

電子學及無綫電原理

上 冊

北 京 農 業 大 學

電子學教研組編

1961年7月

目 录

緒論	1
----------	---

第一章 集中参数电路的性质

1.1 引言	3
1.2 單回路的自由振蕩	4
1.3 复数計算法及矢量图	10
1.4 單回路的强迫振蕩和諧振	13
(1) R.C.L 串联振蕩电路	13
(2) R.C.L 并联振蕩电路	21
1.5. 耦合电路	23
(1) 原电路和副电路都是无調諧电路	26
(2) 原电路无調諧，但付电路是可以調諧的	27
(3) 原付电路都是可以調諧的	28
甲、固定 X_1 和 M , 改變 X_2 的值使 i_2 达到极大	29
乙、調节 X_1 而不變 X_2 及 M , 使 i_2 达到极大	30
丙、同时調节 X_1 及 X_2 使 i_2 达到极大	30
① 欠足耦合情况	30
② 临界耦合情况	31
③ 足够耦合情况	31

第二章 整流器和整流用电子管

§ 2.1 热电子发射和发射物質	36
§ 2.2 实用发射体的構造	39
§ 2.3 二极管的静态特性曲线	41
§ 2.4 整流器、滤波器和倍压器	43
(1) 二极管的整流作用	44
(2) 二极管整流器	45
(3) 滤波器	46
(4) 倍压器	51
(5) 三相整流器	52

§ 2.5 充气二极管及其稳定电压和整流作用	53
(1) 气体放电的基本性质	53
(2) 辉光管及其稳压作用	55
(3) 热阴极充气二极管及其整流作用	58
§ 2.6 固体整流器	60
§ 2.7 整流器参考电路	62

第三章 三极管、多极管及其放大作用

§ 3.1 三极管的构造和二分之三次方定律	66
§ 3.2 三极管的静态特性曲线	67
§ 3.3 电子管系数	70
(1) 内电阻 R_i	70
(2) 跨导 S	70
(3) 放大因数 μ	71
(4) μ 、 R_i 和 S 三个参量之间的关系	71
§ 3.4 多极管	72
(1) 四极管	72
(2) 五极管	74
(3) 电子注功率管	77
§ 3.5 电子管静态特性曲线的数学表示法	78
§ 3.6 电子管放大器基本原理及其分类	81
(1) 电子管放大器的放大率	81
(2) 电子管放大器的基本电路	82
(3) 基本电路的分析	83
(4) 电子管放大器的电源	91
(5) 电子管放大器的分类	94
甲、按频率分类	94
乙、按频带宽度分类	95
丙、按用途分类	95
丁、按工作情况分类	96
§ 3.7 电子管放大器的畸变问题	97
(1) 理想电子管放大器的性能	97
(2) 波幅畸变	98
(3) 频率畸变	99
(4) 周相畸变	99
§ 3.8 电子管放大器的等效电路	101

§ 3.9 声頻电压放大器	104
(1) 声頻电压放大器及其級間耦合	104
(2) 声頻电压放大器的等效电路及其簡化	106
甲、在低頻範圍內的等效电路及其簡化	106
乙、在中頻範圍內的等效电路及其簡化	107
丙、在高頻範圍內的等效电路及其簡化	107
(3) 阻容耦合放大器电路的分析	107
甲、低声頻範圍	107
乙、中声頻範圍	107
丙、高声頻範圍	109
丁、放大器的頻率特性	110
(4) 电路常數对頻率响应的影响	113
甲、 R_c 的影响	113
乙、 R_L 的影响	114
丙、 C_c 的影响	114
丁、 C_{eq} 的影响	115
戊、提高板极电源电压	115
(5) 电子管的輸入导納	115
(6) 變压器耦合放大器	118
甲、用自感做板极負荷的放大器	118
乙、變压器耦合放大器	119
§ 3.10 寬頻帶放大器	121
(1) 寬頻帶放大器的高頻补偿	121
(2) 寬頻帶放大器的低頻补偿	125
§ 3.11 直流放大器	126
(1) 柵偏压的供給	127
(2) 直流放大器的稳定工作問題	130
(3) 直流放大器的优缺点	131
§ 3.12 甲 ₁ 类声頻功率放大器	131
(1) 甲 ₁ 类 声頻功率放大器的輸出功率和效率	131
(2) 功率放大器的阻抗匹配	136
(3) 三极管甲 ₁ 类声頻功率放大器	139
甲、三极管甲 ₁ 类声頻功率放大器的动态特性曲綫和最佳工作情况	139
乙、功率放大器的畸變	142
(4) 五极管甲 ₁ 类声頻功率放大器	144
甲、五极管甲 ₁ 类声頻功率放大器的优点	144
乙、五极管的动态特性曲綫	144
丙、电子管的并联运用	145

