

电工基础

下 册

华东电业管理局《电工基础》编写组

电力工业出版社

电 工 基 础

下 册

华东电业管理局《电工基础》编写组

电力工业出版社

内 容 提 要

本书共有十五章，分上、下两册出版。上册主要内容有线性直流电路，正弦交流电路和磁路等；下册主要内容有非正弦电路，铁芯线圈，线性电路过渡过程，分布参数电路，电磁场的基本概念与参数计算等。每册书末均附有习题和习题解答。本书可作为电力部门和其他部门的七·二一工人大学教学参考书，亦可作为电力系统业余教育参考书和技术人员、工人自学用书。

电 工 基 础

下 册

华东电业管理局《电工基础》编写组

*

电力工业出版社出版

(北京德胜门外六铺炕)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

水利电力印刷厂印刷

*

787×1092毫米 32开本 9.5印张 226千字

1980年6月第一版 1980年6月北京第一次印刷

印数 00001—63160册 定价 0.90元

书号 15036·4066

目 录

第九章 非正弦交流电路	1
第一节 非正弦交流电的产生	2
第二节 周期函数分解为傅里叶级数	5
第三节 任意波形的谐波分析	15
第四节 非正弦周期量的有效值和平均值	21
第五节 非正弦交流电路的功率	26
第六节 非正弦线性电路的分析和计算	30
第七节 对称三相制中的高次谐波	36
第十章 铁芯线圈	45
第一节 正弦电压作用下铁芯线圈中的磁通	45
第二节 铁芯线圈中的电流、电压和磁通的波形	47
第三节 磁滞对电流波形的影响、磁滞损失	50
第四节 涡流的影响、涡流损失	51
第五节 铁芯线圈的矢量图及等值电路	53
第六节 铁磁谐振	60
第七节 铁磁谐振稳压器和铁磁三倍频率器	64
第八节 交流电磁铁的吸力	66
第十一章 线性电路的过渡过程	68
第一节 过渡过程的概念及换路定律	68
第二节 经典法	74
第三节 电阻电容串联电路的过渡过程	76
第四节 电阻电感串联电路的过渡过程	90
第五节 交流电路中的过渡过程	104
第六节 含有一个储能元件分支电路的过渡过程	112

第七节	电容通过电阻电感放电的过渡过程	116
第八节	算子法	130
第九节	欧姆定律及基尔霍夫定律的算子形式	133
第十节	用算子法计算过渡过程	135
第十二章	均匀传输线概念	143
第一节	分布参数电路	143
第二节	均匀线的微分方程	145
第三节	均匀线在正弦电压作用下的稳定状态	146
第四节	行波	150
第十三章	静电场及电容的计算	158
第一节	静电场与库仑定律	158
第二节	电场强度	161
第三节	电力线与电通量	164
第四节	高斯定理及其应用	166
第五节	电场力所作的功、电位	174
第六节	电位的计算	177
第七节	电位与电场强度的关系	182
第八节	等位面、电场的图示法	183
第九节	电偶极子的电位和电场强度	186
第十节	外电场中的电偶极子	189
第十一节	电场中的电介质	191
第十二节	电介质极化对电场的影响、电位移矢量	196
第十三节	两种介质的边界条件	199
第十四节	电场中的导体	202
第十五节	电容及电容器的计算	206
第十六节	两平行长直圆导线的电场及电容	213
第十七节	镜象法及其应用	219
第十八节	三相输电线的电容	224
第十九节	电场能量	227
第二十节	电场力	229

第十四章	导电媒质中的恒流电场及电阻的计算	235
第一节	电流密度	235
第二节	恒流电场中的基本定律	236
第三节	导电媒质中恒流电场与静电场的相似性	239
第四节	两种导电媒质中的边界条件	241
第五节	电阻的计算	243
第六节	接地电阻与跨步电压	245
第十五章	恒定磁场及电感的计算	249
第一节	磁场的基本定律	249
第二节	磁场的计算	254
第三节	磁场中的磁介质	261
第四节	磁场中的边界条件	262
第五节	电感及电感的计算	265
第六节	架空输电线路电感的计算	269
第七节	载流导体在磁场中的受力、安培定律	274
第八节	磁场中的能量和机械力	277
习题		281
习题解答		295

