

编号: 0185

内 部

科学技术成果报告

脉冲变压器的理论、设计和制造

科学技术文献出版社

科学技术成果报告

脉冲变压器的理论、设计和制造

(内部发行)

编辑者: 中国科学技术情报研究所

出版者: 科学技术文献出版社

印刷者: 中国科学技术情报研究所印刷厂

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

※

开本: $787 \times 1092^{1/16}$ 印张: 2 字数: 49.6千字

1981年2月北京第一版第一次印刷

印数: 1—4,600册

科技新书目: 186—38

统一书号: 15176·515 定价: 0.35元

目 录

前言.....	(1)
一、电压脉冲变压器的运行.....	(2)
二、电流脉冲变压器的运行.....	(16)
三、脉冲变压器的设计.....	(19)
四、脉冲变压器的新产品.....	(26)
〔附〕产品设计.....	(26)

脉冲变压器的理论、设计和制造

太原工学院 董季兰

前 言

目前国内研制的较短距离的运动装置,电信号大多数是采用直流脉冲,可行的方案大致分为两类:一是只用一系列宽度相等的计数脉冲(比如脉冲宽度为5毫秒);另一种是在计数脉冲之前有一很宽的“同步脉冲”(比如宽度是100~150毫秒)。前者线路比较复杂,抗干扰能力较差,在某些情况下还存在一定困难;后者则大大简化了线路,增加了抗干扰能力,使运行稳定可靠。但是为了隔离通道中引起的干扰,避免电力线的感应高压和雷电的袭击,必须在装置和通道之间接入脉冲变压器,否则不能实用。(短距离运动装置的失败,有的是由于通道干扰不能正常工作,或高压及雷电的袭击使装置烧毁。)这就要求一种兼能通过超宽脉冲及一系列计数脉冲的变压器,还必须使通过的脉冲波形基本不变。但我们没有找到有关这种脉冲变压器的系统运行理论和切实可行的设计方法。

为此,我们单独对脉冲变压器作了系统的研究。舍弃现有资料所采用的变数和解法(因为那只对数学研究是方便的),改用实际电路参数作为变量;讨论了线路结构对脉冲变压器运行的影响;并根据运行理论与变压器的环形排线结构对各种性能的脉冲变压器制定出一整套设计公式和计算步骤。经实践证明,这些理论和制成新产品的预期性能都与实际情况符合。

在研究中还发现脉冲变压器实际分为电压脉冲变压器和电流脉冲变压器两种,二者无论在用途、运行原理和设计上都完全不同。在这方面也作了相应的处理。

脉冲变压器不仅用于运动装置,它又是脉冲信号设备中常用的元件,比如各种自动控制系统、计算机以及电火花加工等都可用到脉冲变压器。因此本文论述也适用于其他各种设备中用到的脉冲变压器。

脉冲变压器工作脉冲的宽度(每个脉冲持续的时间)范围是很广的,一般约自微秒级至毫秒级,现在我们又把它扩展至一百几十毫秒。按照工作脉冲宽度,脉冲变压器也可分为宽脉冲变压器和窄脉冲变压器。当然,二者并没有本质的区别,仅仅由于参数不同;其特性及设计方法都有所不同。

在脉冲变压器的工作中,变压器的参数及负载情况对它所传输的波形有很大影响。由于某些参数不适当,可能使输出波形发生很大的畸变:如脉冲的开始或结束部分发生振荡,顶部倾斜,前、后沿的斜率减小,或脉冲不能按理想结束而产生过大的正值或负值的“尾巴”。为了满足某些特性要求,脉冲变压器常采用特殊结构和特殊材料。例如采用高导磁率的铁淦氧或钹莫合金的环形磁心。在电压比较高和脉冲比较宽的脉冲变压器,由于需要高的磁通密度,则采用冷轧硅钢片卷成的环形磁心。

在下面全部的计算中除特别提出的以外,所有物理量都采用MKSA(米、千克、秒、安培)单位。

一、电压脉冲变压器的运行

所谓电压脉冲变压器的工作情况是原边输入某种固定形式的电压脉冲，而原边电流则随负载情形及变压器特性而不同。对副边要求也着重在负载两端的电压波形，使它与输入电压脉冲的差别在允许范围之内。

1. 基本方程式和等值电路

脉冲变压器的工作示意如图 1。比如欲使副边的电压或电流脉冲的极性和原边输入的相同，则两绕组的同名端和电压、电流的正方向如图中所示。标“*”号的两端是同名端。

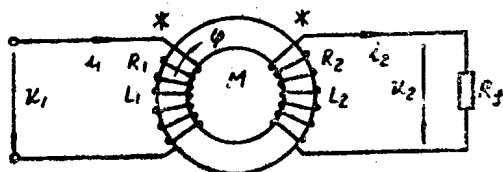


图 1

今设 R_1, R_2 = 原、副绕组的电阻；

L_1, L_2 = 原、副绕组的全自感；

M = 两绕组之间互感的绝对值；

R_f = 负载电阻，

$R = R_2 + R_f$ = 副边的总电阻。

原边加以电压 u_1 ，原副两边产生电流 i_1, i_2 ，副边端电压 $u_2 = R_f i_2$ 。原边电流 i_1 对副绕组感应的电势

$$e_{12} = +M \frac{di_1}{dt} \text{ 伏,}$$

副边电流 i_2 对原绕组感应的电势

$$e_{21} = +M \frac{di_2}{dt} \text{ 伏,}$$

于是两边的电压平衡式是

$$\left. \begin{aligned} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt} &= u_1 \\ -M \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} + R i_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

