

高等学校教学用书

电信理论基础

(下 册)

非 直 綫 性 系 統

И. А. 柯舍叶夫 著

人 民 邮 电 出 版 社

序

“電信理論基礎”(非直綫性系統)一書是1954年蘇聯郵電出版社所出版的本書作者所著“電信理論基礎”(具有集總參數的直綫性系統)一書的後續部分。書中所敘述的材料是符合“電信理論基礎”課程教學大綱的。

這本書是以作者近年來在莫斯科郵電學院電話電報通信系講授的講稿作為基礎的。第四章是由技術科學副博士А.И. 尤金參考作者的材料寫成的，而第五章則是“電信理論基礎”一課中的新材料並為技術科學副博士А.Г. 穆拉江所寫成的。

在近30—35年以來，有綫電通信在無線電通信的影響下，隨着無線電通信的發展也同時平行地發展了起來。雖然敘述有綫電信理論基礎的本書有大部分材料借用于無線電工程的書籍，但是卻在很多地方與無線電工程方面的相應書籍有所不同。

本書的評閱者К.П. 耶果羅夫副教授、Э.В. 節里雅赫教授、К.Н. 列別杰夫和Х.И. 切爾涅副教授以及本書編輯С.Н. 耶夫蘭諾夫副教授都提供了他們的建議與意見給予作者很大的幫助。這種幫助有助於改進本書的內容。然而即使如此，顯然，本書也不會沒有缺點的。

作者

目 录

序	v
第一章 关于非直綫性系統的一般概念	1
§ 1.1. 非直綫性系統的特点	1
§ 1.2. 非直綫性元件伏安特性的解析表示法	8
§ 1.3. 关于截止角的概念	8
§ 1.4. 余弦电压在非直綫性元件上的作用	14
§ 1.5. 关于放大的概念	16
第二章 无衰减振蕩的發生	22
§ 2.1. 振蕩發生的直綫性理論	22
§ 2.2. 关于振蕩振幅建立过程的概念	29
§ 2.3. 振蕩的稳定振幅	36
§ 2.4. 伏安特性平均跨导的确定	43
§ 2.5. 振蕩器频率的稳定性	50
§ 2.6. LC 电子管振蕩器的基本电路	53
§ 2.7. 关于弛張振蕩的概念	55
§ 2.8. RC 正弦波振蕩器	66
§ 2.9. 超高頻振蕩發生的概念	73
§ 2.10. 再生, 拖曳和同步現象	76
第三章 频率的变换	84
§ 3.1. 频率的倍增	84
§ 3.2. 两个余弦电压作用在非直綫性元件上	86
§ 3.3. 外差作用	88
§ 3.4. 超外差作用	93
§ 3.5. 通信訊号和余弦振蕩一起作用在非直綫性的元件上	97
§ 3.6. 获得調幅波的方法	107
§ 3.7. 获得調相波的方法	121
§ 3.8. 获得調頻波的方法	123
§ 3.9. 在接收机中調幅波的变换	128
§ 3.10. 关于在接收机中調頻波和調相波变换的概念	133

第四章 脉冲通信的方法	145
§ 4.1. 关于脉冲通信方法的一般概念	145
§ 4.2. 脉冲的形成	150
§ 4.3. 脉冲的振幅调制与反调制	158
§ 4.4. 脉冲宽度(持續時間)的调制与反调制	161
§ 4.5. 脉冲的相位调制与反调制	163
§ 4.6. 脉冲的編碼调制	170
第五章 鍺二極管和三極管的几种电路	176
§ 5.1. 关于采用半导体的簡介	176
§ 5.2. 鍺二極管和三極管的基本性能	177
§ 5.3. 晶体三極管的等效电路	184
§ 5.4. 采用晶体三極管作为有綫通信机械的元件	189