第九章 非正弦交流电路

前几章，我们研究和讨论了正弦交流电路的计算。电路在正弦交变电动势作用下，各部份的电压、电流都是按正弦规律变化的。这在电力系统中，一般总希望这样。但是，在电子技术领域中，我们还会遇到一些周期性的脉冲波形，如图 9-1 所示，它们都是按非正弦规律变化的。

在本章里，我们将要讨论非正弦波的产生和谐波分析法以及在非正弦电动势作用下线性电路的特点和计算方法。这些原理和

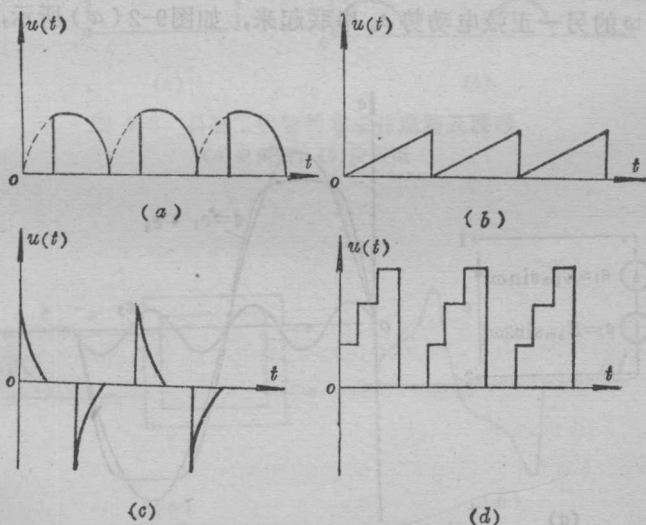


图 9-1 非正弦波形

(a) 可控全波整流；(b) 三角脉冲波；(c) 尖顶脉冲波；(d) 阶梯波形

方法无论在电力系统或电子技术中都可以加以应用。

第一节 非正弦交流电的产生

电路中出现非正弦交流电的原因可能来自电源和负载两方面。

从电源方面讲，一种是由于电机内部结构上的原因，若电机电枢表面的磁感应强度不能完全按照正弦规律分布，则其感应电动势就是非正弦的。在非正弦电动势的作用下，电路中的电流也是非正弦的。另一种原因是当电路中有两个以上不同频率的正弦电源作用时，电路中的总电动势将不再是正弦波，因此电流也将不再是正弦波形。例如，将角频率为 ω 的正弦电动势 e_1 与角频率为 3ω 的另一正弦电动势 e_3 串联起来，如图9-2(a)所示，从1、

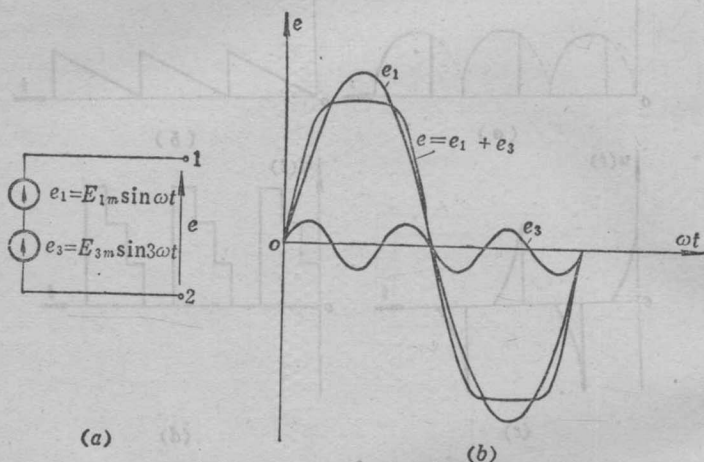


图 9-2 二个不同频率正弦波的迭加
(a) e_1 与 e_3 相串联的电路；(b) $e_1 + e_3$ 的波形

2 两端用示波器可以观察到, 电路中的总电动势 $e=e_1+e_3$ 是一个非正弦波, 其波形如图9-2(b)所示。如果把这样的电动势作用于线性电路, 电路中将会出现非正弦电流。

