

超 高 頻 三 極 管 發 生 器

Г. С. 拉 姆 著



國防工業出版社

內 容 簡 介

本書系根据苏联军事出版社出版的Г. С. 拉姆所著“超高频三極管發生器”1955年版譯出。

本書研究利用三極管产生超高频振蕩的問題，說明了三極管中电流的計算方法，并分析了在各种情况下三極管發生器的計算方法。本書重点在于叙述三極管中电子过程和三極管与振蕩系統的协同工作問題。

本書适合于军事学院的学员、工程师和从事超高频技术工作的科学工作者；也可作为高等学院无綫电工程系学生的参考書。

〔苏〕Г. С. Рамм 著 “Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот” Военное Издательство Министерства Обороны Союза ССР 1955 年版

国防工业出版社 出版

北京市書刊出版业營業許可証出字第 074 号
机械工业出版社印刷厂印刷 新华書店發行

850×1168¹/₃₂·7¹³/₁₆ 印張·199 千字

1959 年 2 月第 1 版

1959 年 2 月第一次印刷

印数：0,001—5,600 册 定价：(11) 1.50 元

№ 2596

目 录

第一章 三極管应用在超高頻时的物理現象.....	5
§1 二極管內电流的物理本質	5
§2 二極管內的电子运动	12
§3 阴極电子放射 (發射).....	17
§4 三極管內的电流	23
§5 三極管的工作效率	29
§6 研究三極管在电路內的工作情况的准直綫法	34
第二章 二極管內电流的計算.....	38
§1 起始方程式的結論	38
§2 上节諸方程式的数值解法	46
§3 “大振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的电流和电子速度的計算	53
§4 “小振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的电流和电子速度的計算	57
第三章 三極管內电流的計算.....	64
§1 問題的提出	64
§2 “大振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的惰性現象.....	67
§3 进入到三極管阳極-柵極空間的对流电流的計算.....	78
§4 “大振幅”情况下阳極电流的計算	85
§5 “大振幅”情况下三極管阳極电流的近似計算	90
§6 “小振幅”情况下三極管內电流的計算	97
第四章 三極管在电路中的工作	109
§1 問題的提出.....	109
§2 在綫性电路中的准簡諧振蕩.....	114
§3 准綫性电路中的自由振蕩.....	122
§4 自激發生器中三極管給定工作状态的实现.....	128

§5 自激發生器的調整	134
§6 他激發生器	140
第五章 振蕩系統	145
§1 基本諧振器	145
§2 关于实际諧振器的一般說明	152
§3 利用長綫作为諧振器	157
§4 由長綫作成的諧振器的結構	168
§5 几种空腔諧振器	179
§6 超高頻迴路	186
第六章 三極管發生器在發射机中的应用	191
§1 概述	191
§2 超高頻發生器的綫路	194
§3 三極管工作状态的選擇	198
§4 發生器振蕩系統的選擇	203
§5 頻率穩定	218
§6 幅度調制和鍵控	220
§7 頻率調制	229
附 录	
附录 I 在列出电路方程式时, 关于正方向的選擇	233
附录 II 圖 3-1, θ , ϕ , ψ , φ	238
附录 III 圖 3-5, θ , ϕ , ψ , φ	240
附录 IV 圖 3-8, θ , ϕ , ψ , φ	242
附录 V 圖 3-9, θ , ϕ , ψ , φ	244
附录 VI 圖 5-46, θ , ϕ , ψ , φ , ω , β , u	246

內 容 簡 介

本書系根据苏联军事出版社出版的Г. С. 拉姆所著“超高频三極管發生器”1955年版譯出。

本書研究利用三極管产生超高频振蕩的問題，說明了三極管中电流的計算方法，并分析了在各种情况下三極管發生器的計算方法。本書重点在于叙述三極管中电子过程和三極管与振蕩系統的协同工作問題。

本書适合于军事学院的学员、工程师和从事超高频技术工作的科学工作者；也可作为高等学院无綫电工程系学生的参考書。

〔苏〕Г. С. Рамм 著 “Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот” Военное Издательство Министерства Обороны Союза ССР 1955 年版

