

高等学校教学用书

电 机 学

第二册

Г. Н. 彼特罗夫主编

人民教育出版社

资源知识
PDG

9620-43612



统一书号: 15010·908

定价 ¥1.90

- P_0 —无载功率。
 P_K —短路功率。
 P_c, p_c —铁磁损耗。
 P_M, p_M —电气损耗(铜耗)
 p —极对数。
 p_{c1}, p_{c2} —定子, 转子铁磁损耗。
 p_{M1}, p_{M2} —定子, 转子铜耗。
 p_{mec} —机械损耗。
 p_{dov}, p_d —附加损耗。
 p_j —涡流损耗。
 p_i —磁滞损耗。
 q —每极每相槽数。
 R, r —有效电阻。
 r_1 —异步电机定子电路有效电阻。
 r_2 —异步电机转子电路有效电阻。
 r'_2 —同上折合至定子边数值。
 R_2 —包括附加电阻在内的异步电机转子电路有效电阻。
 R'_2 —同上折合至定子边数值。
 r_d —附加的有效电阻。
 r_{12} —异步电机等值电路中与铁耗相对应的有效电阻。
 S —面积。
 s —定子旋转磁场对转子的转差率。
 s_m —异步电机在发生最大转矩时转差率。
 S_s —定子旋转磁场就转子转差率。
 s_s —转子上旋转磁场对定子的转差率。
 T —时间常数, 周期。
 T_n —起动时加速时间。
 t —时间。
 t_s —定子齿距。
 t_r —转子齿距。
 U —电压的有效值。
 U_1 —原边电压, 定子电压。
 U_{11}, U_{12}, U_{10} —原边电压的顺序, 逆序零序分量。
 U_a, U_b, U_c —A, B, C 相电压。
 U_ϕ —相电压。
 U_A —线电压。
 U_N —额定电压。
 U_g —异步电机假想负载电阻端电压。
 U'_2 —同上折合至定子边数值。
 $U'_{21}, U'_{22}, U'_{20}$ —同上顺序, 逆序和零序分量(添加下标 a, b, c 的指对应相的同一量)。
 u —电压的瞬时值。
 u_K, u_{K0}, u_{Kr} —短路电压的百分值及其有功分量和无功分量。
 V —体积, 电机冷却所需要的空气量。
 v —速度。
 w —匝数。
 w_1 —定子相匝数。
 w_2 —转子相匝数。
 x —电抗。
 x_1 —异步电机定子电抗。
 x_2 —异步电机转子电抗。
 x'_2 —折合至定子边的转子电抗。
 x_{12} —激磁电抗。
 Y —导纳, 绕组的星形联接。
 Z —阻抗, 槽数。
 Z_{12} —激磁阻抗。
 Z_1 —定子阻抗, 定子槽数。
 Z_2 —转子阻抗, 转子槽数。
 Z'_2 —同上折合至定子边数值。
 Z_{s1}, Z_{s2} —原边电压不对称时异步电机的顺序, 逆序阻抗。
 $Z_{[2]}$ —异步电机转子各相阻抗不等时逆序电阻抗。
 Z —阻抗的模。
 α —系数, 相角, 相邻槽间电角度。
 β —系数, 相角, 相对节距。
 γ —系数, 相角。
 Δ —电流密度, 绕组的三角形联接。
 δ —相角, 异步电机定子和转子之间空气隙长。
 ζ —系数。
 η —效率。
 η_g —发电机效率。
 η_d —电动机效率。
 ε —系数。
 Θ —稳定温差。
 θ —角度。
 ϑ —温度。
 Λ, λ —磁导率。
 μ —导磁系数。
 ξ —系数, 折合过的导体高度。
 ρ —电阻系数。
 σ —漏磁系数。
 ν —定子高次谐波磁场次数。
 Φ —互感磁通。
 Φ_1 —异步电机定子总的磁通。
 Φ_2 —异步电机转子总的磁通。
 Φ_{s1} —定子漏磁通。
 Φ_{s2} —转子漏磁通。
 φ —电压和电流之间相角。
 Ψ —磁链。
 ψ —电势和电流之间相角。
 ω —角频率, 角速度。
 ω_1 —定子旋转磁场角速度。
 ω_2 —转子角速度。
 τ —极距, 漏磁系数。

а) 由磁势所引起的高次谐波磁場	85	г) 异步电动机自电网拉开	139
б) 齿谐波	85	4-14. 异步电动机在非额定情况下的运行	140
в) 异步电动机附加轉矩	87	а) 异步电动机在 $U_1 \neq U_{1H}$ 时的运行情况	141
г) 防止附加力矩的方法	91	б) 异步电动机在不对称的原边电压下运行	141
4-8. 异步电机的圆图	93	в) 异步电动机轉子各相阻抗不等时的运行	148
а) 圆图的用途	93	г) 异步电动机在频率不等于额定频率时运行情况	155
б) 简化圆图的画法	93	4-15. 单相异步电动机	156
в) 以圆图上綫段来表示損耗和功率	95	а) 单相异步电动机的工作原理	156
г) 精确圆图	101	б) 单相异步电动机的等值电路	157
д) 按无載試驗和堵轉試驗的数据作圆图	103	в) 单相异步电动机电流图	158
е) 借圆图研究异步电动机的精确性的估計	105	г) 单相异步电动机起动方法	159
4-9. 异步电动机的起动	106	а) 单相电容器电动机	161
а) 电动机起动的一般特性	106	е) 蔽极式(磁极上带短路綫匝的)电动机	163
б) 异步电机接入电网	107	ж) 有中間轉子的单相电动机	164
в) 电动机起动时的加速	108	з) 单相异步电动机的应用	164
г) 异步电动机起动时吸取的能量	110	4-16. 异步电机的特殊应用	165
д) 直接起动	111	а) 双饋电机	165
е) 降压起动	112	б) 电軸	167
ж) 在轉子电路中引入附加电阻起动	113	в) 变频机	170
4-10. 在轉子繞組有电流排挤的异步电动机	116	г) 单相感应調压器	170
а) 双鼠籠电动机	116	а) 杯形轉子两相异步电机	171
б) 深槽电动机	121	е) 轉动变压器	174
в) 双鼠籠电动机和深槽电动机的比較	124	ж) 弧形定子异步电动机	176
4-11. 三相异步电动机的調速	125	з) 滑动电磁联接器	177
а) 概述	125	4-17. 异步电机的損耗、发热和冷却	179
б) 調速的方法	125	а) 异步电机功率損耗和效率	179
в) 用变更原边电压的方法調速	126	б) 异步电机的发热	180
г) 变更轉子电路的电阻調速	126	в) 异步电机的冷却	183
а) 变频調速	127	4-18. 异步电动机的運轉和維護	187
е) 改变极数調速	128	а) 异步电动机的維護检修	187
ж) 串級联接調速	132	б) 异步电动机的故障及其检查方法	188
з) 双电动机調速	133	4-19. 异步电动机的試驗	192
4-12. 异步发电机	133	а) 試驗的目的和分类	192
а) 异步发电机在接有其他同步发电机的电网上运行情况	133	б) 繞組的絕緣試驗	192
б) 异步发电机单独运行情况	133	в) 溫升試驗	193
4-13. 异步电动机的电力制动	137	г) 小型电动机的成批試驗	194
а) 电动机从电网断开时自制动	133	4-20. 异步电动机型式結構及发展远景	195
б) 电动机反接制动	139	а) 中国制造厂生产的异步电动机的主要型式	195
в) 异步电动机的再生制动	139	б) 异步电动机发展远景	210

