电磁选矿学

В.Г. 傑尔卡奇 И.С. 达秋克 合著

鄒运琳 譯

冶金工業出版社

电磁选矿学

B. Г. 傑尔卡奇　И.С. 达秋克　合著

鄒运琳　譯

梁弘　馬維山　刘硯田　校

冶金工業出版社

本書根据苏联冶金出版社出版的 В. Г. 傑尔卡奇、|И. С. 达秋克| 合著的“电磁选矿学” 1947 年版譯出。原書評閱人为秦金（И.Н.Чинкин）教授。

本書闡述电磁选矿过程的理論及实际。介紹电磁选矿机的分类、各种磁选机械及其工作的主要指标。研究如何按照被处理物料的性質和选矿的任务来选擇磁选机的問題。

書中也談到了苏联及国外的一些最典型的磁选厂的工作。

本書的对象是选矿工程师、选矿專業的大学生及与选矿領域相近的工作人員。

本書由鄒运琳翻譯，梁弘（第一、四、五、六、七章）和馬維山（第二、三章）校訂，最后又經刘硯田統一校訂。

В.Г.Деркач, |И. С. Дацюк|

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ОБОГАЩЕНИЯ

Металлургиздат (Свердловск 1947 Москва)

电磁选矿学　　鄒运琳　譯　　梁弘　馬維山　刘硯田　校

編輯：徐敏时　設計：魯芝芳、董煦菴　責任校对：任珺

1957 年 7 月第一版　　1957 年 7 月北京第一次印刷 1,337 册

850 × 1168 • $\frac{1}{32}$ • 220,000 字 • 印張 8 $\frac{22}{32}$ • 定价（10）1.50 元

冶金工業出版社印刷厂印　　新华書店發行　　書号 0627

冶金工業出版社出版（地址：北京市灯市口甲 45 号）

北京市書刊出版業營業許可証出字第 093 号

目　　录

第五章　永久磁鉄在磁选設备制造中的应用

第六章　矿物在交变磁場中的分选

第七章　矿物在电場中的分选

原　　序

本書是对电磁选矿过程方面所积累的理論及实驗資料加以系統整理的初次尝試。在編写本書时，曾利用了著者和科学工作者A.П.克瓦斯科夫（Квасков）、Г.И.尤登尼奇（Юденич）、Р.Б.沙比罗（Шапиро）、Г.П.貝可夫（Быков）、Н.Г.秋林可夫（Тюренков）、Я.И.节特列尔（Зетлер）等在有用矿物机械处理科学研究設計院（Механобр）所做过的一些科学研究工作。在还原焙燒方面，利用了技术科学副博士B.И.卡尔馬金（Кармазин）的著作。

在本書的理論部分引述了A.Я.索契涅夫（Сочнев）所研究出来的指数磁場的理論。从外国著作中主要利用了斯天(Штейн）有关处理弱磁性矿石用磁选机的磁場的著作，以及戴維斯（девис）有关鉄矿石还原焙燒的著作。

著者誠恳地感謝A.Я.索契涅夫、A.П.克瓦斯科夫、Г.И.尤登尼奇、B.И.卡尔馬金及Р.Б.沙比罗，他們的著作及意見对本書的編写頗有帮助。

B.Г.傑尔卡奇

緒　　論

人們用永久磁鉄选別磁鉄矿石的初次尝試巳經是十七世紀的事了〔1〕。譬如，在 1700 年，罗斯勒（Rosler）作了关於在处理含鉄杂質的錫石时採用磁选法的报道，这种杂質是在矿石洗选时沒有被分离出的。洗过的矿砂被烘干以后又利用手提磁鉄加以处理。經过一个时期以后（根据罗斯勒的記載），人們利用磁选器械（其構造与敷有蓆子的洗矿槽相似）在水介質中进行磁选。鉄矿物吸附在磁鉄上（磁鉄安置在洗矿槽的上面）並被水冲洗掉，可是錫石則沉淀到洗矿槽的底部。1792年，弗勒（Fullar）在英国获得了利用磁鉄选別鉄矿石的專利权。1854 年，巴利梅尔（Пальмер）提出了沿物料移动方向磁極極性交替的磁选机。

