

磁性分頻器分頻状态的消失*

吳 受 章

摘 要

本文给出了磁性分頻器分頻状态消失的实验结果,解释了分頻状态消失的过程,并指出分頻状态的消失是一种繼电效应。

一、引 言

参数激励振动是一个很早就知道的物理现象,然而,利用这一物理现象制成的磁性分頻器,只是在最近十几年才受到注意。

磁性分頻器的原理和应用曾經有不少人进行过研究。H. J. McCreary^[1]、K. Г. Митюшкин^[2]曾概念性地分析了磁性分頻器的原理,指出磁性分頻器在自动控制、遙控和通訊中可作为靜止型的变頻設備,将其与鉄磁倍頻器联合使用,可大大扩大靜止型变頻設備的变頻范围。И. А. Зайцев^[3]、Л. А. Бессонов^[4]对磁性分頻器曾作了数学分析,求得了存在分頻现象的近似条件。后藤英一^[5]曾利用二次分諧波振动只能稳定在相位相差 π 弧度的两种振动之一上,創制了一种用作数字计算机元件的变参数器(parametron)。而磁型的变参数器,則实质上是磁性分頻器演变而来的。A. M. Бамдас等^[6]曾对磁性分頻器进行了实验研究。M. A. Раков、Л. А. Синицкий^[7]曾利用两个相同的磁性分頻器,获得了两个相位彼此相差 $\frac{\pi}{2}$ 弧度的二次分諧波振动作为磁調制器的电源,既能改善磁調制器的性能,又能簡化磁調制器的綫路。以后他們又在理想磁化曲綫的条件下,分析了磁性分頻器的稳态过程^[8]。

在文献[1—8]中几乎都是只注意到磁性分頻器在直流助磁达到临界值时分頻状态的消失,而没有指出分頻状态的消失具有何种特点。文献[3]、[4]和[8]虽然求得了存在分頻现象的条件,或者说求得了分頻现象消失的条件,但未能說明分頻状态是突然消失,还是逐渐减弱而消失(从靜特性来看),也未能說明分頻状态消失的过程。本文的目的即是企图解决上述諸問題。

二、实验研究

将国产 O-2-3.5 型磁放大器改接成具有独立直流助磁的磁性分頻器,其綫路如图 1 所示。

在图 1 中, W_1 是每个鉄心上主頻率繞組的匝数, R_1 是主頻率迴路的电阻, i_1 是主頻率电流的瞬时值,激励电压 $u_1 = U_{1m} \sin(\omega t + \psi)$, W_2 是直流助磁繞組的匝数, Π_p 是扼流圈(它具有很大的电感), I_2 是一个不随時間而变的恆定直流助磁电流, W_3 是每个鉄心

* 本文于 1963 年 11 月收到。

上分频率绕组的匝数， i_3 是分频率电流的瞬时值， R_3 是分频率回路的电阻， C_3 是分频率回路中的电容， u_c 是电容 C_3 上的压降瞬时值。实验线路的参数如下： $W_1 = 1000$ 匝， $W_2 = 2000$ 匝， $W_3 = 1000$ 匝， $R_1 = 100$ 欧， $R_3 = 60$ 欧， $C_3 = 50$ 微法，激励电压有效值 $U = 25$ 伏，激励频率 $f = 50$ 赫。在不同的 I_2 时，用示波器摄得的 i_1 、 i_3 和 u_c 的稳态示波图如图 2 所示。在图 2 中，激励电压是保持不变的（如上所述， $U = 25$ 伏）。

从图 2 可以看出， i_1 、 i_3 和 u_c 的波形是随着 I_2 而变的，当 $I_2 = 24.0$ 毫安时， i_1 、 i_3 和 u_c 的波形都发生突变，即由图 2-8 的波形突然转入图 2-9 的波形，至此，分频状态就消失了。这里值得注意的是：在稳态时，一个 I_2 对应着两个 i_1 、两个 i_3 和两个 u_c 。

