

· 63304

电 机

(論文集)

第 一 集

哈 尔 濱 工 业 大 学

1962.10

4

目 录

提高汽輪发电机励磁机極限容量的探討.....	竺培勳 (1)
飽和隱極同步电机的同步和阻尼轉矩系数.....	王宗培 (7)
隱極式同步电机实芯轉子电阻頻率特性的理論分析和計算.....	王耀臣 (21)
交流电机的能量循环.....	李华天 湯蘊璆 (33)
小型磁滯电机的設計.....	陆永平 張宝銘 (39)
采用半磁性槽楔減少实芯磁極表面損失的研究.....	蔣忠瑋 (47)
同步电机時間常数的理論及其測試計算方程式.....	王耀臣 (53)
極限容量水輪发电机的容量、有效材料利用和主要尺寸的关系.....	湯蘊璆 (63)
关于三繞組变压器的等值电路和参数.....	王宗培 (71)
巨型水輪发电机的結構設計問題.....	蔣忠瑋 (83)

提高汽輪发电机勵磁机极限容量的探討

竺 培 勳

內 容 提 要

本文提出用鼠籠型繞組和換向電刷來提高與汽輪发电机直接聯接的勵磁机的極限容量并討論了此時可能產生的問題。

與汽輪发电机直接聯接的勵磁机由于轉速高所以容量受到很大的限制。3000 轉/分直流发电机的極限容量為 500 瓩左右。但實際上小于極限容量的汽輪发电机的勵磁机的換向調整已經相當困難。采用強行冷卻后汽輪发电机的单机容量得以大大提高，勵磁損失亦隨之增長；例如 200000 瓩水冷汽輪发电机的勵磁損失約為 850 瓩。即使在中等容量的汽輪发电机中，采用強行冷卻后為了提高材料的利用，勵磁損失亦有顯著的增加。如空氣冷卻時 50000 瓩及 100,000 瓩汽輪发电机的勵磁損失各約為 130 瓩及 200 瓩；而在水冷時則各約為 230 瓩及 300 瓩。因此強行冷卻汽輪发电的勵磁設備問題是亟需解決的。已經提出了不少解決這個問題的方案如：采用单独的勵磁机组，勵磁机通過減速裝置與主机組相聯，用各種整流裝置來獲得直流電源等等。現在試提出一種特殊結構的直流电机以提高直流电机的極限容量指標（轉速×功率）來解決上面所提出的問題。這種电机如果能夠實現，則對其他采用大容量直流电机的地方可能亦有用處。

首先讓我們分析一下提高直流电机容量的可能途徑。直流电机的容量 P 可以用下式表示

$$P = \frac{a}{p} \cdot \frac{15 u_K e_s}{\xi l \omega^2 n} \cdot 10^5 \text{ 瓩} \quad (1)$$

其中

a —— 支路對數

p —— 極對數

u_K —— 換向器平均片間電壓 伏

e_s —— 平均電感電勢 伏

ξ —— 元件平均導磁系數

l —— 電樞長度 厘米

ω —— 元件匝數

n —— 每分鐘轉數

從式中可以看到 u_K , e_s , ξ , ω , n 各值都有一定的極限值（數值）例如 $u_K \approx 20$,

$e_s \approx 9$; $\xi \approx 5$; $w = 1$; $n = 3000$ 因此極限容量实际上取决于 $\frac{a}{p}$ 及 l 。

$\frac{a}{p}$ 取决于繞組的型式, 单疊繞組时 $\frac{a}{p} = 1$; 双疊繞組时 $\frac{a}{p} = 2$ 等。由此可見若能使 $\frac{a}{p}$ 增大則可能进一步提高直流电机的極限容量。近年来多疊繞組使用的增多及研究的加强就是向这个方向努力的一种表現。

現在如果我們用一个装有換向器的鼠籠式電樞代替通常的直流电机電樞, 并且适当的改变气隙形状使在極弧下磁通密度是一个常数, 在磁極上装有完全的补偿繞組并取銷換向極。同一極性的電刷按放在长度大体与極弧相当的換向器范围内。在必要时可加装为改善換向用的電刷 (見以后的說明)。这种電樞就其繞組的型式来看可以認為是复疊繞組的一种極限情况, 其并联支路数約为 $0.4Z$, Z 为槽数。匝数 $w = \frac{1}{2}$, 端部联結短。

由 (1) 式来看有可能提高極限容量。和单極机比較, 这种电机的磁通量不受轉子直径的限制 (轉子截面) 電刷的摩擦速度亦較低。而这两点就是单極电机容量受到限制的主要因素。此外这种电机的电压虽較一般直流电机为低, 但比单極电机高約一倍。以下对鼠籠式直流电机的 5 个問題作一初步的分析 1) 極限容量 2) 換向过程和改善換向的方法 3) 繞組的对称性, 4) 片間电压 5) 其他問題。