在十九世紀末叶以前，磁选法运用得緩慢的原因是沒有構造完善的磁选机。1855 年，諾特朋尼（Nonteponi）在撒丁（Сардиния）为此目的首先提出採用电磁鉄来造成磁場，因而才使磁选方法向前进了一步。

1890 年，美国人波尔（Болл）及諾尔頓（Нортон）創造了磁極極性交替的圓筒式电磁选矿机❶。不久他們又提出了干选細粒强磁性物料用的帶式磁选机。

1906 年，在工業上开始应用瑞典人格朗达尔（Грондал）設計的、以后又由阿蓮公司（Фирма Аллианс）改造的湿选强磁性矿石用的圓筒式磁选机。1916 年，戴維斯教授提出了"槽式螺旋磁选机（Магнитный логуотер）"以湿选粉狀强磁性矿石。1920 年，罗奇（Роч）發明了帶式磁选机，以湿选局部氧化的强磁性矿石。在 1920 年以前，从粗粒的磁鉄矿矿石中分离出尾矿，多採用波尔-諾尔頓型圓筒式磁选机。但从 1920 年起，在选別大块矿石时开始採用丁氏公司（Фирма Дингс）出产的滑輪式磁选机。1934 年，克劳凱特（Крокет）提出了下部給矿的帶

---

❶ "电磁选矿机"下文一律簡称"磁选机"——譯者

式磁选机，以湿选强磁性矿石，这种磁选机在近几年来得到广泛应用。

电磁选矿在弱磁性矿石方面的应用發展得較晚。在前世紀90年代里，維节利尔（Ветериль）首次提出利用平面楔形磁極对，以产生强大的磁場。这种磁極对迄今仍採用在許多弱磁性矿石磁选机的結構中。

廿世紀初叶（1905—1906年），烏利勒赫（Ульрих）提出了适用于选和湿选的环狀磁选机的結構。在20年代，約翰生（Джонсон）提出的、选别弱磁性矿石用的感应輥式磁选机开始运用在实际上。

在苏联，磁选机的生产开始於第一个五年計划的末期，大約在1932—1933年間。第一批圓筒式磁选机是按照有用矿物机械处理科学研究設計院所設計的圖样制造的。后来，磁选机的設計及制造指定由伏罗希洛夫格勒的巴尔霍明科工厂負責。在衛国战爭前夕，我国已經掌握了悬吊式吸鉄器、用以干选和湿选强磁性矿石的滑輪式磁选机及圓筒式磁选机的生产。

我国生产的磁选机安裝在維索卡維山（烏拉尔）的庫茨涅茨地区（捷米尔套及蒙德巴什）的鉄矿石选矿厂、彼尔沃烏拉尔斯克的鈦磁鉄矿石选矿厂（烏拉尔）及其他工厂中。用以选别弱磁性矿石的磁选机的生产，在我国工業上还沒有掌握，因而阻碍了磁选方法在选别錳矿石及其他弱磁性矿石方面的运用以及在玻璃、陶瓷及光学工業中原料除鉄方面的运用。

第一章　矿物在恒定磁場中的分选过程的理論基础

§1　磁現象及磁場的基本物理概念

磁場是呈現物体互相吸引或者互相推斥的特殊物理現象的部分空間，例如在有电流通过的导体的附近。产生磁場的物体称为磁鉄。大家都知道，磁現象在磁鉄相对的兩端表現得最强，即磁鉄具有極的性質。磁鉄的兩端称为磁極：一为北極，以字母N表示，另一为南極，以字母S表示。同一个磁鉄的北極和南極具有相等的磁量，而且不能互相分开。这一特点是磁極和电荷之間不相同的地方。一个物体只可以帶一种符号的电荷(正或負)，而一个磁鉄則須具备兩極。

