

KUANGNEI KONGQI DONGLIXUE YU KUANGJING TONGFENG XITONG

王英敏 著

矿内空气动力学 与矿井通风系统

冶金工业出版社

矿内空气动力学与 矿井通风系统

王英敏 著

冶金工业出版社

(京) 新登字 036 号

内 容 提 要

矿内空气动力学与矿井通风系统一书, 紧密结合我国矿井通风技术发展的实践, 以大量的现场调查和试验研究资料为基础, 对矿井通风理论与技术进步, 进行了深入、系统的论述。主要包括: 井巷中的风流结构; 矿内污染物的排出过程及风量计算方法; 井巷通风阻力及通风构筑物的最佳选型; 矿井通风网路结构及风流分配与变化规律; 风流调控技术; 动压通风与冲击风流; 矿井通风系统优化选择及通风节能技术。本书可作为采矿工程、安全工程专业的研究生、本科生的主要教学参考书, 也可供从事采矿工程设计、科研和生产部门的工程技术人员阅读。

矿内空气动力学与矿井通风系统

王英敏 著

*

冶金工业出版社出版发行

(北京北河沿大街嵩祝院北巷33号)

新华书店总店科技发行所经销

河北省阜城县印刷厂印刷

*

850×1168 1/32 印张 13.75 字数 364 千字

1994年6月第一版 1994年6月第一次印刷

印数 1—500 册

ISBN 7-5024-1193-3

TD·194 定价17.00元

前 言

矿内空气动力学是矿井通风技术的理论基础。其研究内容包括：矿山井巷中的风流结构；矿内烟尘的产生、排出过程及风量计算方法；井巷通风阻力、降阻措施及通风构筑物的最佳选型；矿井通风网中风流分配与变化的规律以及风流控制理论与方法。矿内空气动力学是矿山劳动保护与环境保护学科的重要组成部分。

矿井通风系统是由通风网路、通风动力和通风控制设施有机构成。矿井通风系统与井下各作业地点相联系，通风系统好坏对全矿井的通风安全状况具有全局性影响。建立和维护完好的通风系统是搞好井下通风防尘工作的基础。

我国金属矿山自从50年代初期使用机械通风以来，在安全生产方针的指导下，经过广大矿井通风工作者的积极努力，矿井通风理论与技术水平不断提高，矿井通风技术经济效果有所改善。目前，已初步形成比较完整的理论体系和独具特色的矿井通风技术，为矿井安全生产和矿工劳动保护做出了贡献。

东北大学通风教研室，多年来，对矿内空气动力学和金属矿山通风系统进行了多方面的探索与研究，取得了一系列有益的研究成果，对发展矿井通风理论，改善矿井通风系统和提高矿井通风技术水平，起了积极的推动作用。本书是在总结国内外矿内空气动力学理论的基础上，以我室和作者本人在这一领域中的研究成果为主要内容而编写的专著。这些研究成果是在我国金属矿山通风技术发展过程中，结合生产矿山存在的实际问题，通过理论分析和实验研究而取得的，因此，所研究的问题具有明确的目的性和广泛的实用性，理论联系实际。其中，多数成果已为矿山所应用，并收到实效。

本书可作为采矿工程和矿山安全工程专业研究生和本科生的

ABA16/9 03

主要教学参考书，也可供从事采矿工程设计、科研和生产部门的工程技术人员阅读。

本书的出版得到国家教委博士点基金的资助。在编写过程中得到关绍宗教授的指导与鼓励。陈荣策、王秉权、王金波、张国权、陈宝智教授，栾昌才、孙熙、王福成副教授以及朱毅、李恩良、徐竹云博士为本书提供了宝贵的研究资料。马鞍山矿山研究院程厉生、李高祺高级工程师，武汉冶金安全环保研究院葛云生高级工程师，中南工业大学宋学义教授，淮南矿业学院吴中立教授，中国矿业大学黄元平教授，北京科技大学暨朝颂教授，李怀宇副教授以及南方冶金学院陈旺星副教授等都从不同方面给予作者大力协助与支持，在此一併表示衷心感谢。