1) 極限容量

由于这种电机的平均片間电压的概念和一般电机应有所不同以及在引导 (1) 式时 e_s 的关系式在这种电机中亦不完全适合, 因此有必要推导符合这种結構的容量关系式。

$$P = E \cdot I \cdot 10^{-3} \text{ 瓩}$$

$$E = 2 B_s l v_a = 2 B_s l \frac{\pi D n}{60} = \frac{B_s l \pi D n}{30}$$

$$e_s = L \frac{I'}{T_K}$$

其中 L —— 一根有效导体及有关端部联接的电感系数 亨利

I' —— 每根有效导体內的电流

T_K —— 換向週期

$$L = \xi \cdot l = \mu_o \lambda l$$

$$T_K = \frac{60}{n K}$$

$$I' = \frac{2I}{0.8Z} = \frac{2I}{0.8K} = \frac{2.5I}{K}$$

* 当然不能仅从 (1) 式来完全确定極限容量, 这样可能得出不正确的結論, 例如从 (1) 式可以認為縮短长度可以不断提高極限容量。但縮短长度是有一个限度的, 因为当縮短长度时发热将成为一个限制因素, 而这个因素在式中没有考虑到的。另外如磁通密度的限制在式中也未考虑。但这个式子仍不失为一个討論的出发点。

$$e_s = \mu_o \lambda l \frac{2.5 I K n}{K 60}$$

$$I = \frac{24 e_s}{\mu_o \lambda l n}$$

$$P = \frac{B_s l \pi D n}{30} \cdot \frac{24 e_s}{0.4 \pi \lambda l n} \cdot \frac{10^{-3}}{10^{-6}} = \frac{2 B_s D e_s}{\lambda} \cdot 10^3$$

若取 $e_s = 2.5$ $\lambda = 2 \div 3$ $B_s = 0.75$ $D = 0.65$

$P \approx 1000$ 瓩

对采用的数值的几点解释

a) B_s 的数值 由于这种结构电机的线负载较小, 因此在使齿根磁通密度 $B_z \leq 20000$ 高斯时有可能将气隙磁密提高到约 15000 高斯, 正常运行时采用 7500 高斯。(强励时达到 15000 高斯) 这种电机的气隙可以较小。

b) D 的值受週边速度的限制, 电枢圆周线速度取为 100 米/秒。

$$c) \lambda = K \cdot \left(\frac{1}{3} \frac{h_n}{b_n} + \frac{h_o}{b_o} \right)$$

K 为考虑端部及齿部的漏磁系数

取 $K \approx 1.5$

$$\frac{h_n}{b_n} \approx 2 \quad \frac{h_o}{b_o} \approx 1$$

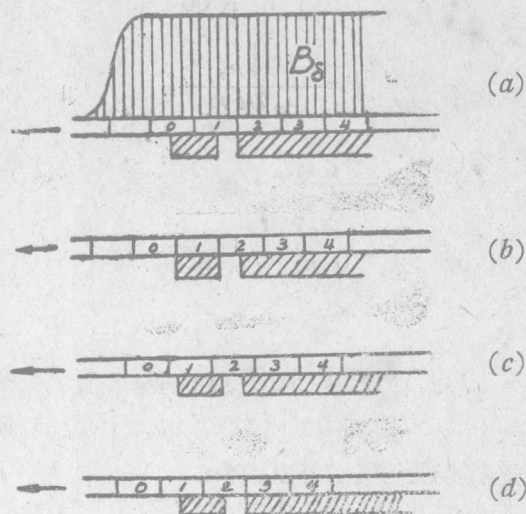
d) e_s . 一般认为 $e_s \approx 2 \div 3$ 伏时直流电机可以不用换向极而仍能保持无火花换向, 在我们的情况并不采用其他改善换向的方法时, 允许 $e_s = 2.5$, 以保证无火花换向。关于换向问题以后还要较详细的分析。

由此可见, 这种电机的极限容量已能满足 20 万汽轮发电机励磁的需要。采取适当的措施, 可能使极限容量进一步提高。

2) 换向过程和改善换向的方法。

这种结构电机的换向过程的特点在于 a) 在换向週期中元件中的电流由正最大值变到零而不象在通常的结构中在换向週期中元件中的电流从正最大值变到负最大值。b) 产生片间换向电势的元件只是半匝而不象在通常的情况至少是一匝。换向时火花往往发生在电刷的滑出端与换向片分离时。这是因为当电刷与换向片分离时, 元件中所保有的磁场能量要释放出来。如若分离时元件中保有的能量不大, 则火花甚微可以认为无碍工作, 但若此时仍保有较大的能量, 则将造成可见的火花。在我们的情况中换向导体在未离开电刷前是被在他之后换向的导体所短路, 当导体逐渐从刷下滑出时, 由于接触电阻的增加导体所流出(入)的电流逐渐减少。导体中电流的变化所引起的感应电流通过电刷与相邻的导体构成閉路, 当导体离开电刷时其中电流若接近于零、如此即不致发生火花。但若导体的电感值较大, 导体离开电刷时其中仍流有相当大的电流, 则在开断这个电流时将发生火花。在 e_s 等于什么数值时将产生火花, 需要用实验来确定。在有火花的情况下我

