

柴油发动机排气压力波计算

李开泰 蒋德明 钱树基 赵学亭

(西安交通大学)

提要 本文是引用新的物理量后,建立了柴油发动机排气压力波气缸端新的边界方程式。它不但克服了[2, 3]提出的边界方程式中带有奇性的弊病,而且在一定区域内唯一可解,从而大大改善了数值解的收敛速率,对于分枝交叉中心处,提出了压力相等而熵值可忍受跳跃的模型,建立了相应的边界方程式,并应用网格特征线方法求解(1.7)。特征线位置通过迭代不断得到修正,提高了数值解的精度。运用所述边界方程式及方法,对一台中速柴油机排气压力波进行数值计算,得到了良好的结果,与实测相当吻合。

主 要 符 号

u 气体流速 (m/s)	F 管道横截面积 (m ²)
a 当地音速 (m/s)	x 管道横截面周界 (m)
p 压力 (kg/m ²)	L 参考长度 (m)
ρ 密度 (kg · s ² /m ⁴)	a^* 参考音速 (m/s)
a_s 从 p 等熵膨胀到参考压力 p_s 的音速 (m/s)	$d = 4F/x$ 管截面的水力学直径 (m)
$A = a/a^*$ 无量纲音速	$X = x/L$ 无量纲长度
$A_s = a_s/a^*$ 无量纲 a_s	$Z = a^*t/L$ 无量纲时间
$U = u/a^*$ 无量纲流速	k 气体比热比
e 单位重量气体之内能 (kg · m/kg)	i 单位重量气体之焓 (kg · m/kg)
s 单位重量气体之熵值 (kg · m/kg · °K)	τ_0 单位侧面积管壁之摩擦力 (kg/m ²)
q_0 单位侧面积在单位时间内由外界传进管内能量 (kg · m/m ² · s)	f 无量纲之摩擦因子

一、排气管内一维流动基本方程

流体管道内流动,可以当作一维流来处理,而相应的物理量则为截面上的平均值。实践证明,用这个方法来处理柴油机排气管道中的流动问题,能得到相当满意的结果。

假定管道是变截面的,流动是不稳定的,非等熵的,而且还顾及到摩擦、传热等效应。那么相应的微分方程是:

本文于 1981 年 1 月收到。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho u \frac{d \ln F}{dx} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{d} \frac{\tau_0}{\rho} \operatorname{sign} u &= 0 \\ \frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} - \frac{4}{d} \left(\frac{q_0}{\rho q} + \frac{\tau_0}{\rho q} u \operatorname{sign} u \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

式中未知量是 (p, ρ, u, s) , 自变量是 (x, t) .

状态方程是

$$p = R\rho T \quad (1.2)$$

其中 R 为气体之普适常数.

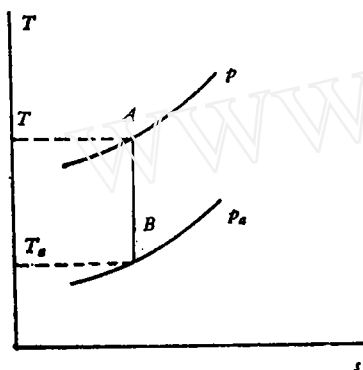


图1 a_* 的定义

根据偏微分方程特征理论, (1.1) 是一阶拟线性双典型方程组, 经过适当变量替换, 可以化成标准型.

为了计算上的方便, 可以引入 a_* 来代替 s . a_* 是从状态 (p, T, ρ) 等熵膨胀到参考压力时的音速. 从图1可知, 它是从 A 点等熵膨胀到 B 点的音速

$$\left(\frac{a}{a_0} \right)^2 = \left(\frac{p}{p_a} \right)^{(k-1)/k} \quad (1.3)$$

引入无量纲 $X = x/L, U = u/a^*, Z = a^*t/L$,

$L, D = d/L$ 和 Riemann 变量:

$$\lambda = A + (k-1)U/2, \quad \beta = A - (k-1)U/2 \quad (1.4)$$

$$A = (\lambda + \beta)/2, \quad U = (\lambda - \beta)/(k-1) \quad (1.5)$$

利用 $\tau_0/\rho/a^{*2} = U^2/L, q_0/\rho/a^{*2} = f/L \cdot U \operatorname{sign} U / (k-1) \cdot (A_w^2 - A^2)$. 其中 f 为摩擦因子. $A_w^2 = a_w^2/a^{*2} = kT_w/a^{*2}$, 而 T_w 为管道壁温.