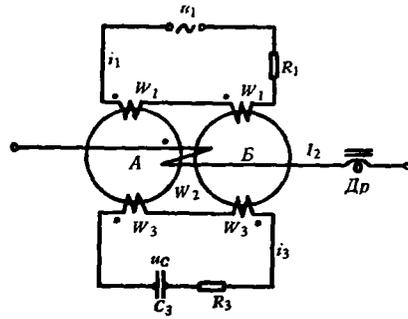


图 1. 具有独立直流助磁的磁性分频器

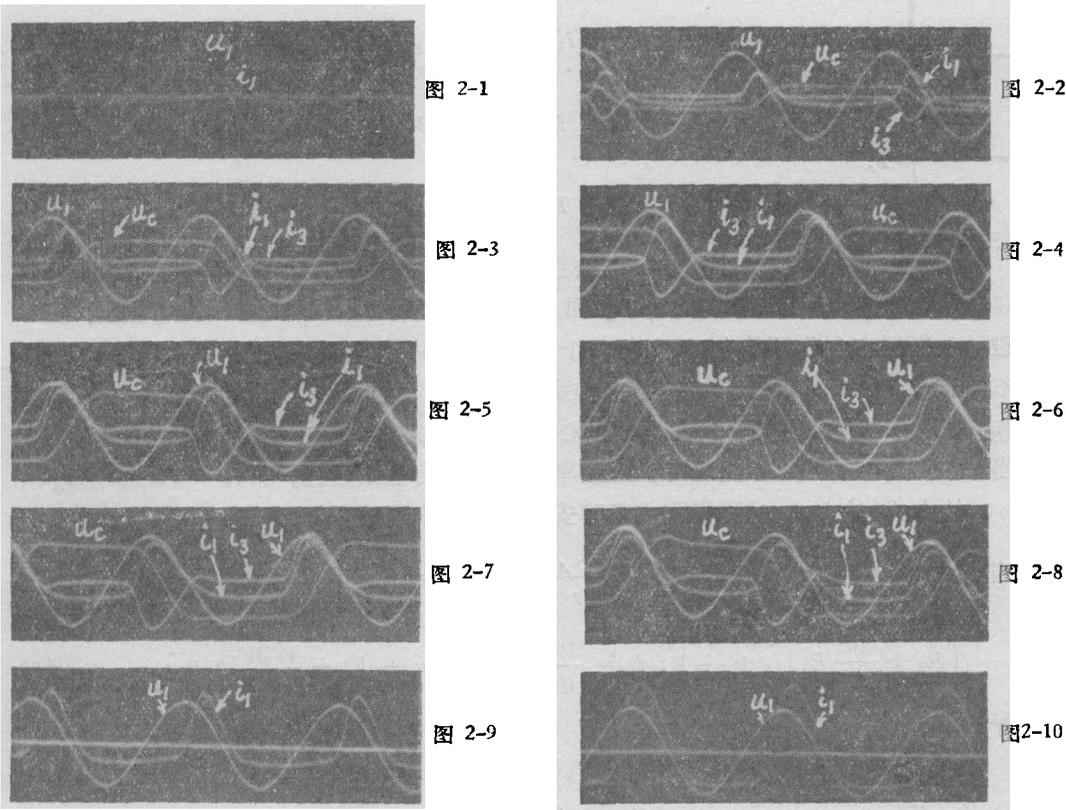


图 2. 稳态示波图

- 2-1——当 $I_2 = 5.0$ 毫安时；
- 2-2——当 $I_2 = 8.0$ 毫安时；
- 2-3——当 $I_2 = 12.0$ 毫安时；
- 2-4——当 $I_2 = 16.0$ 毫安时；
- 2-5——当 $I_2 = 20.0$ 毫安时；
- 2-6——当 $I_2 = 23.0$ 毫安时；
- 2-7——当 $I_2 = 23.5$ 毫安时；
- 2-8——当 $I_2 = 24.0$ 毫安时；
- 2-9——当 $I_2 = 24.0$ 毫安时；
- 2-10——当 $I_2 = 150$ 毫安时

