

矿内气体动力学论文选

暨朝颂

1. 巷道中风流速度的分布函数
2. 关于沃洛宁矿井通风基础理论的剖析
3. 常用矿井风量计算方法问题的剖析
4. 采掘作业面通风过程的研究（上、下）
5. 巷道通风过程的数学模型

B62 8.02

北京科技大学

2002年2月

前 言

矿井通风是一门有 150 年历史的学科。1854 年, 英国人 J. J 阿特肯逊发表了《矿井通风原理》一书阐明风量与风压之间的关系, 首次提出巷道风流阻力的计算式, 为“矿井通风空气动力学”奠定了理论基础。1951 年, 前苏联科学技术博士 B. H. 沃洛宁发表了《矿内空气气体动力学基础》一书。沃氏在院士 A. A. 斯阔琴斯基的指导下, 首次利用紊流微分方程, 建立了“矿内气体动力学”的基础理论——巷道中风流速度的分布函数, 并用它对矿井通风过程进行了系统的研究, 得出了各种采掘作业面通风过程的解析理论和计算公式。这些理论和公式曾获得了前苏联等国家矿业界的一致承认和广泛引用, 对中国的矿山通风也有着深远的影响。

从 20 世纪六十年代到目前, 我对矿内气体动力学进行了大量的研究和论证, 已取得了如下的成果:

(1) 推翻了沃氏在斯氏指导下创建的《矿内气体动力学》的基础理论, 以及各种矿井通风过程公式等 (包括鲁郭夫斯基教授等人的公式)。明确指出, 沃、斯两氏使用错误的边界条件, 求解错误的紊流微分方程, 得出错误的矿内气体动力学的基础理论和衍生理论, 原因是他们在建立理论的过程中, 混淆了紊流速度的平均场与脉动场、整体与部分、边界层流速度与边界紊流速度的概念, 是属于概念性的原则错误。

(2) 修正并发展了《矿内气体动力学》学科。应用普朗特混合长度理论, 尼古拉兹试验, 雷诺紊流微分方程, 达西阻力定律等, 建立了矿内气体动力学的新基础理论, 推导出矿井通风过程的数学模型。该数学模型不仅具有一般实验公式完全相同的解题功能, 而且还能解算实验公式无法解算的大量实际课题。它赋予矿井通风排污过程以解析理论, 为矿井通风设计和管理提供了理论依据和计算方法。

北京科技大学退休教授暨朝颂

2002 年 2 月

中华文库工程工作委员会

暨朝颂同志:

您撰写的题为《巷道中风流速度的分布函数》、《关于沃洛宁矿井通风基础理论问题的剖析》、《采掘作业面通风过程的研究》等论文著述,已被媒体刊载,并得到了社会的认可和行业的赞誉。实践证明,一个为人类进步和社会发展创造财富的人,将永远得到社会 and 历史的敬重。

为了搞好“中华文库”这一新世纪重点文化工程的建设,使中华民族这样一笔丰厚的精神文化遗产得以一种物质的形式保存并继承下来,中华文库工程工作委员会特向您征集作品,并寄上有关资料。敬请荐稿时按照“中华文库”征稿启示的要求,将您撰写创作的具有代表性的论著及文化艺术等作品推荐给我们,并祝愿您与您的作品能够早日写进《中华文库》这一中国现代文化辉煌的史册上。

如有好的作者和作品需要推荐,请参阅中华文库征稿启示办理。

多谢合作!

地址:北京科技大学 35 栋 506 号

邮编:100083 电话:



约稿函编号:Z0825615

通信地址:中国北京 8869 信箱 中华文库工程工作委员会

电话:010-67870524 传真:67870523 邮编:100020

网址:<http://www.sino-enterprise.com> 电子信箱:sino@sino-enterprise.com

巷道中风流速度的分布函数

廖 荆 颂

(北京钢铁学院)

一、问题的提出

远在五十年代初期, B. H. 沃洛宁在其名著“矿山空气气体动力学基础”一书中, 发表了巷道风流速度的分布函数公式⁽¹⁾:

$$w = w_0 \left[1 - 23.8 \sqrt{\alpha} + 35.8 \sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2} \right] \quad (1)$$

式中 w —— 巷道截面上任一点的风速, 米/秒;

w_0 —— 巷道截面的平均风速, 米/秒;

α —— 巷道的摩擦阻力系数, 公斤·秒²/米⁴;

r —— 该点至巷道中心线的距离, 米;

r_0 —— 巷道的折算半径, 米。

不仅如此, 他还利用这个基本公式推导了独头巷道抽出式、压入式和混合式通风风量的计算公式。以上内容在该书中占据很大的篇幅, 至今仍得到苏联等国家矿山通风界的广泛承认和引用, 同时对我国的矿山通风也有着深远的影响。总之, 该书发表三十余年来, 从未怀疑其理论的准确性。

作者对沃氏基本公式的推导过程进行过研究, 发现其所依据的方法是错误的, 他把一点的时均速度中的波纹速度(他叫紊流速度)与一点的时均速度混为一谈。因此, 在对雷诺紊流方程积分求积分常数时, 错误地把巷道的边界紊流速度令其等于零, 混淆了边界层流与边界紊流的原则区别, 结果不仅造成该基本公式的错误, 而且使其一系列推导公式也都变成无根据的了。

作者根据普朗特混合长度的理论和尼古拉

兹试验, 建立了巷道中风流速度分布函数的公式, 并应用该函数又推导了独头巷道抽出式和压入式通风风量计算公式, 以及贯通巷道型采场的风量计算公式。其中独头巷道的公式与 A. H. 克雷诺芬托娃等人在平窿中实测的结果非常接近, 而且有一些新的发现。此外, 对扁平峒室型采场通风问题作了有意义的补充研究。

二、雷诺方程的简化

雷诺方程为⁽²⁾

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} + \frac{\partial W_i W_j}{\partial x_j} = \bar{S} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \bar{W}_i - \frac{\partial (\bar{W}_i' W_j')}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中 W_i, W_j —— 沿坐标的时均速度分量; W_i', W_j' —— 沿坐标的瞬时脉动速度分量; ν —— 空气的运动粘性; P —— 静压力; ρ —— 空气的密度; t —— 时间; x_i, x_j —— 坐标系; $\bar{S}$ —— 体积力。

雷诺方程中右侧最后一项的 $-\bar{W}_i' W_j'$, 是一个一阶张量, 通常称 $-\rho \bar{W}_i' W_j'$ 为雷诺应力或雷诺应力。