这是脉冲变压器运行的基本方程式。

设 k 是一正实数常数，上式可改写为

$$\begin{aligned} R_1 i_1 + \left(L_1 - kM \right) \frac{di_1}{dt} + kM \frac{di_1}{dt} - kM \frac{d}{dt} \left(\frac{i_2}{k} \right) &= u_1 \\ -kM \frac{di_1}{dt} + \left(k^2 L_2 - kM \right) \frac{d}{dt} \left(\frac{i_2}{k} \right) + kM \frac{d}{dt} \left(\frac{i_2}{k} \right) + k^2 R \frac{d}{dt} \left(\frac{i_2}{k} \right) &= 0. \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{令 } i_2' &= i_2/k, \sigma_1 = L_1 - kM, \sigma_2 = k^2 L_2 - kM, \\ R' &= k^2 R, R_2' = k^2 R_2, R_f' = k^2 R_f, R' = R_2' + R_f', \\ \text{又令 } kM &= L, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

代入上面的电压方程式，得

$$\left. \begin{aligned} R_1 i_1 + \sigma_1 \frac{di_1}{dt} + L \frac{di_1}{dt} - L \frac{di'_2}{dt} &= u_1 \\ -L \frac{di_1}{dt} + \sigma_2 \frac{di'_2}{dt} + L \frac{di'_2}{dt} + (R'_2 + R'_f) i'_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

这一组电压方程式代表一基本等效电路, 如图 2。在电阻 R'_f 两端的电压

$$u'_2 = R'_f i'_2 = k R_f i_2 = k u_2 \quad (4)$$

右上角带小撇的电压、电流符号所代表的数值暂称为相应电压、电流的折合值或折合电压、折合电流。又随 k 值的不同, 图 2 可化为不同形式的等效电路。

设以 K 代表变压器的偶合系数, 则

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (5)$$

$$\text{令 } k = \frac{M}{L_2} = \frac{K \sqrt{L_1 L_2}}{L_2} = K \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (6)$$

则

$$\left. \begin{aligned} L &= kM = \frac{M^2}{L_2} = \frac{K^2 L_1 L_2}{L_2} = K^2 L_1 \\ \sigma_1 &= L_1 - kM = (1 - K^2) L_1 \\ \sigma_2 &= k^2 L_2 - kM = K^2 L_1 - K^2 L_1 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

于是图 2 变为图 3 较简单的形式。

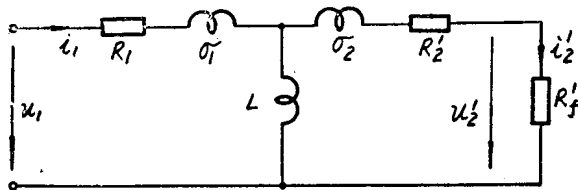


图 2

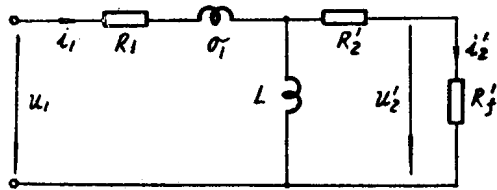


图 3

在一般情形下, 偶合系数 $K \approx 1$, 设 N_1 及 N_2 各代表原、副绕组的匝数, 则由 (6)、(7)、(2) 及 (4) 式,

$$\left. \begin{aligned} k &= K \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \approx \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \approx \frac{N_1}{N_2} = K_r = \text{变压器匝数比} \\ L &= K^2 L_1 \approx L_1, \quad \sigma_1 = (1 - K^2) L_1 \approx 2(1 - K) L_1 \\ R' &\approx k_r^2 R, \quad R'_2 \approx k_r^2 R_2, \quad R'_f \approx k_r^2 R_f \\ R' &= R'_2 + R'_f, \quad u'_2 \approx k_r u_2 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

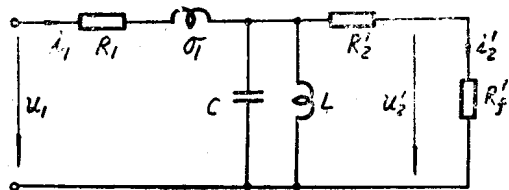


图 4

因变压器每一绕组各线匝之间有分布电容, 两绕组之间也有分布电容, 总起来可以近似地认为在等值电路中有一跨接的所谓“寄生”电容 C , 如图 4。这是在本文中所用的主要等值电路, 其他参数如 (2) 至 (7) 式所示; 当 $K \approx 1$ 时如 (8) 式所示。

2. 对输入矩形电压脉冲前沿的响应

若原边所加的电压 u_1 是一矩形脉冲，幅度是 U_1 伏，宽度是 t_1 秒，如图5，今求副边端电压 u_2 。 u_2 也称为原边输入电压 u_1 的“电压响应”。研究电压响应时，可对输入电压脉冲的三部分进行分析：图5中的（1）是电压 u_1 的上升部分，叫做前沿；（2）是 u_1 的平顶部分；（3）是 u_1 的下降部分，叫做后沿。现在首先研究对 u_1 前沿的响应。

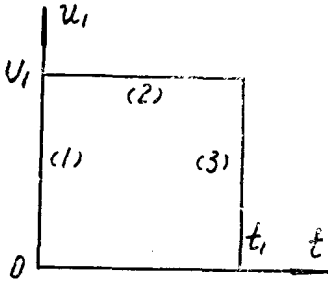


图 5

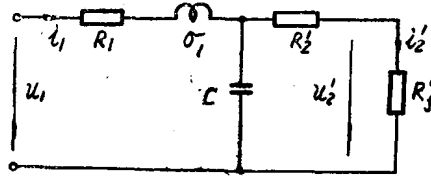


图 6

理想的电压脉冲上升部分不需要时间，就是 u_1 的前沿升高所需时间近于零，所以电路中电流变化也非常迅速，因而图4中的电感 L （有时称为激磁电感）可以忽略，这时变压器的等效电路可简化为图6的形式。

