现代理论物理导论

第一卷：经典物理与相对论

〔美〕E.G.哈里斯 著
钱尚武 朱保如 译

上海科学技术出版社

现代理论物理导论

第一卷：经典物理与相对论

〔美〕E. G. 哈里斯 著
钱尚武 朱保如 译

上海科学技术出版社

内 容 提 要

正如作者在前言中指出的那样，本书的目的之一是将现代物理的各门学科作为一个整体来讲授．前后呼应、融为一体，这是本书的一大特色．另外，取材精炼、由浅入深，同时兼顾历史发展和最新成就，亦是本书的长处．

全书分为两卷．第一卷包括经典力学、连续介质力学和经典场论，以及相对论和统一场论．卷首的数学方法选编与卷末的数学附录，对于读者亦颇有益处．

本书第二章至第八章及数学附录由钱尚武翻译，其余部分由朱保如翻译；其中第二章的第二节由赵桂荣翻译．

本书可供大学物理系高年级学生、研究生作为教材或参考书，也可供有关专业科研人员和教师作为参考资料．

原书印刷错误较多，亦有错漏之处，译文已尽力更正．

Introduction to Modern Theoretical Physics

Volume I:Classical Physics and Relativity

〔美〕Edward G. Harris

John Wiley & Sons, 1975

现代理论物理导论

(第一卷：经典物理与相对论)

〔美〕E. G. 哈里斯 著

钱尚武 朱保如 译

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 无锡县人民印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 13.125 字数 291,000

1984 年 11 月第 1 版 1984 年 11 月第 1 次印刷

印数 1— 6,700

统一书号：13119·1169 定价：1.75 元

前　　言

不太久以前的一段时期中，当一个物理系学生开始他的研究生学业时，往往总是从诸如朱斯(Joos)、斯莱特(Slater)与弗兰克(Frank)，或者佩奇(Page)所著的一些流行教科书中，选择一本作为理论物理课本．二次世界大战以后，随着物理学的迅速扩展，这种普通课程已被更加专门化的课程所取代．留存下来的普通理论物理课程，往往已降为补习课程，这是为那些准备不足的新入学的研究生作为补课用的．

这样一来，便产生一种不幸的后果．学生在大学一年级或二年级学完普通物理课程之后，再也见不到作为一门统一学科的物理学了，他们遇到的物理学，却是称作“力学”、“电动力学”、“量子力学”等这样一些分立学科的汇集．这些学科之间的联系往往是不明显的．通常，每一门课程采用不同的教本，由擅长于某一专门领域的不同教授讲授．任何综合工作都必须由学生自己来完成．

我希望本书能够朝着与上述时代潮流相反的方向迈出一步．当然，当今的物理学还没有达到所有一切都能从少数几个假设中演绎出来的地步，我也并不企图把物理学讲授得好象已经达到了此种地步．反之，我的意图是这样组织题材，即能使读者明白质点力学的概念是如何演化成连续介质力学的概念的，由此又如何产生场的概念，从而为电动力学奠定了基础；然后，力学概念以及引力场与电磁场的概念又是怎样演化成作为当今理论物理学的卓越成果的相对论和量子力学的．

诸如守恒定律、变分原理以及在某一变换群下的不变性，这样一些论题在理论物理中比比皆是．我希望读者看到这种接踵而来的论题反复出现之后，便能对物理学的统一性取得更深的理解．

在大多数其它普通理论物理书籍中，很少讨论统一场论或量子场论，因而跟这种书籍相比，我则竭力想使读者更加接近理论物理的前沿．我想为准备取得物理学“哲学博士”的读者讲授广义相对论和量子力学，这是有充分理由的．因为毕竟说来，广义相对论的提出至今已逾半世纪之久了，而量子场论的创始也差不多要追溯到同样久远．（狄拉克提出将电磁场量子化是在1927年．）如果一个物理学家对于这些理论一无所知，就象一个英语教授从未读过威廉·福克纳(William Faulkner)的小说一样说不过去．至于某些更为高深的章节，如第十三章与第廿三章，其目的与本书其余部分不同．在这些章节中，我并不想给予读者以能够在这些领域中开展工作的知识，而只是想使读者熟悉一下为了把物理学提高到超过它目前的状态，已经提出的某些具有更多猜测成份的观念．