如果紊流流体在均匀截面的水平圆管内作稳定流动时, 则雷诺方程可以简化。

1、稳定的时均速度, 即时均速度随时间的变化为零, 故

$$\frac{\partial w_x}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial w_r}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial w_z}{\partial t} = 0。$$

2、单位质量流体的平均流体力只存在重力方向, 即

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = -g$$

3、如果流动方向与 x 轴重合(与管中心线重合), 在 y, z 轴方向上的时均速度为零, 即

$$\bar{w}_r = 0 \text{ 及 } \bar{w}_z = 0。$$

4、在流动方向的各截面上，时均速度分布图相似，即速度参量随 x 轴的变化为零：

$$\frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial (\bar{w}_x' \bar{w}_r')}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial (\bar{w}_x' \bar{w}_z')}{\partial x} = 0。$$

5、对于中心轴来说，流体的流动是对称的，即在 y, z 轴上各对称点处的速度是相同的：

$$\frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} = \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z}, \quad \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial z^2}$$

6、流体假定不可压缩， ρ 为常数。

根据上述限制条件，可将雷诺方程简化成

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} - \rho \bar{w}_x' \bar{w}_r' \right] &= 0 \\ -\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - 2 \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{w}_r' \bar{w}_z') &= 0 \\ -\rho g - \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - 2 \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{w}_x' \bar{w}_z') &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 μ —流体的动力粘性系数。

在实际计算时，方程组(3)的最后两个方程中可以取

$$-\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = 0 \quad \text{和} \quad \rho g + \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = 0$$

故可以认为

$$\frac{\partial (\rho \bar{w}_r' \bar{w}_z')}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial (\rho \bar{w}_x' \bar{w}_z')}{\partial z} = 0$$

说明 y, z 轴方向的脉动速度平方值在其轴线上是不变的。

在方程组(3)的第一个方程中， $\frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$ 是沿 x 轴方向的压力变化，在均匀管内它是一常数，且与 y, z 轴无关，可写成

$$-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \rho J \quad (4)$$

式中 J —单位质量流体沿单位长度上的压降，称为比压降。

将(4)式代入(3)中的第一个方程，则得

$$\frac{\rho J}{2} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} - \rho \bar{w}_x' \bar{w}_r' \right] = 0$$

积分后得

$$\frac{\rho J}{2} + \mu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} = \rho \bar{w}_x' \bar{w}_r' \quad (5)$$

(5)式为水平圆管紊流运动的基本方程(3)。

三、圆管内的速度分布函数

这里我们只研究紊流的情况。由于贴近管壁的边界层很薄，故暂不考虑层流底层的情况，也不考虑层流到紊流之间的过渡层，而只研究紊流区的情况。这时切应力的大小为

$$\tau = \rho l_m^2 \left(\frac{dw_x}{dz} \right)^2$$

式中 l_m —普朗特混合长度。

于是由式得

$$\frac{dw_x}{dz} = \frac{1}{l_m} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (6)$$

式中 $\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ 具有速度的因次，所以令

$$w_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (7)$$

w_* 称为切应力速度或摩擦长度。故

$$w_* = l_m \frac{dw_x}{dz} \quad (8)$$

因为壁面上的横向(z 轴方向)的脉动速度为零，于是根据普朗特提出的假设：在贴近壁面处混合长度与离壁面距离 z 成正比，即

$$l_m = kz$$

式中 k —比例系数。故(8)式可写成

$$\frac{dw_x}{w_*} = \frac{1}{k} \frac{dz}{z} \quad (9)$$

积分得

$$\frac{w_x}{w_*} = \frac{1}{k} \ln z + C_1 \quad (10)$$

下面的问题是如何确定积分常数 C_1 ，而这又决定于如何考虑边界条件。根据(10)式，若 $z \rightarrow 0$ ，则 $w_x \rightarrow -\infty$ ，这显然不合理，因为在实际上在 $z = 0$ 处（即壁面上）， $w_x = 0$ 。就是说，

(10)式对靠近壁面地方的流体不适用。这很容易理解,因为靠近壁面的地方本来是层流底层,而(10)式是按紊流推导出来的。沃氏把本来是流底层的边界速度 $\bar{w}_s = 0$,作为紊流方程的边界条件显然是错误的。因此边界条件应这样来考虑:层流底层外缘上的层流速度等于该处紊流速度(这里假定层流直接转为紊流,避开过渡流带来的复杂性)。由于层流底层很薄,从而可以认为其中的速度按直线规律分布。

如果管壁是粗糙的,则紊流区的速度分布函数(10)式可写成

$$\begin{aligned}\bar{w}_s &= w_* \left(\frac{1}{k} \ln z + C_1 \right) \\ &= w_* \left[\frac{1}{k} \ln z - \frac{1}{k} \ln h_0 + \frac{1}{k} \ln h_0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{k} \ln \frac{w_*}{\gamma} - \frac{1}{k} \ln \frac{w_*}{\gamma} + C_1 \right] \\ &= w_* \left[\frac{1}{k} \ln \frac{z}{h_0} + \frac{1}{k} \ln \frac{h_0 w_*}{\gamma} + C \right] \\ \text{即 } \bar{w}_s &= w_* \left[\frac{1}{k} \ln \frac{z}{h_0} + C' \right] \quad (11)\end{aligned}$$

式中 h_0 ——壁面凹凸部分的平均高度,即绝对粗糙度, C' 是 h_0 的函数,即

$$C' = \frac{1}{k} \ln \frac{h_0 w_*}{\gamma} + C$$

式中之 k 、 C' 均需用实验方法求出。

四、巷道中风流速度的分布函数

上面我们讨论了圆管中紊流速度的分布规律,由(11)式可以看出,如果要计算圆管的速度分布,就首先要知道这些圆管的相对或绝对粗糙度。但对矿山来说,一般不用这种方法表示巷道的粗糙度。因此也就无法直接应用上式来计算巷道中的速度分布情况,需要寻求新的速度分布函数的公式。

