



石油高等院校特色教材

电机与拖动

付光杰 牟海维 赵海龙 主编



石油工业出版社
Petroleum Industry Press

石油教材出版基金资助项目

石油高等院校特色教材

电机与拖动

付光杰 牟海维 赵海龙 主编

石油工业出版社

内 容 提 要

本书主要论述各类电机的基本原理和特性,以及利用电动机作为原动机来拖动生产机械按要求的规律进行运动的基本理论。内容主要包括电机磁路理论基础、电力拖动系统力学、直流电机原理、直流电机拖动、变压器、交流电机电枢绕组的电动势与磁通势、三相异步电动机及其启动和制动、三相交流电动机调速、同步电机和控制电机、现代电机控制技术。本书每章后附有思考题和习题,以帮助读者更好地理解和掌握各章节的主要内容。

本书可作为高等工科院校工业电气自动化专业、机电一体化专业和电气技术专业的本科生教材,也可供从事电气工程技术的各类人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

电机与拖动/付光杰,牟海维,赵海龙主编.

北京:石油工业出版社,2011.8

石油高等院校特色教材

ISBN 978-7-5021-8512-1

I. 电…

II. ①付… ②牟… ③赵…

III. ①电机-高等学校-教材

②电力传动-高等学校-教材

IV. ①TM3 ②TM921

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 119639 号

出版发行:石油工业出版社

(北京安定门外安华里 2 区 1 号 100011)

网 址:www.petropub.com.cn

编辑部:(010) 64523574 发行部:(010) 64523620

经 销:全国新华书店

印 刷:石油工业出版社印刷厂

2011 年 8 月第 1 版 2011 年 8 月第 1 次印刷

787×1092 毫米 开本:1/16 印张:18.75

字数:476 千字

定价:32.00 元

(如出现印装质量问题,我社发行部负责调换)

版权所有,翻印必究

前 言

本书主要论述各类电机的基本原理和特性,以及利用电动机作为原动机来拖动生产机械按要求的规律进行运动的基本理论,是工业电气自动化专业、机电一体化专业以及电气技术等工科自动化类专业所必须掌握的一门技术基础课。该课程对专业技能的培养和后续课程的学习也是十分重要的。

本书是参照工业电气自动化专业“电机及拖动基础”课程全国统一教学大纲要求编写的,从授课学时方面考虑对有些内容给予了删减,增加了目前应用较多且发展较快的交流电机调速和现代电机控制技术等内容。本书内容包括电机磁路理论基础、电力拖动系统动力学、直流电机原理、直流电机拖动、变压器、交流电机电枢绕组的电动势与磁通势、三相异步电动机和单相异步电动机、三相异步电动机的启动与制动、三相交流电动机调速、同步电机和控制电机以及现代电机控制技术等内容。每章后附有思考题和习题,以帮助读者更好地理解 and 掌握各章节的主要内容。

本书着重于基本理论和基本概念的阐述,重点强调基本理论的实际应用,结合电力拖动阐述电机原理,侧重电动机的基本原理、机械特性和运行过程分析;文字叙述突出重点、概念准确、层次清楚、通俗易懂、深入浅出。

本书的第一、第三章由付光杰编写,第二、第四章由王金玉编写,第五、第七章由牟海维和陶国彬编写,第六、第八章由刘小斌编写,第九、第十章由赵海龙编写。全书由付光杰、牟海维、赵海龙任主编,段玉波教授主审。

本书可作为高等工科院校工业电气自动化专业、机电一体化专业和电气技术专业的本科生教材,也可供从事电气工程技术的各类人员参考。

在本书的编写过程中,得到了东北石油大学各级领导和电气工程系多位教师的大力支持和帮助,在此,表示诚挚谢意。

由于编者水平有限,书中缺点和错误之处在所难免,欢迎批评指正。

编 者

2011年3月

目 录

第一章 电机磁路理论基础	1
第一节 磁场与磁能	1
第二节 机电能量转换	7
第三节 电磁转矩的生成	10
第四节 电磁转矩的控制	13
思考题	14
第二章 电力拖动系统动力学	15
第一节 电力拖动系统转动方程式	15
第二节 负载的转矩特性与电力拖动系统稳定运行的条件	23
思考题	26
习题	27
第三章 直流电机原理	29
第一节 直流电机的工作原理和结构	29
第二节 直流电机的电枢绕组	33
第三节 直流电机的磁场	38
第四节 直流电机的电枢电动势、电磁转矩和电磁功率	41
第五节 直流发电机的运行原理	43
第六节 直流电动机的运行原理	47
第七节 直流电机的换向	50
思考题	51
习题	52
第四章 直流电机拖动	54
第一节 直流电机的机械特性	54
第二节 直流他励电动机的启动	56
第三节 他励直流电动机的制动	58
第四节 直流电机拖动的速度调节	64
第五节 他励直流电动机的过渡过程	74
思考题	82
习题	83
第五章 变压器	89
第一节 变压器的基本工作原理和结构	89
第二节 变压器的空载运行	92
第三节 变压器的负载运行	98
第四节 变压器参数的试验测定	106

