

超高频电子学引论

B. O. 科瓦连科著

科学出版社

超 高 頻 電 子 學 引 論

B. Φ. 科 瓦 連 科 著

吳 鴻 適 謝 希 仁 譯

龍 文 澄 校

科 學 出 版 社

1 9 5 7

В. Ф. КОВАЛЕНКО
ВВЕДЕНИЕ В ЭЛЕКТРОНИКУ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ
ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКОЕ РАДИО»
МОСКВА 1955

內 容 提 要

本書扼要而系統地介紹了各種超高頻電子管的電子運動現象，以及由此而得出的物理概念；也介紹了這些電子管的計算方法和發展簡史。

第一章是空腔諧振器的工程計算方法；第二、三章分別討論二、三極管；第四、五章分別討論反射式速調管和行波管；第六章到第十二章則討論磁控管。

本書的巨大優點是敘述簡明而清楚。書中列舉的很多計算不僅說明了理論的應用，並且還將理論與實驗結果進行了比較。書中也舉出了一些最重要的超高頻電子管的數據，可以作為實際應用時的參考。對某些外國科學家在分析超高頻電子管時所根據的不正確的理論，作者也作了一些批判。

本書適合於作為高等學校無線電、雷達、電子物理等專業學生的教科書，也適於作為從事超高頻電子學工作者的參考書。

本書係根據原書 1955 年修訂第二版翻譯的。

超 高 頻 電 子 學 引 論

原 著 者	В. Ф. 科 瓦 連 科
翻 譯 者	吳 鴻 適 謝 希 仁
校 閱 者	龍 文 澄
出 版 者	科 學 出 版 社
	北京朝陽門大街 117 號
	北京市書刊出版業營業許可証出字第 061 号
印 刷 者	中 國 科 學 院 印 刷 廠
總 經 售	新 華 書 店

1957 年 11 月 第 一 版	書 号 : 0906 字 數 : 331,000
1957 年 11 月 第 一 次 印 刷	開 本 : 787×1092 1/18
(京)0001—1,470	印 張 : 17 插 頁 : 1

定價：(11) 3.00 元

原 書 序 言

在第二版中，本書補充了“行波管”一章，同時也將關於速調管的各章的敘述做了一些改變。在電子管參量表和一些構造圖中也都增添了在最近幾年來所發表的一些資料。關於說明蘇聯科學在超高頻電子學領域中的作用的一些材料，也補充了一些對廣大讀者知道得較少的知識。

這些材料只是說明一些個別的問題，因此雖然做了這些補充，這些材料還是不能包括在蘇聯所完成的全部主要工作。

著 者

目 錄

第 一 篇

第 一 章 厘米波段電子管諧振器的工程計算方法	1
1. 引論.....	1
2. 環形諧振器的計算.....	4
A. 相當於集總電容和集總電感的環形諧振器	4
B. 相當於集總電容和同軸綫的環形諧振器	11
B. 相當於集總電容和徑向綫的環形諧振器	16
Г. 用來計算環形諧振器的曲綫圖和表	19
3. 磁控管諧振器.....	23
A. 槽-孔型的諧振器	23
B. 扇形諧振器.....	26
B. 異腔系統	31
Г. 由隔型帶引起的頻率分隔的計算	33
Д. 磁控管諧振器的質量因數的計算	36
4. 頻率的溫度係數.....	38
5. 結論.....	45
6. 諧振器的發展史.....	45

第 二 篇

第 二 章 二極管的電子學基礎	47
1. 關於電子的動能.....	47
2. 實際的和假想的渡越角的概念.....	50
3. 電子運動的圖解.....	52
4. “電流”概念的確定.....	58
5. 總電流.....	62
6. 陰極電流.....	64