虽则我在讲述每一专题的时候，试图从头讲起，但我并不当真把读者设想成处于一无所知的状态．我设想本书的读者是一个刚入学的物理系研究生，他已经读过大学物理课程．我假定他学过微积分、某些微分方程、初等力学、电学以及磁学，并且已经熟悉有关原子、分子、固体及原子核方面的某些事实．不过，为了讲述连贯起见，我也毫不犹豫地加进了一些读者已熟悉的内容．有一次我曾听费米讲过：“决不要低估人们温故而知新的乐趣．”我以为这是对教科书作者的有益忠告．与此同时，我也不想去讲述有关齿轮、滑轮、斜面、静电学

中的边值问题以及读者在大学年代中已经学够了的类似材料，从而使读者感到厌烦.

本书的结构如下. 在第一部分，我讲述了本书通篇反复用到的某些数学方法. 我以简单的矢量分析作为开始，因为它相当自然地导致张量分析，这在连续介质力学、电动力学与相对论中是有用的；并且也导致抽象的矢量空间，这在量子力学中是广泛使用的. 对物理学十分有用的另一数学领域，便是傅里叶分析与广义函数的理论. 不过，由于这与第一章的其它材料没有紧密的联系，就把它另列为一个附录.

第二部分是讲述力学、引力与电磁学的经典题材. 既然我已假定读者熟悉了其中的很大一部分内容，因而在某些节中讲得相当简略.

讲述相对论与量子理论的第三、四两部分构成了本书的核心. 第三部分主要讲述相对论的概念，这是从伽利略变换开始的，一直延续到带有揣测性的有关统一场论的某些内容. 第四部分乃是量子力学方面的一门研究生水平的完备课程.

我也可以把热力学、经典统计力学以及气体分子运动论包括在第二部分的经典题材中. 这样就把所讲的论题大致按照历史次序来排列. 不过，这些论题并不是相对论和量子力学所必需的预备知识. 而且，等到学完了量子力学之后再来讲述它们，似乎更为有利，因为这样便能把经典统计力学、量子统计力学和气体分子运动论放在一起讨论. 因此，第五部分专门用来讨论有关大复合体系的物理学，对此必须要用统计方法加以处理.

我原来想把全部理论物理学压缩在一卷篇幅中，不过其结果将显然成为一本使用起来不太方便的大部头著作了. 出

版者建议最好分成两卷，并且指出第十三章的结尾部分是一个自然的分界点．这样，经典物理学和相对论放在第一卷中，而量子理论和统计物理则放在第二卷中．在无损于把物理学作为一门统一学科讲授的目标下，我努力使两卷之间尽可能相互独立．

为了把全部理论物理学包括在两卷书中，势必会使某些专题讨论得十分简略．读者在本书中往往会遇到“可以证明…”这样的表述．一般而言，我已省略了本身不是十分有指导意义的数学推导和证明，而仅仅引用其结果．我还列出了适量的参考文献，以使感兴趣的读者能够找到更为详尽完整的讨论，从而弥补上述那种省略的不足．贯穿本书的意图是强调所涉及的物理概念，而不是其应用或数学技巧．我采用了干脆利落的讲法，希望把这些概念阐述明白，而不是显得晦涩难懂．

一本理论物理的书籍要详尽无遗地列出所有文献目录，这显然是不可能的．一般说来，我把我认为特别有用或有意义的书籍和文章，列在参考文献之中．对于未列入参考文献的许多优秀著作的作者，我谨致歉意．

大多数节的后面都附有一系列习题．由于其中有些习题是扩展了正文中已讨论过的观念的，因而建议读者即便不想去求解的话，至少也要看一看这些习题．对于某些较难的习题，可以参考列出的文献，在那里能够找到答案．

我在一所规模不大的大学中任教，就某种意义而言，我认为自己是幸运的．因为在这所大学中，要让每个教员只是讲授他所专长的课程是行不通的．结果，担任研究生课程的教员常要变换课程的内容．这使我获得了长足进步，并使写作本书有了可能．多年以来，我在讲过一门课程之后又要讲授

另一门课程，几乎讲遍了本书包括的所有课目．我乐于感谢我的学生们的帮助，他们愉快而耐心地听取了我曾讲授的不太熟悉的学科，并且他们提出的问题极大地促进了我的理解．

爱德华·G·哈里斯

1975年4月于美国田纳西州诺克斯维尔城

目　　录

第一部分　数学方法选编

第二部分　1900年以前的力学、引力理论与电磁学

第三部分　相　对　论

第一部分

数学方法选编

第一章 矢量，张量以及空间结构

§1 矢量代数

虽则我们假定读者在以前已经遇到过标量和矢量的概念，并且已经学会怎样在初等物理中应用这些概念，但在开始时先用初等的形式复习一下，以便为接着要讲的更抽象的概念作准备，还是会带来方便的.