丁、功率放大器用电子管	145
§ 3.13 推挽式乙类功率放大器	146
(1) 推挽式甲类功率放大器的概述	146
(2) 甲类直綫工作的推挽功率放大器	147
(3) 甲类非直綫工作的推挽功率放大器	149
(4) 复合管板极特性曲綫及等效負荷电阻的决定	152
§ 3.14 乙类及甲类声頻推挽功率放大器	155
(1) 乙类声頻推挽功率放大器的工作情形	155
(2) 乙类声頻推挽功率放大的輸出功率和效率	157
(3) 甲乙类声頻推挽功率放大器的工作情形	159
§ 3.15 推挽放大器的柵极激励問題	160
(1) 輸入變压器	160
(2) 倒相器	160
(3) 分相器	162
(4) 自平衡式倒相器	162
§ 3.16 放大器的反饋	163
(1) 反饋放大器的基本电路	163
(2) 負反饋放大器	164
(3) 阴极輸出放大器	166
§ 3.17 調諧电压放大器	167
§ 3.18 調諧功率放大器	171

緒 論

电子學和无綫电技术是近六十余年来发展起来的一門學科。由于它在国民經济中，在国防中有着重大的作用，因此它的发展极为迅速，它已是近代科學技术中的一个强大分枝。

电子學和无綫电技术是从无綫电通訊的研究开始的，1895年俄罗斯科學家亚·斯·波波夫首先实现了无綫电通訊，这一偉大发现就开辟了后来用途极为广泛的电子學和无綫电技术。在这門科學发展的初期，它的主要内容就是研究和发展无綫电通訊。此后无綫电报，无綫电话、无綫电傳真以及电视都相繼出現。在这一方面的技术也有很大的发展——使用的頻率范围越来越寬，通訊的距离越来越远。目前无綫电通訊和无綫电广播已經成为人們生活中不可缺少的事物。

然而目前电子學和无綫电技术的发展已絕不限于用在无綫电通訊中，而有着极为广泛的应用。无綫电定向，測位与导航，在运输、軍事和气象部門都获得了极为广泛的应用。无綫电望远镜就不僅应用于軍事，而且应用于天文學和其它科學研究中。

除了利用电磁波进行远距离的信息傳遞外，电子學和无綫电技术还极其广泛的用于测量和控制技术中。在这方面的工作已不是利用电磁波的輻射，因此严格說来已和“无綫电技术”沒有多大关系，比較适当的名称是把这些設備叫做“电子設備”。但由于习惯上的原因，有人仍把它們叫做“无綫电儀器”。电子設備在自动控制和远距离控制中获得了非常广泛的应用。各种机床生产的程序控制，保护装置中都应用着它們。在遙測遙控和远距离通信方面最光輝的成就集中的表現在宇宙交通工具上，苏联发射的各种人造卫星，宇宙飞船和载人宇宙飞船上都实现了极为复杂的自动和远程控制以及远距离的电报电话和电视通訊。在这些設備中都运用了大量的最先进的电子設備。自动和远程控制方面的成就运用于农业生产和科學研究中的工作也已經开始，这方面的工作必将获得輝煌的成就。

在測量儀器方面，电子學設備也有其独特的优越性。快速、消耗能量少而不影响被測量物的状况，以及对非电过程的模擬和显示就是它的最大优点。在測量方面运用电子設備的趨勢日益增加，其數量之大和品种之繁已經不可能在短短的篇幅中叙述其梗概。我們只列举在生物學研究中习見的部分儀器来表明这一情况。例如在利用同位素示踪的工作中，电离輻射的計數設備就几乎是不可缺少的儀器。至于电导儀、pH計、分光光度計，电泳設備等都是在生物化學研究中常用的設備。电子显微鏡是观察极为微小的生物結構的有力工具。脑电和心电的显示是研究生理的有力工具。凡此种种都应用着电子設備。

在农业物理中对于溫度、湿度、光、气压和风速等的測量中，电子儀器的快速、不破坏自然状况以及便于遙測更有它的独到之处。

本課程中只能就若干常見的儀器作簡略的說明，在农业生物物理专业的課程中另有專門

的“生物物理电子儀器”的課程。

电子設備不僅用于控制和測量，也直接用于生產。例如在工業中應用的強大整流系統、高頻冶煉和熱處理設備都利用了电子裝置。在農業中用超聲和高頻電流等對作物及農產品進行處理也都應用着為數眾多的电子設備。

近年來电子學上極為重大的成就是电子計算機的出現，它不僅能運算，還可以用于推理、記憶甚至估計局勢、進行翻譯。电子計算機出現的重大意義是在于可以利用機器來代替部分的腦力勞動。

电子學和無線電技術是在基本的電磁學理論、电子管的發明創造、數學和物理等學科的基础上以及國民經濟的需要下發展起來的。學習电子學和無線電技術應當注意學習電磁學的基本理論和善于將數學靈活的運用在电子學中，應當注意电子管內所發生的基本過程工作狀態，特別是應當弄清楚各種設備的基本工作原理。應當明確各種电子設備在農業生產和科學研究中的作用以及將這些新技術應用於農業生產和科學研究中的可能性。

