必须为这些受到限制的电子提供额外的动能,而进一步的压缩就需要增大压力。同样,这些受限制的电子要产生向外的压力。

这个压力叫做电子简并压。对于一般密度的物质,电子简并压可以忽略,然而在白矮星内部,电子简并压就起主导作用了。事实上这正是白矮星对抗引力坍缩得以维持所需要的压力。

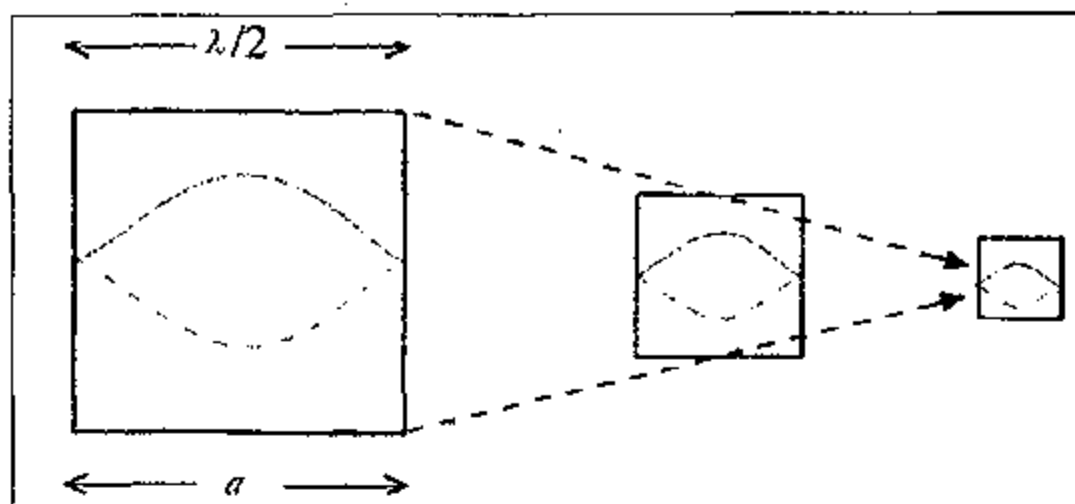


图 14.6 电子简并压。电子被限制在越来越小的体积内,其德布罗意波长也受到限制以适合这个体积。这就导致了较大的动量和较高的压强。

355

#### 数学箱:德布罗意波与简并

设想有一个电子被限制在一个边长为  $a$  的箱内。如果在边界处电子波的振幅必须为零,那么它的最大波长为  $2a$

$$mv = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2a}$$

$$KE = \frac{h^2}{8a^2m}$$

所以电子的动量与箱的边长成反比。而其动能与边长的平方成反比。至于简并压本身,减小箱子尺寸就意味着电子连续两次碰撞箱壁所走过的路程更短,即电子运动也更快了。此外,电子碰撞的面积也更小了。所有这些效应都是朝着同一个方向的——增加压强。很显然,如果原子被限制在越来越小的空间里,简并压就会变得越来越显著。

1930 年钱德拉塞卡又把这一分析方法向前推进了一步。他认识到压缩使电子运动越来越快,快到某一程度时就需要相对论校正。电子不可能无限地增加它们的速度,存在一个速度极限——光速。另外一个效应就是运动电子的质量也会增加。综合考虑这两种效应,钱德拉塞卡证明,与经典模型相比,相对论效应减小了简并压的影响。相对论性的恒星比经典的恒星更容易压缩。这导致一个惊人的结果,即质量大于太阳 1.4 倍的恒星靠电子简并压不足以对抗引力坍缩。1.4 倍太阳质量是白矮星可能的最大质量,叫做钱德拉塞卡极限。以后的观测证实,已知的白矮星确实没有一个大于此质量极限的。

爱丁顿对这种分析不以为然,并由于个人的原因反对它。他认识到钱德拉塞卡极限意味着,如果恒星质量大于该极限,就不可能像白矮星那样结束其生命。它们或者在死亡之前抛出足够多的物质,使自己的质量降到钱德拉塞卡极限以下;或者是继续坍缩,超过白矮星的阶段,达到更加致密的程度——这个问题更难解决。

正是在这一点上,致密物质与超新星有联系。在 20 世纪 30 年代,兹威基着手将超新星分类。他将超新星分成两大类型:

1. I 型:主要在银晕中发现的,与低质量的年老恒星爆炸有关。它们的光谱特征是缺少氢线,其视亮度值可增加 20 星等。它们以很高的速度向外爆炸,可达光速的 3%。后来 I 型又被分成 Ia 和 Ib 两种类型。

356



2. II 型: II 型超新星的发光度不如 I 型的, 其视亮度可增加 16~17 星等。它们的光谱中有氢线, 其光变曲线有一个平坦区域。它们向外膨胀的速度大约为 I 型的一半, 主要局限在银盘和旋臂中。所有的观测表明, 它们与具有完整氢包层的大质量年轻恒星的爆炸有关。

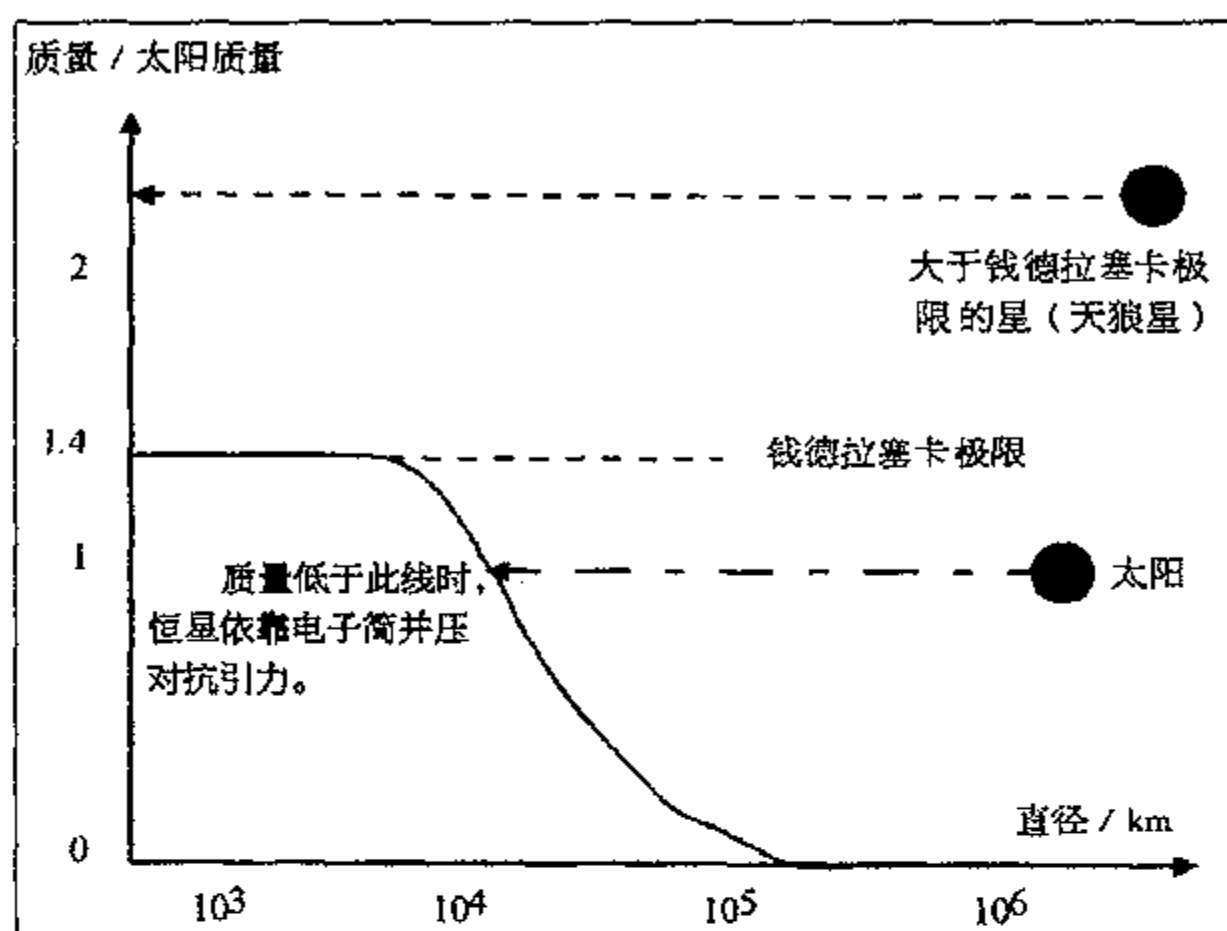


图 14.7 恒星在其寿命的大部分时间里, 是靠热压力与引力坍缩相抗衡得以维持的。一旦核燃料行将耗尽, 恒星便要收缩。质量小于钱德拉塞卡质量极限的恒星, 最终要靠电子简并压维持; 质量更大的恒星则不能靠这种方式维持。

兹威基知道, 要解开超新星巨大功率之谜, 就必须找到一个巨大的能源。他提出, 在超高压条件下星核可能已被压缩到如此之硬, 以致电子被强行压入质子形成中子气。这就是说, 星核突然坍缩, 以致密度达到可以与原子核相比的程度, 在此过程中还释放出巨大的能量。当时很少有天文学家认真对待他的这种看法。直至 20 世纪 60 年代, 才有人揭示出了他理论的细节, 证明了他的预言是正确的。1968 年, 人类发现了第一颗中子星。下面是一个大质量恒星(大约是太阳质量的 20 倍)生命演化的主要图像:

357

- 大约  $10^7$  年——氢作核燃烧聚合成氦;
- 大约  $10^6$  年——氦作核燃烧聚合成碳和氧;
- 大约  $10^5$  年——碳作核燃烧聚合成氖和镁;
- 大约 20 年——氧作核燃烧聚合成硅和硫;
- 大约 1 周——硅和硫作核燃烧聚合成铁。

这就生成了一个具有超大外层的恒星, 其中心是大约为太阳质量 1.4 倍的铁核。这个核由于电子简并压而维持一段时间, 以后随着核心能量的损失, 电子轰击铁核, 逆转了聚变过程, 随着星核开始急剧坍缩, 重新形成越来越轻的核, 然后,

大约 0.1 秒——星核坍缩形成中子星——辐射出大约  $10^{46}$  焦耳的能量(其中 99% 由中微子携带)。这个能量相当于太阳在它 100 亿年的生命中辐射总能量的

100 倍,能量的来源是坍缩物质的引力势能。这种向内坍缩的速度可达 0.25 倍光速。当星核坍缩到直径为 10~20 km 时,由于受到中子简并压的作用而停止坍缩。

由坍缩的星核产生的激波向外爆轰,携带了大量中子和中微子炸开外层,产生重核,并将碎片抛向太空,而这些碎片则可能再次形成新的恒星(如我们的太阳)。

在与银河系相伴的小星系——大麦哲伦云——中发现的一个超新星 1987a,在许多方面都证实了人们对于 II 型超新星的描述。这项发现最具戏剧性的特点之一在于先检测到了中微子,而在 20 小时以后才看到了超新星爆发。

I 型超新星的爆发更加猛烈,其光谱中不含氢线,表明是白矮星的坍缩。是什么引发了它的爆发?人们认为是双系统中的白矮星从其伴星那里攫取了氢,而在这些氢中引发了热核聚变反应,从而产生了通常的新星。假设这颗白矮星的质量已经超过了钱德拉塞卡极限,多余的物质会将它摧毁吗?这可能导致突然的坍缩,启动核聚变反应,就像引爆一颗巨大的热核炸弹一样。这是 Ia 型超新星爆发的特点。由于坍缩天体的质量是确定的,所以其输出的能量也是确定的。这便使超新星成为理想的标准烛光。

Ib 型超新星可能与 II 型超新星的形成方式类似,但由于某种原因,在恒星的生命过程中失去了氢,或许这些氢是被伴星俘获去了。

358

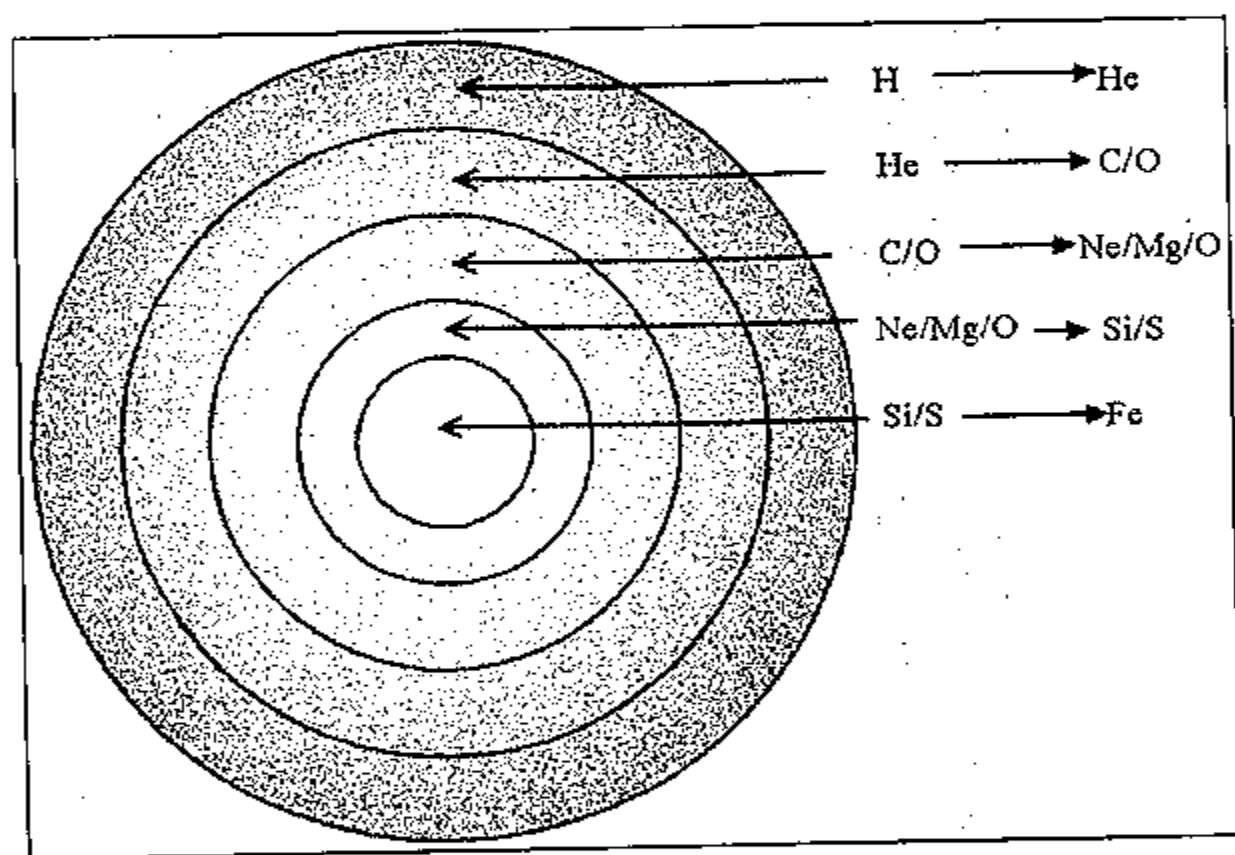


图 14.8 一个大质量恒星在爆发(成超新星)前的最后阶段。这时恒星已经演化到层状结构(图中未按比例画出),在接近各层内侧边界的地方发生核聚变反应。铁以后的核聚变反应都是吸热的,所以一旦形成铁核,核聚变反应就不再释放能量,星核就要发生灾变性的坍缩,通过星球向外放出激波并将其外层抛向太空。

#### 14.3.4 超新星的宇宙学意义

现在已经了解了 Ia 型超新星的能量输出、光变曲线以及光谱特性,所以只要观测到这类超新星,用通常的方法(比较其视星等和绝对星等)就可以测量它们的距离。在其亮度峰值期间,超新星的视亮度可增加到约-19 星等,几乎与整个星系一样明亮,在极遥远的距离上也能观测到。由于它的光变曲线峰值仅仅能维持几周时间,且一个星系每千年才有两三

次超新星爆发事件,所以很难把握住时机及时观测到它。在 20 世纪 90 年代,有两个研究小组试图解决这个难题。由珀尔穆特(Saul Perlmutter)领导的伯克利超新星宇宙学教研组首先发表了研究成果。由菲利彭科(Alex Filippenko)和施密特(Brian Schmit)领导的澳大利亚斯特罗姆罗山(Mount Stromlo)天文台和塞丁斯普林(Siding Spring)天文台的大红移超新星搜寻科研组很快就证实了他们的成果。

为了及时捕捉到超新星信息,科学家把天空划分成 50 到 100 个区域(每个区域约包含 1 000 个可见星系),并进行详细观察。最好是在新月后天空最暗、能见度最好的时候进行观测。三周后,对每一个区域要再次勘察一遍,并对两组图像仔细地进行扫描,以期发现任何显著的差异。如果发现亮度突然增加,那就可能是超新星爆发。然后将此信息传给凯克大型望远镜或哈勃空间望远镜,利用下一个新月前天空最暗的时间,瞄准这一有亮星的区域进行观测。凯克或哈勃空间望远镜可用来测量明亮天体的光谱,以判断是否属于 Ia 型超新星。如果是,再测量其光谱红移,计算出距离。1998 年 1 月,珀尔穆特小组宣布发现了一颗超新星,其红移量  $z = 0.83$ , 距离约为 70 亿光年(当光线离开它时,宇宙才达到现在年龄的一半)。这是人类测量到的最遥远的单个星体的距离。每次这样的观测会发现 12 个左右的超新星,截止到 1999 年中期,所测量到的具有大红移的(高  $z$  值)超新星接近 100 个。

359

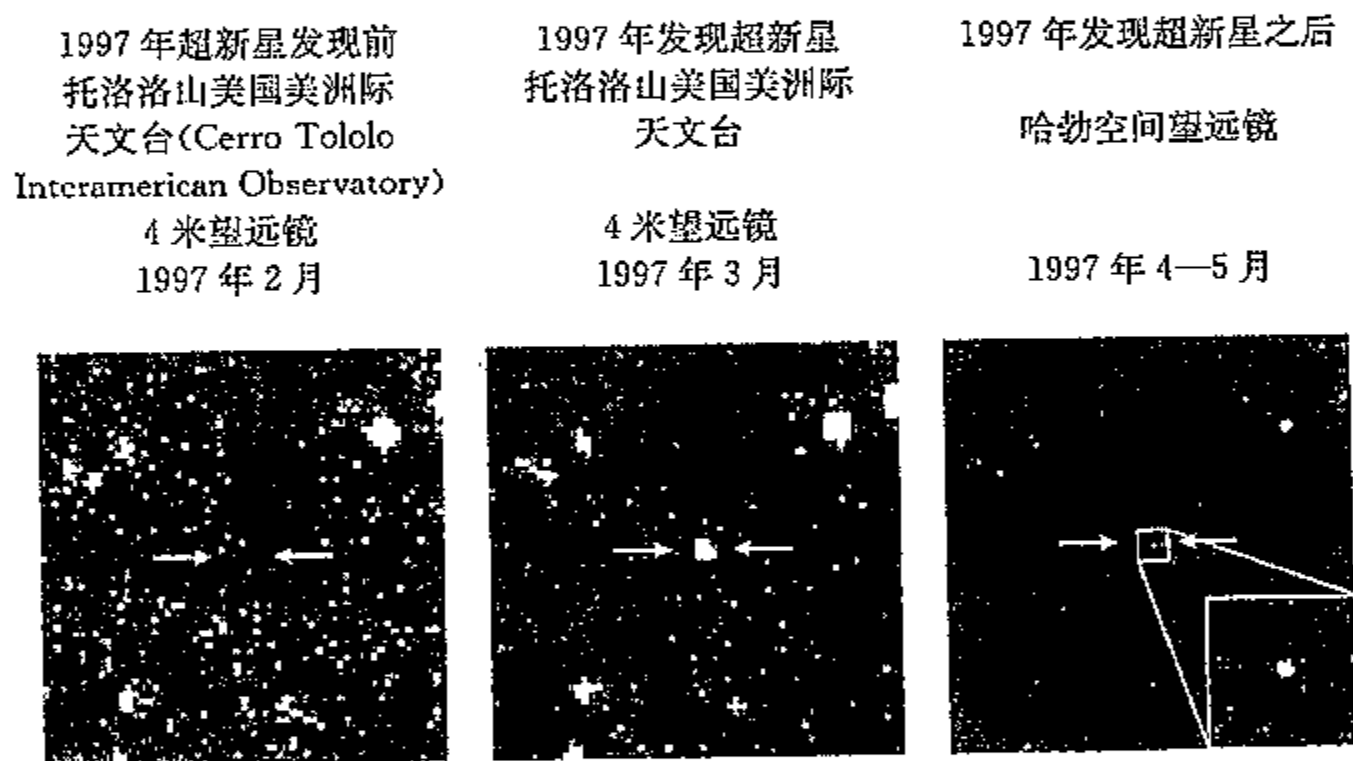


图 14.9 图中显示的是超新星宇宙学教研组所观测记录到的迄今为止最遥远的三张超新星照片。左、中两张是用托洛洛山美国美洲际伊坎天文台(Cerro Tololo Interamer Ican)的 4 米望远镜分别拍摄的同一区域某 Ia 型超新星爆发前后的照片。右边则是用哈勃空间望远镜拍摄的同一超新星的照片。这张照片的清晰度大大增加,可以更好地测量超新星的视星等及其距离。从理论上人们可以预测超新星的亮度,所以精确的测量可以用来计算宇宙的加速度或减速度,有助于预言它的归宿。

照片来源:珀尔穆特(S. Perlmutter)等,超新星宇宙学计划和美国航宇局

观察开始时,人们想利用遥远的超新星来计算它们所在星系的退行速度,以便找出万有引力对减缓宇宙膨胀速率的影响。这将有助于我们了解宇宙最终可能的归宿。如果减速参量大,宇宙最终将停止膨胀并将再次坍缩;如果减速参量足够小,宇宙将永远膨胀下去。但是多数大红移量的高  $z$  超新星的亮度比根据它们的红移量和视星等所预期的要小 15% 左右。这表明,它们比我们预期的距离要遥远得多,宇宙的膨胀不是减慢,而是加速。开始

360

时人们简单地认为地球到超新星之间存在尘埃,所以使超新星看起来比较暗并且偏红(尘埃对短波长光的散射比对长波长光的散射厉害)。后来有两个小组的分析研究都否定了尘埃影响说,独立地证实了宇宙在加速膨胀这一结论。

如果上述结论是正确的话,就对物理学和宇宙学具有重要的意义。这就是说宇宙必定是开放的,而且不会再次坍缩。但这也使爱因斯坦本人于1915年提出的争论再次受到关注。当年爱因斯坦提出引力场方程(广义相对论)时就认识到,这些方程不允许静态的宇宙,而导致宇宙的膨胀或坍缩。但他本人认为宇宙应是静态并稳定的。为了排除膨胀或坍缩的可能性,他引入了一个新项——宇宙常数,其作用就像一个长程斥力,可以平衡整个宇宙中引力坍缩的趋势。在哈勃的重要发现之后,爱因斯坦形容引入宇宙常数是他最大的错误。不过他当时这么说也许有点过早。如果宇宙真的是在加速膨胀的话,就应在爱因斯坦的方程式中增加类似于宇宙常数的项,解释这一附加项是很有趣的。已经有人认为,加速膨胀的能量就来自真空本身,这可能涉及一些新的量子效应。

以前曾经有人指出,不带宇宙常数的宇宙如果具有某种临界密度(其密度参量  $\Omega = 1$ )、并且整个宇宙是平坦的话,宇宙就会停止膨胀。迄今为止,所有的实际观测都没有发现有任何物质,其密度达到这个值。然而若引入一个宇宙常数  $\Lambda$ ,与密度参量结合在一起,就有可能令宇宙永远膨胀下去,还可以在总体上具有平坦的空间-时间几何形状。为此须满足

$$\Omega + \Lambda = 1$$

迄今得到的证据对这些参量有下列限制:

$$\Lambda > 0.3$$

$$\Omega < 0.7$$

这些条件与宇宙实际上是平坦的这件事基本一致。

根据欧洲空间局计划,21世纪初,他们将发射普朗克计划探测器,而美国航宇局(NASA)将发射微波各向异性探测器。这两个研究计划将仔细地测量宇宙微波辐射,并更精确地确定上述两个参量。这些研究再加上对遥远的大红移超新星的观测,将会揭示宇宙的最终归宿。

#### 14.3.5 黑洞

如果超新星的核大于太阳质量的2.5倍,中子简并压也不足以阻止引力坍缩。靠近坍缩核心的强大的引力场最终会使逃逸速度增加到光速,而一旦达到这个极限,任何物质和辐射都不能逃出这个引力场。尽管研究黑洞必须完全应用广义相对论,但用牛顿的经典理论也可以得到许多重要的结果。比如根据牛顿的引力理论可以很容易地得到当逃逸速度等于光速时的半径的表达式

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \geq c$$

$$R \leq \frac{2GM}{c^2}$$

逃逸速度等于光速时所对应的临界半径称为史瓦西半径写成  $R_s$ ,它取决于质量。所以大质

量黑洞具有较大的史瓦西半径。但是密度是单位体积的质量,所以在密度较低时,也可以形成较大的黑洞。如果总质量足够大,黑洞也可以由中等密度的物质形成。

假如你能够在安全距离观察物质坍缩形成黑洞时的情景,你会发现,当被观察的物体越来越接近史瓦西半径时,时间将变得越来越慢。这是由于引力的时间延缓所致的,当达到  $R_s$  时,时间将会停止。在某种意义上,这表明黑洞内部已经超越了外部宇宙的时间终点。

### 14.3.6 用恒星测量距离

充分了解恒星的发光机理,就可以从它的光谱推测其发光度和星等。根据估算的绝对星等和视星等就可以利用下式求出其距离(以秒差距为单位):

$$m - M = 5 \lg \frac{d}{10}$$

$$d = 10^{\frac{m-M+5}{5}}$$

这种方法称为分光视差法。用这种方法可以测量到大约 50 kpc 的距离。将分光视差法做某种修正,就可以用于测量星团的距离。处在某一星团的所有恒星都是由同样的气体星云组成的,因此年龄都相同。如果将星团中恒星的视亮度对它们的表面温度(或谱线类型)作图,画在赫-罗图中,就形成一条平行于(并稍低于)主星序的线。这是因为这些恒星在 10 pc 以外,其视星等比其绝对星等低。这两条线间垂直方向的平均距离叫做该星团的距离模数  $m-M$ ,代入上述方程就可以找出其距离。这种方法叫做主星序拟合法。用几何方法可以测量较近星团(如毕星团)的距离,再与遥远星团的距离做比较,就可以为主星序拟合法定标。 362

1912 年哈佛的勒维特(Henrietta Leavitt)发表论文,提供了一些有关麦哲伦星云中若干变星(称为造父变星)的详细资料。尽管还不知道它们的绝对距离,但它们到地球的距离都大致相等,所以比较它们的视星等就等同于比较它们的绝对发光度。她发现它们的光变周期与它们的发光度之间有确定的关系。这就为估算距离提供了一个非常有效的方法。用较近的变星(其距离可通过其他方法测量),来为周期性发光度规则(周光关系)定标,就可以预言遥远变星的绝对星等,然后再用熟知的方程求得其距离。因为通常变星都是很亮的,所以在很远的距离也能观测得到。因此基于变星(尤其是造父变星)测量距离的方法有非常重要的意义。哈勃空间望远镜可以观察到距离超过 40 Mpc 的变星。

超过这一距离,连变星也难以分辨,这时就需要有更明亮的“标准烛光”。有一种可能性,即利用超新星(见 14.3.4 节)。它们在爆发的短时期内,可以比整个星系还亮(大约增加 20 星等)。若假设相同类型的超新星具有相同的发光度极大值,那么它们的视星等就可以同样地被用来估计已知恒星的距离,这就可把测量距离的极限拓展到几百兆秒差距。如果距离再远,我们还可以利用遥远星系或类星体的红移来测量距离。这些问题将在下一章详细阐述。

## 第 15 章 宇 宙 学

### 15.1 空间中的星系和时间

363 “过去人们曾经习惯于把宇宙学看作是伪科学,认为那是物理学家们独占的领域。在他们年轻时本当可以做些有用的工作,但是当他们进入耄耋之年时,却成了神秘主义者。事情之所以这样,有两条理由;第一条理由是那时候全然缺乏可靠的观察。诚然,直至 20 世纪 20 年代,仅有的重要的宇宙学观察就是漆黑一片的夜空,而当时的人们又没意识到这种状况的意义。于是便有了第二条更为强烈的异议。现在的宇宙学并不能预言宇宙的什么事情,除非它对初始条件作出某种假设。没有这样一种假设,人们所能说的就是,世界本来就是现在所呈现的样子,因为过去它们也就是在过去的阶段所呈现的样子。”

[Stephen Hawking. *The Nature of Space and Time*. Princeton, 1995]

#### 15.1.1 银河以外

当你在晴朗的夜晚仰望夜空时,你应该能够发现横贯你视野的一条星带,这就是银河,也就是从其一条旋臂的一点穿过我们自己所在的椭圆星系(银河系)的银盘所看到的样子。在我们的银河系中大约有 1 000 亿颗恒星,而太阳只是其中之一。现在我们已经知道,还有一些类似的星系散布在整个茫茫宇宙之中。而这也是 20 世纪的一项重大发现,其基础则是最重要的现代天文学家之一——哈勃——的工作。

364 20 世纪 20 年代,哈勃使用安装在威尔逊山上的新的 100 英寸(合 2.54 m)反射式望远镜来研究某些较近星云(星团)的结构。这架望远镜具有相当高的分辨本领,足以分辨出仙女星座旋涡状星云中的一颗颗星星,其中有些是造父变星。这样哈勃就用沙普利(Shapley)的周期-发光度定律来估算它们的发光度,从而算出它们的星等,再计算它们的距离,并且发现它们比银河中的大多数星星要远得多。于是他得出结论,认为仙女星座和其他一些类似的天体多半是名副其实的另外的一些星系,而不是银河中的一些星云。

哈勃鉴别了大量的星系,并提出了一套分类系统,通常被称之为“音叉图”。在哈勃的系统风行一时的日子里,这被看作是星系演变方式的一种图像。现在我们知道,事实并非如此,但它仍然是一种方便的分类图式。主要的类别有旋涡星系、椭圆星系和不规则星系。但是进一步划分出其他一些星系也是可能的,许多活跃的星系和类星体也必须列进去。

当哈勃热衷于改进他的测量星系间距离的方法时,他的一位同事——斯莱弗——正在忙于测量星系光谱的红移。当辐射源相对于观察者运动时,被观察者接收到的光波向波长的红

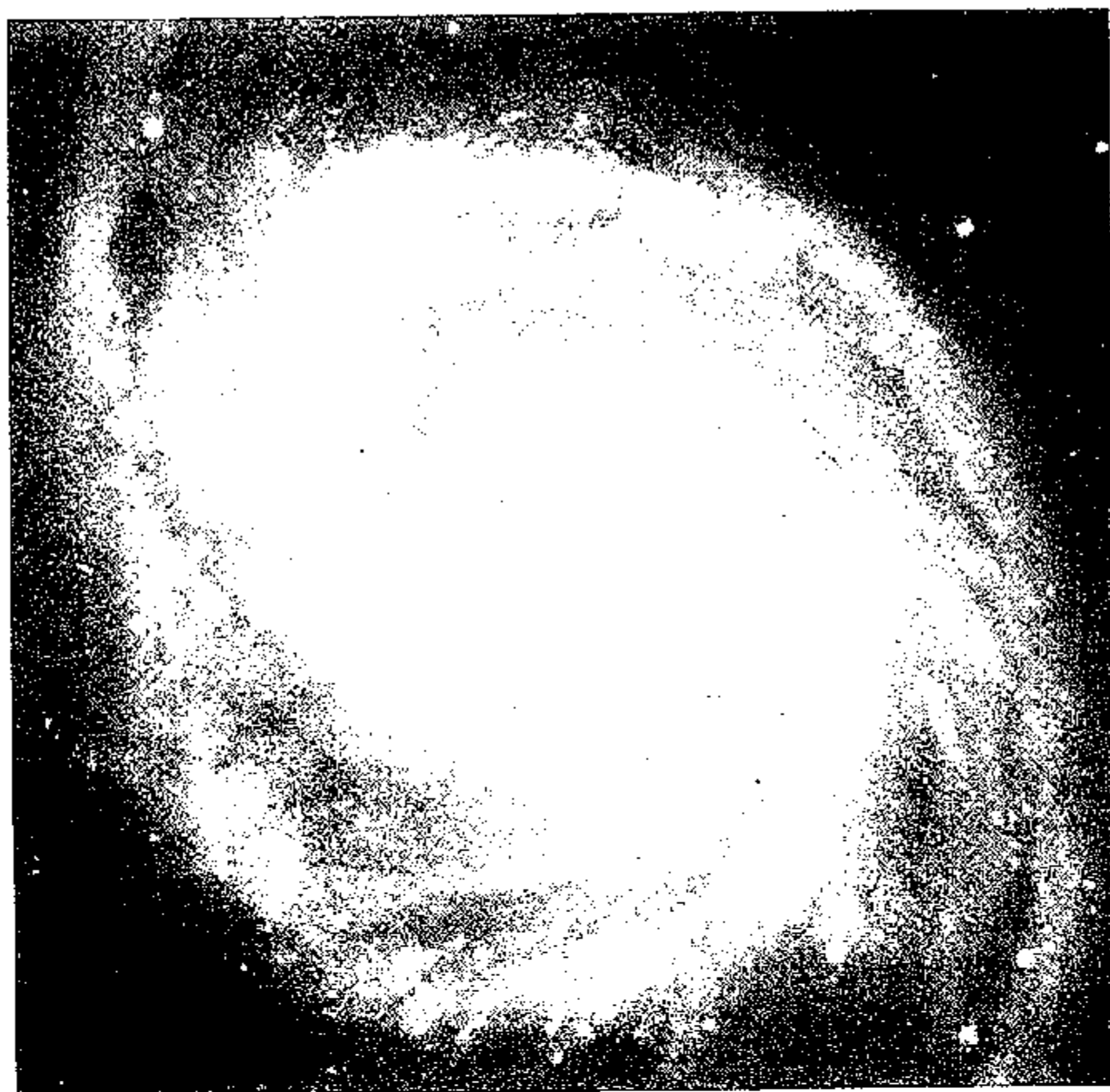


图 15.1 星系 M51。从非常遥远的地方来看我们的银河系可能就是这个样子的。

(美国航空和宇航局供稿)

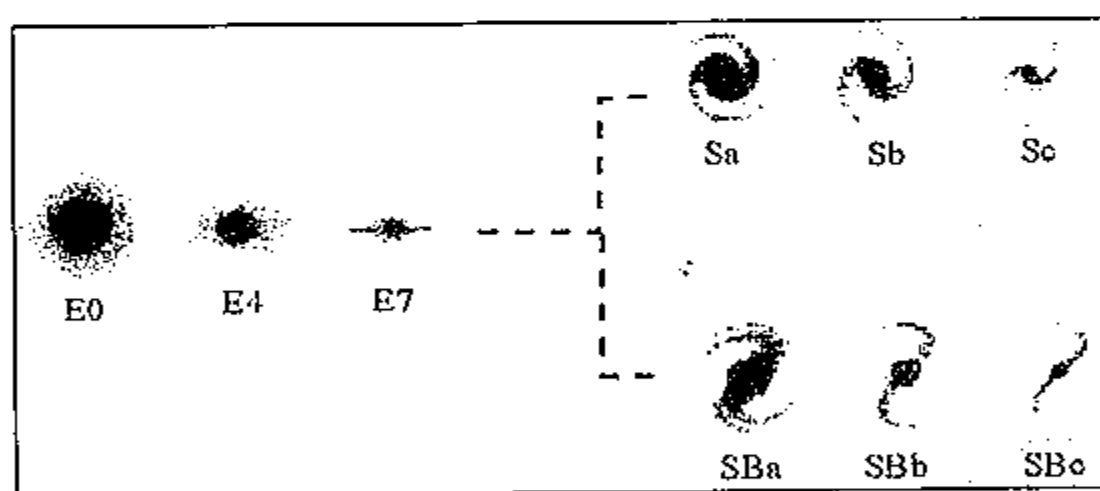


图 15.2 哈勃的“音叉图”。哈勃把众多的星系划分为三大类：椭圆星系、旋涡星系和带门的旋涡星系。他认为上述图解显示了星系演化的次序。他的这一观点现在已被放弃，但是该分类图式目前仍在使用着。

365

端或紫端移动。如果辐射源向观察者靠拢，那么波长将变短，就好像光波在辐射源和观察者之间被“挤压”了，这称之为“紫移”。如果辐射源离观察者远去，那么波长将被“拉长”，这种现象称之为“红移”。这种现象非常类似于运动车辆向你靠近、在你面前通过然后又离你而去时，车辆发出的声音先是变尖、然后又平缓下来的现象，19 世纪上半叶多普勒用数学方法分析了它。

**数学箱:红移**

波长移动 = 波长变化 / 未移动的波长

或

$$z = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

如果波长移动为正,则意味着波长增加——就称之为红移(因为红光位于可见光谱的长波长侧)。

对于与  $c$  相比小得多的速度而言,可以给出红移与退行速度之间的简单联系

红移  $\propto v$

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

366

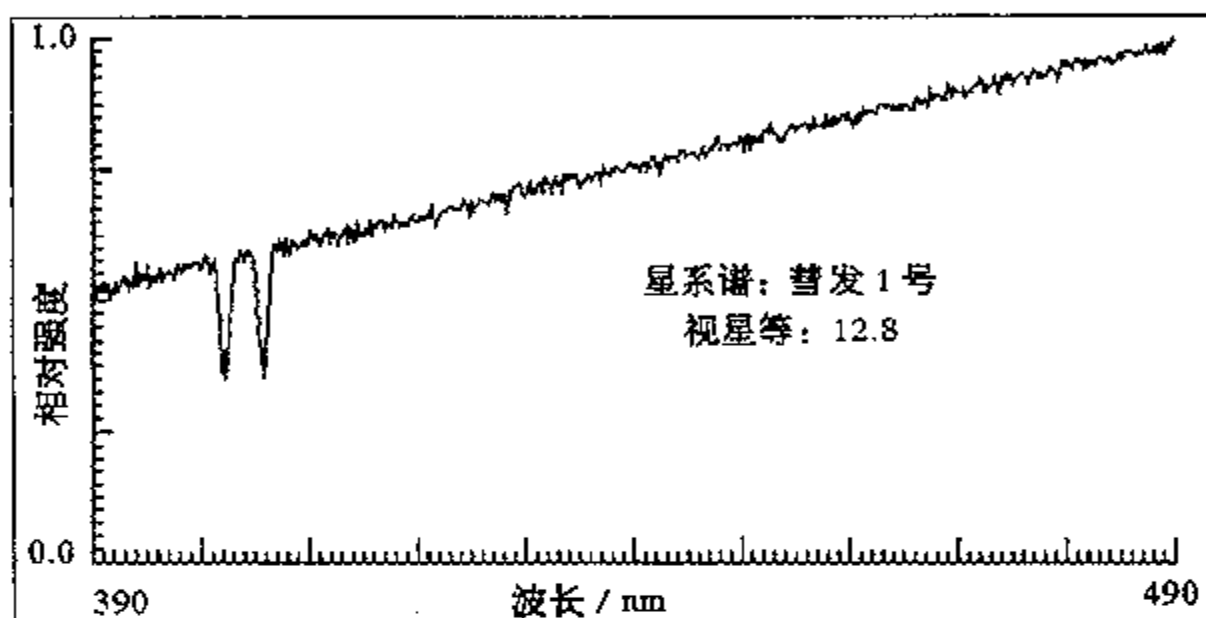


图 15.3 彗发 1 号(Coma 1)辐射的光谱。请注意其中两个显著的吸收带。它们是来自电离钙的 H 线和 K 线。对于一个静止的辐射源而言,它们的值是 396.8 nm 和 393.4 nm。如果星系是在运动着的,那么它们将移向长波长端或短波长端(红移或紫移)。彗发 1 号的红移可由标绘图加以测出。

斯莱弗预期这些星系有着无规运动,就像我们自己星系中的星星所作的固有运动一样。所以他也预期某些星系光谱将会有红移,某些星系光谱将会有紫移。但是他惊讶地发现,事实并非如此。到 1923 年为止,他所观测的 41 个星系中竟有 36 个是红移的。而仅剩的有紫移的几个星系全都在近处。这意味着大部分星系都在离我们而远去。罗伯逊(Howard Robertson)将哈勃的距离与斯莱弗的红移结合起来考虑,意识到退行速度随距离而增加。哈勃在 20 世纪 30 年代精心改进了红移和距离的值,提出了哈勃定律,日后它成了宇宙学的基石。

**数学箱:哈勃定律**

星系的红移正比于星系的距离

或

退行速度正比于距离:

$$z = v/c \quad (v \ll c)$$

$$z \propto d$$

这样

$$v \propto d$$

可以给出

$$v = H_0 d$$

其中  $H_0$  是哈勃常量。



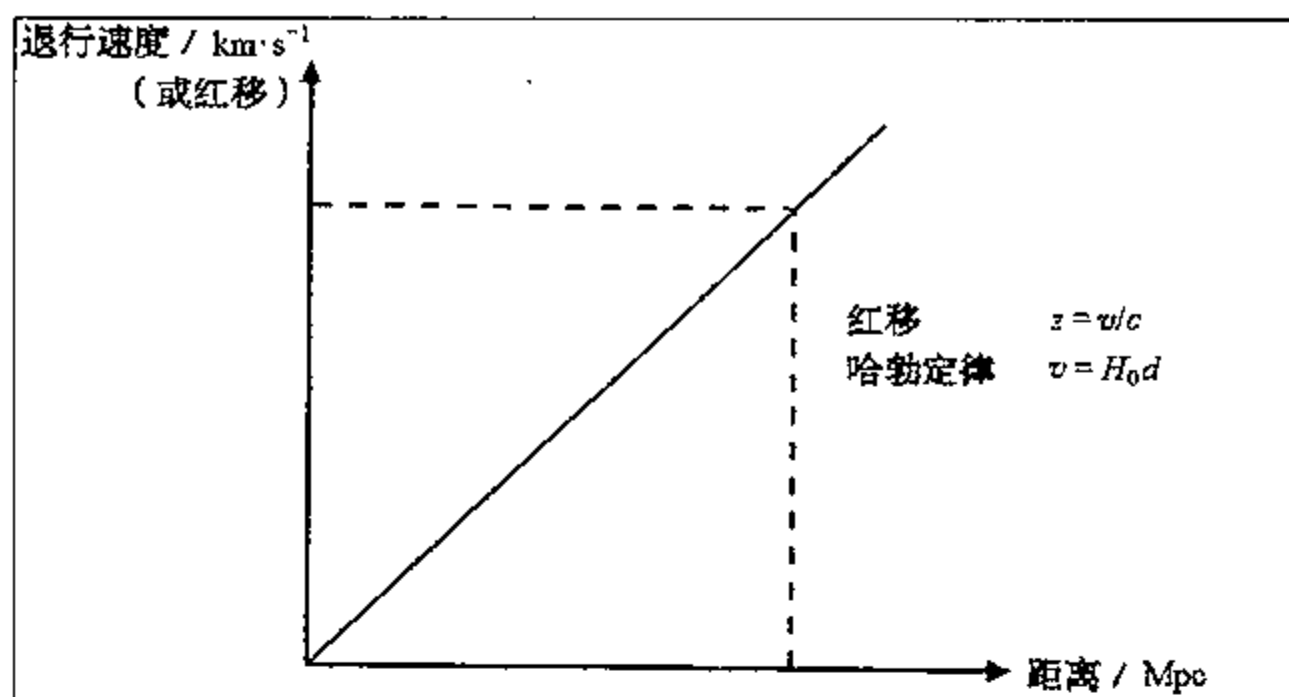


图 15.4 哈勃定律。哈勃发现星系的红移正比于它们离地球的距离。这就导致了哈勃定律以及宇宙是在膨胀的发现。

367

### 15.1.2 膨胀着的宇宙

“宇宙是正在膨胀着的这一发现是 20 世纪伟大的智慧革命之一,事后,想起来令人惊异的是,为什么以前竟没有一个人能够想到这一点呢? 牛顿,还有其他一些人,本当能够认识到一个静态的宇宙在引力的作用下不久就会开始坍塌的。现在却假定宇宙正在膨胀。如果这种膨胀相当慢,那么引力最终会使得它停止膨胀,然后开始收缩。然而如果它膨胀得比某一临界速率更快,那么引力就永远不会强到足以阻止它膨胀,这样宇宙就会永远继续膨胀下去。”

[Stephen Hawking. *A Brief History of Time*. Bantam, 1988]

当爱因斯坦推演他的广义相对论时,他也遇到了与牛顿的引力理论相类似的问题。如果宇宙包容的是有限的物质,并且它是静态的,那么它必然会坍塌。这对于爱因斯坦而言是不可思议的(正像对于牛顿是不可思议的一样)。于是在 1917 年,爱因斯坦在他的方程式里额外加了一项,他把它称之为宇宙常数。其作用就像一个长距离的斥力,这个常量也可以加以调整,从而确保得到的是一个静态的宇宙。极具讽刺意味的是,也就是在 1917 年,德西特证明了一个在其中空间-时间持续不断膨胀着的宇宙(即使是一个不包容任何物质的宇宙!)也是爱因斯坦方程式的一个可能的解。如果物质粒子被喷洒进了德西特的宇宙,那么它们似乎正在相互离开,而斯莱弗的结果一度曾被叫做“德西特效应”。20 世纪 20 年代,俄罗斯的天体物理学家和数学家弗里德曼和比利时的宇宙学家勒梅特从爱因斯坦方程式推导出了各种各样不同的又是可能的宇宙。某些永远在膨胀下去,某些则先是膨胀,然后又重新坍塌了,某些则在经过了无限长的时间后停止了膨胀,但是没有一种宇宙需要什么宇宙常数。

368

爱因斯坦终于意识到了这一点,并把宇宙常数看作是他曾犯过的“最大的错误”。如果他能够很好地遵从他自己的理论,那么他完全可以在哈勃的发现以前预测到膨胀着的宇宙。那的确是花了很长时间才真正领悟到宇宙是处在膨胀状态这一观点的。总体的膨胀是根据哈勃定律和宇宙或多或少是均匀的这一假设。这就导致了一个有趣的解释。标准的多普勒

效应来自在一个固定的绝对空间的参考系中辐射源和观察者的相对运动,但是在广义相对论中这样一个参考系并不存在。广义相对论对哈勃定律的解释是,空间本身在膨胀着,因此星系之间的距离在不断地随时间而增加,因为它们之间的空间在“扩展”。这就导致了若干直观的类比,其中最常用的是膨胀薄橡皮或气球。设想一块很大的薄橡皮,它的尺寸正在以一个均匀的速率朝四面八方膨胀开去。当薄橡皮膨胀时,它的表面上任何两个做了标记的点将会相互远离。进而言之,如果它们分得越开,那么它们相互退行得就越快。这个简单的模型再现了哈勃定律,但也可能使人误入歧途。设想一下各个星系用画在薄橡皮上的小圆圈来表示。随着薄橡皮的膨胀,这些小圆圈也在膨胀,在这些星系里的任何观察者和他们的测量仪器也在膨胀。这会使这种膨胀变得观察不到!另一个较为理想的模型是各个星系用放在薄橡皮表面上的硬币来表示。它们之间的距离还是在增加,但是硬币材料里强大的内力将阻止它们膨胀。我们的膨胀着的宇宙模型倒是更像后者,各个星系、众多恒星、各个行星和人都由于强大的内力的作用而处在束缚态,它们并不会产生宇宙膨胀。

膨胀宇宙的模型认为,宇宙从任何一点看起来都是一样的,因而也就没有什么中心。膨胀本身并不是朝预先存在的一无所有的空间里膨胀,它是空间本身的膨胀。在这一点上,也就没有什么“外边”可言。可能的就是,宇宙是有限的,但它是无界的。宇宙的总几何形状取决于其内的物质密度。如果密度很低,那么它就会永远膨胀下去,如果密度很高,那么它就会停止膨胀,并会坍缩。宇宙密度参量用符号  $\Omega$  表示,它等于实际密度与临界密度之比,其值决定了宇宙的性质:

(1) 当  $\Omega > 1$  时,宇宙将停止膨胀,并会坍缩。它的几何形状是球形的,因而它是一个封闭的宇宙;

369 (2) 当  $\Omega = 1$  时,宇宙具有临界密度,经过一无限时间后,它就会停止膨胀,它的几何形状是扁平的;

(3) 当  $\Omega < 1$  时,宇宙将会永远膨胀下去,它的几何形状是双曲形的,因而它是一个开放式的宇宙。

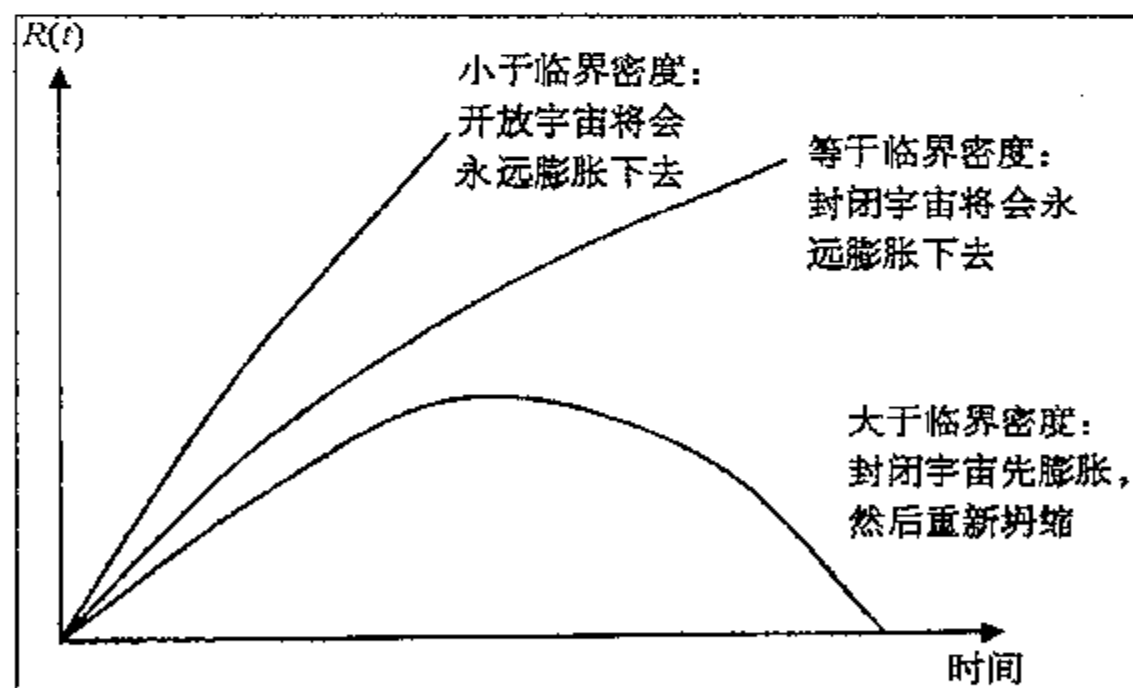


图 15.5 对于宇宙而言可能的历史。 $R(t)$ 表示在宇宙时间的任一瞬间宇宙的尺度。

对于可见物质的所有观测导致  $\Omega$  的取值大大小于 1。然而有足够多的理由相信,宇宙

包含有相当数量的暗物质,虽然这些暗物质的性质现在尚未知晓。我们将在本章的下半部分再次回到这些“丢失了的物质”的观点上。

#### 数学箱:临界密度

临界密度可以从牛顿方程推导出(令人惊讶的是,它可以导致与广义相对论里许多相同的结果)。设想一下,宇宙中充满了密度为  $\rho$  的均匀的物质尘埃,并处在一种膨胀的状态中。临界密度就是最终膨胀停止的那个密度。设想一下当它朝外膨胀时半径为  $x$  的物质的球形外壳将会怎样。均匀分布在半径  $r > x$  的物质将对它没有什么影响,但是它将被半径为  $x$  的球内的所有物质拉回来。如果它的总能量大于 0,它将逃逸出去(即永远膨胀下去)。

厚度为  $\delta x$  的球壳的质量

$$\delta m = 4\pi x^2 \rho \delta x$$

内球质量

$$M = \frac{4}{3}\pi x^3 \rho$$

相对于中心的球壳的速度

$$v = H_0 x$$

球壳的动能

$$KE = 2\pi x^4 \rho H_0^2 \delta x$$

球壳的引力势能

$$GPE = -\frac{GM\delta m}{x} = -\frac{4G\pi x^3 \rho \delta m}{3x}$$

总能量

$$TE = GPE + KE \geq 0$$

因此对于逃逸

$$2\pi x^4 \rho H_0^2 \delta x \geq \frac{16G\pi^2 x^4 \rho^2 \delta x}{3}$$

可以给出

$$\rho \leq \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

因而临界密度是

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

370

处理宇宙的演化和历史的另一种方法就是利用减速参量  $q$ 。在这一宇宙中质量的净效应应该在所有情况下都是延缓膨胀速率,因而  $q$  值将与质量密度相联系。质量密度越大,减速参量也就越大。就球形的宇宙而论,减速参量  $q$  是用定义一个随时间变化的标度因子  $R$  来定义的。如果膨胀速率在不同时刻都可以测量,那么就可以对  $q$  作出估算,它又将与临界密度有关。这样做应该是可能的,因为许多对遥远星系的观察实际上看到的可能是数十亿年以前的事情了,也就是当辐射离开它们时星系的样子。在 1998 年为了测定遥远星系中的超新星的距离而进行的一系列观察似乎表明,宇宙的膨胀并不是在减速,而是继续在加速(见第 14 章)! 这又一次提出了相斥的引力的可能性,但是对最遥远星系的距离测量已经是出了名的极不可靠,所以看来这个问题只有留待到 21 世纪去解决吧。

371

我们已经用膨胀着的薄橡皮这样一个类比来描述膨胀着的宇宙。对此我们还可以多说几句。设想一下,整个宇宙布满了许多格子,由这些格子我们可以构造出任何物体的坐标。我们也可以用这样一种坐标来计算任一对物体之间的坐标间隔  $l$ ,这对物体也许就是地球与一个遥远星系。膨胀对这些坐标或者宇宙中物体的坐标间隔将不会有什么影响。然而由我们测得的它们之间的实际间隔将会随时间而增加。坐标距离与测量距离之间的联系是由标度因子  $R(t)$  决定的,而这标度因子是随时变化的。我们似乎生活在这样一个宇宙之中,

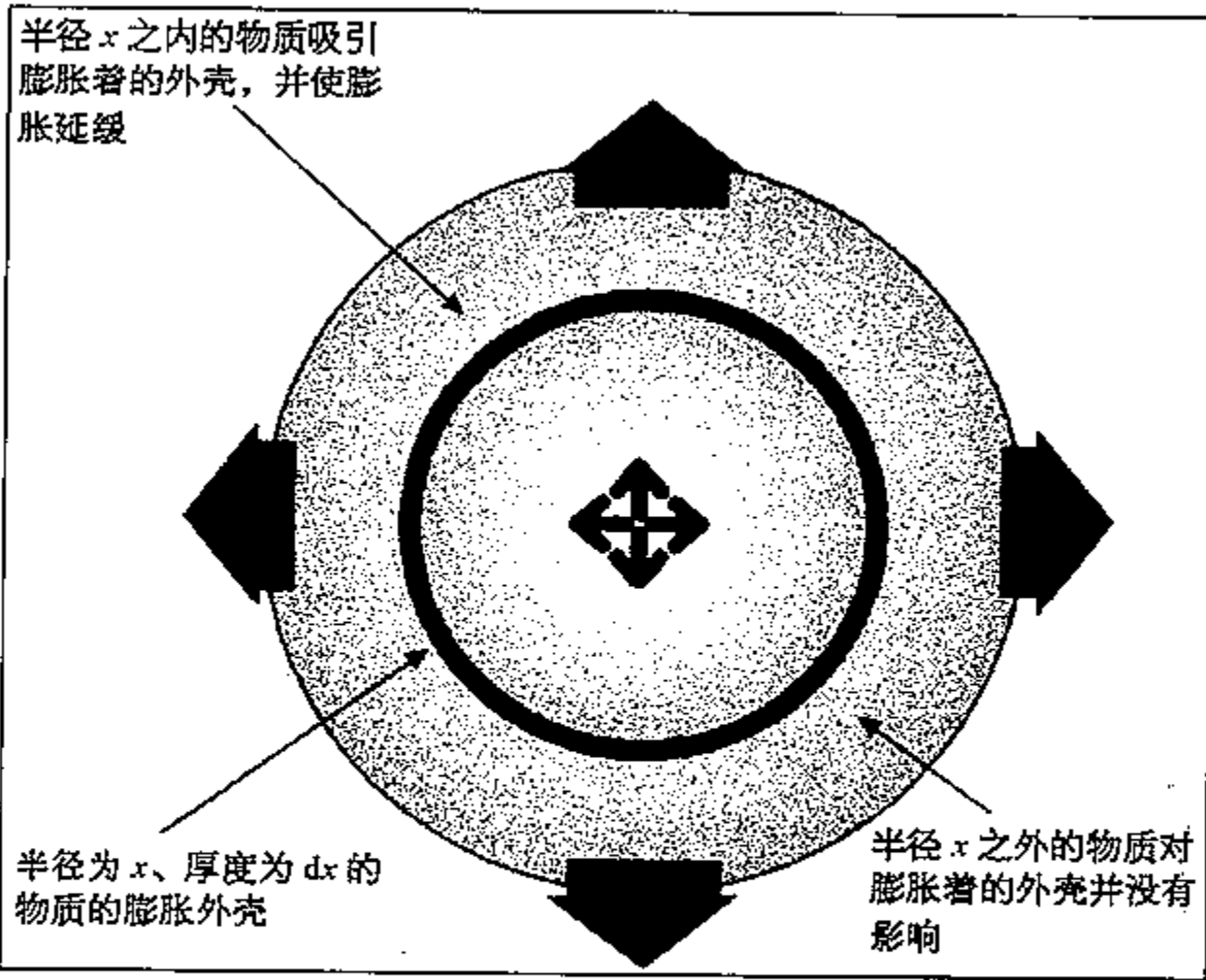


图 15.6 一个充满尘埃的宇宙的膨胀。如果这个宇宙中物质的密度小于临界密度,那么它就将永远膨胀下去。

其中标度因子一直在均匀地毫无变化地增加着。这样一种描述强调的是一种思想,即是空间本身在伸展着,而不是星系在穿越某些固定的绝对空间。这也给出了关于广义相对论的中心思想的一种感觉。即宇宙中物质的存在扭曲了空-时几何关系。下面的数学箱表明标度因子的思想是怎样与哈勃定律相联系的。

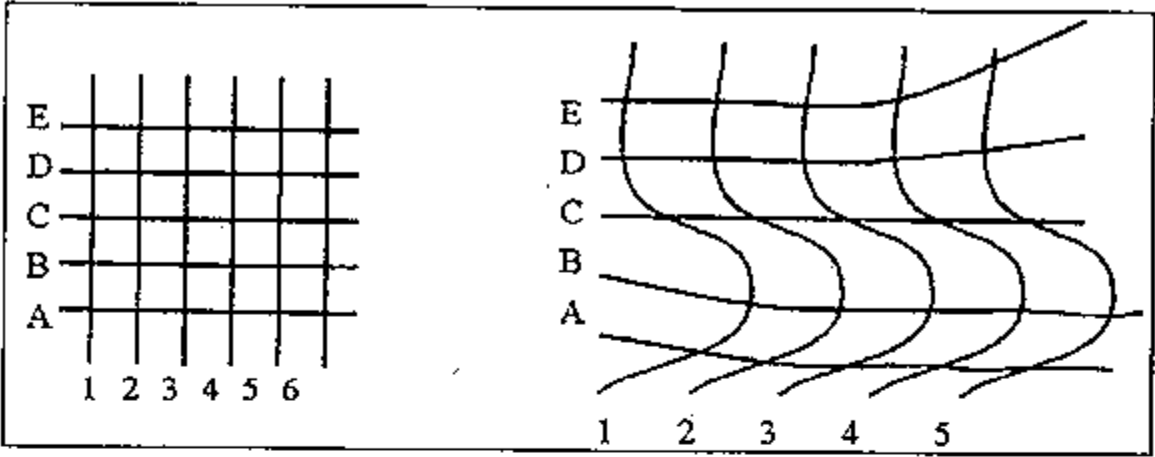


图 15.7 空间-时间的膨胀与曲率可以与一张大(4D)方格纸的膨胀和扭曲相比较。如果各点的坐标深嵌在纸中,那么两点之间的坐标间隔就决不会变化。然而,穿过宇宙测得的实际距离的确是增加了。均匀膨胀可以用标度因子  $R(t)$  来描述。在宇宙大爆炸时它的值为零,自那一刻以后便一直在增加着。