从负载方面讲, 若电路中含有非线性元件, 例如在图 9-3 所示的整流电路中, 虽然电源电压 u 是正弦波形, 但由于二极管 D 的非线性特性, 电路中的电流也将是非正弦波。又如图 9-4 所示的铁芯线圈电路, 由于非线性的原因, 也会出现如图所示的非正弦波。

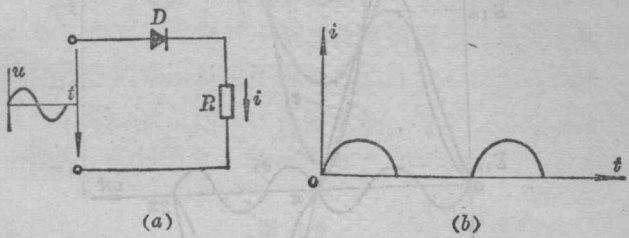


图 9-3 具有二极管的非正弦电路及波形
(a) 电路图, (b) 波形图

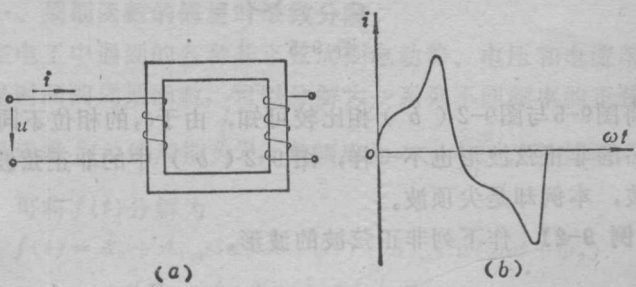


图 9-4 铁芯线圈电路及波形
(a) 电路图, (b) 波形图

【例 9-1】 已知 $e_1 = E_{1m} \sin \omega t$, $e_3 = E_{3m} \sin(3\omega t + \pi)$, 试作出 $e = e_1 + e_3$ 的波形。

解 因为 e_3 的变化频率是 e_1 的三倍, 所以 e_1 在 $\omega t = 2\pi$ 弧度内变化一个完整的波形时, 在相同的间隔内 e_3 要变化三个波形。把 e_1 和 e_3 的正弦波形画出后再逐点相加, 可得 e 的波形, 它是一个尖顶波, 如图9-5所示。

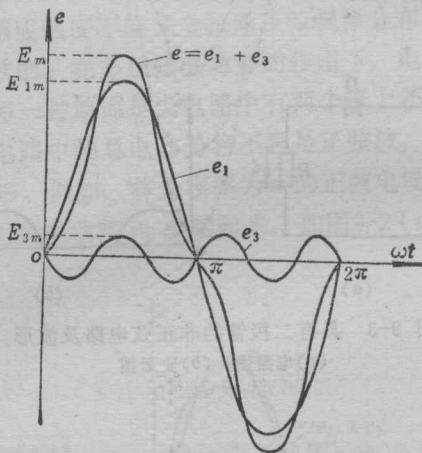


图 9-5

将图9-5与图9-2 (b) 相比较可知, 由于 e_3 的相位不同, 其合成后的非正弦波形也不一样, 图9-2 (b) 中的非正弦波形是平顶波, 本例却是尖顶波。

【例 9-2】 作下列非正弦波的波形,

$$u(t) = 2 \sin \omega t + 1 \sin \left(2\omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