們可以采用換向電刷來改善換向。現在將改善換向用的電刷的工作原理解釋如下：



上圖表示換向時換向元件的換向過程。在圖(a)中與換向片2聯接的導體正開始換向。圖中所示的大電刷為工作電刷而小電刷即為輔助電刷。圖(b)示換向元件2正在換向并被元件3, 4等通過電刷短路。這時換向片2尚未與輔助電刷接觸。圖(c)仍表示換向元件2在換向過程中, 但這時元件2通過電刷被元件1及元件3等短路。此時元件1是否可能通過輔助電刷, 換向片2重新通過主電刷與外電路接通? 這種情況是會發生的。因為換向片2的電位較換向片1為高(由於換向時感應電勢的作用), 電流沒有可能從換向片1流到2而只能由2到1。圖(d)表示換向元件2換向結束正離開主電刷時的情況。這時換向元件2被元件1通過電刷短路, 因此可以希望2和工作電刷分離時不會引起火花。但是元件1離開輔助電刷時是否會引起火花? 初步的計算表明在元件1, 2及電刷所構成的回路中電流衰減的時間常數與換向週期均為幾千分之幾秒, 屬於同一數序, 估計回路中電流的衰減速度與電刷的性質有較大的關係。可以用選擇適當的電刷牌號來滿足這個要求。當然亦可以用較寬的輔助電刷來增長換向週期, 但增寬輔助電刷就必須縮短工作電刷的寬度引起材料利用率的下降, 因此是不利的。當然換向電刷能否起我們所予期的作用尚有待實驗的証實。

3) 繞組的對稱性

如前所述鼠籠式直流電樞繞組實質上是一個多疊繞組有許多並聯支路。各支路之間是否會產生環流, 各支路中的電流是否相等, 是一個需加以分析的問題。

被電刷並接的各支路間是否會產生環流取決於與電刷相聯接的各換向片間的片間電壓是否等於零。如果在電刷分布的範圍內氣隙磁通均勻分布並裝有完全的補償繞組, 那末可以認為被電刷聯接起來的換向片之間的平均電勢為零。但是由於電樞的齒槽結構, 各並聯支路中感應電勢中的齒諧波是否同相以及是否可以用一些方法例如用磁性槽楔來消除感應電勢中的諧波, 尚待進一步研究。但按一般物理概念推論, 各支路的齒諧波電勢應該是同相的。此外為了保證片間電壓為零必須滿足氣隙長度相同的 yêu 求。因此對製造工藝提出了嚴格的要求。應該分析偏心對磁場分布的影響從而估計定轉子偏心程度產

生与由此而引起的环流的大小和对电机正常工作的影响。

此外各并联支路的电阻不相等由此将引起电流在各支路中分布不均匀。分析 $Z=32$, $2p=2$ 的电枢时表明, 若不計电刷与换向器之間的接触电阻, 則最边一根銅条內的电流和中间一根銅条內的电流之比值

$$\frac{I_{\text{边}}}{I_{\text{中}}} = 0.5 \left(\frac{r}{R} \right)^6 + 6 \left(\frac{r}{R} \right)^5 + 27 \left(\frac{r}{R} \right)^4 + 56 \left(\frac{r}{R} \right)^3 + 52.5 \left(\frac{r}{R} \right)^2 + 18 \frac{r}{R} + 1$$

其中 R 为一根銅条的电阻而 r 为二根銅条間端环的电阻。

若 $\theta = \frac{I_{\text{边}} - I_{\text{中}}}{I_{\text{中}}}$ 則略去二次以上各项后可得

$$\theta = 18 \frac{r}{R} \quad \frac{r}{R} = \frac{\theta}{18}$$

令端环的截面与銅条的截面之比为 K

$$\text{則} \quad K = \frac{18}{\theta} \frac{\pi D}{2l},$$

即欲使电流分布趋于均匀, 即欲减小 θ 值, 則必須大端环的截面。用增大端部联接的截面来限制电流分布的不均匀程度将使端环耗銅量大为增加。但应该指出一般电机的端部截面实际上亦比每槽銅綫截面大約 $\frac{Z}{2p}$ 倍。

不过在实际工作中, 并联支路中电流的分布情况很大程度上取决于电刷与换向器之間的接触电阻。而这种电阻是不稳定的。在一般复疊或复波繞組中, 常采用第二种均压綫来部分平衡由于接触电阻所引起的电流分布不均匀。但是第二种均压綫的基本作用乃在于固定换向片間的电位差避免发生片間过电压引起火花以改善换向。由此引起的电流分布不均而对效率的影响是不大的, 在我們的情况固然不能按裝均压綫, 但亦沒有必要。因为电流分布不均匀在现在的条件下不会引起换向片間电压的升高。估計电流分布不均不致引起严重的后果。或者甚至可以利用不同性質的电刷使电流分布不均, 即使趋近电刷滑出端的銅条中的电流逐漸减小以减小换向电流使易于换向。

4) 片間电压問題

为了提高电机材料的利用率, 希望尽可能的加寬换向器和电刷的接触面。但另一方面为了保持異極性的电刷之間的换向片間电压低于一定数值和避免極間漏磁太多, 必須在異極性电刷的間保持足够的空間和换向片数。在轉子和磁極之間的气隙較小的情况下, 極間的漏磁估計不会太多。主要的問題是片間电压問題。大型直流电机的片間电压为了避免环火一般限制为 $25 \div 30$ 伏。但是在高压直流电机中片間电压亦有高达 $200 \div 300$ 伏的情况。不过这时需采取一些措施如增加絕緣片厚度, 采用静电屏蔽板等。初步的計算表明, 似乎采取数目較少的换向片对整个結構更为有利。这时平均片間电压可能达到 60 伏左右。当然亦可以采用增多换向片数 (即降低片間电压) 的結構, 但这样似对换向器加强冷却和用輔助电刷改善换向不很有利。但它应采用什么数值最为合理需要作进一步的实验研究。