数学箱:宇宙的尺度

如果标度因子是  $R(t)$ , 两点之间的坐标距离是  $l$ , 那么它们之间测得的距离由下式给出:

$$d = R(t)l$$

退行速度就是  $d$  的变化速率:

$$v = \frac{d}{dt}(d) = l \frac{dR(t)}{dt}$$

如果将第一个方程中的  $l$  代入, 我们可以得到

$$v = \left[ \frac{dR(t)/dt}{R(t)} \right] d$$

括号中的式子就是哈勃常数, 一般而言, 它是一个与时间有关的量

$$H_0 = \left[ \frac{dR(t)/dt}{R(t)} \right]$$

### 数学箱: 辐射时代与物质时代

当宇宙尺度增加时, 它的总体积也会增加。这样就减小了宇宙中物质及能量的密度。然而这两件事情不会以相同的方式发生变化。

$$\text{可获得的体积} \propto R(t)^3 \quad \text{质量密度} \propto 1/R(t)^3$$

然而辐射将会获得红移, 由于光子能量由下式给出:

$$E = hf = hc/\lambda \quad \text{其中 } \lambda \propto R(t)$$

这就使得辐射的能量密度对于标度因子更为敏感:

$$\text{辐射的能量密度} \propto 1/R(t)^4 \quad (\text{源自斯特藩定律的四次方})$$

在早期的宇宙中辐射占主导地位——这被称之为辐射时代。大约 10 万年以后, 物质占主导地位了, 今天宇宙的能量密度则全部是由物质决定的。

## 15.2 宇宙的空间-时间

373

### 15.2.1 宇宙的几何学

我们已经说过, 爱因斯坦曾经把引力重新解释为空间-时间几何关系的畸变。然而我们也说了粒子是沿着短程线在这样一种弯曲了的空间-时间穿行的。广义相对论方程组则把空间-时间曲率与质能和动量(它们都使几何关系发生畸变)的分布相联系了起来。为了解这一方程组, 你得放入初始的质量-能量-动量分布, 然后解它们以求得新的空间-时间的几何关系。如果质量-能量-动量的密度很低, 那么该方程组就还原为牛顿引力方程组。第一个准确解是由史瓦西作出的, 他对一个简单的球形物质解出了该方程组。史瓦西解导致了史瓦西半径的思想, 在这一半径之内, 一颗坍缩的恒星将会形成一个黑洞。决定是否要对牛顿引力方程组作广义相对论性校正的粗略的拇指法则由下列关系给出:

$$\text{广义相对论性校正的重要性} \quad \Gamma \sim \left( \frac{v_{\text{esc}}}{c} \right)^2$$

对于像太阳或地球那样的球形物体:

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$$

$$\Gamma = \frac{2GM}{rc^2}$$

在地球表面:  $\Gamma \sim 10^{-9}$ , 在太阳表面:  $\Gamma \sim 10^{-6}$ 。

在这两种情形, 牛顿理论所取得的结果都极其出色(爱因斯坦所预言的和爱丁顿于 1919 年探测到的星光掠过太阳时的偏折仅是 1.76 弧秒)。然而, 在坍缩的中子星表面附近, 情形就不同了, 那儿广义相对论性校正的典型值是  $\Gamma = 0.5$ , 这表明广义相对论性的效应将是非常显著的。甚至我们所见到过的白矮星也会产生可测量的引力红移。它们的广义相对论性的校正值  $\Gamma$  接近  $10^{-3}$ 。

迄今为止我们已经讨论了个别物体对于它们附近的空间-时间几何形状的影响, 但是我们也可以讨论宇宙的整体几何形状。研究这一大问题的最为简单的方法就是假定物质是均匀分布的, 就像散布于整个宇宙之中的纤细的尘埃, 然后求出其结果。但在这样做之前, 先回想一下在爱因斯坦创立广义相对论之前的许多年里数学家所提出的一些思想。

374 我们关于几何形状的惯常想法来自于大约公元前 300 年的欧几里得。他写下了《几何原本》, 那是散布于 13 本书中的专题论文。这些论文也论述到了数学的某些其他方面, 特别是数论, 这些论文部分是他自己的发现, 部分则是对古代数学思想所进行的系统的归纳和总结, 从而给西方文化带来了重大的影响(也就是说这一影响远远超出了对数学的影响)。欧几里得的几何学是用公理结构进行陈述的, 这样所有的定理都是从一组公理推导出来的, 而公理则认为是不言自明的。近两千年来, 欧几里得的几何学从未受到过挑战, 但是到了 19 世纪, 有一些数学家对它的基础开始有所怀疑。在公理系统中, 定理是从以其为基础的公理的真实性获得其真实性的, 有一条公理特别受到了人们的怀疑。它叫做平行公理, 它是这样表述的:

通过一点只有一条与另一条直线平行的直线。

在 19 世纪中叶, 俄罗斯数学家罗巴切夫斯基和匈牙利数学家鲍耶证明了非欧几何是可能的, 并且是能够完美地自洽的。他们用下面的表述代替了关于平行线的公理: 通过一点可以有无限多条直线, 它们全都平行于原先给出的一条直线(其意义是, 如果它们无限制地延长, 它们决不会相交)。后来德国数学家黎曼推导出了非欧几何的另一种形式, 其表述是: 平行线是没有的(即所有延伸的直线都相交)。欧氏几何和非欧几何的性质可以用二维表面来描述:

1. 欧几里得空间: 一张平整的纸;
2. 鲍耶和罗巴切夫斯基空间: 马鞍形的表面——“负曲率”;
3. 黎曼空间: 一个球的表面——“正曲率”。

375 至此有人可能会提出异议, 后两个表面在第三空间维实际上是弯曲的, 因此它们实际上不是二维几何的例子。然而每个表面上的每个点只用两个坐标就可以唯一地加以确定(这正如地球上或极坐标上的纬度和经度), 因此表面上的线与点之间的关系还是完整地保持在

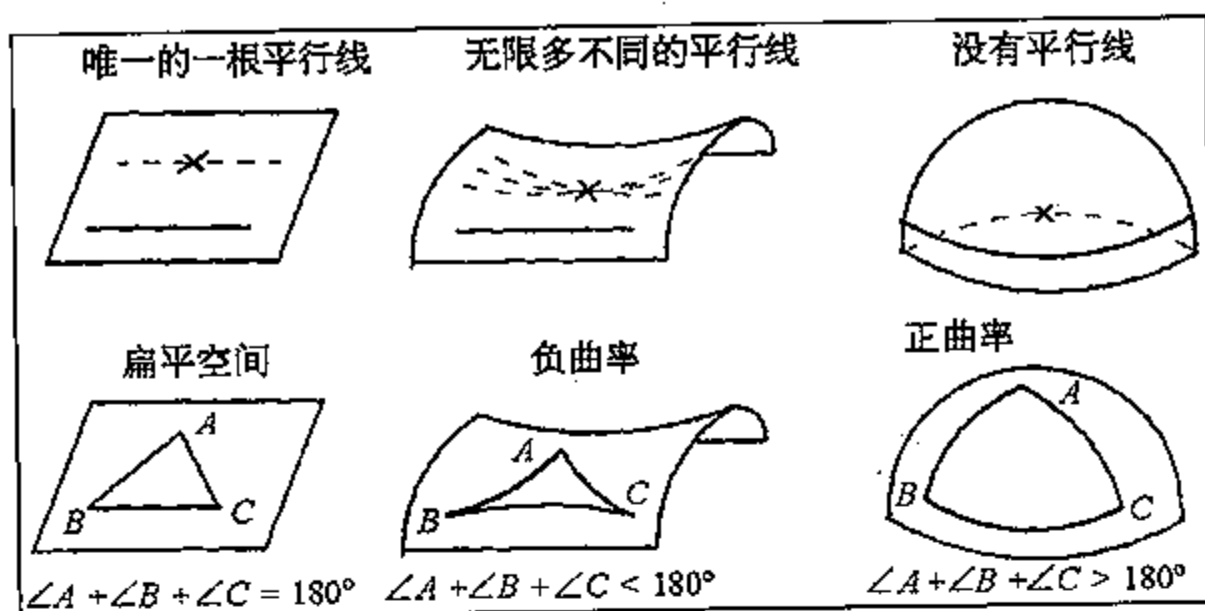


图 15.8 欧几里得空间和非欧几里得空间。

一个二维的坐标系中。在我们的例子中,第三维是存在的,但对于所论及的命题(或对于几何学)并不是必不可少的。即使不存在更高的空间维,非欧的二维表面仍然可以自治地存在。这一几何学或曲率的本征性质的思想在广义相对论中是非常重要的。四维空间-时间的曲率并不一定意味着存在着一个什么朝它弯曲进去的第五维。

这就提出了一个重要问题,哪一类几何学能够最好地描述宇宙? 爱因斯坦采取引入宇宙常数的方法试图建立一个静态的宇宙模型,这样可以迫使宇宙具有一个正的曲率,并且它将是封闭的,这样一来,空间就是有限无界的,就像一个球的二维表面。然而,时间轴并不包含在这一曲率之中,它不舍昼夜地流逝,这样也就不会有宇宙循环。一个封闭的球形空间绕着一个直线的时间轴弯曲,构成一个它的二维空间-时间的最好表示就是一个圆柱形的宇宙。荷兰数学家德西特根据宇宙常数建立了另一个静态的宇宙模型。在德西特宇宙中,时间和空间二者都是弯曲的以构成一个四维的球形宇宙,在这样一种宇宙模型中,循环是不可避免的。

哈勃定律的发现表明,这些静态模型并不代表我们所生活着的宇宙。在此之前,杰出的俄罗斯数学家弗里德曼发现了爱因斯坦计算中的一个错误,他推导出了两个动态的宇宙模型,且无需引入宇宙常数。一个模型是宇宙将永远膨胀下去,另一个则是先膨胀,然后收缩,并有可能往复不断地重复这一循环。勒梅特也解了爱因斯坦方程,并得出结论,宇宙一开始是处在高度压缩的状态,然后朝外膨胀,随着时间的推移,增加着它的尺度。他把这一原始状态叫做“本初原子”,现在我们将之称作“宇宙大爆炸”。

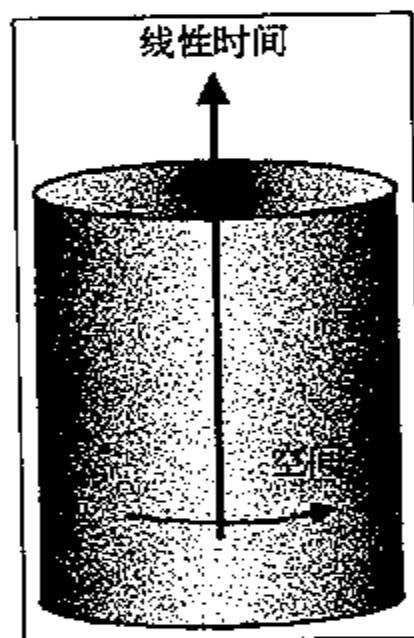


图 15.9 爱因斯坦的永远静止的球形宇宙的一个二维图像。空间是封闭的,但时间轴则是无限长的。

### 15.2.2 宇宙背景辐射

1948年伽莫夫分析了大爆炸刚发生后宇宙的状态,并得出结论说,在一开始的几十万年里,宇宙是晦暗的。在大爆炸中产生的大多数物质和反物质可能已经湮没了,并发出强烈的 $\gamma$ 辐射,这些辐射或许继续电离着质子捕获电子时所形成的氢原子。随着宇宙的继续膨胀和冷却,这一连续的吸收和再发射使辐射和物质达到热平衡状态。最后,或许是在大爆炸发生以后的一百万年(仅为现在所估算的宇宙年龄的0.01%)里,宇宙已经充分地冷却,以

至光子不再具有足够的能量来电离原子,从而物质和辐射就不再相互影响。在宇宙继续膨胀的数十亿年里,这一热辐射就发生“伸展”和“红移”。伽莫夫对之进行了计算,结果是现在它应该具有以宇宙目前的温度为特征的光谱,该温度约为绝对零度之上 5 K。一个 5 K 源的黑体辐射光谱在电磁波谱的微波区域具有一个峰,这样伽莫夫的预测也就是说应该到处存在着一种宇宙微波背景辐射。

1964 年彭齐亚斯和威尔逊正在新泽西州霍姆德尔的贝尔实验室工作,工作中用到了一根 6 m 长的定向天线,这根天线原来是为卫星通信而设计的。他们的工作受到了一种持续不断的背景噪声的干扰,并发现这一噪声似乎是来自所有方向的。进一步的分析表明,它具有以源的温度约为 3.5 K 为特征的黑体辐射谱。普林斯顿的狄克(Robert Dicke)意识到了这一发现的重要性,精心改进了伽莫夫的计算,证明了大爆炸所产生的背景辐射的确应该具有 3 K 左右的温度。1989 年宇宙背景探测卫星用远红外分光光度计对这一辐射谱作了非常精确的测量,得到的结果是,宇宙背景辐射的温度是  $2.725 \pm 0.01$  K, 与一个黑体辐射的温度几乎完全地吻合。同时它也证明了(只要对由于我们本身运动所引起的多普勒效应作了校正),辐射几乎是完全均匀的。“几乎”这一词在这儿是重要的。对宇宙背景探测器(COBE)数据所进行的详细分析表明,在背景辐射中有一点些微的不均匀,它对应于天空的大部分区域几十微开的温度变化。这是一个很重要的结果,因为背景辐射给出的是大爆炸以后大约一百万年时的宇宙图像。如果它是完全均匀的,那么就很难说明我们现在所看到的星系、星系团和超星系团分布的不均匀性。在大尺度上看来,宇宙似乎具有由很长的丝状结构联结起来并由广袤的真空分隔开来的物质的许多根弦。背景辐射均匀性中的扰动正是这些结构的起源。彭齐亚斯和威尔逊“因其发现了宇宙微波背景辐射”而分享了 1978 年度一半的诺贝尔物理学奖。

377

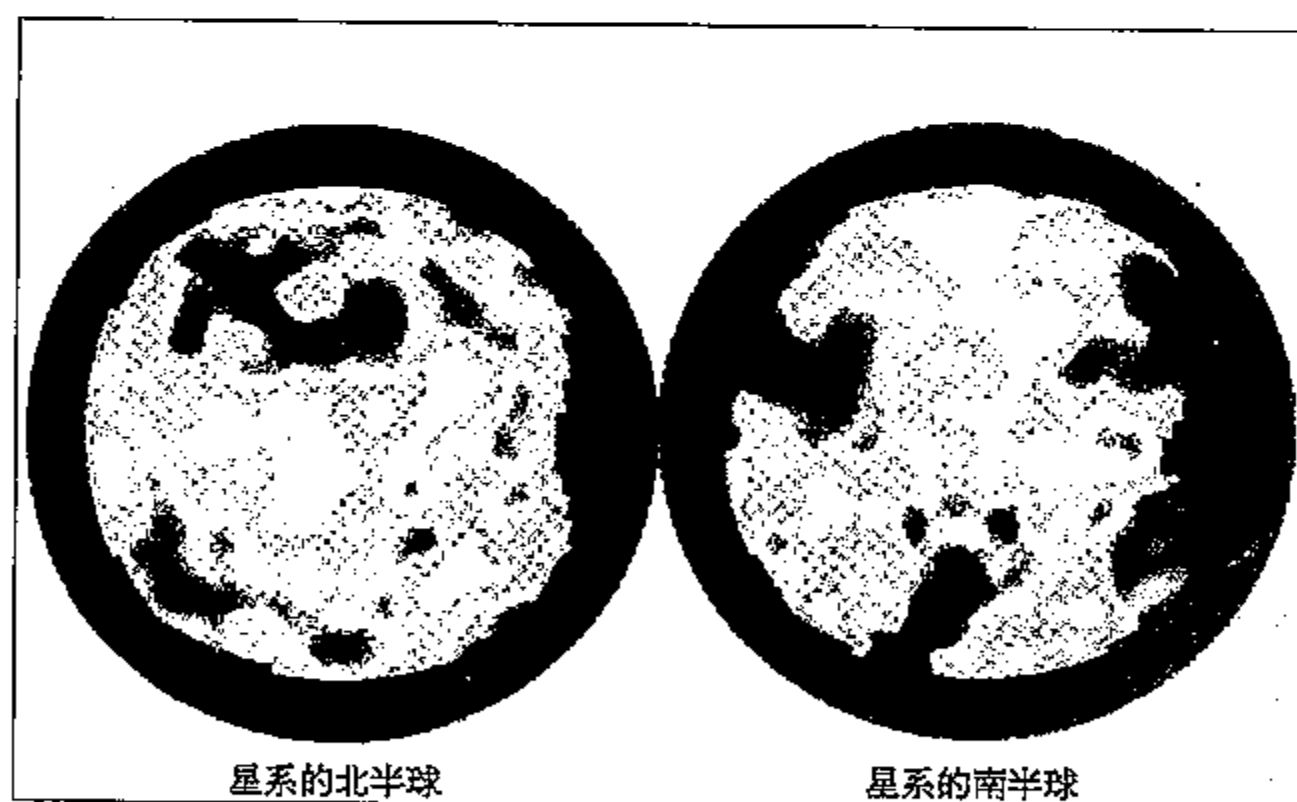


图 15.10 这是一些迄今为止所观察到的最老的大尺度宇宙结构。照片显示出了宇宙背景辐射的强度起伏。暗斑是在平均值以下,亮斑则是在平均值之上。其中的褶皱被认为是对应于早期宇宙中的密度起伏,很有可能这种密度起伏导致了星系的形成。这些数据是用宇宙背景探测器(COBE)对微波天空进行的 4 年的研究收集得到的。

(美国航空和宇航局供稿)



宇宙背景辐射和星系的红移与大爆炸模型是一致的,但它们并不是唯一的证据。大爆炸理论得以成立的其他支柱之一就是关于宇宙中轻核的丰度。

氦很不容易观察到,因为它具有很高的激发能,这在热恒星光谱中能明显看出来。然而到了20世纪60年代,已经清楚地知道氦4在全部重子物质(即由质子与中子构成的物质)中占约25%。这一结果与基于大爆炸后核合成的计算相符,该计算也表明有25%的氦4。计算还表明,这一比例与重子物质现在的密度几乎无关。这是一个很遗憾的结果,因为这样一来,使得我们无法对现在物质的密度作出估算,而这种估算有助于我们回答关于宇宙的总几何问题。幸好原始核合成中所产生的其他一些轻核倒并不是这样的。氘2,氦3,锂7的丰度对重子物质的密度都很灵敏。20世纪70年代,利用对氘丰度的测量设置了宇宙重子物质密度的上限,约为 $1.5 \times 10^{-28} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,比临界密度低100倍还多。如果重子物质在宇宙中占据优势,那我们就必然生活在一个开放式的宇宙中,这样一个宇宙具有负曲率,并将永远地膨胀下去。但是有足够的理由怀疑,许多物质可能并不是重子物质,我们的望远镜可能“看”不见它们,因为它们并不发出辐射。这些丢失了的物质或暗物质一直是20世纪晚期讨论的热门话题,并提出了各种各样奇特或不太奇特的猜测。

378

恒星中进行了大约100亿年的核合成,将大约2%的氢转化成了氦——但这只占宇宙中自由存在的25%的氦的一小部分。大多数的氦是在大爆炸后的头几分钟内产生的,而当时整个宇宙类似于一个大氢弹,原材料就是质子和中子,比例约为10:2(氢多是因为稍重一些的中子是不稳定的),大爆炸使它们牢固地结合成氦核。不过氦核很容易被充斥于宇宙的强烈的辐射击碎。大爆炸以后大约100s,温度对于氦核而言已经足够低,于是它们得以留存下来,这时质子对中子的比例上升为14:2。每14个核子中有2个氦核,12个质子。其实这时的温度还是相当高,足以熔化氦核而形成氦核,到了大约200秒的时候,大部分氦核已经消失,形成了现在我们见到的25%的氦。不管怎样,还是有一小部分氦核残存了下来,当对于发生氦核的聚变反应来说还是足够热的时候,这一小部分残存的氦核对于宇宙中物质的密度是很灵敏的。如果物质的密度很高,氦核碰撞的概率也高,这样就有更多的氦核转变成氦。如果密度很低,那么概率就小,就会有更多的氦核残存下来。类似的命题对于氦3和锂7的丰度也成立,它们也是在这一时刻被少量地产生出来。对这些核素所观察到的丰度与标准的大爆炸模型符合得也很好。

### 15.2.3 哈勃常数和宇宙的年龄

认识到哈勃“常数”并不是随时间的变化而保持恒定不变这一点是很重要的。已经提到过(尽管有若干相当新近的观察),宇宙中物质的引力效应应该使得膨胀延缓,这样 $H_0$ 就会随时间而变小。然而假定现在的膨胀速率是不变的,且把哈勃常数的倒数作为一个时间标尺:

$$v = H_0 d$$

如果这些星系自大爆炸以后以相同的速度分离,那么

$$T_H = \frac{d}{v} = \frac{1}{H_0} \quad (\text{注意单位!})$$

然而这仍然需要我们去测量 $H_0$ ,而我们这样做的能力严格地取决于宇宙距离尺度的精度。哈勃原始的距离测量导致了约为18亿年的一个哈勃周期,比地壳年龄的一半还要小(从岩

石的放射性鉴年法计算得到)！在 20 世纪 50 年代,巴德(Walter Baade)校正了时间尺度,自那时起估算的范围一般在  $80 \sim 40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  之间,这样使得哈勃周期处于 10~20 亿年的范围。较小的哈勃周期值(近年的测量所支持的)会引起某些问题,因为它们小于计算出的最古老的恒星的年龄,但是几乎没有宇宙学家会认为这将会导致大爆炸理论的垮台。大多数人认为,距离校正和恒星是如何演变的精确计算的结合将使得这些值趋向一致。哈勃周期给出了宇宙年龄的思想,但是它的实际年龄取决于减速参量,对于不同的模型这一参量是不同的。现在这一参量还没有一个确定的值,因此在大多数的讨论中还是使用哈勃周期。

### 15.3 暴胀

#### 15.3.1 极早期的宇宙

简单的大爆炸-膨胀宇宙模型存在两个主要的问题。一个是关于宇宙的总体几何形状,另一个则是关于它的均匀性问题。

现在对于密度参量  $\Omega$  的估算取小于 1,但还是在闪击距离之内的值。这是相当惊人的,因为所有认为宇宙的总体几何形状不是平坦的模型都预测  $\Omega$  将随时间而变化。如果宇宙具有正的曲率(一个封闭的宇宙),那么  $\Omega$  开始时大于 1,当宇宙膨胀时,它的值就快速地增加。如果宇宙具有负曲率(开放的宇宙),那么  $\Omega$  开始时小于 1,当宇宙膨胀时,它的值就快速地减少到 0。观察天文学把  $\Omega$  的值取在 0.25 附近,粗略而言是接近于 1 的。如果让宇宙从现在向大爆炸时快速地后退,那就意味着,在极早期的宇宙  $\Omega$  值是极接近于 1 的(离 1 只差  $10^{50}$  分之一)。这是一个让理论物理学家都很难接受的一种巧合。许多人或许会说, $\Omega$  就是 1,所观察到的质量的缺失只是因为“丢失了的物质”是冷的暗物质或奇异物质。这或许意味着作为一个整体宇宙是平坦的。为什么?

再一个是关于微波背景辐射问题。宇宙背景探测器(COBE)得到的数据表明,这种辐射从所有方向来看都是十分均匀的,但的确也显示出强度和温度方面有微小的涨落,其幅度大得足以能说明星系的形成,这是非常圆满的结果。但是这其中某些变化具有几度的角宽度,表明早期宇宙的相应部分必然是在大爆炸之后立即处在某种热接触中(为了达到热平衡)。然而为了实现这一点,它们必须互相离得足够近,使得光从一部分发射出来而能在它们膨胀得“够不着”之前到达另一部分。即使背景辐射曾经是非常均匀的,这一问题依然存在——这就可能意味着,当辐射不再受物质影响时,整个宇宙曾经是处在热平衡状态的,但是原始的膨胀宇宙的发展过程并不允许这样。宇宙之中的任一特殊点都是由因果关系与宇宙的一个部分——而不是它的全部——相连结的,因此很难看到宇宙的平衡温度是怎样能够出现的。在大爆炸后的任一时刻,都存在一个“视界距离”,它等于大爆炸发生后光能够走过的最大距离。被大于这一“视界距离”隔开的任何区域都不能发生因果接触。与惯常的膨胀理论有关的问题就是,对宇宙大部分的历史而言,视界距离已经大大地小于宇宙的尺度,因此就很难解释明显的宇宙大尺度的均匀性。

20 世纪 80 年代初,古思(Alan Guth)提出了关于极早期宇宙演化的一个新理论。林德(Andrei Linde)、阿尔布雷克特(Andreas Albrecht)和斯坦哈特(Paul Steinhardt)发展了他的思想。这一理论假设,在通常人们认为的膨胀之前,曾经存在过一个早期的爆炸性的暴胀,如果真是这样,这可能就意味着,极早期的宇宙要比先前认为的小得多,事实上,也要比

它自己的视界距离小得多。这就允许早期宇宙的所有部分都有因果接触,并解释了现在可观察的宇宙——那只是处在大得多的在最初大爆炸以后发生了不可思议的快速暴胀的区域中的一小部分——是如何达到这么均匀的。这个新理论既解决了大尺度均匀性问题,也解决了平坦问题。暴胀理论认为,在  $10^{-32}$  s 的时间里,小区域的尺度以一个极大的因子——或许是  $10^{50}$  倍——增加。想象一下一个气球表面上的一小块区域在气球暴胀时的情形——当气球的尺寸变大时,小块区域里的曲率在减小。如果它膨胀  $10^{50}$  倍,那它的曲率就与平坦表面没有什么区别了。人类现在能够观察到的宇宙只是更大的以类似方式暴胀过的宇宙的一小部分,所以  $\Omega$  值必然会趋向于 1。

暴胀理论提供了一种解决均匀性和平坦问题的方法,但是什么驱动了这一暴胀? 暴胀机理与大统一理论相联系,后者又与处在高能的所有基本力相联系,这又导致了特别令人感兴趣的那种可能性,即整个宇宙起源于绝对的虚无。正如古思所描述的,宇宙本身可能就是“终极的免费午餐”。

### 15.3.2 破坏了的对称性和希格斯机理

考虑液体在冰点结晶形成固体时的情形。液体在凝结前具有旋转对称性——从各个方向看起来都是相同的。一旦它冻结起来,若干特别的区域就会形成结晶状的结构,其性质与方向有关——存在若干择优的轴,旋转对称性就被破坏掉了。液体内的不同区域可能以不同的取向结晶,那么沿着这些微晶的边界就会出现不连续性。然后相变释放出能量(结晶的潜热)。这是一个系统冷却时其中对称性自发破坏的过程的例子。暴胀模型描述宇宙的方式大体上与此类似。

一些现代大统一理论认为,极早期的宇宙,在大爆炸发生后的一瞬间曾经是对称和均匀的。在高温的极端条件下,自然力曾经是互相不可区分的,它们只是呈现为相同超级力的各个侧面。然而当宇宙膨胀时,温度逐渐冷却下来,各种力也分离开来,形成了今天我们见到的电磁力、弱核力和强核力以及引力。这种转变正像一种自发的破坏整个宇宙对称性的相变,并释放出巨大的能量。也正是这种能量并凝聚起来形成了早期宇宙中物质和反物质的各种粒子。因为相变之故,宇宙是在超过临界温度之上发生膨胀的,并有效地达到了超冷却,于是要求解决均匀性和平坦问题的快速暴胀发生了。在这些条件下,具有对称性的小区域就会突然地改变其状态,以一个显著的速率生长,在进入传统模型的更为缓慢的膨胀之前,其尺度或许会增加  $10^{50}$  倍。大约  $10^{-30}$  s 之后,快速的暴胀开始变慢,并恰好产生了与膨胀宇宙的标准模型相同的条件。这意味着,暴胀理论与所有用膨胀宇宙的传统模型得到的关于背景辐射、轻元素的丰度等成功的预测完全一致。

381

20 世纪 60 年代,爱丁堡的希格斯试图理解在高温时,弱场和电磁场是怎样形成对称性的(电弱统一),在低温时,这一对称性又是如何被破坏并呈现为不同的力。无质量的光子、质量很大的  $W^+$ 、 $W^-$  和  $Z^0$ (叫作矢量玻色子)粒子不知为什么在高温下竟是不可区分的。在较低的温度下,对称性破坏过程必然会赋予矢量玻色子以质量。希格斯建议,如果所有的粒子都与一组新的场(现在叫做希格斯场)发生相互作用,这一情形就有可能发生。如果希格斯这一思想是正确的,那么就得有一种与这种希格斯场相关的新的量子,它或许会呈现为一种新的大质量的粒子——希格斯玻色子。迄今为止,这些粒子还未被探测到,但是人们预料,与电弱对称性的破坏相缔结的希格斯玻色子具有大型强子对撞机(LHC)所能达到的范

围之内的质量,而这样的大型强子对撞机到 21 世纪初应该能在欧洲原子核研究组织 (CERN) 实现联机。

那么又该如何解释暴胀呢? 对这一问题的回答取决于对希格斯场性质的认识。20 世纪 80 年代, 古思首先讨论了这一性质。在极早期的能量致密的宇宙中, 所有的自然力或许都是统一的, 希格斯场可能处在一种具有极大对称性的状态中。然而这种对称状态并不与希格斯场中的最小能量密度相对应, 它只是一种“假真空”。当宇宙膨胀并冷却时, 它就过渡到希格斯场的较低能态——“真真空”, 在这种状态中, 各种基本力之间的对称性就被破坏掉了。事实上如果与宇宙冷却的速率相比, 这种过渡是很缓慢的, 这样它就可能进入到改变态之前的“超冷态”中。然后当宇宙的某个特别区域过渡到希格斯场中的较低能态时, 这一过程就会加速, 就像以显著的速率生长的晶体那样。进而当它“跳变”到一个较低能态时从希格斯场损失的能量就会反馈给宇宙, 从而产生出数目极大的物质和反物质——这就是传统膨胀宇宙所描述的情景的前兆。当然极早期时宇宙的不同区域的结晶方式可能不同, 从而引起呈现为宇宙中的大质量物体那样的不连续。然而暴胀的不可思议的速率意味着, 整个可见的宇宙比一个“晶体”的典型尺寸远远要小得多。这就解释了为什么我们至今还没有观察到这些大质量的结构。在传统的宇宙模型中, 视界距离比一个“晶体”的典型尺寸要大得多。这样我们应该看到许多的不连续物质(事实上, 它们的巨大质量应该对宇宙中我们这一部分的演化方式具有深远的影响)。

382

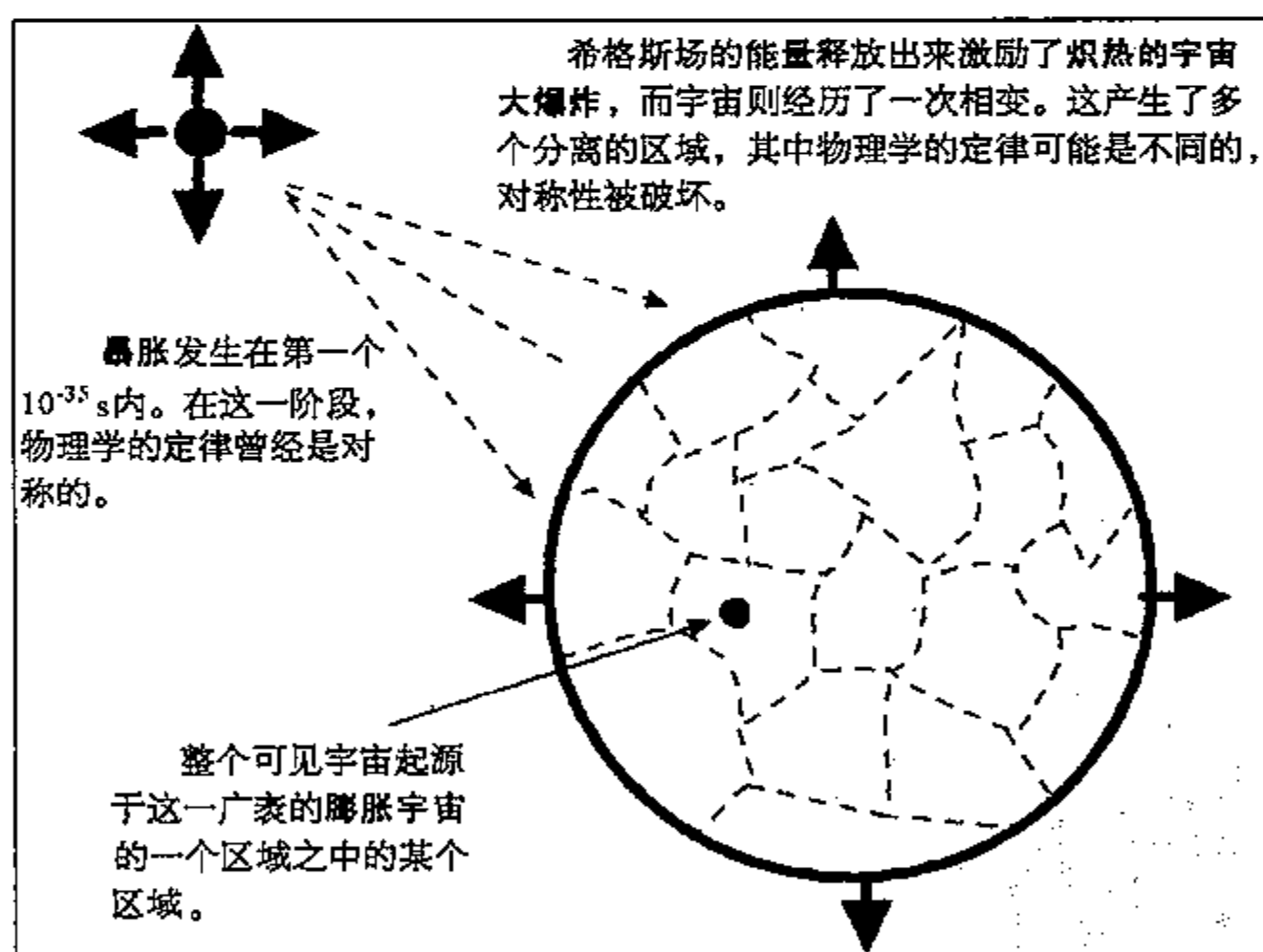


图 15.11 暴胀与膨胀。

暴胀模型令人感兴趣的结果之一就是膨胀宇宙的终态与它的初态的细节完全没有关系(即关于这一点的信息在快速的暴胀阶段被丢失了)。而在传统的宇宙模型中, 情况不是这样的。这就使某些理论物理学家想到, 初始条件倒是完全无关的, 宇宙的产生和演化是作为一个整体而进行的, 是物理学定律的一个直接结果, 而不是来自处于一种特别状态的某些材料“种子”。整个宇宙作为量子涨落的结果而突然出现的思想是令人感兴趣的, 但是过去它

总是被人们摒弃,因为它似乎破坏了基本的守恒定律。守恒定律之一是能量守恒,另一个就是重子数守恒。诸如电荷守恒那样的其他守恒定律倒不是一个问题,因为它们与宇宙中总电荷可能是零的思想是一致的(例如,只要在粒子碰撞中产生一个带正电的粒子,其必然伴随有一个带负电的粒子)。另一方面,宇宙中包含了大量的能量和大量的重子,所有实验似乎都认为这些量是守恒的。如果所有的力在高能时都是统一的,那么在夸克与轻子之间就应该存在一种对称性,这种对称性就允许最轻的重子(质子)发生衰变。这就解决了重子数问题。能量问题可能也会消失。的确,宇宙中所出现的物质代表的是大量的正能量,但引力势能是负的,正负能量的总和实际上可能抵消为零。如果情形的确是如此,那么宇宙作为一个整体所具有的能量、电荷、质量等等皆为零,如果它是从绝对的虚无自发形成的,那么就不会有什么守恒定律被破坏了。

383

## 15.4 几个宇宙之谜

### 15.4.1 丢失的物质

如果暴胀模型是正确的,那么它就意味着宇宙必然具有一个临界密度( $\Omega$ )。我们曾经指出,从观察结果推得的这一密度大大小于这个值(虽然数量级相同)。这提示我们,根据可观察物质所做的估算低估了这一值——因此必然存在大量的暗物质(一种从地球上探测不到的物质,因为它们并不发出辐射)。即令不用暴胀理论,仍然有充分的理由相信宇宙中有大量的物质是不可见的。特别是理论计算得出的星系和星系团物质的质量似乎比它们所包含的恒星质量大得多。

符合这种情形的第一个迹象是20世纪30年代由兹威基发现的。他搜寻了室女座和后发座星系团,并用位力定理来估算它们的总质量。这一定理说,对于一个由引力约束的系统,其平均动能等于引力势能值的一半(如同绕太阳循圆形轨道旋转的一颗行星)。这就导致了下列方程:

$$\overline{v^2} = \frac{GM}{R}$$

式中 $v$ 是星系团内星系的速度, $M$ 是星系团的质量, $R$ 是其半径。 $v$ 和 $R$ 的值可以从观察求得,然后就可以用它们来计算 $M$ 。星系团的质量也可以从其亮度加以估算(例如,将其总亮度与太阳的总亮度相比较,且假定其质量是按同样的比例变动)。这样计算得到的质量大约比由可见亮度考虑的大20倍。最近的一种认识是,这些丢失了的物质是处在电离气体中,它们是以X射线发射的方式显示出来的。但是仍然有大约80%的物质“丢失了”。

384

在一个较小的尺度内,可以从恒星在其中的运动估算一个星系的质量。用这样的方法对我们的银河系和其他一些星系进行估算得出的质量总是明显地大于根据亮度估算得到的质量。这种方法其实是相当简单的。距星系中心距离为 $r$ 的作轨道运动的恒星在轨道中必然受到向心力的作用,这一向心力是由指向星系中心的引力吸引提供的。这一吸引指向半径为 $r$ 之内所包含的质量( $M_r$ ):

$$\frac{GM_r}{r^2} = \frac{v^2}{r}$$

并导致轨道速度为 $v$ 的方程:

$$v = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}$$

许多观察提示,轨道速度(用离一个星系的中心具有不同轨道半径的恒星引起的多普勒位移测得)粗略地讲是不变的,并与 $r$ 无关。如果 $M_r$ 正比于 $r$ ,这就是唯一可能的情形。另一方面,根据亮度计算得出的质量是随轨道半径而改变的结果也提示,质量随着离开星系中心呈指数下降的关系。这意味着暗物质对可见物质的比率向着星系的外缘会快速地增加。这使人们产生了存在由暗物质控制的星系晕的思想。这种思想与下面的假设是一致的,丢失的物质主要是某种形式的弱相互作用的大质量粒子。如果星系是由重子的和非重子的暗物质组成的大块云团的引力坍缩形成的,那么这两种类型的物质都会获得坍缩时释放出来的大量动能。重子物质或许能够大量地辐射出去,并沉到星系的中心。而暗物质则并不能辐射,所以它的平均动能仍然较高,它就集中滞留在星系的外边缘部分。

暗物质的性质一直是一个非常令人遐想联翩的题目,有些物理学家认为它必然采取奇异粒子或尚未被发现的粒子的形式。其他一些人则提议,大量的暗物质可能只是采取冷的低质量的恒星和小行星的形式,它们都太暗因而观察不到。最近用引力微透镜对我们自己的星系进行的观察提示我们,某些暗物质几乎的确是以冷的重子物质的形式而存在的,但是如果太多的暗物质取这一形式,那么对暴胀理论就会构成一些严重问题,当与传统的膨胀理论结合起来考虑时,必然要限制宇宙中重子物质的数量。曾经发生在年轻宇宙和现在在恒星上仍然发生着的核聚变过程是极其容易理解的,也允许物理学家从诸如氦那样的同位素现在的丰度回推到早期宇宙中重子物质的密度。这些计算为重子物质的密度设置了一个上限,约为临界密度的10%。如果将它与暴胀理论的预测结合起来考虑,那么至少有90%的宇宙必然是包含在非重子物质中。如果能够确认中微子具有质量,那么它们就将缓解(但不是解决)暗物质问题。为了考虑所有暗物质,它们或许需要具有约为 $10 \text{ eV}/c^2$ 的质量。而从超卡密奥坎德探测器(Super Kamiokande)得到的结果提示该值接近于 $0.1 \text{ eV}/c^2$ 。当然,也可能存在目前我们尚未探测到的某些其他的大质量类中微子粒子。最后,两个普遍认为的可能性就是取某种形式的冷暗物质(重子物质或者非重子物质)或者热暗物质(接近于光速运动的粒子,它们避开了形成星系的引力坍缩,现在更有可能在星系之间而不是在星系内部发现它们)。对于这一问题的回答可能要很好地把这两种可能性结合起来。前面已经说过,对暴胀理论所描述的情景作某些修改似乎仍是可能的,或者干脆提出一个极早期的宇宙新模型可能就不再需要某些或者全部的暗物质,这至少会改变对理论的表现限制。

#### 15.4.2 真空之谜

亚里士多德曾经声称大自然“憎恶真空”。他所说的“真空”意思是完全空的空间。在某种意义上,现代对真空的看法趋向于同意——并不存在诸如上述完全空的空间那样的事物,真空本身是某些最为暴烈的和最为奇异的物理事件的宝座。我们已经看到,“假真空”的坍缩释放出了巨大的能量,这些能量为炽热的大爆炸提供了燃料,并最终为众多恒星和星系的产生“付清了账单”。在最小的尺度上,当虚粒子对作为海森伯不确定性原理的结果而突然出现时,真空也充满了产生和湮没。这把能量和时间联系了起来,使得这样在一小块小片空间区域中在短时间 $\Delta t$ 内能量具有一个不确定值 $\Delta E$ ,并遵从关系

$$\Delta E \Delta t \leq h$$

这意味着真空的能量是连续地涨落的,这些量子涨落表明它们本身就是虚粒子。静质量为  $m$  的一对虚粒子可以出现,只要它们在短时间  $\Delta t$  内湮没,对此有

$$2mc^2 \Delta t \leq h$$

换句话说,虚粒子可以在量级为

$$\Delta t \leq \frac{h}{2mc^2}$$

的时间内存在。对于电子-正电子对,这一时间约为  $4 \times 10^{-21}$  s。

量子涨落的存在意味着,现在的真空本身具有小的质量和能量密度。在极早期的宇宙中,真空能量是极其巨大的,提供了一种引起宇宙暴胀的排斥性的引力(一种负压)。在存在多个较低的可衰变进去的能态的意义上(正如我们今天所看到的空间的“真真空”),这一早期的真空态实际上是一种“假真空”。若真是这样,难以置信的能量释放就是大爆炸中的一声巨响。

386

真空不空,物质可以在一种自发的量子涨落中出现,以及一粒微小的种子可以在  $10^{-32}$  s 的时间内以  $10^{50}$  的因子暴胀的思想打开了人们的思路,整个宇宙可能是从绝对的一无所有作为量子涨落而跳跃式地出现的。然后,这一微小的种子就暴胀,点燃了炽热的大爆炸,并持续不断地膨胀了 150 亿年,直到今天。量子创生的这一理论被若干宇宙学家认真地采纳了,但是为了使其站得住脚,宇宙作为一个整体,必须包容的是严格的一无所有!亦即,所有守恒量必须有一个为零的总值。对电荷、线动量和角动量而言这似乎是合理的,但是正如我们已经指出的,还是存在一些问题。能量和重子数两者都是守恒的。宇宙的质量-能量准确地被其负的引力势能平衡掉这一点或许也是可能的,在具有临界密度的封闭宇宙的基础上这的确看起来是合理的。如果重子数总是守恒的话,那么它可能准确地为零的唯一方式就是,只能假定宇宙中存在等量的物质和反物质。要让事情变成这样仍然是可能的(但是可能性不大)。然而观察到的证据强烈地支持这样的思想,即现在的宇宙中物质是占主导地位的,我们并没有反物质宇宙的证据。宇宙演化的大多数模型都认为,极早期的宇宙中物质和反物质产生时,少量的不对称导致了稍微过量的物质,它们保留了下来,形成可见的宇宙,在物质和反物质湮没以后产生了现在微波辐射那样的东西。能够拯救量子创生的唯一可能性就是重子数并不严格地守恒。幸运的是(对此理论),那确实就是若干大统一理论(GUT)所预言的东西,尽管现在还没有从实验上加以确认。

在我们考虑希格斯场效应时,真空甚至会变得更为奇特。当它们的幅度为零时,大多数场的能量密度为零。但是对希格斯场情形并不是这样的。在早期的宇宙中,希格斯场皆为零,但是它们的能量密度是正的。事实上,当宇宙还是不可思议地微小时,希格斯场的能量密度是起着主导作用的。这一非零的能量密度意味着,必然作了功以增加希格斯场起作用的区域的尺度。这就使得充满零点希格斯场的空间具有一种坍塌的固有趋势。这很像一块很大的橡皮,已经向外朝各个方向伸展了,然后试图弹回到原来的形状和大小。描述要坍塌的这一固有趋势的另一个方法就是负压。现在这一负压有了另一个相反的直觉结果。在广义相对论中,媒质中引力的强度取决于两件事情——质能密度( $\rho$ )和压力( $P$ ),用方程式表示就是

387

$$\text{引力收缩的强度} \propto \rho + \frac{3P}{c^2}$$

如果压力为负,那么就有这样的可能性,整个表达式就可能为负,而引力对物质施加的竟是排斥力!在“假真空”(其中希格斯场的值为零)中能量密度  $\rho_H$  与压力有下述关系:

$$P_H = -\rho_H c^2$$

当这些项决定了宇宙的能量密度和压力时,我们有

$$\rho + \frac{3P}{c^2} = -2\rho_H$$

$\rho_H$  的值在  $10^{92} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$  左右,这样宇宙在此时(约  $10^{-35} \text{ s}$  之前)很容易受到不可思议的引力排斥,就是这种引力排斥驱动了炽热大爆炸之前的指数式的暴胀。

#### 数学箱:负压

设想有一个体积为  $V$  的球形区域,其中希格斯场为零,能量密度为  $\rho_H$ 。使球膨胀,球体积的增量为  $\Delta V$ ,那么能量的增加值为

$$\Delta E = \rho_H \Delta V$$

加到球表面上的力由下列公式给出:

$$F = -\frac{dE}{dr} = -4\pi^2 r \frac{dE}{dV}$$

$$P_H = \frac{F}{A} = \frac{F}{4\pi r^2} = -\frac{dE}{dV} = -\rho_H$$

负压就等于假真空的能量密度。

388

#### 数学箱:宇宙的总能量为零吗?

粗略的讨论就可以表明,宇宙中物质的负引力势能可能足以平衡掉它的正静能:

$$\text{哈勃时间 } T_H = \frac{1}{H_0}$$

$$\text{哈勃半径 } R_H = cT_H = \frac{c}{H_0}$$

$$\text{临界密度 } \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

在任一特别的时刻,物质  $m$  只可能受到约为一个哈勃半径范围内的其他物质引力的影响。如果这一距离取为一个球的半径,假定物质  $m$  处在这一物质球的表面,那么其引力势能就是

$$GPE = -\frac{GMm}{R_H}$$

其中  $M$  是所假设的球内的质量。

此外假定宇宙是处在临界密度的,那么

$$GPE = -\frac{GMm}{R_H} = -\frac{4\pi r^3 \rho_c m}{3R_H} = -\frac{4\pi R_H^3 3H_0^2 m}{3R_H 8\pi G} = -\frac{1}{2} mc^2$$

这是非常粗略的讨论,但它的确表明引力势能与宇宙中物质的静能具有相同的数量级(因为相同的讨论可以用到任何质量  $m$ )。这就促使人们假定,宇宙的总能量是零,宇宙中物质的密度是临界密度。这也与宇宙可能是由量子涨落形成的这一推测相一致。



## 第五篇

# 热力学与时间箭头

第 16 章 时间、温度和概率

第 17 章 向绝对零度进军

第 18 章 正反共轭(C)、空间反射(P)  
和时间反演(T)

## 第 16 章 时间、温度和概率

热力学第二定律表明物理过程固有的不可逆性。

熵永不减少。

玻尔兹曼对熵和不可逆性作了有效的微观解释,但也引起了争议。

诸如麦克斯韦妖这样的思想实验表明,熵与信息是相互关联的。

霍金开创了黑洞热力学。

## 第 17 章 向绝对零度进军

尽管人们对温度很熟悉,但它是一个微妙的、与熵和能量有关的概念。

绝对零度是不可能达到的。

按照热力学定律,利用从有序到无序的转变可以获得很低的温度。

昂内斯将氮液化从而开创了低温物理学,揭示出物质的一些奇特的新性质——超导性和超流性。

接近绝对零度时,这种奇异行为涉及量子统计以及费米子和玻色子之间的区别。

最近的研究已经创造了一种新的宏观物质态——玻色-爱因斯坦凝聚。

## 第 18 章 正反共轭(C)、空间反射(P)和时间反演(T)

守恒定律与对称性原理有关。

在某些粒子相互作用中,单独的正反共轭、空间反射和时间反演对称性都遭到破坏,但是它们的联合效应(CPT)应当守恒。

在某些衰变反应中,时间反演对称性的破坏表明有一个基本的微观时间箭头,它与热力学箭头并没有明显的联系。

## 第 16 章 时间、温度和概率

### 16.1 热力学第二定律

“我认为,熵总是增加的定律——热力学第二定律——在自然界各种定律中占据首要地位。如果有人说你最欣赏的关于宇宙的理论不符合麦克斯韦方程组——你会说麦克斯韦方程组更糟;如果有人说你的理论与观测结果不符——你会说,有时做实验的人没有把实验做好啊!但如果有人发现你的理论与热力学第二定律相抵触——那你就没指望了,除了深深的屈辱之外,你将一无所有。”

[Eddington A. S. *The Nature of the Physical World*. New York: Macmillan, 1948]

“上帝已将一种秘密的艺术赋予大自然,使之摆脱混沌而形成完美的世界体系。”

[Immanuel Kant. *Universal Natural History and Theory of the Heavens*]

能量守恒定律和热力学第二定律是物理学史中两个最重要的发现。它们一起对于哪些过程可以发生、实际物理体系应该朝什么方向演化加以限制。深刻理解这些思想让我们直接面对物理学和哲学的核心问题之一——时间的本质。人类在 19 世纪就认识到这两个定律了,对它们的诠释以及它们在理论和实验方面的广泛应用,对于 20 世纪物理学有重要影响,使人类对于不可逆过程以及熵与信息之间的联系有了全新的认识。在这一章中,我们先简要回顾一下导致热力学第二定律的宏观现象,然后借助于玻尔兹曼、吉布斯和爱因斯坦的工作对热力学第二定律作微观阐释。

#### 16.1.1 第一类永动机

“各种自然现象,无论是机械的、化学的还是生命的,实际上几乎全都在空间引力(即“势能”)、活力(即“动能”)以及热之间连续不断地转换。因此,宇宙中始终保持平衡有序——一切都不会混乱,一切都不会丢失,整个机器尽管复杂,总是在平稳和谐地运转着。”

[James Joule. Matter, Living Force and Heat. *The Scientific Papers of James Prescott Joule*, Vol. 1, London: Talor and Francis, 1884]

391

392

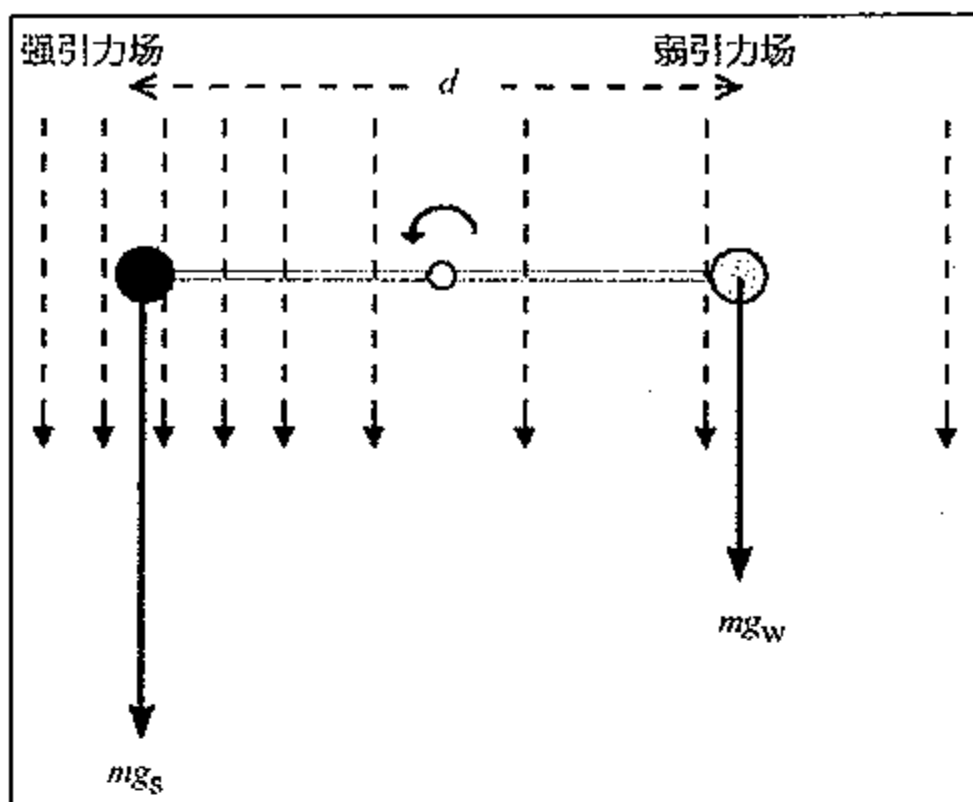


图 16.1 第一类永动机。这台假想机器利用的是这种现象(真实的),即引力场强度随位置变化。图中轴心左右两端的物体 A 和 B 具有相同的质量,但左端的 A 比右端的 B 受到更大的引力。A 下落带动轴转动从而对外做功。轴杆一旦转过垂直位置, B 就变得比 A 重。这就保持了一个逆时针的旋转合力矩,轴杆连续旋转原则上就可以提供无限多的能量! 每转一周能作功  $2md(g_s - g_w)$ 。但这样的机器是不可能实现的,为什么?

几千年来,科学家和发明家们就一直试图绕开这个原理,希望能造出这样一种机器,其产生的能量比它消耗的还要多。达·芬奇曾设计过几种方案,玻意耳也提出过一种方案。如今我们可以在网络上找到各种各样的永动机设计。早期的这类机器是机械的或是利用引力的,后来又结合了蒸汽机和电磁装置。而较为现代的形式则是靠相对论或量子论中的“漏洞”,或者靠到处兜售的所谓“真空能”之类的一些“隐蔽能源”。

然而,没有任何已知的物理过程违反能量守恒定律。不可能建造这样一种机器,它遵从已知的物理规律运转产生能量,却不消耗任何能量。根据这一设计而产生的机器统称为第一类永动机。能量守恒定律不允许这样的机器存在。

### 16.1.2 热机

18 世纪纽科门(Newcomen)和瓦特发明了蒸汽机,催生了热力学理论的诞生。但直到 19 世纪,它才取得了真正的进展。

蒸汽机(内燃机或热电站)的功都来源于燃料燃烧时所释放的能量。一切热机都在两个温度之间运转——一个高温热源(由燃烧燃料提供)和一个冷汇(它处于环境温度或高于环境温度)。整体效应是从热源流向冷汇的热能中提取部分能量作有用功。这个过程的一个重要问题是效率:从热源提取的能量有多少可以用于作功? 热量转换为功的效率能达到 100% 吗?

为了说明问题,设想一下我们用力刹车使车停止这一过程。在该过程中,车作功克服刹车系统中的摩擦力,将动能转变成刹车盘的热量。能不能制造出一种机器,使所有这些热量都转换成动能,并且再输送给汽车呢? 显然这个转换问题与可逆性有关——功到热的转换可逆吗?

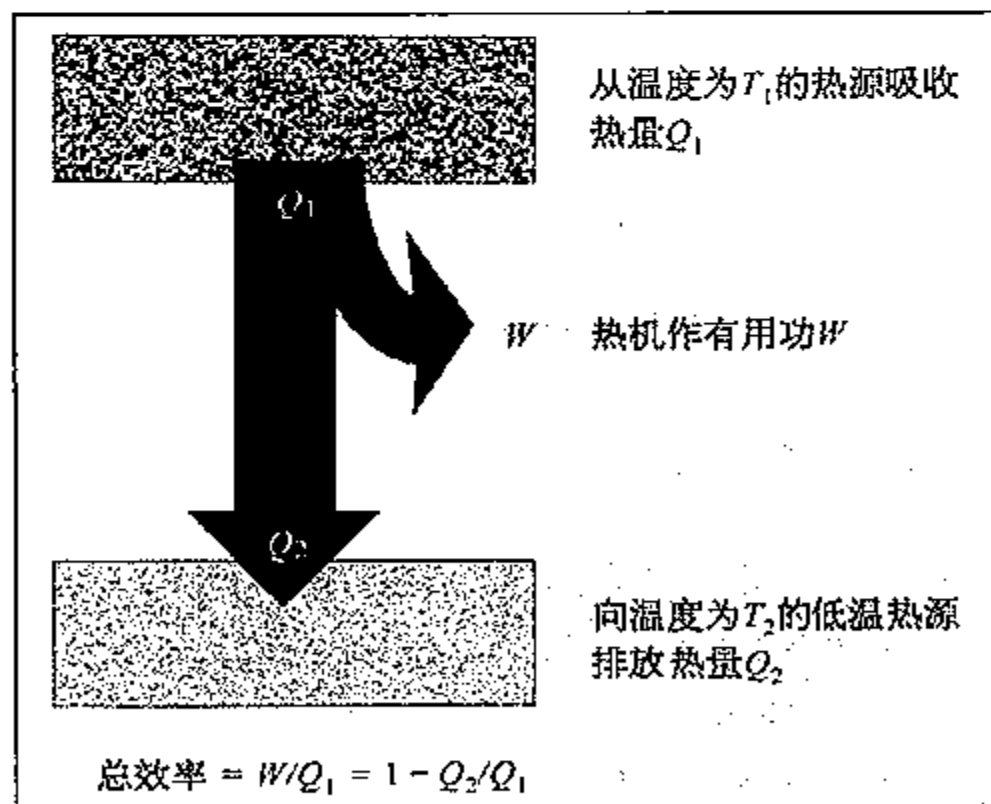


图 16.2 热机中的能量流动。从高温热源向低温热源输送热量的净效应是对外作功  $W$ 。

### 16.1.3 第二类永动机

如果能将热量 100% 地转换成功,我们就可以利用大气和海洋这些巨大的热源来发电。设计将热量全部转换成功的机器叫做第二类永动机。下图是这类机器的一张草图,它并不违反能量守恒定律,认识到这一点很重要。

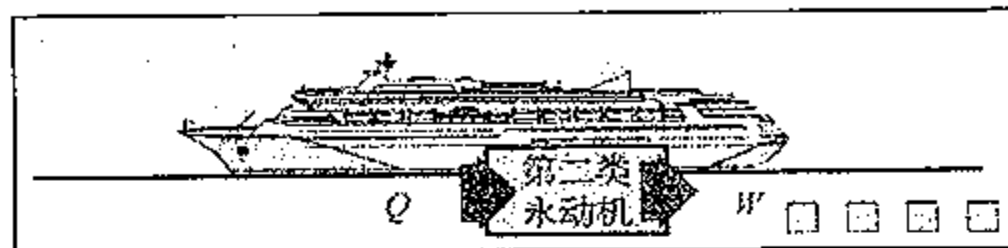


图 16.3 第二类永动机违背热力学第二定律。比如,它可能从海洋中获得热量,并用来驱动船只。图中第二类永动机(PM2)取温度为 280 K 的水并将其冷冻,利用所释放的能量将冰块向后推,从而使船只向前行驶。

### 16.1.4 卡诺、开尔文和克劳修斯

“尽管研究了所有种类的蒸汽机,人们对于它们的理论仍知之甚少,而改进它们的种种尝试依然几乎是盲目的。

人们一再问到这样的问题:热动力是无限的吗?蒸汽机可能的改进是否存在一定的极限,这种极限是由事物的本质所决定的,不管用什么方法都不能超越,或者相反,这些改进可以无限地进行下去吗?”