第一章 关于非直线性系统的一般概念

§ 1.1. 非直线性系统的特点

在电信理论课程^①前面的部分研究了具有集中参数的电系统(回路)。

在这些系统中电流和电压之间有着正比的关系,即对于这些系统下面的表达式是正确的

$$I = \frac{U}{R},$$

式中 I —电流, U —电压, 而 R —电路的电阻。

作为欧姆定律的数学表达式的这一个式子可以用曲线图表示在图 1.1 中。图 1.1 的曲线图叫做伏安特性。

对于那些电流和电压间的关系可以用欧姆定律表示的系统其伏安特性常常可以用一根直线来表示, 这一直线与横坐标轴交成的角度的正切等于回路电阻的倒数(图 1.1)。因此所有这些系统都被称为直线性的。

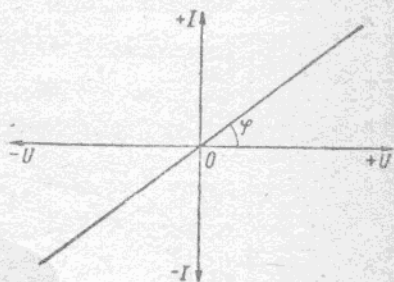


图 1.1. 直线性元件的伏安特性。

^① И. А. 柯舍叶夫著电信理论基础(具有集中参数的直线性系统)。1954 年苏联邮电出版社出版(今后引证时本书缩写成 OTOC)。

如果在一些电系統中电流和电压間沒有直綫性的关系，即电流和电压間的关系不能用欧姆定律来表示，那么这些电的系統都被称为非直綫性的。因为任何一个电系統元件（电阻，电感，电容）的数值总是或多或少地和温度有关并与流经它們的电流有关，故严格地講起来，可以说所有的电系統都是非直綫性的^①。但这并不意味着在电信理論課程的前面部分（具有集中参数的直綫性系統）所得到的关系是不正确的，实际上它們比由非直綫性系統理論所得到的某些关系还要准确一点。这是由于非直綫性系統的理論是复杂的而且还不是所有細節的理論都已研究过了。直綫性系統則已作过詳尽的研討而且把这种关系运用于大多数的电路实际上是相当合适的。

为了对大多数的电系統可以运用直綫性的关系，即欧姆定律，則必須在温度变化不大的情况下和当这些系統元件中电流相当微弱时来研究这些系統。在电信技术中所采用的一些电路其中某些元件毫无疑问地是非直綫性的，例如其典型的伏安特性如圖 1.2 中所示的电子管当在其栅極上的电压大于电压 U'_c 或小于电压 U'_c 情况下工作时就是非直綫性的元件，虽然当电压 U_c 介于 U'_c 与 U''_c 之間时可以把它近似地当作直綫性的元件。

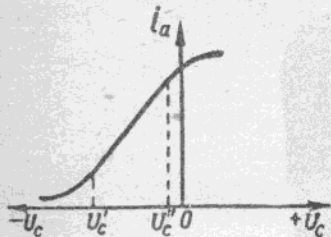


圖 1.2. 电子管典型的伏安特性。

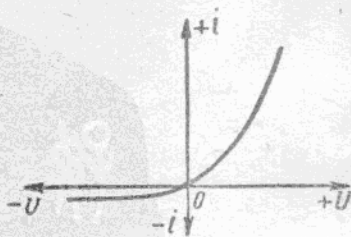


圖 1.3. 氧化銅的典型伏安特性。

氧化銅整流器（氧化銅）也是非直綫性系統（确切一点說是非

^① 因为电阻和温度的关系与温度和电流的关系之間有一定的联系。

直綫性元件), 其伏安特性如圖 1.3 中所示。从圖 1.2 及圖 1.3 可以看出对于电子管及氧化銅即使在很微弱的电压下也是非直綫性的。

有磁性材料芯子的电感綫圈和变量器以及有賽格涅特盐 (серпигетовая соль) ① 作电介質的电容器理論上說來都是非直綫性元件, 不过在很微弱的电磁場情况下及当温度变化不大时可以認為是直綫性的元件。

有这样一些器械, 如送話器、受話器及电磁繼电器, 严格地講起来也是非直綫性系統, 不过当温度变化不大和电流相当微弱时实际上可以認為是直綫性系統。

§ 1.2. 非直綫性元件伏安特性的解析表示法

任何非直綫性元件的伏安特性 $i = \varphi(u)$ 一般是在实验的基础上用曲綫圖或表格的形式給出的。为了研究非直綫性元件电的性質以及为了計算包含有非直綫元件的电路利用曲綫圖或表格是不方便的, 而常常必須有每一个非直綫性元件的伏安特性的解析表达式。