本书由王英敏主编，其中4.6、5.3和6.8节由徐竹云博士执笔。

由于作者水平所限，书中难免存在缺点和错误，诚恳欢迎同行专家及广大读者批评指正。

东北大学 王英敏

1993年6月

目 录

1 矿山井巷中的风流结构	1
1.1 风流紊流运动微分方程式	1
1.2 井巷风速分布规律	7
1.3 矿山硐室中的射流	20
1.4 独头巷道的风流结构	43
1.5 正面阻力物后的风流结构	56
1.6 棚架支护巷道的风流结构	64
1.7 巷道转弯的风流结构	66
2 井巷烟尘排出过程及风量计算方法	69
2.1 概述	69
2.2 井巷风流紊流传质过程	71
2.3 巷道型采场爆破后通风	78
2.4 硐室型采场爆破后通风	83
2.5 独头巷道爆破后通风	98
2.6 排尘通风	107
2.7 循环通风与风流净化	122
3 井巷通风阻力	129
3.1 阻力定律	129
3.2 井巷摩擦阻力系数研究	132
3.3 井巷局部阻力系数研究	144
3.4 矿井通风构筑物最优选型	158
4 矿井通风网路计算与分析	178
4.1 矿井通风网路计算概述	178
4.2 复杂通风网风量自然分配计算	180
4.3 多扇风机并联通风网中各扇风机的合理分风	196
4.4 复杂通风网的风量调节	200

4.5	复杂通风网的综合解算	209
4.6	复杂通风网路全局优化	216
4.7	矿井通风网的风流稳定性	230
4.8	矿井通风网中的烟尘分布与合理分风	241
4.9	矿井通风网路结构与网路总风阻	257
5	动压通风与冲击风流	265
5.1	无风墙辅扇通风	265
5.2	导风板引风防漏	276
5.3	矿用空气幕	287
5.4	溜井放矿时冲击气流的研究	305
6	矿井通风系统	323
6.1	概述	323
6.2	金属矿山通风系统实例	330
6.3	矿井通风系统类型及构成要素	352
6.4	通风网路结构与通风方法	366
6.5	矿井入风流地温预热	377
6.6	矿井入风风源净化	396
6.7	矿井通风系统的技术经济指标	403
6.8	矿井通风系统优化选择的专家咨询系统	407
6.9	矿井通风节能	415
6.10	矿井通风系统存在问题及今后研究方向	425

1 矿山井巷中的风流结构

矿内风流多属于紊流运动状态, 遵循非压缩性流体紊流运动的基本规律。本章应用紊流运动的基本规律分析研究矿山井巷中的风流结构。

1.1 风流紊流运动微分方程式

紊流运动中, 流速与压力都随时间不断改变, 出入于某一平均值的上下。对于紊流流动的计算, 通常不依给定瞬时流动要素的实际值, 而是按这些流动要素的某种平均值来进行。这种平均值称为时均值。流体力学中, 对于紊流运动, 采用下列时均化原则:

(1) 流速的时均化: 在时均化时期 T_0 内, 选择一种常值流速做为一点处的时均流速 $\bar{u}$ 。在时均化时期内, 以该流速通过给定点的基元面积的流体体积, 等于同一时期内通过同一面积的真实流体体积。则时均流速 $\bar{u}$ 为:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^{T_0} u dt}{T_0} \quad (1-1)$$

式中 u ——瞬时的真实流速, m/s;

dt ——时间增量, s。

(2) 应力的时均化: 在时均化时期 T_0 内, 选择一种常值压力做为一点处的时均压力 $\bar{P}$ 。在时间 T_0 内, 以该压力作用在给定点附近基元面积上的法向作用力的冲量, 等于在同一时期内作用在同一面积上法向作用力的真实冲量。时均应力为:

$$\bar{P} = \frac{\int_0^{T_0} P dt}{T_0}, \text{ Pa} \quad (1-2)$$

类似于时均压力，时均切应力 $\bar{\tau}$ 也可用同样方法求得，

$$\bar{\tau} = \frac{\int_0^{T_0} \tau dt}{T_0}, \text{ Pa} \quad (1-3)$$

式中 P ——瞬时的真实压力，Pa，

τ ——瞬时的真实切应力，Pa。

与上述时均化相联系，还需引入脉动增量的概念。在给定瞬时，一点处的真实流速 u 与该点处的时均流速 $\bar{u}$ 之差，称为流速的脉动增量或简称脉动流速 u' 。即