如此, 方程 (1.1) 可以表成向量形式 ($R^T = \{\lambda, \beta, A_*\}$):

$$A_1 \frac{\partial R}{\partial X} + A_2 \frac{\partial R}{\partial Z} = B, \quad (1.6)$$

其中

$$A_1 = \begin{pmatrix} U + A & 0 & -F_t(U + A) \\ 0 & U - A & -F_t(U - A) \\ 0 & 0 & U \end{pmatrix}, \quad A_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -F_t \\ 0 & 1 & -F_t \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$B^T = \left\{ -\frac{k-1}{2} AU \frac{d \ln F}{dX} + (k-1)F_{t2} - F_t, \right. \\ \left. -\frac{k-1}{2} AU \frac{d \ln F}{dX} + (k-1)F_{t2} + F_t, \quad F_{t2}/F_t \right\}$$

而 $F_t = A/A_*$, $F_t = (k-1)fU^2/D \operatorname{sign} U$, $F_{t2} = fU/(DA) \cdot [(k-1)U^2 + A_w^2 - A^2] \times$

$\text{sign} U$. (1.6) 也可以表示为特征形式

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dZ} &= U + A, \\ d\lambda &= \left(-\frac{k-1}{2} AU \frac{d \ln F}{dX} \right) dZ + F_d dA_d + [(k-1)F_{t2} - F_f] dZ \\ \frac{dX}{dZ} &= U - A, \\ d\beta &= \left(-\frac{k-1}{2} AU \frac{d \ln F}{dX} \right) dZ + F_d dA_d + [(k-1)F_{t2} + F_f] dZ \\ \frac{dX}{dZ} &= U, \quad dA_d = F_{t2}/F_t \cdot dZ \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

它有三条特征线, 分别称为 λ , β 特征线和气体微粒运动之轨迹线.

二、边界条件

排气管波动过程的边界是由: 气缸端边界; 排气管分枝接头; 涡轮当量喷嘴边界组成.

为了确保(1.7)混合问题是适定的, 端点任一时刻边界条件的数目必须与该端点去向特征线个数一样, 对于左端边界, 去向特征线意味着, 若 $\tau_0 = Z_0$ 时, 特征线斜率为正, 否则为来向特征线. 因此, 不同时刻边界条件数目不一样. 在同一个确定的边界边上, 哪一条特征线为去向特征线, 决定于流动是亚音速还是超音速. 例如在左端边界上, 亚音速流时 λ 特征线是去向特征线, 超音速流时, 速度大于零则 λ , β 特征线均是去向特征线, 而速度小于零则均是来向特征线. 来向特征线其相应的变量可以通过(1.7)求得, 而去向特征线则相应变量要通过边界条件来决定.

1. 气缸端边界条件

气阀关闭和开启期间, 有不同的边界条件, 在气阀开启期, 还要区分气流从气缸内流向排气管或是从排气管倒流入气缸情形.

(1) 气阀关闭 这时速度 $U = 0$, 只有 β 特征线才是去向特征线, 因而只要一个边界条件 $\lambda = \beta$.

(2) 气流从气缸内流向排气管 这时 $U > 0$, 对于亚音速流, 只有 β 特征线是来向的, 故应有两个边界条件. 为使边界条件的数学描述更为合理, 引入两个参量 σ, μ .

$$\sigma = U_d/A_c/\phi \quad \mu = A_{dd}/A_{dc} \quad (2.1)$$

其中下标 d 表示在排气管端部取值, 下标 c 表示在气缸内取值, ϕ 是气阀开启面积与排气管端部面积之比 F_t/F_d , σ 表明排气管端部相对于气阀开启面积的相对流动速度. 当气阀刚打开或快关闭时, U_d/A_c 与 ϕ 同时趋于零, 但单边极限存在. μ 是通过气阀的节流损失系数. A_{dc} 是气缸内熵值的度量, A_{dd} 是排气管端部熵值的度量. 由熵增原理, 可知 $\mu \gg 1$, μ 愈大, 损失也愈大, μ 愈小, 损失也愈小, $\mu = 1$ 表示通过气阀过程是等熵的. 可以证明 μ 将随 σ 增加而增加, 随 σ 减小而减小. 这说明 μ, σ 都反映节流过程损失的