大家知道,巷道一般为圆形、梯形、方形或拱形,许多实际的巷道近似于圆形。为了便

于问题的研究起见,我们仍以圆形巷道作为分析讨论的基础。对于非圆形巷道,可将其截面尺寸折算成圆半径来研究,后者称巷道的折算半径。

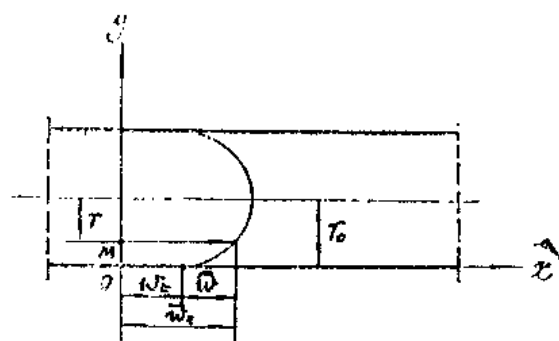


图1 圆形巷道中风流速度分布图

巷道中的速度分布如图1所示,人们可以把其中任一点的时均速度 $\bar{w}_s$ 分成两部分:即靠近巷道壁的边界紊流速度 w_s 和核心区中的波纹速度 $\bar{w}_s'$ (仍以时均速度表示)两部分:

$$\bar{w}_s = w_s + \bar{w}_s' \quad (12)$$

雷诺方程中的任一点的瞬时速度 w_s 也可以分成两部分:

$$w_s = \bar{w}_s + w_s' \quad (13)$$

式中 w_s' ——脉动速度。

显然(13)式取时均速度时,则有

$$\bar{w}_s = \bar{w}_s, \quad w_s' = 0.$$

而(12)式本身就是用时均速度表示的,故两者有着不同的物理意义,不能混淆。

在雷诺方程中的时均速度,用 $\bar{w}_s$ 表示,在任何情况下不能表成 $\bar{w}_s'$,因为 $\bar{w}_s'$ 是人为假定的。例如在紊流的边界上, $\bar{w}_s = 0$,但该边界上的紊流(时均)速度仍有 $\bar{w}_s = w_s$,两者的含义不同,也不能混淆,否则就会出现沃氏同样的错误。

从水平圆管紊流运动的基本方程(5)的推导可以看出,我们曾设定 x 轴与管中心线重合,式中的 z 可用讨论点的半径 r 代替。由流体力学得知,一点的总切应力 τ 为

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial r} = \rho \bar{w}_x' / w_m'$$

故由(5)式可得出

$$\tau = -\frac{r\rho J}{2} \quad (14)$$

(14)式表示管流内任一点处的紊流切应力公式,显然,当 $r=r_0$ 时,即达到近壁层流底层时,它便失去效应,而只代表粘性摩擦应力。

同时,将 x 轴与管中心线移到管壁上,使新的 z 轴通过管径,于是有下面的关系式:

$$-r = z - r_0$$

将 $-r$ 值代入(14)式,得

$$\tau = \frac{z\rho J}{2} - \frac{r_0\rho J}{2}$$

上式右边的第二项表示层流底层的粘性摩擦应力,与第一项的紊流切应力相比,其值很小,故可忽略不计,因此可写成

$$\tau = \frac{z\rho J}{2} \quad (15)$$

将(7)式代入(9)式,整理后得

$$d\bar{w}_x = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \frac{dz}{z}$$

然后将(15)式的 τ 值代入上式,即得

$$d\bar{w}_x = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{J}{2}} \frac{dz}{\sqrt{z}} \quad (16)$$

由于近巷道壁层流底层很薄,可以近似取边界条件: $z=0$ 处的紊流速度为 w_b ,并注意到 $z=r_0-r$,故(16)式积分得

$$\bar{w}_x - w_b = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{J}{2}} \sqrt{r_0 - r} \quad (17)$$

在紊流情况下,巷道的通风阻力符合平方定律,即

$$\Delta P = \lambda \frac{l}{d_0} \frac{\rho \bar{w}_m^2}{2} \quad (18)$$

式中 ΔP ——摩擦阻力;

λ ——摩擦阻力系数;

l ——巷道的长度;

d_0 ——巷道的折算直径;

w_m ——巷道截面的平均风速。

上式也可写成

$$J = \frac{\Delta p}{l\rho} = \frac{\lambda \bar{w}_m^2}{4r_0} \quad (19)$$

巷道的摩擦阻力系数是用 α 表示的:

$$\alpha = \frac{\lambda}{8\rho} \quad (20)$$

将(19)及(20)式代入(17)式,求得

$$\bar{w}_x - w_b = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho r_0}} \sqrt{r_0 - r} \quad (21)$$

从(12)式可以看出,(21)式的左部即为紊流区的波纹速度 $\hat{w}_x$,故

$$\hat{w}_x = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho r_0}} \sqrt{r_0 - r} \quad (22)$$

显然,波纹速度场中按巷道截面的平均值为

$$\hat{w}_m = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2\pi \hat{w}_x r dr \quad (23)$$

将(22)式代入(23)式,积分整理后得

$$\hat{w}_m = \frac{16}{15} \frac{w_m}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} \quad (24)$$

巷道截面的平均风速可用下式表示:

$$\bar{w}_m = w_b + \hat{w}_m$$

将(21)和(24)式中的 w_b 及 $\hat{w}_m$ 值代入上式,整理后即得

$$\frac{\bar{w}_x}{w_m} = 1 - \frac{16}{15} \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} + \frac{2}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{r}{r_0}} \quad (25)$$

根据尼古拉兹试验得知^[2],粗糙管壁的 k 值为0.4,代入上式得

$$\frac{\bar{w}_x}{w_m} = 1 - 2.5\sqrt{\alpha} + 4.6\sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \frac{r}{r_0}} \quad (26)$$

(26)式为巷道任一点的时均速度与截面平均时均速度的关系式,即巷道中风流速度的分布函数式。

当 $r=r_0$ 时,由(26)式求得边界紊流速度与截面平均速度的关系式:

$$w_0 = \bar{w}_m (1 - 2.5 \sqrt{\alpha}) \quad (27)$$

当 $r = 0$ 时, 由(26)式求得巷道中心线上的最大速度与截面平均速度的关系式:

$$w_0 = w_m (1 + 2.1 \sqrt{\alpha}) \quad (28)$$

四、结束语

1、作者提出的巷道风速分布函数式(26)采用国际单位, 而沃氏的(1)式系工程单位;

2、当 $r = 0$ 时, 如果取巷道的摩擦阻力系数 $\alpha = 0.03$ (相当于工程单位 $\alpha = 0.003$), 分别代入(26)和(1)式得

$$\bar{w}_0 = 1.39 w_m; \quad (26)$$

$$w_{m,r} = 1.66 w_0. \quad (1)$$

显然, 沃氏公式相当于中间流态情况, 这与实际情况不符, 作者的公式(26)则符合紊流的规律;