庫倫利用扭摆作实驗証明，磁極与磁極相互作用，它們互相作用之力按下式計算：

$$f = K\frac{m_1 m_2}{r^2},$$

式中　m_1和m_2——磁極的磁量；

r——磁極之間的距离；

f——互相作用的机械力；

K——比例系数，与介質的性質和計量單位有关。

在絕对电磁單位制中，眞空的$K=1$。那么，在眞空中磁極的作用力为

$$f = \frac{m_1 m_2}{r^3}.$$

如果在呈現磁場的全部空間之內充滿着均匀的和各向同性的介質，則在絕对电磁單位制中

$$K = \frac{1}{\mu},$$

式中　μ——称为介質的导磁系数。

这样一来，不論对那一种均匀的和各向同性的介質而言，庫倫定律的通式可以表示如下：

$$f=\frac{1}{\mu}\times\frac{m_1 m_2}{r^2}. \qquad (1)$$

假設在眞空內互相作用的兩个磁極的磁量相等，即 $m_1=m_2=m$，則按照庫倫定律的公式得出

$$m=r\sqrt{f}.$$

我們採取距离的單位为 1 公分，力的單位为 1 达因，即假設 $r=1$ 和 $f=1$；此时 $m=1$。

因而，磁量的絕对电磁單位是这样一个磁量：它与在眞空中相距 1 公分的等量磁量以 1 达因的力相互作用。

必須說明，磁量和單位磁極（единичный полюс）的概念純粹是假定的〔2〕。如法拉第指出的，实际上根本沒有磁量存在。磁量和單位磁極的概念只是便於推导各种数学关系，且只是因此才利用它。

一个單位北極（正極）磁量在磁場內某点受到的机械力，称为在該点的**磁場强度** H。同时假定放入这一磁量並不改变与原磁場有关的条件。

根据这条定义可以写成

$$H=\frac{f}{m}. \qquad (2)$$

磁場强度是一个向量，其方向与力 f 的方向一致。在絕对电磁單位制中，磁場强度的單位称为奥斯特。

磁鉄的**磁矩** M 是磁鉄的一个磁極的磁量与兩極間的距离之乘积（圖 1）：

$$M=ml. \qquad (3)$$

磁化强度 I 是磁鉄單位体积的磁矩。

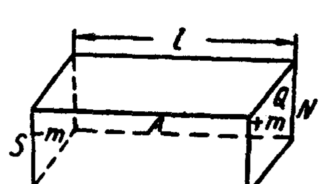

圖 1　單元磁鉄圖

$$I=\frac{M}{v}=\frac{m}{Q}=\sigma, \tag{4}$$

式中　v——磁鉄的体积;

　　　Q——磁鉄的截面积。

磁化强度在数值上等於垂直於磁化强度向量的、磁鉄和真空（空气）的界面上的磁量佈面密度 σ。在沒有放物質的空間里，磁場强度 H 的存在表示此空間內有某一帶磁过程（Магнитный гроцесс），这一过程叫做基本帶磁过程。空間里面有物質，則基本帶磁过程的大小改变。基本帶磁过程被物質加强的值以磁化强度 I 的大小表示。对於真空，$I=0$。一般言之，任何物質的磁化强度 $I\neq0$。磁化强度 I 的絕对值根据物質的性質、磁場的强度及其它一些条件而变动在很广寬的范圍內。

磁感应强度 B 是度量磁場空間內發生帶磁过程的量。磁感应强度与磁場强度之間的关系由下式确定:

$$B=\mu H. \tag{5}$$

对於真空（或空气）而言，$\mu=1$，因而磁場强度 H 与磁感应强度 B 在数值上相等。在絕对电磁單位制中，磁感应强度的單位称为高斯。在真空內 1 奥斯特的磁場强度与 1 高斯的磁感应强度相对应。

在一般情况下，磁感应强度 B 对磁場强度 H 及磁化强度 I 的相互关系可以用下列方式来說明〔2〕。我們观察圖 1 所示的物体內的某点 A。假設此物体就是如圖示形狀的一个均質鉄塊。假想鉄塊內有一条含着点 A 的無限窄小的縫隙，並且縫隙的方向垂直於磁場强度 H 及磁化强度 I。

