

M. A. 馬蒙托夫著

气流的某些問題

下 册



國防工業出版社

6

气. 流. 的. 某. 些. 問. 題

下 册

M. A. 馬 蒙 托 夫 著

王 新 濤 等 譯

2K592/10



國 際 工 業 出 版 社

內 容 簡 介

本书研究武器中气体沿管道、噴嘴和流动容器內的流动情况，这些問題在其他工程气体动力学中很少談到。

本书原文为全一册，翻譯本分上、下两册出版。下册包括原书第六、七、八、九等章，研究火药粒燃燒表面的气流、武器身管壁的加热和冷却以及膛口和側面导气装置內的气流。

本书供从事武器計算与研究的工程技术人员及有关大专院校师生閱讀，对于研究高速变量的气体机械工作过程的技术人員也有参考价值。

苏联 М. А. Мамонтов 著 ‘Некоторые случаи течения газа по трубам, насадкам и проточным сосудам (247頁至 490 頁)’ (Обorongиз 1951 年第一版)

*

國防工業出版社 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

*

787×1092 1/25 印張 9 3/25 179 千字

1960 年 2 月第一版

1960 年 2 月第一次印刷

印数：0,001—11,250 册， 定价：(11) 1.55 元

NO. 3098

目 录

第六章 火药粒燃烧表面的气体流动	5
§ 23 火药粒孔道内的气体流动	5
§ 24 气体对火药粒燃烧表面的压力	10
第七章 武器管壁的发热和冷却	12
§ 25 管壁的发热	12
§ 26 带人工空气循环的身管的一些气冷元件的计算	23
第八章 膛口导气装置内的气体流动	26
§ 27 膛口导气装置的分类	26
§ 28 火药气体在膛口喷嘴内的流动	36
§ 29 开孔穴式的后座膛口制退器	63
§ 30 半开孔穴式单排后座膛口制退器	77
§ 31 半开孔穴式多排后座膛口制退器	100
§ 32 无室式后座膛口制退器	108
§ 33 膛口罩	111
§ 34 膛口消焰器	117
第九章 气体在侧向导气装置内的流动	124
§ 35 侧向导气装置的分类	124
§ 36 火药气体从武器内经管壁之孔的流出	126
§ 37 静力型侧向导气装置内的过程之精确计算	139
§ 38 静力型侧向导气装置内的过程之近似计算	179
§ 39 动力型侧向导气装置	197
§ 40 动力-静力型侧向导气装置	204



第六章 火药粒燃燒表面的气体流动

§23 火药粒孔道內的气体流动

1. 引言

火药粒孔道內火药气体流动問題特別是孔道內的压力問題在装药燃燒理論中具有重大的意义 (图71及72)。解此問題时以上面所作的关于燃燒物在彈后空間內运动的情况的假設为基础:

1) 沿火药粒孔道气体速度按直綫規律分布。

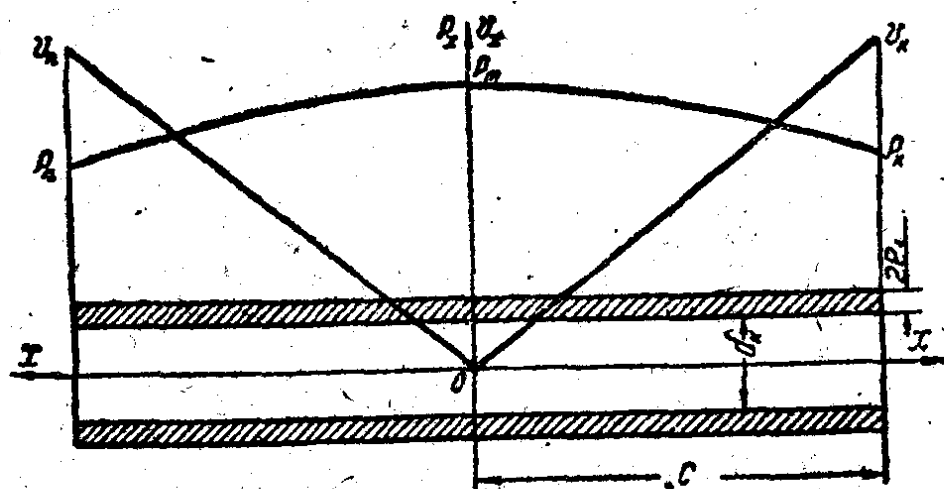


图71 气体的压力及速度沿火药粒孔道的长度的分布。

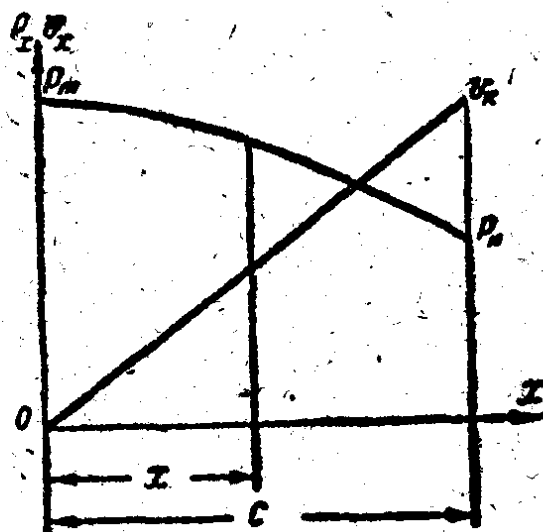


图72 半个药粒的 $p_x = f(x)$ 及 $v_x = f(x)$ 曲线图。

$$v_x = \frac{v_k}{c} x,$$

式中 $2c$ ——火药粒之长度;

x ——在火药粒孔道内速度为 v_x 的气体层之座标 (座标的起点取为火药粒孔道的中心);

$v_k = v_n$ ——在火药粒孔道出口处之气体速度;

2) 火药粒孔道的不同截面内气体的温度是相同的 (在某定瞬时内)。

除此之外, 我们假设火药粒孔道内之平均压力对弹后空间内的平均压力之比不超过临界值, 因而火药粒孔道的出口截面处的压力等于在弹后空间内的压力。

2. 压力在火药粒孔道内的压力分布方程

我们在火药粒孔道内部划出一微元段并决定在 dt 时间内由此段的微元环状表面发出的火药气体量 (图 73)。

从微元表面起在 dt 时间内燃尽的火药体积将等于此表面与在 dt 时间内燃尽的火药层之厚度的乘积

$$dF de_x = \pi d_x dx de_x,$$

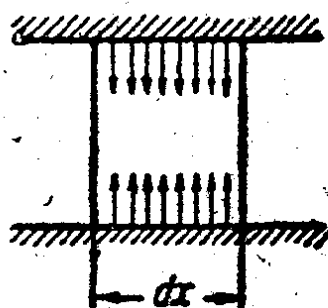


图73 (413) 式之推导。

或考虑到

$$de_x = A p_x dt,$$

$$dF de_x = A p_x \pi d_x dx dt,$$

式中 d_x ——火药粒孔道之直径;

de_x ——在火药粒孔道内燃烧火药层之微元厚度;

dF ——火药粒孔道之微元表面;

dx ——火药粒孔道之微元环状表面之宽度;

p_x ——在火药粒孔道的某一截面内火药气体的压力;

A ——当压力等于一时火药燃烧的速度。

在该段时间内生成的火药气体之质量为

$$\Delta m = \frac{A \delta p_x \pi d_K dx dt}{g}, \quad (a)$$

式中 δ ——火药比重。

因为从孔道的侧表面进入的火药气体在进入气流瞬时没有纵向速度，因而，这些气体所获得的纵向速度是仅由于在被研究的一段火药粒孔道范围内的压力差而产生的。

在 dt 时间内上述气体质量所获得的动量为

$$\Delta I_1 = \Delta m v_x = \frac{A \delta p_x v_x \pi d_K dx dt}{g}. \quad (b)$$

在该时间内从左边进入孔道被划出的一段内的气体质量等于

$$\frac{s_K \gamma_x v_x dt}{g} = \frac{\pi d_K^2 \gamma_x v_x dt}{4g}$$

其动量为

$$\frac{\pi d_K^2 \gamma_x v_x dt}{4g} v_{x0}$$

式中 $s_K = \frac{\pi d_K^2}{4}$ ——火药粒孔道的横向断面面积；

γ_x ——在火药粒孔道内某一截面的气体比重。

当通过所研究的一段孔道时上述气体质量的动量有如下的改变：

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_K^2 \gamma_x v_x dt}{4g} \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) - \frac{\pi d_K^2 \gamma_x v_x dt}{4g} v_x$$

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_K^2 \gamma_x v_x dt}{4g} \frac{\partial v_x}{\partial x} dx. \quad (c)$$