[Sadi Carnot. *Reflections on the Motive Power of Heat*. 1824]

卡诺(1796—1832)是法国工程师、物理学家,他决心要为蒸汽机的理论找到一个可靠的理论基础。他于 1824 年发表了一篇重要论文《热动力之思考》。八年后,他因霍乱而英年早逝。卡诺的论文是建立在错误的基础上的。十几年后,焦耳关于热是能量的一种形式的思想取代了卡诺理论的基础。但是卡诺的分析非常深刻,以至于他的结论本来与热的理论无关,却在热力学第一定律被表述出来之前就已经实际上将热力学第二定律建立起来了!不幸的是,卡诺在巴黎以外的地方鲜为人知,他的论文在当时并没有产生直接的影响。沉寂了四分之一世纪以后,由于英国的开尔文勋爵和德国的克劳修斯的工作,卡诺的思想才再次受到重视。

395

卡诺最先认识到热机中的工作流体(蒸汽机中的蒸汽)实际上与具体的热机没有关系。流体经历了一个循环变化,在每次循环结束的时候又恢复到初始状态。所以一个循环中所作的功就等于循环中进入流体的热量和排出流体的热量之差。既然如此,卡诺就研究最具普遍意义的理想热机,得到了这种热机做功的极大值。

“……如果把从热产生动力的技巧提高到科学的高度,我们就必须根据最一般的观点来研究整个现象,而不必考虑具体的热机、机械,或者工作流体。”

[Sadi Carnot. *Reflection on the Motive Power of Heat*. 1824]

卡诺循环证明了一个理想的可逆热机具有一个最大理论效率,它由一个简单的方程给出

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

式中  $T_1$  是热源的温度,  $T_2$  是冷汇的温度。

卡诺接着研究, 如果造出的热机效率超过卡诺热机, 会出现什么样的结果。他证明了, 这样就能使热量从低温物体泵送到高温物体(自然界中决不会自发地产生这种现象); 而把这样的热机组合起来, 从整体上讲, 就可以将热量全部转化为功。换句话说, 如果造出的热机, 效率超过理想的卡诺热机, 那么就可以造出第二类永动机来, 而一切实验结果和所有观察到的现象都证明这是不可能的。

396

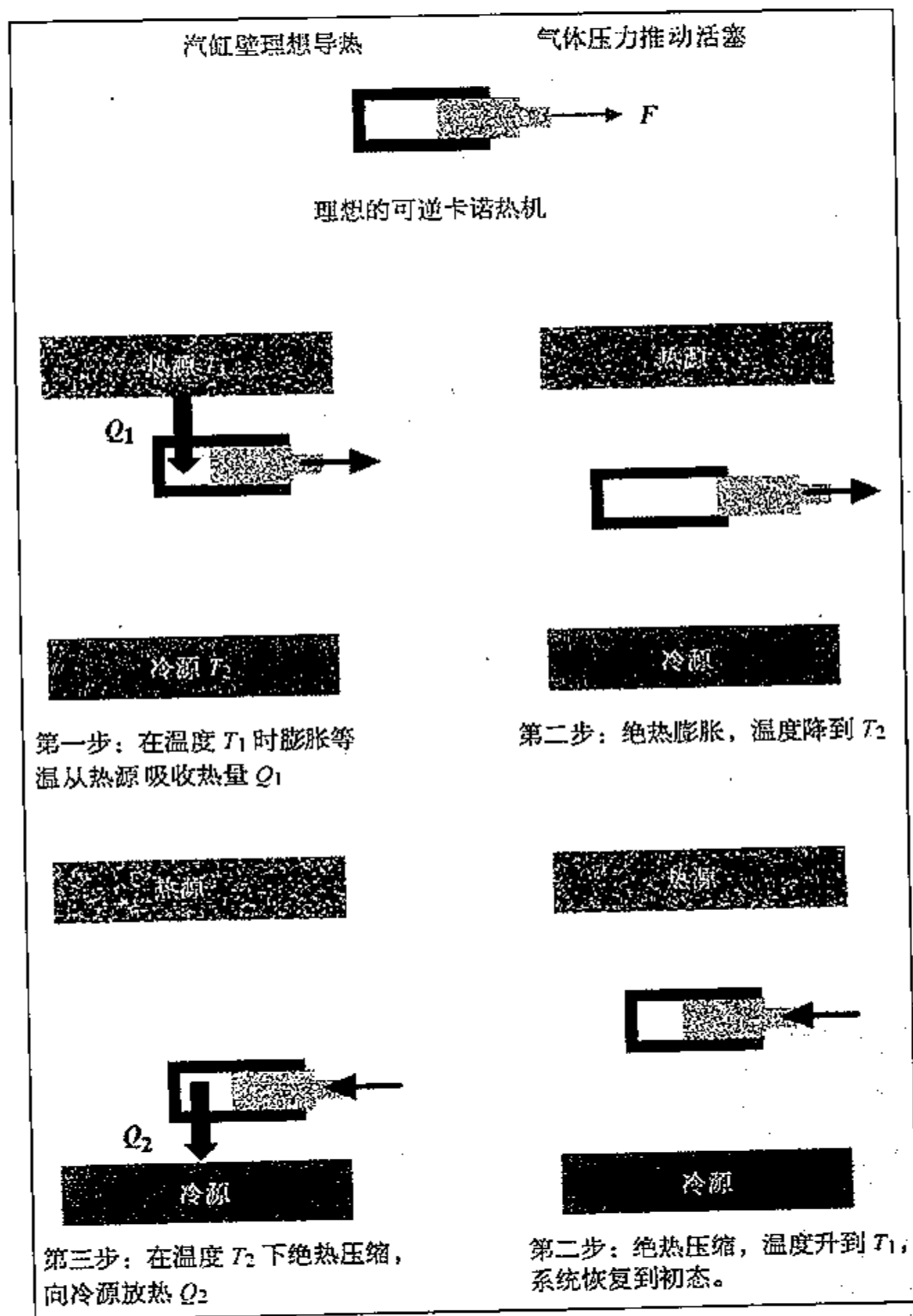


图 16.4 卡诺循环。通过热量在两个温度分别为  $T_1$  和  $T_2$  的热库之间的流动, 热机对外作功是可逆的。卡诺证明这样的热机在理论上具有最大的效率  $\eta = 1 - T_2/T_1$ 。

1849年, W. 汤姆孙(即后来的开尔文勋爵)重新发现了卡诺的研究成果, 1850年克劳修斯以非常简练的形式表述了热力学第二定律。 397

### 热力学第二定律

1. 工作在隔离状态下的热机不可能将热从较冷物体传递到较热物体。1851年汤姆孙表述的方式略有不同;
2. 工作在隔离状态下的热机不可能将热转变为功而没有其他效应。

## 16.2 熵

### 16.2.1 宏观熵

克劳修斯将一个新物理量——熵——引入了物理学。借助于卡诺理论可以很容易地理解熵。设想一个理想热机, 如以前所说, 它分别在温度为  $T_1$  和  $T_2$  的两个热源间运转, 其效率可借助于能量传递或卡诺公式书写如下:

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

由此得出

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

克劳修斯将热流量与温度之比看成是一个新的物理量——过程的熵变  $\Delta S$ 。对于理想的可逆热机, 上式表明热源损失的熵等于冷源获得的熵。所以理想热机的熵“守恒”。那么实际热机的情况怎样呢? 实际热机的效率达不到理论上的最大效率, 一般而言有

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \geq 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

因而有

$$\begin{aligned} \frac{Q_2}{T_2} &\geq \frac{Q_1}{T_1} \\ \Delta S_2 &\geq \Delta S_1 \end{aligned}$$

这是一个很重要的结果。它表明实际热机运转的净效应是向冷源传输的熵比从热源取出的熵要多。对整个宇宙的总效应是熵增加。由于不存在熵减少的过程, 这意味着从总体上说, 宇宙的熵总是在趋向一个极大值。由此可得出热力学第二定律更普遍的形式: 398

一切自然过程都使宇宙的熵增加。

第二类永动机违反了热力学第二定律, 因为它从单一热源(比如海洋)吸收热量, 从而减少其熵值, 但环境的熵值并没有任何增加。其净效应使宇宙的熵减少, 而这是热力学第二定律所禁止的。

热力学第二定律等同于时间的不对称性。如果一切过程都增加宇宙的熵, 那么过去的熵值就必定比将来的熵值低。这似乎将时间的箭头与基本物理过程相联系起来, 而时间的热力学箭头这一思想很快就成了当时争论的焦点。其原因也不难理解: 物理学的一切定律——力学的、电磁学的——都是时间反演的。即如果时间改变方向, 所有的物理方程同样都成立。这表明不管是过去还是将来, 基本物理过程都不会改变。那么时间的热力学箭头是从何而来的呢?

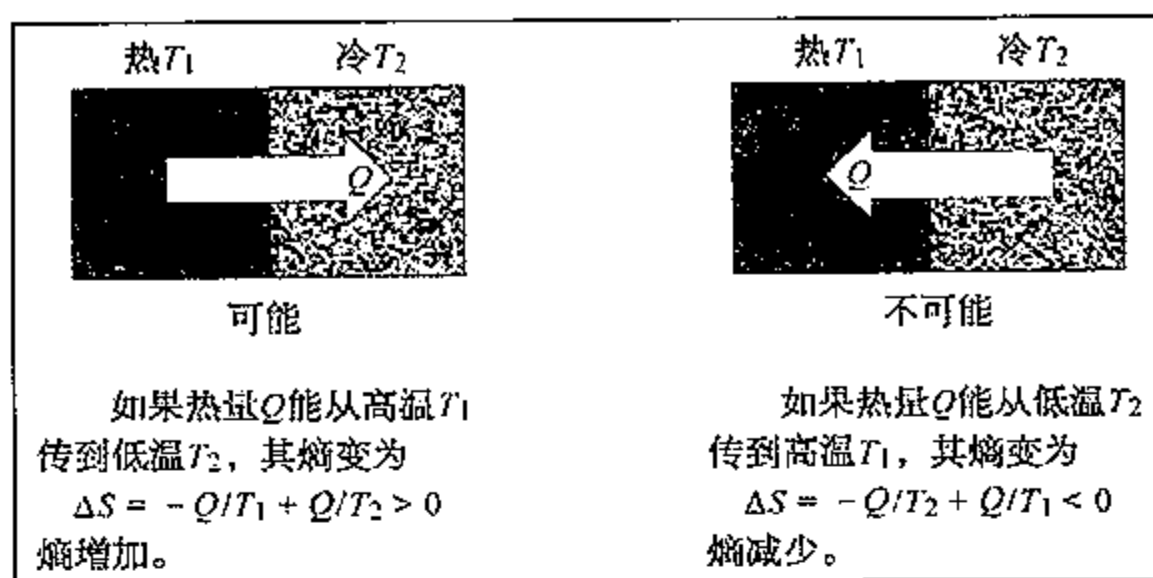


图 16.5 为什么热量从热端流向冷端。

### 16.2.2 运动中的分子

399

分子运动论发展成为一种微观模型,借助于牛顿运动定律来解释气体的宏观行为。其基本假设是:气体由数量极多的细小分子组成,所有分子都处在无规则运动的状态;每个分子都被当作有质量的球形粒子,只有在碰撞时才与其他分子或容器器壁相互作用;在两次碰撞之间,分子作匀速直线运动。这个模型虽然简单,却获得了难以想象的成功,很快就解释了气体运动定律以及诸如扩散过程和化学反应率等问题。它还很符合物质的原子假说,支持原子是物质实在的思想,而不只是为数学处理方便的权宜之计。更详细的说明请参见下文。

D. 伯努利在 18 世纪就提出过分子运动论的某些想法。到了 19 世纪,克劳修斯、麦克斯韦以及玻尔兹曼等人全面发展了这一理论。克劳修斯把宏观系统的热能看成是微观粒子无规则运动的总动能,并且用微观的术语解释了热力学第一定律,从而迈出了决定性的一步。

1860 年,麦克斯韦推导出处于平衡态的气体中分子运动速度分布的表达式,这是一项重要的进展。但这个表达式并不能描述系统向平衡态的演化,也不能说明为什么非平衡态气体最终会达到平衡态。伟大的奥地利物理学家玻尔兹曼迈出了这一步。他用一个在  $6N$  维相空间中的矢量来表示包含有  $N$  个粒子的气体的状态,并得出了这个矢量从任何起始点向着平衡态演化的方程式。他认为这个平衡态就是分子速度的分布,我们现在叫做“麦克斯韦-玻尔兹曼分布”。

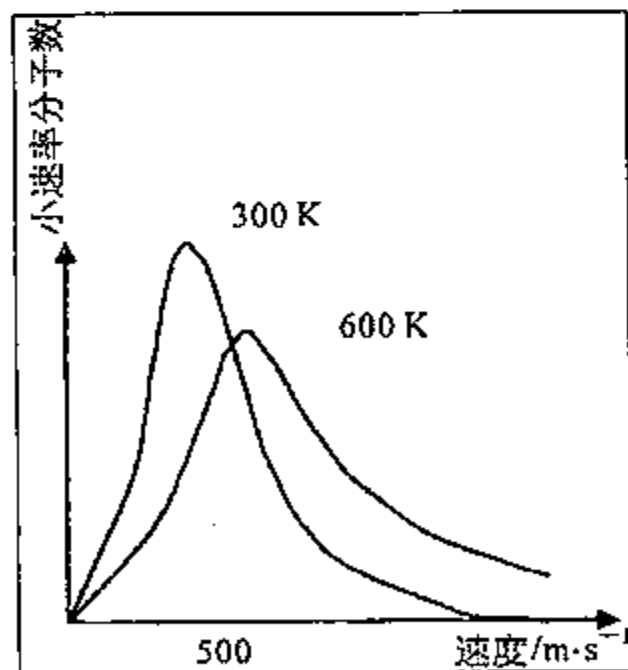


图 16.6 麦克斯韦-玻尔兹曼分布。

在玻尔兹曼的“ $H$ ”定理中包含了向着平衡态的演化,其中  $H$  是气体的态函数,它总是随时间减小的。当速度符合麦克斯韦-玻尔兹曼分布时,  $H$  达到最小值。这个时间-演化的关键是概率。从外部看,气体状态是由一些宏观参量,如压强、体积和温度所决定的;而从内部看,是粒子的微观速度分布决定了气体的状态。玻尔兹曼证明了平衡态就是微观排列方式的数目最多的宏观态。进而当涉及大量粒子时,越接近平衡态,表示同一宏观态的粒子微观排列的数量就增加得越快,以至于最占优势的可能性就是从非平衡态自发地向平衡态演化。

用简单的图示法可以说明这一思想。设想将一个容器分成两格,把很多很多相同的物体放入到一个格子中去。

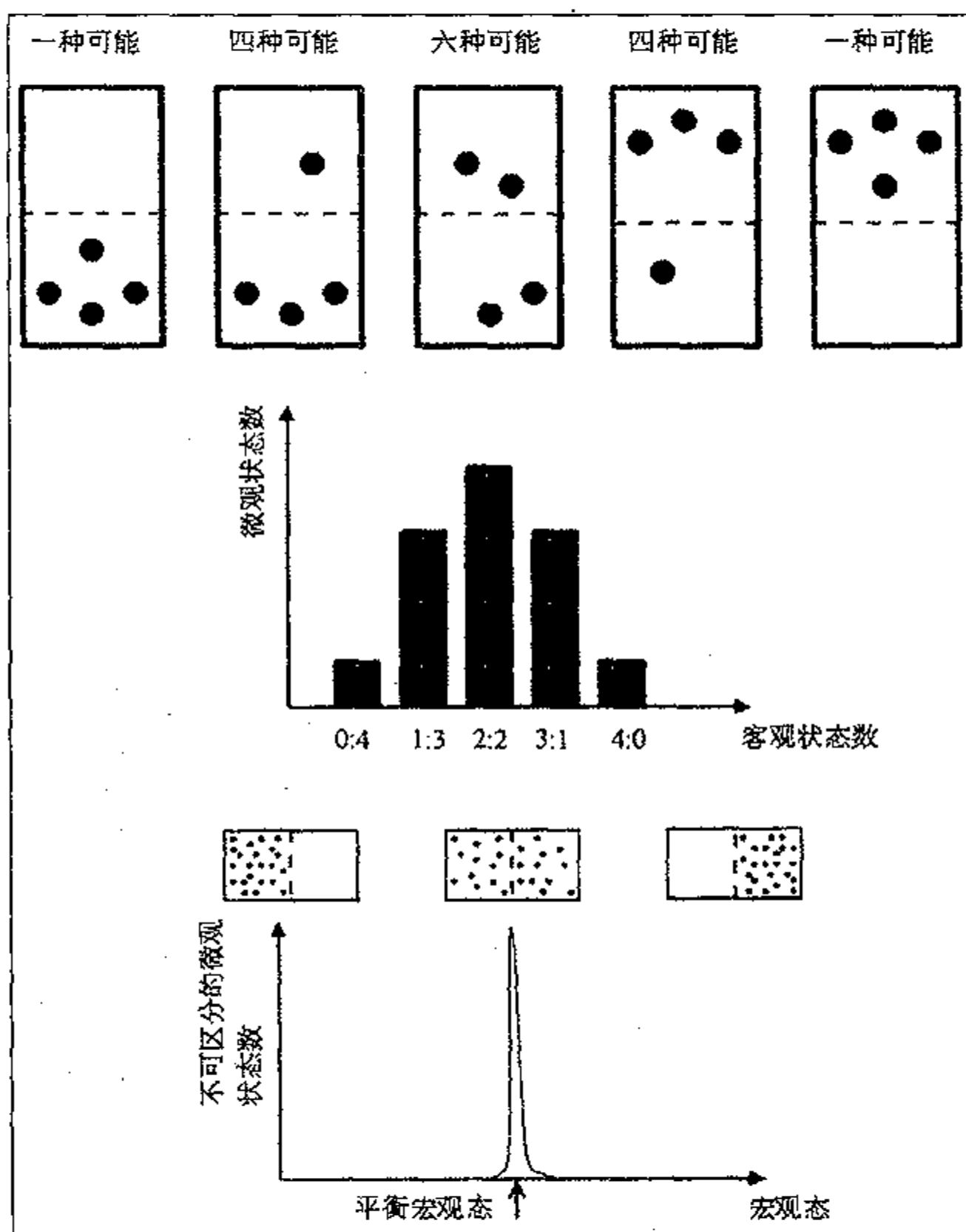
400



现在用掷硬币的方法逐个处理每一个物体：如果硬币正面朝上，物体就原地不动；如果正面朝下，就将物体拿到另外的格子里去。长时间操作以后，这个系统会是什么样子呢？对应于一个格子里有  $n$  个物体、另一个格子里有  $(N-n)$  个物体的这种宏观分布，会有许许多多可能的微观方式分配一个个的物体。这些微观分布虽然不同，但从宏观的角度来看，所有这些微观态都是相同的。这就像是房间内气体分子的排列虽然不同，但它们却能产生均匀的大气压力。人是感觉不到这些排列的差异的。实际上，使两个格子里物体数之比为  $n : (N-n)$  的方式数为

$$W = \frac{N!}{n!(N-n)!}$$

当  $n = N/2$  时，即两个格子中的物体数量相等时， $W$  达到最大。



401

图 16.7 微观态和宏观态。图上方的 5 个小方块表示 4 个分子在一个可划分成两个相同格子的容器中分布的不同方式。宏观上只能看到两部分分子数的比例：看到均匀分布 (2:2) 比看到其他分布的可能性更大，即均匀分布是最可能的宏观态。当分子数极大时，接近平衡态时的微观态数量比远离平衡态时的微观态数量要大得多，所以系统总是朝着这种宏观态演变，而一旦达到平衡态，系统就将稳定地保持下去。

如果  $N$  很大(记住,我们周围每立方厘米中就有  $10^{19}$  个空气分子),  $W$  的极大值比起极大值附近的  $W$  值大许多。这就是说,接近这个极大值时要比远离这个极大值时有多得多的微观态。统计力学的一个基本假设就是,所有微观态都是同样可以实现的,也即同样可以发生的。如果组成一个系统有  $\Omega$  种方式( $\Omega$  是所有  $W$  的总和),那么经过一段较长时间以后,系统处于某个特定宏观态  $X$  的概率为

$$P_X = \frac{W_X}{\Omega}$$

式中  $W_X$  是对应于宏观态  $X$  的微观排列数。

这个式子说明什么呢? 简单地说,我们最有可能发现的系统宏观态,就是以最大数量的微观方式实现的宏观态。这与我们洗扑克牌时的预期结果没有什么两样:如果洗过的牌是同花顺(这只是纸牌所有可能排列中的一种状态),我们会很吃惊。尽管得到任何一种排列的可能性都相同,我们仍然会觉得比同花顺多得多的其他排列才是“洗过”的牌。这与气体的分子运动有什么关系呢? 可以这样认为:平衡的宏观态就是以最多的微观排列方式数实现的宏观态。

设想将两个不同温度的物体热接触在一起,会发生什么情况呢? 假设以热流的方式从

一个物体传送给另一个物体的热能为  $\Delta Q$ , 其效果就是要将物体 A 的能量减少  $\Delta Q$ , 同时使物体 B 的能量增加  $\Delta Q$ 。每个物体都有一定数量的粒子分享总的热能。能量从 A 迁移到 B 就是减少 A 中可能的微观状态数, 而增加 B 中的微观状态数。能量是以怎样的方式流动呢? 将系统作为一个整体, 能量流动应使系统所有可能的微观态的总数增加。为什么? 因为这时的可能性最大——如果所有的微观态出现的概率相同, 而每个微观的初始态都毗邻许多其他的状态, 但在接近平衡态时的微观态数量将比远离平衡态时的微观态数量大得多。当涉及到大量分子时, 朝平衡态演变就是不可避免的。然而平衡态在哪里? 这两个物体最终将会达到一种复合态, 达到此状态时, 热量从 A 到 B 的流动, 将使 A 的微观状态数减少, 使 B 的状态数增加, 增加的数目与 A 减少的数目精确相等。这就是

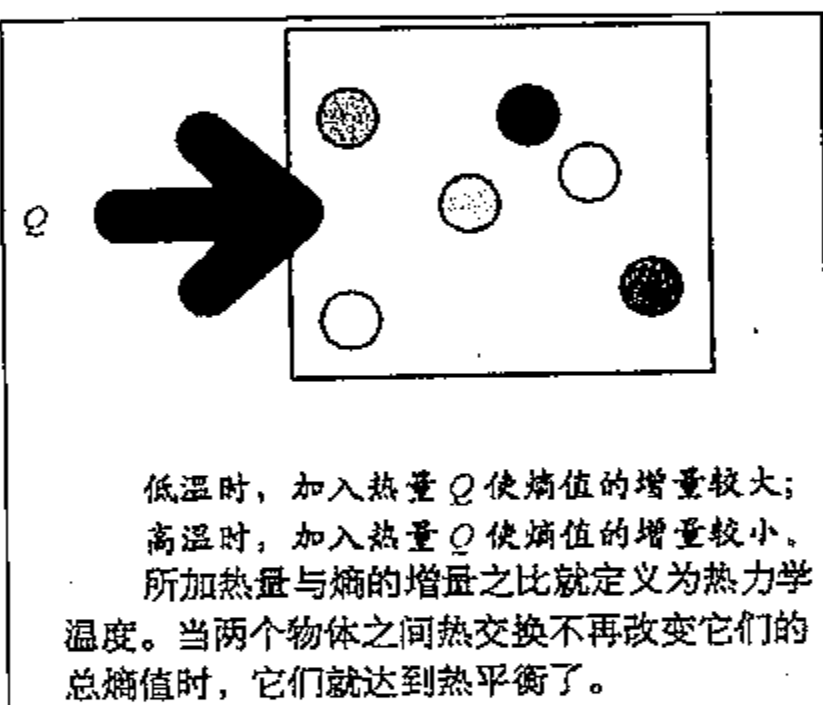


图 16.8 温度。如果向某一物体提供热量, 该物体的内能就会增加, 能量在可能的状态中分布的方式就增加。即微观态的数量增加, 熵也增加了。物体起初的能量越少, 这种效应便越显著。这就将物体的熵变与其温度相联系起来。

平衡态。从宏观的角度说, 这两个物体就处于相同的温度了。

### 16.2.3 微观熵

玻尔兹曼的工作确认了宏观物理过程的不可逆性, 即系统有从非平衡态向平衡态演变的趋势。克劳修斯的熵原理必定与此有关。玻尔兹曼证明了熵与微观态之间的关系可由下式表述:

$$S = k \ln W$$

式中的  $S$  为熵,  $k$  为玻尔兹曼常量 ( $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $W$  为对应于一个具体的宏观

物理状态的微观排列数。两个物体如果与外界隔离,当它们的熵值达到极大时,两物体间达到热平衡,这时它所对应的状态就是由数目最大、又各不相同的微观态所实现的宏观态。

## 16.3 不可逆性

### 16.3.1 时间的热力学箭头

将玻尔兹曼的  $H$  定理和宏观体系随时间朝向概率更大的状态演变等同于时间的箭头是个很诱人的想法。然而这个想法中必定有某种诡异之处吧?要知道,分子运动论的出发点是假设分子遵从牛顿运动定律的,而这些定律全都是时间反演对称的。那么宏观体系演变的这种不对称性又是从何而来的呢?

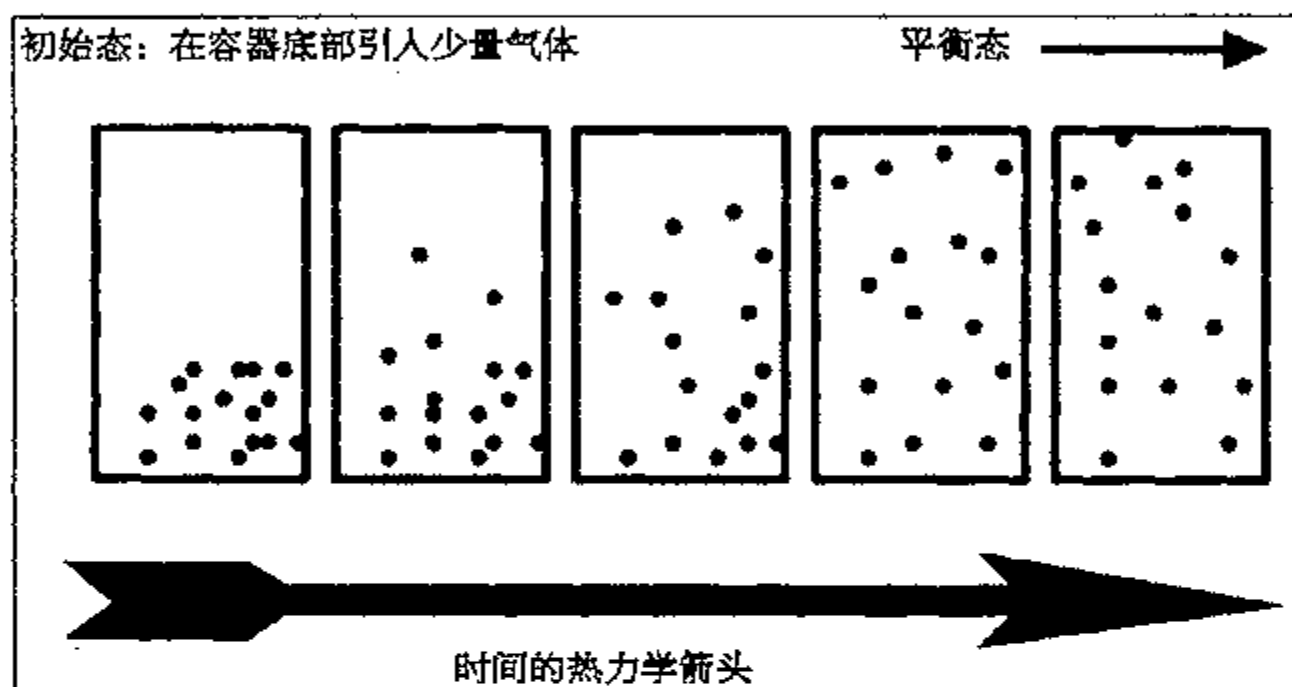


图 16.9 趋于混乱的微观态导致宏观态随时间的演变。这并不是说达到平衡态之后微观态就停止了无规则的变化,而是说这些微观态不大可能回到远离平衡态时的状态,因为数量极大的微观态与平衡的宏观态相对应。

这个问题是由 W. 汤姆孙和洛施密特(Josef Loschmidt)于 19 世纪 70 年代提出的,即现在大家所熟知的洛施密特佯谬。汤姆孙曾问道:如果气体中所有的分子在一瞬间都突然反向运动会发生什么情况?他指出这应该仍能代表一个可以实现的物理状态,因为支配各个粒子的运动定律都是时间反演的。于是他得到了一个重要结论:

“如果宇宙中的所有物质粒子在任一时刻都精确地反向运动,那么自然的进程就将简单地永远反转。瀑布底部飞溅开来的泡沫水花将会聚合到一起;而热运动将会重新聚集起能量,把下落的水聚成水柱并向上运动。物体之间摩擦消耗的热量会重新回到物体的接触面,克服物体原来产生的力,把运动中的物体再次推回去。泥土将恢复到石块的形状,并再聚合到它们原来所在的山体中去。如果关于生命的物质假说是正确的话,人便会逆向生长,具有未来的知识,但是没有了关于过去的记忆,重新回到娘胎里去。”

[W. Thomson. *The Kinetic Theory of the Dissipation of Energy*. Procee-

dings of the Royal Society of Edinburgh, 1874, 8:325-334]

洛施密特佯谬似乎是破坏了这一种说法,即  $H$  定理机械地引出了热力学第二定律的不可逆性。数学家策梅洛(Zermelo)于 1896 年也给予了抨击。他援引庞加莱于 1893 年提出的思想。庞加莱已经证明了任何有限、有界的物理体系(可能代表整个宇宙)在相空间中会以这样的一种方式演变,即接近初始态的状态将会周期性地重复出现。这就是说,朝着平衡态的演变将会在未来某时刻产生远离平衡态的演变。该体系将重复经过其所有的微观态。

而玻尔兹曼的想法更为深刻。他深信可逆性法则本身并不能产生热力学的不可逆性。还要考虑一个附加因素——初始条件。给定一个远离平衡态的初始状态,它向着平衡态演变的概率比它向着远离平衡态演变的概率大得多。这并非表明向着远离平衡态的演变决不可能,只是可能性极小而已。时间反演是可能的,庞加莱复现也是可能的。然而就任何一个处于非平衡态的具体体系(如我们的宇宙)而言,能够观察到违反热力学时间箭头方向的任何宏观变化——哪怕是非常微小的变化——其概率几乎等于零。另一方面,如果我们考察的微观体系仅含有几个粒子,这种复现时间就比较容易观察到了。所以对于这样的体系定义时间箭头就没有意义。同理,如果我们在亚原子粒子相互作用中发现有任何非时间对称的行为,我们就会感到惊讶(后来确实发现了,并引起震惊)。

### 16.3.2 宇宙的热寂

“于是,普通的热力学坚持所有自然过程具有恒定的不可逆性。它假设一个函数(熵)的取值不管经历自然界中的任何过程,总是朝着一个方向改变。据此,可以用来区别前后状态,世界上任何后来状态的熵值总比以前状态的熵值大。体系的熵与其极大值之差永远在减小,而熵极大就是所有自然过程的归宿。总能量虽然守恒,但能量的可改变量却在减小。自然事件会变得日益模糊而索然无味。恢复到以前的熵值将永无可能。”

[Ludwig Boltzmann. *Gas Theory*. 1898, § 89]

我们似乎生活在一个远离平衡态的宇宙之中。随着时间的推移,所有的宏观过程都将增加宇宙的熵值,能量将散布到越来越多的状态之中,温度也越来越低。为此 19 世纪的科学家曾预言:将会发生宇宙的“热寂”,即在遥远的将来,所有有用的能源都将耗尽,它们的能量将转化成大量的低温热辐射的光子。但近年来的分析以及对当前宇宙的较为完善的认识表明,热寂并非遥遥无期,也不是那样骇人听闻。

现在的宇宙是在大约 150 亿年前的一次猛烈的大爆炸中诞生的,而后就不断地膨胀和冷却。对其熵值的最大贡献来自充满宇宙的辐射,其中大部分为无处不在的宇宙微波背景辐射。由于背景辐射的熵值近似等于常量,使这一问题变得十分有趣。宇宙在膨胀时冷却,在冷却过程中,单位体积内的光子数减少,但总体积增加,致使这两个效应相互抵消,使光子总数基本保持不变。当然,恒星和其他天体都在辐射光子,但比起背景辐射来,这些效应都可以忽略。在大尺度范围上,重子物质的熵也可以忽略,因为每个核子有大约  $10^9$  个光子(这个比值叫做宇宙的比熵)。这就会导致这样的结论:整个宇宙的熵值已经接近极大值(平衡态的

熵值),在某种意义上说,热寂已经发生了。宇宙中还残存一些热点(如我们的太阳),在极高的温度下燃烧核燃料,同时将光子辐射到温度低得多的空间。这些光子反过来又被附近的物体(如我们的地球)所吸收,这部分能量又会以更低的温度再次辐射,最终加入到背景辐射中去。

在小范围内,生命现象似乎违背了热力学第二定律。作为一系列不可逆过程的结果,诸如人这样复杂有序的体系是怎样形成的呢?所有这些不可逆过程可都是要增加宇宙的熵值,或增加宇宙的无序性的呀!回答这个问题要联系到热机的原始想法。从不可逆过程之中是可以获取有用功的,只要低温热源同时增加了环境的熵值。换句话说,我们的“有序”是以宇宙总体上增加了更多的“无序”为代价的。我们靠耗费低熵的食物生活,获取一些有用功(以产生“有序”),而以较低的温度将废热送回到环境中去。整个过程是由临近的太阳维持的,太阳作为一个高温热源,释放出高频光子,通过地球热机,这些光子将再次辐射到温度低得多的太空当中去。

406

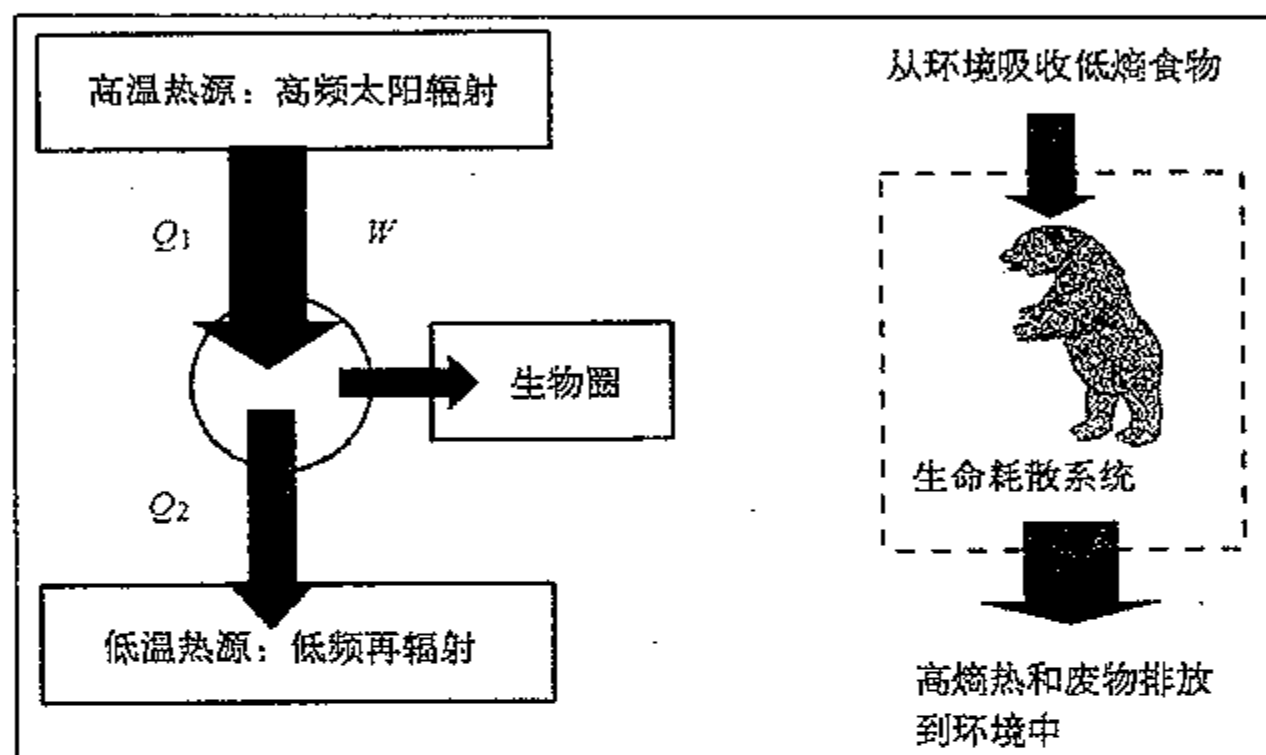


图 16.10 热机理论允许复杂系统的演化并不违背热力学第二定律。生物体内任何暂时的有序都是要靠能流和熵流来维持的,这种流动增加了宇宙的总熵值。

## 16.4 黑洞热力学

### 16.4.1 被看作热机的黑洞

20 世纪天体物理最令人惊叹的发现之一就是黑洞物理与热力学之间的基本联系。为此我们暂且离开正题,先看一看黑洞热力学的一些思想,并将它们与热力学定律以及宇宙的历史和命运联系起来。

当超新星核的质量超过太阳质量约 2.5 倍时,就会形成黑洞。这个质量叫做朗道-奥本海默-沃尔科夫极限,超过此极限,中子简并压就不足以支持恒星对抗无限的引力坍缩。于是这样的星核就会坍缩形成黑洞。史瓦西最先求解了球对称、不带电、不旋转的静态黑洞附近的广义相对论方程。人们把对临近的空间-时间得到的解叫做史瓦西度规,并预言了黑洞中心存在奇点。然而多数实际的黑洞(要是它们真的形成了)都是旋转的,所以许多物理学家并不情愿承认史瓦西的结果,即在实际的黑洞中心一定存在着空间-时间奇点。

407

20 世纪 60 年代中期,克尔(R. P. Kerr)和纽曼(E. T. Newman)对旋转带电的黑洞求解爱因斯坦方程。1972 年,霍金证明了无论形成黑洞的物质详细情况怎样,都可由一个克尔-纽曼

的解(称做克尔度规)来描述。原来物体所具有的质量、电荷和角动量幸存下来,而其他的一切都在坍缩中消失了。这个结果通常被称为“无毛定理”。它表明物质一旦落入黑洞,信息便从宇宙中消失了。这一点很有启发性,因为信息似乎与负熵有关。如果信息消失,熵就必然增加。这表明存在着与黑洞有关的熵,物质落入黑洞时,熵就增加。温度的热力学定义就与物体在可逆地增加或减少热量时熵的变化率有关。如果当能量流入黑洞时确实增加了它们的熵值的话(如果它们服从热力学定律),那么黑洞的温度就也应该改变。然而,如果黑洞具有某一确定温度,它们就应像黑体一样产生辐射。这个结论似乎又与黑洞原来的本来含义相矛盾——毕竟连光都不能从黑洞内部逃逸出来,那么黑洞的行为又怎么能像黑体那样呢?在20世纪70年代,巴丁(Bardeen)、布兰登(Brandon)、卡特(Carter)和霍金把有关黑洞的思想归纳成四条“定律”:

1. 第零定律:在平衡态下,表面引力  $K$  在整个黑洞表面上均为常数。
2. 第一定律:黑洞能量守恒——当黑洞的状态改变时,能量的变化为

$$\Delta E = \frac{c^2 K \Delta A}{8\pi G} + W$$

式中  $A$  为黑洞的视界表面积,  $W$  为对黑洞所作的功。

3. 第二定律:在任何过程中黑洞的视界面积不可能减小。
4. 第三定律:用任何有限的步骤都不能将黑洞的表面引力减小到零。

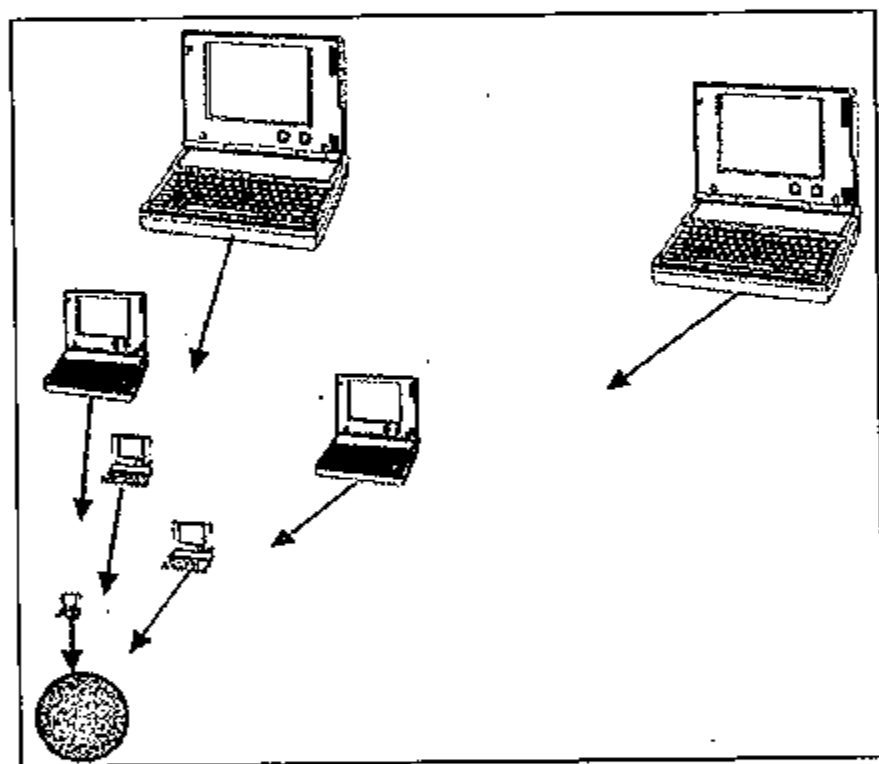


图 16.11 落入黑洞的物质的熵会怎样变化? 如果熵从宇宙中消失,那么黑洞就违反了热力学第二定律。

这些定律不可思议地与热力学定律相似,尤其是第二定律所说的视界表面积的行为有点像熵,而第一定律将表面引力与温度相关联。最早将这些概念联系起来的是贝肯斯坦,1972年他研究了当量子射入黑洞时,会损失多少信息,产生多少熵。他和霍金利用这种想法于1975年进一步导出关于黑洞熵的贝肯斯坦-霍金公式:

$$S_{BH} = \text{常数} \times A$$

$$S_{BH} = \frac{A}{4} \left( \frac{kc^3}{G\hbar} \right)$$

式中  $k$  为玻尔兹曼常量。由此得出黑洞的表面温度为

$$T = \frac{\hbar k}{2\pi K c}$$

将这些结果与史瓦西解联立可以证明黑洞的熵和表面积都正比于黑洞质量的平方,而温度则反比于质量:

$$S_{BH} \propto m^2$$

$$A \propto m^2$$

$$T \propto \frac{1}{m}$$

将数据代入温度方程表明,大质量黑洞温度很低,所以辐射能量的速率很低。例如与太阳质量相近的黑洞,其表面温度约为  $1 \mu\text{K}$ ,寿命约为  $10^{70}$  年。另一方面,小黑洞(霍金推测

在大爆炸中可能产生了大量的小黑洞)会较热,辐射也会强烈些,而寿命会较短。进而当黑洞达到“蒸发”的最后阶段时,其质量会变得很小,温度会急剧增加,并以爆发性的方式将所有能量一下子辐射出去。如果这样的黑洞果真存在的话,我们应能检测到这样的辐射。但是迄今人类尚未检测到任何这类爆炸的黑洞。

这种类比很有趣,但它仍依赖于辐射理论。如果黑洞是热的,就一定会辐射。但辐射的机理是什么? 1974 年,霍金综合应用广义相对论、量子论和热力学绝妙地解决了这个问题。在量子场论中,真空并非虚无,它包含了大量的、沸腾着的虚粒子,这些虚粒子在不断地产生和湮没。这些真空涨落对物理过程(比如兰姆移位和卡西米尔效应)产生了可以观测到的影响。霍金研究了黑洞视界附近产生虚粒子对时出现的三种可能性:

1. 粒子可能产生,也可能湮没,如同在“真空空间”中一样;
2. 两个粒子可能都落入黑洞中;
3. 粒子对中的一个粒子可能落入黑洞,而另一个可能逃逸。

这最后一种可能性对应于霍金辐射过程。霍金证明了离开黑洞的粒子的能谱是一种理想黑体辐射的能谱。能谱只取决于一个物理量——黑体的温度,可由上述公式给出。黑洞的物理定律等同于热力学定律,这是理论物理最杰出的发现之一。



图 16.12 霍金(1942— )。霍金宇宙学方面的研究工作证明了宇宙起源于一个奇点。他应用广义相对论、量子论和热力学,证明了黑洞应该是热的并且辐射能量(霍金辐射)。

亚当斯绘

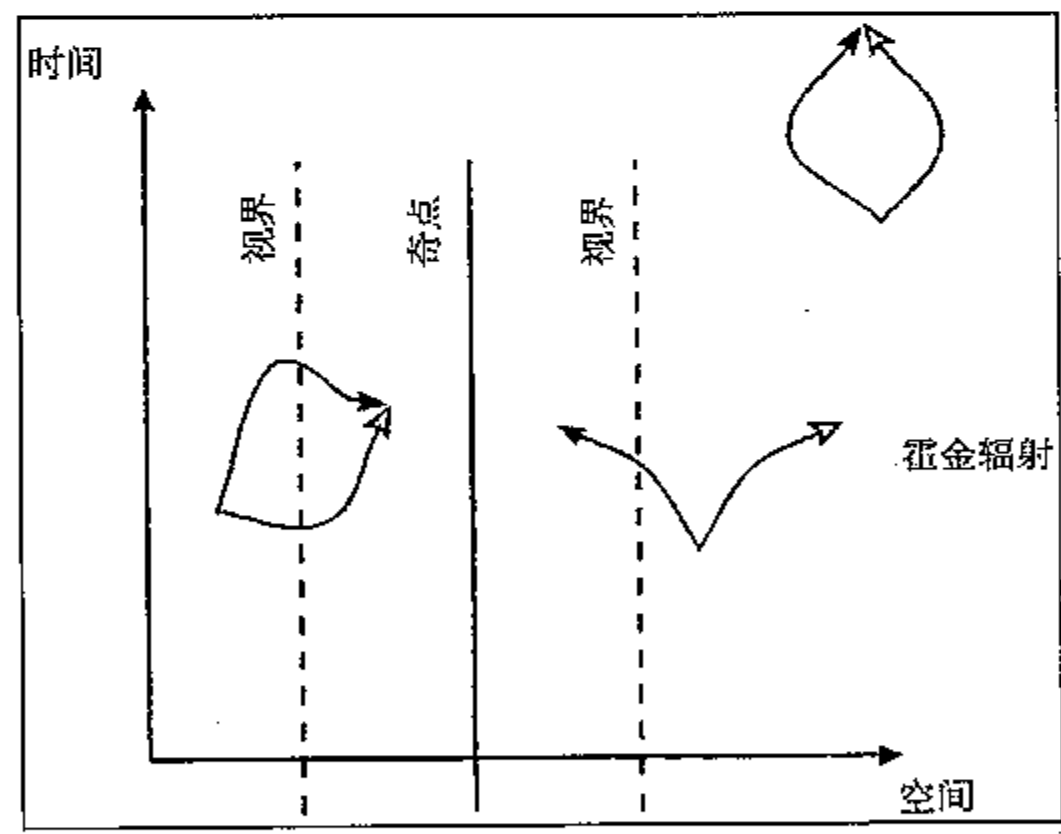


图 16.13 霍金辐射。在并非虚无的真空中无时无刻不在产生和湮没虚的正反粒子对。如果只有一个虚粒子落入黑洞,另一个虚粒子就会辐射出去。产生虚粒子对的能量来自黑洞,而黑洞本身是在不断衰变的。霍金证明了黑洞辐射具有黑体辐射谱,这使人们相信黑洞具有一定的温度。

霍金继而证明:在大爆炸中产生的质量约为  $10^{11}\text{kg}$  的太初黑洞的寿命应该与宇宙的当前年龄相当,所以它们到了差不多该爆炸的时候了。但迄今为止人们还没有观察到这类爆炸。

### 16.4.2 黑洞和宇宙

20 世纪 60 年代,霍金认识到热大爆炸理论很像时间反演的引力坍缩。1965 年,彭罗斯证明了不管黑洞是如何形成的,在其视界以内一定有一个奇点。这就提出了一个关于膨胀宇宙起源的类似问题:这是否意味着在时间的起点也一定存在奇点呢? 1969 年,霍金和彭罗斯证明了所有的热大爆炸模型,在它们的起源必定有奇点。

这又引起了另一个有趣的问题:如果宇宙起源于奇点,而最后又坍缩为一个奇点,这是否意味着宇宙的整个历史是时间对称的——大爆炸后膨胀,坍缩,然后大挤压? 这似乎意味着,热力学没有真正的时间箭头。彭罗斯反对这种看法。他辩驳道:宇宙起源的奇点不同于宇宙结束时由于空-时弯曲而形成的奇点。按照彭罗斯的理论,以爱因斯坦方程的弗里德曼解为基础,原始奇点为低熵奇点。而另一方面,物质由于引力作用,形成了许多黑洞,最后这些黑洞又合并形成大挤压。这种大挤压形成的奇点是高熵奇点。按照贝肯斯坦-霍金公式,黑洞的熵很快就超过微波背景辐射的熵值;在一个与太阳等质量的黑洞内,每个重子有  $10^{20}$  单位的熵,而在微波背景辐射中,每个重子只有  $10^8$  单位的熵。按彭罗斯的估算(见《皇帝新脑》),如果宇宙中的所有物质形成一个黑洞,每个重子的总熵值约达  $10^{43}$ 。对于  $10^{80}$  个重子(根据宇宙的年龄、密度和膨胀率估算)得到

$$S_{\text{宇宙}} \approx 10^{123} \approx k \ln W$$

所以有

$$W \approx e^{\frac{1}{k} \cdot 10^{123}}$$

如果这是正确的,那就意味着,宇宙中的物质和能量,除了它现在的状态以外,还可以有多得不可思议的状态排列数  $W$  可供选择。这似乎表明,如果低熵大爆炸假说是正确的话,宇宙就起源于一个概率非常小的状态。进而它还将热力学第二定律和时间箭头的存在与对在宇宙起始和终结时奇点处的空-时曲率的约束联系在一起。当然宇宙也可能并不终止于大挤压,最近的证据表明这是不大可能的。在一个永远膨胀的宇宙中熵会怎么样? 它将继续增加。由于引力作用,物质将不断聚合到一起,从而增加熵值,但并非所有的物质都终止于单一的黑洞界限以内。正如“热寂”说所预言的,最终黑洞将相互远离,宇宙将持续变冷、变暗,变得更加无序,即熵值更高。

## 16.5 熵与信息

### 16.5.1 麦克斯韦妖

信息的损失在某种意义上等于熵增加的思想并非来源于黑洞热力学,而是来源于基于麦克斯韦一个思想实验的统计力学,这个思想实验是麦克斯韦于 1872 年在他的《热理论》(Theory of Heat)一书中提出的。当时他正在对汤姆孙提出的下述想法作出回应。汤姆孙认为:随着能量耗散变成热,而热辐射的温度又越来越低,机械的宇宙将不可避免地要“放松发条”。麦克斯韦提出:如果有一个微观的智慧生物,它具有足够的信息保证自



已沿着单个分子的路径前进并能巧妙地控制这些分子的运动的话,就有办法绕开热力学第二定律。

热力学第二定律禁止将热量孤立地从低温物体传入高温物体。也禁止热机将热量全部转化为功。而麦克斯韦假想出一个系统,却可以实现上述两个过程。考虑一个容器,其内部的气体处于平衡态,压强、温度都均匀。容器中间有一个隔板,隔板当中有一个无摩擦的小门;小门旁边有一个微小的智慧生物(麦克斯韦妖),它能够跟踪分子运动并能快速地开关小门。麦克斯韦知道处于平衡态的气体分子数量巨大,它们的速度分布范围很宽(麦克斯韦-玻尔兹曼分布),所以有些分子到达小门时的速度很快,而另一些很慢。小妖的工作就是当快速分子从左到右运动到达隔板或慢速分子从右到左运动到达隔板时打开小门,在其他时间小门都是关闭的。这样右侧的分子平均能量就会增加,而左侧则降低。热量就可以从冷的地方流向热的地方,使得系统从平衡态转化为非平衡态,一侧高温,另一侧低温。系统的两侧就可以当成热源和冷源来驱动热机对外做功。当然这台热机的效率受卡诺定理的限制,有废热排到冷源;但小妖却可以使废热源源不断地流向热源。这样的系统就可以将热量百分之百地转换为功。现在有必要重复一下麦克斯韦的结论:

“热力学第二定律与下面的事实具有相同的真实性,即如果你向海里倒了一杯水,你就再也无法得到这同一杯水了。”

[Letter from Maxwell to Strutt, 6 December 1870. Quoted in R. J. Strutt, John William Strutt. London; 1924, 47]

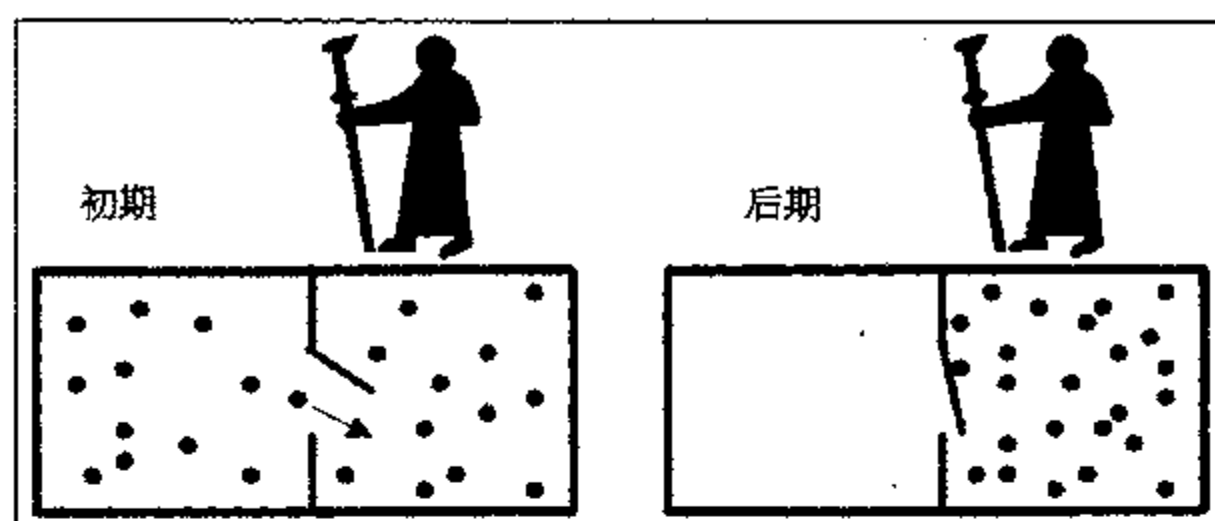


图 16.14 麦克斯韦妖可以通过打开和关闭一个灵敏阀门来分检分子。在图示的例子当中,小妖终于将所有分子都集中到隔板的一侧,有效地倒转了时间箭头。小妖还可以把气体分隔成冷热两部分以驱动热机,从而违反了热力学第二定律。

麦克斯韦妖思想实验的意义何在? 这样的魔力装置是可能的吗? 按麦克斯韦的说法,在宏观领域应用热力学第二定律,是我们对微观的分子排列无知的结果。如果完全了解了微观世界,我们就应该能够控制微观世界并有效地利用热能了。我并不是说麦克斯韦认为人类能够在实际上做到这一点,但他似乎认为在原则上是可以的。他的主要观点是,不可逆性是不可能从微观的结构中推导出来的,它不是内在的性质,而是统计的结果。但麦克斯韦妖也引起了一些其他的问题,成为贯穿 20 世纪重大原理之争的根源。

## 16.5.2 齐拉特机

1929年,齐拉特提出了一个简化的思想实验模型,它只涉及一个容器,内部只有一个分子。它这样工作:

1. 将容器(体积为  $V$ )与温度为  $T$  的热源相接触;
2. 插入一个很轻的隔板将容器分成相等的两部分;
3. 麦克斯韦妖观察这个系统并判断这个分子处在容器的哪一侧;
4. 小妖将隔板通过滑轮连接到一个与分子同侧的质量可变的物体上(见图);
5. 分子作用于隔板,使隔板向后运动,物体升高从而做功  $W$ ,同时热量  $Q = W$  流入容器,使之与热源保持热平衡;
6. 拆除机械装置,使系统复原。

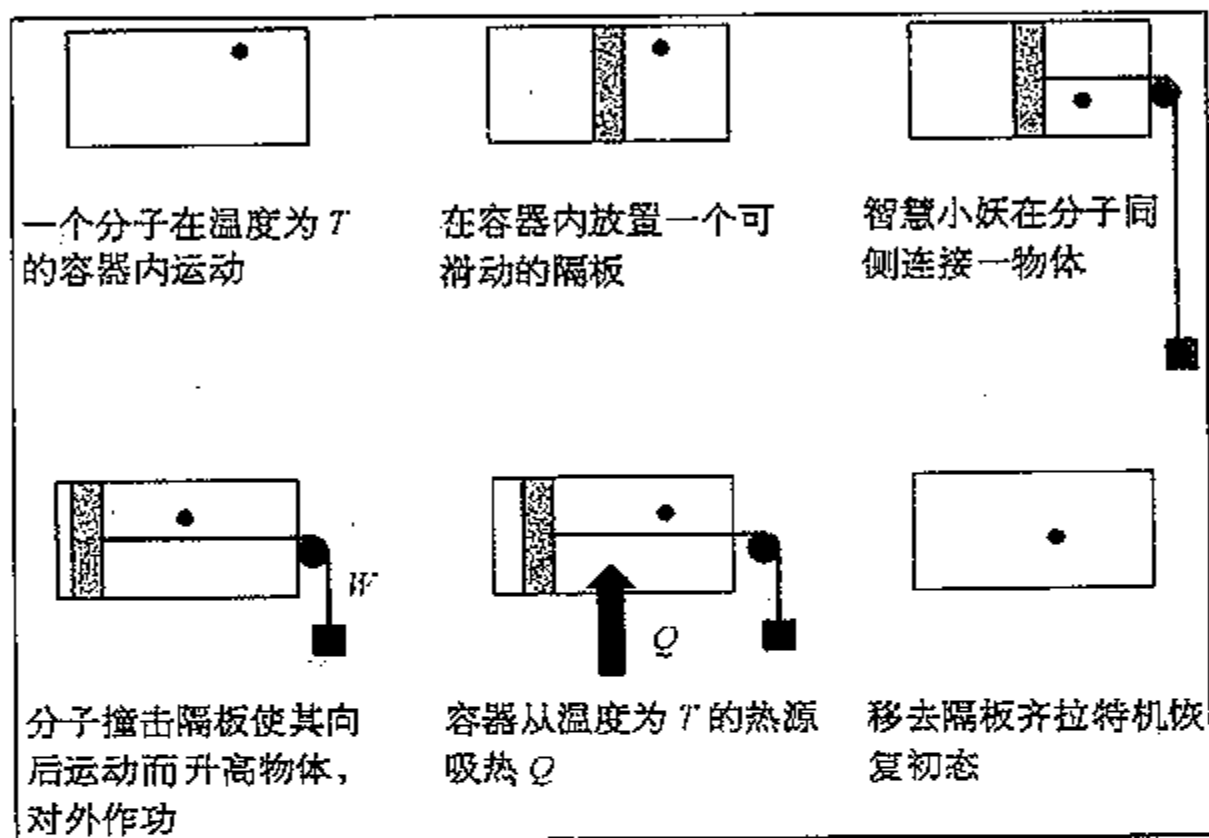


图 16.15 齐拉特机将热量 100%地转化成功,因而违反了热力学第二定律。它取决于一个智慧小妖的干预,小妖观察这个分子,并将一物体连接到分子一侧的隔板上,分子将这个物体升高。

这个循环过程的净效应是将热量转换为功  $W$ ,同时也显然减少了熵值,减少量为  $Q/T$ 。这可能违背了热力学第二定律。齐拉特并不相信这一结论,他认为与这个循环过程有关的某种变化必然会产生熵。他主要关注小妖。唯一的附加过程就是小妖获得了这个分子的信息,并将这个信息贮藏在小妖的记忆中。齐拉特认为获得 1 比特信息(这个分子是处于容器的左边还是右边),就必然产生一定量的熵(大于或等于  $k \ln 2$ )。这个量与分子被限制在原来那一半空间里时所减少的熵相等。

“你也许有理由假设:从根本上说,测量过程与平均产生一定量的熵有关,而这又恢复了与热力学第二定律的一致性。测量过程所产生的熵当然总是大于这个基本量,不会比它小。”

[Leo Szilard. Quoted in *Maxwell's Demon-Entropy, Information, Computing*. Harvey S Leff and Andrew F Rex ed. IOP/Adam Hilger, 1990]

齐拉特远在计算机时代到来之前,就将工作注意力集中到熵和信息间的联系以及二进制比特的思想。然而这也引起了争论,争论的主要问题是:客观的物理性质(比如熵)与人们对物理体系状态的主观认识之间相联系的本质。齐拉特并没有确切地说,导致熵增加的测量过程是什么——是观测、存储或者从记忆中抹去?这为以后的讨论留下了广阔的空间。

20 年后,布里渊和伽博重新分析了齐拉特机,认识到要想确定分子的位置,麦克斯韦妖就必须与这个气体分子相互作用。但是这个体系与温度为  $T$  的热源处于热平衡状态,所以小妖也处于一个具有黑体辐射谱的热辐射环境中。为了“看见”这个分子,小妖必须在这种背景下用“手电”照亮这个分子。他们指出,这要求光子的频率要显著高于这种黑体辐射的峰值频率,否则就不能将这个分子与背景相区别。这就对测量过程设置了一个最小的能量传输量,同时也使得系统的熵增加,从而抵消了齐拉特机将热转换为功时的熵值减少量。

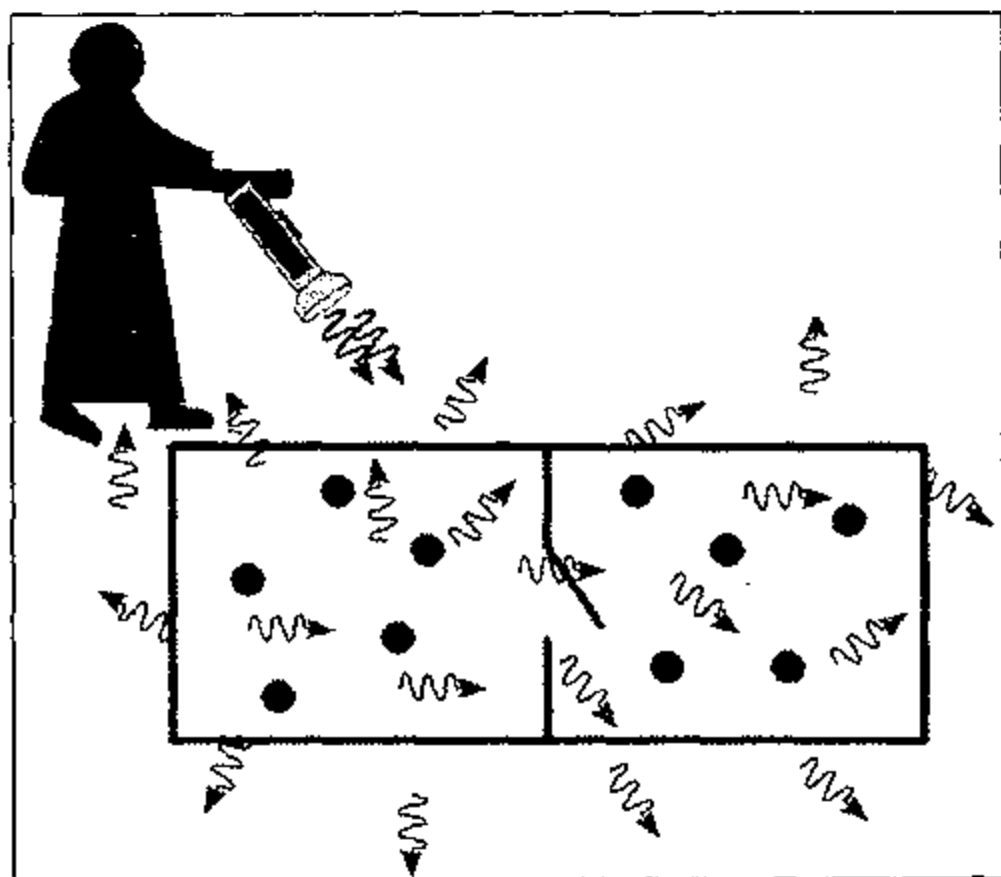


图 16.16 麦克斯韦妖要想看见分子,就必须与它们相互作用。它可以使用光子。但是这些光子必须有别于温度  $T$  的黑体辐射“雾霭”。高频光子具有较大的动量,所以会加热气体,增加其熵值,从而抵消了由小妖分检气体分子而带来的熵减少。

