

无 綫 电 波 导

Б. А. 維 建 斯 基

А. Г. 阿 林 貝 尔 格

科 学 出 版 社

91

734591

无 綫 电 波 导

Б. А. 維 建 斯 基 著
А. Г. 阿 林 貝 尔 格

李 敦 复 錢 景 仁 譯

物理學系

丁 步 平

6 月 4 日 借 書

科



103886

Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ
А. Г. АРЕНБЕРГ
РАДИОВОЛНОВОДЫ
ОГИЗ • ГОСТЕХИЗДАТ • 1946

內 容 簡 介

本书是苏联科学院院士 Б. А. 維建斯基及 А. Г. 阿林貝尔格的名著, 原书虽早在1946年就出版了, 但直到目前对波导研究工作仍有很大参考价值。

本书前几章讲述波动方程在矩形、圓形及橢圓形波导中的解, 电磁場結構及有、无介质情况下电磁波的損耗等問題。第 13 至 15 章引述有大量原始著作中有关的测试設備及結果。这些資料及文末的参考文献对从事于波导研究工作的人员是很方便的。

此书可供微波方面的科学研究工作者、技术人员参考, 也适宜于作为有关专业的研究生及大学高年级学生的参考书。

无 线 电 波 导

Б. А. 維建斯基 著
А. Г. 阿林貝尔格
李敦复、錢景仁 譯

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)
北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

1959 年 12 月 第 一 版 书号: 2033 字数: 148,000
1959 年 12 月 第 二 次印刷 开本: 850×1168 1/32
(京) 0001—6,500 印張: 5 3/4 插圖: 2

定价: 0.90 元

序

研究电磁波在金属管内的传播问题早在十九世纪末就开始了。将近本世纪三十年代，这一无线电技术的问题又重新提了出来。这一时期物理学与超高频技术得到了高度的发展，厘米波波段的掌握已成为现实的任务。而对于这一个波段正是需要用到波导。

本书仅陈述截面不变的直(連續的)波导。书内就很多刊物上的文献给出了分析整理，而这些原著不是任何读者都熟悉的。波导终端和喇叭的辐射问题、波导转弯及分支的影响问题、以及它们的激励问题，作者将在本书拟定的续集内讨论。

文内各处都采用了“ВОЛНОВОД”(波导)这一术语，作者认为这个字作为一个富有表达力的含意确切的俄罗斯文字结构的典范是非常恰当的。

本书是估计到读者都具有较严格的工程修养，但是作者认为在头一章尽可能扼要地提示一下某些在往后的叙述中必要的电力学的基本定理是有益的。因而，在书内其他的地方也引入有类似的阐述。

作者力求使问题的理论方面分析得足够完善，同时也希望尽可能完整地系统地彙集出各文献内的实验结果。基本的理论结果都列入一览表内，按照作者的顺序排列，以便利于实验方面的工作。

书内的基本原理曾在苏联科学院无线电物理和无线电技术学部超短波传播组的科学讨论会和答辩会上报告和讨论过，1943年和1944年初这段时间内也曾在独立红军事通信学院无线电技术教研组的科学报告会上报告和讨论过。

文章的加工修改是在1944年五月，那时作者曾有时间来写完

它。

足够完善和系统地分析波导问题的第一次这种作法，由于问题的新颖及其困难性，在某种程度上可能是有一些缺点的，作者希望，这种缺点不会太多，并愿诚恳接受读者的意见和批评。

Б. А. 維捷斯基

А. Г. 阿林貝爾格

Секция электросвязи Академии Наук СССР.
Военная электротехническая Краснознамённая
Академия связи Красной Армии.
Москва, май 1944 г.

目 录

引 言	1
第 一 章 电动力学的前提	9
§ 1.1. 麦克斯韦方程, 边界条件	9
§ 1.2. 坡印廷矢量	14
§ 1.3. 波动方程	15
第 二 章 矩形截面波导	17
§ 2.1. 波动方程的积分	17
§ 2.2. 常数的确定	20
第 三 章 电波(波 $E \equiv TM$)	22
§ 3.1. 场的分量	22
§ 3.2. “电”赫兹矢量	27
§ 3.3. 利用赫兹矢量决定场的分量	31
第 四 章 矩形波导内场的结构	33
§ 4.1. 横截面内场的结构	33
§ 4.2. 纵截面内场的结构	37
第 五 章 磁波(波 $H \equiv TE$)	40
§ 5.1. “磁”赫兹矢量	40
§ 5.2. 场的分量	42
§ 5.3. 场的结构	44
第 六 章 “纵”波(LM 及 LE 波)	51
§ 6.1. 电激励(“磁波 LM ”)	51
§ 6.2. 磁激励(“电波 LE ”)	54
§ 6.3. 简并情况	56
第 七 章 单元(子)波	58
§ 7.1. 布里渊概念	58
§ 7.2. 波导内的单元波	63