考虑到关系式 $v_x = \frac{v_k}{c} x$ ，得

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{v_k}{c}.$$

同时考虑到 $\gamma_x = \frac{p_x}{RT}$ ，由 (c) 式得

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_K^2 p_x v_x}{4gRT} \frac{v_k}{c} dx dt. \quad (d)$$

按照冲量理论并根据 (b) 及 (d) 式将得

$$\Delta I_1 + \Delta I_2 = -s_K \frac{\partial p_x}{\partial x} dx dt;$$

$$\frac{A\delta p_x v_x \pi d_K}{g} dx dt + \frac{\pi d_K^2 p_x v_x v_k}{4gRTc} dx dt = -\frac{\pi d_K^2}{4} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx dt;$$

$$\left(\frac{4A\delta}{d_K} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{p_x v_x}{g} = -\frac{\partial p_x}{\partial x}.$$

代入 v_x 之值并分离变数, 得

$$\frac{1}{p_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = -\left(\frac{4A\delta}{d_K} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k}{cg} x. \quad (410)$$

将(410)式对变量积分, 得

$$\ln p_x = -\left(\frac{4A\delta}{d_K} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k}{2cg} x^2 + f(t). \quad (411)$$

当 $x = 0$ 时, 由(411)式得

$$f(t) = \ln p_{m0} \quad (412)$$

因而

$$\ln \frac{p_x}{p_m} = -\left(\frac{4A\delta}{d_K} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k x^2}{2cg}$$

或

$$\frac{p_x}{p_m} = e^{-Bx^2}, \quad (413)$$

式中 p_m ——火药粒孔道内的最大压力;

$$B = \left(\frac{4A\delta}{d_K} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k c}{2g}; \quad (414)$$

$$z = \frac{x}{c}. \quad (415)$$

设 $z = 1$, 得

$$\frac{p_m}{p_k} = e^B. \quad (416)$$

3. 火药粒孔道出口断面处气体速度的确定

假若研究火药燃烧的气体流入量等于出口气体流出量时火药粒孔道内的气体流动过程, 则可写出:

$$\int_0^c \delta A p_x \pi d_K dx = s_K v_k \gamma_k = \frac{\pi d_K^2}{4} v_k \frac{p_k}{RT}$$

或

$$\delta A \int_0^c p_x dx = \frac{d_K}{4} \frac{p_k}{RT} v_k \quad (a)$$

式中 p_k 及 γ_k ——火药粒孔道出口处气体的压力与比重。

注意到

$$\frac{\int_0^c p_x dx}{c} = p_{cp}, \quad (b)$$

将得出

$$\delta A c p_{cp} = \frac{d_K}{4} \frac{p_k}{RT} v_k$$

或

$$v_k = \frac{4}{d_K} A \delta c RT \frac{p_{cp}}{p_k}, \quad (417)$$

式中 p_{cp} ——火药粒孔道内的平均压力。

为了决定 p_{cp} ，同上得

$$p_{cp} = \frac{1}{c} \int_0^c p_x dx = \int_0^1 p_x dz = \int_0^1 p_m e^{-Bz^2} dz$$

或

$$p_{cp} = p_m I'_1, \quad (c)$$

式中

$$I'_1 = \int_0^1 e^{-Bz^2} dz.$$

将 (416) 式中 p_m 之值代入 (c) 式内，得

$$p_{cp} = p_k \frac{I'_1}{e^{-B}}. \quad (418)$$

因而决定 v_k 及 p_m 的顺序如下：

- 1) 根据概略值 $\frac{p_{cp}}{p_k}$ 求 v_k ，然后求 B ；
- 2) 已知 B 后，求 e^B 及 I'_1 ，然后求 p_{cp} ；
- 3) 根据值 p_{cp} 用二次近似求 $\frac{p_{cp}}{p_k}$ ，然后重复上述计算，直至新获得的值与前值符合为止。

4. v_k 及 p_m 的近似求法

将 e^B 展成级数，仅取前两项，由 (416) 式得

$$\frac{p_m}{p_k} = 1 + B = 1 + 2 \frac{A \delta c}{g d_K^2} v_k + \frac{1}{2 g RT} v_k^2.$$

将 (417) 式中 v_k 之值代入，得

$$\frac{p_m}{p_k} = 1 + \frac{8}{g d_K^2} RT \frac{p_{cp}}{p_k} (A \delta c)^2 + \frac{8}{g d_K^2} (A \delta c)^2 RT \left(\frac{p_{cp}}{p_k} \right)^2. \quad (a)$$

