

普通物理学

(修訂本)

第二卷 第二分册

C. Д. 福里斯 A. B. 季莫列娃 著

梁宝洪 译

高等教育出版社

普 通 物 理 学

(修 訂 本)

第二卷 第二分册

C. Д. 福里斯 A. B. 季莫列娃 著
梁 宝 洪 译

高 等 教 育 出 版 社

本书原由梁宝洪同志根据苏联国立技术理论书籍出版社(Гостехиздат)出版的С.Э. 福里斯(Фриш)和А.В. 季莫列娃(Тиморева)合著“普通物理学”(Курс общей физики)第二卷1953年第五版译出。现在由雷祖猷同志根据苏联国立数理论书籍出版社(Физматгиз)1961年出版的该书第八版在原译本基础上进行了全面的修订。

这部普通物理学共分三卷,第二卷的中译本分成两分册出版。第二分册的内容为电磁现象。在新版中,第十八章增添了几节关于磁场强度矢量的环量及其应用,磁感应矢量的环量等,有些节的讲授次序也作了一些变动。

本书可作为综合大学及高等师范学校物理各专业“普通物理学”电学部分的教学参考书,也可供各高等学校其他专业的师生参考。

本书原由高等教育出版社出版,自1960年4月至1964年12月改由人民教育出版社出版。1965年1月1日高等教育出版社成立后,本书仍用高等教育出版社名义继续印行。

普通物理学

第二卷 第二分册

(修订本)

С. Э. 福里斯 著

А. В. 季莫列娃

梁宝洪 译

北京市书刊出版业营业许可证出字第119号

高等教育出版社出版(北京景山东街)

商务印书馆上海厂印装

新华书店上海发行所发行

各地新华书店经售

统一书号K13010·1174 开本 850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 8 $\frac{7}{16}$

字数 195,000 印数 0,001—5,000 定价(5) 0.80

1958年5月合订本第1版(共印102,000)