第五节	标么值	108
第六节	变压器的工作特性	111
第七节	三相变压器	113
第八节	变压器的并联运行	120
第九节	其他用途的变压器	123
	思考题	128
	习题	129
第六章	交流电机电枢绕组的电动势与磁通势	133
第一节	交流电机电枢绕组	133
第二节	交流电机电枢绕组的电动势	137
第三节	交流电机电枢单相绕组产生的磁通势	143
第四节	三相电枢绕组产生的磁通势	149
	思考题	152
	习题	153
第七章	三相异步电动机和单相异步电动机	155
第一节	异步电动机简介	155
第二节	三相异步电动机转子不转、转子绕组开路时的电磁关系	160
第三节	三相感应电动机转子堵转时的电磁关系	164
第四节	三相感应电动机转子转动时的运行分析	168
第五节	三相异步电动机的功率和转矩	174
第六节	三相异步电动机的机械特性	177
第七节	三相异步电动机的工作特性及其测取方法	182
第八节	三相异步电动机的参数测定	184
第九节	单相异步电动机	187
	思考题	191
	习题	192
第八章	三相异步电动机的启动与制动	194
第一节	三相异步电动机的直接启动	194
第二节	三相鼠笼式异步电动机降压启动	196
第三节	高启动转矩的三相鼠笼式异步电动机	202
第四节	绕线式三相异步电动机的启动	205
第五节	三相异步电动机的制动	211
	思考题	222
	习题	222
第九章	三相交流电动机调速	224
第一节	变极调速	224
第二节	变频调速	229
第三节	改变转差率调速	233

思考题.....	242
习题.....	242
第十章 同步电机和控制电机.....	243
第一节 同步电动机.....	243
第二节 伺服电动机.....	252
第三节 自整角机.....	257
第四节 开关磁阻电动机.....	261
第五节 稀土永磁电动机.....	264
思考题.....	266
习题.....	267
第十一章 现代电机控制技术.....	269
第一节 空间矢量.....	269
第二节 矢量控制.....	281
思考题.....	290
参考文献.....	291

第一章 电机磁路理论基础

第一节 磁场与磁能

双线圈励磁的铁芯如图 1-1 所示, 铁芯上装有线圈 A 和 B, 匝数分别为 N_A 和 N_B 。主磁路由铁芯磁路和气隙磁路串联构成, 两段磁路的断面面积均为 S 。假设外加电压 u_A 和 u_B 为任意波形电压, 励磁电流 i_A 和 i_B 也为任意波形电流, 图 1-1 给出了电压和电流的正方向。

一、单线圈励磁

先讨论仅有线圈 A 励磁的情况。当电流 i_A 流入线圈时, 便会在铁芯内产生磁场。根据安培环路定律, 有

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \sum i \quad (1-1)$$

式中 $\mathbf{H}$ ——磁场强度, A/m;

$\sum i$ ——该闭合回线包围的总电流, A。

安培环路定律如图 1-2 所示, 若电流正方向与闭合回线 L 的环行方向符合右手螺旋关系时, i 便取正号, 否则取负号。闭合回线可任意选取, 在图 1-1 中, 取铁芯断面的中心线为闭合回线, 环行方向为顺时针方向。沿着该闭合回线, 假设铁芯磁路内的 $\mathbf{H}_m$ 处处相等, 方向与积分路径一致, 气隙内 $\mathbf{H}_\delta$ 也如此。于是, 有

$$H_m l_m + H_\delta \delta = N_A i_A \quad (1-2)$$

式中 l_m ——铁芯磁路的长度, m;

δ ——气隙长度, m。

定义

$$f_A = N_A i_A \quad (1-3)$$

式中 f_A ——磁路的磁动势, A。

式 (1-2) 中, $H_m l_m$ 和 $H_\delta \delta$ 为磁压降, 并表明线圈 A 提供的磁动势 f_A 被主磁路的两段磁压降所平衡。此时, f_A 相当于产生磁场 $\mathbf{H}$ 的“源”, 类似于电路中的电动势。

在铁芯磁路内, 磁场强度 H_m 产生的磁感应强度 B_m 为

$$B_m = \mu_{Fe} H_m = \mu_r \mu_0 H_m \quad (1-4)$$

式中 μ_{Fe} ——磁导率, H/m;

μ_r ——相对磁导率, H/m;

μ_0 ——真空磁导率, H/m。

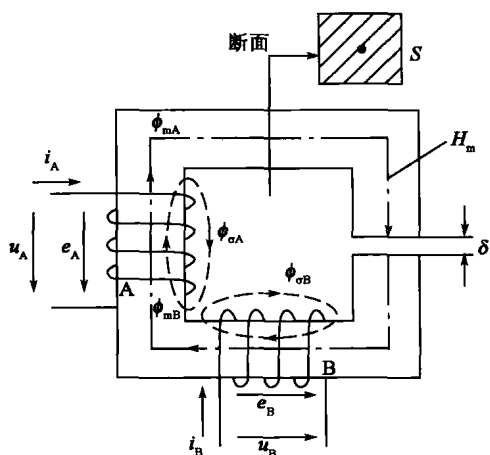


图 1-1 双线圈励磁的铁芯

电机中常用的铁磁材料的磁导率 μ_{Fe} 约是真空磁导率 μ_0 的 2000~6000 倍。空气磁导率与真空磁导率几乎相等。铁磁材料的导磁特性是非线性的，通常将 $B_m = f(H_m)$ 关系曲线称为磁化曲线，如图 1-3 所示。由图可以看出，当 H_m 达到一定值时，随着 H_m 的增大， B_m 增加越来越慢，这种现象称为饱和。