第三章 交流电机理論的一般問題

等于

3-1. 交流电机繞組中的感应电势

$$f = \frac{pn}{60}. \quad (3-2)$$

在第一章中已經討論过，用来感应电势的电机繞組是由許多絕緣过的导体所組成，通常是銅的这些导体擺置在定子內表面或轉子外表面上冲出的槽中。借助于所謂端部連接把这些导体在电机端部按一定的次序互相联接起来。在每个导体中的感应电势值与导体联接的次序无关，而是与繞組交鏈的磁力綫的空間分布有关，繞組的合成电势取决于繞組中串联导体数以及每一串联导体的电势值。繞組端部的结构形式不影响感应电势的数值，虽然繞組基本上是按它来分类的。

a) 一根导体中的感应电势

在电机槽中通常放着若干根导体。同一槽里每一导体的感应电势可认为是相等的，因为各个导体在磁場中实际上是处在同样的条件下。一根导体电势的瞬时值由下列方程式决定：

$$e_{np} = B_z \cdot l \cdot v. \quad (3-1)$$

当电机的轉速恒定，并且导体的有效长度 l 不变的情况下，感应电势大小仅仅正比于我們所研究的导体在已知瞬間所处的电樞圓周該处磁通密度 B_z 的法綫分量，如果在电机极距間的气隙中磁通密度 B_z 的变化曲綫具有图(3-1)所表示的形状。則导体电势对時間的变化曲綫也有同样的形状，区别于前者的只是所用的比例尺不同而已。

在第一章 1-4 节中已論述感应电势的频率

如以 B_{max} 表示磁通密度最大值，則导体电势最大值等于

$$E_{np \cdot max} = B_{max} \cdot l \cdot v. \quad (3-3)$$

半个周期内电势的平均值是：

$$E_{np \cdot cp} = B_{cp} \cdot l \cdot v, \quad (3-4)$$

式中的 B_{cp} 是磁通密度的平均值，計算磁通密度曲綫的面积(图 3-1)，以該面积之底即极距 τ 去除它，可以求得平均值。电势的有效值是电势的瞬时值在一个周期 T 內均方根值：

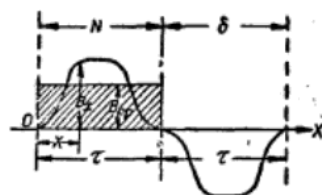


图 3-1.

$$E_{np} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T e_{np}^2 dt}. \quad (3-5)$$

参照式 (3-1)，并注意到 l 与 v 为常数，电樞圓周两极距(2τ)时相当于一个周期 T ，得

$$E_{np} = l \cdot v \sqrt{\frac{1}{2\tau} \int_0^{2\tau} B_z^2 dx} = B \cdot l \cdot v, \quad (3-6)$$

式中的 B 是磁通密度的“有效”值，等于

$$B = \sqrt{\frac{1}{2\tau} \int_0^{2\tau} B_x^2 dx} \quad (3-7)$$

在计算时通常由每极磁通出发,按下式

$$\Phi = B_{cp} \cdot l \cdot \tau \quad \text{伏秒} \quad (3-8)$$

很容易求出磁通密度平均值,式中 Φ 是每极的全部磁通, l 和 τ 以厘米表示, B_{cp} 以伏秒/厘米²表示。

我们用平均值来代替方程式(3-6)的磁通密度的有效值,得如下导体电势的表达式:

$$E_{np} = k_s \cdot B_{cp} \cdot l \cdot v, \quad (3-9)$$

式中的 $k_s = \frac{B}{B_{cp}}$ 是磁场波形系数,等于磁通密度的有效值对平均值之比。

注意到方程式(3-9),并考虑到相对运动速度 v 等于

$$v = \frac{\pi D \cdot n}{60} = \frac{2\tau \cdot p \cdot n}{60} = 2\pi f, \quad (3-10)$$

式中 D 是电机气隙的平均直径, $\pi D = 2\tau \cdot p$ 是电枢圆周长, f 是频率,我们得到在任何磁场波形下,一根导体电势有效值最后表达式:

$$E_{np} = 2k_s \cdot f \cdot \Phi, \quad (3-11)$$

式中 Φ 是一个磁极的磁通,以伏秒表示; f 是电势的频率,以赫表示。

根据给定的磁场形状,可用解析方法或作图方法求出波形系数 k_s ,对于正弦波来说,系数

$$k_s \text{ 等于 } k_s = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1.11.$$

所以当正弦形磁场时一根导体有效电势等于

$$E_{np} = 2.22 f \cdot \Phi \text{ 伏。} \quad (3-12)$$

6) 槽电势星形

大家知道,当磁场为正弦形时电势可用以角速度

$$\omega = 2\pi f$$

旋转的向量来表示,并且一个向量对另一个向量相位差与导体沿电枢圆周的布置相对应。例如,在图3-2, a 上表示有 $Z=24$ 槽的同步电机定子。设每槽放一根导体。相邻槽间的角度 $\alpha_s = \frac{360^\circ}{Z} = 15^\circ$ 。在两极转子时作电势向量图,我们得到相互按角度 $\alpha = \alpha_s$ 布置的具有 $Z=24$ 根辐射射线的向量(图3-2, b)。在多极的定子($p>1$,例如 $p=2$),作向量图时,相互之间必须隔开 $\alpha = p\alpha_s$ 角度来布置电势向量。因为沿着定子圆周仅仅移动圆周的 $\frac{1}{p}$ 长即相当于电势向量转过 360° 电角度。在图上摆完全部 Z 个向量,我们沿圆周走完 p 圈,在角度上转过 $\alpha \cdot Z = p\alpha_s \cdot Z = p \cdot 360^\circ$ 电角度(图3-2, c)。

因此,在向量图上 p 个电角度相当于在空间一个弧度。

所讨论的槽电势向量图简称槽星。

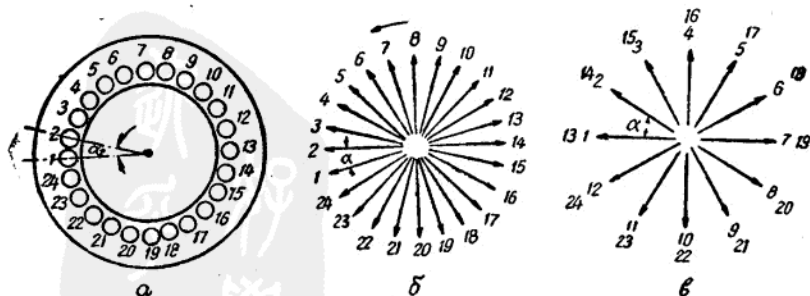


图 3-2. 同步电机定子槽电势星形:

a —有 24 槽的定子; b —当 $2p=2$ 时电势星形; c —当 $2p=4$ 时电势星形。

B) 线匝和线圈中的感应电势

绕组的导体互相连接起来组成线匝。在正常设计的电机绕组中, 串联连接的导体电势必须这样相加, 使合成电势接近于这些导体电势的算术和, 对于绕组的最基本单元——线匝来说, 为了满足这个条件, 必须选择线匝的宽度 y 近似地等于一个极距 τ 。如果取线匝的宽度(节距)等于极距, 即 $y = \tau$, 那么我们便得到全节距线匝, 如线匝的宽度大于($y > \tau$)或小于($y < \tau$)一个极距, 则得到长节距或短节距线匝。长节距线匝不予考虑, 因为很少用到。