[注]：图 2-10 的比例尺是与图 2 中的其他 9 张图的比例尺不相同的，因此不能和它们作数值比较。

在实验中发现, 不论 W_1 、 W_2 、 W_3 、 R_1 、 R_3 、 C_3 和 U 等参数的数值是多少, 这些参数只要能保证存在分频状态, 则在稳态下, 当 I_2 达到临界值时, 总是存在一个 I_2 对应两个 i_1 、两个 i_3 和两个 u_C 的现象。同时, 实验证明在不同铁心材料的磁性分频器上也存在着这种现象。故可断言这种现象在磁性分频器中是普遍存在的。

三、磁性分频器的稳态过程

为了分析实验中观察到的现象, 现研究磁性分频器的稳态过程。虽然磁性分频器的稳态过程已经由文献[8]作了研究, 但是, 有些问题还需要进一步明确。

在以下的分析中, 假定铁心材料具有理想磁化曲线(如图3所示), 并且忽略绕组的漏感。

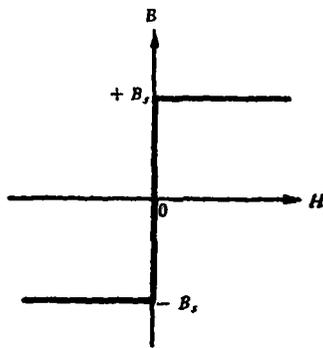


图3. 理想磁化曲线

从图1可以列出磁性分频器的基本方程如下:

$$U_{1m} \sin(\omega t + \phi) = i_1 R_1 + W_1 S \left(\frac{dB_A}{dt} + \frac{dB_B}{dt} \right), \quad (1)$$

$$0 = i_3 R_3 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt + W_3 S \left(\frac{dB_A}{dt} - \frac{dB_B}{dt} \right), \quad (2)$$

$$H_A = \frac{1}{l} (i_1 W_1 + I_2 W_2 + i_3 W_3), \quad (3)$$

$$H_B = \frac{1}{l} (i_1 W_1 + I_2 W_2 - i_3 W_3), \quad (4)$$

式中 S 是铁心截面积, l 是铁心的磁路平均长度, B_A 和 H_A 各为 A 铁心中的磁感应和磁场强度, B_B 和 H_B 各为 B 铁心中的磁感应和磁场强度。

磁性分频器存在分频状态时, 在每一个分频率前半周期中, 将发生 A 铁心饱和、 B 铁心不饱和, 以及 A 、 B 两个铁心都不饱和这两种状态; 而在后半周期中, 则将发生 B 铁心饱和、 A 铁心不饱和, 以及 A 、 B 两个铁心都不饱和这两种状态。

当 A 、 B 两个铁心都不饱和时, 分频率回路中没有电流通过, 即 $i_3 = 0$, 这时 $H_A = H_B = 0$, 故由式(3)或式(4)可得到主频率安匝与直流安匝的平衡, 即 $i_1 W_1 = -I_2 W_2$ 。

当 A 铁心饱和、 B 铁心不饱和时, $\frac{dB_A}{dt} = 0$, $H_B = 0$, 于是由式(1)–(4)得

$$\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1 \right) i_3 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt = \frac{W_3}{W_1} U_{1m} \sin(\omega t + \phi) + \frac{W_2 W_3}{W_1^2} I_2 R_1. \quad (5)$$

由式(5)可以解得

$$u_C = \frac{W_3 U_{1m}}{z \omega C_3} \sin\left(\omega t + \phi - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{W_2 W_3}{W_1^2} I_2 R_1 - \frac{W_3 U_{1m}}{z \omega C_3} \sin\left(\phi - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{t}{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right) C_3}\right] - \left[\frac{\pi}{\omega C_3} + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right] \frac{W_2}{W_3} I_2 \cdot \exp\left[-\frac{t}{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right) C_3}\right], \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 i_3 = C_3 \frac{du_c}{dt} = & \frac{W_3 U_{1m}}{W_1 z} \cdot \\
 & \cdot \left\{ \sin(\omega t + \psi - \varphi) + \frac{1}{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right) \omega C_3} \sin\left(\psi - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) \cdot \right. \\
 & \cdot \exp\left[-\frac{t}{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right) C_3}\right] \left. \right\} + \left[\frac{\pi}{\omega C_3} + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right] \frac{W_2}{W_3} I_2 \cdot \\
 & \cdot \frac{1}{R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1} \cdot \exp\left[-\frac{t}{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right) C_3}\right], \tag{7}
 \end{aligned}$$