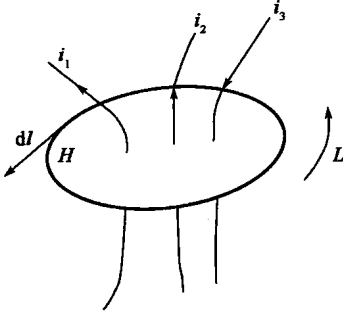


图 1-2 安培环路定律

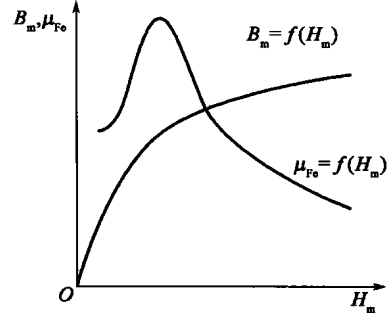


图 1-3 铁磁材料的磁化曲线
[$B_m = f(H_m)$ 和 $\mu_{Fe} = f(H_m)$]

由于铁磁材料的磁化曲线不是一条直线，所以 μ_{Fe} 也随 H_m 值的变化而变化，图 1-3 中同时出了曲线 $\mu_{Fe} = f(H_m)$ 。

由式 (1-4)，可将式 (1-2) 改写为

$$f_A = \frac{B_m}{\mu_{Fe}} l_m + \frac{B_\delta}{\mu_0} \delta_0 \quad (1-5)$$

若不考虑气隙 δ 内磁场的边缘效应，气隙内磁场 B_δ 也为均匀分布，于是式 (1-5) 可写为

$$f_A = B_m S \frac{l_m}{\mu_{Fe} S} + B_\delta S \frac{\delta}{\mu_0 S} \quad (1-6)$$

$$\Phi_{mA} = B_m S$$

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_{Fe} S}$$

$$\Phi_\delta = B_\delta S$$

$$R_\delta = \frac{\delta}{\mu_0 S}$$

式中 Φ_{mA} ——铁芯磁路主磁通，Wb；

R_m ——铁芯磁路磁阻，1/H；

Φ_δ ——气隙磁通，Wb；

R_δ ——气隙磁路的磁阻，1/H。

由于磁通具有连续性，显然有 $\Phi_{mA} = \Phi_\delta$ ， $B_m = B_\delta$ 。

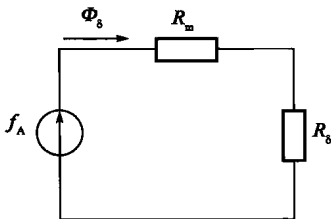


图 1-4 串联磁路的模拟电路

将式 (1-6) 表示为

$$f_A = \Phi_{mA} R_m + \Phi_\delta R_\delta = \Phi_{mA} R_{m\delta} = \Phi_\delta R_{m\delta} \quad (1-7)$$

$$R_{m\delta} = R_m + R_\delta$$

式中 $R_{m\delta}$ ——串联磁路的总磁阻，1/H。

通常，将式 (1-7) 称为磁路的欧姆定律。串联磁路的模拟电路可用图 1-4 来表示。

将式 (1-7) 表示为另一种形式，即

$$f_A = \frac{\Phi_{mA}}{\Lambda_m} + \frac{\Phi_\delta}{\Lambda_\delta} = \Phi_\delta \left(\frac{1}{\Lambda_m} + \frac{1}{\Lambda_\delta} \right) \quad (1-8a)$$

$$\Lambda_m = \frac{1}{R_m} = \frac{\mu_{Fe} S}{l_m}$$

$$\Lambda_\delta = \frac{1}{R_\delta} = \frac{\mu_0 S}{\delta}$$

式中 Λ_m ——铁芯磁路磁导，H；

Λ_δ ——气隙磁路磁导，H。

将式 (1-8a) 写为

$$\Phi_\delta = \Lambda_{m\delta} f_A \quad (1-8b)$$

$$\Lambda_{m\delta} = \frac{\Lambda_m \Lambda_\delta}{\Lambda_m + \Lambda_\delta}$$

$$\Lambda_{m\delta} = \frac{1}{R_{m\delta}}$$

式中 $\Lambda_{m\delta}$ ——串联磁路的总磁导。

式 (1-8b) 为磁路欧姆定律的另一种表达形式。

式 (1-7) 表明，作用在磁路上的总磁动势恒等于闭合磁路内各段压降之和。对图1-1所示的磁路而言，尽管铁芯磁路长度比气隙磁路长得多，但由于 $\mu_{Fe} \gg \mu_0$ ，气隙磁路的磁阻还是要远大于铁芯磁路的磁阻。对于这个具有气隙的串联磁路，总磁阻将取决于气隙磁路的磁阻，磁动势大部分将降落在气隙磁路中。在很多情况下，为了问题分析的简化，可将铁芯磁路的磁阻忽略不计，此时磁动势 f_A 与气隙磁路磁压降相等，即有

$$f_A = H_\delta \delta = \Phi_\delta R_\delta \quad (1-8c)$$

图1-1中，因为主磁通 Φ_{mA} 是穿过气隙后而闭合的，提供了气隙磁通，所以又将 Φ_{mA} 称为励磁磁通。

定义线圈 A 的励磁磁链为

$$\psi_{mA} = \Phi_{mA} N_A \quad (1-9)$$

由式 (1-7) 和式 (1-9)，可得

$$\psi_{mA} = \frac{N_A^2}{R_{m\delta}} i_A = N_A^2 \Lambda_{m\delta} i_A \quad (1-10)$$

定义线圈 A 的励磁电感 L_{mA} 为

$$L_{mA} = \frac{\psi_{mA}}{i_A} = \frac{N_A^2}{R_{m\delta}} = N_A^2 \Lambda_{m\delta} \quad (1-11)$$