大小,是过程力学模型很确切的表征量. 令

$$\Delta\mu = \mu - 1 = (A_{ad} - A_{ac})/A_{ac} \quad (2.2)$$

$\Delta\mu$ 是熵的相对增量. β 是对应于来向特征线的 Riemann 变量. 由(1.7)可知,若边界端熵 A_{ad} 已知,则 β 可由上一时刻来流计算. 所以,若用 β_0 表示当 $\mu = 1$ 时的 β , 那么 β_0 可以从(1.7)计算出来. 然而,有节流损失情况下的 β , 显然与 β_0 不同. 设有一增量 $\Delta\beta = \beta - \beta_0$, 由(1.7)可知, $\Delta\beta$ 纯粹是由于在边界点熵增 $\Delta\mu$ 而引起的. 在 d 点, 有如下关系:

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = A_d/A_{ad} \cdot (A_{ad} - A_{ac}) = A_d \Delta\mu/\mu$$

不难验证, (σ, μ) 和 (λ, β, A_a) 有如下关系:

$$U_d/A_c = \phi\sigma, \quad A_d/A_c = (\beta_0/A_c + \phi\sigma(k-1)/2)\mu \quad (2.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta &= (\beta_0/A_c \cdot \mu + \phi\sigma(\mu-1)(k-1)/2)A_c \\ \lambda &= (\beta_0/A_c \cdot \mu + \phi\sigma(\mu+1)(k-1)/2)A_c \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

$$A_{ad} = \mu A_{ac}$$

(2.4) 说明, 当 (σ, μ) 确定之后, 边界上的 (λ, β, A_a) 随之而定. 其中 A_c, A_{ac} 是气缸中的 A, A_1 , 它们可以通过气缸内热力循环计算而得.

(σ, μ) 满足下列代数方程组^[7]

$$\left. \begin{aligned} \sigma(1 - \phi^2\sigma^2(k-1)/2)^{1/(k-1)} - q(\mu) &= 0 \\ (\beta_0/A_c + \phi\sigma(k-1)/2)^2\mu^2 + \phi^2\sigma^2(k-1)/2 - 1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

其中

$$q(\mu) = \begin{cases} (2/(k+1))^{(k+1)/2(k-1)}\mu^{2k/(k-1)}, & \mu \geq \sqrt{(k+1)/2} \\ \sqrt{2/(k-1)}\mu\sqrt{\mu^2-1}, & \mu < \sqrt{(k+1)/2} \end{cases} \quad (2.6)$$

式(2.5)在区域 $D = \{0 \leq \sigma \leq \sqrt{2/(k-1)}\phi^{-1}, 1 \leq \mu \leq \min(A_c/\beta_0, \phi^{-\frac{k-1}{2k}})\}$ 内有唯一解.

(3) 废气由排气管倒流入气缸, 这时 β 特征线和轨迹线是来向的, 因而 β, A_{ad} 可从(1.7)求出, 还要一个边界方程式来确定 λ .

A_d 满足边界方程式^[7]

$$A_d^{(3-k)/(k-1)}(A_d - \beta)^2(A_d^2 + 2(A_d - \beta)^2/(k-1)) + H(E^2 - A_d^2) = 0 \quad (2.7)$$

其中 $E = A_{ad}(p_c/p_a)^{(k-1)/2k}$, $H = \phi^2 A_{ad}^{3/(k-1)}(p_c/p_a)^{2/k}(k-1)/2$,

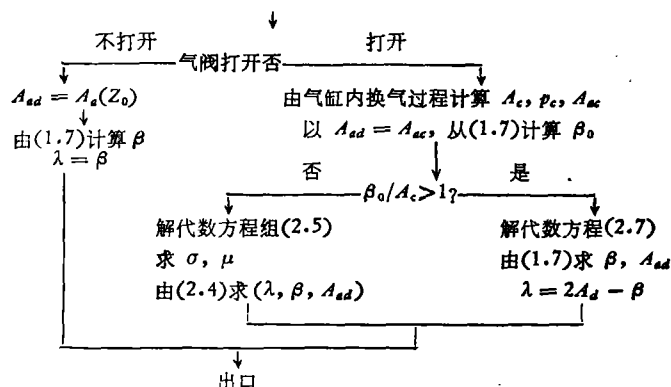
由(2.7)解出 A_d , 则 $\lambda = 2A_d - \beta$ 即可求得.

代数方程(2.7)在 (E, β) 区域内有唯一解.

