

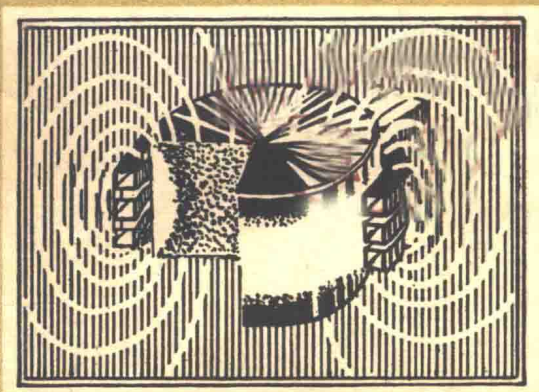


高 頻 热 处 理 丛 书

第 2 册

高 頻 加 热 的 物 理 基 础

〔苏联〕H. II. 格魯哈諾夫 著



上海科学技术出版社

00218
635 860
37-2 (9)

高頻热处理丛书

第 2 册

高頻加热的物理基础

〔苏联〕H. II. 格魯哈諾夫 著

張美敦 譯

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本丛书第一版于1954年出版,曾由本社翻譯出版。1957年原书有了第二版,內容有相当大的修改,若干册书名亦有更改,为此根据新版本重譯重排,陸續出版。

本书为高频热处理丛书的第2册,叙述高频加热的物理基础知识,有关导体、半导体、介质在交变电磁場中产生的物理現象,都有扼要的介紹,所以是本丛书的一本入門书。

本书供从事高频加热工作的人员閱讀。

高频热处理丛书

第 2 册

高频加热的物理基础

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА

原著者 (苏联) Н. П. Глуханов

原出版者 Машгиз 1957年第2版

譯者 張 美 敦

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

上海市书刊出版业营业许可证出 033 号

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

商务印书馆上海厂印刷

*

开本 787×1092 1/32 印张 2 6/32 排版字数 46,000

1963年6月第1版 1963年6月第1次印刷

印数 1-3,700

統一书号: 15119·1730

定 价: (十二) 0.28 元

原 序

以 B. II. 沃洛格金教授命名的高頻电流研究所在工业中广泛推行高頻加热方法，本书的目的即在扼要說明作为这种方法的基础的一些物理現象，以便帮助工厂工作人員正确解决实际生产任务。

高頻加热所涉及的实际問題，其范围非常广泛，性质也是多种多样的。在这个領域內工作，需要懂得电与磁現象的理論、电磁場的以及电磁場加热的理論。

这本小册子只是高頻加热理論的概述。如果工厂工作人員讀后对高頻加热过程能有較為清楚的概念，則本书的目的就算达到了。

本书第二版增加了有关感应加热时的傳热問題，并且考虑了对本书第一版提出的一些意見。

目 录

原 序

緒 論	1
第一章 导体感应加热的物理基础	2
1. 电与磁现象的基本概念	2
2. 沿导体通过的电流	7
3. 两个载有交流电导体之间的相互作用	13
4. 有磁路存在时导体中的集肤效应	18
5. 交变磁场中的导体	20
6. 导体材料的特性	30
7. 感应加热时的传热	32
8. 电导率及导磁率变化时铁磁导体内的电磁场	39
第二章 半导体和介质高频加热的物理基础	45
9. 固定电场中的介质	45
10. 交变电场中的介质	51
11. 交变电场中介质的加热	53
12. 交变电场中半导体的加热	56
13. 半导体和介质的电磁波加热	58
参考文献	65

緒 論

一切物体的原子都是由带电的质点，即帶負电的电子和帶正电的原子核組成的。由于正負电量相等，因而物体不显示电性。

若对物体施給自由电子，我們便可使此物体失去中性状态而帶負电。

物体失去一部分电子时，它具有过多的正电荷，則它便帶正电。

在金属中，原子的一部分电子与原子核之間的联系較弱，在外界电場力的作用下，这些电子能从一个原子移到另一个原子。电子的这种有規律的运动就称为电流。

金属是良好的导电体。

酸和碱的溶液也属于导电体，它們叫做电解液。

在电解液中，一种物质的原子因失去电子而帶正电，另一种物质的原子因获得电子而帶負电。凡失去或获得电子的原子都称为离子。

电解液的导电性是由于离子的运动而引起的。

气体的原子在某些条件下能失去一个或者几个电子，这时气体发生电离。电离气体也是导电体。电离气体的导电性是由离子和自由电子的运动所引起的。

导电能力很小的物质称为介质或絕緣体。

介质的导电性可为电子性，也可为离子性。

在外界电場力的作用下，介质的带电质点能够移动，于是介质发生极化。

导体中自由电子的移动和在某些情况下介质的极化，同样都能引起物体的发热。

关于电能传输的机构，可以从电流通过导线并在其四周造成磁场来研究；但是由于无线电技术的发展，无可争辩地表明了：电磁能的传播却不需凭借任何媒介，甚至在真空中也可以进行。所谓真空，应理解为没有任何物质质点的空间。