1. 全节距线匝 在图 3-3 上表示全节距 $y = \tau$ 的线匝。我们预先规定导体的首端和末端(图 3-3, 6), 并且导体电势从首端指向末端时取正。在我们所观察的瞬间, 导体 I' 恰好位于 N 极轴线, 因此感应电势达最大值, 其方向自首端指向末端。我们以与纵坐标轴正方向一致的向量 $\dot{E}_{np}$ 来代表它(图 3-3, 6)。组成线匝的

因此, 代表导体 I'' 中感应电势的向量 $\dot{E}_{np}$, 在大小和 $\dot{E}_{np}$ 一样, 但在相位上相差 180° 。

为了得到线匝的合成电势, 我们进行电势向量 $\dot{E}_{np}$ 和 $\dot{E}_{np}$ 的运算, 其结果与导体的连接方法有关。在电机中组成线匝的两根导体总是象图 3-3, 6 所示那样进行连接的, 即导体 I' 的末端和导体 I'' 的末端互相连接起来; 在这种情况下, 循着线匝前进时, 我们在中途改变循绕的方向, 因为一开始我们从导体 I' 的首端走到末端, 然后从 I'' 的末端走向它的首端。在图 3-3, 6 上电势向量 $\dot{E}_{np}$ 和 $\dot{E}_{np}$ 的几何相减相当于循绕线匝时这种方向变化。为此, 我们把向量 $\dot{E}_{np}$ 转过 180° 并将它添加在向量 $\dot{E}_{np}$ 的末端(图 3-3, 6), 所得到的向量 $\dot{E}_{sm}$ 就是线匝合成电势的向量。它等于导体电势的两倍:

$$\begin{aligned}\dot{E}_{sm}(y=\tau) &= \dot{E}_{np} - \dot{E}_{np} = 2\dot{E}_{np} = \\ &= 4k_e \cdot f \cdot \Phi.\end{aligned}\quad (3-13)$$

如果我们把导体 I' 的末端和导体 I'' 的首端连接起来, 如图 3-3, 6 的点线所示。那末循着线匝的回路前进时, 我们不改变循绕方向。在这种情况下, 线匝的合成电势相当于向量 $\dot{E}_{np}$ 和 $\dot{E}_{np}$ 的几何相加, 因而线匝电势等于零。

为了增加绕组的电势, 把若干线匝串联起来并把它們擺在同一槽中, 从而组成一个线圈。线圈中各个线匝互相之間进行绝缘以外, 所有线匝还共同对槽壁绝缘。由 w_k 匝组成的全节距线圈电势等于

$$\begin{aligned}\dot{E}_k(y=\tau) &= w_k \dot{E}_{sm} = \\ &= 4k_e \cdot f \cdot w_k \cdot \Phi \text{ 伏}.\end{aligned}\quad (3-14)$$

从产生电势的观点来看, 由 w_k 匝组成的线圈和由一个线匝组成的线圈是等效的。因此作这种绕组的电势向量图时, 不是对组成线圈的每一根导体画一个电势向量, 而对放在同一槽

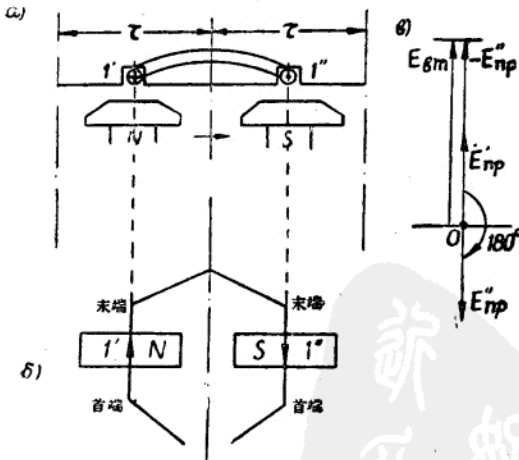


图 3-3. 在 $y = \tau$ 时线匝电势。

另一根导体 I'' 此时位于 S 极轴线上, 也感应最大的电势值, 但其方向是自末端指向首端。

524025 / 5
PDG

内 w_k 根导体电势的总和以一个电势向量来代替, 也就是说向量图中的每一根辐射线代表一个线圈有效边的电势。

2. 短节距线圈 我们若将导体 I' 放在 N 极轴线上, 那末, 在短节距时, 导体 I'' 将不在 S 极轴线上, 而离开后者有一段距离, 等于 $\tau - y$ (图 3-4, a)。

即

$$\varepsilon = 1 - \beta,$$

$$k_y = \cos \frac{\beta\pi}{2}. \quad (3-18)$$

短节距线圈电势有效值 $E_{k(y<\tau)}$, 参照式(3-14), 得下列形式:

$$E_{k(y<\tau)} = 4.44 f \cdot w_k \Phi \cdot k_y. \quad (3-19)$$

当气隙中磁通密度分布为非正弦时, 可以

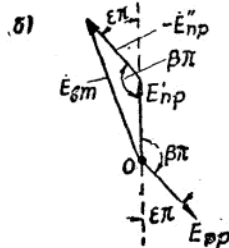
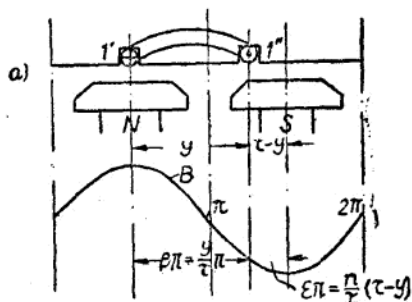


图 3-4. 节距 $y < \tau$ 的线圈电势。

我们以 β 表示绕组相对节距值:

$$\beta = \frac{y}{\tau}. \quad (3-15)$$

当气隙中磁通密度的分布为正弦的情况下, 角度 $\beta\pi$ 相当于绕组节距。这样, 在短节距线圈时导体 I' 和 I'' 中感应电势向量在相位上移开 $\beta\pi$ 角度(图 3-4, b)。若导体 I' 的末端仍与导体 I'' 的末端连接起来, 我们把电势 $\dot{E}'_{np}$ 和 $\dot{E}''_{np}$ 的向量几何相减后, 得到短节距线圈电势向量。其数值为:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{sm} &= 2\dot{E}_{np} \sin \frac{\beta\pi}{2} \\ &= 2\dot{E}_{np} k_y, \end{aligned} \quad (3-16)$$

$$\text{式中} \quad k_y = \sin \frac{\beta\pi}{2} \quad (3-17)$$

是绕组的短距系数。

系数 k_y 也可以通过节距缩短相对值 ε 表示:

把磁通密度曲线分解成基波与高次谐波, 对每一次谐波求它的短距系数, 这样便可以计算在磁通密度沿气隙非正弦分布时短节距线圈的电势(参看本章 § 3-1, e)。

1) 正弦磁场下的单相绕组电势

仅依靠增加线圈的串联线圈数来提高绕组的电势值将受到槽的尺寸的限制。为了进一步提高绕组的电势, 必须把放在相邻几个槽中的线圈串联起来。如果所有线圈都有一样的匝数, 那么所有线圈电势的幅值相等, 可是由于它们分布在不同的槽中, 故在相位上不同相。在图 3-5 上表示具有由四个全节距线圈组成的单相绕组的两极同步电机。在一个磁极内线圈占用 $q=4$ 个槽。代表所有线圈有效边感应电势的各个向量之间相差的角度, 等于以电角度表示的两相邻槽间的角度: $\alpha = p \cdot \alpha_s = \frac{2\pi}{Z} \cdot p$,