7. 陽極電流	65
8. 感應電流	68
9. 結論	69
第 三 章 三 極 管	70
1. 引論	70
2. 三極管的構造與振盪迴路	73
3. 柵極陽極間的渡越角	76
4. 陰極柵極間的渡越角	81
5. 減小渡越角的兩個方法	86
6. 三極管電極的負載	87
A. 陰極在峰值電流方面的負載	87
B. 陰極在平均電流方面的負載	88
B. 反向電流引起的陰極負載	88
Γ. 柵極負載	90
A. 陽極負載	91
E. 所引用的一些公式的意義	92
7. 厘米波三極管的發展史	92

第 三 篇

第 四 章 反 射 速 調 管	95
1. 引論	95
2. 工作原理	99
3. 關於速調管電子學的基本理論	113
4. 反射速調管有效功率的平衡方程式的推演	116
5. 有效功率的平衡方程式的分析	120
A. 振盪區	120
B. 最短波長和最長波長	126
B. 負載對速調管輸出功率的影響	128
Γ. 耦合環的計算	137
6. 關於柵網間的最佳距離	139
7. 電子調諧	141

8. 電子滯後現象	149
9. 相位的錯亂	153
A. 陰極曲率的影響	153
B. 柵網附近直流電場的不均勻性	154
10. 振幅的錯亂	156
11. 反射速調管的發展史	160
第 五 章 行波管	164
1. 工作原理	164
A. 寬頻特性	165
B. 電子學	167
2. 功率方程式的推演	170
3. 放大率	175
4. 最大功率	183
5. 蛇綫	190

第 四 篇

第 六 章 多腔磁控管	193
1. 引論	193
2. 多腔磁控管的構造	193
3. π 型振盪	206
4. 同步原則	207
5. 電子的聚束	208
6. 工作完畢的電子的排除	209
第 七 章 磁控管的陽極電壓	214
1. 簡化的假定	214
2. 電子運動的微分方程	214
3. 臨界情形的拋物綫	216
4. 同步電壓	219
5. 基本公式的推演	221
6. 極限電壓	224
7. 理論的結果和實際數據的比較	226

第 八 章 電子運動的迴旋特性對磁控管工作的影響	231
1. 迴旋頻率	231
2. 電子沿迴旋綫的運動	231
3. 在工作的磁控管中電子運動的迴旋特性	234
4. 電子運動的迴旋特性對磁控管陽極電壓的影響	235
5. 磁控管的最低工作電壓	237
6. 考慮了電子迴旋運動以後的磁控管極限和工作電壓的公式	239
第 九 章 磁控管的伏安特性曲綫	243
1. 引論	243
2. 電流和電壓的關係	244
3. 在工作的磁控管中的電子渡越時間	246
4. 同步不變的原則	247
5. 理論與實驗的比較	249
第 十 章 磁控管的效率	253
1. 引論	253
2. 決定效率的原則	255
3. 磁控管的工作特性曲綫	260
第十一章 振盪的穩定特性	264
1. 磁控管陽塊的主要振盪型	264
2. 沒有隔型帶的磁控管的諧振頻率	268
3. 非 π 型振盪的激勵	270
4. 增加磁控管諧振頻率分隔的方法	274
5. 異腔磁控管的諧振頻率	275
6. 關於 $\sigma = \frac{r_R}{r_{\text{外}}}$ 的值	281
第十二章 多腔磁控管的發展歷史	285
文獻	290
人名對照	295
符號說明	296

第一篇

第一章 厘米波段電子管諧振器的工程計算方法

1. 引 論

在長波無線電工程中，已經建立了這樣的一個傳統，就是在一些書裡敘述電子管的物理基礎，而在另一些書裡敘述振盪迴路中現象的實質和迴路的計算，這就是分別來研究電子管和電路。長波電子管的研究者可以不關心迴路的形式和安排，而儀器的研究者也可以不關心電子在電子管內運動的特性，因此，這樣的材料劃分對兩者都是方便的。

超高頻電子管的研究者與這傳統不同，他們必須同時研究電子學和迴路。因為，首先，迴路必須安置在管泡裡（全部地或部分地），這樣在相當大的程度上，就決定了這個管子的構造和特性；其次，設計和計算迴路時必須考慮電子的運動軌跡和渡越時間；第三，只有在照顧到它的迴路以後，才能進行電子管工作狀態的計算。