最后談二个結構問題。

一、換向器的冷却問題，初步計算的結果看到，在這種結構的電機中消耗在換向器上的材料占很大的比例。而換向器的尺寸（換向器所必需的表面积）取決于換向器的散熱。若能加強換向器的冷却則有可能將換向器的長度大大縮小。由于這種電機的結構較一般直流電機已經大為簡化，因此有可能采用水冷的換向器。換向器水冷不僅有助于節省材料對改善換向也一定有所幫助。

二、電樞繞組的結構問題，為了避免過大的增加損失電樞繞組，應采用編織的導體，而端環仍通過并頭套與有效導體相聯。由于電樞繞組的電負荷不大，不須采用加強冷却的措施。

小 結

由上面的討論可見有可能作出一種高極限容量指標（容量 $\times$ 轉速）的直流發電機。文中提出了可能出現的問題并作了初步的分析，希望由此能引起對高極限容量直流電機有興趣的同志多提出寶貴意見作為進一步研究的參考。

飽和隱極同步電機的同步和阻尼轉矩系數

王 宗 培

內 容 提 要

在考慮主磁路飽和的情況下，導出了隱極同步電機小擺動時的磁鏈、電壓、電流和轉矩方程式。在考慮飽和時，交直軸磁鏈不僅僅與各該軸線上所有回路內的電流有關，而且與相互垂直軸線上回路內的電流也有關，文中給出了考慮交直軸相互影響的算子系數。

所導出的公式，可以用來較嚴格地研究飽和對小擺動時同步和阻尼轉矩系數的影響。文中還給出了若干數字計算例子，計算的結果表明，飽和的影響，與飽和度及運行情況有關。

同步電機接在電網上工作時，有如一個擺動系統。同步電機擺動運行的情況，主要與它的同步和阻尼轉矩系數有關。對這個問題的研究，有很大的理論和實際意義，已經發表的著作相當多，對小擺動過程的物理本質、定子電阻的影響以及定子回路附加電抗的影響等問題，進行了詳盡的分析，但是，直到目前為止，關於飽和對擺動的影響，或者飽和對同步與阻尼轉矩系數的影響，還沒有進行過較詳細的研究，儘管有時認為，飽和對擺動過程的影響可能是相當顯著的，在某些著作中提到這個問題，但僅僅從簡單的概念出發，得出了不盡妥當的結論，有些則建議對參數的值作某些經驗的修正。

例如，〔1〕中指出，“在本情況（指小擺動）下，按不飽和值計算，與前面（指異步運行）相反，只能認為是很粗略的”，並且認為在分析小擺動問題時，考慮飽和是比較簡單的，只要“在確定 x_d 、直軸回路間的漏磁系數和時間常數時，將實際氣隙的值增大 $(x_{ad}/\operatorname{tg}\alpha)^*$ 倍〔圖（1）〕……對交軸磁場不需此種校正”，經詳細分析後知道，這種說法不能說是正確的，首先，用通過工作點的切綫代替實際空載特性曲綫時，該直綫不通過縱座標的原點，這一點對方程式的影響沒有被考慮進去。其次，電機的飽和度是由合成磁場決定的，認為直軸磁路飽和，而交軸磁路不飽和，也是不完全妥當的，這一點在隱極電機時更為明顯。

〔2〕中也同樣只考慮飽和對直軸參數的影響，但考慮的方法不同，參數值變動的程度上要小些，文中說：“ x_d' 和 x_d 也是磁路飽和度的函數，飽和值與不飽和值相差 12~15%，飽和度愈大時電抗值愈小”可以看出，這僅僅是對參數作較粗略的經驗性修正。

本文給出考慮飽和時，隱極同步電機小擺動的方程式，可以較嚴格地考慮飽和對同步和阻尼轉矩系數的影響。

* 原文中為 $(1/\operatorname{tg}\alpha)$ ，為了與本文所用的標么制相一致，這裡用 x_{ad} 制，故改寫為 $(x_{ad}/\operatorname{tg}\alpha)$ 。本文中所有物理量，都用標么值表示。