数学家和物理学家所处理的量中，有许多只要给它们以一个数值，即其大小，就足以表征它们. 例如质量、密度、温度以及体积等等，就是这类物理量. 我们把这样一类量叫做标量.

其它一类称作矢量的量，只有同时给出它们的大小和方向，才足以表征它们. 这种量的例子是位置、速度、力以及电磁场强度，等等. 举例来说，让我们考虑位置矢量 $\boldsymbol{x}$，它是用来确定一个质点 P 相对于原点 O 的位置的(参见图 1-1). 我们用从 O 到 P 的线段再加上末端 P 处的箭头，来表示这一矢

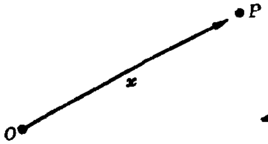

图 1-1

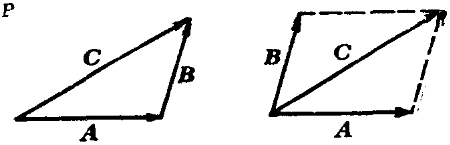

图 1-2

量．矢量的大小即线段的长度．线段在空间的取向以及线段一端的箭头表示这一矢量的方向．其它矢量同样可用几何方法表示为一有向线段，其长度(采用合适的单位)便是矢量的大小，而其取向则表示矢量的方向．

如能想出一些把矢量本身当作实体来加以运算的法则，则在写矢量方程和考虑矢量问题时，就会省事得多．以后，我们将用黑体字符号 $\boldsymbol{A}$、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{C}$、$\boldsymbol{x}$ 等等来表示矢量．如果两个矢量的大小和方向都相同，就说它们相等，但其始端不必相同．如果两个矢量相等，我们就可以使其中之一相对于自身作平行移动，直至它与另一矢量重合．我们暂且假定这种平行移动是可能的，不过以后还须评论和验证这一假定．

矢量 $\boldsymbol{A}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 相加后得到第三个矢量 $\boldsymbol{C}$ 的方法是，把矢量 $\boldsymbol{B}$ 的尾端与矢量 $\boldsymbol{A}$ 的首端连在一起，这样连接 $\boldsymbol{A}$ 的尾端与 $\boldsymbol{B}$ 的首端的矢量就是矢量 $\boldsymbol{C}$．这是矢量相加的三角形法则．另一方法是把两个矢量的尾端放在一起，然后作出一个平行四边形，则从公共尾端到平行四边形对角顶点的矢量即是 $\boldsymbol{C}$．这就是矢量相加的平行四边形法则．这两种法则都示于图 1-2 中，显然它们给出同样的结果．

我们把按照这些法则进行的两个矢量的加法写作

$$\boldsymbol{A}+\boldsymbol{B}=\boldsymbol{C}. \tag{1-1}$$

由于矢量相加的次序并不影响相加的结果，故有

$$\boldsymbol{A}+\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}+\boldsymbol{A},$$

我们就说矢量加法是可交换的．在两个矢量之和上我们可以加上第三个矢量，从而得到三个矢量之和．重复进行这种演算之后，便得到任意个数的矢量之和．显然，根据矢量加法的定义可知结合律成立：

$$\boldsymbol{A}+(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})=(\boldsymbol{A}+\boldsymbol{B})+\boldsymbol{C}. \tag{1-2}$$

设 $\boldsymbol{A}$ 为任意矢量，我们把大小与 $\boldsymbol{A}$ 相等但方向相反的矢量定义为 $-\boldsymbol{A}$，显然

$$\boldsymbol{A}-\boldsymbol{A}\equiv\boldsymbol{A}+(-\boldsymbol{A})=0. \tag{1-3}$$