电子學和無線電技術是一門新興的富有生命力的科學技術。但是在舊中國，我國在這一技術上是十分落后的，不能製造大型設備，甚至連收音機這樣簡單的产品也是大量從國外進口，任人剝削。电子學設備的元件多半不能製造，特別是其中的重要部件“电子管”更是不能製造。只有在祖國解放以後，祖國人民的智慧才得到了發揮，人民的辛勤的勞動才獲得了豐碩的成果。目前我國已有規模宏大的电子管廠不只一處，大型無線電器材廠也不只一家。無線電和电子學設備的生產不論在數量上和品質上都大為提高。國產無線電收音機已遍及城鄉數以百萬計，北京、上海、廣州和哈爾濱等許多城市還建立了電視台。除此而外其它要求技術水平很高的产品也相繼出現，我國各省市的許多大型廣播和電視發射台以及大型电子計算機等就是我國自行設計和建造的。在農業生產和科學研究中使用的电子儀器和設備也日益繁多，特別是在農業生物物理專業，幾乎各實驗室中都運用着电子儀器。不僅如此，解放以後還建立了許多研究电子學和無線電的科學研究機構和培養人材的學校。現在我國的电子學和無線電工作者的隊伍日益壯大，科學水平和生產技術水平日益提高，产品的數量日益擴大，使這一事業日益昌盛，並且在國民經濟中起着越來越大的作用。

黨和政府為电子學及其它各種事業創造了良好的條件，應當努力的在正確的思想指導下，學好這一科學技術使其為農業生產和農業科學研究服務。

第一章 集中参数电路的性质

§ 1.1 引言

在电子学和无綫电电路中經常遇到的不是穩定电流，而是變化着的电流，因而組成电路的元件除了电阻以外还有电抗性元件电容和电感；而决定电路中电流强度的除了电路阻抗和电源电动势的大小而外，电动势的變化情况（例如频率和波形）也起着很大的作用。

通常我們总假定电路是由一些集中表現阻抗的元件和电源所組成的，即阻抗集中的表現在这些元件上，元件之外則只有两种东西，或者是阻抗为零的連接各元件的導綫，或者是阻抗无限大的使各元件分离开来的絕緣体。而各个元件之間、或者每一个元件各部分之間也都不存在任何导电的阻抗。这样的电路叫作集中参数电路。然而一切实际的电路严格的說来都不能算是集中参数的电路。以电阻为例，电路中的电阻通常都是集中表現在用金属电阻綫或炭質制成的电阻器上，但是連接电阻器的導綫严格說来也有一定的电阻（通常很小），也就是說电阻并不僅只表現在电阻器上而是分布在整個电路中，同时电阻器和电阻器附近的一些導綫或金属板之間（这些东西在电子装置中是常有的）还存在着一定的电容，由此可見电阻器在实际上并不能看成是一个純电阻而是和一定的分布电容联系着的。其次再以用導綫繞制的自感綫圈为例，一方面自感綫圈和其他元件連接的導綫就有自感，因而綫路的感抗也并不只是綫圈的感抗，它还包括分布在整個电路中的感抗。另一方面繞制自感綫圈的導綫不可避免的有着一定的电阻，而綫圈各圈和各层間还形成了电容，因而一个自感綫圈也不能看成是一个純电感，而是和一定的电阻和分布电容相联系的。最后以电容器为例。一方面連接电容器的导体是具有电阻、分布电容和自感量的，因而存在着分布阻抗，另一方面組成电容器本身的导体也有电阻和自感，特别是电容器中使两片金属絕緣的絕緣体也有一定的（虽然是极其微弱的）导电性，因而应当認為分布在电容器整个两金属片間处处有着导电性微弱的漏电阻，由此可見严格說来电容器也不能看作是一个純容抗，而是和一定的分布电感和分布电阻相連系的。綜上所述，一切实际的电路严格說来都不是集中参数的电路，而是具有分布参数的电路。电路中分布阻抗的作用在电流频率越高时表現得影响越大。

然而，在对实际电路进行分析时，仍常把它們看成是集中参数的电路，其所以如此，一方面在于对于集中参数的电路进行分析远比对分布参数的电路容易得多；另一方面作为初步的近似把实际电路看成是集中参数的电路，能够清楚的反应出电路的基本性質和各元件的作用。譬如，在频率不高的情况下可以把分布阻抗設想成一些附加在电路中的集中的阻抗。只有在分布阻抗的大小和集中的阻抗可以相比或电流频率很高的情况下，例如高频电波在长綫上的傳播，才采用分布参数电路的分析方法。因此，作为討論电路性質的开始，本書的第

一章將只對集中參數電路的性質加以討論。

此外，我們還假定組成電路的元件是具有綫性特性的元件，即元件內的電流和電壓是用綫性方程（一次方程）連系着的。這樣的元件叫做綫性元件，由綫性元件所組成的電路叫做綫性電路。因此，本章要討論的就是具有集中參數的綫性電路。通常實際的元件嚴格說來也都並非是綫性元件，但是只要電壓和電流保持在一定的範圍內，許多的元件都可被看成是綫性元件。以電阻為例當電流甚大時電阻即因發熱而溫度上升，而溫度上升又將引起電阻阻值的變化，由此可見，電流的大小將影響電阻的阻值，因此電阻中的電流和電壓將不是綫性關係。然而只要電流不大，電阻不致因發熱而形成顯著的升溫則電阻的數值相當恒定而電壓和電流間的關係是極近於綫性的。