1965年3月第2版 1965年4月上海第1次印刷

第二卷第二分册目录

第六篇 电磁现象

第十八章 电流的磁场.....291

§ 191. 磁场及其描述.....291

§ 192. 磁场强度的图示法.....295

§ 193. 求电流所产生的磁场强度的方法.....300

§ 194. 环形电流与螺线管产生的磁场.....304

§ 195. 磁场强度的量度单位。绝对电磁单位系.....308

§ 196. 电流在磁场中所受的力.....314

§ 197. 磁场中的载流闭合回路.....319

§ 198. 磁场强度矢量的环量.....327

§ 199. 磁场强度矢量的环量之表式如何应用.....330

§ 200. 磁质.....333

§ 201. 分子、原子和电子的磁矩.....337

§ 202. 磁化强度矢量.....342

§ 203. 铁磁性.....347

§ 204. 铁磁性的本质.....353

§ 205. 永磁铁.....356

§ 206. 磁感应矢量线。磁感应矢量的环量和磁场强度矢量的环量。边界条件.....362

§ 207. 静电场与磁场的类比.....368

§ 208. 矢量 $\mathbf{H}$ 与 $\mathbf{B}$ 的物理意义.....372

§ 209. 螺线管与磁铁的区别.....375

§ 210. 载流线路在磁场中运动时所作的功.....377

§ 211. 磁路定律.....383

§ 212. 磁路的基尔霍夫方程.....389

§ 213. 测量仪器.....392

第十九章 带电粒子在电场和磁场中的偏转.....398

§ 214. 电荷在磁场中运动时所受的力.....398

§ 215. 运动电荷的磁场.....403

§ 216. 运动电荷之磁场的实验研究.....406

§ 217. 霍耳效应.....414

§ 218. 电子荷质比的测定.....417

§ 219. 正离子荷质比的测定.....424

§ 220. 电子射线在工程技术上的应用.....430

第二十章 电磁感应.....437

§ 221. 电磁感应现象.....437

§ 222. 感应电动势的确定.....440

§ 223. 求几种特殊情形下的感应电动势.....445

§ 224. 自感现象.....449

§ 225. 断路额外电流与闭路额外电流.....454

§ 226. 互感.....457

§ 227. 电流的磁场所具有的能量.....459

§ 228. 反复磁化中所作的功.....463

§ 229. 电缆的自感系数.....466

§ 230. 感应电流所迁移的电量.....467

§ 231. 傅科电流。趋肤效应.....471

§ 232. 交变电流.....473

§ 233. 交流电路中放出的功率.....479

§ 234. 含有自感和电容的交流电

路.....	481	荡.....	510
§ 235. 发电机和电动机.....	489	§ 242. 位移电流.....	513
§ 236. 变压器.....	492	§ 243. 电磁场.....	516
§ 237. 交流的整流和测量.....	495	§ 244. 麦克斯韦方程.....	521
§ 238. 三相电流.....	497	§ 245. 麦克斯韦-洛伦兹方程.....	526
第二十一章 电磁振荡与		§ 246. 电磁波.....	528
电磁波	501	§ 247. 电磁波的传播速度.....	535
§ 239. 电容器的振荡放电.....	501	§ 248. 伍莫夫-坡印廷矢量.....	539
§ 240. 受迫电振荡.....	506	§ 249. 无线电技术. 激发和记录	
§ 241. 用真空管激发无阻尼振		电磁波的近代方法.....	540
附录 电磁量的单位制	546		

第六篇 电磁现象

第十八章 电流的磁场

§ 191. 磁场及其描述 在电荷周围的空間里,会产生一种具有一定物理性质的静电場,与此相似,在电流周围的空間里,也要产生一种特殊的場,叫做**磁场**。由带电体在静电場中所受力的作用,能够察觉静电場的存在;由载流导体引入磁场后受到的力,則能察知磁场的存在。例如,通以同向电流的两根平行导线就将互相吸引(图 174)。这事实可以这样来解释:每一电流都在周围的空間里产生一磁场,这一磁场又作用在另一电流上。磁场对电流的作用性质可以各不相同,依载流导体的形状、位置和导体内电流的方向而定。因此,要描述磁场,必須研究磁场对于某一完全确定的电流如何发生作用。同时,我們將暂时假定载流导体是在真空中。

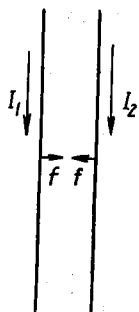


图 174. 两根载有同向电流的平行导线互相吸引。

在静电学中,我們曾利用点电荷来研究静电場的各种性质,所謂点电荷指有一电荷集中在这样一个小物体上,这物体的綫度远小于从物体到电場源(即产生电場的若干电荷)的距

离(見 § 124)。現在我們則將按磁场对一个閉合的平面載流迴路的作用来研究磁场的性质。这样的迴路称为**綫圈**。这种迴路的綫度也应当远小于从迴路到磁场源(即产生磁场的諸载流导体)的距离。实际上,要在綫圈中維持恒定的电流,必須用导线往綫圈中引进电流。磁场对于这些导线也有作用;为了避免这种作用,可以

使两根引流导线彼此十分靠紧, 这样, 磁场对它们总的作用就会为零(由于磁力方向随电流方向而变, 这种依从关系后面要讲到)。把这种线圈悬挂在能够显出扭转形变的一根细线上(图 175), 我们就可以用来研究磁场的性质了。

实验表明, 把这种小线圈置于载流导线附近时, 它将依一定方式偏转。磁场对这线圈起着定向的作用。

例如, 取一根直而长的导线(图 176), 其中的电流为 I ; 在线圈 C 被放到这导线附近时, 将发生偏转, 最后停在包含该导线的平面 $AA'BB'$ 内。同时在此情形下, 线圈的取向还与线圈中电流的方向有关: 电流方向反转时, 线圈将转过 180° ①。

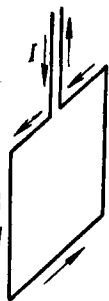


图 175. 载流线圈。

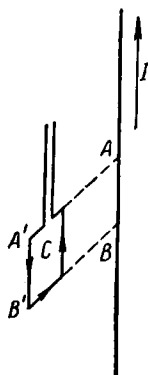


图 176. 能够自由转向的线圈停止在包含该导线的平面 $AA'BB'$ 内。

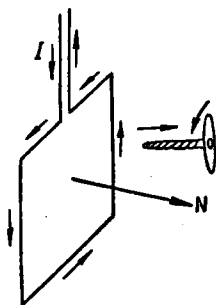


图 177. 载流线圈法线的正方向。

磁场对载流线圈所起的定向作用, 首先可以用来表征磁场的有向性。为此, 我们先作出线圈平面的法线。我们取这样的方向作为法线的正方向, 当从法线端尖看这线圈时, 见到这线圈中电流沿反时针方向流动。