第八章 圓形截面波导	65
§ 8.1. 赫茲矢量	65
§ 8.2. 电波	67
§ 8.3. 电波的場分量	70
§ 8.4. 磁波	75
§ 8.5. 討論	80
第九章 橢圓形截面波导	81
§ 9.1. 可能存在的波型	81
§ 9.2. “橢圓”波的場的結構	85
§ 9.3. 极限波	87
第十章 矩形截面波导內的損耗	88
§ 10.1. 問題的提出. 能量流	88
§ 10.2. 电波情況下損耗的計算	90
§ 10.3. 磁波情況下的損耗	95
§ 10.4. 討論	97
第十一章 圓形及橢圓形截面波导內的損耗	100
§ 11.1. E 波的严格解	100
§ 11.2. 传播常数和吸收系数	103
§ 11.3. 按照集肤效应法进行計算	106
§ 11.4. 討論	109
第十二章 充有 $\epsilon > 1$ 的介质的波导	114
§ 12.1. 充有理想介质的情况	114
§ 12.2. 以吸收性介质 ($\sigma \neq 0$) 充入波导	120
第十三章 基本器件	124
§ 13.1. 一般概念	124
§ 13.2. 用作衰减振荡的设备	125
§ 13.3. 苏斯沃尔司的设备	127
§ 13.4. 巴罗、朱兰成和格林的设备	132
§ 13.5. 克拉威尔和阿尔托夫斯基的设备	136
§ 13.6. 斯图金科夫的设备	138
第十四章 基本理論的驗證	140
§ 14.1. 一般原理	140

§ 14.2. 波的传播速度, 极限波	142
§ 14.3. 场的结构, 吸收	149
§ 14.4. 变形的影响	154
第十五章 波的滤除和轉換(变换)	156
§ 15.1. 空腔滤波器	156
§ 15.2. 波的变换	158
附录一	162
附录二	166
参考文献	167
某些专利权	173
人名对照表	175

引 言

一、几乎在实现任何无线电设备时都必须解决的基本问题之一是电磁能量由发射机到发射天线及由接收机到接收天线的传输问题。解决这个问题的典型方法是采用我们所熟悉的各种结构的馈线。但是最简单的双导体馈线(“平行传输线”¹⁾), 如所周知, 具有完全一定的辐射, 尽管它可减到最小。这不仅使得损耗增加(由于线短实际上并不大), 而且有时还回过头来对设备的不同部分有不良的影响, 如天线方向性的畸变, 天线效应等等。屏蔽式的以及同轴式的馈线也不是完全没有这些缺点。此外, 这类馈线与天线及收发设备的耦合问题也复杂化了。

必须采用绝缘体也是一般馈线结构上的一个严重缺点。由于这个原因, 即使不考虑其特性阻抗的非均匀性, 也不仅使得损耗增加, 而且还可能使此馈线变为某种切除高频的滤波器。此外, 当导体间的空隙较小时(根据需要来确定), 沿一般馈线传输某一较大的功率将会变得困难。

所有这些缺点在工作波长显著的变短时开始非常剧烈的表现出来, 此时所有各种形式的损耗都增加着, 而从本质上减小馈线的横向尺寸也就成为必要的了。

一般馈线系统的理论现已达到了极为简练清晰的地步。但是, 整个理论是基于(而这一点有时却被忘记了!) 这样一个前提, 即忽略了所有导体的横向尺寸较之波长来说要小得多的这样一个事实。只有当这些在很短的波长上很难满足的条件得到满足时才能有把握地应用馈线的分布参数、其电感电容、电阻和波阻抗的概念。对于较长的波(从米波波段开始), 此条件实际上总是满足的,