§ 1.2 單迴路的自由振蕩

把電容量為 C 的電容器，自感量為 L 的自感線圈和阻值為 R 的電阻連接起來如圖1—1，謂之單迴路。假定把這迴路的電容器充電到一定的電壓 V_0 ，然後再令它通過單迴路放電，則在放電過程中的任何時刻，電路中的電流 i 都應滿足下列方程式：

$$L \frac{di}{dt} + iR = V \quad (1.1)$$

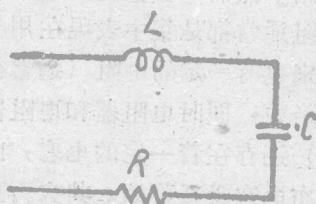


圖1—1 單迴路

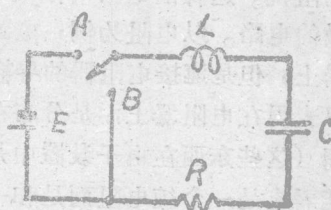


圖1—2 單迴路的充放電

式中 t 表示時刻， V 表示在時刻 t 時電容器兩端的電位差。電路的充放電過程可以假定是借圖1—2的電路來完成的，先將開關 K 扳向 A 點使電路和電池 E 接通使電容器充電至電壓 V_0 ，然後把 K 扳向 B 這一邊，於是電容器就通過單迴路放電。

由於電容器兩端的電位差 V 和積累在電容器極板上的電荷 q 成比例，即：

$$q = CV \quad (1.2)$$

而電流 i 和 q 又有如下的關係

$$i = - \frac{dq}{dt} \quad (1.3)$$

注意式中負號表明電流 i 是由電容器放電（即 q 的減少）而產生的，電流 i 的正方向是使 q 減少的方向。

由公式 (1.1)，(1.2) 和 (1.3) 可以得到

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{1}{C} \int i dt = 0 \quad (1.4)$$

將式 (1.4) 對 t 取導數，並除以 L 得

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = 0 \quad (1.5)$$

令

$$\frac{R}{2L} = \alpha, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (1.6)$$

則式 (1.5) 可写成

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\alpha \frac{di}{dt} + \omega_0^2 i = 0 \quad (1.7)$$

方程 (1.7) 是常系数二階常微分方程, 它的解的形式是

$$i = A_1 e^{k_1 t} + A_2 e^{k_2 t} \quad (1.8)$$

式中 A_1 和 A_2 为积分常数, 而 k_1 和 k_2 为特征方程

$$k^2 + 2\alpha k + \omega_0^2 = 0 \quad (1.9)$$

的两个根。

$$k_1 = -\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = -\frac{R}{2L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} \quad (1.10)$$

$$k_2 = -\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = -\frac{R}{2L} - \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} \quad (1.11)$$

至于积分常数 A_1 和 A_2 則可由开始条件求得。假定令开关 K 扳向 B 而使放电电路接通的一刹那 $t=0$, 則可知在 $t=0$ 时, $V=V_0$ 和 $i=0$, 将此条件代入 (1.8) 式可知

$$A_1 + A_2 = 0 \quad (1.12)$$

同时
$$q = \int i dt = \frac{A_1}{k_1} e^{k_1 t} + \frac{A_2}{k_2} e^{k_2 t} + A_3 \quad (1.13)$$

因为在 $t \rightarrow \infty$ 时, $q \rightarrow 0$, 由 k_1 和 k_2 的值可知, 在 $t \rightarrow \infty$ 时 (1.13) 式中右边的前两项为零, 因此可以判定

$$A_3 = 0 \quad (1.14)$$

而在 $t=0$ 时又有 $q=q_0$, $V=V_0$, 故在 $t=0$ 时 (1.13) 式变为

$$q_0 = \frac{A_1}{k_1} + \frac{A_2}{k_2} \quad (1.15)$$

解联立方程 (1.12) 和 (1.15), 得到 A_1 和 A_2 的值如下:

$$A_1 = q_0 \frac{k_1 \cdot k_2}{k_2 - k_1}, \quad A_2 = -q_0 \frac{k_1 \cdot k_2}{k_2 - k_1} \quad (1.16)$$

令
$$\sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = \beta \quad (1.17)$$

則
$$k_1 = -\alpha + \beta \quad k_2 = -\alpha - \beta \quad (1.18)$$

而 $k_2 - k_1 = -2\beta$ $k_1 k_2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ (1.19)

于是得 $A_1 = q_0 \frac{1}{-2\beta} = \frac{-q_0}{2\beta LC} = \frac{-V_0}{2\beta L}$ (1.20)

$$A_2 = \frac{V_0}{2\beta L} \quad (1.23)$$

于是方程式的全解 (1.8) 式可以写成 (1.4)

$$i = \frac{-V_0}{2\beta L} e^{k_1 t} + \frac{V_0}{2\beta L} e^{k_2 t} = \frac{-V_0}{2\beta L} (e^{k_1 t} - e^{k_2 t}) \quad (1.22)$$

把式 (1.18) 代入上式得到

$$i = \frac{-V_0}{2\beta L} \cdot e^{-\alpha t} \cdot (e^{\beta t} - e^{-\beta t}) \quad (1.23)$$