① 下面将讲到, 磁场中的线圈受有一力偶作用, 当线圈在某一特定方位时, 这力偶消失。因此, 一般地讲, 磁场中的线圈将在自己的平衡位置附近振动。但当有摩擦力存在时, 这种振动会很快衰减下来。

換句話說，我們規定，當螺旋鑽柄沿綫圈中的電流方向轉動時，螺旋鑽的移動方向就是法綫的正方向(圖 177)。

由於磁場對載流綫圈的作用，在每一種給定的情形下，載流綫圈都有一定的取向^①，結果，綫圈的法綫也將指向一定的方向。顯然，載流綫圈在磁場中各個位置各有一定取向這件事實，正說明了磁場本身的有向性。我們就把載流綫圈法綫的正方向取為該綫圈所在處的磁場方向，由此可見，我們能夠由載流綫圈在每一處的取向單值地確定磁場方向。

其次，我們還可以用這種綫圈來定量地描述磁場。

磁場對載流綫圈起定向作用這一事實，表明磁場中的載流綫圈受一力偶作用。根據這綫圈懸綫所轉過的角度，能夠量度這力偶的大小。實驗表明，這力偶的力矩之值 M 與產生磁場諸電流的強度和相互位置有關，也與綫圈本身的性質(綫圈的大小、方位和綫圈中的電流強度)有關。

我們首先討論綫圈本身的性質。為此，我們使產生磁場的電流保持其位置和強度不變。取一個載有一定電流強度的特定綫圈。當綫圈法綫與磁場方向平行時，作用在綫圈上的力偶矩等於零，而在綫圈法綫與磁場方向垂直時，力偶矩達到最大值。因此，當我們利用綫圈對磁場作定量描述時，在一切情形下，我們總是規定把綫圈放置得使其法綫垂直於磁場方向。其次，由實驗容易證明，力偶矩 M 與綫圈中的電流強度 I 成正比。最後，實驗還表明，對於各種不同的平面綫圈，力偶矩 M 與綫圈的面積 S 成正比，而與綫圈的形狀無關(綫圈可以是長方形的，圓形的，橢圓形的等等)。因此，

$$M \propto IS. \quad (1)$$

與綫圈中的電流強度 I 和綫圈面積 S 之積成正比的量，叫做

^① 綫圈除了這樣取向之外，其法綫指着相反方向的取向也是可能的；但與後一取向對應的綫圈位置是不穩定的。

线圈的磁矩 p_m :

$$p_m \propto IS \quad (2)$$

在磁场中同一点上,一切有相同磁矩 p_m 的线圈都将受到相同力偶矩 M 的作用。

如果把一个有固定磁矩的线圈放在磁场中不同各点上,一般讲来,我们会发现作用在线圈上的力矩 M 并不相同。例如,线圈与产生磁场的载流导线相距愈近,作用在线圈上的力矩就愈大。这一事实可用以定量地描述磁场,即设线圈所在处的磁场强度 H 愈大,作用在具有给定磁矩 p_m 的线圈上的力矩 M 也愈大:

$$M \propto H.$$

把这结论与关系式(1)结合起来,便可推知:作用在磁场中载流线圈上的力偶矩,与线圈的磁矩 p_m 和线圈所在处的磁场强度 H 成正比:

$$M \propto p_m H. \quad (3)$$

我们将利用这个关系式,借助线圈来量度磁场强度 H 。由式(3)和式(2)得出

$$H \propto \frac{M}{p_m} \propto \frac{M}{IS}. \quad (4)$$

为了把上面的比例式变为等式,应引入比例系数 k ; 于是得出

$$H = k \frac{M}{IS}. \quad (4a)$$

比例系数 k 的数值依所选取的 H 、 M 、 I 及 S 四者的量度单位而定。 k 值取定之后,我们就可以根据等式(4a),由具有已知磁矩 p_m 的线圈受到的力矩 M 测定磁场强度 H 。关于磁场强度 H 的量度单位,我们将在 § 195 中讲到。