非直綫性元件伏安特性解析表示最普遍的方法就是将其表示成 n 次幂的多項式的形式。

这时在非直綫性元件中的电流 i 与施加于元件上的电压的关系用下式来决定:

$$i = a_0 + a_1 u + a_2 u^2 + a_3 u^3 + \cdots + a_n u^n. \quad (1.1)$$

系数 $a_0, a_1, a_2, \cdots, a_n$ 的大小及符号与非直綫性元件伏安特性的性質有关并由曲綫圖来决定。

决定这些系数应这样来进行, 以便使解析函数 (1.1) 尽可能准确地 (首先是在工作的一段) 和所給的伏安特性相吻合。实际上为

①譯者注——賽格涅特盐即酒石酸鉀鈉。

了这样做只要取前面的三四项就足够了。可以用解联立方程式的

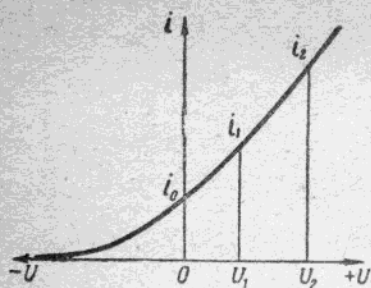


圖 1.4. 用二次多項式表示的非直綫性元件的伏安特性。

办法来决定系数 $a_0, a_1, a_2 \dots a_n$ 。例如，如果非直綫性元件的伏安特性可以用二次多項式来近似地表示，則必須从曲綫圖中(圖 1.4)找出起始电流 i_0 (当 $u=0$ 时)，电流 i_1 (当 $u=u_1$ 时) 及电流 i_2 (当 $u=u_2$ 时)。

在这一情况下可以写出三个方程式：

$$i_0 = a_0,$$

$$i_1 = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2,$$

$$i_2 = a_0 + a_1 u_2 + a_2 u_2^2.$$

从这些方程式中易于求出三个未知系数 a_0, a_1, a_2 。

如果非直綫性元件的伏安特性 $i = \varphi(u)$ 的曲綫圖用 n 次多項式来解析地表示，則必須从曲綫圖 $i = \varphi(u)$ 中找出电流 i_0 及相当于电流 $i_1, i_2, i_3 \dots i_n$ 和电压 $u_1, u_2, u_3 \dots u_n$ 的 n 个点来。这时就会得到有 $n+1$ 个未知系数 ($a_0, a_1, a_2, a_3 \dots a_n$) 的 $n+1$ 个方程式，联解这些方程式則求得 $n+1$ 个系数。

也可以用另外一种方法来决定系数 $a_0, a_1, a_2, \dots a_n$ ，从式(1.1)中显然可知，当 $u=0$ 时 $a_0 = i_0$ 。

式(1.1)的一次微商有下面的形式：

$$\frac{di}{du} = a_1 + 2a_2 u + 3a_3 u^2 + \dots + na_n u^{n-1}.$$

从而当 $u=0$ 时

$$a_1 = \left[\frac{di}{du} \right]_{u=0}.$$

同样地也是从(1.1)式得

$$\begin{aligned}
 a_2 &= \frac{1}{2!} \left[\frac{d^2 i}{du^2} \right]_{u=0}, \\
 a_3 &= \frac{1}{3!} \left[\frac{d^3 i}{du^3} \right]_{u=0}, \\
 &\dots\dots\dots \\
 a_n &= \frac{1}{n!} \left[\frac{d^n i}{du^n} \right]_{u=0}.
 \end{aligned}$$

因而,当式(1.1)的所有微商为已知时,系数 $a_1, a_2, a_3 \dots a_n$ 就可以用上述方法来求得而式(1.1)可以重新写成下面的形式:

$$\begin{aligned}
 i &= [i]_{u=0} + \left[\frac{di}{du} \right]_{u=0} u + \frac{1}{2!} \left[\frac{d^2 i}{du^2} \right]_{u=0} u^2 + \dots + \\
 &+ \frac{1}{n!} \left[\frac{d^n i}{du^n} \right]_{u=0} u^n.
 \end{aligned} \quad (1.2)$$