式中 z 是当 A 鉄心饱和而 B 鉄心不飽和时分頻率迴路的等值电路(图 4) 阻抗, φ 是相位差:

$$\begin{aligned}
 z = & \sqrt{\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega C_3}\right)^2}, \\
 \operatorname{tg} \varphi = & -\frac{1}{\omega C_3 \left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1\right)}.
 \end{aligned}$$

当 B 鉄心饱和而 A 鉄心不飽和时, 情况与前相似, 只是 u_c 和 i_3 都反号了.

式(5)、(6)、(7)曾由文献[8]用相对形式写出. 但是, 这里应该指出: 式(7)说明, 当 A 鉄心饱和、 B 鉄心不飽和时(或者当 B 鉄心饱和、 A 鉄心不飽和时), i_3 的波形是由两个分量组成的, 其中的一个是衰减的正弦分量, 另一个是衰减的指数分量. 当缓慢地改变直流助磁电流 I_2 时, 衰减的指数分量值会得到显著的改变, 因此, 改变 I_2 的大小会使 i_3 的波形发生变化. 上述情况都由图 2 的稳态示波图得到了证实. 然而, 文献[8]中 i_3 的波形却并没有反映出式(7)的这种特点,

式(7)是比较复杂的, 即使进行了大量的计算, 仍不能清楚地看出分頻状态消失的特点, 也不能解释分頻状态消失的过程. 以下假定 $R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1 \gg \frac{1}{\omega C_3}$, 且直流暂态分量

很小, 可予忽略不计. 于是可将式(7)简化为

$$i_3 = \frac{W_3}{W_1} U_{1m} \sin(\omega t + \psi). \tag{8}$$

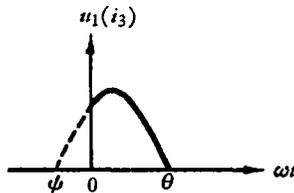


图 5. i_3 的简化波形

式(8)说明了, 在上述假定下, 当 A 鉄心饱和、 B 鉄心不飽和时(或者当 B 鉄心饱和、 A 鉄心不飽和时), i_3 的波形是正弦形的一部分(图 5). 关于这一点, 还可以从等值电路(图 4)中直接看出. 例如, 当等值电路中的电阻较大, 适当提高交流电源电压的幅值时, 直流的暂态分量可予忽略不计, 而

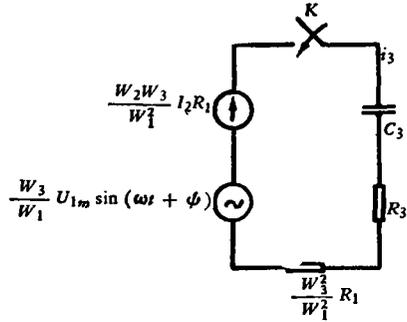


图 4. 当 A 鉄心饱和、 B 鉄心不飽和时, 分頻率迴路的等值电路

仅仅有交流的稳态和暂态分量；如果再将频率提高，则在电容上的压降亦可予以忽略不计，于是这个回路就只有交流的稳态分量，即可把 i_3 看成是正弦形的一部分。由此也可看出，文献[8]虽然在计算时利用了式(7)，但由于采用了 $f = 400$ 赫， $R_1 = 500$ 欧， $R_3 = 300$ 欧， $W_1 = W_3 = 2000$ 匝，亦即所采用的 $\omega\left(R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2}R_1\right)$ 比较大，故实际上是使用了式(8)[在实验时也得到了相应于式(8)的波形]。这就是文献[8]中 i_3 的波形没有反映出式(7)的特点的原因。