L_{mA} 表征了线圈 A 单位电流产生磁链 ψ_{mA} 的能力。对于图1-1的具体磁路，又将 L_{mA} 称为线圈 A 的励磁电感。 L_{mA} 的大小与线圈 A 的匝数二次方成正比，与串联磁路的总磁导成正比。由于总磁导与铁芯磁路的饱和程度 (μ_{Fe} 值) 有关，因此 L_{mA} 便是 1 个与励磁电流 i_A 相关的非线性参数。若将铁芯磁路的磁阻忽略不计 ($\mu_{Fe} = \infty$)， L_{mA} 便是 1 个仅与气隙磁导和匝数有关的常数，即有 $L_{mA} = N_A^2 \Lambda_\delta$ 。

在磁动势 f_A 作用下，还会产生没有穿过气隙主要经由铁芯外空气磁路而闭合的磁场，称为漏磁场。它与线圈 A 交链，产生漏磁链 $\psi_{\sigma A}$ ，可表示为

$$\psi_{\sigma A} = L_{\sigma A} i_A \quad (1-12)$$

式中 $L_{\sigma A}$ ——线圈 A 的漏电感，mH。

$L_{\sigma A}$ 表征了线圈 A 单位电流产生漏磁链 $\psi_{\sigma A}$ 的能力, 由于漏磁场主要分布在空气中, 因此 $L_{\sigma A}$ 近乎为常值, 且在数值上远小于 L_{mA} 。

线圈 A 的总磁链为

$$\psi_{AA} = \psi_{\sigma A} + \psi_{mA} = L_{\sigma A} i_A + L_{mA} i_A = L_A i_A \quad (1-13)$$

式中 ψ_{AA} ——线圈 A 电流 i_A 产生的磁场链过自身线圈的磁链 (称为自感磁链), Wb。

定义

$$L_A = L_{\sigma A} + L_{mA} \quad (1-14)$$

式中 L_A ——自感 (由漏电感 $L_{\sigma A}$ 和励磁电感 L_{mA} 两部分构成)。

这样, 通过电感就将线圈 A 产生磁链的能力表现为一个集中参数。在以后的分析中可以看出, 电感是非常重要的参数。

磁场能量分布在磁场所在的整个空间, 单位体积内的磁能 w_m 可表示为

$$w_m = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu} \quad (1-15)$$

式 (1-15) 表明, 在一定磁感应强度下, 介质的磁导率 μ 越大, 磁场的储能密度就越小, 否则相反。对于图 1-1 所示的电磁装置, 由于 $\mu_{Fe} \gg \mu_0$, 因此, 当铁芯磁路内的磁感应强度由零开始上升时, 大部分磁场能量将储存在气隙中; 当磁感应强度减小时, 这部分磁能将随之从气隙中释放出来。铁芯磁路中的磁能密度很低, 铁芯储能常可忽略不计, 此时则有

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B_g^2}{\mu_0} V_g \quad (1-16)$$

式中 W_m ——主磁路磁场能量 (它全部储存在气隙中), W;

V_g ——气隙体积, m^3 。

当励磁电流 i_A 变化时, 磁链 ψ_{AA} 将发生变化。根据法拉第电磁感应定律, ψ_{AA} 的变化将在线圈 A 中产生感应电动势 e_{AA} 。若设 e_{AA} 的正方向与 i_A 正方向一致, i_A 方向与 Φ_{sA} 方向之间符合右手法则, 则有

$$e_{AA} = - \frac{d\psi_{AA}}{dt} \quad (1-17)$$

根据电路基尔霍夫第二定律, 线圈 A 的电压方程为

$$u_A = R_A i_A - e_{AA} = R_A i_A + \frac{d\psi_{AA}}{dt} \quad (1-18)$$

在时间 dt 内输入铁芯线圈 A 的净电能 dW_{eAA} 为

$$dW_{eAA} = u_A i_A dt - R_A i_A^2 dt = -e_{AA} i_A dt = i_A d\psi_{AA}$$

若忽略漏磁场, 则有

$$dW_{eAA} = i_A d\psi_{mA} \quad (1-19)$$

在没有任何机械运动的情况下, 由电源输入的净电能将会全部变成磁场能量的增量 dW_m , 于是

$$dW_m = i_A d\psi_{mA} \quad (1-20)$$

当磁通是从 0 增长到 Φ_{mA} 时, 相应地线圈 A 磁链由 0 增长到 ψ_{mA} , 则磁场能量 W_m 应为

$$W_m = \int_0^{\psi_{mA}} i_A d\psi \quad (1-21)$$

式 (1-21) 是线圈 A 励磁的能量公式, 此式考虑了铁芯磁路和气隙磁路内总的磁场储能。若磁路的 $\psi-i$ 曲线如图 1-5 所示, 面积 $OabO$ 就代表了磁路的磁场能量, 将其称为磁能。

若以电流为自变量，对磁链进行积分，则有

$$W'_m = \int_0^{i_A} \psi_{mA} di \quad (1-22)$$

式中 W'_m ——磁共能， W 。

在图 1-5 中，磁共能可用面积 $OcaO$ 来表示。显然，在磁路为非线性情况下，磁能和磁共能互不相等。

磁能和磁共能之和等于

$$W_m + W'_m = i_A \psi_{mA} \quad (1-23)$$

若忽略铁芯磁路的磁阻，图 1-5 中的 $\psi-i$ 曲线便是一条直线，则有

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} i_A \psi_{mA} = \frac{1}{2} L_{mA} i_A^2 \quad (1-24)$$