国防工业出版社 出版

北京市書刊出版业營業許可証出字第 074 号
机械工业出版社印刷厂印刷 新华書店發行

850×1168¹/₃₂·7¹³/₁₆ 印張·199 千字

1959 年 2 月第 1 版

1959 年 2 月第一次印刷

印数：0001—5,600 册 定价：(11) 1.50 元

№ 2596

目 录

第一章 三極管应用在超高頻时的物理現象.....	5
§1 二極管內电流的物理本質	5
§2 二極管內的电子运动	12
§3 阴極电子放射 (發射).....	17
§4 三極管內的电流	23
§5 三極管的工作效率	29
§6 研究三極管在电路內的工作情况的准直綫法	34
第二章 二極管內电流的計算.....	38
§1 起始方程式的結論	38
§2 上节諸方程式的数值解法	46
§3 “大振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的电流和电子速度的計算	53
§4 “小振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的电流和电子速度的計算	57
第三章 三極管內电流的計算.....	64
§1 問題的提出	64
§2 “大振幅”情况下三極管柵極-阴極空間內的惰性現象.....	67
§3 进入到三極管阳極-柵極空間的对流电流的計算.....	78
§4 “大振幅”情况下阳極电流的計算	85
§5 “大振幅”情况下三極管阳極电流的近似計算	90
§6 “小振幅”情况下三極管內电流的計算	97
第四章 三極管在电路中的工作	109
§1 問題的提出.....	109
§2 在綫性电路中的准簡諧振蕩.....	114
§3 准綫性电路中的自由振蕩.....	122
§4 自激發生器中三極管給定工作状态的实现.....	128

§5 自激發生器的調整	134
§6 他激發生器	140
第五章 振蕩系統	145
§1 基本諧振器	145
§2 关于实际諧振器的一般說明	152
§3 利用長綫作为諧振器	157
§4 由長綫作成的諧振器的結構	168
§5 几种空腔諧振器	179
§6 超高頻迴路	186
第六章 三極管發生器在發射机中的应用	191
§1 概述	191
§2 超高頻發生器的綫路	194
§3 三極管工作状态的選擇	198
§4 發生器振蕩系統的選擇	203
§5 頻率穩定	218
§6 幅度調制和鍵控	220
§7 頻率調制	229
附 录	
附录 I 在列出电路方程式时, 关于正方向的選擇	233
附录 II 圖 3-1, θ , ϕ , ψ , φ	238
附录 III 圖 3-5, θ , ϕ , ψ , φ	240
附录 IV 圖 3-8, θ , ϕ , ψ , φ	242
附录 V 圖 3-9, θ , ϕ , ψ , φ	244
附录 VI 圖 5-46, θ , ϕ , ψ , φ , ω , β , u	246