3、当 $r = r_0$ 时, 用同一 α 值分别代入(26)式和(1)式, 得

$$w_0 = 0.53 \bar{w}_m \quad (26)$$

$$w_0 = -0.30 \bar{w}_m \quad (1)$$

可以看出, 沃氏公式出现边界紊流速度为负值的情况, 这显然是荒唐的。作者的公式所计算的边界速度符合紊流的规律。

综上所述, 沃洛宁的巷道风速分布函数式(1)之所以错误, 在其推导过程中对雷诺方程积分时, 错误地把巷道的边界紊流速度令其等于零; 混淆了两个概念:

第一、把一点的时均紊流速度与该点时均紊流速度的波纹速度弄混了, 即混淆了整体与部分的概念;

第二、把边界层流与边界紊流的概念混淆了。

4、雷诺方程(3)不能用来研究边界层流, 也不能用来研究壁面突出物后面的涡流区。前者是由于流态不同, 后者则存在着流体的分裂现象。因此, 巷道的速度分布函数只适用于壁面平均突出物至中心线的紊流流场。

参考文献

- [1] В.Н.Воронин Основы рудничной аэрогазодинамики, Углетехиздат, 1951.
- [2] 清华大学工程力学系编, 流体力学基础, 机械工业出版社, 1982.
- [3] J.W.戴莱, D.R.F.哈里曼, 流体力学, 人民教育出版社, 1983.

关于沃洛宁矿井通风基础 理论问题的剖析

暨朝颂

(北京科技大学, 北京 100083)

摘 要

从沃洛宁的紊流微分方程的表达、紊流微分方程的求解和他的巷道中风流速度分布函数应用的评价等三个方面, 对沃洛宁 1951 年创立的矿井通风基础理论的错误进行了全面的剖析。

关键词 矿井通风, 边界紊流速度, 边界层流速度, 波纹速度, 瞬时紊流速度, 脉动速度

1 前言

前苏联科学技术博士 B.H. 沃洛宁于 1951 年发表了他的名著——《矿内空气气体动力学基础》, 首次利用紊流流动方程建立了矿井通风的基础理论——巷道中风流速度的分布函数, 并用它对矿井通风过程进行了系统的研究, 得出了各种采掘作业面通风过程的解析理论和计算公式。这些理论和公式曾获得了前苏联等国家矿井通风界的一致承认和广泛引用, 影响极其深远, 从未有人怀疑其理论的准确性。

作者对沃氏的基础理论进行过研究, 发现他的紊流方程及推理过程全都是错误的, 概括起来是: (1) 在紊流方程中, 错误地用部分紊流时均速度的梯度去定义紊流切应力; (2) 在对紊流方程求积分常数时, 错误地将边界紊流速度处理为零, 从而造成该书基本内容的彻底错误; 现详细剖析于下。

2 关于紊流微分方程的表达

为了便于问题的说明, 首先将沃氏的紊

流微分方程和雷诺紊流微分方程进行比较。同时为了节省篇幅, 下面只引用 x 轴方向的方程。

(1) 沃氏的紊流方程⁽¹⁾:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = G_x + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\tau_{xx} + S_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(\tau_{yx} + S_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(\tau_{zx} + S_{zx})}{\partial z} \right] \quad \text{原(9.2)}$$

在这个方程中, 紊流应力为

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \rho \mu \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right] \quad \text{原(10.2)}$$

.....

在这个方程中, 分子应力为

$$S_{xy} = S_{yx} = \mu \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right] \quad \text{原(11.2)}$$

.....

式中: $u = u_x + v_x$; $v = u_y + v_y$; $w = u_z + v_z$;

原(12.2)

u, v, w ——某点的全平均速度沿各坐标轴的分量;

U, u_x, u_y, u_z ——紊流平均速度及其沿各座

暨朝颂: 男, 教授, 北京海淀区学院路 30 号 35 栋 506 室

标轴的分量;

v_x, v_y, v_z ——风流平均边界速度的分量;

ρ ——空气的密度;

p ——空气的静压力;

G_x —— x 轴的质量分力;

μ ——空气的动力粘性;

t ——时间;

f ——紊流比例尺。

(2) 雷诺紊流方程⁽²⁾:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = g_x \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}_x}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} \right) \\ - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \end{aligned} \quad (1)$$

在这个方程中, 雷诺应力, 即紊流脉动速度引起的附加视应力为:

$$-\rho \overline{u'^2}, -\rho \overline{u'v'}, -\rho \overline{u'w'} \quad (2)$$

在这个方程中, 时均速度引起的视应力为:

$$\bar{\tau}_{yx} = \bar{\tau}_{xy} = \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (3)$$

$$\text{式中: } u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w' \quad (4)$$

u, v, w ——某点紊流的瞬时速度;

u', v', w' ——同一点的脉动速度;

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ ——同一点的时均速度;

ρ, g_x, μ, t, p ——空气的密度, x 轴方向的重力加速度, 空气的动力粘性, 时间和某点的时均静压力。

比较上面的两个方程可以看出, 沃氏的紊流方程与雷诺紊流方程在形式上是相似的, 但究其实质, 则两者有着本质的区别, 集中反映在沃氏的原(12.2)式与雷诺方程中的(4)式之间的区别。沃氏的某点全平均速度(应称紊流时均速度——作者注)是指该点的“紊流平均速度”和“边界速度”

(均指时均值——作者注)之矢量和, 而雷诺方程中某点的瞬时速度则为该点紊流时均速度和该点脉动速度之矢量和。显然, 在雷诺方程中雷诺附加视应力是由于紊流脉动速度引起的〔参见(2)式〕, 而沃氏紊流方程中紊流应力则可看成是紊流时均速度的某一部分引起的〔参见原(10.2)式〕, 即把紊流应力定义成部分紊流时均速度的梯度与某一复合系数的乘积。

综上所述, 第一, 沃氏的紊流应力表达式〔原(10.2)式〕违反了公认的传统定义雷诺附加视应力的表示方法, 弄错了产生紊流切应力的原因及其影响因素。第二, 在沃氏的紊流方程中, 某点的全平均速度(u, v, w)与紊流平均速度($\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$)定义含糊, 前者是真正的紊流时均速度, 而后者则只是紊流时均速度的某一部分。众所周知, 在紊流方程中, 这两者本应是同一速度, 不能用多种符号定义成多个物理量。第三, 紊流的基本特点是, 它的诸参量除了其平均场外, 还存在着相应的脉动场。而在沃氏的紊流方程中则根本不反映这个特点。由此可见, 沃氏的紊流微分方程是不能成立的。