电磁能量在空气中的传播与在真空中几乎完全相同。

当研究单独的实际情况时，为了方便起见，技术人员可应用某种概念，但现象的本质是不变的，即电磁场总是能量的携带者。

第一章 导体感应加热的物理基础

1. 电与磁现象的基本概念

由任何电源（例如发电机）通电给导体，使导体带电，则在导体的周围产生电场。把任何带电物体，例如由轻质材料做成的小球，移近带电导体，便可发现电场的存在。我们可以确定：有一种机械力作用于小球上，力图使这个试验电荷的携带者（即小球）产生运动，这种机械力便是电场存在的表现。

电场是以它的强度表征的，通常以 E 表示。电场强度在数值上等于作用于具有单位电量的试验正电荷的机械力。电场强度具有大小和方向。具有方向性的量，常在其符号上冠有箭头。

利用电场强度这个概念可说明空间中任意一点的电场。

电场用电力线表示，电力线的密度就表示电场的强度（图1）。

电力线起始于带正电荷的物体，而终止于带负电荷的物体。

把不带电的导体置于电场中时，可以确定，其中的自由电子（即负电荷的携带者）将如同试验电荷一样受到机械力的作用。在这种力的作用下，电子发生运动，也就是导体中产生了电流。

其实，一俟电子向物体边缘（那里有使电子运动的正电荷）的移动结束时，这种电流就很快终止。

导体失去电子的部分带正电。电荷集中在物体的两相对端部同样也建立了电场，这个电场的方向与引起电子移动的原来的

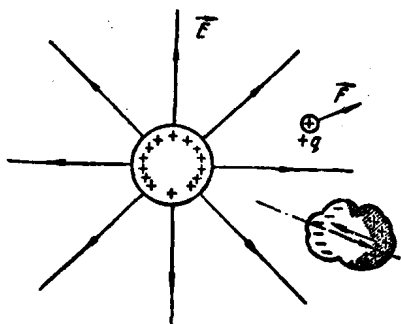


图1 电场强度 $\vec{E}$ 在数值上等于具有单位电量的试验正电荷 $+q$ 所受的机械力 $\vec{F}$

电场的方向相反，结果，导体内部的电场遂告消失。但是，如果将导体接入具有电源的闭合电路内，那末导体内的电场将保持下去，而导体内亦将一直有电流通过。

利用磁针可以发现，电流通过导体时，导体的周围就产生磁场（图2），在导体内部也存在着磁场。

直流电（大小和方向都保持不变的电流）和交变电流都能产生磁场。由交流电产生的磁场可用接有线匝电路的测量仪表来发现；线匝置于载流导体附近，线匝与导体之间的距离保持不变，改变线匝相对于轴线的位置使仪表指针的偏转最大，则此时通过线匝的电流为最大。