图6的输入运算阻抗

$$Z(p) = R_1 + \sigma_1 p + \frac{\frac{R'}{Cp}}{R' + \frac{1}{Cp}} = R_1 + \sigma_1 p + \frac{R'}{R' Cp + 1},$$

i_1 的运算式

$$I_1(p) = \frac{U_1}{pZ(p)} = \frac{U_1}{p\left(\sigma_1 p + R_1 + \frac{R'}{R' Cp + 1}\right)}.$$

AB间电压的运算式

$$\begin{aligned} U_{AB}(p) &= I(p) \cdot \frac{R'}{R' Cp + 1} = \frac{U_1}{\sigma_1 C} \cdot \frac{1}{p\left[p^2 + \left(\frac{R_1}{\sigma_1} - \frac{1}{R' C}\right)p + \frac{R_1 + R'}{R' \sigma_1 C}\right]} \\ &= \frac{U_1}{\sigma_1 C} \cdot \frac{1}{p(p - \alpha_1)(p - \alpha_2)}, \end{aligned}$$

分母中的两个根

$$\alpha_1, \alpha_2 = -\beta \pm \gamma \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{R_1}{2\sigma_1} + \frac{1}{2R' C} \\ \gamma &= \sqrt{\beta^2 - \frac{1}{\sigma_1 C}}, \quad a = \frac{R'}{R_1 + R'} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

由此得AB间电压的时间函数

$$u_{AB} = \frac{U_1}{\sigma_1 C \alpha_1 \alpha_2} \left[1 + \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} (\alpha_2 e^{\alpha_1 t} - \alpha_1 e^{\alpha_2 t}) \right],$$

$$\text{但 } \alpha_1 \alpha_2 = \frac{1}{a\sigma_1 C}, \quad \alpha_1 - \alpha_2 = 2\gamma$$

$$\therefore u_{AB} = aU_1 \left\{ 1 - \frac{e^{-\beta t}}{2\gamma} [(\beta + \gamma)e^{\gamma t} - (\beta - \gamma)e^{-\gamma t}] \right\}.$$

$$\text{令} \quad b = \frac{R_f'}{R_1 + R'}, \quad n = \frac{1}{k} \quad (11)$$

则由图 6, $u_2' = u_{AB} \cdot \frac{R_f'}{R'}$, 又由 (4) 式知

$$u_2 = \frac{u_2'}{k} = nu_2' = n u_{AB} \cdot \frac{R_f'}{R'},$$

所以副边端电压

$$u_2 = bnU_1 \left\{ 1 - \frac{e^{-\beta t}}{2\gamma} [(\beta + \gamma)e^{\gamma t} - (\beta - \gamma)e^{-\gamma t}] \right\} \quad (12)$$

$$\text{令 } k_1 = \beta \sqrt{a\sigma_1 C} = \left(\frac{R_1}{2\sigma_1} + \frac{1}{2R'C} \right) \sqrt{a\sigma_1 C} \quad (13)$$

则副边电压响应 u_2 的变化随 k_1 值大小而不同:

当 $k_1 > 1$ 时, 称为过阻尼, γ 为正数, (12) 式可改写为

$$u_2 = bnU_1 \left[1 - e^{-\beta t} \left(\frac{\beta}{\gamma} \text{sh} \gamma t + \text{ch} \gamma t \right) \right] \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{或 } u_2 &= bnU_1 \left[1 - \frac{e^{-\beta t}}{\gamma \sqrt{a\sigma_1 C}} \text{sh}(\gamma t + \delta) \right] \\ \delta &= th^{-1} \frac{\gamma}{\beta} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(15) 或 (14) 式代表一非振荡上升曲线, 如图 7 中的 $k_1 = 2$, $k_1 = 4$ 的曲线。 k_1 值越大, 上升越慢, 和理想情况相差越远。

当 $k_1 \gg 1$ 时, $\gamma \approx \beta$, (12) 式变为

$$u_2 = bnU_1 (1 - e^{-\beta t}),$$

$$\begin{aligned} \text{但 } \alpha_1 &= -\beta + \gamma = -\beta + \beta \left[1 - \frac{1}{\beta^2 a\sigma_1 C} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= -\beta + \beta \left[1 - \frac{1}{k_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} = -\beta + \beta \left(1 - \frac{1}{2k_1^2} + \dots \right) \\ &\approx -\frac{1}{2a\sigma_1 C \beta}, \end{aligned}$$

$$\therefore u_2 = bnU_1 (1 - e^{-t/2a\sigma_1 C \beta}) \quad (16)$$

成为一简单的指数函数上升曲线。

$k_1 = 1$ 时, 称为临界阻尼, 这时 $\gamma = 0$, $\text{cho} = 1$,

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\text{sh } \gamma t}{\gamma} = \frac{\gamma t}{\gamma} = t,$$

(14) 式变为

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= bnU_1 (1 - e^{-\gamma t} (1 + \beta t)) \\ \beta &= \frac{R_1}{2\sigma_1} - \frac{1}{2R'C} = \frac{1}{\sqrt{a\sigma_1 C}} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

u_2 也是一非振荡上升曲线, 如图 7 $k_1=1$ 的曲线。它的形状和 $k_1>1$ 的曲线没有本质的区别, 但在非振荡变化中上升最快。

$k_1<1$ 时称为欠阻尼, 这时 γ 为虚数, 即

$$\gamma = \sqrt{-1} \omega = j\omega, \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{a\sigma_1 C} - \beta^2} \quad (18)$$

在 (15) 式中, 令 $\gamma = j\omega$, 就变为

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= bnU_1 \left[1 - \frac{e^{-\beta t}}{\omega \sqrt{a\sigma_1 C}} \sin(\omega t + \theta) \right] \\ \theta &= \tan^{-1} \frac{\omega}{\beta} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

这是一衰减振荡变化, 如图 7 的 $k_1=0.4$, $k_1=0.2$ 的曲线, k_1 值越小, 相当于 β 越小而 ω 越大, 因而衰减越慢, 振荡频率越高。