3 关于紊流方程的求解

沃洛宁说: 风流中任一点的平均速度(应称时均速度——作者注)是由与其方向一致的两个速度矢量所构成, 其中一个为边界速度场, 另一个为紊流速度场的结构如图1所示。

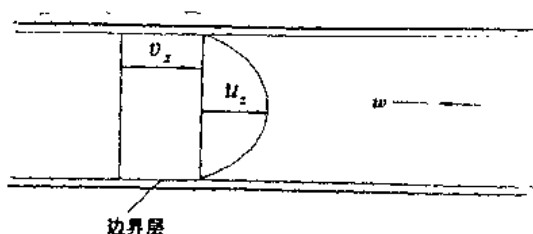


图1 沃氏紊流速度场的结构图

Fig.1 Structure of Wolonin's turbulent velocity field

边界速度场用矢量 v_r 表示，紊流速度场用 u_r 表示。

为了求解紊流微分方程，必须确定边界条件。沃氏指出，当 $r=r_0$ ，平均紊流速度 u_r 为零（紊流速度不能为零，为零的速度绝不是紊流所具有的速度——作者注）；而在巷道的中心线上，即 $r=0$ ，速度 u_r 为最大值。经过数学处理，沃氏求得巷道中风流速度的分布函数为

$$w = \bar{w} \left[1 - 23.8\sqrt{\alpha} + 35.8\sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \right] \quad \text{原(60.2)}$$

式中： w ——巷道截面上任一点的风速，

m/s；

$\bar{w}$ ——巷道截面的平均风速，m/s；

α ——巷道的摩擦阻力系数， $\text{kg}\cdot\text{s}^2/\text{m}^4$ ；

r ——该点至巷道中心线的距离，m；

r_0 ——巷道的折算半径，m。

从上面可以看出，沃氏把一点的时均速度中的波纹速度（沃氏称之为紊流速度 u_r ）与一点的时均速度混为一谈。因此，在对紊流方程积分求积分常数时，错误地令巷道的边界紊流速度等于零，混淆了边界层流速度与边界紊流速度的原则区别，这点可由图2来说明。

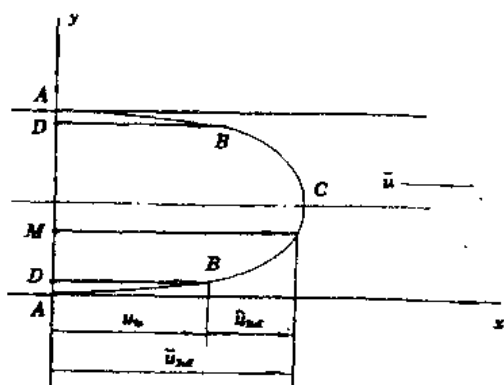


图2 巷道中风流速度的分布图

Fig.2 Distribution of air velocity in mine drift

图2表示巷道截面 $A-A$ 处的风流速度场的图形， $DBCBD$ 为紊流核心区， DBA

为层流区（称边界层流底层）。在层流区中，巷道壁面上 A 的层流速度为零。随着远离巷道壁面，层流速度逐渐增大，最后过渡到紊流速度（ D 处的速度）。 D 处的紊流速度即我们所谓的边界紊流速度，其值不可能等于零，而等于 u_b 。 u_b 才是解普朗特—雷诺紊流方程组的边界条件。

因此，人们可以把紊流核心区任一点的时均速度 $\bar{u}$ 分成两部分，即边界紊流速度 u_b 和核心区的波纹速度 $\hat{u}$ 两部分：

$$\bar{u} = u_b + \hat{u} \quad (5)$$

雷诺方程中任一点的瞬时速度 u 也可表成两部分：

$$u = \bar{u} + u' \quad (6)$$

式中： u' ——脉动速度。

显然，(6) 式取时均时，则有

$$u = \bar{u} ; u' = 0$$

而 (5) 式本身就是用时均速度表示的，故两者有着不同的物理意义，不能混淆。

在雷诺紊流方程中，时均速度用 $\bar{u}$ 表示，在任何情况下都不能表成 $\hat{u}$ ，因为 $\hat{u}$ 是人为拟定的，例如在紊流边界上， $\hat{u}=0$ ，但该边界上的紊流速度（时均值）仍有 $\bar{u}=u_b$ 。两者的含义不同，也不能混淆，沃氏的错误即在此处。

4 沃氏的巷道风速分布函数应用的评价

沃洛宁的矿井通风基础公式是否符合客观实际，让我们用下面的方法进行检验。

沃洛宁收集的火成岩无支架巷道的摩擦阻力系数 α 为：最小值 $=0.0017$ ，平均值 $=0.0025$ ，最大值 $=0.0036^{(3)}$ 。将上述数值分别代入原 (60.2) 式，计算出巷道最大中心速度与截面平均风速之比值 $\frac{w_0}{\bar{w}}$ ，以及

巷道边界紊流速度与截面平均风速之比值 $\frac{w_b}{\bar{w}}$ ，并列入表1中。

表1 按沃洛宁公式计算的风速比

Table 1 Ratio of air speed calculated according to Wolonin's formula

α 值	0.0017	0.0025	0.0036
速度比值			
$w_0/\bar{w}$	1.49	1.61	1.72
$w_b/\bar{w}$	0.01	-0.19	-0.49

由流体力学得知,在一般情况下,风流的雷诺数 $R_e \leq 2.3 \times 10^3$ 时为层流流态, $2.3 \times 10^3 < R_e < 2.7 \times 10^3$ 时为中间过渡流态, $R_e \geq 4 \times 10^3$ 时为稳定的紊流流态。按照不同流态时的 $w_0/\bar{w}$ 和 $w_b/\bar{w}$ 之比值制成表2。

表2 对应于雷诺数的风速比

Table 2 Ratio of air speed corresponding to Reynolds' number

R_e	$\leq 2.3 \times 10^3$	2.7×10^3	4×10^3	3.2×10^4
$w_0/\bar{w}$	2.00	1.33	1.26	1.15
$w_b/\bar{w}$	0	>0	>0	>0

注:表中为光滑管道的资料,在紊流条件下, $w_0/\bar{w}$ 随 R_e 的增加减小,随粗糙度的增加增大; $w_b/\bar{w}$ 则相反。

同时为了说明问题,这里引用 A.A. 哈列夫的实验资料^[6]于图3和表3中,并且将作者按自己建立的巷道风速分布函数公式^[9]计算的相应参数也列入表3之中。

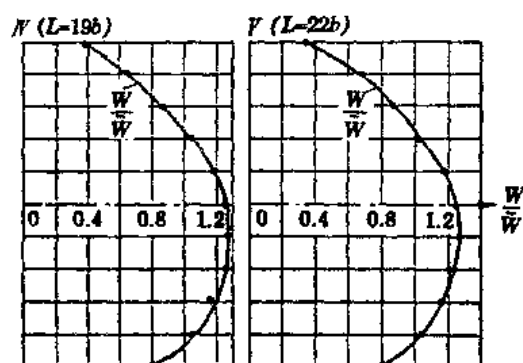


图3 巷道截面上的风速分布图

Fig.3 Sectional distribution of air velocity in mine drift

L —测量截面至巷道入口的距离; b —巷道的宽度;

w —巷道截面任一点的风速; $\bar{w}$ —截面平均风速;