式中 Z 是电机总槽数。

因为绕组只占用一部分槽, 所以有效边电势向量图由一个不完整的星形表示(图3-6, a)。将向量 $-i'$ 添加在向量 i 上, 我们得到表示线圈电势的大小和相位的向量。用同样的方法, 对于所有线圈将得到图 3-6, b 所示的有 q 根辐射射线的向量图, 各辐射射线间都相差角度 α 。由 q 个互相串联(一个线圈的末端与次一线圈的首端连接)的线圈所组成的绕组(相)电势等于图 3-6 中 q 个向量几何和。彼此相差角度为 $\alpha = \frac{2\pi \cdot p}{Z}$ 的 q 个向量几何相加的结果, 得到由 q 个边构成的 $\frac{Z}{p}$ 角形之一部分(图 3-7)。

效值等于:

$$E_q = k_p \cdot q \cdot E_\kappa = 4.44 f k_p \cdot q \cdot w_\kappa \cdot \Phi. \quad (3-20)$$

系数 $k_p < 1$ 是由于绕组分布在几个槽中, 所以它的总电势减小了。这个系数称为绕组的分布系数。系数 k_p 由图 3-7 上向量图决定。为此我们通过多边形圆周的半径 R 表示三角形(00₁I)中线段 $0I = E_\kappa$:

$$E_\kappa = 2R \cdot \sin \frac{\alpha}{2}.$$

类似地对线段 E_q , 从三角形(00₁I)得:

$$E_q = 2R \cdot \sin \frac{q\alpha}{2}.$$

所以,

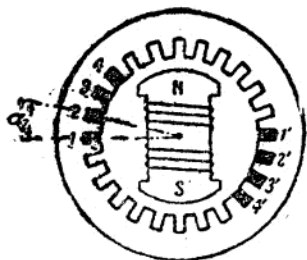


图 3-5. 占用槽数 $q=4$ 的同步电机的定子。

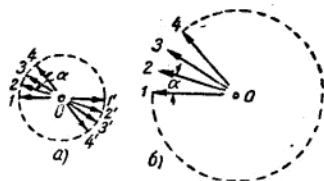


图 3-6. 绕组电势星形图。

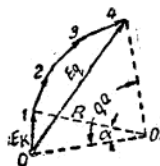


图 3-7. 分布在 $q=4$ 个槽中的绕组的合成电势的决定。

很显然, 与多角形的每一边相对应的圆心角等于 $\alpha = \frac{2\pi}{Z} p$ 。以 q 个线圈电势向量的几何和可以很方便地以这些电势向量的代数和表示出来。我们用

$$k_p = \frac{E_q}{q \cdot E_\kappa} = \frac{q \text{ 个线圈电势的几何和}}{q \text{ 个线圈电势的代数和}}$$

来表示几何和对代数和的比, 式中 E_q 是 q 个线圈组成的绕组的电势(向量 $0I$), E_κ 是一个线圈的电势(图 3-7, 上向量 $0I$)。

那么分布在 q 个槽的全节距绕组电势的有

$$k_p = \frac{E_q}{q \cdot E_\kappa} = \frac{\sin \frac{q\alpha}{2}}{q \sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (3-21)$$

从式(3-21)可见, 绕组的分布系数仅与绕组所占槽数 q 以及相邻槽间角度 α 有关。在同一圆弧上增加 q 时, 角度 α 减小, 在极限时它趋近于零, 而由电势向量相加所组成的多边形的一部分转变为圆弧。在这种情况下, 绕组称为均匀分布的, 其分布系数等于(图3-8):

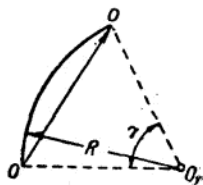


图 3-8. 均匀分布绕组合成电势的决定。

$$k_p = \frac{\text{弦 } \overline{Oa}}{\text{弧 } \overline{Oa}} = \frac{2R \sin \frac{\gamma}{2}}{\frac{\gamma}{2}}, \quad (3-22)$$

式中 γ 是一个极距内绕组所包含之角度, 以电角度表示(弧度)。

如果绕组的各个线圈分布在槽中, 并且具有相同的短节距, 那么它的电势等于:

$$E = 4.44 f k_p \cdot k_y \cdot q w_k \cdot \Phi. \quad (3-23)$$

在多级电机里, 如果每对磁极对绕组交链的磁通相等, 并且各线圈有相同的匝数, 那么全部 p 对磁极的线圈串联时绕组的电势, 比两极绕组的电势大 p 倍。

如果绕组分为 a 个并联的线圈组, 那末所得的电势值就减少 a 倍, 即:

$$E = 4.44 \cdot f \cdot k_p k_y \frac{pqw_k}{a} \Phi \text{ 伏。} \quad (3-24)$$

乘积 $\frac{pqw_k}{a} = w$ 是一相串联匝数。

如果一极对的 q 个线圈, 在磁场中对另一极对的 q 个线圈有位移时, 则电机的电势将要减小, 减小数值可用所谓绕组的分布系数 k_p 来计算, 这个系数可仿照绕组分布系数决定之。

设 $k_{oe} = k_p \cdot k_y \cdot k_z$. (3-25)
 k_{oe} 称为绕组系数。当 $k_z = 1$ 时, $k_{oe} = k_p \cdot k_y$ 。

这样一来, 在正弦磁场下并且极数等于 $2p$ 时, 单相绕组电势的有效值等于:

$$E = 4.44 f \cdot k_{oe} \cdot w \cdot \Phi \text{ 伏。} \quad (3-26)$$

а) 正弦磁场下的多相绕组电势

在多相电机中, 绕组占用电枢的全部槽。如果每极每相槽数为 q , 那么在 $2p$ 个磁极 m 相的电机中, 槽数(或齿数)等于

$$Z = 2p \cdot q \cdot m. \quad (3-27)$$

如果 q 是整数, 那么在向量图上取全部 Z 个向量时, 我们循圆周 p 次。向量图将有 $\frac{Z}{p} =$

$= 2q \cdot m$ 幅射线。例如对于三相绕组 ($m=3$), 当每极每相槽数 $q=2$ 时, 4 极电机 ($2p=4$) 的电势向量图有 12 根幅射线(图 3-2, c)。依照上面所述, 各向量之间角度等于

$$\alpha = \frac{2\pi}{Z} p = \frac{\pi}{q \cdot m}. \quad (3-28)$$

按照式(3-21), 对于任意相数的绕组来说, 其分布系数等于:

$$k_p = \frac{\sin \frac{q\alpha}{2}}{q \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \frac{\pi}{2m}}{q \sin \frac{\pi}{2qm}}, \quad (3-29)$$

并且在整数 q 时相电势有效值由式(3-25)决定:

$$E_{\phi} = 4.44 f k_{oe} \cdot w \cdot \Phi. \quad (3-30)$$

设 $k_z = 1$, 则式中

$$k_{oe} = k_p \cdot k_y \cdot k_z = k_p \cdot k_y \cdot 1 = k_p \cdot k_y.$$

在表 3-1 中列出在不同的 q 值时三相双层绕组的分布系数 k_p , 短节距系数 k_y 和绕组系数 k_{oe} 。在表中同时列出相对节距 $\beta = \frac{y}{\tau}$ 的大小。