第一章 三極管应用在超高頻时的物理現象

§1 二極管內电流的物理本質

我們来研究某一二極管，它的電極-陽極（A）和陰極（K）是兩塊相距為 d ，相互平行且是無限大的平板（圖 1-1）。

我們这样選擇直角座標系統：把陰極置于 YOZ 平面， X 軸指向阳極。

假設有電荷（電子）薄層 δ ，以速度 v 自陰極向阳極運動，也就是向 x 增長方向運動。

我們要說明，在二極管外部把陽極和陰極短接的条件下，這時有什么電流通過

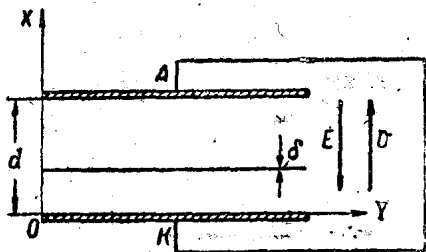


圖 1-1 二極管中電荷層的运动。

二極管[●]。我們以后把自陽極到陰極的方向認為是電流的正方向[⊙]。

從電學理論課程中大家都知道，空間給定的一點的全電流密度 j_z 是由傳導電流密度 j_{np} 、位移電流密度 j_{cm} 和對流電流密度 j_k 所組成的：

$$j = j_{np} + j_{cm} + j_k \quad (1.1)$$

這個方程式，在這些電流密度方向一致的条件下才是有效的。在下面所要討論的所有系統中，上述条件可以實現。在一般情況下，方程式 (1.1) 应当寫成矢量的形式。

● 短接陽極和陰極，就消除了外電場（它不是電荷層所形成的）。當這個電場不存在時，電荷層也能够在陽極-陰極空間運動，但是要依靠這個空間外面的其他設備——例如光電系統——供給它能量。

⊙ 此處以及以下提出的關於選擇正方向的問題，放在書末附錄 I 內討論。

方程式 (1.1) 內, 各电流密度等于 (用 MKSA 單位制):

$$j_{\text{up}} = \sigma E; \quad (1.2)$$

$$j_{\text{em}} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}; \quad (1.3)$$

$$j_{\text{K}} = -\rho v, \quad (1.4)$$

其中 σ 和 ε_0 ——空間內所研究的某一点上的电导率和介电系数;

E , ρ 和 v ——相应地为电場强度、电荷体积密度和电荷运动速度;

t ——時間。

公式 (1.4) 內加有負号, 是因为电流的正方向和电荷运动速度的正方向 (見附录 I) 不一致 (E 和 v 的方向在圖 1-1 中用箭头表示; E 和 j_{K} 的方向是一致的)。

所研究的二極管的阳極-阴極空間內, $\sigma = 0$, 也就是沒有傳导电流, 所以全电流密度

$$j = j_{\text{em}} + j_{\text{K}}. \quad (1.5)$$

大家都知道, 在金屬导体內, 位移电流和对流电流都是可以忽略的。所以在連接阳極和阴極的导綫內,

$$j = j_{\text{up}}. \quad (1.6)$$

既然所研究的是无限大平板二極管, 那么, 上面方程式中所引入的各个量, 就与 y , z 座标无关, 而仅仅是一个空間座标 x 和時間 t 的函数。

考虑到这点, 同时根据高斯定理, 可以把电荷体积密度写为

$$\rho = -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial x} E(x, t).$$

此处加了負号, 是因为电場强度 $E(x, t)$ 的正方向 (見附录 I) 和 x 座标不一致。

电荷运动速度

$$v = \frac{dx}{dt}.$$

将最后两个式子代入公式 (1.4), 然后把 (1.3) 和 (1.4) 式代入 (1.5) 式, 我們得到:

$$j = \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \frac{dx}{dt} = \epsilon_0 \frac{dE(x, t)}{dt} \quad (1.7)$$

这个公式指出，全电流密度乃是电场强度对时间的全微分。

以后，假使不特别说明，我们所研究的电流，都只指通过二极管横截面上（垂直于X轴）的单位面积的电流。显然，这些电流和电流密度是指同一回事，因此，可以用类似于（1.2）~（1.7）的诸公式来表示它们。

由于全电流的连续性并是闭合线，可以断言，在二极管的任何一个截面（此后都指垂直于X轴的截面而言）或是连接线内，流过的乃是同一全电流。

这只对全电流而言，而绝对不是单独指对电流或位移电流。

当电荷层自阴极向阳极移动时，在电荷层外面的空间内便形成了交变电场，且没有电荷存在。因此，电荷层外面只有位移电流通过（1.3）（那里对流电流等于零），并且全电流就等于位移电流。

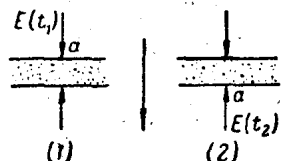


圖1-2 用于导数 $\frac{\partial E}{\partial t} \approx \frac{E(t_2) - E(t_1)}{t_2 - t_1}$ 的计算：
1—瞬间 t_1 的情况；2—瞬间 $t_2 > t_1$ 的情况。