近似地取

$$p_{cp} = \frac{p_k + p_m}{2},$$

由此得

$$\frac{p_m}{p_k} = 2 \frac{p_{cp}}{p_k} - 1. \quad (b)$$

根据 (a) 及 (b) 式, 换算及解二次方程后得

$$\frac{p_{cp}}{p_k} = \left(\frac{1}{B_0} - \frac{1}{2} \right) - \sqrt{\left(\frac{1}{B_0} - \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{2}{B_0}}, \quad (419)$$

式中

$$B_0 = a_0 \left(\frac{c}{d_k} \right)^2; \quad (420)$$

$$a_0 = \frac{8(A\delta)^2 RT}{g} = \frac{8(A\delta)^2 f}{g}; \quad (421)$$

f —— 火药力。

§24 气体对火药粒燃烧表面的压力

为了简化问题起见我们取由火药粒燃烧表面流出的气流之截面等于燃烧表面 (图 74)。根据截面为 s_r 的稳定气流的连续方程得

$$G = s_r v \gamma, \quad (a)$$

式中 v —— 由火药粒表面流出的气流速度;

γ —— 气流内的气体比重;

G —— 由火药粒燃烧表面流出的气体秒流量。



图74 (423) 式之推导。

在燃烧表面附近新生成气体的速度从 0 变至 v 。为了在燃烧表面附近引起气体速度的这种变化, 应有某一压力下降。根据冲量定理, 对于所研究的情况将得出

$$v dm = s_r \Delta p dt$$

或

$$v \frac{G}{g} = s_r \Delta p \quad (b)$$

式中

$$\Delta p = p_r - p; \quad (c)$$

p_r —— 燃烧表面上的压力;

p ——在离燃烧表面某一距离处彈后空間内的气体压力。

根据火药燃烧速度也可决定由火药粒燃烧表面流出的气体秒流量

$$G = \delta s_r u, \quad (d)$$

式中 u ——火药燃烧速度。

取燃烧速度与压力的直线关系，即 $u = Ap_r$ ，得

$$G = A\delta s_r p_r$$

或
$$G = A\delta s_r (p + \Delta p). \quad (e)$$

将 (a) 及 (e) 式右端相比并置换 $\gamma = \frac{p}{RT}$ ，得

$$v \frac{p}{RT} = A\delta (p + \Delta p)$$

或
$$v = A\delta RT \frac{p + \Delta p}{p}. \quad (f)$$

将 (f) 式及 (e) 式内 v 及 G 之值代入 (b) 式内，得

$$A^2 \delta^2 \frac{RT}{g} \frac{(p + \Delta p)^2}{p} = \Delta p,$$

由此得
$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 - \left(\frac{g}{A^2 \delta^2 RT} - 2\right) \frac{\Delta p}{p} + 1 = 0. \quad (422)$$

解 (422) 式，得

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{g}{2fA^2\delta^2} - 1\right) - \sqrt{\left(\frac{g}{2fA^2\delta^2} - 1\right)^2 - 1}, \quad (423)$$

式中近似地取 $RT = f$ ，即火药力。

计算证明，在燃烧表面上的压力与彈后空間内的压力之差是很小的并没有任何实际意义。

第七章 武器管壁的發熱和冷卻

§25 管壁的發熱

1. 引言

決定管壁發熱的主要因素是：

- 1) 因氣體與膛表面的直接接觸，氣體將熱傳給管壁；
- 2) 因強烈燃燒着的氣體的輻射，氣體將熱傳給管壁；
- 3) 彈丸對膛表面的摩擦功。

根據 (12a)、(17a)、(18) 及 (18a) 式對於武器膛內熱力過程之秒熱損失的計算證明，輻射熱損失與接觸熱損失相比，僅占不大的百分數。計算表明，發射時彈丸對膛表面的摩擦功（包括起動功）對於輕武器來說，不超過裝藥全部能量的 0.5% 和管壁接受的熱能的 2.5%。假若考慮到由於彈丸對膛表面的摩擦而放出的熱量的相當大一部分被彈丸吸收，則由於上述摩擦的結果，管壁所接受的熱能僅占管身所接受總熱量中的很小一部分。

根據以上所述，計算管壁的溫度狀況時，僅考慮由於氣體與管壁接觸而產生的熱損失。

2. 武器管壁的傳熱方程

研究管壁的溫度狀態時，以下列假設為根據：

- 1) 身管是內外徑不變的圓柱體；
- 2) 沿膛軸在管壁內的溫度降小得可忽略不計，因而，軸向上沒有熱傳導。

用上述假設時，管壁的不同點內的溫度可表示為一個空間座標和時間的函數。

假若僅要求研究與膛表面相連的一薄層管壁的溫度狀態（為

了决定最大的温度突变), 则假定身管的内表面为平的, 并且此时传热方程取以下形式:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (424)$$