式中负号的物理意义, 表示放电电流的方向正好与充电时相反。

这一方程代表着单回路放电过程中的电流随时间变化的情况。由方程 (1.23) 可以看出电流变化的情况随 β 的为实数、零或虚数而分为三种不同的类型。而 β 为实数或为零或为虚数是与 $\alpha^2 = \omega_0^2$ 相应的。由公式 (1.6) 和 (1.17) 可知若

$$R > 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.24)$$

则 β 为实数, 若

$$R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.25)$$

则 β 为零, 若

$$R < 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.26)$$

则 β 为虚数。首先讨论 β 为实数的情况。此时公式 (1.23) 可写成

$$i = \frac{-V_0}{\beta L} e^{-\alpha t} \frac{(e^{\beta t} - e^{-\beta t})}{2} = \frac{-V_0}{\beta L} e^{-\alpha t} \text{Sh} \beta t \quad (1.27)$$

在这种情形下, 电流随时间的变化是非振荡性的 (即电流方向始终不变)。若令电容器充电时电流方向为正, 则放电电流方向为负, 电流和时间的关系曲线如图 1—3 所示。

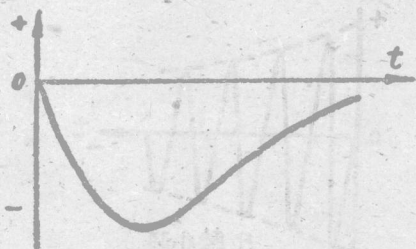


图 1-3 β 为实数时单回路中的电流



图 1-4 $\beta = 0$ 时单回路中的电流

其次若 $\beta = 0$, 则方程式 (1.23) 变为 $\frac{0}{0}$ 的未定式, 应用罗必达法则求得

$$i = \frac{-V_0}{L} t e^{-\alpha t} \quad (1.28)$$

这时放电也是非振荡性的。最后在 β 为虚数时, 令

$$\sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = j \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

式中 $j = \sqrt{-1}$, 而由于 $\alpha^2 - \omega_0^2 < 0$, 所以 $\omega_0^2 - \alpha^2 > 0$,

故令

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (1.30)$$

则 ω_1 为一实数, 公式 (1.23) 变成

$$i = \frac{V_0}{2\beta L} e^{-\alpha t} (e^{\beta t} - e^{-\beta t}) = \frac{V_0}{\omega_1 L} e^{-\alpha t} \left(\frac{e^{j\omega_1 t} - e^{-j\omega_1 t}}{2j} \right) \quad (1.31)$$

括号中的式子是一正弦函数。所以

$$i = \frac{V_0}{\omega_1 L} e^{-\alpha t} \left(\frac{e^{j\omega_1 t} - e^{-j\omega_1 t}}{2j} \right) = \frac{V_0}{\omega_1 L} e^{-\alpha t} \sin \omega_1 t \quad (1.32)$$

方程式 (1.32) 显示了这时回路的放电表现为振幅按指数衰减的交变电流。这一情形可以图 1-5 表现出来。

图中的实线是电流随时间变化的情况。虚线是一指数曲线, 由图可见交变电流的振幅是按指数率衰减的, 这样的放电过程谓之阻尼振荡。应当说明, 阻尼振荡并不是一个周期过程, 因为电流并非周期性重复的。但是由方程式 (1.32) 或图 1-5 中可以看出电流确是每经过一定的时间间隔就到达零一次, 把这时间间隔的二倍叫作准周期, 即

$$\omega_1 t = n\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.33)$$

或

$$t = \frac{n\pi}{\omega_1}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.34)$$

时电流强度为零。由公式 (1.34) 不难求出阻尼振荡的准周期 T ,

$$T = \frac{2\pi}{\omega_1} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}} \quad (1.35)$$

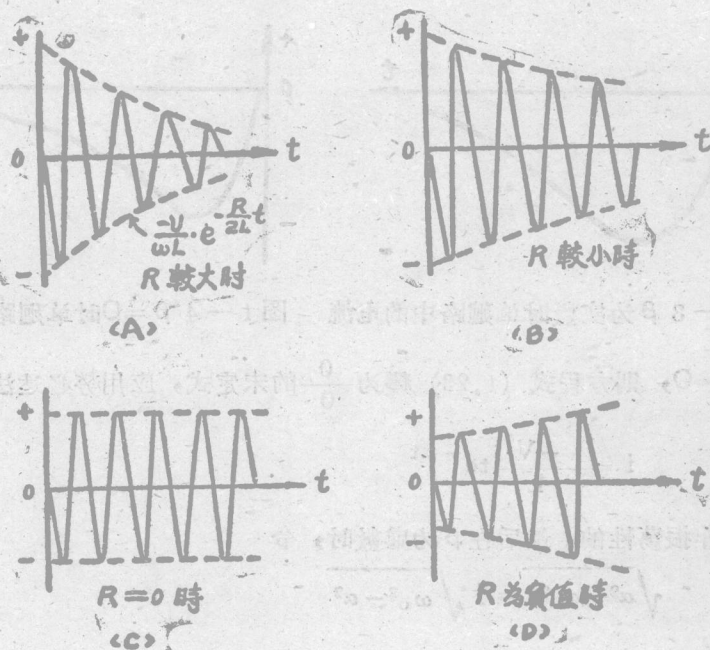


图 1—5 单回路中的电流

在实际运用中 R 的值一般说来相当小，事实是图 1—1 或 1—2 中的 R 是代表着不可避免的绕制自感线圈和连接各元件的导线的电阻而并不另外再加电阻，这些电阻是尽量设法作得很小的。因此有时可以认为