在縫隙內壁的表面上呈現有許多磁量，其佈面密度用 $+\sigma$ 和 $-\sigma$ 表示。如果現在將一个單位磁量放入 A 点上，則这个磁量不仅仅受到基本磁場强度 H 的作用，而且也从各方面受到由於小孔隙的形成而产生的許多磁量的作用。

分配在小孔隙兩相对面上的全部磁量对 A 点上的單位磁量的作用力等於 $f=\frac{1}{\mu_0}4\pi I$。公式中的 μ_0 是真空的导磁系数〔2〕。

这个附加的力不是别的，而是物質（在此处是鉄）参与在 A 点所發生最后帶磁过程的具体表現。这样看来，在小孔隙內的总的磁場强度 H' 由兩部分組成：基本的磁場强度 H 和由物質的帶磁狀态所产生的磁場强度 $\frac{1}{\mu_0} \times 4\pi I$，即

$$H' = H + \frac{1}{\mu_0} \times 4\pi I.$$

在眞空中，小孔隙內的磁感应强度將依照前述公式表示如下：

$$B = \mu_0 H'.$$

將 H' 之值代入此公式，得出

$$B = \mu_0 H + 4\pi I. \tag{6}$$

公式（6）的兩边除以 H，得

$$\frac{B}{H} = \mu_0 + 4\pi \frac{I}{H}.$$

代入新的物理量——**磁化系数**

$$\varkappa = \frac{I}{H} \tag{7}$$

又用导磁系数 μ 代替 $\frac{B}{H}$，得

$$\mu = \mu_0 + 4\pi\varkappa. \tag{8}$$

对於眞空，$\mu_0 = 1$，因而

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa. \tag{8a}$$

$\mu<1$ 及 $\varkappa<0$ 的物質称为抗磁質（Диамагнитное Вещество）。

$\mu>1$ 及 $\varkappa>0$ 的物質称为順磁質，自然界中絕大多数的物質皆屬於順磁質（Парамагнитное вещество）。

作用於磁場內的物体上的磁力〔3〕。如果把一个具有磁化系数为 $\varkappa$ 的物体放入磁場强度为 H 的均匀磁場中，則这个物体的磁化强度 I 为：

$$I = \varkappa H.$$

如前所述，磁化强度 I 就是物体的單位体积的磁矩：

$$I = \varkappa H = \frac{M}{v}.$$

根据上一等式，可求得物体的磁矩为：

$$M = \varkappa v H. \tag{9}$$

如果把尺寸不大的物体放在不均匀磁場內，並且物体的尺寸小到在它所佔的体积內，磁場强度 H 的相对变化甚小，那么这个物体的磁矩就和它在均匀磁場中的磁矩相近似〔3〕。

以 l 表示物体兩極之間的距离，指定物体長 l 的一面与磁場强度的方向一致（圖2），我們得出作用在此物体上的磁力为

$$F = Hm - \left(H - \frac{dH}{dx}\,l\right)m = ml\,\frac{dH}{dx} = M\frac{dH}{dx},$$

式中　m——物体的磁量；

$\frac{dH}{dx}$——磁場强度的导数。

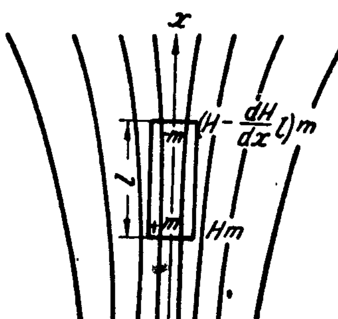

圖 2　物体在不均匀磁場內受到的磁力作用

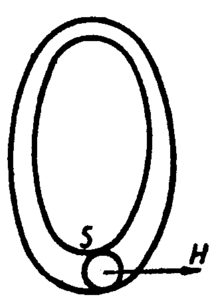

圖 3

將磁矩 M 之值代入公式內，得出：

$$F = \varkappa v H\frac{dH}{dx}. \tag{10}$$

关於作用在磁場內的某物体上的磁力的問題，將在 § 3 中比較詳細地研究。

磁路定律。讓我們在磁場內分出一个横截面积很小的磁感应管（圖3），使管的任何垂直截面上所有各点的磁場强度 H 之值都可以等於一个常数。此时，通过管的任何一截面的磁通量是