解 仍用逐点相加法作图, 得非正弦波形如图9-6所示。

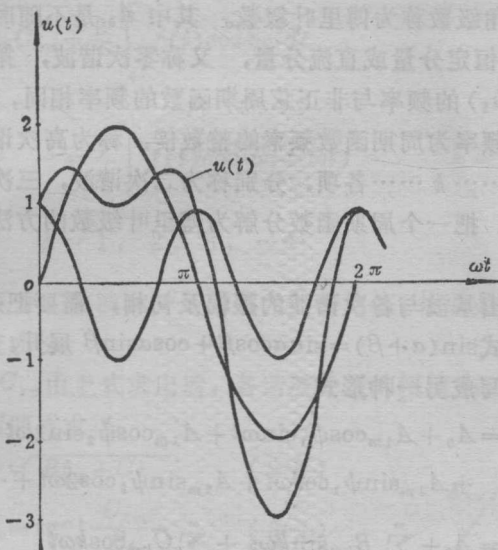


图 9-6

第二节 周期函数分解为傅里叶级数

一、周期函数的傅里叶级数分解

在电工中遇到的各种非正弦周期电动势、电压和电流等，它们都是时间的周期函数，可以分解为一系列不同频率的正弦量之和。设函数 $f(t)$ 的周期为 T ，角频率为 $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ，按傅里叶级数理论，可将 $f(t)$ 分解为

$$\begin{aligned}
 f(t) &= A_0 + A_{1m} \sin(\omega t + \psi_1) + A_{2m} \sin(2\omega t + \psi_2) \\
 &\quad + \dots + A_{km} \sin(k\omega t + \psi_k) + \dots \\
 &= A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} A_{km} \sin(k\omega t + \psi_k)
 \end{aligned} \tag{9-1}$$

这个无穷三角级数称为傅里叶级数。其中 A_0 是不随时间而变的常数，称为恒定分量或直流分量，又称零次谐波，第二项 $A_{1m} \times \sin(\omega t + \psi_1)$ 的频率与非正弦周期函数的频率相同，称为基波，其余各项的频率为周期函数频率的整数倍，称为高次谐波，例如 $k = 2, 3 \dots k \dots$ 各项，分别称为二次谐波，三次谐波及 k 次谐波等等。把一个周期函数分解为傅里叶级数的方法称为谐波分析。

为了求出基波与各次谐波的振幅及初相，需要把式 (9-1) 应用三角公式 $\sin(\alpha + \beta) = \sin\alpha\cos\beta + \cos\alpha\sin\beta$ 展开，这样傅里叶级数又可写成另一种形式

$$\begin{aligned} f(t) &= A_0 + A_{1m}\cos\psi_1\sin\omega t + A_{2m}\cos\psi_2\sin2\omega t + \dots \\ &\quad + A_{1m}\sin\psi_1\cos\omega t + A_{2m}\sin\psi_2\cos2\omega t + \dots \\ &= A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} B_{km}\sin k\omega t + \sum_{k=1}^{\infty} C_{km}\cos k\omega t \end{aligned} \quad (9-2)$$

其中

$$B_{km} = A_{km}\cos\psi_k \quad (9-3)$$

$$C_{km} = A_{km}\sin\psi_k \quad (9-4)$$

由数学可知，式 (9-2) 中的系数 A_0 ， B_{km} ， C_{km} 可用下列公式确定

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(t) d(\omega t) \quad (9-5)$$

$$\begin{aligned} B_{km} &= \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin k\omega t dt \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \sin k\omega t d(\omega t) \end{aligned} \quad (9-6)$$

$$C_{km} = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos k\omega t dt$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \cos k\omega t d(\omega t) \quad (9-7)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots$$