415

1949 年,香农奠定了信息论的基础,并用信息论的思想来重新分析齐拉特机。假设一个物理体系可有  $N_0$  个状态,而处于每个状态的可能性都相等。香农认为,如果我们对于体系的微观状态一无所知,则我们对体系的信息量  $I$  就等于零。但是如果我们对体系进行了测量,情况就会发生改变。我们得到了信息,而体系这时则处在  $N_1$  个状态中的某个状态,  $N_1 < N_0$ 。体系的熵值由

$$S = k \ln N_0$$

减小到

$$S = k \ln N_1$$

熵值改变量为

$$\Delta S = k \ln \frac{N_1}{N_0}$$

但是我们对于该体系的信息增加了。香农通过与熵变类比,定义了信息的改变量

$$\Delta I = -K \ln \frac{N_1}{N_0} = -\Delta S$$

416 如果设定  $K = k$ , 获得的信息量显然等于熵的减少量,而这种信息的作用就好像负熵一样。

如果我们将这种分析应用到齐拉特机,就很清楚地得到熵的净损失为  $k \ln 2$  (分子可能存在的空间减半),所得到的信息量也是  $k \ln 2$ ,因为这是一个二进制信息,是一则有关容器哪一边含有分子的信息。

这看起来做得相当巧妙,但似乎仍然将现实的主观方面和客观方面联系在一起。在 20 世纪 60 和 70 年代,一些科学家继续就此问题进行讨论,其中包括兰道尔和贝内特。他们尤其关注小妖存储和删除信息的方法。这个小妖大概至少有一个二进制物理系统来存储它的信息比特。这就是说,当小妖与这台装置相互作用时,其内部有某种作用与齐拉特机很相似。这个体系在每次循环结束时必须复位,否则整个体系就不可能回到初始状态,针对热力学第二定律的种种论据也就不能成立。但是要删除记忆,小妖就不得不丧失信息。它怎样做呢? 细节取决于实际的记忆实体,但原则上很像从齐拉特机中去掉隔板(事实上,齐拉特机的行为就像麦克斯韦小妖的记忆!),而去掉隔板的效用就是增加记忆状态的数量,同时也使系统的熵值至少增加了  $k \ln 2$ 。麦克斯韦妖所引发的种种问题由于需要删除信息,使体系回到初始状态而平息了。后来茹雷克(Zurek)和卢伯林(Lublin)完全应用量子论研究这个问题,得到了相同的结论。

## 16.6 原子的存在

“我也把感官的印象当成一切经验的源泉,但我不相信一旦形成物理概念,就应当忘记这些印象。我高度评价这些感官印象,把它们当作物理与其他科学之间的联系。我曾试图证明怎样才能逐渐建立起一个统一的物理学,而无需人为的假说……”

[Ernst Mach. *The Guiding Principles of my Scientific Theory of Knowledge*. From *Physical Reality*. Stephen Toulmin, ed. Harper, 1970]

“我总愿意接受事实的启发。马赫怀疑热力学第二定律可以约化为概率。他不相信原子的存在。那好,他或他的追随者们或许有一天会提出比现行理论更好的理论来。我们将拭目以待。”

[Max Planck. *On Mach's Theory of Physical Knowledge*, 1910, from *Physical Reality*, Stephen Toulmin, ed. Harper, 1970]

417 建立在玻尔兹曼气体分子运动论基础上的统计热力学,使一些物理学家和化学家

相信分子和原子是物理实体,而并非为了方便导出宏观结果而用的数学模型。但是仍然有许多科学家和哲学家接受马赫关于物理知识的理论,强烈反对这一观点。马赫把感官经验当成基本现实,而拒绝接受人的感官察觉不到的任何事物的存在。唯能论者特别是奥斯特瓦尔德采纳了这种方法,他曾试图由能量守恒直接推出力学的主要结论。这里隐含了许多重要的哲学观点,如:

1. 不承认热力学第二定律的不可逆性是由概率和初始条件推导出来的;
2. 不承认原子的存在;
3. 不承认拉普拉斯等人提出的机械决定论。

玻尔兹曼对于唯能论者不断的攻击尤感沮丧,有人认为这是导致玻尔兹曼在 62 岁时(1906 年)自杀的原因。如果真是如此,那可真是命运的嘲弄——爱因斯坦于 1905 年发表了关于布朗运动的论文,在统计力学和原子存在的实验演示之间建立起直接的联系。爱因斯坦的这篇论文与另外两篇著名的关于狭义相对论和光量子(光电效应)的论文都发表在德文杂志《物理学年鉴》的同一卷中。布朗运动是细小、然而能看得见的粒子的无规则运动,是它们与看不见的分子多次碰撞的结果。爱因斯坦当时的关注点在于证明原子假说和物质的分子运动论在哪些方面能导致可观察和可测量的结果。爱因斯坦的窍门是考虑粒子的平均运动,把它看作是大量分子碰撞所产生的无规则冲击的结果。他证明了这种逐渐迁移的行为就像扩散,可以用一个类似的微分方程来描述模拟。其结果与粒子的均方位移、半径  $a$ 、温度  $T$ 、黏度  $\eta$  以及玻尔兹曼常量有关:

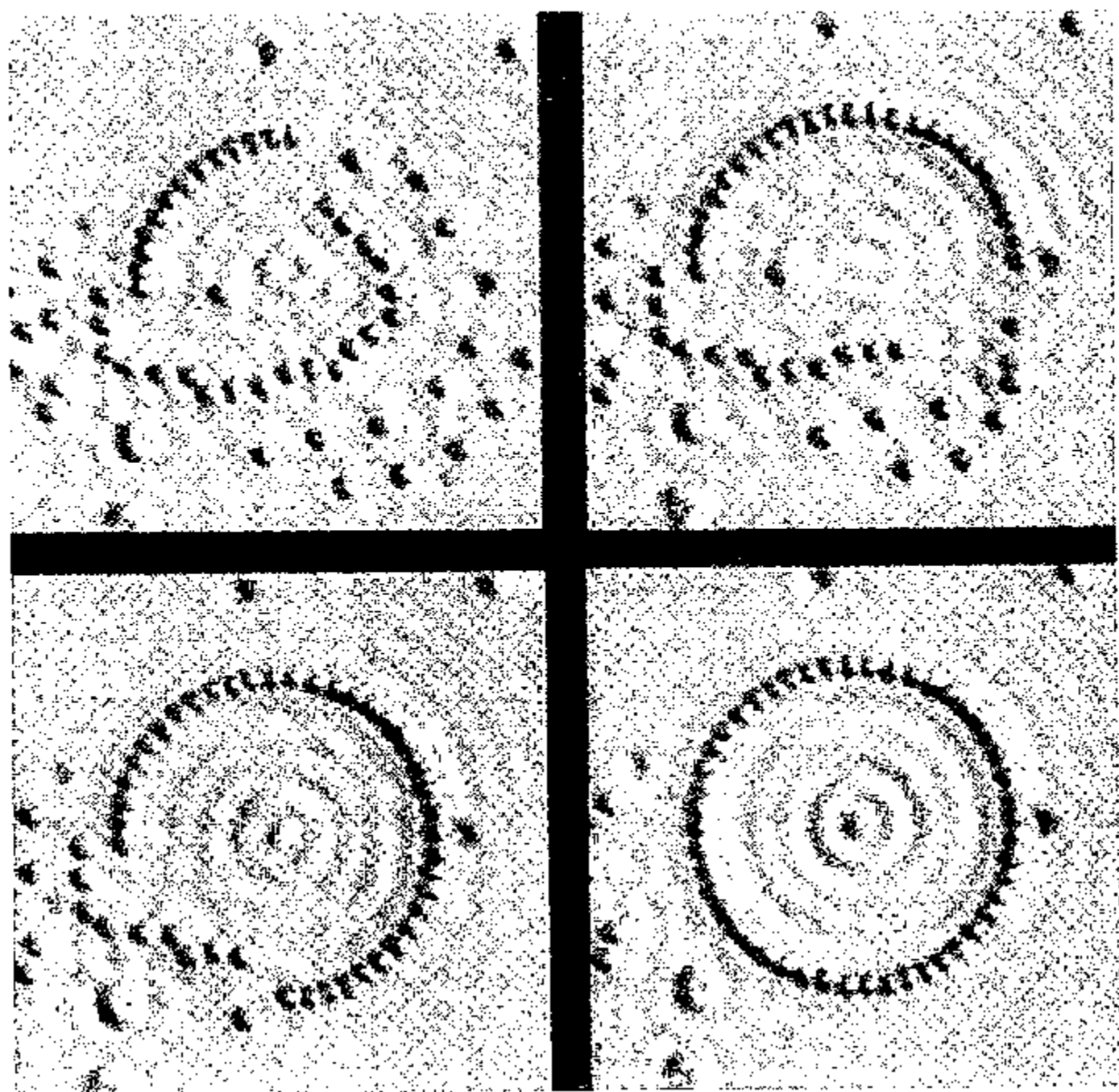
$$\langle x^2 \rangle = \frac{kT}{6\pi\eta a}$$

“我认为爱因斯坦的这些研究比任何别的研究都更能使物理学家们相信原子和分子的存在,相信热的分子运动论,相信概率在自然法则中的基本作用。”

[Max Born. Einstein's Statistical Theories. *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, Library of Living Philosophers, Vol. vii, 1949]

在 1905 年爱因斯坦发表的关于光量子的论文中,在普朗克关于黑体辐射的早期工作中,统计热力学的影响也都是显而易见的。决定论的统计力学和正在形成中的量子论之间的确有重要的联系。爱因斯坦本人继续将这些理论应用到比热的量子理论,还与玻色一道将它们应用到整数自旋粒子的统计力学之中。

对于随机性行为,人们可能毫不了解各个过程的细节,但却能从这种随机性的背景导出可预见的物理行为。这种思想是 19 世纪最重大的发现之一,最终将渗入到 20 世纪物理学的各个分支中去。量子行为的发现(靠直接应用统计方法)以一种微妙的方式改变了微观世界的图像。在经典统计力学中,单个粒子的行为是受决定论的牛顿力学方程支配的。在量子理论中,粒子本身并没有完全确定的位置和动量,它们服从不确定性原理。这就是说,相同的初始态可能演变为不同的末态——微观世界的决定论不见了。但是这对于宏观结果并没有任何重大影响,至少对于包含大量粒子、能量较高的体系来说是如此。



419

图 16.17 若干单个原子的扫描隧道电子显微镜照片。这些非同寻常的图像表明 48 个铁原子(用圆泡表示)在铜表面上是如何排列成环状的。环内的驻波图形表明电子是如何被迫形成量子本征态的。测量时,探针在离金属表面仅仅几个原子直径的高度上扫描,测量探针与表面之间产生微小的隧道电流,并将这些电流的变化绘制成表面形貌。如果仔细观察,可以看到表面铜原子的六角形密排。

## 16.7 拉普拉斯妖与决定论性混沌

统计力学取决于两个因素:决定论性法则和初始条件。这就是说,如果知道了所有粒子当前的坐标和速度,就可以计算出所有未来乃至过去的粒子位置和速度。这个思想最初是由博斯科维奇(Roger Boscovich)于 1763 年提出的,后来由于拉普拉斯的论文,才使这一思想为更多的人所了解。

“于是,我们必须把宇宙的现状看作是它以前状态的结果和以后状态的起因。如果有这样一种智力,能在给定的时刻知道使自然界生机盎然的各种力量,知道作为自然界组成的各种生物的各种情况,此外,这种智力还必须能提供足够的的数据以供分析,那么这种智力就可能把宇宙中最大的天体以及最小的原子的运动都包括在同一个公式中。对于这种智力来说,没有任何东西是不确定的,而未来,就如同过去一样展现在面前。”

[Pierre Laplace. *Essai philosophique des probabilités*. Paris, 1814]

被称为拉普拉斯妖的假想生物就具有这种“智力”。如果这样的小妖确实存在并具有这种知识的话,那么所有事物都将按照固定的模式演变,而人类自由意志的表达就只能是幻想。我们做必须要做的事,因为我们也是这个不可思议和创造力贫瘠的牛顿力学的一部分。在这样的条件下,对于出现像马赫之类的哲学家们反对原子论和统计力学的结果就不足为奇了。在20世纪,有两个发现改变了这种观点:

1. 量子论以二元的方法描述物理过程。未受到观测的体系按照决定论性法则(如薛定谔方程)演绎,而相互作用或观察的效应是使体系随机地坍缩为几种(或无限多种)不同状态中的一种状态。这就摧毁了决定论。本书已有章节讨论过量子论,这里就不作展开了。

2. 混沌理论描述对初始条件极为敏感的体系的行为。混沌体系初始条件的微小变化可导致未来状态呈指数型的发散。这就严格地限制了我们对这类体系做长期预言的能力。

420

19世纪末法国的数学家、物理学家庞加莱最早研究混沌。他注意到在天体力学中作出预言与在纯数学中作预言有着惊人的相似性。但是这个课题直至20世纪下半叶才得到快速发展,其原因在于混沌动力学中涉及非线性方程,而解这些方程所用的迭代方法需要高性能的计算机,这在以前是无法实现的。

很容易说明非混沌体系和混沌体系之间的区别。设想用一根弹簧悬挂一个物体。如果把物体偏移平衡位置,然后释放,根据决定论方程就可以预言这个物体以后的位置。如果在对物体的初始位移或释放时间(或悬挂物体的质量、弹簧常数)的测量中有小的误差,经过计算所预言的物体未来的位移或运动就会有小的误差。显然,如果试图对更久远的未来做预言,预言与实际情况的偏离就会更大。但是这种偏离是随时间呈线性增长的。现在设想一下湍急河道中的情况。在水流中选两个相邻的粒子,然后观察它们的运动(在急流的水面上放两个小纸片就可以做这个实验)。尽管水流遵循以牛顿力学为基础的决定论法则,但两个粒子还是很快就分开了。相似的初始条件导致截然不同的结果。这就是说,如果对于湍急水流中粒子的初始坐标和速度的认识有一点小小的偏差,这些小小的偏差就会使我们对粒子未来运动的预言的偏差呈快速(指数型)增长。这就是混沌体系的特点——误差随时间呈指数型增长。

更奇怪的是,非常简单的动力学规律也可以导致混沌。比如,能在两个方向自由振动的单摆,当悬挂点受到很小的周期性外力的作用——但要求作用力频率限定在一定范围之内——摆的运动便会混乱起来。而在这个范围之外,摆的运动是非混沌和可以预言的。

这对于决定论和可预见性的意义何在?因为宇宙是由一些决定论性体系和一些非决定论性体系所组成的,所以原则上(即使没有量子论)宇宙的某些部分也是不可预见的。但这并不是说它们不受决定论性的过程支配——事实上,这种特点常被称为决定论性混沌。关键问题是:所有测量都存在某种误差,计算机的功能还没有强大到对任何混沌系统都可作出精确的长程预言。拉普拉斯妖甚至在原则上也是不可能的。这是否意味着自由意志和创造性进化可以得以恢复呢?某些人争辩道,情况通常就是如此——混沌理论确实表明简单体系的行为可以很复杂,但其基本过程仍然是决定论性的。所以任何与意识和自由意志的联系都将取决于我们的定义。尽管到达未来的过程都是可以预言的,但未来仍是不可预知的。从这个意义上说,未来是开放的。

421

普里戈金——1977年度的诺贝尔化学奖获得者——在这些发现中看到了科学的新哲学的开端。经典热力学与宏观平衡态[他用“being(实存)”来描述平衡态]相关。但最有趣

的一些情况涉及流动、状态的过渡以及演化[用“becoming(将然)”描述演化]。它们涉及远离平衡态的体系(比如活的生物或工作时的大脑),它们因为将能量耗散到环境中而存在。在普里戈金看来,20 世纪最重要的发现就是认识到对测量过程存在着根本性的限制——我们不得不考虑到观测者以及他的仪器。科学朝着柏拉图的观点(客观现实永远不变)演化的思想看来已经失败。相对论、量子论以及混沌体系已经将其击溃了。

“在最近的演变中,我们已经丧失了经典科学的基本要素吗?由决定论性法则所增加的限制表明,我们正在从一个封闭的宇宙(其中一切都是给定的)走向一个新宇宙——一个对起伏变动和新事物都开放的新宇宙。

对于大多数经典科学的创始者来说——甚至包括爱因斯坦——科学是由表及里地研究世界的努力,以达到永恒的极度理性的世界——斯宾诺莎的世界。或许实在还存在更微妙的形式,既涉及规则和游戏,又涉及时间和永恒。我们的世纪是蓬勃发展的世纪,新的艺术、音乐和文学形式以及新的科学分支如雨后春笋般地涌现出来。在 20 世纪行将结束之时,我们仍不能预言人类历史的新篇章将朝什么方向发展,但这里可以肯定的是,人类和自然之间新的对话已经开始了。”

[Ilya Prigogine. *From Being to Becoming: Time and Complexity in the Physical Sciences*. W. H. Freeman, 1980]



## 第 17 章 向绝对零度进军

### 17.1 温度

“我今天的主要目的是介绍一门有关低温物理的课程。当前低温物理已经成为现代科学蓬勃发展的重要分支之一……为了很好地了解它,我们先来看一看上一世纪末的情况(指 19 世纪——译注)。广义地说,如果系统内某种可能的变化引起的能量差异与其热能是同一数量级的话,该系统就只受温度变化的影响。这样,在低温条件下,任何随温度而定的现象都只与很小的能量差有关。因此人们曾认为,进一步降低温度就可以液化或者凝固更多的具有低蒸发热或低溶解热的气体。事实上,的确也没有与这种认识相悖的现象发生。尽管从实验的观点看,这种现象很重要,但并没有激起科学家多少热情。人们认为忙于这种研究的科学家与想第一个到达北极或想跑得比别人更快的人并没有什么差别。现在的人们已经很难体会到在发现 X 射线和放射性之前的几年,或者在量子论和相对论问世的前几年,人们还都坚定不移地认为不会发生任何根本性的变革,甚至连亥姆霍兹这样的科学家也持这种观点,尽管那时已不乏与经典物理相冲突的迹象了。

422

另外,还有一种观点可以解释科学家对低温研究的漠视,即按经典理论,绝对零度是达不到的,因而没有什么热力学意义。”

[F. E. Simon. *Low Temperature Problems. A General Survey, in Low Temperature Physics—Four Lectures*. Pergamon Press, London: 1952]

#### 17.1.1 温度的概念

423

温度的宏观概念是与其他宏观变化相联系的,如水银的热膨胀、一定体积的气体压强增加或者金属导线电阻的增加等。温度通过分子的平均动能与微观行为有间接的联系,但这些都用来恰当地定义温度。要正确理解温度,就要正确理解热平衡的定义以及熵变与热量流动之间的关系。

令人吃惊的是,人们直到 20 世纪才弄清楚温度的基本含义。温度取决于热平衡的严格定义。但热平衡是什么? 两个物体什么时候实现热平衡? 在实践中,当两个物体之间没有净热流时,它们就达到了热平衡态。如果两个物体不受外部环境的影响而达到稳定状态的话,我们就说它们具有相同的温度。这是热力学非常基本的思想,以致在 20 世纪 20 年代,人们又在热力学三大定律之外,专门增加了一个定律来定义温度:

**热力学第零定律:**如果物体 A 与 B 和 C 分别处于热平衡,则物体 B 与 C 也处于热平衡。

这与热力学第二定律有关。热量将自发地从一个物体流向另一个物体,如果这种流动使熵增加的话。如果两个物体之间的相互吸热或放热并不引起净热量流动,体系的熵值将保持不变,我们就说这两个物体处于热平衡状态。

#### 数学箱:定义温度

处于热平衡的物体 A 和 B 相互之间的微小热量  $Q$  的传递并不改变体系的总熵值:

$$\text{当传热量为 } Q \text{ 时} \quad \delta S_{AB} = \left( \frac{dS_A}{dE_A} \right) \delta Q - \left( \frac{dS_B}{dE_B} \right) \delta Q = 0$$

式中  $E$  为 A 和 B 的内能,  $S$  为它们的熵。方程给出了 A 与 B 热平衡的条件。显然这个条件可简化为

$$\frac{dS_A}{dE_A} = \frac{dS_B}{dE_B}$$

这就产生了一个新的热力学量,即在热平衡时,这个热力学量对 A 和 B 来说都是一样的。热力学第零定律将这一思想扩展到所有物体,从而定义了一个叫做温度的物理量。

424 在某些时候将温度定义为熵相对于能量的变化率会有许多方便之处。在这种框架中,“绝对零度”将被无限大的温度所取代,而接近绝对零度时,致冷难度就用所能达到的温度值来反映,但这与现行的温度概念不符。因此我们用另外的方法来定义热力学温度:

$$\frac{1}{T} = \frac{dS}{dE} \text{ 或 } T = \frac{dE}{dS}$$

如果内能的改变是由热量可逆地流入或流出该物体所引起的,则有  $\delta E = \delta Q$ , 所以有

$$\frac{1}{T} = \left| \frac{dS}{dQ} \right|_{\text{可逆}}$$

此式让我们体会到了温度的含义。给高温物体加热时,它的熵值增加得较慢;而给低温物体加热时,其熵值增加得较快。这一点可用“能量重排(shuffling)”来说明:如果体系中已经有了大量的量子,那么,它的微观状态数就极大,这时再增加几个量子对体系的影响不大;而在低温,一个物体只有极少量的量子,所以其可能的微观状态数就少得多,这时加入少数几个量子,体系的微观状态数就相应地增加很多。

#### 17.1.2 绝对零度

在经典物理学中,绝对零度的含义是这样的:在该温度下,分子运动停止了,每一种物质都能形成完美的晶格。但经典物理也预言,在绝对零度下,固体的热容量将为常数。其原因在于能量均分的思想。这是个重要假设,即热能将在所有粒子的所有可能的自由度(如平移、转动、振动)平均分布,每一个自由度的平均热能为  $\frac{1}{2}kT$ 。但是这一假设导致了相当荒谬的结论:

$$T = \frac{dE}{dS} = \frac{cdT}{dS}$$

式中  $c$  为热容量,

$$\delta S = \frac{c\delta T}{T}$$

当  $T \rightarrow 0$  时,  $\delta S \rightarrow \infty$ 。这表明接近绝对零度时,微小的能量变化将导致熵的改变趋于无穷大。如果在任何非零度温度下熵值有限的话,在绝对零度条件下熵值必然趋于负的无穷大。其结果之一是绝对零度是不可能实现的,因为哪怕是最小的样品,当它冷却到绝对零度时,也必须让它向环境排放出无限多的热量(以及熵),以补偿熵值的无限减小。

但是量子论改变了这一切。1906年,爱因斯坦写了一篇关于固体比热的论文。他指出,当固体接近绝对零度时,其比热应降低到零。这是关于固体量子理论的第一篇突破性的文章。爱因斯坦考虑了一种简单的固体模型:原子以格点为平衡位置独立地振动,其频率为  $f$ ,此振动受到类似于普朗克理论量子条件的限制。振子的能量等于能量子  $E = hf$  的整数倍。然后他假设每个振子的平均能量满足普朗克定律,而不是经典的能量均分定理所规定的  $kT$  (因为每个振子既有动能又有势能,所以是  $kT$ ,而非  $\frac{1}{2}kT$ )。这导致振子在极低温度下的“猝灭”效应(类似于黑体辐射中的紫外灾变的解),所以在绝对零度条件下,爱因斯坦的固体比热趋于零,这就允许固体的熵值在绝对零度下趋于有限值。

当爱因斯坦一边在伯尔尼专利局工作,一边利用业余时间钻研并发表关于固体比热(以及相对论、量子论和统计力学)的一系列文章时,能斯特也正在思考物质接近绝对零度时的特性。1905年,他提出在绝对零度下固体比热可能接近于常数,并强调更多地收集低温条件下的比热数据对于验证这种想法是多么重要。事实上,他亲自做了许多开创性的工作,到1910年时,他已经取得了许多成果以支持他的假设,他的工作导致了热力学第三定律。

**热力学第三定律:**当温度趋近于绝对零度时,物体的熵也趋近于零。

人们有时用不同的方式来表述热力学第三定律:靠有限的步骤不可能将物体冷却到绝对零度。

## 17.2 实现低温

### 17.2.1 获得低温的技术

热大爆炸宇宙学认为宇宙起源于一个高温有序的状态,之后就不断冷却,熵值不断增加。宇宙膨胀使得物质和反物质湮没时所形成的宇宙背景辐射的温度降低到 3 K 左右。这就是“真空空间”的温度,所以一切自然热源的温度都高于这个温度。这就是说,任何将物体冷却到 3 K 以下的企图都必须使用仪器。而仪器的温度是高于 3 K 的,所以必须把某些热

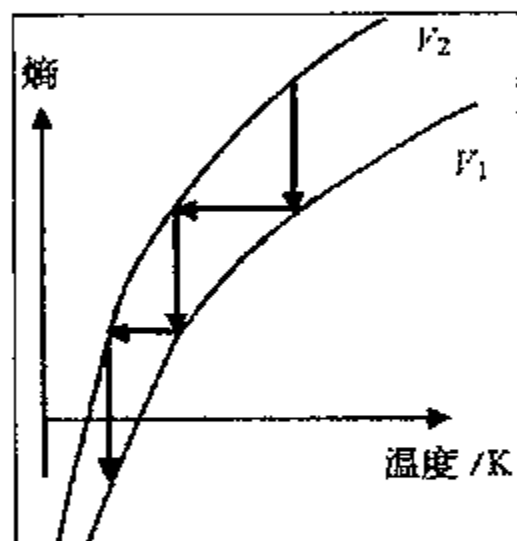


图 17.1 在绝对零度下,经典的熵值趋于负无穷大。箭头显示了为降低物体的温度,系统状态被操纵的过程。显然绝对零度是不可能实现的。

425

426

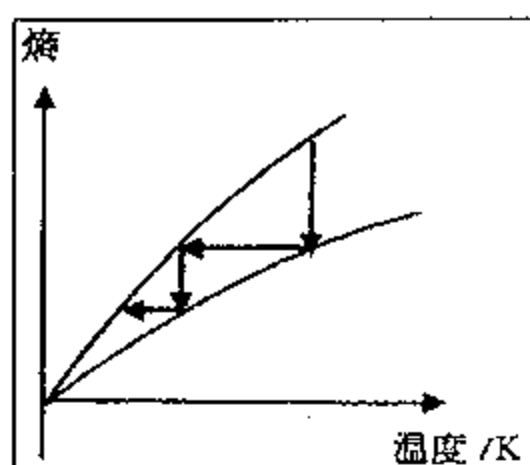


图 17.2 如果在绝对零度下熵值减小到零,就无法通过状态改变的方式将物体致冷到绝对零度。

改变了,气体的体积增加,因而温度下降,开始吸热。但是蒸发后的致冷剂必须再次压缩并冷凝,才能回到冰箱。这时致冷剂所吸收的热量就会使它的温度超过环境温度,所以热量将排放到环境中去。由于它排放热量时的温度高于它吸收热量时的温度,因此就必须补充额外的能量(即需输入电能才能使冰箱运转)。在实践中,这个附加能量来自压缩机或机械泵,它迫使致冷剂在冰箱内循环。以这种方式让热量从低温物体流向高温物体,并不违背热力学第二定律。一旦致冷剂降低到环境温度,就回到冰箱中,以后便重复同样的循环。

液态的致冷剂经过急剧的、不可逆的状态变化成为低温蒸气时,就会产生致冷效应,这种转换迫使微观状态数量增加,从而使能量扩展开来,温度下降。从冰箱内部吸热,使其内部温度下降。系统的能量和熵的调控是通过致冷剂状态的变化来实现的。在极低的温度下,还需要更加精巧的过程。其基本特点是,系统可以存在于熵值相差很大的两种状态,另外,还需要外部装置来控制系统在两种状态之间的转变。这种致冷过程主要分为四步:

1. 功  $W$  使物质吸热达到有序态,温度增加(能量相同,但微观状态数较少)。

流排放到环境中去,才有可能产生这种致冷效应。这还意味着,我们正在创造的环境比宇宙历史上曾经存在过的任何物体或环境的温度都要低。怎样实现这一点呢?在实践上,人们可以通过调节系统的能量和熵以使系统接近绝对零度。考察一下冰箱就可以明白这一点。从根本上说,冰箱像是一台热泵——反过来运转就成为一台热机。

冰箱的基本致冷过程是致冷剂从电冰箱内部吸热。易挥发的致冷剂受到抽运,在闭合的通道中不断进出冰箱。当致冷剂通过冰箱内的一个阀门时,蒸发并膨胀,从而产生致冷效应。

这时致冷剂的状态

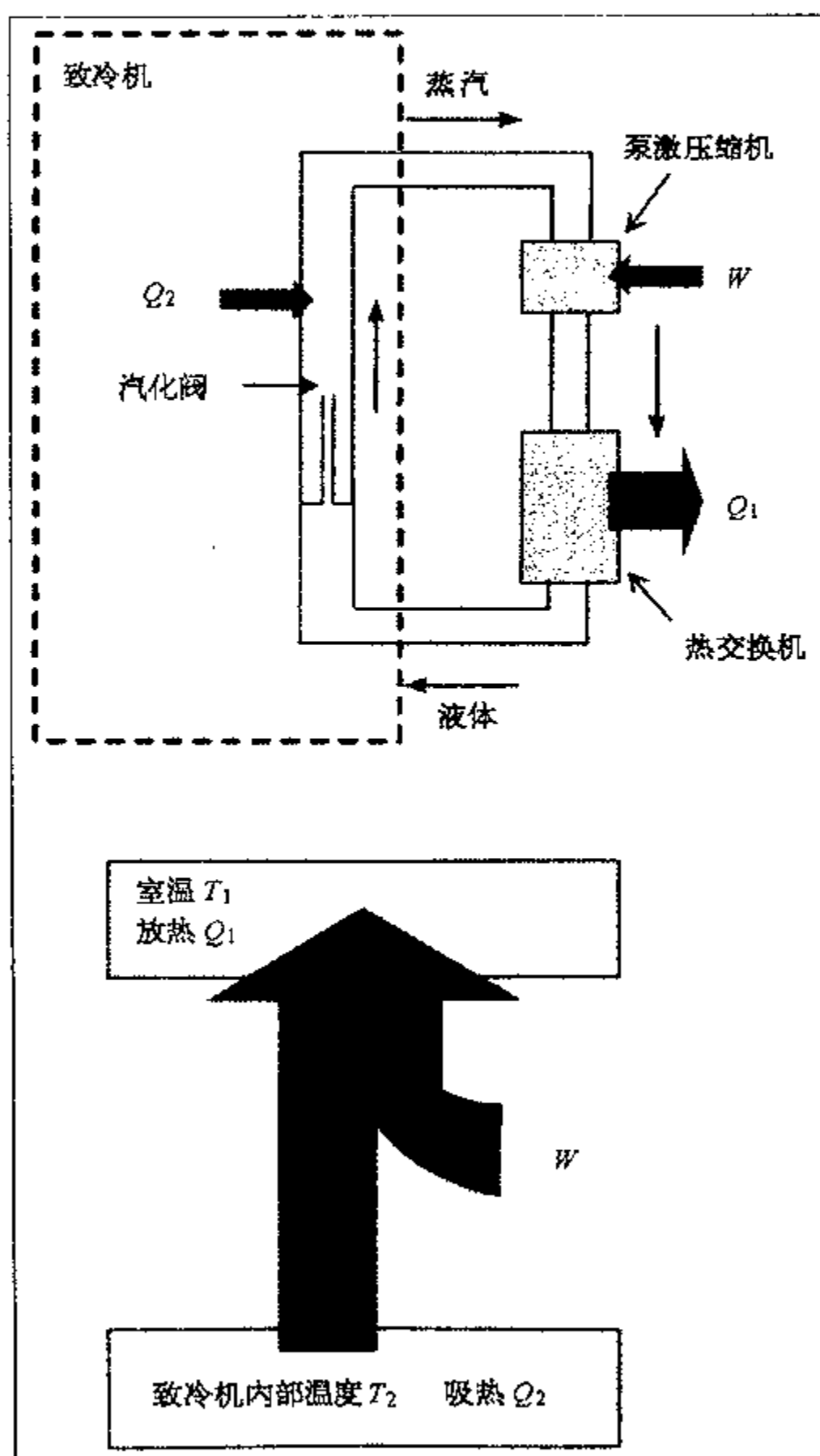


图 17.3 冰箱是一台热泵,要满足热力学第二定律,而不能减少系统的熵值。这就是说, $Q_1/T_1$  必须大于  $Q_2/T_2$ 。因为  $T_2$  小于  $T_1$ ,所以  $Q_1$  大于  $Q_2$ 。这个附加的热量来源于压缩机或机械泵所作的功。

2. 热量  $Q_2$  从致冷剂流入环境,直至致冷剂与外界温度相同。
3. 致冷剂与待降温的物体热接触,这时除去将指令加在致冷剂上的“力”。
4. 致冷剂从与之热接触的物体中吸热  $Q_1$ ,恢复到初始的无序状态(产生更多的微观状态数,能量扩散得更开),使物体的温度下降。再回到步骤 1。

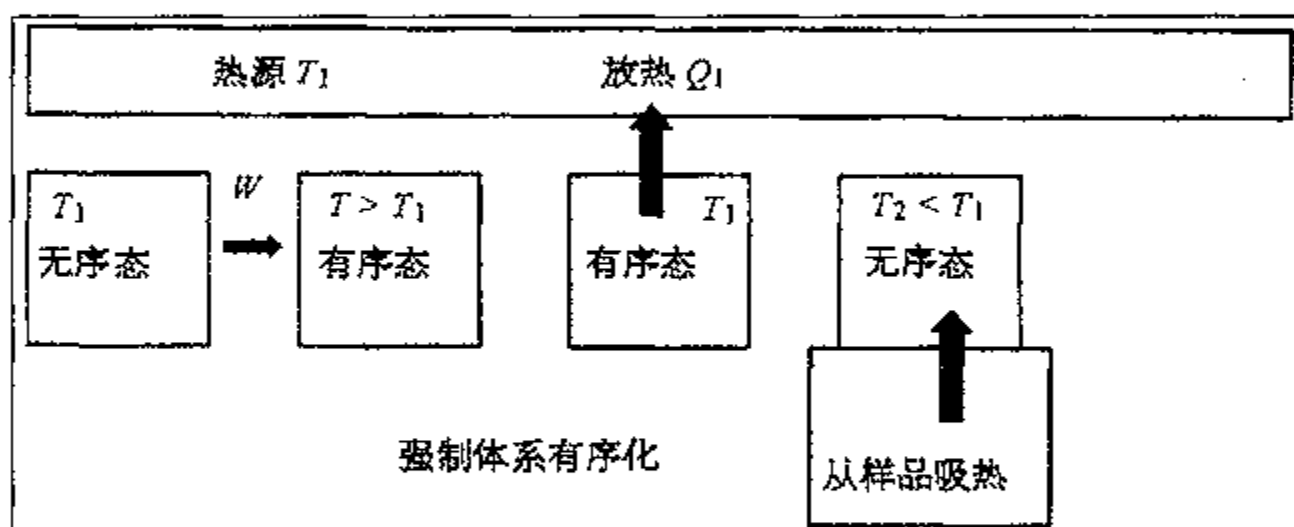


图 17.4 致冷的基本原理。如果致冷剂被强迫进入有序状态,其自由度减少,热能就在减少了的自由度中分布,温度上升。热量就会流到温度为  $T_1$  的热槽中。解除对致冷剂的作用力,使其温度下降,便可从与之热接触的物体中吸热。

大部分低温装置的原理都类似。低温技术的早期阶段是用液氮,后来是用液氦。其技术是简单的:液体在降低了的压强下汽化,然后被不断地抽走。汽化使那些大于平均热能的分子离开液体,剩余分子的平均热能就会降低,从而温度下降。利用 $^4\text{He}$ 能使温度降低到 0.7 K,而利用较轻的 $^3\text{He}$ 同位素,可使温度降低到 0.3 K。1951 年,海因茨·伦敦(Heinz London)发明了一种巧妙的方法可以获得更低的温度。他利用 $^3\text{He}$ 和 $^4\text{He}$ 的混合液作为致冷剂,在接近绝对零度时,混合物分成两相,其中一相中 $^3\text{He}$ 的浓度较高,而在另一相中 $^4\text{He}$ 的浓度较高。就 $^3\text{He}$ 而言,这两个不同相的界面就像气-液界面一样。 $^3\text{He}$ 从“液相”(  $^3\text{He}$  浓度高)“蒸发”进入“气相”(  $^3\text{He}$  浓度低),使前者温度降低,再从“气相”中抽走液氮。这种稀释致冷机可将物体的温度降至 1 mK。低于此温度,就需要采用更巧妙的状态变化了。

429

还有两种磁学方法也得到了广泛使用。第一种方法是利用顺磁盐。它们在极低温度下仍然是无序的。绝热去磁致冷技术靠外加磁场使顺磁盐从无序过渡到有序来获得低温:

1. 加磁场使得所有的磁偶极子都整齐排列,系统变得更为有序,温度升高。外界必须对系统做功以避免熵值减少。这种附加的能量还以热的形式分布到这种材料当中。
2. 令已升温的材料向外界放热。
3. 将这种材料与待冷却的物体接触并去掉磁场。
4. 磁偶极子又变得无序,温度下降,热量从待冷却的物体中排出。

当样品已经由液氮致冷装置冷却之后,再用这种方法就可能将样品温度降至 0.1 K。但是,该方法没有获得最后成功,因为为了使磁偶极子在过程开始时保持无序,需要热扰动,所以不能得到更低的温度。在极低温度下,热能太小,就需要更灵敏的方法了。方法之一涉及核磁矩,它们之间的相互作用极为微弱,以致在极低温度下仍能保持无序状态。利用核去磁技术可以获得低于  $10^{-5}$  K 的温度。

在 20 世纪 90 年代初,马丁尼斯(John Martinis)发明了用于电子线路的微电子致冷机。

这是一种超导量子装置,它只允许高于平均能量的电子隧道贯穿势垒而起作用,这很像蒸发效应。用这种装置可将元件冷却到 1 K 以下。

430

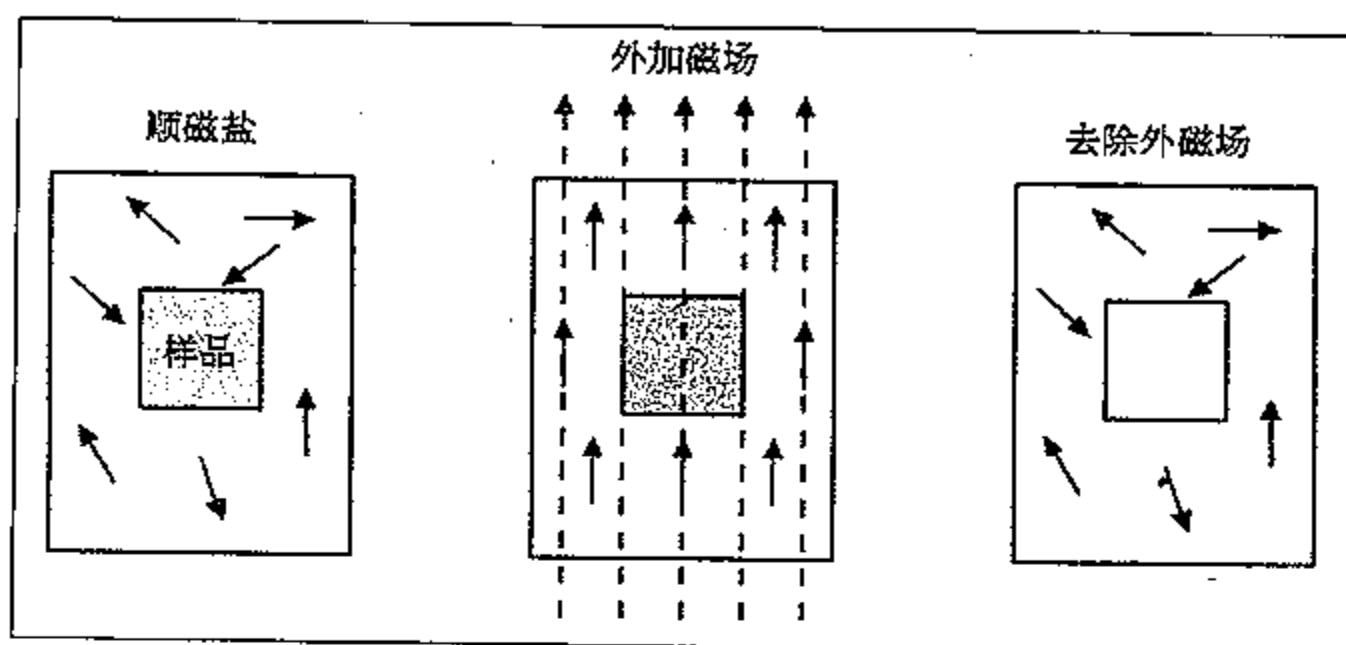


图 17.5 顺磁致冷。样品与顺磁盐热接触。外加磁场后磁偶极子排列有序,盐的温度上升,接着向外排出热量直至温度降低到初始值。这时去掉磁场,温度进一步下降。

### 17.2.2 液氮

莱顿大学的昂内斯领导的科研组于 1908 年 7 月首次将氮 4 液化。这是低温物理新领域的第一个重要成果。在十几年之后,才有别的实验室着手继续莱顿小组开创的工作。将氮液化之后(低于 4.2 K),昂内斯曾期望进而将其凝固。但在更低的温度下多次实验均未奏效——在液氮的蒸气压条件下,液氮没能变成固体(后来在大约 30 个大气压条件下,才成功地固化)。这种奇异的性质是量子论的产物。量子论认为:所有原子振子的零点能并不等于零,对于较轻的原子,零点能还更大一些。氮的零点能足够地大,以致能阻止原子固定在固定晶格的点阵位置上,所以凝固没能成功。

431

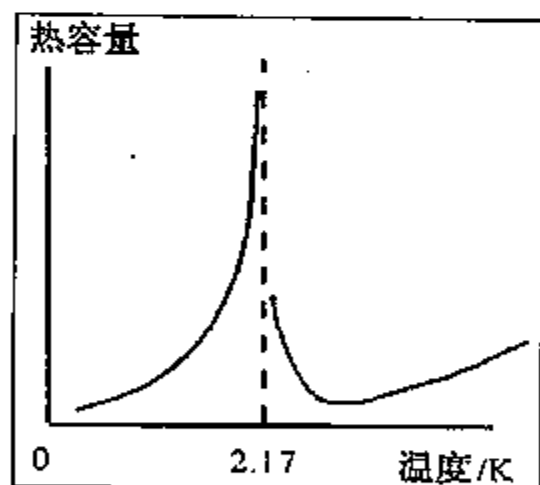


图 17.6 液氮的  $\lambda$  点。

液氮的另一奇异性质是当温度低于 2.2 K 时会过渡到不同的相(高于 2.2 K 时为 He I, 低于 2.2 K 时为 He II)。在 20 世纪 30 年代, W. 凯索姆(W. Keesom)和 A. P. 凯索姆(A. P. Keesom)研究这种相变,发现了两个奇怪的事情——相变没有潜热,而比热是不连续的。事实上在比热-温度图上,2.2 K 附近的曲线形状很奇特,这个温度称为  $\lambda$  点。零潜热是很奇怪的结果,意味着在这种相变下无熵变。另外还有一些怪异的结果,即当急剧沸腾的 He I 冷却经过  $\lambda$  点时,沸腾就会突然停止,这个事实与热导率的急剧变化有关。还有一个奇异的现象,即 He II 几乎能从任何容器中泄漏出去,能穿过毛细管而流动,即黏性系数为零。这就是卡皮查所描述的超流动性。

这些不可思议的性质与宏观量子态有关。在 1924 年,爱因斯坦和玻色提出若干自旋为整数的粒子(玻色子)集合在接近绝对零度时应会进入一种独特的宏观量子态。这种行为与费米子刚好相反——自旋为半整数的费米子服从泡利不相容原理,不允许两个粒子具有一组完全相同的量子数。

## 17.3 量子统计

### 17.3.1 费米子和玻色子

对于液氮在低温下奇异性质的解释涉及到计算量子系统微观状态数的方式。在经典物理中,相同的粒子是分别处理的,交换一对粒子后得到的微观态与原来的状态不同,在统计状态数时要算作两个态。这等同于这样的假设,即相同的粒子还是可以区分的。而在量子论中,相同的粒子是不可区分的。所以交换一对粒子得到的状态与原来的状态相同,在计算系统的熵值时,只能计一次。这种不可区分性表明代表两粒子体系的波函数,在这两个粒子互相交换之后,应给出相同的观测结果。即

$$|\Psi_{AB}|^2 = |\Psi_{BA}|^2$$

这导致两种情况

$$\Psi_{AB} = \pm \Psi_{BA}$$

这两种情况在自然界中都存在。

1. 玻色子——自旋为整数的粒子——波函数对称,交换两粒子不引起任何变化;
2. 费米子——自旋为半整数的粒子——波函数反对称,交换两粒子使波函数改变符号。

经典理论的另一个假说是这样的:即一个粒子处在某一能态并不影响其他相同粒子也处于同一能态的概率。量子粒子的行为则不然:如果某一能态已有玻色子存在,其他的相同玻色子占据这个能态的概率就增加,而费米子进入已经被占据能态的概率则为零,这就是泡利不相容原理。这就是说,粒子在可能的能量状态中的分布,对于经典粒子、玻色子和费米子是不同的(我们之所以还需要经典分布,其原因在于宏观世界中量子效应通常并不明显——玻色-爱因斯坦分布和费米-狄拉克分布在高温条件下都趋近于玻尔兹曼分布)。

432

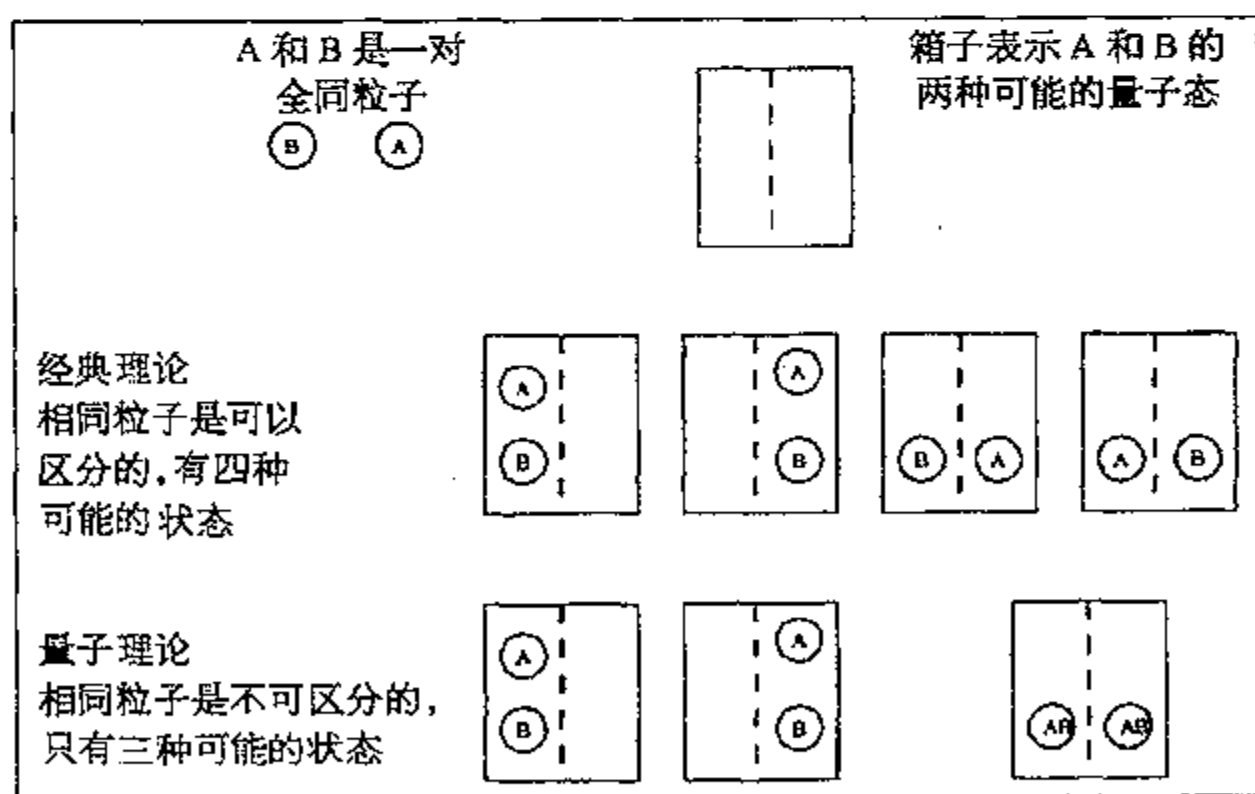


图 17.7 在量子论中,相同的粒子是不可区分的。这改变了统计微观状态数的方法。

433

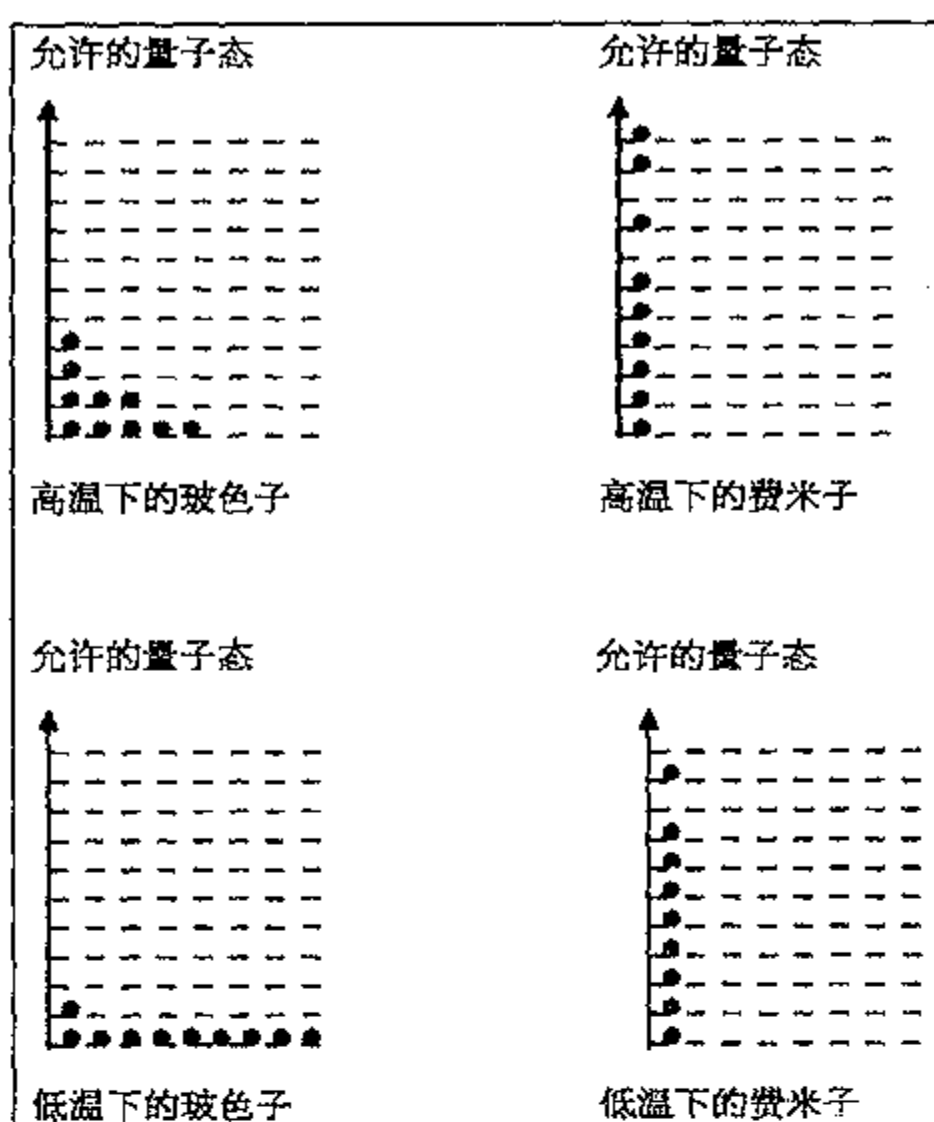


图 17.8 量子统计。整数自旋粒子(玻色子)趋于在可能的最低能态上聚团。半整数自旋的粒子(费米子)遵从泡利不相容原理。低温下对所有可能存在的最低能态来说,每个能态最多只能被一个粒子占有。

这意味着什么呢?这意味着,在低温下玻色子将“凝聚”到单一的宏观量子态,这时所有粒子的行为都是相关联的。这叫做玻色-爱因斯坦凝聚。高于 2.2 K(λ 点)时氦 4 的行为就像经典液体(He I),但氦 4 的核是玻色子,当温度低于 2.2 K 时,数量快速增加的氦 4 核将经历玻色凝聚。在这种状态下,这种粒子高度相关的行为可用来说明热导率的增加(大于  $10^6$  倍)和黏性的减小(几乎相同的倍数)。在极低温度下,所有的核都落入同一低能态。在超导和激光中,玻色子聚集在同一能态的倾向也是很明显的。

对于费米子,情况则截然不同。同一量子态上不允许有两个费米子。所以在低温下所有的费米子都落入可能的最低能态,但每个态只能填充一个粒子。在解释金属的导电性时,上述性质是很重要的,因为金属中的电子行为就如同费米气体。

434

数学箱:简并温度 什么时候流体会变成量子流体?换句话说,在什么条件下,我们必须考虑流体中粒子的波动本质?可以假设,这个条件就是粒子之间的距离与它们的德布罗意波长相当或者还要小些。这将导致对温度的简单要求

$$\lambda \geq a$$

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

$$E = \frac{3}{2} kT = \frac{p^2}{2m}, \text{ 于是 } p^2 = 3mkT$$

$$\lambda^2 = \frac{h^2}{3mkT} \geq a^2$$

所以当  $T$  满足下式时量子效应就变得重要了

$$T \leq \frac{h^2}{3mka^2} = T_0$$

$T_0$  为简并温度,它给出了发生玻色凝聚的一个指标。实际上它只是一个指示,还有一些其他的重要因素。从这些因素中可以得出如下一些带普遍性意义的结论来

1.  $T \propto \frac{1}{m}$ , 所以质量小的粒子简并温度高;
2.  $T \propto \frac{1}{a^2}$ , 所以低密度气体不可能表现出量子效应。



液氮低于 2.2 K 时的行为就像量子气体,因为它质量较小,粒子间距较小。电子质量相对于原子核来说是非常小的,所以在可比较的密度条件下(如在金属中)其简并温度非常高,必须用量子统计来描述它的行为(由于电子是半整数自旋的粒子,所以应用费米-狄拉克统计)。中子星内部的中子尽管温度很高,也会出现玻色凝聚,这是因为它们所受的压力极大,而粒子间距又极小。

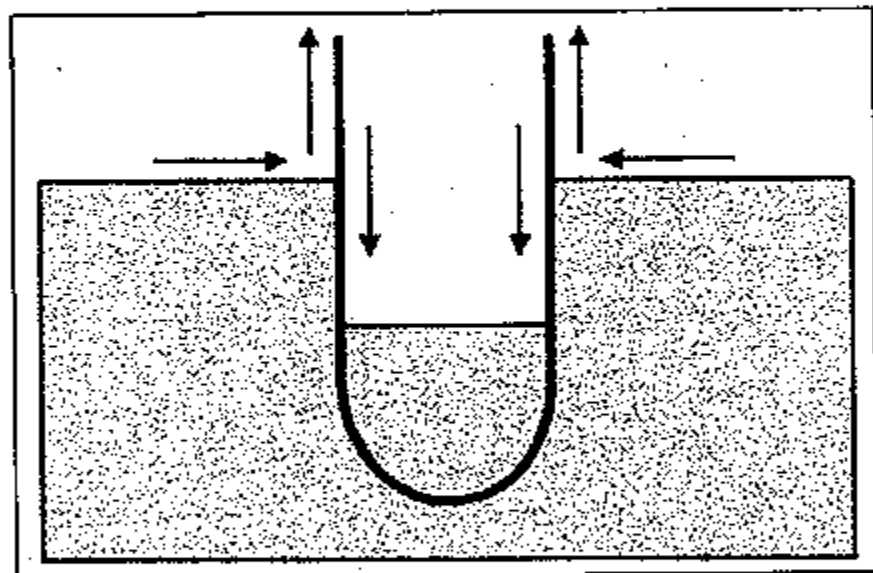


图 17.9 液氮的超流动性。He II 可以从容器内通过自虹吸而溢出,这是很奇怪的性质。液氮在容器表面形成一层薄膜,这种无摩擦流动是通过这层液氮膜进行的。如果管内的液面比管外高,液氮流动方向就会反转。

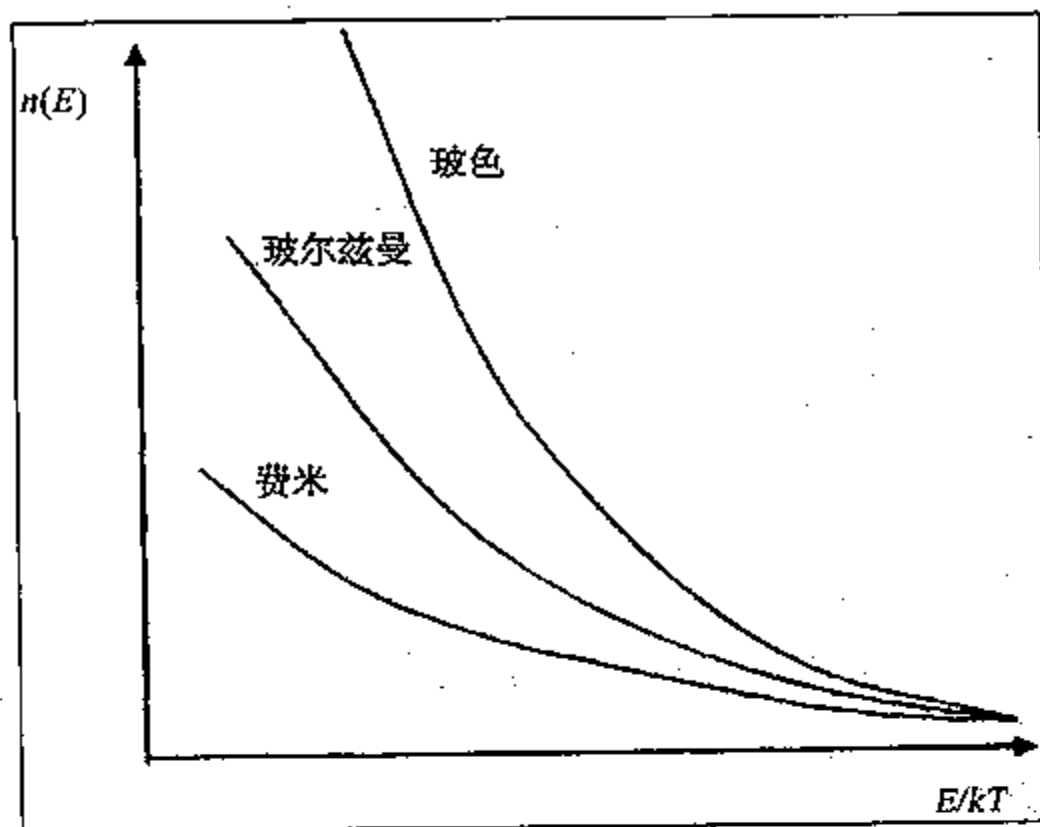


图 17.10 在经典气体中,粒子的能量服从玻尔兹曼分布。如果必须考虑量子效应时,还需注意费米子和玻色子有不同的分布函数。但在高能条件下 ( $E \gg kT$ ), 两个粒子占据同一量子态的概率很小,所以量子效应可以忽略,量子分布转化为玻尔兹曼分布。

### 17.3.2 超导电性

金属的电导率取决于电子通过晶格的运动。电阻的形成可以这样来理解:电子与晶格相互作用发生散射并将能量转移到晶格。布洛赫通过研究电子波在通过晶格的

周期性势场时所受到的影响,从而发展了详尽的金属导电的量子理论。晶格振动(声子)使晶格畸变,并散射电子波。声子(机械地类似于电磁光子)也是量子化的,吸收的能量是分立的,与其频率的关系式为  $E = hf$ 。这种理论预言,当温度降低时,晶格振动逐渐消失(声子很少),电阻率也随之减小,在绝对零度下(这是不可能实现的),电阻率为零。

1911年,昂内斯在刚刚低于液氮沸点的温度条件下,测量了非常纯的汞的电阻率。他惊奇地发现电阻突然下降,以致小得很快就测量不到了。这是人类第一次观察到零电阻率。在有限的温度条件下出现零电阻率,这意味着这是一种全新的性质——超导电性。人们还发现了另外一些金属在各自的转变温度下呈现超导性,但都高于汞的转变温度 4.12 K。

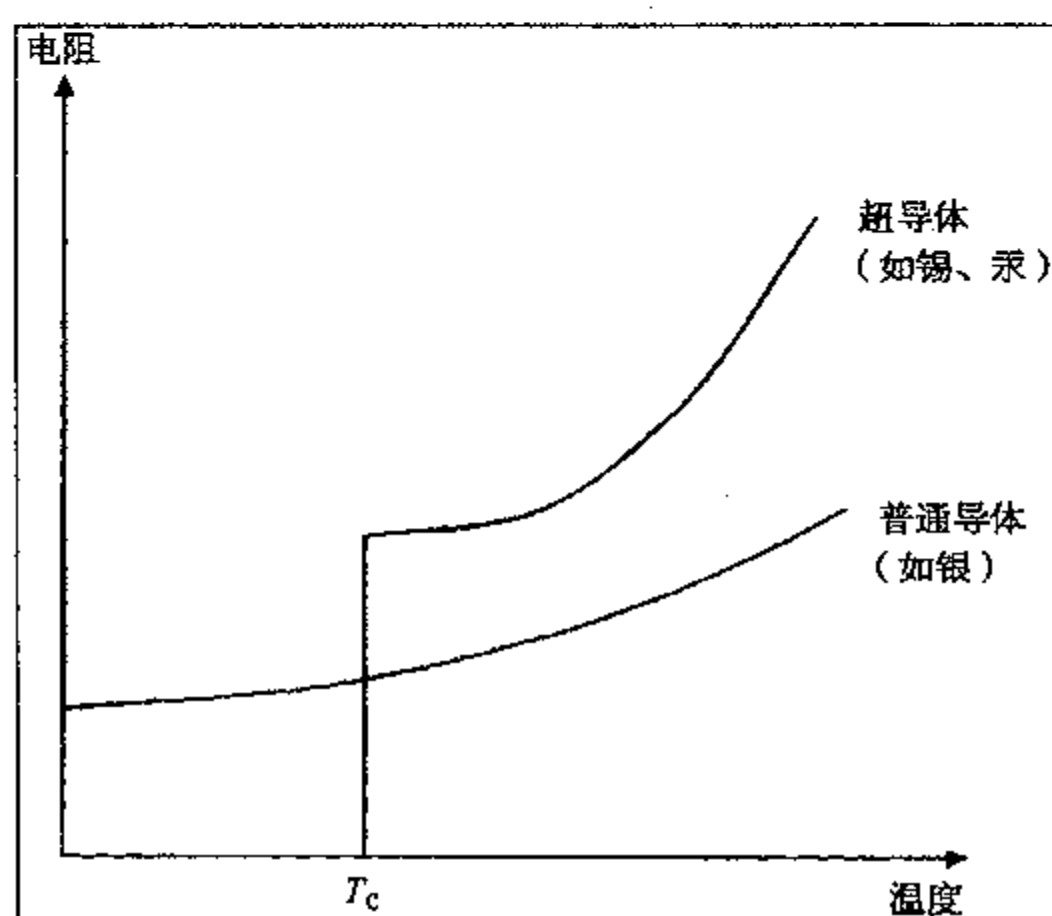


图 17.11 某些金属在低于其临界温度时表现出超导性,其他金属则没有。

437 直到 20 世纪 80 年代中期,人们才发现有几种材料的超导转变温度比汞还高,但都在 25 K 以下。1986 年,IBM 公司苏黎世研究实验室的缪勒和贝德诺尔茨发现,有证据表明,掺有少量钡的陶瓷材料  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ,其超导转变温度接近 30 K。第二年,朱(Chu)和吴(Wu)发现  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  在 123 K 时具有超导性(1987 年 2 月 16 日美国国家基金会宣布朱经武和吴茂昆获得超导转变温度为 98 K;同年 3 月 3 日,日本科学家宣布得到 123 K 的超导体。——译者注)其后,人们又相继发现了其他的化合物,把超导转变温度又提高了一点。这些发现十分重要:超导性能在液氮条件下出现,并且展现了一种诱人的前景:在室温条件下实现超导也有可能。但是直至今天,关于这些材料是如何实现超导性的,以及这种超导性与金属超导电性机制之间的关系问题,人们仍不能取得一致意见(后面将简要叙述 BCS 理论)。1987 年,诺贝尔物理学奖授给了贝德诺尔茨和缪勒,以表彰他们“在陶瓷材料中发现超导电性的突破性工作”。(布洛赫也获得了诺贝尔物理学奖,但他获奖的原因不是因为固体导电理论,而是对核磁共振的测量。)

超导样品具有零电阻。这意味着没有电势差也有电流通过样品流动,而一旦建立起超

导电流回路,电流就会无限延续下去。与超导电性相关的还有一种奇异效应——迈斯纳(Meisner)效应——超导体排斥磁场。把超导样品移到磁场中,磁力线会改变方向,绕过样品。另一方面,如果原来非超导的样品在磁场中被冷却到转换温度,也会排斥磁场,这一现象可用来产生磁悬浮。若将一块磁铁从上方接近超导样品,此时它受到超导样品的排斥,磁铁的重力势能就会转化成磁场能。只有重力势能的变化大到足以补偿磁场能的增加时,磁铁才会进一步下降。磁铁越接近样品,磁场能越大,因而排斥力也越大,以致能使磁铁在到达样品前就停止了下落,于是它就悬浮在空中了!