由於長波迴路的計算方法不適用於超高頻迴路，因此就創造出了一些特殊的計算方法。我們認為在敘述電子學問題之前，最好向讀者先介紹這些方法。

在開始計算任何諧振器以前，最好弄清楚：首先，要多少因素才能必要和充分地決定諧振器的無線電特性；其次，也要弄清楚為了這目的，應該合理地選擇哪些因素。

在長波無線電工程裡，採用了下面這些數值來表明振盪迴路的特性：電容 C 、電感 L 、電阻 R 、波阻抗、等效阻抗、振盪週期、頻率、波長、衰耗、衰耗的對數減縮、迴路的質量因數（諧振係數）、通頻帶、相對的通頻帶以及其它等等。

經驗指出，為了表明任意一個簡單振盪迴路的特性，三個獨立因素是必要和充分的。在長波無線電工程中，這些因素是 L, C, R 。知道了 L, C 和 R ，就能由熟悉的公式求出所有其它因素。經驗指出，在厘米波段為了表明諧振器的無線電技術特性，三個獨立的因素同樣也是必要和充分的。但在厘米波段，實際上應用 L, C, R 三個因素很不方便，因為我們不能夠分別地製造出或測量出諧振器的電容和電感。

因此，產生了最合理地選擇三個因素以表明諧振器基本特性的問題，這些特性

是:

1. 固有(諧振)頻率.
2. 諧振器內壁的高頻功率損耗.
3. 決定諧振器在諧振頻率附近的穩定特性.

採用波長(λ)作為表明諧振器固有頻率的因素是適合的. 因為波長比頻率(f)、角頻率(ω)、波數($\frac{2\pi}{\lambda}$)以及振盪週期(T)都更為顯明和更經常地應用.

進行選擇表明諧振器內壁高頻損耗的因素時, 需要考慮下面這些: 在分析電子管的工作時, 必須牽涉到一個振幅為 U_1 的交變電壓, 這電壓影響電子在諧振器的某些“電子間隙(隙縫)”內的運動. 因此, 從實際觀點來看, 諧振器內壁的損耗可以方便地用下列公式: $P = \frac{gU_1^2}{2}$ 和這交變振幅聯繫起來. 這就是說, 我們可以想像把所有實際上產生在諧振器內壁的高頻損耗, 用一個連接到諧振器隙縫(跨過它的電壓等於 $U_1 \sin \omega t$) 的假想姆歐電導來代替.

我們採用這跨過諧振器隙縫的假想姆歐電導 g 作為第二個因素, 並叫它為諧振器的電導.

用諧振器的質量因數 Q 作為表明諧振器穩定性的因素是適合的, 因為在現今的測量技術之下, 只有諧振器的 λ 和 Q 能由實驗簡單地和準確地測出, 並可以用這些數據來驗證計算的準確性. 諧振器的質量因數(更正確些, 諧振器的無負載質量因數)是 2π 乘上在諧振頻率時存在於諧振器內的能量與在每一週期內諧振器內壁能量損耗之比.

$$Q = \frac{2\pi \times \text{諧振器內儲能}}{\text{每一週期中諧振器內的能量損耗}}. \quad (\text{I.1})$$

測量 Q 的方法是根據在諧振器內的下述物理現象: 在接近諧振頻率時, 諧振器中的電磁能量在一週期內有兩次是只以電的能量 $\frac{CU_1^2}{2}$ 出現, 而又有兩次是只以磁的能量 $\frac{LI_1^2}{2}$ 出現. 當諧振時, 這能量不逸出諧振器以外, 這就是說, $\frac{CU_1^2}{2} = \frac{LI_1^2}{2}$. 外面的激勵電源只供給用以補償損耗的能量 $\frac{gU_1^2}{2}$. 隨着激勵頻率的增加, 電能的振幅就大於磁能的振幅, 這兩種能量之差 $\frac{CU_1^2}{2} - \frac{LI_1^2}{2}$ 在一週期內有兩次從諧振器中逸出, “旅行”到供給電源然後又回來. 因此在連接諧振器到供給電源的綫路上, 除了補償諧振器內壁損耗的有效功率以外, 還循迴着補償這差別 $\frac{CU_1^2}{2} - \frac{LI_1^2}{2}$ 的無效功率. 當頻率減小時, 也產生了類似的現象.