1) 原文为 *лехер*——译者。

因为在这种情况下一般饋綫的理論，就其簡練的程度來說与普通交流輸电綫的理論已相差无几。

二、人們很早就已注意到沿管道通过无綫电波的可能性。很久以来在相当邻近的部門——声学部門就一直采用着这种管道，因而也就自然地引出了可能的比拟法。但是，进一步来看，便立刻注意到了声波和电磁波之間实质上的差别，这再一次提醒了我們关于比拟和恆等之間原則性的差别。

問題在于声波的縱向性保証可沿任何截面的管道通过，而不依赖于其波长。而沿管道通过无綫电波則有原則性的不同，其波长总是存在有一个极限(临界)值。此值依赖于管的截面和形式，它限制沿所給管道通过更长的波。

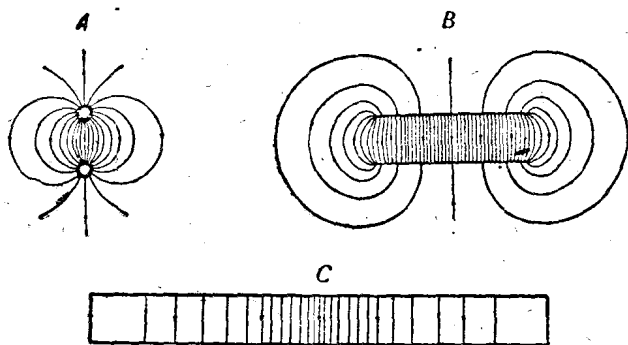


图 1. 双导体饋綫发展为最簡單的波导的情况。

关于无綫电波沿管道通过的基本概念可由下面簡單的討論中得到。

我們取一普通的双导体饋綫，其电场草略地示于图 1, A. 这就产生了用一对平板代替饋綫导綫的可能性。这种帶形饋綫在横截面上的电场(图 1, B) 与平行板电容的电场的形状相同。其次这表示可以用“金属絕緣物”沿其边缘将二平板閉合成一深四分之一工作波长的暗槽。此时则电场变为图 1, C 所表示的形状，此电场的分布特性决定于 $\lambda/4$ 短接綫之性质。

但是，我們以后会发现，这种概念是过于簡陋了。因为沿管道

通过无线电波没有必要严格地去保持这种几何关系。此外，截面也决不是一定要矩形的。完全可以采用具有各式各样几何形状的截面的管：正方形、三角形、多角形、圆形、椭圆形等等。只要此时保持一个共同的条件：管截面周界的尺寸不小于波长。

三、无线电波沿空心导体(波导)通过的现代数学理论，基本上是在十九世纪末由瑞利^[1]建立起来的。此理论可以作为具有理想导电壁的无限长波导的理论。

在这篇文章里瑞利建立了波导理论和膜的理论之间的数学联系，指出了实现各种不同波型的可能性，并引入了极限波长的概念，即关于沿已给形状和尺寸的管道通过某类型波的可能性受到限制的问题。

瑞利一方面纠正了亥维赛^[2,3]认为沿没有内导体的管无线电波不能传播的错误¹⁾，另一方面他以更具体和可靠的公式讨论了J. 汤姆孙^[4]和拉莫尔^[5]的计算。

从瑞利理论的出现直到1936年只出现过一些个别的理论性和实验性的波导著作，在现在看来，这主要只有一些历史意义。这里我们提出下列文献：兰格^[6]的实验，他曾经用与克文开研究声波干涉的声学仪器相似的仪器观察过衰减无线电波的干涉现象；朱特^[7]的文章，他曾建立了用兰格的仪器所量得的波长不仅与激励设备的振荡频率有关而且还与那些管的直径有关的关系；贝克^[8]和韦伯^[9]的文章，他们都会继续研究过这些问题；加涅^[10]的文章，他曾研究过弯成一闭合圆环的矩形截面管的弯曲问题。

四、分米波和厘米波的超高频无线电技术的成就成为了研究空腔系统的推动力。曾经发表有伯格曼和克留格^[11]、薛昆诺夫^[12]、维瑞赤^[13]的文章。但是，波导发展过程中的新阶段应该从1936

1) 我们认为把亥维赛^[3]对此问题的叙述部分尽可能逐字逐句的译出是很有趣的：“……发生了这样的问题，我们可以象光缆一样地沿管内表面通过电磁波吗？无疑地，当管内有第二根导体存在时我们可以作到这点，因为实质上这与彼此平行的双导体的情况并没有什么差别。但是，当没有内导体时却不行，因为如果我们把它取消，则管内什么也不会留下，而原来位移管却可终止于内导体上，可以沿它传播……”。