电荷层内有两个电流通过，然而很容易看出，对流电流总是被位移电流中的一部分所抵消。实际上，假使把自二极管的阳极流向阴极的电流看作正的，那么对流电流也就是正的（在公式1.4内电荷密度必须为负），这时与电场强度的变化率

$$\frac{\partial E}{\partial t} \approx \frac{E(t_2) - E(t_1)}{t_2 - t_1}$$

成正比的位移电流便是负的。

这在图1-2可看出，图中长的箭头表示电场的正方向。电荷层两边的短箭头给出了 t_1 和 t_2 瞬间电场强度的大小和瞬时方向。电荷层是由电子——负电荷所组成的，所以这些箭头都指向电荷层。 a 点上（ t_1 瞬间）的电场强度 $E(t_1)$ 是一个正量，而 $E(t_2)$ （ t_2 瞬间）是负量。因此差值 $E(t_2) - E(t_1)$ 和导数 $\frac{\partial E}{\partial t}$ 都是负的。

这样，在电荷层内位移电流就形成了全电流，确切地说，全电

流乃是由位移电流被对流电流抵消后所剩下的那部分所形成的。

应当指出，出现对流电流而全电流等于零的情况也是可能存在的。例如，假使无限长的平面电荷层在无限大空间内运动，那么这个电荷层两边的电场不变。从而得出，在电荷层外既无对流电流，也无位移电流，即全电流等于零。由于它的连续性，它在整个空间内都应当是零。其实，显然在电荷层所占有的空间各点有对流电流通过。不过，正如上面指出过的，它完全被电荷层内的位移电流所抵消。

为了很好的了解上面指出的情况，我们来研究一下量的关系。

在无限大平板二极管的情况下，可以忽略边缘效应。所以在平行于二极管电极的平面上的各点上，电场强度和电子速度的方向都垂直于这个平面，并且不变。

我们假定，二极管的阳极和阴极间的距离 d ，比起工作波长来是很小的。在这种情况下可以忽略二极管内电的过程的滞后，即，我们认为该瞬间由运动电荷所产生的电场，与同一分布的不动的电荷所产生的电场没有区别，因此，可以用静电学定律来确定这个电场。

假设二极管上电压等于零，则可认为，通过二极管的电流（今后用“电流”这一名词表示全电流）仅由上面所研究的电子层的运动所产生。

我们用 δ 表示电子层的厚度，并假设 $\delta \ll d$ ，其中 d ——电极间的距离。

令层的单位面积上有电荷 q 。那么，层内电荷密度（我们认为电荷均匀地分布）和对流电流就相应地等于

$$\rho = \frac{q}{\delta};$$

$$i_K = \frac{-q}{\delta} v = \frac{|q|}{\delta} v. \quad (1.8)$$

为了确定位移电流，就必须算出二极管内的电场。

我们分别用 E_1 、 E_2 和 E_{cn} 来表示阴极-电荷层区域（第一区）、

电荷层-阳极区域(第二区)和电荷层内的电场强度。这些电场强度的正方向如图 1-3 所示。

由于所研究的二极管是平板形的, 可以断定, 电场强度 E_1 和 E_2 在该电荷层位置下与空间坐标无关。

忽略层上的电压降及其厚度, 可以写出二极管上电压(提醒一下, 它等于零)的方程式:

$$E_1 x + E_2 (d - x) = 0;$$

其中 x 是从阴极到电荷层的距离。

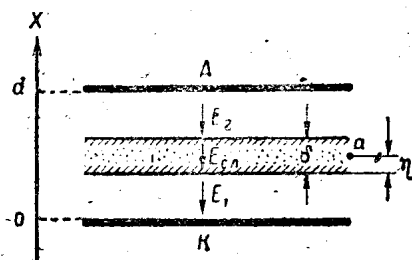


图 1-3 用于二极管中全电流的计算 (a —观察点)。

把高斯定理应用到平行正六面体上, 六面体的顶底面积都等于一个单位, 并且紧贴在阴极和阳极上, 可以写出,

$$E_1 - E_2 = \frac{q}{\epsilon_0} = -\frac{|q|}{\epsilon_0}.$$

把上面两方程式联立解出 E_1 和 E_2 , 我们得到

$$E_1 = -\frac{|q|}{\epsilon_0} \cdot \frac{d-x}{d}; \quad (1.9)$$

$$E_2 = \frac{|q|}{\epsilon_0} \cdot \frac{x}{d}. \quad (1.10)$$

层内电场强度急剧地自层一边的 E_1 值变到层另一边的 E_2 值。在电荷均匀分布时, 场强的变化是按直线规律的:

$$E_{ca} = E_1 + (E_2 - E_1) \cdot \frac{\eta}{\delta} = E_1 + \frac{|q|}{\epsilon_0} \cdot \frac{\eta}{\delta} \quad (1-11)$$

其中 η ——自所研究的 a 点到层的底边的距离(图 1-3)。

η 值自 0 变到 δ 。若 $\eta = 0$, 则 $E_{ca} = E_1$; 当 $\eta = \delta$, 则 $E_{ca} = E_2$ 。

假若层移动, 则各电场强度都改变, 并且产生位移电流, 它们相应等于:

在第一区内:

$$i_{\text{cm}1} = \epsilon_0 \frac{\partial E_1}{\partial t} = \frac{|q|}{d} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{|q|}{d} v \quad (1.12)$$

在第二区内:

$$i_{\text{cm}2} = \epsilon_0 \frac{\partial E_2}{\partial t} = \frac{|q|}{d} \frac{dx}{dt} = \frac{|q|}{d} v \quad (1.13)$$

在电荷层内:

$$i_{\text{cm.сл}} = \epsilon_0 \frac{\partial E_{\text{сл}}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{|q|}{\delta} \frac{d\eta}{dt}.$$

很容易看出, 当电荷层向 x 增长方向移动时, 则 η 的值便减小。同时 η 减小的速度等于层的运动速度:

$$-\frac{d\eta}{dt} = v.$$

因此, 考虑到 (1.12) 式, 可以把电荷层内的位移电流写为

$$i_{\text{cm.сл}} = \frac{|q|}{d} v - \frac{|q|}{\delta} v. \quad (1.14)$$

第一区和第二区都没有对流电流, 所以上面两区中任一区内的全电流等于已求出的位移电流的值:

$$i = i_{\text{cm}1} = i_{\text{cm}2} = \frac{|q|}{d} v \quad (1.15)$$

层内的全电流 $i_{\text{сл}}$ 由位移电流 (1.14 式) 和对流电流 (1.8 式) 所组成, 即:

$$i_{\text{сл}} = \frac{|q|}{d} v.$$

所以, 层内的位移电流 $i_{\text{cm.сл}}$ 由二部分组成。其一为 $\frac{|q|}{d} v$, 它等于全电流 $i_{\text{сл}}$; 另一为 $-\frac{|q|}{\delta} v$, 它与对流电流相等而符号相反。后者完全抵消了对流电流, 因此层内的全电流仅仅由位移电流的第一部分所组成。

应当指出, 全电流不同于对流电流的地方在于和层内的电荷体积密度无关, 它决定于层内全部电荷。

将对流电流的表示式 (1.8) 和全电流的表示式 (1.15) 相比, 很容易得到下式

$$i_{\text{к}} = i \frac{d}{\delta},$$

由該式可以看出, 当 $d \gg \delta$ 时(所研究的情况), 对流电流比全电流大了很多倍。但是, 这并没有实际意义, 正如上面所述, 对流电流全部被位移电流中的一部分所抵消, 前者并不影响到全电流。

到此为止, 我們已研究了在阴極与阳極間有一薄电荷層运动的情况下, 二極管管內的电流。假使这些电荷層很多, 那么, 很明显, 总电流是由每一电荷層单独所造成的电流的总和, 即 (1.15) 式的总和形式。