从式(1.1)与(1.2)得知,当起始条件 ($u=0$) 不同时非直线性元件中的电流值将是不同的,因为 i_0 的大小及所有微商之值都和这些起始条件有关。因此式(1.1)和(1.2)中的系数 $a_0, a_1, a_2 \dots a_n$ 每当起始条件改变一次则必须重新决定一次。

在电信工程中最常采用的非直线性元件是电子管和氧化铜。因此我们将首先来研究式(1.1)和(1.2),以及所有后面的一些关系运用于电子管及氧化铜。因为电子管和氧化铜的伏安特性 n 次多项式的表达式有时引起繁杂的计算,在实用中常采用另外一种非直线性元件伏安特性的近似解析表达法。

一般最常采用折线特性的方法。这一方法在于把非直线性元件的伏安特性表示为几个(一般为二至三个)直线段的形式。

例如,对于电子管这可以用下面的方法(圖 1.5)来进行。电子管的伏安特性一般多用三个直线段构成的折线来代替,这三个直线段是:和横坐标轴重合的线段 AB ; 和电子管实际伏安特性的直线部分 CD 段重合的线段 BE ; 及与电子管实际伏安特性相当于饱和电流 I_s 的那一部分相重合的线段 EG 。

可以用下面的方法来得到这一直线的解析表达式。氧化铜的伏安特性如图 1.6 中所示。假设在氧化铜上施加某一直流电压 U_0 和正弦电压 u 。氧化铜接綫端子上的合成电压在 u_1 到 u_2 的范围内变动。这时氧化铜回路中的电流在 i_1 到 i_2 的范围内变动。

这样一来伏安特性的工作段就是 AB 段。对于实用来说用直线代替这一段仍具有足够的准确度。

讓我們來求出這一直綫的方程式。由相似三角

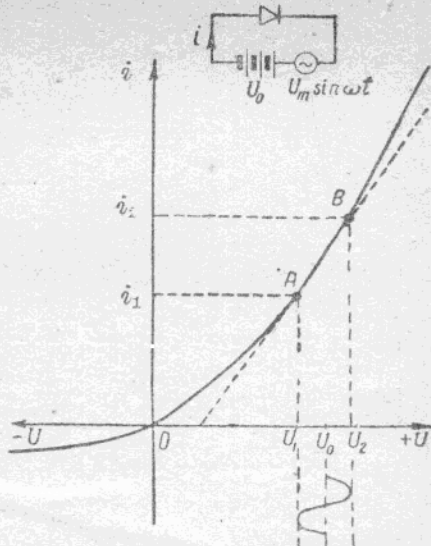


圖 1.6. 有直綫段的氧化銅伏安特性。

綫的方程式。由相似三角形 ACF 与 ABE (圖 1.7) 可得

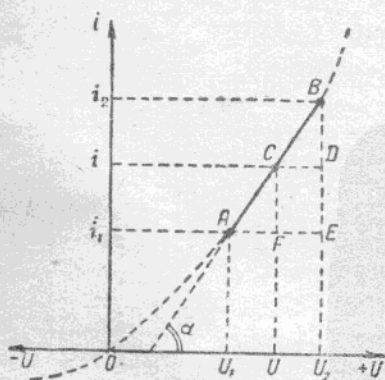


圖 1.7. (1.5)式的說明圖。

$$\frac{\dot{v} - \dot{v}_1}{u - u_1} = \frac{\dot{v}_2 - \dot{v}_1}{u_2 - u_1},$$

由此

$$\dot{i} = \dot{i}_1 + (u - u_1) \frac{\dot{i}_2 - \dot{i}_1}{u_2 - u_1}.$$

引用符号

$$\frac{\dot{v}_2 - \dot{v}_1}{u_2 - u_1} = \operatorname{tg} \alpha = S$$

及

$$\dot{i}_1 - Su_1 = a_0,$$

就得到氧化銅伏安特性直線段的
方程式

$$i = a_0 + Su_0 \quad (1.5)$$

这一表达式完全和电子管折线特性倾斜部分的方程式(1.4)