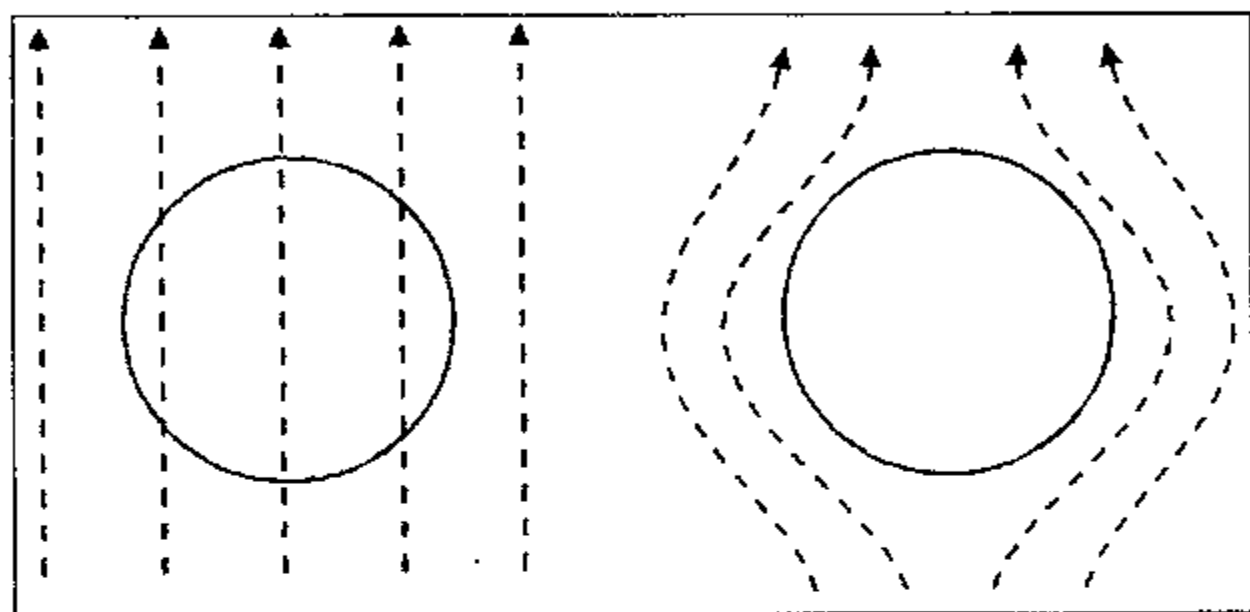


图 17.12 迈斯纳效应。当样品高于转换温度  $T_c$  时,就像一般的导体情况一样,磁力线可以穿过它。低于转换温度时,则完全排斥磁场。

由迈斯纳效应和超导电性的量子性质所产生的另一个结果是“磁通量子化”现象。把超导环放入磁场中,磁通将再次受到超导体的排斥,但仍有一些磁通穿过环的中心。不过,穿过的磁通量不能为任意值,而只能是  $h/2e$  的整数倍。这种效应对于在测量微弱磁场(如大脑中微弱电流引起的磁场)、设计测量各种基本常数的新方法以及建立电压标准等方面都有十分重要的意义;对于理解超导机理,它也提供了重要的启示——如果超导电流的载体为电子,则该理论认为磁通量子化应以  $h/e$  为单位,这个附加因子 2 表明,这个电荷载流子的等效电量为  $2e$ ,好像电子以某种方式结成对子一样。

438

超导体中大量电子的协调行为以及电阻率突然减小到零都使人联想到液氮在  $\lambda$  点以下发生的超流转变。但液氮中的这种转变是由于玻色-爱因斯坦凝聚,而电子是费米子。那么,超导电性又怎么会与玻色子的行为有关呢?现在的理论是由巴丁、库珀以及施里弗于 1957 年提出来的。他们得出一种奇怪的想法:利用晶格的畸变作为媒介,相距较远的电子可能形成束缚态。这些束缚态是玻色子,在足够低的温度下会发生玻色-爱因斯坦凝聚。这就将超流动性解释为在由玻色-爱因斯坦凝聚形成的宏观量子态中“库珀对”的流动。磁通量子( $h/2e$ )的发现对于这种模型(如前述)提供了早期的实验支持。

将电子的玻色-爱因斯坦凝聚与液氮 3 在低温下的行为作比较是很有趣的。液氮 3 的核是费米子,所以它们在低于其简并温度下的行为如同费米液体,遵从费米-狄拉克统计。但是在极低温度下(mK),它们也可以形成库珀对,经历玻色-爱因斯坦凝聚而成为超流体。在 20 世纪 70 年代,人们首次在实验中观察到了这种状态。在液氮 3 中形成库珀对的机理

很像超导体中的情况,但前者取决于周围液体中原子自旋的畸变,而非晶格中原子位置的畸变。液氮<sup>3</sup>粒子要比电子复杂得多,当形成库珀对时,液氮<sup>3</sup>粒子内部的自由度受到约束,对凝聚的行为有某种宏观的影响。这可以导致一些有趣的物理结果,使某些原子尺度的弱过程被放大而在宏观范畴上显露出来。“由于发现了液氮<sup>3</sup>的超流动性”,李、奥谢罗夫和理查森分享了1996年的诺贝尔物理学奖。

超导电性的最重要的实际应用之一是在高能研究领域,如用于欧洲原子核研究组织(CERN)的加速器设备中。大型超导线圈可以在很大的体积(以立方米为单位)内产生很强的磁场(超过20 T),而消耗的热量却可以忽略不计。

439

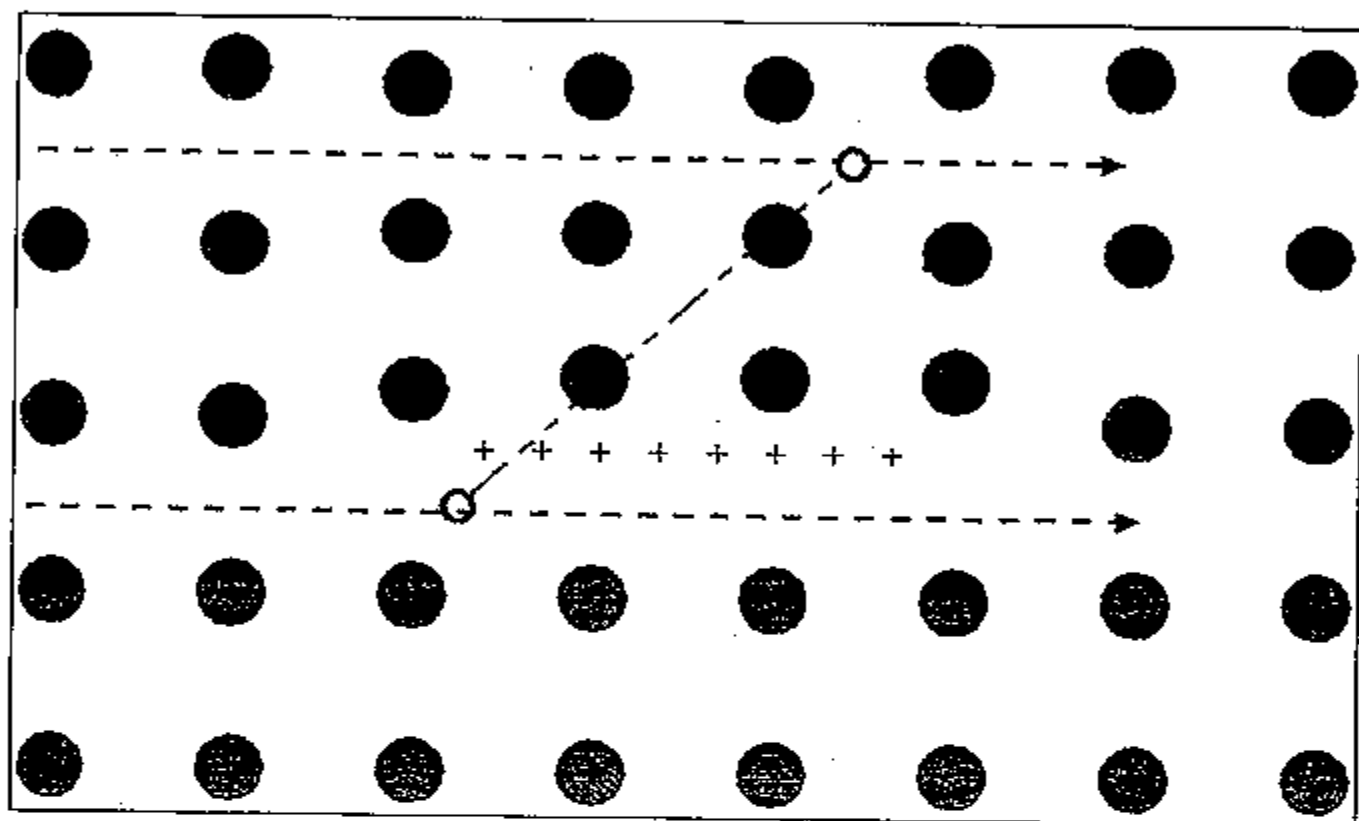


图 17.13 库珀对。顶部的电子穿越晶格运动时,由于电子的引力使离子偏离平衡位置,致使晶格发生畸变,这就造成了暂时的正电性区域并维持一段时间。这些正电荷再与第二个电子相互作用,将先后两个电子联系起来,使它们的行为像一个玻色子。

### 17.3.3 激光冷却

低温物理中最激动人心的发展之一是利用激光使原子运动减速并冷冻它们。近几年来,人们用光俘获大量原子,使它们以一种新的物质状态,单一的宏观量子态而存在。这些玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)形成了几毫米大小的物质“滴”,在其中每个原子都处于一样的量子态。人们已经用这些玻色-爱因斯坦凝聚滴(BEC滴)来探测宏观物

440

体中量子理论的内涵。将来人们还可以将它们用来创造物质激光器、超精度原子钟以及高分辨光刻术。

激光冷却的原理很简单。如果一个向右运动的原子吸收一个向左运动的光子,由于动量守恒,这个原子将会减速。要确保这个原子能吸收光子,就必须将这些光子的频率调谐到原子的共振频率。这里有一个诀窍,就是在实验时要把光子的频率调得比原子的共振频率略低一点点,因为当光子接近原子时,由于多普勒效应,在原子的参照系中光子的频率就会偏高一点,从而被吸收。1985年,菲利普斯(William Phillips)在位于马里兰州的盖瑟斯堡(Gaithersburg)的国家标准和技术研究所利用这种“多普勒冷却”方法将钠原子冷却到 $4.3\ \mu\text{K}$ 。

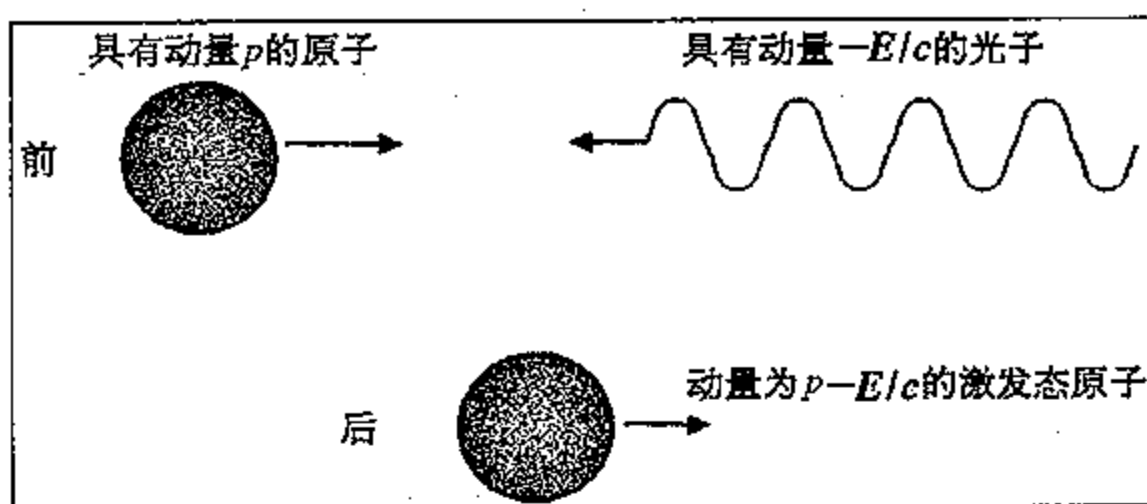


图 17.14 多普勒冷却。将激光频率调谐到略低于原子的共振频率,而多普勒效应会再使激光频率偏高,从而被原子吸收,使原子减速。

朱棣文构思的方法更为精巧,用了 6 支激光束进行实验。这些光束沿笛卡儿坐标轴排列成 3 对。这种安排能使原子在三个方向上都可以减速。朱棣文将这种效应描述为原子通过“光学糖蜜”,因为激光器之间的区域就好像一种黏滞介质。但是由于原子在激光束中受到光子的冲击,使得用多普勒冷却的方法得到的最低温度存在理论极限。1988 年,菲利普斯研究了一种飞行时间方法来测量多普勒冷却所获得的温度,他发现该温度比理论极限要低得多。

塔努吉解释了这种效应。他认为激光建立起极化驻波,运动原子与驻波中周期性势场的相互作用使原子受到拖曳。驻波中不同位置的电场强度不同。驻波与原子中电荷相互作用使得原子的势能随位置而改变。原子在这一变化着的势场中运动,在接近波峰时就吸收光子,然后再立即向外辐射光子,并总是以返回“谷底”结束一次循环。当原子逆着势梯度运动时,就会损失较多的能量,不断重复这个过程,原子就减速了。这种冷却方法被称为“西西弗斯冷却”。(这个名字源自希腊神话。在希腊神话中,西西弗斯受罚要在白天把巨石推上山顶,只是为了在夜里看着巨石滚下山来,第二天他必须再次推石上山,重复这个过程。)

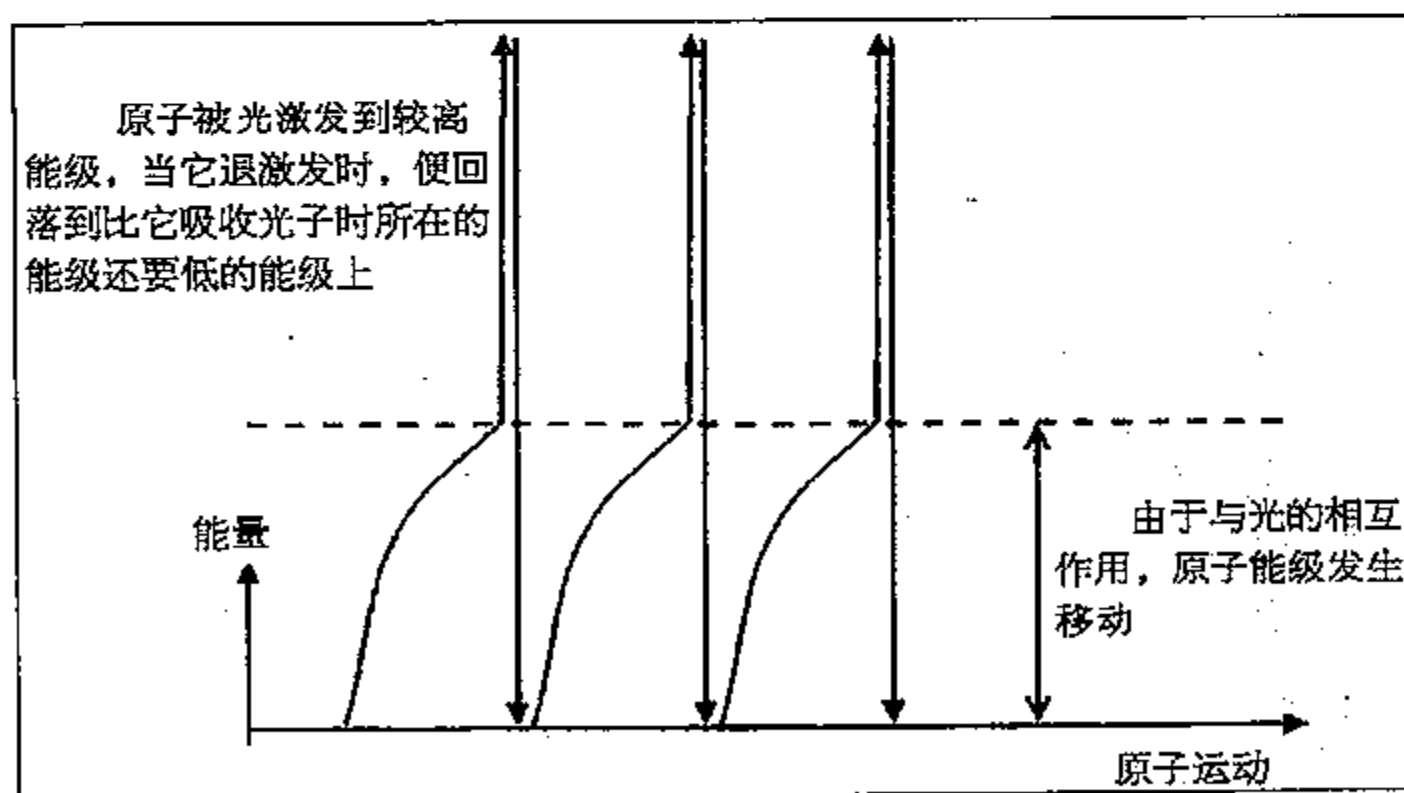


图 17.15 西西弗斯冷却。

上述种种激光冷却方法都是与速度相关的。这意味着它们不能用来俘获原子。如果要俘获原子,作用于原子的力就必须是位置相关的。在光学糖蜜中加非均匀磁场,使原子受到向心力作用就可以俘获原子,这种方法称为磁光阱(MOT)。用这种方法可以俘获数百万个原子,因此可以形成极低温度的晶格,其原子间距可与光波长相比,比一般固体或液体的间距大 $10^3$ 倍。这是一种新的物质形式——其密度仅为一般物质的 $10^{-9}$ 。由于温度极低,所有原子的波函数发生重叠,从而落入单一的宏观量子态。到1996年,人们已制出由这种冷物质形成的可以看得见的液滴,内含 $10^7$ 个原子,它们全部处于同一个量子态。当时测得的温度低达 $10^{-8}$  K。1997年,人们让两个这样的玻色-爱因斯坦凝聚液滴发生碰撞,形成了干涉条纹。这表明,叠加原理依然适用于宏观态。有几位理论物理学家一直认为叠加原理是不适用于大的物体的。而这一实验结果是对这些基本看法的重要检验,似乎表明叠加原理仍然可以有效地应用于宏观物体。(因此,薛定谔猫既是活的,同时也是死的!)朱棣文、塔努吉和菲利普斯由于“发明用激光冷却和俘获原子的方法”而分享了1997年度的诺贝尔物理学奖。

## 第 18 章 正反共轭(C)、空间反射(P)和时间反演(T)

### 18.1 不变性和对称性

#### 18.1.1 守恒定律

442

“我曾问过狄拉克,为什么在他著名的量子力学书中没有引入宇称。他以其一贯的那种简练的风格回答道:‘因为我不相信它。’同时让我看他在《现代物理评论》上发表的那篇文章,他在那里也是这么说的。在那篇文章中,他还对时间反演不变性表示怀疑。不过那是四年前的事了,我当时并没太在意这一点。尚未证明……”

[Conversation between Abraham Pais and Paul Dirac which took place in 1959, as reported in *Inward Bound*. Abraham Pais. OUP, 1986]

我们在日常生活中所体验到的时间箭头似乎与复杂体系朝向平衡态不可抗拒的演变有关,前文已有详尽的叙述。我们业已了解熵的概念是怎样引入的,以及如何从微观的角度来描述热力学第二定律。尽管这有助于解释我们从经验中所观察到的时间方向,区别过去(低熵)和未来(高熵),但并不能解释这种非对称性最初是如何产生的,也不能满足人们探索时间本质的基本欲望。如果我们只根据少数几个粒子的行为来考虑热力学时间的细节,就会发现时间的箭头开始淡化、消失。在最小的尺度里,物理学定律是时间反演的——或者说它们是时间反演的吗?一个电子知道过去与未来的区别吗?如果我们承认电子是基本粒子,没有内部结构,那就很难理解怎样才能将这种时间的热力学箭头附在电子身上。(当然,除非认为电子本质上是与具有多个自由度的复杂环境紧密相关联的,但这又与电子是基本粒子的思想相违背!)所以人们认为在单个粒子的层面上,任何操作都不存在固有的时间箭头,所有粒子间的相互作用对于时间反演都是对称的(这种操作简单地用  $T$  来表示)。在某些弱作用衰变过程中,发现了违背时间反演不变性的现象。这令大多数物理学家感到震惊。而人们至今尚未找到解释这种性质的根本原因。彭罗斯评论道,如果这个微妙且又至关重要的效应不能告诉我们有关时间本质深层次的内涵,那倒是令人吃惊的。

443

“守恒定律对于经典体系来说,具有特殊的重要意义。因为有了守恒定律,即使我们不了解这些体系的详细结构,也能说出它们的某些性质。没有守恒定律的经典理论是不可思议的。要引证的最明显的例子或许就是经典热力学,尽管我们

对热系统中原子和分子的状况一无所知,也可以不太费力地建立起一套普遍适用的关系式。这得益于能量守恒。这可以从下面的事实中反映出来,即唯象的热力学几乎是19世纪科学成就中硕果仅存的一门学科,能够经受得住20世纪的批判。经典热力学是一组行为定律,只说明发生了什么,而不给予解释。这是守恒定律普遍性质的一个例证,即它们可使我们得到有关行为的定律,而不是解释。”

[D. W. Theobald. *The Concept of Energy*. London: E. & F. N. Spon, 1966]

宇宙处于不断流动的状态。尽管它周围的事物处在不断变化的过程中,但某些量似乎保持不变。质量-能量、动量、角动量和电荷都是守恒量。这就是说,这些量的现在值与它们在宇宙历史上任何阶段的值都相等。相互作用可能使它们在粒子之间或体系之间发生转换,但总量并不增加或减少。为什么会这样?守恒定律是与基本的对称操作相关的。这样,它们就使我们能够看清在应用物理定律时的种种限制。

守 恒 量	对 称 性
质量-能量	物理定律在任何时刻都是相同的,即它们不随时间起点的变化而变化。
线动量	物理定律在所有位置都是相同的,即它们不随空间原点的移动而改变。
角动量	物理定律在所有方向都是相同的,即它们与转动无关。
电 荷	不管如何选择电势零点,物理定律都是相同的,即它们是“规范不变量”。

#### 数学箱:力学中的守恒定律

444

牛顿借助于质点(力所作用的有质量的粒子)系统地阐述了力学。力的概念是牛顿力学的核心。力通过空间和时间的作用决定了能量和动量的传递,并导致守恒定律。

$$F = \frac{dp}{dt}, \Delta p = \int F dt$$

$$F = \frac{dE}{ds}, \Delta E = \int F ds$$

后来,人们尤其是拉格朗日和哈密顿(于1780年到1840年间)借助于体系和过程以更抽象的方式重新描述力学。在他们的方法中,能量起到了核心作用。他们的手段虽然与牛顿力学也有关,但并不是从力的概念入手(事实上无须引入力)的,而是把能量放到了核心地位。拉格朗日引入了一个新函数,叫拉格朗日量(L),它等于动能(E)与势能(V)之差:

$$L = T - V$$

通过一个简单的方程,将这个量与广义位置坐标( $q_i$ )和广义动量坐标( $p_i$ )联系起来:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$$

并可证明,它可导出封闭体系演化的运动方程:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$

如果拉格朗日量与具体的广义坐标无关,比如说  $q_i = x_i$ , 则  $\frac{\partial L}{\partial x_i} = 0$



那么这个式子可以简化成

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} \right) = 0$$

所以

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} = \text{常量}$$

但是

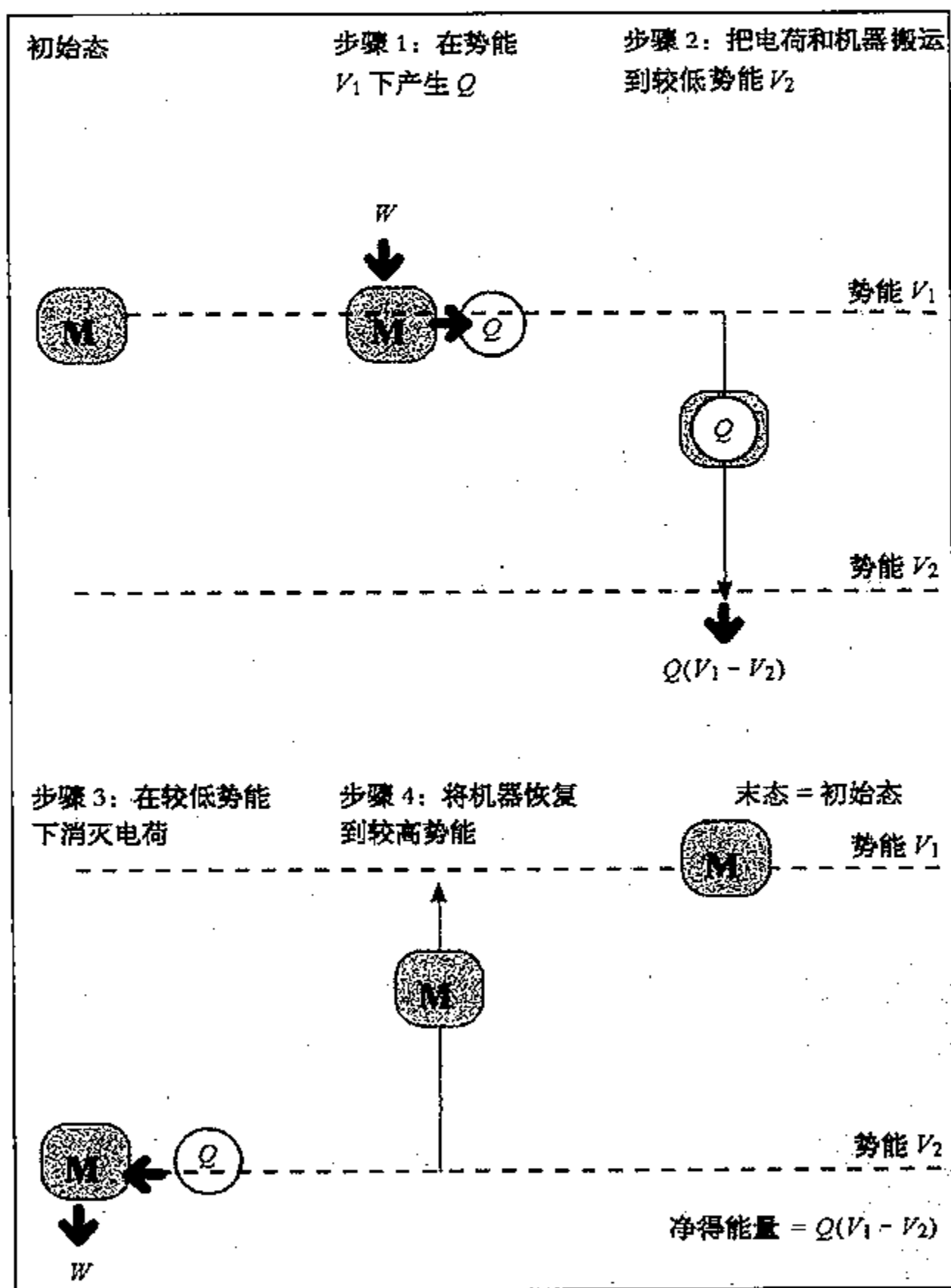
$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} = p_x$$

所以,动量的  $x$  分量守恒。

这个结论可加以推广。如果拉格朗日量与坐标原点的选择无关,则线动量将在所有方向上守恒——封闭体系的线动量矢量为常量。

类似地,如果拉格朗日量与时间无关,则能量守恒;如果拉格朗日量与取向(极坐标中原点的选择)无关,则角动量守恒。

445



446

图 18.1 维格纳的思想实验。M 是一台机器,它做功时可以产生电荷,而电荷消失时,功又返回给机器。如果这是可逆的话,就违背了能量守恒定律。上图表明过程循环怎样可以产生无限多的能量。

维格纳发明了一个有趣的思想实验来说明为什么电荷守恒。这个实验也阐明了“规范理论”是什么意思。

1. 假设电荷不守恒。
2. 假设静电学的规律与零电位的选择无关(即它是规范理论)。
3. 设想有一个可逆的装置可以产生和消灭电荷,产生电荷  $Q$  需要能量  $W$ ,而消灭电荷时又能返还同样多的能量。
4. 在位置为  $X$ 、势能为  $V_1$  的地方,安装这样的机器。
5. 产生一个电荷,需要输入能量  $W$ 。
6. 将这电荷和机器移到位置为  $Y$ 、势能为  $V_2$  ( $V_2 < V_1$ ) 的地方,电场对电荷做功,所作的功  $W = Q(V_1 - V_2)$ 。
7. 现在来消灭这个电荷。这就返还能量  $W$ 。因为我们已经假定规范不变,所以这个结果与势能无关。
8. 将机器返回到  $X$ 。
9. 这时恢复到初始状态,但却已经获得了净能量  $W$ ,这就违背了能量守恒定律。

现在总结一下,如果我们假定电荷不守恒和规范不变性,那就得放弃能量守恒定律。用这种反证法,就可说明电荷在实际上是守恒的。

### 18.1.2 CPT 不变性

狄拉克于 20 世纪 20 年代将相对论与量子论结合起来,创立了电子的相对论量子力学。这意味着存在一种新型粒子,一种类似电子“镜像”的粒子,其质量与电子相同,但电荷相反。这当然就是正电子,是人类发现的第一个反粒子。物质与反物质之间的关系本身就是一种对称操作,它将原来粒子的所有量子数全部反转。这种操作叫做电荷共轭(C)。我们已经知道,费恩曼当时就怀疑:反物质粒子是不是就是逆时间而运动的物质粒子,所以发现电荷共轭与时间反演之间有联系就不足为奇了。还有第三种操作与这两种

操作有关,即宇称(P)操作,它将所有的空间坐标转换成它们的镜像。因此,这种操作将影响自旋的旋向性等。

不难找到一些过程,它们对于一个或所有这些对称操作都是不变的。对这些过程进行 C、P 或 T 操作而得到的新过程也都是物理定律所允许的。例如,时间反演的振子仍然是振子。一个时间反演的车祸看起来很怪诞,但是没有任何一个个别的过程违背任何一个物理学的基本定律。(之所以说它怪诞,是由于热力学第二定律引起的——我们选定了例子,它需要如此特殊的初始条件,我们不可能看见它——但它确实是一个允许发生的过程。)  $\alpha$  粒子衰变的镜像依然表示一个可能的

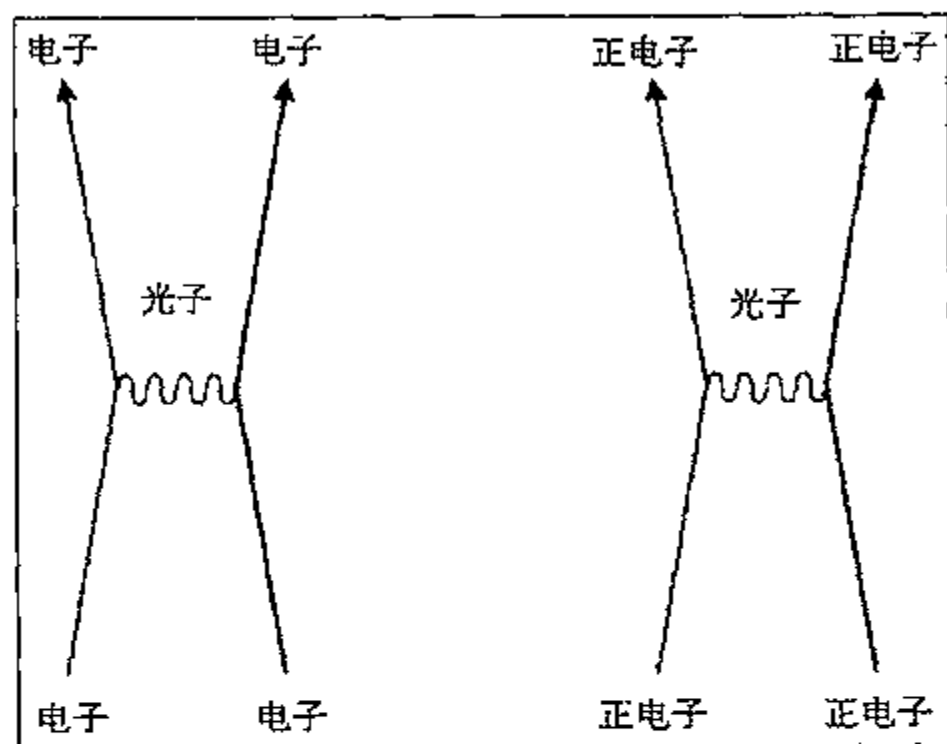


图 18.2 电荷共轭操作将所有的粒子转换成它们的反粒子。电磁相互作用使电荷共轭守恒,所以这两张图都代表真实的物理过程。光子就是它自己的反粒子。

$\alpha$  衰变——引起衰变的强相互作用使宇称守恒(P 不变性)。类似地,两个电子靠交换虚光子而相互排斥;两个正电子也是如此(C 不变性,光子就是自己的反粒子)。

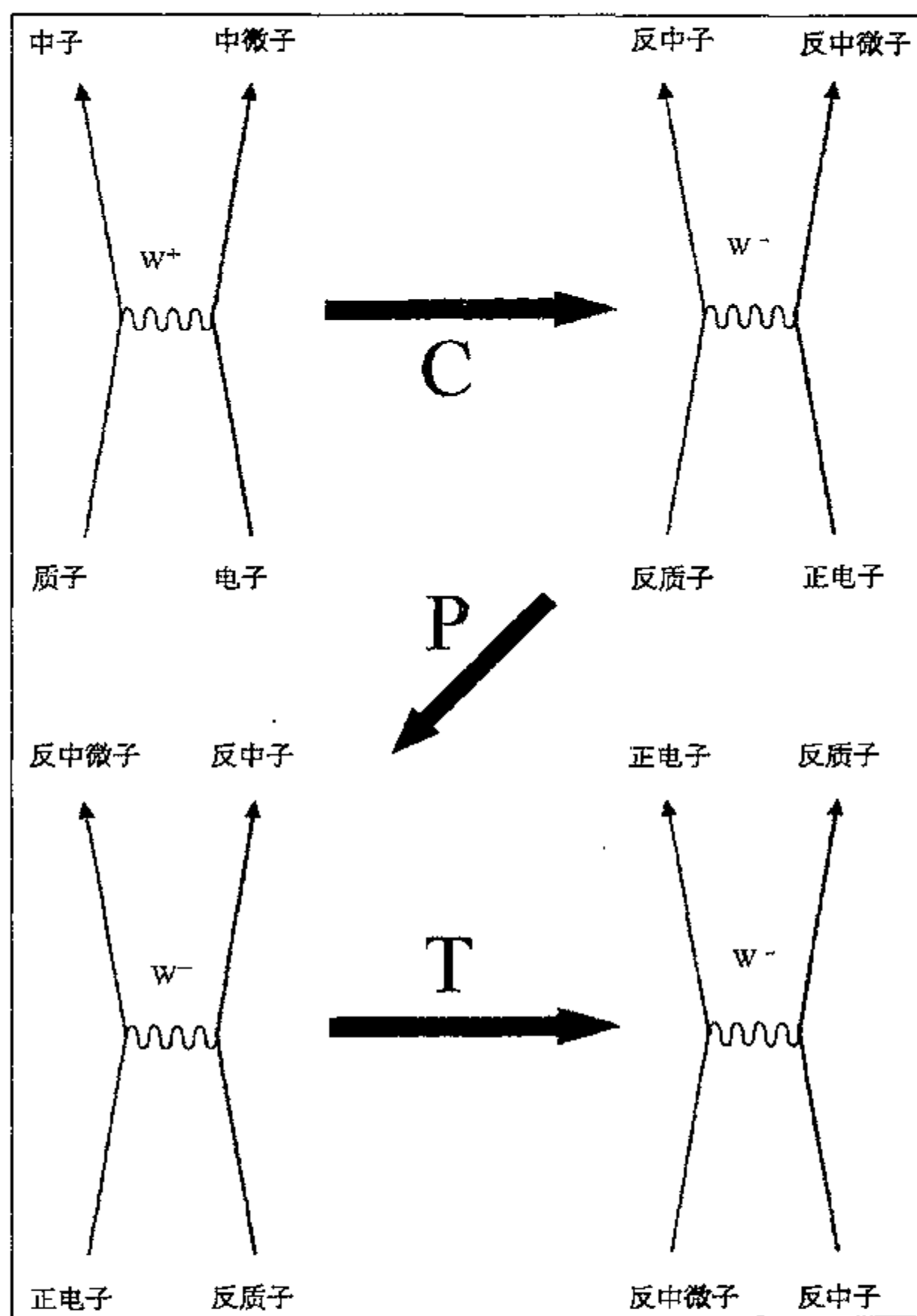


图 18.3 CPT 不变性意味着对于一个真实的物理过程进行正反共轭、空间反射和时间反演的复合操作,总能产生另一个可能的物理过程。

在 20 世纪 50 年代初期,吕德斯(G. Lüders)和泡利证明了相对论量子场论的数学结构可导致下面的重要结论:

如果我们假定:1. 定域性(即相互作用在时空中是定域的);

2. 洛伦兹不变性(即物理学定律在所有惯性参考系中形式不变);

3. 归一性(即将所有可能性的概率相加等于 1)。

那么,所有相对论量子场论对于正反共轭、空间反射和时间反演的联合操作都是不变的。它们是 CPT 不变的。

这就是说,如果对某一具体过程逐一进行 C、P 和 T 操作,得到的结果仍是物理学定律所允许的。它还表明,如果有一个过程违反了这些对称性中的一个,它也必定会违反另外两个中的一个或违反了它们的联合对称性,以便保持 CPT 不变性。例如,如果某过程违反了 CP 守恒,那么它必定也违反 T 守恒。这样的过程是很有趣的,因为它表明在亚原子尺度上也存在固有的时间箭头。

## 18.2 违反对称性

### 18.2.1 宇称破坏

无论在强相互作用中还是在电磁相互作用中,实验从未发现有违反正反共轭、空间反射和时间反演(即 C、P、T)对称性的情况。举例如下:

#### 1. 在强相互作用中的正反共轭(C)不变性

$${}^0_{-1}\pi^{-} + {}^1_1p \rightarrow {}^0_0\pi + {}^1_0n \quad \text{经正反共轭操作成为} \quad {}^0_1\pi^{+} + {}^1_{-1}\bar{p} \rightarrow {}^0_0\pi + {}^1_0\bar{n}$$

这是完全有效的物理过程。

#### 2. 在 $\gamma$ 发射中的空间反射(P)不变性

450 当一个受激的核子发射  $\gamma$  射线时会落入较低能态,这个  $\gamma$  光子可以随机地向任何方向发射,这个过程的镜面反射是另一个可能的  $\gamma$  衰变过程。光子本身(自旋为 1)既可作为右旋粒子,又可作为左旋粒子而存在(这些状态类似于同样名称的经典偏振态),所以,镜面反射光子也是可能的光子。

#### 3. 在强相互作用中的时间反演(T)不变性

$${}^1_1p + {}^1_1p \rightarrow {}^0_1\pi^{+} + {}^2_1D \quad \text{在时间反演操作下成为} \quad {}^0_1\pi^{+} + {}^2_1D \rightarrow {}^1_1p + {}^1_1p$$

这两种碰撞都已在实验中观测到。当第二个反应中的入射粒子与第一个反应中相对应的粒子具有大小相等、方向相反的动量时,两个过程的截面也是相等的。

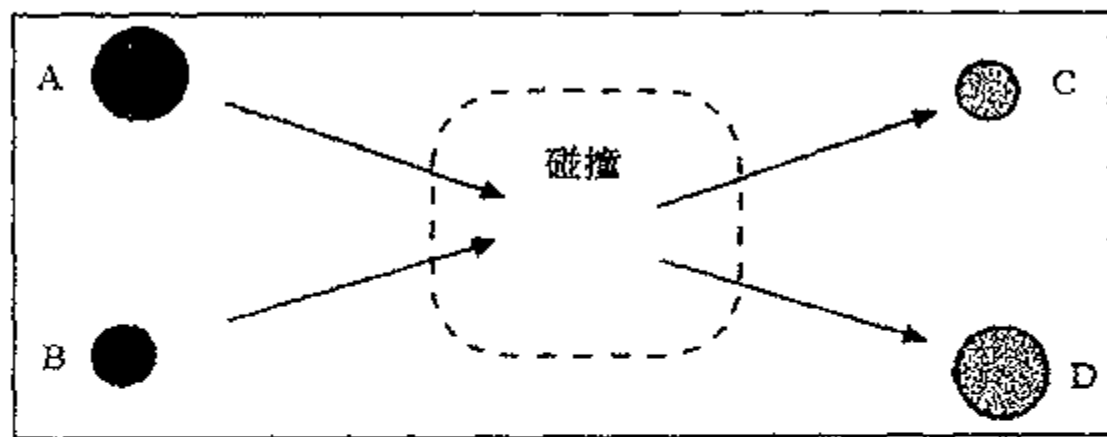


图 18.4 已经用比较核反应生成率的方法来检验强相互作用中的时间反演不变性。比如,比较  $A+B \rightarrow C+D$  和它的逆反应  $C+D \rightarrow A+B$ 。后者的人射动量调到等于初始碰撞中生成核的动量的负值。强力保持了时间反演对称性。

但是弱相互作用违反了某些守恒定律。当我们考察中微子(许多弱相互作用都涉及到的一种粒子)的性质时,对此并不感到特别吃惊。中微子像电子一样是费米子,但它的自旋

轴平行于其运动方向(这点与电子不同),所以它具有固有的旋向。中微子全是左旋的,而反中微子全是右旋的。这表明中微子经镜面反射变换(即宇称反演)得到的粒子并不存在。

直至 1956 年,还没有任何实验可以用来检验弱衰变中宇称是否守恒(如  $\beta$  衰变、 $\pi$  介子衰变成  $\mu$  子和中微子的过程)。几乎所有的人都认为宇称会守恒的。但当时有一个难题(称为“ $\theta$ - $\tau$  疑难”),即难以解释中性 K 介子衰变(一种弱相互作用控制的过程)的方式。有时 K 介子衰变成 2 个  $\pi$  介子,有时衰变成 3 个  $\pi$  介子。问题在于  $\pi$  介子具有奇宇称,所以这两种衰变会导致具有不同宇称的末态。如果中性 K 介子是独一无二的,且弱衰变宇称守恒的话,衰变的产物应与初始粒子具有相同的宇称。出路之一是假设实际上有两种中性 K 介子,它们仅仅宇称不同( $\theta$  粒子偶宇称, $\tau$  粒子奇宇称)。另一出路是:假设弱相互作用确实有时违反宇称守恒,因此 K 介子可能会按两种途径中的一种衰变(衰变成 2 个  $\pi$  介子的可能性较大,因为它涉及的衰变生成 2 个粒子,而非 3 个)。

两位年轻的中国物理学家杨振宁和李政道就持有这种想法,他们于 1956 年 10 月在《物理学评论》上发表文章,题目是“置疑弱相互作用中的宇称守恒”。他们指出,直到当时,并没有任何实验可以直接证实在弱相互作用中宇称守恒。他们还提出了几种实验检验方案。1957 年,另一位在哥伦比亚大学工作的美籍华裔物理学家吴健雄最先得到了实验结果。她研究了由钴 60 核衰变所发射的  $\beta$  粒子。在  $\beta$  衰变中所发射的电子靠近自旋核子的两个磁极。自旋核子的镜像反射改变了它的旋向,因而改变了它的磁极性。这就是说,宇称守恒要求在大量的  $\beta$  衰变中,来自北极和南极的  $\beta$  发射率应该相等。如果方向上有任何偏离,比如说偏向南极,那么镜像会表明有朝北极的偏向——这与原来的假设(偏向南极)不同。为了检验这一点,吴健雄将大量的钴 60 核冷却到接近绝对零度,然后外加强磁场使核自旋轴排列整齐。她计数两极的  $\beta$  发射率。她的实验结果给物理世界以强大的冲击——从南极发射的电子比从北极发射的多。这说明:宇称是不对称的。她的结果揭示出  $\beta$  衰变中的固有旋向。

首次观测到的宇称破坏现象也为其他实验所证实。弱力是引起  $\mu$  子衰变成电子和中微子的媒介。不久又证明了(仍在哥伦比亚大学)这些衰变也是有一定的旋向性的,即在一个自旋方向上比在另一个自旋方向上发射电子的概率更大。当中性  $\pi$  介子衰变成一对光子时,由于电磁相互作用中宇称守恒,它们也是有旋向的。当正  $\pi$  介子衰变成一个反  $\mu$  子和一个  $\mu$  子型中微子时,宇称守恒遭到破坏,因为由于中微子本身是左旋的(正如我们已经指出的那样),它的镜像并不代表一个客观存在的粒子。

“由于对被称为宇称定律的深入研究,导致有关基本粒子的重大发现”,杨振宁和李政道分享了 1957 年度的诺贝尔物理学奖。

甚至在新发现的冲击波趋于平静之前,物理学家们就已经开始寻求对这个神奇结果的解释。似乎有两种可能性:弱相互作用衰变中的粒子可能具有固有的旋向,或者空间本身在

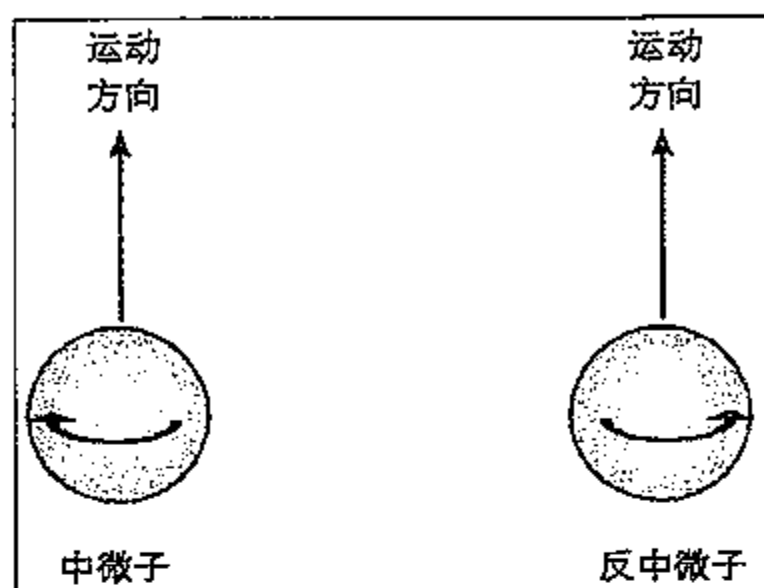
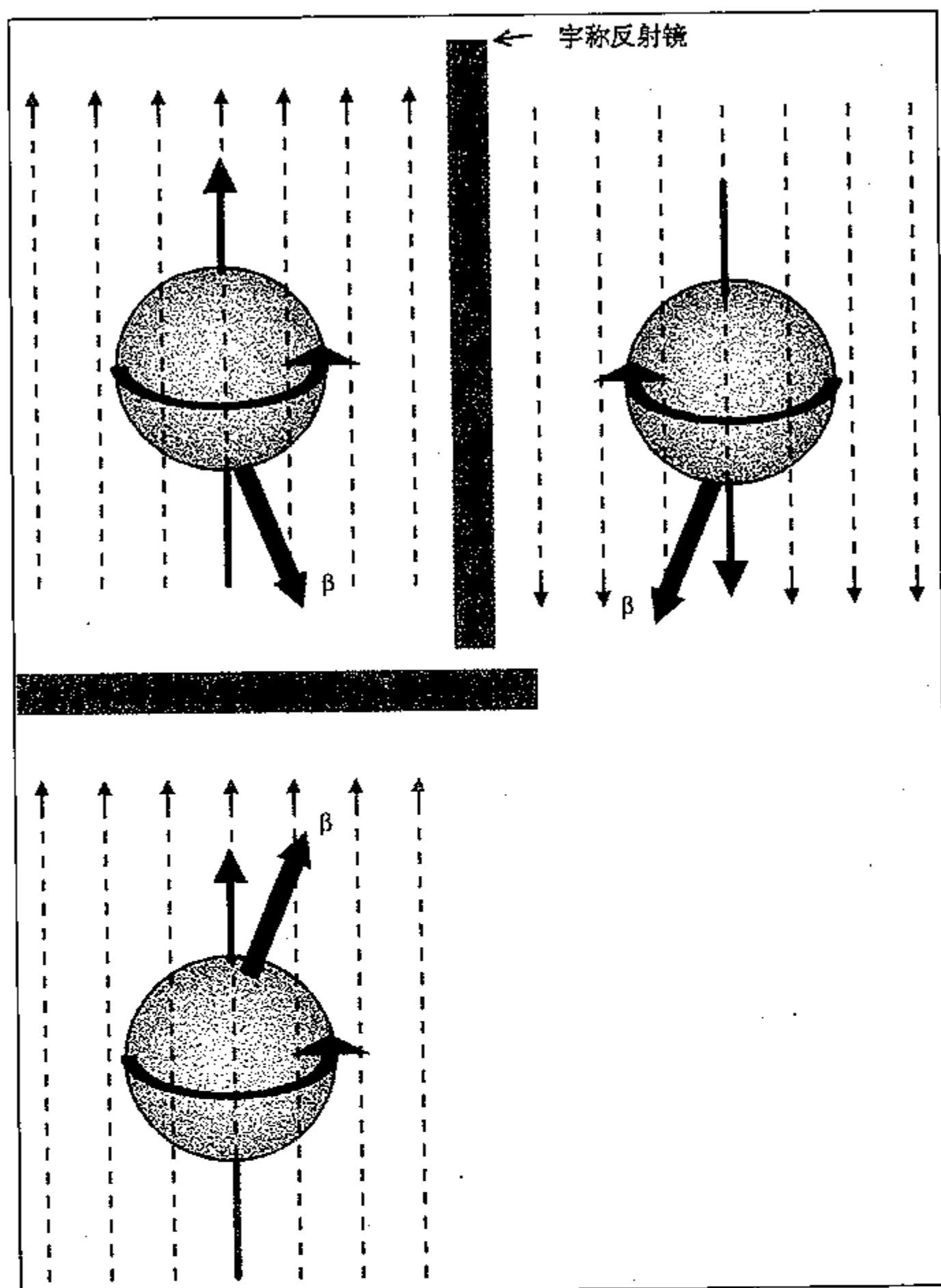


图 18.5 中微子是弱相互作用粒子。由于它们的自旋轴平行于它们的动量矢量,所以具有固有的旋向。这意味着它们会违反宇称守恒。因为宇称守恒会改变其旋向而导致一种不存在的粒子。所有的中微子都是左旋的,而所有的反中微子都是右旋的。

452



453

图 18.6 吴健雄用钴 60 核做实验,证实弱相互作用(这里是  $\beta$  衰变)破坏了宇称守恒。她将钴 60 原子冷却到接近绝对零度,然后将它们按外加磁场的方向排列。她发现逆磁场方向比顺磁场方向发射的电子更多(见左上)。“宇称镜像”的作用(见右上或左下)本应使生成态沿磁场方向发射更多的  $\beta$  粒子,但自然界中并没有发现这样的物理状态(如该实验所显示的)。磁场之所以能改变上图“镜像”中的方向,是因为磁场源于循环电流,而循环电流在“镜像”中会改变其环行旋转的方向。

极小的尺度上是“扭曲”的,而弱衰变可能会局部地对这种扭曲有所反应。这第二种想法显然有问题——如果空间本身是有旋向的,我们可以预期它对引力过程的影响要比对弱衰变过程的影响大得多(因为引力非常弱)。人们从未检测到这种作用(尽管也有这样的可能,但在我们对宏观现象的观察中,这种影响以某种方式被平均掉了)。另一方面,中微子的二分量理论支持这样的思想,即旋向或许作为一种隐藏的时空结构就构筑于粒子内部。 $\mu$  子型

中微子、反中微子以及与  $\tau$  粒子相联系的第三代粒子的发现表明:这种旋向特征是为所有中微子和所有弱相互作用所共有的。

宇称破坏意味着弱相互作用也破坏了正反共轭。请研究一下  $\pi^-$  的衰变:

$${}^0_{-1}\pi^- \rightarrow {}^0_{-1}\mu^- + {}^0_0\bar{\nu}_\mu$$

正反共轭反应是

$${}^0_1\pi^+ \rightarrow {}^0_1\mu^+ + {}^0_0\nu_\mu$$

这可能发生吗? 答案很微妙。 $\pi^+$  可以衰变为反  $\mu$  子和  $\mu$  子型中微子,但只有宇称也倒转,才允许这个过程发生(见图 18.7)。这个反应在复合 CP 对称操作中是不变的,但在单独进行 C 或 P 操作时,情况就不一样了。

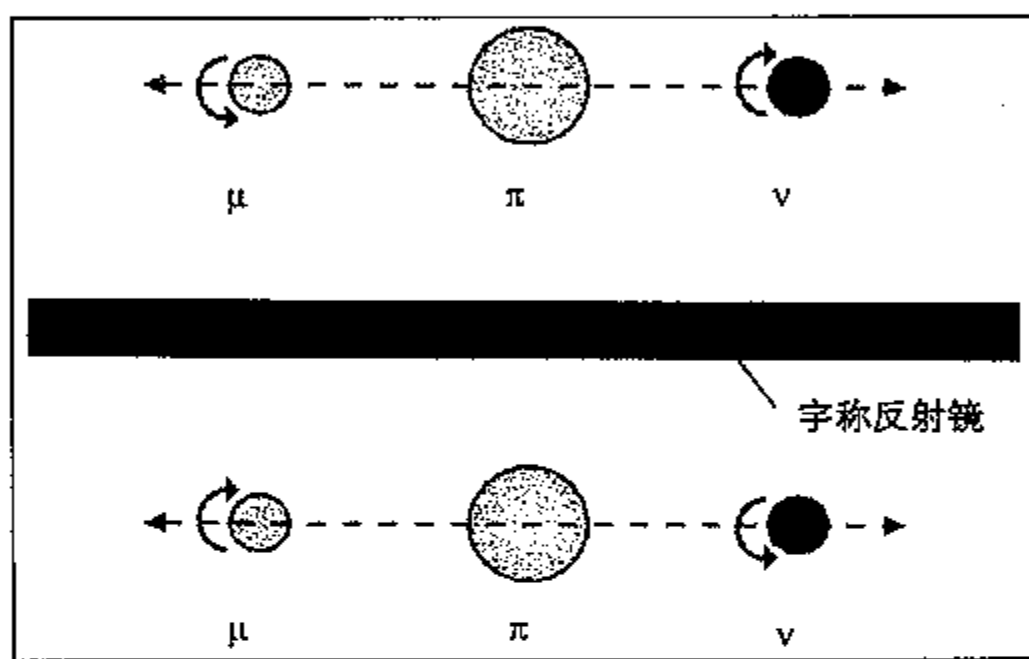


图 18.7  $\pi^+$  与其反粒子  $\pi^-$  可以分别衰变为  $\mu$  子加中微子或者反  $\mu$  子加反中微子。该图可以代表这两种情况中的任何一种。很明显,我们来看中微子,在上图中,发射的是左旋粒子,在下图中,发射右旋粒子。后者不可能是中微子,因为所有的中微子都是左旋的。然而,反中微子都是右旋的。这表明这两种衰变情况都违背了宇称守恒。 $\pi^+$  必然按照上图的机理衰变,而  $\pi^-$  ( $\pi^+$  的反粒子)则按下图的机理衰变。这也说明了这种衰变违反了正反共轭不变性。我们需要用 C 和 P 操作来产生一个可行的反应。这类观察使物理学家认为 CP 对称可能总是守恒的,尽管在弱相互作用中单个的 C 和 P 操作违反守恒定律。

单独的宇称、正反共轭和时间反演在弱相互作用中都遭到破坏,这一发现令人震惊,但这并没有动摇人们认为 CPT 不变性是普遍存在的这种观点。事实上,有人提出:复合 CP 对称操作甚至在弱相互作用中也是守恒的。如果我们考察“CP 镜”对某些宇称破坏过程(如上述)的影响,人们有这样想法的原因就很清楚了。在每种情况下,应用 CP 操作都导致可行的反应。

### 18.2.2 CP 破坏

现在该就 K 介子多说几句了。罗切斯特(Rochester)和巴特勒(C. Butler)于 1947 年注意到在云室照片上,有一条醒目的 V 形轨迹,进而发现了 K 介子。这条轨迹原来是由 K 介

455 子衰变产生的一对  $\pi$  介子。不久又发现了 4 种新介子: 正、负 K 介子、中性 K 介子及其反粒子。然而, 这些新发现也带来一些恼人的新问题。K 介子是在强子碰撞的强相互作用中产生的。K 介子生成率只是  $\pi$  介子生成率的百分之几, 所以人们预期它们与物质发生很强的相互作用, 很快就会衰变成低质量的  $\pi$  介子, 寿命很短。强相互作用衰变的特征寿命为  $10^{-23}$  s, 而 K 介子寿命大约要长  $10^{15}$  倍, 是弱相互作用衰变的特征寿命。这个结果令人相当困惑——是什么使 K 介子有这样的行为? 是什么使它不按照强相互作用衰变?