一个矢量 $\boldsymbol{A}$ 与一个标量 m（实数）的乘积是这样定义的：其结果仍是一个矢量 $m\boldsymbol{A}$，这一矢量的大小是 $\boldsymbol{A}$ 的 $|m|$ 倍，并且当 m 为正时它与 $\boldsymbol{A}$ 的方向一致，当 m 为负时它与 $-\boldsymbol{A}$ 的方向一致．根据这一定义，分配律

$$(m+n)\boldsymbol{A}=m\boldsymbol{A}+n\boldsymbol{A} \tag{1-4}$$

与结合律

$$m(n\boldsymbol{A})=(mn)\boldsymbol{A} \tag{1-5}$$

成立．

取 $\boldsymbol{e}_1$, $\boldsymbol{e}_2$ 以及 $\boldsymbol{e}_3$ 为任意三个不共面的矢量．那么任何矢量 $\boldsymbol{A}$ 可以写作

$$\boldsymbol{A}=A_1\boldsymbol{e}_1+A_2\boldsymbol{e}_2+A_3\boldsymbol{e}_3, \tag{1-6}$$

其中 A_1、A_2 与 A_3 是三个数．从图 1-3 显然可以看出这是正确的．图中把 $\boldsymbol{A}$ 画作平行六面体的对角线，沿着 $\boldsymbol{e}_1$、$\boldsymbol{e}_2$ 与 $\boldsymbol{e}_3$ 方向的三个矢量 $A_1\boldsymbol{e}_1$、$A_2\boldsymbol{e}_2$ 与 $A_3\boldsymbol{e}_3$ 即是这一平行六面体的三条棱．我们把 $\boldsymbol{e}_1$、$\boldsymbol{e}_2$ 与 $\boldsymbol{e}_3$ 叫做基矢，把 A_1、A_2 与 A_3 叫做矢量 $\boldsymbol{A}$ 的分量或度量数．一旦给定了基矢，某一给定矢量的分量也就唯一确定了，因而我们可以说一个矢量是由它的分量确定或代表的．由此可知，当参照同样一组基矢时，只有当两个矢量的相应分量相等时，这两个矢量才是相等的．

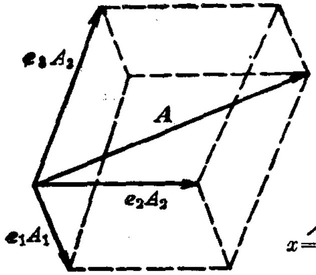

图 1-3

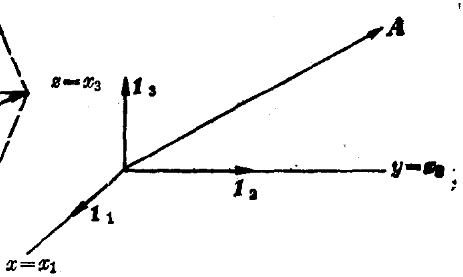

图 1-4

图 1-4 所示一种基矢的选择法是特别有用的．这就是把基矢选为单位长度，且其方向沿着笛卡儿坐标系的三个坐标轴．若把 x，y 与 z 改记为 x_1，x_2 与 x_3 就会带来符号上的方便．

为了强调这些基矢具有单位长度并且相互垂直，我们把它们记作 $\mathbf{1}_1$，$\mathbf{1}_2$ 与 $\mathbf{1}_3$．很多书籍把它们记作 $\boldsymbol{i}$、$\boldsymbol{j}$ 与 $\boldsymbol{k}$．可以把一个矢量 $\boldsymbol{A}$ 写作

$$\boldsymbol{A}=A_1\mathbf{1}_1+A_2\mathbf{1}_2+A_3\mathbf{1}_3. \tag{1-7}$$

当给定了一个矢量的分量(A_1、A_2、A_3)之后，这一矢量也就确定了．关系式

$$\boldsymbol{A}=\boldsymbol{B} \tag{1-8a}$$

意味着

$$A_i=B_i \quad (i=1,\ 2,\ 3). \tag{1-8b}$$

把矢量的相应分量相加便得矢量的相加；因而

$$\boldsymbol{D}=\boldsymbol{A}+\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C}+\cdots \tag{1-9a}$$

表示

$$D_i=A_i+B_i+C_i+\cdots \quad (i=1,\ 2,\ 3). \tag{1-9b}$$

可以通过下列三种有用的方法来定义两个矢量的乘积：

1．两个矢量 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 的标积或“点积”记作 $\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}$，我们

把它定义为一个标量，它等于 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 的长度之积再乘以 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 之间夹角的余弦．因而

$$\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}=AB\cos(\boldsymbol{A},\ \boldsymbol{B}),\tag{1-10}$$