有效和無效功率幅度相等時的相對頻率偏移數值 $\frac{\Delta f}{f}$ 是取決於迴路的質量因數, 即

$$\frac{2\Delta f}{f} = \frac{1}{Q},$$

這就是諧振器的可以用來測量 Q 的基本特性。

我們現在以通常用來代替諧振器的等效電路的這個例子(見圖 I. 1)來證明這關係式。

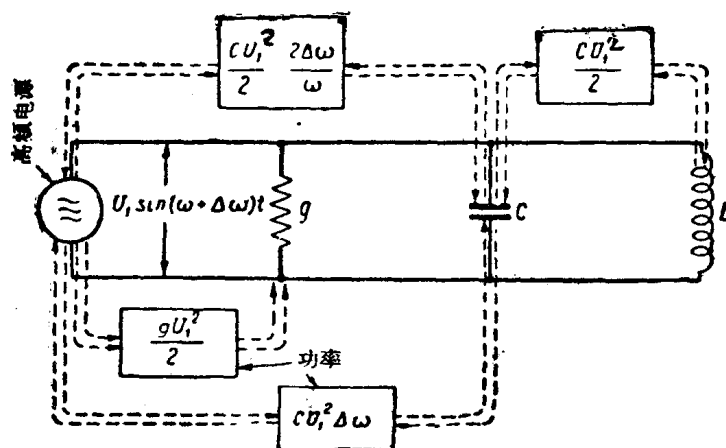


圖 I. 1. 在靠近諧振頻率時能量和功率流動的示意圖。

當頻率為 $\omega + \Delta\omega$ 時, 在諧振器中的能量是由電能 W_e 和磁能 W_m 組成:

$$W = W_e + W_m = \frac{CU_1^2}{2} \sin^2(\omega + \Delta\omega)t + \frac{L}{2} \left[\frac{U_1}{(\omega + \Delta\omega)L} \right]^2 \cos^2(\omega + \Delta\omega)t. \quad (I. 2)$$

如果考慮到根據諧振的定義 $\frac{CU_1^2}{2} = \frac{L}{2} \left(\frac{U_1}{\omega L} \right)^2$, 同時與 1 相比時忽略掉 $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^2$ 的數量級, 那麼由方程式 (I. 2) 就可得出

$$W = \frac{CU_1^2}{2} \left[1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega} \cos^2(\omega + \Delta\omega)t \right], \quad (I. 3)$$

這就是說, 當接近諧振頻率時, 振盪迴路在任何時刻都有一個不變的儲能 $\frac{CU_1^2}{2}$, 它在每一週期內有兩次來回轉移於電容器和電感線圈之間。除此以外, 每一週期內電路有兩次從外界電源得到或交回能量 $\frac{CU_1^2}{2} \frac{2\Delta\omega}{\omega} \cos^2(\omega + \Delta\omega)t$ 。這部分“旅行”的能量在供電電路上組成了無效功率:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= -\frac{CU_1^2}{2} \frac{2\Delta\omega}{\omega} [-\omega 2 \sin(\omega + \Delta\omega)t \cos(\omega + \Delta\omega)t] = \\ &= \frac{CU_1^2}{2} \frac{2\Delta\omega}{\omega} \omega \sin 2(\omega + \Delta\omega)t. \end{aligned} \quad (I. 4)$$