$$\varphi=\mu HS=\text{常数},$$

式中　S——該处管子的横截面积。

我們取管的軸線作为积分的線路，因为所有的磁感应管都是閉合的，所以由物理学得知：

$$\oint H\cos\alpha\,dl=0.4\pi i.$$

因为根据假設条件，　磁場强度 H 垂直於管子被研究的截面的任何部分，所以 $\cos\alpha=1$。进一步用 $\frac{\varphi}{\mu S}$ 代替 H，得出

$$\oint H\cos\alpha\,dl=\oint\frac{\varphi}{\mu S}dl=\rho\cdot\oint\frac{dl}{\mu S}=0.4\pi i.$$

在这一公式中，i 表示在积分線路中的全电流（安培）。如果繞組由 n 匝線圈組成，繞組內通入 i 安培的电流，則此繞組产生的磁通 Φ 为：

$$\Phi=\frac{0.4\pi ni}{\oint\frac{dl}{\mu S}}。\tag{11}$$

这就是磁路定律的基本公式，它与电路的欧姆定律相似。分子的数值—— $0.4\pi ni$ 相当於欧姆定律中的电动势，　称为磁势 F；分母 $\oint\frac{dl}{\mu S}$ 与导磁体的長度成正比，与导磁体的导磁系数及截面积成反比，相当於欧姆定律中的导体电阻，称为磁阻 R. 因此

$$\Phi=\frac{F}{R}.\tag{11a}$$

在計算电磁系的时候，磁势通常是已知量（因为匝数 n 和繞組中的电流 i 为已知量）。确定磁阻 $R=\oint\frac{dl}{\mu S}$ 有相当的困难，因为所有單元磁感应管的 l 、μ 和 S 之值不能計算为一样。

通常的簡單計算方法如下。按長度將磁路划分为若干不同的小段，对於每一小段，可以認为 μ 对於实际是有相当精度的並可以認为 S 是恒定的。此时，积分 $\oint\frac{dl}{\mu S}$ 可以写成下列形式：

$$\oint\frac{dl}{\mu S}=\frac{l_1}{\mu_1 S_1}+\frac{l_2}{\mu_2 S_2}+\cdots\cdots+\frac{l_n}{\mu_n S_n}=\sum\frac{l}{\mu S}.$$

在这种情况下，磁路定律可以写为：

$$\Phi=\frac{0.4\pi ni}{\sum\frac{l}{\mu S}}. \qquad (11б)$$

線圈的匝数和电流的安培数之乘积称为安培匝数。

位場。我們研究一下磁場內某点 A（圖 4）。取任意一条線 OA 从 A 点延伸到無穷远。取磁場强度 H 从 A 点順着这条線的方向到無穷远的線积分：

$$\int_A^\infty H\cos\alpha\, dl.$$

式中 α ——單元位移 dl 的方向和向量 H 之間的角度。这个积分表示單位北極磁量 ($m=1$) 沿着这一路線由 A 点移至無穷远处时，磁場的磁力所作之功。在沒有电流的磁場內，积分 $\int_A^\infty H\cos\alpha\, dl$ 之值与經过的路線無关，对於磁場每一点都有一定的值，称为 A 点的磁位。磁位通常用符号 U 表示。这样可以写成：

