

关于爆炸载荷对烟囱倾倒方向的影响

许连坡

(中国科学院力学研究所)

摘要 用爆破法拆除烟囱时,对烟囱倾倒方向有影响的因素可能包括爆炸载荷,风力,爆炸引起的空气冲击波,烟囱的初始运动状态以及切口情况等。本文研究了在正常切口下前三种因素的影响。得到:一般情况下它们不会影响烟囱的倾倒方向。

关键词 爆炸载荷 倾倒方向 炮孔分布

一、前言

用爆破法拆除烟囱时,爆炸载荷对烟囱倾倒方向的影响问题,在爆破界内外存在着意见分歧。特别,由于国外爆破拆除高烟囱时出现了反向倾倒的实例,而爆炸载荷的作用方向刚好是“反向的”。这不仅加剧了上述争论,并使它有了重要的实际意义。一九八六年,在南京举行的第三届工程爆破学术交流会议上,曾就此问题展开了讨论。但争论双方都没有提供较严格的力学分析。同年,《爆炸与冲击》第三期发表了姬云峰的“减荷槽”^[1]一文。该文在肯定爆炸载荷对倾倒方向有重要影响的前提下,提出在工程上预挖“减荷槽”,减少爆破量,从而减少爆炸载荷的影响。但是该文并未对爆炸载荷的影响进行严格的力学分析,而且,文中在分析烟囱受力关系上和具体积分计算中,还有一些不确之处,因此,上述问题仍是个未解决的问题

本文在刚体假定下给出上述问题的力学分析,并讨论一些有关问题。

二、烟囱受力的分析

假定烟囱为刚体,忽略烟囱的弹性变形。在本问题中,须用二个坐标系:为了研究烟囱的倾倒运动,需要一个空间坐标系;为了计算烟囱本身的参量,如转动惯量等,则需要一个固定于烟囱的物质坐标系。我们研究简单的问题,烟囱在一个铅直平面内倾倒。这样,可以把空间坐标系取在这一平面内: x 轴为水平右向, y 轴铅直向上,坐标原点 O 为烟囱倾倒时二支点联线的中点,如图1。由于我们只研究圆形横断面的烟囱,因而把物质坐标系取成柱坐标, z 轴和烟囱的对称轴重合,原点 O' 为烟囱切口处横断面的中心。 C 为烟囱的质心,其坐标为 $(0, z_c)$ 。 $\overline{O_1 O_2}$ 为烟囱倾倒时的转动轴, O_1 和 O_2 为支点,见图1。

为了方便,在分析烟囱受力关系时,我们使用质心形式的运动方程

$$m\ddot{x}_c = \sum_i X_i \quad (1)$$

$$m\ddot{y}_c = \sum_i Y_i \quad (2)$$

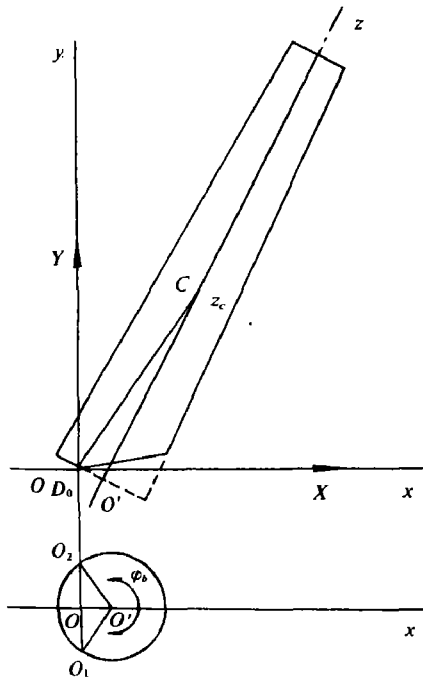


图1 烟囱的倾倒状态

Fig 1. Toppling condition of chimney

$$J_c \ddot{\theta} = \sum_i M_i \quad (3)$$

这里 m 是烟囱的质量, x_c 、 y_c 为质心的位移, 而 $\sum_i X_i$ 、 $\sum_i Y_i$ 分别为作用于烟囱的水平向和垂直向的外力之和。 J_c 是烟囱绕通过质心的轴的转动惯量, θ 为烟囱的倾倒角度, 顺时针为正, $\sum_i M_i$ 为作用于烟囱的外力矩之和。