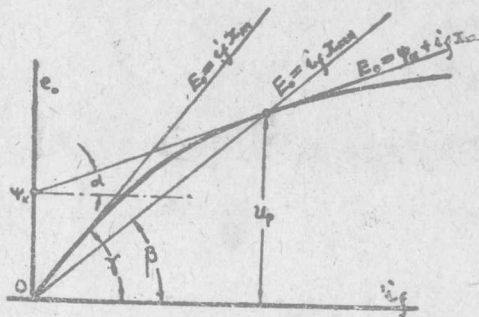


图 (1) 空载特性的线性化。 U_p ，保梯电抗后的电压。

讨论时，作下列假定：

i) 不计磁路铁心内磁滞和涡流的影响，也不计绕组导体内的涡流及电路和电路各部分之间电容电流的影响。

ii) 定子为对称多相绕组，定子电流产生的磁势沿气隙空间为正弦分布。

iii) 不考虑转子大齿小齿所引起的磁路不对称，认为相对于转子任何位置的磁路都相同，定子每相电抗及相间互抗都与转子位置无关。等值电枢反应电抗（不饱和值）为：

$$x_{ad} = x_{aq} = x_m, \text{ 且 } x_m = \tan \gamma. \quad (1)$$

其中： γ ——见图 (1)。

iv) 定子每相和转子各回路间的互抗，随转子位置的变化为正弦函数。

v) 转子各回路的电抗与转子的位置无关，定子开槽的影响仅由气隙系数来考虑。

vi) 定子有效磁链，仅考虑气隙基波磁场的作用。

vii) 仅考虑主磁路饱和的影响，饱和度由保梯电抗后的电压来决定。

viii) 空载特性曲线，由通过工作点〔图 (1) 中 A 点〕的切线来代替。

ix) 电机接在无穷大电网上。

一、磁链方程式

考虑饱和时，交轴和直轴的磁链，不能由交、直轴的磁势大小分别决定，应该由电机内的合成磁势，确定电机内的合成磁链，把交、直轴回路的主磁链看成是合成主磁链在各轴上的分量，电机内的合成主磁链为：

$$\Psi_m = \Psi_K + i_{fz} x_{ml}. \quad (2)$$

其中： Ψ_K ——见图 (1)；

i_{fz} ——合成磁势，为：

$$i_{fz} = \sqrt{(i_d + i_f + i_D)^2 + (i_q + i_Q)^2}; \quad (3)$$

下标 f ——表励磁回路；

下标 d, q ——表定子直轴和交轴回路；

下标 D, Q ——表直轴和交轴阻尼回路；

x_{ml} ——电枢反应电抗的动态饱和值，按图 (1)，

$x_{Ql} = x_{Qo} + x_{ml}$ —— 交軸阻尼回路电抗的动态饱和值；

下标 σ —— 表示漏抗；

下标 o —— 表示初始值或变化前的值。

轉子各回路的电压平衡方程式，当励磁电流的正方向取外加电压的方向时，为：

$$p(\psi_Q - \psi_{Qo}) + r_Q (i_Q - i_{Qo}) = -r_Q i_{Qo} ; \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} p(\psi_D - \psi_{Do}) + r_D (i_D - i_{Do}) &= -r_D i_{Do} , \\ p(\psi_f - \psi_{fo}) + r_f (i_f - i_{fo}) &= u_f - i_{fo} r_f . \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中： p —— 算子。

由式 (10) — (15)，消去轉子回路的电流变量以后，可以得到只含定子电流变量的定子磁鏈式，为：

$$\psi_q - \psi_{qo} = (i_q - i_{qo}) x_{ql}(p) - G_{ql}(p) (r_Q i_{Qo}) - \psi_K \cos \delta_o' \Delta \delta' F_{ql}(p) ; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \psi_d - \psi_{do} &= (i_d - i_{do}) x_{dl}(p) + G_{fl}(p) (u_f - r_f i_{fo}) - \\ &- G_{dl}(p) (r_D i_{Do}) - \psi_K \sin \delta_o' \Delta \delta' F_{dl}(p) . \end{aligned} \quad (17)$$

上式中：

$$x_{ql}(p) = x_{sl} \frac{T_{Ql}' p + 1}{T_{Ql} p + 1} ; \quad (18)$$

$$x_{dl}(p) = x_{sl} \frac{\sigma_{fDl}' T_{fl}' T_{Dl}' p^2 + (T_{fl}' + T_{Dl}') p + 1}{\sigma_{fDl} T_{fl} T_{Dl} p^2 + (T_{fl} + T_{Dl}) p + 1} ; \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} T_{Ql} &= \frac{x_{Ql}}{r_Q} , \\ T_{fl} &= \frac{x_{fl}}{r_f} , \\ T_{Dl} &= \frac{x_{Dl}}{r_D} ; \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} T_{Ql}' &= \frac{x_{Ql}'}{r_Q} , \\ T_{fl}' &= \frac{x_{fl}'}{r_f} , \\ T_{Dl}' &= \frac{x_{Dl}'}{r_D} ; \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} x_{Ql}' &= x_Q - \frac{x_{ml}^2}{x_{sl}} , \\ x_{fl}' &= x_f - \frac{x_{ml}^2}{x_{sl}} , \\ x_{Dl}' &= x_D - \frac{x_{ml}^2}{x_{sl}} ; \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{fDl} &= 1 - \frac{x_{ml}^2}{x_{fl} x_{Dl}}, \\ \sigma_{fDl}' &= 1 - \frac{x_{ml}'^2}{x_{fl}' x_{Dl}'}; \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$x_{ml}' = x_{ml} - \frac{x_{ml}^2}{x_{el}}; \quad (24)$$

$$F_{ql}(p) = \frac{T_{Qo} p + 1}{T_{Ql} p + 1}; \quad (25)$$

$$F_{dl}(p) = \frac{T_{fo} T_{Do} p^2 + (T_{fo} + T_{Do}) p + 1}{\sigma_{fDl} T_{fl} T_{Dl} p^2 + (T_{fl} + T_{Dl}) p + 1}; \quad (26)$$

$$\left. \begin{aligned} T_{Qo} &= \frac{x_{Qo}}{r_Q}, \\ T_{fo} &= \frac{x_{fo}}{r_f}, \\ T_{Do} &= \frac{x_{Do}}{r_D}; \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\left. \begin{aligned} G_{Ql}(p) &= \frac{x_{ml}}{r_Q} \frac{1}{T_{Ql} p + 1}, \\ G_{Dl}(p) &= \frac{x_{ml}}{r_D} \frac{T_{fo} p + 1}{\sigma_{fDl} T_{fl} T_{Dl} p^2 + (T_{fl} + T_{Dl}) p + 1}, \\ G_{fl}(p) &= \frac{x_{ml}}{r_f} \frac{T_{Do} p + 1}{\sigma_{fDl} T_{fl} T_{Dl} p^2 + (T_{fl} + T_{Dl}) p + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