相类似。

非直线性元件伏安特性除了近似的解析表达法以外还有另外的一些方法。例如, H. H. 克雷洛夫^①曾建議采用下面的表达式来表示当直流栅偏压等于零时电子管的伏安特性

$$i_a = \frac{I_s}{2}(1 + \text{th } qu_c), \quad (1.6)$$

式中 i_a —阳極电流,

I_s —电子管饱和电流,

S —在电子管特性直綫段中間部分的跨导,

$$q = \frac{2S}{I_s},$$

u_c —栅極上的电压(圖 1.8)。

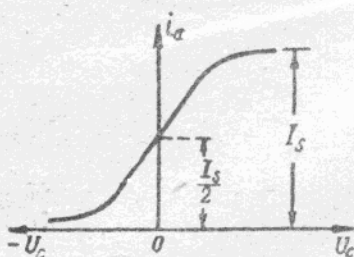


圖 1.8. (1.6)式的說明圖。

也可以推荐其他表示非直线性元件伏安特性的方法。其中, 为了这一目的可以利用正弦曲綫的一段。然而詳細地研究其他的方法并不屬於本教材的任务。

§ 1.3. 关于截止角的概念

用直綫綫段来代替电子管和氧化銅的伏安特性毫无疑问地就会引起不准确性。不过正如 § 1.2 中所曾指出, 在作这种替换时

^① H. H. 克雷洛夫著, 无綫电工程的理論基础, 1953 年“海洋运输”出版社出版。

誤差是不大的。因此在工程的計算中这一方法得到了广泛的应用。

现在来利用这一方法以决定电子管阳极回路中电流的数值与形状。

設在电子管的栅極上(圖 1.9)施加某一直流負偏压 E_c 及交变的余弦电压 $u_c = U_{mc} \cos \omega t$ 。

在圖 1.9 中电子管的伏安特性表示成三段直綫: AB , BC 及 CD 。在电子管的栅極上施加这样的直流負偏压,使得在这一偏压情况下工作点($u_c = 0$)位于水平直綫 AB 上。并选择交变电压 U_{mc} 具有这样的振幅,使得在这一振幅情况下总合电压越出伏安特性傾斜部分 BC 的范围。

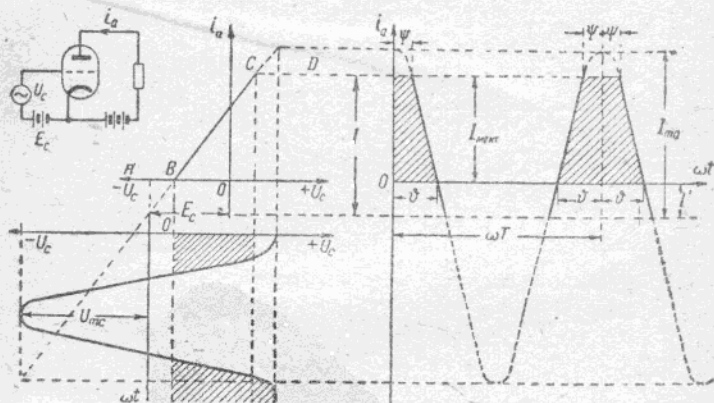


圖 1.9. 关于截止角概念的說明。

显然,只有栅極上电压的一部分(在圖 1.9 中有斜綫阴影部分)才在阳极回路中引起电流,因为由 B 点向左和由 C 点向右电子管的伏安特性都是水平的。在上面部分(直綫 CD 之上)及下面部分(直綫 AB 之下)阳极回路中的电流都受到限制,或者正如一般所謂,受到截止。电流受直綫 CD 的限制称为上部截止,而电流受到直綫 AB 的限制則称为下部截止。