式中 a —— 导热率。

假若必须研究全部厚度之管壁温度状态, 则根据离开腔内表面的程度而使热流截面扩大是很重要的因素, 因此必须化成圆柱

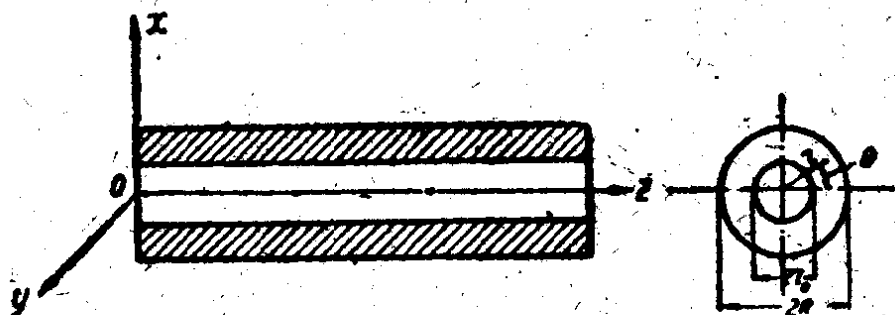


图75 管壁的传热方程之推导。

坐标系。在这种情况下, 传热方程取以下形式 (图75):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (425)$$

含 z 和 θ 的项由传热方程中消去, 因为由所取假设可知, 温度与 z 和 θ 无关。

3. 管壁内传热过程的起始条件和边值条件

在解管壁温度状况的问题以前, 研究一下起始条件和边值条件的可能表达式, 所研究物体的温度应满足这些条件。从物理观点来看, 这些条件一部分是实验的直接结果, 一部分是以实验数据为基础的假设之数学公式。

1) 起始条件 在我们取为计算起点的某一瞬时, 物体的温度可能是:

a) 点坐标的给定函数, 即

$$t = 0 \text{ 时}, \quad T = f(x, y, z); \quad (426)$$

6) 在物体的每一点内都是相同的, 即

$$t = 0 \text{ 时}, \quad T = f(x, y, z) = \text{常数}. \quad (427)$$

显然, 研究身管傳热問題时; 仅在发射前, 当管壁溫度等于周圍空气溫度时发生第二个条件, 在以后的各次发射时发生第一个条件。

2) 边值条件。边值条件或表面上的条件有以下几种:

a) 物体表面是不同导热率 λ_1 和 λ_2 的两种介质的分界面(如衬筒身管、鍍鉻身管、带公盈或十分小的間隙的被筒身管等), 这时用以下方法表示边值条件:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n_1} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_2} = 0; \quad (428)$$

б) 在物体表面上与气体或液体介质进行热交换, 这一液体的溫度或是不变的 $T_r = \text{常数}$, 或随時間而变 $T_r = \varphi(t)$; 取經過噴嘴表面的秒热流量与表面和介质的溫度差成比例, 即

$$\frac{dQ}{dt} = \int_F \alpha (T_r - T) dF,$$

并考虑到經過直接与分界面相連的壁层之热流量决定于关系式:

$$\frac{dQ}{dt} = - \int \lambda \frac{\partial T}{\partial n} dF, \quad (19a)$$

对于边值条件得

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} + \alpha (T_r - T) = 0; \quad (429)$$

в) 在表面上的溫度或者是对于各点在全部过程內是不变的或者是从一点到另一点随時間而改变;

г) 一部分表面或全部表面不透热。

以后我們將研究第一次发射后单层管壁的溫度状态的問題。因此起始条件是关系式

$$T|_{t=0} = \text{常数。} \quad (427a)$$

对于內表面之边值条件将应用傳热方程的第二方案, 当 t 为任意数时, 为

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} + \alpha (T_r - T)_{r=r_0} = 0 \quad (429a)$$

当 t 为任意数时, 对于身管的外表面之边值条件为

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} + \alpha_1 (T - T_b) \Big|_{r=R} = 0 \quad (429b)$$

在上述关系式内:

T_r ——火药气体之温度;

T_b ——空气温度;

α ——内表面的传热系数;