在 20 世纪 50 年代初期, 盖尔曼、中野忠雄和西岛和彦提出了一个新方案来解释 K 介子的长寿命。他们认为 K 介子具有一种新的量子数  $S$ , 与现在称为“奇异数”的性质相联系。进而, 如果奇异数在强相互作用中守恒, 就会阻止 K 介子快速衰变成  $\pi$  介子。另一方面, 如果在弱相互作用中奇异数不守恒, K 介子就可以按弱作用衰变为  $\pi$  介子。这种奇异数的说法与产生 K 介子的反应一致。它们总是伴随着其他奇异粒子的产生, 比如:

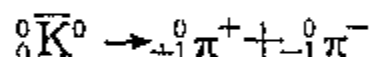


式中负 K 介子的奇异数  $S = -1$ ,  $\Sigma$  子的奇异数  $S = -1$ , 反应式右侧奇异数为  $-2$ 。 $\pi$  介子和质子的奇异数均为零。中性 K 介子 ( $S = +1$ ) 的衰变为



这里, 反应的奇异数不守恒, 从  $+1$  变到  $0$ 。如果弱作用中奇异数不守恒, 就可以接受这一结果。这个说法与所有粒子的相互作用现象相符, 人们至今仍然相信它。

但是, 中性 K 介子还有别的诡异之处, 比奇异数还要奇异。将正反共轭操作应用到上面的中性 K 介子的衰变, 得到



注意, 式中右侧的粒子已经转变成它们自身, 而左侧的粒子却不然, 它的奇异数已经由  $+1$  变为  $-1$ , 这是允许的, 因为在弱相互作用中奇异数并不守恒。这也导致这样的可能性, 即在

456 整个反应中, 中性 K 介子可以存在于混合态:

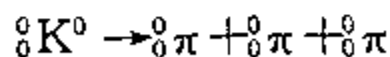


这表明, 必须用这两种态的叠加来描述中性 K 介子。实际上, 有两种不同的方式可以产生单一的粒子态:

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

当我们将这些粒子应用 CP 操作时会出现什么情况呢?  $K_1$  显然转变成它自身, 而  $K_2$  则改变符号。这表明 CP 对称允许  $K_1$  转变成  $\pi^+$  和  $\pi^-$  粒子对 (CP 操作中它们也转变成自身)。而按这种机理,  $K_2$  的衰变则不能。它在 CP 操作下必然衰变到一种改变宇称的状态。它的一个可能的模型为



( $\pi^0$  在正反共轭操作中转变成自身, 但宇称为  $-1$ , 所以三个  $\pi^0$  给出宇称的变化为  $\Delta P = (-1)^3 = -1$ 。)



总结如下:

$K_1 \rightarrow 2\pi$	CP 不变性允许	$K_1 \rightarrow 3\pi$	CP 不变性禁止
$K_2 \rightarrow 3\pi$	CP 不变性允许	$K_2 \rightarrow 2\pi$	CP 不变性禁止

K 介子衰变成 3 个粒子的可能性比衰变成 2 个粒子的可能性小, 所以  $K_2$  衰变进程比  $K_1$  衰变要慢大约 100 倍。我们来想象有一束 K 介子, 在第一个  $10^{-10}$  s 以内,  $K_1$  分量因生成  $\pi$  介子对而将消失; 进而, 经过大约  $10^{-8}$  s,  $K_2$  分量将衰变成 3 个  $\pi$  介子。现在已经观察到这种现象, 并且与  $K_1$ - $K_2$  的配置几乎相符(见下文)。

1964 年, 克利斯坦森、克罗宁、菲奇以及特利等曾用实验来检验  $K_1$ - $K_2$  的配置。他们测量了中性 K 介子束中的  $K_2$  分量的衰变, 寻找衰变成 2 个  $\pi$  介子时的 CP 破坏的迹象。此前的所有实验都没有发现这种情况。令人大吃一惊的是, 他们发现了  $K_2$  分量中大约有 0.2% 确实衰变成了 2 个  $\pi$  介子。

“我被这个消息震撼了。我相当清楚, 出现了少量 CP 破坏情况并不会极大地改变早些时候建立在 CP 不变性基础上关于中性 K 介子复合体的讨论。对于曾经经历过 1956 到 1957 年(发现弱作用中宇称不守恒——译注)的人来说, 亲自查验到非对称性的出现也不是什么新鲜事。然而, 就是在那当时, 立即有人安慰道, P 破坏和 C 破坏可以包容在一个全新概念——CP 不变性里面。现在使人震撼的是 CP 不变性失效了, 却没有什么别的优雅的东西来取代它。2 $\pi$  产率非常之低, CP 不变性几乎失效, 就使人更加难以理解了。”

[Abraham Pais recalling a conversation over coffee with Jim Cronin and Val Fitch in the Berkeley National Laboratories cafeteria in spring 1964 — reported in *Inward Bound*. Abraham Pais, OUP, 1986, 538.]

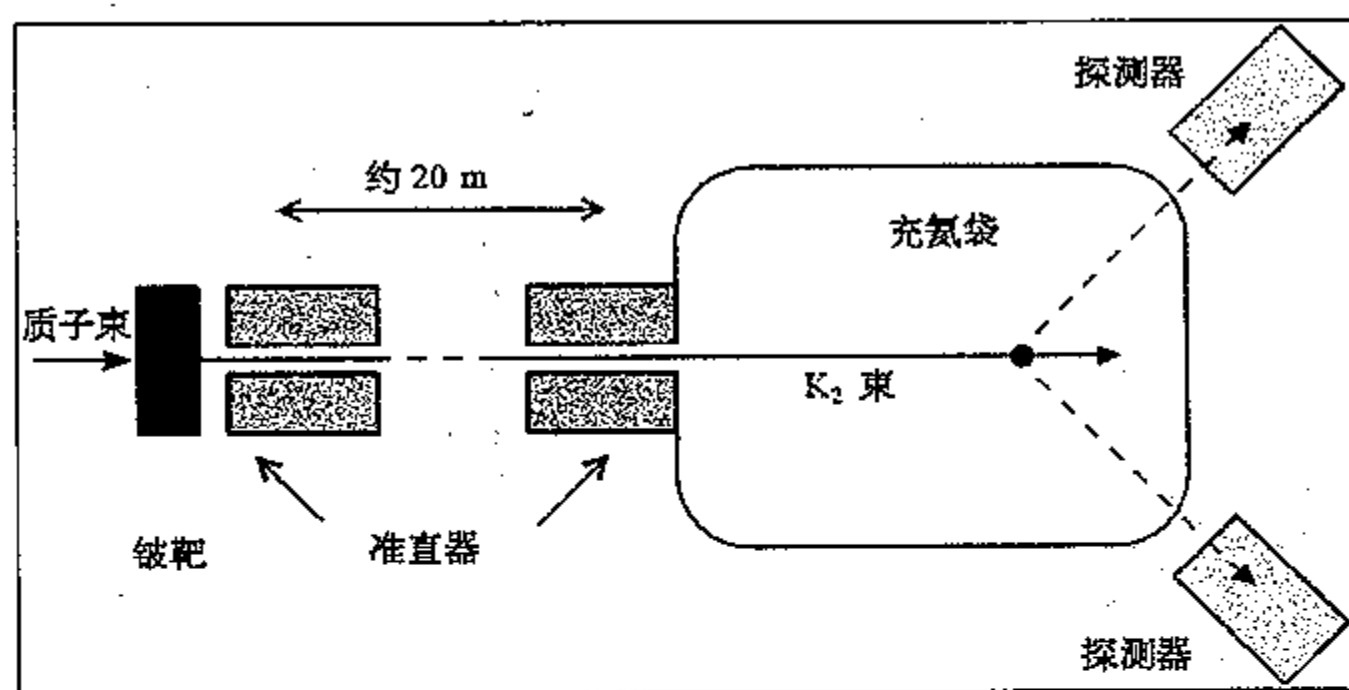


图 18.8 CP 破坏。这是 1964 年克利斯坦森、克罗宁、菲奇和特利实验的示意图。检测器用来记录长寿命的  $K_2$  分量衰变成 2 个  $\pi$  介子, 这是 CP 不变性所禁止的衰变过程。

### 18.2.3 时间反演不对称

时间反演不对称在什么地方偏离 CPT 不变性呢? 如果 CPT 不变性成立的话, 那么 CP

不变性的破坏必然与时间反演对称性的破坏相伴。K 介子衰变必然有其固有的时间箭头，这种时间箭头是在这些衰变中自己显露出来的。20 世纪 90 年代，欧洲原子核研究组织以及费米实验室中所做的实验已经测定了中性 K 介子衰变成电子或衰变成正电子和  $\pi$  介子时的时间反演不对称。

458 帕伏罗波洛斯(Panagiotis Pavloupoulos)领导的用低能反质子环检验 CP 和 CPT(简称 CPLEAR)实验小组在欧洲原子核研究组织通过质子-反质子碰撞产生 K 介子和反 K 介子：

$$p + \bar{p} \rightarrow K^+ + \pi^- + K^0 \quad (\text{强作用})$$

$$p + \bar{p} \rightarrow K^- + \pi^+ + \bar{K}^0 \quad (\text{强作用})$$

是否真的产生了  $K^0$  和  $\bar{K}^0$ ，这可以通过观察其符号以及伴生的带电 K 介子的奇异数来确定(因为强相互作用奇异数守恒)。CPLEAR 实验小组检查了中性 K 介子所谓的“半轻子衰变”：

$$K^0 \rightarrow e^+ + \pi^- + \nu_e \quad (\text{弱作用})$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow e^- + \pi^+ + \bar{\nu}_e \quad (\text{弱作用})$$

衰变的中性 K 介子的性质再一次可以从它的衰变产物得出—— $\pi^-$  表示产生了  $K^0$ ， $\pi^+$  表示产生了  $\bar{K}^0$ 。这个实验的宗旨是比较 K 介子通过中间态转变成反 K 介子的生成率与反 K 介子转变成 K 介子的生成率：

$$K^0 \leftrightarrow \text{中间态} \leftrightarrow \bar{K}^0$$

459

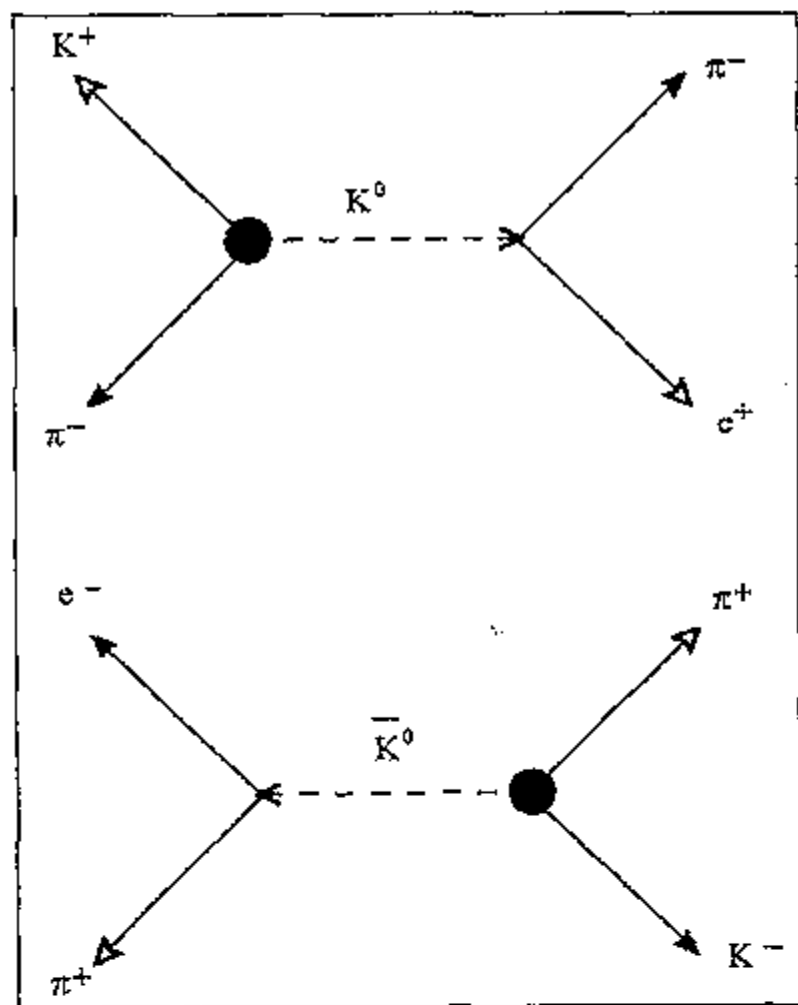


图 18.9 时间反演不变性意味着中性 K 介子与其反粒子之间相互转变的速率应当相等。也就是说，K 介子和反 K 介子的半轻子衰变过程的衰变率应当相等。欧洲原子核研究组织的 CPLEAR 实验比较了图示的两种过程的反应率，实验结果表明它们反应率不同。

如果这个过程是时间反演不变的，则这两种转变的生成率应当相同。这意味着，两种衰变—— $K^0$  衰变成正电子以及  $\bar{K}^0$  衰变成电子——的生成率应当相等。但实际上它们是不相等的，这两种衰变是时间不对称的。进而，这些过程破坏时间反演对称性的破坏率在实验误差范围内与中性 K 介子系统中 CP 破坏率相等(如菲奇和克罗宁等人的实验所示)。这使得 CPLEAR 实验成为 CPT 定理本身的重要检验。

CPLEAR 小组于 1998 年发表了他们的实验结果，不久，费米实验室的太电子伏正反质子对撞机 K 介子实验(简称 KTeV)小组就证实了他们的结论。费米实验室的方法有所不同。在 KTeV 实验中，他们将  $K^0$  衰变成电子和  $\pi$  介子的极低衰变率( $10^{-7}$ )与电子和  $\pi$  介子碰撞产生  $K^0$  的生成率作比较。他们发现时间反演不变性再次受到破坏。这些实验证实，对于包括弱相互作用在内的所有量子场论范畴，都可以维持 CPT 不变性，但弱相互作用完全破坏了 C、P、T 的不变性。

像通常一样，这些结论所引发的问题比它们

回答的问题还要多。人们对粒子如何区分过去与将来仍缺乏真正的了解。但是,很明显,粒子是可以区分过去和将来的(至少在 K 介子衰变中可以)。尤其令人称奇的是,这些破坏 C、P、T 不变性的情况只出现在极少数实验当中,为什么粒子物理这样倾向于 C、P 和 T 不变性呢?引力会怎样?将引力合并到万物论中去会影响基本的对称性法则吗?CPT 能经得住量子引力理论的考验吗?CPLEAR 小组和 KTeV 小组的实验都已经证实了物质到反物质的转变是时间不对称的。这提出了一个令人感兴趣的可能性,即在这些体系中 CP 和 T 破坏之间有某种关联,而从总体上说,在宇宙中,物质与反物质相比占有绝对优势。

朴素的观点认为,大爆炸本应产生相等数量的物质和反物质。因此,人们发现我们所在的宇宙中物质占据绝对的优势,会感到很惊奇。然而只需在早期的粒子与反粒子之间,有大约  $10^{-9}$  的不平衡即可以造成这样的优势。这种不对称性是怎样产生的?一种可能性是:在原始的重介子中衰变成物质与衰变成反物质之间,比率存在着小小的不对称。不幸的是, K 介子到反 K 介子的衰变与反 K 介子到 K 介子的衰变差别太小(大约为 500 分之一),不足以解释物质与反物质的不平衡,因此肯定还有其他的原因。全世界有好几个实验室正在努力探索这种原因,其中包括欧洲原子核研究组织在反质子减速器计划中所做的检验反原子的实验以及斯坦福大学和日本高能加速器研究机构(简称 KEK)所做的 B 介子实验。

460

20 世纪末, K 介子衰变之谜继续为人类解决时间本质和物质起源这些最令人困惑的难题带来新的希望。或许人类已经知晓了 K 介子所能展示的一切。我们将不得不去研究一种较重的粒子——B 介子的衰变,以便更多地了解 CP 破坏的根源及其重要性。B 介子比 K 介子重得多,它衰变的方式也比 K 介子多得多。这些新途径,将为检查 CP 破坏比率和寻找区分物质与反物质的特征衰变,提供各种各样的方法。从事这些实验的两个主要中心是位于斯坦福大学和日本 KEK 的 B 工厂。之所以叫 B 工厂,是因为在那里通过电子和正电子对撞的方式来制造大量的 B 介子。这对该项目的成功是至关重要的,因为在预期的衰变中 CP 破坏的发生率非常低。B 介子最主要的衰变途径是衰变成两个其他介子:一个  $J/\Psi$  介子和一个  $K_L$  介子的复合物。人们预期 B 介子与反 B 介子是以不同的比率衰变成这两种介子的。为了检测这种差别所设计的探测器称为正反 B 粒子实验探测器(简称 BaBar),它应用相对论效应将衰变的路程延长。为碰撞产生 B 介子的电子和正电子的能量略有不同,电子的能量大一点。这就是说, B 介子及其反粒子在离开产生地时,将具有很大的线动量和高速度。这点很重要,因为这两种介子的寿命只比 1 ns 稍长一点,如果它们运动不够快的话,实际上在刚刚生成的地点就又衰变了。这样就不可能区分出 B 介子和反 B 介子衰变的比率了。在高速条件下,相对论性的时间延缓意味着它们的实验室寿命延长了,这样它们从产生到发生衰变所走过的距离就便于测量了。如果像预期那样,物质与反物质衰变率是不同的,这两个事件将在距离产生地不同的地点发生。

使用电子-正电子碰撞产生 B 介子的优点在于电子和正电子是相对简单的实体,它们的碰撞比较“干净”。然而,欧洲原子核研究组织的大型强子对撞机(LHC)以及其他强子对撞机(如费米实验室的太电子伏同步加速器——Tevatron)都可以产生更大的能量,能生成更多的 B 介子,但同时也在碰撞过程中产生了许多我们并不需要的碎片。如果能够设法将虽然稀少、但很有意义的 B 介子衰变同那些数量极大、普通而又毫无意义的伴随物相分开的话,这些大型加速器便可能最终取代 B 工厂。

461

克罗宁和菲奇由于他们“在中性 K 介子衰变中发现了违反基本对称性原理的现象”而

分享了 1980 年度的诺贝尔物理学奖。

量子场论中的守恒定律			
守恒量	强作用	电磁作用	弱作用
宇称(P)	守恒	守恒	不守恒
正反共轭(C)	守恒	守恒	不守恒
时间反演(T)或(CP)	守恒	守恒	通常守恒,但是在 K 介子衰变中有 1/500 不守恒
CPT	守恒	守恒	守恒

## 第 19 章 附 录

### 附录 1 黑体辐射谱

这儿给出的推导并不是普朗克的,那时他正致力于导致辐射光子的原子振子的工作。我们则专注于黑体腔中的辐射本身。推导有两个部分:

1. 推导辐射模的数密度——这基本上是瑞利的方法,它基于密封腔中所捕获的驻波的思想;

2. 应用玻色-爱因斯坦统计推导每个模的光子数。

设想有一个边长为  $l$  的正方体腔,它的体壁的温度为  $T$ 。问题是要推导出充满该腔的辐射的平衡能谱的表达式。

我们从考虑一个一维问题开始。什么振动模会形成边长为  $l$  的弦上的驻波呢? 头 4 个谐波的波长和频率列出如下:

$$\lambda_1 = 2l = \frac{2}{1}l \quad f_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{1c}{2l}$$

$$\lambda_2 = l = \frac{2}{2}l \quad f_2 = \frac{c}{\lambda_2} = \frac{2c}{2l}$$

$$\lambda_3 = \frac{2}{3}l = \frac{2}{3}l \quad f_3 = \frac{c}{\lambda_3} = \frac{3c}{2l}$$

$$\lambda_4 = \frac{1}{2}l = \frac{2}{4}l \quad f_4 = \frac{c}{\lambda_4} = \frac{4c}{2l}$$

$$\lambda_n = \frac{2}{n}l \quad f_n = \frac{c}{\lambda_n} = \frac{nc}{2l}$$

注意:尽管各个波长形成一个更难以处理的系列,频率还是等间隔的。这就提示我们,如果我们在“频率空间”处理问题,将使模的计算比在“波长空间”更为容易。如果我们考虑该腔的所有 3 个维数,则对  $x$ ,  $y$  和  $z$  3 个方向将有一组类似的模。除了这些模以外,将涉及到一维以上的复合模,虽然这些模总是能够分解为沿  $x$ ,  $y$  和  $z$  方向的模的组合。这就会构成包含一个所允许模的立方点阵的频率空间。每个立方体具有边长  $c/2l$ , 这样每个模的体积是  $c^3/8l^3$ 。现在考虑一下半径为  $f$ , 厚度为  $\delta f$  的一个球壳的正向部分,就能把  $f$  和  $f + \delta f$  之间的模的数目计算出来。

$$(\text{在 } f \text{ 空间中}) \text{ 这个球壳的体积} = 4\pi f^2 \delta f$$

$$\text{在正向部分的 } f \text{ 空间中的体积} = \frac{\pi f^2 \delta f}{2}$$

$$\text{每个模在 } f \text{ 空间中的体积} = \frac{c^3}{8l^3}$$

$$f \text{ 和 } f + \delta f \text{ 之间的模的数目} = \frac{4\pi f^2 l^3}{c^3}$$

$$f \text{ 和 } f + \delta f \text{ 之间每单位体积的模 } n(f)\delta f = \frac{4\pi f^2 \delta f}{c^3}$$

电磁波可以是偏振的,这样每个模具有与其相缔合的两个自由度。这将使  $f$  和  $f + \delta f$  之间每单位体积的模增加 1 倍:

$$n(f)\delta f = \frac{8\pi f^2 \delta f}{c^3} \quad (1)$$

问题的第二部分就是要求出每单位体积每个模的光子的平均数。所用的方法是统计力学和玻色-爱因斯坦统计法。当原子振子作能级差为  $E$  时的量子跃迁时,就会发射出能量为  $E = hf$  的光子。当达到热平衡时,在腔壁内的原子发射光子的概率必然等于其吸收的概率。然而,光子是玻色子,因而发射概率取决于所考虑的业已在模中的光子数。爱因斯坦把这一工作分解为 3 个部分:

1. **自发辐射**: 一个孤立的处于激发态的原子将发射一个光子的概率。把这一概率叫做  $a$ 。

2. **受激辐射**: 一个处于激发态的原子将把一个光子发射进一个含有  $N$  个类似的光子的腔的概率。把这一概率叫做  $b$ 。光子是玻色子,因而  $b = Na$ 。

3. **吸收**: 一个处于基态的孤立的原子吸收一个光子的概率必然等于它从激发态发射一个相同光子的概率  $a$ 。在腔壁内的原子从腔中的热辐射吸收一个光子的概率将是  $c = Na$ 。因为有  $N$  个光子,它们的每一个都能被腔吸收。

实际的吸收和发射速率取决于上述的概率和原子在它们的基态  $M_g$  及在激发态  $M_e$  的相对数目。这一比率是由玻尔兹曼导出的,并可表为“玻尔兹曼因子”:

$$\frac{M_e}{M_g} = e^{-\frac{E}{kT}}.$$

如果  $R_e$  是发射速率,  $R_a$  是吸收速率,那么

$$R_e = (a + b)M_e$$

$$R_a = cM_g$$

这些速率必然是相等的:

$$(a + b)M_e = cM_g$$

$$\frac{(a + Na)}{Na} = \frac{M_g}{M_e} = e^{\frac{E}{kT}}$$

$$\frac{N+1}{N} = e^{\frac{E}{kT}}$$

经整理后可得

$$N = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} - 1}$$

这就是我们所需要的表达式。它给出了处于热辐射的平衡谱中能量为  $E = hf$  的光子的平均数目。这些光子所携带的能量为

$$e(f) = \frac{hf}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \quad (2)$$

谱中的能量密度就是(2)式所给出的结果与从方程(1)求得的模的密度的乘积:

$$u(f)\delta f = e(f)n(f)\delta f = \frac{hf}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \cdot \frac{8\pi f^2 \delta f}{c^3} = \frac{8\pi hf^3 \delta f}{c^3 (e^{\frac{hf}{kT}} - 1)}.$$

## 附录2 薛定谔方程

一维波动方程的一般形式是

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}$$

它具有形式为

$$\Psi = \Psi_0 \exp 2\pi i \left( ft - \frac{x}{\lambda} \right)$$

的解,其中  $c = f\lambda$  (波速)。

如果我们处理的是电子波,那么  $f$  将被  $E/h$  代替,而  $\lambda$  则被  $h/p$  代替,并给出

$$\Psi = \Psi_0 \exp 2\pi i \left( \frac{Et}{h} - \frac{px}{h} \right).$$

如果对这一方程取对空间和时间的导数,那么能够构成什么呢?

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{2\pi i p}{h} \Psi \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2 p^2}{h^2} \Psi = -\frac{8\pi^2 mK}{h^2} \Psi$$

其中  $K$  是动能。

如果势能是  $V$  (它是位置和时间的函数),那么,  $K = E - V$

现在,空间和时间的二阶导数就成为

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{8\pi^2 m(E - V)}{h^2} \Psi \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{2\pi i E}{h} \Psi \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2 E^2}{h^2} \Psi \quad (4)$$

方程(2)与(3)都涉及到总能量  $E$ :

$$E\Psi = -\frac{h}{8\pi^2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi \quad \text{从(2)}$$

$$E\Psi = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad \text{从(3)}$$

把这些方程结合起来就可以得到一个线性微分方程——一维含时薛定谔方程:

$$-\frac{h}{8\pi^2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

或

$$\left[ -\frac{h}{8\pi^2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right] \Psi = \left[ -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi \quad (5)$$

方程(5)两边带方括弧的项代表作用于波函数  $\Psi$  的数学算符。用拉普拉斯算符  $\nabla^2$  代替对  $x$  的二阶偏导数,就可以将一维方程推广到3维:

$$\nabla^2 = \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right]$$

而3维含时薛定谔方程就是

$$\left[ -\frac{h}{8\pi^2m} \nabla^2 + V \right] \Psi = \left[ -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi \quad (6)$$

方括弧中的算符被称为哈密顿算符( $H$ ),显然它与经典力学中的总能量有关。这一点对我们将在将经典问题转化为量子问题时给出了指导性的线索。如果我们确认相应的经典哈密顿量,那么就可以将它转换为量子力学算符,插入到薛定谔方程中。

薛定谔方程的线性是非常重要的。如果一个微分方程是线性的,那么它就意味着,两个不同的解即  $\Psi_1$  和  $\Psi_2$ ,可以叠加起来给出另一个有效的解  $\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$ 。态的这种叠加可以说明干涉效应,并导致关于量子力学解释的一些令人感兴趣的问题(正如我们将会见到的那样)。

如果电子运动,其结果是它的势能只取决于它的位置,并不取决于时间,其情形正像在氢核的静电势中运动一样,那么方程(2)就完全是和时间无关的,对之求解可以给出  $\Psi$  的空间变化。事实上,现在  $\Psi$  可以看作是一个空间波函数和一个时间波函数的乘积。这是有趣的,因为对于一个原子中的电子,与时间无关的解代表与伸展的弦上的驻波相类似的定态。事实上,可以用紧凑的形式将方程(2)写成与时间无关的薛定谔方程:

$$H\Psi_i = E\Psi_i$$

其中  $H$  是上述的3维的哈密顿算符。

也值得看一看  $\Psi$  的与时间有关的部分:对  $\Psi_i$  解方程(3)将发现

$$-\frac{h}{2\pi i} \Psi_i = E\Psi_i$$

它具有形式为

$$\Psi_i = A e^{-\frac{2\pi i E t}{h}}$$

的解。



一般解代表了具有不同的  $E$  值的这一形式的波函数的叠加。这一点与电子的能量在测量之前是不确定的这一思想相联系。在测量之后,电子的波函数就被迫坍缩为这些叠加态的一个或另一个,从而产生出一个  $E$  的确定值。

### 附录3 氢原子

波动力学所取得的第一个重大的成功是氢原子问题的解——其中只有一个电子在有心力势中运动。求解的方法概述如下——对于其细节,读者可参考任何一本大学生用的关于量子力学的标准教科书:

$$V(r) = \frac{-e}{r}$$

含时薛定谔方程是

$$H\Psi = E\Psi$$

其中

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(r)$$

为了利用有心力势的球对称性质,可以在球极坐标  $(r, \theta, \phi)$  中求解这一问题。这将使问题得到大大简化,因为对坐标  $\theta$  和  $\phi$  的依赖关系将从对径向的依赖关系中分离出来,我们可以写出

$$\Psi(r, \theta, \phi) = u(r)v(\theta)w(\phi)$$

花费一定的努力可以解出所得到的对  $u(r)$ ,  $v(\theta)$  和  $w(\phi)$  的微分方程,找到允许的波函数以及电子在氢原子中的能量。如果考虑到电子和质子的相互作用,那么对于能级的方程中就要用到约化质量  $\mu$ :

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p}$$

$$E_n = -\frac{2\pi^2 \mu Z^2 e^4}{\epsilon_0^2 n^2 \hbar^2}$$

其中  $n$  是主量子数,它必须是下列整数中的一个:

$$n = l+1, l+2, l+3, \dots$$

对于解的约束条件限制了对于  $l$  的允许取值:

$$l = |m|, |m|+1, |m|+2, \dots$$

$m$  的绝对值也是整数:  $0, 1, 2, 3, \dots$

在以  $r, \theta, \phi$  为变量的方程中分别出现了 3 个量子数  $n, l, m$ 。它们的物理解释是:

$n$ : 径向量子数——决定能量;

$l$ : 总的角动量量子数;

$m$ : 磁量子数——角动量的投影。

当  $n = 1$  时,电子处于基态,其能量等于  $13.6 \text{ eV}$ 。

对  $n$  的每个值,有  $n$  个简并(能量相等的)能级,这些能级的每一个都可以被一对电子

(所具有的自旋相反)所占据。

薛定谔波动力学方法的优越性在于,它给出了电子的波函数(本征函数)以及能级(本征值)。

#### 附录4 洛伦兹变换方程

洛伦兹变换只需几个基于相对性原理本身的假设即可推得。这需要寻找从  $A$  的坐标到  $B$  的坐标的一个简单的线性变换。所谓“线性”,我们指的是,  $x'$  将取决于涉及  $x$  和  $t$  的和,而并不涉及这些变量的幂或者这些量的一个或两个的更复杂的函数( $x'$  将以对称方式取决于  $x$  和  $t$ )。我们也将看到,在低速时( $v \ll c$ ),洛伦兹变换就会还原为伽利略变换。

##### 伽利略变换

设在坐标系  $A$  中的  $(x, y, z, t)$  点发生一个事件。如果坐标系  $B$  沿正  $x$  方向以速度  $v$  通过,那么这一事件在坐标系  $B$  中的坐标就要减去  $B$  沿  $x$  方向在时间  $t$  内通过的距离,即  $vt$ 。因此变换就是

$$x' = x - vt \quad x = x' + vt'$$

$$y' = y \quad y = y'$$

$$z' = z \quad z = z'$$

$$t' = t \quad t = t'$$

由于这些原因,我们将假定变换具有形式

$$x' = ax - bt \quad (1)$$

$$x = ax' + bt' \quad (2)$$

并继续进行下去决定未知的系数  $a$  和  $b$ 。

如果在(2)式中  $x = 0$ , 那么  $x'$  和  $t'$  的关系必然就是  $A$  坐标系的原点在  $B$  中看到的坐标。这就有

$$\frac{dx'}{dt'} = -\frac{b}{a}$$

显然这是一个速度,且必然是当  $A$  的原点沿负  $x'$  方向运动时在  $B$  坐标系中的速度,如果我们将  $x' = 0$  代入方程(1),我们就可以得到  $B$  的原点在  $A$  中的轨迹,并有

$$\frac{dx}{dt} = +\frac{b}{a}$$

因此

$$\frac{b}{a} = v \quad (3)$$

现在考虑一个光脉冲,当两个坐标系重合时于时刻( $t = t' = 0$ )离开两个坐标系的原点。由于用的是光,因此我们知道,相对于两个观察者而言,这将具有相同的速度  $c$ 。光脉冲的  $x$  和  $x'$  坐标将是

在 A 中  $x = ct$

在 B 中  $x' = ct'$

将之代入方程(2)中的  $x'$ , 经整理后可得

$$a^2 - \frac{b^2}{c^2} = 1 \quad (4)$$

利用方程(3)和(4), 可以推导出  $a$  和  $b$  的表达式:

$$a = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ 或 } a = \gamma$$

$$b = \gamma v$$

现在将这些式子代回到方程(3)和(4), 就可以得到前面推导出的对  $x$  和  $x'$  的洛伦兹变换。由这些结果我们也可以推导如上节中的对  $t$  和  $t'$  的变换。

注:

1. 从这些方程出发, 我们可以推导时间延缓、同时的相对性、长度收缩、速度相加公式等等。

2. 坐标  $(x, y, z, t)$  和  $(x', y', z', t')$  是事件的位置在“空间-时间”中的另一种表示。这些坐标可以描述为“协变量”。这就意味着, 从一个参考系到另一个参考系坐标是不一样的, 但是联系这些坐标的定律还是相同的, 与所考虑的事件无关。

3. 可以把变换本身看作等价于一个 4 维矢量在空间-时间中的一次旋转。

## 附录 5 电磁波的速度

电磁场在自由空间中的麦克斯韦方程组可以写作

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1) \text{ 静电学的高斯定理}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3) \text{ 法拉第-楞次电磁感应定律}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4) \text{ 安培环路定律}$$

下面的等式将是有用的:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{X} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{X}) - \nabla^2 \mathbf{X}$$

我们将把它用到方程(4), 并使用方程(2)以便将结果简化:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 [\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}] = -\mu_0 \epsilon_0 \nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B})$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}$$

最后这个方程具有波动方程的形式。其中的波具有相速度

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

如果用相同的方法对方程(3)作运算,可以得到一个相同形式的方程。这表明麦克斯韦方程组具有代表在自由空间中的行波的一组解,这些波的速度为  $c$ 。

## 附录6 诺贝尔物理学奖

诺贝尔物理学奖是由阿尔弗雷德·诺贝尔(Alfred Nobel)于1901年设立的\*。旨在奖励“那些在物理学领域作出最重要贡献或发明的个人”。

括号中的数字(诸如第3章),是指本书的章节,那儿对物理学家的贡献有所阐述。

**1901** 威廉·康拉德·伦琴(Wilhelm Conrad Röntgen, 1845—1923)德国,慕尼黑大学:发现X射线(第1章)。

**1902** 奖金由亨德里克·安通·洛伦兹(Hendrik Antoon Lorentz, 1853—1928)荷兰,莱顿大学,和彼得·塞曼(Pieter Zeeman, 1865—1943)荷兰,阿姆斯特丹大学:关于磁性对辐射的影响(塞曼效应)所做的工作。

**1903** 奖金分成两部分:一半授予安东尼·亨利·贝克勒尔(Antoine Henri Becquerel, 1852—1908),法国巴黎,巴黎综合工科学学校:发现放射性;另一半则由皮埃尔·居里(Pierre Curie, 1859—1906,法国巴黎,巴黎市立物理和化学工业学校)和他的妻子玛丽·居里·奈·斯克罗多夫斯卡(Marie Curie Née Skłodowska, 1867—1934,出生于波兰华沙,法国籍)共享:他们对放射性的共同研究(第5章)。

**1904** 瑞利勋爵(Lord Rayleigh, John William Strutt, 1842—1919),大不列颠伦敦,皇家大不列颠学院:对于气体密度的研究和氩的发现。

**1905** 菲利普·爱德华·安东·勒纳(Philipp Eduard Anton Lenard, 1862—1947,出生于普雷斯堡,时属奥匈帝国),德国,基尔大学:对于阴极射线的工作(第5章)。

**1906** 约瑟夫·约翰·汤姆孙爵士(Sir Joseph John Thomson, 1856—1940)大不列颠,剑桥大学:发现电子(第5章)。

**1907** 阿尔伯特·亚伯拉罕·迈克耳孙(Albert Abraham Michelson, 1852—1931,出生于斯特雷尔诺,时属德国),美国,芝加哥大学:光学精密仪器的设计制作以及对于光速的准确测量(第10章)。

**1908** 加布里埃尔·李普曼(Gabriel Lippmann, 1845—1921,出生于卢森堡何勒里希)法国巴黎,巴黎大学:发明彩色照相技术。

**1909** 由古列莫·马可尼(Guglielmo Marconi, 1874—1937)(意大利籍,大不列颠伦敦,马可尼无线电报有限公司)和卡尔·费迪南德·布劳恩(Carl Ferdinand Braun, 1850—

\* 准确地说,诺贝尔奖于1901年12月10日即诺贝尔逝世5周年时首次颁发。——译注

1918)[德国阿尔萨斯(时属德国),斯特拉斯堡大学]共享。研制出无线电通信系统。

**1910** 约翰尼斯·迪德里克·范德瓦尔斯(Johannes Diderik van der Waals, 1837—1923),荷兰,阿姆斯特丹大学:对于气体和液体的状态方程的工作。

**1911** 威廉·维恩(Wilhelm Wien, 1864—1928),德国,维尔茨堡大学:发现决定热辐射光谱的定律(第1章)。

**1912** 尼尔斯·古斯塔夫·达伦(Nils Gustaf Dalén, 1869—1937)瑞典林迪戈-斯德哥尔摩,瑞典气体存储器公司,发明用于与照明灯塔和浮标的气体存储器相连接的自动调节装置。

**1913** 海克·卡末林-昂内斯(Heike Kamerlingh-Onnes, 1853—1926)荷兰,莱顿大学:对于物质在低温下的性质的研究和液氮的生产(第5章)。

**1914** 马克斯·冯·劳厄(Max von Laue, 1879—1960)德国,缅因河畔的法兰克福大学:发现和研究X射线结晶学。

**1915** 奖金由威廉·亨利·布拉格爵士(Sir William Henry Bragg, 1862—1942)(大不列颠,伦敦大学)及其儿子威廉·劳伦斯·布拉格爵士(Sir William Lawrence Bragg, 1890—1971)(出生于澳大利亚阿德莱德,大不列颠曼彻斯特,维多利亚大学)共享:他们使用X射线衍射方法研究晶体结构。

**1916** 没有授奖。

**1917** 查尔斯·格洛弗·巴克拉(Charles Glover Barkla, 1877—1944),大不列颠,爱丁堡大学:发现表征元素的X射线光谱。

**1918** 马克斯·卡尔·恩斯特·路德维希·普朗克(Max Karl Ernest Ludwig Planck, 1858—1947)德国,柏林大学:发现能量的量子化以及对黑体辐射光谱的解释(第1章)。

**1919** 约翰尼斯·斯塔克(Johannes Stark, 1874—1957)德国,格赖夫斯瓦尔德大学:对于“极隧射线”和斯塔克效应的研究。

**1920** 夏尔·爱德华·纪尧姆(Charles Edouard Guillaume, 1861—1938),瑞士籍,法国塞夫勒,国际度量局:发现镍钢合金中的反常效应。

**1921** 阿尔伯特·爱因斯坦(Albert Einstein, 1879—1955),德国和瑞士,柏林,德国凯泽-威廉物理研究所(现为马克斯·普朗克物理研究所):发现光的量子化并以之解释光电效应(第1, 3, 11, 12章)。

**1922** 尼尔斯·玻尔(Niels Bohr, 1885—1962),丹麦,哥本哈根大学:对于建立原子模型所做的工作以及对于原子辐射光谱的解释(第1, 2, 3, 5章)。

**1923** 罗伯特·安德鲁斯·密立根(Robert Andrews Milikan, 1868—1953),美国加利福尼亚州帕萨迪纳,加利福尼亚理工学院:对于电子电荷的测量和光电效应的研究。

**1924** 卡尔·曼·乔治·西格班(Karl Manne Georg Siegbahn, 1886—1978),瑞典,乌普萨拉大学:在X射线光谱领域的发现和研究。

**1925** 詹姆士·弗兰克(James Franck, 1882—1964),德国,格丁根大学,以及古斯塔夫·赫兹(Gustav Hertz, 1887—1975),德国,哈勒大学:发现支配电子和原子之间碰撞的定律。

**1926** 让·巴蒂斯特·佩兰(Jean Baptiste Perrin, 1870—1942)法国巴黎,巴黎大学:对于物质的不连续结构的工作。

**1927** 奖金由以下两人分享:阿瑟·霍利·康普顿(Arthur Holly Compton, 1892—1962),美国,芝加哥大学:发现康普顿效应(第1章);查尔斯·汤姆孙·里斯·威尔逊(Charles Thomson Rees Wilson, 1869—1959),出生于苏格兰格伦柯斯,大不列颠,剑桥大学:发明观察粒子径迹的云室(第7章)。

**1928** 欧文·威兰斯·理查孙爵士(Sir Owen Willans Richardson, 1879—1959),大不列颠,伦敦大学:对于热离子发射的解释(第5章)。

**1929** 普林斯·路易·维克多·德布罗意(Prince Louis-Victor De Broglie, 1892—1987),法国,巴黎大学;巴黎,亨利·庞加莱学院:发现电子的波动性质(第1, 2章)。

**1930** 钱德拉塞卡拉·文卡塔·拉曼(Sir Chandrasckhara Venkata Raman, 1888—1970),印度,加尔各答大学:对于光的散射和拉曼效应的工作。

**1931** 没有授奖。

**1932** 沃尔纳·海森伯(Werner Heisenberg, 1901—1976),德国,莱比锡大学:对于量子力学的创造性工作(矩阵力学)(第2、3、4章)。

**1933** 欧文·薛定谔(Erwin Schrödinger, 1887—1961),奥地利籍,德国柏林大学,和保罗·安德廉·毛里斯·狄拉克(Paul Adrien Maurice Dirac, 1902—1984),大不列颠,剑桥大学:他们发展了量子力学的数学表达式(第2、3、4章)。

**1934** 没有授奖。

**1935** 詹姆斯·查德威克爵士(Sir James Chadwick, 1891—1974)大不列颠,利物浦大学:发现中子(第5章)。

**1936** 奖金由以下两人分享:维克多·弗朗茨·赫斯(Victor Franz Hess, 1883—1964),奥地利,因斯布鲁克大学,发现宇宙线;以及卡尔·大卫·安德森(Carl David Anderson, 1905—1991),美国加利福尼亚州帕萨迪纳,加利福尼亚理工学院:发现正电子(第2章)。

**1937** 奖金授予以下两人:克林顿·约瑟夫·戴维孙(Clinton Joseph Davisson, 1881—1958),美国纽约州纽约,贝尔电话实验室;乔治·佩吉特·汤姆孙爵士(Sir George Paget Thomson, 1892—1975),大不列颠,伦敦大学:他们在实验中发现晶体对电子的衍射(第1章)。

**1938** 恩里科·费米(Enrico Fermi, 1901—1954),意大利,罗马大学:产生了人工放射性核素和获得了由慢中子引起的核反应(第5章)。

**1939** 欧内斯特·奥兰多·劳伦斯(Ernest Orlando Lawrence, 1901—1958),美国加利福尼亚州伯克利,加利福尼亚大学:发明和研制了回旋加速器(第5章)。

**1940** 没有授奖。

**1941** 没有授奖。

**1942** 没有授奖。

**1943** 奥托·斯特恩(Otto Stern, 1888—1969),出生于索劳(时属法国),美国宾夕法尼亚州匹兹堡,卡内基理工学院:发现了质子的磁矩和发展了分子射线方法。

**1944** 伊西多·伊萨克·拉比(Isidor Isaac Rabi, 1898—1988),出生于里曼诺沃,时属奥匈帝国,美国纽约州纽约,哥伦比亚大学:对于核磁共振的工作。

**1945** 沃尔夫冈·泡利(Wolfgang Pauli, 1900—1958),出生于奥地利,美国新泽西州,普林斯顿大学:发现泡利不相容原理。

**1946** 珀西·威廉·布里奇曼(Percy Williams Bridgman, 1882—1961), 美国马萨诸塞州坎布里奇, 哈佛大学: 对于超高压物理学的实验研究和发现。

**1947** 爱德华·维克多·阿普顿爵士(Sir Edward Victor Appleton, 1892—1965), 大不列颠伦敦, 科学和工业研究部: 对于上层大气物理学的研究和阿普顿层的发现。

**1948** 洛德·帕特里克·梅纳德·斯图尔特·布莱克特勋爵(Lord Patrick Maynard Stuart Blackett, 1897—1974), 大不列颠曼彻斯特, 维多利亚大学: 发展了威尔逊云室方法, 从而导致了核物理学和宇宙射线领域的诸项发现(第7章)。

**1949** 汤川秀树(Hideki Yukawa, 1907—1981), 日本, 京都帝国大学, 及美国纽约州纽约, 哥伦比亚大学: 预测介子的存在, 从而解释了强核力(第5章)。

**1950** 塞西尔·弗朗克·鲍威尔(Cecil Frank Powell, 1903—1969), 大不列颠, 布里斯托尔大学: 提出用照相机记录粒子的相互作用并以这些技术所取得的发现。

**1951** 奖金授予以下两人: 约翰·道格拉斯·考克饶夫爵士(Sir John Douglas Cockcroft, 1897—1967), 大不列颠伯克郡迪德考特, 哈维尔, 原子能研究机构, 和欧内斯特·托马斯·辛顿·瓦尔顿(Ernest Tomas Sinton Walton, 1903—1995), 爱尔兰, 都柏林大学: 使用“考克饶夫-瓦尔顿加速器”以人工加速的原子粒子进行原子核嬗变的工作(第8章)。

**1952** 奖金授予以下两人: 菲利克斯·布洛赫(Felix Bloch, 1905—1983), 出生于瑞士苏黎世, 美国斯坦福, 斯坦福大学, 和爱德华·米尔斯·珀塞尔(Edward Mills Purcell, 1912—1997), 美国马萨诸塞州坎布里奇, 哈佛大学: 提出进行核磁精密测量的新方法并以之所取得的发现。

**1953** 弗里茨(弗里德里克)·泽尼克(Frits Frederik Zernike, 1888—1966), 荷兰, 格罗宁根大学: 发明相衬显微镜。

**1954** 奖金由以下两人分享: 马克斯·玻恩(Max Born, 1882—1970), 出生于布雷斯劳(时属德国), 大不列颠, 爱丁堡大学, 对波函数的统计解释(第2, 3章), 和瓦尔特·博特(Walther Bothe, 1891—1957), 德国, 海德堡大学; 海德堡, 马克斯·普朗克医学研究所(前身为凯泽-威廉研究所): 发明符合计算方法并以之所作出的发现(第7章)。

**1955** 奖金由以下两人分享: 威利斯·欧仁·兰姆(Willis Eugene Lamb, 1913— ), 美国加利福尼亚州斯坦福, 斯坦福大学, 发现氢光谱的精细结构, 特别是兰姆位移; 和珀利卡普·库什(Polykarp Kusch, 1911—1993), 出生于布兰肯堡(时属德国), 美国纽约州纽约, 哥伦比亚大学: 对于电子磁矩的精密测量(第4章)。

**1956** 奖金授予以下三人(每人三分之一): 威廉·肖克利(William Shokley, 1910—1989), 出生于英国伦敦, 美国加利福尼亚州山景市, 贝克曼仪器有限公司半导体实验室; 约翰·巴丁(John Bardeen, 1908—1991), 美国伊利诺伊州乌尔巴纳市, 伊利诺伊大学; 以及瓦尔特·豪泽·布拉顿(Walter Houser Brattain, 1902—1987), 美国新泽西州默里丘市, 贝尔电话实验室。他们对于半导体的研究和发现了晶体管效应。

**1957** 奖金授予以下两人: 杨振宁(1922— ), 中国籍, 美国新泽西州, 普林斯顿高级研究所, 和李政道(1926— ), 中国籍, 美国纽约州纽约, 哥伦比亚大学: 他们所做的导致发现宇称破坏的关于对称性原理的理论工作(第18章)。

**1958** 奖金授予以下三人: 帕维尔·阿列克塞维奇·切伦科夫(Pavel Alekseyevich Cerenkov, 1904—1990), 苏联莫斯科, 苏联科学院物理研究所; 伊里亚·米哈依洛维奇·弗

兰克(Il'ja Mikhailovich Frank, 1908—1990), 苏联莫斯科, 莫斯科大学及苏联科学院物理研究所, 和伊戈尔·叶甫盖尼耶维奇·塔姆(Igor Yevgenyevich Tamm, 1895—1971), 苏联莫斯科, 莫斯科大学及苏联科学院物理研究所: 他们发现并解释了切伦科夫效应(第7章)。

**1959** 奖金授予以下两人: 艾米里奥·吉诺·塞格雷(Emilio Gino Segrè, 1905—1989), 出生于意大利蒂沃利, 美国加利福尼亚州伯克利, 加利福尼亚大学, 欧文·张伯伦(Owen Chamberlain, 1920— ) 美国加利福尼亚州伯克利, 加利福尼亚大学: 发现了反质子。

**1960** 唐纳德·阿瑟·格拉泽(Donald Arthur Glaser, 1926— ), 美国加利福尼亚州伯克利, 加利福尼亚大学: 发明了气泡室(第7章)。

**1961** 奖金由以下两人分享: 罗伯特·霍夫斯塔特(Robert Hofstadter, 1915—1990), 美国加利福尼亚州斯坦福, 斯坦福大学: 对核中的电子散射和核子结构的工作; 路德维希·鲁道夫·穆斯堡尔(Ludwig Rudolf Mössbauer, 1929— ), 德国, 慕尼黑工业大学, 和美国加利福尼亚州帕萨迪纳, 加利福尼亚理工学院: 发现穆斯堡尔效应(第12章)。

**1962** 列夫·达维多维奇·朗道(Lev Davidovich Landau, 1908—1968), 苏联莫斯科, 苏联科学院: 对凝聚态物质, 特别是液氦的理论工作(第17章)。

**1963** 奖金分成两半, 一半授予欧仁·保罗·维格纳(Eugene Paul Wigner, 1902—1995), 美国新泽西州普林斯顿, 普林斯顿大学: 基于基本的对称性原理对核物理和粒子物理所做的工作; 另一半授予以下两人: 玛丽亚·戈珀特(梅耶夫人)(Maria Goeppert-Mayer, 1906—1972), 出生于卡托维兹(时属德国), 美国加利福尼亚州拉·焦拉市, 加利福尼亚大学, 和汉斯·丹尼尔·延森(J. Hans Daniel Jensen, 1907—1973), 德国, 海德堡大学: 发现核的壳层结构(第5章)。

**1964** 奖金分成两半, 一半授予查尔斯·哈德·汤斯(Charles Hard Townes, 1915— ), 美国马萨诸塞州坎布里奇, 麻省理工学院; 另一半授予以下两人: 尼古拉·杰纳迪耶维奇·巴索夫(Nicolay Gennadiyevich Basov, 1922—2001), 苏联莫斯科, 苏联科学院, 列别捷夫物理研究所, 和亚历山大·米哈依洛维奇·普罗霍洛夫(Aleksandr Mikhailovich Prokhorov, 1916—2002), 苏联莫斯科, 苏联科学院, 列别捷夫物理研究所: 他们在量子电子学方面所做的工作。

**1965** 奖金授予以下三人: 朝永振一郎(Sin-Itiro Tomonaga, 1906—1979), 日本东京, 东京教育大学; 尤里安·施温格(Julian Schwinger, 1918—1994), 美国马萨诸塞州坎布里奇, 哈佛大学; 和理查德·菲利普斯·费恩曼(Richard Phillips Feynman, 1918—1988), 美国加利福尼亚州帕萨迪纳, 加利福尼亚理工学院: 因为他们发展了量子电动力学(第4章)。

**1966** 阿尔弗莱德·卡斯特勒(Alfred Kastler, 1902—1984), 法国巴黎, 高等师范学校, 巴黎大学: 发现和发展了用于研究原子内部赫兹共振的光学方法。

**1967** 汉斯·阿尔布雷希特·贝特(Hans Albrecht Bethe, 1906—2005), 出生于斯特拉斯堡(时属德国), 美国纽约州伊萨卡, 康奈尔大学, 解释了恒星中能量的来源(第14章)。

**1968** 路易斯·沃尔特·阿耳瓦雷茨(Louis Walter Alvarez, 1911—1988), 美国加利福尼亚州伯克利, 加利福尼亚大学, 对粒子物理的贡献, 尤其是发现了大量的共振态。

**1969** 莫雷·盖尔曼(Murray Gell-Mann, 1929— ), 美国加利福尼亚州帕萨迪纳, 加利福尼亚理工学院, 对基本粒子和力的分类(第6章)。

**1970** 奖金由以下两人分享: 汉内斯·阿尔文(Hannes Alfvén, 1908—1995), 瑞典斯



德哥尔摩,皇家技术学院:在磁流体动力学和等离子物理学方面所做的工作;路易斯·奈尔(Louis Néel, 1904—2000),法国格勒诺布尔,格勒诺布尔大学:在固体物理学关于反铁磁性和铁磁性方面所做的工作。

**1971** 丹尼斯·伽博(Dennis Gabor, 1900—1979,出生于匈牙利布达佩斯),大不列颠伦敦,帝国科技学院:发明全息照相术。

**1972** 奖金授予以下三人:约翰·巴丁(John Bardeen, 1908—1991),美国伊利诺伊州乌尔巴纳市,伊利诺伊大学;列昂·库珀(Leon N. Cooper, 1930— ),美国罗得岛州普洛维登斯,布朗大学,以及J·罗伯特·施里弗(J. Robert Schrieffer, 1931— ),美国宾夕法尼亚州费城,宾夕法尼亚大学,他们建立半导体的BCS(巴丁-库珀-施里弗)理论。

**1973** 奖金分成两半,一半由以下两人平分:江崎玲於奈(Leo Esaki, 1925— ),出生于日本,美国纽约州约克顿高地,国际商用机器公司托马斯·J·华生研究中心;依瓦·加埃沃(Ivar Giaever, 1929— ),出生于挪威卑尔根,美国纽约州谢奈克塔迪,通用电器公司,他们二人分别在实验中发现了半导体和超导体中的量子隧道现象;另一半则授予布赖恩·大卫·约瑟夫森(Brian David Josephson, 1940— ),大不列颠剑桥,剑桥大学:对于穿过隧道势垒的超流的理论研究以及发明了约瑟夫森结。

**1974** 奖金授予以下两人:马丁·赖尔爵士(Sir Martin Ryle, 1918—1984),大不列颠剑桥,剑桥大学;和安东尼·休伊什(Antony Hewish, 1924— ),大不列颠剑桥,剑桥大学:他们在射电天体物理学方面的先驱性工作;赖尔在这方面作了大量的观察,特别是他发明了孔径综合技术;而休伊什则发现了脉冲星。

**1975** 奖金授予以下三人:埃格·玻尔(Aage Bohr, 1922— ),丹麦哥本哈根,尼尔斯·玻尔研究所;本·莫费耳逊(Ben Mottelson, 1926— ),出生于美国伊利诺伊州芝加哥,丹麦哥本哈根诺尔迪塔;以及詹姆斯·雷恩沃特(James Rainwater, 1917—1986),美国纽约,哥伦比亚大学:在核结构方面所做的工作。

**1976** 奖金由以下两人分享:伯顿·里克特(Burton Richter, 1931— ),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福直线加速器中心,丁肇中(1936— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院(MIT),瑞士,日内瓦,欧洲原子核研究组织:发现J/ $\Psi$ 粒子(第6章)。

**1977** 奖金由以下三人分享:菲利普·沃伦·安德森(Philip Warren Anderson, 1923— ),美国新泽西州默里丘市,贝尔电话实验室;内维尔·弗朗西斯·莫特(Sir Nevill Francis Mott, 1905—1996),大不列颠剑桥,剑桥大学,以及约翰·哈斯布罗克·范扶累克(John Hasbrouk Van Vleck, 1899—1980),美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学:对于磁性系统和无序系统的电子结构所做的基础理论研究。

**1978** 奖金分成两半,一半授予皮奥特尔·雷奥尼多维奇·卡皮查(Pyotr Leonidovich Kapitsa, 1894—1984),苏联莫斯科,苏联科学院:他在低温物理学领域所获得的发明和发现(第17章);另一半由以下两人平分:阿尔诺·A·彭齐亚斯(Arno A. Penzias, 1933— ),出生于德国慕尼黑,美国新泽西州霍姆德尔,贝尔实验室,和罗伯特·威尔逊(Robert W. Wilson, 1936— ),美国新泽西州霍姆德尔,贝尔实验室:发现宇宙微波背景辐射(第15章)。

**1979** 奖金由以下三人均分:谢尔顿·李·格拉肖(Sheldon Lee Glashow, 1932— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学莱曼实验室;阿布杜斯·萨拉姆(Abdus Salam, 1926—

1996),巴基斯坦籍,意大利,的里雅斯特,国际理论物理研究中心与大不列颠,伦敦,帝国科技学院,以及斯蒂文·温伯格(Steven Weinberg, 1933—),美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学;他们在电弱统一理论方面所做的工作。

**1980** 奖金以下两人分享:詹姆斯·沃森·克罗宁(James Watson Cronin, 1931—),美国伊利诺伊州芝加哥,芝加哥大学;和瓦尔·洛格斯顿·菲奇(Val Logsdon Fitch, 1923—),美国新泽西州普林斯顿,普林斯顿大学;他们发现了中性 K 介子衰变中基本对称原理的破坏(第 18 章)。

**1981** 奖金分成两半,一半授予以下两人:尼可拉斯·布隆伯根(Nicolaas Bloembergen, 1920—),出生于荷兰多德雷赫特,美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学;阿瑟·L·肖洛(Arthur L. Schawlow, 1921—1999),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;他们对于激光光谱学的贡献;另一半则授予凯·M·西格班(Kai M. Siegbahn, 1918—),瑞典乌普萨拉,乌普萨拉大学;在高分辨电子光谱学方面所做的工作。

**1982** 肯尼思·G·威尔逊(Kenneth G. Wilson, 1936—),美国纽约州伊萨卡,康奈尔大学,对与相变有关的临界现象方面的理论所作出的贡献。

**1983** 奖金一半授予苏波拉曼扬·钱德拉塞卡(Subramanyan Chandrasekhar, 1910—1995),出生于拉合尔(时属印度),美国伊利诺伊州芝加哥,芝加哥大学,在恒星结构和演化方面所做的理论工作;奖金的另一半则授予威廉·A·福勒(William A. Fowler, 1911—1995),美国加利福尼亚州帕萨迪纳,加利福尼亚理工学院,对宇宙中核合成所做的理论和实验研究(第 14 章)。

**1984** 奖金授予以下两人:卡洛·鲁比亚(Carlo Rubbia, 1934—),意大利国籍,瑞士日内瓦,欧洲原子核研究组织;和西蒙·范德米尔(Simon Van Der Meer, 1925—),荷兰籍,瑞士日内瓦,欧洲原子核研究组织;他们发现了 W 与 Z 粒子(第 6、9 章)。

**1985** 克劳斯·冯·克利青(Klaus Von Klitzing, 1943—),德意志联邦共和国斯图加特,马克斯·普朗克固体物理研究所;发现量子霍尔效应。

**1986** 奖金的一半授予恩斯特·鲁斯卡(Ernst Ruska, 1906—1988),德意志联邦共和国柏林,马克斯·普朗克协会弗利兹·哈贝尔研究所,在电子光学方面所做的基础工作,以及设计了第一架电子显微镜。奖金的另一半授予以下两人:格尔德·宾尼希(Gerd Binnig, 1947—),德意志联邦共和国籍,瑞士吕希里肯,国际商用机器公司苏黎世研究实验室,和海因里希·罗勒尔(Heinrich Rohrer, 1933—),瑞士吕希里肯,国际商用机器公司苏黎世研究实验室,他们设计了扫描隧道显微镜。

**1987** 奖金授予以下两人:约翰内斯·乔治·贝德诺尔茨(Johannes Georg Bednorz, 1950—),德意志联邦共和国籍,瑞士吕希里肯,国际商用机器公司苏黎世研究实验室;卡尔·亚历山大·缪勒(Karl Alexander Müller, 1927—),瑞士吕希里肯,国际商用机器公司苏黎世研究实验室;发现陶瓷材料中的超导电性。

**1988** 奖金授予以下三人:利昂·马克斯·莱德曼(Leon Max Lederman, 1922—),美国,伊利诺伊州巴塔维亚,费米国家加速器实验室;梅尔文·施瓦茨(Melvin Schwartz, 1932—),美国,数字路径公司;和杰克·斯坦伯格(Jack Steinberger, 1921—,出生于德国巴特基辛根),美国国籍,瑞士日内瓦,欧洲原子核研究组织。提出中微子束方法,并通过发现  $\mu$  子型中微子而演示了轻子的二重结构(第 6 章)。

**1989** 奖金的一半授予诺尔曼·F·拉姆齐(Norman F. Ramsey, 1915— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学;发明分离振荡场方法并将之用于氢微波激射器和其他原子钟;奖金的另一半授予以下两人:汉斯·德梅尔特(Hans G. Dehmelt, 1922— ),出生于德国格尔利茨,美国华盛顿州西雅图,华盛顿大学;和沃尔夫冈·保罗(Wolfgang Paul, 1913—1993),德意志联邦共和国,波恩,波恩大学;研制出离子捕获技术。

**1990** 奖金授予以下三人:杰罗姆·I·弗里德曼(Jerome I. Friedman, 1930— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院;亨利·W·肯德尔(Henry W. Kendall, 1926—1999),美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院;以及理查德·E·泰勒(Richard E. Taylor, 1929— ),加拿大国籍,美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;对于深非弹性散射及其与夸克模型的关联的研究(第6章)。