如果 q 为分数时, 为了计算绕组电势, 可作出槽星, 依照槽星用作图法决定绕组的分布系数, 即求出一相所有有效边电势向量的几何和对它们的代数和之比值。在这种情况下, 相电势有效值也按式(3-30)计算, 但式中 k_y 是应取自作图法所求得的绕组分布系数。

е) 非正弦磁场下的绕组电势

在非正弦磁场时, 为了计算绕组中感应电势, 借富利衰级数将磁通密度曲线分解为基波和高次谐波(参看图(3-9)①)。对于磁场基波所感应的电势可按式(3-26)进行计算。对于高次谐波磁场所感应的电势由下式决定:

$$E_v = 4.44 f_v \cdot k_{oev} \cdot w \cdot \Phi_v. \quad (3-31)$$

① 因为 N 极和 S 极下磁场的波形是对称的, 磁通密度曲线中不包含偶次谐波。

表 3-1. 三相双绕组绕组的绕组系数 k_p, k_y 和 k_{os}

q	节距	相对节距 $\beta = \frac{y}{\tau}$	k_p	k_y	k_{os}	q	节距	相对节距 $\beta = \frac{y}{\tau}$	k_p	k_y	k_{os}
$1 \frac{1}{5}$	1-3	0.835	0.953	0.97	0.924	$3 \frac{1}{2}$	1-11	0.952	0.955	0.997	0.953
$1 \frac{1}{4}$	1-4	0.8	0.958	0.95	0.910		1-10	0.857	0.955	0.974	0.93
$1 \frac{2}{5}$	1-5	0.95	0.967	0.985	0.953		1-9	0.762	0.955	0.93	0.884
$1 \frac{1}{2}$	1-5	0.89	0.955	0.985	0.94		1-8	0.667	0.955	0.866	0.831
$1 \frac{4}{5}$	1-6	0.926	0.955	0.994	0.948		1-11	0.925	0.955	0.99	0.945
$1 \frac{7}{8}$	1-6	0.89	0.954	0.985	0.94	$3 \frac{3}{5}$	1-10	0.835	0.955	0.97	0.923
2	1-6	0.833	0.966	0.966	0.934		1-9	0.743	0.955	0.917	0.877
$2 \frac{1}{10}$	1-7	0.952	0.955	0.998	0.953	$3 \frac{4}{5}$	1-11	0.89	0.955	0.985	0.94
$2 \frac{1}{8}$	1-6	0.794	0.955	0.955	0.912		1-10	0.8	0.955	0.951	0.907
$2 \frac{1}{7}$	1-7	0.94	0.955	0.992	0.95	$3 \frac{4}{5}$	1-11	0.88	0.955	0.98	0.937
$2 \frac{1}{6}$	1-6	0.784	0.955	0.943	0.90		1-10	0.79	0.955	0.945	0.903
$2 \frac{1}{5}$	1-7	0.933	0.955	0.995	0.95	$3 \frac{6}{7}$	1-11	0.865	0.955	0.978	0.934
$2 \frac{1}{4}$	1-6	0.778	0.955	0.94	0.90		1-10	0.778	0.955	0.94	0.902
$2 \frac{1}{3}$	1-7	0.91	0.955	0.99	0.945		1-12	0.916	0.959	0.991	0.95
$2 \frac{1}{2}$	1-6	0.76	0.955	0.925	0.887	4	1-11	0.833	0.959	0.966	0.926
	1-8	0.933	0.955	0.995	0.95		1-10	0.75	0.959	0.924	0.885
	1-7	0.8	0.955	0.951	0.907		1-9	0.667	0.959	0.866	0.831
	1-6	0.667	0.955	0.866	0.827	$4 \frac{1}{8}$	1-12	0.89	0.955	0.895	0.94
$2 \frac{4}{7}$	1-8	0.907	0.955	0.989	0.944		1-11	0.808	0.955	0.955	0.911
$2 \frac{4}{5}$	1-7	0.778	0.955	0.94	0.90	$4 \frac{1}{5}$	1-12	0.872	0.955	0.98	0.935
	1-9	0.952	0.954	0.997	0.953		1-11	0.792	0.955	0.948	0.905
	1-8	0.832	0.954	0.966	0.922	$4 \frac{1}{4}$	1-12	0.854	0.955	0.98	0.933
	1-7	0.715	0.954	0.902	0.862		1-11	0.785	0.955	0.944	0.901
$2 \frac{7}{8}$	1-9	0.927	0.954	0.994	0.948	$4 \frac{1}{2}$	1-13	0.89	0.955	0.985	0.94
	1-8	0.81	0.954	0.956	0.913		1-12	0.815	0.955	0.959	0.916
	1-10	1	0.96	1	0.96		1-11	0.74	0.955	0.917	0.877
3	1-9	0.89	0.96	0.985	0.945	$4 \frac{3}{4}$	1-13	0.84	0.955	0.97	0.926
	1-8	0.778	0.96	0.94	0.902		1-12	0.733	0.955	0.935	0.894
	1-7	0.667	0.96	0.866	0.831	$4 \frac{4}{5}$	1-14	0.902	0.955	0.988	0.943
$3 \frac{1}{5}$	1-10	0.938	0.955	0.995	0.95		1-13	0.833	0.955	0.966	0.922
	1-9	0.833	0.955	0.966	0.922	$4 \frac{7}{8}$	1-14	0.89	0.955	0.985	0.94
$3 \frac{1}{4}$	1-10	0.923	0.955	0.993	0.948		1-13	0.82	0.955	0.959	0.916
	1-9	0.82	0.955	0.959	0.916	5	1-14	0.866	0.955	0.978	0.435
	1-8	0.718	0.955	0.903	0.862		1-13	0.8	0.955	0.951	0.91
$3 \frac{3}{7}$	1-10	0.875	0.955	0.981	0.937		1-12	0.733	0.955	0.914	0.875
	1-9	0.778	0.955	0.94	0.902	$5 \frac{1}{2}$	1-14	0.79	0.955	0.944	0.902
							1-15	0.848	0.955	0.972	0.928
						6	1-16	0.833	0.958	0.966	0.925
							1-15	0.778	0.958	0.94	0.900

这里 f_v 是 ν 次谐波磁场感应电势的频率, 因为 的绕组系数; Φ_v 是 ν 次谐波磁场每极磁通。

在计算高次谐波的绕组系数时, 必须注意

$$f_v = \frac{p_v n}{60} = \frac{\nu p n}{60} = \nu f,$$

到三次谐波磁场的极距 $\tau_3 = \frac{\tau}{3}$ 和五次谐波磁场

式中的 p_v 是产生 ν 次谐波磁通的转子模型的极对数。 $k_{osv} = k_{yv} \cdot k_{pv}$ 是 ν 次谐波的分布系数 k_{pv} 和短节距系数 k_{yv} 所决定的对于 ν 次谐波 的极距 $\tau_v = \frac{1}{\nu} \tau$, 以下类推, 式中 τ 是基波磁场的极距(图 3-9)。因此, 在基波磁场中彼此位移为 α 电角度的两个线圈, 在三次谐波磁场中就相