如果使有效功率和無效功率的振幅相等, 我們就得到

$$\frac{gU_1^2}{2} = \frac{CU_1^2}{2} \frac{2A\omega}{\omega}$$

或

$$\frac{2Af}{f} = \frac{2A\omega}{\omega} = \frac{g\frac{U_1^2}{2}}{\omega C\frac{U_1^2}{2}} = \frac{Tg\frac{U_1^2}{2}}{2\pi C\frac{U_1^2}{2}} = \frac{1}{Q}. \quad (\text{I. 5})$$

最後應當指出，被採用的因素 λ, g, Q 是互不依賴的，並且能充分地說明任何諧振器的特性。所有其餘用來說明諧振器特性的因素都能用 λ, g, Q 單值地決定。因此，以後我們將局限於 λ, g, Q 的計算。

關於計算 λ, g, Q 的方法，需要提出下面一點。不少的研究者在企圖為現代超高頻電子管中所採用的諧振器作出儘可能更精確的計算，可是他們在數學上碰到如此大的困難，以至於到現在還談不上推導這些精確的計算公式。

現今能夠給出最大的準確性的還是各種逐步求近的方法。但是這些方法只有在諧振器的尺寸是數字而非字母的情形下才能被採用。用這些方法來計算是很繁難的，因此不適於採用到工程實際中去。

因此電子管設計者必須應用雖然較欠準確，但是簡單得多的計算方法，這可以叫做“工程的計算方法”。當計算波長時，這些方法給出約 5% 的誤差。當計算 g 和 Q 時，誤差還要大得多。

以下將敘述關於用在速調管和三極管中的環形諧振器的，以及現代磁控管諧振器的計算方法。

2. 環形諧振器的計算

A. 相當於集總電容和集總電感的環形諧振器

諧振器的工程計算方法的基本概念是：用集總電容和集總電感或傳輸綫來代替諧振器的個別部分。

作為一個最簡單的例子，我們來計算一個環形諧振器。這時我們把諧振器看成是一個集總電容（由內部圓柱的橫斷面組成）和一個集總電感（由環的空腔組成）（見圖 I. 2 和 I. 3）。

為了計算這種諧振器的諧振頻率，如圖 I. 3 所示，假想在諧振器上接上交流電源。流經電源的電流 i_{ac} 包括兩個部分：流過電容的電流 i_c 和流過電感的電流 i_L 。