此时磁场能量全部储存在气隙中，由式 (1-24) 可得

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} i_A \psi_{mA} = \frac{1}{2} f_A B_A S \quad (1-25)$$

将 $f_A = H_\delta \delta$ 代入式 (1-25)，可得

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} H_\delta B_\delta V_\delta = \frac{1}{2} \frac{B_\delta^2}{\mu_0} V_\delta \quad (1-26)$$

式 (1-26) 与式 (1-16) 具有相同的形式。

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} i_A \psi_{AA} = \frac{1}{2} L_A i_A^2 \quad (1-27)$$

二、双线圈励磁

现分析线圈 A 和线圈 B 同时励磁的情况。此时忽略铁芯磁路磁阻，磁路为线性，故可以采用叠加原理，分别由磁动势 f_A 和 f_B 计算出各自产生的磁通。

同线圈 A 一样，可以求出线圈 B 产生的磁通 Φ_{mB} 和 $\Phi_{\sigma B}$ ，此时线圈 B 的自感磁链为

$$\psi_{BB} = \psi_{\sigma B} + \psi_{mB} = L_{\sigma B} i_B + L_{mB} i_B = L_B i_B$$

式中 $L_{\sigma B}$ 、 L_{mB} 和 L_B ——线圈 B 的漏电感、励磁电感和自感。

且有

$$L_B = L_{\sigma B} + L_{mB}$$

线圈 B 产生的磁通同时要与线圈 A 交链，反之亦然。这部分相互交链的磁通称为互感磁通。在图 1-1 中，励磁磁通 Φ_{mB} 全部与线圈 A 交链，则电流 i_B 在线圈 A 中产生的互感磁链 ψ_{mAB} 为

$$\psi_{mAB} = \psi_{mB} = \Phi_{mB} N_A = i_B N_B \Lambda_\delta N_A \quad (1-28)$$

定义线圈 B 对线圈 A 的互感 L_{AB} 为

$$L_{AB} = \frac{\psi_{mAB}}{i_B} \quad (1-29)$$

由式 (1-28) 和式 (1-29)，可得

$$L_{AB} = N_A N_B \Lambda_\delta \quad (1-30)$$

同理，定义线圈 A 对线圈 B 的互感 L_{BA} 为

$$L_{BA} = \frac{\psi_{mBA}}{i_A} \quad (1-31)$$

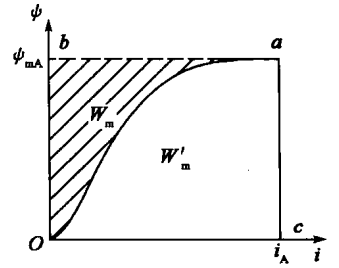


图 1-5 磁路的 $\psi-i$ 曲线

且有

$$L_{BA} = N_0 N_B \Lambda \delta \quad (1-32)$$

由式 (1-30) 和式 (1-32) 可知, $L_{AB}=L_{BA}$, 即线圈 A 和 B 的互感相等, 且有

$$L_{AB} = L_{BA} = N_A N_B \Lambda \delta$$

在图 1-1 中, 当电流 i_A 和 i_B 方向同为正时, 两者产生的励磁磁场方向一致, 因此两线圈互感为正值。若改变 i_A 或 i_B 的正方向, 或者改变其中一个线圈的绕向, 则两者的互感便成为负值。

值得注意的是, 如果 $N_A=N_B$, 则有 $L_{mA}=L_{mB}=L_{AB}=L_{BA}$, 即两线圈不仅励磁电感相等, 且励磁电感又与互感相等。

线圈 A 的全磁链 ψ_A 可表示为

$$\psi_A = L_{\sigma A} i_A + L_{mA} i_A + L_{AB} i_B = L_A i_A + L_{AB} i_B \quad (1-33)$$

同理可得

$$\psi_B = L_{\sigma B} i_B + L_{mB} i_B + L_{BA} i_A = L_B i_B + L_{BA} i_A \quad (1-34)$$

感应电动势 e_A 和 e_B 分别为

$$e_A = -\frac{d\psi_A}{dt} \quad (1-35)$$

$$e_B = -\frac{d\psi_B}{dt} \quad (1-36)$$

在时间 dt 内, 由外部电源输入铁芯线圈 A 和 B 的净电能 dW_e 为

$$dW_e = -(e_A i_A + e_B i_B) dt = \left(\frac{d\psi_A}{dt} i_A + \frac{d\psi_B}{dt} i_B \right) dt = i_A d\psi_A + i_B d\psi_B \quad (1-37)$$

由电源输入的净电能 dW_e 将全部转化为磁场能量的增量, 即有

$$dW_m = i_A d\psi_A + i_B d\psi_B \quad (1-38)$$

当两个线圈磁链由 0 分别增长为 ψ_A 和 ψ_B 时, 整个电磁装置的磁场能量为

$$W_m(\psi_A, \psi_B) = \int_0^{\psi_A} i_A d\psi + \int_0^{\psi_B} i_B d\psi \quad (1-39)$$

式 (1-39) 表明, 磁能 W_m 为 ψ_A 和 ψ_B 的函数。

若以电流为自变量, 可得磁共能 W'_m 为

$$W'_m(i_A, i_B) = \int_0^{i_A} \psi_A di + \int_0^{i_B} \psi_B di \quad (1-40)$$