除重力外, 本文着重分析爆炸载荷的影响, 同时还讨论风力、炸药爆炸在烟囱内形成的空气冲击波、烟囱倾倒引起的断裂载荷及摩擦力等影响。

1. 重力

重力作用于质心, 方向铅直向下, 不产生力矩, 令 g 为重力加速度, 于是

$$X_g = 0 \quad (4)$$

$$Y_g = -mg \quad (5)$$

$$M_g = 0 \quad (6)$$

2. 爆炸载荷

全部炮孔炸开之前, 爆炸载荷不能导致烟囱整体运动, 或计算爆炸载荷的影响应当扣除切口处材料的拉力, 但由于后者较小, 又难于计算, 我们不予考虑。此外, 由于炮孔的分布及起爆延时, 实际上爆炸载荷是各炮孔压力的某种组合。

(1) 单孔药包载荷

利用单方耗药量, 切口处烟囱的尺寸, 孔间距等即可求得单孔药包载荷, 对烟囱的外壁为

$$P_1 = \frac{4}{\pi} \frac{q}{\Delta} \frac{e^2 B^3}{d} \frac{R}{R_2} p_{b1} \quad (7)$$

这里 q 为单方耗药量 (kg/m^3), Δ 是装药密度 (t/m^3) e 是间距系数, 即孔距和壁厚之比, 对外壁和内衬取一样。 B 是切口处外壁的厚度, d 是炮孔直径, R 是其平均半径, R_2 是其外半径, p_{b1} 是炮孔压力。

同样, 对内衬有

$$P_2 = \frac{4}{\pi} \frac{q}{\Delta} \frac{e^2 b^3}{d} \frac{r}{r_1} p_{b2} \quad (8)$$

这里 b 为切口处内衬的厚度, r 为其平均半径, r_1 是其内半径, p_{b2} 为炮孔压力, d 是炮孔的直径。

(2) 群孔药包载荷

我们取炮孔分布如图2所示: 沿烟囱的周向, 外壁炮孔为 n_1 列, 其中1个孔的为 K_1 列, 2个孔的为 K_2 列, i 个孔的为 K_i 列, 于是外壁炮孔总列数 n_1 为

$$K_1 + K_2 + \dots + K_i = n_1 \quad (9)$$

总炮孔数为

$$\sum_i iK_i = N_1 \quad (10)$$

同样对内衬的炮孔总列数 n_2 为

$$k_1 + k_2 + \dots + k_i = n_2 \quad (11)$$

其炮孔总数有

$$\sum_i ik_i = N_2 \quad (12)$$

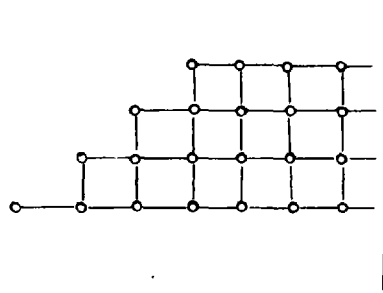


图2 烟囱壁上的炮孔分布

这样, 当各炮孔同时起爆时, 则爆炸载荷 F_b

$$F_b = P_1 n_1 + P_2 n_2 \quad (13) \text{ Fig. 2 Placing of the holes on the wall of chimney}$$

这是因为药包是同时起爆的, 故一列中只有一个炮孔对烟囱体形成 z 向的作用力, 余者均互相抵消。

(3) 不同爆的影响

计算表明, 一般情况下, 单个炮孔爆炸载荷有效作用时间大约是10ms左右, 它刚好和瞬发雷管的起爆时差相同; 因此不能认为各炮孔是同时起爆的。

假定雷管起爆时间的分布函数为 $Nan(\tau)$, 则在 $\tau - (d\tau/2)$ 到 $\tau + (d\tau/2)$ 的时间内, 雷管的爆炸数目为 $Nan(\tau)d\tau/t_m$ 。这里 N 是雷管总数, t_m 是本段雷管的实际最大延时, a 为常数, 由归一化条件

$$\int_0^{t_m} an(\tau) \frac{d\tau}{t_m} = 1 \quad (14)$$

确定。在 τ 时以前爆炸的雷管数为 N_1 , 则在 τ 时余下的每个雷管的爆炸几率为 $1/(N - N_1)$, 第 i 列药包中各个药包的爆炸几率为 $[i - (i/N_1)]/(N - N_1)$, 它在 $d\tau$ 时间内的爆炸几率为 $\{[i - (i/N_1)]/(N - N_1)\}an(\tau)(d\tau/t_m)$ 。我们仍认为在一列药包中, 同时起爆的药包只有一个对 F_b 有贡献; 而不同时起爆的药包, 其爆炸载荷相叠加, 于是得, 当 $t \leq t_m$ 时

$$F_b = \int_0^t Nan(\tau) \left[\frac{n_1}{N_1} P_1 + \frac{n_2}{N_2} P_2 \right] \frac{d\tau}{t_m} \quad (15)$$