从式(8)还可以看出另一个重要特性： $\omega t = \theta$ 时，导通结束， $i_3 = 0$ ，故由式(8)可得 $\sin(\theta + \psi) = 0$ ，这对于我们所讨论的半周来说，必然是 $\theta + \psi = \pi$ 。这说明，虽然初始相角 ψ 和导通持续期 θ 都随着直流助磁电流 I_2 而变，但在我们所讨论的半周中始终保持着 $\theta + \psi = \pi$ 的关系(图5)。

四、分频状态消失的过程和消失的特点

在图6上作出了不同 I_2 时的 i_3 的波形图。

从图6可以看出，当 I_2 增大时， i_3 始终保持为正弦形的一部分，而 i_1 的波形则逐渐向下移，这是由于两个铁心都不饱和时要满足安匝平衡所造成的。但是，主频率回路中是没有而且也不可能恒有恒定分量电流的，故主频率回路中的电流 i_1 必需满足

$$\int_0^T i_1 dt = 0, \quad (9)$$

即在一个主频率周期内， i_1 曲线所包正面积必需等于其负面积。

随着 I_2 的增大， ψ 角在减小，直到 $\psi = 0$ 和 $\theta = \pi$ 这一临界情况为止(图6-3)。如果 I_2 继续再有一个极其微小的增量，便使 i_1 不能满足式(9)。但是主频率电流 i_1 是由激励电压 u_1 产生的，不可能变为零，故只能是分频状态不再存在，即只能是 $i_3 = 0$ 。当 $i_3 = 0$ 时，分频率绕组 W_3 好象被断开了一样，这时，虽然有两个铁心，也有两个绕组 W_1 ，但 W_1 是顺向串联的，所以线路和单铁心磁放大器^[9]毫无区别。简言之，当图6-3中的 I_2 再有一个极其微小的增量， i_3 就等于零， i_1 的波形就转入如同单铁心磁放大器一样的波形，即转入图6-4的波形。到达图6-4的波形后，同单铁心磁放大器一样，只发生铁心A和铁心B同时饱和与同时不饱和两种状态，如果继续增加 I_2 也还是如此，只是饱和角在逐渐减少，直到两个铁心完全饱和为止。

至此可以看出，当存在分频状态时，铁心A和B将轮流地饱和与不饱和。铁心A饱和而铁心B不饱和时，铁心A的 W_1 与 W_3 失去耦合，铁心B上的 W_1 便将能量转换到 W_3 中去；当铁心B饱和而铁心A不饱和时，铁心B的 W_1 与 W_3 失去耦合，而铁心A上的 W_1 则将能量转换到 W_3 中去，以维持分频率电流。当 I_2 大到某个值时，两个铁心将发生同时饱和与同时不饱和的两种状态，在同时饱和下， W_1 与 W_3 当然失去耦合，而在同时不饱和下，则由于两个 W_3 是反接的，感应电势正好抵消，将没有能量从 W_1 转换到 W_3 中去，当然不会有分频率电流，故分频状态是必然消失的。