假使在阳極-阴極空間充滿了連續运动的电荷, 就可以把总电荷分成无限多个无限細的电荷層, 并用积分来表示总合电流

$$i = \frac{1}{d} \int |dq| v, \quad (1.16)$$

上式是全部电荷的积分。

$|dq|$ 是分布在高为 dx 、頂底都是單位面积的平行六面体内的电荷, 这个平行六面体距阴極為 x , 其体积为 $1dx = dx$ 。

因此, 距阴極為 x 的点上的电荷密度绝对值可写为

$$|\rho| = \frac{|dq|}{dx}。$$

由于 $i_{\kappa} = -\rho v = |\rho| v$, 可以把积分式 (1.16) 改成

$$i = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\kappa} dx, \quad (1.17)$$

由此式得出, 二極管内电流是二極管各截面內对流电流的算术平均值。假使这个电流在二極管各个截面上都相同(静止情况或电压变化很慢的情况), 二極管内流过的电流就等于二極管内任意一截面上的对流电流。

上面我們認為二極管上的电压等于零。假使它不等于零, 那么流过二極管的全电流, 是由电子运动所产生的电流和从外面附加在二極管上的电压所产生的电流所組成。

全电流的第一部分称为感应电流。

显然, 在上面所研究的情况(沒有外加电压)下, 全电流是

感应电流。外电压只有在影响到产生感应电流的电子运动速度时，它才影响感应电流。所以，当二极管上加有外电压时，以上关于感应电流的讨论仍然有效。假若能用任何方法算出电子速度、或与速度有关的管内各截面的对流电流，那么就可以用公式(1.16)或(1.17)算出感应电流。

管内全电流的第二部分，是由附加电压所形成的位移电流。电极间有电子存在并不影响这个电流；所以在计算这个电流时可以先假设电子不存在。此电流可写成

$$i_{\text{см.вн}} = \epsilon_0 \frac{dE_{\text{вн}}}{dt} = \frac{\epsilon_0}{d} \frac{dU_{\text{вн}}}{dt} = C \frac{dU_{\text{вн}}}{dt}, \quad (1.18)$$

其中 $E_{\text{вн}}$ ——电场强度；

$U_{\text{вн}}$ ——电压（注脚“вн”表示，该值由外加电压决定）；

$C = \frac{\epsilon_0}{d}$ ——二极管电极单位面积间的电容量。

§2 二极管内的电子运动

二极管内，在受到外加电压所形成的外电场力 $E_{\text{вн}}$ ，以及阳极-阴极间全部电子所形成的电场力 $E_{\text{эл}}$ 的作用下，电子层便产生运动。电子运动是遵循牛顿定律的：

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = e(E_{\text{вн}} + E_{\text{эл}}), \quad (1.19)$$