A_0 就是非正弦波在一个周期内的平均值, 也就是非正弦波中所含的直流成份。

B_{km} , C_{km} 由上式求出后, 各谐波分量的幅值 A_{km} 和初相 ψ_k 即可以从下面两式求得

$$A_{km} = \sqrt{B_{km}^2 + C_{km}^2} \quad (9-8)$$

$$\psi_k = \text{tg}^{-1} \frac{C_{km}}{B_{km}} \quad (9-9)$$

上式中各量关系如图9-7所示。

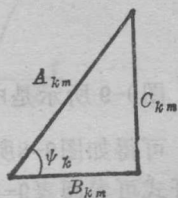


图 9-7 A_{km} 与 ψ_k 的计算

从理论上讲一个非正弦波需要用无限多项谐波分量来表示, 但实际上高次谐波的振幅很小, 所以实用上只需取其前几项, 所取项数的多少按问题所需的准确度而定。

二、非正弦量的对称特性

在电工方面所遇到的非正弦波常具有某种对称特性, 掌握这种对称特性, 不仅在定量分析时可减少计算工作量, 而且更重要的是可以根据波形定性地分析非正弦波的谐波成份。

(1) 凡满足条件 $f(t) = -f(-t)$ 的函数, 在数学上叫奇函数。其波形对座标原点对称, 如图9-8所示。根据式(9-5)、(9-6)、(9-7)可知, 对于奇函数, 其系数 $A_0 = 0$, $C_{km} = 0$, 级数通式为

$$f(t) = B_{1m} \sin \omega t + B_{2m} \sin 2\omega t + \dots$$

$$= \sum_{k=1}^{\infty} B_{km} \sin k\omega t \quad (9-10)$$

由上式可知，奇函数的傅里叶级数展开式中只有正弦分量，而有余弦分量和直流成份。

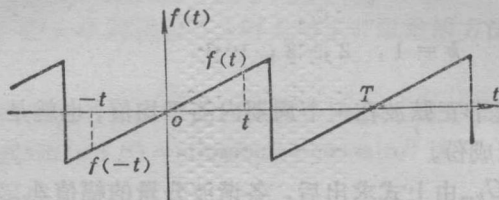


图 9-8 奇函数波形

图9-9所示是电压锯齿波，如果把其中的直流分量 $\left(\frac{A_m}{2}\right)$ 去掉，可得如图9-8所示的奇函数波形。图9-9的波形的傅里叶级数展开式可参阅表9-1。

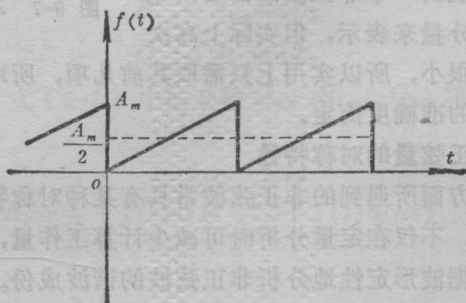


图 9-9 锯齿波

(2) 凡满足条件 $f(t) = f(-t)$ 的函数，在数学上叫偶函数，其波形对纵轴对称，如图9-10所示。根据式(9-5)、(9-6)、

(9-7) 可知, 对于偶函数, 其系数 $B_{km}=0$, 故级数通式为

$$f(t) = A_0 + C_{1m} \cos \omega t + C_{2m} \cos 2\omega t + \dots$$

$$= A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_{km} \cos k\omega t \quad (9-11)$$

由上式可知, 偶函数的傅里叶级数展开式中, 只含有余弦分量和直流成份, 但不含正弦分量。

整流后的波形可认为是这种函数, 图9-10所示为全波整流的波形, 其傅里叶级数展开式由表9-1给出。

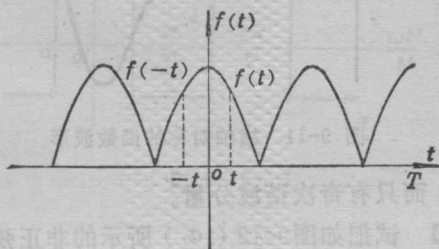


图 9-10 偶函数波形

(3) 凡满足条件 $f(t) = -f\left(t + \frac{T}{2}\right)$ 的函数, 称函数以横轴对称或镜象对称。如把正半波沿时间轴移动 $\frac{T}{2}$, 移到负半波的上方, 就表现为镜象对称关系, 如图9-11所示。