穿过某一有限面积的部分磁场称为穿过该面积的磁通。

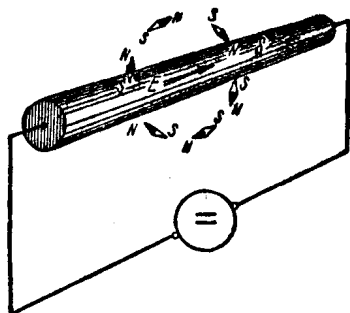


图2 用磁针发现载导体周围的磁场

$\vec{E}$ —电场强度； δ —电流密度

磁通密度，即穿过单位面积的磁通量，称为磁感应强度，并以 $\vec{B}$ 表示。磁感应强度决定着空间中该点的磁场强度和磁场方向。

磁场以磁力线表示，磁力线的密度表示磁感应的强度。磁力线总是闭合的，磁感应强度与磁力线相切。

导体周围的磁场在空间形成一定的方向，因此改变线匝的位置时，穿过线匝的磁通亦将改变(图3)。

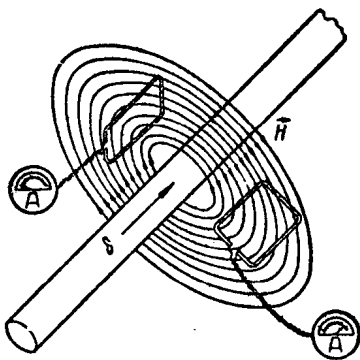


图3 转动线匝的位置，穿过被磁场包围的线匝的磁通量亦将改变

当綫匝平面垂直磁感应强度的方向时，綫匝中的电流达到最大值。这时，穿过綫匝的磁通最多。

綫匝中产生电流的原因，是由于磁場改变时在綫匝中产生了电場。

由此可见，当穿过綫匝的磁通改变时，在綫匝中便产生引起电流的电場。

如把載流导体由真空中移置到任何一种物质內，則可发现，在同一的电流强度下磁場将有改变。

物质內磁感应强度与真空中磁感应强度之比称为相对导磁率，以 $\mu_{\text{отн}}$ 表示。

磁場也可以其强度（符号为 $\vec{H}$ ）表示。磁場强度与磁感应强度成正比；在真空中，它由关系式 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ 决定，式中 μ_0 是真空的导磁率，在实用单位制（MKSA）中等于 $4\pi \cdot 10^{-7}$ 亨/米。在任何媒质中，磁場强度由关系式 $\vec{B} = \mu \vec{H}$ 决定，式中 $\mu = \mu_{\text{отн}} \cdot \mu_0$ ——媒质的导磁率。

穿过綫匝的磁通发生变化而在其中感应出电流的现象称为电磁感应。

由于磁場改变而引起的电場，不仅存在于測量綫匝的电路中，在沒有导体的其他磁場內也有电場存在。

取两平行金属片，并在它們之間放入任何一种介质。这样的結構叫做电容器。

如把电容器接入交流电路中，則在两金属片之間将出现交变电場。

、将磁針移近电容器时，可以发现磁場，这磁場是由于电場改变时所引起的（图4）。

因此，电場变化时能产生磁場。电場和磁場是統一电磁場的两个相互联系的組成部分。在任何情況下，涉及的总是

电磁場。虽然在討論这种或另一种現象时往往只提其中一个組成部分,但同时考虑到必然存在的另一組成部分。

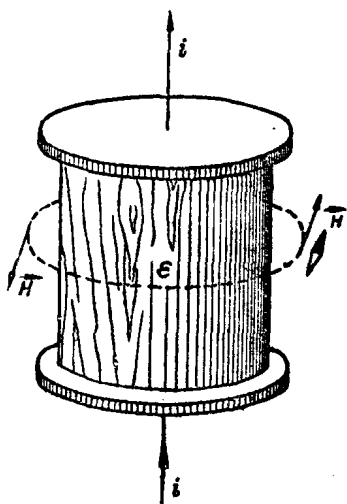


图 4 改变介质圆柱中的电场时产生磁场

H —磁场强度; i —交变电流;
 ϵ —材料的介电常数

在某些情况下,例如无线电台天线的辐射,电磁場可以离开它自己的电源而独自存在,并以电磁波的形式向周圍空間傳播,这种电磁波可被无线电接收机所发觉。

在討論作为高频加热基础的各种物理現象时,我們將經常涉及有关电磁場的一些概念。

当某一电路中通过交变电流时,它所形成的交变磁场又在电路的导体內引起电场,这电场的作用与电源电场的相反。换言之,电路中將产生与电源电动势作用相反的自感电动势。結果,电路中电流的值將較无自感电动势存在时为小。

因此,自感电动势的存在同导线附加一个电阻是等效的。这个电阻称为电路的感抗。

电路中自感电势的大小取决于穿过电路的磁通的变化速度,即与产生磁场的交流电的频率以及磁通的最大值成正比。此外,自感电动势还与磁通变化时的曲线形状有关。

交流电完成一个循环变化的时间称为周期。每秒钟內的周期数称为交流电的频率。

用于建立电磁场的电源能量,积储在电场和磁场中,也就是说,电场和磁场是能量的储存者。当电场和磁场消失时,所积储的能量便返回到建立电场和磁场的能源中去,或转变为其他形式的能量。

以下我們研究载流导体中发生的一些现象。

2. 沿导体通过的电流

取一根很长的圆形截面的直线导体,并通以直流电。

直流电在导体截面上的分布是均匀的,即在导体截面的任何一点上,电流的密度都相等。电流密度的方向平行于导体的轴线,而其大小等于沿导体通过的电流除以导体截面积。电流通常以字母 I 表示,而电流密度以字母 $\vec{\delta}$ 表示。

这时,不论在导体的周围空间,或是导体的内部,都存在着电流所建立的磁场。

磁力线分布在与导体轴线相垂直的平面上,它是一系列的同心圆,圆的中心位于导体的轴线上。圆周上任一点的磁场强度都与该圆周相切。

我们现在以交流电通过导体,在这种情况下,电流沿导体截面的分布将是不均匀的。导体表面上各点的电流密度将为最大,而在其轴线上各点的电流密度为最小(图5)。交流电在截面上的不均匀分布的现象称为集肤效应。

怎样来解释集肤效应呢?