式 (16)、(17) 与不计饱和时导出的磁链方程式相比, 除了电枢反应电抗 (x_m) 用动态饱和值 (x_{ml}) 代替, 有关的电抗、漏磁系数和时间常数都作相应的改变以外, 还多出一个含 ψ_K 的项 (右式中最后一项), 若以 $\psi_K=0$ 、 $x_{ml}=x_m$ 代入该二式, 则得不饱和时的磁链方程式。由该二式还可以看出, 交轴或直轴的磁链除了与本轴线上各回路的电流有关系外, 还与合成磁场的位置有关 (在相同的饱和度时), 也就是与相垂直轴线上各回路的电流也有关。

式 (16) 及 (17) 中含有变量 $\Delta\delta'$, 即漏抗后的电压 (e_l) 与 q 轴间夹角的增量, 它不仅与转子的摆动 (q 轴相对于 u_e 摆动) 有关, 而且当电流改变时, 也由于 e_l 相对于 u_e 的位置改变而变动, 实际上:

$$\delta' = \delta - \delta'', \quad \Delta\delta' = \Delta\delta - \Delta\delta''. \quad (29)$$

式中 δ 及 δ'' 见图 (3)。在一般情况下 δ'' 的值不大, 由图 (3) 可得出:

$$[u_e - i_a x_o \cos \delta + i_q x_o \sin \delta] \delta'' \approx -i_a x_o \sin \delta - i_q x_o \cos \delta. \quad (30)$$

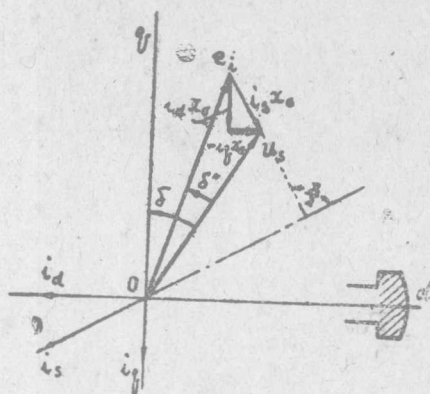


图 (3) 向量图.

以

$$\left. \begin{aligned} i_d &= i_{d0} + \Delta i_d ; \\ i_q &= i_{q0} + \Delta i_q ; \\ \delta &= \delta_0 + \Delta \delta ; \\ \delta'' &= \delta_0'' + \Delta \delta'' . \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

代入式 (30) ; 考虑到,

$$[u_e - i_{d0} x_o \cos \delta_0 + i_{q0} x_o \sin \delta_0] \delta_0'' \approx -i_{d0} x_o \sin \delta_0 - i_{q0} x_o \cos \delta_0 ; \quad (32)$$

忽略掉二阶小变量; 而且由于 δ_0'' 的值不大, 可以认为 $\cos \delta_0'' \approx 1$, $\sin \delta_0'' \approx \delta_0''$. 则可得:

$$\Delta \delta'' \approx \frac{x_o}{e_{i0}} \left\{ [-i_{d0} \cos \delta_0' + i_{q0} \sin \delta_0'] \Delta \delta - \sin \delta_0' \Delta i_d - \cos \delta_0' \Delta i_q \right\} . \quad (33)$$

因此

$$\Delta \delta' = k_1 \Delta \delta + k_2 \Delta i_d + k_3 \Delta i_q . \quad (34)$$

其中系数:

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= 1 - \frac{x_o}{e_{i0}} (i_{q0} \sin \delta_0' - i_{d0} \cos \delta_0') ; \\ k_2 &= \frac{x_o}{e_{i0}} \sin \delta_0' ; \\ k_3 &= \frac{x_o}{e_{i0}} \cos \delta_0' . \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

由于 x_o 比起 e_{i0} 来要小得多, 因此可以看出, k_1 的值接近于一, 而 k_2 、 k_3 则比一小得多。

当电机作稳态正弦小摆动时, 若摆动频率为 “ λ ”, 转子励磁电压 u_f = (常数), 则由式 (16) 及 (17) 可得定子磁链增量的复量为:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{\Psi}_q &= x_{ql}(j\lambda) \Delta \bar{I}_q - \psi_K \cos \delta_0' F_{ql}(j\lambda) \Delta \delta' ; \\ \Delta \bar{\Psi}_d &= x_{dl}(j\lambda) \Delta \bar{I}_d - \psi_K \sin \delta_0' F_{dl}(j\lambda) \Delta \delta' . \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

这时:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \psi_q &= R_e (\Delta \bar{\Psi}_q) ; \\ \Delta \psi_d &= R_e (\Delta \bar{\Psi}_d) ; \\ \Delta i_q &= R_e (\Delta \bar{I}_q) ; \\ \Delta i_d &= R_e (\Delta \bar{I}_d) ; \\ \Delta \delta' &= R_e (\Delta \bar{\delta}') . \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