IV、V—截面编号

表3 按作者公式计算的速度比

Table 3 Ratio of air speed calculated according to writer's formula

α	0.0017	0.0025	0.0036
资料来源及参数			
A.A. 哈列夫实验条件: $w_0/\bar{w}$		1.25	
模型巷道为方形, $8.5 \times 10^3 \leq R_e \leq 2.65 \times 10^4$ $w_b/\bar{w}$		0.59	
作者公式的计算值, $w_0/\bar{w}$	1.22	1.32	1.38
圆形巷道, 稳定紊流 $w_b/\bar{w}$	0.67	0.60	0.55

将表1的数据与表2、表3的数据进行比较,即可看出:

当 $\alpha = 0.0017$ 时,沃氏公式计算的边界紊流速度接近层流流态的边界速度,其最大中心速度则为中间流态的数值;

当 $\alpha = 0.0025$ 时,沃氏公式计算的边界紊流速度反常,其最大中心速度则为中间流态的数值;

当 $\alpha = 0.0036$ 时,沃氏公式计算的边界紊流速度更加反常,其最大中心速度则接近层流流态的数值。

沃氏公式是用紊流方程求得的,计算的结果理应符合紊流流态的规律。但从上面计算的情况来看,无论用什么 α 值,得出的结果都与紊流流态相违背;同时,由于计算的边界速度出现负值,不但违反了通常的自然规律,而且也违背了沃氏自己立论时的定义——“巷道中任一点的平均速度是由与其方向一致的两个速度矢量所构成”。显然,他的基础公式不能反映客观实际,故其理论是毫无意义的。

5 结束语

综上所述,沃洛宁使用错误的边界条件,求解错误的紊流微分方程,得出错误的矿井通风基本理论和公式,原因在于建立其理论的过程中,混淆了三对物理概念:

第一,在表述紊流微分方程时,用部分紊流时均速度(沃氏定义为紊流平均速度)而不是用紊流脉动速度去定义紊流的切应

力, 从而混淆了紊流的平均场与脉动场的概念;

第二, 在表述和求解紊流微分方程时, 把一点的紊流时均速度 (沃氏定义为全平均速度) 与该点紊流时均速度的一部分 (沃氏定义为紊流平均速度) 都视为独立变量来使用, 造成紊流微分方程中同一速度的重复定

义, 从而混淆了整体与部分的概念;

第三, 在解紊流微分方程的过程中, 把紊流流态时的边界层流速度与边界紊流速度的概念混淆了。

由于沃氏的通风基本理论是属于概念性的错误, 故用其推导的一切通风过程公式和派生理论都失去了依据。

参 考 文 献

- 1 Воронин ВН. Основы рудничной аэрогазодинамики, Углетехиздат, 1951
- 2 戴莱 JW, 哈里曼 DRF. 流体动力学, 人民教育出版社, 1983
- 3 Терпигорев АМ, Ярица НА. 采矿手册, 重工业出版社, 1954
- 4 Харев АА. Местные сопротивления шахтных вентиляционных сетей, Углетехиздат, 1954
- 5 暨朝颂, 采掘作业面通风过程的研究, 有色金属 (季刊), 1996, (3): 17, (4): 19

ANALYSIS ON MISTAKES OF WOLONIN'S BASIC THEORY OF MINE VENTILATION

Ji Chaosong

(University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083)

ABSTRACT

W. N. Wolonin's theory of mine ventilation has been recognized and quoted extensively without any doubt for a long time in the former USSR, China and many other eastern European countries. In this paper, as a continuation of *Study on Ventilation Process of Stopping and Tunneling Faces*, his mistakes are analyzed comprehensively on the expression and solution of his turbulent equation. Also the evaluation is made on the application of his air velocity distribution function in drift. It may be summarized as follows: (1) the turbulent shear stress was defined wrongly with the gradient of part time average velocity in the turbulent equation; (2) when the turbulent equation was integrated in the course of his derivation process, the boundary turbulent velocity in drift was wrongly let be zero.

KEY WORDS mine ventilation; boundary turbulent velocity; boundary laminar velocity; ripple velocity; instantaneous turbulent velocity; time average turbulent velocity

地质、采矿

常用矿井风量计算方法问题的剖析

暨朝颂

(北京科技大学, 北京 100083)

【关键词】 矿井通风; 通风等效装药量; 大爆破后采区通风

【摘要】 对矿井风量计算的通用公式 $Q = \frac{N}{t} \sqrt{AS}$ ($N = 15, 18, 19, 21.1, 24, 25.5, 40.3, 50$), 进行了详细的剖析。指出了用沃洛宁矿井通风基础理论推导的公式, 包括鲁郭夫斯基大爆破后的通风风量计算公式都是错误的。

【中图分类号】 TD722 【文献标识码】 A 【文章编号】 1002-8951(2000)06-0001-05

Analysis on the issues of common method for mine air volume determination

Ji Chao-song

(Beijing University of Science and Technology, Beijing 100083, China)

Key words: mine ventilation; ventilation equivalent explosive charge; mining section ventilation after major blasting

Abstract: The general formula for mine air quantity calculation— $Q = \frac{N}{t} \sqrt{AS}$ ($N = 15, 18, 19, 21.1, 24, 25.5, 40.3, 50$) is analysed comprehensively. It has been pointed out that the formulas derived from Wolonin's basic theory of mine ventilation, and the calculation method of Lugovskiy's ventilation volume after major blasting are wrong.