此处的 A 与 B 用来表示 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 的长度．（有时我们发觉把长度记作 $|\boldsymbol{A}|$ 与 $|\boldsymbol{B}|$ 则要方便些．）注意：标积是可以交换的：

$$\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{A}.\tag{1-11}$$

分配律也是成立的，即

$$\boldsymbol{A}\cdot(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})=\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}+\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{C}.\tag{1-12}$$

为了知道这是正确的，注意 $\boldsymbol{A}\cdot(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})$ 等于 $|\boldsymbol{A}|$ 与 $(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})$ 在 $\boldsymbol{A}$ 方向上的投影的乘积．再参照图 1-5，注意 $(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})$ 在 $\boldsymbol{A}$ 方向上的投影，亦即 $|\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C}|\cos(\boldsymbol{A},\ \boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})$，等于 $\boldsymbol{B}$ 在 $\boldsymbol{A}$ 方向上的投影加上 $\boldsymbol{C}$ 在 $\boldsymbol{A}$ 方向上的投影．采用归纳法易于证明，标积的分配律在普遍情况下也是成立的．例如

$$(\boldsymbol{A}+\boldsymbol{B})\cdot(\boldsymbol{C}+\boldsymbol{D})=\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{C}+\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{D}+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{C}+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{D}.\tag{1-13}$$

假若两个矢量垂直（也称作正交），则其标积为零．一个矢量与其自身的标积即是它的长度的平方；即 $\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{A}=A^2$．对于图 1-4 中的单位基矢，我们求得

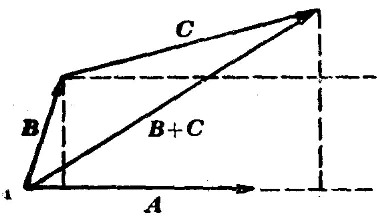

图 1-5

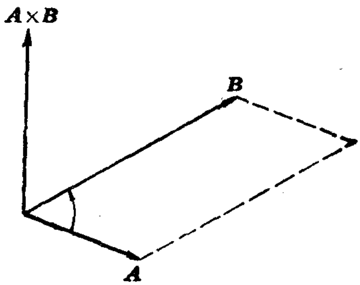

图 1-6

$$\mathbf{1}_i\cdot\mathbf{1}_j=\delta_{ij}\equiv\begin{cases}0 & (i\neq j)\\ 1 & (i=j)\end{cases}. \tag{1-14}$$

符号 δ_{ij} 称作克罗内克符号，在本书中经常要用到它．从等式(1-14)与分配律可知，当把矢量写作等式(1-7)的形式时，其标积为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}&=(A_1\mathbf{1}_1+A_2\mathbf{1}_2+A_3\mathbf{1}_3)\cdot(B_1\mathbf{1}_1+B_2\mathbf{1}_2+B_3\mathbf{1}_3)\\&=A_1B_1+A_2B_2+A_3B_3.\end{aligned} \tag{1-15}$$

2．两个矢量 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 的矢积或“叉积”记作 $\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}$．它是一个矢量，其长度等于 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 长度之积再乘以它们夹角的正弦．亦即

$$|\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}|=AB\sin(\boldsymbol{A},\ \boldsymbol{B}). \tag{1-16}$$

$\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}$ 的方向垂直于 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 所在的平面，并按“右手法则”给出；所谓“右手法则”，就是把右手指沿着 $\boldsymbol{A}$（乘积的第一个因子）伸直，再把手指朝着 $\boldsymbol{B}$（乘积的第二个因子）卷曲，那么大拇指的指向即是 $\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}$ 的方向．这一规则如图 1-6 所示．

必须注意，交换律对于矢积来说是不成立的．事实上，由定义可知

$$\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}=-\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{A}. \tag{1-17}$$

从几何角度来看，$\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}$ 的长度等于以 $\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 为边的平行四边形面积的大小．矢量 $\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}$ 与这一平行四边形相垂直．

易于证明，结合律是成立的：

$$(m\boldsymbol{A})\times\boldsymbol{B}=m(\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}); \tag{1-18}$$

分配律也成立：

$$\boldsymbol{A}\times(\boldsymbol{B}+\boldsymbol{C})=\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}+\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{C}. \tag{1-19}$$

其证明相当冗长，留给读者作为一个练习．

对于图 1-4 中的单位矢量，我们求得