(4) 倒流判别法^[6]. 发生气流从排气管倒流入气缸的充要条件是 $\beta_0/A_c < 1$, 气缸端边界条件可由下页框图显示出来.

2. 当量喷嘴边界条件

对废气涡轮增压柴油机, 排气管另一端部是涡轮, 为了着重对管道内流动过程进行数值模拟, 把涡轮简化为当量喷嘴, 用 F_{res} 表示当量喷嘴截面积, $\phi = F_{res}/F_d$, A_0 表示环境音速, 那么, 当 $U_d \geq 0$ 时, 去向特征线只有一条, 必须建立一个边界方程, 而当 $U_d < 0$ 时, 去向特征线有两条, 必须建立两个边界方程^[6].



$U_d \geq 0$ 时, λ, A_a 从特征方程计算得到, 而 β 从下列边界方程中得到:

$$\left. \begin{aligned} (x^{4/(k-1)} - \phi^2)(\lambda/A_a - x)^2 - \phi^2(x^2 - 1)(k-1)/2 &= 0 \\ \beta &= 2x \cdot A_a - \lambda \end{aligned} \right\} x \geq \sqrt{\frac{k+1}{2}}$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^2 - x^{4/(k-1)}(k+1-2x^2)/(k-1) &= 0 \\ \beta &= (x^{(k+1)/(k-1)} - 0.5(k-1)\phi)/(x^{(k+1)/(k-1)} + 0.5(k-1)\phi) \end{aligned} \right\} x < \sqrt{0.5(k+1)}$$

$U_d < 0$ 时, λ 可以从特征方程计算得到, 而 β, A_a 从下列边界方程中得到:

$$\beta = \lambda(3-k)/(k+1) + 2\{(k-1)(k+1)A_a^2 - 2\lambda^2\}^{1/2}$$

$$A_a = A_0\{2(\lambda - \beta)/[(k-1)(\lambda + \beta)] \cdot 1/(\phi x)\}^{(k-1)/2k} \cdot y^{1/k}$$

其中

$$y = \{1 + 0.5(k-1)(4(\lambda - \beta)^2/[(k-1)(\lambda + \beta)]^2 - x^2)\}^{1/2}$$

$$x = \begin{cases} (1 + 0.5(k-1)M^2)|M|/[\phi(1 + kM^2)] & k\phi = 0.5(k-1) \\ p - \sqrt{p^2 - q} & k\phi > 0.5(k-1) \\ p + \sqrt{p^2 - q} & k\phi < 0.5(k-1) \end{cases}$$

$$p = 0.5\phi(1 + kM^2)|M|/[k\phi - 0.5(k-1)]$$

$$q = \phi(1 + 0.5(k-1)M^2)/[k\phi - 0.5(k-1)]$$

$$M = 2(\lambda - \beta)/[(k-1)(\lambda + \beta)]$$

3. 分枝管系边界条件

在排气管系分枝接头处, 作如下简化

- (1) 接头处流动是准稳定的, 绝热的。
- (2) 接头中心处压力连续, 熵值可忍受间断。
- (3) 若只有一个管道是来流, 其余为去流, 称此流动为分散流。这时, 假设来流被分成若干股去流, 它们具有同样密度的滞止焓。
- (4) 若只有一个管道是去流, 其余为来流, 称此流动为聚合流, 若流动既非分散流, 又非聚合流, 则称为混合流。

根据适定性要求, 对来流管道, 边界条件只有一个, 相反则应有两个。因此, 若:

- (1) 接头处是分散流, 则一个来流有一个方程一个未知量, $n-1$ 个去流要有 $2(n-1)$ 个方程 $2(n-1)$ 个未知量, 因此, 总的要有 $2n-1$ 个方程联系着 $2n-1$ 个未知

量:

$$A_1^* = A_2^* = \cdots = A_n^* = \sum_{i=1}^n \lambda_i^* \eta_i, \quad A_{a1} f_i(1) = A_{a2} f_i(2) = \cdots = A_{an} f_i(n)$$

其中

$$A_i^* = A_i / A_a, \quad \lambda_i^* = \lambda_i / A_a, \quad \eta_i = (F_i / A_{a1}) / \sum_{i=1}^n (F_i / A_{a1})$$

$$f_i(i) = (A_i^{*2} + 0.5(k-1)U_i^{*2})^{1/2}, \quad A^* = \sum_{i=1}^n \eta_i \lambda_i^*$$