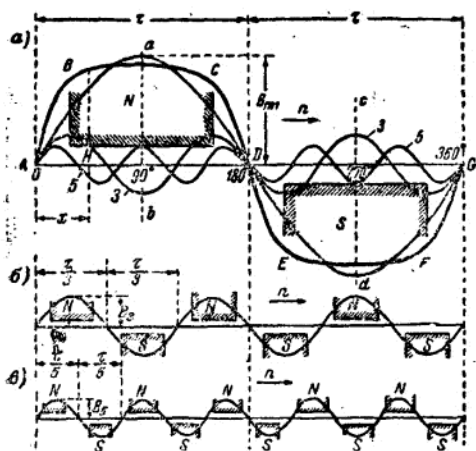


图 3-9. 磁极下磁通密度的分布:

a—磁通密度分解成一系列谐波, 产生三次和五次磁感应谐波的转子模型。

差 2α 的电角度是, 在 ν 次谐波磁场中就是 $\nu\alpha$ 。显然, 线圈中由相应的谐波磁场所感应的电势也将位移同一角度。所以, 根据式(3-21), 对于 ν 次谐波来说, 它的分布系数将等于:

$$k_{p\nu} = \frac{\sin q \frac{\nu\alpha}{2}}{q \sin \frac{\nu\alpha}{2}}, \quad (3-32)$$

设 α 是相邻两个槽之间角度, 以基波电角度表示。

对于每极每相整数槽的三相绕组 $k_{p\nu}$ 值列于表 3-2 中。

如果绕组的节距对基波磁场缩短角度 $\varepsilon\pi$, 那么, 根据式(3-17), 对于 ν 次谐波的短距系数 k_{ν} 将等于:

$$k_{\nu} = \cos \frac{\nu\varepsilon\pi}{2} = \sin \frac{\nu\beta\pi}{2}. \quad (3-33)$$

与基波磁通类似, ν 次谐波每极磁通等于:

$$\Phi_{\nu} = B_{cp\nu} \cdot l \cdot \frac{\tau}{\nu} = \frac{2}{\pi} B_{\max\nu} \cdot l \cdot \frac{\tau}{\nu}, \quad (3-34)$$

因为, 对正弦波来说 $\frac{B_{cp\nu}}{B_{\max\nu}} = \frac{2}{\pi}$ 。

按式(3-30)决定每一次谐波电势的有效值以后, 由下式可算出一相绕组合成电势有效值:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_3^2 + \dots + E_{\nu}^2}. \quad (3-35)$$

表 3-2 基波(k_{p1})和高次谐波磁场分布系数 (绝对值)

q	k_{p1}	k_{p3}	k_{p5}	k_{p7}	k_{p9}	k_{p11}	k_{p13}
2	0.966	0.707	0.259	0.259	0.707	0.966	0.966
3	0.960	0.667	0.217	0.177	0.333	0.177	0.217
4	0.958	0.654	0.205	0.158	0.270	0.126	0.126
5	0.957	0.646	0.200	0.149	0.247	0.110	0.102
6	0.957	0.644	0.197	0.145	0.236	0.102	0.092
7	0.957	0.642	0.195	0.143	0.229	0.097	0.086
8	0.956	0.641	0.194	0.141	0.225	0.095	0.083
9	0.955	0.640	0.194	0.140	0.222	0.093	0.081
10	0.955	0.639	0.193	0.140	0.220	0.092	0.079
∞	0.955	0.637	0.191	0.136	0.212	0.087	0.073

ж) 三相绕组的星形连接和三角形连接

三相绕组的星形连接是把所有三个相的末端(或者首端)接到一个所谓绕组零点的公共点上(图 3-10), 绕组剩下的三个端头作为电机的出线头。

为了把绕组接成三角形, 第一相的末端(或者首端)与第二相的首端(或者末端)联接, 第二相末端与第三相首端联接, 依次类推, 结果构成闭合的电路(图 3-11), 各相联接点引到电机出线头。

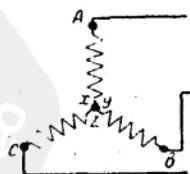


图 3-10. 星形连接。

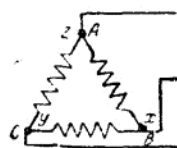


图 3-11. 三角形连接。

在一般非正弦磁场情况下,三相绕组的一相电势(也称作相电势)可以依照方程式(3-55)得到。为了决定线(相间)电压,我们取由每相首端到末端为电势的正方向。那么当各相为星形连接时,由于两相相对连接,线电压将等于两相绕组相电压(电势)的几何差(图 3-12):

$$\dot{E}_{AB} = \dot{E}_A - \dot{E}_B. \quad (3-36)$$

对基波而言,此差值为

$$\dot{E}_A = 2\dot{E}_\phi \cos 30^\circ = \sqrt{3} \dot{E}_\phi.$$

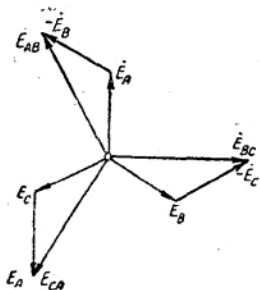


图 3-12. 星形连接绕组线电压的决定。

因为三次谐波电势位移 \$3 \times 120^\circ = 360^\circ\$ 电角度,相当于基波电势位移 \$120^\circ\$,所以三次谐波电势几何差值将等于零。当然,一切三的倍数谐波也互相抵消,因此在接成星形的三相绕组线电压曲线中,将不存在次数等于三的倍数的谐波。

至于不属于三的倍数的其余的谐波,不难指出,它们的相电势在时间上彼此位移 \$\pm 120^\circ\$ 电角度,或者是位移所对应谐波的 \$\frac{1}{3}\$ 周期。因此任一谐波的线电压,与基波相类似,将等于该次谐波相电压的 \$\sqrt{3}\$ 倍,即 \$E_{\lambda A} = \sqrt{3} E_{\lambda \phi}\$。

还须指出高次谐波电势相序的差别,对于第五次谐波,相邻两相电势的位移为 \$5 \times 120^\circ = 600^\circ\$ 电角度,这相当于 \$600 - 360 = 240^\circ\$ 的位移,所以五次谐波电势向量的次序与基波相电势的次序相反(图 3-13)对于七次谐波,我们得到 \$7 \times 120^\circ = 840^\circ\$ 电角度的位移,这相当于

\$840 - 2 \times 360 = 120^\circ\$。因此七次谐波的相序和基波的相同(图 3-13)。为了求出相电势之相序,可以作出下列定则:一切谐波,以三除它的次数,余数为 1 时,这个谐波与基波相序相同,如得余数 2,即得逆相序。

接成星形的三相绕组线电势波形曲线,由于没有三和三的倍数的谐波存在,所以它的形状与相电势曲线不同。线电势有效值将等于:

$$E_A = \sqrt{E_{1A}^2 + E_{5A}^2 + E_{7A}^2 + \dots} = \sqrt{3} \sqrt{E_{1\phi}^2 + E_{5\phi}^2 + E_{7\phi}^2 + \dots} \quad (7-37)$$

从此方程得知,在非正弦磁场时,线电势和相电势的有效值之比将小于 \$\sqrt{3}\$,并等于

$$\frac{E_A}{E_\phi} = \sqrt{3} \sqrt{\frac{E_{1\phi}^2 + E_{5\phi}^2 + \dots}{E_{1\phi}^2 + E_{5\phi}^2 + E_{7\phi}^2 + \dots}} \quad (3-38)$$

接成三角形的三相绕组中线电势和相电势相等:

$$E_A = E_\phi.$$

当绕组接成三角形时,构成闭合回路的各相顺着一致的方向串联。在这种情况下,沿绕组流过的仅仅是由于 3 以及 3 的倍数的谐波电势所产生的电流,因为对于这些谐波电流来说,绕组是短接的,但是此时产生的电压平衡这些电势,因而在电机电压曲线中后者消失,三次谐波电流有时候会很大,使电机的损耗和发热增加,因此三相绕组避免用三角形连接。