在实用上常要求 $k_1=1$, 使 u_2 上升迅速而没有振荡。但由 (17) 式看到欲使 u_2 上升尽可能快就要求 $\sqrt{a\sigma_1 C}$ 尽可能小, 因而需要减小漏感 σ_1 和寄生电容 C 。

3. 对电压脉冲平顶部分的响应

在这一部分, 电流变化缓慢, 所以图 4 中的漏感 σ_1 和电容 C 可以忽略, 因而简化为图 8 的形式。电路的运算阻抗

$$Z(p) = R_1 + \frac{R'LP}{LP + R'}$$

若忽略前沿的过渡过程, 则运算电流

$$\begin{aligned} I_1(p) &= \frac{U_1(p)}{Z(p)} \\ &= \frac{U_1}{p \left(R_1 + \frac{R'LP}{LP + R'} \right)} \end{aligned}$$

电压 u_{AB} 的运算式

$$U_{AB}(p) = I_1(p) \cdot \frac{R'LP}{LP + R'} = \frac{U_1 R' L}{R_1 (LP + R') + R' LP}$$

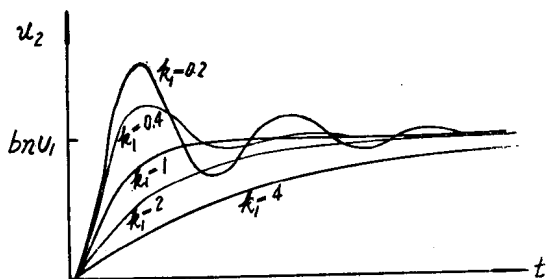


图 7

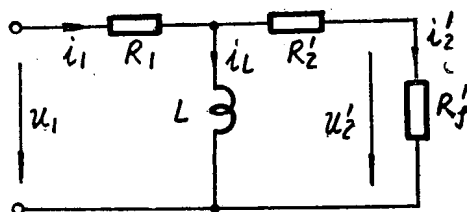


图 8

$$= \frac{\frac{R'}{R_1 + R'} U_1}{p + \frac{R_1 R'}{L(R_1 + R')}} = \frac{aU_1}{p + \frac{R_0}{L}},$$

式中

$$R_0 = \frac{R_1 R'}{R_1 + R'} \quad (20)$$

由此得时间函数

$$u_{AB} = aU_1 e^{-\frac{R_0}{L}t} \quad (21)$$

和第(12)式的求法一样, 令 $u_2 = nu_{AB} \cdot \frac{R'}{R'}$, 得

$$\left. \begin{aligned} u_2^2 &= bnU_1 e^{-\frac{R_0}{L}t} = U_2 e^{-\frac{R_0}{L}t} \\ u_2 \text{ 的初始幅度} \quad U_2 &= bnU_1 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

u_2 依指数函数衰减, 使顶部倾斜, 如图9。欲使倾斜度小, 也就是随时间变化慢, 时间常数 $\frac{L}{R_0}$ 必须很大, 所以要求 L 尽可能大, R_0 尽可能小。

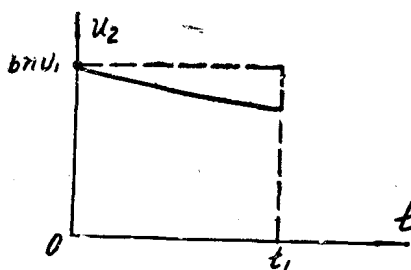


图 9

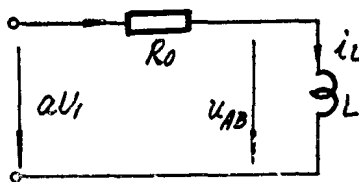


图 10

我们也可求得原副边的电流。由(22)式知副边电流为

$$i_2 = \frac{bnU_1}{R'} e^{-\frac{R_0}{L}t} = \frac{anU_1}{R} e^{-\frac{R_0}{L}t} \quad (23)$$

由此得折合值

$$i_2' = ni_2 = \frac{aU_1}{R'} e^{-\frac{R_0}{L}t} \quad (24)$$

又由(21)式可得等效电路如图10。因此知电感 L 中电流

$$i_L = \frac{aU_1}{R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{L}t}) = \frac{U_1}{R_1} (1 - e^{-\frac{R_0}{L}t}) \quad (25)$$

于是知原边电流

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= i_L + i_2' = \frac{aU_1}{R_0} - aU_1 \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R'} \right) e^{-\frac{R_0}{L}t} \\ \text{或} \quad i_1 &= \frac{U_1}{R_1} (1 - a e^{-\frac{R_0}{L}t}) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

图11表示对应于 u_1 的平顶部分, 电流 i_1 、 i_2' 及 i_L 的变化情形。

4. 对输入电压脉冲后沿的响应

在一般的脉冲电路, 对于输入电压脉冲的后沿, 相当于电源断开的同时, 变压器原边两

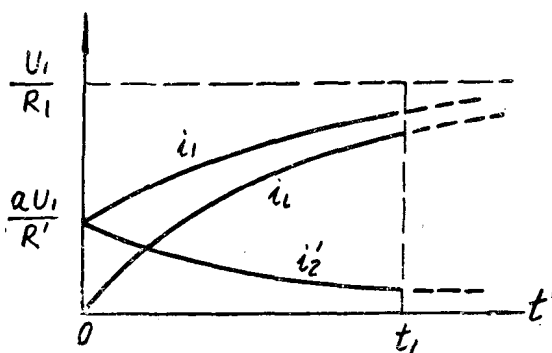


图 11

端短路或通过一附加电阻闭路。不论是那种情形计算方法是一样的，只是一个原边电阻的数值问题。为书写简单，我们仍设原边电阻为 R_1 ，假如有附加电阻，那么附加电阻也包括在 R_1 之内，作为附加电阻与原绕组电阻之和。即，在输入电压脉冲的后沿，图 4 的等效电路变为图 12。图中漏感 σ_1 比电感 L 小得多，它的作用只影响脉冲刚刚完了极短时间内的一些变化，对整个变化过程作用很小，因而可以忽略不计。