因为磁场要同时用磁场强度的方向和数值来描述,所以磁场强度 H 是一个矢量。总括以上所述,得出结论:磁场中某一点的

磁場強度矢量 $\mathbf{H}$ 的方向，就是綫圈在該點處取穩定平衡位置時綫圈法綫的正方向。磁場強度的大小，則是根據等式(4a)，在綫圈法綫與矢量 $\mathbf{H}$ 垂直時，由作用在綫圈上的力偶矩決定。

我們現在可以來明確綫圈的大小問題。顯然，在非均勻磁場的情況下，作用在綫圈上的力矩所量度的，只是綫圈範圍內磁場強度的平均值。為了量度某一點的磁場強度，綫圈必須很小，以便可以把綫圈範圍內的磁場看作是均勻的。

§ 192. 磁場強度的圖示法 在靜電學中我們曾經討論過用電力綫來描寫靜電場的圖解方法，與此相似，我們現在引入磁力綫來描寫磁場。我們取這樣的綫作為磁力綫，這綫上每一点的切綫都與該點的磁場強度矢量 $\mathbf{H}$ 的方向相同(圖 178)。

我們規定磁力綫的方向是：它在每一段上都和該處磁場強度矢量 $\mathbf{H}$ 的方向相合。

借助載流綫圈，用前節所述的方法，我們能夠確定各種特殊情況下磁力綫的形狀。

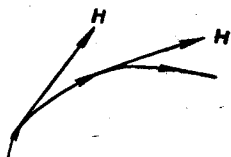


圖 178. 磁力綫。

我們曾經講過，在直長電流的情況下，綫圈將位於包含載流導綫的平面內。因此，綫圈法綫的取向，垂直於由載流導綫引向綫圈所在處的矢徑。由此得出結論：在直長電流的情況下，磁力綫是一些圓，這些圓處在垂直於電流的平面內，它們的圓心位於電流通過處。直長電流的磁力綫方向如圖 179a 和 b 所示；這個方向可以用螺旋鑽法則確定：如果螺旋鑽的移動方向與電流方向相同，則螺旋鑽柄的轉動方向即代表磁力綫的方向。

借助綫圈能夠研究任意形狀電流的磁場。我們以圓環形電流為例；在此情況下，磁力綫所在的平面垂直於載流綫路的平面，如圖 180 所示。同樣，它們或者是閉曲綫，或者是在延長時具有閉合趨勢的曲綫。

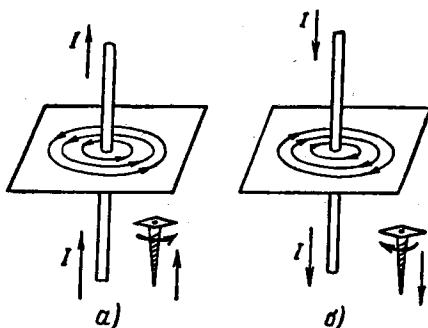


图 179. 直线电流的磁力线方向。

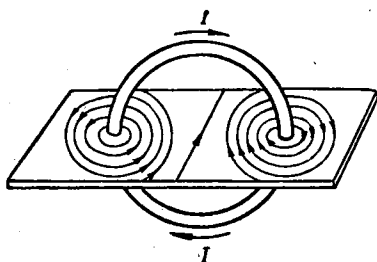


图 180. 环形电流的磁力线方向。

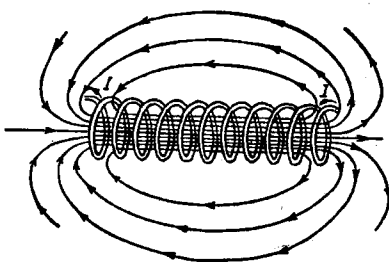


图 181. 螺线管的磁力线方向。

以一直线为公共轴的一组圆环形电流,叫做螺线管。

螺线管通常是绕在圆柱面上的载流导体。研究螺线管的磁场时,我们得到图 181 所示的图形。在螺线管内腔的中段,磁力线是一组平行于螺线管轴线的直线;靠近螺线管两端时,这些直线变为从螺线管两端散开的曲线,而在外部空间时,又变为闭合性曲线,或延长时有闭合趋势的曲线。在螺线管外部,磁力线与电偶极子的电力线相似(图 176)。但在螺线管内部,磁力线的方向是与螺线管外部磁力线的方向成连续变化并不中断的,而偶极子电力线却在偶极子两电荷处改换方向。在螺线管外的空间里,仅在靠近螺线管两端的地方才有较强的磁场,离开两端时,磁场即迅速减弱;在螺线管中段外侧的地方,磁场是很弱的。螺线管愈长,螺线管磁场