1 前言

矿井风量计算公式是各种各样的, 但最常用的为 $Q = \frac{N}{t} \sqrt{AS}$ 的形式。沃洛宁的公式(包括其他人利用沃氏的矿井通风基础公式推导的一切理论公式), 其中的系数 N 可等于 15、18、19、21.1、24、25.5、40.3、50 等, 分别用来计算独头巷道、贯通巷道型采场和大爆破后采区通风的风量。在中国的矿井通风教材和采矿手册等书刊中, 没有注明这些公式的出处和作者, 人们不了解它们的由来,

误把理论公式中的 N 值都称之为试验系数, 造成思想上的混乱。

笔者曾发表文章^[1], 对沃洛宁矿井通风基础理论的错误进行了全面的剖析, 指出用此基础理论推导出的通风风量计算公式都是没有正确理论依据的, 因而是不能利用的。但由于这些公式不易见到原作者的推导方法, 故人们无法了解它们的错误实质。为此, 本文准备就此问题进行详细的剖析。

2 贯通巷道型采场的风量计算公式

沃洛宁的贯通巷道型采场风量计算公式初见干苏联《采矿手册》^[2], 其形式如下:

$$Q = \frac{25.5}{t} \sqrt{AS} \quad (1)$$

式中: A ——同时消耗的炸药量;

【收稿日期】2000-7-14

【作者简介】暨朝颂(1928-), 男, 湖南浏阳人, 北京科技大学教授。

S ——采场的截面积;

t ——通风时间;

L ——从爆破地点至回风道的采场长度。

从沃洛宁发表的文献中,现在还未发现(1)式的推导方法,因此有人就无根据地把 N 当作试验系数来使用。其实这个公式只要用沃氏的巷道风速分布函数(2)式^[3]即可推导出来:

$$w = \bar{w} \left[1 - 23.8 \sqrt{\alpha} + 35.8 \sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2} \right] \quad (2)$$

式中: w ——巷道截面上任一点的风速;

$\bar{w}$ ——巷道截面的平均风速;

α ——巷道的摩擦阻力系数;

r ——该点至巷道中心线的距离;

r_0 ——巷道的折算半径。

根据沃洛宁的其它公式推导方法得知,他把 α 值取为0.00175,故(2)式可简化为

$$w = \bar{w} \left[35.8 \sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2} \right] \quad (3)$$

巷道型采场的通风过程如图1^[2]所示, $abcd$ 为炮烟抛掷带,长度为 L ,通风 t 时间后,炮烟的两个端面均按(3)式的规律位移变形。任取一巷道截面 c_1c_1 。炮烟位移后的内锥体在 c_1c_1 上的半径为 r_1 ,外锥体的为 r_2 ,位移距离分别为 l_1 和 l_2 。

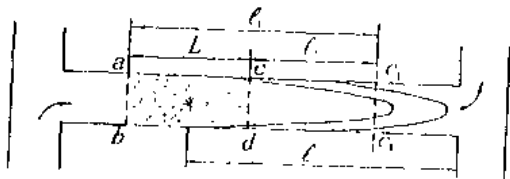


图1 贯通巷道型采场的通风过程图

从图1可以看出,由(3)式即得

$$\begin{aligned} l_1 &= \bar{w} t \left[35.8 \sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2} \right] \\ l_2 &= \bar{w} t \left[35.8 \sqrt{\alpha} \sqrt{1 - \left(\frac{r_2}{r_0} \right)^2} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

由于 $l_2 = l_1 - L$,故可由上式求得:

$$\frac{l_2^2 - r_1^2}{r_0^2} = \frac{2l_1L - L^2}{(35.8 \sqrt{\alpha} \bar{w} t)^2} \quad (5)$$

设 c_1c_1 截面上炮烟的平均浓度为 c ,炮烟的初始浓度为 c_0 ,则有

$$\frac{c}{c_0} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_0^2} \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式,得

$$\frac{c}{c_0} = \frac{2l_1L - L^2}{(35.8 \sqrt{\alpha} \bar{w} t)^2} \quad (7)$$

(7)式中 $2l_1L \gg L^2$,略去 L^2 项,简化为

$$\frac{c}{c_0} = \frac{2l_1L}{(35.8 \sqrt{\alpha} \bar{w} t)^2} \quad (8)$$

(8)式两边开平方,并乘以巷道的截面积 S ,整理后即得

$$Q = \frac{1}{t} \sqrt{\frac{c_0}{c}} \cdot \frac{2l_1LS^2}{(35.8 \sqrt{\alpha})^2} \quad (9)$$

$$c_0 = \frac{Ab}{LS} \times 100\%$$

式中: A ——炸药消耗量,kg;

b ——每kg炸药产生的有毒气体体积, m^3/kg 。

按照沃洛宁惯用的取值方法: $b=0.1$, $c=0.02\%$, $\alpha=0.00175$,代入(9)式即得

$$Q = \frac{21.1}{t} \sqrt{ASl_1} \quad (10)$$

式中: l_1 ——炮烟抛掷带逆风端面到回风道的距离。

沃洛宁用 l 代替 l_1 。由于 $l_1 > l$,故上式需乘以校正系数1.2。于是即可由(10)式得出(1)式 $Q = \frac{25.5}{t} \sqrt{ASl}$ 。

A 、 A 斯阔琴斯基在其《矿内通风学》^[4]中,引用了沃洛宁贯通巷道型采场的风量计算公式,并将其改写成:

$$Q = \frac{0.4}{t} \sqrt{ASl} \quad (11)$$

式中 t 用分钟表示,而 Q 的单位仍为 m^3/s 。如果按沃洛宁的习惯,将 t 用秒表示,则 $N=24$;另一个不同点是,(11)式中的 l 为采场

长度,故斯氏的 N 略小于 25.5。

从上述推导过程可以看出,(1)式和(11)式均是沃洛宁的理论公式,故 $N=25.5$ 和 $N=24$ 都是理论系数。此外,由于沃氏的矿井通风基础理论公式(2)式是属于概念性的错误^[1],故(1)式和(11)式都失去了正确理论依据,因而不能利用。

有人为其辩解说,沃氏的(1)式或斯氏的(11)式不是理论公式,而是实验公式。是否真是这种情况,让我们引用 A. F. 阿里科夫在电耙道中的实验资料和回归法求得的实验公式来回答此问题^[7]。(请注意:阿氏试验是在沃氏公式发表 11 年后做的)。

阿氏的试验情况是:

(1)二次爆破作业前,在电耙道中进行过空白对照试验,证明放矿时无炮烟从矿房中泄入电耙道;

(2)折算成一氧化碳的有毒气体进行取样分析时,其精度为 0.001%;

(3)爆破作业后,在电耙道的回风道中测定有毒气体浓度的变化过程。测得的数据标在纸上,如图 2 所示。图 2 表示爆破后电耙道通风时,一氧化碳初始浓度与当前浓度比值 $\frac{c_0}{c}$ 跟换风系数 I 的关系图。