$$\frac{R^2}{4L^2} \ll \frac{1}{LC} \quad (1.36)$$

或

$$\alpha^2 \ll \omega_0^2 \quad (1.37)$$

而近似地取

$$\omega_1 \approx \omega_0, \quad T \approx 2\pi\sqrt{LC} \quad (1.38)$$

从方程式 (1.32) 中还可以看到阻尼振荡是随时间按指数率衰减的，而衰减的快慢则和指数 $-\alpha t$ 中的 α 有关。 α 的值越大振幅衰减越快，因此通常将 α 叫作衰减因数。电流衰减的情形可以通过每隔一个准周期电流变小几倍而清楚的显示出来。假定在某一时刻 t_1 电流强度为 i_1 ，经过一个准周期后 t 变为 $t_1 + T$ ，而假定此时电流为 i_2 ，则

$$i_1 = \frac{-V_c}{\omega_1 L} e^{-\alpha t_1} \sin \omega_1 t_1 \quad (1.39)$$

$$i_2 = \frac{-V_o}{\omega_1 L} e^{-\alpha(t_1 + T)} \sin \omega_1(t_1 + T) \quad (1.40)$$

而

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{e^{-\alpha(t_1 + T)}}{e^{-\alpha t_1}} = e^{-\alpha T} \quad (1.41)$$

由此可見每經過一个准周期，电流都變小同样多的倍數，这倍數是与 t 无关的常數。
从公式 (1.41) 可知：

$$\ln \frac{i_1}{i_2} = \ln i_1 - \ln i_2 = \alpha T = D \quad (1.42)$$

式中 D 的值叫作对數衰減量。将 α 的值和式 (1.38) 代入 (1.42)

$$D = \alpha T = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi \sqrt{LC} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (1.43)$$

$$\text{令 } \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho \quad (1.45)$$

$$\text{則 } D = \pi \frac{R}{\rho} \quad (1.46)$$

ρ 叫作迴路的特性阻抗。

取衰減因數 α 的倒数为 τ ， τ 叫作迴路的时间常數。时间常數也能說明振幅的衰減速度。

$$\tau = \frac{1}{\alpha}$$

假定在时刻 t_1 时迴路的电流强度为 i_1 ，再經過一時間 t 后迴路的电流强度为 i_2 ，則由公式 (1.32) 可知

$$\begin{aligned} \frac{i_1}{i_2} &= \frac{\frac{-V_0}{\omega_1 L} e^{-\alpha t_1} \sin \omega_1 t_1}{\frac{-V_0}{\omega_1 L} e^{-\alpha(t_1+t)} \sin \omega_1(t_1+t)} = e^{-\alpha t} \frac{\sin(\omega_1 t_1)}{\sin \omega_1(t_1+t)} \\ &= e^{-\frac{t}{\tau} \frac{\sin \omega_1 t_1}{\sin \omega_1(t_1+t)}} \quad (1.48) \end{aligned}$$

由公式 (1.48) 可知就振幅而言每經過一時間間隔 τ ，振幅即衰減为 $1/e$ 。

在这一节的最后我們来把三种放电的情况加以比較。首先应当注意到三种情况下在時間 t 相当大时电流强度都有衰減至零的趋势。其所以如此是因为迴路中接有电阻，在这电阻上产生的焦耳热消耗了电容器放电时的电能所致，在 k_1 和 k_2 为复數时，迴路中出現阻尼振蕩，这是因为迴路中的电阻不大，焦耳热所消耗的电能不多，因而电容器放电时形成的电流将电能大部分以磁場能的形式儲在自感綫圈所形成的磁場中。当电容器放电完毕时（即电容器两极板的电荷为零），由于自感电动势的存在，电流并不立即停止而仍按原方向进行，遂使电容器原来带正电荷的极板开始改带負电荷，而原来带負电荷的极板改带正电荷，直到磁場能完全消失为止。这时电流强度为零，但电容器的两板上却已積累了一定數量的和原来符号相反的电荷，于是电容器按相反的方向开始放电，而自感綫圈中則出現和原来方向相反的磁場并开始積累磁能。这就形成了迴路中的振蕩性电流。在振蕩过程中不論电流向什么方向，迴路中电阻 R 上总是不断产生焦耳热而消耗着电能，因而电流的振幅必然漸漸的減小。

在R的阻值較大，大到

$$\frac{R}{2} > \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{即} \quad \alpha^2 > \omega_0^2 \quad (1.49)$$

时， k_1 和 k_2 成为实数，这时放电成为非振荡性的。其所以如此是由于R增大时，在R上所消耗的焦耳热较多，当R增至能满足式(1.49)的数值时，电能消耗是如此之大，以致于电容器在一次放电中即将其所储存的全部电能耗尽，而且这电能中的一部分虽曾转化为磁场的形式，但电阻R将磁能在放电过程中也耗尽了而不使电容器按与原来相反的方向充电，因而电流是非振荡性的。