它的级数通式为

$$f(t) = A_{1m} \sin(\omega t + \psi_1) + A_{3m} \sin(3\omega t + \psi_3) + \dots$$

$$= \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} A_{km} \sin(k\omega t + \psi_k)$$

$$= \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} B_{km} \sin k\omega t + \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} C_{km} \cos k\omega t \quad (9-12)$$

由上式可知, 在以横轴对称的非正弦波中, 不含有直流成份和偶

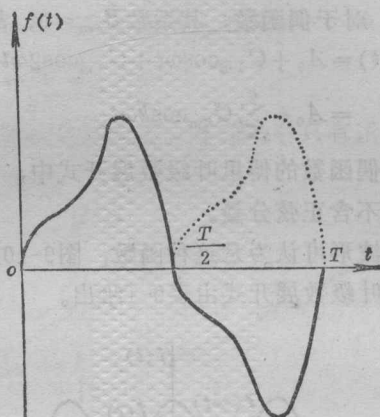


图 9-11 横轴对称的函数波形

次谐波分量，而只有奇次谐波分量。

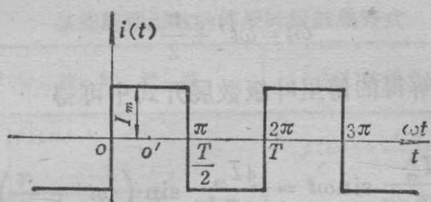
【例 9-3】 试把如图9-12 (a) 所示的非正弦电流波形 $i(t)$ 分解为各次谐波分量。

解 方波 $i(t)$ 具有对横轴对称及对原点对称的特点，故 $i(t)$ 的傅里叶级数展开式中只含有奇次正弦谐波项。即 $A_0 = 0$, $C_{km} = 0$, B_{km} 按公式 (9-6) 得

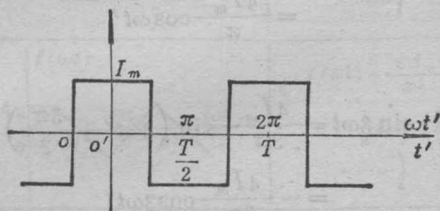
$$\begin{aligned} B_{km} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_m \sin k\omega t d(\omega t) + \frac{1}{\pi} \int_{\pi}^{2\pi} (-I_m) \sin k\omega t d(\omega t) \\ &= \frac{1}{\pi} \cdot \frac{-I_m \cos k\omega t}{k} \Big|_0^{\pi} + \frac{1}{\pi} \cdot \frac{I_m \cos k\omega t}{k} \Big|_{\pi}^{2\pi} \end{aligned}$$

当 $k = 1, 3, 5 \dots$ 等奇数值时

$$\begin{aligned} B_{km} &= \frac{I_m}{k\pi} (-\cos \pi + \cos 0^\circ + \cos 2\pi - \cos \pi) \\ &= \frac{4}{k\pi} I_m \end{aligned}$$



(a)



(b)

图 9-12

代入式 (9-2) 可得

$$i(t) = \frac{4}{\pi} I_m \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots \right. \\ \left. + \frac{1}{k} \sin k\omega t + \dots \right)$$

时间起点的选择对级数表示式是有影响的, 由于所选时间起点的不同, 同一波形的傅里叶级数的表示形式也不同。

在本例中, 如选择 o' 为时间起点, 如图 9-12(b) 所示, 则波形对纵轴对称, 也对横轴对称, 故波形中只含有奇次余弦谐波。这时波形展开式可在前解的基础上, 应用座标变换的方法求得。

由图可知, 座标的变换关系式为

$$t = t' + \frac{T}{4}$$