将图6和图2比较一下，便可看出，虽然它们的波形有所不同(前者是经过简化的)，但是，当直流助磁电流增大时，分频状态消失的过程则是毫无差别的；而且，在分频状态消

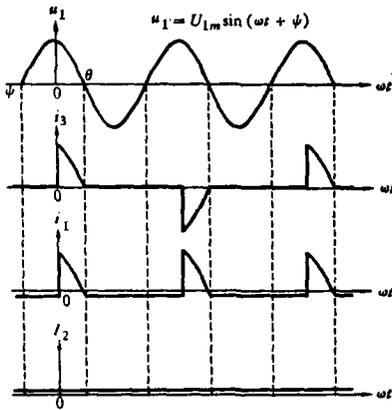


图 6-1

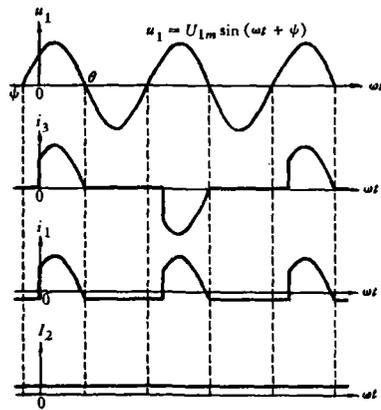


图 6-2

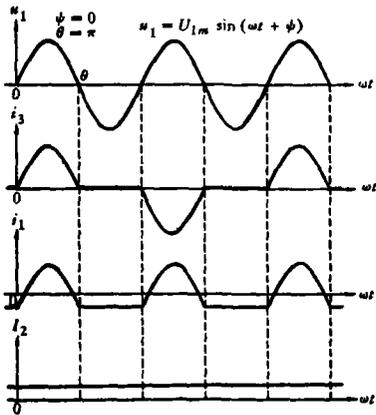


图 6-3

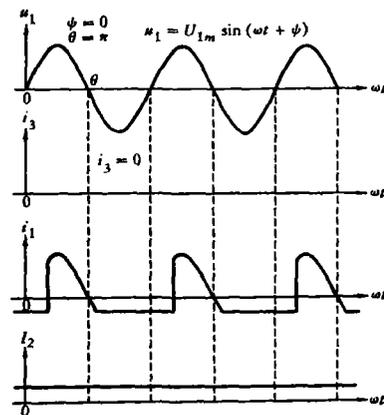


图 6-4

图 6. 不同 I_2 时的波形

失时,都是一个 I_2 对应着两个 i_1 、两个 i_3 和两个 u_c 。

为了肯定分频状态消失的特点,曾在第二节所述的磁性分频器上作了如下的试验:缓慢地改变 I_2 , 分别读取 i_1 和 i_3 的有效值 I_1 和 I_3 , 然后作出静特性(如图 7 所示)。从静特性曲线可以看出,分频状态的消失具有继电器式的特性,这正是一个 I_2 对应着两个 i_1 、两个 i_3 和两个 u_c 的另一种表达方式。

必需指出,按照以上的分析,是预计不到在图 7 的静特性上存在着继电器式的特性,这是因为稳态过程的分析是假定稳定的分频状态已经存在了,然后再进行分析。但试验中,由图 7 中的临界电流 I_{2kp1} 返回到 I_{2kp2} 时, i_3 的建立尚有一个自激过程,这个自激过程之所以能发生,是依靠了两个铁心或绕组在工艺上和特性上不一定完全一致。这种情况当然是稳态过程的分析所无法计及的。

此外,还应指出,分频状态消失时所显示出的继电器效应与现有磁元件的继电器效应^[10]在原理上是不相同的。在现有磁元件的继电器效应中,主要包括了利用强反馈磁放大器和铁磁共振这两种原理(磁性逻辑元件等又属于另一种类型),但没有包括象磁性分频器这种利