图1—5(A)中所显示的就是振荡性放电过程中电流的衰减情形。至于在图1—5的(C)和(D)中是一种极为特殊的情况，在这种情况下，回路中的电阻被假定为零或甚至于负值，这时振荡性的电流变为等幅的(在 $R=0$ 时)，或增幅的(在R为负值时)。这些情况我们在讨论振荡器时将会遇到。

也可以顺便提一下，这一节所使用的方法和方程(1.5)也适用于单回路的充电[即将图(1—2)中的K板向A时的情形]。只是回路充电时的开始条件和放电时的情况不同而已。

§ 1.3 复数算法及矢量图

为了简化交流电路的计算，引入了复数算法。这种算法使许多交流电路的计算化为纯粹代数的演算，因而这种方法获得了广泛的应用。为此我们在讨论单回路中的交变电流之前介绍一下这种方法是恰当的。

为了区别复数与实数，我们以后在表示复数时符号上加一点例如 $\dot{X}$ ， $\dot{V}$ ， $\dot{i}$ 等，众所周知复数

$$\dot{X} = a + jb \quad (1.50)$$

式中 $j = \sqrt{-1}$ ，或者表示成

$$\dot{X} = X (\cos\theta + j\sin\theta) \quad (1.51)$$

$$\text{只要 } X = \sqrt{a^2 + b^2} \quad \tan\theta = \frac{b}{a} \quad (1.52)$$

X叫作复量 $\dot{X}$ 的模数，有时可以用符号 $|\dot{X}|$ 或 X_m 表示之，而 θ 则叫作幅角。

$$\dot{X} = |\dot{X}| = X_m \quad (1.53)$$

根据已知的欧拉定理。

$$e^{j\theta} = \cos\theta + j\sin\theta$$

所以式(1.51)可写成

$$\dot{X} = X e^{j\theta} \quad (1.55)$$

由此可见，若求两复数 $\dot{Y}$ 和 $\dot{Z}$ 的乘积 $\dot{X}$ ，求法颇为简便。

$$\dot{X} = \dot{Y} \dot{Z} = |\dot{Y}| |\dot{Z}| e^{j\theta_y} e^{j\theta_z} = |\dot{Y} \dot{Z}| e^{j(\theta_y + \theta_z)} \quad (1.56)$$

式中 $|\dot{y}|$ 和 $|\dot{z}|$ 分别表示 $\dot{y}$ 和 $\dot{z}$ 的模数，而 θ_y 和 θ_z 则分别为 $\dot{y}$ 和 $\dot{z}$ 的幅角。由公式(1.56)可以看出

$$|\dot{x}| = |\dot{y}| |\dot{z}| \quad (1.57)$$

由公式(1.56)还可以看到，若以一实数 A 乘 $\dot{x}$ 则只能 A 倍其模量而不会改变其幅角，因为

$$A = Ae^{j0} \\ \therefore A\dot{x} = A|\dot{x}|e^{j(\theta+0)} = A|\dot{x}|e^{j\theta} \quad (1.59)$$

同时若以模数为的复量（即所谓单位复量）乘复量 $\dot{x}$ ，则其模数不变而仅使幅角改变，例如令 $\dot{u}$ 表示一单位模量的复量，其幅角为 φ ，

$$\text{则 } \dot{u} = e^{j\varphi} = e^{j\varphi} \quad (1.60)$$

$$\text{而 } \dot{u}\dot{x} = e^{j\varphi}|\dot{x}|e^{j\theta} = |\dot{x}|e^{j(\theta+\varphi)} \quad (1.61)$$

最后若复量 $\dot{x}$ 的幅角为一自变量 t 的线性函数，即

$$\theta = \omega t + \theta_0 \quad (1.62)$$

而其模量为一常数时则复量 $\dot{x}$ 的微分和积分也变得甚为简便，例如

$$\frac{d\dot{x}}{dt} = \frac{d|\dot{x}|e^{j\theta}}{dt} = \frac{d|\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0)}}{dt} = j\omega|\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0)} \\ = j\omega\dot{x} = \omega|\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0 + \pi/2)} \quad (1.63)$$

由此可见 $\dot{x}$ 对于 t 的导数相当于以 $j\omega$ 乘 $\dot{x}$ 或者说等于用 ω 乘 $\dot{x}$ 的模数并使其幅角增加 $\pi/2$ 。积分手續亦颇为简便

$$\int \dot{x} dt = \frac{1}{j\omega} \int |\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0)} dj\omega t \\ = -\frac{j}{\omega} |\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0)} = -\frac{j}{\omega} \dot{x} = -\frac{1}{\omega} |\dot{x}|e^{j(\omega t + \theta_0 - \pi/2)} \quad (1.64)$$

由此可见 $\dot{x}$ 的积分相当于以 $\left(-\frac{j}{\omega}\right)$ 乘 $\dot{x}$ ，或者说使 $\dot{x}$ 的模数被 ω 除而使其幅角减小 $\pi/2$ （参看图1—6）