年开始,即从发表苏斯沃尔司^[14,15]和巴罗^[16]的实验性的文章以及卡尔松、梅德、薛昆諾夫^[17]的理论方面的著作时起;前者曾探讨过各种波型的激励及测量的仪器和方法,后者研究过的是有关吸收的问题。

从这时起就出现了一系列的文章,这里我们举出其中的一些来:布里渊^[18-20]、伯捷和阿唐斯^[21]、朱兰成和巴罗^[22]、朱兰成^[23]、薛昆諾夫^[24-26]、克拉威尔^[27]、克拉威尔和阿尔托夫斯基^[28,29]、布霍尔赤^[30-32]、沙弗阿瑞^[33]、苏斯沃尔司^[34]、瑞得耳^[35]、霍^[36]以及一些短評:阿文德尔和兰郭^[37]、肯普^[38,39]、苏斯沃尔司^[40]。关于这些问题在苏联发表的(或报告)有馬洛夫^[41]、雷多夫^[42]、阿里伯尔特^[43]、斯图金科夫^[44,45]和德拉布肯^[46-50]的文章。

从一方面来看,与波导问题直接有关的有关于从波导开端、从其壁上的縫及小孔的电磁能量的辐射问题以及关于喇叭系统的辐射问题。这些问题在下面这些作者的文章内都曾讨论过:巴罗和格林^[51]、苏斯沃尔司和克恩^[52]、克恩^[53]、巴罗和路易士^[54]、巴罗和朱兰成^[55,56]、巴罗和舒勒曼^[57]、巴罗、朱兰成和詹生^[58]、斯特拉登和朱兰成^[59]、薛昆諾夫^[60]、布霍尔赤^[61]、等等。在苏联这方面曾发表有聶曼^[62]、夫拉金和姆得罗耿^[63]、馬洛夫^[64,65]及菲勒特^[66]的文章。

从另一方面来看,有关波导的问题与空腔谐振器的问题是紧密相关的。很多这种谐振器就是两端被限定了的波导,但是也会遇到其他的形状(例如,球、椭圆等等),它们并不属于波导范围。关于谐振腔方面的第一批著作看来应该是汉生^[67,68]的文章。差不多与他同时在苏联出现有聶曼^[69-72]的著作[他称这些腔为“内振动器”(эндовибратор)¹⁾]以及布尼莫維奇的著作^[73,74]。紧接着便出现了一系列的著作:汉生和瑞赤迈依尔^[75]、瑞赤迈依尔^[76]、波尔格尼斯^[77-81]、菲格^[81]、馬里塔和哈衣西^[82,83]、巴罗和米勒尔^[84]等等。

原来这种空腔谐振系统具有非常小的损耗,这点对于在米波特别是在分米波和厘米波段上得到大的稳定谐振功率尤其重要。

1) 即谐振腔——譯者。

此系統的強的諧振特性(其品質因數可達 5×10^4) 保證了收發設備工作的穩定性及允許將它作為精密的超高頻波長表。

五、如果撇開電磁喇叭系統的理論,那麼可以說,現代的波導理論在原則上並沒有得出瑞利理論里所沒有的新的原理和方法。也許,把瑞利的理論推廣到吸收性管壁的情況及填充吸收性介質的情況,可以算作是新的東西。但是,考慮波導壁的有限導電率,其意義較之無線電波垂直傳播時考慮土壤內的損耗要小得多。至於談到用這種波導在一段較小的距離上(在設計儀器結構時可能會遇到這種情況)傳送能量的情況,那麼吸收性管壁波導理論的實際結果只不過是証實了考慮金屬內的損耗並無現實意義。

此理論只有在計算諧振腔的品質因數及採用波導代替同軸饋線遠距離傳輸電磁能量的情況下才是真正必需的(見前)。

波導理論的發展導致了同軸線理論的重新修改,而且它表明,當工作波長相當短時在同軸線內也可能建立起結構上與波導內非常相象的場。但是,認為採用這種同軸饋線具有很大的技術意義是沒有根據的。

