泡利物理学讲义

1

电动力学

泡利物理学讲义

1. 电动力学

洪铭熙　苑之方　译
留润州　校

人民教育出版社

内容简介

泡利物理学讲义是理论物理学的一套十分严谨、精练的经典教材。现根据 MIT 出版社 1973 年出版的英译本 (Charles P. Enz 主编, S. Margulies 和 H. R. Lewis 合译的 *Pauli Lectures on Physics*) 并参考德文原版翻译出版，以供我国大学理工科师生参考。

本套讲义分六册出版，内容分别为：1. 电动力学。2. 光学和电子论。3. 热力学和气体分子运动论。4. 统计力学。5. 波动力学。6. 场量子化选题。

本书中译本责任编辑：曹建庭

泡利物理学讲义

1. 电动力学

洪铭熙 苑之方 译

留润州 校

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

人民教育出版社印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 4.75 字数 106,000

1981 年 4 月第 1 版 1982 年 2 月第 1 次印刷

印数 00,001—14,500

书号 13012·0602 定价 0.43 元

前　言

人们常说:科学方面的教科书很快会过时。可是泡利讲义,尽管其中一些是早在二十年以前讲授的,为什么现在还要出版呢?理由是简单的,因为泡利介绍物理学的方式一点也不过时。他的论量子力学基础的著名论文发表在1933年德国百科全书《物理学手册》中①。二十五年后,该文几乎未作改动地重新出现在新版本②中,而投给这部百科全书的大多数文稿却必须完全重写。出现这种惊人事实的原因就在于泡利的风格,在论文的透彻性和影响力方面,他的这种风格是与论文主题的伟大相称的。科学写作的风格是一种品质,这种品质当今正濒于消失。快速出版的压力是如此之大,以致人们把草率地写成的文章和书籍匆忙付印,而很少关心概念的细心阐述。目前,数学和仪器手段的技巧变得又复杂又困难,人们写作与学习上所花费的精力,大部分是用于获得这些技巧,而不是用于深入吃透重要概念。物理学的主要概念往往消失在数学论证的茂密丛林之中。这种情况并非一定如此。泡利讲义说明怎样才能够清晰地并用优美的数学形式把物理概念表达清楚,而不致被形式化的专门技巧所掩盖。

从字面的意义上讲,泡利不是一个有才艺的演说家。人们跟

---

① 这部《物理学手册》(*Handbuch derPhysik*)是H. Geiger和K. Scheel主编的。泡利这篇论文《*Dieallgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik*》曾载人该手册第二版,第二十四卷,第一分册(1933)。——中译者注。

② 泡利这篇论文的新版本载人S. Flügge主编的《*Handbuch der Physik* (*Encyclopedia of physics*)》第五卷,第一分册(1958)。——中译者注。

上他的课程往往是不容易的。但是，当他的思想脉络和他的逻辑结构变得明显时，注意听讲的追随者就会对主要概念留下一个新的更深刻的理解，并对精美的推理结构留下一个更透彻的领悟，这个精美的推理结构就是理论物理。这套讲课笔记不是他本人而是他的一些同事写的，这一事实，并不降低它们的价值。在其概念结构和数学严谨上，它们体现了大师的特点。只是间或在某些地方人们确实没见到大师的一些词语和说明。除了场的量子化那些讲义，人们对他的讲义并无过时之感，在场的量子化讲义中，有些概念的表达方式，今天对有些人说，也许显得陈旧。尽管如此，由于这些讲义的简洁性和直截了当地逼近中心问题，它们对现代的学生来说该是有益的。

愿本卷作为一个范例，说明创建理论物理学的伟人之一，是怎样表达和讲授理论物理学概念的。

维克托 F. 外斯科夫

于麻省　　坎布里奇市

英译本编者序言

如本书《概观》中所说，同他的老师 A. 索末菲相反，泡利选用归纳法教授电动力学，而索末菲却愿采用麦克斯韦方程组的公理表述法(参看 A. 索末菲，电动力学中序言，A. Sommerfled, *Electrodynamics*, Academic Press, New York, 1952)。这种态度是泡利的特点，也能在这套书的其他讲义中看到(除场的量子化外)。这表达了泡利对科学概念和思想的形成以及建立在它们之上的逻辑结构(这是一个卓越的历史过程)的强烈兴趣（参看，例如泡利的论文“原型概念对开普勒的自然科学理论形成的影响”① 中的导言，刊登在《*Naturerklärung und Psyche*》中，Rascher Verlag, Zurich, 1952)。