其中 m 和 e ——电子的质量和电荷；

x ——从阴极到所研究的电子层的距离；

$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2}$ ——电子的加速度；

$e(E_{\text{вн}} + E_{\text{эл}})$ ——作用在电子上的力。

方程式(1.19)是偏微分方程，为了求它的解，就必须知道边界和起始条件。这些条件将在下章详细讨论。

方程式(1.19)的解决定：距离 x 是时间 t 和电子自阴极飞出的瞬间 τ 的函数：

$$x = \varphi(t, \tau). \quad (1.20)$$

假使在坐标 (x, t) 的平面图上来表示这一函数，并考虑

到参数 τ ，那就可以得到：能最明显地表达二極管内电子运动的空間-時間圖。在某一特定情况下，这个圖具有如圖 1-4 所示的形式。

这个圖形表示了以下的特性：

a) 每一条曲綫，都是某些自阴極飞出并向阳極运动的电荷的空間-時間“軌迹”。在所討論的平板形二極管中，这种电荷形成了无限長的平电荷層，它的各点以相同情况运动。

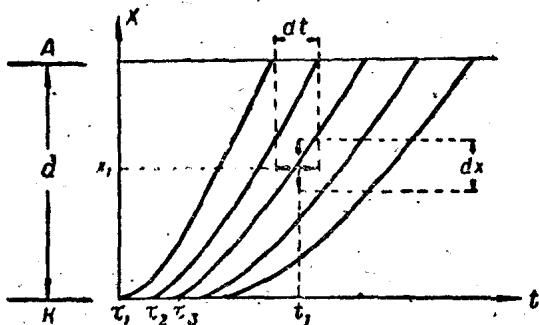


圖 1-4 二極管的空間-時間圖例示。在瞬間 τ_3 由阴極飞出的电子層到時間 t_1 位于距阴極為 x_1 的距离处。

空間-時間軌迹上每一个点，都相应于：該电荷到阴極的距离 x （縱軸上），和电荷移过这段距离所需的时间 t （橫軸上）。

б) 电荷从阴極飞出的瞬間 τ ，可用空間-時間軌迹与 $x = 0$ 的綫（也就是時間軸）的交点来表示。

电荷到达阳極的瞬間，用空間-時間軌迹与 $x = d$ 的綫的交点来表示。

в) 电荷在每点的速度 v ，由該点上空間-時間軌迹切綫的斜率表示：

$$v = \left. \frac{dx}{dt} \right|_{\tau = \text{const}} = \frac{\partial x}{\partial t}.$$

г) 每条空間-時間軌迹相应于一定的电荷量，它的大小是可以任意选择的。例如，可以选定每条軌迹的电荷量相同。这电荷量愈小，則軌迹分布愈密，并且該軌迹族愈能精确地描繪出所研究的电子的运动。有时，令各条軌迹相应于不同的电荷值則較为方便。在这种情况下，电荷的数量应当写在它的相应的軌迹上。

空間-時間圖不仅可用来判断电子的运动特性，并可判断它的

体积密度、对流电流、感应电流以及其他等等。

例如，为了确定到瞬間 t_1 距阴極为 x_1 的小体积 dx (这个体积的横截面积等于一个單位) 内的电量，应当画出 $t=t_1$ 的綫，并且研究距起始点为 x_1 的單元 dx 。根据与單元 dx 相交的空間-時間軌迹計算出总电荷之后，我們就得到所求的电量 dq 。在所討論的小体积內，电荷密度要按下列公式来决定

$$\rho(x, t) = \frac{dq}{dx} \quad (1.21)$$

假使軌迹分布得比較稀，电荷密度則仍可以用这个公式来求得，不过 dq 是表示与該軌迹相应的电荷，而 dx 代表軌迹間在該点的平均距离。这个距离可以認為等于与所討論的軌迹上下相邻的两軌迹間距离的一半。

利用 (1.4) 式，以及

$$\rho dx = dq \text{ 和 } v = \frac{dx}{dt},$$

可以写出

$$i_k = - \frac{dq}{dt} \quad (1.22)$$

假若認為 dq 是与該空間-時間軌迹有关的电荷，那么，用時間間隔 dt

——它等于所研究的軌迹左右两相邻軌迹間時間間隔的一半——来除 $-dq$ ，

我們就得到該点的对流电流。流入阴

極的对流电流 (我們用 i_{k_0} 表示它)，仅仅决定于阴極所發射的电子的飞出瞬間 τ 。

二極管任一截面內的对流电流 i_k 都与阴極平面上的对流电流 i_{k_0} 有关。为此我們来討論圖 1-5，圖上繪出了两条彼此相邻近的空間-時間軌迹。我們將認為，与这两軌迹相关的是阴極在 $d\tau$ 時間內所發射的电荷 dq 。由圖可直接看出，这同一电荷量在 dt 時間內通过二極管某一截面，例如距阴極為 x_0 的截面。根据 (1.22) 式和此处所述的見解，可以写出

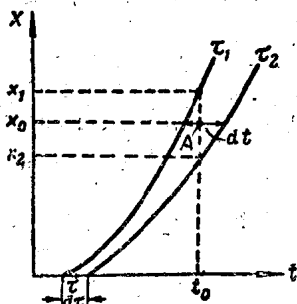


圖1-5 阴極在 $d\tau$ 時間內所發射的电荷运动的空間-時間圖 (A—观察点)。