当 $t \geq t_m$ 时

$$F_b = \int_0^{t_m} Nan(\tau) \left[\frac{n_1}{N_1} P_1 + \frac{n_2}{N_2} P_2 \right] \frac{d\tau}{t_m} \quad (16)$$

显然下述关系成立

$$n_1 = \varphi_b \frac{R_2}{eB} \quad (17)$$

$$n_2 = \varphi_b \frac{r_1}{eb} \quad (18)$$

这里 φ_b 是周向切口长度对应的圆心角, 见图1。利用 F_b 和烟囱倾角 θ , 即可得到

$$X_b = F_b \sin \theta \quad (19)$$

$$Y_b = F_b \cos \theta \quad (20)$$

而对 M_b 有：当 $t \leq t_M$ 时

$$M_b = -\frac{2|\sin\varphi_b|}{\varphi_b} \int_0^t N \operatorname{an}(\tau) \left(\frac{n_1}{N_1} P_1 R + \frac{n_2}{N_2} P_2 r \right) \frac{d\tau}{t_M} \quad (21)$$

当 $t \geq t_M$ 时

$$M_b = -\frac{2|\sin\varphi_b|}{\varphi_b} \int_0^{t_M} N \operatorname{an}(\tau) \left(\frac{n_1}{N_1} P_1 R + \frac{n_2}{N_2} P_2 r \right) \frac{d\tau}{t_M} \quad (22)$$

3. 风力

假定风是水平吹的，反向，即自右向左。取阻力系数为 c ，空气密度为 ρ_a ， R_2 为烟囱切口处的外半径， α 为其收缩率，风速为 v_f ，烟囱高为 H ，则得风载为

$$X_f = -\frac{c\rho_a}{2} \int_0^H v_f^2 2(R_2 - \alpha z) \cos\theta dz \quad (23)$$

同样，风力矩为

$$M_f = -\frac{c\rho_a}{2} \int_0^H v_f^2 2(R_2 - \alpha z)(z - z_c) \cos^2\theta dz \quad (24)$$

其中 z_c 为质心高度。如果风速不随高度变化，且烟囱外径不分段，则关系 (23) 和 (24) 可以积分。这时得到：

$$X_f = -HR_2 \left(1 - \frac{\alpha H}{2R_2} \right) c\rho_a v_f^2 \cos\theta \quad (25)$$

$$M_f = H z_c R_2 \left[1 - \frac{H}{2R_2} \left(\alpha + \frac{R_2}{z_c} \right) + \frac{\alpha H^2}{3R_2 z_c} \right] c\rho_a v_f^2 \cos^2\theta \quad (26)$$

显然， $Y_f = 0$ ，这里我们不考虑升力。

4. 冲击波载荷

在爆破拆除烟囱时，有空气冲击波自烟囱上口冲出，我们在观测烟囱的倾倒过程时，曾以此为零时。其产生原因和巷道爆破类似。由于一般情况下，动压比较小，故我们只考虑静压；又由于烟囱的对称性，则只有 z 向分力有效，径向分力是互相平衡的。压强的 z 向分量为

$$p_z = p \sin(\tan^{-1} \beta) \quad (27)$$

这里 p 是冲击波压力， β 是烟囱内壁的收缩率。 p_z 的作用面积为烟囱内腔下上口面积差，即

$$s_c = \pi(r_i^2 - r_{iH}^2) \quad (28)$$

这里 r_{iH} 为烟囱内腔上口半径。于是冲击波载荷 F_c 为

$$F_c = p_z s_c = p \sin(\tan^{-1} \beta) \pi(r_i^2 - r_{iH}^2)$$

因为 β 很小，故 $\sin(\tan^{-1} \beta) \approx \beta$ ，从而有

$$F_c = \pi(r_i^2 - r_{iH}^2) \beta p \quad (29)$$

于是冲击波引起的载荷为

$$X_c = F_c \sin\theta \quad (30)$$

$$Y_c = F_c \cos \theta \quad (31)$$

$$M_c = 0 \quad (32)$$

5. 端点载荷

上端点不受力。在烟囱倾倒时, 下端点条件为由固支到铰支过渡。固支时有力 X 和 Y 及弯矩 M 作用于支点。当变成铰支时, X 和 Y 仍然存在, M 消失。但因这时的支点实际上是“塑性铰”, 应有摩擦力矩 μ 出现。力 X 和 Y 可用端点移动条件定出, 而 M 和 μ 一般不能准确知道, 特别是 μ 。利用图1, 忽略弹性变形, 可得力 X 形式的力矩为

$$M_x = -X(z \cos \theta - D_0 \sin \theta) \quad (33)$$

这里 D_0 是支点连线到烟囱中心轴的距离, 力 Y 形成的力矩为

$$M_y = Y(z \sin \theta + D_0 \cos \theta) \quad (34)$$

当烟囱反向倾倒时, 即 $\theta < 0$, 关系(33), (34)仍成立, 但应把 D_0 换成 D_1 , 而 D_1 是烟囱反向倾倒时支点到烟囱中心轴的距离。