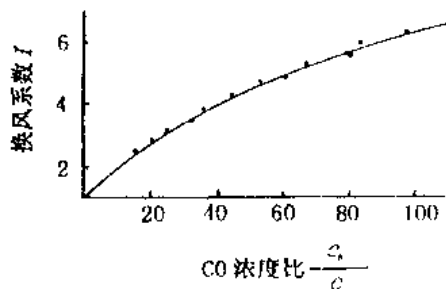


图 2 CO 的浓度比 $\frac{c_0}{c}$ 与换气系数 I 的关系图

根据图 2 的实验点,用回归法拟合成下面的公式:

$$I = 0.62 \sqrt{\frac{c_0}{c}} \quad (12)$$

考虑到 $I = \frac{Q}{LS}$, 故(12)式可写成:

$$Q = 0.62 \frac{LS}{t} \sqrt{\frac{c_0}{c}}$$

将 $c_0 = \frac{Ab}{LS} \times 100\%$, $c = 0.02\%$ 代入上式得

$$Q = \frac{13.9}{t} \sqrt{ASL} \quad (13)$$

比较(1)、(11)式和(13)式,可以看出,①前两者与后者的系数 N 值相差悬殊;②后者是对污染空间 LS 换气,而前两者则是对 IS 空间换气,显然不符合实验时换气系数 I 的定义,故(1)和(11)式都不是实验公式。从这点说明,沃氏和斯氏的公式都是错误的公式。

3 大爆破后采区通风风量计算公式

沃洛宁没有对大爆破后采区通风进行过研究,是后来 C. H. 鲁郭夫斯基利用沃氏的(1)式改造而成的。

3.1 贯通峒室型采区的风量计算公式^[8]

贯通峒室型采区等采区的风量计算公式为

$$Q = \frac{40.3}{t} \sqrt{A_e V_p} \quad (14)$$

式中 A_e ——通风等效装药量, $A_e = tA$;

V_p ——采区巷道群的炮烟污染空间的体积;

t ——通风等效装药量系数,用实验方法求;

A ——实际装药量。

鲁郭夫斯基说^[8]:根据沃洛宁的资料^[7],当折算成一氧化碳的许可浓度降低到 0.02% 时,系数 $N=25.5$ 。但如果要把大爆破后的一氧化碳降到 0.008% 时, N 应为 40.3。实际上,只要按沃氏的习惯取值法: $a=0.00175$, $b=0.1$, $c=0.008\%$ 和校正数 1.2,则可由(9)式推导出采区巷道所需风量的公式(14),其中

$$V_p = \sum S_j l_j \quad (15)$$

式中下标 j 表示采区被炮烟污染巷道编号。

从上面可以看出,鲁氏的(14)式即沃洛宁的理论公式。同时,用采区总污染空间体积 $\Sigma S_i l_i$ 取代(1)式中的 $S l$,也只有当所有采区巷道成一串联,或者成简单并联且风量按需分配时才有(14)式的形式。实际情况是,采区巷道联接非常复杂,每条巷道的长度、截面积和 α 值都不可能相同,无法调节风量。显然,鲁氏的(14)式既无正确的理论依据又不切合实际的条件,故毫无使用价值。

3.2 阶段崩落法采区通风风量计算公式^[5]

阶段崩落法采区通风风量计算公式^[5]为:

$$Q = \frac{50}{t} \sqrt{A_e} \bar{V}_v \quad (16)$$

鲁郭夫斯基说^[5]:在(16)式中,系数 N 的数值要比(14)式中的增大25%。显然, N 系数增大25%是毫无根据的。第一,大爆破时涌入巷道里的炮烟,已用通风等效装药量系数加以修正了。放矿时期析出的炮烟应与二次破碎装药量的炮烟一并考虑,用来计算正常通风的风量,它与大爆破后加强通风风量计算公式中的系数 N 无关。第二,从(9)式可以看出,系数 N 只与下面的因素有关:

(1)单位炸药量产生的有毒气体量 b 值;

(2)巷道中风流速度的分布函数,即巷道摩擦阻力系数 α 的函数;

(3)炮烟有毒气体的许可浓度 c 值。

从上面两点可以得出结论,将 N 值改写成50是没有道理的,(16)式仍为沃氏的理论公式,故不能利用。同时,由于采区巷道联接复杂,各巷道长度和风速各异,排烟过程也不尽相同,从这点来看,(16)式也是不切合实际情况的,下面举例说明。

某采区由两条截面积 S 和摩擦阻力系数 α 都相同的并联巷道组成,总风量为 Q ,风量自然分配,如图3所示。

设巷道1的长度为 $\frac{1}{3}l$ (m),巷道2的长

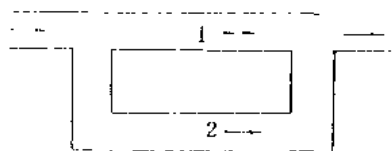


图3 采区通风系统图

度为 $\frac{2}{3}l$ (m),通风等效装药量为 A_e (kg)。大爆破后,炮烟充满两条巷道。故巷道1的通风负荷为 $\frac{1}{3}A_e$ (kg),巷道2的通风负荷为 $\frac{2}{3}A_e$ (kg)。根据(14)式计算巷道2的风量:

$$Q_2 = \frac{40.3}{t} \sqrt{\frac{2}{3}A_e} \times \frac{2}{3}Sl = \frac{40.3}{t} \sqrt{\frac{4}{9}A_e} Sl$$

由于是自然分配风量,故巷道1的风量为

$$Q_1 = 1.41 Q_2 = \frac{1.41 \times 40.3}{t} \sqrt{\frac{4}{9}A_e} Sl$$

采区的总风量由下式求得:

$$Q = Q_1 + Q_2 = \frac{1.6 \times 40.3}{t} \sqrt{A_e} Sl \quad (a)$$

如果按(14)式计算总风量,则

$$Q = \frac{40.3}{t} \sqrt{A_e} Sl \quad (b)$$

比较(a)、(b)两式可以看出,分别计算的总风量是一次计算总风量的1.6倍。显然,按鲁氏方法计算的风量还不能满足采区通风的需要。如果对巷道进行按需风量调节,则两种计算方法的结果才相同。在巷道1中装置调节风窗,理论上是完全可行的。但由于大爆破,冲击波和冲击气流非常强烈,风窗易被冲毁(铜矿峪铜矿一次75t级大爆破,直径为1.2m的采区风机被冲毁,耙道中一台55kW重2.4t的电耙绞车,经由几十米巷道喷出坑外)。同时,凡采用大爆破落矿的采区,绝不只有两条简单的并联巷道,而是许多巷道联接成复杂的立体网格系统,除了串并联外,还可能出现角联,无法一一加以调节。因此,简单地将沃洛宁公式改成大爆破通风公式是行不通的,何况沃氏的公式本身就是错误的公式。