$$u' = u - \bar{u} \quad (1-4)$$

或
$$\bar{u} = u - u' \quad (1-5)$$

应力的脉动增量，也可由类似的公式表达。

$$P' = P - \bar{P} \quad (1-6)$$

$$\tau' = \tau - \bar{\tau} \quad (1-7)$$

不难证明，脉动量的时均值恒等于零。

流体由层流转变到紊流，其物理力学性质并不改变。层流运动的纳维-斯托克斯 (Navier-Stokes) 方程仍可应用。不过该方程用于紊流运动时，对各项参数要进行时均化。不可压缩流体的纳维-斯托克斯方程为：

$$\frac{du}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1-8)$$

式中 X ——在 x 轴方向，单位质量流体的质量力， m/s^2 ；

$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$ ——单位质量流体的法向表面力， m/s^2 ，其中 ρ 为流

体的密度， kg/m^3 ， $\frac{\partial P}{\partial x}$ 为压力梯度， Pa/m ，

$\nu \nabla^2 u$ ——单位质量流体的粘性力， m/s^2 ，其中 ν 为流体的运动粘性系数， m^2/s ， ∇^2 为拉普拉斯算子，

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

$\frac{du}{dt}$ ——单位质量流体的惯性力， m/s^2 。

将上式左边惯性力项展开，并加以变换，得：

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ &= \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uu) + \frac{\partial}{\partial y} (uv) + \frac{\partial}{\partial z} (uw) \\ &\quad - u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (1-9)\end{aligned}$$

式中 u 、 v 、 w ——在 x 、 y 、 z 轴向上的流速分量， m/s 。

对于非压缩性流体，

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1-10)$$

因此，式 (1-9) 右边最后一项为零。将该式代入式 (1-8)，可得纳维-斯托克斯方程的另一表达形式：

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uu) + \frac{\partial}{\partial y} (uv) + \frac{\partial}{\partial z} (uw) \\ = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 u\end{aligned} \quad (1-11)$$

对式 (1-11) 中各项参数进行时均化，整理后可得：

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x} (\overline{uu}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw}) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \\ + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) = \overline{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 \overline{u}\end{aligned} \quad (1-12)$$

将上式中粘性力项 $\nu \nabla^2 \overline{u}$ 展开，并考虑到非压缩性流体的密度 ρ 为常量，经整理后可得非压缩性粘性流体紊流运动的微分方程式如下：

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{uu}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw})$$

$$\begin{aligned}
&= \overline{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{u' u'} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u' v'} \right) \\
&\quad + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u' w'} \right) \\
&\quad \frac{\partial}{\partial x} (\overline{v u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v v}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v w}) \\
&= \overline{Y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \rho \overline{u' v'} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \rho \overline{v' v'} \right) \\
&\quad + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \rho \overline{v' w'} \right) \\
&\quad \frac{\partial}{\partial x} (\overline{w u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{w v}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w w}) \\
&= \overline{Z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \rho \overline{u' w'} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} - \rho \overline{v' w'} \right) \\
&\quad - \rho \overline{w' v'} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \rho \overline{w' w'} \right) \quad (1-13)
\end{aligned}$$

式中 $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$ ——在 x 、 y 、 z 轴向，时均流速的分量，m/s；
 u' 、 v' 、 w' ——在 x 、 y 、 z 轴向，脉动流速的分量，m/s；
 X 、 Y 、 Z ——在 x 、 y 、 z 轴向，质量力的分量，m/s²；
 μ ——流体的动力粘性系数，N·s/m² 或 Pa·s。