显然, 磁共能是 i_A 和 i_B 的函数。

可以证明, 磁能和磁共能之和为

$$W_m + W'_m = \int_0^{\psi_A} i_A d\psi + \int_0^{\psi_B} i_B d\psi + \int_0^{i_A} \psi_A di + \int_0^{i_B} \psi_B di = i_A \psi_A + i_B \psi_B \quad (1-41)$$

因为磁路为线性, 则有

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} i_A \psi_A + \frac{1}{2} i_B \psi_B \quad (1-42)$$

可得

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} L_A i_A^2 + L_{AB} i_A i_B + \frac{1}{2} L_B i_B^2 \quad (1-43)$$

第二节 机电能量转换

对于图 1-1 所示的电磁装置，当线圈 A 和 B 分别接到电源上时，只能进行电能和磁能之间的转换，改变电流 i_A 和 i_B ，只能增加或减少磁场能量，而不能将磁场能量转换为机械能，也就无法将电能转换为机械能。这是因为装置是静止的，其中没有运动部分。若将磁场能量释放出来转换为机械能，前提条件就是要有可运动部件。现将该电磁装置改装为如图 1-6 所示具有定子、转子绕组和气隙的机电装置。此时相当于在均匀气隙 δ 中加装一个也由铁磁材料构成的转子，再将线圈 B 嵌放在转子槽中，成为转子绕组，而线圈 A 成为了定子绕组（由两个线圈串联而成，总匝数仍为 N_A ），且有 $N_A = N_B$ 。定子、转子间单边气隙长度为 g ，总气隙 $\delta = 2g$ 。

为简化计，忽略定子、转子铁芯磁路的磁阻，这样磁场能量就全部储存在两个气隙中。

图 1-6 中，给出了绕组 A 和 B 中电流的正方向。当电流 i_A 为正时，产生的径向励磁磁场其方向由上至下，且假定在气隙中为正弦分布（或取其基波磁场），将该磁场磁感应强度幅值所在处的径向线称为磁场轴线 s 。同理，将正向电流 i_B 产生的径向基波磁场轴线定义为转子绕组轴线 r 。取 s 轴为空间参考轴，电角度 θ_r 为转子位置角，因 θ_r 是以转子反时针旋转而确定的，故转速正方向应为反时针方向，电磁转矩正方向应与转速正方向相同，也为反时针方向。

因气隙均匀，故转子在旋转时，定子、转子绕组励磁电感 L_{mA} 和 L_{mB} 保持不变，又因绕组 A 和 B 的匝数相同，故有 $L_{mA} = L_{mB}$ 。

但是，此时绕组 A 和 B 间的互感 L_{AB} 不再是常值，而是转子位置 θ_r 的函数，对于基波磁场而言，可得 $L_{AB}(\theta_r)$ 和 $L_{BA}(\theta_r)$ 为

$$L_{AB}(\theta_r) = L_{BA}(\theta_r) = M_{AB} \cos \theta_r \quad (1-44)$$

式中 M_{AB} ——互感最大值 ($M_{AB} > 0$)，H。

当定子、转子绕组轴线重合时，绕组 A 和 B 处于全耦合状态，两者间的互感 M_{AB} 达到最大值，显然有 $M_{AB} = L_{mA} = L_{mB}$ 。

与图 1-1 所示的电磁装置相比，在图 1-6 所示的机电装置中，磁能 W_m 不仅是 ψ_A 和 ψ_B 函数，同时又是转角 θ_r 的函数；磁共能 W'_m 不仅是 i_A 和 i_B 的函数，同时还是 θ_r 的函数，即有

$$W_m = W_m(\psi_A, \psi_B, \theta)$$

$$W'_m = W'_m(i_A, i_B, \theta)$$

于是，由于磁链和转子位置变化而引起的磁能变化 dW_m （全微分）应为

$$dW_m = \frac{\partial W_m}{\partial \psi_A} d\psi_A + \frac{\partial W_m}{\partial \psi_B} d\psi_B + \frac{\partial W_m}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-45)$$

由式 (1-39)，可将式 (1-45) 改写为

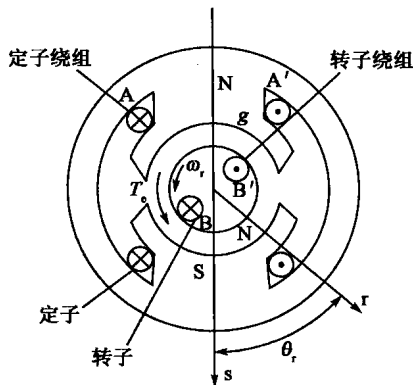


图 1-6 具有定子、转子绕组和气隙的机电装置

$$dW_m = i_A d\psi_A + i_B d\psi_B + \frac{\partial W_m}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-46a)$$

同理，由于定子、转子电流和转子位置变化而引起的磁共能变化 dW'_m (全微分) 可以表示为

$$dW'_m = \frac{\partial W'_m}{\partial i_A} di_A + \frac{\partial W'_m}{\partial i_B} di_B + \frac{\partial W'_m}{\partial \theta_r} d\theta_r = \psi_A di_A + \psi_B di_B + \frac{\partial W'_m}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-46b)$$

与式 (1-38) 相比，式 (1-46a) 多出了第三项，它是由转子角位移引起的磁能变化。这就是说，由于转子的运动引起了气隙储能变化，在磁场储能变化过程中，将部分磁场能量转化为了机械能。