3) 电势曲线中的高次谐波

绕组电势曲线的非正弦性质是由于交链这绕组的磁通对时间按非正弦规律变化所致。同

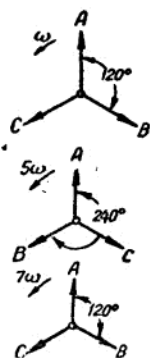


图 3-13. 基波和高次谐波相电势向量图。

步电机和异步电机的磁场是由不同的方法所产生的。因此在这些电机里,电势曲线由于高次谐波所引起的畸变具有不同的性质。

我們主要研究同步电机电势的高次谐波,作为交流电源的同步发电机具有正弦形状电势曲线这一点十分重要^①。关于异步电机中电势畸变的特点将单独研究。

在无载的同步电机里(第五章 5-2, a 节),一根导体或者一个全节距线圈中的电势曲线和磁场沿气隙的分布曲线的形状相似。在磁场曲线中出现的所有高次谐波,以同样百分比出现在导体或者全节距线圈的电势曲线中。磁场曲线中的谐波称为空间谐波,因为这些谐波的磁感应分布是空间坐标的函数,而与时间无关。

对磁极保持不动并且不变的空间谐波,当磁极旋转时,在电枢导体里感应高次谐波电势。

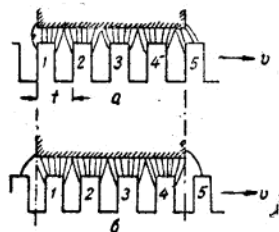


图 3-14. 气隙磁场分布与齿的位置的关系。

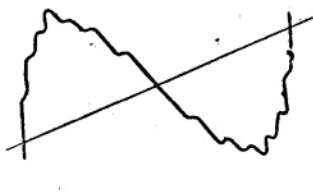


图 3-15. 有齿谐波磁场存在时，同步电机电势的示波图。

除了空间谐波之外,由于定子齿状结构而产生的磁场脉动也会引起电势曲线之畸变。在齿的相对移动时,气隙的磁导不断地变化着,因而引起绕组磁链数从某一最大值到某一最小值的变化。如从图(3-14)可见,当齿由位置 \$a\$ 过渡到位置 \$b\$ 时气隙中磁场的磁导以及它的轮廓发生变化。气隙尺寸与齿距之比值愈小,磁场的脉振表现得愈突出。磁场脉动的一个周期相当于转子移动一个齿距 \$t\$ (图 3-14)。转子转一周

通过 \$2p q m\$ 齿距,而每秒通过 \$\frac{2q p m n}{60}\$ 齿距。所以磁场脉振之基本频率等于

$$\frac{2q p m n}{60} = 2q m f. \quad (3-39)$$

磁场的脉振在绕组中感生高频率的所谓齿谐波电势。齿谐波叠加在电势的基波上,电势的基波便具有锯齿状(图 3-15)。因为齿谐波是由于齿磁极磁场对时间脉动所产生的,故又称时间谐波。

由于局部的涡流对磁场的脉振有畸变作用,并且由于脉振规律的复杂性,齿谐波电势值的计算有一定困难。在电势曲线中齿谐波比上述的空间谐波表现得突出。同步发电机在负载时,在它的电压曲线中还会出现由于电枢反应所引起的另一些高次谐波,这些谐波与接到发电机的负载的特性有关。这些问题将在第五章详细论述。由于以下原因,我们不希望在发电机的电势曲线中存在有高次谐波,特别是齿谐波:

- 1) 磁场的齿谐波增加定子齿中涡流损耗,因而降低电机的效率并使它的发热加强。
- 2) 在电网个别元件中,可能产生由于发电机高次谐波电势所引起的电压共振。
- 3) 由于高频电流的电磁感应,在附近,特别是沿输电线路两旁分布的通信设备里可能产生干扰噪音。

在异步电机中的磁场是由通以交流的绕组的磁势所产生的。即使电流的波形是正弦的,由于绕组是放在槽中的缘故,气隙磁场曲线也会是齿状特性。他们可以分解为基波和高次谐波。这些高次谐波称为绕组的谐波。在异步电机中除了绕组的谐波之外,还出现与同步电机

^① 按照苏联国家标准 OCT20020(§56)规定:假如曲线纵坐标不超过基波振幅的 5%,即认为电势曲线为正弦的。

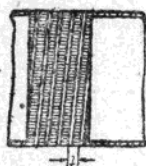


图 3-18. 斜形极靴。

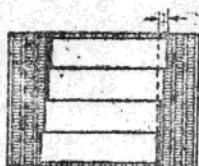


图 3-19. 阶梯形极靴。

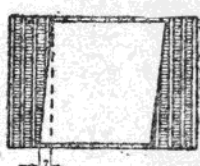


图 3-20. 斜槽。

在同步电机里，有时候采用一个极靴对另一个极靴沿圆周移开 $\frac{1}{2}$ 齿距的方法来代替斜极靴。

在图 3-22 中表示两极和四极电机极靴的这种位移。

应用每极每相分数槽的繞組时(第三章 3-2, 3-3 节)也可以在很大程度上减弱齿谐波。

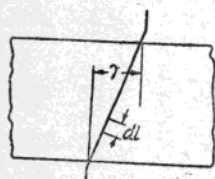


图 3-21.

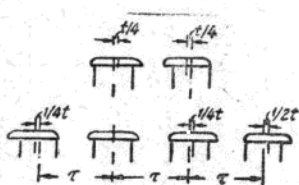


图 3-22.

3-2. 交流电机的繞組

a) 概述

交流电机通常有两个或几个繞組，一部分繞組擱在定子上，而另一部分繞組則擱在轉子上。但也有些特殊电机，只在定子或轉子設置一个繞組。

流过交流电的繞組通常都是制成分布的形式(图 3-23)。以下我們將簡称之为交流繞組。

流过直流并且用来建立电机磁场的交流电机的繞組，以下通称为激磁繞組。这类繞組主要制成集中形式(图 3-24)，它与直流电机的激磁繞組类似。在高速同步电机里，为使繞組以