在波導的性質和作用目前仍處於萌芽的情況下,諸如管或喇叭的有限長度的影響,非等截面波導(實際上即帶喇叭的波導)或者軸線被彎曲的波導的匹配等非常現實的問題直到現在實際上仍未解決。波導的激勵理論問題目前也仍然處於探討階段。同時很多作者都非常希望採用波導的波阻抗(特性)及其輸入阻抗的概念來將波導理論簡化到普通饋線理論的那種清晰程度。

但是,必須承認,這些想法目前還只能作到在形式上引入可以表示均勻波導內的場的波阻抗的公式(對於最簡單的情況);對於解決從一種類型波導轉換到另一種類型波導的問題,這些公式以前是不清楚的,直到斯勒特爾在其著作^[11]內才詳細地作了闡述。這裡必須指出,波導的輸入阻抗我們指的是波導本身的輸入阻抗(即我們可以根据它來確定諸如喇叭與波導的匹配程度等問題),而不是有時所指的在某一導線元件(例如,穿過波導壁的小圓環或振子)的連接端上所反映的阻抗值。後者的計算完全是必要也是

可能的,但是这两个概念却不能简单地混为一谈。

六、考虑到尺寸的大小,非常清楚,在10—15厘米的波长上采用波导未必是合理的。可以借助于在波导内填充某种介质来减小尺寸(但重量未必得到减轻)。但是这种作法只允许采用损耗足够小的介质,即首先是石英,其次为聚苯乙烯(一种高频绝缘材料)或其同类物质。岩盐¹⁾的非常小的损耗这一指标说明在原则上也可能获得一些其他的具有必要特性的介质。

还有一些文章,如汉得如斯和迭巴依^[87]、赞恩^[88]、瑞瓦尔^[89]等人的著作讨论过纯介质波导(无金属壁),此波导内电磁能量集中在介电系数很大的介质棒内。

棒内的现象在很大程度上颇象集中在水流内的光线(“发光水流”)。但是一方面由于这种设备内不可避免的较大的吸收,另一方面由于电磁能量穿过此波导表面的“渗漏”,根据所有的资料来看,这种介质波导已失去它在传送能量上的技术意义。

七、波导理论的基本内容可归结如下。最有用的一方面是矩形截面波导内的波,另一方面是圆形波导内的波,椭圆波导理论主要只是在制造圆形波导时作为误差和公差理论来研究。

大部分的理论结果都撇开了波导内波的激励的技术特点,从这方面来看现代的波导理论类似于已知的无线电波沿大地表面传播的琴涅克理论。但是,在波导的情况下对于现象类似的孤立的解释不同于一般无线电波传播的情况,它不会引起任何原则上的错误和“灾祸”。

把波分为二类是合理的,根据大多数著作的作法我们将它们称为“电波”(“E波”)和“磁波”(“H波”)。电波的特点在于一定存在纵向的电场分量,即沿波导轴的电场分量;磁波则存在有类似的磁场分量。当然,由于同样的理由可以断定,电波是这样一种波,其整个磁场都位于波导横截面的平面内,而磁波的整个电场位于波导横截面的平面内。

1) Каменная соль и сильвин. 参看茹迭和西瓦尔赤^[85]及茹迭^[86]的文章。

也会遇到把波分为横截面波(TE 和 TM 波)和纵截面波(LE 和 LM 波)的情况。刚才上面所谈到的电波和磁波(E 和 H 波)都属于 T 类(即横向的)。 LE 波的整个电场完全分布在纵向平面内,而 LM 波的整个磁场分布在纵向平面内。 L 波(即纵向的)实质上是 TE 和 TM 波的迭加结果,因此未必值得特别注意。

每一电波和磁波按其场的结构记以相应的标注理论上可以是无限多样的。实际上,当增加激励频率时,正象在薄膜的情况下一样,我们会发现在波导的横截面上场被分为一定数目的一些单独网格,它们在结构上彼此拓扑相等,而在一些简单的情况下则几何相等。

此外,由于所有过程的直线性,波导内可以同时存在满足极限波条件的所有类型(不论 E 波及 H 波)波。借助于适当地选择激励的方法,可以激发起相应的波型,但是也会与实验者的愿望相反。只有在数目不多的个别情况下才有可能计算场的个别分量的振幅。