此式称雷诺紊流运动方程式。将雷诺方程与纳维-斯托克斯方程相比较，前者较后者多出某些项。这说明紊流流动较层流多了一些附加应力，这些应力称为紊流附加应力，共有以下九个分量：

$$\begin{aligned}
&-\overline{\rho u' u'}, \quad -\overline{\rho u' v'}, \quad -\overline{\rho u' w'}, \\
&-\overline{\rho v' u'}, \quad -\overline{\rho v' v'}, \quad -\overline{\rho v' w'}, \\
&-\overline{\rho w' u'}, \quad -\overline{\rho w' v'}, \quad -\overline{\rho w' w'}.
\end{aligned}$$

其中 $-\overline{\rho u' u'}$ 、 $-\overline{\rho v' v'}$ 、 $-\overline{\rho w' w'}$ 三个量是紊流附加法向应力，其余六个量为紊流附加切向应力。

紊流流体在等截面水平圆管中流动时，雷诺方程可做如下简

化:

(1) 把时均流速看成稳定的, 时均流速随时间的变量为零,

(2) 作用在运动流体上的外质量力 只有 重力, 即 $\overline{X}=0$, $\overline{Y}=0$, $\overline{Z}=-g$, g 为重力加速度, m/s^2 ;

(3) 流体流动方向与 x 轴平行并重合, 在 y 、 z 轴方向上, 时均流速为零, 即 $\overline{v}=0$, $\overline{w}=0$;

(4) 在流动方向相垂直的横截面上, 时均流速分布是相似的, 即各速度参量随 x 轴的变化为零,

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x}=0, \frac{\partial (\rho \overline{u' u'})}{\partial x}=0, \frac{\partial (\rho \overline{u' v'})}{\partial x}=0, \frac{\partial (\rho \overline{u' w'})}{\partial x}=0,$$

(5) 对中心轴而言, 流体的流动是对称的, 即在 y 、 z 轴各对应点处, 流速相似,

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} = \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}, \quad \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial z^2},$$

(6) 流体不可压缩,

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0$$

根据上述限制条件, 雷诺方程可简化成如下形式:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + 2\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \rho \overline{u' w'} \right) &= 0 \\ -\frac{\partial \overline{P}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{v' v'}) &= 0 \\ -\rho g - \frac{\partial \overline{P}}{\partial z} - 2\frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w' w'}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

这组方程的后两个方程表明, 流体静压力在 y 、 z 轴方向的分布规律, 不同于静水压力分布。然而, 大量的试验结果表明, 时均静压力的分布规律与静水压力分布规律, 只有很小的差异。在实际计算中, 可取,

$$\frac{\partial \overline{P}}{\partial y} = 0, \rho g + \frac{\partial \overline{P}}{\partial z} = 0$$

即可以认为, y 、 z 轴方向脉动速度的平方值, 在该轴线方向上是不变的,

$$\frac{\partial(\overline{\rho v'v'})}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial(\overline{\rho w'w'})}{\partial z} = 0$$

在方程组 (1-14) 的第一行中, $\frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$ 是沿 x 轴方向的压力变化, 在均匀管道中为常量, 并与 z 轴无关,

$$-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \rho g J \quad (1-15)$$

式中 J ——单位长度上的压力降, 可称为压力比降或水力坡度, 无因次;

将式 (1-15) 代入方程组 (1-14) 第一行中, 得:

$$\frac{\rho g J}{2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\rho u'w'} \right) = 0$$

对 z 轴进行积分后, 得:

$$\frac{z \rho g J}{2} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \overline{\rho u'w'} \quad (1-16)$$

紊流运动中, 流体内部的切应力由两部分组成。一部分是由于各流体层之间相对运动而引起的, 其大小按牛顿内摩擦定律计算, 另一部分是由于流体混杂运动而引起的, 其大小为 $\overline{\rho u'w'}$ 。紊流中的切应力 τ 可按下式表示:

$$\tau = -\mu \frac{d\bar{u}}{dz} + \overline{\rho u'w'} \quad (1-17)$$

将此关系式代入式 (1-16), 可得:

$$\frac{z \rho g J}{2} = \tau \quad (1-18)$$

式 (1-16) 及式 (1-18) 均为水平圆管中流体紊流运动的基本方程式。

1.2 井巷风速分布规律

矿山井巷多为梯形、拱形、方形或圆形，大体上近似圆形。为研究问题方便起见，以圆形巷道作为分析研究的基础。井巷中的风流可划分为两部分。靠近巷道边壁有一层很薄的层流边层，在层流边层中的风速称为边界风速，以 u_b 表示；在巷道中央绝大部分断面上充满着紊流风流，其风速大于边界风速，并由巷道壁向轴心方向逐渐增大。研究中，将大于边界风速那部分称为紊流风速，以 $\bar{u}_i$ 表示（图1-1）。巷道风速 $\bar{u}_{bi}$ 等于边界风速 u_b 与紊流时均风速 $\bar{u}_i$ 之和，即：

$$\bar{u}_{bi} = u_b + \bar{u}_i \quad (1-19)$$

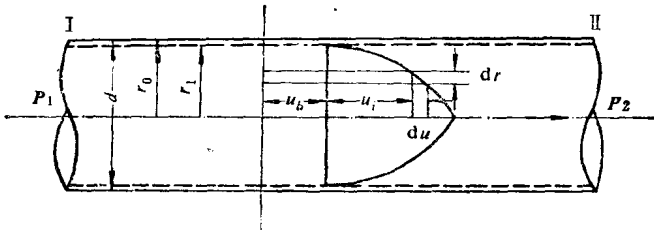


图 1-1 圆形巷道风速分布示意图

紊流风速是脉动的，以 u_i 表示轴向的真实风速，以 u'_i 表示轴向的脉动风速，以 w'_i 代表径向的脉动风速。在管轴方向则有：

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (1-20)$$

在径向方向有：

$$w_i = \bar{w}_i + w'_i \quad (1-21)$$

式中 $\bar{w}_i$ ——径向的真实风速。

水平圆形巷道中，风流紊流运动的基本方程式可应用式 (1-16)。该式等号左边第一项为风流由断面 I 流到断面 II 的压力降（换算成单位圆柱环形表面上的压强）。第二项是由流体粘性而引起的内摩擦力。等号右边的 $\rho \bar{u}'_i \bar{w}'_i$ 项是由于紊流脉动而

引起的紊流切应力。对于像空气这样粘度很小的流体，粘性的作用仅在靠近巷道边壁很薄的一层内起主导作用，少许离开巷道壁远一些，粘性力的作用已经很小，实际上主要是紊流切应力的作用。在井巷风速分布研究中，将粘性力项忽略不计，式 (1-16) 简化成：

$$\frac{r\rho gJ}{2} = \rho \overline{u'_i w'_i} \quad (1-22)$$

式中 r ——巷道断面上某点距巷道轴心的距离，m。

从矿井通风工程应用的角度来看，风流脉动速度 u'_i 与 w'_i 在实际计算中不能应用，必须建立起脉动风速和他们的乘积 $\overline{u'_i w'_i}$ 与时均速度 $\overline{u_i}$ 或它的导数 $\frac{d\overline{u_i}}{dr}$ 之间的关系。

根据东北大学通风实验室的测定资料和对矿山巷道紊流风流排烟过程的实际观察，井巷中的紊流风流具有强烈的不规则的扰动，扰动的尺度与巷道横截面的尺寸成比例。在靠近巷道边壁附近，扰动气流受边壁的限制，趋于平行巷道壁而流动，其横向脉动分量较小，纵向脉动分量较大。在离巷道边壁远一些的地方，纵向脉动分量逐渐减小，而横向脉动分量增大。在巷道中心附近，横向脉动风速有所降低的原因，是由于各扰动气流互相影响的结果。假定紊流切应力 $\overline{\rho u'_i w'_i}$ 是巷道横截面直径 d 、紊流时均风速 $\overline{u_i}$ 和紊流时均流速随巷道半径的变化率 $\frac{d\overline{u_i}}{dr}$ 的函数。即：

$$\overline{\rho u'_i w'_i} = \rho f\left(d, \overline{u_i}, \frac{d\overline{u_i}}{dr}\right) \quad (1-23)$$

当紊流切应力与 d 成正比时，应用因次分析方法，有：

$$\overline{u'_i w'_i} = \beta d (\overline{u_i})^x \left(\frac{d\overline{u_i}}{dr}\right)^y \quad (1-24)$$