电源在导体中建立交变电场。这电场的强度在任何时刻和截面上任何一点上都是相同的;但是由于电磁感应现象,除了电源所建立的电场之外,导体中还产生方向与之相反的电场,或者如前所述,在导体中产生自感电动势。

设想把导体的横截面分为很多无限小的单元,电流沿这

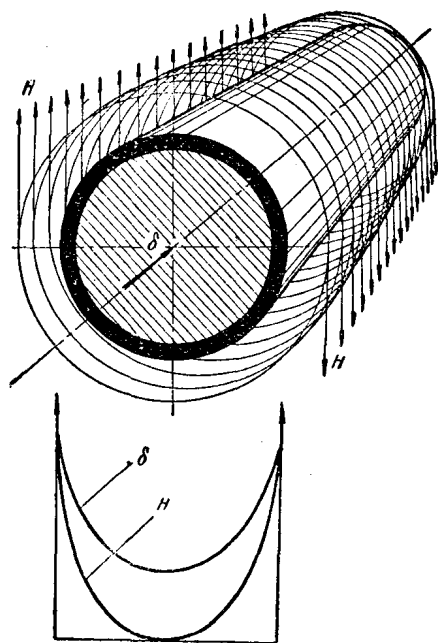


图5 导体截面上交流电的分布
 电流最集中的地方以濃黑綫表示,曲綫表示导体截
 面上磁場强度($\vec{H}$)和电流密度($\vec{\delta}$)的分布

些单元通过。这时,整个载流导体好象由許多无限細的电流綫所組成。

与导体軸綫重合的电流綫交鏈着全部磁通(包括通过导体内部和外部的磁通),然而导体表面的电流綫則仅与外部磁通鏈合。因此,由感应而产生的电場强度在导体軸綫上要比导体表面上的大。但是导体内的电流密度是取决于各电場之和,即电源建立的电場加上感应产生的电場。由于这两电場的方向相反,所以軸綫上的电場强度应較导体表面上的电場

强度为小。因此,电流密度将由表面至軸綫逐漸减小。

导体材料相同时,导体的半径愈大和电流的频率愈高,则电流在导体截面上分布的不均匀程度就愈大。

因为自感电动势取决于磁通变化的速度,所以当电流频率愈高,自感电动势的作用愈强,当导体的半径一定时,集肤效应也愈显著;当电流频率一定时,通过导体的磁通随着圆柱体半径的增加而增加,而通过导体的磁通愈大,亦即导体的半径愈大,则导体軸綫上的与表面上的自感电动势的差别也愈大。

磁场在空间的发生和消失,不是瞬间的,而是具有一定的速度。这个速度决定了两相等值的自感电动势之间的时间间隔(例如振幅),因而也决定了截面上离开軸綫不相等的两点的电流密度。

如果在某一瞬间,导体表面的电流密度已经达到最大值,那末离开表面較深的点上的电流密度,在此以前的瞬间就已经经过最大值了,也就是说每一瞬间截面上距离导体中心不等的各点的电流密度有相位差。

甚至可能发生截面上某一点上的电流密度的方向与导体表面上的相反。

当直流电通过导体时,单位时间内析出的热能等于电流值的平方与导体电阻的乘积。当通过交流电时,这种电阻称为有效电阻,以区别感抗。感抗是由方向与电源电动势相反并使导体中电流减小的自感电动势所引起的。由于交流电在导体截面上的分布是不均匀的,所以同一截面的导体的有效电阻对交流电要比对直流为大。因此,在交流时导体的截面不能获得充分利用。

导体对直流电的电阻通常以字母 r 表示,并按下式计算:

$$r = \frac{l}{\gamma \cdot \pi \cdot R_0^2} \text{ 欧}, \quad (1)$$

式中 l ——导体轴线方向的长度, 米;

γ ——导体材料的电导率, $\frac{1}{\text{欧} \cdot \text{米}}$;

R_0 ——导体截面的半径, 米。

但是对于交流电, 导体的电阻要大些。电阻增大系数(即对交流电的有效电阻与对直流电的电阻之比)随频率的增高而增大; 当频率一定时, 导体的半径愈大, 则电阻增大系数也愈大。