$$U_A=\int_A^\infty H\cos\alpha\, dl. \qquad (12)$$

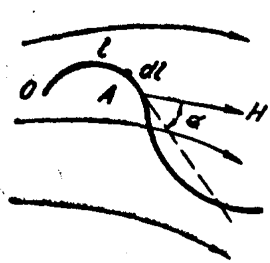

圖 4 單位磁量在磁場內的位移

一般言之，磁場內不同的点有不同的磁位，磁位是点的几何座标函数，即 $U=f(x,y,z)$。通常称这种函数为磁位函数。

假定磁位函数是任何一个常数，即假定

$$U = f\ (x,\ y,\ z) = \text{常数。}$$

这就是磁場內某一表面的方程式，在此表面的所有各点皆有相同的磁位。这样的表面称为等位面或平位面。

磁位梯度。 我們研究一下由 A 点至無穷远的某一路線（圖4）。假定 A 点在这一条路線上的位置至原点 O 的距离为 l。如此則可以写成：

$$U = \int_A^{\infty} H\cos\alpha\, dl = \int_l^{\infty} H\cos\alpha\, dl.$$

这个等式的左右兩边按照下限取偏导数，得：

$$\frac{\partial U}{\partial l} = -H\cos\alpha$$

或者

$$H\cos\alpha = -\frac{\partial U}{\partial l}.$$

这个公式表示，在磁場的这点內沿着任何方向的磁場强度的分量等於沿着这一方向所取的磁位导数的負值。因为 l 的方向是完全任意选擇的，所以可以用符号 H_x，H_y 和 H_z 来表示磁場强度 H 沿座标軸的分量，因而可以写成

$$H_x = -\frac{\partial U}{\partial x};\quad H_y = -\frac{\partial U}{\partial y}\ \text{和}\ H_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \tag{13}$$

如果我們选定 l 的方向与向量 H 的方向相同，則 $\cos\alpha = 1$ 及

$$H = -\frac{\partial U}{\partial l}.$$

显然，在后一情况下我們得到最大可能的 $\frac{\partial U}{\partial l}$ 值。負号表示向量 H 的正方向是磁位降低的方向。

如果选定 l 的方向垂直於磁場强度 H 的方向， 即假設 $\alpha = 90°$，則 $\cos\alpha = 0$，而

$$\frac{\partial U}{\partial l} = -H\cos\alpha = 0;$$

由此得出 $U=$ 常数。

由此可見，选定 l 的方向垂直於向量 H 以后，我們就能順着等位面或者平位面的方向移动。这样，磁場內的等位面与磁力線是互相垂直的。

以 n 表示平位面的法線方向，得出

$$H=-\frac{\partial U}{\partial n}, \tag{14}$$

即磁場某点的磁場强度等於在該点垂直於平位面所取的磁位导数的負值。$\frac{\partial U}{\partial n}$ 值，即單元位移上的磁位增長的最大值，称为磁位梯度，並以符号 grad U 表示。因而

$$\text{grad } U=\frac{\partial U}{\partial n}=-H. \tag{14a}$$

磁場强度的絕对值可用它在座标軸上的分量来表示，即，

$$H=\sqrt{H_x^2+H_y^2+H_z^2}. \tag{15}$$

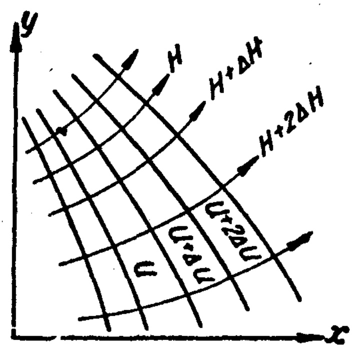

圖 5　二度磁場圖

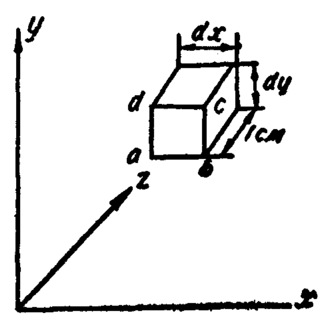

圖 6

在本書中研究的磁場大部分有这样的性質，即磁場强度 H 沒有与一座标軸平行的分量，因而沿这个方向不可能有磁位差。所以，磁位 U 和磁場强度 H 是 x 及 y 的函数；这样的磁場称为二度磁場。在这种情況下，磁場可由在 xy 平面內所繪的兩族正交的平滑曲線来表示（圖 5）。