综上, 方程(1), (2)和(3)可具体写成

$$m\ddot{x}_c = X + X_b + X_f + X_c \quad (35)$$

$$m\ddot{y}_c = Y + Y_b - mg + Y_c \quad (36)$$

$$J_c \ddot{\theta} = M(\text{或}\mu) + M_b + M_f + M_x + M_y \quad (37)$$

这就是质心形式的运动方程。

三、倾倒方程

1 支点条件

方程组(35)–(37), 有3个方程5个未知量: x_c 、 y_c 、 θ 、 X 和 Y , 须补充二个条件才能求解, 这就是支点条件。如前述, 支点是由固支到铰支的过渡。对这两种情况我们均假定“支点的运动速度为零”, 不考虑后座的问题。这时力矩 M 可大致给出。如取烟囱的抗拉强度为 σ_v , 且假定拉裂时应力是线性分布的, 则正向倾倒时有

$$M = -\frac{R^2 B \sigma_{v1} + r^2 b \sigma_{v2}}{1 - \cos \lambda} [(1 + 2 \cos \lambda) \lambda - 3 \cos \lambda \sin \lambda] \quad (38)$$

而反倒时有

$$M = -\frac{R^2 B \sigma_{v1} + r^2 b \sigma_{v2}}{1 - \cos \lambda} [3\lambda - 4 \sin \lambda + \frac{1}{2} \sin 2\lambda] \quad (39)$$

式中的 $\lambda = \pi - (\varphi_b/2)$, σ_{v1} 和 σ_{v2} 分别是外壁和内衬的抗拉强度。

当烟囱开始倾倒后, M 即行消失, 这时 μ 出现。它是被动力矩, 只有当烟囱倾倒时才表现出来。它可以减缓倾倒速度, 但不能造成反向倾倒。

2 倾倒方程

由于我们只关心倾倒方向, 可以证明: 若小 θ 下的倾倒方向已定, 则以后就会以同样方

向倾倒，故我们只要研究小 θ 下的倾倒方向就行了，这时支点是固定的^[2]。于是利用图1，得

$$\dot{x}_c - (z_c \cos \theta - D_0 \sin \theta) \dot{\theta} = 0 \quad (40)$$

$$\dot{y}_c + (z_c \sin \theta + D_0 \cos \theta) \dot{\theta} = 0 \quad (41)$$

分别取此二式的对 t 的导数，代入(35)、(36)式，消去 \ddot{x}_c 和 \ddot{y}_c ，并把所得的关系代入(37)式，消去 M_x 和 M_y 的 X 和 Y ，则得下面的倾倒方程

$$J_0 \ddot{\theta} = mg(z_c \sin \theta + D_0 \cos \theta) + \bar{M}_b + \bar{M}_f + \bar{M}_c + M \text{ (或 } \mu) \quad (42)$$

式中

$$J_0 = J_c + m(z_c^2 + D_0^2) \quad (43)$$

$$\bar{M}_b = M_b - F_b D_0 \quad (44)$$

$$\bar{M}_f = -c_{\rho} \cos \theta \int_0^H v_f^2 (R_2 - \alpha z) (z \cos \theta - D_0 \sin \theta) dz \quad (45)$$

$$\bar{M}_c = -\pi(r_i^2 - r_m^2) p \beta_1 D_0 \quad (46)$$

由于 \bar{M}_f 中含有 θ ，故方程(42)很难解，我们予以简化。假定 v_f 不随高度变化， R_2 不分段，则(45)式可积出，并和重力项结合，对 $\sin \theta$ 和 $\cos \theta$ 用一阶和零阶近似(θ 很小)，则方程(42)化成

$$\ddot{\theta} - \omega^2 \theta = \frac{mgz_c}{J_0} \left[\frac{D_0}{z_c} - \frac{c_{\rho} v_f^2 R_2 H^2}{mgz_c} \left(1 - \frac{\alpha H}{3R_2} \right) + \frac{\bar{M}_b + \bar{M}_c + M \text{ (或 } \mu)}{mgz_c} \right] \quad (47)$$