$$i_{\text{ucr}} = i_c + i_L = jU_1\omega C + \frac{U_1}{j\omega L}.$$

如以上所指出的，在諧振時，磁能完全轉變成電能，同時沒有任何能量來回“旅行”於電源和諧振器之間。

耗損在諧振器內壁的功率，在用工程方法計算諧振頻率時通常小到可以不必考慮。

如果在諧振時沒有能量來回流動於電源和諧振器之間，那麼流過電源的電流將等於零，這就是說，

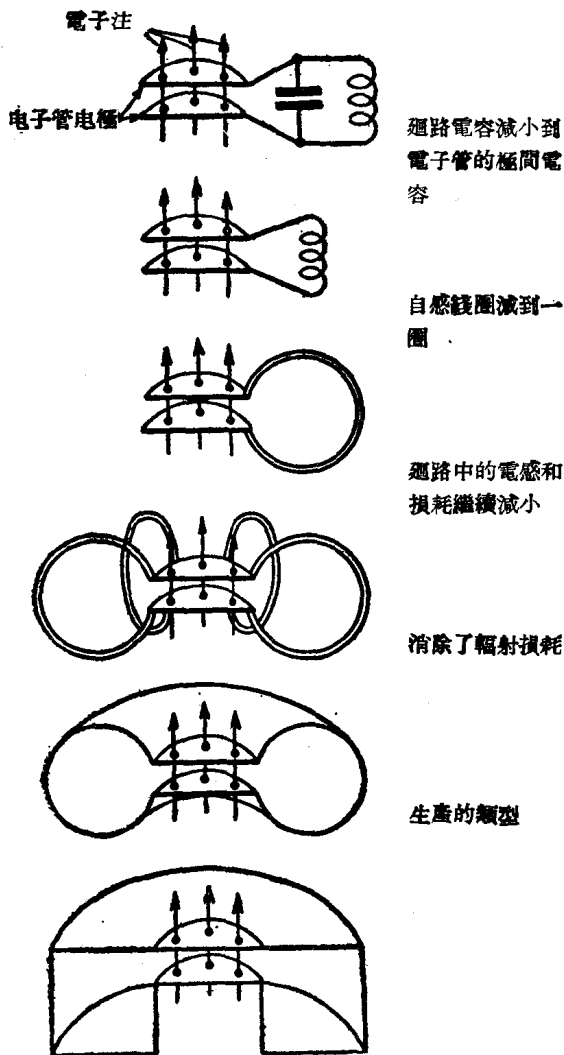


圖 1.2. 把長波振盪迴路轉變到環形諧振器的示意圖。

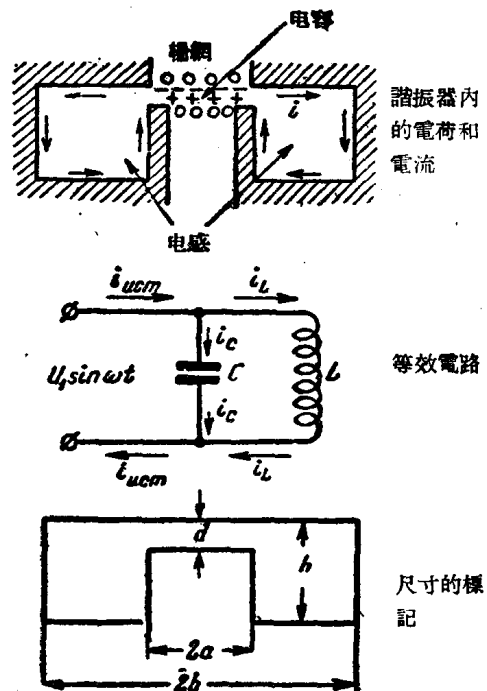


圖 1.3. 帶有柵網的環形諧振器。

$$i_{\text{net}} = i = jU_1\omega C + \frac{U_1}{j\omega L} \quad \text{或} \quad \omega C = \frac{1}{\omega L},$$

由此得出

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{(\text{亨})}C_{(\text{法})}}} \quad \text{或} \quad \lambda_{(\text{厘米})} = 2\pi\sqrt{L_{(\text{厘米})}C_{(\text{厘米})}}. \quad (\text{I.6})$$

這就是計算任何諧振器頻率的基本方法。現在剩下的只是根據諧振器的已知尺寸去確定 C 和 L 的數值。

作為第一級近似，可以用平面電容器的公式來計算橫斷面內壁的電容，

$$C_r = \frac{S}{4\pi d} = \frac{\pi a^2}{4\pi d} = \frac{a^2}{4d} \text{ (厘米)}. \quad (\text{I.7})$$

為了計算電感，我們假定直流電流 i_0 沿着諧振器內部表面，從組成隙縫的一個表面流向另一個表面。根據安培定律，在距諧振器軸為 r 處的磁場強度 H 是

$$H2\pi r = 4\pi i_0,$$

由此得出

$$H = \frac{2i_0}{r}.$$

穿過截面 $dS = hdr$ 的磁通量等於

$$d\Phi = HdS = Hhdr = \frac{2i_0}{r} hdr,$$

而總磁通量

$$\Phi = \int_a^b 2i_0 h \frac{dr}{r} = 2i_0 h \ln \frac{b}{a}.$$

根據“電感”的定義

$$L = \frac{\Phi}{i_0} = 2h \ln \frac{b}{a} \text{ (厘米)}. \quad (\text{I.8})$$

把已求得的 C 和 L 數值代入波長的公式，可得

$$\lambda_{(\text{厘米})} = 2\pi\sqrt{CL} = \pi a \sqrt{\frac{2h}{d} \ln \frac{b}{a}}. \quad (\text{I.9})$$