的這種特點就表現得愈明顯。螺線管內部的磁場可以看作是均勻的；僅在靠近螺線管兩端的地方，才有明顯的不均勻性呈現。

圓心分佈在同一圓周上的一組相同的圓形電流，稱為環形螺線管(圖 182)。

環形螺線管的磁場完全集中在管的內部，因此載流線圈放在管的外面感受不到力的作用。

如果環形螺線管的長度比其橫截面綫度大得多，管內的磁場就可以看作是均勻的。

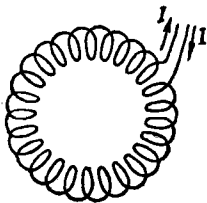


圖 182. 環形螺線管。

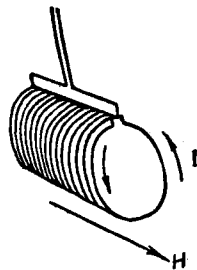


圖 183. 螺線管在外磁場中的取向。

實驗表明，在磁場中，螺線管與載流線圈一樣，它們的取向都相同。在此情況下，如果逆着磁力綫的方向看螺線管，則看見螺線管中的電流是沿反時針方向(圖 183)。由 n 匝線圈組成的螺線管，它所受到的力矩 M 顯然比單匝線圈所受到的力矩大至 n 倍。因此，在螺線管軸綫垂直於磁力綫的情況下，由 § 191 的公式(4a)可類推而得：螺線管所受到的力偶矩為

$$M = \frac{1}{k} n I S \cdot H. \quad (1)$$

量 p_m 叫做螺線管的磁矩，它是單匝線圈磁矩的 n 倍：

$$p_m \propto n I S, \quad (2)$$

式中 I 是螺線管的電流強度， S 是管的橫截面積。

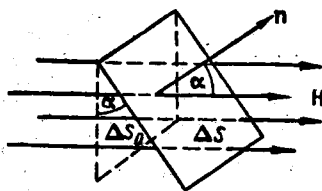
对电流磁力线的研究结果表明: 电流的磁力线永远是闭合线。磁力线永远以闭合曲线的形式围绕电流。磁力线的闭合性是它不同于电力线的一个特征。这一事实表明, 深入看来, 静电场与磁场之间并不完全相似。这两种场在本质上是不同的。

静电场的电力线从某些电荷发出而终止于另一些电荷或延伸至无限远, 这种场是势场。对于这种场中的每一点, 都可以单值地赋予一个特定的势值。磁场的特征则在于其力线的闭合性。这种场叫做涡旋场。我们将来要讲到(见 § 198), 不能够像对待静电场那样, 给磁场中各点以单值的势值。

磁力线 H 虽能标出磁场中每一点磁场强度的方向, 但如无附加的规定, 并不能表示磁场强度的大小。不过, 如果仿照静电学中的办法, 规定用磁力线的密度来比照磁场强度的数值, 则磁力线的图形也能够定量地表征磁场。任何一个场在相当小的区域里都可以看作是均匀场; 在这样小的区域里取一面元 ΔS_0 , 使之垂直于该区域内的磁力线。我们规定通过面元 ΔS_0 作 ΔN 条磁力线, 使 ΔN 与面 ΔS_0 之比等于该区域内磁场强度之值:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = H.$$

如果面元 ΔS_0 是某一面元 ΔS 在垂直于磁力线的平面上的投影,



则通过任何一个面元 ΔS 的磁力线数目, 等于穿过 ΔS_0 的磁力线数目(图 184)。由此可见, 通过面元 ΔS 的磁力线数 ΔN 等于:

$$\Delta N = H \cdot \Delta S \cos \alpha, \quad (3)$$

图 184. 磁力线通过倾斜放置的面元 ΔS 。式中 α 是磁力线方向与小面元 ΔS 法线方向间的角。因为 $H \cos \alpha = H_n$, 式中 H_n 表示磁场强度矢量 H 在面元 ΔS 法线上的投影, 所以等式(3)可以改写为

$$\Delta N = H_n \Delta S. \quad (3a)$$

式(3a)定义了通过面元 ΔS 的元磁場强度通量 ΔN 。显然, 通量 ΔN 的符号依 H_n 的符号而定, 而 H_n 的符号则决定于所取的法綫方向。如果面元 ΔS 是閉合面的一部分, 則通常将从閉合面包围的体积向外的法綫方向定为法綫的正方向(参看 § 126)。