当集肤效应十分显著时, 也就是导体半径很大或者电流的频率很高时, 电流密度自导体表面向其中心的逐渐减小是有规律的, 以下式表之:

$$\delta_x = \delta_e \cdot e^{-x/\Delta} \text{ 安/米}^2, \quad (2)$$

式中 δ_x ——距离导体表面 x 处电流密度的有效值, 安/米²;

δ_e ——导体表面电流密度的有效值, 安/米² (电流按正弦曲线变化时, 其有效值等于幅值除以 $\sqrt{2}$);

e ——自然对数的底数, $e \approx 2.718$;

Δ ——在导体径向上, 从导体表面到电流密度减小为表面电流密度 $\frac{1}{e}$ 处的距离。

在导体径向上从导体表面减小到电流密度为导体表面电流密度的 $\frac{1}{e}$ (即减少 63.2%) 处的距离称为电流透入深度。

电流透入深度由下式决定

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu \cdot \gamma}} \text{ 米}, \quad (3)$$

式中 $\omega = 2\pi f$ (f ——电流的频率, 赫);

μ ——导体材料的导磁率,在实用单位制中为亨/米;

γ ——导体材料的电导率, $\frac{1}{\text{欧} \cdot \text{米}}$ 。

导磁率可由下式确定:

$$\mu = \mu_{\text{omh}} \cdot \mu_0,$$

式中 μ_{omh} ——相对导磁率(在手册中列有各种材料的相对导磁率)。

当导体直径比电流透入深度大 8~10 倍时,圆形截面导体通过交流电时的有效电阻可按下式计算:

$$r_{\sim} = \frac{l}{\gamma \cdot 2\pi R_0 \cdot \Delta} \text{ 欧}, \quad (4)$$

式中 l ——导体的长度,米;

γ ——电导率, $\frac{1}{\text{欧} \cdot \text{米}}$;

R_0 ——导体的半径,米;

Δ ——电流透入深度,米。

由于电流实际上并不通过导体的中心部分,而仅通过导体表面的薄层,所以导体可做成空心的圆柱体,只要其壁的厚度较电流透入深度稍大些就行。

矩形截面的导体同样也有集肤效应的现象。

设有矩形截面的汇流条,其厚度较高度小得很多(图 6)。

当交流电的频率和汇流条的材料一定时,则汇流条的有效电阻将随其

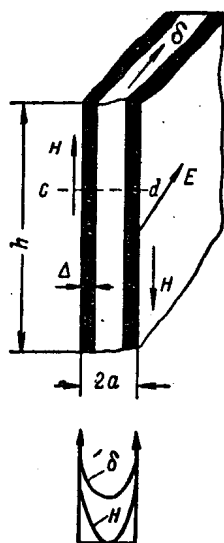


图 6 矩形导体截面上交流电的分布情况

δ —电流密度; E —电场强度; H —磁场强度; h —导体的高度; $2a$ —导体的厚度。曲线表示 cd 截面中电流和场的分布

厚度而改变。当厚度比电流透入深度小得很多的情况下，电流在截面上的分布几乎是均匀的。由于汇流条的截面很小，这时的有效电阻将很大。增加汇流条的厚度，汇流条的截面也增大，结果电阻值减小，但是汇流条的厚度愈大，电流在截面上的分布就愈不均匀。电流不再通过整个截面，而主要地沿其表面层通过。因此，当电阻达到某最小值之后，继续增加汇流条的厚度，电阻就几乎不再改变了。正确分析这种现象表明：电阻最小的汇流条的最佳厚度应满足下列条件（图7）。

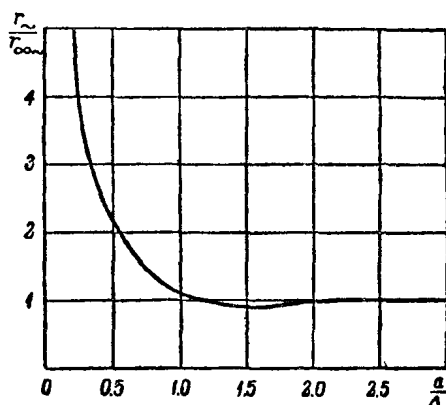


图7 电阻与导体厚度对电流透入深度之比的关系
（图中 $\frac{r_{ac}}{r_{dc}}$ ——导体的交流电阻与 $\frac{a}{\Delta} > 2$ 时导体电阻之比）

$$\frac{a}{\Delta} = \frac{\pi}{2} = 1.57,$$

式中 a ——汇流条厚度的一半；

Δ ——电流透入深度。

如继续增加汇流条的厚度，则电阻的增加并不显著并趋近于某一定值，此值可由下式计算：