其中

$$\omega^2 = \frac{mgz_c}{J_0} \left[1 - \frac{c_{\rho} v_f^2 R_2 H^2}{mgz_c} \left(\frac{\alpha D_0}{2R_2} - \frac{D_0}{H} \right) \right] \quad (48)$$

四、解及倾倒方向

1. 方程的解

为了简化，我们先分析一下方程(47)的右端。力矩 \bar{M}_b 已经算出，它是 t 的函数。在 \bar{M}_c 中含有 β_1 ，因而它比较小，我们不妨假定 p 是常数；同样，也取 M (或 μ)为常数。这样，在一定程度上，我们把这二个力矩算大了，但对我们研究的问题——烟囱的倾倒方向则无影响。于是方程(47)的右端可分成二项：不含 t 的常数项 θ_c

$$\theta_c = \omega_0^2 \left[\frac{D_0}{z_c} + \frac{\bar{M}_c + M \text{ (或 } \mu)}{mgz_c} - \frac{c_{\rho} v_f^2 R_2 H^2}{mgz_c} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha H}{3R_2} \right) \right] \quad (49)$$

而含 t 的 θ 项为

$$\theta_i = \omega_0^2 \bar{m}_b \int_0^i an(\tau) e^{-\kappa(i-\tau)} \frac{d\tau}{t_M} \quad i \leq t_M \quad (50)$$

$$\theta_i = \omega_0^2 \bar{m}_b \int_0^{t_M} an(\tau) e^{-\kappa(i-\tau)} \frac{d\tau}{t_M} \quad i \geq t_M \quad (51)$$

其中

$$\omega_0^2 = \frac{mgz_c}{J_0} \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \bar{m}_b &= \frac{M_b - F_b D_0}{mgz_c} \\ &= -\frac{4q}{\pi \Delta mgz_c} \left[(B^2 R + b^2 r) \frac{e D_0 \varphi_b}{d} + (B^2 R^2 + b^2 r^2) \frac{2e |\sin \varphi_b|}{d} \right] p_0 \end{aligned} \quad (53)$$

这里, 对炮孔压力 p_{bi} 取为

$$p_{bi} = p_0 e^{-K(t-\tau)} \quad (54)$$

而 p_0 是爆炸初压, 对一般工业炸药取 3×10^9 Pa。 K 为衰减常数, 它决定着爆炸载荷的作用时间, 是一个重要参数。于是方程 (47) 化成

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\theta - \frac{\theta_c}{\omega^2} \right) - \omega^2 \left(\theta + \frac{\theta_c}{\omega^2} \right) = \theta_i \quad (55)$$

这个方程的解是

$$\theta + \frac{\theta_c}{\omega^2} = -\frac{e^{-\omega t}}{2\omega} \int \theta_i e^{\omega t} dt + \frac{e^{\omega t}}{2\omega} \int \theta_i e^{-\omega t} dt + A e^{-\omega t} + B e^{\omega t} \quad (56)$$

在计算时, 注意到 θ 是分段连续的, 于是利用初始条件和 $t = t_M$ 时的连续条件可定出常数 A 和 B 。于是得: 对第一段, $t \leq t_M$, 特解 T_1 为

$$\begin{aligned} T_1 &= -\frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega t_M} \left\{ \frac{2\omega e^{-Kt}}{\omega^2 - K^2} \int_0^t n(\tau) e^{K\tau} d\tau - \right. \\ &\quad \left. - \frac{e^{-\omega t}}{\omega - K} \int n(t) e^{\omega t} dt - \frac{e^{\omega t}}{\omega + K} \int n(t) e^{-\omega t} dt \right\} \end{aligned} \quad (57)$$

$$A_1 = \frac{\theta_0}{2} - \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} - \frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega(\omega - K)t_M} \int_{t=0}^{t_M} n(t) e^{\omega t} \frac{dt}{t_M} \quad (58)$$

$$B_1 = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} - \frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega(\omega + K)t_M} \int_{t=0}^{t_M} n(t) e^{-\omega t} \frac{dt}{t_M} \quad (59)$$

$$\theta = -\frac{\theta_c}{\omega^2} + T_1 + A_1 e^{-\omega t} + B_1 e^{\omega t} \quad (60)$$