考虑到式 (34) , 得

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{\Psi}_q &= -k_1 \psi_K \cos \delta_o' F_{ql}(j\lambda) \Delta \bar{\delta} - k_2 \psi_K \cos \delta_o' F_{ql}(j\lambda) \Delta \bar{I}_d + \\ &\quad + [x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_K \cos \delta_o' F_{ql}(j\lambda)] \Delta \bar{I}_q ; \\ \Delta \bar{\Psi}_d &= -k_1 \psi_K \sin \delta_o' F_{dl}(j\lambda) \Delta \bar{\delta} + [x_{dl}(j\lambda) - \\ &\quad - k_2 \psi_K \sin \delta_o' F_{dl}(j\lambda)] \Delta \bar{I}_d - k_3 \psi_K \sin \delta_o' F_{dl}(j\lambda) \Delta I_q . \end{aligned} \right\} \quad (38a)$$

讓:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{Kd} &= \psi_K \cos \delta_o' ; \\ \psi_{Kq} &= -\psi_K \sin \delta_o' . \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

則得:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{\Psi}_q &= -k_1 \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda) \Delta \bar{\delta} - k_2 \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda) \Delta \bar{I}_d + \\ &\quad + [x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda)] \Delta \bar{I}_q ; \\ \Delta \bar{\Psi}_d &= k_1 \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda) \Delta \bar{\delta} + [x_{d}(j\lambda) + k_2 \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda)] \Delta \bar{I}_d + \\ &\quad + k_3 \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda) \Delta \bar{I}_q . \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

二、轉矩方程式

同步电机的电压平衡方程式, 当用磁链表示时, 与是否考虑饱和无关, 在受到小扰动时, 小变量的方程式为 (当定子电流的正方向取外加电压的方向时):

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_d &= r \Delta i_d + p \Delta \psi_d - \Delta \omega_r \psi_{qo} - \Delta \psi_q ; \\ \Delta u_q &= r \Delta i_q + p \Delta \psi_q + \Delta \omega_r \psi_{do} + \Delta \psi_d . \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

在同步电机的轉子 (功角) 作正弦稳态小摆动时:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{\omega}_r &= j\lambda \Delta \bar{\delta} ; \\ \Delta \bar{U}_d &= u_{qo} \Delta \bar{\delta} ; \\ \Delta \bar{U}_q &= -u_{do} \Delta \bar{\delta} . \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{qo} \Delta \bar{\delta} &= r \Delta \bar{I}_d + j\lambda \Delta \bar{\Psi}_d - j\lambda \psi_{qo} \Delta \bar{\delta} - \Delta \bar{\Psi}_q ; \\ -u_{do} \Delta \bar{\delta} &= r \Delta \bar{I}_q + j\lambda \Delta \bar{\Psi}_q + j\lambda \psi_{do} \Delta \bar{\delta} + \Delta \bar{\Psi}_d . \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

将式 (38) 代入上式, 并考虑到,

$$\left. \begin{aligned} u_{q0} &= r i_{q0} + \psi_{d0} ; \\ u_{d0} &= r i_{d0} - \psi_{q0} . \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

则得:

$$\left. \begin{aligned} & \left\{ [r i_{q0} + \psi_{d0} - k_1 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] + j\lambda [\psi_{q0} - k_1 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] \right\} \Delta \bar{\delta} = \\ & = \left\{ [r + k_2 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] + j\lambda [x_{dl}(j\lambda) + k_2 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] \right\} \Delta \bar{I}_d - \\ & - \left\{ [x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] - j\lambda k_3 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) \right\} \Delta \bar{I}_q ; \\ & \left\{ [-r i_{d0} + \psi_{q0} - k_1 \psi_{kd} F_{dl}(j\lambda)] - j\lambda [\psi_{d0} - k_1 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} \Delta \bar{\delta} = \\ & = \left\{ [x_{dl}(j\lambda) + k_2 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) - j\lambda k_2 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} \Delta \bar{I}_d + \\ & - \left\{ [r + k_3 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] + j\lambda [x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} \Delta \bar{I}_q . \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

解上式得:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{I}_d &= \frac{A_d(j\lambda)}{H_l(j\lambda)} \Delta \bar{\delta} ; \\ \Delta \bar{I}_q &= \frac{A_q(j\lambda)}{H_l(j\lambda)} \Delta \bar{\delta} . \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