但是,这些各式各样的波型中实际上仅采用结构最简单的波型,即矩形波导内的 $H_{01}^{(1)}$ 波和圆形波导内的 H_0 及 H_1 波。 H_{01} 波是波导内所有的波中场结构最简单的,而且一般说来对于从波导终端或喇叭口的辐射此波也是最有利的。

H_1 波的场结构只比 H_{01} 波的场结构稍为复杂一些,但其极限波长却是圆形波导内所有波中最短的;除 H_0 波外,它的吸收最小。 H_0 波由于其吸收不仅不随频率的增加而增长,反而无限的减小,故是整个电磁振荡系统中的一组例外。但是,它的这个性质对于波导制造工艺上的精确性非常灵敏。

八、上面已经指出,各种截面波导中的每一波型都有一个完全确定的极限波长 λ_0 ,它“禁止”波长长于临界值亦即频率低于相应于波长 λ_0 的频率 f_0 的波在该波导内传播。极限波长决定于波型的种类、管的尺寸及其形状。最长的极限波长一般总相当于管的

1) 按照一般的习惯即 H_{10} ,下同——译者。

周界,但不等于它。

由于极限频率的存在任一波导都是一个滤波器,它不仅滤除所有波长大于极限值的波,而且,当安排得合适时也可以滤除其他类型的波,这些波在激励有些不够完善时往往总是存在的,而且迭加在希望波的場上(見前面)。这种滤波器的切除能力非常强,而且管壁甚至填充介质所引起的吸收对其陡峭度的影响也并不大。

一些指定的寄生波的消除也可以借助于沿管长度和管截面适当地安置一些不同类型的栅格和膜片来达到(空腔滤波器)。特别有趣的是也可使某一波型转变为另一波型。利用一些特殊的栅格以及合理地组合二种不同截面和方向的波导就可以作到这点。

九、波导内的場区别于一般同轴线(或者平行传输线¹⁾)的最大特点可能是波导内的波长与空气内的波长的非常显著的差别,它在本質上大大的超过一般馈线内的这种差别,因此波导内发生非常显著的色散现象,即波的传播速度对频率的依从关系及相速度与群速的差别。的确,现代理论尚未涉及到具有色散现象的非稳定状态或变动状态(调制)的问题。

无疑地,随着分米波段和厘米波段无线电技术的发展,波导及喇叭甚至可能还有缝隙天线的技术意义将会日益增长。因此这里总结某些结果是合适的。

在本书的下册我们将讨论激励、波导的波阻抗及波导激励元件的输入阻抗问题;其次也将研究波导终端及喇叭的辐射问题。波导的弯曲及截面变化的影响等问题我们也收集到本书里来。

1) 原文为 *лехеровая система*——譯者。

第一章

电动力学的前提

§1.1. 麦克斯韦方程. 边界条件

当研究波导内以及以后研究喇叭内的电磁现象时, 我们将根据固定的均匀介质内电磁场的麦克斯韦方程. 同时我们将利用绝对高斯单位制, 即所有电的量都用绝对静电单位制 (CGSE) 来表示, 而磁的量用绝对电磁单位制 (CGSM) 来表示. 有些情况, 因为某些原因而采用另外的单位制时, 将会特别提到.

如所周知, 麦克斯韦第一方程是以全电流定律来表示的. 按照这个定律, 磁场强度矢量沿闭合轮廓 l 的线积分等于穿过限定此轮廓的面积 S 的全电流. 它的积分形式为

$$\oint H dl = \frac{4\pi}{c} \int i dS. \quad (1.1.1)$$

式中 dl ——矢量轮廓单元, dS ——依赖于此轮廓的矢量面积单元, c ——具有速度量纲的常数, 等于¹⁾ 3×10^{10} 厘米/秒, i ——电流密度矢量.

如果介质具有“金属的”(即遵循欧姆定律的)电导率 σ , 那么电流密度可以写为:

$$i = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} + \sigma E. \quad (1.1.2)$$

此和的第一项是位移电流矢量, 它决定于静电位移矢量 $D = \epsilon E$ 的变化率, 这里 E 是电场强度, 而 ϵ 是介质的介电系数. 第

1) 此常数最新的值为 $(299776 \pm 4) \times 10^9$ 厘米/秒, 是贝尔之^[90]批判地比较了一些此常数的较大数值后而得到的; 在真空内光速的最新值是 $(299766 \pm 14) \times 10^9$ 厘米/秒, 是由安得生^[91]推出的.