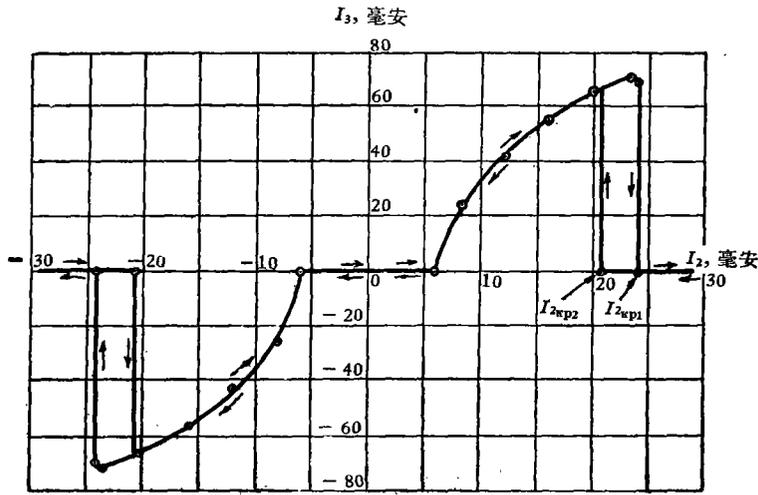


图 7-1

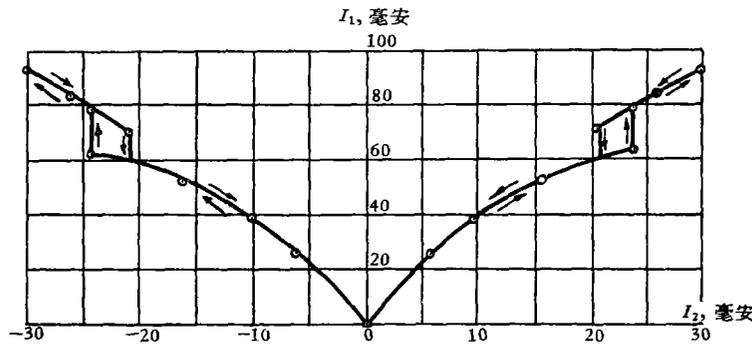


图 7-2

图 7. 静 特 性

7-1—— I_2 与 I_3 的关系; 7-2—— I_2 与 I_1 的关系

用参数激励振动原理的继电器效应。

五、结 论

通过以上的分析,可以作出下列结论:

(1) 在稳态时,磁性分频器分频率电流在导通时的波形应该包含两个分量,其中的一个是衰减的正弦分量,另一个是衰减的指数分量;只有在 $R_3 + \frac{W_3^2}{W_1^2} R_1 \gg \frac{1}{\omega C_3}$ 和直流暂态分量可予忽略不计时,分频率电流在导通时的波形才是正弦形的一部分。

(2) 由于两个铁心轮流地从饱和与不饱和转入同时饱和与同时不饱和,即转入两个铁心的磁状态完全相同,以及分频率绕组 W_3 是反接的,两个 W_3 上的感应电势正好抵消,使能量不能变换到 W_3 中去,故分频率电流不能维持。分频状态消失的原因就在于此。

(3) 磁性分频器分频状态的消失是一种继电器效应,这种继电器效应在原理上是和现有

磁元件的继电器效应不相同的。

参 考 文 献

- [1] McCreary, H. J., The Magnetic Cross Valve, *Trans. AIEE*, **70** (1951), 1868.
- [2] Митюшкин, К. Г., Магнитный делитель частоты, *Электричество*, № 8, 1957, стр. 53.
- [3] Зайцев, И. А., Автопараметрическое возбуждение колебаний в цепи с железом и конденсаторами, *Труды ЛПИ*, № 3, 1948, стр. 43.
- [4] Бессонов, Л. А., Автоколебания в электрических цепях со сталью, Госэнергоиздат, Москва, 1958, стр. 182—194.
- [5] Goto, E., The Parametron, A Digital Computing Element which Utilizes Parametric Oscillation, *Proc. IRE*, **47** (1959), No. 8, 1304.
- [6] Бамдас, А. М., Кулинич, В. А., Шапиро, С. В., Статические электромагнитные преобразователи частоты и числа фаз, Госэнергоиздат, Москва, 1961, стр. 72—81.
- [7] Раков, М. А., Синицкий, Л. А., Магнитный модулятор второй гармоники с питанием от схемы квадратурного сдвига, *Автоматика и Телемеханика*, № 2, 1961, стр. 238.
- [8] Синицкий, Л. А., Раков, М. А., Стационарные процессы в магнитных делителях частоты, *Электричество*, № 8, 1962, стр. 26.
中译本: 磁性分频器的稳态过程, 吴受章译, 电工快报, № 4, 1963, 14 页.
- [9] Say, M. G., *Magnetic Amplifiers and Saturable Reactors*, George Newnes Limited, London, 1954, p. 29—40.
- [10] Розенблат, М. А., Магнитные усилители (Издание третье, переработанное и дополненное), том I, II, Издательство "Советское Радио", Москва, 1960, стр. 308—359.

THE DISAPPEARANCE OF DIVIDING CONDITIONS IN MAGNETIC FREQUENCY DIVIDERS

WU SHOU-CHANG

In this paper experimental results of the disappearance of dividing conditions in magnetic frequency dividers are given. Processes of the disappearance of dividing conditions are explained. It is pointed out that the disappearance of dividing conditions is a relaying effect.