及轉子本体在机械上更加牢固，激磁繞組制成分布的(图 3-25)。

过去一向采用紫电解銅作为繞組的材料，最近用鋁代替紫銅的問題已經在进一步探討，并且取得了很大成就，小型鋁綫电机已經开始推广。

为了避免电机金屬部分和繞組之間，繞組各个元件之間的互相接触，繞組必須經過絕緣。絕緣材料的种类在第一章，1-8 节已經述及。

因为电机激磁繞組并不复杂，所以我們在下面主要闡述交流繞組。

前面已經指出，交流繞組是放在鉄心槽中。槽的类型可以分成三种：1) 开口槽(图 3-26)；2) 半閉口槽(图 3-27)；3) 閉口槽(图 3-28)。

在半閉口槽时，繞組可預先制成軟的綫圈(半成型繞組)，下綫时将綫圈的綫匝通过槽的縫隙逐根放入槽中。在开口槽时，繞組的下綫

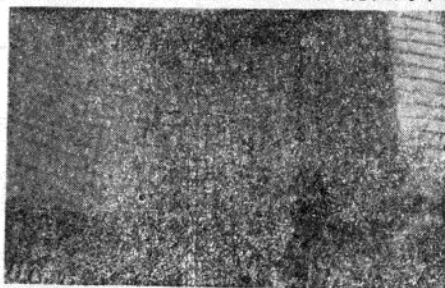


图 3-25. 交流繞組外覩。

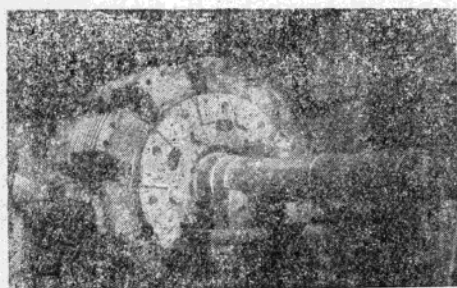


图 3-24. 集中形激磁绕组。

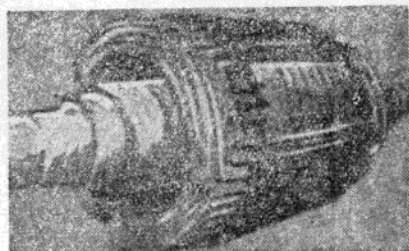


图 3-25. 分布形激磁绕组。

是把已经绝缘好的线圈放到槽里。在这种情况下, 绕组称为成型的。

为了描绘绕组, 采用绕组展开图和端部图。展开图是描绘定子或转子的圆柱形表面, 将圆柱体切开并展开成一个平面。在展开图上, 绕

根据交流电机的容量和用途, 其绕组制成各种不同的形式。各种绕组间之区别主要是在结构特点上, 而在电的方面, 它们可以归结成为

6) 绕组的分类

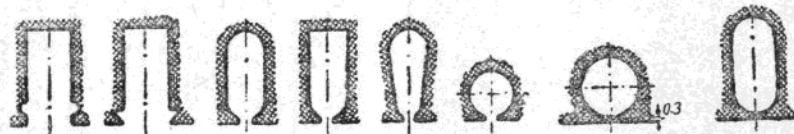


图 3-26. 开口槽。

图 3-27. 半开口槽。

图 3-28. 闭口槽。

组的所有导线用一些直线来表示, 这些直线排列的顺序和导线在定子或转子上排列的顺序是一样的。在单层绕组中, 一个槽里的导体, 不论其数目多少, 皆以一根直线表示。在双层绕组中, 导线沿槽高分两层放置。因此, 在双层绕组展开图上, 槽中的导线以两根并排着的直线表示。

数不多的几种基本形式。

按绕组的结构基本上可分为三类: 1) 多匝式(线圈式)绕组; 2) 条式绕组; 3) 特殊绕组。如果按照相数来分类, 则有单相和三相之分。除了以上分类法以外, 还可以按照另外一些特征来分类:

端部图是定子或转子横断面表示图。在图上绕组的导线用圈号或用径向的直线表示, 而端接则以相应的曲线段来表示(图 3-35, e)。

为了决定绕组的各个导线如何连接, 最好是利用槽电势星。槽电势星是把每一个槽中导线的感应电势, 以相应的向量来表示。这些向量都以同一中心点作为始点, 它们的排列次序和相应的槽排列次序一致, 向量和向量之间角度也和相应槽之间角度相对应。

1) 按照加工方法——手绕的, 成型的, 半成型的。

2) 按照绕组层数——单层的和双层的。

3) 按照每极每相槽数——每极每相槽数 q 为整数的绕组和 q 为分数的绕组。

8) 交流绕组的构成原理

我们以单层多匝式绕组作为例子来阐明绕组的构成原理。在图 3-29 上表示每极每相槽数 $q=1, 2$ 和 4 的两极电机的单相(或多相电机

的一相) 单层绕组的构成原理图。当 $q=1$ 时, 绕组由占两个槽的一个线圈(或线圈匝)组成(图 3-31, a)。当 $q=4$ 时, 线圈数增至 4 个, 而绕组则占用 8 个槽。

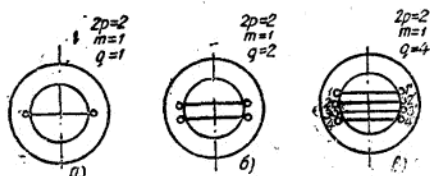


图 3-29. 单层绕组的构成。

从上面的叙述知道, 绕组的电势决定于组成绕组各导体电势之几何和。显然, 导体连接次序不影响合成电势值, 因为相加的向量互相调, 其几何和依然不变。无论是按图 3-30 将全节距的线圈串联连接, 或是按图 3-31 将短节距的线圈串联连接, 甚至按照图 3-29, c 把线圈串联连接时所得到的绕组电势结果都是一样的。

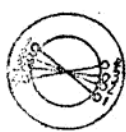


图 3-30. 全节距单层绕组的构成。

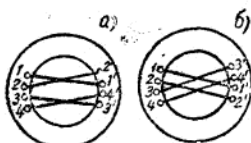


图 3-31. 短节距单层绕组的构成。

为了得到三相绕组, 在定子上还要放置两个绕组(图 3-32)。要使每一绕组或每一相

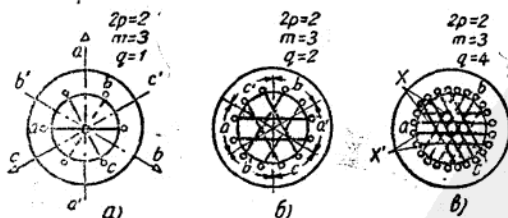


图 3-32. 单层三相绕组的构成。

电势有效值相等, 并在相位上移开 120° 电角

度, 每一相绕组互相之间在导体布置上必须完全相同, 而且各个绕组轴线之间有 120° 电角度相位移。绕组的轴线应理解为当绕组流过电流时, 该绕组在它的几何中心上所产生的磁场感应向量的方向(图 3-32, a 上的 $a-a'$ 等)。由图 3-32, b 和 3-32, c 知道, 在两极电机中, 如每极每相槽数 q 为整数, 并且全部槽沿定子圆周均匀分布, 则这些槽以下列次序分成 6 个相等的相带: 1) a 相带, 2) c' 相带, 3) b 相带, 4) a' 相带, 5) c 相带, 6) b' 相带。这里符号 a, b, c 表示 A, B, C 相线圈的左边(正边), 而符号 a', b', c' 表示这些线圈的右边(反边)。每相带包含 q 个槽。从相带的分布可以看到, 下一相线圈的首端滞后前一相线圈的首端为两个相带或 $2q$ 槽。在 $2p$ 磁极时, 显然相带数将要增加 p 倍。对于 m 相绕组来说, 每对极的相带数为 $2m$ 。在一般情况下, 定子圆周分成 $2p \cdot m$ 个相等的相带, 每一相带上槽数为 q 。全部槽数(或者齿数)等于

$$Z = 2p \cdot m \cdot q.$$

与单相绕组一样, 图 3-32, b 所示三相绕组一相的合成电势与导体的连接次序无关, 并等于 q 个全节距的线圈电势的几何和。在一个极距上有 m 个相带, 每相带占 $\frac{1}{m}$ 极距, 并由一相的导线(不和相邻相的导线相混合)所填满是利用全部槽数的 m 相全节距绕组的共同特点。

г) 有不同形状线圈的多匝式绕组

多匝式绕组通常是由绝缘过的圆线绕成的线圈所组成(图 3-33), 并且做成单层全节距的。多匝式绕组应用于异步电机和同步电机的定子, 有时候也用于绕线式异步电机的转子。 q 为整数的三相多匝式全节距绕组之构成原理已用图 3-29 和 3-32 加以讨论, 那里, 为了清楚起见, 绕组的端部连接画成横过定子内圆。实