(2) 流动是聚合流, 则应有 $n+1$ 个边界方程式:

$$A_1^* = A_2^* = \cdots = A_n^* = \sum_{i=1}^n \lambda_i^* \eta_i, \quad \sum_{i=1}^n A_{ai} f_i(i) = 0$$

其中

$$f_i(i) = F_i U_i^* (A_i^{*2} + 0.5(k-1)U_i^{*2}).$$

(3) 流动是混合流, 设 n_1 个来流, n_2 个去流, 则应有 $n_1 + n_2$ 个边界方程式:

$$A_1^* = A_2^* = \cdots = A_n^* = \sum_{i=1}^n \lambda_i^* \eta_i, \quad \sum_{i=1}^n A_{ai} f_i(i) = 0$$

$$A_{a1} f_{i_1}(l_1) = A_{a2} f_{i_2}(l_2) = \cdots = A_{an_2} f_{i_{n_2}}(l_{n_2})$$

对分枝接头边界方程, 须用迭代方法求解, 这是由于去流的 A_a 未知, 故需依靠迭代来修正 λ_i^*

三、基本方程的近似解法

采用直交网格特征线法, 在 (X, Z) 平面上用正交网格细分, 在 X 方向步长一定, Z 方向步长是依所谓稳定性条件自动选取, 求解沿特征线进行, 这样一来, 在某一确定的地点, 可以获得整个周期内完整的波形。

1. 时间步长的选取

众所周知, 时间步长 ΔZ 必须满足稳定性条件, 即

$$\Delta Z \leq \Delta X (\lambda + |U|) \quad (3.1)$$

在管道内波动计算中, 采用 Hartree 方法, 反复迭代, 可以成功地对付弱间断的出现,

由于问题是要求大范围的完全周期解, 所以初值假定很重要。如果能选好参考音速 a^* , 那么, 取 $\lambda = \beta = 1$ 及适当的 A_a 情况下, 迭代两次就可得到满足一定精度的周期解。

2. 方程的一级近似

假定前一时刻各节点的 (λ, β, A_a) 均已算好, 考虑本时刻任一点 P , 其相邻的点分别为 (A, B, C) , 如图 2 所示。由 P 点向前一时刻特征线 λ, β 分别交于 R, S , 轨迹线交于 T, P 点的初始值用一次插值进行反复迭代, 记

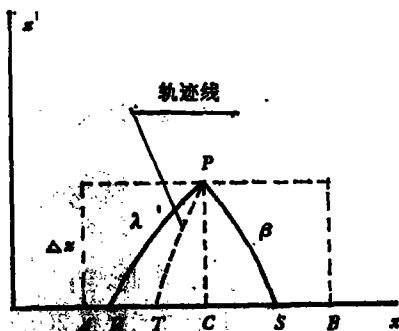


图 2 矩形网格的求解

$$\left. \begin{aligned} a &= 0.5(3-k)/(k-1) \\ b &= 0.5(k+1)/(k-1) \\ \xi_1 &= b\lambda - a\beta, \quad \xi_2 = a\lambda - b\beta \\ \xi_3 &= (\lambda - \beta)/(k-1) \\ \theta &= \Delta Z/\Delta X, \quad \zeta = \xi\theta \\ \mathbf{R} &= (\lambda_R, \beta_R, A_{aR})^T, \quad \mathbf{S} = (\lambda_S, \beta_S, A_{aS})^T \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

等等, $\mathbf{R}, \mathbf{S}$ 以及类似的 $\mathbf{T}, \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$ 均分别表示该点分量为 (λ, β, A_a) 的矢量。

显然, 若 $\mathbf{P}$ 已知, 那么 (R, S, T) 的 X 坐标为

$$\begin{aligned} X_R &= X_C - \xi_1(P)\Delta Z, \quad X_S = X_C - \xi_2(P)\Delta Z, \\ X_T &= X_C - \xi_3(P)\Delta Z \end{aligned} \quad (3.3)$$

在初级近似里, $\xi_i(P) (i=1, 2, 3)$ 中 P 点可用 C 点的值来代替, 这样, 由(3.3)便可确定 (R, S, T) 的 X 坐标, 而该点 (λ, β, A_a) 用一次插值来获得:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{R} &= \mathbf{C} + \zeta_1(C)(\mathbf{A} - \mathbf{C}) \\ \mathbf{S} &= \mathbf{C} + \zeta_2(C)(\mathbf{B} - \mathbf{C}) \\ \mathbf{T} &= \mathbf{C} + \zeta_3(C)(\mathbf{D} - \mathbf{C}) \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