雖然在蘇聯或外國的許多教科書和手冊中都引用了公式 (I.9)，但是我們不應當應用它，因為它的誤差太大。由這公式算出的波長要小於諧振器的波長。公式 (I.9) 的誤差的主要來源是：當計算電容時，我們認為只有位於最頂端的橫斷表面部

份才組成電容，而却沒有考慮接近它的內圓柱的側表面部份。如實驗所證明，忽略由圓柱體側表面所組成的電容量是不允許的。

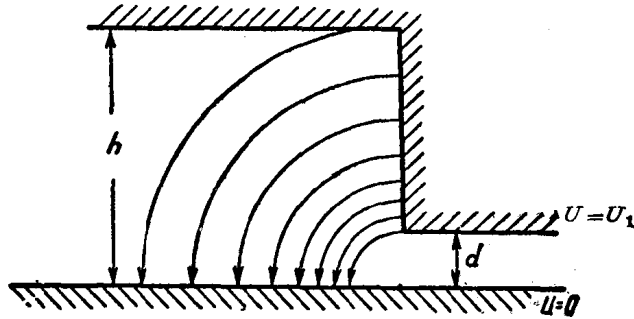


圖 I.4. 計算諧振器內圓柱側表面的電容。

以下是一個非常近似的但却最簡單的計算這個電容的方法。我們展開內圓柱的側表面，並假想電力綫構成如圖 I.4 所示的圓。這時，從一個表面沿着半徑為 r 的電力綫，將電荷 e 移動到另一表面所作的功等於

$$eU_1 = eE \frac{\pi r}{2} = e4\pi\sigma \frac{\pi r}{2}.$$

由此，表面電荷密度等於

$$\sigma = \frac{U_1}{2\pi^2 r}.$$

內圓柱表面上的總電荷

$$q = 2\pi a \int_a^b \sigma dr = 2\pi a \int_a^b \frac{U_1}{2\pi^2} \frac{dr}{r} = \frac{a}{\pi} U_1 \ln \frac{b}{a}.$$

所以側表面的電容

$$C_6 = \frac{q}{U_1} = \frac{a}{\pi} \ln \frac{b}{a}. \quad (\text{I.10})$$

諧振器總的集總電容是橫斷面所組成的電容和側表面所組成的電容的總和，

$$C_z = C_r + C_6 = \frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi} \ln \frac{b}{a}. \quad (\text{I.11})$$

因此，諧振器的波長等於

$$\lambda = 2\pi \sqrt{CL} = 2\pi \sqrt{\left(\frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi} \ln \frac{b}{a} \right) 2h \ln \frac{b}{a}}. \quad (\text{I.12})$$

(I.12)式的誤差比(I.9)式小得多。以上所述的研究方法(把諧振器當作集總電容和集總電感)的實際價值,不僅在於用它最容易地計算環形諧振器,還在於這公式的非常簡單和誤差不大,因此在分析許多問題時是最方便的。

現在我們來計算諧振器的電導。超高頻電流不滲透到金屬的深處,而是集中在金屬表面很薄的一層上(約幾個微米)。理論上,1厘米寬1厘米長的理想平滑的金屬表面層電阻是

$$R_1 = 0.045 \sqrt{\frac{N}{\lambda}} \text{ (歐姆)},$$

其中 λ 是波長(厘米), N 是金屬的電阻率與銅的電阻率在攝氏 20° 時的比值(在直流情形下)。用銅作的諧振器, $N=1$ 。

諧振器的表面通常受到不均勻的加工,而這些不均勻處的深度一般比金屬內高頻電流透入的深度要大得多(見圖I.5)。在以後的計算裡,我們將認為由於這種不均勻,電流的途徑加長到 $\sqrt{2}$ 倍,就是

$$R_1 = 0.045 \sqrt{2} \sqrt{\frac{N}{\lambda}} \text{ (歐姆)}. \quad (\text{I.13})$$