从圖 1.9 中得知,在上部截止时 $\psi = \omega t_\psi$,而在下部截止时 $\vartheta = \omega t_\vartheta$ 。因此 ψ 称为上部截止角,而 ϑ 则称为下部截止角。上部截止角相当于振荡周期的一部分 t_ψ ,而下部截止角则相当于振荡周期的一部分 t_ϑ 。

如果这样来选定栅極上的負偏压 E_c ,使工作点大約位于伏安特性傾斜部分的中央,而栅極上的总合电压不超越出特性这一傾斜部分的范围,那么就不会有截止 ($\psi = 0, \vartheta = 180^\circ$),如圖 1.10a 中所示。如果这样来选定 E_c ,使工作点或者位于 AB 直綫上,或者位于 CD 直綫上,而栅極上的总合电压不进入伏安特性傾斜部分的区域内,則将会有完全的截止(或者 $\vartheta = 0$,或者 $\psi = 180^\circ$),如圖 1.10б 中所示。这就意味着 ϑ 和 ψ 可以在由 0 到 180° 的范围内变化,而 ψ 总是小于 ϑ 。

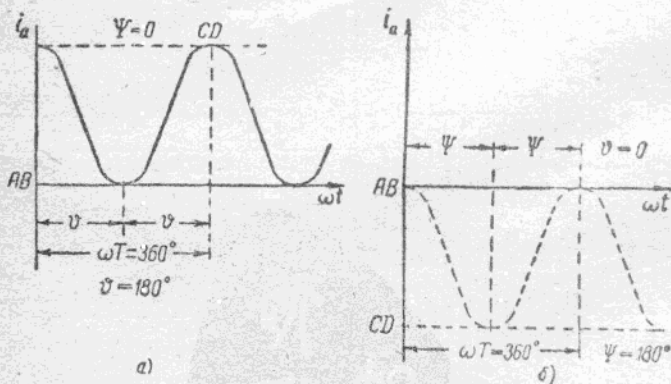


圖 1.10. 陽極回路中电流的变化:

(a) 当 $\psi = 0$ 或 $\vartheta = 180^\circ$ 时, (б) 当 $\vartheta = 0$ 或 $\psi = 180^\circ$ 时。

現在来决定当有电流的上部截止和下部截止时阳極电流的数值。为此引用下列符号(圖 1.9): I_{max} —阳極回路中的最大电流; I' —相当于下部截止的电流; I_{ma} —当沒有截止时阳極电流的振幅; I —相当于上部截止的电流。

由圖 1.9 得知

$$I_{\max} = I - I'。 \quad (1.7)$$

因为

$$I = I_{ma} \cos \psi,$$

$$I' = I_{ma} \cos \vartheta,$$

和

那末

$$I_{\max} = I_{ma} (\cos \psi - \cos \vartheta)。$$

从而有

$$I_{ma} = \frac{I_{\max}}{\cos \psi - \cos \vartheta}。 \quad (1.8)$$

阳極回路中电流的瞬时值等于

$$i_a = I_{ma} \cos \omega t - I'。 \quad (1.9)$$

把 I_{ma} 及 I' 之值代入 (1.9) 式时, 就得到当电流有上部和下部截止时决定阳極电流数值的表达式

$$i_a = I_{\max} \frac{\cos \omega t - \cos \vartheta}{\cos \psi - \cos \vartheta}。 \quad (1.10)$$

只有当 $\psi \leq \omega t \leq \vartheta$ 时才可以利用这一公式。

实际上常常选择这样的工作状况才有意义, 在这种工作状况下上部截止角 $\psi = 0$, 即当电压 u_c 为正值时尚不致超越出特性的傾斜直綫段。在这种情况下对于沒有上部截止的工作状况公式 (1.10) 可以表示成下面的形式:

$$i_a = I_{\max} \frac{\cos \omega t - \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta}, \quad (1.11)$$