其中 $\mathbf{D}$ 矢量, 当 $\zeta_3(C) > 0$ 时取 $\mathbf{A}$, 否则取 $\mathbf{B}$ 。

可由适定性条件(1.7)给出 P 点的一级近似

$$\left. \begin{aligned} A_{aP} &= A_{aT} + [F_{fg}(P)/F_f(P) + F_{fg}(T)/F_f(T)]\Delta Z/2 \\ \lambda_P &= \lambda_R + [F_f(P) + F_f(R)](A_{aP} - A_{aR})/2 \\ &\quad + [(k-1)(F_{fg}(P) + F_{fg}(R)) - F_f(P) - F_f(R)]\Delta Z/2 \\ \beta_P &= \beta_S + [F_f(S) + F_f(P)](A_{aP} - A_{aS})/2 \\ &\quad + [(k-1)(F_{fg}(P) + F_{fg}(S)) + F_f(P) + F_f(S)]\Delta Z/2 \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

其中 F_s, F_{fg}, F_f 函数中的自变量表明在该点上取值。

3. 方程的二级近似

有了 P, S, R, T 的初级近似以后, 可以进一步修正 R, S, T 的 X 坐标, 然后在 (R, S, T) 处用二次插值进行改算, 再运用(3.5)式改进 P 点的近似, 这样可以反复迭代至所需要的精度为止。修改后的 R, S, T 的 X 坐标为

$$\left. \begin{aligned} X_R &= X_C - [\xi_1(R) + \xi_1(P)]\Delta Z/2 \\ X_S &= X_C - [\xi_2(S) + \xi_2(P)]\Delta Z/2 \\ X_T &= X_C - [\xi_3(T) + \xi_3(P)]\Delta Z/2 \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

R, S, T 三点的二次插值可用下式

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{R} &= \mathbf{C} + \mathbf{V}(\zeta_1(R) - \zeta_1(P))/2 + (\mathbf{V} - \mathbf{C})(\zeta_1(R) - \zeta_1(P))^2/4 \\ \mathbf{S} &= \mathbf{C} + \mathbf{V}(\zeta_2(S) - \zeta_2(P))/2 + (\mathbf{V} - \mathbf{C})(\zeta_2(S) - \zeta_2(P))^2/4 \\ \mathbf{T} &= \mathbf{C} + \mathbf{V}(\zeta_3(T) - \zeta_3(P))/2 + (\mathbf{V} - \mathbf{C})(\zeta_3(T) - \zeta_3(P))^2/4 \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

其中 $\mathbf{V} = (\mathbf{A} - \mathbf{B})/2$, 有了 R, S, T 数值后, 可用(3.5)改进 P 点的近似, 然后可用(3.6)进一步改善 R, S, T 的 X 坐标及用(3.7)改进 $\mathbf{R}, \mathbf{S}, \mathbf{T}$ 的近似, 又重新获得新的 P , 直到满足需要的精度为止。

四、一个计算实例

运用上面所建立的边界方程式及计算方法,对增压中速 PC2-5 柴油机进行数值计算,时间步长取 0.4 到 0.5,曲轴转角度和 Z 有关系, $\Delta\varphi = 6nL\Delta Z/a^*$, 其中 n 为曲轴转速(转/分),每根排气管选了 6 个节点,计算和实测结果如图 3 所示. 它表明,计算和实测吻合得较好.

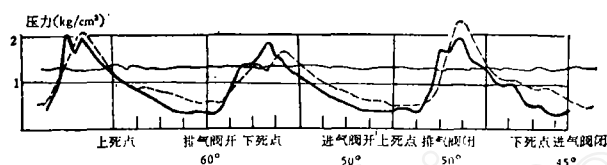


图 3 多缸排气压力波的计算和测试结果

——计算结果 - - - - 实测结果(内燃机关, 72 年 7 月号)

物理量 σ , μ 是气阀流通过面积 ϕ 的多值函数,有两个分枝,每个分枝里, σ , μ 关于 ϕ 是单调降的,当 $\sigma \rightarrow 0$ 时, $\mu \rightarrow 1$, $\sigma \rightarrow 0$ 表明 $U_d \rightarrow 0$, 它是发生从排气管倒流入气缸的转折点. 附表 1 是在 PC2-5 中速柴油机上计算的 σ , μ 值.