通过一有限面 S 的总磁場强度通量 N 的定义是: 通过該面一切面元 ΔS 的元磁場强度通量的代数和:

$$N = \sum \Delta N = \sum H_n \Delta S. \quad (4)$$

如果 S 是閉合面, 則进入面內的磁力綫数, 等于从这面內出来的磁力綫数, 因为磁力綫永远是閉曲綫。在此情况下, 进入面內的磁力綫与法綫的正方向成鈍角(图 185), 因而产生負通量。而从面內出来的磁力綫則与法綫的正方向成銳角, 所以产生正通量。可見这两部分通量互相抵消, 因而

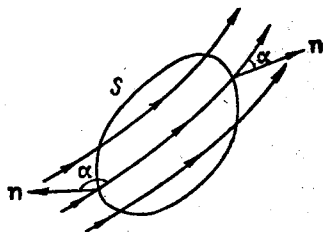


图 185. 穿过一閉合面的磁通量。

得出結論: 通过任一閉合面的总磁場强度通量必等于零。

在这里, 又表现出磁場与静电場的本质差别, 因为按奥-高定理 (§ 126), 总电場强度通量 E 是可以不等于零的。

我們利用积分学符号, 以积分代替式(4)中的求和, 于是得出通过面 S 的磁場强度通量 N :

$$N = \int_S H_n dS, \quad (4a)$$

上式中的积分应遍及整个面 S 。

已經讲过, 通过一閉合面的磁場强度通量是等于零的, 因此, 如果积分(4a)遍及一閉合面, 則

$$\int_S H_n dS = 0. \quad (5)$$

設 V 是这閉合面所包围的体积, 則当这閉合面縮小为一点时(参看 156

中所述), 我們將得出

$$\lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \int_S H_n dS \right) = \operatorname{div} \mathbf{H}.$$

因为 $\int_S H_n dS$ 永远为零, 所以由上式得出

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (6)$$

由此可見, 在真空中的任一点上, 磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 的散度都等于零。

在 § 132 中曾证明, 在静电学中有:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

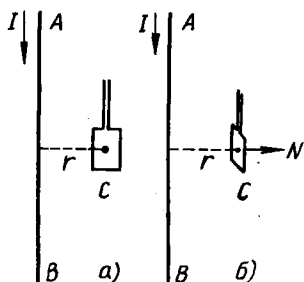
式中 ρ 是我們所考虑之点的体电荷密度。只有在体电荷密度 $\rho=0$ 的地方, 静电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的散度才等于零。

在体电荷密度 ρ 不等于零的一切地方, 矢量 $\mathbf{E}$ 的散度也都不等于零。然而按以上所述, 在真空中矢量 $\mathbf{H}$ 的散度却永远等于零, 所以由此得出结论: 在磁现象的领域内, 与电荷相似的东西是不存在的。

§ 193. 求电流所产生的磁场强度的方法 我們曾指出, 空间中任何一点的磁场强度 $\mathbf{H}$, 都与各条载流导线的形状、电流的强度和該点相对于这些导线的位置有关。在实验上, 可以根据磁矩 p_m 已知的线圈所受到的力矩 M , 求出磁场强度 $\mathbf{H}$ 的方向和大小。

最简单的例子, 是求一根很长的直载流导线在距它 r 之处所产生的磁场强度 H 。

首先我們借助一小线圈, 以实验确定磁场强度 H 如何随导线中的电流强度 I 和距离 r 而变。直长导线中的电流所产生的磁场是



不均匀的, 但是, 如果线圈的线度与距离 r 相比甚小, 則在 coil 范围内的磁场可以看作是均匀的。在 § 191 中曾經指出, 放在直长载流导线附近的线圈将转动得使其法线垂直于直导线, r 是从导线上最靠近线圈之点引至线圈的直线。如果导线中的电流 I 是自上而下的(图 186a), 則