设想在 dt 时间内转子转过一个微小的电角度 $d\theta_r$ (虚位移或实际位移)，这会引引起磁能的变化，同时转子上将受到电磁转矩 T_e 的作用，电磁转矩为克服机械转矩所做的机械功 dW_{mech} 为

$$dW_{mech} = T_e d\theta_r$$

根据能量守恒原理，机电系统的能量关系应为

$$dW_e = dW_m + dW_{mech} = dW_m + T_e d\theta_r \quad (1-47)$$

式 (1-47) 中，等式左端为 dt 时间内输入系统的净电能；等式右端第一项为 dt 时间内磁场吸收的总磁能，这里忽略了铁芯磁路的介质损耗 (不计铁磁材料的涡流和磁滞损耗)；等式右端第二项为 dt 时间内转变为机械能的总能量。

将式 (1-37) 和式 (1-46a) 代入式 (1-47)，则有

$$\begin{aligned} T_e d\theta_r = dW_e - dW_m &= (i_A d\psi_A + i_B d\psi_B) - \left(i_A d\psi_A + i_B d\psi_B + \frac{\partial W_m}{\partial \theta_r} d\theta_r \right) \\ &= - \frac{\partial W_m}{\partial \theta_r} d\theta_r \end{aligned} \quad (1-48)$$

可得

$$T_e = - \frac{\partial W_m(\psi_A, \psi_B, \theta_r)}{\partial \theta_r} \quad (1-49)$$

式 (1-49) 表明，当转子因微小角位移引起系统磁能变化时，转子上将受到电磁转矩作用，电磁转矩方向应为在恒磁链下使系统磁能减小的方向。这是以两绕组磁链和转角为自变量时的转矩表达式。

由式 (1-48)，可得

$$\begin{aligned} T_e d\theta_r = dW_e - dW_m &= (i_A d\psi_A + i_B d\psi_B) - (i_A d\psi_A + i_B d\psi_B - W'_m) \\ &= -(\psi_A di_A + \psi_B di_B) + dW'_m \end{aligned} \quad (1-50)$$

将式 (1-46b) 代入式 (1-50)，则有

$$T_e = - \frac{\partial W'_m(i_A, i_B, \theta_r)}{\partial \theta_r} \quad (1-51)$$

式 (1-51) 表明，当转子因微小位移引起系统磁共能发生变化时，会受到电磁转矩的作用，转矩方向应为在恒定电流下使系统磁共能增加的方向。

应该指出，式 (1-49) 和式 (1-51) 对线性和非线性磁路均适用，具有普遍性。再有，式 (1-49) 和式 (1-51) 中，当 W_m 和 W'_m 对 θ_r 求偏导数时，令磁链或电流为常值，这只是因自变量选择带来的一种数学约束，并不是对系统实际进行的电磁约束。

忽略铁芯磁路磁阻，图 1-6 所示机电装置的磁场储能可表示为

$$W_m = W'_m = \frac{1}{2} L_A i_A^2 + L_{AB}(\theta_r) i_A i_B + \frac{1}{2} L_B i_B^2 \quad (1-52)$$

对比式 (1-43) 和式 (1-52) 可以看出, 式 (1-52) 中的互感 L_{AB} 为转角 θ_r 的函数, 此时磁场储能将随转子位移而变化。

显然, 对于式 (1-52), 利用磁共能求取电磁转矩更容易。将式 (1-52) 代入式 (1-51), 可得

$$T_e = i_A i_B \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} = -i_A i_B M_{AB} \sin \theta_r \quad (1-53)$$

对于图 1-6 所示的转子位置, 电磁转矩方向应使 θ_r 减小, 使磁共能 W'_m 增加, 因此实际转矩方向为顺时针方向。

在图 1-6 中, 已设定电磁转矩 T_e 正方向为逆时针方向, 在如图所示的时刻, 式 (1-53) 给出的转矩值为负值, 说明实际转矩方向应为顺时针方向。在实际计算中, 若假定 T_e 正方向与 θ_r 正方向相反, 即为顺时针方向, 式 (1-53) 中的负号应去掉。

对比图 1-1 所示的电磁装置和图 1-6 所示的机电装置, 可以看出, 后者的气隙磁场已作为能使电能与机械能相互转换的媒介, 成为了两者的耦合场。

若转子不动, 则 $dW_{\text{mech}} = 0$, 由电源输入的净电能将全部转换为磁场储能, 此时图 1-6 所示的机电装置就与图 1-1 所示的电磁装置相当。

若转子旋转, 转子位移将会引起气隙中磁能变化, 并使部分磁场能量释放出来转换为机械能。这样, 通过耦合场的作用, 就实现了电能和机械能间的转换。此时, 绕组 A 和 B 中产生的感应电动势 e_A 和 e_B 分别为

$$\begin{aligned} e_A &= -\frac{d\psi_A}{dt} = -\frac{d}{dt}[L_A i_A + L_{AB}(\theta_r) i_B] \\ &= -\left[L_A \frac{di_A}{dt} + L_{AB}(\theta_r) \frac{di_B}{dt} + i_B \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} \frac{d\theta_r}{dt}\right] \end{aligned} \quad (1-54)$$

$$\begin{aligned} e_B &= -\frac{d(\psi_B)}{dt} = -\frac{d}{dt}[L_B i_B + L_{AB}(\theta_r) i_A] \\ &= -\left[L_B \frac{di_B}{dt} + L_{AB}(\theta_r) \frac{di_A}{dt} + i_A \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} \frac{d\theta_r}{dt}\right] \end{aligned} \quad (1-55)$$