式中 β ——无因次比例系数，

x 、 y ——未知指数。

列量纲方程式。

$$L^2 T^{-2} = L \left(\frac{L}{T} \right)^x \left(\frac{1}{T} \right)^y$$

根据量纲平衡原则，可得：

$$x=1, -x-y=-2, \text{ 则 } y=1$$

由此可得：

$$\overline{\rho u_i' w_i'} = -\rho \beta d \cdot \bar{u}_i \frac{d\bar{u}_i}{dr}, \quad (1-25)$$

式中负号表示 $\frac{d\bar{u}_i}{dr}$ 中 $d\bar{u}_i$ 与 dr 的变化方向相反。此关系式还可变换成如下形式：

$$\overline{\rho u_i' w_i'} = -\frac{1}{2} \rho \beta d \frac{d(\bar{u}_i^2)}{dr}, \quad (1-26)$$

将此关系代入 (1-22) 式中，并已知 $d=2r_0$ ，其中 r_0 为巷道半径，得

$$\frac{r \rho g J}{2} = -\rho \beta r_0 \frac{d(\bar{u}_i^2)}{dr}, \quad (1-27)$$

在靠近巷道边壁(layer)的层流边上， $r=r_1$ 处，紊流风速 $\bar{u}_i=0$ ，将上式积分，可得：

$$\frac{\rho g J}{4} (r^2 - r_1^2) = -\rho \beta r_0 \bar{u}_i^2$$

整理后可得计算紊流核心中紊流时均风速 $\bar{u}_i$ 的公式：

$$\bar{u}_i = \sqrt{\frac{J r_1^2 \rho g}{4 \rho \beta r_0}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^2} \quad (1-28)$$

巷道时均风速 $\bar{u}_{bi}$ 为边界风速 u_b 与紊流风速 $\bar{u}_i$ 之和，即：

$$\bar{u}_{bi} = u_b + \sqrt{\frac{J r_1^2 \rho g}{4 \rho \beta r_0}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^2} \quad (1-29)$$

矿井通风中，测定和计算风量均以断面平均风速为基础，此风速是巷道通过的实际风量与巷道横截面面积之比。对圆形巷道可按式求算。

$$\bar{u}_r = \frac{2\pi \int_0^{r_1} \left(u_b + \sqrt{\frac{J r_1^2 \rho g}{4 \rho \beta r_0}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^2} \right) r dr}{\pi r_1^2}$$

在高雷诺数条件下，层流边层很薄，可近似地取 $r_1 = r_0$ ，积分上式，整理后可得：

$$\bar{u}_r = u_b + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{J r_0^2 \rho g}{4 \rho \beta}} \quad (1-30)$$

在高雷诺数情况下，巷道的通风阻力符合平方阻力定律，即压力降与断面平均风速的平方成正比。其数学表达式为：

$$h = \lambda \frac{l}{d} \times \frac{\bar{u}_r^2}{2g} \quad (1-31)$$

式中 h ——摩擦阻力，m；

λ ——摩擦阻力系数，无因次；

l ——巷道长度，m；

d ——巷道直径，m。

上式亦可写成单位长度的压力降 J 的形式，即：

$$J = \frac{h}{l} = \frac{\lambda \bar{u}_r^2}{4 r_0 g} \quad (1-32)$$

将此关系代入 (1-30) 式中，可得：

$$\bar{u}_r = u_b + \frac{1}{6} \bar{u}_r \sqrt{\frac{\lambda}{\beta}} \quad (1-33)$$

$$\text{则：} \quad u_b = \bar{u}_r \left(1 - \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\lambda}{\beta}} \right) \quad (1-34)$$

在计算紊流风速 $\bar{u}_r$ 的 (1-28) 式中，取 $r_1 = r_0$ 后，再将压力比降 J 的关系式代入，可得：

$$\bar{u}_r = \frac{1}{4} \bar{u}_r \sqrt{\frac{\lambda}{\beta}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^4} \quad (1-35)$$

巷道断面上任意一点的时均风速 $\bar{u}_{br} = u_b + \bar{u}_r$ ，由 (1-24) 和 (1-35) 两式之和可求得，