图 186. 借助线圈来确定磁场强度。

线圈法线 N 垂直于图面，并以正端指向读者。如果要使线圈法线改而保持在 r 的方向上(图 1866)，必须施一力矩 M 于线圈，而按上述情况，这力矩 M 将与磁场强度 H 成正比。在线圈磁矩 p_m 不变的情况下测出力矩 M ，首先，很容易证明，力矩 M 与导线 AB 中的电流强度 I 成正比。由此得出结论：磁场强度 H 也与产生这磁场的电流强度 I 成正比：

$$H \propto I.$$

其次，如果先后把线圈放在与导线距离 r 不同的地方，可发现力矩 M 与距离 r 成反比，由此可知，磁场强度 H 也与 r 成反比：

$$H \propto \frac{1}{r}.$$

直长电流在空间各点产生的磁场强度与各点至导线的距离成反比这一关系，是毕奥(Biot)和萨伐尔(Savart)在 1820 年阐明的。但这个关系仅在直长导线这一特殊情况下才成立。在各种不同场合下，磁场强度如何依赖于各载流导体总的分布情况，将各有其特点。唯一的共同之点是：任一点的磁场强度 H 都与产生这磁场的电流强度 I 成正比。

导线中的电流所产生的磁场强度 H ，是由这导线所有各段的总作用决定的。每段都产生一元磁场强度 ΔH 。我们所观察到的磁场强度 H ，乃是这些元磁场强度的矢量和。自然，这就使人们试图找出一个定律，来说明元电流段与该段所产生的磁场强度的关系。在实验方面我们无法实际得到一个单独的电流段，所以我们不能够直接测定电流元所产生的磁场。我们只能测定所有的电流元在空间中同一点产生的总磁场强度。但拉普拉斯(Laplace)利用把实验数据综合起来的方法求出了这样一个基本定律，把它应用于任意形状线路的各部分时，在一切情况下，都可以算出与实验值相符的总磁场强度值。通常称这定律为毕奥-萨伐尔-拉普拉

斯定律。

这定律的内容如下：电流强度为 I 的线路元 Δl 在任取的一点 A 处(图 187)产生的磁场强度 ΔH 等于：

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}, \quad (1)$$

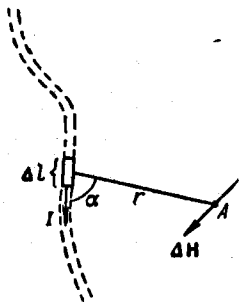


图 187. 电流元 Δl 在点 A 产生的磁场强度 ΔH 垂直于含有 Δl 和矢径 r 的平面。

式中 r 是从电流元 Δl 至点 A 的距离, α 是引向点 A 的矢径 r 与电流元 Δl 所成的角, k' 是一个比例系数。矢量 ΔH 垂直于含有 Δl 与矢径 r 的平面。 ΔH 的方向由螺旋钻法则决定：如果螺旋钻的前进方向与元段 Δl 中电流 I 的方向一致, 则螺旋钻柄的转动方向就表示 ΔH 的方向。

由上述, 毕奥-萨伐尔-拉普拉斯公式 (1) 所表示的, 不是整个电流在点 A 产生的总磁场强度 H , 而只是元段 Δl 产生的那部分磁场强度。总磁场强度 H 是假想载流线路被分割而得的所有元段分别产生的 ΔH 的矢量和。对于各种形状的载流线路, 根据公式 (1) 算出的结果都与实验结果相符, 因而证明了这公式是正确的。

为了同时表示出 ΔH 的大小和方向, 我们可以把公式 (1) 写成矢量形式:

$$\Delta H = k' \frac{I [\Delta l \times r]}{r^3}, \quad (1a)$$

式中 $[\Delta l \times r]$ 是矢量 Δl 与 r 的矢积。

元段 Δl 处电流的方向, 即可作为 Δl 之方向。矢径 r 是从元段 Δl 引到磁场强度待测之点 A 。点 A 的总磁场强度 H 等于一切元磁场强度 ΔH 的几何和:

$$H = \Sigma \Delta H.$$

从基本定律 (1), 就可以得出直长导线中的电流所产生的磁场