附表 1

数据 曲轴转角	μ	σ	数据 曲轴转角	μ	σ	数据 曲轴转角	μ	σ
0	0.2051	2.6104	95	0.0104	0.3631	190	0.0178	0.4856
5	0.2018	2.5401	100	0.0103	0.3611	195	0.0251	0.5883
10	0.2108	2.7138	105	0.0115	0.3824	200	0.0304	0.6568
15	0.1956	2.4847	110	0.0123	0.3971	205	0.0350	0.7127
20	0.1707	2.1381	115	0.0123	0.3967	210	0.0393	0.7610
25	0.1477	1.8736	120	0.0122	0.3950	215	0.0406	0.7759
30	0.1280	1.7008	125	0.0120	0.3912	220	0.0414	0.7820
35	0.1158	1.5921	130	0.0126	0.4018	225	0.0399	0.7647
40	0.0971	1.4032	135	0.0122	0.3958	230	0.0396	0.7589
45	0.0787	1.2083	140	0.0118	0.3876	235	0.0411	0.7719
50	0.0620	1.0258	145	0.0117	0.3866	240	0.0445	0.8010
55	0.0488	0.8743	150	0.0119	0.3904	245	0.0497	0.8451
60	0.0380	0.7455	155	0.0116	0.3840	250	0.0537	0.8764
65	0.0282	0.6261	160	0.0103	0.3613	255	0.0594	0.9184
70	0.0217	0.5394	165	0.0094	0.3436	260	0.0559	0.8809
75	0.0157	0.4522	170	0.0090	0.3372	265	0.0437	0.7656
80	0.0120	0.3919	175	0.0092	0.3408	270	0.0263	0.8509
85	0.0113	0.3797	180	0.0102	0.3586			
90	0.0111	0.3768	185	0.0128	0.4058			

五、结 束 语

柴油发动机工作过程是一个热力学气动循环过程,排气压力波是时间的周期函数. 当

气阀刚开启时,由于内外压差大,气阀开启面积从零急剧增加,不但有关物理量飞跃变化,而且边界条件的个数也发生变化,致使衔接条件的连续性遭到破坏。然而,精细的数学加工可以克服上述困难。本文引入了损失系数 μ 和流动速度 σ 两个参数,建立了 (μ, σ) 的边界方程,其系数光滑,在一定区域内唯一可解,只需用一般牛顿迭代法,很快即可得到 (μ, σ) 的解,加之特征线位置经反复迭代,致使数值解精度大为提高。

参 考 文 献

- [1] Wright, E. J., Computer Simulation of Engine Gas Dynamic Processes, A. Design Package, «SAE. Paper», 1971.
- [2] 西安交大计算数学教研室和内燃机教研室, 408 厂科研科, 电子计算机在涡轮增压柴油机性能分析方面的应用, 陕西柴油机 (1974 年增刊)。
- [3] 王柔怀, 伍卓群, 二自变量准线性双典型方程组的若干定解问题解的存在与唯一性, 吉林大学学报, 2(1963), 459.
- [4] Lee Da-tsin (李大潜) and Yu Wen-tzu (俞文貺), Some Existence Theorems for Quasilinear Hyperbolic Systems of Partial Differential Equations in two Independent Variables. I. Typical Boundary Value Problems, 中国科学, 13(1964), 529—550.
- [5] Lee Da-tsin (李大潜), Yu Wen-tzu (俞文貺), Typical Boundary Value Problems of Functional Form and Typical Free Boundary Problems, 同上, 551—562.
- [6] Рождественский, Б. Л., Яненко, Н. Н., Системы Квазилинейных Уравнений и их Приложения к Газовой Динамике, Москва, 1968.
- [7] 计算数学教研室和内燃机教研室, 论柴油机排气压力波计算的边界条件, 西安交通大学报, 1(1976)。

THE COMPUTATION OF EXHAUST PRESSURE PULSE IN THE DIESEL ENGINE

Li Kaitai Jiang Deming Qian Shuji Zhao Xueting

(Xian Jiaotong University)

Abstract

Equations of the boundary conditions at the end of the exhaust pipe have been re-written after introducing new variables. It avoids singularities of previous methods.

The pressure at a branch point is considered continuous, but entropy is discontinuous.

The location of characteristic curve is continuously modified in the solution of the gas dynamical equations. The rate of convergence is much improved. Numerical results for a medium speed diesel engine are also given.