由于特别注意理论逻辑结构，这份讲义仍然是现今学生学习的有益的原始资料。戴隆 (A. Thellung) 的笔记很好地反映了泡利讲授的简洁风格；英文译本是以它为依据的。这些笔记于 1949 年在苏黎世联邦工业大学(ETH)出版时，戴隆还是泡利指导下的一名哲学博士学位研究生。后来，他成为泡利的助教，而现在是苏黎世大学理论物理学教授。他的笔记谨慎而准确（这是戴隆的特点），使得译者的工作变得比较容易些。

在泡利看来，电动力学的中心问题是场的概念和能用精细结构常数 $e^2/mc=1/137$ 来表达的基本电荷的存在。可以从本书附

① 参看 *R. Kronig* 和 *V. F. Weisskopf* 主编的《*Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli*》第一卷(1964)，第 1023 页。——中译者注

录中汇集的泡利著作的目录中看出，这个基本的纯数字曾深深地迷住了泡利。对泡利来说，关于数字 137 的解释是场论是否成功的试金石。可是至今还没有一种理论经得起这一考验。泡利去世时，数字 137 升华为一个不可思议的符号。当我在医院中看望泡利时，他关切地问我是否已注意到他的房间号码：137！几天以后，他就在这个房间里与世长辞了。

查理 P. 安兹

日内瓦，1971 年，11 月 17 日

电动力学的历史发展和现代问题的概观

电动力学是理论物理中比较年轻的分支。作为场物理学的一个范畴，它近来已变得十分重要。与粒子物理学相反，场物理学处理的是时空的连续函数(例如，弹性理论，流体力学等等)。因为电具有原子性结构，所以粒子物理学在电动力学中亦起一定的作用。

关于场的概念要追溯到法拉第；他用一种没有严格数学公式的直观方法，并引入力线的概念。麦克斯韦使理论获得严格的数学形式。这一理论所预言的电磁波的存在，后来由赫兹用实验方法证实了。光只不过是某一波长范围内的电磁波，因此可以把光学看作是电动力学的一个分支。

连续介质力学给场物理学提供了模型。于是，用类推法，人们曾相信光的传播需要"以太"，并且试图把光的传播现象归结为这种以太的力学性质所致。(机械的自然观：自然界的所有定律都应在力学的基础上来解释。)麦克斯韦，玻耳兹曼和其他人设想出所谓以太发动机。然而，人们很快就认识到，所有这些理论都是很不自然和复杂的。这样，人们逐渐地放弃了这种方法，而物理场的概念便牢固地建立起来。然而，电磁场只能用所谓检验电荷来测量，所以，就同粒子物理学的概念发生了联系。

人们已逐渐明了，以太不具有任何原子性结构(就象人们对弹性媒质所认为的)，而且运动的概念只能应用于检验电荷，而不能应用于以太本身。后一事实曾导致相对论的形成。

如我们从电在本性上具有原子性这个事实所能看出的，认为

场物理学胜过了粒子物理学的这种观点无论如何决不是正确的。电荷的载体是负电子和正质子。此外，能用适当的方法人为地产生带正电的电子(正电子)、带负电的反质子以及其他带正电荷和负电荷的粒子。(介子和超子)。所有电荷都是基本电荷的整数倍。

H. A. 洛伦兹和L.拉莫尔把用所谓“物质常数”表征的宏观物体电性质的差异追溯到真空中的麦克斯韦方程组和电荷的载体(电子论)。这样,他们大大简化了理论基础,已经证明这给相对论带来了特殊的方便。另一方面，还不能解释为什么电荷只以某一电量的整数倍出现的事实。迄今为止，还没有能够用任何方式解释基本电荷的存在。这仍然是理论物理中尚待解决的问题。在麦克斯韦-洛伦兹理论以及在当代量子场论中,电子本身仍然是陌生者[A-1]①。

场-粒子的描述提出了一个概念性的问题:虽然无需任何检验电荷就能用数学方法描述场,然而没有检验电荷却不能测量它。另一方面,检验电荷本身也产生场。无论如何,用检验电荷测量外场的同时,又确定这电荷本身所产生的场,那是不可能的。因此，就存在着某种二象性。所以,就物理学的认识论来说,电动力学是具有重大意义的[A-1]。

电动力学能用两种表达方式:

1. 演绎法:从麦克斯韦方程组出发,再研究特殊事例。

2. 归纳法:从实验得到的基本定律出发，最终建成麦克斯韦方程组。这种方式较接近于历史的发展。

在本讲义中,我们将采用第二种方式。

---

① 注译[A－1]至[A－4]见附录。

目　录

第三章　准静态(电磁)场

第四章　迅变(电磁)场

第一章　静电学和静磁学

§1. 库仑定律

我们假定读者已经由实验物理学熟悉了导体和绝缘体的概念。我们想在这几节中只考察其线度远小于它们的相对间距的那些带电体。于是，我们可以假定它们的电荷集中在某些点上（点电荷）。

这样的两个点电荷间的力是有心力，并且满足作用和反作用原理(作用＝反作用)。这种力既可能是引力，也可能是斥力，它们的量值由下式给出

$$K=\frac{|e_1\cdot e_2|}{r^2},$$

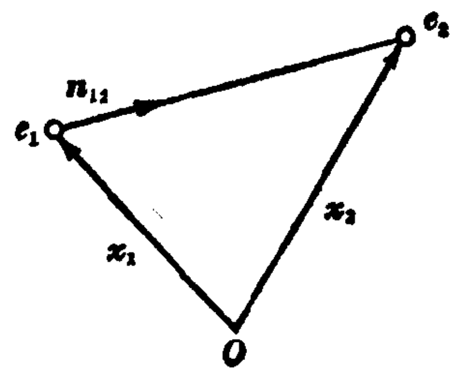

图　1.1

式中 e_1 和 e_2 是电荷的电量，而 r 是它们的间距。用矢量表示法(图 1.1)，电荷 e_1 作用在电荷 e_2 上的力为

$$\boldsymbol{K}_{12}=\frac{e_1e_2}{r_{12}^2}\boldsymbol{n}_{12}=\frac{e_1e_2}{r_{12}^3}(\boldsymbol{x}_2-\boldsymbol{x}_1)=-e_1e_2\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{x}_2}\frac{1}{r_{12}},\quad[1.1]$$

式中 $\boldsymbol{x}_1$ 与 $\boldsymbol{x}_2$ 为 e_1 和 e_2 的位矢，$r_{12}=|\boldsymbol{x}_2-\boldsymbol{x}_1|$ 为 e_1 与 e_2 的间距，$\boldsymbol{n}_{12}=(\boldsymbol{x}_2-\boldsymbol{x}_1)/r_{12}$ 为由 e_1 指向 e_2 的单位矢。这一从经验获得的关系称为库仑定律。

我们还必须附加由实验推论出来的另外两个事实：

1. 力的叠加. 电力按矢量加法定律(平行四边形法则)相加

$$\boldsymbol{K}_{1+2,3}=\boldsymbol{K}_{1,3}+\boldsymbol{K}_{2,3}.$$

2. 电荷守恒. 既不能产生也不能消灭的电荷，按代数加法相加。

由于库仑定律中的各个量都可以改变，因而库仑定律本身就内含地对电荷提供了一个充分的定义。

例如，我们定义：(a) 倘若二电荷中的每一电荷对第三个电荷产生相同的效应，则此二电荷相等；(b) 如果电荷 e_1 对第三个电荷 e_3 产生的效应同两个电量皆为 e_2 的电荷对 e_3 所产生的效应相同，则电荷 e_1 是电荷 e_2 的两倍。当然，这两个电荷(e_2)间的距离必须远小于它们同 e_3 间的距离。电荷既可能是正的，也可能是负的。同号电荷相斥，异号电荷相吸。

我们也可以考察一个确定的电荷 e_1 作用在不同的电荷 e_2 上的各个力，反之亦然。这两种情况构成了电场强度定义的基础：对一给定的 e_1，其作用在检验电荷 e_2 上的力为

$$\boldsymbol{K}_2 = e_2\boldsymbol{E}. \qquad [1.2]$$

式中电场强度 $\boldsymbol{E}$ 与 e_2 无关。

在由位于 Q 点的单个点电荷 e_Q 所产生的电场中，P 点的电场强度由库仑定律给出：

$$\boldsymbol{E}_P = \frac{e_Q}{r_{QP}^2}\boldsymbol{n}_{QP} = \frac{e_Q}{r_{QP}^3}(\boldsymbol{x}_P - \boldsymbol{x}_Q) = -e_Q\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_P}\frac{1}{r_{QP}}, \qquad [1.3]$$