因为

$$\cos \psi = 1。$$

式中

$$0 \leq \omega t \leq \vartheta。$$

这样一来, 当只有下部截止时阳極回路中的电流也有周期性重复的脉冲形式(圖 1.11)。

如所共知, 圖 1.11 中所示的周期性曲綫可以表示成福里哀級

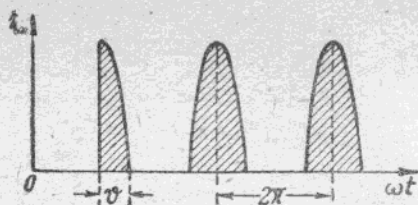


圖 1.11. 当有下部截止时的电流脉冲。

数的形式,

$$i_a = I_{0a} + \sum_{n=1}^{\infty} I_{mna} \cos n\omega t, \quad (1.12)$$

其中直流分量 I_{0a} 等于

$$I_{0a} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_a(t) d(\omega t), \quad (1.13)$$

而阳极电流 n 次谐波的振幅 I_{mna} 由下面的式子来决定

$$I_{mna} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a(t) \cos n\omega t d(\omega t). \quad (1.14)$$

如果在 (1.13) 及 (1.14) 式中代入从 (1.11) 式所得到的 i_a 值, 则可以求出阳极电流的直流分量 I_{0a} 及电流所有谐波的振幅 I_{mna} 。

因为在一个周期中有两个持续时间相当于截止角 ϑ 的半脉冲, 则

$$I_{0a} = \frac{2I_{\max}}{2\pi(1 - \cos \vartheta)} \left[\int_0^{\vartheta} \cos \omega t d(\omega t) - \int_0^{\vartheta} \cos \vartheta d(\omega t) \right]. \quad (1.15)$$

同样地也有

$$I_{mna} = \frac{2I_{\max}}{\pi(1 - \cos \vartheta)} \left[\int_0^{\vartheta} \cos \omega t \cos n\omega t d(\omega t) - \int_0^{\vartheta} \cos \vartheta \cos n\omega t d(\omega t) \right]. \quad (1.16)$$

由数学中得知,

$$\int_0^{\vartheta} \cos \omega t d(\omega t) = \sin \vartheta,$$

$$\int_0^{\vartheta} \cos \vartheta d(\omega t) = \vartheta \cos \vartheta,$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\vartheta} \cos \omega t \cos n \omega t d(\omega t) = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{\vartheta} \cos(n-1)\omega t d(\omega t) + \frac{1}{2} \int_0^{\vartheta} \cos(n+1)\omega t d(\omega t) = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\sin(n-1)\vartheta}{n-1} + \frac{1}{2} \frac{\sin(n+1)\vartheta}{n+1} \end{aligned}$$

及
$$\int_0^{\vartheta} \cos \vartheta \cos n \omega t d(\omega t) = \frac{1}{n} \cos \vartheta \sin n \vartheta.$$

因此(1.15)及(1.16)式可以这样地重新写成

$$I_{oa} = \frac{I_{max}(\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta)}{\pi(1 - \cos \vartheta)} \quad (1.17)$$

及

$$\begin{aligned} I_{ma} = \frac{I_{max}}{\pi(1 - \cos \vartheta)} & \left[\frac{\sin(n+1)\vartheta}{n+1} + \frac{\sin(n-1)\vartheta}{n-1} - \right. \\ & \left. - \frac{2 \sin n \vartheta \cos \vartheta}{n} \right]. \end{aligned} \quad (1.18)$$

由(1.17)和(1.18)式中得知,阳極电流的直流分量及其所有各諧波的振幅,也包括一次諧波的振幅,和阳極电流的最大值 I_{max} 有关,也和电流的下部截止角 ϑ 有关。如果阳極电流所有各分量的振幅都除以这一电流的最大值,则由(1.12)式可得:

$$\frac{i_a}{I_{max}} = \alpha_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \cos n \omega t, \quad (1.19)$$

式中

$$\alpha_0 = \frac{I_{oa}}{I_{max}} = \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta}{\pi(1 - \cos \vartheta)}, \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned} \alpha_n = \frac{I_{ma}}{I_{max}} = \frac{1}{\pi(1 - \cos \vartheta)} & \left[\frac{\sin(n+1)\vartheta}{n+1} + \frac{\sin(n-1)\vartheta}{n-1} - \right. \\ & \left. - \frac{2 \sin n \vartheta \cos \vartheta}{n} \right]. \end{aligned} \quad (1.21)$$