对第二段, 有 $t \geq t_M$, 得

$$T_2 = -\frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b e^{-Kt}}{(\omega^2 - K^2)t_M} \int_0^{t_M} n(\tau) e^{K\tau} d\tau \quad (61)$$

$$A_2 = \frac{\theta_0}{2} - \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} + \frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega(\omega - K)t_M} \int_0^{t_M} n(t) e^{\omega t} dt \quad (62)$$

$$B_2 = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} + \frac{a\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega(\omega + K)t_M} \int_0^{t_M} n(t) e^{-\omega t} dt \quad (63)$$

$$\theta = -\frac{\theta_c}{\omega^2} + T_2 + A_2 e^{-\omega t} + B_2 e^{\omega t} \quad (64)$$

其中 θ_0 为初始倾角, $\dot{\theta}_0$ 为初始角速度, $\int_{t=0}^{t_M} n(t) e^{\omega t} dt$ 表示原函数在 $t=0$ 的值。容易验证解

(60), (64) 式满足方程和有关条件。

由于在 0 到 t_M 之间是连续的, 因而是有界的。故烟囱的倾倒方向只决定于 $t > t_M$ 的情况。这时, 特解 (61) 式和 $A_2 e^{-\omega t}$ 都迅速趋于零, 故倾倒方向就决定于 $B_2 e^{\omega t}$ 项。当 $B_2 > 0$ 时则烟囱一定正向倾倒; 当 $B_2 < 0$ 时, 则可能产生反向倾倒。但要真的实现反向倾倒, 则须在 B_2 中把 D_0 换成 D_1 后, $B < 0$ 仍旧成立才行。

为了比较, 对 $n(\tau)$ 我们取三种函数进行计算。(1) $n(\tau) = \delta(\tau/t_M)$ 。 $\delta(x)$ 是“ δ 函数”, 这相当于所有的雷管都在 $\tau = 0$ 时起爆。这时 $a = 1$ 。(2) $n(\tau) = \sin(\pi\tau/t_M)$ 。这时 $a = \pi/2$ 。就统计观点来说, 在这里取泊松分布也许更合理。但这将导致繁长的计算, 对问题的实质也无多大改变。(3) $n(\tau) = \text{常数}$, 这时 $a = 1$, 它是均匀分布。

它们相应的 B_2 式如下:

(1) 对 δ 分布

$$B_2 = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} + \frac{\omega_0^2 \bar{m}_b}{2\omega(\omega + K)} \quad (65)$$

(2) 对正弦分布

$$B_2 = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} + \frac{\pi^2 \omega_0^2}{4 \omega^2} \frac{(1 + e^{-\omega t_M}) \bar{m}_b}{[1 + (K/\omega)](\pi^2 + \omega^2 t_M^2)} \quad (66)$$

(3) 对均匀分布

$$B_2 = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} + \frac{\theta_c}{2\omega^2} + \frac{\omega_0^2 (1 - e^{-\omega t_M}) \bar{m}_b}{\omega^2 2t_M (\omega + K)} \quad (67)$$

2. 二个实际算例

一个砖烟囱, 其外壁的外径不分段。切口处 $R_2 = 1.96 \text{ m}$, $\alpha = 0.03$, 外壁的厚度分三段: 0—12 m 段的厚度为 0.49 m, 12—26 m 的厚度为 0.36 m, 26—38 m 的厚度为 0.24 m。隔热缝宽为 6 cm。内衬分二段: 0—12 m 段的厚度为 0.24 m; 12—38 m 的厚度为 0.12 m。 $r_1 = 1.17 \text{ m}$, $r_{1H} = 0.40 \text{ m}$ 。算得它的 $z_c = 13.77 \text{ m}$, $\omega_0 = 0.69 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 0.03$, 惯性距 $z_I = \sqrt{J_0/m} = 17.06 \text{ m}$ 。

另一个是钢筋砼烟囱, 其高度也是 38 m。它的外壁的外径分两段, $R_2 = 1.805 \text{ m}$, 外壁的内径不分段。0—4.6 m 段, 外壁厚为 0.17 m, 4.6—38 m 段的外壁厚为 0.12 m。 $\alpha = 0.015$ 。内衬不分段, 厚度为 0.115 m。隔热缝宽为 5 cm。 $r_1 = 1.47 \text{ m}$, $r_{1H} = 0.9 \text{ m}$ 。它的 $z_c = 17.14 \text{ m}$, $z_I = 20.39 \text{ m}$, $\omega_0 = 0.64 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 0.015$ 。其倾倒后方的钢筋事先已经切断。