式 (1-54) 和式 (1-55) 中, 等式右端括号内第一项和第二项是当 $\theta_r = \text{常值}$, 即绕组 A 和 B 相对静止时, 由电流变化所引起的感应电动势, 称为变压器电动势; 括号内第三项是因转子运动使绕组 A 和 B 相对位置发生位移 (θ_r 变化) 而引起的感应电动势, 称为运动电动势。

由式 (1-54) 和式 (1-55), 可得在 dt 时间内, 由电源输入绕组 A 和 B 的净电能为

$$dW_e = -(i_A e_A + i_B e_B) dt = \psi_A di_A + \psi_B di_B + 2i_A i_B \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-56)$$

式 (1-56) 右端的前两项是由 i_A 和 i_B 变化引起的变压器电动势所吸收的电能, 最后一项是由转子旋转引起的运动电动势吸收的电能。

由式 (1-53), 可得 dt 时间内由磁场储能转换的机械能为

$$dW_{\text{mech}} = T_e d\theta_r = i_A i_B \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-57)$$

由式 (1-56) 和式 (1-57), 可得

$$dW_m = dW_e - dW_{\text{mech}} = \psi_A di_A + \psi_B di_B + i_A i_B \frac{\partial L_{AB}(\theta_r)}{\partial \theta_r} d\theta_r \quad (1-58)$$

由式 (1-56) 和式 (1-58) 可知, 时间 dt 内磁场的能量变化, 是由绕组 A 和 B 中变压器电动势从电源所吸收的全部电能加之运动电动势从电源所吸收电能的 $1/2$ 所提供; 由运动电动势吸收的另外 $1/2$ 电能则成为转换功率, 这部分功率是由电能转换的机械功率。由此可见, 产生感应电动势是耦合场从电源吸收电能的必要条件; 产生运动电动势是通过耦合场实现机电能量转换的关键。与此同时, 转子在耦合场中运动将产生电磁转矩, 运动电动势和电磁转矩构成了一对机电耦合项, 是机电能量转换的核心部分。

第三节 电磁转矩的生成

图 1-6 中设定转矩正方向为顺时针方向, 可将式 (1-53) 改写为

$$T_e = \frac{1}{L_{mB}} (L_{mB} i_B) (L_{mA} i_A) \sin \theta_r = \frac{1}{L_{mB}} \psi_{mB} \psi_{mA} \sin \theta_r \quad (1-59)$$

式 (1-59) 表明, 电磁转矩可看成是定子励磁磁场和转子磁场相互作用的结果, 转矩的大小和方向决定于两个正弦分布磁场的幅值和磁场轴线间的相对位置。当转子电流 i_B 为 0 时, 气隙磁场仅为由定子电流 i_A 建立的励磁磁场, 其轴线与 s 轴一致。当转子电流 i_B 不为 0 时, 产生了转子磁场, 它与励磁磁场共同作用, 产生了新的气隙磁场, 使原有气隙磁场发生了变化, 从而产生电磁转矩, 实现了机电能量转换。换言之, 是转子磁场对气隙磁场的影响, 决定了电磁转矩的生成和机电能量转换过程。

当转子磁场轴线与励磁磁场轴线一致或相反 ($\theta_r = 0^\circ$ 或 $\theta_r = 180^\circ$) 时, 电磁转矩为 0。或者说, 只有在转子磁场作用下, 使气隙磁场轴线发生偏移时, 才会产生电磁转矩。如果将这种轴线偏移视为是气隙磁场发生了“畸变”, 那么气隙磁场的“畸变”是转矩生成的必要条件, 也是机电能量转换的必然现象。由于转子磁场的作用, 导致气隙磁场畸变, 才使转子受到电磁转矩作用。与此同时, 转子在运动中将电能转化为机械能。电磁转矩作用的方向为使转子磁场轴线与励磁磁场轴线趋向一致 ($\theta_r = 0^\circ$) 的方向, 力求减小和消除气隙磁场的畸变。

现通过绕组 B 的两个线圈边 B—B' 所受的电磁力来计算电磁转矩。

如图 1-7 所示, $B_{mA}(\theta)$ 是定子绕组 A 在气隙中建立的径向励磁磁场, 为正弦分布。

根据洛伦兹计算关系, 对于线圈边 B, 可得

$$f_{eB} = N_B i_B l_r B_{mA \max} \sin \theta_r \quad (1-60)$$

式中 l_r ——转子的有效长度, m。

励磁磁通 Φ_{mA} 可以表示为

$$\Phi_{mA} = \frac{2}{\pi} B_{mA \max} l_r \tau = D_r l_r B_{mA \max} \quad (1-61)$$

$$\pi D_r = 2\tau$$

式中 τ ——极距, m;

D_r ——转子外径, m。

将式 (1-61) 代入式 (1-60), 则有

$$f_{eB} = \frac{1}{D_r} N_B \Phi_{mA} i_B \sin \theta_r \quad (1-62)$$

励磁磁通 Φ_{mA} 链过绕组 A 的磁链 ψ_{mA} 为

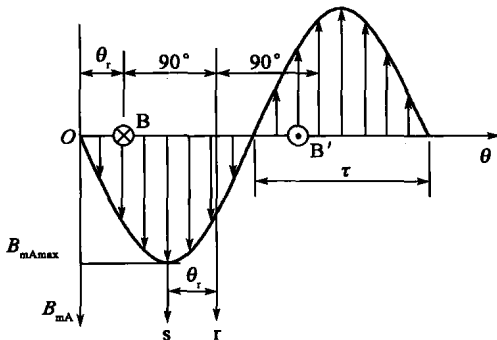


图 1-7 定子绕组建立的径向励磁磁场