其中:

$$\begin{aligned} H_l(j\lambda) &= r^2 + j\lambda r \left\{ x_{dl}(j\lambda) + x_{ql}(j\lambda) + \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) \left[k_2 - \frac{k_3}{j\lambda} \right] - \right. \\ & - \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) \left[k_3 - \frac{k_2}{j\lambda} \right] \left. \right\} + (1 - \lambda^2) \left\{ x_{dl}(j\lambda) x_{ql}(j\lambda) + \right. \\ & + k_2 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) x_{dl}(j\lambda) \left. \right\} ; \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} A_d(j\lambda) &= r^2 i_{q0} + r \left\{ [\psi_{d0} - k_1 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] + j\lambda [\psi_{q0} - k_1 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] \right\} + \\ & + r i_{q0} \left\{ k_3 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) + j\lambda [x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} + \\ & + r i_{d0} \left\{ [-x_{ql}(j\lambda) + k_3 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] + j\lambda k_3 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) \right\} + \\ & + (1 - \lambda^2) \left\{ \psi_{q0} x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{q0} \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) + \right. \\ & + k_3 \psi_{d0} \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) - k_1 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) x_{ql}(j\lambda) \left. \right\} ; \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} A_q(j\lambda) &= -r^2 i_{d0} + r \left\{ [\psi_{q0} - k_1 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] - j\lambda [\psi_{d0} - k_1 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} - \\ & - r i_{d0} \left\{ k_2 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) + j\lambda [x_{dl}(j\lambda) + k_2 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda)] \right\} - \\ & - r i_{q0} \left\{ [x_{dl}(j\lambda) + k_2 \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) - j\lambda k_2 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda)] \right\} - \\ & - (1 - \lambda^2) \left\{ \psi_{d0} x_{dl}(j\lambda) + k_2 \psi_{d0} \psi_{kq} F_{dl}(j\lambda) - k_2 \psi_{q0} \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) - \right. \\ & - k_1 \psi_{kd} F_{ql}(j\lambda) x_{dl}(j\lambda) \left. \right\} . \end{aligned} \quad (48)$$

稳态小摆动时，电磁转矩中包含平均分量 (M_o) 和摆动分量 (ΔM) 二项，即：

$$M = M_o + \Delta M . \quad (49)$$

这二个分量分别为（转矩的正方向取转子旋转的方向）：

$$M_o = \psi_{do} i_{qo} - \psi_{qo} i_{do} ; \quad (50)$$

$$\Delta M = R_e (\overline{\Delta M}) . \quad (51)$$

而且：

$$\overline{\Delta M} = \psi_{do} \overline{\Delta I_q} + i_{qo} \overline{\Delta \Psi_d} - \psi_{qo} \overline{\Delta I_d} - i_{do} \overline{\Delta \Psi_q} \quad (52)$$

将式 (38) 及 (45) 代入上式，则得：

$$\begin{aligned} \overline{\Delta M} = & \left\{ k_1 [i_{qo} \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda) + i_{do} \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda)] + \right. \\ & + \left(-\psi_{qo} + i_{qo} x_{dl}(j\lambda) + k_2 [i_{qo} \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda) + i_{do} \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda)] \right) \frac{A_d(j\lambda)}{H_t(j\lambda)} + \\ & + \left(\psi_{do} - i_{do} x_{ql}(j\lambda) + k_3 [i_{qo} \psi_{Kq} \psi_{dl}(j\lambda) + i_{do} \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda)] \right) \frac{A_q(j\lambda)}{H_t(j\lambda)} \left. \right\} \overline{\Delta \delta} . \end{aligned} \quad (53)$$

或者：

$$\Delta M = -k_s \Delta \delta + k_D \Delta s ; \quad (54)$$

$$\overline{\Delta M} = -(k_s + j\lambda k_D) \overline{\Delta \delta} . \quad (55)$$

其中： Δs ——转差率的增量， $\Delta s = -\Delta \omega_r$ ， $\overline{\Delta s} = -j\lambda \overline{\Delta \delta}$ ；

k_s ——同步转矩系数；

k_D ——阻尼转矩系数。

将式 (46)–(48) 代入式 (53)，可以获得考虑饱和以及定子电阻的影响在内时 k_s 和 k_D 的完整公式，在大部分情况，定子电阻可以略去不计，认为 $r \approx 0$ 。这时便可以获得相当简单的公式，为：

$$\begin{aligned} k_s + j\lambda k_D = & -(i_{do} \psi_{do} + i_{qo} \psi_{qo}) + \\ & + \frac{\left\{ [\psi_{qo}^2 - k_1 \psi_{qo} \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda)] x_{ql}(j\lambda) + [\psi_{do}^2 - k_1 \psi_{do} \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda)] x_{dl}(j\lambda) + \right. \\ & + \left. (k_3 \psi_{qo}^2 - k_2 \psi_{do} \psi_{qo}) \psi_{Kd} F_{dl}(j\lambda) + (k_2 \psi_{do}^2 - k_3 \psi_{do} \psi_{qo}) \psi_{Kq} F_{ql}(j\lambda) \right\}}{x_{dl}(j\lambda) x_{ql}(j\lambda) + k_2 \psi_{Kq} F_{dl}(j\lambda) x_{ql}(j\lambda) - k_3 \psi_{Kd} F_{ql}(j\lambda) x_{dl}(j\lambda)} . \end{aligned} \quad (56)$$

将 $\psi_{Kd} = \psi_{Kq} = 0$ 、 $x_{ml} = x_m$ 代入上式，便可以获得不考虑饱和及定子电阻影响的式子，或者由式 (53) 获得不考虑饱和但计及定子电阻时的公式，与一般不计饱和时由双反应理论所得出的结果将完全一致[3]。因此，这里所导出的公式，是更一般的公式，而不计饱和时看成是它的一种特殊情况。

在定子漏抗极小的特殊情况下，可以认为：

$$\begin{aligned} k_1 & \approx 1 ; \\ k_2 & \approx 0 ; \\ k_3 & \approx 0 . \end{aligned} \quad (57)$$