为了进行计算, 我们取 $c = 0.5$, $\rho_s = 1.23 \times 10^{-3} \text{ t/m}^3$, $q = 1 \text{ kg/m}^3$, $\Delta = 1 \text{ t/m}^3$, $d = 0.04 \text{ m}$, $\varphi_0 = 240^\circ$, $D_0 = 0.5 R$, $D_1 = R$, $p_0 = 3 \times 10^9 \text{ Pa}$, $t_M = 8 \times 10^{-3} \text{ s}$ 。对于砖, 取其抗拉强度 $\sigma_r = 10^5 \text{ Pa}$ ^[2], 对砼烟囱, 取其 $\sigma_r = 2 \times 10^6 \text{ Pa}$ 。风速 v_f 取成 20 m/s, 相当于八级风的风速。对冲击波压力 p , 取为 $p = 10^5 \text{ Pa}$ 。其依据为: 由烟囱倾倒过程中产生的折断, 算得其抗拉强度为 10^5 Pa 。自然其环向抗拉强度不会超过此值。当 p 值太大时会产生环向破坏, 而实践中并未见到这种情况。此外, 烟囱中传播的冲击波, 其形成机理和巷道爆破类似, 而巷道爆破的空气冲击波强度也是 10^5 Pa ^[3] 的量级。我们采用大间距布药, 取 $e = 1$ 。

取 $K = 8 \times 10^2 / (B + b) \text{ s}^{-1}$ 。这一结果给出, 当 $B + b = 1 \text{ m}$, $t = 10 \times 10^{-3} \text{ s}$ 时, 爆炸产

物的压力降到 10^6 Pa 的量级。这里取“B+b”的形式,是因为碎块飞散时,中间的隔热缝作用不大,故应以全壁厚的形式影响K的变化。

关系(48)中,风力的影响比重力小3个数量级,故有 $\omega \doteq \omega_0$ 。于是算得 \bar{m}_b 值,对砖烟囱有 $\bar{m}_b = -5.95$,对砼烟囱有 $\bar{m}_b = -1.21$ 。为了方便,引用下述记法

$$\frac{\bar{M}_c}{mgz_c} = \pi_c \quad (68)$$

$$\frac{M(\text{或}\mu)}{mgz_c} = \pi_M \quad (69)$$

$$\frac{c\rho_s v_f^2 R_2 H^2}{mgz_c} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha H}{3R_2} \right) = \pi_f \quad (70)$$

$$B_2 - \frac{\theta_0}{2} - \frac{\dot{\theta}_0}{2\omega} - \frac{\theta_c}{2\omega^2} = \frac{\pi_b}{2} = \frac{\omega_0^2 \bar{m}_b}{4\omega t_M (\omega + K)} \int_0^{t_M} an(t) e^{-\omega t} dt \quad (71)$$

此外,本文不考虑烟囱初始运动状态的影响,即假定 $\theta_0 = \dot{\theta}_0 = 0$ 。于是利用上述参数的值,算得 B_2 值如下表。

表 1
Table 1

烟囱种类	π_b			π_f (10^{-3})	π_M (10^{-3})	π_c (10^{-4})	D_0/z_c (10^{-3})	B_2 (10^{-2})
	$n(\tau)$							
	$\delta(\tau/t_M)$ (10^{-1})	$\sin(\pi\tau/t_M)$ (10^{-1})	const (10^{-1})					
砖 烟 囱	-3.7	-3.7	-3.7	-5.9	-2.8	-2.7	6.2	2.5
砼 烟 囱	-0.28	-0.28	-0.28	-9.5	-21.0	-2.1	50.0	1.0

由此可得如下结果:

(1) π_b 比 D_0/z_c 小 1—2 个数量级,对钢筋砼烟囱,考虑到钢筋的作用,把爆炸载荷作用时间提高一个数量级时, π_b 仍比 D_0/z_c 小 1 个数量级。可见,一般情况下,爆炸载荷对烟囱的倾倒方向无影响。因而“减荷槽”的理论不能成立。

(2) 根据前边的参数值, $\omega \doteq 10^0$ (1/s), $t_M \doteq 10^{-2}$ s, 得 $e^{-\omega t_M} \doteq 0.99$ 。注意规一化条件,则有

$$0.99 \leq \int_0^{t_M} an(t) e^{-\omega t} \frac{dt}{t_M} \leq 1 \quad (72)$$

如用 1 代替 π_b 中的积分,则只能对第三位有效数值产生影响。即一般情况下,雷管起爆延时对爆炸载荷的影响可忽略。表中计算也表示同样结果。

(3) 利用 $1 \ll K/\omega$, $\omega \doteq \omega_0$, 即得

$$\pi_b \doteq \frac{\omega}{K} \quad (73)$$

利用此式可直接算出表中的结果。这一关系表明:一般情况下,爆炸载荷的作用只决定于爆炸载荷的作用时间K和烟囱的 ω 值。由于作用时间短,K很大,故 π_b 很小。

(4) π_c 比 D_0/z_c 小 2 个数量级。故在烟囱中传播的空气冲击波对烟囱的倾倒方向更无影响。若使得 π_c 和 D_0/z_c 有同一数量级，则空气冲击波压力须增加到 10^7 Pa。这是不可能的。