式中源点 Q 是固定的，而场点 P 则是任意的。对于几个点电荷的情况，根据叠加原理求得

$$\boldsymbol{E}_P = \sum_Q \frac{e_Q}{r_{QP}^2}\boldsymbol{n}_{QP} = \sum_Q \frac{e_Q}{r_{QP}^3}(\boldsymbol{x}_P - \boldsymbol{x}_Q) = -\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_P}\sum_Q \frac{e_Q}{r_{QP}}. \qquad [1.4]$$

在任意电荷分布的普遍情况下，电场强度也由下式定义

$$\boldsymbol{K} = e\boldsymbol{E}. \qquad [1.5]$$

式中 $\boldsymbol{K}$ 为作用在检验体上的力；e 为检验体所带的电量，它只与检

验体本身有关；$\boldsymbol{E}$ 为电场强度，与检验体无关，而只取决于场。

很重要的一点是，我们必须假定检验电荷的存在对场并无干扰，或对场的影响小得可以略去。在宏观静电学中这并不产生困难，因为实际上可以使检验电荷的电量 e 任意地小。再者，在场源是固定的点电荷或准点电荷的情况中，e 甚至可能是任意地大。另一方面，如果场源是扩展的带电导体表面，那么大电量的检验电荷会引起场源电荷的位移，从而改变了电场(参见§11)。同宏观静电学相反，在原子范畴中却遇到巨大的困难。在此，由于不能使检验电荷任意微小，加之场源不是静止的，所以不能忽略检验电荷对场的反作用。这表明在场的概念中有一定的困难[A-1]。

到此为止，我们都是用粒子物理学的语言来描述电场。在以后几节中，我们要把由库仑定律所定义的电场看作一个独立的概念，并研究它的性质。

§2. 点电荷的场

a. 场是保守的(能量守恒)

从矢量分析知道，这一性质可以由以下四个完全等效的表达式中的任一个来表示：

1. 对任意闭合曲线有

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{s}=0. \qquad [2.1]$$

其物理意义为

$$e\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{s}=\oint \boldsymbol{K}\cdot d\boldsymbol{s}=0,$$

图 2.1

即，当带电粒子在电场中沿一个闭合路径运动一周时，既不获得、也不损耗净功。

2. $\int_O^P \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{s}$ 只取决于两端点 O 和 P 的位置(图 2.1)，而与它

们之间的路径无关。由此不难证明这一积分必定具有如下形式

$$\int_O^P \boldsymbol{E}\cdot d\mathbf{s} = -\varphi_P + \varphi_O. \qquad [2.2]$$

证明：我们定义$\int_O^P \boldsymbol{E}\cdot d\mathbf{s} = F(O,P)$。于是，对于任一点 P'，有

$$F(O,P') + F(P',P) = F(O,P)$$

或

$$F(O,P') - F(P,P') = F(O,P),$$

这是由于，显然有 $F(P',P) = -F(P,P')$。若保持 P' 固定，则

$$F(O,P') = \varphi_O \quad 及 \quad F(P,P') = \varphi_P.$$

所以

$$\varphi_O - \varphi_P = F(O,P),$$

这就是所欲求的结果。

量 φ_P 称为 P 点的静电势。它只被确定到相差一任意附加常数。(势的零点可任意选择。)

3. $\boldsymbol{E} = -\mathrm{grad}\varphi.$ [2.3]

或者表示为

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi;\quad \boldsymbol{E} = -\frac{\partial\varphi}{\partial \boldsymbol{x}};\quad E_i = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_i},\quad i=1,2,3.$$

4. $\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = 0.$ [2.4]

场是无旋的。或者表示为

$$\mathrm{curl}\boldsymbol{E} = 0;\quad \nabla\times\boldsymbol{E} = 0;$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial x_j} - \frac{\partial E_j}{\partial x_i} = 0,\quad i, j\ 循环。$$

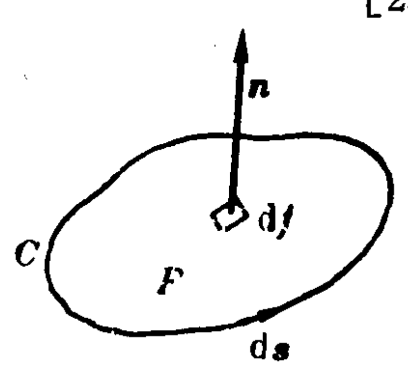

图 2.2

根据斯托克斯定理：

$$\int_C \boldsymbol{E}\cdot d\mathbf{s} = \int_F \mathrm{curl}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{n}\,df \qquad [2.5]$$