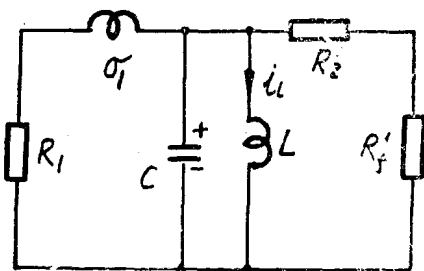


图 12

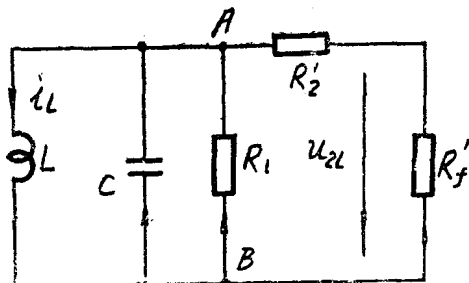


图 13

这时电路中电流有两个来源：一是电感 L 中电流在电源断绝后，不能立即消失而冲入其他部分；另一是电容 C 的放电电流。在计算副端电压 u_2 时，可利用重叠原理，分别计算由两种原因产生的副端电压，然后将二者代数相加以求得 u_2 。

〔1〕由于电感电流产生的副端电压

现在先计算由于 L 中电流产生的副端电压 u_{2L} 。为方便起见将图 12 的等效电路画成图 13 的形式，其中 σ_1 已略去。不计脉冲前沿的过渡过程，在脉冲持续 t_1 秒后， L 中电流由 (25) 式知为

$$i_L = I_0 = \frac{aU_1}{R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{L} t_1}) \approx \frac{aU_1}{R_0} \left[1 - \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \right] = \frac{aU_1 t_1}{L}$$

近似等式是因为在时间 t_1 秒内， $\frac{R_0 t_1}{L} \ll 1$ 的原故。

今由脉冲终了时重新计算时间，即 $t=0$ 时， $i_L = I_0$ 。以 i_L 为总支路电流，则运算阻抗

$$Z(p) = Lp + \frac{\frac{R_0}{Cp}}{R_0 + \frac{1}{Cp}} = Lp + \frac{R_0}{R_0 Cp + 1}$$

式中 R_0 是 R_1 和 R' 的并联等值电阻，和 (20) 式表示的相同。 L 中的运算电势是 $LI_0 = aU_1 t_1$ ，所以 i_L 的运算式

$$I_L(p) = \frac{aU_1 t_1}{Lp + \frac{R_0}{R_0 Cp + 1}}$$

在图13中电压 u_{BA} 的运算式

$$U_{BAL}(p) = I_L(p) \cdot \frac{R_0}{R_0 C p + 1} = \frac{a U_1 t_1}{LC} \dots \frac{1}{p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{LC}}$$

$$= \frac{a U_1 t_1}{LC} \cdot \frac{1}{(p - \alpha_3)(p - \alpha_4)},$$

式中的两个根

$$\left. \begin{aligned} \alpha_3, \alpha_4 &= -\beta_1 \pm \gamma_1 \\ \beta_1 &= \frac{1}{2R_0 C}, \gamma_1 = \sqrt{\beta_1^2 - \frac{1}{LC}} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

因 $u_{2L} = n u_{2L}' = -n \cdot \frac{R_L'}{R'} u_{BAL}$, 所以 u_{2L} 的运算式

$$U_{2L}(p) = -\frac{b n U_1 t_1}{LC} \cdot \frac{1}{(p - \alpha_3)(p - \alpha_4)},$$

由此得副端电压 $u_{2L} = -\frac{b n U_1 t_1}{LC} \cdot \frac{1}{\alpha_3 - \alpha_4} (e^{\alpha_3 t} - e^{\alpha_4 t})$

或

$$u_{2L} = -\frac{b n U_1 t_1}{LC} \cdot \frac{e^{-\beta_1 t}}{2\gamma_1} (e^{\gamma_1 t} - e^{-\gamma_1 t}) \quad (28)$$

$$\text{令 } k_2 = \beta_1 \sqrt{LC} = \frac{1}{2R_0} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (29)$$

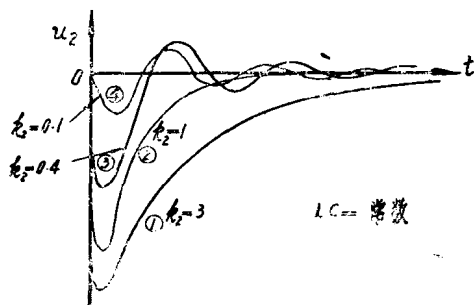


图 14

则随 k_2 值不同分三种情况:

$k_2 > 1$ 时是过阻尼, γ_1 是正实数, (28) 式可写为

$$u_{2L} = -\frac{b n U_1 t_1}{\gamma_1 LC} e^{-\beta_1 t} \text{sh} \gamma_1 t \quad (30)$$