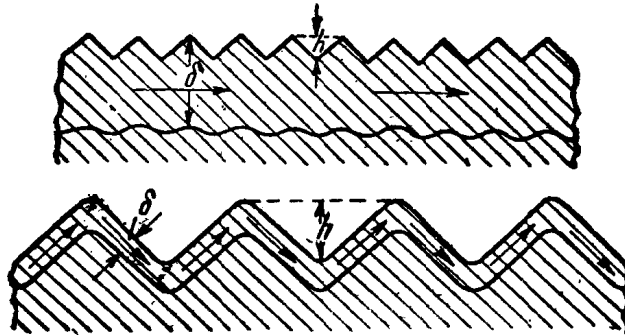


圖 I.5. 金屬表面不均勻性對超高頻電流途徑的影響。

上圖:如電流的滲透深度 δ 大於不均勻的深度 h ,電流途徑不變;

下圖:如電流的滲透深度 δ 小於不均勻的深度 h ,電流途徑加長。

應用這個公式可以得出計算與實驗數據之間令人滿意的符合。當然,它不能在任何不均勻的情形下都保證計算的高度準確性。

為了計算損耗,設想沿着諧振器的內表面,電流 i_0 從一個柵網流向另一柵網。那麼損耗在諧振器各內壁上的瞬時功率包含:

1. 在內圓柱的側表面上:

$$P_1 = i_0^2 R_1 \frac{h}{2\pi a}.$$

2. 在外圓柱的側表面上:

$$P_2 = i_0^2 R_1 \frac{h}{2\pi b}.$$

3. 在諧振器的兩個橫斷內壁上:

$$P_3 = 2i_0^2 R_1 \int_a^b \frac{dr}{2\pi r} = \frac{i_0^2 R_1}{\pi} \ln \frac{b}{a}.$$

不計算柵網上的損耗時, 諧振器內壁上的總損耗是

$$P_{cr} = P_1 + P_2 + P_3 = i_0^2 R_1 \left(\frac{h}{2\pi a} + \frac{h}{2\pi b} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{b}{a} \right).$$

如果考慮振幅為 I_1 的交流電流流過諧振器的內壁, 那麼我們就可得出在內壁的平均功率損耗

$$P_{cr} = \frac{I_1^2 R_1}{2} \left(\frac{h}{2\pi a} + \frac{h}{2\pi b} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{b}{a} \right). \quad (I.14)$$

因為我們在習慣上不是用電流的振幅, 而是用柵網間電壓的振幅來表示諧振時的損耗, 所以我們必須在公式 (I.14) 內用電壓的振幅來代替電流的振幅. 為此, 我們將利用熟知的關係式 $\frac{CU_1^2}{2} = \frac{LI_1^2}{2}$.

為了使 U_1 和 I_1 能採用伏特和安培的單位, 我們就必須把 C 和 L 轉換成實用單位, 即

$$\frac{C(\text{微法})}{9 \times 10^{11}} \frac{U_1^2}{2} = \frac{L(\text{微亨})}{10^9} \frac{I_1^2}{2}.$$

由這關係決定 I_1^2 , 再代入 (I.14) 式可得

$$P_{cr} = \frac{U_1^2 g}{2} = \frac{U_1^2}{2} \frac{C(\text{微法})}{900 L(\text{微亨})} R_1 \left(\frac{h}{2\pi a} + \frac{h}{2\pi b} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{b}{a} \right),$$

由此可得

$$g_{cr} = R_1 2\pi \left(\frac{C}{900 L} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{h}{a} + \frac{h}{b} + 2 \ln \frac{b}{a} \right). \quad (I.15)$$

由 (I.15) 式所決定的諧振器電導常比實際數值小得多. 因此, 我們應該研究出計算 g 時所得誤差的主要來源. 在實際的諧振器裏, 功率不僅損耗在構成內壁的金屬表層, 同樣地也損耗在柵網上、在接觸點、在金屬與玻璃或陶瓷結合的過渡層, 在玻璃或陶瓷本身 (假如它們存在的話), 在覆蓋着諧振器內壁的氧化層上; 還有部分能量從能量的引出端的開口以及柵網的孔眼輻射出去.