**1991** 皮埃尔-吉尔·德热纳(Pierre-Gilles de Gennes, 1932— ),法国巴黎,法兰西学院;所发现的用于研究简单系统中有序现象的方法也可推广到更复杂的物质形式,特别是液晶和聚合物。

**1992** 乔治·夏帕克(Georges Charpak, 1924— ),出生于波兰栋布罗维卡,法国巴黎,物理与化学高等学校,以及瑞士日内瓦,欧洲原子核研究组织;发明和研制了粒子探测器,特别是多丝正比室(第7章)。

**1993** 奖金授予以下两人:拉塞尔·A·赫尔斯(Russell A. Hulse, 1950— )(美国新泽西州,普林斯顿大学)和小约瑟夫·H·泰勒(Joseph H. Taylor Jr., 1941— )(美国新泽西州,普林斯顿大学);他们发现了一种新型的脉冲星并对由于引力辐射所引起的能量损耗所进行的研究(第12章)。

**1994** 奖金的一半授予伯特伦·N·布罗克豪斯(Bertram N. Brockhouse, 1918—2003),加拿大安大略省哈密顿,麦克马斯特大学;对中子光谱学的研究;另一半则授予克利福德·G·沙尔(Clifford G. Shull, 1915—2001),美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院;对中子衍射技术的研究。

**1995** 奖金的一半授予马丁·L·佩尔(Martin L. Perl, 1927— ),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;发现 $\tau$ 轻子;另一半则授予弗里德里克·莱因斯(Frederick Reines, 1918—1998),美国加利福尼亚州欧文,加利福尼亚大学欧文分校;对中微子的检测(第6章)。

**1996** 奖金授予以下三人:戴维·M·李(David M. Lee, 1931— ),美国纽约州伊萨卡,康奈尔大学;道格拉斯·D·奥谢罗夫(Douglas D. Osheroff, 1945— ),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;以及罗伯特·C·理查森(Robert L. Richardson, 1937— ),美国纽约州伊萨卡,康奈尔大学;他们发现了氦3中的超流动性(第17章)。

**1997** 奖金授予以下三人:朱棣文(Steven Chu, 1948— ),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;克劳德·科恩-塔努吉(Claude Cohen-Tannoudji, 1933— ),出生于阿尔及利亚康斯坦丁,法国巴黎,法兰西学院与高等师范学校;以及威廉·D·菲利普斯(William D. Phillips, 1948— ),美国马里兰州盖瑟堡,国家标准和技术研究所;他们研究出用激光来冷却和捕获原子的方法(第17章)。

**1998** 奖金授予以下三人:罗伯特·B·劳克林(Robert B. Laughlin, 1950— ),美国加利福尼亚州斯坦福,斯坦福大学;霍斯特·L·施特默(Horst L. Störmer, 1949— ),美国纽约州纽约,哥伦比亚大学和美国新泽西州,贝尔实验室;以及崔琦(Daniel C. Tsui,

1939— ),出生于中国河南,美国新泽西州普林斯顿,普林斯顿大学:他们用分数荷电激发的方法发现了一种量子流体的新形式。

**1999\*** 奖金授予以下两人:韦尔特曼(Martinus J. G. Veltman, 1931— ),荷兰比尔特芬;霍夫特(Gerardus't Hooft, 1946— ),荷兰乌得勒支,乌得勒支大学:阐明了物理学中电弱相互作用的量子结构。

**2000** 奖金分成两半,一半授予基尔比(Jack S. Kilby, 1923—2005)美国得克萨斯州达拉斯市,得克萨斯仪器公司。另一半由以下两人等分:阿尔费罗夫(Zhores I. Alferov, 1930— ),俄罗斯圣彼得堡,约飞物理技术研究所;克勒默(Herbert Krömer, 1928— ),德国籍,美国加利福尼亚州圣巴巴拉,加利福尼亚大学。他们为现代信息和通信技术所作出的基础研究工作,特别是他们研制的用于快速晶体管与光电子器件的半导体异质结构(阿尔费罗夫与克勒默),以及集成电路的发明(基尔比)。

**2001** 奖金由以下三人均分:康奈尔(Eric A. Cornell, 1961— ),美国科罗拉多州博耳德,实验天体物理联合研究所(JILA),科罗拉多大学;维曼(Carl E. Wieman, 1951— ),美国科罗拉多州博耳德,实验天体物理联合研究所(JILA),科罗拉多大学;克特勒(Wolfgang Ketterle, 1957— ),德国籍,美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院。他们获得了碱原子的稀薄气体的玻色-爱因斯坦凝聚,以及对凝聚体性质的早期基础研究。

**2002** 奖金分成两半,一半授予贾科尼(Riccardo Giacconi, 1931— ),出生于意大利热那亚,美国华盛顿特区,美国国家射电天文台运作的大学联合公司(AUI);天体物理学方面的先驱性工作,从而导致了宇宙 X 射线源的发现。另一半由以下两人平分:小柴昌俊(Masatoshi Koshihara, 1926— ),日本东京,东京大学国际基本粒子物理中心;小戴维斯(Jr. Raymond Davis, 1914— ),美国宾夕法尼亚州费城,宾夕法尼亚大学物理学和天文学系:他们二人在天体物理学方面的先驱性工作,特别是探测到了宇宙中微子。

**2003** 奖金授予以下三人:阿布里科索夫(Alexei A. Abrikosov, 1928— ),出生于莫斯科,拥有俄罗斯和美国双重国籍,美国伊利诺伊州阿贡,国立阿贡实验室;金茨堡(Vitaly L. Ginzburg, 1916— ),俄罗斯莫斯科,列别捷夫物理所;莱格特(Anthony J. Leggett, 1938— ),出生于伦敦,拥有英国和美国双重国籍,美国伊利诺伊州厄巴纳,伊利诺伊大学:超导体和超流体理论的先驱性工作。

**2004** 奖金授予以下三人:格罗斯(David J. Gross, 1941— ),美国加利福尼亚州圣巴巴拉,加利福尼亚大学卡夫利理论物理研究所;波利策(H. David Politzer, 1949— ),美国加利福尼亚州帕萨迪纳,加利福尼亚理工学院;维尔切克(Frank Wilczek, 1951— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,麻省理工学院:强相互作用理论中渐近自由的发现。

**2005** 奖金分成两半,一半授予格劳伯(Roy J. Glauber, 1925— ),美国马萨诸塞州坎布里奇,哈佛大学:对于光学相干性的量子理论方面的贡献;另一半由以下两人平分:霍尔(John L. Hall, 1934— ),美国科罗拉多州博耳德,科罗拉多大学,实验天体物理联合研究所(JILA),美国国家标准和技术研究所;亨施(Theodor W. Hänsch, 1941— ),德国加兴,马克斯·普朗克量子光学研究所,德国慕尼黑,路德维希·马克西米利安大学:对于发展基于激光的精密光谱学,包括光学频率梳技术的贡献。

\* 1999~2005 年的诺贝尔物理学奖名单是译者增补上去的,资料以诺贝尔评奖委员会公开发布的为准。——译注

## 附录7 重要的物理概念小辞典

**绝对零度**(Absolute Zero)——以经典的观点而言,这是在此所有分子运动全部停止的温度( $-273.15^{\circ}\text{C}$ 或 $0\text{ K}$ )。在量子论中,粒子仍维持有零点能,在极低温度时这是极为重要的(例如,它会阻止氦4在正常压力下凝固)。在接近绝对零度时,热激发效应变得可以忽略不计,然而可以观察到一些新的宏观量子现象。特别地在某些金属中的电子会形成库珀对,其行为像玻色子,并凝聚成单一的宏观量子态(玻色凝聚体),在这种态中,它们可以穿过晶格无阻尼地运动。这种现象叫做超导电性。有关的效应还会形成零粘滞性和超流动性。

**反物质**(Anti-matter)——狄拉克关于电子的相对论性的量子方程(狄拉克方程)可以得到正能和负能解。如果负能态是未被占据的,那么它们就会被向较低能级作量子跃迁的电子所充满。狄拉克假定它们必然是全被充满的。他意识到,这些负能电子之一可以由于从 $\gamma$ 射线吸收能量而激励到正能态。这样一来就引起了 $\gamma$ 射线的湮没和一个电子的产生。它也会在负能电子海洋中留下一个“空穴”。在此背景下,这个“空穴”以带正电的粒子的面貌出现,其质量与一个电子相同——一个反电子(或称之为正电子)。将这一论题拓展就导致了对所有粒子的反粒子的预测(虽然在某些情形,粒子与反粒子并不能加以区别)。一个粒子与其反物质伴侣相碰撞会引起相互湮没,并以 $\gamma$ 射线的形式辐射出能量。

**时间之箭**(Arrow of Time)——物理学中将过去与未来区别开来的一种对非对称性的认证。有几种箭头,最重要的是热力学箭头,其中未来具有高熵,而过去则具有低熵。热力学第二定律将之与时间之箭联结起来。在一个微观的尺度上该箭头上升,因为宇宙是以一种不大可能遇到的宏观态开始的,随后的无规过程使得它不可避免地向着更为可能的宏观态演变(亦即在更大量的微观态中能够获得的那些态)。其他的箭头有与宇宙大爆炸相联结的宇宙学之箭,与在某些弱相互作用中时间反演破坏相联结的箭头(例如K介子衰变)。迄今为止,在不同的箭头之间并没有已知的联系。

**重子**(Baryons)——由3个夸克组成的强子(如质子或中子)。重子都是费米子。在所有已知的相互作用中重子数是守恒的。

**大爆炸**(Big Bang)——如果现在星系都在离我们远去,那么在过去它们必然曾经靠得非常之近。霍金证明了:它们必然来自过去某个时候的一个奇点。这就是大爆炸,在大爆炸时,空间-时间和物质从一个具有无限密度和零尺度的点爆炸开来。新近的理论则提示我们:在这炽热的大爆炸之后,随之而来的可能是一个称之为“暴胀”(“inflation”)的甚至是更为猛烈的呈指数式膨胀的时期。

**黑洞**(Black Hole)——存在一质量极限,若超越之则中子星中的简并压力就不足以阻止进一步的引力坍缩。这一质量界限大约相当于两个太阳的质量。对于质量更大的中子星核,坍缩则会继续下去,并形成黑洞。一个黑洞可确定的特点就是事件视界的形成,在该处逃逸速度等于光速。事件视界形成于史瓦西半径(Schwarzschild radius)处,跌落进这一半径的物质和辐射就不能再逃逸出来。霍金于20世纪70年代做的工作提示我们,事实上,由于某种靠近事件视界的真空涨落的结果,黑洞也能够发出辐射。他证明了:从一个黑洞发出的粒子辐射具有黑体谱,并与黑洞的温度有关。这个工作第一次把广义相对论、量子理论和热力学三者联系了起来。

**黑体辐射谱**(Black-body Radiation Spectrum)——从一个理想辐射体发出的光谱。经

典物理学提供的维恩定律(对于峰值波长)和斯忒藩定律(对于辐射的强度)并不能解释光谱的形状,特别是在高频端。自从1900年马克斯·普朗克引入了振子本身只具有分立的能量份额的概念之后,这个问题才得以解决。这就是量子论的开端。

**玻色-爱因斯坦凝聚体(Bose-Einstein Condensate)**——一种新的量子态,在这种态中,大量的玻色子占据一个单一的宏观量子态。

**玻色子(Bosons)**——具有整数自旋的粒子,它们服从玻色-爱因斯坦统计。所有携带力的粒子(例如光子)都是玻色子。

**色(Colour)**——区分夸克的一种本征的性质,也是将它们结合在一起的力的源泉。有3种夸克的颜色——红、绿和蓝(以及它们的反色),夸克总是会结合起来形成无色(或“白色”)的粒子。反夸克携带反色,胶子(色力的携带者)则携带色差,因而胶子的交换改变参与相互作用的两种夸克的色。

**互补性(Complementarity)**——尼尔斯·玻尔主张,不管量子范畴的事情是多么离奇,我们只能在宏观经典模型和测量仪器的范围内讨论它。在这个大尺度的世界里,我们所观察到的现象的本质都是由量子系统和放大了该效应的经典测量仪器之间的相互作用所决定的。在这样一个范围内,我们必须选择的是(用我们的实验安排)物理实在的什么方面需要加以显示。相互排斥的实验的结果是因为它们本身就是相互排斥的。例如杨氏双缝实验显示的是光的像波那样的干涉。但是如果我们建立任何一种能够追踪光子的装置,从而我们知道它们通过的是两个狭缝中的哪一个,那么对类粒子性质的测量就会使干涉效应消失。

**哥本哈根诠释(Copenhagen Interpretation)**——关于量子理论的一种哲学观点和解释。它是基于以下几个方面而建立起来的:海森伯的不确定性原理、玻尔的对应原理和互补性以及玻恩对薛定谔的波动力学的统计解释。

**对应原理(Correspondence Principle)**——玻尔意识到,在大量子数的限制性条件下,当涉及的能量大到可与个别量子跃迁相比拟时,对于原子的量子描述必须归并到经典描述中,他把这一原理用作构造经典系统的量子模型时的指导性原理。

**宇宙背景辐射(Cosmic Background Radiation)**——大爆炸之后很快产生的电磁辐射,那时候在大爆炸中产生的大多数物质和反物质重新结合并湮没。从那时开始的宇宙膨胀就使辐射有了红移,辐射形成了微波背景,它的特征黑体谱相应于大约2.7 K的热辐射。这种来自天空四面八方的辐射几乎是完全均匀的(在扣除了由于我们自己的局部运动所引起的多普勒效应之后),从而为大爆炸理论提供了非常有力的支持。它是1963—1964年间由彭齐亚斯和威尔逊发现的。1992年来自宇宙背景探测卫星(COBE)的结果表明,这种背景辐射的确有微小的强度起伏。这也是预料之中的,它相应于早期宇宙中的密度差,这种密度差形成像现在这样分布的星系和空隙。

**CPT不变性(CPT Invariance)**——正反共轭(C)是以它们的反粒子代替所有粒子,空间反射(P)是将所有粒子的坐标倒过来,时间反演(T)则使粒子的反应按反方向进行。这是量子场论的一条基本定理,用到任何粒子相互作用的CPT的联合对称操作应该产生另一种相互作用,后者也是一种可能的过程。各种各样的实验业已表明,C, P, CP和T操作在某些粒子衰变中全都分别遭到了破坏,但是迄今为止还没有实验表明CPT不变性的破坏。

**临界密度(Critical Density)**——宇宙间物质的平均密度,它导致平坦的空间-时间和逐渐变缓、并经过无限时间后才能停止的膨胀。暴胀理论预言,宇宙应该具有这一临界密度。

现在对可观察到的物质密度测量给出的结果等于这一临界值的 20% 左右, 从而促使人们去寻找“丢失了的物质”。

**简并压(Degeneracy Pressure)**——如果粒子被束缚在一个体积很小的空间中, 它们的空间不确定性很小, 但它们的动量不确定性却很大。这就导致当它们被压缩的时候, 简并压力渐渐增大。电子的简并压力支持白矮星不会进一步因引力的作用而坍缩, 而中子的简并压力则支持中子星不会进一步因引力的作用而坍缩。

**简并温度(Degeneracy Temperature)**——在流体中由于德布罗意波而使得量子效应将变得重要起来的那个温度。这发生在当德布罗意波长与粒子间的距离可比较时。对于原子而言, 它接近于绝对零度; 而对于电子而言, 简并温度要高得多, 因为电子的质量小得多, 所以在任何给定的温度它的德布罗意波长更长。因此对于理解材料中粒子的行为(例如金属的传导), 量子分布(费米-狄拉克分布)是必不可少的。

**爱因斯坦定域性(Einstein Locality)**——在相对论中, 具有类空间间隔的事件不能由因果关系而联结起来。爱因斯坦被量子理论搞得心神不安, 因为波函数的坍缩意味着, 一个量子系统的各个分离部分仍然是互相有联系的, 即令当它们是在空间上被分隔开来时也是如此(即两个事件的距离超过了光在将它们隔开的时间内所能行进的距离)。

**电弱统一理论(Electroweak Unification)**——将电磁学和弱核力(引起  $\beta$  衰变的力)的统一起来的量子场论。该理论预言了 3 个伴随光子的质量很大的携带力的粒子:  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  粒子, 这些粒子都是 1983 年在欧洲原子核研究组织(CERN)发现的。

**纠缠(Entanglement)**——当两个粒子的复合态不能写作单个粒子态的线性叠加时, 它们就互相纠缠起来。这意味着, 在观察之前个别粒子并没有确定的态。这纯粹是量子力学的情形。考虑从同一个源发射出的两个光子, 它们是相关的, 因而它们的偏振方向必然是相互垂直的。一个纠缠态或许是(1)垂直偏振的光子 A 与水平偏振的光子 B 的线性叠加, (2)水平偏振的光子 A 与垂直偏振的光子 B 的线性叠加。在这样一种纠缠态中, 测量以前一个确定的态中一个光子都不存在。然而一旦作了测量, 另一个光子的态就被固定了下来——这就是说, 如果我们测量光子 A, 并发现它是垂直偏振的, 那么我们就知道光子 B 必然是水平偏振的。纠缠意味着非定域性, 曾被爱因斯坦描述为“幽灵式的超距作用”。

**熵(Entropy)**——用于理解热力学第二定律的重要概念。将在该温度所供给的热除以温度来计算宏观的熵。然而, 熵与一个系统中的无序度(粗略地)相联系。当该系统可得微观态的数目增加时, 熵就增加(这可能是因为该系统受热或膨胀)。宇宙的熵决不会减少, 所有不可逆的宏观过程都会引起熵的增加。玻尔兹曼曾推导出一个将宏观的熵  $S$  与(与宏观态相应的)微观排布数  $W$  联系起来的至关重要的方程:  $S = k \ln W$ , 其中  $k$  是玻尔兹曼常量。当一个系统被加热时, 就会有更多的能量量子在可获得的态之间分布, 从而  $W$  以及  $S$  都增加。

**等效(Equivalence)**——物理学的基本思想: 在另一个真空空间中, 在一个均匀加速的参考系内的物理学定律与在一个均匀引力场中的物理学定律是相同的。

**膨胀宇宙(Expanding Universe)**——表达空间-时间本身在尺度上不断增加的物理思想。它的物理含义是, 大爆炸并不是一种向预先存在的空间中的爆炸, 而是空间-时间和物质从绝对的虚无一物开始的爆炸。在这个意义上, 遥远星系的退行并不是它们在穿过空间



离我们而远去,而是因为我们和它们之间空间的量在不断地增加着。

**费恩曼图(Feynman Diagram)**——这是表示粒子相互作用的一种图,在量子电动力学中以此方式易于进行计算。它并不是在亚原子尺度上发生的事件的直接的时空表象,所以对它的解释总是应该小心。

**规范玻色子(Gauge Bosons)**——在量子场论中,各种相互作用的力是作为携带力的粒子(它们都是玻色子)相互交换的结果而出现的。

**广义相对论(General Relativity)**——爱因斯坦的引力理论。质量、能量和动量扭曲了四维时空的几何形状,当自由物体穿过这样一种非欧几何空间运动时,它们循行的是短程线;“物质让空间怎样弯曲,空间让物质怎样运动。”广义相对论解释了水星近日点的进动(这是经典天文学的一个问题),并预测了光线由于引力而引起的偏折。它也预言了引力红移和时间延缓。

**大统一理论[Grand Unified Theory(GUT)]**——统一除了引力以外的所有相互作用的一种单一的理论。

**引力红移(Gravitational Red Shift)**——光携带能量,所以它也是有质量的,也会受到引力场的影响。离开一个大质量物体的光会失去能量,因而它的频率降低(因为  $E = hf$ ),波长变长。

**引力时间延缓(Gravitational Time Dilation)**——时钟在较高引力势下比在较低引力势下走得更快。这意味着,时间在海平面上比在山顶上过得要慢。

**引力波(Gravitational Waves)**——在时空几何系统中把能量从某种涨落的物质分布(比如双星)中带走的扰动。经过的引力波引起天体中的潮汐效应。在引力波探测器中可以探测到这些变化。现在有两种主要的探测器——韦伯棒和干涉仪,但是所预期的效应太小,至今还没有直接观测到。然而,已经有了很好的支持引力波存在的独立证据——赫尔斯和泰勒仔细地测量了包含一颗脉冲星的双星系统,结果表明,其轨道周期的变化速率与引力波引起的能量损失一致。

**引力子(Graviton)**——在量子引力场中假想的携带力的载体。

**群论(Group Theory)**——处理对称变换的一般的数学方法,对于寻找统一理论的理论工作者而言,现在业已变得日渐重要起来。

**强子(Hadrons)**——以强核力进行相互作用的粒子。强子是由夸克组成的。

**海森伯不确定性(测不准)原理[Heisenberg Indeterminacy(Uncertainty)Principle]**——诸如位置与动量、能量与时间这样一些共轭变量不可避免地联结在一起,对其中的一个量进行精确测量的任何企图都会增加另一个量的不确定性。这不只是我们对这些性质的认知的问题,而是这些性质本身就是不确定的。例如一个电子在原子中并没有很好确定的位置与动量。经典的弹道或轨道的想法必须放弃。对于不确定性原理的解释驳斥了朴素的唯实论。

**赫[茨普隆]-罗[素]图(Hertzsprung-Russell Diagram)**——星等按光谱级(与表面温度有关)来画出的一种图解分类方案。大多数恒星分布在一条对角带上,它们被称之为主序星,包括从炽热的亮星到冷的暗星。然而上面还有其他几个不同的区域,包括红巨星(亮的和冷的)与白矮星(暗淡但炽热的)。对于个别的星星而言,图上的这些带并不就是演化途径。

**隐变量(Hidden Variables)**——爱因斯坦和其他一些人认为,一种更为基本的理论应该能够以更深层次的物理实在来解释量子论的概率性质。这样一种描述应该与量子理论具有



类似的关系,正如统计力学与经典热力学具有类似的关系一样。戴维·博姆成功地创建了一种隐变量理论,但是他得赋予这些隐变量这样一些性质(诸如非定域性),正如量子力学的本来特征那样,它们每一点都是与直觉相反的。

**希格斯粒子(Higgs Particles)**——人们预测它是希格斯场的量子。一般认为,希格斯场把质量赋予其他粒子。

**哈勃常数(Hubble Constant  $H_0$ )**——物理学上争议最多的常数之一。它的不确定性仍然或许有 $\pm 50\%$ 。它的值与宇宙的膨胀速率相联系,用它的倒数则可估算宇宙的年龄(哈勃时间)。根据现在的估算提示,宇宙的年龄大约为150亿年。

**哈勃定律(Hubble's Law)**——星系所发出的谱线的红移量或星系的退行速度正比于它们的距离。 $z = H_0 d$ ,其中 $H_0$ 就是哈勃常数。20世纪20年代由哈勃和斯莱弗(Slipher)获得的这一发现导致了膨胀宇宙和大爆炸的思想。

**惯性参考系(Inertial Reference Frame)**——在这样一种参考系中,自由物体遵从牛顿第一定律作直线运动。自由落体参考系在一个引力场区域内(但仅仅是在一个可以忽略的小体积范围)是惯性参考系。

**暴胀(Inflation)**——艾伦·古思与其他人于20世纪80年代提出的用以解释现在的宇宙怎么会变得如此均匀的一种思想。大爆炸理论并不能解释宇宙的各个遥远的部分怎样能够达到平衡,尽管它们分开得如此之快以至于光信号都来不及在它们之间通过。按照暴胀理论所描绘的宇宙图像,在大爆炸之前有一以指数式暴烈地快速膨胀的时期,在那段时间里,所有部分都是有因果联系的。暴胀理论也解释了宇宙的大尺度几何形状是如此近乎平坦,并预言宇宙应该有一个临界密度。这后一个预言却与观测到的物质密度相抵触,并成了天文学家继续寻找“丢失了的物质”的理由之一。

**卡鲁扎-克莱因理论(Kaluza-Klein Theory)**——卡鲁扎-克莱因把4维广义相对论推广到了5维,以便把电磁相互作用整合进来一起考虑。随着弦理论的出现,在更高维数空间可能获得统一的思想变得更受人们重视。

**长度收缩(Length Contraction)**——(相对于一个静止的观察者而言)运动物体在其平行于它们的运动方向发生收缩。

**轻子(Leptons)**——具有半整数自旋的粒子,它们服从费米-狄拉克统计和泡利不相容原理。组成物质的粒子(电子和夸克)都是费米子。

**洛伦兹变换(Lorentz Transformation)**——一组方程,藉以可把由一个惯性观察者看到的事件的坐标变换成对第一个观察者作相对运动的另一个惯性观察者观测到的相同事件的坐标。

**以太(Luminiferous Ether)**——假想的无所不在的物质。曾经认为它支持电磁波并作为电磁能的“支托”(a seat)。想证明地球相对于这种介质的运动的努力总是以一无所获而告终(其中最著名的是迈克耳孙-莫雷实验)。爱因斯坦的相对论则认为根本不需要以太。

**多世界诠释(Many Worlds Interpretation)**——休·埃弗里特三世于1957年提出了他的“量子论的相对态诠释”。他建议测量动作把一个量子系统投射到所有可能的态,但是每个态都只是在独一无二的世界中实现。例如薛定谔猫在一个世界中是活着的,而在另一个世界中却是死的。打开箱子观察猫的动作引起了这样一个两歧状态,以至于一个观察者发现死猫,而那位观察者在“平行宇宙”中的“复制品”却观察到一只活猫。这种诠释避开

了哥本哈根解释的一些逻辑问题,但是却要以无限多个附加的平行世界为代价。

**质能等价性(Mass-Energy Equivalence)**——爱因斯坦发表狭义相对论不久,很快就意识到新物理学意味着所有能量都具有质量,并以方程  $E = mc^2$  将两者联系起来。这是一个万能的关系,它的应用范围从化学燃烧一直到核反应。反之亦然,即物质的静质量与巨大的能量相联系。经常可以很方便地区分粒子的静质量  $m_0$  和它的总质量  $m$ ,后者包含来自其动能的贡献。

**麦克斯韦妖(Maxwell's Demon)**——一种假想的妖魔,他控制一个气体容器两半之间隔板上的一个阀门。他一直在门旁注视着众分子,并选择性地打开阀门,把高能分子滤到一边,而把低能分子滤到另一边。这样一来就建立起了温度梯度,并能用以运转一台热机(雷奥·齐拉特曾提出过一种简化形式,其中气体仅包含一种分子)。这样一种妖魔可以破坏热力学第二定律,其方法就是创造一种条件,使得一台机器能够以 100% 的效率把热转换成功。曾经从经典的和量子的观点对这一思想实验分析过多次,讨论中还产生了许多重要的思想。特别地它强调的是熵和信息的联系。只有当该妖魔能够观察到分子,并以某种记忆形式来储存有关于它们的信息时,它才能操作那个阀门。然后它必须擦除这一记忆才能储存下一个分子的信息。为了把整个系统恢复到开始时的条件,擦除过程是必不可少的,但是这会引入宇宙中熵的增加,这种熵的增加至少要平衡掉由妖魔动作所造成的熵的减少。

**麦克斯韦方程组(Maxwell's Equations)**——4 个确定在空间中电磁场行为的方程。麦克斯韦方程组导致了一个关于电磁波和光速关系的方程:  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ 。

**介子(Mesons)**——由夸克和反夸克对组成的强子。它们之所以获得这一名称,是因为第一批被发现的介子的质量介于核子与电子之间。然而比核子重得多的介子也是存在的。所有介子都是玻色子。

**朴素的唯实论(Naïve Realism)**——一种假设,这种假设说,不管我们是否选择观察或测量它们,物理客体都具有很好定义的客观性质。这是爱因斯坦反对量子论的根本基础,在 EPR(爱因斯坦-波多尔斯基-罗森)论文中被用作先验的假设。

**中子星(Neutron Star)**——如果一个超新星爆炸后留下的核大于 1.4 倍太阳质量,那么电子的简并压并不能阻止进一步的坍缩,电子就会被“挤压”进质子中,从而形成密度极高的中子星。这种坍缩保存了角动量,因而中子星一直在作快速的旋转。它们的强磁场产生强电场,后者又将带电粒子加速,从而有一束辐射从它们的磁极被发射出来。这很类似于天照灯的光束。如果地球处在这一光束行进的路线上,就能接收到周期性的辐射脉冲。这些辐射源被称为脉冲星。它们的规则性可与原子钟的规则性相比较。

**诺特定理(Noether's Theorem)**——这一定理将对称性操作与守恒定律联系起来。例如经由一点到另一点的平移而使物理学定律并不改变的对称性与沿着该平移轴的线动量的守恒相联系。

**非欧几里得几何学(Non-Euclidean Geometries)**——基于对欧几里得关于平行线的公理进行变化而得到的自洽的几何学。欧几里得断言,通过一点只能作一条与已知直线平行并有一定距离的直线。非欧几里得几何学有两种不同的形式,它们分别引起负的和正的曲率,这两种形式是:(i)有无穷多条平行线和(ii)一条平行线也没有。这些思想是由黎曼、罗巴切夫斯基以及高斯研究阐发出来的,并由爱因斯坦把它们引入广义相对论。

**核裂变(Nuclear Fission)**——某些重核(如铀 235, 钚 239)能自发分裂成两半,同时释放出巨大的能量(自发核裂变)。裂变也可以由吸收中子而诱导。所有商业性的核反应堆用的都是核裂变。“原子弹”是一种裂变武器(例如投到广岛和长崎的那两颗原子弹)。

**核聚变(Nuclear Fusion)**——轻核结合到一起而形成较重的核并释放出巨大的能量。由于所有核都带有正电,而强力都是极度短程的,因此聚变具有很大的激活能,只能在非常高的温度时在极端条件下才能发生。在恒星中的核合成就是聚变反应,它们所提供的能源使它们能够发光。氢弹靠的就是聚变反应。人们希望有朝一日我们能够建立起商业性的聚变反应堆来产生电能,但是这一希冀似乎还是几十年以后的事情。

**核合成(Nucleosynthesis)**——大爆炸创造了宇宙中所有的氢和大多数的氦,而其他元素则几乎没有。直至铁 56 的元素都是在恒星中通过一系列的放热聚变反应形成的,而更重的核则是在超新星中通过吸热聚变反应形成的。

**泡利不相容原理(Pauli Exclusion Principle)**——两个费米子(具有半整数自旋的粒子)不可能具有相同的一组量子数。这就解释了元素周期表的存在。具有较大原子数的原子把它们的电子堆放到更高能量的轨道,它们被阻止去占据较低的轨道,因为这些轨道已经被占据了。

**普朗克长度(Planck Length)**——由量子引力中 3 个重要的常数——光速( $c$ )、普朗克常量 $\hbar$ 和引力常量( $G$ )——确定的一个基本长度: $(\hbar G/c^3)^{1/2} \approx 10^{-35} \text{ m}$ 。

**量子电动力学(Quantum Electrodynamics)**——由费恩曼、施温格和朝永振一郎于 1947 年研究并创立的关于光与物质相互作用的量子理论。

**量子引力(Quantum Gravity)**——电磁力、弱核力和色力都是由量子场论描述的,其相互作用都是由携带力的玻色子传递的。迄今为止,还没有人发现一种方法将引力场量子化,但是有人设想这将是可能的。问题之一就是引力太弱了。这就意味着量子引力效应只有在非常小的尺度——大约为  $10^{-35} \text{ m}$  的普朗克长度——上才会显示出来。

**量子统计学(Quantum Statistics)**——量子粒子是全同的,所以成对的两个粒子的交换对系统的物理状态不会发生什么影响,也并不看作另一微观态。然而有两种方式可以对这样的一种成对态写下其波函数,一种方式是写成对称波函数(在交换时并不改变符号),或者是写成反对称的波函数(在交换时改变符号)。在这两种情形都将没有可观察的后果,因为可观察的结果与波函数的绝对值的平方相联系,而 $(-1)^2 = 1^2$ 。费米子(具有半整数自旋的粒子)具有反对称的波函数,玻色子(具有整数自旋的粒子)具有对称的波函数。一个基本的结果就是费米子遵从泡利不相容原理,而对于玻色子而言占据相同量子态的概率增加。

**夸克(Quarks)**——组成所有强子的基本粒子。夸克的三代里共有六种味:上-下,奇-粲,底-顶。它们具有色电荷(红、绿、蓝),仅在无色的组合(例如,红绿蓝,或红和反红)中结合。当它们被拉开时,夸克之间的色力便变强,而在猛烈的碰撞中,场能会引起新强子的喷注。自由夸克是不可能被观察到的。在短程情况下,色力变弱(渐近自由)。夸克的三代映射出轻子的三代。

**量子比特(Qubits)**——在量子系统中被编码的信息的二进制数(比特)。许多两态系统都可以用来携带信息,最常见的就是一对光子的偏振态,而量子系统则可以用多种方式制备出来。有可能采用经典方式的量子系统,这样,垂直偏振代表一个 1,而水平偏振则代表 0。

这样一来,在一对光子上允许有4个信息的二进制数被编码。然而,最令人感兴趣的过程涉及以这样一种方式编码的态,即没有一个光子处于一个一定的态(尽管一旦对某光子的伴侣做出观察后,那个光子的态便是固定的)。4个“贝尔”态是一个用得较多的例子,它们是由数对经典量子比特的线性叠加组成的。例如,其中一个“贝尔”态就是粒子1的垂直偏振与粒子2的水平偏振的叠加,而它们的态是通过交换偏振形成的。

**红移(Red Shift)**——从遥远星系所接收到的辐射波长的增加。这曾经被解释为可能是由于它们离我们远去而作的运动所导致的多普勒位移,但是现在则认为是当宇宙尺度增加时空间-时间的膨胀造成的。哈勃定律表明:红移与距离成正比,藉以我们可以容易地计算出诸如类星体那样的非常遥远的天体离我们到底有多远。

**重正化(Renormalisation)**——量子电动力学中的计算会引起不希望有的与自相互作用和零点能有关的无穷大。采取减去某些其他的无穷大量,留下代表可观察量的有限的剩余量便可以消去上述不希望有的无穷大。使得计算得以进行的详细的手续叫作重正化。

**同时性(Simultaneity)**——在一个特别的惯性参考系中同时发生的分离事件在对第一个惯性参考系运动的另一个惯性参考系中的观察者看来将在不同时刻发生。

**空间-时间(Space-time)**——闵可夫斯基意识到爱因斯坦的相对论描述的是一个4维世界的运动学,其中时间起着与3个空间维数相类似的作用。这一至关重要的见解帮助了爱因斯坦去研究广义相对论,其中引力是作为几何效应而被引入的。

**狭义相对论(Special Relativity)**——爱因斯坦基于相对性原理于1905年作出的理论:物理学定律对所有惯性参考系中的观察者都是相同的,而不管它们是否运动。第二个假设(或者是第一个假设的结果,取决于你如何来看它们)是:光速对所有惯性参考系中的观察者都是一样的。相对论否定了绝对空间或绝对的时间(或者以太)的存在,并导致了这样一个结论(尽管起初并不令人舒服):对于相同事件之间的时间和距离,不同惯性参考系中的观察者将会测量到不同的结果。

**自旋(Spin)**——薛定谔方程导致了3个与原子中电子有关的量子数。然而原子光谱只有再加一个新的量子数才能加以解释。1925年古德斯米特和乌伦贝克引入了一个称之为自旋的半整数的量子数,这样一来,一个原子中的每个能级能够被具有自旋 $s=\pm(1/2)\hbar$ 的一对电子所占据。自旋这一名称颇易令人误解——因为它是一个纯粹量子力学的性质,不应该与地球的旋转做类似的想象。在狄拉克关于电子的相对论方程中自旋是很自然地出现的,这表明了它与空间-时间物理学的密切联系。它是一个粒子的固有的角动量。

**标准模型(Standard Model)**——包括量子电动力学、量子色动力学与电弱统一理论的诸量子场论的结合,它描述所有的粒子以及它们的相互作用。它还不是一个终极的理论,因为它包含大约20个常量,且它们都得根据实验测量而放入的,此外还没有令人满意的关于引力的量子理论,而目前引力还是另外由爱因斯坦的广义相对论性场方程加以描述的。

**统计解释(Statistical Interpretation)**——由于波函数本身是不能加以观测的,马克斯·玻恩提出,它的量值的平方与在空间中特定点处单位体积内找到一个粒子的概率成正比。如果一个被观察系统是由一个波函数来表示的,而波函数本身是各个态的叠加,那么当进行测量时,波函数会无规地坍缩为可能的诸态之中的一个,而每个态的概率则由 $|\Psi_i|^2$ 给出。

**统计力学(Statistical Mechanics)**——在微观尺度上以无规能量在粒子之间混合的观点对宏观现象进行的解释。其根本的假设之一就是,所有的微观态都是同等地可以达到的,是

同等地可几的,并作为无规分子混沌的结果而发生。

**弦理论(String Theory)**——在更高维数的空间中粒子在空间-时间上并不是像点那样的结构,而是扩展的客体(弦)的物理思想。超弦理论的数学把超对称性结合了起来,这种超对称性要求所有已知粒子都要有超对称性的伴侣(虽然迄今为止一个还没有被发现)。这些理论的一个优点是,广义相对论是作为一个低能近似而出现的,这样它们有可能给出一个真正的万物论,在这种理论构架中,所有相互作用的大统一理论把引力也包括了进去。

**叠加(Superposition)**——这是线性微分方程解的一个性质。如果  $X$  和  $Y$  是两个分离的解,那么  $(X+Y)$  也是一个解。这在薛定谔的波动力学中有着深刻的意义,那儿一个系统的态是用波函数来描述的,而波函数就是薛定谔方程的解。在测量之前,一个系统有可能是作为几个可能的态的叠加而存在的。而在进行测量时只有其中一个才将被观察到。在测量或者观察时从诸个态到一个单一态的跃迁叫作波函数的坍缩。这种不连续的过程可能随机地出现,并与波函数本身连续的确定的时间演化恰成对照。

**超对称性(Super-symmetry)**——将费米子与玻色子联系起来(并解释夸克-轻子对称性)的一种假设的更高阶的对称性。这一理论的一个结果就是,所有现存的粒子都应该有其超对称的伴侣(虽然迄今为止一个尚未发现)。

**对称性(Symmetry)**——如果作了某种操作后体系并不改变,那么就说该体系具有对称性。例如当从一个运动参考系来观察时,物理学的定律是不变的;这一对称性是由洛伦兹变换方程描述的。在对称性原理与守恒定律之间有着深刻的联系。

**万物论[Theory of Everything(TOE)]**——将大统一理论与量子引力结合起来的一种单一的理论。某些理论物理学家认为,超弦理论将发展为万物论。

**时间延缓(Time Dilation)**——由于运动而引起的时钟速率的相对变化。如果两个惯性参考系中的观察者相向运动,那么他们之中每个人都会看到对方的时钟变慢。速率变化的量由伽马因子  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{1/2}$  给出。

**真空(Vacuum)**——经典的真空就只是虚空而已。量子论和相对论则给出了现代物理学中的真空以一幅完全不同的图像。不确定性原理允许能量的涨落,从而引起了虚粒子的不断产生和湮没。这些虚粒子可以与实粒子相互作用产生光谱线的移位(例如兰姆移位),甚至还能对宏观客体施加力(卡西米尔效应)。狭义相对论暗示,真空对所有观察者看起来都必须是一样的,这就对虚粒子的这一沸腾的海洋的压力和能量密度加上了限制,并总是能抵消掉。广义相对论则把引力效应与质能密度和压力联系了起来,并导致了可能存在排斥性的引力效应。古思的暴胀理论认为,相当早期的宇宙包含一个不稳定的真空,然后坍缩并产生了强大的排斥性的引力,这一引力引起了在大约  $10^{-32}$  s 的时间内以一个  $10^{50}$  因子的指数式的大爆炸。这样一种引力排斥可能导致了最近的主张,即宇宙膨胀的速率实际上是加速的。

**波粒二象性(Wave-Particle Duality)**——辐射和物质显示了类波的性质(衍射和干涉)和类粒子的性质(例如不可分割性和量子化)。没有一个经典模型适合于完全描述量子客体(例如电子、光子、原子)。

**杨(振宁)-米尔斯理论(Yang-Mills Theory)**——广义的量子场论,该理论认为,力来自携带力的玻色子的一种交换。

## 附录8 重要的物理思想年表

19 世纪以前	牛顿力学和引力论
19 世纪	电动力学定律—光谱学—原子论—观测天文学—统计力学—周期表 —电磁学—以太假设
	1895 放射性
	1896 X 射线
	1897 电子
20 世纪	1900 能量的量子化(普朗克) $\gamma$ 射线(维拉德)
	1902 衰变放射性(卢瑟福)
	1903 “葡萄干布丁”原子(汤姆孙和开尔文)
	1905 辐射的量子化(爱因斯坦) 狭义相对论(爱因斯坦) 质能等价性(爱因斯坦)
	1908 空间-时间几何学(闵可夫斯基) 液氦(昂内斯)
	1909 $\alpha$ 散射(盖革和马斯登, 卢瑟福)
	1911 核型原子(卢瑟福) 超导电性(昂内斯)
	1912 宇宙线(赫斯)
	1913 量子原子(玻尔) 用原子结构解释的周期表
	1914 赫[茨普隆]-罗[素]图
	1915 广义相对论(爱因斯坦)
	1917 宇宙常数(爱因斯坦)
	1918 诺特定理 热力学第三定律(能斯特)
	1919 第5维(卡鲁扎和克莱因) 强核力的第一个暗示( $\alpha$ 散射)
	1923 物质波(德布罗意) 斯莱弗发现星系光谱具有红移 光子从电子上的散射(康普顿)
	1924 玻色-爱因斯坦统计
	1925 不相容原理(泡利) 自旋(古德斯米特和乌伦贝克) 矩阵力学(海森伯, 约尔丹与玻恩)
	1926 波动力学(薛定谔) 费米-狄拉克统计

- 统计解释(玻恩)
- 1927 不确定性原理(海森伯)
- 互补原理(玻尔)
- 1928 狄拉克方程(狄拉克)
- 1929 预言“空穴”或反物质(狄拉克)
- 中微子假设(泡利)
- 哈勃定律确立
- 1930 钱德拉塞卡极限
- 1931 发现正电子(安德森)
- 发现来自银河系的射电信号(央斯基)
- 范德格拉夫发生器
- 回旋加速器
- 1932 发现中子(查德威克)
- 考克饶夫和瓦尔顿加速器
- 量子论中的时间反演(维格纳)
- 1934 真空极化(狄拉克)
- 强相互作用的介子理论(汤川)
- 1936 发现  $\mu$  子(尼德迈尔和安德森)
- 太阳聚变反应——质子循环(贝特)
- 1939 核裂变反应(哈恩和迈特纳)
- 黑洞[奥本海默和斯奈德(Snyder)]
- 1939—1945 雷达和核武器的研制
- 1947 兰姆移位
- K 介子,第一批奇异粒子(罗切斯特和巴特勒)
- 1947—1949 量子电动力学(费恩曼,施温格和朝永振一郎)
- 1948 重正化
- 1953 气泡室图像(格拉泽)
- 1954 杨(振宁)-米尔斯场方程
- 欧洲原子核研究组织(CERN)
- 1956 发现中微子(考恩和莱因斯)
- 1957 在弱衰变中宇称守恒遭到破坏(李政道,杨振宁,吴健雄)
- 超导电性的 BCS(巴丁-库珀-施里弗)理论
- CPT 定理
- 1964 发现宇宙背景辐射(彭齐亚斯和威尔逊)
- 发现奥米伽负超子(巴恩斯)
- CP 破坏(电荷宇称不守恒)(克罗宁和菲奇)
- 希格斯机理——自发对称性的破坏
- 强子的夸克模型(盖尔曼和兹威格)
- 1966 斯坦福直线加速器(Stanford Linear Accelerator,缩写为 SLAC)

- 1968 发现第一个脉冲星-中子星(贝尔和休伊什)
- 1969 深非弹性散射  
奇点定理(霍金和彭罗斯)  
人类登上月亮
- 1972 费米实验室建成  
黑洞热力学(贝肯斯坦和霍金)
- 1973 量子色动力学和关于大统一理论的早期思想  
中性流
- 1974 发现  $J/\psi$  粲粒子[里克特/斯坦福直线加速器(SLAC), 丁肇中/  
布鲁克海文国家实验室(BNL)]
- 1975 发现  $\tau$  粒子[斯坦福直线加速器(SLAC)的佩尔(Perl)]  
新强子的喷注[斯坦福直线加速器(SLAC)]
- 1976 超引力
- 1979 暴胀(古思)  
胶子(Gluons)[德国电子同步加速器(DESY)]
- 1983 在欧洲原子核研究组织(CERN)发现 W 和 Z 粒子
- 1986 发现高温超导电性
- 1990 哈勃空间望远镜
- 1992 宇宙背景探测器(COBE)探测到背景辐射中的涨落
- 1994 发现顶夸克(费米实验室)
- 1996 玻色-爱因斯坦凝聚
- 1998 中微子质量[超卡密奥坎德(Super-Kamiokande)探测器]  
加速膨胀[珀尔穆特(Perlmutter)]

## 附录9 进一步的读物

### Quantum Revolutions

- A. Pais, *Niels Bohr's Times*, OUP, 1991.
- A. Rae, *Quantum Physics, Illusion or Reality?* CUP, 1986.
- D. Bohm and B. J. Hiley, *The Undivided Universe*, Routledge 1993.
- D. Bohm, *Causality and Chance in Modern Physics*, Routledge 1957.
- D. ter Haar, *The Old Quantum Theory*, Pergamon, 1967.
- Ed. A. Mann and M. Revzen, *The Dilemma of EPR-60 Years Later*, IOP/Israel Physical Society, 1996.
- Ed. B. J. Hiley and D. Peat, *Quantum Implications*, Routledge, 1988.
- Ed. J. A. Wheeler and W. H. Zurek, *Quantum Theory and Measurement*, Princeton, 1983.
- Ed. P. Davies, *The New Physics*, CUP, 1989.
- J. C. Polkinghorne, *The Quantum World*, Longman, 1984.



- J. Gleck, *Genius; Richard Feynman and Modern Physics*, Abacus, 1992.
- J. Mehra, *The Beat of a Different Drum, The Life and the Science of Richard Feynman*, OUP, 1994.
- L. de Broglie, *Physics and Microphysics*, Harper, 1955.
- M. Born, *Atomic Physics*, Blackie, 1935.
- M. Born, *Physics in My Generation*, Longman, 1970.
- M. S. Longair, *Theoretical Concepts in Physics*, CUP, 1984.
- N. Bohr, *Atomic Physics and Human Knowledge*, Wiley, 1958.
- N. Herbert, *Quantum Reality*, Rider, 1985.
- P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, OUP 1930.
- P. T. Matthews, *Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, 1968.
- Physics World*, Vol. 11, No. 3, March 1998, Special issue: Quantum Information.
- R. Eisberg and R. Resnick, *Quantum Physics*, Wiley, 1985.
- R. P. Crease and C. C. Mann, *The Second Creation*, Macmillan, 1986.
- R. P. Feynman, *QED*, Princeton, 1989.
- S. F. Adams, Quantum Bombing Reality, *Physics Education*, November 1998, Vol 33, No. 6, IOP.
- S. Toulmin, *Physical Reality*, Harper and Row, 1970.
- T. Hey and P. Walters, *The Quantum Universe*, CUP, 1987.
- W. Heisenberg, M. Born, E. Schrödinger and P. Auger, *On Modern Physics*, Orion Press, 1961.
- W. Heisenberg, *Physics and Philosophy*, Harper and Row, 1962.
- W. Heisenberg, *The Physical Principles of Quantum Theory*, Dover 1949.

### Explaining Matter

- A. Pais, *Inward Bound*, OUP, 1986.
- E. A. Davis and I. J. Falconer, *J. J. Thomson and the Discovery of the Electron*, Taylor and Francis, 1997.
- E. J. Burge, *Atomic Nuclei and their Particles*, OUP, 1977.
- Ed. A. Romer, *The Discovery of Radioactivity and Transmutation*, Dover, 1964.
- Ed. C. Sutton, *Building the Universe*, Blackwell/New Scientist, 1985.
- F. Close, M. Marten and C. Sutton, *The Particle Explosion*, OUP, 1987.
- F. Close, *The Cosmic Onion*, Heinemann, 1983.
- J. Polkinghorne, *The Rochester Roundabout*, Longman, 1989.
- R. P. Feynman and S. Weinberg, *Elementary Particles and the Laws of Physics*, CUP, 1987.
- S. F. Adams, *Particle Physics*, Heinemann, 1997.
- S. Weinberg, *Dreams of a Final Theory*, Radius, 1992.

## Space and Time

- A. Einstein and L. Infeld, *The Evolution of Physics*, CUP, 1978.
- A. Einstein, *Relativity, The Special and the General Theories*, Methuen, 1979.
- A. Einstein, *The Meaning of Relativity*, Methuen, 1946.
- A. Einstein, H. A. Lorentz, H. Weyl and H. Minkowski, *The Principle of Relativity* (collection of original papers), Dover, 1952.
- A. P. French, *Special Relativity*, Nelson, 1981.
- A. Grünbaum, *Philosophical Problems of Space and Time*, Alfred Knopf, 1963.
- A. Pais, *Subtle is the Lord, The Science and the Life of Albert Einstein*, OUP, 1982.
- B. F. Schutz, *A First Course in General Relativity*, CUP, 1985.
- C. M. Will, *Was Einstein Right?* OUP, 1986.
- E. F. Taylor and J. A. Wheeler, *Spacetime Physics*, Freeman, 1963.
- H. A. Lorentz, *Problems of Modern Physics*, Dover, 1967.
- J. A. Wheeler, *A Journey Through Gravity and Spacetime*, Scientific American Library, 1990.
- K. S. Thorne, *Black Holes and Time Warps*, Picador, 1994.
- L. C. Epstein, *Relativity Revisualised*, Insight Press, 1987.
- M. Born, *Einstein's Theory of Relativity*, Dover, 1962.
- M. Kaku, *Hyperspace*, OUP 1995.
- O. Lodge, *The Ether of Space*, Harper, 1909.
- O. Lodge, *Ether and Reality*, Hodder and Stoughton, 1925.
- P. A. M. Dirac, *General Theory of Relativity*, John Wiley, 1975.
- P. C. W. Davies, *The Search for Gravity Waves*, CUP, 1980.
- P. G. Bergmann, *The Riddle of Gravitation*, Scribners, 1968.
- P. Rowlands, A Simple Approach to the Experimental Consequences of General Relativity, *Physics Education*, January 1997, Vol. 32, No. 1, IOP.
- R. A. Laing, Faster than Light: Superluminal Motion and Light Echoes, *Physics Education*, Vol. 32, No. 1 January 1997.
- S. F. Adams, *Relativity: An Introduction to Space-Time Physics*, Taylor and Francis, 1997.
- W. Pauli, *Theory of Relativity*, Pergamon, 1956.

## Astrophysics and Cosmology

- A. S. Eddington, *Stars and Atoms*, OUP, 1942.
- D. W. Sciama, *The Unity of the Universe*, Doubleday, 1961.
- E. R. Harrison, *Cosmology*, CUP, 1989.
- Ed. N. Henbest, *Observing the Universe*, Blackwell and New Scientist, 1984.
- G. J. Whitrow, *The Structure and Evolution of the Universe*, Hutchinson, 1959.

- H. Bondi, *Cosmology*, CUP, 1961.  
 H. Friedman, *Sun and Earth*, Scientific American Library, 1986.  
 J. B. Kaler, *Stars*, Scientific American Library, 1992.  
 J. D. Barrow and F. J. Tipler, *The Anthropic Cosmological Principle*, OUP, 1988.  
 J. V. Narlikar, *The Primeval Universe*, OUP, 1987.  
 J. V. Narlikar, *Violent Phenomena in the Universe*, OUP, 1982.  
 P. Morrison and P. Morrison, *Powers of Ten*, Scientific American Library, 1982.

### Time, Temperature and Chance

- A. H. W. Beck, *Statistical Mechanics, Fluctuations and Noise*, Arnold, 1976.  
 C. Cercignani, *Ludwig Boltzmann, The Man Who Trusted Atoms*, OUP, 1998.  
 Ed. H. S. Leff and A. F. Rex, *Maxwell's Demon*, Adam Hilger, 1990.  
 Ed. N. Hall, *Exploring Chaos*, New Scientist, 1993.  
 Ed. Predrag Cvitanovic, *Universality in Chaos*, Adam Hilger, 1984.  
 F. E. Simon *et al*, *Low Temperature Physics*, Pergamon, 1952.  
 G. J. Whitrow, *The Natural Philosophy of Time*, Nelson, 1961.  
 H. A. Bent, *The Second Law*, OUP, 1963.  
 H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, Dover, 1958.  
 I. Prigogine and I. Stengers, *Order Out of Chaos*, Heinemann, 1984.  
 I. Prigogine, *From Being to Becoming*, W. H. Freeman, 1980.  
 J. Gleick, *Chaos*, Cardinal, 1987.  
 L. C. Jackson, *Low Temperature Physics*, Methuen, 1950.  
 P. Coveney and R. Highfield, *The Arrow of Time*, 1990.  
 P. K. Kabir, *The CP Puzzle*, Academic Press, 1968.  
 P. T. Landsberg, *The Enigma of Time*, Adam Hilger, 1982.  
 P. W. Atkins, *The Second Law*, Scientific American Library, 1984.

### General

- Biographical Encyclopaedia of Scientists*, IOP, 1994.  
*Twentieth Century Physics*, IOP, 1995.  
 M. S. Longair, *Theoretical Concepts in Physics*, CUP, 1984.  
 Ed. P. Davies, *The New Physics*, CUP, 1989.  
 R. P. Feynman, *Lectures in Physics*, Addison Wesley, 1961.  
 R. P. Feynman, *The Character of Physical Law*, MIT, 1967.  
 Ed. S. R. Weart and M. Phillips, *History of Physics*, AIP, 1985.