这是一非振荡变化, 但为负值, 因此称为“反冲”, 它的作用在使脉冲后面拖着一个负的“尾巴”, 如图14。这对脉冲电路的工作产生有害的影响。

当 $k_2 \gg 1$ 时, $\gamma_1 \approx \beta_1 \gg 1$ 。在(28)式中, 除 $t=0$ 附近外, $e^{-\gamma_1 t}$ 与 $e^{\gamma_1 t}$ 比较, $e^{-\gamma_1 t}$ 可以略去。在指数函数 $e^{-\beta_1 t} e^{\gamma_1 t} = e^{(-\beta_1 + \gamma_1)t}$ 中,

$$-\beta_1 + \gamma_1 = -\beta_1 + \beta_1 \left(1 - \frac{1}{\beta_1^2 LC} \right)^{\frac{1}{2}} = -\beta_1 + \beta_1 \left(1 - \frac{1}{2\beta_1^2 LC} + \dots \right)$$

$$\approx -\frac{1}{2\beta_1 LC} = -\frac{R_0}{L};$$

又 $2\gamma_1 LC \approx 2\beta_1 LC = \frac{L}{R_0}$, 所以(28)式变为

$$u_{2L} = -b n U_1 \cdot \frac{R_0 t_1}{L} e^{-\frac{R_0}{L} t} \quad (31)$$

除 $t = 0$ 附近外, u_{2L} 成为一指数函数衰减曲线, 且 k_2 越大衰减越慢。

$k_2 = 1$ 时是临界阻尼, 这时 $\gamma_1 = 0$, (30) 式变为

$$\left. \begin{aligned} u_{2L} &= -\frac{bnU_1 t_1}{LC} t e^{-\beta_1 t} \\ \beta_1 &= \frac{1}{2R_0 C} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

且

在这种情形下反冲时间最短 (衰减最快) 而没有振荡, 见图14,

$k_2 < 1$ 时是欠阻尼, 这时 γ_1 是虚数值。令

$$\gamma_1 = j\omega_1, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \beta_1^2} \quad (33)$$

则 (30) 式变为

$$u_{2L} = -\frac{bnU_1 t_1}{\omega_1 LC} \cdot e^{-\beta_1 t} \sin \omega_1 t \quad (34)$$

这是一衰减振荡的变化, 如图14中的 $k_2 = 0.4$ 及 $k_2 = 0.1$ 的曲线。 k_2 值越小, β_1 越小而 ω_1 越大, 使振荡频率越高, 衰减越慢。

[2] 由于电容的放电电流产生的副端电压

现在再求在输入脉冲的后沿, 由于电容 C 的放电电流在副端产生的电压 u_{2C} 。为便利起见又把图13的等效电路画成图15的形式。在输入脉冲刚刚终了的瞬间, AB 之间电压由 (21) 式知为

$$u_{AB} = U_0 = aU_1 e^{-\frac{R_0}{L} t_1} \approx aU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right),$$

由这一瞬间开始重新计算时间, 以电容 C 的一支电路作为总支路, 则电路的总运算阻抗

$$Z(p) = \frac{1}{Cp} + \frac{R_0 L p}{Lp + R_0}$$

电容上的运算电势

$$\frac{U_0}{p} = \frac{aU_1}{p} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right)$$

运算电流

$$I_C(p) = \frac{U_0}{pZ(p)} = \frac{\frac{aU_1}{p} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right)}{\frac{1}{Cp} + \frac{R_0 L p}{Lp + R_0}}$$

AB 之间电压 u_{ABC} 的运算式

$$\begin{aligned} U_{ABC}(p) &= I_C(p) \cdot \frac{R_0 L p}{Lp + R_0} = aU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \cdot \frac{p}{p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{LC}} \\ &= aU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \frac{p}{(p - \alpha_3)(p - \alpha_4)}, \end{aligned}$$

α_3 及 α_4 如 (27) 式所示。因

$$u_{2C} = nu'_{2C} = nu_{AB} \cdot \frac{R'_f}{R'_f},$$

所以副端电压 u_{2c} 的运算式

$$U_{2c}(p) = bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \cdot \frac{p}{(p - \alpha_3)(p - \alpha_4)},$$

由此得

$$\begin{aligned} u_{2c} &= bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \frac{1}{\alpha_3 - \alpha_4} (\alpha_3 e^{\alpha_3 t} - \alpha_4 e^{\alpha_4 t}) \\ &= \frac{bnU_1}{2\gamma_1} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} [(\beta_1 + \gamma_1) e^{-\gamma_1 t} - (\beta_1 - \gamma_1) e^{\gamma_1 t}] \quad (35) \end{aligned}$$

令 k_2 值如(29)式所示, 则随 k_2 的大小不同也有三种情况:

$k_2 > 1$ 时是过阻尼, γ_1 是正实数, (35) 式可写为

$$u_{2c} = bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} \left(ch\gamma_1 t - \frac{\beta_1}{\gamma_1} sh\gamma_1 t \right) \quad (36)$$

或

$$\begin{aligned} u_{2c} &= \frac{bnU_1}{\gamma_1 \sqrt{LC}} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} sh(\delta_1 - \gamma_1 t) \Bigg\} \\ \delta_1 &= th^{-1} \frac{\gamma_1}{\beta_1} \end{aligned} \quad (37)$$

这是一非振荡变化, 如第16图的曲线②。

当 $k_2 \gg 1$ 时, $\gamma_1 \approx \beta_1 \gg 1$, 除在 $t = 0$ 附近外,

$$ch\gamma_1 t \approx sh\gamma_1 t \approx \frac{1}{2} e^{\gamma_1 t},$$

$$-\beta_1 + \gamma_1 \approx -\frac{R_0}{L}, \quad (\text{见 (31) 式上面的计算}) \text{ 所以 (36) 式变为}$$

$$\begin{aligned} u_{2c} &\approx -bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \cdot \frac{R_0 C}{L} e^{-\frac{R_0}{L} t} \Bigg\} \\ &= -\frac{bnU_1}{4k_2^2} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\frac{R_0}{L} t} \end{aligned} \quad (38)$$

除 $t = 0$ 附近外, u_{2c} 的变化近似一负的指数函数衰减曲线, 不过初始值很小, 如图16的曲线①。

$k_2 = 1$ 时是临界阻尼, 这时 $\gamma_1 = 0$, (36) 式变为

$$\begin{aligned} u_{2c} &= bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) (1 - \beta_1 t) e^{-\beta_1 t} \Bigg\} \\ \text{且 } \beta_1 &= \frac{1}{2R_0 C} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \end{aligned} \quad (39)$$