(在右手坐标系中，式中的法线方向与C的绕行指向必须保持如图2.2所示的关系)，表述4与能量定律的其他三种形式是等效的。

从上面四种表述中的任一种都可导出其他三种。可以证明，它们对任何有心力都成立。因此，它们对有心力的有限和也成立，从而对于点电荷系的场也是成立的。

由点电荷系所产生的电势为

$$\varphi_P=\sum_Q\frac{e_Q}{r_{QP}}. \qquad [2.6]$$

此处，我们已经选定了任意附加常数，使得$\varphi(\infty)=0$。φ的这一表达式的正确性能够通过构成它的梯度

$$\boldsymbol{E}=-\mathrm{grad}_P\varphi=\sum_Q\frac{e_Q}{r_{QP}^3}(\boldsymbol{x}_P-\boldsymbol{x}_Q)$$

来证明。(微分是对P的坐标施行的；场源保持固定。)

由于表述1, 2, 3和4对任意势场都是成立的，所以它们对电场$\boldsymbol{E}$所能提供的论述比库仑定律所能作出的要少得多。只当把它们同下述定律结合在一起时，它们才与库仑定律等效。

b. 电通量. 高斯定律

1. 单个点电荷。通过以点源为球心的球面的电通量(图2.3)为

$$\oint_K E_n\mathrm{d}f=\int_K\frac{e}{r^2}r^2\mathrm{d}\Omega=4\pi e.$$

对所有球面，不论其大小如何，通量都相同。推广到任意闭曲面，不难看出

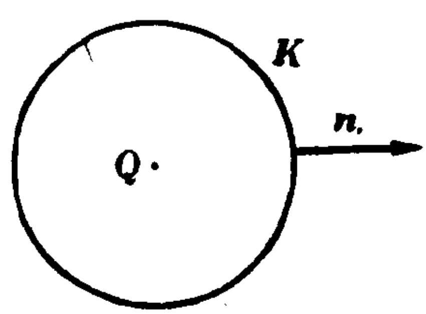

图 2.3

$$\oint_F E_n\mathrm{d}f=-\oint_F\frac{\partial\varphi}{\partial n}\mathrm{d}f=\begin{cases}4\pi e, & \text{若}Q\text{位于曲面}F\text{之内},\\ 0, & \text{若}Q\text{位于曲面}F\text{之外}。\end{cases} \qquad [2.7]$$

2. **多个点电荷**. 在这种情况中，

$$\oint_F E_n \mathrm{d}f = -\oint_F \frac{\partial\varphi}{\partial n}\mathrm{d}f = 4\pi\sum_Q e_Q. \qquad [2.8]$$

式中的和是对包含在曲面F之内的全部电荷取的。

根据高斯定理

$$\oint_F E_n \mathrm{d}f = \oint_F \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}f = \int_V \mathrm{div}\boldsymbol{E}\mathrm{d}V \qquad [2.9]$$

(式中F为包围体积V的闭曲面，而$\boldsymbol{n}$为外法线)，由[2.7]和[2.8]两式得

$$\mathrm{div}_P\boldsymbol{E}=0, \qquad P\neq Q. \qquad [2.10]$$

由于$\boldsymbol{E}=-\mathrm{grad}\varphi$ 以及

$$\mathrm{divgrad}\varphi=\nabla^2\varphi=\Delta\varphi=\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_3^2}\right)\varphi,$$

所以φ满足拉普拉斯方程

$$\nabla_P^2\varphi=0, \qquad P\neq Q. \qquad [2.11]$$

因为除在原点外，

$$\frac{\partial r}{\partial x_i}=\frac{x_i}{r}; \qquad \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{1}{r}\right)=-\frac{x_i}{r^3}, \qquad \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{3x_i^2-r^2}{r^5},$$

$$\nabla^2\left(\frac{1}{r}\right)=\sum_i\frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{3r^2-3r^2}{r^5}=0,$$

立刻可以看出$\varphi=e/r$ (对于单个点电荷) 或$\varphi=\sum_Q e_Q/r_{QP}$(对于多个点电荷)是方程式[2.11]的解。对于包围原点的曲面，

$$-\oint_F\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)\mathrm{d}f=\oint_F\frac{1}{r^2}\left(\boldsymbol{n}\cdot\frac{\boldsymbol{x}}{r}\right)\mathrm{d}f=4\pi.$$

能量守恒

$$\mathrm{curl}\boldsymbol{E}=0 \text{ 或 } \boldsymbol{E}=-\mathrm{grad}\varphi,$$

和高斯定律