# 索引

## A

- AAT(Anglo-Australian Telescope) 320  
Abraham-Lorentz theory 242, 282, 280  
Abraham, Max 110  
Absolute magnitude 339  
absolute zero 49, 424  
absorber theory 111, 129  
absorption lines  
abundance of the light elements 381  
accelerating expansion 360  
Accumulation ring, Accumulator ring 218, 222  
AD(Antiproton Decelerator project) 460  
Adams, W S 353  
adaptive optics 323  
advance of perihelion of Mercury 307  
advanced and retarded solutions to Maxwell's equations 111  
age of the Earth 341  
age of the solar system 342  
age of the Sun 340  
age of the Universe 378  
Airy's rings 327  
ALEPH(Apparatus for LEP Physics, layered detector) 204, 219, 223  
ALICE(Large Ion Collider detector Experiment)  
alpha particles 148  
Alvarez, Luis 196, 210  
Amenteros, R. 191  
amplitudes, quantum 116  
Anderson, Carl 64, 290  
Anderson, Philip 160  
英澳望远镜  
亚伯拉罕-洛伦兹理论  
马克斯·亚伯拉罕  
绝对星等  
绝对零度  
吸收体理论  
吸收线  
轻元素的丰度  
加速膨胀  
累积环  
反质子减速器计划  
W. S. 亚当斯  
自适应光学  
水星近日点的进动  
麦克斯韦方程的超前解和延迟解  
地球的年龄  
太阳系的年龄  
太阳的年龄  
宇宙的年龄  
艾里环  
大型正负电子对撞机物理探测器(简称 ALEPH 分层探测器)  
大型离子对撞实验  
 $\alpha$  粒子  
路易·阿耳瓦雷茨  
阿门特罗斯  
振幅, 量子振幅  
卡尔·安德森  
菲利普·安德森

Andrade 148  
 Andromeda galaxy 336  
 Anti-hydrogen atom 64  
 antimatter 126, 217, 386  
 anti-particles 64  
 anti-Periodic Table 64  
 antiproton 198  
 aperture synthesis 329  
 apparent magnitude 338-9  
 Apollo 15 mission 334  
 Arago 252  
 Arecibo radio telescope 326, 328  
 Arrow of time 29  
 Aspect, Alain 86  
 Aspect Experiment 86-90  
 Aston 138  
 Astronomical parallax 337  
 Astronomical Unit(AU)  
 Atkinson, Robert 165, 343  
 ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) 205  
 atmospheric scattering 318  
 atom models 137  
 atomic mass 161  
 atomic mass number 144  
 atomic number 144  
 atomists 133  
 atoms 133, 416  
 axiom about the parallels 374

## B

Baade, Walter 351  
 BaBar(B and B-bar) experiment 460  
 background radiation, cosmic 334  
 Balmer series 24  
 Bardeen 408  
 BCS(Bardeen-Cooper-Schrieffer) theory 437-438  
 Barnes, V 196  
 barrier penetration 54-5  
 baryon number 386

安德拉德  
 仙女座星系  
 反氢原子  
 反物质  
 反粒子  
 反周期表  
 反质子  
 孔径综合  
 视星等  
 阿波罗 15 登月计划  
 阿拉戈  
 阿雷西沃射电望远镜  
 时间箭头  
 阿兰·阿斯佩克特  
 阿斯佩克特实验  
 阿斯顿  
 天文视差  
 天文单位  
 阿特金森  
 环形大型强子对撞机设备  
 大气散射  
 原子模型  
 原子质量  
 原子质量数  
 原子序数  
 原子论者  
 原子  
 平行公理

巴德  
 正反 B 粒子实验  
 背景辐射, 宇宙背景辐射  
 巴耳末系  
 巴丁  
 BCS 理论  
 V. 巴恩斯  
 势垒穿透  
 重子数

baryonic matter 377  
 baryons and mesons 175  
 BEBC, bubble chamber 196-7  
 BEC blobs 439  
 Becker, Herbert 146  
 Becquerel, Henri 142, 147  
 Bednorz, Johannes 437  
 Beiler 154  
 Bekenstein, Jacob 408  
 Bekenstein-Hawking formula 408  
 Bell inequality 85-90  
 Bell states 113  
 Bell-Burnell, Jocelyn 352  
 Bennett, Charles 98, 336, 416  
 Bessel, Friedrich 336  
 beta rays 148-52  
 Betelgeuse 349  
 Bethe, Hans 56, 165, 343  
 Bevatron 198  
 B-factories 460  
 Big-Bang theory 333, 375-86  
 Big European Bubble Chamber 196-7  
 binary star systems 281  
 binding energy 154  
 James Bjorken 181  
 Bishop Ussher 340  
 black-body radiation 414  
 black-body(radiation)spectrum 6-10, 31, 376-7  
 Blackett, Patrick 194  
 black hole 312-14, 361, 406  
 black hole laws 408  
 black hole thermodynamics 406, 411  
 Bloch, Felix 436  
 Bohm, David 66, 88, 90, 95  
 Bohm's thought experiment 89  
 Bohr, Aage 160  
 Bohr, Niels, Hendrik David 16, 22, 45, 65, 74, 161  
 Bohr atom 22

重子物质  
 重子与介子  
 欧洲大气泡室, 气泡室  
 玻色-爱因斯坦凝聚液滴  
 赫伯特·贝克尔  
 亨利·贝克勒尔  
 约翰内斯·贝德诺尔茨(德国物理学家)  
 贝勒  
 雅各布·贝肯斯坦  
 贝肯斯坦-霍金公式  
 贝尔不等式  
 贝尔态  
 乔斯林·贝尔-伯内尔  
 查尔斯·贝内特  
 弗里德里克·贝塞尔  
 $\beta$ 射线  
 猎户座  
 汉斯·贝特  
 高能质子同步稳相加速器  
 B(介子)工厂  
 大爆炸理论  
 欧洲大气泡室  
 双星系统  
 结合能  
 詹姆斯·比约肯  
 厄谢尔主教  
 黑体辐射  
 黑体辐射谱  
 帕特里克·布莱克特  
 黑洞  
 黑洞定律  
 黑洞热力学  
 菲利克斯·布洛赫  
 戴维·博姆  
 博姆思想实验  
 埃格·玻尔  
 尼尔斯·玻尔  
 玻尔原子

Bohr radius 53  
 Bohr's quantum condition 24  
 Boltzmann constant 402  
 Boltzmann, Ludwig 11, 29-31, 399  
 Boltzmann distribution 432  
 Boltzmann's H-theorem 403  
 Boltzmann's suicide 134  
 Bolyai, Janos 374  
 Born's statistical interpretation 52  
 Born, Max  
 Boscovich, Roger(Ruggero Giuseppe) 419  
 Bose condensate 434  
 Bose condensation 432  
 Bose, Satyendra, Nath 31  
 Bose-Einstein condensation 432, 438  
 Bose-Einstein distribution 432  
 Bose-Einstein statistics 31, 432  
 Bosons 145, 234, 431  
 Bothe, Walther 191  
 Bradley, James 251  
 Brahe, Tycho 336  
 Brandon 408  
 Brassard, Gilles 98  
 Braun, Carl Ferdinand 229  
 Brightness, apparent 338  
 Brillouin, L 414  
 broken symmetry 380  
 Brownian motion 11, 134, 417  
 bubble chambers 196-7  
 Bunsen burner 135  
 Bunsen, Robert 135  
 Burbage, Geoffrey 344  
 Butler, C 191

## C

Calckar, Jörgen 157-8  
 calorimeter 204  
 Cameron, A 345  
 Cannon, Annie 347

玻尔半径  
 玻尔量子条件  
 玻尔兹曼常量  
 路德维希·玻尔兹曼  
 玻尔兹曼分布  
 玻尔兹曼的  $H$  定理  
 玻尔兹曼自杀  
 亚诺什·鲍耶(匈牙利数学家)  
 玻恩的统计解释  
 马克斯·玻恩  
 博斯科维奇  
 玻色凝聚体  
 玻色凝聚  
 萨蒂延德拉·玻色  
 玻色-爱因斯坦凝聚  
 玻色-爱因斯坦分布  
 玻色-爱因斯坦统计  
 玻色子  
 瓦尔特·博特[德]  
 詹姆斯·布拉德雷  
 第谷·布拉赫  
 布兰登  
 布拉萨德  
 卡尔·费迪南德·布朗  
 视亮度  
 L. 布里渊  
 破坏了的对称性  
 布朗运动  
 气泡室  
 本生灯  
 罗伯特·本生(1811—1899)  
 伯比奇  
 巴特勒

约尔延·考尔卡  
 量热器, 量能器  
 卡梅伦  
 安尼·坎农

- carbon cycle 343
- Carnot cycle 395
- Carnot, Sady 394
- Casimir effect 409
- Cassegrain reflector 320
- Cassini, Giovanni 330
- cathode rays 14
- Cauchy 232
- causality 21, 85
- Cepheid variables 340, 362
- Cerenkov Detector 198
- Cerenkov effect 199
- Cerenkov radiation 174
- Cerenkov, Pavel 198
- CERN (European Organization for Nuclear Research, CERN 是其旧称“欧洲原子核研究委员会”的法文形式“Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”的缩写, 现仍沿用) 204, 218, 238
- Cerro Tololo Interamerican Observatory
- CESR (Cornell Electron Storage Ring) 217
- Chadwick, James 146, 154
- Challis, James 307
- Chamberlain, Owen 199
- Chandrasekhar limit 355-7
- Chandrasekhar mass 351
- Chandrasekhar, Subrahmanyan 349
- chaos 419
- charge conjugation 126, 447, 455
- Charpak, Georges 201
- Christenson, James 456
- Chu, Steven
- Chu, Paul Ching-Wu 437
- circular accelerators 211
- classical radius of electron 144
- Clausius, Rudolf 395, 397
- Cline, D. 222
- cloud Chamber 194
- 碳循环
- 卡诺循环
- 萨笛·卡诺
- 卡西米尔效应
- 卡塞格伦反射镜
- 卡西尼
- 阴极射线
- 柯西
- 因果律
- 造父变星
- 切伦科夫探测器
- 切伦科夫效应
- 切伦科夫辐射
- 帕维尔·切伦科夫
- 欧洲原子核研究组织
- 托洛洛美国美洲际天文台
- 康奈尔大学电子存储环
- 詹姆斯·查德威克
- 詹姆斯·查理斯
- 欧文·张伯伦
- 钱德拉塞卡极限
- 钱德拉塞卡质量
- 苏布拉马尼亚姆·钱德拉塞卡(1910—1995, 印度物理学家)
- 混沌
- 正反共轭
- 乔治·夏帕克
- 詹姆斯·克里斯坦森
- 朱棣文
- 朱经武
- 环形加速器
- 电子的经典半径
- 鲁道夫·克劳修斯
- D·克莱因
- 云室



- CMS(Compact Muon Solenoid)(detector) 221  
 COBE(Cosmic Background Explorer) 333,  
 376-9, 331-2  
 Cockcroft, John 209, 307  
 Cockcroft-Walton device 154, 209  
 coincidence experiment 89  
 cold sink 394  
 collapse of the wavefunction 70, 75  
 collective model of nucleus 158  
 colour force 182, 188  
 Columbia 172  
 combined effect(CPT) 389  
 complementarity 42, 82, 95  
 completeness of quantum theory 79  
 Compton, Arthur 12  
 Compton wavelength 16  
 conductivity of metals 433  
 conservation laws 382, 442  
     In mechanics 444  
     In quantum field theories 460  
 continuity 382 (discontinuity)  
 continuum 231  
 Cooper pairs 438  
 Copenhagen interpretation 43, 65-6, 129, 260  
 Copernicus 319  
 Cornu 252  
 correspondence principle 44  
 COS-B(Cosmic-ray Satellite) 319  
 cosmic background radiation 376  
 cosmic rays 191, 194  
 cosmological constant 360, 367  
 cosmological density parameter 368  
 cosmology 363  
 coude focus 321  
 Coulomb(potential)barrier 56, 343  
 Coulomb's law 229  
 counterfactual quantum process 102  
 Cowan, Clyde 172  
 CP (charge conjugation-parity)  
 小型  $\mu$  子螺线管(探测器)  
 宇宙背景探测器  
 约翰·考克饶夫  
 考克饶夫-瓦尔顿装置  
 符合实验  
 冷汇  
 波函数的坍缩  
 核的集体模型(液滴模型)  
 色力  
 哥伦比亚  
 CPT 联合效应  
 互补性  
 量子论的完备性  
 阿瑟·康普顿  
 康普顿波长  
 金属的导电性  
 守恒定律  
 力学中的守恒定律  
 量子场论中的守恒定律  
 连续性, 连续媒质(不连续媒质)  
 连续性  
 库珀对  
 哥本哈根诠释  
 哥白尼卫星  
 科尔尼  
 对应原理  
 宇宙线探测卫星  
 宇宙背景辐射  
 宇宙线  
 宇宙常数  
 宇宙密度参量  
 宇宙学  
 折轴焦点  
 库仑势垒  
 库仑定律  
 反事实的量子过程  
 克莱德·考恩  
 正反共轭与空间反射

CP invariance 455  
 CP mirror 454  
 C (Charge conjugation) P (Parity) T (Time reversal) symmetries 127, 389  
 CP symmetry 127  
 CP violation 454  
 CPLEAR (tests of CP and CPT using LEAR) 458  
 CPT invariance 442, 447, 455  
 CPT symmetry 127  
 creation and annihilation operators 58  
 critical density 369, 383  
 Cronin, James 127  
 Crookes's tube 138  
 cryostats 429  
 Curie, Madame and Pierre 149  
 Curie, Marie Sklodowska  
 curvature of space 374  
 cyclotron 211  
 cyclotron resonance 213  
 Cygnus A 327

## D

Dalibard 89  
 Darwin, Charles 340  
 Darwin, George 342  
 Davis, Raymond 173  
 Davisson, Clinton 14  
 de Broglie, Louis 13, 17, 95, 355  
 de Broglie equation 14  
 de Broglie wavelength 55, 434  
 de Broglie waves 38  
 de Sitter universe 367  
 de Sitter, Willem 279, 281, 367  
 Debye, Peter 25  
 deflection of starlight 297, 305  
 degeneracy 355  
 degeneracy temperature 434

CP 不变性  
 CP 镜  
 正反共轭-时空反射-时间反演对称性  
 CP 对称性  
 CP 破坏  
 用低能反质子环检验 CP 和 CPT 实验, 简称 CPLEAR 实验  
 CPT 不变性  
 CPT 对称性  
 产生和湮没算符  
 临界质量  
 詹姆斯·克罗宁  
 克鲁克斯管  
 低温恒温器  
 居里夫人, 皮埃尔·居里  
 玛丽亚·斯克洛多夫斯卡·居里  
 空间曲率  
 回旋加速器  
 回旋加速器共振  
 天鹅座 A

达利巴尔  
 查尔斯·达尔文  
 乔治·达尔文  
 雷蒙德·戴维斯  
 克林顿·戴维孙  
 路易·德布罗意  
 德布罗意方程  
 德布罗意波长  
 德布罗意波  
 德西特宇宙  
 威廉·德西特  
 彼得·德拜  
 星光的偏折  
 简并  
 简并温度

DELPHI(DEtector with Lepton, Photon and  
·Hadron Identification) 219  
Democritus 134  
density parameter 360  
DESY(Deutsches Elektronen SYnchrotron) 217  
determination 72  
deterministic chaos 419  
Deuterium 154, 167  
Deutsch, David 106, 113  
differential Microwave Radiometer(DMR) 333  
diffraction 14, 39  
diffraction limits 327  
dilution refrigerator 429  
Dirac equation 60-2  
Dirac, Paul, Adrien Maurice 57-64, 109-13,  
120-1, 442  
Doppler cooling 440  
Doppler effect 300  
DORIS(DOuble RIng Store at DESY) 217  
drift chamber 202  
Dyson, Freeman 124, 236

## E

Eddington, Sir Arthur 165, 232, 297, 342,  
353, 373, 391  
Eddington's paradox 353  
Edison, Thomas 326  
Edlefsen, Niels 211  
Effelsberg 326  
eigenstates 42  
eightfold way 177-80, 237-40  
eightfold way pattern 177-80, 237-40, 196  
Einstein, Albert 11, 21-2, 31, 65, 73, 81,  
101, 149, 161, 249, 268, 270, 292-4,  
303, 373, 417, 425  
Einstein locality 93  
Einstein-Podolsky-Rosen paper(EPR paper)  
76-86  
Ekert, Arthur 106

轻子、光子和强子鉴别探测器,简称  
DELPHI 分层探测器  
德谟克利特  
密度参量  
德国电子同步加速器  
决定论  
决定论性混沌  
氦  
戴维·多伊奇  
微分微波辐射计  
衍射  
衍射极限  
稀释致冷机  
狄拉克方程  
保罗·狄拉克

多普勒冷却  
多普勒效应  
双环存储器  
漂移室  
弗里曼·戴森

阿瑟·爱丁顿爵士(1882—1944)

爱丁顿佯谬  
托马斯·爱迪生  
尼尔斯·埃德勒夫森  
艾菲尔斯贝格射电望远镜  
本征态  
八正法  
八正法样式  
阿尔伯特·爱因斯坦

爱因斯坦定域性  
爱因斯坦-波多尔斯基-罗森论文(EPR  
论文)  
阿瑟·埃克特

- electromagnetic field 111
- electromagnetic cascade 193
- electron 144
- electron Degeneracy pressure 354
- electron positron accumulator 218
- electron positron colliders 219
- electron positron synchrotron 218
- electron shell 28
- electron sub-shells 28
- electronic configuration 27
- electroscope 132
- electrostatic accelerator 207
- electrostatic interaction 187
- electroweak interaction
- electroweak unification 185, 222, 237
- electro-weak unified theory
- empty space 133
- empty space 338
- energeticists 416
- energy and momentum 289
- energy of the universe 388
- energy-momentum four-vector 289
- energy-time uncertainty relation 156
- entanglement 101
- entropy 29, 397, 402, 414, 424
- Eötvös, Baron Roland von 296
  
- EPR paradox 76
- EPR(-type) experiment 51
- equipartition of energy 4, 425
- equivalence principle 294-6
- ESA(European Space Agency) 331
- Esaki, Leo(Esaki Reona)
- Espitemology 90
- Euclid 303, 373
- Euclidean geometry 303
- event horizon 409
- events in space-time 288
- Everett III, Hugh 96
  
- 电磁场
- 电磁级联簇射
- 电子
- 电子简并压
- 正负电子累积器
- 正负电子对撞机
- 正负电子同步加速器
- 电子壳层
- 电子亚壳层
- 电子排布
- 验电器
- 静电加速器
- 静电相互作用
- 电弱相互作用
- 电弱统一理论
- 电弱统一理论
- (古代原子论的)一种空无一物的空间
- 真空空间
- 唯能论者
- 能量和动量
- 宇宙的能量
- 能量-动量四矢量
- 能量-时间不确定关系
- 纠缠
- 熵
- 巴龙·罗兰德·冯·厄缶(1848—1919,  
匈牙利物理学家)
- EPR 佯谬
- EPR(型)实验
- 能量均分
- 等效原理
- 欧洲空间局
- 江崎玲於奈
- 认识论
- 欧几里得
- 欧几里得几何学
- 事件视界(即黑洞的表面)
- 空间-时间中的事件
- 休·埃弗里特三世(1930—1982)

exclusion principle 27-9, 182, 351, 431

EXOSAT(The European Space Agency X-ray  
Observatory(Satellite) 319

expanding universe 367-8

expansion cloud chamber 195

extended body 265

## F

faint object camera(FOC) 324

false vacuum 381

Faraday, Michael 136, 228

Faraday's laws 229

Faraday-Lenz laws of electromagnetic induction  
472

faster than light 257

Father Wulf, Theodor 191

Fermi, Enrico 22, 31, 150, 155, 161

Fermi-Dirac distribution 432

Fermi-Dirac statistics 31, 434

Fermilab 221, 458

Fermions 27, 31, 145, 234, 431

Feynman diagram 122, 126

Feynman, Richard 60, 109-11, 180, 226

fifth dimension 231

Filippenko, Alex 358

fine Guidance Sensors(FGS) 324

fine structure constant 123

FIRAS(Far Infrared Spectrophotometer) 341

fission 161

Fitch, Val 127

Fizeau, Armand 252

flavour 181

flux quantisation 438

force-carrying particles

Foucault 252

four laws of black holes 408

four-vector 288

fourth dimension 285

Fowler, William 354

(泡利)不相容原理

欧洲空间局 X 射线卫星

膨胀着的宇宙

膨胀云室

扩展物体

暗弱天体照相机

假真空

迈克尔·法拉第

法拉第定律

法拉第-楞次电磁感应定律

比光更快

西奥多·乌尔夫神父

恩里科·费米

费米-狄拉克分布

费米-狄拉克统计

费米实验室

费米子

费恩曼图

里查德·费恩曼

第五维

菲利彭科

精确导向传感器

精细结构常数

远红外分光光度计

裂变

瓦尔·菲奇

阿芒·菲佐

味

磁通量子化

携带力的粒子

傅科

黑洞四定律

四维矢量

第四维

威廉·福勒

Frank, Il'ja Mikhailovich 199  
 Fraunhofer, Josef 347  
 free-fall 293  
 free-will 419  
 French Observatory on the Pic du Midi 195  
   Pic du Midi 是法文, pic is peak in English  
 Fresnel 264  
 Friedman, Jerome I. 181, 480  
 Friedmann, Alexandr 368  
 Friedmann's solutions 411  
 Frisch, Otto 161  
 Froome 254  
 fusion 161, 340  
 fusion reactions 167  
 fusion reactions in stars 344  
 fusion weapons 293

## G

Gabor, Dennis 414  
 Galilean Relativity 263  
 Galileo, Galilei 250, 293, 319  
 GALLEX(GALLium EXperiment) detector 173  
 Galois, Evariste 233  
  
 gamma decay 449  
 gamma rays 148, 449  
 Gamow, George 56, 207, 343, 376  
 Gargamelle bubble chamber 238  
 gas-cooled nuclear reactor 164  
 gauge bosons 186  
 gauge invariance 45  
 gauge symmetry 237  
 Gauss, Karl 291  
 Geiger, Hans 191  
 Geiger and Marsden experiment 142  
 Geiger counter 191  
 Gell-mann, Murray 177-80, 236, 455  
 gemini project 323  
 general relativity 188, 243, 292-314

伊利亚·米哈依洛维奇·弗兰克  
 约瑟夫·夫琅禾费  
 自由下落  
 自由意志  
 米迪峰法国天文台

菲涅耳  
 杰罗姆·I·弗里德曼  
 亚历山大·弗里德曼  
 弗里德曼解  
 奥托·弗里奇  
 弗鲁姆  
 核聚变  
 核聚变反应  
 恒星中的核聚变反应  
 核聚变武器

丹尼斯·伽博  
 伽利略的相对性  
 伽利略·伽里雷  
 镓实验探测器  
 埃瓦里斯特·伽罗瓦(1811—1832, 法国数学家)  
 $\gamma$  衰变  
 $\gamma$  射线  
 乔治·伽莫夫  
 加尔加梅勒气泡室  
 气冷式核反应堆  
 规范玻色子  
 规范不变性  
 规范对称性  
 卡尔·高斯  
 汉斯·盖革  
 盖革和马斯登实验  
 盖革计数器  
 莫雷·盖尔曼  
 双子星工程  
 广义相对论

generation 169  
 geodesics 373  
 geometry of the universe 373  
 geosynchronous orbit 332  
 German X-ray telescope(XRT) 332  
 Germer, Lester 16  
 Giaever, Ivar  
 Glaser, Donald 196  
 Glashow, Sheldon 184, 227  
 global positioning system(GPS) 303  
 gluon(carriers of colour force) 188  
 God 65  
 Goeppert-Mayer, Maria 158  
 Goldhaber 184  
 Goudsmit, Samuel 27  
 grand Unified Theory(GUT)  
 grandfather paradox 94  
 gravitational collapse 344  
 gravitational interaction 188, 310, 336  
 gravitational length contraction 304  
 gravitational microlenses 298  
 gravitational potential 299  
 gravitational red shift 299-300, 373  
 gravitational time dilation 301  
 gravitational waves 310  
 gravity and geometry 303  
 gravity and light 396  
 gravity and time 299  
 Greenberg, Oscar 182  
 group theory 323, 267  
 GUT(Grand Unified Theory)  
 Guth, Alan 381

## H

H-bomb 163  
 hadrons 169, 175-80  
 hadron pattern 132  
 Hafele and Keating 276  
 Hahn, Otto 161

代  
 大地测量学  
 宇宙的几何关系  
 地球同步轨道  
 德国 X 射线望远镜  
 莱斯特·革末(1896—1971,美国物理学家)  
 加埃沃  
 唐纳德·格拉泽  
 谢尔登·格拉肖  
 全球定位系统  
 胶子(色力的携带者)  
 上帝  
 玛丽亚·格佩特-梅耶  
 戈德哈伯  
 萨缪尔·古德斯米特  
 大统一理论  
 祖父佯谬  
 引力坍缩  
 引力相互作用  
 引力长度收缩  
 引力微透镜  
 引力势  
 引力红移  
 引力时间延缓  
 引力波  
 引力和几何学  
 引力与光  
 引力与时间  
 奥斯卡·格林伯格  
 群论  
 大统一理论  
 艾伦·古思

氢弹  
 强子  
 强子图式  
 黑菲尔和基廷  
 奥托·哈恩

- Halley, Edmund 336  
 Hamilton, William 115, 444  
 Hamiltonian 45, 57, 114  
 Hamiltonian operator 42  
 Hamiltonian method 110  
 Hansen, William 215  
 Hawking radiation 409  
 Hawking, Stephen 363, 367  
 Haxel 159  
 heat death of the universe 404  
 heat engines 393  
 Heisenberg, Werner Karl 33  
 Heisenberg Uncertainty Principle 34, 58, 155, 198, 385  
 Heisenberg's microscope 37  
 helium abundance 378  
 helium-4 430  
 helium burning 345  
 Helmholtz, Hermann von 139  
 Hertz, Gustav 228, 326  
 Hertzsprung, Ejnar 348  
 Hertzsprung-Russell diagram 348, 362  
 Hess, Victor 191  
 Hewish, Antony 352  
 hidden variables 81, 88-90  
 hidden variable theories 66  
 Higgs boson 219, 233  
 Higgs field 219, 380-6  
 Higgs, Peter 219, 381  
 High-Energy Astronomical Observatory 2 or Einstein Observatory(HEAO-2) 332  
 high-voltage d · c · generator 207  
 high-voltage electrostatic generator 207  
 high- $z$ (large red-shift) supernovae 359  
 Hilbert, David 232, 289  
 Hipparchus 338  
 Hiroshima 162  
 Hofstadter, Robert  
 horizon 379  
 埃德蒙·哈雷  
 威廉·哈密顿  
 哈密顿量  
 哈密顿算符  
 哈密顿方法  
 威廉·汉森  
 霍金辐射  
 斯蒂芬·霍金  
 哈克塞尔  
 宇宙的热寂  
 热机  
 海森伯  
 海森伯不确定性原理  
 海森伯显微镜  
 氦的丰度  
 氦 4  
 氦燃烧  
 赫尔曼·冯·亥姆霍兹  
 古斯塔夫·赫兹  
 埃纳·赫茨普隆  
 赫罗图  
 维克多·赫斯  
 安东尼·休伊什  
 隐变量  
 隐变量理论  
 希格斯玻色子  
 希格斯场  
 彼得·希格斯  
 2号高能天文观测卫星(或称爱因斯坦卫星)  
 高压直流发生器  
 高压静电发生器  
 高 $z$ (大红移)超新星  
 戴维·希尔伯特  
 希帕恰斯  
 广岛  
 罗伯特·霍夫斯塔特  
 视界



Houtermans 165  
 Hubble constant 378  
 Hubble Deep Field(HDF)images 325  
 Hubble, Edwin 363  
 Hubble law 366-72  
 Hubble period 379  
 Hubble Space Telescope 298, 314, 324  
 Hulse, Russell 312  
 Huygens, Christiaan 11  
 hydrogen atom 22-4, 50  
 hypercharge 236

## I

indeterminacy 32-40, 48, 74  
 indistinguishability 431  
 inertial confinement 165  
 inertial frames 293  
 infinite negative-energy electron sea 63  
 infinite sea of negative-energy electron 63  
 inflation 379  
 inflation theory 481, 483  
 information 411  
 Infrared Astronomical Satellite 332  
 Infrared Space Observatory(ISO) 333  
 instantaneous action-at-a-distance 85  
 Interaction-Free Measurement(IFM) 102  
 interferometers 310, 330  
 intermediate vector boson 222  
 International Ultraviolet Explorer(IUE) 318  
 intersecting storage ring 221  
 invariance 442  
 ionising radiation 190  
 IRAS(Infrared Astronomical Satellite) 319  
 ISO(Infrared Space Observatory) 329  
 irreversability 403-4  
 isotopes 146

## J

Jansky, Karl 326

豪特曼斯  
 哈勃常数  
 哈勃深空像  
 埃德温·哈勃  
 哈勃定律  
 哈勃周期  
 哈勃空间望远镜  
 拉塞尔·赫尔斯  
 克里斯蒂安·惠更斯  
 氢原子  
 超荷

不确定性  
 不可分辨性  
 惯性约束  
 惯性参考系  
 无限负能电子海洋  
 无限负能电子海洋  
 暴胀  
 暴胀理论  
 信息  
 红外天文卫星  
 红外空间观测卫星  
 瞬时超距作用  
 无相互作用测量  
 干涉仪  
 中间矢量玻色子  
 国际紫外线探测器  
 交叉存储环  
 不变性  
 电离辐射  
 红外线天文卫星  
 红外空间观测卫星  
 不可逆性  
 同位素

卡尔·央斯基

Jensen, Hans 159, 161, 477

jets 184

Jodrell Bank 326

Jodrell Bank Observatory

Joint Bell-state measurement 107

Joliot-Curie, Pierre 155

Joliot-Curie, Irène

Joliot, Frédéric

Joly, John 541

Jordan, Ernst Pascual 34

Joule, James 392

Jozsa, Richard(at the Univ of Plymouth) 101

Jura Mountains

## K

Kaluza, Theodor 231

Kaluza-Klein theory 232

Kamiokande 150, 385

Kamiokande II detector 173

Kant, Immanuel 391

kaons 454

Kapitsa, Pyotr 431

Kaufmann, Walter 282, 280

Keck(telescope) 317, 323, 359

Keesom, Willen Hendrik 431

Keesom, A P 431

KEK(高エネルギー加速器研究机构) 460

KEKB KEK B-factory 460

Kelvin, Lord 340, 395

Kendall, Henry 181

Kennedy, R. J. 255

Kepler's laws of planetary motion 335

Kerr metric 407

Kiernan, Frank 201

kinetic theory 398

Kirchoff, Gustav 135

Klein, Oskar 186, 231

klystron 215

汉斯·延森

喷注

乔德雷尔·班克(洛弗尔射电望远镜所  
在地)

乔德雷尔·班克天文台

联合贝尔态测量

皮埃尔·约里奥-居里

伊蕾娜·约里奥-居里

弗雷德里克·约里奥

约翰·乔利

恩斯特·帕斯夸尔·约尔丹

詹姆斯·焦耳

约兹萨

汝拉山

西奥多·卡鲁扎

卡鲁扎-克莱因理论

卡密奥坎德

卡密奥坎德 II 型探测器

伊曼纽尔·康德

K 介子

皮奥特尔·卡皮查

瓦尔特·考夫曼

凯克望远镜

W·H·凯索姆(荷兰低温物理学家)

A·P·凯索姆

日本高能加速器研究机构

日本高能加速器研究机构 B 工厂

开尔文勋爵

亨利·肯德尔

R·J·肯尼迪

开普勒的行星运动定律

克尔度规

基尔南

分子运动论

古斯塔夫·基尔霍夫

奥斯卡·克莱因

速调管

Kolhörster, Werner 191  
 Kramers, Hendrick 16  
 KTeV (Kaons at the TeVatron) experiment 458  
 Kwiat, Paul 105

## L

Lagrange, Comte 115, 444  
 Lagrangian 115, 444  
 Lamb Shift 120-4, 409  
 Lamb 121  
 Landau-Oppenheimer-Volkov limit 406  
 Landauer, Rolf 416  
 Laplace 74  
 Laplace's demon 419  
 Large Electron Positron (LEP) Collider 218  
 Large Hadron Collider (LHC) 219  
 large wire spark chamber  
 laser cooling 439  
 Laue, Max von  
 Lawrence, Ernest 211  
 Lawrence Cyclotron 211  
 Leavitt, Henrietta 362  
 Lederman 186  
 Lee, David M 438, 480  
 Lee, Tsung-Dao 451  
 Leiden 25, 430  
 Lemaître, Abbe George 368  
 Lenard, Philipp 12  
 length contraction 279  
 LEP (Large Electron Positron) collider 203, 218  
 LEP-2  
 lepton number 171  
 leptons 169  
 Leucippus 134  
 Le Verrier, Urbain 307  
 Levine, M. 302  
 LHC (Large Hadron Collider) 219, 220

维尔纳·科尔赫斯特  
 亨德里克·克拉默斯  
 太电子伏质子-反质子对撞机 K 介子实验, 简称 KTeV 实验  
 奎亚特  
 孔德·拉格朗日  
 拉格朗日(量)  
 兰姆移位  
 兰姆  
 朗道-奥本海默-沃尔科夫极限  
 兰道尔  
 拉普拉斯  
 拉普拉斯妖  
 大型电子正电子对撞机  
 大型强子对撞机  
 大型的金属丝火花室  
 激光冷却  
 马克斯·冯·劳厄  
 欧内斯特·劳伦斯  
 劳伦斯回旋加速器  
 亨利埃塔·莱维特  
 莱德曼  
 戴维·李(1931— )  
 李政道  
 莱顿  
 阿贝·乔治·勒梅特(1894—1966, 比利时天文学家)  
 菲利普·勒纳  
 长度收缩  
 大型电子正电子对撞机  
 2 号大型电子正电子对撞机  
 轻子数  
 轻子  
 留基伯  
 于尔班·勒威耶  
 列文  
 大型强子对撞机

- Lie 232  
 light clock 291  
 light cone 85  
 light nuclei 377  
 linear accelerators 210  
 LINACs(LINEar ACcelerator) s)  
 Lippman, Gabriel 473  
 liquid drop model 161  
 liquid helium 429-30  
 LISA(Laser Interferometer Space Antenna) 311  
 Lobachevski, Nikolai 374  
 local hidden variables theories 81, 89  
 locality 449  
 Lodge, Oliver 298  
 London, Heinz 429  
 long baseline interferometer 330  
 Lorentz invariance 449  
 Lorentz transformation 282-3  
 Lorentz, Hendrik 25, 110, 266-9  
 Lorentz-FitzGerald contraction 256-80  
 Los Alamos 165  
 Loschmidt, Josef 403  
 Loschmidt paradox 403  
 low-entropy Big-Bang hypothesis 411  
 low-entropy singularity 411  
 Lublin 416  
 Lucretius, Carus Titus 133  
 Lüders, G 449  
 luminiferous ether 269  
 luminosity 338-346
- M**
- Mach, Ernst 134, 416  
 Mach-Zehnder interferometer 110  
 McIntyre, P 222  
 McMillan, Edwin 160  
 McMillan, Ed 213  
 macroscopic entropy 397  
 magic numbers 158
- 李  
 光钟  
 光锥  
 轻核  
 直线加速器  
 直线加速器  
 加布里埃尔·李普曼  
 液滴模型  
 液氮  
 激光干涉仪空间天线  
 尼科拉依·罗巴切夫斯基  
 定域隐变量理论  
 定域性  
 奥利弗·洛奇  
 海因茨·伦敦  
 长基线干涉仪  
 洛伦兹不变性  
 洛伦兹变换  
 亨德里克·洛伦兹  
 洛伦兹-菲茨杰拉德收缩  
 洛斯·阿拉莫斯  
 洛施密特(旧译洛喜密脱)  
 洛施密特佯谬  
 低熵大爆炸假设  
 低熵奇点  
 卢伯林  
 卢克莱修  
 吕德斯  
 以太  
 光度
- 厄恩斯特·马赫  
 马赫-曾德尔干涉仪  
 麦金太尔  
 埃德温·麦克米伦(产生镭)  
 埃德·麦克米伦(加速器)  
 宏观熵  
 幻数

- magnetic moment of the electron 124  
 magnetic levitation 437  
 magnetic optical trap 441  
 main ring 222  
 main sequence 349  
 many-times hypothesis 110  
 many-times theory 110  
 many-worlds hypothesis 96-9  
 many-worlds theory 66  
 many-worlds interpretation 92  
 Marconi, Marchese Gulielmo 228, 229  
 mass increase with velocity 283  
 mass-energy equivalence 149, 293, 342  
 massive particle 3  
 matrix 34  
 matrix mechanics 32, 65  
 matter era 372  
 matter lasers 439  
 matter particle 447  
 matter waves 13, 21  
 Mauna Kea(volcano) 317  
 Maxwell, James Clerk 228-30, 252-4  
 Maxwell's demon 411-3  
 Maxwell's equations 22, 135, 231, 263  
 Maxwell-Boltzmann distribution 252, 399, 412  
 Mayer, Maria Goeppert  
 megaparsec 337  
 Meisner effect 437  
 Meitner Lise 161  
 Mendeleev 177  
 Merlin(Multi-element radio-linked interferometer network)  
 Michelson, Albert Abraham 250, 349  
 Michelson interferometer 17  
 Michelson-Morley experiment 254, 266, 277, 280  
 microscopic entropy 397, 402  
 microscopic quantum states 431  
 microelectronic refrigerator 429  
 电子的磁矩  
 磁悬浮  
 磁光阱  
 主环  
 主星序  
 多时假设  
 多时理论  
 多世界假设  
 多世界理论  
 多世界解释  
 马尔基兹·古里埃莫·马可尼  
 质量随速度增加  
 质能等价性  
 有质量粒子  
 矩阵  
 矩阵力学  
 物质时代  
 物质激光器  
 物质粒子  
 物质波  
 莫纳克亚山  
 詹姆斯·克拉克·麦克斯韦  
 麦克斯韦妖  
 麦克斯韦方程组  
 麦克斯韦-玻尔兹曼分布  
 梅耶夫人(1906—1972,美国物理学家)  
 百万秒差距( $3 \times 10^6$  光年)  
 迈斯纳效应  
 莉丝·迈特纳  
 门捷列夫  
 默林(多单元射电干涉仪网)  
 阿尔伯特·亚伯拉罕·迈克耳孙  
 迈克耳孙干涉仪  
 迈克耳孙-莫雷实验  
 微观熵  
 微观量子态  
 微电子致冷机

micro-states 400  
 Mie scattering 318  
 Millikan, Robert 191  
 Mills, R. L. 239  
 mini-black holes 409  
 Minkowski, Hermann 232, 270, 285  
 Minkowski's geometrical vision 290  
 missing mass 383  
 models of the nucleus 157  
 Moffelson, Ben 160  
 Morley, Edward 255  
 Mössbauer effect 302  
 Mössbauer, Rudolph 300  
 Mottelson, Ben R(oy)  
 Mount Wilson Observatory 253, 363  
 Müller, Alex 437  
 Müller, Walther 191, 347  
 multiwire detectors 201  
 multiwire proportional chamber 201  
 muon 170  
 muon clock 293  
 muon-neutrino 175  
 mysterious vacuum 385

## N

Nagasaki 162  
 Nakano, Tadao 455  
 NASA(National Aeronautics and Space Administration) 331  
 Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer(NICMOS)  
 Ne'eman, Yuval 177  
 Nedermeyer, Seth 170  
 negative curvature 374  
 negative energy states 63  
 negative entropy, negentropy 416  
 negative pressure 387  
 Nernst, Hermann 425  
 neutral kaon 438

微观态  
 米氏散射  
 罗伯特·密立根  
 米尔斯  
 微型黑洞  
 赫尔曼·闵可夫斯基  
 闵可夫斯基几何视觉  
 丢失质量  
 核模型  
 本·莫费耳逊  
 爱德华·莫雷  
 穆斯堡尔效应  
 鲁道夫·穆斯堡尔  
 莫特森  
 威尔逊山天文台  
 亚力克斯·缪勒  
 瓦尔特·缪勒  
 多丝探测器  
 多丝正比室  
 $\mu$ [轻]子  
 $\mu$ [轻]子钟  
 $\mu$ 子型中微子  
 真空之谜

## 长崎

中野忠雄

美国国家航空和宇航局,简称美国航宇局

近红外照相机和多目标光谱仪

尤瓦尔·奈曼

塞思·尼德迈尔

负曲率

负能态

负熵

负压

赫尔曼·能斯特

中性 K 介子

neutral K-complex 437  
 neutrino 171, 450  
 neutrino oscillations 175  
 neutron 145, 434  
 neutron degeneracy pressure 351  
 neutron star 351, 434  
 Newcomen, Thomas(1663—1729) 393  
 Newman, E T 407  
 Newman, J. R. 232, 252  
 Newton, Isaac 336  
 Newton's laws 74  
 night sight 6  
 Nimtz, Gunter 261  
 Nishijima, Kazuhiko 455  
 National Institute of Standards and Technology  
 440  
 Nobel, Alfred  
 Nobel Prize  
 1901, Röntgen 147  
 1902, Lorentz, Zeeman 25  
 1903, Curies and Becquerel 149  
 1906, Thomson 138  
 1907, Michelson 250  
 1911, Wien 8  
 1913, Onnes 430  
 1919, Planck 8-10  
 1922, Einstein, Bohr 10-3, 22-6  
 1927, Compton, Wilson 16, 194  
 1929, de Broglie 13-16  
 1933, Heisenberg 32-6  
 Schrödinger 40-56  
 Dirac 57-64  
 1935, Chadwick 145-7  
 1936, Anderson, Hess 64, 191  
 1937, Davisson, Thomson 13-16  
 1938, Fermi 161  
 1945, Pauli 27-9  
 1948, Blackett 194  
 1949, Yukawa 155-7

中性 K 介子复合体  
 中微子  
 中微子振荡  
 中子  
 中子简并压  
 中子星  
 纽科门  
 ET 纽曼  
 J·R·纽曼  
 伊萨克·牛顿  
 牛顿定律  
 夜视仪  
 冈特·尼姆兹  
 西岛和彦(1926—, 日本物理学家)  
 美国国家标准和技术研究所  
  
 阿尔弗雷德·诺贝尔  
 诺贝尔奖金  
 伦琴  
 洛伦兹, 塞曼  
 居里夫妇和贝克勒尔  
 汤姆孙  
 迈克耳孙  
 维恩  
 昂内斯  
 普朗克  
 爱因斯坦, 玻尔  
 康普顿, 威尔逊  
 德布罗意  
 海森伯  
 薛定谔  
 狄拉克  
 查德威克  
 安德森, 赫斯  
 戴维孙, 汤姆孙  
 费米  
 泡利  
 布莱克特  
 汤川秀树

- 1950, Powell 196  
 1951, Cockcroft and Walton 209  
 1954, Born 43-5  
 1955, Lamb 120-4  
 1957, Yang, Lee 453  
 1958, Cerenkov, Frank, Tamm 199  
 1959, Segrè, Chamberlain 199  
 1960, Glaser 198  
 1961, Mössbauer 300  
 1962, Landau  
 1965, Feynman, Tomonaga, Schwinger, 109-30  
 1967, Bethe 344  
 1969, Gell-mann 178  
 1974, Ryle, Hewish 329  
 1975, A. Bohr, Møffelson, Rainwater 160  
 1976, Richter, Ting 185  
 1978, Penzias and Wilson 376  
 1979, Glashow, Salam, Weinberg 237-9  
 1980, Cronin, Fitch 461  
 1983, Chandrasekhar, Fowler 352  
 1984, Rubbia, van der Meer 187  
 1987, Bednorz, Müller 437  
 1988, Lederman, Schwartz, Steinberger 171  
 1990, Friedman, Kendall, Taylor 181-2  
 1992, Charpak 202  
 1993, Taylor, Hulse 312  
 1995, Perl, Reines 153, 171  
 1996, Lee, Osheroff, Richardson 439  
 1997, Chu, Tannoudji, Phillips 441  
 Noether, Emmy 235  
 no-hair theorem 407  
 non-baryonic matter 384  
 non-Euclidean geometries 303, 374  
 non-interactive measurement 94  
 non-locality 73  
 nonseparability 94  
 Norris, Henry 348  
 鲍威尔  
 考克饶夫和瓦尔顿  
 玻恩  
 兰姆  
 杨振宁, 李政道  
 切伦科夫, 弗兰克, 塔姆  
 塞格雷, 张伯伦  
 格拉泽  
 穆斯堡尔  
 朗道  
 费恩曼, 朝永振一郎, 施温格  
 贝特  
 盖尔曼  
 赖尔, 休伊什  
 A·玻尔, 莫费耳逊, 雷恩沃特  
 里克特, 丁肇中  
 彭齐亚斯和威尔逊  
 格拉肖, 萨拉姆, 温伯格  
 克罗宁, 菲奇  
 钱德拉塞卡, 福勒  
 鲁比亚, 范德米尔  
 贝德诺尔茨, 缪勒  
 莱德曼, 施瓦茨, 斯坦伯格  
 弗里德曼, 肯德尔, 泰勒  
 夏帕克  
 泰勒, 赫尔斯  
 佩尔, 莱因斯  
 李, 奥谢罗夫, 理查森  
 朱棣文, 塔努吉, 菲利普斯  
 艾米·诺特(1882—1935, 德国数学家, 后移居美国)  
 无毛定律  
 非重子物质  
 非欧几何学  
 无相互作用测量  
 非定域性  
 不可分割性  
 亨利·诺里斯



nuclear atom 142  
 nuclear charge 144  
 nuclear demagnetization 429  
 nuclear fission  
 nuclear forces 153  
 nuclear resonance 345  
 nuclear transformation 149, 264  
 nucleons 144  
 nucleosynthesis 344, 377  
 nucleus 142  
 Nygren, David 203

## O

Observer 73  
 Occhialini, Giuseppe 194  
 offer wave(retarded wave) 129  
 old quantum theory 1  
 one-time pad 97  
 Onnes, Heike Kammerlingh 430, 436  
 ontological interpretation 90~92  
 ontology 90  
 OPAL(Omni-Purpose Apparatus for LEP) 219  
  
 operators 62  
 Oppenheimer, Robert 121  
 optical astronomy 319  
 optical cascade 87  
 optical commutators 90  
 original singularity 411  
 Osheroff, Douglass 438  
 Ostwald, Friedrich 417  
 Owens, R. B. 149

## P

Panofsky, Wolfgang 215  
 parallax, astronomical 336  
 parametric down-conversion 102  
 parallel universe 95  
 parallel worlds 101

核原子  
 核电荷  
 核退磁  
 核裂变反应  
 核力  
 核共振  
 核嬗变  
 核子  
 核合成  
 核  
 尼格伦

观察者  
 朱塞佩·奥基亚利尼  
 提供波(延迟波)  
 前期量子论  
 一次性密码本(用后即毁的)  
 海克·卡末林·昂内斯  
 本体论解释  
 本体论  
 大型正负电子对撞机物理万能探测器,  
 简称 OPAL 探测器  
 算符  
 奥本海默  
 光学天文学  
 光学级联  
 光学转向器  
 原始奇点  
 奥谢罗夫  
 弗里德里克·奥斯特瓦尔德  
 欧文斯(1870—1940)

沃尔夫冈·帕诺夫斯基  
 视差,天文视差  
 参变下转换  
 平行宇宙  
 平行世界

- parity 447  
 parity conservation 451  
 parity mirror 452  
 parity violation 449  
 parsec 337  
 particle accelerator 207  
 particle detectors 190  
 partons 180  
 Paschos, Emmanuel 181  
 path integrals 114  
 Pauli exclusion principle 63, 182, 351, 431  
 Pauli, Wolfgang 22, 150, 449  
 Pavloupoulos, Panagiotis 458  
 Pease, G. F. 253  
 Pearson, F. 253  
 Penrose, Roger 333, 410, 443  
 Penzias, Arno 333  
 PEP(Positron Electron Project collider at SLAC)  
 217  
 PEP-II  
 periodic Table 27, 28  
 Perl, Martin 171, 184  
 Perlmutter, Saul 358  
 perpetual motion machines 392-4  
 perturbation 58  
 PETRA(Positron Electron Tandem Ring  
 Accelerator) 217  
 Phillips, William 440  
 photographic emulsions 195  
 photomultiplier 88  
 photon generators 91  
 photon model 12, 37  
 Pic du Midi 195  
 pilot wave 91  
 pion 156  
 Planck length 231, 243  
 Planck, Max 5, 10  
 Planck's law 8  
 Plano, R 196  
 宇称  
 宇称守恒  
 宇称镜  
 宇称破坏  
 秒差距  
 粒子加速器  
 粒子探测器  
 部分子  
 伊曼纽尔·帕斯科斯  
 路径积分  
 泡利不相容原理  
 沃尔夫冈·泡利  
 帕伏罗波洛斯  
 G·F·皮斯  
 F·皮尔逊  
 罗杰·彭罗斯  
 阿尔诺·彭齐亚斯  
 正负电子对撞机, 简称 PEP 环  
 II 号 PEP 环——“不对称 B 工厂”  
 周期表  
 马丁·佩尔  
 索耳·珀尔穆特  
 永动机  
 微扰  
 (正负电子串列环加速器)  
 菲利普斯  
 照相乳胶  
 光电倍增管  
 光子发生器  
 光子模型  
 米迪峰  
 导航波  
 $\pi$  介子  
 普朗克长度  
 马克斯·普朗克  
 普朗克定律  
 R. 普拉诺

Platonic view 288  
 plum pudding model 139, 149  
 plutonium 165  
 Pocono Manor in Pennsylvania 122  
 Poincaré, Henri 267, 374, 420  
 Poisson equation 229  
 polar co-ordinates 50  
 polarisation 88  
 polarized standing wave 440  
 polonium and radium 149  
 positive curvature 374  
 positron 152  
 Pound, Rebka, Snider 302  
 Powell, Cecil 156, 196  
 pressurised water reactor 164  
 Prigogine, Ilya 421  
 primeval atom 375  
 primitive atom  
 primordial black holes 409  
 principle of least action 114  
 principle of relativity 263-91  
 private key 98  
 probability 73  
 probability amplitude 117-22  
 proper motion 336  
 proportional detector 332  
 proton antiproton collider 222  
 proton antiproton machine 219  
 proton cycle 343  
 proton-neutron model 149  
 proton synchrotron 218  
 pseudo-Euclidean geometry 286  
 pseudo-rotation 284  
 public key crypto-system 98  
 Pythagoras's theorem 288-91, 286

## Q

Q-bomb 102  
 quanta 10

柏拉图的观点  
 梅子布丁模型  
 钚  
 宾夕法尼亚州庄园大厦  
 亨利·庞加莱(旧译彭加勒)  
 泊松方程  
 极坐标  
 极化  
 极化驻波  
 钋和镭  
 正曲率  
 正电子  
 庞德,雷布卡,斯奈德  
 塞西尔·鲍威尔  
 压水式反应堆  
 伊利亚·普里戈金  
 太初原子  
 原始原子  
 太初黑洞  
 最小作用原理  
 相对性原理  
 私钥  
 概率  
 概率幅  
 固有运动  
 正比探测器  
 质子反质子对撞机  
 质子反质子对撞机  
 质子循环  
 质子-中子模型  
 质子同步加速器  
 赝欧几里得几何  
 赝旋转  
 公开密钥加密系统  
 毕达哥拉斯定理

Q-炸弹  
 量子

quantisation 8, 12, 24  
 quantum chromodynamics(QCD) 188, 217  
 quantum computing 106  
 quantum correlations 94  
 quantum cosmology 94  
 quantum cryptography 102-3  
 quantum electrodynamics 58, 125, 237  
 quantum entanglement 101  
 quantum fields 113  
 quantum fluctuations 386-8  
 quantum fluid 434  
 quantum field theory 434  
 quantum genesis 386  
 quantum harmonic oscillator 45, 49  
 quantum information 99  
 quantum jump 64  
 quantum jump(transition, leap) 40  
 quantum non-computer 76, 101  
 quantum number 25  
 quantum object 91  
 quantum statistics 31, 431  
 quantum teleportation 113  
 quantum theory 32  
 quantum tunnel effect 55  
 quark model 210  
 quark-lepton symmetry 169, 184  
 quarks 180-2  
 quasars 258, 362  
 qubits 99-101  
 quenching 8

## R

radiation era 372  
 radio astronomy 326  
 radioactivity 147  
 Rainwater, James 160  
 Ram's Head Inn on Shelter Island, Long Island 120  
 random secret key 98

量子化  
 量子色动力学  
 量子计算  
 量子相关  
 量子宇宙学  
 量子密码学  
 量子电动力学  
 量子纠缠  
 量子场  
 量子涨落  
 量子流体  
 量子场论  
 量子创始  
 量子谐振子  
 量子信息  
 量子跃迁  
 量子跃迁, 量子性跳变  
 量子无计算机  
 量子数  
 量子物体  
 量子统计学  
 量子隐形传态  
 量子理论  
 量子隧道效应  
 夸克模型  
 夸克-轻子对称性  
 夸克  
 类星体  
 量子比特  
 猝灭

辐射时代  
 射电天文学  
 放射性  
 詹姆斯·雷恩沃特  
 长岛谢尔特岛公羊头酒店  
 随机保密电钥

- rapid cycling synchrotron(booster) 222  
 RATAN[Radio Astronomical Telescope of Academy of Science(Nauk)]  
 Rayleigh criterion 327  
 Rayleigh, Lord 6  
 realism 43, 72, 79, 89  
 reality 70, 75, 82  
 Reber, Grote 325  
 recession velocity 367  
 red giant 351  
 red-shift 258, 365  
 red-shifts of galactic spectra 364  
 refractive index of space-time 306  
 refrigerator 426  
 Reines, Frederick 172  
 relative state formulation 97  
 relativistic velocity addition formula 279  
 renormalisation 60, 125-6, 227  
 resistivity 436  
 resonances 198  
 reversible heat engine 397  
 Richardson, Robert 439  
 Richter, Burton 184  
 Riemann, Georg 374  
 Rochester 454  
 Rochester G. 191  
 Roger 89  
 Rømer, Ole 251  
 Röntgen, Wilhelm 147  
 ROSAT(Röntgen Satellite) 334  
 Rossi, Bruno 191  
 Rossi's coincidence method 194  
 Royds 148  
 rubber sheet  
 Rubbia, Carlo 187, 222  
 Henry Norris Russel  
 Russel 215  
 Rutherford scattering experiment 142  
 Rutherford, Ernest 200, 207, 215, 341, 291  
 快循环同步加速器(增强器)  
 俄罗斯科学院射电天文望远镜  
 瑞利判据  
 瑞利勋爵  
 实在论,唯实论  
 实在,真实  
 雷伯  
 退行速度  
 红巨星  
 红移  
 星系光谱的红移  
 空间-时间的折射率  
 致冷机  
 弗里德里克·莱因斯  
 相对态表述  
 相对论性速度加法公式  
 重正化  
 电阻率  
 共振(态)  
 可逆热机  
 理查森  
 伯顿·里克特  
 格奥尔格·黎曼  
 罗切斯特(研究 CP 破坏)  
 罗切斯特(研究 K 介子)  
 罗歇  
 奥尔·罗歇  
 威廉·伦琴  
 伦琴卫星  
 布鲁诺·罗西  
 罗西的符合法  
 罗伊兹  
 薄橡皮  
 卡洛·鲁比亚  
 亨利·诺里斯·罗素(提出赫罗图)  
 拉塞尔(发明速调管)  
 卢瑟福散射实验  
 欧内斯特·卢瑟福

Rydberg-Ritz constant 22

Ryle, Martin 331

## S

Sakharov, Andrei 165

Salam, Abdus 184

Salpeter process

satellite telescopes 318

scale factor(scaling factor) 371

Schmidt telescopes 320

Schrödinger Erwin 21, 32, 39, 40, 51

Schrödinger equation 40, 42, 46, 47

Schrödinger's Cat 75

Schrödinger's equation 60

Schwarzschild metric 407

Schwarzschild radius 313, 361, 373

Schwarzschild solution 312, 373

Schwarzschild, Karl 312, 406

Schwinger, Julian 60, 109, 121-2, 226

scintillators 200

second law 391, 397, 412

secondary radiation 192

Segrè, Emilio Gino 476

Sègre, Hans 198, 199

self-interaction

semi-empirical mass formula 159

semi-leptonic decay 458

separable hidden variables theory 86, 89

Shanon, Claude 415

Shapiro, Irwin 308

Shapiro time delay 307

Shapley's period-luminosity law 363

shell model of nucleus 158

Shelter Island conference 120

Schönberg, Mario 349

short-range strong nuclear force 56

Siegbahn 474

Simon, Francis 422

Simon and Schuster 232

里德伯-里兹常数

马丁·赖尔

安德烈·萨哈罗夫

阿布杜斯·萨拉姆

萨尔佩特反应

卫星望远镜

标度因子

施密特望远镜

欧文·薛定谔

薛定谔方程

薛定谔的猫

薛定谔方程

史瓦西度规

史瓦西半径

史瓦西解

卡尔·史瓦西

朱利安·施温格

闪烁器

(热力学)第二定律

次级辐射

埃米里奥·吉诺·塞格雷

汉斯·赛格雷

自相互作用

半经验质量公式

半轻子衰变

可分离的隐变量理论

克劳德·香农(1916—2001,美国科学家)

欧文·夏皮罗

夏皮罗时间延迟

沙普利周期-发光度定律

核的壳层模型

谢尔特岛会议

舍恩贝格

短程强核力

西格班

弗朗西斯·西蒙

西蒙与舒斯特出版社

- simultaneity 270, 274  
 SLAC(Stanford Linear ACcelerator) 181, 203, 210  
 SLC(Stanford Linear Collider) 215  
 Slipper, Vesto 364  
 Smoot, George 334  
 Soddy 143  
 solar neutrinos 173  
 solenoid 221  
 solidify helium 430  
 Sommerfield, Arnold 25  
 Spaceborne Imaging Radar-C/X-band Synthetic Aperture Radar(SIR-C/X-SAR) 333  
 space shuttle Discovery 323  
 space shuttle Endeavour 323  
 Space Telescope Imaging Spectrograph(STIS) 324  
 space-time approach 285-6  
 Space-time continuum  
 space-time geometry 291  
 space-time of the universe 373  
 spark chamber 202  
 spark counter 202  
 sparticles(supersymmetry particles) 227, 241  
 spatial wavefunctions 52  
 SPEAR(Stanford Positron Electron Accelerating Ring at SLAC) 170  
 special relativity 263-91  
 specific heat capacity 3, 4  
 specific entropy of the universe 405  
 spectra 135  
 spectral classes of stars 347  
 spectroscopic parallax 361  
 speed of light 249  
 spin 27, 62, 144  
 spintharoscope 200  
 spooky action-of-at-a-distance 260, 484  
 spiral arm 363  
 spiral barred(SB) 365  
 同时性  
 斯坦福直线加速器  
 斯坦福直线对撞机  
 威斯托·斯莱弗  
 乔治·斯穆特  
 索迪  
 太阳中微子  
 螺线管  
 凝固氮  
 阿诺德·索末菲  
 空载成像雷达-C/X 波段综合孔径雷达  
 发现号航天飞机  
 奋进号航天飞机  
 空间望远镜成像摄谱仪  
 空间-时间方法  
 时空连续性  
 空间-时间几何  
 宇宙的空间-时间  
 火花室  
 火花计数器  
 超对称粒子  
 空间波函数  
 斯坦福正负电子不对称环  
 狭义相对论  
 比热容  
 宇宙的比熵  
 光谱  
 恒星的光谱级  
 光谱视差  
 光速  
 自旋  
 闪烁镜  
 幽灵式的超距作用  
 旋臂  
 带棒的旋涡星系

- spray comb 208
- SPS(Super Proton Synchrotron) 222
- SSC(Superconducting Super Collider) 167
- standard Model 168, 243
- Stanford linear accelerator 210-15
- Stanford linear collider 211, 215
- star fusion 340
- star trek 107
- static universe 375
- statistical interpretation 20, 43
- statistical mechanics 400
- Stefan's law 346
- Stefan-Boltzmann law 8
- Steinberger, Jack 171
- stellar aberration 268
- stellar magnitudes 338
- stellar spectra 346
- Stokes, George 134
- Stoney 136
- storage ring 215
- strange particles 176
- strangeness 176, 455
- Strassman, Fritz 161
- string theory
- strong decay 455
- SU(2)symmetry(group) 240
- SU(3) 240
- SU(5) 240
- Suess 159
- sum-over histories 66, 116
- superconducting electromagnets 220
- superconducting quantum device 429
- superconductivity 436
- superfluidity 431
- superfluidity in liquid helium-3 439
- supergiant layered star 357
- super-Kaluza-Klein theory 232
- super Kamiokande 175
- super-luminal jets 259
- 喷注梳
- 超质子同步加速器
- 超导超对撞机
- 标准模型
- 斯坦福直线加速器
- 斯坦福直线对撞机
- 恒星核聚变
- 星球旅行
- 静态宇宙(模型)
- 统计解释
- 统计力学
- 斯特藩定律
- 斯特藩-玻尔兹曼定律
- 杰克·斯坦伯格
- 恒星光行差
- 星等
- 恒星光谱
- 乔治·斯托克斯
- 斯托尼
- 存储环
- 奇异粒子
- 奇异性, 奇异数
- 弗里兹·斯特拉斯曼
- 弦理论
- 强相互作用衰变
- SU(2)对称性, SU(2)对称群
- SU(3)
- SU(5)
- 休斯
- 对历史求和
- 超导电磁铁
- 超导量子装置
- 超导电性
- 超流[动]性
- 液氮 3 中的超流性
- 超巨层状星
- 超卡鲁扎-克莱因理论
- 超卡密奥坎德
- 超光速喷注



super-luminal velocities 257  
 supernova 245-62  
 supernova 1987A 259, 357  
 supernova cosmology project 358  
 superposition 71, 85, 100  
 superquantum computer 94  
 superstring theory 188, 227, 243  
 supersymmetry 227, 241  
 symmetry 50, 126, 232, 235, 380, 442  
 symmetry groups 233  
 synchro-cyclotron 213  
 synchronisation 274  
 synchrotron 213  
 synchrotron radiation 211, 216  
 synthetic aperture radar 333  
 synthesis of heavy nuclei 345  
 Sysiphus cooling 440  
 Szilard engine 413-6  
 Szilard, Leo 413

## T

Tamm, Igor Yevgenyevich 165, 199  
 tandem accelerator 207  
 tandem generator 207  
 Tanoudji, Cohen 440  
 tau[lepton] 170  
 tau-neutrino 175  
 Taylor, Joseph 19, 312  
 Taylor, Richard 181  
 terrestrial heat engine 406  
 Teller, Edward 166  
 temperature 391, 422, 423  
 tevatron(1 TeV synchrotron, proton-antiproton  
 collider) 221, 222  
 thermal agitation 429  
 thermal equilibrium 423  
 thermodynamic arrow of time 398, 403  
 theta-tau problem 450  
 third law of thermodynamics 425

超光速  
 超新星  
 超新星 1987A  
 超新星宇宙学计划  
 叠加  
 超量子计算机  
 超弦理论  
 超对称性  
 对称性  
 对称群  
 同步回旋加速器  
 同步  
 同步加速器  
 同步辐射  
 综合孔径雷达  
 重核的合成  
 赛西弗斯冷却  
 齐拉特机  
 雷奥·齐拉特

伊戈·叶甫根涅维奇·塔姆  
 串列[式]加速器  
 串列发生器  
 科恩·塔努吉  
 $\tau$ [轻]子  
 $\tau$ 子型中微子  
 约瑟夫·泰勒  
 理查德·泰勒  
 地球热机  
 爱德华·特勒  
 温度  
 太电子伏同步加速器, 太电子伏质子反  
 质子对撞机  
 热扰动  
 热平衡  
 时间的热力学之箭  
 $\theta$ - $\tau$  疑难  
 热力学第三定律

Thomson, James(J. J.) 138  
 Thomson, George(G. P.) 14  
 Thomson, Sir Joseph John 473  
 Thorndike, E. M. 255  
 Thomson, William  
 thought experiment 77  
 time-dependent Schrödinger equation 466  
 time dilation 276-7  
 time machine 93  
 time projection chambers 203  
 time reversal asymmetry 447, 457  
 time reversed car crash 447  
 time reversed effect 126  
 time reversed gravitational collapse 410  
 time reversed oscillator 447  
 time reversible 398  
 Ting, Samuel 184  
 Tokamak 165, 293  
 Tomasini, G 191  
 Tomonaga, Shin-Ichiro 110, 124, 226  
 Touschek, B 218  
 transactional interpretation 127  
 transmutation 154  
 transmutation of atomic nuclei 154  
 transuranic elements 160  
 triple-alpha reaction 345  
 TRISTAN 217  
 tritium 167  
 true vacuum 381  
 tuning fork diagram 364  
 tunnel effect 54  
 Turlay, René 127, 456  
 twin paradox 277  
 Truman, President 165

## U

Ulam, Stanislaw 166  
 Uhlenbeck 490  
 ultra-violet astronomy 332

詹姆士·汤姆孙  
 乔治·汤姆孙  
 约瑟夫·约翰·汤姆孙爵士  
 E·M·桑代克  
 威廉·汤姆孙  
 思想实验  
 含时薛定谔方程  
 时间延缓  
 时间机器  
 时间投影室  
 时间反演不对称  
 时间反演的车祸  
 时间反演效应  
 时间反演引力坍缩  
 时间反演振子  
 时间反演的  
 丁肇中  
 托卡马克  
 托马西尼  
 朝永振一郎  
 图什克  
 互动诠释  
 嬗变  
 原子核的嬗变  
 铀后元素  
 三 $\alpha$ 粒子反应  
 (日本 KEK)30 GeV 正负电子对撞机  
 氙  
 真真空  
 音叉图  
 隧道效应  
 勒内·特利  
 双生子佯谬  
 杜鲁门总统

斯坦尼斯劳·乌拉姆  
 乌伦贝克  
 紫外天文学

ultra-violet catastrophe 7  
 uncertainty principle 82, 122, 155  
 unified field theory 230-2  
 unitarity 449  
 Urey, Harold 25, 345  
 Ussher, Bishop 340

## V

vacuum 385  
 vacuum fluctuations 409  
 vacuum polarization 109  
 Van de Graaf 207  
 Van Vleck, John Hasbrouck 478  
 van der Waals, Johannes Diderik  
 van de Meer, Simom 187, 221  
 variable stars 340  
 Varian, Sigurd 215  
 vector boson 238  
 velocity addition 280-1, 278  
 VEPP-4 217  
 Vernam, Gilbert 97  
 vertex detector 290  
 very large telescope(VLT) 324  
 Very Long Baseline Interferometry(VLBI) 329  
 Vesot, R. 302  
 Villard, Paul 148  
 Virgo galaxy 336  
 Virgo cluster 331  
 virial theorem 383  
 virtual electrons 59  
 virtual particles 385, 409  
 virtual photons 59, 123, 186  
 virtual states 59  
 von Soldner, Johann Georg 298  
 vortex rings 136

## W

Walton, Ernest 154  
 Waterson, James 340

紫外灾难  
 不确定性原理  
 统一场论  
 么正性  
 哈罗德·尤里  
 厄谢尔主教

真空  
 真空涨落  
 真空极化  
 范德格拉夫  
 范扶累克  
 约翰尼斯·迪德里克·范德瓦尔斯  
 西蒙·范德米尔  
 变星  
 西格德·瓦里安  
 矢量玻色子  
 速度合成(速度加法公式)  
 新西伯利亚4号正负电子存储环  
 维纳姆(1890—1960)  
 顶点探测器  
 超大型望远镜  
 超长基线干涉术  
 韦索  
 保罗·维拉德  
 室女座星系  
 室女座星团  
 位力定理  
 虚电子  
 虚粒子  
 虚光子  
 虚态  
 约翰·格奥尔格·冯·佐尔得讷  
 涡旋环

欧内斯特·瓦尔顿  
 沃特森

wavefunction 31, 40-56, 99  
 weak interaction 450  
 weak nuclear force 147  
 Weber bars 310  
 Weinberg, Steven 184  
 Weizman, Chaim 264  
 Weyl, Hermann 237  
 Wheeler, John 129, 305  
 white dwarf 353-4  
 Wide-field planetary camera 2(WFPC2) 324  
 Widerøe, Rolf 210  
 Wiegand 199  
 Wien's displacement law 8, 346  
 Wigner, Eugene Paul 445  
  
 Wilson, Charles 194  
 Wilson cloud chamber 194  
 Witten, Edward 227  
 work function 13  
 world line of an electron 124  
 Wu, Chieng-Shiung 451  
 Wulf, Theodor 191

## X

X-ray Astronomy 332  
 X-ray background 332  
 X-rays 147, 148, 335

## Y

Yang, Chen-Ning 239, 451  
 Yang-Mills field theories 239, 245  
 Young's experiment 119  
 Yukawa, Hideki 155

## Z

Zeeman effect 25  
 Zeilinger, Anton 107  
 Zermelo 404  
 zero latent heat 431

波函数  
 弱相互作用  
 弱核力  
 韦伯棒  
 斯蒂文·温伯格  
 钱姆·魏茨曼  
 赫尔曼·外尔  
 约翰·惠勒  
 白矮星  
 广角行星相机 2 号  
 罗尔夫·维德勒(挪威科学家)  
 威甘德  
 维恩位移定律  
 尤金·维格纳(1902—1995, 出生于匈牙利的美籍物理学家)  
 查尔斯·威尔逊  
 威尔逊云室  
 爱德华·威滕  
 逸出功  
 一个电子的世界线  
 吴健雄  
 西奥多·乌尔夫

X 射线天文学  
 X 射线背景  
 X 射线

杨振宁  
 杨(振宁)-米尔斯场理论  
 杨氏实验  
 汤川秀树

塞曼效应  
 安东·蔡林格  
 策梅洛(数学家)  
 零潜热

zero point energy 48, 430  
zeroth law of thermodynamics 423  
Z<sup>0</sup> factory 219  
Zurek 416  
Zweig, George 180  
Zwicky, Fritz 351, 356, 383

零点能  
热力学第零定律  
Z<sup>0</sup> 工厂  
茹雷克(出生于波兰)  
乔治·茨威格  
弗里兹·兹威基