这是一临界非振荡曲线如图16曲线③。

$k_2 < 1$ 时是欠阻尼, 这时 $\gamma_1 = j\omega_1$ 如 (33) 式所示, (36) 及 (37) 式各变为

$$u_{2c} = bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} \left(\cos\omega_1 t - \frac{\beta_1}{\omega_1} \sin\omega_1 t \right) \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \text{或 } u_{2c} &= \frac{bnU_1}{\omega_1 \sqrt{LC}} \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} \sin(\theta_1 - \omega_1 t) \Bigg\} \\ \theta_1 &= \tan^{-1} \frac{\omega_1}{\beta_1} \end{aligned} \quad (41)$$

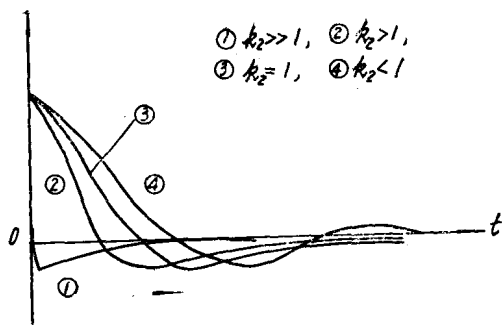


图 16

这是一衰减振荡曲线，如图16曲线④。它既有振荡，拖的正值“尾巴”又大又长。

[3] 实际的后沿响应

实际电压脉冲后沿的响应 u_2 是 u_{2L} 和 u_{2C} 的代数。因为 u_{2L} 一开始就是负值，实际上抵消了 u_{2C} 开始时的正值。但二者的负值仍是互相加强，这就增大了反冲作用。代数相加时，仍按三种情况。令 $u_2 = u_{2L} + u_{2C}$ ，则

$k_2 > 1$ 时，使(30)、(36)两式相加得
阻尼副端电压

$$u_2 = bnU_1 e^{-\beta_1 t} \left\{ \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) ch \gamma_1 t - \left[\frac{t_1}{\gamma_1 LC} + \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \frac{\beta_1}{\gamma_1} \right] sh \gamma_1 t \right\},$$

但

$$\begin{aligned} \frac{t_1}{\gamma_1 LC} + \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \frac{\beta_1}{\gamma_1} &= \frac{\beta_1}{\gamma_1} \left(\frac{t_1}{\beta_1 LC} + 1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \\ &= \frac{\beta_1}{\gamma_1} \left(\frac{2R_0 t_1}{L} + 1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) = \frac{\beta_1}{\gamma_1} \left(1 + \frac{R_0 t_1}{L} \right), \end{aligned}$$

所以

$$u_2 = bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} \left[ch \gamma_1 t - \frac{\beta_1}{\gamma_1} \cdot \frac{L + R_0 t_1}{L - R_0 t_1} sh \gamma_1 t \right] \quad (42)$$

当 $k_2 \gg 1$ 时，使(31)和(38)式相加得

$$u_2 \approx -bnU_1 \cdot \frac{R_0 t_1}{L} \left(1 + \frac{R_0 C}{t_1} - \frac{R_0^2 C}{L} \right) e^{-\frac{R_0}{L} t} \quad (43)$$

$k_2 = 1$ 时， $\gamma_1 = 0$ ，由(42)式得临界阻尼的表示式

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) \left(1 - \frac{L + R_0 t_1}{L - R_0 t_1} \beta_1 t \right) e^{-\beta_1 t} \\ \beta_1 &= \frac{1}{2R_0 C} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

$k_2 < 1$ 时， $\gamma_1 = j\omega_1$ ，如(33)式所示，由(42)式得欠阻尼表示式

$$\begin{aligned} u_2 &= bnU_1 \left(1 - \frac{R_0 t_1}{L} \right) e^{-\beta_1 t} \left[\cos \omega_1 t - \frac{\beta_1}{\omega_1} \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{L + R_0 t_1}{L - R_0 t_1} \sin \omega_1 t \right] \end{aligned} \quad (45)$$

(42)至(45)式代表的曲线是图14和图16相对应的曲线重叠的结果。一般的情况是图16中开始的正值部分被抵消，但反冲的最大幅度增大。

[4] 变压器参数和负载电容对后沿响应的影响

按照脉冲后沿响应来说，对于变压器参数的要求是和前沿及平顶部分的要求互相矛盾的。欲使前沿上升得快，平顶部分倾斜小，就要 C 及 R_0 小而 L 大，但这正好使 k_2 增大。在图14中看到 k_2 越大反冲越大。有的情况， k_2 比1大得多，使脉冲后沿的反冲大而拖得时间长。为

补救这一缺点有时需在电路结构上采取一些措施。

设在输入电压脉冲结束的瞬间原边被二极管D短路,如果这种结构使脉冲后沿反冲太大,可以用一适当电阻 R_3 与二极管串联,如图17。这样相当于在脉冲结束时原边插入一附加电阻 R_3 ,使原边的有效电阻 R_1 增大到 $R_1 + R_3$,从而增大了 R_0 ,使 k_2 减小以减小反冲。

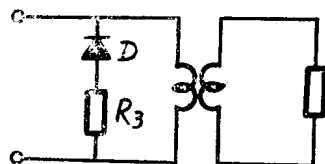


图 17



图 18

在另一方面,若脉冲变压器负载端接有相当大的并联电容,那么这种电容对脉冲后沿的影响就不能忽视。在等效电路中,负载电容的折合值应该并联在 R_f' 的两端,但因 $R_2' \ll R_f'$,所以可近似地认为有一等值负载电容与寄生电容并联。这时图12中的C便代表寄生电容与等值负载电容之和,这使C值大大增加了。在电压脉冲后沿的响应 u_2 中, u_{2C} 占了优势。因 k_2 的减小使后沿响应的正值部分延长(见图16)。如果变压器传送了一系列较窄的计数脉冲,则响应波形如图18。这样等于各脉冲之间有效距离缩短,使工作失败。