(5) 钢筋砼烟囱的 π_M 和 D_0/z_c 是同一数量级， π_f 为 D_0/z_c 的 1/5；但 π_M 是被动力矩， D_0/z_c 必须大于 π_M ，否则不可能倾倒。对砼的 σ_c ，我们取 20×10^5 Pa。对 200 * 砼，此值大体正确，但未计钢筋的影响。故在爆破拆除钢筋砼烟囱时，必须预先截断后边的钢筋。否则有可能出现问题。

D_0/z_c 为 π_f 的五倍，故一般来说，风力不能影响烟囱的倾倒方向。但若由于 π_M 中钢筋的影响，造成烟囱不能倾倒时，则风力可能起作用。对此应当引起重视，当然，这是大风的情况。

对砖烟囱， π_M 和 π_f 均对倾倒方向无大影响。但若烟囱壁中配有钢筋时，则应进行仔细计算，或采取切断措施。

3. 高烟囱的问题

当烟囱的尺寸改变时，是几何相似的，则 π_c ， π_M 和 π_f 均随 v_f 的增加成反比例地减少，故烟囱增高时其影响更小。但当 v_f 和高度有关时则应具体分析。

根据 (73) 式， π_c 大致和尺度的 1/2 次方成正比。当烟囱高度增加一数量级时，即其高度达到 300 m 时， π_c 只增加 3 - 4 倍，这时爆炸载荷对烟囱的倾倒方向， π_c 有重大影响。

当烟囱高度增加，但不保持几何相似时，则应按本文的有关公式进行核算，不能一概而论。

参 考 文 献

- [1] 姬云峰，减荷槽，爆炸与冲击，6(3)(1986)，257.
- [2] 许连坡，中低高度无配筋砖烟囱倾倒过程的力学分析，第三届工程爆破学术交流会论文摘要汇编(六)，南京，(1986).
- [3] 李玉民，胡峰，爆破空气冲击波沿井巷传播特性和危害作用的研究，第三届工程爆破学术交流会论文摘要汇编(一)，南京，(1986).

EFFECT OF EXPLOSION LOADING ON TOPPLING DIRECTION OF CHIMNEY DEMOLISHED BY BLAST

Xu Lianpo

(Institute of Mechanics Academia Sinica)

ABSTRACT When a chimney is demolished by blast, there are some factors such as, explosion loading, wind, shock wave in air, initial mode of movement of the chimney and cutting conditions could have effect on the toppling direction. This paper studies the effects of explosion loading, wind and shock wave in air under general cutting conditions, the cente

of mass of equation of motion is used. Because the time difference between action of explosion loading and initiation of the detonator is small, the influence on the error of initiation of the detonator is considered in calculation. It could get the toppling equation (42) from the fixed fulcrum condition. Because the angle θ and moment \bar{M}_c by shock wave in air is small and M (or μ) is a decreasing function of t , the equation (42) could be simplified to equation (55). Its solution is the expression (56). Because there is a function $an(t)$ of the detonator initiating time, the special solution of the expression (56) is continuous. Then, as $\beta_2 > 0$, the chimney should topple in the positive direction, as $\beta_2 < 0$, it could topple in the opposite direction. It takes three types of $an(t)$ for comparison, the corresponding expressions of β_2 are given as (65–67).

Two chimneys of 38m are calculated, the results show in table 1. From table 1 it could see

(1) Because π_b is one or two orders of magnitude smaller than D_0/z_c , the explosion loading has no effect on the toppling direction in general.

(2) the effect of the time difference among the initiation of the detonators on explosion loading could be neglected.

(3) As $\pi_b = \omega/k$, the explosion loading is determined by ω and the action time of explosion loading in general.

(4) It could neglect the effect of shock wave in air on toppling direction of the chimney.

(5) When there are reinforced bars in the chimney, it combined with the wind probably could influence the toppling direction.

(6) When the dimension of the chimney increases with scaling law the above conclusions remain the same.

KEY WORDS explosion loading, toppling direction, placing of the holes.