α_1 ——外表面的传热系数。

注意到火药气体的温度是复杂的时间函数, 通常仅以表格的形式给出, 获得管壁温度状态十分精确的分析式现在还是不能解决的问题。对于热由气体传至管壁过程的条件, 不能将传热系数 α 取为定值, 而必须考虑它与气体密度的关系, 这使上述问题更加复杂化。在上述一些情况下, 理论研究管壁的温度状态仅只剩下一种方法——传热方程的数值积分。

4. 传热方程的数值解法

前面曾列出两个自变函数偏微分方程的主要表格的形式 (表 10)。此表格的每一栏相应一定的时间值, 而每一行相应一定的空间座标值。自变量和函数值的脚注和前面曾研究的波动方程数值解中的相同。

为了求出用于 (425) 式的数值积分的工作公式, 我们还利用台劳级数。与波动方程的情况相似, 以一定的精确度得出

$$T_{k+1,i} = T_{k,i} + \frac{\partial T_{k,i}}{\partial t} \Delta t; \quad (430)$$

$$T_{k,i-1} = T_{k,i} - \frac{\partial T_{k,i}}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 T_{k,i}}{\partial r^2} \Delta r^2; \quad (431)$$

$$T_{k,i+1} = T_{k,i} + \frac{\partial T_{k,i}}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 T_{k,i}}{\partial r^2} \Delta r^2. \quad (432)$$

将 (431) 与 (432) 相加, 得

$$T_{k,i-1} + T_{k,i+1} = 2T_{k,i} + \frac{\partial^2 T_{k,i}}{\partial r^2} \Delta r^2,$$

由此得

$$\frac{\partial^2 T_{k,i}}{\partial r^2} = \frac{T_{k,i-1} - 2T_{k,i} + T_{k,i+1}}{\Delta r^2}. \quad (433)$$

由 (432) 式减去 (431) 式, 得

$$\frac{\partial T_{k,i}}{\partial r} = \frac{T_{k,i+1} - T_{k,i-1}}{2\Delta r} \quad (434)$$

由 (430) 及 (431) 式, 忽略 Δr^2 項, 得

$$\frac{\partial T_{k,i}}{\partial t} = \frac{T_{k+1,i} - T_{k,i}}{\Delta t}; \quad (435)$$

$$\frac{\partial T_{k,i}}{\partial r} = \frac{T_{k,i} - T_{k,i-1}}{\Delta r} \quad (436)$$

將 (435)、(433) 及 (434) 式中 $\frac{\partial T}{\partial t}$ 、 $\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$ 及 $\frac{\partial T}{\partial r}$ 的值代入 (425) 式內, 經換算后得出以下不同的傳热方程:

$$T_{k+1,i} = a_1 A T_{k,i+1} + a_1 A_0 T_{k,i-1} + a_2 T_{k,i} \quad (437)$$

$$\text{式中} \quad A = 1 + \frac{\Delta r}{2r_i}; \quad (438)$$

$$A_0 = 1 - \frac{\Delta r}{2r_i}; \quad (438a)$$

$$a_1 = \frac{a\Delta t}{\Delta r^2}; \quad a_2 = 1 - \frac{2a\Delta t}{\Delta r^2}.$$

由 (436) 式得出适用于管壁內表面的式子

$$\frac{\partial T_{k,0}}{\partial r} = \frac{T_{k,1} - T_{k,0}}{\Delta r}, \quad (439)$$

式中 $T_{k,0}$ ——在 t_k 瞬時內当 $r = r_0$ 时管壁內表面之溫度;

$T_{k,1}$ ——在 t_k 瞬時內当 $r = r_1 = r_0 + \Delta r$ 时管壁之溫度。

考慮到 (436a) 式及 $\alpha = \alpha_0 \gamma$, 由 (429a) 式得

$$\frac{\lambda}{\Delta r} (T_{k,1} - T_{k,0}) + \alpha_0 \gamma (T_r - T_{k,0}) = 0$$

$$\text{或} \quad T_{k,0} = \frac{\alpha_0 \gamma T_r + a_3 T_{k,1}}{\alpha_0 \gamma + a_3}, \quad (440)$$

$$\text{式中} \quad a_3 = \frac{\lambda}{\Delta r}.$$

因而, 已知点 1 的溫度值 ($r_0 + \Delta r$) 及 t_k 瞬時火药气体的溫度值, 我們可根据 (440) 式計算管壁內表面的溫度。根据 (437) 及 (440) 式, 在表 26 中示出确定靠近身管的內表面的函数值 $T = T(t, r)$ 的順序。确定远离內表面之各点的值 T 的順序可由表得出。