5. 截尾二极管的影响

为了取消电压响应后沿的反冲作用,最简单的方法有两种:一是在变压器副端并联一个二极管,如图19(a),导通方向在使反冲电流经二极管短路而不冲入负载。按道理这是一个很好的方法。但实际上由于二极管的特性不能尽如理想,也就是导通时电阻并不等于零,不导通时电阻不等于无限大,所以由于并联二极管的存在而损害副端电压的波形。波形要求比较严格时这一方法便不适用。

另一方法是在变压器副端和负载串联一个二极管,导通方向和电流正方向相同,如图19(b)。这样,当副边电压响应发生负值时,副边电流被二极管截断,对负载来说相当于把反冲的负“尾巴”截去了。初看起来好象很解决问题,其实也有局限性。只有当反冲不太大,或后续脉冲与前一脉冲间隔足够长时,这种“截尾二极管”才是有效的。否则前一脉冲的“尾巴”虽然截去了,却影响后续脉冲的波形,甚至使后续脉冲不能通过。使用截尾二极管的影响可分析如下:

假定二极管是理想的,也就是反方向电阻是无穷大。当脉冲结束时,变压器副边对于反向电流相当于断路,变压器的等值电路变为图20。这一等值电路和图13形式相同,只是图13的并联电阻 R_0 用原边电阻 R_1 代替。在原绕组中引起的电压降 Δu 相当于图13的电压 u_{BA} 。仿照上面第4节计算 u_2 的全部过程可求得 Δu 的时间函数。若令

$$k' = \frac{1}{2 R_1} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

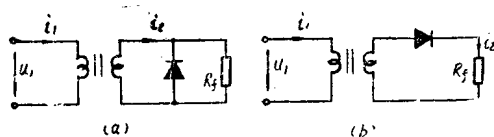


图 19

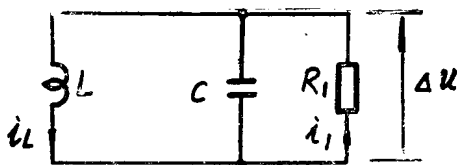


图 20

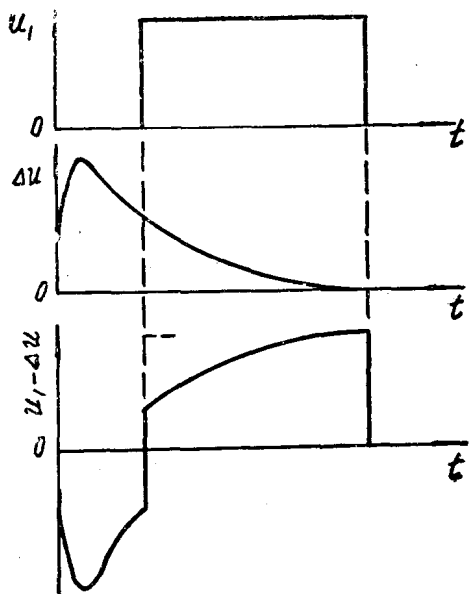


图 21

则在 k' 大于、等于和小于1的情形下,得到 Δu 的函数式和(42)至(45)式的形式相同,只是右边的符号相反。

原绕组中的电压降 Δu 降低了原边输入的有效电压,使后续脉冲的有效波形变坏,从而使副边后续脉冲的响应发生相应的畸变。比如后续脉冲是一宽脉冲,则前一脉冲对后续脉冲的影响如图21。图中 $u_1 - \Delta u$ 表示后续脉冲的有效波形。

若变压器原边输入连续的较窄的电压脉冲,在严重情形下,后面的脉冲受到前面一个以上的脉冲反冲累积起来的影响,使电压响应的畸变更甚,终至电压脉冲的传输工作失败。

6. 磁心的磁化过程和反磁场的应用

[1] 理想磁心的磁化

现在研究变压器磁心处于完全没有被磁化的情形下,开始接受一矩形脉冲时,所发生的磁化过程:当电压脉冲输入时,若略去前后沿的过渡过程,

只考虑平顶部分,那么在图8的电路中,各支电流的关系是

$$i_L = i_1 - i_2'$$

由图1知变压器磁路中的磁势

$$F = N_1 i_1 - N_2 i_2' \approx N_1 (i_1 - i_2') = N_1 i_L$$

由(25)式知

$$i_L = \frac{aU_1}{R_0} \left(1 - e^{-\frac{R_0}{L}t} \right) \approx \frac{aU_1}{R_0} \left[1 - \left(1 - \frac{R_0}{L}t \right) \right] = \frac{aU_1 t}{L}$$

近似等式的理由是在脉冲持续时间 $t=0 \sim t_1$ 内, $\frac{R_0}{L}t \ll 1$ 。把 i_L 值代入上面 F 的表示式,则

$$F = \frac{N_1 a U_1}{L} t$$

表明磁势近于一随时间上升的直线。假定磁心是理想的,即主磁通 φ 和磁势 F 成正比,则 φ 的变化也随时间按斜直线上升,写成

$$\varphi = K_1 t$$

K_1 代表一比例系数。 φ 的上升直线如图22。当脉冲终了 $t=t_1$ 时,磁通 φ 达到最大值 $\varphi_m = K_1 t_1$ 。若忽略原边电阻及漏感电压降,则原边电压

$$U_1 \approx N_1 \frac{d\varphi}{dt} = N_1 \frac{\varphi_m}{t_1} = \frac{N_1 B_m S}{t_1},$$

B_m 是磁心中对应于 φ_m 的最大磁通密度, S 是磁心的横截面积。由此知

$$B_m = \frac{U_1 t_1}{N_1 S} \quad (46)$$