在交流电路中一典型的交流电压 V 随时间 t 的变化可表示成

$$V = V_m \sin(\omega t + \theta_0) \quad (1.65)$$

式中 $(\omega t + \theta_0)$ 叫作相角， θ_0 叫作初相角， ω 叫作角速度或角频率，它和频率 f 的关系为

$$\omega = 2\pi f \quad (1.66)$$

而电流 i 则通常为

$$i = i_m \sin(\omega t + \theta_0 + \phi) \quad (1.67)$$

ϕ 叫作 V 和 i 之间的相角差， V_m 和 i_m 分别为电压和电流的峰值，它们多为一常数。

由图1—7和公式(1.65)可以看出电压 V 可以以一旋转矢量 $\vec{V}$ 在 Y 轴上的投影来表

示, $\vec{V}$ 的长度为 V_m , 它的旋转角速度是 ω , 旋转的正方向是逆时针方向, 它在 $t=0$ 时和 X 轴所成的角度为 θ_0 。

图 1—8 表示与在同一张图上表示 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 的情形。在某一时刻 t , 旋转矢量 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 与 XY 坐标系的关系即如图中所示。由于 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 的角速度 ω 相同 (交流电路中常是这种情况), 因而在旋转过程中相角差 ϕ (即二矢量间的夹角) 始终不变。

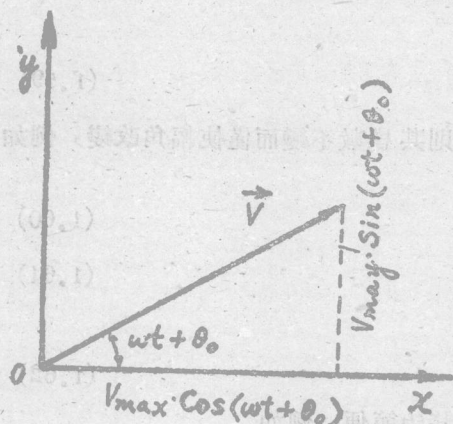


图 1—7 矢量图

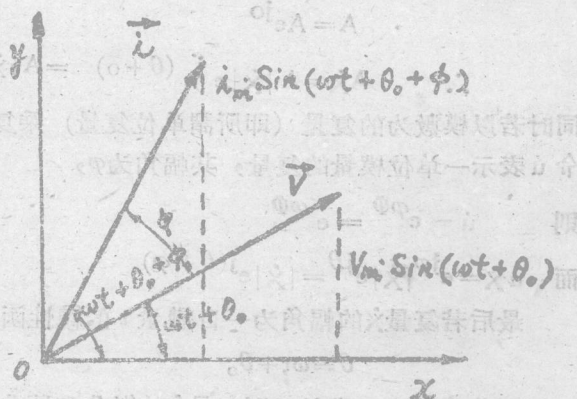


图 1—8 矢量和的关系

为了便于想象, 也可以假定相对于纸面矢量 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 是不动的, 而整个坐标系以角速度 ω 沿顺时针方向旋转。这时在图面上矢量 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 将是静止的, 而只有坐标轴在旋转。然而此时这图仍代表在时刻 t 坐标轴和矢量 $\vec{V}$ 与 $\vec{i}$ 的相对位置, $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 在 Y 轴上的投影仍分别表示电压和电流的瞬时值。这样的图仍叫作旋转矢量图, 而 $\vec{V}$ 和 $\vec{i}$ 仍被叫作旋转矢量。

将图 1—7 或 1—8 的坐标系的 X 轴改为实数轴, 而 Y 轴表示虚数轴, 则矢量 $\vec{V}$ 可以表示为

$$\begin{aligned}\vec{V} &= V_m \cos(\omega t + \theta_0) + j V_m \sin(\omega t + \theta_0) \\ &= V_m e^{j(\omega t + \theta_0)}\end{aligned}\quad (1.68)$$

由此可见矢量 $\vec{V}$ 和一复数场中的复量 $\dot{V}$ 相当, 只要 $\dot{V}$ 的模量等于矢量 $\vec{V}$ 的 V_m 的大小, 而其幅角等于矢量 $\vec{V}$ 和 X 轴的夹角就行。在有关交流电的运算中就常用复量 $\dot{V}$ 来代替矢量 $\vec{V}$ 进行运算, 运算完后再取复量的虚数部分 (或实数部分) 作为结果。至于是取虚数部分还是取实数部分则应在事先确定。例如相应于公式 (1.65) 所表示的电压就应当取电压复量 $\dot{V}$ 的虚数部分来表示真正的电压 [参阅公式 (1.68)]。

例如以公式 (1.67) 所表示的电流为例, 代表电流的复量 $\dot{i}$ 可以写成

$$\dot{i} = i_m e^{j(\omega t + \theta_0 + \phi)} \quad (1.69)$$

$\dot{i}$ 的虚数部分正是公式 (1.67) 中的 i 的表示式, 不仅如此, 这电流对时间的导数 $\frac{d\dot{i}}{dt}$ 也可

以用 $\frac{d\dot{i}}{dt}$ 的虚数部分表示即